

Untersuchung eines stationären Laserplasmas zur Beeinflussung starker Verdichtungsstöße für den Spezialfall eines stumpfen Flugkörpers in einer Argonüberschallströmung

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

Vorgelegt von
David Sperber
aus Hoyerswerda

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. S. Fasoulas

Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. habil A. Dillmann

Tag der mündlichen Prüfung: 05. August 2015

Institut für Raumfahrtsysteme
Universität Stuttgart
2015

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	v
Nomenklatur	xi
Kurzfassung	xi
Abstract	xiii
1. Einleitung	1
2. Stand der Forschung	3
2.1. Beeinflussung von starken Verdichtungsstößen	3
2.2. Eintrag von Laserenergie in Strömungen	5
2.3. Zielsetzung und Aufbau der Arbeit	6
3. Experiment	9
3.1. Versuchsanlage	10
3.2. Laserstrahlquellen	13
3.2.1. Plasmaintialisierung	13
3.2.2. Plasmaerhaltung	14
3.3. Messtechnik	16
3.3.1. Laserdiagnostik	17
3.3.2. Optische Emissionsspektroskopie	18
3.3.3. Strömungsmesstechnik	20
4. Modellierung der Strömung und des Plasmas	25
4.1. Bewegungsgleichungen von Fluiden	26
4.2. Quellterme der Energiegleichung	29
4.3. Modellanalyse	35
5. Eigenschaften stationärer, lasergeheizter Plasmen	39
5.1. Laserkenngrößen und Fokussierung	42
5.1.1. Laserleistung, Lasergasanregung und Strahlqualität	43
5.1.2. Fokussierung	50

5.1.3. Einstrahlwinkel	54
5.2. Plasmazustand	59
5.2.1. Emissionsspektrum von Atomen	60
5.2.2. Emissionsprofil	63
5.2.3. Einflussgrößen	65
5.3. Vergleich zwischen Experiment und Simulation	72
6. Strömungskontrolle	77
6.1. Messgrößen	77
6.1.1. Druckkraft	78
6.1.2. Ablösegebietslänge	80
6.1.3. Wärmestrom	81
6.1.4. Numerische Untersuchungen	82
6.2. Widerstandsreduktion	89
6.3. Wärmelasten im Staupunkt	94
7. Diskussion	99
7.1. Steuerung der Luftkräfte	99
7.2. Ausblick	105
8. Zusammenfassung	109
Literaturverzeichnis	113
Anhang	123
A. Aberrationsfehler	123
B. Experimentelle Daten und Geräte	128
C. Numerische Strömungssimulation	131
C.1. Stoff- und Transportgrößen für Argon	131
C.2. Aufbau des CFD-Modells	132
C.3. Simulationsergebnisse	135

Danksagung

Mein besonderer Dank richtet sich an Herrn Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas für die Ermöglichung der Dissertation und die damit verbundene thematische Begleitung sowie Mitgestaltung dieser Arbeit. Seine fachlichen Anmerkungen, die Kritik und die aufgeworfenen Fragestellungen haben maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Weiterer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. habil Andreas Dillmann für das entgegengebrachte Interesse an dieser Forschungsthematik sowie die Übernahme des Koreferats.

Dem Institut für Technische Physik des DLR, an welchem ich die experimentellen und numerischen Untersuchungen durchführen konnte, möchte ich für die langjährige Unterstützung sowie dem Freiraum zur Detailgestaltung des Forschungsvorhabens und zur Erarbeitung einer Dissertation danken. Neben dem Institutsdirektor Herrn PD Dr. Adolf Giesen sei insbesondere meinem Abteilungsleiter Herrn Dr. Hans-Albert Eckel gedankt für seine außerordentliche Diskussionsbereitschaft und seine vielseitige Unterstützung der Arbeiten. Besondere Erwähnung sollen weiterhin meine nächsten Kollegen Frau Stephanie Karg und Herr Stefan Scharring finden, die mir mit Rat und Tat sowie regem fachlichen und freundschaftlichen Gedankenaustausch beistanden. Für das unermüdete Korrekturlesen der Ausarbeitung sowie die zahllosen Anmerkungen zur Verbesserung bin ich Klaus Rupanovic äußerst dankbar. Außerdem sei an dieser Stelle Peter Mössinger, Siegfried Steimer und Fabian Schmid für Ihre wertvolle Unterstützung im Rahmen Ihrer akademischen Abschlussarbeiten und allen Kollegen des Instituts für die äußerst kollegiale Zusammenarbeit und die spannenden Einblicke in angrenzende Forschungsthemen gedankt.

Abschließend gilt außerordentlicher Dank meiner Freundin Katrin, meinen Eltern und meinen Freunden für das Vertrauen, die Unterstützung und das Tolerieren des Zurückstehens speziell während der intensiven Phase der Ausarbeitung.

München, den 06. August 2015

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

\mathcal{A}	schwere Teilchen (Atome und Ionen)
A_{ik}, A_{jl}	Einsteinkoeffizienten
A_0, A_1, A_2, A_3	Konstanten
A_i, A_{ii}, A_{iii}	Konstanten
A_a, A_b, A_c	Koeffizienten der Approximationsfunktion
$b_1, b_2, b_3,$	Konstanten
c_p	isobare spezifische Wärmekapazität
c_p	Druckbeiwert
d	Durchmesser
d_0	Laserstrahldurchmesser
$D, \Delta D$	aerodynamischer Widerstand, Widerstandsreduktion
e	Elementarladung, Elektron
E	innere Energie
E	Pulsenergie
E_i	Ionisationsenergie
f	Linsenbrennweite
f_1, f_2	Messsignale
f_{ik}, f_{jl}	Oszillatorstärke
F	optischer Filter
F_1, F_2	FFT der Messsignale
g	Entartungsgrad
g_{ff}	Gaunt-Faktor
g_k	statistisches Gewicht
h	Plancksches Wirkungsquantum
H	spezifische Totalenthalpie
I	Intensität
I_{cc}	Strom
k_B	Boltzmann-Konstante
l	Länge
L	dynamischer Auftrieb
M	Machzahl
\mathcal{M}^2	Beugungsmaßzahl
m	Masse
N	Brechungsindex
n	Partikeldichte
p	Druck
P	Leistung
q_μ, q_r	Quellterme für Energie und Strahlung

Q	Wärmestrom
r	Radius des Flugkörpers
R	spezifische Gaskonstante
R^2	Bestimmtheitsmaß
R_0	elektrischer Widerstand
r_f	Korrelationsfunktion
Re_{2r}	Reynoldszahl
t	Zeit, Dauer
T	Temperatur
T'	Depositionseffizienz
u	Strömungsgeschwindigkeit in x -Richtung
\mathcal{U}	kartesischer Geschwindigkeitsvektor
U	elektrische Spannung
$w_0, w(z)$	Radius der Laserstrahltaile, Strahlradius
X	empirische Funktion
x, y, z	kartesisches Koordinatensystem
y^+	dimensionsloser Wandabstand
z	Hauptquantenzahl
z_0	Rayleighlänge
z_L	Plasmaabmessung in Strahlausbreitung
Z	Zustandssummen

Griechische Buchstaben

α_0	Temperaturkoeffizient
α_L	Einstrahlwinkel des CO ₂ -Lasers in xz -Ebene
β	Winkel des Verdichtungsstoßes
γ	Isentropenexponent des idealen Gases
Δ	Änderung
ϵ	Emissionskoeffizient
ϵ_0	elektrische Feldkonstante
θ	Umlenkwinkel
Θ	Strahldivergenzwinkel
κ	Wärmeleitfähigkeit
λ	Wellenlänge
η	dynamische Viskosität
η_L, η_d	Leistungskennziffer
$\mu_\lambda, \bar{\mu}_\lambda$	Absorptionskoeffizient, mittlerer Absorptionskoeffizient
μ_{Ar}	Stoffkonstante für Argon
ν	Frequenz
ρ	Dichte
τ	Schubspannungstensor, Wandschubspannung
ϕ, Φ	Winkel
ψ	Überhitzungsverhältnis

Indizes

0	Zustand im Staupunkt
<i>a</i>	Atom
<i>d</i>	Energieeintrag
<i>e</i>	Elektron
<i>H</i>	Probekörper
<i>i</i>	Ion
<i>ik, jl</i>	Anregungszustände
<i>L</i>	Laser
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>n</i>	Normalkomponente
<i>N</i>	Netto
<i>s</i>	Druckspeicher
<i>r</i>	Radius
<i>t</i>	Totalgröße
∞	Freistrombedingung

Häufig verwendete Abkürzungen

$\sqrt{\rho ck}$	Thermaleigenschaft des Wärmestromsensors
a. u.	arbitrary unit
ANSYS CFX	Software zur numerischen Strömungssimulation
bzw.	beziehungsweise
z. B.	zum Beispiel
CFD	numerische Strömungssimulation
<i>CM</i>	Kaltlichtspiegel
cw	continuous wave (laser)
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
FFT	Fast-Fourier-Transformation
Laser	light amplification by stimulated emission of radiation
<i>L</i>	Linse
<i>M</i>	Spiegel
Nd:YAG-Laser	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser
ICCD	intensified charge-coupled device
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart
<i>PR</i>	teilreflektierende Optik
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis

Kurzfassung

Diese experimentelle und numerische Arbeit behandelt konzentrierte Energieeinträge zur Beeinflussung von Verdichtungsstößen an stumpfen Überschallflugkörpern. Das Konzept basiert auf der Erhaltung eines Plasmas durch kontinuierlich arbeitende Laser (cw-Laser). Die Energie soll dabei frei in der Strömung (idealerweise durch einen Laser im Flugkörper) eingetragen werden. Die Herausforderung liegt in der Bestimmung der geeigneten Laserparameter, unter welchen die Strahlung im Plasma ausreichend effizient absorbiert wird, um die Energieverluste durch Konvektion, Wärmeleitung und Abstrahlung auszugleichen. Wird dabei das Plasma stromaufwärts des Flugkörpers erhalten, so entsteht ein Heißgaskanal niedriger Dichte und verringerter Machzahl, der auf den Verdichtungsstoß trifft. Dadurch bildet sich an der Stirnfläche ein Ablösegebiet, sodass die senkrechte Stoßfront in einen Schrägstoß übergeht. Demzufolge beeinflusst der Eintrag von Energie die Druck- und Wärmestromverteilung des Flugkörpers.

Der experimentelle Aufbau besteht aus Puls- und cw-Lasern, laseroptischen Komponenten sowie einem Windkanal. Die Versuche erfolgen hierbei hauptsächlich in Argonatmosphäre, um die Leistungsanforderungen an die cw-Laser zu senken. Zur Charakterisierung des Energieeintrags wird die Laserausgangsleistung, die Absorption der Laserstrahlung im Plasma sowie der Plasmaanregungszustand bestimmt. Des Weiteren erfassen Druck- und Wärmestromsensoren an Probekörpern die Widerstandsreduktion sowie die Wärmelasten im Staupunkt. Die plasmatechnischen und fluiddynamischen Messgrößen werden mit den numerischen Ergebnissen eines ANSYS CFX-Modells, in dem die Absorption von Laserstrahlung sowie die Realgaseigenschaften implementiert sind, verglichen.

Die Untersuchungen zeigen die notwendigen Randbedingungen für die Plasmaerhaltung in einer Argonüberschallströmung auf. Bei den Machzahlen $M_\infty = 2, 1$ und $2,7$ sowie einem Totaldruck von mindestens $0,25 \text{ MPa}$ ist hierbei eine Fokusintensität von mindestens $2 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$ erforderlich. Dieser Schwellenwert bezieht sich auf die Verwendung von CO_2 -Laserstrahlung der Wellenlänge $10,6 \mu\text{m}$. Solche Leistungsdichten werden mit Lasern exzellenter Strahlqualität ($\mathcal{M}^2 \approx 1$) bei Ausgangsleistungen von mehr als 550 W erreicht, wenn zur Strahlfokussierung Linsen kurzer Brennweite ($f/d_0 \approx 2$) verwendet werden. Die im Plasma absorbierte Laserleistung beträgt druck- und brennweitenabhängig bis zu 60% der Ausgangsleistung. Außerdem wird mittels Plasmaemissionsspektroskopie für die untersuchten Optik- und Laserparameter ein konstantes, mittleres Anregungsniveau bestimmt, das stets im Bereich der fast vollständigen Einfachionisation liegt. Demzufolge wird durch eine Variation der Optik- und Laserpara-

meter lediglich der Gesamtenergieeintrag optimiert, ohne dass die mittleren Zustandsgrößen im Plasma und im Heißgaskanal messbar verändert werden.

Des Weiteren wird die Wirkung des Energieeintrags auf den abgelösten Verdichtungsstoß eines Probekörpers untersucht. Im Windkanal ist dafür eine Halbkugel mit dem Durchmesser 6,5 mm symmetrisch im Nachlauf des Plasmas positioniert. Aus der Druckverteilung wird eine Verringerung des Wellenwiderstands um bis zu 65 % und eine Verringerung des Staudrucks um bis zu 80 % gegenüber einer Strömung ohne Energieeintrag ermittelt. Gleichzeitig steigt jedoch der Wärmestrom im Staupunkt für alle Fokussierungen und Strömungsbedingungen signifikant an. Abschließend wird mit den experimentellen und numerischen Ergebnissen eine Beurteilung der Wirtschaftlichkeit vorgenommen sowie die Übertragbarkeit auf reale Bedingungen im Über- und Hyperschallflug diskutiert.

Abstract

This experimental and numerical thesis deals with the concept of highly concentrated energy deposition for shock wave control at blunt bodies in a supersonic flow. The concept is based on the maintenance of a plasma, which can be freely located around the flight vehicle by the use of (an onboard) continuous-wave laser. The main issue is to determine the appropriate laser parameters and whether the laser radiation is sufficiently absorbed for the compensation of plasma energy losses (forced convection, conduction and radiation). If a plasma is maintained upstream of a blunt body, a wake of high temperature, low density and reduced Mach number is formed. The wake hits the bow shock of the body and a separation region is built up. Subsequently the bow shock is transformed into an oblique shock wave, whereby the pressure and heat flux distribution can be efficiently controlled.

The experimental set-up consists of pulse and continuous-wave lasers, laser optics and a wind tunnel facility. In supersonics the investigations are usually performed in argon atmosphere to reduce the requirements of the laser output power. The plasma state is evaluated by measurements of laser power, power absorption and excitation level. Moreover wind tunnel models are equipped with fast-response pressure and heat flux sensors to determine the drag reduction and the heat flux potential at the stagnation point. The plasma and flow parameters are compared with the numerical results of a customized ANSYS CFX model, which considers absorption of laser radiation and real gas effects.

Experimental results indicate a threshold of about $2 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$ for maintenance of a plasma in an argon atmosphere at Mach numbers $M_\infty = 2.1$ and 2.7 . This threshold is valid for CO_2 lasers of the wavelength $10.6 \mu\text{m}$ and total pressures of at least 0.25 MPa . If the laser of excellent beam quality ($\mathcal{M}^2 \approx 1$) is focused with a short focal length lens ($f/d_0 \approx 2$) a minimum output power of about 550 W is required. The maintained plasma absorbs up to 60% of incident laser power depending on pressure and focal length. Furthermore, spectrum analyses show that the mean excitation level of the argon plasma is always close to the state of single ionization. The excitation level is only weakly affected by laser power and intensity distribution of the focused laser beam. For variations of focal length and laser parameter the total absorbed power can be optimized, thereby the gas conditions in the plasma and in the thermal wake are about constant.

Moreover wind tunnel tests of flow control are performed with a hemisphere of 6.5 mm in diameter and Reynolds numbers of up to $5.5 \cdot 10^5$. The hemisphere is symmetrically placed into

the thermal wake of the plasma. Based on the pressure distribution measurements, the total drag is reduced by up to 65 % and the stagnation pressure by up to 80 % due to the shock wave mitigation induced by the laser energy deposition. Heat flux measurements at the stagnation point show that the thermal loads increase due to the energy deposition independent of the laser focus parameters and flow conditions. In conclusion the power efficiency of stationary laser energy deposition and the influence of the gas and its conditions on the laser intensity threshold are evaluated. The power requirements for real super- or hypersonic flight conditions are estimated.

1. Einleitung

Das Streben des Menschen Unbekanntes zu erforschen und Grenzen zu überschreiten, lässt sich eindrucksvoll anhand der Forschungsleistungen der vergangenen rund einhundert Jahre Luft- und Raumfahrttechnik darstellen. Als Schlüssel zu diesen Forschungsgebieten sind einerseits die ersten systematischen Flügelprofil- und Gleitfluguntersuchungen von Otto Lilienthal anzusehen, auf die die rasante Entwicklung von Luftfahrzeugen folgte. Weiterhin sind die Arbeiten von Robert H. Goddard wegweisend für die Raumfahrt, auf welchen im Wesentlichen die verwendete Raketenantriebstechnik beruht, mit der es im Jahre 1957 erstmals gelang einen künstlichen Satelliten in eine Erdumlaufbahn zu befördern [1]. Obwohl sich die Flugmechanik zwischen Flug- und Raumfahrzeugen deutlich unterscheidet, werden die Strömungsphänomene im Über- / Hyperschallflug sowie beim atmosphärischen Wiedereintritt gemeinsam durch die Aerothermodynamik beschrieben. Die Strömungsmechanik dieser Flugphasen bedarf hierbei besonderer Entwicklungsaufgaben, da gegenüber Unterschallgeschwindigkeiten durch Verdichtungsstöße die Druck- und Reibungskräfte sowie die Strukturbelastungen maßgeblich ansteigen. Ein Verdichtungsstoß bezeichnet hierbei eine nahezu sprunghafte Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit und eine Änderung des Richtungsvektors, die ausgehend vom Flugkörper durch einen Druckanstieg induziert wird. Für den Spezialfall einer stumpfen Körpergeometrie wird die Strömung sogar auf Unterschall verzögert. In diesem Fall bildet sich der Verdichtungsstoß senkrecht zur Strömungsrichtung aus und geht mit zunehmenden Abstand zum Flugkörper in einen schrägen Verdichtungsstoß über. Im Staupunkt, der Position an dem die Strömung theoretisch senkrecht auf die Körperoberfläche auftrifft, stellt sich proportional zum Quadrat der Machzahl der höchste Druck ein [2]. Vernachlässigt man an dieser Stelle zunächst die dreidimensionale Geometrie des Flugkörpers, so kann der Staudruck als Maß für den aerodynamischen Widerstand verstanden werden, der demzufolge quadratisch mit der Fluggeschwindigkeit ansteigt. Des Weiteren erzeugt der Verdichtungsstoß neben der Druckerhöhung einen Anstieg der Gastemperatur sowie der Entropie. Dies führt dazu, dass sich der Staupunktärmestrom proportional zur dritten Potenz der Strömungsgeschwindigkeit verhält. Aus Gleichung 1.1 wird der als Leessche Überschlagsformel für Wiedereintrittsfahrzeuge bezeichnete Zusammenhang ersichtlich [2–5].

$$Q_0 \sim \frac{\sqrt{\rho_\infty} u_\infty^3}{\sqrt{r}} \quad (1.1)$$

Mit dieser Gleichung wird weiterhin aufgezeigt, dass bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit und Gasdichte (ρ_∞) die Wärmelast im Staupunkt verringert werden kann, indem der

Nasenradius r des Wiedereintrittsfahrzeugs vergrößert wird. In diesem Einfluss „ist einer der Hauptgründe zu sehen, weshalb sich stumpfe Körper von Beginn des Raumfahrtzeitalters an als Standard-Geometrie für den (atmosphärischen) Wiedereintritt etabliert haben“ [4]. Die aufgezeigten Zusammenhänge stellen die Problematik dar, dass sich durch eine spitze Körpergeometrie höhere Flugleistungen erzielen lassen, die jedoch stets einen maßgeblichen Anstieg der thermischen Belastung der Flugkörperstruktur bewirken.

Aus den Luftkräften, den Strukturbelastungen und der Transportmission ergeben sich somit Einsatzgrenzen von Luft- und Raumfahrzeugen, die in Abbildung 1.1 durch deren Flugkorridor als Verhältnis der Fluggeschwindigkeit zur -höhe angegeben werden. Die typischen Flugbereiche von Raumfahrzeugen werden bei niedrigen Geschwindigkeiten durch den aerodynamischen Auftrieb begrenzt. Bei hohen Geschwindigkeiten hingegen schränken die Wärmelasten und die ballistischen Eigenschaften den Flugbereich ein. Die grau markierte Fläche kennzeichnet den Einsatzbereich von Luftfahrzeugen mit luftatmenden Triebwerken beim stationären Flug [2]. Hieraus leitet sich letztlich ab, dass, ergänzend zum Flugkörperentwurf, zur Triebwerks- und Werkstoffentwicklung auch anderweitige technische Ansätze verfolgt werden, um den derzeitigen Flugbereich zu erweitern und die Flug- bzw. Transportleistung zu steigern. Dabei sind auch neuartige Konzepte der aktiven Strömungsbeeinflussung von großem Interesse, die die Luftkräfte, die thermischen und dynamischen Strukturlasten sowie die Flugstabilität beeinflussen [6].

Basierend auf experimentellen und numerischen Arbeiten wurden bereits vielfältige aktive Beeinflussungskonzepte untersucht, die jedoch bisher keine praxisrelevante Anwendung bei Flug- und Raumfahrzeugen fanden. Die Ursachen dafür sind vielfältig und können zum Teil auf die komplexe Wirkung der Beeinflussungsmethode auf Strömungsphänomene sowie auf die Herausforderungen bei Implementierung und Betrieb im Luftfahrzeug zurückgeführt werden. Dieser Problematik nimmt sich die vorliegende Arbeit an, in der ein aussichtsreiches und einfach implementierbares Konzept zur Verringerung des aerodynamischen Widerstands und der Wärmelast analysiert wird. Hierbei soll ein kontinuierlich arbeitender und im Flugkörper befindlicher Laser verwendet werden, um das Gas vor dem Flugkörper aufzuheizen und den Druck-, Temperatur- und Entropieanstieg des senkrechten Verdichtungsstoßes zu verringern.

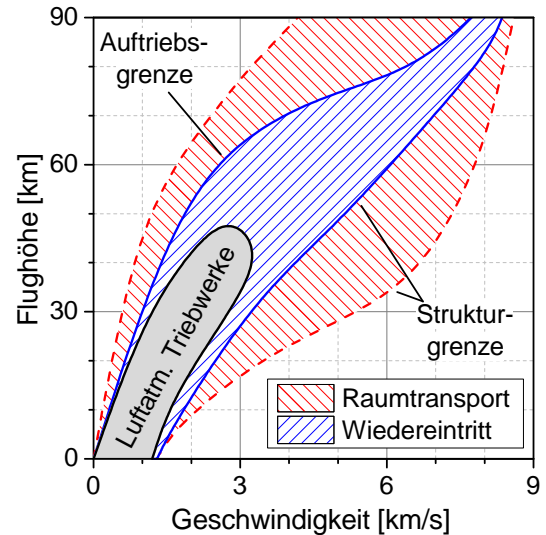


Abb. 1.1.: Flugbereichsgrenzen verschiedener Luft- und Raumfahrzeuge [2]

2. Stand der Forschung

2.1. Beeinflussung von starken Verdichtungsstößen

Konzepte zur Stoßbeeinflussung sind seit Jahrzehnten Entwicklungsthemen der Fluidmechanik, die durch Forschungsfortschritte anderer naturwissenschaftlicher Fachdisziplinen stets beeinflusst und vorangetrieben wurden. Hierbei haben sich die im Folgenden kurz erläuterten Forschungsschwerpunkte ausgebildet. Die Zusammenstellung beschränkt sich dabei auf Methoden, die auf dem Eintrag von Energie in das Gas oder Plasma basieren. Die Gliederung erfolgt anhand der physikalischen Wirkungsweise.

Magnetohydrodynamische Strömungsbeeinflussung

Als Methode zur Beeinflussung des aerodynamischen Aufheizens eines Wiedereintrittsfahrzeugs wird die Wirkung von Magnetfeldern auf das thermisch erzeugte und schwach ionisierte Plasma untersucht. Hierbei verursacht ein Magnetfeld, welches im Flugkörper erzeugt wird, einen elektrischen Strom im Plasma. Durch die Wirkung von Magnetfeld und elektrischem Strom wird eine Lorentz-Kraft induziert, die zur Verzögerung der Plasmaströmung führt und demzufolge die Stoßlage beeinflusst [7–10].

Strömungsbeeinflussung mittels injizierter Strömungen oder Enthalpiequellen

Zur Reduktion des aerodynamischen Widerstands symmetrischer, stumpfer Körper wurden vielfältige Methoden analysiert, mit denen Enthalpie eingetragen wird oder vom Körperstau- punkt aus eine Gas- oder Partikelströmung entgegen der Hauptströmung injiziert wird [11–14]. Zwei Beispiele für Beeinflussungskonzepte sind in Abbildung 2.1 als Schlierenaufnahmen dargestellt. Bei beiden Methoden ist zu erkennen, dass der abgelöste Verdichtungsstoß partiell in einen Schrägstoß übergeht und die Stoßfront stromaufwärts verschoben wird. Es wird eine schlankere, aerodynamisch günstigere Körpergeometrie erzeugt, sodass der stoßinduzierte Entropieanstieg sinkt. Dieses Strömungsfeld resultiert aus einer Zirkulationsströmung, welche sich an der Körperstirnfläche bildet. Für den Fall der Gasinjektion wird die Zirkulation

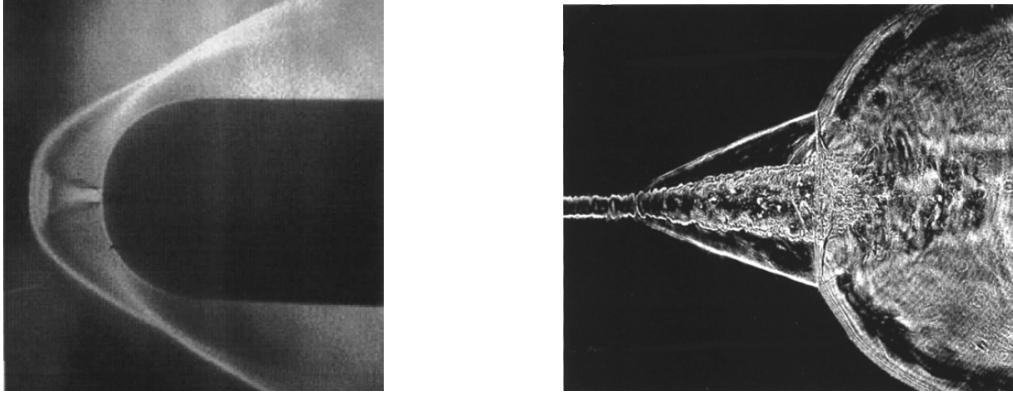


Abb. 2.1.: Strömungsbeeinflussung mittels injizierter Strömung [13] (links) und mittels eines Lichtbogens [16] (rechts)

unmittelbar durch die Masse-/Impulsquelle erzeugt. Hierbei ist der eingebrachte Impuls im Allgemeinen klein gegenüber dem Impuls der Strömung. Die Widerstandsreduktion wird in verschiedenen Publikationen mit Werten von bis zu 40 % angegeben [11–14].

Demgegenüber entsteht das Ablösegebiet bei Eintrag von Enthalpie aufgrund eines passiven Effekts. Ist die Energiequelle stromaufwärts des Körpers positioniert, wie es in Abbildung 2.1 (rechts) zu erkennen ist, entsteht ein geheiztes Gasvolumen reduzierter Dichte und erhöhter Schallgeschwindigkeit. Trifft das Heißgas auf den Verdichtungsstoß des Körpers, wird aufgrund der dort vorherrschenden erhöhten Schallgeschwindigkeit eine Druckstörung mit höherer Geschwindigkeit transportiert. Infolgedessen verschiebt sich die Stoßlage innerhalb des Heißgases stromaufwärts. Ist wie im dargestellten Strömungsfeld die Enthalpiequelle zeitlich stationär, bildet sich eine stabile Zirkulationsströmung aus [15–18], wodurch der Oberflächendruck im Staupunktbereich bzw. der aerodynamische Widerstand sinkt. Wie weiterhin z. B. in numerischen Untersuchungen von Niederhaus et al. [19] gezeigt wird, tritt der Effekt der Stoßverlagerung auch bei einem gepulsten Energieeintrag (Heißgasblase) auf. Hierbei wird jedoch durch die Verlagerung der Stoßfront eine Gasbewegung initiiert, sodass die Heißgasblase deformiert wird und in einen Wirbelring übergeht. Dieser Wirbelring ist symmetrisch zur Staustromlinie und bewirkt eine lokale Abnahme des Oberflächendrucks über eine Dauer von einigen zehn Mikrosekunden. Eine quasi-stationäre Widerstandsreduktion wird durch einen gepulsten Energieeintrag mit Frequenzen oberhalb von 25 kHz festgestellt [20–22].

Die Wirkung des Heißgases auf den Verdichtungsstoß ist im Rahmen von experimentellen und numerischen Untersuchungen mit stationär und gepulst arbeitenden Quellen untersucht worden. Hierfür wurde Energie über chemische Reaktionen [23], elektrische Felder [16, 24–29] oder gepulste, elektromagnetische Strahlung [20–22, 30–32] in Über- und Hyperschallströmungen deponiert und hinsichtlich der fluidmechanischen Wirkung auf verschiedene Körpergeometrien analysiert. Die Wirkung der Quelle auf den Verdichtungsstoß wird hierbei stets durch die

Temperaturänderung verursacht und ist nicht auf den Einfluss der Anregungs- und Ionisationszustände des Gases zurückzuführen. Die Senkung des aerodynamischen Widerstands bei stumpfen Körpern ist signifikant, sodass die Einsparung der Antriebsleistung ein Vielfaches der aufgewandten Leistung der Energiequelle betragen kann. Hierbei steigt die eingesparte Antriebsleistung mit der Machzahl. Demgegenüber sinkt die Wirkung eines Energieeintrags, wenn aufgrund einer aerodynamisch günstigeren Körperform keine Zirkulationsströmung ausgebildet wird [21, 28].

Dieser Überblick zeigt, dass Enthalpiequellen einen wirkungsvollen Ansatz zur Widerstandsreduktion darstellen, wenn die Energie störungsfrei, regelbar und mit einer hohen Konversionseffizienz in die Strömung eingetragen werden kann. Als Konversionseffizienz wird hierbei das Verhältnis von deponierter Leistung, die zum Anstieg der Totalenthalpie führt, zu der dafür aufgewandten elektrischen Leistung bezeichnet. Diese Aspekte behandelt der folgende Abschnitt für den Eintrag von Laserenergie in Strömungen.

2.2. Eintrag von Laserenergie in Strömungen

Mit Lasern kann vom Flugkörper aus Energie in die freie Strömung eingebracht werden, ohne dass zusätzliche mechanische Anbauteile erforderlich sind. Hierbei ist eine effiziente Absorption der elektromagnetischen Strahlung erforderlich, die bei hohen Leistungsdichten im Fokus eines Laserstrahls über den Absorptionsprozess der inversen Bremsstrahlung erfolgt. Dieser Prozess ist in Abbildung 2.2 (links) schematisch dargestellt.

Die Absorption durch Strahlung wird initialisiert indem die Anzahl von natürlich vorkommenden freien Elektronen (e) durch die Photoionisation von schweren Teilchen (\mathcal{A}) gesteigert wird. Da die Photonenenergie typischer Laser unterhalb der Ionisationsenergieniveaus liegt, ist die nahezu gleichzeitige Absorption mehrerer Photonen erforderlich (Mehrphotonenabsorption). Den erzeugten freien Elektronen wird anschließend weiter Energie zugeführt. Hierbei geht beim Stoß zwischen Elektron, Photon und schwerem

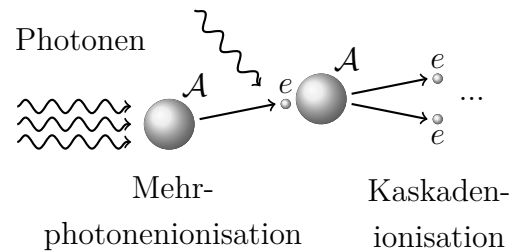


Abb. 2.2.: Ionisationsprozess durch Laserstrahlung [33]

Teilchen die Photonenenergie auf das Elektron über (inverse Bremsstrahlung). Ist hierbei die elektromagnetische Feldstärke ausreichend, steigt durch die Aufeinanderfolge dieser Stöße die Elektronenenergie stufenweise an, bis das schwere Teilchen durch den Stoß mit dem Elektron ionisiert wird [34, 35]. Die Elektronendichte vergrößert sich exponentiell, sodass ein effizienter Energieeintrag im Brennpunkt eines Lasers erfolgt. Diese Art der Plasmainitialisierung wird als laserinduzierter Gasdurchbruch bezeichnet, der mit gepulst arbeitenden Festkörper- oder

Gaslasern mit Pulsspitzenleistungen von einigen Megawatt erreicht werden kann. Der Einsatz dieser Laser wurde in vielfältigen Arbeiten zur Über- und Hyperschallströmungsbeeinflussung in atomaren sowie molekularen Gasen untersucht [20–22, 30–32].

Als alternatives Konzept zu einem gepulsten Energieeintrag wird in der vorliegenden Arbeit der Einsatz von kontinuierlich arbeitenden Lasern (cw-Lasern) analysiert. Hierbei soll ein Gasdurchbruch, der z. B. durch einen Pulslaser erzeugt wird, mit einem fokussierten cw-Laser zeitlich stationär erhalten werden. Konzeptionelle Untersuchungen dieses Prinzips wurden unter anderem im Bereich der Raumfahrttechnik vorangetrieben, bei dem der spezifische Impuls von Kaltgastriebwerken durch den Laserenergieeintrag gesteigert werden sollte [36–47]. Das Laserplasma wurde hierbei im subsonischen Triebwerksteil bei Geschwindigkeiten von wenigen Metern pro Sekunde erhalten, wobei die Strahlungsabsorption die energetischen Verluste aus Wärmeleitung, Konvektion und Emission ausglich. Als Treibgas wurden Edelgase mit einem statischen Druck oberhalb von 100 kPa eingesetzt. Diese Ergebnisse bilden die Grundlage der vorliegenden experimentellen und numerischen Untersuchungen.

2.3. Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Ausgehend von der Idee einer laserbasierten, kontinuierlich arbeitenden Methode zur Strömungsbeeinflussung werden die folgenden Anforderungen für die Arbeit abgeleitet. Im Zentrum der Untersuchungen steht die Fragestellung, unter welchen Bedingungen ein Laserplasma in einer Überschallströmung erhalten werden kann. Dementsprechend ist ein möglichst variabler Aufbau für die Laser, ihrer optischen Systeme sowie der Messtechnik zur Charakterisierung des Plasmas erforderlich. Dieses Ziel wird durch einen Versuchsaufbau verfolgt, der den wesentlichen Entwicklungs- und Analyseteil der Arbeit ausmacht. Gleichzeitig sind mögliche Überschallwindkanäle für diese Untersuchungen technisch vergleichsweise einfach zu realisieren. Hierbei wird jedoch durch die Laborgröße sowie die Implementierbarkeit der Anlage im Laserversuch die Messstreckengröße begrenzt, sodass nur Windkanalmodelle geringer Abmessungen einzusetzen sind. Die Beurteilung der Widerstandsreduktion beim Eintrag von Laserenergie birgt daher hohe Anforderungen an die Justierung von Laser und Windkanalmodell. Aus diesem Grund wird das Konzept zusätzlich mit numerischer Strömungssimulation (CFD) untersucht. Um aus diesem numerischen Modell weiterführende Aussagen und konzeptionelle Ansätze abzuleiten, wird die Absorption der Laserstrahlung unter Berücksichtigung von Realgaseffekten berechnet sowie die Luftkräfte des Probekörpers bestimmt.

Aus der Zielsetzung ergibt sich der folgende Aufbau der Arbeit. Kapitel 3 und Kapitel 4 behandeln die Grundlagen des Experiments, der Numerik sowie der Plasmaeigenschaften. In Kapitel 5 werden experimentelle und numerische Ergebnisse beschrieben und daraus die entscheidenden Laser- und Strömungsparameter für eine Plasmaerhaltung abgeleitet. Außerdem

werden die Effizienz des Energieeintrags gemäß des Absorptionskoeffizienten und der Plasmazustand gemäß des Ionisationsniveaus analysiert. Anschließend befasst sich Kapitel 6 mit der Wirkung des Energieeintrags auf die Druckverteilung und den Staupunktärmestrom eines Versuchskörpers. Es folgt die Konzeptbeurteilung hinsichtlich der Steuerung der Luftkräfte und des Wärmestroms in Kapitel 7. Die Untersuchungen werden in Kapitel 8 abschließend zusammengefasst.

3. Experiment

Der in dieser Arbeit entwickelte Versuchsaufbau wird im Folgenden anhand der Abbildung 3.1 beschrieben. Die darin dargestellten Baugruppen umfassen die Versuchsanlage mit Strömungsmessstrecke, die Lasersysteme mit Strahlführung und die Messtechnik zur Versuchssteuerung und -diagnose. In dieser Reihenfolge werden in den folgenden Abschnitten die Teilbereiche erläutert. Eine Zusammenstellung der verwendeten technischen Ausstattung ist im Anhang Tab. B.1 zu finden.

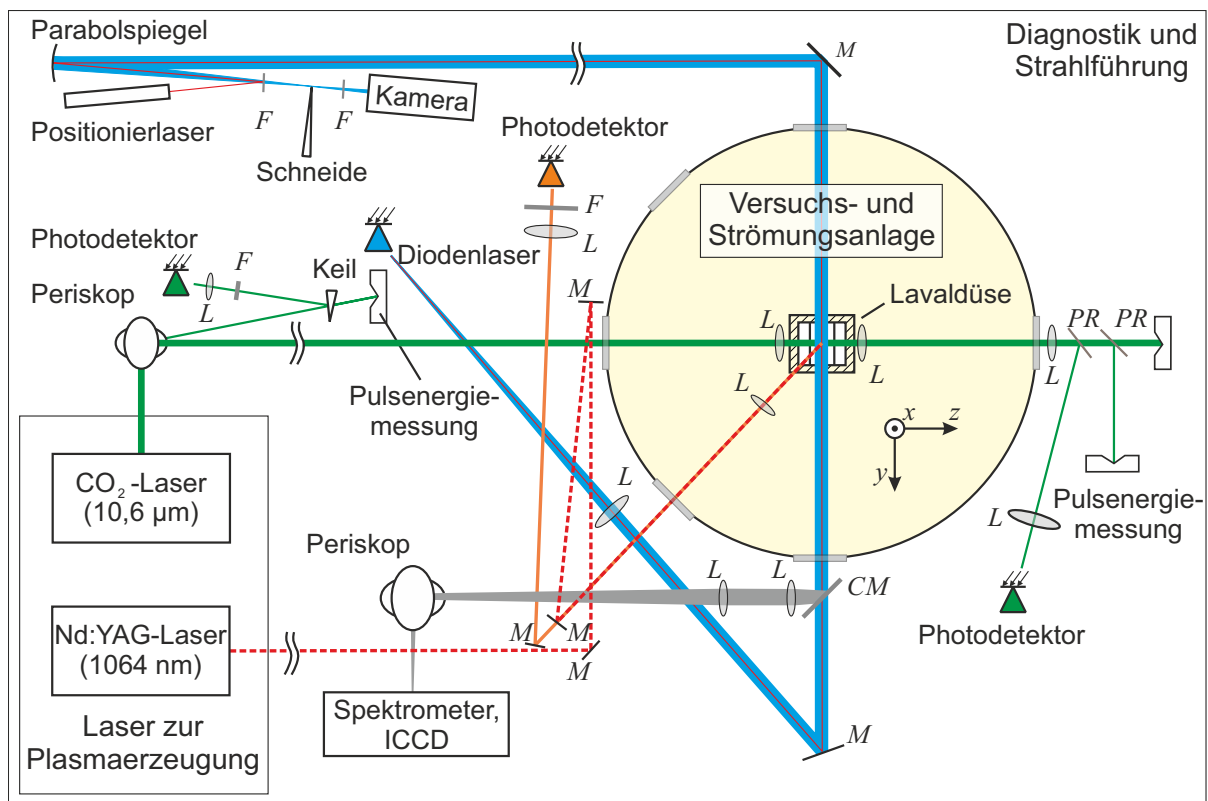


Abb. 3.1.: Versuchsaufbau; *CM*- Kaltlichtspiegel, *F*- optischer Filter, *L*- sphärische Linse, *M*- dielektrisch- oder metallischbeschichteter Spiegel, *PR*- teilreflektierende Optik; technische Ausstattung siehe Anhang Tab. B.1

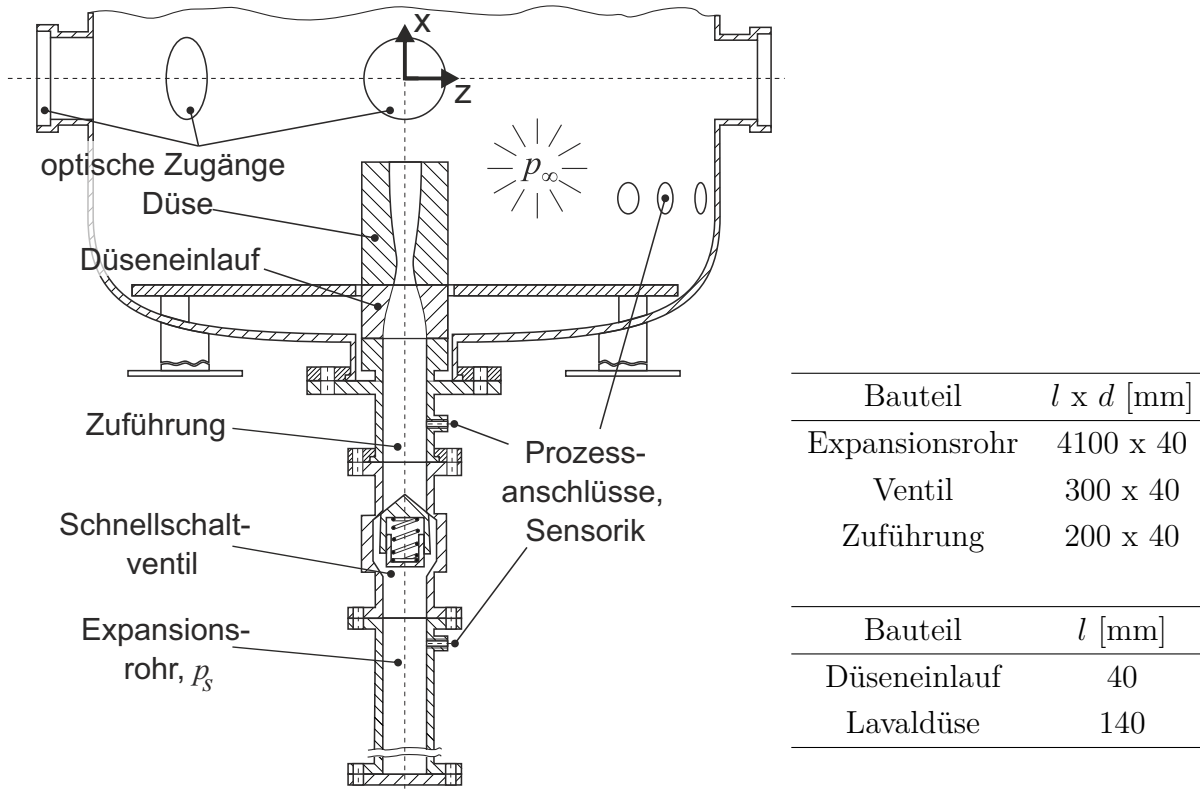


Abb. 3.2.: Schnittdarstellung der Versuchsanlage bestehend aus Strömungsmessstrecke und Versuchsbehälter (ohne Maßstab) mit den Abmessungen: l - Länge und d - Durchmesser [48]

3.1. Versuchsanlage

Die Untersuchungen erfolgen in einer Versuchsanlage, die mit Argon oder mit Stickstoff bei einstellbarem Gasdruck betrieben wird. Die Anlage besteht aus einem Versuchsbehälter mit einem Volumen von etwa 120 l, einer Drehschieber-Vakuumvorpumpe und Proportionaldruckreglern zur Druckvorwahl. Sechs druckfeste Fenster sind als Zugänge für die Laserstrahlung sowie für optische Messtechniken vorgesehen. Angepasst an die Laserwellenlänge λ werden antireflexionsbeschichtete Substrate (aus Zinkselenid für $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ und aus Quarzglas für $\lambda = 400 - 1100 \text{ nm}$) eingesetzt. Weiterhin sind Prozessanschlüsse sowie elektrische Durchführungen für Sensoren vorhanden. Die Positionierung der Optiken und Sonden erfolgt durch eine Öffnung in der Behälteroberseite. Im Boden des Behälters befindet sich ein Flansch zur Durchführung der Strömungsanlage, woraus sich die Strömungsrichtung senkrecht zu den Strahlengängen der Laser sowie der Lasermesstechnik ergibt. Die Prinzipskizze der Versuchs- und Strömungsanlage ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

Das Arbeitsprinzip der Strömungsanlage beruht auf dem Aufbau eines Ludwieg-Rohrs [49], bei welchem ein Überschallfreistrahler intermittierend erzeugt wird. Das Treibgas befindet sich

in einem etwa vier Meter langen, nicht beheizten Rohr und wird mittels eines Schnellschaltventils [50] freigegeben. Das Schnellschaltventil ist durch einen Verbindungsflansch mit dem Druckbehälter verbunden. Daran schließen sich Lavaldüse und offene Messstrecke an. Eine offene Messstrecke ist für die Versuche zweckmäßig, um eine einfache Zugänglichkeit für Laserstrahlung sowie für optische und mechanische Messverfahren zu erzielen. Im Gegensatz zu einer geschlossenen Messstrecke gestatten zudem die flexiblen Ränder eines Freistrahls den Einsatz von verhältnismäßig großen Windkanalmodellen und hohen Energieeinträgen, ohne dass dadurch der Massenstrom herabgesetzt und die Strömung in der Messstrecke gestört wird.

Dieser Messstreckenaufbau und der Einsatz des Schnellschaltventils ermöglichen eine hohe Versuchsfolge, die präzise Ansteuerung der Anlage sowie eine flexible Einstellung des Drucks im Expansionsrohr p_s und in der Plenumkammer p_∞ . Als Nachteil des Ventils erweisen sich die, zum Beispiel gegenüber Berstscheiben, längere Schaltzeit zur Ventilöffnung, die turbulente Ventildurchströmung sowie die eingeschränkte Beheizbarkeit des Treibgases, die die erreichbare Machzahl limitiert.

Betriebsparameter des Ludwieg-Rohrs

Die Entwicklung des Windkanals und die Bestimmung der Betriebsparameter werden in der akademischen Arbeit von P. Mössinger [48] behandelt. Den Schwerpunkt dieser Untersuchungen bildet die Auslegung der Windkanaldüse durch die Berechnung des divergenten Teils der Lavaldüse, welcher sich an den engsten Querschnitt der Düse anschließt und aus dem Expansions- und dem Auslöschungsbereich besteht. Die Geometrieberechnung basiert auf dem Charakteristikenverfahren zur Auslegung von Überschalldüsen für reibungsfreie und stationäre Strömungen. Charakteristiken stellen hierbei Linien dar, an denen die Erhaltungsgleichungen (partielle Differentialgleichungen) durch gewöhnliche Differentialgleichungen ersetzt werden können. Da sich Störungen im Überschall nur innerhalb des machschen Kegels ausbreiten, ist die Berechnung des Strömungsfelds an diskreten Punkten mit nur geringem Aufwand möglich [48]. Durch die Vorgabe der Anzahl von Charakteristiken und der parallelen Strömung am Düsenaustritt wird iterativ durch das MacCormack-Verfahren die Düsengeometrie ermittelt. Diese Düsenform wird anschließend mit einer Abschätzung der Verdrängungsdicke der Grenzschicht korrigiert, um viskose Effekte zu berücksichtigen. Durch dieses Verfahren wurden vier Düsenformen für die Gase Stickstoff und Argon bei jeweils zwei Machzahlen ermittelt, die im Betriebspunkt eine fluiddynamisch angepasste Überschallströmung erzeugen. Bis zur Einstellung einer stationären Strömung wird eine Anfahrzeit von drei bis fünf Millisekunden benötigt. Diese liegt deutlich oberhalb der spezifizierten Ventilschaltzeit und resultiert aus dem Druckaufbau in der Rohrkomponente zwischen Ventil und Lavaldüse. Wird anschließend das machzahl- und gasspezifische Düsendruckverhältnis erreicht, stellt sich die stoßfreie Überschallströmung für eine Dauer von minimal drei Millisekunden ein. Die Dauer der angepassten

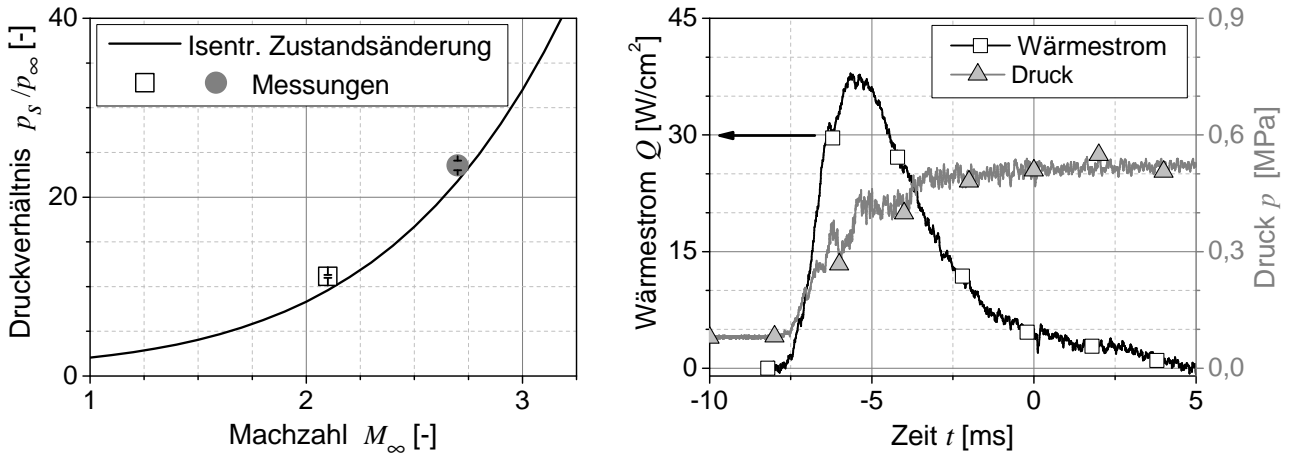


Abb. 3.3.: Ideales und experimentell bestimmtes Druckverhältnis für eine angepasste Düsenströmung (links) und Wärmestrom- und Druckverlauf im Staupunkt für den Druck $p_\infty = 80$ kPa und die Machzahl $M_\infty = 2,1$ (rechts) in Argon

Tab. 3.1.: Freistrahlp Parameter zum Zeitpunkt der Plasmaintialisierung für das Gas Argon; M_∞ - Machzahl, u_∞ - Geschwindigkeit, T_∞ - Temperatur und p_∞ - statischer Druck

M_∞	u_∞, u_{∞^*}	T_∞, T_{∞^*}	p_∞	Düsenaustritt ($y \times z$)
2,1	420 m/s, 553 m/s	120 K, 200 K	≥ 40 kPa	15 mm \times 14 mm
2,7	463 m/s, 646 m/s	85 K, 165 K	≥ 20 kPa	15 mm \times 18 mm

Strömung wird durch das Volumen des Versuchsbehälters begrenzt, da während des Ausströmens aus dem Expansionsrohr das Druckverhältnis p_s/p_∞ sinkt. Abbildung 3.3 (links) zeigt die experimentell bestimmten Druckverhältnisse für die Windkanaldüsen beider Machzahlen. Aus dem Diagramm ist abzulesen, dass das Druckverhältnis für eine angepasste Düsenströmung geringfügig oberhalb des theoretischen Werts einer isentropen Zustandsänderung liegt. Dieser Einfluss wird durch den Druckverlust des Ventils sowie die Druckänderung im Behälter verursacht.

Des Weiteren ist in Abbildung 3.3 (rechts) der transiente Wärmestrom- und Druckverlauf im Körperstauungspunkt für die Machzahl $M_\infty = 2,1$ dargestellt. Hierbei zeigt der Druckverlauf für $t > 0$ s das Zeitfenster für Messungen an, ab welchem von einer angepassten und machzahlkonstanten Düsenströmung ausgegangen werden kann. Demgegenüber misst der Wärmestromsensor deutliche Temperaturänderungen während des Anfahrvorgangs, was bei konstanter Machzahl variierende Strömungsgeschwindigkeiten impliziert. Dieses Verhalten entsteht durch das Verdichten des Gases im Rohrvolumen zwischen Ventil und Laval-Düse bei Öffnung des Schnellschaltventils. Aus diesem Grund übersteigen kurz nach Öffnung des Ventils die Staupunkttemperaturen diejenigen, die bei der Gasexpansion von Expansionsrohr zu Messstrecke zu erwarten sind (adiabate Zustandsänderung von p_s zu p_∞). Bei fortschreitender

Betriebsdauer nimmt dieser Einfluss ab, sodass ein Rückgang des Wärmestroms ersichtlich wird. Der Temperatureinfluss bedingt dabei eine Änderung der Reynoldszahl (Gl. 3.3). Da diese Änderungen im Zeitbereich der Plasmaerhaltung ab $t = 0$ s vernachlässigbar sind und die genannten Parameter nur schwach von der Strömungsgeschwindigkeit abhängen, wird für die weiteren Untersuchungen die adiabatische Gaszustandsänderung zugrunde gelegt. Das nicht-isotherme Betriebsverhalten der Strömungsanlage wird jedoch für die Wärmestrommessungen bei Plasmaerhaltung berücksichtigt. Die dafür zugrundeliegende Korrekturberechnung wird in Kapitel 6.1.3 beschrieben.

Außerdem werden Strömungssimulationen durchgeführt, um die Temperatur- und Geschwindigkeitsänderung während des Anfahrprozesses zu bestimmen. Hierfür wird im numerischen Modell der Gaszustand an den gemessenen, maximalen Wärmestrom im Staupunkt angepasst. Die Berechnungen zeigen bei gleichem Wärmestrom eine Temperaturerhöhung um $\Delta T_\infty = 80$ K gegenüber der Temperatur bei einer adiabatischen Zustandsänderung von p_s zu p_∞ . Somit ist zum Zeitpunkt des maximalen Wärmestroms mit den in Tabelle 3.1 genannten Größen T_{∞^*} und u_{∞^*} zu rechnen.

3.2. Laserstrahlquellen

3.2.1. Plasmainitialisierung

Ein laserinduzierter Gasdurchbruch tritt bei hinreichend hohen elektromagnetischen Feldstärken auf. Dies führt zum exponentiellen Anstieg der Elektronendichte durch den Absorptionsprozess der inversen Bremsstrahlung. Beim Einsatz von cw-Lasern sind die erzielbaren Feldstärken um Größenordnungen zu gering, um die niedrige natürliche Elektronendichte in Gasen hinlänglich zu steigern und ein Plasma durch eine Strahlungsabsorption zu generieren. Die Plasmainitialisierung muss daher durch Funkenstrecken oder Pulslaser in Form eines Gasdurchbruchs oder durch Laser-Materie-Wechselwirkung erfolgen. Die genannten Prinzipien zur Initialisierung sind für die Plasmaerhaltung als gleichwertig zu betrachten, solange ausreichend Elektronen für die Strahlungsabsorption zur Verfügung stehen.

Zur Plasmainitialisierung kommt in diesem Versuchsaufbau ein gepulster Festkörperlaser zum Einsatz. Durch die hohen Pulsspitzenleistungen von einigen Megawatt entsteht bei der Fokussierung des Strahls ein Gasdurchbruch. Diese hohen Leistungsdichten werden durch eine Güteschaltung der Laserkavität erzeugt, die die stimulierte Emission bis zum Erreichen der höchsten Besetzungsinversion unterdrückt [51, 52]. Die Arbeitsparameter des verwendeten Nd:YAG-Lasers sind Tabelle 3.2 zu entnehmen.

Tab. 3.2.: Strahl- und Leistungsparameter der eingesetzten Laser zur Plasmaerzeugung; Anregungsprinzip des aktiven Mediums: Hochfrequenz⁽¹⁾ [59, 60], DC-Bogenentladung⁽²⁾ [61], diodengepumpter Faserlaser⁽³⁾, blitzlampengepumpter Festkörperlaser⁽⁴⁾; \mathcal{M}^2 - Beugungsmaßzahl, P_L - Nennleistung und E_L - Pulsenergie bei der Pulsdauer t_L

Laser	λ	\mathcal{M}^2	P_L	$E_L(t_L)$	t_L
<i>Rofin SCx60</i> ⁽¹⁾	10,6 μm	$\approx 1,2$	600 W	$0,5 \pm 0,03$ J	$4 \cdot 10^{-4}$ s
<i>Rofin DC025</i> ⁽¹⁾	10,6 μm	$\approx 1,05$	2500 W	$8 \pm 0,2$ J	$3 \cdot 10^{-3}$ s
<i>Convergent</i> ⁽²⁾	10,6 μm	$\approx 4,2$	1700 W	$3,6 \pm 0,5$ J	$7 \cdot 10^{-4}$ s
<i>IPG-YLS</i> ⁽³⁾	1,07 μm	$\approx 1,05$	1000 W		
<i>Spectra Physics</i> ⁽⁴⁾	1,06 μm			0,5 J	$8,8 \cdot 10^{-9}$ s

3.2.2. Plasmaerhaltung

Für die vorliegende Arbeit wird der Einsatz von Infrarot-Lasern angestrebt, da für zunehmende Wellenlänge die Absorption von elektromagnetischer Strahlung im Plasma ansteigt. Dieser Zusammenhang ist in Kapitel 4 erläutert. Verfügbare cw-Laser im infraroten Spektralbereich mit Leistungen oberhalb von einigen hundert Watt sind Festkörperlaser oder Gaslaser. Eichler et al. [51] benennen als mögliche Strahlquellen die Festkörperlaser und Jodlaser für Wellenlängen um 1 μm , die HF-Laser für Wellenlängen von 2,6 μm bis 3 μm und die CO₂-Laser für Wellenlängen von 9 μm bis 11 μm .

Für einen Versuchseinsatz wird ein CO₂-Laser favorisiert, da dieser Laser gegenüber den anderen Infrarot-Lasern Strahlung der größten Wellenlänge emittiert. Diese Strahlung ist vorteilhaft, um von einem Plasma möglichst effizient absorbiert zu werden. Außerdem zeichnen sich die CO₂-Laser durch die gute Leistungsskalierbarkeit bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ($\mathcal{M}^2 \approx 1$, siehe Gl. 4.21) aus, sodass die Leistungsanforderungen für die stationäre Plasmaerhaltung abgedeckt werden [39, 42, 44, 53–55]. Besonders verbreitet in industriellen, medizinischen und wissenschaftlichen Applikationen ist die Bauart der hochfrequenzangeregten CO₂-Laser, die kommerziell mit einer Ausgangsleistung von bis zu 20 kW verfügbar sind. Die mit dieser Bauart erzielbaren elektrisch-optischen Wirkungsgrade liegen im Bereich von bis zu 20% [51, 56–58]. Alternativ zur Hochfrequenzanregung sind Laser mit Gleichstromentladung erhältlich, die zumeist aufgrund der inhomogeneren und schwächeren Stimulation des aktiven Mediums niedrigere Wirkungsgrade und eine schlechtere Strahlqualität besitzen.

Laser und Arbeitsparameter

Für die Versuche werden verschiedene kommerziell verfügbare cw-Laser mit Gleichstrom- sowie mit Hochfrequenzanregung eingesetzt. Diese Strahlquellen sind in Tabelle 3.2 bezüglich des Anregungsprinzips, der Nennleistung sowie der Strahlqualität zusammengefasst. Dabei führt

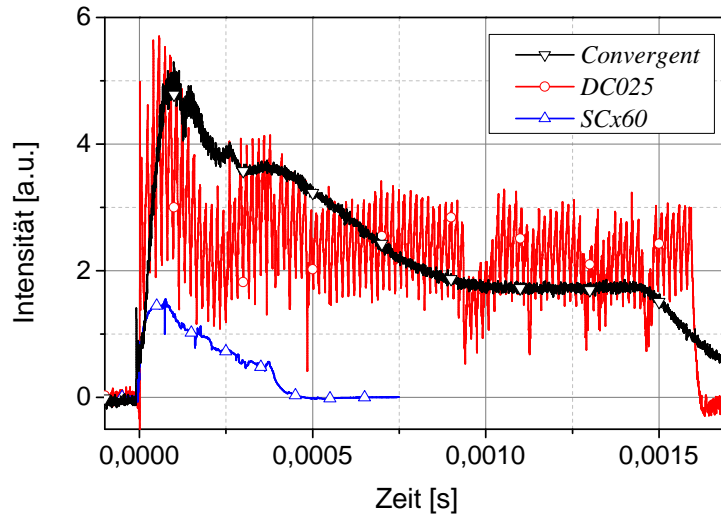


Abb. 3.4.: Typische Pulsverläufe der verwendeten CO_2 -Laser

die Verwendung unterschiedlicher Laser und Laserbauarten dazu, dass für eine Beurteilung der Erhaltungsanforderungen eines Plasmas die Strahl- und Leistungseigenschaften berücksichtigt werden müssen.

Da die Strömungsversuche intermittierend erfolgen, ist es zweckmäßig, die Laser ebenfalls nur innerhalb des Zeitfensters konstanter Strömungsbedingungen zu betreiben. Diese Betriebsart bedingt jedoch ein zeitabhängiges, spezifisches Intensitätsprofil, welches in Abbildung 3.4 für die eingesetzten Laser dargestellt ist. Die ersten hundert Mikrosekunden der Laseraktivität kennzeichnen die transiente Leistungsüberhöhung, die aus dem Aufbau der Besetzungsinversion resultiert. Das aktive Medium befindet sich hierbei noch nicht im thermischen Gleichgewicht, sodass die Pulsleistung zeitweise den dreifachen Wert der Nennleistung überschreitet. Durch dieses Leistungsverhalten kann somit auch dann ein Plasma zeitlich begrenzt erhalten werden, wenn die erforderliche Erhaltungsleistung die Nennleistung übersteigt.

Aus den Pulsintensitätsverläufen aus Abbildung 3.4 wird weiterhin ersichtlich, dass charakteristische Schwankungen der Ausgangsleistung auftreten. Hierbei sind beim *Convergent*- sowie dem *SCx*-Laser lediglich schwache Oszillationen zu erkennen, da das aktive Medium durch eine zeitlich stabile Anregung stimuliert wird. Dieser zeitliche Verlauf der Ausgangsleistung wird als real-kontinuierlicher Betrieb bezeichnet. Hierbei ist die Leistung des hochfrequenzangeregten *SCx*-Lasers nicht steuerbar und auf eine maximale Pulsdauer von $t_L = 400 \mu\text{s}$ begrenzt. Die Strahlqualität des Lasers ist sehr gut. Demgegenüber ist die Leistungssteuerung des *Convergent*-Lasers über den Strom der DC-Bogenentladung möglich. Der Pulsbetrieb führt dabei jedoch zu Inhomogenitäten im aktiven Medium, welche instationäre Brechkräfte im Lasergas erzeugen. Außerdem liegt die mittlere Ausgangsleistung beim Betrieb mit Repetitionsraten von wenigen Hertz deutlich unterhalb der Nennleistung, sodass sich ein von der Resonatoraus-

legung abweichendes thermisches Gleichgewicht einstellt. Durch beide Effekte verschlechtert sich die Strahlqualität des *Convergent*-Lasers, sodass eine Beugungsmaßzahl von $\mathcal{M}^2 \approx 4,2$ für die angegebene Pulsdauer und -energie ermittelt wird [62].

Im Gegensatz zu einer real-kontinuierlichen Anregung zeigt das Intensitätssignal des *DC025*-Lasers ausgeprägte Oszillationen. Das aktive Medium wird hierbei durch eine Hochfrequenzquelle angeregt, die mit einer Frequenz von 60 kHz bei einer maximalen Pulsweite von 62 % moduliert wird. Dieser Intensitätsverlauf wird im Weiteren als quasi-kontinuierlicher Betrieb bezeichnet. Die Ausgangsleistung wird bei diesem Laser durch die Vorwahl der Pulsweite gesteuert, die gleichzeitig die Schwankungsamplitude beeinflusst, sodass sich die in Abbildung 5.7 (rechts) dargestellte Leistungscharakteristik ergibt. Aus diesen Messdaten wird nach Gleichung 3.1 ein linearer Zusammenhang zwischen der mittleren Leistung P_L und der minimalen Leistung $P_{L_{min}}$ abgeleitet. Dabei ist die angegebene Beugungsmaßzahl $\mathcal{M}^2 \approx 1,05$ über den gesamten Leistungsbereich konstant.

$$P_{L_{min}} = (1,33 \cdot P_L - 1381,85 \text{ [W]}) \cdot X(t_d) \quad \text{mit:} \quad X(t_d) = (1,2 \cdot 10^{-4} \text{ [s]} / t_d)^2 + 1 \quad (3.1)$$

Gemäß Gleichung 3.1 wird der Zusammenhang zwischen Nenn- und Minimalleistung um einen weiteren empirischen Faktor $X(t_d)$ ergänzt, der die Leistungsüberhöhung im Pulsbetrieb bei kurzen Plasmaerhaltungsdauern, t_d [s], abbildet. In den folgenden Untersuchungen wird mit der Größe $P_{L_{min}}$ die minimal erforderliche Laserleistung zur Plasmaerhaltung bezeichnet.

Strahlführung

Die Optiken zur Strahlführung sind im Hinblick auf eine hohe Flexibilität sowie zur mechanischen Entkopplung zur Strömungsanlage auf einem optischen Tisch angeordnet. Zur Strahlführung werden plane hochreflektierend beschichtete Spiegel verwendet. Als Material der transmittierenden Optiken für die CO₂-Laserstrahlung werden anti- oder teilreflexbeschichtete Zinkselenid-Substrate eingesetzt. Dieses Material zeichnet sich durch gute Transmissionseigenschaften im Spektralbereich von 2 bis 14 μm und ausreichend hohe Zerstörschwellen für Anwendungen bei Hochleistungslasern aus. Die Fokussierung der Laserstrahlung innerhalb der Versuchsanlage erfolgt vorwiegend durch sphärische, plan-konvexe Linsen. Als Hilfsmittel für die Justierung der Strahlengänge und Optiken werden Positionierlaser, Thermopapier sowie Infrarot-Wandlerkarten benutzt.

3.3. Messtechnik

Der Messaufbau ist so ausgelegt, dass die Arbeitsparameter des Lasers und die Eigenschaften des Plasmas sowie der Strömung gleichzeitig und zeitlich aufgelöst bestimmt werden können. Es ergeben sich dabei hohe Anforderungen durch dynamische Einflüsse der Strömungsanlage

bzw. der Lasereigenschaften sowie der geringen Abmessungen des Plasmas. Die eingesetzten Messmethoden und Geräte werden in den folgenden Abschnitten kurz beschrieben.

3.3.1. Laserdiagnostik

Zur Erfassung und Überwachung der Laserpulsenergie werden pyroelektrische Sensoren eingesetzt. Dabei wird durch Strahlungsabsorption eine kurzzeitige Erwärmung des Sensor Kristalls verursacht, die eine Änderung der Polarisation des Kristalls hervorruft. Diese wird als Spannungsdifferenz mit einer Messschaltung erfasst [51]. Als ergänzende Methode zur Pulsenergiemessung wird die Intensität durch Halbleiterdetektoren aufgenommen. Das Messprinzip beruht auf dem inneren Photoeffekt, bei dem freie Ladungen im Halbleiter durch Strahlung erzeugt werden [51]. Die eingesetzten (HgCdZn)Te-Detektoren zeichnen sich durch eine hohe Empfindlichkeit im Spektralbereich zwischen 2 und 11 μm sowie durch Ansprechzeiten unterhalb von 0,5 ns aus. Mit beiden Messverfahren werden die Pulseigenschaften am Laserausgang bzw. nach dem Durchgang der Versuchsanlage gemäß Abbildung 3.1 bestimmt.

Freistrahlsmission

Mit diesen Messverfahren lässt sich weiterhin der Einfluss der Scherschichtturbulenz des Freistrahls auf die Propagation des CO_2 -Laserstrahls untersuchen. Die Turbulenz verursacht Phasenstörungen, die zur Reduktion der Intensitätsverteilung im Fokus führen. Um den Einfluss von Phasenstörungen auf die Plasmaerhaltung zu bestimmen, werden mit dem *DC025*-Laser Messungen ohne Plasmainitialisierung durchgeführt. Hierbei durchläuft der CO_2 -Laserstrahl ohne messbare Absorption die Messstrecke und wird lediglich durch die Scherschichten des Überschallfreistrahls gestört. Im Diagramm 3.5 (links) ist das Pulsenergieverhältnis E_d/E_L als relative Messsignalabweichung ΔE für verschiedene Messreihen aufgetragen. E_L bezeichnet hierbei die Ausgangspulsenergie und E_d die transmittierte Pulsenergie. Diese Messungen zeigen keinen konsistenten Einfluss, wobei die maximale Streuung des Pulsenergieverhältnisses innerhalb der angegebenen Messgenauigkeit der Sensoren liegt.

Ergänzend zur Energiemessung wird die Frequenzanalyse der Photodetektorsignale durchgeführt. Hierbei liegt das Messkonzept zugrunde, dass sich die Turbulenz der Scherschicht auf die spektrale Leistungsdichte des transmittierten Intensitätssignals auswirkt. In vollständig turbulenten Strömungen sind keine charakteristischen Frequenzen zu erwarten. Jedoch sollte sich im Megahertzbereich das Rauschniveau breitbandig erhöhen, da die Schlierenaufnahmen mit Belichtungszeiten unterhalb von einer Mikrosekunde die turbulenten Strukturen deutlich zeigen. Die Untersuchung des Intensitätssignals des Ausgangspulses f_1 im Bezug zum transmittierten Puls f_2 erfolgt mittels der Berechnung des Korrelationskoeffizienten r_f . Gleichung 3.2 beschreibt diesen Zusammenhang, wobei F_1 bzw. F_2 für die jeweilige Fast-Fourier-

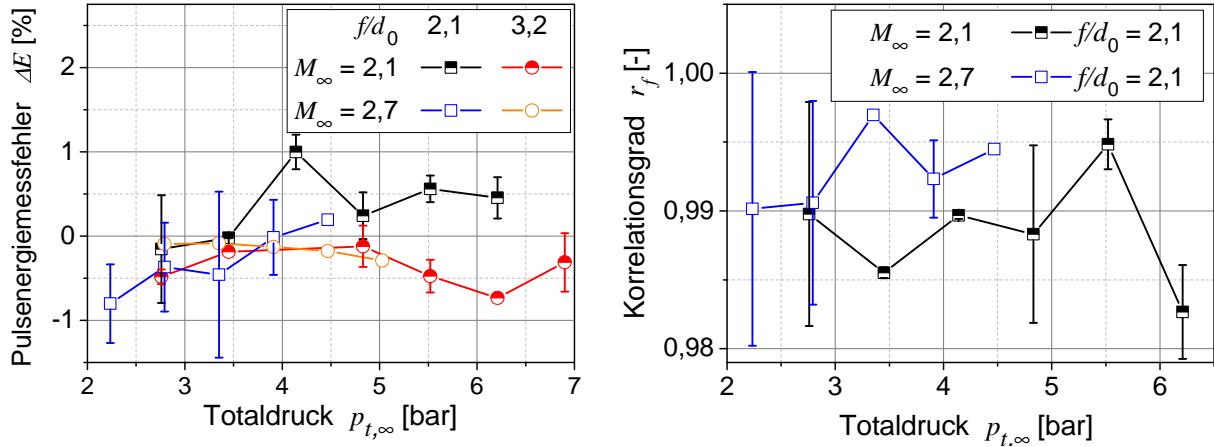


Abb. 3.5.: Pulsenergiemessfehler für verschiedene Drücke, Machzahlen und Fokussierungen (links) und Frequenzkorrelation (Gl. 3.2) zwischen Referenz- und Transmissionssignal von *DC025*-Laserpulsen durch den Freistrah (rechts)

Transformation (FFT) des Signals f_1 bzw. f_2 steht.

$$r_f = \frac{\sum_{i=1}^n (F_1(i) - \overline{F_1}) (F_2(i) - \overline{F_2})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (F_1(i) - \overline{F_1})^2 \sum_{i=1}^n (F_2(i) - \overline{F_2})^2}} \quad (3.2)$$

Der Korrelationskoeffizient r_f ist in Abbildung 3.5 (rechts) für zwei Machzahlen dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung des Frequenzverhaltens beider Detektorsignale im Bereich von $r_f = 0,99 \pm 0,01$. Hierbei sind die Abweichungen zufällig und weisen keine Tendenz zur Änderung des Totaldrucks sowie der Machzahl auf.

Mit beiden Messverfahren lässt sich somit kein systematischer Einfluss der turbulenten Scherschicht auf die Strahlausbreitung bestimmen. Demzufolge wird dieser Störeinfluss im Weiteren nicht berücksichtigt.

3.3.2. Optische Emissionsspektroskopie

Die Emissionsspektroskopie ermöglicht die Analyse des Plasmazustands. Mit diesem Messverfahren werden umfangreiche Informationen über Partikeltemperaturen und -dichten gewonnen, ohne das Plasma selbst durch die Messung zu beeinflussen. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Anregungsniveau bzw. die Elektronentemperatur anhand von zwei Spektrallinien bestimmt. Das Auswertungsverfahren wird in Abschnitt 5.2 beschrieben.

Die Erfassung der Plasmastrahlung erfolgt über ein optisches System, welches das Plasma auf dem Eintrittspalt des Spektrometers abbildet. Abbildung 3.6 stellt schematisch den Strahlengang dar. Ein optional installiertes Periskop ermöglicht die 90°-Drehung der Abbildungsachse auf dem Eintrittspalt, sodass die eindimensionalen Strahlungsprofile entlang der Strömung

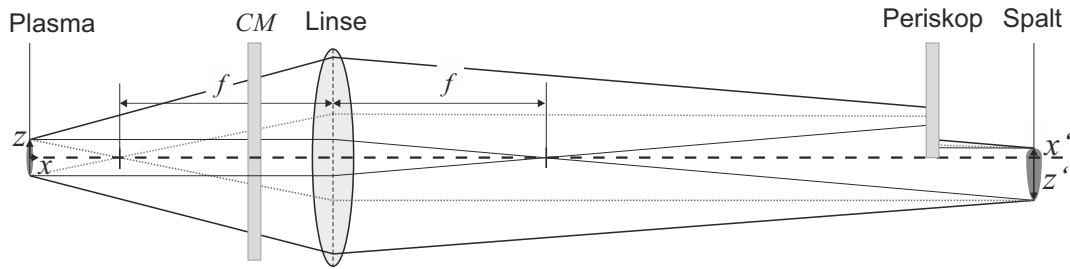


Abb. 3.6.: Schema der optischen Abbildung des Plasmas auf dem Eintrittsspalt des Spektrometers: mit Periskop (oberes Halbbild) und ohne Periskop (unteres Halbbild); z , z' - Laserausbreitungsrichtung, x , x' - Strömungsrichtung, f - Brennweite und CM - Kaltlichtspiegel

(in x -Richtung) bzw. der Laserstrahlachse (in z -Richtung) untersucht werden können. Das gewählte Abbildungsverhältnis von Objekt zu Bild beträgt in beiden Anordnungen 1:2. Der gekennzeichnete Kaltlichtspiegel verfügt über gute Reflexionseigenschaften für Wellenlängen $\lambda < 550 \text{ nm}$ und ist für Strahlung im roten und nahinfraroten Spektralbereich durchlässig. Somit werden die Strahlengänge der Plasmastrahlung und der Schlierenoptik getrennt.

Die spektrale Zerlegung erfolgt mittels eines Czerny-Turner-Spektrometers. Mit einem Beugungsgitter (Blaze-Gitter: 300 Linien/mm) wird eine lineare Dispersion von 4,11 nm/mm erreicht. Aufgrund der geringen Strahldichte wird eine CCD-Kamera mit Bildverstärker zur Aufnahme des Spektrums eingesetzt. Der Zeitpunkt der Aufnahme ist bei $t = 200 \mu\text{s}$ nach Initialisierung des Plasmas festgelegt, welcher somit für den *Convergent*-Laser noch im Bereich der Pulsleistungsüberhöhung liegt. Daher wird die zeitabhängige Pulsleistung mittels des Intensitätsverlaufs sowie der Pulsenergie berechnet. Die Bildintegrationszeit liegt mit $20 \mu\text{s}$ oberhalb der Leistungssoszillationen des *DC025*-Lasers und stellt somit das Emissionsspektrum in Abhängigkeit der mittleren Leistung dar. Das Spektrometer wird mit einer fasergekoppelten Ar-Hg-Lichtquelle anhand von drei Spektrallinien im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 450 nm kalibriert. Da weiterhin die ausgewählten Spektrallinien für die Emissionsspektroskopie nur etwa 7 nm auseinander liegen, wird von vergleichbaren Transmissions- und Reflexionseigenschaften der Abbildungsoptiken ausgegangen. Diese Annahme gilt auch für die spektrale Empfindlichkeit der Kamera, die im Anhang Abbildung B.4 dargestellt ist. Somit erfolgt die Verarbeitung der Spektren ohne eine weitere Korrektur dieser Einflüsse.

3.3.3. Strömungsmesstechnik

Versuchskörper

Die Wirkung von Laserenergieeinträgen auf Verdichtungsstöße wird anhand eines einfachen dreidimensionalen Versuchskörpers untersucht. Für aussagekräftige Untersuchungen verspricht eine Halbkugel gute Bedingungen, da die Oberflächendruckverteilung hier, im Unterschied zu derjenigen von senkrecht angeströmten Zylindern oder Kegeln, vom Radius abhängt. Weiterhin ermöglicht die *Modifizierte Newton Theorie* die Verifizierung der experimentell ermittelten Druckverteilung. Dieser Vergleich wird im letzten Abschnitt dieses Kapitels durchgeführt.

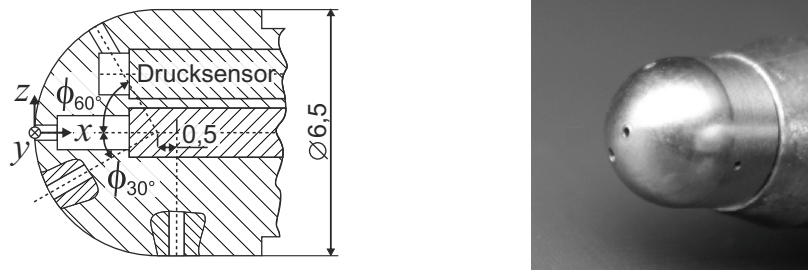
$$Re_{2r} = \frac{u_\infty 2r \rho_\infty}{\eta_\infty} \quad (3.3)$$

Die maximale Größe der Halbkugel wird durch die Messstreckengröße begrenzt und auf den Durchmesser $2r = 6,5 \text{ mm}$ festgelegt, woraus sich nach Gleichung 3.3 Reynoldszahlen von Re_{2r} von $2,2 \cdot 10^5$ bis $5,5 \cdot 10^5$ ergeben. Hierbei liegen die bereits in Tabelle 3.1 genannten Betriebsparameter der Strömungsanlage zugrunde. Da bei stumpfen Körpern in Überschallströmungen der Einfluss der Reibungskräfte gegenüber der Impulsänderung der Strömung vernachlässigbar ist, stellt sich ein reynoldszahlunabhängiger Widerstandsbeiwert ein. Der Körperwiderstand unterliegt somit nur dem Einfluss der Machzahl [63] und zeigt bei variierendem Druck vergleichbare Oberflächendruckverteilungen. Aus diesem Grund erfolgt die Analyse der aerodynamischen Größen in Kapitel 6 ausschließlich unter Angabe der Machzahl, ohne die Änderungen der Reynoldszahl zu berücksichtigen.

Druckmesssonde

Zur Druckmessung ist die Position des Staupunkts sowie des 30° -, 60° - und 90° -Winkels zur Strömungsachse vorgesehen. Hierbei werden die Absolutdrucksensoren [64] im Sondenkörper oberflächennah fixiert, um eine hohe Messsignaldynamik zu gewährleisten. Daraus ergibt sich die Anordnung der Druckbohrungen entlang des Körperumfangs mit einem Winkelabstand von 120° . Die Positionen der Druckmessstellen in Bezug zum Staupunkt sind in Abbildung 3.7 angegeben und werden zur Bestimmung der Druckverteilung p_ϕ sowie der Widerstandskraft D benutzt. Durch die Anordnung der Messstellen werden jedoch dreidimensionale Phänomene nicht zuverlässig aufgelöst. Hierbei handelt es sich z. B. um den Einfluss des elliptischen, in z -Richtung ausgedehnten Plasmavolumens. Außerdem ist die relative Lage des Energieeintrags zum Körper nicht exakt durch die Druckmessungen zu überprüfen, da keine zur Strömungsrichtung symmetrisch angebrachten Druckbohrungen vorgesehen sind. Zur Verifizierung der Lage von Plasma und Körper wird lediglich eine Schlierenoptik eingesetzt sowie Ergebnisse aus numerischen Strömungssimulationen mit der Druckverteilung verglichen.

Die Berechnung des Druckwiderstands erfolgt gemäß Gleichung 3.4. Hierbei werden die Normaldrücke $p_{n,\phi}$ an den vier Messstellen sowie die Annahme eines lokalen Maximums im Stau-



ϕ	Koordinaten: $x; y; z$ [mm]	Sensitivität* [nV/Pa]	R^2 [-]
0°	0; 0; 0	$199 \pm 0,42$	0,99997
30°	0,44; 1,39; -0,82	$185 \pm 0,24$	0,99993
60°	1,63; 0; 2,82	$616 \pm 0,99$	0,99996
90°	3,75; -2,82; -1,63	$1060 \pm 1,55$	0,99997

Abb. 3.7.: Schnittdarstellung und Photographie der Drucksonde, alle Angaben in [mm]; Laserpropagationsrichtung: in z -Richtung, Schlierenoptische Abbildung: in xz -Ebene; Tabelle: Messstellen und Kalibrierung der Drucksensoren, * - bei 20 db Signalverstärkung (siehe Anhang Tab. B.1)

punkt in ein lineares Gleichungssystem überführt und die Druckverteilung $p_{n,\phi}(r)$ als Polynom vierter Ordnung approximiert. $p_{n,\phi}(r)$ wird anschließend über den Kugelradius r und die Winkelkoordinate des Umfangs Φ integriert, um den Druckwiderstand zu erhalten.

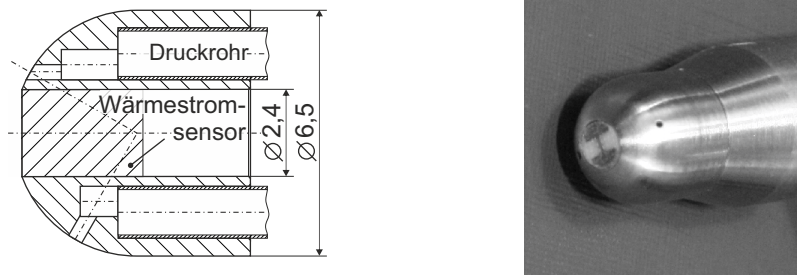
$$D = \int_0^{2\pi} \int_0^r r \cdot p_{n,\phi}(r) dr d\Phi - \frac{p_\infty}{\pi r^2} \quad (3.4)$$

Die Messdaten ermöglichen somit die stationäre und instationäre Bestimmung des Staudrucks, der mittleren Widerstandsreduktion sowie der Leistungskennziffer, die sich aus der eingesparten Antriebsleistung des Flugkörpers in Bezug zur Laserausgangsleistung ergibt.

Wärmestromsonde

Zur Untersuchung des Wärmeübergangs beim laserinduzierten Energieeintrag wird ein weiterer zur Drucksonde identischer Probekörper eingesetzt. Hierbei wird im Staupunkt der Wärmestrom mittels eines Dünnsensors erfasst. Dieser Sensor besteht aus einem ZrO_2 -Substrat sowie einer aufgewachsenen und kontaktierten Platinschicht. Das Nutzsignal der zeitabhängigen Oberflächentemperatur wird aus einer Vierleiterschaltung generiert. Dabei verhält sich die Spannungsänderung ΔU proportional zur Temperaturänderung ΔT . Diesen Zusammenhang zeigt Gleichung 3.5, wobei R_0 für den Ohmschen Widerstand bei $T = 273$ K, I_{cc} für den Versorgungsstrom und α_0 für eine Kalibrierkonstante in [1/K] steht.

$$\Delta T(t) = \Delta U(t) / I_{cc} R_0 \alpha_0 \quad (3.5)$$



Sondenposition	I_{cc} [mA]	T_0 [K]	$\sqrt{\rho ck}$	$\frac{J}{K cm^2 \sqrt{s}}$	Abtastfrequenz [kHz]
Probekörper	8,8	288	0,36		250 bzw. 500*
Strahlungsreferenz	7,05	288	0,32		250

Abb. 3.8.: Schnittdarstellung und Photographie der Wärmestromsonde, alle Angaben in [mm]; Tabelle: Versuchsparameter und Kalibrierung der Sensoren, * - bei Einsondenbetrieb

Basierend auf der Erfassung des Spannungssignals erfolgt die Berechnung der Temperaturänderung sowie des Sensorwärmestroms $Q_L(t)$ unter der Voraussetzung eines halbunendlichen homogenen Wärmeleitproblems. Gleichung 3.6 beschreibt das numerische Integrationsverfahren. Mit dem Sensor werden Signalbandbreiten von bis zu 1 MHz und Messdauern von bis zu 100 ms erreicht [65], vorausgesetzt dass die über die Sensoroberfläche eingetragene Wärme klein gegenüber der Wärmekapazität des Sensors ist. Die eingesetzten Sensoren werden mit sondenspezifisch kalibrierten Temperaturkoeffizienten und Thermaleigenschaften, als $\sqrt{\rho ck}$ bezeichnet, bereitgestellt [66].

$$Q_L(t_n) = \frac{2\sqrt{\rho ck}}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{T(t_i) - T(t_{i-1})}{(t_n - t_i)^{1/2} + (t_n - t_{i-1})^{1/2}} \quad (3.6)$$

Abbildung 3.8 zeigt den Probekörper mit Wärmestromsensor. Die plane Oberfläche des Sensors verursacht eine Konturänderung der Halbkugel, die sich, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, auf die Lage des Verdichtungsstoßes sowie die Druckverteilung nur gering auswirkt.

Weiterhin sind zwei Druckbohrungen im Winkel von 30° und 60° vorhanden, die zur Verifizierung der Strömungsbedingungen benutzt werden. Ergänzend zum Wärmestromsensor im Versuchskörper wird außerhalb des Strömungskanals und in äquidistantem Abstand zur Energiequelle ein weiterer Wärmestromsensor positioniert. Durch diese Anordnung sollen Einflüsse der Plasmastrahlung auf die Wärmestrommessung bestimmt und korrigiert werden.

Die typischen Betriebs- und Systemparameter für die Wärmestromberechnung weist tabellarisch Abbildung 3.8 aus. Als Konstantstromquelle und zur Datenerfassung werden die in Tabelle B.1 bezeichneten Mess- und Steuerkarten eingesetzt. Weiterhin erfolgt die Glättung der Messdaten mit einem FFT-Tiefpassfilter der Frequenz 40 kHz.

Verifizierung der Strömungsmessdaten

Die Messdaten der Drucksonde werden mit analytischen und numerischen Methoden verglichen. Dafür werden die Drücke der Messstellen p_ϕ mit dem theoretischen Staudruck $p_{t,\infty}$ gemäß der Rayleigh-Pitot-Gleichung (Gl. 5.1) normiert und den Ergebnissen der im Folgenden erläuterten modifizierten Newton Theorie sowie der numerischen Strömungssimulation gegenübergestellt.

Der modifizierten Newton Theorie zufolge besteht das strömende Medium aus Teilchen, die beim Auftreffen auf die Körperoberfläche umgelenkt werden. Die Impulskomponente, die normal zur Oberfläche wirkt, wird dabei auf den Körper übertragen [3, 67]. Gleichung 3.7 beschreibt diesen Zusammenhang, wobei θ für den Umlenkwinkel und $c_{p,max}$ für den maximalen Druckbeiwert bezogen auf die Anströmungsbedingung steht. Ergänzend zu diesem analytischen Modell werden numerische Strömungssimulationen für die Druck- und die Wärmestromsonde erstellt und bezüglich der Druckverteilungen verglichen. Das dafür genutzte Simulationsmodell wird in Kapitel 4 beschrieben.

$$c_p(\theta) = c_{p,max} \sin^2\theta \quad \text{mit:} \quad c_{p,max} = \frac{p_{t,\infty} - p_\infty}{1/2 \rho_\infty \cdot u_\infty^2} \quad (3.7)$$

Abbildung 3.9 zeigt die Druckverteilung der Halbkugel für den Druck $p_\infty = 100 \text{ kPa}$ bei der Machzahl $M_\infty = 2,1$. Für die dargestellte Messung wird im Staupunkt eine Abweichung von -5% vom theoretischen Staudruck bestimmt. Hierbei handelt es sich um einen Druckmessfehler, der nur schwach vom Strömungszustand abhängt. Im Anhang Abbildung B.1 werden diese Abweichungen für weitere Messreihen, Machzahlen und Freistrahldrücke gezeigt. Dieser Messfehler resultiert aus einer Abweichung der Machzahl M_∞ , die jedoch zu gering ist, um durch die weiteren Druckmessstellen bestätigt zu werden. Für die Winkel bis $\phi = 60^\circ$ treten somit nur geringe Abweichungen zwischen Messungen und Berechnungen auf, sodass eine zuverlässige Bestimmung des Druckwiderstands möglich ist. Des Weiteren wird durch die Strömungssimulation festgestellt, dass Staudruck und Druckverteilung der Wärmestromsonde von derjenigen der Drucksonde nur gering abweicht. Dieser Einfluss ist somit vernachlässigbar.

Strömungsvisualisierung

Zur qualitativen Beschreibung der Strömungsvorgänge wird eine Schlierenoptik eingesetzt. Dieser Aufbau ermöglicht die Visualisierung des Strömungsfelds eines Probekörpers sowie des Energieeintrags. Als vielversprechende Anordnung gilt die Abbildung der xz -Ebene, wobei die x -Achse der Strömungsrichtung und die z -Achse der Strahlausbreitungsrichtung entspricht.

Das Prinzip einer Schlierenaufnahme beruht auf der Auswertung der Phaseninformation beim Durchgang durch transparente Medien mit lokalen Brechungsindexgradienten. Diese verursachen Phasenverschiebungen und Ablenkungen des Lichts. Mittels der räumlichen Filterung an

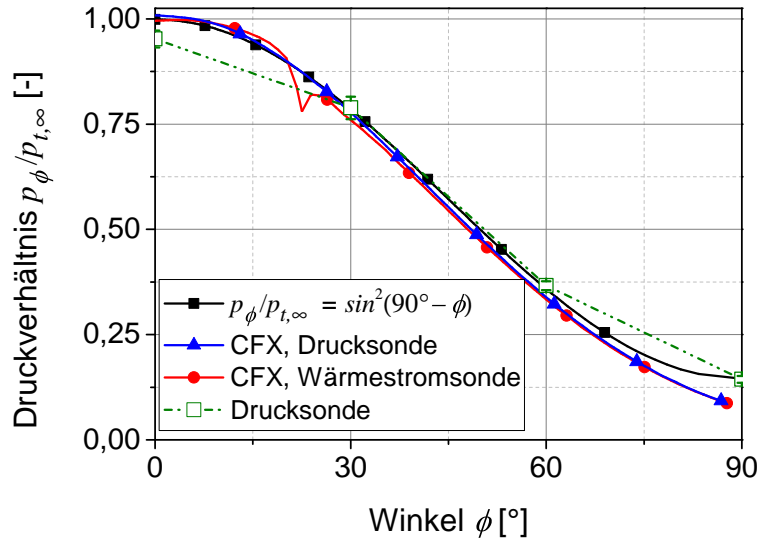


Abb. 3.9.: Normierte Oberflächendruckverteilung für $M_\infty = 2,1$ und $p_{t,\infty} = 0,62$ MPa als Vergleich zwischen der modifizierten Newton Theorie, den Strömungssimulationen mit ANSYS CFX und einer Messreihe

einer Schneide werden diese Störungen des Lichtpfads sichtbar gemacht, die beim Durchgang durch die Messebene entstehen. Durch die optische Abbildung auf einer Kamera sind lokale Änderungen der Bestrahlungsstärke messbar. G. S. Sattles leitet die Gleichung 3.8 für die Relation zwischen Ablenkung und Brechungsindexgradient $\partial N/\partial z$ her [68].

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} \quad (3.8)$$

Im Versuchsaufbau wird als Lichtquelle ein Diodenlaser mit der Wellenlänge $\lambda = 810$ nm und einer mittleren Pulsleistung von 500 W eingesetzt. Diese Beleuchtungsstärke ermöglicht Bildaufnahmen mit minimalen Belichtungszeiten von 100 ns. Somit werden Bewegungsunschärfen reduziert und turbulente Strukturen visualisiert. Mit den eingesetzten CCD-Kameras werden Bildsequenzen mit bis zu 20 kHz aufgenommen. Des Weiteren sind optische Komponenten zur Kollimation und Strahlführung notwendig sowie ein Parabolspiegel für die optische Abbildung auf der Kamera. Störungen durch Plasmastrahlung werden mit einem Linienfilter verhindert.

4. Modellierung der Strömung und des Plasmas

Im Rahmen dieser Arbeit werden außer den vorgestellten experimentellen Techniken numerische Simulationsmethoden (CFD) angewandt, um das Konzept zur Strömungsbeeinflussung weiterführend zu beurteilen.

Diese numerischen Analysen zielen auf die Beschreibung der Energiequelle sowie deren Wirkung auf die Verdichtungsstöße ab. Löst man mit einem geeigneten numerischen Modell die vollständigen Bewegungsgleichungen für kompressible Fluide, erreichen Simulationen von Überschallströmungen sehr gute Übereinstimmungen mit analytischen Lösungen sowie Experimenten. Demgegenüber stellt die physikalische Beschreibung des Energieeintrags sowie der Gasionisation eine Herausforderung für CFD-Software dar. Ein dafür geeignetes Modell muss einerseits den Prozess der Absorption von Laserstrahlung abbilden. Andererseits sind empirische Daten für die Stoff- bzw. Energietransportgrößen des Gases notwendig, um die Energieübergänge bei diesen Temperaturen zu approximieren. In den Forschungsarbeiten [37, 40, 45, 69, 70] werden solche Modelle zur Berechnung stationärer Laserplasmen in langsamen Gasströmungen beschrieben. Mit diesen Verfahren werden die Absorption von Laserstrahlung sowie die wesentlichen thermischen Prozesse des Energietransports bestimmt, ohne die elektrische und magnetische Feldverteilung des Plasmas zu berücksichtigen.

Im Gegensatz zu den Absorptionsmodellen basieren Simulationen von Energieeinträgen in Überschallströmungen auf einer konstanten Enthalpiequelle. Diese Quelle wird unabhängig von den Strömungsbedingungen festgelegt und vor dem Flugkörper positioniert. Zur Vereinfachung des Energieeintrags wird häufig die ideale Gaszustandsänderung mit konstanten Stoff- und Energietransportgrößen benutzt [21, 24, 27, 33, 71–73]. Diese Simulationen zeigen gute Übereinstimmungen mit experimentellen Untersuchungen, da durch Energiedissipation die Gastemperaturen von der Quelle bis zum Körper deutlich sinken. Die idealen Gaszustandsgrößen beschreiben somit die Stoßbeeinflussung hinlänglich genau, jedoch das Quellvolumen nur unzureichend. Außerdem wird in diesen Publikationen gezeigt, dass die Stoßbeeinflussung im Wesentlichen auf die thermische Zustandsänderung zurückzuführen ist. Daher sind Einflüsse der Ladungs- und Magnetfeldverteilung des Plasmas im Allgemeinen vernachlässigbar.

Das im Folgenden beschriebene Berechnungsmodell bestimmt die Stärke des Energieeintrags aus einem semi-empirischen Modell zur Absorption von Laserstrahlung, dass in der Softwa-

re ANSYS CFX implementiert wurde. Der aus dem Absorptionsmodell resultierende Energieeintrag wird dem Modell als Quellterm vorgegeben. Werden im Simulationsmodell zum Versuch ähnliche Leistungsparameter gewählt, stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen dem Energieeintrag und den Verlusttermen ein. Diese numerischen Lösungen werden in den Kapiteln 5.3 und 6 mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

4.1. Bewegungsgleichungen von Fluiden

Die allgemeinen Bewegungen eines isotropen, Newtonschen Fluids werden durch die Erhaltungsgleichungen der Masse, des Impulses und der Energie beschrieben. Diese bilden ein System von nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen, für die es keine allgemeingültige, analytische Lösung gibt. Die Lösung muss somit über numerische Näherungsverfahren bestimmt werden. Betrachtet man ein Fluid als Kontinuum, bei dem das Volumenelement groß gegenüber den Teilchenabständen ist, lassen sich die Gaszustandsgrößen mittels der Erhaltungsgleichungen gemäß den Gleichungen 4.1, 4.2 und 4.4 aufstellen [74, 75]. Der kartesische Geschwindigkeitsvektor ist hierbei mit \mathcal{U} , der Druck mit p und die Temperatur mit T bezeichnet.

$$\text{Kontinuitätsgleichung: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathcal{U}) = 0 \quad (4.1)$$

$$\text{Impulsgleichung: } \frac{\partial \rho \mathcal{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathcal{U} \mathcal{U}^{tr} + p \delta) = \nabla \tau \quad (4.2)$$

$$\tau = \eta(p, T) \left[(\nabla \mathcal{U} + (\nabla \mathcal{U})^{tr}) - \frac{3}{2} \delta \nabla \mathcal{U} \right] \quad (4.3)$$

$$\text{Energiegleichung: } \frac{\partial \rho H}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla(\rho \mathcal{U} H) = \nabla(\kappa(p, T) \cdot \nabla T) + q_\mu + q_r \quad (4.4)$$

Die Impulsgleichungen werden als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet, in welcher der viskose Spannungstensor τ auftritt. In diesen Tensor geht sowohl die Wärmeleitfähigkeit $\kappa(p, T)$ als auch die Viskosität $\eta(p, T)$ als Funktion der Temperatur und des Drucks ein. Mit Hilfe der Transportgleichungen sowie der Stokes-Hypothese gelingt jedoch eine vereinfachte Beschreibung des Spannungstensors als Funktion der Viskosität [63, 76]. Dieser Ansatz wird in Gleichung 4.3 formuliert. Die weiteren Variablen bezeichnen die Dichte ρ , die spezifische Totalenthalpie H sowie die Energiequellterme für die Strahlungsabsorption q_μ bzw. für die Strahlungsemission q_r . Weitere Quellterme werden zur Beschreibung des Laserenergieeintrags nicht benötigt.

Die spezifische Totalenthalpie wird weiterhin als Summe der inneren Energie E sowie der kinetischen und potentiellen Energie nach Gleichung 4.5 aufgestellt. Darin ist die spezifische

Wärmekapazität bei konstantem Druck mit $c_p(p, T)$ bezeichnet, die eine druck- und temperaturabhängige Funktion darstellt.

$$H = E + \frac{1}{2} |\mathcal{U}|^2 + g \cdot h, \text{ mit } E = \int c_p(p, T) dT \quad (4.5)$$

Um das Gleichungssystem vollständig zu bestimmen, sind weiterhin die thermische Gaszustandsgleichung sowie die Vorgaben der Stoff- und Transportgrößen notwendig. Gleichung 4.6 beschreibt den Zustand eines idealen Gases im thermischen Gleichgewicht als Funktion der Temperatur, der Dichte und der spezifischen Gaskonstante R . Diese Gleichung ist weiterhin als Summe der Teilchendichten n_j der vorhandenen Partikel- oder Gasteilchenspezies j zu behandeln. Diese Formulierung wird als Daltonsches Gesetz der Partialdrücke bezeichnet und in der weiteren Herleitung des Plasmazustands benutzt.

$$p = \rho R T = k_B T \sum_j n_j \quad (4.6)$$

Für das verwendete Versuchsgas Argon liegen aufgrund der vielfältigen Anwendungen in der Plasmatechnologie umfangreiche Untersuchungen im erwarteten Druck- und Temperaturbereich vor, sodass die Gaseigenschaften als hinreichend verifiziert gelten. In den Arbeiten von z. B. Drellishak et al. [77] und Bohn et al. [78] werden die Stoff- und Transportgrößen von Argon $c_p(p, T)$, $\eta(p, T)$ und $\kappa(p, T)$ bestimmt und den numerischen Berechnungen zugrunde gelegt. Die Implementierung in ANSYS CFX erfolgt nach Gleichung 4.7 für den Druckbereich zwischen 0,01 MPa und 1 MPa und Temperaturen zwischen 100 K und 30 kK. In dieser Gleichung steht y stellvertretend für die drei Stoffgrößen. Für die Approximation des Temperaturverhaltens wird jeweils eine Gauß-Verteilung für die Einfach- sowie die Zweifachionisation mit den Koeffizienten $A_1(p)$ bis $A_3(p)$ bzw. $A_i(p)$ bis $A_{iii}(p)$ verwendet.

$$y(T, p) = A_0 + A_1(p) e^{a \left(\frac{T - A_3(p)}{A_2(p)} \right)^2} + A_i(p) e^{a \left(\frac{T - A_{iii}(p)}{A_{ii}(p)} \right)^2} \quad (4.7)$$

Jeder Koeffizient dieser Gleichung wird weiterhin als druckabhängige Funktion mit den Konstanten A_a bis A_c beschrieben. Für die spezifische Wärmekapazität wird der Ansatz nach Gleichung 4.8, für die Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit nach Gleichung 4.9 gewählt.

$$A_x(p) = A_a + A_b \cdot e^{(A_c \cdot p)} \quad \text{mit: } x = 1, 2, 3, i, ii, iii \quad (4.8)$$

$$A_x(p) = A_a - A_b \cdot A_c^{(p)} \quad \text{mit: } x = 1, 2, 3, i, ii, iii \quad (4.9)$$

Demzufolge werden 19 Konstanten für jede Stoffgröße benötigt, um diese vollständig zu beschreiben. Die ermittelten Konstanten sind im Anhang C.1 und C.2 aufgeführt. In den Abbildungen 4.1 und 4.2 werden die daraus resultierenden Approximationen von c_p , κ und η

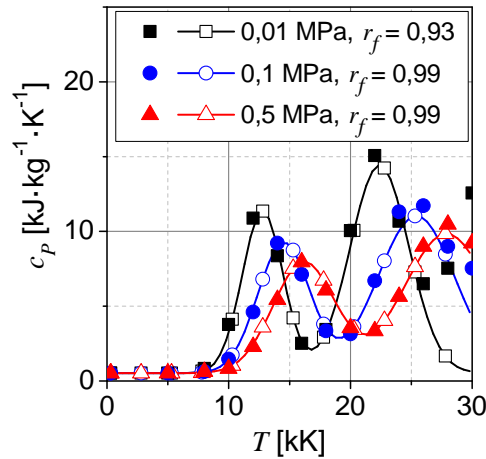


Abb. 4.1.: Spezifische Wärmekapazität c_p als Funktion der Temperatur und des Drucks; ausgefüllte Symbole - Stoffdaten nach Drellishak et al. [77], offene Symbole - Approximation nach Gl. 4.7 und Anhang Tab. C.1

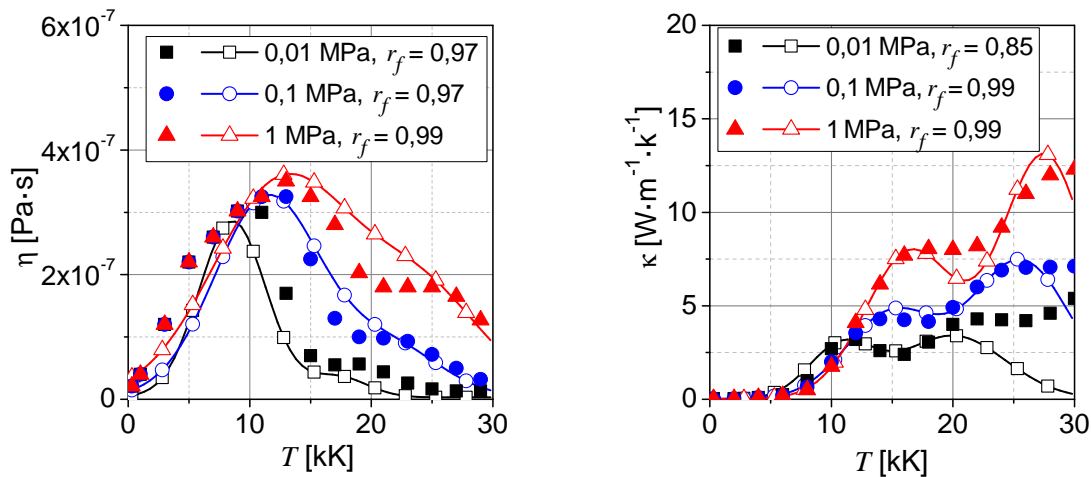


Abb. 4.2.: Viskosität η (links) und Wärmeleitfähigkeit κ (rechts) als Funktion der Temperatur und des Drucks; ausgefüllte Symbole - Stoffdaten nach Bohn et al. [78], offene Symbole - Approximation nach Gl. 4.7 und Anhang Tab. C.2

für drei Drücke den vorgegebenen Stoffdaten gegenübergestellt. Die Anpassungen zeigen vergleichbare Kurvenverläufe und Wertebereiche. Bei Änderung des Drucks verschiebt sich die Lage der lokalen Maxima der Einfach- bzw. der Zweifachionisation in guter Übereinstimmung zu den empirischen Daten. Der berechnete Korrelationskoeffizient r_f nach Gleichung 3.2 differiert nur gering von der idealen Korrelation mit $r_f = 1$. Die Stoffgrößen werden somit für die numerischen Untersuchungen geeignet abgebildet.

4.2. Quellterme der Energiegleichung

Absorption von elektromagnetischer Strahlung

Die Beschreibung eines laserinduzierten Energieeintrags mit numerischen Simulationen erfordert eine Formulierung für den Energieübergang zwischen Photonen und den Gasbestandteilen. Dieser Mechanismus wird als inverse Bremsstrahlung bezeichnet, bei welchem die Energie des Photons ($h\nu$) beim Zusammenstoß mit einem schweren Teilchen auf das freie Elektron übergeht. Die Reaktion ist in Gleichung 4.10 aufgestellt, wobei die Variable \mathcal{A} für die schweren Teilchen (Atome sowie Ionen) und e bzw. e' für das Elektron unterschiedlicher Energie steht.



Wenn die Elektronen ausreichend Energie zur Ionisation der Gasteilchen besitzen, erfolgt der Energieübergang beim Stoß zwischen Elektron und schwerem Teilchen. Somit ist dieser Absorptionsprozess unabhängig von der Laserwellenlänge, da keine diskreten Anregungsniveaus beteiligt sind [37]. Entscheidend für den Absorptionsprozess ist lediglich die Stärke des elektromagnetischen Feldes. Im Quellterm q_μ der Energieerhaltung wird dieser Parameter durch die Intensitätsverteilung I_{xyz} sowie den Absorptionskoeffizienten μ_λ nach Gleichung 4.11 berücksichtigt. Der Energieeintrag wird somit aus der Summe der deponierten Leistung aller Volumenelemente ermittelt.

$$q_\mu = I_{xyz} \cdot \mu_\lambda \quad (4.11)$$

Der Absorptionskoeffizient des Plasmas im Energiequellterm wird nach dem semi-empirischen Berechnungsmodell von Kemp et al. [37] formuliert. Diese Beschreibung bestimmt den Absorptionskoeffizienten aus den temperatur- und druckabhängigen Teilchendichten der Elektronen n_e , Ionen n_i und Atome n_a sowie den gasspezifischen Parametern. Der Absorptionskoeffizient μ_λ setzt sich hierbei aus den beiden Anteilen nach Gleichung 4.12 zusammen: der Absorption durch Elektronen-Ionen-Stöße μ_{ei} und durch Elektron-Neutralteilchen-Stöße μ_{ea} . Da der Energieübergang durch Elektron-Neutralteilchen-Stöße im gesamten Temperaturbereich gering ist, wird der Term an dieser Stelle vernachlässigt. Eine Berechnungsmethode von μ_{ei} ist in [37] beschrieben.

$$\mu_\lambda = \mu_{ei} + \mu_{ea} \approx \mu_{ei} \quad (4.12)$$

Der wesentliche Energieaustausch bzw. die effiziente Absorption der Laserstrahlung resultiert aus den Coulomb-Kräften zwischen Elektronen und Ionen. Zur Bestimmung des Energieübergangs wird die Gleichung 4.13 für einfach ionisierte Ionen angewendet.

$$\mu_{ei} = \sigma_{ei} g_{ff} n_i n_e \left(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right), \text{ mit } \sigma_{ei} = 1,37 \cdot 10^{-27} \frac{\lambda^3}{\sqrt{T}} \text{ in } [\text{m}^5] \quad (4.13)$$

Hierbei bezeichnet die Funktion g_{ff} den Gaunt-Faktor für Bremsstrahlungsprozesse von Ionen, der nach Kemp et al. als schwach temperaturabhängiges Polynom 2. Grades der Form

$$g_{ff} = 1,04 + 3,74 \cdot 10^{-5} T [1/\text{K}] - 3,28 \cdot 10^{-10} T^2 [1/\text{K}^2]$$

angegeben wird. Weiterhin bezeichnen σ_{ei} den Absorptionsquerschnitt, λ die Laserwellenlänge, h das Plancksche Wirkungsquantum und k_B die Boltzmann-Konstante. Zur Bestimmung der Partikeldichten der Ionen und der Elektronen wird zudem die Saha-Gleichung für die Einfachionisation berechnet. Gleichung 4.14 beschreibt den Zusammenhang der Teilchenzahlverhältnisse unter der Annahme eines Gases im vollständigen thermischen Gleichgewicht mit $T = T_e = T_i = T_a$. Diese Zustandsgleichung ist auch auf Plasmen anwendbar, bei denen die Gleichgewichtsbedingung nur für bestimmte Anregungszustände gilt (lokales thermisches Gleichgewicht). Durch die spektrometrischen Untersuchungen des Argonplasmas wird die Gültigkeit dieser Bedingung für die Einfachionisation bestätigt (vgl. Abb. 5.16).

$$\frac{n_e \cdot n_i}{n_a} = 2 \frac{Z_i}{Z_a} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_i - \Delta E_i}{k_B T}} \quad (4.14)$$

In der Saha-Gleichung bezeichnen Z_a und Z_i die Zustandssummen des Atoms (Index a) und des Ions (Index i), m_e die Elektronenmasse, E_i die Ionisationsenergie und ΔE_i eine Korrekturfunktion, die eine Absenkung der Ionisationsenergie der Atome aufgrund der Anwesenheit von positiv geladenen Ionen berücksichtigt. Der Einfluss von ΔE auf die Ionisationsenergie ist jedoch gering und wird an dieser Stelle vernachlässigt [79, 80]. Die Zustandssummen werden durch die Gleichung 4.15 beschrieben. Basierend auf den Messdaten von Drellishak et al. [77] werden die Approximationen für das Berechnungsmodell abgeleitet. Diese Näherungsfunktionen sind im Anhang zu finden (Gleichung C.1 und C.2).

$$Z_{i,a}(p, T) = \sum_m g_m^{i,a} e^{-\frac{E_m^{i,a}}{k_B T}} \quad (4.15)$$

Mit den Gleichungen 4.6, 4.14 und 4.15 erfolgt die Berechnung des Absorptionskoeffizienten. Abbildung 4.3 stellt diese Ergebnisse für verschiedene Drücke dar. Der Absorptionskoeffizient wächst bei zunehmender Elektronendichte schnell an und erreicht den Maximalwert $\mu_{\lambda,max}$ bei nahezu vollständiger Einfachionisation. $\mu_{\lambda,max}$ verschiebt sich für steigende Drücke zu höheren Temperaturen und wird als quadratische Funktion des Drucks in Gleichung 4.16 angegeben.

$$\mu_{\lambda,max} [1/\text{m}] = 2,5 \cdot 10^{-9} p^2 [1/\text{Pa}^2] + 5,67 \cdot 10^{-4} p [1/\text{Pa}] - 26,25 \quad (4.16)$$

Hierbei muss p in Pascal eingesetzt werden, um $\mu_{\lambda,max}$ in der Einheit $1/\text{m}$ zu erhalten. Bei weiterer Steigerung der Temperatur stellt sich der Rückgang der Teilchendichten ein, bis die Elektronendichte durch die Zweifachionisation erneut ansteigen würde. Dieser Ionisationszustand wird jedoch in dieser Berechnungsmethode nicht berücksichtigt.

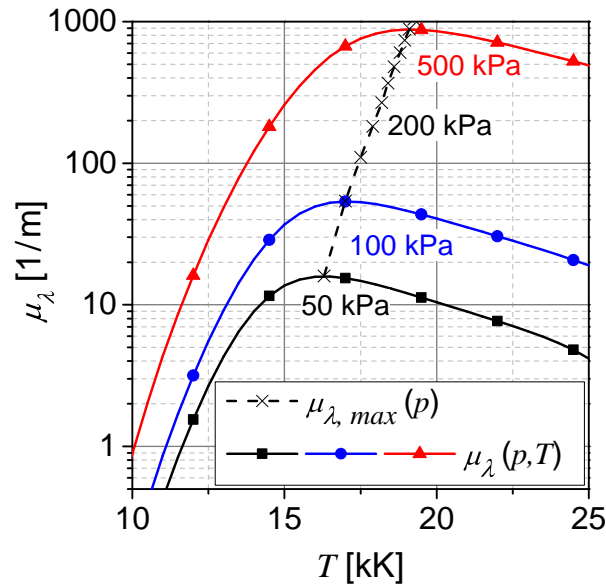


Abb. 4.3.: Absorptionskoeffizient $\mu_\lambda(p, T)$ für Argon nach Gleichung 4.13 sowie $\mu_{\lambda, \max}(p)$

Mit diesem Verfahren wird der erste Teil des Energiequellterms q_μ gemäß Gleichung 4.11 vollständig beschrieben. Der zweite Teil beinhaltet die elektromagnetische Feldverteilung des fokussierten Laserstrahls I_{xyz} , die gemäß der Gleichung 4.17 im Simulationsmodell definiert wird. Die Geometrie des Laserstrahls sowie die bezeichneten Variablen sind schematisch in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Strahlachse liegt im festgelegten Koordinatensystem in z -Richtung und die Intensitätsverteilung wird als rotationssymmetrischer Gauß-Strahl vorgegeben.

$$I_{xyz} = \frac{2 P_L}{\pi w(z)^2} \cdot e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w(z)^2}} \quad (4.17)$$

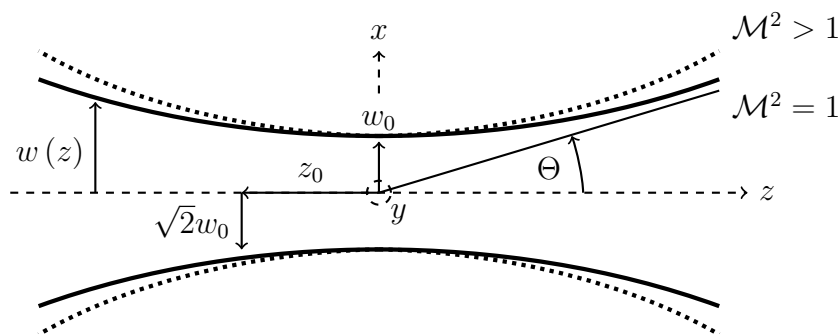


Abb. 4.4.: Strahlausbreitung eines Gauß-Strahls mit idealer Strahlqualität, $\mathcal{M}^2 = 1$ (durchgezogene Linie), und mit schlechterer Strahlqualität, $\mathcal{M}^2 > 1$ (gepunktete Linie), bei gleichem Strahltaillradius w_0 , nach [81]

In Gleichung 4.17 stehen P_L für die Laserleistung und $w(z)$ für den Strahlradius nach Gleichung 4.18, in welche weiterhin der Fokusradius w_0 , die Rayleigh-Länge z_0 , die Beugungsmaßzahl \mathcal{M}^2 und die Laserwellenlänge λ als Variable eingehen [51, 56, 82]. Die Näherungslösung für den Fokusradius resultiert aus dem Strahldurchmesser des unfokussierten Ausgangslaserstrahls d_0 , der als ideal paralleler Strahl (Divergenzwinkel: $\Theta = 0^\circ$) angenommen wird.

$$\text{Strahlradius: } w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2} \quad (4.18)$$

$$\text{Fokusradius: } w_0 \approx \frac{2 f \lambda}{\pi d_0} \mathcal{M}^2 \quad (4.19)$$

$$\text{Rayleigh-Länge: } z_0 = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda \mathcal{M}^2} \quad (4.20)$$

$$\text{Beugungsmaßzahl: } \mathcal{M}^2 = \frac{\Theta w_0 \pi}{\lambda} \quad (4.21)$$

Diese Gleichungen legen somit die Intensitätsverteilung eines idealen Laserfokus fest, bei welchem keine Abnahme der Intensität durch Absorption berücksichtigt wird. Dieser Einfluss auf die Feldverteilung müsste zusätzlich durch das Beersche Absorptionsgesetz im Modell implementiert werden. Gleichung 4.22 beschreibt diesen Zusammenhang gemäß der Depositionseffizienz T' als Funktion der Absorptionslänge z sowie dem Absorptionskoeffizienten μ_λ .

$$T' = 1 - e^{-\mu_\lambda \cdot z} \quad (4.22)$$

Die Implementierung dieses Einflusses (Gl. 4.22) würde jedoch eine zusätzliche Strahlpropagationsrechnung verlangen, die über ein an ANSYS CFX gekoppeltes Fortran-Programm prinzipiell möglich ist. Damit müsste über ein rekursives Verfahren die Intensitätsabnahme entlang der Strahlausbreitung berechnet werden. Da sich durch die Absorption gleichzeitig der lokale Energieeintrag verändert, wäre außerdem eine weitere Iterationsschleife im Strömungslöser erforderlich. Dieser Ansatz wird aufgrund der folgenden Ursachen nicht realisiert. Das rekursive Berechnungsverfahren verlangt ein strukturiertes Netz im Quellbereich, damit die Ausbreitung der Laserstrahlen durch die Geometrie der Volumenelemente abgebildet wird. Durch eine Netzunabhängigkeitsuntersuchung wird jedoch gezeigt, dass die erforderliche Netzfeinheit bei strukturierten Gittern deutlich über der von unstrukturierten Gittern liegt. Die wesentlich größere Anzahl von Gitterpunkten, die Fortran-Routine sowie die zusätzliche Iterationsschleife verursachen somit einen maßgeblichen Anstieg der Berechnungsdauer. Dementsprechend wird das vorgestellte Modell für den Laserenergieeintrag unter Vernachlässigung der Absorption angewendet. Diese Vereinfachung wird näher im Abschnitt 4.3 analysiert.

Emission von elektromagnetischer Strahlung

Ergänzend zum Energieeintrag durch Absorption wird die Strahlungsemission über einen weiteren Quellterm q_r nach Gleichung 4.23 im Berechnungsmodell implementiert. Die Plasmaemission besteht hierbei aus Anteilen von Linien- und Kontinuumstrahlung, welche in einfacher Form mit Hilfe des Netto-Emissionskoeffizienten ϵ_N beschrieben werden kann. Dieser Koeffizient entspricht der normierten und wellenlängenintegrierten Leuchtdichte eines rotationssymmetrischen Plasmas. Hierbei wird berücksichtigt, dass innerhalb des Plasmas ein bestimmter Anteil der Strahlungsemission in radialer Richtung erneut absorbiert wird.

$$q_r = -4 \pi \epsilon_N \quad (4.23)$$

Abbildung 4.5 stellt verschiedene Mess- und Berechnungsergebnisse der Strahldichte des Plasmas als Funktion der Temperatur dar. Darin ist ersichtlich, dass ein deutlicher Anstieg der Strahlungsemission bei Zunahme des Ionisationsgrads für Temperaturen zwischen 10 kK und 15 kK auftritt. Der Emissionskoeffizient steigt in diesem Temperaturbereich um ein bis zwei Größenordnungen an. Bei weiterer Temperaturerhöhung setzt sich der Anstieg langsamer fort, bis vermehrte Strahlungsübergänge der Zweifachionisation ab $T > 20$ kK auftreten. Diesen qualitativen Verlauf zeigen alle dargestellten Ergebnisse. Jedoch wird durch veränderte Modellvorgaben, des Plasmaradius bzw. des Gasdrucks, der Wertebereich des Emissionskoeffizienten deutlich beeinflusst. Am Beispiel der Berechnungsergebnisse von Aubricht et al. [83] wird eine signifikante Verringerung von ϵ_N für ansteigende Plasmaradien r_p gezeigt. Hierbei erhöhen größere Plasmaradien die Absorptionslänge für die emittierte Strahlung, sodass der Anteil der Selbstabsorption die Strahldichte maßgeblich senkt. Weiterhin ist in diesem Diagramm der Einfluss des Drucks auf den Emissionskoeffizienten dargestellt. Die Berechnungsergebnisse von Menart et al. zeigen für die Druckerhöhung von $\Delta p = 0,1$ MPa einen Anstieg des Netto-Emissionskoeffizienten um den Faktor drei.

Die Genauigkeit eines Strahlungsmodells hängt somit deutlich von der Kenntnis des Plasmazustands sowie dessen Ausdehnung ab. Beim Energieeintrag in einer Überschallströmung variiert jedoch der Druck im Plasmavolumen deutlich, so dass die Annahme der rotationssymmetrischen und homogenen Verteilung der Emission nicht gegeben ist. Mit der vorgestellten Vereinfachung der Berechnung des Netto-Emissionskoeffizienten wird somit die emittierte Strahlungsleistung nur ungenau bestimmt. Dennoch werden im Simulationsmodell die Strahlungseigenschaften nach Menart et al. [86, 87] für einen Druck von $p = 0,1$ MPa implementiert, um das Verhältnis zwischen emittierter und absorbierter Leistung abzuschätzen. Da das Gasvolumen mit Temperaturen oberhalb von 10 kK nur wenige Kubikmillimeter umfasst, liegt das Verhältnis von absorbierter zu emittierter Leistung deutlich unterhalb von einem Prozent. Der wesentliche Teil der absorbierten Laserstrahlung führt somit zur Aufheizung des Gases.

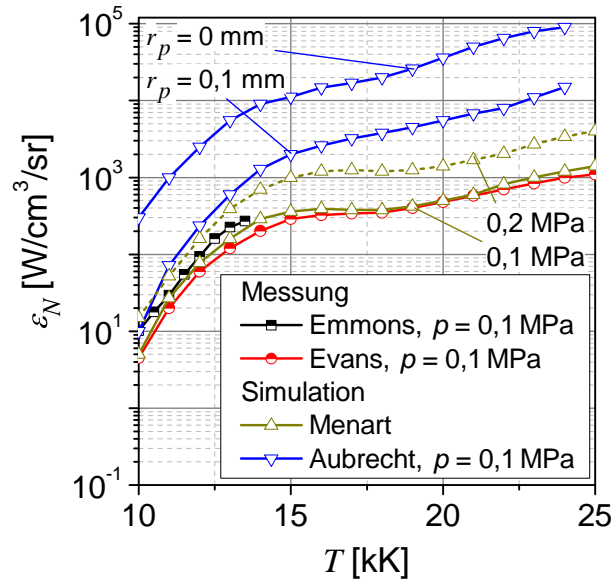


Abb. 4.5.: Netto-Emissionskoeffizient ϵ_N für ein thermisches Argonplasma für verschiedene Parameter; Messungen nach [84, 85] und Simulationen nach [83, 86]

Aufbau der Simulation

Die Beschreibung des Aufbaus der numerischen Simulation erfolgt im Anhang dieser Arbeit. Kapitel C.2 beinhaltet die Abschnitte der Modellbeschreibung, der Diskretisierung und der Modellkonfiguration. Abbildung 4.6 zeigt eine schematische Darstellung des Berechnungsmodells als Schnittdarstellung in xz -Ebene mit $y = 0 \text{ mm}$. Im folgenden Abschnitt werden die Eigenschaften der Simulationsergebnisse im Bereich der Energiequelle sowie des Staupunkts analysiert.

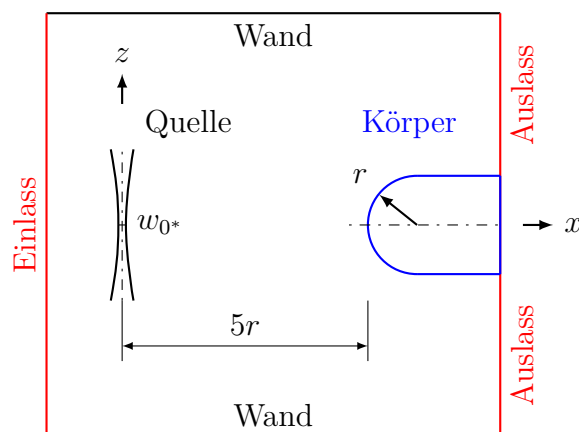


Abb. 4.6.: Skizze des Rechengebietes als Schnitt in der xz -Ebene

4.3. Modellanalyse

Mit dem beschriebenen Modell werden stationäre Berechnungen für verschiedene Leistungen, Strahlradian und Beugungsmaßzahlen durchgeführt. Hierbei ist die Energiequelle gemäß Gleichung 4.11 optional mit konstanten ($\mu_\lambda = \textit{konstant}$) oder mit variablen ($\mu_\lambda = \textit{var.}$) Absorptionskoeffizienten zu definieren. Für $\mu_\lambda = \textit{konstant}$ entspricht die Verteilung der deponierten Leistung der vorgegebenen Gauß-Funktion. Ein solches Simulationsergebnis wird als Startwert für Berechnungen mit variabler Quellstärke benutzt, wodurch die notwendige Absorptionsfähigkeit für einen Energieeintrag entsteht. Dieser Prozess ist vergleichbar mit der Plasmainitialisierung im Versuch.

Zustandsgrößen der Energiequelle

Die Simulationen mit variabler Quellstärke konvergieren gegen einen Gleichgewichtszustand, bei dem der Energieeintrag stationär erhalten bleibt. Die minimale Leistung P_L für die Energiequelle liegt im Bereich von wenigen Kilowatt und zeigt damit grundsätzliche Übereinstimmungen mit der Laserleistung im Versuch. Abbildung 4.7 stellt den Quellbereich eines solchen stationären Energieeintrags dar. Diese Diagramme zeigen den Absorptionskoeffizienten sowie die dimensionslosen Gaszustandsgrößen entlang der Staustromlinie. Die zugehörigen Konturdarstellungen veranschaulichen die räumlichen Verteilungen in der xz - und xy -Ebene. Hierbei stellen die Schnittachse dieser Ebenen die Staustromlinie und die gelbe Linie der Symmetrieachse der Energiequelle dar.

Betrachtet man den Verlauf des Drucks sowie der Dichte, ist die Lage des Verdichtungsstoßes bei $x \approx -0,2 \text{ mm}$ zu erkennen. Diese Stoßfront resultiert aus der Abnahme des Massenstroms durch den Energieeintrag, wobei der Abstand zwischen Verdichtungsstoß und Energiequelle ($x = 0 \text{ mm}$) durch die deponierte Leistungsdichte bestimmt wird. Demzufolge stellt sich für das Quellvolumen $\mu_\lambda = \textit{var.}$ eine größere Dichteabnahme sowie ein geringerer Massenstrom ein als bei dem konstanten Absorptionskoeffizienten $\mu_\lambda = 300 \text{ 1/m}$. Nach dem Verdichtungsstoß folgt ein weiterer Anstieg des Drucks, bis der fast vollständige Aufstau der Strömung bei $x \approx -70 \mu\text{m}$ zu verzeichnen ist. Die geringste Geschwindigkeit wird mit $u/u_\infty \approx 0,09$ (etwa 50 m/s) bestimmt. Die weiteren Gaszustandsgrößen entsprechen nahezu den analytischen Werten des Staupunkts nach der Rayleigh-Pitot-Gleichung. Ab dieser Position setzt der Temperaturanstieg durch die Energiequelle ein. Dementsprechend sinken Druck und Dichte deutlich, wobei die Gradienten vergleichsweise unabhängig vom Absorptionskoeffizienten sind.

Innerhalb der Energiequelle wird für variable Absorptionskoeffizienten die effizienteste Absorption nahe des Quellrands bestimmt. Ab dieser Position stromabwärts ist μ_λ rückläufig, da zunächst der Druck sinkt. Zudem übersteigen die lokalen Temperaturen die Temperaturen der optimalen Absorption $\mu_{\lambda, \textit{max}}$ (vgl. Abb. 4.3). Dem Absorptionsmodell zufolge verur-

sacht den Rückgang von μ_λ die Temperaturzunahme nahe der vollständigen Einfachionisation ($T > 20$ kK), da die Partikeldichten (n_e , n_a und n_i) sinken. Die Zweifachionisation, die einen erneuten Anstieg von n_e ab etwa $T > 25$ kK bewirkt, ist im Modell nicht implementiert. Demzufolge resultieren niedrigere Absorptionskoeffizienten, die etwa nur die Hälfte des maximal möglichen betragen (vgl. Abb. 4.7 oben). Dieser numerisch ermittelte Gleichgewichtszustand führt zu einer geringeren Effizienz bei der Strahlungsabsorption. Wird weiterhin die Leistungs- und Intensitätsvorgabe gesenkt, um einen Zustand nahe der vollständigen Einfachionisation zu erzielen, nimmt lediglich der integrale Energieeintrag ab, ohne den thermischen Zustand der Energiequelle wesentlich zu beeinflussen. Dieses Verhalten muss im Zusammenhang mit den vordefinierten Stoff- und Energietransportparametern c_p , κ und η betrachtet werden und erfolgt in Kapitel 5.3.

Eine weitere Eigenschaft der numerischen Lösung entsteht durch die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität. Im Bereich des Nachlaufs wird für die Temperaturverhältnisse T/T_∞ zwischen 75 bis 100 ein unstetiger Verlauf ermittelt. Dieses Verhalten rührt von dem lokalen Minimum von c_p zwischen dem ersten und dem zweiten Ionisationsniveau her (vgl. Abb. 4.1). Diese Unstetigkeit der numerischen Lösung kann jedoch nicht durch Netzverfeinerung eliminiert werden [81]. Der Einfluss ist für das Quellvolumen jedoch von geringer Bedeutung, da die Oszillationen vorwiegend im Quellanlauf auftreten.

Zusammenfassend wird durch diese Analysen gezeigt, dass das Strömungsfeld sowie der Energieeintrag detailliert abgebildet werden. Jedoch treten innerhalb des Quellvolumens Temperaturen auf, die die Einfachionisation von Argon überschreiten. Dieser Einfluss bewirkt geringere Absorptionskoeffizienten sowie veränderte Energie- und Transportprozesse. Durch die beschriebenen Abweichungen zwischen Simulation und Versuch werden die Eigenschaften der Energiequelle in den folgenden Auswertungen nur für qualitative Vergleiche herangezogen. Diese Untersuchungen erfolgen im Abschnitt 5.3, wobei Ergebnisse unterschiedlicher Energiequellparameter (P_L , w_0 und \mathcal{M}^2) betrachtet werden.

Im Gegensatz zu den Zustandsgrößen der Energiequelle wird die Wirkung des Energieeintrags auf den Verdichtungsstoß zuverlässig bestimmt, da stromabwärts zum Energieeintrag innerhalb von wenigen hundert Mikrometern die Gastemperatur auf etwa 15 kK absinkt. Für den größten Teil des Nachlaufs liegen daher die thermischen Zustandsgrößen im Geltungsbereich des Berechnungsmodells, sodass die auftretende Dissipation in guter Übereinstimmung zu den realen Energietransportprozessen beschrieben wird. Folglich werden gute Übereinstimmungen des körpernahen Strömungsfelds sowie der Druckkräfte erwartet. Diese Beurteilung folgt aus Kapitel 6.1.4.

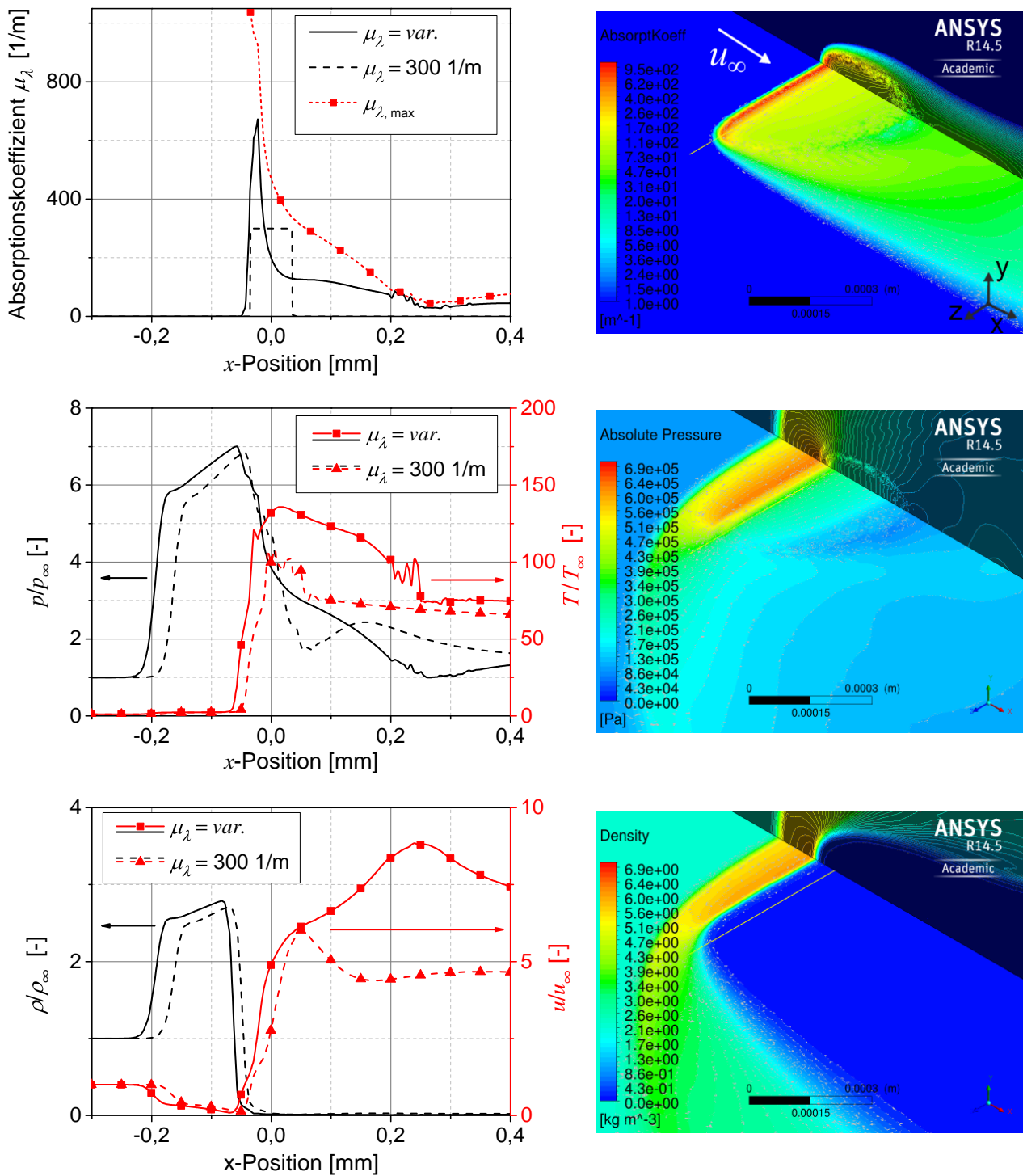


Abb. 4.7.: Links: Verteilung des Absorptionskoeffizienten (oben), des Temperatur- und des Druckverhältnisses (mittig) und des Dichte- und des Geschwindigkeitsverhältnisses (unten) entlang der Staustromlinie für die Quellen: $\mu_\lambda = 300$ 1/m (mit $P_d = 598$ W, Sim.-Nr.: 4 in Tab. 6.1) und $\mu_\lambda = var.$ (mit $P_d = 891$ W, Sim.-Nr.: 6 in Tab. 6.1) bei $M_\infty = 2,1$; Rechts: Konturdarstellung von μ_λ , p und ρ in der xy - und xz -Ebene für eine Energiequelle mit variablem Absorptionskoeffizienten

Strömungsfeld und Wärmeübergang

Das numerisch berechnete Strömungsfeld mit bzw. ohne Energieeintrag ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Durch den Energieeintrag sinkt die lokale Machzahl sowie die Dichte im Nachlauf. Gemäß der Stromlinien wird im Bereich des Körperstaupunkts eine Zirkulationsströmung ersichtlich. Weiterhin werden in diesem Modell die reibungsbehafteten Bewegungsgleichungen berechnet, sodass der Wärmeübergang auf den Körper ermittelt wird. Für diese Berechnung muss der dimensionslose Wandabstand y^+ gemäß des Gesetzes der zähen Unterschicht gewählt werden. Die Diskretisierung erfolgt durch die Wahl der ersten Schichtdicke y_1 des strukturierten Gitters, wodurch y^+ nach Gleichung 4.24 ermittelt wird [63, 88]. Wie dem Diagramm zu entnehmen ist, wird diese Bedingung für $y_1 = 0,5 \mu\text{m}$ erfüllt.

$$y^+ = \frac{\rho y_1}{\eta} \sqrt{\frac{|\tau|}{\rho}} \leq 1 \quad (4.24)$$

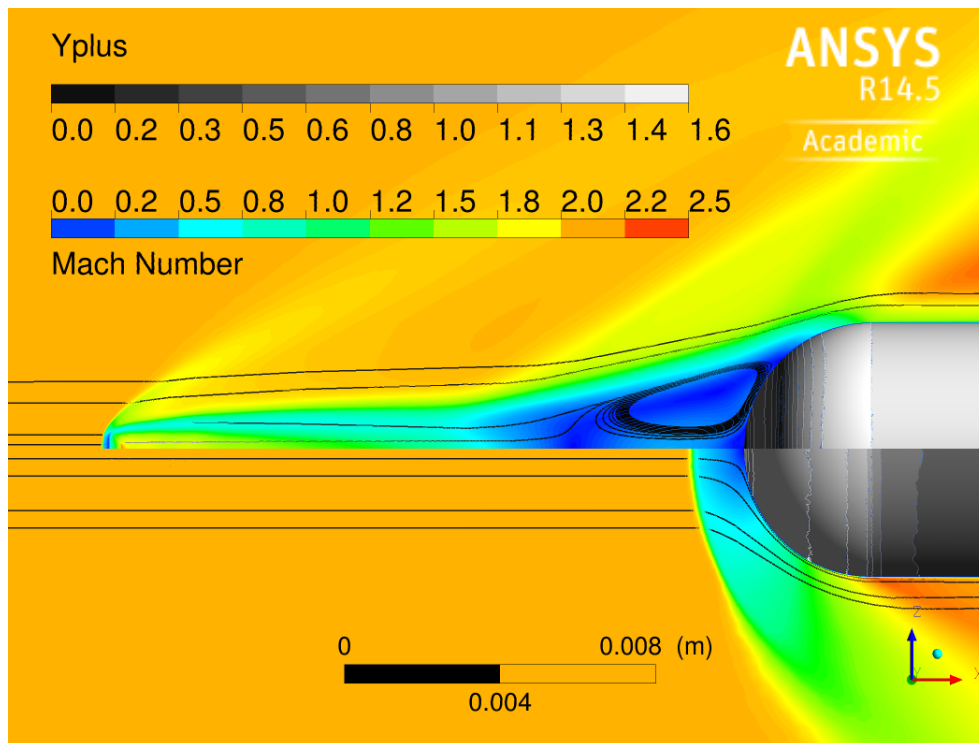


Abb. 4.8.: Konturdarstellung von M und y^+ des Strömungsfelds beim Energieeintrag mit $P_d = 891 \text{ W}$ und $\mu_\lambda = \text{var.}$ (oben) sowie ohne Energieeintrag (unten); $p_\infty = 90 \text{ kPa}$, $T_\infty = 200 \text{ K}$, $M_\infty = 2,1$ und $w_{0^*} = 35,9 \mu\text{m}$

5. Eigenschaften stationärer, lasergeheizter Plasmen

Der Laserenergieeintrag stellt das methodisch ideale Prinzip dar, um konzentriert und frei positionierbar Energie in eine Strömung einzubringen. Dabei beeinflusst das entstehende Heißgas die Verdichtungsstöße eines Überschallflugkörpers, wodurch eine Senkung des Wellenwiderstands und der lokalen Wärmelasten sowie ein Anstieg des Auftriebs erreicht werden können. In diesem Kapitel werden die Laseranforderungen für die Erhaltung eines Energieeintrags in einer Überschallströmung untersucht und die Plasmaeigenschaften analysiert.

Im Rahmen dieser Arbeiten werden gaskinetische Grenzen und hohe Leistungsanforderungen an die cw-Laser für die Plasmaerhaltung ermittelt [89–91]. Hierbei beeinflusst das Versuchsgas erheblich die Anregungs- und Energietransportprozesse sowie die Absorptionsfähigkeit von Laserstrahlung. Diese Zusammenhänge werden durch die temperaturabhängigen Energie- und Energiedissipationsgrößen beschrieben, die schließlich den Einsatz von Argon als Versuchsgas sowie von CO₂-Lasern begründen.

1. Absorptionskoeffizient: μ_λ

Die Absorption elektromagnetischer Strahlung über den Prozess der inversen Bremsstrahlung wird durch den spektral-, druck- und gasabhängigen Absorptionskoeffizienten beschrieben. Diese Größe bezeichnet die Verringerung der Strahlungsintensität pro Längeneinheit aufgrund der Absorption im Plasma. Abbildung 5.1 (links) zeigt die Absorptionskoeffizienten für Luft und Argon sowie für zwei Laserwellenlängen λ im Bereich von 200 K bis 20 kK. Diese Verläufe sind bei einer bestimmten Wellenlänge für beide Gase qualitativ ähnlich. Jedoch stellt sich bei gleichem Gas für $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ein um den Faktor 100 geringerer Absorptionskoeffizient ein als für die CO₂-Laserwellenlänge $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$. Für eine effiziente Absorption von Laserstrahlung im Gas ist demzufolge der Einsatz von CO₂-Lasern vorteilhaft.

2. Spezifische Wärmekapazität: c_p

Abbildung 5.1 (mittig) zeigt die Realgaseffekte von Luft und Argon in Form der temperaturabhängigen spezifischen Wärmekapazität c_p . Der Begriff der Realgaseffekte fasst die Rotations- und Schwingungsanregungen sowie die chemischen Prozesse eines Gases zusammen [5]. Die Verläufe zeigen die Ionisationsenergieniveaus von Argon und Luft, die

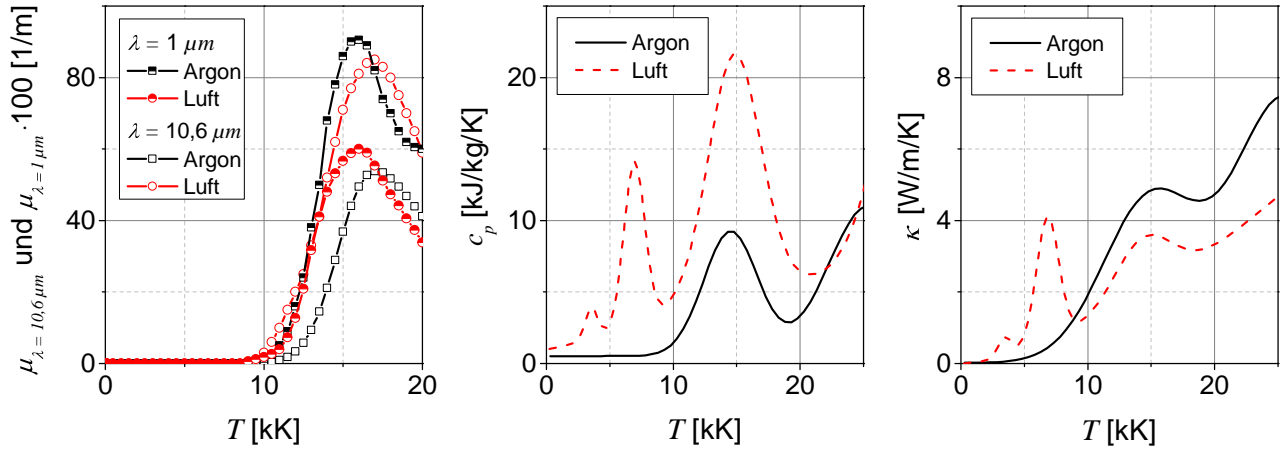


Abb. 5.1.: Absorptionskoeffizient für elektromagnetische Strahlung am Beispiel von zwei typischen Laserwellenlängen (links), spezifische Wärmekapazität (mittig) und Wärmeleitfähigkeit (rechts) für Luft und Argon bei $p_\infty = 0,1 \text{ MPa}$ [34, 78, 87, 93, 94]

ab einer Temperatur von 10 kK den Anstieg von c_p verursachen. Ab dieser Temperatur wächst die Elektronendichte wesentlich an, sodass die Absorptionsrate von Laserstrahlung deutlich steigt. Für Luft sind unterhalb der Ionisationsenergien die Dissoziationen von Sauerstoff und Stickstoff sowie deren Schwingungsanregungen zu erkennen [92]. Die Energie für die Molekulanregungen / -dissoziationen werden jedoch nicht durch Laserstrahlung stimuliert, da die Anzahl freier Elektronen für eine effiziente Absorption zu gering ist. Diese müssen demzufolge durch das ionisierte Gas aufgebracht werden. Infolgedessen steigen für Luft die Laserleistungsanforderungen im Vergleich zu Argon.

3. Wärmeleitfähigkeit: κ

Im Temperaturbereich der Dissoziationsniveaus liegt der Wärmetransport von Luft signifikant oberhalb dem von Argon (Abb. 5.1 rechts).

Bei der Plasmaerhaltung in molekularen Gasen verursachen die beschriebenen Realgaseffekte höhere Energieübergänge, die durch größere deponierte Leistungsdichten kompensiert werden müssen. Somit steigt gleichzeitig die Leistungsanforderung, da die Absorptionseigenschaften eines Stickstoff- und eines Argonplasmas vergleichbar sind. Im ruhenden Gas wird für beide Versuchsgase die notwendige Laserleistung zur Plasmaerhaltung erreicht. Jedoch liegen die Leistungsanforderungen in Stickstoff nahe der Nennleistung, sodass für höhere Konvektion das Plasma erlischt. Demzufolge wird in der vorliegenden Arbeit fast ausschließlich die Plasmaerhaltung in einer Argonüberschallströmung untersucht und anschließend die Einsatzmöglichkeiten alternativer Gasarten und Strahlquellen betrachtet.

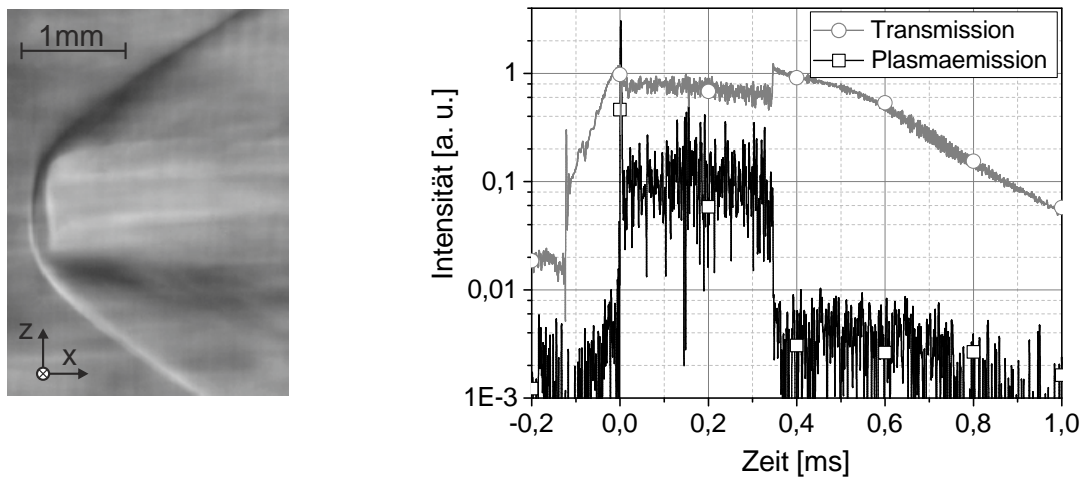


Abb. 5.2.: Schlierenaufnahme (links) und Photodetektorsignale der Plasmaemission und des transmittierten Laserstrahls (rechts) eines stationären Plasmas bei der Machzahl $M_\infty = 2,1$; Laserstrahlausbreitung in z -Richtung, Strömungsrichtung in x -Richtung

Charakterisierung der Plasmaerhaltung

Die Schlierenaufnahme in Abbildung 5.2 (links) zeigt ein stationäres Plasma in einer Überschallströmung. Das Plasma wird im Brennpunkt des Laserstrahls erzeugt und erreicht mit den gewählten Optiken Abmessungen von wenigen Millimetern entlang der Strahlausbreitungsrichtung (in z -Richtung). Durch den Energieeintrag erfolgt die Aufheizung des Gases, wodurch der Massenstrom abnimmt und eine senkrechte Stoßfront induziert wird. Beide Effekte werden aus den Schlierenaufnahmen ersichtlich, aus welcher sich die Absorptionslänge für die Laserstrahlung ermitteln lässt.

Des Weiteren charakterisiert die Plasmastrahlung den Zustand des Plasmas. Als Messverfahren wird die optische Emissionsspektroskopie eingesetzt, aus welcher der Anregungszustand des Plasmas berechnet werden kann. Außerdem erfassen breitbandige Photodetektoren die zeitliche Dynamik der Plasmastrahlung sowie die Erhaltungsdauer. Zur Bestimmung dieser Größen werden Photodetektoren für die Wellenlängen $\lambda \leq 1,1 \mu\text{m}$ verwendet. Dementsprechend nehmen diese Detektoren die CO_2 -Strahlung, die zur Plasmaerhaltung verwendet wird, nicht wahr. Außerdem werden zur Messung der durch das Plasma transmittierten CO_2 -Strahlung infrarotempfindliche Photodetektoren ($\lambda > 2 \mu\text{m}$) eingesetzt.

Abbildung 5.2 (rechts) zeigt die zeitlichen Signalverläufe von Plasmaemission und Transmission. Die Plasmainitialisierung erfolgt beim Leistungsmaximum durch einen Laserpuls, der zu einem Gasdurchbruch führt. Zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ s}$ ist daher im Intensitätsverlauf der Anstieg der Emission sowie die Abschwächung der Transmission ersichtlich. Ist die Ausgangsleistung

des CO₂-Lasers hinreichend hoch, stellt sich kurz nach der Initialisierung das Erhaltungsgleichgewicht ein. Während der Erhaltungsdauer bleiben die Detektorsignale auf einem nahezu konstanten Niveau, bis durch die abnehmende Ausgangsleistung das Plasma erlischt. Dieser Zeitpunkt kennzeichnet die druck- und machzahlabhängige Intensitätsschwelle, bei welcher der Gleichgewichtszustand zwischen Absorption und Energieverlusten verletzt wird.

Betrachtet man weiterhin die Prozesse des Wärmeaustausches zwischen Plasma und Strömung beim Eintrag von Laserenergie, lässt sich daraus die Einstellzeit des Gleichgewichts ableiten. Da der wesentliche Energietransport durch Konvektion hervorgerufen wird, bestimmt die Strömungsgeschwindigkeit die Zeitskala des Energietransports. Legt man zur Abschätzung die Strömungsgeschwindigkeit mit $u_\infty \approx 0,5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ sowie den Durchmesser des Energieeintrags mit $d \leq 500 \mu\text{m}$ fest, wird aus dem Verhältnis beider Größen eine Wirkungszeit unterhalb von einer Mikrosekunde bestimmt, in der der Energieaustausch stattfindet. Diese Dauer kennzeichnet gleichzeitig die notwendige Pulslänge des Lasers, um thermisches Gleichgewicht zu erreichen. Die ermittelten Erhaltungszeiten des Plasmas liegen stets oberhalb von $200 \mu\text{s}$ und somit deutlich oberhalb der Einstelldauer für das Gleichgewicht. Bei diesen Pulslängen sind zudem vielfältige Messverfahren einsetzbar, die über eine ausreichende Messdynamik verfügen [95].

5.1. Laserkenngrößen und Fokussierung

Die Versuchsergebnisse hinsichtlich der Laser- und Plasmaeigenschaften werden im folgenden Abschnitt in Abhängigkeit des Totaldrucks und der Machzahl analysiert. Der theoretische Totaldruck $p_{t,\infty}$ leitet sich aus der Rayleigh-Pitot-Gleichung (Gl. 5.1) aus einer nicht-isentropen Zustandsänderung beim Aufstau einer Überschallströmung ab. p_∞ steht in dieser Gleichung für den statischen Druck und γ für den Isentropenexponenten. Der Totaldruck $p_{t,\infty}$ beschreibt den Maximaldruck im Bereich der Energiequelle, da durch den Energieeintrag der Massenstrom herabgesetzt und folglich die Strömung verzögert und umgelenkt wird (vgl. Abb. 4.7 unten). Da zudem die Absorption von Laserstrahlung im Plasma druckabhängig ist, wird $p_{t,\infty}$ zum Vergleich von Messungen unterschiedlicher Machzahlen M_∞ verwendet.

$$p_{t,\infty} = p_\infty \left[\frac{(\gamma + 1)^2 \cdot M_\infty^2}{4\gamma M_\infty^2 - 2(\gamma - 1)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{(1 - \gamma) + 2\gamma M_\infty^2}{\gamma + 1}, \text{ mit } M_\infty > 1 \quad (5.1)$$

Die folgenden Ausführungen beschreiben den Einfluss der Laserstrahlquelle, der Ausgangsleistung sowie der Fokussierung auf die Plasmaerhaltung. Hierbei erfolgt die Einstrahlung des CO₂-Lasers in die Messstrecke stets senkrecht zur Strömungsrichtung, wie es in Abbildung 5.2 gekennzeichnet ist. Davon abweichende Einstrahlwinkel des cw-Lasers werden gesondert in Abschnitt 5.1.3 untersucht.

5.1.1. Laserleistung, Lasergasanregung und Strahlqualität

Die eingesetzten Laser sind in Tabelle 3.2 anhand der Leistungsparameter zusammengefasst. Die CO₂-Laser verschiedener mittlerer Leistungen korrelieren jeweils mit bestimmten Ausbaustufen des Messaufbaus und der Versuchsanlage. In diesen Versuchsreihen wird einheitlich das im Folgenden beschriebene Verfahren zur Leistungsbestimmung eingesetzt, aus dem die Laseranforderungen zur Plasmaerhaltung ermittelt werden. Alternativ zu den CO₂-Lasern wird zudem ein Festkörperlaser der Wellenlänge $\lambda = 1,07 \mu\text{m}$ verwendet, um den Einfluss der Laserwellenlänge auf die Plasmaerhaltung zu untersuchen.

Strahlparameter und Anregungsprinzip

Die Laserausgangsleistung ist eine Stell- und Messgröße, die ein Kriterium für die Erhaltungsanforderung des Plasmas darstellt. Für die messtechnische Erfassung wird dafür ein Teilstrahl geringer Leistung mittels eines teildurchlässigen Spiegels vom Ausgangslaserstrahl separiert. Dieser Strahl wird auf einem Energiesensor abgebildet und so die Pulsenergie E_L erfasst. Sind zudem die Pulsdauer t_L , der Brennpunktradius w_0 und die Beugungsmaßzahl \mathcal{M}^2 bekannt, wird die Brennpunktintensität I_{w_0} nach Gleichung 4.17 bestimmt. Mit dieser Kenngröße lässt sich die Leistungsdichteverteilung für Laser mit verschiedenen Strahlparametern sowie für Messungen unterschiedlicher Optikkonfigurationen vergleichen. Dadurch ist weiterführend die Beurteilung des Einflusses der Fokusparameter auf die Plasmaerhaltung möglich.

Zur Fokussierung werden plan-konvexe Linsen eingesetzt, die gemäß Gleichung 5.2 durch die Linsenzahl charakterisiert werden. Hierbei bezeichnen f die Brennweite und d_0 den Strahldurchmesser an der Linse.

$$\text{Linsenzahl} = f/d_0 \quad (5.2)$$

Mit den eingesetzten Lasern ist die Plasmaerhaltung in einer Überschallströmung mit Linsenzahlen $f/d_0 \leq 5,3$ möglich, da nur für diese Fälle die Intensität im Brennpunkt ausreicht, um hinreichend Laserenergie im Gas zu deponieren und die Energieverluste zu kompensieren. Jedoch treten für abnehmende Linsenzahlen zunehmend sphärische Aberrationen auf, durch die der Brennpunktdurchmesser ansteigt (Queraberration) sowie dessen Lage verschoben wird (Längsaberration). Diese Abweichungen werden durch die Berechnungsmethode der Strahlenoptik eines Gauß-Strahls gemäß den Gleichungen 4.17 bis 4.21 nicht erfasst [96, 97]. Zur Abschätzung der sphärischen Aberrationen wird an dieser Stelle ein Verfahren zur Korrektur des Brennpunktdurchmessers benutzt. Das Berechnungsverfahren basiert hierbei auf der geometrischen Ausbreitung von ebenen Wellen beim Übergang von Medien verschiedener Brechungsindizes mittels des Snelliusschen Brechungsgesetzes. Im Anhang (Kap. A) wird diese Methode beschrieben und die korrigierte Strahltaile w_0^* abgeleitet. In Tabelle 5.1 sind die

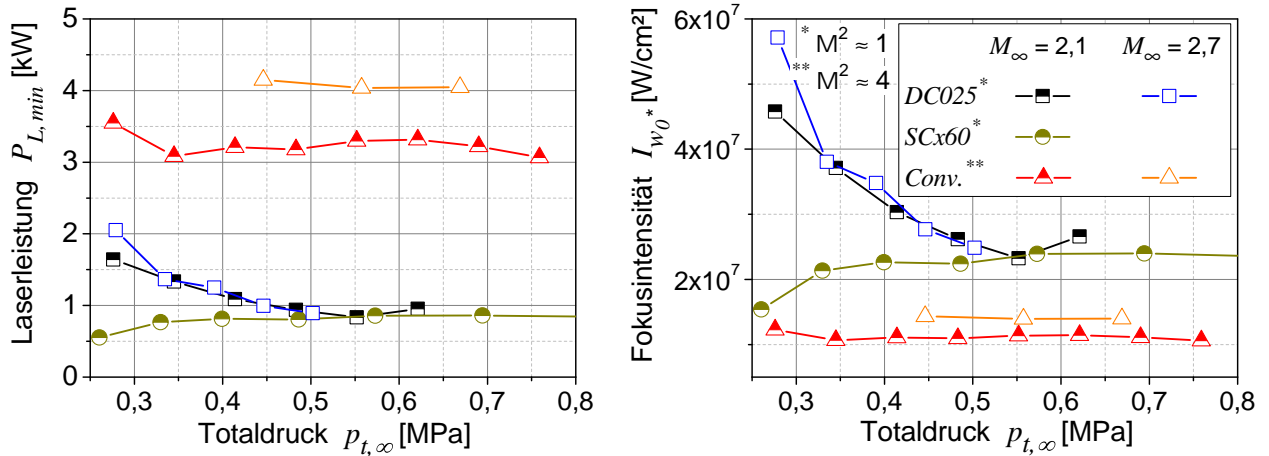


Abb. 5.3.: Minimale Erhaltungsleistung (links) und Erhaltungsintensität (rechts) eines stationären Plasmas für verschiedene CO_2 -Laser und Machzahlen; Fokussierung mit der Linsenzahl $f/d_0 = 2,1$ für die *SCx/DC*-Laser bzw. mit $f/d_0 = 1,6$ für den *Convergent*-Laser

Gaußschen sowie die korrigierten Fokusparameter zusammengefasst. Aus der Gegenüberstellung beider Berechnungsmethoden wird ersichtlich, dass für die kleinste Linsenzahl $f/d_0 = 1,4$ eine Vergrößerung der Strahltaile um etwa 150% auftritt. Bei Vergrößerung der Linsenzahl reduziert sich der Einfluss der Queraberration, sodass für $f/d_0 = 5,3$ die Strahltaile lediglich um etwa 10% ansteigt. Die Berücksichtigung dieses Einflusses ist somit wichtig für die Beurteilung der Brennpunktintensität zur Plasmaerhaltung.

Leistungs- und Erhaltungsintensität

Abbildung 5.3 stellt die minimalen Intensitäts- und Leistungsanforderungen zur Plasmaerhaltung in Abhängigkeit der Machzahl sowie des Lasers dar. Bei diesen Messungen liegt die Linsenzahl zwischen $f/d_0 = 1,6$ und $2,1$. Ein Plasma wird in der Überschallströmung erhalten, wenn der Druck $p_{t,\infty} \approx 0,25$ MPa überschreitet. Dabei kann der Druck auch über den dargestellten Bereich hinaus gesteigert werden, ohne dass die Plasmaerhaltung beeinträchtigt wird.

Zur Erhaltung eines Laserplasmas in einer Überschallströmung ist eine minimale Laserleistung von $P_{L,min} \geq 550$ W für eine Fokusintensität von $I_{w_0^*} \approx 20$ MW/cm² erforderlich. Die Minimaleistung ist hierbei deutlich von den Lasereigenschaften jedoch nur schwach von der Machzahl abhängig. Die deutlichen Unterschiede von $P_{L,min}$ für verschiedene Laserstrahlquellen resultieren aus veränderten Wärmeübergängen, die sich aus der senkrechten Einstrahlung des Lasers zur Strömungsrichtung ergeben. Da sich das Plasma in Richtung des Laserstrahls ausbildet, ist der Strahldurchmesser die Bezugsgröße für den konvektiven Wärmeübergang. Mit größerem Strahlquerschnitt nimmt der integrale Wärmestrom zu, wodurch die minimale Erhaltungsleistung ansteigt. Gleichzeitig sinkt jedoch für größere Strahlquerschnitte die lokale Wärmestromdichte aufgrund der zunehmenden thermischen Grenzschichtdicke. Infolgedessen

lässt sich das Plasma mit niedrigeren Fokusintensitäten erhalten. Die höchste erforderliche Erhaltungsleistung $P_{L,min}$ wird für den *Convergent*-Laser bestimmt, da der Strahldurchmesser durch die höhere Beugungsmaßzahl \mathcal{M}^2 stets größer ist als bei den anderen Lasern (siehe Gl. 4.19 und Anhang Gl. A.3). Für den *Convergent*-Laser werden Fokusradien ermittelt, die diejenigen der *SCx/DC*-Geräte um den Faktor drei übersteigen (Tab. 5.1). Aus diesen Messungen wird deutlich, dass ein Zusammenhang zwischen dem Strahlquerschnitt und den Leistungs- und Intensitätsanforderungen zur Plasmaerhaltung besteht. Ein vergleichbarer Einfluss geht ebenfalls aus den numerischen Simulationen hervor, die in Kapitel 5.3 beschrieben werden.

In Abbildung 5.3 sind weiterhin für den *SCx*- und den *DC*-Laser, die über vergleichbare Strahlparameter und Fokussierungen verfügen, gute Übereinstimmungen der minimalen Erhaltungsleistung und -intensität zu erkennen. Die minimale Leistung zur Plasmaerhaltung beträgt zwischen 550 W und 800 W ab einem Totaldruck von 0,5 MPa. Bei den Messungen mit dem *DC025*-Laser ist jedoch ein Anstieg von I_{w^*} bei sinkenden Drücken auffällig. Dieses druckabhängige Verhalten weist auf einen weiteren wichtigen Einflussparameter hin, der aufgrund von Oszillationen der Laserleistung entsteht und im folgenden Abschnitt betrachtet wird.

Leistungsozillationen

Basierend auf den technischen Beschreibung der Laser (in Kap. 3.2) sind sowohl der Resonator als auch die Strahlparameter des *SCx*- und des *DC*-Lasers vergleichbar. Das Lasergas wird bei beiden Geräten durch eine Hochfrequenzquelle angeregt, wobei die Ausgangsleistung des *DC025*-Lasers durch Pulsweitenmodulation der Anregung gesteuert wird (vgl. Abb. 3.4). Die Modulationsfrequenz beträgt etwa 60 kHz mit einem maximalen Pulsweitenverhältnis von 62 % bei Nennleistung P_L . Da die Besetzungsinversion, auf der die Lasertätigkeit beruht, der gepulsten Hochfrequenzanregung nur träge folgt, stellt sich lediglich eine Leistungsschwankung um die mittlere Leistung ein (quasi-kontinuierlicher Betrieb). Wenn das maximale Pulsweitenverhältnis eingestellt wird, beträgt die Leistungsozillation etwa $\pm 20\% \cdot P_L$.

Dieses Betriebsverhalten bewirkt Längenoszillationen des Plasmas, die sich durch eine Frequenzanalyse der Plasmastrahlung eindeutig feststellen lassen. Abbildung 5.4 stellt für die Versuchslaser die FFT der Messsignale des Pulsverlaufs sowie der Plasmaemission dar. Die Frequenztransformationen des Puls- und des Emissionssignals zeigen für den *Convergent*-Laser lediglich die longitudinalen Lasermoden im Frequenzbereich von etwa 5 MHz. Diese Frequenz übersteigt die Dynamik des konvektiven Energieübergangs und beeinträchtigt somit nicht die Plasmaerhaltung. Hingegen ist beim *DC025*-Laser die 60 kHz-Modulationsfrequenz deutlich nachzuweisen. Diese Periodendauer beeinflusst die Erhaltungsanforderungen und wird weiterführend analysiert.

Untersucht man mit diesem Messverfahren die Strahlung des *DC025*-Laserplasmas in Abhängigkeit vom Druck, wird ein Zusammenhang zur Oszillationsamplitude festgestellt. Abbildung 5.5 zeigt die spektrale Leistungsdichte für Frequenzen bis 61 kHz. Aus der FFT ver-

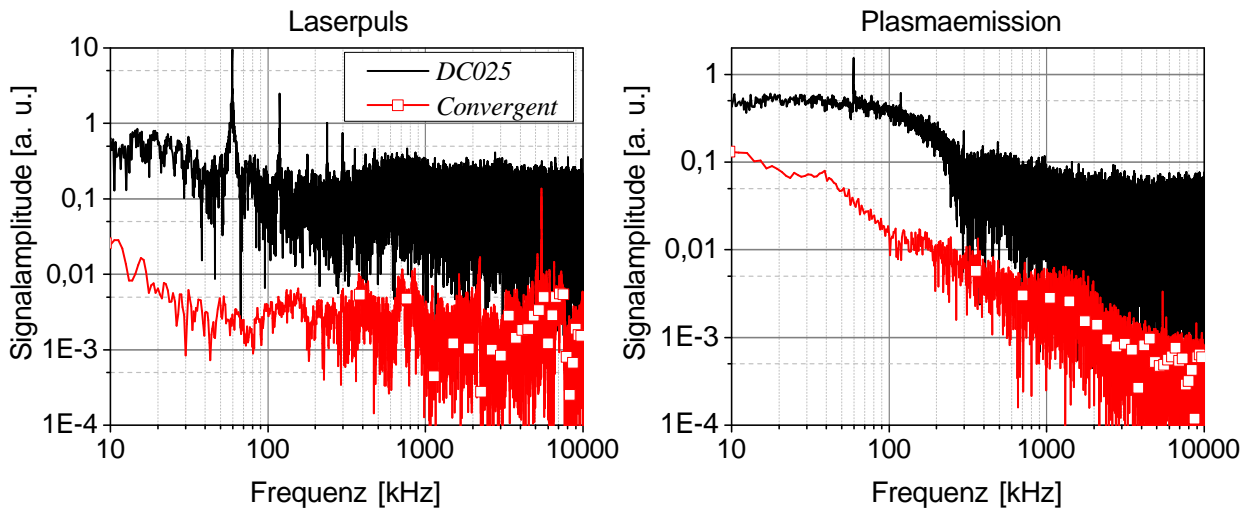


Abb. 5.4.: FFT der Photodiodesignale des Ausgangslaserstrahls (links) und der Plasmaemission (rechts) für $M_\infty = 2,7$ und $p_{t,\infty} = 0,45$ MPa

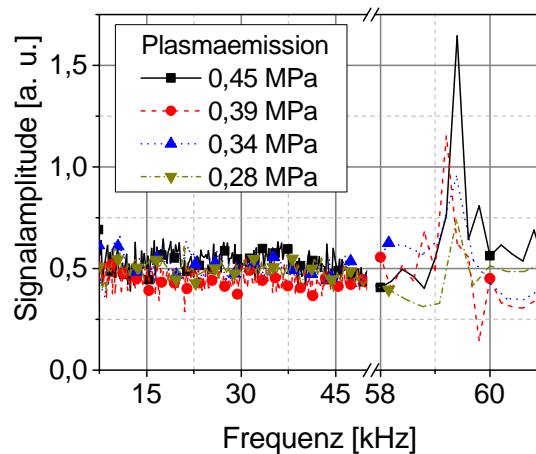


Abb. 5.5.: FFT des Plasmaemissionssignals (*DC025*-Laser) für verschiedene Totaldrücke; $P_L = 2580 \pm 531$ W, $M_\infty = 2,7$ und $f/d_0 = 2,1$

schiedener Totaldrücke wird deutlich, dass bei Senkung des Drucks die emittierte Strahlungsleistung bei der Modulationsfrequenz (etwa 60 kHz) abnimmt. Unterhalb dieser Frequenzen hingegen ist bei allen Drücken eine vergleichbare Signalamplitude erkennbar. Dieser Trend ist auf eine abnehmende Dynamik der Längenänderung des Plasmas bei Verringerung des Drucks zurückzuführen. Gleichzeitig sinkt die mittlere Absorptionslänge für die Laserstrahlung, sodass sich ein ineffizienterer Energieeintrag einstellt. Darin lässt sich schließlich der Anstieg der minimalen Erhaltungsintensität für abnehmende Drücke begründen, der für den *DC025*-Laser aus Abbildung 5.3 zu ersehen ist. Demgegenüber ist die Erhaltungsleistung des Plasmas bei real-kontinuierlich arbeitenden Lasern druckunabhängig, sodass kein expliziter Zusammenhang vom Druck zur Konvektion bzw. zur Absorption von Laserstrahlung abzuleiten ist.

Absorptionseigenschaften des Plasmas

Zur weiterführenden Beurteilung des Energieeintrags wird die im Plasma deponierte Leistung untersucht. Dafür wird die transmittierte Leistung des CO₂-Lasers nach der Propagation durch das Plasma bestimmt, indem der Strahl erneut kollimiert und auf photoelektrischen Sensoren abgebildet wird. Zur Messung der Ausgangs- und Transmissionsleistung werden jeweils Pulsenergie- und Photodetektoren eingesetzt und synchron erfasst. Daraus wird der Transmissionsgrad berechnet, welcher einerseits durch die Absorption im Plasma, andererseits jedoch auch durch Brechungsindexstörungen und mögliche Reflexionen (Plasmaabschirmung) beeinflusst wird. Einflüsse des Brechungsindex auf die Strahlausbreitung resultieren aus den turbulenten Freistrahlgrenzen, dem induzierten Verdichtungsstoß sowie den Dichtegradienten im Plasma. Aus der Fehlerdiskussion in Kapitel 3.3.1 sowie im Anhang (Kap. A) wird abgeleitet, dass die genannten Effekte vernachlässigbare Propagationsstörungen darstellen. Somit kann von einer idealen Propagation ausgegangen werden, bei der die verringerte transmittierte Laserleistung ausschließlich auf die Energiedeposition im Plasma zurückzuführen ist. Gemäß der Gleichung 5.3 wird die Depositionseffizienz T' aus dem Pulsenergieverhältnis zwischen Absorption im Plasma E_d und Laserausgang E_L sowie dem Verhältnis zwischen Laserpulsdauer t_L und Plasmaerhaltung t_d berechnet. Der Faktor t_L/t_d berücksichtigt den möglichen Fall, dass das Plasma nicht über die gesamte Pulsdauer erhalten wird.

$$T' = \frac{E_d t_L}{E_L t_d} \quad (5.3)$$

Zusätzlich wird die Plasmaabmessung z_L in Strahlausbreitungsrichtung ermittelt. Hierfür wird das Plasma auf dem Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet und die Strahlung nach der spektralen Zerlegung von einer Kamera erfasst. Aus den Parametern T' und z_L ist die Beurteilung der deponierten Leistung sowie die Bestimmung der Absorptionseigenschaften möglich.

Depositionseffizienz

Abbildung 5.6 (links) stellt die druckabhängige Depositionseffizienz für die CO₂-Laser bei zwei Machzahlen dar. Für die Messungen eines bestimmten Lasers wird die Ausgangsleistung nach Tabelle 5.1 konstant eingestellt. Die Messreihen zeigen, dass bei Druckerhöhung die Laserstrahlung zunehmend effizienter absorbiert wird, da die Rate der Teilchenstöße für den Absorptionsprozess der inversen Bremsstrahlung ansteigt. Im gesamten Druckbereich beläuft sich die Zunahme der Depositionseffizienz auf $\Delta T' \geq 0,1$ für die verwendeten Laser. Jedoch übt die Laserstrahlqualität (gemäß Beugungsmaßzahl \mathcal{M}^2) einen wesentlichen Einfluss auf den Betrag von T' aus. Bei der Plasmaerhaltung mit geringerer Strahlqualität ($\mathcal{M}^2 \approx 4$) liegen die Depositionseffizienzen stets deutlich unterhalb denen, die mit Lasern sehr guter Strahlqualität ($\mathcal{M}^2 \approx 1$) erzielt werden. Gleichzeitig zeigen die Messkurven mit Lasern vergleichbarer Strahlqualität gute Übereinstimmungen von T' auf. Lediglich beim DC-Laser fallen im unteren

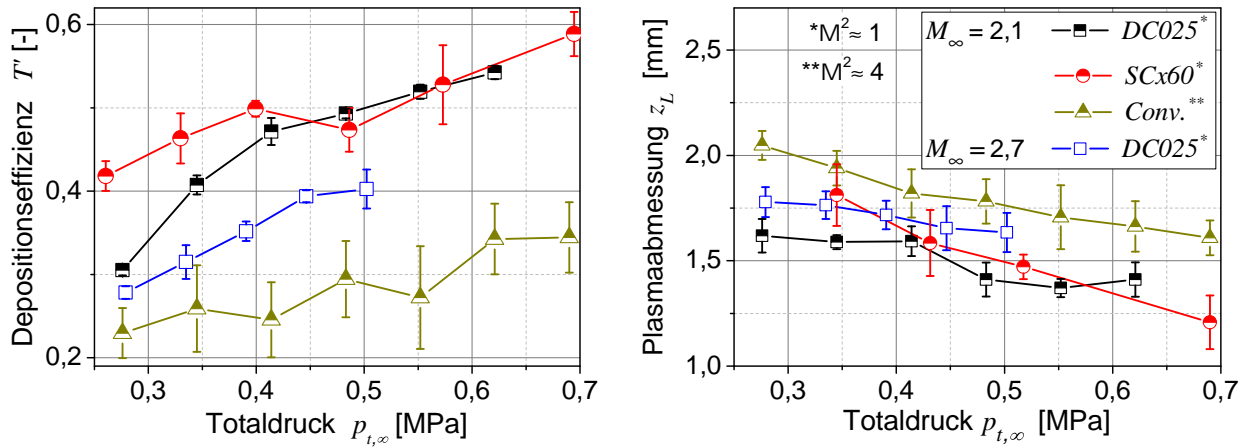


Abb. 5.6.: Depositionseffizienz (links) und Plasmaabmessung (rechts) für verschiedene CO_2 -Laserstrahlquellen und Machzahlen M_∞ bei der Linsenzahl $f/d_0 = 2,1$ und den Lasernennleistungen gemäß Tabelle 5.1, M^2 -Beugungsmaßzahl

Druckbereich die Depositionseffizienzen geringer aus, als mit dem *SCx*-Laser erzielt werden. Diese Abweichungen sind auf die bereits beschriebenen Unterschiede in der Leistungssteuerung der Laser zurückzuführen (vgl. Abb. 5.3).

Weiterhin zeigt Abbildung 5.6 (rechts) die Plasmaabmessung z_L in Abhängigkeit des Drucks. Für alle Messreihen stellen sich ähnliche Werte mit linear abnehmendem Trend bei Druckzunahme ein. Da beim *Convergent*-Laser die Plasmaabmaße nur etwa $300 \mu\text{m}$ oberhalb der *SCx/DC*-Ergebnisse liegen, jedoch T' signifikant unterhalb, heißt das, dass für diesen Laser niedrigere volumenspezifische Absorptionsraten erzielt werden. Das Plasma absorbiert die Strahlungsenergie somit ineffizienter bei Vergrößerung des Brennpunkts. Dieser Effekt ist jedoch mit anderen Messtechniken wie z. B. der Emissionsspektroskopie nicht nachweisbar, da mit dieser Messtechnik nur der Anregungszustand und nicht die zugehörigen Partikeldichten bestimmt werden. Im Folgenden werden daher numerische Simulationsergebnisse verwendet, um räumlich aufgelöst die Eigenschaften des Energieeintrags sowie den Einfluss auf die Absorptionsrate zu analysieren.

Basierend auf den bereits beschriebenen Simulationsrechnungen gemäß Abbildung 4.7 (links) wird die verminderte Absorptionsrate bei Vergrößerung des Strahldurchmessers auf die Druckgradienten im Plasma zurückgeführt. Da die Energiequelle einen Staupunkt mit dem maximalen Druck $p_{t,\infty}$ induziert, treten dort die höchsten Depositionsraten auf. Der Bereich des größten Drucks liegt innerhalb der Energiequelle jedoch stromaufwärts der Laserstrahlmitte, in welchem die höchste Leistungsdichte erreicht wird. Nach dem Erreichen des Druckmaximums wird das Gas stark aufgeheizt und verdünnt, sodass in Abhängigkeit zum Druck eine Reduktion der Absorptionsrate einsetzt. Demzufolge kann dieser Einfluss bei Vergrößerung des Strahlquerschnitts zur Senkung der mittleren Absorptionsrate im Plasma führen. Für größere

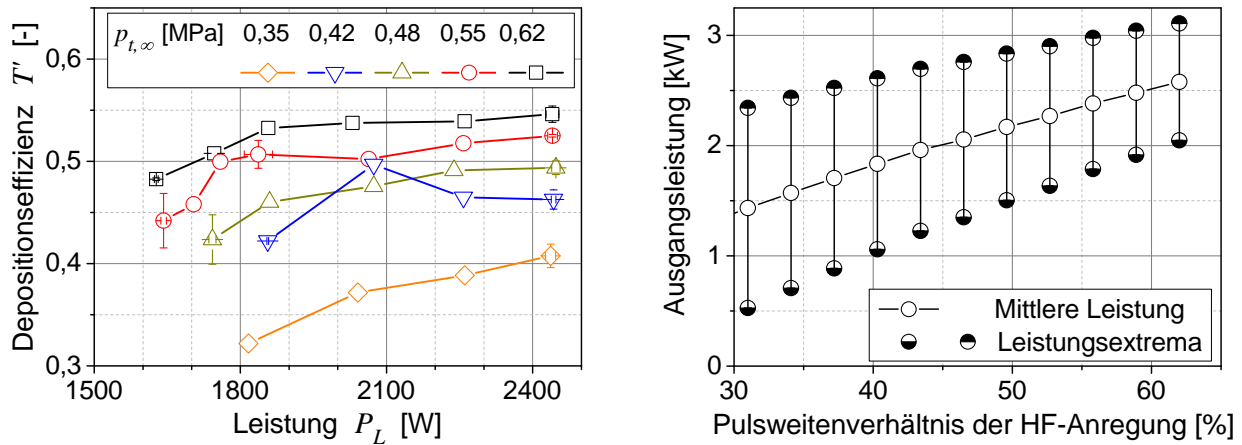


Abb. 5.7.: Depositionseffizienz als Funktion der mittleren Laserleistung für den *DC025*-Laser bei einer Machzahl von $M_\infty = 2,1$ und einer Linsenzahl von $f/d_0 = 2,1$ (links) und mittlere Ausgangsleistung und Leistungsextrema für verschiedene Pulsweitenverhältnisse (rechts)

Querschnitte ist im Bereich der höchsten Feldstärke (im Zentrum des Laserstrahls) das Plasma bereits stärker verdünnt. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 5.3 durch numerische Berechnungen mit unterschiedlichen Strahlparametern weiterführend analysiert.

Leistungsvariation

Die Untersuchung des Einflusses der Laserleistung auf die Depositionseffizienz wird nur durch die hohe Brillanz des *DC025*-Lasers ermöglicht. Die Leistungssteuerung geschieht bei diesem Gerät über das Pulsweitenverhältnis. Diese Methode wird alternativ zur Leistungsabschwächung durch teilreflektierende Optiken eingesetzt, um Änderungen des Strahlengangs und der Fokusparameter auszuschließen. Die Leistungskennlinie ist in Abbildung 5.7 (rechts) dargestellt. Dabei verursachen geringere Pulsweitenverhältnisse abnehmende mittlere Leistungen sowie ansteigende Leistungsamplituden.

Abbildung 5.7 (links) zeigt den Einfluss der Laserausgangsleistung auf die Depositionseffizienz. Hierbei ist ersichtlich, dass die mittlere Leistung druckabhängig auf bis zu 60 % der Nennleistung gesenkt werden kann und dabei die Absorptionseigenschaften des Plasmas nahezu unverändert bleiben. Für einen Totaldruck von $p_{t,\infty} > 0,55$ MPa nimmt T' bei Leistungsreduktion um maximal drei Prozentpunkte ab. Wird der Druck hingegen gesenkt, treten Änderungen bis etwa zehn Prozentpunkte der Depositionseffizienz auf, die sich aus der abnehmenden Dynamik der Längenoszillation ergeben. Somit ermöglicht die Steigerung der Ausgangsleistung nur für niedrige Totaldrücke und bei diesem Laser einen schwachen Anstieg der Depositionseffizienz. Für moderate bis hohe Drücke sowie für den Einsatz von real-kontinuierlich arbeitenden Lasern hingegen ist das Verhalten leistungsunabhängig.

Auswahlkriterien für CO₂-Laserstrahlquellen

Aus den Leistungs- und Transmissionsmessungen lassen sich die optimalen Lasereigenschaften für einen Energieeintrag in Überschallströmungen ableiten:

1. Mit CO₂-Lasern sehr guter Strahlqualität ($\mathcal{M}^2 \approx 1$) werden die geringsten Ausgangsleistungen für die Plasmaerhaltung in der Überschallströmung bestimmt.
2. Die höchste Depositionseffizienz wird für Laser mit sehr guter Strahlqualität festgestellt.
3. Beim real-kontinuierlichen Laserbetrieb zeigt die minimale Erhaltungsleistung bzw. -intensität keine Abhängigkeit vom Druck. Außerdem wird für diese Laser im Totaldruckbereich von $p_{t,\infty} < 0,5$ MPa und bei gleicher Strahlqualität ein effizienterer Energieeintrag bestimmt, als mit quasi-kontinuierlich arbeitenden Lasern erzielt werden kann.
4. Die Plasmaerhaltung im Bereich der Druckuntergrenze kann auch durch CO₂-Laser mit anderen Strahlparametern nicht erweitert werden.

5.1.2. Fokussierung

Die Erhaltungseigenschaften des Plasmas sind gegenwärtig nur für verschiedene Laser bei einer bestimmten Fokussierung analysiert worden. Von großem Interesse ist weiterhin der Parameter der Linsenbrennweite f bzw. der Linsenzahl f/d_0 . Diese Variable bestimmt die Leistungsdichteverteilung im Brennpunkt und kann somit zur Optimierung der Absorptionslänge und des Gesamtenergieeintrags beitragen. In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Linsenzahl auf die Plasmaerhaltung anhand von Messungen mit dem *DC025*- und dem *Convergent*-Laser beschrieben. Tabelle 5.1 fasst die Linsen- und Leistungsparameter dieser Versuche zusammen.

Leistungs- und Erhaltungsintensität

Die Plasmaerhaltung in Überschallströmungen erfordert hohe Leistungsdichten im Brennpunkt, die nur durch Fokussierungen kleiner Linsenzahl f/d_0 erreicht werden. Für den *DC025*-Laser muss hierbei die Linsenzahl unterhalb von $f/d_0 = 5,3$ und für den *SCx*- und den *Convergent*-Laser unterhalb von $f/d_0 = 2,1$ liegen. Die Erhaltungsanforderungen für einige Optikkonfigurationen sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Aus veränderter Linsenzahl beim Messungen mit dem *DC025*-Laser geht hierbei hervor, dass die niedrigste Erhaltungsintensität $I_{w_0^*}$ mit der Linsenzahl $f/d_0 = 2,1$ erreicht wird. Für diese Fokussierung sinkt die Erhaltungsintensität mit zunehmendem Druck. Wird die Brennweite vergrößert, nimmt $I_{w_0^*}$ zu, wobei sich gleichzeitig das druckabhängige Verhalten der Messkurven deutlich verändert. Hierbei ist für $f/d_0 = 4,2$ eine druckunabhängige Erhaltungsintensität zu erkennen, welche bei weiterer Vergrößerung der Brennweite in einen ansteigenden Verlauf bei Druckerhöhung übergeht. Die

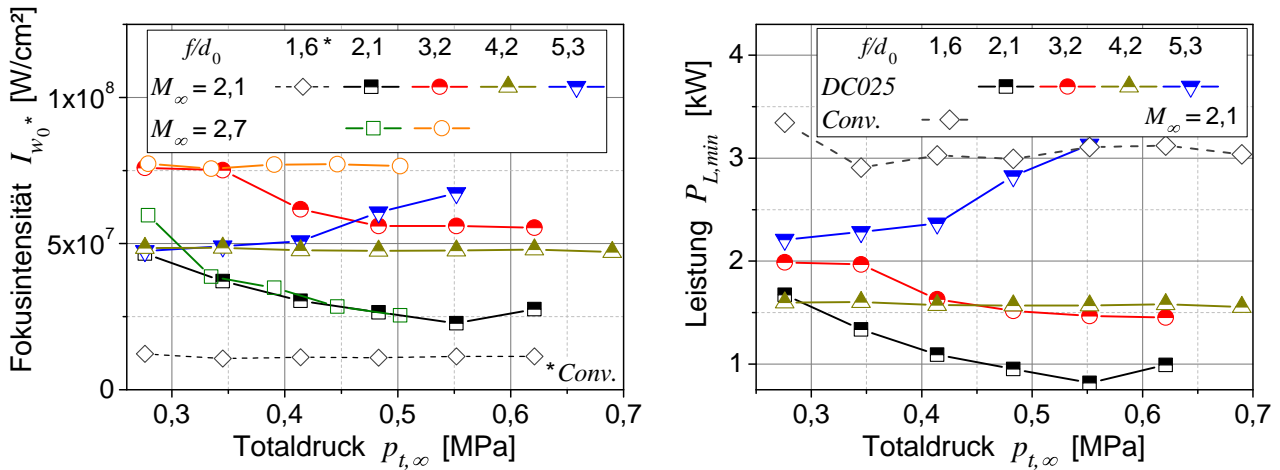


Abb. 5.8.: Minimale Fokusintensität (links) und minimale Laserleistung (rechts) zur Plasmaerhaltung für variierende Totaldrücke, Fokusparameter sowie zwei Machzahlen

Erhaltungsleistung für $f/d_0 = 2,1$ beträgt mindestens 780 W und steigt für andere Fokussierungen auf bis zu 3,1 kW an. Aus Tabelle 5.1 wird hierbei ersichtlich, dass bereits ab einer Linsenzahl von $f/d_0 \geq 4,2$ die Leistung zur Plasmaerhaltung die Nennleistung übersteigt. Diese Mindestleistung wird nur innerhalb der Pulsüberhöhung vom Laser bereitgestellt, sodass für die Linsenzahlen $f/d_0 = 4,2$ und $5,3$ die Erhaltungsdauern teilweise unterhalb von $500 \mu\text{s}$ liegen.

Basierend auf den bereits in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Erhaltungsanforderungen verschiedener Laserstrahlquellen wurde eine Senkung der Erhaltungsintensität bei Erhöhung des Durchmessers der Energiequelle festgestellt. Dieser Trend wurde aus sinkenden Wärmestromdichten

Tab. 5.1.: Laser- und Fokusparameter mit: ⁽¹⁾ *Convergent*, ⁽²⁾ *DC025*, ⁽³⁾ *SCx60*; f/d_0 - Linsenzahl, w_0 , w_0^* - Fokusradius bzw. korrigierter Fokusradius, P_L - mittlere Ausgangsleistung, $I_{w_0}^*$ - Fokusintensität; ⁺- Minimalleistung des *DC025*-Lasers bei maximalem Pulsweitenverhältnis nach Gl. 3.1

f/d_0 [-]	w_0 [μm]	w_0^* [μm]	P_L [kW]	$I_{w_0}^*$ [W/cm ²]
1,4 ⁽¹⁾	40	105,5	5,1	$1,5 \cdot 10^7$
1,6 ⁽¹⁾	45	93,2	3,1	$1,1 \cdot 10^7$
2 ⁽¹⁾	60	80,8	5,1	$2,5 \cdot 10^7$
2,1 ⁽²⁾	14,5	33,8	2,1 ⁺	$5,6 \cdot 10^7$
3,2 ⁽²⁾	21,5	28,9	2,1 ⁺	$7,7 \cdot 10^7$
4,2 ⁽²⁾	28,3	32,4	1,7 ⁺	$4,8 \cdot 10^7$
5,3 ⁽²⁾	35,9	38,5	2,1 ⁺	$4,3 \cdot 10^7$
2,1 ⁽³⁾	15	33,8	1,2	$3,3 \cdot 10^7$

abgeleitet, die aus dem Anstieg des Strahldurchmessers resultieren. Dieses Verhalten galt für die Fokussierung mit $f/d_0 \approx 2,1$, bei der sich für alle Laser ähnliche Plasmaabmaße einstellen. Dieser Einfluss wird nun am Beispiel des *DC025*-Lasers für verschiedene Brennweiten bei konstanter Strahlqualität untersucht.

Die Fokusintensitäten zur Plasmaerhaltung mit dem *DC025*-Laser zeigen hierbei keine eindeutige Korrelation zur Änderung der Linsenzahl. Dieses Verhalten ist durch die nahezu konstanten und linsenzahlunabhängigen Brennpunktradien w_0^* zu erklären, die sich aus der Korrekturberechnung der sphärischen Aberration ergeben (vgl. Anhang A). Demzufolge sind die Wärmestromdichten für verschiedene Linsenzahlen ähnlich. Erst im Zusammenhang mit der Leistungsschwelle $P_{L,min}$ in Abbildung 5.8 (rechts) ist abzulesen, dass ein Anstieg der Erhaltungsanforderung für steigende Linsenzahlen eintritt. Dieser Trend resultiert aus der Zunahme der Plasmaabmessung z_L , da bei größeren Brennweiten die Strahldivergenz abnimmt und niedrigere elektromagnetische Feldgradienten auftreten (vgl. Abb. 5.9 rechts). Bei Erhöhung der Linsenzahl steigt demzufolge das Plasmavolumen sowie der integrale Wärmestrom. Demzufolge müssen höhere Laserleistungen zur Plasmaerhaltung aufgewendet werden.

Depositionseigenschaften

Die Fokussierung bestimmt erheblich die Absorptionseigenschaften des Plasmas und kann zudem Einfluss auf die Erhaltungsschwelle ausüben. Die Wirkung der Linsenzahl auf die Depositionseffizienz T' sowie auf die Plasmaabmessung z_L wird hierbei aus Abbildung 5.9 ersichtlich. Betrachtet man hierbei die Darstellung der Depositionseffizienz, ist für die Linsenzahl $f/d_0 = 2,1$ der bereits beschriebene Anstieg von T' bei Zunahme des Totaldrucks zu erkennen. Bei Vergrößerung der Linsenzahl kehrt sich jedoch dieser Trend um. Für einen Druck unterhalb von 0,4 MPa wird für eine Linsenzahl von $f/d_0 > 3,2$ die Absorption auf $T' > 0,4$ angehoben. Hierbei wird der Anstieg der Depositionseffizienz durch die Zunahme der Plasmaabmessung verursacht. Für die Fokussierungen $f/d_0 > 3,2$ bilden sich gegenüber $f/d_0 \leq 3,2$ vergleichsweise große Plasmavolumina aus, die aufgrund der erhöhten Konvektion eine stärkere Abhängigkeit vom Druck aufweisen.

Um weiterführende Aussagen über die Absorptionsfähigkeit des Plasmas abzuleiten, wird die Depositionseffizienz sowie die Plasmaabmessung durch den mittleren Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}_\lambda$ zusammengefasst. Nach dem Beerschen Absorptionsgesetz gilt:

$$\bar{\mu}_\lambda = -z_L \cdot \ln(1 - T'). \quad (5.4)$$

Durch $\bar{\mu}_\lambda$ wird der Einfluss der Fokussierung, des Lasers sowie des Strömungs- und Gaszustands berücksichtigt, sodass sich die Bedingungen für einen optimalen Energieeintrag feststellen lassen. Außerdem werden diese Daten mit dem theoretisch maximalen Absorptionskoeffizienten $\mu_{\lambda,max}$ verglichen, um den Einfluss der Überschallströmung auf die Absorption zu beurteilen.

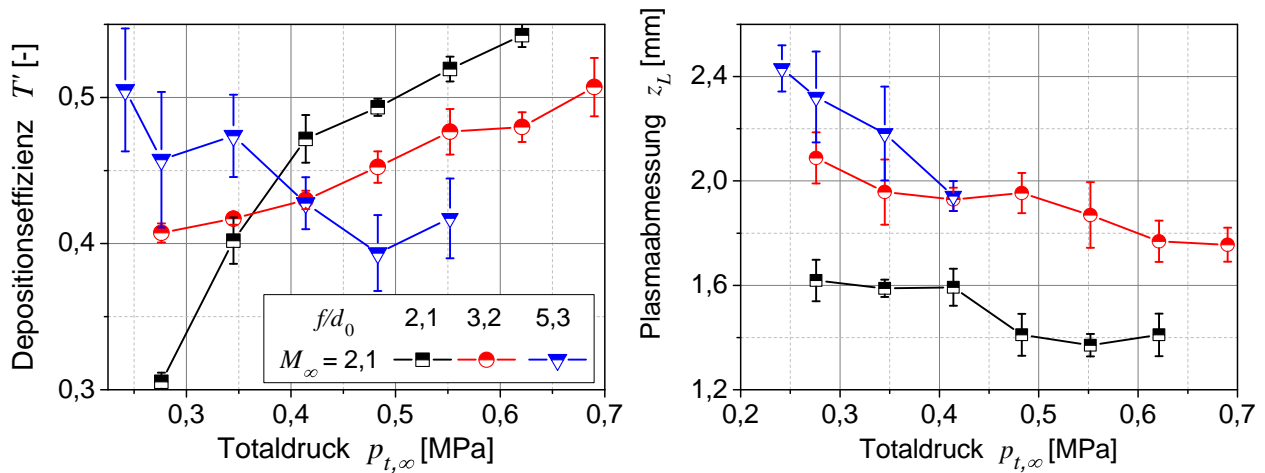


Abb. 5.9.: Depositionseffizienz (links) und Plasmaabmessung (rechts) für verschiedene Fokusparameter bei der Laserleistung $P_{L,DC025} = 2,6$ kW

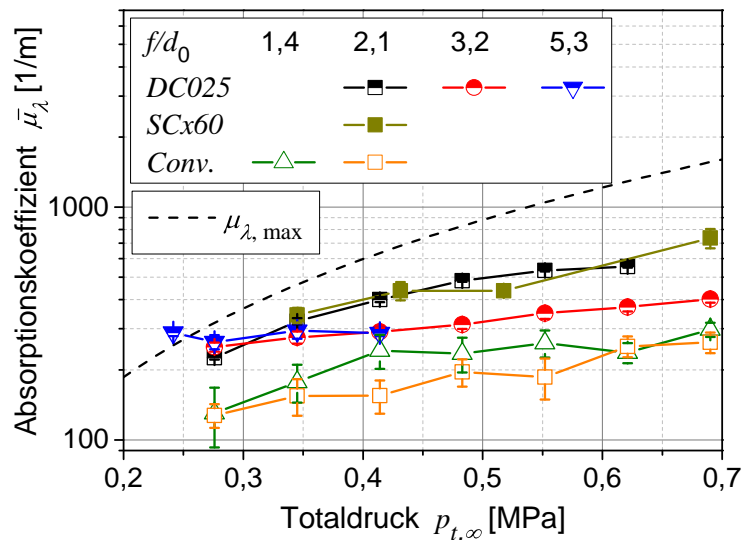


Abb. 5.10.: Mittlerer Absorptionskoeffizient für verschiedene Fokussierungen bei der Machzahl $M_\infty = 2,1$ und $P_{L,DC025} = 2,6$ kW, $P_{L,SCx60} = 1,2$ kW bzw. $P_{L,Conv.} = 5,3$ kW

Hierbei geht μ_λ aus dem verwendeten semi-empirischen Modell hervor, das nach den Gleichungen 4.12 und 4.13 die Absorption von CO_2 -Laserstrahlung in einem Argonplasma beschreibt. Aus diesem Zusammenhang wird nach Gleichung 4.16 der Koeffizient $\mu_{\lambda, \max}$ als Funktion des Drucks ermittelt.

Abbildung 5.10 stellt die gemessenen und berechneten Absorptionskoeffizienten dar. Aus den experimentellen Daten ist zu erkennen, dass die höchsten Koeffizienten $\bar{\mu}_\lambda$ mit der Fokussierung $f/d_0 = 2,1$ bei sehr guter Laserstrahlqualität erzielt werden. Diese Kennlinie liegt für den mittleren und hohen Druckbereich deutlich oberhalb der Fokussierungen $f/d = 3,2$

und $f/d = 5,3$ und unterschreitet diese erst für den Messpunkt des niedrigsten Totaldrucks. Für den *Convergent*-Laser hingegen, der über eine schlechtere Strahlqualität verfügt, treten stets die niedrigsten Absorptionsraten auf. Vergleichbar mit den *DC025*-Messreihen steigt auch beim *Convergent*-Laser der mittlere Absorptionskoeffizient, wenn die Linsenzahl reduziert wird.

Die experimentellen Daten weisen weiterhin auf ein näherungsweise linear-proportionales Verhalten zwischen Druck $p_{t,\infty}$ und Absorptionskoeffizient $\bar{\mu}_\lambda$ hin, das sowohl im Trendverlauf als auch im Betrag wesentlich vom theoretischen Absorptionskoeffizienten $\mu_{\lambda,max}$ abweicht. Diese Abweichungen werden im Wesentlichen auf die Druckgradienten im Plasmavolumen zurückgeführt, die sich durch den Aufstau der Strömung durch den Energieeintrag sowie die anschließende Expansion einstellen (vgl. Abb. 4.7). Im Plasma herrscht dadurch ein niedriger mittlerer Druck, der den Absorptionskoeffizienten herabsetzt. Als weitere mögliche Ursache für die unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten muss außerdem die Elektronentemperatur näher betrachtet werden. Hierbei werden die spektroskopischen Messungen in Kapitel 5.2 zeigen, dass die mittlere Elektronentemperatur im Plasma für alle Optikkonfigurationen ähnlich ist. Außerdem liegen die ermittelten Temperaturen nahe derjenigen eines vollständig einfach-ionisierten Argonplasmas und somit nahe der Bedingung, die dem Absorptionskoeffizienten $\mu_{\lambda,max}$ zugrunde liegt. Demzufolge ist der Plasmazustand, aus dem die Koeffizienten $\bar{\mu}_\lambda$ und $\mu_{\lambda,max}$ hervorgehen, als vergleichbar anzusehen. Der gegenüber $\mu_{\lambda,max}$ wesentlich geringere mittlere Absorptionskoeffizient $\bar{\mu}_\lambda$ lässt sich daher ausschließlich auf die Druckabnahme im Plasma zurückführen.

Bei hohen Totaldrücken entsprechen die gemessenen mittleren Absorptionskoeffizienten nur einem Sechstel (für $\mathcal{M}^2 \approx 4$) und bestenfalls bis zu einem Drittel (für $\mathcal{M}^2 \approx 1$) der idealen Absorption. Dieser Effekt resultiert aus dem verringerten mittleren Druck bezogen auf das gesamte Absorptionsvolumen. Zur Maximierung des Energieeintrags sollten bei hohen Drücken Linsen kleiner Brennweite und Laser mit exzellenter Strahlqualität eingesetzt werden. Ausschließlich für niedrige Drücke kann durch Linsen größerer Brennweite ein Anstieg der integral deponierten Leistung erzielt werden, ohne dass dadurch die mittlere Absorptionsrate gesteigert werden kann. In Kapitel 6 werden die beschriebenen Absorptionseigenschaften im Zusammenhang mit der Steuerung der Luftkräfte eines Flugkörpers näher behandelt.

5.1.3. Einstrahlwinkel

In diesem Kapitel werden verschiedene Einstrahlrichtungen des Lasers in die Strömung untersucht und der Einfluss auf die Plasmaerhaltung behandelt. Da die Ausbildung des Plasmas in Bezug auf die Strömungsrichtung den Erhaltungszustand modifiziert, werden veränderte Leistungsanforderungen erwartet. Für eine praktische Implementierung in einem Flugkörper ist dieser Parameter von großem Interesse.

Für diese Untersuchungen wird der Strahlengang durch im Druckbehälter befindliche Spiegel erweitert und der Laserstrahl unter den Winkeln $\alpha_L = 0^\circ, 40^\circ, 53^\circ$ bzw. 65° in die Messstrecke eingestrahlt. Hierbei spannt sich die Strahlausbreitungsrichtung in der xz -Ebene gemäß des in Abbildung 5.11 gekennzeichneten Winkels auf. Durch den entstehenden Horizontalversatz des Strahls bezogen auf die Tischebene, die yz -Ebene, sowie die begrenzten Behälterabmessungen ist die Messung der transmittierten Pulsenergie nicht realisierbar. Im weiteren Verfahren werden somit lediglich die Messergebnisse der Erhaltungsschwelle, der Plasmaabmessung sowie der Strömungsvisualisierung betrachtet.

Der zugrunde liegende Einfluss der Winkelabhängigkeit beruht auf der Ausprägung des Absorptionsvolumens entlang der Laserstrahlachse. Da sich bei Verringerung des Einstrahlwinkels $\alpha_L < 90^\circ$ gleichzeitig der Winkel der induzierten Stoßfront der Energiequelle verändert, werden die Druckbedingungen im Plasma modifiziert. Wenn man den Quellbereich auch weiterhin als nicht durchströmbar betrachtet, erfolgt entlang des Absorptionsvolumens die Umlenkung der Strömung über einen schrägen Verdichtungsstoß. Der Druckanstieg über den Stoß folgt hierbei aus der Beziehung idealer Schrägstöße nach Gleichung 5.5. In dieser Gleichung bezeichnet $M_{\infty,n}$ die Normalkomponente der Machzahl bezogen auf den Schrägstoßwinkel α_L . Die daraus folgende Beurteilung ist jedoch vorerst nur auf ebene Stoßfronten anwendbar.

$$\frac{p_{\alpha_L}}{p_\infty} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (M_{\infty,n}^2 - 1) \quad (5.5)$$

Aus der Schrägstoßbeziehung wird ersichtlich, dass für $\alpha_L < 90^\circ$ der Druckanstieg über den Verdichtungsstoß geringer ausfällt. In Folge der Proportionalität zwischen Druck und Absorption sinkt somit für abnehmende Einstrahlwinkel der Energieeintrag. Beispielsweise würde sich für einen Schrägstoß von $\alpha_L = 40^\circ$ lediglich ein stoßinduzierter Druckanstieg auf 42 % des Staudrucks ($p_{t,\infty}$ bei $\alpha_L = 90^\circ$) einstellen. Dadurch wird für abnehmende Einstrahlwinkel eine Verringerung der deponierten Leistung erwartet. Dieser Effekt wird jedoch zumindest lokal gemindert, da durch die gekrümmte, abgelöste Stoßfront auch Bereiche größerer Stoßwinkel auftreten. Die Schlierenaufnahmen in den Abbildungen 5.13 und 5.14 stellen die Wirkung des Einstrahlwinkels auf die Stoßkontur dar.

Außerdem wirkt der erwarteten Abnahme der deponierten Leistung die einstrahlwinkelabhängige Änderung der projizierten Stirnfläche entgegen. Setzt man konstante, winkelunabhängige Plasmaabmessungen und -durchmesser voraus und variiert den Winkel α_L , reduziert sich die strömungsparallele Querschnittsfläche des Plasmas proportional zum Sinus des Winkels α_L . Dadurch wird ein Anwachsen der thermischen Grenzschicht begünstigt, die eine Abnahme der

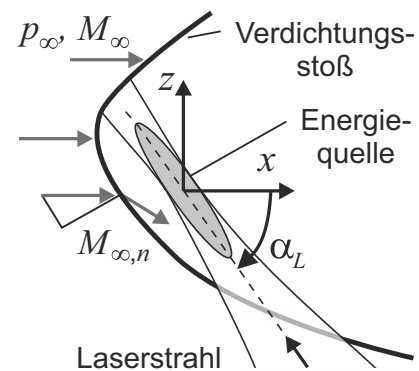


Abb. 5.11.: Schema des Energieeintrags; α_L - Einstrahlwinkel, $M_{\infty,n}$ - stoßnormale Machzahl

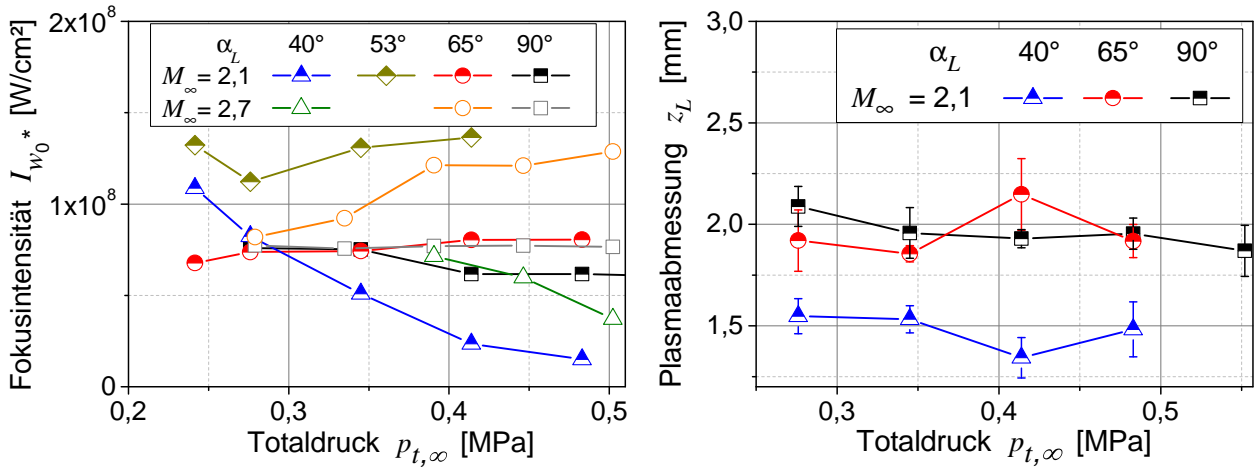


Abb. 5.12.: Intensität zur Plasmaerhaltung (links) und Plasmaabmessungen bei der Laserleistung $P_{L,DC025} = 2,6 \text{ kW}$ (rechts) für verschiedene Einstrahlwinkel und Machzahlen, $f/d_0 = 3,2$

Wärmestromdichte zur Folge hat. Falls bei Verringerung des Einstrahlwinkels die Änderung des Energietransports gegenüber der Änderung der Absorptionsfähigkeit dominiert, ist eine Senkung der Erhaltungsschwelle gegenüber der 90° -Anordnung prinzipiell möglich.

Abbildung 5.12 (links) zeigt die Erhaltungsschwelle für verschiedene Einstrahlwinkel bei konstanter Linsenzahl. Dabei stellen sich stark voneinander abweichende Beträge sowie Druckabhängigkeiten der Messkurven dar. Besonders auffällig ist die Plasmaerhaltung bei $\alpha_L = 40^\circ$. Die Erhaltungsschwelle dieser Konfiguration liegt für Totaldrücke von $p_{t,\infty} > 0,3 \text{ MPa}$ unterhalb derjenigen aller weiteren Optikkonfigurationen dieses Lasers. Dieses Verhalten ist bislang nur durch den Einfluss der verringerten Querschnittsfläche auf den Wärmeübergang erklärbar, wenn für $\alpha_L \rightarrow 0^\circ$ die Konvektion gegenüber der Absorption deutlich stärker abnimmt. Dieser Aspekt wird jedoch durch die ermittelten Plasmaabmessungen in Abbildung 5.12 (rechts) nicht bestätigt, da für $\alpha_L = 40^\circ$ stets die geringsten Plasmaabmessungen festgestellt werden. Daraus wird ersichtlich, dass entlang des schrägen Verdichtungsstoßes die Absorption der Laserstrahlung nicht ausreicht, um das Plasma aufrechtzuerhalten. Folglich muss der größte Teil der Energie im Bereich des senkrechten Verdichtungsstoßes absorbiert werden. Vergrößert man schrittweise den Einstrahlwinkel ($\alpha_L > 40^\circ$), steigt die Erhaltungsschwelle deutlich an und erreicht die höchste Leistungsanforderung für den Winkel $\alpha_L = 53^\circ$. Verringert man den Einstrahlwinkel auf $\alpha_L = 0^\circ$, wird auch in einer langsamen Unterschallströmung $M_\infty \approx 0,1$ kein Plasma erhalten. Hierbei wird die Strahlausbreitung durch das geheizte Gas stark gestört, sodass im Brennpunkt die Intensitätsschwelle zur Plasmaerhaltung nicht mehr erreicht wird.

Die Schlierenaufnahmen in den Abbildungen 5.13 und 5.14 zeigen den Energieeintrag sowie die induzierte Stoßfront für verschiedene Einstrahlwinkel und Machzahlen. Im thermischen Nachlauf des Plasmas treten dabei deutliche turbulente Strukturen auf, die aus Störungen

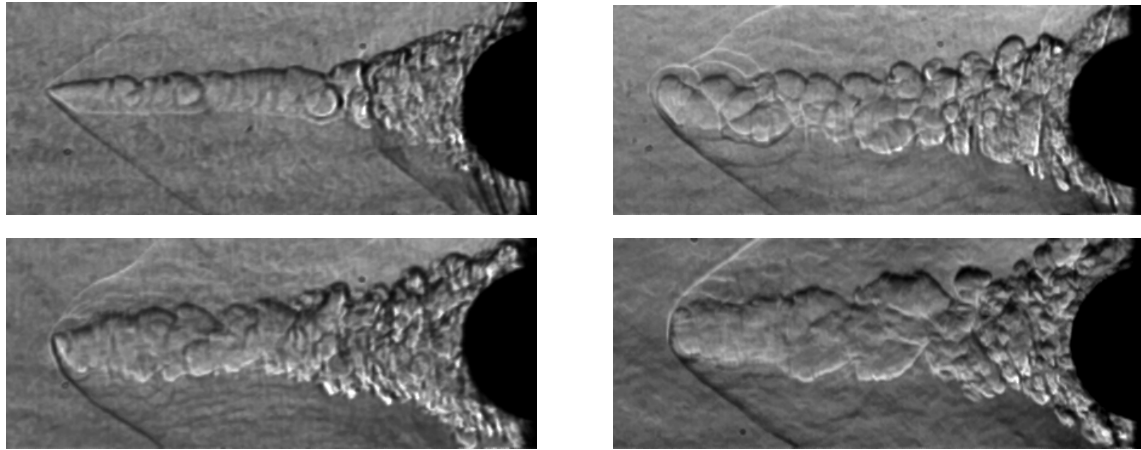


Abb. 5.13.: Schlierenaufnahmen für $\alpha_L = 40^\circ$ (oben links), 53° (oben rechts), 65° (unten links) und 90° (unten rechts) bei $P_{L,DC025} = 2,6$ kW, $M_\infty = 2,1$ und $p_{t,\infty} = 0,35$ MPa; Aufnahme: etwa $500 \mu\text{s}$ nach Initialisierung des Plasmas, Körperabstand zur Energiequelle: 16 mm

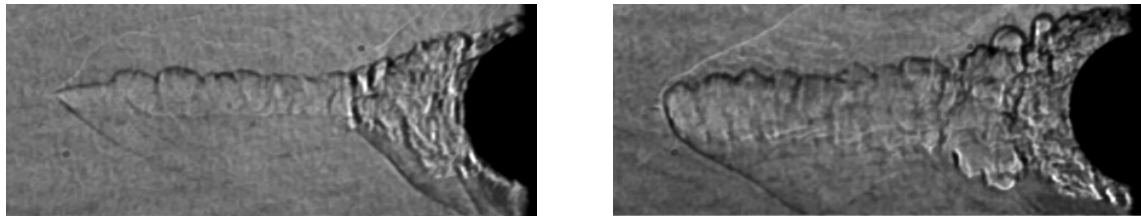


Abb. 5.14.: Schlierenaufnahmen für $\alpha_L = 40^\circ$ (links) und 65° (rechts) bei $P_L = 2,6$ kW, $M_\infty = 2,7$ und $p_{t,\infty} = 0,39$ MPa; Aufnahme: etwa $350 \mu\text{s}$ nach Initialisierung

der Strahlausbreitung beim Durchgang durch die Stoßfront resultieren. Wird hierbei schrittweise der Einstrahlwinkel dem Machschen Winkel angenähert, prägen sich die turbulenten Strukturen im Nachlauf zunehmend deutlicher aus (vgl. Abb. 5.13 mit $\alpha_L \rightarrow 53^\circ$). Wird der Einstrahlwinkel weiterhin auf etwa 40° gesenkt, sodass der Schrägstoß den Laserstrahl nur partiell und in größerem Abstand zum Brennpunkt durchläuft, sind die Propagationsstörungen gering und ein turbulenzarmer Nachlauf stellt sich ein.

Die auffälligen Propagationsstörungen für $\alpha_L = 53^\circ$ werden aus der Frequenzanalyse der Plasmastrahlung ersichtlich. Abbildung 5.15 zeigt charakteristische Frequenzen von etwa 47 MHz, die ausschließlich durch eine dynamische Wechselwirkung zwischen Plasma und Verdichtungsstoß entstehen können. Durch den geringen Schnittwinkel zwischen Laserstrahl und Schrägstoß werden Längenänderungen des Plasmas erzeugt, die die Stoßlage beeinflussen. In der Folge entsteht durch Brechung am Stoß ein Versatz des Laserstrahls, der zu Änderungen der Brennpunktlage und des -durchmessers führt. Somit wird das Erhaltungsgleichgewicht des Plasmas modifiziert und es werden Oszillationen angefacht. Für andere Winkel $\alpha_L > 53^\circ$ zeigt die FFT der Plasmastrahlung keine weiteren angefachten Oszillationen. Im Emissionsspektrum

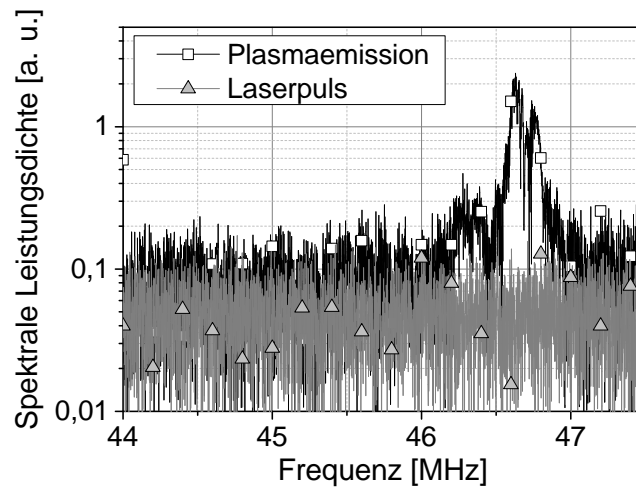


Abb. 5.15.: FFT der Photodiodensignale der Plasmaemission und der Ausgangsleistung des Lasers für den Einstrahlwinkel $\alpha_L = 53^\circ$

ist lediglich die Modulationsfrequenz des *DC025*-Lasers (von etwa 60 kHz) nachzuweisen (vgl. Abb. 5.5).

Aus der Variation des Einstrahlwinkels werden die folgenden Aussagen abgeleitet. Bei senkrechter Einstrahlung des Lasers in die Strömung wird die höchste Energie im Plasma deponiert. Dieses Verhalten wird durch den größtmöglichen, stoßinduzierten Druckanstieg für $\alpha_L = 90^\circ$ verursacht, der den Absorptionskoeffizient bestimmt. Wird der Einstrahlwinkel verringert, sinkt die deponierte Leistung, da die Plasmaabmessungen abnehmen. Hierbei steigt jedoch nicht zwangsläufig die minimale Erhaltungsintensität $I_{w_0^*}$ an, da für geringere Einstrahlwinkel der konvektive Wärmeübergang sinkt. Schließlich kann bei strömungsparalleler Lasereinstrahlung kein Plasma mehr erhalten werden, da die Brechungsindexstörungen des Heißgases zu erheblichen Aberrationen führen.

5.2. Plasmazustand

Für die Charakterisierung des Plasmas werden die Strahlungseigenschaften analysiert. Die Entstehung von Strahlungsübergängen wird dabei aus dem Bohrschen Atommodell deutlich. Hierbei kann ein Elektron durch die Zuführung von Energie angeregt und auf eine höhere Umlaufbahn um den Atomkern gehoben werden. Dieser angeregte Zustand ist jedoch nicht stabil, sodass nach einer bestimmten Verweildauer der Übergang in ein niedrigeres Niveau erfolgt. Dabei wird ein Photon ausgesandt, dessen Energie sich aus der Energiedifferenz der Niveaus ergibt. Experimentell stellt man jedoch fest, dass z. B. im Emissionsspektrum eines Atoms nicht jede Spektrallinie erscheint und verschiedene Intensitäten auftreten [98, 99]. Um komplexe Aussagen über die Partikeldichten und -temperaturen eines Plasmas abzuleiten, muss demzufolge die quantenmechanische Betrachtung der Anregungszustände erfolgen [4, 100, 101]. Diese beschreibt die Schrödingergleichung, deren Lösungen die möglichen Wahrscheinlichkeitsverteilungen für den Aufenthalt von Elektronen im Potenzial eines Atomkerns darstellen. Sind zwischen zwei Energieniveaus E_k und E_i strahlende Übergänge zulässig, kann die Photonenenergie $\Delta E = E_k - E_i = h\nu_{ik}$ erfasst werden. h bezeichnet hierbei das Plancksche Wirkungsquantum und ν_{ik} die Frequenz der Strahlung. Dieser Übergang erfolgt spontan und verhält sich proportional zur zugehörigen Besetzungsdichte des Niveaus n_k . Die daraus resultierende spezifische Übergangswahrscheinlichkeit wird als Einsteinkoeffizient A_{ik} bezeichnet. Ist der Einsteinkoeffizient eines Übergangs bekannt, ist aus der Strahldichte die Besetzungsdichte des Anregungszustands bestimmbar [102]. Hierbei ermittelt man die Intensität I_{ik} nach Gleichung 5.6 aus der Integration des Emissionskoeffizienten ϵ_{ik} entlang der Sichtlinie $l(y)$ [4].

$$I_{ik} = \int_0^l \epsilon_{ik} dy = \frac{h\nu_{ik}}{4\pi} A_{ik} n_k l \quad (5.6)$$

Die Anregungsniveaus von Molekülen, Atomen oder Ionen sowie deren energetische Übergänge werden in Termschemata graphisch dargestellt. Darin werden den zulässigen Übergängen die theoretischen Energiedifferenzen zugewiesen. Strahlende Übergänge besitzen jedoch stets ein Linienprofil, welches mindestens der natürlichen Linienbreite entspricht. Bei dem zu untersuchenden Edelgas-Atmosphärendruckplasma werden diese spektralen Übergänge durch weitere Effekte maßgeblich verbreitert. Es treten vorwiegend Stoß- und Druckverbreiterung sowie die Apparateverbreiterung auf, die zu typischen Linienbreiten von etwa 0,4 nm führen. In den folgenden Auswertungen wird somit das Integral des Linienprofils bestimmt. Des Weiteren treten im Spektrum deutliche Anteile von Kontinuumsstrahlung auf, die aus Rekombinations- und Bremsstrahlung resultieren. Diese Prozesse tragen eine spektral breite Hintergrundstrahlung bei, die für aussagekräftige Messwerte vom Linienprofil abgezogen werden muss.

5.2.1. Emissionsspektrum von Atomen

Betrachtet man in einem vollständig abgeschlossenen System ein im Gleichgewicht befindliches Plasma, sind die Zustandsgrößen durch die gemeinsame Temperatur sowie den Druck beschreibbar. Unabhängig von der Teilchenart (Elektron, Atom oder Ion) bzw. der Masse ist die mittlere kinetische Energie gleich. Die thermische Geschwindigkeit wird hierbei durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben.

Laborplasmen stehen aufgrund der begrenzten Abmessungen sowie der damit verbundenen Energie- und Partikeldichtegradienten nicht im vollständigen thermischen Gleichgewicht. Daher muss Energie über Teilchenstöße zugeführt werden, um Verluste zu kompensieren. Trotz dieser Einschränkung kann für spezielle Anregungsniveaus ein vollständiges Gleichgewicht erzielt werden, das nahezu der Maxwell-Boltzmann-Verteilung entspricht. Dadurch ist die Beschreibung der beteiligten Anregungsniveaus mit gemeinsamen Zustandsgrößen möglich. Dieser Zustand wird als lokales thermisches Gleichgewicht bezeichnet. Aus der Boltzmann-Verteilung (Gl. 5.7) wird die Linienintensität I_{ik} des Anregungszustands bei der Temperatur T bestimmt [100, 103–105].

$$I_{ik} = \frac{h\nu_{ik}}{4\pi} A_{ik} l \frac{g_k}{Q_k} n_0 e^{-\frac{E_k}{k_B T}} \quad (5.7)$$

In dieser Gleichung stehen g_k für das statistische Gewicht, E_k für die Energie und Q_k für die Zustandssumme des angeregten Niveaus. Wenn mehrere angeregte Zustände der Boltzmann-Verteilung gehorchen, lässt sich die Temperatur aus dem Verhältnis zweier Emissionslinien ermitteln. Die Genauigkeit der Temperaturbestimmung wird gesteigert für den Fall, dass die Energiedifferenz der beiden beteiligten oberen Energieniveaus (Index k) zunimmt.

Für die aufgenommenen Spektren erfolgt die Überprüfung der Boltzmann-Verteilung mit Hilfe eines Boltzmann-Plots. In dieser Darstellungsform wird die Gleichung 5.7 nach der Anregungsenergie $E_k/k_B T$ umgestellt. Trägt man die Anregungsniveaus $\ln\left(\frac{I_{ik}}{g_k A_{ik} h\nu_{ik}}\right)$ logarithmisch auf, entspricht der Anstieg der linearen Approximation der Anregungstemperatur. Der Korrelationskoeffizient r_f (Gl. 3.2) bzw. das Bestimmtheitsmaß, $R^2 = r_f^2$, beschreibt die Abweichung vom linearen Verhalten und wird als Indikator für die Gültigkeit der Boltzmann-Verteilung eingesetzt. Korrelationskoeffizienten zwischen 0,8 und 1 kennzeichnen eine gute Beschreibung der Geradengleichungen, sodass die Interpretation mit Hilfe der Boltzmann-Verteilung möglich ist [4]. Im Argonspektrum zwischen 405 nm und 440 nm sind zwei atomare Anregungsniveaus von $E_k \approx 14,5$ eV sowie zehn weitere ArII-Niveaus mit Energien von 19,2 eV bis 21,5 eV nachzuweisen. Die entsprechende Boltzmann-Darstellung für zwei Freistrahldrücke wird in Abbildung 5.16 gezeigt. Die Anregungsniveaus bilden eine Gerade, sodass die Annahme des lokalen thermischen Gleichgewichts auch bei Änderung des Drucks nicht verletzt wird. Somit entspricht die ermittelte Temperatur T der Elektronentemperatur T_e . Diese Schlußfolgerung geht ebenfalls aus verschiedenen Untersuchungen zu stationären Laserplasmen hervor [54, 55].

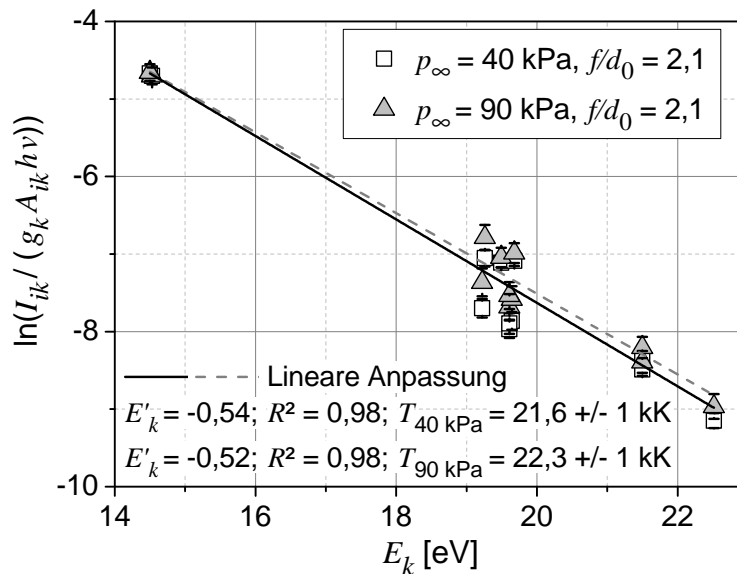
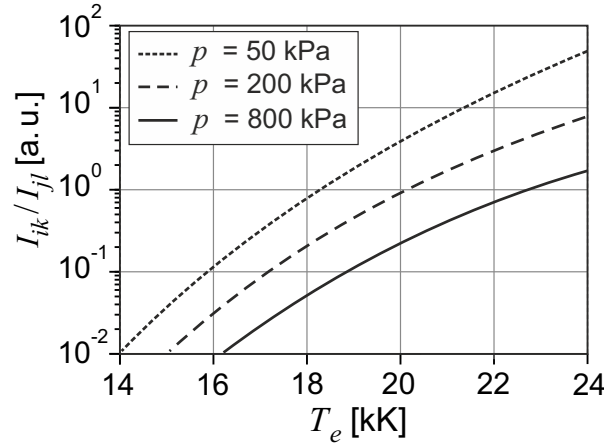


Abb. 5.16.: Boltzmann-Darstellung des Argonspektrums im Wellenlängenbereich von 405 bis 440 nm für zwei Freistrahldrücke bei der Machzahl $M_\infty = 2,1$

Für die Berechnung der Elektronentemperatur wird der folgende Ansatz nach Griem et al. gewählt [80]. Die Gleichung 5.8 bezieht die Linienintensitäten zweier aufeinander folgender Ionisationszustände ein. Als Variablen treten in dieser Gleichung die Elektronendichte n_e sowie die Elektronentemperatur T_e auf. Wird n_e nicht simultan bestimmt, muss diese Variable mit der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase, dem Dalton-Gesetz sowie der Saha-Gleichung in Abhängigkeit von T_e berechnet werden. Genau diese Methode wird in der vorliegenden Auswertung benutzt.

$$\frac{I_{ik}}{I_{jl}} n_e = \frac{\lambda_{jl}^3 g_k f_{ik}}{\lambda_{ik}^3 g_l f_{jl}} \frac{1}{4\pi^{3/2} a_0^3} \left(\frac{k_B T_e}{E_h} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_k + E_i - E_l - \Delta E}{k_B T_e}} \quad (5.8)$$

In dieser Gleichung steht der Übergang $k \rightarrow i$ für die Anregung des einfach ionisierten Atoms (ArII) und $l \rightarrow j$ für die atomare Anregung (ArI). Die Konstante ΔE entspricht einer Korrektur der Ionisationsenergie, a_0 dem Bohrschen Radius, E den Anregungsenergien des jeweiligen Niveaus und E_h der Ionisationsenergie von Wasserstoff. In dieser Gleichung wird ΔE vernachlässigt (vgl. Gl. 4.14). Für die Bestimmung der Elektronentemperatur wird das Intensitätsverhältnis aus dem ArII-Übergang der Wellenlänge $\lambda_{ik} = 422,8$ nm und dem ArI-Übergang der Wellenlänge $\lambda_{jl} = 415,9$ nm berechnet. Diese Energieniveaus werden aufgrund der hohen Strahldichten sowie den hinreichend großen Abständen zu benachbarten Spektrallinien ausgewählt. Hierbei stellen die einzig nachweisbaren ArI-Linien die Übergänge auf das niedrigste, metastabile 1s-Niveau dar, welches eine vergleichsweise lange Lebensdauer besitzt [106].



	unteres Niveau	oberes Niveau	λ [nm]	A [1/s]	f [-]	g [-]	E [eV]
jl	$3p^5 4s$	$3p^5 5p$	415,859	$1,4 \cdot 10^6$	$5,27 \cdot 10^{-2}$	$5 \rightarrow 5$	14,5
ik	$3p^4 4s$	$3p^4 4p$	422,816	$1,31 \cdot 10^7$	$3,63 \cdot 10^{-3}$	$6 \rightarrow 4$	19,5

Abb. 5.17.: Linienverhältnis I_{ik}/I_{jl} als Funktion der Plasmatemperatur T_e mit $\lambda_{ik}, \lambda_{jl}$ -Wellenlängen, A_{ik}, A_{jl} -Einsteinkoeffizienten, f_{ik}, f_{jl} -Oszillatorstärken, g -Entartungsgrade und E -Energien der angeregten Zustände (Index: l und k) nach [107]

Die berechneten Elektronentemperaturen aus dem Linienintensitätsverhältnis sind in Abhängigkeit des Drucks in Abbildung 5.17 dargestellt. Der Verlauf der Kurven zeigt deutliche Gradienten, sodass eine zufriedenstellende Genauigkeit der Temperaturberechnung möglich ist.

Szymanski et al. [54] benennen die Genauigkeit dieser Methode mit $\pm 5\%$, wobei die Bedingung nach Gleichung 5.9 [80] für die minimale Elektronendichte erfüllt sein muss. Setzt man einen typischen Plasmazustand eines einfach ionisierten Plasmas mit $T_e = 15$ kK an, muss mindestens eine Elektronendichte von $n_{e,min} \geq 1,4 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ erreicht werden. n_{Ar} steht hierbei für die Hauptquantenzahl von Argon und z für das Anregungsniveau, wobei für die Einfachionisation $z = 2$ gilt. Im Versuch wird die minimale Elektronendichte $n_{e,min}$ stets überschritten, sodass Gleichung 5.8 angewandt werden kann.

$$n_{e,min} \geq 7 \cdot 10^{18} \frac{z^7}{n_{Ar}^{17/2}} \left(\frac{k_B T_e}{z^2 E_H} \right)^{1/2} \quad (5.9)$$

Fehler bei der Temperaturbestimmung werden jedoch durch den Druckverlauf innerhalb der Energiequelle verursacht, da die Teilchendichte n_a für die Berechnung der Saha-Gleichung vorgegeben werden muss (vgl. Gl. 4.14). Die Teilchendichte n_a hängt ab vom Druck, welcher sich lokal stark verändert und mit der verwendeten Messtechnik nicht erfasst wird. Somit sind die Teilchendichten der Elektronen n_e und der Ionen n_i nur ungenau zu bestimmen. Aus diesem Grund wird in den folgenden Auswertungen vorwiegend das Linienintensitätsverhältnis



Abb. 5.18.: Optische Abbildung der Plasmaemission als invertierte Graustufendarstellung bei einer Machzahl von $M_\infty = 2,1$; x - Strömungsrichtung, z - Strahlausbreitung

I_{ik}/I_{jl} betrachtet. I_{ik}/I_{jl} ist hierbei als gleichbedeutend mit dem Ionisationsgrad bzw. dem Anregungsniveau eines Plasmas anzusehen.

5.2.2. Emissionsprofil

Abbildung 5.18 zeigt ein Strahlungsprofil des stationären Plasmas in einer Überschallströmung. Diese Aufnahme entsteht durch Reflexion nullter Ordnung am Beugungsgitter bei vollständig geöffnetem Eintrittsspalt des Spektrometers. Die Einstrahlung des CO_2 -Lasers in die Messstrecke erfolgt normal zur Strömungsrichtung ($\alpha_L = 90^\circ$). Das Plasma bildet sich geradlinig entlang der Laserausbreitungsrichtung aus und zeigt dort die größte Strahldichte. Ausgehend von dieser Achse reduziert sich die Strahlungsintensität in Richtung des Verdichtungsstoßes vollständig innerhalb von wenigen hundert Mikrometern, wobei die eigentliche Lage der Stoßfront nicht zu erkennen ist. Im Nachlauf der Energiequelle hingegen nehmen strahlende Übergänge deutlich langsamer ab, sodass diese bis zum rechten Bildrand der Aufnahme noch deutlich nachweisbar sind. Die tatsächliche Position des Brennpunktes sowie des Zentrums des Laserstrahls werden aus dem Strahlungsprofil nicht eindeutig ersichtlich. Aus diesem Grund wird die Linie der höchsten Intensität auf dem Eintrittsspalt des Spektrometers justiert und anschließend die Versuche durchgeführt. In den weiteren Ausführungen wird die Strahlachse mit $x = 0$ und die erwartete Fokusslage mit $z = 0$ bezeichnet.

In Abbildung 5.19 werden die Intensitätsprofile für zwei Argonübergänge entlang der Laserstrahlachse sowie in Strömungsrichtung dargestellt. Hierbei bezeichnet I_{ik} (ArII) bzw. I_{jl} (ArI) die Intensität der jeweiligen Spektrallinie bei Integration über die Linienbreite abzüglich der Kontinuumsstrahlung. Die Linienintensität in Propagationsrichtung ist in Abbildung 5.19 (links) für den gemessenen Druckbereich dargestellt. Beide Anregungsniveaus unterscheiden sich deutlich durch den Intensitätsverlauf. Hierbei bildet die Strahlungsintensität des ArI-Übergangs (I_{jl}) einen nahezu spiegelsymmetrischen Verlauf zur Strahlachse ($z \approx 0$). Sowohl die Maximalintensität als auch das Profil sind nahezu unabhängig vom Totaldruck. Dem-

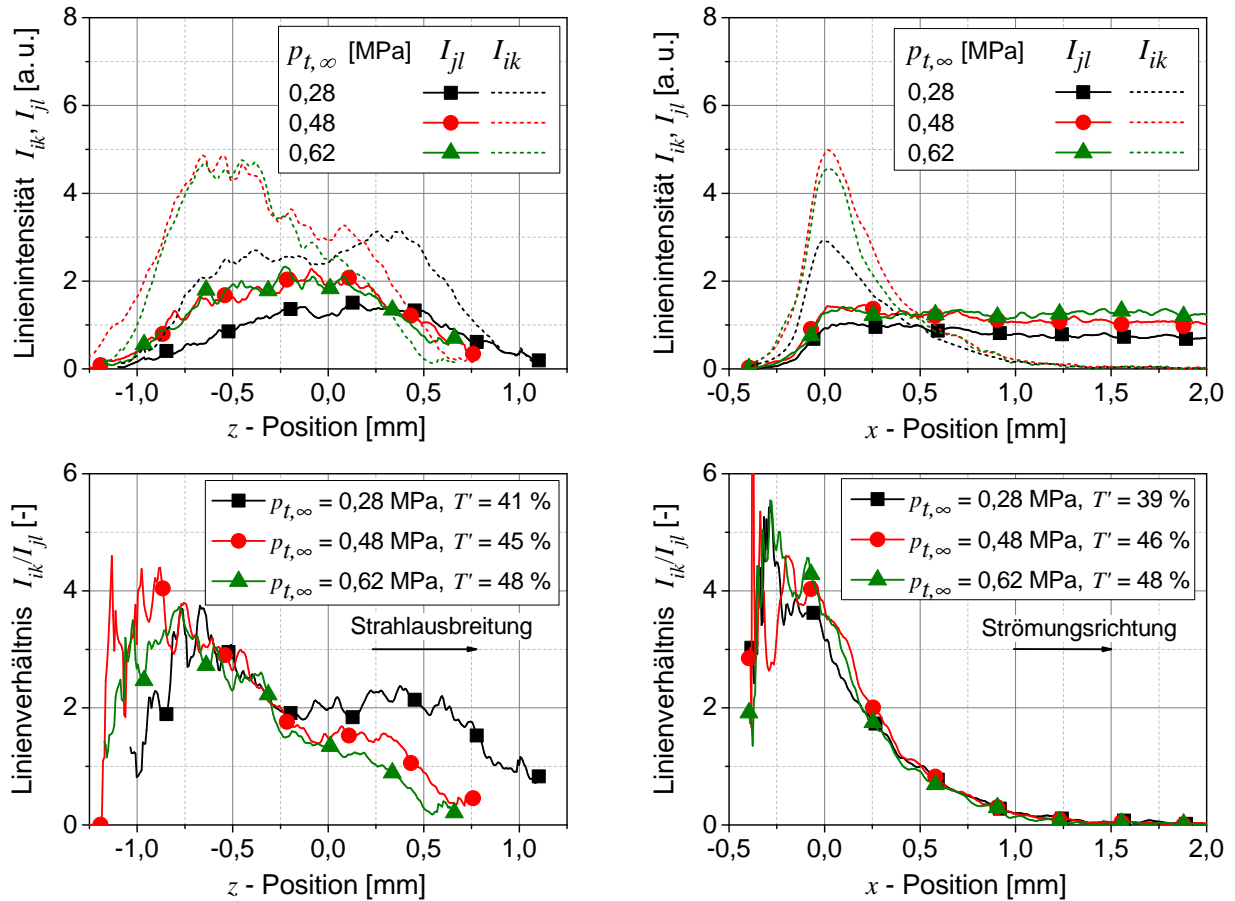


Abb. 5.19.: Linienintensitäten und Linienverhältnisse in Laserstrahlrichtung (links) und in Strömungsrichtung (rechts) für drei Drücke mit der Fokussierung $f/d_0 = 3,2$, der Machzahl $M_\infty = 2,1$ und der Laserleistung $P_{L,DC025} = 2,6$ kW; T' - Depositionseffizienz

gegenüber kennzeichnet das Strahlungsprofil des ArII-Übergangs eine deutlich asymmetrische Form, wobei die höchsten Intensitäten im Einstrahlbereich des Lasers in das Plasma entstehen. Dieses Profil verschiebt sich für zunehmende Drücke in Richtung der Laserstrahlquelle. Infolgedessen berechnet sich aus beiden Linienprofilen der höchste Anregungszustand für $z < 0$, Abb. 5.19 (unten links). Von dem Bereich des höchsten Anregungszustands geht das Linienverhältnis bis zum Laserfokus zurück und steigt bei divergierendem Strahl erneut an. Hierbei wird ersichtlich, dass bei Druckzunahme das zweite lokale Maximum für $x > 0$ zunehmend schwächer ausfällt und die Plasmaabmessungen abnehmen. Die beschriebene Profilform tritt bei allen gemessenen Optikkonfigurationen sowie unabhängig vom eingesetzten Laser auf. Der höchste Ionisationsgrad des Plasmas korreliert somit nicht mit den höchsten Leistungsdichten im Laserfokus.

Des Weiteren zeigt Abbildung 5.19 (rechts) das Intensitätsprofil der Argonlinien in Strömungsrichtung. In dieser Ebene treten lokal deutlich unterschiedliche Strahldichten der beiden An-

regungsniveaus auf. Das Profil des ArI-Übergangs zeigt für Positionen $x > 0$ einen nahezu konstanten Verlauf. Der ArII-Übergang hingegen folgt qualitativ einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung, wobei in der Laserstrahlmitte ($x = 0$) das größte Linienverhältnis festgestellt wird. Von dieser Position bis $x = 1$ mm geht das Anregungsniveau um eine Größenordnung zurück, da mit zunehmendem Abstand zum Laserstrahl die ArII-Strahlung aus der Rekombination schnell, die atomaren Strahlungsübergänge jedoch nur langsam abnehmen. Vergleichbare Schlussfolgerungen werden in Untersuchungen von Lebehot et al. [55] für ArI- und ArII-Übergänge dargestellt.

Betrachtet man weiterhin die Positionen $x < 0$ mm, reduzieren sich die Intensitäten beider Spektrallinien innerhalb von etwa $150 \mu\text{m}$ auf den halben Wert. Das Linienverhältnis von $I_{ik}/I_{jl} \approx 4$ bleibt bis zur Nachweisgrenze $x \approx -250 \mu\text{m}$, bei welcher die Stoßfront erwartet wird, annähernd konstant. In diesem Bereich ist durch die hohen Temperaturgradienten keine Bestimmung der Elektronentemperatur möglich, da die Strahlungsemission von angeregten und ionisierten Teilchen verursacht wird, die den Laserfokus verlassen. Entsprechend der kinetischen Energie dieser Teilchen nimmt mit zunehmendem Abstand die Strahlungsdichte ab, dessen Profil einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgt. Im Bereich vom maximalen Linienverhältnis bis zum Verdichtungsstoß lassen sich demzufolge weder der Durchmesser der Energiequelle noch die lokalen Gradienten des Anregungszustands bestimmen. Die Aussagekraft der Spektren entlang der x -Richtung ist somit gering, sodass in den folgenden Untersuchungen ausschließlich die Plasmaeigenschaften in Strahlausbreitungsrichtung beschrieben werden.

5.2.3. Einflussgrößen

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass die Intensitätsverteilung einen maßgeblichen Einfluss auf die Leistungsanforderung sowie die Depositionseffizienz eines Laserenergieeintrags ausübt. An dieser Stelle wird mit Hilfe der Spektroskopie die Wirkung der Intensitätsverteilung auf den Anregungszustand des Plasmas untersucht. Da im Plasmavolumen nur das Linienverhältnis zweier Anregungsniveaus bekannt ist, werden für verschiedene Versuchskonfigurationen die Plasmaeigenschaften lediglich relativ zu einander analysiert.

Brennweite und Laserstrahlqualität

Die Strahlungsprofile einer bestimmten Optikkonfiguration werden nur schwach vom Freistrahldruck bestimmt, sodass die folgenden Aussagen auf andere Drücke übertragbar sind. Abbildung 5.20 zeigt Profile der Linienverhältnisse für verschiedene Fokussierungen und Laserstrahlquellen bei einer ausgewählten Machzahl. Im Bereich des Brennpunkts tritt für alle Konfigurationen ein lokales Minimum auf. Mit zunehmendem Abstand vom Brennpunkt steigt I_{ik}/I_{jl} näherungsweise symmetrisch an, sodass diese Verläufe durch ein Polynom 4. Grades gut

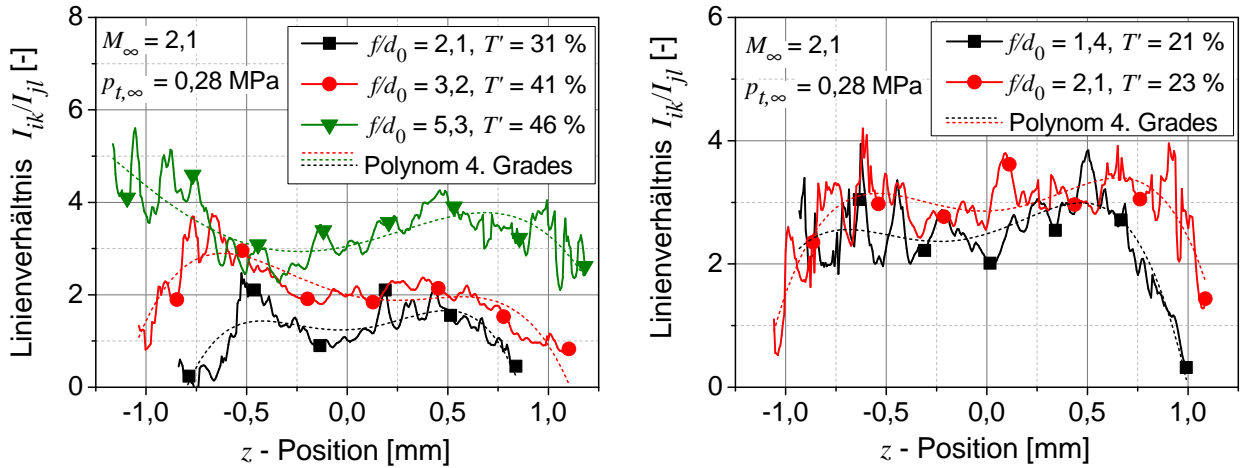


Abb. 5.20.: Linienverhältnisse in Laserstrahlrichtung für den DC025-Laser mit $P_L = 2,6$ kW (links) und den Convergent-Laser mit $P_L = 5,3$ kW (rechts) und verschiedenen Linsenzahlen

abgebildet werden. Hierbei ist offensichtlich, dass die Intensitätsverteilung des fokussierten Laserstrahls nicht für die Ausprägung des lokalen Anregungszustands verantwortlich ist. Dieser Aspekt ist hervorzuheben, da einerseits zwischen dem Einstrahlbereich des Lasers in das Plasma ($z \approx -1$ mm) und dem Fokus die Laserintensität um bis zu eine Größenordnung ansteigen kann. Andererseits nimmt erwartungsgemäß durch den Eintrag von Energie die Laserintensität entlang der Strahlausbreitung ab. Gemäß der Depositionseffizienz T' , die im Diagramm angegeben ist, tritt im Plasma eine Absorption von bis zu 46 % der Laserausgangsleistung auf. Die damit verbundene Intensitätsabnahme entlang der Strahlausbreitung übt jedoch keinen eindeutig bestimmbar Einfluss auf das Anregungsprofil aus, sodass der Verlauf von I_{ik}/I_{jl} bei dem Totaldruck von 0,28 MPa stets näherungsweise symmetrisch ist.

Dieses Verhalten ist nur dann zu erklären, wenn die Absorption der Strahlung nahezu unabhängig ist vom Querschnitt des Laserstrahls. In Strahlausbreitungsrichtung würde demnach die deponierte Leistung über den Querschnitt konstant bleiben und sich ein gleichmäßiger Anregungszustand einstellen. Der Kurvenverlauf des Linienverhältnisses deutet außerdem darauf hin, dass der Anregungszustand des Plasmas im Zusammenhang mit dem lokalen Laserstrahlradius $w(z)$ steht. Bei dem Druck $p_{t,\infty} = 0,28$ MPa prägt sich dieses Verhalten am deutlichsten aus, da gegenüber höheren Drücken der Einfluss der Konvektion geringer ist. Daher fällt bei Erhöhung des Messstreckendrucks der Anstieg von I_{ik}/I_{jl} nach dem Fokus ($z > 0$ mm) zunehmend schwächer aus (vgl. Abb. 5.19 links unten). Folglich wird in diesem Bereich eine Abnahme des lokalen Plasmadurchmessers erwartet.

Um den Einfluss des lokalen Strahldurchmessers auf den Anregungszustand zu beschreiben, wird der Netto-Emissionskoeffizient ϵ_N eines Plasmas nach Gleichung 5.10 betrachtet. Diese Größe quantifiziert die breitbandige Strahlungsleistung des Plasmas, wobei die emittierte

Strahlung im Plasma erneut absorbiert werden kann. Menart et al. stellen in [86] eine radiusabhängige Berechnung eines thermischen Argonplasmas für Temperaturen bis 30 kK vor. Zur Berechnung der Selbstabsorption wird das Beersche Absorptionsgesetz angewendet und über einen gewählten Wellenlängenbereich integriert. Gleichung 5.10 stellt diesen Zusammenhang dar, wobei die Emissionseigenschaft des Plasmas durch das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz beschrieben wird. Emission und Absorption stehen dabei im Gleichgewicht, sodass die Strahlungsintensität eines idealen Schwarzkörpers I_λ multipliziert mit dem Absorptionskoeffizienten μ_{ik} die emittierte Strahlungsintensität ergibt. In der Gleichung steht w für den Plasmaradius.

$$\epsilon_N = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda \mu_{ik} e^{-\mu_{ik} w} d\lambda \quad (5.10)$$

Gemäß dieses Ansatzes bewirkt die Selbstabsorption der ultravioletten Strahlung eine wesentliche Reduktion der Strahldichte für steigende Radien. Von Wendt et al. und anderen Quellen [83, 86, 108], die Argonplasmen ähnlicher Ausdehnung und Temperaturen untersuchten, wird dieser Einfluss als maßgeblich für die Emissionseigenschaften betrachtet. Hierbei sinkt der Netto-Emissionskoeffizient im Vergleich zum Emissionskoeffizient ohne Selbstabsorption für einen Strahlquerschnitt von 100 μm um eine Größenordnung (vgl. Abb. 4.5). Diese Energie verbleibt somit im Plasma und kann zu einem höheren Anregungsniveau führen. Als zweite mögliche Ursache für den höheren Anregungszustand bei größeren Strahlradien wird der Energieverlust durch Konvektion angesehen. Bei Vergrößerung der Energiequelle reduziert sich die Wärmestromdichte aufgrund abnehmender Temperaturgradienten [109]. In Kapitel 5.1.3 wurde diese Wirkung bereits für die Modifikation der Erhaltungsintensität des Plasmas verantwortlich gemacht.

Die Einflüsse durch Selbstabsorption sowie veränderte Wärmestromdichten gelten als Ursache für die Reduktion des Energieübergangs beim Anstieg des Strahldurchmessers. Diese Effekte sind in allen Messungen festzustellen und demnach unabhängig von der Optikkonfiguration, dem eingesetzten Laser sowie der Machzahl. Allerdings kann der experimentelle Nachweis durch die spektrometrischen Messungen sowie durch die weiteren Messtechniken nicht erbracht werden.

Elektronentemperatur

Eine Berechnung der Elektronentemperatur aus den Linienverhältnissen gemäß Gleichung 5.8 ist nur unter Vorgabe eines Drucks möglich. Wenn dieser bekannt ist, liefert das Dalton-Gesetz und die Saha-Gleichung die bereits erläuterte Lösungsfunktion (Abb. 5.17). Aus diesem Diagramm wird für die gemessenen Linienverhältnisse I_{ik}/I_{jl} von 1,8 bis 4,5 für einen festgelegten Druck von $p_\infty = 50 \text{ kPa}$ nur eine schwache Erhöhung der Elektronentemperatur von 19 kK auf 20 kK bestimmt. Mit steigendem Druck erhöht sich die Temperatur bis auf 23 kK bei einem

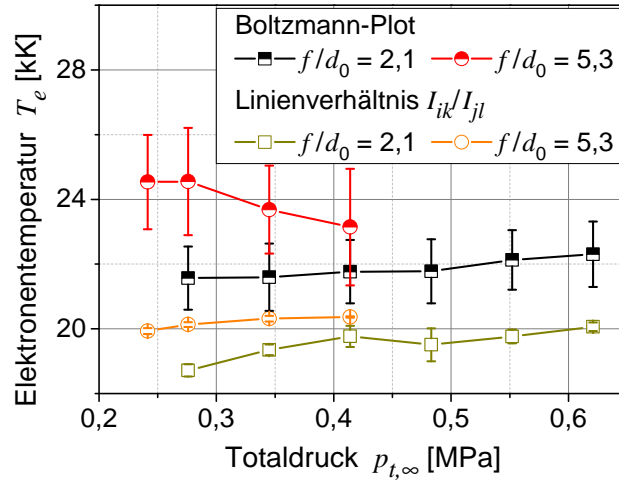


Abb. 5.21.: Elektronentemperatur für zwei Linsenzahlen bei der Machzahl $M_\infty = 2,1$ und einer Laserleistung $P_{L,DC025} = 2,5$ kW; Berechnung mittels zwei verschiedener Berechnungsmethoden

Druckanstieg um den Faktor zehn. Die Genauigkeit der Temperaturberechnung korreliert daher nicht nur mit der Linienintensität sondern gleichzeitig mit dem festgelegten Referenzdruck. Kompressibilitätseffekte im Volumen des Energieeintrags sorgen hierbei für Druckänderungen im Bereich einer Größenordnung auf einer Strecke von wenigen hundert Mikrometern in Strömungsrichtung.

Da der Druck in der Ebene der spektrometrischen Messung nicht erfasst wird, erfolgt an dieser Stelle nur eine exemplarische Diskussion von zwei Messreihen, um den Einfluss des Freistrahldrucks auf die Elektronentemperatur analysieren zu können. Für diese Berechnung wird der Druck in der Symmetrieachse der Energiequelle durch numerische Simulationen bestimmt. Das Simulationsmodell sowie die -ergebnisse sind in Kapitel 4 bzw. in Kapitel 5.3 ausführlich beschrieben. Aus dem numerisch ermittelten Druckverlauf in x -Richtung gemäß Abbildung 5.24 wird der Druck in der Strahlachse p_s abgelesen. Dieser beträgt etwa 40 % des Staudrucks $p_{t,\infty}$. Außerdem wird in Richtung der Laserstrahlausbreitung (in z -Richtung) aus Abbildung 5.24 (unten links) ersichtlich, dass in dieser Richtung nur eine schwache Druckänderung innerhalb des Plasmas auftritt. Dieser Einfluss wird im Folgenden vernachlässigt und der Druck im Zentrum des Laserstrahls als konstant betrachtet.

Abbildung 5.21 zeigt die mittleren Elektronentemperaturen für die Linsenzahl $d/d_0 = 2,1$ und 5,3. Für die berechneten Temperaturen gemäß des Linienverhältnisses I_{ik}/I_{jl} stellt sich bei Druckerhöhung nur ein geringer Anstieg um wenige hundert Kelvin ein. Dieser resultiert aus den näherungsweise konstanten Linienverhältnissen bei Druckänderung. Vergleicht man dieses Ergebnis hingegen mit dem Berechnungsverfahren des Boltzmann-Plots, belaufen sich die Abweichungen zwischen beiden Methoden auf $\Delta T_e = 2000$ K bis 4500 K. Hierbei liegt die aus

dem Boltzmann-Plot ermittelte Temperatur stets oberhalb derjenigen der Linienverhältnisse. Außerdem ist die Elektronentemperatur bei beiden Linsenzahlen und Berechnungsverfahren nur schwach vom Druck abhängig. Das berechnete Anregungsniveau aus der Boltzmann-Methode erscheint jedoch unverhältnismäßig hoch für eine Einfachionisation des Plasmas. In diesem Temperaturbereich würde der Absorptionskoeffizient aufgrund der sinkenden Teilchendichten abnehmen, bis eine nennenswerte Population an zweifach-ionisiertem Argon auftritt (vgl. Abb. 5.1 links). Daraus müssten ArIII-Übergänge im Wellenlängenbereich von 330 nm bis 350 nm [107] resultieren, die jedoch spektroskopisch nicht nachweisbar sind. Die aus dem Linienverhältnis ermittelten Elektronentemperaturen sind zudem ähnlich zu Literaturangaben [34, 35, 39, 54, 110]. In verschiedenen Untersuchungen wird für Argon bei Atmosphärendruck ein Temperaturbereich von 15 kK bis 18 kK angegeben. Diese Werte beziehen sich jedoch auf die Plasmaerhaltung im Ruhegas bzw. bei Strömungsgeschwindigkeiten von bis zu 10 m/s.

Mittlere Laserleistung

Der Einfluss der Laserausgangsleistung auf die Absorptionseigenschaften eines stationären Plasmas ist in Kapitel 5.1.1 bereits diskutiert worden. Bei Reduktion der Laserleistung wurde dabei eine Verringerung der Plasmaabmessungen festgestellt, wobei die Depositionseffizienz näherungsweise konstant blieb. Dieser Zusammenhang wird ebenfalls mit den spektroskopischen Untersuchungen festgestellt. Abbildung 5.22 stellt das Anregungsverhältnis des Plasmas für verschiedene mittlere Leistungen dar. Im Leistungsbereich von 1,6 kW bis 2,4 kW sind dabei keine signifikanten Unterschiede im Ionisationsgrad erkennbar. Der Verlauf entlang der Strahlausbreitung ist ähnlich und nur die Plasmaabmessungen verkürzen sich bei Leistungsreduktion.

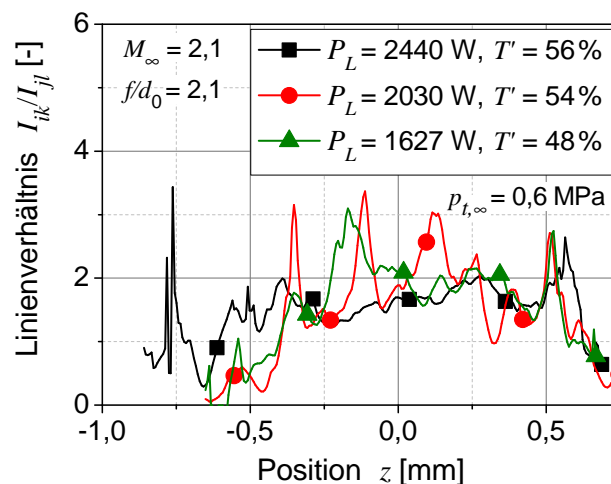


Abb. 5.22.: Linienverhältnisse entlang der Laserstrahlachse für verschiedene Laserleistungen des DC025-Lasers

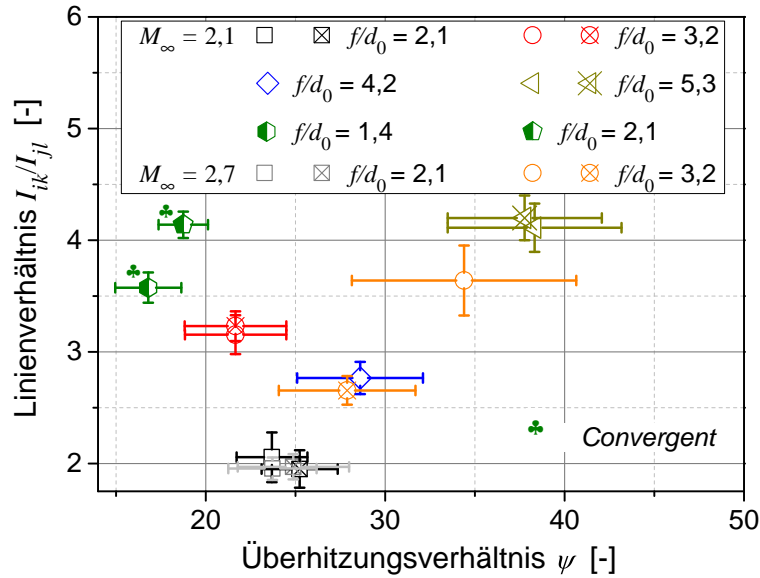


Abb. 5.23.: Mittleres Linienverhältnis als Funktion des Überhitzungsverhältnisses für verschiedene Fokussierungen, Laserstrahlquellen und Machzahlen im Totaldruckbereich von 0,24 bis 0,69 MPa; Symbole ohne Kreuz - Messungen mit der Drucksonde, Symbole mit Kreuz - Messungen mit der Wärmestromsonde

Thermodynamische Charakterisierung

Die Ergebnisse der spektrometrischen Untersuchungen werden in diesem Abschnitt der thermodynamischen Größe des Überhitzungsverhältnisses ψ gegenübergestellt. Dieser Parameter wird in experimentellen und numerischen Arbeiten [20, 26, 28] zur Normierung der Stärke der Energiequelle benutzt, die eine druck- und machzahlunabhängige Größe darstellt. Das Überhitzungsverhältnis wird gemäß der Gleichung 5.11 als Verhältnis der deponierten Laserleistung P_d zur Enthalpie des anströmenden Gases definiert. Im Nenner treten die Dichte ρ_∞ , die Temperatur T_∞ und die Geschwindigkeit u_∞ der unbeeinflussten Strömung sowie die spezifische Wärmekapazität c_p und die Stirnfläche S_q des Plasmas in Strömungsrichtung auf.

$$\psi = \frac{P_d}{\rho_\infty u_\infty c_p T_\infty S_q} \quad (5.11)$$

Zur Berechnung der Querschnittsfläche wird die Plasmaabmessung z_L aus den Spektrogrammen bestimmt und mit dem theoretischen Strahldurchmesser nach Gleichung 4.18 an dieser Position multipliziert. Es gilt $S_q := w(z_L/2) \cdot z_L$, wobei dabei die tatsächliche Fokuseometrie durch einen Kreiszyylinder vereinfacht wird. Zudem wird der Aufnahmezeitpunkt als charakteristisch für den Plasmazustand während der gesamten Erhaltungsdauer angenommen.

Abbildung 5.23 stellt den Zusammenhang zwischen dem Überhitzungsverhältnis und dem Plasmaanregungsniveau für alle Fokussierungen, Machzahlen und Laserstrahlquellen dar. Die dargestellten Datenpunkte fassen dabei die entlang der Laserstrahlachse gemittelten Linienver-

hältnisse des gesamten Druckbereichs einer bestimmten Fokussierung zusammen. Jeder Druckwert basiert dabei auf der Mittelwertbildung von vier Einzelmessungen. Alle Messungen beziehen sich auf die Lasernennleistungen gemäß Tabelle 5.1.

Die mittleren Linienvverhältnisse weisen einen Anstieg von 1,8 auf 4,5 bei Vergrößerung der Linsenzahl bzw. des Brennpunktdurchmessers auf. Dabei sind die Standardabweichungen von I_{ik}/I_{jl} für alle Konfigurationen moderat, da der Freistrahldruck nur einen geringen Einfluss auf den Anregungszustand ausübt. Demgegenüber zeigt das Überhitzungsverhältnis deutliche Änderungen für verschiedene Optikkonfigurationen und Laser. Der Wertebereich liegt zwischen $\psi = 15$ und 43, ohne dass ein eindeutiger Zusammenhang zum Linienvverhältnis besteht. Hierbei werden für den *Convergent*-Laser die geringsten Werte ermittelt, da sich aufgrund der geringeren Strahlqualität eine entsprechend große Strahldivergenz und somit ein großer Strahlquerschnitt am Einstrahlbereich des Lasers in das Plasma ergeben. Das höchste Überhitzungsverhältnis berechnet sich für den *DC025*-Laser mit der Linsenzahl $f/d_0 = 5,3$ und somit für die Optikkonfiguration geringster Strahldivergenz. Es wird daher ersichtlich, dass der Wertebereich von ψ hauptsächlich durch die Querschnittsfläche S_q bestimmt wird. Die Berechnung von S_q aus der Plasmaabmessung sowie den Laserstrahlparametern ist somit nicht geeignet, um eine eindeutige Abhängigkeit zwischen I_{ik}/I_{jl} und ψ herzustellen. Der Wertebereich der Querschnittsfläche liegt im Allgemeinen unterhalb eines Quadratmillimeters und wirkt sich dementsprechend deutlich auf die Berechnung des Überhitzungsverhältnisses aus.

Demzufolge wird von keiner nachweisbaren Beeinflussung des Überhitzungsverhältnisses durch eine veränderte Intensitätsverteilung ausgegangen. Diese Feststellung vervollständigt die vorgestellten spektrometrischen Analysen des Plasmas, die sich zu den folgenden Kernaussagen zusammenfassen lassen.

- Die nachgewiesenen Plasmaanregungsniveaus im Spektralbereich zwischen 405 nm und 440 nm werden durch die Annahme der Boltzmann-Verteilung geeignet beschrieben. Das Plasma lässt sich somit mit den Zustandsgrößen des lokalen thermischen Gleichgewichts behandeln.
- Das Anregungsniveau des Plasmas wird durch die Laserintensitätsverteilung nur schwach beeinflusst. Hierbei führt ausschließlich die Vergrößerung des Strahldurchmessers zu moderat höheren Elektronentemperaturen von einigen hundert Kelvin. Für diesen Einfluss wird die Selbstabsorption sowie die veränderte Konvektion verantwortlich gemacht.
- Veränderungen der Linsenbrennweite modifizieren die Laserintensitätsverteilung. Dieser Parameter bewirkt jedoch ausschließlich veränderte Plasmavolumina, wodurch die integral im Plasma deponierte Leistung beeinflusst werden kann.
- Der Einfluss einer Druckänderung auf die Elektronentemperatur ist nur schwach ausgeprägt. Im gesamten Druckbereich werden Temperaturänderungen von wenigen hundert Kelvin bestimmt.

Diese Aussagen werden weiterführend in Kapitel 6 anhand der Wirkung des Energieeintrags auf die Druck- und Wärmestromverteilung eines Probekörpers untersucht.

5.3. Vergleich zwischen Experiment und Simulation

Die experimentell bestimmten Leistungsanforderungen und Plasmaeigenschaften werden in diesem Abschnitt weiterführend mit den Simulationsergebnissen verglichen. Von großem Interesse sind hierbei die Absorptionseigenschaften sowie die Verteilung des Drucks, der Temperatur und des Anregungszustands innerhalb der Energiequelle. Das zugrundeliegende numerische Modell wurde bereits in Kapitel 4 vorgestellt und die Eigenschaften der Lösung beschrieben. Dabei wurden die folgenden Annahmen und Randbedingungen getroffen.

1. Die Intensitätsverteilung I_{xyz} eines fokussierten Laserstrahls wird im Modell über eine in z -Richtung rotationssymmetrische Gauß-Funktion beschrieben. I_{xyz} wird über die Beugungsmaßzahl \mathcal{M}^2 , den Fokusradius w_{0*} sowie die Leistung P_L an den Fokus der eingesetzten Laserstrahlquellen angepasst. Da die im Plasma absorbierte Leistung nicht für die Berechnung der Intensitätsverteilung im Brennpunkt herangezogen wird, bleibt I_{xyz} stets als ideale Gauß-Funktion erhalten.
2. Die im Strömungsfeld deponierte spezifische Volumenleistung q_μ basiert auf der Berechnung des Absorptionskoeffizienten μ_λ eines thermischen Plasmas bei Einfachionisation nach den Gleichungen 4.12 und 4.13.
3. Basierend auf empirischen Daten werden die Energie- und Transportparameter von Argon für Temperaturen bis 30 kK und für Drücke bis 1 MPa im Modell definiert.
4. Ladungs- und Magnetfeldverteilungen des Plasmas werden nicht berücksichtigt.

Für zwei Fokusgeometrien, die möglichst ähnlich zu den eingesetzten Laserstrahlquellen gewählt sind, werden im Folgenden die numerischen Ergebnisse analysiert und mit den Versuchen verglichen.

In Tabelle 5.2 sind Parameter der Energiequelle sowie ausgewählte Kennwerte zur Charakterisierung des Energieeintrags zusammengestellt. Für diesen Vergleich wird in der Simulation eine Leistung P_L gewählt, die um mindestens 1500 W oberhalb der minimalen Erhaltungsleistung der Versuche liegen muss, damit Energie stationär eingetragen wird. Obwohl Fokusgeometrie und Leistungsparameter zwischen Versuch und Simulation ähnlich gewählt sind, weisen die Kenngrößen der Energiequelle deutliche Abweichungen auf. Hierbei beträgt die Plasmaabmessung z_L in den Simulationen etwa die Hälfte derjenigen der Versuche. Dementsprechend werden aus den Simulationsergebnissen höhere deponierte Streckenleistungen P_d/z_L und Überhitzungsverhältnisse ψ berechnet.

Tab. 5.2.: Gegenüberstellung der Simulations- und Versuchsparameter bei vergleichbaren Strömungsbedingungen: $M_\infty = 2,1$ und $p_\infty = 90$ kPa (bzw. * abweichend $p_\infty = 60$ kPa); mit: z_0 - Rayleigh-Länge (Gl. 4.20) und Tab. 6.1

		<i>DC025</i>		<i>Convergent</i>	
		Simulation	Versuch*	Simulation	Versuch
w_{0*}	[μm]	35,9	38,5	75	80,8
z_0	[mm]	0,38	0,38	0,83	0,23
\mathcal{M}^2	[-]	1	1	2	4,2
P_L	[W]	4000	2500	7000	5100
P_d	[W]	891	1000	1554	1200
z_L	[mm]	0,8	1,9	1	1,7
P_d/z_L	[W/mm]	990	526	1554	706
ψ	[-]	84	32	74	20
$\bar{\mu}_\lambda$	[1/m]	288	289	251	158

Die zwischen Versuch und Simulation abweichenden deponierten Volumenleistungen deuten darauf hin, dass die Wärmeleitung im Quellbereich zu hoch angegeben wird. Dieser Einfluss wird durch die vordefinierten Stoffgrößen $\kappa(p, T)$ und $\eta(p, T)$ verursacht. Wird hierbei der Energietransport im Quellbereich zu hoch angesetzt, muss für die Erzielung des stationären Energieeintrags eine Steigerung der deponierten Volumenleistung q_μ erfolgen. Dies kann lediglich über die vorgegebene Leistung P_L geschehen, die als linearer Faktor in die Intensitätsverteilung I_{xyz} eingeht. Wird die Leistung erhöht und der Absorptionskoeffizient als konstant angenommen, steigen der spezifische Energieeintrag, das Überhitzungsverhältnis sowie die Gastemperatur in der Energiequelle an. Nur über P_L kann letztlich die deponierte Energie hinlänglich gesteigert werden, um die Energieverluste zu kompensieren. Demzufolge steigt die Intensitätsschwelle für die Plasmaerhaltung, wodurch sich sowohl geringere Plasmavolumina als auch die im Vergleich zum Versuch überhöhten Gastemperaturen innerhalb der Energiequelle einstellen. Der Einfluss der Stoffparameter ist somit für das Energiegleichgewicht von entscheidender Bedeutung, da die Temperaturgradienten in der Scherschicht sehr hoch sind (vgl. Abb. 5.24 unten). Durch die Parameter der Wärmeleitfähigkeit sowie der Viskosität des Gases kann der Energietransport sowie die Durchströmung des Quellvolumens gesteuert werden. Dabei überstieg jedoch eine systematische Untersuchung des Einflusses dieser Stoffgrößen auf den Gleichgewichtszustand den Rahmen dieser Arbeit.

Zur weiterführenden Charakterisierung des Energieeintrags wird der mittlere Absorptionskoeffizient $\bar{\mu}_\lambda$ nach Gleichung 5.4 berechnet. Dieser Parameter beschreibt den Prozentsatz der im Plasma absorbierten Laserstrahlung und wird im Folgenden zum Vergleich von verschiedenen Versuchskonfigurationen verwendet. Die in Tabelle 5.2 angegebenen Versuchsergebnisse zeigen den schwachen Trend, dass bei größerer Beugungsmaßzahl und doppeltem Laserstrahlradius

der mittlere Absorptionskoeffizient sinkt. Dieser Effekt wurde in Kapitel 5.1.1 mit der Lage des Staupunkts beschrieben, der sich bei größerem Strahlradius stromaufwärts verschiebt. Ab dieser Position in Strömungsrichtung setzt die Druckabnahme ein, sodass der mittlere Druck im Bereich des Plasmas geringer ist und folglich niedrigere Absorptionskoeffizienten erzielt werden (vgl. Abb. 4.3). Dieser Einfluss wird ebenfalls qualitativ anhand der numerischen Verteilungen der Gas- und Energiegrößen festgestellt. Hierfür sind die radiusabhängigen Intensitätsprofile und die Verteilungen der deponierten Volumenleistung und des Drucks in Abbildung 5.24 (rechts) dargestellt. Für den Fokus des *Convergent*-Lasers liegt der Staupunkt gegenüber dem Fokus des *DC025*-Lasers um etwa $20 \mu\text{m}$ stromaufwärts versetzt. Entsprechend setzt der Rückgang des Drucks und des lokalen Absorptionskoeffizienten mit einem größeren Abstand zur Strahlachse ein. Dadurch ist die abnehmende spezifische Volumenleistung q_μ zu erklären, obwohl die Intensität bis zur Laserstrahlmitte ($x = 0 \text{ mm}$) zunimmt. Demgegenüber wird beim *DC025*-Laserfokus der maßgebliche Teil der Energie nahe der Strahlachse absorbiert. Folglich führt eine Verringerung des Strahlradius zu einem höheren Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}_\lambda$ im Quellvolumen bzw. zu einem effizienteren Energieeintrag.

Aus den in Abbildung 5.24 dargestellten Profilen der Energie- und Stoffgrößen sind weiterführende Vergleiche mit den gemessenen Strahlungsprofilen des Plasmas möglich. Hierbei wird vorwiegend die Elektronendichte- sowie die Druckverteilung entlang der Symmetrieachsen in x - und z -Richtung betrachtet. Die Verläufe in z -Richtung sind symmetrisch zum Brennpunkt $z = 0 \text{ mm}$ und werden daher in diesen Diagrammen nur in einem Quadranten gezeigt. In z -Richtung werden die folgenden Eigenschaften der Energiequelle abgeleitet.

- Für beide Laser werden nahezu identische Profile der Elektronendichte ermittelt, obwohl sich die deponierte Volumenleistung sowie die Intensität im Brennpunkt um den Faktor zwei unterscheidet. Dieses Verhalten wird auf den spezifischen Wärmeübergang zurückgeführt, der für größere Radien absinkt, da die Temperaturgrenzschichtdicke ansteigt.
- Die geringen Druck- und Temperaturgradienten (in z -Richtung) sowie die gleichbleibende Elektronendichte weisen auf ein konstantes Anregungsniveau in der Energiequelle hin. Einen vergleichbaren Verlauf zeigen die spektrometrisch ermittelten Profile des Plasmaanregungszustands in Abbildung 5.20 des Drucks $p_\infty = 40 \text{ kPa}$. Dieses Strahlungsprofil kommt der numerisch beschriebenen Energiequelle am nächsten, da bei diesem Druck die deponierte spezifische Volumenleistung bzw. die in z -Richtung abnehmende Intensität durch Absorption am geringsten ist.
- Des Weiteren wird durch die Emissionsspektroskopie der Trend ermittelt, dass bei zunehmendem Radius der Energiequelle das Plasmaanregungsniveau ansteigt. Dieser Zusammenhang wurde sowohl in Strahlausbreitungsrichtung (Abb. 5.20) als auch in radialer Richtung (Abb. 5.23) festgestellt. Dieses Verhalten ist gleichermaßen aus den numerisch ermittelten Verläufen der Zustandsgrößen ersichtlich. Hierbei tritt eine Druckabnahme

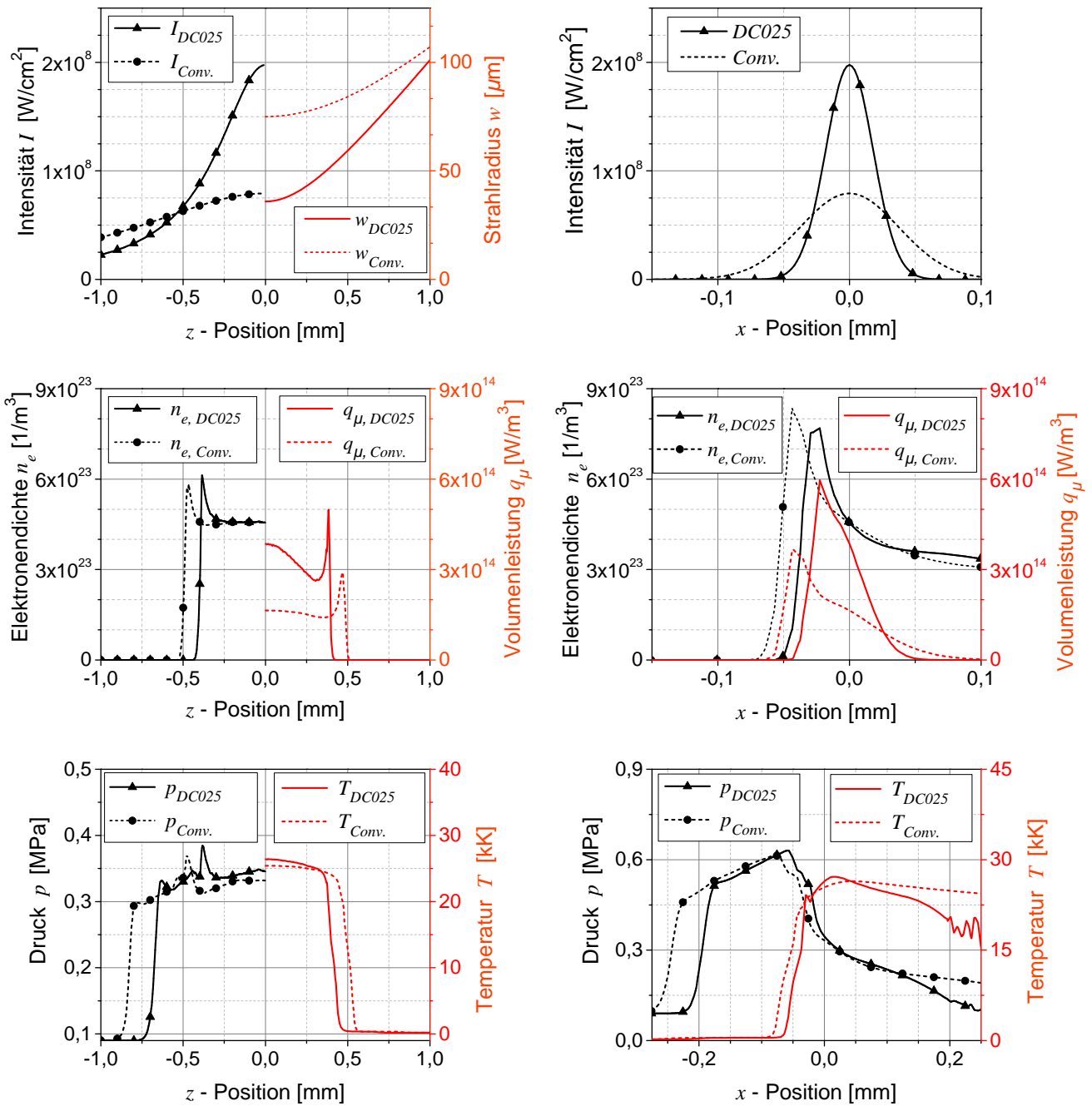


Abb. 5.24.: Verteilungen der Intensität I , der Elektronendichte n_e , der deponierten Volumenleistung q_μ , des Drucks p und der Temperatur T entlang der Energiequelle mit $x = y = 0$ (links) und in Strömungsrichtung mit $y = z = 0$ (rechts) gemäß der Fokus- und Leistungsparameter nach Tabelle 5.2

vom Brennpunkt zum Rand des Energieeintrags auf, wodurch bei konstanter Elektrodendichte das Anregungsniveau mit zunehmendem Brennpunktabstand ansteigt. Somit wird durch die Simulationen das spektrometrisch ermittelte Profil sowie der Einfluss des Strahlradius auf das Anregungsniveau bestätigt.

Die folgende Aussage wird aus den Verteilungen der Stoff- und Energiegrößen in x -Richtung abgeleitet.

- Die radiale Intensitätsverteilung bestimmt den Querschnitt des Energieeintrags. Dadurch wird die Position des induzierten Staupunkts, der Druckverlauf, die Absorptionseigenschaften sowie der Energieübergang durch Konvektion beeinflusst. Analog zu den Versuchen nimmt in den Simulationen die Intensitätsschwelle zur Plasmaerhaltung ab, wenn der Fokusradius vergrößert wird (vgl. Abb. 5.8).

Durch den Vergleich von Simulation und Messung werden ähnliche Erhaltungsanforderungen sowie Gaszustandsgrößen aufgezeigt, sodass das in ANSYS CFX implementierte Absorptionsmodell eine gute Näherung zur Beschreibung des Energieeintrags darstellt. Hierbei zeigen Veränderungen der Energiequellparameter zum Versuch vergleichbare Einflüsse auf den Erhaltungszustand. Demzufolge wird durch die Strömungssimulation die experimentell ermittelte Wirkung der Fokusparameter auf den Konvektionsenergieübergang sowie das Plasmaanregungsniveau bestätigt. Die auftretenden Ergebnisabweichungen betreffen die absoluten Gastemperaturen sowie die notwendigen deponierten Leistungsdichten zur Plasmaerhaltung. Dieser Einfluss wirkt sich neben den konvektiven Energieübergang auch auf die Gasdichte sowie die Energiedissipation im thermischen Nachlauf aus.

6. Strömungskontrolle

In diesem Kapitel wird die Wirkungsweise von Energieeinträgen auf abgelöste Verdichtungsstöße analysiert, die durch Umlenkung der Strömung an einem Überschallflugkörper entstehen. Solche Verdichtungsstöße induzieren den maßgeblichen Teil des Gesamtwiderstands und können außerdem im Hyperschallflug zu hohen thermischen Belastungen der Flugkörperstruktur führen. Die Beeinflussung dieser fluiddynamischen Eigenschaften stellen praxisnahe Anwendungen des stationären Laserenergieeintrags dar. Im Folgenden wird das Konzept durch experimentelle und numerische Ergebnisse beurteilt. Dafür wird ein Versuchskörper symmetrisch im thermischen Nachlauf der Energiequelle positioniert und die Druck- und Wärmestromverteilung bestimmt.

6.1. Messgrößen

Die zeitliche Entwicklung des Strömungsfelds bei stationärem Energieeintrag ist in Abbildung 6.1 durch Druckmessungen und Schlierenaufnahmen dargestellt. Die Brennpunkte des Puls- und des cw-Lasers werden im Bereich der Staustromlinie stromaufwärts der Halbkugel überlagert. Die Plasmaintialisierung erfolgt durch einen Laserpuls, der einen Gasdurchbruch erzeugt. Diese Gasionisation wird anschließend mit dem cw-Laser erhalten und ein Heißgaskanal gebildet. Die Schlierenaufnahme bei $t = 35,588$ ms (Abb. 6.1 *i*) zeigt den Gasdurchbruch sowie dessen kugelförmig expandierende Detonationsfront. Zu diesem Zeitpunkt ist der abgelöste Verdichtungsstoß des Körpers noch ausgebildet. Die beiden kurzzeitigen Drucksignalanstiege entstehen durch eine elektromagnetische Störung bei der Plasmaintialisierung sowie durch das Auftreffen der Detonationsfront auf dem Körper. Anschließend erreicht der Heißgaskanal die abgelöste Stoßfront und die Druckabnahme setzt ein. Dabei expandiert das verdichtete Gas entlang der Staustromlinie stromaufwärts in den Heißgaskanal, da dort aufgrund der höheren Temperatur die Schallgeschwindigkeit größer ist. In der Folge steigt der Druck bei wachsenden Abständen zum Staupunkt, sodass die Umlenkung der Strömung über einen Schrägstoß erfolgt (vgl. Abb. 6.1 *iv*). Gleichzeitig wird durch die Gasbewegung zur Energiequelle eine Rezirkulationsströmung initiiert, wodurch sich die Druckverteilung auf ein näherungsweise räumlich und zeitlich konstantes Niveau einstellt (vgl. Abb. 6.1 links).

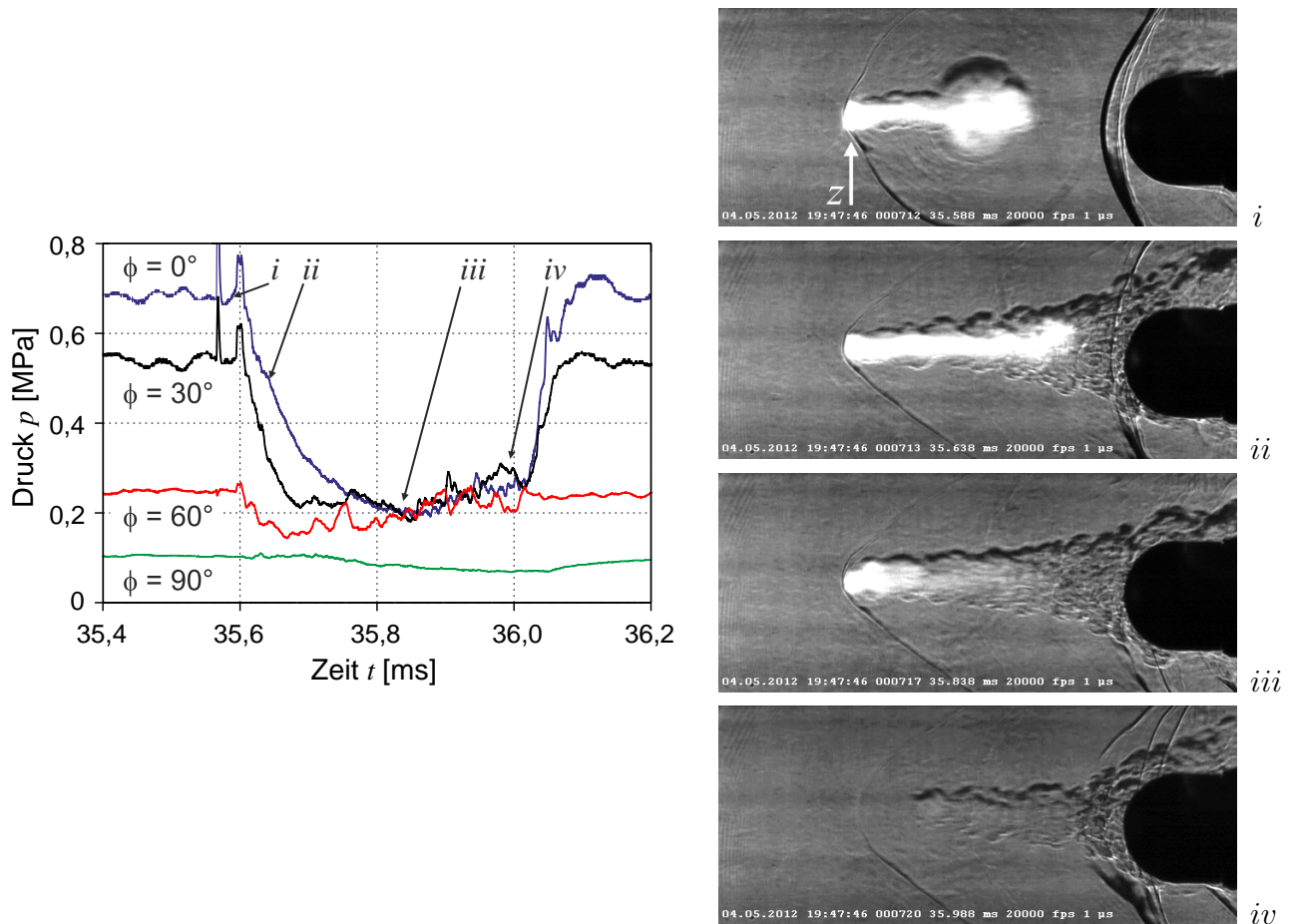


Abb. 6.1.: Oberflächendruckverteilung an vier Messstellen des Winkels ϕ (links) und Schlierenaufnahmen zum Zeitpunkt *i* bis *iv* (rechts) beim Totaldruck $p_{t,\infty} = 0,7$ MPa, der Machzahl $M_\infty = 2,1$ und der Leistung $P_{L,Conv.} = 5,4$ kW; Strahlausbreitung in z -Richtung

6.1.1. Druckkraft

Die Schlierenaufnahmen veranschaulichen die Veränderung des Strömungsfelds durch den Energieeintrag. Die abgelöste Stoßfront des Probekörpers wird vollständig in einen Schrägstoß transformiert und ein großflächiges Rezirkulationsgebiet generiert. Innerhalb dieses Gebiets herrscht ein nahezu konstanter Oberflächendruck, der in Richtung des Wiederanlegepunkts ansteigt. Die Position des Wiederanlegens der Strömung wird dabei erheblich durch die dreidimensionale Geometrie des Energieeintrags beeinflusst. Dieses Verhalten zeigen die numerischen Simulationen in Abbildung 6.2, in welcher die Druckverteilungen für zwei Energiequelllängen z_L dargestellt sind. z_L wird hierbei auf den Versuchskörperradius r bezogen. Für kleine Längen der Energiequelle ist der Druckverlauf nahezu rotationssymmetrisch. Allerdings treten für das größere Längenverhältnis $z_L/r = 0,62$ schon deutliche Abweichungen auf. Für die Messungen mit der Drucksonde ergeben sich dadurch Einschränkungen, die aus der Messstellenanordnung resultieren und bei der Ergebnisanalyse beachtet werden müssen.

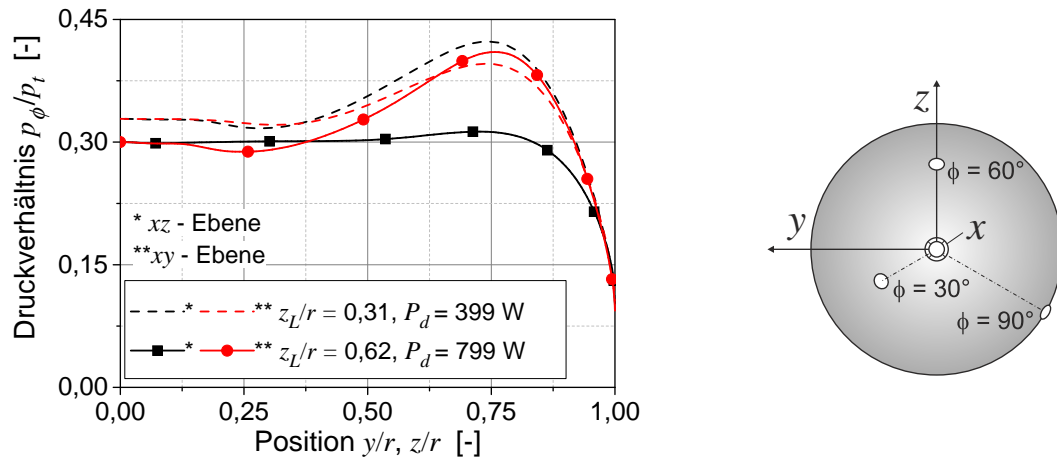


Abb. 6.2.: Druckverteilung für zwei Längen des Energieeintrags $z_L/r = 0,31$ (Sim.-Nr.: 3 siehe Tab.6.1) und $z_L/r = 0,62$ (Sim.-Nr.: 3" siehe Tab.6.1) für die Machzahl $M_\infty = 2,1$ (links) und Skizze der Drucksonde als Draufsicht (rechts); P_d - deponierte Leistung und r - Radius der Halbkugel

Die Positionen der Druckmessstellen sind am Umfang verteilt angeordnet und in Abbildung 6.2 (rechts) gekennzeichnet. Durch die geringe Anzahl von Messstellen muss der Druckwiderstand der Halbkugel durch die Integration der Druckverteilung über die Oberfläche berechnet werden. Hierbei können räumlich dreidimensionale Effekte Unregelmäßigkeiten bei der Widerstandsberechnung hervorrufen. Einflüsse resultieren dabei einerseits aus der Form des Plasmas sowie andererseits aus der Lage des Energieeintrags zur Staustromlinie des Versuchskörpers, die durch die erzielbare Justagegenauigkeit bestimmt wird. Dadurch wird insbesondere die Druckmessung bei $\phi = 30^\circ$ ($z/r = 0,5$) beeinflusst, die aufgrund der Positionierung der Sonde in der Messstrecke um 60° aus der xz -Ebene versetzt ist. An dieser Position zeigen die Simulationsrechnungen bereits einen Druckanstieg. Dieses Verhalten wird durch die Versuche bestätigt, da im Druckverlauf stets der höchste Druck an der 30° -Messstelle bestimmt wird. Im Anhang (Abb.B.2) sind weitere Messdaten für verschiedene Linsen- sowie Machzahlen dargestellt. Die Integration der Druckverteilung über die Körperoberfläche, die der Annahme eines ideal rotationssymmetrischen Strömungsfelds entspricht, kann somit Abweichungen der Widerstandskraft verursachen. Diese Fehler sind aufgrund der geringen Anzahl der Messstellen nicht zu korrigieren. Aus diesem Grund wird in den folgenden Betrachtungen neben der Widerstandsreduktion des Körpers ΔD auch das Staudruckverhältnis p_0/p_t analysiert. Diese Messgröße ist unempfindlicher gegenüber dreidimensionalen und instationären Einflüssen, da für den Staudruck ausschließlich der mittlere räumliche und zeitliche Zustand des Ablösegebiets entscheidend ist.

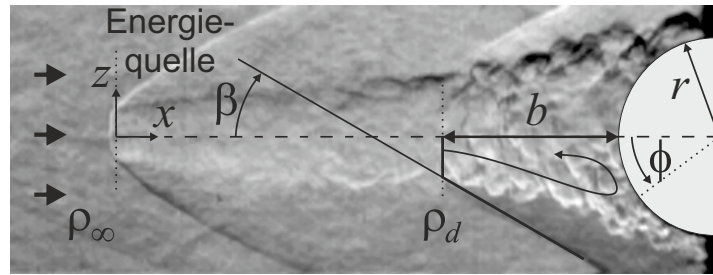


Abb. 6.3.: Schlierenaufnahme des Strömungsfelds bei Eintrag von Energie, mit: b - Ablösegebietslänge, ρ - Dichte, β - Schrägstoßwinkel, r - Körperradius (3,25 mm)

6.1.2. Ablösegebietslänge

Für weiterführende Beurteilungen werden quantitative Aussagen aus den Schlierenaufnahmen abgeleitet und im Zusammenhang mit den Druckmessungen betrachtet. Das dafür eingesetzte Auswertungsverfahren basiert auf einer analytischen Beschreibung eines stationären Energieeintrags in einer Überschallströmung nach Artem'ev et al. [15, 16]. Diese Arbeiten beschreiben die Beeinflussung eines ideal senkrechten Verdichtungsstoßes durch einen stationär ausgebildeten Gaskanal niedriger Dichte. Im Modell wird dabei der Verdichtungsstoß durch eine ebene, unendlich ausgedehnte Wand verursacht. Die aus dieser Anordnung resultierende Stoßgeometrie ist vergleichbar zum bereits beschriebenen Strömungsfeld der Halbkugel, wobei jedoch für die ideal ebene Wand ein Zusammenhang zwischen dem Schrägstoßwinkel β und dem Dichteverhältnis ρ_d/ρ_∞ der Form $\sin\beta = \sqrt{\rho_d/\rho_\infty}$ besteht. Gemäß Abbildung 6.3 bezeichnet ρ_∞ die Dichte des unbeeinflussten Gases und ρ_d die Dichte an der Position b im Heißgas, bei welcher die Transition von Überschall- auf Unterschallgeschwindigkeit erfolgt. Aus dem Zusammenhang wird weiterhin ersichtlich, dass die Abmessung des Zirkulationsgebiets, die im Weiteren als Ablösegebietslänge¹ b bezeichnet wird, von ρ_d abhängt.

Demzufolge können aus dem gemessenen Stoßwinkel β die Dichte im Heißgaskanal ρ_d sowie die Leistung des Energieeintrags P_d bestimmt werden, vorausgesetzt dass die körperspezifische Korrelation zwischen dem Stoßwinkel β (bzw. der Ablösegebietslänge b) zur Dichte ρ_d bekannt ist. Dieser Zusammenhang ist für die Halbkugel analytisch nicht zu beschreiben und muss daher aus Strömungssimulationen ermittelt werden. Aus diesen Simulationen werden außerdem Zusammenhänge für Strömungs- und Leistungsparameter abgeleitet und zum Vergleich mit den Messdaten eingesetzt. Von großem Interesse ist hierbei der Zusammenhang zwischen dem Staudruck und der Ablösegebietslänge bzw. der deponierten Leistung. Die dafür zugrundeliegenden Ergebnisse werden in Kapitel 6.1.4 beschrieben und hinsichtlich des Einflusses der Quellparameter untersucht.

¹Der Begriff Ablösegebiet wird an dieser Stelle in Anlehnung an die druckinduzierte Grenzschichtablösung an stumpfen Überschallflugkörpern mit mechanischen Aero-Spikes verwendet.

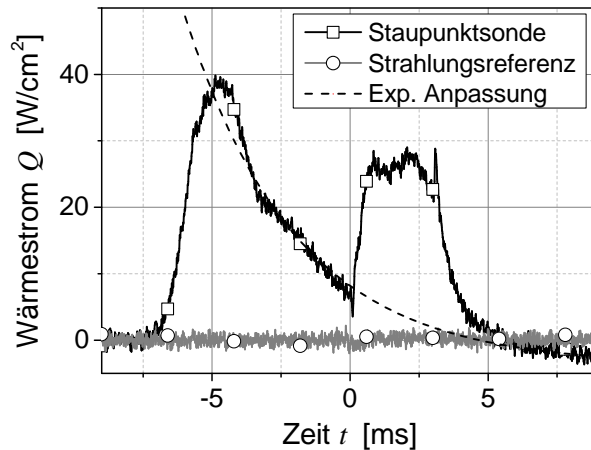


Abb. 6.4.: Signal der Wärmestromsensoren im Staupunkt des Probekörpers sowie einer Referenzsonde außerhalb der Messstrecke; mit $p_\infty = 90 \text{ kPa}$, $f/d_0 = 2,1$, $M_\infty = 2,1$ und $P_d = 1,4 \text{ kW}$

6.1.3. Wärmestrom

Die Beurteilung der Wärmelast bei Laserenergieeintrag erfolgt mit einem Wärmestromsensor im Staupunkt der Halbkugel. Das Verhältnis von Sensor- zu Körperdurchmesser beträgt hierbei etwa 0,35, sodass mit diesem Aufbau lediglich der mittlere Wärmestrom über den Staupunktbereich erfasst wird. Abbildung 6.4 zeigt den charakteristischen Wärmestromverlauf Q während des Anfahrens der Strömungsanlage sowie bei der Energiedeposition über die Dauer von 3 ms ab $t = 0 \text{ s}$. Aus diesem Zeitverhalten wird ersichtlich, dass ein Korrekturverfahren notwendig ist, um das Betriebsverhalten der Strömungsanlage vom Nutzsignal zu trennen. Dafür wird das Anfahren der Strömung durch eine exponentielle Approximation beschrieben und vom Gesamtwärmestrom abgezogen.

Das in Abbildung 6.4 dargestellte Wärmestromsignal bei Energieeintrag ist charakteristisch für die durchgeführten Versuche aller Fokus- und Laserkonfigurationen. Zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ s}$ wird das Plasma erzeugt. Obwohl bei Energieeintrag die Stärke des Verdichtungsstoßes und somit der Druck und die Dichte im Staupunkt sinken, erzeugt die Aufheizung des Gases im Ablösegebiet einen signifikanten Anstieg des Wärmestroms. Im Ablösegebiet wird nach etwa 0,5 ms ein thermisch stabiler Zustand erreicht, der anschließend über die Erhaltungsdauer näherungsweise konstant bleibt. Außerdem ist im Diagramm das Messsignal eines weiteren Wärmestromsensors dargestellt, der sich im gleichen Abstand zum Laserplasma jedoch außerhalb des Strömungskanals befindet. Diese Sonde wird zum Nachweis von Strahlungseinflüssen des Plasmas oder von elektromagnetischen Störungen durch die Laserstrahlquellen auf das Wärmestromsignal verwendet. Durch diese Messungen ist jedoch kein relevanter Störeinfluss festzustellen, sodass die Versuche vorwiegend nur mit der Staupunkt-Wärmestromsonde durchgeführt werden.

6.1.4. Numerische Untersuchungen

In diesem Abschnitt werden mit numerischen Simulationen die Zusammenhänge zwischen den Energiequellparametern und den fluidmechanischen Größen analysiert. Diese Ergebnisse werden in den Kapiteln 6.2 und 6.3 mit den Experimenten verglichen. Im Simulationsmodell wird die Intensitätsverteilung I_{xyz} gemäß der Fokus- und Leistungsparameter der eingesetzten Laser festgelegt, sodass sich aus I_{xyz} multipliziert mit dem Absorptionskoeffizienten μ_λ der Energiequellterm ergibt (vgl. Gl. 4.11). Der Absorptionskoeffizient ist optional als konstant oder als variabel anzunehmen. Ein konstanter Absorptionskoeffizient ist hierbei von besonderem Interesse, da das Überhitzungsverhältnis ψ sowie die Länge z_L des Quellvolumens auf die experimentellen Werte einstellbar ist bzw. beide Parameter auch unabhängig voneinander veränderbar sind. Somit lassen sich Einflüsse von ψ und z_L auf die fluidmechanischen Größen analysieren. In Tabelle 6.1 sind die betrachteten Konfigurationen der Energiequelle für zwei Strömungszustände zusammengefasst.

Ablösegebiet und Körperkräfte

Zur Bestimmung der Ablösegebietslänge b sowie des Staudruckverhältnisses p_0/p_t wird der Gaszustand entlang der Staustromlinie ausgewertet. Abbildung 6.5 zeigt die Verläufe der Machzahl und des Druckverhältnisses für konstante Absorptionskoeffizienten bei gleicher Fokusgeometrie. Der Energieeintrag befindet sich im Bereich von $x = \pm 0,011r$ und der Körperstau punkt an der Position $x = 5r$. Die Energiequelle ist durch die Machzahlabnahme sowie die Druckzunahme zu erkennen. Im Nachlauf ($x > 0,011r$) wird die Schallgeschwindigkeit erneut überschritten, bis die Strömung einen Druckanstieg erfährt und dadurch auf Unterschall verzögert wird. Weiterhin ist ersichtlich, dass mit zunehmender deponierter Leistung bzw. Leistungsdichte die Ablösegebietslänge b ansteigt sowie das Staudruckverhältnis p_0/p_t sinkt.

Die Korrelation zwischen der Ablösegebietslänge und dem Staudruck bzw. der Widerstandskraft wird in Abbildung 6.6 dargestellt. Jeder Datenpunkt kennzeichnet eine bestimmte Konfiguration der Energiequelle, die in Tabelle 6.1 bezeichnet ist. Weiterhin werden für $b \geq r$ alle Berechnungsergebnisse der gleichen Fokusgeometrie durch eine lineare Funktion approximiert. Es werden die folgenden Aussagen abgeleitet.

- Bei gleicher Machzahl beeinflussen die Geometrieparameter des Energieeintrags (w_{0^*} und \mathcal{M}^2) nur unerheblich die Ausbildung des Ablösegebiets. Für beide Fokusgeometrien werden vergleichbare Approximationen für die Staudruckverhältnisse $p_0/p_t(b)$ sowie für die Widerstandsreduktion $\Delta D(b)$ bei $M_\infty = 2,1$ ermittelt. Hierbei wird kein allgemeingültiger Zusammenhang zur Länge des Energieeintrags z_L/r festgestellt.
- Für die höhere Machzahl werden niedrigere Staudruckverhältnisse bestimmt, wobei der Anstieg gemäß der im Diagramm 6.6 genannten Geradengleichungen konstant bleibt. Bei

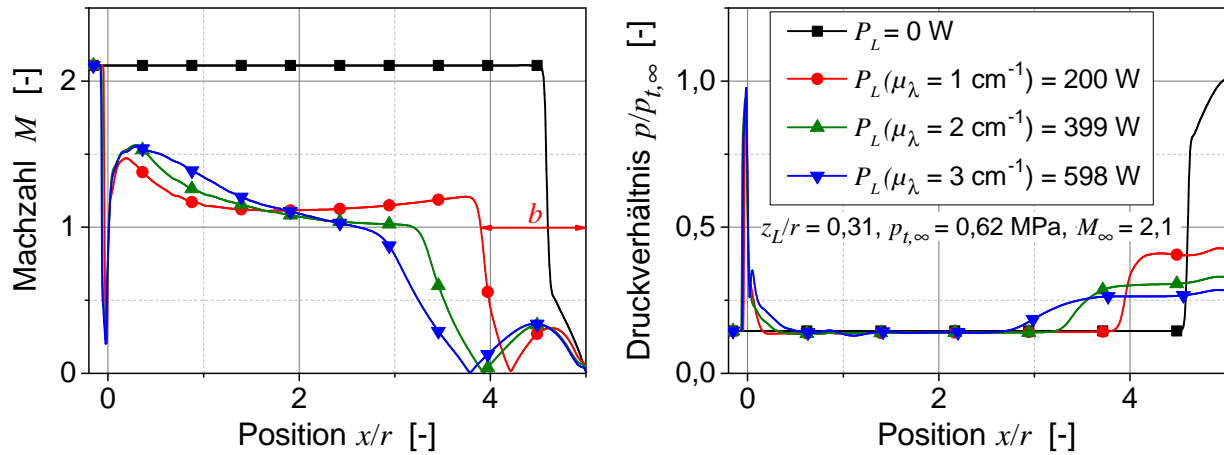


Abb. 6.5.: Machzahl (links) und Druckverhältnis (rechts) entlang der Staustromlinie für konstante Absorptionskoeffizienten der Konfigurationen Nr.: 1 bis 4 gemäß Tab. 6.1; zugehörige Temperatur- und Dichteverhältnisse siehe Anhang Abb. C.3

konstantem Energieeintrag bewirkt demzufolge eine Machzahlerhöhung einen Anstieg der Widerstandsreduktion.

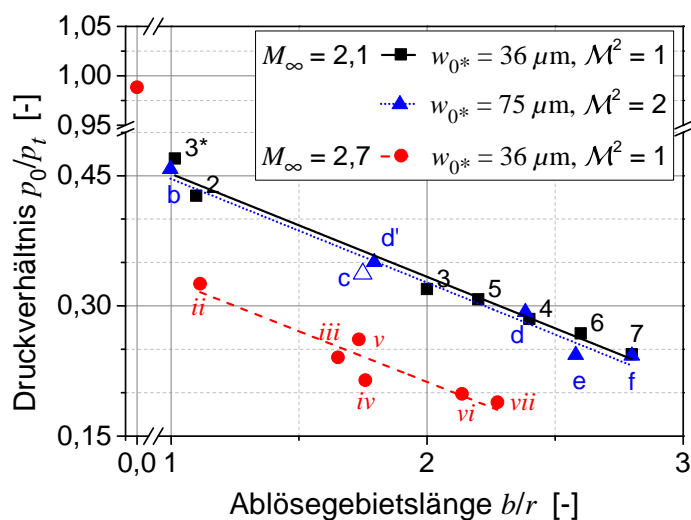
Weiterhin sind in Abbildung 6.7 das Druckverhältnis sowie die Widerstandsreduktion als Funktion der deponierten Leistung aufgetragen. Hierbei werden die in Abb. 6.7 genannten nichtlinearen Anpassungen benutzt, um das Konvergenzverhalten für hohe Energieeinträge geeignet abzubilden. Es gelten die folgenden Zusammenhänge.

- Für steigende Energieeinträge konvergieren Druckverhältnis und Widerstandsreduktion gegen Grenzwerte. Dieses Verhalten wird ausschließlich von der Machzahl bestimmt und zeigt keinen eindeutigen Zusammenhang zur Fokusgeometrie.
- Für einen Energieeintrag von $P_d > 500$ W steigt die Widerstandsreduktion nur noch unerheblich an. Dieser asymptotische Verlauf wird durch die geringe Größe des Probekörpers in Bezug auf die im Gas deponierte Laserleistung verursacht.
- Aus den Simulationen geht kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Überhitzungsverhältnis ψ und p_0/p_t bzw. ΔD hervor (vgl. Anhang Abb. C.5). Dieses nicht-konsistente Verhalten resultiert aus den unterschiedlichen Quelllängen z_L , die bei konstantem Überhitzungsverhältnis zu abweichenden Energieeinträgen führen. Somit stellt ψ keinen universellen Zusammenhang zu den fluidmechanischen Größen her.

Zusammenfassend zeigen die Strömungssimulationen plausible Zusammenhänge zwischen den Quellparametern und dem Ablösegebiet sowie der Druckverteilung der Halbkugel. Hierbei ist die lineare Korrelation zwischen der Ablösegebietslänge und dem Staudruckverhältnis bzw. der Widerstandsreduktion für die Verifizierung der Messwerte einsetzbar. Demgegenüber liegen die

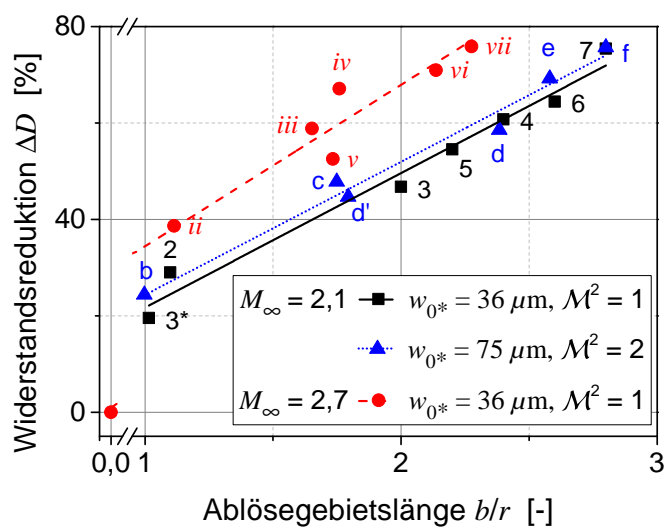
Tab. 6.1.: Energiequellparameter und Ergebnisse der Simulationsrechnungen für die Machzahlen $M_\infty = 2,1$ (oben) und $M_\infty = 2,7$ (unten) mit: P_L - Leistungsvorgabe, P_d - deponierte Leistung, μ_λ - Absorptionskoeffizient, z_L - Länge des Energieeintrags, ψ - Überhitzungsverhältnis und ΔD - Widerstandsreduktion; Einstrahlwinkel: $\alpha_L = 90^\circ$

Strömung: $M_\infty = 2,1$, $Re_d = 4 \cdot 10^5$, $p_\infty = 90$ kPa und $T_\infty = 200$ K						
Fokus: $w_{0*} = 36 \mu\text{m}$, $\mathcal{M}^2 = 1$, $f/d_0 = 5,3$ und $z_0 = 0,38$ mm						
Sim.-Nr.	P_L [W]	μ_λ [1/m]	P_d [W]	z_L/r [-]	ψ [-]	ΔD [%]
1; 2	2000	0; 100	0; 200	0,31	0; 14	0; 29
3; 4	2000	200; 300	399; 598	0,31	28; 42	47; 61
3*	2000	200	97	0,08	43	19,5
3'; 3''	2000	200	599; 799	0,46; 0,31	21; 17	69; 70
5	3000	variabel	373	0,14	76	55
6	4000	variabel	891	0,26	84	64
7	5000	variabel	1629	0,4	77	75
Strömung: $M_\infty = 2,7$, $Re_d = 3 \cdot 10^5$, $p_\infty = 50$ kPa und $T_\infty = 165$ K						
Fokus: $w_{0*} = 75 \mu\text{m}$, $\mathcal{M}^2 = 2$, $f/d_0 = 5,3$ und $z_0 = 0,83$ mm						
Sim.-Nr.	P_L [W]	μ_λ [1/m]	P_d [W]	z_L/r [-]	ψ [-]	ΔD [%]
<i>b; c</i>	2000	100; 200	200; 399	0,31	10; 19	24; 48
<i>d; d'</i>	2000	300; 300	598; 293	0,31; 0,08	28, 31	59; 45
<i>e</i>	6250	variabel	922	0,22	58	69
<i>f</i>	7000	variabel	1554	0,31	66	76
Fokus: $w_{0*} = 36 \mu\text{m}$, $\mathcal{M}^2 = 1$, $f/d_0 = 5,3$ und $z_0 = 0,38$ mm						
Sim.-Nr.	P_L [W]	μ_λ [1/m]	P_d [W]	z_L/r [-]	ψ [-]	ΔD [%]
<i>i; ii</i>	2000	0; 100	0; 200	0,31	0; 12	0
<i>iii; iv</i>	2000	200; 300	399; 598	0,31	23; 35	39; 59
<i>iii''</i>	2000	200	799	0,62	14	65
<i>v</i>	3250	variabel	234	0,12	52	53
<i>vi</i>	4000	variabel	660	0,24	55	71
<i>vii</i>	4750	variabel	1036	0,32	56	76



Anpassung: $p_0/p_t(b/r) = A_1 \cdot b/r + A_0$

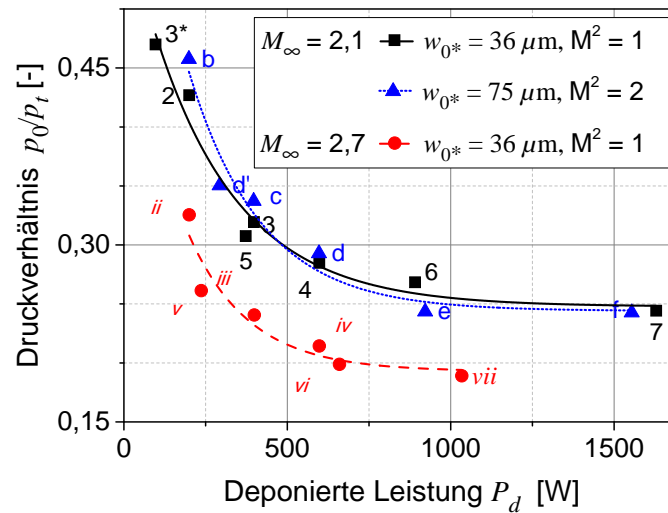
Sim.-Nr.	A_1	A_0	R^2
1...7	$-0,12 \pm 0,008$	$0,57 \pm 0,02$	0,98
<i>b...f</i>	$-0,12 \pm 0,011$	$0,57 \pm 0,022$	0,96
<i>i...vii</i>	$-0,12 \pm 0,02$	$0,45 \pm 0,036$	0,87



Anpassung: $\Delta D(b/r) [\%] = A_1 \cdot b/r + A_0$

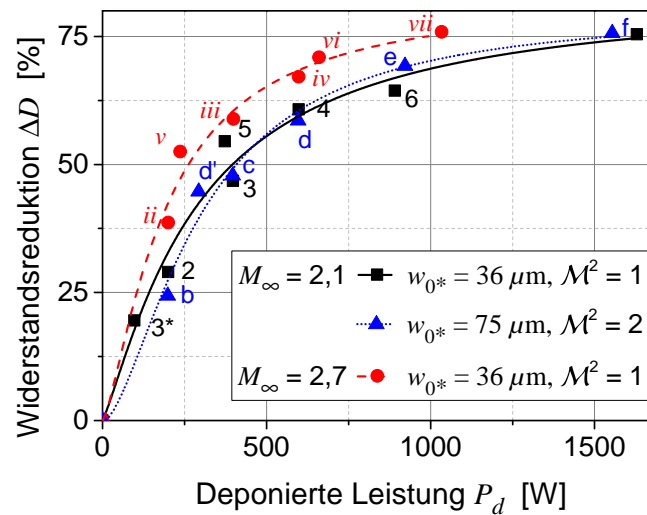
Sim.-Nr.	A_1	A_0	R^2
1...7	$27,63 \pm 1,85$	$-3,29 \pm 3,96$	0,98
<i>b...f</i>	$27,9 \pm 2,45$	$0,93 \pm 4,12$	0,99
<i>i...vii</i>	$33,5 \pm 2,45$	$-4,29 \pm 4$	0,98

Abb. 6.6.: Staudruckverhältnis (oben) und Widerstandsreduktion (unten) als Funktion der Ablösegebietslänge für zwei Fokusgeometrien sowie zwei Machzahlen; Energiequellparameter gemäß Tabelle 6.1



Anpassung: $p_0/p_t(P_d) = A_1 e^{(A_2 P_d)} + A_0$

Sim.-Nr.	A_1	A_2	A_0	R^2
1...7	$0,33 \pm 0,03$	$-0,004 \pm 8 \cdot 10^{-4}$	$0,25 \pm 0,01$	0,96
<i>b...f</i>	$0,5 \pm 0,13$	$-0,005 \pm 0,003$	$0,24 \pm 0,02$	0,93
<i>i...vii</i>	$0,33 \pm 0,03$	$-0,005 \pm 8 \cdot 10^{-4}$	$0,19 \pm 0,02$	0,84



Anpassung: $\Delta D(P_d) [\%] = (A_1 - A_0) / (1 + (P_d/x_0)^n) + A_0$

Sim.-Nr.	A_1	A_0	x_0	n	R^2
1...7	$-0,27 \pm 4,28$	$82,02 \pm 8,58$	$290,53 \pm 70,21$	$1,25 \pm 0,31$	0,97
<i>b...f</i>	$-0,3 \pm 3,8$	$79,12 \pm 7,26$	$301,31 \pm 44,6$	$1,63 \pm 0,42$	0,98
<i>i...vii</i>	$-0,06 \pm 3,99$	$83,15 \pm 14,04$	$193,73 \pm 44,73$	$1,36 \pm 0,7$	0,98

Abb. 6.7.: Staudruckverhältnis (oben) und Widerstandsreduktion (unten) als Funktion der deponierten Leistung für zwei Fokusgeometrien sowie zwei Machzahlen; Energiequellparameter gemäß Tabelle 6.1

experimentell bestimmten Energieeinträge stets oberhalb von 600 W und somit im Bereich des asymptotischen Verlaufs von $p_0/p_t(P_d)$. Aus den Messungen des Staudrucks wird somit kein auswertbarer Zusammenhang zur gemessenen deponierten Leistung erwartet.

Wärmestromverteilung

Mit den numerischen Berechnungen wird der Einfluss des Energieeintrags auf die Wärmestromverteilung untersucht. Dafür wird die viskose Grenzschicht gemäß Gleichung 4.24 diskretisiert. Die Wandtemperatur ist mit 288 K und die statische Temperatur mit $T_\infty = 200$ K (für $M_\infty = 2,1$) bzw. mit $T_\infty = 165$ K (für $M_\infty = 2,7$) im Modell definiert (siehe Anhang C.2 und Tab. 3.1). In Abbildung 6.8 sind für zwei Längenverhältnisse z_L/r der Energiequelle die berechneten Wärmestromverteilungen dargestellt. Der lokale Wärmestrom Q wird hierbei auf den Wärmestrom im Staupunkt Q_0 bezogen. Diese Konfigurationen wurden bereits bezüglich der Druckverteilung in Abbildung 6.2 analysiert. Da die Verläufe entlang der Schnittachsen symmetrisch sind, werden diese nur ab dem Staupunkt bis zum Radius r des Versuchskörpers dargestellt.

Der Wärmestromverlauf ohne Energieeintrag zeigt im Bereich des Staupunkts die größte Wärmelast an, die aufgrund des geringen Abstands sowie der maximalen Stärke des Verdichtungsstoßes verursacht wird. Dieses Ergebnis ist typisch für abgelöste Stoßfronten, sodass z. B. beim atmosphärischen Wiedereintritt von Flugkörpern die thermischen Belastungen im Staupunkt für die Auslegung des Hitzeschutzschilds von Bedeutung sind [5, 111, 112]. Bildet sich jedoch durch den Energieeintrag ein Ablösegebiet aus, wird die maximale Wärmelast zum Wiedereinlegepunkt der Strömung verschoben und das Wärmestromverhältnis steigt an dieser Stelle deutlich. Gleichzeitig wird nahe des Staupunkts eine Abnahme des Wärmestroms von bis zu 75 % aufgezeigt. Die Fläche des reduzierten Wärmestroms ist klein gegenüber dem Probekörper und wird stark von dem Längenverhältnis z_L/r der Energiequelle sowie der Machzahl beeinflusst. Berücksichtigt man die aktive Fläche des Wärmestromsensors, welcher für die Versuche eingesetzt wird, können sich die Anteile der Wärmestromreduktion und der -zunahme gegenseitig aufheben.

Aus den Simulationen mit verschiedenen Quellparametern werden zudem die mittleren Wärmeströme über die Stirnfläche der Halbkugel ($Q_H, Q_{0,H}$) sowie über die Sensorfläche ($Q_d, Q_{0,d}$) berechnet. $Q_{0,H}$ und $Q_{0,d}$ bezeichnen die jeweiligen Wärmelasten ohne Energieeintrag. Abbildung 6.9 (links) verdeutlicht, dass der Gesamtwärmeübergang über die Stirnfläche mit der deponierten Leistung ansteigt. Hierbei ist ein näherungsweise proportionaler Zusammenhang zwischen dem Wärmestrom und der deponierten Leistung zu erkennen. Veränderte Geometrieparameter der Energiequelle zeigen hierbei keinen Einfluss auf diesen Trend. Lediglich bei Erhöhung der Machzahl wird bei gleicher Leistung P_d eine Abnahme des Sensorwärmestroms Q_d gegenüber $Q_{0,d}$ festgestellt.

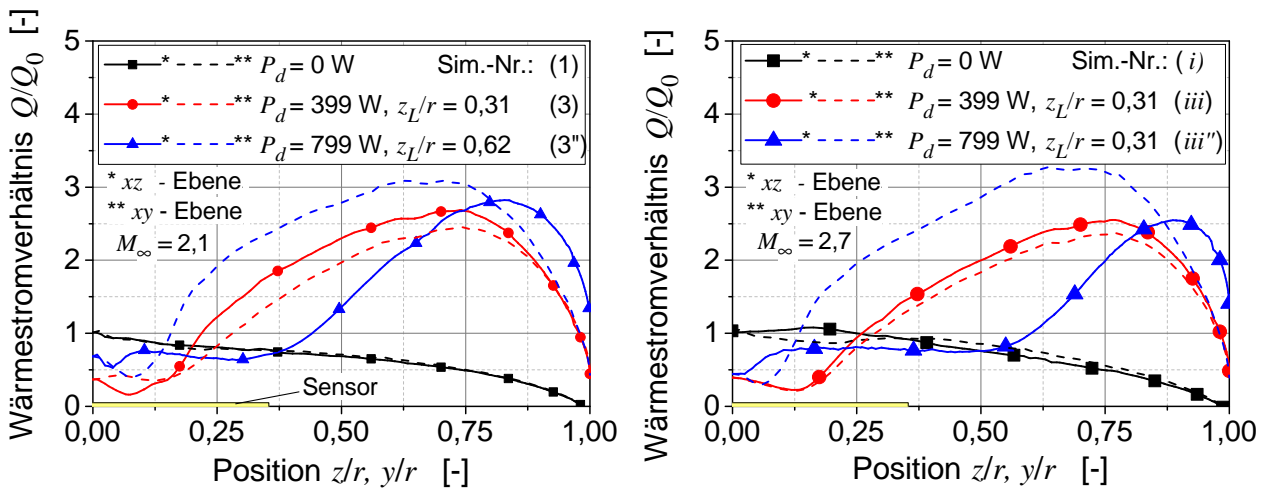


Abb. 6.8.: Wärmestromverteilung für zwei Längenverhältnisse der Energiequelle bei den Machzahlen $M_\infty = 2,1$ (links) sowie $M_\infty = 2,7$ (rechts); Parameter der Energiequelle: $\mu_\lambda = 200$ 1/m und Tab. 6.1; z -Richtung: Strahlausbreitungsrichtung

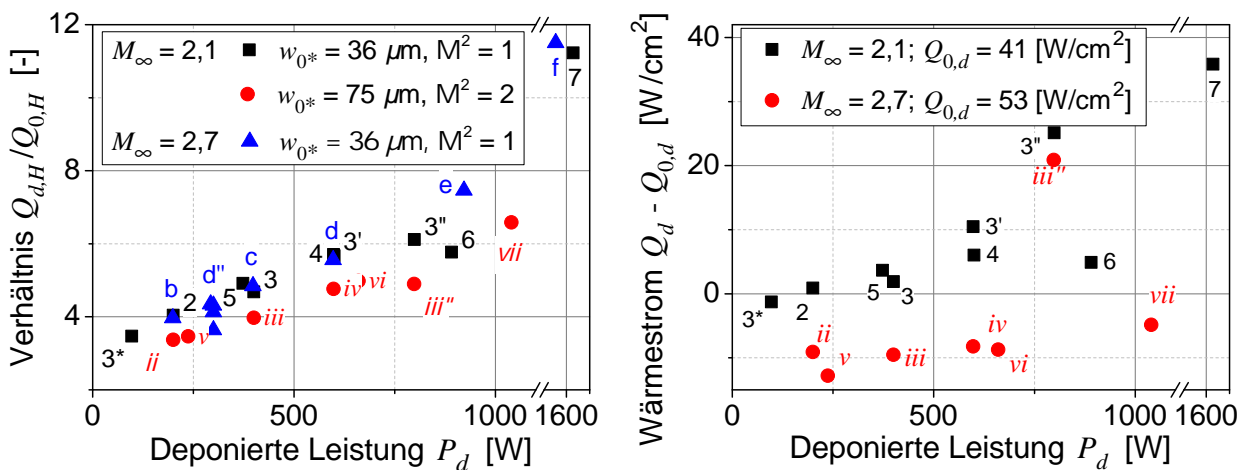


Abb. 6.9.: Wärmestromverhältnis integriert über die Körperstirnfläche (links) und Differenzwärmestrom integriert über die Sensorfläche (rechts); Parameter der Energiequelle gemäß Tab. 6.1

Demgegenüber zeigt Abbildung 6.9 (rechts) die Differenzwärmeströme über die Sensorfläche. Diese Darstellung wird gewählt, um die Simulationen direkt mit den Versuchsergebnissen zu vergleichen. Aus den numerisch berechneten Oberflächenverteilungen des Wärmestroms geht hervor, dass die Wärmestromreduktion im Staupunkt durch die Erhöhung am Sensorrand kompensiert wird. Für die Machzahl $M_\infty = 2,1$ wird somit ein Anstieg des Wärmestroms ermittelt. Die Zunahme von Q_d fällt für Energieeinträge bis 750 W klein gegenüber dem Wärmestrom ohne Energieeintrag aus (siehe Legende in Abb. 6.9 rechts). Für die Machzahl $M_\infty = 2,7$ nimmt der Sensorwärmestrom sogar geringfügig ab. Diese Trends stellen sich unabhängig von der deponierten Leistung ein, vorausgesetzt dass die Längenverhältnisse der Energiequelle nicht

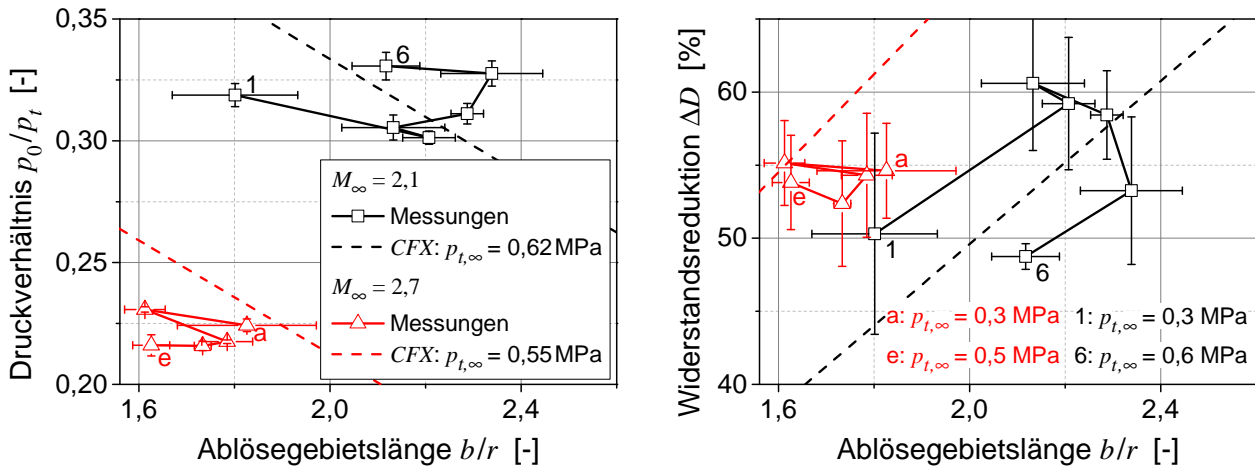


Abb. 6.10.: Staudruckverhältnis (links) und Widerstandsreduktion (rechts) als Funktion der Ablösegebietslänge für verschiedene Freistrahldrücke $p_{t,\infty}$; $f/d_0 = 2,1$

den Wert $z_p/r = 0,46$ übersteigen. Bei ansteigender Energiequelllänge gemäß Simulationen 3'' und iii'' wird dabei festgestellt, dass dieser Parameter einen wesentlichen Einfluss auf die Wärmestromverteilung im Staupunkt ausübt und den Sensorwärmestrom erhöht. Diese Simulationsergebnisse werden in Kapitel 6.3 mit den experimentellen Werten verglichen.

6.2. Widerstandsreduktion

Mit Hilfe der Drucksonde sowie der Schlierenoptik werden die Staudruckverhältnisse, die Widerstandskräfte und die Ablösegebietslängen ermittelt. Diese Parameter werden im folgenden Abschnitt für verschiedene Gaszustände, Einstrahlwinkel und Linsenzahlen untersucht und mit den numerischen Berechnungen verglichen. Die dargestellten Druckmesswerte werden hierbei über die Erhaltungsdauer sowie jeweils über vier Einzelmessungen gemittelt. Außerdem wird aus den Schlierenaufnahmen die Ablösegebietslänge zu einem diskreten Zeitpunkt bestimmt. Aus diesen Einzelmessungen werden Mittelwerte berechnet, um instationäre Einflüsse des Lasers und der Strömung auf das Ablösegebiet zu erfassen.

Die Messdatenanalyse wird exemplarisch für eine Optikkonfiguration bei verschiedenen Gaszuständen erläutert. Hierbei bleibt bei Variation des Drucks der optische Aufbau unverändert, sodass die Trends ausschließlich aus veränderten Energieeinträgen P_d , Überhitzungsverhältnissen ψ und Plasmaabmessungen z_L resultieren. Abbildung 6.10 zeigt das Staudruckverhältnis sowie die Widerstandsreduktion als Funktion der Ablösegebietslänge.

Der Einfluss der Machzahl auf den Staudruck sowie auf das Ablösegebiet ist deutlich ausgeprägt. Für die gezeigten Konfigurationen sinkt das Staudruckverhältnis um $\Delta p_0/p_t \approx 0,1$ und

die Ablösegebietslänge um $\Delta b \approx 0,4r$ bei Erhöhung der Machzahl. Dabei werden zwischen Versuch und Simulation gute Übereinstimmungen festgestellt. Betrachtet man weiterhin die Abhängigkeit von p_0/p_t und ΔD vom Freistrahldruck $p_{t,\infty}$, ist kein eindeutiger Zusammenhang bei Veränderung des Strömungszustands abzuleiten. Stattdessen tritt bei Druckerhöhung für beide Messkurven ein gegenläufiges Verhalten auf, obwohl die selben qualitativen Zusammenhänge zwischen Druck und deponierter Leistung, Plasmaabmessung bzw. Wärmetransport bestehen. Da jedoch ein direkter Einfluss des Drucks $p_{t,\infty}$ auf die Ablösegebietslänge und die Druckkraft nicht festzustellen ist, muss es sich bei diesen Abweichungen um die Auflösungsgrenze handeln, innerhalb welcher die Reproduzierbarkeit der Versuche liegt. Die im Vergleich zur Messgröße deutlichen Messfehler werden hierbei im Wesentlichen durch die geringe Größe des Probekörpers verursacht. Diese Problematik wird anschaulich dadurch deutlich, dass die im Freiflug benötigte Antriebsleistung eines solchen Flugkörpers (zur Kompensation des aerodynamischen Widerstands) ähnliche Werte erreicht wie die zur Widerstandsreduktion eingetragene Laserleistung P_d . Bei diesen hohen Leistungen ($P_d > 500$ W) bewirken Änderungen von P_d nur noch geringe Änderungen der Ablösegebietslänge und der Druckverteilung (vgl. Abb. 6.7). Diese Einflüsse sind trotz der Verwendung verschiedener Messtechniken nicht eindeutig zu erfassen, sodass sich eine Auflösungsgrenze von $\Delta p_0/p_t = \pm 0,02$ ergibt. Aus Abbildung 6.10 (rechts) wird weiterhin deutlich, dass die Widerstandsreduktion ΔD stärker von der Ablösegebietslänge b abhängt als das Staudruckverhältnis p_0/p_t von b . Die Widerstandsreduktion ermöglicht somit im Prinzip eine höhere Messgenauigkeit. Jedoch treten bei der Widerstandsberechnung Abweichungen auf, die durch die zeitliche und räumliche Dynamik des Ablösegebiets, die geringe Anzahl von Druckmessstellen sowie durch Justageeinflüsse verursacht werden. Daraus resultiert ein Auflösungsvermögen von $\Delta D = \pm 0,08$.

Die Gegenüberstellung der Messdaten für weitere Optikkonfigurationen erfolgt in den Abbildungen 6.11 und 6.12. Hierbei werden die Messdaten beim Totaldruck $p_{t,\infty} = 0,62$ MPa (für $M_\infty = 2,1$) und $p_{t,\infty} = 0,5$ MPa (für $M_\infty = 2,7$) dargestellt, um bei gleichem Strömungszustand den Vergleich mit den numerischen Simulationen durchzuführen. Da bei diesem Strömungszustand nicht für alle Konfigurationen eine Plasmaerhaltung möglich war, sind Messungen mit abweichendem Druck im Diagramm markiert. Die folgenden Aussagen betreffen die Staudruckreduktion und werden aus den Abbildungen 6.11 und 6.12 (oben) abgeleitet.

- In allen Versuchen liegt die Ablösegebietslänge zwischen $b = 1,2r$ und $2,2r$. Hierbei werden mit den kleinsten Linsenzahlen des jeweiligen Lasers die größten Ablösegebietslängen erzielt. Die minimalen Druckverhältnisse betragen $p_0/p_t = 0,32$ (für $M_\infty = 2,1$) und $p_0/p_t = 0,21$ (für $M_\infty = 2,7$). Bei Variation des Totaldrucks lässt sich für alle Linsenzahlen kein einheitlicher Zusammenhang zum Staudruckverhältnis herstellen. Vergleichbar mit dem in Abbildung 6.10 beschriebenen Verhalten liegt das Staudruckverhältnis im gesamten Druckbereich innerhalb des angegebenen Messfehlers.

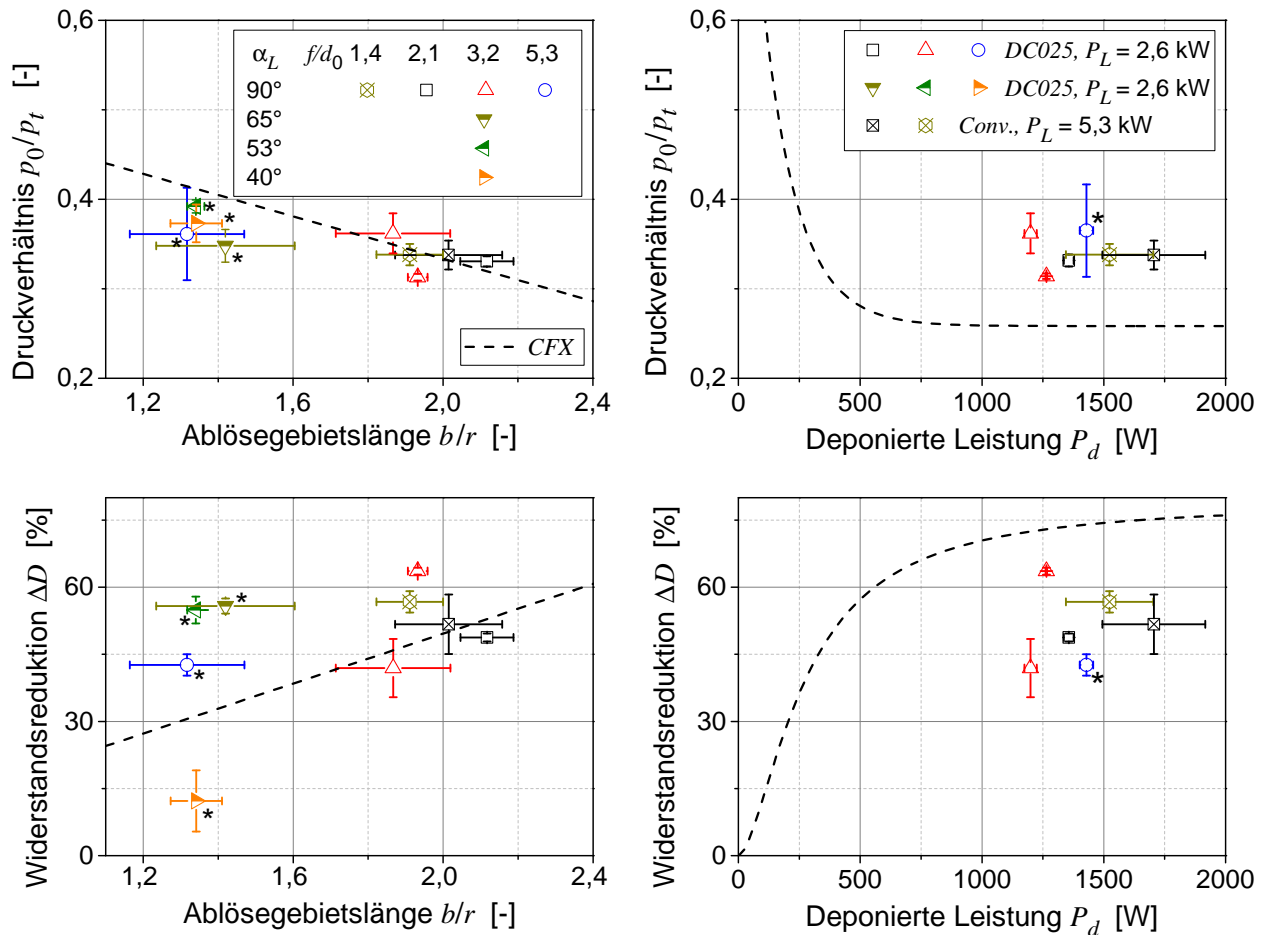


Abb. 6.11.: Staudruckverhältnis (oben) und Widerstandsreduktion (unten) als Funktion der Ablösegebietslänge sowie der deponierten Leistung für verschiedene Linsenzahlen f/d_0 und Einstrahlwinkel α_L ; mit $M_\infty = 2,1$ und $p_{t,\infty} = 0,62$ MPa; * - abweichend: $p_{t,\infty} < 0,5$ MPa

- Die Staudruckverhältnisse in Abhängigkeit zu den Ablösegebietslängen zeigen einen Trend, der gut mit den Simulationen übereinstimmt. Dieser Zusammenhang ist unabhängig von der Linsenzahl sowie dem Laser und kennzeichnet die experimentell ermittelte Abhängigkeit zur Machzahl. Die Abweichungen zwischen Versuch und Simulation betragen $\Delta p_0/p_t < \pm 0,03$, wenn Datenpunkte des gleichen Drucks berücksichtigt werden.
- Aus der gemessenen deponierten Leistung wird keine systematische Abhängigkeit zur Ablösegebietslänge und zum Druckverhältnis ersichtlich. Außerdem liegen die ermittelten Staudrücke stets oberhalb der Simulationsergebnisse. Daraus geht hervor, dass bei den festgelegten Simulationsparametern deutlich niedrigere Energieeinträge ausreichend sind, um eine zu den Versuchen vergleichbare Staudruckreduktion zu erzielen.

Des Weiteren werden aus den Abbildungen 6.11 und 6.12 (unten) Aussagen über die Widerstandsreduktion ΔD abgeleitet. Analog zum Verhalten des Staudruckverhältnisses zeigen

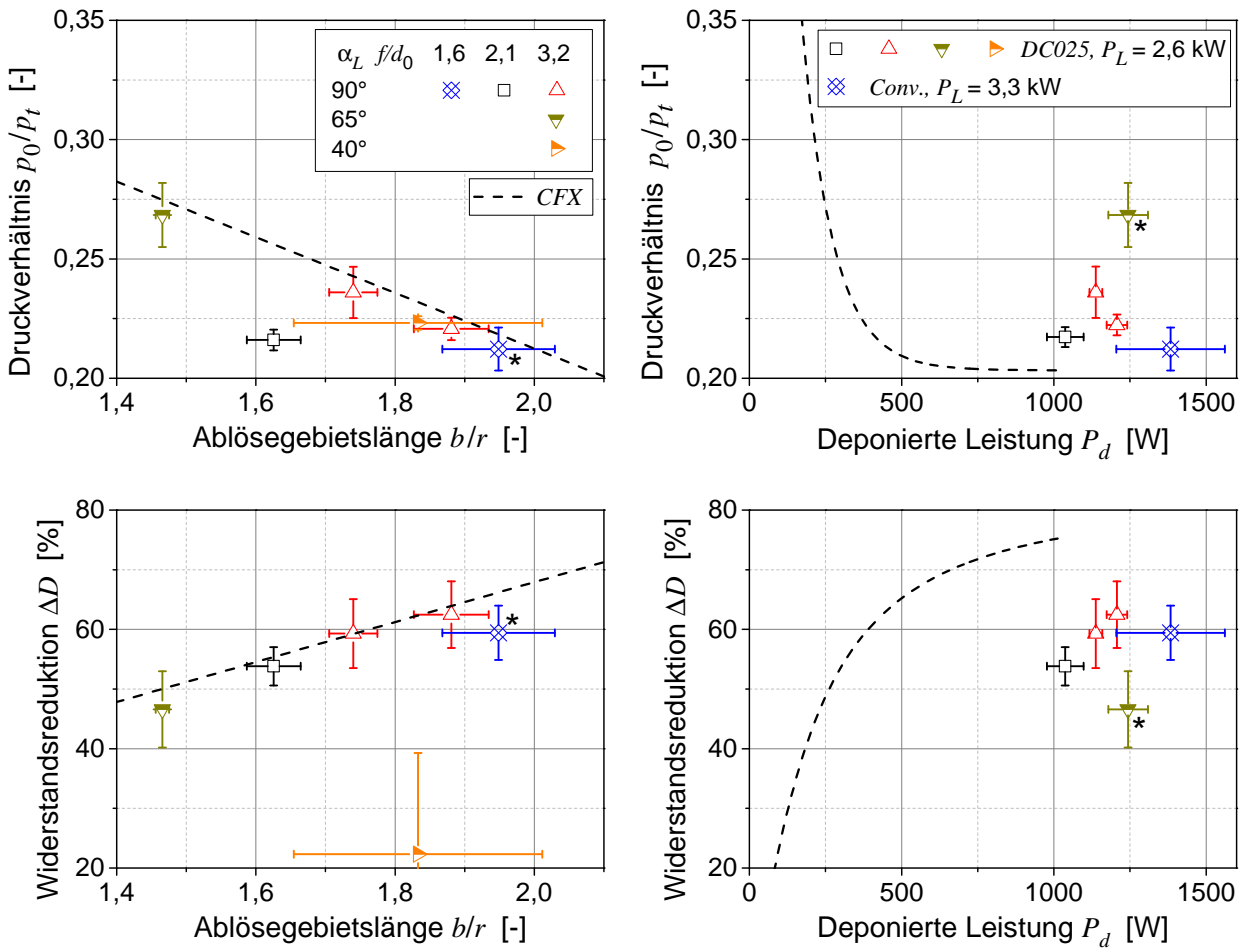


Abb. 6.12.: Staudruckverhältnis (oben) und Widerstandsreduktion (unten) als Funktion der Ablösegebietslänge sowie der deponierten Leistung für verschiedene Linsenzahlen f/d_0 und Einstrahlwinkel α_L ; mit $M_\infty = 2,7$ und $p_{t,\infty} = 0,5$ MPa; * - abweichend: $p_{t,\infty} = 0,44$ MPa

die numerischen Daten eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Druckwiderstand und dem Ablösegebiet, der durch die Messdaten bei $M_\infty = 2,7$ gut abgebildet wird. Für die Machzahl $M_\infty = 2,1$ und den Einstrahlwinkel $\alpha_L < 90^\circ$, die im Diagramm mit einem Stern gekennzeichnet sind, treten hingegen Streuungen der Messwerte auf. Diese Abweichungen werden durch hohe Leistungsanforderungen verursacht, die die Plasmaerhaltungsdauer auf bis zu $500 \mu\text{s}$ sowie den Totaldruck auf bis zu $0,5$ MPa begrenzen. Betrachtet man lediglich die Messpunkte mit dem Totaldruck von $p_{t,\infty} = 0,62$ MPa werden Reduktionen der Widerstandskraft zwischen 40% und 65% ermittelt, die um mindestens 15 Prozentpunkte unterhalb der numerischen Ergebnisse bei gleicher Leistung liegen.

Mit den dargestellten Mess- und Simulationsergebnissen wird gezeigt, dass die Widerstandsreduktion nicht maßgeblich durch die Laser- und Fokusparameter zu steuern ist. Diese Beurteilung basiert auf den folgenden Faktoren.

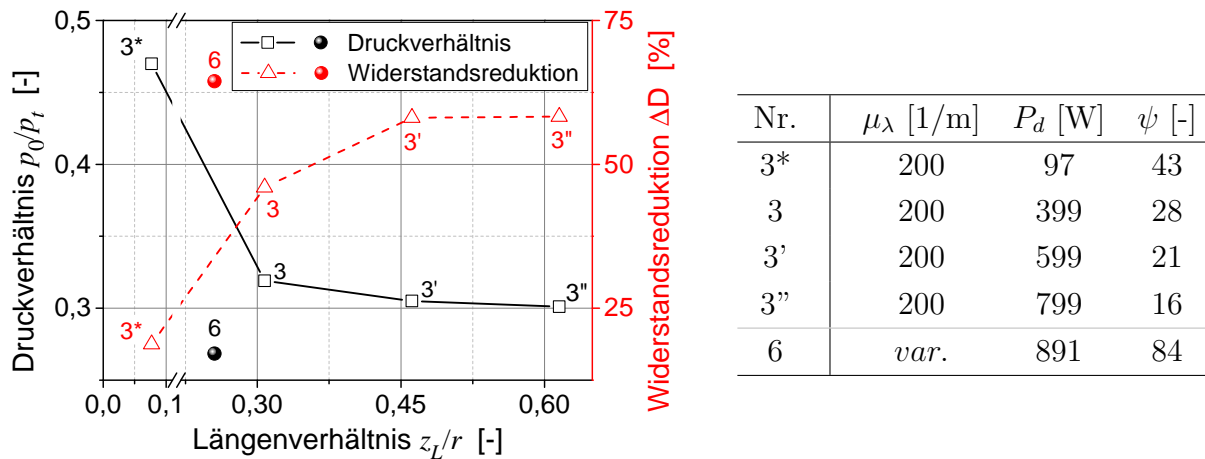


Abb. 6.13.: Staudruckverhältnis und Widerstandsreduktion für Energiequellen unterschiedlicher Länge, Quellparameter gemäß nebenstehender Tabelle sowie Tab.6.1 bei der Machzahl $M_\infty = 2,1$ und dem Totaldruck $p_{t,\infty} = 0,62$ MPa

1. Mit steigendem Energieeintrag wächst das Ablösegebiet in Richtung der Energiequelle. Der Halbkugel wird dadurch eine zunehmend schlankere Geometrie aufgeprägt, die jedoch die Körperkräfte nur noch schwach bestimmt. Dadurch entsteht die numerisch ermittelte, asymptotische Annäherung der Widerstands- und Staudruckreduktion an einen Grenzwert ab Leistungen von $P_L > 500$ W. Dieses Verhalten wird gleichzeitig für die Streuung der Messergebnisse verantwortlich gemacht. Weitere Betrachtungen werden in Kapitel 7 im Rahmen der Analysen der Wirtschaftlichkeit des Beeinflussungskonzepts angestellt.
2. Des Weiteren wurde durch die Emissionspektroskopie und die Transmissionsmessung für verschiedene Fokus- und Strömungsparameter kein Einfluss auf den Plasmaanregungszustand festgestellt (vgl. Abb. 5.23). Demzufolge wurde für alle Konfigurationen von vergleichbaren Gasdichten im Heißgas ausgegangen. Aus den analysierten Druckmessungen wird nun ersichtlich, dass ebenfalls keine eindeutige Abhängigkeit der Fokusparameter zum Druckwiderstand bzw. Staudruck der Halbkugel besteht. Diese Aussage trifft auch auf die numerischen Untersuchungen zu, bei denen die Plasmaerhaltung mit zwei zu den verwendeten Lasern ähnlichen Strahlverläufen analysiert wurde.
3. Die voneinander abweichenden Körperkräfte in Simulation und Versuch sind durch die in Abbildung 6.13 dargestellte Variation der Länge des Energieeintrags z_L/r zu erklären. Energiequellen größerer Streckung bewirken hierbei eine über den Umfang ungleichmäßige Wiederanlegeposition der Strömung am Körper (vgl. Abb. 6.2). Wird die Länge z_L/r einer Energiequelle mit konstantem Absorptionskoeffizienten variiert, konvergiert die Widerstandsreduktion sowie das Staudruckverhältnis ab $z_L > 0,46r$ gegen einen

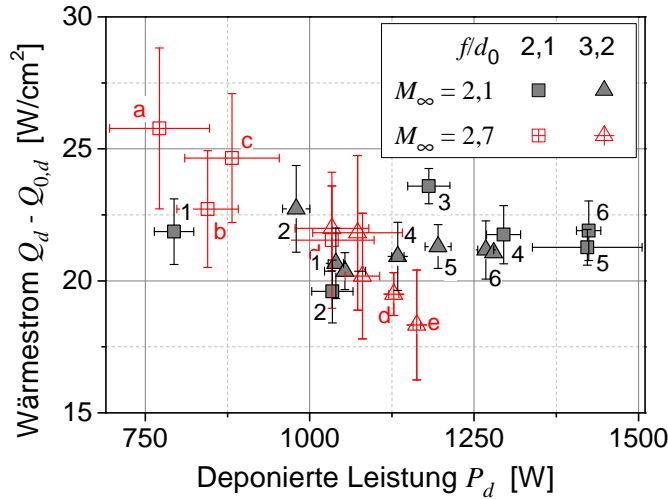
Grenzwert, obwohl die deponierte Leistung proportional mit der Plasmaabmessung ansteigt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.13 dargestellt. Bei Simulationen mit Energiequelllängen z_L , die den Plasmaabmessungen der Versuche entsprechen, übersteigen die Messwerte die beschriebenen numerischen Anpassungen um mehrere Prozent (vgl. Abb. 6.11 und Abb. 6.12). Basierend auf diesen Berechnungen wird verallgemeinert, dass bei einem konstanten Leistungseintrag die Reduktion der Druck- bzw. Widerstandskraft maximiert werden kann, wenn die Energiequelllänge verringert wird.

6.3. Wärmelasten im Staupunkt

Der Einfluss einer Energiequelle auf den Wärmeübergang des Probekörpers wurde bereits anhand von Strömungssimulationen beschrieben. Diese Untersuchungen zeigten, dass bei Energieeinträgen stets ein Anstieg des integralen Wärmestroms über die Stirnfläche der Halbkugel entsteht. Hierbei verursacht das Ablösegebiet hohe thermische Belastungen im Bereich des Wiederanlegens der Strömung, sodass dort der lokale Wärmestrom Q den Staupunktwärme- strom Q_0 ohne Energiedeposition deutlich übersteigt (vgl. Abb. 6.9 links). Allerdings treten ausgehend vom Staupunkt für Winkel bis etwa $\phi = 10^\circ$ thermische Belastungen auf, die unterhalb von Q_0 liegen und bei bestimmten Energie- und Strömungsparametern zur Abnahme des Sensorwärmestroms führen (vgl. Abb. 6.9 rechts). Im Folgenden werden die Messdaten des Dünnfilm-Sensors analysiert und mit den numerischen Simulationen verglichen.

Für alle Strömungs- und Optikkonfigurationen steigt durch den Eintrag von Laserenergie der Sensorwärmestrom (Q_d) gegenüber dem der unbeeinflussten Strömung ($Q_{0,d}$). Bei Messungen mit konstanter Laserleistung und Variation der Linsen- und Machzahlen liegt die Wärmestromerhöhung in einem ähnlichen Bereich und erreicht Werte von 18 W/cm^2 bis 26 W/cm^2 . In Abbildung 6.14 werden die Wärmeströme in Abhängigkeit der deponierten Leistung P_d dargestellt. Hierbei treten für die Machzahl $M_\infty = 2,1$ keine eindeutigen Abhängigkeiten von der Mach- sowie der Linsenzahl auf. Allerdings wird ein Einfluss des Totaldrucks auf den Wärmestrom für die Machzahl $M_\infty = 2,7$ festgestellt. Bei diesen Messdaten sind für zunehmende Drücke die Wärmelasten im Staupunkt schwach rückläufig.

Die Gegenüberstellung der experimentell und numerisch ermittelten Sensorwärmeströme erfolgt in Abbildung 6.15. Hierfür ist auf der Abszisse die normierte Plasmalänge z_L/r aufgetragen. Aus den Simulationen geht dieser Parameter als entscheidender Einfluss auf die stau- punktnahe Wärmestromverteilung hervor, welcher in diesem Diagramm durch lineare Trends beschrieben wird. Die machzahlabhängigen Anpassungen basieren auf den gekennzeichneten Datenpunkten, deren Energiequellparameter in Tabelle 6.1 genannt werden. Des Weiteren sind Messdaten von Optikkonfigurationen mit zwei Linsenzahlen dargestellt. Nur für diese Fokuspa- rameter werden ausreichend lange Erhaltungsdauern erreicht, um im Ablösegebiet ein ther-



$M_\infty = 2,1$		$M_\infty = 2,7$	
Nr.	$p_{t,\infty}$ [MPa]	Nr.	$p_{t,\infty}$ [MPa]
1	0,28	a	0,28
2	0,35	b	0,34
3	0,41	c	0,39
4	0,48	d	0,45
5	0,55	e	0,5
6	0,62		

Abb. 6.14.: Wärmestromdifferenz $Q_d - Q_{0,d}$ in Abhängigkeit vom Totaldruck $p_{t,\infty}$, der Linsenzahl f/d_0 und der Machzahl M_∞ bei der Laserleistung $P_L = 2,6$ kW

misches Gleichgewicht zu erzielen und daraus den Wärmestrom bestimmen zu können. Alle Daten beziehen sich auf den Einstrahlwinkel der Laserstrahlung in die Strömung von $\alpha_L = 90^\circ$.

Aus den Ergebnissen beider Methoden geht hervor, dass für Quelllängen $z_L \geq 0,4r$ ein ähnlicher Wertebereich der Wärmeströme bestimmt wird. Hierbei zeigen die Messwerte von drei Versuchsreihen sehr gute Übereinstimmungen mit den numerischen Trends. Lediglich für die Messreihe $f/d_0 = 2,1$ treten abweichende Wärmeströme auf, die deutlich oberhalb der Simulationen liegen. Diese Abweichung ist auf eine höhere deponierte Leistungsdichte zurückzuführen, die die im numerischen Modell vorgegebene Quelleistungsdichte um den Faktor drei übersteigt. Ein vergleichbares Verhalten wird aus den numerischen Simulationen ersichtlich, wenn der Absorptionskoeffizient erhöht wird. Gemäß Datenpunkt „7“ steigt bei einer Energiequelle mit variablem Absorptionskoeffizienten die deponierte Leistung auf 1629 W an, wodurch ein signifikant erhöhter Sensorwärmestrom entsteht, als bei Berechnungen mit konstantem Absorptionskoeffizienten erreicht werden. Für die Experimente lässt sich demzufolge der Zusammenhang herstellen, dass bei Verringerung der Linsenzahl sowohl die deponierte Leistungsdichte als auch die Wärmelasten im Staupunktbereich ansteigen. Durch Absorptionsmessungen wurde diese Abhängigkeit (von Linsenzahl zu deponierter Leistungsdichte) bereits aufgezeigt (Abb. 5.10). Dieser Trend wird nun durch eine weitere Messtechnik bestätigt.

Des Weiteren wird durch die Messungen bei verschiedenen Laserleistungen verdeutlicht, dass eine Abhängigkeit zwischen Wärmestrom und Plasmaabmessung besteht. Für abnehmende Leistungen P_d bleibt die Absorptionsrate bzw. die deponierte Leistungsdichte näherungsweise konstant (vgl. Abb. 5.7) und lediglich die Abmessung des Plasmas z_L nimmt ab. Dadurch sinkt der Wärmestrom $Q_d - Q_{0,d}$. Dieser bleibt aber stets positiv. Der Einfluss der Energiequellpa-

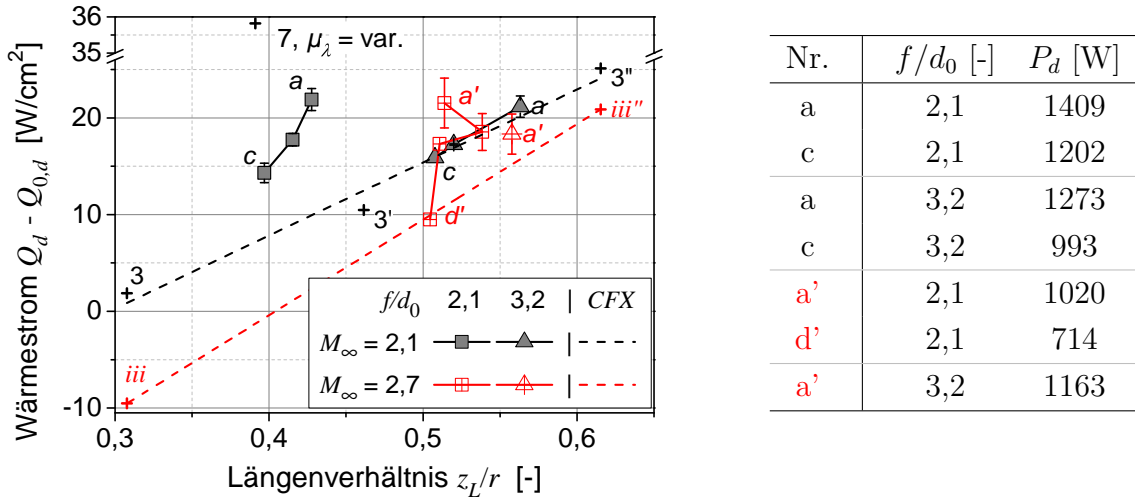


Abb. 6.15.: Wärmestromdifferenz $Q_d - Q_{0,d}$ in Abhängigkeit zum Längenverhältnis des Plasmas z_L/r für zwei Machzahlen M_∞ ; Messungen: für zwei Linsenzahlen bei verschiedenen Laserleistungen; Simulationen: mit $\mu_\lambda = 200 \text{ l/m}$ und $P_d \approx z_L/r \cdot 1300 \text{ [W]}$ (gemäß Tab. 6.1); r - Körperradius, μ_λ - Absorptionskoeffizient, P_d - deponierte Leistung

parameter auf den Wärmestrom wird somit durch Versuche sowie Simulationen festgestellt. Aus diesen Betrachtungen werden die folgenden Schlussfolgerungen abgeleitet.

1. Lokale Wärmelasten

Experimente zum Eintrag von Laserenergie zur Stoßbeeinflussung zeigen stets einen Anstieg der Wärmelast über den Sensor im Staupunktbereich. Dieses Verhalten ist nahezu unabhängig von der Machzahl, der Fokussierung sowie vom Totaldruck und wird lediglich durch die Laserleistung beeinflusst. Ein Vergleich der Versuche mit den numerischen Simulationen zeigt gute Übereinstimmungen des Sensorwärmestroms, wenn die Plasmaabmessung und die deponierte Leistung ähnlich sind.

Des Weiteren verdeutlichen die numerischen Berechnungen, dass der staupunktnahe Wärmestrom durch einen Energieeintrag abnehmen kann (vgl. Abb. 6.8). Dabei ist die Fläche der reduzierten Wärmelast sehr klein gegenüber der Körperstirnfläche. Mit zunehmender Machzahl wird eine Vergrößerung dieses Bereichs ermittelt. Die räumliche Verteilung des Wärmestroms wird aufgrund der Sensorgröße nicht aufgelöst.

2. Integrale Wärmelasten

Eine Reduktion der Wärmelast über den Gesamtkörper wird mit diesem Konzept nicht erreicht. Diese Aussage hat auch Gültigkeit für höhere Machzahlen sowie für andere Körpergeometrien, bei denen der abgelöste Verdichtungsstoß durch den Eintrag von Energie in einen Schrägstoß übergeht und dabei ein Ablösegebiet gebildet wird.

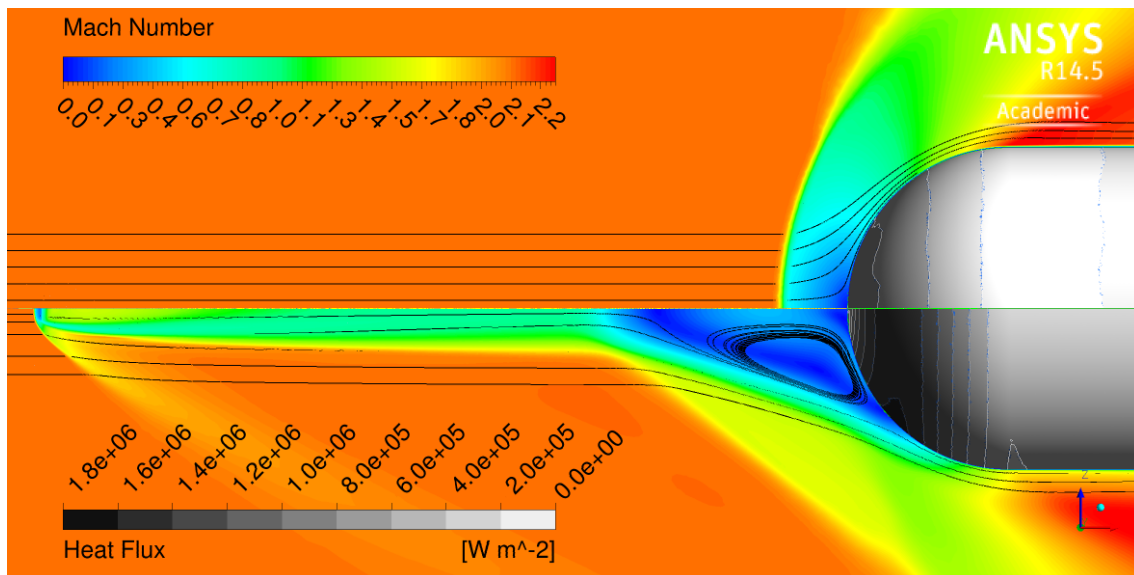


Abb. 6.16.: Konturdarstellung der Machzahl und des Wärmestroms, Strömungs- und Energiequellparameter gemäß Abb. 7.3

Der Anstieg des Gesamtwärmestroms wird durch das Wiederanlegen der Strömung verursacht, wodurch ein weiterer Staupunkt an einer Position $\phi > 0^\circ$ entsteht. An diesem Punkt trifft die Außenströmung auf den Körper und strömt gegebenenfalls in das Rezirkulationsgebiet ein (siehe Abbildung 6.16). Selbst bei der Stoßbeeinflussung mit einem mechanischen Aero-Spike, bei der ebenfalls die Strömungsumlenkung über einen Schrägstoß erfolgt und ein druckinduziertes Ablösegebiet entsteht, erhöhen sich die lokalen Wärmelasten im Wiederanlegebereich. Der Wärmestrom übersteigt dabei die Wärmelast des senkrechten Verdichtungsstoßes an gleicher Position, da die lokal geringeren Grenzschichtdicken höhere Temperaturgradienten verursachen [113–117]. Zusätzlich ist beim Eintrag von Energie die Außenströmung stark geheizt, was zur weiteren Erhöhung der Temperaturgradienten bzw. des lokalen Wärmestroms führt. Demzufolge steigt der Gesamtwärmestrom des Körpers durch das Ablösegebiet stets an, da sich die Fläche der höchsten thermischen Belastung gegenüber einer unbeeinflussten, abgelösten Stoßfront signifikant vergrößert. Dieser Effekt ist nicht nur für Energieeinträge nachweisbar [118], sondern tritt meistens auch bei mechanischen Aero-Spikes zur Überschallströmungsbeeinflussung auf [113]. Lediglich Motoyama et al. [119] ermittelten im Rahmen einer experimentellen Parameterstudie geeignete Spike-Konfigurationen, mit denen sich eine Senkung der Gesamtwärmelast realisieren lässt.

7. Diskussion

Die dargelegten Versuchs- und Simulationsergebnisse zeigen die Anforderungen und Eigenschaften eines stationären Laserplasmas zur Beeinflussung von Verdichtungsstößen auf. An dieser Stelle sollen nun zusammenfassend die Anwendungsmöglichkeiten in der Luft- und Raumfahrttechnik betrachtet werden.

Im ersten Abschnitt wird daher die Beeinflussung der aerodynamischen Kräfte eines Flugkörpers beurteilt. Diese Bewertung bezieht sich auf die Untersuchung der Plasmaerhaltung in der Argonströmung bis zu einer Machzahl von $M_\infty = 2,7$ sowie den Totaldrücken oberhalb von 0,25 MPa. Der zweite Abschnitt umfasst die konzeptionellen Ansätze, wie das Plasma in molekularen Gasen und bei geringeren Totaldrücken erhalten werden kann.

7.1. Steuerung der Luftkräfte

Widerstandsreduktion

Die Reduktion des Wellenwiderstands durch einen laserinduzierten Energieeintrag ist eine aussichtsreiche Anwendung. Mit Hilfe der experimentellen Untersuchungen wurde gezeigt, dass ein Energieeintrag den Druckwiderstand eines stumpfen Flugkörpers erheblich verringern kann. Ergänzend zu den fluidmechanischen Untersuchungen erfolgt an dieser Stelle die wirtschaftliche Beurteilung dieses Beeinflussungsprinzips. Hierfür wird eine Leistungskennziffer gemäß Gleichung 7.1 definiert, welcher das Verhältnis der eingesparten Antriebsleistung ΔP_H des Flugkörpers zur aufgewandten Leistung beschreibt.

$$\eta_L = \frac{\Delta P_H}{P_L} \quad \text{mit: } \Delta P_H = u_\infty \Delta D \quad (7.1)$$

Als Maß für die aufgewandte Leistung wird nur die zugeführte Laserleistung P_L zur Plasmaerhaltung berücksichtigt, um die Wirkung der Strahlungsleistung auf die Luftkräfte unabhängig von der eingesetzten Strahlquelle zu beurteilen. Der Gesamtwirkungsgrad eines solchen, technisch aufwändigen Prinzips zur Strömungsbeeinflussung ist offenkundig deutlich geringer. Dieser Aspekt soll jedoch aufgrund der konzeptionellen Ausrichtung der Untersuchungen hier nicht berücksichtigt werden.

In Abbildung 7.1 sind die Leistungskennziffern η_L für die Fokussierung $f/d_0 = 2,1$ bei zwei Machzahlen aufgetragen. Für diese Linsenzahl wurde die höchste Wirtschaftlichkeit ermittelt.

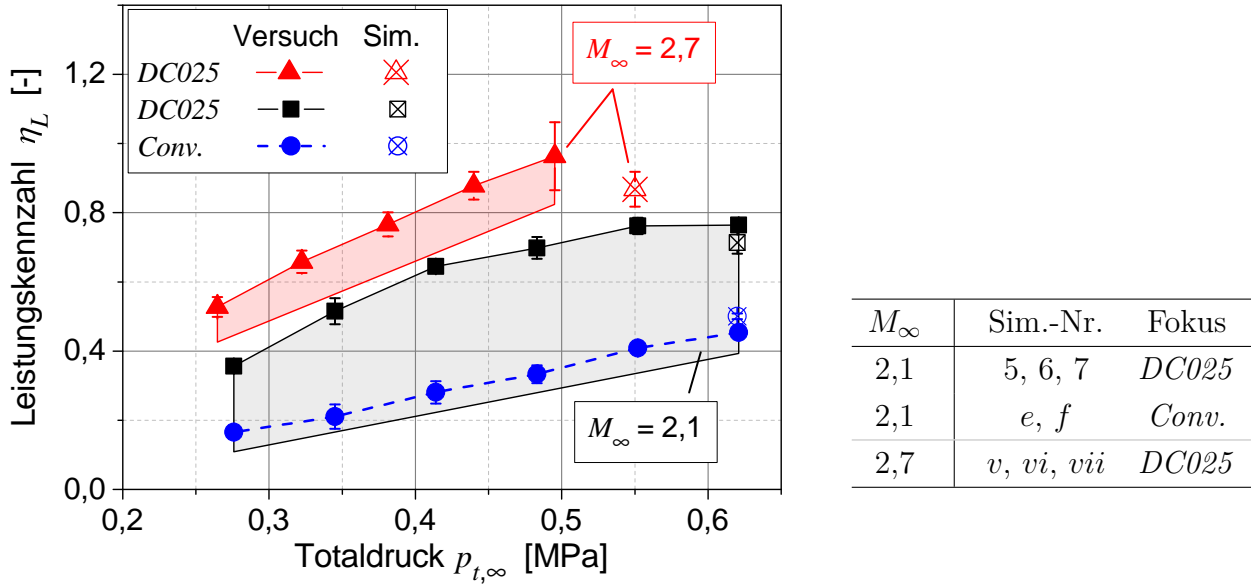
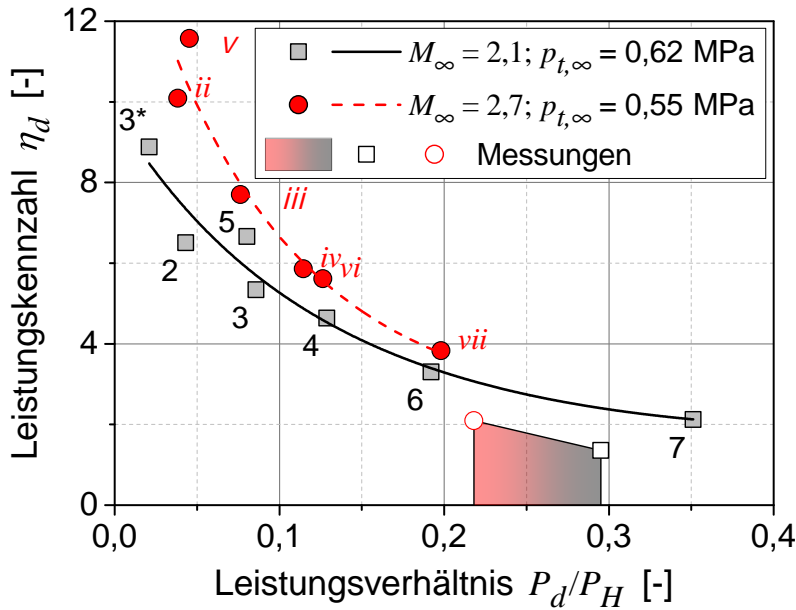


Abb. 7.1.: Experimentell und numerisch ermittelte Leistungskennziffer η_L in Abhängigkeit vom Totaldruck sowie der Strahl- bzw. Energiequelle; Versuchsparameter gemäß Tab.5.1 und Simulationsparameter gemäß Tab. 6.1

Die farblich hervorgehobenen Flächen kennzeichnen Messreihen mit niedrigeren Leistungskennziffern, die im Wesentlichen durch höhere Erhaltungsleistung aufgrund einer geringeren Strahlqualität verursacht werden (vgl. Abb. 5.3 rechts).

Aus den Kurvenverläufen der Messungen wird ersichtlich, dass ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen dem Totaldruck und der Leistungskennziffer besteht. Dieser Verlauf resultiert aus dem Anstieg der Widerstandskraft sowie der Depositionseffizienz T' bei Druckerhöhung, wobei gleichzeitig die Widerstandsreduktion ΔD sowie die Erhaltungsleistung P_L näherungsweise konstant bleiben (vgl. Abb. 5.6 für T' , Abb. 5.3 für P_L und Abb. B.3 für ΔD). Die Leistungskennziffer ist jedoch gering ($\eta_L \leq 1$), da die erforderliche Antriebsleistung P_H eines solchen Flugkörpers im Bereich der notwendigen Erhaltungsleistung des Plasmas liegt. Mit steigendem Druck werden hierbei Antriebsleistungen gemäß $P_H = D \cdot u_\infty$ von 1,8 kW bis 5,2 kW bestimmt. Weiterhin steigt bei Machzahlerhöhung die Wirtschaftlichkeit. Dieser Trend resultiert aus dem Anstieg des Widerstands bei Erhöhung der Machzahl, wobei die Erhaltungsleistung nahezu konstant bleibt.

Des Weiteren werden die experimentellen Ergebnisse mit den numerisch ermittelten Leistungskennziffern überprüft. Im Diagramm sind dafür die Mittelwerte der Simulationen mit variablen Absorptionskoeffizienten dargestellt (siehe Abb. 7.1). Diese Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmungen mit den Versuchen und bilden die Trends für verschiedene Machzahlen und Energiequellparameter ab. Es wird verallgemeinert, dass das numerische Modell die Wir-



$$\eta_d = e^{A+A_1 \frac{P_d}{P_H} + A_2 \left(\frac{P_d}{P_H}\right)^2}$$

	M_∞	
	2,1	2,7
A	2,28	2,77
A_1	-6,82	-10,2
A_2	7,11	14,79
R^2	0,92	0,9

Abb. 7.2.: Leistungskennziffer η_d in Abhängigkeit des Verhältnisses von deponierter Leistung P_d zur Antriebsleistung P_H ; Simulationsparameter gemäß Tab. 6.1

kung der Energiequelle auf die Widerstandsreduktion zutreffend zum Experiment abbildet. Somit werden im Folgenden Parametervariationen der Energiequelle benutzt, um daraus eine Optimierung des Leistungseintrags hinsichtlich der Widerstandsreduktion abzuleiten.

Von besonderem Interesse ist hierbei das Verhältnis zwischen dem Energieeintrag P_d und der Antriebsleistung P_H , da für größere Flugkörper eine deutlich günstigere Wirtschaftlichkeit erwartet wird. Dieser Zusammenhang ist nur numerisch zu ermitteln, da im Experiment sowohl die Körpergröße durch die Strömungsanlage als auch die minimal deponierbare Laserleistung durch die Erhaltungsschwelle bestimmt sind. Somit besteht im Versuch keine Möglichkeit zur Senkung des Leistungsverhältnisses P_d/P_H . Im numerischen Modell kann hingegen P_d/P_H durch einen konstanten Absorptionskoeffizienten μ_λ definiert und somit der Energieeintrag in einem großen Wertebereich unabhängig vom Erhaltungsgleichgewicht variiert werden. Hierbei wird außerdem der Einfluss des Flächenverhältnisses zwischen Energiequelle und Körper durch Berechnungen mit verschiedenen Quelllängen und Absorptionskoeffizienten berücksichtigt. Diese Ergebnisse sind in Abbildung 7.2 aufgetragen, wobei an dieser Stelle die Leistungskennziffer auf die deponierte Leistung P_d bezogen wird (Gl. 7.2).

$$\eta_d = \frac{\Delta P_H}{P_d} = \frac{\Delta P_H}{P_L \cdot T'} \quad (7.2)$$

Die experimentellen Ergebnisse liegen im Bereich von $P_d/P_H = 0,2$ bis $0,3$ und erreichen einen auf den Energieeintrag bezogene Leistungskennziffer von $\eta_d \leq 2$. η_d unterscheidet sich

nur durch den Faktor der Depositionseffizienz T' von η_L (Gl. 7.1). Demgegenüber sind im Diagramm die numerischen Daten für die Leistungsverhältnisse P_d/P_H zwischen 0,08 bis 0,35 dargestellt. Diese Ergebnisse zeigen für abnehmende Leistungen P_d einen exponentiellen Anstieg der Leistungskennziffer, wobei der höchste Wert mit $\eta_d \approx 12$ vorhergesagt wird. Für diesen Fall reduziert sich der Widerstand um $\Delta D = 53\%$ bei einem Leistungseintrag von $P_d = 234$ W. Die Simulationsparameter und Widerstandsreduktionen aller Konfigurationen wurden bereits in Tabelle 6.1 sowie Abbildung 6.7 beschrieben.

Abschließend lässt sich das Konzept zur Widerstandsreduktion folgendermaßen beurteilen:

Bei Überschallflugkörpern mit einer abgelösten Stoßfront wird durch den Eintrag von Laserenergie der Wellenwiderstand reduziert, wodurch die Flugleistung erheblich gesteigert wird. Um möglichst hohe Leistungskennziffern zu erzielen, muss die Freiflugmachzahl hoch und die deponierte Leistung möglichst klein gegenüber der Antriebsleistung sein, $P_d \ll P_H$. Diese Forderung zeigen ebenfalls andere experimentelle und numerische Arbeiten [21, 22, 26, 27, 30]. Beispielsweise publizierten Satheesh et al. [26] die bislang höchste experimentell ermittelte Leistungskennziffer $\eta_d = 228$ eines solchen Konzepts. Die Angabe bezieht sich auf ein Leistungsverhältnis von $P_d/P_H = 0,0012$ bei einer Machzahl von $M_\infty = 9$ in Argon. Der Flugkörper ist ein Kegel mit einem Halbwinkel von 60° und die Energie wird mittels einer Gleichstrombogenentladung deponiert.

Mit diesem Beispiel wird verdeutlicht, dass der stationäre Energieeintrag ein leistungsfähiges Konzept zur Reduktion des Wellenwiderstands darstellt, wenn die Energie berührungsfrei in die Strömung eingetragen werden kann. Die vorliegende Arbeit zeigt, dass ein laserbasiertes Verfahren diese Anforderungen erfüllt. Hierbei wird die Strahlungsenergie eines kontinuierlich arbeitenden Lasers effizient in einem Plasma kleinen Volumens absorbiert, sodass das Gas aufgeheizt wird und eine Senkung des Wellenwiderstands bewirkt. Gleichzeitig stellt der technische Aufwand sowie die Überwindung der aufgezeigten gaskinetischen Grenzen große Herausforderungen für einen praktischen Einsatz von cw-Lasern dar. Diese Aspekte werden weiterführend im konzeptionellen Ausblick der Arbeit behandelt.

Flugsteuerung ohne bewegliche Steuerflächen

Die Flugsteuerung und -stabilisierung ist eine weitere mögliche Anwendung eines Laserenergieeintrags, die bereits im Rahmen von numerischen Untersuchungen von symmetrischen Flugkörpern betrachtet wurde [16, 120–122]. Die Querkraft wird hierbei durch einen Energieeintrag erzeugt, der nicht mehr symmetrisch in der Staustromlinie des Körpers positioniert ist. Infolgedessen entsteht ein zur Körpersymmetrieachse asymmetrisches Ablösegebiet mit einer Druckdifferenz zwischen ProfiOber- und ProfiUnterseite, sodass sich zusätzlich zur Widerstandsreduktion eine Querkraft einstellt. Dieser Einfluss wird aus dem Strömungsfeld in Abbildung 7.3 ersichtlich, wobei auf der ProfiUnterseite ($z/r < 0$) ein Schrägstoß sowie ein partiell ausgebildeter, senkrechter Verdichtungsstoß zu erkennen ist.

Im Rahmen einer Parametervariation wird der Einfluss des Abstands z_w beurteilt, wobei sich z_w aus der Distanz zwischen der Taille der Energiequelle zur Staustromlinie des Körpers ergibt. Das Koordinatensystem sowie die Variablen sind in Abbildung 7.4 (links) gekennzeichnet. Hierbei wird z_w solange erhöht, bis das Verhältnis von Auftrieb L zu Widerstand D maximal wird. Für diese Distanz wird der effizienteste Arbeitspunkt erreicht, bei welchem sich eine hohe Querkraft bei geringem Widerstand einstellt. Abbildung 7.4 (rechts) zeigt das höchste Auftrieb-Widerstandsverhältnis für $z_w = 0,15r$ bei den angegebenen Quellparametern. Weiterführende Parametervariationen des Energieeintrags erfolgten nicht.

Abbildung 7.4 (links) zeigt die berechneten Luftkräfte. Für $z_w \neq 0$ ist zu erkennen, dass die Auftriebskraft in die Richtung der um z_w verschobenen Energiequelle wirkt. Im Freiflug würde sich dementsprechend der Flugkörper im Heißgaskanal der Energiequelle zentrieren. Hierbei beträgt die Auftriebskraft höchstens 10 Prozentpunkte gegenüber der Widerstandskraft, da der Einfluss der asymmetrischen Druckverteilung hauptsächlich auf die Stirnfläche

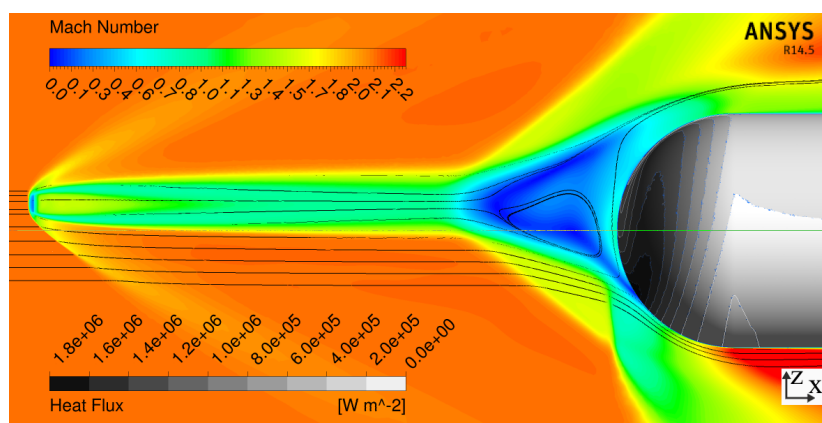


Abb. 7.3.: Machzahl- und Wärmestromverteilung in xz -Ebene für die Quellposition $z_w/r = 0,23$, den Energieeintrag $P_d = 297 \text{ W}$ und der Quelllänge $z_L = 0,15r$ (mit $r = 3,25 \text{ mm}$)

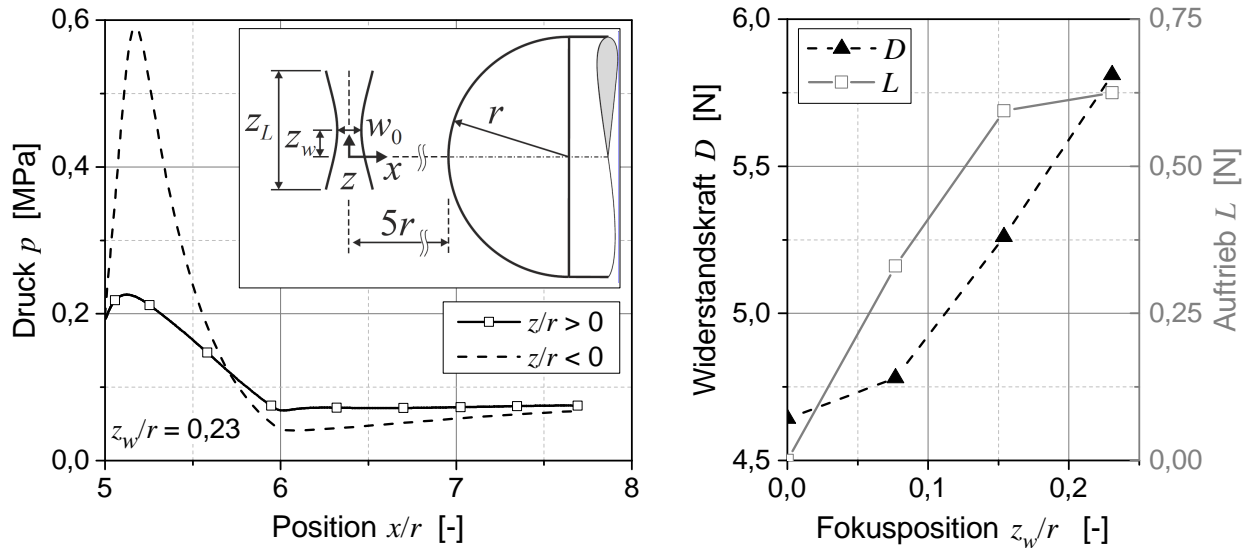


Abb. 7.4.: Druckverteilung des Probekörpers für den Abstand $z_w = 0,23r$ zwischen Strahlende und Staustromlinie (links) und Auftriebs- und Widerstandskraft als Funktion von z_w/r (rechts) für die Machzahl $M_\infty = 2,1$; zur Parametervariation von z_w/r zugehörige Druck- und Wärmestromverteilung gemäß Anhang Abb. C.4

wirkt. Dieser Effekt ist im Druckverlauf in Abbildung 7.4 (links) zu erkennen. Signifikant höhere Auftrieb-Widerstandsverhältnisse werden z. B. in der Arbeit von Riggins et al. [120] angegeben, in welcher ein zweidimensionaler Kreiszyylinder untersucht wurde. Anwendungen des Laserenergieeintrags bei zweidimensionalen Körpern sind jedoch nicht realisierbar, da die deponierte Leistungsdichte nur bei einer sehr hohen Brennpunktintensität erreicht wird. Hierbei verdeutlichen die durchgeführten Experimente, dass die Plasmaabmessung durch die Fokusgeometrie sowie durch die Intensitätsabnahme durch Absorption begrenzt wird. Gemäß Abbildung 5.9 liegen die ermittelten Plasmaabmessungen stets unterhalb von 2,5 mm.

Aus den Analysen wird für rotationssymmetrische, stumpfe Körper abgeleitet, dass die Flugbahn über den Abstand z_w beeinflusst und geregelt werden kann. Für $z_w > 0$ wird stets Auftrieb erzeugt, wobei sich gleichzeitig der Widerstand gegenüber einem symmetrischen Energieeintrag ($z_w = 0$) erhöht. Energieeinträge zur Steuerung sind somit von praktischem Interesse, wenn primär der Widerstand reduziert und dabei kleine Steuerkräfte zur Flugbahnkorrektur erzeugt werden sollen. Die Abstände z_w müssen hierbei klein gegenüber dem Körperradius sein, $z_w < 0,25r$. Demgegenüber steht für $z_w \gg 0,25r$ der energetische Aufwand in keinem wirtschaftlichen Verhältnis zu den erzielbaren Steuerkräften.

Außerdem wird aus der Druckverteilung in Abbildung 7.4 (links) ersichtlich, dass über dem zylindrischen Teil des Flugkörpers ($x > 6r$) eine negative Auftriebskraft entsteht. Daraus resultiert ein Moment um die y -Achse, welches zur Erhöhung des Anstellwinkels führt und eine

zusätzliche Auftriebskraft erzeugt. Dieses Verhalten ist flugmechanisch stabil, da bei größerem Anstellwinkel der Druck auf der Unterseite ansteigt und somit das Nickmoment kompensiert wird.

Reduktion der Wärmelasten

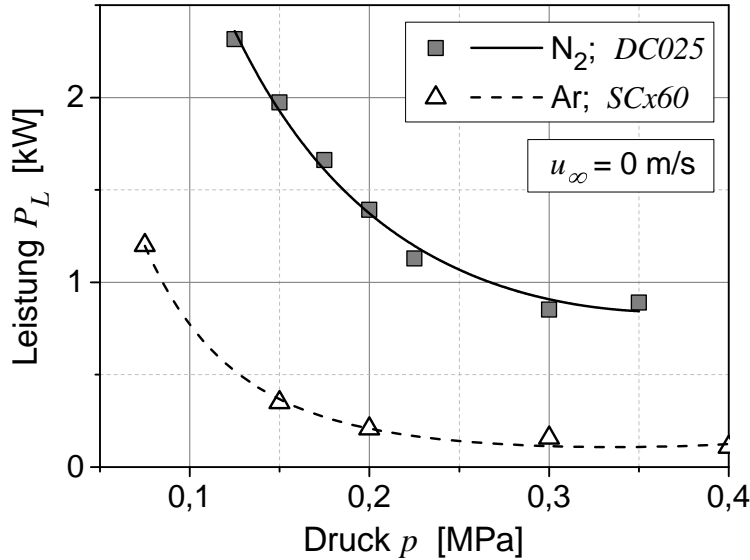
Durch die numerischen Untersuchungen für Machzahlen von $M_\infty \leq 2,7$ wurde aufgezeigt, dass durch den Eintrag von Energie der Wärmestrom im Bereich des Wiederanlegens der Strömung an den Körper ansteigt. Der maximale Wärmestrom übersteigt hierbei den Staupunktärmestrom ohne Energieeintrag deutlich (vgl. Abb. 6.8). Infolgedessen erhöht sich stets die Gesamtwärmelast über die Stirnfläche der Halbkugel. Gleichzeitig zeigen die Simulationen einen verringerten Wärmestrom im Staupunktbereich an, wobei dieser Effekt durch den dargestellten Messaufbau nicht erfasst wird.

Somit wird nachgewiesen, dass ein Energieeintrag bei den untersuchten Randbedingungen keine Senkung der maximalen oder integralen Wärmebelastung bewirkt. Für stumpfe Hyperschallflugkörper wurde hingegen durch numerische Berechnungen von Kogan et al. [118] eine Senkung des maximalen Wärmestroms vorhergesagt, die mit der Machzahl ansteigt. In dieser Untersuchung wurde auf eine praktikable Anwendung von Energieeinträgen zur Reduktion von lokalen Wärmelasten geschlossen, ohne dass jedoch dadurch eine Senkung des Gesamtwärmestroms eintritt. Hinsichtlich dieser Anwendung besteht daher weiterer Forschungsbedarf für einen Einsatz im Hyperschallflug.

7.2. Ausblick

Die Erhaltung des Plasmas unter realen Flugbedingungen ist die besondere Herausforderung für eine praktische Anwendung des untersuchten Flugsteuerungskonzepts. Diese Anforderung umfasst den stationären Energieeintrag in molekularen Gasen und Gasgemischen. Gleichzeitig soll der Druck gesenkt werden, bei dem das Plasma erhalten werden kann, um Laserenergie bei Flügen in großen Höhen sowie beim atmosphärischen Wiedereintritt einzutragen.

Diese Zielsetzung ist lediglich durch die Steigerung der Intensität im Brennpunkt sowie durch die Verbesserung der Absorption des Plasmas in Form des wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten zu verfolgen. Mit beiden Herangehensweisen wird die im Plasma deponierte Leistungsdichte erhöht und somit dessen Erhaltung ermöglicht.



$$P_{L,min}(p) = e^{A+A_1 p+A_2 p^2}$$

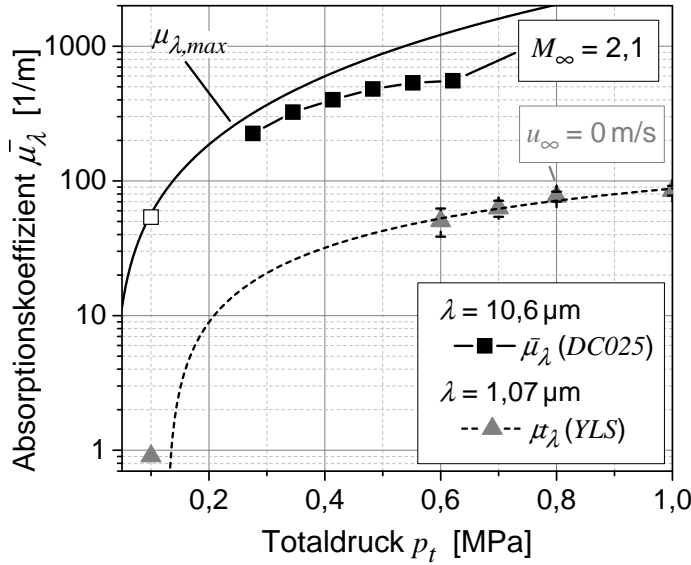
	N ₂	Ar
A	9,11	8,67
A_1	-1,3	-2,37
A_2	0,18	0,35
R^2	0,98	0,99

Abb. 7.5.: Minimale Leistung $P_{L,min}$ und Intensität $I_{w_0^*}$ zur Plasmaerhaltung in Stickstoff und in Argon ohne Strömung bei der Fokussierung $f/d_0 = 2,1$; Laserparameter gemäß Tab. 3.2

Steigerung der Brennpunktintensität

Die Fokusintensität ist mit derzeit verfügbaren CO₂-Lasern sowie einer aberrationskorrigierten Fokussierung höchstens um eine Größenordnung zu steigern. Dieser Faktor entspricht näherungsweise der benötigten Erhöhung der Brennpunktintensität, wenn statt einem Argonplasma ein Stickstoffplasma ohne Strömung erhalten werden soll. Die ermittelten Leistungs- und Intensitätsschwellen zur Plasmaerhaltung sind für beide Gase in Abbildung 7.5 dargestellt. Die erhöhte Leistungsanforderung für Stickstoff gegenüber Argon resultiert hierbei aus der größeren Wärmeleitfähigkeit sowie den Realgaseffekten des mehratomigen Gases. Vergleicht man weiterhin die Erhaltungsintensität $I_{w_0^*}$ eines stationären Argonplasmas im Ruhegas (Abb. 7.5) mit derjenigen in einer Überschallströmung (Abb. 5.3), ist abzulesen, dass abhängig vom Laser die Intensität $I_{w_0^*}$ in einer Überschallströmung um den Faktor 4 bis 8 ansteigt.

Aus den Einflüssen der Strömungsgeschwindigkeit und des Gases auf die Erhaltungsintensität $I_{w_0^*}$ wird abgeleitet, dass $I_{w_0^*}$ mindestens um den Faktor 40 gesteigert werden muss, um ein Stickstoffplasma in einer Überschallströmung zu erhalten. Dies ist mit erheblichem technischen Aufwand zur Steigerung der Laserausgangsleistung sowie zur Reduktion der Abbildungsfehler der Fokussierung verbunden. Da jedoch die Absorptionskoeffizienten von Argon und Stickstoff bei gleichem Druck ähnlich sind, wird sich der entsprechende minimale Totaldruck sowie die Depositionseffizienz nicht wesentlich von den Größen von Argon unterscheiden (vgl. Abb. 5.1). Durch die hohe Leistungsanforderung wird somit eine deutlich geringere Leistungskennziffer η_L für einen Laserenergieeintrag in Stickstoff erwartet, als bei den Messungen in Argon gemäß Abbildung 7.1 festgestellt wurde.



$X = A + A_1 p + A_2 p^2$		
X	$\mu_{\lambda,max}$	$\bar{\mu}_\lambda$
λ	$10,6 \mu\text{m}$	$1,07 \mu\text{m}$
A	-21,1	-16,3
A_1	52,3	13,14
A_2	25,6	-0,28
R^2	1	0,98

Abb. 7.6.: Mittlerer Absorptionskoeffizient $\bar{\mu}_\lambda$ und maximaler Absorptionskoeffizient $\mu_{\lambda,max}$ für zwei Wellenlängen; Symbole ohne Füllung: aus Abb. 5.1 [34, 93]; Symbole mit Füllung: Messungen aus Abb. 5.10 und [123]

Steigerung der Absorptionsrate

Einen weiteren Ansatz zur Beeinflussung der Plasmaerhaltung umfasst die Abhängigkeit der Absorptionsrate von der Laserwellenlänge. Diese Möglichkeit wurde durch den Einsatz eines weiteren Lasers untersucht, welcher über die Ausgangsleistung $P_L \geq 1 \text{ kW}$ verfügen sowie einen möglichst großen spektralen Abstand zur CO_2 -Laserwellenlänge ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) aufweisen sollte. Als Strahlquelle wurde ein *YLS*-Faserlaser der Wellenlänge $\lambda = 1,07 \mu\text{m}$ und $P_L = 1 \text{ kW}$ verwendet (vgl. Tab 3.2). In diesen Versuchen wurde ein stationäres Plasma in ruhendem Gas lediglich bei einem Druck von $p_t \geq 6 \text{ bar}$ erzeugt und durch Messung der transmittierten Laserleistung sowie einer Schattenoptik analysiert [123]. Aus diesen Ergebnissen wird nach Gleichung 5.4 der mittlere Absorptionskoeffizient $\bar{\mu}_\lambda$ bestimmt und der Vergleich mit den Absorptionseigenschaften für $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ angestellt.

Abbildung 7.6 zeigt die Messergebnisse für beide Laserwellenlängen. Für $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ basieren die dargestellten Datenpunkte $\bar{\mu}_\lambda$ auf Messungen in einer Überschallströmung sowie auf dem Berechnungsmodell von Kemp et al. [37], aus dem der maximale Absorptionskoeffizient $\mu_{\lambda,max}$ hervorgeht. Die Unterschiede zwischen Versuch und Modell resultieren aus der Kompressibilität des Gases beim Energieeintrag in eine Überschallströmung, wodurch der mittlere Druck im Plasma unterhalb des Staudrucks p_t liegt (vgl. Abb. 5.10). Da $\mu_{\lambda,max}$ lediglich druckabhängig ist, jedoch keinen Kompressibilitätseinfluss aufweist, lässt sich diese Größe direkt mit dem Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}_\lambda$ des mit dem Faserlaser erhaltenen Plasmas vergleichen ($\lambda = 1,07 \mu\text{m}$

und $u_\infty = 0$ m/s). Hierbei ist aus dem Diagramm 7.6 ersichtlich, dass bei Vergrößerung der Wellenlänge um den Faktor 10 der Absorptionskoeffizient näherungsweise um den Faktor 50 ansteigt. Nur durch den Anstieg von $\bar{\mu}_\lambda$ wird ein Plasma durch eine Strahlquelle mit Leistungen von wenigen Kilowatt bei Überschallgeschwindigkeiten erhalten.

Der wellenlängenabhängige Trend zeigt gute Übereinstimmungen mit den Angaben von Raizer et al. [34], die einen Zusammenhang des Absorptionskoeffizienten zum Quadrat der Wellenlänge angeben. Diese Abhängigkeit besitzt auch für größere Wellenlängen Gültigkeit, wenn keine charakteristischen Absorptionslinien der Atome oder Moleküle auftreten. Die Betrachtungen zeigen somit eine Möglichkeit zur wirkungsvollen Steigerung der Absorptionsrate auf, wodurch eine Plasmaerhaltung unter realen Flugbedingungen erzeugt werden könnte. Eine experimentelle Erprobung ist jedoch derzeit nicht realisierbar, da die Laser für Wellenlängen von $\lambda > 12 \mu\text{m}$ nur über geringe Ausgangsleistungen verfügen oder mit einem hohen technischen Aufwand verbunden sind. Diese Aussage bezieht sich einerseits auf die Halbleiterlaser aus Bleisalz (der Zusammensetzungen: PbSnTe und PbSnSe) sowie auf die Quantenkaskadenlaser. Die typischen Ausgangsleistungen dieser Infrarot-Laser erreichen 100 mW bis 1 W [51]. Außerdem deckt der Freie-Elektronen-Laser den für diese Anwendung notwendigen Frequenz- und Leistungsbereich ab, ist jedoch aufgrund der technischen Komplexität nicht einsetzbar [56].

Aus den aufgezeigten, konzeptionellen Aspekten ergibt sich die Schlussfolgerung, dass ein praktikabler Einsatz in der Luft- und Raumfahrt ausschließlich durch die Steigerung des Plasma-Absorptionskoeffizienten zu erreichen ist. Für einen stationären Laserenergieeintrag unter relevanten Flugbedingungen sind leistungsfähige cw-THz-Laser mit technisch überschaubarer Komplexität sowie mit guter elektrisch-optischer Effizienz unverzichtbar. Daraus resultiert ein besonderer Forschungs- und Entwicklungsbedarf im Bereich der Strahlquellen dieser Frequenzen. In weiterführenden Untersuchungen sollten alternativ zum Einsatz von Lasern die Gyrotron-Oszillatoren im Frequenzbereich oberhalb von 100 GHz berücksichtigt werden [124, 125].

8. Zusammenfassung

Gegenstand der Arbeit ist die experimentelle und numerische Untersuchung eines laserinduzierten Energieeintrags zur Beeinflussung von abgelösten Verdichtungsstößen an Flugkörpern in Überschallströmungen. Die Konzeptidee basiert auf einem zeitlich stationären und frei in der Strömung positionierbaren Energieeintrag, der durch ein Plasma im Brennpunkt eines cw-Lasers erhalten wird. In diesem Ansatz liegt die Problematik, dass die Laserstrahlung im Plasmavolumen ausreichend effizient absorbiert werden muss, um die Konvektion auszugleichen. Gelingt die Plasmaerhaltung und wird der Energieeintrag stromaufwärts des Flugkörpers positioniert, entsteht ein Heißgaskanal geringer Dichte und reduzierter Machzahl, der auf den Verdichtungsstoß trifft. Dadurch bildet sich an der Stirnfläche ein Ablösegebiet und die senkrechte Stoßfront geht in einen Schrägstoß über. Der Energieeintrag bewirkt somit im Wesentlichen eine Senkung des Wellenwiderstands von stumpfen Flugkörpern.

Die Kapitel 1 bis 4 beschreiben den technologischen Hintergrund, den Stand der Forschungen sowie die wesentlichen Elemente des Versuchsaufbaus bzw. der Strömungssimulation mit ANSYS CFX, in welcher ein semi-empirisches Berechnungsmodell für die Absorption von Laserstrahlung implementiert ist. Weiterhin werden die cw-Laser charakterisiert, mit denen die Energie in eine Überschallströmung der Machzahl $M_\infty = 2,1$ bzw. $2,7$ eingebracht wird.

Im fünften Kapitel wird die Plasmaerhaltung in der Überschallströmung analysiert und der Einfluss der Gaszustandsgrößen (M_∞ und $p_{t,\infty}$) sowie derjenige von verschiedenen Strahlquellen und Fokussierungen untersucht. Die Messungen zeigen auf, dass für ein stationäres Plasma hohe Brennpunktintensitäten und damit hohe Laserausgangsleistungen erforderlich sind. Nur für den Spezialfall einer Argonüberschallströmung und dem Einsatz von cw-Lasern der Wellenlänge $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ wird das Plasma im Versuch erhalten. Hierbei sind Ausgangsleistungen $P_L \geq 550 \text{ W}$ und Totaldrücke $p_{t,\infty} \geq 0,25 \text{ MPa}$ erforderlich. Diese Leistungsangabe bezieht sich auf einen Laserstrahl sehr guter Strahlqualität, welcher durch eine Linse mit der Linsenzahl $f/d_0 = 2,1$ fokussiert und senkrecht zur Strömungsrichtung eingestrahlt wird. Für diese Konfiguration beträgt die im Plasma deponierte Leistung zwischen 30 % (für $p_{t,\infty} \approx 0,25 \text{ MPa}$) und 60 % (für $p_{t,\infty} \approx 0,62 \text{ MPa}$) der Laserausgangsleistung. Wird die Linsenzahl f/d_0 vergrößert oder ein Laser mit schlechterer Strahlqualität eingesetzt, steigt stets der Leistungsbedarf zur Plasmaerhaltung auf einige Kilowatt an.

Einflüsse der Linsen- und Laserparameter werden weiterführend anhand des Plasmaanregungsniveaus untersucht. Diese Größe wird räumlich aufgelöst aus dem Intensitätsverhältnis zweier

Spektrallinien ermittelt. Aus den Messungen geht hervor, dass die linsen- und laserspezifische Intensitätsverteilung des Brennpunkts nicht den lokalen Anregungszustand des Plasmas bestimmt. In Strahlausbreitungsrichtung ist das gemessene Linienintensitätsverhältnis näherungsweise konstant, obwohl sich die Laserintensität innerhalb des Plasmas um bis zu einer Größenordnung verändert. Schwache Einflüsse auf den Anregungszustand resultieren hingegen nur aus dem Strahldurchmesser und der -divergenz, die abhängig von der Linsenzahl und der Strahlqualität ist und wodurch die Plasmaabmessung beeinflusst wird. Für größere Strahlquerschnitte werden hierbei geringfügig höhere Anregungsniveaus bestimmt, die jedoch stets im Zustand der fast vollständigen Einfachionisation liegen. Berechnet man aus dem Plasmazustand die Elektronentemperatur, stellt man zwischen allen Fokuskonfigurationen einen maximalen Temperaturunterschied von nur wenigen hundert Kelvin fest. Diese Änderungen sind vernachlässigbar gegenüber der mittleren Elektronentemperatur von etwa 20 kK. Somit ist der Plasmazustand bzw. die deponierte Leistungsdichte nahezu unabhängig von der Fokussierung und der Ausgangsleistung des cw-Lasers. Daraus folgt, dass eine wirkungsvolle Regelung der Dichte im Heißgaskanal bei diesem Konzept nicht möglich ist. Nur durch Veränderung der Linsenbrennweite zur Fokussierung des CO₂-Lasers kann die Plasmaabmessung sowie der integrale Energieeintrag optimiert werden.

Diese Versuchsergebnisse werden weiterführend mit dem numerisch modellierten Energieeintrag verglichen. Sind dabei zum Experiment ähnliche Fokus- und Leistungsparameter definiert, wird mit dem Simulationsmodell erwartungsgemäß ein stationärer Energieeintrag berechnet. Dieser zeigt gute Übereinstimmungen zum Experiment bezüglich der nahezu konstanten räumlichen Verteilung des Plasmazustands. Außerdem bewirkt eine veränderte Fokusgeometrie im Simulationsmodell Änderungen des Anregungsniveaus, die mit den spektrometrischen Ergebnissen qualitativ übereinstimmen. Mit dem entwickelten numerischen Modell sind demzufolge detaillierte Analysen der Absorption von Laserstrahlung und der Wärmeübergangsprozesse in einer Überschallströmung möglich.

Das sechste Kapitel behandelt die fluidmechanische Wirkung des Energieeintrags auf den abgelösten Verdichtungsstoß eines halbkugelförmigen Probekörpers mit dem Radius $r = 3,25$ mm. Aus der Druckverteilung und den Schlierenaufnahmen wird ermittelt, dass der Heißgaskanal eine Zirkulationsströmung an der Stirnfläche bewirkt, wodurch sich die Stoßfront des Körpers um einen Abstand von bis zu 7 mm stromaufwärts verschiebt. Dementsprechend sinkt der Wellenwiderstand um bis zu 65 % und der Staudruck um bis zu 80 % gegenüber einer Strömung ohne Energieeintrag. Aus Variationen der Laser- und Fokusparameter wird hierbei deutlich, dass die Widerstandsreduktion nur eine schwache Abhängigkeit von diesen Größen zeigt. Der geringe Einfluss der Fokussierung wird einerseits durch das konstante Plasmaanregungsniveau verursacht, wodurch sich im Heißgas eine vergleichbare Gasdichte einstellt. Andererseits zeigen die numerischen Simulationen, dass der verwendete Probekörper zu klein ist, um eine eindeutige Wirkung der integral deponierten Leistung auf die Widerstandskraft nachzuweisen. Darüber

hinaus wird der Einfluss der Energiequelle auf den Wärmeübergang experimentell und numerisch untersucht. Die Ergebnisse verdeutlichen, dass ein Energieeintrag bei Machzahlen von $M_\infty \leq 2,7$ keine Senkung des maximalen oder integralen Wärmestroms zur Folge hat. Bei den untersuchten Strömungsbedingungen übersteigt der maximale Wärmestrom im Bereich des Wiederanlegepunktes den maximalen Wärmestrom ohne Energieeintrag im Körperstauunkt.

Im siebten Kapitel werden mögliche Anwendungen sowie der konzeptionelle Ausblick dieses Beeinflussungsprinzips dargestellt. Die betrachteten Einsatzmöglichkeiten umfassen die Steigerung der Flugleistung, der Steuerung und -stabilisierung eines Flugkörpers sowie den Hitzeschutz. Hierbei haben Energieeinträge zur Widerstandsreduktion in Kombination mit der Erzeugung von Steuerkräften zur Flugbahnkorrektur die aussichtsreichste Verwendung. Dies kann zur Erhöhung der Fluggeschwindigkeit oder zur Reduktion der Antriebsleistung beitragen, wobei zuvor die Plasmaerhaltung unter realen Flugbedingungen erreicht werden muss. Diese Forderung verlangt jedoch leistungsfähigere Infrarot-Laser oder THz-Strahlquellen, die bis zur Fertigstellung der vorliegenden Untersuchung nicht verfügbar oder praktikabel einzusetzen waren.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Buedeler, *Geschichte der Raumfahrt*, Sigloch Edition, Künzelsau, 1994.
- [2] P. Bletzinger, B. Ganguly, D. van Wie, and A. Garscadden, Plasmas in high speed aerodynamics, *Journal of Physics D: Applied Physics* **38**, 33 – 57 (2005).
- [3] C. Stemmer, *Vorlesungsskript Wiedereintrittsaerodynamik*, Technische Universität München, München, 2006.
- [4] M. Winter, *Emissionspektroskopische Untersuchung der Umströmung von Probekörpern in hochenthalpen Plasmaströmungen*, Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme (2006).
- [5] H. Oertel, *Aerothermodynamik*, Springer, Berlin, 1994, ISBN 3-540-57008-X.
- [6] M. G. el Hak, *Flow control: passive, active, and reactive flow management*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- [7] V. Bityurin, A. Bocharov, and J. Lineberry, *MHD Flow control in hypersonic flight in AIAA/CIRA 13th International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Capua, Italy, 2005.
- [8] T. Fujino, and M. Ishikawa, Numerical simulation of control of plasma flow with magnetic field for thermal protection in earth reentry flight, *IEEE Transactions on Plasma Science* **34**, 409 – 420 (2006).
- [9] A. Guelhan, B. Esser, U. K. F. Siebe, J. Riehmer, D. Giordano, and D. Konigorski, Experimental verification of heat-flux mitigation by electromagnetic fields in partially-ionized-argon flows, *Journal of Spacecraft and Rockets* **46**, 274 – 283 (2009).
- [10] A. Knapp, H. Fulgeand, G. Herdrich, N. Ono, R. Wernitz, M. Auweter-Kurtz, H.-P. Röser, and S. Fasoulas, Experimental investigation of mhd impact on argon plasma flows by variation of magnetic flux density, *The open plasma physics journal* pp. 11 – 22 (2012).
- [11] V. Gordeev, A. Krasil'nikov, V. Lagutin, and V. Otmennikov, Experimental study of the possibility of reducing supersonic drag by employing plasma technology, *Fluid Dynamics* **31**, 313 – 317 (1986).
- [12] A. Berdyugin, V. Fomin, and V. Fomiehev, Body drag control in supersonic gas flows by injection of liquid jets, *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* **36**, 675 – 681 (1995).
- [13] J. Shang, J. Hayes, K. Wurtzler, and W. Strang, Jet-spike bifurcation in high-speed flows, *AIAA Journal* **39**, 1159 – 1165 (2001).

- [14] A. Khamooshi, T. Taylor, and D. Riggins, Drag and heat transfer reductions in high-speed flows, *Fluid Dynamics* pp. 2401 – 2413 (1986).
- [15] V. Artem'ev, V. Bergel'son, A. Kalmykov, I. Nemchinov, T. Orlova, V. Rybakov, V. Smirnov, and V. Khazins, Development of a forerunner in interaction of a shock wave with a layer of reduced density, *Fluid Dynamics* **23**, 290 – 295 (1988).
- [16] I. Nemchinov, V. Artem'ev, V. Bergel'son, V. Khazins, T. Orlova, and V. Rybakov, Rearrangement of the bow shock shape using a "hot spike", *Shock Waves* **4**, 35 – 40 (1994).
- [17] P. Georgievskii, and V. Levin, Control of the flow past bodies using localized energy addition to the supersonic oncoming flow, *Fluid Dynamics* **38**, 794 – 805 (2003).
- [18] P. Georgievskii, and V. Levin, *Transformations of front separation regions controlled by upstream energy deposition* in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, Nevada, 2007, vol. 2007-1232.
- [19] J. Niederhaus, J. Greenough, J. Oakley, D. Ranjan, M. Anderson, and R. Bonazza, A computational parameter study for the three-dimensional shock bubble interaction, *J. Fluid Mech.* **594**, 85 – 124 (2008).
- [20] A. Zheltovodov, E. Pimonov, and D. Knight, *Energy deposition influence on supersonic flow over axisymmetric bodies* in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 2007-1230.
- [21] T. Sakai, Supersonic drag performance of truncated cones with repetitive energy depositions, *International Journal of Aerospace Innovations* **1**, 31 – 43 (2009).
- [22] A. Sasoh, Y. Sekiya, T. Sakai, J.-H. Kim, and A. Matsuda, Supersonic drag reduction with repetitive laser pulses through a blunt body, *AIAA Journal* **48**, 2811 – 2217 (2010).
- [23] V. Fomin, P. Tretyakova, and J.-P. Taran, Flow control using various plasma and aerodynamic approaches (short review), *Aerospace Science and Technology* **8**, 411 – 421 (2004).
- [24] T. Cain, and D. Boye, *Electroaerodynamics and the effect of an electric discharge on cone / cylinder drag at Mach 5* in *37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 11 - 14 January 1999, Reno, NV, 1999-0602*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1999.
- [25] C. Misiewicz, L. Myrabo, M. Shneider, and Y. Raizer, *Combined experimental / numerical investigations of electric-arc airspikes for blunt body at Mach 3* in *35th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 28 June - 1 July 2004*, 2004-2563, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Portland, Oregon, 2004.
- [26] K. Satheesh, and G. Jagadeesh, Effect of concentrated energy deposition on the aerodynamic drag of a blunt body in hypersonic flow, *Physics of Fluids* **19** (2007).
- [27] E. Schülein, A. Zheltovodov, E. Pimonov, and M. Loginov, *Experimental and numerical investigation of electric-arc airspikes for blunt and sharp bodies at Mach 5* in *International Conference on Methods of Aerophysical Research, ICMAR 2008*, 2008.

- [28] E. Schülein, and A. Zheltovodov, Effects of steady flow heating by arc discharge upstream of non-slender bodies, *Shock Waves* **21**, 383 – 396 (2011).
- [29] L. Y. E. Erdem, and K. Kontis, *Drag reduction studies by steady energy deposition at mach 5* in *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Aerospace Exposition*, Orlando, Florida, 2011-1027.
- [30] D. Riggins, H. Nelson, and E. Johnson, Blunt-body wave drag reduction using focused energy deposition, *AIAA-Journal* **37**, 460 – 467 (1999).
- [31] V. Shibkov, A. Aleksandrov, A. Ershov, I. Timofeev, V. Chernikov, and L. Shibkova, Freely localized microwave discharge in a supersonic gas flow, *Plasma Physics Reports* **31**, 795 – 801 (2005).
- [32] E. Schülein, A. Zheltovodov, E. Pimonov, and M. Loginov, *Study of the bow shock interaction with laser-pulse-heated air bubbles* in *39th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, San Antonio, TX, 2009.
- [33] R. Kandala, and G. Candler, Numerical studies of laser-induced energy deposition for supersonic flow control, *AIAA Journal* pp. 2266 – 2275 (2004).
- [34] Y. Raizer, *Laser-Induced Discharge Phenomena*, Consultants Bureau, New York, 1977.
- [35] G. Bekifi, *Principles of laser plasmas*, John Wiley and Sons, New York, London, 1976.
- [36] M. Fowler, and D. Smith, Ignition and maintenance of subsonic plasma waves in atmospheric pressure air by cw co₂ laser radiation and their effect on laser beam propagation, *Journal of Applied Physics* **46**, 138 – 150 (1975).
- [37] N. Kemp, and P. Lewis, *Laser-heated thruster - interim report*, NASA Contractor Report, Marshall Space flight Center, Alabama, 1980.
- [38] H. Krier, J. Mazumder, T. Rockstroh, T. Bender, and R. Glumb, Continuous wave laser gas heating by sustained plasma in argon flow, *AIAA Journal* **24**, 1656 – 1662 (1986).
- [39] R. Welle, D. Keefer, and C. Peters, Laser-sustained plasmas in forced argon convective flow, part i: Experimental studies, *AIAA Journal* **25**, 1093 – 1099 (1987).
- [40] S.-M. Jeng, D. Keefer, R. Welle, and C. Peters, Laser-sustained plasmas in forced convective argon flow, part ii: comparison of numerical model with experiment, *AIAA Journal* pp. 1224 – 1230 (1987).
- [41] D. Keefer, “Laser-sustained Plasma,” in *Laser-induced plasma and applications*, edited by L. J. Radeziemski, Marcel Dekker Inc., New York, 1989, pp. 169 – 206.
- [42] Z. Szymanski, Z. Peradzynski, and J. Kurzyna, Free burning laser-sustained plasma in a forced flow, *Journal of Physics D: Applied Physics* pp. 2074 – 2079 (1994).
- [43] G. Chernyi, *Some recent results in aerodynamic applications of flows with localized energy addition* in *9th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, Norfolk, VA, U.S.A., 1999.

- [44] K. Toyoda, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, Continuous-wave laser thruster experiment, *Vacuum* **59**, 63 – 72 (2000).
- [45] K. Komurasaki, P. Molina-Morales, K. Toyoda, and Y. Arakawa, Numerical analysis of cw laser propulsion, *The Japan Society for Aeronautical and Space Sciences* **44**, 65 – 72 (2001).
- [46] A. Belevtsev, V. Chinnov, and E. Isakaev, Emission spectroscopy of highly ionized high-temperature plasma jets, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15**, 450 – 457 (2006).
- [47] V. Zimakov, V. Kuznetsov, A. Shemyakin, N. Solovyov, A. Shilov, and M. Yakimov, Bistable behavior of a continuous optical discharge as a laser beam propagation effect, *Proc. SPIE* **8600** (2013).
- [48] P. Mössinger, *Konstruktion, Charakterisierung und Inbetriebnahme eines Strömungsprüfstandes zur Untersuchung laserinduzierter Plasmen im Überschall*, Bachelorarbeit, Hochschule Esslingen (2010).
- [49] H. Ludwieg, T. Hottner, and H. Grauer-Carstensen, Der rohrwindkanal, *Jahrbuch der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V.* pp. 52 – 58 (1969).
- [50] *Bedienungsanleitung und Baupläne: KB40-A*, Ista Pneumatics (2000).
- [51] J. Eichler, *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 2010, ISBN 978-3-642-10462-6.
- [52] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*, Springer-Verlag, Berlin, 1988, ISBN 3-54018747-2.
- [53] N. Generalov, V. Zimakov, G. Kozlov, V. Masyukov, and Y. Raizer, Continuous optical discharge, *ZhETF Pis. Red.* **11**, 447 – 449 (1970).
- [54] Z. Szymanski, Z. Peradzynski, J. Kurzyna, J. Hoffman, M. Dudeck, M. de Graaf, and V. Lago, Spectroscopic study of a supersonic jet of laser-heated argon plasma, *Journal of Physics D: Applied Physics* pp. 998 – 1006 (1997).
- [55] A. Lebehot, and R. Campargue, Properties of an argon plasma free jet generated from a continuous optical discharge, *Physics of Plasmas* **3**, 2502 – 2510 (1996).
- [56] F. Träger, *Springer handbook of lasers and optics*, Springer Verlag, New York, 2007, ISBN 978-0-387-30420-5.
- [57] A. DeMaria, and T. Hennessey, *The CO₂ laser: The workhorse of the laser material processing industry* in *SPIE Professional Magazine*, 2010.
- [58] H. Willrett, *Trumpf-Geschäftsführer Peter Leibinger über Trends und Entwicklungen in der Lasertechnik* in *Industrie Anzeiger*, 2012.
- [59] *Bedienungshandbuch: Rofin SCx60 OEM CO₂-Slab-Laser*, Rofin-Sinar UK Ltd. (2005).
- [60] *Bedienungshandbuch: Rofin DC-Serie CO₂-Slab-Laser*, Rofin-Sinar UK Ltd. (2007).

- [61] *Maintenance manual: arrow ultimate CO₂-laser*, Convergent Energy Ltd. (1995).
- [62] *DIN Taschenbuch 341, Charakterisierung von Laserstrahlen und Laseroptiken*, Berlin - Wien - Zürich (2005).
- [63] H. Schlichting, and K. Gersten, *Grenzschicht-Theorie*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 2006, ISBN 978-3-540-23004-5.
- [64] *ALTHEN GmbH, EPIH - Hochdynamischer Drucksensor in Subminiaturbauform* (2014), http://www.althen.de/drucksensoren_druckaufnehmer/epih/ [online; Stand: 24.02.2014].
- [65] T. Roediger, H. Knauss, J. Srulijes, F. Seiler, and E. Kraemer, *A novel fast-response heat-flux sensor for measuring transition to turbulence in the boundary layer behind a moving shock wave* in *International Symposium on Shock Waves*, Goettingen, Germany, 2007, pp. 2165 – 2170.
- [66] H. Olivier, *Thin film gauges and coaxial thermocouples for measuring transient temperatures*, Shock Wave Laboratory, RWTH Aachen, Germany (2003).
- [67] J. Anderson, *Modern compressible flow: with historical perspective*, McGraw-Hill, New York, 1990, 2. ed. edn., ISBN 0-07-001673-9.
- [68] G. S. Settles, *Schlieren and shadowgraph techniques*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 2001, ISBN 3-540-66155-7.
- [69] R. Glumb, and H. Krier, Two-dimensional model of laser-sustained plasma in axisymmetric flow field, *AIAA Journal* **24**, 1331 – 1337 (1986).
- [70] R. Conrad, Y. Raizer, and S. Sarzhikov, Continuous optical discharge stabilized by gas flow in weakly focused laser beam, *AIAA Journal* **34**, 1584 – 1588 (1996).
- [71] A. Zheltovodov, and E. Pimonov, Numerical simulation of an energy deposition zone in quiescent air and in a supersonic flow under the conditions of interaction with a normal shock, *Technical Physics* **58**, 170 – 184 (2013).
- [72] K. Kremeyer, and K. S. und C.-W. Shu, Computational study of shock mitigation and drag reduction by pulsed energy lines, *AIAA Journal* **44**, 1720 – 1731 (2006).
- [73] K. Anderson, and D. Knight, *Thermal and aerodynamic effect of energy deposition on blunt body in supersonic flow* in *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, January 4-7, 2011*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Orlando, Florida, 2009.
- [74] E. Laurien, and H. O. jr., *Numerische Strömungsmechanik*, Vieweg und Teubner, Wiesbaden, 2009, ISBN 978-3-8348-0533-1.
- [75] J. Ferziger, and M. Peric, *Numerische Strömungsmechanik*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 2008, ISBN 978-3-540-67586-0.
- [76] O. Schönrock, *Numerical prediction of flow induced noise in free jets of high Mach numbers*, Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Aero- und Gasdynamik (2009).

- [77] K. Drellishak, C. Knopp, and A. Cambel, Partition functions and thermodynamic properties of argon plasma, *The Physics of Fluids* **6** (1963).
- [78] W. Bohn, and J. Artmann, *Berechnung der Transportkoeffizienten von thermischen Stickstoff- und Argonplasmen*, Deutsche Luft- und Raumfahrt: Forschungsbericht, Stuttgart, 1966.
- [79] A. Piel, *Einführung in die Plasmaphysik*, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Kiel, 1993.
- [80] H. Griem, *Plasma spectroscopy*, McGraw-Hill, New York / San Francisco / Toronto / London, 1964.
- [81] F. Schmid, *Entwicklung eines Plasmamodells zur Beschreibung laserinduzierter Energiedeposition in Überschallströmungen*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik (2012).
- [82] E. Hecht, *Optik*, Oldenbourg, München, 2005, ISBN 3-486-27359-0.
- [83] V. Aubrecht, and M. Bartlova, Net emission coefficients in argon arc plasmas, *Czech. J. Phys., Suppl. D* **52**, 522 – 527 (2002).
- [84] H. Emmons, Arc measurement of high-temperature gas transport properties, *The Physics of Fluids* **10**, 1125 – 1136 (1967).
- [85] D. Evans, and R. Tankin, Measurements of emission and absorption of radiation by an argon plasma, *The Physics of Fluids* **10**, 1137 – 1144 (1967).
- [86] J. Menart, J. Heberlein, and E. Pfender, Line-by-line methode of calculating emission coefficients for thermal plasma consisting of monoatomic species, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **56**, 377 – 398 (1995).
- [87] M. Schnick, U. Fuessel, M. Hertel, M. Haessler, A. Spille-Kohoff, and A. Murphy, Modelling of gas-metal arc welding taking into account metal vapour, *Journal of Physics D: Applied Physics* (2010).
- [88] R. Pletcher, J. Tannehill, and D. Anderson, *Computational fluid mechanics and heat transfer*, CRC-Press, Boca Raton, Fla.[u.a.], 2013, ISBN 978-1-59169-037-5.
- [89] D. Sperber, H.-A. Eckel, P. Mössinger, and S. Fasoulas, “Experimental investigation of laser-sustained plasma in supersonic argon flow,” in *Beamed Energy Propulsion*, edited by H.-A. Eckel, and S. Scharring, American Institute of Physics, 2011, vol. 1402, pp. 405 – 415.
- [90] D. Sperber, H.-A. Eckel, S. Steimer, and S. Fasoulas, Objectives of laser-induced energy deposition for active flow control, *Contrib. Plasma Phys.* **52**, 636–643 (2012).
- [91] D. Sperber, F. Schmid, H.-A. Eckel, and S. Fasoulas, *Wave drag reduction of blunt bodies using laser-sustained energy deposition in argon atmosphere* in *6th AIAA Flow Control Conference*, 2012-2815, American Institute of Aeronautics and Astronautics, New Orleans, Louisiana, 2012.

- [92] A. Holleman, and E. Wiberg, *Lehrbuch der anorganischen Chemie*, de Gruyter, Berlin [u.a.], 2007, ISBN 978-3-11-017770-1.
- [93] V. Aubrecht, M. Bartlova, and N. Bogatyreva, *Radiation properties of argon thermal plasma in various spectral regions in 29th ICPIG, July 12-17, 2009*, Cancun, Mexico, 2009.
- [94] M. Capitelli, G. Colonna, C. Gorse, and A. D'Angola, Transport properties of high temperature air in local thermodynamic equilibrium, *Eur. Phys. J. D* **11**, 279 – 289 (2000).
- [95] W. Nitsche, and A. Brunn, *Strömungsmesstechnik*, Springer, Berlin, 2006.
- [96] N. Hodgson, and H. Weber, *Optische Resonatoren*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 1992, ISBN 3-54-54404-6.
- [97] B. Eppich, *WinABCD Bedienungsanleitung*, Ferdinand-Braun-Institut (2010).
- [98] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 2010, ISBN 978-3-642-03911-9.
- [99] W. Demtröder, *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 2007, ISBN 978-3-540-33792-8.
- [100] M. Leins, *Development and spectroscopic investigation of a microwave plasma source for the decomposition of waste gases*, Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Plasmaforschung (2010).
- [101] J. Cooper, *Plasma spectroscopy*, vol. 29, Rep. Prog. Phys., 1966.
- [102] H.-J. Kunze, *Introduction to plasma spectroscopy*, Springer-Verlag, Berlin, 2009, ISBN 978-3-652-02232-6.
- [103] K. Behringer, *Vorlesungsskript: Einführung in die Plasmaspektroskopie*, Universität Augsburg, Augsburg, 2000.
- [104] W. Lochte-Holtgreven, *Plasma diagnostics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968.
- [105] I. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge University Press, Cambridge, 2005.
- [106] S. Siepa, *Bestimmung von Plasmaparametern über optische Spektroskopie an Argon-Plasmen*, Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, Fakultät für Physik und Astronomie (2011).
- [107] *National Institute of Standards and Technology (NIST), Atomic Spectra Database Lines Form* (2013), <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm> [online; Stand: 19.09.2013].
- [108] M. Wendt, Net emission coefficients of argon iron plasmas with electron stark widths scaled to experiments, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** (2011).

- [109] D. Smith, and M. Fowler, Ignition and maintenance of a cw plasma in atmospheric pressure air with CO_2 laser radiation, *Applied Physics Letters* **22**, 500 – 503 (1973).
- [110] X. Chen, and J. Mazumder, Emission spectroscopy of cw CO_2 laser-sustained argon plasma: Effects of gasflow speed, *Journal of Applied Physics* **66**, 5756 – 5762 (1989).
- [111] J. Anderson, *Hypersonic and high-temperature gas dynamics*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006, ISBN 978-1-563-47780-5.
- [112] J. Heynatz, *Hyperschallströmungen: Grundlagen und Hinweise*, Thomas, Fürstenfeldbruck, 1997, ISBN 3-931776-11-5.
- [113] J. Stadler, and H. Nielson, Heat transfer from a hemisphere-cylinder equipped with flow-separation spikes, *NACA TN 3287* (1954).
- [114] C. Wood, Hypersonic flow over spiked cones, *Journal of Fluid Mechanics* **12** (1962).
- [115] V. Khlebnikov, Distributions of heat flux on the surface of a sphere with a forward separation zone, *Fluid Dynamics* pp. 654 – 658 (1986).
- [116] L. Huebner, A. Mitchell, and E. Boudreaux, *Experimental results on the feasibility of an aerospike for hypersonic missiles* in *33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1995-0737, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, Nevada, 1995.
- [117] R. Mehta, Peak heating for reattachment of separated flow on a spiked blunt-body, *Heat and Mass Transfer* **36**, 277 – 283 (2000).
- [118] M. Kogan, and M. Starodubtsev, Reduction of peak heat fluxes by supplying heat to the free stream, *Fluid Dynamics* **38**, 115 – 125 (2003).
- [119] N. Motoyama, K. Mihara, R. Miyajima, T. Watanuki, and H. Kubota, *Thermal protection and drag reduction with use of spike in hypersonic flow* in *10th AIAA / NAL-NASDA-ISAS International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, 2001-1828, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Kyoto, Japan, 2001.
- [120] D. Riggins, and H. Nelson, *Hypersonic flow control using upstream focused energy deposition* in *37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1999-16730, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, Nevada, 1999.
- [121] S. Zaidi, M. Shneider, and R. Miles, Shock-wave mitigation through off-body pulsed energy deposition, *AIAA-Journal* **42**, 326–331 (2004).
- [122] Y. Kolesnichenko, O. Azarova, V. Brovkin, D. Khmara, V. Lashkov, I. Mashek, and M. Ryvkin, *Basics in beamed MW energy deposition for flow/flight control* in *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2004-669, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, Nevada, 2004.
- [123] D. Sperber, H.-A. Eckel, and P. Mössinger, *Parameter Grenzen stabiler Laserplasmen zur Beeinflussung technischer Strömungen* in *15. Fachtagung Plasmatechnologie (PT15)*, Posterbeitrag, Deutsche Gesellschaft für Plasmatechnologie e.V., Stuttgart, 2011.

- [124] M. Hornstein, V. Bajaj, R. Griffin, and R. Temkin, *Continuous-wave operation of a 460-GHz second harmonic gyrotron oscillator* in *IEEE Trans Plasma Sci IEEE Nucl Plasma Sci Soc.*, 2006, pp. 524 – 533.
- [125] M. Thumm, *State-of-the-art of high power gyro-devices and free electron masers* in *KIT Scientific Reports*, 7540, 2009.
- [126] J. Anderson, *Fundamentals of aerodynamics*, McGraw-Hill Inc, Singapore, 1984.
- [127] M. Beck, P. Berger, and H. Hügel, The effect of plasma formation on beam focusing in deep penetration welding with co2 lasers, *J. Phys. D.: Appl. Phys.* **28**, 2430 – 2442 (1995).
- [128] R.-S. Chen, Analytical calculation of spherical aberration by paraxial and meridional raytracing, *Asian Journal of Health and Information Sciences* **4**, 113 – 123 (2009).
- [129] P. Gnemmi, and C. Rey, Plasma actuation for the control of a supersonic projectile, *Journal of Spacecraft and Rockets* **46**, 989 – 998 (2009).
- [130] W. Smith, *Modern optical engineering: the design of optical systems*, McGraw-Hill, New York, 2000, 3. ed. edn., ISBN 0-07-136360-2.
- [131] S. Steimer, *Numerische Simulation der gasdynamischen Wechselwirkungen konzentrierter Wärmequellen mit Überschallströmungen*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik (2011).
- [132] U. Stroth, *Plasmaphysik*, Vieweg + Teubner Verlag, Wiesbaden, 2011, ISBN 978-3-8348-1615-3.
- [133] A. Zheltovodov, E. Pimonov, and D. Knight, Numerical modeling of vortex/shock wave interaction and its transformation by localized energy deposition, *Shock Waves* **17**, 273 – 290 (2007).

Anhang

A. Aberrationsfehler

Sphärische Aberration

Sphärische Aberration ist ein wichtiger Abbildungsfehler von Einfachlinsen kleiner Linsenzahl. Die Linsenzahl wird definiert als Verhältnis von Brennweite f zu Strahldurchmesser d_0 (in der Ebene der Einfachlinse). Zur Fokussierung des cw-CO₂-Laserstrahls werden in den Versuchen Linsen mit Linsenzahlen von $f/d_0 = 1,4$ bis $f/d_0 = 5,3$ eingesetzt. Für diese Optikkonfigurationen wird ein erheblich vergrößerter Brennpunktdurchmesser gegenüber dem eines idealen Gauß-Strahls erwartet, sodass dieser Einfluss bei der Fokusintensitätsberechnung berücksichtigt werden muss. Im folgenden Abschnitt wird die Abschätzung dieses Abbildungsfehlers vorgenommen.

Die Aberration entsteht an einer sphärischen Grenzfläche mit den Brechungsindizes $N_1 < N_2$ durch die Verletzung der paraxialen Näherung [82]. Hierbei steigt mit wachsendem Abstand zur Strahlachse die Brechung an einer sphärischen Oberfläche und führt gemäß Abbildung A.1 (links) zu einer Verschiebung des Brennpunkts dz . Zur Berechnung wird der geometrische Strahlengang einer ebenen und ideal parallelen Welle durch die Linse bestimmt. Ausgehend vom Snelliusschen Brechungsgesetz nach Gleichung A.1 lässt sich der Strahlengang über trigonometrische Funktionen für die Mediumgrenzen einer Plankonvexlinse aufstellen. Dieser Lösungsansatz ist konform zur Berechnung von Meridionalstrahlen eines rotationssymmetrischen, optischen Systems [82, 128, 130].

$$\sin(\alpha_1) \cdot N_1 = \sin(\alpha_2) \cdot N_2 \quad (\text{A.1})$$

Gleichung A.2 beschreibt den Zusammenhang für den Schnittpunkt eines Strahls des Abstands r mit der Strahlachse. Hierbei bezeichnet r den Strahlradius, N den Brechungsindex, R den Krümmungsradius und α die Winkel zwischen dem Strahl und der Normalen der Grenzfläche. Die Bezeichnung sind in Anlehnung an Hecht et al. gewählt [82].

$$z(r) = \frac{r - \sin(\alpha_1 - \alpha_2) \cdot (b - R(1 - \cos(\alpha_1 - \alpha_2)))}{\tan\left(\arcsin\left(\frac{N_2}{N_1} \cdot \sin(\alpha_1 - \alpha_2)\right)\right)} \quad (\text{A.2})$$

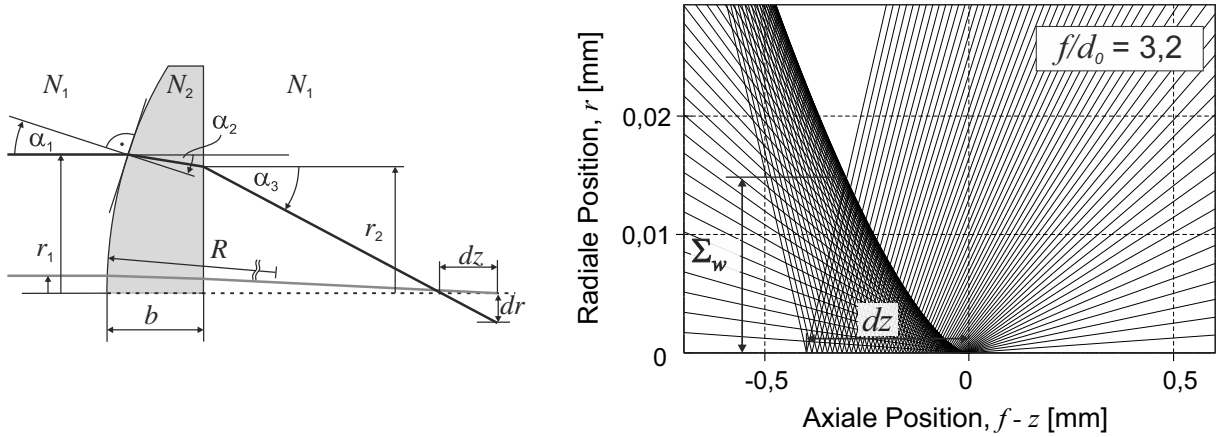


Abb. A.1.: Schema (links) und berechnete sphärische Aberration einer $f = 38,1$ mm ZnSe-Linse (rechts) mit: α - Grenzflächenwinkel, $b = 4,3$ mm - Linsendicke, N_1, N_2 - Brechungsindizes, $R = 56,7$ mm - Krümmungsradius und r - radiale Position, \sum_w - Schnittpunkt der Randstrahlen mit der Kaustik, dz - Längsaberration und dr - Queraberration

Abbildung A.1 (rechts) zeigt die Bildfehler einer Linse mit der Linsenzahl $f/d_0 = 3,2$ anhand der Längs- und Queraberration sowie des minimalen Strahldurchmessers. Die sphärische Längsaberration dz beschreibt hierbei die Längendifferenz zwischen der Nennbrennweite und des geometrischen Schnittpunktes der Randstrahlen mit der Strahlachse. Aus dieser Berechnung wird eine maximale Längsaberration von $dz = -1,41$ mm für die Linsenzahl $f/d_0 = 1,4$ ermittelt. Die Abbildungsfehler der weiteren Optiken sind der Tabelle A.1 zu entnehmen. Für Fokussierungen von $f/d_0 \leq 3,2$ wird dabei ersichtlich, dass die berechnete Aberration im Bereich des Gaußschen Strahldurchmessers liegt oder diesen signifikant übersteigt. Die Berücksichtigung dieses Aberrationsfehlers ist somit zwingend erforderlich.

Die Problematik besteht jedoch in der weiterführenden Abschätzung der realen Strahltaile durch ein geeignetes Verfahren. Einerseits ist der Gauß-Strahldurchmesser w_0 zu stark gestört, um die Fokusgeometrie für kleine Linsenzahlen abzubilden. Andererseits liefert die Berechnung der Meridionalstrahlen keine Aussagen über die Feldverteilung sowie für große Linsenzahlen einen infinitesimal kleinen Brennpunkt. Zur Abschätzung des realen Fokus werden daher die berechneten Größen aus der Gaußschen Strahlenoptik sowie der Aberrationsberechnung \sum_w in der Größe des korrigierten Strahldurchmessers w_0^* zusammengefasst. Hierbei wird w_0^* durch simple Addition von w_0 und \sum_w festgelegt (Gl. A.3).

$$w_0^* := w_0 + 1/2 \sum_w \quad (\text{A.3})$$

Bei diesem Ansatz wird berücksichtigt, dass sich \sum_w aus dem geometrischen Strahlenverlauf ergibt, ohne jeglichen Einfluss der Feldverteilung auf den Fokusradius einzubeziehen. Da jedoch die Randstrahlen eines idealen Gaußschen Laserstrahls nur mit dem Wert von $1/e^2$ der Maximalintensität definiert sind, übersteigt \sum_w die erwartete Strahltaile. Diesen Einfluss drückt der qualitativ gewählte Vorfaktor in Gleichung A.3 aus. Abbildung A.2 zeigt die be-

Tab. A.1.: Abbildungsfehler durch sphärische Aberration und Strahlparameter nach Gauß-Optik mit: ⁽¹⁾Convergent, ⁽²⁾Rofin DC025, ⁽³⁾Rofin SCx60, f/d_0 - Linsenzahl (Gl. 5.2), d_z - Längs aberration, \sum_w -minimaler Radius der Kaustik, z_0 - Rayleigh-Länge (Gl. 4.20) und w_0 - Brennpunktradius (Gl. 4.19)

f/d_0 [-]	Aberration		Gauß-Strahl	
	d_z [mm]	\sum_w [μm]	z_0 [mm]	w_0 [μm]
1,4 ⁽¹⁾	-1,41	131	0,11	40
1,6 ⁽¹⁾	-1,16	96,4	0,14	45
2 ⁽¹⁾	-0,66	41,5	0,23	60
2,1 ⁽²⁾	-0,62	37,5	0,06	14,5
3,2 ⁽²⁾	-0,39	14,7	0,13	21,5
4,2 ⁽²⁾	-0,29	8,1	0,23	28,3
5,3 ⁽²⁾	-0,24	5,2	0,36	35,9
2,1 ⁽³⁾	-0,62	37,5	0,06	15

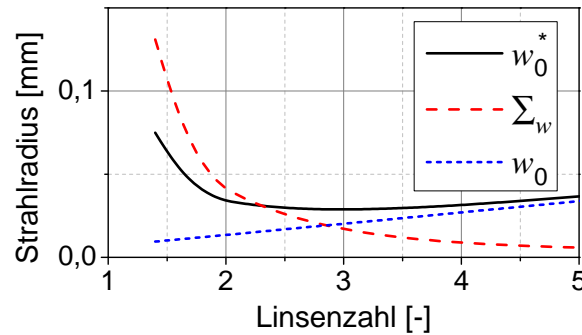


Abb. A.2.: Minimale Strahlradien aus den Berechnungen der sphärischen Aberration, der Gaußschen Strahloptik sowie der gewählten Korrekturmethode für eine Strahlqualität von $\mathcal{M}^2 = 1$

rechneten Strahltaillenradien w_0 , \sum_w sowie w_0^* als Funktion der Linsenzahl. Die Abschätzung von w_0^* wird in dieser Arbeit benutzt, obwohl die Gleichung A.3 zwei Berechnungsmodelle in Bezug setzt, die physikalisch unterschiedliche Eigenschaften des Laserstrahls bzw. des Fokus beschreiben. Eine präzise Berechnung der realen Fokusparameter verlangt zwangsläufig geeignete Strahlverlaufsberechnung mittels Ray Tracing.

Unter den genannten Einschränkungen stellt diese Abschätzung jedoch die entscheidenden Nachteile einer Fokussierung mit Einzellinsen kleiner Linsenzahl dar. Der Aberrationseinfluss setzt ab einer Linsenzahl von $f/d_0 < 4$ die Fokussierbarkeit bzw. die mittlere Intensität im Brennpunkt maßgeblich herab. Weiterhin übersteigen für diese Fokussierungen die Längs aberrationen d_z die Rayleigh-Längen z_0 . Dementsprechend ergeben sich deutliche Veränderungen der Intensitätsverteilung entlang der Strahlachse. Diese Abweichungen werden in Form der korrigierten Fokusintensität $I_{w_0^*}$ in die Analysen zu den Erhaltungsanforderungen eines Laserplasmas einbezogen.

Brechungsindexgradienten des Plasmas

Die freien Elektronen des laserinduzierten Plasmas verursachen eine veränderte Brechung von elektromagnetischen Strahlen. Hohe Plasmaelektronendichten können somit die Fokusintensität des CO₂-Laserstrahls herabsetzen und gegebenenfalls die Transmissionsmessung durch eine veränderte Strahldivergenz beeinflussen.

Konform zur Berechnungsmethode der sphärischen Aberration erfolgt die Abschätzung der Strahlausbreitung im Brechungsindexfeld des Plasmas mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz (Gl. A.1). Dafür wird ein Zusammenhang zwischen den Plasmametern und den optischen Eigenschaften verlangt, welcher sich über die Dispersionsrelation aufstellen lässt. Gleichung A.4 beschreibt die Beziehung zwischen der Frequenz und der Wellenzahl bezogen auf die Parameter der Plasmafrequenz ω_d sowie der kritischen Plasmafrequenz ω_{krit} [105, 132].

$$\omega_d^2 + c^2 k^2 = \omega_{krit}^2 \quad (\text{A.4})$$

c steht hierbei für die Lichtgeschwindigkeit und k für die Wellenzahl. Wird die Wellenzahl mit $k = \frac{N_d \omega_{krit}}{c}$, die Frequenz mit $\omega = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ ersetzt, kann die Dispersionsrelation nach dem Brechungsindex umgestellt werden (siehe Gl. A.5). Aus dieser Gleichung ergibt sich für $n_e < n_{krit}$ ein Plasmabrechungsindex N_d zwischen 0 und 1.

$$N_d = \sqrt{1 - n_e/n_{krit}} \quad (\text{A.5})$$

Die kritische Elektronendichte n_{krit} wird nach Gleichung A.6 berechnet und ist nur von der Laserwellenlänge λ abhängig. Hierbei bezeichnet m_e die Elektronenmasse, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und e die Elementarladung.

$$n_{krit} = \frac{4\pi^2 c \epsilon_0 m_e}{\lambda^2 e^2} = 9,9 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^3, \text{ mit } \lambda = 10,6 \mu\text{m} \quad (\text{A.6})$$

Weiterhin wird die Elektronendichte n_e mit der Saha-Gleichung (Gl. 4.14) ermittelt und daraus der Brechungsindex des Plasmas N_d bestimmt. Ausgehend von einem für die Versuche typischen Staudruck von $p_{t,\infty} = 0,25 \text{ MPa}$ liegt der erwartete Brechungsindex im Bereich von $N_d \approx 0,98$. Für diesen Plasmazustand wird eine Elektronendichte von $n_e = 4,3 \cdot 10^{17} \text{ 1/cm}^3$, ein Ionisationsgrad von $X = 0,89$ und eine Temperatur von $T = 19 \text{ kK}$ bestimmt. Vergleichbare Zustandsgrößen von stationären Laserplasmen wurden ebenfalls von anderen Arbeitsgruppen festgestellt [39, 54, 110].

Basierend auf der Abschätzung für N_d erfolgt die Diskretisierung des Brechungsindexfelds, durch welches der fokussierte Laserstrahl propagieren soll. Gleichung A.7 stellt die dafür verwendete Exponentialfunktion dar, die in Anlehnung an die Intensitätsverteilung eines fokussierten Gauß-Strahls gewählt wird [127]. Die Größen b_2 bzw. b_3 bezeichnen die Skalierungsfaktoren des Brechungsindexfelds in radialer bzw. axialer Richtung. Mit $b_3 = 10 \cdot b_2 = 0,25 \text{ mm}$ sowie der maximalen Brechungsindexänderung $\Delta N_d = 0,02$ wird in Strahlausbreitung ein

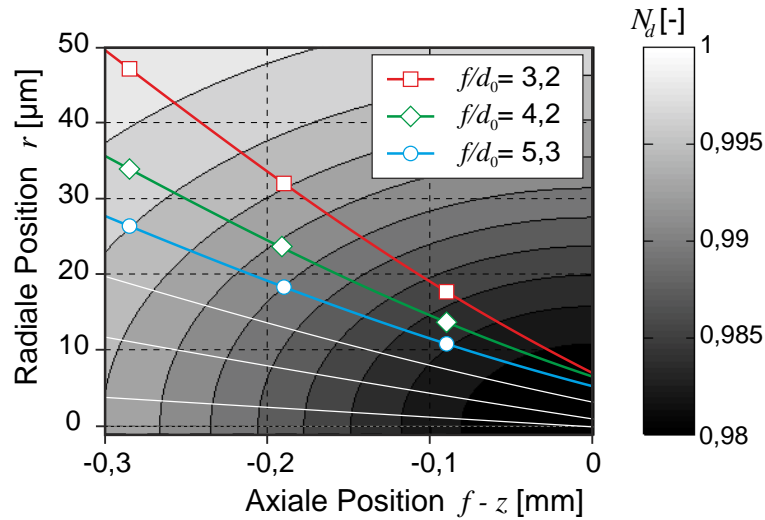


Abb. A.3.: Defokussierung eines geometrischen Strahlenbündels durch ein Brechungsindexfeld für verschiedene Divergenzwinkel

Brechungsindexfeld der Länge $z = \pm 0,5$ mm definiert, in dem die Bedingung $N_d < 0,997$ gilt. Diese Ausdehnung entspricht näherungsweise der Abmessung eines stationären Laserplasmas im Versuch. Abbildung A.3 stellt diese Flächenverteilung graphisch dar.

$$N_d(z, r) = 1 - \Delta N_d \left[\exp\left(-\frac{1}{2} \frac{r^2}{b_2^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{z^2}{b_3^2}\right) \right] \quad (\text{A.7})$$

Die Berechnung der Strahlpropagation erfolgt durch die Anwendung des Brechungsgesetzes. Für jeden Berechnungsschritt Δz werden die Brechungsindexgradienten in radialer Richtung sowie die dadurch entstehende Änderung der Ausbreitungsrichtung bestimmt. Typische Strahlenverläufe sind in Abbildung A.3 für verschiedene Divergenzwinkel bzw. Linsenzahlen dargestellt. Das jeweilige Strahlenbündel einer Fokussierung ist in dieser Abbildung nur durch den Randstrahl gekennzeichnet. Dabei zeigt sich der Einfluss des Brechungsindexfelds im gekrümmten Verlauf des Strahls, sodass aus dem ideal punktförmigen Brennpunkt ein erkennbar defokussierter Brennpunkt entsteht.

Für die genutzten Linsenkonfigurationen, bei denen das Brechungsindexfeld konstant gehalten wird, zeichnen sich nur moderate Störungen des Brennpunkts ab. Der Fokusradius erreicht wenige Mikrometer. Diese Werte liegen etwa eine Größenordnung unterhalb des erwarteten Brennpunktradius w_{0^*} gemäß Tabelle A.1. Da außerdem der berechnete Fokus nur schwach von der Linsenbrennweite abhängt, wird der Einfluss des Brechungsindexfelds in den Betrachtungen nicht weiter berücksichtigt. Des Weiteren ist für alle Konfigurationen die ermittelte Änderung der Strahldivergenz gering, sodass keine Beeinflussung der Transmissionsmessung erwartet wird.

B. Experimentelle Daten und Geräte

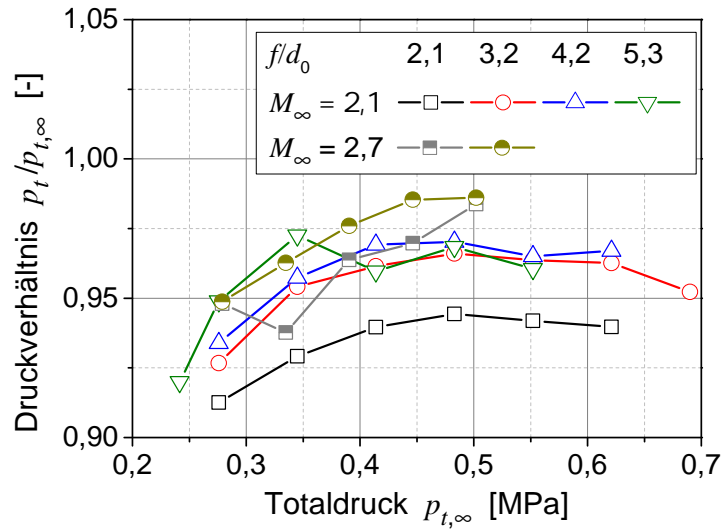


Abb. B.1.: Mittleres Staudruckverhältnis für verschiedene Freistrahldrücke, Machzahlen und Optikkonfigurationen mit: p_t - gemessener Staudruck und $p_{t,\infty}$ - theoretischer Staudruck (nach der Rayleigh-Pitot-Gleichung Gl. 5.1)

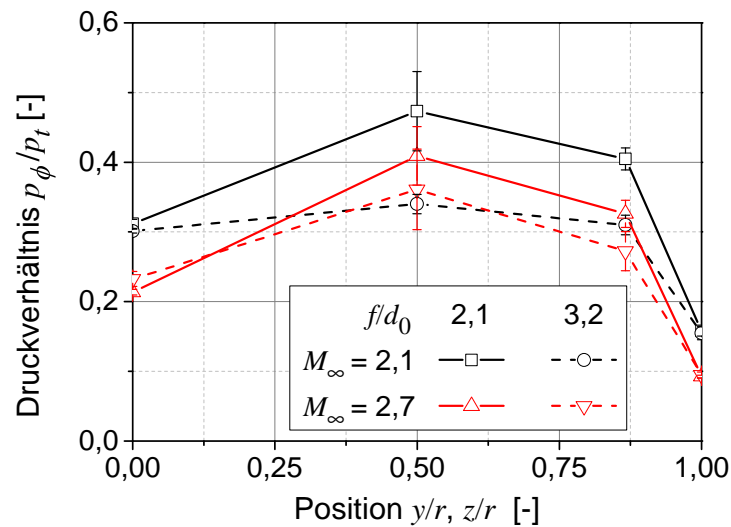


Abb. B.2.: Mittlere normierte Oberflächendruckverteilung bei stationärem Energieeintrag für verschiedene Linsenzahlen bei dem Freistrahldruck $p_\infty = 0,9$ für $M_\infty = 2,1$ und $p_\infty = 0,45$ für $M_\infty = 2,7$, Laserleistung: $P_{L,DC025} = 2,6$ kW

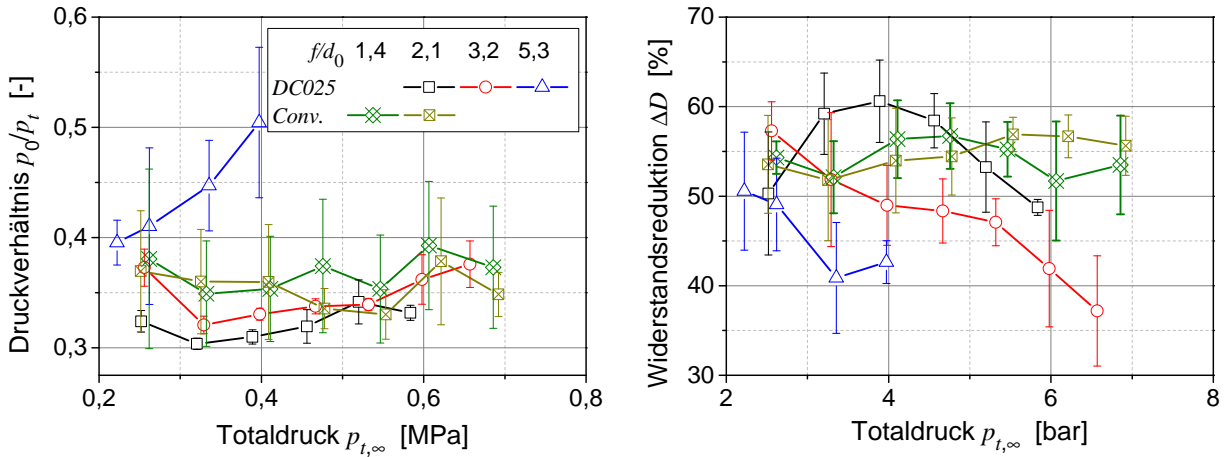


Abb. B.3.: Staudruckverhältnis (links) und Widerstandsreduktion (rechts) als Funktion des Totaldrucks für die Machzahlen $M_\infty = 2,1$ und den Laserleistungen $P_{L,DC025} = 2,6 \text{ kW}$ bzw. $P_{L,Conv.} = 5,3 \text{ kW}$

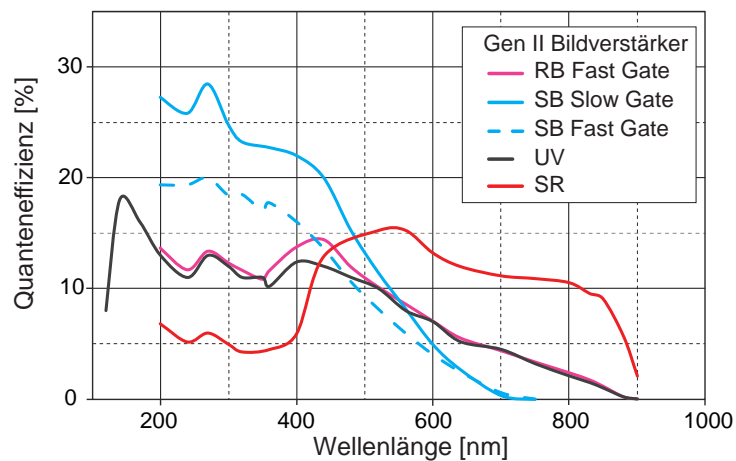


Abb. B.4.: Empfindlichkeit des Bildverstärkers GeII - RB Fast Gate; Quelle: Roper Scientific

Tab. B.1.: Zusammenstellung der technischen Ausstattung

Benennung	Hersteller	Beschreibung
Labortechnik		
Ar-Hg-Leuchte	GetSpec	fasergekoppelte Kalibrierleuchte
CCD-Kamera	AOS Imaging Sol.	MotionProX-3 und MotionY-4
Labornetzteile	Voltcraft	
Funktionsgenerator	Tektronix	AFG3000C-Serie
ICCD-Kamera	Roper Scientific	PI-MAX3, Sensor: 1024×1024 Pixel
Oszilloskop	Lecroy	Modell: Wavejet334
Oszilloskop	Agilent	Modell: DSO5034A
Spannungsverstärker	Femto	DLPVA-Serie, Bandbreite: 100 kHz
Spektrometer	Roper Scientific	Acton-750SP
PXI-Chassis	National Instr.	Messkarten: NIPXI-6280, NIPXI-4110
Vakuumpumpe	Leybold	Drehschieber-Vakuumpumpe
Laser und Lasermesstechnik		
Diodenlaser	Cavilux	Cavitar HF, $\lambda = 808 \text{ nm}$
Diodenlaser	Picotronic	Juagstelaser, $\lambda = 650 \text{ nm}$
cw-Laser	Rofin, Convergent	siehe Tabelle 3.2
Leistungsmessgerät	Optir	Pulsar und Laserstar
Leistungssensor	Optir	Thermischer Sensor: FL400A-BB
IR-Kamera	Spricon	Pyrocam III
Photodetektor	Thorlabs	Silizium-Detektor (DET10A)
Photodetektor	Vigo	(HgCdZn)Te-Detektor (PEM)
Pulsenergiesensor	Ophir	pyroelektrische Sensoren: PE50-BB
Software		
ANSYS CFX	Ansys Inc.	Finite Volumen Strömungslöser
BeamGage	Spiricon	Strahlanalyse
Mathematica V8	Wolfram Research	Math.-physikalische Analysesoftware
Octave V3		Skriptbasierte Datenanalyse
Origin V8	OriginLab	Messdatenanalyse und -darstellung
WinABCD V5.78	F.-Braun-Institut	Geometrische Strahlenoptik

C. Numerische Strömungssimulation

C.1. Stoff- und Transportgrößen für Argon

Spezifische Wärmekapazität

Tab. C.1.: Koeffizienten der Approximation der spezifischen Wärme c_p nach Gl.4.7 mit $A_{0...iii}(p) = A_a + A_b \cdot e^{(A_c \cdot p)}$ und $a = -2$

Koeffizient	A_a	A_b	A_c
A_0	525		
A_1	$7,36 \cdot 10^2$	$8,79 \cdot 10^2$	3,89
A_2	$5,13 \cdot 10^3$	$-1,93 \cdot 10^3$	$-8 \cdot 10^{-1}$
A_3	$4,74 \cdot 10^7$	$-2,13 \cdot 10^6$	$-9,74 \cdot 10^{-1}$
A_i	$1,03 \cdot 10^4$	$2,02 \cdot 10^3$	$3,49 \cdot 10^{-2}$
A_{ii}	$7,03 \cdot 10^3$	$-2,51 \cdot 10^3$	-1,32
A_{iii}	$2,79 \cdot 10^4$	$-6,08 \cdot 10^3$	$-8,67 \cdot 10^{-1}$

Viskosität und Wärmeleitfähigkeit

Tab. C.2.: Koeffizienten der Approximation der Viskosität η und der Wärmeleitfähigkeit κ nach den Gleichungen 4.7 mit $A_{0...iii}(p) = A_a - A_b \cdot A_c^{(p)}$ und $a = -0,5$; * - abweichend nach Formel Tab. C.1

Koeff.	η			κ		
	A_a	A_b	A_c	A_a	A_b	A_c
A_0	$3,05 \cdot 10^6$			$1,77 \cdot 10^{-2}$		
A_1	$3,44 \cdot 10^{-4}$	$6,81 \cdot 10^{-5}$	$3,45 \cdot 10^{-1}$	7,93	5,43	$6,16 \cdot 10^{-1}$
A_2	$5,69 \cdot 10^3$	$3,18 \cdot 10^3$	$4,24 \cdot 10^{-1}$	$3,74 \cdot 10^3$	$1,94 \cdot 10^3$	$2,67 \cdot 10^{-2}$
A_3	$1,27 \cdot 10^4$	$4,67 \cdot 10^3$	$2,63 \cdot 10^{-1}$	$1,65 \cdot 10^4$	$6,67 \cdot 10^3$	$2,37 \cdot 10^{-1}$
A_i	$1,64 \cdot 10^{-4}$	$1,37 \cdot 10^{-4}$	$6,08 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^1$	$1,02 \cdot 10^1$	$5,52 \cdot 10^{-1}$
A_{ii}	$5,1 \cdot 10^3$	$2,92 \cdot 10^3$	$3,06 \cdot 10^{-1}$	$3,58 \cdot 10^{3*}$	$8,45 \cdot 10^{2*}$	$-5,61 \cdot 10^{-1*}$
A_{iii}	$2,42 \cdot 10^4$	$7,83 \cdot 10^3$	$3,39 \cdot 10^{-1}$	$2,75 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^3$	$2,22 \cdot 10^{-1}$

Zustandssummen

Die Zustandssumme der Ionen wird im Temperaturbereich von 100 bis 25 kK durch die Approximation nach Gleichung C.1 beschrieben.

$$Z_i(T) = aT + b \quad \text{mit:} \quad \begin{vmatrix} a \\ b \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 3 \cdot 10^{-5} & 1/K \\ 5,15 & - \end{vmatrix} \quad (\text{C.1})$$

Die Zustandssumme der Atome wird im Temperaturbereich von 100 bis 25 kK und Druckbereich von 10 kPa bis 1 MPa durch die Approximation nach Gleichung C.2 beschrieben.

$$Z_a(p, T) = \left[a + b e^{\frac{T+c}{d}} \right] (f p^2 + g p + h)^{-1} \quad \text{mit:} \quad \begin{array}{l|l|l} a & 1 & - \\ b & 3,26 \cdot 10^{-5} & - \\ c & -924,53 & \text{K} \\ d & 2072,91 & \text{K} \\ f & -2,6 \cdot 10^{-12} & 1/\text{Pa}^2 \\ g & 3 \cdot 10^{-6} & 1/\text{Pa} \\ h & 0,16 & - \end{array} \quad (\text{C.2})$$

C.2. Aufbau des CFD-Modells

Der Aufbau und die Validierung des Simulationsmodells beruhen im Wesentlichen auf der akademischen Arbeit von F. Schmid [81, 131]. Diese Beschreibungen werden hier auszugsweise wiedergegeben, um das Berechnungsmodell sowie die Programmeinstellungen vollständig zu dokumentieren. Die Beschreibung folgt der verwendeten Software ANSYS Workbench (V13.5 und V14) mit dem Strömungslöser ANSYS CFX.

Design-Modeller

„Im Rahmen dieser Arbeit wird mit dem Modul Design Modeler ein vollständig dreidimensionales Modell des Rechengebietes (...) erstellt. Modelliert wird hierbei ein Teil der im Experiment vorhandenen Messstrecke sowie der Versuchskörper selbst.“ (S. 38) „Die Maße des Quaders (für das Rechengebiet des Fluids gemäß Abbildung C.1) betragen $30^* \times 48 \times 48 \text{ mm}^3$ ($L^* \times B \times H$).“ (S. 40) Die mit * gekennzeichneten Werte weichen von [81] ab. „Das globale Koordinatensystem wird so gewählt, dass die x -Richtung der Hauptströmung und die z -Richtung der Strahlausbreitung des als Gauß-Strahl modellierten Laserstrahls entspricht. Der Mittelpunkt der Strahltille bzw. das Quellzentrum Q liegt im Ursprung des Koordinatensystems. Die Symmetrieachse des rotationssymmetrischen Körpers liegt in der x -Achse (mit $y = z = 0 \text{ mm}$). Der Durchmesser der Halbkugel beträgt $2r = 6,5 \text{ mm}$ und die Gesamtlänge $l_K = 8,75 \text{ mm}^*$. Die Nase des Körpers bzw. dessen Staupunkt weist bei allen nachfolgenden Betrachtungen und Rechnungen einen Abstand von $l = 5 \cdot r = 16,25 \text{ mm}$ zum Quellzentrum auf.“ (S. 40f)

Meshing

„Generiert wird im vorliegenden Fall ein hybrides Gitter, d.h. es enthält sowohl strukturierte (Teilbereiche für die Körpergrenzschicht) (...) als auch unstrukturierte Teilbereiche (für die Diskretisierung des) übrigen Rechengebietes.,“ (S. 41)

Die Verfeinerung des Rechennetzes im Bereich des Energieeintrags ergibt sich aus der Re-

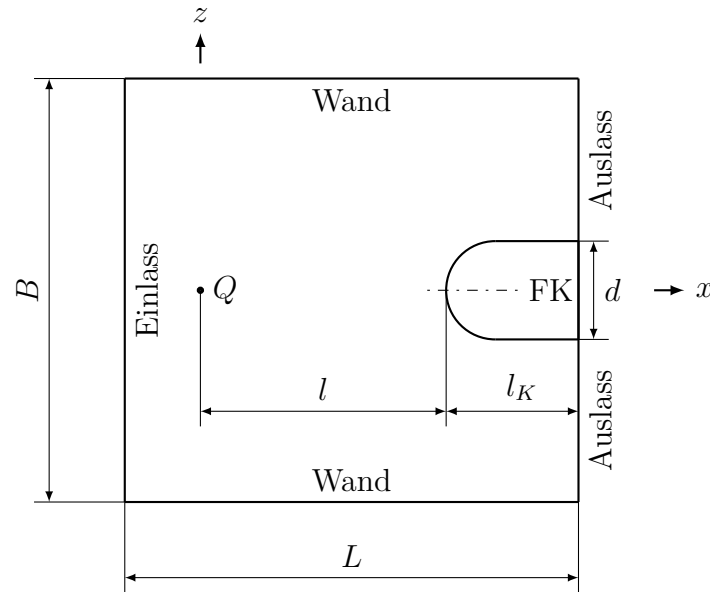


Abb. C.1.: Skizze des Rechengebietes mit Flugkörper (FK) als Schnitt in der x, z -Ebene, ohne Maßstab

chennetzunabhängigkeitsanalyse. Im Modell werden zur Verfeinerung sphärische Bereiche der Positionen $x; y; z$, des Durchmessers r_S sowie der Kantenlänge der Tetraeder l_T vorgegeben. Die Gitterauflösung im Bereich der Energiequelle ist der Tabelle C.3 sowie der Abbildung C.2 zu entnehmen. Die gelben Achsen der Abbildung C.2 kennzeichnen die Strahlachse ($x = y = 0 \text{ mm}$) sowie die Staustromlinie ($y = z = 0 \text{ mm}$). „Grob beträgt die Kantenlänge der Tetraeder im Quellbereich ca. $10 \mu\text{m}$, im Quellennachlauf (...) (bis zum) Flugkörper (...) von etwa $60 \mu\text{m}$. Insgesamt ergibt sich damit eine Knotenanzahl von ca. zwölf Millionen*.“ (S. 41)

„Die turbulente Grenzschichtdicke δ einer ebenen Platte ergibt sich nach Schlichting [63] zu

$$\delta = 0,37 \cdot d \cdot Re_d^{-0,2}, \quad (\text{mit } Re_d = 6,07 \cdot 10^5). \quad (...)$$

Die Abschätzung des Abstandes der ersten Schicht (h_1) des strukturierten Gitters zur Flugkörperoberfläche lässt sich unter der Voraussetzung, dass $y^+ \leq 1$ (der dimensionslose Wandabstand) ist, nach F. Mutschler (IAG, Universität Stuttgart) über

$$y_1 = 5,5 \cdot d \cdot Re^{-0,875} \approx 0,5 \mu\text{m} \text{ vornehmen.} \quad (\text{S.42f})$$

ANSYS CFX-Preprocessor

„In CFX-Pre wird das mittels des Moduls „Meshing“ generierte Rechennetz importiert und die benannten Flächen werden mit den jeweils gewünschten physikalischen Randbedingungen versehen. Des Weiteren werden die Fluideigenschaften sowie die Energiequelle definiert. Generell erfolgt die Wahl der Einstellungen bzw. Randbedingungen so, dass diese den im später durchgeführten Experiment bestmöglichst entsprechen. (Die Benutzereingaben werden im

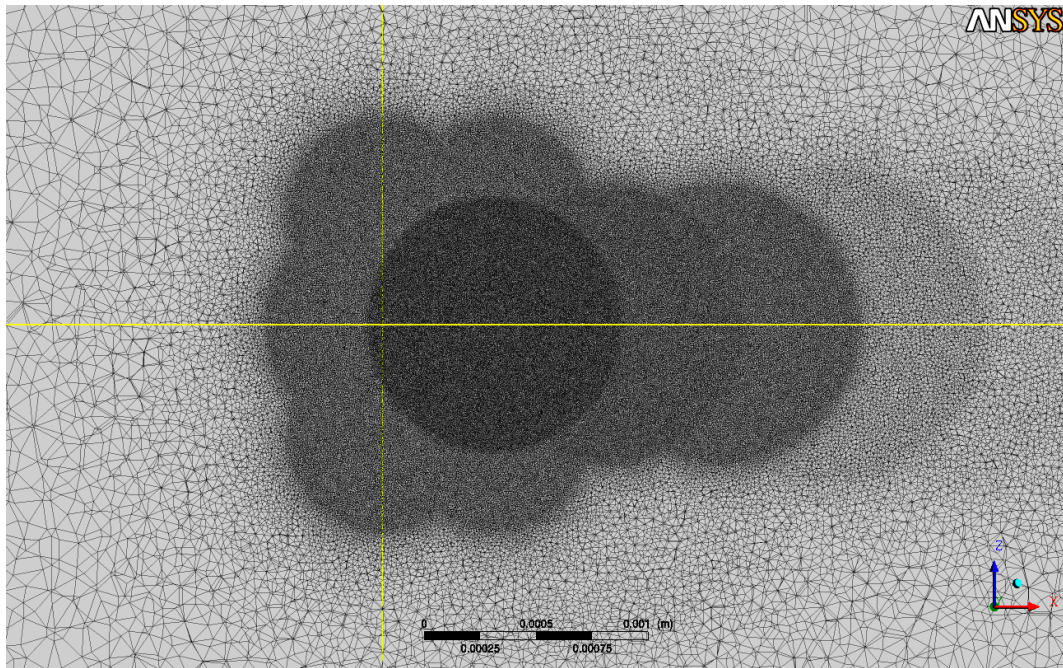


Abb. C.2.: Netzverfeinerung im Bereich der Energiequelle nach Tabelle C.3; Schnittdarstellung für $y = 0 \text{ mm}$

$x; y; z$ [mm]	l_T [μm]	r_S [mm]	$x; y; z$ [mm]	l_T [μm]	r_S [mm]
0; 0; 0	10	0,5	2,5; 0; 0	30	0,65
0,5; 0; 0	7	0,55	3; 0; 0	40	0,65
1; 0; 0	9	0,6	3,5; 0; 0	40	0,7
1,5; 0; 0	10	0,6	4; 0; 0	40	0,7
2; 0; 0	20	0,65	4,5; 0; 0	40	0,75

Tab. C.3.: Einstellungen für die Gitterauflösung mittels sphärischer Bereiche des Radius r_S und Gitternetzseitenlänge l_T nach [81]

Folgenden genannt.) Alle anderen Werte und Einstellungen bleiben unberührt, d.h. in ihrer jeweiligen Standardeinstellung bestehen.“ (S. 45ff) Die mit * gekennzeichneten Einstellung sind abweichend von [81] gewählt.

- Einlass: supersonic
 - relative static pressure: 0 Pa
 - normal speed*: 553 m/s bzw. 664 m/s
 - temperatur*: 200 K bzw. 165 K
 - turbulence: medium (intensity = 5 %)
- Auslass: supersonic
- Wand
 - mass and momentum: free slip wall
 - heat transfer: adiabatic
- Flugkörper
 - mass and momentum: no slip wall
 - wall roughness: smooth wall
 - Heat Transfer*: Total Temperature 288 K
- Energiequelle
 - subdomain: energy source (nach Gl. 4.11 mit der Leistung P_L , dem Strahltaillenradius w_0 und variablen oder konstanten Absorptionskoeffizienten μ_λ gemäß Gl. 4.12)
- Gaszustands- und Stofftransportgrößen
 - thermodynamic properties: molar mass (39,95 kg/kmol)
 - specific heat capacity*: nach Gleichung 4.7 und Tabelle C.1
 - transport properties*: dynamic viscosity and thermal conductivity (Gl. 4.7 und Tab. C.2)
 - reference pressure*: 90 kPa (für $M_\infty = 2,1$) bzw. 50 kPa (für $M_\infty = 2,7$)
 - transitional turbulence: Gamma-Theta-model

C.3. Simulationsergebnisse

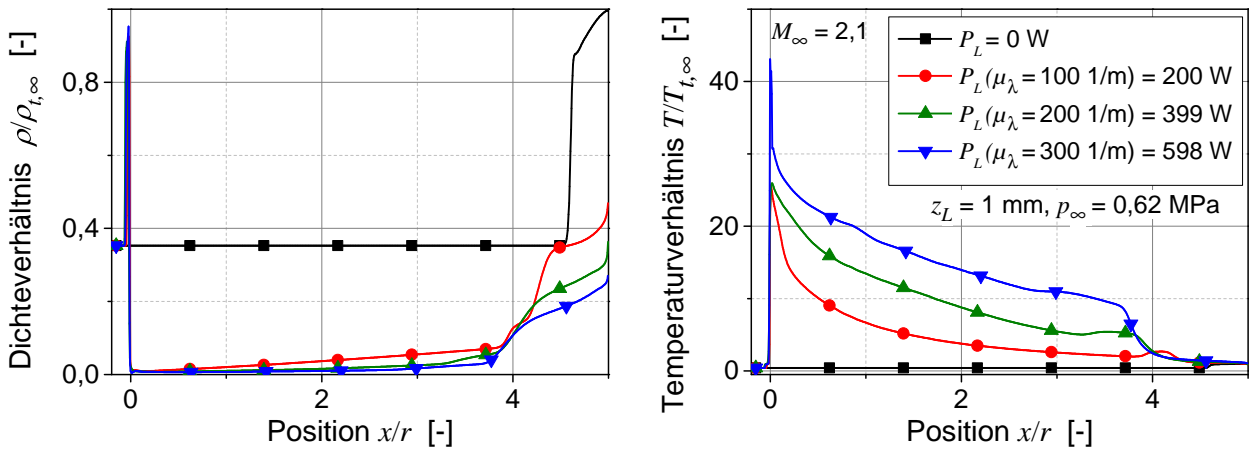


Abb. C.3.: Dichte (links) und Temperatur (rechts) entlang der Staustromlinie für konstante Absorptionskoeffizienten; Fokussdurchmesser: $w_0^*/2r = 5,5 \cdot 10^{-3}$; Gaszustandsgrößen: T_t - Totaltemperatur, T_t - Totaldruck und ρ_t - Dichte bei T_t und p_t

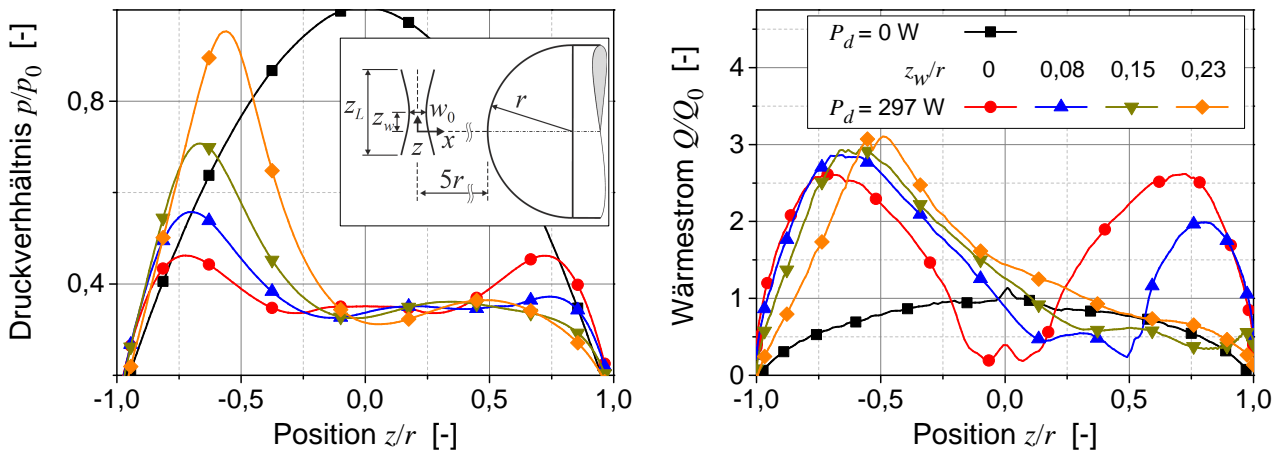


Abb. C.4.: Druckverteilung (links) und Wärmestromverteilung (rechts) für verschiedene Abstände z_w/r zwischen Taille der Energiequelle und der Staustromlinie der Halbkugel ($z/r = 0$); Parameter der Energiequelle: $P_d = 297$ W, $\mu_\lambda = \text{konst.} = 200$ 1/m und $z_L/r = 0,15$; Strömungsparameter: $M_\infty = 2,1$ und $p_{t,\infty} = 0,62$ MPa

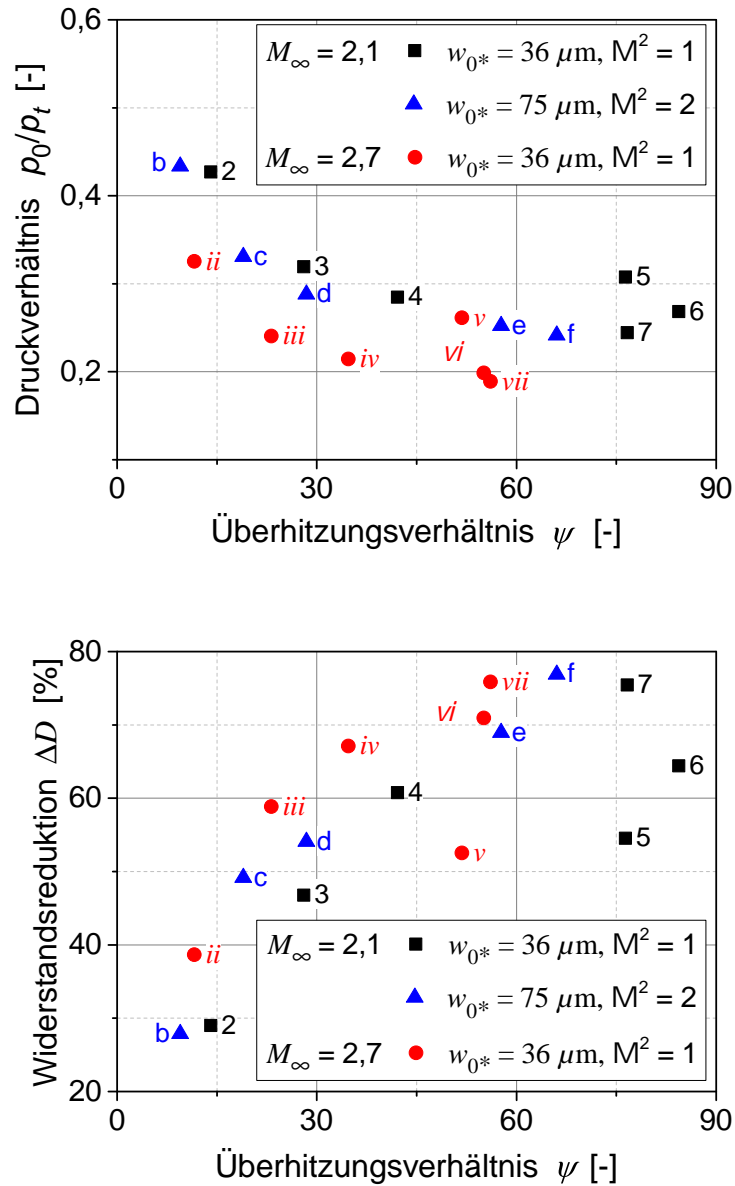


Abb. C.5.: Staudruckverhältnis (oben) und Widerstandsreduktion (unten) als Funktion des Überheizungsverhältnisses für zwei Fokusegeometrien sowie zwei Machzahlen; Leistungsvorgaben und Absorptionskoeffizienten gemäß Tabelle 6.1 in Kapitel 6.1.4

