

Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
Institut für Thermodynamik

Experimentelle und numerische Untersuchung von Gas-Freistrahlen

Dipl.-Ing. Josef Gerold

Vollständiger Abdruck der bei der
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

eingereichten Dissertation

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Christian Kähler
1. Berichterstatter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner
2. Berichterstatter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Andreas Dreizler

Diese Dissertation wurde am 11.02.2015 bei der Universität der Bundeswehr München, 85577 Neubiberg eingereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik am 25.02.2015 angenommen.

Tag der Prüfung: 13.07.2015

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermodynamik der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität der Bundeswehr München.

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. M. Pfitzner meinen besonderen Dank für die Förderung und Unterstützung bei meiner Arbeit aussprechen. Den wissenschaftlichen Freiraum und das Vertrauen, das er aufgebracht hatte, wusste ich stets zu schätzen.

Herrn Prof. Dr. A. Dreizler danke ich die Übernahme des Korreferats und Herrn Prof. Dr. habil. C. Kähler für seine Arbeit als Vorsitzender des Promotionsausschusses.

Allen Mitarbeitern und Kollegen des Instituts danke ich für die gute Zusammenarbeit. Meinen ehemaligen Bürokollegen Herrn Bernhard Kröss und Herrn Peter Schreivogel danke ich zusätzlich für die vielen wertvollen fachlichen Diskussionen zur Doktorarbeit.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei meiner Familie für den Rückhalt und die Unterstützung während meiner Promotionszeit. Meinem Vater danke ich zudem für die Durchsicht der Endform der Arbeit sowie für die Anregungen in deren Verlauf.

Eurasburg, im Juli 2013

Josef Gerold

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	iii
Abkürzungsverzeichnis	xiii
1 Einleitung und Problemstellung	1
2 Grundlagen	4
2.1 Gas-Freistrahlen	6
2.2 Stationäre turbulente Freistrahlen	9
2.3 Transiente Eindringtiefe von Gas-Freistrahlen	14
2.4 Konzentrationsfeld in Gas-Freistrahlen	19
2.4.1 Konzentrationsmessung in Freistrahlen	19
2.4.2 Modelle zur Beschreibung der Konzentrationsverteilung	22
3 Experimentelle Untersuchungen	27
3.1 Beschreibung der Versuchsanlage	27
3.1.1 Versuchsbedingungen	29
3.1.2 Versuchsbedingungen mit Kryo-Injektor	31
3.1.3 Messgenauigkeit	32
3.2 Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Technik	34
3.2.1 Optischer Aufbau	34
3.2.2 Turbulente Längenskalen im Freistrahle	37
3.2.3 Bildbearbeitung	39
3.3 Laserinduzierte Fluoreszenz	41
3.3.1 Mechanismus	41
3.3.2 Optischer Versuchsaufbau	46
3.3.3 Triggersystem	49
3.3.4 Einbringen des LIF-Tracers	50
3.3.5 LIF-Signalauswertung	52

3.4	Hochgeschwindigkeits-LIF	55
3.4.1	Wahl des Tracers	55
3.4.2	Optische Auflösung und Signalstärke	60
3.4.3	Optischer Prüfstand	62
4	Numerische Untersuchungen	68
4.1	Rechenetz und Randbedingungen	68
4.2	Modellierung der Turbulenz	71
5	Ergebnisse	74
5.1	Hochgeschwindigkeits-Schlierentechnik	74
5.1.1	Sensitivitätsanalyse zur Bestimmung der Strahleindringtiefe	74
5.1.2	Konfidenzintervall der ermittelten Eindringtiefen	75
5.1.3	Einfluss des Druckverhältnisses	78
5.1.4	Kryo-Injektion	81
5.1.5	Normierung	82
5.2	Ergebnisse Phasengekoppeltes-PLIF	92
5.3	Ergebnisse Hochgeschwindigkeits-PLIF	106
5.4	Ergebnisse Numerische Simulation	114
5.4.1	Vergleich mit P-PLIF-Messungen	114
5.4.2	Vergleich mit Schlierenmessungen	116
6	Zusammenfassung und Ausblick	121
A	Anhang	124
A.1	Numerik	124
	Literaturverzeichnis	127

Symbolverzeichnis

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
Lateinisch		
Δa	obere bzw. untere Grenze der Abweichung	–
a_u	unverdeckter Anteil des auf die Schlierenkante projizierten Lichts	m
A_Y	Konstante zur Beschreibung der radialen Ausbreitung des Massenbruchs	–
B	Betafunktion	–
b_P	Pixelanzahl in horizontaler Richtung	–
B_H	Pixel-Intensitätsmatrix des Hintergrundbildes	–
$B_{H,nor}$	normiertes Hintergrundbild	–
B_S	Freistrah-Rohbild	–
$B_{S,nor}$	normiertes Freistrah-Bild	–
ΔBS	Beleuchtungsstärken-Differenz	lux
BS_{HG}	Hintergrund-Beleuchtungsstärke	lux
c	Lichtgeschwindigkeit	m/s
C_D	Durchflusskoeffizient	–
C_f	Konstante	–
c_p	isobare spezifische Wärmekapazität	$J/(kgK)$
$c_{p,k}$	isobare spezifische Wärmekapazität der Spezies k	$J/(kgK)$
C_S	Sutherland-Konstante	K
C_t	Konstante	–
C_{e1}	erste Modellkonstante in der Dissipationsraten-Transportgleichung	–
C_{e2}	zweite Modellkonstante in der Dissipationsraten-Transportgleichung	–

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
C_μ	Modellkonstante zur Berechnung der dynamischen Wirbelviskosität	–
C_{SST1}	erste SST-Modellkonstante berechnet aus $k - \epsilon$ Modellkonstanten	–
C_{SST2}	zweite SST-Modellkonstante berechnet aus $k - \epsilon$ Modellkonstanten	–
D	Diffusionskonstante	m^2/s
d	Durchmesser am Düsenaustritt	m
D_A	Aperturdurchmesser	m
d_e	effektiver Durchmesser	m
$d_{e,p}$	charakteristisches Längenmaß der PMD-Methode	m
D_F	maximaler Durchmesser des Freistrahls	m
D_k	Diffusionskonstante der Spezies k	m^2/s
d_p	effektiver Durchmesser der Mach'schen Scheibe	m
ΔY_i	Massenbruch Intervallbreite für Intervall i	–
D_w	Durchmesser des Kopfwirbels	m
$E1$	von Sensor 1 detektierte normierte Pulsenergie	–
$\bar{E}1$	normierte zeitlich gemittelte Pulsenergie von Sensor 1	–
$E2$	von Sensor 2 detektierte normierte Pulsenergie	–
$\bar{E}2$	normierte zeitlich gemittelte Pulsenergie von Sensor 2	–
$E_{P,HG,i}$	Pulsenergie, Hintergrundbild, Aufnahme i	–
E_P	Pulsenergie, LIF-Bild-Aufnahme	–
$E_{P,LS,i}$	Pulsenergie, Lichtschnittbild, Aufnahme i	–
$\bar{E}_{P,S}$	mittlere Pulsenergie aus den Aufnahmen für den stationären Freistrah	–
E_T	kinematische thermische Energie	m^3K/s
f	Brennweite	m
f_2	Brennweite des nach der Mischkammer angebrachten sphärischen Spiegels	m
$f_{k,i}$	Volumenkraft der Spezies k in Richtung i	N/m^3
F_L	Laserenergie-Fluenz	J/m^2

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
f_M	Funktion zur Berechnung einer Variablen, die von gemessenen Parametern abhängt	–
F_Y	Kurtosis des Massenbruchs	–
Fr	Froude-Zahl	–
$f_{\#}$	Blendenzahl	–
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
h	Plancksches Wirkungsquantum	Js
h_P	Pixelanzahl in vertikaler Richtung	–
I_H	mittlere Intensität des Hintergrundbildes	–
I_{LS}	mittlerer Intensitätswert des korrigierten Lichtschnittbilds	–
I_S	Signalintensitätsverhältnis bezogen auf Fluorketon	–
I_{WF}	mittlerer Intensitätswert des korrigierten Weißfeldbildes	–
$j_{k,i}$	Diffusionsstromdichte	$mol/(m^2s)$
k	turbulente kinetische Energie	m^2/s^2
$K_{1/2,u}$	Ausbreitungsrate von $r_{1/2,u}$	–
$K_{1/2,Y}$	Ausbreitungsrate von $r_{1/2,Y}$	–
$K_{A,1}$	erster stoffspezifischer Parameter der Antoine-Gleichung	–
$K_{A,2}$	zweiter stoffspezifischer Parameter der Antoine-Gleichung	K
$K_{A,3}$	dritter stoffspezifischer Parameter der Antoine-Gleichung	K
$K_{B,A}$	Tracer-Bewertungsparameter für Aceton	–
$K_{B,D}$	Tracer-Bewertungsparameter für Diacetyl	–
$K_{B,F}$	Tracer-Bewertungsparameter für Fluorketon	–
$K_{B,i}$	Bewertungsparameter für den Stoff i	–
K_e	Einsaugkonstante	–
k_M	Erweiterungsfaktor	–
Ka	kinematischer Impuls	m^4/s^2
$K_{a,u}$	Konstante zur Beschreibung des axialen Geschwindigkeitsverlaufs	–

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
$K_{a,Y}$	Konstante zur Beschreibung des axialen Massenbruchverlaufs	–
k_B	Boltzmann-Konstante	J/K
k_G	Gladstone-Dale-Konstante	–
l	Düsenlänge	m
l_K	Kolmogorov-Längenskala	m
l_T	Taylor-Längenskala	m
Le	Lewis-Zahl	–
m	Abbildungsmaßstab	–
\dot{M}_d	Impulsfluss am Düsenaustritt	kgm/s^2
\dot{m}_d	Massenstrom am Düsenaustritt	kg/s
M_s	Impuls des stationären Freistrahلبereichs	kgm/s
M_w	Impuls des Freistrahл-Kopfwirbels	kgm/s
Ma	Mach-Zahl	–
Ma_2	Mach-Zahl stromabwärts der Mach'schen Scheibe	–
Ma_1	Mach-Zahl stromaufwärts der Mach'schen Scheibe	–
\dot{m}	Massenstrom	kg/s
M^2	Parameter zur Charakterisierung der Laserdivergenz	–
N	Anzahl Messungen	–
N_s	Anzahl der beteiligten Spezies	–
n	Brechungsindex	–
N_A	Anzahl der Unsicherheitswerte vom Typ A	–
N_B	Anzahl der Unsicherheitswerte vom Typ B	–
n_i	absolute Häufigkeit der Messwerte im Intervall i	–
N_V	Anzahl der gemessenen Variablen in einer bestimmten Gleichung	–
n_T	Tracer-Teilchenanzahldichte	$1/m^3$
P	Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion	–
p	Druck	N/m^2
p_D	Sättigungsdampfdruck	bar
p_e	Druck vor Injektor-Einlass	N/m^2
p_∞	Umgebungsdruck bzw. Druck in der Mischkammer	N/m^2
$P_{k,i}$	stückweise konstante Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion im Intervall i	–

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
P_k	Quellterm	$kg/(ms^3)$
Pr	Prandtl-Zahl	—
Pr_t	turbulente Prandtl-Zahl	—
q_t	turbulente Wärmestromdichte	$J/(m^2s)$
r	Ortskoordinate radial zur Freistrahlachse	m
$r_{1/2,u}$	Halbwertsradius der Geschwindigkeit u	m
$r_{1/2,X}$	Halbwertsradius des Molenbruchs X	m
$r_{1/2,Y}$	Halbwertsradius des Massenbruchs Y	m
R_d	spezifische Gaskonstante am Düsenaustritt	$J/(kgK)$
R_∞	spezifische Gaskonstante des Umgebungsfluids	$J/(kgK)$
Re	Reynolds-Zahl	—
r_T	radialer Abstand zum maximalen Temperaturgradienten	m
S	Schlierensensitivität	—
\bar{S}_{DS}	mittleres Dunkelstrombild	—
$\bar{S}_{HG,e}$	mittleres pulsenergiekorrigiertes Hintergrundbild	—
$S_{HG,r,i}$	Hintergrundrohbild der Aufnahme i	—
S_{LIF}	LIF Signalintensität	—
S_{LIF}	korrigiertes LIF-Bild	—
$S_{LIF,D}$	Diacetyl-LIF-Signalintensität	—
$\bar{S}_{LIF,d}$	normierter korrigierter mittlerer Intensitätswert am Düsenaustritt	—
$S_{LIF,F}$	Fluorketon-LIF-Signalintensität	—
$\bar{S}_{LIF,h}$	normierter korrigierter mittlerer Intensitätswert im Hintergrundbereich	—
$S_{LIF,r}$	LIF-Rohbild	—
$\bar{S}_{LS,e}$	mittleres pulsenergiekorrigiertes Lichtschnittbild	—
$\bar{S}_{LS,k}$	korrigiertes mittleres Lichtschnittbild	—
\bar{S}_{LS}	normiertes korrigiertes mittleres Lichtschnittbild	—
$S_{LS,r,i}$	Lichtschnitt-Rohbild der Aufnahme i	—
s_M	Standardabweichung des Messwerts	—
S_p	Gesamt-Spin	—
$\bar{S}_{WF,n}$	normiertes korrigiertes Weißfeld-Bild	—
$\bar{S}_{WF,k}$	mittleres dunkelstromkorrigiertes Weißfeld-Bild	—

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
$\bar{S}_{WF,r}$	mittleres Weißfeld-Rohbild	—
S_Y	Schiefe des Massenbruchs	—
S_z	elektronischer Singulett-Zustand	—
$S_{z,0}$	elektronischer Grundzustand	—
$S_{z,1}$	erster angeregter Singulett-Zustand	—
$S_{z,2}$	zweiter angeregter Singulett-Zustand	—
Sc	Schmidt-Zahl	—
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
T_0	Referenztemperatur	K
T_b	Temperatur im Blasenreaktor	K
T_e	Temperatur vor Injektor-Einlass	K
T_∞	Umgebungstemperatur	K
t_p	charakteristisches Zeitmaß der PMD-Methode	s
t_S	Student-t-Verteilungsfaktor	—
\tilde{t}	dimensionsloser Zeitmaßstab	—
T_z	elektronischer Triplett-Zustand	—
$T_{z,1}$	erster angeregter Triplett-Zustand	—
\bar{T}	zeitlicher Temperatur-Mittelwert	K
T_d	Temperatur am Düsenaustritt	K
Δt_{ES}	Verzögerungszeit für Energiesensor	s
Δt_{ICCD}	Verzögerungszeit für die ICCD-Kamera	s
$\Delta t_{Injektion}$	Verzögerungszeit bis zum Einspritzzeitpunkt	s
Δt_L	Verzögerungszeit bis der Laserpuls von der Photodiode registriert wird	s
Δt_{Puls}	Verzögerungszeit bis zum nächsten Laserpuls	s
Δt_Q	Verzögerungszeit für Laser-Q-Switch	s
\tilde{t}_p	Zeit normiert nach der Methode von Petersen	—
t_Γ	Integrationsvariable der Gammafunktion	—
x_Γ	Variable der Gammafunktion	—
$\tilde{Z}_{t,p}$	Eindringtiefe normiert nach der Methode von Petersen	—
T'	Temperatur-Schwankungswert	K
$\Delta t_{Trigger}$	Verzögerungszeit bis zum Pulsgenerator-Signal	s

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
u	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung	m/s
u_A	Unsicherheitswert für Abweichungen vom Typ A	–
u_a	Strömungsgeschwindigkeit auf der Freistrahllachse	m/s
u_B	Unsicherheitswert für Abweichungen vom Typ B	–
u_d	Geschwindigkeit am Düsenaustritt	m/s
u_i	Strömungsgeschwindigkeit in Richtung i (i=1,2,3)	m/s
\tilde{u}_i	massegewichtete zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit in Richtung i (i=1,2,3)	m/s
u_j	Strömungsgeschwindigkeit in Richtung j (j=1,2,3)	m/s
u_l	Strömungsgeschwindigkeit in Richtung l (l=1,2,3)	m/s
u_M	Unsicherheitswert der Messung	–
u_n	Strömungsgeschwindigkeit senkrecht zur Wand	m/s
u_p	Geschwindigkeit stromabwärts des geraden Verdichtungsstoßes	m/s
$u_{w,m}$	mittlere Geschwindigkeit des Kopfwirbels	m/s
\bar{u}	zeitlicher Mittelwert der Geschwindigkeit u	m/s
u'	Schwankungswert des Mittelwertes der Geschwindigkeit u	m/s
v	Geschwindigkeitskomponente radial zur x-Richtung	m/s
\dot{V}_F	Freistrah-Volumenstrom	m^3/s
\bar{v}	zeitlicher Mittelwert der Geschwindigkeit v	m/s
V_m	Messvolumen	m^3
v'	Schwankungswert des Mittelwertes der Geschwindigkeit v	m/s
\bar{w}_M	Mittelwert einer Messgröße	–
w_{Me}	Messergebnis einer Größe	–
w_{Mi}	Messwert i	–
x	Ortskoordinate entlang der Freistrahllachse	m
x_0	virtueller Freistrah-Ursprung	m
$x_{0,1}$	virtueller Ursprung aus axialem Massenbruchverlauf	m
$x_{0,2}$	virtueller Ursprung aus Massenbruch Halbwertsradius	m
x_F	Kennwert zur Unterscheidung von Frei- und Auftriebsstrahlen	–

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
x_B	Pixelposition in horizontaler Richtung	—
x_i	Raumkoordinate in Richtung i (i=1,2,3)	m
x_j	Raumkoordinate in Richtung j (j=1,2,3)	m
x_l	Raumkoordinate in Richtung l (l=1,2,3)	m
x_M	Breite des Messvolumens	m
x_p	Pixelbreite	m
\bar{X}	mittlerer Molenbruch des eingeblasenen Fluids	—
X'	instationäre Molenbruch-Fluktuation	—
X	Molenbruch des eingeblasenen Fluids	—
X_e	Tracer-Molanteil am Injektor-Einlass	—
X_T	Tracer-Molanteil	—
Y	Massenbruch des eingeblasenen Gases	—
y	y-Koordinate	m
$\overline{Y^2}$	Varianz des Massenbruchs	—
y_B	Pixelposition in vertikaler Richtung	—
\bar{Y}	über alle Messwerte gemittelter Massenbruch	—
Y_i	Massenbruch bei Messung i	—
Y_k	Massenbruch der Spezies k	—
y_L	Höhe des Lichtschnitts	m
y_M	Höhe des Messvolumens	m
y_p	Pixelhöhe	m
\bar{Y}_a	gemittelter Massenbruch auf der Strahlachse	—
$\overline{Y_a^2}^{\frac{1}{2}}$	Standardabweichung des Massenbruchs auf der Strahlachse	—
\bar{Y}_d	gemittelter Massenbruch am Düsenaustritt	—
Y'	instationäre Massenbruch-Fluktuation	—
$\overline{Y'^2}^{\frac{1}{2}}$	Standardabweichung des Massenbruchs	—
z	z-Koordinate	m
z_D	Abstand der Lichtquelle zum Aperturdurchmesser	m
z_M	Tiefe des Messvolumens	m
Z_t	Freistrah-Eindringtiefe	m
$\tilde{Z}_{t,l}$	normierte Eindringtiefe	—
\tilde{Z}_t	dimensionslose Eindringtiefe	—

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
$\tilde{Z}_{t,H}$	Eindringtiefe normiert nach der Methode von Hill	$1/s^2$
Griechisch		
α	Schlankheitsparameter	—
α_B	Variable der Betafunktion	—
β_B	Variable der Betafunktion	—
δ_{ij}	Kronecker Delta	—
ϵ	Dissipationsrate	m^2/s^3
$\hat{\epsilon}$	Dissipationsratenkonstante	—
ϵ_y	Lichtstrahlablenkwinkel in y-Richtung	rad
η	Substitutionsparameter	—
η_{opt}	Effizienz der Sammeloptik	—
Γ	Freistrahl-Eindringtiefe-Skalierungskonstante	—
Γ_B	Gammafunktion	—
$\tilde{\Gamma}$	normierte Freistrahl-Eindringtiefe-Skalierungskonstante	—
κ	Isentropenexponent	—
κ_d	Isentropenexponent am Düsenaustritt	—
λ	Wellenlänge	m
λ_w	Wärmeleitfähigkeit	$kgm/(s^3K)$
$\lambda_{w,t}$	turbulente Wärmeleitfähigkeit	$kgm/(s^3K)$
μ	dynamische Viskosität	$kg/(ms)$
μ_0	dynamische Referenzviskosität	$kg/(ms)$
μ_d	dynamische Viskosität am Düsenaustritt	$kg/(ms)$
μ_t	dynamische Wirbelviskosität	$kg/(ms)$
ν	kinematische Viskosität	m^2/s
ν_t	kinematische Wirbelviskosität	m^2/s
Ω	Raumwinkel	sr
p_d	Druck am Düsenaustritt	N/m^2
π_e	Druckverhältnis	—
ψ_f	Fluoreszenz Quanteneffizienz	—
Re_F	charakteristische Reynolds-Zahl des Freistrahls	—
Re_T	Taylor-Reynolds-Zahl	—
ρ	Dichte	kg/m^3

Bezeichnung	Beschreibung	Einheit
$\bar{\rho}$	zeitlicher Mittelwert der Dichte	kg/m^3
ρ_d	Dichte am Düsenaustritt	kg/m^3
ρ_e	Dichte am Injektor-Einlass	kg/m^3
$\overline{\rho_i u_i}$	zeitlicher Mittelwert aus dem Produkt von Dichte und Geschwindigkeit	$kg/(m^2s)$
ρ_∞	Dichte des Umgebungsfluids bzw. Kammergases	kg/m^3
ρ_p	Dichte stromabwärts der Mach'schen Scheibe	kg/m^3
σ_a	Absorbtionsquerschnitt	m^2
$\sigma_{a,355}$	Absorbtionsquerschnitt bei 355 nm Anregungswellenlänge	m^2
σ_ϵ	erste Modellkonstante in der Transportgleichung für die Dissipationsrate	—
σ_k	Modellkonstante in der Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie	—
τ_{ij}	Spannungstensor	$kg/(ms^2)$
τ_t	turbulente viskose Spannung	$kg/(ms^2)$

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Beschreibung
CFD	Computational Fluid Dynamics
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor
DG	Delay-Generator
GaAsP	Galliumarsenidphosphid
H-PLIF	Hochgeschwindigkeits-PLIF
ICCD	intensified charge-coupled device
LED	Licht-emittierende Diode
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LIFA	Laser induced fluorescence of ambient gas
LNG	Liquefied Natural Gas
LPG	Liquefied Petroleum Gas
LS	Lichtschnitt
Nd:YAG	Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat
PC	Personal Computer
PDF	Probability Density Function
PG	Puls-Generator
PKW	Personenkraftwagen
PLIF	Planare Laserinduzierte Fluoreszenz
PLMS	Planar Laser Sheet Mie Scattering

Abkürzung	Beschreibung
PMD	Pseudo-Mach Disc
P-PLIF	Phasengekoppelte-PLIF
Pt	Platin
PTFE	Polytetrafluorethylen
Q-Switch	Güteschalter eines Pulslasers
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
RMS	Root mean square
SST	Shear Stress Transport
TTL	Transistor Transistor Logik
TTW	Tank to Wheels
UV	Ultraviolett
WTT	Well to Tank
WTW	Well to Wheels

1 Einleitung und Problemstellung

Kompressible Freistrahlen treten in vielen technischen Anwendungen auf. Hierzu zählen Verbrennungsmotoren, Strömungsmaschinen und Mischungsprozesse in der chemischen Industrie. Besonders bei Gasmotoren stellen die Ausbreitungs- und Gemischbildungsvorgänge von Freistrahlen, während der Kraftstoffeinblasung, entscheidende Parameter zur Optimierung der Leistung, des Kraftstoffverbrauchs und der Reduktion von Schadstoffen dar. Gasmotoren werden als Antrieb für Kraftfahrzeuge und Schiffe verwendet, aber auch in Blockheizkraftwerken werden Gasmotoren zur Produktion von Strom und Wärme eingesetzt.

Ein wichtiger Vorteil von Gasmotoren stellt die Möglichkeit dar, schadstoffarme Kraftstoffe zu verwenden. Hierzu zählt Erdgas. Hauptbestandteil von Erdgas ist Methan, der kohlenstoffärmste Kohlenwasserstoff. Dies ermöglicht eine Verbrennung im Motor, bei der weniger CO_2 frei wird als bei Benzin oder Dieselkraftstoff, bei vergleichbarer Motorleistung. Dieser Vorteil zeigt sich auch in der „Well to Wheels“-Analyse (WTW), bei der die Produktion von Treibhausgasen beginnend von der Förderquelle über die Transportwege bis zum Endverbraucher berücksichtigt wird (Abbildung 1.1).

Weitere Vorteile von Erdgas sind die großen weltweiten Reserven, sowie die gute Verfügbarkeit auf Grund der weit ausgebauten Erdgas-Infrastruktur. Zudem kann Methan auch aus bestimmten Abfällen produziert werden.

Wasserstoff stellt einen weiteren Kraftstoff dar, der für den Betrieb von Gasmotoren verwendet werden kann. Dieser Kraftstoff enthält keinen Kohlenstoff. Bei seiner Verbrennung wird daher auch kein CO_2 freigesetzt. Jedoch wird Wasserstoff derzeit hauptsächlich aus Methan gewonnen, wodurch die Treibhausgasproduktion erhöht wird.

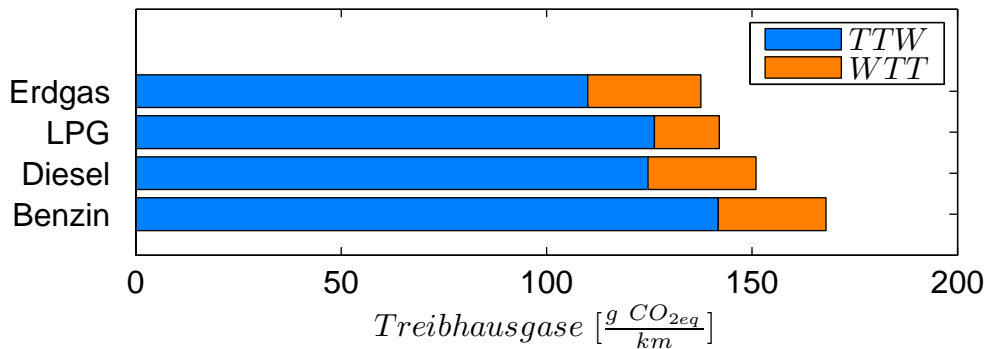


Abbildung 1.1: Well to Wheels (WTW) Treibhausgasproduktion für Benzin, Diesel, LPG (Liquefied Petroleum Gas) und Erdgas, zusammengesetzt aus Tank to Wheels (TTW) Produktion und Well to Tank (WTT) Produktion (Edwards u. a. (2011))

Im Hinblick auf die Gemischbildung bei Gasmotoren wird am häufigsten die Saugrohrreinblasung verwendet. Der Vorteil dabei ist, dass nur geringe absolute Einblasdrücke benötigt werden und die Injektoren keine erhöhten Anforderungen an Temperatur und Druckbeständigkeit liefern müssen. Nachteilig bei diesem Verfahren ist, dass Frühzündungen auftreten können oder Rückzündungen in den Ansaugtrakt entstehen können. Wird der Kraftstoff bei tiefen Temperaturen gespeichert, wie auf LNG-Transportschiffen oder in Wasserstoff-Fahrzeugen, kann eine kryogene Gas-Einblasung im Saugrohr erfolgen. Dadurch kann die Gemischladung gekühlt werden und somit eine höhere spezifische Leistung erreicht werden (Heller u. Ellgas (2006)).

Technisch aufwendiger, aber im Hinblick auf eine höhere spezifische Leistung interessant (Grabner u. a. (2006)), ist die Direkteinblasung des Kraftstoffs in den Brennraum. Hierzu ist es nötig höhere Einblasdrücke bereitzustellen, um dem Zylinderdruck während der Verdichtungsphase bzw. Verbrennung entgegen zu wirken. Für die notwendige Verdichtung des Kraftstoffes wird zusätzliche Energie benötigt. Diese Einblasmethode ist am effektivsten, wenn entweder bereits hohe Gasdrücke zur Verfügung stehen, wie beispielsweise bei Ölplattformen oder der Kraftstoff im flüssigen Zustand oder unter hohem Druck gespeichert ist. Denn dann ist jeweils nur noch geringe Verdichtungsarbeit notwendig. Zusätzlich müssen die Injektoren so ausgelegt werden, dass sie den hohen Zylinder- und Einblasdrücken und den Temperaturen, die während der Verbrennung im Zylinder auftreten, standhalten können.

Dafür können Verbrennungsanomalien wie Rückfeuer vermieden werden. Denn die Kraftstoffeinblasung beginnt erst, wenn die Einlassventile geschlossen sind. In Abbildung 1.2 sind schematisch die Saugrohr- und die Direkteinblasung dargestellt.

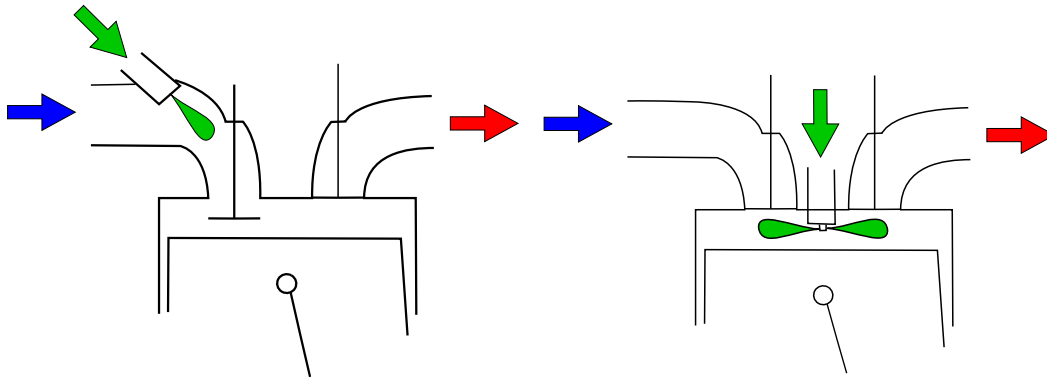


Abbildung 1.2: Saugrohreinsaugung (links) und Direkteinblasung (rechts)

Interessante Parameter im Hinblick auf den transienten Gemischbildungsprozess sind die Strahlkontur, die Strahleindringtiefe, aber auch die Luft-Einsaugrate und die Kraftstoffkonzentration im Freistrah. Besonders die transiente Strahl-Eindringtiefe ist wie von Heywood (1988) beschrieben von großer Bedeutung. Hierbei kann ein Auftreffen des Strahls auf den Kolben oder die Brennraumwände gewollt sein, um in Motoren mit starker Verwirbelung im Brennraum heiße Oberflächen zu kühlen. Falls die Wandoberflächen relativ kalt sind und die Verwirbelung im Brennraum gering ist, muss ein Auftreffen des Strahls vermieden werden, weil dies zu einer unvollständigen Verbrennung und zu mehr Emissionen führen würde.

Um die Gemischbildung genau untersuchen zu können, ist es notwendig den Einblasvorgang zu erfassen. Hierbei besteht die Schwierigkeit, dass Gase meist durchsichtig sind und deshalb optische Methoden verwendet werden müssen, um diese sichtbar zu machen. Ein weiteres Problem besteht darin, dass die Gemischbildung in Motoren in wenigen Millisekunden stattfindet. Deshalb müssen entweder Hochgeschwindigkeitsaufnahmen durchgeführt werden oder es muss mit Hilfe exakter Trigger-Systeme der Einblasvorgang zu bestimmten Zeitpunkten phasengemittelt aufgezeichnet werden.

2 Grundlagen

Als Grundlage zur Beschreibung von Freistrahlen dienen die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls, Energie und Spezies. Sie dienen zur Ableitung der Lösungsverfahren für die numerische Berechnung, stellen aber auch die Grundlage für die Grenzschichtgleichungen dar, mit denen Verteilungsfunktionen für Geschwindigkeiten und Temperaturen im stationären Freistrahle entwickelt wurden. Zudem sind sie die Basis, um Korrelationen aus experimentellen Daten zu gewinnen, die das transiente Freistrahilverhalten beschreiben.

Zur Veranschaulichung wird, wie in Schlichting u. a. (2006) beschrieben, die Kontinuitätsgleichung 2.1 in kartesischen Koordinaten und in Index-Schreibweise dargestellt. Hierbei gilt die Summenkonvention nach Einstein, dass über gleiche Indizes von eins bis drei zu summieren ist.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (2.1)$$

In Gleichung 2.2 ist die Impulsgleichung dargestellt. Darin ist der Stoff-Index k enthalten. Für diesen gilt die Summenkonvention nicht. Auf der linken Seite befindet sich der zeitabhängige Anteil sowie der Anteil zur Beschreibung des konvektiven Transports. Auf der rechten Seite befinden sich die Anteile die den Einfluss des Druckgradienten, des diffusiven Transports und der Volumenkräfte berücksichtigen. Der diffusive Transport wird mit Hilfe des viskosen Spannungstensors beschrieben. Die Volumenkräfte $f_{k,i}$ berücksichtigen die Schwerkraft, die auf die einzelnen Spezieskomponenten Y_k wirkt.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho \sum_{k=1}^{N_s} Y_k f_{k,i} \quad (2.2)$$

Gleichung 2.3 zeigt den viskosen Spannungstensor τ_{ij} . Darin enthalten ist das Kronecker-Symbol δ_{ij} . Auch hier muss die Summenkonvention beachtet werden.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \quad (2.3)$$

Gleichung 2.4 zeigt die Energiegleichung, wie von Poinot (2001) oder Peters (2000) beschrieben. Bei der Untersuchung von nichtreagierenden Freistrahlen kann der Quellterm aus Strahlung und chemischen Reaktionen vernachlässigt werden.

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \frac{Dp}{Dt} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_w \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - \left(\sum_{k=1}^{N_s} c_{p,k} j_{k,i} \right) \frac{\partial T}{\partial x_i} + \sum_{k=1}^{N_s} f_{k,i} j_{k,i} \quad (2.4)$$

Der letzte Term auf der rechten Seite der Energiegleichung 2.4 beschreibt die verrichtete Leistung auf Grund von Massenkräften an den unterschiedlichen Stoffen (Baehr und Stephan (2010)).

Zur Berechnung der Diffusionsstromdichte $j_{k,i}$ kann das Fick'sche Gesetz verwendet werden:

$$j_{k,i} = -\rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \quad (2.5)$$

Um die Vermischungsvorgänge bei Freistrahlen mit unterschiedlichen Medien darstellen zu können, wird eine Transportgleichung für den Transport des Spezies-Massenbruchs benötigt. Diese ist in Gleichung 2.6 dargestellt.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i Y_k) = \frac{\partial j_{k,i}}{\partial x_i} \quad (2.6)$$

Bei langsamen Strömungen kann der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung 2.4, zur Beschreibung der Erwärmung durch Reibung vernachlässigt werden. Bei impulsdominierenden Freistrahlen können auch die Volumenkräfte auf die unterschiedlichen Gemischkomponenten vernachlässigt werden. Nimmt man zusätzlich konstante Drücke $p=\text{konst}$, konstante Wärmekapazitäten $c_{p,k}=c_p=\text{konst}$ und eine konstante Diffusionskonstante $D_k=D=\text{konst}$ an, wie dies bei langsamen Luft-Luft-Freistrahlen der Fall ist, so unterscheiden sich die Transportgleichungen für die Energie und die Spezies nur durch ihre jeweiligen Diffusionsterme.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right), \quad \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu}{Sc} \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) \quad (2.7)$$

Hierbei entspricht Pr der Prandtl-Zahl und Sc der Schmidt-Zahl.

$$Pr = \frac{\nu \rho c_p}{\lambda_w}, \quad Sc = \frac{\nu}{D} \quad (2.8)$$

Der Energietransport im Freistrahler verhält sich demnach wie der Speziestransport wenn eine Lewis-Zahl von 1 vorliegt.

$$Le = \frac{Sc}{Pr} = 1 \quad (2.9)$$

Dieser Zusammenhang wurde zu Beginn der Untersuchungen zum Ausbreitungsverhalten von skalaren Konzentrationsfeldern in Freistrahler genutzt (Ruden (1933)). Der Vorteil dabei ist, dass statt Absaugröhrchen und einer aufwendigen Auswertung am Gaschromatographen Thermolemente zur Messwertaufnahme verwendet werden können.

2.1 Gas-Freistrahler

Gas-Freistrahler können unter verschiedenen Randbedingungen untersucht werden. Eine Randbedingung stellt dabei der strömungsmechanische Zustand des Mediums dar, in das die Freistrahler eingeblasen werden. Besonders erwähnenswert sind hierbei Freistrahler, die parallel zu einer Hauptströmung eingeblasen werden, wie dies bei Injektoren in Gasturbinen der Fall ist. Aber auch quer zu einer Hauptströmung eingeblasene Freistrahler, wie sie bei Kühlvorgängen in Triebwerksbrennkammern auftreten, sind von hoher technischer Bedeutung. Die hier untersuchten Freistrahler werden in ein ruhendes gasförmiges Medium in einer Mischkammer eingeblasen, wobei die begrenzenden Kammerwände weit genug entfernt sind, um Wandeffekte ausschließen zu können. Damit können Phänomene, wie sie bei der Gas-Injektion in Motor-Brennräumen auftreten, unter Vernachlässigung von Swirl- und Tumble-Bewegungen untersucht werden.

Die hier untersuchten Freistrahlen sollen in einem Bereich betrachtet werden, in dem die Erdanziehungskraft vernachlässigt werden kann. Da alle Freistrahlen mit unterschiedlicher Dichte von Injektions- und Umgebungsgas ab einem bestimmten Düsenabstand zu Auftriebsstrahlen werden können, haben Chen und Rodi (1980) folgende Gleichung zur Bestimmung der Auftriebskenngröße x_F entwickelt:

$$x_F = Fr^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_d}{\rho_\infty} \right)^{-\frac{1}{4}} \frac{x}{d} \quad (2.10)$$

Für Werte von $x_F < 0,5$ ist der Freistrahel impulsdominiert und befindet sich noch nicht im Übergang zu einem Auftriebsstrahl. Dabei stellt Fr die Froude-Zahl dar, die mit Gleichung 2.11 bestimmt werden kann.

$$Fr = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Auftriebskraft}} = \frac{\rho_d u_d^2}{gd |\rho_\infty - \rho_d|} \quad (2.11)$$

Gas-Freistrahlen können über die Reynolds-Zahl weiter charakterisiert werden.

$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{u_d \rho_d d}{\mu_d} \quad (2.12)$$

Dabei stellt μ_d die dynamische Viskosität am Düsenaustritt dar und kann unter Berücksichtigung des Temperatureinflusses mit der von Sutherland (1893) entwickelten halbempirischen Gleichung 2.13 berechnet werden.

$$\mu_d = \mu_0 \frac{T_0 - C_S}{T_d + C_S} \left(\frac{T_d}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.13)$$

Bei niedrigen Reynolds-Zahlen ist der Freistrahel laminar. Bei mittleren Reynolds-zahlen treten ab einer bestimmten Lauflänge, dem Indifferenzpunkt, Störungen in der Scherschicht des Freistrahls, sogenannte Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten auf, die in Form einer welligen Strahlkontur sichtbar werden. Bei höheren Reynolds-zahlen ergibt sich am Umschlagpunkt ein Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung. Bei weiterer Erhöhung der Reynolds-Zahl wandert der Umschlagpunkt zurück bis zum Düsenaustritt. Diese Zusammenhänge wurden von Ungate (1975), Küblbeck u. a. (1978) sowie Kwon und Seo (2005) anhand von Wasser-Freistrahlen aufgezeigt. Bei Gas-Freistrahlen ist dieser Vorgang von Grandchamp und Hirtum (2013) untersucht und visualisiert worden.

Wie von Rajaratnam (1976) beschrieben, können Freistrahlen entsprechend der Düsenkontur in ebene, runde und radiale Strahlen unterteilt werden. Ebene Freistrahlen weisen meist eine schlitzförmige Düse auf, bei der die Schlitzlänge größer als die Schlitzbreite ist. Radiale Freistrahlen entstehen, wenn der Freistrahle aus zwei eng übereinander liegenden ebenen Scheiben radial ausströmt. Die hier untersuchten Freistrahlen treten aus runden Düsenöffnungen aus, wodurch bei einer störungsfreien Mittelwertbildung Achsensymmetrie vorliegt. Diese Eigenschaft kann bei der numerischen Simulation genutzt werden, um Rechenzellen einzusparen, aber auch bei der Auswertung von experimentellen Ergebnissen, um beispielsweise Absorptionseffekte bei Messungen mittels laserinduzierter Fluoreszenz zu beurteilen.

Bei Erhöhung der Mach-Zahl Ma muss zusätzlich die Kompressibilität des Fluids berücksichtigt werden. In Truckenbrodt (2008) wird hierfür eine Grenze von $Ma = 0,3$ angegeben, ab der das Fluid als kompressibel betrachtet werden sollte. Der Unterschallbereich reicht bis zu einer Mach Zahl von $Ma < 1$. Bei $Ma = 1$ liegt Schallgeschwindigkeit vor. Für eine Mach-Zahl $Ma > 1$ befindet sich die Strömung im Überschallbereich. Hier treten bei schwach unterexpandierten Freistrahlen schiefe Verdichtungsstöße auf (shock diamonds). Wird das Druckverhältnis von Einblasdruck zu Umgebungsdruck weiter erhöht, kann sich außerhalb der Düse ein gerader Verdichtungsstoß ausbilden (barrel shock). Im Anschluss daran können entweder weitere Stoßzellen mit schwächeren geraden Stößen auftreten oder Stoßzellen mit schiefen Stößen entstehen. Dies konnte von Donaldson und Snedeker (1971) und Saddington u. a. (2004) gezeigt werden. Die Intensität der Verdichtungsstöße wird entlang der Strahlachse schwächer. Dies führt dazu, dass die radiale Ausdehnung der schiefen Stöße geringer wird und somit das gesamte Stoßsystem eine kegelförmige Kontur aufweist. Nach dem letzten Verdichtungsstoß liegt wieder eine reine Unterschallströmung vor. Die Randbedingungen für die hier untersuchten Freistrahlen wurden so gewählt, dass kompressible Unterschallfreistrahlen, wie sie bei der Saugrohrenblasung auftreten, aber auch unterexpandierte Freistrahlen mit geraden Verdichtungsstößen, wie sie bei der Direkteinblasung auftreten, untersucht werden können.

Eine weitere Randbedingung, die vor allem das Nahfeld des Freistrahls beeinflusst, stellt die Kanalkontur bis zum Düsenaustritt dar. Bei axialsymmetrischen Freistrahlen wurden vor allem konvergente Düsen, lange gerade Rohre und Lochblenden untersucht Mi u. a. (2001). Unterschiede ergaben sich dabei im Geschwin-

digkeits-Austrittsprofil. Bei konvergenten Düsen entsteht am Düsenaustritt nahezu ein Rechteck-Geschwindigkeitsprofil (Fellouah u. a. (2009)).

Bei geraden Düsen mit großem Verhältnis von Rohrlänge zu Durchmesser l/d geht das Düsenaustritts-Geschwindigkeitsprofil mit steigendem l/d Wert in ein ausgebildetes Rohrströmungsprofil über (Milanovic und Hammad (2010)). Bei der Lochblende liegt der engste Querschnitt, die Vena Contracta, etwas stromabwärts des Düsenaustritts, so dass eine radiale Geschwindigkeitskomponente in Richtung Strahlachse vorliegt. Das axiale Geschwindigkeitsprofil am Düsenaustritt hat eine sattelähnliche Kontur, mit Geschwindigkeitsspitzen am Strahlrand. Die hier verwendeten Düsen können als kurze Rohre, mit einem definierten l/d charakterisiert werden. Damit ergibt sich im Unterschall ein Geschwindigkeits-Profil, das zwischen dem flachen, rechteckigen und dem parabelförmigen Profil liegt. Sobald am Düsenaustritt Schallgeschwindigkeit erreicht wird, liegt ein flaches Geschwindigkeitsprofil vor. Das Spezies-Konzentrationsprofil am Düsenaustritt ist für alle Mach-Zahlen flach, da noch keine Vermischung mit dem Umgebungsfluid stattfinden konnte.

2.2 Stationäre turbulente Freistrahlen

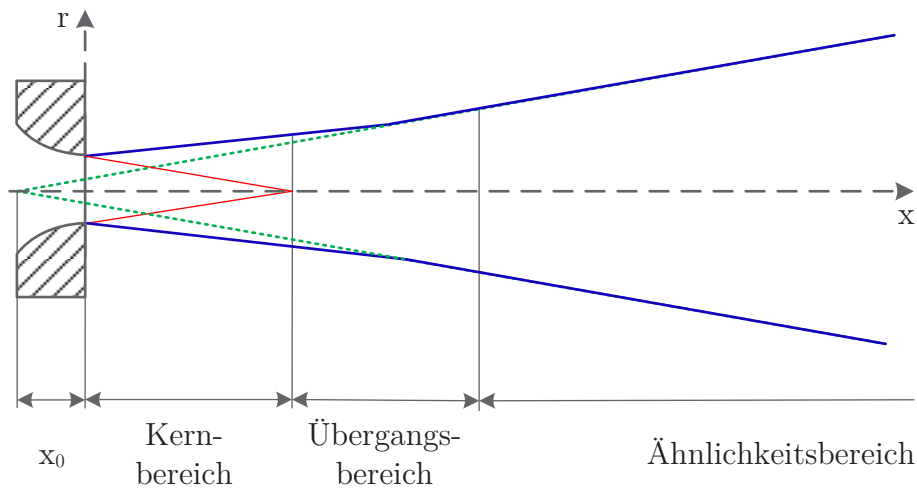


Abbildung 2.1: Stationärer Freistrahler nach Abramovich (1963) und Günther (1974)

Für stationäre axialsymmetrische Freistrahlen, bei denen am Düsenaustritt keine Verdichtungsstöße vorliegen, kann das stationäre Strömungsfeld in drei Bereiche aufgeteilt werden. Im Anschluss an die Düse folgt der Kernbereich (Nahfeld). Im

Kernbereich befindet sich ein von den Düsenrändern kegelförmig bis zur Strahlachse verlaufender Bereich, in dem Strömungszustände wie am Düsenaustritt vorliegen und noch keine Vermischung stattgefunden hat. Der Kernkegel wird seitlich von einer Mischung aus Strahlfluid und Umgebungsgas flankiert. Im Anschluss an den Kernbereich, der an der Kernkegelspitze endet, beginnt der Übergangsbereich. Hier folgt ein stetiger Übergang der Strömungseigenschaften vom Kernbereich zum Ähnlichkeitsbereich. Werden die Strahlkonturlinien vom Ähnlichkeitsbereich in Richtung der Strahlachse verlängert, kann der virtuelle Ursprung des Ähnlichkeits-Freistrahls ermittelt werden. Für unterexpandierte Freistrahlen mit Verdichtungsstößen folgt nach dem Stoßsystem der Übergangsbereich, der anschließend in den Ähnlichkeitsbereich übergeht. Für den Ähnlichkeitsbereich wurden mit Hilfe der Grenzschichttheorie Gleichungen für den Geschwindigkeitsverlauf in stationären inkompressiblen laminaren Freistrahlen abgeleitet (Schlichting (1933)) und experimentell nachgewiesen (Andrade (1937)).

Darauf basierend sind in Schlichting u. a. (2006) die Zusammenhänge zur Berechnung von stationären kompressiblen turbulenten Freistrahlen dargestellt. Diese bilden die Grundlage zur Analyse der folgenden experimentellen Freistrahluersuchungen.

Wie in Gleichung 2.14 dargestellt kann bei turbulenten Freistrahlen der Momentanwert für die Temperatur T in einen zeitlich gemittelten Wert \bar{T} und eine Schwankungsgröße T' aufgeteilt werden. Dies gilt auch für die axiale und radiale Geschwindigkeit u und v .

$$T = \bar{T} + T'; \quad u = \bar{u} + u'; \quad v = \bar{v} + v' \quad (2.14)$$

Im Unterschied zu den vollständigen Grenzschicht-Gleichungen soll hier eine vereinfachte Darstellung unter Vernachlässigung von Druckunterschieden, Volumenkraften und Diffusion verwendet werden.

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0; \quad f_{k,i} = 0; \quad D_k = konst \quad (2.15)$$

Das Verhalten von Konzentrationsschwankungen wird dabei über einen geringen Temperaturunterschied dargestellt. Da es sich um eine axialsymmetrische Pro-

blemstellung handelt, werden die Gleichungen für die Massenerhaltung 2.16, Impulserhaltung 2.17 und Energiegleichung 2.18 in Zylinderkoordinaten angegeben.

$$\frac{\partial(r \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(r \bar{v})}{\partial r} = 0 \quad (2.16)$$

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial(r \tau_t)}{\partial r} \quad (2.17)$$

$$\rho c_p \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial(r q_t)}{\partial r} \quad (2.18)$$

Um die Gleichungen für die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung lösen zu können, wird der Ansatz der konstanten Wirbelviskosität und der konstanten turbulenten Prantl-Zahl verwendet.

$$\tau_t = \rho \nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial r}; \quad q_t = -\lambda_{w,t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} = -\frac{\rho c_p \nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \quad (2.19)$$

Dabei können die viskosen Spannungen τ_t mit Hilfe der kinematischen Wirbelviskosität ν_t und die turbulente Wärmestromdichte q_t mit der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t bestimmt werden. Mit diesen Gleichungen kann die mittlere axiale und radiale Geschwindigkeit \bar{u} und \bar{v} im Ähnlichkeitsgebiet des Freistrahls berechnet werden.

$$\bar{u} = \frac{1}{8 \alpha} \sqrt{\frac{3 Ka}{\pi}} \frac{1}{x - x_0} \frac{1}{(1 + \eta^2)^2} \quad (2.20)$$

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3 Ka}{\pi}} \frac{1}{x - x_0} \eta \frac{(1 - \eta)^2}{(1 + \eta^2)^2} \quad (2.21)$$

Eine dem jeweiligen strömungsmechanischen Problem angepasste Größe stellt hierbei der kinematische Impuls Ka dar, der über den Impulsfluss am Düsenaustritt \dot{M}_d bestimmt werden kann.

$$\dot{M}_d = \int_0^{\frac{d}{2}} 2\pi \rho_d \bar{u}^2 r dr = \rho_d u_d^2 \frac{d^2}{4} \pi = \rho_d Ka \quad (2.22)$$

In Gleichung 2.20 und 2.21 tritt der Substitutionsparameter η auf, der wie folgt definiert ist:

$$\eta = \frac{r}{8\alpha(x - x_0)} \quad (2.23)$$

Hierbei entspricht x_0 dem virtuellen Strahlursprung. Mit Hilfe der Gleichungen für die Geschwindigkeitsverteilung kann eine für Freistrahlen charakteristische Größe, die Halbwertsbreite $r_{1/2,u}$ für die axiale Geschwindigkeit entlang der Strahlachse berechnet werden.

$$r_{1/2,u} = K_{1/2,u}(x - x_0) \quad (2.24)$$

Die Halbwertsbreite entspricht dem jeweiligen Abstand von der Strahlachse, an dem die axiale Geschwindigkeitskomponente halb so groß ist wie auf der Strahlachse. Wie in Gleichung 2.24 dargestellt, wächst die Halbwertsbreite linear entlang der Strahlachse an. Für die Konstante $K_{1/2,u}$ wurden aus experimentellen Daten Werte von 0,08 bis 0,1 bestimmt. Rodi (1975) ermittelte durch die Auswertung eigener Messungen und der Messungen von Wygnanski u. Fiedler (1969) einen Wert von 0,086 für die Konstante $K_{1/2,u}$. Um damit den Schlankheitsparameter α berechnen zu können, muss zunächst mit Gleichung 2.20 der Wert für den Substitutionsparameters η bestimmt werden, für den die axiale Geschwindigkeit halb so groß ist wie auf der Strahlachse. Dieser Wert beträgt 0,644. Zusammen mit Gleichung 2.24 und Gleichung 2.23 ergibt sich daraus für den Schlankheitsparameter α ein Wert von 0,0167 (siehe Schlichting u. a. (2006)).

Mit Gleichung 2.25 kann der Freistrah-Volumenstrom berechnet werden, der linear entlang der Strahlachse zunimmt.

$$\dot{V}_F = 8\alpha\sqrt{3\pi Ka}(x - x_0) \quad (2.25)$$

Bei bekanntem Düsenvolumenstrom $\dot{V}_F(x=0)$ kann dadurch die Menge des eingesaugten Umgebungsfluides entlang der Strahlachse ermittelt werden.

Mit Hilfe der Energiegleichung 2.26 kann die Verteilung für die zeitlich gemittelte Temperatur im Ähnlichkeitsbereich des stationären turbulenten Freistrahls berechnet werden.

$$\bar{T} - T_\infty = \frac{(2Pr_t + 1)E_T}{8\alpha\sqrt{3\pi Ka}} \frac{1}{x - x_0} \frac{1}{(1 + \eta^2)^{2Pr_t}} \quad (2.26)$$

Hierbei entspricht T_∞ der Temperatur im ruhenden Medium und E_T der kinematischen thermischen Energie des Freistrahls, die wie folgt ermittelt werden kann:

$$E_T = \int_0^{\frac{d}{2}} 2\pi\bar{u}(\bar{T} - T_\infty)rdr = \pi u_d(\bar{T} - T_\infty)\frac{d^2}{4} \quad (2.27)$$

Abbildung 2.2 zeigt die Stromlinien (blau), die mit Hilfe der Geschwindigkeitsgleichungen (2.20 und 2.21) berechnet worden sind. Hierbei ist der Entrainment-Effekt des Freistrahls zu erkennen, bei dem Fluid aus der ruhenden Umgebung in den Freistrahls eingesaugt wird. Außerdem kann damit die Verbreiterung des Freistrahls entlang der Strahlachse visualisiert werden. In der selben Abbildung ist in rot die Temperaturverteilung im Freistrahls-Ähnlichkeitsgebiet dargestellt. Hierbei ist der gaußförmige radiale Verlauf, aber auch der hyperbolische axiale Verlauf zu erkennen.

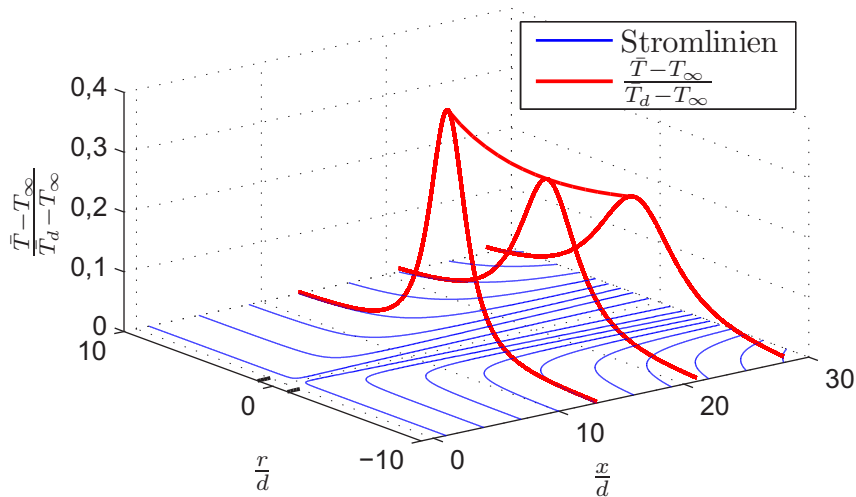


Abbildung 2.2: Temperaturverteilung im Ähnlichkeitsbereich eines stationären axialsymmetrischen turbulenten kompressiblen Freistrahls nach der Grenzschichttheorie

2.3 Transiente Eindringtiefe von Gas-Freistrahlen

Räumlich und zeitlich hoch aufgelöste experimentelle Ergebnisse zum Verhalten der Strahl-Eindringtiefe können zur detaillierten Validierung von Gasstrahl-Simulationsergebnissen verwendet werden. Das genaue Verständnis des transienten Verhaltens der Strahlspitze kann auch dazu verwendet werden, um das Auftreffen der Einspritzstrahlen auf der Zylinderwand in Verbrennungsmotoren zu vermeiden. Dadurch können wandnahe Verbrennungsvorgänge verhindert werden, die zu Wärmeverlusten und höheren Schadstoffemissionen führen können.

Gabside u. a. (1943) haben das transiente Verhalten eines Gas-Strahls mit der Schatten-Fotographie visualisiert. Hierzu wurde durch impulsförmiges Öffnen eines Ventils das Ausströmen von Propangas aufgenommen, wobei zu bestimmten Zeitpunkten des Ausströmvorganges ein Bild gemacht wurde. Auf diesen Fotografien kann man einen Kopfwirbel erkennen, gefolgt von der Hauptstrahlkontur. Dieses Phänomen konnte auch von Rizk (1958) beobachtet werden, der das Spülverhalten von Zweitakt-Motoren untersuchte. Zur Visualisierung des Freistrahls wurde hierbei Wasser verwendet, das mit einem Farbstoff versehen war. Mit Hilfe von Hitzdraht-Sonden haben Abramovich u. Solan (1973) die Eindringtiefe von laminaren Freistrahlen gemessen. Witze (1980) hat mit Hilfe von Heißfilm-Sonden die Eindringtiefe der Strahlspitze untersucht. In diesen beiden Veröffentlichungen wurde die Eindringtiefe als diejenige Position definiert, bei der die mittlere gemessene Geschwindigkeit 70 % der stationären Geschwindigkeit beträgt. Ouellette (1996) hat mit Hilfe der Schlierentechnik die zeitabhängige Eindringtiefe von Methan-Strahlen in Luft untersucht. Die dabei untersuchten Druckverhältnisse von Einblasdruck und Kammerdruck lagen zwischen 1,5 und 5,4. Baert u. a. (2010) untersuchten die zeitliche Entwicklung des Strahlwinkels und der Eindringtiefe von Stickstoff-Freistrahlen. Er verwendete hierfür das PLMS-Verfahren (Planar Laser Sheet Mie Scattering). Ouellette und Baert zeichneten die Strahleindringtiefe mit einer Kamera auf, wobei jeweils zu einem genau definierten Zeitpunkt während der Strahleinblasung ein Bild aufgenommen wurde. Mit der Schlierenmethode und dem PLMS-Verfahren ist es möglich, die maximale Eindringtiefe im gesamten Beobachtungsfeld zu erfassen. Petersen u. Ghandhi (2006) nutzten die Schlierenmethode, um Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Wasserstoff-, Stickstoff- und Helium-Freistrahlen zu untersuchen. Auch Vogl u. a. (2006) sowie Johansen u. a. (2013) führten mit der Schlierenmethode Untersuchungen an Helium-Gasstrahlen

durch. Bei diesen Untersuchungen wurden jeweils Hochgeschwindigkeitskameras verwendet, mit denen eine zeitliche Auflösung von 10.000 Bildern pro Sekunde erreicht wurde.

Um die zeitabhängige Eindringtiefe Z_t von turbulenten Gasstrahlen zu berechnen, hat Abraham (1996) die von Schlichting (1976) gefundenen Gleichungen zur Berechnung der stationären Strahlgeschwindigkeit auf der Strahlachse verwendet und integriert. Die Position der Strahlspitze wurde dabei als derjenige Punkt definiert, bei dem die Strahlachsengeschwindigkeit u_a einen bestimmten Anteil C_f der stationären Achsengeschwindigkeit erreicht hat. Wie bei den Experimenten von Abramovich u. Solan (1973) und Witze (1980) wurde dieser Anteil von C_f zu 0,7 gesetzt.

$$Z_t = \sqrt{\frac{3C_f d_e u_a t}{8\pi^{\frac{1}{2}} C_t}} \quad (2.28)$$

In Gleichung 2.28 entspricht C_t einer Konstante und t der Zeit nach dem Einblasbeginn. d_e ist der effektive Durchmesser, der nach Thring und Newby (1953) sowie Mi u. a. (2001) wie folgt definiert ist:

$$d_e = \frac{2\dot{m}_d}{\sqrt{\pi\rho_\infty \dot{M}_d}} = d \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho_\infty}} \quad (2.29)$$

Hierbei entspricht ρ_d der Gasdichte am Düsenaustritt und ρ_∞ der Dichte des Umgebungsgases. Der Massenstrom am Düsenaustritt \dot{m}_d kann wie folgt berechnet werden.

$$\dot{m}_d = \int_0^{\frac{d}{2}} 2\pi\rho_d u_d r dr \quad (2.30)$$

Um die transienten Eindringtiefe von Freistrahlen genauer berechnen zu können, entwickelten Hill u. Ouellette (1999) eine Gleichung für die Eindringtiefe Z_t auf Grundlage einer Dimensionsanalyse.

$$Z_t = \Gamma \left(\frac{\dot{M}_d}{\rho} \right)^{\frac{1}{4}} t^{\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

Hierbei ist Γ eine Konstante die mit Hilfe des Strahlmodells nach Turner (1962) berechnet werden kann. Grundlage des Strahlmodells ist, dass der Freistrah, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, aus einem Strahlkegel besteht bei dem die Gleichungen für den stationären Freistrah zutreffen und aus einem transienten Wirbelball am Strahlkopf.

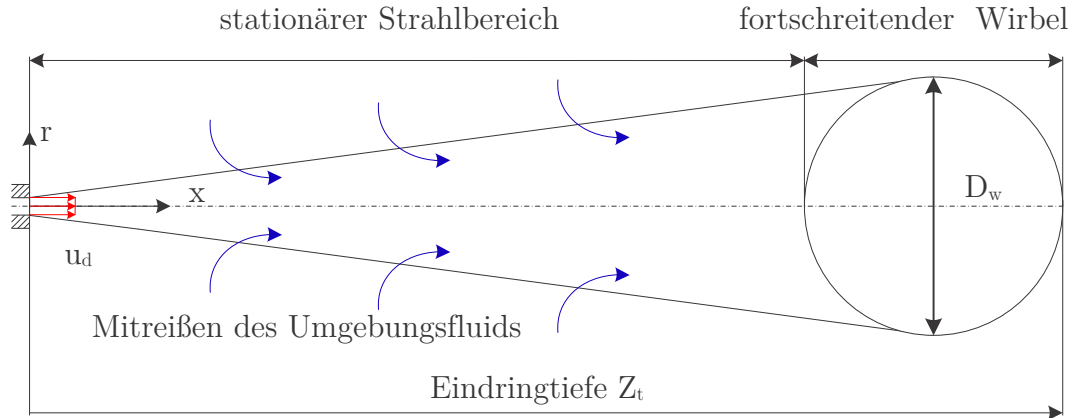


Abbildung 2.3: Modell zur Berechnung der transienten Eindringtiefe eines Freistrahls nach Hill u. Ouellette (1999)

Dem entsprechend wird im Modell von Hill u. Ouellette (1999) für die Impulserhaltung ein stationärer Anteil M_s und ein Anteil für den Wirbelball M_w berücksichtigt.

$$\dot{M}_d t = M_w + M_s \quad (2.32)$$

Der Impuls des Wirbelballs kann mit Gleichung 2.33 ermittelt werden. Hierzu wird die mittlere Wirbelballgeschwindigkeit $u_{w,m}$ verwendet die mit Gleichung 2.34 bestimmt werden kann.

$$M_w = \rho \frac{\pi}{6} D_w^3 u_{w,m} \quad (2.33)$$

$$u_{w,m} = \frac{d}{dt} \left(Z_t - \frac{D_w}{2} \right) \quad (2.34)$$

Der stationäre Anteil des Gesamtimpulses wird wie folgt berechnet.

$$M_s = \int_0^{Z_t - D_w} \int_0^\infty 2\pi r dr \rho u dx = \int_0^{Z_t - D_w} \dot{m} dx \quad (2.35)$$

Um dabei die Einsaugrate des Umgebungsfluids zu berücksichtigen wird das Modell von Ricou u. Spalding (1961) verwendet.

$$\dot{m} = \dot{m}_d K_e \frac{x}{d} \quad (2.36)$$

Die Einsaugkonstante K_e wurde dabei aus experimentellen Daten bestimmt und beträgt 0,32. Damit ergibt sich für M_s :

$$M_s = \frac{1}{4} K_e \left(1 - \frac{D_w}{Z_t}\right) Z_t^2 \sqrt{\pi \rho \dot{M}_d} \quad (2.37)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 2.35 und 2.37 in Gleichung 2.32 kann Gleichung 2.31 verwendet und nach Γ aufgelöst werden. Als Verhältnis zwischen Kopfwirbel-durchmesser und Eindringtiefe wurde der Wert 0,25 verwendet, welcher aus der Analyse von Freistrahlfotographien von Rizk (1958) hervorging. Somit ermittelten Hill und Ouellette für Γ einen Wert von $3,0 \pm 0,1$.

Die Gleichung von Hill und Ouellette entspricht der Gleichung von Abraham, wenn die Konstanten C_f , C_t und Γ wie folgt in Relation gesetzt werden:

$$\Gamma = \left(\frac{3C_f}{4\pi C_t}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.38)$$

Die Konstanten K_e und C_t können wie in Gleichung 2.39 dargestellt verknüpft werden.

$$K_e = 16\pi^{\frac{1}{2}} C_t \quad (2.39)$$

Damit K_e weiterhin 0,32 beträgt, wird C_t zu 0,0113 gesetzt. Daraus folgt ein Wert von 0,43 für C_f .

Peterson (2006) erweiterte das Normierungsverfahren von Abraham (1996) und Hill u. Ouellette (1999) speziell für unterexpandierte Freistrahlen mit einem gera-

den Verdichtungsstoß. Um die relevanten Variablen nach dem Stoß zu berechnen, wurde das PMD (Pseudo-Mach Disc) Konzept von Birch u. a. (1984) und Ewan u. Moodie (1986) verwendet. Der Durchmesser der Mach'schen Scheibe d_p sowie die Dichte ρ_p und Geschwindigkeit u_p stromabwärts des geraden Verdichtungsstoßes können entsprechend den Gleichungen einer konvergent-divergenten Düse mit geradem Stoß berechnet werden.

$$d_p = d \frac{1}{Ma_1} \left(\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_1^2}{\frac{\kappa+1}{2}} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \quad (2.40)$$

$$\rho_p = \rho_e \frac{\frac{(\kappa+1)Ma_1^2}{(\kappa-1)Ma_1^2+2}}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_1^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}} \quad (2.41)$$

$$u_p = Ma_2 \sqrt{\kappa \frac{p_\infty}{\rho_p}} \quad (2.42)$$

Damit ist es möglich, das für die Normierung benötigte charakteristische Längen- und Zeitmaß zu bestimmen ($d_{e,p}$ bzw. t_p):

$$d_{e,p} = d_p \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_\infty}} \quad (2.43)$$

$$t_p = d_p \frac{\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_\infty}}}{u_p} \quad (2.44)$$

Mit diesen Skalierungskonstanten ist es möglich die dimensionslose Eindringtiefe $\tilde{Z}_{t,p}$ und die dimensionslose Zeit \tilde{t}_p zu berechnen.

$$\tilde{Z}_{t,p} = \frac{Z_t}{d_{e,p}} \quad (2.45)$$

$$\tilde{t}_p = \frac{t}{t_p} \quad (2.46)$$

Angewandt auf Gleichung 2.28 kann damit die normalisierte Eindringtiefe für unterexpandierte Freistrahlen mit geradem Verdichtungsstoß berechnet werden.

$$\tilde{Z}_{t,p} = \sqrt{\frac{3C_f d_e u_a}{8\pi^{\frac{1}{2}} C_t}} \sqrt{\tilde{t}_p} \quad (2.47)$$

2.4 Konzentrationsfeld in Gas-Freistrahlen

2.4.1 Konzentrationsmessung in Freistrahlen

Um passive Skalare wie die Konzentrations- oder Temperaturverteilung in einem Freistrahls bestimmen zu können, werden Methoden benötigt mit denen Messungen innerhalb des Strahls durchgeführt werden können. Ruden (1933) hat hierzu Thermoelemente verwendet und damit die mittlere Temperatur senkrecht zur Strahlachse in einem Luftfreistrahls gemessen. Die Düsenaustrittstemperatur lag dabei um 17 °C höher als die Umgebungstemperatur. Auch Corrsin und Ubeiroi (1950) verwendeten Thermoelemente, um die mittlere Temperatur in einem Luft-Freistrahls zu messen. Die Düsenaustrittstemperatur war dabei um bis zu 300 °C höher als die Temperatur der Umgebungsluft. Um Fluktuationen messen zu können, wurde hierbei ein Widerstands-Thermometer in Form eines Kaltdrahtelements verwendet. Auch Mi u. a. (2001) nutzten das Kaltdrahtmessverfahren, um den Einfluss der Düsenform auf die Ausbreitung des Temperaturfeldes in geheizten Luft-Freistrahlen zu messen. Lockwood und Moneib (1980) verwendeten statt einem Widerstands-Thermometer feine Thermoelementdrähte, um Temperatur-Fluktuationen in Luft-Freistrahlen zu messen. Dadurch konnte, im Vergleich zur gesamten Drahtlänge, das Messvolumen auf die Verbindungsstelle der Drahtenden reduziert werden.

Um anstelle von Temperaturen die Gaskonzentration in Freistrahlen direkt messen zu können, haben Hinze und van der Hegge Zijnen (1949) ein Messröhrchen in einen axialsymmetrischen Freistrahls eingebracht und den Inhalt anschließend ausgewertet. Auf diese Weise konnte die Konzentrationsverteilung in Stadtgas-, Wasserstoff-, Methan- und Kohlenstoffdioxid-Freistrahlen gemessen werden. Auch Kremer (1964) und Lenze (1977) setzten eine Pitotrohr-Absaugsonde ein, um Konzentrationen in nicht reagierenden Gas-Freistrahlen durchzuführen. Birch (1984) untersuchte unterexpandierte Methan- und Ethylen-Freistrahlen mit Hilfe eines Messröhrchens und einem daran angeschlossenen Gas-Chromatographen.

Um Störungen des Strömungssystems durch Probekörper, wie Temperatursensoren oder Messröhrchen, zu vermeiden, haben Rosensweig u. a. (1961) und Becker u. a. (1967) ein Lichtstreuverfahren entwickelt. Dabei wurde ein Lichtstrahl auf einen Punkt in einem Öl-Rauch enthaltenden Freistrahle fokussiert. Je nach Rauchkonzentration am fokussierten Punkt schwankt die Intensität des durch Rauchpartikel gestreuten Lichts. Dieses Verfahren macht sich die Mie-Streuung zu Nutze, bei der Licht an Partikeln mit größerem Durchmesser als die Licht-Wellenlänge, elastisch gestreut wird (Tropea u. a. (2007)). Auf diese Weise konnte in einer stationären Freistrahlerströmung die Konzentrationsschwankung, jeweils an einem bestimmten Punkt im Strahl, ermittelt werden. Ebrahimi und Kleine (1977) verwendeten diese Technik, mit einem Argon-Laser als Lichtquelle, um detaillierte Messungen von Konzentrationsschwankungen in mit Silikonöltropfen angereicherten Luft-Freistrahlen durchzuführen.

Bei Verfahren die auf der Mie-Streuung beruhen, müssen Partikel in die Strömung eingebracht werden, die das Strömungsverhalten des Trägergases beeinflussen können. Zudem muss bei starken Beschleunigungen das Folgeverhalten der Partikel berücksichtigt werden.

Eine optische Methode, die ohne Tracer-Partikel auskommt, ist die Raman-Spektroskopie. Der Verzicht auf Tracer ist möglich, da es sich bei der Raman-Streuung um einen unelastischen Prozess handelt und jede angeregte Stoffkomponente eine spezifische Emissionswellenlänge aufweist. Dadurch können die Konzentrationen von mehreren Komponenten in einem Gemisch ermittelt werden. Hartley (1972) verwendete die Raman-Streuung, um Konzentrationsprofile von Stickstoff-Freistrahlen zu messen. Birch (1978) hat mit Hilfe eines Raman-Spektrometers die Mittelwerte und Schwankungswerte der Konzentration in einem Methan-Freistrahle gemessen.

Die Nutzung der Rayleigh-Streuung bietet eine weitere Möglichkeit, um Konzentrationsfelder in Freistrahlen zu messen. Dabei wird Laserlicht elastisch an Gasmolekülen gestreut, weshalb keine Tracer-Partikel benötigt werden. Bei der Rayleigh-Streuung kann auf Grund der Signalintensität auf die Gesamtdichte am Messort geschlossen werden. Deshalb eignet sich dieses Verfahren hauptsächlich für binäre Gemische. Der Vorteil gegenüber der Raman-Streuung ist die höhere Signalintensität bei vergleichbarer Laser-Pulsenergie. Ein Vergleich der Streuquerschnitte von Stickstoff bei 488 nm Anregungswellenlänge weist einen um drei Größenordnun-

gen höheren Wert für den Rayleigh-Streuquerschnitt auf (Eckbreth (1996)). Aus diesem Grund müssen weniger Einzelschüsse akkumuliert werden, um ein verwendbares Signal zu erhalten und die zeitliche Auflösung kann erhöht werden. Graham u. a. (1974), Dowling u. a. (1990) sowie Richards und Pitts (1993) nutzten deshalb die Rayleigh-Streuung, um turbulente Konzentrationsschwankungen in Freistrahlen zu messen.

Auf Grund der hohen Energiedichte die benötigt wird, um Rayleigh- und vor allem Raman-Streuung verwenden zu können, wurden diese Verfahren hauptsächlich für Punktmessungen verwendet. Mit Hilfe der laserinduzierten Fluoreszenz ist es möglich, relativ große zweidimensionale Konzentrationsfelder pro Laserimpuls zu untersuchen. Dies ist auf Grund der im Vergleich zur Rayleigh-Streuung meist höheren Signalausbeute bei gleicher Laserenergie möglich. Bei der laserinduzierten Fluoreszenz werden Tracer-Moleküle in das Trägergas eingebracht. Dadurch kann das Folgverhalten in der Strömung besser gewährleistet werden, als dies bei Tracer-Partikeln möglich ist.

Paul u. a. (1990) sowie Cruyningen u. a. (1990) verwendeten die Methode der planaren laserinduzierten Fluoreszenz (PLIF), um zweidimensionale Konzentrationsprofile von Gasstrahlen zu messen. Dabei verwendeten sie einen XeF-Excimer-Laser, mit dem Diacetyl-Moleküle in einem stationären Stickstoff-Freistrahls angeregt wurden. Der Mol-Anteil im Stickstoffstrahl betrug 5 %. Um eine Rückströmung des Freistrahls und einen diacetylfreien Hintergrund zu gewährleisten, wurde parallel zur Freistrahlachse ein laminarer Stickstoff-Nebenstrom eingeführt.

Lozano u. a. (1992) untersuchten mit einem XeCl-Eximer-Laser bei 308 nm einen mit Aceton vermischten Luftfreistrahls. Außerdem untersuchten sie einen Luftfreistrahls, der mit Diacetyl vermischt war. Thurber und Hanson (2001) untersuchten einen aufgeheizten turbulenten Luftfreistrahls, der mit Aceton vermischt war. Dabei verwendeten sie einen KrF-Eximer-Laser bei 248 nm und einen XeCl-Eximer-Laser, um gleichzeitig Temperatur und Molenbruch zu messen.

Die bisher genannten experimentellen Untersuchungen wurden an stationären Freistrahlen durchgeführt. Um das transiente Verhalten von Konzentrationsfeldern in Gas-Freistrahlen untersuchen zu können, haben Kido u. a. (1993), (1994) mit Hilfe eines elektrischen Ventils transiente Helium- und Argon-Freistrahlen untersucht. Dabei wurden zu unterschiedlichen Zeitpunkten in der Strahlentwicklung

Fluoreszenzbilder aufgenommen. Als Tracer wurde Jod verwendet, das mit einem Nd:YAG-Laser bei einer Wellenlänge von 532 nm angeregt wurde. Der Tracer wurde dabei nicht in den Freistrahler, sondern der LIFA-Methode (laser induced fluorescence of ambient gas) entsprechend, homogen in die Umgebungsluft eingebracht. Bruneaux (2002) hat das transiente Verhalten von Methan-Konzentrationsfeldern in Freistrahler mit Diacetyl als Tracer untersucht. Fast (2007) hat Aceton als Tracer verwendet, um transiente Konzentrationsprofile von DME-Freistrahler zu messen.

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der transienten Konzentrationsverteilung im Strahlkopf eines Gas-Freistrahler wurden mittels laserinduzierter Fluoreszenz bisher noch nicht durchgeführt. Um einzelne Wirbel-Strukturen in einem stationären Freistrahler verfolgen und untersuchen zu können, haben Fajardo u. a. (2006) Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen (bei 12 kHz) von Fluoreszenzsignalen in einem stationären Luftfreistrahler durchgeführt. Hierbei wurde ein Tracer-Molanteil von 4 % in den Luftfreistrahler eingemischt und mit einem NdYAG-Laser bei einer Wellenlänge von 355 nm angeregt. Die Maße des nutzbaren Laser-Lichtschnitts lagen bei 20 mm Höhe und 1 mm Dicke. Gordon (2009) konnte bei einem stationären Luft-Freistrahler mit Hilfe eines Hochgeschwindigkeitslasers (9,5 kHz) Wirbelbewegungen in der Scherschicht beobachten. Cundy u. a. (2011) haben mit einem Nd:YAG-Laser LIF-Aufnahmen von einem auf 600 K aufgeheizten stationären Stickstoffstrahl durchgeführt, der auf eine gekühlte Platte auftrifft. Die Aufnahmefrequenz lag bei 10 kHz und als Tracer wurde Toluol verwendet.

2.4.2 Modelle zur Beschreibung der Konzentrationsverteilung

Um die bei den LIF-Untersuchungen ermittelten Molenbruch-Konzentrationsverteilungen mit bisher in der Literatur verfügbaren Messergebnissen und Korrelationen genauer vergleichen zu können, ist es notwendig, wie bei Pitts u. Kashiwagi (1984) beschrieben, eine Umformung in eine Massenbruch-Verteilung durchzuführen. Hierzu wird die Dichte des Gasgemisches ρ , wie in Gleichung 2.48 dargestellt, mit Hilfe des Molenbruchs X , der Dichte des eingeblasenen Mediums am Düsenaustritt ρ_d und der Dichte des Umgebungsfluids ρ_∞ berechnet.

$$\rho = \rho_\infty(1 - X) + \rho_d X \quad (2.48)$$

Damit ist es möglich den Massenbruch Y zu bestimmen.

$$Y = \frac{\rho_d X}{\rho} \quad (2.49)$$

Wie bei Richards und Pitts (1993) beschrieben, erfolgt dadurch eine automatische Korrektur von Impulsdifferenzen auf Grund von Dichteunterschieden. Birch u. a. (1978) haben den Einfluss dieser Umrechnung auf die Bestimmung von Korrelationsfunktionen, Energiespektren, Schiefe und Kurtosis untersucht und dabei keine Unterschiede im Vergleich zur Berechnung mit Molenbrüchen festgestellt. Wie bei Schefer u. Dibble (2001), sowie Warnatz u. a. (2001) beschrieben, entspricht der Massenbruch Y bei nicht reagierenden Freistrahlen dem Mischungsbruch.

Wie von Pope (1985) beschrieben, kann mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $P(Y)$ die Variable für den Massenbruch Y vollständig charakterisiert werden. Auf Grundlage der Messdaten ist $P(Y)$ jedoch meist nicht bekannt. Als Ersatz hierfür kann eine stückweise konstante Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $P_{k,i}$ angenommen werden.

$$P_{k,i} = \frac{n_i}{N \Delta Y_i} \quad (2.50)$$

wobei ΔY_i der i -ten Intervallbreite entspricht, n_i der absoluten Häufigkeit der Messwerte in diesem Intervall und N der gesamten Anzahl der Messwerte. Durch die Normierung mit ΔY_i erfolgt eine Entkopplung von der Intervallbreite. Aufgrund von diskreten Messwerten können auch die statistischen Momente abgeschätzt werden. Das Moment erster Ordnung, der geschätzte mittlere Massenbruch \bar{Y} , ergibt sich dabei wie folgt:

$$\bar{Y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_i \quad (2.51)$$

Mit Hilfe des Mittelwertes ist es möglich, Aussagen über Konzentrationsschwankungen zu erhalten. Hierzu werden das Moment zweiter Ordnung, die Varianz \bar{Y}^2 , bzw. die mittleren quadratischen Fluktuationen bestimmt. Wie bei Nitsche (2006) dargestellt, wird die Varianz wie folgt berechnet:

$$\bar{Y}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (Y_i - \bar{Y})^2 \quad (2.52)$$

Die Wurzel aus der Varianz entspricht den skalaren Fluktuationen bzw. den mittleren Schwankungswerten der Konzentrationsverteilung (Pope (2000)).

$$\bar{Y}^{2\frac{1}{2}} = \sqrt{\bar{Y}^2} \quad (2.53)$$

Zur Beurteilung der Verteilungsform der experimentell ermittelten Daten, können die Momente der Ordnung drei und vier, die Schiefe und die Kurtosis herangezogen werden. Diese können, wie von León und Kiencke (2012) angegeben, mit den Gleichungen 2.54 und 2.55 bestimmt werden.

$$S_Y = \frac{N}{(N-1)(N-2)} \sum_{i=1}^N \frac{(Y_i - \bar{Y})^3}{\bar{Y}^{2\frac{3}{2}}} \quad (2.54)$$

$$F_Y = \frac{N(N+1)}{(N-1)(N-2)(N-3)} \sum_{i=1}^N \frac{(Y_i - \bar{Y})^4}{\bar{Y}^{2^2}} \quad (2.55)$$

Liegen für S_Y Werte kleiner als Null vor, so ist die Verteilung linksschief und Werte die größer als der Mittelwert sind treten häufiger auf. Für $S_Y = 0$ liegt, wie bei der Normalverteilung, eine symmetrische Verteilung vor. Bezüglich der Kurtosis kann bei einem Wert $F_Y = 3$ auf eine Normalverteilung geschlossen werden. Für Werte größer als drei ist die Verteilungsform steilgipflig mit starken Peaks.

Bei der Beschreibung von Freistrahlen stellt der Verlauf des mittleren Massenbruchs entlang der Strahlachse $\bar{Y}_a(x)$ eine bedeutende Kenngröße dar. Wie aus der Lösung der Grenzschichtgleichungen für die Temperaturverteilung im selbstähnlichen Freistrahلبereich hervorgeht, hat der Verlauf der Temperatur entlang der Strahlachse eine hyperbolische Struktur. Diese Verlaufsgrundform wird auch verwendet, um Korrelationen für den axialen Verlauf der Konzentrationsverteilung zu bestimmen. Um dabei Dichteunterschiede durch unterschiedliche Gase zu berücksichtigen, findet eine Normierung mit dem effektiven Durchmesser d_e statt (Mi u. a. (2001)). Um die Ergebnisse unabhängig von absoluten Konzentrationswerten zu machen, findet zusätzlich eine Normierung mit dem Konzentrationswert am Düsenaustritt, \bar{Y}_d , statt.

$$\frac{\bar{Y}_a(x)}{\bar{Y}_d} = K_{a,Y} \left(\frac{d_e}{x - x_{0,1}} \right) \quad (2.56)$$

Die Anpassung an Experimente erfolgt dabei über den virtuellen Ursprung $x_{0,1}$ und die Konstante $K_{a,Y}$. Aus veröffentlichten Experimenten sind Werte von 4,30 bis 5,51 für $K_{a,Y}$ bekannt (Mi u. a. (2001)).

Die mittlere radiale Ausbreitung $\bar{Y}(x,r)$ des Freistrahls weist einen der Normalverteilung ähnlichen Verlauf auf.

$$\frac{\bar{Y}(x,r)}{\bar{Y}_a(x)} = \exp\left(-A_Y \left(\frac{r}{x - x_{0,2}}\right)^2\right) \quad (2.57)$$

Die Konstante A_Y kann dabei Werte zwischen 56,8 und 63,3 annehmen. Der in dieser Gleichung auftretende virtuelle Ursprung $x_{0,2}$ kann sich von $x_{0,1}$ unterscheiden und wird aus der Anpassung des Halbwertsradius $r_{1/2,Y}$ an Experimente gewonnen. Der Halbwertsradius ist definiert als der Abstand zur Strahlachse, bei dem die Konzentration genau halb so groß ist wie auf der Strahlachse.

$$\bar{Y}(x, r_{1/2,Y}) = 0,5\bar{Y}_a(x) \quad (2.58)$$

Wie mit Hilfe der Grenzschichtgleichungen ermittelt, weist der Halbwertsradius einen linearen Verlauf in axialer Richtung auf.

$$r_{1/2,Y} = K_{1/2,Y}(x - x_{0,2}) \quad (2.59)$$

Die Konstante $K_{1/2,Y}$ wird über Experimente ermittelt und ist nach Gleichung 2.59 unabhängig von d_e . Von Richards und Pitts (1993) werden für $K_{1/2,Y}$ Werte zwischen 0,096 und 0,13 angegeben.

Eine weitere häufig verwendete Kennzahl (Mi u. a. (2001)) stellt das Verhältnis aus RMS-Fluktuationen und der mittleren Konzentration entlang der Strahlachse dar.

$$\frac{\overline{Y_a^2}^{\frac{1}{2}}(x)}{\bar{Y}_a(x)} = konst. \quad (2.60)$$

Um aus den Messdaten die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion P zu bestimmen, kann wie von Richardson u. a. (1953) dargestellt, die Betafunktion verwendet werden.

$$P(Y) = \frac{1}{B(\alpha_B, \beta_B)} Y^{\alpha_B-1} (1-Y)^{\beta_B-1} \quad (2.61)$$

Die Betafunktion $B(\alpha_B, \beta_B)$ wird, wie in Bronstein u. a. (2000) beschrieben, mit Gammafunktionen berechnet.

$$B(\alpha_B, \beta_B) = \frac{\Gamma(\alpha_B)\Gamma(\beta_B)}{\Gamma(\alpha_B + \beta_B)} \quad (2.62)$$

Die Gamma-Funktion ist dabei wie folgt definiert:

$$\Gamma_B(x_\Gamma) = \int_0^\infty t_\Gamma^{x_\Gamma-1} e^{-t_\Gamma} dt_\Gamma \quad (2.63)$$

Die Variablen α_B und β_B können, wie bei Fast (2007) beschrieben, mit den Gleichungen 2.64 und 2.65 bestimmt werden.

$$\beta_B = \alpha_B \left(\frac{1}{\bar{Y}} - 1 \right) \quad (2.64)$$

$$\alpha_B = \left(\frac{\bar{Y}(1-\bar{Y})}{\bar{Y}^2} - 1 \right) \bar{Y} \quad (2.65)$$

Der Vorteil einer Beta-Verteilung liegt darin, dass von einer Normalverteilung abweichende Verteilungsfunktionen für die Wahrscheinlichkeitsdichte bestimmt werden können. Außerdem sind zur Parametrisierung nur zwei Parameter α_B und β_B notwendig, die lediglich vom Mittelwert und der Varianz abhängen.

3 Experimentelle Untersuchungen

3.1 Beschreibung der Versuchsanlage

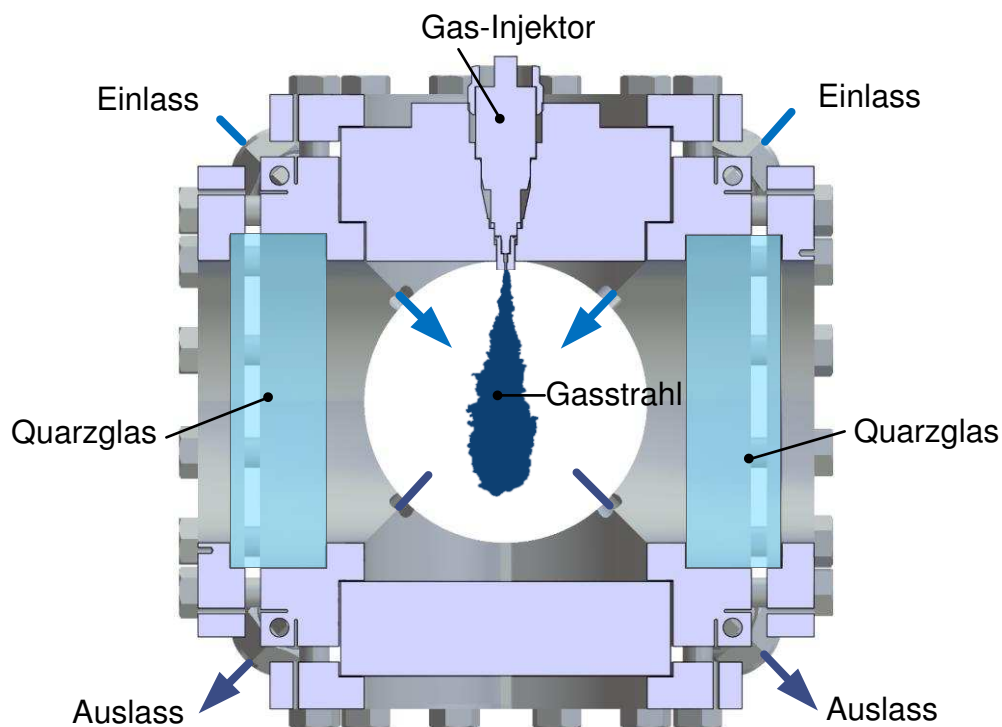


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Mischkammer

Der Einblasprüfstand wurde entwickelt, um turbulente Gas-Freistrahlen zu untersuchen (Vogl u. a. (2006)). Das Hauptelement des Prüfstands ist die in Abbildung 3.1 dargestellte Mischkammer mit einem Volumen von 6 dm^3 . Die Kammer ist mit vier runden optischen Zugängen ausgestattet, von denen jeder einen Durchmesser von 150 mm aufweist. An jedem optischen Zugang befindet sich ein Quarzglas-Fenster mit einer Oberflächengüte von $\lambda/4$ (632,8 nm). Der Injektor zum Einblasen

der Gasstrahlen wurde im Zentrum des Injektorträgers platziert. Die Mischkammer ist für einen maximalen absoluten Druck von 26 bar ausgelegt. Dabei kann die Kammertemperatur zwischen 233 K und 673 K liegen. Nach jedem Einblasvorgang wird die Kammer über vier Einlasskanäle und vier Auslasskanäle, die sich an den oberen und unteren Ecken der Kammer befinden, mit Luft gespült. Damit sich die Luft in der Mischkammer beruhigen kann, wird nach dem Spülvorgang 12 Sekunden bis zum nächsten Einblasvorgang gewartet. Dadurch ist es möglich, für jeden Einblasvorgang die gleichen Randbedingungen herzustellen. Die Temperatur in der Kammer und die Temperatur vor dem Injektor werden mit PT-100-Widerstandsthermometern der Klasse A überprüft. Der Kammerdruck wird mit einem Drucksensor gemessen, der eine Genauigkeit von 0,1 % aufweist, bezogen auf den Maximalwert von 25 bar. Dieser Sensortyp wird auch verwendet, um die Einblasdrücke bis 20 bar zu überwachen. Für größere Einblasdrücke wurde ein Drucksensor verwendet, der für einen Maximaldruck von 160 bar ausgelegt ist und eine Genauigkeit von 0,1 %, bezogen auf diesen Maximalwert, aufweist. Um die zeitliche Abfolge des Einblasbeginns, der Kammerspülung sowie des Aufnahmebeginns der Hochgeschwindigkeitskamera zu steuern, wurde ein Triggersystem verwendet.

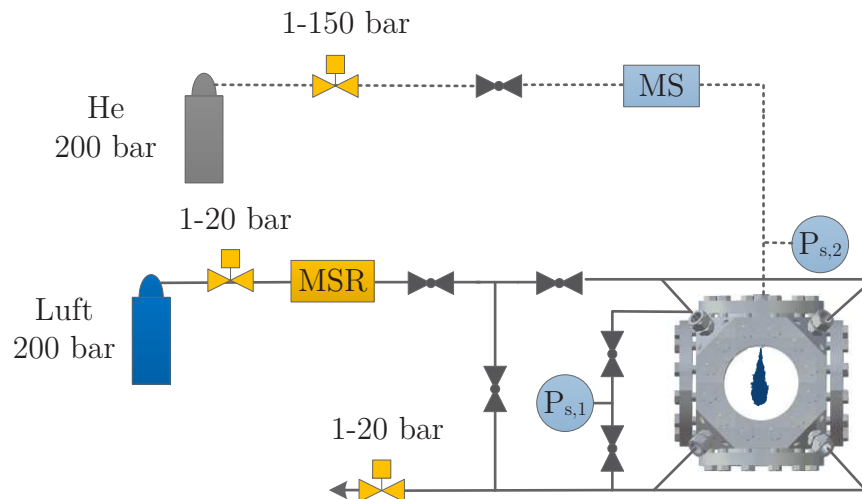


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Mischkammer-Gasversorgung

In Abbildung 3.2 ist schematisch die Versorgung der Mischkammer mit Luft und Injektionsgas dargestellt. Anstelle von Wasserstoff oder Methan wurde auf Grund von Sicherheitsaspekten und aus Kostengründen Helium verwendet. Der Einblasdruck des Heliums wird dabei über ein Ventil eingestellt und mit dem Drucksensor

$P_{s,2}$ direkt vor dem Injektor überwacht. Um für stationäre Injektordurchströmungen den Massenstrom bestimmen zu können, befindet sich zusätzlich ein Massensensorsensor MS in diesem Gaspfad. Der Luftmassenstrom zum Spülen der Kammer kann über eine Massenstrom-Regleinheit (MSR) eingestellt werden. Der Kammerdruck wird dabei über ein zusätzliches Ventil eingestellt und mit dem Drucksensor $P_{s,1}$ überwacht.

In Abbildung 3.3 ist schematisch die Ventilsteuerung für die Zustände Kammer spülen und Gas-Einblasen dargestellt. Es ist zu sehen, dass der Luftmassenstrom entweder durch die Kammer oder um die Kammer herum geführt wird, wodurch er zu jeder Zeit konstant gehalten werden kann. Außerdem ist zu sehen, dass der Drucksensor zu jeder Zeit den statischen Druck in der Mischkammer messen und somit überwachen kann.

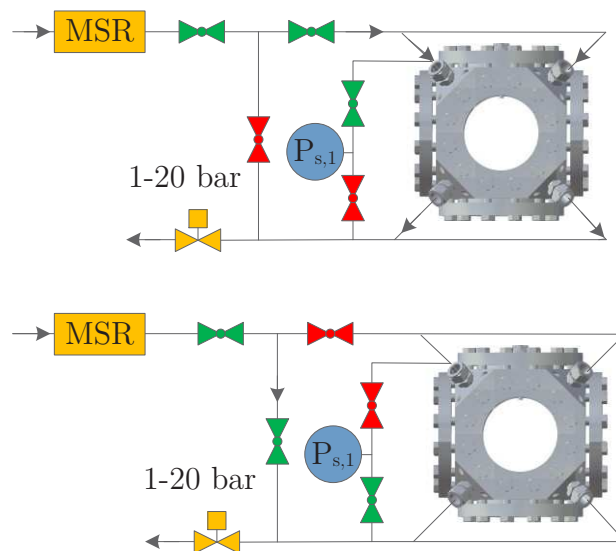


Abbildung 3.3: Darstellung der Ventilstellungen für die Zustände Kammer spülen (oben) und Gas-Einblasen (unten)

3.1.1 Versuchsbedingungen

Zur Untersuchung der Eindringtiefe von Gas-Freistrahlen wurde Helium in Luft eingeblasen. Der Einblasdruck p_e wurde zwischen 1,5 bar und 24 bar variiert. Der Kammerdruck p_∞ wurde auf 1,0 bar eingestellt. Eine detaillierte Auflistung der

Versuchsbedingungen ist in Tabelle 3.1 dargestellt. Die den Versuchsbedingungen entsprechenden Reynolds-Zahlen wurden mit Gleichung 2.12 berechnet, wobei die dynamische Viskosität μ_d am Düsenaustritt jeweils mit Gleichung 2.13 berechnet wurde. Die Konstanten für $T_0=273$ K, $\mu_0=1,87 \cdot 10^{-5}$ Pa·s und $C_S=79,4$ K entsprechen den Werten für Helium, wie sie bei White (1991) zu finden sind.

Tabelle 3.1: Einblasdrücke bei $p_\infty=1,0$ bar, $T_\infty=294$ K, $T_e=294$ K

p_e (bar)	1,5	2,5	4,0	5,0	10,0	15,0	20,0	24,0
Re (10^3)	7,4	11,8	22,2	29,0	58,0	87,0	116,0	139,2

Um Temperatureinflüsse auf die Strahl-Eindringtiefe ausschließen zu können, wurde die Kammertemperatur T_∞ und die des eingeblasenen Heliums T_e konstant bei 294 K gehalten. Die verwendete Injektordüse weist einen Düsendurchmesser von 1 mm und eine Kanallänge von 2 mm auf. Die Einspritzzeit wurde über die Länge eines TTL Signals auf 5 ms eingestellt.

Um die Strahl-Eindringtiefe bei unterschiedlichen Einblas- und Kammerdrücken, aber bei gleichem Druckverhältnis π_e zu untersuchen, wurden die Versuchsparameter gemäß Tabelle 3.2 gewählt. Das kritische Druckverhältnis von eingeblasenem Helium zu dem Helium, das sich bei Kammerdruck bereits in der Mischkammer befindet, beträgt 2,048. Daraus folgt, dass bei einem Druckverhältnis von 1,5 Unterschall-Gasstrahlen und für ein Druckverhältnis von 10,0 unterexpandierte Freistrahlen untersucht werden können. Um die Reproduzierbarkeit der Gas-Einblasungen zu überprüfen und einen genauen Mittelwert für die Eindringtiefe zu einem bestimmten Zeitpunkt zu erhalten, wurden für jede der in den Tabellen 3.1 und 3.2 dargestellten Randbedingungen 50 Einzelversuche aufgenommen.

Tabelle 3.2: Versuchsbedingungen für Unterschall und unterexpandierte Druckverhältnisse bei $T_\infty=294$ K, $T_e=294$ K

π_e (-)	1,5	1,5	10,0	10,0
p_e (bar)	3,0	6,0	20,0	40,0
p_∞ (bar)	2,0	4,0	2,0	4,0
Re (10^3)	14,8	29,6	116,0	232,0

3.1.2 Versuchsbedingungen mit Kryo-Injektor

Um die Effekte von tiefen Einblastemperaturen auf die Eindringtiefe untersuchen zu können, wurde ein Kryo-Injektor verwendet. Der Injektor wurde für Saugrohr-Kryo-Einblasungen entwickelt. Der maximale Einblasdruck liegt bei 6 bar. Der Düsendurchmesser beträgt 1,6 mm und die Düsenlänge 8,1 mm. Die Einspritzzeit wurde auf 10 ms gesetzt. Um das Helium, das bei Raumtemperatur gelagert wird, bei tiefen Temperaturen in die Mischkammer einblasen zu können, muss dieses zunächst heruntergekühlt werden. Hierfür wurde ein Wärmetauscher mit flüssigem Stickstoff verwendet, durch den das Helium hindurchgeleitet wurde. Die schematische Darstellung des Tieftemperatur-Versuchsaufbaus ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

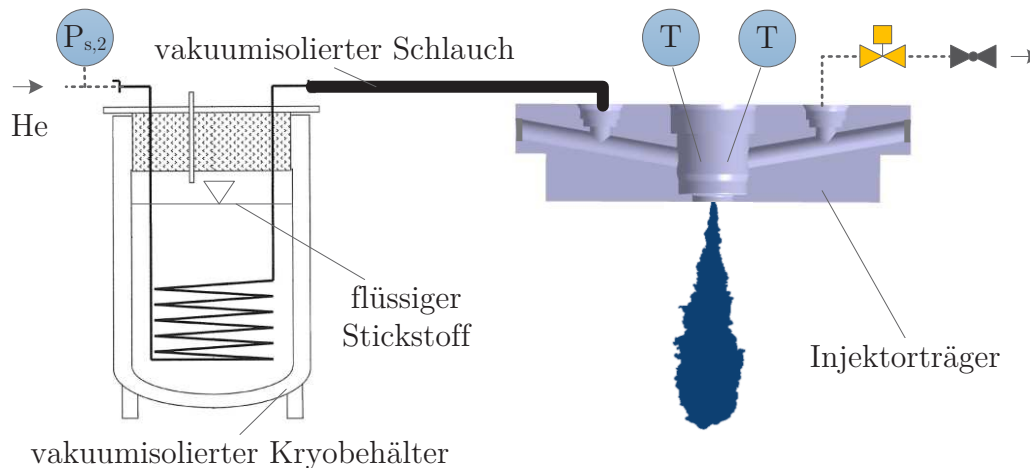


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für Tieftemperatur-Einblasungen

Nach dem Wärmetauscher wurde das abgekühlte Helium durch einen vakuumsolierten Kryo-Schlauch zum Injektorträger geleitet. Auf Grund der geringen Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu Edelstahl, wurde der Injektorträger für die Kryo-Einblasungen aus dem Kunststoff Obomodulan 1300 gefertigt ($\lambda_w = 0,25 W/(mK)$). Auf Grund der Wärmekapazität des Vakuumschlauches, des Injektorträgers und des Kryo-Injektors war es nötig, einen Teil des kryogenen Heliums zu verwenden, um diese Komponenten herunterzukühlen. Hierfür wurden im Injektor zwei Kanäle implementiert, wobei ein Kanal zum Injektor hinführt und der zweite vom Injektor wegführt. Über diese Leitung konnte der Injektor mit Helium versorgt werden und zudem gespült bzw. auf die zu untersuchende Einblastemperatur heruntergekühlt

werden. Um die Einblastemperatur überprüfen zu können, wurden zwei PT-100-Widerstandsthermometer der Klasse A verwendet. Auf Grund der Wärmeleitung durch den Injektor und den Injektorträger hat sich das Gas im Injektor nach dem Abschalten des Spülvorgangs sofort wieder erwärmt. Damit sich das Helium vor dem Einblasen beruhigen konnte und sich ein definierter Druck einstellen konnte, wurde das Helium im Injektor solange heruntergekühlt, bis es 10,0 K unter der zu untersuchenden Temperatur lag. Anschließend wurde das Spülventil geschlossen und die Strömung im Injektor kam zum Erliegen, so dass sich ein statischer Druck aufbauen konnte. Sobald die PT-100-Sensoren einen Temperaturwert gemessen hatten, der $\pm 0,5$ K von der Zieltemperatur entfernt lag, wurde der Einblasvorgang initialisiert. Die Einblasdrücke und Temperaturen für den Kryo-Injektor sind in Tabelle 3.3 dargestellt.

Tabelle 3.3: Versuchsbedingungen für unterschiedliche Einblasdrücke und -temperaturen bei $T_\infty=295$ K und $p_\infty=1,0$ bar

p_e (bar)	5,65	5,65	5,65	3,00	3,00	3,00
T_e (K)	295	223	173	295	224	199

3.1.3 Messgenauigkeit

Die Qualität experimenteller Messungen hängt entscheidend davon ab, wie genau ein Messwert bestimmt werden kann. Hierbei müssen die wesentlichen Einflussgrößen berücksichtigt werden, die auf den resultierenden Messwert einwirken können. Durch eine hohe Anzahl an Versuchen mit genauer Messtechnik können arithmetische Mittelwerte mit geringer Standardabweichung für den jeweiligen Messwert bestimmt werden. Die Angabe eines Messwertes w_{Me} erfolgt dabei, wie in Gleichung 3.1 dargestellt, mit Hilfe des Messwert-Mittelwertes \bar{w}_M und dem Abweichungsbetrag u_M , entweder als Absolutwert oder prozentual bezogen auf den Mittelwert.

$$w_{Me} = \bar{w}_M \pm u_M; \quad w_{Me} = \bar{w}_M \pm \frac{u_M}{|\bar{w}_M|} \quad (3.1)$$

Der Mittelwert des Messwerts kann mit Gleichung 2.51 berechnet werden, wobei Y_i durch w_{Mi} ersetzt werden muss. Der gesamte Abweichungsbetrag u_M kann wie folgt berechnet werden:

$$u_M = k_M \sqrt{\sum_{i=1}^{N_A} u_{A,i}^2 + \sum_{j=1}^{N_B} u_{B,j}^2} \quad (3.2)$$

Für $k_M=1$ entspricht der Abweichungsbetrag u_M einer Überdeckungswahrscheinlichkeit von 68,27%. Für $k_M=2$ einer Überdeckungswahrscheinlichkeit von 95,45%.

Der Abweichungsbetrag u_A eines arithmetischen Mittelwerts \bar{w}_M , der aus N Messwerten bestimmt wurde, berechnet sich aus:

$$u_A = t_S \frac{s_M}{\sqrt{N}} \quad (3.3)$$

Weil der Unsicherheitswert u_A aus statistischen Informationen gewonnen wird, ist er wie bei Weißensee (2011) und JCGM (2008) beschrieben, dem Typ A zugeordnet. In Gleichung 3.3 entspricht s_M der empirischen Standardabweichung des Messwerts. Diese kann mit Gleichung 2.52 und 2.53 berechnet werden, wenn w_{Mi} statt Y_i und \bar{w}_M statt \bar{Y} eingesetzt werden. Der Faktor t_S stammt aus der Student-t-Verteilung und findet Berücksichtigung, wenn eine begrenzte Anzahl an Wiederholungsmessungen durchgeführt wurde.

Zusätzlich ist es notwendig, die Genauigkeit des Sensors sowie der restlichen Messkette zu berücksichtigen. Diese Abweichungen sind vom Typ B, werden mit der Variablen u_B beschrieben und können ihrer Verteilungskurve entsprechend gewichtet werden, wenn dies aus Herstellerangaben bekannt ist. Bei den hier verwendeten Abweichungen wird eine Rechteckverteilung angenommen, mit der obere bzw. untere Grenzen einer Abweichung Δa berücksichtigt werden.

$$u_B = \sqrt{\frac{1}{3} \Delta a^2} \quad (3.4)$$

Der Faktor $1/3$ entspricht hierbei der Gewichtung des Abweichungsbetrags gemäß der Rechteckverteilung.

Wird ein Parameter aus mehreren Messwerten über eine Modellgleichung f_M berechnet, kann die Methode der Gaußschen-Fehlerfortpflanzung verwendet werden. Der daraus resultierende Abweichungswert kann wie folgt berechnet werden:

$$u_M = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_V} \left(\frac{\partial f_M}{\partial \bar{w}_{Mi}}\right)^2 u_M(\bar{w}_{Mi})^2} \quad (3.5)$$

Bezogen auf die Randbedingungen, die bei der Untersuchung der Einblasvorgänge mit der Schlierenmethode vorlagen, werden die Fehler für die Druck- und Temperaturmessungen aufgezeigt. Für die Einblas- und Kammerdrücke ergibt sich unter der Berücksichtigung der Sensorgenauigkeit, der Genauigkeit des Multimeters (Keithley 2701) und der maximalen Regelabweichung während der Datenaufzeichnung, die in Tabelle 3.4 dargestellte Gesamt-Abweichung bei einer Überdeckungswahrscheinlichkeit von 95,45 %. Die maximale Regelabweichung geht dabei als Rechteck-Verteilung in die Berechnung ein.

Tabelle 3.4: Abweichung des Messwerts innerhalb des 95,45 %-Intervalls

$p_e = \bar{w}_M$ (bar)	1,5	2,5	3,0	4,0	6,0	20,0	24,0	40,0
$\frac{u_M}{ \bar{w}_M }$ (%)	2,4	1,8	1,7	1,4	1,3	1,2	1,4	1,2

Der Anstieg bei 24 bar ist durch den Wechsel zum Hochdrucksensor begründet. Bei den Messungen von Kammertemperatur und der Temperatur kurz vor dem Injektor betrug die maximale Regelabweichung ± 1 K, was bei 294 K zusammen mit dem Sensor- und Multimeterfehler zu einer maximalen Abweichung von 0,5 % geführt hat. Für den Kammerdruck lagen die Abweichungen bei 1 bar bei 2,8 %, bei 2 bar bei 1,4 % und bei 4 bar bei 0,7 %.

3.2 Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Technik

3.2.1 Optischer Aufbau

Zur Visualisierung der Gas-Freistrahlen wurde ein Schlierensystem vom Typ Z verwendet. Der Vorteil bei diesem System besteht darin, dass der Abbildungsfehler vom Typ „Koma“ beseitigt werden kann. Dies ist möglich, indem der Ablenkwinkel der beiden sphärischen Spiegel gleich groß gewählt wird. Das Schlierensystem ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Lichtquelle des Schlierensystems wird über eine Xenon-Kurzbogenlampe (32.000 lm, 1000W) realisiert. Das Licht dieser

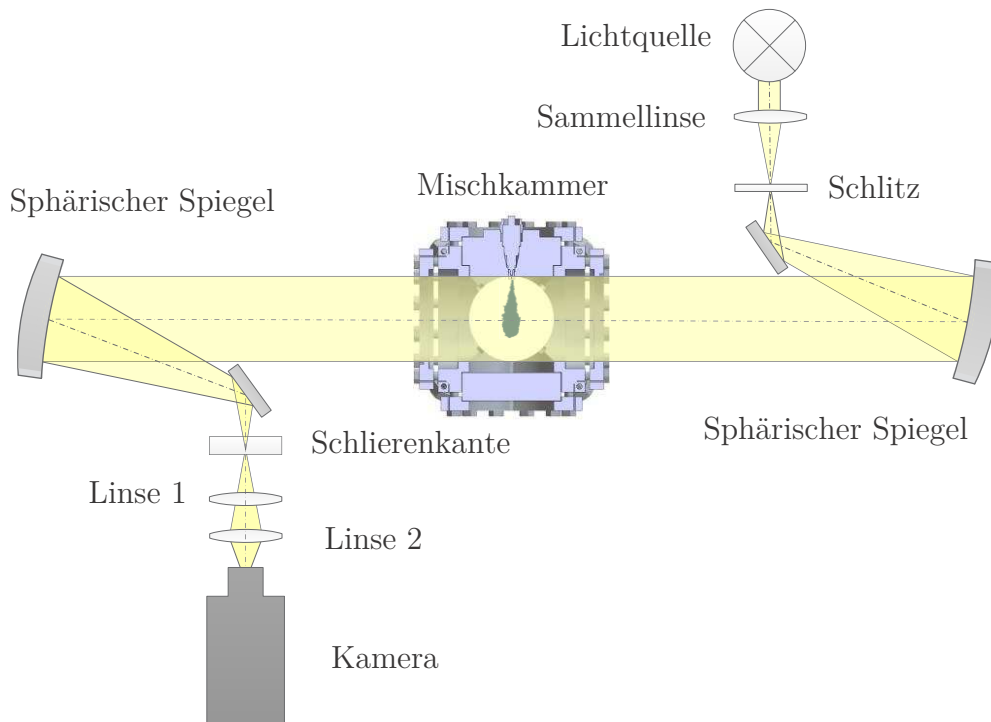


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Technik und des Lichtstrahlenganges

Lampe wird mit Hilfe einer Kondensorlinse (Brennweite 310 mm) auf einen Schlitz abgebildet. Schlitzhöhe und -breite sind einstellbar und wurden für die folgenden Messungen zu 3,5 mm Höhe und 4,0 mm Breite gewählt. Das Licht wird durch den Schlitz auf einen ebenen Spiegel und von dort zum ersten sphärischen Spiegel (190 mm \varnothing , 2000 mm Brennweite) projiziert. Der sphärische Spiegel ist so positioniert, dass aus dem einfallenden Licht der Xenon-Lampe ein paralleles Lichtbündel erzeugt wird, das durch die Mischkammer geleitet wird. Nach der Mischkammer wird ein zweiter sphärischer Spiegel (190 mm \varnothing , 2000 mm Brennweite) verwendet, um das parallele Lichtbündel auf die Schlierenkante zu fokussieren. Die Schlierenkante wurde horizontal positioniert, um vertikale Dichtegradienten in der Mischkammer, aufintegriert entlang der Lichtstrahlachse, zu beobachten. Das fokussierte Licht wird mit der Schlierenkante um 50 % geblockt, damit der Messbereich in beide Richtungen senkrecht zur Schlierenkante gleich groß ist. Die Empfindlichkeit des Schlierensystems ist nach Settles (2001) wie folgt definiert:

$$S = \frac{f_2}{a_u} \quad (3.6)$$

Der Parameter a_u entspricht in dieser Formel dem unverdeckten Anteil des auf die Schlierenkante projizierten Lichts (1,75 mm) und f_2 entspricht der Brennweite des nach der Mischkammer angebrachten sphärischen Spiegels. Dies führt zu einer Schlieren-Empfindlichkeit von 1143 für das verwendete System. Zur Projektion des Schlieren-Bildes auf den Bild-Sensor einer Phantom-v710-Hochgeschwindigkeitskamera wurde ein Plössl-Okular (Hecht (2005)), realisiert mittels zweier Achromaten mit 1000 mm und 160 mm Brennweite, sowie ein 50-mm- $f/1,4$ -Kamera-Objektiv verwendet. Der optische Aufbau wurde so eingestellt, dass das Intensitätsmaximum des Hintergrundbildes der Mischkammer in der Mitte des dynamischen Messbereiches der Kamera liegt. Dies ermöglicht einen gleich großen Sensitivitäts-Bereich für Pixel mit höheren und mit niedrigeren Intensitätswerten als die Hintergrundintensität. Mit festgelegter Höhe der Schlierenkante und Schlitzhöhe ergab sich daraus eine Belichtungszeit von $0,65 \mu s$ für die Hochgeschwindigkeitskamera. Die Aufnahmefrequenz der Kamera wurde auf 20.000 Bilder pro Sekunde gesetzt, wodurch ein Zeitabstand von $50 \mu s$ zwischen den Bildern entsteht. Die Kamera-Auflösung konnte bei dieser Aufnahmefrequenz auf 896×400 Pixel gesetzt werden. Zusammen mit dem Linsensystem konnte dadurch der Gas-Freistrahler über den gesamten Beobachtungsbereich von 150 mm mit einer Einstellung aufgenommen werden. Die Auflösung des optischen Systems war dabei $0,17$ mm pro Pixel.

Um die Eindringtiefe zu ermitteln verwendete Witze (1980) einen bestimmten prozentualen Wert der stationären Strahlachsendgeschwindigkeit. Bei der Schlierenmethode wird der minimal detektierbare Brechungsindex-Gradient verwendet, um die Eindringtiefe zu bestimmen. Dieser Zusammenhang kann wie bei Settles (2001) beschrieben wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{\Delta BS}{BS_{HG}} = \frac{f_2}{a_u} \epsilon_y = S n = S \int \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (3.7)$$

Hierbei entspricht $\Delta BS/BS_{HG}$ dem Schwellwert und n dem Brechungsindex. Diese Gleichung kann, wie bei Merzkirch (1987) beschrieben, umgeformt werden zu:

$$\frac{\Delta BS}{BS_{HG}} = S k_G \int \frac{\partial \rho}{\partial y} dz \quad (3.8)$$

k_G entspricht der Gladstone-Dale-Konstante, die den Brechungsindex mit der Gasdichte verknüpft.

$$n - 1 = k_G \rho \quad (3.9)$$

Für alle Versuche wurde die Schlierensensitivität S und der minimale registrierbare Schwellwert, der über das optische System gegeben ist, konstant gehalten. Daher ist der kleinste, jeweils auf den Rohbildern detektierbare Dichtegradient für alle Experimente der gleiche.

3.2.2 Turbulente Längenskalen im Freistrah

Mit den aus der Literatur bekannten Gleichungen zur Beschreibung von Freistrahlen und turbulenten Längenskalen kann eine Abschätzung erfolgen, welche turbulenten Längenskalen mit einem gegebenen optischen System und den jeweiligen Versuchsbedingungen maximal optisch aufgelöst werden können. Wie von Pope (2000) beschrieben, skaliert die Kolmogorov-Längenskala im selbstähnlichen Bereich des Freistrahls mit der Reynolds-Zahl.

$$l_K(x) = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} = r_{1/2,u}(x) Re_F(x)^{-\frac{3}{4}} \hat{\epsilon}^{-\frac{1}{4}} \quad (3.10)$$

Hierbei entspricht $Re_F(x)$ der charakteristischen Reynolds-Zahl des Freistrahls.

$$Re_F(x) = \frac{u_a(x) r_{1/2,u}(x)}{\nu} \quad (3.11)$$

Der Wert von $\hat{\epsilon}$ ist mit der Dissipationsrate ϵ verknüpft und weist nach Antonia (1980) einen Wert von 0,03 auf. Die mittlere Geschwindigkeit entlang der Strahlachse $u_a(x)$ kann, wie von Chen u. Rodi (1980) beschrieben, mit Gleichung 3.12 berechnet werden.

$$u_a(x) = u_d K_{a,u} \frac{d}{(x - x_0)} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho_\infty}} \quad (3.12)$$

Die experimentell ermittelten Werte für $K_{a,u}$ variieren zwischen 5 und 6. Die Variable x_0 entspricht dem Abstand des virtuellen Freistrahls-Ursprungs zum Düsen-

auslass. Der Halbwertsradius der Strahlgeschwindigkeit $r_{1/2,u}(x)$ kann, wie bei den Grenzschichtgleichungen angegeben, mit Gleichung 2.24 berechnet werden.

Die Taylor-Reynolds-Zahl kann wie von Antonia (1980) beschrieben mit Re_F verknüpft werden.

$$Re_T(x) = \frac{u'(x)l_T(x)}{\nu} \approx 2,3\sqrt{Re_F(x)} \quad (3.13)$$

Hierbei entspricht $l_T(x)$ der Taylor-Längenskala und $u'(x)$ der Geschwindigkeitschwankung. Damit ist es möglich die Taylor-Längenskala für verschiedene Positionen entlang der Strahlachse abzuschätzen.

$$l_T(x) = \left(2645 Re_F(x) \frac{r_{1/2,u}(x)}{u_a(x)^3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.14)$$

Durch die Anwendung der entwickelten Gleichung 3.14 kann überprüft werden, ob die jeweiligen Längenskalen mit dem vorhandenen Messsystem aufgelöst werden können.

Tabelle 3.5 zeigt die Längenskalen an drei Positionen entlang der Strahlachse im selbstähnlichen Bereich. Für $K_{a,u}$ wurde dabei ein Wert von 5,5 gewählt, für $K_{1/2,u}$ ein Wert von 0,09 und für x_0 ein Wert von $-3 d$. In Tabelle 3.5 ist zu erkennen, dass die Kolmogorov-Längenskala kleiner als die optische Auflösung von $170 \mu m$ ist. Das Verhältnis aus Taylor-Längenskala und optischer Auflösung weist schon ab $x/d=60$ einen Wert größer als eins auf.

Tabelle 3.5: Kolmogorov- und Taylor-Längenmaße für unterschiedliche x/d

	$\pi_e (-)$	1,5	5,0	15,0	24,0
$\frac{x}{d} = 10$	$l_K(10^{-6}m)$	4	2	1	1
	$l_T(10^{-6}m)$	101	69	53	47
$\frac{x}{d} = 60$	$l_K(10^{-6}m)$	18	10	7	6
	$l_T(10^{-6}m)$	491	335	255	226
$\frac{x}{d} = 100$	$l_K(10^{-6}m)$	30	17	11	9
	$l_T(10^{-6}m)$	803	548	416	370

3.2.3 Bildbearbeitung

Für alle Versuchsrandbedingungen wurden mehrere Injektionsvorgänge durchgeführt. Für jeden Einblasvorgang wurden hierzu 200 Bilder mit der Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Für jedes dieser Bilder wurde anschließend die maximale Eindringtiefe des Gas-Strahls berechnet. Hierzu wurde jedes Bild mit einer normierten Hintergrundbildmatrix korrigiert. Dieses Hintergrundbild entspricht einem Bild vom Beobachtungsfeld in der Mischkammer, direkt bevor der Einblasvorgang beginnt. Die dabei verwendete Berechnungsmethode entspricht der von Williams (2007) vorgestellten Methode, mit der eine Weißbild-Korrektur durchgeführt werden kann. Anstatt einer homogen beleuchteten Fläche wurde für die Korrektur das Hintergrundbild verwendet. Der für die Normierung benötigte mittlere Intensitätswert des Hintergrundbildes I_H kann dabei mit folgender Gleichung berechnet werden:

$$I_H = \frac{1}{b_P \cdot h_P} \sum_{x_B=1}^{b_P} \sum_{y_B=1}^{h_P} B_H(x_B, y_B) \quad (3.15)$$

$B_H(x_B, y_B)$ entspricht der Matrix der Pixelintensitäten in horizontaler (x_B) und vertikaler Richtung (y_B) des Hintergrundbildes. b_P und h_P entsprechen der Gesamtbreite und -höhe des Hintergrundbildes in Pixel. Das normierte Hintergrundbild kann wie folgt berechnet werden:

$$B_{H,nor} = \frac{B_H}{I_H} \quad (3.16)$$

Um das normierte Strahlbild $B_{S,nor}$ berechnen zu können, wird jeder Pixelwert des Rohbildes B_S durch den entsprechenden Intensitätswert des normierten Hintergrundbildes geteilt.

$$B_{S,nor} = \frac{B_S}{B_{H,nor}} \quad (3.17)$$

Mit Hilfe dieses Verfahrens ist es möglich, konstante Beleuchtungsunregelmäßigkeiten im Strahlbild zu korrigieren. Diese Unregelmäßigkeiten können von der Lichtquelle selbst stammen, oder von optischen Komponenten entlang des Lichtpfades, wie beispielsweise Verunreinigungen auf den Gläsern der Mischkammer. Nach der

Hintergrund-Normierung werden Teile des Strahlbildes maskiert. Hierzu zählen auch alle Pixel, die die Injektorspitze oder die Mischkammer repräsentieren.

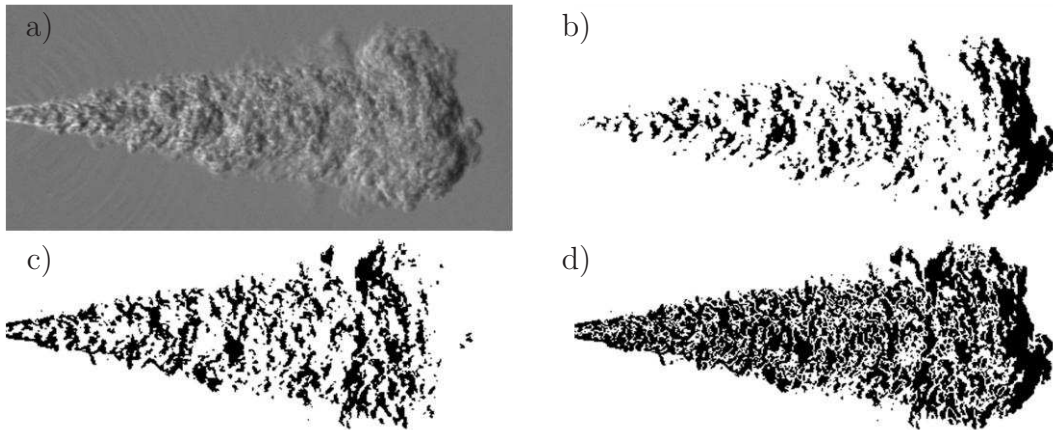


Abbildung 3.6: Bildbearbeitungsschritte zur Bestimmung der Strahl-Eindringtiefe. a) Normiertes, hintergrundkorrigiertes Strahl-Bild, b) Binärbild aus unterem Schwellwertbild, c) Binärbild aus oberem Schwellwertbild, d) Kombinierte Binärbilder

Damit die Strahlbilder automatisch ausgewertet werden können, wird eine Methode benötigt, mit der der Bildhintergrund von der eigentlichen Strahlkontur getrennt werden kann. Hierzu werden Intensitätsschwellwerte definiert, die etwas unter und etwas über dem mittleren Intensitätswert des Hintergrundbildes liegen. Mit diesen beiden Schwellwerten ist es möglich, das Bild des Freistrahls in zwei Anteile zu zerlegen. Der erste Bildanteil enthält alle Pixel, deren Intensitätswert unter dem unteren Schwellwert liegt. Der zweite Bildanteil enthält alle Pixel, deren Intensitätswert über dem oberen Schwellwert liegt. Die Schwellwerte wurden so gewählt, dass einerseits der Bildhintergrund und andererseits die Dichteschwankungen durch Schallwellen herausgefiltert werden, die beim Einblassvorgang entstehen. Nach der Extraktion der beiden Bildanteile aus dem Grundbild wurden diese in binäre Bilder umgewandelt und zu einem Bild zusammengeführt. Die genannten Bildbearbeitungsschritte sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Das schwarze Pixel, das sich am weitesten von der Einblaseebene entfernt befindet, wird verwendet, um die Eindringtiefe des Gasstrahles zu einem bestimmten Zeitpunkt zu ermitteln.

3.3 Laserinduzierte Fluoreszenz

3.3.1 Mechanismus

Moleküle weisen, wie bei Christen (1977) beschrieben, folgende drei Arten innerer Energie auf: die Energie der Elektronen, die Schwingungs- und die Rotationsenergie. Die Energieniveaus sind jeweils gequantelt, so dass nur bestimmte Elektronenübergänge bzw. Schwingungs- und Rotationsfrequenzen möglich sind. Durch Absorption von Licht kann dabei ein Zustand höherer Energie erreicht werden. Um Rotationsspektren anzuregen, genügt relativ wenig Energie, so dass dies mit Mikrowellen oder mit langwelliger Infrarotstrahlung erfolgen kann. Mit kurzwelligem Infrarotlicht ist es möglich, eine Änderung der Schwingungsquantenzahl zu erreichen. Bei gasförmigen Substanzen werden dabei zusätzlich Rotationsspektren angeregt. Um Elektronen in einen höheren Energiezustand zu bringen, wird Licht im ultravioletten bis grünen Wellenlängenbereich benötigt, das meist über einen Laser bereitgestellt wird. Der elektronische Zustand wird durch das Anregungsniveau und durch die Multiplizität des Elektronenspins charakterisiert. Die Multiplizität gibt an, in wie viele verschiedene Raumrichtungen sich der Spin-Vektor eines Teilchens bezüglich einer ausgezeichneten Achse einstellen kann. Allgemein hat ein System mit Gesamt-Spin S_p die Spinmultiplizität $2S_p + 1$. Systeme mit einer Multiplizität von eins, zwei bzw. drei befinden sich im Singulett- (S_z), Dublett- bzw. Triplett-Zustand (T_z). Individuelle Spins gepaarter Elektronen tragen aufgrund entgegengesetzter Ausrichtung nicht zum Gesamtspin bei. Daher reicht es aus, die ungepaarten Elektronen zu zählen. Die meisten Moleküle haben im Grundzustand keine ungepaarten Elektronen und befinden sich daher im Singulett-Zustand $S_{z,0}$. Im energetisch angeregten Zustand befinden sich ein oder mehrere Elektronen in höheren Energieniveaus. Durch die energetische Anregung in höhere Energieniveaus kann sich die paarweise Aufhebung der individuellen Spins sowie der Gesamtspin und die Multiplizität ändern. Ein Molekül im Singulett-Grundzustand $S_{z,0}$ kann durch ein Elektron, welches in ein höheres Energieniveau angehoben wird und durch anschließende Interkombination (Spinänderung), in einen Triplett-Zustand $T_{z,1}$ übergehen.

Nach der energetischen Anregung des Moleküls erfolgt die Rückführung zum thermischen Gleichgewicht. Dies kann über chemische Vorgänge stattfinden, wie Dis-

soziation, falls die Anregungsenergie zu hoch ist, aber auch über physikalische Prozesse. Letztere können in strahlende und nicht strahlende Vorgänge unterteilt werden. Der strahlungsbehaftete Übergang vom Zustand $T_{z,1}$ zu $S_{z,0}$ wird als Phosphoreszenz bezeichnet. Der über $S_{z,1}$ zu $S_{z,0}$ stattfindende strahlende Übergang wird als Fluoreszenz bezeichnet. Wird als Anregungsquelle ein Laser verwendet, handelt es sich um laserinduzierte Fluoreszenz (LIF). Die Fluoreszenz-Lebensdauer liegt, wie bei Schulz u. Sick (2005) beschrieben, zwischen 1-100 ns. Das Verhältnis aus Fluoreszenz- und Phosphoreszenzlebensdauer liegt, wie bei Bell u. a. (2001) beschrieben, im Bereich von 10^{-3} . Die detektierbare Intensität des Fluoreszenzsignals repräsentiert die lokale Tracer-Konzentration und ermöglicht die Messung von Gas-Konzentrationen in Freistrahlen. Auf Grund von gleichzeitig ablaufenden weiteren Deaktivierungsmaßnahmen ist das Fluoreszenzlicht im Vergleich zur Anregungswellenlänge rotverschoben. Der gesamte Prozess ist in Abbildung 3.7 in Form eines Jablonski-Diagramms dargestellt. Es sind die elektronischen Bänder, sowie die Schwingungs- oder Vibrationsbänder eines elektronischen Zustands zu sehen. Rotationsbänder sind in diesem Diagramm nicht dargestellt, würden sich aber jeweils zwischen den Schwingungsbändern befinden.

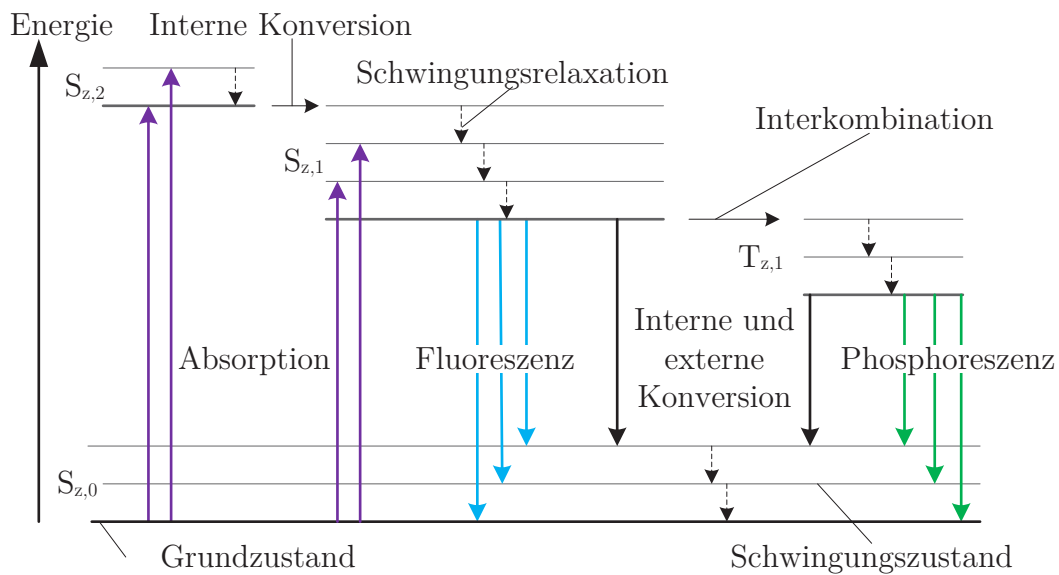


Abbildung 3.7: Jablonski-Diagramm (Jablonski (1935)) zur Beschreibung der Entstehungsmechanismen von Fluoreszenz und Phosphoreszenz

Bei Raumtemperatur befinden sich die Moleküle meist im niedrigsten Vibrationszustand von $S_{z,0}$. Für den Rotationszustand können bei Raumtemperatur, der Boltzmann-Verteilung folgend, auch höher-energetische Niveaus vorliegen. In Abbil-

dung 3.7 sind zusätzlich die nicht strahlenden Deaktivierungsvorgänge dargestellt. Dabei kann die Aktivierungsenergie durch Stöße mit benachbarten Molekülen über Schwingungsrelaxation in Form von thermischer Energie abgegeben werden. Dieser Vorgang kann beim Übergang von $S_{z,2}$ zu $S_{z,1}$ auftreten, ist jedoch im Vergleich zum Fluoreszenzübergang von $S_{z,1}$ zu $S_{z,0}$ zu vernachlässigen. Bei der internen Konversion kann ein Transfer zu einem niedrigeren elektronischen Zustand bei gleicher Spin-Multiplizität stattfinden. Bei großen Molekülen ist, wie bei Hertel u. Schulz (2010) beschrieben, das Interkombinationsverbot nicht mehr streng erfüllt und Interkombination kann stattfinden. Dabei kann ein Übergang zu einem Zustand mit unterschiedlicher Spin-Multiplizität stattfinden. Der Energieerhalt bei diesem Vorgang wird im energieärmeren Triplett-Zustand durch ein erhöhtes Schwingungsniveau erreicht. Ergänzend zum intramolekularem Energietransfer können auch Kollisionen mit Molekülen aus dem Umgebungs- oder Trägergas zu einer Deaktivierung führen (Quenching), wie dies bei der Kollision von Aceton-Molekülen mit Sauerstoff-Molekülen der Fall sein kann.

Je nach Trägergas, Konzentrationsverhältnissen, Druck und Temperatur sowie der Laser-Pulsenergie kann das Absorptions- und Fluoreszenzverhalten des Tracers beeinflusst werden. So kann es bei zu hoher Laser-Pulsenergie zur Sättigung kommen, bei der das lineare Energie-zu-Fluoreszenzsignal-Verhältnis in ein nichtlineares übergeht. Außerdem kann es zu Photodissoziation kommen, bei der Bindungen der Tracer-Moleküle durch Absorption von elektromagnetischer Strahlung aufgetrennt werden.

Zur Berechnung der Intensität eines LIF-Signals S_{LIF} im linearen Bereich, bei dem noch kein Sättigungseffekt bei den absorbierenden Tracer-Molekülen durch zu hohe Laserenergie eingetreten ist und noch keine Dissoziation, kann nach Thurber u. a. (1998) folgende Gleichung angegeben werden:

$$S_{LIF} = \frac{F_L}{h \frac{c}{\lambda}} V_m \left(\frac{X_T p}{k_B T} \right) \sigma_a \psi_f \eta_{opt} \frac{\Omega}{4\pi} \quad (3.18)$$

Dabei steht $F_L \lambda / (h c)$ für den Photonenfluss in cm^{-2} . Der Term in runden Klammern stellt die Teilchenzahldichte n_T des Tracers dar, X_T steht für den Tracer-Stoffmengenanteil, V_m für das von einem Kamera-Pixel erfasste Messvolumen, p für den Druck, T für die Temperatur und k_B für die Boltzmannkonstante. σ_a steht für den Absorptionsquerschnitt und ist von der Anregungswellenlänge und der Tem-

peratur abhängig (Thurber u. a. (1998)). Die Fluoreszenz-Quanteneffizienz ψ_f ist das Verhältnis aus emittierten Photonen zu absorbierten Photonen und ist von der Temperatur, dem Druck, der Gaszusammensetzung und der Anregungswellenlänge abhängig. Mit η_{opt} wird die Effizienz der Sammeloptik und des Detektionssystems zusammengefasst. Ω beschreibt den Raumwinkel ausgehend vom Signalursprung im Laserlichtschnitt bis zum limitierenden Aperturdurchmesser des optischen Systems. Das vom Laserlicht angeregte Molekül emittiert Photonen in alle Richtungen, deswegen findet eine Normierung von Ω mit 4π statt. Rayleigh-Streuung kann auf Grund des meist geringen Streuquerschnitts vernachlässigt werden.

Für ein gegebenes Messsystem ist das LIF-Signal proportional zur Tracer-Teilchendichte.

$$S_{LIF} \propto n_T \sigma_a \psi_f = \frac{X_T p}{k_B T} \sigma_a \psi_f \quad (3.19)$$

Für eine optimale Auswertung des Tracer-Signals sollte die Anregungsenergie so gewählt werden, dass einerseits das vom Tracer emittierte Licht mit möglichst hoher Intensität am Kamerasystem ankommt, andererseits die Sättigungsgrenze des Tracers nicht erreicht wird und damit das Verhältnis von Anregungsenergie zu Tracer-Signal im linearen Bereich liegt. Als Tracer für die Phasengekoppelten-PLIF-Untersuchungen (P-PLIF-Untersuchungen) der transienten Gas-Injektionsvorgänge wurde Aceton (C_3H_6O) gewählt. Dieser Tracer hat sich bei der Visualisierung von Konzentrationsverteilungen in Gas-Freistrahlen bereits bewährt (Lozano u. a. (1992), Fast (2007)). Die Tracer-Eigenschaften von Aceton wurden von Thurber (1999), Gierczak u. a. (1998) und Lozano u. a. (1992) ausführlich untersucht. Hierzu ist in Abbildung 3.8 der Absorptionsquerschnitt und das normierte Fluoreszenzspektrum von Aceton dargestellt. Dabei ist zu sehen, dass mit einer Wellenlänge von 266 nm der Tracer im Bereich des maximalen Absorptionsquerschnitts angeregt werden kann. Aus diesem Grund eignet sich für die P-PLIF-Untersuchungen ein Nd:YAG-Laser, der Licht bei einer Wellenlänge von 266 nm emittiert. Außerdem ist in Abbildung 3.8 zu sehen, dass das Emissionsspektrum im Bereich des sichtbaren Lichtes liegt, weshalb auf Ultraviolett-Optiken mit geringerem optischen Wirkungsgrad verzichtet werden kann.

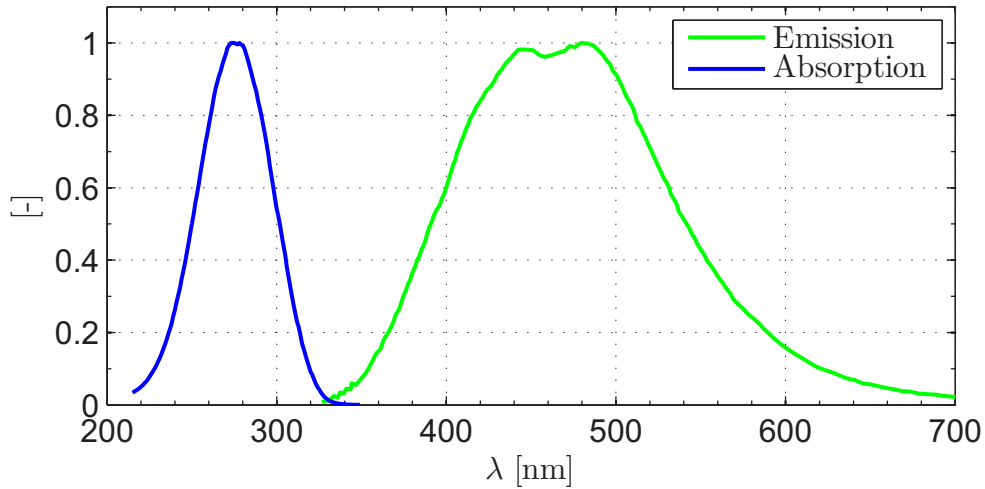


Abbildung 3.8: Normierter Absorptionsquerschnitt (Gierczak u. a. (1998)) und normiertes Fluoreszenzspektrum (Lozano u. a. (1992)) von Aceton

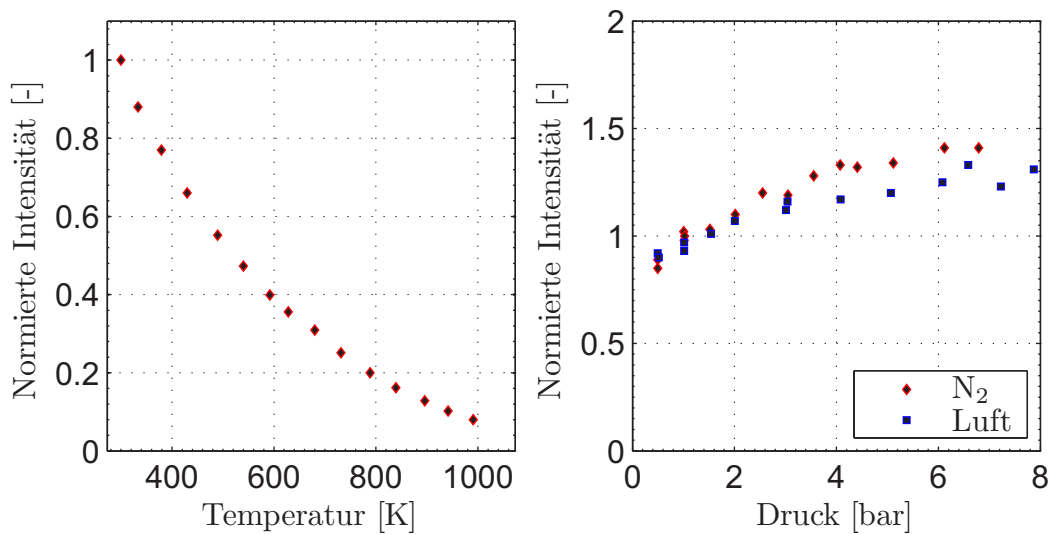


Abbildung 3.9: Links: Temperaturabhängigkeit des normierten Aceton-Fluoreszenzsignals. Rechts: Druckabhängigkeit und Sauerstoff-Quenching des normierten Aceton-Fluoreszenzsignals. Jeweils bei einer Anregungswellenlänge von 266 nm (Thurber (1999))

Für eine weitere Maximierung des Fluoreszenzsignals ist der Einfluss von Druck, Temperatur und Sauerstoff-Quenching von Bedeutung. Der Einfluss des Drucks und der Gaszusammensetzung auf die Intensität des Aceton-Fluoreszenzsignals wurde von Yuen u. a. (1997) und von Thurber (1999) untersucht. Wie in Abbil-

dung 3.9 (rechts) dargestellt, führt eine Erhöhung des Drucks bis ca. 6 bar zu einer höheren Signalintensität. Anschließend bleibt die Signalintensität konstant. Der Einfluss des Sauerstoff-Quenchings ist bis zu Drücken von ca. 3 bar zu vernachlässigen.

In Abbildung 3.9 (links) ist der Abfall der Intensität des Aceton-Fluoreszenzsignals bei steigender Temperatur dargestellt, wie von Thurber (1999) gemessen. Für eine möglichst hohe Signalausbeute sollte die Temperatur deshalb niedrig gehalten werden. Aus diesem Grund wurden die Freistrahluuntersuchungen bei Umgebungstemperatur durchgeführt und Aceton als Tracer verwendet, bei dem im Vergleich zu Diacetyl nur geringe Temperaturen nötig sind, um hohe Partialdrücke zu erreichen. Obwohl die Einblastemperatur und die Kammertemperatur bei Umgebungstemperatur liegen, kann auf Grund von Expansions- und Kompressionsvorgängen eine lokale Temperaturschwankung in der Nähe des Düsenaustritts auftreten, die die Signalintensität beeinflusst.

3.3.2 Optischer Versuchsaufbau

Um zweidimensionale Konzentrationsprofile im Freistrahlmessen zu können, wurde ein optisches Messsystem entwickelt, mit dem die Tracermoleküle in einer Ebene energetisch angeregt werden können. Abbildung 3.10 zeigt schematisch den Aufbau des optischen Systems.

Als Energiequelle zur Tracer-Anregung wurde ein Nd:YAG-Laser (Spectra-Physics Quanta-Ray GCR 150) verwendet. Dieser wurde bei einer Wellenlänge von 266 nm betrieben. Direkt nach der Auskopplung des Laserstrahls wird das restliche, von der Frequenzverdopplung stammende Licht der Wellenlänge 532 nm, mit einem Quarzglas-Dispersionsprisma abgelenkt und einer Strahlfalle zugeführt. Die vertikale Position des Laserstrahls wird über zwei dielektrische Umlenkspiegel (Reflexion von 99 % bei 266 nm) eingestellt. Die Pulsenergie des Lasers liegt nach den Umlenkspiegeln bei 40 mJ. Um die Laserpulsenergie aufzeichnen zu können, wird ein Teil des Laserpulses ($< 1\%$) mit Hilfe einer entspiegelten Quarzglasscheibe ausgekoppelt und einem Energiesensor (Coherent J-25MT-10KHZ) zugeführt. Damit eine möglichst geringe Belichtungszeit für die Kamera gewählt werden kann, wird ein Teil des ausgekoppelten Laserstrahls über einen Filter zur Unterdrückung von Umgebungslicht und einen Strahlaufweiter (1:3) einer Photodiode (Thorlabs

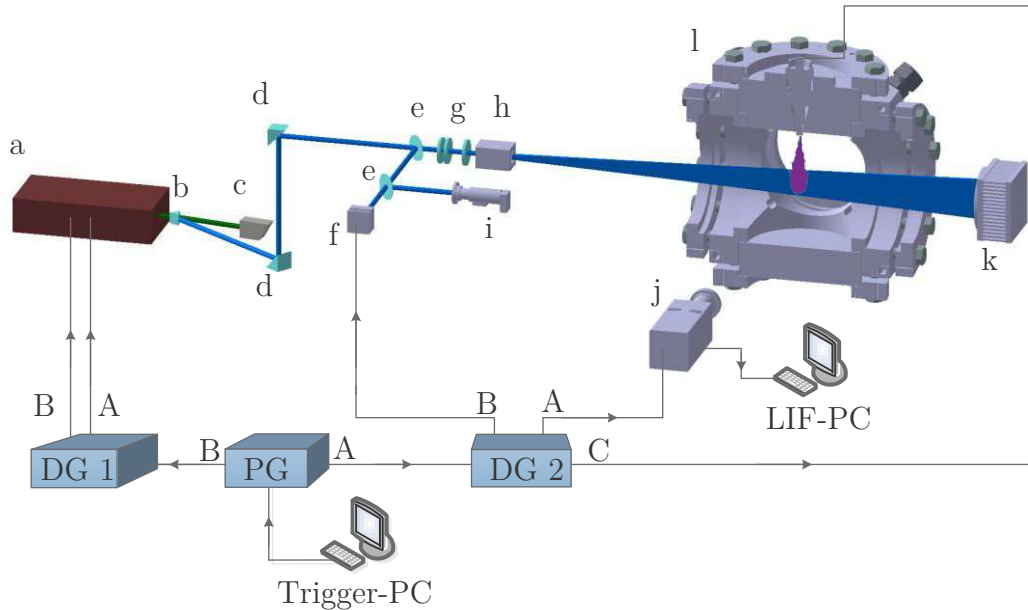


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des optischen Messsystems und des Synchronisier-Systems. a) Nd:YAG-Laser 266 nm, b) Dispersionsprisma, c) Strahlfalle, d) Umlenkspiegel, e) Auskoppelscheibe, f) Energiesensor, g) Divergenzer, h) Homogenisierer i) Photodiode mit Strahlaufweiter und Filter, j) ICCD-Kamera mit Objektiv, k) Strahlfalle, l) Mischkammer mit Gas-Injektor

DET10A) zugeführt. Damit ist es möglich, über ein Oszilloskop und das Monitor-signal der Kamera den Belichtungszeitpunkt auf das Fluoreszenzsignal abzustimmen und zu überwachen. Der Lichtschnitt wird in einem Strahlhomogenisierer erzeugt. Dieser besteht aus zwei Mikrolinsen-Arrays mit je 30 Einzelzylinderlin-sen und einer Sammellinse ($f = 1000$ mm). Die Linsen sind jeweils aus Quarzglas und breitbandentspiegelt (250-400 nm). Um Interferenzeffekte durch den kohä-renten Laserstrahl an den Mikrolinsen zu verringern, wurde vor den Mikrolinsen ein Divergenzer platziert, der aus einem 1:1 Teleskop (zwei plankonvexe Lin-sen mit je $f = 80$ mm) und einer zwischen dem Teleskop und vor dem Brennpunkt angebrachten plankonvexen Zylinderlinse ($f = 100$ mm) besteht. Die konvexen Seiten der Teleskoplinsen wurden in Richtung des parallel einfallenden bzw. aus-tretenden Lichts gedreht, um die sphärische Abberation zu minimieren (Pedrotti u. a. (2005)). Die Linsen des Divergenzers sind beschichtet, um eine maximale Lichttransmission im Wellenlängenbereich von 250 nm bis 400 nm zu ermöglichen. Die Lichtschnitthöhe im Messbereich liegt bei 51 mm und die Liniendicke bei 0,25

mm. Abbildung 3.10 zeigt den Strahlengang zur Generierung des Lichtschnitts. Die Aufnahme des Fluoreszenzsignals erfolgt mit einer bildverstärkten CCD-Kamera (Princeton-Instruments PIMAX2 Gen III Hbf), die mit einem 35-mm- $f/1,4$ -Objektiv ausgerüstet ist. Damit kann eine optische Auflösung in der Lichtschnittebene von $0,075 \text{ mm}/\text{Pixel}$ erreicht werden. Nachdem der umgeformte Laserstrahl die Mischkammer durchquert hat, wird er einer Strahlfalle zugeführt.

Die Umformung des Laserstrahls zu einem Lichtschnitt erfolgte mit Hilfe von Mikrolinsen-Arrays. Damit ist es möglich die Laserenergie gleichmäßiger über die Lichtschnitthöhe zu verteilen als dies mit einer einzelnen Zylinderlinse möglich wäre. Dies ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Es ist zu sehen, dass für die Ein-

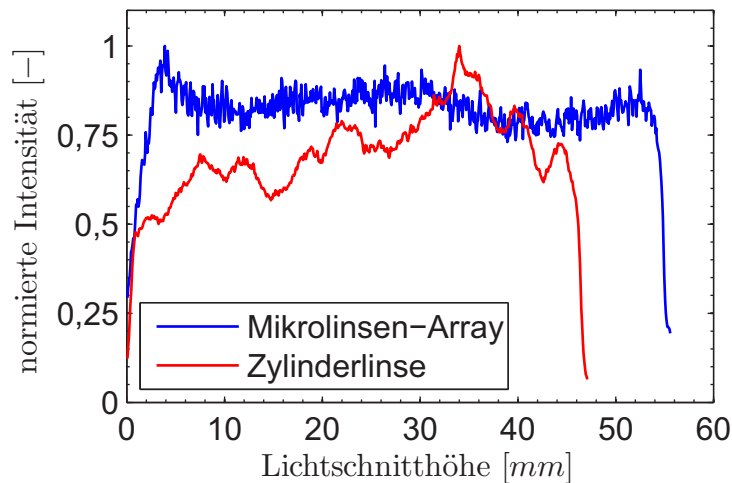


Abbildung 3.11: Vergleich der Verteilung der Laserenergie über den von Mikrolinsen und einer einzelnen Zylinderlinse erzeugten Lichtschnitt

zellinse Abweichungen von bis zu 50 %, bezogen auf den Maximalwert, über die Lichtschnitthöhe auftreten können. Die maximale Abweichung beim Homogenisierer liegt bei 25 %. Die hochfrequenten Schwankungen um den Mittelwert der Mikrolinsen-Intensitätsverteilung sind auf den Resteinfluss von Interferenzeffekten an den Mikrolinsen zurückzuführen.

Solange durch die Pulsenergie des Lasers nicht der Sättigungsbereich des Tracers erreicht wird, ist die Intensität des LIF-Signals linear abhängig von der Pulsenergie. Um zu überprüfen ob diese Abhängigkeit für die P-PLIF-Messungen vorliegt, wurde bei gegebenem Lichtschnitt die Pulsenergie des Lasers in kleinen Schritten bis zur maximalen Pulsenergie erhöht und für jeden Pulsenergie-Wert die zuge-

höhrige LIF-Signalintensität gemessen. Die Ergebnisse hierzu sind in Abbildung 3.12 dargestellt.

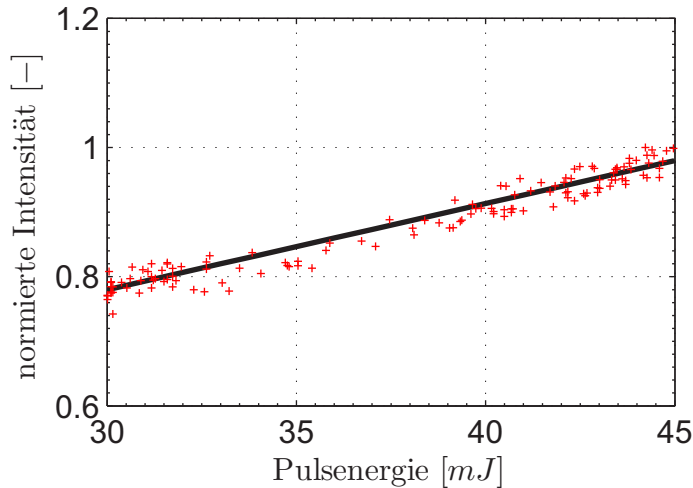


Abbildung 3.12: Abhängigkeit der LIF-Signalintensität von der Pulsenergie

Es ist zu sehen, dass in dem verwendeten Pulsenergiebereich des Lasers die LIF-Signalintensität linear mit der Pulsenergie ansteigt. Damit werden die Messungen innerhalb des linearen Bereichs des Tracers durchgeführt und es können lineare Berechnungsmodelle, wie Gleichung 3.18, verwendet werden, um die Freistrah-Konzentrationsverteilung zu bestimmen.

3.3.3 Triggersystem

Um Fluoreszenzmessungen zu definierten Zeitpunkten in der Strahlentwicklung reproduzierbar durchführen zu können, wurde ein Synchronisationssystem entwickelt (siehe Abbildung 3.10). Hierzu wurde ein programmierbarer Puls-Generator PG (National Instruments cRio 9074) verwendet, der mit einer genau definierten Taktfrequenz (10 Hz) den Laser ansteuert. Um den Q-Switch des Lasers mit einer Verzögerung Δt_Q zu beaufschlagen und das vom Puls-Generator erzeugte TTL-Signal für den Laser-Triggeringang aufzubereiten, wurde ein Delay-Generator DG 1 verwendet. Wird vom Trigger-PC ein Startsignal gesendet und vom PG registriert ($\Delta t_{Trigger}$), so wird genau synchron zum nächsten Puls für die Laser-Triggerung ein Einzelpuls erzeugt und zum zweiten Delay-Generator DG 2 (Stanford Research Systems DG535) gesendet. Die Verzögerungszeit für die ICCD-Kamera (Δt_{ICCD})

und für den Energiesensor (Δt_{ES}) wird zunächst über je ein Signal am DG 2 vorgegeben und anschließend über die jeweils in Kamera und Energiesensor integrierte Delay-Vorrichtung feinjustiert. Das Einspritzsignal wird in einem dritten

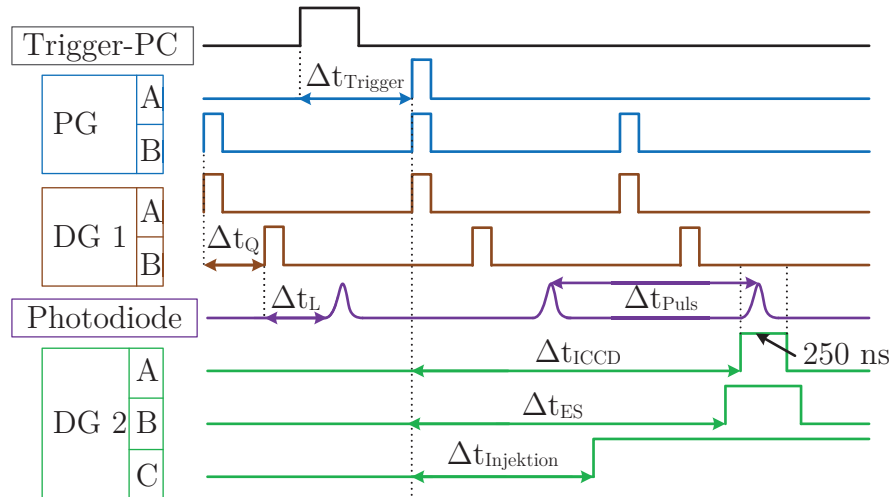


Abbildung 3.13: Trigger-Signalkette zur Aufnahme phasengekoppelter LIF-Signale in einem transienten Freistrahler

Kanal am DG 2 erzeugt. Durch Variation der Delay-Zeit kann somit ein genau definierter Injektionszeitpunkt vom Aufnahmesystem erfasst und auf dem LIF-PC als Intensitätsbild gespeichert werden. In Abbildung 3.13 ist die Signalkette des Triggersystems dargestellt. Hier ist auch zu sehen, dass nicht der Laserimpuls aufgenommen wird, für den zeitgleich ein Einzelimpuls erzeugt wird, sondern der folgende. Dies ist nötig, damit der Einspritzzeitpunkt $\Delta t_{Injektion}$ innerhalb von Δt_{Puls} (100 ms) frei gewählt werden kann. Mit Hilfe einer Photodiode und einem Oszilloskop (LeCroy WaveJet 354A) ist es möglich, die genaue Verzögerung vom Q-Switch Signal bis zur Laserstrahl-Emission Δt_L zu messen, die Periodendauer des Lasers zu überprüfen, sowie die Verzögerungszeiten für die ICCD-Kamera und den Energiesensor genau einzustellen. Die Belichtungszeit für die ICCD-Kamera wurde auf 250 ns eingestellt.

3.3.4 Einbringen des LIF-Tracers

Um den für die laserinduzierte Fluoreszenz benötigten Tracer in das Trägergas einzubringen, wird ein Druckbehälter verwendet, der die Funktion einer Blasen-

säule erfüllt. Diese Apparatur ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Der Druckbehälter

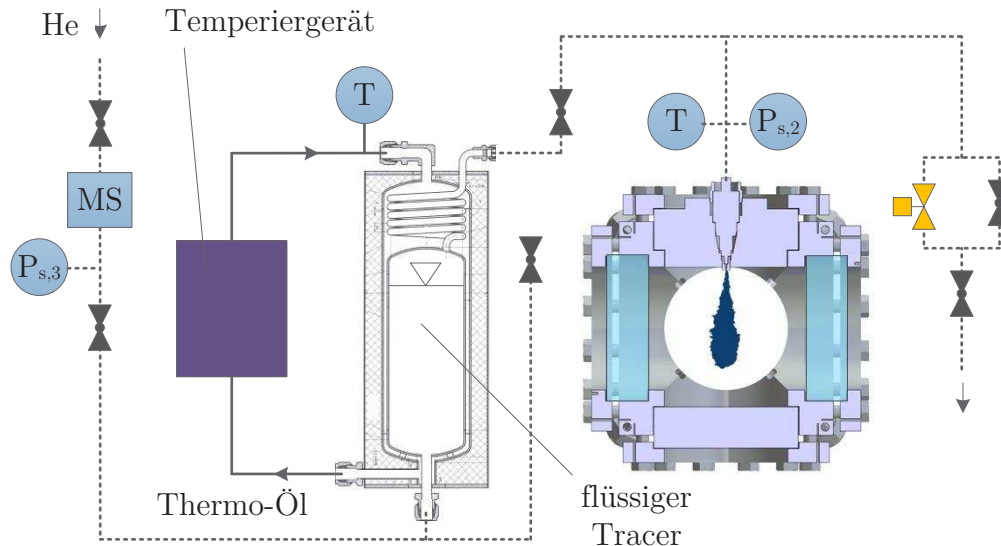


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der Blasensäule um das Trägergas mit einem Tracer zu sättigen

besteht aus drei ineinander geschichteten Behältern. Der innerste Behälter weist ein Volumen von 5 dm^3 auf und ist mit dem jeweiligen Tracer befüllt. Der Maximaldruck dieses Behälters beträgt 20 bar bei Temperaturen von $-60 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $+140 \text{ }^\circ\text{C}$. Der mittlere Behälter ummantelt den inneren und ist mit Thermoöl (Temperaturbereich $-85 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $170 \text{ }^\circ\text{C}$) befüllt. Die Temperatur des Thermoöls kann mit Hilfe eines Pt-100 und einem Temperiergerät (Julabo LH85) geregelt werden. Dies ermöglicht eine genau definierbare Temperatur im inneren Druckbehälter, wodurch der Partialdruck des Tracers bestimmt werden kann und somit auch der Traceranteil im Trägermedium. Im dritten Behälter befindet sich Mineralwolle um die inneren Behälter von der Umgebung thermisch zu isolieren. Am unteren und am oberen Ende des inneren Behälters befinden sich jeweils Öffnungen. Bei der unteren Öffnung wird das Trägergas zugeführt und durchströmt das Tracermedium. Im Anschluss an den inneren Behälter ist zusätzlich ein von Thermoöl umströmtes spiralförmiges Rohr angebracht, in dem der übersättigte Traceranteil zurück in den Behälter fließen kann. Um das Gasgemisch nach dem Blasensäulen-Behälter wieder auf Raumtemperatur zu erwärmen, führt vom Behälter bis zum Injektor ein zehn Meter langer PTFE-Schlauch. Dieser chemikalienbeständige Schlauch ist für einen Temperaturbereich von $-200 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $+260 \text{ }^\circ\text{C}$ und einen Betriebsdruck

von 5 bar ausgelegt. Bei Umgebungsdruck in der Mischkammer kann damit ein maximales Einblas-Druckverhältnis von $\pi_e = 5$ untersucht werden.

3.3.5 LIF-Signalauswertung

Um das aus den Experimenten gewonnene LIF-Signal $S_{LIF,r}$ für weitere Berechnungen verwenden zu können, müssen zunächst Störeinflüsse korrigiert werden. Hierzu gehört eine Hintergrundkorrektur, die Berücksichtigung der Pulsenergieschwankungen des Lasers, eine Weißfeld-Korrektur der Kamera-Pixel sowie die Berücksichtigung der Energieverteilung über den Laser-Lichtschnitt. Um eine Weißfeld-Korrektur durchführen zu können, muss zunächst das mittlere Dunkelstrombild der ICCD-Kamera \bar{S}_{DS} vom mittleren Weißfeld-Rohbild $\bar{S}_{WF,r}$ abgezogen werden.

$$\bar{S}_{WF,k} = \bar{S}_{WF,r} - \bar{S}_{DS} \quad (3.20)$$

Mit $\bar{S}_{WF,k}$ und Gleichung 3.15, die auch bei der Hintergrundkorrektur der Schlierenaufnahmen verwendet wurde, kann die mittlere Intensität des Weißfeld-Bildes I_{WF} berechnet werden. Damit ist es möglich ein normiertes Weißfeld-Bild zu bestimmen.

$$\bar{S}_{WF,n} = \frac{\bar{S}_{WF,k}}{I_{WF}} \quad (3.21)$$

Der Vorteil bei der Normierung auf die mittlere Intensität ist, dass Intensitätsmaxima, wie sie bei überbelichteten Kamera-Pixeln auftreten können, nicht für eine Normierung verwendet werden, wie das beim Normieren auf den Maximalwert der Fall wäre. Außerdem ermöglicht diese Methode, dass für die meisten Bilder nur geringe Intensitätsanpassungen durchgeführt werden müssen.

Um die Schwankungen der Laser-Pulsenergie berücksichtigen zu können, wird $\bar{E}_{P,S}$, die mittlere Pulsenergie aus den Aufnahmen für den stationären Freistrahler, berechnet. Damit und mit den jeweiligen Energiewerten pro Hintergrundbild ($E_{P,HG,i}$), kann das bezüglich der Pulsenergie korrigierte mittlere Hintergrundbild $\bar{S}_{HG,e}$ berechnet werden.

$$\bar{S}_{HG,e} = \sum_{i=1}^N \frac{\bar{E}_{P,S}}{E_{P,HG,i}} S_{HG,r,i} \quad (3.22)$$

Hierbei entspricht N der Anzahl der aufgenommenen Bilder. Auf die gleiche Weise wird auch das mittlere Lichtschnittbild $\bar{S}_{LS,e}$ ermittelt. Statt $E_{P,HG,i}$ wird dabei die Pulsenergie bei der entsprechenden Lichtschnittaufnahme $E_{P,LS,i}$ und statt $S_{HG,r,i}$ werden die Rohbilder der Profilaufnahmen $S_{LS,r,i}$ verwendet.

Damit kann das korrigierte mittlere Strahlprofilbild $\bar{S}_{LS,k}$ berechnet werden.

$$\bar{S}_{LS,k} = \frac{\bar{S}_{LS,e} - \bar{S}_{HG,e}}{\bar{S}_{WF,n}} \quad (3.23)$$

Um das normierte mittlere Strahlprofil \bar{S}_{LS} zu bestimmen, wird die gleiche Methode wie für das normierte Weißfeld-Bild (Gleichung 3.15) angewandt. Statt I_{WF} wird die mittlere Intensität des Profildes I_{LS} und statt $\bar{S}_{WF,k}$ wird dabei $\bar{S}_{LS,k}$ verwendet.

Damit ist es möglich, ein korrigiertes LIF-Signalbild S_{LIF} zu berechnen, das für die weitere Datenauswertung verwendet werden kann.

$$S_{LIF} = \frac{S_{LIF,r} \frac{\bar{E}_{P,S}}{E_P} - \bar{S}_{HG,e}}{\bar{S}_{WF,n} \bar{S}_{SP}} \quad (3.24)$$

In Abbildung 3.15 ist der Nutzen der Energiekorrektur dargestellt. Mit Energiekorrektur liegen die Intensitätswerte in einem deutlich engeren Band als ohne Energiekorrektur. Der Grund hierfür ist, dass der Laser über die Gesamtversuchsdauer kontinuierlich etwas an Pulsenergie verliert.

Im Fernfeld des Freistrahls liegen nur geringe Druck- und Temperaturschwankungen vor, so dass angenommen werden kann, dass Druck, Temperatur, Absorptionsquerschnitt und Fluoreszenz-Quanteneffizienz in Gleichung 3.19 konstant sind. Damit kann für ein gegebenes Messsystem, mit Hilfe des normierten LIF-Signals S_{LIF} , direkt auf den Tracer-Stoffmengenanteil X_T geschlossen werden. Um die Fluoreszenz-Signale der zu unterschiedlichen Zeitpunkten in der Strahlentwicklung aufgenommenen Bilder vergleichen zu können, werden die LIF-Signale normiert. Hierzu wird das aus 100 Einzelbildern gemittelte Strahlbild für den stationären

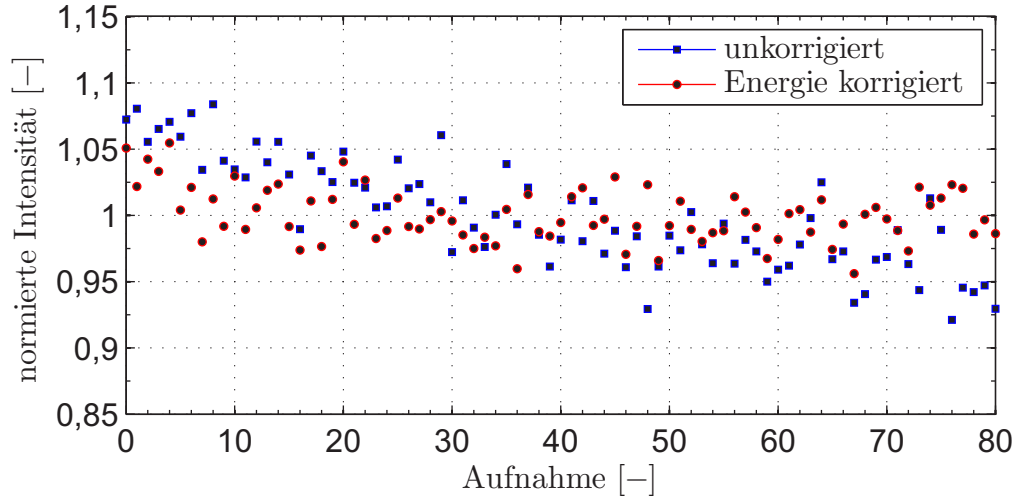


Abbildung 3.15: S_{LIF} mit (rot) und ohne Energiekorrektur (blau), jeweils normiert für 80 aufeinanderfolgende Aufnahmen. 20 Sekunden zeitlicher Abstand zwischen jeder Aufnahme

Freistrahл bestimmt. Die Normierungssignalstärke $\bar{S}_{LIF,d}$ stellt dabei die mittlere Signalintensität in einem kleinen Bereich nach der Einspritzdüse des zeitlich gemittelten stationären Freistrahл-Bildes dar. Damit kann der Stoffmengenanteil X_T des Tracers berechnet werden.

$$X_T = \frac{S_{LIF}}{\bar{S}_{LIF,d}} \quad (3.25)$$

Falls zu Einspritzbeginn in der Mischkammer keine fluoreszierenden Moleküle vorhanden sind, entspricht der Tracer-Stoffmengenanteil auch dem Freistrahлgas-Stoffmengenanteil. Da sich trotz Spülvorgang zu Einspritzbeginn ein gewisser Tracer-Anteil in der Mischkammer befindet, wird eine zusätzliche Hintergrundkorrektur durchgeführt. Hierzu wird, wie beim zeitlich gemittelten Freistrahлbild, zu einem Einspritzzeitpunkt, an dem der Freistrahл gerade aus der Düse tritt, ein Bereich vom Hintergrund gewählt und das zeitlich normierte Hintergrundsignal $\bar{S}_{LIF,h}$ ermittelt. Damit kann die zeitlich gemittelte Restfluoreszenz für die weitere Auswertung entfernt und der Stoffmengenanteil X des Freistrahлgases berechnet werden.

$$X = \frac{S_{LIF} - \bar{S}_{LIF,h}}{\bar{S}_{LIF,d} - \bar{S}_{LIF,h}} \quad (3.26)$$

Dieses Vorgehen ist ähnlich der Signalauswertung bei Rayleigh-Messungen von Konzentrationsfeldern in Freistrahlen (Richards u. Pitts (1993) sowie Papadopoulos u. Pitts (1998)). Dabei entspricht $\bar{S}_{LIF,h}$ der Signalstärke des reinen Hintergrundgases und $\bar{S}_{LIF,d}$ der Signalstärke des reinen Freistrahlgases. Diese Art der Auswertung wurde auch von Fast u. a. (2009) verwendet, um den molaren Mischungsbruch in Freistrahlen mittels laserinduzierter Fluoreszenz zu bestimmen.

3.4 Hochgeschwindigkeits-LIF

3.4.1 Wahl des Tracers

Die Grundwellenlänge der meisten Nd:YAG-Laser liegt bei 1024 nm. Mit Hilfe von Frequenzumwandlungskristallen ist es möglich Wellenlängen von 532 nm, 355 nm oder 266 nm zu erzeugen. Mit sinkender Wellenlänge sinkt meist auch der Umwandlungswirkungsgrad, so dass bei gleicher Laserleistung deutlich weniger Pulsenergie zur Verfügung steht. Zudem steigt die Belastung der Umwandlungskristalle. Dadurch wird die Kristall-Zerstörschwelle früher erreicht und der Umwandlungswirkungsgrad über die Betriebsdauer fällt schneller ab. Für die phasengekoppelten Aufnahmen betrug die Laser-Pulsfrequenz 10 Hz. Für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen soll eine Pulsfrequenz von 10.000 Hz verwendet werden, wodurch die Pulsenergie bei einer Wellenlänge von 266 nm sehr gering gewählt werden muss, um die Umwandlungskristalle nicht zu zerstören. Aus diesem Grund wurde für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ein Tracer gesucht, der bei einer Anregungswellenlänge von 355 nm oder 532 nm einen hohen Absorptionsquerschnitt aufweist. Der Tracer soll eine hohe Quanteneffizienz aufweisen, möglichst toxikologisch unbedenklich sein und nicht korrosiv gegenüber dem Anlagenmaterial. Um Freistrahluuntersuchungen bei Raumtemperatur durchführen zu können, soll der Dampfdruck des Tracers bei Raumtemperatur möglichst hoch sein.

Wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist, weist Aceton für den Wellenlängenbereich ab 355 nm einen sehr geringen Absorptionsquerschnitt auf. Deshalb ist es für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen notwendig, einen der Anregungswellenlänge angepassten Tracer zu verwenden.

Wie bei Schulz u. Sick (2005) dargestellt, können Tracer in atomare, anorganische, und organische Tracer unterteilt werden. Für atomare Tracer werden sehr hohe Temperaturen zur Atomisierung benötigt, weshalb diese Tracer für Versuche bei Raumtemperatur nicht in Frage kommen. Als anorganischer Tracer wurde bei 450 nm und 540 nm von Palmer u. Hanson (1995) NO verwendet, um Verdichtungsstöße in stationären Freistrahlen zu visualisieren. Dieser Tracer kann mit einem Nd:YAG-Laser bei 532 nm angeregt werden. Auf Grund der Giftigkeit von NO ist die Handhabung dieses Tracers jedoch sehr aufwendig. Dies gilt auch für Iod, das von Kido u. a. (1993) für Gasfreistrahluersuchungen verwendet wurde. Zudem ist Iod stark korrosiv und eine Anreicherung des Trägergases ist aufwendig. Im Bereich der organischen Tracer wird zwischen aromatischen Kohlenwasserstoffen und aliphatischen Verbindungen unterschieden. Bei den aromatischen Kohlenwasserstoffen sind für 266 nm Anregungswellenlänge vor allem Benzol und Toluol als Tracer zu erwähnen. Bei 355 nm sind die Absorptionsquerschnitte dieser Stoffe sehr gering. Zudem sind diese Stoffe als gefährlich eingestuft (Toluol: u. a. Reproduktionstoxizität, Kategorie 2; Benzol: u. a. Karzinogenität, Kategorie 1A) und weisen hohe Siedetemperaturen auf, weshalb sie als Tracer für die Hochgeschwindigkeits-LIF-Untersuchungen nicht weiter in Betracht gezogen werden. Bei den organischen Verbindungen, zu denen auch Aceton gehört, ist vor allem Diacetyl als Tracer zu erwähnen, weil dieser Tracer bei der dritten Harmonischen eines Nd:YAG-Lasers, im Vergleich zu Aceton, hohe Absorptionskoeffizienten aufweist. Von Lozano u. a. (1992) wurde Hexafluoraceton als Tracer für Freistrahluersuchungen bei einer Wellenlänge von 302 nm untersucht. Dieser Tracer weist eine hohe Fluoreszenz-Quanteneffektivität auf ($\psi_f=1,82\%$). Auf Grund seiner Toxizität (H330: Lebensgefahr bei Einatmen) wurde dieser Tracer jedoch nicht verwendet. Ein Tracer, der bisher noch nicht für Freistrahluersuchungen verwendet wurde ist 2-Trifluoromethyl-1,1,1,2,4,4,5,5,5-nonafluoro-3-pentanone (Fluorketon). Dieser Tracer wurde von Taniguchi u. a. (2003) sowie Gustavsson u. Segal (2007),(2008) charakterisiert. In Abbildung 3.16 sind die Absorptionsquerschnitte von Aceton, Diacetyl und Fluorketon über der Wellenlänge dargestellt.

Es ist zu sehen, dass Aceton und Diacetyl bei 266 nm einen höheren Absorptionsquerschnitt aufweisen als Fluorketon. Bei 355 nm liegen für Aceton keine Daten für den Absorptionsquerschnitt vor, für Diacetyl wurde bei Horowitz u. a. (2001) ein Wert von $\sigma_{a,355} = 0,8 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$ angegeben und von Taniguchi u. a. (2003) für Fluorketon ein Wert von $\sigma_{a,355} = 0,11 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$. Das Emissionsspektrum der drei

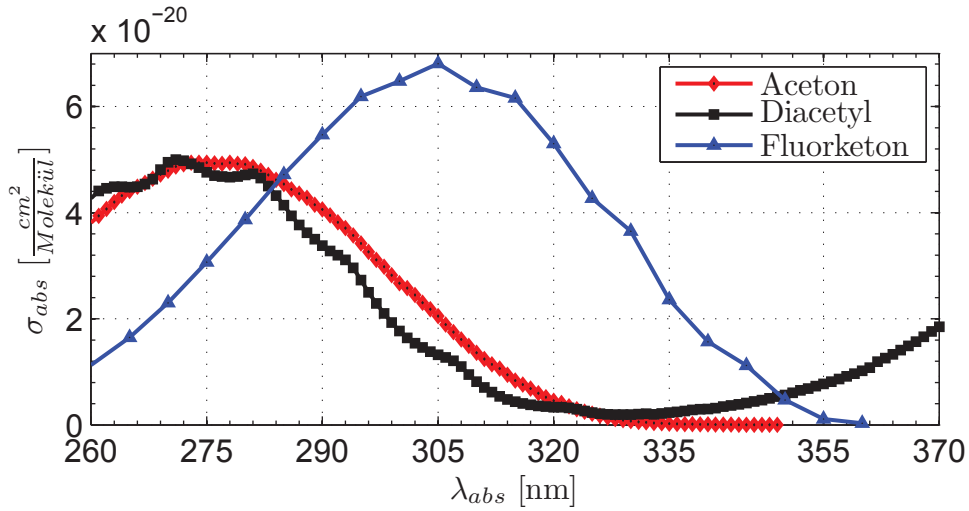


Abbildung 3.16: Vergleich der Absorptionsquerschnitte für Aceton (Gierczak u. a. (1998)), Diacetyl (Horowitz u. a. (2001)) und Fluorketon (Taniguchi u. a. (2003))

Tracer ist in Abbildung 3.17 zu sehen. Dabei ist zu sehen, dass auch für Fluorketon das Intensitätsmaximum im Bereich des sichtbaren Lichts liegt und deshalb wie bei Aceton auf UV-Objektive mit geringeren optischen Wirkungsgraden verzichtet werden kann. Zudem können bei einer Anregungswellenlänge von 355 nm Filterelemente eingesetzt werden, mit denen die elastische Streuung reduziert werden kann, ohne die Fluoreszenzintensität merklich zu reduzieren.

Wie in Gleichung 3.18 zu sehen ist hängt die Fluoreszenz-Intensität linear von der Tracer-Teilchenanzahl im Lichtschnitt ab. Um hierzu bei Raumtemperatur einen möglichst hohen Wert zu erhalten, ist ein Tracer mit hohem Dampfdruck nötig. Der Dampfdruck für eine bestimmte Temperatur kann mit Hilfe der Antoine-Gleichung 3.27 und den entsprechenden Konstanten $K_{A,1}$, $K_{A,2}$ und $K_{A,3}$ für Aceton, Diacetyl und Fluorketon berechnet werden.

$$\log_{10}(p_D) = K_{A,1} - \frac{K_{A,2}}{T_b + K_{A,3}} \quad (3.27)$$

Hierzu sind in Abbildung 3.18 die Dampfdruckkurven von Aceton, Diacetyl und Fluorketon dargestellt, wie sie mit den Stoffkonstanten aus Literaturdaten berechnet werden können.

Es ist zu sehen, dass mit Fluorketon der höchste Dampfdruck und damit bei Raumtemperatur die höchste Teilchenanzahldichte erreicht werden kann. Bezüglich des

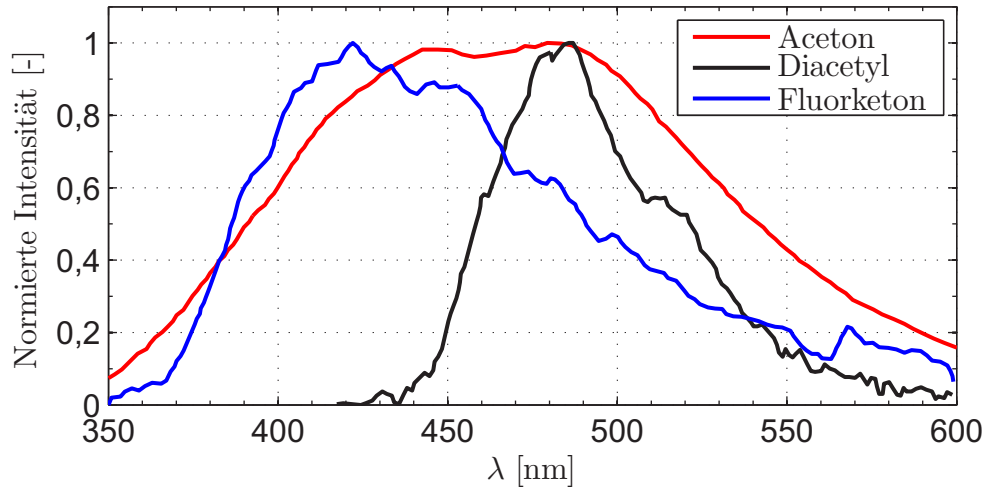


Abbildung 3.17: Normiertes Emissionsspektrum von Aceton (Lozano (1992)), Diacetyl (Guibert u.a. (2006)) und Fluorketon (Gustavsson u. Segal (2007))

Fluoreszenz-Quantenwirkungsgrades ist bei Lozano u. a. (1992) ein Wert von 0,2 für Aceton und 0,25 für Diacetyl angegeben worden. Bei den Untersuchungen von Gustavsson u. Segal (2007) wurde angegeben, dass die Fluoreszenz-Quanteneffizienz von Fluorketon in etwa dreimal so hoch ist wie die von Aceton. Dies entspricht einem Wert von 0,6.

Bisher wurde Fluorketon in flüssiger Form Wasser beigemischt, um an Strömungsprofilen Kavitationsuntersuchungen durchzuführen (Gustavsson u. a. (2009)). Fluorketon weist im Vergleich zu Aceton und Diacetyl einen höheren Fluoreszenz-Quantenwirkungsgrad und einen höheren Dampfdruck auf. Der Absorptionsquerschnitt von Fluorketon ist bei 355 nm Anregungswellenlänge größer als der von Aceton, aber kleiner als der von Diacetyl. Der Vergleich von Fluorketon mit Aceton und Diacetyl lässt den Schluss zu, dass Fluorketon als Tracer auch für Untersuchungen in Gasfreistrahlen bei einer Anregungswellenlänge von 355 nm geeignet sein müsste. Um die zu erwartende relative Fluoreszenzintensität abschätzen zu können, kann mit Gleichung 3.28 ein Fluoreszenzintensitäts-Bewertungsparameter eingeführt werden.

$$K_{B,i} = \sigma_a \psi_f X_e \quad (3.28)$$

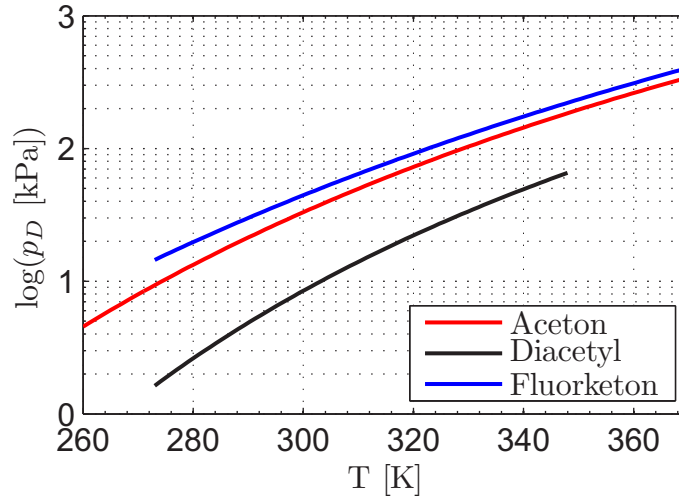


Abbildung 3.18: Dampfdruck von Aceton (Ambrose u. a. (1974)), Diacetyl (Neely u. Hall (1972)) und Fluorketon (Gustavsson u. Segal (2007)) als Funktion der Temperatur

i kann dabei die Bezeichnung A, D oder F annehmen. $K_{B,A}$ entspricht dabei dem Bewertungsparameter für Aceton, $K_{B,D}$ dem für Diacetyl und $K_{B,F}$ dem für Fluorketon. Der Parameter X_e entspricht dem Tracer-Molanteil am Injektor-Einlass. Damit kann das zu erwartende relative Signalintensitätsverhältnis I_S bezogen auf Fluorketon berechnet werden.

$$I_S = \frac{K_{B,i}}{K_{B,F}} \quad (3.29)$$

In Tabelle 3.6 sind die Parameter zur Berechnung des Bewertungsparameters sowie das relative Signalintensitätsverhältnis I_S bezogen auf Fluorketon dargestellt.

Tabelle 3.6: Kennzahl zur optimalen Tracer-Auswahl für die Randbedingungen $\lambda = 355 \text{ nm}$, $p_e = 5 \text{ bar}$, $T_b = 288 \text{ K}$

Tracer	$\sigma_{a,355} [cm^2]$	ψ_f	$X_e [\%]$	I_S
Fluorketon	$0,11 \cdot 10^{-20}$	0,6	5,5	1,00
Aceton	-	0,2	3,9	-
Diacetyl	$0,8 \cdot 10^{-20}$	0,25	0,87	0,48

Für Aceton sind keine relativen Fluoreszenzwerte verfügbar, da der Absorptionsquerschnitt bei 355 nm sehr gering ist. Im Vergleich zu Diacetyl ist für Fluorketon eine um den Faktor 2,1 höhere Intensität zu erwarten. Deshalb wurde es als Tracer für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit einer Anregungswellenlänge von 355 nm verwendet.

3.4.2 Optische Auflösung und Signalstärke

Um eine bestmögliche Ausnutzung des Fluoreszenzsignals zu erreichen, lohnt es sich, Gleichung 3.18 im Detail zu betrachten. Dabei kann die Laserenergie pro Lichtschnitt-Querschnittsfläche F_L bei gleichmäßiger Energieverteilung wie folgt angegeben werden:

$$F_L = \frac{E_P}{z_M y_L} \quad (3.30)$$

Hier entspricht z_M der Lichtschnittbreite bzw. gleichzeitig der Tiefenauflösung des Messvolumens und y_L der Lichtschnitthöhe. Der von der Kamera erfasste Raumwinkel Ω ist über das Verhältnis der Fläche des vom Objektiv erfassten Kugelsegments zum Kugelradius definiert (Stöcker (2004)), wobei der Ursprung der Kugel das fluoreszierende Tracer-Molekül ist. Wie von Clemens (2002) beschrieben, kann der Raumwinkel für große Abstände z_D von der Lichtquelle zum limitierenden Aperturdurchmesser D_A wie folgt beschrieben werden:

$$\Omega = \frac{\left(\frac{\pi D_A^2}{4}\right)}{z_D^2} \quad (3.31)$$

Das von einem Kamerapixel mit den Kantenlängen x_p und y_p erfasste Messvolumen $V_m = x_M y_M z_M$ kann über den Abbildungsmaßstab m des Objektivs oder des optischen Systems verknüpft werden.

$$x_p = m x_M; \quad y_p = m y_M \quad (3.32)$$

z_D kann über die Abbildungsgleichung mit Hilfe der Brennweite f und des Abbildungsmaßstabes m dargestellt werden Eichler (2006):

$$z_D = \frac{f}{m}(1 + m) \quad (3.33)$$

Der limitierende Aperturdurchmesser ist meistens über das Objektiv gegeben und wird über die Blendenzahl $f_{\#}$ beschrieben, die das Verhältnis aus Brennweite und Aperturdurchmesser darstellt.

$$f_{\#} = \frac{f}{D_A} \quad (3.34)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 3.34, 3.33, 3.32 und 3.30 in Gleichung 3.18 kann die Abhängigkeit der Signalintensität vom Detektionssystem im Detail dargestellt werden.

$$S_{LIF} = \frac{E_P}{h\lambda} \frac{x_p y_p}{y_L} n_T \psi_f \sigma_a \frac{1}{16(f_{\#})^2 (m + 1)^2} \eta_{opt} \quad (3.35)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, dass die Signalintensität umgekehrt proportional zur Lichtschnitthöhe y_L ist. Außerdem ist zu sehen, dass eine Verringerung der Blendenzahl ($f_{\#}$) großen Einfluss auf die Signalintensität hat, da der jeweilige Wert quadratisch in die Signalgleichung eingeht. Für eine maximale Signalintensität ist auch ein kleiner Abbildungsmaßstab m und große Pixel vorteilhaft. Hier ist es jedoch notwendig, die benötigte Mindestauflösung zu berücksichtigen, da wie aus Gleichung 3.32 hervorgeht, große Pixelabmaße und ein kleiner Abbildungsmaßstab das Messvolumen vergrößern. Außerdem muss, wie in Gleichung 3.33 zu sehen ist, der Abbildungsmaßstab und die Brennweite so gewählt werden, dass der Abstand z_D in Verbindung mit den Objektivabmessungen nicht geringer ist, als die Quarzglasscheiben der Mischkammer dies erlauben. Man beachte, dass in Gleichung 3.35 die Lichtschnittdicke z_M nicht explizit auftritt, da von einem homogenen Tracerfeld ausgegangen wird. Bei der Untersuchung eines Freistrahls fällt die Tracerkonzentration ausgehend von der Strahlachse ab. Außerdem limitiert die Lichtschnittdicke die Tiefenauflösung. Deshalb sollte ein möglichst kleiner Wert für z_M angestrebt werden.

3.4.3 Optischer Prüfstand

Für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der fluoreszierenden Tracer-Teilchen im Freistrah, wird ein Lasersystem benötigt, das trotz der hohen Pulsfrequenz von 10 kHz genug Energie pro Puls liefern kann, um die Tracermoleküle entsprechend anzuregen. Hierfür wurde ein Nd:YAG-Laser (Quantronix Hawk-HP-355-20-M) gewählt, der bei einer Laserwellenlänge von 355 nm betrieben wird. Anders als beim phasengekoppelten LIF wird kein Dispersionsprisma genutzt, um das restliche 532-nm-Laserlicht herauszufiltern. Der Grund dafür ist, dass wegen der geringeren Pulsenergie von 0,9 mJ am Laseraustritt möglichst keine Absorption durch ein zusätzliches optisches Element erfolgen soll. Stattdessen erfolgt die Filterung des 532-nm-Lichts an den dielektrischen Umlenkspiegeln, die jeweils 99 % des 355-nm-Lichts reflektieren, jedoch weniger als 10 % bei einer Wellenlänge von 532 nm.

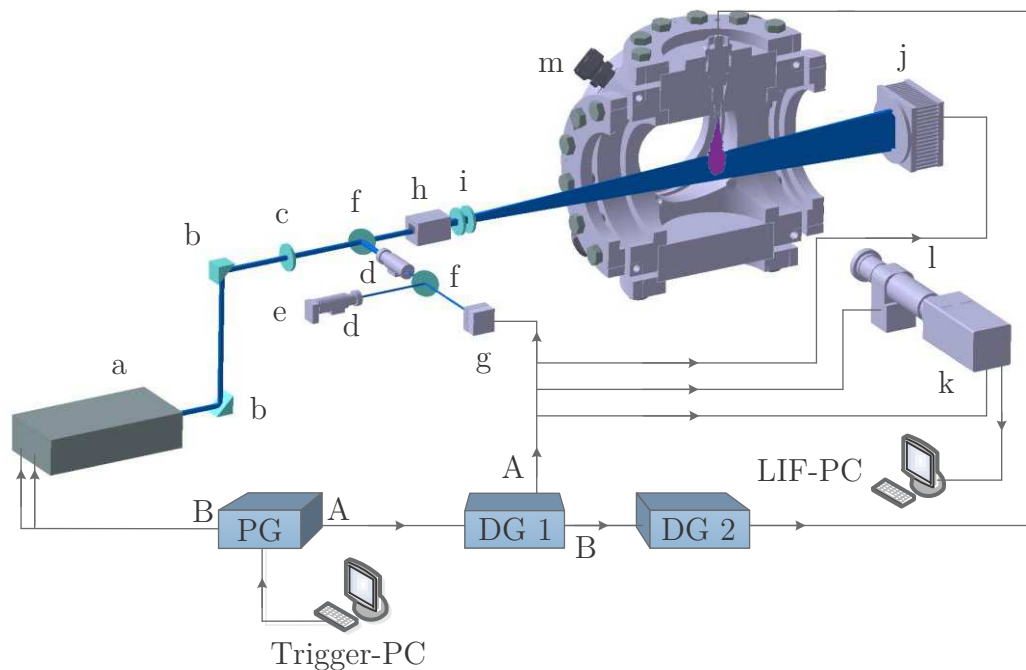


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung des Hochgeschwindigkeits-LIF Messsystems. a) Hochgeschwindigkeits-Nd:YAG-Laser 355 nm, b) Umlenkspiegel, c) Linse zur Laserstrahlaufweitung, d) Strahlaufweiter, e) Photodiode, f) Auskoppelspiegel, g) Energiesensor, h) Homogenisierer, i) Teleskop, j) Energiesensor, k) Hochgeschwindigkeits-Kamera, l) Hochgeschwindigkeits-Bildverstärker mit Objektiv, m) Mischkammer mit Injektor

Der Laser weist eine relativ hohe Divergenz auf: laut Datenblatt ist $M^2 < 30$ abgesichert. Zur Optimierung des Strahltransports und der Fokussierung ist es deshalb notwendig, die Divergenz mittels einer Linse zu reduzieren, indem der Strahldurchmesser vergrößert wird. Dies wird über eine für 355 nm antireflex-beschichtete bikonvexe Linse ($f = 1000$ mm, Reflexion $< 0,25$ % pro Seite) erreicht. Diese Linse wird unter der Annahme, dass der Laserstrahlfokus am Laseraustritt liegt, etwa einen Meter vom Laseraustritt entfernt platziert. Durch dieses Teleskop wird der Laserstrahl bis zum Homogenisierer kaum aufgeweitet und der Strahldurchmesser beträgt ca. 10 mm. Dieser Durchmesser entspricht dem Eingangsdurchmesser, für den der Homogenisierer ausgelegt wurde. Vor dem Homogenisierer wird ein Teil der Pulsenergie ausgekoppelt. Hierzu wird eine polierte ($\lambda/2$ bezogen auf 633 nm) Quarzglasscheibe mit einem Winkel von 45° in den Strahlengang eingebracht. Um einen möglichst geringen Strahlversatz und einen kleinen Absorptionsweg zu ermöglichen, weist das Quarzglas eine Dicke von 1 mm auf. Um möglichst viel Pulsenergie für die laserinduzierte Fluoreszenz zur Verfügung zu haben, ist der Auskoppelspiegel für 355 nm antireflex-beschichtet, so dass nur 1 % der Pulsenergie ausgekoppelt wird. Die ausgekoppelte Pulsenergie wird einem Strahlaufweiter (Melles Griot BXUV-10-3-X-355) zugeführt, um den Strahldurchmesser um den Faktor drei zu verringern. Dies ist nötig, um eine Anpassung für den pyroelektrischen Energiesensor zu erreichen, für den der Strahldurchmesser kleiner als 10 mm sein sollte. Der Energiesensor (Coherent J-10MT-10kHz) kann Laserpulsfrequenzen bis 10 kHz auflösen und ist für einen Energiebereich von 300 nJ bis 200 μ J kalibriert. Die damit gemessenen Pulsenergien dienen zur späteren Normierung der Fluoreszenzbilder. Außerdem kann damit und mit einem zweiten Energiesensor (Coherent J-50MT-10kHz, Energiebereich 50 μ J bis 100 mJ), der direkt nach der Mischkammer angeordnet ist, die vom Tracer absorbierte Pulsenergie abgeschätzt werden. Vor dem Energiesensor wird mit einem weiteren Strahlauskoppelspiegel 1 % der bisher ausgekoppelten Pulsenergie abgezweigt und einer Photodiode (Thorlabs DET10A) zugeführt. Auf Grund des relativ kleinen Sensordurchmessers von 1 mm wird der Laserstrahl mit einem weiteren Strahlaufweiter um den Faktor drei reduziert. Mit Hilfe der Photodiode kann über ein hoch auflösendes Oszilloskop (LeCroy WaveJet 354A) die Triggerzeit von Kamera und Bildverstärker exakt auf den Laserimpuls eingestellt und überwacht werden. Durch den Homogenisierer würde in der Mischkammer ein Lichtschnitt mit einer Höhe von 50 mm entstehen. Um die Lichtschnittbreite im Fokuspunkt weiter zu verringern und um die Pulsenergie im Hinblick auf ein stärkeres Signal zu bündeln, wurde ein Teleskop

eingesetzt, mit dem die Lichtschnitthöhe reduziert wird. Damit im Fokuspunkt des Teleskops kein Luftdurchschlag auftreten kann, wurde das Teleskop mit einer plankonkaven Linse ($f = -30$ mm) und einer plankonvexen Linse ($f = 60$ mm) erstellt. Für den Lichtschnitt ergibt sich dadurch eine Höhe von 25 mm und eine Breite von 0,5 mm im von der Kamera erfassten Messbereich. In Abbildung 3.19 ist das gesamte Hochgeschwindigkeits-LIF-Messsystem schematisch dargestellt.

Das Kernelement des Trigger-Systems ist, wie bei der phasengekoppelten laserinduzierten Fluoreszenz, der programmierbare Pulsgenerator (PG). Im Unterschied zum phasengekoppelten LIF beträgt die Grundfrequenz 10 kHz statt 10 Hz. Beide Laserdioden werden ohne Delay gleichzeitig getriggert. Außerdem ist der Eingangswiderstand für die Laserdioden so dimensioniert, dass eine direkte Triggerung mit dem Pulsgenerator stattfinden kann. Deshalb kann im Vergleich zum phasengekoppelten LIF auf einen Delay-Generator zwischen Pulsgenerator und Laser verzichtet werden. Wird im Pulsgenerator ein Auslösesignal vom Trigger-PC erfasst, können zum Laser-Triggersignal synchrone Pulse erzeugt werden. Dies ermöglicht eine exakte Triggerung der Kamera, des Bildverstärkers und der Energiesensoren, relativ zu den aufeinanderfolgenden Laserpulsen. Bei den hier durchgeführten Experimenten wurden je nach Freistrahls-Austrittsgeschwindigkeit 50 bis 100 synchrone Pulse generiert. Im ersten Delay-Generator (DG1) wird im Kanal A eine Grundverzögerung für alle Aufnahme-Geräte vorgegeben. Die jeweilige Feinjustage erfolgt anschließend an den für Kamera, Bildverstärker und Energiesensoren integrierten Verzögerungssystemen. Am Ausgang B von DG 1 erfolgt die Verzögerung für das Injektorsignal. Das Injektor-Ventil wird für 10 ms geöffnet. Deshalb wird ein zweiter Delay-Generator (DG 2) benötigt, der nur auf den ersten Puls von DG 1 reagiert und anschließend einen Öffnungspuls mit einer Pulslänge von 10 ms an das Injektorsystem sendet.

Damit möglichst wenig Störlicht pro Fluoreszenz-Aufnahme eingefangen wird, ist die Mischkammer vom Umgebungslicht abgeschirmt. Außerdem ist es nötig, die Belichtungszeit für den Bildverstärker möglichst gering zu halten. Die minimale Belichtungszeit für den Bildverstärker ist bei den hier durchgeführten Versuchen auf Grund der Laserpulsbreite, die bei ca. 250 ns liegt, begrenzt. Aus diesem Grund wurde eine Belichtungszeit von 380 ns gewählt. Damit wurde eine Belichtungszeit erreicht, die um 5% geringer ist als bei bisherigen vergleichbaren Hochgeschwindigkeits-LIF-Aufnahmen (Cundy u. a. (2011)). Die Belichtungszeit für die Hochgeschwindigkeits-Kamera wurde auf 2 μ s gesetzt, wobei der Shutter für den Bild-

verstärker die Belichtungszeit für den Kamera-Sensor begrenzt. Die resultierenden Steuer- bzw. Monitor-Signale für Kamera, Bildverstärker und Laserpuls, bei einer Pulsfrequenz von 10 kHz, sind in Abbildung 3.20 dargestellt.

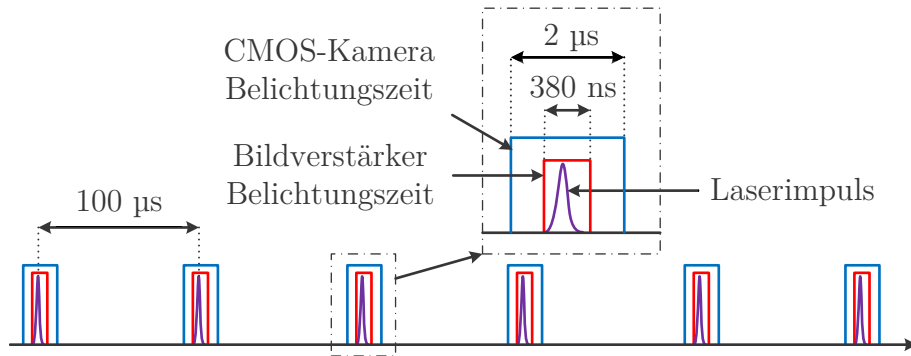


Abbildung 3.20: Darstellung der Hochgeschwindigkeits-Trigger-Pulskette zur Ansteuerung von Laser, Bildverstärker und Kamera

Um möglichst wenig Laser-Streulicht im Bildverstärker zu detektieren, wurde ein Kantenfilter (Semrock LPO2-355RS) eingesetzt. Damit wird das meiste elastisch gestreute Laserlicht mit einer Wellenlänge von 355 nm herausgefiltert und fast nur das im Vergleich zur Anregungswellenlänge verschobene Fluoreszenzlicht ab 358 nm durchgelassen. Der Hochgeschwindigkeits-Bildverstärker (Hamamatsu C10880) wurde anstatt mit der Standard-Multialkali-Photokathode mit einer GaAsP-Photokathode ausgestattet. Für Tracer wie Aceton, Diacetyl und Fluorketon, deren maximale Emissionswellenlänge zwischen 400 nm und 500 nm liegt (siehe Abbildung 3.17), können somit Quanteneffizienzen von bis zu 50 % genutzt werden. Bei der Multialkali-Photokathode hätten nur maximal 20 % genutzt werden können. Der Bildverstärker und die Hochgeschwindigkeitskamera (Phantom v710) sind über ein Zwischenobjektiv miteinander verbunden. Als Aufnahmeobjektiv wurde ein 35-mm- $f/1,4$ -Objektiv verwendet. Zusammen mit dem Zwischenobjektiv ermöglichte dies, die Lichtschnittebene bei minimaler Fokus-Einstellung scharf darzustellen und das Objektiv direkt vor der Mischkammer-Scheibe zu platzieren. Dadurch wird bei dem gegebenen optischen System der maximal mögliche Raumwinkel bezüglich des fluoreszierenden Lichts erfasst. Die resultierende Mess-Auflösung liegt bei $0,086 \mu\text{m}/\text{Pixel}$, wobei eine Auflösung von 992×384 Pixel für den CMOS-Sensor der Kamera gewählt wurde. Dadurch ist der Aufnahmequerschnitt breit genug, um keine Freistrahldetails abzuschneiden und zudem können drei vollstän-

dige Lichtschnittverschiebungen um jeweils 25 mm durchgeführt werden, ohne das Kamerasystem neu justieren zu müssen.

Bei den phasengemittelten LIF-Untersuchungen wurde pro Injektion eine Aufnahme durchgeführt. Bei den Hochgeschwindigkeits-Messungen werden bis zu hundert Bilder pro Injektionsvorgang erstellt. Aus diesem Grund ist es notwendig, die Charakteristik der CMOS-Kamera und des Bildverstärkers in Bezug auf eine gleichmäßige Signalverstärkung über die Aufnahmezeit zu ermitteln. Hierzu ist in Abbildung 3.21 der Verlauf der mittleren normierten Dunkelstromintensität und der mittleren normierten Weißfeld-Intensität über die Aufnahmezeit dargestellt.

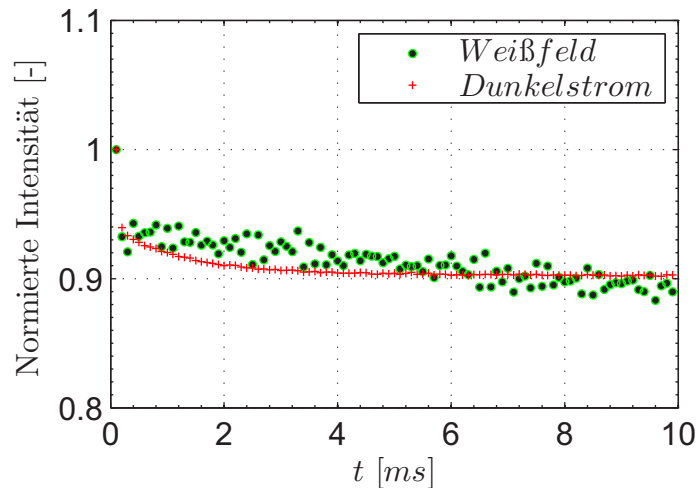


Abbildung 3.21: Zeitlicher Verlauf der mittleren normierten Intensität des Dunkelstrombildes und des Weißfeld-Bildes

Die Dunkelstromaufnahmen wurden mit Bildverstärker und geschlossenem Objektiv durchgeführt. Die mittlere Intensität jedes Bildes wurde auf den maximalen mittleren Intensitätswert der Aufnahmereihe normiert. Die Weißfeld-Aufnahme wurde mit Hilfe einer regulierbaren LED-Leuchtplatte (Kaiser Slimlite LED) durchgeführt. Die Lichtstärke der Leuchtfläche wurde so eingestellt, dass die mittlere Bildintensität in der Mitte des dynamischen Bereichs der 12 Bit CMOS-Kamera liegt. Für die Weißfeld-Aufnahmen und für die Dunkelstromaufnahmen ist zu sehen, dass die mittlere Intensität des ersten Bildes deutlich höher ist als die der folgenden, so dass die mittlere Intensität des zweiten Bildes nur noch 94 Prozent des ersten Bildes aufweist. Für den Dunkelstrom gilt, dass nach ca. 4 ms der stationäre Zustand erreicht ist und die Intensität ca. bei 90 Prozent des ersten Bildes

konstant bleibt. Für die Weißfeld-Bilder ist ein geringer kontinuierlicher Abfall der mittleren Intensität zu erkennen. Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Weber u. a. (2011). Auf Grund der starken Bildverstärkung bei den ersten aufgenommen Bildern, sollten diese für die weitere Datenverarbeitung nicht verwendet werden. Aus diesem Grund wurde das Triggersignal so gesetzt, dass erst ab dem fünften Bild der Freistrahler zu sehen ist.

4 Numerische Untersuchungen

4.1 Rechennetz und Randbedingungen

Um einen Vergleich zwischen den Experimenten und 3D-CFD-Rechnungen durchführen zu können, wurden die Randbedingungen aus den phasengekoppelten LIF-Messungen und aus den Schlierenmessungen verwendet, um transiente Gasinjektionsvorgänge zu simulieren. Hierzu wurde das Strömungssimulations-Programm ANSYS-CFX (2011a) verwendet. Die Berechnung der Strömungsvorgänge basiert auf den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)). Auf Grund der komplexen Strömungsvorgänge im Injektor und um den Öffnungsvorgang des Ventils in der Simulation zu berücksichtigen, wurden strömungsrelevante Bereiche des Injektors samt dem Ventil in die Modellierung mit einbezogen. Die Vernetzung des Rechengebietes wurde mit dem Programm ANSYS-ICEM-CFD (2011b) durchgeführt. Um die Rechenzeit zu verringern, wurde die Rotationssymmetrie der durchströmten Geometrie ausgenutzt und das Rechengebiet auf ein 3° Segment des gesamten Strömungsgebiets reduziert. Entlang der Strahlachse wurde ein zylinderförmiger Kern mit einem Radius von $50 \mu\text{m}$ bei der Vernetzung ausgespart, damit die Netzqualität durch spitze Zellwinkel nicht reduziert wird. Im Vergleich zur realen Düsenaustrittsfläche entspricht dies einer Reduktion von 1 %. Als Randbedingung für die Strahlachse wurde die Bedingung reibungsfreie Wand gewählt, bei der keine Wandschubspannungen auftreten und die Strömungsgeschwindigkeit senkrecht zur Achse u_n zu Null gesetzt wird. Für die Segmentseitenflächen wurde die Bedingung Symmetrie gewählt, bei der zusätzlich zu $u_n = 0$, keine Gradienten von skalaren Größen senkrecht zur Symmetrieebene auftreten. Obwohl die Injektordüse für die LIF-Versuche und die Schlierenversuche dieselbe Geometrie aufweisen, ist die Injektor-Innengeometrie unterschiedlich und wurde deshalb injektorspezifisch angepasst.

Der maximale Nadelhub der Injektoren wurde den Hersteller-Datenblättern entsprechend auf $150 \mu\text{m}$ für den LIF-Injektor und $235 \mu\text{m}$ für den Schlieren-Injektor eingestellt. Zu Beginn der Simulation liegt ein Ventilhub von $1 \mu\text{m}$ vor, damit keine Rechenzellen ohne Volumen entstehen. Die Rechenzellen im Ventilspace werden dem Öffnungszeitprofil entsprechend vertikal verzerrt, bis der Maximalhub erreicht ist. Der Ventilspace wurde so vernetzt, dass die Rechenzellen im vollständig geöffneten Zustand die gleichen Kantenlängen aufweisen wie die Rechenzellen in den anliegenden Gebieten. Die Öffnungszeit beträgt beim LIF-Injektor und beim Schlieren-Injektor $380 \mu\text{s}$. Das Öffnungsprofil ist linear. Zu Beginn der Simulation befindet sich im gesamten Injektor reines Helium. Die Zeitschrittweite wurde so eingestellt, dass der RMS-Fehler unter 10^{-5} liegt.

Um die aus Theorie und Experimenten bekannten Bereiche mit hohen Gradienten im Freistrahlgelände zu berücksichtigen und entsprechend das Rechennetz zu verfeinern, wird mit Hilfe der Grenzschichttheorie die Position der maximalen Temperaturgradienten ermittelt. Hierzu wird die Gleichung des Temperaturfeldes im Freistrahlgelände zweimal nach der Koordinate r abgeleitet und somit die Position der maximalen Temperaturgradienten r_T identifiziert.

$$r_T = \frac{8\alpha(x - x_0)}{\sqrt{4Pr_t + 1}} \quad (4.1)$$

mit $\alpha=0,0167$ und $Pr_t=0,7$

Ausgehend von der Düse wächst r_T linear an und dementsprechend entfernen sich die Rechengelände mit großer Netzichte von der Strahlachse. Das zweite Gelände mit hohen Gradienten entsteht im Übergang vom Strahlkopf zum Umgebungsgelände. Wie bei Hill u. Ouellette (1999) dargestellt, beträgt das Verhältnis zwischen Kopfwirbeldurchmesser und Eindringtiefe $0,25$. Dieser Zusammenhang wurde verwendet, um eine zweite Linie mit hoher Zelldichte zu erzeugen.

Um die Netzkonvergenz sicherzustellen, wurden drei zusätzliche Rechennetze erzeugt, bei denen jeweils die Kantenlänge im Vergleich zum größeren Netz halbiert wurde. Daraus ergeben sich Rechennetze mit 460.000 , 115.000 und 29.000 Rechenzellen. Mit diesen Rechennetzen wurde der Einfluss der Netzfeinheit auf die Eindringtiefe, die Freistrahlgelände und den Massenstrom am Düsenaustritt untersucht. Um die Position und Stärke der Verdichtungsstöße bewerten zu können, wurde zusätzlich der Verlauf der Dichtegradienten auf der Strahlachse bewertet.

Die Ergebnisse zeigten, dass für die genannten Größen fast keine Unterschiede bezüglich des Rechnetzes auftraten. Nur bei der Höhe der Dichtegradienten im Düsenbereich gab es Abweichungen (siehe Anhang Abbildung A.1). Aus diesem Grund wurde das Rechnetetz mit 29.000 Rechenzellen im Düsenbereich zusätzlich verfeinert und für die weiteren Berechnungen verwendet. Das resultierende Rechnetetz ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Dort sind deutlich die Gebiete hoher Zellenzahlendichte entlang der r_T -Line und der etwas außerhalb liegenden Strahlkopflinie zu erkennen.

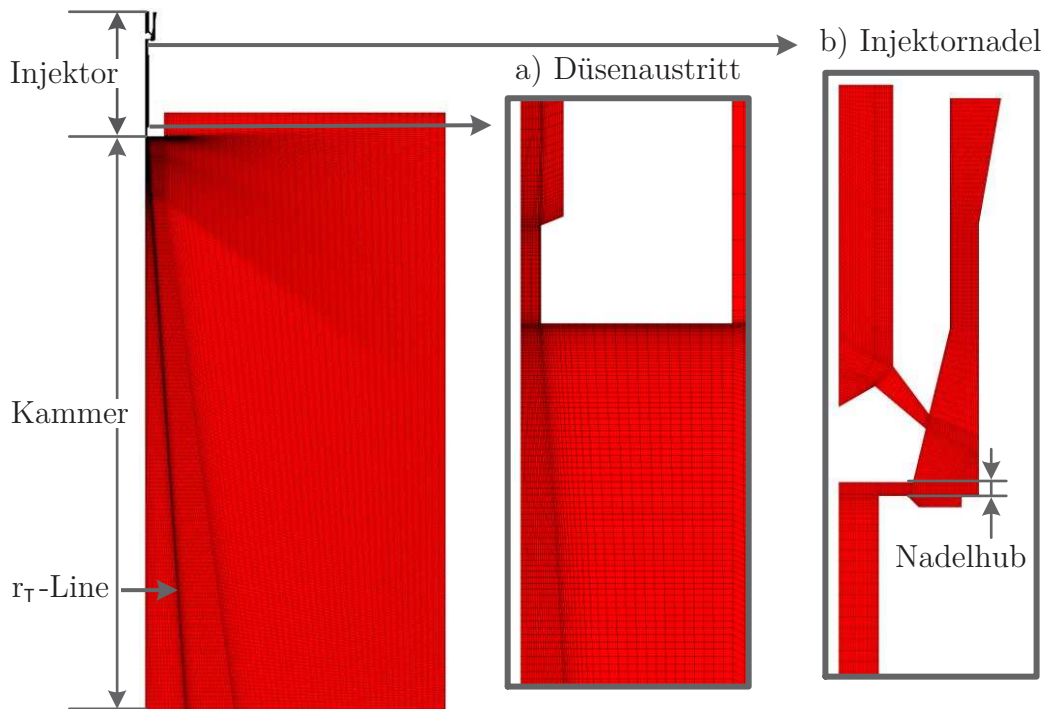


Abbildung 4.1: CFD-Rechnetetz zur Untersuchung des transienten Gas-Injektionsvorgangs in die Mischkammer. Detail a) zeigt den Übergang von der Injektordüse in die Mischkammer. Detail b) zeigt den Bereich der Düsennadel bei maximalem Ventilhub

Für das k - ϵ -Modell müssen aus numerischen Gründen in der Nähe von Wänden Wandfunktionen verwendet werden. In ANSYS-CFX wird hierzu eine skalierbare Wandfunktion eingesetzt. Dies führt dazu, dass die wandnächste Rechenzelle so verschoben wird, dass sie nicht in der viskosen Unterschicht liegt. Dadurch kann das nach der Übergangsschicht geltende logarithmische Wandgesetz verwendet werden. Hierzu wird, wie bei Grotjans und Menter (1998) beschrieben, die erste

Rechenzelle verschoben, bis der y^+ -Wert mindestens 11,06 beträgt. Dies entspricht dem Schnittpunkt des linearen Wandmodells mit dem logarithmischen Wandmodell. Für das k - ω -Modell ist diese Skalierung nicht nötig, da mit diesem Modell die Berechnung der Geschwindigkeiten bis in die viskose Unterschicht möglich ist. Der maximale y^+ -Wert für die wandnächste Rechenzelle sollte so gewählt werden, dass dieser noch innerhalb des logarithmischen Bereichs liegt. Wie bei Pope (2000) beschrieben, sinkt die Ausdehnung des logarithmischen Bereichs mit sinkender Reynolds-Zahl. Als Anhaltswerte für den maximalen y^+ -Wert der wandnächsten Rechenzelle ist bei Schäfer (2006) ein Wert von 300 gegeben. Bei Merker u. a. (2006) ist ein Wert von 100 angegeben. Für die hier durchgeführten Untersuchungen wurde für das höchste Einblasdruckniveau von 24 bar an keiner Position im Rechenetz und zu keinem Zeitpunkt der y^+ -Wert von 90 überschritten.

4.2 Modellierung der Turbulenz

Zur Berechnung der Freistrahelströmung soll das Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodell k - ϵ verwendet werden. Hierbei werden zwei zusätzliche Gleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die Dissipation ϵ gelöst. Wie von Poinso (2001) beschrieben, können diese Gleichungen wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \bar{\rho}\epsilon \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (4.3)$$

Dabei entspricht \tilde{u}_i der masse-gewichteten (Favre) Geschwindigkeit, die wie folgt definiert ist:

$$\tilde{u}_i = \frac{\overline{\rho_i u_i}}{\bar{\rho}} \quad (4.4)$$

Die dynamische Wirbelviskosität μ_t wird dabei wie folgt bestimmt:

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.5)$$

$$C_\mu=0,09; \sigma_k=1,0; \sigma_\epsilon=1,3$$

Wie aus Literaturdaten bekannt (z.B. Launder u. Spalding (1974)) hat sich das k - ϵ -Modell für Freistrahlberechnungen bereits bewährt. Um die zeitaufgelösten Randbedingungen am Düsenaustritt für die Freistrahlsströmung schaffen zu können, wird zusätzlich die wandnahe Injektorinnenströmung und der Ventilhub bei der Modellierung berücksichtigt. In diesem Bereich müssen für das k - ϵ -Modell aufwendige Dämpfungsfunktionen oder skalierbare Wandfunktionen verwendet werden, die zu Instabilitäten und Ungenauigkeiten führen können. Das von Wilcox (Wilcox (1988)) vorgestellte k - ω -Turbulenz-Modell weist diese Schwierigkeiten nicht auf, da mit Hilfe der ω -Gleichung die viskose Unterschicht und der logarithmische Bereich aufgelöst werden kann. Aus diesem Grund wurde für die Berechnungen das von Menter vorgeschlagene und in ANSYS-CFX implementierte SST-Modell verwendet. Bei diesem Modell kann, mit Hilfe einer Blendfunktion, für wandnahe Bereiche, wie die Injektor-Innengeometrie, das k - ω -Modell und in wandfernen Bereichen, wie der Mischkammer, das k - ϵ -Modell verwendet werden.

Zur Kalibrierung des k - ϵ -Modells wurden mehrere Werte für die einzelnen Konstanten vorgeschlagen (z.B. Jones u. Launder (1972), Launder u. Spalding (1974), Chien (1982), Gaillard (1984)). Um das im SST-Modell enthaltene k - ϵ -Modell entsprechend den vorgeschlagenen Konstanten aus der Literatur einstellen zu können, müssen die folgenden Umrechnungen durchgeführt werden:

$$C_{SST1} = C_{\epsilon1} - 1 \tag{4.6}$$

$$C_{SST2} = (C_{\epsilon2} - 1)C_\mu \tag{4.7}$$

In Tabelle 4.1 sind einige aus der Literatur bekannte Werte für die Kalibrierung des k - ϵ -Modells dargestellt, die auch bei den hier durchgeführten Simulationen und dem Vergleich mit den Messungen betrachtet werden. Zusätzlich sind die jeweils umgerechneten Konstanten, wie sie im SST-Modell integriert werden müssen, dargestellt.

Tabelle 4.1: Turbulenzmodell-Konstanten

Autor	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	C_{SST1}	C_{SST2}
Launder u. Spalding (1974)	1,44	1,92	0,44	0,0828
Jones u. Launder (1972)	1,55	2,0	0,55	0,09
Chien (1982)	1,35	1,8	0,35	0,072
Gaillard (1984)	1,52	1,89	0,52	0,801

5 Ergebnisse

5.1 Hochgeschwindigkeits-Schlierentechnik

5.1.1 Sensitivitätsanalyse zur Bestimmung der Strahleindringtiefe

Zur automatischen Berechnung der Strahleindringtiefe ist es notwendig, einen Detektionsschwellwert für die einzelnen Injektions-Randbedingungen zu definieren. Dieser wurde jeweils so gewählt, dass der Bildhintergrund und die jeweiligen Dichteschwankungen durch Schallwellen herausgefiltert werden. Um eine Vergleichbarkeit über die dadurch ermittelten Eindringkurven sicher zu stellen, ist es notwendig, eine Sensitivitätsanalyse bezüglich des Detektionsschwellwerts durchzuführen. Für die Kryo-Einblasungen wird jeweils ein konstanter Schwellwert von $\Delta BS / BS_{HG} = 30 \%$ verwendet. Aus diesem Grund kann für diese Experimente eine entsprechende Sensitivitätsanalyse entfallen. Für die Versuche bei gleicher Temperatur in der Kammer und vor dem Injektor musste für den Einblasdruck $p_e = 40$ bar ein Schwellwert von 40% gewählt werden. Für alle anderen Fälle wurde der Schwellwert zwischen 10% ($p_e = 1,5$ bar) und 20% ($p_e = 24$ bar) gewählt. Um die Empfindlichkeit der Resultate bezüglich des Schwellwertes zu überprüfen, wurde die Eindringtiefe für den Fall $p_e = 1,5$ bar mit einem Schwellwert von 10% und 20% ermittelt. Dabei zeigte sich, dass die Eindringkurve für 20% leicht unter der von 10% liegt: wobei der Unterschied mit steigender Eindringtiefe etwas größer wird. Um dieses Ergebnis zu quantifizieren, wurden die letzten fünf Punkte der Eindringkurven verwendet und eine mittlere Abweichung berechnet. Diese beträgt $0,6 \%$. Um den Unterschied zwischen den Eindringkurven bei unterschiedlichen absoluten Einblasdrücken, aber konstanten Einblas-Druckverhältnissen zu ermitteln, wurde der Fall $p_e = 40$ bar und der Fall $p_e = 10$ bar untersucht. Für den Fall $p_e = 10$ bar

wurden die Schwellwerte 15 % und 40 % untersucht. Hierbei ergab sich wieder ein mittlerer Unterschied von 0,6 % für die letzten fünf Punkte der Eindringkurven. Für den Fall $p_e = 40$ bar wurden die Eindringkurven für einen Schwellwert von 40 % und 60 % überprüft. Die maximale Abweichung betrug dabei 0,2 %.

Auf Grund der geringen Abweichungen von maximal 0,6 % wird die Berechnung der Eindringtiefe, für die verwendeten Schwellwerte, nicht signifikant beeinflusst und eine Vergleichbarkeit zwischen den unterschiedlichen Druckverhältnissen kann gewährleistet werden.

5.1.2 Konfidenzintervall der ermittelten Eindringtiefen

Um die mittlere Eindringtiefe Z_t zu bestimmen, wurde für die jeweiligen Randbedingungen der Injektionsvorgang 50 Mal wiederholt und aufgezeichnet. In Abbildung 5.1 ist eine zeitaufgelöste Bildfolge mit den berechneten Eindringtiefen dargestellt.

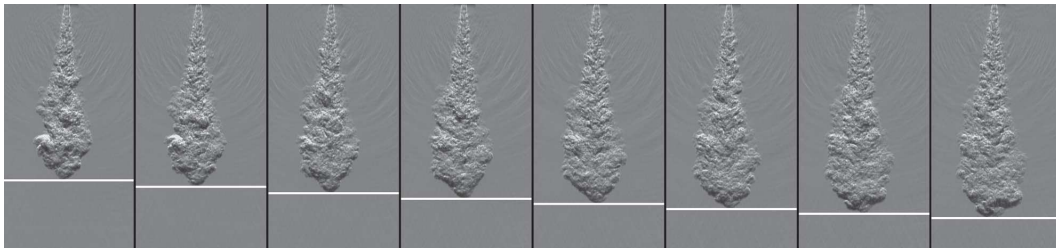


Abbildung 5.1: Zeitaufgelöste Folge (von 1,1 ms bis 1,45 ms) eines Injektionsvorgangs bei $p_e = 15$ bar und $p_\infty = 1$ bar. Die weiße Linie markiert die jeweilige Eindringtiefe wie sie mit der Bildbearbeitungsmethode bestimmt wurde

Um die Reproduzierbarkeit der Versuche zu verdeutlichen, sind in Abbildung 5.2 die aus den 50 Einzelmessungen resultierenden Eindringkurven für den Injektionsdruck $p_e = 15$ bar, den Kammerdruck $p_\infty = 1$ bar und die Injektions- und Kammertemperatur von 294 K dargestellt.

In dieser Abbildung ist auch das 95 %-Konfidenzintervall der mittleren Eindringtiefe dargestellt. Es ist zu erkennen, dass dieses Intervall zu Beginn des Einblasvorgangs eine geringe Ausdehnung aufweist und mit voranschreitender Eindringtiefe aufgeweitet wird.

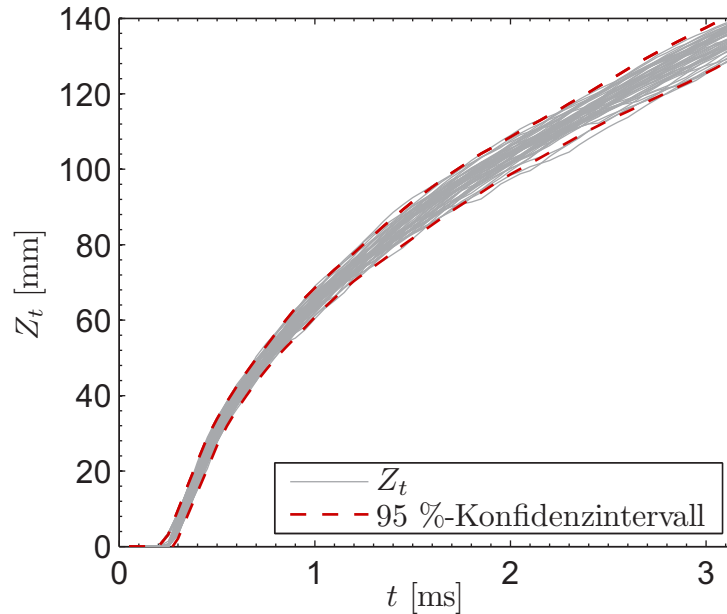


Abbildung 5.2: Eindringtiefe über der Injektionszeit: $p_e = 15$ bar, $p_\infty = 1$ bar, $T_e = T_\infty = 294$ K. Die roten gestrichelten Linien stellen die Grenze für das obere und untere 95 %-Konfidenzintervall der Eindringkurven dar

Um die Streuung der mittleren Eindringtiefe genauer verstehen zu können, wurden drei extreme Einzelversuche A, B und C ausgewählt und im Detail untersucht. Die Eindringkurven für diese Versuche sind in Abbildung 5.3 dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass die Eindringkurven für Freistrahlen A und B bis zum Zeitpunkt 1,1 ms fast übereinander, in der Nähe des oberen 95 %-Konfidenzintervalls liegen. Ab 1,1 ms wandert die Eindringkurve in Richtung der unteren 95 %-Intervallgrenze. Versuch C wurde gewählt, um einen Freistrahler zu zeigen, dessen Eindringkurve sich ähnlich wie die mittlere Eindringkurve verhält und in der Mitte des Konfidenzintervalls verläuft. In Abbildung 5.4 sind die Freistrahler A, B und C zu den Zeitpunkten 1,1 ms und 3,0 ms in Form von Schlierenbildern dargestellt.

Es ist zu sehen, dass die beiden Strahlen A und B bei 1,1 ms fast die gleiche Eindringtiefe aufweisen. Jedoch ist auf der Unterseite von Strahl B eine kleine Verwirbelung zu erkennen, durch die der Durchmesser des Strahlkopfes vergrößert wird. Bei 3,0 ms ist die Eindringtiefe von Strahl A größer als die von Strahl B. Außerdem ist zu erkennen, dass der Strahlkopf-Durchmesser bei B größer ist. Auf Grund turbulenter Wirbel, die sich in der Scherschicht entwickeln, kann der

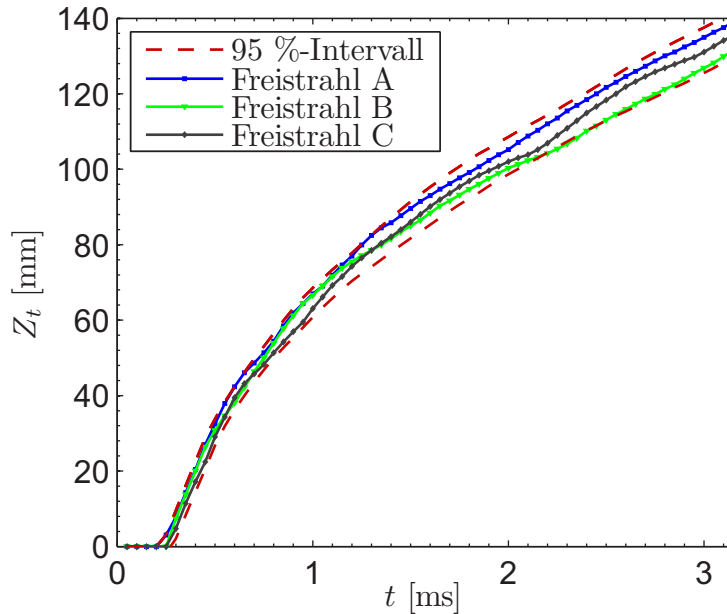


Abbildung 5.3: Drei Eindringkurven A, B und C für: $p_e = 15$ bar, $p_\infty = 1$ bar, $T_e = T_\infty = 294$ K. Die roten gestrichelten Linien repräsentieren die Grenzen für das obere und untere 95 %-Konfidenzintervall der Eindringkurven

Strahlquerschnitt und damit auch der Strömungswiderstand vergrößert werden. Dies kann dazu führen, dass einzelne Freistrahlen stärker abgebremst werden und die entsprechenden Eindringkurven in der Nähe des unteren Konfidenzintervalls verlaufen. Obwohl die Strahlen A und B extreme Verläufe der Eindringkurven beschreiben, ist der Kurvenabstand bei 3,0 ms relativ gering. Daher und auf Grund der dichten Bündelung der restlichen 50 Einzelversuche kann eine gute Reproduzierbarkeit nachgewiesen und aussagekräftige mittlere Eindringkurven bestimmt werden.

In Abbildung 5.5 ist zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten in der Freistrahler-Entwicklung die Streuung der mittleren Eindringtiefe dargestellt.

Die Streuung weist eine gaußförmige Verteilung auf, bei der die Werte rechts und links des Mittelwertes kontinuierlich abfallen.

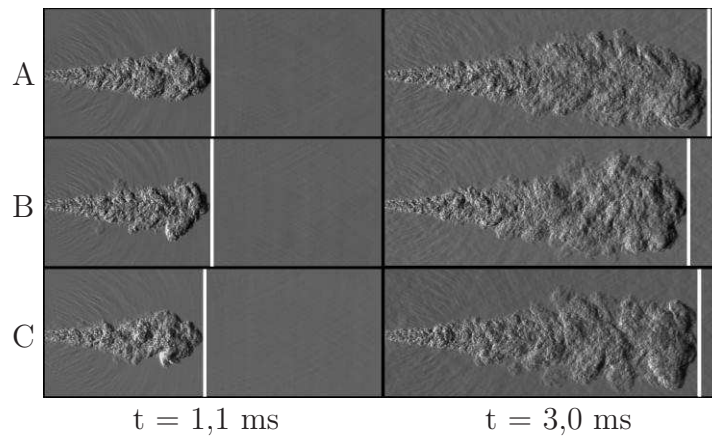


Abbildung 5.4: Schlierenbilder für die drei in Abbildung 5.3 gezeigten Gas-Freistrahlen zu den Zeitpunkten 1,1 ms und 3,0 ms

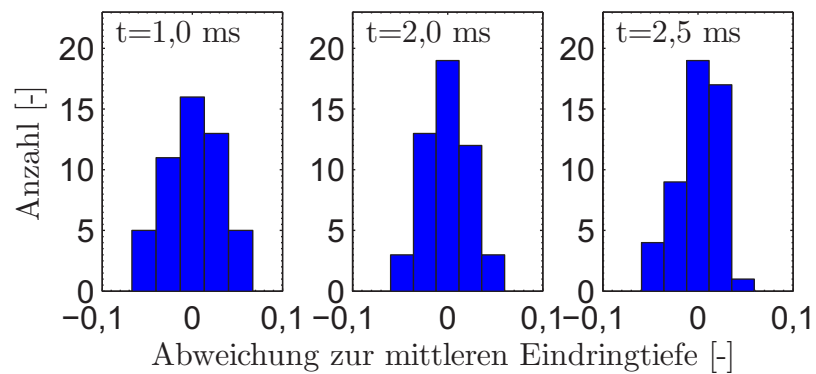


Abbildung 5.5: Streuung der mittleren Eindringtiefe für drei unterschiedliche Zeitpunkte. $p_e = 15$ bar, $p_\infty = 1$ bar, $T_e = T_\infty = 294$ K.

5.1.3 Einfluss des Druckverhältnisses

In Abbildung 5.6 ist die mittlere Eindringtiefe über der Zeit, für unterschiedliche Einblas-Druckverhältnisse dargestellt.

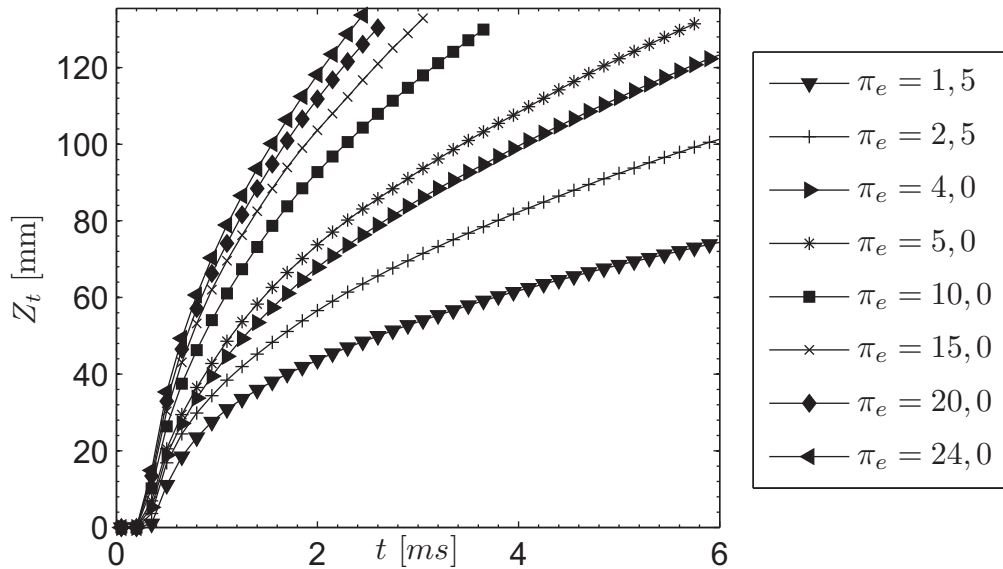


Abbildung 5.6: Mittlere Eindringkurven aus jeweils 50 Einzelmessungen für acht unterschiedliche Druckverhältnisse: $p_\infty = 1$ bar, $T_e = T_\infty = 294$ K. Jeder dritte Datenpunkt ist dargestellt

Das kritische Druckverhältnis für Helium liegt bei 2,048. Daher beschreiben die Eindringkurven von $p_e = 1,5$ und $p_e = 2,5$ Freistrahlen bei denen die Ausströmbedingungen gerade unter bzw. über dem kritischen Druckverhältnis liegen. Für die restlichen sechs Eindringkurven liegen Überschall-Strömungsbedingungen in der Nähe der Injektordüse vor, wobei für die höheren Druckverhältnisse Unterexpansion und gerade Verdichtungsstöße auftreten. Zu Beginn der Gasinjektion weisen die Eindringkurven einen linearen Verlauf auf. Im weiteren Verlauf fällt die Strahlkopf-Geschwindigkeit immer weiter ab. Ab 4,1 ms wird die Düsenöffnung des Injektors wieder geschlossen, was zu einer weiteren Abbremsung des Strahlkopfes führt. Abbildung 5.6 zeigt, dass die Form der Eindringkurven für alle Druckverhältnisse ähnlich verläuft, die Steigung jedoch für höhere Druckverhältnisse steiler wird.

Auf Basis der mittleren Eindringkurven wurde, mit der Methode der zentralen Differenzen, die mittlere Eindringrate bestimmt. Hierzu ist in Abbildung 5.7 für drei Eindringtiefen der Verlauf der mittleren Eindringrate über dem Druckverhältnis dargestellt. Der Anstieg der Eindringrate mit zunehmendem Druckverhältnis ist dabei deutlich zu erkennen.

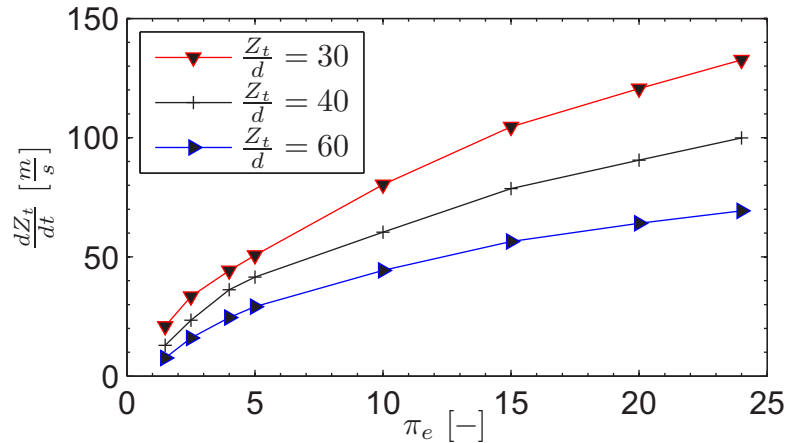


Abbildung 5.7: Visualisierung der Eindringrate über dem Druckverhältnis für drei unterschiedliche Eindringtiefen: $p_\infty = 1 \text{ bar}$, $T_e = T_\infty = 294 \text{ K}$

In Abbildung 5.8 sind mittlere Eindringkurven für das Überschall-Druckverhältnis $\pi_e = 10$ und das Unterschall-Druckverhältnis $\pi_e = 1,5$ dargestellt.

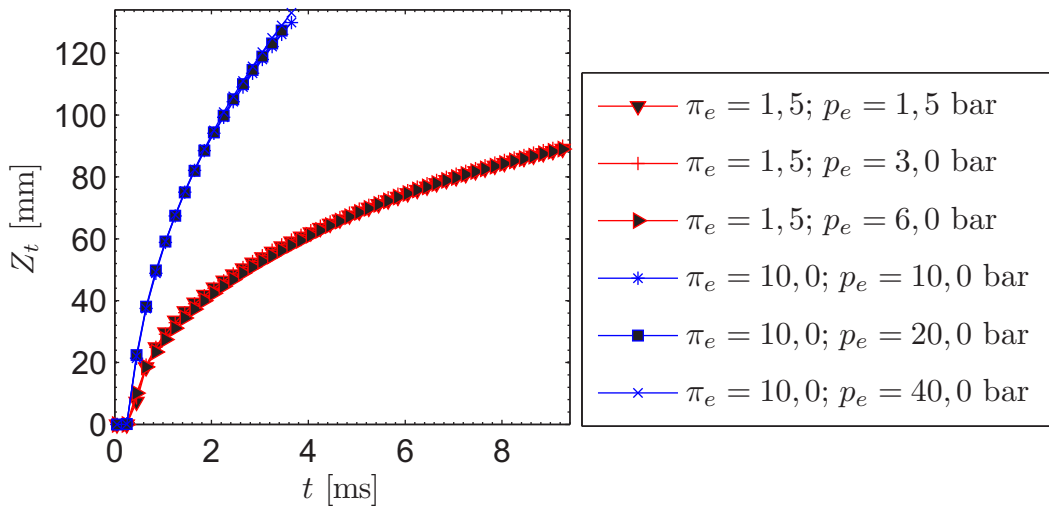


Abbildung 5.8: Mittlere Eindringkurven für Unterschall- und Überschall-Druckverhältnisse. $T_e = T_\infty = 294 \text{ K}$. Jeder vierte Datenpunkt ist dargestellt

Für jedes Druckverhältnis wurden jeweils drei Fälle mit jeweils unterschiedlichen absoluten Drücken für p_e und p_∞ gewählt. Dabei liegen die Eindringkurven mit unterschiedlichen absoluten Drücken, aber dem gleichen Druckverhältnis fast aufeinander. Um die Überschallbedingungen für den Fall $\pi_e = 10$ zu überprüfen, wurden die Schlierenaufnahmen der 50 Einzelversuche überlagert. Mit dieser Me-

thode konnten stochastische Effekte herausgefiltert werden und die regelmäßigen Stoßzellen des mittleren unterexpandierten Freistrahls sichtbar gemacht werden. Abbildung 5.8 zeigt mit hoher Genauigkeit, dass, obwohl der Massenstrom mit höheren absoluten Injektionsdrücken ansteigt, der Verlauf der Eindringkurven von Unterschall- und Überschall-Freistrahlen nur vom Druckverhältnis und nicht den einzelnen absoluten Drücken abhängt.

5.1.4 Kryo-Injektion

In Abbildung 5.9 sind die mittleren Eindringkurven für die Versuche mit dem Kryo-Injektor dargestellt. Hierbei wurden zwei unterschiedliche Druckverhältnisse mit verschiedenen Einblas-Temperaturen untersucht (siehe Tabelle 3.3). Der Nadelhub des Kryo-Injektors wurde mit Hilfe eines Magneten durchgeführt. Der elektrische Widerstand des Magneten ist abhängig von der Temperatur des Gases, das durch den Injektor strömt. Zusätzlich wird das Injektorverhalten durch das eingestellte Druckverhältnis beeinflusst. Für hohe Druckverhältnisse war das Sichtbarwerden des Freistrahls am Düsenaustritt bemerkbar verzögert, im Vergleich zu den geringeren Druckverhältnissen. Geringere Einblastemperaturen führen auch zu einem geringeren Widerstand im Magneten, was zu einer schnelleren Öffnung der Injektornadel führt. Dies zeigte sich für ein Druckverhältnis von 5,65 bei einer Einblas-Temperatur von 173 K, bei der der Freistrahls 0,2 ms früher sichtbar wurde als bei 223 K. Auf Grund dieses Öffnungsverhaltens wurden die gezeigten Eindringkurven bezüglich des Injektionsbeginns offset-korrigiert.

Die in Abbildung 5.9 gezeigten Eindringkurven für $\pi_e = 5,65$ liegen fast übereinander für die beiden Injektionstemperaturen. Auch die Kurven für $\pi_e = 3,0$ liegen für die Temperaturen $T_e = 223$ K und $T_e = 198$ K fast übereinander. Die Kurve für $T_e = 295$ K verläuft leicht unterhalb der Kurven mit den niedrigeren Injektionstemperaturen. Die Ergebnisse zeigen, dass der dominierende Einfluss auf die Eindringtiefe auf den Impulsfluss zurückzuführen ist, wie dies auch in der Literatur aufgeführt wird (Hill u. Ouellette (1999); Petersen u. Ghandhi (2006)). Die Abweichung der $T_e = 295$ K Eindringkurve kann, wie später näher erläutert, auf einen zusätzlichen Einfluss der Injektionsgas-Dichte auf die Eindringtiefe zurückgeführt werden.

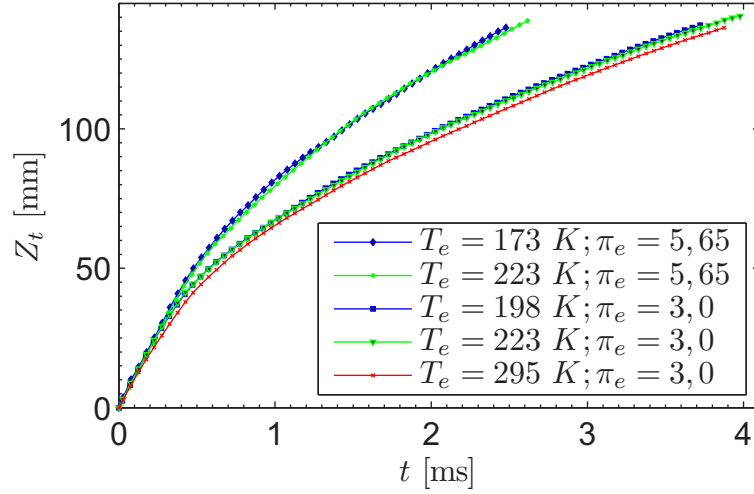


Abbildung 5.9: Bezüglich des Injektionsbeginns offset-korrigierte mittlere Eindringkurven aus Kryo-Einblasungen mit dem Kryo-Injektor für 2 unterschiedliche Druckverhältnisse. $p_\infty = 1$ bar, $T_\infty = 295$ K. Jeder zweite Datenpunkt ist dargestellt

5.1.5 Normierung

Um ein allgemeingültiges Verhalten der Eindringkurven ableiten zu können, ist es vorteilhaft, eine passende Normierung abzuleiten. Hierzu ist es zunächst notwendig, den Nullpunkt der Eindringkurven auf der Zeitachse zu ermitteln, wofür die lineare Extrapolation der ersten beiden gemessenen Eindringpunkte verwendet wurde. Anschließend wurde eine Offset-Korrektur durchgeführt, damit alle Eindringkurven zum selben Zeitpunkt beginnen. Unter Berücksichtigung dieser Offset-Korrektur und mit der Methode nach Hill u. Ouellette (1999) normiert, werden in Abbildung 5.10 die mittleren Eindringkurven dargestellt. Die normierte mittlere Eindringtiefe $\tilde{Z}_{t,H}$ wird dabei wie folgt berechnet:

$$\tilde{Z}_{t,H} = Z_t \left(\frac{\rho_\infty}{\dot{M}_d C_D} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (5.1)$$

Dabei ist \dot{M}_d der Impulsfluss am Düsenaustritt, ρ_∞ die Dichte des Kammergases und C_D der gemessene Durchflusskoeffizient.

Abbildung 5.10 zeigt, dass die Kurven im ersten Teil der Strahlentwicklung sehr nahe beieinander liegen. Später bleiben die Kurven für die Druckverhältnisse von

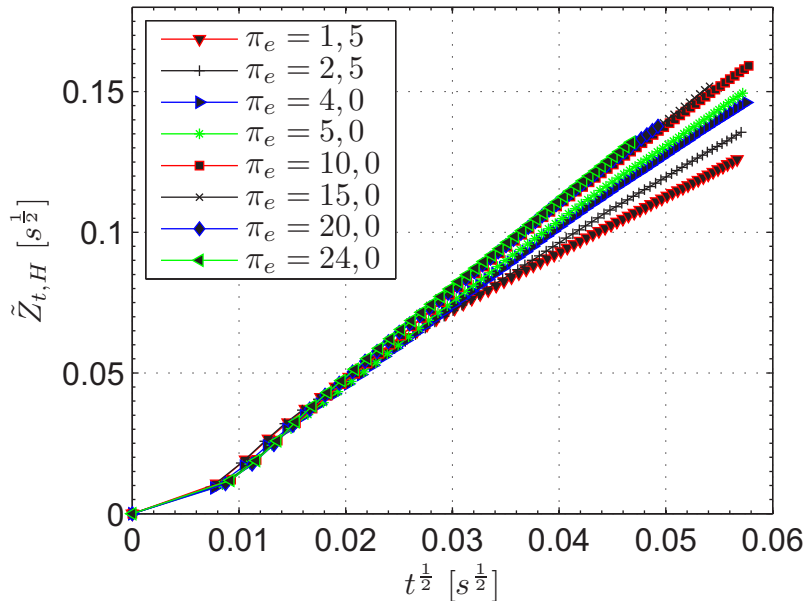


Abbildung 5.10: Normierung der mittleren Eindringkurven von Abbildung 5.6 nach der von Hill u.Ouellette (1999) vorgeschlagenen Methode

zehn und höher nahe beisammen. Die Kurven für die geringeren Druckverhältnisse weichen jedoch mit voranschreitender Injektionszeit immer weiter von den anderen Kurven ab. Dabei liegt die größte Abweichung zu den Kurven mit hohen Druckverhältnissen für den Fall $\pi_e = 1,5$ vor. Bis zu diesem Wert von 0,02 für $\tilde{Z}_{t,H}$ weisen die Eindringkurven eine geringe Beugung auf. Anschließend verlaufen die Kurven entlang einer Geraden mit einer Steigung von 2,95. Dieser Wert stimmt mit dem von Hill u. Ouellette (1999) ermittelten Wert von $3,0 \pm 0,1$ überein.

Um eine Gleichung zu finden, für die die Eindringkurven noch genauer korrelieren, wurden die Injektions-Fälle mit Überschall-Druckverhältnissen genutzt. In der Gleichung zur Normierung der Eindringtiefe, wie sie von Hill und Ouellette (Gleichung 5.1) vorgeschlagen wurde, ändert sich für diese Injektions-Fälle nur die Dichte, die im Impulsfluss enthalten ist. Aus diesem Grund wurde nur der Exponent des Dichteterms variiert. Es wurde ein Exponenten-Wertebereich zwischen $1/2$ und $1/6$ untersucht. Die beste Kurvenüberlagerung konnte dabei für einen Dichte-Exponenten von $1/3$ erreicht werden. Mit diesem Wert für den Dichte-Exponenten konnte eine neue Korrelation für Z_t entwickelt werden.

Die neue Korrelation soll, wie im Modell von Hill und Ouellette, die Impulserhaltung erfüllen, die Anforderungen für Selbstähnlichkeit erfüllen und die gleichen

physikalischen Parameter verwenden. Die resultierende Gleichung zur Berechnung von Z_t kann dabei wie folgt ausgedrückt werden.

$$Z_t = \Gamma \frac{(u_d^2 \frac{d^2}{4} \pi C_D)^{\frac{1}{4}} \rho_d^{\frac{1}{3}}}{\rho_\infty^{\frac{1}{3}}} t^{\frac{1}{2}} \quad (5.2)$$

hierbei entspricht ρ_d und u_d der Dichte und Geschwindigkeit am Düsenaustritt. Um die Konstante Γ zu berechnen, wurde Gleichung 5.2 in Gleichung 2.32 eingesetzt. Unter der Annahme einer konstanten Dichte erhält man somit für das Verhältnis von Z_t zu $t^{\frac{1}{2}}$ wieder einen Wert von $3,0 \pm 0,1$, wie im Modell von Hill u. Ouellette (1999) beschrieben.

Gleichung 5.2 kann auch in die folgende Form umgeschrieben werden:

$$Z_t = \Gamma \frac{(\dot{M}_d C_D)^{\frac{1}{4}} \rho_d^{\frac{1}{12}}}{\rho_\infty^{\frac{1}{3}}} t^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

In dieser Form zeigt sich, dass der Exponent für den Impulsfluss, wie bei der Gleichung von Hill und Ouellette, immer noch $1/4$ ist, jedoch ein zusätzlicher Einfluss der Dichte des einströmenden Gases, mit einem Exponenten von $1/12$ eingeht. Zusätzlich wurde der Einfluss der Gasdichte in der Kammer geändert, die nun einen Exponenten von $1/3$ statt $1/4$ aufweist.

Um die transiente Eindringtiefe Z_t für das Modell, welches der Gleichung 5.3 zugrunde liegt, zu normieren, kann folgender Zusammenhang verwendet werden:

$$\tilde{Z}_{t,l} = Z_t \frac{\rho_\infty^{\frac{1}{3}}}{(\dot{M}_d C_D)^{\frac{1}{4}} \rho_d^{\frac{1}{12}}} \quad (5.4)$$

Abbildung 5.11 zeigt die normierten Eindringkurven von Abbildung 5.6. Mit der Normierung nach Gleichung 5.4 liegen alle Eindringkurven näher zusammen als bei der Normierung von Hill und Ouellette, wobei das Verhältnis von Z_t zu $t^{\frac{1}{2}}$ im Fernfeld wiederum eine Steigung von $3,0$ aufweist.

In Abbildung 5.12 sind die in Abbildung 5.11 dargestellten normierten Eindringkurven im doppelt logarithmischen Maßstab aufgetragen. Im Nahfeld folgen die Eindringkurven einem linearen Verlauf t^1 , im Fernfeld einem Potenzgesetz $t^{\frac{1}{2}}$. Dieser Zusammenhang stimmt mit den Ergebnissen von Wakuri u. a. (1960) und Naber

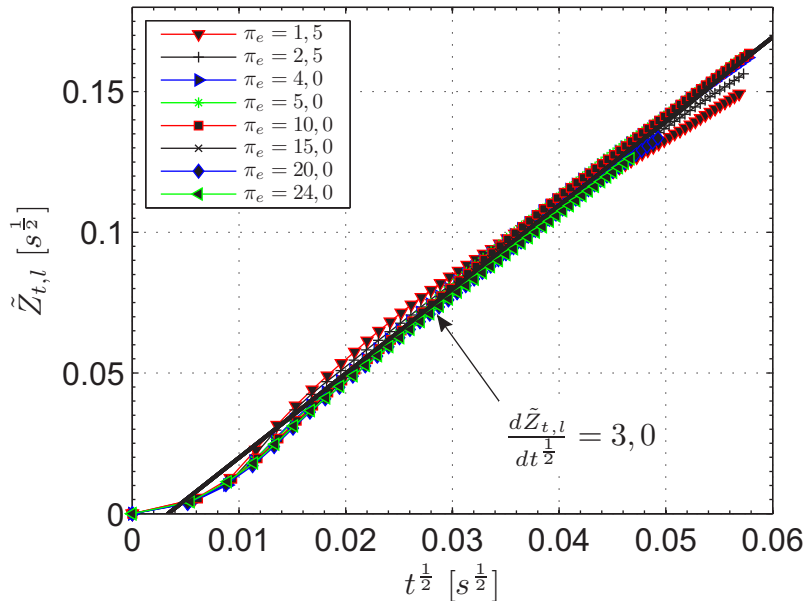


Abbildung 5.11: Korrelation der in Abbildung 5.6 dargestellten und mit Gleichung 5.4 normierten Eindringkurven

u. Siebers (1996) überein. Der lineare Kurvenverlauf im Nahfeld rechtfertigt auch eine lineare Extrapolation, um den zeitlichen Injektionsbeginn zu ermitteln. Der Grund für die lineare Abhängigkeit zu Beginn der Gasinjektion könnte sein, dass der Impulsfluss, der für die Korrelation verwendet wird, zu Beginn der Einblasung nicht konstant ist. Das Verhalten würde einem linearen Anstieg des Impulsflusses entsprechen, bis ein stationärer Wert, bei 0,4 ms erreicht ist.

In Abbildung 5.13 sind die normierten Eindringtiefen über der Injektionszeit für den Kryo-Injektor dargestellt. Der C_D Wert wurde dabei zu 1 gesetzt, weil keine Messungen des Durchflussbeiwertes für den Kryo-Injektor durchgeführt wurden. Der Abbildungsteil a) zeigt die Eindringkurven, normiert mit der von Hill und Ouellette vorgeschlagenen Methode. Die Eindringkurven liegen im Nahfeld aufeinander. Im Fernfeld ist jedoch zu erkennen, dass die Ergebnisse für die unterschiedlichen Druckverhältnisse voneinander abweichen. In dieser Abbildung ist auch zu sehen, dass die Eindringkurve mit $T_e = 295$ K etwas versetzt zu den anderen Kurven mit gleichem Druckverhältnis liegt. Nach der Normierung, die in Gleichung 5.4 vorgestellt wurde, ist wie in Abbildung 5.13 b) zu sehen ist, dieser Offset nicht mehr vorhanden und auch die Eindringkurven für unterschiedliche Druckverhältnisse im Fernfeld liegen übereinander.

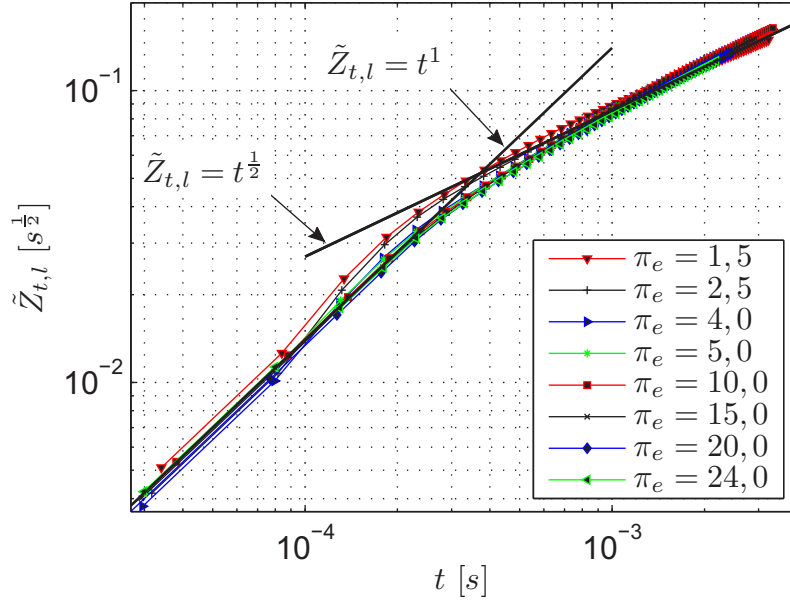


Abbildung 5.12: Linearer Kurvenverlauf im Nahfeld (t^1) und $t^{\frac{1}{2}}$ -Verlauf im Fernfeld der normierten Kurven für die Eindringtiefe

Dieses Ergebnis kann erklärt werden, indem Gleichung 5.2 für Überschall-Druckverhältnisse mit $Ma = 1$ am Düsenaustritt verwendet wird.

$$Z_t = \left(\frac{p_d}{p_\infty} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{(T_\infty R_\infty)^{\frac{1}{3}}}{(T_d R_d)^{\frac{1}{12}}} \Gamma \left(\frac{d^2 \pi}{4} C_D \kappa_d \right)^{\frac{1}{4}} t^{\frac{1}{2}} \quad (5.5)$$

In dieser Formel ist zu erkennen, dass die Eindringtiefe durch alleinige Variation der Injektionstemperatur beeinflusst werden kann. Dies ist bei der von Hill und Ouellette entwickelten Gleichung 2.31 nicht der Fall, weil der Parameter T_d hier nicht auftritt, wenn die gleiche Umformung durchgeführt wird. In dieser Darstellungsform ist auch zu sehen, weshalb die Eindringkurven in Abbildung 5.8 für das gleiche Druckverhältnis übereinander liegen.

Um eine universelle dimensionslose Form der Eindringtiefe Z_t und Injektionszeit t zu erhalten, kann Gleichung 5.3 verwendet werden und folgende dimensionslose Größen berechnet werden:

$$\tilde{Z}_t = \frac{Z_t}{d C_D^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{p_d}{\rho_\infty}}} \quad (5.6)$$

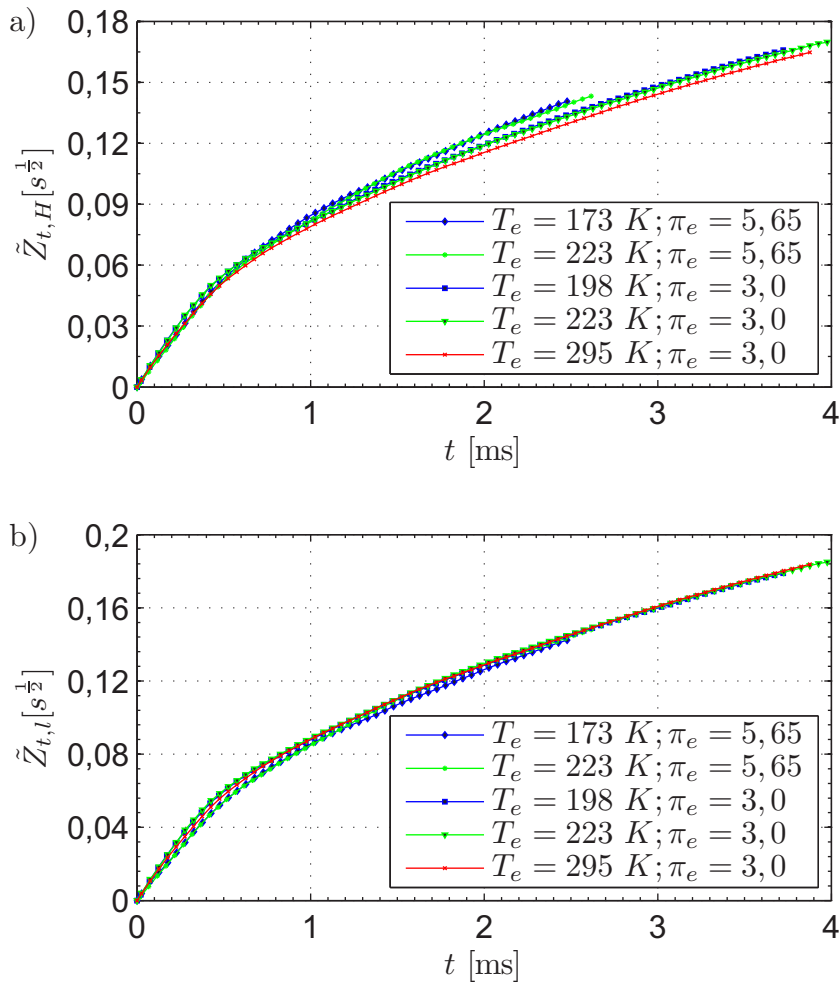


Abbildung 5.13: Korrelationsvergleich für die Kryo-Injektionen nach Gleichung 5.1 a) und nach Gleichung 5.4 b)

$$\tilde{t} = \frac{t u_d}{d C_D^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_d}{\rho_\infty} \right)^{\frac{1}{3}}} \quad (5.7)$$

Damit kann die Gleichung zur Berechnung der Eindringtiefe in dimensionsloser Form angegeben werden:

$$\tilde{Z}_t = \tilde{\Gamma} \sqrt{\tilde{t}} \quad (5.8)$$

Die Konstante Γ wurde von Hill und Ouellette zu 3,0 bestimmt. Damit ergibt sich für $\tilde{\Gamma}$ ein Wert von 2,8

$$\tilde{\Gamma} = \Gamma \left(\frac{\pi}{4} \right)^{\frac{1}{4}} = 2,8 \quad (5.9)$$

Dieser Wert, der die Steigung der Eindringkurven repräsentiert, ist in Abbildung 5.14 dargestellt, in der die Eindringkurven mit der dimensionslosen Normierung dargestellt sind.

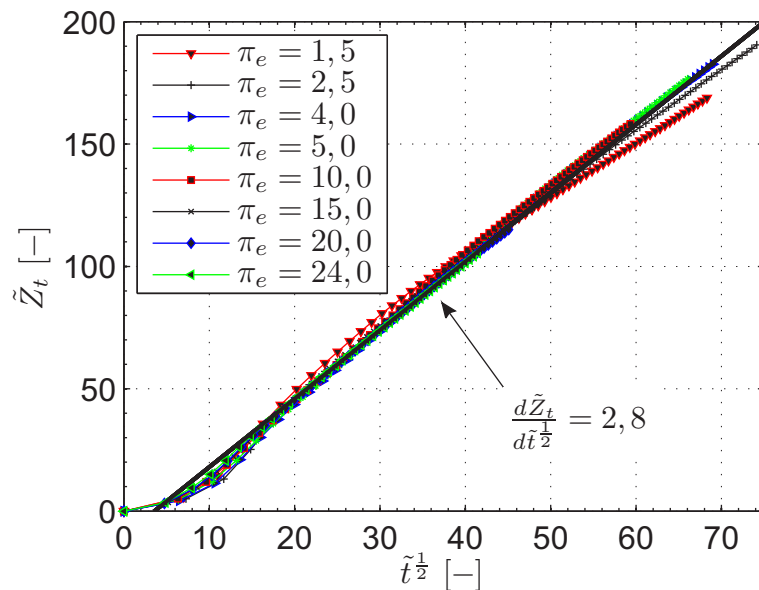


Abbildung 5.14: Korrelation der Eindringkurven aus Abbildung 5.6 mit der dimensionslosen Eindringtiefe \tilde{Z}_t und der dimensionslosen Zeitskala \tilde{t}

Um die entwickelte Korrelation zu überprüfen und zu vergleichen, wurden in der Literatur veröffentlichte experimentelle Daten verwendet. Hierzu sind in Teil a) von Abbildung 5.15 die Daten von Petersen und Ghandhi (2006), korreliert mit der von ihnen vorgeschlagenen Methode, dargestellt.

Die Datenpunkte, die Injektionsdrücke, Kammergasdrücke und Kammergasdichten wurden dem Artikel von Petersen und Ghandhi (2006) für Wasserstoff-Einblasungen bei 52 bar bei einem Düsendurchmesser von 0,8 mm entnommen. Das Kammergas war N_2 für $\rho_\infty=1,15, 3,8$ und $8,2 \text{ kg/m}^3$ und CO_2 für eine Kammergas-Dichte von $\rho_\infty=12,8 \text{ kg/m}^3$. Die Versuche wurden jeweils bei Raumtemperatur durchgeführt. Die Normierungen für die verwendete Eindringtiefe und Injektionszeit entsprechen

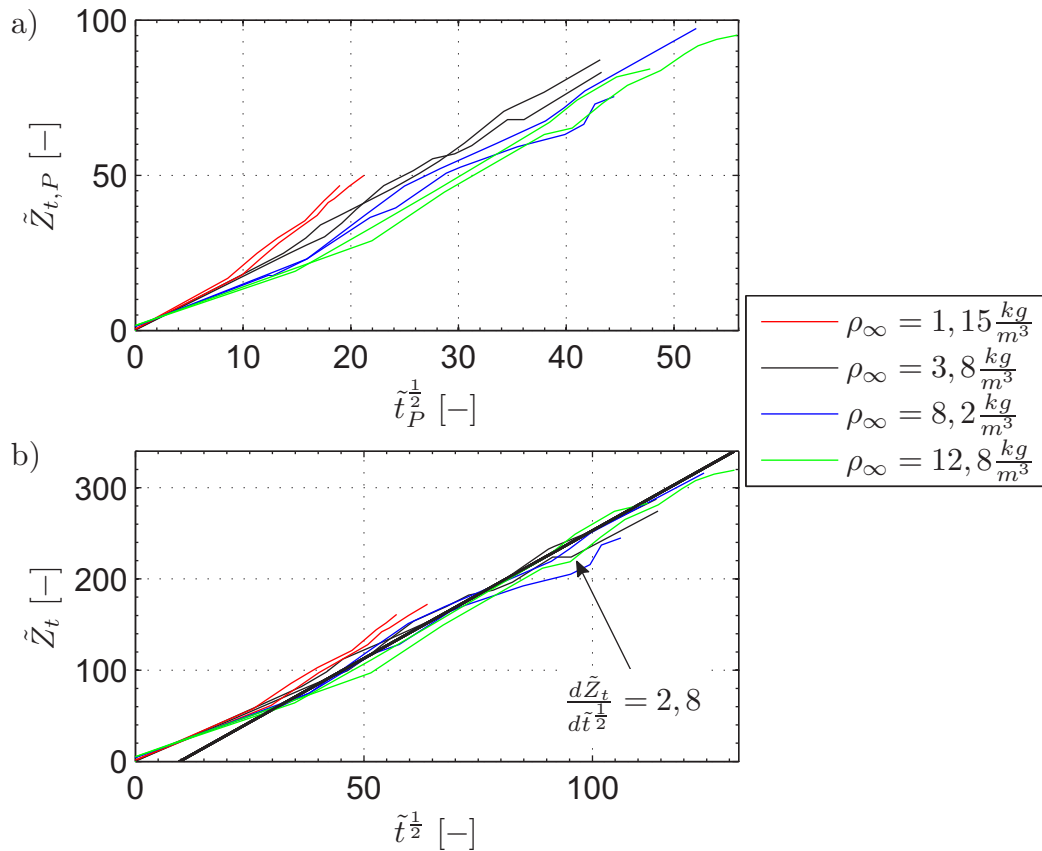


Abbildung 5.15: Normierung der von Petersen und Ghandhi (2006) veröffentlichten Eindringtiefe-Daten mit der Korrelation nach Petersen a) und der Korrelation, die in Gleichung 5.8 vorgestellt wurde b)

denen von Gleichung 2.45 und 2.46. Zu Beginn der Einspritzung liegen alle Kurven übereinander. Im weiteren Verlauf driften die Kurven auseinander, so dass ein deutlicher Unterschied sichtbar wird.

Für die in Gleichung 5.8 präsentierte Korrelation wurden die von Petersen (2006) gemessenen Durchflusskoeffizienten verwendet. Diese liegen in einem Bereich von 0,19 bis 0,21. Für die Normierung wurde deshalb für alle Versuchsbedingungen ein Wert von 0,2 für C_D gewählt. In Abbildung 5.15 Teil b) sind die mit der neuen Korrelation berechneten Eindringkurven dargestellt. Die Kurven liegen deutlich näher beieinander als die Eindringkurven in Teil a). Außerdem ist zu sehen, dass die Steigung der normierten Kurven im Fernfeld einen Wert von 2,8 aufweist.

In Abbildung 5.16 sind die normierten Strahleindringkurven der von Ouellette (1996) veröffentlichten Methan-Einspritzungen dargestellt.

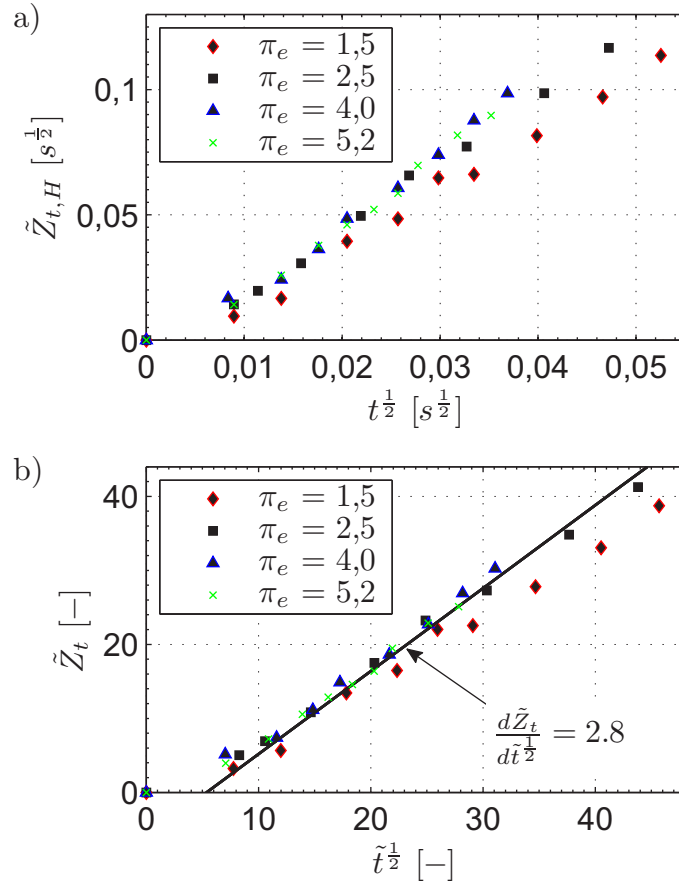


Abbildung 5.16: Normierung der von Hill und Ouellette (1999) veröffentlichten Eindringtiefe-Daten mit der Korrelation nach Hill und Ouellette a) und der Korrelation, die in Gleichung 5.8 vorgestellt wurde b)

Bei diesen Versuchen wurde Methan bei 80, 60, 37 und 22 bar in Luft bei 14,8 bar eingeblasen. Die Luft-Temperatur in der Kammer und die Methan-Temperatur vor dem Injektor lag bei 300 K. Der Injektor war mit einer Düse, mit einem Düsendurchmesser von 0,5 mm, ausgestattet. Für die in Teil a) gezeigte Normierung wurde die von Hill und Ouellette (1999) vorgeschlagene Gleichung 5.1 verwendet. Die Kammergas-Dichte wurde dabei mit den bei Ouellette (1996) angegebenen Werten für Druck und Temperatur berechnet. Außerdem wurden die darin gezeigten Datenpunkte für die Eindringtiefe verwendet, sowie der jeweilige Impulsfluss, der unter Berücksichtigung von Realgas-Verhalten und Wandreibung berechnet

wurde. Die normierten Eindringkurven für die Druckverhältnisse von 5,4 und 4 weisen eine gute Übereinstimmung mit der Korrelationsgeraden auf. Die Daten, gemessen bei geringeren Druckverhältnissen, weichen jedoch von dieser Linie ab. Mit Hilfe der neu entwickelten, in Teil b) von Abbildung 5.16 gezeigten Korrelation, liegen die Datenpunkte näher zusammen. Zudem folgen die Kurven der Korrelationsgeraden mit der Steigung von 2,8.

Transiente kompressible Helium-Freistrahlen wurden auch von Johansen u. a. (2013) untersucht. Hierbei wurden die Gasdruck-Randbedingungen für die Kammer und der Druck vor dem Injektor so variiert, dass Unterschall-Freistrahlen aber auch stark unterexpandierte Freistrahlen untersucht werden konnten. Die mit Luft gefüllte Einblaskammer wurde dabei mit einem Druck von 1 bis 7 bar betrieben. Der Druck vor dem Injektor wurde in einem Bereich zwischen 6 bar und 36 bar variiert. Mit diesen Druck-Randbedingungen wurden Druckverhältnisse π_e von 1,7 bis 36 realisiert. Von den 18 untersuchten Betriebspunkten sind 9 in Tabelle 5.1 dargestellt.

Tabelle 5.1: Versuchsrandbedingungen von Johansen u. a. (2013) zur Untersuchung der transienten Eindringtiefe von Helium-Freistrahlen in Luft

π_e [-]	1,7	1,9	3,5	5,1	5,5	6,0	8,0	26,5	36,0
p_e [bar]	6,0	13,0	24,5	36,0	22,0	6,0	36,0	26,5	36,0

Die Temperatur von Kammer und Injektionsgas lag bei $293 \text{ K} \pm 3 \text{ K}$. Die Einblasdauer wurde je nach Betriebspunkt zwischen 5, 10 oder 12 ms angepasst. Die Injektordüse hatte einen Durchmesser von 1 mm und ein l/d Verhältnis von 6. Für die in Tabelle 5.1 dargestellten Betriebspunkte wurden jeweils die entsprechenden gemessenen Eindringkurven von Johansen u. a. (2013) verwendet und eine Normierung durchgeführt. Dies ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Dabei wurde wie in Teil a) gezeigt, die von Hill und Ouellette (1999) vorgeschlagene Normierung verwendet. Die in Teil b) von Abbildung 5.17 dargestellten Eindringkurven wurden mit der in Gleichung 5.8 vorgestellten Methode normiert. Es ist zu sehen, dass die nach 5.8 normierten Eindringkurven deutlich näher zusammenliegen, als dies mit der Methode nach Hill und Ouellette (1999) der Fall ist. Zudem liegen die normierten Eindringkurven, wie in Gleichung 5.9 ermittelt, näherungsweise auf einer Geraden mit der Steigung 2,8.

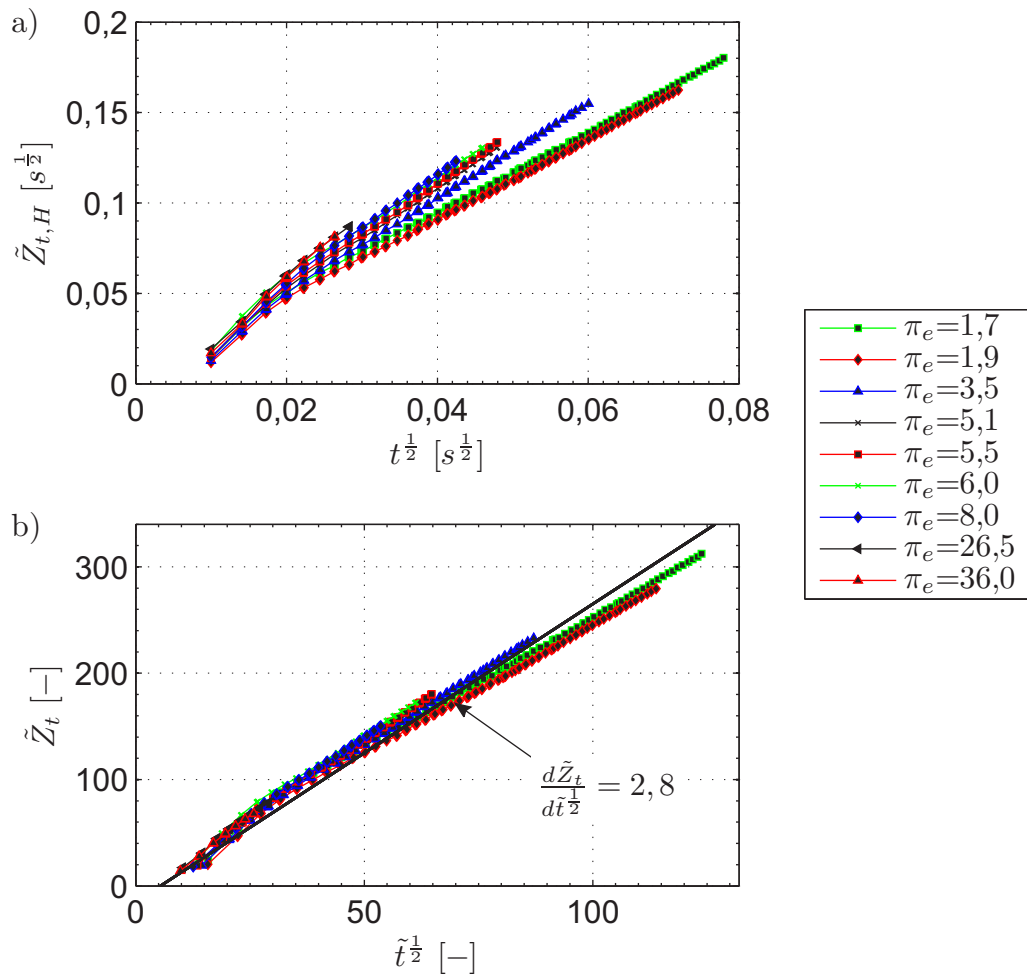


Abbildung 5.17: Normierung der von Johansen u. a. (2013) veröffentlichten Eindringtiefe-Daten mit der Korrelation nach Hill und Ouellette a) und der Korrelation, die in Gleichung 5.8 vorgestellt wurde b)

5.2 Ergebnisse Phasengekoppeltes-PLIF

Für eine detaillierte Untersuchung der Gemischbildungsvorgänge in einem transienten Freistrah mit Hilfe der phasengekoppelten PLIF-Methode, wurde der in Tabelle 5.2 beschriebene Betriebspunkt gewählt.

Tabelle 5.2: Untersuchter Betriebspunkt für die PLIF-Ergebnisse

p_e	p_∞	Tracer	X_e	T_b	T_e	T_∞
5 bar	1 bar	Aceton	1,0 %	262 K	295 K	295 K

Abbildung 5.18 zeigt auf der linken Seite eine einzelne Aufnahme des Molenbruchs im Freistrahle zum Zeitpunkt 0,9 ms nach Injektionsbeginn. Die Normierung auf den Molenbruch X des Freistrahlgases wurde dabei, wie in Gleichung 3.26 dargestellt, durchgeführt. In der Nähe der Düse sind auch bei den Einzelaufnahmen

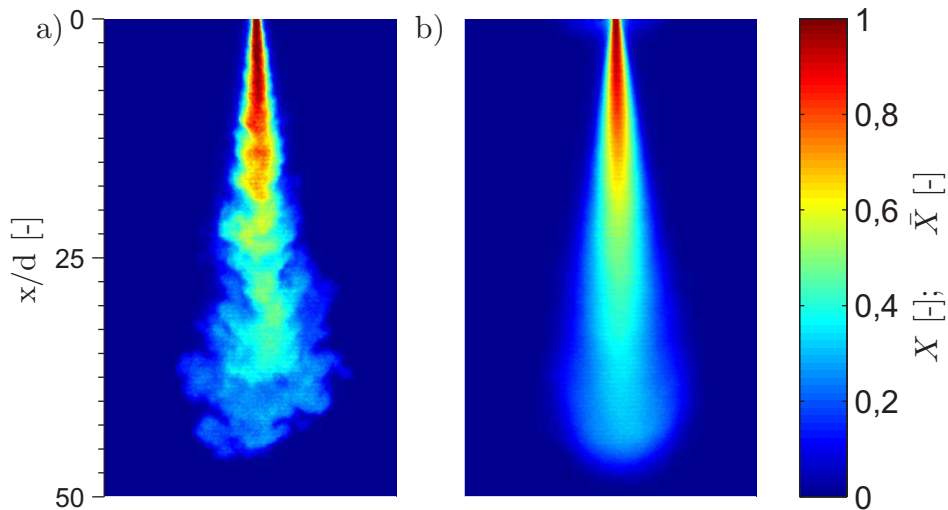


Abbildung 5.18: a) Verteilung des Molenbruchs X einer Einzelaufnahme, 0,9 ms nach Einspritzbeginn. b) Aus 100 Einzelaufnahmen gemittelte Verteilung des Molenbruchs \bar{X} : $T_e = T_\infty = 295$ K, $p_e = 5$ bar, $p_\infty = 1$ bar, $X_e = 1,0$ %

keine bzw. nur sehr schwache Störungen in der Scherschicht zu erkennen. Außerdem ist ein kegelförmig zulaufender Strahlkern zu sehen. Weiter stromabwärts werden die Störungen in der Scherschicht zunehmend stärker, bis deutliche Verwirbelungen sichtbar werden. In Richtung des Strahlkopfes hat der Freistrahle im Vergleich zum Düsenaustritt schon deutlich an Breite zugenommen. Zudem ist zu erkennen, dass im Strahlkopf die größten Wirbelstrukturen vorkommen und schon eine im Vergleich zum Düsenaustritt starke Vermischung mit dem Umgebungsgas stattgefunden hat. Zusätzlich ist zu erkennen, dass mit Hilfe des hochauflösenden optischen Messsystems ein hohes Signal-Rausch Verhältnis möglich wird, durch das feine Intensitätsschwankungen des Freistrahls und scharfe Abgrenzungen der einzelnen Wirbel zur Umgebung messbar werden.

Auf der rechten Seite in Abbildung 5.18 ist die Verteilung des zeitlich gemittelten Molenbruchs \bar{X} dargestellt. Die Mittelung wurde mit Hilfe von 100 Einzelaufnahmen durchgeführt. Auf Grund der geringen Tracer-Beimischung im Blasenreaktor wird nur ein sehr kleiner Teil der eingestrahlteten Laserenergie beim Durchqueren des Freistrahls von Tracermolekülen absorbiert, so dass die Laserenergiedichte über den gesamten Freistrahls-Querschnitt quasi konstant bleibt. Deshalb weist das mittlere Konzentrationsfeld eine hohe Symmetrie auf. Es ist zu sehen, dass keine systematischen Injektor- oder Kammereinflüsse auf den Freistrahls wirken, die zu einer Umlenkung oder Verzerrung des Strahls führen könnten. Außerdem weist die Konzentrationsverteilung einen kontinuierlichen Verlauf ohne Querstreifen entlang der Laser-Strahlachse auf. Dies ist auf die Anwendung des Homogenisierers zurückzuführen, wodurch keine lokalen Abschattungen oder Inhomogenitäten des Laserprofils sichtbar werden. Im mittleren Konzentrationsfeld zum Zeitpunkt 0,9 ms weist der Freistrahls einen stationären und einen instationären Anteil auf. Der stationäre Anteil beginnt mit dem Strahlkern am Düsenaustritt und geht in den mit der Grenzschichttheorie beschreibbaren Ähnlichkeitsbereich über. Im Anschluss folgt ein Übergangsbereich, der zum instationären Anteil, dem kugelförmigen Strahlkopf führt.

In Abbildung 5.19 ist die zeitliche Entwicklung des Konzentrationsfeldes während einer Gas-Injektion zu sehen. Die obere Reihe a) zeigt Einzelrealisierungen zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach Einspritzungsbeginn. Es ist zu erkennen, dass der Strahl sich zu Beginn (0,1 ms) mit hoher Geschwindigkeit entlang der Strahlachse bewegt und dabei einen geringen Strahlkopfdurchmesser aufweist und nur geringe Störungen in der Strahlkontur vorhanden sind. Die Konzentration im Strahlkopf entspricht der Konzentration im Kern des stationären Freistrahls bei 4,1 ms. Mit steigender Eindringtiefe der Strahlspitze weist der Freistrahls immer stärkere Verwirbelungen entlang der Scherschicht auf. Die Verdrängung des Umgebungsfluides führt zu einer Abbremsung des Strahlkopfes. Das nachströmende Gas schiebt das abgebremste Gas seitlich beiseite, wodurch typisch ringförmige Wirbelstrukturen entstehen. Durch das Einsaugen des Umgebungsfluides und die Verbreiterung des Strahlkopfes nimmt die Konzentration im Strahlkopf im Verlauf der Einspritzung immer weiter ab.

In Reihe b) von Abbildung 5.19 ist zu den für Reihe a) entsprechenden Zeitpunkten jeweils das aus 100 Einzelbildern gemittelte Konzentrationsfeld zu sehen. Die gemittelten Konzentrationsverteilungen können verwendet werden, um die zeitliche

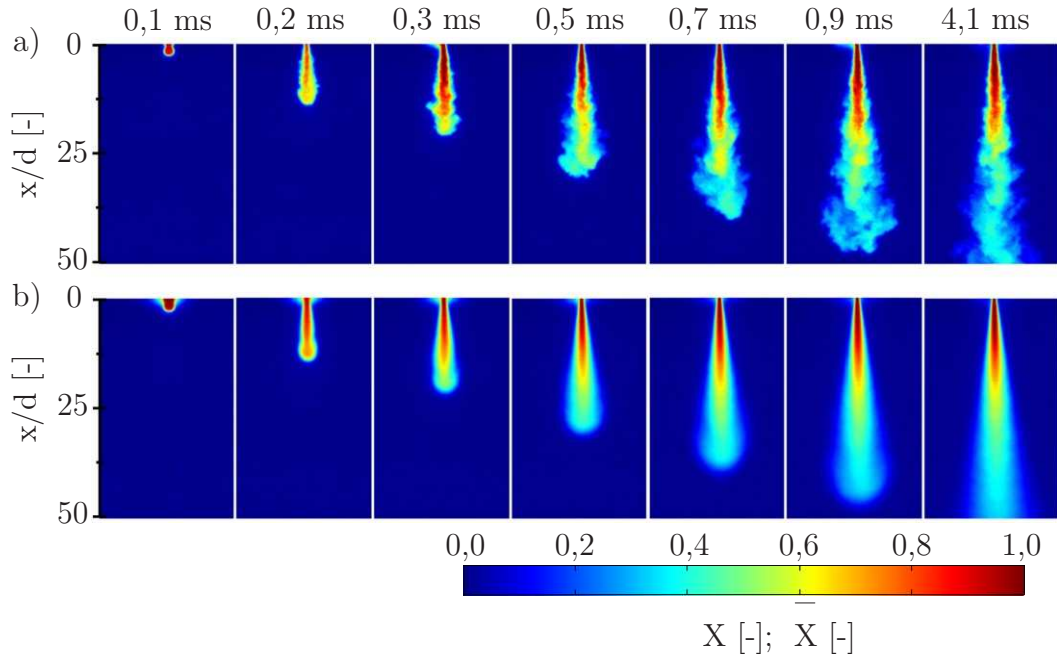


Abbildung 5.19: Konzentrationsverteilung im Freistrahel zu unterschiedlichen Zeitpunkten in der Strahlentwicklung; a) Einzelaufnahmen; b) Mittelwerte aus 100 Einzelaufnahmen: $T_e = T_\infty = 295$ K, $p_e = 5$ bar, $p_\infty = 1$ bar, $X_e = 1,0$ %

Entwicklung der Eindringtiefe oder des Verhältnisses aus Strahlkopfdurchmesser zu Eindringtiefe zu bestimmen. Im weiteren Verlauf der Auswertung wird auf diese gemittelten Datensätze entsprechend dem Einspritzzeitpunkt referenziert, also z. B. $P_{4,1}$ für den gemittelten Freistrahel zum Zeitpunkt 4,1 ms nach Einspritzbeginn. Es ist zu sehen, dass ab 0,3 ms der typische Strahlkopf bereits ausgebildet ist und die Konzentration im Vergleich zum Düsenaustritt deutlich geringer ist. Ab 0,7 ms ändert sich die Konzentrationsverteilung im Strahlkern, verglichen zum stationären Zustand bei 4,1 ms, nur noch geringfügig.

Um die Ergebnisse für den Verlauf der Konzentrationsverteilung genauer beurteilen zu können, wird zunächst der gemittelte stationäre Strahl im Detail untersucht und ein Vergleich mit in der Literatur bekannten Messungen und Korrelationen durchgeführt. Hierzu wird der gemittelte Molenbruch \bar{X} in den entsprechenden Massenbruch \bar{Y} nach Gleichung 2.48 umgeformt. Für die Dichte des Umgebungsgases ρ_∞ wird dabei der Wert von Luft bei entsprechender Kammertemperatur und entsprechendem Druck verwendet. Für die Dichte des Freistrahlgases wird der Wert verwendet, der sich am Düsenaustritt nach einer idealen Expansion für die

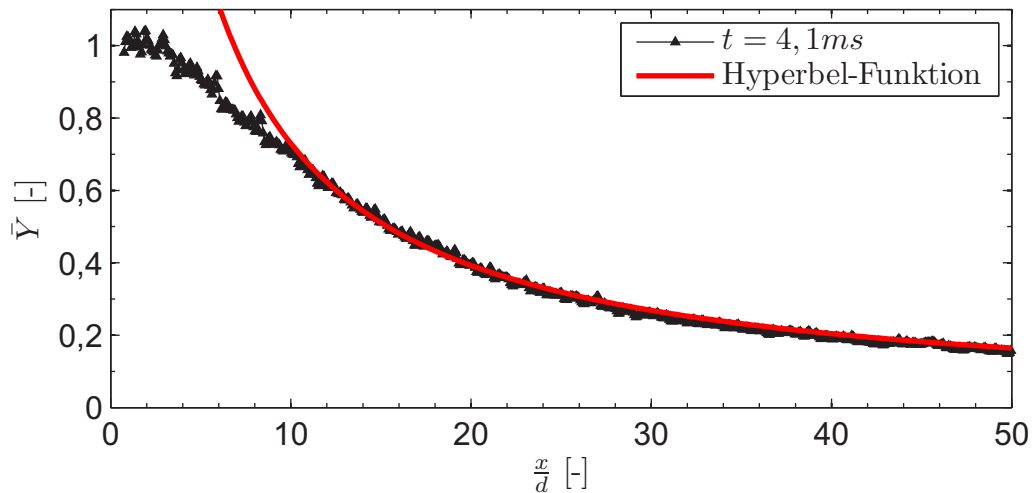


Abbildung 5.20: Axialer Verlauf der Freistrah-Konzentration auf der Strahlachse ($r/d=0$) des stationären Freistrahls (4,1 ms). Die rote Kurve entspricht einer Ausgleichskurve mit hyperbolischem Verlauf, die den Konzentrationsabfall im Ähnlichkeitsbereich abbildet

gegebenen Injektions- und Kammerbedingungen ergibt. Die Verteilung des Massenbruchs entlang der Strahlachse für den zeitlich gemittelten stationären Strahl ist in Abbildung 5.20 dargestellt. Hierbei ist zu sehen, dass \bar{Y} bis etwa $x/d=5$ konstant bleibt und dem Düsenaustrittswert entspricht. Dies ist in Übereinstimmung mit der von Günther (1974) vorausgesagten Länge des Strahlkerns. Nach dem Strahlkern zeigt sich ein Übergangsbereich, das ab $x/d=10$ in das Ähnlichkeitsgebiet übergeht. Hierzu ist in Abbildung 5.20 mit roter Farbe eine Hyperbel eingezeichnet, die im Ähnlichkeitsgebiet direkt auf den Messdaten liegt. Die hyperbelartige Abnahme der Konzentration entlang der Strahlachse wird auch mit Hilfe der Grenzschichttheorie vorausgesagt (Gleichung 2.26) und entspricht experimentellen Korrelationen (Gleichung 2.56).

Der Verlauf der Halbwertsbreite für die dem Laserstrahl zugewandte (grün) und abgewandte (schwarz) Freistrahlseite ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Zudem ist dort die Ausgleichsgerade für die Messdaten und deren Geradengleichung visualisiert. Der Halbwertsradius $r_{1/2,Y}$ entspricht dem radialen Abstand zur Strahlachse, an dem der Massenbruchwert genau halb so groß ist, wie auf der Strahlachse (siehe Gleichung 2.58). Mit zunehmenden x/d werden die Werte für die Massenbrüche immer kleiner, weshalb die örtlichen Schwankungen der Datenpunkte um die Ausgleichsgerade etwas zunehmen. Die Datenpunkte der beiden Freistrahlseiten

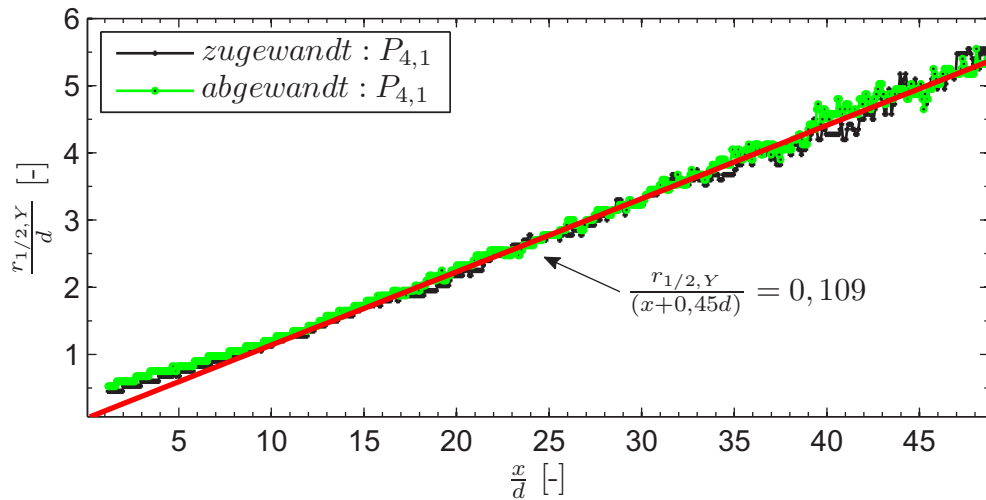


Abbildung 5.21: Halbwertsbreite des Massenbruchs entlang der Strahlachse für den stationären Freistrah (4,1 ms). Grüne Kurve entspricht der dem Laser zugewandten Halbwertsbreite. Schwarz der dem Laser abgewandten. Die rote Linie repräsentiert die Ausgleichsgerade für die Messwerte

liegen fast vollständig übereinander. Dies zeigt, dass die Konzentrationsverteilung rotationssymmetrisch zur Strahlachse ist. Der Halbwertsradius steigt entlang der Strahlachse linear an. Dieses Verhalten kann mit Hilfe der Grenzschichttheorie abgebildet werden (Gleichung 2.59). Durch Extrapolation der Messdaten ergibt sich für den virtuellen Ursprung $x_{0,2}$ ein Wert von $-0,45 d$. Für die Steigung der Ausgleichsgeraden ergibt sich ein Wert von $0,109$. Dieser Wert liegt zwischen den von Mi u. a. (2001) experimentell ermittelten Werten von $0,102$ und $0,111$.

In Abbildung 5.22 ist das radiale Profil des normierten mittleren Massenbruchs $\bar{Y}(x,r)$ im stationären Freistrah (4,1 ms) dargestellt. Die Normierung erfolgt mit dem jeweiligen Massenbruchwert auf der Strahlachse \bar{Y}_a . Es ist zu sehen, dass die Datenpunkte für alle Positionen übereinander liegen. In Abbildung 5.22 ist ergänzend zu den Messwerten zusätzlich in rot deren Ausgleichskurve gemäß Gleichung 2.57 dargestellt. Die zugehörige Konstante A_Y weist dabei einen Wert von 62 und liegt somit im Bereich der bekannten Literaturdaten. Untersuchungen von Mi u. a. (2001) ergaben einen Wert von $63,3$ bei einem geraden Rohr als Düse. Richards u. Pitts (1993) ermittelten mit Hilfe experimenteller Untersuchungen von stationären Gas-Freistrahlen einen Wert von 59 .

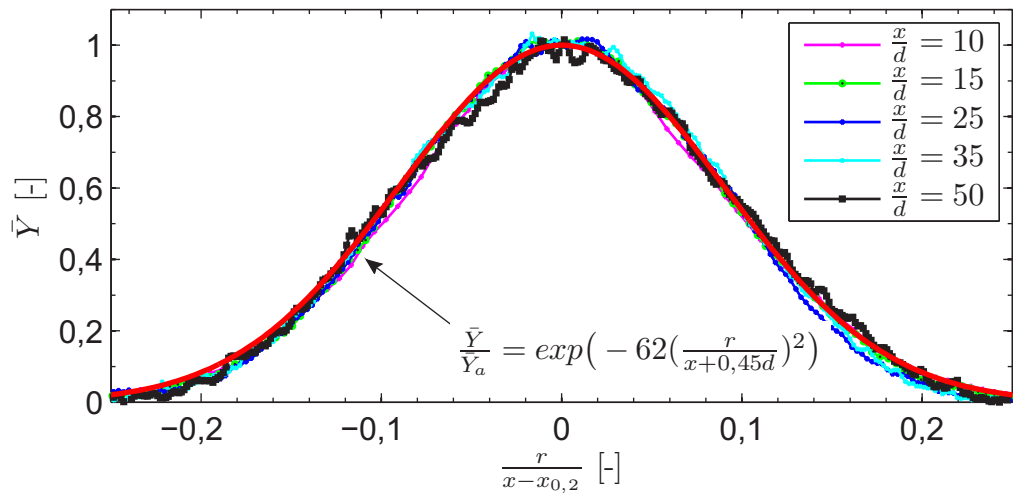


Abbildung 5.22: Radiales Profil des normierten mittleren Massenbruchs $\bar{Y}(x,r)$ für fünf unterschiedliche Positionen x/d . Die rote Kurve entspricht der Ausgleichskurve durch die Messpunkte

Nach dem Vergleich des stationären Freistrahls mit Literaturdaten, können nun die unterschiedlichen Zeitpunkte in der Strahlentwicklung, referenziert auf den stationären Strahl, untersucht werden. Hierzu ist in Abbildung 5.23 der zeitliche Verlauf des axialen Massenbruchs entlang der Strahlachse dargestellt.

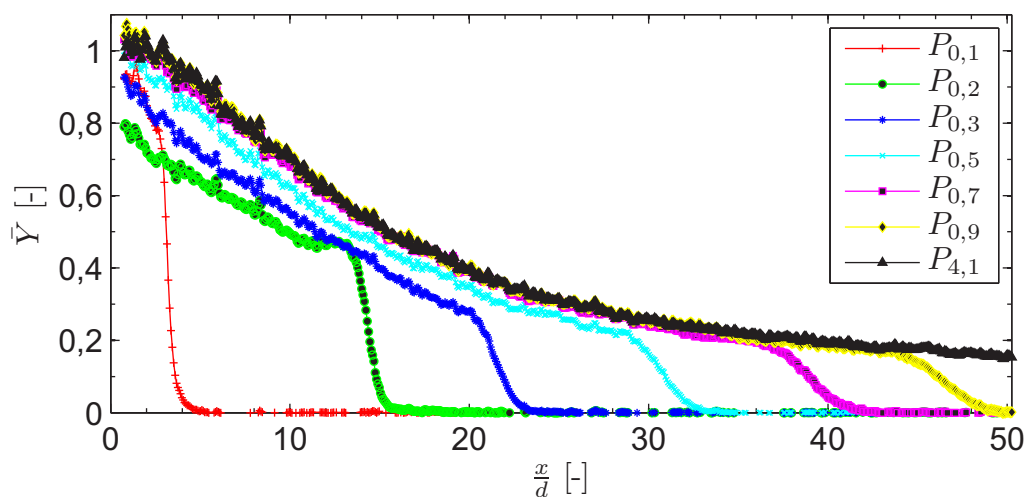


Abbildung 5.23: Zeitlicher Verlauf des axialen Massenbruchs zu unterschiedlichen Zeitpunkten in der Strahlentwicklung im Vergleich zum stationären Strahl ($P_{4,1}$)

Zu Beginn des Einspritzvorgangs ist der Massenbruch auf der Strahlachse geringer als beim stationären Freistrahler, nähert sich jedoch im weiteren zeitlichen Verlauf dem stationären Wert an. Hierbei ist zu sehen, dass die Kurven für den Massenbruch ab dem Zeitpunkt 0,7 ms fast auf den Werten des stationären Strahls liegen. Dort, wo bei den jeweiligen Massenbruchverläufen der Strahlkopf beginnt, lösen sich die Verläufe von der Kurvenform des stationären Falls und der Massenbruch sinkt bis auf den Wert null ab. Der Gradient des Massenbruchs für die frühen Einspritzzeiten ist dabei relativ groß. Im weiteren zeitlichen Verlauf wird dieser immer geringer, was über einen flacheren Kurvenabfall sichtbar wird. Abbildung 5.24 zeigt die zeitliche Entwicklung der Massenbruch-Halbwertsbreite im Vergleich zum stationären Freistrahler. Die Messwerte für die Zeitpunkte von 0,1

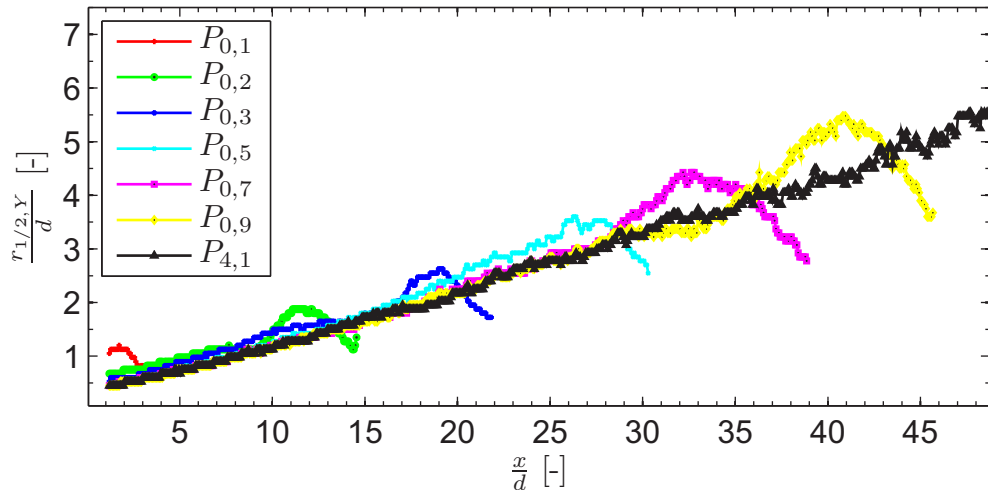


Abbildung 5.24: Vergleich der zeitlichen Entwicklung der Halbwertsbreiten mit dem stationären Freistrahler

ms bis 0,5 ms weisen zu Beginn der Einblasung leicht höhere Werte auf als der stationäre Freistrahler, nähern sich diesem aber mit voranschreitender Injektionszeit immer weiter an. Ab 0,7 ms liegen die Kurven auf der des stationären Strahls. In der Nähe des Strahlkopfes ist zu sehen, dass die Kurven eine Überhöhung aufweisen und zu einem Maximalwert anwachsen. Anschließend fallen die Werte bis zur Strahlbegrenzung an der Freistrahlspitze kontinuierlich steil ab. Für eine Regressionsgerade durch die maximalen Halbwertsbreiten der Strahlen 0,3 ms bis 0,9 ms erhält man eine Steigung von 0,131 und einen virtuellen Ursprung von $-0,13 d$. In Abbildung 5.25 ist die radiale Ausbreitung des Massenbruchs für zwei Positionen entlang der Strahlachse dargestellt. Die erste Position befindet sich bei $x/d = 5$ und

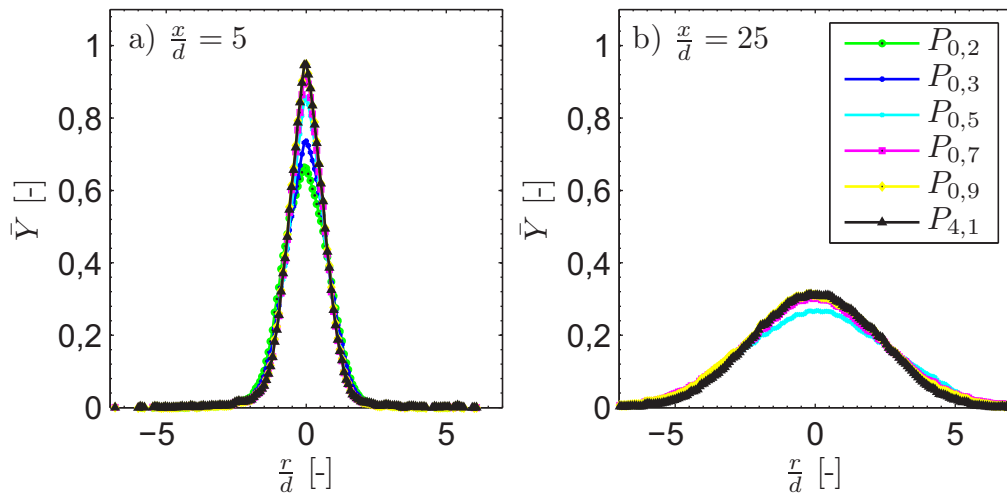


Abbildung 5.25: Radiale Verteilung des Massenbruchs für zwei Positionen entlang der Strahlachse. a) $x/d = 5$, b) $x/d = 25$

liegt im Bereich der Strahlkernspitze. Der Maximalwert des Massenbruchs liegt in der Strahlmitte und weist einen Wert von eins auf, was dem Normierungswert am Düsenaustritt entspricht und somit dem Bereich des Strahlkerns, wie er in der Literatur angegeben wird (Günther (1974)). Die Form der Kurven ist symmetrisch zur Achse ($r/d = 0$), was auf vernachlässigbare Absorbtionseffekte der Laserenergie schließen lässt. Die maximalen Massenbruchwerte zu frühen Einspritzzeiten liegen unter dem des stationären Strahls, nähern sich diesem jedoch im weiteren Strahlverlauf immer stärker an. Ab dem Zeitpunkt 0,7 ms liegen die Kurven über denen des stationären Strahls. Bei $x/d = 25$ befindet sich der stationäre Strahl im Ähnlichkeitsbereich. Der maximale Massenbruchwert ist bereits deutlich abgesunken im Vergleich zu $x/d = 5$, wobei die Strahlverbreiterung größer geworden ist. Zu Einspritzbeginn sind die Massenbruch-Kurven etwas verbreitert im Vergleich zum stationären Strahl und der maximale Wert auf der Strahlachse ist kleiner. Im späteren Einspritzverlauf verringert sich die maximale radiale Ausdehnung auf die des stationären Strahls und auch der Achswert nähert sich dem des stationären Strahls an.

In Abbildung 5.26 ist der zeitliche Verlauf der Eindringtiefe Z_t dargestellt. Als Schwellwert zur Bestimmung der Eindringtiefe wurden fünf Prozent des Referenzmassenbruchs am Düsenaustritt gewählt. Der Kurvenverlauf entspricht dabei einer Wurzelfunktion wie von Hill u. Ouellette (1999) beschrieben. Für das Verhältnis von Strahldurchmesser zu Eindringtiefe sind in der Literatur Werte von $0,25 \pm 0,05$

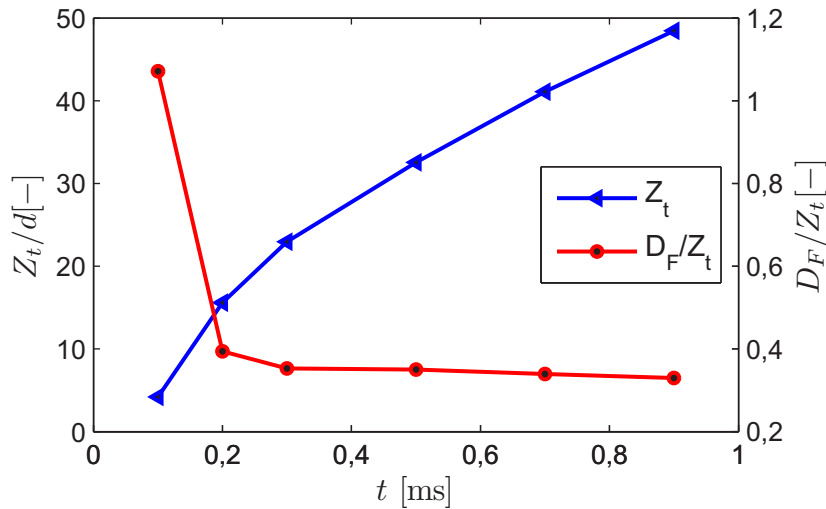


Abbildung 5.26: Verlauf der Eindringtiefe Z_t und des Verhältnisses aus maximalen Strahldurchmesser D_F und Z_t

angegeben (Rizk (1958), Hill u. Ouellette (1999)). Dies ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.26, wo D_F zu Z_t einem Wert von 0,3 entgegenstrebt.

Weiterführende Untersuchungen der Gemischbildungsvorgänge können über die Bestimmung der mittleren Schwankungswerte mit Hilfe des Moments zweiter Ordnung, der Varianz, durchgeführt werden (Gleichung 2.52 bis 2.53). Hierzu sind in Abbildung 5.27 die mittleren Schwankungswerte des Massenbruchs zu drei Zeitpunkten der Strahlentwicklung dargestellt. Bild a) entspricht dem Zeitpunkt 0,5 ms nach Einspritzbeginn, Bild b) dem Zeitpunkt 0,7 ms und Bild c) dem stationären Zustand bei 4,1 ms. Bei allen Bildern sind starke Fluktuationen im Strahlkern zu sehen. Außerdem zeigen die instationären Freistrahlen im Strahlkopf starke Schwankungen, die mit zunehmender Strahleindringtiefe schwächer werden. Für den stationären Strahl ist zu sehen, dass außer im Strahlkern hauptsächlich in der düsen nahen Scherschicht Fluktuationen auftreten.

In Abbildung 5.28 ist die zeitliche Entwicklung der Massenbruch-Schwankungswerte auf der Strahlachse dargestellt. Bis zum Einflussgebiet des Strahlkopfes liegen die Schwankungswerte auf denen der stationären Werte. Dabei werden die Schwankungswerte mit zunehmendem Düsenabstand kleiner. Im Bereich des Strahlkopfes steigen die Schwankungswerte jeweils bis zu einem Maximalwert stark an und fallen anschließend bis zur Strahlspitze bis auf den Wert null ab. Zum ersten aufgezeichneten Zeitpunkt bei 0,1 ms nach Einspritzbeginn, tritt im Strahlkopf der maximale

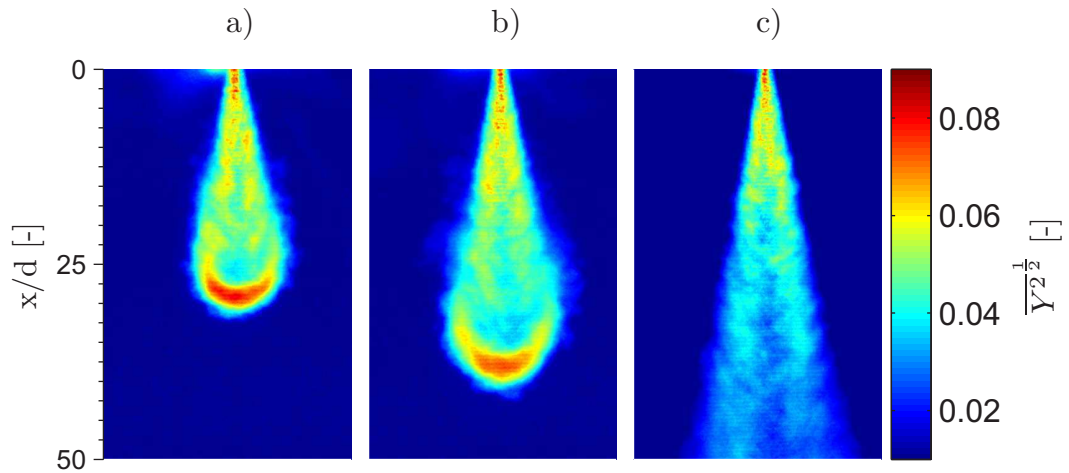


Abbildung 5.27: Mittlere Schwankungswerte des Massenbruchs für a) 0,5 ms, b) 0,7 ms und c) 4,1 ms nach Einspritzbeginn

Schwankungswert auf. Auch die Gradienten für den Anstieg und Abfall weisen für diesen Zeitpunkt betragsmäßig die höchsten Werte auf. Mit zunehmender Eindringtiefe werden die jeweiligen Maximalwerte geringer und auch die Steigungen für Anstieg und Abfall werden kleiner.

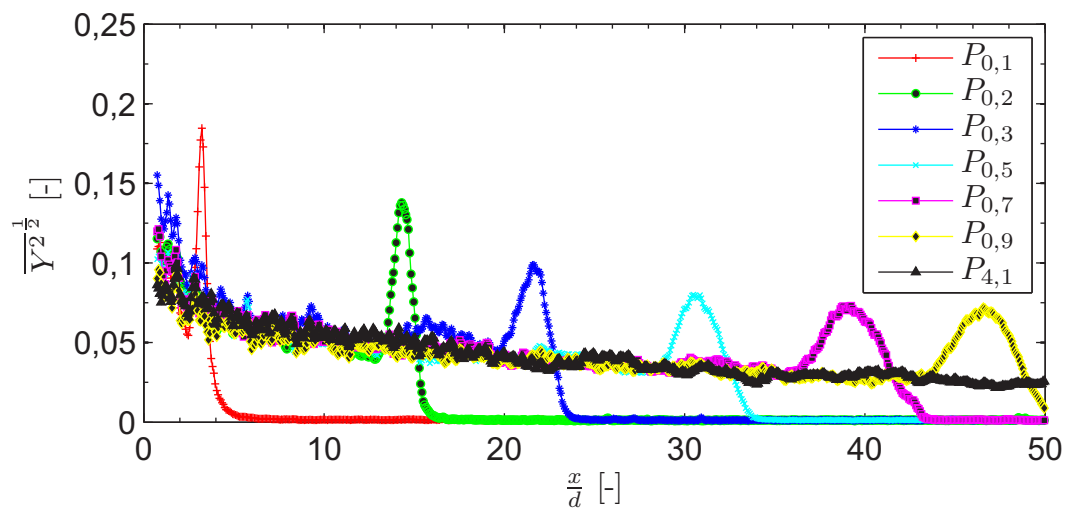


Abbildung 5.28: Zeitliche Entwicklung der Massenbruch-Schwankungswerte entlang der Freistrahllachse

Abbildung 5.29 zeigt die in Abbildung 5.28 dargestellten und mit Gleichung 2.60 normierten Schwankungswerte. Bis der Einfluss des Kopfwirbels bemerkbar wird,

liegen die Kurven ab dem Zeitpunkt 0,5 ms auf der des stationären Falls. Die Kurve für den stationären Strahl nähert sich dabei einem Wert von 0,2 an, was in der Nähe der in der Literatur bekannten Werte liegt. Dowling u. Dimotakis (1990) haben hierzu einen Wert von 0,237 gefunden. Mi u. a. (2001) haben Werte von 0,218 bis 0,236 für stationäre Gas-Freistrahlen identifizieren können. Zusätzlich zum ersten

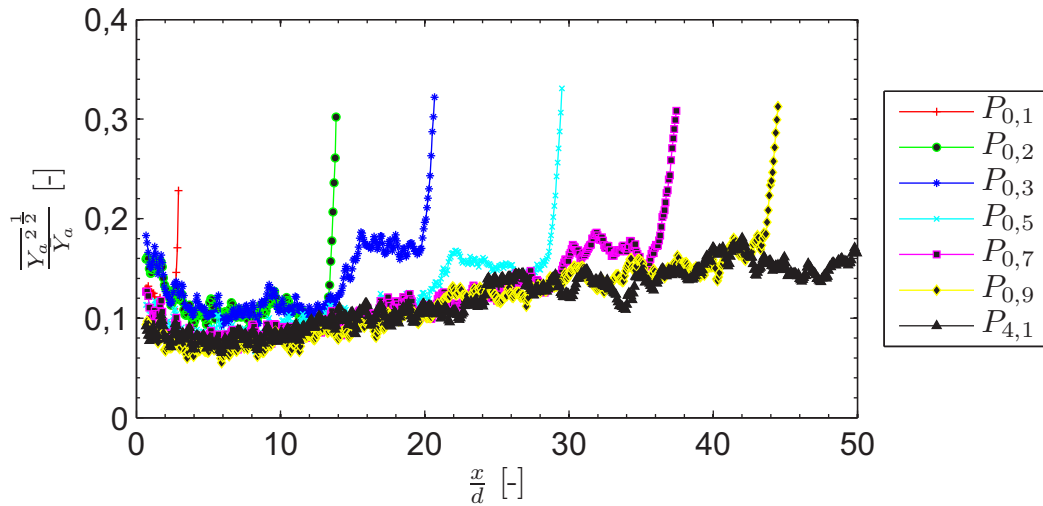


Abbildung 5.29: Normierte Darstellung der Massenbruch-Schwankungswerte entlang der Strahlachse

und zweiten Moment können mit Hilfe des dritten Moments, der Schiefe S_Y , sowie dem vierten Moment, der Wölbung F_Y , detaillierte Aussagen über die statistische Verteilung der Messdaten gemacht werden. Hierzu wurden S_Y und F_Y mit Gleichung 2.54 und 2.55 bestimmt und in Abbildung 5.30 entlang der Strahlachse des stationären Strahls visualisiert. Für die Auswertung der höheren Momente ist es vorteilhaft, eine möglichst große Anzahl an Messpunkten zu verwenden. Aus diesem Grund wurde, wie bei Fast (1990), die örtliche Auflösung reduziert, indem eine 3x3 Pixelmatrix um den jeweiligen Punkt auf der Strahlachse ausgewertet wurde. Somit stehen zur Datenauswertung 900 Messwerte zur Verfügung. Bei einer Gaußschen-Normalverteilung liegt der Wert für die Schiefe bei null. Für $S_Y > 0$ sind Werte, die kleiner als der Mittelwert sind häufiger, als Werte, die größer sind. Dies ist in Abbildung 5.30 für die Datenpunkte in Düsennähe der Fall. Bis zum Wert $x/d=15$ fallen die Werte für die Schiefe ab und liegen dann auf der Nulllinie, wie dies bei einer Gaußschen-Normalverteilung der Fall ist. Für die Wölbung (Kurtosis) gilt, dass Werte über drei einer spitzeren Verteilung im Vergleich zur Gaußschen-Normalverteilung entsprechen. Dies ist der Fall für die düsennahen Messpunkte.

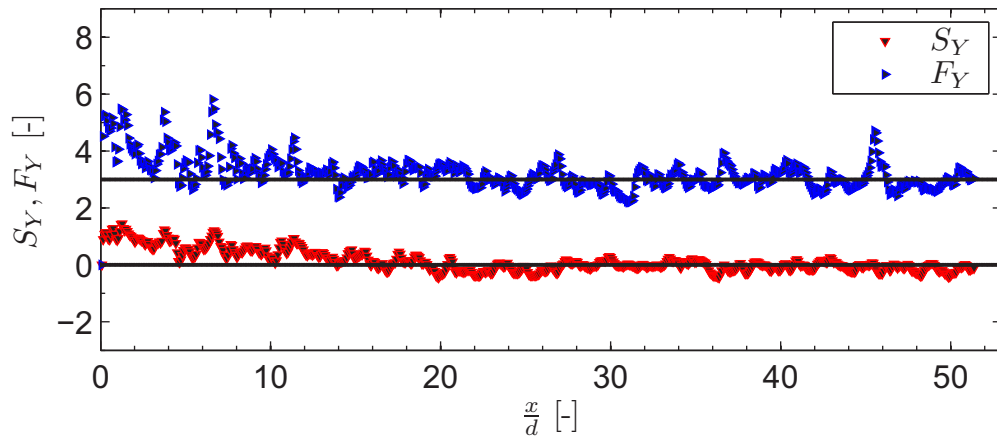


Abbildung 5.30: Schiefe S_Y und Wölbung F_Y der Massenbruchwerte entlang der Strahlachse ($r/d = 0$) für den Zeitpunkt 4,1 ms nach Einspritzbeginn

Anschließend fallen die Werte für die Wölbung bis auf drei ab (schwarze Linie in Abbildung 5.30) und schwanken leicht um diesen Wert.

Für die Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichte wurden, wie für die Schiefe, jeweils 3×3 Pixel verwendet. Die Bin-Breite wurde zu 0,01 gewählt. In Abbildung 5.31 ist für den Zeitpunkt 4,1 ms die Wahrscheinlichkeitsdichte für den Massenbruch an unterschiedlichen Positionen auf der Strahlachse dargestellt.

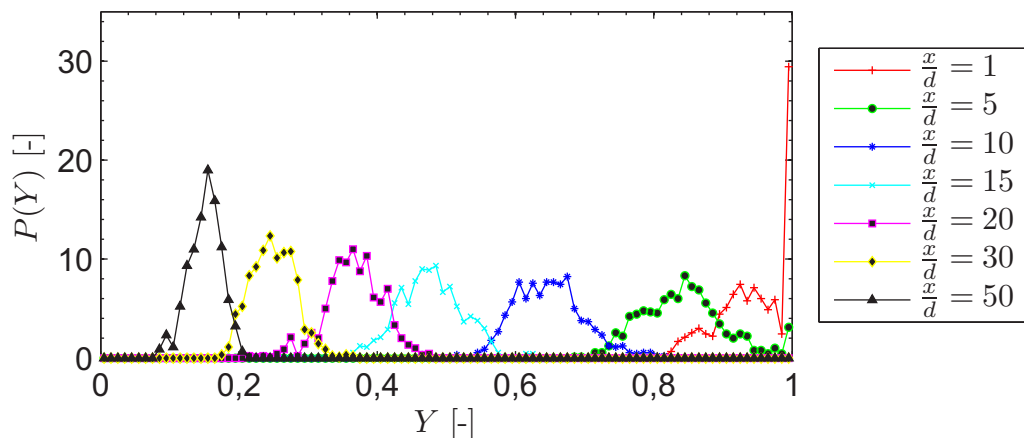


Abbildung 5.31: Wahrscheinlichkeitsdichte des Massenbruchs Y entlang der Strahlachse für unterschiedliche x/d zum Zeitpunkt 4,1 ms (stationär) nach Einspritzbeginn

Massenbruchwerte von eins entsprechen reinem Freistrahlgas und Werte von null dem reinen Umgebungsfluid. In der Nähe des Düsenaustritts bei $x/d = 1$ ist ein

starker Peak für den Massenbruchwert von eins zu sehen, an den ein Gebiet mit geringerer Wahrscheinlichkeitsdichte bis zu Massenbrüchen von 0,8 angrenzt. Der Punkt $x/d = 5$ befindet sich im Strahlkern, in dem Massenbruchwerte von eins noch mit nennenswerter Wahrscheinlichkeitsdichte vorliegen. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt jedoch schon im Bereich von 0,8 und 0,9. Die weiteren Punkte liegen am Ende des Strahlkerns, der Übergangszone und im Ähnlichkeitsgebiet. Es ist zu sehen, dass der Verteilungsschwerpunkt, je weiter der Punkt von der Düse entfernt ist, bei kleineren Massenbruchwerten liegt. Die Verteilungsform ist für diese Punkte symmetrisch. Für Punkte mit höheren x/d -Werten liegen Kurven mit höheren Peaks und geringerer Breite vor, was auf geringere Schwankungen der Massenbruchwerte zurückzuführen ist. Diese Tendenz ist auch bei den experimentellen Untersuchungen von Mi u. a. (2001) zu finden.

In Abbildung 5.32 sind Verteilungen der Wahrscheinlichkeitsdichte für den Massenbruch dargestellt sowie die dazu gehörenden Beta-Funktionen (rot dargestellt), mit der die Verteilungen approximiert werden sollen. Die Berechnung der Beta-Vertei-

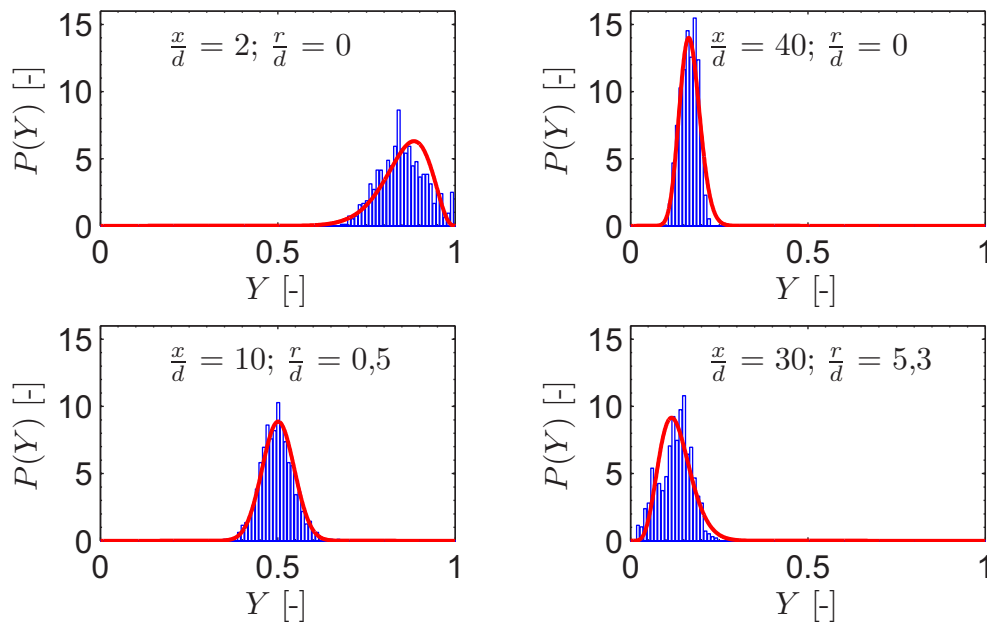


Abbildung 5.32: Approximation der Wahrscheinlichkeitsdichte für den Massenbruch, zum Zeitpunkt 0,9 ms, an verschiedenen Positionen (x/d) und (r/d), mit Hilfe von Beta-Verteilungsfunktionen

lungsfunktionen erfolgt mit den Gleichungen 2.62 bis 2.65 auf Basis des jeweiligen Massenbruch-Mittelwertes und der Varianz. Es ist zu sehen, dass durch die Beta-

Funktionen die Verteilungsformen der jeweiligen Wahrscheinlichkeitsdichte sowohl im düsennahen Bereich als auch im Ähnlichkeitsgebiet mit hoher Genauigkeit approximiert werden können.

5.3 Ergebnisse Hochgeschwindigkeits-PLIF

Fluorketon wurde für die Hochgeschwindigkeits-PLIF-Untersuchungen (H-PLIF-Untersuchungen) auf Grund der in Gleichung 3.28 entwickelten und in Tabelle 3.6 dargestellten Kennzahlen als Tracer ausgewählt. Zur experimentellen Überprüfung der Signalintensität im Vergleich zu Aceton und Diacetyl, wurden jeweils 100 Aufnahmen von einem stationären Gas-Freistrahls mit den in Tabelle 3.6 angegebenen Randbedingungen durchgeführt. Die Auswertung der Intensität fand entlang der Strahlachse statt. Für Aceton war die Signalstärke im Bereich der Hintergrundintensität. Für Fluorketon und Diacetyl war der Strahl bei gleichen Aufnahmebedingungen des Messsystems klar zu erkennen. In Abbildung 5.33 ist das Verhältnis der Strahlintensitäten von Fluorketon und Diacetyl entlang der Strahlachse dargestellt. Hierbei ist das Signalverhältnis entlang der Strahlachse konstant und die Signalintensität von Fluorketon zweimal so hoch wie die für Diacetyl. Dies entspricht dem mit Gleichung 3.28 und Tabelle 3.6 ermittelten Wert von 0,48. Dies zeigt, dass für Gas-Freistrahls-Untersuchungen, bei Umgebungstemperaturen, Fluorketon eine geeignete Wahl ist, wenn eine möglichst hohe Signalausbeute erreicht werden soll. Zudem kann gezeigt werden, dass mit Gleichung 3.28 und den dazugehörigen Parametern ein Tracer mit hoher Genauigkeit verglichen und für die jeweiligen Untersuchungsrandbedingungen ausgewählt werden kann.

Um eine höhere Pulsenergiedichte zur Anregung der Tracer für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zur Verfügung zu haben, wurde die Lichtschnitthöhe im Vergleich zu den phasengekoppelten Aufnahmen von 50 mm auf 25 mm halbiert. Durch die Halbierung des Lichtschnitt-Querschnittes erreicht man eine Verdopplung der Laser-Energiedichte und damit eine Verdopplung der Fluoreszenz-Dichte. Damit die Strahlentwicklung auch für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bis zum Düsenabstand von 50 mm verglichen werden können, wurden die Injektionsvorgänge jeweils für zwei Lichtschnitte LS1 und LS2 durchgeführt. Der Beginn von LS1 wurde direkt am Düsenaustritt platziert und der von LS2 25 mm stromabwärts von der Düse. Für den hier untersuchten und in Tabelle 5.3 beschriebenen Betrieb-

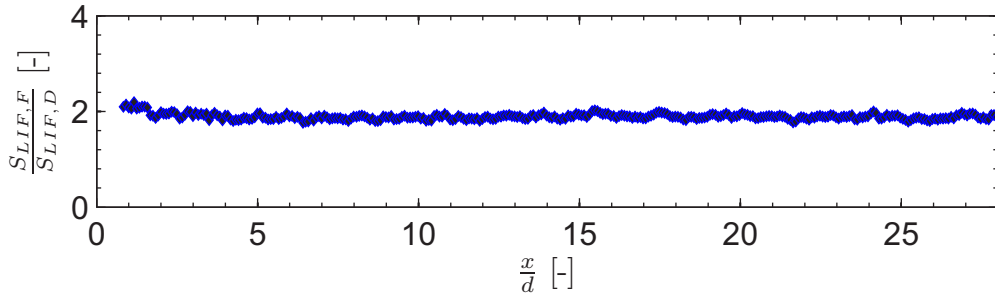


Abbildung 5.33: Verhältnis der Signalintensitäten eines bei 288 K mit Fluorketon ($S_{LIF,F}$) bzw. mit Diacetyl ($S_{LIF,D}$) angereicherten Helium-Freistrahls entlang der Strahlachse: $T_e = T_\infty = 295$ K, $p_e = 5$ bar, $p_\infty = 3,33$ bar

spunkt erfolgten pro Injektion 60 Aufnahmen des transienten Freistrahls. Durch den erhöhten Kammerdruck (4 bar statt 1 bar) kann, wie bei Aceton (Abbildung 3.9), eine zusätzliche LIF-Signalverstärkung erreicht werden. Für jede Aufnahme wurde der jeweilige Laserpuls vor und nach der Einspritzkammer mit Hilfe von Energiesensoren aufgezeichnet. Dies ist für den düsen nahen Lichtschnitt LS1 im oberen Abschnitt von Abbildung 5.34 für alle 100 Einzelinjektionen dargestellt. Daraus ergeben sich 6000 aufgezeichnete Laserimpulse.

Tabelle 5.3: Untersuchter Betriebspunkt für die H-PLIF-Ergebnisse

p_e	p_∞	Tracer	X_e	T_b	T_e	T_∞
5 bar	4 bar	Fluorketon	5,5 %	288 K	295 K	295 K

Es ist zu erkennen, dass die normierten Pulsenergien der beiden Energiesensoren übereinander liegen. Abbildung 5.34 zeigt im oberen Abschnitt außerdem, dass die aufgezeichnete Pulsenergie um ± 20 % um den Mittelwert schwankt, was eine Energie-Korrektur für die LIF-Aufnahmen erforderlich macht. Innerhalb eines Injektionsvorgangs sind die Energieschwankungen relativ gering. Dies zeigen die Ansammlungen von jeweils 60 Messpunkten mit anschließendem Sprung im Energieverlauf zu den nächsten 60 Messpunkten. Der zeitliche Abstand zwischen einem Injektionsvorgang entspricht dabei 20 Sekunden, also 200.000 Laserimpulsen bei 10 kHz. Im unteren Teil von Abbildung 5.34 ist das zeitlich gemittelte und auf die mittlere Pulsenergie ohne Freistrahler normierte Verhältnis des ersten Energiesensors $\bar{E}1$ und des zweiten Energiesensors $\bar{E}2$ für beide Lichtschnitte, LS1 und LS2, dargestellt. Das resultierende Sensorsignal beinhaltet die gesamte über den Licht-

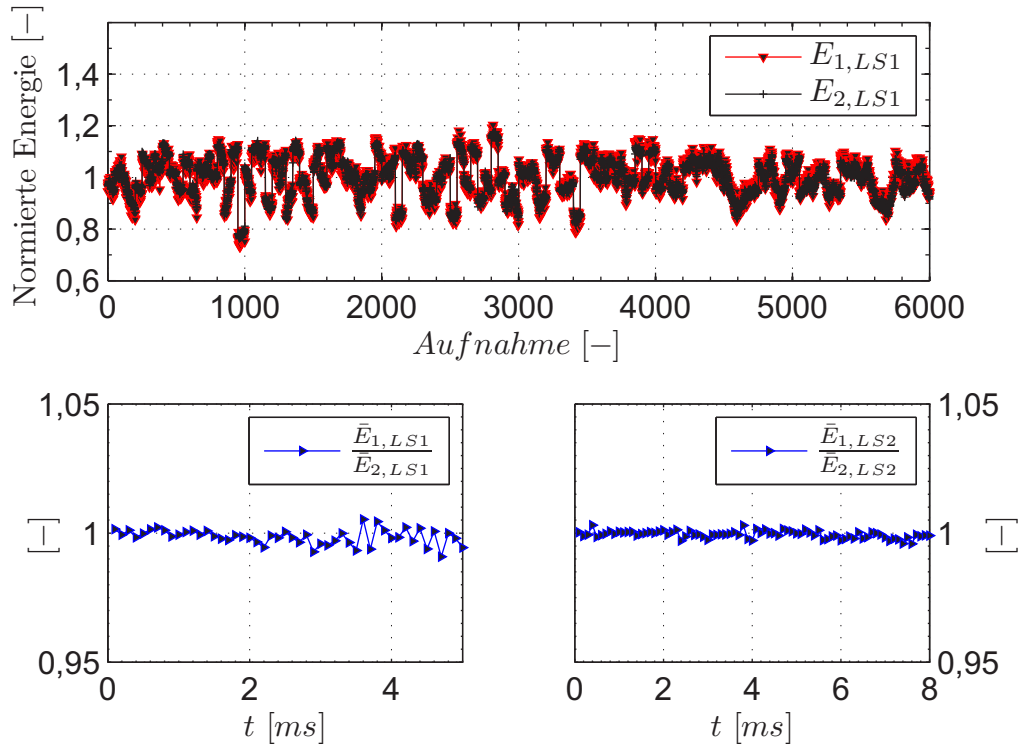


Abbildung 5.34: Oben: Auf die mittlere detektierte Pulsenergie des jeweiligen Sensors normierte Energie E_1 und E_2 für den Lichtschnitt LS1. Unten: Verhältnis der zeitlich gemittelten und auf die detektierte mittlere Pulsenergie ohne Freistrah normierte Energie \bar{E}_1 und \bar{E}_2 für den Lichtschnitt LS1 und LS2: $T_e = T_\infty = 295$ K, $p_e = 5$ bar, $p_\infty = 4$ bar, $X_e = 5,5$ %, 100 Injektionen mit je 60 Aufnahmen

schnitt verteilte Pulsenergie. Das Energieverhältnis ist zu Beginn der Injektion, ohne Freistrah, und zum Ende des Injektionsvorgangs, bei stationärem Freistrah, unverändert. Dies zeigt, dass die Laser-Pulsabsorption durch die Tracermoleküle für den düsen nahen Lichtschnitt LS1 und auch für den 25 mm stromabwärts platzierten Lichtschnitt LS2 vernachlässigt werden kann.

In Abbildung 5.35 sind die aus zwei Lichtschnittpositionen zusammengesetzten Messungen des mittleren Molenbruchs, für drei unterschiedliche Zeitpunkte, dargestellt. Auf Grund des geringen Druckverhältnisses von 1,25 bei den H-PLIF-Untersuchungen, führt eine Umrechnung der LIF-Signale in Massenbrüche zu sehr hohen Gradienten im düsen nahen Bereich. Dies würde zu einer unübersichtlicheren Skalierung der Daten führen. Deshalb werden die Ergebnisse mit Molenbrüchen präsentiert. Bild a) entspricht dem Zeitpunkt 1,3 ms nach Einspritzbeginn und zeigt einen Freistrah, dessen Strahlkopf sich im oberen Bereich des zweiten Licht-

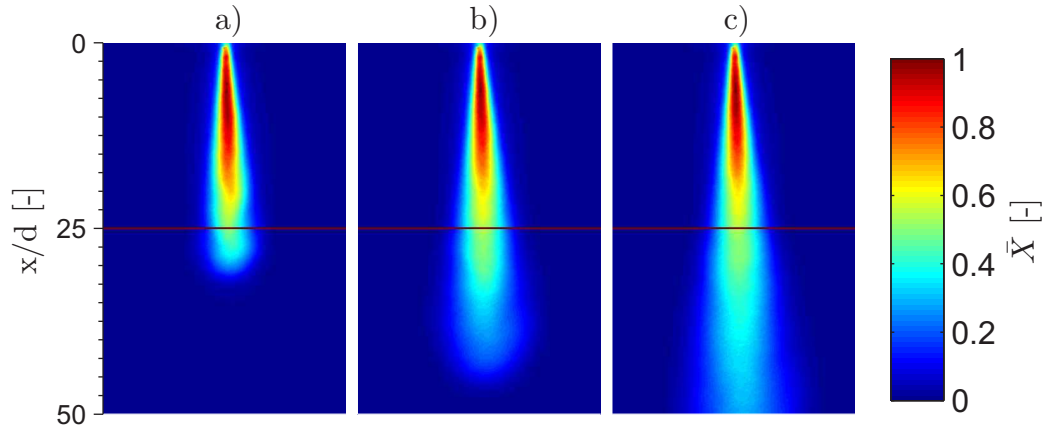


Abbildung 5.35: Mittelwertbilder für unterschiedliche Zeitpunkte aus zwei Lichtschnitt-Positionen von $x/d=0$ bis $x/d=50$ (rote Linie entspricht Lichtschnittgrenze). a) 1,3 ms, b) 3,0 ms und c) 4,9 ms nach Einspritzbeginn: $T_e = T_\infty = 295$ K, $p_e = 5$ bar, $p_\infty = 4$ bar, $X_e = 5,5$ %

schnitts befindet. Bild b) entspricht dem Zeitpunkt 3,0 ms nach Injektionsbeginn. Der Strahlkopf befindet sich dabei am unteren Ende von LS2. In Bild c) ist der Strahlkopf bei 4,9 ms außerhalb von LS2. Die Aufnahmen zeigen einen kontinuierlichen Übergang zwischen den beiden Lichtschnittpositionen ohne Sprünge im Verlauf des Molenbruchs. Damit ist es möglich, eine gemeinsame Auswertung des zeitlich gemittelten Molenbruchs innerhalb des Freistrahls, für beide Lichtschnittpositionen durchzuführen. Dies zeigt sich auch bei der Auswertung des axialen Verlaufs des Molenbruchs und des Halbwertsradius $r_{1/2,X}$, wie in Abbildung 5.36 dargestellt.

Die Verteilung des axialen Molenbruchs entlang der Strahlachse weist einen kontinuierlichen Verlauf ohne Sprünge an der Schnittstelle $x/d = 25$ auf und kann für den stationären Freistrahel über eine Hyperbelkurve dargestellt werden. Zudem ist ein Plateau-Gebiet bis $x/d = 10$ zu erkennen, mit Molenbruchwerten von eins, was dem Strahlkern-Gebiet entspricht. Auf der rechten Seite von Abbildung 5.36 ist der Halbwertsradius entlang der Strahlachse dargestellt. Der Verlauf des Halbwertsradius kann, wie bei den phasengekoppelten LIF-Aufnahmen, mit einer Geraden abgebildet werden, deren Steigung den Wert 0,109 aufweist. Dieser auch für die P-PLIF-Aufnahmen gefundene Wert von 0,109 liegt innerhalb des aus Literaturdaten bekannten Wertebereiches (Mi u. a. (2001)). Um Absorptionseffekte detaillierter beurteilen zu können, wurde die dem Laser zugewandte und abge-

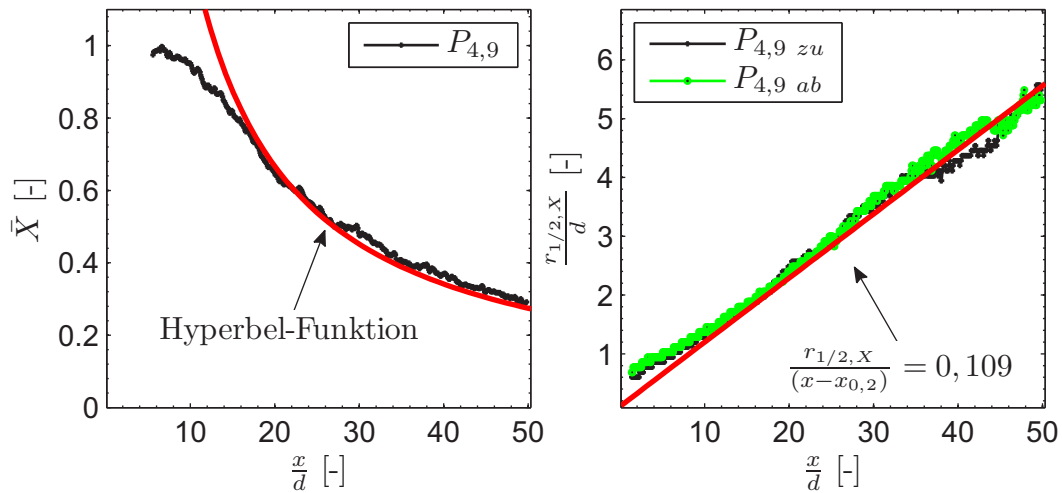


Abbildung 5.36: Links: Axialer Verlauf des Molenbruchs für den stationären Freistrah. Rechts: Halbwersradius des Molenbruchs für die dem Laser zu- und abgewandte Freistrahseite, jeweils zusammengesetzt aus zwei Lichtschnitt-Positionen von $x/d = 0$ bis $x/d = 50$, $T_e = T_\infty = 295$ K, $p_e = 5$ bar, $p_\infty = 4$ bar, $X_e = 5,5$ %

wandte Freistrahseite bezüglich des Halbwersradius ausgewertet. Es ist zu sehen, dass bis auf den düsennahen Bereich die Kurven übereinander liegen.

In Abbildung 5.37 ist im linken Bildteil der Verlauf des mittleren Molenbruchs entlang der Strahlachse für zwei instationäre Zeitpunkte in der Strahlentwicklung, im Vergleich zum stationären Strahl dargestellt. In Abbildung 5.37, linker Teil, ist zu sehen, dass die Kurven bis zum Einflussgebiet des Strahlkopfes auf der Kurve des stationären Strahls liegen. Dies ist auch im rechten Teil von Abbildung 5.37 für die Halbwersbreite der Fall und entspricht somit den Ergebnissen für die phasengekoppelten Aufnahmen.

Nach dem Vergleich des zeitlich gemittelten Freistrahilverhaltens mit Literaturdaten und den phasengekoppelten Aufnahmen, erfolgt eine detailliertere Untersuchung eines einzelnen Injektionsvorgangs. Hierzu ist in Abbildung 5.38 für den Lichtschnitt $x/d = 25$ bis $x/d = 50$ die Entwicklung des Molenbruchs für einen einzelnen Injektionsvorgang (oberer Reihe) und für den aus 100 Einzelbildern gemittelten dargestellt. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Bildern beträgt jeweils $100 \mu s$. Bei den Mittelwertbildern ist der Strahlkopf deutlich zu erkennen. Die gesamte Strahlstruktur ist symmetrisch und der Molenbruch nimmt kontinuierlich zum Strahlrand und Kopf ab. Bei den Einzelaufnahmen sind deutlich einzelne

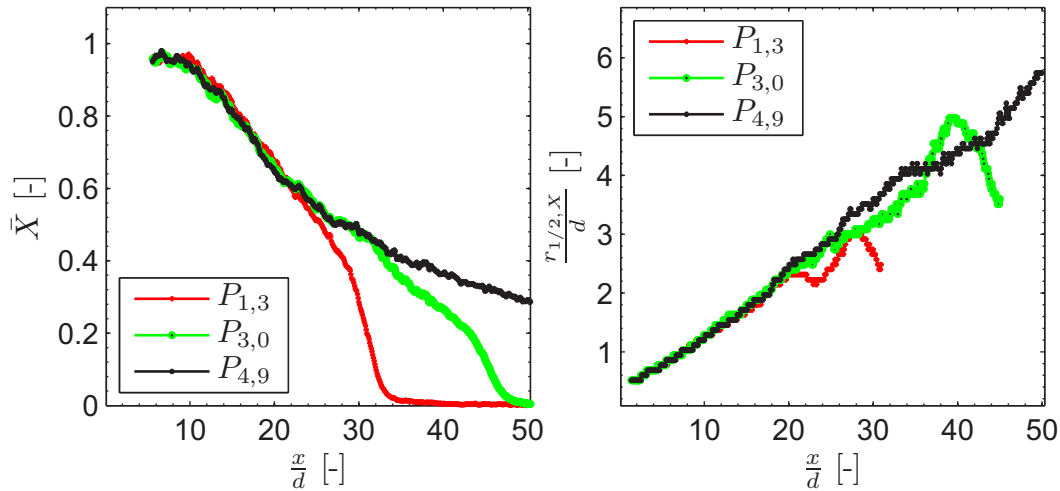


Abbildung 5.37: Axialer Verlauf des Molenbruchs (links) und des Halbwertsradius (rechts) für die Zeitpunkte 1,3 ms und 3,0 ms nach Einspritzbeginn, im Vergleich zum stationären Freistrahls bei 4,9 ms

Wirbelstrukturen am Strahlrand und Kopf zu erkennen und deren zeitliche Entwicklung. Für den Strahlkopf ist eine Verringerung des Strahlspitzen-Molenbruchs bei gleichzeitiger Aufweitung der Kopfoberfläche zu sehen. Auf der Strahlachse ist zu erkennen, wie ein Gebiet mit höherer Konzentration vom oberen Lichtschnitt in den Strahlkopf nachgeschoben und verteilt wird. In Abbildung 5.39 ist der zeitliche Verlauf des Mischungsbruchs für drei Positionen im Freistrahls dargestellt. Der Abstand zur Einspritzebene beträgt $x/d = 36$ und befindet sich somit innerhalb des zweiten Lichtschnitts. Für diese Lichtschnittposition wurden pro Injektionsvorgang 80 Messungen aufgezeichnet. Die radialen Positionen wurden so gewählt, dass ein Punkt auf der Strahlachse liegt ($r/d = 0$) und ein Punkt bei $r/d = 6,8$, um am Strahlrand Wirbelbewegungen erfassen zu können. Der dritte Punkt liegt in der Mitte zwischen diesen Punkten bei $r/d = 3,4$. Für die Auswertung des Mischungsbruchs wurde pro Messpunkt jeweils der Mittelwert der um diesen Punkt liegenden 9×9 Pixelmatrix verwendet. Dies entspricht den in Abbildung 5.39 eingezeichneten roten Quadraten. Im zeitlichen Verlauf des Mischungsbruchs entspricht der erste Peak bei $r/d = 0$ der Strahlspitze, wenn sie den Messpunkt passiert. Im Anschluss zur Strahlspitze folgt ein Bereich mit deutlich geringerer Konzentration. Die folgenden beiden Konzentrationspeaks in Abbildung 5.39 weisen eine deutlich höhere Konzentration auf und der anschließende Konzentrationsabfall ist nicht so hoch, wie beim Strahlspitzen-Peak. Strömungs-

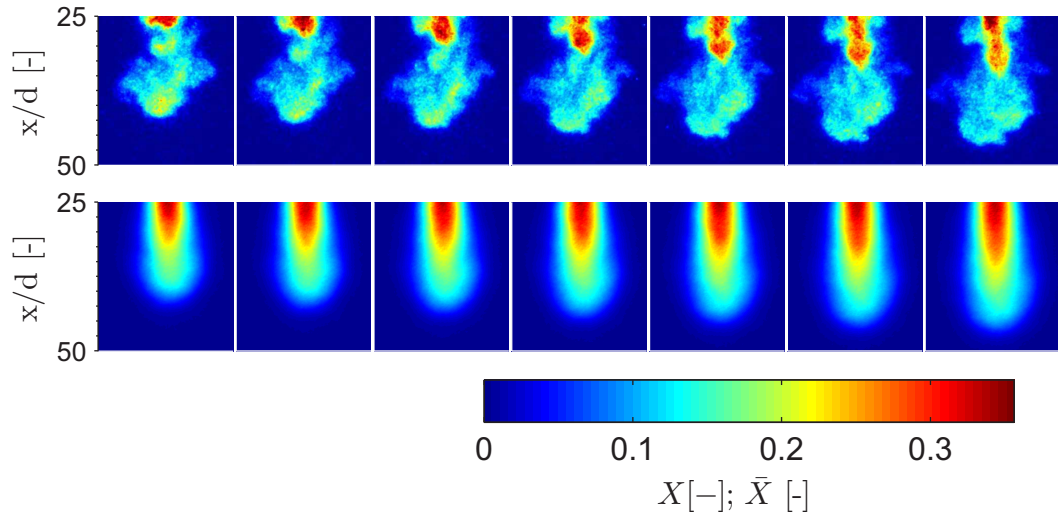


Abbildung 5.38: Entwicklung der Molenbruch-Verteilung, beginnend 2,4 ms nach Injektionsbeginn, für einen einzelnen Injektionsvorgang (oben) und der über 100 Injektionsvorgänge gemittelten Molenbruch-Verteilung (unten), für den Lichtschnitt $x/d = 25$ bis $x/d = 50$. Der zeitliche Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Aufnahmen beträgt $100 \mu\text{s}$

effekte wie diese unregelmäßigen Pulsationen können mit P-PLIF-Messungen, auf Grund der hohen Schwankungswerte und des Mittelungsvorganges, nicht aufgelöst werden. Der zeitliche Abstand zwischen den beiden Peaks entspricht 2,2 ms. Für die Messpunkte $r/d = 3,4$ und $r/d = 6,8$ sind die bei $r/d = 0$ sichtbaren Peaks mit geringeren Amplituden sichtbar, weisen jedoch einen Phasenversatz auf, der umso größer ist, je weiter der Messpunkt von der Strahlachse entfernt ist. In Abbildung 5.40 sind die instationären Molenbruch-Fluktuationen für einen einzelnen Injektionsvorgang dargestellt. Die instationären Fluktuationen werden dabei aus der Differenz der aktuellen Molenbruch-Verteilung X und der aus jeweils 100 Einzelaufnahmen gemittelten Verteilung \bar{X} berechnet.

$$X' = X - \bar{X} \quad (5.10)$$

Diese Vorgehensweise entspricht der Berechnung der instationären Mischungsbruch-Fluktuationen, wie sie von Patton u. a. (2012) bei Rayleigh-Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von stationären Propan-Luft-Freistrahlen durchgeführt wurden.

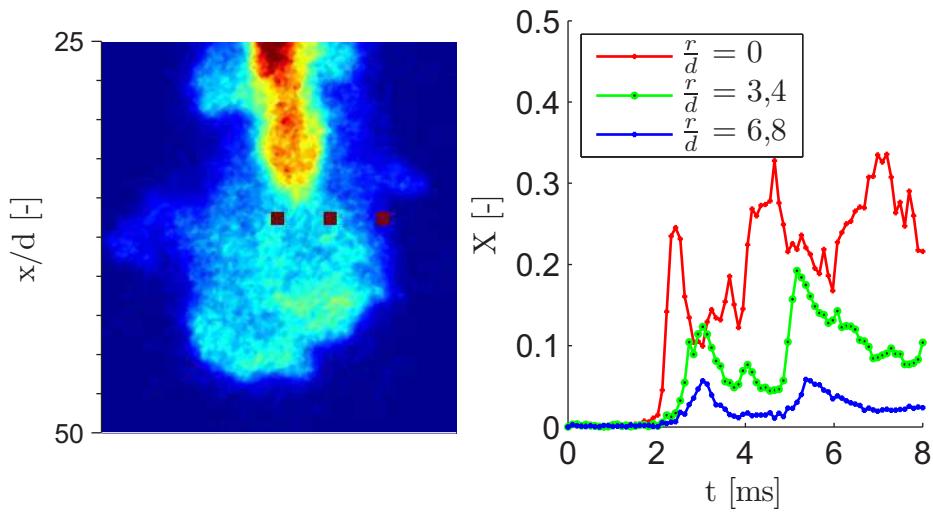


Abbildung 5.39: Zeitliche Entwicklung des Molenbruchs eines einzelnen Injektionsvorgangs für drei Messpunkte bei $x/d=36$ und $r/d= 0, 3,4$ und $6,8$ (rote Quadrate im linken Bild)

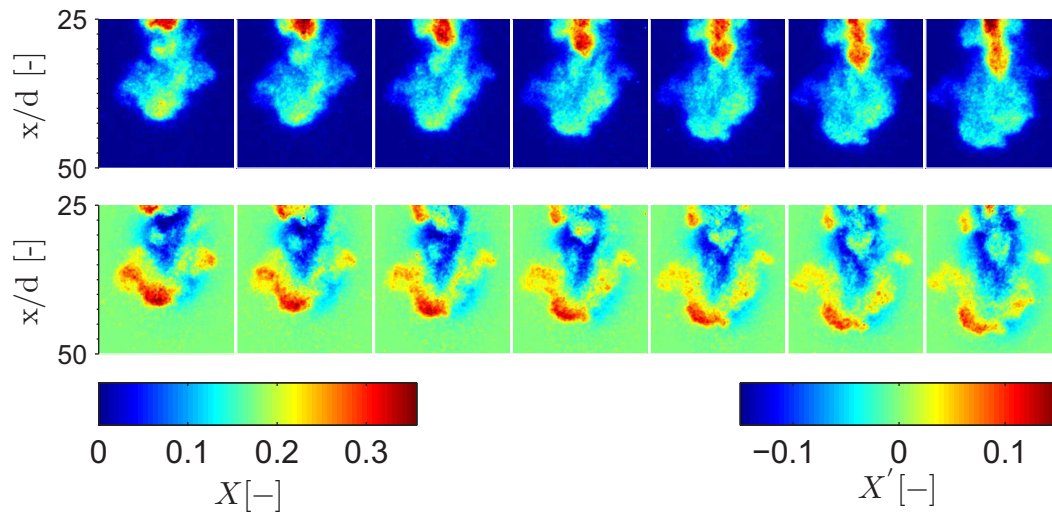


Abbildung 5.40: Oben: Zeitliche Entwicklung eines einzelnen Freistrahls beginnend 2,4 ms nach Injektionsbeginn. Unten: Dazugehörige instationäre Fluktuationen Y' . Abgebildet ist jeweils der zweite Lichtschnitt ($x/d = 25$ bis $x/d = 50$). Der zeitliche Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Aufnahmen beträgt $100 \mu s$

Die obere Reihe in Abbildung 5.40 entspricht der Molenbruch-Verteilung eines einzelnen Injektionsvorgangs. Die untere Reihe zeigt die dazugehörigen instationären Fluktuationen. Hierbei entsprechen Gebiete mit grüner Farbe den Mittelwerten.

Rote Segmente zeigen an, dass Molenbruchwerte vorliegen, die höher als der Mittelwert sind, blaue Segmente, dass niedrigere Werte als der jeweilige Mittelwert vorliegen. Die Bildreihe startet 2,4 ms nach Injektionsbeginn im Abschnitt des zweiten Lichtschnitts. Dabei ist zu sehen, dass der Strahlkopf Werte aufweist, die deutlich über den Mittelwerten liegen. Dies lässt darauf schließen, dass sich der betrachtete Freistrahel schneller entlang der Strahlachse ausbreitet als der mittlere Freistrahel. Bis auf eine Wirbelstruktur am linken Strahlrand, liegt hinter dem Strahlkopf ein Gebiet, vor dessen Molenbruchwerte unter den Mittelwerten liegen. In der weiteren Bildfolge ist zu sehen, dass sich die Wirbelstrukturen mit hoher Konzentration langsam auflösen, die Amplituden der extremen blauen und roten Gebiete abnehmen und sich in Richtung grün verschieben.

5.4 Ergebnisse Numerische Simulation

5.4.1 Vergleich mit P-PLIF-Messungen

Durch die Berücksichtigung der gasführenden Injektor-Innengeometrie samt Ventil-Öffnungsvorgang in der CFD-Simulation kann der Injektionsvorgang mit hoher Genauigkeit nachgebildet und mit Messungen verglichen werden. Zusätzlich zu geometrischen Einflüssen wird das Freistrahelverhalten durch die Wahl des Turbulenzmodells und der zugehörigen Modellkonstanten beeinflusst. Hierzu wurde ein Vergleich der unterschiedlichen Turbulenz-Modelle in Bezug auf Eindringtiefe und Strahlkontur durchgeführt. Dies ist in Abbildung 5.41 und A.2 im Anhang dargestellt. Für eine Modellkalibrierung wurden die Eindringtiefen aus dem LIF-Experiment mit den Eindringtiefen, die aus den unterschiedlichen Turbulenzmodell-Variationen resultieren, verglichen. Das SST-Modell mit den Standardwerten weist dabei die größte Übereinstimmung mit den Messungen auf. Das resultierende Ergebnis hierzu ist in Abbildung 5.41 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die berechnete Eindringkurve sehr nahe an den Messpunkten liegt. Aus diesem Grund wurde für die weiteren Untersuchungen das SST-Modell verwendet.

Um zusätzlich zur Eindringtiefe auch die radiale Ausdehnung der Freistrahelkontur mit den LIF-Messungen vergleichen zu können, ist in Abbildung 5.42 die 5 %-Molenbruch-Isolinie für unterschiedliche Zeitpunkte in der Freistrahelentwicklung gemäß CFD-Simulation und gemäß der Messungen dargestellt.

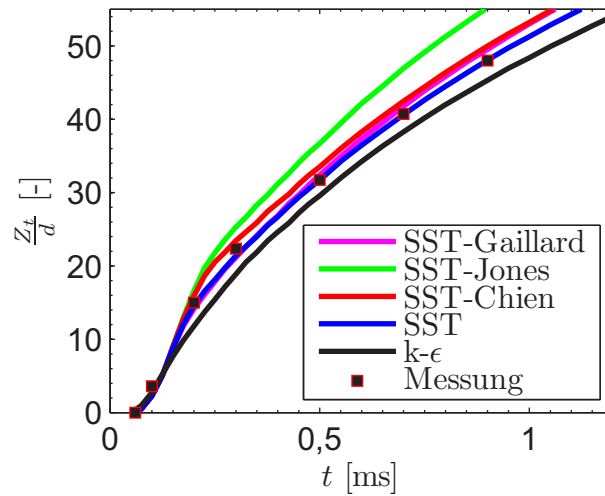


Abbildung 5.41: Vergleich der Eindringtiefe, die durch phasengekoppelte LIF-Messungen ermittelt wurde, mit Ergebnissen, die mittels CFD-Simulationen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen und Parametern berechnet wurden

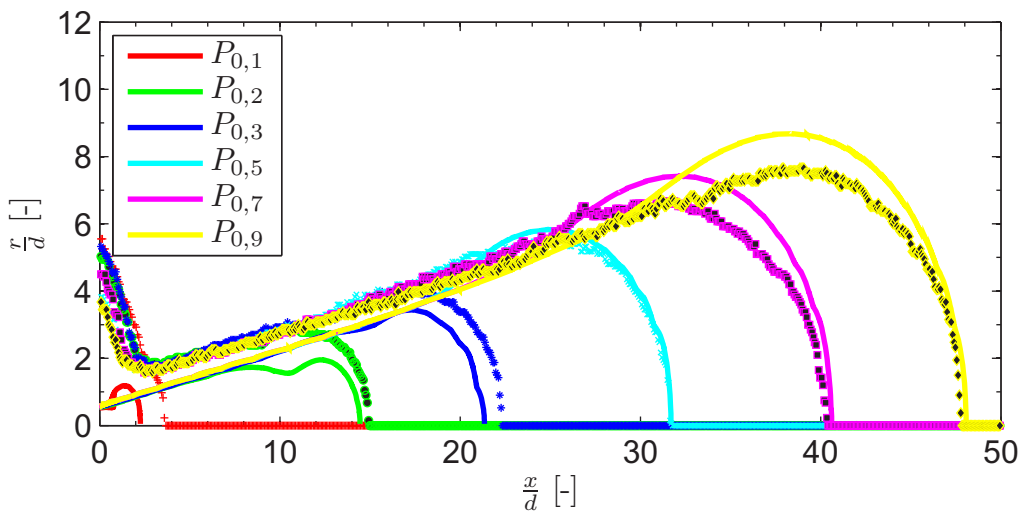


Abbildung 5.42: Vergleich der aus LIF-Messungen gewonnenen Strahlkonturen (Punkte) zu unterschiedlichen Zeitpunkten mit den Strahlkonturen (Linien) aus der CFD-Simulation

Man erkennt jeweils eine typische Kegelkontur mit dem daran angeschlossenen ellipsenförmigen Strahlkopf. Die aus der Simulation und den Messungen gewonnenen Konturen liegen dabei sehr nahe beieinander. Bei den Simulationsergebnissen ist ein geringfügig stärkerer Anstieg der radialen Ausbreitung im Bereich des maxi-

malen Strahldurchmessers zu erkennen. Bis zum Einflussgebiet des Strahlkopfes liegen die Konturen der radialen Ausbreitung gemäß Messung und Simulation direkt übereinander.

Folgend zum Vergleich der äußeren Strahlkonturen ist in Abbildung 5.43 der axiale Verlauf des Stoffmengenanteils innerhalb des Freistrahls, auf der Strahlachse, aus den Mess- und Simulationsergebnissen dargestellt. Für beide Ergebnisse ist ein sta-

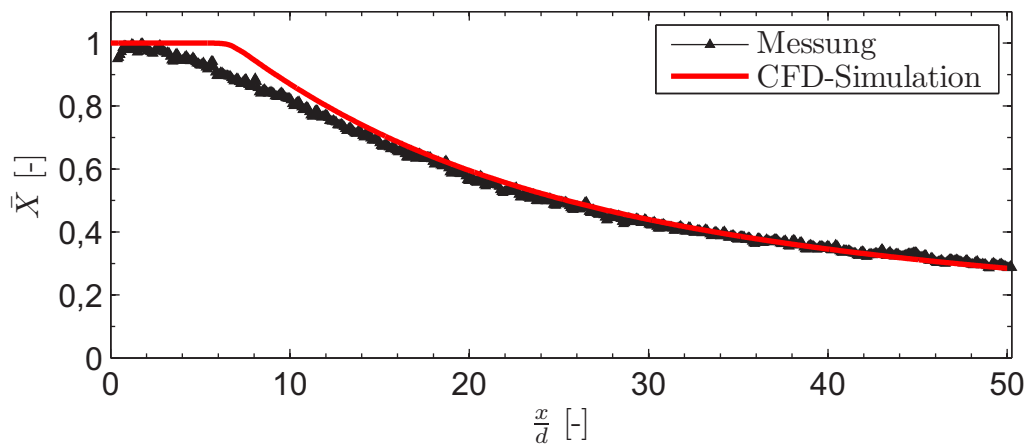


Abbildung 5.43: Vergleich des Molenbruchs entlang der Strahlachse für die phasengekoppelte LIF-Messung und die CFD-Simulation, 4,1 ms nach Injektionsbeginn

biler Strahlkern zu sehen, wobei in den Messungen das Stoffmengeniveau, das am Düsenaustritt vorliegt, etwas früher abfällt als in der Simulation. Der Strahlkern aus der Simulation ist für den Stoffmengenanteil bis $x/d = 7$ konstant, was den in der Literatur vorausgesagten Werten entspricht. Ab $x/d = 15$ liegen die Kurven aus Messung und Simulation fast direkt übereinander und folgen im Ähnlichkeitsgebiet einem hyperbolischen Verlauf.

5.4.2 Vergleich mit Schlierenmessungen

Im Gegensatz zu den Messungen mit laserinduzierter Fluoreszenz, mit einem Laser-Lichtschnitt, führen bei der Schlierenmethode Dichtegradienten über den gesamten Lichtpfad durch den Freistrahls und die Kammer zu aufintegrierten Intensitätsunterschieden. Aus diesem Grund kann ohne aufwendige Kalibrierung und vereinfachende Annahmen, wie rotationssymmetrischer Freistrahls, nicht auf die Konzentration im Freistrahls geschlossen werden. Aus diesem Grund werden für den

Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Schlierenmessungen die Ergebnisse bezüglich der Einstellungen für das Turbulenzmodell aus dem Abgleich mit den LIF-Messungen verwendet. Als Auswertekriterium für die Strahlkontur wird der Massenbruchanteil gewählt. Die Kalibrierung des Massenbruchanteils erfolgt dabei mit dem Betriebspunkt „10 bar in 1 bar“. Um die Druckverluste im Inneren des Injektors zu berücksichtigen und den gleichen Massendurchfluss wie in den experimentellen Betriebsbedingungen zu erreichen, wurde der im Simulationsmodell approximierte Ventilstromkanal variiert, so dass der Durchflusskoeffizient erreicht wird, der am Prüfstand bei stationärer Durchströmung der Düse gemessen wurde. Für den Vergleich der Eindringtiefe aus den Schlieren-Messungen mit CFD-Simulationen, wurde wie bei Quellette und Hill (2000) sowie bei Drozda und Oefelein (2008) ein bestimmter Massenbruchwert auf der Strahlachse als Auswertekriterium für die Eindringtiefe verwendet. Hierzu ist in Abbildung 5.44 der Vergleich von unterschiedlichen Massenbruch-Isolinien mit der gemessenen „10 bar in 1 bar“-Eindringkurve dargestellt.

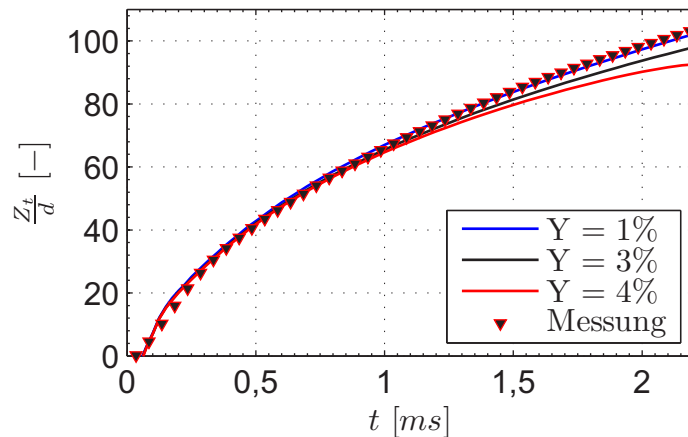


Abbildung 5.44: Vergleich der Eindringtiefe für unterschiedliche Massenbruch-Isolinien mit der mit der gemessenen „10 bar in 1 bar“-Eindringkurve

Wie in Abbildung 5.44 dargestellt, zeigt sich, dass für die Massenbruch-Isolinien 1% bis 4% erst im späteren Verlauf des Injektionsvorgangs Unterschiede zu erkennen sind. Die beste Übereinstimmung mit der gemessenen Eindringkurve wird mit der 1 %-Isolinie erreicht.

Zum weiteren Abgleich der Simulationsergebnisse mit dem Kalibrier-Betriebspunkt wurde die aus 50 Einzelbildern gemittelte Schlieren-Strahlkontur mit der 1%-Massenbruch-Isolinie aus der Simulation verglichen. Dies ist im unteren Teil von Ab-

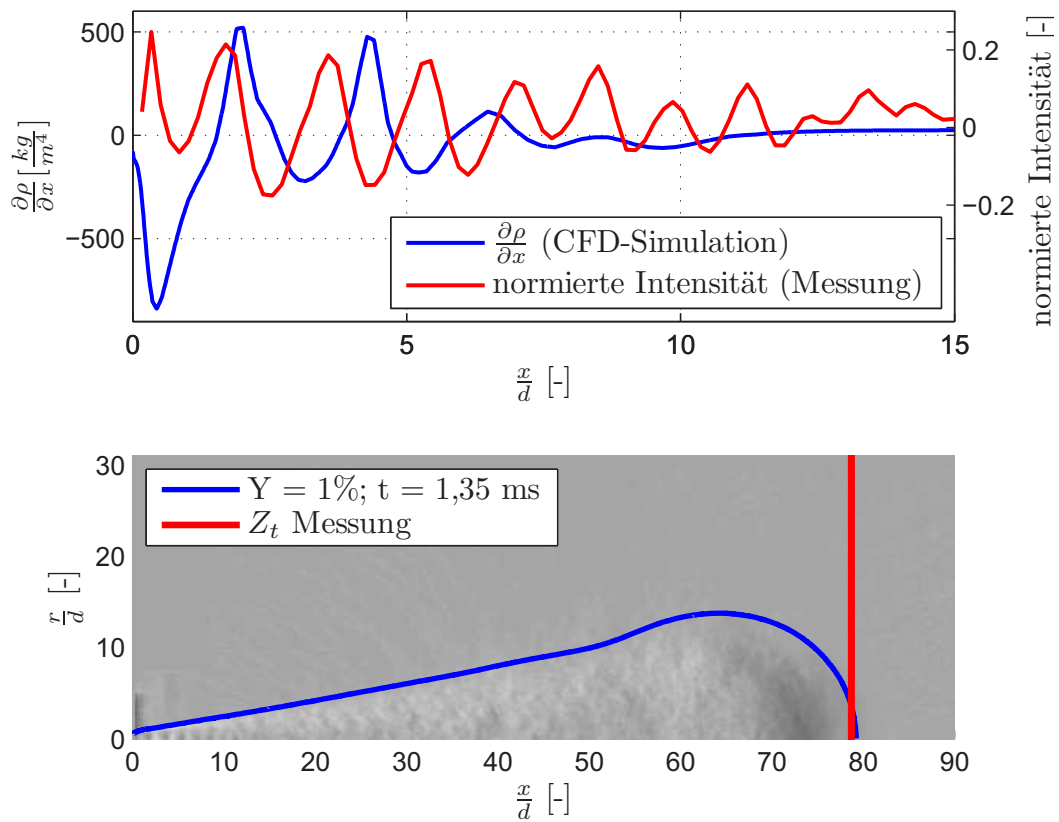


Abbildung 5.45: Oben: Vergleich des simulierten Dichtegradienten entlang der Strahlachse und des normierten Intensitätsverlaufs aus Schlierenaufnahmen. Unten: Vergleich der Strahlkontur und Eindringtiefe für die 1 %-Massenbruch-Isolinie mit Schlieren-Aufnahmen

Abbildung 5.45 für den Zeitpunkt 1,35 ms nach Injektionsbeginn dargestellt. Die rot eingezeichnete vertikale Linie entspricht der gemittelten Eindringtiefe. Für den Massenbruch-Anteil von 1% ist eine gute Übereinstimmung mit der Kontur aus den Schlierenaufnahmen zu erkennen. Aus diesem Grund wurde dieser Isolinienwert für den weiteren Vergleich mit den Messungen herangezogen. Im oberen Teil von Abbildung 5.45 ist ein Vergleich des Intensitätsverlaufs aus den Schlierenaufnahmen entlang der Strahlachse und dem Verlauf des Dichtegradienten aus der CFD-Simulation dargestellt. Auf Grund des Druckverhältnisses von 10 handelt es sich bei dem Kalibrier-Betriebspunkt um einen unterexpandierten Freistrah. Die Schwankungsspitzen im Intensitäts- und Dichtegradientenverlauf entsprechen dabei den jeweiligen Positionen der Verdichtungsstöße. Mit Hilfe der Simulation

können die Stoßsysteme aus dem Experiment nachgebildet werden, jedoch liegen die Stoßpositionen weiter auseinander und verlieren schneller an Intensität als im Experiment. Die Position des ersten und stärksten geraden Stoßes aus dem Experiment kann mit der CFD-Simulation mit hoher Übereinstimmung nachgebildet werden.

Mit den angepassten Durchflusskoeffizienten, den Turbulenzmodell-Einstellungen aus dem LIF-Abgleich und der ermittelten Massenbruch-Isolinie aus dem Kalibrierversuch wurden Simulationsrechnungen bezüglich der Eindringtiefe für unterschiedliche Druckverhältnisse durchgeführt. Die Druckverhältnisse für die Simulation entsprechen dabei denjenigen, die auch bei den Schlieren-Messungen untersucht wurden. Dadurch kann ein Vergleich aus gemessener und berechneter Eindringtiefe durchgeführt werden, der in Abbildung 5.46 dargestellt ist.

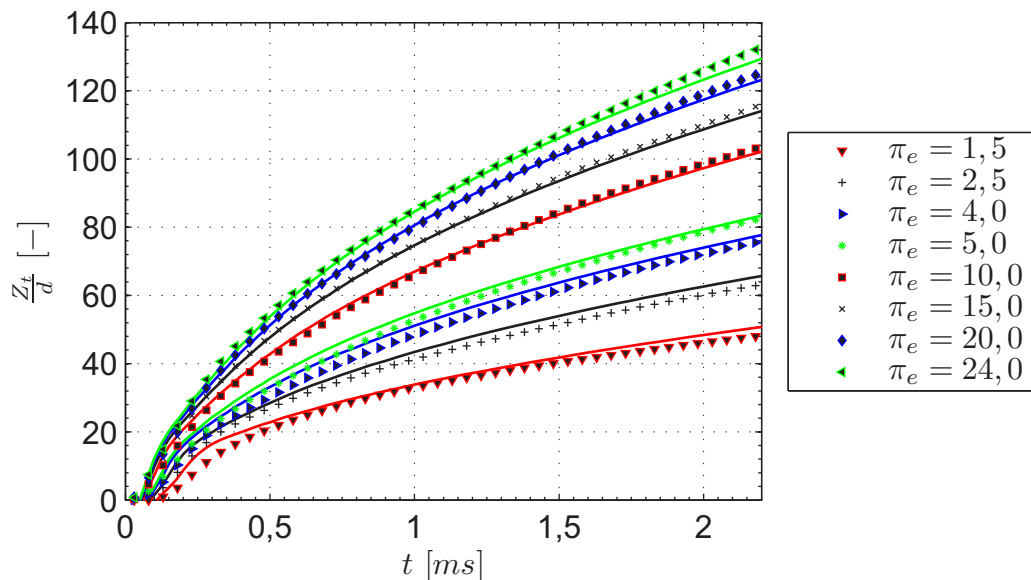


Abbildung 5.46: Vergleich der experimentell ermittelten Eindringtiefen (Punkte) mit den Eindringtiefen aus der CFD-Simulation (Linien)

Für den Unterschall Betriebspunkt ($\pi_e = 1,5$) sind zu Beginn und am Ende des Einspritzvorgangs kleinere Abweichungen zwischen Simulation und Experiment zu erkennen. Ansonsten liegen die Kurven für die CFD-Ergebnisse und die experimentell gewonnenen Eindringkurven fast direkt übereinander. Dies zeigt, dass mit den abgeleiteten Simulationsbedingungen die gemessenen Eindringkurven für Unterschall-, Überschall- und stark unterexpandierte Freistrahlen mit geraden und schiefen Verdichtungsstößen, mit hoher Genauigkeit nachgebildet werden können.

Um die aus den Experimenten abgeleitete Korrelation für die Eindringtiefe mit den numerischen Ergebnissen zu vergleichen, wurden die Ergebnisse aus der CFD-Rechnung, wie in Gleichung 5.6 und 5.7 vorgeschlagen, normiert. In den Experimenten wurde für alle Betriebspunkte der C_D -Wert für das Druckverhältnis von 10 genutzt. Zudem wurden die Zustände am Düsenaustritt für das Injektionsgas entsprechend einer idealen Expansion aus einem großen beruhigten Behälter berechnet. Für die Simulationsergebnisse sind diese Vereinfachungen nicht nötig und der C_D -Wert in Gleichung 5.6 und 5.7 kann zu eins gesetzt werden. Die Werte für die Geschwindigkeit und die Dichte des Injektionsgases am Düsenaustritt können direkt den Simulationsergebnissen entnommen werden. Für die Geschwindigkeit und die Dichte wird dabei der über die Düsenaustrittsfläche gemittelte Wert verwendet. Wie in Abbildung 5.47 zu sehen ist, liegen die normierten CFD-Eindringkurven fast übereinander. Zudem bilden die normierten Kurven eine Gerade, deren Steigung derjenigen aus den experimentellen Ergebnissen entspricht. Dadurch wird gezeigt, dass die aus den Schlierenversuchen ermittelte Korrelation auch durch die numerische Simulation bestätigt wird.

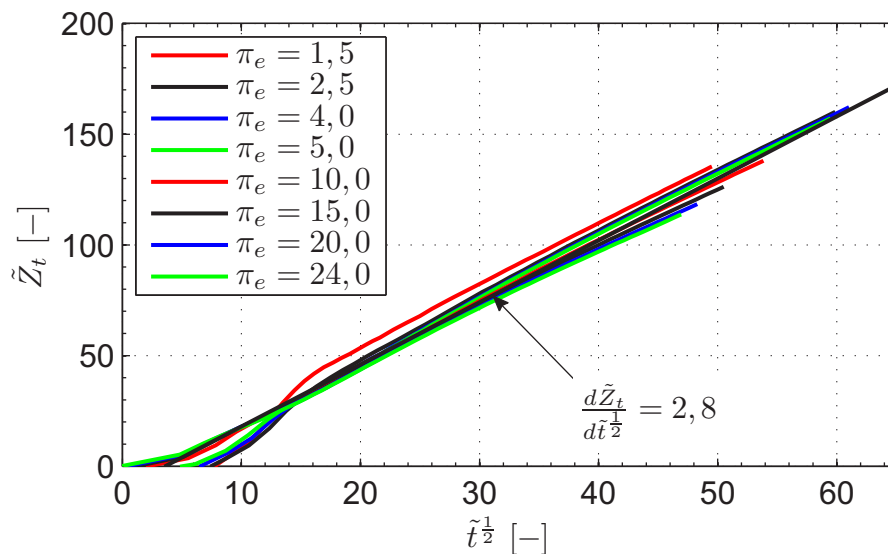


Abbildung 5.47: Eindringtiefe aus der CFD-Simulation, normiert mit der Korrelation aus Gleichung 5.8

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Hochgeschwindigkeits-Schlierenmessungen der transienten Eindringtiefe von turbulenten Gas-Freistrahlen durchgeführt. Dabei wurde das Druckverhältnis so variiert, dass Unterschall-, Überschall- und unterexpandierte Freistrahlen untersucht werden konnten, wie sie bei der Saugrohr- oder Direkteinblasung des Kraftstoffes in Gasmotoren auftreten. Es konnte gezeigt werden, dass die Eindringtiefe bei konstanter Temperatur nicht durch die absoluten Drücke des Injektions- und Kammergases beeinflusst werden, sondern nur durch die Druckverhältnisse. Es wurde eine neue Korrelation für die gemessenen Eindringtiefen entwickelt, die für einen großen Bereich von Injektions- zu Umgebungsgas-Dichteverhältnissen gültig ist. Im Vergleich zu der von Hill und Ouellette entwickelten Korrelation, führt die neue Korrelation einen zusätzlichen Injektionsgas-Dichteinfluss und einen geänderten Einfluss der Kammergasdichte auf die transiente Eindringtiefe ein. Dieser Einfluss konnte auch durch die normierten Eindringkurven der Kryo-Versuche gezeigt werden, die fast exakt übereinanderliegen. Die Korrelation kann verwendet werden, um die transiente Strahl-Eindringtiefe in PKW-Motoren abzuschätzen. Auf Grund der guten Übereinstimmung im Fernfeld kann die Korrelation auch für Anwendungen in Motoren mit größeren Bohrungsdurchmessern verwendet werden. Die neue Korrelation wurde mit in der Literatur verfügbaren experimentellen Daten überprüft. Dabei wurden Daten von Wasserstoff-, Helium- und Methan-Einblasungen in Luft, Stickstoff und Kohlendioxid mit unterschiedlichen Injektionsdrücken, Kammergasdichten und verschiedenen Injektordüsendurchmessern verwendet. Für all diese Experimente liegen die normierten Eindringkurven mit der neuen Korrelation näher zusammen, als mit den bisher verfügbaren Korrelationen.

Für eine detaillierte Untersuchung der Gemischbildungsvorgänge in Gas-Freistrahlen wurden phasengekoppelte Aufnahmen der Konzentrationsverteilung mit Hilfe von laserinduzierter Fluoreszenz durchgeführt. Hierfür wurde ein hochauflösendes

Triggersystem entwickelt, mit dem eine genaue Synchronisierung von Injektor, Laser und Kamera zum jeweiligen Zeitpunkt in der Strahlentwicklung ermöglicht wird. Für einen Abgleich mit Literaturdaten wurde die Konzentrationsverteilung im stationären Freistrahle untersucht und eine hohe Übereinstimmung mit bisher entwickelten Korrelationen für die radiale und axiale Massenbruchverteilung, sowie für die Halbwertsbreite gefunden. Mit diesen Ergebnissen als Ausgangsbasis wurden die Gemischbildungsvorgänge im transienten Freistrahle untersucht. Dabei konnte eine hohe Übereinstimmung bezüglich der Eindringtiefe und der Entwicklung des maximalen Strahldurchmessers mit vorhandenen Literaturdaten aus Schlierenmessungen gefunden werden. Zudem wurde der radiale und axiale Verlauf des Massenbruchs im Strahlkopf untersucht, sowie die Massenbruchfluktuationen. Außerdem wurden höhere Momente der Massenbruchverteilung im Freistrahle, wie die Schiefe und Wölbung untersucht, um die statistische Verteilungsart der Messergebnisse zu bestimmen. Die Messdaten wurden verwendet, um die Wahrscheinlichkeitsdichte des Massenbruchs im instationären Strahl zu bestimmen. Hierbei konnte gezeigt werden, dass die gemessenen Verteilungsformen der Wahrscheinlichkeitsdichte mit hoher Genauigkeit durch Beta-Funktionen approximiert werden können. Diese Ergebnisse können genutzt werden, um Selbstzündungsvorgänge in Verbrennungssimulationen, die auf PDF-Transportmodellen basieren, zu validieren.

Um Gemischbildungsvorgänge in einem einzelnen Einblasvorgang untersuchen zu können, wurde ein Hochgeschwindigkeits-Messsystem entwickelt, mit dem laserinduzierte Fluoreszenzaufnahmen mit einer Aufnahmefrequenz von 10 kHz durchgeführt werden können. Hierbei wurde der für Freistrahleuntersuchungen bisher noch nicht verwendete Tracer Fluorketon verwendet, der für die gegebenen Randbedingungen eine zweifach höhere Signalintensität als das bisher häufig verwendete Diacetyl ermöglicht. Zusätzlich zu dem weiterentwickelten Triggersystem und der Auswertemethodik aus den PLIF-Messungen wurden Hochgeschwindigkeits-Energiesensoren eingesetzt, mit denen für jeden einzelnen Energiepuls die Energieschwankungen und die Absorption in der Mischkammer berücksichtigt werden konnten. Dies bildete die Basis zur Visualisierung von Gemischbildungsvorgängen in einem einzelnen Freistrahle, die nur mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen möglich sind. Dabei konnte eine Analyse von einzelnen Strukturen im Freistrahle, sowie von Wirbelbewegungen am Strahlrand und Strahlkopf durchgeführt werden. Zusätzlich konnten einzelne, während eines Injektionsvorgangs auftretende, Molen-

bruch-Pulsationen sichtbar gemacht werden, sowie instationäre Fluktuationen im Strahlkopf, bei denen statistisch aussagekräftige Mittelwerte, sowie hochaufgelöste Einzelaufnahmen in zeitlicher Abfolge benötigt werden.

Um die CFD-Simulation von Gas-Injektionsvorgängen mit den in den Experimenten verwendeten Randbedingungen durchführen zu können, wurde ein rotations-symmetrisches Rechennetz generiert, mit dem der instationäre Nadelhub im Injektor, die Injektorinnenströmung, sowie die transienten Ausbreitungsvorgänge des Freistrahls in der Mischkammer berücksichtigt werden können. Zudem wurde die reduzierte düsenferne Injektor-Innenkontur so angepasst, dass der Durchflusskoeffizient des stationären Freistrahls mit dem aus der Messung übereinstimmt. Der Einfluss des Turbulenzmodells und der zugehörigen Modellparameter auf die Eindringtiefe des Freistrahls wurde aufgezeigt und eine Kalibrierung mit den PLIF-Messergebnissen durchgeführt. Darauf basierend wurde der Einfluss der Auswerte-Isolinie auf die Strahlkontur aufgezeigt und eine Kalibrierung mit einem Referenzbetriebspunkt durchgeführt. Damit war es möglich, mit einer Konfiguration für das Turbulenzmodell und der Auswerte-Isolinie, die Entwicklung der mit der Schlierenmethode gemessenen Eindringtiefe für Unterschall-, Überschall- und stark unterexpandierte Freistrahlen genau nachzubilden. Um die mit der Schlierenmethode experimentell bestimmte Korrelation für die Eindringtiefe zu überprüfen, wurde die entwickelte Normierung auch für die simulierten Eindringtiefen durchgeführt. Für die Korrelationsparameter am Düsenaustritt wurden die aus der Simulation stammenden Werte am Düsenaustritt verwendet. Die normierten Kurven der Eindringtiefe bilden, wie bei den Experimenten, übereinanderliegende Geraden mit einer Steigung von 2,8. Dadurch wird die experimentell gefundene Korrelation zusätzlich über die Simulationsergebnisse bestätigt.

A Anhang

A.1 Numerik

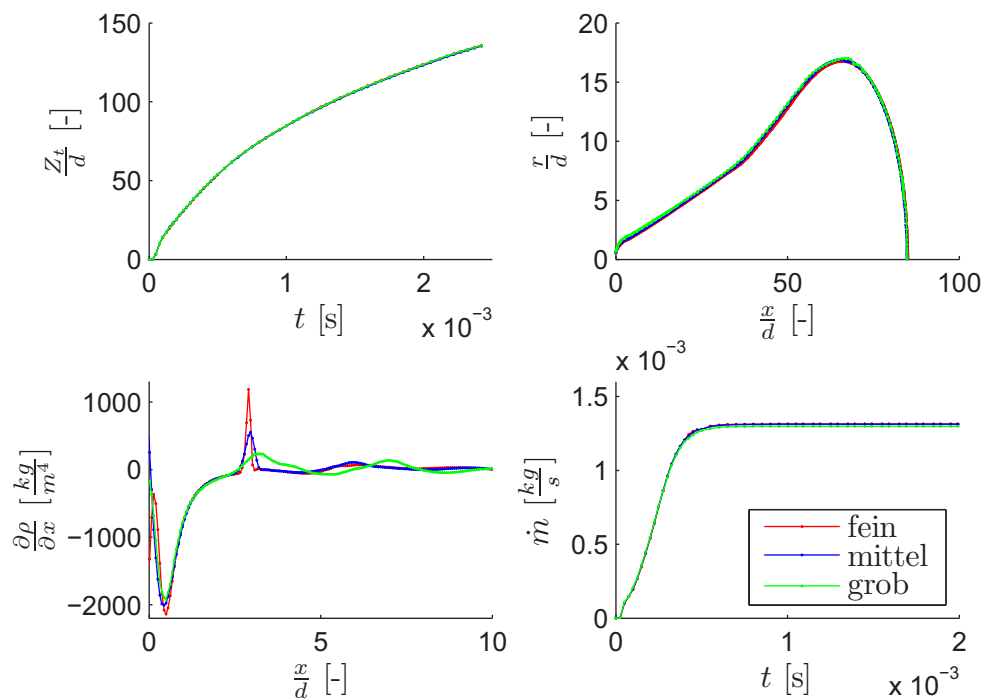


Abbildung A.1: Einfluss des Rechnetzes auf Eindringtiefe, Strahlkontur, Dichtegradienten und Massenstrom am Düsenaustritt für drei unterschiedlich fein aufgelöste Rechnetze. fein = 460.000 Zellen, mittel = 115.000 Zellen, grob = 29.000 Zellen

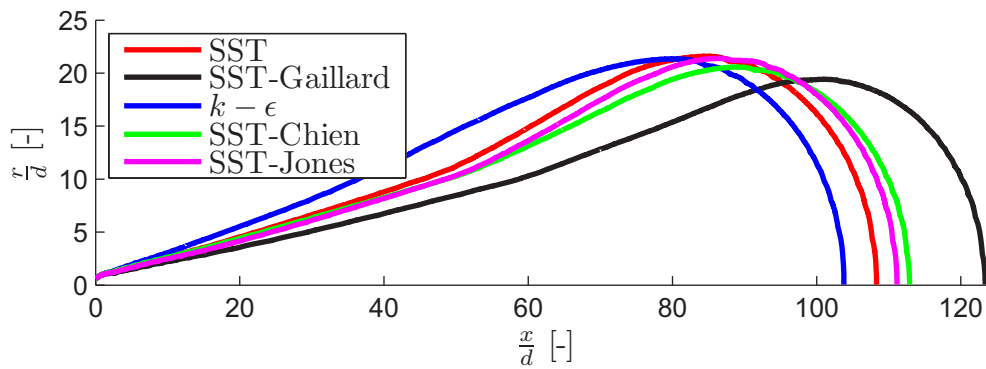


Abbildung A.2: Stoffmengenanteil = 1 %-Isolinie zum gleichen Einspritzzeitpunkt für unterschiedliche Turbulenz-Modelle und -Konstanten

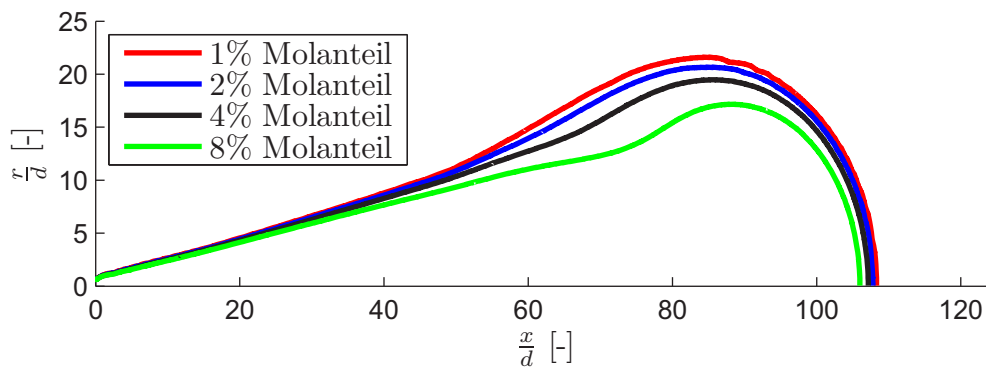


Abbildung A.3: Freistrahlskontur zu einem festen Zeitpunkt für unterschiedliche Stoffmengen-Isolinien

Literaturverzeichnis

- Abraham 1996** ABRAHAM, J.: Entrainment characteristics of transient jets. In: *Numer. Heat Transf. Part A* 30 (1996), S. 347–364
- Abramovich 1963** ABRAMOVICH, G. N.: *The theory of turbulent jets*. 1st edition. MIT Press, 1963
- Abramovich u. Solan 1973** ABRAMOVICH, S. ; SOLAN, A.: The initial development of a submerged laminar round jet. In: *J. Fluid Mech.* 59 (1973), S. 791–801
- Ambrose u. a. 1974** AMBROSE, D. ; SPRAKE, C.H.S. ; TOWNSEND, R.: Thermodynamic properties of organic oxygen compounds XXXIII. The vapour pressure of acetone. In: *The Journal of Chemical Thermodynamics* 6 (1974), Nr. 7, S. 693 – 700
- Andrade u. Tsien 1937** ANDRADE, E. N. da C. ; TSIEN, L. C.: The velocity-distribution in a liquid-into-liquid jet. In: *Proc. Phys. Soc.* 49 (1937), Nr. 4, S. 381
- ANSYS 2011a** ANSYS: *ANSYS CFX-Solver Theory Guide*. Release 14.0, 2011
- ANSYS 2011b** ANSYS: *Documentation for ANSYS ICEM CFD 14.0*. Release 14.0, 2011
- Antonia u. a. 1980** ANTONIA, R. A. ; SATYAPRAKASH, B. R. ; HUSSAIN, A. K. M. F.: Measurements of dissipation rate and some other characteristics of turbulent plane and circular jets. In: *Phys. Fluids* 23 (1980), S. 695–700
- Baehr u. Stephan 2010** BAEHR, H. D. ; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. 7. Auflage. Springer, 2010

- Baert u. a. 2010** BAERT, R. ; KLAASSEN, A. ; DOOSJE, R.: Direct Injection of High Pressure Gas: Scaling Properties of Pulsed Turbulent Jets. In: *SAE-Paper* 2010-01-2253 (2010)
- Becker u. a. 1967** BECKER, H. A. ; HOTTEL, H. C. ; WILLIAMS, G. C.: The nozzle-fluid concentration field of the round, turbulent, free jet. In: *J. of Fluid Mech.* 30 (1967b), S. 285–303
- Bell u. a. 2001** BELL, J. H. ; SCHAIRER, E.T. ; HAND, L. A. ; MEHTA, R. D.: Surface Pressure Measurements Using Luminescent Coatings. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 33 (2001), Nr. 1, S. 155–206
- Birch u. a. 1984** BIRCH, A. D. ; BROWN, D. R. ; DODSON, M. G. ; SWAFFIELD, F.: The Structure and Concentration Decay of High Pressure Jets of Natural Gas. In: *Combust. Sci. and Technol.* 36 (1984), S. 249–261
- Birch u. a. 1978** BIRCH, A. D. ; BROWN, D. R. ; DODSON, M. G. ; THOMAS, J. R.: The turbulent concentration field of a methane jet. In: *J. of Fluid Mech.* 88 (1978), S. 431–449
- Bronstein u. a. 2000** BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLIG, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. 5. Auflage. Frankfurt am Main : Harri Deutsch, 2000
- Bruneaux 2002** BRUNEAUX, G.: A Study of Mixture Formation in Direct Injection Diesel Like Conditions Using Quantitative Fuel Concentration Visualizations in a Gaseous Fuel Jet. In: *SAE-Paper* 2002-01-1632 (2002)
- Chen u. Rodi 1980** CHEN, C. J. ; RODI, W.: *Vertical turbulent buoyant jets A review of experimental data*. Oxford : Pergamon Press, 1980
- Chien 1982** CHIEN, K.-Y.: Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model. In: *AIAA Journal* 20 (1982), Nr. 1, S. 33–38
- Christen 1977** CHRISTEN, H.R.: *Grundlagen der allgemeinen und anorganischen Chemie*. 5. Auflage. Sauerländer, 1977
- Clemens 2002** *Kapitel* Flow imaging. In: CLEMENS, N. T.: *Encyclopedia of Imaging Science and Technology*. New York : Wiley, 2002, S. 390–419

- Corrsin u. Uberoi 1950** CORRSIN, S. ; UBEROI, M. S.: Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet. In: *NACA-TR 998* (1950)
- Cruyningen u. a. 1990** CRUYNINGEN, I. ; LOZANO, A. ; HANSON, R.K.: Quantitative imaging of concentration by planar laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 10 (1990), Nr. 1, S. 41–49
- Cundy u. a. 2011** CUNDY, M. ; TRUNK, P. ; DREIZLER, A. ; SICK, V.: Gas-phase toluene LIF temperature imaging near surfaces at 10 kHz. In: *Experiments in Fluids* 51 (2011), Nr. 5, S. 1169–1176
- Donaldson u. Snedeker 1971** DONALDSON, C. d. ; SNEDEKER, R. S.: A study of free jet impingement. Part 1. Mean properties of free and impinging jets. In: *J. of Fluid Mech.* 45 (1971), Nr. 2, S. 281–319
- Dowling u. Dimotakis 1990** DOWLING, D. R. ; DIMOTAKIS, P. E.: Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets. In: *J. of Fluid Mech.* 218 (1990), S. 109–141
- Drozda u. Oefelein 2008** DROZDA, T. ; OEFELEIN, J.: Large Eddy Simulation of Direct Injection Processes for Hydrogen and LTC Engine Applications. In: *SAE-Paper 2008-01-0939* (2008)
- Ebrahimi u. Kleine 1977** EBRAHIMI, I. ; KLEINE, R.: Konzentrationsfelder in isothermen Luft-Freistrahlen. In: *Forsch. im Ingenieurwes.* 43 (1977), Nr. 1, S. 25–30
- Eckbreth 1996** ECKBRETH, A. C.: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. 2. Auflage. London : Taylor & Francis, 1996
- Edwards u. a. 2011** EDWARDS, R. ; LARIVÉ, J. F. ; BEZIAT, J. C.: Well-to-wheels Analysis of Future Automotive Fuels and Powertrains in the European Context. In: *JRC Scientific and Technical Reports Well-to-Wheels Rep. version 3c* (2011)
- Eichler u. Eichler 2006** EICHLER, J. ; EICHLER, H. J.: *Laser - Bauformen, Strahlführungen, Anwendungen*. 6. Auflage. Berlin : Springer, 2006

- Ewan u. Moodie 1986** EWAN, B. C. R. ; MOODIE, K.: Structure and Velocity Measurements in Underexpanded Jets. In: *Combust. Sci. and Technol.* 45 (1986), S. 275–288
- Fajardo u. a. 2006** FAJARDO, C.M. ; SMITH, J.D. ; SICK, V.: Sustained simultaneous high-speed imaging of scalar and velocity fields using a single laser. In: *Applied Physics B* 85 (2006), Nr. 1, S. 25–30
- Fast 2007** FAST, G.: *Laseroptische Strömungsdiagnostik zu Selbstzündungsprozessen bei Freistrahlen*, Institut für Kern- und Energietechnik, Diss., 2007
- Fast u. a. 2009** FAST, G. ; KUHN, D. ; CLASS, A.G. ; MAAS, U.: Auto-ignition during instationary jet evolution of dimethyl ether (DME) in a high-pressure atmosphere. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), S. 200–213
- Fellouah u. a. 2009** FELLOUAH, H. ; BALL, C.G. ; POLLARD, A.: Reynolds number effects within the development region of a turbulent round free jet. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009), S. 3943–3954
- Gaillard 1984** GAILLARD, P.: Multidimensional Numerical Study of the Mixing of an Unsteady Gaseous Fuel Jet with Air in Free and in Confined Situations. In: *SAE-Paper* 840225 (1984)
- Garside u. a. 1943** GARSIDE, J. E. ; HALL, A. R. ; TOWNEND, D. T. A.: Flow States in Emergent Gas Streams. In: *Nature* (1943), S. 748
- Gierczak u. a. 1998** GIERCZAK, T. ; BURKHOLDER, J.B. ; BAUERLE, S. ; RAVISHANKARA, A.R.: Photochemistry of acetone under tropospheric conditions. In: *Chemical Physics* 231 (1998), Nr. 2, S. 229–244
- Günther 1974** GÜNTHER, R.: *Verbrennung und Feuerungen*. 1. Auflage. Heidelberg : Springer, 1974
- Gordon u. a. 2009** GORDON, R. L. ; HEEGER, C. ; DREIZLER, A.: High-speed-mixture-fraction-imaging. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 96 (2009), Nr. 4, S. 745–748
- Grabner u. a. 2006** GRABNER, P. ; EICHLSEDER, H. ; GERBIG, F. ; GERKE, U.: Optimisation of a hydrogen internal combustion engine with inner mixture formation. In: *First Int. Symp. in Hydrog. Intern. Combust. Engines* (2006)

- Graham u. a. 1974** GRAHAM, S. C. ; GRANT, A. J. ; JONES, J. M.: Transient Molecular Concentration Measurements in Turbulent Flows Using Rayleigh Light Scattering. In: *AIAA J.* 12 (1974), Nr. 8, S. 1140–1142
- Grandchamp u. Hirtum 2013** GRANDCHAMP, X. ; HIRTUM, A.: Near Field Round Jet Flow Downstream from an Abrupt Contraction Nozzle with Tube Extension. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 90 (2013), Nr. 1, S. 95–119
- Grotjans u. Menter 1998** GROTJANS, H. ; MENTER, F.: Wall functions for general application CFD codes. In: *ECCOMAS 98*, 1998, S. 1112–1117
- Guibert u. a. 2006** GUIBERT, P. ; MODICA, V. ; MORIN, C.: Influence of pressure, temperature and gas phase composition on biacetyl laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 40 (2006), Februar, S. 245–256
- Gustavsson u. a. 2009** GUSTAVSSON, J. P. R. ; DENNING, K. C. ; SEGAL, C.: Incipient Cavitation Studied Under Strong Thermodynamic Effect. In: *AIAA Journal* 47 (2009), Nr. 3, S. 710–716
- Gustavsson u. Segal 2008** GUSTAVSSON, J. P. R. ; SEGAL, C.: Characterization of a Perfluorinated Ketone for LIF Applications. In: *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2008)
- Gustavsson u. Segal 2007** GUSTAVSSON, J. P. ; SEGAL, C.: Fluorescence Spectrum of 2-Trifluoromethyl-1,1,1,2,4,4,5,5,5-nonafluoro-3-pentanone. In: *Applied Spectroscopy* 61 (2007), Nr. 8, S. 903–907
- Hartley 1972** HARTLEY, D. L.: Transient Gas Concentration Measurements Utilizing Laser Raman Spectroscopy. In: *AIAA J.* 10 (1972), Nr. 5, S. 687–689
- Hecht 2005** HECHT, E.: *Optik*. 4. Auflage. München : Oldenbourg, 2005
- Heller u. Ellgas 2006** HELLER, K. ; ELLGAS, S.: Optimisation of a hydrogen internal combustion engine with cryogenic mixture formation. In: *First Int. Symp. in Hydrog. Intern. Combust. Engines* (2006)
- Hertel u. Schulz 2010** HERTEL, I. V. ; SCHULZ, C. P.: *Atome, Moleküle und optische Physik 2*. Springer, 2010
- Heywood 1988** HEYWOOD, J.B.: *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, 1988

- Hill u. Ouellette 1999** HILL, P. G. ; OUELLETTE, P.: Transient Turbulent Gaseous Fuel Jets for Diesel Engines. In: *J. of Fluids Eng.* 121 (1999), S. 93–101
- Hinze u. van der Hegge Zijnen 1949** HINZE, J. O. ; HEGGE ZIJNEN, B. G. d.: Transfer of heat and matter in the turbulent mixing zone of an axially symmetrical jet. In: *Appl. Sci. Res.* 1 (1949), Nr. 1, S. 435–461
- Horowitz u. a. 2001** HOROWITZ, A. ; MELLER, R. ; MOORTGAT, G.K.: The UV-VIS absorption cross sections of the alpha-dicarbonyl compounds: pyruvic acid, biacetyl and glyoxal. In: *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry* 146 (2001), Nr. 1, S. 19–27
- Jablonski 1935** JABLONSKI, A.: Über den Mechanismus der Photolumineszenz von Farbstoffphosphoren. In: *Z. Phys.* 94 (1935), Nr. 1-2, S. 38–46
- JCGM 2008** JCGM: Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement / Joint Committee for Guides in Metrology. 2008. – Forschungsbericht
- Johansen u. a. 2013** JOHANSEN, L. ; BENITO SIENES, E. de ; DAHLANDER, P.: Analysis of Transient Compressible Gas Jets Using High Speed Schlieren Imaging. In: *SAE-Paper* 2013-01-0871 (2013)
- Jones u. Launder 1972** JONES, W.P. ; LAUNDER, B.E.: The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15 (1972), Nr. 2, S. 301 – 314
- Küblbeck u. a. 1978** KÜBLBECK, K. ; STRAUB, J. ; BLOSS, S. ; GRIGULL, U.: Experimentelle und numerische Untersuchung laminarer, axisymmetrischer Freistrahlen mit und ohne Auftrieb. In: *Wärme - und Stoffübertragung* 11 (1978), Nr. 2, S. 131–144
- Kido u. a. 1993** KIDO, A. ; OGAWA, H. ; MIYAMOTO, N.: Quantitative Measurements and Analysis of Ambient Gas Entrainment into Intermittent Gas Jets by Laser-Induced Fluorescence of Ambient Gas (LIFA). In: *SAE-Paper* 930970 (1993)
- Kido u. a. 1994** KIDO, A. ; SANO, T. ; OGAWA, H. ; N., Miyamoto: Prediction and Evaluation of Entrainment Processes of Intermittent Gas Jets. In: *Proceedings of the Third COMODIA*, 1994, S. 361–366

- Kremer 1964** KREMER, H.: *Zur Ausbreitung inhomogener turbulenter Freistrahlen und turbulenter Diffusionsflammen*, Tech. Hochsch. Karlsr., Diss., 1964
- Kwon u. Seo 2005** KWON, S. J. ; SEO, I. W.: Reynolds number effects on the behavior of a non-buoyant round jet. In: *Exp. Fluids* 38 (2005), Nr. 6, S. 801–812
- Lauder u. Spalding 1974** LAUNDER, B.E. ; SPALDING, D.B.: The numerical computation of turbulent flows. In: *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3 (1974), Nr. 2, S. 269 – 289
- Lenze 1977** LENZE, B.: Turbulenter Austausch in Strahlen unterschiedlicher Dichte. In: *Forsch. im Ingenieurwes.* 43 (1977), Nr. 3, S. 75–86
- León u. Kiencke 2012** LEÓN, F. P. ; KIENCKE, U.: *Messtechnik: Systemtheorie für Ingenieure und Informatiker*. 9. Auflage. Springer, 2012
- Lockwood u. Moneib 1980** LOCKWOOD, F. C. ; MONEIB, H. A.: Fluctuating Temperature Measurements in a Heated Round Free Jet. In: *Combust. Sci. and Technol.* 22 (1980), Nr. 1-2, S. 63–81
- Lozano 1992** LOZANO, A.: *Laser-Excited Luminescent Tracers for Planar Concentration Measurements in Gaseous Jets*, Stanford University, Diss., 1992
- Lozano u. a. 1992** LOZANO, A. ; YIP, B. ; HANSON, R. K.: Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence. In: *Exp. Fluids* 13 (1992), S. 369–376
- Merker u. a. 2006** MERKER, G.P. ; SCHWARZ, C. ; STIESCH, G. ; OTTO, F.: *Verbrennungsmotoren - Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung*. 3. Auflage. Wiesbaden : Teubner, 2006
- Merzkirch 1987** MERZKIRCH, W.: *Flow Visualization*. 2. Auflage. Academic Press, 1987
- Mi u. Nobes 2001** MI, G.J. J. N. J. Nathan ; NOBES, D.S.: Mixing Characteristics of Axisymmetric Free Jets From a Contoured Nozzle, an Orifice Plate and a Pipe. In: *J. Fluids Eng* 123 (2001), S. 878–883
- Mi u. a. 2001** MI, J. ; NOBES, D. S. ; NATHAN, G. J.: Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* 432 (2001), 4, S. 91–125

- Milanovic u. Hammad 2010** MILANOVIC, I. M. ; HAMMAD, K. J.: PIV Study of the Near-Field Region of a Turbulent Round Jet. In: *ASME Conference Proceedings* 2010 (2010), Nr. 49484, S. 1353–1361
- Naber u. Siebers 1996** NABER, J. D. ; SIEBERS, D. L.: Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays. In: *SAE-Paper* 960034 (1996)
- Neely u. Hall 1972** NEELY, W.C. ; HALL, T.D.: Vapor pressure of biacetyl. In: *Journal of Chemical Engineering Data* 17 (1972), Nr. 3, S. 294–295
- Nitsche 2006** NITSCHKE, W.: *Strömungsmesstechnik*. 2. Auflage. Berlin : Springer, 2006
- Ouellette 1996** OUELLETTE, P.: *Direct injection of natural gas for diesel engine fueling*, University of British Columbia, Diss., 1996
- Ouellette u. Hill 2000** OUELLETTE, P. ; HILL, P. G.: Turbulent Transient Gas Injections. In: *J. of Fluids Eng.* 122 (2000), Nr. 4, S. 743 – 752
- Palmer u. Hanson 1995** PALMER, J. L. ; HANSON, R. K.: Shock tunnel flow visualization using planar laser-induced fluorescence imaging of NO and OH. In: *International journal on shock waves, detonations and explosions* 4 (1995), S. 313–323
- Papadopoulos u. Pitts 1998** PAPADOPOULOS, G. ; PITTS, W. M.: Scaling the Near-Field Centerline Mixing Behavior of Axisymmetric Turbulent Jets. In: *AIAA Journal* 36 (1998), Nr. 9, S. 1635–1642
- Patton u. a. 2012** PATTON, R.A. ; GABET, K.N. ; JIANG, N. ; LEMPERS, W.R. ; SUTTON, J.A.: Multi-kHz mixture fraction imaging in turbulent jets using planar Rayleigh scattering. In: *Applied Physics B* 106 (2012), Nr. 2, S. 457–471
- Paul u. a. 1990** PAUL, P.H. ; CRUYNINGEN, I. ; HANSON, R.K. ; KYCHAKOFF, G.: High resolution digital flowfield imaging of jets. In: *Experiments in Fluids* 9 (1990), Nr. 5, S. 241–251
- Pedrotti u. a. 2005** PEDROTTI, F. ; PEDROTTI, L. ; BAUSCH, W. ; SCHMIDT, H.: *Optik für Ingenieure*. 3. Auflage. Berlin : Springer, 2005

- Peters 2000** PETERS, N.: *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000
- Petersen 2006** PETERSEN, B.R.: *Transient High-Pressure Hydrogen Jet Measurements*, University of Wisconsin-Madison, Diplomarbeit, 2006
- Petersen u. Ghandhi 2006** PETERSEN, B.R. ; GHANDHI, J.B.: Transient High-Pressure Hydrogen Jet Measurements. In: *SAE-Paper* 2006-01-0652 (2006)
- Pitts u. Kashiwagi 1984** PITTS, W. ; KASHIWAGI, T.: Application of laser-induced Rayleigh light scattering to the study of turbulent mixing. In: *Journal of Fluid Mechanics* 141 (1984), S. 391–429
- Poinsot u. Veynante 2001** POINSOT, T. ; VEYNANTE, D.: *Theoretical and numerical combustion*. 1. Auflage. R T Edwards, 2001
- Pope 1985** POPE, S. B.: PDF methods for turbulent reactive flows. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 11 (1985), Nr. 2, S. 119 – 192
- Pope 2000** POPE, S. B.: *Turbulent Flows*. 1. Auflage. Cambridge : Cambridge University Press, 2000
- Rajaratnam 1976** RAJARATNAM, N.: *Turbulent Jets*. New York : Elsevier, 1976
- Richards u. Pitts 1993** RICHARDS, C. D. ; PITTS, W. M.: Global density effects on the self-preservation behaviour of turbulent free jets. In: *Journal of Fluid Mechanics* 254 (1993), 9, S. 417–435
- Richardson u. a. 1953** RICHARDSON, J. M. ; HOWARD, H. C. ; SMITH, R. W.: The relation between sampling-tube measurements and concentration fluctuations in a turbulent gas jet. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 4 (1953), S. 814–817
- Ricou u. Spalding 1961** RICOU, F. P. ; SPALDING, D. B.: Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. In: *J. of Fluid Mech.* 11 (1961), S. 21–32
- Rizk 1958** RIZK, W.: Experimental studies of the mixing processes and flow configurations in two-cycle engine scavenging. In: *Proc. Inst. Mech. Eng.* 172 (1958), S. 417–437

- Rodi 1975** *Kapitel A* review of experimental data of uniform density free turbulent boundary layers. In: RODI, W.: *Studies in Convection: Theory, Measurements and Applications*. New York : Academic, 1975, S. 79–165
- Rosensweig u. a. 1961** ROSENSWEIG, R. E. ; HOTTEL, H. C. ; WILLIAMS, G. C.: Smoke-scattered light measurement of turbulent concentration fluctuations. In: *Chem. Eng. Sci.* 1-2 (1961), S. 111–129
- Ruden 1933** RUDEN, P.: Turbulente Ausbreitungsvorgänge im Freistrah. In: *Naturwissenschaften* 21 (1933), Nr. 21-23, S. 375–378
- Saddington u. a. 2004** SADDINGTON, A. J. ; LAWSON, N. J. ; KNOWLES, K.: An experimental and numerical investigation of under-expanded turbulent jets. In: *Aeronaut. J.* 108 (2004), Nr. 1081, S. 145–152
- Schefer u. Dibble 2001** SCHEFER, R. W. ; DIBBLE, R. W.: Mixture Fraction Field in a Turbulent Nonreacting Propane Jet. In: *AIAA Journal* 39 (2001), S. 64–72
- Schäfer 2006** SCHÄFER, M.: *Computational Engineering - Introduction to Numerical Methods*. 1. Auflage. Berlin : Springer, 2006
- Schlichting 1933** SCHLICHTING, H.: Laminare Strahlausbreitung. In: *Z. Angew. Math. Mech.* 13 (1933), Nr. 4, S. 260–263
- Schlichting 1976** SCHLICHTING, H.: *Grenzschicht-Theorie*. 5. Auflage. Karlsruhe : Springer, 1976
- Schlichting 2006** SCHLICHTING, H.: *Grenzschicht-Theorie*. 10. Auflage. Karlsruhe : Springer, 2006
- Schulz u. Sick 2005** SCHULZ, C. ; SICK, V.: Tracer-LIF Diagnostics: Quantitative Measurement of Fuel Concentration, Temperature and Fuel/Air Ratio in Practical Combustion Systems. In: *Prog. Energy Combust. Sci.* 31 (2005), Nr. 1, S. 75–121
- Settles 2001** SETTLES, G.S.: *Schlieren & Shadowgraph Techniques*. Berlin : Springer, 2001
- Stöcker 2004** STÖCKER, H.: *Taschenbuch der Physik*. 5. Auflage. Frankfurt am Main : Harri Deutsch, 2004

- Sutherland 1893** SUTHERLAND, W.: The viscosity of gases and molecular force. In: *Philos. Mag. Ser. 5* 36 (1893), Nr. 223, S. 507–531
- Taniguchi u. a. 2003** TANIGUCHI, N. ; WALLINGTON, T. J. ; HURLEY, M. D. ; GUSCHIN, A. G. ; MOLINA, L. T. ; MOLINA, M. J.: Atmospheric Chemistry of C₂F₅C(O)CF(CF₃)₂ Photolysis and Reaction with Cl Atoms, OH Radicals, and Ozone. In: *The Journal of Physical Chemistry A* 107 (2003), Nr. 15, S. 2674–2679
- Thring u. Newby 1953** THRING, M.W. ; NEWBY, M.P.: Combustion length of enclosed turbulent jet flames. In: *Symposium (International) on Combustion* 4 (1953), Nr. 1, S. 789–796
- Thurber 1999** THURBER, M. C.: *Acetone laser-induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows*, Stanford University, Diss., 1999
- Thurber u. a. 1998** THURBER, M. C. ; GRISCH, F. ; KIRBY, B. J. ; VOTSMEIER, M. ; HANSON, R. K.: Measurements and Modeling of Acetone Laser-Induced Fluorescence with Implications for Temperature-Imaging Diagnostics. In: *Appl. Opt.* 37 (1998), Nr. 21, S. 4963–4978
- Thurber u. Hanson 2001** THURBER, M. C. ; HANSON, R. K.: Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 30 (2001), Nr. 1, S. 93–101
- Tropea u. a. 2007** TROPEA, C. ; YARIN, Al. ; FOSS, J.: *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Berlin : Springer, 2007
- Truckenbrodt 2008** TRUCKENBRODT, E.A.: *Fluidmechanik: Band 1: Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide*. 4. Auflage. Springer, 2008
- Turner 1962** TURNER, J. S.: The 'starting plume' in neutral surroundings. In: *J. of Fluid Mech.* 13 (1962), S. 356–368
- Ungate u. a. 1975** UNGATE, C. D. ; HARLEMAN, D. R. F. ; JIRKA, G. H.: Stability and mixing of submerged turbulent jets at low Reynolds numbers. In: *Energy. Lab. Rep.* (1975), Nr. MIT-EL 75-014

- Vogl u. a. 2006** VOGL, P. ; ZIMMERMANN, I. ; PFITZNER, M.: Modelling of Hydrogen Injection and Combustion in Internal Combustion Engines. In: *First Int. Symp. in Hydrog. Intern. Combust. Engines* (2006)
- Wakuri u. a. 1960** WAKURI, Y. ; FUJII, M. ; AMITANI, T. ; TSUNEYA, R.: Studies on the penetration of fuel spray in a diesel engine. In: *Bull. of JSME* 3(9) (1960), S. 123–130
- Warnatz u. a. 2001** WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R. W.: *Verbrennung*. 3. Auflage. Springer, 2001
- Weber u. a. 2011** WEBER, V. ; BRÜBACH, J. ; GORDON, R.L. ; DREIZLER, A.: Pixel-based characterisation of CMOS high-speed camera systems. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 103 (2011), S. 421–433
- Weißensee 2011** WEISSENSEE, K.: *Beitrag zur automatisierbaren Messunsicherheitsermittlung in der Präzisionskoordinatenmesstechnik mit Bildsensoren*, Technischen Universität Ilmenau, Diss., 2011
- White 1991** WHITE, F. M.: *Viscous Fluid Flow*. 2nd edition. New York : Mcgraw-Hill, 1991
- Wilcox 1988** WILCOX, D. C.: Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. In: *AIAA Journal* 26 (1988), S. 1299–1310
- Williams u. Shaddix 2007** WILLIAMS, T. C. ; SHADDIX, C. R.: Simultaneous correction of flat field and nonlinearity response of intensified charge-coupled devices. In: *Rev. Sci. Instrum.* 78 (2007), S. 1 – 6
- Witze 1980** WITZE, P. O.: The impulsively started incompressible turbulent jet. In: *Sandia Laboratories Report SAND80-8617* (1980)
- Wynanski u. Fiedler 1969** WYGNANSKI, I. ; FIEDLER, H.: Some measurements in the self-preserving jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* 38 (1969), Nr. 3, S. 577–612
- Yuen u. a. 1997** YUEN, L. S. ; PETERS, J. E. ; LUCHT, R. P.: Pressure dependence of laser-induced fluorescence from acetone. In: *Appl. Opt.* 36 (1997), Nr. 15, S. 3271–3277