

Stefan Bäßler

Einfluss des Vorverdampfungsgrades auf die Stickoxidbildung in Sprayflammen

Lehrstuhl für Thermodynamik
Technische Universität München

Einfluss des Vorverdampfungsgrades auf die Stickoxidbildung in Sprayflammen

Stefan Bäßler

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR – INGENIEURS
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Georg Wachtmeister
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hans-Peter Kau

Die Dissertation wurde am 19.2.2008 bei der Technischen
Universität München eingereicht und durch die Fakultät
für Maschinenwesen am 4.6.2008 angenommen.

Für meinen Opa Rudolf Baier

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München im Rahmen des Microgravity Application Program (MAP) Combustion Properties of Partially Vaporized Spray Flames (CPS), das von der European Space Agency (ESA) und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) gefördert wurde.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für die Betreuung, sein Interesse an der Arbeit und für die Übernahme des Hauptreferates. Herrn Professor Dr.-Ing. Hans-Peter Kau danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates und Herrn Professor Dr.-Ing. Georg Wachtmeister für den Vorsitz in der mündlichen Prüfung.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Thermodynamik und den Studenten, die durch ihre Beiträge das Vorankommen dieser Arbeit gefördert haben, möchte ich für ihre Unterstützung herzlich danken. Ich hoffe, selbst auch meinen Teil zum Wissenstransfer beigetragen zu haben und wünsche allen Kollegen ein gutes Gelingen ihrer Forschungsarbeiten. Mein Dank gilt auch den Sekretärinnen und den Mitarbeitern der Werkstätten, die mich tatkräftig unterstützt haben.

Ganz herzlich bedanken möchte ich mich auch bei meiner Frau und meiner Familie, die mir durch ihre Unterstützung und ihren Rückhalt die Fertigstellung dieser Arbeit ermöglichten.

München, 2008

Stefan Bäßler

”Per aspera ad astra”

Lucius Annaeus Seneca

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iv
Tabellenverzeichnis	vi
Nomenklatur	vii
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	5
2.1 Charakteristische Tropfendurchmesser	5
2.2 Bestimmung der Vorverdampfung	6
2.3 NO_x -Bildung bei der C_xH_y -Verbrennung	6
2.3.1 Zeldovich-Mechanismus	7
2.3.2 Prompt- NO nach Fenimore	8
2.3.3 N_2O -Mechanismus	10
2.3.4 Brennstoffgebundenes NO_x	11
2.3.5 NNH -Mechanismus	12
2.3.6 NO_2 Bildung	13
2.3.7 Einfluss der Temperaturschwankung	13
2.4 Sprayverbrennung	16
2.5 Einzeltropfenverbrennung	17
3 Versuchsanlage	20
3.1 Aufbau der Versuchsanlage	20
3.2 Flammenstabilisierung	21
3.3 Ultraschallzerstäubung	23
4 Messtechnik	26
4.1 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)	26
4.1.1 Messprinzip	26
4.1.2 Wahl des Streuwinkels	28
4.1.3 Bestimmung des Verdampfungsgrades	32
4.1.4 Kalibrierung mit dem Patternator	33
4.2 Temperaturmessung	37

4.2.1	Detektierbare maximale Frequenz	39
4.2.2	Strahlungsverlust und maximaler Messbereich . . .	40
4.2.3	Temperaturrekonstruktion	42
4.2.4	Wärmeleitungsverlust	44
4.2.5	Bestimmung des Thermoelementkopfdurchmessers .	46
4.2.6	Zeldovich-Temperaturmittelung	48
4.3	Abgasmessung	49
4.3.1	Luftzahlbestimmung	49
4.3.2	Abgassonde	50
4.3.3	NO_x -Messgerät und Korrekturen	52
4.3.4	NO_x -Emissionsindex	55
5	Versuchsergebnisse	58
5.1	Charakterisierung des Sprays	58
5.1.1	Tropfengrößenverteilung	58
5.1.2	Sprayverteilung über dem Rohrquerschnitt	60
5.1.3	Mittlerer Tropfenabstand	61
5.1.4	Tropfen-Gas Slip	63
5.1.5	Vorverdampfung und D_{32} -Anstieg	66
5.2	Abgasmessungen	72
5.2.1	Abgasmessungen mit Vorheizeinfluss	72
5.2.2	Korrektur des Vorheizeinflusses	76
5.2.3	Abgasmessungen ohne Vorheizeinfluss	80
5.3	Einfluss der Mischrohlänge	82
5.4	Ψ -Einfluss auf die Flammentemperatur	84
5.5	Verlauf der Sprayverbrennung	88
6	Einzeltröpfenverbrennung	95
6.1	Einzeltröpfenmodell	95
6.2	Tropfenzündung	100
6.2.1	Zündung durch punktuelle Wärmequelle	100
6.2.2	Zündung durch heißes Abgas	104
6.3	1D Rechnungen	105
6.3.1	Einfluss der Tropfengröße	105
6.3.2	Einfluss der Vorverdampfung	107

6.3.3	Tropfenverbrennung in Abgasumgebung	111
6.3.4	Flammenabstand	114
6.3.5	Einfluss der Dampfverteilung	116
7	NO_x-Modellierung	119
7.1	Cooper-Modell	119
7.2	Adaptiertes Modell	121
7.3	Vergleich mit Literaturdaten	125
8	Zusammenfassung	129
A	Anhang	132
A.1	n-Heptan Mechanismus	132
	Literaturverzeichnis	142

Abbildungsverzeichnis

1	Reaktionsschema der Prompt- <i>NO</i> Bildung nach Becker [Bec00]	10
2	Konversionsrate für brennstoffgebundenen Stickstoff [Lef83]	12
3	Einfluss der Temperaturschwankung auf die <i>NO</i> -Bildungsrate [Cha78]	15
4	Abhängigkeit der <i>NO</i> -Bildungsrate von S_T [Cha78]	15
5	Flammenausbreitungsmodi bei der Tropfenverbrennung	16
6	Temperatur und Speziesverteilung bei der Tropfenverbrennung [Tur00]	18
7	Schematische Skizze der Versuchsanlage mit variabler Rohrlänge L_R	20
8	Kapillarwellen auf der Zerstäuberplatte	23
9	Laufängenunterschied zweier Strahlen durch einen Tropfen	27
10	Anordnung der Laserstrahlen und der PDA-Empfangsoptik	27
11	Messvolumen des PDA gebildet aus zwei gekreuzten Lichtstrahlen	28
12	Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von Kerosin (Jet A-1) [Pro04]	29
13	Sensitivitätsfaktor s in Abhängigkeit des Streuwinkels ψ	30
14	Polardiagramm der Lichtstreuung an einem $10\mu m$ großen Tropfen und $n_{rel} = 1.45$ [Ofn01]	31
15	Kalibrierungskurven für den PDA-Massenfluss basierend auf der Dantec/Saffman Methode und der Gleichung 4.16	34
16	Abweichungen des PDA-Massenflusses nach Kalibrierung mit der Dantec/Saffman Methode im Vergleich zu den Patternatormessungen	35
17	Abweichungen des PDA-Massenflusses nach Kalibrierung mit der Gleichung 4.16 im Vergleich zu den Patternatormessungen	36
18	Wärmebilanz am Thermoelement	38
19	Strahlungsverlust in Abhängigkeit von T_{Tc} bei $u_G = 5m/s$	41
20	Temperaturverlauf entlang der Thermoelementdrähte [Bra68]	45
21	Wärmeleitungsfehler für ein Platinthermoelement [Bra68]	46
22	Abkühlkurve eines elektrisch beheizten Thermoelements (PT1)	47
23	Eckfrequenz in Abhängigkeit vom Thermoelementdurchmesser	48
24	Partialdruck und Sättigungstemperatur von Wasserdampf	51
25	Korrekturfaktor K in Abhängigkeit der Luftzahl λ ; Kerosin	54
26	Abhängigkeit der charakteristischen Tropfendurchmesser vom Brennstoffvolumenstrom durch den US2 Zerstäuber bei $58kHz$, Kerosin	59
27	Tropfengrößenspektrum von Kerosinspray bei $\dot{V}_K = 21ml/min$	60
28	D_{10} über den Rohrquerschnitt ($D_R = 54mm$); US2, $58kHz$, Kerosin	61
29	D_{32} über den Rohrquerschnitt ($D_R = 54mm$); US2, $58kHz$, Kerosin	62
30	Relativer mittlerer Tropfenabstand S/D_{30} und mittlere Tropfenvolumenkonzentration a bei $\bar{u}_{Tr} = 1.35m/s$	63

31	Klassifizierung der Interaktion von Strömungsturbulenz und Partikeln nach Elgobashi [Pei72]	64
32	Sinkgeschwindigkeit von kugelförmigen Kerosintropfen in ruhender Luft	65
33	Vergleich von gemessener und berechneter Tropfengeschwindigkeit	66
34	Tropfengrößenspektrum von Kerosinspray $\dot{V}_K = 21\text{ml}/\text{min}$, $L_R = 0.5\text{m}$	67
35	Simulierte Sprayverdampfung des Spektrums von Abbildung 34	68
36	Gemessener Verlauf des Sauterdurchmessers D_{32}	69
37	Verlauf der relativen Tropfenanzahl N/N_0 über Ψ	70
38	Vergleich von Messung und Simulation für D_{32} und Tropfenzahl N	71
39	Vergleich von Messung und Simulation für D_{30} und Tropfenzahl N	71
40	Einfluss des Vorverdampfungsgrades Ψ auf $EINO_x$ -Emission; $\phi = 0.9$	73
41	Einfluss des Vorverdampfungsgrades Ψ auf $EINO_x$ -Emission; $\phi = 0.7$	73
42	Einfluss des Vorverdampfungsgrades Ψ auf $EINO_x$ -Emission; $\phi = 0.6$	74
43	CO - und N_2O -Messungen	75
44	Vergleich der adiabaten Temperatur mit den T_{NO} -Werten im Experiment bei $\phi = 0.7$	78
45	Einfluss von T_p auf die NO_x -Bildung	79
46	Korrekturfaktoren f_i in Abhängigkeit von der Flammentemperatur relativ zur adiabaten Temperatur einer vorgemischten n-Heptan-Gasflamme; $\phi = 0.7$	79
47	Einfluss von Ψ auf die NO_x -Bildung für $T_{p,ref} = 313\text{K}$; $\phi = 0.9$	80
48	Einfluss von Ψ auf die NO_x -Bildung für $T_{p,ref} = 313\text{K}$; $\phi = 0.7$	81
49	Einfluss von Ψ auf die NO_x -Bildung für $T_{p,ref} = 313\text{K}$; $\phi = 0.6$	81
50	Einfluss der Mischrohrlänge L_R auf die Stickoxidemission; $\phi = 0.7$	83
51	$EINO_x$ -Messungen bei der Sondenposition $L = 0.3\text{m}$; $\phi = 0.7$	84
52	$EINO_x$ -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376\text{K}$, $\phi = 0.7$	85
53	N_2O -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376\text{K}$, $\phi = 0.7$	86
54	\bar{T} -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376\text{K}$, $\phi = 0.7$	86
55	T_{rms} -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376\text{K}$, $\phi = 0.7$	87
56	T_{NO} -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376\text{K}$, $\phi = 0.7$	87
57	$EINO_x$ (mit Vorheizeinfluss) entlang der Brennerachse	89
58	T_{NO} über der Flammenlänge; $\phi = 0.7$	90
59	Tropfenmassenstrom in der Kerosinflamme; $\phi = 0.7$	91
60	Tropfenanzahl durch PDA-Messvolumen in der Messzeit $\Delta t = 15\text{s}$	92
61	D_{32} -Verlauf in der Kerosinflamme; $\phi = 0.6$	93
62	D_{30} -Verlauf in der Kerosinflamme; $\phi = 0.6$	93
63	Tropfengeschwindigkeit \bar{u} ; $\phi = 0.7$	94
64	1D-Modell der Tropfenverbrennung	96
65	Schematische Darstellung der Zündszenarien	100

66	Flammenfortpflanzung an drei parallelen Einzeltropfenketten [And96]	101
67	Anfangsbedingungen für Methanol-Tropfenverbrennung [Mar96]	102
68	Konzentrations- und Temperaturverlauf vor der Zündung; $t=0.0102s$	103
69	Verlauf der Stickoxidbildung in Abhängigkeit von D_{tr}	105
70	Stickoxidbildung in Abhängigkeit von D_{tr}	106
71	T_f -Verlauf in Abhängigkeit von D_{tr}	107
72	$EINO_x$ über der Brenndauer; $T_\infty = 400K$	108
73	$EINO_x$ als Funktion des Vorverdampfungsgrades Ψ	109
74	Tropfenbrenndauer t als Funktion des Vorverdampfungsgrades Ψ	110
75	T_f als Funktion des Vorverdampfungsgrades Ψ	110
76	Stickoxidbildung im Abgas einer Vormischflamme; $D_0 = 100\mu m$	112
77	Temperaturverlauf im Abgas einer Vormischflamme	112
78	$EINO_x$ eines $100\mu m$ -Tropfens im Abgas einer Vormischflamme mit Äquivalenzverhältnis ϕ als Funktion der Flammentemperatur T_f	113
79	Relativer Flammenabstand; $D_0 = 100\mu m$, $T_\infty = 400K$	114
80	Durchmessereinfluss auf den relativen Flammenabstand; $T_\infty = 1500K$	115
81	Umgebungstemperatureinfluss auf den Flammenabstand; $D_0 = 100\mu m$	116
82	NO -arme Verbrennung außerhalb der Tropfenflammenzone	117
83	$EINO_x$ -Verlauf; $D_{0,tr} = 100\mu m$, $\Psi = 0.2$, $T_\infty = 1300K$	118
84	Tropfenverbrennung mit zusätzlichem Brennstoffdampf	118
85	Einfluss der Vorverdampfung auf die NO_x -Emission bei $\phi = 0.6$ [Coo80]	120
86	Einfluss der Vorverdampfung auf die NO_x -Emission [Coo80]	120
87	Vergleich der $EINO_x$ -Werte mit dem Cooper Modell; $\phi = 0.9$	122
88	Vergleich der $EINO_x$ -Werte mit dem Cooper Modell; $\phi = 0.7$	123
89	Vergleich der $EINO_x$ -Werte mit dem Cooper Modell; $\phi = 0.6$	123
90	$EINO_x$ -Messungen von Cooper [Coo80]	125
91	$EINO_x$ -Emissionsmessungen von Beck [Bec07]	126
92	$EINO_x$ -Werte für $\phi = 0.6$ im Vergleich zu Messwerten von Cooper und Beck	127

Tabellenverzeichnis

1	Häufigster Tropfendurchmesser D_{10} ; $f_a = 58kHz$, $C = 0.35$ [Kuc95, Hog60]	25
2	Auflösbare maximale Schwankungsfrequenz f_{max} bei angenommener Signal-Rausch-Grenze von $A(f_{max}) = 1K$ und $f_{Eck} = 35Hz$	40
3	Näherungswerte für β und relativer Fehler F bei $\bar{\beta} = 0.1$	43
4	Kollisionskorrekturfaktoren g_i	54
5	Tropfendurchmesser von Lechler US1, US2 und Sonozap Zerstäuber; destilliertes Wasser mit $\dot{V} = 7ml/min$ bei $20^\circ C$	58

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	m^2	Fläche
A	–	Amplitude
A	–	Stoßfaktor
A	–	Ausbrandgrad
A_E	m	Einsatzamplitude
a	–	Tropfenvolumenkonzentration
C	–	Zerstäuberkonstante
C_D	–	Strömungswiderstand
c	$J/(kgK)$	Wärmekapazität
c	–	Konstante
D	m	Durchmesser
D^M	m^2/s	Stoffdiffusionskoeffizient
D^T	m^2/s	Thermodiffusionskoeffizient
D_{xy}	m	Durchmessermittelwert einer Tropfengrößenverteilung
d	m	Durchmesser
d_f	m	Dicke des PDA-Laserstrahls im Messvolumen
d_x, d_y, d_z	m	Abmessungen des PDA-Messvolumens
E_A	J/mol	Aktivierungsenergie
$EINO_x$	g/kg	Emissionsindex
F	%	Messfehler
f	–	Vorheizkorrekturfaktor
f	$1/s$	Frequenz
f_a	$1/s$	Anregungsfrequenz
f_i	–	Kompensationsfaktor
f_{Eck}	$1/s$	Eckfrequenz
f_K	$1/s$	Kapillarwellenfrequenz
g_i	–	Kollisionskorrekturfaktor
h^0	J/kg	Standardbildungsenthalpie
\vec{j}	$kg/(m^2s)$	Diffusionsmassenstromvektor
K	m^2/s	Verdampfungs-, Verbrennungskonstante
K	–	Korrekturfaktor
k	–	Konstante
L	m	Länge
L	J/kg	Verdampfungsenthalpie
l_0	m	Integrales Längenmaß
l_K	m	Kolmogorov-Länge
M	kg/mol	Molare Masse
m	kg	Masse
\dot{m}''	$kg/(m^2s)$	Flächenbezogener Massenstrom
N	–	Tropfenanzahl

Nu	–	Nusselt-Zahl
n	–	Brechungsindex
n	mol	Stoffmenge
P	bar	Partialdruck
Pr	–	Prandtl-Zahl
p	bar	Druck
Q	W	Wärmemenge
Q	–	Tropfenvolumenanteil
\dot{Q}	W/s	Wärmestrom
q	–	Rosin-Rammler-Parameter
R	$J/(kgK)$	spezifische Gaskonstante
R	m	Rohrradius
R_{fra}	–	Molare Refraktion
Re	–	Reynolds-Zahl
r	m	Radius
S	m	Tropfenabstand
T	$K, ^\circ C$	Temperatur
T_p	K	Vorheiztemperatur der Luft
T_x	K	Temperaturwert zum Perzentil x
TU	–	Turbulenzgrad
t	s	Zeit
u	m/s	Geschwindigkeit
\bar{u}	m/s	mittlere Geschwindigkeit
V	m^3	Volumen
V	m/s	Diffusionsgeschwindigkeit
\dot{V}	m^3/s	Volumenstrom
\vec{V}	m/s	Diffusionsgeschwindigkeitsvektor
w	$mol/(m^3s)$	Bildungsrate
We	–	Weber-Zahl
\bar{X}	–	Rosin-Rammler-Parameter
X	mol/mol	Molenbruch
x	m	Weg
$x(t)$	–	Eingangssignal
Y	kg/kg	Massenbruch
$y(t)$	–	Ausgangssignal
$y_h(t)$	–	homogene DGL-Lösung

Griechische Buchstaben

α	$W/(m^2K)$	Wärmeübertragungskoeffizient
β	–	Variable
δ_M	m	Filmdicke des Stofftransports
δ_T	m	Filmdicke des Wärmetransports
ϵ	–	Strahlungskoeffizient
ϵ	kg/kg	Massenbruch
ϵ	m^3/s	turbulente Dissipationsrate

η	$kg/(ms)$	dynamische Viskosität
η	–	Konverterwirkungsgrad
θ	$^\circ$	PDA-Strahlschnittwinkel
λ	–	Luftzahl = $1/\phi$
λ	$W/(m^2K)$	Wärmeleitwert
λ	m	Wellenlänge
λ_K	m	Kapillarwellenlänge
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
ν_{st}	–	Stöchiometriewert für Luftzahlberechnung
ρ	kg/m^3	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
τ	s	Zeitkonstante
χ	–	Konzentration
Φ	–	Phasenverschiebung
ϕ	–	Brennstoffluftzahl = $1/\lambda$
φ	$^\circ$	PDA-Streuwinkel
Ψ	–	Vorverdampfungsgrad
ψ	$^\circ$	PDA-Detektorwinkel
ω	$1/s$	Kreisfrequenz

Indices

B	Brennstoff
Br	Brewster
D	Dampf
F	Fluid
f	Flammenzone
fit	Näherungskurve
ft	Feuchtes Abgas
G	Gas
ges	gesamt
i	Index
ig	Zündung
Ist	Ist-Wert
K	Kerosin
$Konv$	Konvektion
$korr$	Korrigiert
L	Luft
$Leit$	Wärmeleitung
lim	Limit
M	Medium
$Mess$	Messgerätewert
max	Maximum

<i>O</i>	Oberfläche
<i>Pat</i>	Patternator
<i>PDA</i>	Phasen-Doppler-Anemometer (PDA)
<i>p</i>	Partikel
<i>q</i>	Querschnitt
<i>R</i>	Rohr
<i>Ref</i>	Referenz
<i>r</i>	Radial
<i>rel</i>	Relativ
<i>rms</i>	Schwankungswert (root mean square)
<i>S</i>	Siedepunkt
<i>Saett</i>	Sättigung
<i>Saf</i>	Saffman Methode
<i>Sim</i>	Simulation
<i>Soll</i>	Soll-Wert
<i>Str</i>	Strahlung
<i>s</i>	Tropfenoberfläche
<i>st</i>	Stöchiometrisch
<i>Tc</i>	Thermoelement
<i>Tr</i>	Tropfen
<i>tr</i>	Trockenes Abgas
<i>W</i>	Wand
0	Anfangs-, Referenzwert
∞	Umgebungsbedingung
($\bar{\quad}$)	Mittelwert
(\prime)	Schwankungswert
[]	Konzentration
(\ast)	angeregtes Molekül

Konstanten

g	=	$9.81 N/kg$	Ortsfaktor
k_b	=	$1.381 \cdot 10^{-23} J/K$	Boltzmann-Konstante
N_A	=	$6.02214179 \cdot 10^{23} 1/mol$	Avogadro-Konstante
σ_B	=	$5.67 \cdot 10^{-8} W/(m^2 K^4)$	Stefan-Boltzmann-Konstante
R_a	=	$8.31451 J/(mol K)$	allgemeine Gaskonstante

Abkürzungen

GT Gasturbine

1 Einleitung

Motivation und Zielsetzung

In der gegenwärtigen, weltweiten Diskussion zum Klimawandel wird von Seiten der Politik vor allem die Minderung der antropogenen Kohlendioxid- und der Stickoxidemission vorangetrieben. Hinsichtlich des Treibhauseffektes gibt es jedoch eine Vielzahl von weiteren Einflüssen. Die Bedeutung von Wasser in der Atmosphäre wird oft nicht als schädigend bzw. nicht beeinflussbar betrachtet. Dabei ist Wasserdampf bedeutend, da er zur Wolkenbildung führt, Strahlung absorbiert und durch Wärme-freisetzung bei Änderung des Aggregatzustandes in höheren, kälteren Luftbereichen zur globalen Erwärmung beiträgt. Während es zur Rolle des CO_2 unter Klimaforschern durchaus kontroverse Meinungen gibt, ist schon aus Gründen der knapper werdenden fossilen Brennstoffressourcen eine weltweite Verbrauchsminderung erforderlich, die gleichermaßen zu einer geringeren Kohlendioxid- und Wasserdampfemission führt. Die Notwendigkeit einer Reduktion von Stickoxiden (NO und NO_2) und Lachgas (N_2O) ist allgemein unstrittig, da diese eine ganze Reihe direkter und indirekter Folgen auf den Menschen mit sich bringen:

Stickstoffmonoxid (NO) entsteht primär durch Verbrennung bei hohen Temperaturen. NO ist farblos, geruchlos und sehr giftig. Es kann sich an das Hämoglobin im Blut binden, welches dann keinen Sauerstoff mehr aufnehmen kann. Stickoxide greifen durch Bildung von Salpetersäure die Schleimhäute der Atmungsorgane an und begünstigen Atemwegserkrankungen. Stickoxide spielen eine wesentliche Rolle bei der Bildung von bodennahem Ozon. Die Entstehung von Salpetersäure kann auch in der Wolkenschicht der Atmosphäre erfolgen, was zu saurem Regen führt. Dieser ist eine Hauptursache für Waldsterben, Übersäuerung von landwirtschaftlichen Böden und Schädigung von historischen Kalksteingebäuden. Distickstoffmonoxid (N_2O), auch als 'Lachgas' zur Narkose verwendet, ist ein wirksames Treibhausgas. In der Region der Ozonschicht fördert es den Abbau des Ozons.

Bei stationären Gasturbinen konnte in den letzten Jahrzehnten die NO_x -Emission bis in den Bereich weniger ppm gesenkt werden. Aktuell geht die Entwicklung sogar bis in den sub-ppm Bereich. Anders stellt sich die Situation bei Flugzeugturbinen dar. Der Trend zur Erhöhung der Wirkungsgrade führt, thermodynamisch bedingt, zu höheren Temperaturen und Drücken. Höhere Temperaturen aber verursachen aufgrund des exponentiellen Zusammenhangs der thermischen Stickoxidbildung einen starken Anstieg der NO_x -Emissionen. Zur Erreichung von künftig niedrigen NO_x -Emissionsgrenzwerten und eines guten Wirkungsgrades besteht Bedarf an geeigneten Lösungen.

Die magere, vorgemischte und vorverdampfte Verbrennung (LPP) weist nur sehr geringe NO_x -Emissionen auf [Lef83]. Problematisch dabei sind die Beherrschung der Verdampfung, der Mischung, sowie der Gefahr der Selbstzündung und des Flammenrückschlags [Kai96]. In den vergangenen Jahren wurden als Hauptstrategien die Verbesserung der Brennstoff/Luft-Mischung und die gestufte Verbrennung verfolgt [Lef98, Tur00]. Inzwischen ist erkennbar, dass das NO_x -Reduktionspotential dieser Verfahren nur begrenzt ist. Ein aussichtsreicher Ansatz ist die Minderung des Stickoxides durch Vorverdampfung und Vormischung.

Aufgrund der kurzen zur Verfügung stehenden Zeit für die Brennstoffverdampfung und der Gefahr von Selbstzündung und Flammenrückschlag wird nur eine teilweise vorgemischte und teilweise vorverdampfte Verbrennung erreichbar sein. In den 1980er Jahren gab es erste experimentelle Untersuchungen zum Einfluss des Vorverdampfungsgrades auf die Stickoxidbildung [Niz79, Co080]. Die Fragestellung, wie die NO_x -Bildung vom Vorverdampfungsgrad abhängt, ist bislang nur lückenhaft beantwortet. Beispielsweise ist unklar, ob bei einer Vorverdampfung von 50% die Stickoxidemission im gleichen Maße sinkt.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist es, den Einfluss des Vorverdampfungsgrades auf die Stickoxidbildung einer Sprayflamme in einem weiten Bereich von Vorverdampfungsgraden und Luftzahlen unter atmosphärischen Bedingungen experimentell zu untersuchen.

Gliederung der Arbeit

Kapitel 2 befasst sich mit den wesentlichen Grundlagen zur Bestimmung der Vorverdampfung, den Stickoxidbildungsmechanismen, sowie den nötigen Grundlagen zur Spray- und Einzeltropfenverbrennung.

Im Kapitel 3 wird eine Versuchsanlage vorgestellt, die es erlaubt, den Ort der Flammenzone vom Ort der Sprayerzeugung weiträumig zu trennen. Im Mischrohr wird das Spray vorverdampft und der gasförmige Brennstoff mit der Verbrennungsluft vermischt.

Zur Untersuchung der Vorverdampfung ist eine Reihe von Messtechniken erforderlich. Kapitel 4 beginnt mit der Darstellung der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA), die zur Bestimmung des Verdampfungsgrades eingesetzt wurde. Zur Verbesserung der Messgenauigkeit wird eine Kalibrierung des PDA-Messsignals mittels vergleichender Patternatormessung durchgeführt. Anschließend wird die Temperaturmessung in der Flammenzone mit Hilfe von Thermoelementen erläutert. Hierbei wird eine Methode zur Kompensierung der Trägheit der Thermoelemente und des Strahlungsverlustes eingesetzt. Die Technik der Abgasmessung ist hinreichend als Standard bekannt. An dieser Stelle wird deshalb nur auf notwendige Korrekturen bei Chemilumineszenz-Messgeräten zur Bestimmung der Stickoxidkonzentration eingegangen und die Bestimmung der Luftzahl und die $EINO_x$ -Berechnung behandelt.

Die Spraymessungen zu Beginn des Kapitels 5 dienen der Charakterisierung des Brennstoffsprays im Experiment. Anschließend folgen die Ergebnisse der Abgasmessungen in Abhängigkeit des Vorverdampfungsgrades, der Vormischlänge und der Vorheiztemperatur. Eine Korrektur des Vorheizeinflusses wird entwickelt, um die Abgasmessungen, die bei unterschiedlichen Vorheiztemperaturen durchgeführt wurden, vergleichbar zu machen. Dadurch wird der Vorverdampfungseinfluss auf die Stickoxidbildung direkt erkennbar. Ergänzend dazu fließen die Ergebnisse der Temperaturmessungen in der Flammenzone ein.

Im Kapitel 6 wird ein 1D-Tropfenverbrennungsmodell aufgestellt, anhand dessen der Einfluss von Tropfengröße, Vorverdampfungsgrad und Dampfverteilung bei der Verbrennung von n-Heptan Tropfen untersucht wird.

Bislang gibt es hinsichtlich der Modellierung des Einflusses des Vorverdampfungsgrades auf die Stickoxidbildung nur das Modell von Cooper [Coo80]. Im Kapitel 7 wird basierend auf den Messdaten dieser Arbeit ein adaptiertes Modell [Bae06, Bae07] vorgestellt und mit Literaturdaten verglichen.

Kapitel 8 fasst die wesentlichen Erkenntnisse dieser Arbeit zusammen und zeigt Ansätze für weitere Forschungsarbeiten auf.

2 Grundlagen

2.1 Charakteristische Tropfendurchmesser

In vielen Anwendungsfällen ist die Verwendung von gemittelten Werten und Durchschnittswerten vorteilhafter als die Verwendung von Tropfenspektren. Mugele und Evans haben die charakteristischen Durchmesser gemäß der Gleichung 2.1 mit den beiden Indizes x und y in allgemeiner Form standardisiert [Lef89]. Der häufigste Tropfendurchmesser D_{10} (Gl. 2.2) gibt den arithmetischen Mittelwert aller Partikelgrößen wieder. Weiterhin sind das Oberflächenmittel D_{20} (Gl. 2.3), das Volumenmittel D_{30} (Gl. 2.4) und der Sauterdurchmesser D_{32} (Gl. 2.5) definiert. Das Volumenmittel D_{30} bezeichnet den Durchmesser eines Tropfens, dessen Volumen multipliziert mit der Gesamtzahl an Tropfen dem Gesamtvolumen des Sprays entspricht. Der Sauterdurchmesser setzt das Volumenmittel und das Oberflächenmittel in Beziehung, was vor allem für Verbrennungs- und Verdampfungsvorgänge von Bedeutung ist.

$$D_{xy} = \left(\frac{\sum N_i D_i^x}{\sum N_i D_i^y} \right)^{\frac{1}{x-y}} \quad (2.1)$$

$$D_{10} = \frac{\sum N_i D_i}{\sum N_i} \quad (2.2)$$

$$D_{20} = \left(\frac{\sum N_i D_i^2}{\sum N_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

$$D_{30} = \left(\frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.4)$$

$$D_{32} = \frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i D_i^2} = \frac{D_{30}^3}{D_{20}^2} \quad (2.5)$$

2.2 Bestimmung der Vorverdampfung

In der Arbeit von Kaiser [Kai96] wurde in einer Vormischstrecke der Verdampfungsgrad eines Sprays mit unterschiedlichen Methoden gemessen. Zur Bestimmung der geeignetsten Methode wurde ein Vergleich der Messungen mittels Patternator, Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA), elektrischem Tropfenindikator und Lichtabsorption durchgeführt. Die höchste Genauigkeit wurde dabei mit dem Patternator erreicht. In der untersuchten Vormischstrecke stellte Kaiser einen linearen Zusammenhang von Sauterdurchmesser D_{32} und Vorverdampfungsgrad fest. Der Vorteil dieser Methode ist, dass der Sauterdurchmesser mit Hilfe der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) einfach und genau bestimmt werden kann.

Die direkte Messung des Massenstromes mittels PDA wird durch die Unkenntnis des effektiven Messvolumens erschwert. Qiu und Sommerfeld [Qiu92] konnten die Genauigkeit der Massenstrom- und Konzentrationsmessungen durch eine Korrektur der effektiven PDA-Messfläche in Abhängigkeit der gemessenen Partikelgrößen verbessern. Ochs [Och00] zeigte in seiner Arbeit, dass mit Hilfe der PDA-Technik verdampfende, bewegte Tropfen in heißer Luftströmung erfolgreich gemessen werden können. Es ist deshalb anzunehmen, dass diese Technik auch für verdampfende Sprays mit relativ großen Tropfenabständen anwendbar ist. Im Kapitel 4.1 wird die Messtechnik beschrieben und eine Korrektur des gemessenen Massenstromes anhand einer Patternator-Methode vorgestellt. Zudem wird im Kapitel 5.1.5 die Anwendbarkeit des Ansatzes von Kaiser, den Verdampfungsgrad anhand des D_{32} -Durchmessers zu bestimmen, untersucht.

2.3 NO_x -Bildung bei der C_xH_y -Verbrennung

Die Bildung von Stickoxiden (Summe aus NO und NO_2) und Lachgas N_2O bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen ist ein komplexer Prozess, der von verschiedenen Parametern abhängt. Die maßgeblichen Faktoren für die NO -Bildungsrate sind die Luftzahl, die Temperaturverteilung und -schwankungen in der Flamme, sowie die Konzentrationen be-

stimmter Spezies. Die genaue Brennstoffart spielt nur eine untergeordnete Rolle. Lee zeigte mit seinen Experimenten, dass sich die NO_x -Emission bei der Verbrennung von verschiedenen Kohlenwasserstoffen C_xH_y nur geringfügig unterscheidet [Lee01]. Die NO_x -Bildung bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen erfolgt durch die thermische NO -Bildung nach Zeldovich, dem Prompt- NO -Mechanismus nach Fenimore, dem N_2O -Mechanismus und dem brennstoffgebundenen NNH -Mechanismus.

2.3.1 Zeldovich-Mechanismus

Zeldovich stellte in seiner grundlegenden Arbeit im Jahr 1946 einen Bildungsmechanismus für NO vor [Zel46]. Dabei handelt es sich um einen Kettenmechanismus mit den Reaktionen 2.6 bis 2.8 [Lef83]. Ausgehend von der Bildung von atomarem Sauerstoff durch die Reaktion 2.6 erfolgt eine Reaktion mit molekularem Stickstoff unter Bildung von NO und einem Stickstoffradikal (Gl. 2.7). Dieses wiederum kann mit molekularem Sauerstoff zu NO und O weiter reagieren (Gl. 2.8).



Fenimore erweiterte den Zeldovich-Mechanismus um eine dritte Reaktion 2.9, die parallel zu Reaktion 2.8 abläuft [Sta98].



Zur Aufspaltung der Dreifachbindung des N_2 in der Reaktionsgleichung 2.7 ist eine hohe Aktivierungsenergie von 319kJ/mol erforderlich. Die beiden Reaktionen 2.8 und 2.9 bedürfen jeweils der N -Radikale aus der Gleichung 2.7. Bei Annahme von geringen NO Konzentrationen können die Rückreaktionen 2.7 bis 2.9 vernachlässigt werden. Der Abbau von atomarem N in der Gleichung 2.8 und 2.9 erfolgt sehr schnell. Dadurch wird die gesamte NO -Bildung von der langsamen, endothermen Reaktion 2.7 bestimmt. Aufgrund der ausgeprägten Temperaturabhängigkeit wurde in der Literatur der Begriff des 'thermischen NO ' geprägt

[Tur00, War01]. Vereinfachend lässt sich die thermische NO -Bildung mit der Reaktionsgleichung 2.10 beschreiben.

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2 k [O] [N_2] \quad (2.10)$$

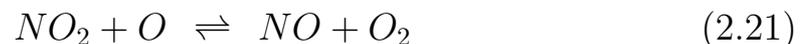
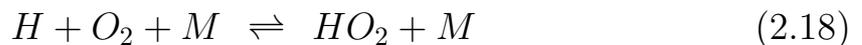
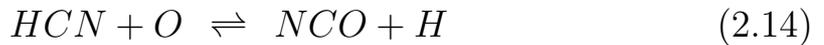
$$k = 1.8 \cdot 10^{14} \cdot \exp\left(\frac{-319 \text{kJ/mol}}{R \cdot T}\right) \frac{\text{cm}^3}{\text{mol} \cdot \text{s}} \quad (2.11)$$

Während der kurzen Aufenthaltszeit in der Flammenzone wird dieser Mechanismus neben den hohen Temperaturen durch die typischerweise weit über dem Reaktionsgleichgewicht liegende O -Konzentration zusätzlich verstärkt. Im Abgas schließlich stellt sich ein Gleichgewicht von O_2 und O -Radikalen ein. Dadurch verringert sich die Bildungsrate. Allerdings wird dieser Effekt bei langer Aufenthaltszeit in heißer Abgasumgebung wieder etwas kompensiert. Der Zeldovich-Mechanismus trägt gewöhnlich maßgeblich zur gesamten NO -Bildung bei.

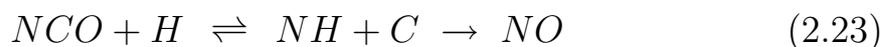
2.3.2 Prompt- NO nach Fenimore

Fenimore zeigte 1971, dass es in der Flammenzone außer dem Zeldovich-Mechanismus einen weiteren NO -Mechanismus gibt [Fen71]. Er nannte ihn aufgrund der kurzen Aufenthaltszeit der Reaktionspartner in der Flammenzone Prompt- NO -Mechanismus. Dieser Mechanismus ist nur bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen aktiv. Deshalb folgerte Fenimore, dass die NO -Bildung mit den CH -Radikalen zusammenhängt. In einer Reihe von Arbeiten wurde versucht, einen Mechanismus für die Stickoxidbildung in der Flammenzone zu finden. Aufgrund der dort vorherrschenden komplexen Reaktionen und hohen Radikalkonzentrationen ist diese Thematik allerdings noch nicht abschließend erforscht [Sta98, Bec00, War01]. Als wichtigste Pfade gibt Turns [Tur00] die Reaktion von CH mit N_2 zu Cyanhydrid (Blausäure) sowie die Reaktion von atomarem Kohlenstoff mit Stickstoff zu CN mit den jeweiligen

Folgereaktionen 2.12 bis 2.21 an.



Im Gegensatz zum thermisch geprägten Zeldovich-Mechanismus setzt der Prompt-Mechanismus bereits bei niedrigen Temperaturen um 1000K ein. Becker [Bec00] hat die Reaktionswege untersucht, die zur Bildung von Prompt- NO führen (Abbildung 1). Sie stellen die Bedeutung des Isocyanat NCO -Radikal heraus, das aus der Reaktion von HCN mit atomarem Sauerstoff entsteht. NO wird dabei hauptsächlich durch die Reaktionen 2.22 und 2.23 erzeugt. Das Ergebnis der LIF-Messungen ergab, dass die Reaktion 2.22 dominant gegenüber 2.23 ist, und die NO -Bildung über 2.22 mit steigender Temperatur abnimmt.



Nimmt man an, dass alle Produkte der initialen Reaktion 2.12 letztlich zu NO umgewandelt werden, kann mit Gl. 2.24 eine Bildungsrate für Prompt- NO ähnlich wie für den thermischen Mechanismus (Gl. 2.10) aufgestellt werden [Sta98, Rut02].

$$\frac{d[NO]}{dt} = k [CH] [N_2] \quad (2.24)$$

$$k = 4.4 \cdot 10^{12} \cdot \exp\left(\frac{-92kJ/mol}{R \cdot T}\right) \frac{cm^3}{mol \cdot s} \quad (2.25)$$

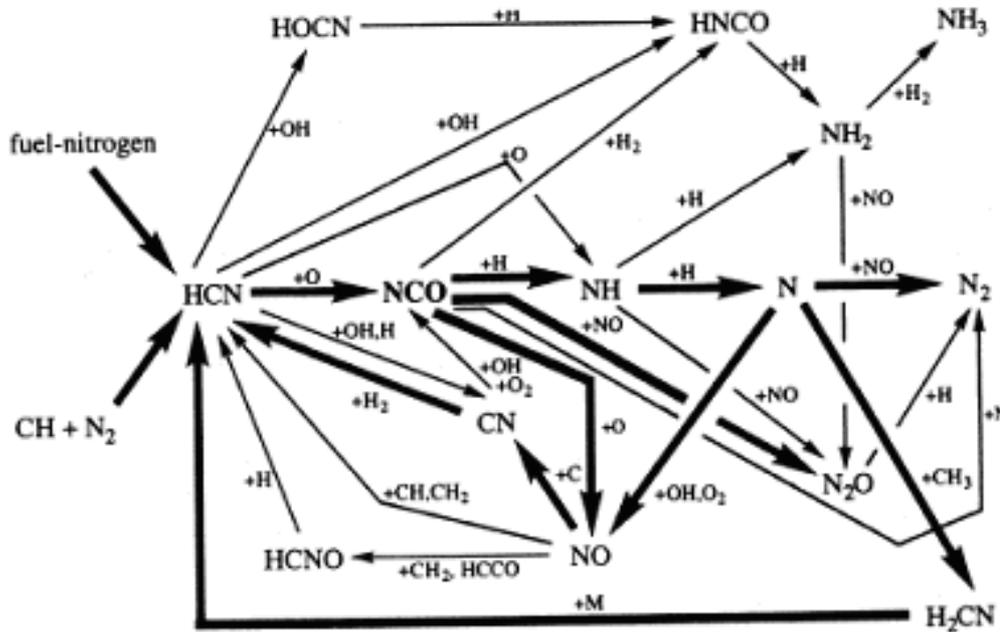
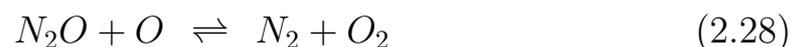


Abbildung 1: Reaktionsschema der Prompt-NO Bildung nach Becker [Bec00]

2.3.3 N_2O -Mechanismus

Die Ausgangsreaktion 2.26 wurde von Wolfrum [Wol72] im Jahr 1972 postuliert. Dabei findet eine Rekombination von N_2 und O zu N_2O mit einem Stoßpartner M statt. Das bei hohen Temperaturen instabile Lachgas N_2O zerfällt überwiegend wieder zu N_2 (Gl. 2.27 und 2.28), kann aber auch in den Folgereaktionen 2.29 und 2.30 zu NO umgesetzt werden [Cor92, Tur00].



Die druckabhängige Reaktion 2.26 wird bei Drücken über 15bar für die NO -Bildung quantitativ bedeutend. Die Reaktion 2.29 gewinnt bei niedrigen Temperaturen, wie sie typischerweise bei der Wirbelschichtver-

brennung auftreten, an Bedeutung [Sta98]. Bei den Reaktionen 2.26 bis 2.30 sind die beiden Reaktionen 2.29 und 2.30 dominant. Das gebildete NH kann über die Reaktionen 2.31 und 2.32 zu NO reagieren.



Die NO -Bildungsrate aufgrund des N_2O -Mechanismus kann gemäß der Gleichung 2.33 aufgestellt werden [Rut02].

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2 \cdot k_1 [N_2O] [O] + 2 \cdot k_2 [N_2O] [H] \quad (2.33)$$

Unter Verwendung von Gleichgewichtswerten für die beteiligten Spezies leiten Novoselov und Malte [Nov01] in Analogie zum thermischen Zeldovich- NO -Mechanismus eine thermische N_2O -Bildungsrate (Gl. 2.34) ab.

$$\begin{aligned} \frac{d[NO]}{dt} \Big|_{therm\ N_2O} = & 10^{14.592} [N_2] [H_2O]^{0.5} [O_2]^{0.25} T^{-0.7} \exp\left(\frac{-69158K}{T}\right) + \\ & 10^{10.317} [N_2] [O_2] \cdot \exp\left(\frac{-52861K}{T}\right) \left[\frac{kmol}{m^3 \cdot s}\right] \end{aligned} \quad (2.34)$$

2.3.4 Brennstoffgebundenes NO_x

Neben den klassischen NO -Bildungsmechanismen kann NO auch durch den im Brennstoff enthaltenen Stickstoff gebildet werden. Dies tritt besonders bei der Verbrennung von Kohle mit typischen Stickstoffanteilen von mehr als 1% auf [War01]. Bei mageren Bedingungen erfolgt die Umwandlung fast vollständig. Dabei werden Cyanide CN und Amine HN zu atomarem Stickstoff reduziert, welcher in verschiedenen Zwischenreaktionen zu Blausäure HCN und Ammoniak NH_3 und schließlich zu NO umgesetzt wird. Die Reaktion ist weitgehend temperaturunabhängig und verläuft sehr schnell. In brennstoffarmen Bereichen wird vorwiegend NO , in fetten Bereichen aus Mangel an notwendigem Sauerstoff N_2 gebildet. Die Untersuchung von Blaubrennern in der Arbeit von Schweinitz [Sch98] ergab, dass der brennstoffgebundene Stickstoff fast vollständig in NO

umgewandelt wurde. Bei Gelbbrennern betrug die Konversionsrate etwa 85%. Sarofim et al. zeigten, dass die Konversionsrate für zwei Brennstoffe A und B mit 200 bzw. 2000ppm Stickstoffanteil in Abhängigkeit der Luftzahl steigt (Abbildung 2) [Lef83]. Im Falle von mageren Bedingungen

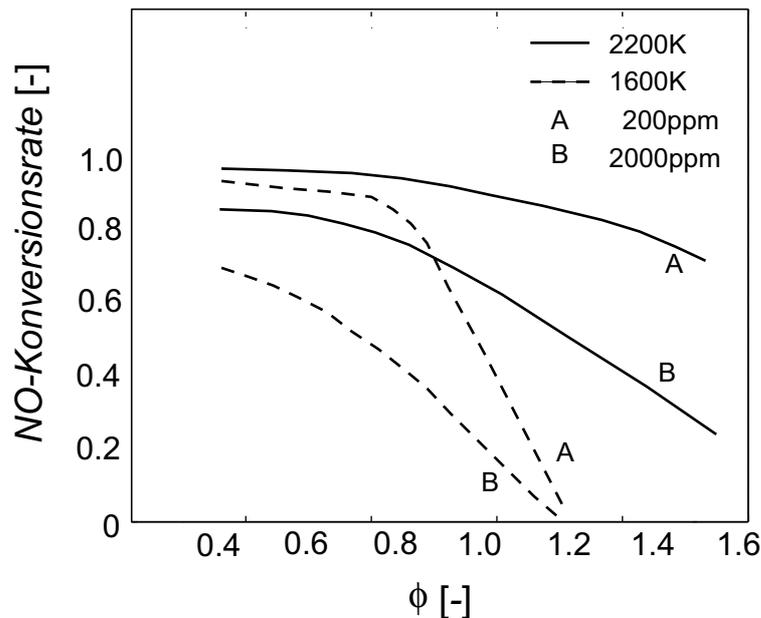


Abbildung 2: Konversionsrate für brennstoffgebundenen Stickstoff [Lef83]

und Stickstoffanteilen von unter 0.5 Gewichtsprozent kann von einer vollständigen Umwandlung ausgegangen werden. Die Konversionsrate wird durch Temperaturerhöhung nur schwach gesteigert und wird mit steigenden Stickstoffgehalt geringer. Die Brennstoffart selbst hat für die betrachteten Vorgänge keinen Einfluss [Lef83]. Bei der Verbrennung von Ethanol, n-Heptan und Kerosin ohne nennenswerte Stickstoffanteile ist die Umwandlung in *NO* vernachlässigbar.

2.3.5 *NNH*-Mechanismus

Ein weiterer Mechanismus wurde 1994 von Bozelli und Dean als *NNH*-Mechanismus vorgestellt [Boz94]. Dabei reagiert *NNH* mit einem Sauerstoffradikal zu *NH* und *NO* (Gl. 2.35). Bei einer mageren Verbrennung

entsteht NO durch die beiden Reaktion 2.36 und 2.37.



Harrington et al. [Har96] konnten den NNH -Mechanismus experimentell nachweisen, fanden jedoch Abweichungen in der Höhe der prognostizierten NO -Emission. Eine Diskussion dazu findet man bei Hughes et al. [Hug01], worin die Autoren auf die bestimmenden Reaktionskonstanten eingehen. Der NNH -Mechanismus trägt nur geringfügig zur NO -Bildung bei, gewinnt aber im Fall von sub-ppm Brennern an Bedeutung.

2.3.6 NO_2 Bildung

NO_2 entsteht im Wesentlichen aus der Oxidation von NO . Dies geschieht typischerweise im Abgasbereich, sobald die Temperaturen für die Umwandlung niedrig genug sind [Lef83]. Im Bereich der Brennkammer kann die Umwandlung bereits in sauerstoffreichen Gebieten bei Verbrennung mit hohen Luftzahlen erfolgen. Lefebvre [Lef83] berichtet, dass die Umwandlungsrate von NO zu NO_2 bei einer Temperatur von $700K$ in einer Zeit von $0.1ms$ etwa 25% und bei $900K$ etwa 6% beträgt.

Bei der Emissionsmessung ist es sinnvoll, die Summe von NO und NO_2 zu betrachten, da das Abgas auf dem Weg von der Abgasmesssonde über einen beheizten Abgasschlauch bis hin zum Abgasmessgerät deutlich abkühlt, und so die Umwandlung von NO zu NO_2 begünstigt wird.

2.3.7 Einfluss der Temperaturschwankung

Der Zeldovich-Mechanismus wird maßgeblich von der Höhe der Temperatur und den Temperaturschwankungen beeinflusst. Während in die NO -Bildungsrate in der Gleichung 2.10 die Konzentrationen von O und N_2 linear eingehen, besteht eine exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur. Deshalb kann die mittlere NO -Bildungsrate bei schwankenden

Temperaturen nicht mit einem arithmetischen Temperaturmittelwert berechnet werden. Chae [Cha78] hat den Einfluss von Temperatur- und Konzentrationsschwankungen auf die Stickoxidbildung anhand des Zeldovich-Mechanismus für folgende Schwankungsmodelle analytisch untersucht: Rechteckschwankung, Gaußsche-Verteilung, Sägezahn- und Sinusschwankung.

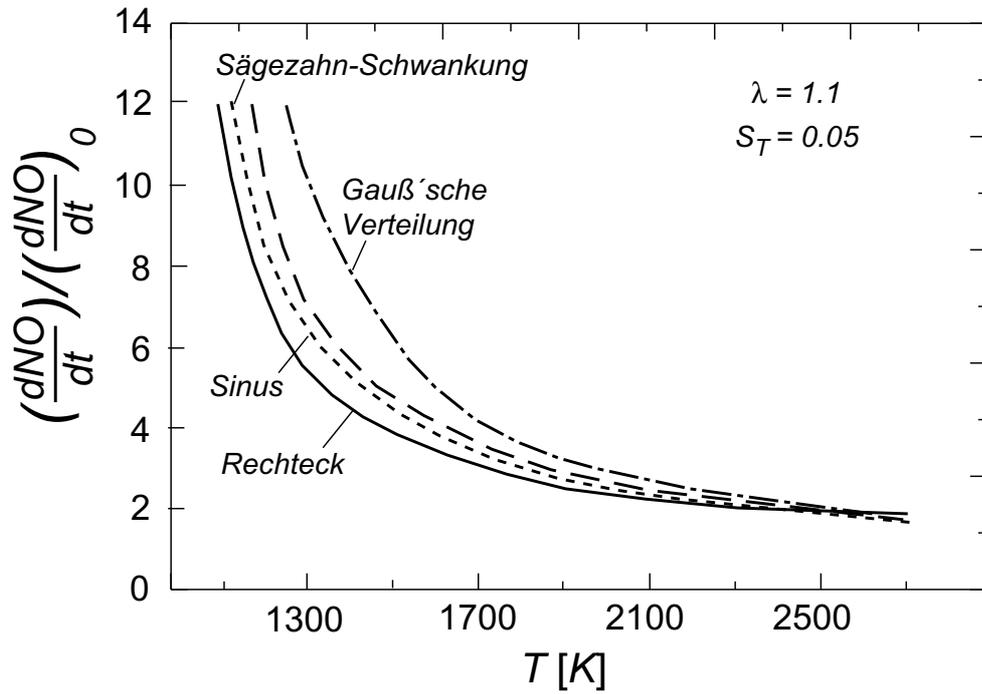
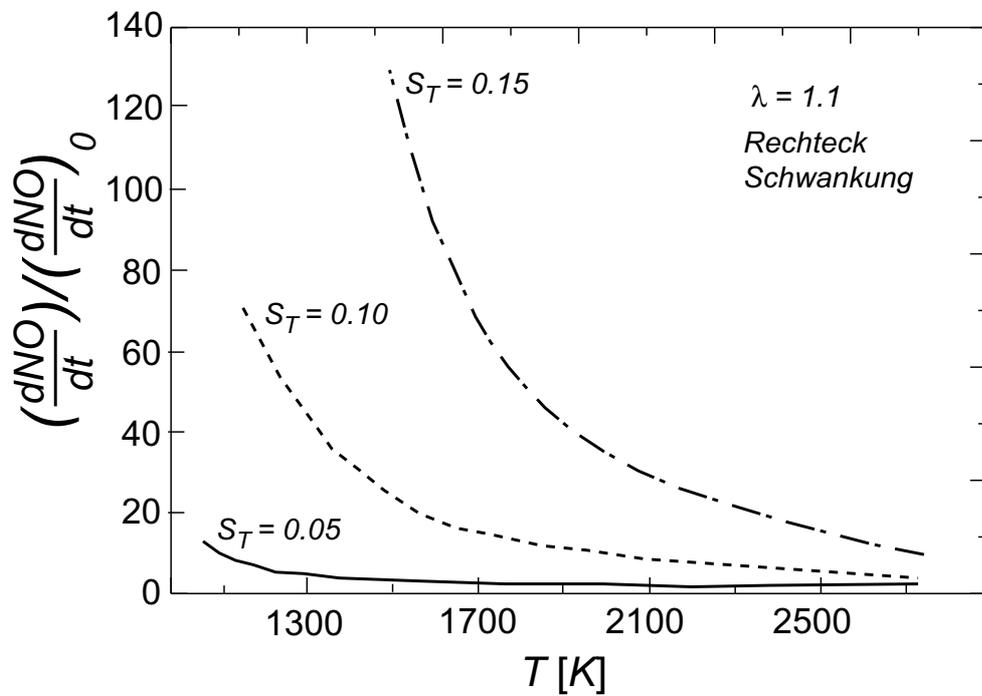
Nachfolgend werden die *NO*-Bildungsraten bei der Methanverbrennung bei einer Luftzahl von $\lambda = 1.1$ und atmosphärischem Druck untersucht. Der Schwankungsgrad der Temperatur S_T ist definiert durch die Gleichung 2.38.

$$S_T = \frac{\sqrt{T'^2}}{\bar{T}} \quad (2.38)$$

In der Abbildung 3 wird der Einfluss der Schwankungsmodelle auf die *NO*-Bildungsrate relativ zur Bildungsrate bei konstanter Temperatur dargestellt. Eine Rechteckschwankung bewirkt im direkten Vergleich die niedrigsten und die Gaußsche-Verteilung die höchsten *NO*-Bildungsraten. Für Letztere ergibt sich bei einer Mitteltemperatur von $1500K$ ein 6-fach höherer Wert als im Fall mit konstanter Temperatur.

Der Einfluss des Schwankungsgrades wird für eine Rechteckschwankung in der Abbildung 4 exemplarisch für die Schwankungswerte $S_T = 5\%$, 10% und 15% gezeigt. Mit steigendem Schwankungsgrad nimmt die *NO*-Bildungsrate deutlich zu. Bei einer Mitteltemperatur von $1500K$ und $S_T \approx 15\%$ ist die *NO*-Bildungsrate um den Faktor 140 höher als im Fall von $S_T = 0$.

Für *NO*-Simulationsrechnungen bedeutet dies, dass eine möglichst genaue Kenntnis der Temperaturen und Schwankungen in der Flammen- und Abgaszone eine substantielle Voraussetzung für die Modellierung der Stickoxidbildung ist.

Abbildung 3: Einfluss der Temperaturschwankung auf die NO -Bildungsrate [Cha78]Abbildung 4: Abhängigkeit der NO -Bildungsrate von S_T [Cha78]

2.4 Sprayverbrennung

Die Sprayverbrennung kann nach Gung und Gomez [Gun97] in Einzeltropfen- und Gruppenverbrennung unterteilt werden. Charakterisierend hierfür ist das Verhältnis des Tropfenabstands zum anfänglichen Durchmesser S/D_0 . Suganuma und Nomura [Sug05] haben die Flammenausbreitung bei der Verbrennung von Tropfenketten untersucht. Die Abbildung 5 zeigt das Ergebnis ihrer Einteilung in Abhängigkeit von S/D_0 und der dimensionslosen Zahl RT/L , bestehend aus der spezifischen Gaskonstante R , der Temperatur T und der Verdampfungsenthalpie L des Brennstoffes. Die Verbrennung eng benachbarter Tropfen in Mode I entspricht der Gruppenverbrennung bei Gung und Gomez. Dabei bildet sich eine einhüllende Diffusionsflamme um die Tropfen aus. Bei Mode III handelt es sich um die Einzeltropfenverbrennung. Die typische Sprayverbrennung in technischen Prozessen liegt im Bereich von Mode II. Hierbei erfolgt die Flammenausbreitung durch den unmittelbaren Kontakt der Tropfen mit der Flammenzone eines brennenden Tropfens.

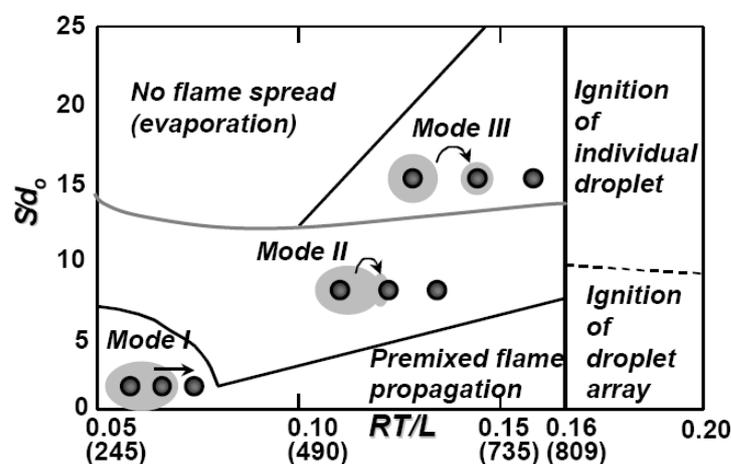


Abbildung 5: Flammenausbreitungsmodi bei der Tropfenverbrennung

Nizami et al. [Niz79] machten bei Experimenten mit monodispersen Isobutanol-Sprayflammen die Beobachtung, dass die Verbrennung von Brennstofftropfen mit Durchmessern kleiner als $10\mu m$ mit einer vorge-

gemischter Verbrennung vergleichbar ist. Tropfen mit Durchmessern größer als $55\mu\text{m}$ verbrannten separat als Einzeltröpfchen. Dabei erhöhte sich die NO_x -Bildung mit steigender Tropfengröße. Bei Tropfendurchmessern zwischen 10 und $55\mu\text{m}$ wurde ein Übergangsverhalten festgestellt.

Der Strömungseinfluss auf die Verbrennung benachbarter Tropfen wurde von Aouina [Aou97] simuliert. Bei Tropfenabständen größer 3 Tropfendurchmessern wurde die Ausbildung zweier separater Flammen um die Tropfen festgestellt. Bei geringeren Abständen bildete sich eine gemeinsame Flammenhülle aus. Der mittlere Tropfenabstand im Experiment (Kapitel 5.1.3) ist deutlich größer als 3 Tropfendurchmesser. Bei der Sprayverbrennung unter atmosphärischer Bedingung ist davon auszugehen, dass die Tropfen mehrheitlich für sich alleine mit einer eigenen Tropfenflamme verbrennen.

2.5 Einzeltröpfchenverbrennung

Die Einzeltröpfchenverbrennung wird charakterisiert durch das Vorhandensein des Brennstoffs als disperse, flüssige Phase und einer kontinuierlichen Gasphase, die den Oxidator enthält. Durch Verdampfung gelangt Brennstoff von der Tropfenoberfläche in die umgebende Gasphase und liegt dort, im Gegensatz zu vorgemischten Flammen, in verschiedenen Mischungsverhältnissen mit dem Oxidator vor. Im Nahbereich um den Tropfen kann sich so ein Gebiet mit zündfähigem Gemisch einstellen. Die Abbildung 6 zeigt den Verlauf der Temperatur und des Brennstoffmassenbruchs Y_F bei der Einzeltröpfchenverbrennung [Tur00]. In der inneren Zone fällt Y_F vom Maximalwert an der Tropfenoberfläche kontinuierlich bis zur Flammenzone ab, wo schließlich der Brennstoff verbraucht wird. Im Gegenzug fällt der Oxidatormassenbruch, in der äußeren Region vom Maximalwert weit entfernt von der Tropfenoberfläche, kontinuierlich zur Flammenzone hin ab.

Zur Modellierung der Einzeltröpfchenverbrennung gibt es eine Reihe von Ansätzen. Die Komplexität und die eventuell möglichen Vereinfachungen hängen sehr stark von den zu untersuchenden Schwerpunkten wie

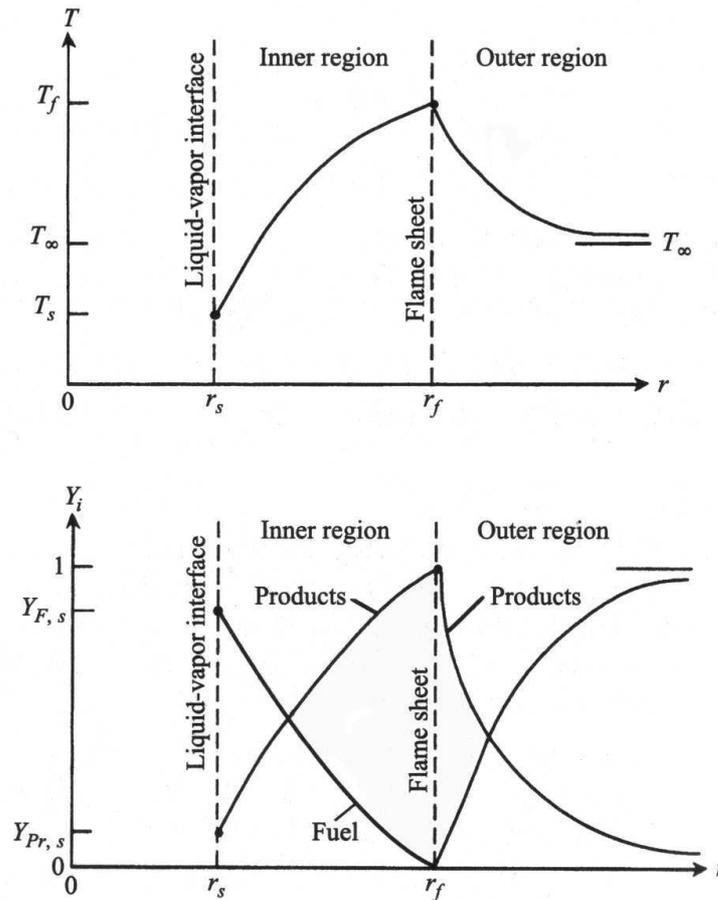


Abbildung 6: Temperatur und Speziesverteilung bei der Tropfenverbrennung [Tur00]

Verdampfungsverhalten, Zündung und Auslöschung, Temperaturverlauf, detaillierter Chemie in der Gasphase, Zeitverhalten, Tropfenumgebung und Strömungsverhältnissen ab. Die Aufgaben eines Modells sind die Abbildung der Flüssigphase, des Phasenübergangs an der Tropfenoberfläche, der Gasphase im Allgemeinen und der Flammenstruktur im Speziellen. Die Flüssigphase wird oft als homogen angenommen, detailliertere Modelle berücksichtigen auch Konzentrations- und Temperaturverteilungen innerhalb des Tropfens.

Die Modelle von Card und Peters greifen auf die asymptotische Betrachtungsweise zur Charakterisierung von planaren Diffusionsflammen und Tropfenflammen zurück [Car92, Car93, Pet84]. Dabei erfolgt die Verbrennung in einer dünnen Schicht (flame sheet). Peters weist darauf

hin, dass bei einer komplexeren Chemie eine breitere Reaktionszone angenommen werden muss, um den Einfluss der Diffusion auf die Chemie korrekt abzubilden.

Ein anderes Modell setzten Mukhopadhyay et al. [Muk01] für die Untersuchung des Einflusses von Produktwasser auf den Abbrandverlauf bei der Verbrennung von Alkoholtropfen ein. An einem kugelsymmetrischen Modell berechneten sie die Vorgänge im Tropfen numerisch und betrachteten die Gasphase analytisch. Die Kopplungsbedingung an der Grenzschicht bildete das Clausius-Clapeyron-Gesetz. Jeweils für Spezies und Energie wurden in der Flüssigphase die diffusiven Erhaltungsgleichungen und in der Gasphase die konvektiv-diffusiven Erhaltungsgleichungen gelöst. Die Flammenzone wurde dabei als infinitesimal dünn angenommen.

Cho et al. [Cho90] modellierten die Messergebnisse einer Methanol-Tropfenverbrennung in Schwerelosigkeit in Bezug auf den zeitlichen Verlauf von Verdampfungsraten, den Flammenabstand von der Tropfenoberfläche, der Temperaturen und den Profilen der wichtigsten chemischen Spezies. Das im Kapitel 6.1 beschriebene Modell basiert im Wesentlichen auf dem Modell von Cho.

3 Versuchsanlage

3.1 Aufbau der Versuchsanlage

Die Zielsetzung bei der Konzeption der Versuchsanlage war es, den Einfluss der Vorverdampfung eines Brennstoffsprays auf die Stickoxidbildung zu untersuchen. Dazu sollte ein Spray erzeugt werden, das möglichst monodisperse Tropfen in technisch relevanter Größenordnung enthält und das gleichmäßig verteilt ist. Die Vorverdampfung sollte mittels Mischung mit vorgeheizter Luft erreicht werden. Als Brennstoff sollten Ethanol, n-Heptan und Kerosin verwendbar sein und globale Luftzahlen von $\phi = 1.0$ bis zur mageren Löschgrenze erreicht werden. In der Abbildung 7 ist der schematische Aufbau dieser Versuchsanlage dargestellt.

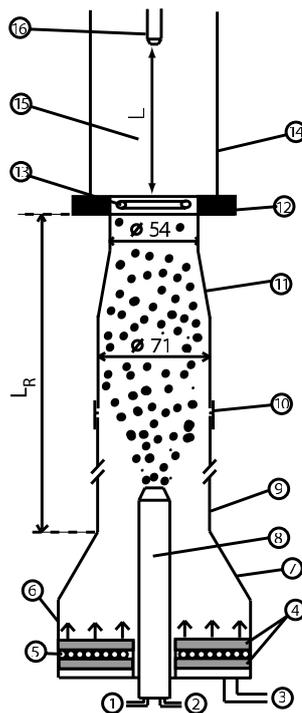


Abbildung 7: Schematische Skizze der Versuchsanlage mit variabler Rohrlänge L_R

Eine Zahnradpumpe fördert den flüssigen Brennstoff (1) mit einem Volumenstrom von bis zu $45\text{ml}/\text{min}$ zu einem Ultraschallzerstäuber (8). Mit Hilfe eines Trägerluftstroms von etwa 20 Normliter pro Minute wird das

erzeugte Spray als Vollkegel in das Mischrohr eingebracht. Am Einlass (3) wird Druckluft in den Luftvorheizer (6) eingebracht. Die Luft wird von einer Heizspirale (5) erwärmt, die zwischen zwei Sintermetallplatten (4) eingelegt ist. Aufgrund des hohen Strömungswiderstands dieser Platten strömt der Luftstrom schließlich gleichmäßig in den anschließenden Kondensator (7) ein.

Die Mischung von Luft und Spray findet in dem Mischrohr (9) statt. Die Gesamtlänge L_R des Mischrohres kann durch Kombination mehrerer Glasrohrsegmente und Halteringe (10) angepasst werden. Im Versuch hat sich die Kombination von Kondensator (7) und einem Innendurchmesser des Mischrohres (9) von 71mm als vorteilhaft erwiesen, um das Auftreffen von Tropfen auf die Rohrwand im Bereich der Sprayerzeugung zu vermeiden.

Ein weiterer Kondensator (11) erhöht die Strömungsgeschwindigkeit v.a. in Wandnähe. In Kombination mit einem wassergekühlten Segment (12) verhindert dies das Zurückschlagen der Flamme und das Aufheizen des Kondensators. Das Gemisch wird mit einem Glühdraht (13) aus Nikrothal gezündet. Bei Verwendung von gasförmigem Brennstoff bildet sich eine kegelförmige Flamme ähnlich einer Bunsenbrennerflamme aus. Der Brennraum wird durch ein Glasrohr (14) mit 90mm Innendurchmesser zur Seite hin begrenzt. Zum lokalen Absaugen des Abgases wird eine Edelstahlsonde (15) verwendet, die mit einem Wärmeölbad auf 140°C temperiert wird. An dieser Sonde können für Temperaturmessungen zwei Thermolemente an einem Halter befestigt werden.

3.2 Flammenstabilisierung

Von zentraler Bedeutung für die Realisierung des Experiments mit langer Misch- und Verdampfungszone ist die Flammenstabilisierung. Ohne geeignete Maßnahmen kann es sonst leicht zu einem Flammenrückschlag kommen. Die Zündung des Spray/Luft-Gemisches erfolgt mit einem ringförmig gebogenen Glühdraht. Aufgrund seiner Staukörperwirkung kann sich stromabwärts lokal ein Gleichgewicht von Anström- und Brenn-

geschwindigkeit einstellen. Da die Brenngeschwindigkeit u.a. von der Luftzahl abhängt, ändert sich bei sonst gleichbleibender Anströmgeschwindigkeit die optimale Position für den Glühdraht. Im Versuch hat es sich als vorteilhaft erwiesen, den Glühdraht in einem Abstand von circa 5mm zur Rohrwand zu fixieren. Um die Anströmgeschwindigkeit im Bereich zwischen Rohrwand und Glühdraht höher als die Brenngeschwindigkeit zu halten, wird der Kondensator (11) eingesetzt. Durch die Verjüngung des Durchmessers von 71 auf 54mm innerhalb einer Länge von 25mm stellt sich kein voll ausgebildetes Strömungsprofil bis zur Glühdrahtposition ein. Vielmehr weist es erwünschte starke Geschwindigkeitsgradienten im Randbereich auf, die so ein Durchschlagen der Flamme in der Nähe des Glühdrahtes verhindern. Im wandnahen Bereich, wo die Strömung anliegt, trägt eine Wasserkühlung (12) an der Rohrwand dazu bei, dass die Flamme thermisch gequenscht wird. Überdies hält sie die Temperatur des Kondensators (11) ausreichend konstant, damit nicht durch Aufheizung des Kondensators die Vorverdampfung im Laufe eines Verbrennungsversuchs lokal erhöht wird.

Als Auflageflächen für den heißen und damit weichen Glühdraht wurden dünne Keramikstäbchen mit 1mm Durchmesser verwendet. Im Bereich der Ringenden, wo die elektrischen Anschlüsse durch die Rohrwand geführt werden, herrschen aufgrund der geringeren, konvektiven Kühlung hohe Temperaturen. Dies führt zu einem örtlich erhöhten elektrischen Widerstand, der die weitere Temperaturerhöhung noch begünstigt und zum Durchbrennen des Drahtes führen kann. Abhilfe schafft eine Umwicklung der gefährdeten Bereiche mit einem Geflecht aus Kupferdraht. Um das Auswechseln des Glühdrahtes zu erleichtern, wurden die Drahtenden zusammen mit dem Kupfergeflecht mittels Metallhülsen verpresst. Der Glühdrahttring kann somit einfach mit den beiden fest installierten Stromanschlüssen aus Messingrohren verbunden werden.

Die Stromzufuhr erfolgt mit einem regelbaren Sparstelltransformator und mit einem weiteren nachgeschalteten Transformator zur Erhöhung der Stromstärke. Grundsätzlich steht jede Zufuhr von externer Wärme in Verdacht, die Stickoxid-Bildung zu begünstigen. Deshalb wurde die zur Zündung notwendige Energie auf ein Minimum eingestellt. Dies kommt

zudem auch der Lebensdauer des Glühdrahts zu Gute. Die Glühdrahttemperatur beträgt circa $1300K$. Die Abgas- und Temperaturmessungen erfolgten stets in der Rohrmitte. Dort ist von der lokalen Temperaturerhöhung durch den Glühdraht ($< 3K$) kein nennenswerter Einfluss mehr zu verzeichnen.

3.3 Ultraschallzerstäubung

Für die Sprayerzeugung wurde ein Ultraschallzerstäuber der Firma Lechler vom Typ US1 ($f_a = 100kHz$) für kleine und vom Typ US2 ($f_a = 58kHz$) für größere Volumenströme eingesetzt. Die Wahl begründet sich in der hohen Zerstäubungsgüte bezüglich der Tropfengrößenverteilung, der Eignung für Dauerbetrieb und der bewährten Anwendung dieser Geräte in diversen Arbeiten [Eig88, Hor97, Hor98, Sch98]. Der Zerstäuber beruht auf dem Prinzip der Kapillarwellenzerstäubung. Die Theorie der Kapillarwellen wird von Horstmann und Eigenbrod beschrieben [Hor99, Eig88]: Wenn man einen Flüssigkeitsfilm auf einer Oberfläche mit periodischen Schwingungen im Ultraschallbereich anregt, bilden sich bei bestimmten Anregungsfrequenzen schachbrettartige Kapillarwellen aus. Die Abbildung 8 veranschaulicht dies in einer Querschnittsdarstellung der Zerstäuberplatte mit aufliegendem Flüssigkeitsfilm.

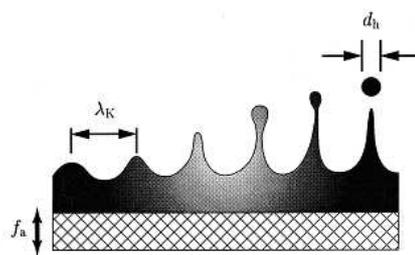


Abbildung 8: Kapillarwellen auf der Zerstäuberplatte

Mit steigender Schwingungsamplitude f_a vergrößern sich die Wellenberge. Schließlich bewirkt die Oberflächenspannung eine Einschnürung, die zur Tropfenablösung führt. Die mathematische Beschreibung der verschiedenen Parameter basiert auf den grundlegenden Arbeiten von Pohlmann

und Stamm [Poh65] sowie Peskin und Raco [Pes63]. Die Kapillarwellenfrequenz f_K (Gl. 3.1) entspricht dem ersten Instabilitätsbereich der zugrunde liegenden Mathieuschen Differentialgleichung.

$$f_K = \frac{f_a}{2} \quad (3.1)$$

Der Parameter f_a bezeichnet die Anregungsfrequenz der Platte. Die kritische Erregeramplitude A_E , auch als Einsatzamplitude bezeichnet, steht im Verhältnis zur Anregungsfrequenz gemäß der Gleichung 3.2. Das Steuergerät des Zerstäubers regelt die Amplitude zusätzlich noch in Abhängigkeit des zu zerstäubenden Volumenstroms.

$$A_E = 2 \frac{\eta}{\rho} \sqrt[3]{\frac{\rho}{\sigma \pi f_a}} \quad (3.2)$$

Die Kapillarwellenlänge λ_K kann mit der Gleichung 3.3 berechnet werden.

$$\lambda_K = 2 \sqrt[3]{\frac{\sigma \pi}{\rho f_a^2}} \quad (3.3)$$

In den Gleichungen steht σ für die Oberflächenspannung, η für die dynamische Viskosität und ρ für die Dichte der zu zerstäubenden Flüssigkeit. Für die Größe der häufigsten Tropfen D_{10} (Gl. 2.2) besteht eine lineare Abhängigkeit von der Kapillarwellenlänge λ_K (Gl. 3.4).

$$D_{10} = C \cdot \lambda_K \quad (3.4)$$

Experimentell ermittelte Werte für C variieren typischerweise im Bereich von 0.25 bis 0.5 [Hor99]. Wenn man die charakteristische Tropfengrößenverteilung des Lechler US1-Zerstäubers heranzieht, ergibt sich bei einer Anregungsfrequenz von 100kHz für das Medium H_2O bei

20°C für λ_K ein Wert von $56.8\mu m$. Laut Lechler beträgt der häufigste Tropfendurchmesser $D_{10} = 20\mu m$. Daraus ergibt sich ein Wert für C von 0.35. Horstmann bestätigte diesen Wert experimentell für die Zerstäubung von Wasser und Heizöl mit einem Lechler US2-Zerstäuber. Mit Hilfe eines Phasen-Doppler-Anemometers wurden eigene Messungen durchgeführt und ebenfalls ein Wert für C von 0.35 für den US1 und US2-Zerstäuber gefunden. In der Tabelle 1 sind berechnete D_{10} -Werte für einige Flüssigkeiten aufgeführt: Im Fall von Kerosin als Zerstäubungsfluid erhält man für den häufigsten Durchmesser $D_{10} = 22.4\mu m$. Bei kleinen Volumenströmen stimmt dieser Wert gut mit den gemessenen Daten überein (Kapitel 5.1.1). Allerdings steigt D_{10} mit steigendem Volumenstrom, wie schon von Eigenbrod [Eig88] festgestellt, an.

Tabelle 1: Häufigster Tropfendurchmesser D_{10} ; $f_a = 58kHz$, $C = 0.35$ [Kuc95, Hog60]

Fluid	$\rho[kg/m^3]$ bei 20°C	$\sigma[N/m]$	$D_{10}[\mu m]$
Wasser	998	0.0727	28.6
Ethanol	789	0.0223	20.8
n-Heptan	684	0.029	21.4
Oktan	702	0.0218	21.6
Kerosin	802	0.028	22.4

4 Messtechnik

4.1 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)

4.1.1 Messprinzip

Mit einem Phasen-Doppler-Anemometer kann die Tropfengröße und Geschwindigkeit in einem kleinen Messvolumen bestimmt werden. Die Funktionsweise ist in verschiedenen Veröffentlichungen hinreichend genau dargelegt [Dur87, Dur87, Som98, Och00, Rot03]. Das Grundprinzip soll deshalb nur kurz erläutert werden. Die Phasen-Doppler-Anemometrie baut auf der Laser-Doppler-Anemometrie auf, verwendet jedoch mindestens zwei Detektoren, die sich unter verschiedenen Streuwinkeln räumlich angeordnet befinden. Durchlaufen die Strahlen ein transparentes Kugelvolumen, ergeben sich unterschiedliche Lauflängen der Strahlen (Abbildung 9). Daraus resultiert eine Phasenverschiebung zwischen beiden Lichtwellen, die in direkter Beziehung mit der Tropfengröße steht. Für Reflexion ist die Phasenverschiebung Φ eine Funktion des Tropfendurchmessers d_p (Gl. 4.1).

$$\Phi = \frac{2\pi d_p}{\lambda} \frac{\sin\theta \sin\Psi}{\sqrt{2(1 - \cos\theta \cos\Psi \cos\varphi)}} \quad (4.1)$$

Für Lichtbrechung erster Art gilt für die Phasenverschiebung die Gleichung 4.2.

$$\Phi = \frac{-2\pi d_p}{\lambda} \frac{n_{rel} \sin\theta \sin\Psi}{\sqrt{a(1 + n_{rel}^2 - n_{rel}\sqrt{a})}} \quad (4.2)$$

$$a := 2(1 + \cos\theta \cos\Psi \cos\varphi)$$

Der relative Brechungsindex n_{rel} ist definiert als Verhältnis des Tropfenbrechungsindex zum umgebenden Medium (Gl. 4.3).

$$n_{rel} = \frac{n_{Tr}}{n_M} \quad (4.3)$$

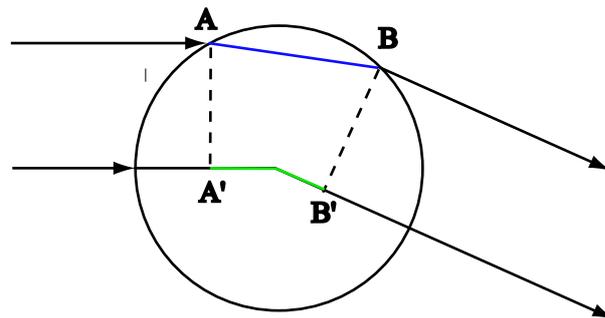


Abbildung 9: Laufwegenunterschied zweier Strahlen durch einen Tropfen

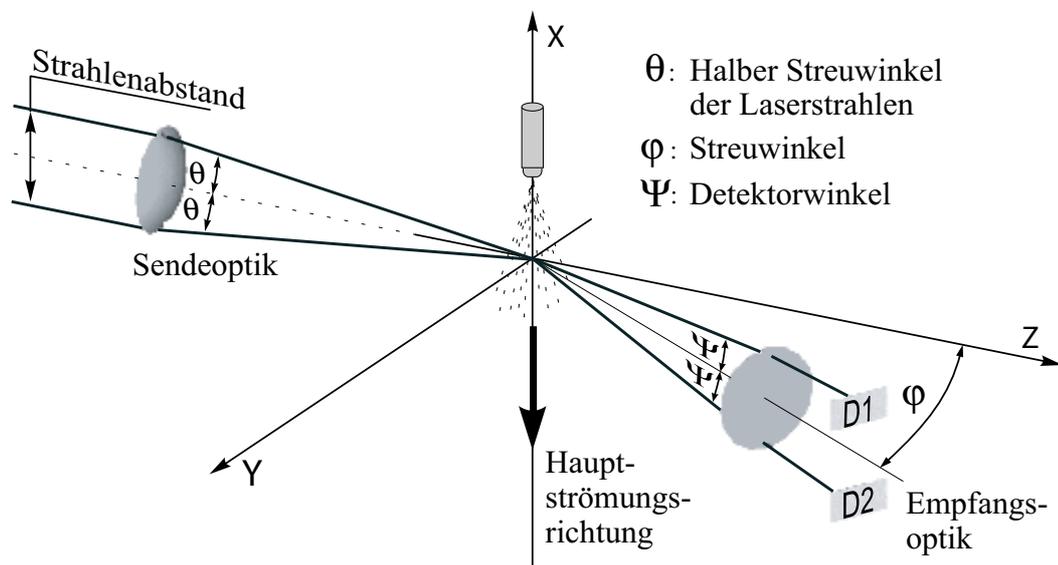


Abbildung 10: Anordnung der Laserstrahlen und der PDA-Empfangsoptik

Die Winkel θ , φ und Ψ (Abbildung 10) und die Lichtwellenlänge λ sind durch die Anordnung von PDA-Sender und Empfänger festgelegt. Dadurch ergibt sich bei konstantem, relativen Brechungsindex n_{rel} ein linearer Zusammenhang zwischen der Tropfengröße d_{Tr} und der Phasenverschiebung Φ .

Das PDA-Messvolumen wird durch das Schnittvolumen zweier Lichtstrahlen (Abbildung 11) gebildet. Es hat die Abmaße d_x , d_y und d_z (Gl. 4.4, 4.5 und 4.6). Diese Werte sind jeweils abhängig von der Dicke des Laserstrahls d_f im Messvolumen.

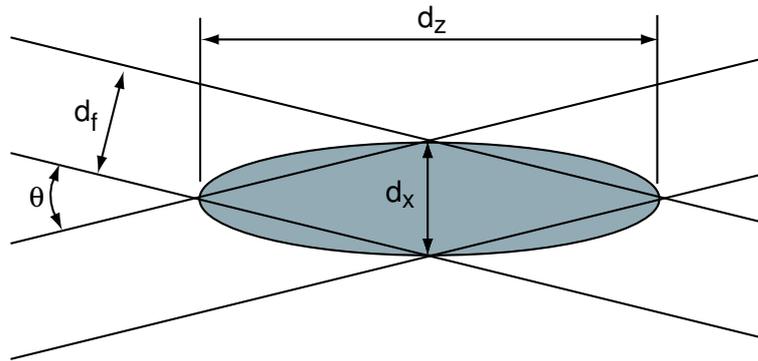


Abbildung 11: Messvolumen des PDA gebildet aus zwei gekreuzten Lichtstrahlen

$$d_x = \frac{d_f}{\cos(\theta/2)} \quad (4.4)$$

$$d_y = d_x \quad (4.5)$$

$$d_z = \frac{d_f}{\sin(\theta/2)} \quad (4.6)$$

4.1.2 Wahl des Streuwinkels

Bestimmt man die Partikelgröße d_p über die Gleichung 4.2, ergibt sich eine Abhängigkeit vom relativen Brechungsindex n_{rel} . Für die Genauigkeit der Größenbestimmung ist es bei verdampfenden Sprays bedeutsam, die Einflüsse auf den Brechungsindex zu berücksichtigen. Hinsichtlich der Wahl des Streuwinkels gilt es, eine PDA-Konfiguration zu verwenden, bei der der Einfluss einer Änderung des Brechungsindex auf die Messung möglichst gering ist und ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht wird.

Ochs [Och00] zeigte, dass sich der Brechungsindex der umgebenden Luft nur schwach mit der Temperatur ändert. Auch der Effekt einer Mischung von Brennstoffgas mit Luft um einen Tropfen hat nur eine geringe Auswirkung auf die Messgenauigkeit. Zu beachten ist jedoch die Änderung des Brechungsindex eines Tropfens mit der Temperatur. Mit steigender Temperatur wird der Brechungsindex kleiner. Das beschreibende Lorentz-Lorenz-Gesetz 4.7 besagt, dass die molare Refraktion R_{fra} bei fester

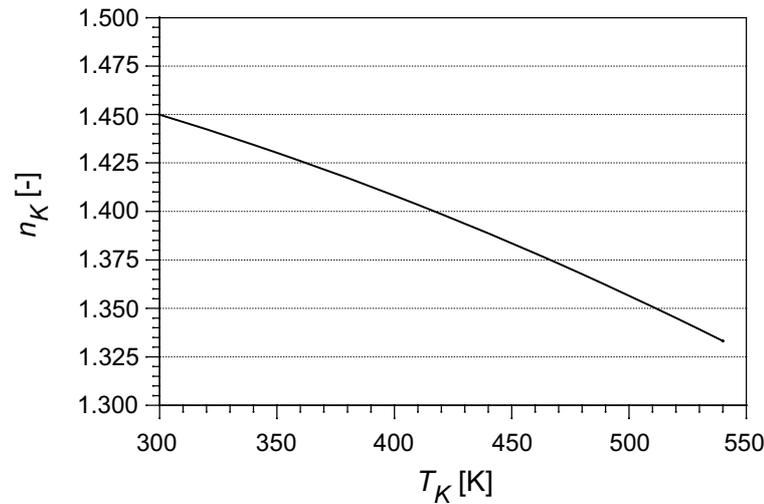


Abbildung 12: Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes von Kerosin (Jet A-1) [Pro04]

Lichtwellenlänge (beim PDA der Fall) näherungsweise eine Konstante ist.

$$R_{fra} = \frac{M}{\rho} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \quad (4.7)$$

Ist für einen beliebigen Referenzzustand der Brechungsindex und die Dichte des Tropfens bekannt, kann R_{fra} bestimmt werden. Mit diesem Wert wird der Brechungsindex n_{Tr} schließlich in Abhängigkeit der Tropfendichte, die wiederum eine Funktion der Temperatur ist, nach der Gleichung 4.8 berechnet.

$$n_{Tr} = \sqrt{\frac{M_{Tr}/\rho_{Tr} + 2 R_{fra}}{M_{Tr}/\rho_{Tr} - R_{fra}}} \quad (4.8)$$

Für Kerosin (Jet A-1) ist die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes n_K in der Abbildung 12 dargestellt [Pro04].

Die Tropfentemperatur in verdampfenden Sprays steigt während der Aufheizungsphase bis zum Siedepunkt. Entsprechend der Temperatur

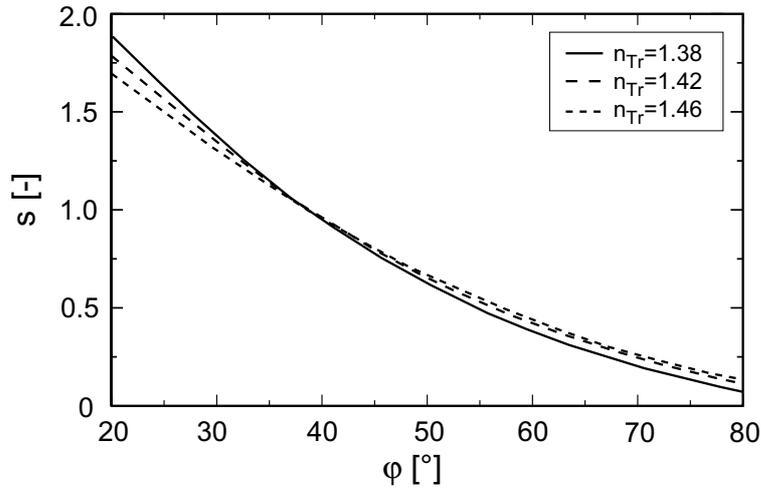


Abbildung 13: Sensitivitätsfaktor s in Abhängigkeit des Streuwinkels ψ

ändert sich der Brechungsindex. Die PDA-Software geht aber von einem konstanten Brechungsindex aus. Folglich ergibt sich eine Ungenauigkeit Δn_{Tr} des Brechungsindexes. Die Auswirkung auf die Ungenauigkeit bei der Durchmesserbestimmung ΔD_{Tr} beschreibt Ochs [Och00] mit der Sensitivität s in der Gleichung 4.9.

$$\frac{\Delta D_{Tr}}{D_{Tr}} = s \cdot \frac{\Delta n_{Tr}}{n_{Tr}} \quad (4.9)$$

Die Abbildung 13 zeigt, dass mit steigendem Streuwinkel φ die Sensitivität s abnimmt. Aus diesem Grund ist es günstig, einen möglichst großen Streuwinkel φ zu wählen.

Zur Erreichung eines guten Signal-Rausch-Verhältnisses wird der Streuwinkel so gewählt, dass eine Art der Lichtbrechung bei der PDA-Messung dominant ist. In der Abbildung 14 ist die Intensitätsverteilung des Streulichts für einen $10\mu m$ großen Dieseltropfen in Luft im Bereich des Streuwinkels φ von 0 bis 180° in einem logarithmisch skalierten Polardiagramm dargestellt. Im Fall einer Lichtpolarisation parallel zur Streuebene (obere Hälfte in der Abbildung 14) gibt es einen Winkel, bei dem kein reflektiertes Streulicht auftritt. Bei diesem sogenannten Brewster-Winkel φ_{Br} kann nur gebrochenes Licht detektiert werden. Es liegt also nur

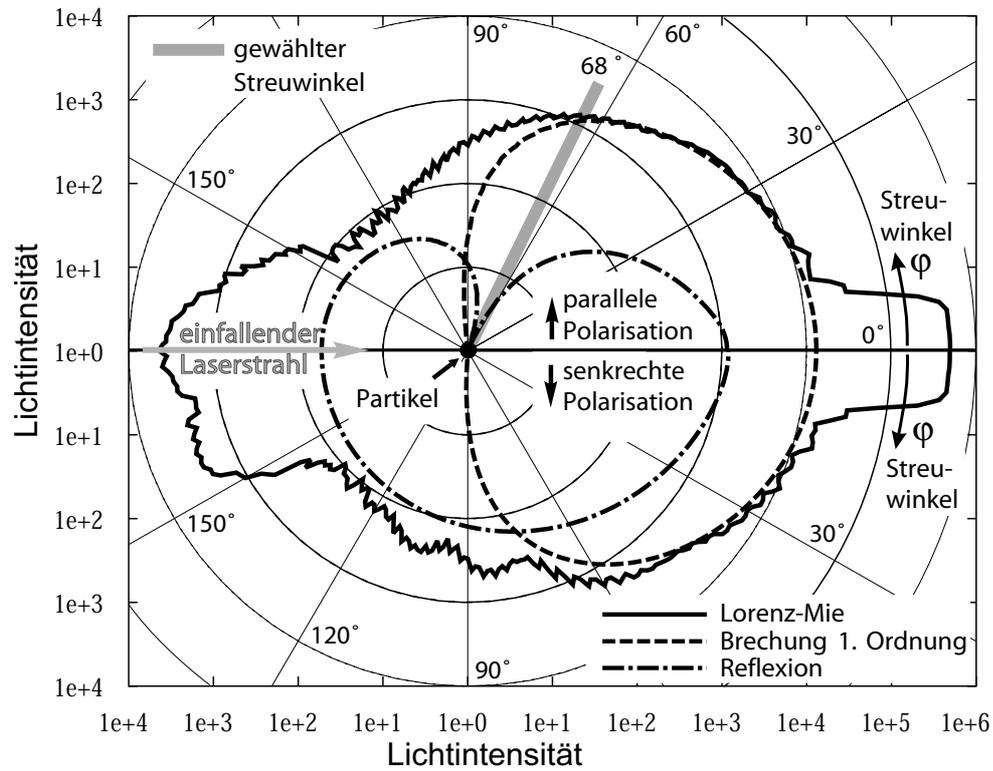


Abbildung 14: Polardiagramm der Lichtstreuung an einem $10\mu\text{m}$ großen Tropfen und $n_{rel} = 1.45$ [Ofn01]

ein Streumechanismus vor [Ofn01]. Der entsprechende Streulichtwinkel φ_{Br} ist in der Anleitung zur PDA-Software [Dan] tabelliert und kann alternativ mit der Gleichung 4.10 berechnet werden.

$$\varphi_{Br} = 180^\circ - 2 \cdot \arctan\left(\frac{n_{Tr}}{n_M}\right) \quad (4.10)$$

Nach der Abbildung 12 beträgt der Brechungsindex von Kerosin $n_{Tr} = 1.45$ bei einer Temperatur von 300K . Der Brechungsindex der umgebenden Luft ist näherungsweise $n_M = 1$. Daraus ergibt sich nach der Gleichung 4.10 ein Grenzwinkel φ_{Br} von 69.18° . Nachteilig bei diesem PDA-Streuwinkel ist die geringe Streulichtintensität (Abbildung 14). Als guter Kompromiss zwischen Messgenauigkeit, Signal-Rausch-Verhältnis und Streulichtintensität hat sich für Kerosin ein Streuwinkel von $\varphi = 68^\circ$ erwiesen. Bei dieser Konfiguration kann bis zu einem relativen Brechungsindex von 1.48 gemessen werden.

4.1.3 Bestimmung des Verdampfungsgrades

Der globale Verdampfungsgrad Ψ (Gl. 4.11) ist das Verhältnis von Dampfmasse m_D zur gesamten Brennstoffmasse m_{ges} , die nach der Lauflänge L_R durch den Mischrohrquerschnitt tritt. Aufgrund der Schwierigkeiten bei der direkten Messung der Dampfmasse m_D wird Ψ über eine flüssigkeitsseitige Messung nach der Gleichung 4.12 bestimmt [Kai96]. Der Brennstoffmassenstrom \dot{m}_B durch den Rohrquerschnitt an der Stelle L wird aus der Integration von lokalen PDA-Massenstrommessungen (bezogen auf die PDA-Messfläche) gewonnen (Gl. 4.13).

$$\Psi = \frac{m_D}{m_{ges}} \Big|_L \quad (4.11)$$

$$\Psi = \frac{\dot{m}_{ges} - \dot{m}_F}{\dot{m}_{ges}} \Big|_L \quad (4.12)$$

$$\dot{m}_F|_L = \int_0^R \dot{m}_{PDA}''(r) 2\pi r dr \Big|_L \quad (4.13)$$

Der lokale Verdampfungsgrad $\Psi(r)$ wird in der Gleichung 4.14 in Abhängigkeit der Dampfdichte ρ_D in der Gleichung 4.15 definiert. Dabei wird angenommen, dass die Dampfdichte über dem Rohrquerschnitt an der Stelle L konstant ist. Die lokale, mittlere Geschwindigkeit des Dampfes $\bar{u}_D(r)|_L$ wird mit der lokalen, mittleren Luftgeschwindigkeit $\bar{u}_L(r)|_L$ gleichgesetzt. Die Luftgeschwindigkeit wird aus der Geschwindigkeit kleiner Partikel (Tracerpartikel oder Tröpfchen $< 5\mu m$) aus der PDA-Messung ermittelt.

$$\Psi(r) = \frac{\bar{u}_L(r) \cdot \rho_D}{\bar{u}_L(r) \cdot \rho_D + \dot{m}_{PDA}''(r)} \Big|_L \quad (4.14)$$

$$\rho_D = \frac{\dot{m}_D}{\dot{V}_L} \Big|_L = \frac{\dot{m}_{ges} - \int_0^R \dot{m}_{PDA}''(r) 2\pi r dr}{\int_0^R \bar{u}_L(r) 2\pi r dr} \Big|_L \quad (4.15)$$

4.1.4 Kalibrierung mit dem Patternator

Die Messung von Massenströmen mittels PDA ist zum Teil mit großen Messfehlern behaftet. Bekannte Fehlerquellen stellen folgende Effekte dar: Zwei oder mehrere Tropfen befinden sich zeitgleich im PDA-Messvolumen und streuen das Laserlicht in Richtung Detektor. Je nach räumlicher Anordnung der Tropfen im Volumen wird dies als Trajectory- oder Slit-Effect bezeichnet [Dan]. Eine weitere Fehlerquelle ist die unbekannt effektive Messfläche A_{Ref} , durch die die detektierten Tropfen treten. Mehrere Autoren haben sich mit dieser Problematik beschäftigt und Verbesserungen vorgeschlagen [Qiu92, Kai96, Dul98, Och00].

Mit einem sogenannten Shadow-PDA bestehend aus einem PDA-System und einer Highspeed-Kamera kann detektiert werden, ob ein Tropfen sich ganz (Kernschatten) oder teilweise (Halbschatten) im Messvolumen befindet [Mor98]. Bei dem hier verwendeten 1D/2D-PDA-System der Firma Dantec steht diese Information nicht zur Verfügung, und so muss die effektive Messfläche statistisch geschätzt werden. Saffman hat dazu eine Methode entwickelt, bei der jeder Tropfengrößenklasse eine bestimmte Messfläche zugeordnet wird [Saf87]. Diese Methode ist in der Dantec Auswertesoftware integriert. Dennoch zeigten vergleichende Messungen mit einer Patternatormethode je nach PDA-Konfiguration (1D-FiberPDA, 2D-DualPDA) deutliche Abweichungen [Dul98]. Kaiser konnte die Messgenauigkeit durch Kalibrierung mittels vergleichender Patternatormessung verbessern [Kai96].

Die Strömung im verwendeten Mischrohr weist den Charakter einer eindimensionalen Rohrströmung auf. Dies begünstigt den Einsatz der Patternatormethode. Die Experimentanlage in der Abbildung 7 wird dazu umgedreht, so dass das Spray der Schwerkraft folgend durch das Mischrohr strömt. Als Patternator wurde ein Reagenzglas mit einem Innendurchmesser von $6mm$ und einer Höhe von $15mm$ verwendet. Mit Hilfe eines Servomotors wurde das Reagenzglas mit einer Kreisbewegung in die Mitte des Mischrohrquerschnitts eingebracht und nach einer definierten Zeit wieder ausserhalb des Rohres zurück bewegt. Die Spraymasse, die auf dem Weg des Patternators vom Rand des Mischrohres bis hin zur Mitte

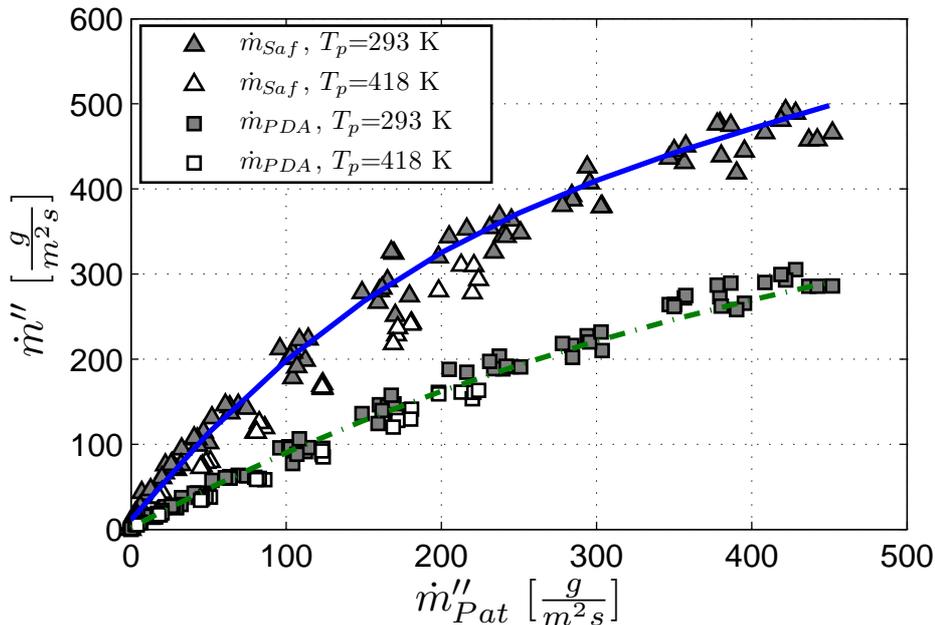


Abbildung 15: Kalibrierungskurven für den PDA-Massenfluss basierend auf der Dantec/Saffman Methode und der Gleichung 4.16

in das Röhrchen gelangt, ist durch die hohe Drehgeschwindigkeit und der im Verhältnis wesentlich längeren Aufenthaltszeit in der Rohrmitte vernachlässigbar gering. Die Standardabweichung bei den umfangreichen Testreihen betrug durch Einsatz des programmgesteuerten Patternators und einer elektronischen Waage unter 5%.

Die Abbildung 15 zeigt den Zusammenhang zwischen den flächenbezogenen Patternormassenstrom und dem PDA-Massenstrom, der mit der Saffman-Methode in der Dantec-Software (Version 2.12) ermittelt wurde [Saf87, Dan]. Die Messung wurde so durchgeführt, dass sich das PDA-Messvolumen knapp oberhalb der Patternormessposition befand und beide Messungen zeitgleich durchgeführt wurden. Ein entscheidender Nachteil der Software besteht darin, dass nur Tropfenklassen mit mehr als 10 Tropfen mit der Saffman Methode ausgewertet werden. Bei verdampfenden Sprays treten typischerweise große Tropfen in geringer Anzahl auf und tragen zu einem beträchtlichen Teil zur Gesamtmasse bei. Die daraus resultierenden Abweichungen werden in der Abbildung 16 durch einen Vergleich eines fast unverdampften Wassersprays bei 293K

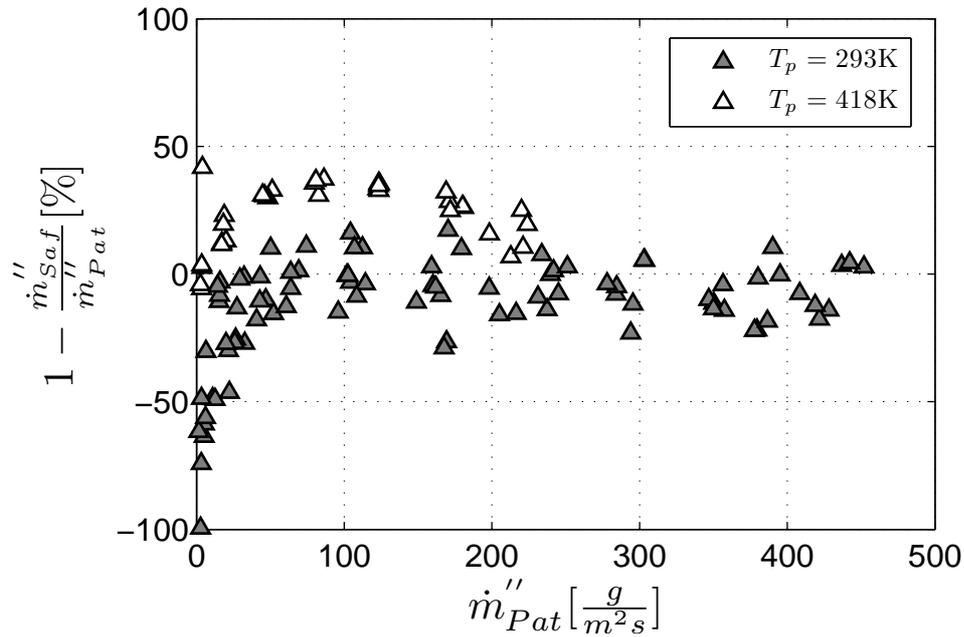


Abbildung 16: Abweichungen des PDA-Massenflusses nach Kalibrierung mit der Dantec/Saffman Methode im Vergleich zu den Patternatormessungen

mit einem weitgehend verdampften Spray bei 418K deutlich. Im letzteren Fall wird der Massenstrom bei einer Messzeit von 15s je Messpunkt um bis zu 40% überschätzt. Durch deutlich längere Messzeiten kann die Genauigkeit zwar erhöht werden, dagegen spricht aber die Sicherheit bei der Verwendung von Brennstoffsprays und die Zeiteffizienz.

Mit einer im Vergleich zur Saffman-Methode recht einfachen Methode zur Bestimmung des Massenstroms kann dieses Problem bei Beibehaltung der kurzen Messzeiten (10 bis 15s) gelöst werden: Der Massenstrom durch die PDA-Fläche kann analytisch mit der Gleichung 4.16 berechnet werden.

$$\dot{m}_{PDA}'' = \frac{\rho_F \cdot N \cdot \frac{\pi}{6} D_{30}^3}{t_{PDA} \cdot A_{Ref}} \quad (4.16)$$

$$\dot{m}_F|_L = \int_0^R \dot{m}_{PDA}''(r) 2\pi r dr \Big|_L \quad (4.17)$$

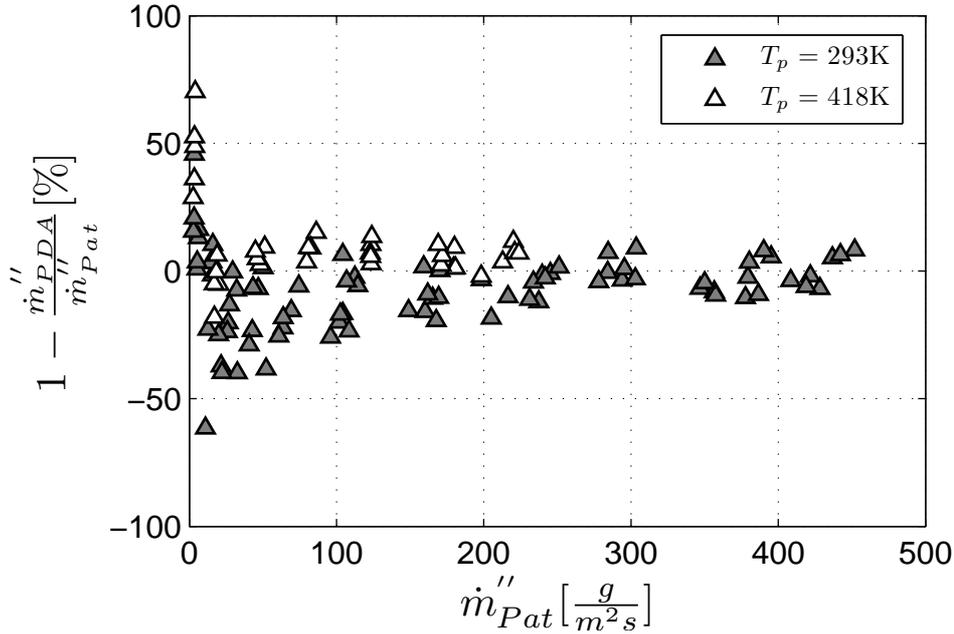


Abbildung 17: Abweichungen des PDA-Massenflusses nach Kalibrierung mit der Gleichung 4.16 im Vergleich zu den Patternatormessungen

Aus der Anzahl der detektierten Tropfen N und dem mittleren Tropfenvolumen $D_{30} = \frac{\pi}{6} D_{30}^3$ erhält man das gesamte Volumen der Tropfen, die in der Zeit t_{PDA} detektiert wurden. Die Detektionsfläche des PDA (A_{Ref}) wird dabei vereinfachend als konstant angenommen. Zur Bestimmung des realen Massenstromes muss im nächsten Schritt eine Kalibrierungsfunktion (Gl. 4.18) verwendet werden, die ebenfalls in der Abbildung 15 dargestellt ist.

$$\begin{aligned}
 A_{ref} &:= 0.4 \text{mm}^2 \\
 x &:= \dot{m}_{PDA}'' \\
 \dot{m}_{fit}'' \left(x \left[\frac{\text{g}}{\text{m}^2 \text{s}} \right] \right) &= (8 \cdot 10^{-6} \cdot x^3 - 0.0023 \cdot x^2 \\
 &\quad + 1.4771 \cdot x - 6.7104) \left[\frac{\text{g}}{\text{m}^2 \text{s}} \right] \quad (4.18)
 \end{aligned}$$

Die Abweichungen für den Fall einer Mischlufttemperatur von 418K und verdampfenden Tropfen werden für kleine Massenströme geringer als 20% und für Größere sogar geringer als 10% (Abbildung 17). Durch den Ansatz mit der konstanten Messfläche A_{Ref} und der Anwendung

der Kalibrierungsfunktion kann die Messgenauigkeit im Vergleich zur Saffman-Dantec Methode signifikant verbessert werden. Die Messgenauigkeit kann überprüft werden, indem der flächenbezogene Massenstrom über dem gesamten Rohrquerschnitt örtlich gemessen, mit der Gleichung 4.17 der Gesamtmassenstrom durch den Querschnitt aufintegriert und mit dem eingedüsten Spraymassenstrom verglichen wird. Die gemessenen Abweichungen waren bei Versuchen mit Wasserspray kleiner als 3%.

4.2 Temperaturmessung

Für die Messung von örtlichen Temperaturen in der Flammen- und Abgaszone wurden unisolierte, dünne Drahtthermoelemente des Typs R (*Pt – PtRh13%*) verwendet. Regelungstechnisch kann das Verhalten eines Thermoelements mit einem *PT1*-Glied (Gl. 4.19) mit einer charakteristischen Eckfrequenz (Gl. 4.20) beschrieben werden. Bei schwankender Gastemperatur kommt es in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz f zu einer Amplitudenabschwächung gemäß der Gleichung 4.21. Für die Rekonstruktion der Gastemperatur T_G muss dieser Einfluss kompensiert werden [Koh88]. Weiterhin ergibt sich aufgrund des Strahlungsverlustes eine geringere Thermoelementtemperatur als die zu messende Gastemperatur [Wit80]. Nachfolgend wird auf die in dieser Arbeit angewandte Methodik eingegangen, die auf den Arbeiten von Wittmer, Kohler und Eckstein basiert [Wit80, Koh88, Eck04].

$$T_G = \tau \frac{dT_{Tc}}{dt} + T_{Tc} \quad (4.19)$$

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_{Eck}} \quad (4.20)$$

$$A(f) = \frac{A_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{Eck}}\right)^2}} \quad (4.21)$$

In der Abbildung 18 sind die Wärmeströme für ein Thermoelement in heißer Umgebung dargestellt. Durch Konvektion wird Wärme zugeführt. Wärmeabfuhr erfolgt durch Strahlung von der Kopfoberfläche und durch

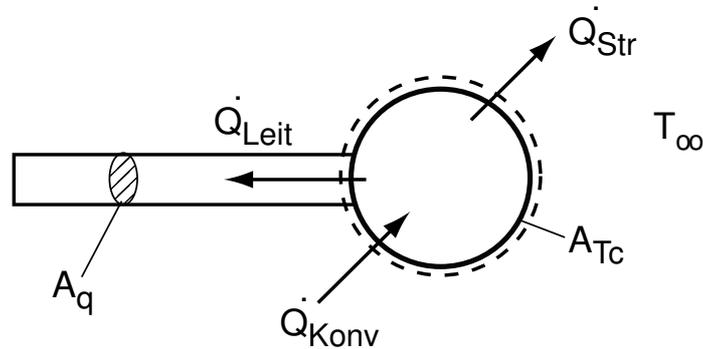


Abbildung 18: Wärmebilanz am Thermoelement

Wärmeleitung über die Anschlussdrähte. In der Gleichung 4.22 sind die Wärmeströme für das Thermoelement bilanziert:

$$\begin{aligned}
 m c \frac{dT_{Tc}}{dt} &= \dot{Q}_{Konv} - \dot{Q}_{Str} - \dot{Q}_{Leit} = \\
 &= A_O \alpha (T_G - T_{Tc}) - A_O \sigma_B \varepsilon (T_{Tc}^4 - T_W^4) - A_q \lambda \frac{dT_{Tc}}{dx} \quad (4.22)
 \end{aligned}$$

Wird die Gleichung 4.22 nach T_G aufgelöst, so erhält man die Differentialgleichung 4.23, die das zeitliche Verhalten des Thermoelements beschreibt.

$$\begin{aligned}
 T_G &= T_{Tc} + \frac{m c}{A_O \alpha} \frac{dT_{Tc}}{dt} + \\
 &+ \frac{\sigma_B \varepsilon}{\alpha} (T_{Tc}^4 - T_W^4) + \frac{A_q \lambda}{A_O \alpha} \frac{dT_{Tc}}{dx} \quad (4.23)
 \end{aligned}$$

Dabei steht T_{Tc} für das (unkorrigierte) Messsignal des Thermoelements und T_W für die Wandtemperatur der Brennkammer, die für die Strahlung relevant ist. Der zweite Term der rechten Seite beschreibt das dynamische Verhalten des Thermoelements und enthält die charakteristische Zeitkonstante τ (Gl. 4.24). Die beiden letzten Terme beschreiben den Strahlungs- und den Wärmeleitungsverlust. Der Strahlungskoeffizient ε

kann für das Platinthermoelment nach Kohler mit der Gleichung 4.25 angenähert werden [Koh88].

$$\tau = \frac{m c}{A_O \alpha} = \frac{1}{2\pi f_{Eck}} \quad (4.24)$$

$$\varepsilon = 11 \cdot 10^{-5} T_{Tc} + 17 \cdot 10^{-3} \quad (4.25)$$

Im Abschnitt 4.2.4 wird gezeigt, dass die Verluste durch Wärmeleitung für den vorliegenden Anwendungsfall vernachlässigbar klein sind. Um nun T_G berechnen zu können, muss man den Wärmeübergangskoeffizienten α kennen. Dazu kann α nach der Gleichung 4.26 über die Nusseltzahl, der Näherungsfunktion für Kugelkörper nach Whitaker (Gl. 4.27) und der Reynoldszahl (Gl. 4.28) berechnet werden [Inc96].

$$\alpha = \frac{Nu \lambda_G}{d_{Tc}} \quad (4.26)$$

$$Nu = 2 + (0.4Re^{\frac{1}{2}} + 0.06Re^{\frac{2}{3}})Pr^{0.4}\left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (4.27)$$

$$Re = \frac{u_G d_{Tc}}{\nu_G} \quad (4.28)$$

4.2.1 Detektierbare maximale Frequenz

Aufgrund der Masse der Thermoelmentperlen besteht eine inhärente Trägheit gegenüber Temperaturänderungen. Daraus ergibt sich die Frage, welche maximale Schwankungsfrequenz überhaupt detektiert werden kann. Ein erstes Limit ergibt sich aus dem Abtasttheorem. Bei einer Abtastfrequenz von $3kHz$ kann eine Signalfrequenz von maximal der Hälfte, also $1.5kHz$, erkannt werden. Weiterhin gilt es zu bedenken, dass bei einem PT1-Glied die Signalamplitude in Abhängigkeit der Signalfrequenz gemäß der Gleichung 4.21 abgeschwächt wird. Bei Frequenzen oberhalb der Eckfrequenz wird die Amplitude schließlich so klein, dass das abgeschwächte Signal nicht mehr vom Rauschen bei der Messwerterfassung zu unterscheiden ist. Die Frequenz, bei der dies erstmalig der Fall ist, wird als die detektierbare maximale Frequenz f_{max} definiert.

Geht man von einem Grundrauschen bei der Messung entsprechend $1K$ aus, kann f_{max} mit Hilfe der Gleichung 4.29 in Abhängigkeit von der Eckfrequenz f_{Eck} und der Signalamplitude A_0 berechnet werden. Der Faktor a ist in Tabelle 2 für Signalamplituden im Bereich von $A_0 = 5K$ bis $500K$ und einer Rauschgrenze von $1K$ gezeigt. Mit dem Faktor a und einer angenommenen oberen Eckfrequenz des Thermoelements von f_{Eck} kann nun f_{max} berechnet werden. Beispielsweise kann mit diesem Thermoelement eine Temperaturschwankung mit einer Amplitude von $500K$ bis zu einer Frequenz von $782Hz$ detektiert werden.

$$f = f_{Eck} \cdot a$$

$$a := \sqrt{\frac{A_0}{A(f)} - 1} \quad (4.29)$$

Tabelle 2: Auflösbare maximale Schwankungsfrequenz f_{max} bei angenommener Signal-Rausch-Grenze von $A(f_{max}) = 1K$ und $f_{Eck} = 35Hz$

A_0	$5K$	$10K$	$20K$	$50K$	$100K$	$500K$
a	2	3	4.36	7	9.95	22.34
$f_{max} = 35Hz \cdot a[Hz]$	70	105	153	245	348	782

4.2.2 Strahlungsverlust und maximaler Messbereich

Bei der Temperaturmessung mit Thermoelementen ist die Thermoelementtemperatur T_{Tc} um den Strahlungsverlust ΔT_{Str} kleiner als die zu messende Gastemperatur T_G (Gl. 4.30).

$$T_G = T_{Tc} + \Delta T_{Str} \quad (4.30)$$

$$\Delta T_{Str} = \frac{\sigma_B \varepsilon}{\alpha} (T_{Tc}^4 - T_W^4) \quad (4.31)$$

Für die Temperaturmessungen in dieser Arbeit wurden Thermoelemente des Typs R aus $Pt - PtRh13\%$ mit Thermoelementkopfgößen von

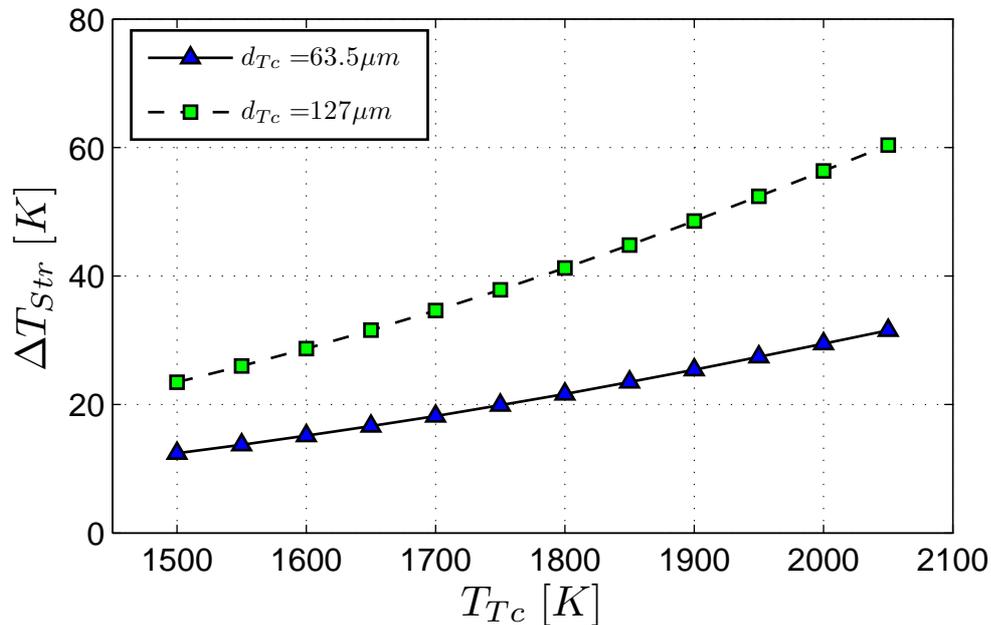


Abbildung 19: Strahlungsverlust in Abhängigkeit von T_{Tc} bei $u_G = 5m/s$

nominal 63.5 und $127\mu m$ verwendet. Bei Vernachlässigung des Wärmeleitungsverlustes in der Gleichung 4.23 kann der Strahlungsverlust ΔT_{Str} mit der Gleichung 4.31 angegeben werden. Der Wärmeübergangskoeffizient α wird über die Beziehungen 4.26, 4.27 und 4.28 berechnet. Die Abbildung 19 zeigt den Strahlungsverlust in Abhängigkeit der Thermoelementtemperatur für eine mittlere Anströmgeschwindigkeit von $u_G = 5m/s$ und einer Wandtemperatur T_W von $600K$. Generell gilt, dass der Strahlungsverlust mit steigender Thermoelementgröße zunimmt.

Generell sind für Messungen bei schnell schwankenden Temperaturen möglichst kleine Kopfgrößen d_{Tc} von Vorteil, da sie eine geringe Trägheit aufweisen. Limitierend für die maximal messbare Temperatur T_{max} ist das Maximum der Thermoelementtemperatur (unterhalb der Schmelztemperatur) und des Strahlungsverlustes (Gl. 4.32). Der Hersteller der Thermoelemente [Ome00] gibt als maximale Thermoelementtemperatur einen Wert von $2041K$ an.

$$T_{max} = \max(T_{Tc} + \Delta T_{Str}) \quad (4.32)$$

Gemäß der Abbildung 19 beträgt der Strahlungsverlust bei einem Kopfdurchmesser von $d_{Tc} = 63.5\mu m$ und einer Thermoelementtemperatur von $T_{Tc} = 2041K$ circa $30K$. Die maximal messbare Gastemperatur T_{max} beträgt folglich $2071K$. Für das größere Thermoelement mit $d_{Tc} = 127\mu m$ beträgt T_{max} etwa $2101K$. Damit liegen bei stöchiometrischer Verbrennung von Kerosin beide Messbereiche nominell unterhalb der adiabaten Flammentemperatur. Aufgrund der Wärmeverluste in der Experimentanlage und der Einschränkung auf den Bereich von Äquivalenzverhältnissen mit $\phi < 0.9$ ist der Messbereich der Thermoelemente allerdings ausreichend.

4.2.3 Temperaturrekonstruktion

In der Regel weist die Anströmung des Gases eine veränderliche Geschwindigkeit $u_G = f(t)$ auf. Dadurch ändert sich auch der Wärmeübergang α . Bei Verwendung von zwei unterschiedlich großen Thermoelementen ('2-Thermoelement-Methode') in geringem Abstand zueinander kann die Annahme getroffen werden, dass die Anströmgeschwindigkeiten für beide zu jedem Zeitpunkt gleich sind [Bae04, Eck04].

$$u_G(Tc1) = u_G(Tc2) \quad (4.33)$$

Durch die Koppelbedingung in der Gleichung 4.33 kann das Verhältnis von $\alpha_{Tc1}/\alpha_{Tc2}$ in der Gleichung 4.34 mit der Näherungsgleichung 4.35 nach Eckstein ausgedrückt werden [Eck04].

$$\frac{\alpha_{Tc1}}{\alpha_{Tc2}} = \frac{Nu_{Tc1} d_{Tc2}}{Nu_{Tc2} d_{Tc1}} \quad (4.34)$$

$$\frac{Nu_{Tc1}}{Nu_{Tc2}} = \left(\frac{d_{Tc1}}{d_{Tc2}} \right)^\beta \quad (4.35)$$

Der Exponent β wird, wie bei Eckstein beschrieben, durch eine Variation der Anströmgeschwindigkeit und der Gastemperatur berechnet; anschließend wird ein geeigneter Mittelwert bestimmt. Tabelle 3 repräsentiert

den möglichen β -Wertebereich für die untersuchte Versuchsanlage. Die jeweiligen Werte in Klammern weisen die relativen Fehler F des Nusseltzahlverhältnisses (Gl. 4.35) gemäß der Gleichung 4.36 aus, wenn von einem konstanten Mittelwert von $\bar{\beta} = 0.1$ und einem Verhältnis der Thermoelementgrößen von $d_{Tc1}/d_{Tc2} = 1/2$ ausgegangen wird. Bei einem maximalen Fehler von bis zu 5% in den Extremfällen erscheint diese Näherung gerechtfertigt. Eckstein weist darauf hin, dass der mögliche Fehler bei der Rekonstruktion der Gastemperatur T_G ebenfalls gering ist.

$$F = 1 - \left(\frac{d_{Tc1}}{d_{Tc2}} \right)^{\bar{\beta}} / \left(\frac{d_{Tc1}}{d_{Tc2}} \right)^{\beta} \quad (4.36)$$

Die Gastemperatur T_G kann mit der Gleichung 4.37, die aus der Division der Thermoelementgleichung 4.23 von Thermoelement $Tc1$ und $Tc2$ unter Vernachlässigung der Wärmeleitungsterme entsteht, bestimmt werden. Mit Hilfe der Gleichungen 4.34 und 4.35 kann der Quotient der Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{Tc1}/\alpha_{Tc2}$ durch das Verhältnis der Thermoelementkopfdurchmesser und $\bar{\beta}$ ersetzt werden (Gl. 4.38).

Tabelle 3: Näherungswerte für β und relativer Fehler F bei $\bar{\beta} = 0.1$

		$u = 1m/s$		$u = 5m/s$		$u = 10m/s$	
		β	F	β	F	β	F
$T_{gas} [K]$	2400	0.0356	4.2%	0.0760	1.6%	0.1030	-0.2%
	1800	0.0469	3.5%	0.0977	0.2%	0.1304	-2.1%
	1200	0.0659	2.3%	0.1322	-2.2%	0.1721	-4.9%

$$T_G = T_{Tc1} + \frac{T_{Tc1} - T_{Tc2}}{\frac{\alpha_{Tc1} \cdot K(i=Tc1)}{\alpha_{Tc2} \cdot K(i=Tc2)} - 1} \quad (4.37)$$

$$K(i) = \frac{m_i c_i}{A_{O,i}} \frac{dT_i}{dt} + \sigma_B \varepsilon_i (T_i^4 - T_W^4)$$

$$\frac{\alpha_{Tc1}}{\alpha_{Tc2}} = \left(\frac{d_{Tc2}}{d_{Tc1}} \right)^{1-\bar{\beta}} \quad (4.38)$$

Nachteilig bei der numerischen Temperaturrekonstruktion über die Gleichung 4.37 ist, dass der Nenner $\frac{\alpha_{Tc1} \cdot K(i=Tc1)}{\alpha_{Tc2} \cdot K(i=Tc2)} - 1$ gegen Null und folglich der berechnete Wert für T_G gegen unendlich gehen kann. Wenn die Anströmgeschwindigkeit unbekannt bzw. nur mit großen Unsicherheiten bestimmt werden kann, empfiehlt sich ein iterativer Ansatz wie von Eckstein [Eck04] beschrieben. Im Brennraum der in dieser Arbeit eingesetzten Versuchsanlage bewegt sich der Anströmungsbereich zwischen 2 und 8m/s. Bei der Rekonstruktion mit Hilfe der Gleichungen 4.23 bis 4.28 betragen die Unterschiede in der mittleren Temperatur praktisch weniger als 5K. Durch die Messungen mit dem PDA sind zudem die mittleren Anströmgeschwindigkeiten bekannt. Dadurch ist bereits aus den separaten Thermoelementdaten eine effiziente und quantitativ gute Rekonstruktion möglich.

4.2.4 Wärmeleitungsverlust

Bei Temperaturmessungen mit Thermoelementen ist die Wärmeleitung entlang der Drähte eine bekannte Fehlerquelle. Bradley und Matthews haben den Einfluss auf die Messgenauigkeit untersucht [Bra68]. Die Abbildung 20 zeigt den typischen Temperaturverlauf entlang eines Thermoelements in heißer Umgebung. In den Leitungsstücken A-C und G-J gibt es einen steilen Temperaturgradienten. Hier ist der Wärmeleitungsverlust entsprechend hoch. Wenn die Längen C-D und F-G lang genug sind, stellt sich dort eine annähernd konstante Temperatur ein. Dadurch wird der Wärmeleitungsverlust sehr klein. Die Thermoelementperle weist eine etwas geringere Temperatur auf, da durch die lokal größere Oberfläche mehr Energie durch Strahlung abgegeben wird als bei den Zuleitungen. Der Temperaturunterschied zwischen den beiden Seiten ist bedingt durch unterschiedliche Stoffwerte des Platins bzw. Platin-Rhodium Materials. Im stationären Fall fließt Wärme von den Drähten in unmittelbarer Nähe D-E und F-E zur Thermoelementperle E. Bei schwankender Gastemperatur kann es während den Aufheiz- und Abkühlphasen zu einer Erwärmung bzw. Kühlung der Thermoelementperle kommen, da sie aufgrund ihrer höheren, spezifischen Masse (pro Länge) träger ist als die Anschlusslei-

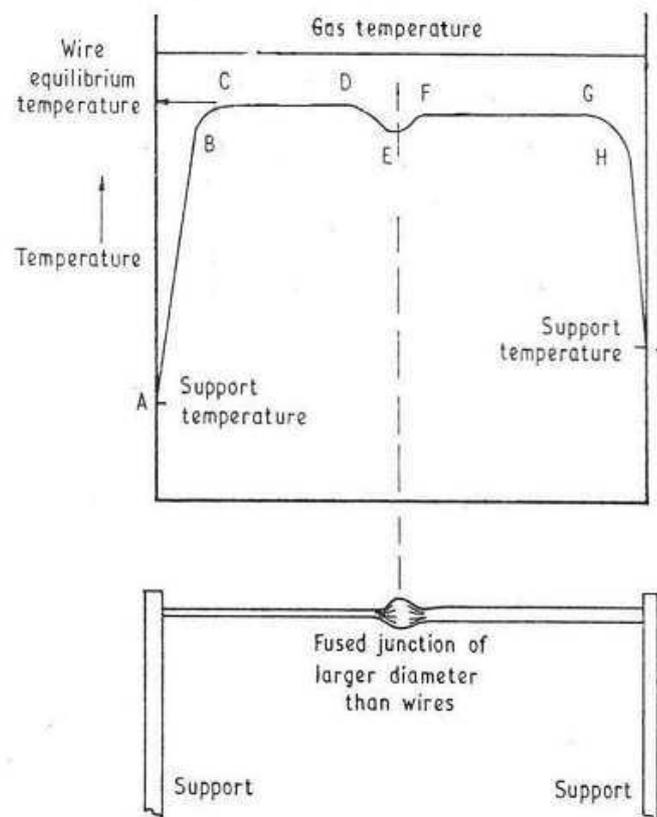


Abbildung 20: Temperaturverlauf entlang der Thermoelementdrähte [Bra68]

tungen. Der Messfehler schließlich ist von der Länge der Drähte sowie vom Drahtdurchmesser abhängig [Bra68]. Je kürzer die Länge der Drähte, die der Gastemperatur ausgesetzt sind, desto größer sind die auftretenden Temperaturunterschiede und folglich die Wärmeleitungsverluste. Die Abbildung 21 zeigt den Messfehler bedingt durch Wärmeleitung in Abhängigkeit von der Länge der Leitungen (im heißen Gas) für drei typische Umgebungsbedingungen. Bradley und Matthews empfehlen als Anschlusslänge (die dem Gas ausgesetzt ist) das 100-fache des Thermoelementdrahtdurchmessers zu verwenden, um den Fehler kleiner als 3% zu halten. Für die hier verwendeten Thermoelemente betragen die Anschlusslängen 5mm . Bei einem Drahtdurchmesser von $25.4\mu\text{m}$ bzw. $50.8\mu\text{m}$ entspricht dies einem Vielfachen von etwa 200 bzw. 100. Dadurch wird der Verlust durch Wärmeleitung vernachlässigbar klein.

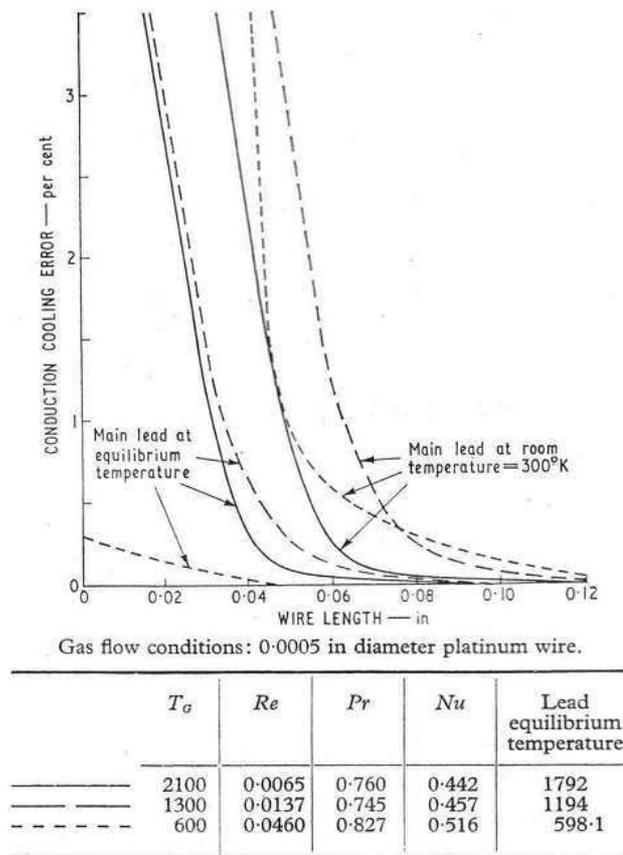


Abbildung 21: Wärmeleitungsfehler für ein Platinthermoelement [Bra68]

4.2.5 Bestimmung des Thermoelementkopfdurchmessers

Die Bestimmung des Kopfdurchmessers des Thermoelementes ist der erste Schritt zur Korrektur der Temperaturmesssignale. Eckstein hat die Kopfgrößen beim Einsatz in Flammentemperaturmessungen periodisch gemessen und eine kontinuierliche Abnahme der Durchmesser festgestellt [Eck04]. Damit das empfindliche Thermoelement nicht zum Vermessen ausgebaut werden muss, wurde nachfolgende Methode entwickelt, die es erlaubt, die Perlengröße in-situ zu bestimmen:

Der Thermoelementkopfdurchmesser kann mittels einer Abkühlkurve bestimmt werden. Dazu wird das Thermoelement über eine Zeit von 2 bis 4s (abhängig von der Masse der Thermoelementperle) elektrisch beheizt

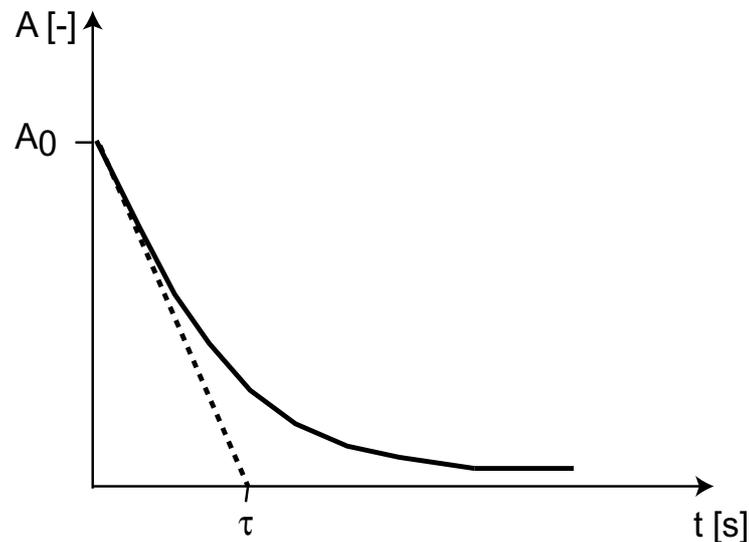


Abbildung 22: Abkühlkurve eines elektrisch beheizten Thermoelements (PT1)

und einer Luftströmung mit (bekannter) konstanter Geschwindigkeit und Temperatur ausgesetzt. Zum Aufheizen wurde eine Konstantspannungsquelle mit $29V$ bzw. $19V$ für das Thermoelement mit $25.4\mu m$ bzw. $50.8\mu m$ Drahtstärke verwendet. Der parallel liegende Messverstärker wird dadurch nicht beschädigt. Das Ausgangssignal geht lediglich in Sättigung, so dass auch die angeschlossene Messkarte keinen Schaden nehmen kann. Der maximale Stromfluss wird an der Spannungsquelle auf $1000mA$ begrenzt. Die Abbildung 22 zeigt den typischen Verlauf einer Abkühlkurve, die einem PT1-Verhalten entspricht. Mathematisch wird der Verlauf durch die Differentialgleichung 4.39 beschrieben. Die Zeitkonstante τ wird durch Näherung der Abkühlkurve mit der Lösung der Differentialgleichung 4.40 bestimmt [Wit80].

$$\tau \dot{y}(t) + y(t) = k x(t) \quad (4.39)$$

$$y_h(t) = c e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.40)$$

Die aufgenommene Abkühlkurve liefert eine Exponentialfunktion, aus der die Zeitkonstante durch eine Näherungskurve ermittelt wird. Die Eckfrequenz errechnet sich dann aus der Näherungsfunktion für die Nusseltzahl (Gl. 4.27). Die gemessenen Eckfrequenzen werden nun mit den

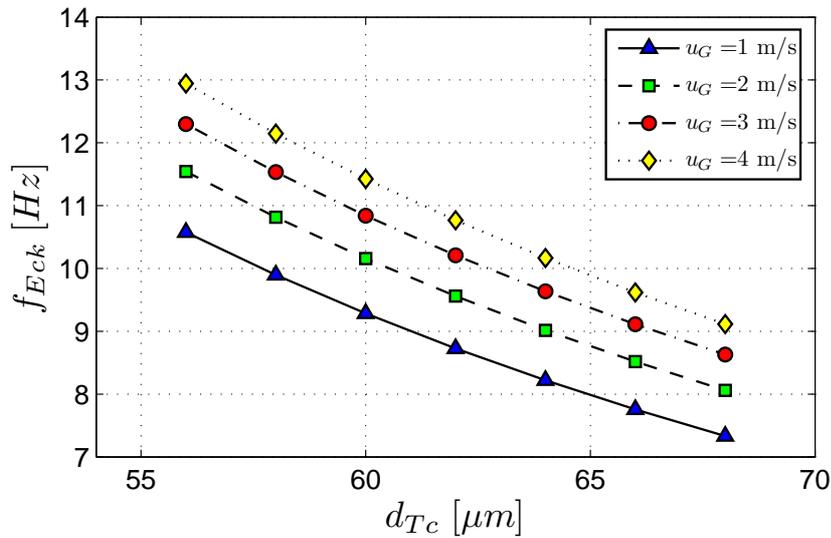


Abbildung 23: Eckfrequenz in Abhängigkeit vom Thermoelementdurchmesser

berechneten Eckfrequenzen verglichen. Durch Variation der Durchmesser in der Berechnung für die Eckfrequenz kann der Durchmesser bestimmt werden, indem die berechnete Eckfrequenz mit der gemessenen in Übereinstimmung gebracht wird. Die Abbildung 23 zeigt die berechneten Eckfrequenzen für ein Thermoelement mit einem Kopfdurchmesser im Bereich von 56 bis $68 \mu m$. Bei einer typischen Anströmgeschwindigkeit u_G von 2 m/s und einer Unsicherheit in der Eckfrequenzmessung von $\pm 0.5 \text{ Hz}$, kann der Durchmesser auf $\pm 2 \mu m$ genau bestimmt werden.

4.2.6 Zeldovich-Temperaturmittelung

Unter der Annahme, dass NO_x maßgeblich über den thermischen NO -Mechanismus gebildet wird, kann eine repräsentative Temperatur T_{NO} aus den Temperaturmessdaten ermittelt werden. Dazu wird zunächst die NO -Bildungsrate k_i für jeden Temperaturwert T_i mit der Gleichung (4.41) berechnet und entsprechend seiner Häufigkeit $h(T_i)$ gewichtet. Die Summe daraus ergibt eine mittlere NO -Bildungsrate \bar{k} (Gl. 4.42). Über \bar{k} kann schließlich T_{NO} mit der Gleichung (4.43) berechnet werden.

$$k_i(T_i) = A \cdot \exp\left(\frac{-E_A}{R_a \cdot T_i}\right) \frac{cm^3}{mol \cdot s} \quad (4.41)$$

$$\bar{k} = \sum k_i(T_i) \cdot h(T_i) \quad (4.42)$$

$$T_{NO} = \frac{-E_A}{R_a \cdot \ln\left(\frac{\bar{k}}{A}\right)} \quad (4.43)$$

$$A = 1.8 \cdot 10^{14}$$

$$E_A = -319kJ/mol$$

4.3 Abgasmessung

Die Abgasmessungen erfolgten mit einer stationären Abgasanalyseanlage, die dem Verbrennungsexperiment über eine Abgassonde und einen Heizschlauch einen konstanten Abgasstrom entnimmt. Dabei werden die Stickoxide mit einem Chemilumineszenzdetektor im feuchten Abgas gemessen. Nach Trocknung des Gases mit Hilfe einer Kühlfalle wird der O_2 , CO_2 , CO und N_2O -Gehalt im Abgas durch Infrarot-Absorptionsmessgeräte bestimmt.

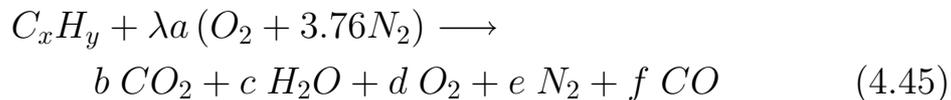
4.3.1 Luftzahlbestimmung

Die globale Luftzahl λ kann aus den Experimentparametern Brennstoff- und Luftmassenstrom mit der Gleichung 4.44 berechnet werden. Das Äquivalenzverhältnis ϕ wird als inverse Luftzahl $1/\lambda$ definiert.

$$\lambda = \frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_B \nu_{st}} \quad (4.44)$$

Kröner weist darauf hin, dass aufgrund der typischen Messtoleranzen (1 bis 10%) von Massendurchflussmessern diese Methode der Luftzahlbestimmung zu ungenau ist und empfiehlt eine zusätzliche Bestimmung mittels Gasanalyse [Krö03]. Bei Annahme der globalen Reaktionsgleichung 4.45 für C_xH_y -Brennstoffe kann die Luftzahl mit Kenntnis der CO

und CO_2 Konzentrationen im trockenen Abgas mit der Gleichung 4.46 berechnet werden.



$$\lambda = \frac{50 x (2 - \chi_{CO}) + 25 y (\chi_{CO} + \chi_{CO_2})}{476 a (\chi_{CO} + \chi_{CO_2})} \quad (4.46)$$

4.3.2 Abgassonde

Die Abgasentnahme aus dem Flammenbereich erfolgt über eine Sonde, die die Abgasprobe an das Abgasanalysesystem über einen beheizten Schlauch weiterleitet. Die Sonde besteht aus drei konzentrischen Rohren. Die beiden äußeren Rohre bilden den Vor- und Rücklauf für das Wärmeöl. Durch das innere Rohr wird die Abgasprobe eingesaugt. Am hinteren Ende der Sonde sind die Anschlüsse für die Abgasentnahme und für die Ölleitungen angebracht. Das Öl wird in einem Wärmebad beheizt und mit einer Pumpe durch die Sonde gefördert. Diese Temperierung dient mehreren Zwecken. Das Material der Sonde, das der Flamme direkt ausgesetzt ist, muss gekühlt werden. Die Temperatur des Abgases soll möglichst schnell abgesenkt werden, um Nachreaktionen insbesondere die thermische Stickoxidentstehung zu stoppen. Weiterhin soll verhindert werden, dass Wasserdampf kondensiert. In dem Wasserkondensat könnten sich Abgasbestandteile wie NO_2 lösen und so die Messungen verfälschen. Je nach Zusammensetzung des Abgases, ändert sich der Partialdruck des Wasserdampfes und somit die minimal erforderliche Temperatur der Sonde. Aus der allgemeinen Reaktionsgleichung 4.47 für Kohlenwasserstoffe kann aus der H_2O Konzentration (Gl. 4.48) der Partialdruck (Gl. 4.49) berechnet werden. Die Abbildung 24 zeigt den Temperatur- und Partialdruckverlauf des Wasserdampfes im Abgas über der Luftzahl bei der idealen vollständigen Verbrennung von Kerosin ohne CO -Bildung. Die Temperaturwerte für den Fall der Sättigung des Abgases mit Wasserdampf sind den Wasserdampf Tafeln von Grigull entnommen

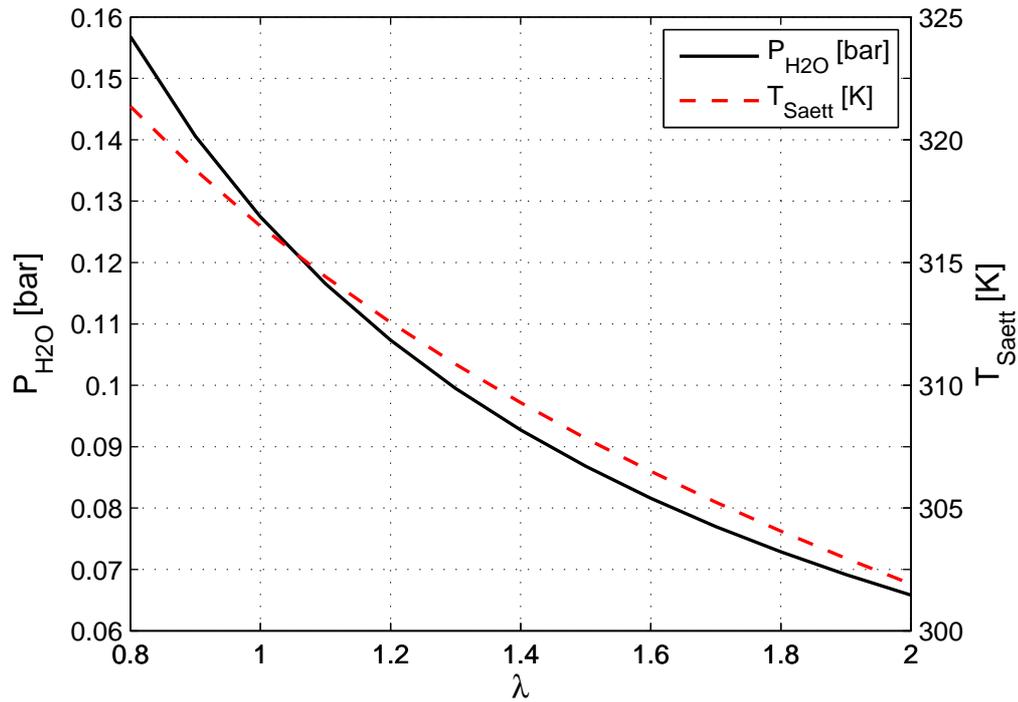
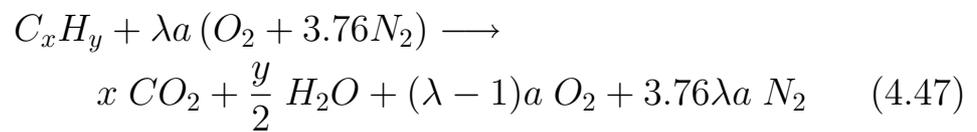


Abbildung 24: Partialdruck und Sättigungstemperatur von Wasserdampf

[Gri90]. Bereits Temperaturen deutlich unterhalb der Siedetemperatur von Wasser sind ausreichend, um ein Auskondensieren zu verhindern. Damit beim Durchströmen des Rußfilters zwischen Sonde und Heizschlauch die Abgastemperatur nicht unzulässig klein wird, wurde die Sonde mit Wärmeöl auf $410K$ temperiert.

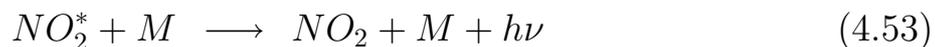


$$\chi_{H_2O} = \frac{y/2}{x + y/2 + (\lambda - 1)a + 3.76\lambda a} \quad (4.48)$$

$$P_{H_2O} = \chi_{H_2O} P_{ges} \quad (4.49)$$

4.3.3 NO_x -Messgerät und Korrekturen

Die Messung der Stickoxidkonzentration im Abgas erfolgte mit dem Messgerät CLD 700 EL der Firma Ecophysics. Das Gerät ermöglicht die gleichzeitige Messung von NO und NO_2 . Da sich NO_2 leicht in Wasser löst, muss sichergestellt sein, dass kein Wasser auf dem Weg von der Entnahmestelle bis zum Messgerät auskondensiert. Das Gerät enthält zwei parallele Kammern, auf die der angesaugte Volumenstrom gleichmäßig aufgeteilt wird. Das Gerät selbst arbeitet nach dem Chemilumineszenz-Prinzip. Dazu wird Ozon O_3 im Gerät generiert und der Gasprobe beigesetzt und somit NO zu NO_2 umgewandelt. 80% dieser Reaktionen verlaufen gemäß der Gleichung 4.50. Zu 20% wird angeregtes NO_2^* gebildet (Gl. 4.51), das unter Abgabe eines Photons wieder auf den Grundzustand zurückfällt (Gl. 4.52). Die Strahlungsemission liegt im Wellenbereich von 600 bis 3000nm und wird photoelektrisch detektiert.



Aufgrund von Stößen mit einem Stoßpartner M wird ein Großteil des angeregten NO_2 vor Eintritt in die Messkammer bereits deaktiviert. Die in der Gleichung 4.53 beschriebene Reaktion wird als Quenching bezeichnet und hängt sowohl vom Absolutdruck als auch von der Art der Stoßpartner ab. Wasser und Kohlendioxid reduzieren die Chemilumineszenz stärker als Sauerstoff oder Stickstoff. Nachfolgend wird auf eine Korrektur von Gärtner eingegangen, die diesen Effekt berücksichtigt [Gae82]. Um die vorzeitige Abgabe des Photons aufgrund von Kollision mit anderen Stoffen im Abgas zu minimieren, wird im Messgerät der Druck auf ungefähr 40mbar reduziert. Mit der gezeigten Methode kann eigentlich nur NO gemessen werden. Die NO_2 -Messung wird möglich durch eine Konverterpatrone, welche das NO_2 des Abgases zu NO umwandelt (Gl. 4.54) und

der zweiten Messkammer zuführt. Durch Bildung der Differenz aus den ermittelten NO Konzentrationen beider Kammern kann schließlich das NO_2 bestimmt werden.

Konverterwirkungsgrad

Voraussetzung für eine korrekte NO_2 -Messung ist die Kenntnis des Konverterwirkungsgrades, da dieser mit zunehmender Einsatzdauer abfällt. Der Wirkungsgrad kann experimentell mit einer Titrationsmethode erfolgen, die aber in der Praxis zu aufwendig ist. Einfacher und zudem genauer geht dies auch mit der Verwendung von zwei Prüfgasen A und B:

- Prüfgas A: 90ppm NO in N_2
- Prüfgas B: 90ppm NO_2 in N_2

Zuerst wird das Messgerät mit Prüfgas A kalibriert. Da das Messsystem druckempfindlich ist, muss das Gas nahezu drucklos mit einem Volumenstrom von 1.6 Normliter pro Minute bereitgestellt werden. Anschließend wird das Prüfgas B aufgeschaltet und mit dem Messwert von A verglichen. Der Konverterwirkungsgrad η wird aus dem Vergleich von Ist- und Sollwert mit der Gleichung 4.55 ermittelt. Bei der NO_2 -Messung im Abgas wird nun der Wirkungsgrad mit der Gleichung 4.56 berücksichtigt.

$$\eta = \frac{\chi_{NO_2, Ist}}{\chi_{NO_2, Soll}} \Big|_{\text{Prüfgas B}} \quad (4.55)$$

$$\chi_{NO_2, korrr} = \frac{\chi_{NO_2, Mess}}{\eta} \quad (4.56)$$

Prüfgaskorrektur

Für die Kalibrierung des Gerätes wurde Prüfgas verwendet, das eine bestimmte Menge NO bzw. NO_2 in N_2 enthält. Gärtner [Gae82] weist darauf hin, dass sich N_2 als Stoßpartner M in der Gleichung 4.52 anders verhält als die typischen Abgasbestandteile CO , CO_2 , H_2O , H und O_2 . Zur Berücksichtigung dieses Effektes gibt Gärtner die Gleichung 4.57 an.

Der Korrekturfaktor K kann über die Gleichung 4.58, der Tabelle 4 und den entsprechenden Abgaskonzentrationen ermittelt werden. Die Abbildung 25 zeigt typische K -Werte bei der Verbrennung von Kerosin in Abhängigkeit von der Luftzahl.

$$\chi_{NO,korr} = \chi_{NO,Mess} \cdot K \quad (4.57)$$

$$K = 1 + \sum \chi_i \cdot g_i \quad (4.58)$$

Tabelle 4: Kollisionskorrekturfaktoren g_i

	g_i
Ar	-0.218
CO	-0.054
O ₂	0.052
H ₂	0.153
CO ₂	0.476
H ₂ O	1.560

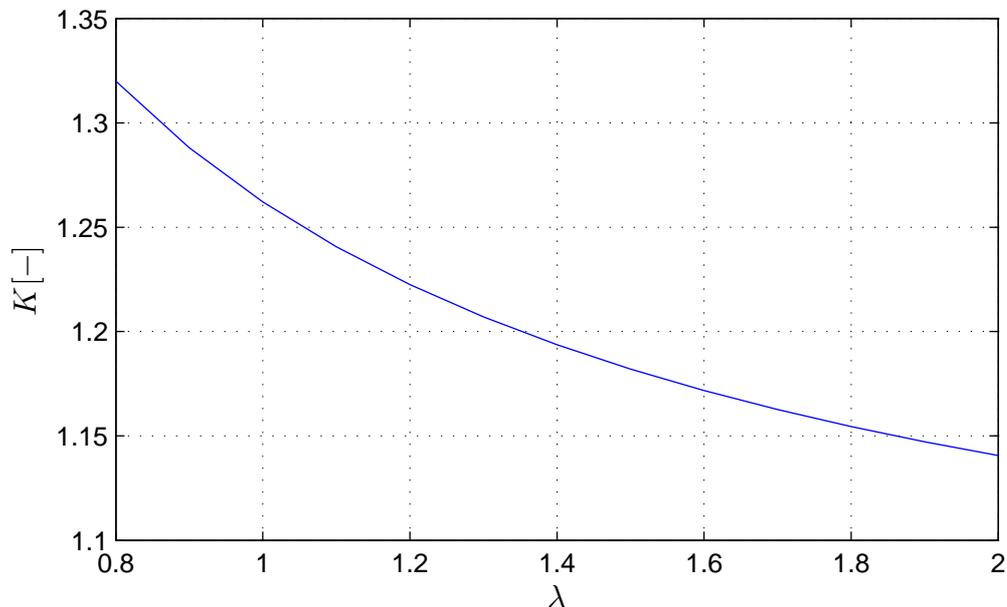


Abbildung 25: Korrekturfaktor K in Abhängigkeit der Luftzahl λ ; Kerosin

4.3.4 NO_x -Emissionsindex

Bei den Abgasmessungen werden die NO - und NO_2 -Konzentrationen gemäß Kapitel 4.3.3 korrigiert. Der direkte Vergleich mit anderen Experimenten auf Basis von Konzentrationswerten ist unter anderem aufgrund des Einflusses des Restsauerstoffgehalts nicht direkt möglich. Abhilfe bietet der Bezug auf einen definierten Restsauerstoffgehalt wie zum Beispiel 15% O_2 . Als Alternative bietet sich an, die Konzentrationen als Emissionsindex $EINO_x$ (Gl. 4.59) umzurechnen [Tur00]. Dabei wird die Masse von NO und NO_2 auf die anfängliche Brennstoffmasse bezogen. Durch diese Definition wird die tatsächliche Qualität eines Verbrennungsprozesses hinsichtlich der NO_x -Emission mit anderen Prozessen direkt vergleichbar. Nachfolgend wird in dieser Arbeit die Stickoxidemission stets in Form des Emissionsindex $EINO_x$ angegeben.

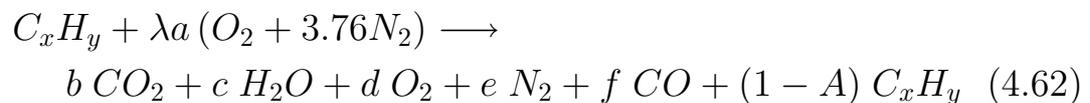
$$EINO_x = \frac{m_{NO} + m_{NO_2}}{m_{C_xH_x}} \quad (4.59)$$

Die Abgasanalyseanlage bestimmt die NO - und NO_2 -Konzentrationen aus dem feuchten Abgas. Um mit den Gleichungen 4.60 und 4.61 von der entsprechenden Konzentration auf die Masse zurückrechnen zu können, wird die Molekülzahl N_{ft} im feuchten Abgas benötigt.

$$m_{NO} = n_{NO} M_{NO} = \chi_{NO} N_{ft} M_{NO} \quad (4.60)$$

$$m_{NO_2} = n_{NO_2} M_{NO_2} = \chi_{NO_2} N_{ft} M_{NO_2} \quad (4.61)$$

Bei nicht vollständig ausgebranntem Zustand (Gl. 4.62), der bei Messungen innerhalb der Flammenzone auftritt, reagiert nur ein Anteil A des Brennstoffes und der restliche Anteil $(1 - A)$ verbleibt unverbrannt. Dadurch ändert sich die Molekülzahl des feuchten und trockenen Abgas N_{ft} (Gl. 4.63) und N_{tr} (Gl. 4.64) auf der Produktseite.



$$N_{ft} = b + c + d + e + f \quad (4.63)$$

$$N_{tr} = b + d + e + f \quad (4.64)$$

Nachfolgend werden die Beziehungen für N_{ft} , dem Ausbrandgrad A und der Definition des Emissionsindex auf Basis der gemessenen CO - und CO_2 -Konzentrationen aufgestellt. Die Spezies O_2 , C , N_2 , H sind in den Gleichungen 4.65 bis 4.68 bilanziert.

$$O_2 - \text{Bilanz} : \quad \lambda a \quad = b + c/2 + d + f/2 \quad (4.65)$$

$$C - \text{Bilanz} : \quad x \quad = b + f + (1 - A) x \quad (4.66)$$

$$N_2 - \text{Bilanz} : \quad \lambda a \cdot 3.76 \quad = e \quad (4.67)$$

$$H - \text{Bilanz} : \quad y \quad = 2 c + (1 - A) y \quad (4.68)$$

Zur Lösung des Gleichungssystems mit den Unbekannten b , c , d , e , f und λ werden noch weitere Gleichungen benötigt. Aus den Abgasmessungen können die Beziehungen 4.69, 4.70 und 4.71 aufgestellt werden. Bei der Abgasanalyseanlage wird vor Messung der O_2 -, CO_2 - und CO -Konzentrationen das Abgas mittels einer Kühlfalle getrocknet. Die Messwerte beziehen sich folglich auf trockenes Abgas.

$$CO_2 - \text{Messung} : \quad \chi_{CO_2} \quad = b/N_{tr} \quad (4.69)$$

$$CO - \text{Messung} : \quad \chi_{CO} \quad = f/N_{tr} \quad (4.70)$$

$$O_2 - \text{Messung} : \quad \chi_{O_2} \quad = d/N_{tr} \quad (4.71)$$

Der Ausbrandgrad A kann mit der Gleichung 4.72 aus der CO - und CO_2 -Messung berechnet werden. Die Molekülzahlen des trockenen (Gl. 4.73) und des feuchten Abgases (Gl. 4.74) sind ebenfalls eine Funktion der CO - und CO_2 -Konzentrationen. Zusätzlich muss noch die anfängliche globale Luftzahl $\lambda = 1/\phi$ bekannt sein. Die praxisrelevante Definition von $EINO_x$ in der Gleichung 4.75 ist letztlich eine Funktion von N_{tr} und den gemessenen NO - und NO_2 -Konzentrationen.

$$A = \frac{N_{tr}}{x} * (\chi_{CO_2} + \chi_{CO}) \quad (4.72)$$

$$N_{tr} = \frac{4 \cdot 4.76 x \lambda a}{2x (2 - \chi_{CO}) + y (\chi_{CO_2} + \chi_{CO})} \quad (4.73)$$

$$N_{ft} = N_{tr} + 0.5 y A \quad (4.74)$$

$$EINO_x = \frac{\chi_{NO} N_{ft} M_{NO} + \chi_{NO_2} N_{ft} M_{NO_2}}{m_{C_xH_y}} \quad (4.75)$$

5 Versuchsergebnisse

5.1 Charakterisierung des Sprays

5.1.1 Tropfengrößenverteilung

Die verschiedenen zur Verfügung stehenden Ultraschallzerstäuber wurden mit destilliertem Wasser bei einem Volumenstrom von $7\text{ml}/\text{min}$ mittels PDA vermessen. Der Zerstäuber wurde senkrecht aufgehängt und das Spray nach unten ausgedüst. Die Messung erfolgte bei einem axialen Abstand von 30mm von der Zerstäuberfläche und wurde über 30s gemittelt. Die Messwerte sind in der Tabelle 5 angegeben. Der Zerstäuber *US1* kann neben der 100kHz Frequenz ($\frac{3}{4}\lambda$ Schwingung) auch noch bei einer weiteren Resonanzfrequenz von circa 33kHz ($\frac{1}{4}\lambda$ Schwingung) betrieben werden. Durch die geringere Frequenz wird aufgrund der Gleichungen 3.3 und 3.4 der häufigste Durchmesser D_{10} größer. Bei der Verwendung von anderen Flüssigkeiten als Wasser, kann der häufigste Tropfendurchmesser mit entsprechenden Werten für Oberflächenspannung und Dichte berechnet werden. Für Ethanol, Kerosin und n-Heptan liegen die Werte jeweils unterhalb der Werte für Wasser (Tabelle 1).

Tabelle 5: Tropfendurchmesser von Lechler US1, US2 und Sonozap Zerstäuber; destilliertes Wasser mit $\dot{V} = 7\text{ml}/\text{min}$ bei 20°C

Durchmesser	<i>US1</i> / 100kHz	<i>US2</i> / 58kHz	<i>US1</i> / 33kHz	<i>Sonozap</i> / 20kHz
$D_{10}[\mu\text{m}]$	21.82	28.78	56.01	31.91
$D_{20}[\mu\text{m}]$	27.54	32.73	59.95	37.96
$D_{30}[\mu\text{m}]$	36.71	38.18	64.09	45.59
$D_{32}[\mu\text{m}]$	65.19	51.97	73.25	65.76

Eigenbrod und Pöschl haben darauf hingewiesen, dass die Tropfengrößenverteilung des Ultraschallzerstäubers (Typ *US2*, Fa. Lechler) eine Abhängigkeit vom Volumenstrom aufweist [Eig88]. Die Abbildung 26 zeigt das Ergebnis einer eigenen Messung mit dem gleichen Zerstäuber. Dabei wurde als Flüssigkeit Kerosin verwendet und in der Rohrmitte

bei $L_R = 0.7m$ Rohrlänge gemessen. Ein Anstieg der charakteristischen Tropfengrößen mit dem Volumenstrom wird deutlich. Der Anstieg des häufigsten Tropfendurchmessers D_{10} erhöht sich kontinuierlich von $23\mu m$ auf $30\mu m$. Beim Sauterdurchmesser D_{32} ist der Anstieg wesentlich ausgeprägter von $48\mu m$ auf $80\mu m$.

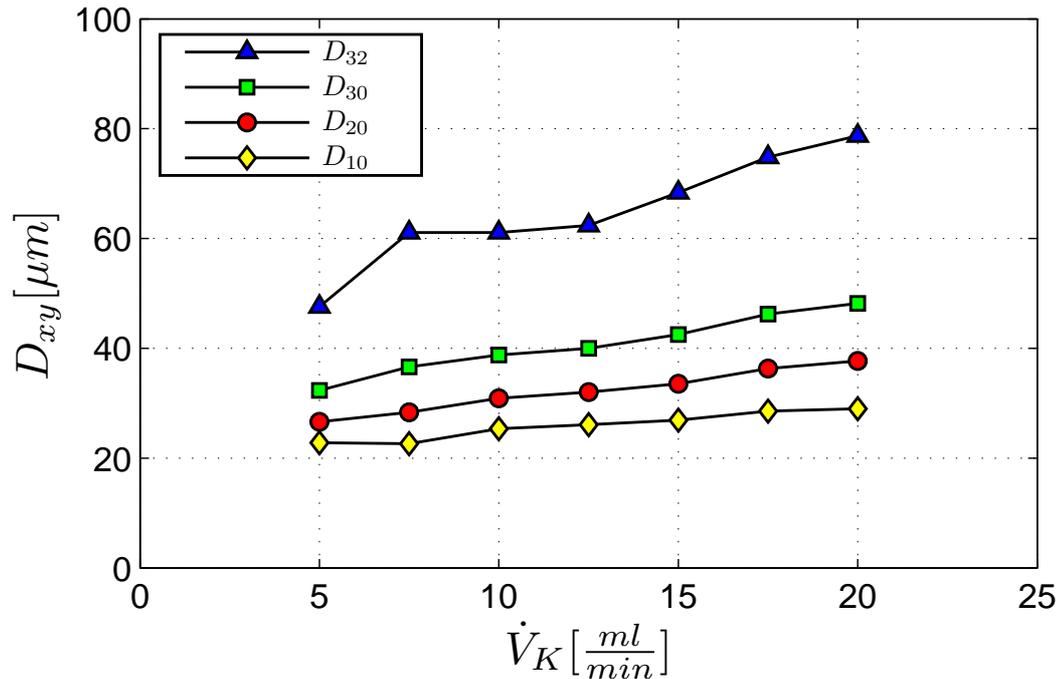


Abbildung 26: Abhängigkeit der charakteristischen Tropfendurchmesser vom Brennstoffvolumenstrom durch den US2 Zerstäuber bei $58kHz$, Kerosin

Die Tropfengrößenverteilung des Ultraschallzerstäubers des Typs US2 kann in guter Näherung mit einer Rosin-Rammler-Verteilung gemäß der Gleichung 5.1 [Lef89] und den beiden Parametern $\bar{X} = 76\mu m$ und $q = 2.9$ beschrieben werden. In der Gleichung bezeichnet Q den Volumenanteil aller Tropfen mit einem Durchmesser kleiner als D bezogen auf das Gesamtvolumen aller Tropfen. Der Parameter \bar{X} entspricht dem Grenzdurchmesser, bei dem das summierte Volumen aller kleineren Tropfen $1 - 1/e \approx 63.2\%$ des Gesamtvolumens aller Tropfen entspricht. Je größer der Parameter q , desto gleichförmiger ist die Sprayverteilung.

$$Q = 1 - \exp(-1 * (D/\bar{X})^q) \quad (5.1)$$

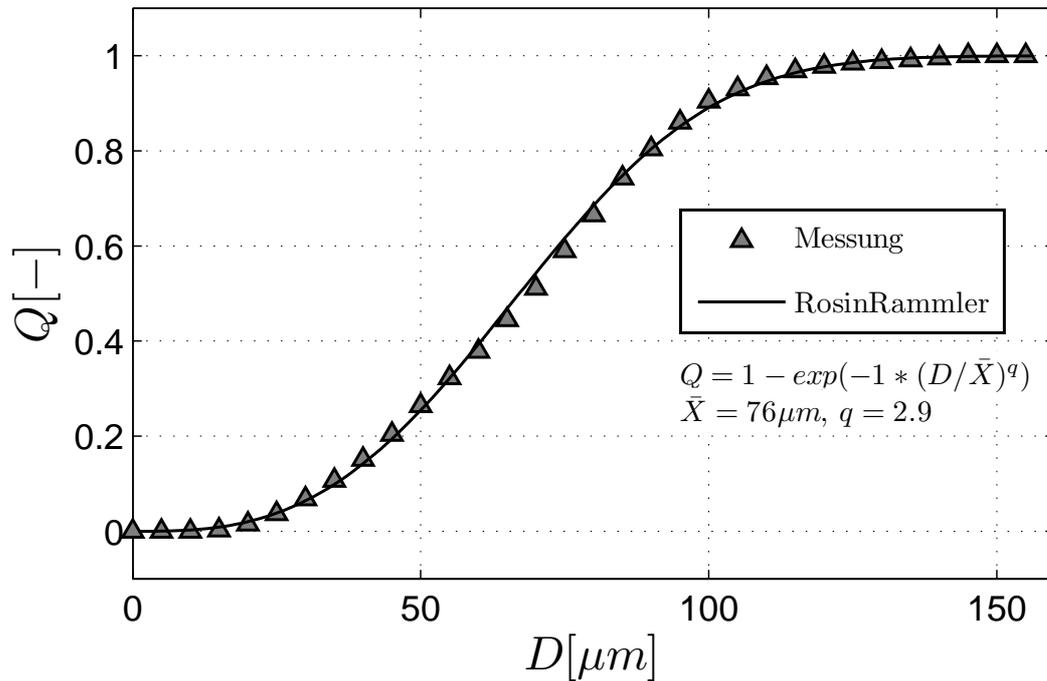


Abbildung 27: Tropfengrößenspektrum von Kerosinspray bei $\dot{V}_K = 21 \text{ml}/\text{min}$

Die Abbildung 27 zeigt exemplarisch die Größenverteilung eines Kerosinsprays bei $\dot{V}_K = 21 \text{ml}/\text{min}$, $T_p = 293 \text{K}$ und einer Mischrohrlänge L_R von 0.5m . Das Spektrum zeigt, dass 90% des Volumens aller Tropfen im Tropfengrößenbereich von 28 bis $110 \mu\text{m}$ liegen.

5.1.2 Sprayverteilung über dem Rohrquerschnitt

In einer weiteren Messung bei gleicher Konfiguration wurde quer über den Rohrquerschnitt gemessen und der häufigste Tropfendurchmesser aufgetragen (Abbildung 28). Der Kerosinvolumenstrom \dot{V}_K wurde schrittweise von 5 bis $15 \text{ml}/\text{min}$ erhöht und der Luftstrom bei $120 \text{ln}/\text{min}$ konstant gehalten. Im Innenbereich des Rohres bis zum Radius 15mm , der für die Flamme und die Abgasmessungen maßgeblich ist, bleibt der häufigste Tropfendurchmesser näherungsweise konstant. An der Stelle $r = 20 \text{mm}$ bewirkt der Flammenhalter eine lokale Absenkung um 2 bis $4 \mu\text{m}$. Den Verlauf des Sauterdurchmessers D_{32} über dem Querschnitt zeigt die

Abbildung 29. Die Messungen ergeben eine annähernd gleichmäßige Tropfengrößenverteilung über den gesamten Rohrquerschnitt.

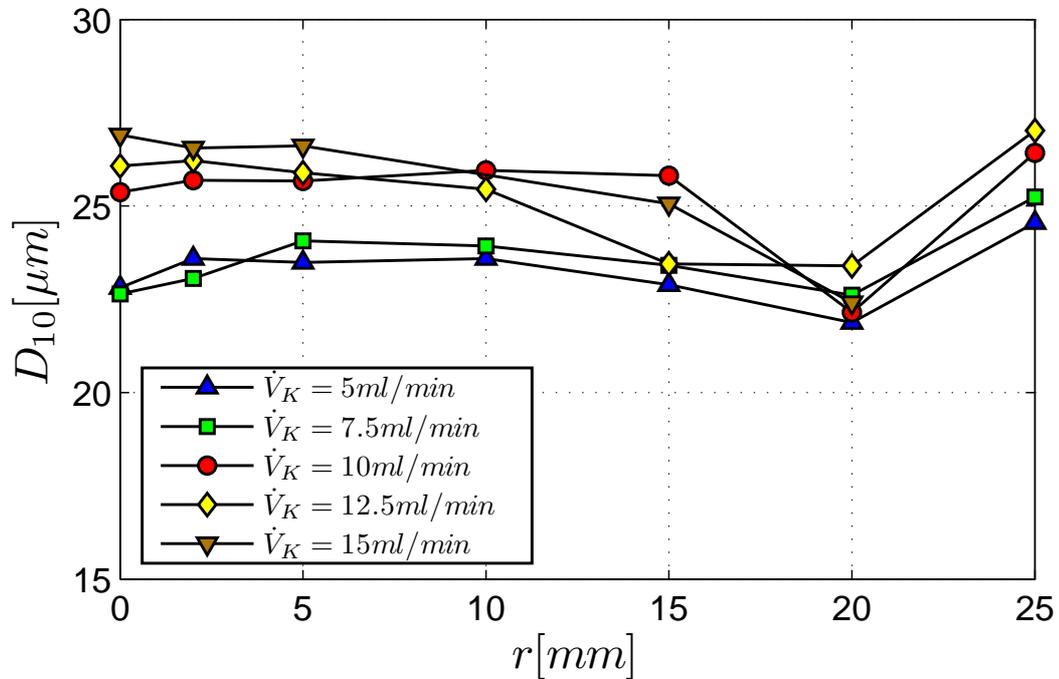


Abbildung 28: D_{10} über den Rohrquerschnitt ($D_R = 54 \text{ mm}$); US2, 58 kHz , Kerosin

5.1.3 Mittlerer Tropfenabstand

Die Interaktion von Tropfen untereinander und mit der Gasströmung hängt maßgeblich von den Tropfengrößen und Abständen ab. Der mittlere Tropfenabstand S (Gl. 5.2) kann aus dem Rohrquerschnitt D_R , der mittleren Geschwindigkeit \bar{u}_{Tr} , dem Massenstrom \dot{m}_{Tr} des zerstäubten Fluids, dem mittleren volumetrischen Durchmesser D_{30} und der Tropfenfluidichte ρ_{Tr} ermittelt werden.

$$S = \left(\frac{D_R^2 \pi \bar{u}_{Tr}}{4} \frac{D_{30}^3 \pi \rho_{Tr}}{6 \dot{m}_{Tr}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.2)$$

Aus der Gleichung wird ersichtlich, dass der relative, mittlere Tropfenabstand S/D_{30} unabhängig vom eigentlichen D_{30} Wert ist. Die Ab-

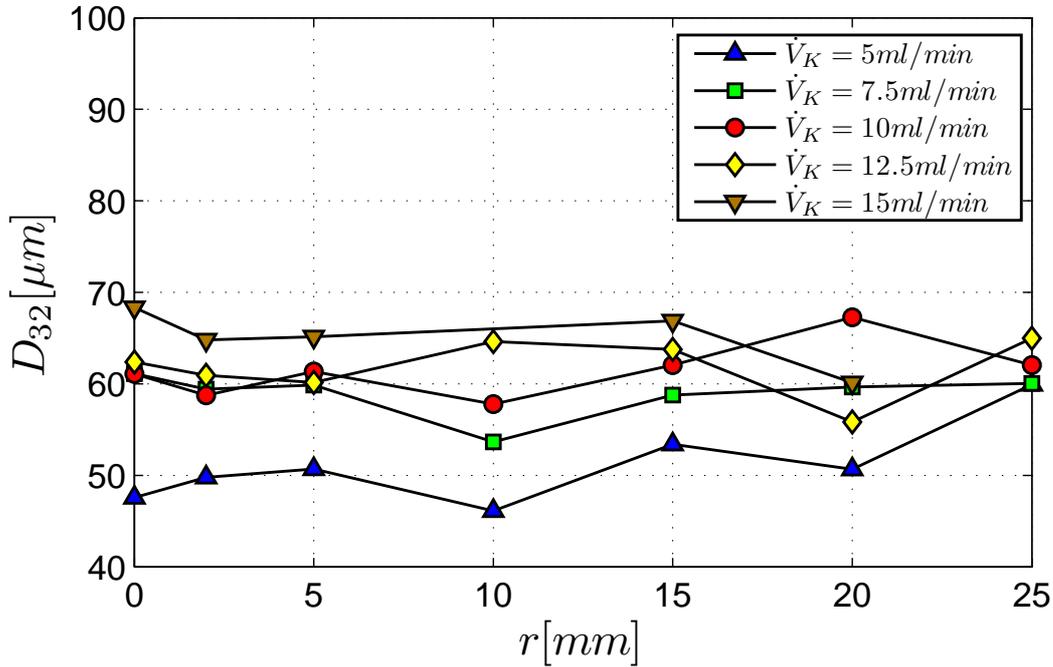


Abbildung 29: D_{32} über den Rohrquerschnitt ($D_R = 54 \text{ mm}$); US2, 58 kHz , Kerosin

Abbildung 30 zeigt den Zusammenhang zwischen dem zerstäubten Volumenstrom \dot{V}_F , dem relativen, mittleren Tropfenabstand S/D_{30} und der mittleren Tropfenvolumenkonzentration a (Gl. 5.3).

$$a = \frac{N_{Tr} D_{30}^3 \pi}{\bar{u}_{Tr} A_R 6} = \frac{\dot{m}_{Tr}}{\rho_{Tr} \bar{u}_{Tr} A_R} \quad (5.3)$$

Die Werte für S/D_{30} und a in der Abbildung 31 liegen vollständig in dem von Elgobashi als 'two-way coupling' bezeichneten Bereich [Pei72]. Im 'one-way coupling'-Gebiet sind die Partikelkonzentrationen mit $a < 10^{-6}$ gering. Die Partikel haben keinen Einfluss auf die turbulente Gasbewegung, aber umgekehrt hat die Turbulenz Einfluss auf die Tropfenbewegung, wenn deren Trägheit klein genug ist, um der Strömung folgen zu können. Im 'two-way coupling'-Gebiet im Bereich $10^{-6} < a < 10^{-3}$ gibt es einen Effekt der Partikel in zweierlei Richtung. Die Turbulenz kann erhöht oder auch gedämpft werden. Sie wird erhöht, wenn die Partikelrelaxationszeit τ_{Tr} (Gl. 5.4) steigt, also die Partikelgröße größer wird. Andererseits, wenn τ_{Tr} sinkt, kommt es zu einer Dämpfung, da den Wirbeln Energie zum Beschleunigen der Partikel entzogen wird. Im

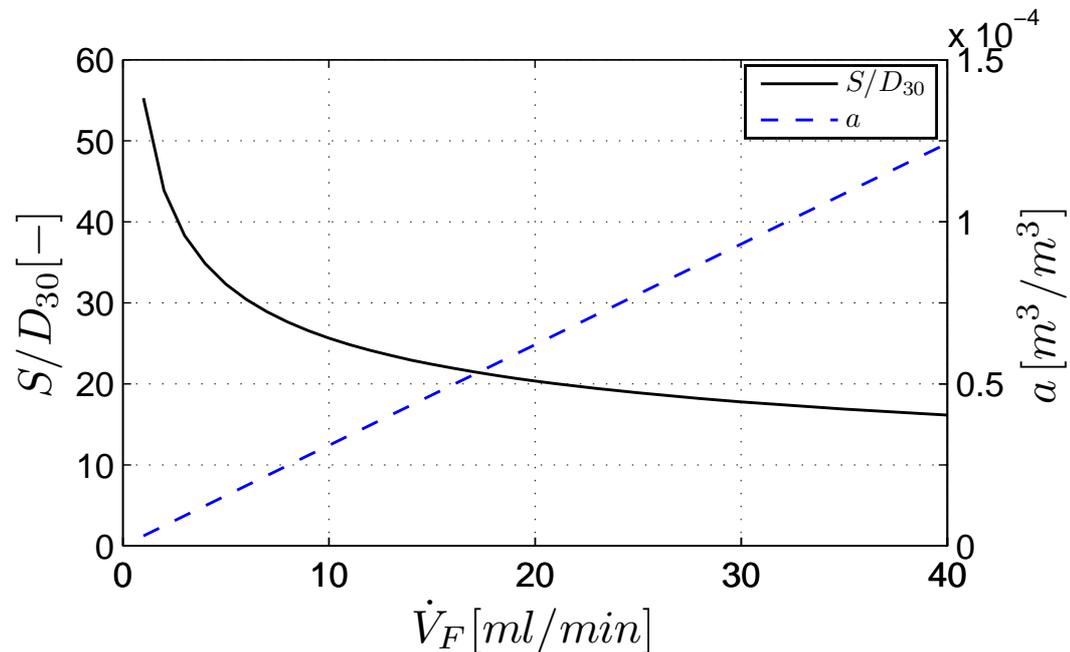


Abbildung 30: Relativer mittlerer Tropfenabstand S/D_{30} und mittlere Tropfenvolumenkonzentration a bei $\bar{u}_{Tr} = 1.35 m/s$

'four-way coupling'-Gebiet kommt es aufgrund der kleinen Distanzen zu häufigeren Tropfenkollisionen [Pei72].

$$\tau_{Tr} = \frac{4 d_{Tr} \rho_{Tr}}{3 \rho_G C_D |u_G - u_{Tr}|} \quad (5.4)$$

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass Tropfenkollisionen a priori nicht ausgeschlossen werden können, jedoch eine geringe Häufigkeit angenommen werden kann. Das Spray befindet sich für die typischen Betriebspunkte der Anlage im Bereich des 'two-way couplings'.

5.1.4 Tropfen-Gas Slip

Die Partikelbewegung kann mit einer vereinfachten Form der Basset-Gleichung beschrieben werden [Dur87, Ham03]. Es soll Gleichgewicht zwischen der Gewichtskraft, der Auftriebskraft und der Strömungswi-

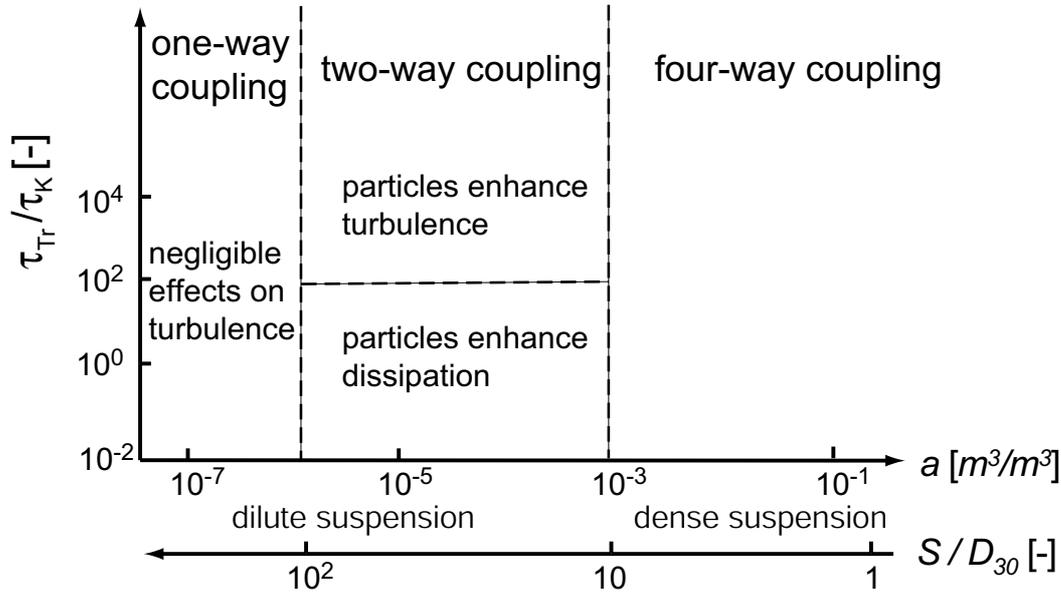


Abbildung 31: Klassifizierung der Interaktion von Strömungsturbulenz und Partikeln nach Elgobashi [Pei72]

derstandskraft herrschen (Gl. 5.5). Dabei bezeichnen V_{Tr} das Tropfen-
volumen und die Tropfenfläche A_{Tr} normal zur Gasströmung, die für
kugelförmige Tropfen $D_{Tr}^2/4 * \pi$ ist. Der Strömungswiderstand eines
kugelförmigen Tropfens kann mit der Gleichung (5.6) angenähert werden.
Die Reynoldszahl für den Tropfen (Gl. 5.7) hängt von der Relativge-
schwindigkeit u_{rel} (slip velocity) ab (Gl. 5.8).

$$V_{Tr} \rho_{Tr} g - V_{Tr} \rho_G g = C_D(Re_{Tr}) A_{Tr} \frac{\rho_G}{2} u_{rel}^2 \quad (5.5)$$

$$C_D(Re_{Tr}) = \frac{24}{Re_{Tr}} \quad (5.6)$$

$$Re_{Tr} = \frac{D_{Tr} u_{rel} \rho_G}{\eta_G} \quad (5.7)$$

$$u_{rel} = u_G - u_{Tr} \quad (5.8)$$

Im Falle einer ruhenden Umgebung $u_G = 0$ entspricht die Relativge-
schwindigkeit der Sinkgeschwindigkeit. Aus den Gleichungen 5.5, 5.6 und
5.7 erhält man schließlich die Gleichung 5.9.

$$u_{rel} = \frac{D_{Tr}^2 g (\rho_{Tr} - \rho_G)}{18\eta_G} \quad (5.9)$$

Die Abbildung 32 zeigt die Sinkgeschwindigkeit u_{rel} in Abhängigkeit der Größe von kugelförmigen Kerosintropfen bei einer Lufttemperatur von $293K$. Kleine Tropfen im Größenbereich bis zu $10\mu m$ sinken nur sehr langsam ab, größere Tropfen mit $D = 150\mu m$ hingegen bewegen sich mit $0.53m/s$ relativ zur Gasströmung.

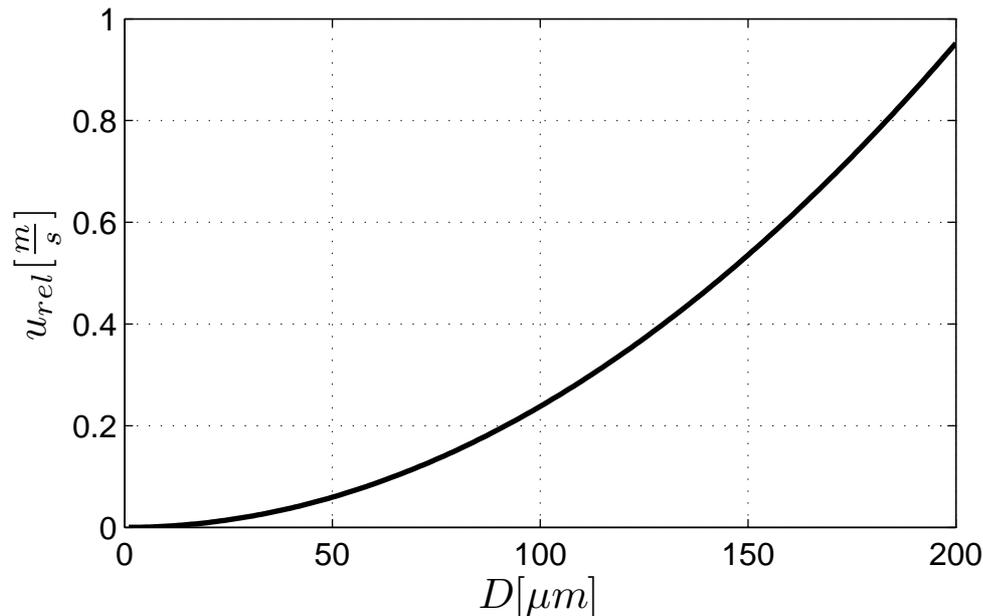


Abbildung 32: Sinkgeschwindigkeit von kugelförmigen Kerosintropfen in ruhender Luft

In der Abbildung 33 wird die berechnete Tropfengeschwindigkeit im Vergleich zu einer PDA-Messung eines Wassersprays mit $\dot{V}_{H_2O} = 15ml/min$ nach einer Lauflänge im Mischrohr von $L_R = 0.5m$ gezeigt. Die Tropfen wurden nach Größe klassifiziert und die jeweilige mittlere Geschwindigkeit relativ zur maximalen mittleren Geschwindigkeit aufgetragen. Bei der Messung fällt auf, dass Tropfen mit einer Größe kleiner als $20\mu m$ eine geringere Geschwindigkeit als die Tropfen im Bereich von 30 bis $40\mu m$ aufweisen. Für Tropfen größer als $30\mu m$ kann der weitere Verlauf der Geschwindigkeit gut mit der berechneten Sinkgeschwindigkeit angenähert werden. Aufgrund der geringen Anzahl von Tropfen mit Durchmessern kleiner als $20\mu m$ und größer als $80\mu m$ sind die Messwerte in diesem Bereich statistisch ungenau. Die Slip-Geschwindigkeit als Differenz von Gasgeschwindigkeit und Partikelgeschwindigkeit entspricht in guter Nähe-

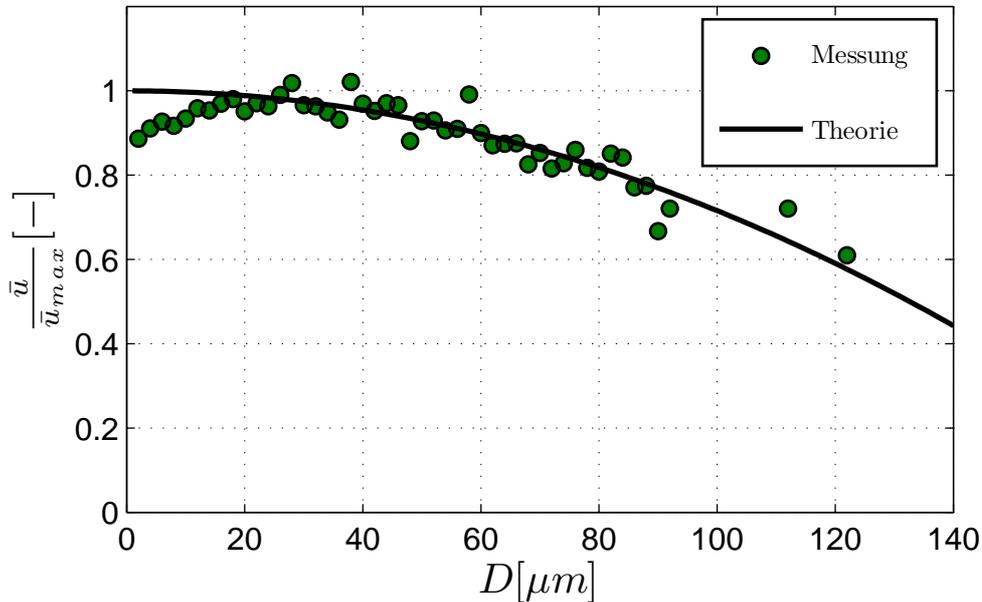


Abbildung 33: Vergleich von gemessener und berechneter Tropfengeschwindigkeit

zung der Sinkgeschwindigkeit. Für die Experimente mit Kerosinspray ergeben sich Werte für D_{30} im Bereich von 30 bis $50\mu\text{m}$. Die Sinkgeschwindigkeit ist entsprechend 0.02 bis 0.05m/s . Im Vergleich zu typischen Slip-Geschwindigkeiten bei Gasturbinen-Brennern mit Werten größer 1m/s sind die Slip-Geschwindigkeiten zumindest im Bereich des Mischrohres und zu Beginn der Flammenzone sehr klein.

5.1.5 Vorverdampfung und D_{32} -Anstieg

Kaiser [Kai96] stellte eine Methode zur Bestimmung der Vorverdampfung vor, die auf einer angenommenen linearen Beziehung des Sauterdruckmessers D_{32} und des Vorverdampfungsgrades Ψ basiert. Die Anwendbarkeit dieser Methode soll nachfolgend untersucht werden: Die Abbildung 34 zeigt ein typisches Tropfengrößenspektrum eines ultraschallzerstäubten Kerosinsprays bei einer Lufttemperatur von $T_p = 293\text{K}$. Dieser Zustand wird als unverdampft ($\Psi = 0$) definiert. Ausgehend davon soll die Verdampfung des Sprays simuliert und mit den gemessenen Werten verglichen werden.

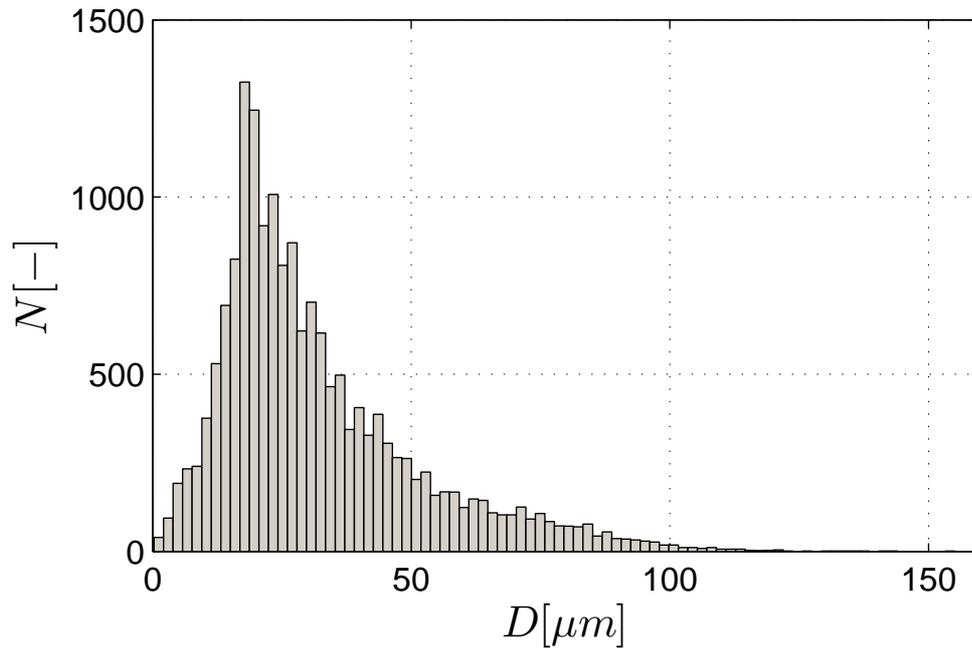


Abbildung 34: Tropfengrößenspektrum von Kerosinspray $\dot{V}_K = 21\text{ml}/\text{min}$, $L_R = 0.5\text{m}$

Nimmt man an, dass sich die Tropfen in einem Spray nicht gegenseitig beeinflussen, kann die Verdampfung des Sprays mit Hilfe des sogenannten D^2 -Gesetzes nach der Gleichung 5.10 simuliert werden [Tur00].

$$D^2(t) = D_0^2 - K \cdot t \quad (5.10)$$

Ausgehend von dem in der Abbildung 34 gezeigten Spektrum werden die anfänglichen Werte der charakteristischen Durchmesser D_{10} , D_{20} , D_{30} und D_{32} , sowie die gesamte Tropfenanzahl N als Startwerte definiert. Jeder einzelne Tropfen wird nun gemäß des D^2 -Gesetzes schrittweise verdampft. Bei jedem Zeitschritt werden die charakteristischen Durchmesser und die verbleibende Tropfenanzahl bestimmt. Der Verlauf der Verdampfung ist in der Abbildung 35 in Abhängigkeit des Verdampfungsgrades Ψ dargestellt. Der Verdampfungsgrad Ψ wird aus der Tropfenanzahl und dem mittleren volumetrischen Durchmesser D_{30} nach der Gleichung 5.11 berechnet.

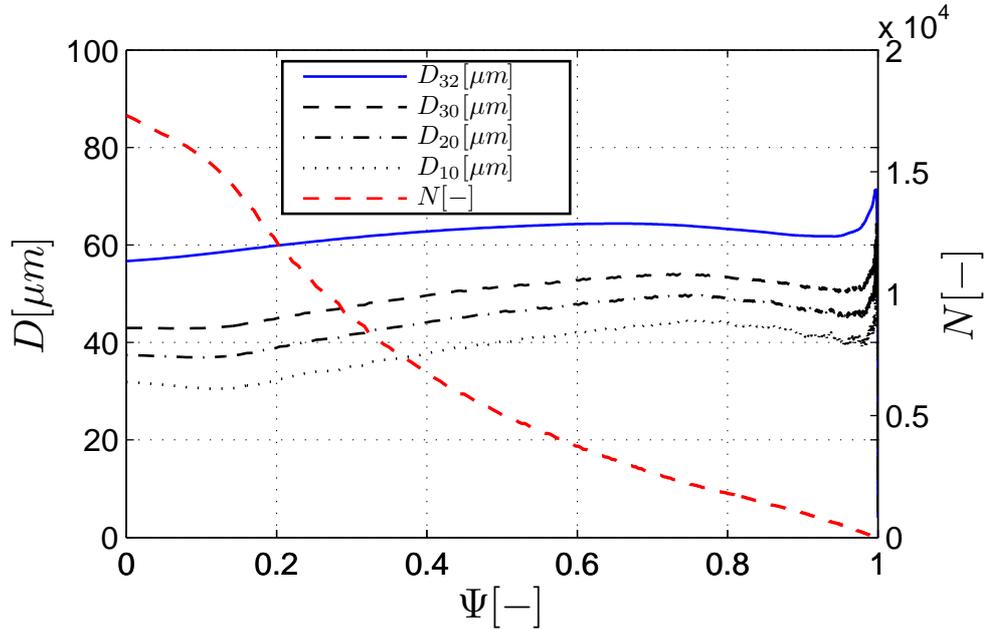


Abbildung 35: Simulierte Sprayverdampfung des Spektrums von Abbildung 34

$$\Psi = \frac{N \cdot \frac{\pi}{6} D_{30}^3}{N_0 \cdot \frac{\pi}{6} D_{30,0}^3} \quad (5.11)$$

Der Sauterdurchmesser D_{32} steigt zwar bis zu einem Verdampfungsgrad von etwa $\Psi = 0.6$ stetig an, fällt aber anschließend bis $\Psi = 0.95$ leicht ab. Kurz vor der vollständigen Verdampfung besteht das Spray nur noch aus ein paar großen Tropfen. Dadurch steigt D_{32} typischerweise stark an und endet in einem steilen Abfall auf $D_{32} = 0$ bei $\Psi = 1$. Die Methode von Kaiser, den Verdampfungsgrad aus dem Verlauf des Sauterdurchmessers zu bestimmen, ist in einem Teilbereich mit stetig steigenden D_{32} -Werten grundsätzlich anwendbar. Nachteilig für die Genauigkeit sind die geringen Gradienten des D_{32} -Verlaufs. Im vorliegenden Fall entspricht eine Erhöhung des anfänglichen Sauterdurchmessers $D_{32,0}$ um $5\mu\text{m}$ einer Änderung von Ψ um etwa 0.2.

Wie schon im Kapitel 5.1.1 erwähnt, ändern sich bei den beiden Ultraschallzerstäubern des Typs *US1* und *US2* die charakteristischen Spraydurchmesser mit dem Volumenstrom. Die Abbildung 36 zeigt das Ergeb-

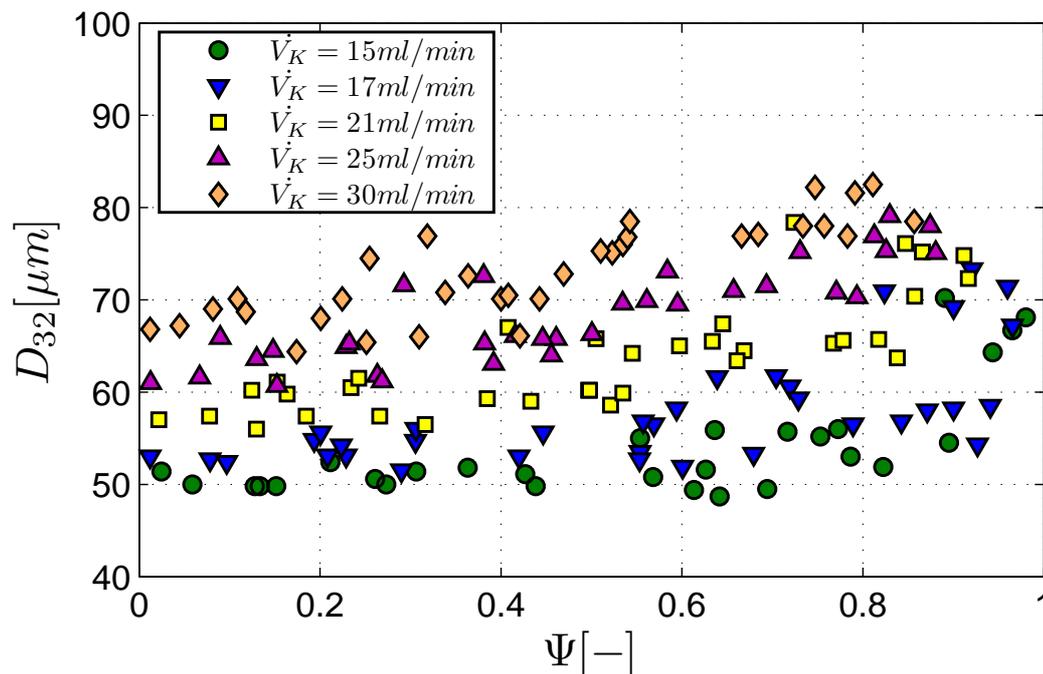


Abbildung 36: Gemessener Verlauf des Sauterdurchmessers D_{32}

nis der PDA-Messungen mit verdampfenden Kerosinspray für Volumenströme \dot{V}_K von 15 bis 30 ml/min . Die Vorheiztemperatur T_p wurde dazu im Bereich von 293 bis 376 K und die Mischrohrlänge L_R von 0.5 bis 1.0 m variiert. Generell zeigt sich für jeden Volumenstrom eine ansteigende Tendenz des Sauterdurchmessers. Aufgrund der starken Schwankungen der gemessenen D_{32} -Werte kann der Verdampfungsgrad nur grob bestimmt werden.

Nachfolgend wird ein verbesserter Ansatz zur Bestimmung des Verdampfungsgrades aufgezeigt. Die Abbildung 37 gibt den gemessenen Verlauf der relativen Tropfenanzahl N/N_0 über dem Vorverdampfungsgrad wieder. Dabei entspricht N der Tropfenanzahl, die vom PDA in der Zeit t_{PDA} gemessen wird. N_0 ist analog dazu die Tropfenanzahl bei unverdampftem Zustand $\Psi = 0$. In der Abbildung 37 ist ein nahezu lineares Verhalten von relativer Tropfenanzahl und Verdampfungsgrad erkennbar. Es bietet sich daher an, den Vorverdampfungsgrad primär als Funktion der Tropfenanzahl N und einem charakteristischen Durchmesser D_{xy} zu modellieren. Diese Methode zur Bestimmung des Verdampfungsgrades ist

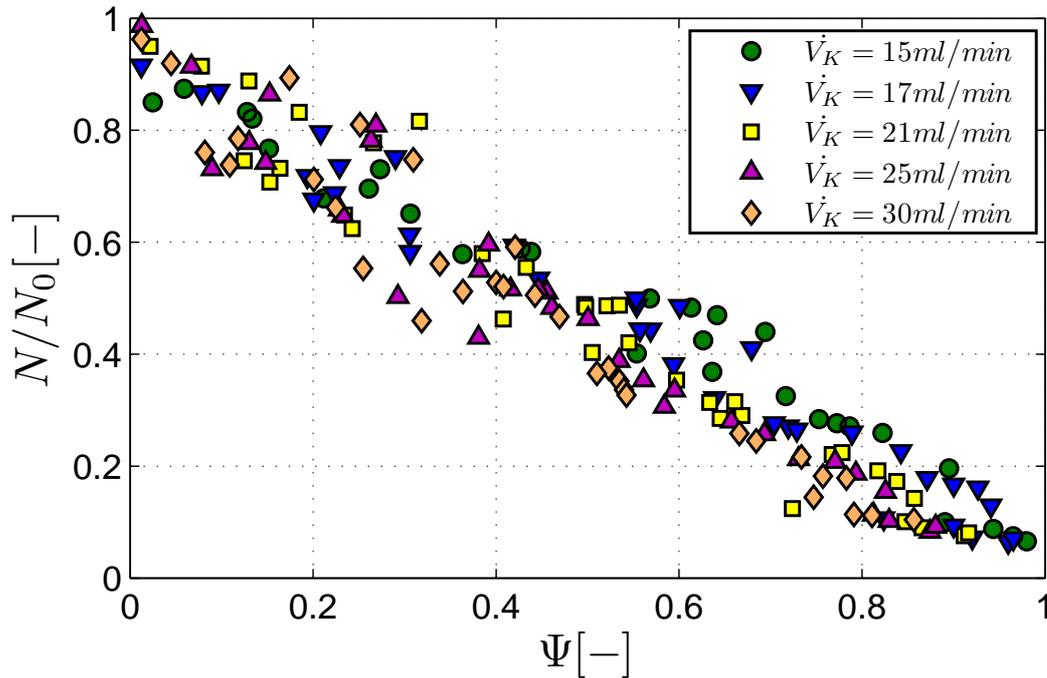
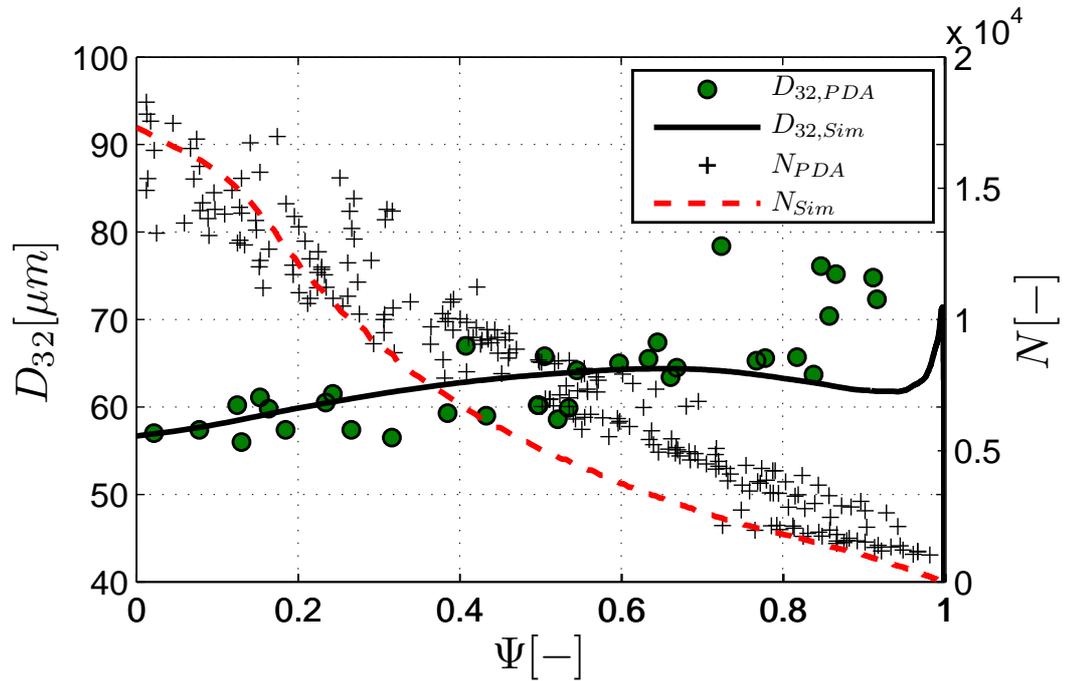
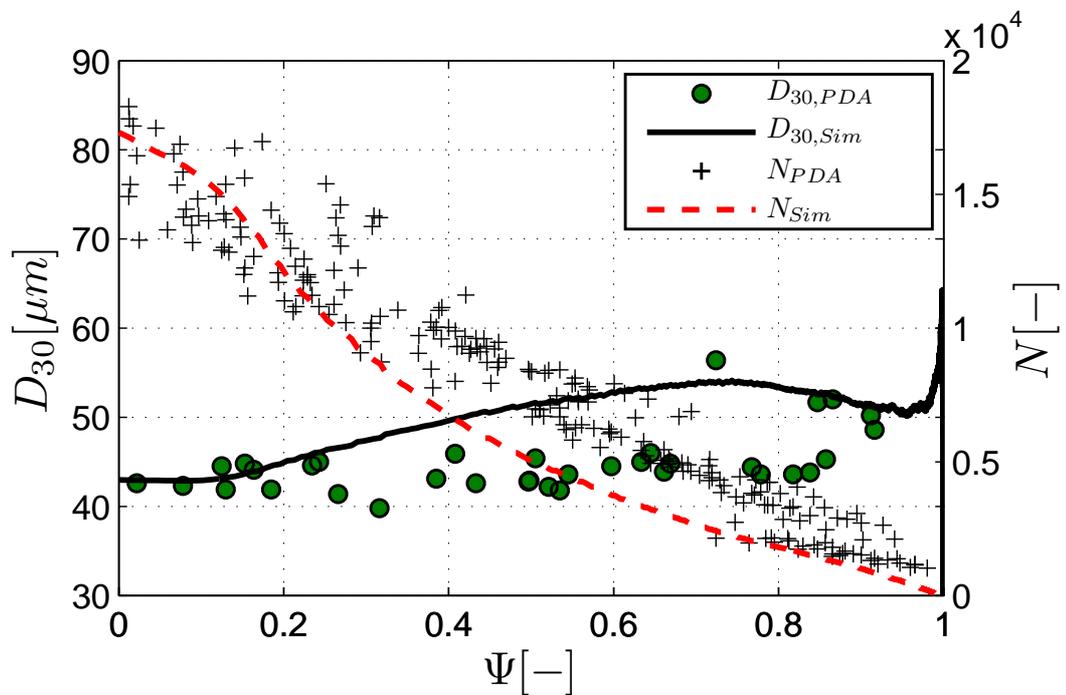


Abbildung 37: Verlauf der relativen Tropfenanzahl N/N_0 über Ψ

in den Gleichungen 4.11 bis 4.13 im Kapitel 4.1.3 eingegangen.

Die beiden Abbildungen 38 und 39 zeigen exemplarisch den Vergleich von der PDA-Messung und der Simulation für $\dot{V}_K = 21 \text{ ml/min}$ basierend auf dem Tropfengrößenspektrum in der Abbildung 34. In der Simulation ergibt sich für den Sauterdurchmesser D_{32} und den Vorverdampfungsgrad Ψ kein linearer Zusammenhang. Besonders deutlich werden die Unterschiede im Bereich hoher Vorverdampfungsgrade. Ab etwa $\Psi = 40\%$ gehen die beiden Kurven für die Anzahl der gesamten noch vorhandenen Tropfen stark auseinander. Das bedeutet, dass eine Vielzahl kleiner Tropfen, die gemäß der Simulation bereits verdampft sein sollten, im realen Spray noch vorhanden sind. Komplexere Modelle mit Einbeziehung der Filmverdampfung wurden von Nernst und Ochs für verdampfende Sprays entwickelt [Pet84, Och00]. Dennoch lässt sich die Sprayverdampfung in guter Näherung mit dem D^2 -Gesetz beschreiben.

Abbildung 38: Vergleich von Messung und Simulation für D_{32} und Tropfenzahl N Abbildung 39: Vergleich von Messung und Simulation für D_{30} und Tropfenzahl N

5.2 Abgasmessungen

5.2.1 Abgasmessungen mit Vorheizeinfluss

Aus dem Vergleich der NO_x -Emissionen von Flugzeugturbinen und stationären Gasturbinen ist zu erwarten, dass die Stickoxidbildung bei reiner Tropfenverbrennung bei $\Psi = 0$ deutlich höher ist als im vorgemischten, gasförmigen Fall bei $\Psi = 1$. Von besonderem Interesse für die Auslegung von Gasturbinen mit teilweiser Vorverdampfung ist der Verlauf der Stickoxidbildung über dem Verdampfungsgrad. Die Abbildungen 40, 41 und 42 zeigen den im Versuch gemessenen Verlauf für die Luftzahlen $\phi = 0.9$, 0.7 und 0.6. Jeder Datenpunkt bildet einen Mittelwert aus 60 Einzelmessungen ab. Geht man bei der Tropfenverbrennung von einer lokalen Luftzahl von 1.0 aus, sind für den Fall $\phi = 0.9$ trotz Vorverdampfung weitgehend konstante NO_x -Werte zu erwarten. In der Abbildung 40 jedoch steigen die Emissionen mit zunehmendem Vorverdampfungsgrad tendenziell an. Dies ist Folge der schrittweisen Erhöhung der Vorheiztemperaturen zur Erreichung der jeweiligen Vorverdampfungsgrade. Je höher die Vormischtemperatur, desto höher wird auch die Flammentemperatur. Aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit der thermischen NO -Bildung ergeben sich zunehmend höhere Emissionswerte. Für einen objektiven Vergleich der Messwerte muss der Vorheiztemperatureinfluss, wie im Kapitel 5.2.2 gezeigt, korrigiert werden.

Bei den Luftzahlen $\phi = 0.7$ und 0.6 (Abbildungen 41 und 42) ist dieser Vorheizeffekt ebenfalls zu sehen. Bei hoher Vorverdampfung wird der Vorverdampfungseffekt jedoch dominant, und so stellen sich niedrigere NO_x -Werte ein.

In der Abbildung 43 sind die zugehörigen CO - und N_2O -Messdaten dargestellt. Bei $\phi = 0.9$ sind die CO -Werte mit ein bis zwei Volumenprozent im Bereich von $\Psi < 0.6$ sehr hoch. Dies ist Ausdruck von lokalem Luftmangel. Bei $\phi = 0.7$ und 0.6 liegt das CO -Niveau im Vergleich dazu deutlich niedriger und die Werte fallen mit steigendem Vorverdampfungsgrad Ψ leicht ab. Eine ähnliches Bild ergibt sich bei den N_2O -Messungen. Bei $\phi = 0.9$ sind die N_2O -Werte im Bereich $\Psi < 0.6$ mit Konzentrationen

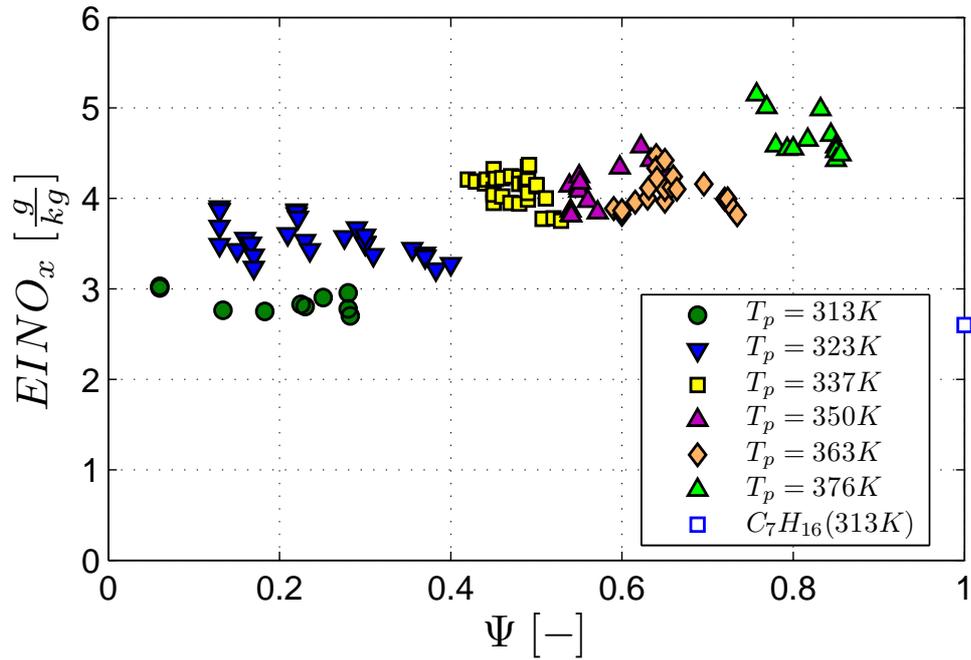


Abbildung 40: Einfluss des Vorverdampfungsgrades Ψ auf $EINO_x$ -Emission; $\phi = 0.9$

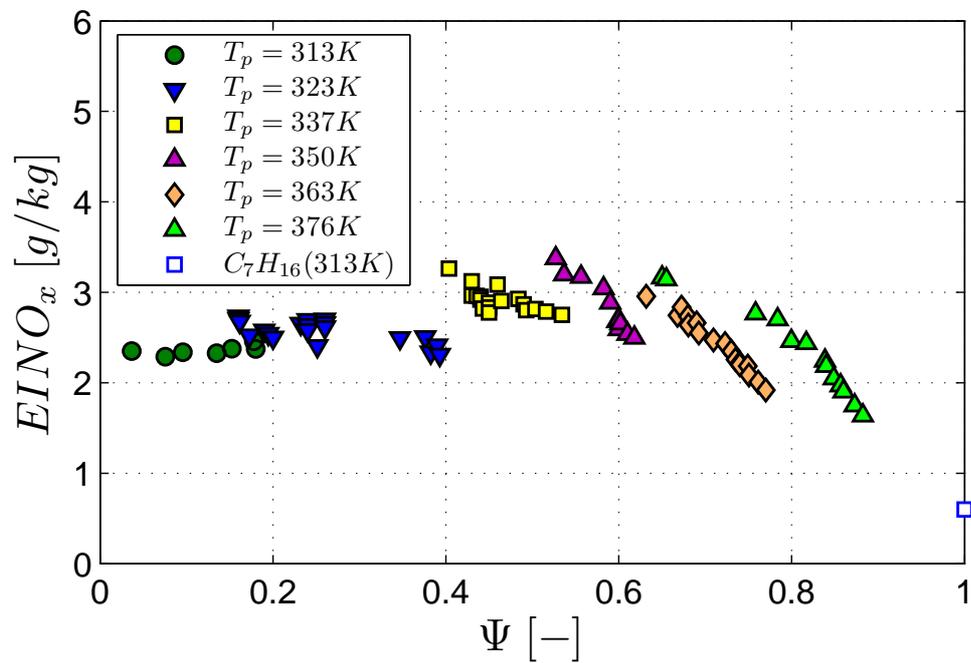


Abbildung 41: Einfluss des Vorverdampfungsgrades Ψ auf $EINO_x$ -Emission; $\phi = 0.7$

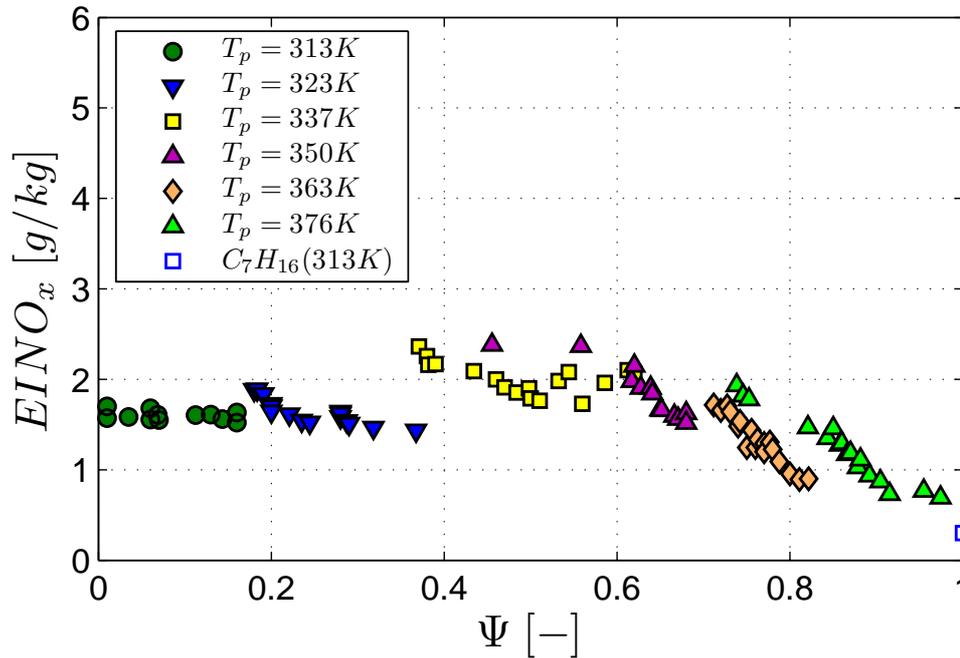
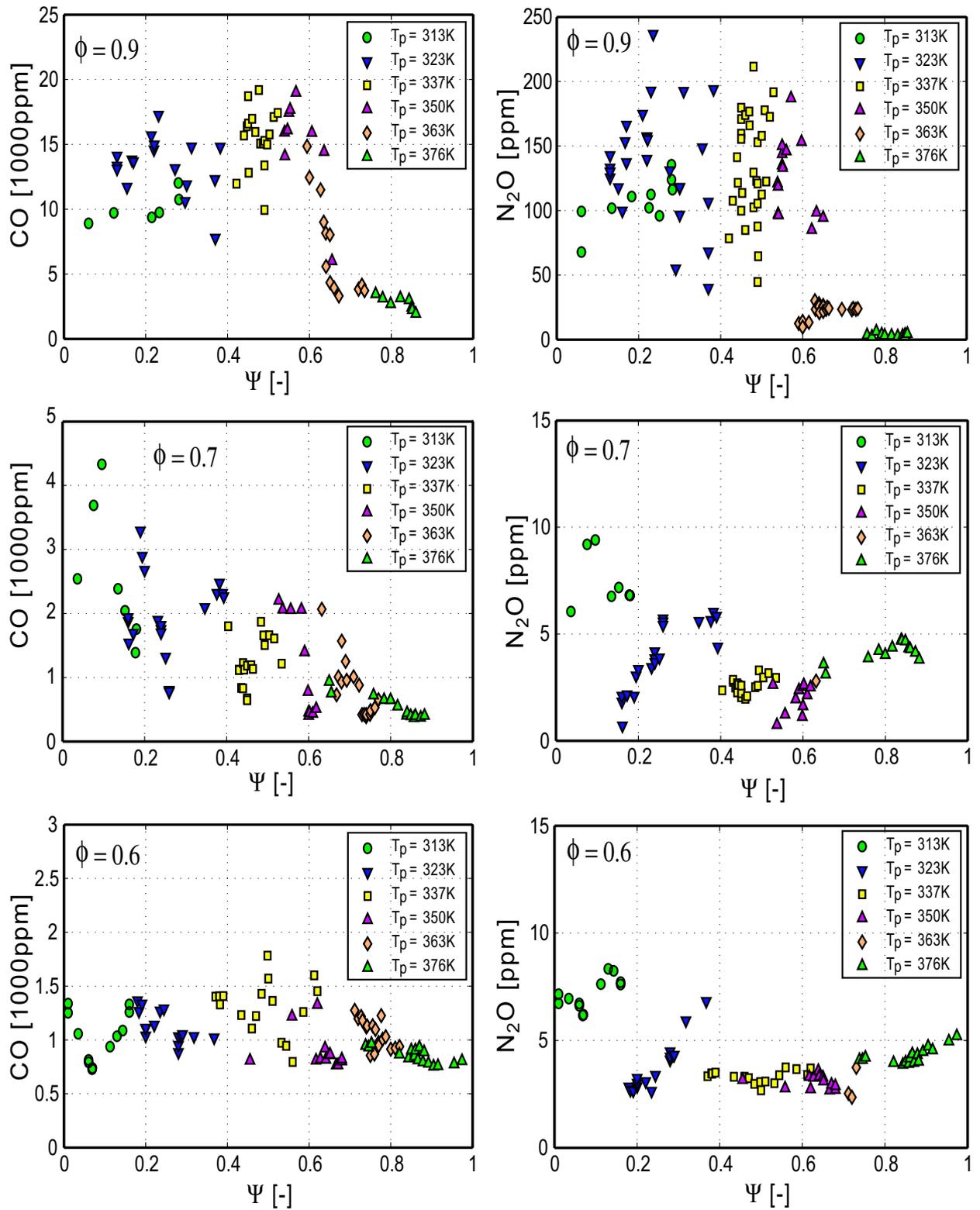


Abbildung 42: Einfluss des Vorverdampfungsgrades Ψ auf $EINO_x$ -Emission; $\phi = 0.6$

zwischen 50 und 250ppm deutlich erhöht. Bei den Äquivalenzverhältnissen $\phi = 0.7$ und 0.6 bleiben die N_2O -Konzentrationen unter 10ppm. Im Kapitel 2.3.3 wurde bereits darauf hingewiesen, dass N_2O gemäß den Reaktionsgleichungen 2.27 und 2.28 überwiegend wieder in N_2 zerfällt und nur ein kleiner Teil zu NO umgewandelt wird.

Abbildung 43: CO- und N₂O-Messungen

5.2.2 Korrektur des Vorheizeinflusses

Um die Stickoxidmessungen bei verschiedenen Vorheiztemperaturen vergleichen zu können, muss die Erhöhung der Flammentemperaturen aufgrund der Vorheizung korrigiert werden. Nachfolgend werden zwei Methoden vorgestellt, mit deren Hilfe Kompensationsfaktoren f_i für verschiedene Vorheiztemperaturen berechnet werden können (Gl. 5.12). Mit diesen Kompensationsfaktoren können die Stickoxidmessungen bei der Vorheiztemperatur T_p auf eine einheitliche Luftvorheiztemperatur $T_{p,ref}$ bezogen werden.

$$EINOx_{korr}|_{T_{p,ref}} = \frac{EINOx}{f_i} \Big|_{T_p} \quad (5.12)$$

Die einfachste Methode für die Bestimmung der Korrekturfaktoren ist der direkte Vergleich der Abgasmessungen. Dabei werden Datenpunkte bei gleicher Vorverdampfung, aber unterschiedlichen Luftvorheiztemperaturen verglichen. Die Differenz der NO_x -Werte ist bedingt durch zwei unterschiedliche Vorheizniveaus und damit unterschiedliche Flammentemperaturen. Die graphisch ermittelbaren Korrekturfaktoren sind in der Abbildung 45 eingetragen und in der Legende mit dem Zusatz 'Exp' gekennzeichnet. Aufgrund des Einflusses der Mischrohrlänge kann es jedoch zu Abweichungen kommen.

Eine weitere Methode nutzt die Reaktionskinetik des Brennstoffes in Kombination mit den zugehörigen NO -Bildungsmechanismen. Sattelmayer [Sat98] hat damit die Stickoxidbildung in Abhängigkeit von der Vorheiztemperatur T_p für CH_4 untersucht. Die gesamte Stickoxidbildung über alle Bildungswege (Kapitel 2.3) ist stark temperaturabhängig, was in der exponentiellen Abhängigkeit der NO -Bildung von der Vorheiztemperatur zum Ausdruck kommt.

Mit dem PREMIX-Modell von Chemkin II [Kee92] wurde der Einfluss der Vorheiztemperatur auf die Flammentemperatur einer 1-dimensionalen brennerstabilisierten Flamme simuliert. Dazu wurde der n-Heptan-Mechanismus von Naha und Aggarwal verwendet, welcher eine Kombina-

tion aus dem n-Heptan-Mechanismus von Held und den von Li und Williams hinzugefügten NO_x -Bildungsmechanismen ist [Nah04, Hel97, Li,99]. Lee [Lee01] zeigte, dass die Art des Kohlenwasserstoffes für die NO -Bildung nur eine untergeordnete Rolle spielt und zu nahezu gleichen $EINO_x$ -Emissionen führt. Aus diesem Grund konnte auf einen umfangreichen Kerosin-Mechanismus verzichtet werden.

Nachfolgend wird die Stickoxidbildung bei $T_{p,ref} = 313K$ als Referenz verwendet. Die Korrekturfaktoren f_i ergeben sich aus dem Verhältnis der Stickoxidbildung bei der Vorverdampfungs-temperatur $T_{p,i}$ zur Stickoxidbildung bei $T_{p,ref} = 313K$ (Gl. 5.13).

$$f_i = \frac{EINOx|_{T_{p,i}}}{EINOx|_{T_{p,ref}}} \quad (5.13)$$

Die Stickoxidbildung kann für höhere Temperaturen und Aufenthaltszeiten vereinfachend mit dem Zeldovich-Mechanismus beschrieben werden. Überträgt man die relevanten Gleichungen 2.10 und 2.11 auf die Gleichung 5.13, erhält man die Gleichung 5.14.

$$f_i = \frac{\int^t 2 [O] [N_2] A \exp\left(\frac{-E_A}{R_a T}\right) \Big|_{T_{p,i}}}{\int^t 2 [O] [N_2] A \exp\left(\frac{-E_A}{R_a T}\right) \Big|_{T_{p,ref}}} \quad (5.14)$$

Zur Berechnung von f_i werden die Gleichgewichtskonzentrationen von O und N_2 über die PREMIX-Rechnung ermittelt. Durch Lösen der Energiegleichungen im PREMIX-Modell erhält man die Abgastemperatur T . Aufgrund von Wärmeverlusten sind jedoch im realen Fall die Temperaturen niedriger. Im Fall hoher Vorverdampfung kann die Temperatur ohne Einfluss der Sprayverbrennung im Experiment bestimmt werden. Die Abbildung 44 zeigt das Ergebnis der Temperaturmessung bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0.7$. Bei einer Mischrohrlänge von $L_R = 1.0m$ ergibt sich ein Vorverdampfungsgrad Ψ von 0.89. Basierend auf den

örtlichen Temperaturmessungen wurden für die thermische NO -Bildung repräsentative Temperaturen T_{NO} (siehe Kapitel 4.2.6) berechnet und über der Lauflänge L gemittelt. Der Vergleich der adiabaten Temperatur mit dem mittleren T_{NO} -Wert zeigt, dass sich im Mittel ein Unterschied von etwa $200K$ ergibt. Für die Bestimmung der f_i -Faktoren wurde eine Verminderung der adiabaten Temperatur um den gleichen Wert angenommen. Die Korrekturfaktoren f_i sind für $\phi = 0.9, 0.7$ und 0.6 in der Abbildung 45 ersichtlich.

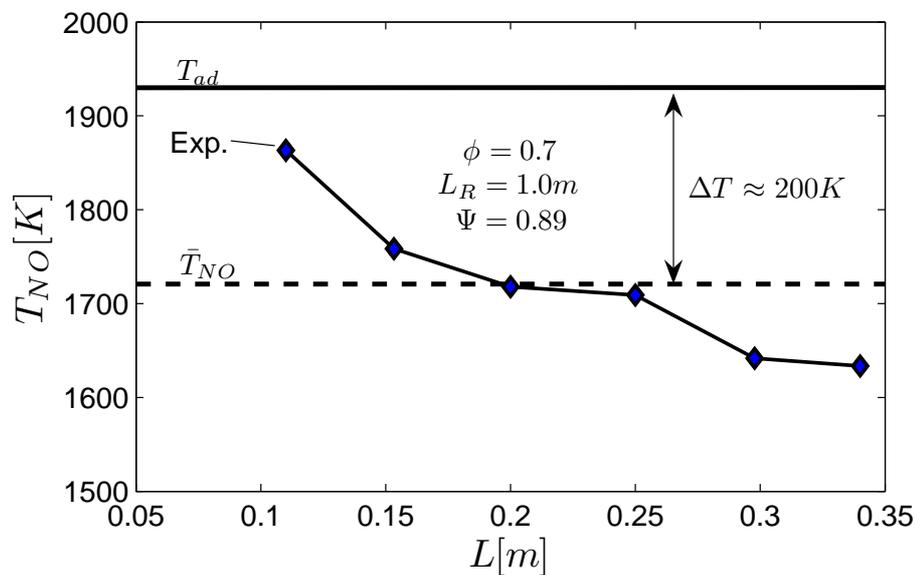
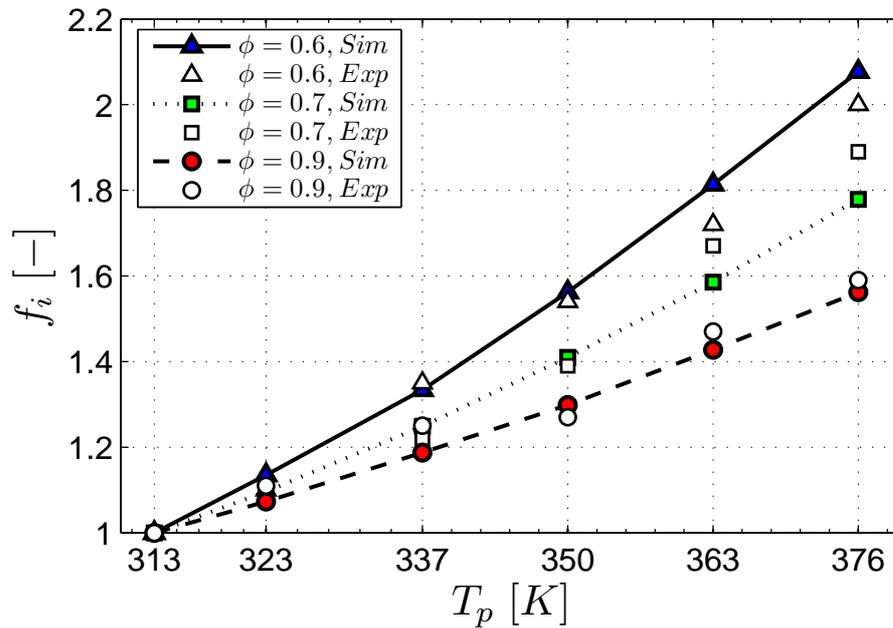
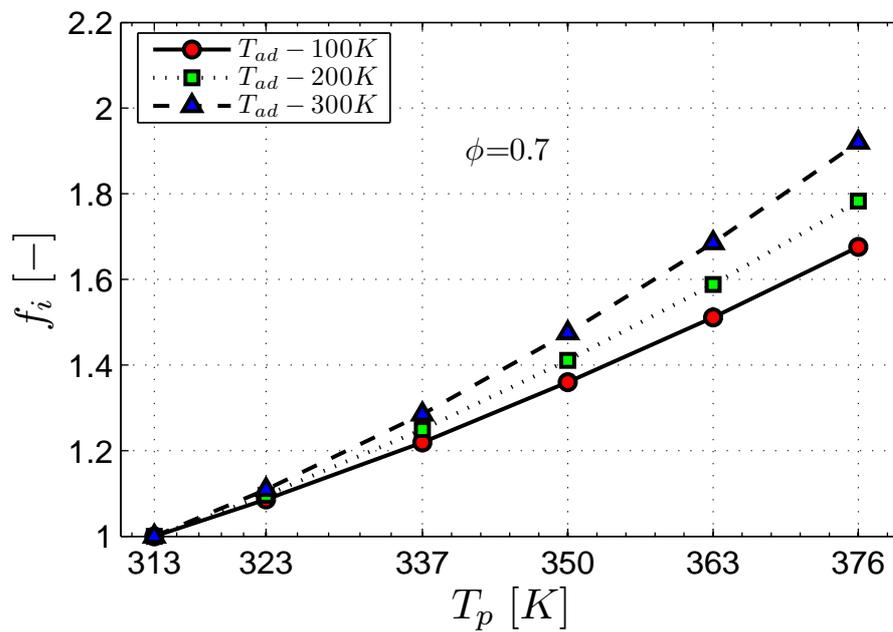


Abbildung 44: Vergleich der adiabaten Temperatur mit den T_{NO} -Werten im Experiment bei $\phi = 0.7$

Zur Eingrenzung des möglichen Fehlers sind in der Abbildung 46 die f_i -Werte bei einer Brennstoffluftzahl von $\phi = 0.7$ und Temperaturen von $100, 200$ und $300K$ unterhalb der adiabaten Temperatur dargestellt. Die größten Unterschiede ergeben sich bei der höchsten Vorheiztemperatur $T_p = 376K$. Ausgehend von $T_{ad} - 200K$ beträgt der maximale Fehler 6% im Fall von $T_{ad} - 100K$ bzw. 8% bei $T_{ad} - 300K$.

Abbildung 45: Einfluss von T_p auf die NO_x -BildungAbbildung 46: Korrekturfaktoren f_i in Abhängigkeit von der Flammentemperatur relativ zur adiabaten Temperatur einer vorgemischten n-Heptan-Gasflamme; $\phi = 0.7$

5.2.3 Abgasmessungen ohne Vorheizeeinfluss

Mit Hilfe der Korrekturfaktoren aus der Simulation (Abbildung 45) und der Gleichung 5.12 wurden die $EINO_x$ -Werte der Abbildungen 40, 41 und 42 auf eine einheitliche Referenztemperatur von $T_{p,ref} = 313K$ bezogen. Die Ergebnisse für die globalen Luftzahlen $\phi = 0.9, 0.7$ und 0.6 sind in den Abbildungen 47, 48 und 49 dargestellt.

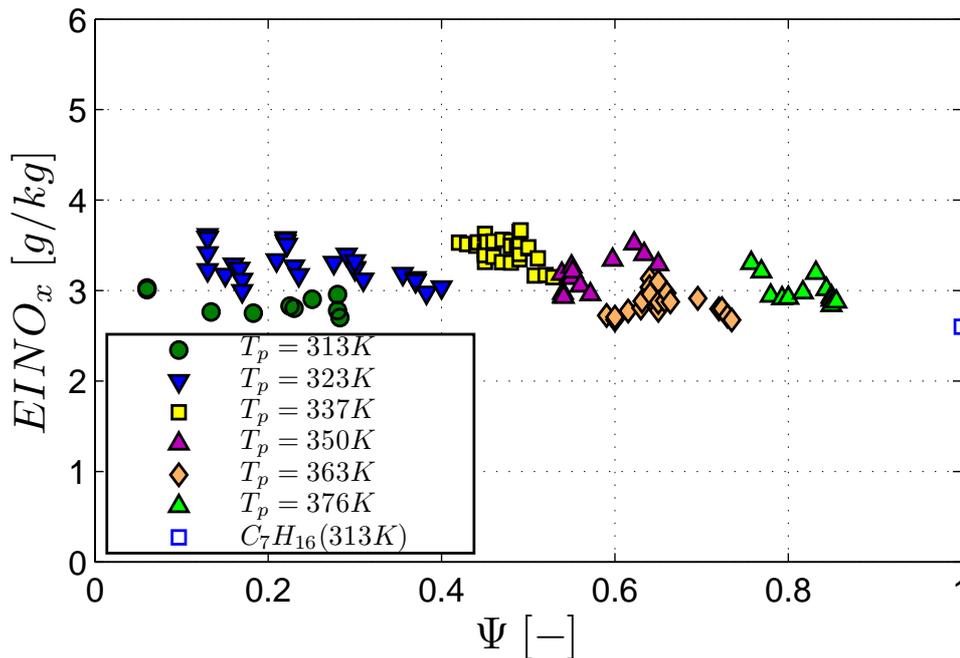


Abbildung 47: Einfluss von Ψ auf die NO_x -Bildung für $T_{p,ref} = 313K$; $\phi = 0.9$

Bei der Luftzahl 0.9 bleiben die NO_x -Emissionen über den gesamten Vorverdampfungsbereich näherungsweise konstant. Lediglich die Werte bei $T_{p,ref} = 313K$ sind etwas niedriger. Bei dieser Vorheiztemperatur erstreckt sich die Reaktion auf ein Gebiet, das länger als der Abstand von Flammenhalter zu maximaler Abgassondenposition ist. Folglich repräsentieren die dargestellten $EINO_x$ -Werte bei $T_{p,ref} = 313K$ und $\phi = 0.9$ nicht die $EINO_x$ -Werte bei vollständigem Ausbrand. Deshalb wurde für die Messungen bei $\phi = 0.9$ als Referenz die $EINO_x$ -Emission bei $T_p = 323K$ als Referenzwert verwendet und die Korrekturfaktoren f_i entsprechend umgerechnet.

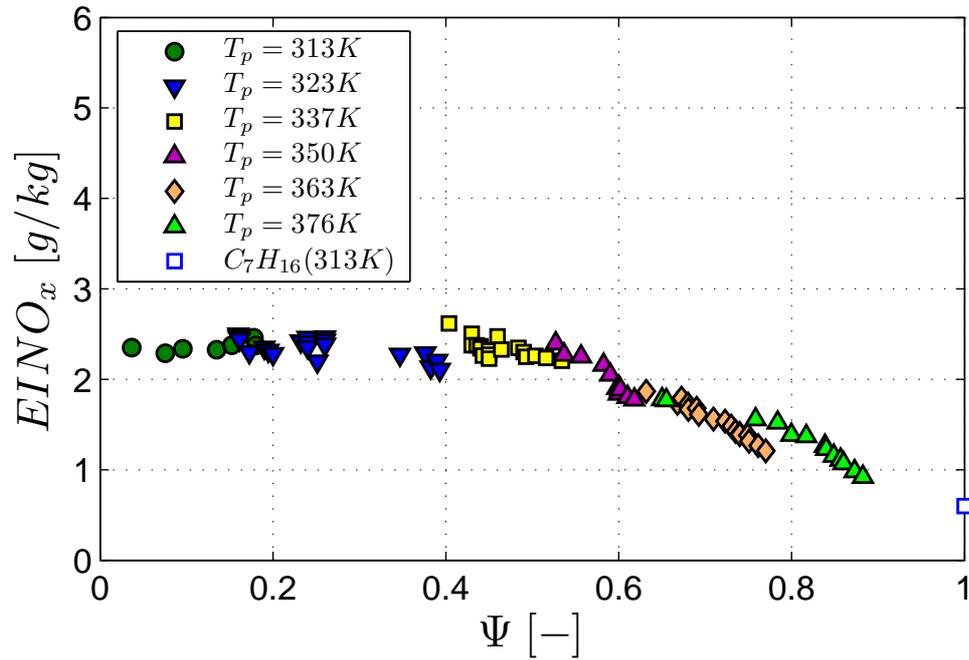


Abbildung 48: Einfluss von Ψ auf die NO_x -Bildung für $T_{p,ref} = 313K$; $\phi = 0.7$

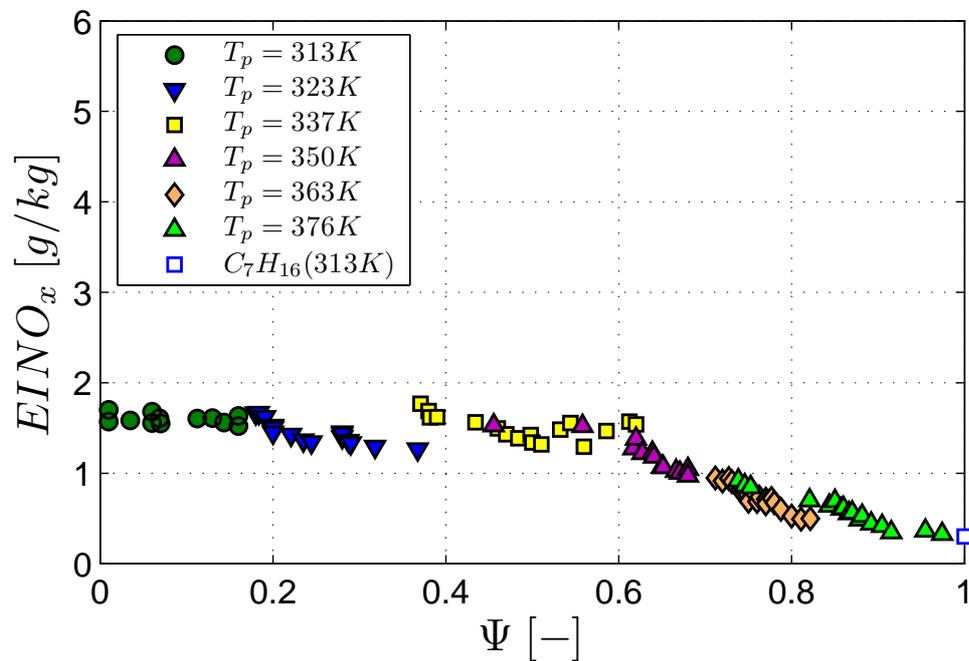


Abbildung 49: Einfluss von Ψ auf die NO_x -Bildung für $T_{p,ref} = 313K$; $\phi = 0.6$

Grundsätzlich kann man von zwei Grenzfällen ausgehen: Tropfenverbrennung bei $\phi = 1.0$ und vorgemischter Verbrennung bei entsprechender globaler Luftzahl [Tur00]. Als Folge der stöchiometrischen Verbrennung eines Einzeltropfens findet die Verbrennung bei $\phi = 1.0$ und entsprechend hohen Temperaturen statt, die zur höchsten NO -Bildung führen. Wenn das Spray weitgehend vorverdampft ist, stellen sich aufgrund der geringeren Flammentemperaturen die niedrigsten NO_x -Werte ein. Bei den Luftzahlen $\phi = 0.7$ und 0.6 zeigt der $EINO_x$ -Verlauf über Ψ einen klaren Trend zu niedrigeren Werten. Auffällig ist, dass im Bereich $0 \leq \Psi \leq 0.5$ die Emissionen näherungsweise konstant bleiben und anschließend etwa linear abnehmen.

5.3 Einfluss der Mischrohlänge

Im Experiment wird das Brennstoffspray in ein Mischrohr eingedüst und mit der Verbrennungsluft auf dem Laufweg durch das Mischrohr verdampft. Der entstehende Brennstoffdampf wird dabei mit der Luft vermischt. Je nach Mischrohlänge ist die Mischzeit verschieden lang. Bei der Vorheiztemperatur $T_P = 363K$ beispielsweise ergibt sich eine mittlere Mischzeit von 0.3 bis $0.6s$ entsprechend der Mischrohlänge von $L_R = 0.5$ und $1.0m$. Nachfolgend soll untersucht werden, ob die Mischrohlänge einen Einfluss auf die Stickoxidbildung hat.

Durch stufenweise Verlängerung der Mischrohlänge von $L_R = 0.5$ bis $1.0m$ wird im Experiment zunächst der Vorverdampfungsgrad erhöht. Dadurch ist der Einfluss einer längeren Mischrohlänge nicht unabhängig vom Vorverdampfungseffekt zu beobachten. In den Abbildungen 48 und 49 lässt sich im Vorverdampfungsbereich $\Psi > 0.5$ ein näherungsweise linear fallender Verlauf der $EINO_x$ -Werte erkennen. Innerhalb einer Temperaturstufe wurde lediglich die Länge des Mischrohres verlängert, um einen gewissen Vorverdampfungsbereich einstellen zu können. In den beiden Abbildungen ist zu erkennen, dass sich die Stickoxidemission innerhalb einer Vorheizstufe T_P stärker als der global lineare Trend verringert. Zur Verdeutlichung sind in der Abbildung 50 die Werte von der Abbildung 48 bei $\phi = 0.7$ und den Vorheiztemperaturen $T_P = 350$,

363 und 376K nochmals mit anderer Skalierung gezeigt. Zusätzlich sind jeweils die minimale und maximale Mischrohrlänge angegeben. Geht man, wie in der Abbildung 50 angedeutet, im Bereich von $\Psi > 0.5$ von einem linearen Verhalten der Stickoxidemission mit Ψ aus, wird durch steigende Mischrohrlänge die Stickoxidbildung verringert.

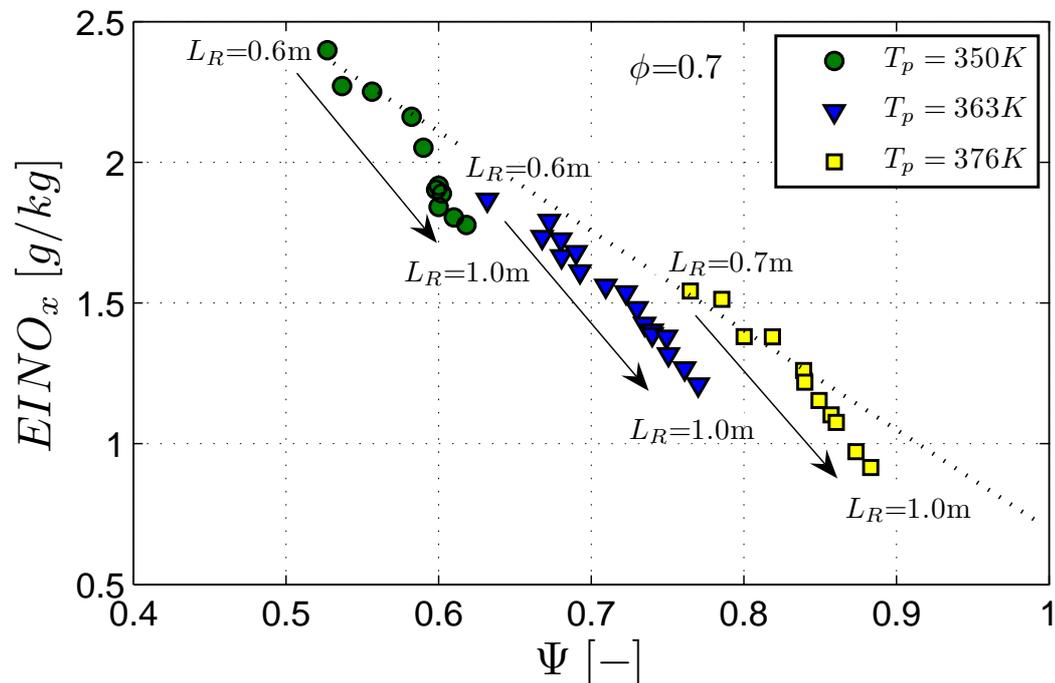


Abbildung 50: Einfluss der Mischrohrlänge L_R auf die Stickoxidemission; $\phi = 0.7$

Im Fall von lokaler Ungemischtheit führen offensichtlich lokal brennstoffdampfreiche Zonen zu örtlich höheren Verbrennungstemperaturen und folglich zu höherer thermischer NO -Bildung. Bei einer Verlängerung des Mischrohres von $L_R = 0.5$ auf $1.0m$ erhöht sich die Mischzeit. Dadurch kann der Brennstoffdampf gleichmäßiger mit dem Oxidator gemischt werden. Die Verminderung von lokal brennstoffreichen Zonen führt schließlich zu niedrigerer, thermischer NO -Bildung.

5.4 Ψ -Einfluss auf die Flammentemperatur

Die Messergebnisse im Kapitel 5.2.2 zeigen, dass eine NO_x -Minderung im Vorverdampfungsbereich von $\Psi = 0.5$ bis 1.0 auftritt. Zur Klärung der Frage, wie sich die Vorverdampfung auf die Verbrennung auswirkt, wurden Abgas- und Temperaturmessungen bei hohen Vorverdampfungsgraden entlang der Brennerachse durchgeführt.

Die Vorheiztemperatur T_p wurde bei $373K$ konstant gehalten und zur Änderung des Vorverdampfungsgrades nur die Mischrohlänge geändert. Dadurch kann der Vorverdampfungseffekt ohne überlagerten Vorheizeffekt beobachtet werden. Bei der globalen Brennstoffluftzahl $\phi = 0.7$ stellen sich bei den Mischrohlängen $L_R = 0.6, 0.8$ und $1.0m$ Vorverdampfungsgrade von $\Psi = 0.65, 0.84$ bzw. 0.89 ein. Die zugehörigen $EINO_x$ -Messwerte sind in der Abbildung 51 bei einer Abgassondenposition von $L = 0.3m$ zu sehen.

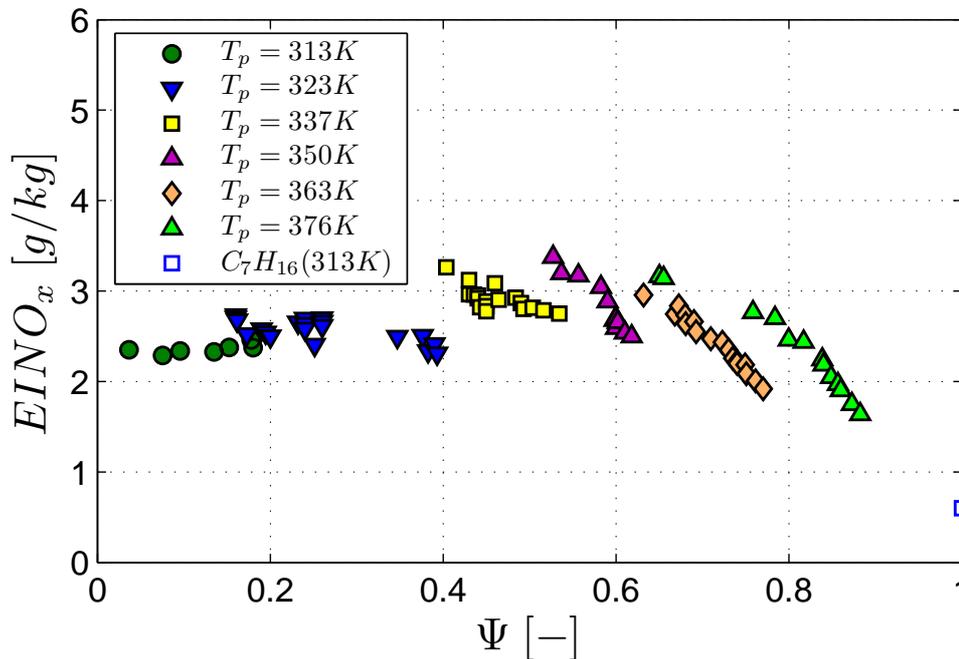


Abbildung 51: $EINO_x$ -Messungen bei der Sondenposition $L = 0.3m$; $\phi = 0.7$

Die Verläufe der $EINO_x$ -Werte entlang der Brennerachse sind für den Bereich $0.08 < L < 0.34m$ in der Abbildung 52 dargestellt. Die $EINO_x$ -

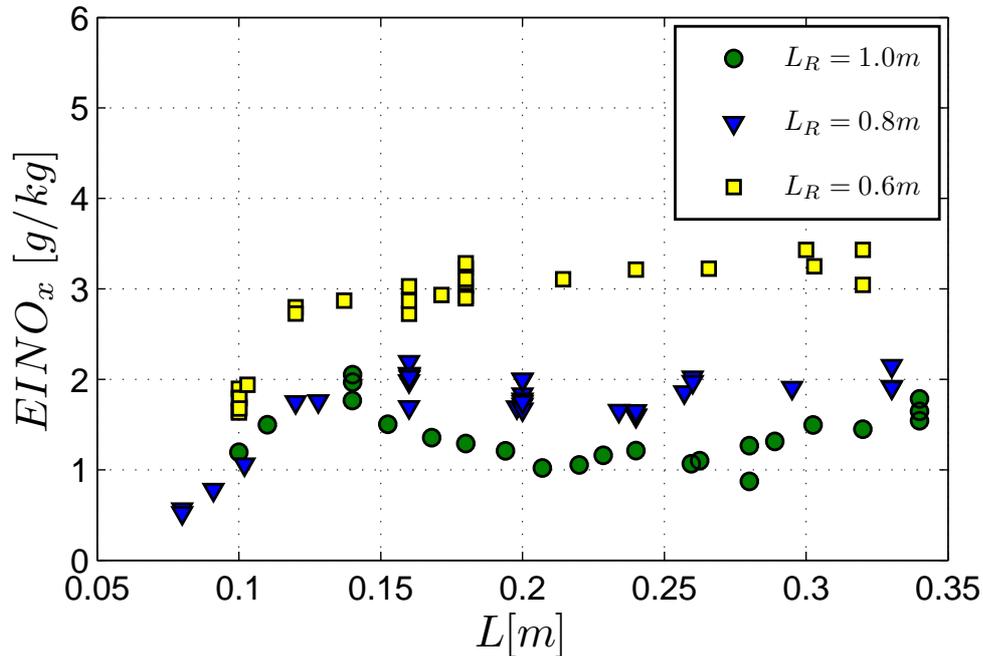


Abbildung 52: $EINO_x$ -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376K$, $\phi = 0.7$

Werte erreichen bereits bis etwa $L = 0.15m$ ein annähernd konstantes Niveau. Die N_2O -Messwerte in der Abbildung 53 sind im Vergleich zu den gemessenen NO -Konzentrationen unbedeutend gering.

Es ist anzunehmen, dass die Ursache der verschieden hohen $EINO_x$ -Werte im Temperaturverlauf zu finden ist, da die NO_x -Bildung stark temperaturabhängig ist. Dazu wurden entlang der Brennerachse die örtlichen Temperaturen mit Thermoelementen gemessen. Die Temperaturrekonstruktion erfolgte mit der im Kapitel 4.2.3 beschriebenen Methode. In der Abbildung 54 sind die gemittelten Temperaturen \bar{T} dargestellt. Die \bar{T} -Werte steigen im Bereich von etwa $L = 0.13$ bis $0.2m$ schnell bis auf maximale Werte an und fallen anschließend bedingt durch Wärmeverluste ab. Die Schwankungswerte T_{rms} in der Abbildung 55 nehmen bei $L_R = 0.8$ und $1.0m$ etwa exponential auf Werte unter $50K$ bei $L = 0.35m$ ab. Bei der Mischrohrlänge $L_R = 0.6m$ bleiben die Schwankungen bis zur Höhe $L = 0.35m$ auf einem Niveau von 100 bis $150K$ erhalten. Die Ursache dafür liegt in der Ungemischtheit der Gasphase.

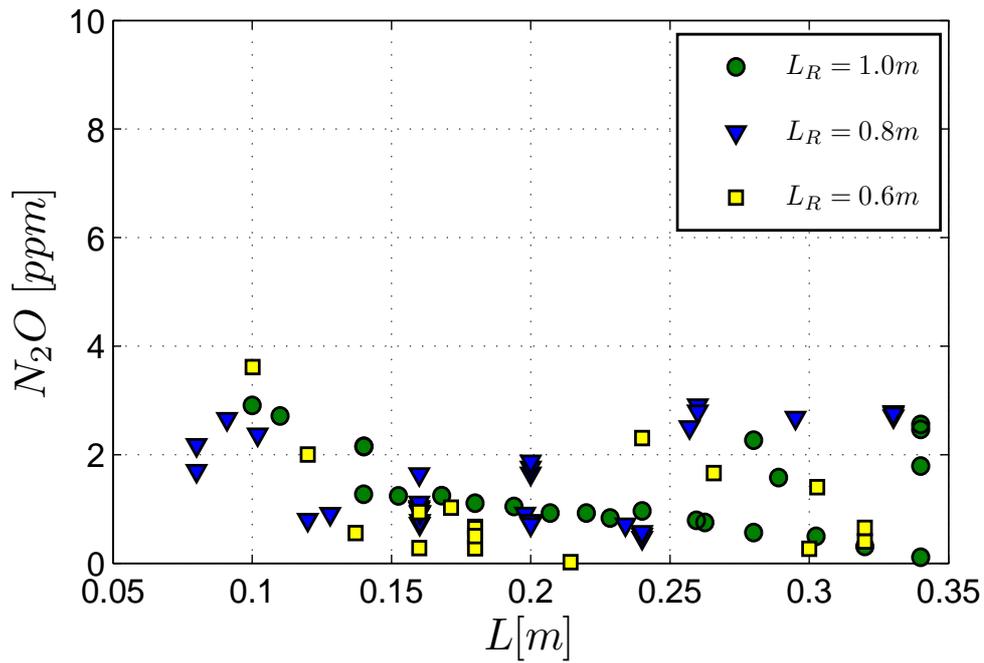


Abbildung 53: N_2O -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376K$, $\phi = 0.7$

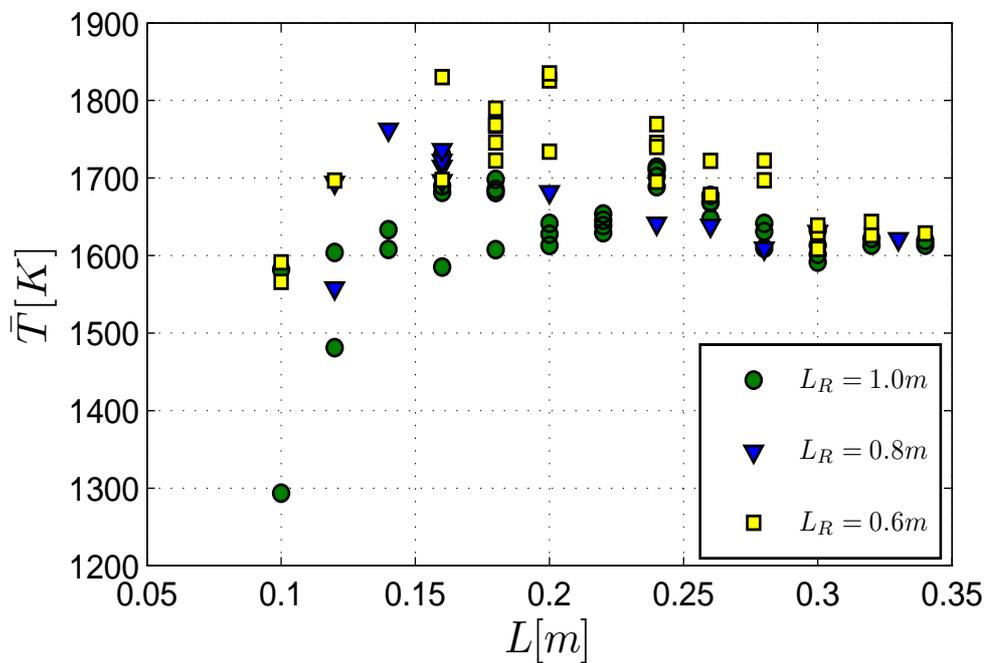


Abbildung 54: \bar{T} -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376K$, $\phi = 0.7$

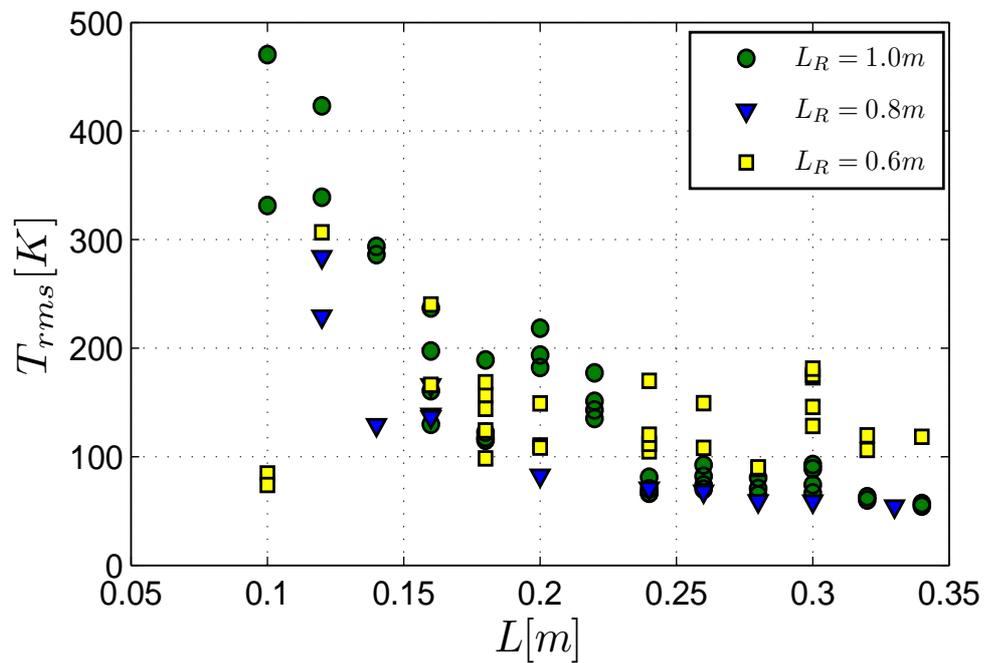


Abbildung 55: T_{rms} -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376K$, $\phi = 0.7$

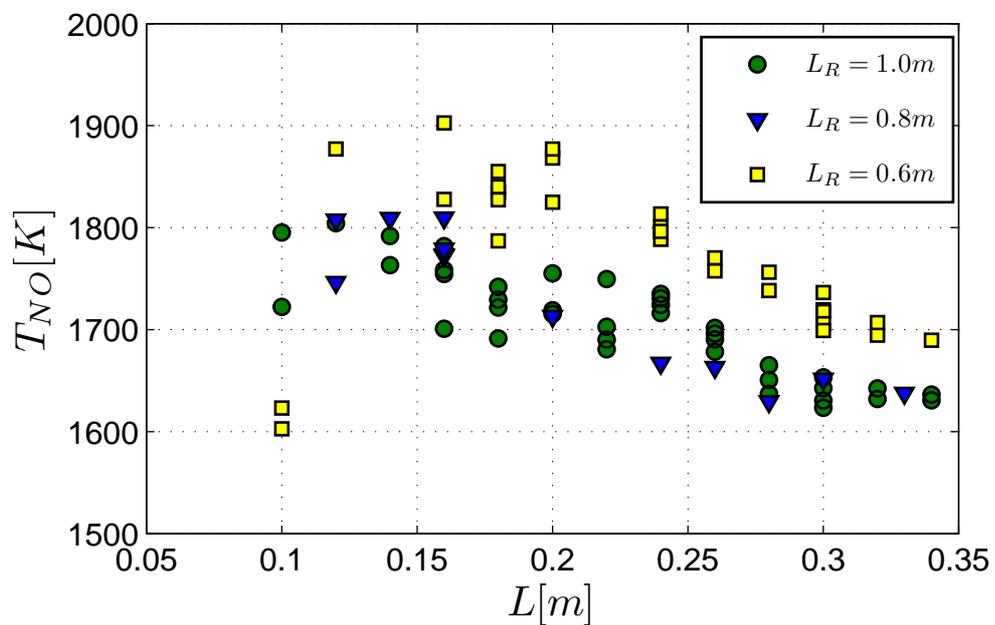


Abbildung 56: T_{NO} -Verlauf entlang der Brennerachse; $T_p = 376K$, $\phi = 0.7$

Unter der Annahme, dass NO_x maßgeblich über den thermischen NO -Mechanismus gebildet wird, kann eine repräsentative Temperatur T_{NO} aus den Temperaturmessdaten, wie im Kapitel 4.2.6 gezeigt, berechnet werden. Die Abbildung 56 zeigt die T_{NO} -Werte für die jeweiligen Messorte. Der Temperaturverlauf bei $L_R = 0.6m$ ist gegenüber den Werten bei $L_R = 0.8$ und $1.0m$ deutlich höher. Dies erklärt auch die höheren $EINO_x$ -Emissionen in der Abbildung 52. Im untersuchten Vorverdampfungsbe-
reich von $\Psi = 0.65$ bis 0.89 lässt sich die Absenkung der Stickoxidemissionen schließlich auf niedrigere Temperaturen zurückführen, die wiederum zu einer geringeren thermischen NO -Bildung führen.

5.5 Verlauf der Sprayverbrennung

Durch Vorverdampfung verringern sich die Anzahl und die Größe der Spraytropfen. Beide Parameter wirken sich bei der Sprayverbrennung auf die Stickoxidbildung aus. Mit steigender Tropfengröße wird die Brenndauer und folglich die Zeit der Stickoxidbildung bei lokal hohen Temperaturen verlängert. Betrachtet man die Sprayverbrennung als Summe von Einzeltropfenverbrennungen, ergibt sich die Stickoxidbildung aus der Anzahl der Einzeltropfen N und der jeweiligen Stickoxidbildung. Temperatur-, Abgas- und PDA-Messungen innerhalb der Flammenzone sollen Aufschluss darüber geben, wie der Verlauf der Sprayverbrennung ist und wie dieser durch den Vorverdampfungsgrad beeinflusst wird.

Die Messungen wurden bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0.7$ durchgeführt. Die Messposition wurde entlang der Brennerachse von der Position des Glühdrahtes bei $L = 0m$ schrittweise erhöht. Über die Vorheiztemperatur T_p wurde der Vorverdampfungsgrad eingestellt. Bei den Vorheiztemperaturen $T_p = 313, 323, 337, 350, 363$ und $376K$ und einer Mischrohrlänge von $L_R = 0.7m$ ergeben sich entsprechend die Vorverdampfungsgrade $\Psi = 0.09, 0.2, 0.46, 0.54, 0.65$ und 0.77 .

Die Verläufe der Stickoxidemission sind in der Abbildung 57 dargestellt. Die $EINO_x$ -Werte wurden aus der Summe der gemessenen NO und NO_2 Konzentrationen bezogen auf die anfängliche Brennstoffmasse gemäß der

Gleichung 4.59 berechnet. Die Werte sind dabei nicht, wie im Kapitel 5.2.2 vorgestellt, auf eine bestimmte Vorheiztemperatur zurückgerechnet. Generell steigen die Stickoxidemissionen über L an. Der Anstieg der $EINO_x$ -Werte ist dabei näherungsweise linear. Bei der Vorheiztemperatur $T_p = 376K$ steigen die $EINO_x$ -Werte bis etwa $L = 0.2m$ linear an und bleiben anschließend auf einem konstanten Niveau.

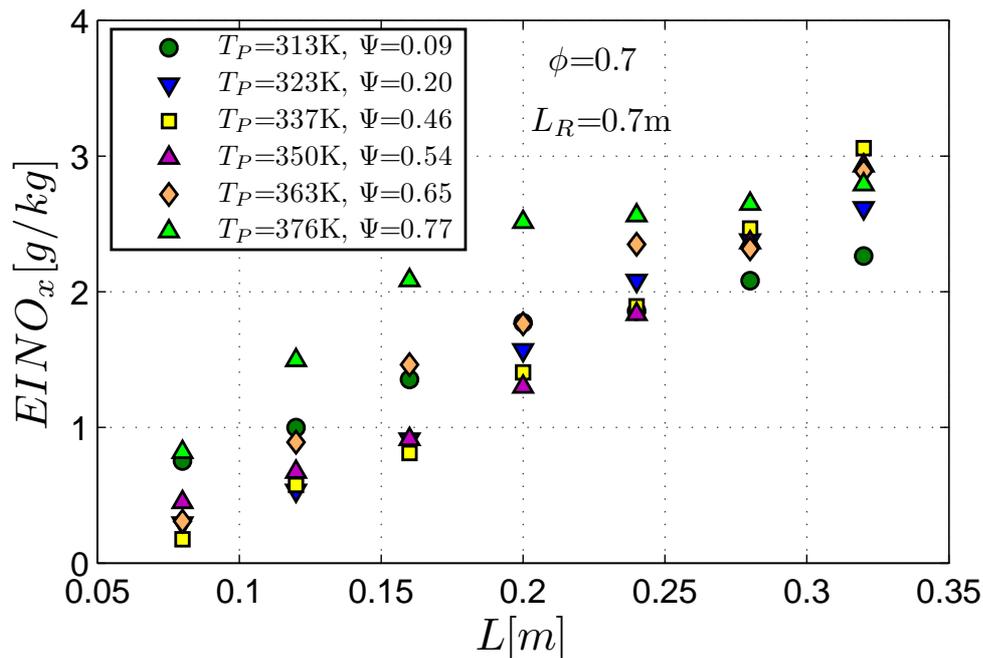


Abbildung 57: $EINO_x$ (mit Vorheizeinfluss) entlang der Brennerachse

Mit Thermoelementen wurden die örtlichen Temperaturen entlang der Brennerachse gemessen. Im Kapitel 4.2.6 wurde gezeigt, wie aus den Temperaturmessdaten eine für den thermischen NO -Mechanismus repräsentative Temperatur T_{NO} berechnet werden kann. Die entsprechenden Temperaturverläufe sind in der Abbildung 58 dargestellt. Bei den Verläufen der Vorheiztemperaturen $T_p = 363$ und $373K$ sind die Temperaturen bei $L = 0.1m$ am höchsten und fallen mit steigender Höhe L bedingt durch Wärmeverluste etwa linear ab. Die T_{NO} -Werte bei $T_p = 350K$ liegen im gesamten Bereich unterhalb der Werte von $T_p = 363$ und $373K$. Dies sollte aufgrund des thermischen NO -Mechanismus zu einer geringeren Stickoxidemission führen. Die $EINO_x$ -Werte in der Abbildung 57 hinge-

gen zeigen gerade das Gegenteil an. Bei den T_{NO} -Verläufen bei $T_p = 313$ und $323K$ ergibt sich eine ähnliche Situation.

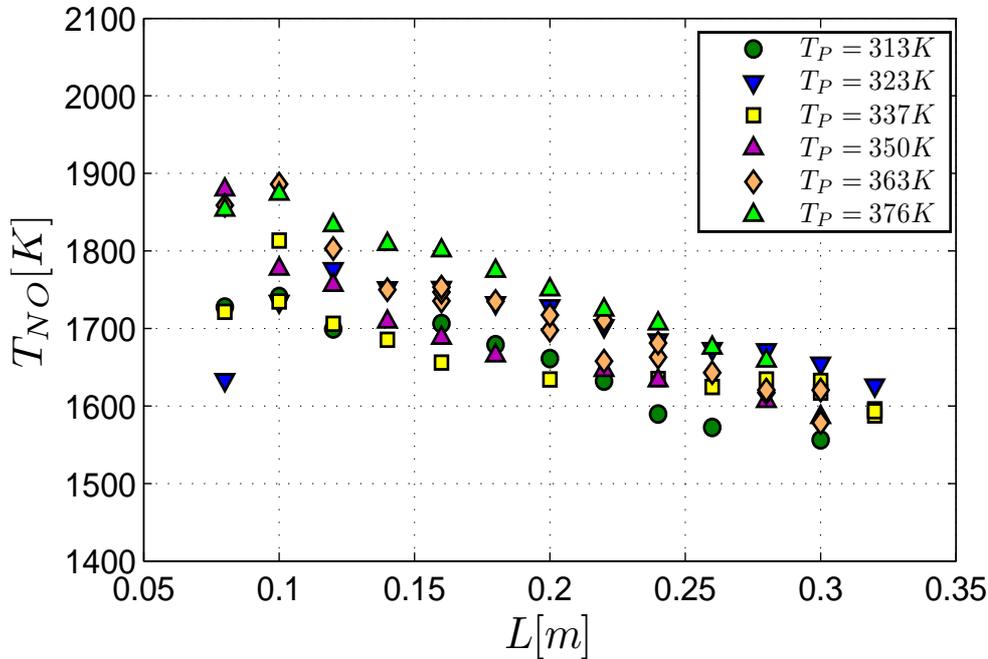


Abbildung 58: T_{NO} über der Flammenlänge; $\phi = 0.7$

Die Diskrepanz liegt nicht an physikalisch geringeren Temperaturen, sondern an der Trägheit der Thermoelemente. Im Kapitel 4.2.1 wurde diese Thematik bereits angesprochen und in der Tabelle 2 wurden Anhaltswerte für die maximal detektierbaren Frequenzen von Temperaturschwankungen bestimmter Amplitude angegeben. Bei einer Temperaturamplitude von $500K$ und einer Eckfrequenz des Thermoelements von $f_{Eck} = 35Hz$ ergibt sich eine maximal detektierbare Signalfrequenz von $782Hz$. Zu beachten ist hier aber, dass in diesem Fall die Signalamplitude bei der Temperaturmessung lediglich $1K$ ist. Für die Praxis bedeutet dies, dass zur Wahrung eines größeren Signal-Rausch-Abstandes die maximal detektierbare Frequenz deutlich unterhalb von $782Hz$ liegt. Im Vergleich dazu wird nun die Messung der Gasphase eines brennenden Tropfens betrachtet. Nimmt man an, dass die heiße Gasphase um einen brennenden Tropfen beispielsweise einen Durchmesser von $2000\mu m$ aufweist, und die Geschwindigkeit relativ zum Thermoelement etwa $5m/s$ beträgt,

ergibt sich eine Einwirkungszeit von $0.4ms$, was in obigem Sinne einer Signalfrequenz von $2500Hz$ entspricht. Offensichtlich ist die Messung mit den verfügbaren Thermoelementen deutlich träger. Die hier gezeigten T_{NO} -Werte sind dadurch zwangsläufig geringer als in der Sprayflamme. Damit sind die Temperaturmessungen nur im Bereich höherer Vorverdampfungsgrade bei geringem anteiligen Einfluss durch Tropfenverbrennung aussagekräftig. Im Fall von niedrigerer Vorverdampfung ist es aufschlussreicher, die Stickoxidemission in Zusammenhang mit dem örtlichen Tropfenmassenstrom bzw. der Tropfenanzahl zu betrachten, da Tropfen typischerweise bei stöchiometrischen Bedingungen verbrennen, was zu einer lokal hohen Stickoxidbildung führt.

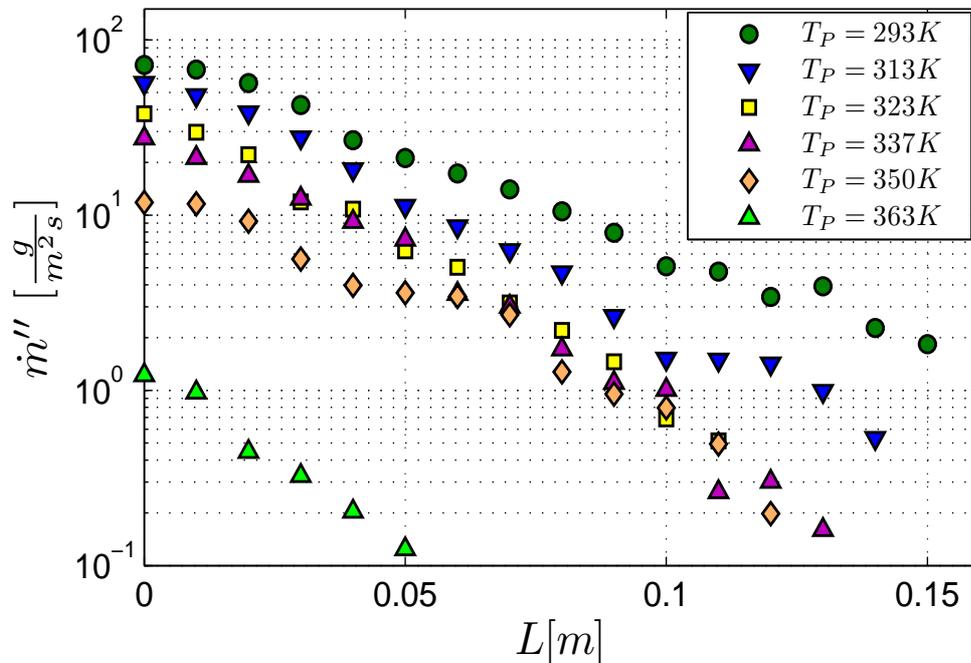


Abbildung 59: Tropfenmassenstrom in der Kerosinflamme; $\phi = 0.7$

Die örtlichen Massenströme des Brennstoffsprays sind in der Abbildung 59 entlang der Brennerachse L aufgetragen. Dabei entspricht der Fall einer Vorheiztemperatur von $T_p = 293K$ dem Zustand unverdampftem Sprays. Bei $T_p = 376K$ waren nur sehr wenige Tropfen mit dem PDA detektierbar und eine Auswertung statistisch nicht mehr sinnvoll. Die Messungen zeigen, dass etwa bis $L = 0.15m$ die Tropfen weitgehend verdampft bzw.

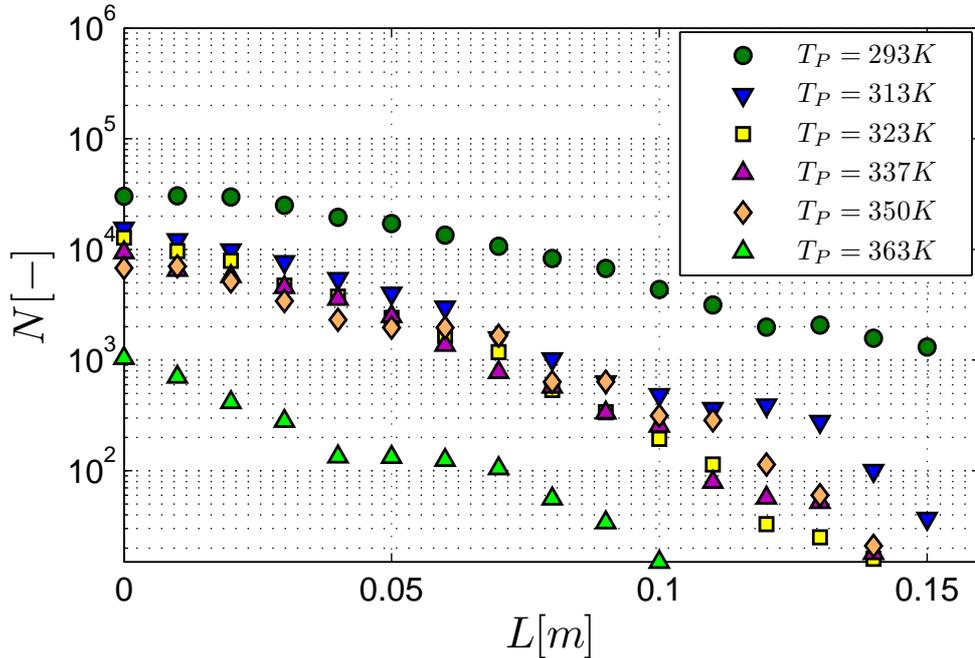
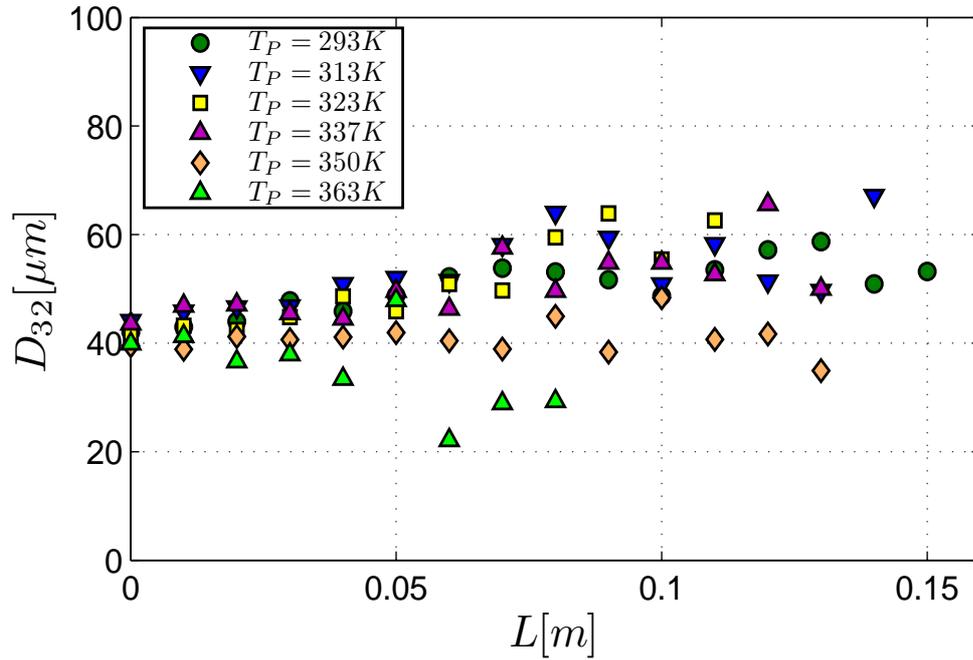
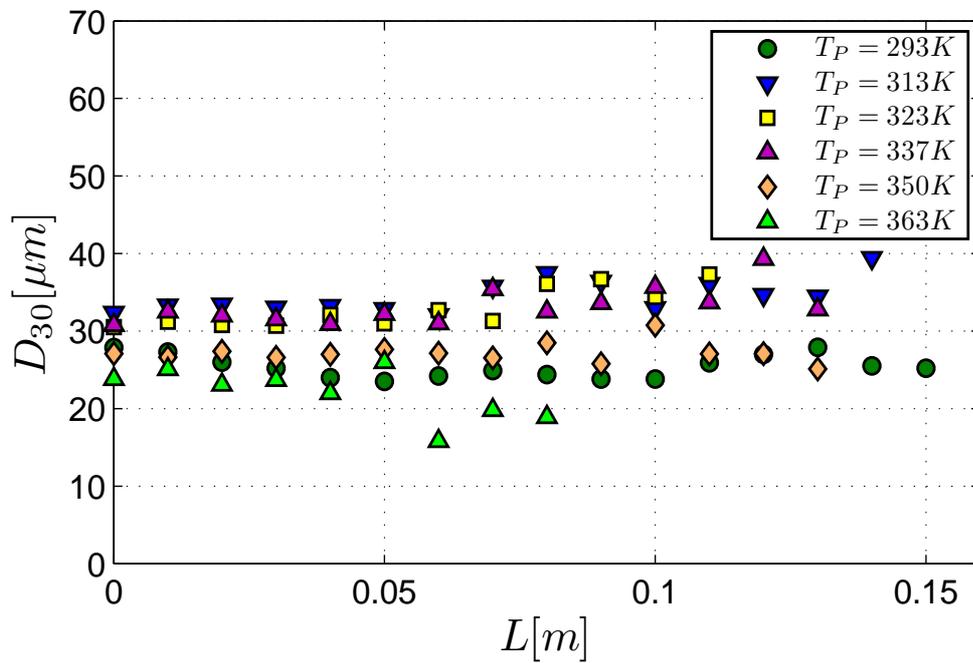


Abbildung 60: Tropfenanzahl durch PDA-Messvolumen in der Messzeit $\Delta t = 15s$

verbrannt sind. Im halblogarithmischen Diagramm lässt sich eine lineare Abnahme bei allen Vorheiztemperaturen erkennen. Die Abbildung 60 zeigt die Anzahl der Tropfen, die im PDA-Messvolumen innerhalb von 15s detektiert wurden. Die Tropfenanzahl nimmt in etwa linear über der Messposition L ab. Die charakteristischen Tropfendurchmesser D_{32} (Abbildung 61) steigen mit L leicht an, und das mittlere Tropfenvolumen D_{30} (Abbildung 62) bleibt näherungsweise konstant. Damit ist die Entwicklung mit dem Verhalten in der Vormischstrecke (Abbildungen 38 und 39) vergleichbar. Die Sprayverbrennung kann folglich für beide Fälle in guter Näherung ebenfalls mit dem D^2 -Gesetz (Gl. 5.10) beschrieben werden.

Die gezeigten Messungen wurden alle relativ zum Ort des Glühdrahtes durchgeführt. Zur Bestimmung der Verdampfungs- und Sprayverbrennungszeit wird allerdings die zugeordnete Zeit benötigt. Die Abbildung 63 zeigt die Messungen der mittleren Tropfengeschwindigkeit. Die Geschwindigkeiten bleiben bei Vorheiztemperaturen $T_p \geq 313K$ im Bereich der Sprayverbrennung näherungsweise konstant. Die Verdampfung des Sprays

Abbildung 61: D_{32} -Verlauf in der Kerosinflamme; $\phi = 0.6$ Abbildung 62: D_{30} -Verlauf in der Kerosinflamme; $\phi = 0.6$

erstreckt sich in etwa bis $L = 0.15m$ (Abbildung 59), was bei einer mittleren Geschwindigkeit der Tropfen bei $3m/s$ einer Zeit von $50ms$ entspricht.

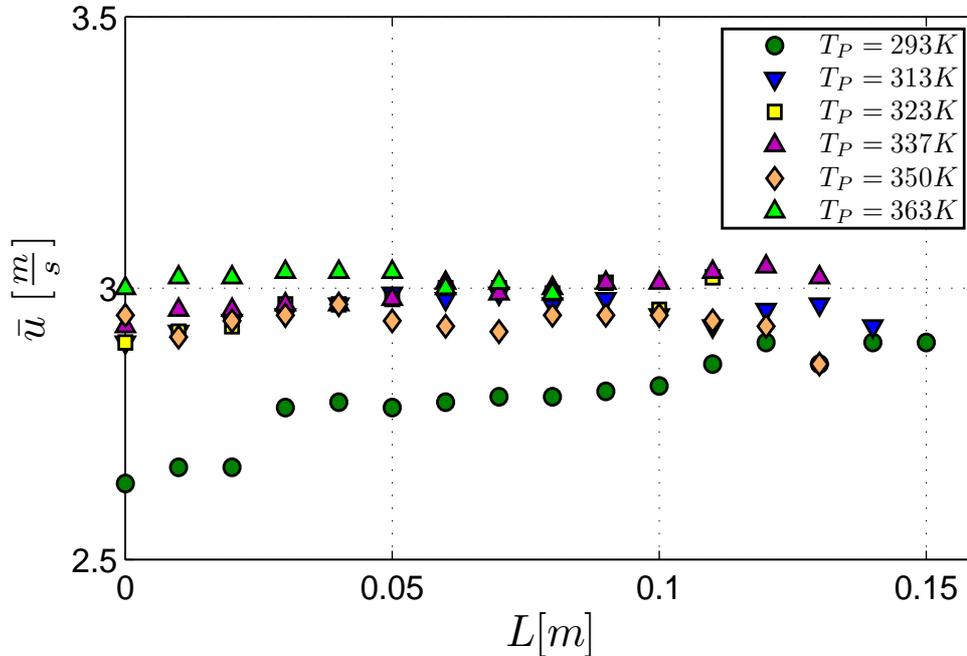


Abbildung 63: Tropfengeschwindigkeit \bar{u} ; $\phi = 0.7$

Bei $T_p = 293K$ ist das Spray am Ende des Mischrohres nicht vorverdampft ($\Psi = 0$). Die mittleren Tropfengeschwindigkeiten sind hier im Vergleich zu höheren Vorheiztemperaturen und damit höheren Vorverdampfungsgraden anfangs niedriger und nähern sich über der Lauflänge L einander an. Die Ursache dafür liegt in der verzögerten Brennstoffumsetzung, die in Folge zu einer langsameren Dichteänderung und damit zu geringeren Geschwindigkeiten führt. Wird das Spray nicht vorverdampft, erfolgt die Zündung zunächst ausgehend vom Glühdraht. Die weitere Ausbreitung erfolgt durch Energieübertragung von brennenden Tropfen an benachbarte Tropfen. Experimentell wurde dieser Vorgang von Anders et al. [And96] untersucht (Kapitel 6.2.1). Andererseits wird im Fall hoher Vorverdampfungsgrade schon zu Beginn die Gasphase gezündet und verbrannt. Durch die heiße Umgebung wird die Zeit zum Zünden der verbleibenden Tropfen beschleunigt und der gesamte Brennstoffumsatz erfolgt in kürzerer Zeit.

6 Einzeltropfenverbrennung

In dünnen Sprays ist der mittlere Tropfenabstand groß genug, dass die Tropfen jeweils mit einer eigenen Flammenzone brennen [Gun97, Sug05]. Dadurch kann die Verbrennung von Sprays vereinfachend als Summe von Einzeltropfenverbrennungen betrachtet werden. Für die Simulation der Tropfenverbrennung wurde ein 1-dimensionales Modell in Anlehnung an die Arbeiten von Cho et al. [Cho90] und Marchese [Mar96] aufgestellt. Die Simulationsrechnungen wurden mit der Software 'CosiLab' der Firma Softpredict durchgeführt, in der das untenstehende Einzeltropfenmodell als 'SingleDrop'-Modell übernommen wurde [Dob05]. Als Brennstoff wurde n-Heptan und der zugehörige Mechanismus von Naha und Aggarwal [Nah04, Hel97, Li,99] verwendet (Anhang A.1).

6.1 Einzeltropfenmodell

Das Modell geht von einem 1-dimensionalen Fall ohne freie oder erzwungene Konvektion aus. Die Abbildung 64 zeigt die schematische Anordnung. Es wird vom isobaren Fall ausgegangen. Das Rechengebiet erstreckt sich vom Mittelpunkt des Tropfens $r = 0$ bis zum äußersten Rand der Gasphase bei $r = r_{max}$. Das Tropfenfluid kann aus mehreren Einzelkomponenten i bestehen. Der Einfluss interner Zirkulation im Tropfen wird vernachlässigt.

Gasphase

Für die Gasphase werden die Massen-, die Spezies- und die Energiebilanz für den kugelsymmetrischen Fall aufgestellt (Gl. 6.1, 6.2 und 6.3). In den Gleichungen beziehen sich die Dichte ρ_G , die Temperatur T_G , die mittlere spezifische Wärmekapazität $c_{p,G}$ und die Wärmeleitung λ_G jeweils auf die gemittelten Werte in der Gasphase. $Y_{G,i}$ ist der Massenbruch der Komponente i in der Gasphase. h_i ist die spezifische Enthalpie der Komponente i . Die radiale Richtung, die radiale Diffusionsgeschwindigkeit und die Fluidgeschwindigkeit in radialer Richtung werden mit r , $V_{r,i}$ bzw. u_r bezeichnet. $w_{G,i}$ ist die chemische Bildungsrate der Komponente i

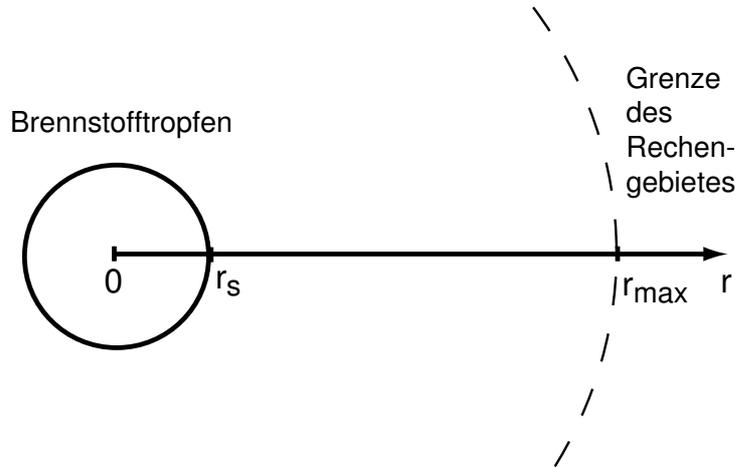


Abbildung 64: 1D-Modell der Tropfenverbrennung

in der Gasphase. Die Gesamtzahl der chemischen Komponenten in der Gasphase ist n . Für die Lösung der Gleichungen wird das ideale Gasgesetz angewandt.

$$\frac{\partial \rho_G}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_G u_r) = 0 \quad (6.1)$$

$$\rho_G \frac{\partial Y_{G,i}}{\partial t} + \rho_G u_r \frac{\partial Y_{G,i}}{\partial r} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_G Y_{G,i} V_{r,i}) + w_{G,i} \quad (6.2)$$

$$\begin{aligned} \rho_G c_{p,G} \frac{\partial T_G}{\partial t} + \rho_G c_{p,G} u_r \frac{\partial T_G}{\partial r} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \lambda_G \frac{\partial T_G}{\partial r}) \\ -\rho_G \sum_{i=1}^n (Y_{G,i} V_{r,i} c_{p,G,i}) \frac{\partial T}{\partial r} &= -\sum_{i=1}^n w_{G,i} h_{G,i} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Der Diffusionsstrom hängt von der Dichte ρ_G , den Massenbrüchen $Y_{G,i}$ und der Diffusionsgeschwindigkeit $V_{r,i}$ ab. Bezieht man die Diffusionskoeffizienten für die Stoffdiffusion D^M und die Thermodiffusion D^T ein, erhält man die Gleichung 6.4 für die Diffusionsgeschwindigkeit V_i der Komponente i .

$$V_{r,i} = \frac{1}{\rho_G Y_{G,i}} \left[- \left(\rho_G \frac{Y_{G,i}}{X_{G,i}} D_{G,i}^M \right) \text{grad } X_i - \frac{D_{G,i}^T}{T} \text{grad } T \right] \quad (6.4)$$

Abgeleitet aus der kinetischen Gastheorie gelten für Stöße mit harten Kugeln die vereinfachten Beziehungen für die Diffusionskoeffizienten in den Gleichungen 6.5 bis 6.9.

$$D_{G,i}^M = \frac{1 - Y_{G,i}}{\sum_{k \neq i} X_k / [D_{ik}]_F} \quad (6.5)$$

$$D_{G,i}^T = \left(\rho_G \frac{Y_{G,i}}{X_{G,i}} D_{G,i}^M \right) \frac{1 - Y_{G,i}}{1 - X_{G,i}} \sum_{k \neq i}^n \frac{1}{2} \frac{M_i - M_k}{M_i + M_k} X_i X_k R_{ik}^* \quad (6.6)$$

$$R_{ik}^* = \frac{105}{59} \quad (6.7)$$

$$[D_{ik}]_F = \frac{3 \sqrt{\pi N_A k_B^3 T^3 / M_{ik}}}{8 p_G \pi \sigma_{ik}^2 \Omega_{ik}^{(1,1)*}} \quad (6.8)$$

$$M_{ik} = \frac{2M_i M_k}{M_i + M_k} \quad (6.9)$$

$$\Omega_{ik}^{(1,1)*} = 1 \quad (6.10)$$

Flüssigphase

Für die Flüssigphase beschreiben die Gleichungen 6.11 und 6.12 die Spezies- und die Energiebilanzen.

$$\frac{\partial Y_{F,i}}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 D_{F,i} \frac{\partial Y_{F,i}}{\partial r} \right) \quad (6.11)$$

$$\rho_F c_{p,F} \frac{\partial T_F}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda_F \frac{\partial T_F}{\partial r} \right) \quad (6.12)$$

Eine weitere Gleichung ergibt sich aus der Massenbilanz am verdampfenden Tropfen (Gl. 6.13).

$$\left| \frac{\partial r_s}{\partial t} \right| = \frac{\rho_G}{\rho_F} u_r \Big|_{r=r_s} \quad (6.13)$$

Für die Dampf-Flüssigkeitsgrenzschicht wird angenommen, dass die Dampf- und die Flüssigphase im Gleichgewicht sind.

Randbedingungen

In der Tropfenmitte $r = 0$ werden aus Symmetriegründen die Gradienten der Massenbrüche und der Temperatur gleich Null gesetzt (Gl. 6.14 und 6.15).

$$\frac{\partial Y_{F,i}}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (6.14)$$

$$\frac{\partial T_F}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (6.15)$$

An der Tropfenoberfläche $r = r_s$ gelten die Randbedingungen 6.16 bis 6.19.

$$T_G = T_F \quad (6.16)$$

$$\lambda_F \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_F = \rho_G u_r \sum_{i=1}^n \epsilon_i L_i + \lambda_G \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_G \quad (6.17)$$

$$V_{r,i} = u_r (\epsilon_i - Y_{G,i}) \quad (6.18)$$

$$D_{F,i} \frac{\partial Y_{l,i}}{\partial r} \Big|_F = \frac{dr_s}{dt} \epsilon_i - \frac{dr_s}{dt} Y_{F,i} \quad (6.19)$$

Die Verdampfungsrate ϵ_i der Komponente i wird in der Gleichung 6.20 definiert. Sie entspricht dem Verhältnis des Massenstroms der Komponente i relativ zum Gesamtmassenstrom beim Übergang von der flüssigen in die gasförmige Phase an der Oberfläche des Tropfens.

$$\epsilon_i = \frac{\dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \dot{m}_i} \quad (6.20)$$

An der Grenze des Rechengebietes $r = r_{max}$ werden die Temperatur und die Massenbrüche der Gasphase mit den Umgebungsbedingungen gleichgesetzt (Gl. 6.21 und 6.22). Am Rand gilt für die Massenbrüche und Temperaturen Gradientenfreiheit (Gl. 6.21 und 6.22). Aufgrund numerischer Probleme kann in der Simulationsrechnung die Gradientenfreiheit nicht vollständig erreicht werden. Es ist praktikabel, eine kleine Abweichung zuzulassen und r_{max} geeignet groß zu wählen, um eine Rückwirkung auf die Tropfenverbrennung gering zu halten.

$$T_G|_{r=r_{max}} = T_{G,\infty} \quad (6.21)$$

$$Y_{G,i}|_{r=r_{max}} = Y_{G,i,\infty} \quad (6.22)$$

$$\left. \frac{\partial Y_{G,i}}{\partial r} \right|_{r=r_{max}} = 0 \quad (6.23)$$

$$\left. \frac{\partial T_G}{\partial r} \right|_{r=r_{max}} = 0 \quad (6.24)$$

Anfangsbedingungen

Bei den Simulationsrechnungen wird von Luft mit 60% Luftfeuchte bei 15°C ausgegangen. Bis zum Erreichen des gewünschten Vorverdampfungsgrades wurde die Temperatur in der Umgebung des Tropfens auf 400K gesetzt. Die Zündung erfolgte durch zeitweises Aufprägen eines Temperaturprofiles, das nachfolgend beschrieben wird.

6.2 Tropfenzündung

Die hier untersuchten Zündbedingungen leiten sich aus den Gegebenheiten der im Kapitel 3 beschriebenen Versuchsanlage ab. Die Abbildung 65 zeigt schematisch eine Übersicht der Zündszenarien. Das Spray-Luft-Gemisch wird in einer Vormischstrecke teilweise vorverdampft und schließlich mit einem Glühdraht in der Nähe der Rohrwand gezündet. Tropfen, die in die Nähe des Glühdrahtes gelangen, werden aufgeheizt und beginnen bei Erreichen der Zündbedingung als Einzeltröpfchen zu brennen. Befindet sich die Gasphase selbst in einem brennbaren Zustand, so bildet sich eine Gasflamme aus. Tropfen, die durch die Flammenzone hindurchtreten, verdampfen und brennen anschließend im Abgasbereich bei örtlich erhöhten Temperaturen und reduziertem Sauerstoff.

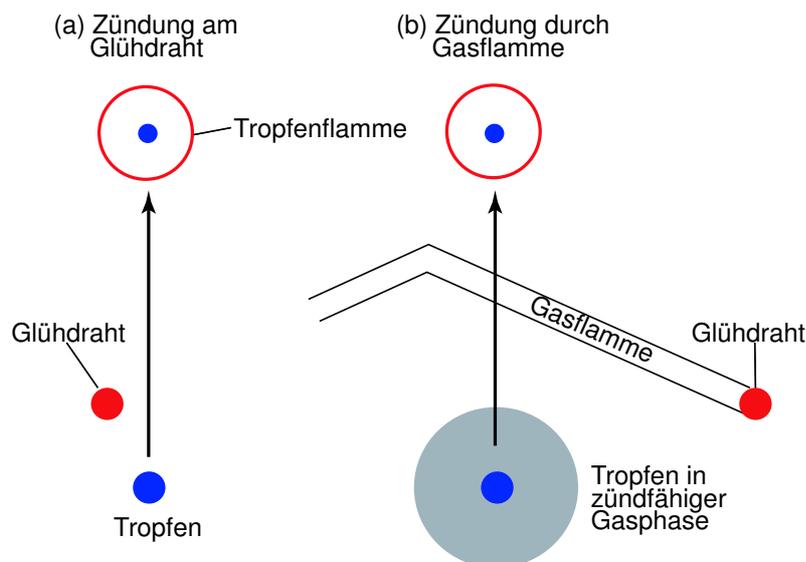


Abbildung 65: Schematische Darstellung der Zündszenarien

6.2.1 Zündung durch punktuelle Wärmequelle

Bei Tropfenzündung durch eine Wärmequelle, wie im Experiment der Glühdraht, erfolgt die weitere Flammenausbreitung von einem brennenden Tropfen über benachbarte Tropfen. Dieser Vorgang wurde von Anders et al. [And96] experimentell untersucht. In der Abbildung 66 sind drei

parallele Einzeltropfenketten gezeigt. Die erste Kette wird durch die Einwirkung der Glühwendel gezündet. Die Flammenfront erstreckt sich nachfolgend über die anderen beiden Tropfenketten quer zur Strömungsrichtung. Modellhaft wird dem System 'Tropfen' mit seiner zugeordneten Umgebungsluft zeitlich und örtlich begrenzt Energie zugeführt, die schließlich zur Zündung führt.

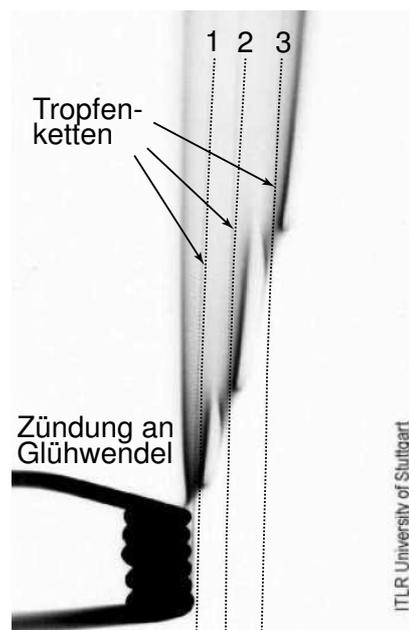


Abbildung 66: Flammenfortpflanzung an drei parallelen Einzeltropfenketten [And96]

Marchese [Mar96] und Raghavan [Rag06] modellierten den Energieeintrag durch ein radiales Temperaturprofil, das in der Simulation bis zum Zünden des Tropfens aufgeprägt wird. Das von Marchese verwendete Temperaturprofil ist in der Abbildung 67 dargestellt. Die Temperatur wurde bei einem Tropfen mit 1mm Durchmesser vor dem Zünden in einem Bereich von 2 bis $4r_s$ auf 2000K angehoben.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen der Temperatur und des Abgases wurden entlang der Rohrachse durchgeführt. Der Einfluss der eingebrachten Zündenergie durch den Glühdraht ist dort vernachlässigbar. Im Experiment liegen die mittleren Tropfenabstände, wie in der Abbildung 30 gezeigt, im Bereich von etwa 16 bis $30 D_{30}$. Der typi-

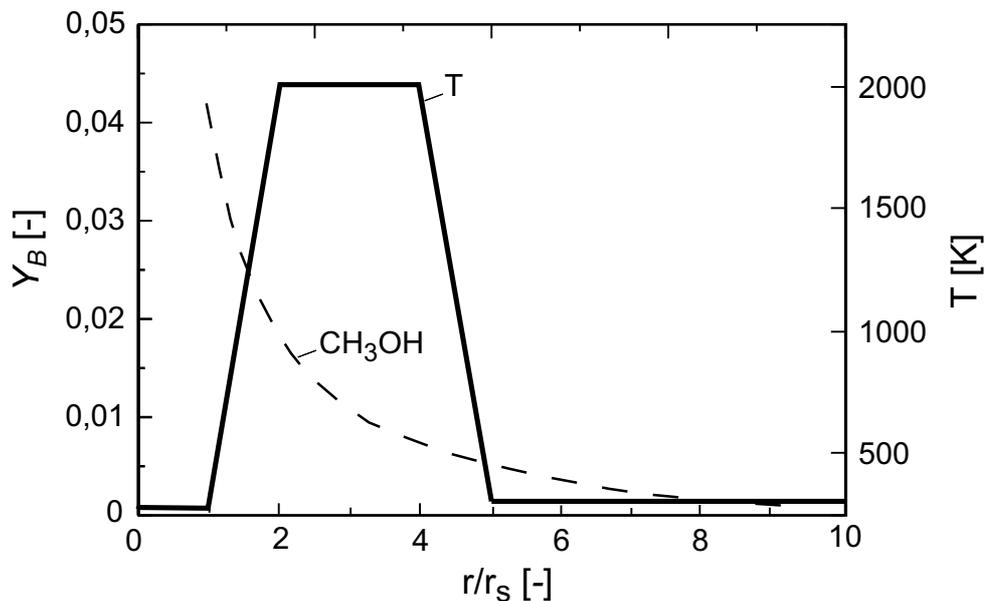


Abbildung 67: Anfangsbedingungen für Methanol-Tropfenverbrennung [Mar96]

sche Abstand von Tropfenoberfläche zur Flammenzone liegt bei 10 bis 15 Tropfendurchmessern. Damit befindet sich die Flammenzone örtlich auf etwa der halben bis viertelten Distanz zwischen den Tropfen. Das Aufprägen eines Temperaturprofils zum Zünden der Tropfen, wie von Marchese [Mar96] beschrieben, entspricht also grundsätzlich den realen Gegebenheiten. Die Frage, wieviel Energie zu welcher Zeit zu- und abgeführt wird, lässt sich im Einzeltröpfchenmodell nicht einfach beschreiben. Zur Beantwortung dieser Fragestellung erscheinen weitere Experimente und Simulationen im Bereich der Verbrennung von Tropfenarrays (z.B. [Mik05]) notwendig.

Die Vorheizung des Tropfens und der Gasphase erhöht die Flammentemperatur und wirkt sich somit auf die thermische NO -Bildung aus. Für die Rechnungen in dieser Arbeit wurde deshalb versucht, den Energieeintrag im Verhältnis zur Energiefreisetzung durch die Tropfenverbrennung gering zu halten. Das anfängliche Temperaturprofil ist in der Abbildung 68 zu sehen. Die eingebrachte Wärmemenge Q_0 kann mit der Gleichung 6.25 berechnet werden. Für einen Tropfen mit $D_{tr} = 50\mu m$ ergibt sich eine Energie von etwa $3.7mJ$. Aggarwal hat in seiner Arbeit [Agg98] die

minimal notwendige Zündenergie bei einem Druck von 1bar mit Werten zwischen 1 und 10mJ angegeben. Damit liegt Q_0 im notwendigen Bereich, um den Tropfen schließlich zünden zu können.

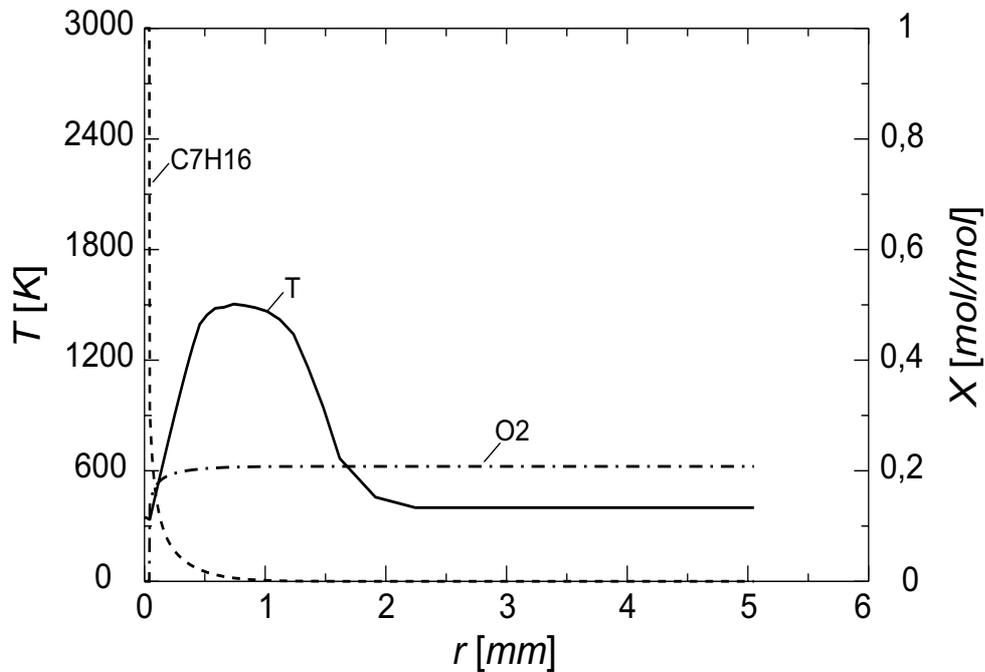


Abbildung 68: Konzentrations- und Temperaturverlauf vor der Zündung; $t=0.0102\text{s}$

$$Q_0 = \int_{r_s}^{r_{max}} 4\pi r^2 \bar{\rho} \bar{c}_{p,G} (T - T_\infty) dr \quad (6.25)$$

Die Energiefreisetzung durch die Verbrennung eines n-Heptan Tropfens mit einem Durchmesser von $100\mu\text{m}$ ergibt eine Energie von circa 19mJ . Damit ist das Verhältnis zur anfangs eingebrachten Wärme Q_0 etwa 5 zu 1. Bei Tropfendurchmessern im Bereich von 1mm (wie bei Marchese [Mar96]) wird dieses Verhältnis so groß, dass Q_0 anteilig vernachlässigbar ist. Die nachfolgenden Rechnungen sollen jedoch mit Tropfengrößen durchgeführt werden, die in einem ähnlichen Bereich liegen, wie sie im Experiment auftreten.

6.2.2 Zündung durch heißes Abgas

Bei der Zündung von Tropfen durch heißes Abgas können im Experiment zwei Arten unterschieden werden: Die Zündung im Abgas einer Vormischflamme und die Zündung im Abgasbereich eines brennenden bzw. verbrannten benachbarten Tropfens.

Der erste Fall tritt bei hohen Vorverdampfungsgraden auf, wenn die Gasphase selbst brennbar ist. Nach der Zündung durch den Glühdraht bildet sich im Experiment, wie in der Abbildung 65 angedeutet, eine kegelförmige Flammenfront über den Rohrquerschnitt aus. Nähern sich nun Tropfen dieser Flammenfront, so werden diese aufgeheizt und verdampfen. Kleinere Tropfen werden dabei vollständig verdampft und verbrennen sogleich. Mittlere und größere Tropfen jedoch können durch die Flammenfront hindurchtreten und verbrennen im nachfolgenden Abgasbereich unter erhöhten Temperaturen und reduzierter Sauerstoffkonzentration. Diese Situation kann durch Vorgabe von heißem Abgas in der Gasphase des Einzeltröpfchens simuliert werden.

Im zweiten Fall erfolgt die Zündung der Tropfen im Randbereich des Sprays zunächst, wie im Kapitel 6.2.1 beschrieben, ausgehend vom Glühdraht. Durch den Wärme- und Stofftransport werden Tropfen in unmittelbarer Umgebung zu den ersten brennenden Tropfen gezündet. Die umgebende Gasphase des Tropfens ist eine Mischung aus dem Abgas des benachbarten Tropfens und der anfänglichen Gasphase des zu zündenden Tropfens. Die Zusammensetzung der Gasphase ändert sich fortlaufend durch Mischung und Verlauf des Ausbrands. In der Simulation war es allerdings nicht möglich, die Randbedingung der Gasphasenkonzentrationen dynamisch über der Brenndauer anzupassen. Deshalb konnte die Tropfenverbrennung in einer Abgasumgebung nur für den ersten Fall simuliert werden. Für weiterführende Arbeiten bietet sich hier jedoch an, die Simulationsrechnungen auf den Bereich kleiner und mittlerer Vorverdampfungsgrade zu erweitern.

6.3 1D Rechnungen

6.3.1 Einfluss der Tropfengröße

Technische Sprays weisen ein breites Spektrum an Tropfengrößen auf. Die Abbildung 34 im Kapitel 5.1.5 zeigt ein typisches Spektrum des Sprays im Experiment. Es ist bekannt, dass sich Tropfen mit Durchmessern kleiner als $10\mu\text{m}$ bei der Verbrennung wie Gas verhalten [Niz79]. Größere Tropfen verbrennen ohne Konvektionseinfluss mit einer einhüllenden Flammenfront unter stöchiometrischen Bedingungen [Tur00]. Für die Modellierung der Stickoxidbildung in Sprays ist es notwendig, den Einfluss der Tropfengröße genauer zu untersuchen.

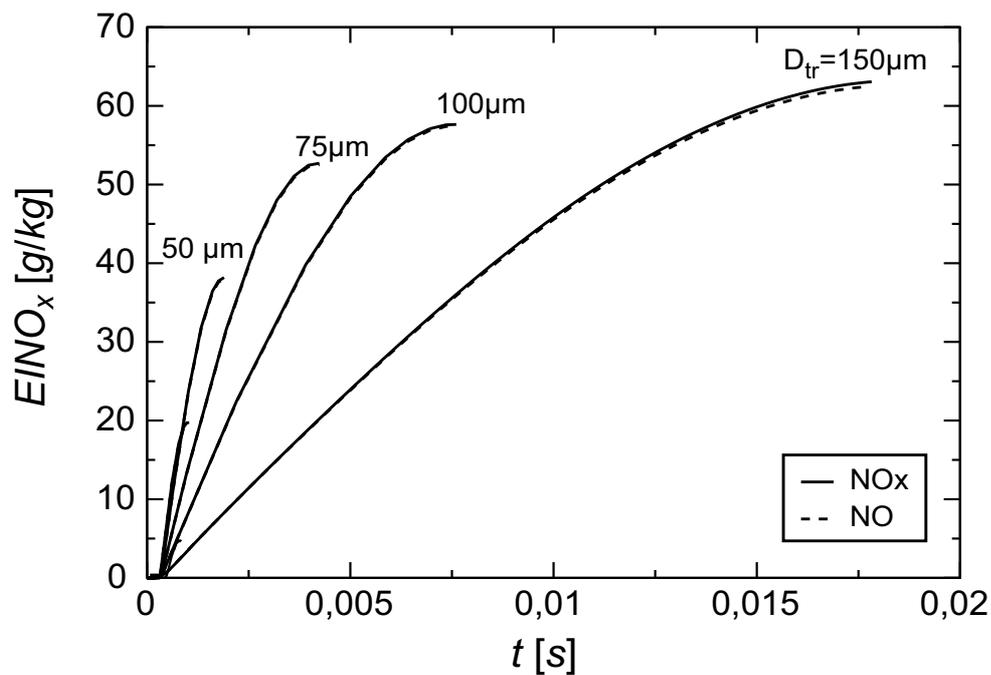


Abbildung 69: Verlauf der Stickoxidbildung in Abhängigkeit von D_{tr}

In der Simulation wurde der Tropfendurchmesser schrittweise von $25\mu\text{m}$ bis auf $150\mu\text{m}$ erhöht. Zur Zündung der Tropfen wurde die Temperatur der umgebenden Gasphase ($21\% \text{O}_2 / 79\% \text{N}_2$) zu Beginn auf $T_G = 1500\text{K}$ gesetzt. In der Abbildung 69 wird die jeweilige Entwicklung der Stickoxidemission über der Zeit gezeigt. Die E/INO_x -Werte bei vollständigem

Abbrand des Tropfens sind in der Abbildung 70 über der Tropfengröße aufgetragen. Mit steigendem Tropfendurchmesser erhöht sich die Stickoxidemission. Ein Tropfen mit $D_{tr} = 25\mu m$ beispielsweise produziert $4.76g$ Stickoxid je kg Brennstoffmasse im Gegensatz zu $62.7g/kg$ bei einem $150\mu m$ Tropfen. Der Anteil des NO_2 an der gesamten Stickoxidemission ist vernachlässigbar.

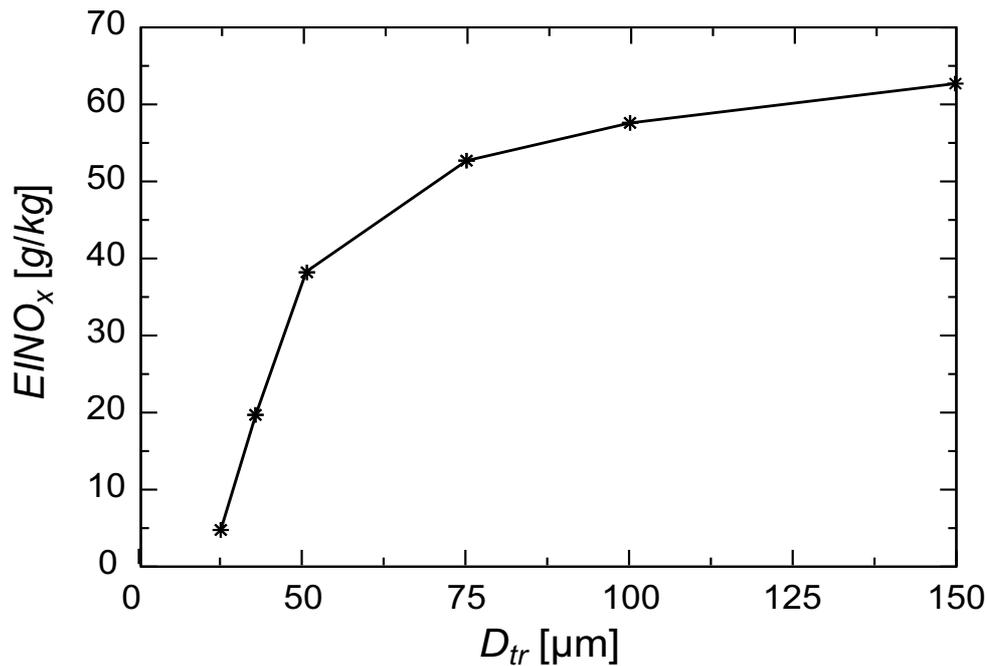


Abbildung 70: Stickoxidbildung in Abhängigkeit von D_{tr} .

Die Abbildung 71 zeigt die höchsten auftretenden Temperaturen T_f im Bereich der Flammenzone. Im Verlauf ist zu erkennen, dass mit steigendem Durchmesser die Höhe der erreichten Temperaturen zunimmt, und der Zeitraum, über den diese hohen Temperaturen herrschen, länger wird. Die $EINO_x$ -Gradienten sind zwar bei kleinen Tropfendurchmessern am höchsten, jedoch überwiegt letztlich der Einfluss der geringeren Brenndauer, wodurch weniger Zeit für die thermische NO -Bildung bleibt.

Die im Experiment bestimmten D_{30} -Werte liegen im unverdampften Zustand ($\Psi = 0$) bei etwa $40\mu m$ (Abbildung 39 im Kapitel 5.1.5). Bei einer Umgebungstemperatur von $1500K$, wie hier in der Simulation, ergeben sich für Tropfen der Größe $D = 40\mu m$ $EINO_x$ -Werte von etwa

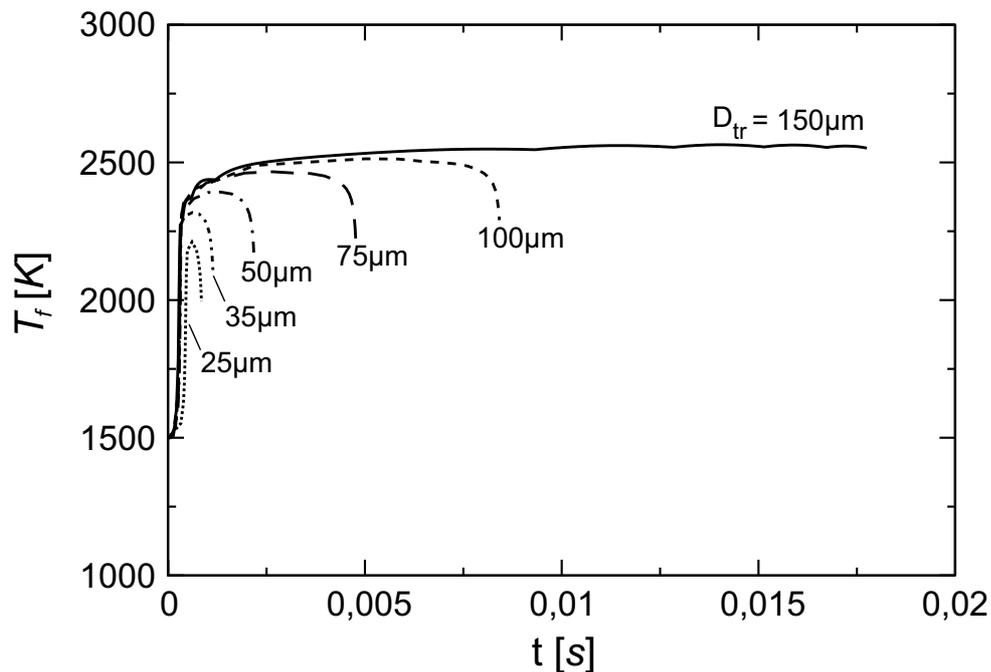


Abbildung 71: T_f -Verlauf in Abhängigkeit von D_{tr}

25g/kg. Der Einfluss der Vorheizung auf die thermische NO -Bildung kann über die Gleichung 5.14 abgeschätzt werden. Es wird ähnlich wie im Kapitel 5.2.2 angenommen, dass die tatsächliche Flammentemperatur circa 200K unterhalb der adiabaten Flammentemperatur liegt. Bezogen auf eine Referenztemperatur von $T_{p,ref} = 323K$, ergibt sich mit den Temperaturwerten aus der Simulation ein f_i -Wert von circa 7. Bei Tropfen der Größe $D_{30} = 40\mu m$ bedeutet dies einen $EINO_x$ -Wert von 3.5g/kg bezogen auf die Referenztemperatur $T_{p,ref} = 323K$. Dies entspricht in guter Näherung den Messwerten in der Abbildung 40.

6.3.2 Einfluss der Vorverdampfung

Zur Untersuchung des Effekts der Vorverdampfung auf die Stickoxidbildung eines Einzeltropfens wurden Rechnungen mit Tropfen der anfänglichen Größe $D_0 = 100\mu m$ durchgeführt. Die Vorverdampfung bis zum gewünschten Vorverdampfungsgrad Ψ erfolgte in Luft mit einer Temperatur von 400K. Die Temperatur der Gasphase ist so gewählt, dass sie

etwas höher als der Siedepunkt des n-Heptans von 371K liegt. Bei allen untersuchten Vorverdampfungsgraden entspricht die Gesamtmasse des flüssigen und verdampften Brennstoffs der anfänglichen Tropfenmasse. Nach Erreichen des Vorverdampfungsgrades erfolgt die Zündung, wie im Kapitel 6.2.1 beschrieben, durch eine Temperaturerhöhung in der unmittelbaren Umgebung des Tropfens.

In der Abbildung 72 sind die Verläufe der $EINO_x$ -Werte über der Zeit dargestellt. Die Gradienten der Stickoxidbildung zeigen keinen einheitlichen Trend. Sie steigen für $\Psi = 0.1$ bis $\Psi = 0.25$ an, werden jedoch bei höheren Vorverdampfungsgraden wieder geringer. Die Abbildung 73 zeigt die $EINO_x$ -Werte bei vollständigem Abbrand der Tropfen. Für Verdampfungsgrade bis $\Psi = 0.25$ bleiben die $EINO_x$ -Werte in etwa auf gleichem Niveau. Bei höheren Vorverdampfungsgraden ist ein deutliches Absinken der Stickoxidemission zu erkennen.

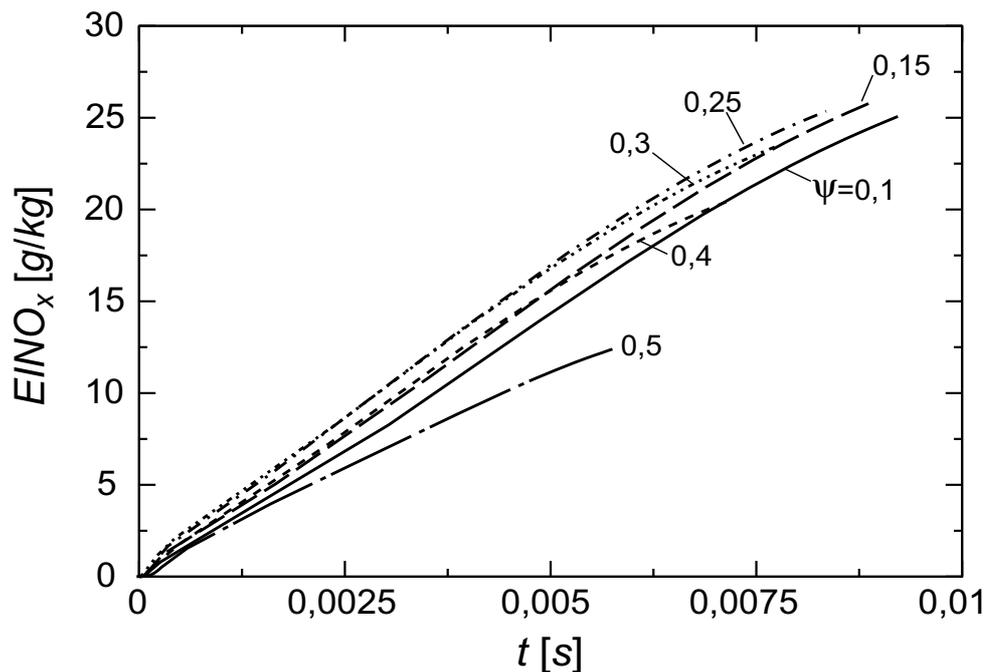


Abbildung 72: $EINO_x$ über der Brenndauer; $T_\infty = 400\text{K}$

Für die Beurteilung der Stickoxidbildung unter dem Einfluss der Vorverdampfung ist es wichtig, die Zeit t bis zum Abbrand der Tropfen zu vergleichen. In der Abbildung 74 wird die Reduzierung der Brenndauer bei

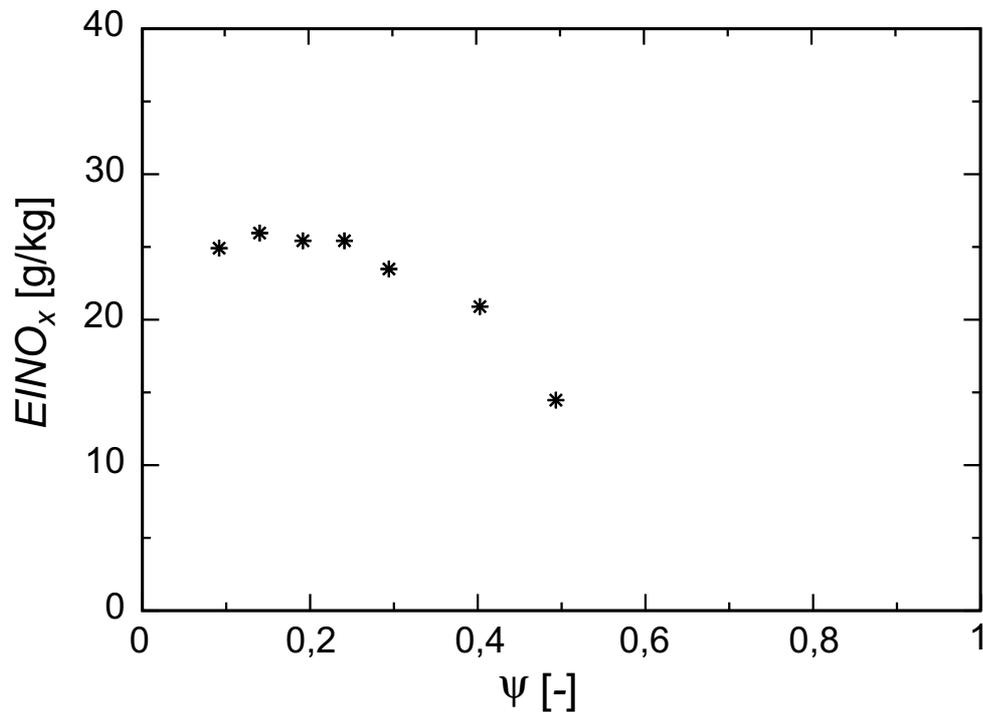


Abbildung 73: E/NO_x als Funktion des Vorverdampfungsgrades Ψ

steigendem Vorverdampfungsgrad Ψ gezeigt. Die Abnahme resultiert aus der geringeren anfänglichen Tropfengröße bei steigender Vorverdampfung. Die Zeit, in der thermisches NO gebildet werden kann, wird mit steigendem Ψ geringer. Die Brenndauer ist bei $\Psi = 0.5$ im Vergleich zu $\Psi = 0.1$ um 40% kleiner. Bei den E/NO_x -Werten ergibt sich eine Minderung um 50%. Damit lässt sich die NO -Minderung durch die Vorverdampfung zu einem guten Teil mit der verringerten anfänglichen Tropfengröße und damit einer kürzeren Brenndauer erklären.

Im Vergleich zu den Rechnungen mit Tropfen in einer anfänglichen Gasphase bei $1500K$ (Kapitel 6.3.1) bleiben die maximalen Temperaturen nicht über der gesamten Brenndauer konstant, sondern werden mit fortschreitender Zeit geringer (Abbildung 75). Zu Beginn hat die Gasphase im Randbereich eine Temperatur von $400K$. Im Laufe der Verbrennung wird die Gasphase aufgeheizt und so der Flammenzone Wärme entzogen. Die niedrigen Temperaturen führen neben dem Effekt einer verringerten Brenndauer zu einer geringeren NO -Bildung.

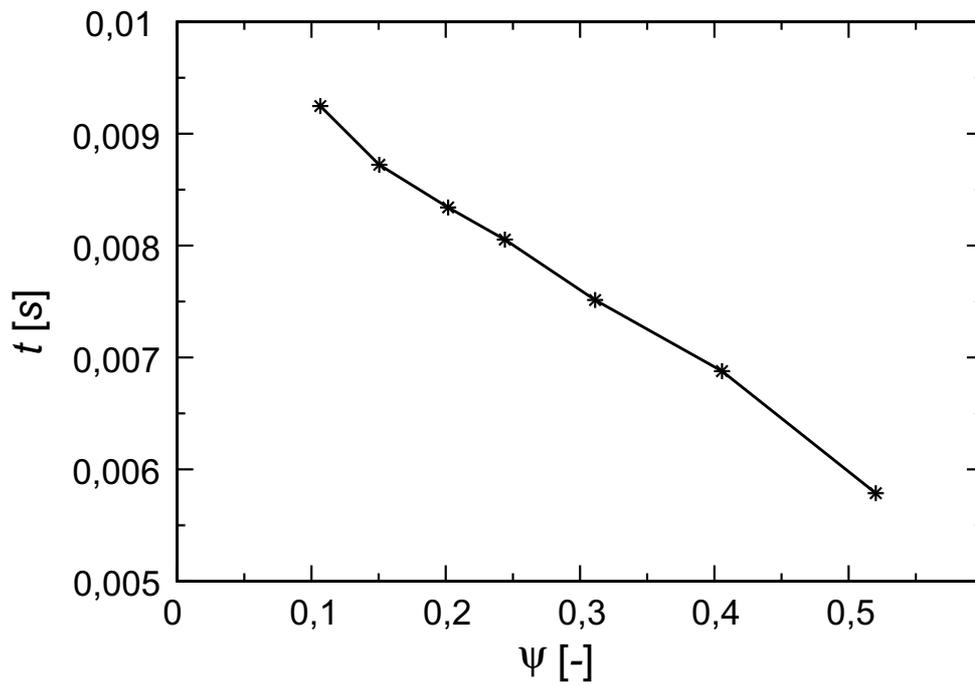


Abbildung 74: Tropfenbrenndauer t als Funktion des Vorverdampfungsgrades Ψ

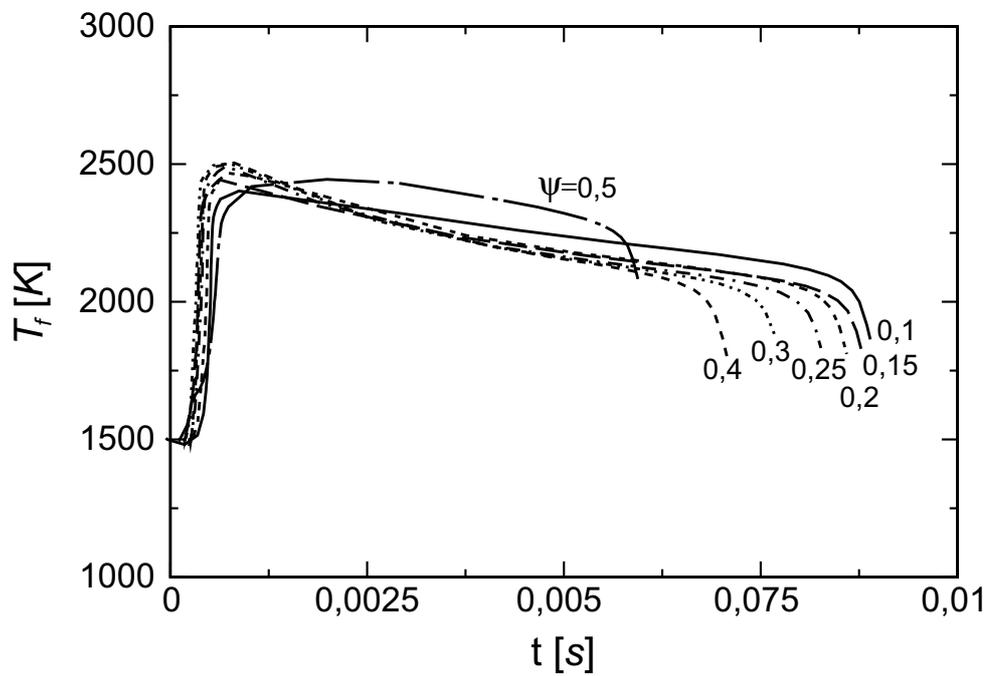


Abbildung 75: T_f als Funktion des Vorverdampfungsgrades Ψ

Ein Vergleich mit den Daten aus dem Experiment ist nicht direkt möglich. Zunächst ist im Experiment die Aufenthaltszeit mit circa 90ms deutlich höher als die Brenndauer der Tropfen. Bei steigendem Vorverdampfungsgrad führt der Abbrand der Gasphase zu höheren Temperaturen und einer Reduktion des Sauerstoffes. Beides wirkt sich auf die Stickoxidbildung bei der Tropfenverbrennung aus. Dadurch kann die Tropfenverbrennung nicht völlig unabhängig von den Bedingungen in der Gasphase betrachtet werden.

6.3.3 Tropfenverbrennung in Abgasumgebung

Die Stickoxidbildung wird maßgeblich durch die Temperatur, aber auch durch die Zeit und der Konzentration der Sauerstoffradikale O bestimmt. Nachfolgend wird der Einfluss eines reduzierten Sauerstoffgehalts bei zugleich erhöhten Temperaturen auf die Stickoxidbildung bei der Einzeltropfenverbrennung untersucht. Dabei werden die Abgaskonzentrationen und die Temperatur als Resultate einer Vormischflamme mit dem CHEMKIN-Tool PREMIX und dem n-Heptan-Mechanismus von Naha und Aggarwal ermittelt [Nah04]. Es wurde eine Lufttemperatur von 313K gewählt und die Brennstoffluftzahlen ϕ von 0.55 bis 0.9 variiert.

In der Abbildung 76 ist die Entwicklung der Stickoxidbildung über die Zeit aufgetragen. Trotz erhöhter Temperaturen sind die NO_x -Emissionen im Vergleich zur Abbildung 69 deutlich geringer. Typischerweise stellt sich im Abgas ein Gleichgewicht von O_2 und O ein [Tur00]. Der niedrige Sauerstoffgehalt hemmt in Folge die Stickoxidbildung. Zudem führen die geringeren Maximaltemperaturen zu einer niedrigeren, thermischen NO -Bildung. Die Temperaturverläufe bei der Tropfenverbrennung im Abgas einer Vormischflamme mit einem jeweiligen Äquivalenzverhältnis von ϕ sind in der Abbildung 77 dargestellt. Nach einem schnellen Anstieg der Flammentemperatur erfolgt die Tropfenverbrennung bis zum vollständigen Ausbrand bei nur mäßig ansteigenden Temperaturen.

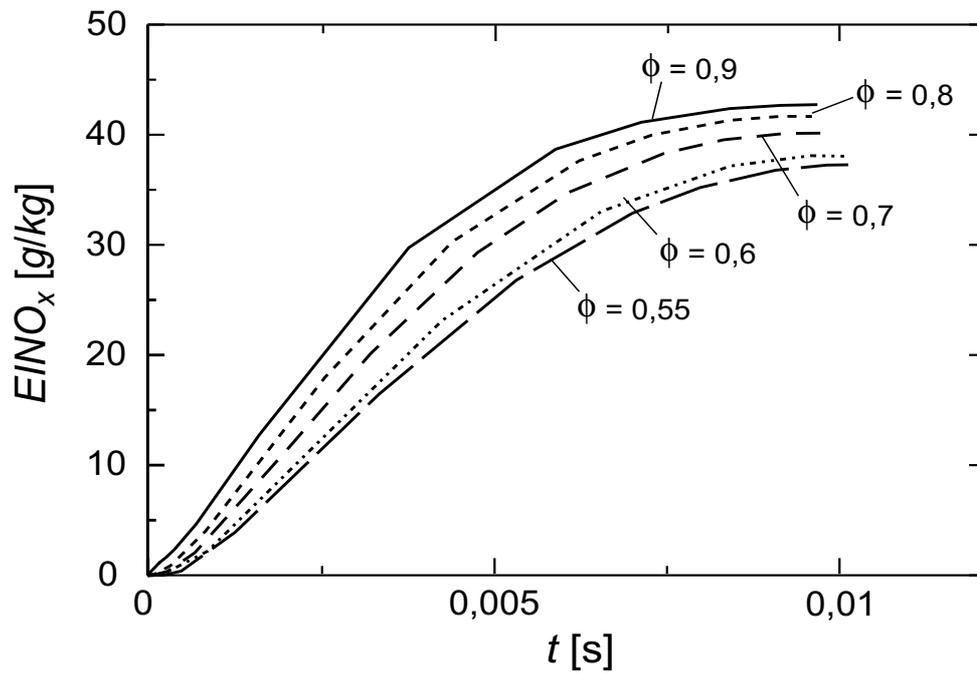


Abbildung 76: Stickoxidbildung im Abgas einer Vormischflamme; $D_0 = 100 \mu m$

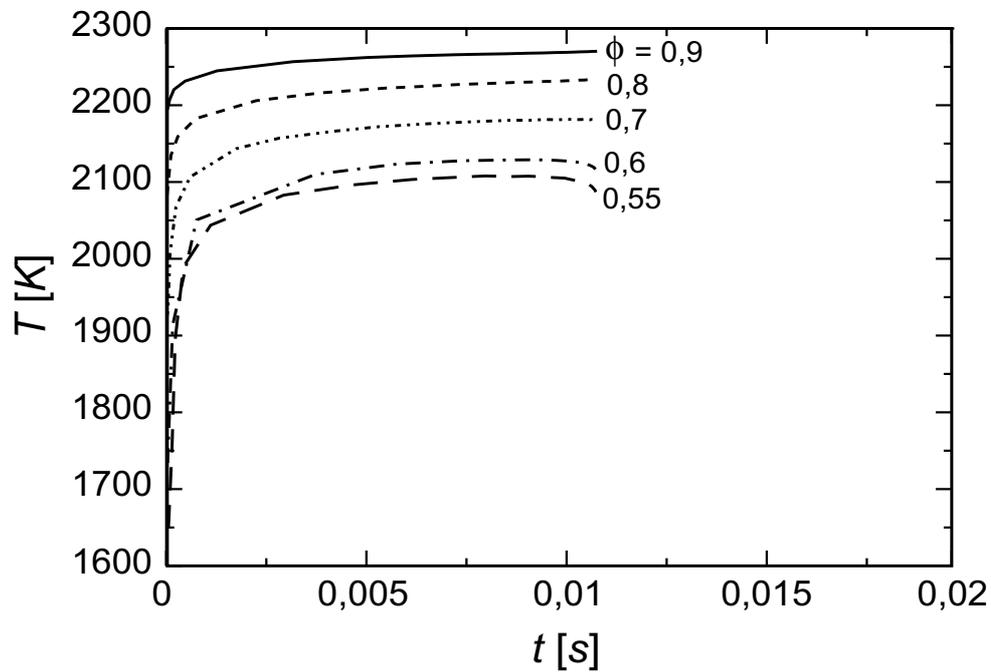


Abbildung 77: Temperaturverlauf im Abgas einer Vormischflamme

In der Abbildung 78 sind die $EINO_x$ -Werte der Tropfenverbrennung über die mittleren Flammentemperaturen, die aus der Abbildung 77 ermittelt wurden, aufgetragen. Bei der Tropfenverbrennung in Frischluft ließe sich bei diesen hohen Temperaturen eine exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur erwarten. Offensichtlich stellt sich bei der Tropfenverbrennung in Abgasumgebung aber ein nahezu linearer Anstieg der Stickoxidemission mit der Temperatur ein.

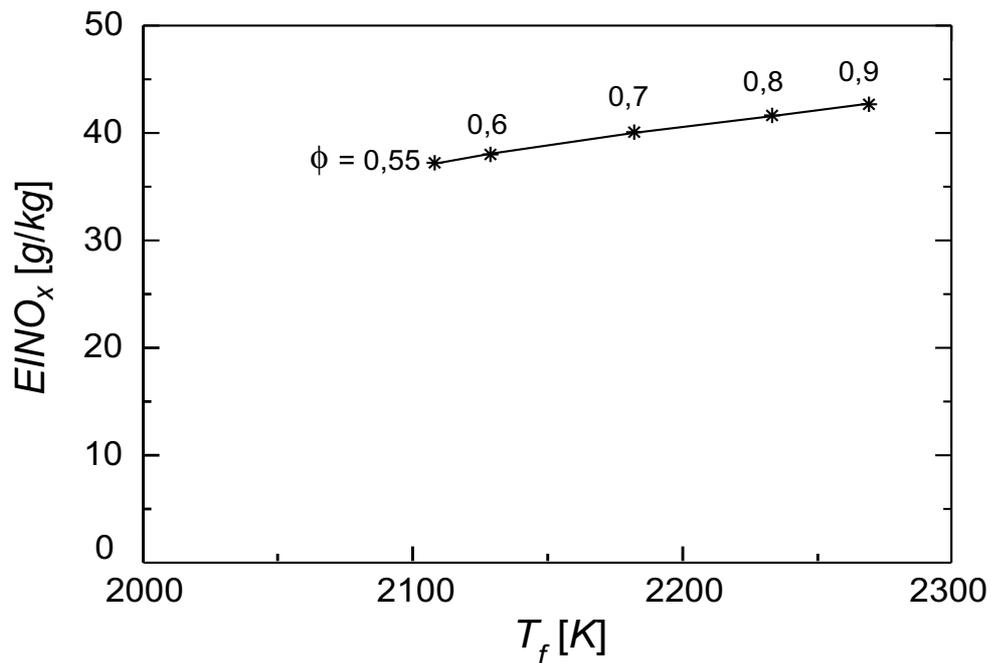


Abbildung 78: $EINO_x$ eines $100\mu m$ -Tropfens im Abgas einer Vormischflamme mit Äquivalenzverhältnis ϕ als Funktion der Flammentemperatur T_f

6.3.4 Flammenabstand

Die Einzeltröpfchenverbrennung wird oft vereinfachend mit einer Verbrennung von Brennstoffgas bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 1.0$ modelliert [Coo80, Tur00]. Um einen ruhenden Einzeltröpfchen bildet sich eine einhüllende Flammenfront aus. Dort herrschen die höchsten Temperaturen. Mit zunehmendem Abstand jenseits der Flammenzone fällt die Temperatur stark ab. Bei der Modellierung der Stickoxidbildung bei vorverdampften Tropfen stellt sich die Frage, ob Brennstoffdampf, der aufgrund von Vorverdampfung und von Vormischung in einem weiten Gebiet um den Tropfen verteilt ist, ebenfalls unter stöchiometrischen Bedingungen verbrennt (Kapitel 6.3.5).

An dieser Stelle soll zunächst geklärt werden, in welchem Abstand zum Tropfen sich die Flammenzone ausbildet. Dazu wird der Abstand S von der Tropfenmitte bis zum Ort höchster Temperatur relativ zur anfänglichen Tropfengröße D_0 untersucht. Nachfolgend wird der Flammenabstand dimensionslos als S/D_0 angegeben.

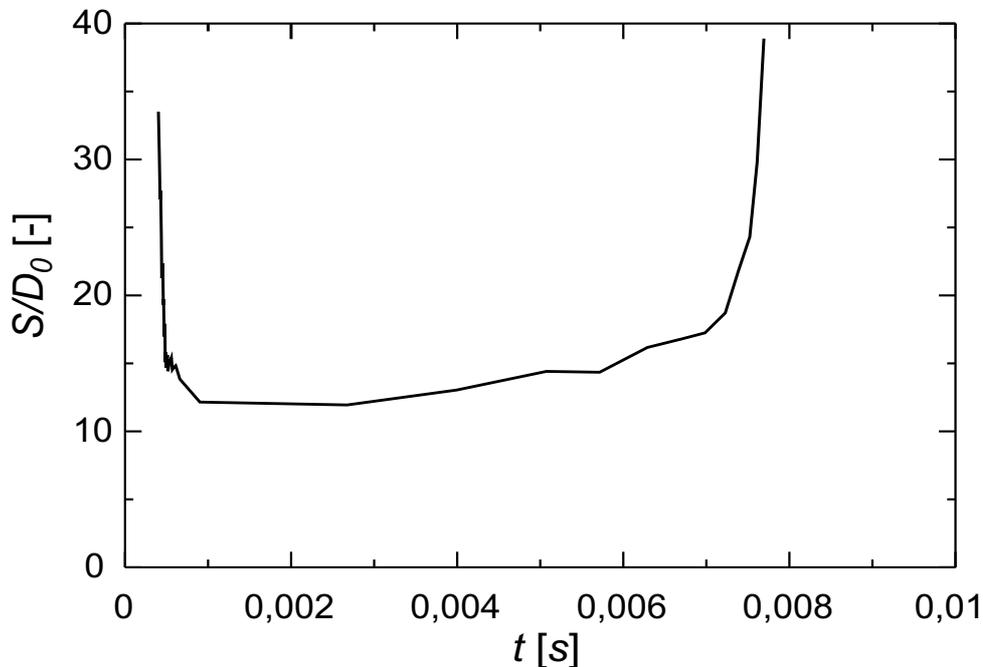


Abbildung 79: Relativer Flammenabstand; $D_0 = 100\mu m$, $T_\infty = 400K$

Die Abbildung 79 zeigt den zeitlichen Verlauf von S/D_0 für einen Tropfen mit anfänglich $D_0 = 100\mu m$. Kurz nach der Zündung stellt sich die Flammenzone im Bereich von $S/D_0 = 10$ ein. Der relative Abstand vergrößert sich im Laufe der Verbrennung bis auf 14. Der steile Anstieg gegen Ende der Verbrennung zeigt das Verlöschen der Flamme an.

Ein ähnliches Ergebnis ergibt sich bei der Variation des anfänglichen Tropfendurchmessers von 25 bis auf $75\mu m$ (Abbildung 80). Die Erhöhung der anfänglichen Temperatur der Gasphase um den Tropfen auf 1500, 1800 und $2100K$ wirkt sich nur geringfügig aus (Abbildung 81). Damit kann für einen weiten Parameterbereich bei der Tropfenverbrennung die Abschätzung des Flammenabstandes von etwa 10 (Angabe von Turns [Tur00]) bis $15 D_0$ angenommen werden.

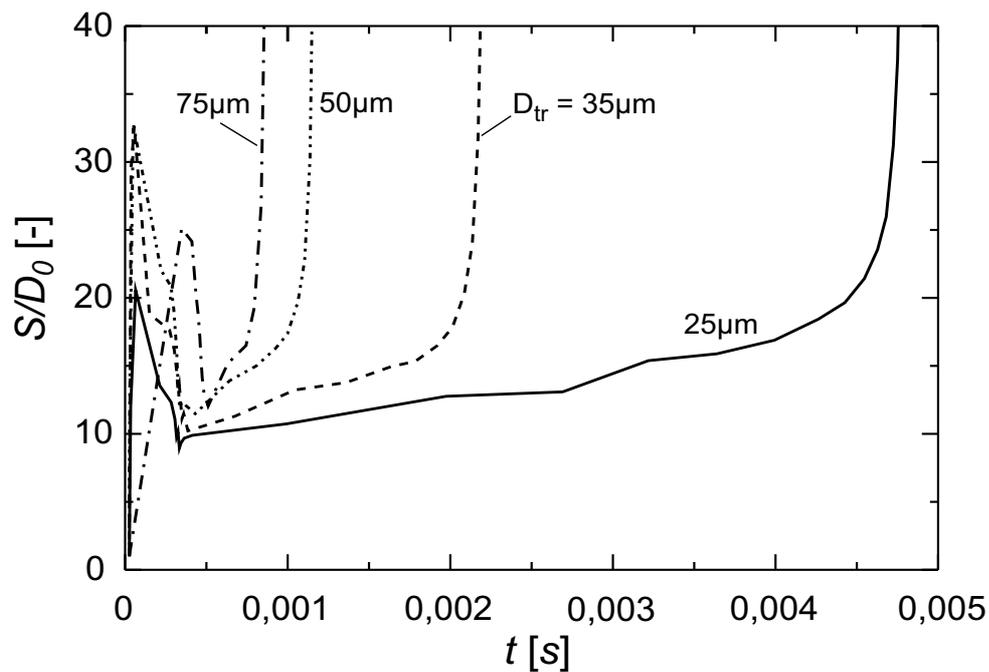


Abbildung 80: Durchmesser einfluss auf den relativen Flammenabstand; $T_\infty = 1500K$

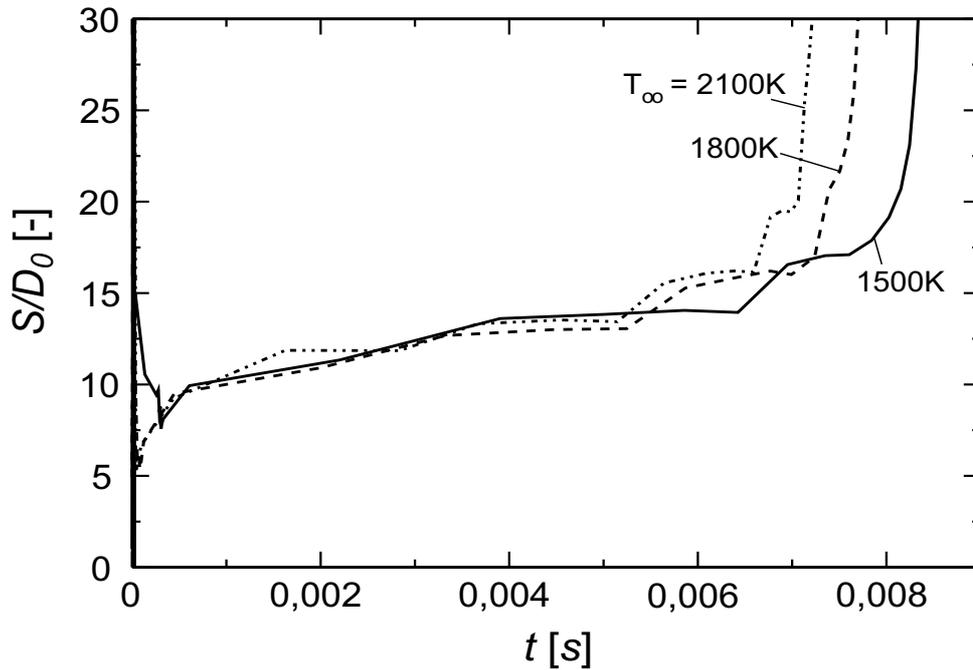


Abbildung 81: Umgebungstemperatureinfluss auf den Flammenabstand; $D_0 = 100\mu\text{m}$

6.3.5 Einfluss der Dampfverteilung

Mit steigender Vorverdampfung Ψ wird die Anzahl der Tropfen stets geringer. Die mittleren Tropfenabstände d steigen dadurch an und sind deutlich größer als der im vorherigen Abschnitt 6.3.4 bestimmte Abstand S der Tropfenflammenzone. Bei guter Durchmischung der Gasphase befindet sich Brennstoffdampf im Zwischenbereich der Tropfen. In der Abbildung 82 ist diese Situation schematisch dargestellt. Nachfolgend wird untersucht, wie der Abbrand des Brennstoffdampfes im Zwischenbereich zur gesamten Stickoxidemission beiträgt.

Anhand von zwei Fällen soll der Effekt der Dampfverteilung auf die Stickoxidbildung verglichen werden. Zunächst wird als Referenz ein Tropfen mit $D_{tr} = 100\mu\text{m}$ und einem Vorverdampfungsgrad von $\Psi = 0.2$ in einer heißen Umgebung mit $T_\infty = 1300\text{K}$ gezündet und verbrannt. Der Brennstoffdampf konzentriert sich aufgrund der Diffusion im unmittelbaren Bereich des Tropfens. Zum Vergleich dient ein unverdampfter Tropfen

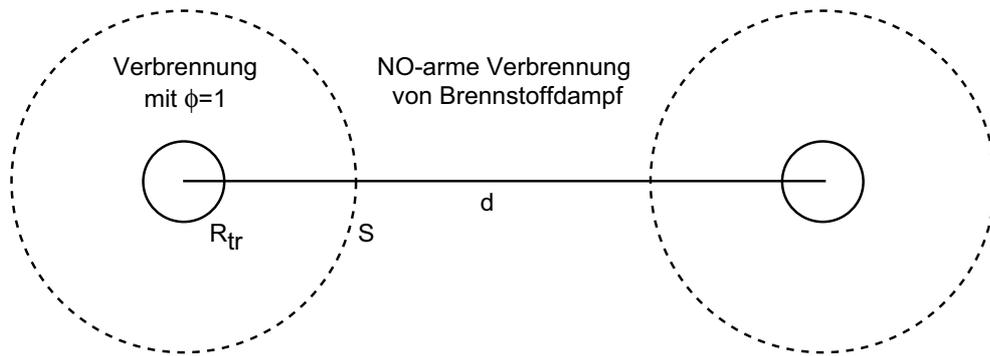


Abbildung 82: *NO*-arme Verbrennung außerhalb der Tropfenflammenzone

mit zusätzlichem Brennstoffdampf im Bereich $30 R_{tr,0} < R < 80 R_{tr,0}$. Dabei wurde die Konzentration des n-Heptan-Dampfes so gewählt, dass sich ein örtliches Äquivalenzverhältnis von $\phi_G = 0.3$ ergibt.

Die resultierenden $EINO_x$ -Verläufe beider Fälle sind in der Abbildung 83 dargestellt. Am Ende der Tropfenverbrennung ergibt sich im Referenzfall ein $EINO_x$ -Referenzwert von $30.5g/kg$. Bei der zweiten Tropfenverbrennung beträgt die zusätzliche Brennstoffdampfmasse das 7.84-fache der Brennstoffmasse eines Tropfens mit $D_{tr} = 100\mu m$. Trotz insgesamt 8.84-facher Brennstoffmasse beträgt die Stickoxidemission nur $8.88g/kg$. Dies entspricht etwa einem Drittel der Emission im Referenzfall.

Für den zweiten Fall wird in der Abbildung 84 die Verteilung des n-Heptan-Dampfes zu den Zeiten $t = 0.1ms$ und $2.1ms$ gezeigt. Zum Zeitpunkt $t = 2.1ms$ hat das gesamte zusätzliche n-Heptan im Bereich $30 R_{tr,0} < R < 80 R_{tr,0}$ bereits reagiert. Die Temperaturen betragen im Bereich des Dampfes bei $t = 0.1ms$ $1300K$. Bis $t = 2.1ms$ erhöht sich die Temperatur im Randbereich auf $1300K$ und in Tropfennähe auf $2000K$. Bei diesen Temperaturen ist die thermische *NO*-Bildung insgesamt sehr gering und so zeigt auch der Verlauf der X_{NO} -Werte im gesamten Bereich nur einen Peak im Bereich der Flammenzone. Die NO_x -Konzentrationen in dem Bereich $R > 30 R_{tr,0}$ betragen unter $1ppm$. Der Brennstoffdampf verbrennt vollständig, bewirkt aber keine relevante Erhöhung der gesamten Stickoxidemission. Das Ergebnis zeigt, dass eine bessere Mischung des Brennstoffdampfes zu einer Verringerung der Stickoxidemission führt.

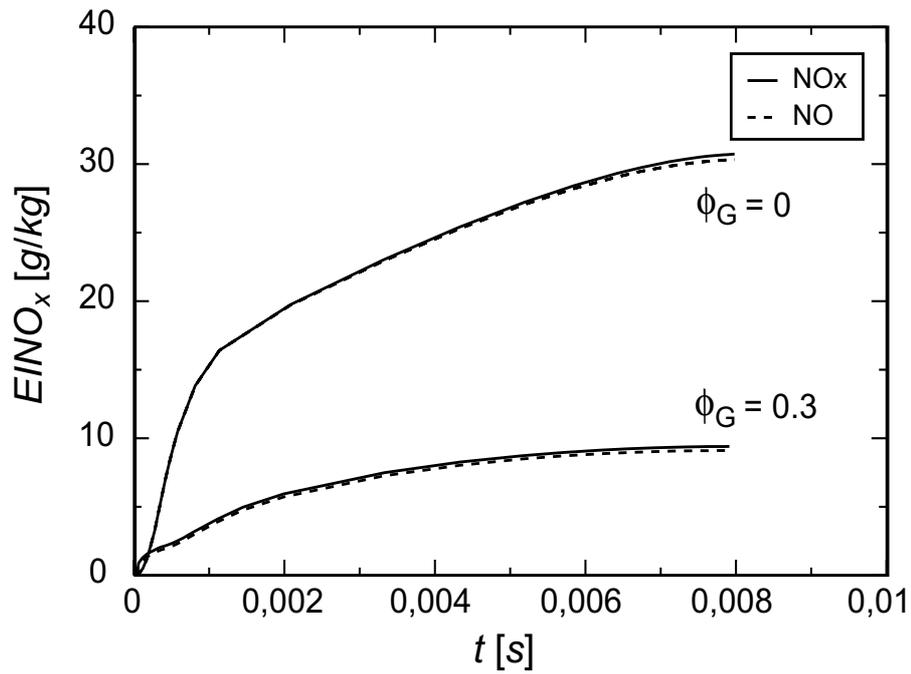


Abbildung 83: $EINO_x$ -Verlauf; $D_{0,tr} = 100\mu m$, $\Psi = 0.2$, $T_\infty = 1300K$

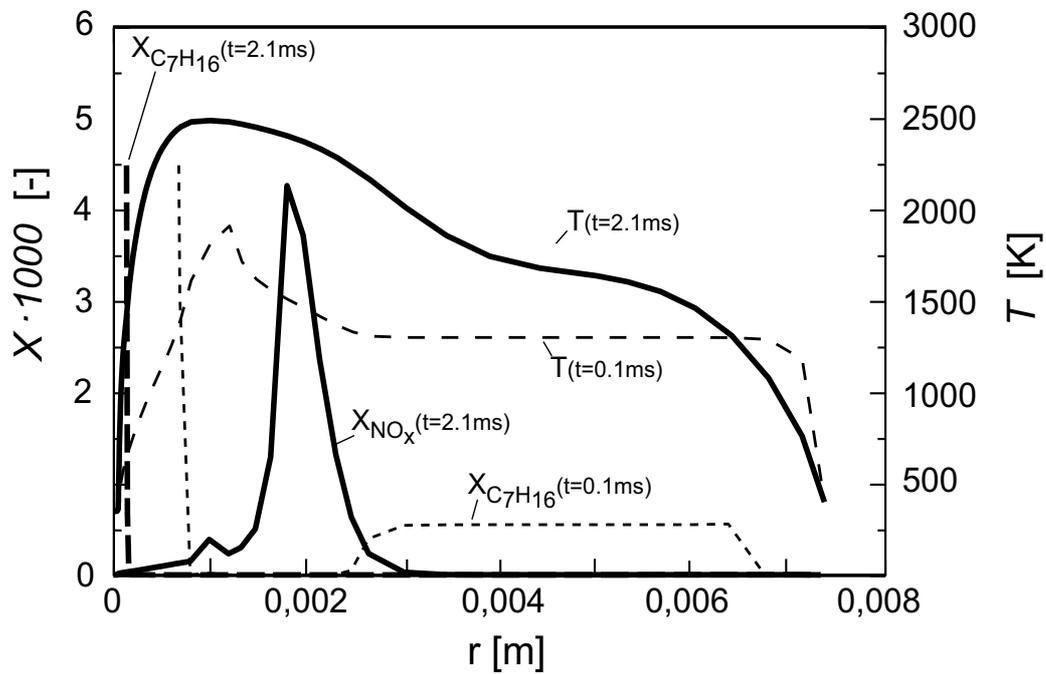


Abbildung 84: Tropfenverbrennung mit zusätzlichem Brennstoffdampf

7 NO_x -Modellierung

7.1 Cooper-Modell

Cooper [Coo80] veröffentlichte 1980 erstmalig ein Modell für den Einfluss der Vorverdampfung auf die NO_x -Emission. Er betrachtete zunächst den Fall, dass ein rein gasförmiges Brennstoff-Luft-Gemisch verbrannt wird. Die Stickoxidbildung modellierte er hierfür entsprechend der Brennstoffluftzahl, Aufenthaltsdauer und Temperatur mit dem Zeldovich-Mechanismus. Werden dem Gemisch zusätzlich Brennstofftropfen beigefügt, tragen diese in Coopers Modellvorstellung unabhängig von der Stickoxidbildung der Vormischflamme zur gesamten Stickoxidbildung bei.

In Coopers Modell wird die gesamte Stickoxidemission als Summe der NO_x -Beiträge der unabhängigen Anteile der ideal gerührten Gasphase $NOx|_G$ und der Tropfen $NOx|_{Tr}$ gebildet (Gl. 7.1). Beide Anteile werden über den Vorverdampfungsgrad Ψ gewichtet. Der Beitrag der Tropfen wird entsprechend einer Verbrennung bei $\phi = 1.0$ modelliert. Der Beitrag durch die Verbrennung des verdampften Brennstoffes $NOx|_G$ ergibt sich im Wesentlichen aus der Brennstoffluftzahl ϕ_G der Gasphase, die sich gemäß der Gleichung 7.2 in Abhängigkeit des Vorverdampfungsgrades Ψ und der globalen Brennstoffluftzahl ϕ ergibt.

$$NOx|_{ges} = \Psi \cdot NOx|_G + (1 - \Psi) \cdot NOx|_{Tr} \quad (7.1)$$

$$\phi_G = \Psi \cdot \phi \quad (7.2)$$

Basierend auf diesem Modell hat Cooper die Stickoxidbildung im Fall der adiabaten Kerosinverbrennung bei $10bar$ und einer Aufenthaltszeit von $2ms$ in Abhängigkeit von Ψ berechnet. Die Abbildung 85 zeigt den Einfluss des Vorverdampfungsgrades für $\phi = 0.6$ und den Vorheiztemperaturen $T_p = 600K$, $800K$ und $1000K$. Die gesamte Stickoxidemission steigt mit der Vorheiztemperatur, da diese zur Erhöhung der Flammentemperatur führt. Die Verbrennung der Gasphase endet jeweils bei der mageren Löschgrenze.

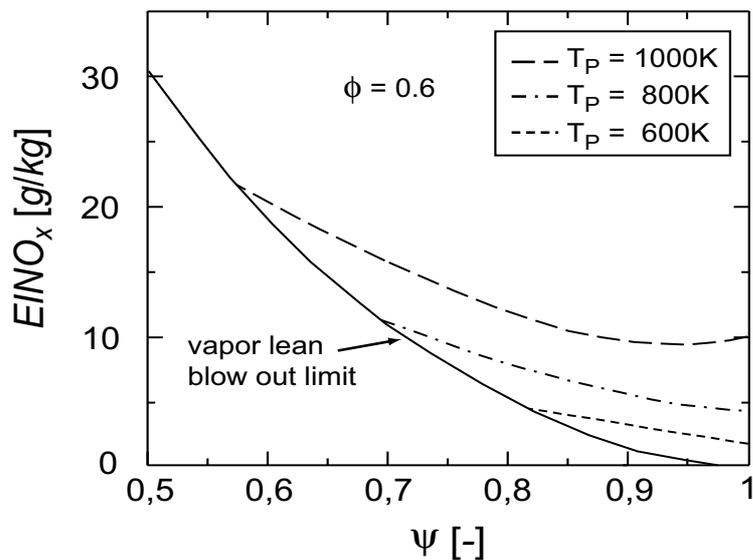


Abbildung 85: Einfluss der Vorverdampfung auf die NO_x -Emission bei $\phi = 0.6$ [Coo80]

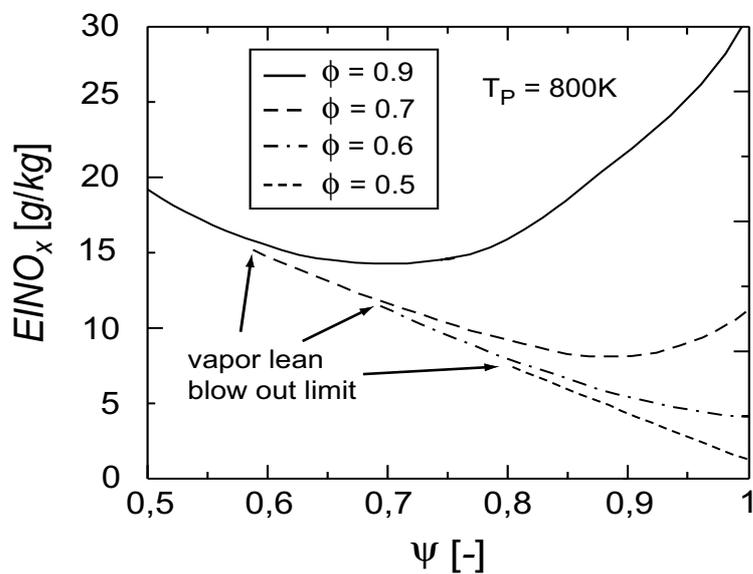


Abbildung 86: Einfluss der Vorverdampfung auf die NO_x -Emission [Coo80]

In der Abbildung 86 wird bei einer konstanten Vorheiztemperatur von $T_p = 800K$ der Einfluss der globalen Brennstoffluftzahl ϕ für Werte von 0.5 bis 0.9 gezeigt. Die Stickoxidemission steigt mit ϕ aufgrund der

höheren Flammentemperaturen. Die $EINO_x$ -Verläufe bei $\Phi = 0.9$ und 0.7 weisen ein Minimum in etwa bei $\Psi = 0.7$ bzw. 0.9 auf. In diesen Bereichen ist der Stickoxidbeitrag der mageren Gasphase ϕ_G nur noch gering und der Beitrag der Tropfenverbrennung um den Faktor $1 - \Psi$ reduziert. Rechnerisch ergibt sich in Summe ein Minimum, das sich jedoch weder durch die Messungen von Cooper (Kapitel 7.3) noch in der vorliegenden Arbeit experimentell bestätigen ließ.

7.2 Adaptiertes Modell

Nachfolgend wird in Anlehnung an das Modell von Cooper ein an die Experimentergebnisse adaptiertes NO_x -Modell aufgestellt. Dazu werden zunächst in den Abbildungen 87, 88 und 89 die Messwerte des vorliegenden Experiments und die darauf angewandte Modellierung nach Cooper gegenübergestellt. Bedingt durch die lineare Abnahme der Tropfenmasse mit steigendem Vorverdampfungsgrad Ψ fällt auch die von Cooper vorhergesagte gesamte NO_x -Emission anfangs linear ab. Im Experiment ergeben sich für $\Psi \leq 0.5$ jedoch annähernd konstante $EINO_x$ -Werte.

Die Modellierung nach Cooper ist für den Bereich kleiner Vorverdampfungsgrade nicht zutreffend. Die Daten geben auch keinen Anhaltspunkt dafür, dass sich unterhalb vom vollständig verdampften Bereich ein Minimum im $EINO_x$ -Verlauf ausbildet. Dies spricht gegen die Annahme von Cooper, dass die Stickoxidanteile der Tropfen und des vorverdampften Brennstoffdampfes in der Gleichung 7.1 unabhängig voneinander betrachtet werden können.

Bei Vorliegen einer brennbaren Gasphase bildet sich im stationären Experiment eine bunsenbrennerartige, konische Flamme aus. Tropfen, die nicht bereits vor der Flammenfront und in der Flammenzone vollständig verdampft werden (mittlere und große Tropfen), bewegen sich durch die Flammenzone hindurch und verbrennen anschließend im Abgasbereich der Gasflamme. Dadurch sind die Umgebungstemperaturen, die vorhandene Sauerstoffkonzentration und andere Spezies nicht mehr mit dem klassischen Fall einer Einzeltropfenverbrennung vergleichbar. Durch

den verminderten Sauerstoff wird die NO -Bildung gehemmt. Weiterhin beeinflusst die Tropfenverbrennung auch die Gasflamme bzw. erhöht die Abgastemperatur und führt so zu höheren NO -Emissionen.

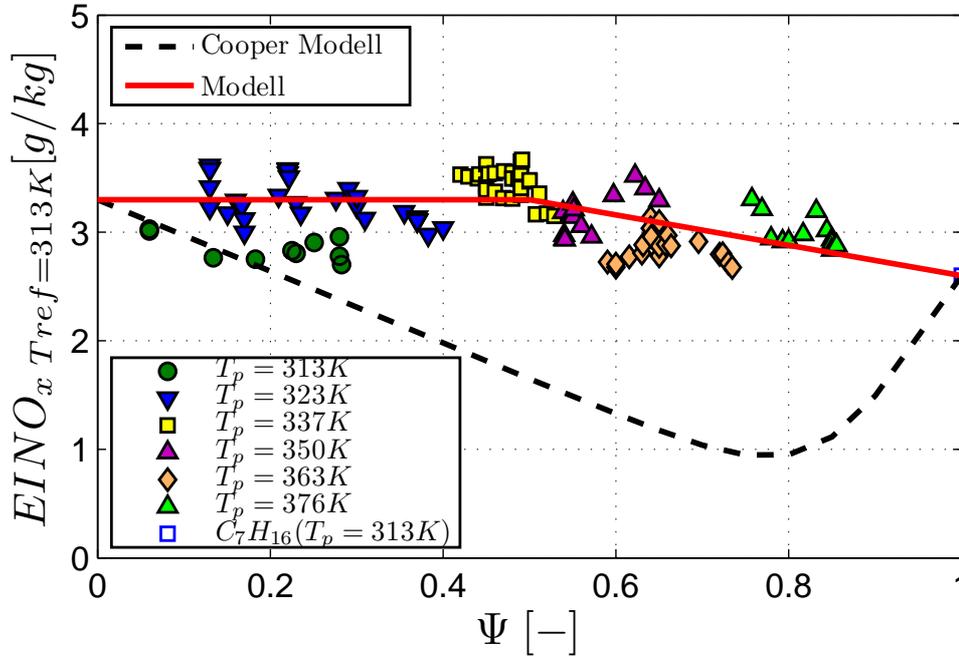


Abbildung 87: Vergleich der $EINO_x$ -Werte mit dem Cooper Modell; $\phi = 0.9$

Die $EINO_x$ -Verläufe in den Abbildungen 87, 88 und 89 können mit den Gleichungen 7.3 und 7.4 beschrieben werden. Für den Bereich $\Psi < \Psi_{lim}$ werden konstante und für $\Psi_{lim} < \Psi < 1$ linear degressive $EINO_x$ -Werte angenommen. Für das vorliegende Experiment liegt der Übergang bei etwa $\Psi_{lim} = 0.5$. Die entsprechenden Verläufe sind in den Abbildungen 87, 88 und 89 eingezeichnet.

$$NOx|_{tot} = \gamma \cdot NOx|_v + (1 - \gamma) \cdot NOx|_d \quad (7.3)$$

$$\gamma = \begin{cases} 0 & \Psi \leq \Psi_{lim} \\ \frac{\Psi - \Psi_{lim}}{1 - \Psi_{lim}} & \Psi > \Psi_{lim} \end{cases} \quad (7.4)$$

Bei geringem Slip zwischen Gasphase und Tropfen verbrennen die Tropfen mit einer einhüllenden Flamme [Bec07]. Befindet sich Brennstoffdampf noch innerhalb bzw. in direkter Umgebung dieser Flammenzone, verbrennt der Tropfen selbst und der umliegende Dampf gleichermaßen

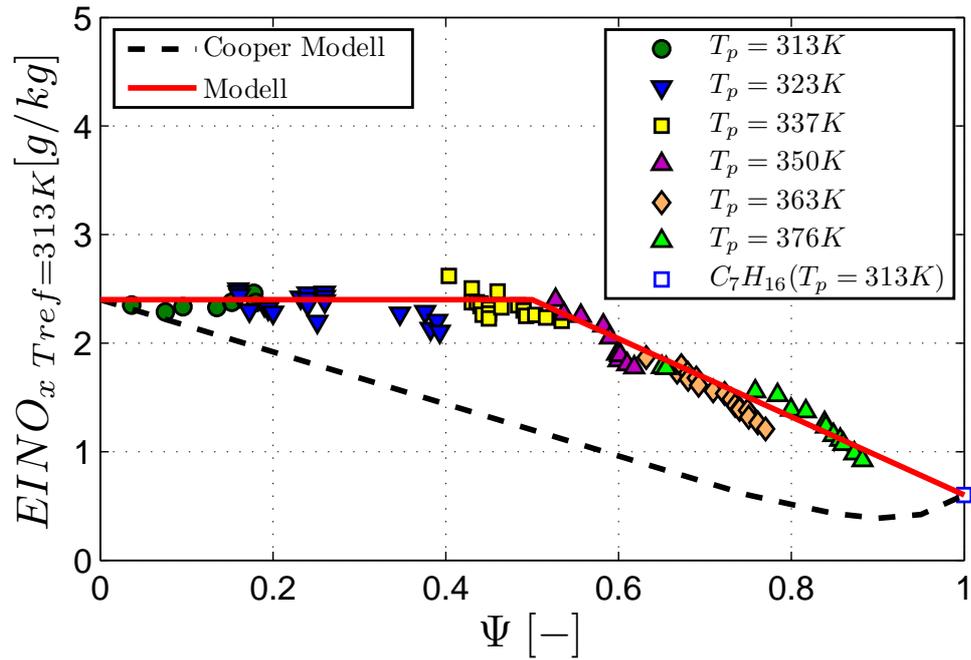


Abbildung 88: Vergleich der $EINO_x$ -Werte mit dem Cooper Modell; $\phi = 0.7$

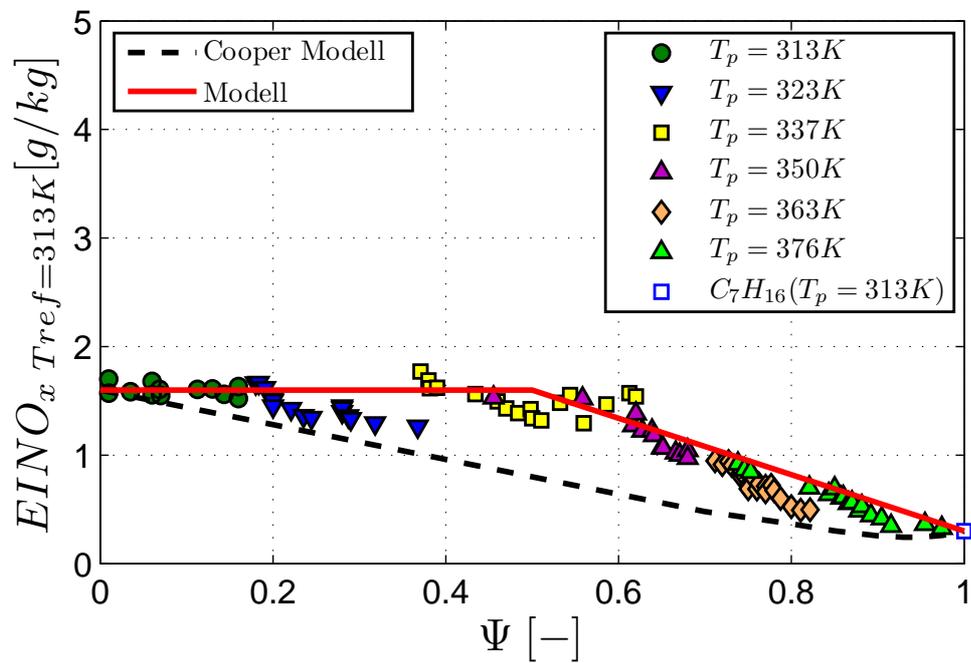


Abbildung 89: Vergleich der $EINO_x$ -Werte mit dem Cooper Modell; $\phi = 0.6$

bei stöchiometrischen Bedingungen. Bei geringer Vorverdampfung und zugleich unvollständiger Mischung der Gasphase ist folglich keine NO_x -Minderung zu erwarten. Im Modell wird dies durch den konstanten Bereich von $\Psi = 0$ bis Ψ_{lim} berücksichtigt.

Im Bereich $\Psi_{lim} < \Psi < 1$ nimmt die Stickoxidbildung linear bis hin zum Limit der rein gasförmigen, vorgemischten Verbrennung ab. Roffe und Venkataramani [Rof78] haben bei einer Versuchsanlage, ähnlich der von Cooper, den Einfluss des Blockagewiderstandes des Flammenhalters auf die Stickoxidemission untersucht [Coo80]. Mit zunehmender Blockage erhöhte sich die Turbulenz und führte zu niedrigeren NO_x -Werten [Lef83]. Beck et al. [Bec07] bestätigten dies ebenfalls für einen Drallbrenner mit vollständig vorgemischter Gasphase (Kapitel 7.3). Weiterhin konnten sie zeigen, dass mit steigendem Slip die Stickoxidemissionen nichtlinear abnehmen. Diese Beobachtung ist konsistent mit dem aufgestellten Modell, da durch erhöhte, kleinskalige Turbulenz Brennstoffdampf vom Tropfen abtransportiert und mit der Gasphase um den Tropfen vermischt wird. Im Kapitel 6.3.5 wurde gezeigt, dass Brennstoffdampf jenseits der Tropfenflammenzone mit sehr geringer Stickoxidbildung reagiert. Im Modell führt dies zu kleineren Ψ_{lim} -Werten. Das aufgestellte Modell lässt sich wie folgt charakterisieren:

- Brennstoff in Tropfen- und Dampfform verbrennt im Nahbereich einer Einzeltropfenflamme stöchiometrisch. Brennstoffdampf, der aufgrund von Slip- oder Turbulenz-Effekten außerhalb der unmittelbaren Einzeltropfenflammenzone mit dem Oxidator reagiert, führt zu geringeren NO_x -Emissionen.
- Im Bereich $\Psi < \Psi_{lim}$ ergeben sich konstante $EINO_x$ -Emissionen.
- Bei vollständiger Vorverdampfung ($\Psi = 1$) wird als Minimum ein NO_x -Grenzwert entsprechend der gasförmigen Verbrennung erreicht.
- Im Bereich $\Psi_{lim} < \Psi \leq 1$ nimmt die $EINO_x$ -Emission linear ab.
- Für technisch relevante Konfigurationen sind Ψ_{lim} Werte nahe 0 zu erwarten. Global ergibt sich damit in einem weiten Vorverdampfungsbereich ein linearer Zusammenhang von $EINO_x$ und Ψ .

7.3 Vergleich mit Literaturdaten

Im Rahmen eines NASA-Forschungsprojekts hat Cooper [Coo80] ein Experiment zur Untersuchung des Einflusses der Vorverdampfung auf die Stickoxidbildung durchgeführt. Dazu wurde in einer Vormischstrecke Jet-A1 vollständig verdampft und stromabwärts mit zusätzlichem Brennstoffspray verbrannt. Die Luft Eintrittsbedingungen betragen $T_p = 600K$ bzw. $700K$ bei einem Absolutdruck von $3bar$. Die Luftgeschwindigkeit am Ort der Sprayeindüsung war im Mittel $35m/s$. Der Einfluss der Vorverdampfung wurde für die globalen Brennstoffluftzahlen $\phi = 0.6$ und 0.72 und Vorverdampfungsgrade $\Psi > 0.7$ bestimmt. Die gemessenen Stickoxidemissionen sind in der Abbildung 90 dargestellt. Bei $\phi = 0.6$ wurde eine lineare Abnahme der NO_x -Emission im Bereich hoher Vorverdampfungsgrade festgestellt. Für $\phi = 0.72$ hingegen blieben die Werte annähernd konstant.

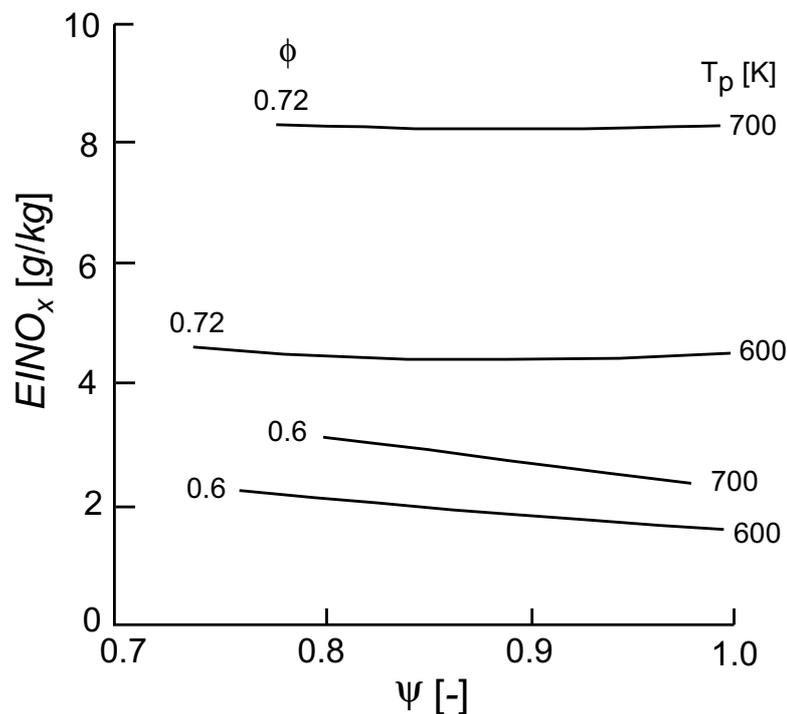


Abbildung 90: $EINO_x$ -Messungen von Cooper [Coo80]

In einer neueren Arbeit von Beck et al. [Bec07] wurde der Einfluss der Vorverdampfung auf die Stickoxidbildung an einem LDI-Brenner untersucht. Der Vorverdampfungsgrad wird ähnlich wie bei [Coo80] durch Änderung der Anteile von gasförmigen Brennstoff und unverdampften Spray eingestellt. Als Brennstoff wurde n-Heptan verwendet. Die Stickoxidmessungen wurden bei den Brennstoffluftzahlen $\phi = 0.5$ und 0.6 , einer Luftvorheiztemperatur T_p von $473K$, sowie atmosphärischen Bedingungen durchgeführt. Der Vorverdampfungsgrad wurde von $\Psi = 0.2$ bis 1 eingestellt. Die Ergebnisse der Stickoxidmessungen sind in der Abbildung 91 dargestellt. Beck kommt zu dem Ergebnis, dass die Stickoxidemissionen im untersuchten Vorverdampfungsbereich linear mit dem Vorverdampfungsgrad abnehmen. Die Verläufe deuten eine Abflachung der $EINO_x$ -Werte im Bereich kleiner Vorverdampfungsgrade an, wie sie in dieser Arbeit im Experiment (Abbildungen 48 und 49) und in der Simulation (Abbildung 73) festgestellt wurden.

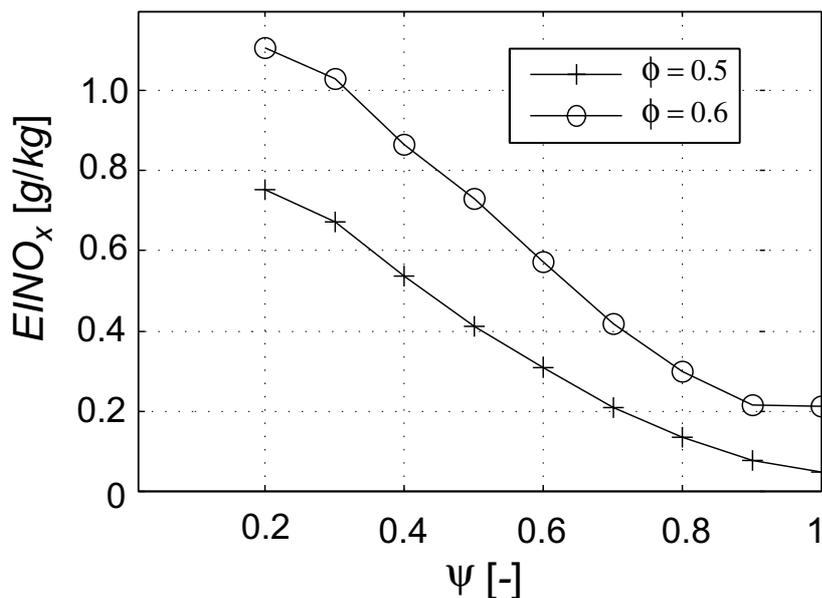


Abbildung 91: $EINO_x$ -Emissionsmessungen von Beck [Bec07]

In der Abbildung 92 werden die Messwerte von Cooper [Coo80] und Beck [Bec07] mit den Messergebnissen von Baessler [Bae06] jeweils für eine Brennstoffluftzahl von $\phi = 0.6$ im Vergleich gezeigt. Alle Stickoxidverläufe weisen einen linearen Bereich bei hohen Vorverdampfungsgraden auf.

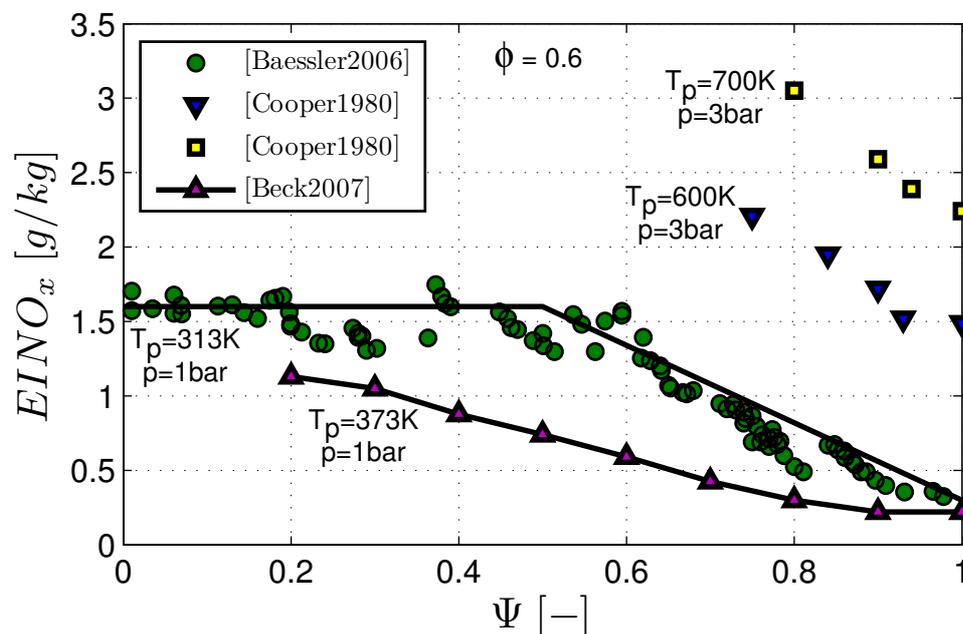


Abbildung 92: $EINO_x$ -Werte für $\phi = 0.6$ im Vergleich zu Messwerten von Cooper und Beck

Die Messwerte von Cooper sind aufgrund der höheren Vorheiztemperaturen $T_p = 600K$ bzw. $700K$ im Vergleich höher. Die Messwerte von Beck für den Brennstoff Heptan liegen unterhalb der in dieser Arbeit bestimmten $EINO_x$ -Werte. Beck führt dies auf den Einfluss der höheren Slip-Geschwindigkeiten zurück, die für den untersuchten LDI-Brenner im Bereich von -2 und $16m/s$ liegen. Mit Hilfe einer Einzeltropfensimulation konnte er zeigen, dass sich der Einfluss der Slip-Geschwindigkeit für Werte unterhalb von $10m/s$ nicht-linear auf die Stickoxidbildung auswirkt. Der Einfluss der etwas höheren Vorheiztemperatur von $T_p = 373K$ ist gegenüber dem Effekt der Slip-Geschwindigkeit offensichtlich schwächer.

Alle Messdaten zum Einfluss des Vorverdampfungsgrades von Cooper [Coo80], Beck [Bec07] und dieser Arbeit lassen sich mit dem im Kapitel 7.2 aufgestellten Modell beschreiben: Im oberen Vorverdampfungsereich gibt es einen linearen Zusammenhang zwischen der Stickoxidemission und dem Vorverdampfungsgrad Ψ . Der Bereich niedriger Vorverdampfungsgrade wurde in dieser Arbeit vollständig und von Beck zumindest ab

$\Psi \geq 0.2$ untersucht. In Anbetracht der Messdaten und des Ergebnisses der Simulationsrechnung zum Einfluss der Vorverdampfung (Abbildung 73) bleiben die *EINO_x*-Werte bis zu einem gewissen Vorverdampfungsgrad Ψ_{lim} konstant.

Bereits in der Arbeit von Baessler et al. [Bae06, Bae07] wurde darauf hingewiesen, dass eine stärkere Mischung von Brennstoffdampf und Oxidator zu einem Ψ_{lim} -Wert von kleiner als 0.5 führt. Die Ergebnisse von Beck [Bec07] bestätigen dies experimentell. Mit der Simulation zum Einfluss der Dampfverteilung (Kapitel 6.3.5) konnte gezeigt werden, dass die Verbrennung eines vorverdampften Tropfens mit homogener Dampfverteilung zu einer niedrigeren Stickoxidbildung als im unverdampften Fall führt. Der Vergleich beider Experimente ([Bae06] und [Bec07]), sowie der Simulation zeigen, dass Ψ_{lim} vom Maß der Durchmischung des Brennstoffdampfes in der Gasphase abhängig ist.

8 Zusammenfassung

Der Einfluss der Vorverdampfung auf die NO_x -Emission einer Kerosinsprayflamme wurde unter atmosphärischen Bedingungen experimentell untersucht. Dazu wurde ein Kerosinspray erzeugt und auf dem Laufweg durch ein Mischrohr vorverdampft. Die Verdampfung erfolgte durch Mischung mit Luft bei Temperaturen von 293 bis 376K und zusätzlich durch stufenweise Verlängerung des Mischrohres von 0.5 auf 1.0m. Durch Kombination beider Maßnahmen konnte der Vorverdampfungsgrad Ψ vom unverdampften Bereich ($\Psi = 0$) bis zum vollständig vorverdampften Bereich ($\Psi = 1$) eingestellt werden.

Der Vorverdampfungsgrad wurde mittels Phasen-Doppler-Anemometrie bestimmt. Um die bekannten Messfehler dieser Methode bei der Massstrommessung zu korrigieren, wurde eine Kalibrierung mit einer vergleichenden Patternator-Messung durchgeführt. Dadurch konnte die Messgenauigkeit deutlich verbessert werden.

Durch die Vorheizung des Spray-Luft-Gemisches werden die Flammentemperaturen erhöht. Dies führt folglich zu einer höheren NO_x -Bildung. Dieser Vorheizeffekt ist unerwünscht, da er dem Vorverdampfungseffekt überlagert ist. Die Stickoxidmessungen bei den Brennstoffluftzahlen $\phi = 0.6$ und 0.7 wiesen trotz Einfluss der Vorheizung einen Trend zu niedrigeren NO_x -Werten im Bereich $\Psi > 0.6$ auf. Es wurden zwei Methoden zur Korrektur des Vorheizeinflusses aufgezeigt und die Messdaten schließlich auf eine einheitliche Referenztemperatur $T_{Ref} = 313K$ bezogen.

Bei einer globalen Brennstoffluftzahl von $\phi = 0.9$ blieben die NO_x -Emissionen über einen weiten Bereich von Ψ konstant. Bei Luftzahlen nahe dem stöchiometrischen Verhältnis konnte die Stickoxidemission durch Vorverdampfung nicht in einem relevanten Maß gesenkt werden. Bei mageren Bedingungen blieben die Stickoxidemissionen im Experiment bis $\Psi < 0.5$ auf konstantem Niveau und fielen anschließend linear ab.

Die Stickoxidbildung bei der Einzeltropfenverbrennung wurde anhand eines 1D-Verbrennungsmodells untersucht. Mit steigender Vorverdampfung wird der Tropfendurchmesser kleiner. Dadurch reduziert sich die

Brenndauer und in Folge dessen die Zeit, in der thermisches NO gebildet werden kann. Bei der Tropfenverbrennung im Abgas einer Vormischflamme wird die Stickoxidbildung aufgrund des Sauerstoffmangels gehemmt. Hierbei wurde ein linearer Zusammenhang von der Stickoxidbildung zur Flammentemperatur festgestellt.

Brennstoffdampf, der sich zwischen Tropfen und Flammenzone befindet, verbrennt unter stöchiometrischen Bedingungen. Brennstoffdampf, der sich vom Tropfen aus betrachtet jenseits der Tropfenflamme befindet, reagiert bei deutlich niedrigeren Temperaturen und folglich geringerer Stickoxidemission. Eine gleichförmige Mischung des Dampfes in der Gasphase führt bei Sprays mit großen relativen Tropfenabständen ($S/D_0 > 10$) zu einer Absenkung der $EINO_x$ -Werte.

Cooper [Coo80] hat ein Modell für den Einfluss der Vorverdampfung auf die Stickoxidbildung aufgestellt, das allerdings für die Modellierung der in dieser Arbeit gewonnen Messdaten nicht geeignet ist. In Anlehnung an Coopers Modell wurde im Kapitel 7.2 ein adaptiertes Modell aufgestellt. Dabei werden konstante Emissionen für den Bereich $\Psi < \Psi_{lim}$ und linear degressive Werte für $\Psi_{lim} < \Psi < 1$ angenommen. Für das vorliegende Experiment betrug Ψ_{lim} etwa 0.5.

Die Messergebnisse von Roffe und Venkataramani [Rof78] sowie von Beck [Bec07] an Brennern mit hoher Turbulenz, starker Mischung der Gasphase und höheren Slip-Geschwindigkeiten zeigten die Tendenz zu niedrigeren Stickoxidemissionen. Dies führt zu kleineren Ψ_{lim} -Werten als im vorliegenden Fall. Im Experiment konnte mit zunehmender Mischrohrlänge ebenfalls eine Tendenz zu niedrigeren Stickoxidwerten beobachtet werden.

In Hinblick auf technisch relevante Konfigurationen erscheint eine Verschiebung von Ψ_{lim} auf Werte nahe 0 für möglich. Global ergibt sich dadurch in einem weiten Vorverdampfungsbereich ein näherungsweise linearer Zusammenhang von Vorverdampfung und Stickoxidemission. Damit stellt eine partielle Vorverdampfung eine effektive Möglichkeit dar, die Stickoxidemission zu senken.

Ausblick

Ansätze für weitere Forschungsarbeiten sind Experimente mit Vorverdampfung unter erhöhtem Druck und Vorheiztemperaturen, wie sie bei Gasturbinen auftreten. Weiterhin bieten sich Simulationen zur Modellierung der Einzeltropfen- und Tropfengruppenverbrennung zur Untersuchung des Einflusses der Slip-Geschwindigkeit und der Tropfenzündung an. In einem weitergehenden Schritt kann für mittlere und hohe Vorverdampfung die Interaktion von Tropfenverbrennung und Gasflamme studiert werden. Schließlich gilt es, ein Konzept zu erarbeiten, wie die Vorverdampfung effizient und sicher in zukünftigen Gasturbinen und Verbrennungsmotoren eingesetzt werden kann, um die Stickoxidemissionen zu senken.

A Anhang

A.1 n-Heptan Mechanismus

!This mech is an augmented version of Dryer's mechanism

!Chemistry NO of Li and William is added

ELEMENTS

C H O N AR

END

SPECIES

C7H16 H O OH O2 C2H4 CO CO2 C3H6 CH4 C2H6

C4H8-1 C5H10 C6H10 C6H12 C4H6

C6H6 C3H3 C2H2 C3H4 C3H5 HO2

C2H5 C2H3 C2H CH3 CH2 CH C2H3HCO

CH3HCO CH3CO CH2CO

CH3O CH2O HCCO HCO

H2O2 H2 H2O

N NH AR

NH2 NH3 NNH NO NO2 N2O HNO CN

HCN HNCO NCO N2

END

REACTIONS

$H + O_2 = O + OH$ 1.915E+14 0.00 1.644E+04

$O + H_2 = H + OH$ 5.080E+04 2.67 6.290E+03

$H_2 + OH = H_2O + H$ 2.160E+08 1.51 3.430E+03

$O + H_2O = OH + OH$ 2.970E+06 2.02 1.340E+04

$H_2 + M = H + H + M$ 4.577E+19 -1.40 1.044E+05

$H_2/2.5/H_2O/12/CO/1.9/CO_2/3.8/$
 $AR/0/$

$H_2 + AR = H + H + AR$ 5.840E+18 -1.10 1.044E+05

$O + O + M = O_2 + M$ 6.165E+15 -0.50 0.000E+00

$H_2/2.5/H_2O/12/CO/1.9/CO_2/3.8/$
 $AR/0./$

$O + O + AR = O_2 + AR$ 1.886E+13 0.00 -1.788E+03

$O + H + M = OH + M$ 4.714E+18 -1.00 0.000E+00

$H_2/2.5/H_2O/12/CO/1.9/CO_2/3.8/$
 $AR/0.75/$

$H + OH + M = H_2O + M$ 2.212E+22 -2.00 0.000E+00

$H_2/2.5/H_2O/6.3/CO/1.9/CO_2/3.8/$
 $AR/0.38/$

$H + O_2(+M) = HO_2(+M)$ 4.517E+13 0.00 0.000E+00

LOW 6.700E+19 -1.42 0.000E+00

$H_2/2.5/H_2O/12/CO/1.9/CO_2/3.8/$

<i>AR/0.0/</i>			
$H + O_2(+AR) = HO_2(+AR)$	4.517E+13	0.00	0.000E+00
<i>LOW</i>	6.167E+17	-0.80	0.000E+00
<i>TROE</i>	0.5	1E-30	1E+30
$HO_2 + H = H_2 + O_2$	6.630E+13	0.00	2.130E+03
$HO_2 + H = OH + OH$	1.690E+14	0.00	8.740E+02
$HO_2 + O = O_2 + OH$	1.810E+13	0.00	-3.970E+02
$HO_2 + OH = H_2O + O_2$	1.900E+16	-1.00	0.000E+00
$HO_2 + HO_2 = H_2O_2 + O_2$	4.200E+14	0.00	1.198E+04
<i>DUPLICATE</i>			
$HO_2 + HO_2 = H_2O_2 + O_2$	1.300E+11	0.00	-1.629E+03
<i>DUPLICATE</i>			
$H_2O_2(+M) = OH + OH(+M)$	2.951E+14	0.00	4.843E+04
<i>LOW</i>	1.202E+17	0.00	4.550E+04
<i>TROE</i>	0.5	1E+30	1E-30
<i>H2/2.5/H2O/12/CO/1.9/CO2/3.8/</i>			
<i>AR/0.0/</i>			
$H_2O_2(+AR) = OH + OH(+AR)$	2.951E+14	0.00	4.843E+04
<i>LOW</i>	1.904E+16	0.00	4.300E+04
<i>TROE</i>	0.5	1E+30	1E-30
$H_2O_2 + H = H_2O + OH$	1.000E+13	0.00	3.590E+03
$H_2O_2 + H = HO_2 + H_2$	4.820E+13	0.00	7.950E+03
$H_2O_2 + O = OH + HO_2$	9.550E+06	2.00	3.970E+03
$H_2O_2 + OH = HO_2 + H_2O$	1.000E+12	0.00	0.000E+00
<i>DUPLICATE</i>			
$H_2O_2 + OH = HO_2 + H_2O$	5.800E+14	0.00	9.557E+03
<i>DUPLICATE</i>			
$CO + O + M = CO_2 + M$	2.510E+13	0.00	-4.540E+03
<i>H2/2.5/H2O/12/CO/1.9/CO2/3.8/</i>			
<i>AR/0.87/</i>			
$CO + O_2 = CO_2 + O$	2.530E+12	0.00	4.770E+04
$CO + OH = CO_2 + H$	1.500E+07	1.30	-7.650E+02
$CO + HO_2 = CO_2 + OH$	6.020E+13	0.00	2.300E+04
$HCO + M = H + CO + M$	1.860E+17	-1.00	1.700E+04
<i>H2/2.5/H2O/12/CO/1.9/CO2/3.8/</i>			
$HCO + O_2 = CO + HO_2$	7.580E+12	0.00	4.100E+02
$HCO + H = CO + H_2$	7.230E+13	0.00	0.000E+00
$HCO + O = CO + OH$	3.020E+13	0.00	0.000E+00
$HCO + O = CO_2 + H$	3.000E+13	0.00	0.000E+00
$HCO + OH = CO + H_2O$	3.020E+13	0.00	0.000E+00
$HCO + HO_2 = CO_2 + OH + H$	3.000E+13	0.00	0.000E+00
$HCO + CH_3 = CO + CH_4$	1.200E+14	0.00	0.000E+00
$HCO + HCO = CH_2O + CO$	1.800E+13	0.00	0.000E+00

$HCO + HCO = H_2 + CO + CO$	3.000E+12	0.00	0.000E+00
$CH_2O + M = HCO + H + M$	4.000E+23	-1.66	9.147E+04
$CH_2O + M = CO + H_2 + M$	8.250E+15	0.00	6.954E+04
$CH_2O + H = HCO + H_2$	1.140E+08	1.66	1.834E+03
$CH_2O + O = HCO + OH$	1.810E+13	0.00	3.080E+03
$CH_2O + OH = HCO + H_2O$	4.800E+09	1.18	-4.470E+02
$CH_2O + O_2 = HCO + HO_2$	2.000E+13	0.00	3.900E+04
$CH_2O + HO_2 = HCO + H_2O_2$	1.500E+13	0.00	1.520E+04
$CH_2O + CH_3 = HCO + CH_4$	5.540E+03	2.81	5.862E+03
$CH_2O + C_3H_5 = HCO + C_3H_6$	1.445E+08	1.80	1.818E+04
$CH_3O + M = CH_2O + H + M$	8.300E+17	-1.20	1.550E+04
$CH_3O + H = CH_2O + H_2$	2.000E+13	0.00	0.000E+00
$CH_3O + O = CH_2O + OH$	6.000E+12	0.00	0.000E+00
$CH_3O + OH = CH_2O + H_2O$	1.800E+13	0.00	0.000E+00
$CH_3O + O_2 = CH_2O + HO_2$	9.033E+13	0.00	1.198E+04
DUP			
$CH_3O + O_2 = CH_2O + HO_2$	2.200E+10	0.00	1.748E+03
DUP			
$CH_3O + HO_2 = CH_2O + H_2O_2$	3.000E+11	0.00	0.000E+00
$CH_3O + CO = CH_3 + CO_2$	1.600E+13	0.00	1.180E+04
$CH + O_2 = HCO + O$	1.000E+13	0.00	0.000E+00
$CH_2 + H = CH + H_2$	9.640E+13	0.00	0.000E+00
$CH_2 + O = CO + H + H$	1.050E+13	0.00	0.000E+00
$CH_2 + O = CO + H_2$	1.050E+13	0.00	0.000E+00
$CH_2 + O_2 = CO + OH + H$	1.130E+13	0.00	0.000E+00
$CH_2 + O_2 = CO + H_2O$	4.820E+12	0.00	0.000E+00
$CH_3 + O = CH_2O + H$	8.430E+13	0.00	0.000E+00
$CH_3 + OH = CH_2 + H_2O$	1.500E+13	0.00	5.000E+03
$CH_3 + O_2 = CH_3O + O$	1.990E+18	-1.57	2.923E+04
$CH_3 + HO_2 = CH_3O + OH$	2.000E+13	0.00	1.076E+03
$CH_3 + CH_3(+M) = C_2H_6(+M)$	9.030E+16	-1.18	6.540E+02
LOW	3.180E+41	-7.03	2.762E+03
TROE	6.190E-01	73.2	1180.0
$CH_3 + CH_3 = C_2H_4 + H_2$	1.000E+16	0.00	3.201E+04
$CH_3 + CH_3 = C_2H_5 + H$	8.000E+15	0.00	2.651E+04
$CH_4(+M) = CH_3 + H(+M)$	3.700E+15	0.00	1.038E+05
LOW	7.210E+30	-3.49	1.059E+05
$CH_4 + H = CH_3 + H_2$	5.470E+07	1.97	1.121E+04
$CH_4 + O = CH_3 + OH$	6.930E+08	1.56	8.484E+03
$CH_4 + OH = CH_3 + H_2O$	5.720E+06	1.96	2.639E+03
$CH_4 + O_2 = CH_3 + HO_2$	4.000E+13	0.00	5.691E+04
$CH_4 + HO_2 = CH_3 + H_2O_2$	1.810E+11	0.00	1.858E+04
$C_2H + O = CO + CH$	1.810E+13	0.00	0.000E+00

$C_2H + O_2 = HCCO + O$	6.020E+11	0.00	0.000E+00
$C_2H + O_2 = CO + HCO$	2.410E+12	0.00	0.000E+00
$HCCO + H = CH_2 + CO$	3.000E+13	0.00	0.000E+00
$HCCO + O = H + CO + CO$	1.200E+12	0.00	0.000E+00
$HCCO + O_2 = CO + CO + OH$	1.460E+12	0.00	2.500E+03
$C_2H_2 + M = C_2H + H + M$	7.460E+30	-3.70	1.271E+05
$C_2H_2 + H = C_2H + H_2$	6.020E+13	0.00	2.225E+04
$C_2H_2 + O = CH_2 + CO$	1.450E+06	2.09	1.560E+03
$C_2H_2 + O = HCCO + H$	5.780E+06	2.09	1.560E+03
$C_2H_2 + OH = C_2H + H_2O$	3.380E+07	2.00	1.400E+04
$C_2H_2 + O_2 = C_2H + HO_2$	1.200E+13	0.00	7.451E+04
$C_2H_2 + HO_2 = CH_2CO + OH$	6.030E+09	0.00	7.950E+03
$C_2H_3(+M) = C_2H_2 + H(+M)$	1.260E+32	-5.91	4.680E+04
LOW	4.170E+41	-7.49	4.550E+04
$C_2H_3 + H = C_2H_2 + H_2$	3.000E+13	0.00	0.000E+00
$C_2H_3 + O = CH_2CO + H$	9.600E+13	0.00	0.000E+00
$C_2H_3 + OH = C_2H_2 + H_2O$	3.000E+13	0.00	0.000E+00
$C_2H_3 + OH = CH_3HCO$	3.000E+13	0.00	0.000E+00
$C_2H_3 + O_2 = CH_2O + HCO$	4.480E+26	-4.55	5.480E+03
DUP			
$C_2H_3 + O_2 = CH_2O + HCO$	1.050E+38	-8.22	7.030E+03
DUP			
$C_2H_3 + O_2 = 2HCO + H$	3.270E+23	-3.94	5.010E+03
$C_2H_3 + HO_2 = CH_2CO + OH + H$	3.000E+13	0.00	0.000E+00
$C_2H_3 + CH_3 = C_2H_2 + CH_4$	3.900E+11	0.00	0.000E+00
$C_2H_3 + C_2H_3 = C_2H_4 + C_2H_2$	9.600E+11	0.00	0.000E+00
$C_2H_4(+M) = C_2H_2 + H_2(+M)$	7.940E+12	0.44	8.876E+04
LOW	6.100E+06	2.88	6.720E+04
$C_2H_3 + H(+M) = C_2H_4(+M)$	6.080E+12	0.27	2.800E+02
LOW	1.400E+30	-3.86	3.320E+03
TROE/0.7820	207.5	2663	6095
H2/2/H2O/6/CH4/2/CO/1.5 /CO2/2/C2H6/3/AR/0.7/			
$C_2H_4 + H = C_2H_3 + H_2$	1.320E+06	2.53	1.224E+04
$C_2H_4 + O = CH_3 + HCO$	1.320E+08	1.55	4.272E+02
$C_2H_4 + OH = C_2H_3 + H_2O$	2.020E+13	0.00	5.955E+03
$C_2H_4 + O_2 = C_2H_3 + HO_2$	4.215E+13	0.00	5.760E+04
$C_2H_4 + CH_3 = C_2H_3 + CH_4$	6.620E+00	3.70	9.500E+03
$C_2H_5(+M) = C_2H_4 + H(+M)$	4.900E+09	1.19	3.720E+04
LOW	5.10E+64	-13.96	6.010E+04
$C_2H_5 + O = CH_3HCO + H$	9.600E+14	0.00	0.000E+00
$C_2H_5 + OH = C_2H_4 + H_2O$	2.400E+13	0.00	0.000E+00
$C_2H_5 + OH = CH_3 + H + CH_2O$	2.400E+13	0.00	0.000E+00

$C2H5 + O2 = C2H4 + HO2$	8.430E+11	0.00	3.874E+03
$C2H5 + HO2 => CH3 + CH2O + OH$	2.400E+13	0.00	0.000E+00
$C2H5 + HO2 = C2H4 + H2O2$	3.000E+11	0.00	0.000E+00
$C2H5 + C2H5 = C2H4 + C2H6$	1.400E+12	0.00	0.000E+00
$C2H6 = C2H5 + H$	2.080E+38	-7.08	1.065E+05
$C2H6 + H = C2H5 + H2$	5.420E+02	3.50	5.166E+03
$C2H6 + O = C2H5 + OH$	1.200E+12	0.60	7.311E+03
$C2H6 + OH = C2H5 + H2O$	5.130E+06	2.06	8.544E+02
$C2H6 + O2 = C2H5 + HO2$	4.000E+13	0.00	5.090E+04
$C2H6 + HO2 = C2H5 + H2O2$	2.940E+11	0.00	1.494E+04
$C2H6 + CH3 = C2H5 + CH4$	5.480E-01	4.00	8.284E+03
$C2H6 + C2H3 = C2H5 + C2H4$	6.000E+02	3.30	1.050E+04
$C2H6 + C3H5 = C2H5 + C3H6$	2.349E+02	3.30	1.983E+04
$CH2CO + M = CH2 + CO + M$	3.600E+15	0.00	5.927E+04
$CH2CO + H = CH3 + CO$	7.000E+12	0.00	3.000E+03
$CH2CO + O = HCO + HCO$	2.000E+13	0.00	2.294E+03
$CH2CO + OH = CH2O + HCO$	1.000E+13	0.00	0.000E+00
$CH3CO(+M) = CH3 + CO(+M)$	1.200E+22	-3.04	1.880E+04
LOW	8.730E+42	-8.62	2.240E+04
$CH3CO + H = CH3 + HCO$	9.600E+13	0.00	0.000E+00
$CH3CO + O = CH3 + CO2$	9.600E+12	0.00	0.000E+00
$CH3CO + OH = CH2CO + H2O$	1.200E+13	0.00	0.000E+00
$CH3CO + OH => CH3 + CO + OH$	3.000E+13	0.00	0.000E+00
$CH3CO + HO2 => CH3 + CO2 + OH$	3.000E+13	0.00	0.000E+00
$CH3HCO = CH3 + HCO$	7.079E+15	0.00	8.176E+04
$CH3HCO + H = CH3CO + H2$	4.000E+13	0.00	4.207E+03
$CH3HCO + O = CH3CO + OH$	5.000E+12	0.00	1.793E+03
$CH3HCO + OH = CH3CO + H2O$	1.000E+13	0.00	0.000E+00
$CH3HCO + O2 = CH3CO + HO2$	2.000E+13	0.50	4.220E+04
$CH3HCO + HO2 = CH3CO + H2O2$	1.700E+12	0.00	1.070E+04
$CH3HCO + CH3 = CH3CO + CH4$	1.740E+12	0.00	8.440E+03
$C3H3 + O = CH2O + C2H$	2.000E+13	0.00	0.000E+00
$C3H3 + O2 = CH2CO + HCO$	3.010E+10	0.00	2.870E+03
$C3H3 + CH3 = C2H5 + C2H$	1.000E+13	0.00	3.750E+04
$C3H3 + CH3 => C4H6$	5.000E+12	0.00	0.000E+00
$2C3H3 = C6H6$	3.000E+11	0.00	0.000E+00
$2C3H3 = 3C2H2$	5.000E+11	0.00	0.000E+00
$C3H4 + M = C3H3 + H + M$	1.000E+17	0.00	7.000E+04
H2/2.5/H2O/12.0/CO/1.9/ CO2/3.8/CH4/12.0/			
$C3H4 + H = C3H3 + H2$	1.000E+12	0.00	1.500E+03
$C3H4 + O = CH2O + C2H2$	3.000E-03	4.61	-4.243E+03
$C3H4 + O = CO + C2H4$	9.000E-03	4.61	-4.243E+03

$C_3H_4 + OH = C_3H_3 + H_2O$	1.450E+13	0.00	4.170E+03
$C_3H_4 + OH = CH_2CO + CH_3$	3.120E+12	0.00	-3.970E+02
$C_3H_4 + O_2 = C_3H_3 + HO_2$	4.000E+13	0.00	6.150E+04
$C_3H_4 + HO_2 \Rightarrow CH_2CO + CH_2 + OH$	4.000E+12	0.00	1.900E+04
$C_3H_4 + CH_3 = C_3H_3 + CH_4$	2.000E+12	0.00	7.700E+03
$C_3H_4 + C_3H_3 = C_6H_6 + H$	2.200E+11	0.00	2.000E+03
$C_2H_3HCO + H \Rightarrow C_2H_3 + CO + H_2$	4.000E+09	1.16	2.400E+03
$C_2H_3HCO + O \Rightarrow C_2H_3 + CO + OH$	6.000E+12	0.00	1.900E+03
$C_2H_3HCO + OH \Rightarrow C_2H_3 + CO + H_2O$	8.000E+12	0.00	0.000E+00
$C_3H_5 = C_3H_4 + H$	1.500E+11	0.84	5.981E+04
$C_3H_5 + H = C_3H_4 + H_2$	1.800E+13	0.00	0.000E+00
$C_3H_5 + O = C_2H_3HCO + H$	6.020E+13	0.00	0.000E+00
$C_3H_5 + OH = C_3H_4 + H_2O$	6.020E+12	0.00	0.000E+00
$C_3H_5 + O_2 = C_3H_4 + HO_2$	1.325E+07	0.00	0.000E+00
$C_3H_5 + HO_2 \Rightarrow C_2H_3 + CH_2O + OH$	6.720E+11	0.00	0.000E+00
$C_3H_5 + HCO = C_3H_6 + CO$	6.000E+13	0.00	0.000E+00
$C_3H_5 + CH_3 = C_3H_4 + CH_4$	3.000E+12	-0.32	-2.620E+02
$C_3H_5 + C_2H_3 = C_3H_6 + C_2H_2$	4.800E+12	0.00	0.000E+00
$C_3H_5 + C_2H_3 = C_3H_4 + C_2H_4$	2.400E+12	0.00	0.000E+00
$C_3H_5 + C_2H_5 = C_3H_6 + C_2H_4$	2.600E+12	0.00	-1.310E+02
$C_3H_5 + C_2H_5 = C_3H_4 + C_2H_6$	9.600E+11	0.00	-1.310E+02
$2C_3H_5 = C_3H_4 + C_3H_6$	8.430E+10	0.00	-2.630E+02
$2C_3H_5 = C_6H_{10}$	1.020E+13	0.00	-2.630E+02
$C_3H_6 = C_2H_3 + CH_3$	1.100E+21	-1.20	9.771E+04
$C_3H_6 = C_3H_5 + H$	2.500E+15	0.00	8.758E+04
$C_3H_6 + H = C_3H_5 + H_2$	1.730E+05	2.50	2.490E+03
$C_3H_6 + H = C_2H_4 + CH_3$	1.325E+13	0.00	3.261E+03
$C_3H_6 + O \Rightarrow CH_2CO + CH_3 + H$	7.700E+07	1.66	6.337E+02
$C_3H_6 + O = C_2H_5 + HCO$	3.431E+07	1.66	-1.928E+02
$C_3H_6 + O = C_3H_5 + OH$	1.750E+11	0.70	5.883E+03
$C_3H_6 + OH = C_3H_5 + H_2O$	3.120E+06	2.00	-2.980E+02
$C_3H_6 + O_2 = C_3H_5 + HO_2$	6.020E+13	0.00	4.760E+04
$C_3H_6 + HO_2 = C_3H_5 + H_2O_2$	9.635E+03	2.60	1.390E+04
$C_3H_6 + CH_3 = C_3H_5 + CH_4$	2.220E+00	3.50	5.675E+03
$C_3H_6 + C_2H_3 = C_3H_5 + C_2H_4$	2.216E+00	3.50	4.679E+03
$C_4H_6 \Rightarrow C_2H_2 + C_2H_3 + H$	1.580E+16	0.00	1.100E+05
$C_4H_6 = C_2H_3 + C_2H_3$	1.800E+13	0.00	8.500E+04
$C_4H_6 + H = C_2H_3 + C_2H_4$	5.000E+11	0.00	0.000E+00
$C_4H_6 + H \Rightarrow H_2 + C_2H_2 + C_2H_3NN$	6.300E+10	0.70	6.000E+03
$C_4H_6 + OH \Rightarrow HCO + H + C_3H_5$	5.000E+12	0.00	0.000E+00
$C_4H_6 + OH \Rightarrow C_2H_3HCO + CH_3$	5.000E+12	0.00	0.000E+00
$C_4H_6 + CH_3 \Rightarrow CH_4 + C_2H_2 + C_2H_3$	7.000E+13	0.00	1.850E+04
$C_4H_8 - 1 = C_3H_5 + CH_3$	1.000E+16	0.00	7.300E+04

$C_4H_8 - 1 + H = C_2H_4 + C_2H_5$	7.230E+12	0.00	1.302E+03
$C_4H_8 - 1 + H = C_3H_6 + CH_3$	7.230E+12	0.00	1.302E+03
$C_4H_8 - 1 + H \Rightarrow H_2 + C_4H_6 + H$	1.150E+05	2.50	2.490E+03
$C_4H_8 - 1 + H \Rightarrow H_2 + C_2H_3 + C_2H_4$	6.600E+05	2.54	6.760E+03
$C_4H_8 - 1 + O \Rightarrow OH + C_4H_6 + H$	1.160E+11	0.70	5.880E+03
$C_4H_8 - 1 + O \Rightarrow OH + C_2H_3 + C_2H_4$	9.600E+04	2.68	3.720E+03
$C_4H_8 - 1 + OH \Rightarrow H_2O + C_4H_6 + H$	2.080E+06	2.00	-2.980E+02
$C_4H_8 - 1 + OH \Rightarrow H_2O + C_2H_3 + C_2H_4$	1.580E+07	1.80	9.300E+02
$C_4H_8 - 1 + CH_3 \Rightarrow CH_4 + C_4H_6 + H$	1.480E+00	3.50	5.670E+03
$C_5H_{10} = C_3H_5 + C_2H_5$	1.000E+16	0.00	7.134E+04
$C_5H_{10} = C_3H_6 + C_2H_4$	3.160E+12	0.00	5.704E+04
$C_5H_{10} + H \Rightarrow 2C_2H_4 + CH_3$	7.230E+12	0.00	1.302E+03
$C_5H_{10} + H = C_3H_6 + C_2H_5$	7.230E+12	0.00	1.302E+03
$C_5H_{10} + H \Rightarrow H_2 + C_4H_6 + CH_3$	1.150E+05	2.50	2.490E+03
$C_5H_{10} + H \Rightarrow H_2 + C_2H_4 + C_3H_5$	6.600E+05	2.54	6.760E+03
$C_5H_{10} + H \Rightarrow H_2 + C_3H_6 + C_2H_3$	1.300E+06	2.40	4.470E+03
$C_5H_{10} + O \Rightarrow OH + C_4H_6 + CH_3$	1.160E+11	0.70	5.880E+03
$C_5H_{10} + O \Rightarrow OH + C_2H_4 + C_3H_5$	9.600E+04	2.68	3.720E+03
$C_5H_{10} + O \Rightarrow OH + C_3H_6 + C_2H_3$	4.760E+04	2.71	2.110E+03
$C_5H_{10} + OH \Rightarrow H_2O + C_4H_6 + CH_3$	2.080E+06	2.00	-2.980E+02
$C_5H_{10} + OH \Rightarrow H_2O + C_2H_4 + C_3H_5$	1.580E+07	1.80	9.300E+02
$C_5H_{10} + OH \Rightarrow H_2O + C_3H_6 + C_2H_3$	7.080E+06	1.90	1.600E+02
$C_5H_{10} + CH_3 \Rightarrow CH_4 + C_4H_6 + CH_3$	1.480E+00	3.50	5.670E+03
$C_6H_{12} = 2C_3H_6$	3.980E+12	0.00	5.743E+04
$C_6H_{12} \Rightarrow C_3H_5 + C_2H_4 + CH_3$	7.940E+15	0.00	7.074E+04
$C_6H_{12} + H \Rightarrow C_3H_6 + C_2H_4 + CH_3$	7.230E+12	0.00	1.302E+03
$C_6H_{12} + H \Rightarrow 2C_2H_4 + C_2H_5$	7.230E+12	0.00	1.302E+03
$C_6H_{12} + H \Rightarrow H_2 + C_4H_6 + C_2H_5$	1.150E+05	2.50	2.490E+03
$C_6H_{12} + H \Rightarrow H_2 + 2C_2H_4 + C_2H_3$	6.600E+05	2.54	6.760E+03
$C_6H_{12} + H \Rightarrow H_2 + C_3H_6 + C_3H_5$	1.300E+06	2.40	4.470E+03
$C_6H_{12} + H \Rightarrow H_2 + C_2H_3 + C_4H_8 - 1$	1.300E+06	2.40	4.470E+03
$C_6H_{12} + O \Rightarrow OH + C_4H_6 + C_2H_5$	1.160E+11	0.70	5.880E+03
$C_6H_{12} + O \Rightarrow OH + 2C_2H_4 + C_2H_3$	9.600E+04	2.68	3.720E+03
$C_6H_{12} + O \Rightarrow OH + C_3H_6 + C_3H_5$	4.760E+04	2.71	2.110E+03
$C_6H_{12} + O \Rightarrow OH + C_2H_3 + C_4H_8 - 1$	4.760E+04	2.71	2.110E+03
$C_6H_{12} + OH \Rightarrow H_2O + C_4H_6 + C_2H_5$	2.080E+06	2.00	-2.980E+02
$C_6H_{12} + OH \Rightarrow H_2O + 2C_2H_4 + C_2H_3$	1.580E+07	1.80	9.300E+02
$C_6H_{12} + OH \Rightarrow H_2O + C_3H_6 + C_3H_5$	7.080E+06	1.90	1.600E+02
$C_6H_{12} + OH \Rightarrow H_2O + C_2H_3 + C_4H_8 - 1$	7.080E+06	1.90	1.600E+02
$C_6H_{12} + CH_3 \Rightarrow CH_4 + C_4H_6 + C_2H_5$	1.480E+00	3.50	5.670E+03
$C_7H_{16} \Rightarrow H + 3C_2H_4 + CH_3$	1.800E+16	0.00	1.006E+05
$C_7H_{16} \Rightarrow H + C_3H_6 + C_2H_4 + C_2H_5$	1.200E+16	0.00	9.809E+04
$C_7H_{16} \Rightarrow H + C_4H_8 - 1 + C_2H_4 + CH_3$	1.200E+16	0.00	9.809E+04

$C7H16 \Rightarrow H + C5H10 + C2H5$	6.000E+15	0.00	9.809E+04
$C7H16 \Rightarrow CH3 + 2C2H4 + C2H5$	4.000E+17	0.00	8.730E+04
DUP			
$C7H16 \Rightarrow CH3 + 2C2H4 + C2H5$	4.000E+17	0.00	8.540E+04
DUP			
$C7H16 \Rightarrow CH3 + 2C2H4 + C2H5$	2.000E+17	0.00	8.490E+04
DUP			
$C7H16 + H \Rightarrow H2 + 3C2H4 + CH3$	1.320E+06	2.54	6.760E+03
$C7H16 + O \Rightarrow OH + 3C2H4 + CH3$	2.880E+06	2.40	5.505E+03
$C7H16 + OH \Rightarrow H2O + 3C2H4 + CH3$	1.740E+07	1.80	9.740E+02
$C7H16 + O2 \Rightarrow HO2 + 3C2H4 + CH3$	3.970E+13	0.00	5.090E+04
$C7H16 + HO2 \Rightarrow H2O2 + 3C2H4 + CH3$	4.760E+04	2.55	1.650E+04
$C7H16 + CH3 \Rightarrow CH4 + 3C2H4 + CH3$	9.060E-01	3.46	5.480E+03
$C7H16 + C3H5 \Rightarrow C3H6 + 3C2H4 + CH3$	2.350E+02	3.30	1.980E+04
$C7H16 + H \Rightarrow H2 + C3H6 + C2H4 + C2H5$	2.600E+06	2.40	4.470E+03
$C7H16 + O \Rightarrow OH + C3H6 + C2H4 + C2H5$	2.760E+05	2.60	1.910E+03
$C7H16 + OH \Rightarrow H2O + C3H6 + C2H4 + C2H5$	3.800E+06	2.00	-5.960E+02
$C7H16 + O2 \Rightarrow HO2 + C3H6 + C2H4 + C2H5$	7.920E+13	0.00	4.759E+04
$C7H16 + HO2 \Rightarrow H2O2 + C3H6 + C2H4 + C2H5$	1.930E+04	2.60	1.390E+04
$C7H16 + CH3 \Rightarrow CH4 + C3H6 + C2H4 + C2H5$	4.270E+11	0.00	1.050E+04
$C7H16 + C3H5 \Rightarrow C3H6 + C3H6 + C2H4 + C2H5$	1.566E+02	3.30	1.820E+04
$C7H16 + H \Rightarrow H2 + C4H8 - 1 + C2H4 + CH3$	2.080E+06	2.40	4.470E+03
$C7H16 + H \Rightarrow H2 + C6H12 + CH3$	5.200E+05	2.40	4.470E+03
$C7H16 + O \Rightarrow OH + C4H8 - 1 + C2H4 + CH3$	2.210E+05	2.60	1.910E+03
$C7H16 + O \Rightarrow OH + C6H12 + CH3$	0.550E+05	2.60	1.910E+03
$C7H16 + OH \Rightarrow H2O + C4H8 - 1 + C2H4 + CH3$	3.496E+06	2.00	-1.312E+03
$C7H16 + OH \Rightarrow H2O + C6H12 + CH3$	0.874E+06	2.00	-1.312E+03
$C7H16 + O2 \Rightarrow HO2 + C4H8 - 1 + C2H4 + CH3$	6.340E+13	0.00	4.760E+04
$C7H16 + O2 \Rightarrow HO2 + C6H12 + CH3$	1.580E+13	0.00	4.760E+04
$C7H16 + HO2 \Rightarrow H2O2 + C4H8 - 1 + C2H4 + CH3$	1.540E+04	2.60	1.390E+04
$C7H16 + HO2 \Rightarrow H2O2 + C6H12 + CH3$	3.860E+03	2.60	1.390E+04
$C7H16 + CH3 \Rightarrow CH4 + C4H8 - 1 + C2H4 + CH3$	2.410E+00	3.46	5.480E+03
$C7H16 + CH3 \Rightarrow CH4 + C6H12 + CH3$	6.020E-01	3.46	5.480E+03
$C7H16 + C3H5 \Rightarrow C3H6 + C4H8 - 1 + C2H4 + CH3$	1.250E+02	3.30	1.820E+04
$C7H16 + C3H5 \Rightarrow C3H6 + C6H12 + CH3$	3.130E+01	3.30	1.820E+04
$C7H16 + H \Rightarrow H2 + C5H10 + C2H5$	1.300E+06	2.40	4.470E+03
$C7H16 + O \Rightarrow OH + C5H10 + C2H5$	1.380E+05	2.60	1.910E+03
$C7H16 + OH \Rightarrow H2O + C5H10 + C2H5$	4.370E+06	2.00	-1.312E+03
$C7H16 + O2 \Rightarrow HO2 + C5H10 + C2H5$	3.960E+13	0.00	4.760E+04
$C7H16 + HO2 \Rightarrow H2O2 + C5H10 + C2H5$	9.640E+03	2.60	1.390E+04
$C7H16 + CH3 \Rightarrow CH4 + C5H10 + C2H5$	1.510E+00	3.46	5.480E+03
$C7H16 + C3H5 \Rightarrow C3H6 + C5H10 + C2H5$	7.820E+01	3.30	1.820E+04

!Li and William's NOx mechanism

!			
!Thermal Mechanism			
$O + N_2 = NO + N$	1.47E+13	0.3	75000
$N + O_2 = NO + O$	6.4E+09	1.0	6262
$N + OH = NO + H$	3.8E+13	0.0	0.0
!			
!Prompt Mechanism			
$N_2 + CH = HCN + N$	4.4E+12	0.0	21905
$HCN + O = NCO + H$	1.4E+06	2.1	6096
!			
!NCO Radical Reactions			
$NCO + M = N + CO + M$	3.1E+16	-0.5	47857
$H_2O/18.6/O_2/1.5/N_2/1.5/$			
$NCO + H = CO + NH$	5.0E+13	0.0	0.0
$NCO + O = NO + CO$	4.7E+13	0.0	0.0
$NCO + H_2 = HNCO + H$	7.6E+02	3.0	3976
!			
!Isocyanic Acid Reactions			
$HNCO + M = NH + CO + M$	1.1E+16	0.0	85714
$H_2O/18.6/O_2/1.5/N_2/1.5/$			
$HNCO + H = NH_2 + CO$	2.2E+07	1.7	3786
$HNCO + O = NCO + OH$	2.2E+06	2.11	11405
$HNCO + O = NH + CO_2$	9.6E+07	1.41	8500
$HNCO + OH = NCO + H_2O$	6.4E+05	2.0	2548
!			
!Formation And Consumption Of Cyano			
$CN + H_2 = HCN + H$	3.6E+08	1.55	3000
$CN + H_2O = HCN + OH$	7.8E+12	0.0	7429
$CN + OH = NCO + H$	4.2E+13	0.0	0.0
$CN + O_2 = NCO + O$	7.2E+12	0.0	-429
!			
!Imidogen Reactions			
$NH + H = N + H_2$	1.0E+13	0.0	0.0
$NH + O = NO + H$	9.2E+13	0.0	0.0
$NH + OH = HNO + H$	4.0E+13	0.0	0.0
$NH + OH = N + H_2O$	5.0E+11	0.5	2000
$NH + O_2 = HNO + O$	4.6E+05	2.0	6476
$NH + NO = N_2O + H$	3.2E+14	-0.45	0.0
$NH + NO = N_2 + OH$	2.2E+13	-0.23	0.0
!			
!Amidogen Reactions			
$NH_2 + H = NH + H_2$	4.0E+13	0.0	3643
$NH_2 + O = HNO + H$	9.9E+14	-0.5	0.0

$NH_2 + OH = NH + H_2O$	4.0E+06	2.0	1000
$NH_2 + NO = N_2 + H_2O$	2.0E+20	-2.6	929
$NH_2 + NO = NNH + OH$	9.3E+11	0.0	0.0
!			
!Amidogen Reactions			
$NH_3 + M = NH_2 + H + M$	2.2E+16	0.0	93095
$NH_3 + H = NH_2 + H_2$	6.4E+05	2.39	10143
$NH_3 + O = NH_2 + OH$	9.4E+06	1.94	6452
$NH_3 + OH = NH_2 + H_2O$	2.04E+06	2.04	571
!			
!NNH Radical Reactions			
$NNH = N_2 + H$	1.0E+08	0.0	0.0
$NNH + H = N_2 + H_2$	1.0E+14	0.0	0.0
$NNH + O = N_2O + H$	1.0E+14	0.0	0.0
$NNH + OH = N_2 + H_2O$	5.0E+13	0.0	0.0
!			
!Nitroxyl Hydride Reactions			
$HNO + M = H + NO + M$	1.5E+16	0.0	48451
$H_2O/10.0/O_2/2.0/N_2/2.0/H_2/2.0/$			
$HNO + H = NO + H_2$	4.4E+11	0.72	643
$HNO + OH = NO + H_2O$	3.6E+13	0.0	0.0
!			
!Reburn by Hydrocarbons			
$NO + CH_3 = HCN + H_2O$	8.3E+11	0.0	10624
$NO + CH_2 = HNC O + H$	2.9E+12	0.0	-595
$NO + CH = HCN + O$	1.1E+14	0.0	0.0
!			
!Nitrous Oxide Reactions			
$N_2O(+M) = N_2 + O(+M)$	8.0E+11	0.0	62381
LOW	2.00E+14	.000	56429
$H_2O/5.2/$			
$N_2O + H = N_2 + OH$	2.23E+14	0.0	16690
$N_2O + O = 2NO$	2.9E+13	0.0	23071
$N_2O + OH = N_2 + HO_2$	2.0E+12	0.0	9952
!			
!Nitrogen Dioxide Reactions			
$NO_2 + M = NO + O + M$	1.0E+16	0.0	65714
$CO/1.9/CO_2/3.8/H_2/2.5/H_2O/16.3/$			
$NO + HO_2 = NO_2 + OH$	2.1E+12	0.0	-476
$NO_2 + H = NO + OH$	3.5E+14	0.0	1500
$NO_2 + O = NO + O_2$	1.0E+13	0.0	595
END			

Literatur

- [Agg98] AGGARWAL, S.K.: A Review of Spray Ignition Phenomena: Present Status and Future Research. In: *Prog. Energy Combustion Sci.* 24 (1998), S. 565–600
- [And96] ANDERS, K. ET AL.: Flame propagation in planar droplet arrays and interaction phenomena between neighbouring droplet streams. In: *26th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute* (1996), S. 1697–1703
- [Aou97] AOUINA, Y.: *Modellierung der Tropfenverbrennung unter Einbeziehung detaillierter Reaktionsmechanismen*, Universität Stuttgart, Diss., 1997
- [Bae04] BAESSLER, S.: Tropfendispergieeinrichtung zur Untersuchung der NO-Produktion von teilvorgemischten Sprayflammen / Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München. 2004. – Forschungsbericht
- [Bae06] BAESSLER, S., MÖSL, K., SATTELMAYER, T.: NO_x Emissions of a Premixed Partially Vaporized Kerosene Spray Flame. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006, Barcelona, Spain, 2006*
- [Bae07] BAESSLER, S., MÖSL, K.G., SATTELMAYER, T.: NO_x emissions of premixed partially vaporized kerosene spray flame. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 129 (2007), S. 695–702
- [Bec00] BECKER, K.H. ET AL.: Kinetics of the NCO Radical Reacting with Atoms and Selected Molecules. In: *Combustion and Flame* 120 (2000), S. 570–577
- [Bec07] BECK, C.H., KOCH, R., BAUER, H.J.: Investigation of the Effect of Incomplete Droplet Pre-vaporization on NO_x Emissions in LDI Combustion Systems. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2007, Montreal, Canada, 2007*

- [Boz94] BOZELLI, J.W., CHANG, A.Y., DEAN, A.M.: Analysis of the Reactions $H + N_2O$ and $NH + NO$: Pathways and Rate Constants Over a wide Range of Temperature and Pressure. In: *25th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute* (1994), S. 965–974
- [Bra68] BRADLEY, D., MATTHEWS, K.J.: Measurement of High Gas Temperatures with fine Wire Thermocouples. In: *Journal of Mechanical Engineering Science* 10 (1968), Nr. 4, S. 299–305
- [Car92] CARD, J.M.: Asymptotic Analysis of the Structure and Extinction of Spherically Symmetrical n-Heptane Diffusion Flames. In: *Combustion Science and Technology* 84 (1992), S. 91–119
- [Car93] CARD, J.M.: Asymptotic Analysis for the Burning of n-Heptane Droplets Using a Four-Step Reduced Mechanism. In: *Combustion and Flame* 93 (1993), Nr. 4, S. 375–390
- [Cha78] CHAE, J.O.: *Aufstellung eines mathematischen Modells der NO_x-Bildung in eingeschlossenen turbulenten Erdgas-Diffusionsflammen*, Universität Stuttgart, DA 78 5263, 1978
- [Cho90] CHO, S. Y.: Extinction Of A Free Methanol Droplet In Microgravity. In: *23rd Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute* (1990), S. 1611–1617
- [Coo80] COOPER, L.: Effect of Degree of Fuel Vaporization upon Emissions for a Premixed Partially Vaporized Combustion System / Lewis Research Center. Cambridge, MA, 1980 (1582). – NASA Technical Paper
- [Cor92] CORR, R.A., MALTE, P.C., MARINOV, N.M.: Evaluation of NO_x Mechanisms for Lean, Premixed Combustion. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 114 (1992), S. 425–434
- [Dan] *BSA Flow Software v.2.1., DANTEC Measurement Technology, Skovlunde, Denmark, 2003*

- [Dob05] DOBMEIER, B., BÄSSLER, S., SATTELMAYER, T.: *Simulation der n-Heptan-Tropfenverbrennung mit Stickoxidbildung*, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Diplomarbeit, 2005
- [Dul98] DULLENKOPF, K. ET AL.: Comparative Mass Flux Measurements in Sprays Using a Patternator and the Phase-Doppler Technique. In: *Part. Part. Syst. Charact.* 15 (1998), S. 81–89
- [Dur87] DURST, F., MELLING, A., WHITELAW, J.H.: *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*. Wissenschaft und Technik, G. Braun, Karlsruhe, 1987
- [Eck04] ECKSTEIN, J.: *On the Mechanisms of Combustion Driven Low-Frequency Oscillations in Aero-Engines*, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Dissertation, 2004
- [Eig88] EIGENBROD, C., PÖSCHL, G.: Ultraschallvernebler als Gemischbildner für Ottomotoren im Vergleich zu herkömmlichen Einspritzdüsen. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift* 49 (1988), S. 279–302
- [Fen71] FENIMORE, C.P.: Formation of nitric oxide in premixed hydrocarbon flames. In: *13th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute* (1971), S. 373–380
- [Gae82] GAERTNER, F.J.: *Vergleich der Bildung von Stickstoffoxid in Methanol-Luft- und Kohlenwasserstoff-Luft-Flammen*, Technische Hochschule Darmstadt, Diss., 1982
- [Gri90] GRIGULL, U. ET AL.: *Steam Tables in SI-Units*. Springer Verlag, Berlin, 1990
- [Gun97] GUNG, C., GOMEZ, A.: Dilute Laminar Spray Diffusion Flames near the Transition from Group Combustion to Individual Droplet Burning. In: *Combustion and Flame* 110 (1997), Nr. 3, S. 392–404
- [Ham03] HAM, J.-H.: *Zur Berechnung der Verweilzeitverteilung von Partikeln*, Lehrstuhl für Chemische Verfahrenstechnik, TU Chemnitz, Diss., 2003

- [Har96] HARRINGTON, J. E. ET AL.: Evidence for a New NO Production Mechanism in Flames. In: *26th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute* 26 (1996), S. 2133–2138
- [Hel97] HELD, T.J., MARCHESE, A.J., DRYER, F.L.: A Semi-Empirical Reaction Mechanism for n-Heptane Oxidation and Pyrolysis. In: *Combustion Science and Technology* 123 (1997), S. 107–146
- [Hog60] HOGMAN, C., WEAST, R., SELBY, S.: *Handbook of Chemistry and Physics*. 42nd Edition, Cleveland, Ohio. The Chemical Rubber Publishing Co., 1960
- [Hor97] HORSTMANN, P. ET AL.: Einsatz der Ultraschallzerstäubung zur schadstoffarmen Verbrennung. In: *Spray*, 1997
- [Hor98] HORSTMANN, P. ET AL.: Untersuchung der Ultraschallzerstäubung in einem schadstoffarmen Brenner kleiner Leistung. In: *Spray*, 1998
- [Hor99] HORSTMANN, P.: *Berichte aus der Verbrennungstechnik*. Bd. Band 6: *Reduzierung der Schadstoffemissionen bei der Verbrennung flüssiger Brennstoffe durch die Abstimmung von Zerstäuberprinzip und Luftführung am Beispiel der Ultraschallzerstäubung sowie der Radialimpulsstabilisierung*. Shaker Verlag, Aachen, 1999
- [Hug01] HUGHES, K.J. ET AL.: An Investigation of Important Gas-Phase Reactions of Nitrogenous Species from the Simulation of Experimental Measurements in Combustion Systems. In: *Combustion and Flame* 124 (2001), S. 573–589
- [Inc96] INCROPERA, F.P., DEWITT, D.P.: *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. 4th edition. John Wiley and Sons, 1996
- [Kai96] KAISER, E.: Vormischstrecke für schadstoffarme Triebwerkskammern / Technische Universität Dresden. 1996 (BMFT 2124/513-8891-LVF 9102). – Forschungsbericht

- [Kee92] KEE, R.J. ET AL.: A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flame. 1992 (SAND85-8240). – Sandia National Laboratories Report
- [Koh88] KOHLER, W.: *Turbulenz und Turbulenzstruktur in freien und eingeschlossenen Flammen*, Technische Hochschule Karlsruhe, Diss., 1988
- [Krö03] KRÖNER, M.: *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Diss., 2003
- [Kuc95] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*. 15. Auflage. Fachbuchverlag Leipzig GmbH, Köln, 1995
- [Lee01] LEE, L., MALTE, P., BENJAMIN, M.: Low NO_x Combustion for Liquid Fuels: Atmospheric Pressure Experiments Using a Staged Prevaporizer-Premixer. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 2001. – Paper No. 2001-GT-0081
- [Lef83] LEFEBVRE, A.H.: *Gas Turbine Combustion*. Hemisphere Publishing Corporation, 1983
- [Lef89] LEFEBVRE, A.H.: *Atomization and Sprays, Combustion: An Internal Series*. Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1989
- [Lef98] LEFEBVRE, A.H.: *Gas Turbine Combustion, Combustion: An Internal Series*. 2nd edition. Taylor & Francis Group, 1998
- [Li,99] LI, S.C., WILLIAMS, F.A.: NO_x Formation in Two-Stage Methane-Air Flames. In: *Combustion and Flame* 118 (1999), Nr. 3, S. 399–414
- [Mar96] MARCHESE, A.J., DRYER, F.L.: The Effect of Liquid Mass Transport on the Combustion and Extinction of Bicomponent Droplets of Methanol and Water. In: *Combustion and Flame* 105 (1996), S. 104–122

- [Mik05] MIKAMI, M. ET AL.: Microgravity Experiments on Flame Spread along Fuel-Droplet Arrays Using a New Droplet-Generation Technique. In: *Combustion and Flame* 141 (2005), Nr. 3, S. 241–252
- [Mor98] MORIKITA, H. ET AL.: Application of shadow Doppler velocimetry to paint spray: potential and limitations in sizing optically inhomogeneous droplets. In: *Measurement Science and Technology* 9 (1998), S. 221–231
- [Muk01] MUKHOPADHYAY, A.: A Theoretical Study Of Quasisteady Sphericallysymmetric Combustion Of Alcohol Droplets. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 28 (2001), Nr. 5, S. 713–721
- [Nah04] NAHA, S., AGGARWAL, S. K.: Fuel effects on NO_x emissions in partially premixed flames. In: *Combustion and Flame* 139 (2004), S. 90–105
- [Niz79] NIZAMI, A.A. CERNANSKY, N.P.: NO_x Formation In Monodisperse Fuel Spray Combustion. In: *17th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute* (1979), S. 475–483
- [Nov01] NOVOSSELOV, I.V., MALTE, P.C.: *Eight-Step Global Kinetic Mechanism on Methane Oxidation with Nitric Oxide Formation for Lean-Premixed Combustion Turbines*, University of Washington, Diplomarbeit, 2001
- [Och00] OCHS, M.: *Verdunstung monodisperser, frei beweglicher Brennstoff-Tropfen in einer turbulenten Heissluftströmung*, Eigenössische Technische Hochschule Zürich, Diss., 2000
- [Ofn01] OFNER, B.: *Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen*, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Diss., 2001
- [Ome00] Omega Newport, The Curtis Publishing Company, 21st Century: *The Temperature Handbook*. 2nd. 2000

- [Pei72] PEIRANO, E., LECKNER, B.: Fundamentals of turbulent gas-solid flows applied to circulating fluidised bed combustion. In: *Progress in Heat and Mass Transfer Proc. Int. Symp. on Two-Phase System, Oxford: Pergamon Press (1972)*, S. 433–452
- [Pes63] PESKIN, R.L., RACO, R.J.: Ultrasonic Atomization of Liquids. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 35 (1963), Nr. 9, S. 1378–1381
- [Pet84] PETERS, N.: Laminar Diffusion Flamelet Models In Non-Premixed Turbulent Combustion. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 10 (1984), S. 319–339
- [Poh65] POHLMANN, R., STAMM, K.: *Untersuchung zum Mechanismus der Ultraschallvernebelung an Flüssigkeitsoberflächen im Hinblick auf technische Anwendungen*. Westdeutscher Verlag, Köln und Opladen, 1965
- [Pro04] PROMMERSBERGER, Wittig. S.: Untersuchung der Gemischaufbereitung in Gasturbinenbrennkammern unter Berücksichtigung der Eigenschaften kommerzieller Flüssigbrennstoffe / Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH). 2004 (Band 20). – Forschungsberichte aus dem Institut für Thermische Strömungsmaschinen
- [Qiu92] QIU, H.H., SOMMERFELD, M.: A reliable method for determining the measurement volume size and particle mass fluxes using phase-Doppler anemometry. In: *Experiments in Fluids* 13 (1992), S. 393–404
- [Rag06] RAGHAVAN, V. ET AL.: Surface Tension Effects during Low-Reynolds-Number Methanol Droplet Combustion. In: *Combustion and Flame* 145(4) (2006), S. 791–807
- [Rof78] ROFFE, G., VENKATARAMANI, D.S.: Experimental Study of the Effect of Cycle Pressure on Lean Combustion Emissions / Lewis Research Center. 1978 (CR-3032). – NASA Technical Paper

- [Rot03] ROTHENWÖHRER, M.: *Einfluss thermodynamisch metastabiler Zustände auf den Zerfall und das Mischverhalten von Flüssigkeitsstrahlen*, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Diss., 2003
- [Rut02] RUTAR, T., MALTE, C.P.: NO_x Formation in High-Intensity Jet-Stirred Reactors with Significance to Lean-Premixed Combustion Turbines. 124 (2002), S. 776–783
- [Saf87] SAFFMAN, M.: Automatic Calibration of LDA Measurement Volume Size. In: *Applied Optics* 26 (1987), Nr. 13, S. 2592–2597
- [Sat98] SATTELMAYER, T. ET AL.: NO_x-Abatement Potential of Lean-Premixed GT Combustors. In: *Transactions of ASME, J. of Engineering for Gas Turbine and Power* 120 (1998), S. 48–59
- [Sch98] SCHWEINITZ, H.G.: *Berichte aus der Verbrennungstechnik*. Bd. Band 4: *Ein Beitrag zur Reduzierung der NO_x-Emission durch Inertisierung des Verbrennungsprozesses bei Einsatz von Brennwerttechnik*. Shaker Verlag, Aachen, 1998
- [Som98] SOMMERFELD, M., HÄDER, R., KOHNEN, G.: Turbulenzeffekte in verdampfenden Sprühnebeln; Zwischenbericht zum Forschungsvorhaben SO 204/10-1 / Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik und Umweltschutztechnik, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Halle. 1998. – Forschungsbericht
- [Sta98] STAPF, D.: *Experimentell basierte Weiterentwicklung von Berechnungsmodellen der NO_x-Emission technischer Verbrennungssysteme*. VDI Fortschritt-Berichte, Reihe 6, Nr. 395, VDI Verlag GmbH, 1998
- [Sug05] SUGANUMA, Y. ET AL.: Flame Spread of a Fuel Droplet Array in a Fuel Vapor-Air Mixture. In: *56th International Astronautical Congress of the International Astronautical Federation, the International Academy of Astronautics, and the International Institute of Space Law, Fukuoka, Japan, 2005*

- [Tur00] TURNS, S.R.: *An Introduction to Combustion*. 2nd. McGraw-Hill, 2000
- [War01] WARNATZ, J., MASS, U., DIBBLE, R.W.: *Verbrennung*. 3.Auflage. Springer-Verlag, Berlin, 2001
- [Wit80] WITTMER, V.: *Geschwindigkeit und Temperatur in einer Turbulenten Freistrahldiffusionsflamme*, Technische Hochschule Karlsruhe, Diss., 1980
- [Wol72] WOLFRUM, J.: Bildung von Stickstoffoxiden bei der Verbrennung. In: *Chemie Ingenieur Technik* 44 (1972), S. 656–659
- [Zel46] ZELDOVICH, Y.B.: The oxidation of nitrogen in combustion and explosions. In: *Acta Physicochimica U.R.S.S.*, XXI(4), *Academy Science of the USSR*. 21:577 (1946)