

DISSERTATION

CFD-Analyse der Verbrennungsströmung einer zweistufigen holzstaubgefeuerten Gasturbinenbrennkammer

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften unter der Leitung von

ao. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Reinhard Willinger
E302
Institut für Thermodynamik und Energiewandlung

eingereicht an der Technischen Universität Wien
Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Dipl.-Ing. Klaus Hörzer
Matr.Nr.: 9325942
Krebsgartengasse 6/9
A-1150 Wien

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Universitätsassistent am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung der Technischen Universität Wien und ist Teil des Forschungsprojektes DIREKT HOLZSTAUBGEFEUERTE GASTURBINE.

Mein Dank gilt Herrn *em. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Hermann Haselbacher* für die Themenstellung und *ao. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Reinhard Willinger* für die Übernahme der Betreuung.

Herrn *ao. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Karl Ponweiser* danke ich für die Übernahme des Koreferates.

Bei Herrn *Univ.-Ass. Dipl.-Ing. Dr.techn. Franz Wingelhofer* bedanke ich mich für die kompetente Hilfe bei Fragen bezüglich CFD.

Für das freundliche und aufmunternde Betriebsklima bin ich allen Kollegen und Mitarbeitern des Institutes verpflichtet, insbesondere den Herren *Gerhard Kanzler, Wolfgang Faulend, Markus Schneider* und *Franz Trummer*.

Kurzfassung

Die Verwendung erneuerbarer Energiequellen zur Energieerzeugung wird wegen der Umweltprobleme, die durch die Verbrennung fossiler Energieträger verursacht werden, immer wichtiger. Die Energieerzeugung durch Verbrennung von Holzstaub zum direkten Antrieb einer Gasturbine stellt eine Möglichkeit der Anwendung von Biomasse dar. Biomasse ist als Energieträger dann wirtschaftlich, wenn es sich dabei um Produktionsabfälle handelt.

Für die Holzstaubverbrennung wird eine zweistufige Brennkammer verwendet. Die Primärbrennkammer ist eine Zyklonbrennkammer. Die Verbrennungsverhältnisse sind unterstöchiometrisch, d.h., dort findet eine Vergasung statt. In der Sekundärbrennkammer verbrennen das Vergasungsprodukt der Primärbrennkammer und die Sekundärluft bei überstöchiometrischen Verhältnissen.

Eine CFD-Analyse wurde für diese zweistufige Brennkammer durchgeführt, um die Auswirkungen von modifizierten Primärbrennkammergeometrien auf die Verbrennungsströmung zu untersuchen. Die Berechnungsgeometrie wurde gegenüber der realen Brennkammer vereinfacht, um den Rechenaufwand zu mindern. Die Primärbrennkammer wurde einerseits dahingehend modifiziert, dass die Winkel zwischen den Achsen der Primärlufteintritte und den Tangenten an die Primärkammerwand verändert wurden. Andererseits wurden drei axiale Positionen des Brennstoffeintrittes angewendet. Die Berechnungen wurden für jede der Brennkammerkonfigurationen für drei Betriebspunkte ausgeführt.

Um die physikalischen und chemischen Phänomene, die in einer Verbrennungsströmung auftreten, bei der numerischen Berechnung zu berücksichtigen, sind mathematische Modelle erforderlich. Die Turbulenz wurde mit dem Reynolds-Spannungs-Modell berechnet, da dieses für stark drallbehaftete Strömungen empfohlen wird. Die Verteilungen der in der Strömung auftretenden chemischen Spezies wurden mit dem Mischungsbruch/WDF-Modell bestimmt. Für die Berechnung der Wärmeübertragung zufolge Strahlung wurde das P-1-Modell verwendet. Der Absorptionskoeffizient der Verbrennungsströmung wurde mit dem "Weighted-Sum-of-Gray-Gases"-Modell berechnet. Um den numerischen Aufwand zu verringern, wurden die Holzstaubpartikel als vollständig flüchtig modelliert. Die Berechnung der Pyrolyse der Holzstaubpartikel erfolgte mit dem "Single-Kinetic-Rate"-Ansatz.

Die Bewertung der Auswirkungen der jeweiligen Primärbrennkammerkonfigurationen auf die Verbrennung wurde durch Vergleich der jeweiligen Werte von Partikelvergasungszeiten, Rauchgastemperatur und Rauchgaszusammensetzung am Brennkammeraustritt durchgeführt.

Abstract

Due to environmental problems caused by the combustion of fossil fuels, the use of renewable energy sources for energy production becomes more and more important. The energy production by combustion of wood dust to directly drive a gas turbine represents one possibility of the use of biomass. Biomass as an energy source is economical only, if it is a production residue.

For the combustion of wood dust, a two-stage combustion chamber is applied. The primary combustion chamber is a cyclone combustion chamber. The conditions of combustion are sub-stoichiometric, i.e., gasification takes place there. In the secondary combustion chamber, the gasification product of the primary combustion chamber and the secondary air combust at super-stoichiometric conditions.

A CFD-analysis was made for the two-stage combustion chamber in order to investigate the effects of modified primary combustion chamber geometries on the reacting flow field. The geometry of computation was simplified comparing to the real combustion chamber in order to decrease the computational effort. For the calculations, the primary combustion chamber was modified in the way that different angles between the axes of the tangential air inlets and the tangents to the primary chamber wall were applied. Furthermore, three axial positions of the fuel inlet were used. The calculations were done for each of the combustion chamber configurations for three operating points.

In order to take into account in the computation the physical and chemical phenomena occurring in a combustion flow, mathematical models are required. The turbulence was calculated by means of the Reynolds-Stress-Model since it is recommended for highly swirling flows. The distributions of chemical species occurring in the flow were determined by the Mixture-Fraction/PDF-Model. For the computation of the heat transfer by radiation, the P-1-Model was applied. The absorption coefficient of the combustion flow was calculated with the “Weighted-Sum-of-Gray-Gases“-Model. In order to lower the computational effort, the wood dust particles were modelled as completely volatile. The calculation of the pyrolysis of the wood dust particles occurred with the “Single-Kinetic-Rate“-approach.

The assessment of the effects of the particular configurations of the primary combustion chamber on the combustion was made by the comparison of the particular values of particle gasification time, flue gas temperature, and flue gas composition at the combustion chamber exit.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Ressourcen und Potentiale der Biomassenutzung	1
1.2	Vorteile und Nachteile der Biomassenutzung	3
1.3	Stand der Technik	4
1.3.1	Brennkammern für direkt holzstaubgefeuerte Gasturbinen	4
1.3.2	Arbeiten am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung	7
1.3.3	Berechnung der Verbrennungsströmungen in Brennkammern mittels CFD	8
1.4	Aufgabenstellung und Zielsetzung	11
2	Zweistufige Brennkammer	14
2.1	Primärbrennkammer	16
2.2	Sekundärbrennkammer	19
2.3	Berechnung der Luftzahl	19
2.4	Berechnung der Rauchgaszusammensetzung	21
2.5	Betriebspunkte der Gasturbine	22
3	Holzverbrennung	28
3.1	Holzaufbau	28
3.2	Verbrennungsstadien	29
3.2.1	Erwärmen und Trocknen	29
3.2.2	Pyrolyse	29
3.2.3	Koksabbrand	30
3.2.4	Gasphasenreaktionen	31
3.3	Holzanalyse	32

4	Berechnungsmodelle	34
4.1	Grundgleichungen	34
4.1.1	Massenbilanz	35
4.1.2	Impulsbilanz	35
4.1.3	Spezienbilanz	36
4.1.4	Enthalpiebilanz	38
4.2	Die Turbulenzmodellierung	39
4.2.1	Die Reynolds-Gleichung	40
4.2.2	Das Reynolds-Spannungs-Modell	40
4.3	Der Mischungsbruch/WDF-Ansatz	41
4.3.1	Definition des Mischungsbruches	42
4.3.2	Transportgleichungen für den Mischungsbruch und die Varianz	45
4.3.3	Zusammenhang des Mischungsbruches mit physikalischen Werten	45
4.3.4	Berücksichtigung der Turbulenz	46
4.3.5	Modellierung und Lösungsprozeduren	48
4.4	Die Berechnung der Strahlungswärmeübertragung	48
4.4.1	Der Strahlungsintensitätstransport	48
4.4.2	Die P-N-Methode	50
4.4.3	Absorptionskoeffizient der Verbrennungsströmung	53
4.5	Die Modellierung des Partikeltransportes und des Partikelabbrandes	54
4.5.1	Bewegungsgleichungen der Partikel	54
4.5.2	Berechnung von Wärme- und Stofftransport	55
4.6	Zusammenfassung der Modelle	57
5	Berechnungsgeometrien und Berechnungsdaten	59
5.1	Berechnungsgeometrien	59
5.2	Leistungsregelung der Gasturbine	61
5.3	Berechnungsdaten und Randbedingungen	64
5.4	Ablauf der Berechnung	67
6	Strömungsfelder und Partikelabbrand	69
6.1	Konturdarstellungen von Geschwindigkeiten, Temperaturen, Spezienverteilungen und die Luftzahl für die 0-Grad-Primärlufteintritte bei einer axialen Distanz des Brennstoffeintrittes von 196.5 mm und einem Massenstromverhältnis von 1	69
6.1.1	Axialgeschwindigkeiten	70

6.1.2	Tangentialgeschwindigkeiten	74
6.1.3	Temperaturen	77
6.1.4	Kohlendioxid	81
6.1.5	Kohlenstoff	84
6.1.6	Kohlenmonoxid	85
6.1.7	Sauerstoff	88
6.1.8	Luftzahl	91
6.2	Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe für alle Ausführungen der Primärlufteintritte bei einer axialen Distanz des Brennstoffeintrittes von 196.5 mm und einem Massenstromverhältnis von 1	96
6.2.1	Axialgeschwindigkeiten	96
6.2.2	Tangentialgeschwindigkeiten	99
6.2.3	Temperaturen	102
6.3	Vergasungszeiten und Temperaturen der Partikel	105
6.3.1	Partikelbahnen	105
6.3.2	Partikelvergasungszeiten	107
6.3.3	Partikeltemperaturen	112
7	Vergasungsprodukt und Rauchgas	119
7.1	Zusammensetzung und Temperatur des Vergasungsproduktes	119
7.1.1	Kohlenstoff	119
7.1.2	Kohlenmonoxid	121
7.1.3	Kohlendioxid	123
7.1.4	Wasserdampf	125
7.1.5	Sauerstoff	126
7.1.6	Temperatur des Vergasungsproduktes	128
7.2	Vergleich der Reaktionszonen in der Sekundärbrennkammer	130
7.2.1	Vergleich der Kohlenmonoxid-Verläufe	130
7.2.2	Vergleich der Sauerstoff-Verläufe	134
7.2.3	Vergleich der resultierenden Geschwindigkeiten	137
7.2.4	Vergleich der Turbulenzintensitäten	142
7.2.5	Vergleich der Temperaturverläufe	146
7.3	Zusammensetzung und Temperatur des Rauchgases	149
7.3.1	Kohlenmonoxid	152
7.3.2	Kohlendioxid	154
7.3.3	Wasserdampf	156
7.3.4	Sauerstoff	158
7.3.5	Temperatur des Rauchgases	160

8	Wandtemperaturen	162
8.1	Konturdarstellung der Wandtemperaturen	162
8.2	Primärbrennkammer - Zylinder	165
8.3	Primärbrennkammer - Kegel	167
8.4	Sekundärbrennkammer - Zylinder	169
8.5	Sekundärbrennkammer - Kegel	171
9	Bewertung der Primärbrennkammerkonfigurationen	174
10	Zusammenfassung und Resumee der CFD-Berechnung	175
10.1	Zusammenfassung der Untersuchung	175
10.2	Resumee der CFD-Berechnungen	178

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

a	$\left[\frac{1}{m}\right]$	Absorptionskoeffizient
a	$\left[\frac{m^2}{s}\right]$	Temperaturleitfähigkeit
A	$[m^2]$	Fläche
A_k	$\left[\frac{1}{s}\right]$	Vorfaktor
$A(s)$	$\left[\frac{W}{m^2}\right]$	positionsabhängiger Koeffizient
C	$[-]$	Kohlenstoff
C	$\left[\frac{mol}{m^3}\right]$	Konzentration
C_d	$[-]$	Konstante
C_D	$[-]$	Widerstandskoeffizient
C_g	$[-]$	Konstante
c_p	$\left[\frac{J}{kgK}\right]$	spezifische Wärmekapazität
CO	$[-]$	Kohlenmonoxid
CO_2	$[-]$	Kohlendioxid
d	$[m]$	Durchmesser
D	$\left[\frac{m^2}{s}\right]$	Diffusionskoeffizient
\dot{D}	$[Nm]$	Drehimpulsstrom
e	$[-]$	Rückstellkoeffizient
E_k	$\left[\frac{J}{mol}\right]$	Aktivierungsenergie
E_p	$\left[\frac{W}{m^3}\right]$	äquivalente Emission der Partikel
f	$[-]$	Mischungsbruch, Partikelbestandteil
\underline{f}	$\left[\frac{kg}{m^2s^2}\right]$	Quellterm für Impulsaustausch
$\overline{f^2}$	$[-]$	Varianz des Mischungsbruches
F_D	$\left[\frac{1}{s}\right]$	Widerstandskraft
F_x	$\left[\frac{m}{s^2}\right]$	Kraft zufolge eines Druckgradienten
g	$\left[\frac{m}{s^2}\right]$	Erdbeschleunigung
h	$\left[\frac{J}{kg}\right]$	spezifische Enthalpie
h_{fg}	$\left[\frac{J}{kg}\right]$	latente spezifische Enthalpie
H^*	$\left[\frac{J}{kg}\right]$	nicht-zeitgemittelte Enthalpie
H_u	$\left[\frac{J}{kg}\right]$	Heizwert
H_2O	$[-]$	Wasser, Wasserdampf
ΔH_k^0	$\left[\frac{J}{mol}\right]$	Reaktionsenthalpie

I	$\left[\frac{W}{m^2}\right]$	Strahlungsintensität
\dot{I}	$[N]$	Axialimpulsstrom
k	$\left[\frac{1}{s}\right]$	kinetische Rate
k	$\left[\frac{m^2}{s^2}\right]$	turbulente kinetische Energie
k	$\left[\frac{W}{m^2 K}\right]$	Wärmedurchgangskoeffizient
k_B	$[-]$	Massenstromverhältnis
k_t	$[-]$	Konstante
k_{Π}	$[-]$	Druckverlustfaktor
K	$[-]$	Gleichgewichtskonstante, Konstanten bei Auslegungszustand der Gasturbine
l	$[-]$	Richtungsangaben
L	$\left[\frac{kg_L}{kg_{Br}}\right]$	Luftbedarf
L	$\left[\frac{m^3}{kg_{Br}}\right]$	Luftbedarf bezogen auf Normvolumen
L	$[m]$	optische Dicke
m	$[kg]$	Masse
\dot{m}	$\left[\frac{kg}{s}\right]$	Massenstrom
M	$[-]$	Reaktionspartner
M	$\left[\frac{kg}{kmol}\right]$	Molekulargewicht
n	$\left[\frac{U}{min}\right]$	Drehzahl
N_2	$[-]$	Stickstoff
NO	$[-]$	Stickstoffmonoxid
NO_x	$[-]$	Stickoxide
O_2	$[-]$	Sauerstoff
p	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Druck
$p(f)$	$[-]$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
P	$[-]$	Legendre-Polynome
Pr	$[-]$	Prandtl-Zahl
\bar{q}	$\left[\frac{W}{m^2}\right]$	Energiefluss
\dot{q}	$\left[\frac{W}{m^2}\right]$	spez. thermische Wärmebelastung, Wärmestromdichte
r	$[m]$	Radius
\dot{r}	$\left[\frac{mol}{m^3 s}\right]$	Reaktionsgeschwindigkeit
R	$[-]$	Alkylgruppe
R	$\left[\frac{J}{molK}\right]$	universelle Gaskonstante
Re	$[-]$	Reynolds-Zahl
S	$[-]$	Drallzahl, allgemeiner Quellterm
Sc	$[-]$	Schmidt-Zahl
ΔS_k^0	$\left[\frac{J}{molK}\right]$	Reaktionsentropie
t	$[s]$	Zeit
T	$[K]$	absolute Temperatur
T	$[s]$	Zeitintervall
u	$\left[\frac{m}{s}\right]$	Axialgeschwindigkeit
v	$\left[\frac{m}{s}\right]$	Radialgeschwindigkeit
v	$\left[\frac{m^3}{s}\right]$	spezifisches Volumen

V	$[m^3]$	Volumen
w	$[\frac{m}{s}]$	Tangentialgeschwindigkeit
x	$[m]$	Koordinaten
$Y(\omega)$	$[-]$	sphärische Harmonische
Z	$[-]$	Elementmassenbruch

Griechische Formelzeichen

α	$[-]$	Term für die PDF-Berechnung
α	$[\frac{W}{m^2K}]$	Wärmeübergangskoeffizient
β	$[-]$	Temperaturkoeffizient, Term für die PDF-Berechnung
γ	$[\frac{kg_i}{kg_{Sp}}]$	Massenbruch, Massenanteil
Γ	$[\frac{m^2}{s}]$	Diffusionskoeffizient
δ	$[-]$	Gewichtungskoeffizienten
δ	$[m]$	Wanddicke
δ_{ij}	$[-]$	Kronecker-Delta
ϵ	$[-]$	Emissionskoeffizient
ϵ	$[\frac{m^2}{s^3}]$	turbulente Dissipation
η	$[-]$	Wirkungsgrad
θ	$[rad]$	Kugelwinkel
θ_R	$[K]$	Strahlungstemperatur
κ	$[-]$	optische Dicke, Isentropenkoeffizient
λ	$[-]$	Luftzahl
λ	$[\frac{W}{mK}]$	Wärmeleitkoeffizient
μ	$[-]$	Beladung, Drehzahleinfluss
μ	$[\frac{kg}{ms}]$	dynamische Viskosität
μ_{il}	$[\frac{kg_i}{kg_l}]$	Massenanteil eines Elementes i an Spezies l
ν	$[-]$	stöchiometrischer Koeffizient
ν	$[\frac{m^2}{s}]$	dynamische Viskosität
Π	$[-]$	Druckverhältnis
ρ	$[\frac{kg}{m^3}]$	Dichte
σ	$[\frac{W}{m^2K^4}]$	Strahlungskonstante
σ_S	$[\frac{1}{m}]$	Streukoeffizient
σ_t	$[-]$	Konstante
τ	$[s]$	Aufenthaltszeit
τ_{ij}	$[\frac{kg}{ms^2}]$	Schubspannungen
φ	$[rad]$	Kugelwinkel
ϕ	$[-]$	Durchflußfunktion, allgemeine Transportgröße
ϕ	$[srad]$	Raumwinkel
χ	$[-]$	chemisches Symbol für eine Spezies
Ω	$[-]$	Reflexionsfaktor

Indizes

<i>a</i>	aussen
<i>A</i>	Fläche
<i>atm</i>	Atmosphäre
<i>b</i>	schwarzer Körper
<i>BK</i>	Brennkammer
<i>Br</i>	Brennstoff
<i>c</i>	Konzentration
<i>C</i>	Kohlenstoff
<i>Cl</i>	Chlor
<i>e</i>	Summe der Eintrittsquerschnitte
<i>ext</i>	extern
<i>f</i>	Fluid, Vorwärtsreaktion
<i>F</i>	Brennstoff
<i>FL</i>	Förderluft
<i>geo</i>	geometrisch
<i>ges</i>	gesamt
<i>h</i>	Enthalpie
<i>H</i>	Wasserstoff
<i>i</i>	chemische Elemente, innen, Koordinaten, Lufteintritte
<i>j</i>	Koordinaten
<i>k</i>	chemische Reaktion, Koordinaten
<i>K</i>	Keramikisolierung
<i>l</i>	Spezien, Richtungsangabe
<i>L</i>	Luft, Gesamtzahl der Spezien
<i>m</i>	mittlere
<i>min</i>	minimal, mindest
<i>n</i>	normal auf Wand
<i>N</i>	Stickstoff
<i>O</i>	Oxidationsmittel, Sauerstoff, Oberfläche
<i>p</i>	Druck, Partikel
<i>prim</i>	primär
<i>P</i>	Partikelphase, Verbrennungsprodukte
<i>PL</i>	Primärluft
<i>r</i>	Rückwärtsreaktion, Strahlung
<i>re</i>	Referenz
<i>RG</i>	Rauchgas
<i>s</i>	isentrop
<i>sek</i>	sekundär
<i>stöch</i>	stöchiometrisch
<i>S</i>	Schwefel, Streuung
<i>SL</i>	Sekundärluft
<i>St</i>	Stahlliner
<i>t</i>	tangential zur Wand, total, turbulent
<i>tert</i>	tertiär
<i>th</i>	theoretisch
<i>u</i>	unverbrannt
<i>v</i>	flüchtige Bestandteile
<i>vap</i>	Verdampfung

V	Verdichter, Volumen
w	Wand
λ	Wellenlänge
Π	Druck
ϕ	Transportgröße
$()^*$	Verbrennungsprodukte
$\overline{()}$	gemittelt, mittlere
$()'$	turbulent schwankender Anteil
$()^m$	Glied der orthogonalen Serie
$()^{0,1,2,\dots}$	nullte, erste, zweite... Momente
0	Auslegungszustand, Referenzzustand, Umgebungszustand
$1, 2$	vor, nach dem Stoss
$1, 2, 3, \dots$	Positionen des Gasturbinenprozesses
∞	Umgebung, kontinuierliche Phase

Kapitel 1

Einleitung

Aufgrund des Treibhauseffektes und anderer Konsequenzen aus der Verwendung von fossilen Brennstoffen, wie der Umweltverschmutzung, hat die Wichtigkeit erneuerbarer Energiequellen in der öffentlichen Meinung in den letzten Jahren zugenommen. Unter den verschiedenen Möglichkeiten der direkten oder indirekten Ausnutzung der Solarenergie ist die Verwendung von Biomasse eine vielversprechende Option. Biomasse als Primärenergieträger kann mit bereits vorhandenen Technologien in andere Energieformen umgewandelt werden. Da sich die vorliegende Arbeit mit der Holzstaubverbrennung auseinandersetzt, wird im folgenden bei der Besprechung von Potentialen und Ressourcen von Biomasse auch nur auf Holz eingegangen.

1.1 Ressourcen und Potentiale der Biomassenutzung

In Abb. 1.1 ist eine Einteilung der Biomasse dargestellt. Da in dieser Untersuchung die Verbrennung von Holz behandelt wird, werden die in Abb. 1.1 angeführten Holzarten näher erläutert.

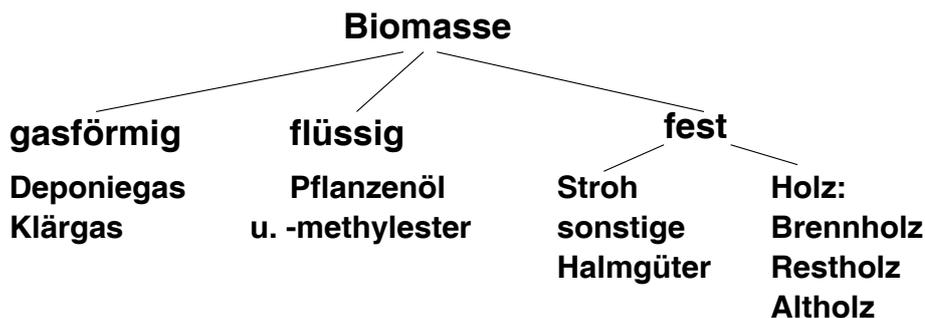


Abbildung 1.1: Einteilung der Biomasse

Brennholz ist der Anteil der Holzernte, der für industrielle Anwendungen nicht geeignet ist und daher für Heizzwecke eingesetzt wird. Restholz besteht aus Waldrestholz und Durchforstungsholz [13]. Unter Waldrestholz versteht man die Rückstände der Stammgewinnung, wie z.B. Kronenmaterial, kurze Stammabschnitte, Reisig sowie die Rinde. Durchforstungsholz wird auch Schwachholz genannt, dieser Anteil fällt bei Durchforstungsmaßnahmen an. Mit dem Begriff Altholz werden Gebrauchtholz und Industrierestholz zusammengefasst. Bei Gebrauchtholz handelt es sich um gebrauchte Erzeugnisse aus Holz, Holzwerkstoffen oder Verbundstoffen mit überwiegender Holzanteil. Die bei Holzbe- und -verarbeitung anfallenden Holzreste sind per Definition Industrierestholz [13].

Nach [27] tritt Holz als Energiequelle bei der Wärmeerzeugung in Haushalten (hauptsächlich Brennholz), bei der Fernwärme (hauptsächlich Brennholz und Altholz), in der Industrie (hauptsächlich Industrierestholz) sowie bei der Stromerzeugung (hauptsächlich Restholz und Altholz) auf. Dabei hat die Verwendung von Brennholz in Haushalten die größte Bedeutung in Europa (75 Prozent der gesamten Biomasseverwendung in Europa). Im Gegensatz dazu ist die Verwendung von Holz als Energiequelle in Industrie und Stromerzeugung bescheiden. Bei der Bereitstellung von Fernwärme spielen Holz und andere Biomasse nur in einigen Ländern (z.B. Dänemark, Finnland) eine Rolle. Der Verbrauch von fester Biomasse in Europa belief sich 1995 als Summe aller vorher genannten Anwendungen auf ca. 1622 PJ/a , was einem Anteil von 3.3 Prozent der Summe von verbrauchten brennbaren Primärenergieträgern und dem Energiepotential von Holz entspricht (siehe Tab. 1.1). Die in Tab. 1.1 angeführten fossilen Brennstoffe umfassen Erdgas, Erdöl und Kohle.

	[PJ/a]	[Prozent]
Verbrauch brennbarer Primärenergieträger		
fossile Brennstoffe	46419.1	94.55
feste Biomasse	1622	3.3
Energiepotential von Holz		
Waldrestholz	415	0.85
Durchforstungsholz	500	1.02
Landschaftspflege	138	0.28
Summe	49094.1	100

Tabelle 1.1: Verbrauch von brennbaren Primärenergieträgern und Energiepotential von Holz

Neben den oben genannten genutzten Mengen an Biomasse gibt es für Holz auch noch ungenutzte Ressourcen. Um dieses Energiepotential näher zu analysieren, wird eine Unterscheidung zwischen Waldrestholz, Durchforstungsholz und Holzresten von Landschaftspflege gemacht. Das Energiepotential von Waldrestholz kann über die Nutzholzproduktion, die im gesamten EU-Raum durchgeführt wird, geschätzt werden. Die europäische Nutzholzproduktion für Hart- und Weichholz liegt bei 70 bzw. 165 Mio. m^3 . Bei Annahme eines Anteiles von Restholz bei der Nutzholzproduktion von 15 Prozent bei Weichholz und 20 Prozent bei Hartholz ist ein Energiepotential von Weichholz und Hartholz von 182 bzw. 233 PJ/a in Europa verfügbar (Zahlen gültig für 1995, siehe auch Tab. 1.1).

Im EU-Raum wird eine Fläche von ungefähr 116 Mio. ha von Wald bedeckt. Diese Wälder werden vornehmlich für die Nutzholzproduktion kultiviert. Eine zusätzliche Kultivierung durch Durchforstung erfolgt nur in einem begrenzten Ausmaß. Eine grobe Schätzung der zusätzlichen Holzproduktion, die bei optimaler Kultivierung der Wälder anfällt, führt zu einem Ertrag von ca. $0.4 \text{ m}^3/ha$ in einem Jahr. Daraus kann ein Energiepotential im Bereich von 500 PJ/a berechnet werden.

Zusätzliches Restholz fällt durch Baumschnitt in öffentlichen Parks, Obst- oder Olivenplantagen, Weinkulturen, privaten Gärten, etc. an (Landschaftspflege). Die Abschätzung dieser Holzressourcen ist aufgrund des Datenmangels für den EU-Raum schwierig. Daher ist nur eine sehr grobe Abschätzung möglich, bei der angenommen wird, dass diese Holzressource ungefähr 15 Prozent von Waldrestholz und Durchforstungsholz beträgt. Diese Möglichkeit der Reststoffverwertung beträgt etwas weniger als 138 PJ/a oder 0.28 Prozent des gesamten Verbrauches an fossiler Energie (siehe Tab. 1.1).

In [24] wird ein globales Energiepotential von Holzabfällen mit 10000 - 16000 PJ/a angegeben. Der Zeitrahmen dieser Untersuchung reicht bis zum Jahr 2050. In dieser Angabe sind sowohl Abfälle der Holzernte als auch Sägewerksrückstände enthalten. Die Schwankung in der Angabe wird in [24] mit der Abhängigkeit von der Rückgewinnbarkeit der Abfälle und der Ergiebigkeit der Wälder begründet.

1.2 Vorteile und Nachteile der Biomassenutzung

Im folgenden werden die verschiedenen Vorteile und Nachteile diskutiert, die mit der erweiterten Anwendung der Biomasse verbunden sind.

Wegen der folgenden Punkte kann Biomasse als eine für Umwelt und Klima vernünftige Option der Energieversorgung angesehen werden:

- Beinahe geschlossener Kohlendioxidzyklus (d.h., kein Zunehmen des Treibhauseffektes).
- Niedrige Schwefelemissionen (d.h., keine Zunahme des sauren Regens).
- Gute Möglichkeiten der Ascheverwertung (d.h., produzierter Abfall kann als Dünger mit sicherem Nutzen auf dem Gebiet, auf dem die Biomasse gewachsen ist, verwendet werden).
- Potential zur Einsparung fossiler Energie (d.h., dass der Verbrauch der Ressourcen an fossiler Energie sinkt).

Aus folgenden Gründen ist Biomasse eine Energiequelle, die kaum durch Versorgungskrisen beeinflusst wird:

- Einheimischer Energieträger (d.h., Biomasse wird in den meisten Fällen nahe am Verwendungsort produziert).
- Kurze Versorgungswege (lokal verfügbar).
- Gespeicherte Solarenergie (d.h., keine Speicherprobleme, wie sie bei Windkraft oder Photovoltaik auftreten).

Unter der Annahme, dass Biomasse derzeit hauptsächlich für die Bereitstellung von Wärme, und im geringeren Ausmaß für die Elektrizitätsproduktion verwendet wird, und unter der weiteren Annahme, dass Biomasse meistens Leichtöl und Kohle substituiert, kann die Kohlendioxidreduktion, die durch die momentane Verwendung erreicht wird, berechnet werden. Unter der Beachtung der Kohlendioxidemissionen, die während der Bereitstellung der Energieträger freigesetzt werden, beträgt die berechnete Kohlendioxidreduktion zwischen 120 und 230 Mio. t/a oder 3.3 bis 6.3 Prozent der gesamten, auf Energieerzeugung basierten Kohlendioxidemissionen von ca. 3700 Mio. t/a (EU-Raum, 1995) [27].

Trotz des unbestreitbaren Nutzens für die Umwelt wird derzeit die Biomasse für die Energieerzeugung nur in einem begrenzten Ausmaß, das niedriger als ihr Potential ist, angewendet (weniger als 50 Prozent der Biomasseressourcen in der EU werden genutzt). Dies wird hauptsächlich durch die relativ hohen Kosten der angewandten Technologien bedingt. Aus folgenden Gründen können die spezifische Investitionskosten im Vergleich zu fossil betriebenen Anlagen doppelt so hoch sein:

- Niedrigere Energiedichten erfordern größere Anlagen bei gleicher Nutzleistung.
- Die große Vielfalt an Brennstoffen und das Ziel einer sauberen Verbrennung erfordern höhere Anstrengungen in der Technologie der Umwandlung und der Rauchgasreinigung verglichen mit Erdgas und Leichtöl.
- Hoher Aufwand für Transport und Lagerung der Biobrennstoffe wegen der geringen Energiedichten.
- Ascheverwertung oder -lagerung erfordern zusätzliche Aufwendungen verglichen mit Anlagen, die mit Leichtöl (Zentralheizungen) oder Erdgas betrieben werden, bei denen gar keine Asche anfällt (jedoch hat Biomasse diesbezüglich einen Vorteil gegenüber Kohle).

Ein ökonomisch lebensfähiger Betrieb ist in den meisten Fällen nur möglich, wenn Biomaserückstände verwendet werden. Zusätzlich sind die Umwandlungstechnologien nur teilweise verfügbar. Ein zuverlässiger Markt für Biobrennstoffe, der die Verfügbarkeit von Biobrennstoffen für die Kunden sichert, ist noch nicht in allen EU-Staaten etabliert worden. Des Weiteren ist eine Standardisierung der Brennstoffe erforderlich. Ohne eine solche Standardisierung zeigen die Brennstoffeigenschaften eine große Vielfalt, die hohe Anforderungen an die Flexibilität der Umwandlungstechnologie stellen, um eine saubere Verbrennung zu gewährleisten.

1.3 Stand der Technik

Dieser Abschnitt besteht aus drei Teilen. Im ersten Teil werden drei Varianten von Brennkammern für den direkten Betrieb einer Gasturbine mit Holzstaubfeuerung beschrieben. Im zweiten Teil erfolgt ein Überblick über die Arbeiten für die am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung verwendete zweistufige Brennkammer inklusive der Brennstoffförderung. Der dritte Teil gibt einen Überblick über CFD-Berechnungen der Verbrennungsströmungen bei Drall- und Zyklonbrennkammern.

1.3.1 Brennkammern für direkt holzstaubgefeuerte Gasturbinen

Der Betrieb einer Gasturbine mit festen Brennstoffen kann mit direkter Feuerung oder mit externer Vergasung und anschließender Verbrennung des Produktgases in der Gasturbinenbrennkammer erfolgen. In [34] wird ausgeführt, dass für Systeme mit externer Vergasung die Kapitalkosten pro installiertem kW im niedrigen und mittleren Leistungsbereich vier bis fünf Mal so hoch sind als bei direkt gefeuerten Anlagen. Außerdem haben direkt gefeuerte Anlagen wegen des Wegfalles des Vergasungsreaktors einen höheren thermischen Wirkungsgrad.

Nach [35] können für direkt feststoffgefeuerte Gasturbinen folgende Feuerungsarten unterschieden werden:

- Verfeuerung auf einem Kiesbett
- Wirbelschichtfeuerung
- Staubfeuerung

Bei der Verfeuerung auf einem Kiesbett kann die Leistung der Gasturbine nur langsam über die Brennstoffzufuhr geregelt werden, da sich aufgrund der großen Wärmekapazität des Kiesbettes ein träges Regelverhalten der Gesamtanlage ergibt. Im Inselbetrieb bei kleiner Leistung stellt dies einen Nachteil dar, da dann die Leistungsabgabe nur schwer dem tatsächlichen Bedarf angepasst werden kann.

Aufgrund des guten Wärmeüberganges innerhalb der Fluidisierungszone erzielen Wirbelschichtfeuerungen sehr gute Reaktionsbedingungen für die Verbrennung von Feststoffen. Wirbelschichtsysteme stellen aber aufwendige und somit teure Lösungen dar. Druckaufgeladene Wirbelschichtsysteme werden bei Kohlefeuerung erst ab einem Leistungsbereich von 200 MW_{th} für wirtschaftlich gehalten [34]. Ein weiteres Problem beim Betrieb von Gasturbinen mit Wirbelschichtsystemen stellt die Verunreinigung des Heißgases mit Bettmaterial dar. Das Bettmaterial, zumeist Sand, wird mit dem Heißgas ausgetragen und kann an den Turbinenteilen zu Erosion führen.

Für einen Leistungsbereich von etwa $1\text{ bis }10\text{ MWe}$ erscheint der Betrieb einer direkt Holzstaub gefeuerten Gasturbine am sinnvollsten, verglichen mit den vorgenannten Systemen.

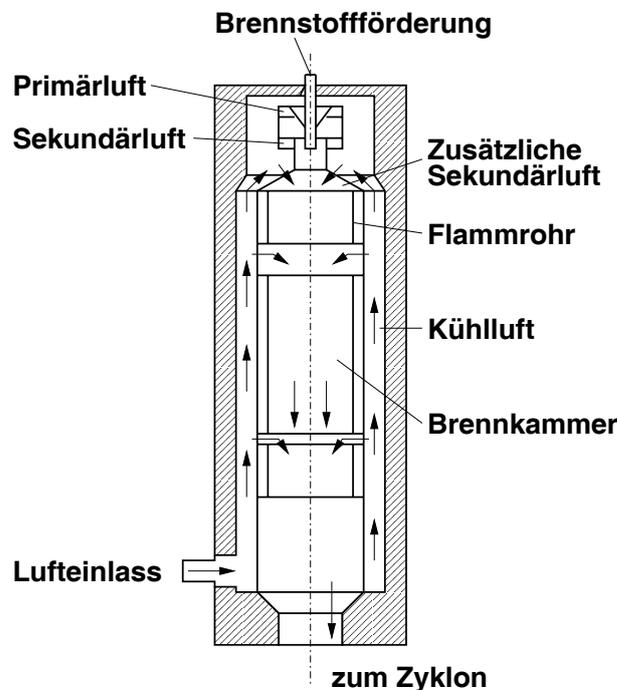


Abbildung 1.2: Silobrennkammer

Ausgehend von Forschungsergebnissen Kohle gefeuerter Gasturbinenbrennkammern wurde von der Aerospace Research Corporation (USA) eine mit Holzstaub gefeuerte Brennkammer entwickelt. 1978 wurde mit den Forschungsarbeiten für eine 375 kW Versuchsanlage begonnen. Die als Silobrennkammer ausgeführte Brennkammer ist in Abb. 1.2 dargestellt. Das aus der Brennkammer austretende Verbrennungsgas wurde mit drei in Serie geschalteten Zyklonen entstaubt. Als Brennstoff diente dabei entweder Holzgranulat mit einer Größe von $5\text{ bis }11\text{ mm}$ oder Sägespäne. Hauptproblem dieser Brennkammer war, dass kein vollständiger Ausbrand erreicht wurde. Wegen der Brennstoffförderung mit einer Förderschnecke in die Brennkammer kam es häufig zu einem Rückbrand in den Brennstoffbehälter. Außerdem wurde festgestellt, dass ein einzelner Zyklon für die Staubabscheidung ausreicht.

Aufgrund der im wesentlichen positiven Ergebnisse mit der 375 kW Versuchsanlage wurde 1986 eine 3 MW Pilotanlage in Red Boiling Springs (USA) in Betrieb genommen. Gegenüber der

vorherigen Versuchsanlage wurde die Silobrennkammer mit einer Sekundärbrennkammer versehen (siehe Abb. 1.3). Dadurch sollte ein verbesserter Holzausbrand erzielt werden. Zur Brennstoffförderung in die Brennkammer wurde anstatt einer Förderschnecke eine Lösung mit in Serie geschalteten Zentralschleusen gewählt, um einen Rückbrand in den Brennstoffbehälter zu vermeiden. Für diese Entwicklungsphase liegen Betriebserfahrungen von über 760 Stunden vor [35]. Wegen des noch immer mäßigen Holzausbrandes (Flugkoks) und der Flugasche kam es bereits nach 26 Betriebsstunden zu Ascheablagerungen am Turbinenteil. Durch Spülen mit Nußschalen konnten diese Verunreinigungen entfernt werden. Nach ca. 180 Betriebsstunden musste die Turbine zum Reinigen geöffnet werden. Um harte Ablagerungen von Aschebestandteilen auf der Turbinenbeschaukelung zu verhindern, wurde die Turbineneintrittstemperatur auf 760°C begrenzt.

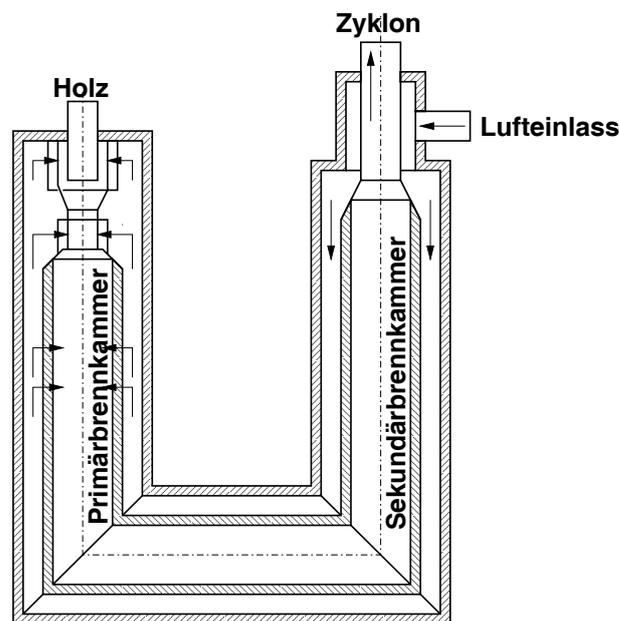


Abbildung 1.3: Gasturbinenbrennkammer nach Hamrick

In Schweden werden am Royal Institute of Technology in Stockholm und an der Luleå University of Technology Arbeiten für eine direkt holzstaubgefeuerte Gasturbine durchgeführt. Die Verbrennung in der Brennkammer erfolgt in zwei Stufen (siehe Abb. 1.4). Die Primärbrennkammer ist einem Zyklonabscheider ähnlich. Durch die Zyklonströmung wird die Partikelverweilzeit erhöht und damit der Partikelabbrand verbessert. Des weiteren wird bereits in der Primärbrennkammer ein Großteil der Asche abgeschieden. Der Partikelabbrand beträgt bei einer Partikelgröße des Brennstoffes bis 1 mm 95 bis 97 Prozent. Diese Brennkammer soll für einen Betrieb einer 45 kW Gasturbine verwendet werden.

Für die Entwicklung der Gesamtanlage sind folgende Punkte für die Realisierung einer direkt holzstaubgefeuerten Gasturbine von Bedeutung:

- Verbesserung des Brennstofffördersystems, um einen Rückbrand in die Brennstoffförderung zu verhindern und um eine gleichmäßige Brennstoffzufuhr zu gewährleisten.
- Erreichen eines vollständigen Ausbrandes.
- Möglichst vollständige Ascheabscheidung, entweder in der Brennkammer oder nach der Brennkammer, um Ablagerungen in der Turbine zu vermeiden.

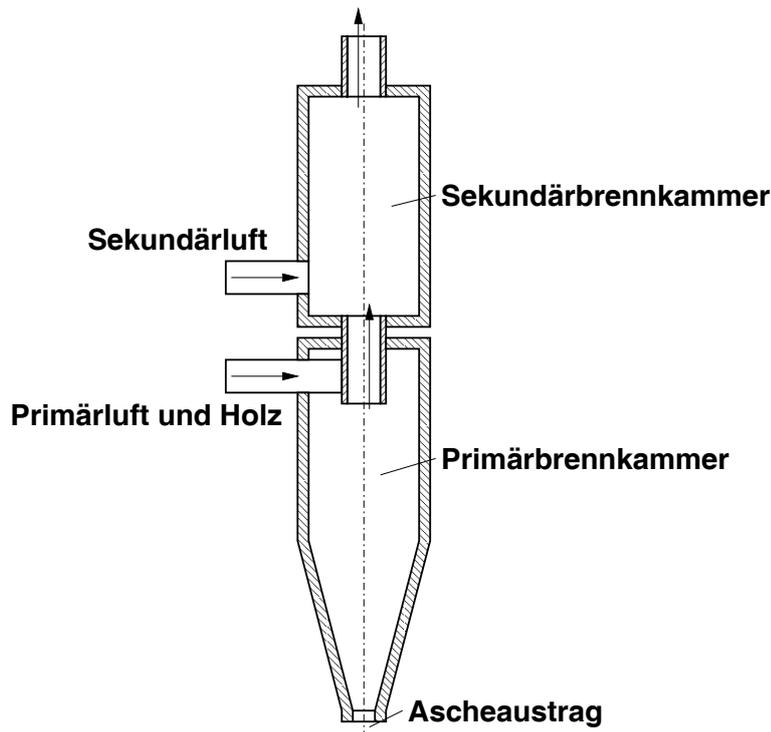


Abbildung 1.4: Zweistufige Gasturbinenbrennkammer

1.3.2 Arbeiten am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung

Mehrere Arbeiten am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung führten zur Realisierung der Brennkammer einer direkt holzstaubgefeuerten Gasturbine samt der dazugehörigen Brennstoffförderanlage.

In [35] wurde eine zweistufige Brennkammer konzipiert. Die erste Stufe wird bei unterstöchiometrischen Bedingungen betrieben ($\lambda < 1$), es findet also eine Vergasung des in diese Kammer eingebrachten Brennstoffes statt. Das Vergasungsprodukt tritt in die Sekundärbrennkammer über, wo unter Zumischung der Sekundärluft eine überstöchiometrische Verbrennung ($\lambda > 1$) stattfindet. Der Sinn der zweistufigen Ausführung der Brennkammer ist, dass dadurch die Schadstoffe (Stickoxide, Kohlenmonoxid, unverbrannte Kohlenwasserstoffe) durch gezielte Verbrennungsführung minimiert werden können. Um eine möglichst vollständige Vergasung des Brennstoffes zu erreichen, wird die Primärbrennkammer als Zyklonbrennkammer ausgeführt. In [35] wurden Angaben über die wärmetechnische Grobauslegung und die Auslegung der Brennkammergeometrie gemacht. Weiters erfolgte die Berechnung der reaktionsfreien Strömung und der Verbrennungsströmung mit einem kommerziellen CFD-Programm. Im Falle der Verbrennungsströmung musste ein Partikelabbrandmodell als zusätzliches Modul für das Programm erstellt werden.

Wie oben angeführt, ist es notwendig, ein Brennstofffördersystem zu entwickeln, welches eine gleichmäßige Brennstoffzufuhr ermöglicht und einen Rückbrand in die Brennstoffförderleitung verhindert. Dazu wurde in [25] ein pneumatisches Brennstofffördersystem konzipiert. An dieses werden folgende Bedingungen gestellt:

- Förderung des Brennstoffes gegen Betriebsdruck der Brennkammer.
- Möglichst gleichmäßiger Brennstoffmassenstrom (d.h.: möglichst geringe zeitliche Schwankungen).

- Möglichst wenig Förderluft.

Das Fördersystem besteht aus einem mechanischen Teil mit Schnecken- und Schwingrinnenförderer und einem pneumatischen Teil mit Gutaufgabeinjektor und Förderleitung. Die Förderschnecke prägt dem Brennstoffmassenstrom periodische Schwankungen mit Standardabweichungen von 20 bis 40 Prozent auf. Der Förderschnecke ist daher eine Schwingrinne nachgeschaltet, um diese Schwankungen auszugleichen. Die Standardabweichungen des Brennstoffmassenstromes werden auf 5 bis 10 Prozent gesenkt. Die Verminderung der Brennstoffschwankungen ist insofern wichtig, als dass damit die Gefahr von Verpuffungen des Brennstoffes in der Brennkammer stark verringert wird.

In [40] wurde das Betriebsverhalten eines Brennstofffördersystems unter Berücksichtigung der Förderguteigenschaften des Holzstaubes beschrieben. Dazu wurden die Auswirkungen der einzelnen Betriebsparameter auf das Förderverhalten der Anlage untersucht. Dabei lagen die Schwerpunkte der Untersuchung bei der Brennstoffdosierung und der pneumatischen Förderstrecke. Wichtig an dieser Arbeit war die Feststellung von Betriebsparametern, die zu einer Minimierung der Leistungsaufnahme der Brennstoffförderanlage führen.

In [34] wird über Entwicklung und Betrieb der gesamten Versuchsanlage berichtet. Neben der Brennstoffförderanlage und der zweistufigen Brennkammer gehört zur Versuchsanlage auch der Axialzyklon, der der Brennkammer nachgeschaltet ist und der Ascheabscheidung dient. Der Anlagenbetrieb erfolgte mit druckaufgeladenem Heißgas, das mit einer Drosselklappe auf Umgebungsdruck expandiert wurde. Mit der Versuchsanlage wurden Verbrennungsversuche für drei verschiedene Holzsorten durchgeführt. Die Unterschiede im Verbrennungsverhalten wurden gemessen und verglichen. Die Rauchgasmessungen bei der Verbrennung der unterschiedlichen Brennholzsorten haben gezeigt, dass die Einhaltung der Grenzwerte der österreichischen Luftreinhalteverordnung gewährleistet wird.

1.3.3 Berechnung der Verbrennungsströmungen in Brennkammern mittels CFD

Die Verbrennung ist per Definition die Oxidation aller brennbaren Stoffe eines Brennstoffes. Eine Möglichkeit zur Beschreibung einer Verbrennungsströmung ist die Heranziehung von Kennzahlen, die das System in einem bestimmten Problembereich beschreiben [18]. Damit sind jedoch nur Teilaspekte erfaßbar wie z.B. die strömungstechnische und die wärmetechnische Charakterisierung. Als Beispiele werden folgende Kennzahlen angeführt:

- Strömungstechnische Kennzahlen
 - Reynoldszahl Re : Charakterisierung des Strömungszustandes der Gasphase.
 - Partikel-Reynoldszahl Re_p : Charakterisierung des Strömungszustandes am Partikel.
 - Turbulenz-Reynoldszahl Re_t : $Re_t < 1$ laminare Verbrennung; $Re_t > 1$ turbulente Verbrennung.
- Wärmetechnische Kennzahlen
 - Thermische Volumenbelastung \dot{q}_V : Verhältnis von eingebrachter Wärme zu Brennraumvolumen.
 - Thermische Querschnittsbelastung \dot{q}_A : Verhältnis von eingebrachter Wärme zu Brennraumquerschnitt.

- Thermische Oberflächenbelastung \dot{q}_O : Verhältnis von eingebrachter Wärme zu Brennoberfläche.

Um eine Verbrennungsströmung detaillierter betrachten zu können, liefert eine CFD-Analyse (CFD = Computational Fluid Dynamics) umfassendere Aussagen. Damit ist es möglich, sich Klarheit über Strömungsgeschwindigkeiten und Temperaturverteilungen und Konzentrationen der auftretenden chemischen Spezies zu verschaffen. Weiters birgt CFD die Möglichkeit in sich, zu untersuchen, wie sich konstruktive Modifikationen einer Brennkammer auf die Verbrennungsströmung und die Rauchgasqualität auswirken. In Abb. 1.5 sind alle chemischen und physikalischen Vorgänge und Eigenschaften in einer Verbrennungsströmung und deren Interaktionen dargestellt (hier als Beispiel die in dieser Arbeit behandelte Holzstaubverbrennung). Alle diese Vorgänge müssen in einer CFD-Berechnung einer Verbrennungsströmung berücksichtigt werden.

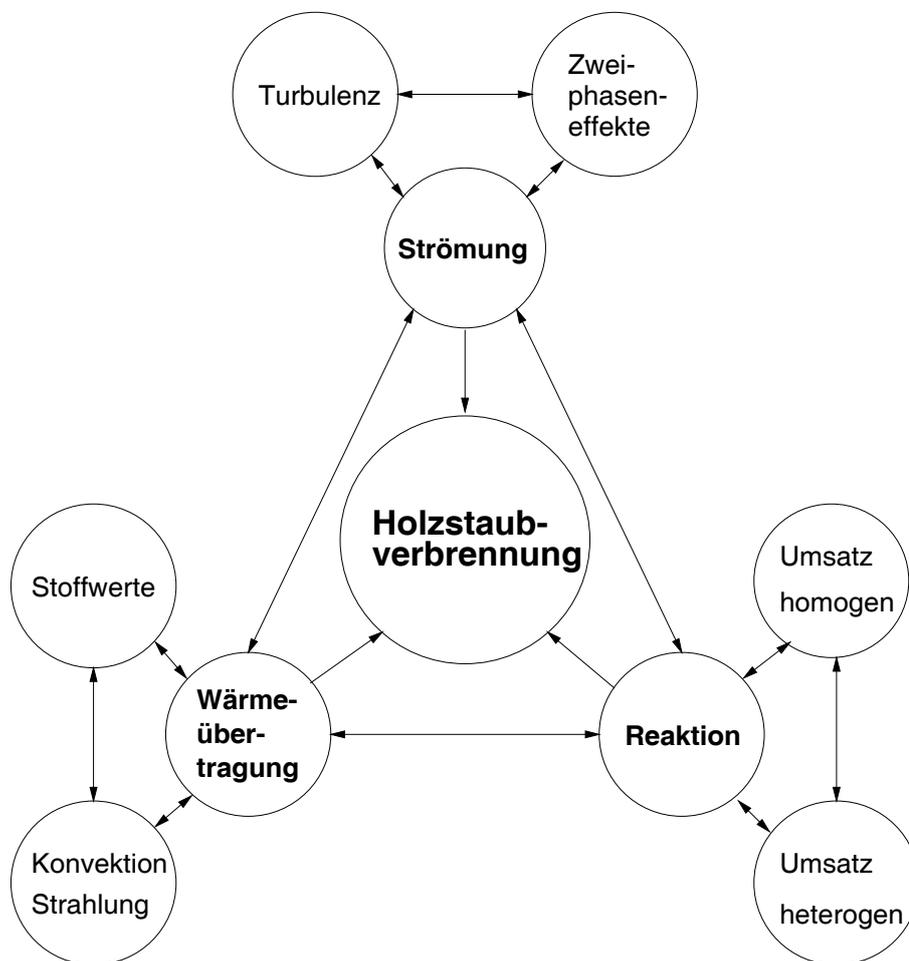


Abbildung 1.5: Interaktionen bei der Verbrennung [18]

Die folgenden Bemerkungen sollen einen kurzen Überblick über den Stand der Technik von Zyklon- und Drallbrennkammern und der Anwendung numerischer Methoden zu deren Analyse geben. Diese werden vor allem dann angewendet, wenn bei einer Feuerung eine Verbesserung der Verbrennung durch Erhöhung der Verweilzeit erzielt werden soll.

In [2] wurde ein Zyklonreaktor, bei dem die Zyklonströmung durch einen einzelnen tangentialen Lufteintritt erzeugt wurde, für die Vergasung von Holz- und Korkpartikeln untersucht.

Die Wahl einer Zyklonbrennkammer erfolgte, weil diese eine effektive Maßnahme zur Reduktion der Partikelemissionen darstellt. Weiters wurde angegeben, dass Zyklonbrennkammern die bestangepassten Reaktoren für die Flash-Pyrolyse und die Vergasung von Biomasse-Partikeln sind, die einen großen Gasertrag haben, während die Anteile von Teer und Koks durch das schnelle Aufheizen minimiert werden. Bei der Arbeit in [2] wurde die chemische Zusammensetzung des Vergasungsproduktes mit einem numerischen Code berechnet. Die Anwendung eines CFD-Programmes zur Analyse der Zyklonbrennkammer erfolgte nicht.

In [47] erfolgte die Berechnung eines Strömungsfeldes einer Drallbrennkammer mit verschiedenen Turbulenzmodellen. Die Berechnung wurde für die isotherme, nichtreagierende Strömung durchgeführt. Als Turbulenzmodelle wurden das $k - \epsilon$ -Modell, das $RNG - k - \epsilon$ -Modell und das Reynolds-Spannungs-Modell angewendet. Die Berechnungsergebnisse wurden mit den Ergebnissen der Geschwindigkeitsmessungen verglichen. Dabei zeigte es sich, dass die Geschwindigkeitsverteilungen, die mit dem Reynolds-Spannungs-Modell berechnet wurden, mit den gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen besser übereinstimmten als die Verteilungen, die mit den anderen Turbulenzmodellen bestimmt wurden.

Bei der Untersuchung einer Zyklonbrennkammer für Biomasse in [30] wurde folgende Vorgehensweise gewählt: Die Zweiphasen-Strömung wurde mit einem bei der Electricité de France entwickelten Computerprogramm berechnet. Bei diesem wird die Gas-Feststoff-Modellierung durch einen Euler-Euler-Ansatz ausgeführt, d.h., dass die beiden Phasen durch zwei kontinuierliche, sich vollständig durchdringende Medien beschrieben werden. Die Berechnung der Verbrennungsvorgänge (Pyrolyse, Koksabbbrand und gleichzeitig ablaufende Mechanismen der Gasverbrennung) erfolgt getrennt von der CFD-Berechnung in einem Reaktornetzwerk, in dem die detaillierte Chemie der Verbrennung analysiert wird. Bei der in [30] untersuchten Zyklonbrennkammer wurde eine gestufte Verbrennung angewendet, um eine flexible Einstellung der Prozessparameter zu ermöglichen.

In [14] erfolgte die CFD-Analyse einer Verbrennungsströmung für den Brennstoff Kohle und für einen Drallbrenner. Grundlegende Modelle, die in [14] angegeben worden sind, können jedoch auch auf eine Holzstaubfeuerung angewendet werden. Die Berechnung der Gasphase erfolgte mit einem Euler-Ansatz. Bei diesem müssen Erhaltungsgleichungen für die Masse, den Impuls und die Energie gelöst werden (siehe in Kapitel 4 die Beschreibung der Berechnungsmodelle). Die Erhaltungsgleichung für die Enthalpie, die für die Gasphase gelöst wird, enthält Quellterme zufolge der chemischen Reaktionen, des Strahlungswärmetransportes innerhalb des Gases und zwischen Gas und Partikel sowie des Massentransfers von den Partikeln. Für eine diskretisierte Berechnungsgeometrie müssen Randbedingungen für die Wärmeübertragung an der Wand definiert werden. Für die Berechnung der Impulserhaltungsgleichungen hat eine Turbulenzmodellierung zu erfolgen. Die chemische Umwandlung in der Gasphase wurde in [14] mit dem Eddy-Dissipationsmodell, das die chemische Reaktionsrate mit der Dissipationsrate der turbulenten Wirbel verbindet, beschrieben. Die Berechnung der Partikeltransportgleichungen erfolgte mit einem Lagrange-Ansatz, bei dem die Partikelbeschleunigung den Kräften, die auf das Partikel wirken, gleichgesetzt wird. Die Berechnung der Partikelphase erfolgt nach jeder fünften Iteration der Gasphase. Die Auswirkung der Partikel auf die Gasphase wird in den Erhaltungsgleichungen für die Gasphase mit Quelltermen berücksichtigt. Analog zu den Erhaltungsgleichungen für die Gasphase gibt es für die Partikelphase Erhaltungsgleichungen für die Masse, den Impuls und die Energie. In der Erhaltungsgleichung für die Partikelmasse sind Terme inkludiert, die die Partikelmassenänderung zufolge Trocknung, Entgasung und Koksabbbrand beschreiben. In Feuerungen und Brennkammern stellt der Strahlungswärmetransport eine wichtige Art der Wärmeübertragung dar. Im Falle von [14] wurde zur Berechnung des Strahlungswärmetransportes die Methode der Diskreten Ordinaten angewendet, bei dem die Strahlungstransportgleichung für eine endliche Zahl von diskreten festen Winkeln gelöst wird. In [17] wurde ebenfalls die Berechnung einer

Verbrennungsströmung einer drallbehafteten Kohlenstaubflamme beschrieben. Während in [14] die Untersuchung für ein zweidimensionales Berechnungsnetz ausgeführt wurde, wurde in [17] eine dreidimensionale Berechnung für die Viertelgeometrie der Drallbrennkammer angewendet.

In [16] wurde ein Zyklonvergaser angewendet, der im Aufbau einem vertikalen Zyklonabscheider entspricht. Mit einer solchen Ausführung soll neben der Vergasung von festem Brennstoff zugleich eine Abscheidung der unvollständig vergasteten Brennstoffpartikel erreicht werden. Dabei wurde ein Berechnungsgitter für die gesamte Brennkammergeometrie erstellt. Wie in den vorher erwähnten Arbeiten [14] und [17] erfolgte auch hier die Berechnung der Gas- und der Partikelphase getrennt. Die Gasphase wurde mit dem Euler-Ansatz, die Partikelphase mit dem Lagrange-Ansatz berechnet. Die Berechnung des Strahlungswärmetransportes wurde in dieser Arbeit nach jeder zehnten Iteration durchgeführt. Bei der Berechnung der Partikelbahnen sind die Effekte der Partikelerwärmung, der Pyrolyse und des Koksabbrandes inkludiert worden. Die Berechnung der Verteilung der chemischen Spezies erfolgte mit dem Mischungsbruch/WDF-Ansatz. Der Mischungsbruch ist eine skalare Erhaltungsgröße, die linear mit den Massenbrüchen der in der Verbrennungsströmung auftretenden chemischen Spezies verbunden ist. Anstatt eine große Anzahl von Transportgleichungen für jede der chemischen Spezies lösen zu müssen, genügt die Berechnung einer einzelnen Transportgleichung für den Mischungsbruch. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) wird benötigt, um die Auswirkung der Turbulenz auf die Verteilung der chemischen Spezies in die Rechnung einbeziehen zu können.

Die vorhergenannten Beispiele zeigen, dass die CFD-Simulation einer Verbrennungsströmung möglich ist. Jedoch ist darauf zu achten, dass die Modellbildung nicht zu übermäßig langen Rechenzeiten führt. Eine CFD-Simulation ist nur dann gerechtfertigt, wenn die Kosten für die Berechnung niedriger sind als die Kosten für das Experiment. Somit bietet sich eine CFD-Simulation dann an, wenn geometrische Varianten einer Brennkammer hinsichtlich ihrer Verbrennungsqualität analysiert werden sollen. Dazu gehört auch die Berechnung der Verbrennungsströmung dieser geometrischen Varianten bei verschiedenen Betriebspunkten bzw. verschiedenen thermischer Lasten.

1.4 Aufgabenstellung und Zielsetzung

Aufgabenstellung

In der vorliegenden Arbeit wird die CFD-Analyse der am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung entwickelten zweistufigen Gasturbinenbrennkammer beschrieben. Diese dient der Verbrennung von Holzstaub zum direkten Antrieb einer Gasturbine. Die Primärbrennkammer (erste Stufe) ist eine Zyklonbrennkammer, in der die Vergasung des eingebrachten Holzstaubes statt findet. In der Sekundärbrennkammer (zweite Stufe) erfolgt unter Zumischung des notwendigen Luftmassenstromes die Verbrennung des Vergasungsproduktes. Die Sekundärluft umströmt die Primärbrennkammer und tritt dann in die Sekundärbrennkammer ein. Da die Turbineneintrittstemperatur auf einen Wert beschränkt ist, der niedriger ist als die Rauchgastemperatur, wird das Rauchgas mit einem Luftmassenstrom gemischt (Tertiärluft). Diese Tertiärluft umströmt die Sekundärbrennkammer, die Mischung mit dem Rauchgas erfolgt in der der Brennkammer angeschlossenen Abgasleitung. Ein Teil der Tertiärluft wird zur Filmkühlung des Austrittrohres der Sekundärbrennkammer genützt.

Für die CFD-Analyse der zweistufigen Brennkammer ist ein Berechnungsmodell zusammenzustellen. Dieses Gesamtmodell besteht aus mehreren Teilmodellen, deren Zweck und Funktion im folgenden kurz beschrieben wird. Eine eingehende Beschreibung erfolgt in Kapitel 4.

Die Berechnung erfolgte mit einer vereinfachten, halben Brennkammergeometrie. Die Umströmung der Primärbrennkammer durch die Sekundärluft wurde nicht modelliert. Das gleiche gilt für die Umströmung der Sekundärbrennkammer durch die Tertiärluft. Die Filmkühlung des Austrittrohres der Sekundärbrennkammer wurde ebenfalls nicht berücksichtigt.

Die Gasphase wird analog zu [14] mit einem Euler-Ansatz (Kontinuumsbetrachtung) berechnet. Beim Euler-Ansatz wird die Individualität der Fluidmoleküle nicht berücksichtigt. Das Strömungsmedium wird als Kontinuum betrachtet. Das Reynolds-Spannungs-Modell (RSM) dient in dieser Untersuchung zur Modellierung der in der Strömung auftretenden Turbulenz. Das Reynolds-Spannungs-Modell liefert bei der Berechnung drallbehafteter Strömungen genauere Ergebnisse als das $k - \epsilon$ -Modell, es ist jedoch rechentechnisch aufwendiger.

Die Berechnung der Partikelphase erfolgt mit einem Lagrange-Ansatz (Einzelteilchenbetrachtung). Beim Lagrange-Ansatz wird die Flugbahn von Partikeln in einem ortsfesten Koordinatensystem beschrieben. Kräfte, die auf das Partikel wirken, werden bei der Berechnung berücksichtigt. Die als Brennstoff betrachteten Holzstaubpartikel werden als vollständig flüchtig angenommen. Die Berechnung des Koksabbrandes entfällt somit und die Rechenzeiten werden stark verkürzt. Dieser Ansatz vollständig flüchtiger Holzstaubpartikel wird auch in [38] verwendet, wo ebenfalls eine CFD-Berechnung einer zweistufigen Holzstaubfeuerung beschrieben wird. Die Auswirkungen der Turbulenz auf die Partikelbahn werden berücksichtigt. Die Annahme vollständiger Flüchtigkeit der Holzstaubpartikel stellt eine Abweichung zur Realität dar. Zum einen dauert der Koksabbrand viel länger als die Pyrolyse, zum anderen tritt die Auswirkung der Kokspartikel auf die Verbrennungsströmung nicht mehr auf.

Der Mischungsbruch/WDF-Ansatz macht es möglich, die Verteilung der chemischen Spezies durch Lösung einer Gleichung für eine einzige Größe (eben den Mischungsbruch) zu berechnen. Damit ist es nicht notwendig, alle chemischen Reaktionen in der Verbrennungsströmung zu kennen. Der Mischungsbruch/WDF-Ansatz kann nur bei nicht-vorgemischten Reaktionssystemen angewendet werden. Weiters ist die Anzahl der im Reaktionssystem betrachteten chemischen Spezies beim verwendeten kommerziellen Solver auf eine gewisse Anzahl beschränkt.

Das P-1-Modell dient zur Berechnung des Strahlungswärmetransportes. Beim Strahlungstransport muss die Gleichung des Strahlungsintensitätstransportes gelöst werden. Die Lösung dieser Integral-Differentialgleichung ist jedoch nicht einfach. Beim P-1-Modell wird die Gleichung des Strahlungsintensitätstransportes durch Annäherung der Transportgleichungen zu Differentialgleichungen reduziert. Die Strahlungsintensität I wird in eine orthogonale Reihe sphärischer Harmonischer entwickelt. Das P-1-Modell ist für optisch dichte Medien geeignet. Eine Verbrennungsströmung muss jedoch nicht überall optisch dicht sein (z.B. in der Nähe von Lufteintritten). Dies führt zu weniger genauen Lösungen als andere Strahlungsmodelle, die jedoch um einiges aufwendiger sind. Die Interaktion von Gasphasen- und Partikelstrahlung ist in die Berechnung miteinbezogen worden.

Zielsetzung

In der Literatur konnten keine Angaben über die Untersuchung von Brennkammergeometrien mittels CFD zur Verbesserung der Qualität der Verbrennung gefunden werden. Daher war das Ziel dieser Untersuchung, eine Parameterstudie zur verbrennungstechnischen Bewertung von Brennkammergeometrien unter Verwendung eines kommerziellen Computer-Programmes zu erstellen.

Die Parameterstudie erfolgte für verschiedene geometrische Varianten der Primärbrennkammer. Dabei wurde zum einen die axiale Position des Brennstoffeintrittes verändert. Zum anderen

wurden die Winkel der Tangentiallufteintritte des Primärluftmassenstromes modifiziert. Die Auswirkungen dieser Modifikationen auf die Verbrennungsströmung wurden untersucht und bewertet. Als Bewertungskriterien wurden die Partikelvergasungszeiten, die Rauchgastemperatur und die Rauchgaszusammensetzung am Brennkammeraustritt herangezogen. Als konstruktive Hilfe wurden die Wandtemperaturen ausgewertet. Die Berechnungen erfolgten für alle Geometrien für drei verschiedene Betriebspunkte. Die Berechnungsdaten und die Randbedingungen wurden nicht willkürlich gewählt, sondern von einem Betriebspunkt der Laboranlage abgeleitet.

Kapitel 2

Zweistufige Brennkammer

Für die Anwendung der Energieerzeugung aus Biomasse im kleinen bis mittleren Maßstab ($\approx 1 - 10 \text{ MWe}$) erscheinen direkt holzbefeuerte Gasturbinen technisch und wirtschaftlich sehr attraktiv. Ihre Kapitalkosten pro MW sind für diesen Leistungsbereich niedrig verglichen mit anderen auf Biomasse basierten Systemen (z.B. Dampfturbinen, indirekt befeuerte Gasturbinen) (siehe [35], [36]). Am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung wurde eine Brennkammer für den Gasturbinenbetrieb konzipiert [35]. Diese Brennkammer wurde zweistufig ausgeführt, um den Schadstoffausstoß zu minimieren. In [35] wird auch die experimentelle und numerische Untersuchung der Strömung in Zyklonbrennkammern beschrieben. Im Rahmen von [34] wurde ein Versuchsstand zur druckaufgeladenen Holzstaubverbrennung aufgebaut und in Betrieb genommen. Eine zweistufige Brennkammer und ein Axialzyklon zur Heißgasentstäubung wurden für diesen Zweck am Institut entwickelt. Das Betriebsverhalten der Anlage wurde mit Hilfe dreier unterschiedlicher Brennholzsorten untersucht.

Betreffs des Feuerungstyps stellt die Brennkammer eine Flugstaubfeuerung dar. Diese hat den Vorteil, dass sie für den Gasturbinenbetrieb besonders geeignet ist, weil sie durch ihr Verbrennungsverhalten schnellen Turbinenlastwechseln folgen kann. Die Verbrennung erfolgt mittels Luftstufung, d.h., der Brennstoff wird nur in einem Teil der Brennkammer eingebracht. Die Einstellung der Verbrennungsverhältnisse geschieht durch entsprechende Luftaufteilung auf die einzelnen Brennkammerstufen. In Versuchen mit Brennstoffstufung verbrannte der Brennstoff der Sekundärstufe nicht vollständig, wodurch höhere CO -Emissionen verursacht wurden [8].

Drei wesentliche Bedingungen werden an die Brennkammer gestellt (in [34],[35] wurden Lösungen ausgearbeitet):

- Minimierung der Schadstoffe (Stickoxide, Kohlenmonoxid und unverbrannte Kohlenwasserstoffe) durch gezielte Verbrennungsführung (erfüllt durch Zweistufigkeit).
- Erhöhte Brennstoffverweilzeit für vollständigen Ausbrand der Holzstaubpartikel (bedingt die Ausführung der Primärbrennkammer als Zyklonbrennkammer).
- Verhinderung von Ascheanbackungen durch entsprechende Temperaturführung (verlangt ebenfalls Zweistufigkeit der Brennkammer).

Der Primärteil der Brennkammer ist als Zyklonbrennkammer ausgeführt, in der unterstöchiometrische Verhältnisse ($\lambda < 1$) herrschen, es findet also eine Vergasung statt. In [8] wurde angegeben, dass eine gestufte Verbrennung mit einer brennstoffreichen Primärzone die Reduktion des

Brennstoff- NO_x ermöglicht. Diese brennstoffreiche Zone führt dazu, dass aus dem Stickstoffanteil des Brennstoffes N_2 gebildet wird anstatt NO . Die Anwendung drallbehafteter Strömungen wird für die Verbrennung brennstoffreicher Mischungen empfohlen. Mischungen mit einer Luftzahl $\lambda < 0.667$ können in verdrallten Strömungen verbrannt werden, wogegen in drallfreien Strömungen eine stabile Verbrennung nur bei $\lambda > 0.833$ möglich ist [22]. Dabei ist zu beachten, dass Zyklonbrennkammern für die Verbrennung von festen Brennstoffen und Gasen mit niedrigem Heizwert Verwendung finden. Außerdem sorgt die Zyklonströmung für eine verbesserte Vermischung der Reagenzien und eine längere Verweilzeit der Brennstoffpartikel.

In der Sekundärbrennkammer herrschen überstöchiometrische Verhältnisse ($\lambda > 1$), dort wird die für die Verbrennung des Vergasungsproduktes notwendige Luft zugeführt. Die Verbrennungstemperatur kann durch den Anteil der Luft, der für eine Verbrennung in den unterschiedlichen Stufen verfügbar ist, kontrolliert werden. Die Endtemperatur, die bei gestufter Verbrennung erreicht wird, ist niedriger als jene, die erreicht würde, wenn man die Verbrennung in einer Stufe ausführte. Damit nimmt auch die Produktion von thermischem NO_x ab.

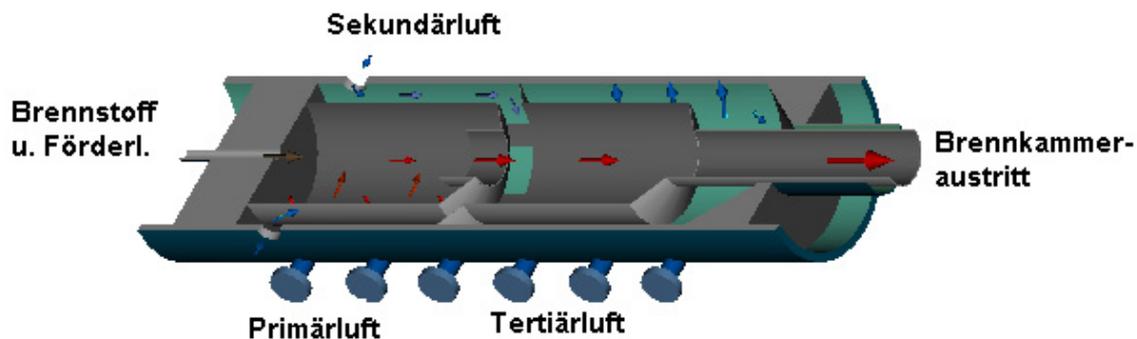


Abbildung 2.1: Zweistufige Brennkammer

In Abb.2.1 ist die gesamte Brennkammer dargestellt. Unten links sind die tangentialen Primärlufteintritte zu erkennen, durch die der Primärluftmassenstrom einströmt und in der Primärbrennkammer die Zyklonströmung erzeugt. Die Sekundärluft tritt radial im Bereich des Brennkammerbodens in den Druckbehälter ein, in dem sich das Flammrohr befindet. Die Sekundärluft umströmt die Primärbrennkammer und tritt dann axial und radial in die Sekundärbrennkammer ein, wo die Verbrennung mit dem aus der Primärbrennkammer austretenden Vergasungsprodukt statt findet. Die Tertiärluft gelangt im Bereich der Sekundärbrennkammer tangential in den Druckbehälter und umströmt die Sekundärbrennkammer. Der Hauptzweck des Tertiärluftmassenstromes ist folgender: Die Turbineneintrittstemperatur der Gasturbine ist auf einen bestimmten Wert begrenzt. Das aus der Sekundärbrennkammer austretende Verbrennungsprodukt hat eine höhere Temperatur. Daher wird ein Luftmassenstrom (eben die Tertiärluft) zugemischt, um die zulässige Turbineneintrittstemperatur zu gewährleisten.

Die schematische Darstellung der zweistufigen Brennkammer in Abb.2.2 zeigt links den Brennstoffeintritt mit dem Umlenkkopf. Dieser dient dazu, den Brennstoffmassenstrom von axialer in radiale Richtung umzulenken. Beim Übergang von der Primär- zur Sekundärbrennkammer ist in der Primärbrennkammer das so genannte Tauchrohr eingebaut. Dessen Auswirkung auf die Partikelverweilzeit wird weiter unten beschrieben. Für die in Abb.2.2 rechts angedeutete Filmkühlung wird ein Teil der Tertiärluft verwendet.

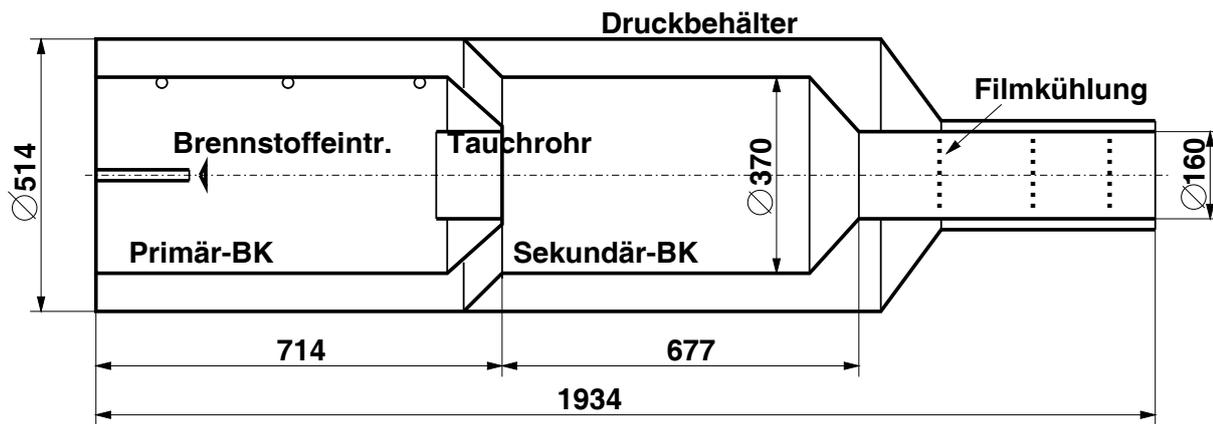


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der zweistufigen Brennkammer

2.1 Primärbrennkammer

Eine Zyklonbrennkammer wird gewöhnlich für schwierige Brennstoffe verwendet, wie z.B. pflanzliche Rückstände, Kohlen mit hohen Aschengehalten, Anthrazit, Öle mit hohem Schwefelgehalt und niederkalorische Gase. Zyklonbrennkammern haben nach [22] folgende Hauptmerkmale:

- Lange Verweilzeiten, die von der Drallzahl und der Brennkammerlänge abhängen.
- Lange dünne, ringförmige Rezirkulationszonen, die im Inneren in Wandnähe gebildet werden und die die Flammenstabilisierung verstärken können (in Abb. 2.3 sind die Rezirkulationszonen der in dieser Untersuchung behandelten Brennkammer dargestellt).
- Durch die sehr hohen Drallniveaus können hohe Flammengeschwindigkeiten erzielt werden.
- Beachtliche Partikelabscheidegrade können erreicht werden.
- Zyklonbrennkammern können als Zweistufen - Anordnung ausgeführt werden, wobei am Austritt aus der Zyklonbrennkammer eine Nachbrennzone den vollständigen Ausbrand sicherstellt. Diese Anordnung bietet nach [7] im Gegensatz zu einstufigen Zyklonbrennkammern die Möglichkeit, die Bildung von Stickoxiden zu kontrollieren.

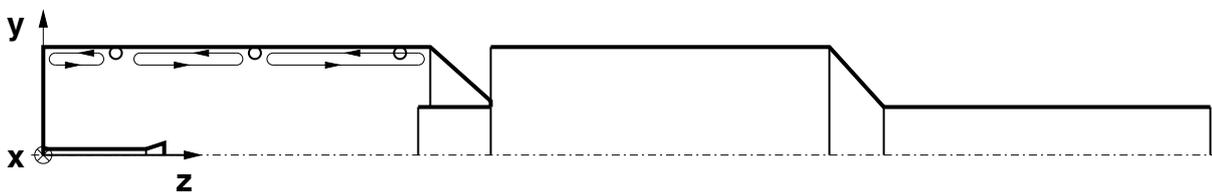


Abbildung 2.3: Rezirkulationszonen in Wandnähe der Primärbrennkammer

Die oben erwähnte Drallzahl S (auch Drallgrad genannt) stellt ein Maß für die Erhöhung der mittleren Wegstrecke der Reaktanden in einer verdrehten Strömung gegenüber einer drallfreien Strömung dar. Die Drallzahl wird als das Verhältnis von Drehimpulsstrom \dot{D} zum Produkt aus Axialimpulsstrom \dot{I} und dem charakteristischen Radius r (üblicherweise dem Radius der Zyklonbrennkammer) definiert:

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I}r}. \quad (2.1)$$

Der Drehimpulsstrom \dot{D} ergibt sich aus dem Drehimpulssatz in einem Brennraumquerschnitt für die untersuchte Brennkammer mit der Axialgeschwindigkeit u und der Tangentialgeschwindigkeit w als

$$\dot{D} = 2\pi \int_{r=0}^{r=d_{BK}/2} (\rho u w) r^2 dr. \quad (2.2)$$

Der Axialimpulsstrom \dot{I} läßt sich durch die Beziehung

$$\dot{I} = 2\pi \int_{r=0}^{r=d_{BK}/2} (\rho u^2 + p) r dr \quad (2.3)$$

berechnen. Für eine Zyklonbrennkammer mit dem Durchmesser d_{BK} kann die Drallzahl S vereinfacht angegeben werden (die Ausführung der Geometrie der Zyklonbrennkammer spielt keine Rolle):

$$S = \frac{d_{BK}^2 \pi \rho}{4A_e \rho_e}, \quad (2.4)$$

wobei A_e die Summe der Eintrittsquerschnitte A_i aller Lufteintritte, ρ die Dichte des Heißgases und ρ_e die Dichte der Luft am Brennkammereintritt bezeichnen. Für die nichtreagierende Strömung kann die Drallzahl auch als rein geometrisch definierte Größe angegeben werden:

$$S_{geo} = \frac{d_{BK}^2 \pi}{4A_e} = \frac{A_{BK}}{A_e}. \quad (2.5)$$

Dazu ist festzustellen, dass $\rho = \rho_e$ bei nichtreagierenden Strömungen nur dann gilt, wenn die Machzahl kleiner 0.2 ist. Bei Erfüllung dieser Bedingung kann die Strömung als inkompressibel angenommen werden. Generell gilt, dass eine Brennkammer mit einer höheren Drallzahl eine höhere Verweilzeit der Reaktanden aufweist als eine Brennkammer mit einer niedrigeren Drallzahl.

Die fünf Haupttypen von Zyklonbrennkammern sind in Abb. 2.4 dargestellt [22]. Der Typ I wird für Brennstoffe mit hohem Heizwert verwendet, die hohe Gehalte an flüchtigen Bestandteilen aufweisen und bei denen die Bildung und Entfernung von Schlacke und Asche kein Problem ist. Die Zyklonbrennkammer vom Typ II wird für Brennstoffe mit hohem Aschegehalt verwendet, wenn Probleme zufolge der Schlackenbildung und des Transportes der Flugasche auftreten können. Dieser Zyklonbrennkammertyp ist eine Modifikation eines Zyklonstaubabscheiders. Die Drallzahlen für die Typen I und II liegen im Bereich von $2 < S < 11$. Die Zyklonbrennkammern vom Typ IV umfassen alle Kombinationen von Drallerzeugern und Feuerungen, die eine Drallzahl $S > 3$ haben. Als Brennstoff wird Schweröl mit hohem Schwefelgehalt verwendet, das

radial in die Brennkammer eingesprüht wird. Die Zyklonbrennkammern vom Typ V sind für das Schmelzen von Erz entwickelt worden und sind etwas unterschiedlich zu den anderen vier Typen. Bei diesen Zyklonbrennkammern wird das Erz von oben axial in den Ringspalt des Zyklons eingebracht, Brennstoff und Luft treten tangential ein. Die Schmelze tritt an der Wand am Brennkammerboden aus.

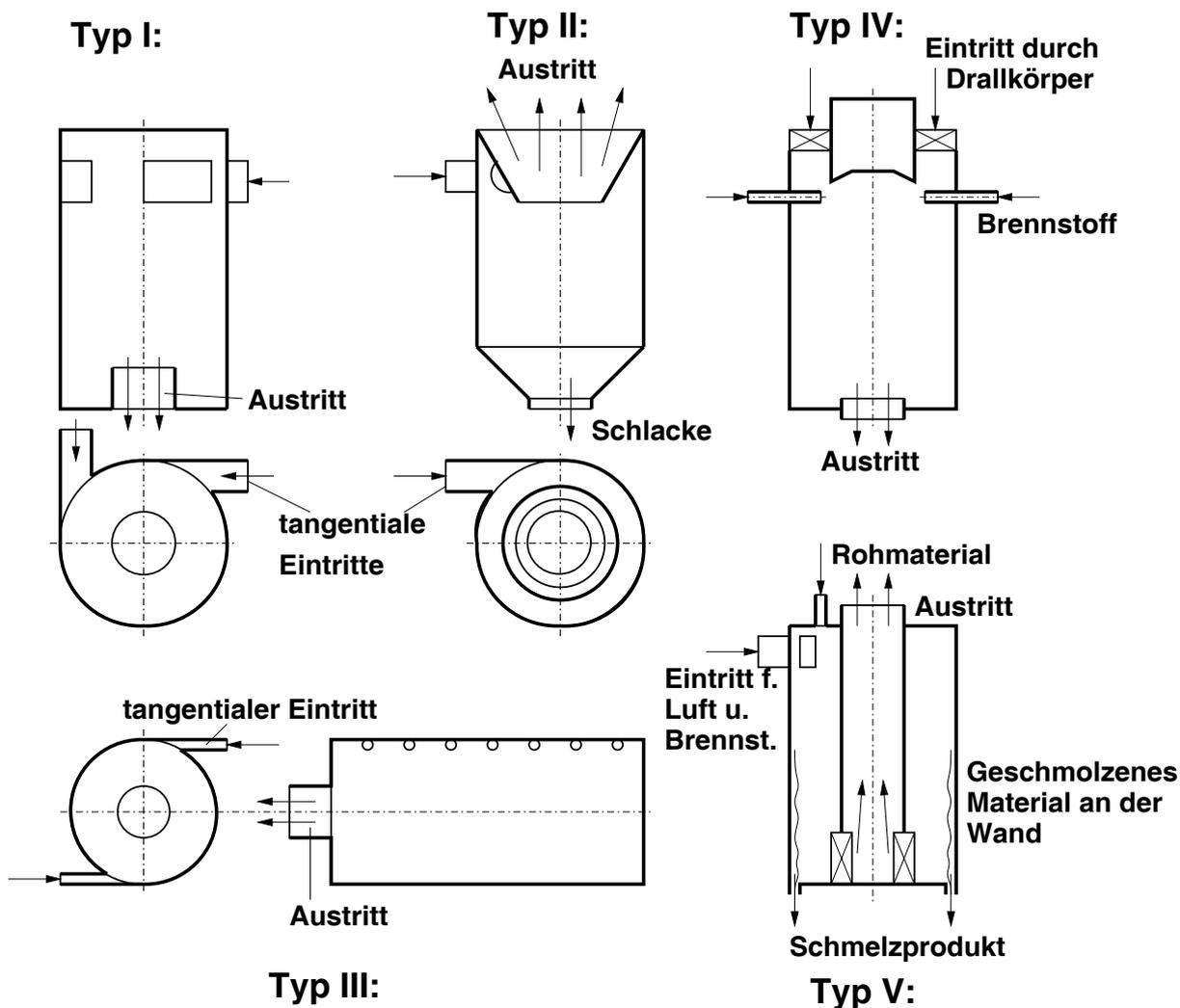


Abbildung 2.4: Typen von Zyklonbrennkammern [22]

Die in dieser Arbeit untersuchte Zyklonbrennkammer ist nach dem in [22] angegebenen Schema eine Zyklonbrennkammer vom Typ III, deren wesentliches Charakteristikum die Anordnung mehrerer tangentialer Lufteintritte an der Brennkammerwand ist. Der Brennstoff kann sowohl tangential als auch axial in die Zyklonbrennkammer eingebracht werden. Bei der axialen Brennstoffeinbringung ist es wichtig, dass die Tangentialströmung den Brennstoff erfasst und somit eine lange Verweilzeit gewährleistet ist. In [22] wird der Bereich der Drallzahl für diesen Typ von Zyklonbrennkammer mit $8 < S < 20$ angegeben, wodurch eine höhere Verweilzeit als bei den Typen I und II gewährleistet ist.

Der Zyklonbrennkammertyp III wurde ursprünglich zum Verbrennen von pflanzlichen Rückständen entwickelt, die oftmals, ebenso wie Holzstaub, hohe Gehalte an flüchtigen Bestandteilen haben. Die Brennstoffe mit hohen Anteilen flüchtiger Bestandteile müssen zunächst durch die Rauchgase getrocknet werden. Dazu ist es notwendig, entlang des Brennkammer-

mantels tangentielle Düsen anzuordnen, um die Gleichmäßigkeit und Stabilität der Strömung zu gewährleisten. Das Tauchrohr bewirkt eine axiale Rückströmzone an der Brennkammerwand. Es wird bei der Verbrennung fester Brennstoffe notwendig, um die Partikelverweilzeit zu erhöhen und den Austritt der Partikel aus der Brennkammer zu verhindern.

2.2 Sekundärbrennkammer

In der Sekundärbrennkammer bzw. Nachbrennkammer finden im wesentlichen homogene Verbrennungsreaktionen statt, d.h., die Reaktionspartner sind gasförmig. Die Reaktanden sind zum einen der Sauerstoff der Sekundärluft, zum anderen die Vergasungsprodukte der Zyklonbrennkammer. Die homogenen Reaktionen in der Sekundärbrennkammer laufen viel schneller ab als die Vergasungsprozesse in der Zyklonbrennkammer. Aufgrund dieser Überlegung wurde in der Sekundärbrennkammer keine Zyklonströmung ausgeführt, sondern eine Axialströmung.

Die Oxidation der Vergasungsprodukte CO und H_2 erfolgt umso rascher, je höher die Temperatur in der Mischzone ist. Bei Temperaturen über $600^\circ C$ erfolgen die Reaktionen in wenigen Millisekunden. Eine Verweilzeit in der Sekundärbrennkammer von einer Zehntelsekunde reicht aus, um eine vollständige Nachverbrennung zu erzielen. Das Volumen der Sekundärbrennkammer ist so zu bemessen, dass die Verbrennung des Vergasungsproduktes am Brennkammeraustritt abgeschlossen ist.

2.3 Berechnung der Luftzahl

Nachfolgend wird die Vorgangsweise zur Berechnung der Luftzahl angegeben, um die Luftmassenströme in Abhängigkeit des Brennstoffmassenstromes auf die Zyklon- und die Nachbrennkammer aufteilen zu können. Die Luftzahl λ macht eine Aussage, ob eine Verbrennung unterstöchiometrisch ($\lambda < 1$), stöchiometrisch ($\lambda = 1$) oder überstöchiometrisch ($\lambda > 1$) ist. Dazu muß zunächst der minimale Sauerstoffbedarf $O_{2,min}$ für die vollständige, stöchiometrische Verbrennung eines Brennstoffes berechnet werden (siehe auch [34]):

$$O_{2,min} = 2.667\gamma_C + 8\gamma_H + \gamma_S - \gamma_O \quad (2.6)$$

$$O_{2,min} = 1.867\gamma_C + 5.6\gamma_H + 0.7\gamma_S - 0.7\gamma_O. \quad (2.7)$$

In die Gln. (2.6) bzw. (2.7) sind die Massenanteile γ_i der Elementaranalyse des Brennstoffes einzusetzen (siehe in Kapitel 3.3 die Holzanalyse). Da im allgemeinen Luft und nicht reiner Sauerstoff für die Verbrennung verwendet wird, berechnet man eine minimale Luftmenge L_{min} . L_{min} bezeichnet den Mindestluftbedarf für die stöchiometrische Verbrennung eines Feststoffes.

$$L_{min} = \frac{O_{2,min}}{0.232} \quad (2.8)$$

$$L_{min} = \frac{O_{2,min}}{0.21} \quad (2.9)$$

Die tatsächlich zugeführte Luftmenge L wird berechnet als:

$$L = \frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_{Br}} \quad (2.10)$$

$$L = \frac{\dot{V}_L}{\dot{m}_{Br}}. \quad (2.11)$$

Die zu berechnenden Größen in den Gln. (2.6), (2.8) und (2.10) sind auf die jeweiligen Massen bezogen. Die zu berechnenden Größen in den Gln. (2.7), (2.9), (2.11) sind auf das Volumen im Normzustand ($T = 273.15 \text{ K}$, $p = 101325 \text{ N/m}^2$) zu beziehen. Das Verhältnis der tatsächlich zugeführten Luftmenge L zu L_{min} wird als Luftzahl λ definiert.

$$\lambda = \frac{L}{L_{min}} \quad (2.12)$$

Für die Berechnung der Luftzahl für die einzelnen Stufen bzw. die gesamte Brennkammer erfolgt die Berechnung der tatsächlich zugeführten Luftmenge unterschiedlich. Für die Luftzahl der Primärbrennkammer λ_{prim} wird die tatsächliche Luftmenge L_{prim} folgendermaßen berechnet:

$$L_{prim} = \frac{\dot{m}_{FL} + \dot{m}_{PL}}{\dot{m}_{Br}}. \quad (2.13)$$

Bei der Berechnung der Luftzahl der gesamten Brennkammer λ_{ges} (in dieser Untersuchung Primär- und Sekundärkammer) ist die tatsächliche Luftmenge wie folgt definiert:

$$L_{ges} = \frac{\dot{m}_{FL} + \dot{m}_{PL} + \dot{m}_{SL}}{\dot{m}_{Br}}. \quad (2.14)$$

Die Berechnung der Luftzahl nur für die Sekundärbrennkammer λ_{sek} ist etwas anders gear- tet. Der Massenstrom des Vergasungsproduktes, das aus der Primärbrennkammer in die Se- kundärbrennkammer strömt, setzt sich aus dem Primär- und dem Förderluftmassenstrom sowie dem Brennstoffmassenstrom zusammen. Dieser Massenstrom aus der Primärbrennkammer stellt nun quasi den Brennstoff für die Sekundärbrennkammer dar. Daher ist für die Sekundärbrenn- kammer ein neuer Mindestluftbedarf $L_{min,sek}$ zu berechnen. Dazu müssen zunächst die Massen- anteile des Sauerstoffes und des Stickstoffes von Primär- und Förderluftmassenstrom und des Brennstoffes addiert werden.

$$\gamma_{O,PL+FL+Br} = \gamma_{O,PL+FL} + \gamma_{O,Br} \quad (2.15)$$

$$\gamma_{N,PL+FL+Br} = \gamma_{N,PL+FL} + \gamma_{N,Br} \quad (2.16)$$

Dann werden die einzelnen Massenanteile der auftretenden Elemente des aus der Primärbrennkammer austretenden Massenstromes berechnet:

$$\gamma_{i,prim} = \frac{\gamma_{i,PL+FL+Br}}{\sum_i \gamma_{i,PL+FL+Br}}. \quad (2.17)$$

Mit diesen Massenanteilen wird der entsprechende Mindestsauerstoffbedarf des Massenstromes des Vergasungsproduktes $O_{2,min,sek}$ ermittelt:

$$O_{2,min,sek} = 2.667\gamma_{C,prim} + 8\gamma_{H,prim} + \gamma_{S,prim} - \gamma_{O,prim}. \quad (2.18)$$

Der Mindestluftbedarf $L_{min,sek}$ für stöchiometrische Verbrennung wird analog zu Gl. (2.8) bestimmt:

$$L_{min,sek} = \frac{O_{2,min,sek}}{0.232}. \quad (2.19)$$

Die tatsächliche zugeführte Luftmenge für die Sekundärbrennkammer ist:

$$L_{sek} = \frac{\dot{m}_{SL}}{\dot{m}_{PL} + \dot{m}_{FL} + \dot{m}_{Br}}. \quad (2.20)$$

Für die Luftzahl der Sekundärbrennkammer λ_{sek} folgt dann:

$$\lambda_{sek} = \frac{L_{sek}}{L_{min,sek}}. \quad (2.21)$$

Die in dieser Untersuchung angewendeten Luftzahlen λ sind in Tab. 5.1 angegeben.

2.4 Berechnung der Rauchgaszusammensetzung

Um die Güte der Verbrennung bestimmen zu können, muß die Rauchgaszusammensetzung, die entweder gemessen oder mittels CFD berechnet wurde, mit der Rauchgaszusammensetzung der vollständigen Verbrennung verglichen werden. In Tab. 2.1 ist die Berechnung der Rauchgaszusammensetzung bei vollständiger Verbrennung angeführt.

Stoff		Verbrennungsprod. γ_i^* [kgi/kgBr]	Massenanteil γ_i am Rauchgas [kgi/kgRG]
CO_2	$3.664\gamma_C^*$	$\gamma_{CO_2}^*$	γ_{CO_2}
H_2O	$8.937\gamma_H^* + \gamma_{H_2O,Br}^*$	$\gamma_{H_2O}^*$	γ_{H_2O}
O_2	$0.232(\lambda_{ges} - 1)L_{min}$	$\gamma_{O_2}^*$	γ_{O_2}
N_2	$0.768\lambda L_{min} + \gamma_{N_2}^*$	$\gamma_{N_2}^*$	γ_{N_2}
Summe		$\sum_i \gamma_i^*$	$\sum_i \gamma_i = 1$

Tabelle 2.1: Berechnung der Rauchgaszusammensetzung bei vollständiger Verbrennung [3]

In der zweiten Spalte der Tab. 2.1 sind die im Brennstoff enthaltenen Elemente γ_i^* sowie der Wassergehalt des Brennstoffes $\gamma_{H_2O,Br}^*$ einzusetzen. Um dann die Massenanteile γ_i der Spezies im Rauchgas zu erhalten, ist folgende Umrechnung notwendig:

$$\gamma_i = \frac{\gamma_i^*}{\sum_i \gamma_i^*}. \quad (2.22)$$

In Tab. 7.2 werden die Rauchgaszusammensetzungen der CFD-Berechnungen und der vollständigen Verbrennung miteinander verglichen.

2.5 Betriebspunkte der Gasturbine

Die Berechnung der Verbrennungsströmung erfolgte für drei Betriebspunkte. Die Daten eines Betriebspunktes aus dem Laborbetrieb wurden als Daten des Referenzpunktes (Betriebspunkt $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.0$) dieser Untersuchung herangezogen. Für die beiden anderen Lastpunkte wurden die Luftmassenströme dergestalt variiert, dass diese 90 Prozent bzw. 110 Prozent der Verdichterluftmassenströme des Referenzpunktes betragen. Die Luftzahlen λ wurden konstant gehalten, d.h., auch die Brennstoffmassenströme betragen 90 bzw. 110 Prozent des Brennstoffmassenstromes des Referenzpunktes. Die so genannte Beladung μ der Brennstoffförderung, die definiert ist als [40]

$$\mu = \frac{\dot{m}_{Br}}{\dot{m}_{FL}}, \quad (2.23)$$

wird für alle Betriebspunkte konstant gehalten. Somit betragen die Förderluftmassenströme ebenfalls 90 bzw. 110 Prozent des Förderluftmassenstromes des Referenzpunktes.

Im Laborbetrieb wird die Anlage zur Einstellung der Betriebspunkte mit variabler Drehzahl betrieben. Eine Veränderung des Massenstromes in der Gasturbine führt zu einer Veränderung des Betriebsdruckes der Anlage und damit auch zu einer Veränderung des vom Gasturbinenverdichter zu erzeugenden Druckverhältnisses. Die Bestimmung dieses Druckverhältnisses wird im folgenden beschrieben. Die in den angegebenen Gleichungen verwendeten Ziffern beziehen sich auf die Positionen in dem Anlagenschema nach Abb. 2.5.

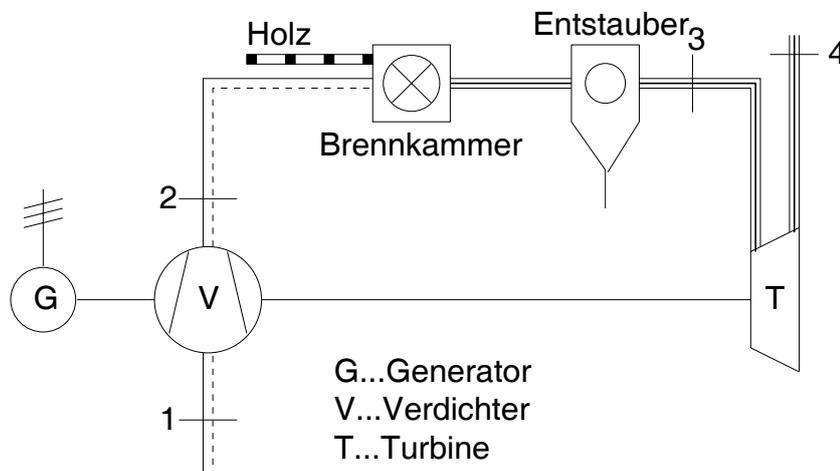


Abbildung 2.5: Direkt holzstaubgefeuerte Gasturbine [34]

Nach [45] haben Radialturbinen mit radialem Strömungseintritt Charakteristiken ähnlich denen von Axialturbinen mit 50 Prozent Reaktionsgrad, wenn die Machzahlen am Düsenaustritt ähnlich sind. Unter der Annahme, dass diese Bedingung erfüllt ist, wurde das Durchflussverhalten der Turbine in dieser Untersuchung näherungsweise mit dem Kegelgesetz berechnet. In [41] wird das Kegelgesetz für vielstufige Turbinen hergeleitet.

Mit der Definition des Durchsatzbeiwertes μ nimmt die Kontinuitätsgleichung mit dem isentropen Stufengefälle Δh_s folgende Form an:

$$\dot{m} = K \mu \rho \sqrt{2 \Delta h_s} = \frac{K \bar{\mu} \sqrt{2 \Delta h_s}}{v}. \quad (2.24)$$

In der Konstante K sind alle konstant bleibenden Geometriedaten der Stufe zusammengefasst. Die Quadrierung von Gl. (2.24) liefert

$$\frac{\dot{m}^2}{2 K^2 \mu^2} = \frac{\Delta h_s}{v^2}. \quad (2.25)$$

Wenn Δp die Druckabsenkung in der Stufe ist, gilt auch $\Delta h_s \approx v \Delta p$, womit vorausgesetzt ist, dass die Druckänderung pro Stufe klein ist. Damit wird Gl. (2.25) zu

$$\frac{\dot{m}^2}{2 K^2 \mu^2} = \frac{\Delta p}{v}. \quad (2.26)$$

Wenn weiter die Zustandsänderung durch die ganze Schaufelung durch eine Polytrope angenähert wird, folgt

$$v = v_3 \left(\frac{p_3}{p} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (2.27)$$

und Gl. (2.26) wird zu

$$\frac{\dot{m}^2}{2 K^2 \mu^2} = \frac{1}{v_3} \left(\frac{p}{p_3} \right)^{\frac{1}{n}} \Delta p = \frac{p_3}{v_3} \Pi^{\frac{1}{n}} \Delta \Pi, \quad (2.28)$$

wobei für $\Pi = p/p_3$ und $\Delta \Pi = \Delta p/p_3$ gilt. Die Gl. (2.28) gilt in dieser Art für jede Stufe. Somit folgt aus der Summation aller dieser Gleichungen

$$\frac{\dot{m}^2}{2} \sum \frac{1}{K^2 \mu^2} = \frac{p_3}{v_3} \sum \Pi^{\frac{1}{n}} \Delta \Pi. \quad (2.29)$$

Da kleine Druckänderungen vorausgesetzt sind, kann die rechts stehende Summe durch ein Integral ersetzt werden:

$$\sum \Pi^{\frac{1}{n}} \Delta \Pi \approx \int_{\Pi_T}^1 \Pi^{\frac{1}{n}} d\Pi = \frac{n}{n+1} \left[1 - \Pi_T^{\frac{n+1}{n}} \right], \quad (2.30)$$

worin $\Pi_T = p_4/p_3$ ist. Damit kann Gl. (2.28) umgeschrieben werden in

$$\frac{\dot{m}^2}{2} \sum \frac{1}{K^2 \mu^2} = \frac{n}{n+1} \frac{p_3}{v_3} \left[1 - \Pi_T^{\frac{n+1}{n}} \right]. \quad (2.31)$$

Für den Durchsatzbeiwert μ kann ein Mittelwert $\bar{\mu}$ angegeben werden, so dass für Gl. (2.31) gilt:

$$\frac{\dot{m}^2}{2\bar{\mu}^2} \sum \frac{1}{K^2} = \frac{n}{n+1} \frac{p_3}{v_3} \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]. \quad (2.32)$$

Für eine vielstufige Turbine, in der an keiner Stelle die Schallgeschwindigkeit überschritten wird, kann der Verlauf des Durchflusses je nach Maßstabswahl durch eine Ellipse oder einen Kreis dargestellt werden [33]. Für $n = 1$ wird die Gl. 2.32 zu

$$\frac{\dot{m}^2}{2\bar{\mu}^2} \sum \frac{1}{K^2} = \frac{1}{2} \frac{p_3}{v_3} \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^2 \right]. \quad (2.33)$$

Mit der Anwendung der Gleichung für ideales Gas und der Zusammenfassung der Summe der Geometriekonstanten und der spezifischen Gaskonstanten R zu einer Konstanten K kann die Gl. 2.33 in Gl. 2.34 für die Position 3 der Gasturbine umgeschrieben werden (siehe Abb. 2.5):

$$\dot{m}_3 = K \bar{\mu} \frac{p_3}{\sqrt{T_3}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^2}. \quad (2.34)$$

Um das Turbinenkennfeld in das Verdichterkennfeld eintragen zu können, wird Gl. (2.34) in Gl. (2.35) umgeformt, wobei ein Druckverlustfaktor $k_\Pi = p_3/p_2$ eingeführt wird, der konstant angenommen wird, da nur kleine Abweichungen vom Bezugspunkt betrachtet werden. Die Konstante k_B ist das Verhältnis von Rauchgasmassenstrom am Turbineneintritt \dot{m}_3 zum angesaugten Luftmassenstrom \dot{m}_1 . Weiters gilt $p_4 \approx p_0$.

$$\dot{m}_1 \frac{\sqrt{T_0}}{p_0} = K \frac{k_\Pi}{k_B} \bar{\mu} \frac{p_2}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T_3}} \sqrt{1 - \frac{1}{k_\Pi^2} \left(\frac{p_0}{p_2} \right)^2} \quad (2.35)$$

Eine asymptotische Näherung der Turbinenkennlinie ist laut [33] nur für Druckverhältnisse $p_3/p_4 > 4$ genügend genau. Die in dieser Arbeit angewendeten Druckverhältnisse liegen im Bereich 2 bis 2.5, daher scheidet eine asymptotische Näherung aus.

Die Umgebungsbedingungen p_0 , T_0 sowie die Konstanten K , k_{Π} und k_B sollen für alle Betriebspunkte gleich bleiben. Für den Druckverlustfaktor k_{Π} wurde ein Wert von 0.95 angenommen (Angabe in [33]: $k_{\Pi} = 0.92 \div 0.97$). Im Wert für den Druckverlustfaktor sind sowohl der Druckverlust der Brennkammer als auch der des Entstaubers miteinbezogen [34]. In [10] ist ein Druckverlustfaktor von 0.979 für die Brennkammer, die Heißgasleitung und den Zyklon angegeben. Die Gl. (2.36) ist die in dieser Untersuchung verwendete Relation des Durchflussverhaltens der Gasturbine für einen Betriebspunkt zum Durchflussverhalten beim Referenzpunkt.

$$\frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_{10}} = \frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_0} \frac{p_2}{p_{20}} \sqrt{\frac{T_{30}}{T_3}} \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{k_{\Pi}^2} \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^2}{1 - \frac{1}{k_{\Pi}^2} \left(\frac{p_0}{p_{20}}\right)^2}} \quad (2.36)$$

Der Term $\bar{\mu}/\bar{\mu}_0$ beschreibt das Verhältnis der Durchsatzbeiwerte unter Berücksichtigung der Drehzahl für verschiedene Betriebspunkte. Da, wie vorher erwähnt, nur Abweichungen der Massenströme von ± 10 Prozent vom Referenzpunkt betrachtet werden, wird dieser Term gleich 1 gesetzt. Ebenfalls wurde vorher erwähnt, dass die Luftzahl λ bei der Berechnung der Brennkammerbetriebspunkte konstant gehalten wurde. Die Konsequenz dieser Voraussetzung wird nachfolgend beschrieben.

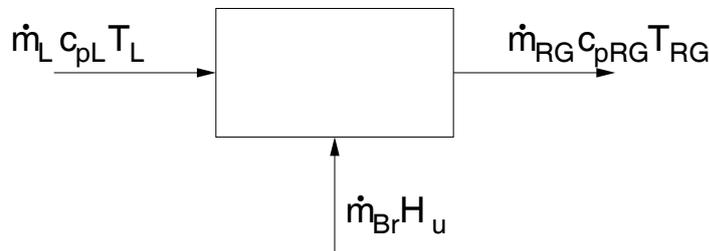


Abbildung 2.6: Schematisierte Feuerung

Die Bilanz der Enthalpieströme lautet für die schematisierte Feuerung in Abb. 2.6 :

$$\dot{m}_L c_{pL} T_L + \dot{m}_{Br} H_u - \dot{m}_{RG} c_{pRG} T_{RG} = 0. \quad (2.37)$$

Der Rauchgasmassenstrom \dot{m}_{RG} setzt sich aus dem Luftmassenstrom \dot{m}_L und dem Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{Br} zusammen:

$$\dot{m}_L c_{pL} T_L + \dot{m}_{Br} H_u - (\dot{m}_L + \dot{m}_{Br}) c_{pRG} T_{RG} = 0. \quad (2.38)$$

Wenn man Gl. (2.38) durch den Brennstoffmassenstrom durchdividiert und Gl. (2.10) einsetzt, dann entsteht Gl. (2.39).

$$Lc_{pL}T_L + H_u - (L + 1)c_{pRG}T_{RG} = 0 \quad (2.39)$$

Die Gl. (2.39) kann unter Verwendung von Gl. (2.12) weiter umgeformt werden:

$$\lambda L_{min}c_{pL}T_L + H_u - (\lambda L_{min} + 1)c_{pRG}T_{RG} = 0. \quad (2.40)$$

Wenn man aus Gl. (2.40) die Rauchgastemperatur ausdrückt, dann ergibt sich aus der Gl. (2.41), dass T_{RG} nur noch von der Temperatur des Luftmassenstromes T_L abhängt, wenn die Luftzahl $\lambda = const.$ ist und derselbe Brennstoff (ausgedrückt durch den Mindestluftbedarf L_{min} und den Heizwert H_u) verwendet wird.

$$T_{RG} = \frac{\lambda L_{min}c_{pL}T_L + H_u}{(\lambda L_{min} + 1)c_{pRG}} \quad (2.41)$$

Wieder kommt die Voraussetzung ins Spiel, dass nur Abweichungen der Massenströme von ± 10 Prozent vom Referenzpunkt betrachtet werden. Zusätzlich sind die Unterschiede der Verdichterdruckverhältnisse der Betriebspunkte nicht sehr hoch, so dass keine allzu grossen Unterschiede der Lufttemperatur am Verdichteraustritt zu erwarten sind. Bei der Angabe der Berechnungsdaten in Tab. 5.1 ist zu erkennen, dass die Verdichteraustrittstemperaturen zwei bis drei Prozent von der Temperatur des Referenzpunktes abweichen. Somit sind auch keine allzu grossen Veränderungen der Rauchgastemperaturen T_{RG} zu erwarten. Daher wird der Term $\sqrt{T_{30}/T_3}$ ebenfalls gleich 1 gesetzt (vgl. auch in Kapitel 7.3.5 die Bemerkungen über die Rauchgastemperaturen am Brennkammeraustritt). Die Gl. (2.36) kann daher unter Verwendung der Druckverhältnisse des Verdichters in Gl. (2.42) umgeschrieben werden:

$$\frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_{10}} = \frac{\Pi_V}{\Pi_{V0}} \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{k_{II}^2} \left(\frac{1}{\Pi_V}\right)^2}{1 - \frac{1}{k_{II}^2} \left(\frac{1}{\Pi_{V0}}\right)^2}}. \quad (2.42)$$

Für die Festlegung der Randbedingungen der Luftmassenströme und der konvektiven Wärmeübergänge an den Außenseiten der Brennkammerwände müssen die Temperaturen der Luftmassenströme am Verdichteraustritt bestimmt werden. In den Solver müssen neben dem Betriebsdruck der Brennkammer auch die Temperaturen an den Lufteintritten der Brennkammer vorgegeben werden, damit die Dichte der Luft berechnet werden kann. Außerdem werden die Lufttemperaturen für die Berechnung von Stoffwerten bei der Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten an den Außenseiten der Brennkammerwände verwendet.

Dazu wird der isentrope Wirkungsgrad η_s des Verdichters bei den jeweiligen Betriebspunkten benötigt. Der isentrope Wirkungsgrad wurde in dieser Untersuchung mit Gl. (2.43) berechnet:

$$\eta_s = \frac{c_{p02s}(T_{2s} - T_0)}{c_{p02}(T_2 - T_0)}. \quad (2.43)$$

Die isentrope Temperatur T_{2s} am Verdichteraustritt ist nach Gl. (2.44) zu bestimmen:

$$T_{2s} = T_0 \Pi_V^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \tag{2.44}$$

Die spezifischen Wärmekapazitäten c_{p02s} und c_{p02} sind die arithmetischen Mittelwerte der spezifischen Wärmekapazitäten bei den Temperaturen T_0 und T_{2s} bzw. T_2 .

Für die Bestimmung der isentropen Verdichterwirkungsgrade bei den Betriebspunkten $\dot{m}/\dot{m}_0 = 0.9$ und $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.1$ wurde ein aus [33] stammendes Radialverdichterkennfeld normiert und darin die Turbinenkennlinie eingetragen (siehe Abb. 2.7).

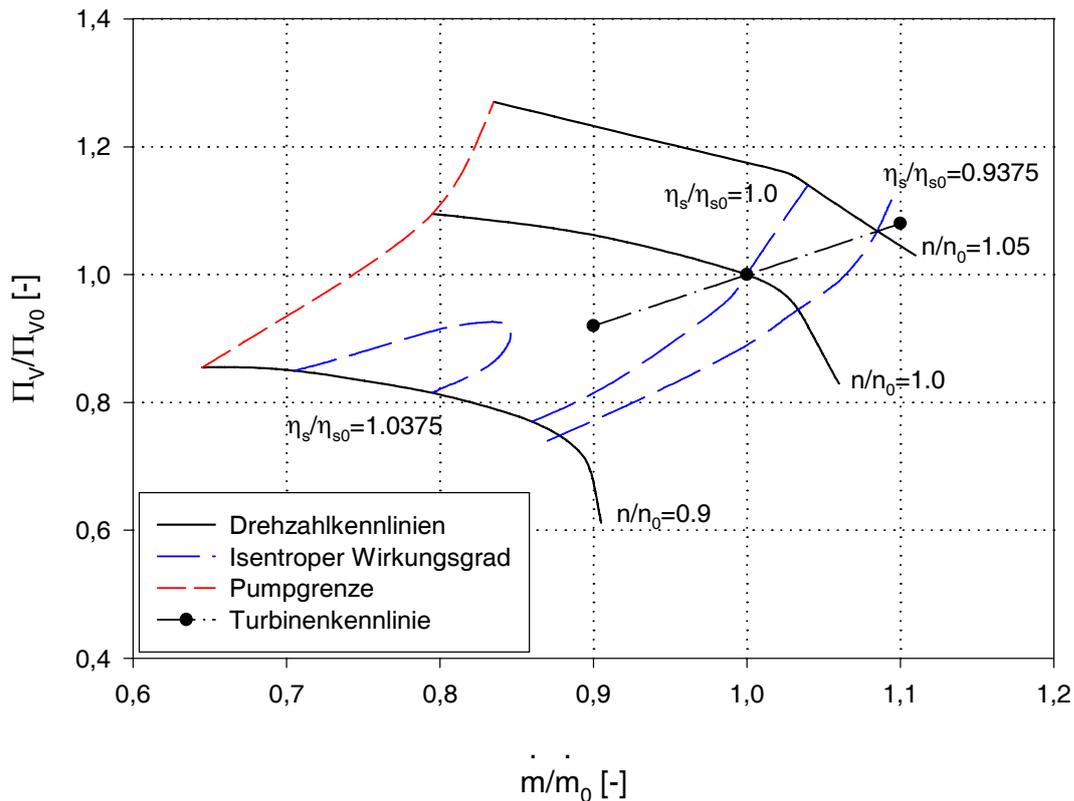


Abbildung 2.7: Normiertes Kennfeld eines Radialverdichters

Der isentrope Wirkungsgrad η_{s0} des Gasturbinenverdichters kann durch gemessene Betriebsdaten des Referenzpunktes berechnet werden. Die normierten isentropen Verdichterwirkungsgrade der Betriebspunkte η_s/η_{s0} für 90 und 110 Prozent thermische Last werden aus Abb. 2.7 geschätzt. Multipliziert mit dem isentropen Verdichterwirkungsgrad η_{s0} des Referenzpunktes erhält man die isentropen Verdichterwirkungsgrade η_s für die Betriebspunkte $\dot{m}/\dot{m}_0 = 0.9$ und $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.1$. Mit diesen und den jeweiligen Verdichterdruckverhältnissen können die Verdichteraustrittstemperaturen der Luftmassenströme unter Verwendung der Gln. (2.43) und (2.44) berechnet werden. In Tab. 2.2 sind die in dieser Untersuchung verwendeten Wirkungsgrade angegeben.

\dot{m}/\dot{m}_0	0.9	1.0	1.1
η_s/η_{s0}	1.02	1.0	0.93
η_s	0.7946	0.7790	0.7245

Tabelle 2.2: Wirkungsgrade

Kapitel 3

Holzverbrennung

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die einzelnen Schritte der Holzverbrennung gegeben. Dies geschieht, um einen Eindruck von den Schwierigkeiten bei der numerischen Modellierung der Holzstaubverbrennung zu erhalten. Verbrennung ist eine Reihe von chemischen Reaktionen, bei denen Kohlenstoff zu Kohlendioxid und Wasserstoff zu Wasserdampf oxidiert wird. Der Ablauf der Verbrennung wird größtenteils durch die Struktur eines jeden brennbaren Moleküls bestimmt, da dieses besonders die Lage und Zugänglichkeit von Kohlenstoff und Wasserstoff festlegt.

Bezüglich der morphologischen und physikalischen Eigenschaften von Holz wird auf [39] verwiesen. Da in dieser Untersuchung vor allem die chemische Zusammensetzung interessiert, wird diese nachfolgend behandelt.

3.1 Holzaufbau

Die chemischen Hauptbestandteile von Holz sind Zellulose, Hemizellulose und Lignin. Bestandteile in geringer Menge sind Amine, Öle, Säuren, Alkohole und anorganische Stoffe. In Tab. 3.1 wird die Zusammensetzung von Weichholz und Hartholz angegeben.

	Weichholz	Hartholz
Zellulose	40-45	40-50
Hemizellulose	24-37	22-40
Lignin	25-30	15-25

Tabelle 3.1: Holzzusammensetzung (Zahlenangaben in Prozent) [39]

Die Zellulose ist ein kondensiertes, lineares Polymer¹ der Glucose ($C_6H_{12}O_6$). Aus Zellulose sind die Zellwände von Holz aufgebaut. Die Hemizellulose ist ein verzweigtes Polymer, das aus anderen Zuckermolekülen als Glucose aufgebaut ist. Die Hemizellulose ummantelt die Zellulosefasern. Das Lignin ist ein Polymer, das aus Benzol- und Propaneinheiten aufgebaut ist. Das Lignin gibt der Holzfasern die Festigkeit [7].

¹Ein Polymer ist eine chemische Verbindung, die aus Molekülketten besteht.

3.2 Verbrennungsstadien

Wenn ein festes Brennstoffpartikel einer heißen Gasströmung ausgesetzt wird, dann durchläuft es drei Stadien: Trocknung, Pyrolyse und Koksabbrand. Zusätzlich treten noch Gasphasenreaktionen der Reaktionsprodukte von Pyrolyse und Koksabbrand auf. Bei pulverförmigen Brennstoffpartikeln treten die Trocknung, die Pyrolyse und der Koksabbrand aufeinanderfolgend auf. Der Koksabbrand dauert länger als die Vorgänge der Trocknung und der Pyrolyse. Für große Brennstoffpartikel können Trocknung, Pyrolyse und Koksabbrand gleichzeitig stattfinden [7]. Für die Formeln, die diese Verbrennungsschritte im Solver beschreiben, wird auf die Berechnung von Wärme- und Stofftransport der Partikel in Kapitel 4.5.2 verwiesen. Über die Berechnung der Gasphase gibt Kapitel 4.3 Auskunft.

3.2.1 Erwärmen und Trocknen

Im ersten Schritt der Verbrennung muß das Brennholz auf eine für die Pyrolyse notwendige Temperatur von ca. 500 - 625 K aufgewärmt werden [39]. Bei diesem endothermen Prozeß wird auch das im Holz vorhandene Wasser verdampft, und es tritt keine chemische Reaktion auf.

Man stelle sich ein Holzpartikel vor, das in eine Brennkammer eingebracht wird. Nach Eintritt in den Gasstrom wird Wärme durch Konvektion und/oder Strahlung an die Partikeloberfläche übertragen und in das Partikel geleitet. Für ein Partikel (Größenordnung im Bereich von 0.1 – 1 mm) wird das Wasser verdampft und aus dem Partikel ausgetrieben, bevor Pyrolyseprodukte freigesetzt werden. Für die Beschreibung des Trocknungsvorganges wird eine Energiebilanz aufgestellt, wie sie in Gl.(4.103) angeschrieben ist. Für größere Holzstücke, wie sie z.B. bei Rostfeuerungen verwendet werden, ist diese Energiebilanz aber nicht gültig.

3.2.2 Pyrolyse

Wenn das Trocknen und Erwärmen in einem kleinen Brennstoffpartikel beendet ist, steigt die Temperatur und der feste Brennstoff beginnt sich zu zersetzen, wobei flüchtige Bestandteile freigesetzt werden. Weil die flüchtigen Bestandteile aus dem Feststoff ausströmen, kann kein Luftsauerstoff in das Brennstoffpartikel eindringen. Diese Entgasung wird als Pyrolyse bezeichnet. Dabei handelt es sich um einen endothermen Vorgang.

Bei Holz pyrolysiert die Hemizellulose zwischen 500 und 600 K , Zellulose zwischen 600 und 650 K und Lignin zwischen 500 und 773 K [39]. Gewisse Bestandteile wie Terpene, die nur einen Beitrag von wenigen Prozent am Holz bilden, verflüchtigen sich bei weniger als 500 K [7]. Bei der Pyrolyse werden verschiedene Kohlenwasserstoffdämpfe, Teere und Wasserdampf gebildet. Diese Stoffe werden unter Verbrennungsbedingungen schnell abgebaut, so dass die Pyrolyseprodukte in einer Verbrennungsströmung als kurzkettige Kohlenwasserstoffe, Kohlenmonoxid, Kohlendioxid, Wasserstoff und Wasserdampf betrachtet werden können [7]. Höhere Temperaturen begünstigen Reaktionen, bei denen flüchtige Bestandteile gebildet werden. Niedrigere Temperaturen begünstigen die Entstehung von Koks [39]. Bei Temperaturen um 673 K gehen bis zu 90 Prozent der Zellulose und Hemizellulose in gasförmigen Zustand über [34].

Bei der Pyrolyse von Lignin entsteht mehr Koks als bei der Zersetzung von Zellulose und Hemizellulose. Der Koksanteil bei den Pyrolyseprodukten kann bis zu 50 Prozent ausmachen [34].

Wenn das Ziel nur die Vergasung, aber nicht die vollständige Verbrennung des festen Brennstoffes ist, dann wird nur gerade genug Sauerstoff zugegeben, um eine exotherme Reaktion für die

Trocknung und Pyrolyse der Brennstoffpartikel zu ermöglichen. Die Produkte der Vergasung sind kurzkettenige Kohlenwasserstoffe, Kohlenmonoxid, Wasserstoff, Kohlendioxid, Wasserdampf, Stickstoff, Teere und Koks sowie Aschepartikel.

Die Rate der Entgasung eines festen Brennstoffes kann durch eine Reaktion erster Ordnung mit einem Arrhenius - Ansatz dargestellt werden [7]. Für die mathematische Beschreibung der Pyrolyse, wie sie im Solver angewendet wird, wird auf das Kapitel 4.5.2 bzw. auf die Gln. (4.108) bis (4.110) verwiesen.

3.2.3 Koksabbrand

Koks ist hoch porös. Ein Holzkokspartikel besteht zu 90 Prozent aus Leerräumen. Wenn keine flüchtigen Bestandteile mehr aus dem Koks entweichen, kann Sauerstoff durch die äußere Grenzschicht in die Kokspartikel diffundieren, da der Koks porös ist. Die Abbrandrate von Koks hängt sowohl von der chemischen Rate der Kohlenstoff-Sauerstoffreaktion an der Oberfläche als auch von der Rate der Sauerstoffdiffusion in der Grenzschicht und im Partikelinneren ab. Die Oberflächenreaktion erzeugt Kohlenmonoxid und Kohlendioxid. Das Kohlenmonoxid reagiert außerhalb des Partikels zu Kohlendioxid weiter. Die Oberflächenreaktionen erhöhen die Temperatur von Koks um 100 bis 200 K gegenüber der umgebenden Gastemperatur [7].

Die Abbrandrate von Koks hängt von der Sauerstoffkonzentration, der Gastemperatur, der Reynolds-Zahl, der Koksgröße und der Porosität ab. Für Ingenieurstwecke ist es sinnvoll, eine globale Reaktionsrate zu verwenden, um die Abbrandrate des Kokspartikels zu bestimmen.

Sauerstoff aus dem umgebenden Gasstrom wird zum Koks transportiert und reagiert mit dem Kohlenstoff des Kokspartikels heterogen zu Kohlenmonoxid und Kohlendioxid:



Beide Reaktionen sind exotherm, bei der Reaktion nach Gl. (3.1) werden -394 kJ/mol an Wärme freigesetzt, bei der Reaktion nach Gl. (3.2) -111 kJ/mol [46] (das Minuszeichen bei den Zahlenangaben weist darauf hin, dass diese Wärmen frei gesetzt werden). Nach [39] ist die Boudouard-Reaktion (Gl. (3.3)) ein Initiator des Koksabbrandes.



Die Reaktion in Gl. (3.3) ist endotherm und benötigt eine Wärmemenge von 173 kJ/mol . Eine weitere endotherme Reaktion ist die heterogene Wassergasreaktion, für die eine Wärmemenge von 131 kJ/mol aufgewendet werden muss:



Die Reaktionen nach Gln. (3.3) und (3.4) sind im allgemeinen viel langsamer als die Reaktionen in den Gln. (3.1) und (3.2), so dass für die Verbrennung nur diese beiden betrachtet werden müssen. Wo im Reaktionsgebiet der Sauerstoff abgebaut ist, sind die Reaktionen nach den Gln. (3.3) und (3.4) wichtig [7].

3.2.4 Gasphasenreaktionen

Die Gasphasenreaktionen beinhalten eine Vielzahl an Reaktionen, die zur vollständigen Oxidation der flüchtigen Bestandteile, die durch die Pyrolyse entstanden sind, und des Kohlenmonoxides, das beim Koksabbrand gebildet wurde, führen. Nach [21] existieren vier Reaktionsschritte der Gasphasenreaktionen:

- Startreaktion
- Kettenreaktion
- Kettenverzweigung
- Kettenabbruchreaktion

Startreaktion

Bei der Startreaktion werden zur Einleitung einer Reaktion aus einem stabilen Teilchen ein oder mehrere aktive Teilchen gebildet. Für die Startreaktion ist die Zufuhr von Aktivierungsenergie nötig, was im Fall der Verbrennung als Zündung bezeichnet wird. Allgemein kann dies folgendermaßen dargestellt werden nach [39]:



Zur Reaktion nach Gl. (3.6) ist zu bemerken, dass R'' eine CH_3 -Gruppe repräsentiert. Bei einer höherwertigen Alkylgruppe würde der Kettenbruch eher bei einer Kohlenstoff-Kohlenstoff-Bindung stattfinden. Als Beispiel der Startreaktion dient nach [39] folgende Reaktion:



Bei dem Reaktionspartner M handelt es sich um Moleküle genügender Eigenmasse, die freierwerdende Energie aufnehmen können, ohne selbst zu reagieren, oder um größere Körper wie z.B. Ruß, Staub oder Gehäusewände.

Kettenreaktion

Bei einer Kettenreaktion ist vor und nach der Reaktion entweder die gleiche Zahl aktiver Teilchen (meist eines) vorhanden, oder ihre Anzahl nimmt von zwei auf eins ab. Im folgenden ist als Beispiel eine Kohlenmonoxid-Reaktion nach [43] angegeben:



Kettenverzweigung

Bei Kettenverzweigungen nimmt die Zahl der aktiven Teilchen durch die Reaktion zu (meist von eins auf zwei). Ein Beispiel für die Reaktionen der Kettenverzweigung ist nach [7]:



Kettenabbruchreaktion

Der umgekehrte Vorgang zur Startreaktion ist die Kettenabbruchreaktion oder Rekombination. Bei Kettenabbruchreaktionen muß die freiwerdende Energie an Teilchen weitergegeben werden, welche genügend Masse haben, ohne ihrerseits alsbald zu zerfallen. Kettenabbruchreaktionen können entweder in der Gasphase oder bei Kollision mit festen Wänden statt finden. In [21] ist folgende Reaktion als Beispiel für den Kettenabbruch angeführt:



3.3 Holzanalyse

Bei der vorliegenden Untersuchung wurde die Verbrennungsströmung für Buchenspäne berechnet. Im folgenden werden diejenigen chemischen und physikalischen Werte des Brennstoffes angegeben, die für die Berechnung der Verbrennungsströmung benötigt werden.

Bei der Immediatanalyse in Tab. 3.2 eines festen Brennstoffes werden der Heizwert, der Anteil der flüchtigen Bestandteile sowie der Wasser- und Aschegehalt bestimmt. Der Aschegehalt ist ein Bestandteil des Tiegelkokes.

feuchtes Holz	Buchenspäne
Wassergehalt [Massenprozent]	9
Aschegehalt [Massenprozent]	0.54
Flüchtige [Massenprozent]	76.4
Tiegelkoks [Massenprozent]	14.6
Heizwert [MJ/kg]	16.28

Tabelle 3.2: Immediatanalyse der Buchenspäne [34]

Die Elementaranalyse in Tab. 3.3 gibt Auskunft über die mengenmäßige Zusammensetzung des Brennstoffes hinsichtlich seiner elementaren Grundstoffe (Kohlenstoff, Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Schwefel, Chlor,...).

Die Angaben in den Tab. 3.2 und 3.3 werden für das Berechnungsmodell benötigt, mit dem die Verteilung der chemischen Spezies in der Verbrennungsströmung berechnet wird. In der Abb. 3.1 ist die Durchmesserverteilung des Holzstaubes als Durchgangssummenkurve dargestellt. Die Durchgangssumme des Holzstaubes wird mittels Siebanalyse festgestellt. Aus dieser wird die Durchmesserverteilung der Partikel nach Rosin-Rammler berechnet, die in dieser

trockenes Holz	Buchenspäne
γ_C [Massenprozent]	48.1
γ_H [Massenprozent]	6.1
γ_O [Massenprozent]	45.5
γ_N [Massenprozent]	0.04
γ_S [Massenprozent]	<0.05
γ_{Cl} [Massenprozent]	<0.01

Tabelle 3.3: Elementaranalyse der Buchenspäne [34]

Untersuchung angewendet wurde. Für die Berechnung der Durchmesser- und die Anwendung der Immediat- und Elementaranalyse auf die Berechnung der Spezies wird auf [15] verwiesen (vergleiche hierzu auch in Kap. 4.3.5 die Modellierung und Lösungsprozeduren des Mischungsbruch/WDF-Ansatzes).

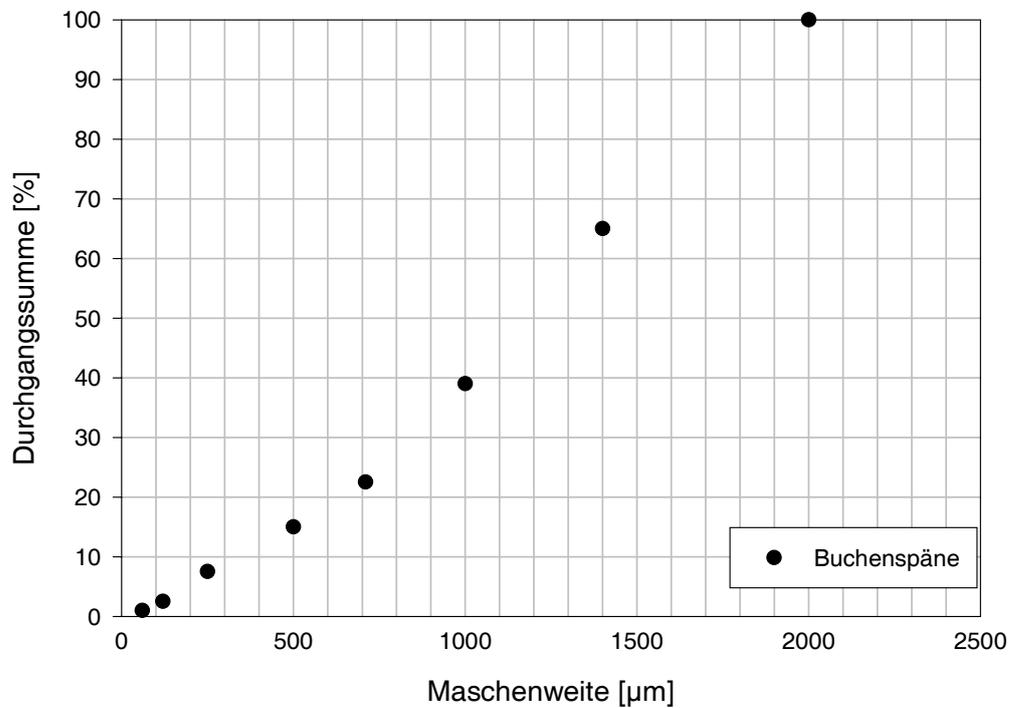


Abbildung 3.1: Durchgangssummenkurve der Buchenspäne

Kapitel 4

Berechnungsmodelle

Nach einer allgemeinen Beschreibung der für die Berechnung einer Verbrennungsströmung notwendigen Gleichungen werden alle Berechnungsmodelle angegeben, die in dieser Untersuchung Anwendung fanden.

4.1 Grundgleichungen

Jede Art von Bilanzgleichung einer Transportgröße (Masse, Impuls, Energie) läßt sich auf ein gemeinsames Erhaltungsprinzip zurückführen. Die bilanzierte Transportgröße ϕ zeichnet sich dadurch aus, dass sie in einem begrenzten Volumen speicherbar ist, dass sie mit einer Strömung (konvektiv) und durch Ausgleichsvorgänge (diffusiv) transportiert wird und innerhalb eines begrenzten Volumens durch eine Quelle erzeugt oder durch eine Senke entfernt werden kann.

Die Bilanzgleichung einer allgemeinen Transportgröße für ein beliebiges Kontrollvolumen lautet somit [35]:

$$\text{zeitliche Änderung} = \text{Zufluß} - \text{Abfluß} \pm \text{Quelle/Senke}. \quad (4.1)$$

Die Bilanzgleichung in der allgemeinen Form für eine allgemeine Transportgröße ϕ in kartesischen Koordinaten lautet somit [18]:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi. \quad (4.2)$$

Die Terme in Gl. (4.2) haben dabei folgende Bedeutung [18]:

- $\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}$: Dieser Term beschreibt die zeitliche Änderung der Transportgröße. Er verschwindet im stationären Zustand.
- $\frac{\partial(\rho u_j \phi)}{\partial x_j}$: Der konvektive Nettotransport einer Größe ϕ erfolgt mit der Geschwindigkeit u_j . Der einströmende Fluss ist mit einem positiven Vorzeichen versehen, der ausströmende mit einem negativen.

- $\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)$: Gradienten der betreffenden physikalischen Größen rufen den diffusiven Transport hervor. Der Austauschkoefizient Γ_ϕ entspricht beim Impulstransport der dynamischen Viskosität, beim Stoffaustausch dem Diffusionskoeffizienten und bei der Wärmeleitung dem Wärmeleitkoeffizienten.
- S_ϕ : Quelle/Senke der Transportgröße.

Es ist zwischen passiven skalaren und transportierenden vektoriellen Größen zu unterscheiden. Die passiven skalaren Größen (z.B. die Enthalpie, Spezieskonzentrationen, usw.) bewirken keine direkte Beeinflussung einer anderen Variablen, sie werden selbst nur transportiert. Die Geschwindigkeit, eine vektorielle Größe, transportiert über die konvektiven Flüsse direkt einen passiven Skalar und wird selbst in Form von Impuls transportiert [18].

4.1.1 Massenbilanz

Aus Gl.(4.2) ergibt sich mit $\phi = 1$, $\Gamma_\phi = 0$ und $S_\phi = \sum_l S_{m_l,P}$ die Massenbilanz

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = \sum_l S_{m_l,P}, \quad (4.3)$$

wobei $S_{m_l,P}$ der Quellterm für eine Spezies l ist, die durch Austauschvorgänge von der Partikelphase auf die Gasphase übertragen wird. Der eine Austauschvorgang ist die Pyrolyse, bei der durch Wärmeeinwirkung die flüchtigen Bestandteile des Brennstoffes aus dem Partikel austreten und die daher als Quelle wirkt. Der andere Austauschvorgang ist der Koksabbrand. Bei diesem tritt das Partikel einerseits als Senke auf (Sauerstoff wird aus der Strömung aufgenommen), andererseits als Quelle, da die Verbrennungsprodukte (z.B. CO_2) in die Gasphase übertreten (Beschreibung der Verbrennungsstadien in Kap. 3.2, Beispiele für chemische Reaktionen beim Koksabbrand sind Gln. (3.1) und (3.2)).

Wenn kein Austausch mit der Partikelphase erfolgt, ist der Term $\sum S_{m_l,P}$ gleich Null.

4.1.2 Impulsbilanz

Die Impulsbilanz für kompressible Medien ist durch die Navier-Stokes-Gleichung gegeben. Formal kann die Impulsbilanz auch aus der allgemeinen Transportgleichung Gl.(4.2) hergeleitet werden, indem die allgemeine Variable ϕ durch die Geschwindigkeitskomponente u_i und Γ_ϕ durch μ ersetzt wird. Durch den vektoriellen Charakter der Geschwindigkeit treten jedoch zusätzliche Terme auf. Sie werden durch den Quellterm S_ϕ von Gl.(4.2) ausgedrückt.

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + f_i. \quad (4.4)$$

δ_{ij} ist dabei das Kronecker-Symbol ($\delta_{ij} = 1$ für $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$). g_i ist eine Komponente der Erdbeschleunigung. f_i ist der Quellterm für den Impulsaustausch mit der Partikelphase. Die Schubspannungen in Gl. (4.4) sind dabei wie folgt angegeben (Newton'scher Ansatz):

$$\tau_{ij} = \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right]. \quad (4.5)$$

Darin repräsentiert der erste Term auf der rechten Seite den Spannungsanteil, während der zweite den Dehnungsanteil wiedergibt [18].

4.1.3 Spezienbilanz

Um die Massenbruchverteilung γ_l einer Spezies l (= chemischer Bestandteil der reagierenden Strömung) berechnen zu können, werden Bilanzgleichungen aufgestellt, die alle physikalischen Vorgänge (Konvektion und Diffusion) und alle chemischen Reaktionen berücksichtigen, welche die Konzentration der Spezies verändern. Wird in die allgemeine Transportgleichung (4.2) anstelle von ϕ der Massenbruch γ_l eingesetzt, ergibt sich die Spezientransportgleichung [18]

$$\frac{\partial(\rho\gamma_l)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \gamma_l)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{m_l} \frac{\partial \gamma_l}{\partial x_j} \right) + S_{\gamma_l}. \quad (4.6)$$

Der Massenbruch γ_l ist definiert als Massenanteil $\gamma_l = m_l/m$, wobei gilt

$$\sum_l (m_l/m) = 1. \quad (4.7)$$

S_{γ_l} fasst die durch den chemischen Umsatz hervorgerufenen Quellterme für die betrachtete Spezies l zusammen. Dieser Umsatz kann in mehreren Teilreaktionen ablaufen und muß daher über alle zu bilanzierenden Reaktionen k summiert werden:

$$S_{\gamma_l} = M_l \sum_k \dot{r}_{l,k}. \quad (4.8)$$

$\dot{r}_{l,k}$ bezeichnet die Reaktionsgeschwindigkeit der Spezies l in der Reaktion k , M_l ist das Molekulargewicht der Spezies l . Für die Berechnung der Reaktionsgeschwindigkeit $\dot{r}_{l,k}$ (vgl. auch [15] und [46]) betrachte man zunächst die folgende, allgemeine chemische Reaktion:



Die Summation in Gl. (4.9) gilt für alle chemischen Spezien χ_l im System, aber nur für Spezien, die als Reaktanden oder Produkte in einer Reaktion involviert sind, haben die stöchiometrischen Koeffizienten $\nu'_{l,k}$ der Reaktanden und $\nu''_{l,k}$ der Produkte einen Wert ungleich Null. Als Beispiel dient die Kettenreaktion Gl. (3.8):



Die stöchiometrischen Koeffizienten der Reaktanden und Produkte sind in Gl. (4.10) gleich 1, da diese Spezies nur einmal vorhanden sind:

$$\nu'_{CO,k} = \nu'_{OH,k} = \nu''_{CO_2,k} = \nu''_{H,k} = 1. \quad (4.11)$$

Die Reaktionsgeschwindigkeit $\dot{r}_{l,k}$ wird mit Gl. 4.12 berechnet:

$$\dot{r}_{l,k} = (\nu''_{l,k} - \nu'_{l,k}) \left(k_{f,k} \prod_{l=1}^L C_l^{\nu'_{l,k}} - k_{r,k} \prod_{l=1}^L C_l^{\nu''_{l,k}} \right). \quad (4.12)$$

Angewendet auf den Reaktanden CO und auf das Produkt H als Beispiele lauten die jeweiligen Reaktionsgeschwindigkeiten:

$$\dot{r}_{CO,k} = -k_{f,k} C_{CO} C_{OH} + k_{r,k} C_{CO_2} C_H \quad (4.13)$$

$$\dot{r}_{H,k} = k_{f,k} C_{CO} C_{OH} - k_{r,k} C_{CO_2} C_H. \quad (4.14)$$

Der Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient $k_{f,k}$ der Vorwärtsreaktion (Umwandlung von Reaktanden in Produkte) wird meist mit einem so genannten Arrhenius-Ansatz berechnet:

$$k_{f,k} = A_k T^{\beta_k} e^{\left(-\frac{E_k}{RT}\right)}. \quad (4.15)$$

Dies ist der erweiterte Arrhenius-Ansatz mit dem Vorfaktor A_k und der Aktivierungsenergie E_k . Beim einfachen Arrhenius-Ansatz ist der Temperaturexponent $\beta_k = 0$. Wenn die Reaktion reversibel ist, dann muss ein Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient $k_{r,k}$ für die Rückwärtsreaktion (Umwandlung von Produkten in Reaktanden) bestimmt werden (siehe Gl. 4.16).

$$k_{r,k} = \frac{k_{f,k}}{K_{c,k}}. \quad (4.16)$$

Die Gleichgewichtskonstante $K_{c,k}$ ist dabei folgendermaßen definiert:

$$K_{c,k} = K_{p,k} \left(\frac{p_{atm}}{RT} \right)^{\sum_{l=1}^L (\nu''_{l,k} - \nu'_{l,k})}. \quad (4.17)$$

Die Gleichgewichtskonstante $K_{p,k}$ ist nach der Beziehung in Gl. (4.18) zu errechnen:

$$K_{p,k} = e^{\left(\frac{\Delta S_k^0}{R} - \frac{\Delta H_k^0}{RT} \right)}. \quad (4.18)$$

Die Berechnung der Änderung der Reaktionsentropie ΔS_k^0 bzw. der Reaktionsenthalpie ΔH_k^0 erfolgt dabei nach den Gln. (4.19) und (4.20)

$$\frac{\Delta S_k^0}{R} = \sum_{l=1}^L (\nu_{l,k}'' - \nu_{l,k}') \frac{S_l^0}{R} \quad (4.19)$$

$$\frac{\Delta H_k^0}{RT} = \sum_{l=1}^L (\nu_{l,k}'' - \nu_{l,k}') \frac{H_l^0}{RT}, \quad (4.20)$$

worin S_l^0 die Standard-Bildungsentropie ist und H_l^0 die Standard-Bildungsenthalpie [46]. Die Quellterme für die Spezies CO und H sind in den Gln. (4.21) und (4.22) angegeben:

$$S_{\gamma_{CO}} = M_{CO} \dot{r}_{CO,k} \quad (4.21)$$

$$S_{\gamma_H} = M_H \dot{r}_{H,k}. \quad (4.22)$$

In den beiden Gln. (4.21) und (4.22) sind die Quellterme nur für die Reaktionsgleichung (4.10) angeschrieben. Die Spezies CO und H treten in einer Verbrennungsströmung in sehr viel mehr Reaktionen auf. Gemäß Gl. (4.8) sind die Reaktionsgeschwindigkeiten der jeweiligen Spezies für alle Reaktionen aufzusummieren, in denen sie vorkommen.

4.1.4 Enthalpiebilanz

Aus der allgemeinen Transportgleichung (4.2) für eine allgemeine Größe ϕ erhält man die Transportgleichung der spezifischen Gesamtenthalpie h :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j h)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_h \frac{\partial h}{\partial x_j} \right) + S_h, \quad (4.23)$$

wobei die differentielle spezifische Gesamtenthalpie dh folgendermaßen definiert ist [18]:

$$dh = \bar{c}_p dT + \sum_k \Delta H_k d\gamma_k. \quad (4.24)$$

Die Gesamtenthalpie kann nach Gl. (4.24) berechnet werden, wenn die Enthalpieänderung zufolge Druckänderung nicht berücksichtigt werden muss (nach [18] bei Drücken von 10 – 20 bar). Nachfolgend werden einige Terme aus den Gln. (4.23) und (4.24) erläutert:

- $\Gamma_h \frac{\partial h}{\partial x_j}$: Dieser Term beinhaltet den Anteil der molekularen Wärmeleitung und des Enthalpiestromes, der durch die Diffusion der Spezies verbunden ist. Der Term hat diese Form, wenn vollständige Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport ¹ angenommen wird [18].

¹Die Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport ist gegeben, wenn die Schmidt-Zahl $Sc = \nu/D$ und die Prandtl-Zahl $Pr = \nu/a$ gleich groß sind [18].

- S_h : Der Quellterm S_h besteht aus zwei Anteilen. Der erste Anteil, $S_{h,P}$, wird aus den Wärmebilanzen der Partikel abgeleitet (siehe hierzu auch die Gln. (4.103) und (4.110)). Der zweite Anteil ist der Beitrag der Strahlungswärme, $S_{h,r}$. Dieser muss berücksichtigt werden, wenn im Berechnungsgebiet große Temperaturunterschiede auftreten, was in der Flammenzone einer Brennkammer erfüllt ist [32]. Nach [20] gilt für $S_{h,r} = -\nabla \vec{q}_r$. Für die Bestimmung von $\nabla \vec{q}_r$ wird auf die Gln. (4.88) und (4.90) im Kap. 4.4.2 verwiesen.
- $\bar{c}_p dT$: Dieser Term beschreibt die Enthalpieänderung zufolge einer Temperaturänderung. \bar{c}_p ist dabei die mittlere spezifische Wärmekapazität der reagierenden Strömung.
- $\sum_k \Delta H_k d\gamma_l$: Durch diesen Term wird die Enthalpieänderung durch die Änderung der Stoffzusammensetzung ausgedrückt. Eine Änderung der Stoffzusammensetzung kann durch Mischeffekte (die hier vernachlässigt werden) und durch die bei chemischen Reaktionen freiwerdenden Reaktionsenthalpien ΔH_k der Spezies verursacht werden [18].

4.2 Die Turbulenzmodellierung

Bei der in dieser Arbeit behandelten Art von Strömung handelt es sich um eine turbulente Strömung. Turbulente Strömungen sind durch eine unregelmäßige Veränderung der physikalischen Größen in Raum und Zeit gekennzeichnet und sind dreidimensional, instationär und drehungsbehaftet [35].

Da für technische Anwendungen der mittlere Strömungszustand von Interesse ist, wird zu diesem Zweck der Augenblickswert einer beliebigen Größe ϕ in einen Mittelwert $\bar{\phi}$ und in einen turbulent schwankenden Anteil ϕ' aufgespalten:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'. \quad (4.25)$$

Der zeitliche Mittelwert ist definiert über die Beziehung:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{t_0} \int_t^{t+t_0} \phi dt. \quad (4.26)$$

Die Anwendung von Gl. (4.25) auf Geschwindigkeit, Dichte und Druck führt auf:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (4.27)$$

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (4.28)$$

$$p = \bar{p} + p'. \quad (4.29)$$

4.2.1 Die Reynolds-Gleichung

Die Zeitmittelung der Navier-Stokes-Gleichung (Gl.(4.4)) unter Verwendung der Gln. (4.27) bis (4.29) führt auf die Reynolds-Gleichung. Wie in [18] angeführt, können dabei Dichtefluktuationen vernachlässigt werden ($\rho' \approx 0$), und man erhält folgende Gleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho \bar{u}_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho \bar{u}_i \bar{u}_j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \bar{\rho} g_i + f_i. \quad (4.30)$$

Umgeschrieben lautet die Reynolds-Gleichung (4.30) (siehe auch in Gl.(4.5) die Definition der Schubspannungen τ_{ij})

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho \bar{u}_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho \bar{u}_i \bar{u}_j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} + \tau_{ij,t}) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \bar{\rho} g_i + f_i. \quad (4.31)$$

Die zusätzlichen turbulenten Spannungen $\tau_{ij,t}$ werden als Reynolds-Spannungen bezeichnet. Die Gesamtheit dieser Spannungen liefert den Reynolds-Spannungstensor, der die folgenden Komponenten umfaßt:

$$\tau_{ij,t} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = -\bar{\rho} \begin{pmatrix} \overline{\frac{u'_x u'_x}{u'_y u'_y}} & \overline{\frac{u'_x u'_y}{u'_y u'_y}} & \overline{\frac{u'_x u'_z}{u'_z u'_z}} \\ \overline{\frac{u'_y u'_x}{u'_z u'_z}} & \overline{\frac{u'_y u'_y}{u'_z u'_z}} & \overline{\frac{u'_y u'_z}{u'_z u'_z}} \\ \overline{\frac{u'_z u'_x}{u'_z u'_z}} & \overline{\frac{u'_z u'_y}{u'_z u'_z}} & \overline{\frac{u'_z u'_z}{u'_z u'_z}} \end{pmatrix}. \quad (4.32)$$

Dieser Reynolds-Spannungstensor ist symmetrisch (z.B.: $\overline{u'_x u'_y} = \overline{u'_y u'_x}$), daher verbleiben sechs neue unbekannte Größen (Schließungsproblem)[44]. Diese werden durch die Turbulenzmodellierung bestimmt. Eine Methode der Turbulenzmodellierung ist das Reynolds-Spannungs-Modell.

4.2.2 Das Reynolds-Spannungs-Modell

Die Modellierung der Turbulenz mit dem Reynolds-Spannungs-Modell (RSM) empfiehlt sich dann, wenn die Strömung stark drallbehaftet ist. Weiters sollte das RSM dann verwendet werden, wenn die Anisotropie der Turbulenz die mittlere Strömung (stark verdrallte Strömungen, Strömungen mit Systemrotation) signifikant beeinflusst. RSM haben einen höheren computer-technischen Aufwand als zum Beispiel $k - \epsilon$ -Modelle, und die Anzahl der Iterationen, die zum Erreichen der Konvergenz erforderlich ist, kann im Vergleich zu anderen Modellen ansteigen [44].

Wie weiter oben angegeben ist, ist der Reynolds-Spannungstensor $T_{ij,t}$ symmetrisch und deshalb durch sechs Einzelspannungen eindeutig beschrieben. Die Aufgabe von RSM ist es also, sechs Transportgleichungen für die Korrelationen der Geschwindigkeitsfluktuationen $\overline{u'_i u'_j}$ anzugeben. Diese Transportgleichungen für die Reynolds-Spannungen haben folgende allgemeine Form (nach [18]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j \overline{u'_i u'_j}) &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_i u'_j} - \overline{u'_i u'_j u'_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{\left(\frac{p'}{\rho} (u'_i \delta_{jk} + u'_j \delta_{ik}) \right)} + \\ &+ \frac{p'}{\rho} \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} - \left(\overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \right) - 2 \frac{\mu}{\rho} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}. \end{aligned} \quad (4.33)$$

Die Modellierung der einzelnen Terme in Gleichung (4.33) kann in [15] nachgelesen werden.

4.3 Der Mischungsbruch/WDF-Ansatz

Die in Kapitel 4.1.3 dargestellte Methode zur Berechnung der Spezienverteilung in einer Verbrennungsströmung wäre für einen Brennstoff wie Holz, der sehr komplex aufgebaut ist, sehr kompliziert. Sämtliche chemische Reaktionen, die während der Verbrennung auftreten, müssten bekannt sein (auch jene Reaktionen, die nur zu Zwischenprodukten führen), dazu auch noch sämtliche Faktoren, die benötigt werden, um die Reaktionsraten berechnen zu können, wie z.B. Aktivierungsenergien oder Vorfaktoren. Weiters müsste auch festgestellt werden, welche Reaktionen reversibel oder irreversibel sind, weil dies eine wichtige Auswirkung auf die Bilanzierung der Spezien hat. Nach [46] treten aber schon bei einem einfachen Brennstoff wie Methan ca. 500 Einzelreaktionen auf, bei Holz wären es einige Größenordnungen mehr. Der numerische Aufwand wäre nicht mehr gerechtfertigt.

Daher erfolgte die Berechnung der reagierenden Strömung mit dem so genannten Mischungsbruch/WDF-Ansatz. Der Mischungsbruch f beschreibt die lokale chemische Zusammensetzung der reagierenden Strömung. Die Abkürzung WDF bezieht sich auf die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine Zufallsvariable x einen Wert x_i annimmt. Die Lösung der Transportgleichung für den Mischungsbruch führt auf die Spezienkonzentrationen, die Dichte und die Temperatur der Verbrennungsströmung. Diese Werte werden mit der WDF zeitgemittelt (siehe Kap. 4.3.4). Folgende Abweichungen treten beim Mischungsbruch/WDF-Ansatz im Vergleich zu der in Kap. 4.1.3 beschriebenen Vorgangsweise auf:

- Anstatt der Lösung vieler Gleichungen für die jeweiligen Spezien ist nur die Berechnung einer Gleichung für den Mischungsbruch notwendig.
- Die Kenntnis der chemischen Reaktionen der Verbrennung ist nicht erforderlich. Die Vorfaktoren und Aktivierungsenergien für die Berechnung der Reaktionsgeschwindigkeiten müssen ebenfalls nicht bekannt sein.

Beim Mischungsbruch/WDF-Ansatz ist vorteilhaft, dass dieses Modell rechenstechnisch einfacher ist, als wenn für jede Spezie eine eigene Transportgleichung berechnet werden müsste. Die Spezienverteilungen der Zwischenprodukte der Verbrennung wie Kohlenmonoxid oder Wasserstoff können berechnet werden. Nachteilig ist, dass mit dem Mischungsbruch/WDF-Ansatz die Flammenlöschung nicht simuliert werden kann. Außerdem lassen sich die Rußbildung und die Stickoxidbildung durch dieses Modell nicht berechnen. Die langsamen Reaktionen haben also keine Auswirkung auf die Spezienverteilung.

Folgende Voraussetzungen gelten für die Anwendung des Mischungsbruch/WDF-Modelles [15, 43]:

- Die Schmidt-Zahl Sc und die Prandtl-Zahl Pr sind gleich groß (siehe auch in Kap. 4.1.4 die Analogie von Wärme- und Stofftransport).
- Das Mischungsbruch/WDF-Modell gilt nur für turbulente, nicht-vorgemischte Reaktionssysteme.
- Der Brennstoff und das Oxidationsmittel reagieren unendlich schnell (in der Praxis: sehr schnell).
- Es dürfen nur ein Brennstofftyp und ein Oxidationsmitteltyp verwendet werden.
- Der Systemdruck darf sich nicht signifikant ändern.

4.3.1 Definition des Mischungsbruches

Analog zu den Massenanteilen bzw. Massenbrüchen γ_l (vergleiche die Bemerkungen über die Spezienbilanzen in Kapitel 4.1.3) lässt sich ein Elementmassenbruch Z_i definieren, der den Massenanteil eines chemischen Elementes i an der Gesamtmasse angibt als [43]

$$Z_i = \sum_{l=1}^L \mu_{il} \gamma_l. \quad (4.34)$$

Hierbei sind L die Zahl der Spezien und i die Elemente im betrachteten Gemisch. Die Elementmassenbrüche haben eine besondere Bedeutung, da sie sich bei einer reaktiven Strömung weder durch konvektive noch durch chemische Prozesse verändern [43]. Die Elementmassenbrüche Z_i sind somit Erhaltungsgrößen. Die Koeffizienten μ_{il} bezeichnen die Massenanteile des Elementes i in der Spezie l . Als Beispiel für μ_{il} wird die Spezie CH_4 betrachtet. Die molare Masse von Methan lässt sich aus den einzelnen Anteilen der Elemente Wasserstoff und Kohlenstoff berechnen zu:

$$4 \cdot 1g/mol + 1 \cdot 12g/mol = 16g/mol. \quad (4.35)$$

Der Massenanteil von Wasserstoff an Methan beträgt $\mu_{H,CH_4} = 4/16 = 1/4$, und der Massenanteil von Kohlenstoff $\mu_{C,CH_4} = 12/16 = 3/4$.

Für nicht-vorgemischte Flammen, bei denen nur ein Brennstoffstrom und ein Oxidationsmittelstrom vorhanden sind, lässt sich mit Hilfe der Elementmassenbrüche Z_i ein Mischungsbruch f_i definieren:

$$f_i = \frac{Z_i - Z_{i,O}}{Z_{i,F} - Z_{i,O}}. \quad (4.36)$$

Der Elementmassenbruch $Z_{i,O}$ ist der Elementmassenbruch am Oxidationsmitteleintritt, $Z_{i,F}$ derjenige am Brennstoffeintritt. Der grosse Vorteil dieser Begriffsbildung ist es, dass dieses f_i wegen der Gln. (4.34) und (4.36) in linearer Weise mit den Massenbrüchen verknüpft ist. Sind die Diffusionskoeffizienten der verschiedenen Spezien gleich (was bis auf wenige Ausnahmen oft näherungsweise erfüllt ist)², so ist der Mischungsbruch zusätzlich unabhängig von der Wahl des betrachteten Elementes i (vgl. auch die Voraussetzung, dass Brennstoff und Oxidationsmittel unendlich schnell reagieren). Nach [15] ist die Annahme gleicher Diffusionskoeffizienten eine gute Näherung bei turbulenten Flammen.

Als Beispiel dient hier eine nicht-vorgemischte Flamme, bei der der Brennstoffstrom aus Methan (CH_4) und der Oxidationsmittelstrom aus Sauerstoff (O_2) besteht. Es wird angenommen, dass diese beiden Stoffe in einer idealisierten, unendlich schnell ablaufenden Reaktion zu Kohlendioxid (CO_2) und Wasser (H_2O) verbrennen [43]:



²Ausnahmen sind die Stickoxid- und die Rußbildung, die langsamer ablaufen als die anderen Verbrennungsvorgänge

Die Vermischung von Brennstoff und Oxidationsmittel erfolgt durch Diffusion. Die Elementmassenbrüche lassen sich nach Gl. (4.34) berechnen als

$$Z_C = \mu_{C,O_2}\gamma_{O_2} + \mu_{C,CH_4}\gamma_{CH_4} + \mu_{C,CO_2}\gamma_{CO_2} + \mu_{C,H_2O}\gamma_{H_2O} \quad (4.38)$$

$$Z_H = \mu_{H,O_2}\gamma_{O_2} + \mu_{H,CH_4}\gamma_{CH_4} + \mu_{H,CO_2}\gamma_{CO_2} + \mu_{H,H_2O}\gamma_{H_2O} \quad (4.39)$$

$$Z_O = \mu_{O,O_2}\gamma_{O_2} + \mu_{O,CH_4}\gamma_{CH_4} + \mu_{O,CO_2}\gamma_{CO_2} + \mu_{O,H_2O}\gamma_{H_2O}. \quad (4.40)$$

Unter Verwendung von $\mu_{C,O_2} = \mu_{H,O_2} = \mu_{O,CH_4} = \mu_{H,CO_2} = \mu_{C,H_2O} = 0$ gilt für die Elementmassenbrüche

$$Z_C = \mu_{C,CH_4}\gamma_{CH_4} + \mu_{C,CO_2}\gamma_{CO_2} \quad (4.41)$$

$$Z_H = \mu_{H,CH_4}\gamma_{CH_4} + \mu_{H,H_2O}\gamma_{H_2O} \quad (4.42)$$

$$Z_O = \mu_{O,O_2}\gamma_{O_2} + \mu_{O,CO_2}\gamma_{CO_2} + \mu_{O,H_2O}\gamma_{H_2O}. \quad (4.43)$$

Für die Elementmassenbrüche im Brennstoff und im Oxidationsmittel gilt weiterhin

$$Z_{C,F} = \mu_{C,CH_4} = 3/4 ; Z_{C,O} = 0 \quad (4.44)$$

$$Z_{H,F} = \mu_{H,CH_4} = 1/4 ; Z_{H,O} = 0 \quad (4.45)$$

$$Z_{O,F} = 0 ; Z_{O,O} = 1. \quad (4.46)$$

Die Mischungsbrüche f_i der Elemente sind durch die folgenden drei Gleichungen gegeben:

$$f_C = \frac{Z_C - Z_{C,O}}{Z_{C,F} - Z_{C,O}} = \frac{Z_C - 0}{\mu_{C,CH_4} - 0} = \frac{Z_C}{\mu_{C,CH_4}} \quad (4.47)$$

$$f_H = \frac{Z_H - Z_{H,O}}{Z_{H,F} - Z_{H,O}} = \frac{Z_H - 0}{\mu_{H,CH_4} - 0} = \frac{Z_H}{\mu_{H,CH_4}} \quad (4.48)$$

$$f_O = \frac{Z_O - Z_{O,O}}{Z_{O,F} - Z_{O,O}} = \frac{Z_O - 1}{0 - 1} = 1 - Z_O. \quad (4.49)$$

Wenn alle Spezies gleich schnell diffundieren, ändert sich das Verhältnis zwischen Wasserstoff und Kohlenstoff nicht:

$$\frac{Z_H}{Z_C} = \frac{Z_{H,F}}{Z_{C,F}} = \frac{\mu_{H,CH_4}}{\mu_{C,CH_4}}, \text{ d.h. } \frac{Z_H}{\mu_{H,CH_4}} = \frac{Z_C}{\mu_{C,CH_4}}. \quad (4.50)$$

Es ist ersichtlich, dass daraus $f_H = f_C$ folgt. In weiterer Folge bedeutet das, dass $f_H = f_C = f_O = f$ gilt. Es gibt also für alle Elemente gleiche Mischungsbrüche. Die oben erwähnten Zusammenhänge zwischen f und den Massenbrüchen lassen sich in einem Diagramm wiedergeben

(siehe Abb. 4.1). Dazu muss der Mischungsbruch $f_{st\ddot{o}ch}$ bestimmt werden, bei dem st\ddot{o}chiometrische Mischung vorliegt. Beim st\ddot{o}chiometrischen Mischungsbruch ist der gesamte Sauerstoff in der Mischung verbraucht ($\gamma_{O_2} = 0$). Der Elementmassenbruch $Z_{O,st\ddot{o}ch}$ lautet also:

$$Z_{O,st\ddot{o}ch} = \mu_{O,CO_2} \gamma_{CO_2} + \mu_{O,H_2O} \gamma_{H_2O}. \quad (4.51)$$

Die Berechnung der Koeffizienten μ_{O,CO_2} und μ_{O,H_2O} erfolgt analog zur Berechnung von μ_{H,CH_4} . Die molare Masse von O betr\ddot{a}gt 16 g/mol , von O_2 32 g/mol , von CO_2 44 g/mol und die von H_2O 18 g/mol . Die Mischung von CO_2 und H_2O hat entsprechend der Reaktion in Gl. (4.37) eine molare Masse von 80 g/mol . Diese Werte werden in Gl. (4.51) eingesetzt:

$$Z_{O,st\ddot{o}ch} = \frac{32}{44} \cdot \frac{44}{80} + \frac{16}{18} \cdot \frac{36}{80} = \frac{64}{80} = \frac{4}{5}. \quad (4.52)$$

Der Wert f\ddot{u}r den st\ddot{o}chiometrischen Mischungsbruch ist $f_{st\ddot{o}ch} = 1/5$ (siehe Gl. (4.49)).

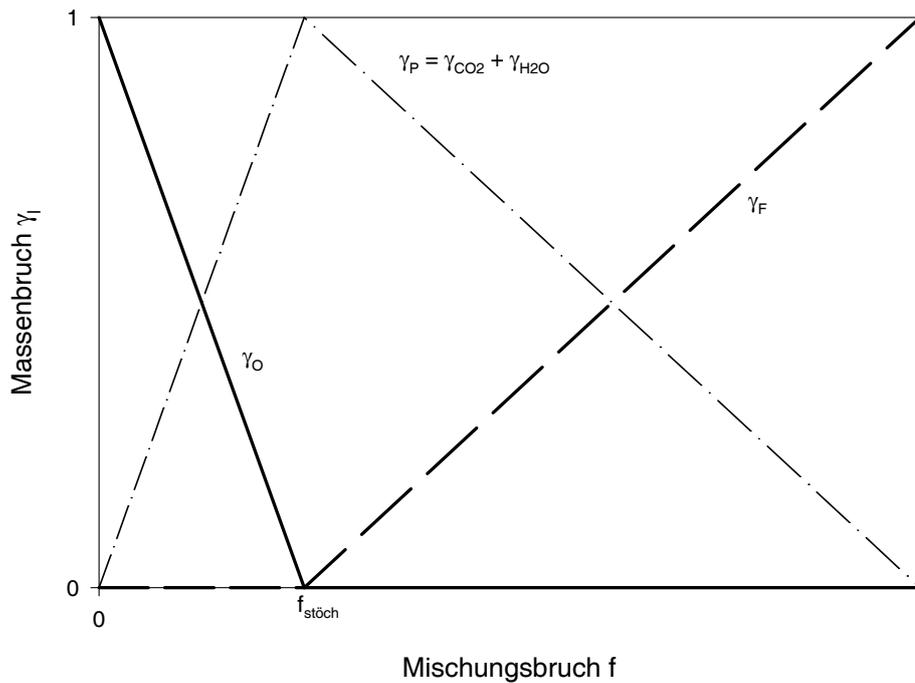


Abbildung 4.1: Lineare Zusammenh\u00e4nge zwischen Mischungsbruch und Massenbr\u00fcchen f\ddot{u}r ein einfaches Reaktionssystem [43]

Die linearen Zusammenh\u00e4nge zwischen den Mischungsbr\u00fcchen f und den Massenbr\u00fcchen γ_i lauten f\ddot{u}r den brennstoffreichen Bereich ($f_{st\ddot{o}ch} < f < 1$) [43]:

$$\gamma_F = (f - f_{st\ddot{o}ch}) / (1 - f_{st\ddot{o}ch}) \quad (4.53)$$

$$\gamma_O = 0 \quad (4.54)$$

$$\gamma_P = (1 - f) / (1 - f_{st\ddot{o}ch}). \quad (4.55)$$

Für den brennstoffarmen Bereich ($0 < f < f_{stöch}$) gilt:

$$\gamma_F = 0 \quad (4.56)$$

$$\gamma_O = (f_{stöch} - f)/f_{stöch} \quad (4.57)$$

$$\gamma_P = f/f_{stöch}. \quad (4.58)$$

Für $f = 0$ besteht die Mischung ausschließlich aus Oxidationsmittel ($\gamma_O = 1$), für $f = 1$ besteht die Mischung ausschließlich aus Brennstoff ($\gamma_F = 1$). Am Punkt stöchiometrischer Mischung $f_{stöch}$ liegen weder Brennstoff noch Oxidationsmittel vor; die betrachtete Mischung besteht hier also vollständig aus Verbrennungsprodukten ($\gamma_P = 1$). Im brennstoffreichen Bereich ($f_{stöch} < f < 1$) existiert kein Oxidationsmittel, da dieses mit dem überschüssigen Brennstoff zu den Produkten reagiert. Analog hierzu liegt im brennstoffarmen Bereich ($0 < f < f_{stöch}$) kein Brennstoff vor.

4.3.2 Transportgleichungen für den Mischungsbruch und die Varianz

Wie oben ersichtlich ist der Mischungsbruch f eine skalare Größe. Sein Wert an jedem Punkt im Strömungsbereich wird vom Solver durch Lösung der folgenden Transportgleichung für \bar{f} , den zeitgemittelten Wert von f , im turbulenten Strömungsfeld berechnet:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{f}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \bar{f}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \right) + S_m. \quad (4.59)$$

Der Quellterm S_m tritt nur bei Reaktion zwischen Brennstoff (z.B. Holzstaub) und der Gasphase auf. In allen anderen Fällen (d.h. Gasphasenreaktionen) gibt es keine Quellen für \bar{f} . Zusätzlich zum mittleren Mischungsbruch wertet der Solver eine Transportgleichung für die Varianz $\overline{f'^2}$ des Mischungsbruches aus:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{f'^2}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \overline{f'^2}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \overline{f'^2}}{\partial x_j} \right) + C_g \mu_t \left(\frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \right)^2 - C_d \rho \frac{\epsilon}{k} \overline{f'^2}, \quad (4.60)$$

worin die Konstanten σ_t , C_g und C_d die Werte 0.7, 2.86 bzw. 2.0 annehmen (die Werte der Konstanten stammen aus [15]). Die Varianz des Mischungsbruches wird im Schließungsmodell verwendet, das das Zusammenspiel von Turbulenz und Chemie beschreibt (siehe in Kapitel 4.3.4 die Berücksichtigung der Turbulenz).

4.3.3 Zusammenhang des Mischungsbruches mit physikalischen Werten

Die Stärke des Mischungsbruchmodelles besteht darin, dass durch Berechnung einer skalaren Größe f die nicht-zeitgemittelten Werte von Dichte, Speziesverteilungen und Temperatur abgeleitet werden können, ohne dass die jeweiligen Transportgleichungen gelöst werden müssen.

Für ein adiabates System gilt:

$$\phi_i = \phi_i(f). \tag{4.61}$$

ϕ_i repräsentiert dabei die augenblickliche Spezieskonzentration, die Dichte oder die Temperatur des Rechengebietes (der augenblickliche Wert einer Größe ist ihr Wert an einem bestimmten Ort zu einer bestimmten Zeit im Rechengebiet). Für ein nicht-adiabates System gilt:

$$\phi_i = \phi_i(f, H^*). \tag{4.62}$$

Die augenblickliche Enthalpie H^* ist dabei folgendermassen definiert (m_l ist der Massenanteil der Spezies l an der reagierenden Strömung, H_l deren Enthalpie):

$$H^* = \sum_l m_l H_l = \sum_l m_l \left[\int_{T_{re,l}}^T c_{p,l} dT + h_l^0(T_{re,l}) \right]. \tag{4.63}$$

Nicht-adiabate Systeme schließen jedes System ein, bei welchen die Totalenthalpie nicht ausschließlich durch den Mischungsbruch definiert ist. Folgende Systeme müssen als nicht-adiabat behandelt werden: Systeme mit mehreren Brennstoff- oder Oxidationsmittelströmen bei unterschiedlichen Eintrittstemperaturen (Wärmefluss zufolge Temperaturgradienten), Systeme mit Wärmeübertragung an Wänden oder Wärmeübertragung durch Strahlung, Systeme mit dispergierten Tröpfchen oder Partikeln (die Teilchen nehmen Wärme auf).

4.3.4 Berücksichtigung der Turbulenz

Die im vorangegangenen Kapitel 4.3.3 beschriebene Methode der Berechnung von Spezies, Dichte und Temperatur liefert nicht-zeitgemittelte Werte. Für die Berechnung der Mittelwerte wird die so genannte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) eingesetzt.

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(f)$ beschreibt den Anteil der Zeit, den die fluktuierende Variable f im Bereich Δf verbringt (siehe in Abb. 4.2 die graphische Darstellung der WDF).

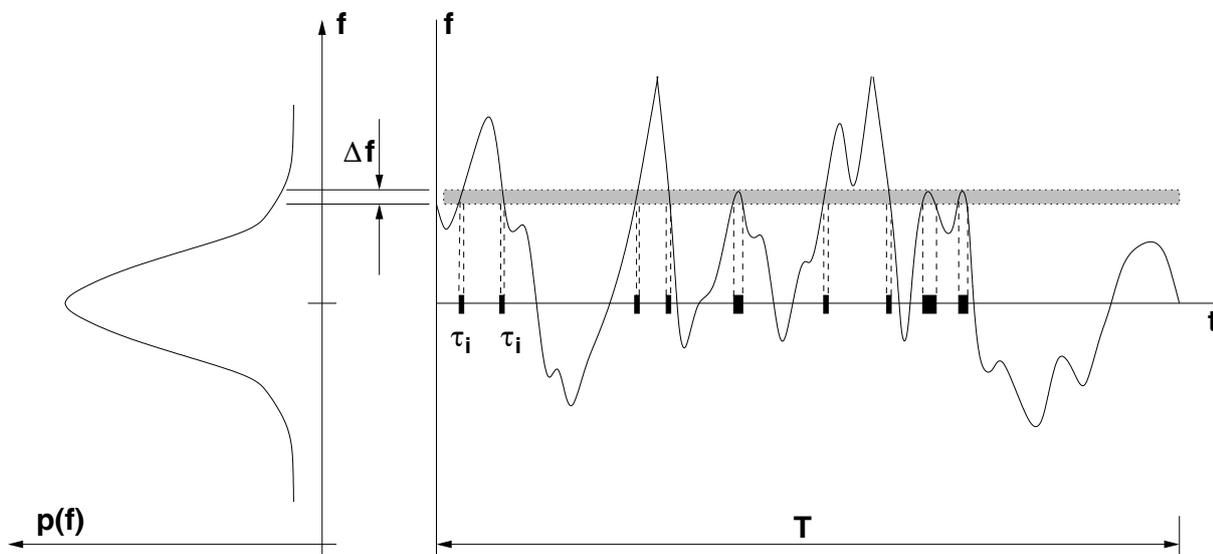


Abbildung 4.2: Graphische Beschreibung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung [15]

Mathematisch ausgedrückt:

$$p(f)\Delta f = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_i \tau_i, \quad (4.64)$$

wobei τ_i die Aufenthaltszeit von f im Bereich Δf ist und das Zeitintervall T gegen unendlich geht. Der Verlauf der Funktion $p(f)$ hängt von den turbulenten Fluktuationen von f ab. Für die Berechnung der WDF lässt sich aus den Spezienbilanzen eine Transportgleichung für die zeitliche Entwicklung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ableiten. Dadurch können die chemischen Reaktionen exakt berechnet werden, da der genaue Verlauf von $p(f)$ bestimmt wird. Eine solche WDF-Transportgleichung ist aber nur mit einem hohen rechentechnischen Aufwand lösbar [43].

Eine einfachere Methode, die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Mischungsbruches zu bestimmen, besteht darin, dass man eine bestimmte Form der Verteilungsfunktion annimmt. In dieser Untersuchung wird eine β -Funktion herangezogen, die durch Mittelwert und Varianz von f bestimmt wird. Anstelle der Transportgleichung für die WDF müssen die Transportgleichungen für Mittelwert und Varianz von f gelöst werden (siehe Gl. (4.59) und (4.60)). Die β -Funktion der WDF wird folgendermaßen berechnet:

$$p(f) = \frac{f^{\alpha-1}(1-f)^{\beta-1}}{\int f^{\alpha-1}(1-f)^{\beta-1} df}, \quad (4.65)$$

wobei α und β nach den Gl. (4.66) und (4.67) festgelegt werden.

$$\alpha = \bar{f} \left[\frac{\bar{f}(1-\bar{f})}{\overline{f'^2}} - 1 \right] \quad (4.66)$$

$$\beta = (1-\bar{f}) \left[\frac{\bar{f}(1-\bar{f})}{\overline{f'^2}} - 1 \right] \quad (4.67)$$

Der Darstellung der skalaren Größe ϕ_i als Funktion von f bei adiabaten Systemen und von f und H^* bei nicht-adiabaten Systemen erfolgte schon in den Gln. (4.61) bzw. (4.62). Als Rechenergebnis von Interesse sind allerdings gemittelte Werte. Für adiabate Systeme gilt:

$$\overline{\phi_i} = \int_0^1 \phi_i(f) p(f) df. \quad (4.68)$$

Die zeitgemittelten Werte für nicht-adiabate Systeme werden nach Gl. (4.69) berechnet:

$$\overline{\phi_i} = \int_0^1 \phi_i(f, \overline{H^*}) p(f) df. \quad (4.69)$$

Die Bestimmung von $\overline{\phi_i}$ erfordert in nicht-adiabaten Systemen die Lösung der Transportgleichung für die zeitgemittelte Enthalpie:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{H^*}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \overline{H^*}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k_t}{c_p} \frac{\partial \overline{H^*}}{\partial x_j} \right) + \tau_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + S_h. \quad (4.70)$$

Der Term S_h in Gl. (4.70) bezieht Quellterme zufolge Strahlung und Wärmeübertragung mit den Wänden in die Rechnung ein.

4.3.5 Modellierung und Lösungsprozeduren

Um Berechnungszeit einzusparen, wird ein Teil der Berechnung, der für den Mischungsbruch/WDF-Ansatz erforderlich ist, unter Verwendung eines Preprozessors durchgeführt. In Abb. 4.3 ist dargestellt, wie die Aufgabenverteilung zwischen dem Preprozessor “prePDF“ und dem Solver geteilt ist.

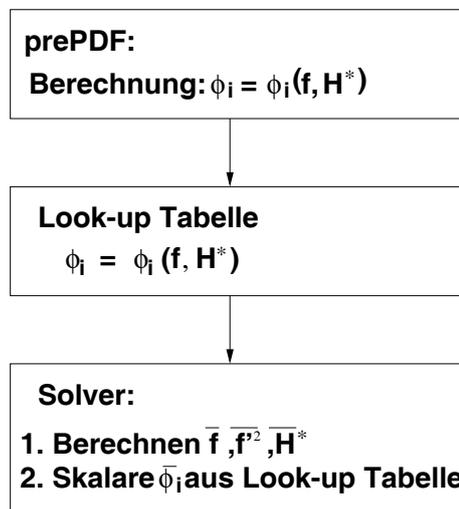


Abbildung 4.3: Trennung der rechentechnischen Aufgaben zwischen Solver und Preprozessor [15]

Der Preprozessor berechnet die augenblicklichen Werte der Temperatur, der Dichte und der Molenbrüche der Spezies und speichert diese in den so genannten “Look-up“-Tabellen. Für die Erstellung der “Look-up“-Tabellen sind die Immediat- und Elementaranalyse des Brennstoffes erforderlich (siehe in Kapitel 3.3 die Holzanalyse).

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(f)$ wird innerhalb des Solvers mit den Werten des Mischungsbruches und dessen Varianz berechnet. Die Mittelung der physikalischen Eigenschaften nach Gl. (4.69) erfolgt ebenfalls innerhalb des Solvers. Die augenblicklichen Werte, die für die Integrationen erforderlich sind, stammen aus den “Look-up“-Tabellen.

4.4 Die Berechnung der Strahlungswärmeübertragung

4.4.1 Der Strahlungsintensitätstransport

Die Basis, auf der alle Methoden zur Lösung des Strahlungsproblems beruhen, ist die Gleichung des Strahlungsintensitätstransportes, Gl. (4.71). Diese wird durch das Anschreiben einer Gleichgewichtsbilanz für monochromatische Strahlungsintensität hergeleitet, die in einer spezifizierten

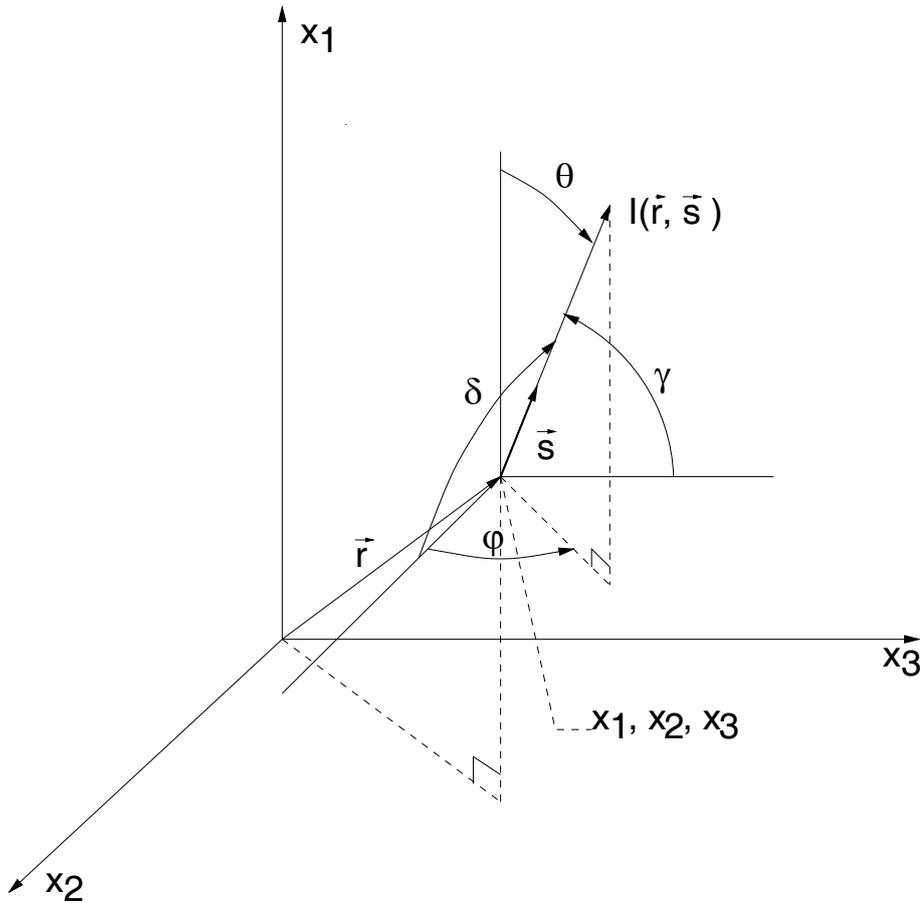


Abbildung 4.4: Koordinatensystem mit Darstellung der Intensität als Funktion von Position und Winkel [37]

Richtung durch ein kleines Volumen läuft [29]. Die Lösung der Integral-Differentialgleichung Gl. (4.71) ist analytisch praktisch nicht möglich und numerisch sehr aufwendig [18].

Die Änderung der Intensität I_λ an der Position \vec{r} entlang der s -Richtung in der Richtung des Einheitsvektors \vec{s} (siehe dazu Abb. 4.4) ist durch die Transportgleichung Gl.(4.71) gegeben [37]

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = a_\lambda I_{\lambda b} - (a_\lambda + \sigma_{s\lambda}) I_\lambda + \frac{\sigma_{s\lambda}}{4\pi} \int_{\omega_i=0}^{4\pi} I_\lambda(s, \omega_i) \Phi(\lambda, \omega, \omega_i) d\omega_i, \quad (4.71)$$

worin $I_\lambda = I_\lambda(\lambda, s, \omega)$ die wellenlängenabhängige Strahlungsintensität und $I_{\lambda b} = I_{\lambda b}(\lambda, s)$ die wellenlängenabhängige Strahlungsintensität des schwarzen Körpers bedeuten. Der Absorptionskoeffizient a_λ , der Streukoeffizient $\sigma_{s\lambda}$ und die Phasenfunktion Φ sind ebenfalls wellenlängenabhängig.

Wenn ein Medium wellenlängenunabhängige Absorptions- und Streukoeffizienten hat (d.h., es gilt $a_\lambda = a$ und $\sigma_{s\lambda} = \sigma_s$), dann wird dieses Medium als grau bezeichnet [37]. Bei Annahme isotroper Streuung in einem Medium wird die Phasenfunktion $\Phi = 1$. Die Integration der Strahlungsintensitäten I_λ und $I_{\lambda b}$ über alle Wellenlängen führt auf Gl. (4.72) [18]

$$I = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda \quad \text{bzw.} \quad I_b = \int_0^\infty I_{\lambda b} d\lambda. \quad (4.72)$$

Die Strahlungstransportgleichung Gl. (4.71) wird für ein graues Medium mit isotroper Streuung unter Anwendung der Gl. (4.72) zu Gl. (4.73) [37]:

$$\frac{dI}{ds} = aI_b - (a + \sigma_s)I + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{\omega_i=0}^{4\pi} I(s, \omega_i) d\omega_i. \quad (4.73)$$

Es ist zweckmäßig, die Richtung s von I in Form der Kugelwinkel θ und φ oder in Form der Richtungsangaben l_i des Koordinatensystems auszudrücken [37]:

$$\frac{d}{ds} = \cos\theta \frac{\partial}{\partial x_1} + \sin\theta \cos\varphi \frac{\partial}{\partial x_2} + \sin\theta \sin\varphi \frac{\partial}{\partial x_3} = l_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + l_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + l_3 \frac{\partial}{\partial x_3}, \quad (4.74)$$

wobei für $l_1 = \cos\theta$, $l_2 = \cos\delta$ und $l_3 = \cos\gamma$ gilt (siehe in Abb. 4.4 das Koordinatensystem für die Berechnung der Strahlungsintensität). Unter Verwendung der optischen Dicke $\kappa = (a + \sigma_s)x$ und des Reflexionsfaktors $\Omega = \sigma_s/(a + \sigma_s)$, erhält Gl. (4.73) die Form [37]

$$\sum_{i=1}^3 l_i \frac{\partial I}{\partial \kappa_i} + I = (1 - \Omega)I_b + \frac{\Omega}{4\pi} \int_{\omega_i=0}^{4\pi} I(s, \omega_i) d\omega_i. \quad (4.75)$$

4.4.2 Die P-N-Methode

Die P-N-Approximation reduziert die Integral-Differentialgleichung Gl. (4.75) des Strahlungstransportes in einem Medium zu Differentialgleichungen, indem die Transportgleichungen mit einem endlichen Satz an Momentengleichungen angenähert werden. Die Momente werden durch Multiplizieren der Transportgleichung mit Potenzen der Cosinuswerte zwischen den Koordinatenrichtungen und der Richtung der Strahlungsintensität erhalten.

Um die P-N-Methode zu entwickeln, wird die Intensität I in eine orthogonale Serie von sphärischen Harmonischen entwickelt [37]

$$I(s, \omega) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l A_l^m(s) Y_l^m(\omega), \quad (4.76)$$

wobei $A_l^m(s)$ die positionsabhängigen Koeffizienten sind, die aus der Lösung bestimmt werden sollen, und $Y_l^m(\omega)$ die winkelabhängigen, normalisierten sphärischen Harmonischen sind, die gegeben sind durch

$$Y_l^m(\omega) = \left[\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right]^{1/2} e^{jm\varphi} P_l^m(\cos\theta), \quad (4.77)$$

wobei $j = \sqrt{-1}$ ist. Für die Bestimmung der sphärischen Harmonischen und der in ihnen enthaltenen Legendre-Polynome $P_l^m(\cos\theta)$ wird auf [37] verwiesen.

Um die P-N-Methode praktisch anzuwenden, wird die Gl. (4.76) nach einer endlichen Zahl von Termen N abgebrochen, sodass gilt $A_l^m(s) = 0$, wenn $l > N$ ist. Allgemein werden in ingenieurtechnischen Strahlungstransportproblemen Terme für $l = 0$ und 1 (P-1-Approximation) bzw. für $l = 0, 1, 2$ und 3 (P-3-Approximation) zurückbehalten. Es ist möglich, Terme höherer Ordnung zurückzubehalten, aber mit jeder Zunahme von N der Reihe von Gl. (4.76) gibt es viel mehr Terme in der Gleichung für die Strahlungsintensität. Geradzahlige Approximationen (P-2-, P-4-Approximation) sind nur wenig genauer als die nächstniedrigere ungeradzahlige Approximation, weshalb nur letztere Approximationen Anwendung finden [37].

Die Koeffizienten $A_l^m(s)$ müssen auch noch ausgewertet werden. Dies wird dadurch gemacht, indem durch Multiplizieren der lokalen Strahlungsintensität mit Potenzen der Cosinuswerte l_i der Koordinaten und durch Integrieren über alle Raumwinkel Momentengleichungen erzeugt werden. Dies resultiert in nullten, ersten, zweiten, dritten und N -ten Momenten:

$$I^{(0)}(s) = \int_{\omega=0}^{4\pi} I(s, \omega) d\omega = \int_{\omega=0}^{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l A_l^m(s) Y_l^m(\omega) d\omega \quad (4.78)$$

$$I^{(i)}(s) = \int_{\omega=0}^{4\pi} l_i I(s, \omega) d\omega = \int_{\omega=0}^{4\pi} l_i \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l A_l^m(s) Y_l^m(\omega) d\omega \quad (4.79)$$

$$I^{(ij)}(s) = \int_{\omega=0}^{4\pi} l_i l_j I(s, \omega) d\omega = \int_{\omega=0}^{4\pi} l_i l_j \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l A_l^m(s) Y_l^m(\omega) d\omega \quad (4.80)$$

$$I^{(ijkl\dots)}(s) = \int_{\omega=0}^{4\pi} l_i l_j l_k l_l \dots I(s, \omega) d\omega = \int_{\omega=0}^{4\pi} l_i l_j l_k l_l \dots \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l A_l^m(s) Y_l^m(\omega) d\omega, \quad (4.81)$$

wobei es für jeden Parameter i, j, k, l, \dots drei Richtungen 1, 2, 3 gibt. Das nullte Moment, dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit, ist die Strahlungsenergiedichte, das erste Moment ist der Strahlungsenergiefluss in der Koordinatenrichtung i , und das zweite Moment, dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit, ist der lokale Spannungs- und Drucktensor. Momente höherer Ordnung haben keine physikalische Bedeutung.

Gl. (4.76) der lokalen Strahlungsintensität wird in die Integrale der Momentengleichungen substituiert, die Reihe wird bei einer gewünschten Stufe abgebrochen und die Integrationen werden ausgeführt. Daraus ergibt sich eine Anzahl algebraischer Gleichungen, aus denen die Koeffizienten $A_l^m(s)$ als Ausdruck der Momente bestimmt werden [37]. Werden diese Ausdrücke für $A_l^m(s)$ in die Gl. (4.76) rücksubstituiert, entsteht die Gleichung für die lokale Strahlungsintensität, im Falle der P-1-Approximation folgt also:

$$I(s, \theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \left(I^{(0)} + 3I^{(1)} \cos \theta + 3I^{(2)} \sin \theta \cos \varphi + 3I^{(3)} \sin \theta \sin \varphi \right). \quad (4.82)$$

Der verbleibende Teil der Lösung ist nun, Ausdrücke für die Momente der Strahlungsintensität zu entwickeln, sodass eine explizite Gleichung für die Strahlungsintensität aus Gl. (4.82) erhalten werden kann. Dies geschieht, indem Differentialgleichungen für die Momente aus der Differentialgleichung des Transportes, Gl.(4.75), erzeugt werden. Das Integral in Gl.(4.75) ist das nullte

Moment $I^{(0)}$, daher wird aus der Gl. (4.75) die Gl.(4.83), die mit Potenzen der Cosinuswerte der Koordinaten multipliziert wird.

$$\sum_{i=1}^3 l_i \frac{\partial I}{\partial \kappa_i} + I = (1 - \Omega)I_b + \frac{\Omega}{4\pi}I^{(0)} \quad (4.83)$$

Die Ergebnisse werden über alle Raumwinkel integriert. Damit ergibt sich für die P-1-Approximation:

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial I^{(i)}}{\partial \kappa_i} = (1 - \Omega)(4\pi I_b - I^{(0)}) \quad (4.84)$$

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial I^{(ij)}}{\partial \kappa_i} = -I^{(j)}, \quad (4.85)$$

wobei für Gl.(4.85) für $j = 1, 2, 3$ gilt, und daher drei Gleichungen entstehen. Bei der P-1-Approximation tritt ein neuer Satz an Unbekannten auf, die Momente zweiter Ordnung $I^{(ij)}$. Um den Satz an Gleichungen zu schließen, müssen Werte für diese Momente gefunden werden. Für das P-1 Modell lautet die angenäherte Schließbedingung:

$$I^{(ij)} = \frac{1}{3}\delta_{ij}I^{(0)}. \quad (4.86)$$

Wie oben beschrieben, ist Gl. (4.79) die Gleichung für den Strahlungsenergiefluß. Anders angeschrieben lautet Gl. (4.79) [37]

$$\vec{q}_r = \int_{\omega=0}^{4\pi} I \vec{s} d\omega. \quad (4.87)$$

Für die Enthalpiegleichung Gl. (4.23) wird aber die Divergenz des Strahlungsenergieflusses gebraucht, also

$$\nabla \vec{q}_r = 4\pi a \left(\frac{\sigma T^4}{\pi} - \bar{I} \right), \quad (4.88)$$

wobei für die gemittelte Strahlungsintensität \bar{I} gilt

$$\bar{I} = \int_{\omega=0}^{4\pi} I d\omega. \quad (4.89)$$

Nach [15] ist der Einfluss der Partikel auf die Divergenz des Strahlungsenergieflusses folgendermaßen inkludiert:

$$\nabla \vec{q}_r = 4\pi \left(a \frac{\sigma T^4}{\pi} + E_p \right) - 4\pi (a + a_p) \bar{I}, \quad (4.90)$$

worin E_p die äquivalente Emission der Partikel und a_p der äquivalente Absorptionskoeffizient der Partikel bedeuten. Diese sind nach den Gl. (4.91) bzw. (4.92) zu berechnen:

$$E_p = \lim_{V \rightarrow 0} \sum_{n=1}^N \epsilon_{pn} A_{pn} \frac{\sigma T_{pn}^4}{\pi V} \quad (4.91)$$

$$a_p = \lim_{V \rightarrow 0} \sum_{n=1}^N \epsilon_{pn} \frac{A_{pn}}{V}. \quad (4.92)$$

Der Strahlungswärmefluss an der Wand $\dot{q}_{r,w}$ ist ein Skalar, der aus dem inneren Produkt des Strahlungsenergieflusses \vec{q}_r und dem nach aussen gerichteten Normalvektor \vec{n} gebildet wird. Der Strahlungswärmefluss $\dot{q}_{r,w}$ wird nach Gl. (4.93) berechnet:

$$\dot{q}_{r,w} = \frac{\epsilon_w}{2(2 - \epsilon_w)} \left(4\sigma T_w^4 - 4\pi \bar{I} \right). \quad (4.93)$$

In [12] werden für Stahl mit oxidierte Oberfläche Emissionskoeffizienten $\epsilon_w = 0.8$ bis 0.95 , für austenitische Stähle von 0.85 bis 0.95 angegeben. Der Emissionskoeffizient ϵ_w für die Wand wurde in dieser Untersuchung mit 0.9 angenommen. Der Strahlungswärmetransport wird bei jeder Iteration der Strömungsberechnung mitgerechnet.

4.4.3 Absorptionskoeffizient der Verbrennungsströmung

Methoden zur Berechnung der Absorptions- und Emissionseigenschaften der Verbrennungsgase hängen nur von Temperatur und Partialdruck der primär beteiligten gasförmigen Spezies ab, die, im Falle der meisten Verbrennungsprozesse, H_2O , CO_2 und CO sind. Während NO_x und SO_x auch stark an Absorption und Emission von Strahlung beteiligt sind, sind die Konzentrationen dieser Spezies gering und können daher vernachlässigt werden. Streuungseffekte können in Verbrennungsgasen auch vernachlässigt werden [9].

In der vorliegenden Arbeit fand zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten des Rauchgases das "Weighted - Sum - of - Gray - Gases"-Modell Anwendung. Die Methode besteht darin, dass ein reales, selektiv emittierendes Gas durch eine Mischung aus mehreren grauen Gasen mit konstanten und temperaturunabhängigen Absorptionskoeffizienten \bar{a}_i repräsentiert wird [6]. Es wird angenommen, dass der Emissionskoeffizient eines realen, selektiv emittierenden Gases gleich dem Gesamtemissionskoeffizienten der Mischung von n realen Gasen ist. Die Berechnung erfolgt mit Gl.(4.94) [6]:

$$\epsilon(T) = \sum_{i=1}^n \delta_i(T) \left(1 - e^{-\bar{a}_i L} \right). \quad (4.94)$$

Die Gewichtungskoeffizienten $\delta_i(T)$ charakterisieren eine Relativfunktion der Strahlungsenergie, die von einem schwarzen Körper bei der gegebenen Temperatur emittiert wird, in verschiedenen Spektralregionen, bei denen bestimmte konstante Werte der Absorptionskoeffizienten \bar{a}_i angenommen werden.

Mit einem solchen Ansatz wird die Temperaturabhängigkeit der Gasemissivität nur durch die Temperaturabhängigkeit der Gewichtungskoeffizienten in die Rechnung einbezogen. Die Charakteristiken des realen Gasstrahlungsspektrums finden durch die absoluten Werte der Absorptionskoeffizienten für jedes der willkürlich gewählten grauen Gase und durch die Koeffizienten $\delta_i(T)$ in der Rechnung Berücksichtigung [6]. Für die genaue Formulierung im Solver wird auf [15] verwiesen.

4.5 Die Modellierung des Partikeltransportes und des Partikelabbrandes

4.5.1 Bewegungsgleichungen der Partikel

Die Berechnung der Trajektorien der Partikelphase erfolgt durch das Integrieren einer Kräftebilanz, die in einem Lagrangeschen Koordinatensystem angeschrieben wird. Diese Kräftebilanz setzt das Beharrungsvermögen des Partikels den Kräften, die auf die Partikel wirken, gleich und kann, z.B. für die x -Richtung, angeschrieben werden als [15]

$$\frac{du_p}{dt} = F_D(u - u_p) + g_x(\rho_p - \rho)/\rho_p + F_x, \quad (4.95)$$

wobei $F_D(u - u_p)$ die Widerstandskraft pro Partikelmasse ist und es gilt

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D Re}{24}. \quad (4.96)$$

Die in Gl. (4.96) angegebene Reynolds-Zahl ist wie folgt zu berechnen:

$$Re = \frac{\rho d_p |u_p - u|}{\mu}. \quad (4.97)$$

Für die Bestimmung des Widerstandskoeffizienten C_D siehe [15]. Mit dem Term F_x wird in der Kräftebilanz eine Kraft berücksichtigt, die zufolge eines Druckgradienten in der Strömung auftritt [15]:

$$F_x = \left(\frac{\rho}{\rho_p} \right) u_p \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (4.98)$$

Bei turbulenter Strömung werden die Trajektorien der Partikel unter Verwendung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} in Gl. (4.95) bestimmt. Wahlweise kann aber der augenblickliche Wert der fluktuierenden Gasgeschwindigkeit

$$u = \bar{u} + u' \quad (4.99)$$

angewendet werden, wie in dieser Untersuchung angewendet, um den Einfluss der Turbulenz auf die Verteilung der Partikel festzulegen. Die Integration von Gl. (4.95) nach der Zeit liefert die Geschwindigkeit der Partikel an jedem Punkt der Trajektorie, die Trajektorie selbst wird nach Gl. (4.100) bestimmt [19]:

$$\frac{dx}{dt} = u_p. \quad (4.100)$$

Für die anderen Koordinatenrichtungen sind Gleichungen zu lösen, die analog zu den Gl. (4.95) und (4.100) sind. Für die festen Wände muss eine Randbedingung für die Partikelbahnberechnung angegeben werden. In der vorliegenden Untersuchung handelt es sich um eine Reflektionsrandbedingung. Das Partikel prallt dabei von der Wand ab, eine eventuelle Änderung des Impulses wird durch einen Rückstellkoeffizienten berücksichtigt. Der Rückstellkoeffizient normal auf die Wand definiert den Betrag des Impulses, den das Partikel nach der Kollision mit der Wand noch aufweist [15]:

$$e_n = \frac{v_{2,n}}{v_{1,n}}. \quad (4.101)$$

Dabei ist v_n die Partikelgeschwindigkeit normal zur Wand und die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf die Geschwindigkeit vor bzw. nach der Kollision. Analoges gilt für den tangentialen Rückstellkoeffizienten e_t . Ein normaler oder tangentialer Rückstellkoeffizient vom Wert 1 besagt, dass das Partikel seinen gesamten normalen und tangentialen Impuls beibehält. Dieser Wert wurde beibehalten, da in der Literatur keine Angaben über die Auswahl des Rückstellkoeffizienten gefunden wurden.

4.5.2 Berechnung von Wärme- und Stofftransport

Da in dieser Untersuchung die Holzstaubpartikel als vollständig flüchtig angenommen sind, finden bei der Modellierung des physikalischen Umsatzes folgende Vorgänge Berücksichtigung:

- Inertes Aufheizen
- Pyrolyse

Die Modellierung des Koksabbrandes ist nicht notwendig und wird daher auch nicht beschrieben.

Inertes Aufheizen

Die Beziehung für inertes Aufheizen eines Feststoffpartikels findet Anwendung, solange die Partikeltemperatur T_p kleiner als die Verdampfungstemperatur T_{vap} ist. Diese Bedingung kann folgendermaßen angeschrieben werden [15]:

$$T_p < T_{vap}. \quad (4.102)$$

Die Gl. (4.102) wird angewendet, bis die Partikeltemperatur die Verdampfungstemperatur erreicht. Ab diesem Zeitpunkt hängt das Verhalten des Partikels von Gl. (4.108) ab. Beim Aufheizen eines Partikels wird eine einfache Wärmebilanz angewandt, um eine Verbindung zwischen der Partikeltemperatur $T_p(t)$, dem konvektiven Wärmeübergang und der Strahlungsabsorption und -emission an der Partikeloberfläche herzustellen [15]:

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = \alpha A_p (T_\infty - T_p) + \epsilon_p A_p \sigma (\theta_R^4 - T_p^4). \quad (4.103)$$

In Gl. (4.103) wird angenommen, dass das Partikel eine gleichmäßige Temperatur hat. Strahlungstransport zum Partikel wird inkludiert, wenn das P-1-Strahlungsmodell aktiviert ist. Die Wärme, die vom Partikel aufgenommen oder abgegeben wird, erscheint als Quelle oder Senke in der angeschlossenen Berechnung der Energiegleichung der kontinuierlichen Phase. Beim Aufheizen der Partikel erfolgt kein Stoffaustausch mit der kontinuierlichen Phase, und die Partikel nehmen auch an keiner chemischen Reaktion teil.

Für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten α des konvektiven Wärmeüberganges findet die Gl. (4.104) Verwendung [15]:

$$Nu = \frac{\alpha d_p}{\lambda_\infty} = 2.0 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3}, \quad (4.104)$$

worin λ_∞ der Wärmeleitkoeffizient der Strömung ist. Die Partikel-Reynoldszahl Re wird mit Gl. (4.97) errechnet. Die Prandtlzahl Pr ist das Ergebnis der Gl. (4.105):

$$Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda_\infty}. \quad (4.105)$$

Pyrolyse

Die Beziehungen für die Pyrolyse werden angewendet, wenn die Temperatur der Partikel größer als die Verdampfungstemperatur T_{vap} ist, und bleiben solange in Anwendung, solange die Partikelmasse m_p die Masse der nichtflüchtigen Bestandteile in den Partikeln übersteigt [15]:

$$T_p \geq T_{vap} \quad (4.106)$$

$$m_p > (1 - f_{v0}) m_{p0}. \quad (4.107)$$

Für die Berechnung der Änderung der Partikelmasse wird das Modell einer einzelnen kinetischen Rate angewendet (siehe auch [19]). Dieses Modell unterstellt, dass die Pyrolyserate vom Betrag der flüchtigen Bestandteile, die im Partikel bleiben, abhängig ist [15]:

$$-\frac{dm_p}{dt} = k(m_p - (1 - f_{v0})m_{p0}). \quad (4.108)$$

Die kinetische Rate k ist vom Arrhenius-Typ und wird durch Vorgabe eines Präexponentialfaktors A_1 und einer Aktivierungsenergie E definiert:

$$k = A_1 e^{-\frac{E}{RT}}. \quad (4.109)$$

Der Wärmetransport zum Partikel während des Pyrolyseprozesses schließt Beiträge von Konvektion, Strahlung und Wärme ein, die während der Pyrolyse aufgenommen wird [15]:

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = \alpha A_p (T_\infty - T_p) + \frac{dm_p}{dt} h_{fg} + A_p \epsilon_p \sigma (\theta_R^4 - T_p^4). \quad (4.110)$$

Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient α wird wie in Gl. (4.104) berechnet.

4.6 Zusammenfassung der Modelle

Die in dieser Untersuchung auftretenden Verbrennungsströmungen sind turbulent. Turbulente Strömungen sind per Definition instationär. Um den mittleren Strömungszustand zu berechnen, wird eine Mittelung der Navier-Stokes-Gleichung durchgeführt. Durch die Mittelung entstehen zusätzliche turbulente Schubspannungen $\tau_{ij,t}$ (Schließungsproblem). Für die Berechnung dieser Schubspannungen werden Turbulenzmodelle verwendet. Bei stark drallbehafteter Strömung, wie sie in dieser Untersuchung auftritt, ist das Reynolds-Spannungs-Modell (RSM) zu empfehlen. Beim RSM wird für jede turbulente Schubspannung $\tau_{ij,t}$ eine eigene Transportgleichung gelöst.

Die Modellierung der Verbrennung von Holzstaub ist aufgrund der hohen Anzahl chemischer Reaktionen sehr kompliziert und aufwendig. Um die Verteilung der chemischen Spezies zu berechnen, wurde in dieser Untersuchung der Mischungsbruch/WDF-Ansatz angewendet. Der Mischungsbruch f beschreibt die lokale chemische Zusammensetzung der reagierenden Strömung. Für diesen Mischungsbruch wird eine Transportgleichung gelöst. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) beschreibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine Variable x einen bestimmten Wert annimmt. Die WDF ist notwendig, um die Mittelwerte der Verteilungen der chemischen Spezies zu berechnen.

Der Strahlungstransport innerhalb einer Strömung wird mit der Transportgleichung der Strahlungsintensität beschrieben. Diese Gleichung ist eine Integral-Differentialgleichung, deren Lösung analytisch praktisch nicht möglich ist. Für die numerische Lösung gibt es mehrere Modelle. In dieser Untersuchung wurde das P-1-Modell verwendet. Bei diesem wird die Strahlungsintensität I in eine orthogonale Reihe sphärischer Harmonischer entwickelt. Die Koeffizienten dieser Reihe werden aus Gleichungen für die Momente der Strahlungsintensität bestimmt. Die Absorptionskoeffizienten der Verbrennungsgase wurden mit dem "Weighted-Sum-of-Gray-Gases"-Modell berechnet. Bei diesem wird angenommen, dass der Emissionskoeffizient eines realen, selektiv emittierenden Gases gleich dem Gesamtemissionskoeffizienten der Mischung von n realen Gasen ist.

Die Partikelbahnberechnung erfolgte mit einer Kräftebilanz, bei der das Produkt aus Partikelmasse und Partikelbeschleunigung den auf das Partikel wirkenden Kräften gleich gesetzt wird. Die Partikel wurden als vollständig flüchtig modelliert, weshalb nur die Partikelpyrolyse, nicht aber der Koksabbrand zu modellieren war. Die Berechnung der Pyrolyse wurde mit einer einzelnen kinetischen Rate berechnet.

Kapitel 5

Berechnungsgeometrien und Berechnungsdaten

Nach der Beschreibung der Berechnungsmodelle in Kapitel 4 folgen nun Angaben über die in dieser Untersuchung verwendeten Berechnungsgeometrien, die Festlegung der Betriebspunkte und die Bestimmung der Berechnungsdaten. Als Abschluss dieses Kapitels wird ein Überblick über den Berechnungsablauf gegeben.

5.1 Berechnungsgeometrien

In der Abb. 5.1 ist die in dieser Untersuchung verwendete Brennkammergeometrie dargestellt. Im Vergleich zur Darstellung der Brennkammer in Abb. 2.2 ist die in dieser Untersuchung verwendete Geometrie stark vereinfacht. Um Rechenzeit zu sparen, wird nur die halbe Brennkammergeometrie als Rechengebiet modelliert (der Schnitt der Brennkammergeometrie erfolgte durch die Brennkammerachse in der $x - z$ -Ebene, siehe Abb. 5.1). Die Berechnung der Umströmung von Primär- und Sekundärbrennkammer ist nicht ausgeführt. Die Filmkühlung des Austrittsrohres findet in der Modellierung keine Berücksichtigung. Die Schnittflächen in der $x - z$ -Ebene der Geometrie sind mit rotationssymmetrischen Randbedingungen versehen. Das Berechnungsgitter selbst ist ein hybrides Gitter, d.h., dass es aus einem strukturierten und einem unstrukturierten Anteil besteht.

Die Berechnungen wurden für verschiedene axiale Distanzen des Brennstoffeintrittes durchgeführt (siehe die in Abb. 5.1 eingetragene Länge l). Drei Längen l wurden angewendet: 146.5 mm, 196.5 mm und 246.5 mm. Die Längenangaben beziehen sich dabei auf die Distanz vom Brennkammerboden bis zur Oberkante des Umlenkkopfes. In der Abb. 5.1 sind rechts von der Berechnungsgeometrie die Bereiche des Brennstoffeintrittes vergrößert dargestellt. Die Skizze mit der Bezeichnung "Umlenkkopf" stellt den Brennstoffeintritt der im Laborbetrieb verwendeten Brennkammer dar. Die Skizze mit der Bezeichnung "Berechnungsgeom." zeigt die Modellierung des Brennstoffeintrittes in dieser Untersuchung. Dabei ist der Bereich, in dem sich der Umlenkkopf befindet, durch einen Kegelstumpf ersetzt. Der Mantel des Kegelstumpfes bildet den Eintritt der Brennstoffförderluft in die Brennkammer. Ergänzend dazu ist in Abb. 5.2 das Berechnungsgitter im Bereich des Brennstoffeintrittes dargestellt. Der Bereich des Berechnungsgitters in der Nähe des Brennstoffeintrittes ist aus Tetraedern gebildet. Berechnungsgitter, die aus Tetraedern aufgebaut sind, nennt man unstrukturierte Gitter. In der Wandnähe der Primärbrennkammer besteht das Berechnungsgitter ebenfalls aus Tetraedern. Der übrige Teil des Berechnungsgitters ist aus würfelförmigen Elementen aufgebaut und wird strukturiertes Gitter genannt. Ein

Berechnungsgitter, das strukturierte und unstrukturierte Teile enthält, wird als hybrides Berechnungsgitter bezeichnet.

Außer der Position des Brennstoffeintrittes wurden auch noch die Primärlufteintritte variiert. Diese Ausführung erfolgt dergestalt, dass der Winkel zwischen der Achse der Primärlufteintritte und der Tangente an die Wand der Primärbrennkammer verändert ist (siehe Abb. 5.3; Ansicht in Richtung Brennkammerboden). Die ersten drei Varianten weisen Winkel von 0° , 30° und 60° für alle drei Primärlufteintritte auf. Die in Abb. 5.3 mit $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ angegebene Variante hat für den obersten Primärlufteintritt einen Winkel von 0° , für den mittleren Primärlufteintritt einen solchen von 30° und für den untersten einen Winkel von 60° .

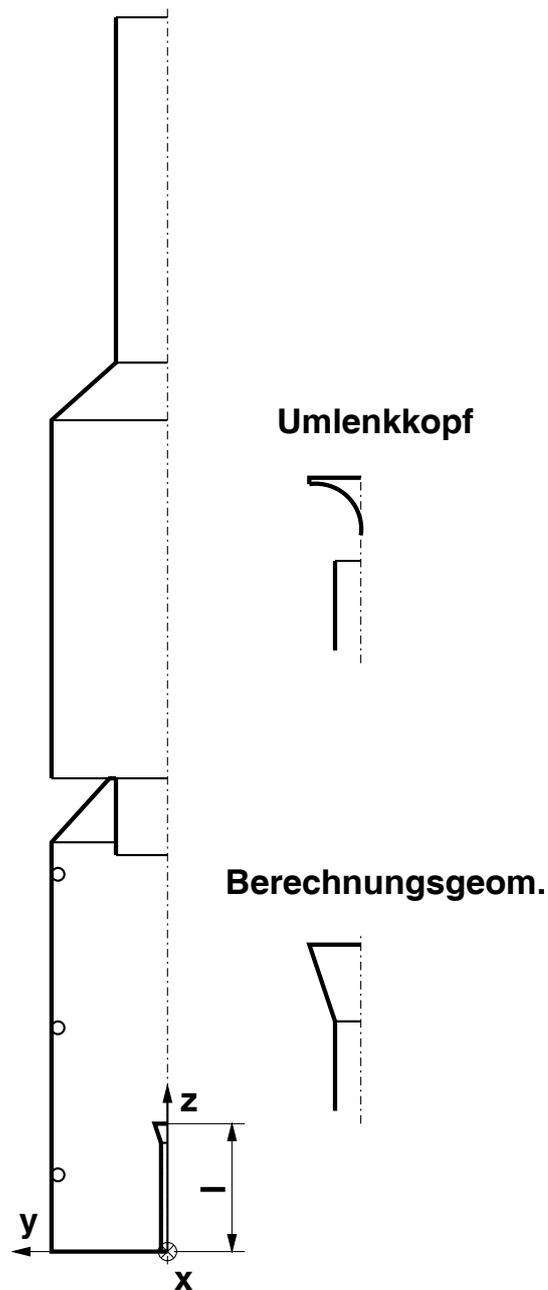


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Berechnungsgeometrie

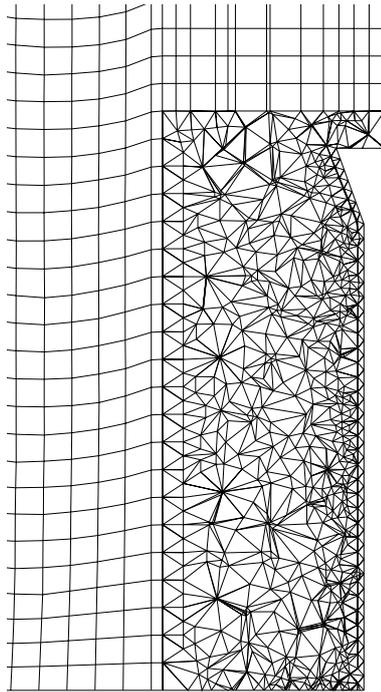


Abbildung 5.2: Berechnungsgitter im Bereich des Brennstoffeintrittes

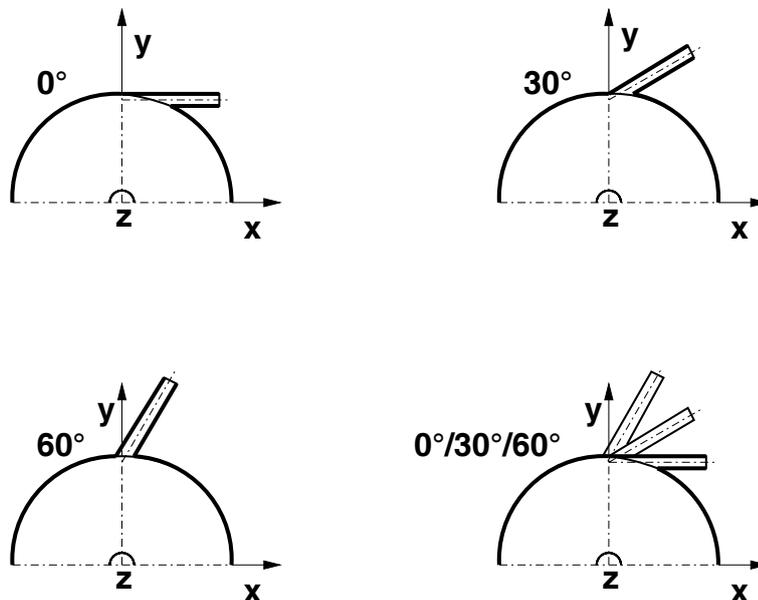


Abbildung 5.3: Variation der Primärlufteintritte

Die Anzahl der Knoten der Berechnungsgitter betrug ca. 76000. Die genaue Anzahl variierte aufgrund der axialen Position des Brennstoffeintrittes und der Primärlufteintritte. Für jede dieser Konfigurationen erfolgten Berechnungen für drei Betriebspunkte.

5.2 Leistungsregelung der Gasturbine

Da die Betriebspunkte einer Gasturbine nicht willkürlich gewählt werden können, sondern von der Leistungsregelung der Gasturbine abhängen, wird ein Überblick über die Arten der Lei-

stungsregelung gegeben. Im Kraftwerksbetrieb werden zwei Methoden zur Leistungsregelung angewandt: Die Änderung des Brennstoffmassenstromes und die Änderung des angesaugten Luftmassenstromes mit einer verstellbaren Verdichtervorleitreihe.

In Abb. 5.4 ist ein Verdichterkennfeld mit zwei Bereichen der Leistungsregelung als Beispiel für den Gasturbinenbetrieb mit verstellbarer Vorleitreihe (VVL) dargestellt. Der Bereich I ist der Bereich des Anfahrens der Gasturbine. In diesem Bereich werden die Betriebspunkte durch Änderung des Brennstoffmassenstromes eingestellt. Die Position der VVL bleibt unverändert. Im Bereich II wird die kombinierte Regelung durch Verstellung der VVL und Änderung des Brennstoffmassenstromes angewendet. Die kombinierte Regelung im Bereich II erfolgt für Gasturbinenleistungen von 65 bis 100 Prozent der Nennleistung. Die VVL-Linien in Abb. 5.4 sind Linien, bei denen die verstellbare Vorleitreihe entsprechend der Gasturbinenleistung eine fixe Öffnungsstellung aufweist. Die Indizes bei VVL in Abb. 5.4 bezeichnen die bei der jeweiligen Stellung der Vorleitreihe erreichte Leistung (65 Prozent der Nennleistung, 75 Prozent der Nennleistung, etc.). Der Massenstrom wird durch Öffnen der VVL vergrößert und der Brennstoffmassenstrom so verändert, dass sich die Turbineneintrittstemperatur nicht ändert ($T_3/T_{30} = const$ -Linie).

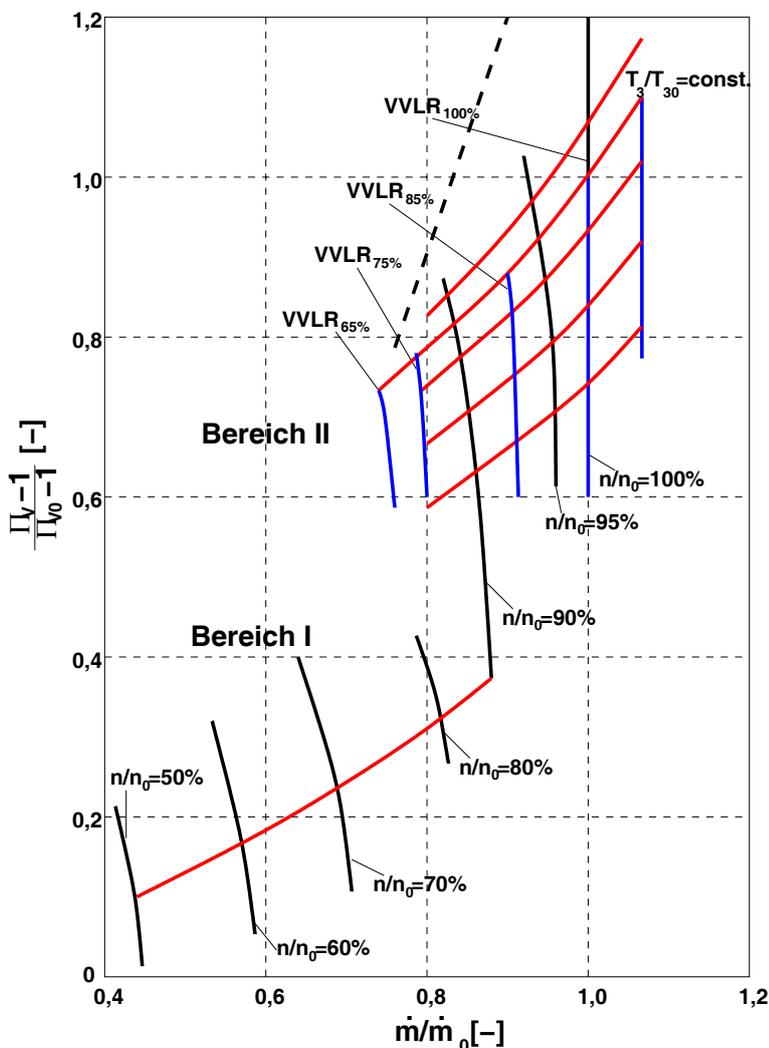


Abbildung 5.4: Verdichterkennfeld mit Turbinenkennlinien [28]

Bei der elektrischen Energieerzeugung in großen Verbundnetzen ist die Einhaltung der Netzfrequenz

quenz von 50 Hz wichtig. Daher erfolgt die Leistungsregelung von Gasturbinen, die für Verbundnetze Strom produzieren, nach der in Abb. 5.4 dargestellten und oben beschriebenen kombinierten Regelung (Verstellung der Vorleitreihe und Änderung des Brennstoffmassenstromes). Die Drehzahl bleibt konstant. Im Vergleich zu großen Verbundnetzen bewegt sich die Netzfrequenz in kleinen Inselnetzen in weiteren Grenzen [23]. Weiters gilt nach [31], dass ein Generator allein die Netzfrequenz wenig bis gar nicht beeinflusst. Somit ergeben sich weitere Möglichkeiten der Leistungsregelung einer Gasturbine. Wenn die Gasturbine keine verstellbare Vorleitreihe aufweist, dann kann der Gasturbinenbetrieb bei kleinen Lastabweichungen in kleinen Inselnetzen mit variabler Drehzahl erfolgen. Der Brennstoffmassenstrom wird dabei so geregelt, dass die Turbineneintrittstemperatur konstant bleibt (siehe Abb. 5.5). Bei der Verwendung von Mikrogasturbinen (Leistungsbereich 25 bis 200 kW) kann der Gasturbinenbetrieb ebenfalls mit variabler Drehzahl erfolgen [26]. Mikrogasturbinen haben je nach Fabrikat Drehzahlen von 50000 bis 100000 U/min. Die Gasturbine und der Generator befinden sich auf einer gemeinsamen Welle und haben daher immer dieselbe Drehzahl. Der so erzeugte Strom hat eine Frequenz, die höher als die Netzfrequenz ist. Mit einem Frequenzumrichter wird der hochfrequente Strom an die Netzfrequenz angepasst. Damit kann auch eine Mikrogasturbine mit variabler Drehzahl betrieben werden, da Ströme mit unterschiedlich hoher Frequenz immer an die Netzfrequenz angepasst werden. Die Regelung des Brennstoffmassenstromes erfolgt dabei so, dass die Turbineneintrittstemperatur konstant bleibt.

Beim Laborbetrieb der Gasturbine mit der zweistufigen Brennkammer werden die Betriebspunkte so eingestellt, dass die Luftzahl der gesamten Brennkammer $\lambda \approx 2$ beträgt. Somit bleibt die Turbineneintrittstemperatur annähernd konstant. Die Drehzahl der Gasturbine ist variabel. In Abb. 5.5 ist diese Betriebsweise schematisch dargestellt. Die $T_3 = \text{const.}$ -Linie ist die Turbinenkennlinie bei konstanter Turbineneintrittstemperatur. Die $n/n_0 = \text{const.}$ -Linien sind die Drehzahlkennlinien des Verdichters. Bei der Linie $n/n_0 = 1$ liegt der Nominalbetriebspunkt mit dem dimensionslosen Massenstromverhältnis $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1$ bzw. dem dimensionslosen Druckverhältnis $\Pi_V/\Pi_{V0} = 1$. Die vorgenannten Drehzahl-, Massenstrom- und Druckverhältnisse mit Werten < 1 bzw. > 1 beziehen sich auf Teillast bzw. Überlast beim Gasturbinenbetrieb.

Beim Gasturbinenbetrieb mit variabler Drehzahl oder Vorleitreihenverstellung hängen Massenstrom und Druck folgendermaßen zusammen: Eine Verringerung des Luftmassenstromes führt zu einer Druckabsenkung, eine Erhöhung des Luftmassenstromes zu einer Druckerhöhung (siehe Abb. 5.5). Die Beschreibung des Zusammenhanges zwischen dem Luftmassenstrom und dem Verdichterdruckverhältnis für Referenzpunkt und Teillastpunkt ist in Kap. 2.5 nachzulesen. Diese Herleitung ist für den Betrieb mit variabler Drehzahl dann gültig, wenn die Drehzahlabweichungen nicht allzu groß sind (siehe Kap. 2.5). Bei großen Drehzahlabweichungen müssen die Durchsatzbeiwerte $\bar{\mu}$ bekannt sein. Der Zusammenhang zwischen Massenströmen und Druckverhältnissen für die Gasturbinenbetriebspunkte wurde in dieser Untersuchung mit Gl. (2.42) berechnet. Mit der Druckänderung ist eine Änderung der Temperaturen am Verdichteraustritt verbunden (die Stoffwerte der Luft wie die spezifische Wärmekapazität oder die Viskositäten ändern sich ebenso). Für die Bestimmung der Verdichteraustrittstemperaturen werden die Verdichterwirkungsgrade benötigt. Diese sind im Verdichterkennfeld eines drehzahlvariablen Verdichters zu bestimmen (siehe Abb. 2.7 in Kap. 2.5).

Die Luft- und Brennstoffmassenströme sind so festzulegen, dass für die drei Betriebspunkte die Luftzahlen λ konstant sind. Für den Gasturbinenbetrieb bedeutet die Festlegung von $\lambda = \text{const.}$, dass die Turbineneintrittstemperatur annähernd konstant bleibt. Bei einer annähernd konstanten Turbineneintrittstemperatur sind die Teillastwirkungsgrade der Gasturbine höher als bei Betrieb mit variabler Turbineneintrittstemperatur. Weiters treten beim Betrieb mit annähernd konstanten Temperaturen geringere Änderungen der Wärmespannungen in den mit Heißgas beaufschlagten Anlagenteilen auf, was sich günstig auf die Lebensdauer auswirkt. Für den Ga-

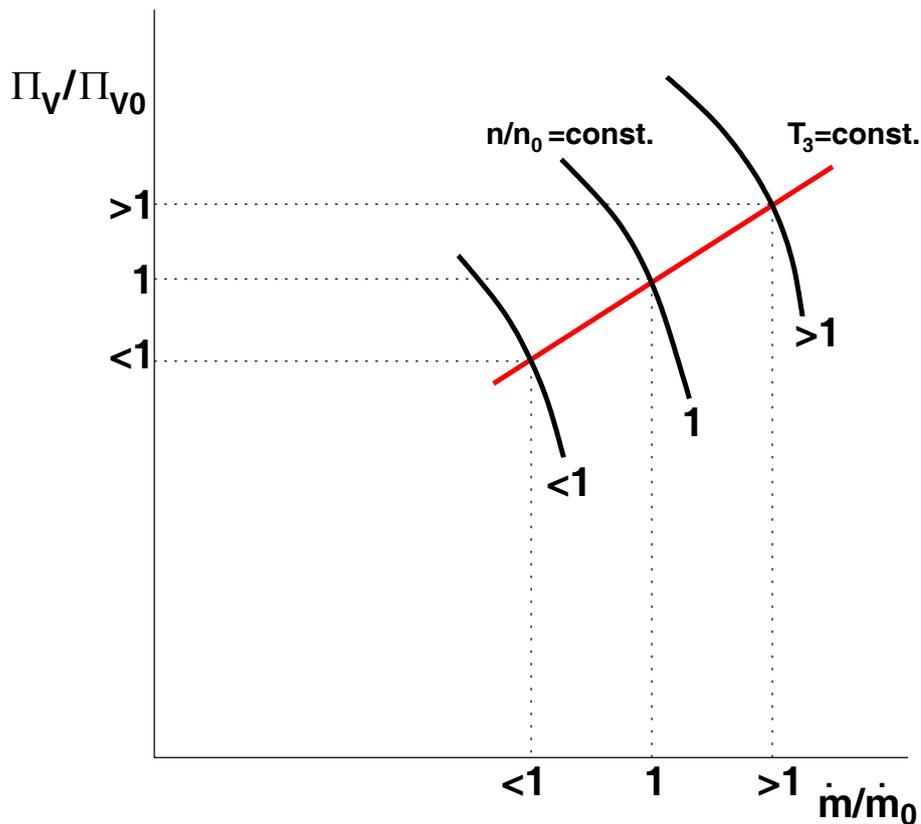


Abbildung 5.5: Gasturbinenbetrieb mit konstanter Turbineneintrittstemperatur und variabler Drehzahl

sturbinenbetrieb mit $\lambda = \text{const.}$ müssen Luft- und Brennstoffmassenstrom verändert werden. Der Luftmassenstrom kann durch Drehzahl- oder Vorleitriihenverstellung variiert werden (bei großen Kraftwerksgasturbinen werden auch mehrere Leitriihen nach der Vorleitriihe verstellt). Der Brennstoffmassenstrom muss für $\lambda = \text{const.}$ dem Luftmassenstrom entsprechend angepasst werden.

Die Festlegung von $\lambda = \text{const.}$ bedeutet außerdem, dass die chemische Zusammensetzung der Stoffströme an den Brennkammereintritten bei allen Betriebspunkten gleich bleibt. Die in den Brennkammern auftretenden Geschwindigkeiten sind von Betriebspunkt zu Betriebspunkt nicht gleich. Die Auswirkungen der unterschiedlichen Geschwindigkeiten und der Verdichteraustrittstemperaturen auf Unterschiede der Rauchgastemperatur und der Rauchgaszusammensetzung am Brennkammeraustritt sind Gegenstand der Kap. 6 und 7.

5.3 Berechnungsdaten und Randbedingungen

In Tab. 5.1 sind die Berechnungsdaten, mit denen die vorliegende Untersuchung durchgeführt wurde, angegeben. Die Zahlenangaben für \dot{m}/\dot{m}_0 in Tab. 5.1 bezeichnen die Betriebspunkte. Die Werte in der Spalte mit $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.0$ sind Messwerte aus dem Laborbetrieb. Die Werte in den Spalten für $\dot{m}/\dot{m}_0 = 0.9$ und $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.1$ sind Betriebspunkte, bei denen die Luft- und Brennstoffmassenströme 90 bzw. 110 Prozent der Massenströme des Referenzpunktes betragen. Die Werte der Luftzahlen λ bleiben bei allen drei Betriebspunkten gleich (siehe die letzten drei Zeilen in Tab. 5.1; vgl. dazu die Bemerkungen über den Gasturbinenbetrieb mit der zweistufigen Brennkammer in Kap. 5.2). Der Betriebsdruck p_{Betr} wird mit dem Verdichterdruckverhältnis Π_V

berechnet, das mit Gl. (2.42) bestimmt wurde (siehe Kap. 2.5). Der Umgebungsdruck p_0 ist für alle Betriebspunkte mit 0.98 bar gleich. Die Temperatur am Verdichteraustritt T_2 ist mit Gl. (2.43) zu berechnen. Der für die Berechnung von T_2 benötigte Verdichterwirkungsgrad η_s ist aus Abb. 2.7 zu bestimmen. Die Förderlufttemperatur T_{FL} hat bei allen Betriebspunkten den gleichen Wert, da die Förderluft in einer separaten Kompressoranlage verdichtet und auf die in Tab. 5.1 angegebene Temperatur rückgekühlt wird.

\dot{m}/\dot{m}_0	[-]	0.9	1.0	1.1
\dot{m}_{prim}	[kg/s]	0.1014	0.1127	0.1240
\dot{m}_{sek}	[kg/s]	0.3083	0.3426	0.3769
\dot{m}_{tert}	[kg/s]	0.1869	0.2077	0.2285
\dot{m}_{FL}	[kg/s]	0.0250	0.0278	0.0306
\dot{m}_{Br}	[kg/s]	0.0400	0.0444	0.0489
T_2	[K]	391	404	413
T_{FL}	[K]	298	298	298
p_{Betr}	[bar]	2.209	2.403	2.601
η_s	[-]	0.7946	0.7790	0.7245
λ_{prim}	[-]	0.5572	0.5572	0.5572
λ_{sek}	[-]	3.067	3.067	3.067
λ_{ges}	[-]	1.92	1.92	1.92

Tabelle 5.1: Berechnungsdaten

Die für die Berechnung notwendige Brennstoffanalyse ist in Kap. 3.3 angegeben. Die Luftfeuchtigkeit wird in der Berechnung nicht berücksichtigt.

Diese Daten werden benötigt, um die Randbedingungen der Berechnungen festzulegen. Die Eintritte der Massenströme sind dabei als Geschwindigkeitseintritte modelliert. Die notwendigen Geschwindigkeiten hierfür sind aus den Daten in Tab. 5.1 zu berechnen. Die Ausströmrandbedingung wird für den Brennkammeraustritt verwendet. Bei dieser Ausströmrandbedingung ist der Diffusionsfluss für alle Variablen am Brennkammeraustritt Null. Dies trifft für voll entwickelte Strömungen zu. Voll entwickelte Strömungen sind solche, bei denen sich das Profil der Strömungsgeschwindigkeit in Strömungsrichtung nicht mehr ändert. Quer zur Strömungsrichtung können Gradienten der Variablen sehr wohl auftreten. Als Eintrittsrandbedingungen für die Turbulenzgrößen werden eine Turbulenzintensität von 0.1 und ein Turbulenz-Viskositätsverhältnis (Verhältnis von turbulenter zu laminarer Viskosität) von 10 gewählt.

Für die Partikelbahnberechnung ist der Eintritt der Partikel als Gruppeninjektion zu modellieren. Dabei haben alle Partikel einen gemeinsamen Startpunkt beim Förderlufteintritt. Dreihundert Partikel repräsentieren das Spektrum der Durchmesservertellung der Brennstoffpartikel nach Abb. 3.1. Die Startgeschwindigkeit der Partikel ist niedriger zu wählen als die Strömungsgeschwindigkeit im Bereich des Förderlufteintrittes.

Als thermische Randbedingungen an den Wänden sind abgesehen vom Brennkammerboden und den Wänden der Primärlufteintritte konvektive Wärmeübergänge festzulegen. Für den Brennkammerboden und die Wände der Primärlufteintritte werden adiabate Wände angenommen. Für die Wände mit konvektivem Wärmeübergang werden Wärmeübergangskoeffizienten α_a für die Aussenseite der Wand nach [42] für den konzentrischen Ringspalt berechnet. Die Werte der Wärmeübergangskoeffizienten α_a betragen 12 bis $48 \text{ W/m}^2\text{K}$. In die Formeln zur Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten gehen die dynamische Viskosität und die Prandtl-Zahl von Luft ein. Diese Größen sind aus den in [42] tabellierten Werten für die in Tab. 5.1 angegebenen

Betriebsdrücke und Verdichteraustrittstemperaturen zu interpolieren. Für die Einbeziehung des Stahlliners und der keramischen Isolierung in die Randbedingung ist ein Wärmedurchgangskoeffizient k zu berechnen. Bei der keramischen Isolierung handelt es sich um eine Stopfisolierung aus Steinwolle. Der Sinn dieser Isolierung ist, die Wärmeverluste von Primär- und Sekundärbrennkammer zu verringern, um die Aufheizzeiten zu verkürzen und somit die Inbetriebnahme zu erleichtern.

Die allgemeine Formel zur Berechnung eines Wärmedurchgangskoeffizienten k bei einer aus mehreren Schichten aufgebauten Wand lautet nach Gl. (5.1):

$$k = \frac{1}{A_a \left(\frac{1}{\alpha_i A_i} + \sum_j \frac{\delta_j}{\lambda_j A_{m_j}} + \frac{1}{\alpha_a A_a} \right)}. \quad (5.1)$$

In Gl. (5.1) sind A_i bzw. A_a die Flächen der Wandinnen- bzw. der Wandaußenseite, A_{m_j} ist die mittlere Fläche der jeweiligen Schichten j . Die Wärmeübergangskoeffizienten α_i bzw. α_a sind die Wärmeübergangskoeffizienten der Wandinnen- und der Wandaußenseite. Die Wanddicken der einzelnen Schichten werden mit δ_j bezeichnet, die Wärmeleitkoeffizienten der einzelnen Schichten mit λ_j .

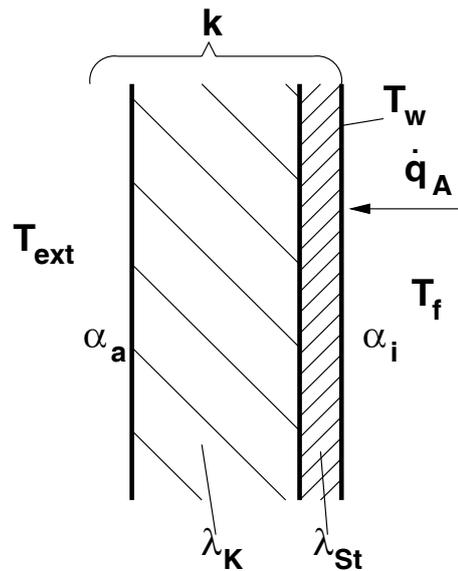


Abbildung 5.6: Wärmedurchgangskoeffizient dieser Untersuchung

Der Wärmeübergangskoeffizient α_i wird in dieser Untersuchung vom Solver berechnet. Die Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten k erfolgt daher unterschiedlich zu Gl. (5.1). In Abb. 5.6 ist dargestellt, dass der Wärmedurchgangskoeffizient k dieser Untersuchung den Wärmeübergangskoeffizienten α_a und die Wärmeleitkoeffizienten λ_{St} für den Stahlliner und λ_K für die Keramikisolierung umfasst. Im Solver erfolgt die Berechnung der Wärmestromdichte \dot{q}_A nach Gl. (5.2) [15]:

$$\dot{q}_A = \alpha_i (T_w - T_f) + \dot{q}_{r,w} = k (T_{ext} - T_w), \quad (5.2)$$

wobei der Wärmeübergangskoeffizient α_i , die Wandtemperatur T_w und die Fluidtemperatur T_f vom Solver berechnet werden. Die externe Fluidtemperatur T_{ext} muss ebenso wie der Wärmedurchgangskoeffizient k vorgegeben werden, damit die thermische Randbedingung vollständig

erfüllt ist. Als externe Fluidtemperaturen T_{ext} finden die Verdichteraustrittstemperaturen Verwendung. Die Wärmestromdichte $\dot{q}_{r,w}$ wird mit Gl. (4.93) berechnet.

Der Wärmedurchgangskoeffizient k ist nach Gl. (5.3) mit den Wärmeleitfähigkeiten des Stahl liners $\lambda_{St} = 24 \text{ W/mK}$ (nach [42] für einen Stahl mit der Werkstoffangabe X 10 NiCrAlTi 32 20) und der Keramikisolierung $\lambda_K = 0.24 \text{ W/mK}$ [1] zu berechnen:

$$k = \frac{1}{A_{aK} \left(\frac{\delta_{St}}{\lambda_{St} A_{mSt}} + \frac{\delta_K}{\lambda_K A_{mK}} + \frac{1}{\alpha_a A_{aK}} \right)}, \quad (5.3)$$

worin δ_{St} und δ_K die Wandstärken des Stahl liners bzw. der Isolierung sind. Die mittleren zylinder- bzw. kegelförmigen Flächen A_{mSt} und A_{mK} des Stahl liners und der Isolierung sind nach [4] mit den zylinder- bzw. kegelförmigen Begrenzungsflächen A_a und A_i der jeweiligen Schichten folgendermaßen zu berechnen:

$$A_{mSt} = \frac{A_{aSt} - A_{iSt}}{\ln \left(\frac{A_{aSt}}{A_{iSt}} \right)}, \quad (5.4)$$

$$A_{mK} = \frac{A_{aK} - A_{iK}}{\ln \left(\frac{A_{aK}}{A_{iK}} \right)}. \quad (5.5)$$

5.4 Ablauf der Berechnung

Für die Berechnung der Verbrennungsströmung muss ein Berechnungsgitter mit einem Preprozessor des Solvers erstellt werden. Die verschiedenen Ausführungen der Berechnungsgeometrien sind schon in Kap. 5.1 beschrieben. Die Berechnungsgeometrie ist zu kompliziert, um sie in einem Schritt zu vernetzen. Die Brennkammergeometrie muss daher in mehrere Teilgeometrien zerlegt werden, die leichter vernetzbar sind. Es ist darauf zu achten, dass die Grenzflächen der Teilgeometrien miteinander verbunden sind, damit ein kontinuierliches Berechnungsgitter entsteht. Weiters ist im Preprozessor festzulegen, welche Randflächen des Berechnungsgitters Strömungsein- bzw. Strömungsausgänge sind. Danach ist das Berechnungsgitter zu exportieren. Das Berechnungsgitter wird in den Solver importiert und von diesem getestet. Falls bei diesem Test eine Fehlermeldung auftritt, muss das Berechnungsgitter modifiziert werden.

Zur Berechnung der nicht-reagierenden Strömung sind folgende Einstellungen im Solver vorzugeben:

- Berechnungsmodus: segregiert, implizit, dreidimensional (siehe [15])
- Turbulenzmodell: Reynolds-Spannungs-Modell
- Berechnung der Energiegleichung aktivieren
- Vorgabe des Fluides (trockene Luft) und des Materials der festen Wände
- Vorgabe des Betriebsdruckes
- Eingabe der Randbedingungen (siehe Kap. 5.3)

Die Berechnung der nicht-reagierenden Strömung erfolgt bis zum Unterschreiten der Konvergenzgrenzen. Da die Strömungseintritte als Geschwindigkeitseintritte modelliert sind, müssen die Massenströme auf ihre Übereinstimmung mit den in Tab. 5.1 angegebenen Werten kontrolliert werden. Gegebenenfalls sind die Geschwindigkeiten an den Eintritten entsprechend zu korrigieren.

Die Berechnungsfiles der nicht-reagierenden Strömung werden um die Teilmodelle erweitert, die für die Berechnung der Verbrennungsströmung erforderlich sind. Dazu gehören das Mischungsbruch/WDF-Modell für die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der Verbrennungsgase, die Vorgaben für die Partikelbahnberechnung und die Aktivierung des Strahlungsmodelles. Dabei gilt für die einzelnen Teilmodelle folgendes:

- Mischungsbruch/WDF-Modell: Nach dem Aktivieren dieses Modelles wird das mit einem Preprozessor vorbereitete Datenfile zur Berechnung der chemischen Zusammensetzung der Verbrennungsgase in den Solver eingelesen. Für die Berechnung dieses Datenfiles im Preprozessor sind in letzterem die chemische Zusammensetzung des Brennstoffes, der Betriebsdruck, die nicht-adiabaten Verbrennungsverhältnisse, die Gleichgewichtschemie, die β -WDF und alle in der Verbrennungsströmung auftretenden Spezies einzugeben.
- Partikelbahnberechnung: Angaben über die Randbedingungen der Partikelbahnberechnung erfolgten bereits in Kap. 5.3. Der Austausch von Strahlungswärme zwischen Partikel und Verbrennungsströmung ist zu aktivieren. In Kap. 4.5.2 ist bereits ausgeführt, dass die Rückstellkoeffizienten der Partikel beim Stoss an der Wand gleich 1 zu setzen sind. Nach vierzig Iterationen der Strömungsberechnung erfolgt die Berechnung der 300 Partikelbahnen. Dann aktualisiert der Solver die chemische Zusammensetzung der Verbrennungsströmung. Anschließend werden wieder vierzig Iterationen der Strömungsberechnung ausgeführt usw.
- Strahlungsmodell: Es werden das P-1-Modell für die Strahlungsberechnung und das "Weighted-Sum-of-Gray-Gases"-Modell zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten der Verbrennungsströmung aktiviert. Die Emissionskoeffizienten der Wand sind $\epsilon_w = 0.9$ (siehe Kap. 4.4.2).

Um die Berechnung der Verbrennungsströmung stabil zu halten, wurden die Unterrelaxationsfaktoren ¹ um den Faktor 10 verringert. Für die Berechnung der Verbrennungsströmung wurden 40000 Iterationen ausgeführt, um die Residuen auf einem niedrigen Niveau im Bereich von 10^{-5} bis 10^{-6} einschwingen zu lassen.

¹Die Unterrelaxation ist die Methode, mit der die Änderung einer Größe ϕ während des Iterationsprozesses kontrolliert wird (siehe [15]).

Kapitel 6

Strömungsfelder und Partikelabbrand

6.1 Konturdarstellungen von Geschwindigkeiten, Temperaturen, Spezienverteilungen und die Luftzahl für die 0-Grad-Primärlufteintritte bei einer axialen Distanz des Brennstoffeintrittes von 196.5 mm und einem Massenstromverhältnis von 1

Um einen Eindruck über die Geschwindigkeits- und Temperaturfelder sowie die Verteilungen diverser Spezien und der Luftzahl λ bei der reagierenden Strömung in der Brennkammer zu erhalten, sind nachfolgend farbige Konturdarstellungen von Geschwindigkeiten, Temperaturen, diversen Spezien und der Luftzahl λ für verschiedene Schnittflächen der Brennkammergeometrie dargestellt. Die Farben stellen dabei die Wertebereiche der jeweiligen physikalischen Werte dar. Der gesamte Wertebereich ist in allen Abbildungen in zwanzig gleich große Bereiche unterteilt. Dem niedrigsten Wertebereich ist die Farbe dunkelblau zugeordnet, dem höchsten Wertebereich die Farbe dunkelrot. In den Abbildungen sind bei den Farbskalen elf Zahlen angegeben. Die Differenz aus zwei benachbarten Zahlen wird halbiert und zur niedrigeren Zahl addiert. Somit ist der Wertebereich festgelegt, der durch eine Farbe repräsentiert wird.

In Abb. 6.1 sind die Schnittflächen der Auswertung dargestellt. Die Querschnittsflächen der Positionen 1 bis 12 sind Ebenen parallel zur $x - y$ -Ebene. Die Positionen 1 bis 6 liegen in der Primärbrennkammer, die Positionen 7 bis 12 in der Sekundärbrennkammer. Die 0° -Meridianschnittfläche liegt in der $x - z$ -Ebene und reicht von der Brennkammerachse bis zur Brennkammerwand. Alle anderen Meridianschnittflächen entstehen durch Rotation der 0° -Meridianschnittfläche um die Brennkammerachse in Winkelabständen von 30° , 60° , ... usw. Da die Schnittflächen der $x - z$ -Ebene mit rotationssymmetrischen Randbedingungen versehen wurden, sind die physikalischen Werte bei den $+x$ - und $-x$ -Werten identisch. Die Erstellung einer 180° -Meridianschnittfläche ist daher nicht nötig.

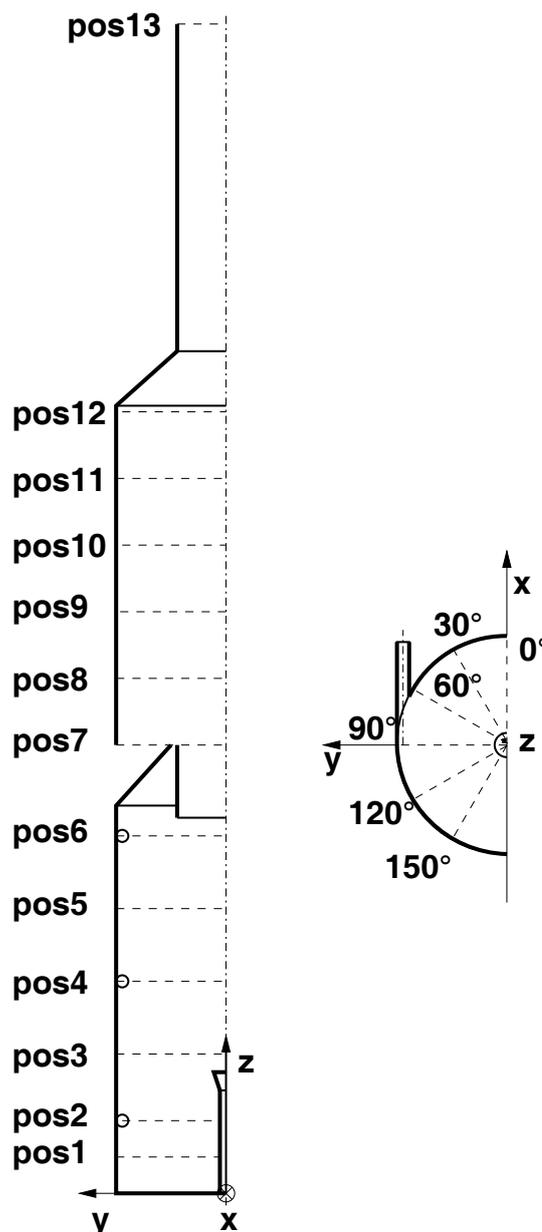


Abbildung 6.1: Positionen der Auswerteflächen

6.1.1 Axialgeschwindigkeiten

In den Abb. 6.2 bis 6.5 sind die Verteilungen der Axialgeschwindigkeiten (Einheit $[m/s]$) dargestellt. Wie aus den Abb. 6.2 bis 6.3 ersichtlich ist, sind die Axialgeschwindigkeitsfelder in den Meridianschnitten sehr ähnlich. Die Geschwindigkeitsskalierung der Radialschnitte der Brennkammer in den Abb. 6.4 und 6.5 reicht von $-4.93 m/s$ bis $30 m/s$, um die Geschwindigkeitsabstufungen deutlicher darstellen zu können.

In der Primärbrennkammer treten im Bereich des Brennkammerbodens, der Brennkammerwand und im Kegelbereich niedrige bzw. negative Axialgeschwindigkeiten auf. Die Axialgeschwindigkeiten nehmen in negativer radialer Richtung und im Bereich des Eintauchrohres zu (vgl. auch die Querschnitte der Brennkammer bei den Positionen 6 und 7 in den Abb. 6.4 und 6.5).

In der Sekundärbrennkammer wird die Axialgeschwindigkeit in negativer radialer Richtung

größer. Von Position 11 zu Position 12 bleibt die Axialgeschwindigkeitsverteilung gleich (siehe die Querschnitte der Sekundärbrennkammer in Abb. 6.5). Die höchsten Axialgeschwindigkeiten treten in der Brennkammer im Austrittsrohr auf.

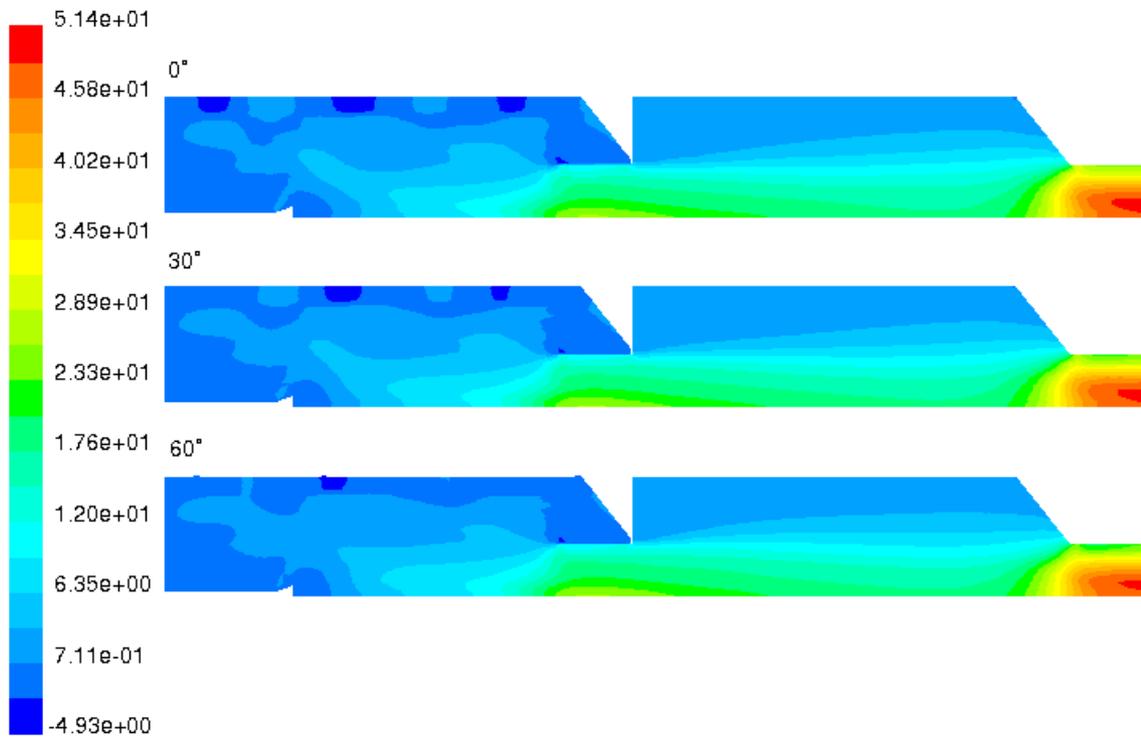


Abbildung 6.2: Axialgeschwindigkeiten für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

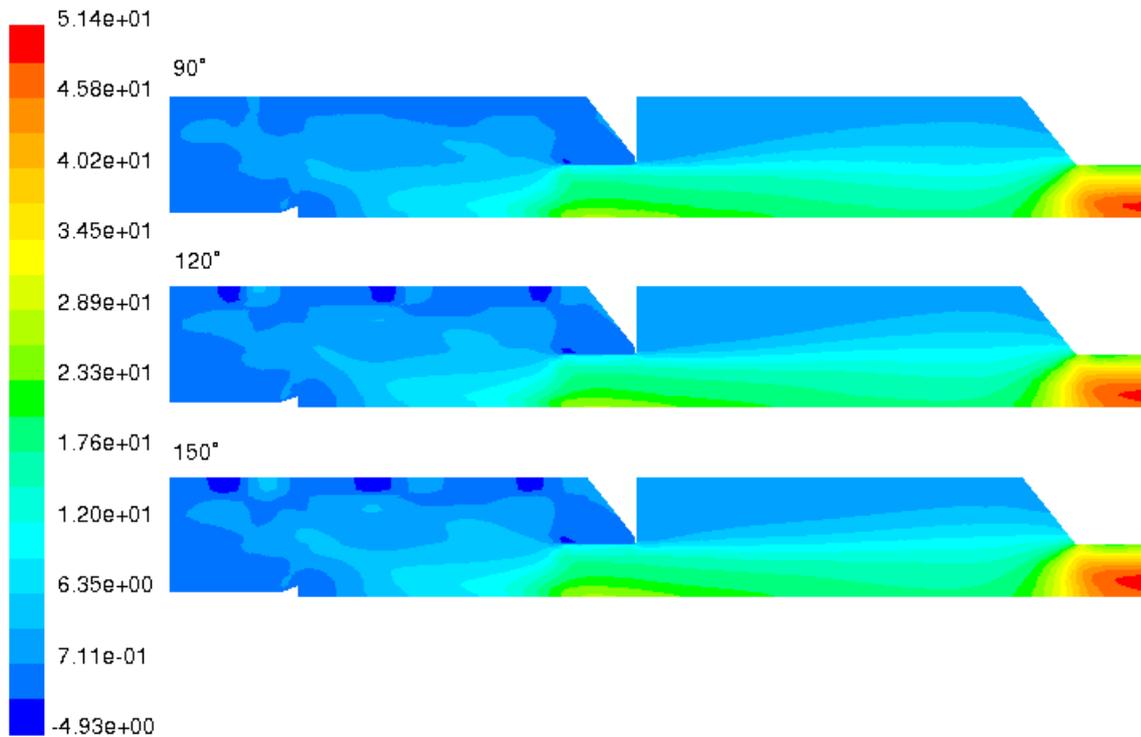


Abbildung 6.3: Axialgeschwindigkeiten für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

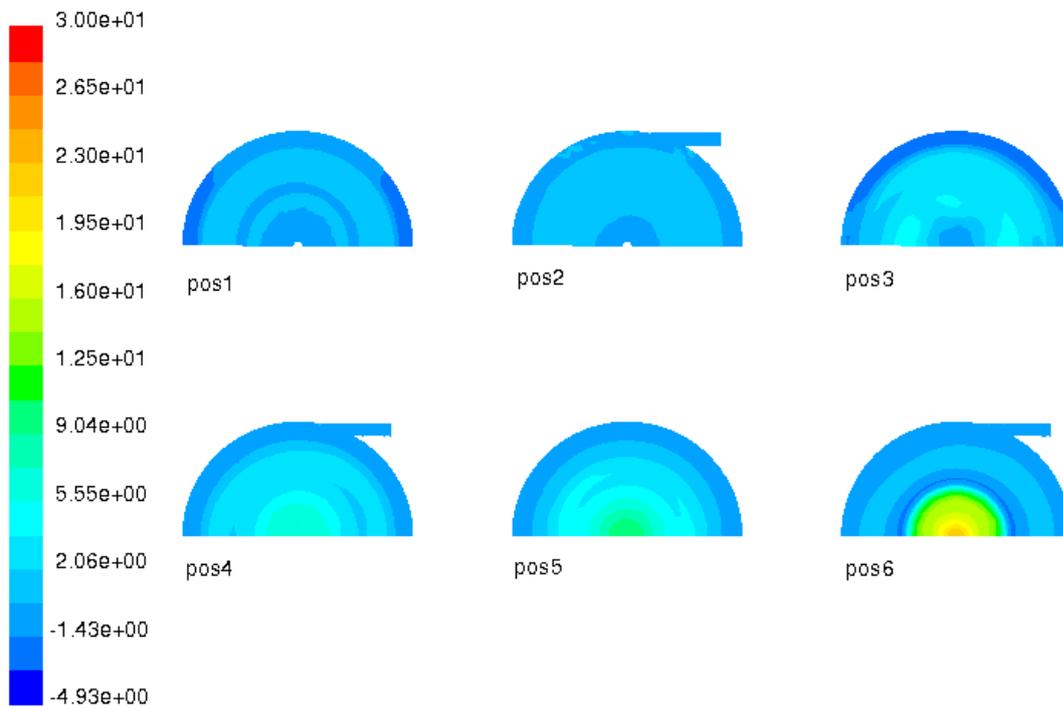


Abbildung 6.4: Axialgeschwindigkeiten der Primärbrennkammer

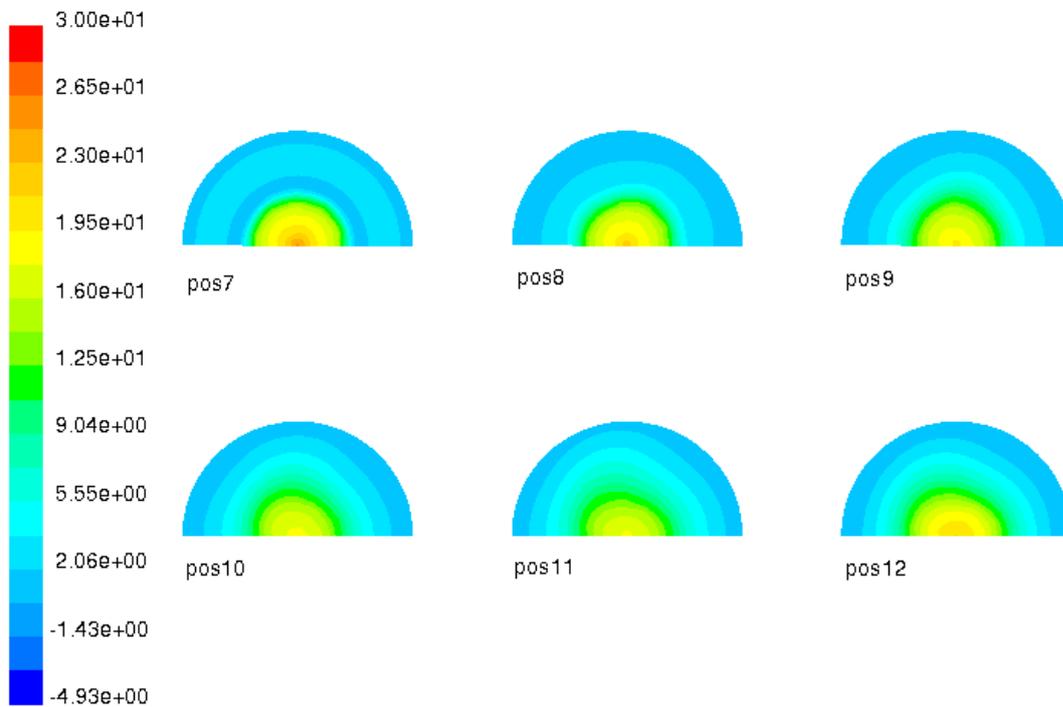


Abbildung 6.5: Axialgeschwindigkeiten der Sekundärbrennkammer

In den Abb. 6.6 bis 6.8 sind die Bereiche mit Axialgeschwindigkeiten von -4.93 m/s bis 0 m/s dargestellt, um die Rückströmzonen hervorzuheben. Die Auswertung der negativen Axialgeschwindigkeiten erfolgt nur für die Meridian- und Radialschnitte der Primärbrennkammer, da in der Sekundärbrennkammer keine negative Axialgeschwindigkeit auftritt.

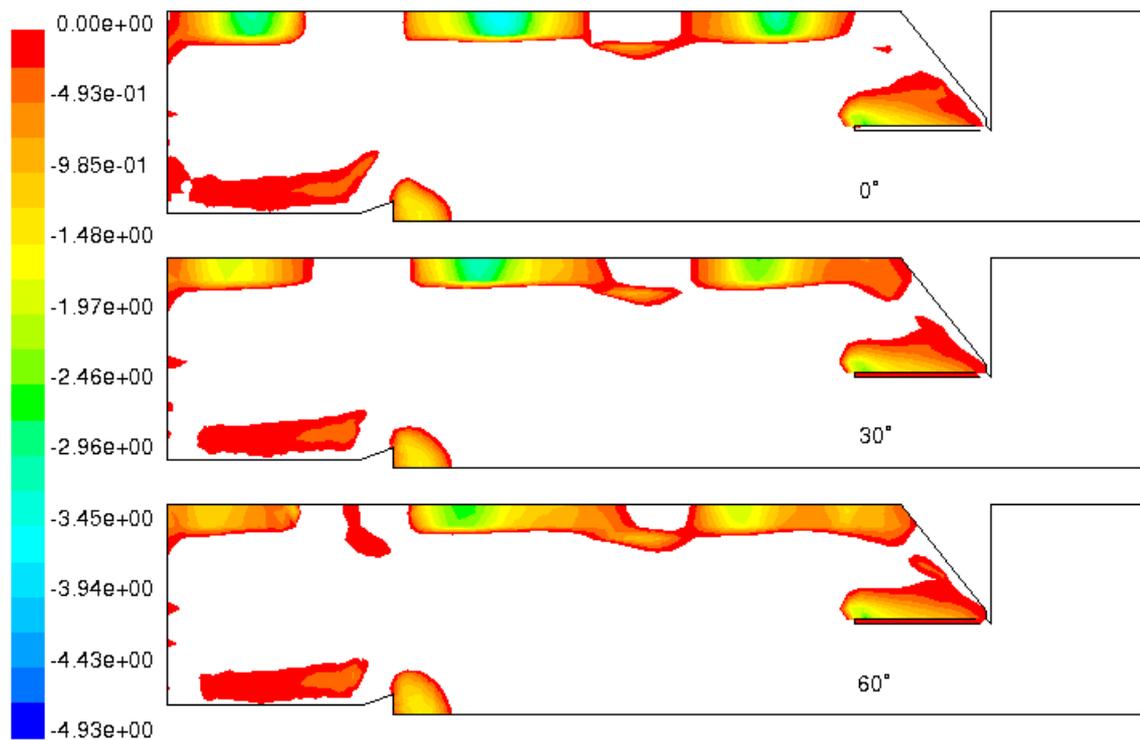


Abbildung 6.6: Negative Axialgeschwindigkeiten für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

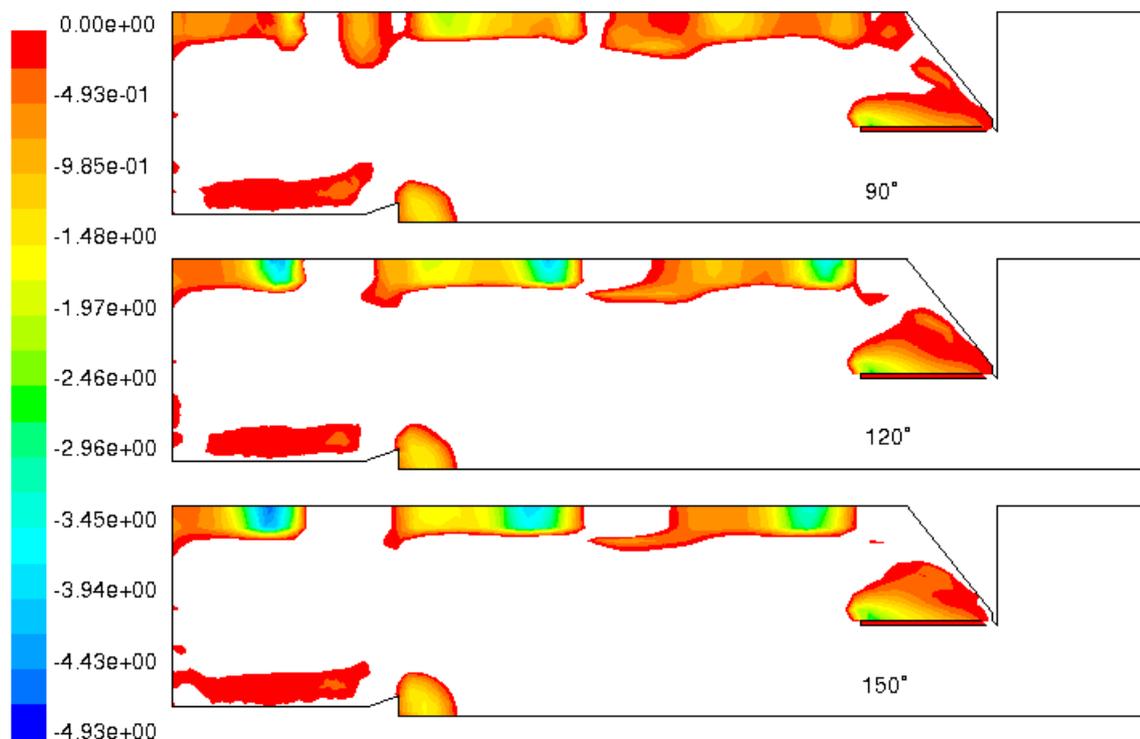


Abbildung 6.7: Negative Axialgeschwindigkeiten für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

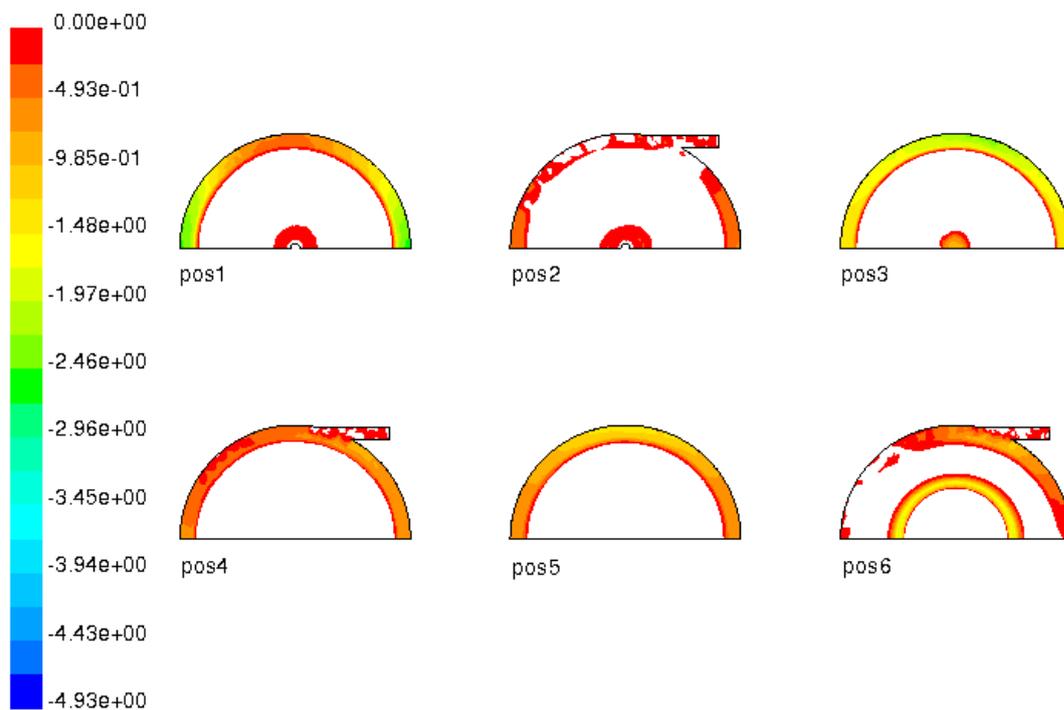


Abbildung 6.8: Negative Axialgeschwindigkeiten der Primärbrennkammer

Größere Gebiete mit negativen Axialgeschwindigkeiten treten in Wandnähe der Primärbrennkammer auf, beim Tauchrohr im Kegelbereich sowie beim Brennstoffeintritt, wo die Strömungsablösung eine Rückströmung verursacht. Entlang des Brennstoffeintrittsrohres liegt ein Gebiet mit 0 m/s bis -0.493 m/s Axialgeschwindigkeit. Für die Radialschnitte in der Abb. 6.8 gilt, dass an allen Positionen außer an den Positionen 2 und 6 in Umfangsrichtung durchgehend in Wandnähe negative Axialgeschwindigkeit auftritt.

Die Auswirkungen von Rückströmzonen in Wandnähe sind zweierlei: Einerseits werden Brennstoffpartikel in Wandnähe in Richtung Brennkammerboden befördert und damit am Austritt aus der Brennkammer gehindert, andererseits verstärken die Rückströmzonen die Flammenstabilisierung (siehe Kap. 2.1).

6.1.2 Tangentialgeschwindigkeiten

Die Abb. 6.9 bis 6.12 sind die Verteilungen der Tangentialgeschwindigkeiten (Einheit $[m/s]$) zu sehen. In Richtung der Primärlufteintritte ist die Tangentialgeschwindigkeit positiv. Zuzufolge der Zyklonströmung, die durch die Primärlufteintritte verursacht wird, nimmt die Tangentialgeschwindigkeit von der Brennkammerwand zur Brennkammerachse hin ab. Die höchsten Werte der Tangentialgeschwindigkeit treten an den Positionen 2, 4 und 6 auf. Bei diesen Positionen sind die Primärlufteintritte angeordnet (siehe den 90° -Meridianschnitt in Abb. 6.10 und die Querschnitte der Primärbrennkammer bei den Positionen 2, 4 und 6 in Abb. 6.11). Diese Spitzenwerte der Tangentialgeschwindigkeiten nehmen in Umfangsrichtung ab.

Das Vergasungsprodukt der Primärbrennkammer tritt mit einer Tangentialgeschwindigkeitskomponente aus der Primärbrennkammer aus (siehe Radialschnitte von Position 7 bis 12 in Abb. 6.12). Dadurch wird die in der Sekundärbrennkammer auftretende Drallkomponente der Strömung verursacht, da die Sekundärluft in die Sekundärbrennkammer drallfrei einströmt. In

Richtung der Brennkammerachse nimmt die Tangentialgeschwindigkeit ab, sie ist aber am Brennkammeraustritt größer null. In Wandnähe der Sekundärbrennkammer treten geringe negative Tangentialgeschwindigkeiten auf.

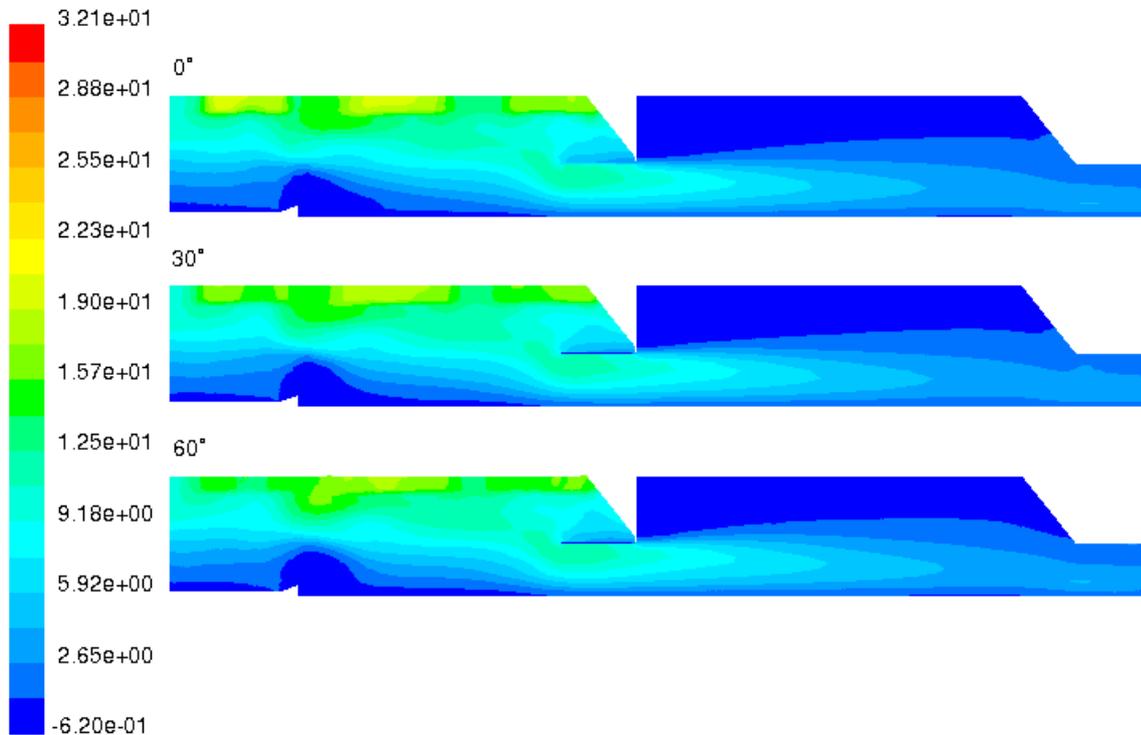


Abbildung 6.9: Tangentialgeschwindigkeiten für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

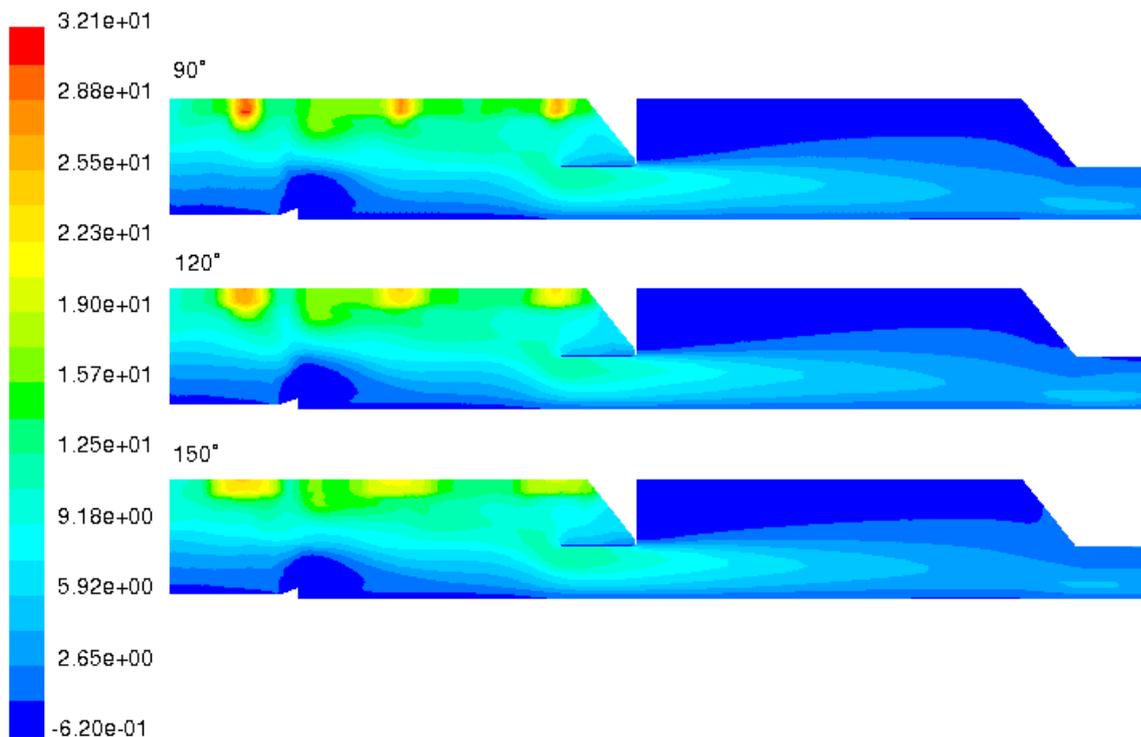


Abbildung 6.10: Tangentialgeschwindigkeiten für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

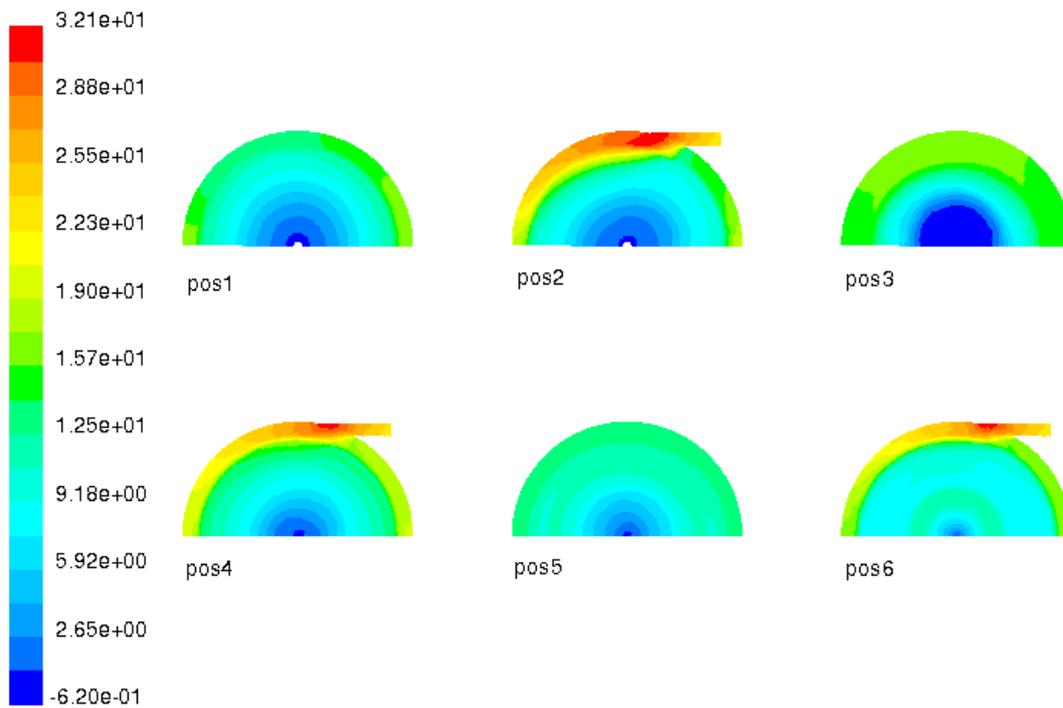


Abbildung 6.11: Tangentialgeschwindigkeiten der Primärbrennkammer

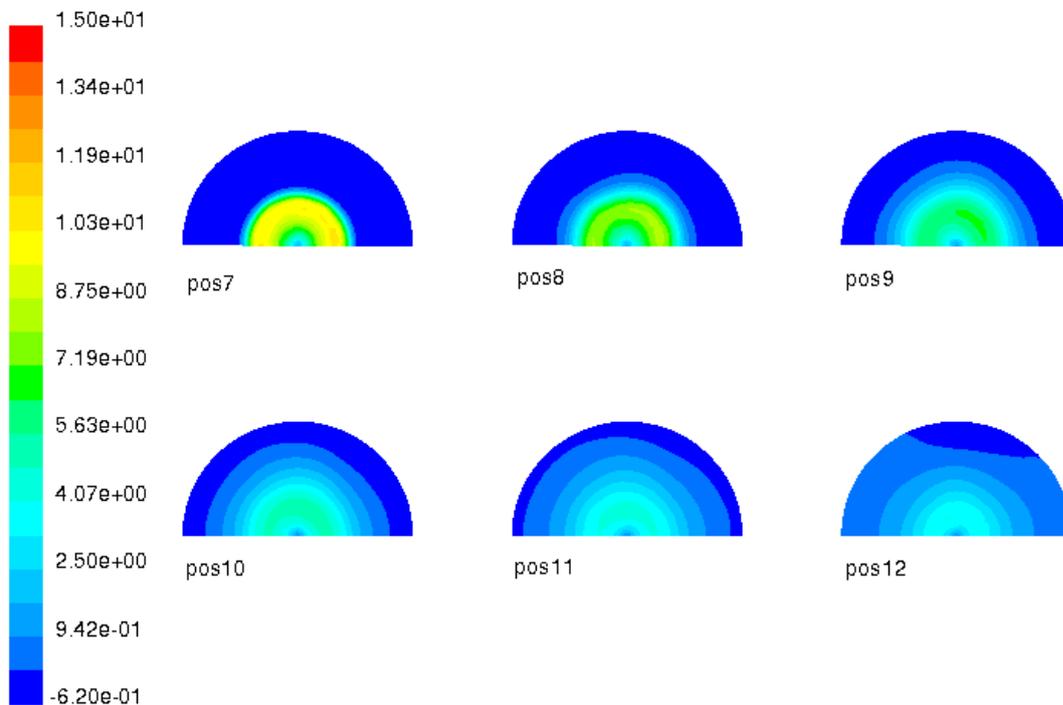


Abbildung 6.12: Tangentialgeschwindigkeiten der Sekundärbrennkammer

Diese negativen Tangentialgeschwindigkeiten in Wandnähe der Sekundärbrennkammer werden durch das Postprocessing verursacht. Die Axial- und die Tangentialgeschwindigkeit werden aus den Geschwindigkeitskomponenten der Koordinatenrichtungen x , y und z berechnet. Die Kontrolle der Geschwindigkeitskomponenten in x -, y - und z -Richtung zeigt, dass die Geschwindigkeitskomponenten an der Wand null sind, wie es auch zu erwarten ist. Das Postprocessing der x -,

y - und z -Geschwindigkeitskomponenten ist unterschiedlich zum Postprocessing der Axial- und der Tangentialgeschwindigkeit. Die Berechnung der Knotenwerte der Geschwindigkeitskomponenten in x -, y - und z -Richtung erfolgt durch die Anwendung einer expliziten Funktion für die Zellenwerte. Bei der Axial- und der Tangentialgeschwindigkeit hingegen geschieht die Berechnung der Knotenwerte durch die Mittelung der Zellenwerte, die einen Anteil am entsprechenden Knoten haben. Die Knotenwerte der Auswertegeometrie (hier Flächen) entstehen durch lineare Interpolation der Knotenwerte der Rechennetzes.

6.1.3 Temperaturen

In den Abb. 6.13 bis 6.16 sind die Temperaturverteilungen (Einheit $[K]$) in der Brennkammer dargestellt. In diesen Abbildungen ist zu sehen, dass im Strömungsfeld zum Teil erhebliche Temperaturunterschiede auftreten. Dazu ist zu bemerken, dass die in Tab. 5.1 angegebenen Werte der Luftzahlen λ_{prim} , λ_{sek} und λ_{ges} für die Primär-, die Sekundär- und die Gesamtbrennkammer globale Werte darstellen. Lokal entstehen in der Brennkammer andere Luft-Brennstoffverhältnisse. Je mehr sich die Verbrennungsverhältnisse der stöchiometrischen Luftzahl $\lambda = 1$ nähern, desto höher sind die Temperaturen in der Strömung.

Die Temperaturverteilungen in den Meridianschnitten Abb. 6.13 bis 6.14 unterscheiden sich nur wenig bis auf den Bereich des Primärlufteintrittes bei Position 2 (siehe auch den Querschnitt der Primärbrennkammer an dieser Stelle in der Abb. 6.15). An der Position 2 tritt eine Unsymmetrie in der Umfangsrichtung in der Temperaturverteilung auf. Die Position 2 liegt in der Nähe des Brennkammerbodens, wo die Partikel vergasen. In diesem Bereich reagiert der eintretende Luftsauerstoff mit den Vergasungsprodukten und es tritt lokal eine Verbrennung auf. Die Ringe höherer Temperaturen an den Positionen 3 bis 6 in der Primärbrennkammer bzw. an den Positionen 7 bis 12 in der Sekundärbrennkammer werden durch Mischung von Vergasungsprodukten mit zugeführter Primärluft bzw. Sekundärluft und dadurch stattfindender Wärmefreisetzung verursacht.

Der Vergleich der Temperaturverteilungen mit den Verteilungen der Axialgeschwindigkeiten macht deutlich, dass die Rückströmzonen im Kegelbereich die Reaktionszone in die negative radiale Richtung verdrängen. Die Temperaturspitzen treten nicht in Wandnähe auf. Die Darstellungen der negativen Axialgeschwindigkeiten in den Abb. 6.6 und 6.7 zeigen, dass in Wandnähe gegenüber dem Brennstoffeintritt eine Zone auftritt, wo Gebiete mit negativer und positiver Axialgeschwindigkeit aufeinandertreffen. In diesem Bereich tritt eine Temperaturspitze auf (siehe Abb. 6.13 und 6.14). In der Nähe des Brennkammerbodens der Primärbrennkammer sind trotz des Auftretens von Rückströmzonen in Wandnähe Temperaturspitzen vorhanden. Zur besseren Darstellung der Temperaturverteilungen im Bereich des Brennkammerbodens dienen die Abb. 6.17 bis 6.19, bei denen die Skalierung der Temperatur von 750 K bis 1050 K reicht. In diesen Abbildungen haben weiße Bereiche, die an rote Bereiche grenzen, eine Temperatur von $> 1050\text{ K}$ und weiße Bereiche, die an blaue Bereiche grenzen, eine Temperatur von $< 750\text{ K}$. Der Vergleich des Radialschnittes der Axialgeschwindigkeit an der Position 1 in der Abb. 6.8 mit der Temperatur in der Abb. 6.19 ergibt, dass in Wandnähe bei niedrigerer negativer Axialgeschwindigkeit höhere Vergasungstemperaturen auftreten. Die Bereiche hoher Temperatur in der Nähe der Brennkammerachse haben ihre Ursache in der Reaktion der Vergasungsprodukte mit dem Sauerstoff der Brennstoffförderluft.

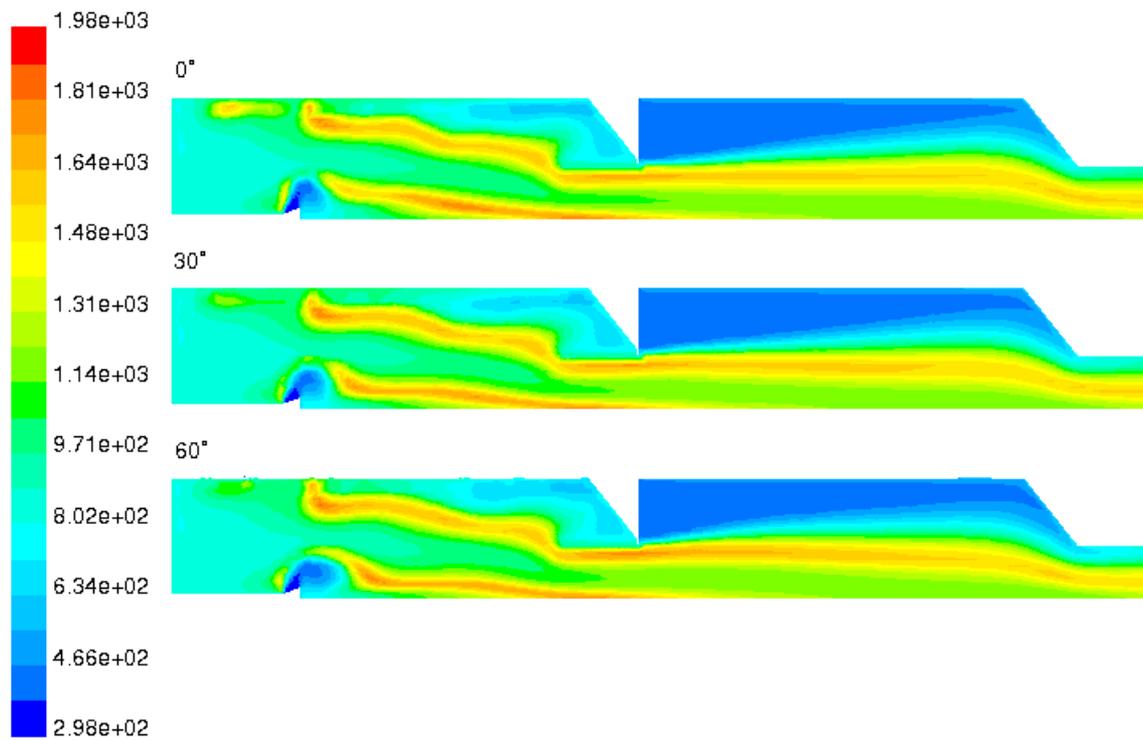


Abbildung 6.13: Temperaturen für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

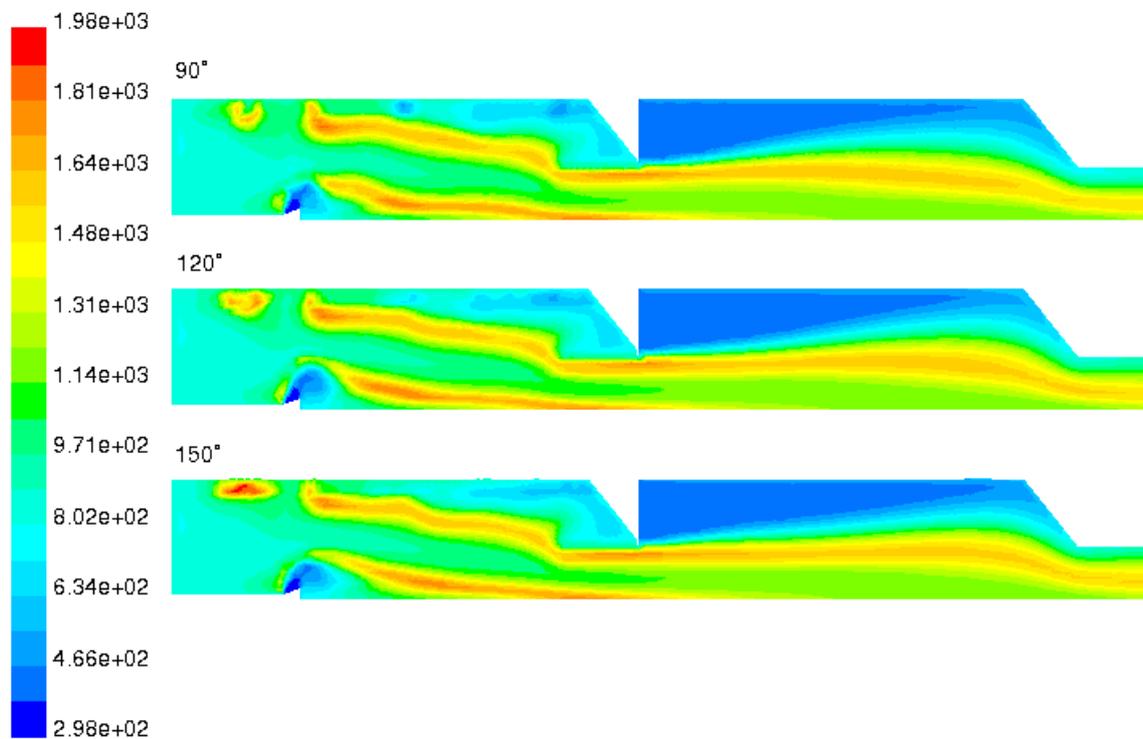


Abbildung 6.14: Temperaturen für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

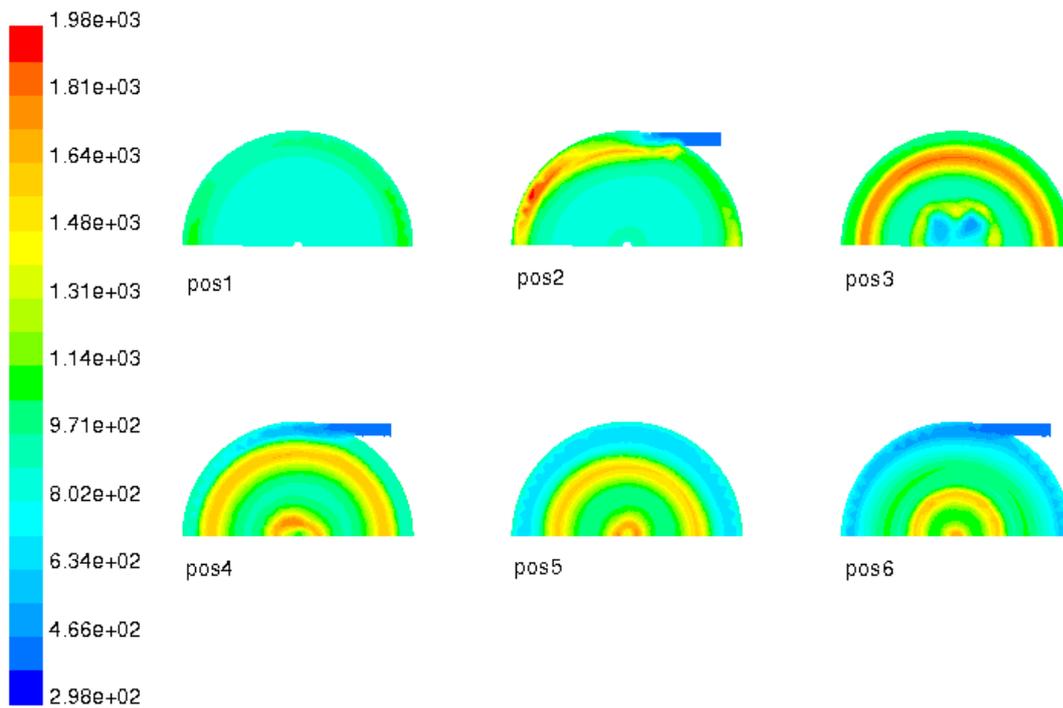


Abbildung 6.15: Temperaturen der Primärbrennkammer

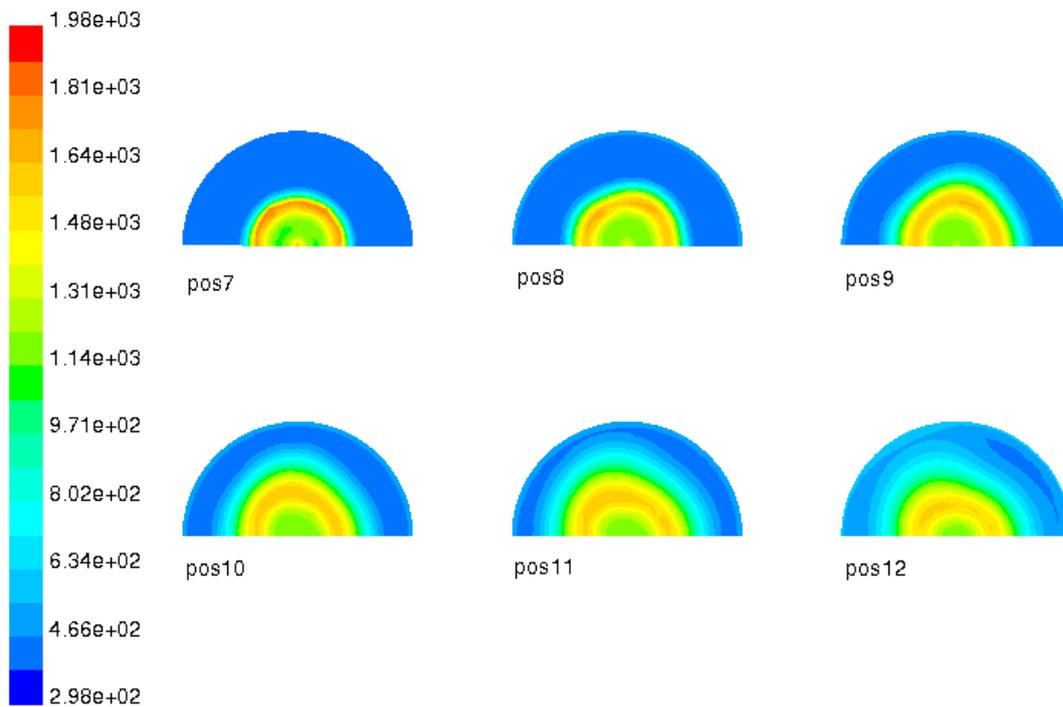


Abbildung 6.16: Temperaturen der Sekundärbrennkammer

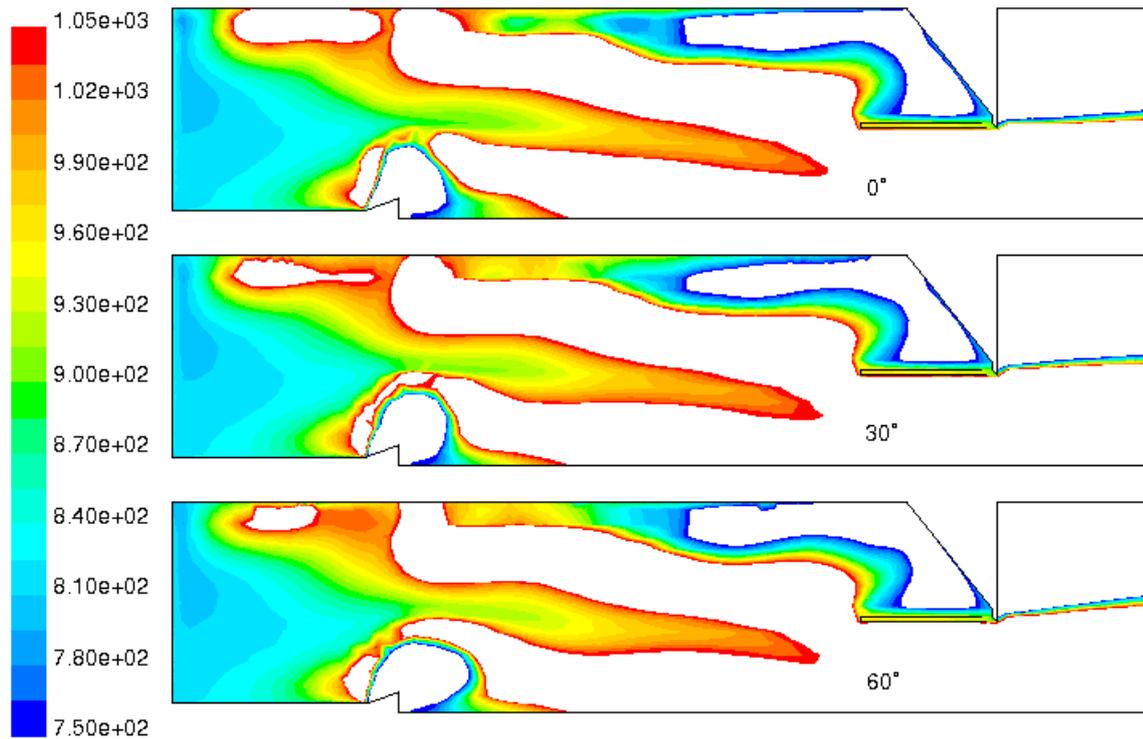


Abbildung 6.17: Temperaturen für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

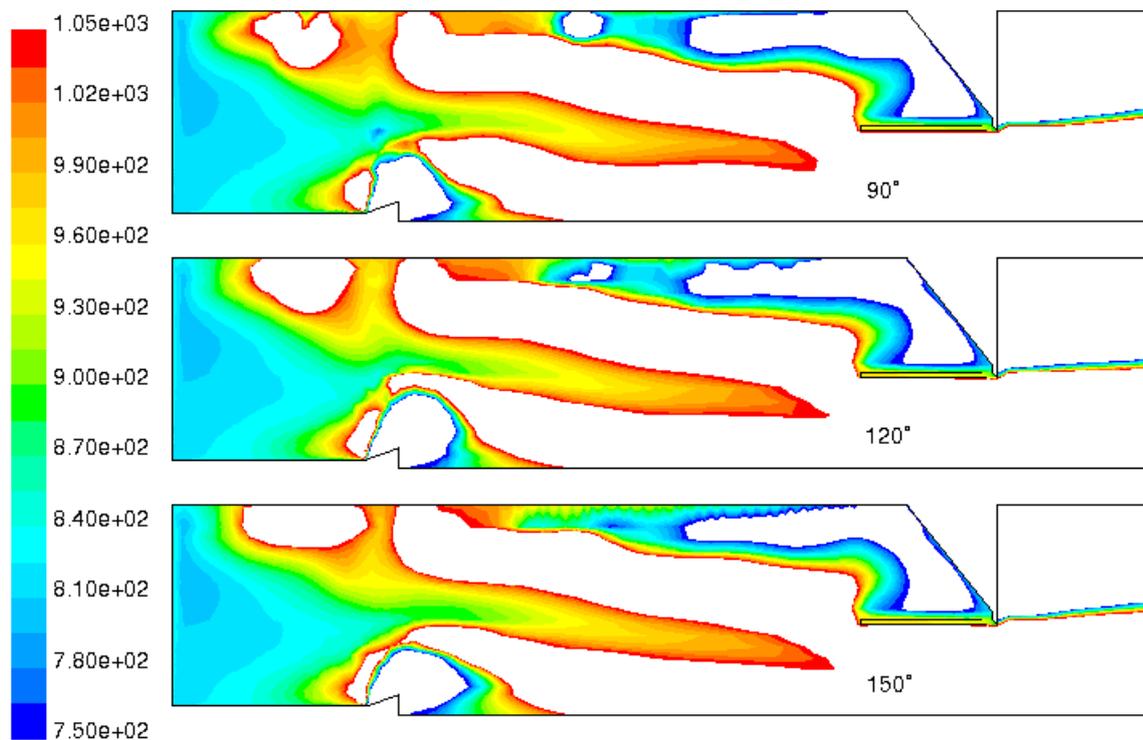


Abbildung 6.18: Temperaturen für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

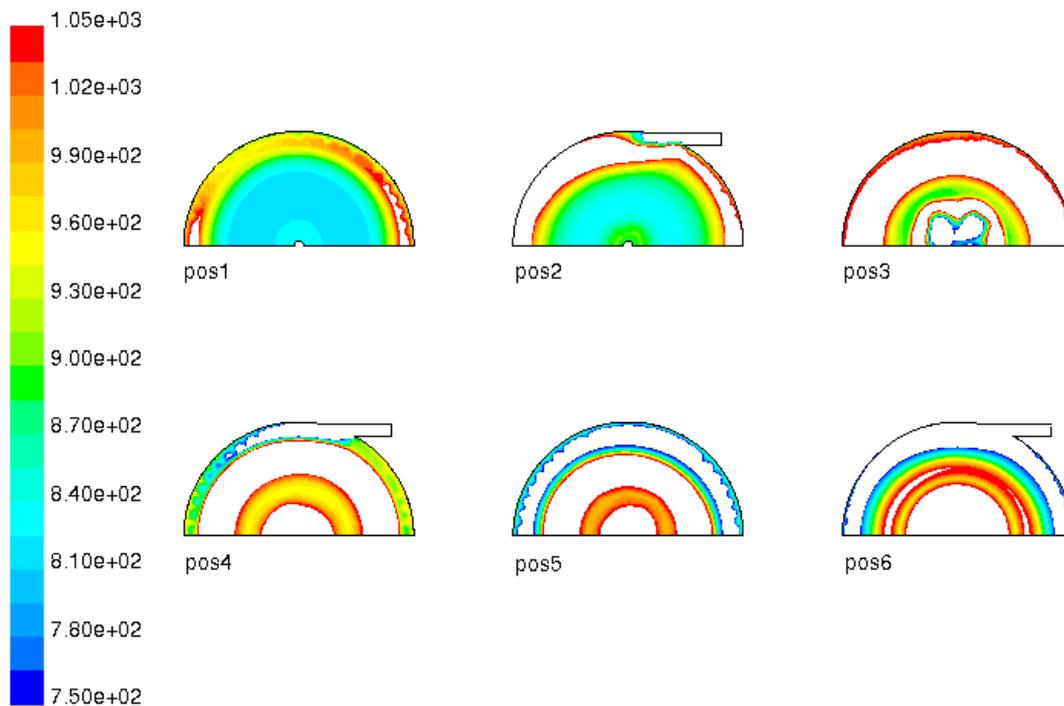


Abbildung 6.19: Temperaturen der Primärbrennkammer

Ebenso wie bei den Axialgeschwindigkeiten werden auch die Temperaturen in der Sekundärbrennkammer in negativer radialer Richtung höher. Die Temperaturverteilungen in der Sekundärbrennkammer zeigen, dass das Sekundärbrennkammervolumen nicht ganz ausgenutzt wird. Wie schon die Meridianschnitte der Axialgeschwindigkeiten in den Abb. 6.2 bis 6.3 zeigen, tritt am Austritt aus der Primärbrennkammer keine axiale Strömungsumkehr auf. Dadurch wird auch das Vergasungsprodukt in der Sekundärbrennkammer nicht in die radiale Richtung abgedrängt und es kommt zu keiner Vergrößerung des Reaktionsvolumens. Die Temperaturspitzen in der Sekundärbrennkammer entstehen durch vollständige Verbrennung, da sich die Sekundärluft mit den Vergasungsprodukten mischt.

6.1.4 Kohlendioxid

Bei den Kohlendioxid-Verteilungen in den Abb. 6.20 bis 6.23 fällt auf, dass die höchsten Anteile an Kohlendioxid in der Brennkammer in Bodennähe der Primärbrennkammer auftreten. Das hat mehrere Ursachen. Zum einen liegt in diesem Bereich bei Position 2 ein Primärlufteintritt. Dadurch verbrennt der eintretende Sauerstoff mit den Vergasungsprodukten (siehe den Radialschnitt der Temperaturverteilung bei Position 2 in Abb. 6.15). Zum anderen treten in Wandnähe geringe negative Axialgeschwindigkeiten auf (siehe die negativen Axialgeschwindigkeiten in den Abb. 6.6 und 6.7). Diese negative Axialgeschwindigkeiten verursachen einen Transport der Verbrennungs- und Vergasungsprodukte in Richtung des Brennkammerbodens. Ebenso reagiert die Brennstoffförderluft mit den Vergasungsprodukten. Beim Brennstoffeintrittsrohr treten ebenfalls geringe negative Axialgeschwindigkeiten auf, wodurch auch hier ein Transport der Verbrennungs- und der Vergasungsprodukte in Richtung Brennkammerboden statt findet (siehe ebenfalls die negativen Axialgeschwindigkeiten in den Abb. 6.6 und 6.7).

Der Bereich zwischen den Gebieten mit negativer Axialgeschwindigkeit an der Primärbrennkammerwand und am Brennstoffeintrittsrohr weist eine positive Axialgeschwindigkeit auf. Dadurch

strömen auch die Vergasungs- und Verbrennungsprodukte in die positive axiale Richtung. Dies führt zu einer Konzentrierung des Kohlendioxid-Massenanteiles.

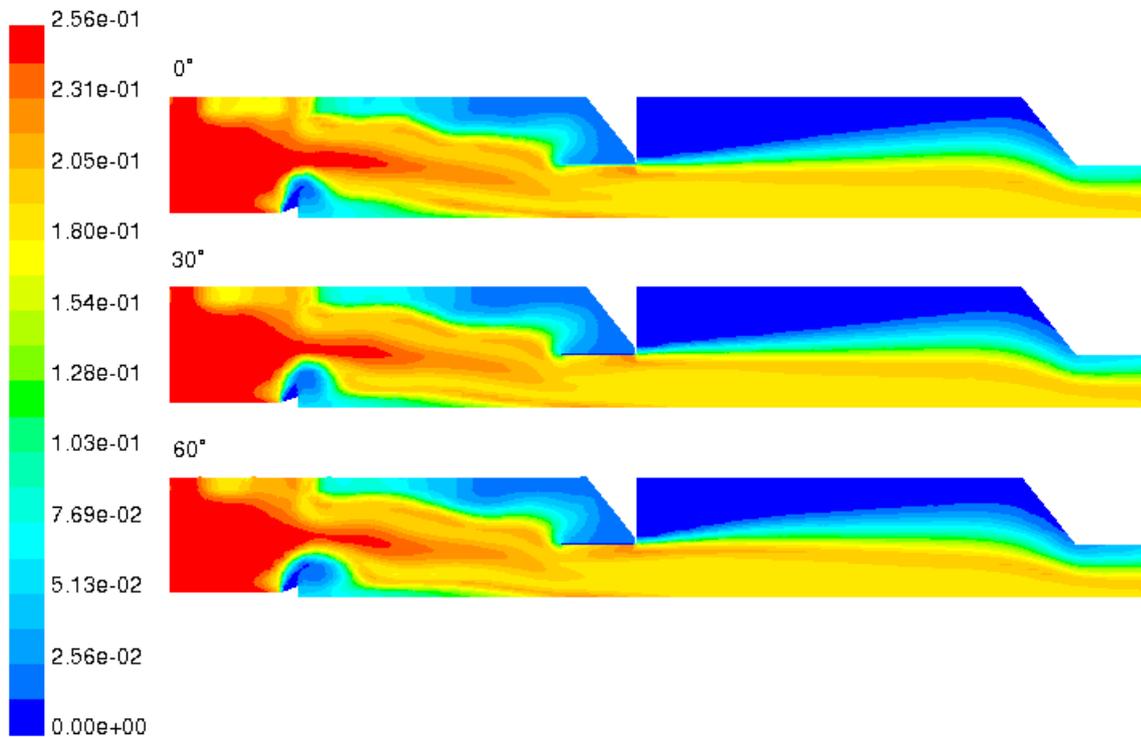


Abbildung 6.20: Kohlendioxid-Massenanteil für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

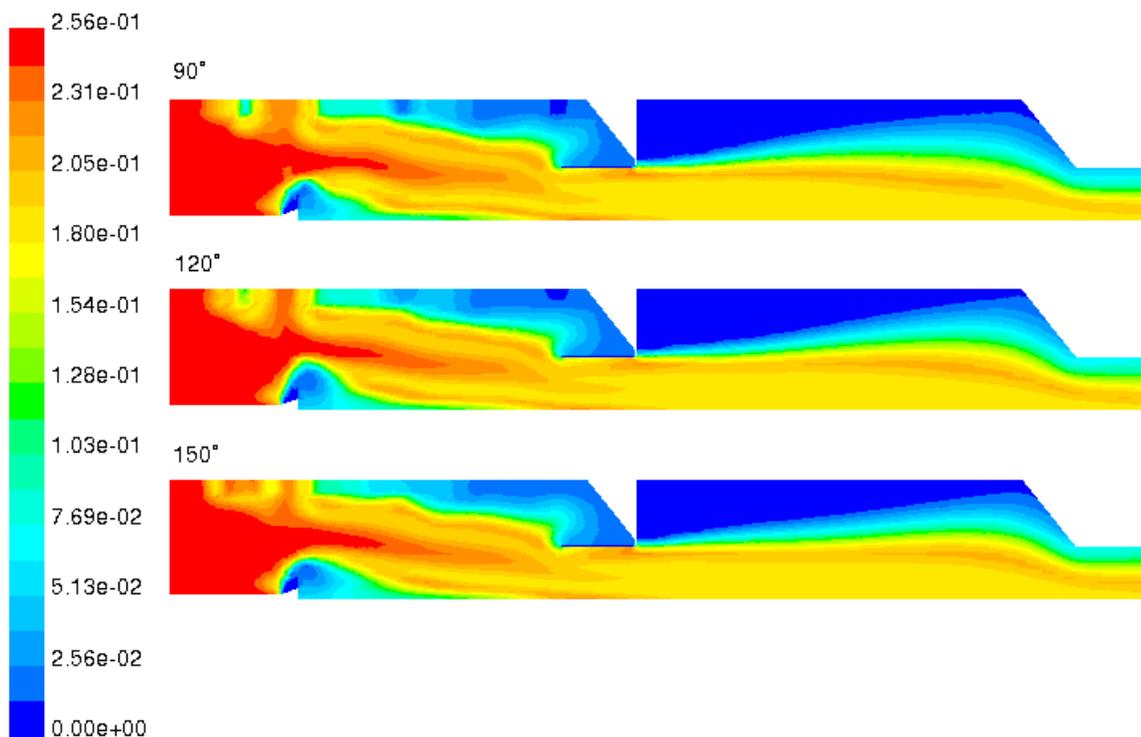


Abbildung 6.21: Kohlendioxid-Massenanteil für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

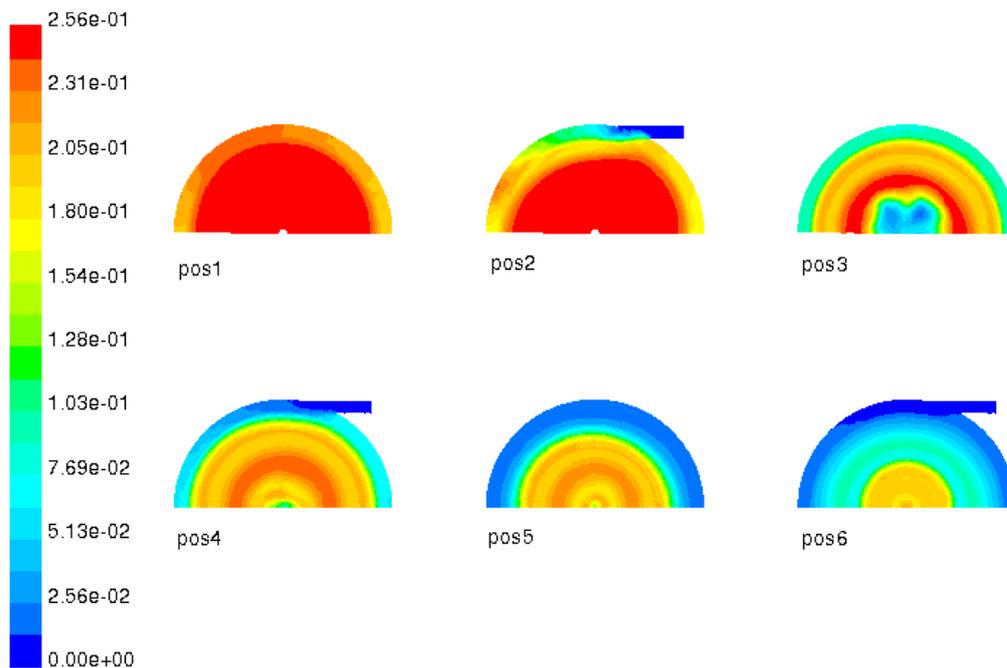


Abbildung 6.22: Kohlendioxid-Massenanteil der Primärbrennkammer

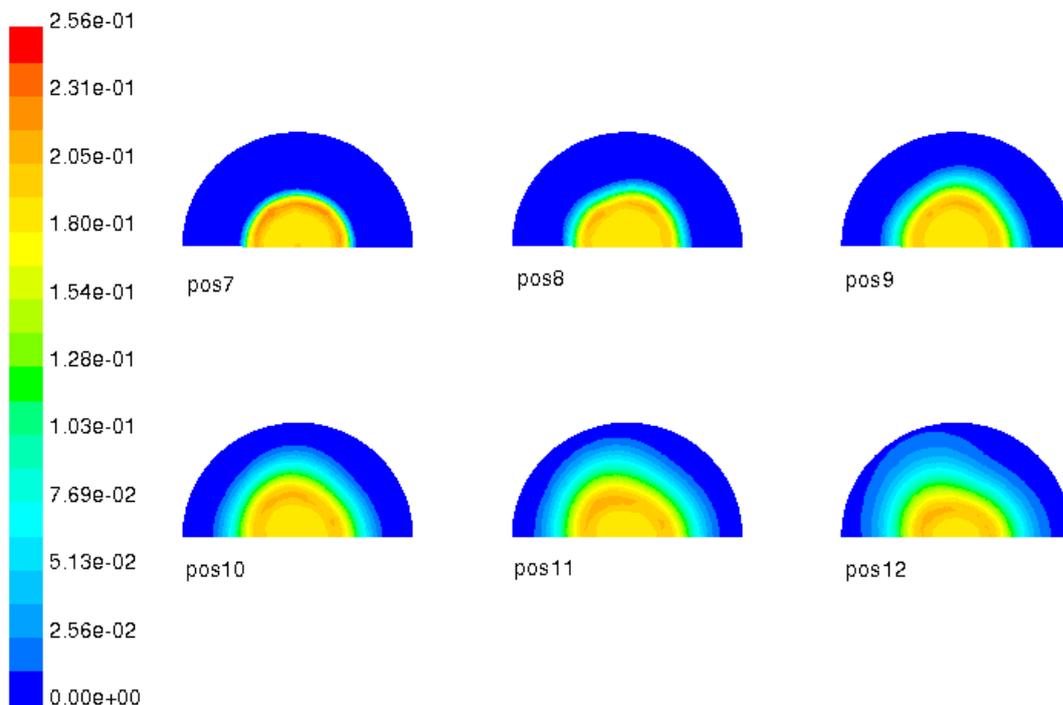


Abbildung 6.23: Kohlendioxid-Massenanteil der Sekundärbrennkammer

Aber der Vergleich mit den Temperaturverteilungen in diesem Bereich in den Abb. 6.17 und 6.18 zeigt, dass die Temperaturen in der Nähe des Brennkammerbodens mit 800 bis 840 K moderat ausfallen. Aufgrund des hohen Kohlendioxidgehaltes würde man höhere Temperaturen erwarten. Daher ist es notwendig, die Verteilungen weiterer chemischer Spezies in der Brennkammer zu betrachten.

Ansonsten treten höhere Kohlendioxid-Massenanteile überall dort auf, wo in der Primär- und

der Sekundärbrennkammer Temperaturspitzen auftreten (vergleiche hierzu die Temperaturverteilungen in den Abb. 6.13 bis 6.16 mit den Kohlendioxid-Verteilungen in den Abb. 6.20 bis 6.23).

6.1.5 Kohlenstoff

Ein wichtiges Vergasungsprodukt ist der Kohlenstoff, dessen Massenanteil im Bereich des Brennkammerbodens zum Teil höher als der Kohlendioxid-Massenanteil ist (siehe die Kohlenstoff-Massenanteile in den Abb. 6.24 bis 6.26). In positiver axialer Richtung der Brennkammer verringert sich der Kohlenstoff-Massenanteil. Die Massenanteile von Kohlenstoff in der Sekundärbrennkammer sind so gering, dass eine Darstellung der radialen Schnitte nicht notwendig ist.

Der Kohlenstoff-Massenanteil unterliegt natürlich derselben Strömung wie der Kohlendioxid-Massenanteil: In Wandnähe der Primärbrennkammer erfolgt durch die Rückströmzonen der Transport des Kohlenstoff-Massenanteiles in Richtung Brennkammerboden. Analoges geschieht in der Wandnähe des Brennstoffeintrittsrohres. Zwischen diesen beiden Rückströmzonen sorgt der Bereich mit der positiven Axialgeschwindigkeit für den Abtransport der Spezies. Im diesem Bereich nimmt der Kohlenstoff-Massenanteil ab (siehe die Kohlenstoff-Massenanteile in den Abb. 6.24 und 6.25).

Damit lässt sich zum Teil erklären, warum im Bereich des Brennkammerbodens der Kohlendioxid-Massenanteil hoch und die Temperatur des Vergasungsproduktes niedrig ist. Der Kohlendioxid-Massenanteil stammt von der Verbrennung der Vergasungsprodukte bzw. des Kohlenstoffes mit dem eintretenden Luftsauerstoff der untersten Ebene der Primärlufteintritte. Der Kohlenstoff-Massenanteil stammt von der Vergasung der Partikel, für die Wärme benötigt wird. Die Temperatur des Rauchgases sinkt dadurch.

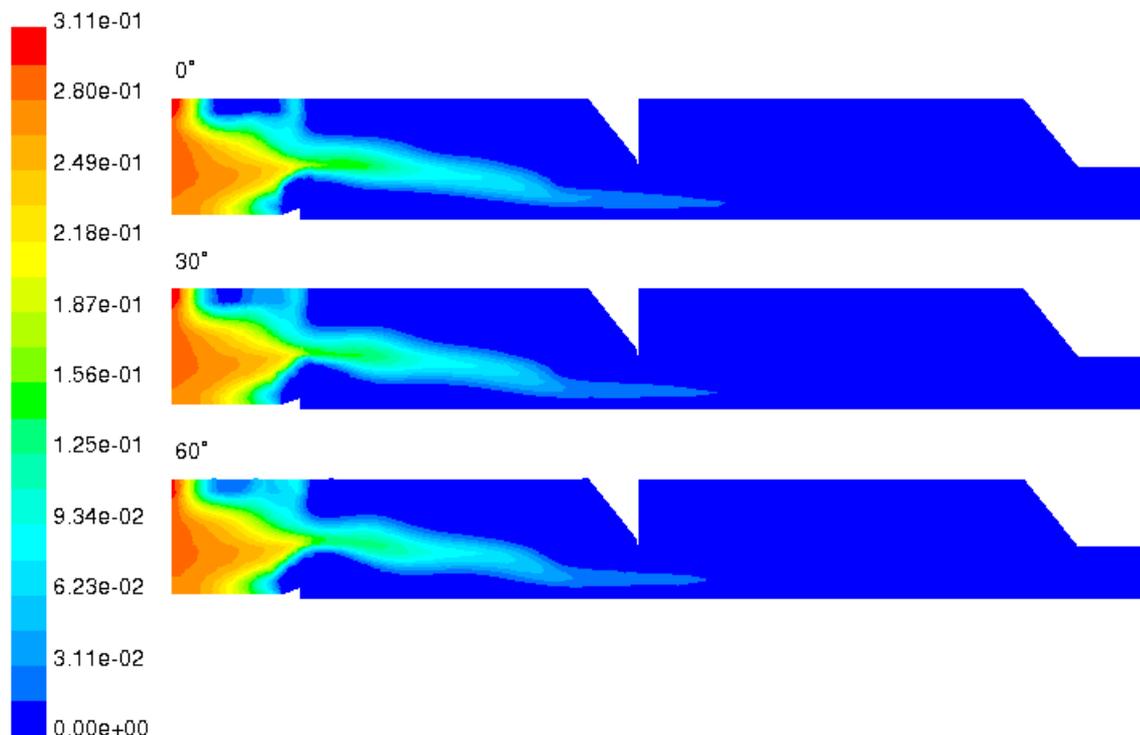


Abbildung 6.24: Kohlenstoff-Massenanteil für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

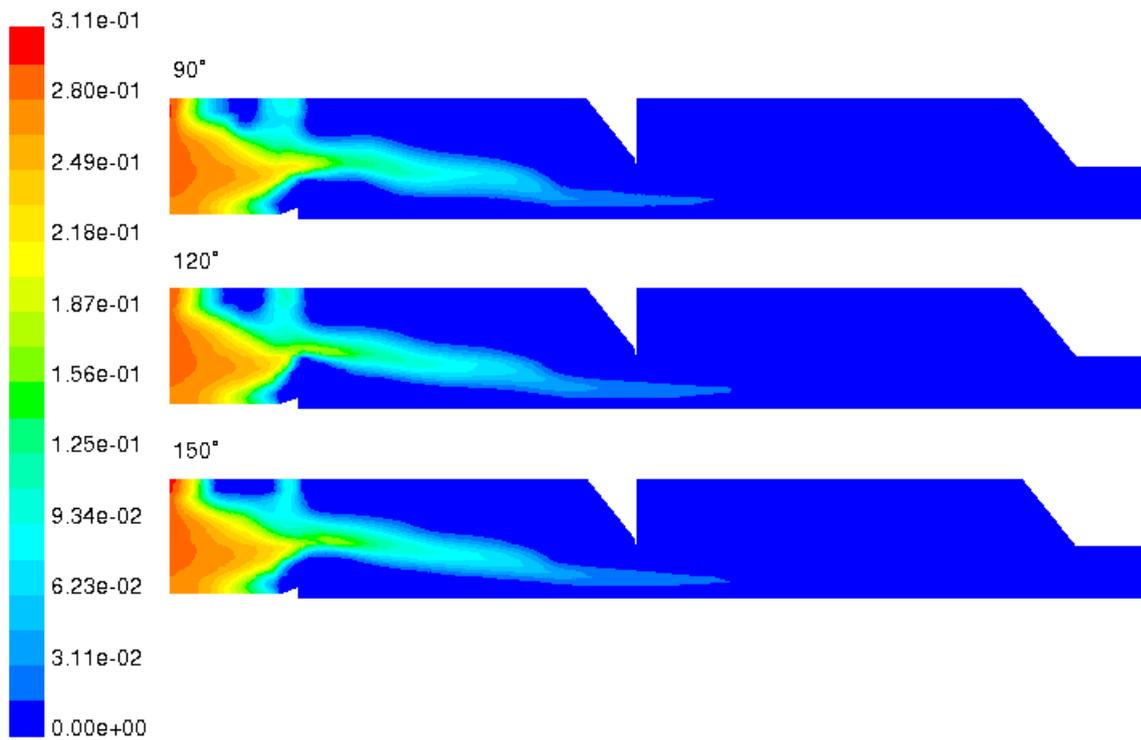


Abbildung 6.25: Kohlenstoff-Massenanteil für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

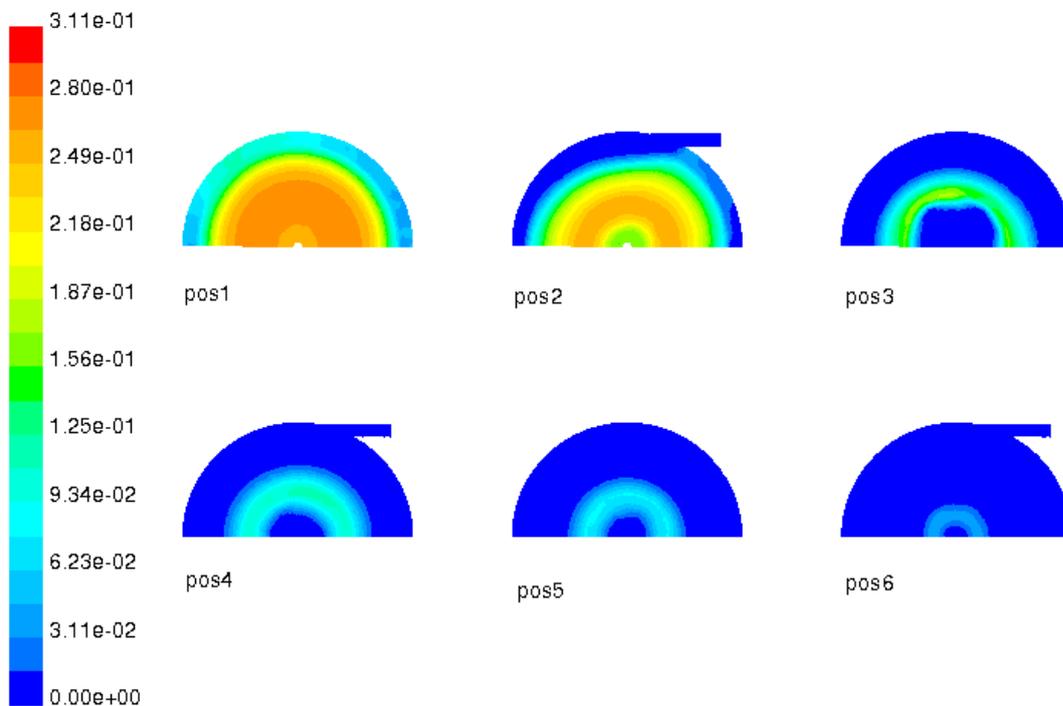


Abbildung 6.26: Kohlenstoff-Massenanteil der Primärbrennkammer

6.1.6 Kohlenmonoxid

Für die Betrachtung der Kohlenmonoxid-Massenanteile werden die folgenden drei Reaktionen aus dem Kap. 3.2.3 in Erinnerung gerufen:



Die beiden Reaktionen nach den Gln. (6.1) und (6.2) sind exotherm, d.h., bei diesen Reaktionen wird Energie frei gesetzt. Die Reaktion gemäß Gl. (6.3) ist dagegen endotherm, d.h., es wird Energie aufgenommen.

In dem Bereich der positiven Axialgeschwindigkeit in der Nähe des Brennkammerbodens findet eine leichte Zunahme des Kohlenmonoxid-Massenanteiles statt (siehe dazu die Verteilungen des Kohlenmonoxid-Massenanteiles in den Abb. 6.27 bis 6.30). Die Kohlenstoff-Massenanteile in diesem Bereich nehmen leicht ab (siehe die Kohlenstoff-Verteilungen in den Abb. 6.24 und 6.25), während der Kohlendioxid-Massenanteil praktisch konstant bleibt (siehe die Kohlendioxid-Verteilungen in den Abb. 6.20 und 6.21). Die Kohlenmonoxid-Bildung in diesem Bereich ist nur durch den Ablauf der Reaktionsgleichung (6.3) erklärbar, da diese Reaktion in den Gebieten wichtig ist, in denen der Sauerstoff abgebaut ist.

In Wandnähe gegenüber dem Brennstoffeintritt treten Bereiche auf, in denen die Kohlenmonoxid-Massenanteile hoch sind, die Temperaturen befinden sich aber im Bereich von 900 bis 1000 K (vergleiche die Temperaturverteilungen in den Abb. 6.13 und 6.14 mit den Kohlenmonoxid-Verteilungen in den Abb. 6.27 bis 6.28). Würde in diesem Bereich die exotherme Reaktion nach Gl. (6.2) ablaufen, müsste die Temperatur höher sein. Der Vergleich mit den Kohlendioxid- und Kohlenstoff-Verteilungen in den Abb. 6.20 und 6.21 bzw. 6.24 und 6.25 legt den Schluss nahe, dass zunächst die exotherme Kohlendioxid-Bildung nach Gl. (6.1) erfolgt und dass danach die endotherme Kohlenmonoxid-Bildung nach Gl. (6.3) stattfindet, wodurch in diesem Bereich die Strömungstemperatur wieder sinkt.

Der Vergleich der Kohlendioxid- und der Temperaturverteilungen zeigt, dass Temperaturspitzen und erhöhte Kohlendioxid-Gehalte gut übereinstimmen (vergleiche die Temperatur- und Kohlendioxid-Verteilungen in den Abb. 6.13 und 6.14 bzw. die Abb. 6.20 und 6.21). Der Grund liegt in der Verbrennung der Vergasungsprodukte mit dem Luftsauerstoff. Dies trifft nicht nur für die Sekundärbrennkammer zu, sondern lokal auch für Bereiche in der Primärbrennkammer. Die höheren Kohlenmonoxid-Massenanteile in Richtung des Primärbrennkammeraustrittes liegen zwischen den Bereichen mit den Spitzenwerten des Kohlenmonoxid-Massenanteiles. In der Sekundärbrennkammer nimmt der Kohlenmonoxid-Massenanteil infolge der Verbrennung mit Sauerstoff ab.

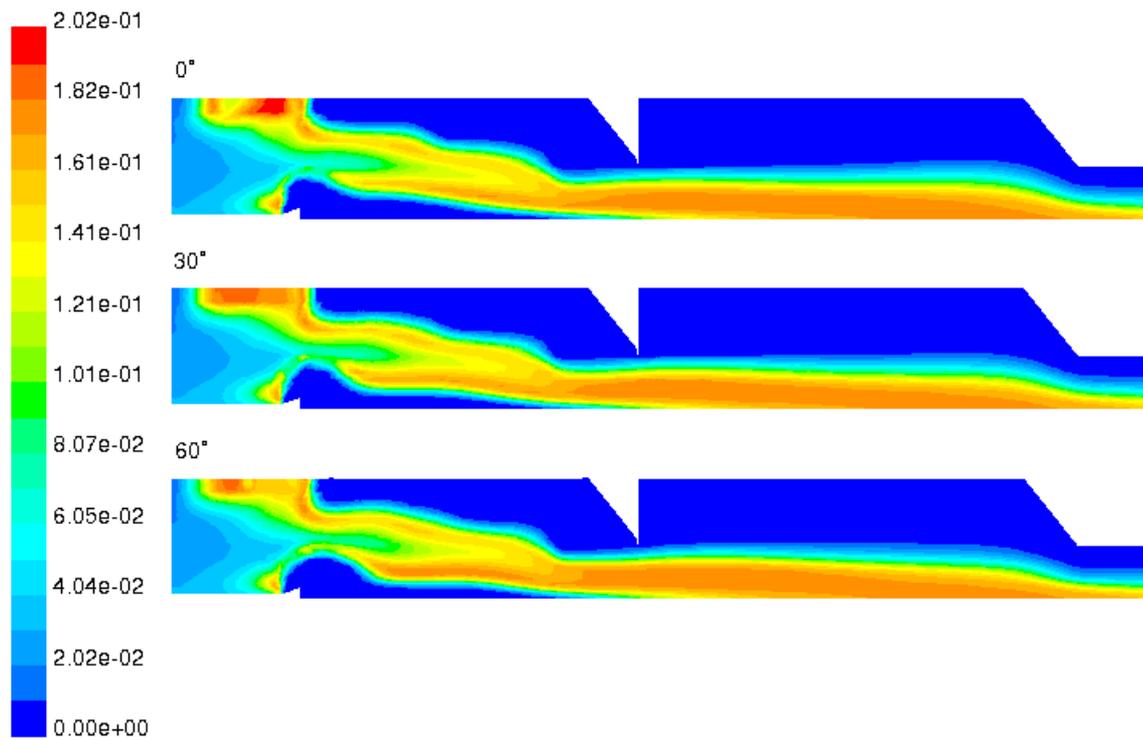


Abbildung 6.27: Kohlenmonoxid-Massenanteil für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

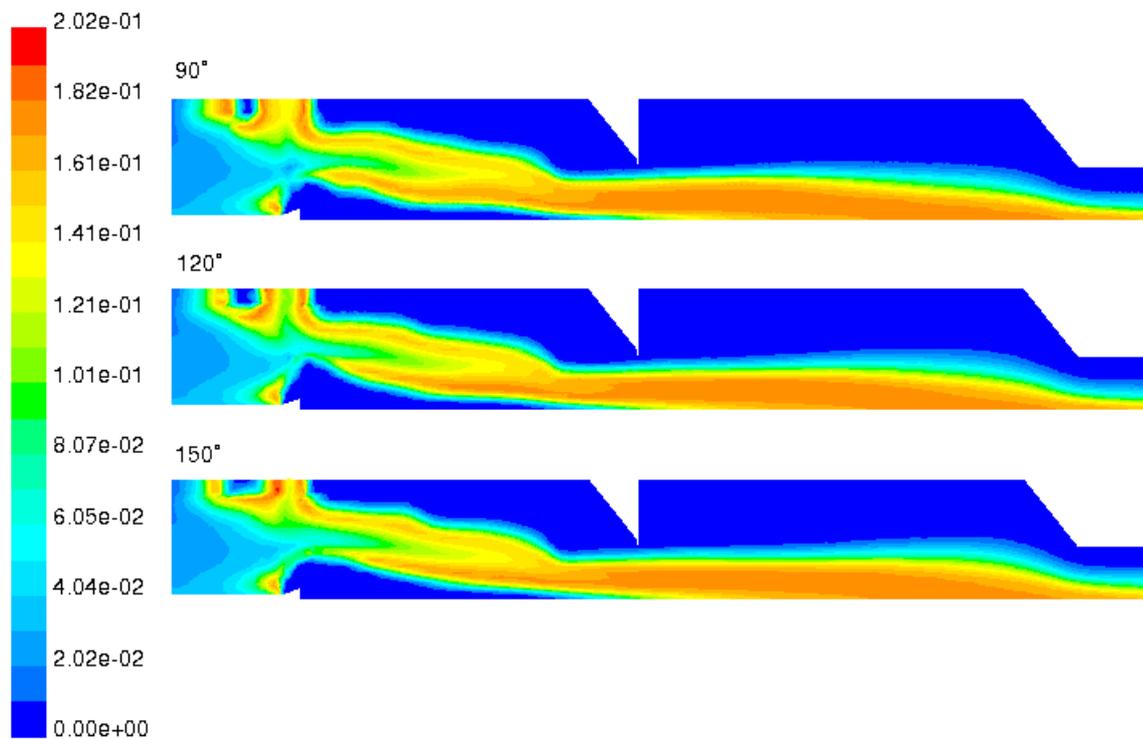


Abbildung 6.28: Kohlenmonoxid-Massenanteil für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

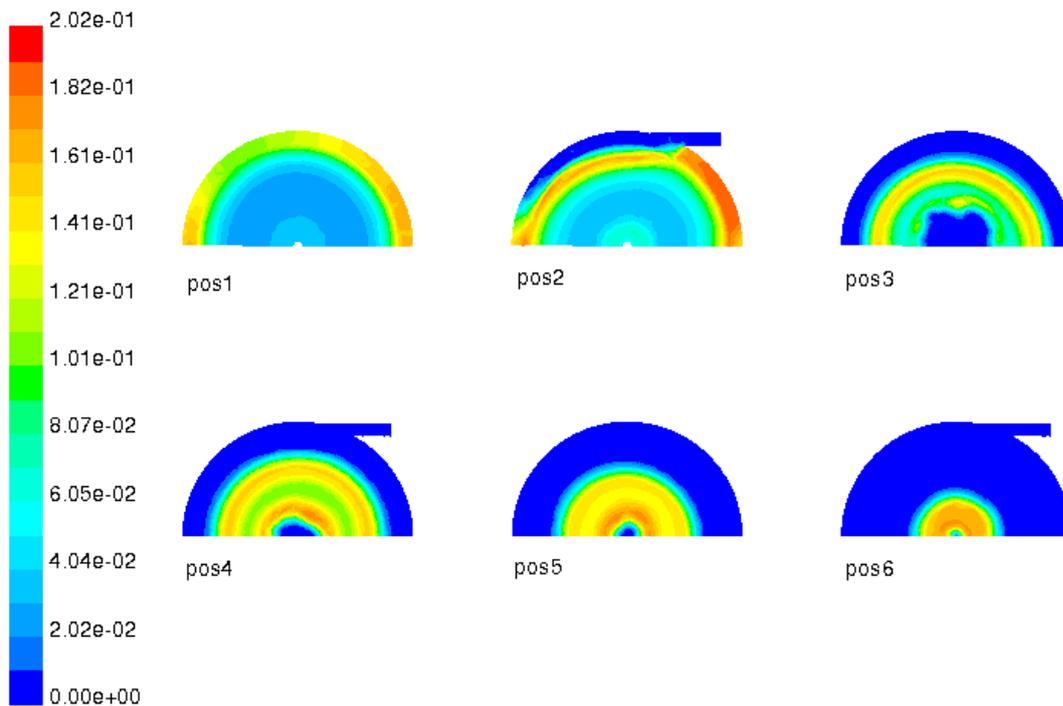


Abbildung 6.29: Kohlenmonoxid-Massenanteil der Primärbrennkammer

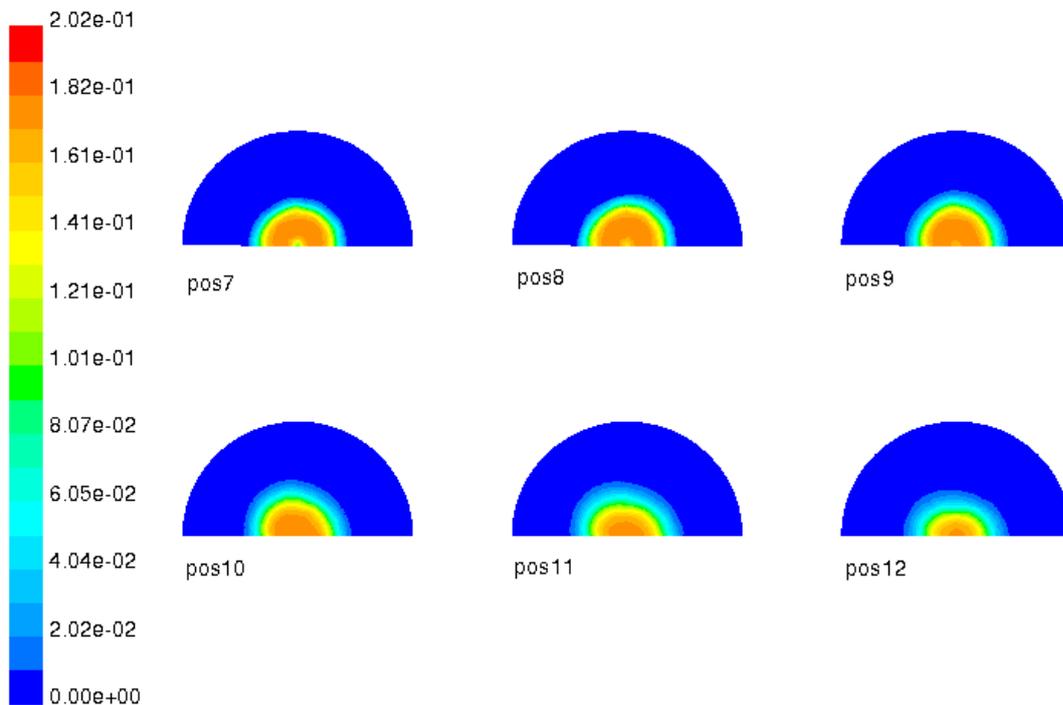


Abbildung 6.30: Kohlenmonoxid-Massenanteil der Sekundärbrennkammer

6.1.7 Sauerstoff

Nach den Analysen der Temperatur-, Kohlendioxid-, Kohlenstoff- und Kohlenmonoxid-Verteilungen in den vorangegangenen Abschnitten, erfolgt noch die Betrachtung des Sauerstoff-Massenanteiles (siehe die Abb. 6.31 bis 6.34).

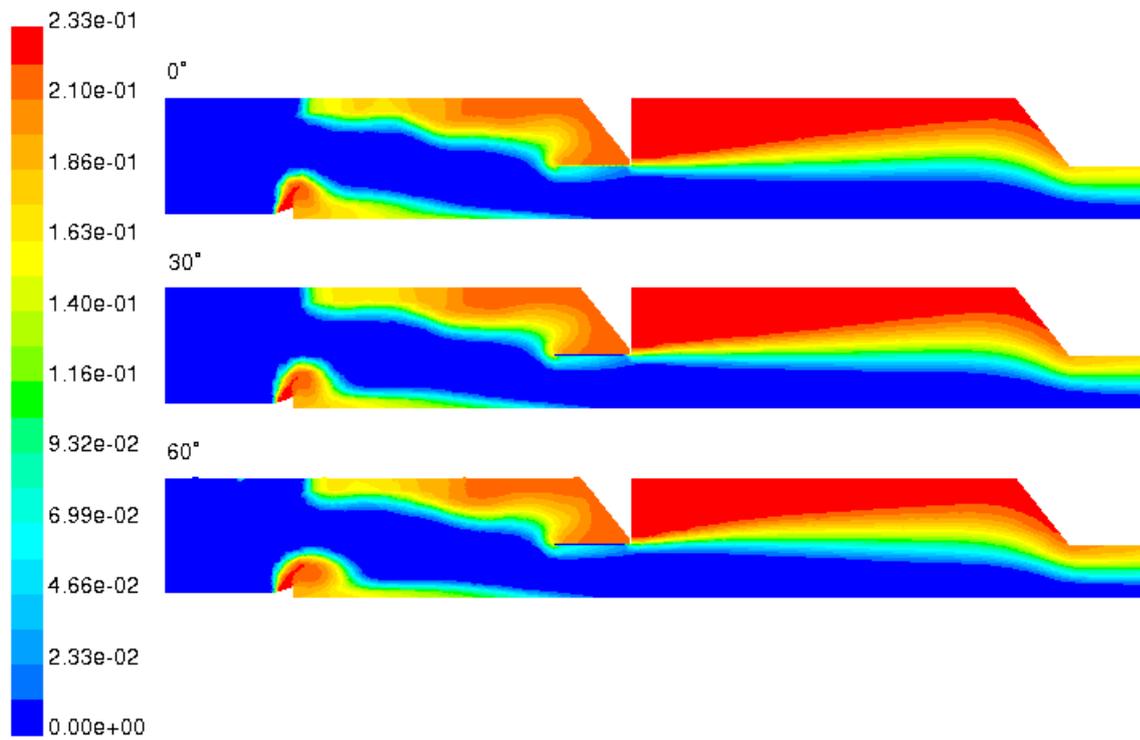


Abbildung 6.31: Sauerstoff-Massenanteil für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

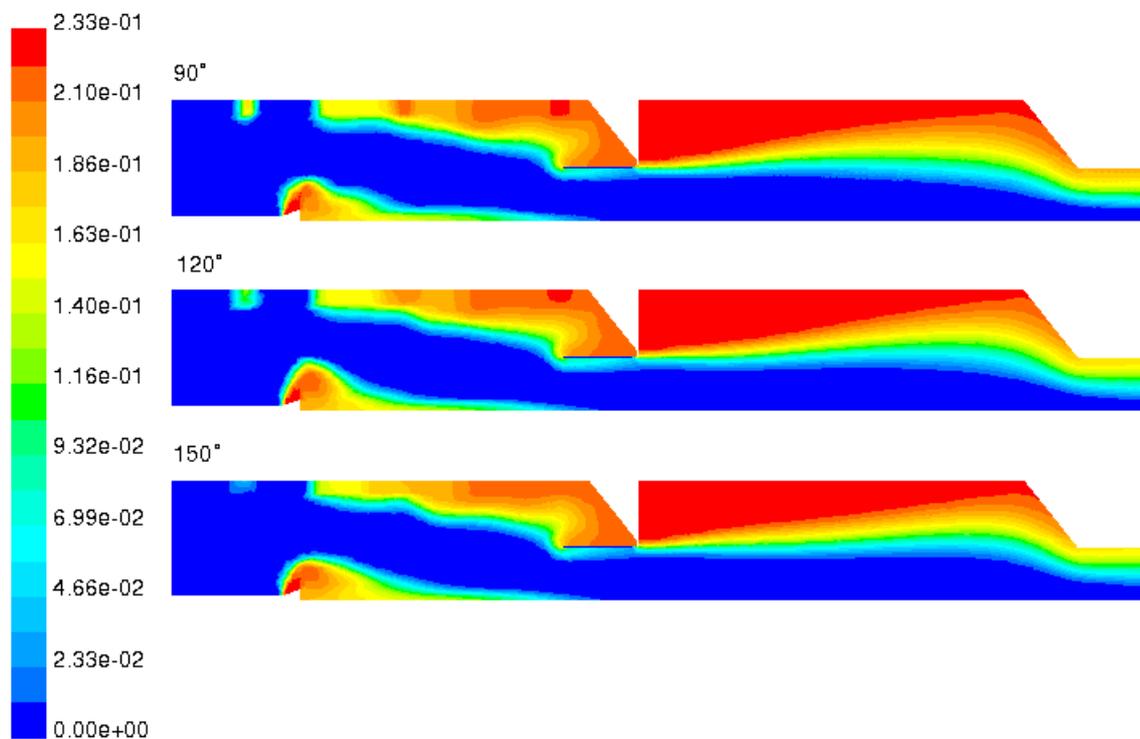


Abbildung 6.32: Sauerstoff-Massenanteil für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

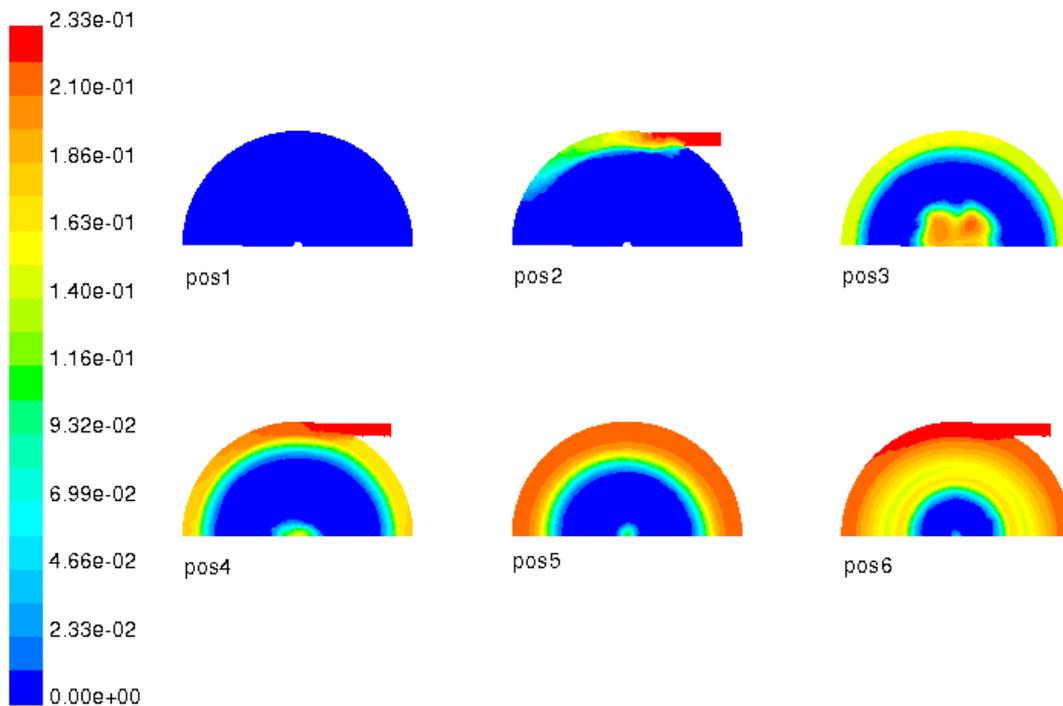


Abbildung 6.33: Sauerstoff-Massenanteil der Primärbrennkammer

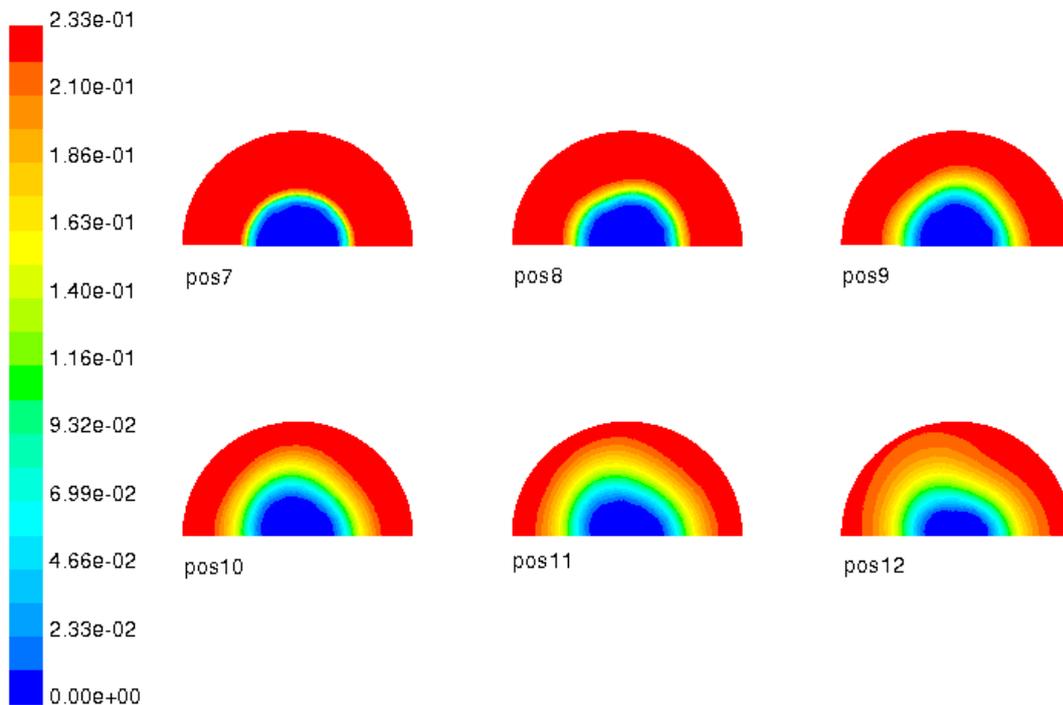


Abbildung 6.34: Sauerstoff-Massenanteil der Sekundärbrennkammer

Der Sauerstoff-Massenanteil ist in der Nähe des Brennkammerbodens Null, wie nicht anders zu erwarten war. In Richtung des Primärbrennkammer-Austrittes nehmen die Sauerstoff-Massenanteile überall dort rapide ab, wo die Kohlendioxid-Massenanteile und die Temperaturen hoch sind. Dies stellt ein Indiz für die Kohlendioxidbildung durch Verbrennung von Vergasungsprodukten wie z.B. von Kohlenmonoxid dar. Die Kohlenmonoxid-Massenanteile zwischen den

hohen Kohlendioxid-Massenanteilen werden durch die Reaktion nach Gl. (6.3) hervorgerufen, die die vorherrschende Reaktion bei Sauerstoffmangel ist (zum Vergleich siehe auch die Kohlenstoff-Massenverteilungen in den Abb. 6.24 und 6.25). Im Bereich des Tauchrohres kommt es zu einer Verbrennungsreaktion von Kohlenmonoxid mit Sauerstoff, der aus dem Kegelbereich der Primärbrennkammer stammt, zu Kohlendioxid. Dadurch steigen der Kohlendioxid-Massenanteil und die Temperatur des Vergasungsproduktes.

Bei den vorangegangenen Betrachtungen der Verteilungen einiger chemischer Spezies darf nicht vergessen werden, dass das angewandte Mischungsbruch/WDF-Modell voraussetzt, dass der Brennstoff und das Oxidationsmittel unendlich schnell (in der Praxis: sehr schnell) miteinander reagieren. Die Gl. (6.3) ist aber eine langsame Reaktion. Die Konsequenz daraus ist, dass das Mischungsbruch/WDF-Modell ein plausibles Ergebnis liefert, dass aber zur Realität abweichende Ergebnisse liefern kann.

6.1.8 Luftzahl

Die Luftzahl λ ist vom Solver direkt nicht errechenbar, sondern muss im Postprocessing bestimmt werden. Dazu findet eine Beziehung aus [11] Verwendung, gemäß der für den Mischungsbruch f die Gl. (6.4) gilt:

$$f = \frac{1}{1 + \dot{m}_L / \dot{m}_{Br}}. \quad (6.4)$$

Unter Verwendung der Gln. (2.10) und (2.12) wird Gl. (6.4) zu:

$$f = \frac{1}{1 + \lambda L_{min}}. \quad (6.5)$$

Die Umformung der Gl. (6.5) ergibt für die Luftzahl λ :

$$\lambda = \frac{1}{L_{min}} \left(\frac{1}{f} - 1 \right). \quad (6.6)$$

Der Mindestluftbedarf bei stöchiometrischer Verbrennung L_{min} ist durch den jeweiligen Brennstoff festgelegt. Der Mischungsbruch f ist ein Rechenergebnis.

Die Abb. 6.35 bis 6.38 zeigen die Verteilungen der Luftzahl λ im Bereich von 0 bis 5. In den Bereichen der Brennkammer, in denen nur Luft und kein Brennstoff bzw. keine Vergasungs- und Verbrennungsprodukte auftreten, wäre die Luftzahl λ unendlich. Die Darstellung der unendlich großen Luftzahl λ ist aber weder möglich noch sinnvoll. Umgekehrt ist die Darstellung der Bereiche mit einer Luftzahl von $\lambda = 0$ (in diesen Bereichen gibt es keinen Sauerstoff mehr) möglich. Im Bereich des Brennstoffeintrittes wären Werte der Luftzahl λ kleiner als 1 zu erwarten. Tatsächlich sind in den Abb. 6.35 bis 6.38 bzw. 6.39 und 6.40 Werte von λ größer 1 vorhanden. Dies ist dadurch bedingt, dass der Brennstoff am Brennstoffeintritt als Feststoffphase noch keine chemischen Spezies wie Kohlenstoff oder Wasserstoff an die Strömung abgegeben hat. Erst wenn Kohlenstoff oder Wasserstoff bedingt durch die Pyrolyse in die Strömung eingebracht werden, werden diese chemischen Spezies bzw. deren Reaktionsprodukte bei der Berechnung der Luftzahl λ berücksichtigt.

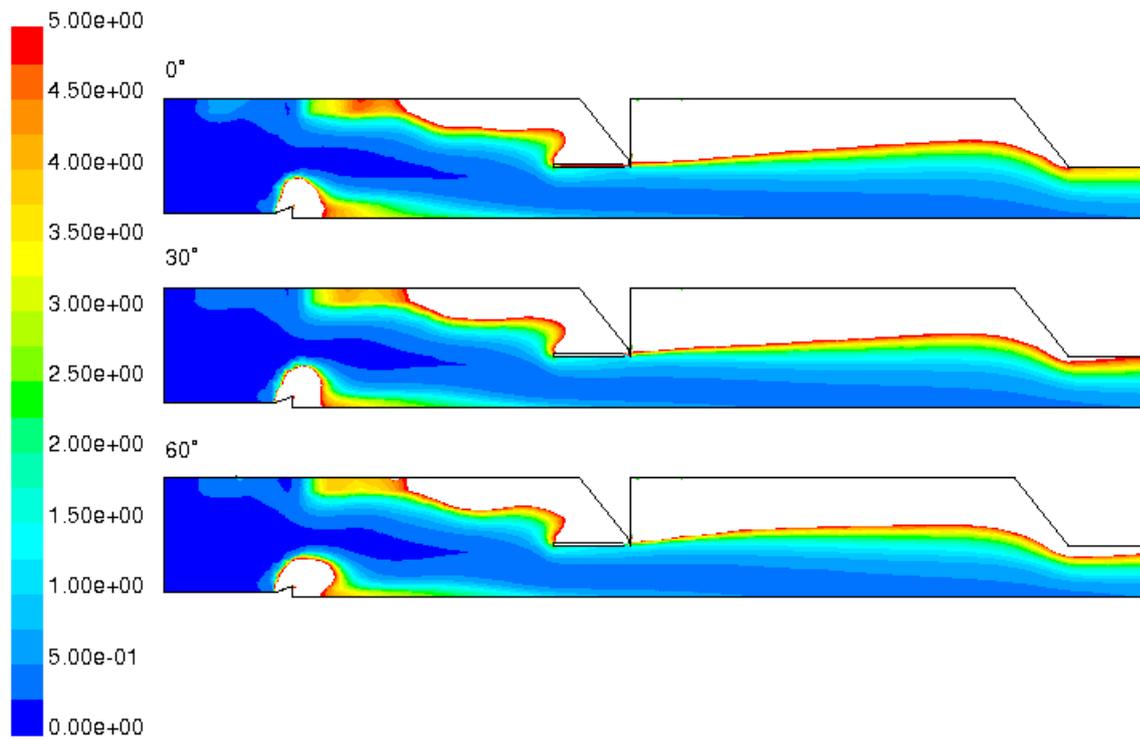


Abbildung 6.35: Luftzahl für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

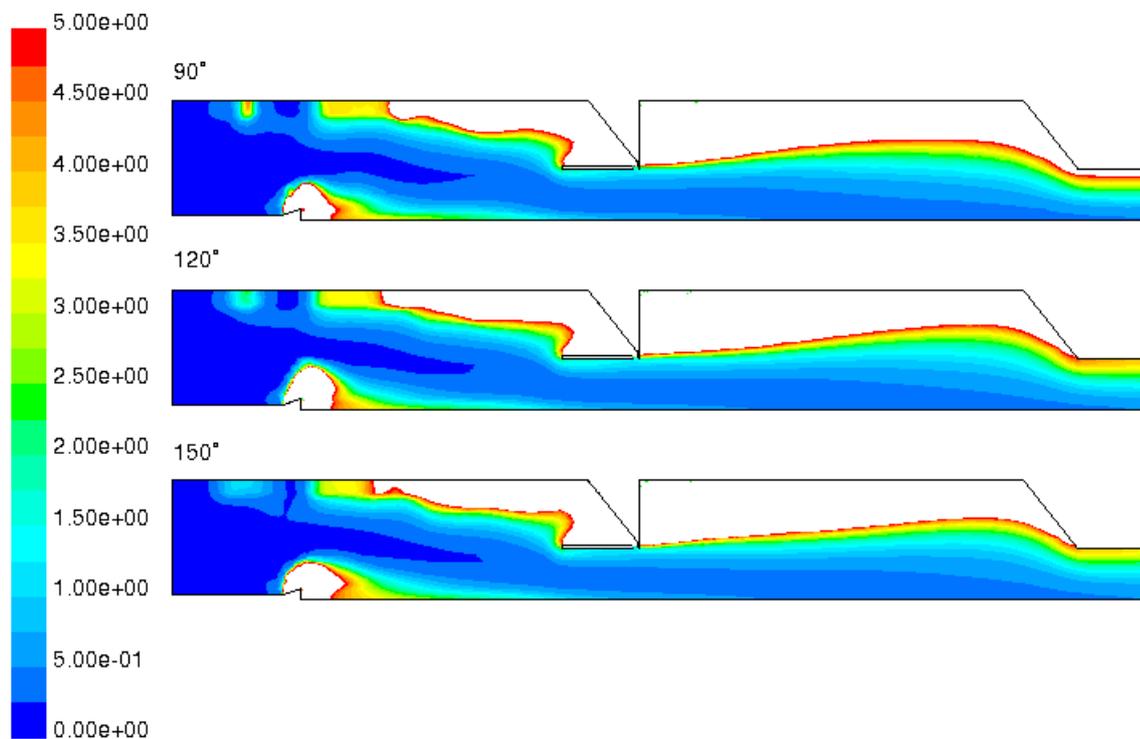


Abbildung 6.36: Luftzahl für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

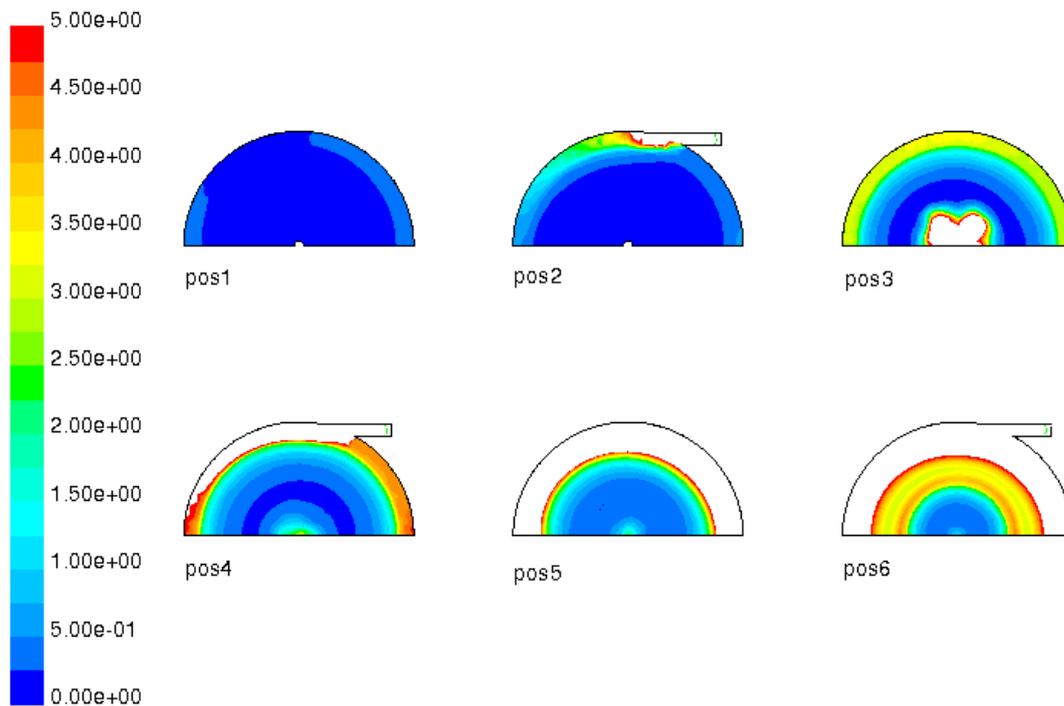


Abbildung 6.37: Luftzahl der Primärbrennkammer

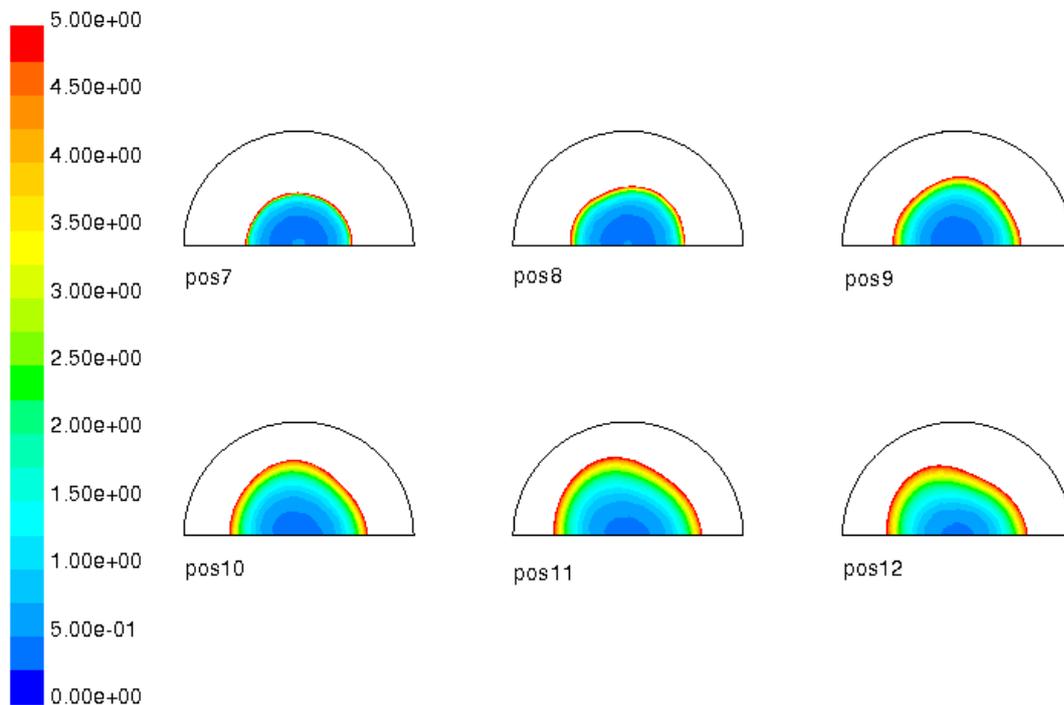


Abbildung 6.38: Luftzahl der Sekundärbrennkammer

Der genaueren Auflösung vor allem der Vergasungszone in der Primärbrennkammer wegen zeigen die Abb. 6.39 bis 6.42 die Luftzahl λ im Bereich von 0 bis 1. Dem Bereich mit einer Luftzahl $\lambda = 1$ kommt eine besondere Bedeutung zu, da an diesen Stellen der Massenanteil an Sauerstoff Null ist, eine stöchiometrische Verbrennung auftritt und dadurch die höchsten Verbrennungstemperaturen und hohe Massenanteile an Kohlendioxid vorhanden sind.

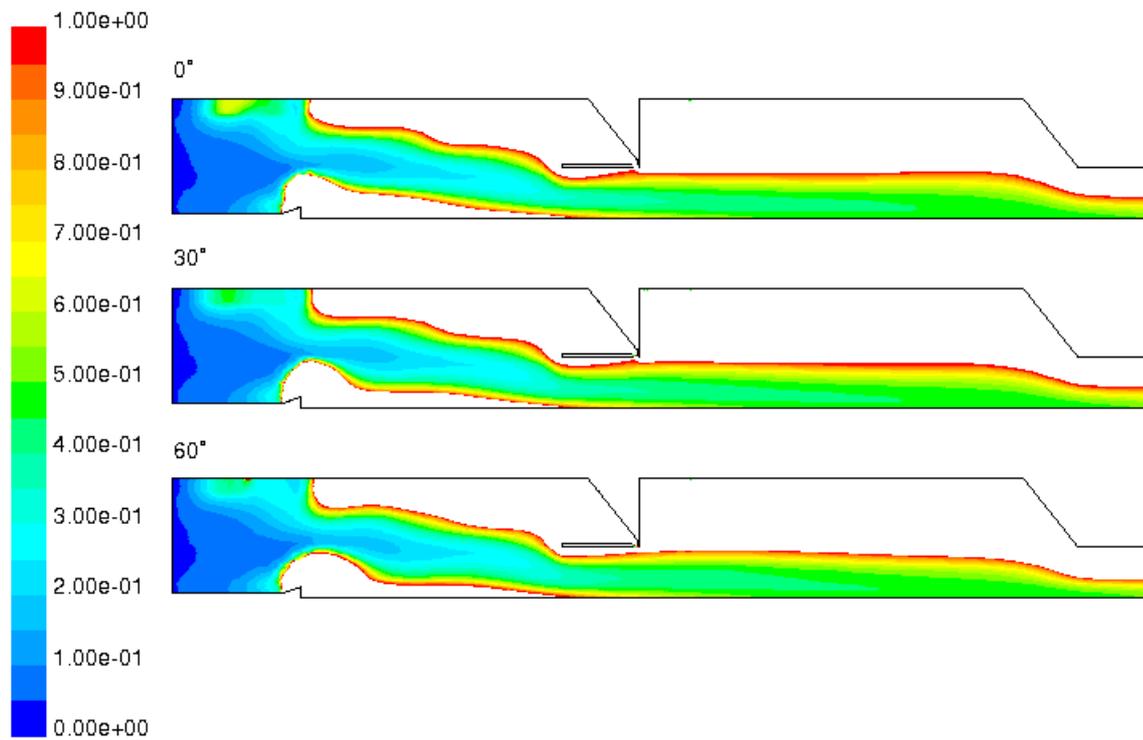


Abbildung 6.39: Luftzahl für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt

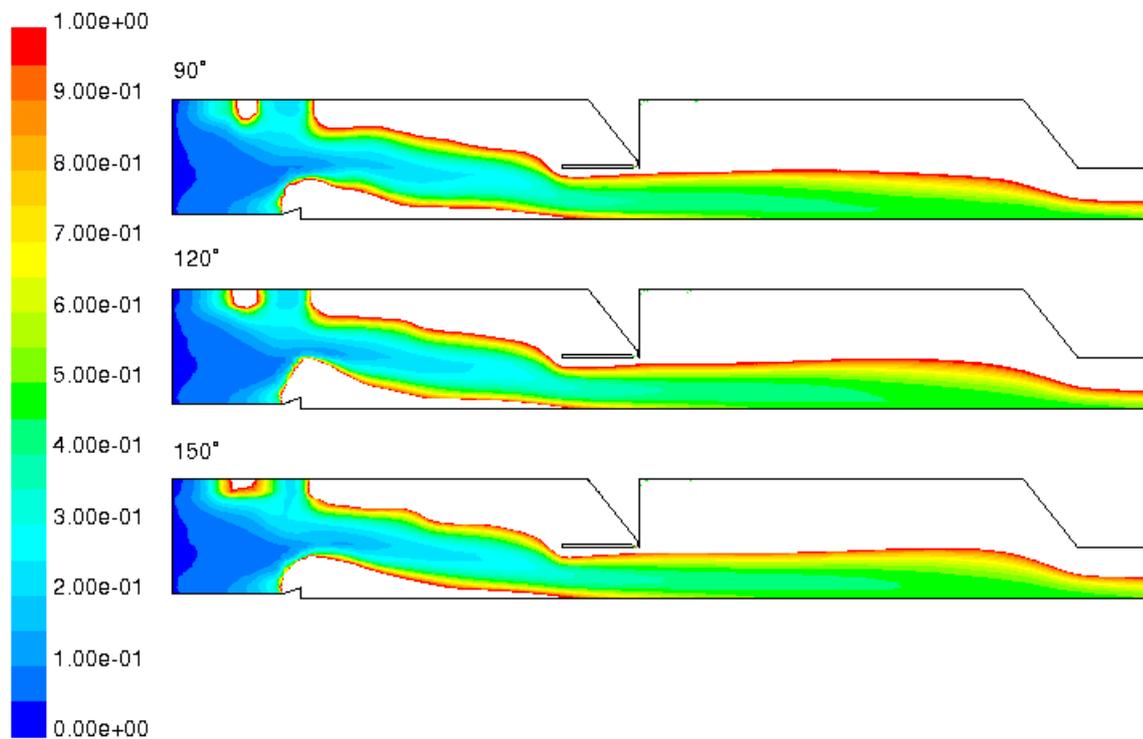


Abbildung 6.40: Luftzahl für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt

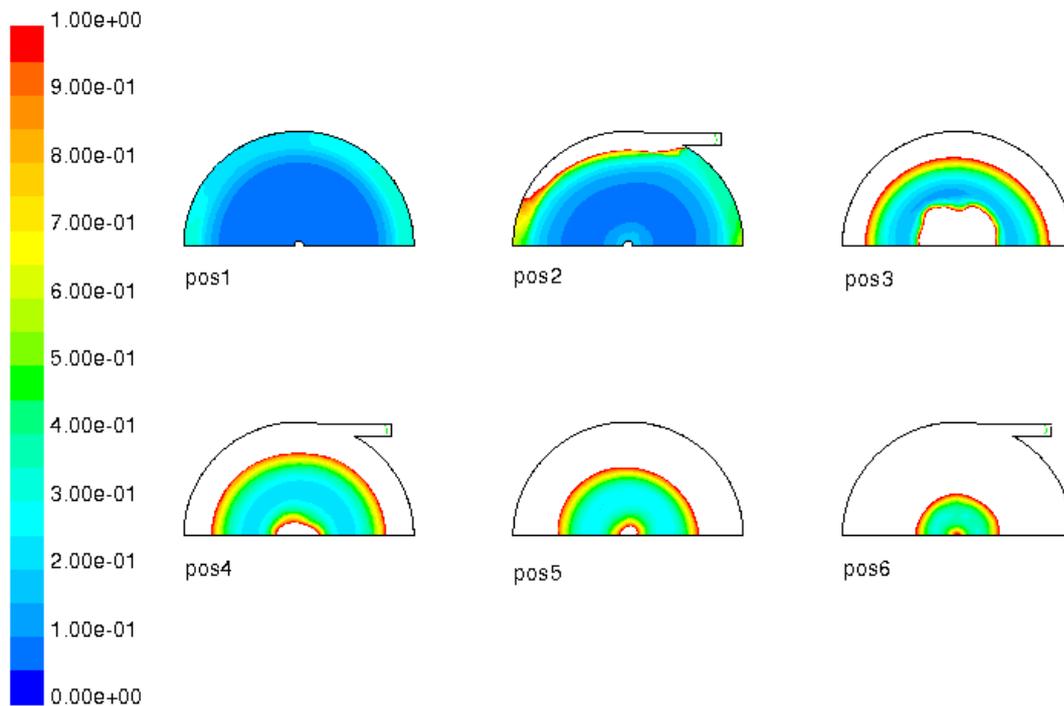


Abbildung 6.41: Luftzahl der Primärbrennkammer

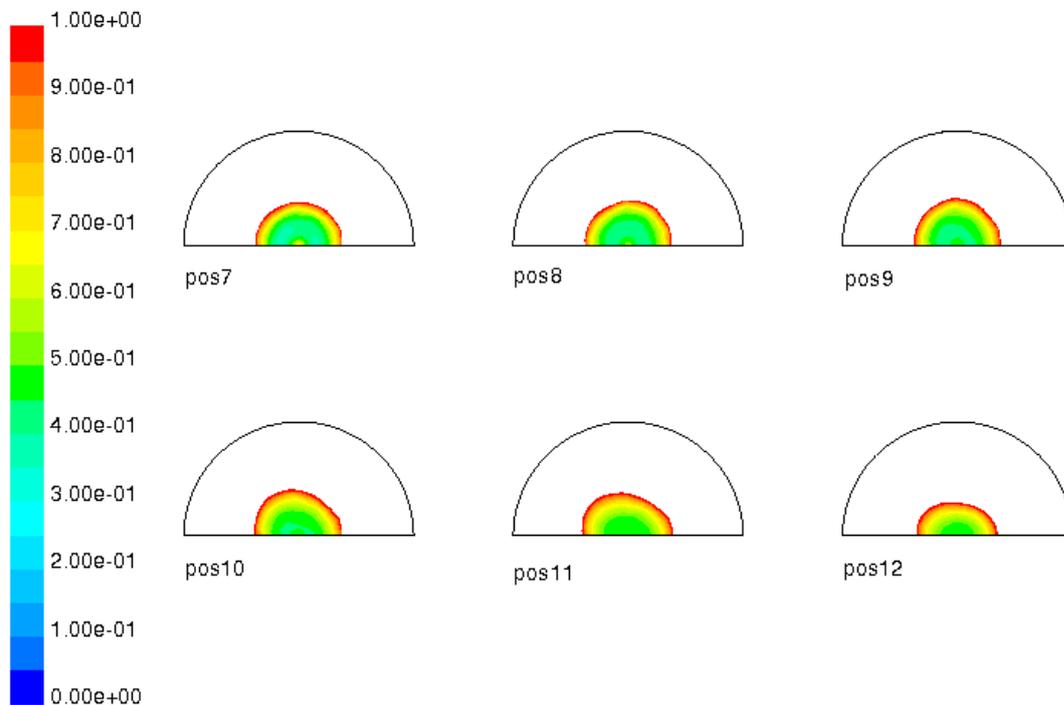


Abbildung 6.42: Luftzahl der Sekundärbrennkammer

Der Vergleich der Abb. 6.35 und 6.36 mit den Temperaturverteilungen in den Abb. 6.13 und 6.14, den Kohlendioxid-Massenanteilen in den Abb. 6.20 und 6.21 und den Sauerstoff-Massenanteilen in den Abb. 6.31 und 6.32 zeigt, dass dies alles zutrifft. Die niedrigsten Werte der Luftzahl λ treten im Bereich des Brennkammerbodens auf, wo die Massenanteile von Kohlendioxid und Kohlenstoff am höchsten sind (siehe die Kohlendioxid-Massenanteile in den Abb. 6.20 und 6.21 bzw. die Kohlenstoff-Massenanteile in den Abb. 6.24 und 6.25).

6.2 Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe für alle Ausführungen der Primärlufteintritte bei einer axialen Distanz des Brennstoffeintrittes von 196.5 mm und einem Massenstromverhältnis von 1

Ergänzend zu den Konturdarstellungen werden im folgenden die Verläufe von Axial- und Tangentialgeschwindigkeiten sowie der Temperaturen in der Brennkammer bei reagierender Strömung dargestellt.

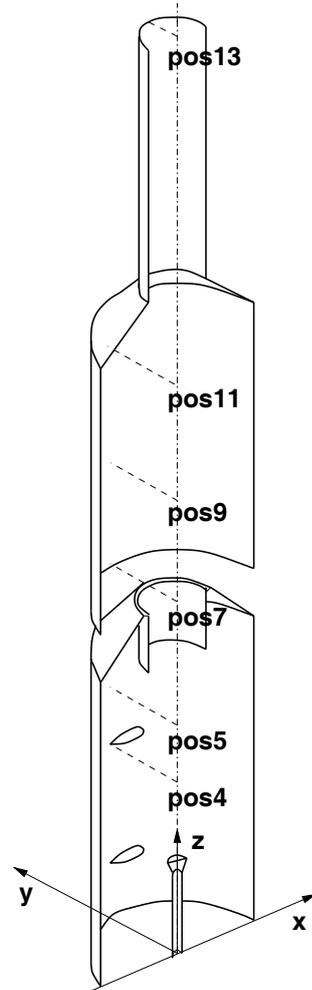


Abbildung 6.43: Positionen der Auswertung in der Berechnungsgeometrie

In Abb. 6.43 sind die Positionen der Auswertung der Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe angegeben. Es handelt sich dabei um Linien, die bei $x = 0$ parallel zur y -Richtung und normal zur $x - z$ -Ebene ausgerichtet sind.

6.2.1 Axialgeschwindigkeiten

Die Axialgeschwindigkeitsverläufe in den Abb. 6.44 bis 6.47 sind qualitativ gleich. Geringfügige Unterschiede gibt es lediglich quantitativ. Bei den Positionen 4 und 5 in den Abb. 6.44 bis 6.47 treten in Wandnähe negative Axialgeschwindigkeiten auf. Diese Rückströmzonen an der

Brennkammerwand werden durch das Tauchrohr verursacht. Diese Rückströmzonen sind bei der Vergasung bzw. Verbrennung fester Brennstoffe notwendig, da diese die Partikelverweilzeit erhöhen und den Austritt der Partikel aus der Brennkammer verhindern (siehe auch Kap. 2.1). Im Bereich des Austrittes aus der Primärbrennkammer bei Position 7 (radiale Position 0.0 bis 0.08 m) tritt keine negative Axialgeschwindigkeit auf, d.h., es gibt keine axiale Strömungsumkehr.

Bei den Positionen 9 und 11 nehmen die Axialgeschwindigkeiten bei $r = 0$ m gegenüber der Position 7 ab, wobei die Axialgeschwindigkeit an dieser Stelle bei Position 11 niedriger ist als bei Position 9. In radialer Richtung nehmen die Axialgeschwindigkeiten bei Position 9 und 11 gegenüber Position 7 zu. Bei der 0° - und der 30° -Ausführung ist die Axialgeschwindigkeit ab $r \approx 0.1$ m bei Position 11 höher als bei Position 9. Bei der $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Ausführung tritt dies schon bei $r \approx 0.09$ m auf, während bei der 60° -Geometrie die Axialgeschwindigkeiten bei den Positionen 9 und 11 ab $r \approx 0.11$ m praktisch gleich verlaufen. Die Mischung des Vergasungsproduktes mit der Sekundärluft und die dadurch verursachte Energiefreisetzung zufolge der Verbrennung führen zu einer kegelförmigen Verbreiterung der Axialgeschwindigkeitsverläufe in der Sekundärbrennkammer. In Wandnähe der Sekundärbrennkammer tritt keine Rückströmung auf.

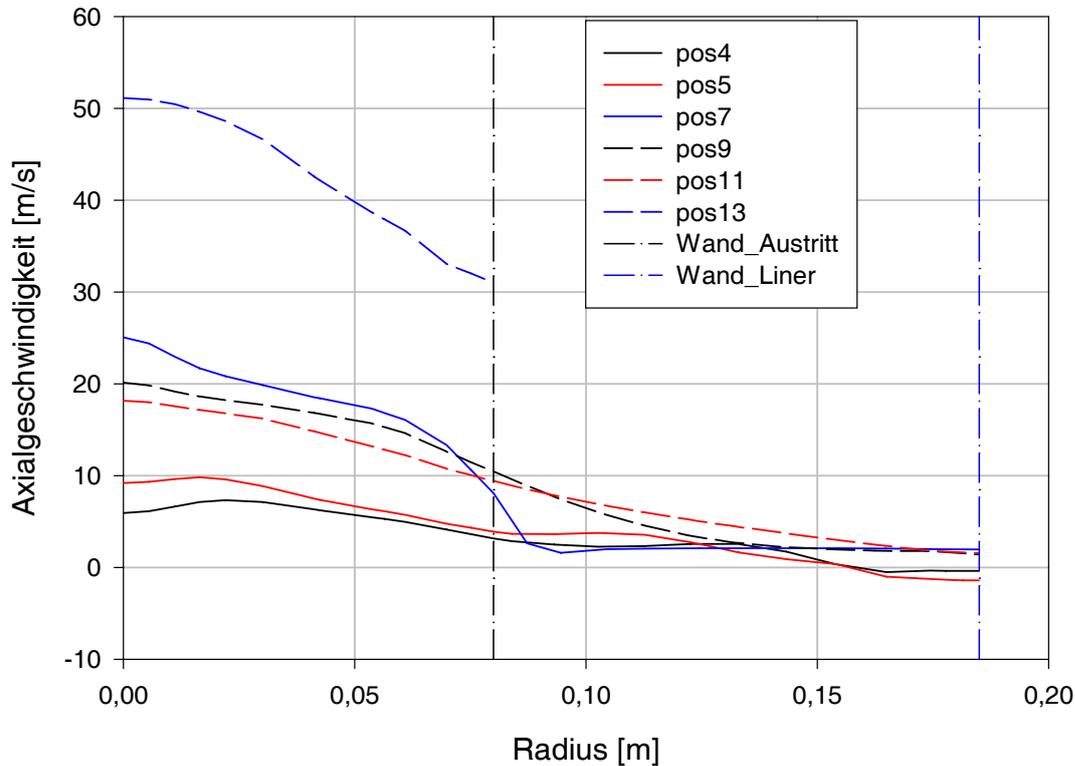


Abbildung 6.44: Axialgeschwindigkeiten bei 0° -Primärlufteintritt

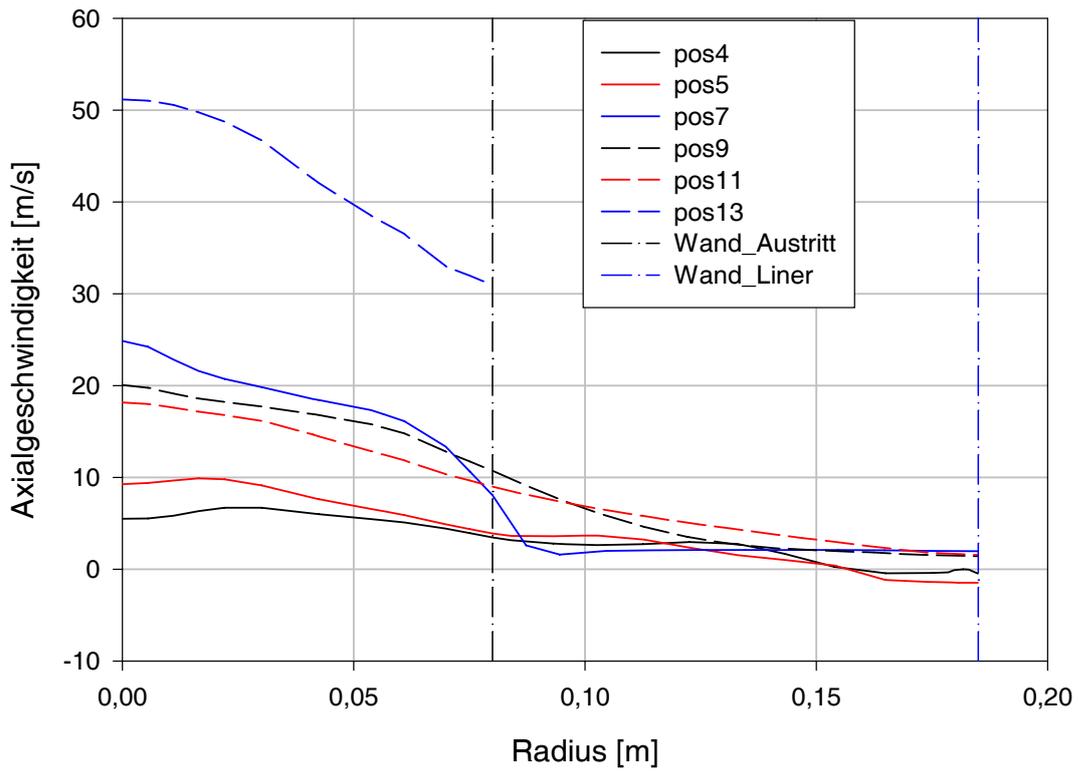


Abbildung 6.45: Axialgeschwindigkeiten bei 30°-Primärlufteintritt

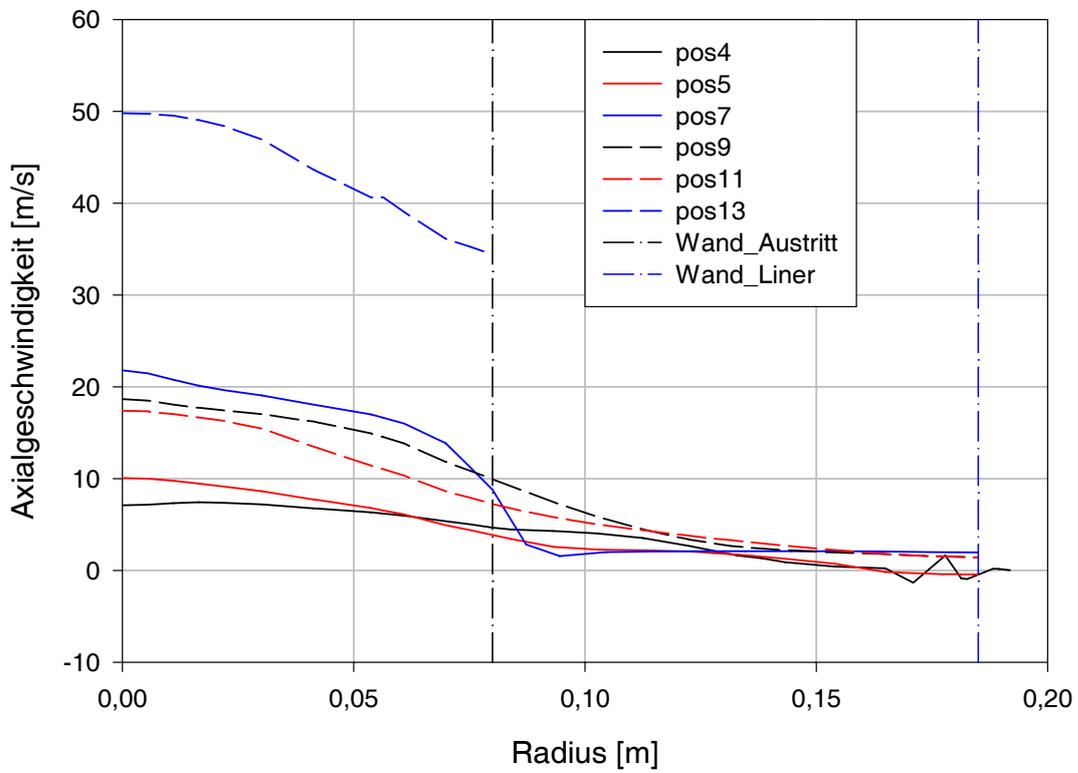


Abbildung 6.46: Axialgeschwindigkeiten bei 60°-Primärlufteintritt

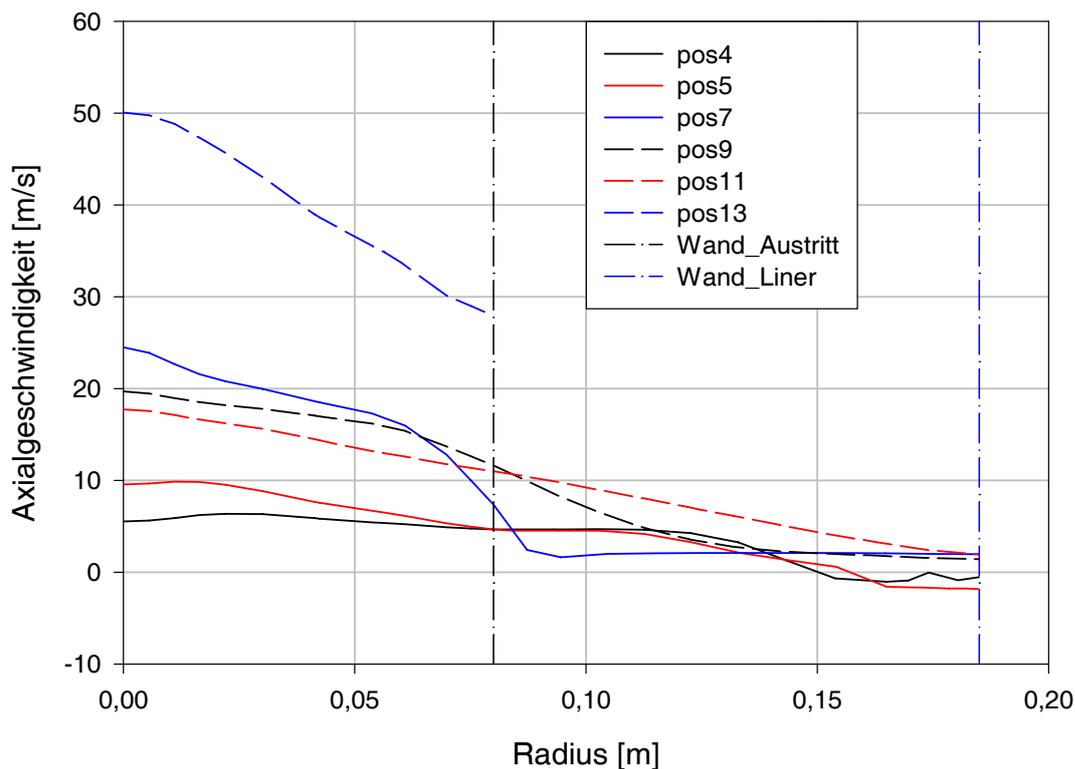


Abbildung 6.47: Axialgeschwindigkeiten bei 0°/30°/60°-Primärlufteintritt

Bei den Abb. 6.44 bis 6.47 fällt auf, dass die Axialgeschwindigkeiten an der Wand ungleich null sind, während die Geschwindigkeitskomponenten in x -, y - und z -Richtung sehr wohl null sind, wie das Postprocessing zeigt. Diesbezüglich gelten hier dieselben Bemerkungen zur Auswertung wie im Abschnitt 6.1.2. Die Knotenwerte¹ der Axialgeschwindigkeit werden aus den Zellenwerten gemittelt, die einen Anteil am entsprechenden Knoten aufweisen. An der Wand werden für die Axialgeschwindigkeit extrapolierte Größen herangezogen. Die Auswertegeometrie ist in diesem Fall eine Linie, die durch das Rechengebiet und damit auch durch die Rechenzellen läuft. Die Werte entlang der Auswertelinie werden durch lineare Interpolation der Knotenwerte des Berechnungsnetzes erhalten [15].

Bei Position 7 am Primärbrennkammeraustritt in den Abb. 6.44 bis 6.47 treten bei $r \approx 0.08$ m Axialgeschwindigkeiten in der Größenordnung von ca. 8 m/s auf, obwohl zu erwarten wäre, dass die Axialgeschwindigkeiten an dieser Stelle null bzw. nahe null sind. Der Vergleich des Axialgeschwindigkeitsverlaufes mit dem Verlauf der z -Geschwindigkeit an dieser Stelle zeigt, dass die z -Geschwindigkeit einen Wert von ca. 1.5 m/s an dieser Stelle aufweist. Die Abweichung wird durch das Postprocessing verursacht, da die Knotenwerte durch die Mittelung der Zellenwerte entstehen und die Werte entlang der Auswertelinie durch die lineare Interpolation der Knotenwerte berechnet werden.

6.2.2 Tangentialgeschwindigkeiten

Für die in den Abb. 6.48 bis 6.51 dargestellten Tangentialgeschwindigkeitsverläufe gilt, dass bei Position 4 eine hohe Tangentialgeschwindigkeit in Wandnähe auftritt, da an dieser Stelle ein tangentialer Primärlufteintritt angeordnet ist. Die 60°-Ausführung hat bei Position 4 eine

¹Die Knoten sind die Eckpunkte einer Rechenzelle.

deutlich niedrigere Tangentialgeschwindigkeit als die anderen Geometrien. Bei Position 5 ist bei allen Konfigurationen die Tangentialgeschwindigkeit in Wandnähe nur halb so hoch wie bei Position 4. Bei der 60°-Ausführung tritt der Höchstwert der Tangentialgeschwindigkeit an der Position 5 bei einer radialen Position von ca. $r = 0.11 \text{ m}$ auf, während bei allen anderen Geometrien der Höchstwert wie bei Position 4 in Wandnähe liegt.

Die Strömung tritt aus der Primärbrennkammer mit einer Tangentialgeschwindigkeit aus (siehe Position 7 in den Abb. 6.48 bis 6.51). Da die Sekundärluft ohne eine Tangentialgeschwindigkeitskomponente einströmt, werden die in der Sekundärbrennkammer auftretenden Tangentialgeschwindigkeiten vom Vergasungsprodukt der Primärbrennkammer verursacht. In Richtung des Austrittes aus der Brennkammer nimmt die Tangentialgeschwindigkeitskomponente ab.

In den Abb. 6.48 bis 6.51 sind die Tangentialgeschwindigkeiten bei $r = 0 \text{ m}$ nicht Null, was physikalisch falsch ist. Wie bereits vorher erwähnt, sind die Flächen des Brennkammermodells in der $x - z$ -Ebene (vgl. Abb. 5.1) als periodische Flächen modelliert. Bei periodischen Flächen werden nur extrapolierte Größen dargestellt. Die Werte der physikalischen Größen werden aus den zwei wandnächsten Mittelpunkten der Berechnungszellen extrapoliert. Je nach Abstand der beiden Zellmittelpunkte voneinander und zur Wand und je nach absoluter Größe der Tangentialgeschwindigkeit in diesen Zellen ergibt sich eine mehr oder wenige große Abweichung von Null. Mit einer Netzverfeinerung kann die Abweichung reduziert werden.

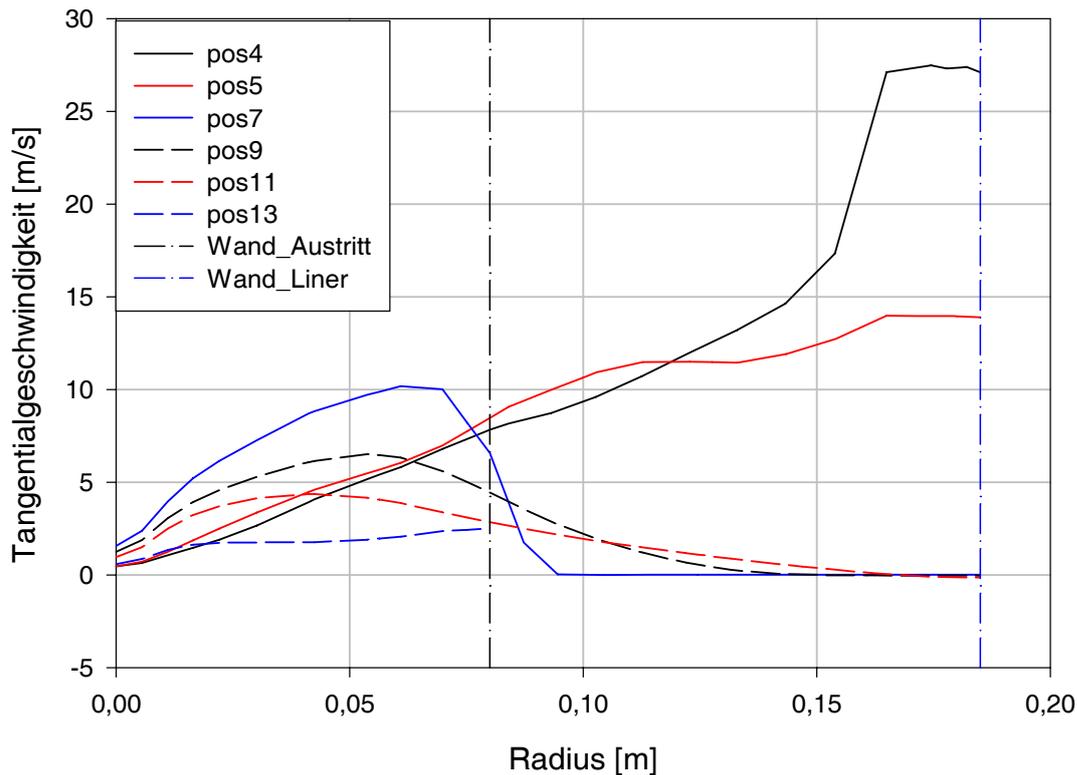


Abbildung 6.48: Tangentialgeschwindigkeiten bei 0°-Primärlufteintritt

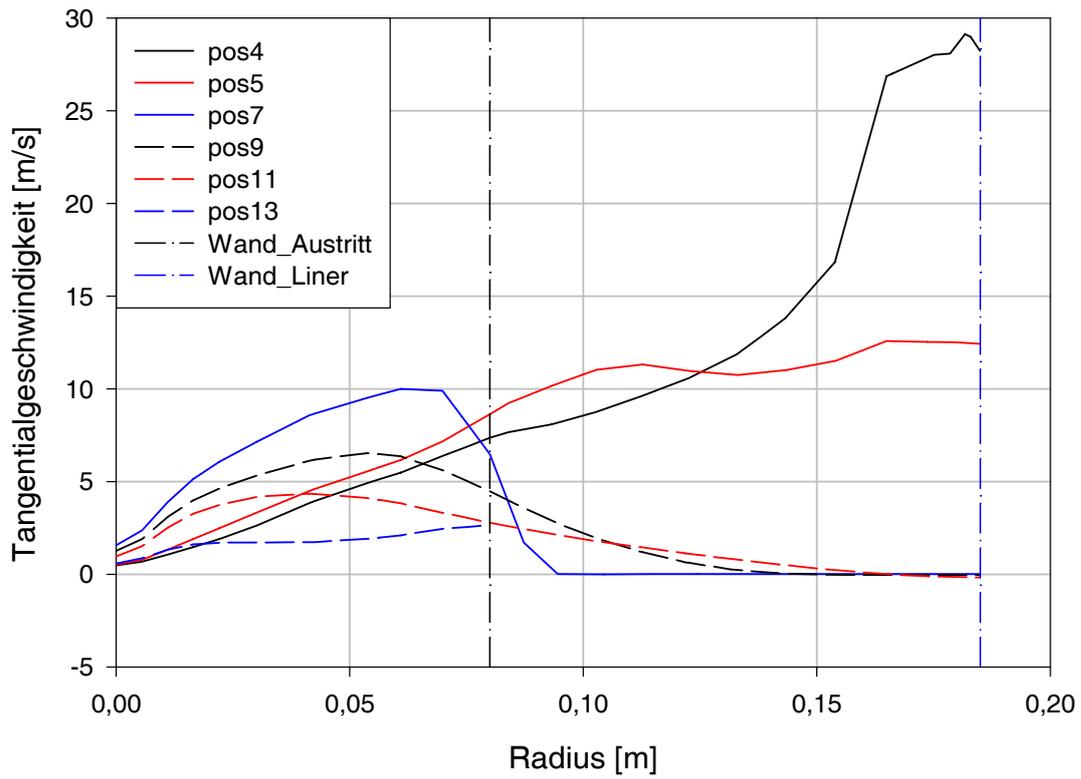


Abbildung 6.49: Tangentialgeschwindigkeiten bei 30°-Primärlufteintritt

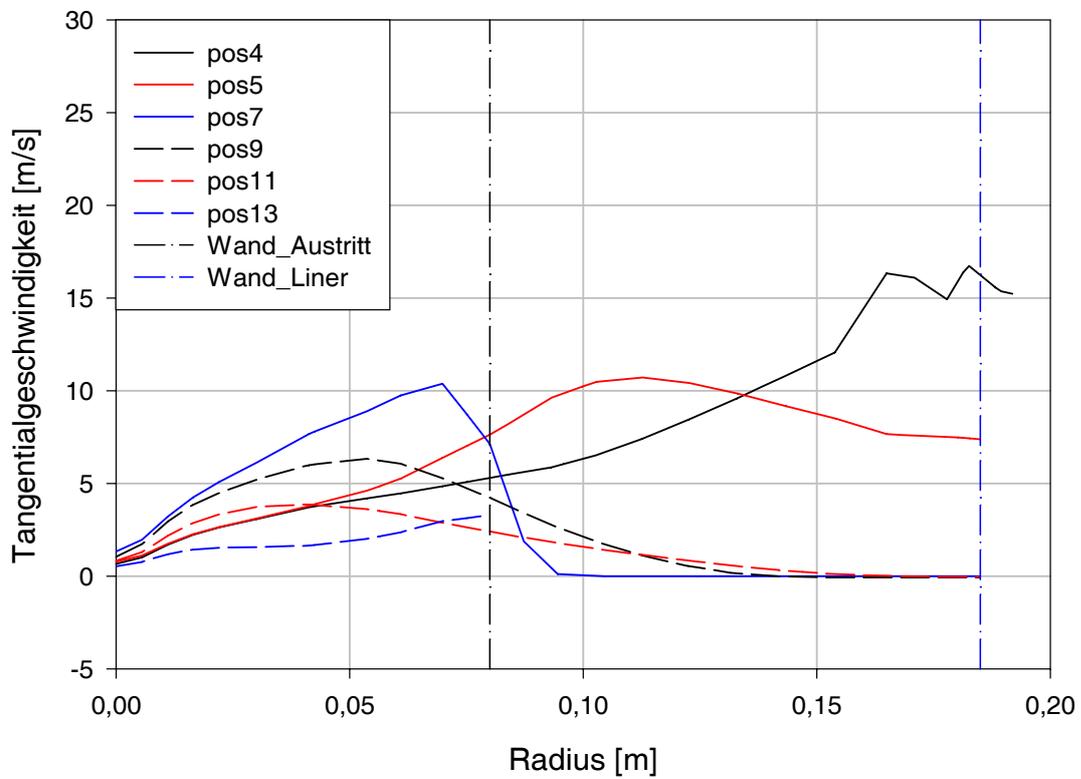


Abbildung 6.50: Tangentialgeschwindigkeiten bei 60°-Primärlufteintritt

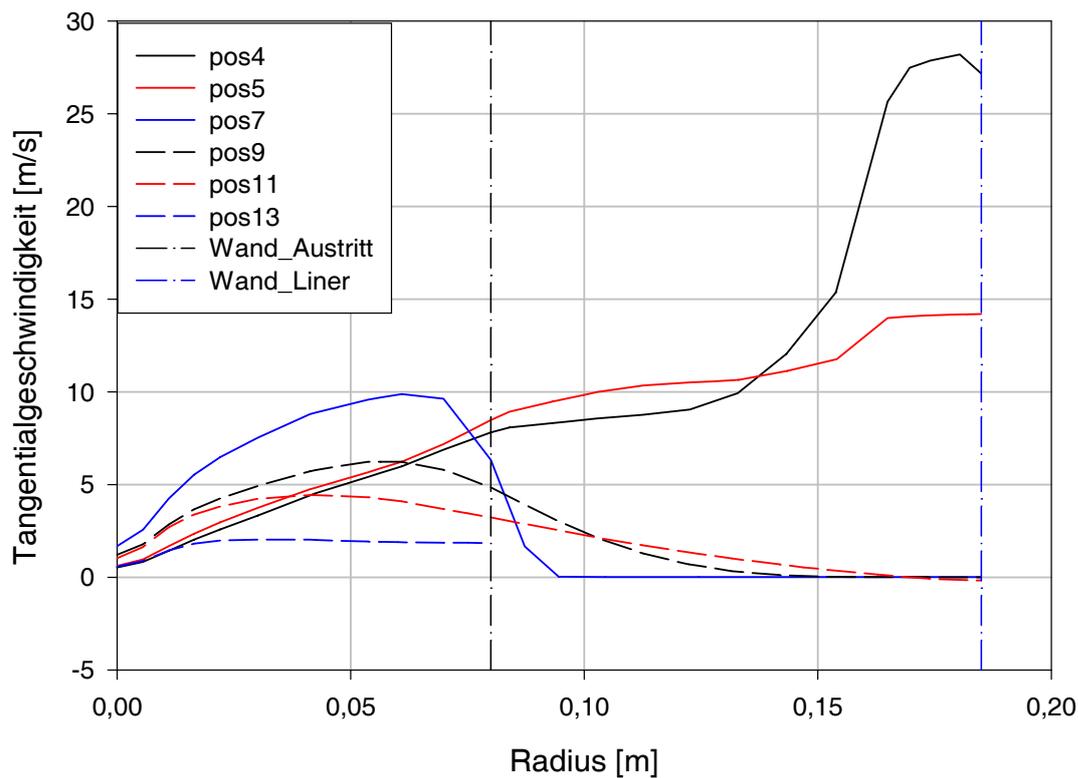


Abbildung 6.51: Tangentialgeschwindigkeiten bei 0°/30°/60°-Primärlufteintritt

Das Auftreten von Tangentialgeschwindigkeiten ungleich bzw. kleiner null an den Wänden ist durch die in Abschnitt 6.1.2 bzw. im Abschnitt 6.2.1 beschriebene unterschiedliche Geschwindigkeitsauswertung des Postprocessing zu erklären. An der Wand sind die Knotenwerte der Geschwindigkeiten in x -, y - und z -Richtung null. Für Tangentialgeschwindigkeiten, die aus den Geschwindigkeitskomponenten der x - und y -Richtung berechnet werden, gibt es an der Wand keine Knotenwerte. Statt dessen werden für die Wand extrapolierte Werte berechnet. Daher treten an der Wand Tangentialgeschwindigkeiten ungleich null auf.

Auch die bei $r \approx 0.8$ an der Position 7 auftretenden Tangentialgeschwindigkeiten von ca. 7 m/s werden durch das Postprocessing verursacht. Die physikalischen Werte entlang einer Auswertelinie werden aus den Knotenwerten linear interpoliert, die aus den physikalischen Werten der Zellenmittelpunkte der Zellen gemittelt werden, die einen Anteil am Knoten haben. In der Realität muss die Tangentialgeschwindigkeit bei $r \approx 0.08 m$ an der Position 7 einen Wert nahe null haben. Eine Netzverfeinerung im Gebiet des steilen Gradienten reduziert die Abweichung.

6.2.3 Temperaturen

In den Abb. 6.52 bis 6.55 sind die Temperaturverläufe der reagierenden Strömung dargestellt. Qualitativ und quantitativ sind die Verläufe ähnlich.

Genau ausgemessene Temperaturfelder von holzstaubgefeuerten Brennkammern zeigen, dass im Flammenbereich lokal Temperaturen von 1773 K überschritten werden [5]. Die Spitzenwerte der Temperaturverläufe in den Abb. 6.52 bis 6.55 stimmen mit dieser Angabe gut überein.

In der Primärbrennkammer treten bei den Positionen 4 und 5 jeweils zwei Temperaturspitzen auf. In der Nähe der Brennkammerachse nimmt die Förderluft an den Vergasungsreaktionen teil, in der Nähe der Brennkammerwand die Primärluft. In der Sekundärbrennkammer sind die

Temperaturspitzen nicht in Wandnähe, sondern bei einem mittleren Radius zu finden. In [34] ist angeführt, dass bei der Position 4 bei einer Luftzahl von $\lambda = 0.55$ eine Temperatur von ca. 1423 K auftritt (Brennstoff: Buche).

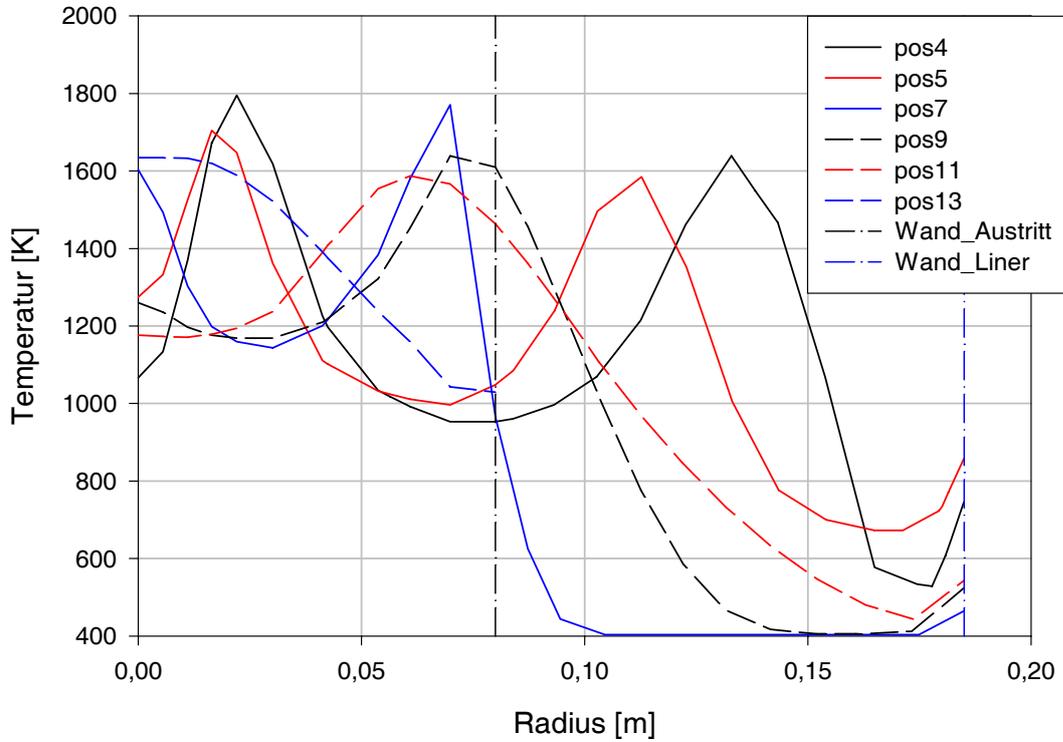


Abbildung 6.52: Temperaturen bei 0°-Primärlufteintritt

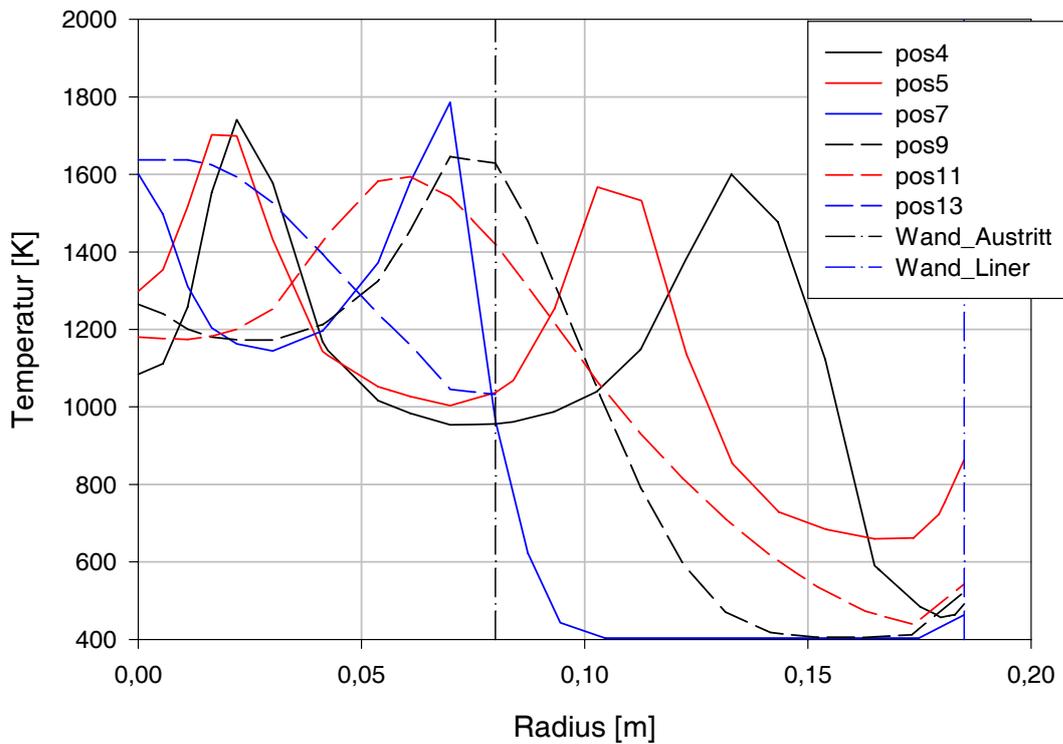


Abbildung 6.53: Temperaturen bei 30°-Primärlufteintritt

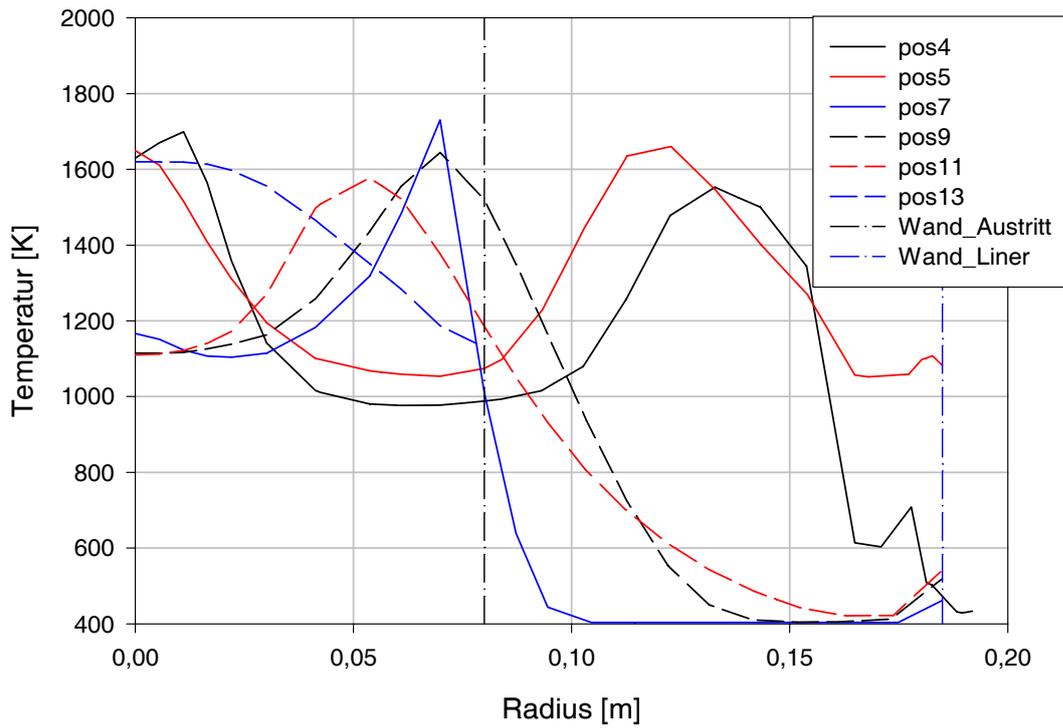


Abbildung 6.54: Temperaturen bei 60°-Primärlufteintritt

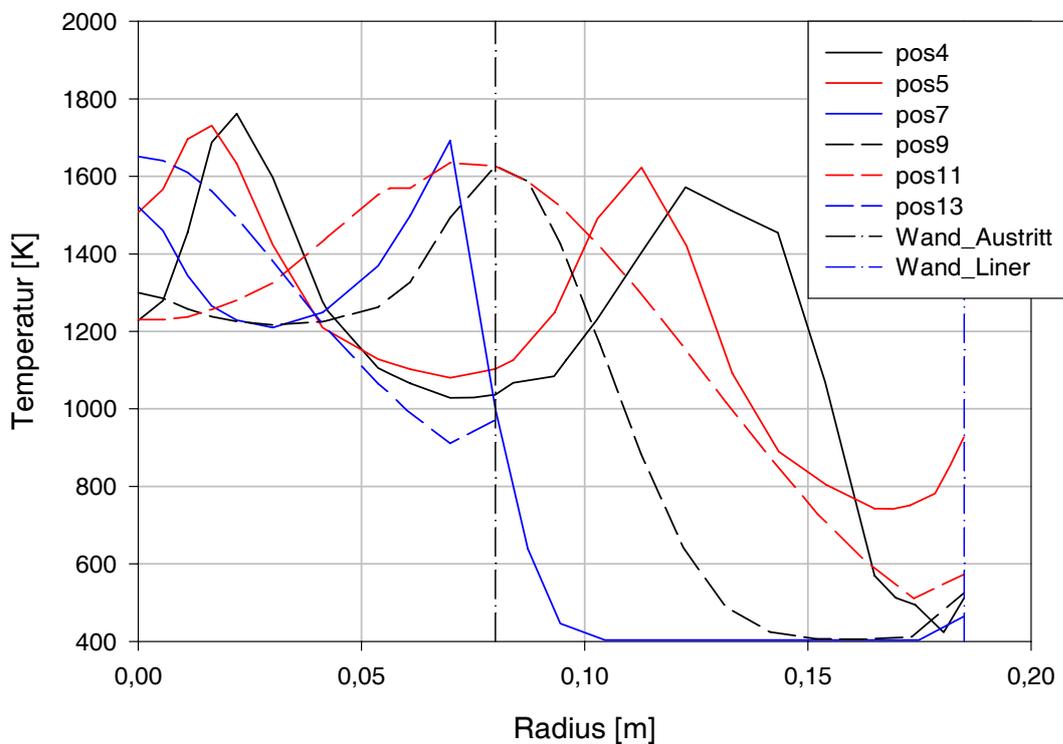


Abbildung 6.55: Temperaturen bei 0°/30°/60°-Primärlufteintritt

Für den Temperaturverlauf bei $r \approx 0.08 \text{ m}$ bei Position 7 gelten dieselben Überlegungen bezüglich des Postprocessing wie für die Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsverläufe an dieser Stelle. Die Knotenwerte entstehen durch die Mittelung der Zellenwerte, und die Werte entlang der Auswertelinie werden durch die lineare Interpolation der Knotenwerte berechnet. Auch hier

gilt, dass eine Verfeinerung des Rechnetzes im Bereich des steilen Gradienten an der Position 7 zu einer Verringerung der Abweichung führt.

6.3 Vergasungszeiten und Temperaturen der Partikel

6.3.1 Partikelbahnen

In den Abb. 6.56 bis 6.58 sind die Partikelbahnen eines größten Partikels für die 0° -Brennkammerausführung beim Betriebspunkt $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.0$ und den drei angewandten axialen Distanzen des Brennstoffeintrittes in Funktion der Partikelvergasungszeit (Einheit [s]) dargestellt. Das Spektrum der Durchmesserverteilung der Holzstaubpartikel wird durch dreihundert Partikel nach Abb. 3.1 repräsentiert.

Die Darstellung der Partikelbahnen ist deswegen von Interesse, um eine Vorstellung vom Aussehen der Partikelbahnen zu bekommen und um zu wissen, in welchem Bereich der Primärbrennkammer die Partikel vergasen. Die Kohlendioxid- und die Kohlenstoff-Verteilungen (siehe die Abb. 6.20 und 6.21 bzw. 6.24 und 6.25) zeigen hohe Massenkonzentrationen von Kohlendioxid und Kohlenstoff in der Nähe des Brennkammerbodens. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Vergasung vor allem in der Nähe des Brennkammerbodens stattfindet. Zur Überprüfung dieser Vermutung werden die Partikelbahnen herangezogen.

Wie bereits erwähnt, wurden die Holzstaubpartikel in dieser Untersuchung als vollständig flüchtig beschrieben. Daher ist die vom Solver berechnete Partikelverweilzeit als Partikelvergasungszeit anzusehen, da kein Partikel die Primärbrennkammer zu verlassen imstande ist und alle Partikel vergast werden.

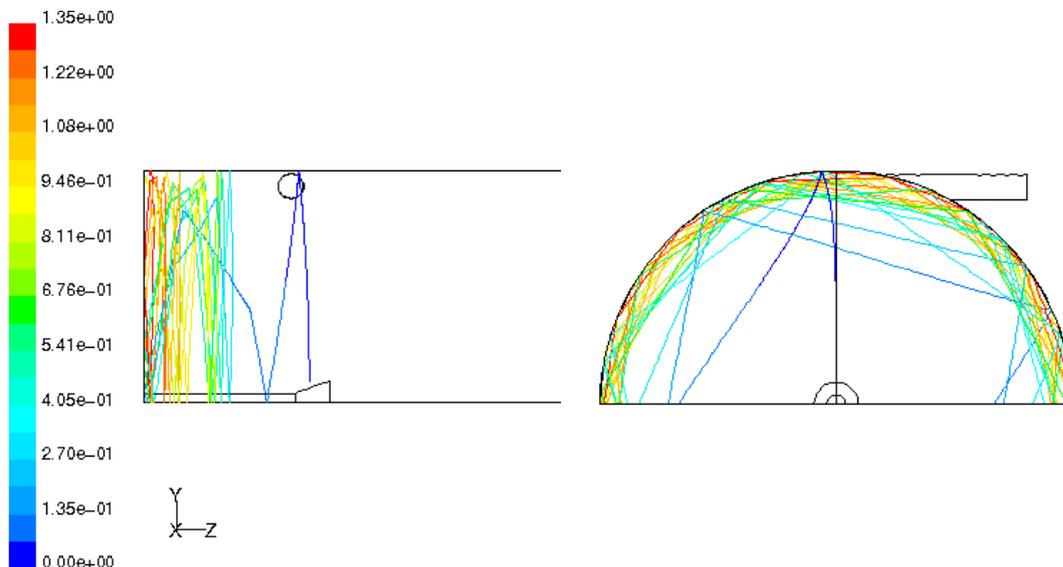


Abbildung 6.56: Partikelbahn bei der axialen Distanz des Brennstoffeintrittes $l=146.5$ mm

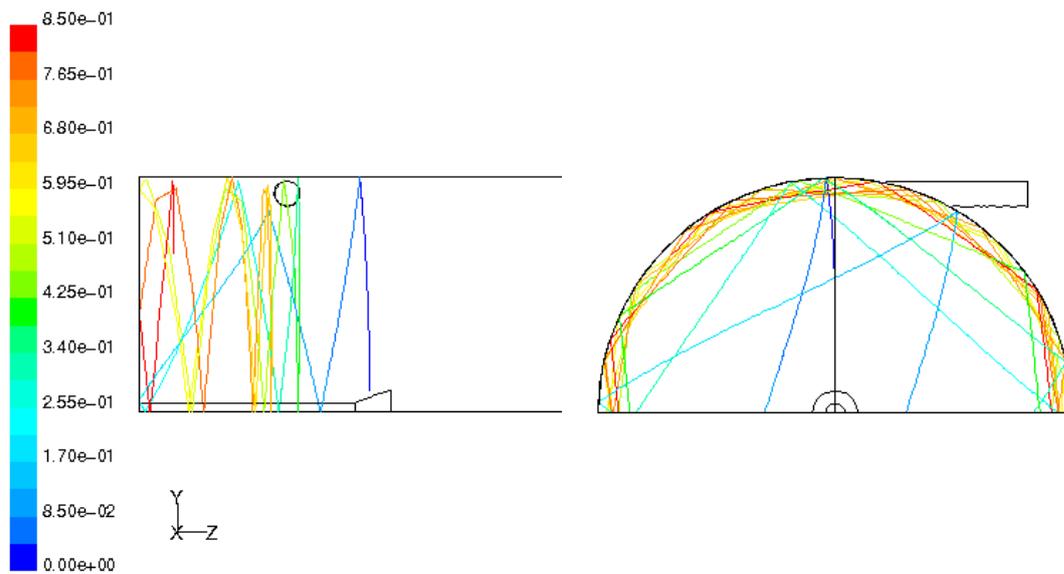


Abbildung 6.57: Partikelbahn bei der axialen Distanz des Brennstoffeintrittes $l=196.5$ mm

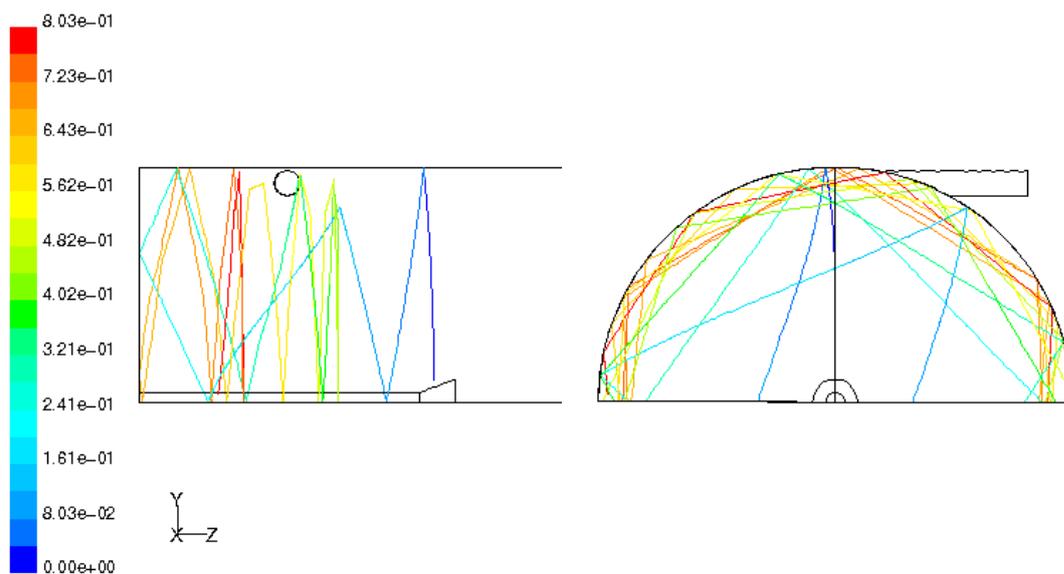


Abbildung 6.58: Partikelbahn bei der axialen Distanz des Brennstoffeintrittes $l=246.5$ mm

Der Vergleich der Abb. 6.56 bis 6.58 ergibt, dass längere axiale Distanzen des Brennstoffeintrittes ein größeres Volumen zur Brennstoffvergasung zur Folge haben. Das bedeutet, dass aufgrund des größeren Volumens mehr Sauerstoff für die gleiche Brennstoffmenge zur Verfügung steht. Damit steht bei verlängertem axialen Brennstoffeintritt mehr Sauerstoff für die gleichzeitig ablaufenden Reaktionen der Partikelvergasung und der Verbrennung der flüchtigen Bestandteile zur Verfügung. Dadurch entsteht eine Rückwirkung auf die Partikelvergasung, da bei verstärkter lokaler Verbrennung in der Primärbrennkammer die Temperatur der Strömung ansteigt. Eine höhere Strömungstemperatur erhöht aber die auf das Partikel konvektiv übertragene Wärme und die Strahlungstemperatur der Partikelumgebung (siehe Gl. (4.110)). Dies führt insgesamt zur einer höheren Partikeltemperatur, die wiederum in einer höheren Pyrolyserate resultiert (siehe Gln. (4.108) und (4.109) in Kap. 4.5.2).

6.3.2 Partikelvergasungszeiten

Die in den Abb. 6.59 bis 6.67 dargestellten Verläufe sind die oberen und unteren Grenzen der Streubereiche der Partikelvergasungszeiten für Partikel mit Durchmessern von 0,2, 1,15 und 2 mm. Die Berechnung erfolgte für jede Ausführung der Primärbrennkammer und für jede axiale Position des Brennstoffeintrittes sowie für jeden Betriebspunkt. Die oberen und unteren Grenzen der Streubereiche wurden aus dem arithmetischen Mittelwert von zehn Partikelvergasungszeiten der jeweiligen Partikeldurchmesser für alle Berechnungsfälle bestimmt, wobei zum bzw. vom Mittelwert die Standardabweichung für die Stichprobe einer Grundgesamtheit gemäß Gl. (6.7) addiert bzw. subtrahiert wird.

$$s = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \left(n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \right)} \quad (6.7)$$

Die Kurven in den Abb. 6.59 bis 6.67 sind Spline-Kurven, die aus den Werten der oberen und unteren Grenze des Streubereiches der jeweiligen Ausführung gebildet werden. Spline-Kurven sind segmentierte Kurven mit Polynomen vom Grad n , die $(n - 1)$ -mal stetig differenzierbar sind.

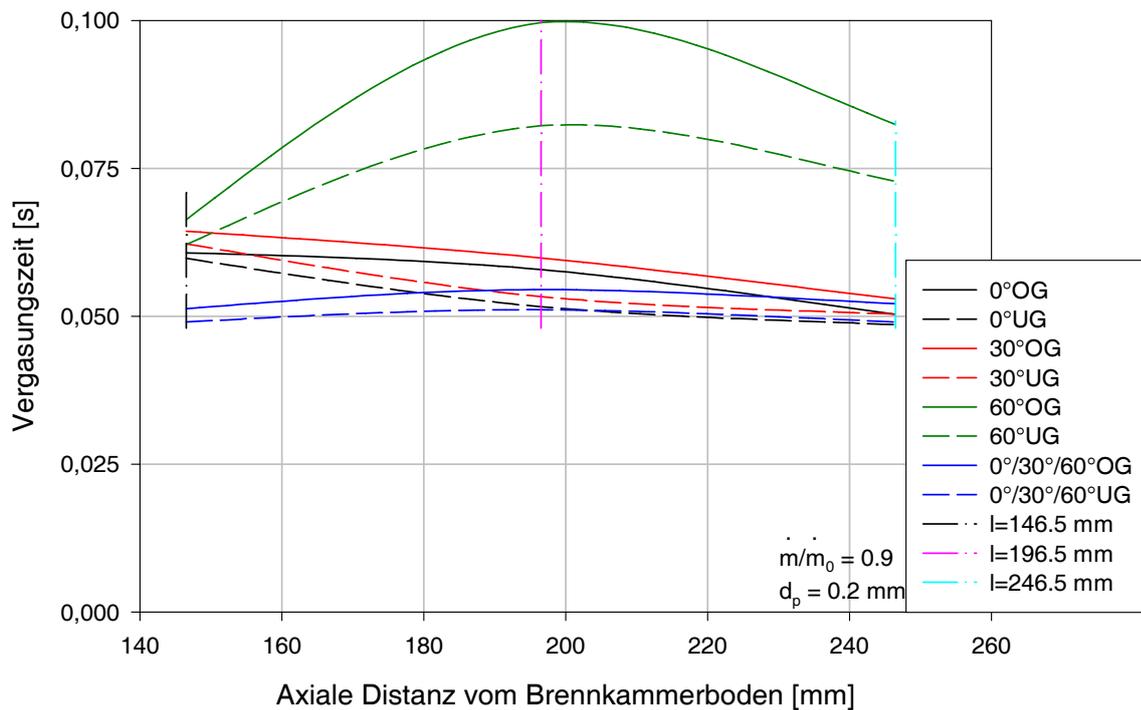


Abbildung 6.59: Partikelvergasungszeiten beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln

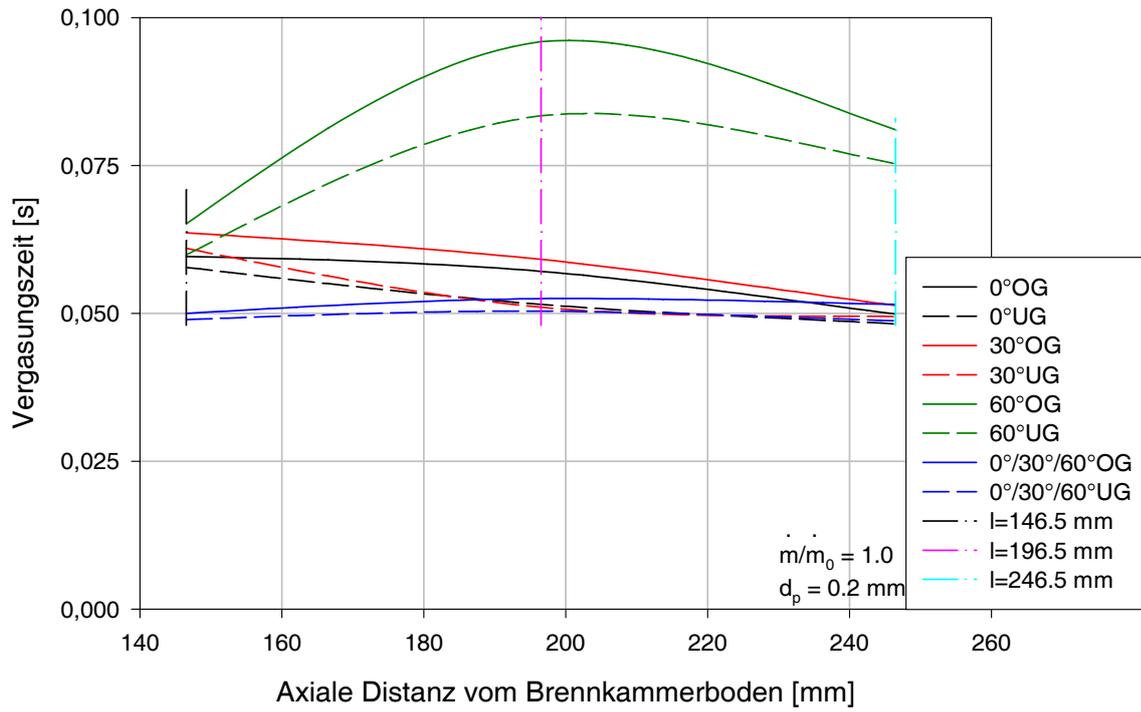


Abbildung 6.60: Partikelvergasungszeiten beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln

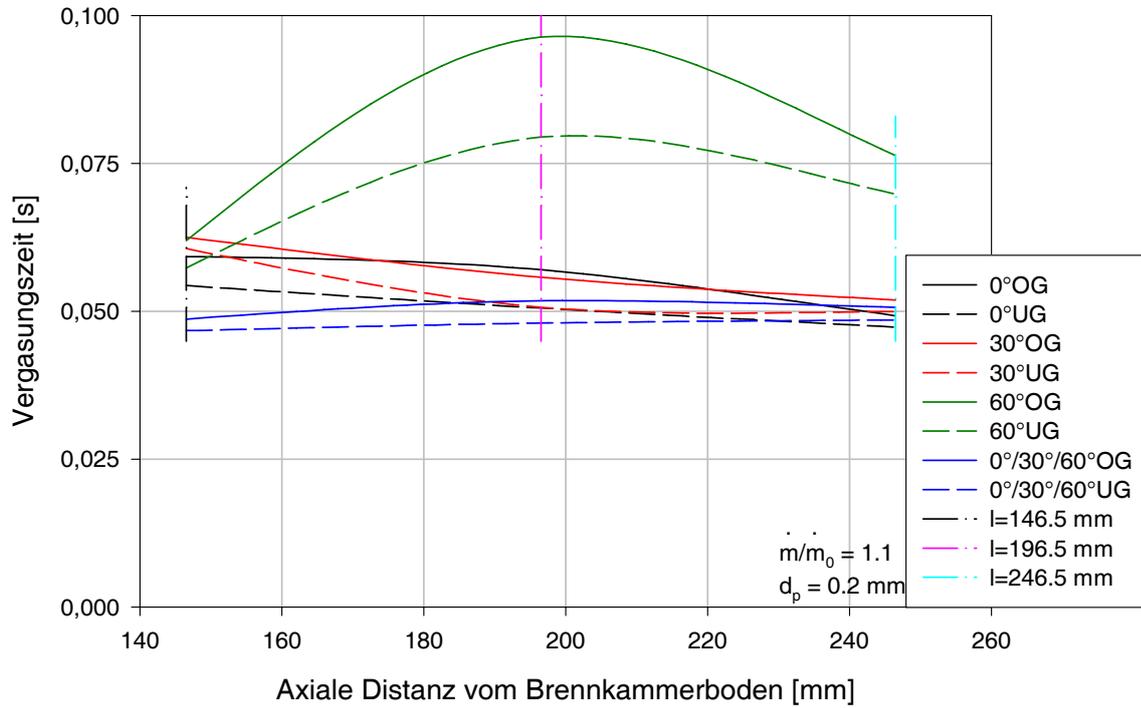


Abbildung 6.61: Partikelvergasungszeiten beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln

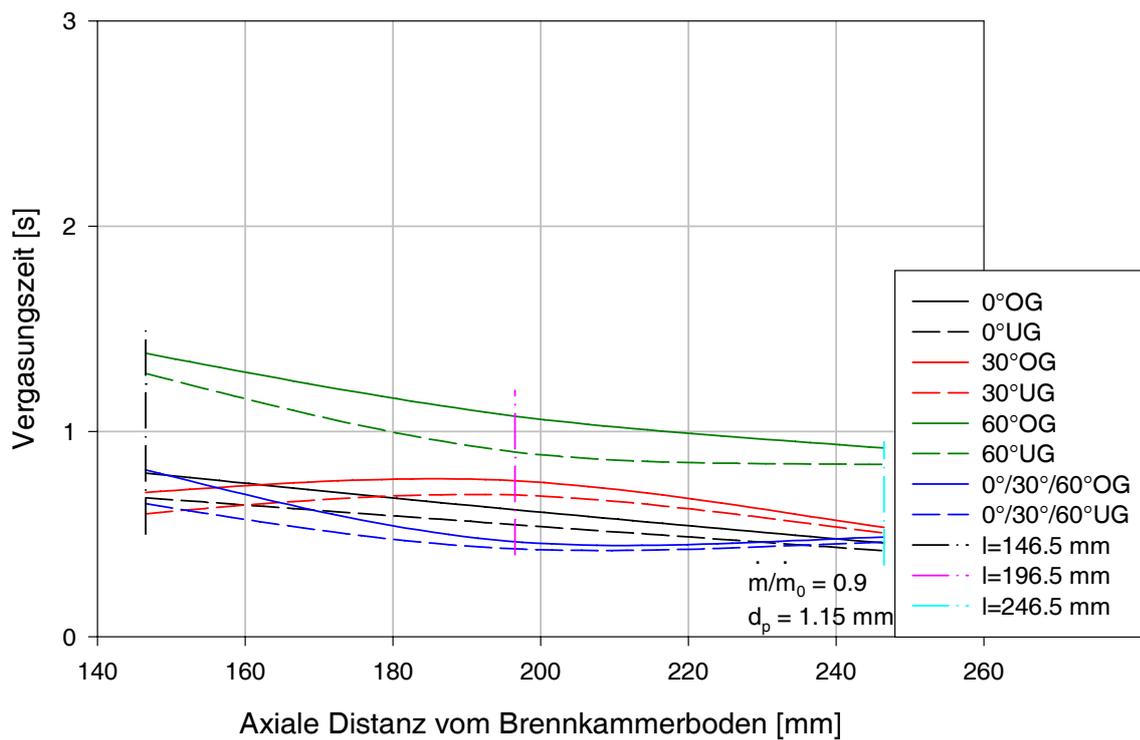


Abbildung 6.62: Partikelvergasungszeiten beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln

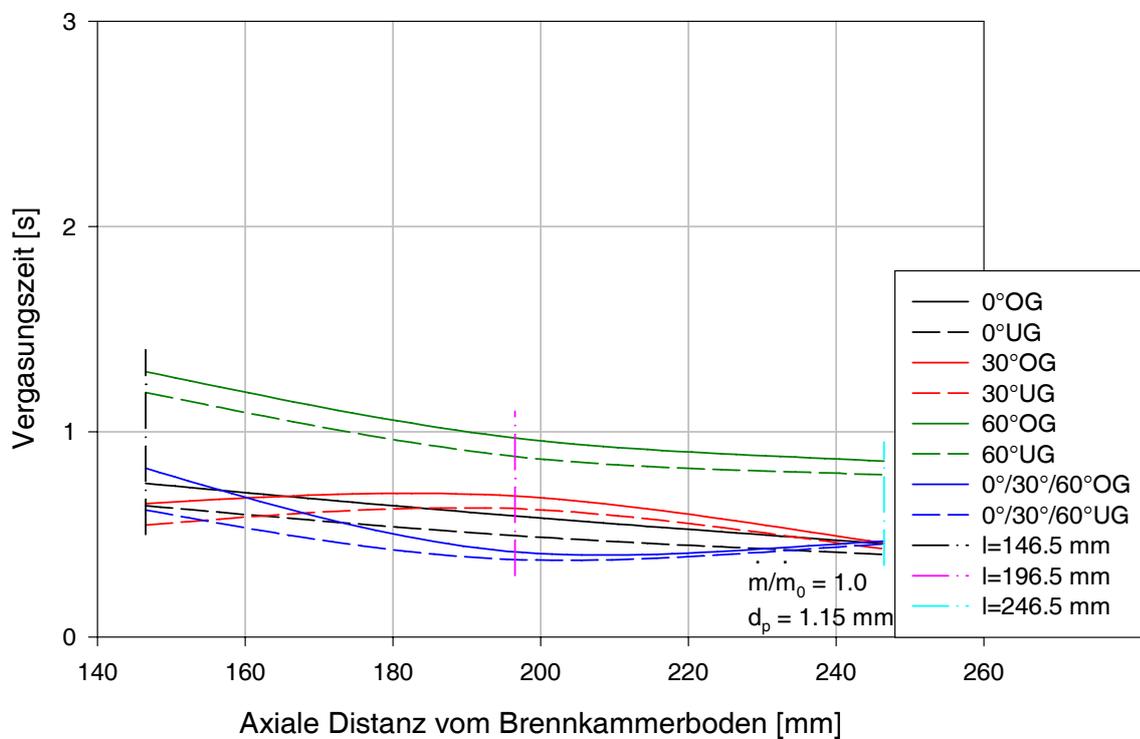


Abbildung 6.63: Partikelvergasungszeiten beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln

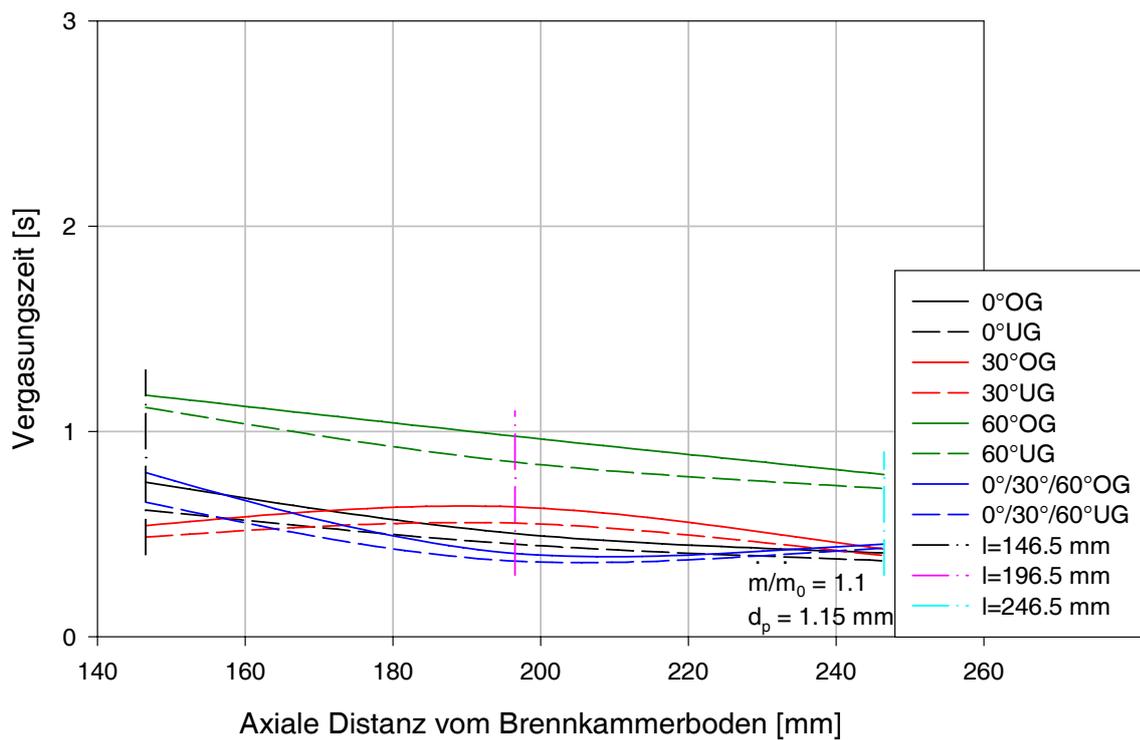


Abbildung 6.64: Partikelvergasungszeiten beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln

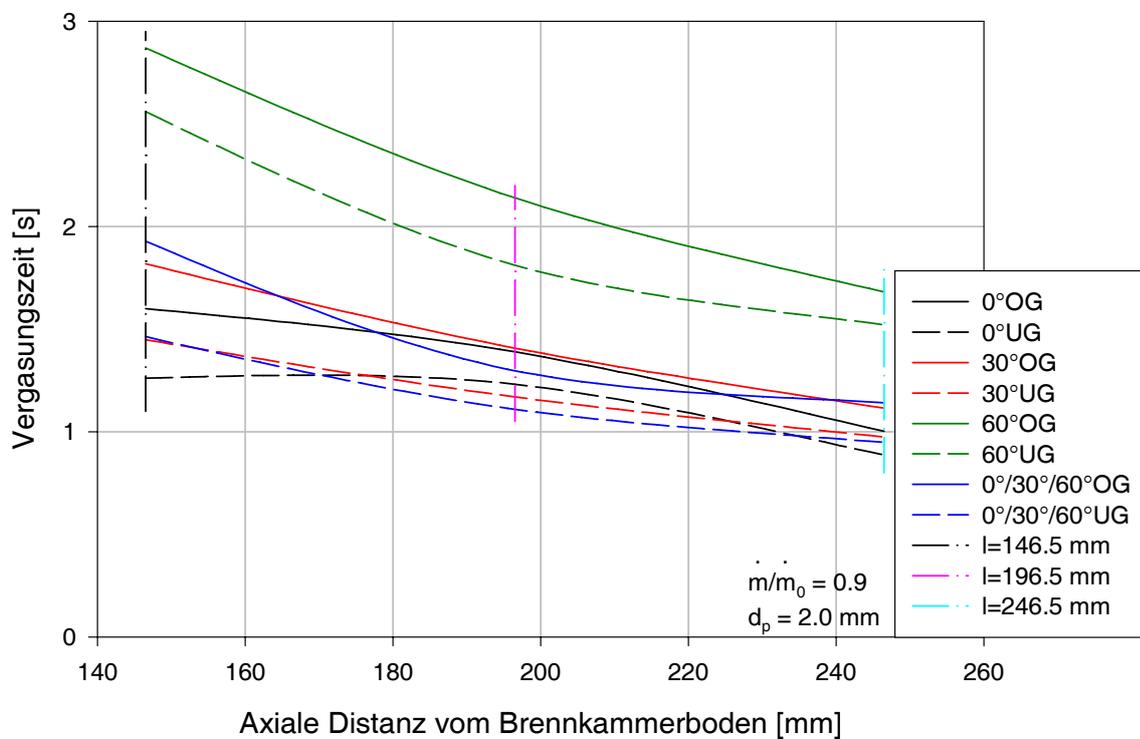


Abbildung 6.65: Partikelvergasungszeiten beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln

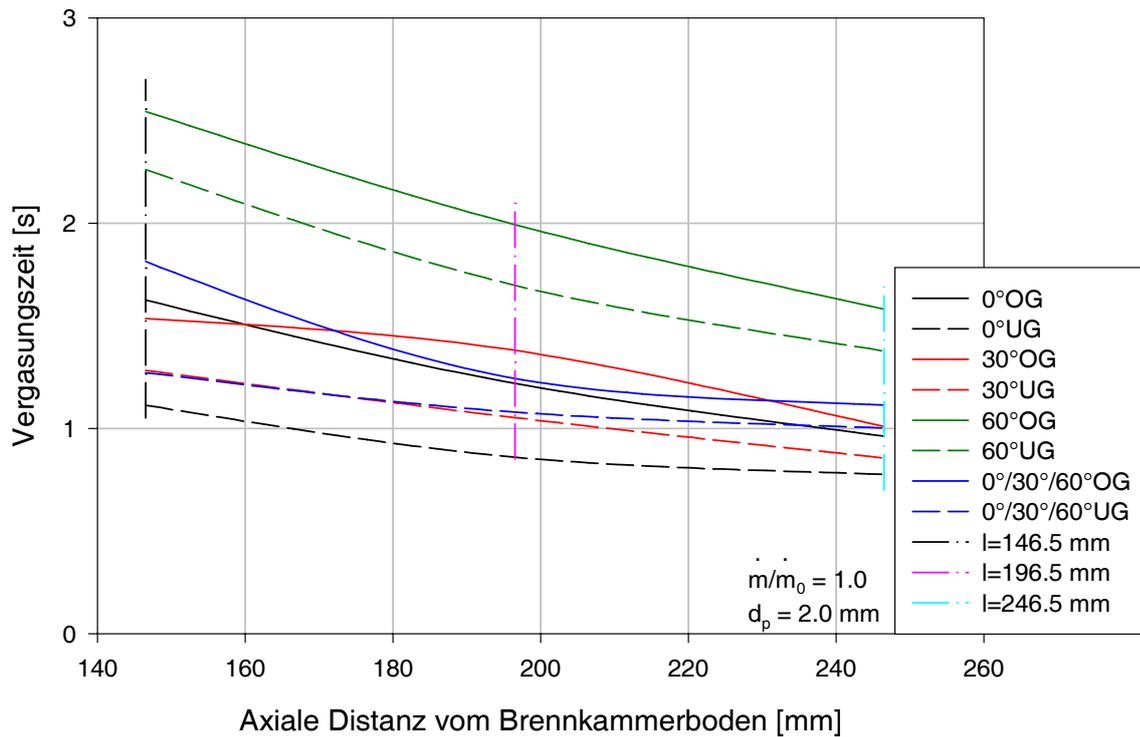


Abbildung 6.66: Partikelvergasungszeiten beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln

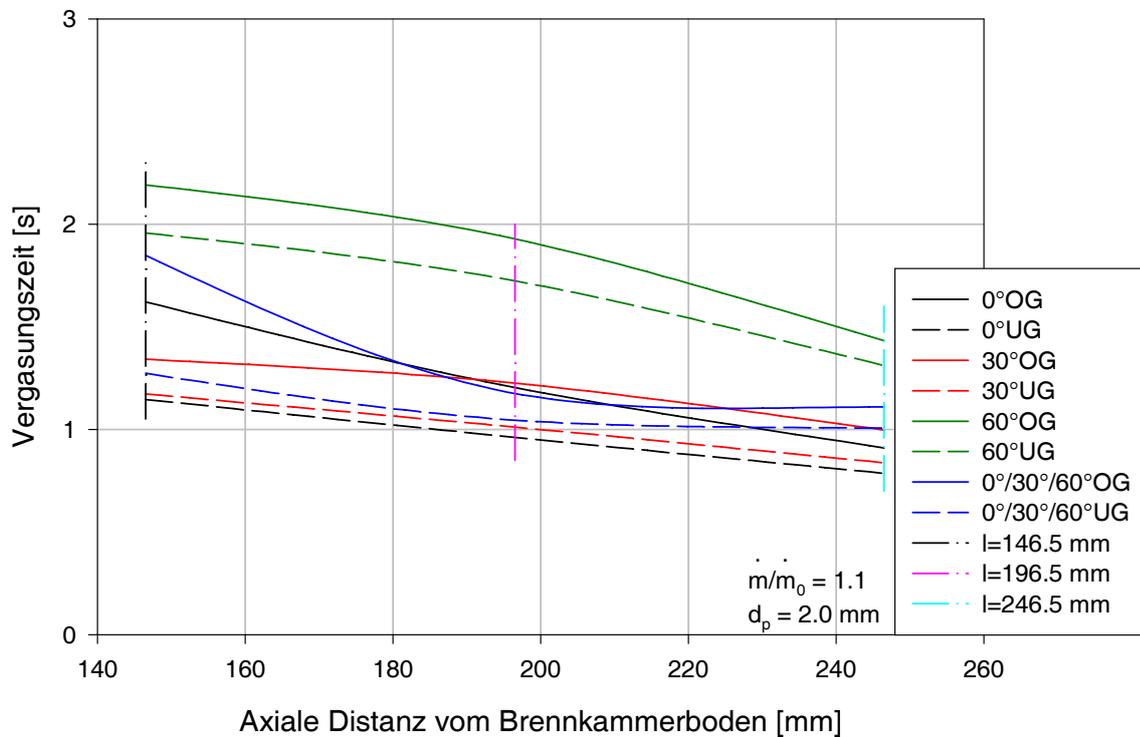


Abbildung 6.67: Partikelvergasungszeiten beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln

Der Vergleich der Abb. 6.59 bis 6.61 für die Partikel mit 0.2 mm Durchmesser und für die Partikel mit 1.15 mm Durchmesser in den Abb. 6.62 bis 6.64 zeigt, dass sich die Streubereiche der Partikelvergasungszeiten mit zunehmender Leistung nur wenig verändern. Dies betrifft sowohl den qualitativen als auch den quantitativen Verlauf der Kurven.

Die Streubereiche der Partikelvergasungszeiten für Partikel mit 2 mm in den Abb. 6.65 bis 6.67 haben bei steigender Leistung einen praktisch gleichen qualitativen Verlauf. Jedoch weisen die Streubereiche der Partikelvergasungszeiten für die 60° -Brennkammerausführung mit zunehmender Leistung niedrigere Werte auf.

Mit Ausnahme der Partikelgröße von 0.2 mm bei der 60° -Brennkammergeometrie gilt für die ausgewerteten Partikelgrößen bei allen Brennkammerausführungen und bei jedem Betriebspunkt, dass mit steigender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes vom Brennkammerboden die Partikelvergasungszeiten abnehmen. Die Auswirkung einer größeren axialen Distanz ist schon im Abschnitt 6.3.1 diskutiert worden: Durch die längere axiale Distanz des Brennstoffeintrittes steht ein größeres Volumen der Primärbrennkammer für die Partikelvergasung und die lokale Verbrennung von flüchtigen Bestandteilen zur Verfügung. Durch die verstärkte lokale Verbrennung flüchtiger Bestandteile wird mehr Wärme auf die vergasenden Partikel übertragen, was wiederum die Partikelvergasung beschleunigt usf.

Weiters fällt auf, dass die 60° -Brennkammergeometrie deutlich höhere Partikelvergasungszeiten als die anderen Brennkammergeometrien aufweist. Der Vergleich der Tangentialgeschwindigkeiten der einzelnen Brennkammergeometrien in den Abb. 6.48 bis 6.51 macht deutlich, dass bei der 60° -Brennkammergeometrie die Tangentialgeschwindigkeiten in der Primärbrennkammer niedriger sind als bei den anderen Brennkammergeometrien. Dies führt dazu, dass der konvektive Wärmeübergang von der Umgebung auf die Partikel geringer ausfällt. Dies resultiert in einer niedrigeren Partikeltemperatur und in einer geringeren Pyrolyserate. Die Vergasung ist somit insgesamt langsamer als bei den anderen Geometrien.

6.3.3 Partikeltemperaturen

Die in den Abb. 6.68 bis 6.76 dargestellten Streubereiche der höchsten Partikeltemperaturen sind eine Ergänzung zu den in den Abb. 6.59 bis 6.67 präsentierten Partikelvergasungszeiten. Bei den angegebenen Werten handelt es sich um die höchsten Partikeltemperaturen, die während der Vergasung der Partikel mit einem Partikeldurchmesser von 0.2 , 1.15 und 2 mm auftreten. Aus den höchsten Partikeltemperaturen wurde aus zehn Einzelwerten ein Mittelwert für jede Brennkammerkonfiguration berechnet. Die Berechnung der oberen und unteren Grenzen der Streubereiche erfolgte analog zur im vorigen Abschnitt beschriebenen Berechnung. Die Kurven in den Abb. 6.68 bis 6.76 sind Spline-Kurven, die aus den Rechenergebnissen einer jeden Brennkammerausführung und einer jeden axialen Distanz des Brennstoffeintrittes bei jedem Betriebspunkt gebildet werden.

Der Vergleich der Streubereiche der Partikelvergasungszeiten in den Abb. 6.59 bis 6.67 mit den Streubereichen der höchsten Partikeltemperaturen in den Abb. 6.68 bis 6.76 zeigt, dass bei höheren Partikelvergasungszeiten niedrigere Partikeltemperaturen auftreten und umgekehrt. Dies ist ein Beleg dafür, dass mit steigender Wärmeaufnahme im Partikel die Pyrolyse schneller abläuft. Dabei ist zu erwähnen, dass die Partikeltemperatur im Partikel konstant ist, d.h., dass im Partikel kein Temperaturgradient auftritt.

Für die Partikel mit einem Durchmesser von 0.2 mm ist in den Abb. 6.68 bis 6.70 ersichtlich, dass die Streubereiche der Partikeltemperatur der 0° - und 30° -Brennkammergeometrie mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes zu höheren Temperaturwerten tendieren, während die Zunahme der Leistung nur wenig Einfluss auf die Temperaturänderung hat. Die Streubereiche der 60° -Brennkammerausführung sind bezüglich der axialen Distanz des Brennstoffeintrittes und der Leistungssteigerungen nur geringen Veränderungen unterworfen. Abgesehen vom Lastfall $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.1$ für die $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammergeometrie verändert sich auch der Verlauf der Partikeltemperatur-Streubereiche nur geringfügig. Generell gilt, dass die Partikel

mit 0.2 mm Durchmesser eine wesentlich höhere Partikeltemperatur haben als die Partikel mit Durchmessern von 1.15 bzw. 2 mm.

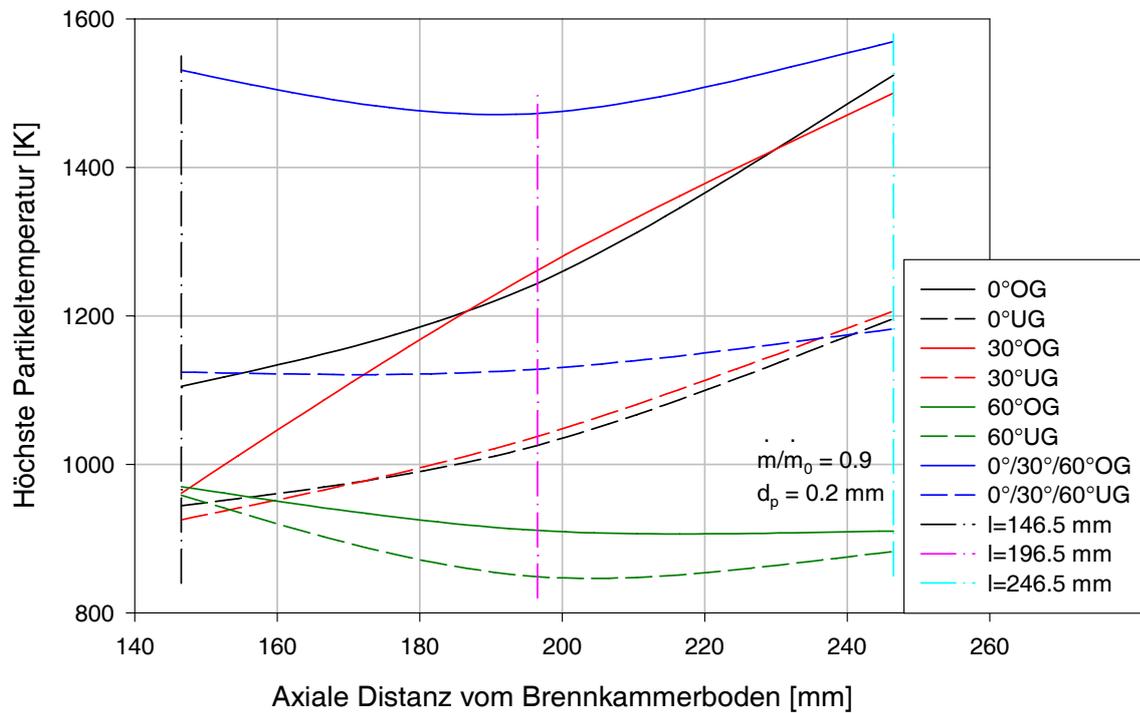


Abbildung 6.68: Partikeltemperaturen beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln

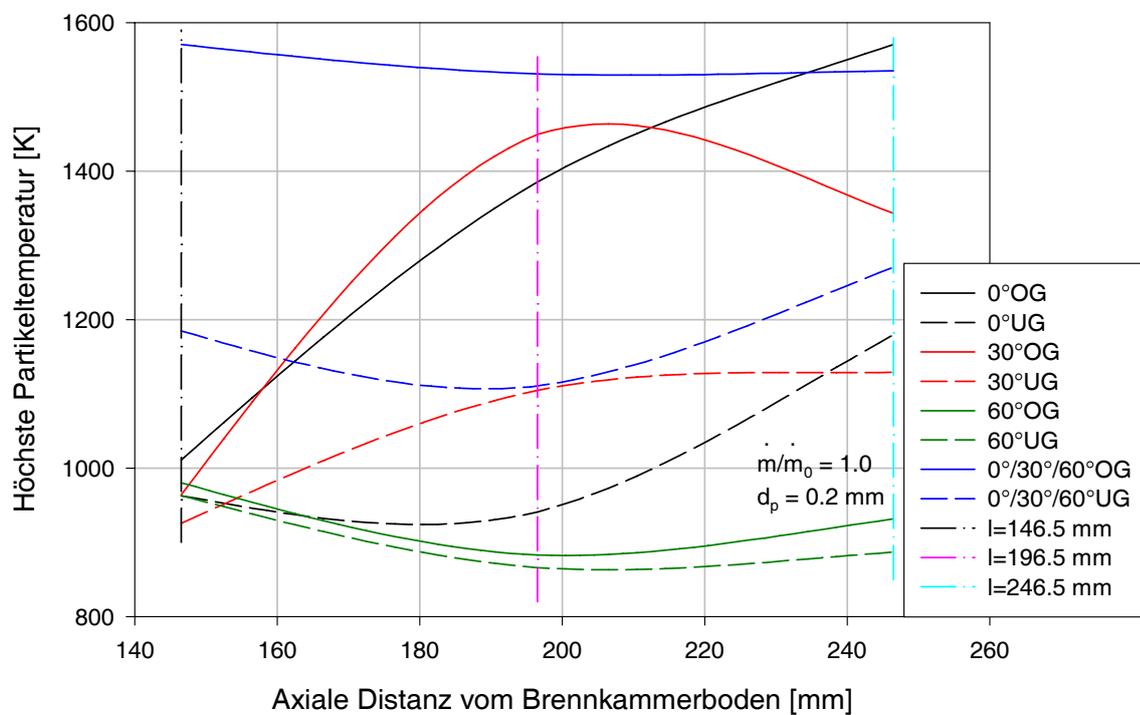


Abbildung 6.69: Partikeltemperaturen beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln

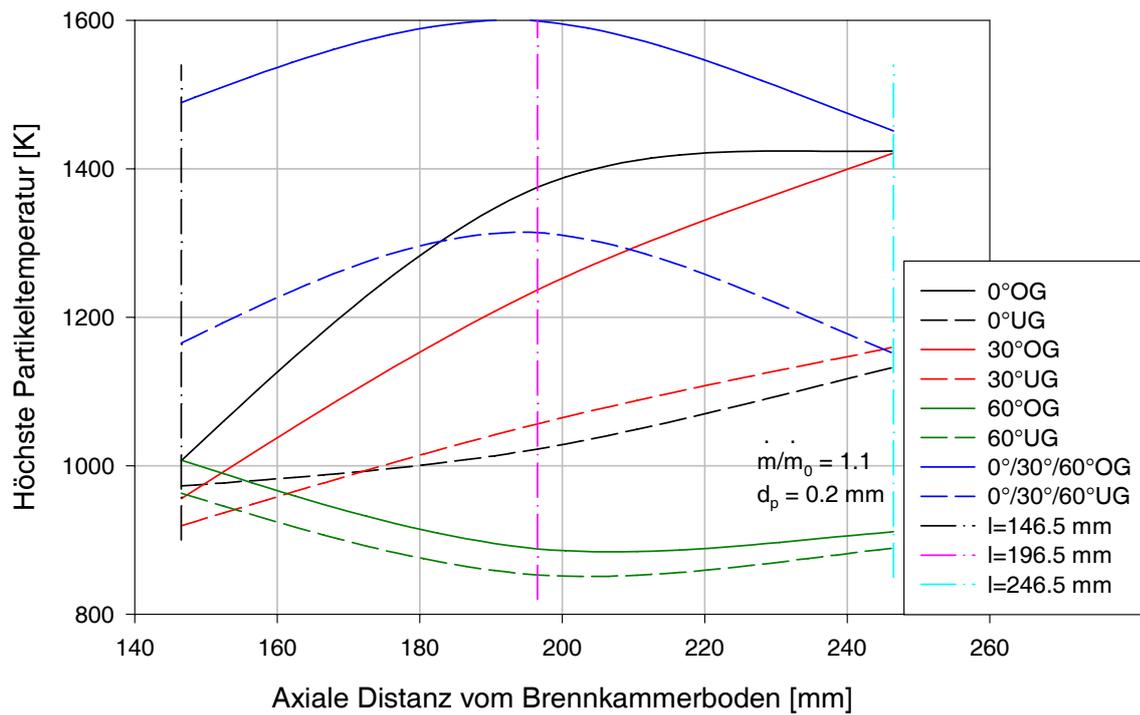


Abbildung 6.70: Partikeltemperaturen beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln

Die Verläufe der Partikeltemperatur-Streubereiche für Partikeldurchmesser von 1.15 bzw. 2 mm in den Abb. 6.71 bis 6.76 zeigen für alle Brennkammergeometrien eine Zunahme der Partikeltemperaturwerte mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes. Die Zunahme der Leistung wirkt sich nur wenig auf die Verläufe aus.

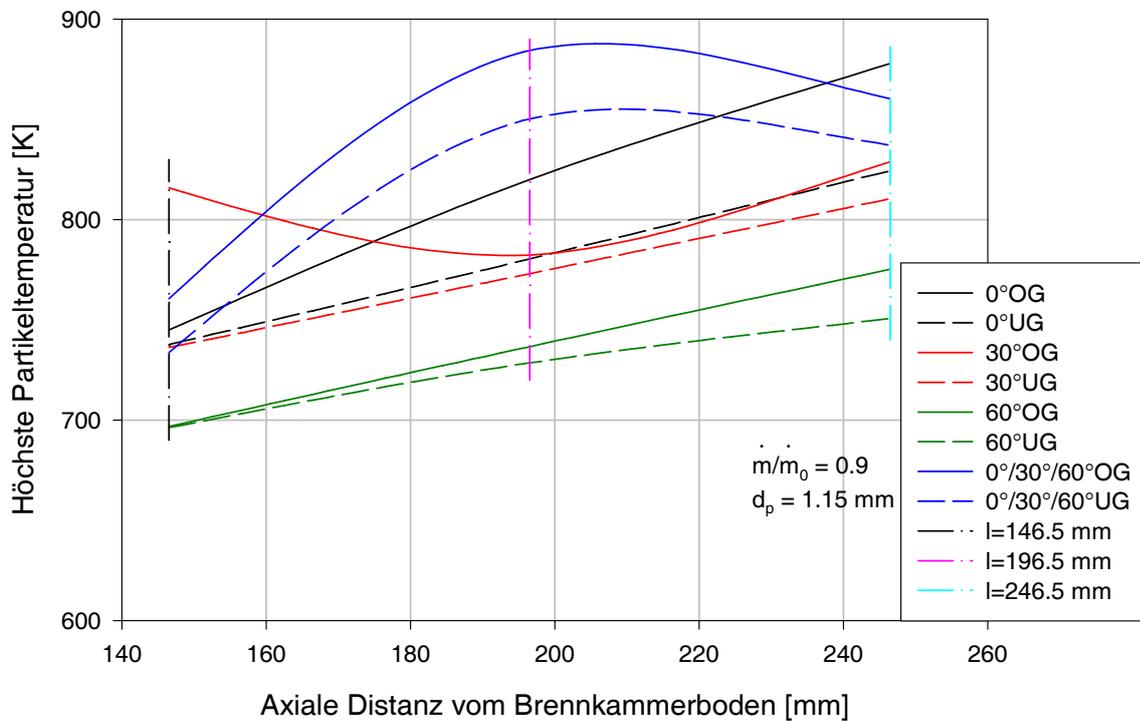


Abbildung 6.71: Partikeltemperaturen beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln

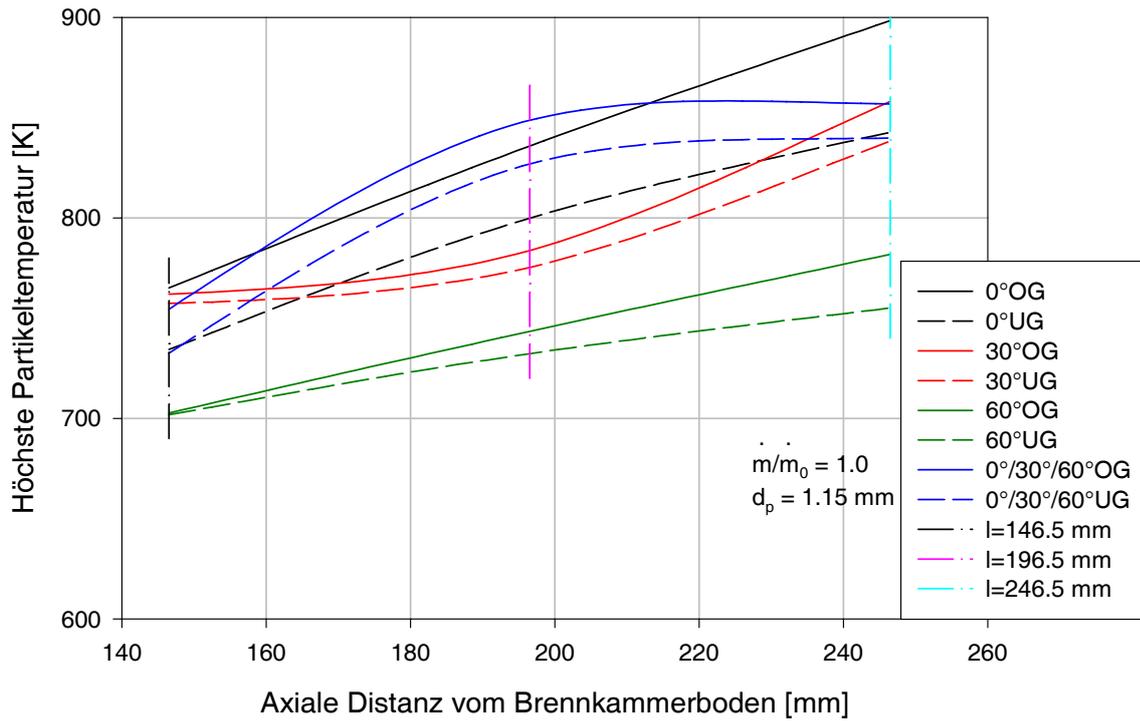


Abbildung 6.72: Partikeltemperaturen beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln

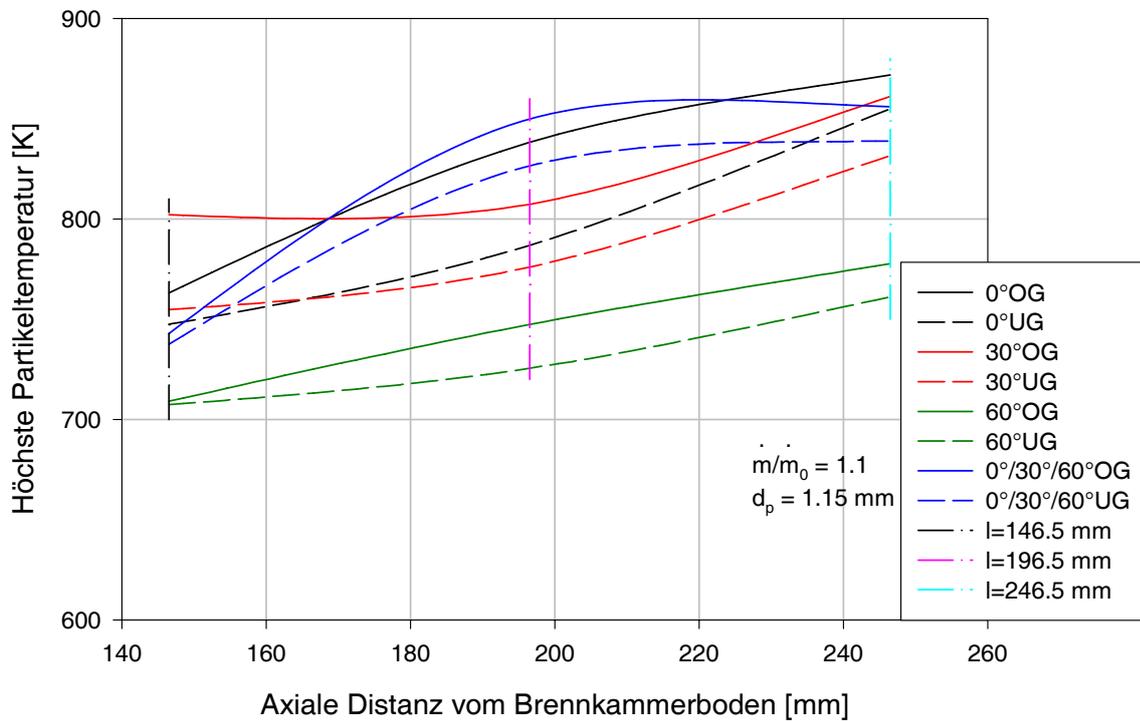


Abbildung 6.73: Partikeltemperaturen beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln

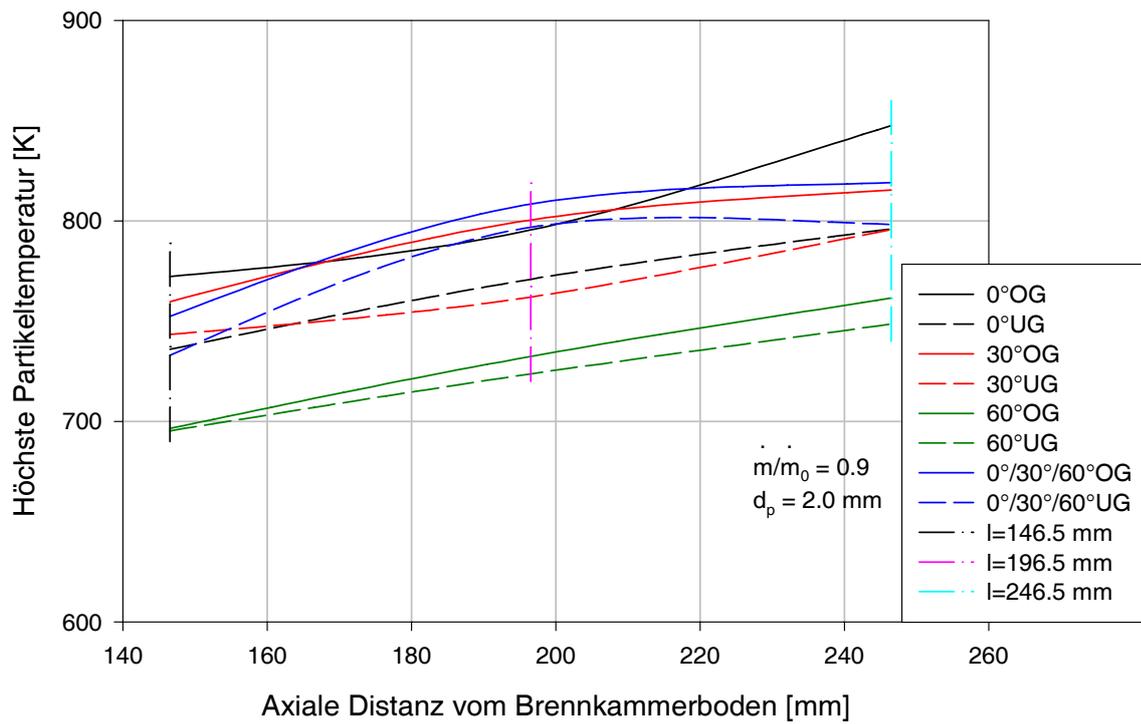


Abbildung 6.74: Partikeltemperaturen beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln

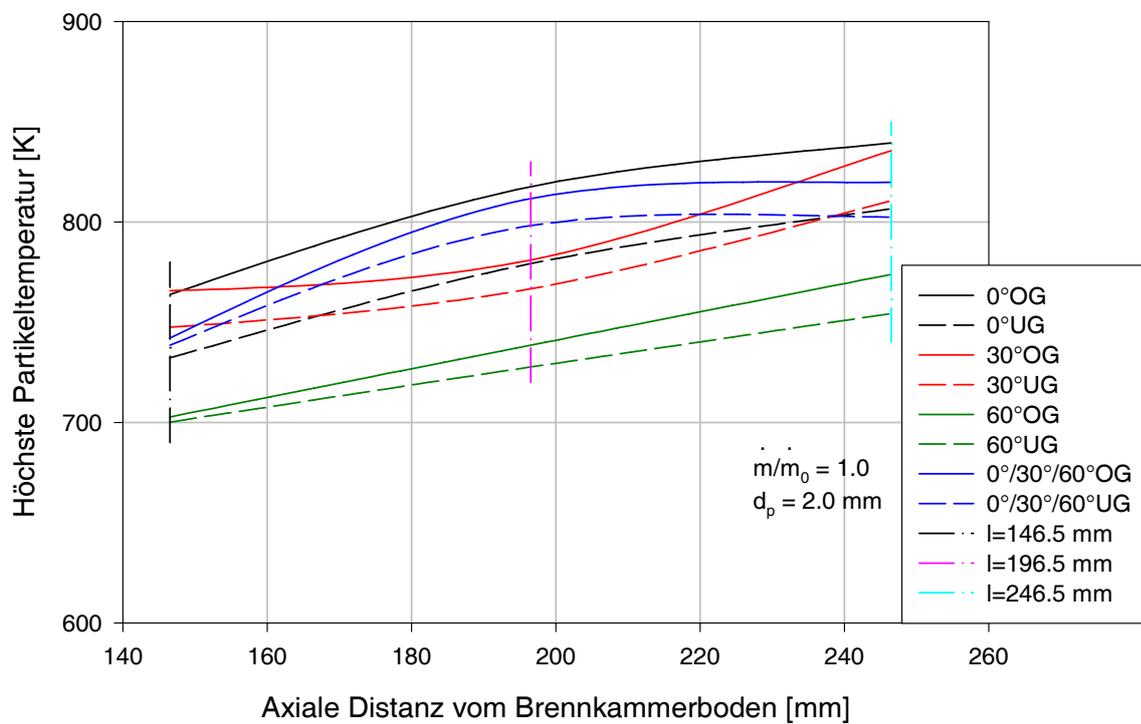


Abbildung 6.75: Partikeltemperaturen beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln

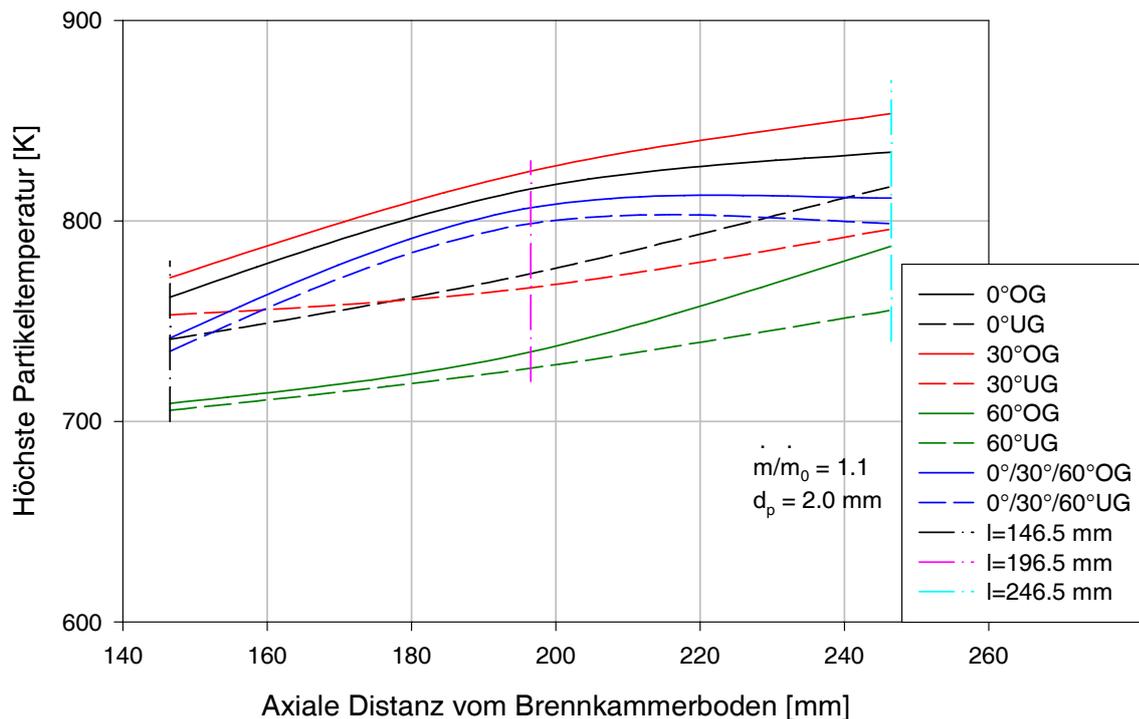


Abbildung 6.76: Partikeltemperaturen beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln

Auffallend ist in den Abb. 6.68 bis 6.76, dass die 60°-Brennkammergeometrie deutlich niedrigere Werte der Partikeltemperatur-Streubereiche aufweist. Die Erklärung hierfür ist schon in den beiden vorhergehenden Abschnitten angegeben. Die niedrigere Tangentialgeschwindigkeit der 60°-Brennkammerausführung verursacht einen geringeren konvektiven Wärmeübergang am Partikel und damit eine geringere Wärmeaufnahme. Damit hat das Partikel auch eine geringere Partikeltemperatur. Zur näheren Erläuterung des Zusammenhanges zwischen Partikelvergasungszeit und Partikeltemperatur wird auf die Gl. (4.108) und (4.109) in Kapitel 4.5.2 hingewiesen. In Gl. (4.108) wird die Abnahme der Partikelmasse während der Pyrolyse beschrieben. Mit Gl. (4.109) wird die kinetische Rate der Pyrolyse berechnet. Aus dieser Gl. (4.109) geht hervor, dass mit Erhöhung der Temperatur auch die kinetische Rate der Pyrolyse größer wird und dadurch die Partikelmasse schneller abnimmt.

Zum Abschluss des Kapitels ist in Abb. 6.77 die Partikeltemperatur in Funktion der Partikelvergasungszeit dargestellt. Die Auswertung erfolgte für die 0°-Brennkammergeometrie bei einer axialen Distanz des Brennstoffeintrittes von 196.5 mm bei dem Betriebspunkt $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.0$. Die Abb. 6.77 zeigt die Kurven für die Partikeldurchmesser von 0.2, 1.15 und 2 mm.

Der Vergleich der Kurven in der Abb. 6.77 mit den Streubereichen der Partikelvergasungszeit bzw. den Streubereichen der Partikeltemperatur der jeweiligen Partikeldurchmesser (siehe Abb. 6.60, 6.63, 6.66 bzw. 6.69, 6.72, 6.75) ergibt, dass die Endwerte der Partikeltemperatur und der Partikelvergasungszeit gut mit den jeweiligen Streubereichen übereinstimmen.

Weiters ist ersichtlich, dass die höchsten Partikeltemperaturen am Ende der Partikelvergasungszeit auftreten. Außerdem steigt die Partikeltemperatur bei den Partikeldurchmessern 1.15 und 2 mm nicht gleichmäßig an, sondern nimmt beim Partikel mit 2 mm Durchmesser während der Partikelvergasung teilweise sogar etwas ab. Dies ist dadurch zu begründen, dass die Partikel in Strömungsbereiche gelangen können, deren Temperatur niedriger ist als die Partikeltemperatur. Infolgedessen kommt es zu einer Wärmeabgabe des Partikels an die umgebende Strömung.

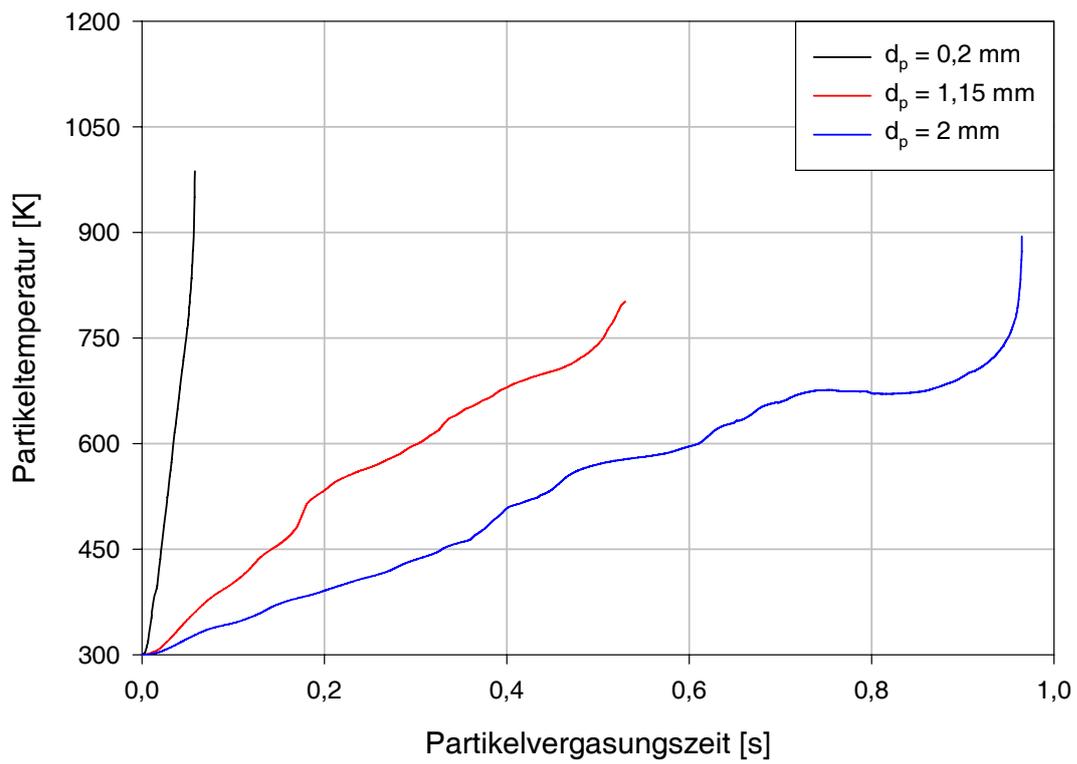


Abbildung 6.77: Partikeltemperatur über Partikelvergassungszeit

Kapitel 7

Vergasungsprodukt und Rauchgas

7.1 Zusammensetzung und Temperatur des Vergasungsproduktes

Die in diesem Abschnitt angegebenen Werte sind mit der lokalen Massenstromdichte gewogene und flächengemittelte Massenanteile bei einer Auswertefläche am Übergang von Primär- zu Sekundärbrennkammer. Die in Tab. 7.1 angeführten Zusammensetzungen der Vergasungsprodukte sind Ergebnisse beim Lastfall $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.0$ bei einer axialen Distanz des Brennstoffeintrittes von $l = 196.5 \text{ mm}$.

	0°	30°	60°	0°/30°/60°
<i>C</i>	0.008890	0.008246	0.009363	0.004490
<i>CO</i>	0.124134	0.126671	0.121401	0.138093
<i>CO₂</i>	0.196999	0.195635	0.200034	0.191385
<i>H₂O</i>	0.075020	0.074684	0.075456	0.076748
<i>N₂</i>	0.582812	0.582706	0.582607	0.582743
<i>O₂</i>	0.005828	0.005698	0.004843	0.000449
Σ	0.993683	0.993640	0.993704	0.993908

Tabelle 7.1: Vergleich der Vergasungsproduktzusammensetzungen

7.1.1 Kohlenstoff

Bei den in den Abb. 7.1 bis 7.3 dargestellten Verläufen der Massenanteile an unverbranntem und unvergastem Kohlenstoff ist erkennbar, dass mit längerer axialer Distanz des Brennstoffeintrittes die Kohlenstoffanteile im Vergasungsprodukt abnehmen. Dies hängt mit der bereits beschriebenen verbesserten Partikelvergasung zufolge des längeren Brennstoffeintrittes zusammen.

Theoretisch wäre zu erwarten, dass am Austritt aus der Primärbrennkammer überhaupt kein Kohlenstoff mehr vorhanden ist. Lokal treten jedoch in der Primärbrennkammer Bedingungen auf, die eine vollständige Vergasung verhindern. In diesem Fall ist es lokaler Sauerstoffmangel (vgl. dazu auch die Konturdarstellungen von Kohlenstoff in den Abb. 6.24 und 6.25 mit den Konturdarstellungen von Sauerstoff in den Abb. 6.31 und 6.32).

Weiters ist aus den Abb. 7.1 bis 7.3 ersichtlich, dass von Betriebspunkt zu Betriebspunkt die Massenanteile von Kohlenstoff im Vergasungsprodukt geringfügig abnehmen.

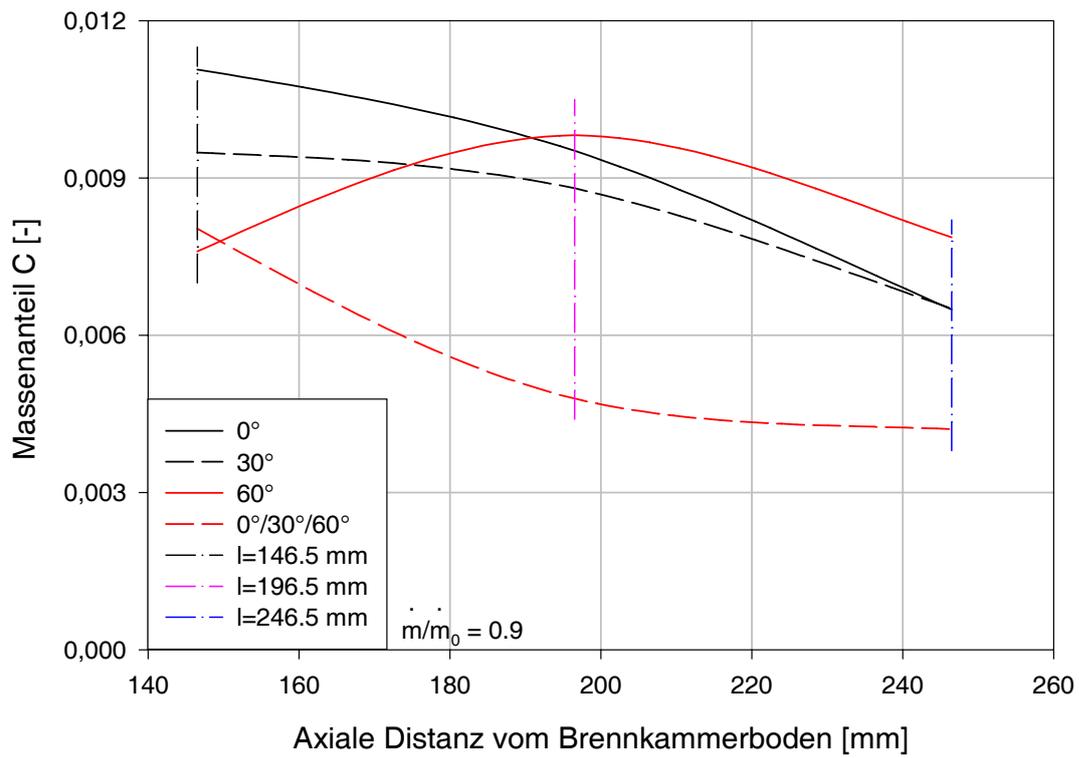


Abbildung 7.1: Massenanteil Kohlenstoff beim 90-Prozent-Betriebspunkt

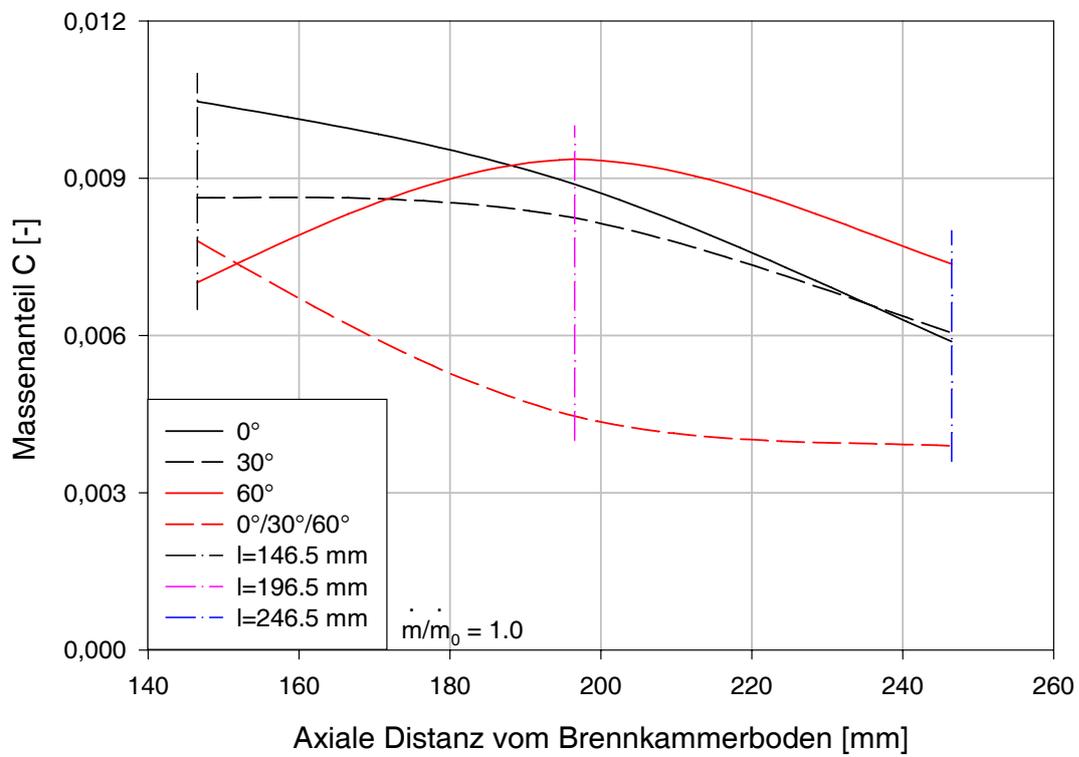


Abbildung 7.2: Massenanteil Kohlenstoff beim 100-Prozent-Betriebspunkt

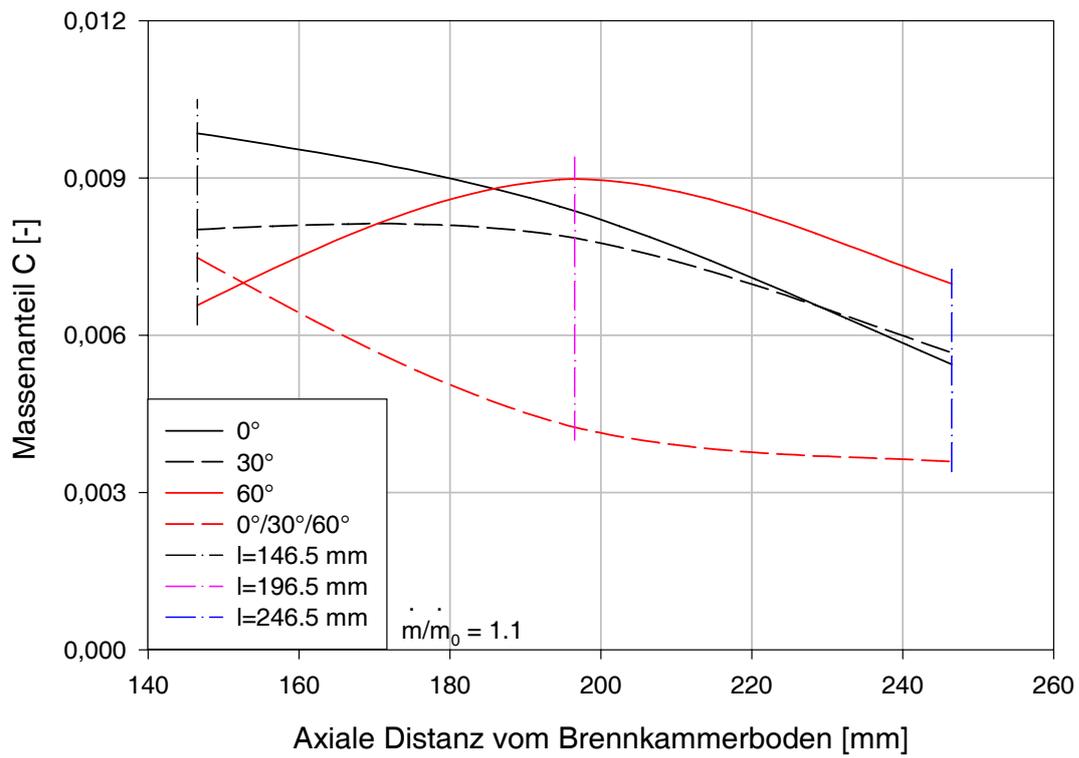


Abbildung 7.3: Massenanteil Kohlenstoff beim 110-Prozent-Betriebspunkt

7.1.2 Kohlenmonoxid

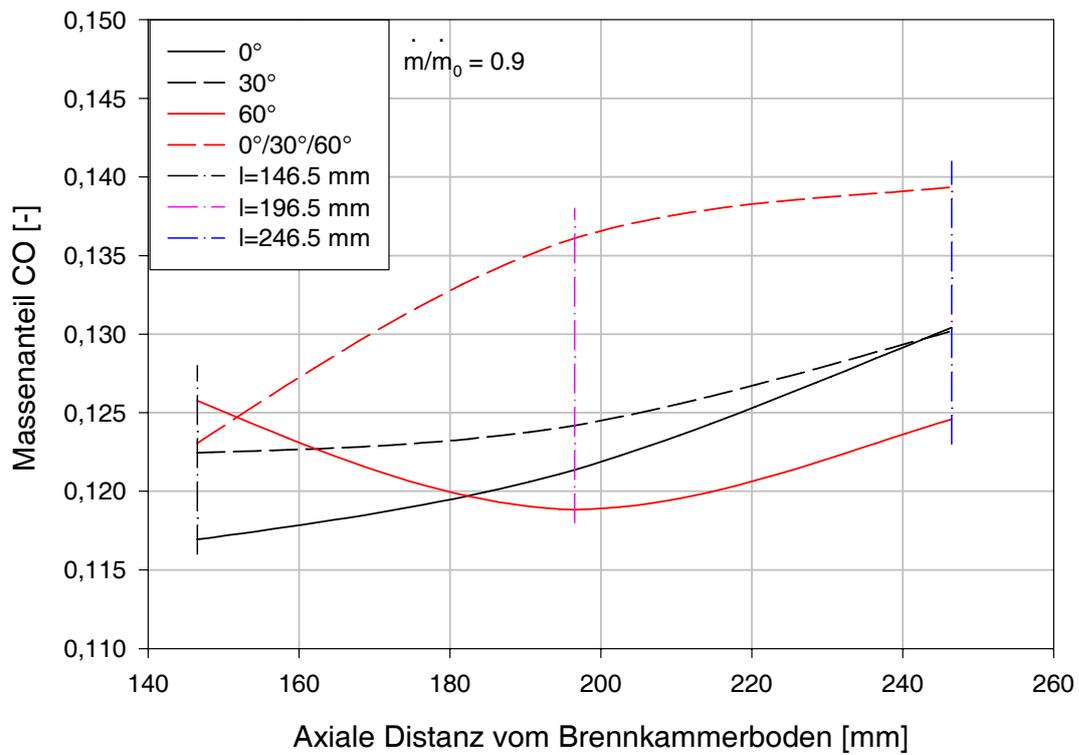


Abbildung 7.4: Massenanteil Kohlenmonoxid beim 90-Prozent-Betriebspunkt

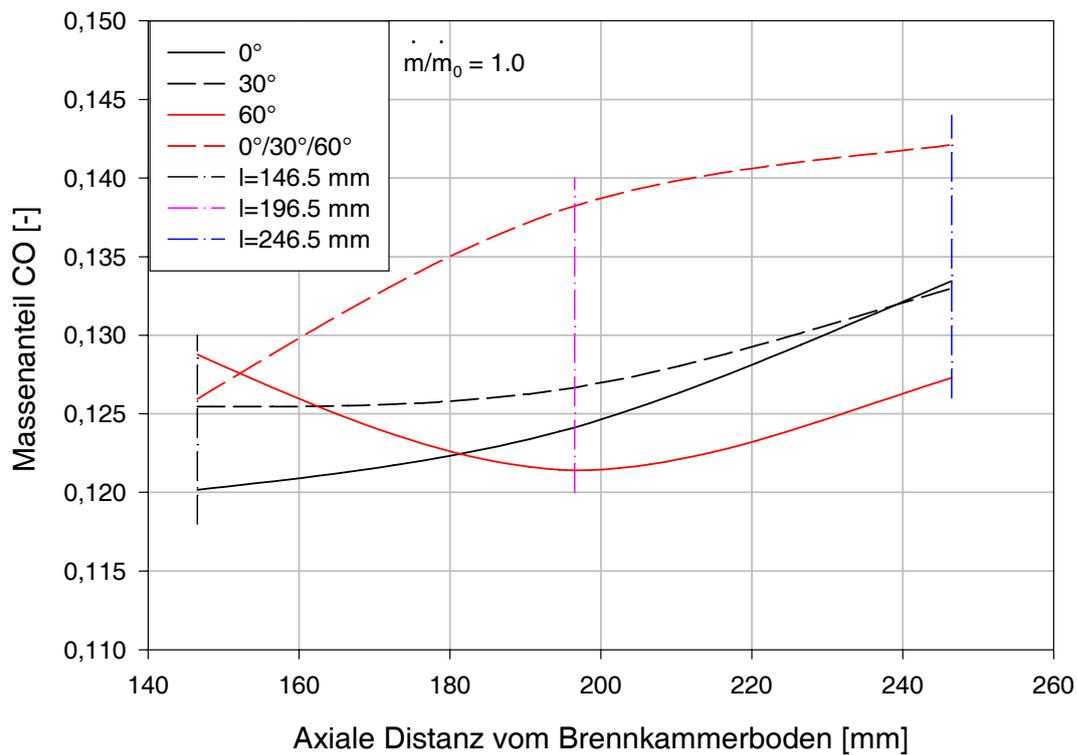


Abbildung 7.5: Massenanteil Kohlenmonoxid beim 100-Prozent-Betriebspunkt

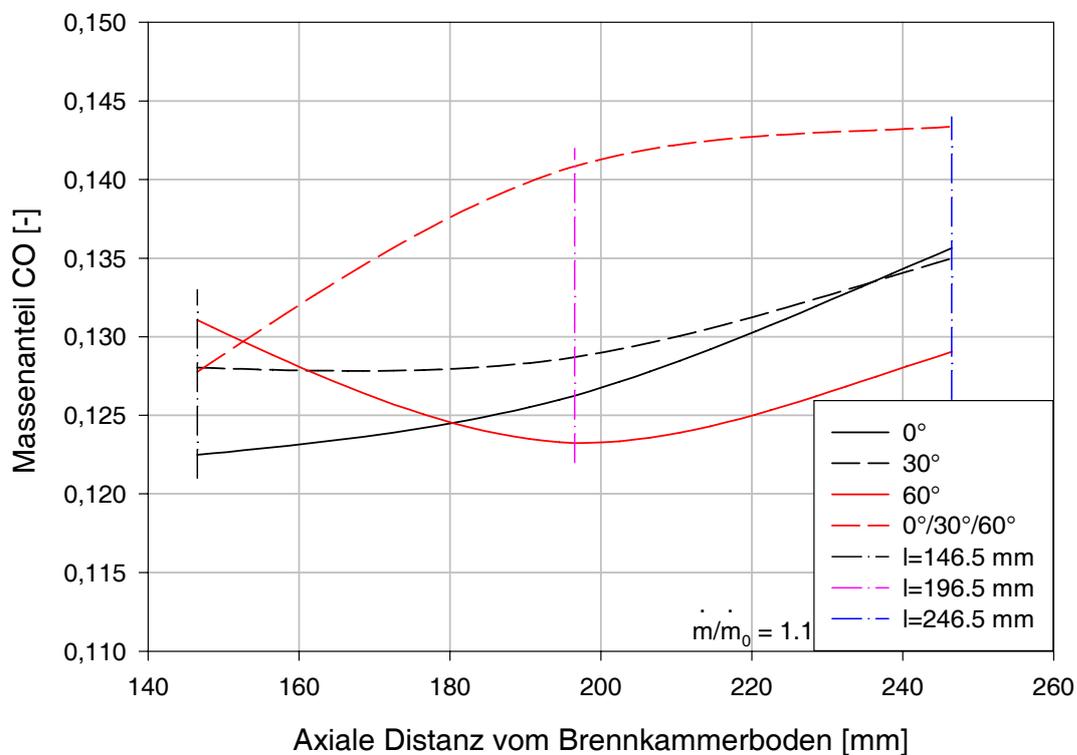


Abbildung 7.6: Massenanteil Kohlenmonoxid beim 110-Prozent-Betriebspunkt

Die in den Abb. 7.4 bis 7.6 dargestellten Verläufe der Kohlenmonoxid-Massenanteile im Vergasungsprodukt nehmen mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes zu. Als Begründung gilt auch hier die verbesserte Partikelvergasung zufolge der längeren axialen Distanz

des Brennstoffeintrittes.

Weiters treten mit steigender Leistung höhere Kohlenmonoxid-Massenanteile im Vergasungsprodukt auf.

7.1.3 Kohlendioxid

Mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes nehmen die Kohlendioxid-Massenanteile im Vergasungsprodukt ab (siehe die Verläufe der Kohlendioxid-Massenanteile im Vergasungsprodukt in den Abb. 7.7 bis 7.9). Mit zunehmender Leistung sinken auch die Niveaus der Kohlendioxid-Massenanteile im Vergasungsprodukt.

Der Vergleich der Kohlenmonoxid-Massenanteile und der Kohlendioxid-Massenanteile im Vergasungsprodukt ergibt, dass der Kohlendioxid-Massenanteil höher ist als der Kohlenmonoxid-Massenanteil. Zu erwarten wäre aber, dass der Kohlenmonoxid-Massenanteil höher ist. Aber bereits im Abschnitt 6.1.7 wird darauf hingewiesen, dass beim Mischungsbruch/WDF-Modell vorausgesetzt wird, dass der Brennstoff und das Oxidationsmittel unendlich schnell miteinander reagieren. Die langsamen Reaktionen wie die Kohlenmonoxid-Bildungsreaktionen werden nicht richtig berücksichtigt. Die Kohlendioxid-Bildung ist dagegen eine schnelle Reaktion. Problematisch ist dies vor allem bei der Berechnung der Vergasung im Bereich des Brennkammerbodens.

Weiters wurde im Abschnitt 6.1.7 bereits vermerkt, dass im Bereich des Tauchrohres der Primärbrennkammer eine Verbrennungsreaktion von Kohlenmonoxid und Sauerstoff zu Kohlendioxid stattfindet. Dadurch steigt die Temperatur des Vergasungsproduktes an, und es steht mehr Wärme für die endotherme chemische Reaktion gemäß Gl. (6.3), die bei Sauerstoffmangel vorherrscht, zur Verfügung. Damit kann der scheinbare Widerspruch erklärt werden, dass bei steigender Leistung und zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes der Kohlenmonoxid-Gehalt zunimmt und der Kohlendioxid-Gehalt abnimmt. Die Ursache dafür ist das Geschehen im Tauchrohr.

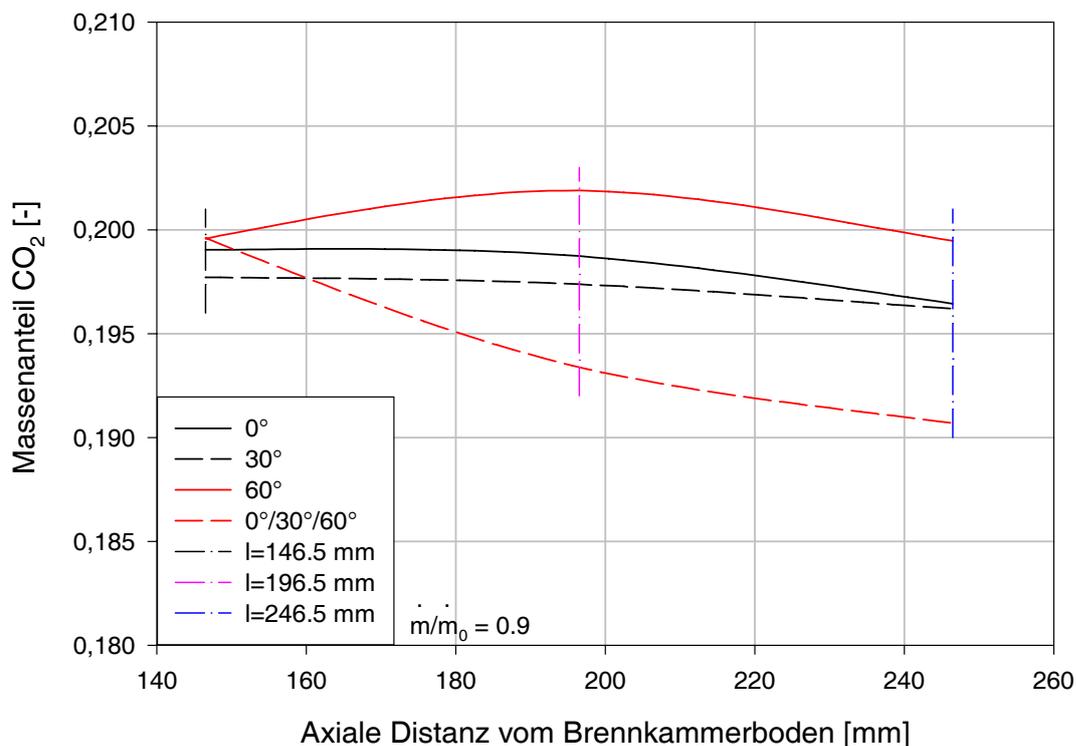


Abbildung 7.7: Massenanteil Kohlendioxid beim 90-Prozent-Betriebspunkt

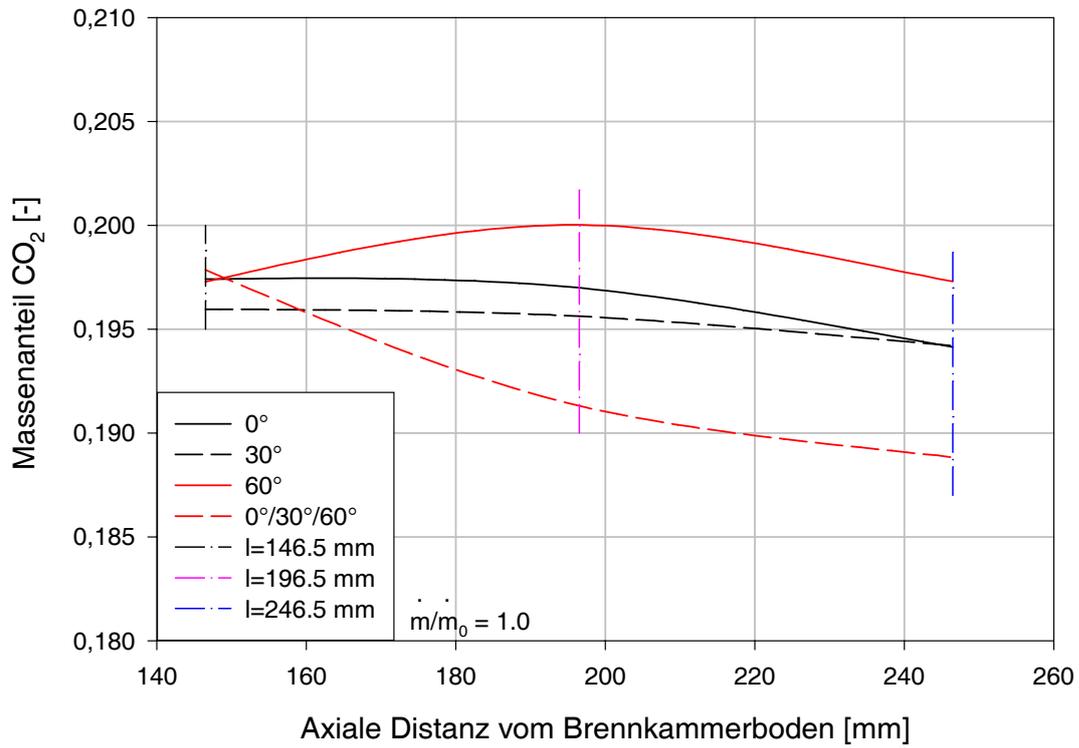


Abbildung 7.8: Massenanteil Kohlendioxid beim 100-Prozent-Betriebspunkt

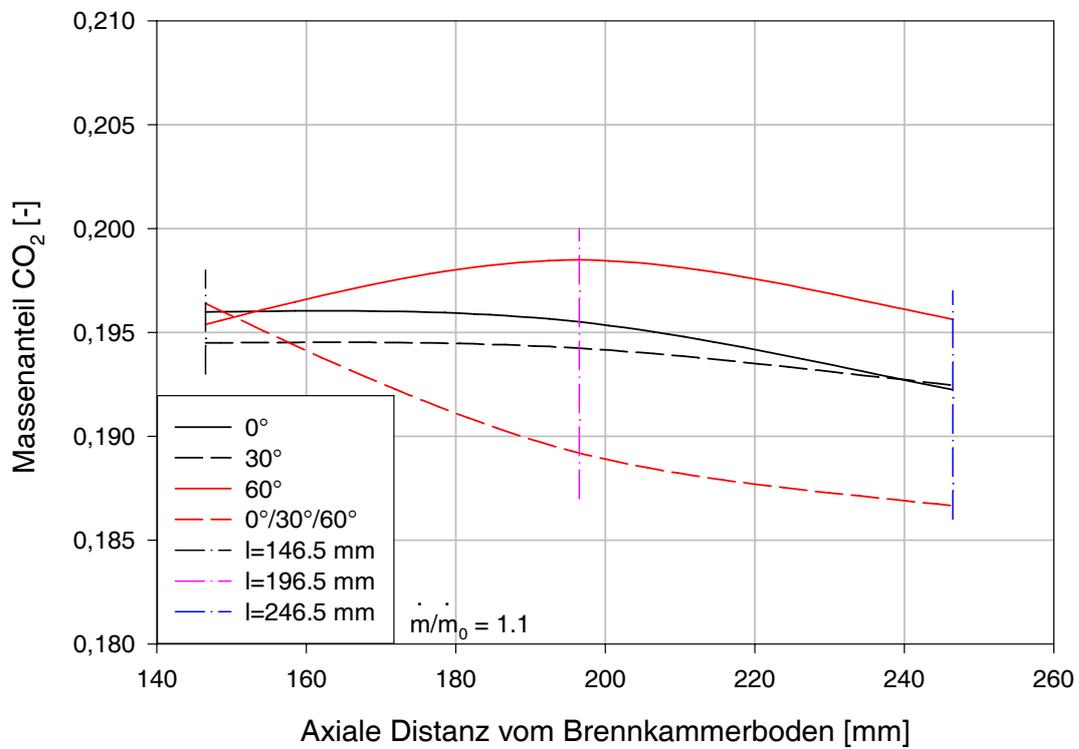


Abbildung 7.9: Massenanteil Kohlendioxid beim 110-Prozent-Betriebspunkt

7.1.4 Wasserdampf

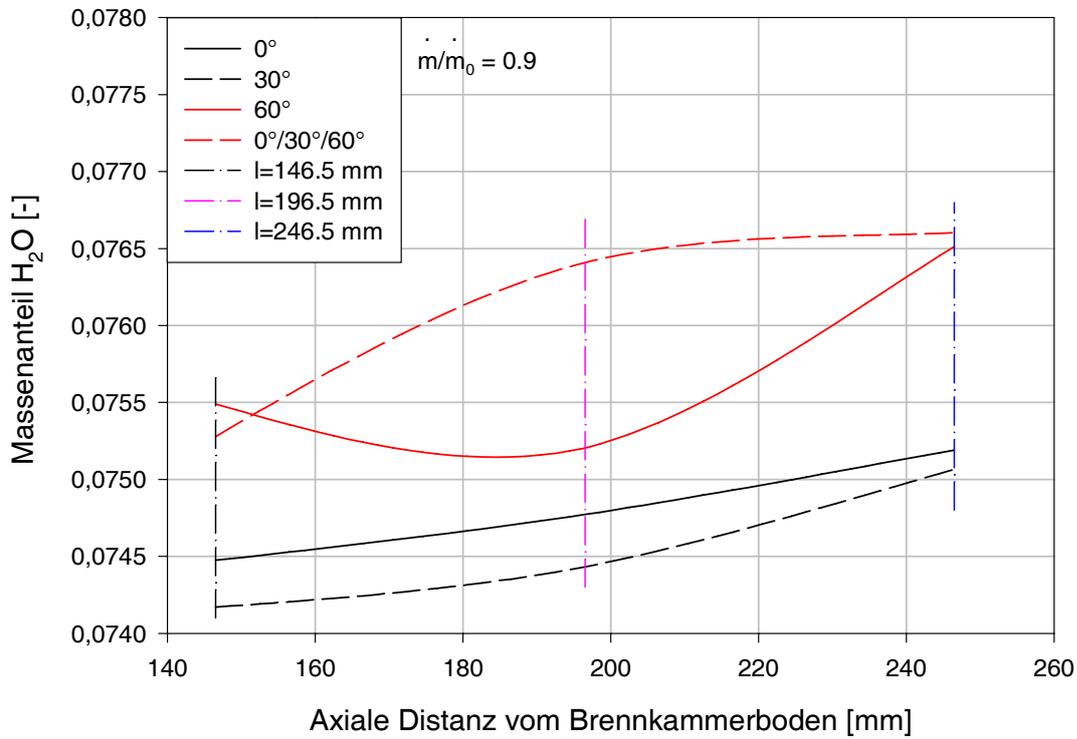


Abbildung 7.10: Massenanteil Wasserdampf beim 90-Prozent-Betriebspunkt

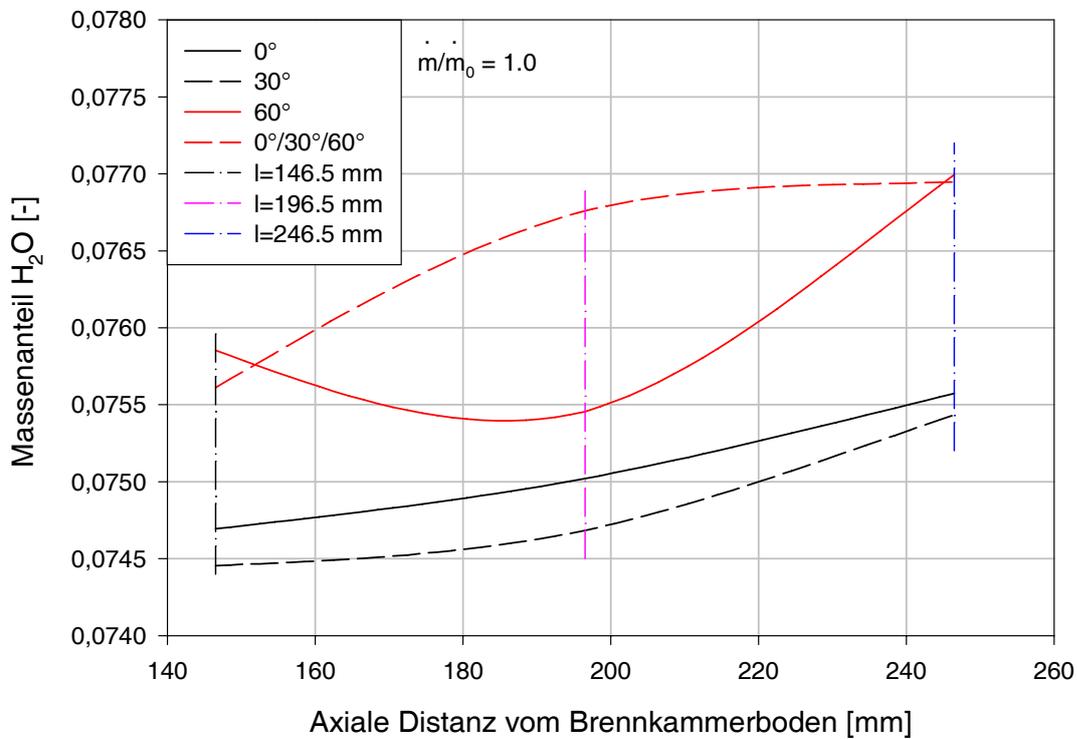


Abbildung 7.11: Massenanteil Wasserdampf beim 100-Prozent-Betriebspunkt

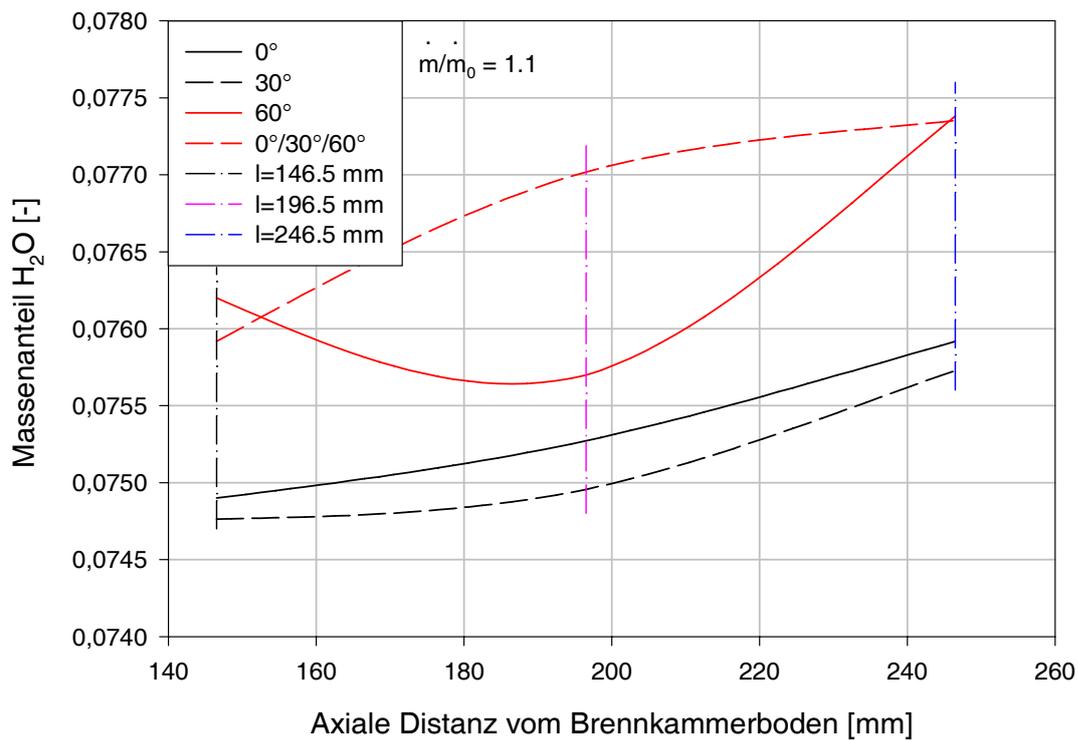


Abbildung 7.12: Massenanteil Wasserdampf beim 110-Prozent-Betriebspunkt

Die in den Abb. 7.10 bis 7.12 dargestellten Verläufe des Wasserdampf-Massenanteiles des Vergasungsproduktes steigen mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes an und nehmen mit steigender Leistung im Niveau zu.

7.1.5 Sauerstoff

Die Tatsache, dass überhaupt Sauerstoff im Vergasungsprodukt vorhanden ist, kann analog zum Auftreten von Kohlenstoff im Vergasungsprodukt erklärt werden: Der Luftsauerstoff reagiert im Tauchrohr nicht vollständig mit dem Kohlenmonoxid (siehe dazu auch die Sauerstoff-Konturdarstellungen in den Abb. 6.31 und 6.32).

Die Sauerstoff-Massenanteile am Vergasungsprodukt nehmen mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes ab. Die Verläufe der Sauerstoff-Massenanteile sinken im Niveau mit zunehmender Leistung. Eine Ausnahme stellt die 0°/30°/60°-Brennkammergeometrie dar, deren Verlauf des Sauerstoff-Massenanteiles sich im Niveau mit zunehmender Leistung praktisch nicht ändert.

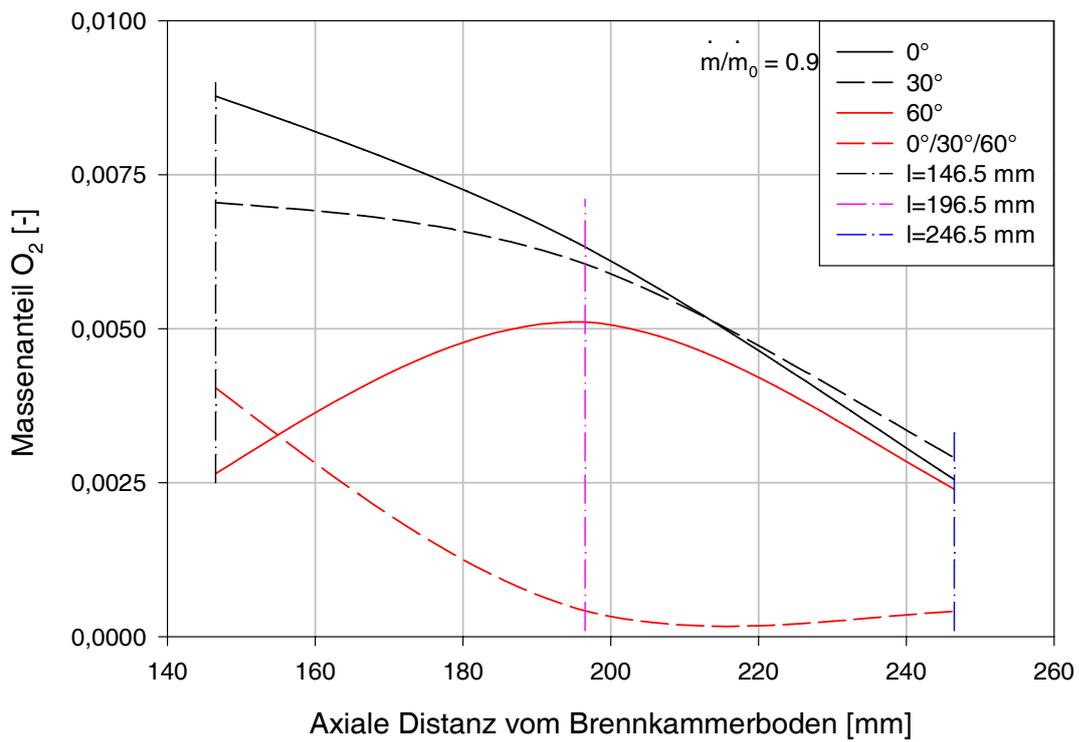


Abbildung 7.13: Massenanteil Sauerstoff beim 90-Prozent-Betriebspunkt

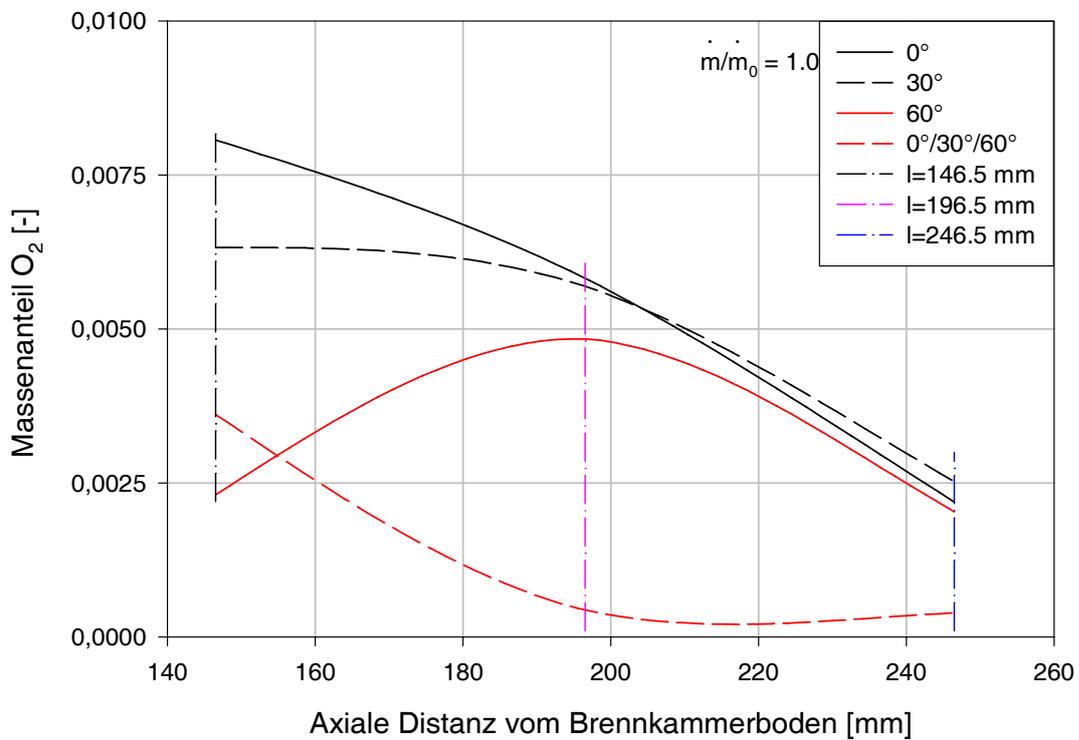


Abbildung 7.14: Massenanteil Sauerstoff beim 100-Prozent-Betriebspunkt

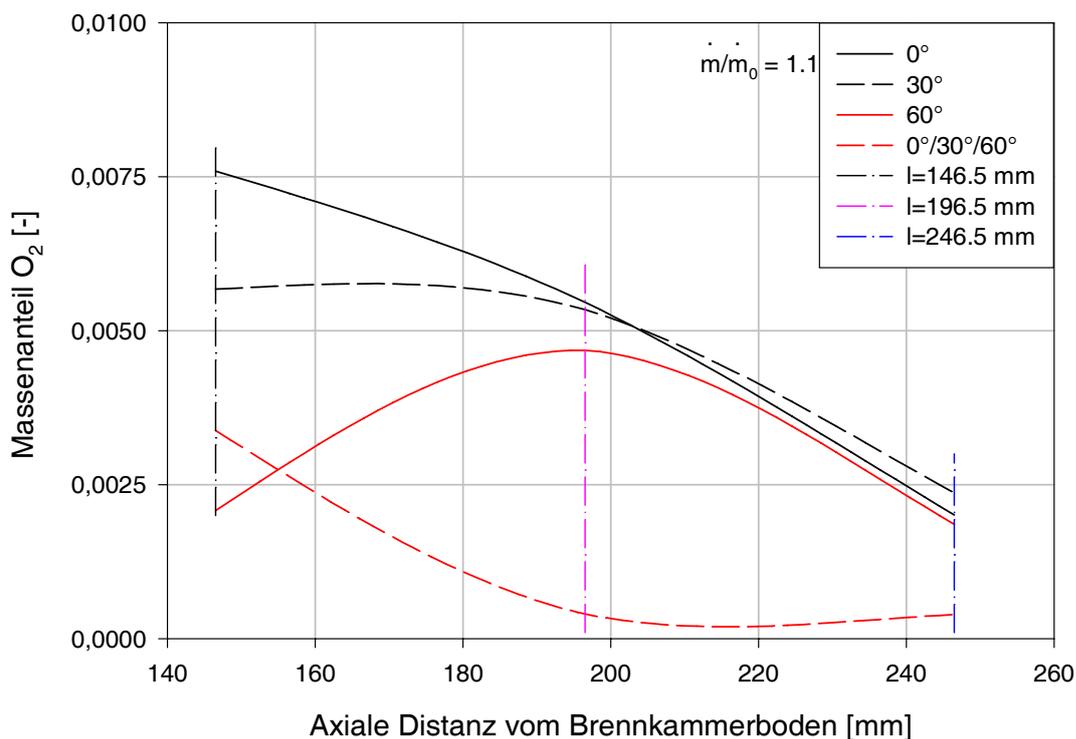


Abbildung 7.15: Massenanteil Sauerstoff beim 110-Prozent-Betriebspunkt

7.1.6 Temperatur des Vergasungsproduktes

Die Temperaturverläufe des Vergasungsproduktes in den Abb. 7.16 bis 7.18 nehmen mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes zu. Dies gilt für alle Brennkammergeometrien mit Ausnahme der $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammergeometrie, bei dieser nimmt die Temperatur des Vergasungsproduktes ab. Die Verläufe der Kohlenmonoxid-Massenanteile in den Abb. 7.4 bis 7.6 und die Kohlendioxid-Massenanteile in den Abb. 7.7 bis 7.9 zeigen, dass bei zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes die $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammergeometrie den höchsten Kohlenmonoxid-Massenanteil und den niedrigsten Kohlendioxid-Massenanteil hat im Vergleich zu den anderen Brennkammerausführungen. Außerdem ist auch der Sauerstoff-Massenanteil des Vergasungsproduktes bei der $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammergeometrie am niedrigsten. Dies lässt den Schluss zu, dass die endotherme Reaktion nach Gl. (6.3) ausgeprägter abläuft als bei den anderen Brennkammerausführungen.

Von Betriebspunkt zu Betriebspunkt steigt das Niveau der Temperaturverläufe des Vergasungsproduktes bei allen Brennkammergeometrien an. Von Betriebspunkt zu Betriebspunkt steigen auch die Verdichteraustrittstemperaturen um ca. 10 K an (siehe Tab. 5.1). Die Temperaturen des Vergasungsproduktes nehmen im Schnitt um ca. 10 bis 20 K von Betriebspunkt zu Betriebspunkt zu.

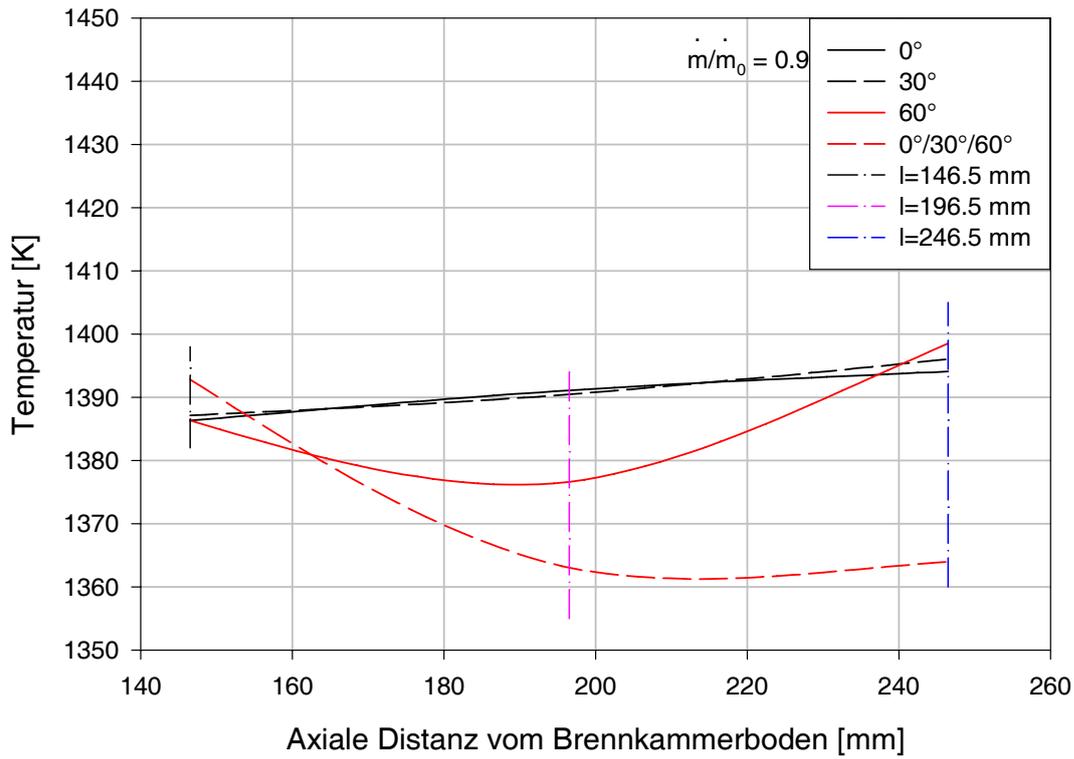


Abbildung 7.16: Verlauf der Vergasungsprodukttemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt

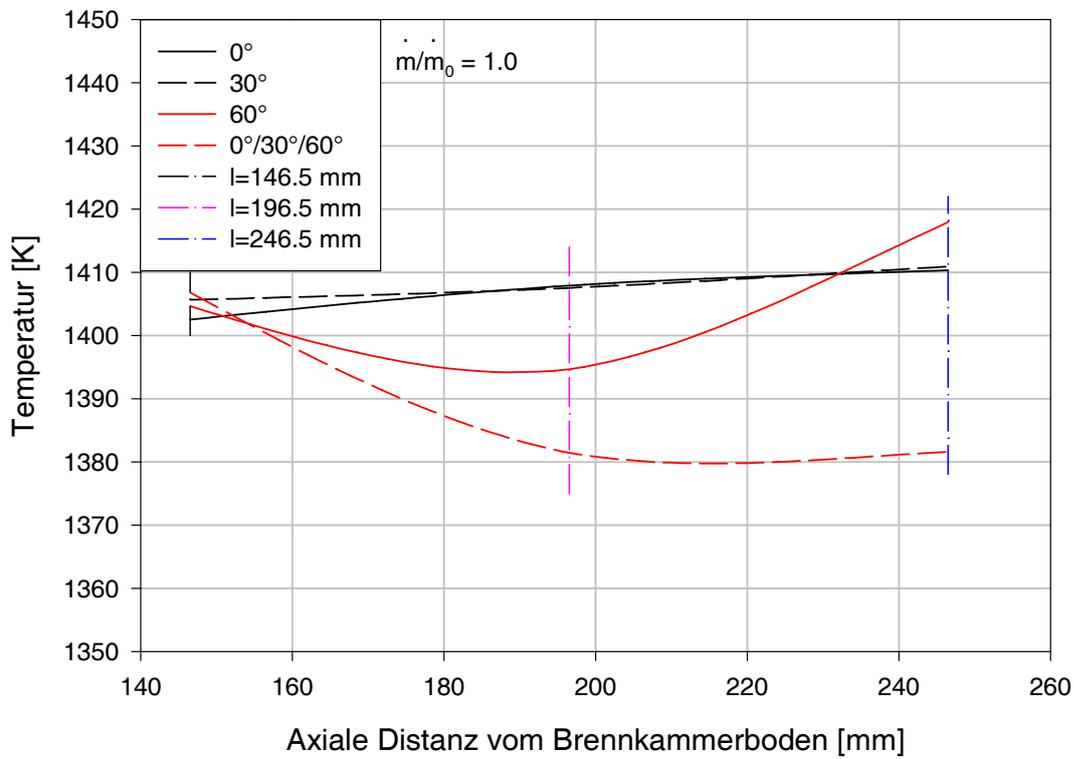


Abbildung 7.17: Verlauf der Vergasungsprodukttemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt

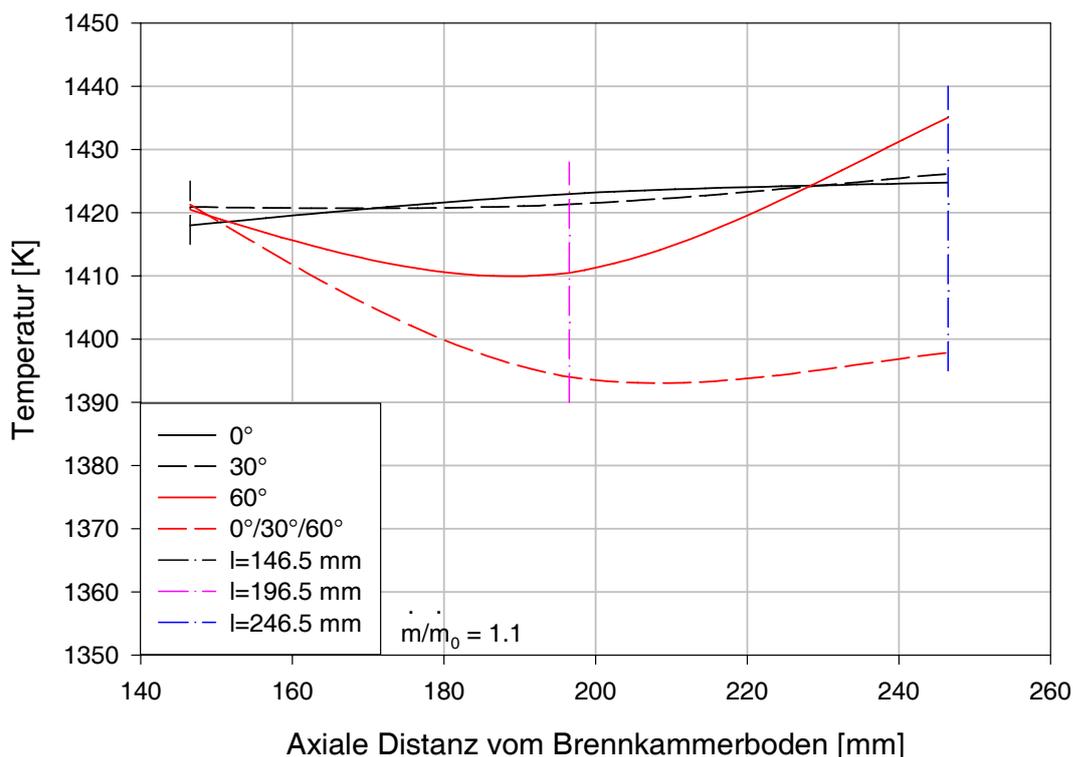


Abbildung 7.18: Verlauf der Vergasungsprodukttemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt

7.2 Vergleich der Reaktionszonen in der Sekundärbrennkammer

Die Verbrennung des Vergasungsproduktes aus der Primärbrennkammer findet in der Sekundärbrennkammer statt. Daher werden die Verbrennungsvorgänge in der Sekundärbrennkammer näher betrachtet. Dies geschieht durch den Vergleich der Verläufe von Kohlenmonoxid, Sauerstoff, der resultierenden Geschwindigkeiten, der Turbulenzintensitäten und der Temperaturen der Verbrennungsströmung. Der Brennstoff (im Falle der Sekundärbrennkammer zum größten Teil Kohlenmonoxid) und Sauerstoff nehmen, bedingt durch den gegenseitigen Verbrauch, zur Reaktionszone hin ab. Die steilen Gradienten in den Verläufen von Kohlenmonoxid und Sauerstoff sind also Indikatoren für die Reaktionszone. Die Auswertung dieser Verläufe erfolgte für die Positionen 9 und 11 in der Abb. 6.43 und wurde für den Betriebspunkt $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.0$ durchgeführt. Die jeweiligen Diagramme wurden für alle vier Brennkammerausführungen und für alle axialen Positionen des Brennstoffeintrittes erstellt.

7.2.1 Vergleich der Kohlenmonoxid-Verläufe

Der Vergleich der Kohlenmonoxid-Verläufe an der Position 9 in den Abb. 7.19, 7.21 und 7.23 zeigt, dass die Kohlenmonoxid-Massenanteile bei einer radialen Position von $r = 0$ m mit zunehmender axialer Position des Brennstoffeintrittes für alle Primärbrennkammerausführungen außer der 60°-Konfiguration abnehmen. Die radiale Positionen der höchsten Gradienten der Kohlenmonoxid-Verläufe sind für die Brennkammergeometrien unterschiedlich. Die Kohlenmonoxid-Verläufe sind für die 0°- und die 30°-Brennkammerausführung identisch. Bei der 60°-Brennkammerausführung tritt der Gradient des CO -Verlaufes bei einem kleineren Radius auf als bei den beiden vorgenannten Brennkammergeometrien. Die 0°/30°/60°-

Brennkammerausführung hat den Gradienten des Kohlenmonoxid-Verlaufes bei einem größeren Radius.

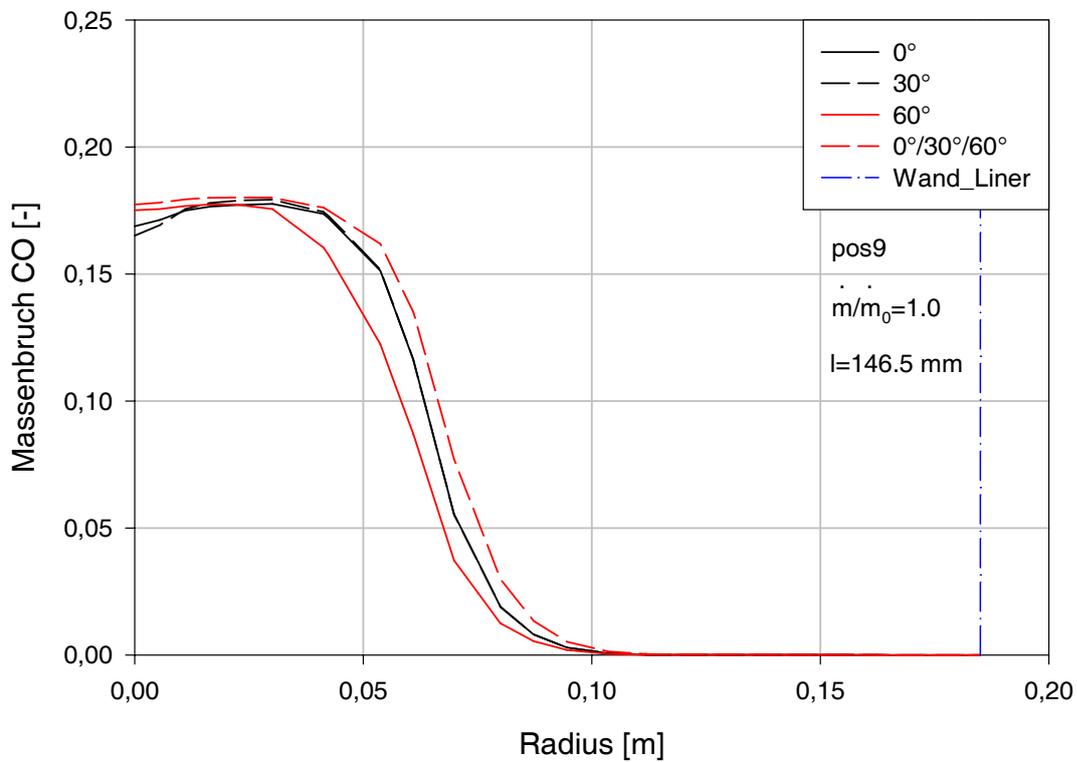


Abbildung 7.19: Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 9

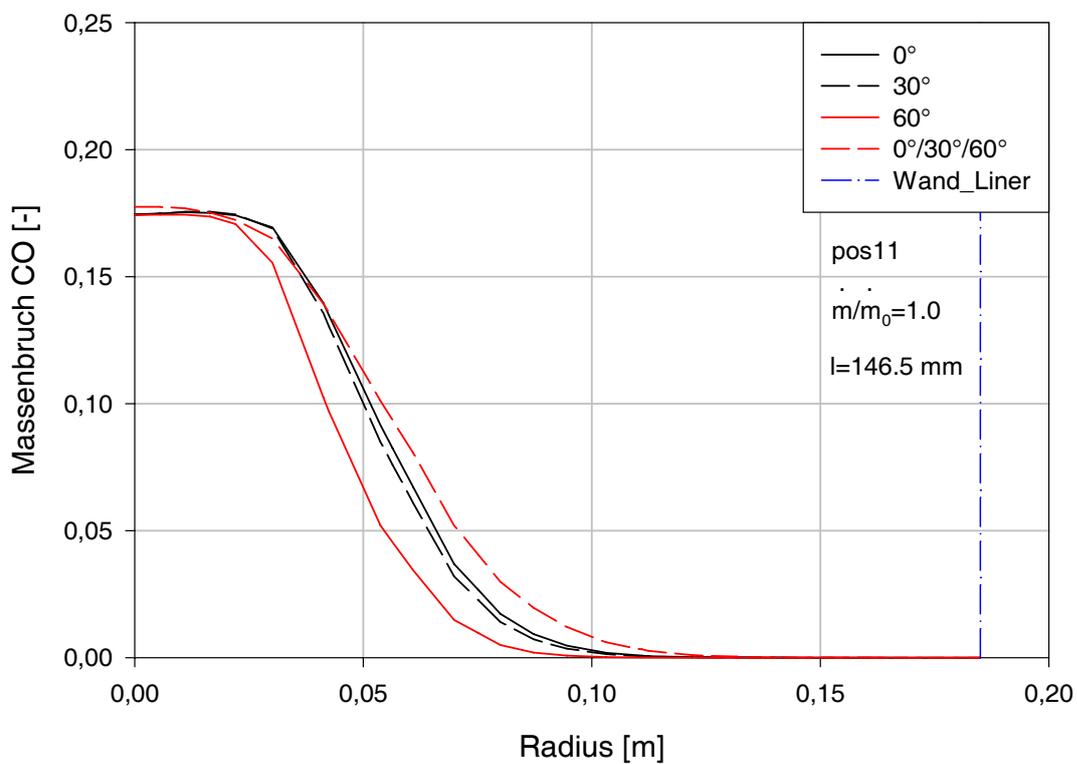


Abbildung 7.20: Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 11

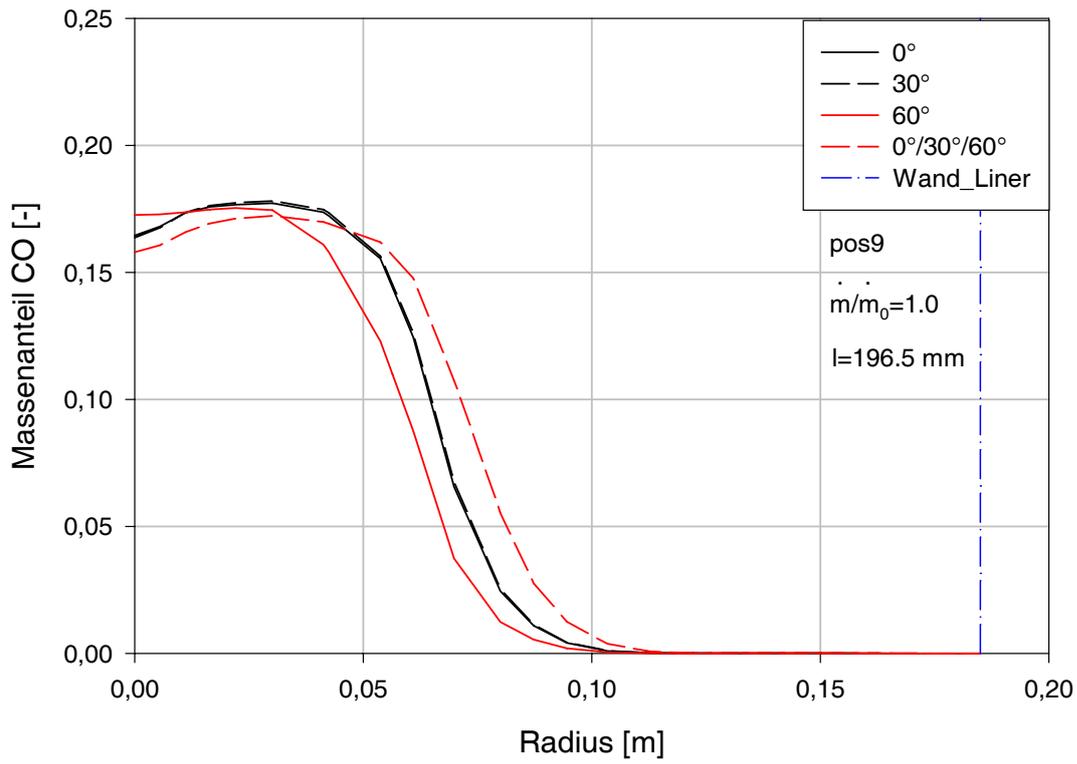


Abbildung 7.21: Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=196.5 \text{ mm}$ bei Position 9

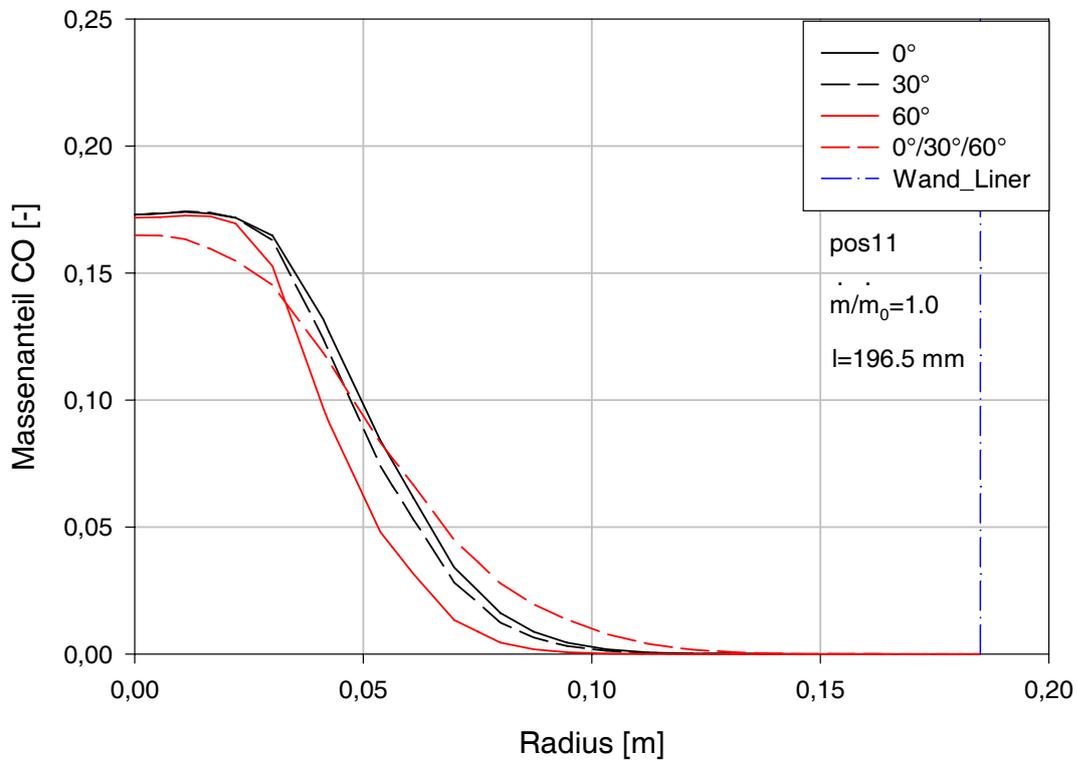


Abbildung 7.22: Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=196.5 \text{ mm}$ bei Position 11

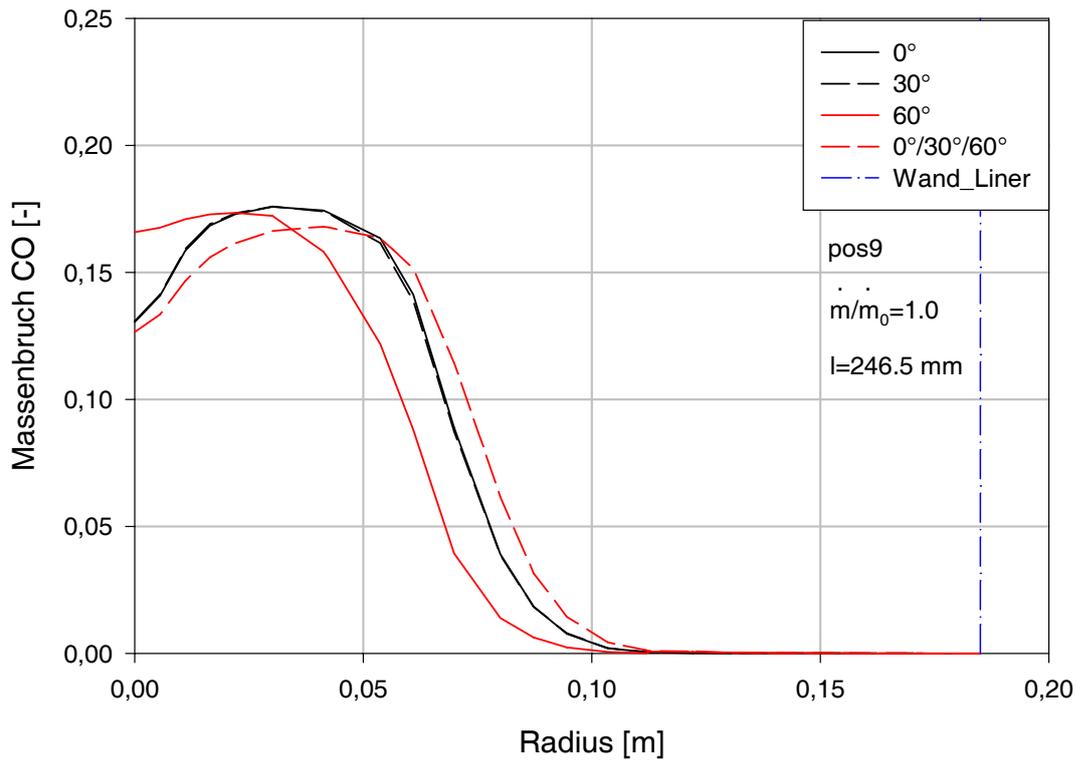


Abbildung 7.23: Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=246.5 \text{ mm}$ bei Position 9

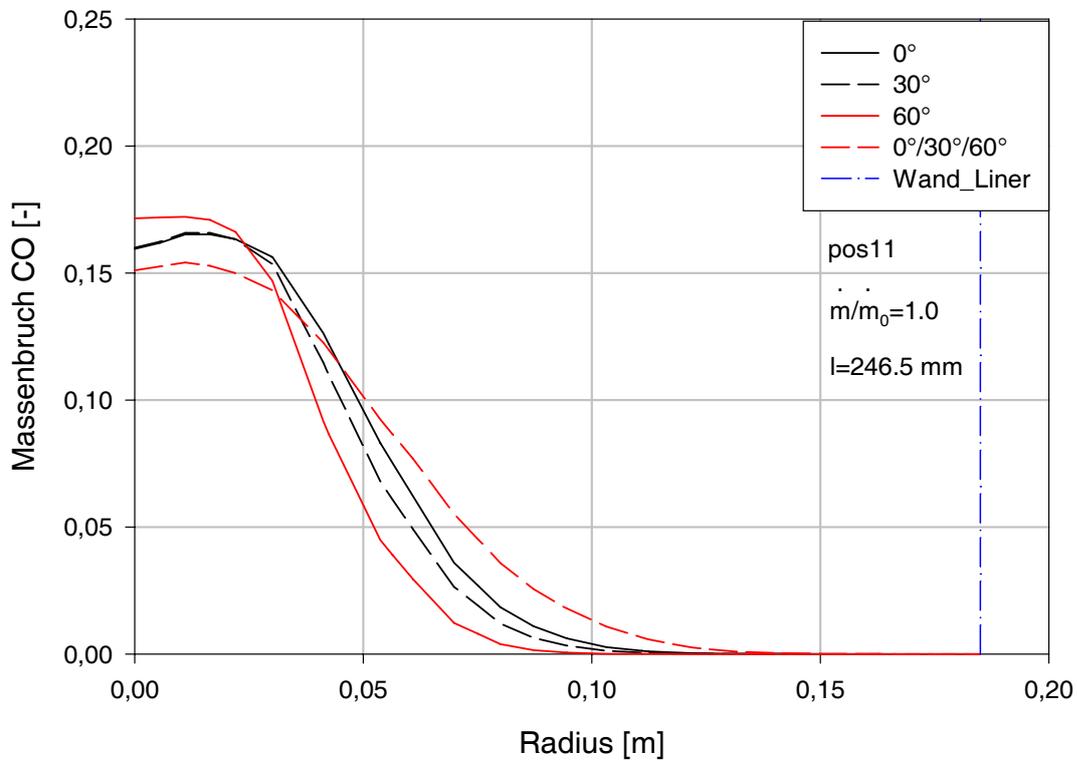


Abbildung 7.24: Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=246.5 \text{ mm}$ bei Position 11

Von der Position 9 zur Position 11 ändern sich die Gradienten der Kohlenmonoxid-Verläufe dahingehend, dass sie, bedingt durch die Verbrennung bei allen Brennkammergeometrien bei

kleineren Radien auftreten. Die Zunahme der Kohlenmonoxid-Werte bei einer radialen Position von $r = 0 \text{ m}$ von der Position 9 zur Position 11 ist durch die Diffusion des Kohlenmonoxides in Richtung der Brennkammerachse zu erklären.

7.2.2 Vergleich der Sauerstoff-Verläufe

In den Abb. 7.25, 7.27 und 7.29 sind die Sauerstoff-Verläufe der Brennkammergeometrien für alle axiale Positionen des Brennstoffeintrittes bei Position 9 dargestellt. Die 0° - und die 30° -Brennkammerausführung haben, wie bei den Kohlenmonoxid-Verläufen, eine identische Sauerstoff-Verteilung (siehe Abb. 7.25, 7.27 und 7.29). Der Gradient der Sauerstoff-Verteilung der 60° -Brennkammergeometrie tritt analog zur Kohlenmonoxid-Verteilung bei einem kleineren Radius auf als bei der 0° - und der 30° -Brennkammerausführung. Der Gradient der Sauerstoff-Verteilung nimmt bei der $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammergeometrie den größten Radius ein.

Bei Position 11 tritt der steilste Gradient der Sauerstoff-Verteilung der $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammerausführung bei einem größeren Radius als bei Position 9 auf (siehe die Sauerstoff-Verläufe bei Position 11 in den Abb. 7.26, 7.28 und 7.29). Dies gilt für alle axialen Distanzen des Brennstoffeintrittes. Die Gradienten der Sauerstoff-Verteilungen der 0° - und der 30° -Brennkammerausführung sind bei der Position 11 bei etwas größeren Radien zu finden als bei Position 9. Der Gradient der Sauerstoff-Verteilung der 60° -Brennkammergeometrie hingegen tritt bei Position 11 bei einem kleineren Radius in Erscheinung als bei Position 9.

Es wird in Erinnerung gerufen, dass im Bereich der steilen Gradienten der Verläufe von Kohlenmonoxid und Sauerstoff die Reaktionszone liegt, wo die Verbrennung statt findet. Unter der Voraussetzung, dass das Strömungs- und das Reaktionsgebiet rotationssymmetrisch sind, führt eine Reaktionszone bei einem größeren Radius auch zu einem insgesamt größeren Reaktionsgebiet.

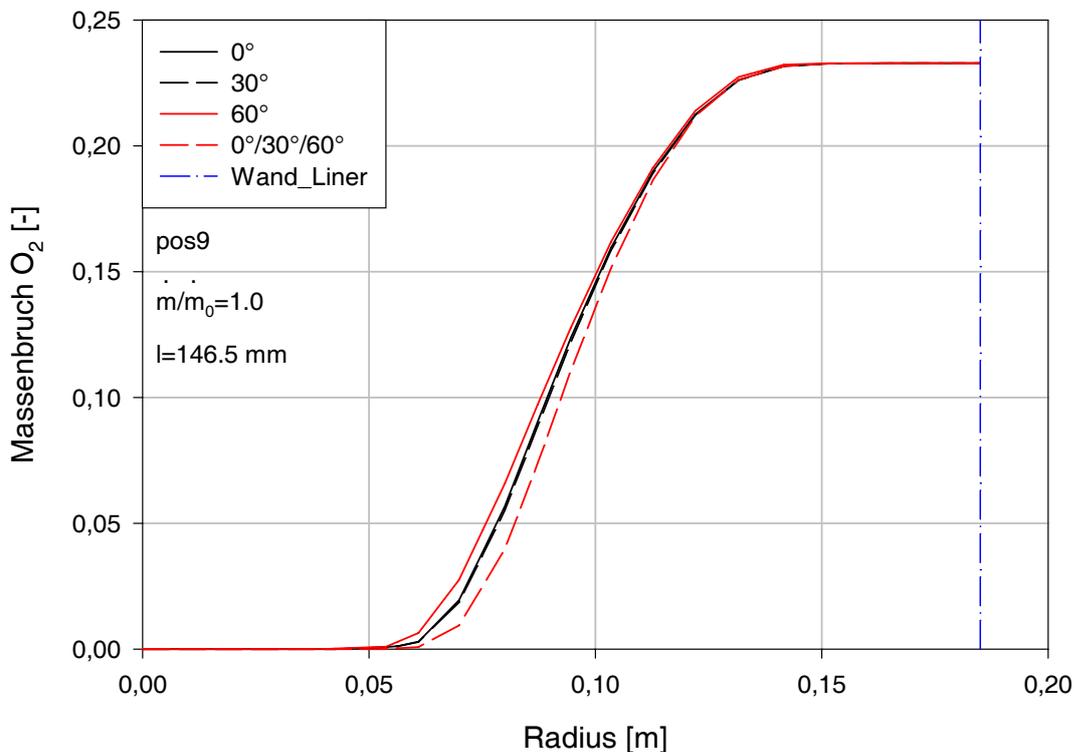


Abbildung 7.25: Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=146.5 \text{ mm}$ bei Position 9

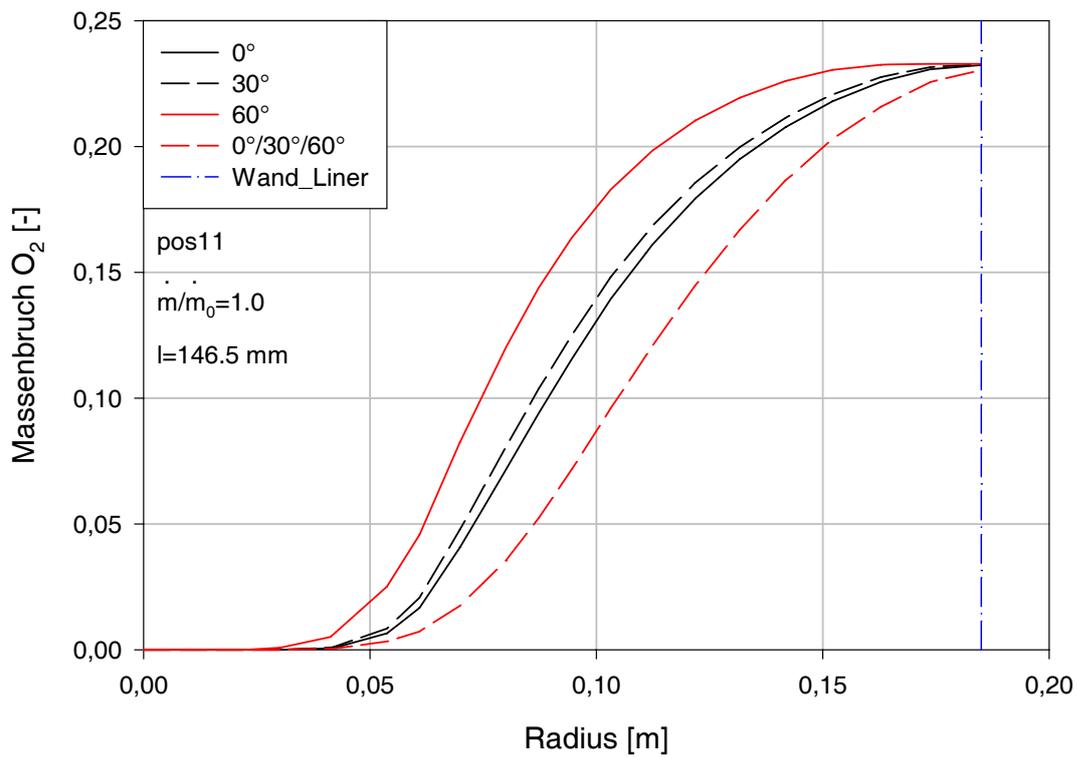


Abbildung 7.26: Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 11

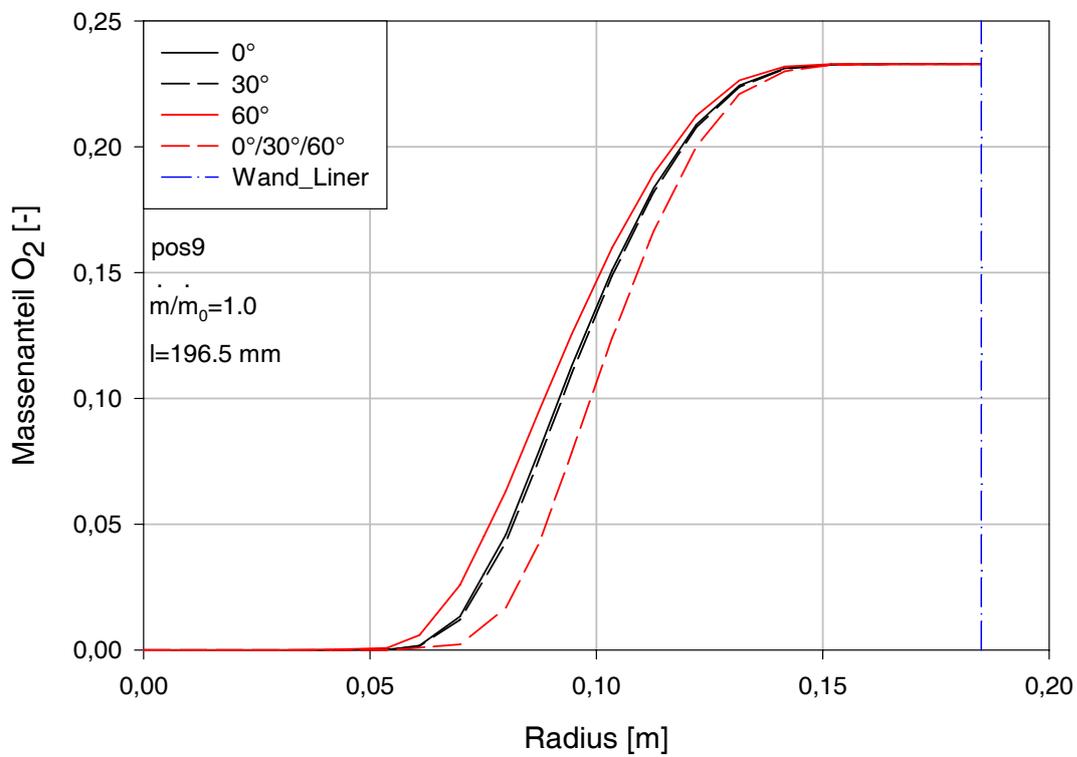


Abbildung 7.27: Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 9

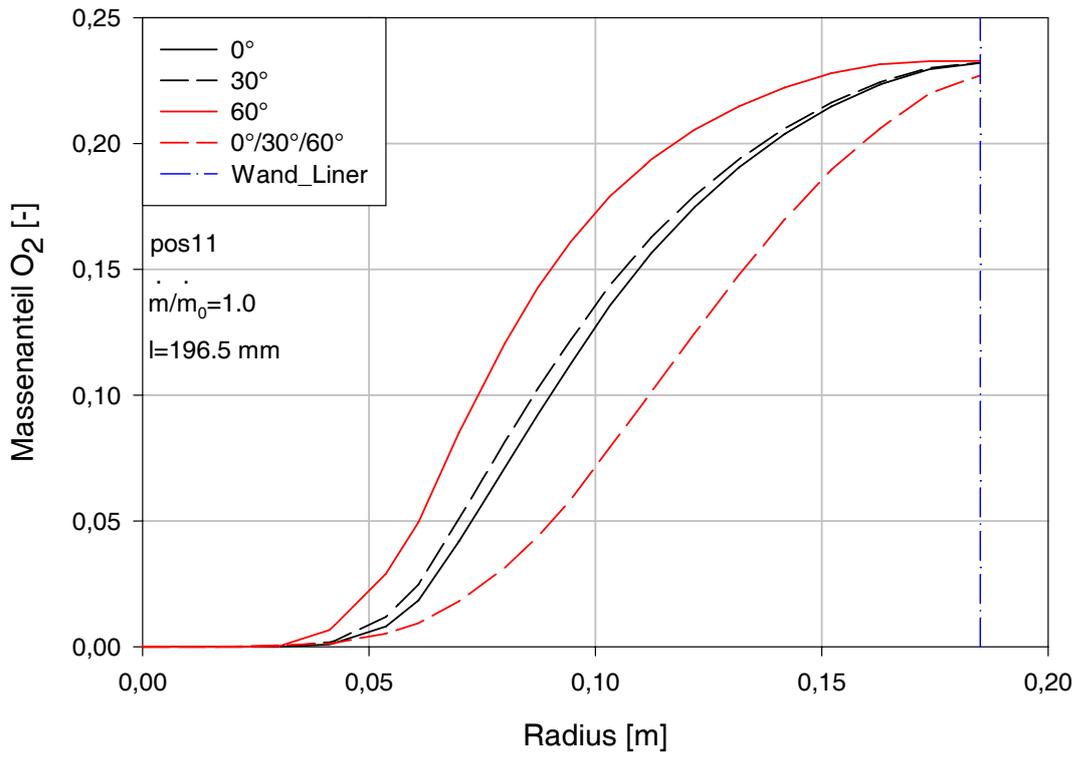


Abbildung 7.28: Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 11

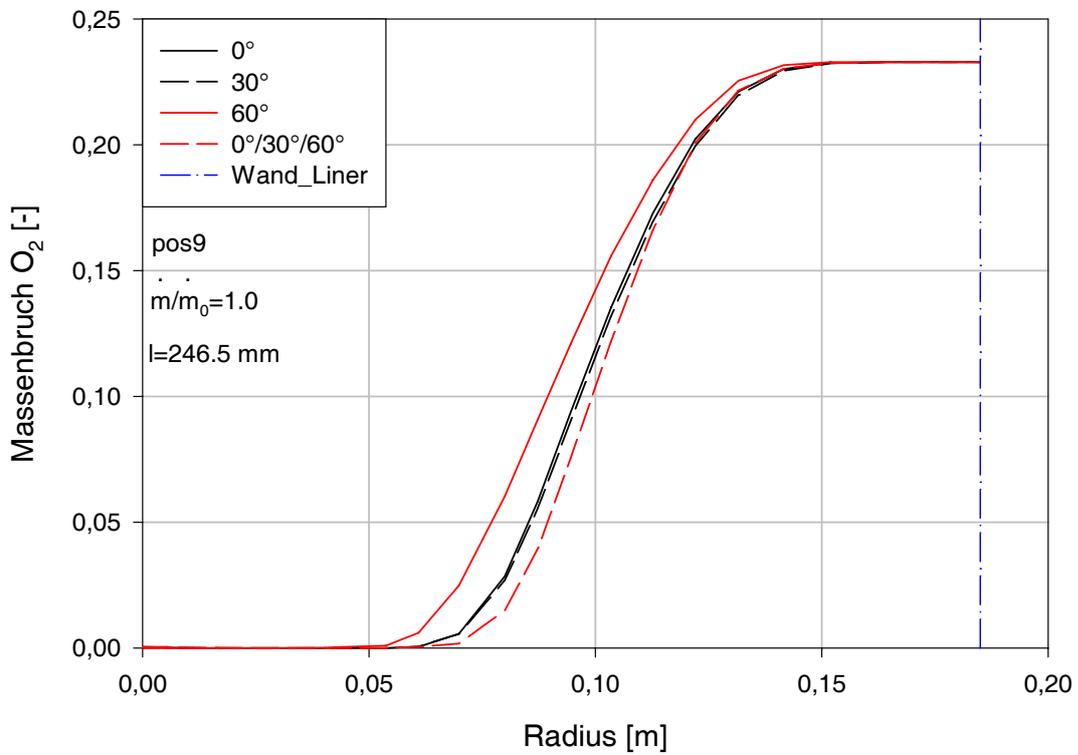
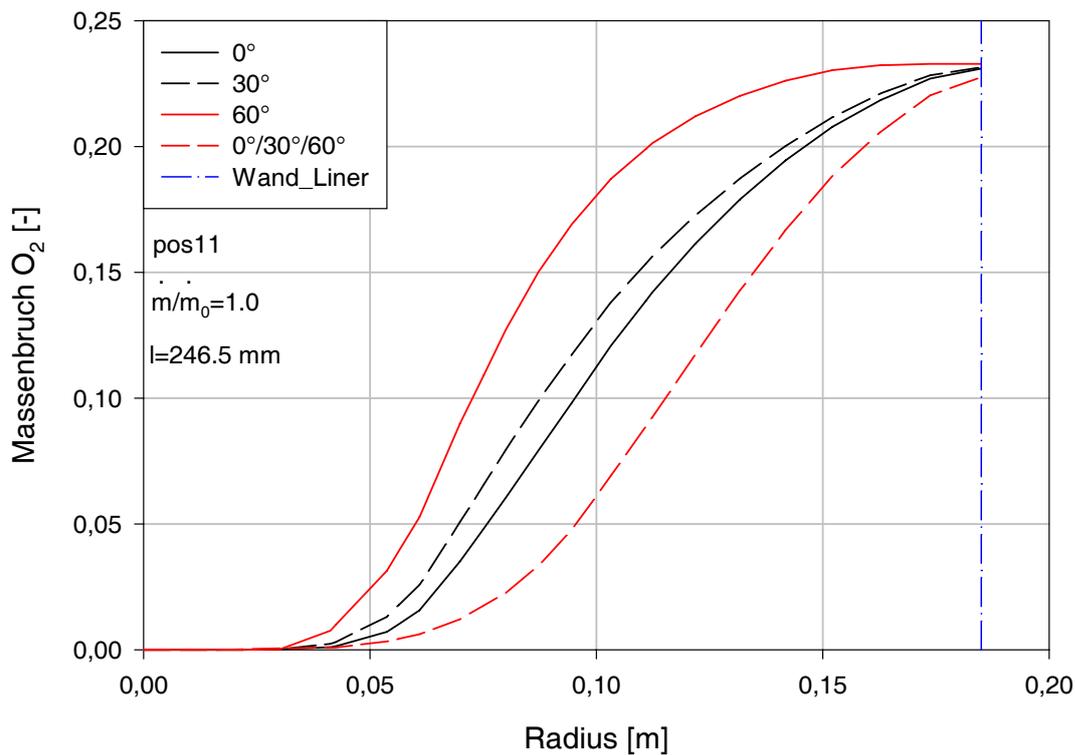


Abbildung 7.29: Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 9

Abbildung 7.30: Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 11

7.2.3 Vergleich der resultierenden Geschwindigkeiten

Die Abb. 7.32 bis 7.37 zeigen die Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit der einzelnen Brennkammer-Ausführungen für alle axialen Positionen des Brennstoffeintrittes. In der Sekundärbrennkammer kommt es zu einer Durchmischung der Massenströme des Vergasungsproduktes und der Sekundärluft. Der aus der Primärbrennkammer austretende Massenstrom des Vergasungsproduktes bildet mit dem Sekundärluftmassenstrom, der langsamer strömt als das Vergasungsprodukt, Scherschichten, die zur Bildung freier Turbulenz führen. In den Scherschichten werden Wirbel gebildet. Diese Wirbel werden transportiert, sie selbst sind einem Dissipationsprozess unterworfen, wobei Wirbel kleinen Maßstabs entstehen. Dieser Prozess läuft solange ab, bis die kinetische Turbulenzenergie bei kleinen Wirbeln vollständig in thermische (innere bzw. molekulare Energie) überführt worden ist. Diesen Vorgang nennt man Energiekaskade (siehe Abb. 7.31). Bei stärkeren Geschwindigkeitsunterschieden zwischen Vergasungsprodukt und Sekundärluft führt eine höhere Turbulenz in der Scherschicht zu einer höheren inneren Energie der Spezies und damit zu einer verbesserten Verbrennung.

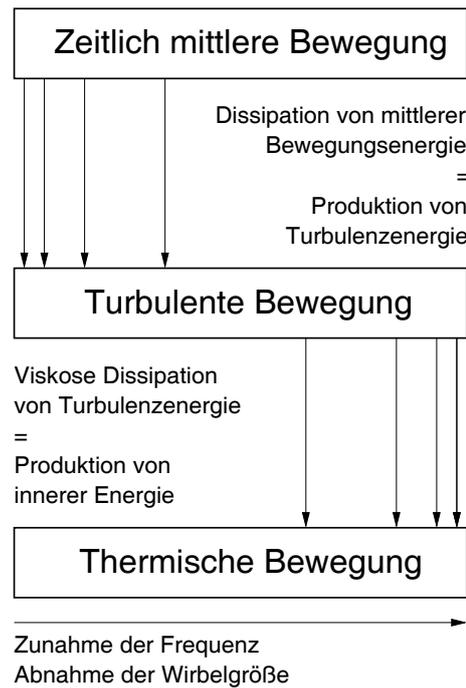


Abbildung 7.31: Energiekaskade [18]

Die Verläufe der resultierenden Geschwindigkeiten an der Position 9 in den Abb. 7.32, 7.34 und 7.36 sind praktisch für alle Brennkammerausführungen identisch. Von der Position 9 zur Position 11 nehmen die resultierenden Geschwindigkeiten bei der radialen Position $r = 0 \text{ m}$ für alle Brennkammergeometrien um ca. 2 m/s ab. Bei der Position 11 sind auch die Gradienten der resultierenden Geschwindigkeiten weniger steil als bei Position 9 (siehe die Verteilungen der resultierenden Geschwindigkeiten bei Position 11 in den Abb. 7.33, 7.35 und 7.37). Als Vergleich dazu werden die Verläufe der Axial- und der Tangentialgeschwindigkeiten in den Abb. 6.44 bis 6.47 bzw. 6.48 bis 6.51 in Erinnerung gerufen, bei denen dieser Trend bereits ersichtlich ist.

Während bei Position 9 die Gradienten der resultierenden Geschwindigkeiten der Brennkammergeometrien praktisch gleich sind, treten bei Position 11 deutliche Unterschiede auf. Die $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammerausführung hat bei Position 11 in radialer Richtung einen nahezu linearen Verlauf der Kurve der resultierenden Geschwindigkeit. Die drei anderen Brennkammergeometrien weisen vom Radius 0.05 m bis zum Radius 0.10 m einen steileren und danach einen flacheren Gradienten der resultierenden Geschwindigkeit auf. Außerdem hat die $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammergeometrie vom Radius 0.05 m bis zur Brennkammerwand eine höhere resultierende Geschwindigkeit als die anderen Brennkammerausführungen.

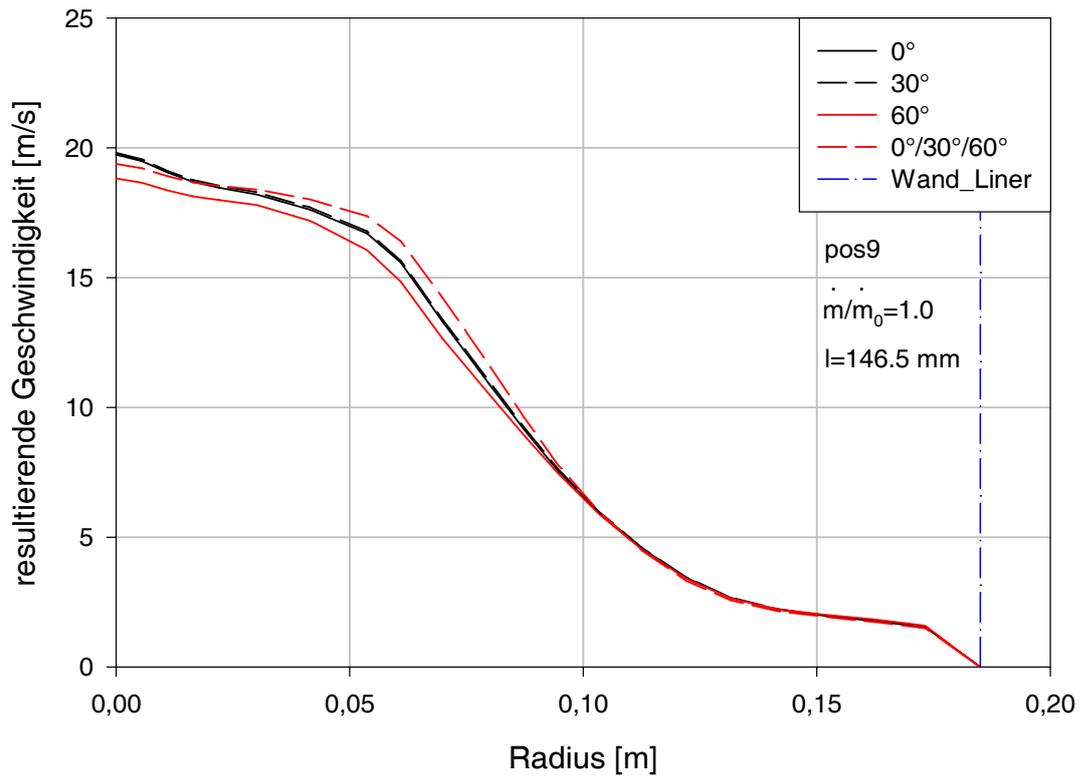


Abbildung 7.32: Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 9

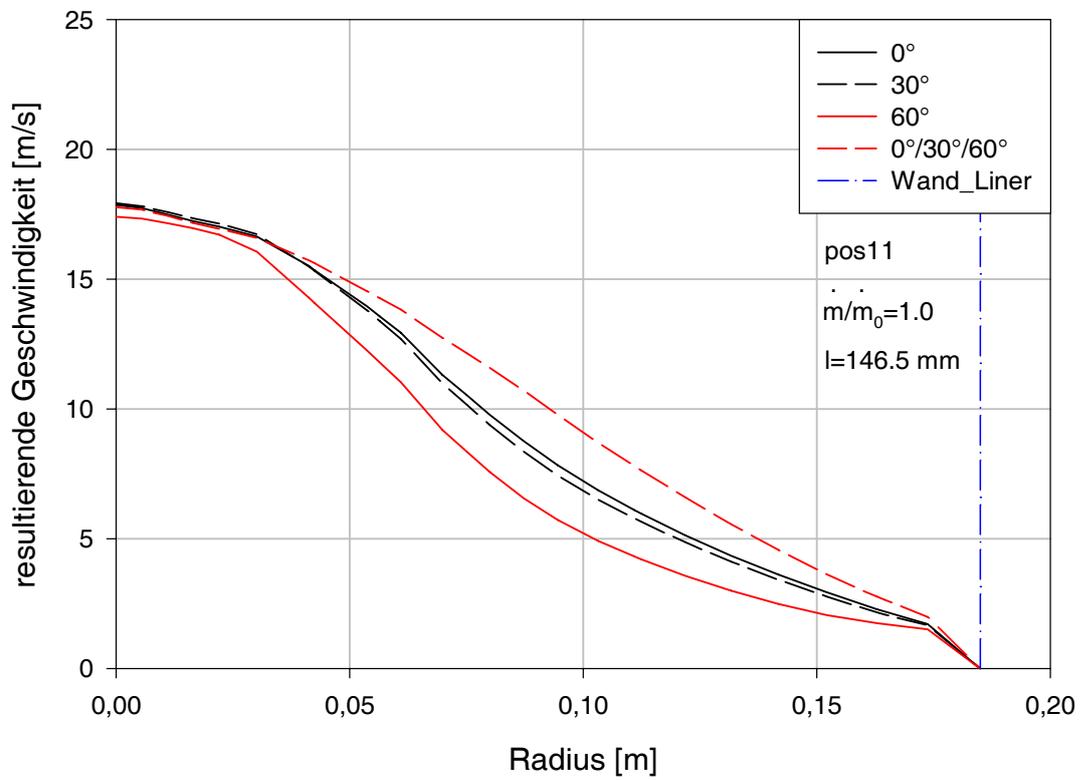


Abbildung 7.33: Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 11

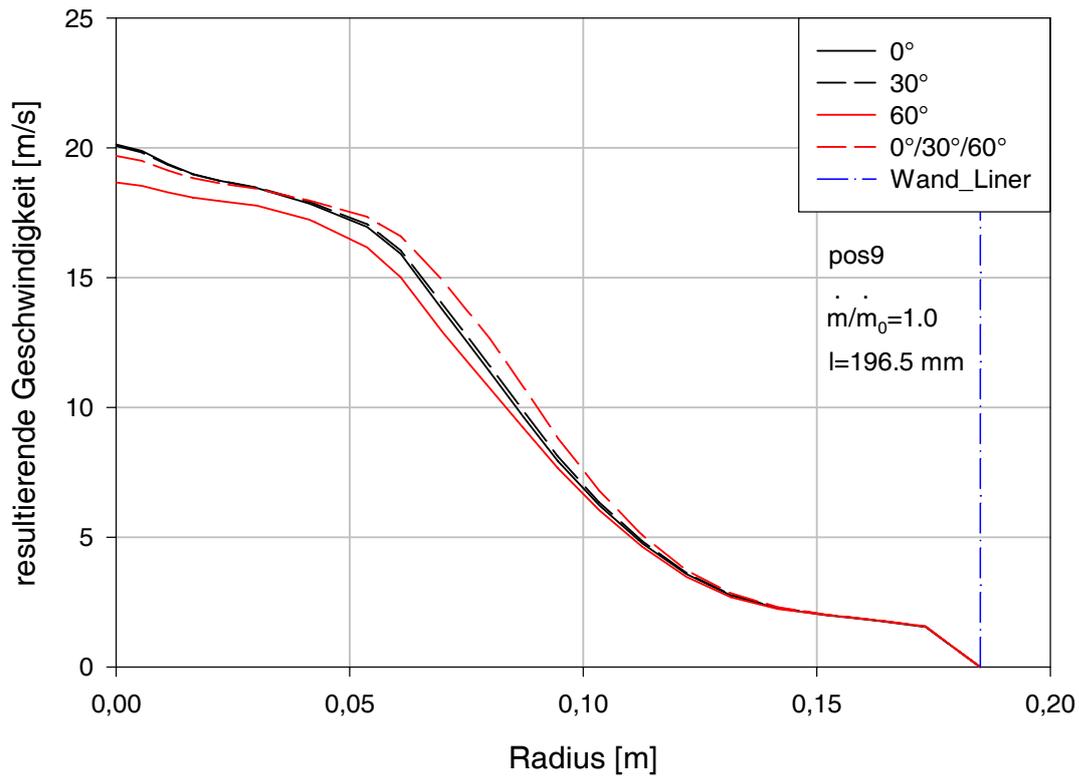


Abbildung 7.34: Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 9

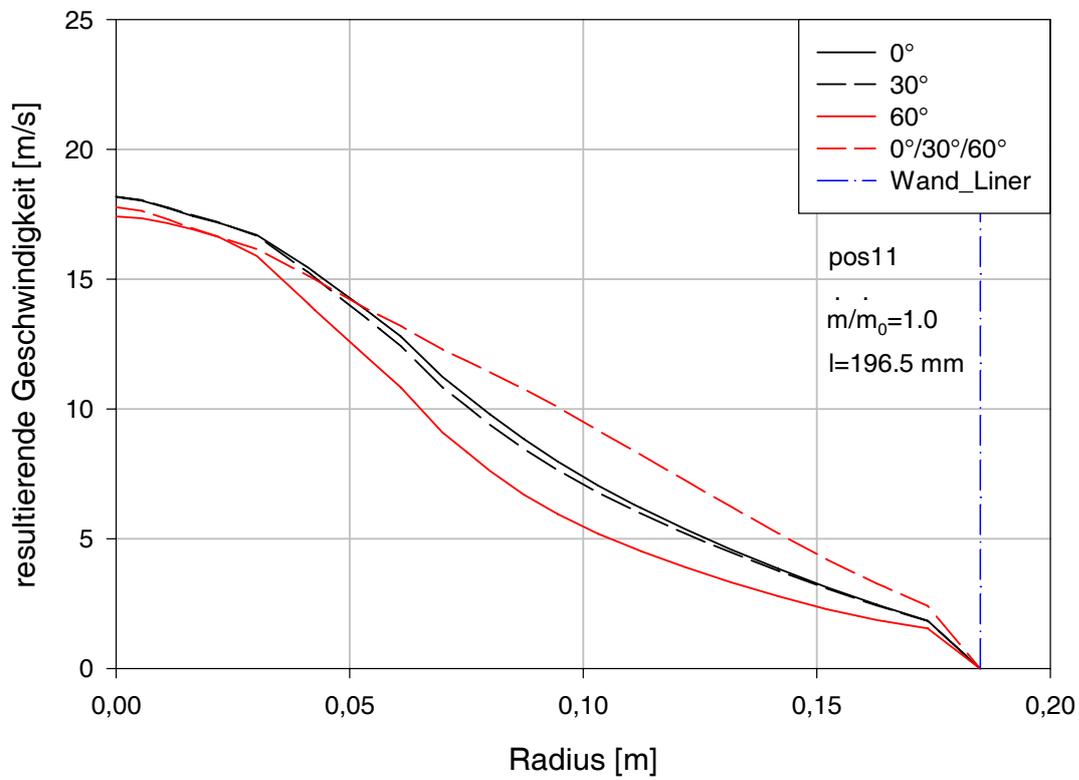


Abbildung 7.35: Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 11

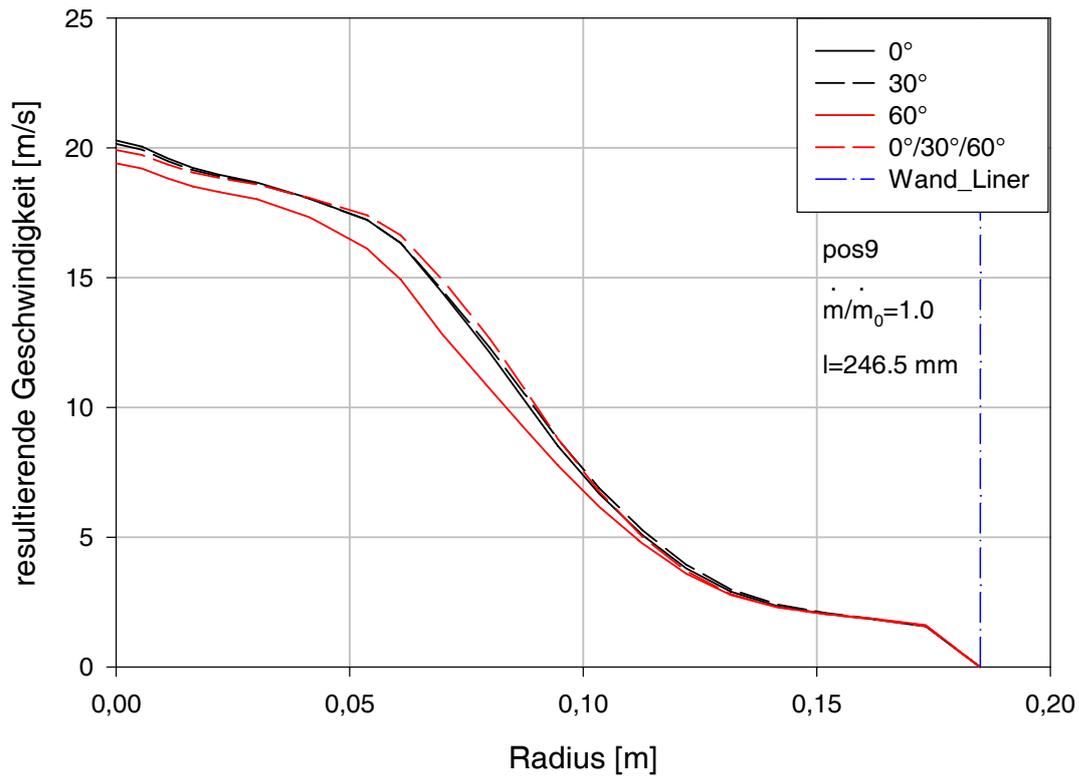


Abbildung 7.36: Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 9

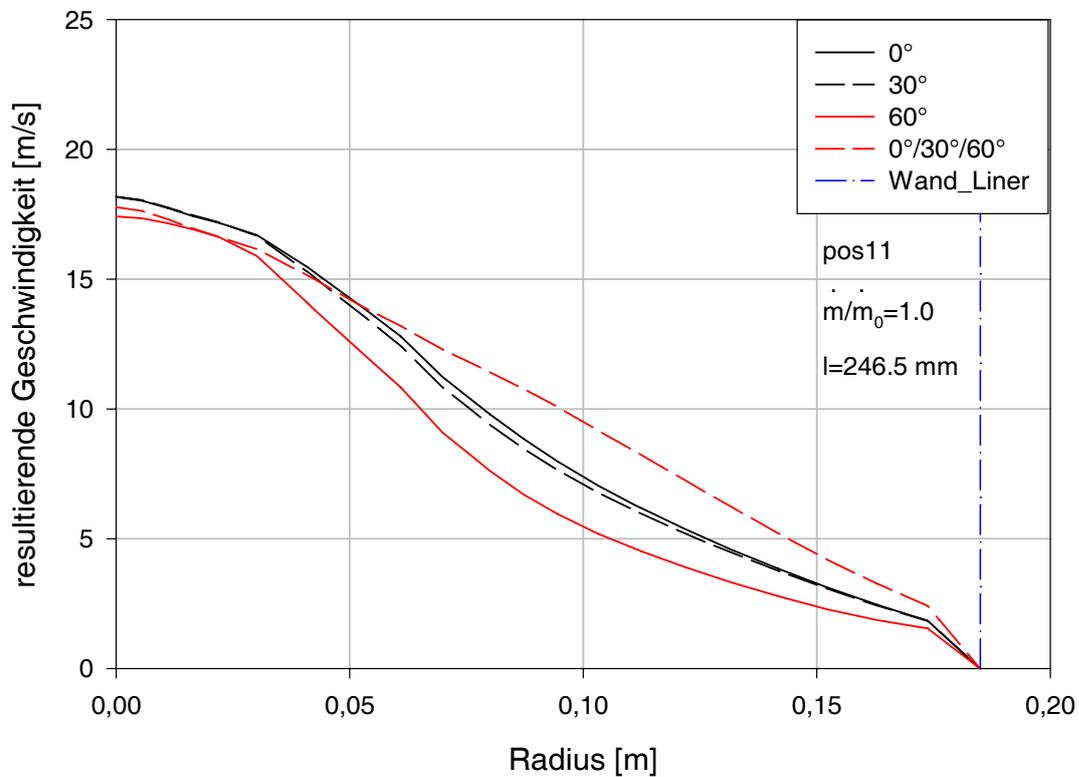


Abbildung 7.37: Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 11

7.2.4 Vergleich der Turbulenzintensitäten

Als Maß für die Durchmischung von Vergasungsprodukt und Sekundärluft dient die Turbulenzintensität. Die Turbulenzintensität ist das Verhältnis der mittleren Schwankungsgröße der Strömungsgeschwindigkeit zum Mittelwert der Geschwindigkeit. Sie ist gemäß Gl. (7.1) folgendermaßen definiert:

$$I = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{v}, \quad (7.1)$$

wobei v der Mittelwert der Geschwindigkeit und $k (= 0.5\overline{u'_i u'_i})$ die turbulente kinetische Energie sind. Für die letztere gilt gemäß Gl. (7.2):

$$k = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i} \quad (7.2)$$

In [21] sind Turbulenzintensitäten von 0.05 bis 0.2 bei Strahlflammen angegeben. In den Abb. 7.38 bis 7.43 sind die Spitzenwerte der Turbulenzintensitäten eine Größenordnung höher als in [21]. Dies mag daran liegen, dass zwischen Vergasungsprodukt und Sekundärluft ein hoher Temperatur- und damit auch ein hoher Dichteunterschied auftritt, was nach [21] zu einer Erhöhung der Turbulenzintensität eines Strahles führt.

Weiters ist in den Abb. 7.38 bis 7.43 ersichtlich, dass die Turbulenzintensität an der Wand nicht null ist. Dies ist dadurch bedingt, dass für die Berechnung der Turbulenz an der Wand Standard-Wandfunktionen eingesetzt werden, bei denen als Randbedingung für die turbulente kinetische Energie k gilt, dass die erste Ableitung von k in Wandnormalrichtung null ist.

Die Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Position 9 in den Abb. 7.38, 7.40 und 7.42 sind bei allen axialen Distanzen des Brennstoffeintrittes praktisch identisch. Bei Position 11 hingegen unterscheiden sich die Verläufe der Turbulenzintensitäten der einzelnen Brennkammergeometrien erheblich voneinander (siehe die Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Position 11 in den Abb. 7.39, 7.41 und 7.43). Die $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammergeometrie hat bei größeren Radien höhere Turbulenzintensitäten als die anderen Brennkammergeometrien.

Wenn man Rotationssymmetrie des Strömungsgebietes voraussetzt, dann resultiert daraus bei der $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammergeometrie ein größeres Gebiet der Durchmischung und der Verwirbelung der Spezies und somit ein größeres Reaktionsvolumen als bei den anderen Brennkammergeometrien. Die 60° -Brennkammergeometrie hat bei größeren Radien deutlich geringere Werte der Turbulenzintensität als die anderen Brennkammerausführungen und daher auch ein kleineres Reaktionsvolumen.

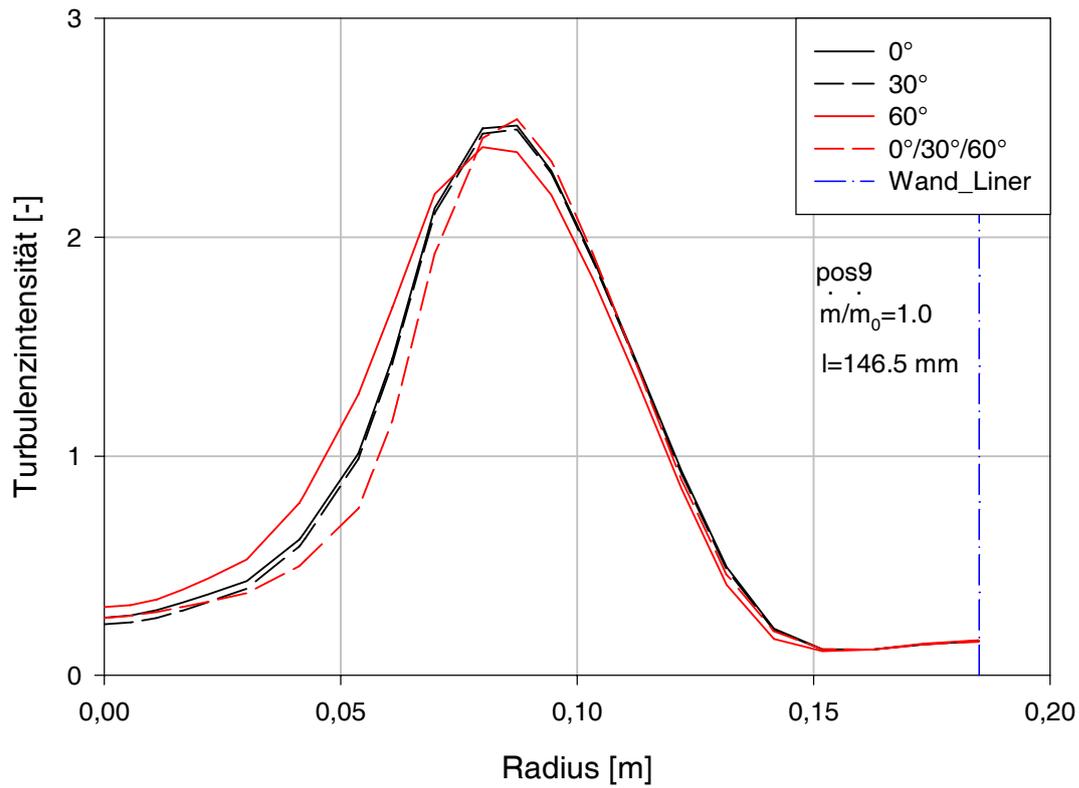


Abbildung 7.38: Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 9

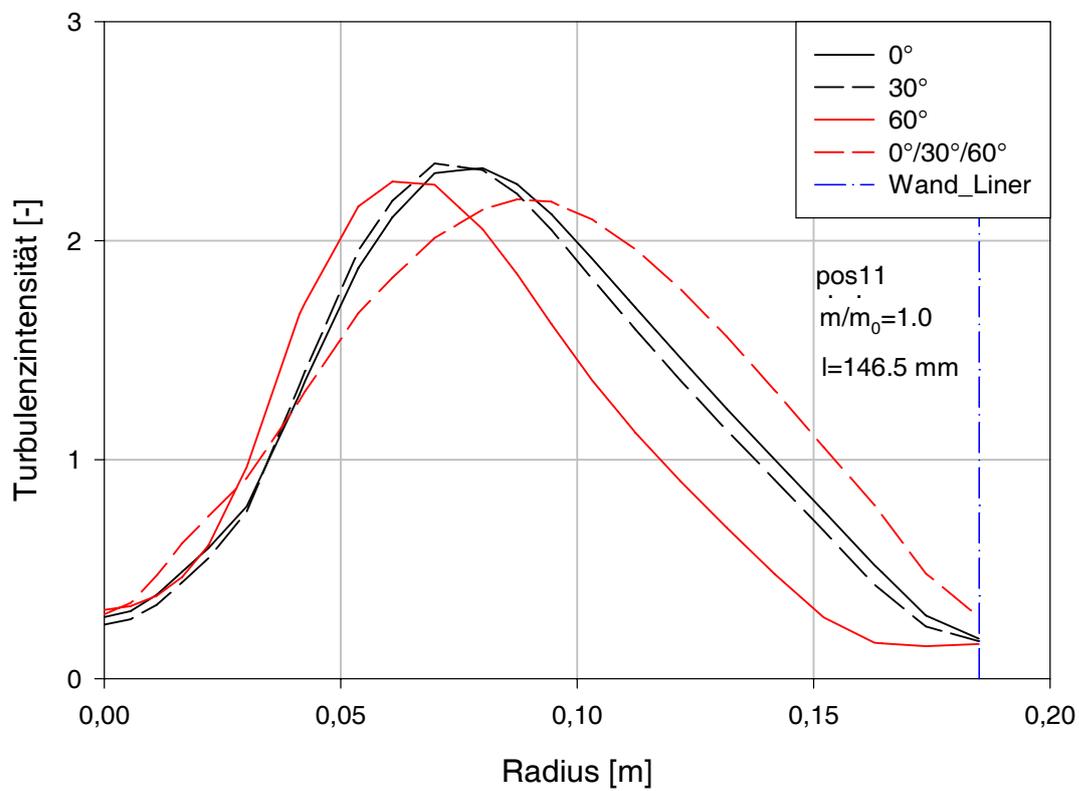


Abbildung 7.39: Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 11

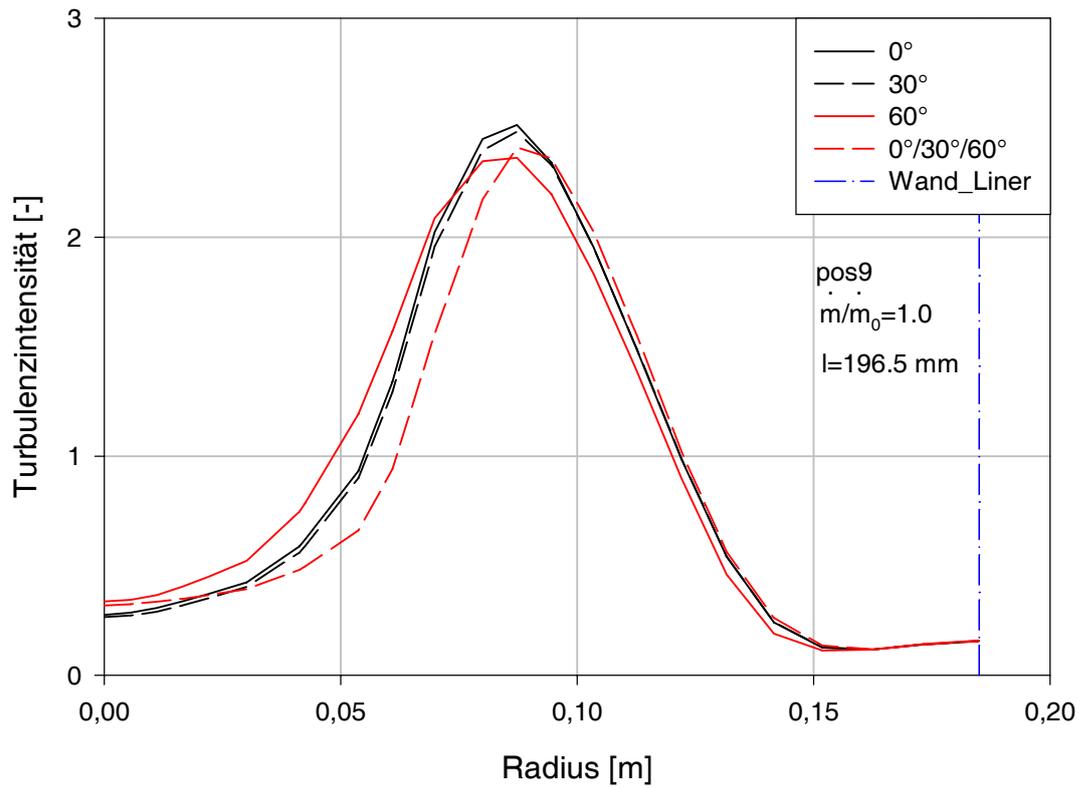


Abbildung 7.40: Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 9

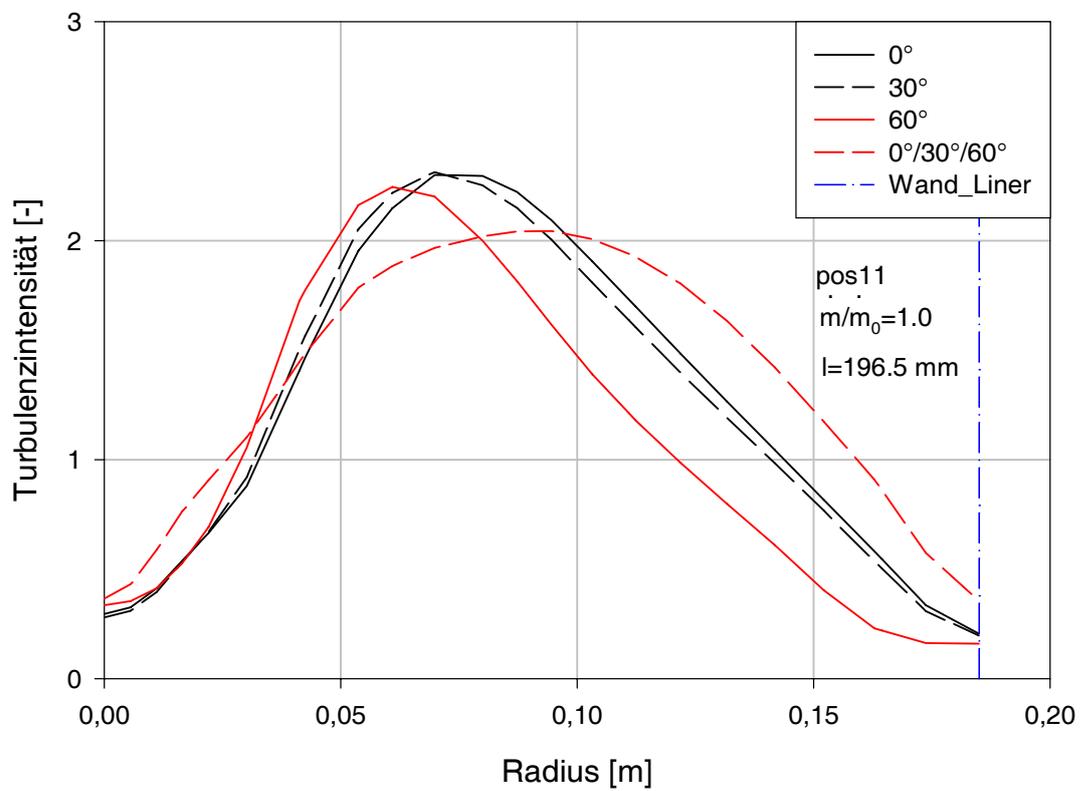


Abbildung 7.41: Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 11

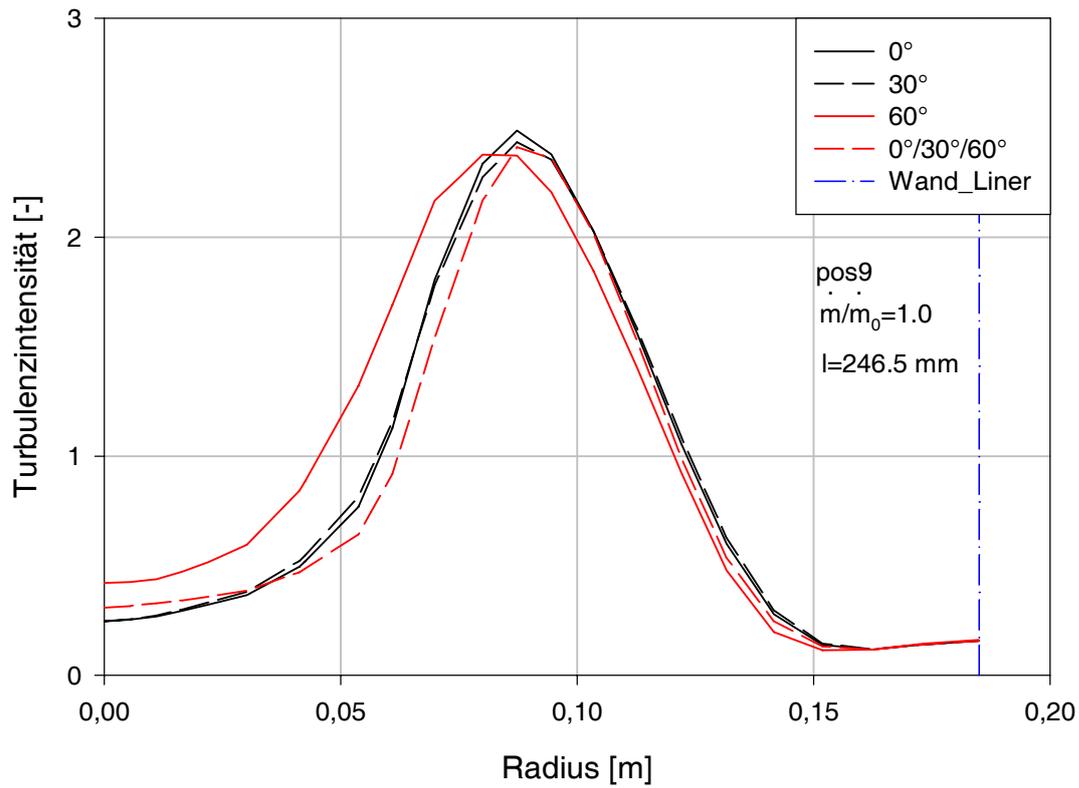


Abbildung 7.42: Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 9

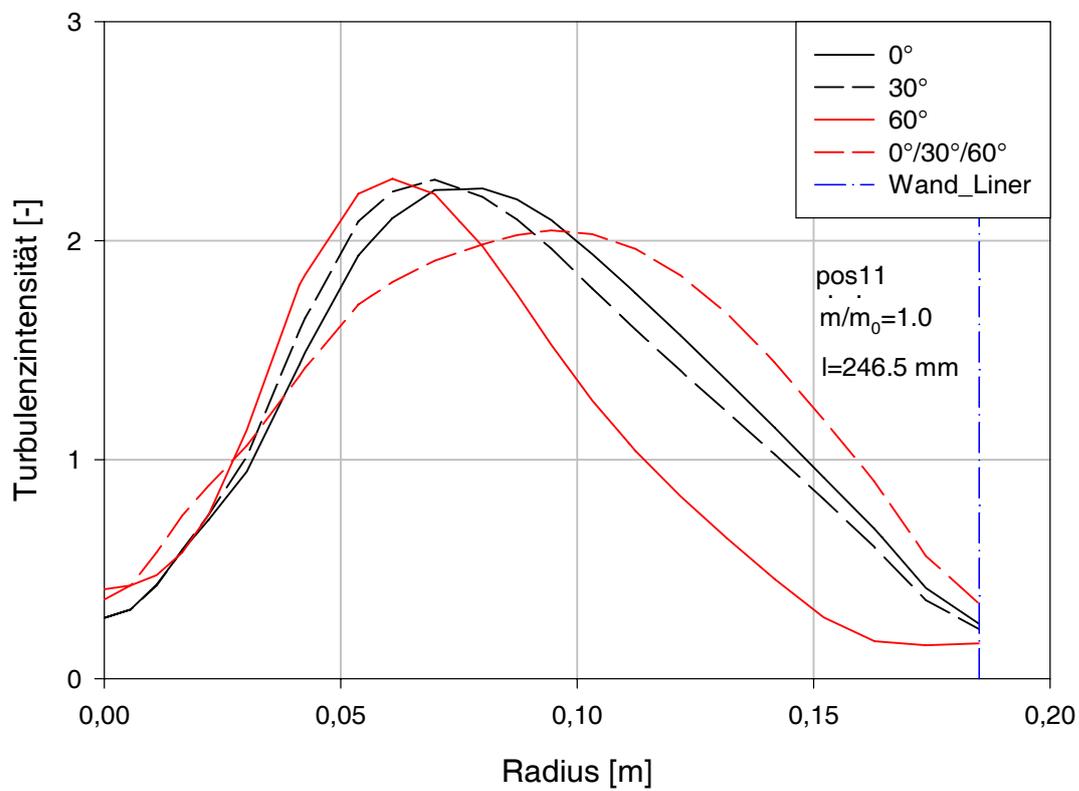


Abbildung 7.43: Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 11

7.2.5 Vergleich der Temperaturverläufe

Wie schon die Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Position 9 in den Abb. 7.38, 7.40 und 7.42 sind auch die Temperaturverläufe an der Position 9 in den Abb. 7.44, 7.46 und 7.48 beinahe identisch.

Deutliche Unterschiede treten aber bei den Temperaturverläufen bei Position 11 in den Abb. 7.45, 7.47 und 7.49 auf. Die 60°-Brennkammergeometrie hat bei größeren Radien niedrigere Temperaturwerte als die anderen Brennkammerausführungen. Die 0°/30°/60°-Brennkammergeometrie hat bei Position 11 im Vergleich zu den anderen Brennkammerausführungen die höchsten Temperaturwerte. Somit ist die Aussage im vorigen Abschnitt, dass die 0°/30°/60°-Brennkammergeometrie das größte Brennkammervolumen aller vier Brennkammerausführungen aufweist, untermauert, da im größeren Gebiet der Durchmischung die Verbrennungsreaktionen ablaufen.

Der Vergleich der Verläufe der Turbulenzintensitäten in den Abb. 7.38 bis 7.43 mit den Temperaturverläufen in den Abb. 7.44 bis 7.49 zeigt, dass die Spitzenwerte der Turbulenzintensitäten nicht beim selben Radius auftreten wie die Spitzenwerte der Temperaturen. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Turbulenzintensität eine Größe ist, die nur von der turbulenten Strömung abhängt. Die Temperaturspitzen treten hingegen dort auf, wo die Luftzahl $\lambda = 1$ ist, d.h., dass die Temperaturspitzen durch die lokalen chemischen Verhältnisse bedingt werden.

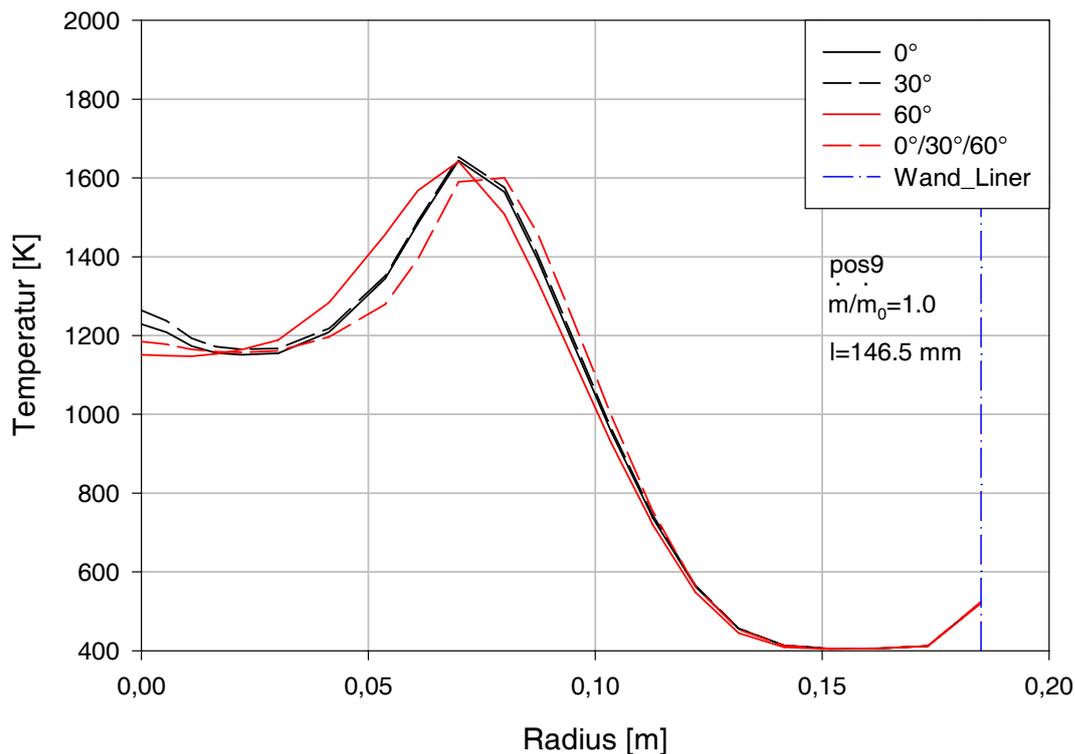


Abbildung 7.44: Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 9

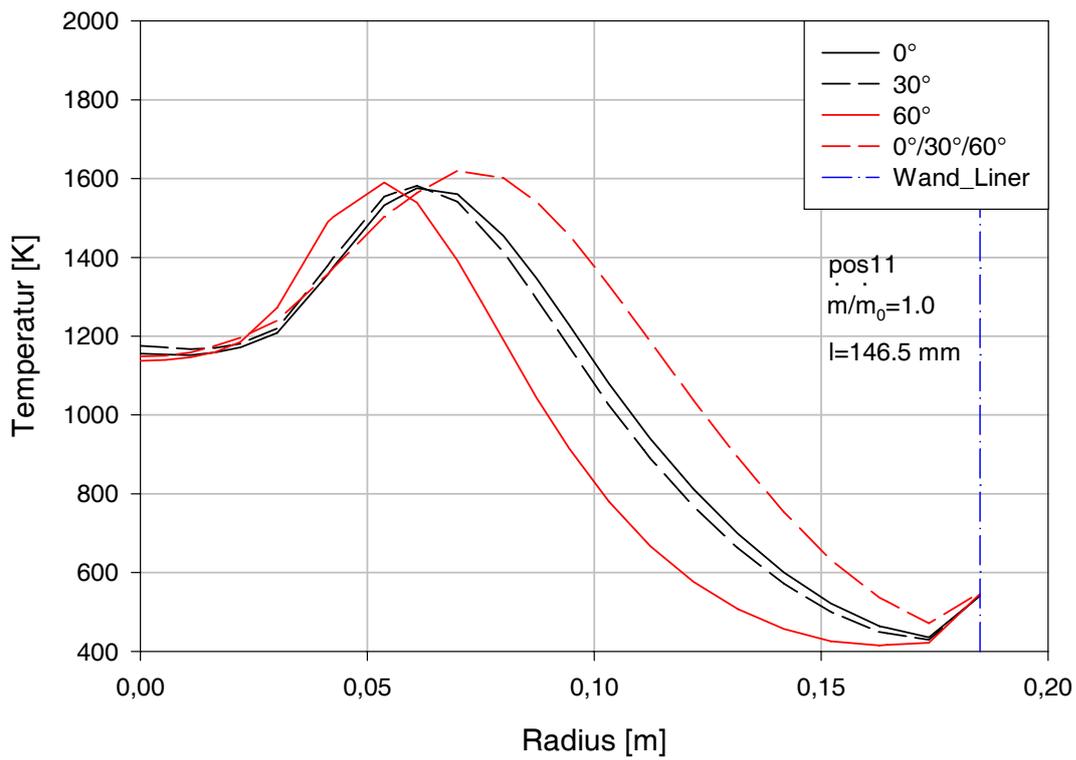


Abbildung 7.45: Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 11

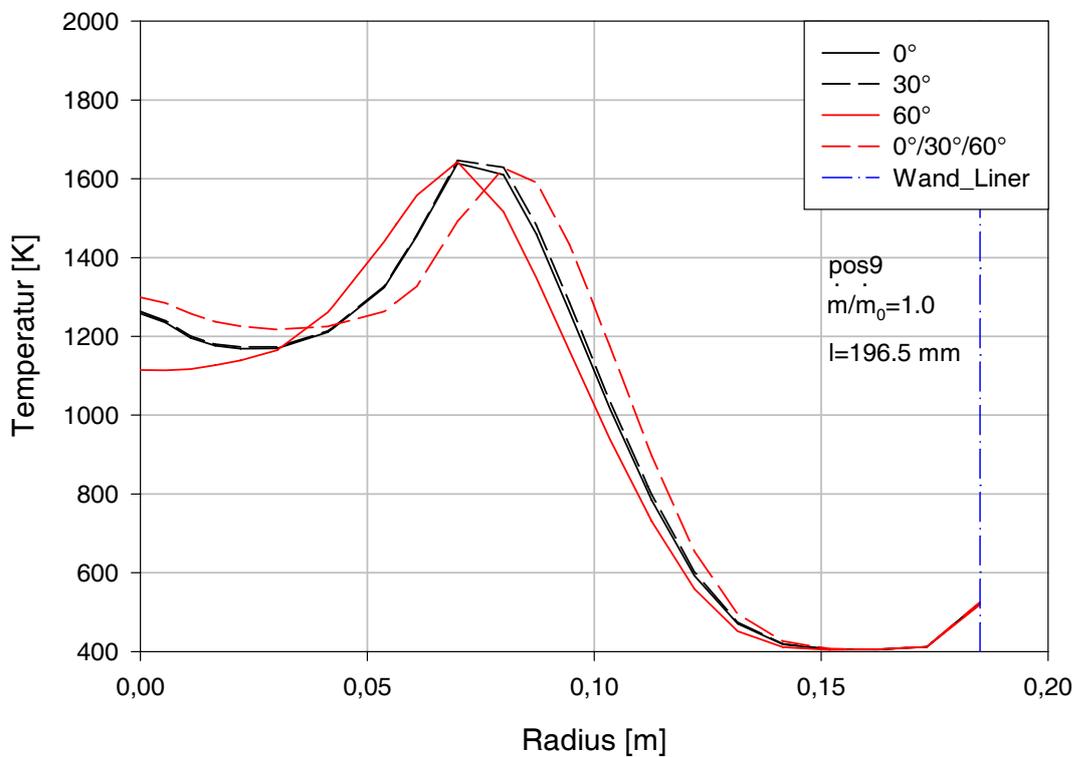


Abbildung 7.46: Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 9

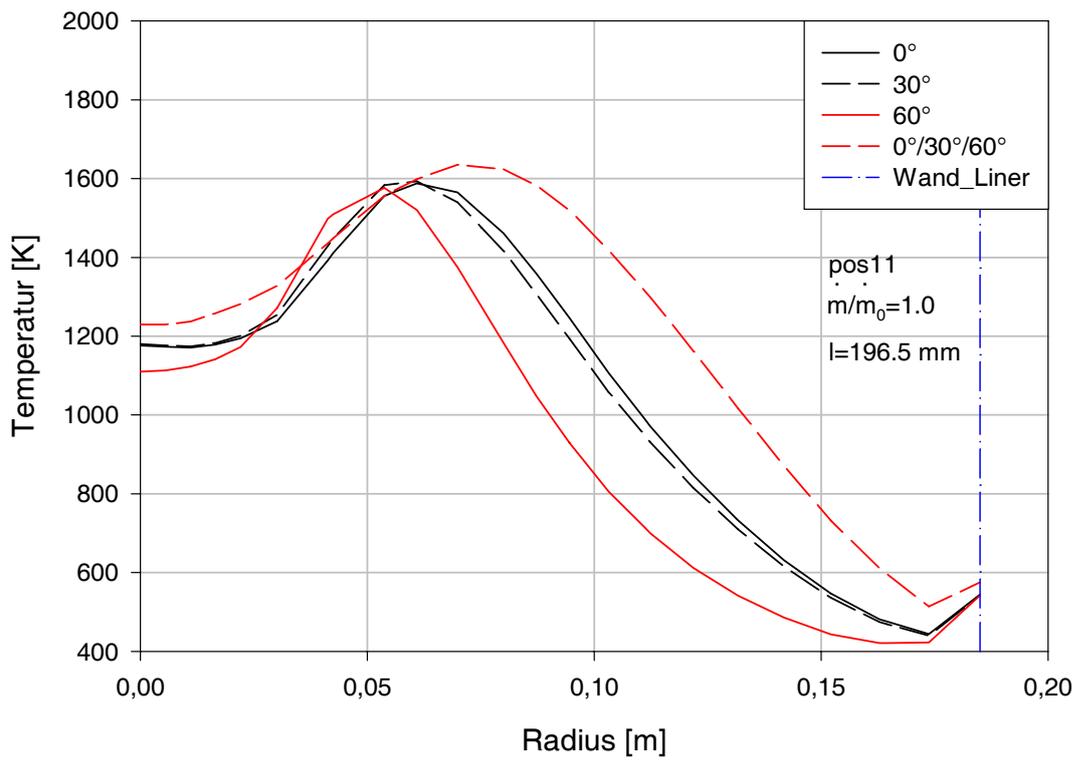


Abbildung 7.47: Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=196.5 \text{ mm}$ bei Position 11

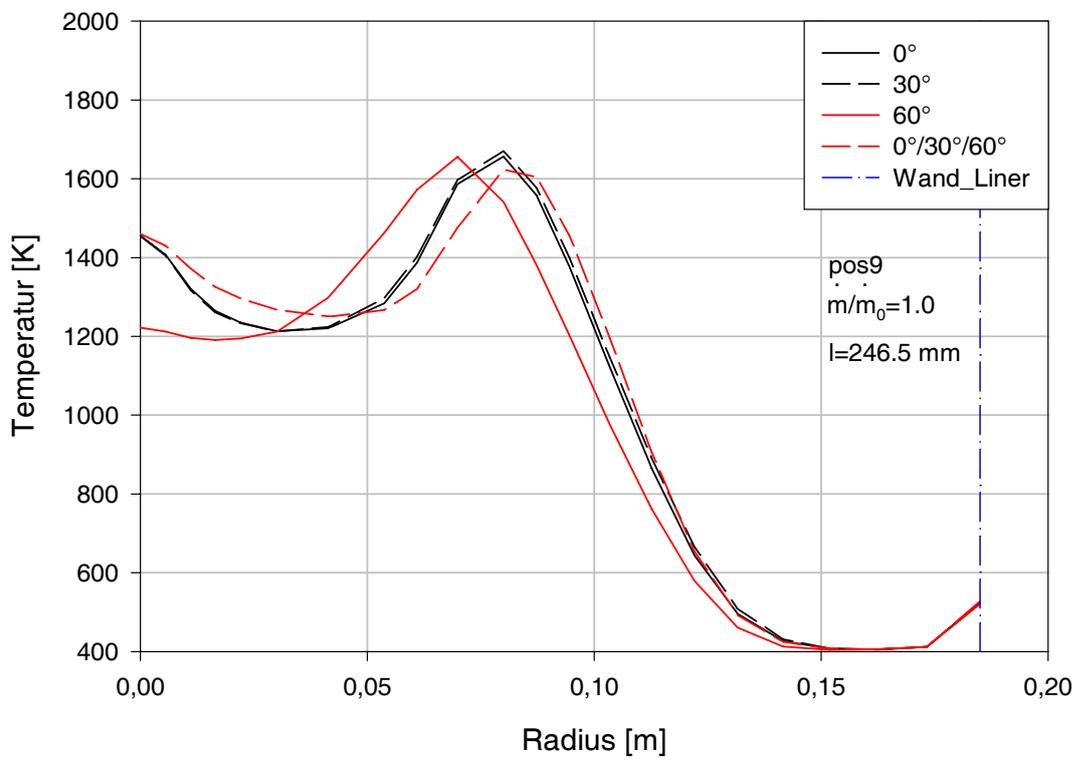


Abbildung 7.48: Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=246.5 \text{ mm}$ bei Position 9

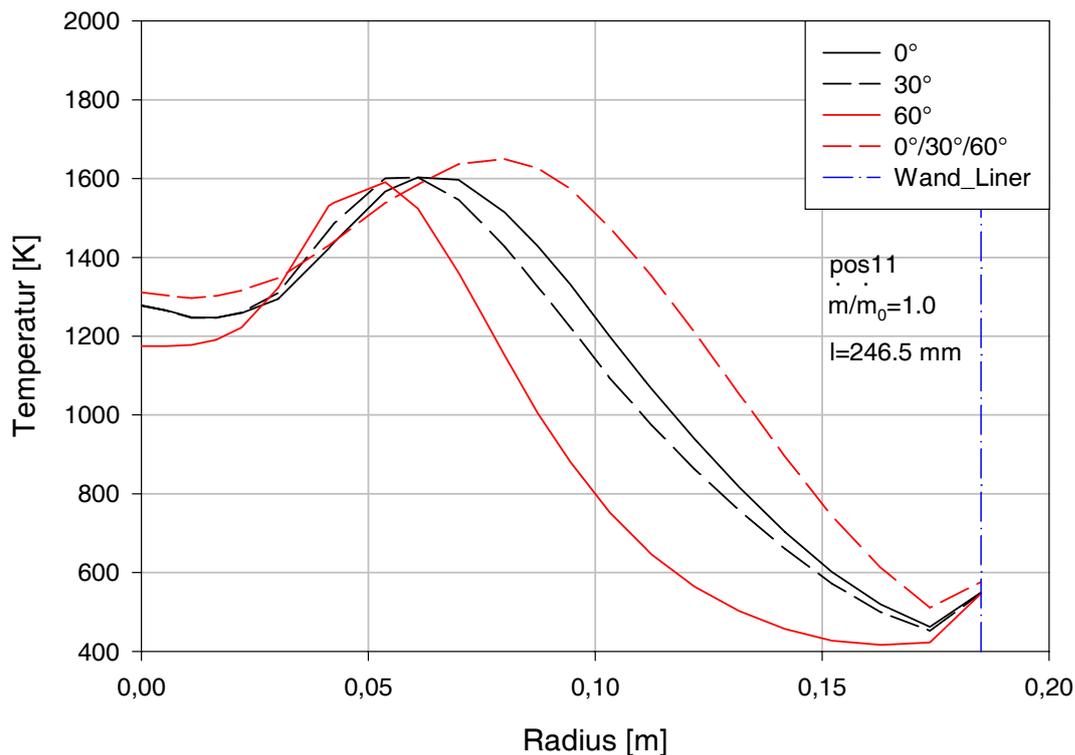


Abbildung 7.49: Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 11

7.3 Zusammensetzung und Temperatur des Rauchgases

In der Realität ist es nicht möglich, eine vollständige Verbrennung aller brennbaren Elemente eines Brennstoffes zu erreichen. Daher ist es wichtig, festzustellen, mit welcher Konfiguration der Primärbrennkammer eine möglichst vollständige Verbrennung erreicht werden kann. Zunächst erfolgt in Tab. 7.2 eine Gegenüberstellung der Rauchgaszusammensetzungen der vier verschiedenen Winkelvariationen der Primärlufteintritte mit einer Rauchgaszusammensetzung, wie sie sich für eine vollständige Verbrennung ergeben würde (siehe in Kap. 2.4 die Berechnung der Rauchgaszusammensetzung). Die axiale Position des Brennstoffeintrittes beträgt in den betrachteten Fällen in Tab. 7.2 $l = 196.5$ mm. Bei den in Tab. 7.2 angegebenen und den in den Abb. 7.50 bis 7.61 verwendeten CFD-Ergebnissen handelt es sich um mit der lokalen Massendichte gewogene und flächengemittelte Werte der Massenanteile der einzelnen Spezies am Brennkammeraustritt. Die Stickoxid-Massenanteile am Rauchgas sind durch die Verwendung einer zweistufigen Brennkammer niedrig und sind daher nicht von Interesse. Eine Auswertung der Stickoxid-Massenanteile erfolgte deshalb nicht (siehe dazu auch die Bemerkungen zur Stickoxid-Bildung in [34]).

	0°	30°	60°	0°/30°/60°	vollst. Verbr.
CO	0.007088	0.007087	0.007072	0.004572	–
CO_2	0.139135	0.139061	0.138687	0.143202	0.1472
H_2O	0.044682	0.044661	0.044507	0.045417	0.0530
N_2	0.701761	0.701797	0.701950	0.701813	0.6986
O_2	0.106993	0.107056	0.107429	0.10481	0.1011
Σ	0.999659	0.999662	0.999645	0.999814	1.0
$T_{uRG} [K]$	1304.7	1305.3	1287.8	1306.4	–
$T_{th} [K]$	1352	1353	1336	1355	1520

Tabelle 7.2: Vergleich der Rauchgaszusammensetzungen

Wie aus Tab. 7.2 ersichtlich ist, ergibt die Summation der Rauchgasanteile CO , CO_2 , H_2O , N_2 und O_2 mehr als 99 Prozent der Rauchgaszusammensetzung. In den folgenden Abschnitten werden die Auswirkungen der Primärbrennkammerausführungen auf die einzelnen Rauchgasanteile betrachtet. Dazu werden die Verläufe der Rauchgasanteile CO , CO_2 , H_2O und O_2 analysiert. Der Rauchgasanteil N_2 wird nicht in Betracht gezogen, da Stickstoff an den Oxidationsreaktionen nicht teilnimmt.

Der Vergleich in Tab. 7.2 dient auch zur Überprüfung der Plausibilität der CFD-Ergebnisse. So darf z.B. der CO_2 -Gehalt des CFD-Ergebnisses nicht höher sein als bei der vollständigen Verbrennung.

Die in Tab. 7.2 angegebene theoretische Brennkammer-Endtemperatur in der letzten Zeile der Spalte mit der Rauchgas-Zusammensetzung für vollständige Verbrennung wurde in Anlehnung an Gl. (2.38) und die schematisierte Feuerung in Abb. 2.6 berechnet. Ausgehend von der Bilanz der ein- und austretenden Enthalpieströme in der Brennkammer nach Gl. (7.3)

$$\dot{m}_{FL}c_{pFL}T_{FL} + (\dot{m}_{prim} + \dot{m}_{sek})c_{p2}T_2 + \dot{m}_{Br}H_u - (\dot{m}_{FL} + \dot{m}_{prim} + \dot{m}_{sek} + \dot{m}_{Br})c_{pRG}T_{th} = 0 \quad (7.3)$$

ergibt die Umformung nach der Rauchgastemperatur für die vollständige Verbrennung T_{th}

$$T_{th} = \frac{\dot{m}_{FL}c_{pFL}T_{FL} + (\dot{m}_{prim} + \dot{m}_{sek})c_{p2}T_2 + \dot{m}_{Br}H_u}{(\dot{m}_{FL} + \dot{m}_{prim} + \dot{m}_{sek} + \dot{m}_{Br})c_{pRG}} \quad (7.4)$$

Die Werte der spezifischen Wärmekapazitäten der Förderluft c_{pFL} und der Luft am Verdichteraustritt c_{p2} sowie der chemischen Spezies c_{pi} im Rauchgas gemäß der vollständigen Verbrennung in Tab. 7.2 stammen aus [3]. Die spezifische Wärmekapazität des Rauchgases ist nach Gl. (7.5) zu bestimmen:

$$c_{pRG} = \sum_i \gamma_i c_{pi}(T_{th}) \quad (7.5)$$

mit γ_i als den Massenanteilen der chemischen Spezies im Rauchgas. Die spezifische Wärmekapazität c_{pRG} hängt von der theoretischen Rauchgastemperatur T_{th} bei vollständiger Verbrennung ab und muss iterativ bestimmt werden, da T_{th} zunächst nicht bekannt ist. Die theoretische Rauchgastemperatur T_{th} ist um einiges höher als die Rauchgastemperaturen der CFD-Berechnungen. Dies hängt damit zusammen, dass die Berechnung der theoretischen Rauchgastemperatur T_{th} der Berechnung einer adiabaten Brennkammer entspricht.

Weiters sind in Tab. 7.2 in den letzten Zeilen der Spalten der jeweiligen Brennkammergeometrien theoretische Rauchgastemperaturen T_{th} angeführt, die sich einstellen würden, wenn auch der Rest-Kohlenmonoxidmassenanteil verbrannt wäre. Die dabei zu betrachtende Verbrennungsreaktion ist gemäß Gl. (7.6)



Dabei wird nach Gl. (7.7) folgende Wärmemenge frei:

$$Q = m_{CO}H_{U,CO} = T_{th} \sum_i m_{i,th} c_{pi,th}(T_{th}) - T_u \sum_i m_{i,u} c_{pi,u}(T_u) \quad (7.7)$$

worin m_{CO} die Kohlenmonoxid-Masse ist, die durch die vollständige Verbrennung in Kohlendioxid umgewandelt wird. $H_{U,CO}$ ist der Heizwert von Kohlenmonoxid. Die Temperatur T_{th} ist die theoretische Rauchgastemperatur bei vollständiger Kohlenmonoxidverbrennung, T_u ist die Rauchgastemperatur bei unvollständiger Verbrennung der CFD-Berechnung. Die spezifischen Wärmekapazitäten $c_{pi,th}$ und $c_{pi,u}$ sind die spezifischen Wärmekapazitäten bei theoretischer bzw. unvollständiger Verbrennung jeweils in Abhängigkeit der Temperaturen T_{th} bzw. T_u . $m_{i,th}$ und $m_{i,u}$ bezeichnen die chemischen Spezies bei vollständiger und unvollständiger Verbrennung, wobei nach Gl. (7.8) gilt:

$$\sum_i m_{i,th} = \sum_i m_{i,u} = m_{RG}. \quad (7.8)$$

Dividiert man Gl. (7.7) durch die Rauchgasmasse m_{RG} , so erhält man als Ergebnis Gl. (7.9):

$$\gamma_{CO}H_{U,CO} = T_{th} \sum_i \gamma_{i,th} c_{pi,th}(T_{th}) - T_u \sum_i \gamma_{i,u} c_{pi,u}(T_u). \quad (7.9)$$

Die Gl. (7.9) aufgelöst nach der theoretischen Rauchgastemperatur T_{th} ergibt Gl. (7.10):

$$T_{th} = \frac{T_u \sum_i \gamma_{i,u} c_{pi,u}(T_u) + \gamma_{CO}H_{U,CO}}{\sum_i \gamma_{i,th} c_{pi,th}(T_{th})} \quad (7.10)$$

Somit verbleibt noch die Bestimmung des Heizwertes von Kohlenmonoxid $H_{U,CO}$. Dazu wird zunächst die Reaktionsenthalpie $\Delta_R H$ der chemischen Reaktion nach Gl. (7.6) nach [43] gemäß Gl. (7.11) berechnet:

$$\Delta_R H = \sum_i \nu_i \Delta H_i = 1 \cdot \Delta H_{CO_2} - 1 \cdot \Delta H_{CO} - \frac{1}{2} \Delta H_{O_2} = -H_{Um} \quad (7.11)$$

Bei Einsetzen der stöchiometrischen Koeffizienten ν_i und der Standardbildungsenthalpie ΔH_i mit den Werten aus [43] ist der Wert der Reaktionsenthalpie $\Delta_R H$ gleich -282.984 kJ/mol

und entspricht dem negativen molaren Heizwert H_{Um} des Brennstoffes (hier in diesem Fall ausschließlich Kohlenmonoxid). Dieser muss noch nach Gl. (7.12) in den auf die Brennstoffmasse bezogenen Heizwert $H_{U,CO}$ umgerechnet werden:

$$H_{U,CO} = \frac{H_{Um}}{M_{CO}}, \quad (7.12)$$

worin M_{CO} die molare Masse von Kohlenmonoxid ist. Der Heizwert $H_{U,CO}$ beträgt 10106,571 kJ/kg_{CO}. Für die chemische Zusammensetzung des Rauchgases bei unvollständiger Verbrennung wurden die CFD-Rechnungsergebnisse für die vier Brennkammergeometrien in Tab. 7.2 herangezogen, für die vollständige Verbrennung die entsprechende Spalte in Tab. 7.2.

Der Vergleich der Rauchgastemperaturen der CFD-Berechnungen mit den Rauchgastemperaturen für die vollständige Kohlenmonoxid-Verbrennung ergibt einen Temperaturanstieg, da die chemische Reaktion nach Gl. (7.6) exotherm ist. Die theoretische Brennkammerendtemperatur wird natürlich nicht erreicht, da diese für eine adiabate Verbrennung errechnet wurde.

Der Vergleich der Massenanteile der vollständigen Verbrennung in Tab. 7.2 mit den Massenanteilen der unvollständigen Verbrennung zeigt, dass die Rauchgassauerstoffgehalte der CFD-Berechnungen immer höher sind. Die Massenanteile der Verbrennungsprodukte der CFD-Berechnungen sind immer niedriger als die entsprechenden Anteile der vollständigen Verbrennung.

Die Kurven in den Abb. 7.50 bis 7.61 sind Spline-Kurven der Massenanteile der einzelnen Spezies für alle Primärbrennkammerausführungen und für alle axialen Positionen des Brennstoffeintrittes.

7.3.1 Kohlenmonoxid

Der Rauchgasanteil Kohlenmonoxid repräsentiert den Anteil, der bei unvollständiger Verbrennung entsteht bzw. übrigbleibt. In der Primärbrennkammer wird Kohlenmonoxid durch die Vergasung des Brennstoffes gezielt erzeugt. In der Sekundärbrennkammer erfolgt die Umwandlung von Kohlenmonoxid zu Kohlendioxid bei Luftüberschuss. Trotzdem kann im Rauchgas Kohlenmonoxid vorhanden sein, wenn in der Sekundärbrennkammer lokal Gebiete mit Sauerstoffmangel auftreten oder die Luftzahl λ zu hoch ist und damit die Verbrennungstemperaturen sinken [34]. Da Kohlenmonoxid ein Atemgift ist, ist es wichtig zu wissen, welche Ausführung der Primärbrennkammer einen möglichst niedrigen Kohlenmonoxid-Anteil im Rauchgas aufweist.

Der Vergleich der Betriebspunkte von $\dot{m}/\dot{m}_0 = 0.9$ bis $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.1$ zeigt, dass sich die Kurven von Kohlenmonoxid sowohl qualitativ wie auch quantitativ nur geringfügig voneinander unterscheiden (siehe Abb. 7.50 bis 7.52). Für die 0°-, die 30°- und die 0°/30°/60°-Ausführung gilt generell, dass diese bei zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes eine Abnahme des Kohlenmonoxid-Gehaltes aufweisen. Dabei hat die 0°/30°/60°-Ausführung den niedrigsten Kohlenmonoxid-Gehalt aller Primärbrennkammerausführungen.

Die 0°- und die 30°-Ausführung haben einen großteils übereinstimmenden Verlauf der CO-Kurven. Die 60°-Ausführung hat im Vergleich zu den anderen Brennkammergeometrien einen unterschiedlichen Verlauf. Von der kurzen zur mittleren axialen Distanz des Brennstoffeintrittes nimmt der CO-Gehalt zu, von der mittleren zur langen axialen Distanz nimmt er ab.

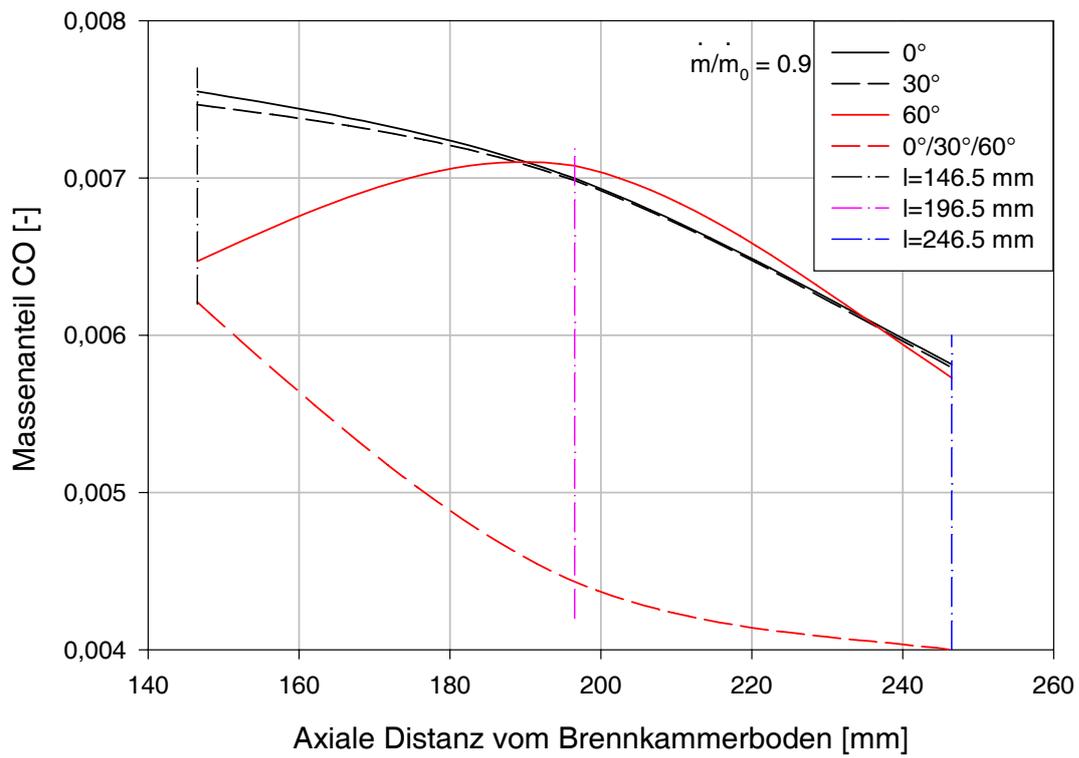


Abbildung 7.50: Massenanteil Kohlenmonoxid beim 90-Prozent-Betriebspunkt

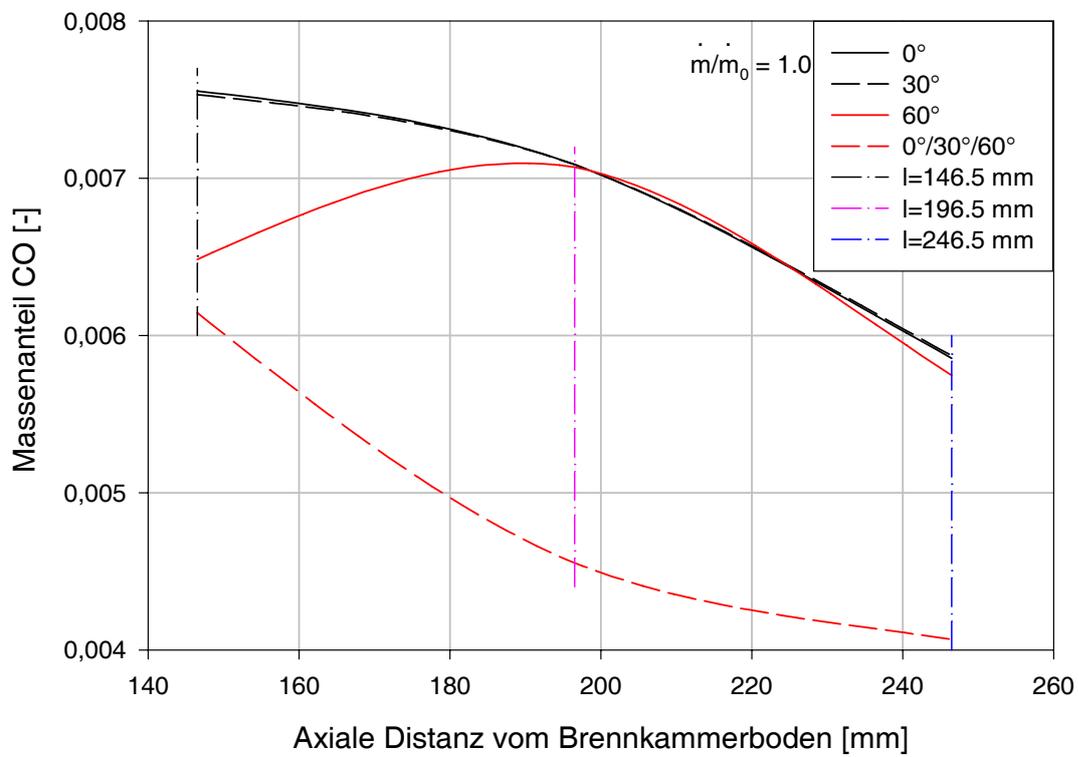


Abbildung 7.51: Massenanteil Kohlenmonoxid beim 100-Prozent-Betriebspunkt

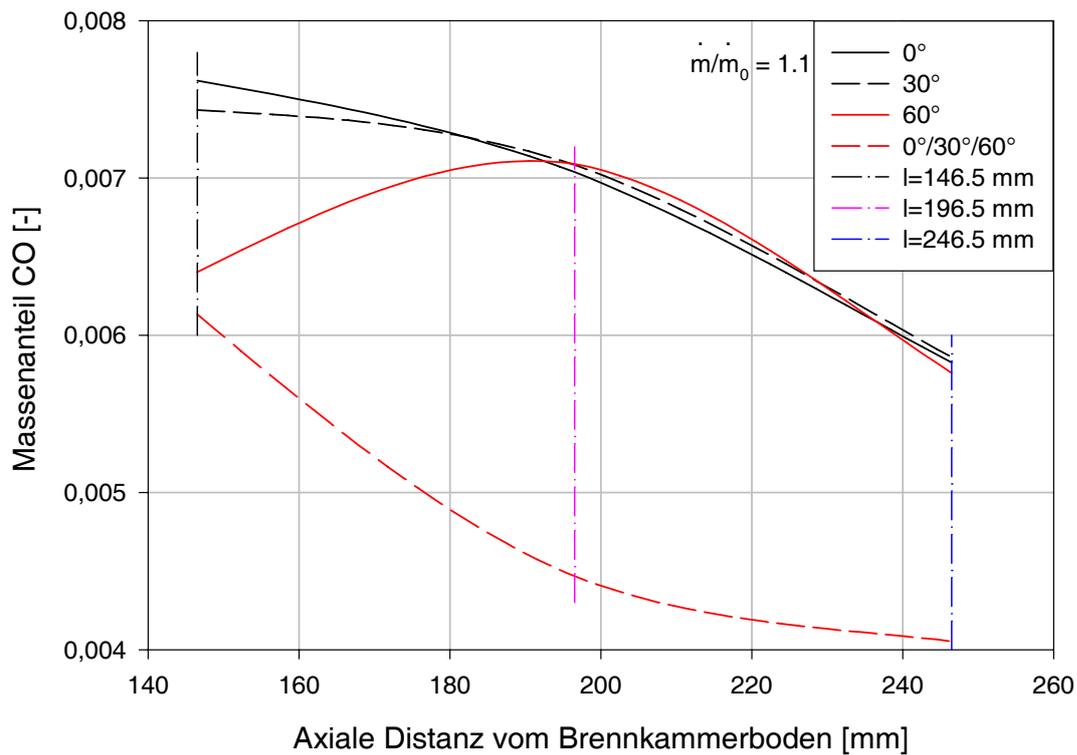


Abbildung 7.52: Massenanteil Kohlenmonoxid beim 110-Prozent-Betriebspunkt

7.3.2 Kohlendioxid

Die Spezies Kohlendioxid stellt aufgrund des hohen Kohlenstoffgehaltes des Brennstoffes das Hauptverbrennungsprodukt dar. Je vollständiger eine Verbrennung ist, umso höher ist der Rauchgasanteil von Kohlendioxid (vgl. dazu auch den vorhergehenden Abschnitt über Kohlenmonoxid).

Die Kohlendioxid-Massenanteile haben bei allen thermischen Lastpunkten für alle Brennkammergeometrien einen qualitativ gleichen Verlauf (siehe die Abb. 7.53 bis 7.55). Die quantitativen Unterschiede im Niveau der Kurven sind von Betriebspunkt zu Betriebspunkt sehr gering. Abgesehen von der 60°-Brennkammergeometrie steigen die Kohlendioxid-Massenanteile des Rauchgases mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes (vgl. die Zusammensetzung des Vergasungsproduktes und das Geschehen in der Sekundärbrennkammer).

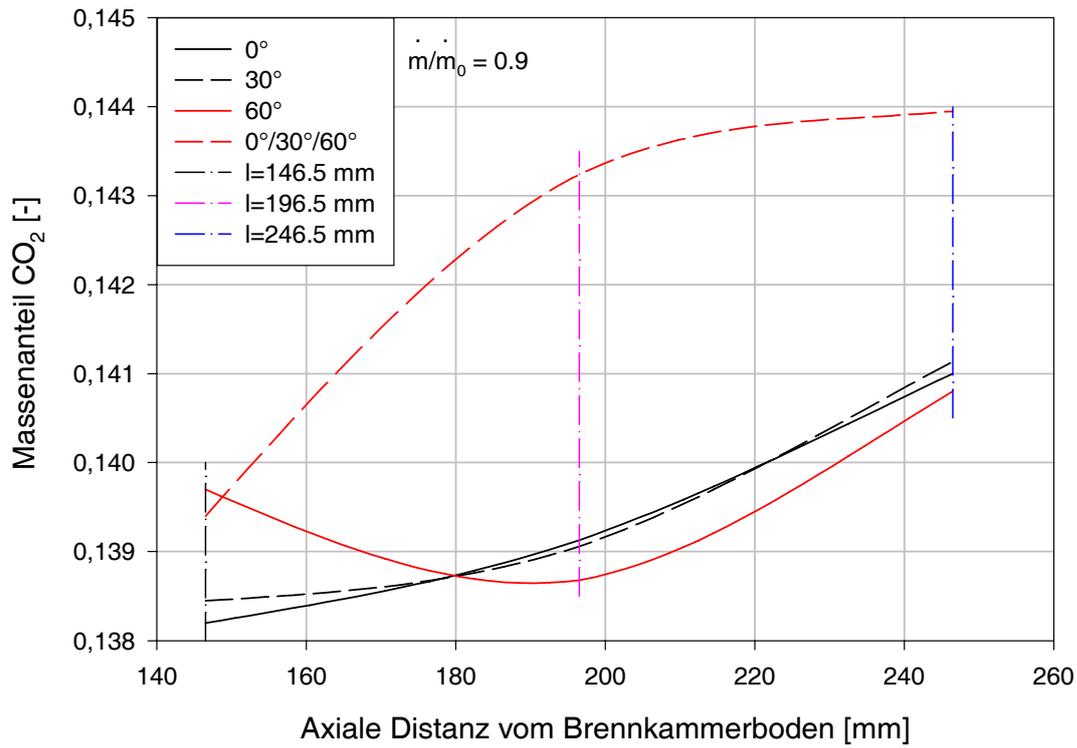


Abbildung 7.53: Massenanteil Kohlendioxid beim 90-Prozent-Betriebspunkt

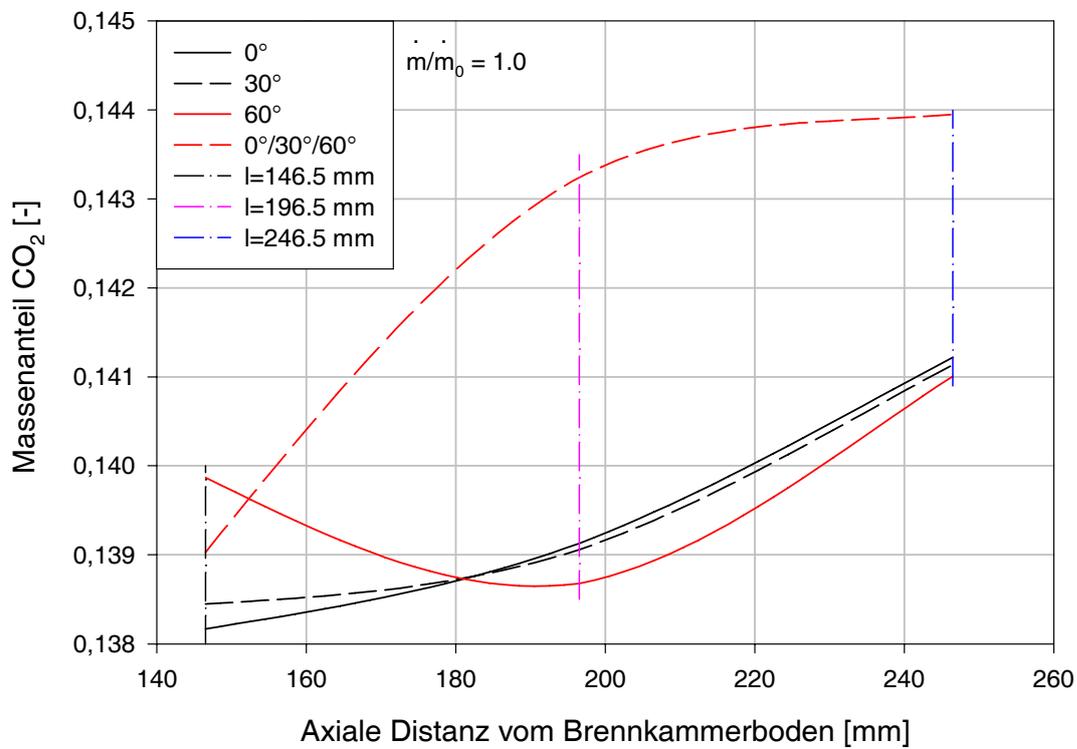


Abbildung 7.54: Massenanteil Kohlendioxid beim 100-Prozent-Betriebspunkt

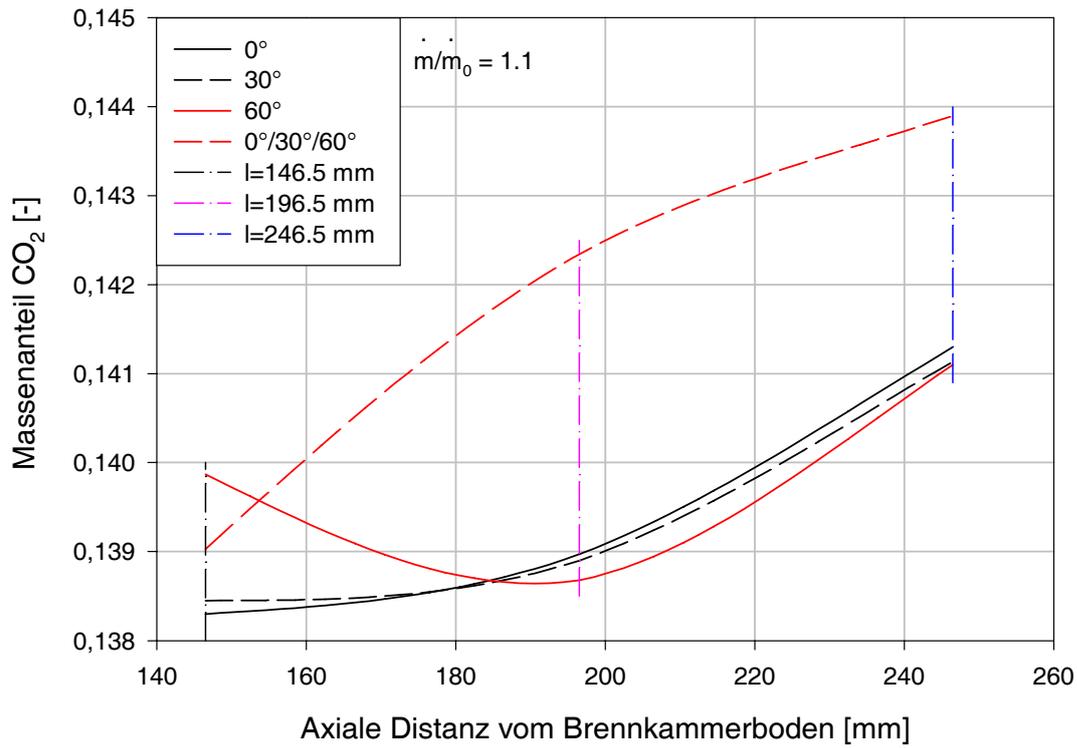


Abbildung 7.55: Massenanteil Kohlendioxid beim 110-Prozent-Betriebspunkt

7.3.3 Wasserdampf

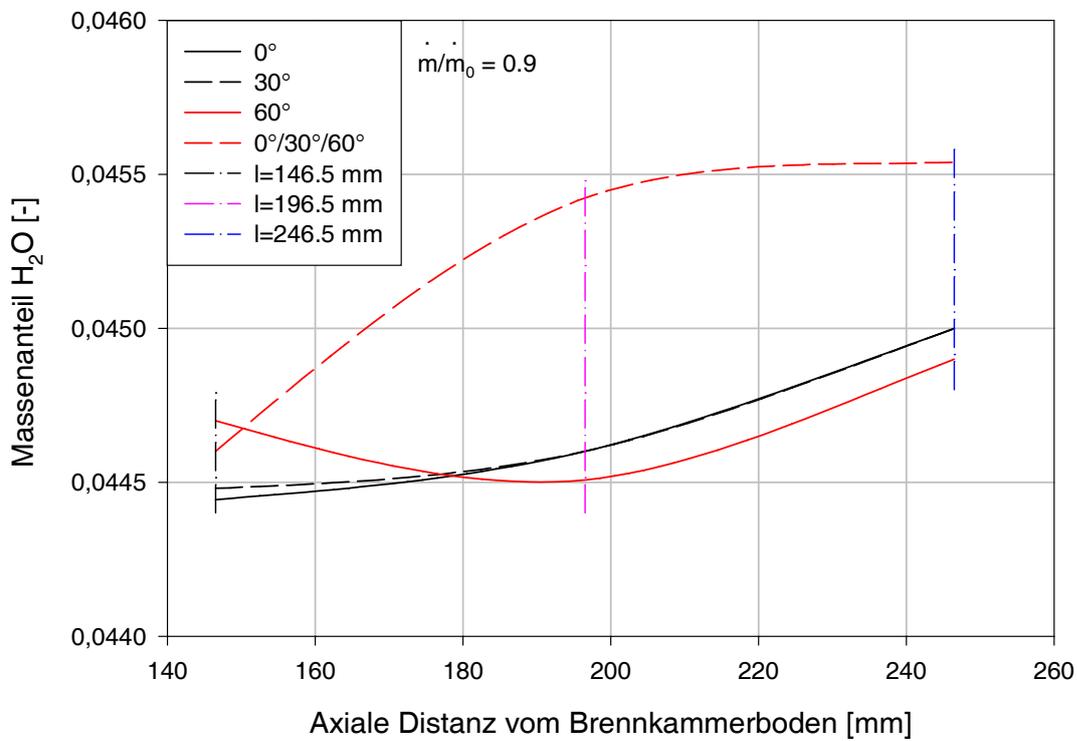


Abbildung 7.56: Massenanteil Wasserdampf beim 90-Prozent-Betriebspunkt

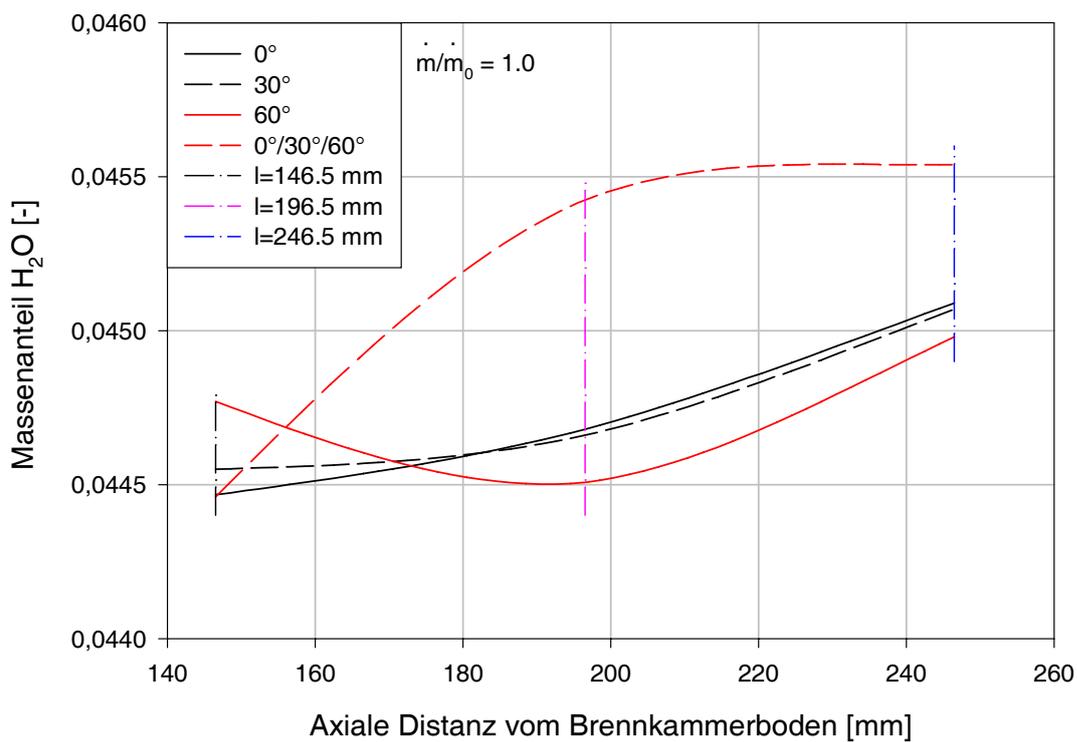


Abbildung 7.57: Massenanteil Wasserdampf beim 100-Prozent-Betriebspunkt

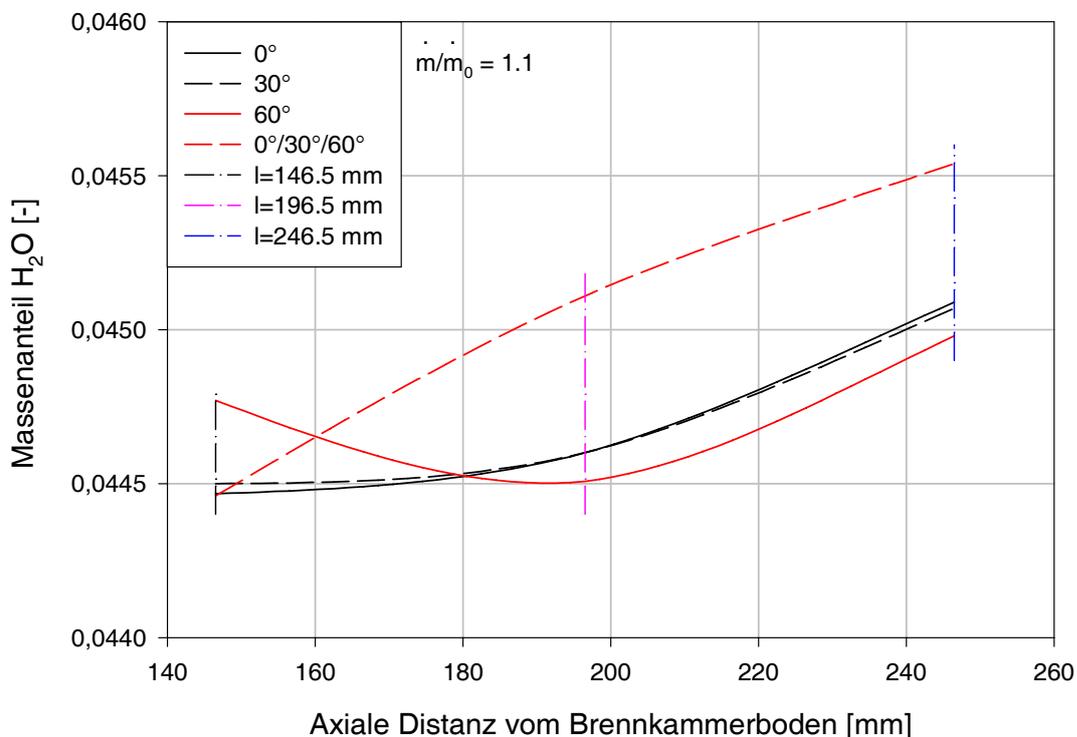


Abbildung 7.58: Massenanteil Wasserdampf beim 110-Prozent-Betriebspunkt

Das zweite wichtige Verbrennungsprodukt ist Wasserdampf. Die Verläufe von Wasserdampf in den Abb. 7.56 bis 7.58 gleichen qualitativ denen von CO_2 . Quantitativ befinden sich die Wasserdampf-Verläufe auf einem niedrigeren Niveau, da der Massenanteil von Wasserstoff am Brennstoff niedriger ist als der Massenanteil von Kohlenstoff.

Ansonsten zeigen die Verläufe der Wasserdampf-Massenanteile des Rauchgases das selbe Verhalten bezüglich der axialen Distanzen des Brennstoffeintrittes und der einzelnen Betriebspunkte.

7.3.4 Sauerstoff

Als letzter Rauchgasanteil werden die Verläufe des Oxidationsmittels Sauerstoff (O_2) betrachtet (siehe Abb. 7.59 bis 7.61). Da die Verbrennung insgesamt überstöchiometrisch ist ($\lambda_{ges} > 1$), muss im Rauchgas noch ein Anteil an Sauerstoff vorhanden sein. Weiters ist für die Verläufe des Oxidationsmittels zu erwarten, dass die O_2 -Massenanteile abnehmen, wenn die Massenanteile an Verbrennungsprodukten zunehmen. Wie schon oben erwähnt, ist eine vollständige Verbrennung in der Realität nicht erreichbar. Daher muss der Sauerstoffanteil des Rauchgases der CFD-Ergebnisse höher sein als der O_2 -Massenanteil bei Berechnung der vollständigen Verbrennung (siehe Tab. 7.2). Gleichzeitig müssen die Anteile der Verbrennungsprodukte CO_2 und H_2O der CFD-Berechnung niedriger sein als dieselben Massenanteile bei der vollständigen Verbrennung.

Die O_2 -Verläufe zeigen eine konträre Tendenz zu den CO_2 und H_2O -Verläufen. Die 60° -Brennkammergeometrie ausgenommen, sinken die O_2 -Gehalte mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes. Von Betriebspunkt zu Betriebspunkt bleiben die O_2 -Verläufe praktisch auf demselben quantitativen Niveau.

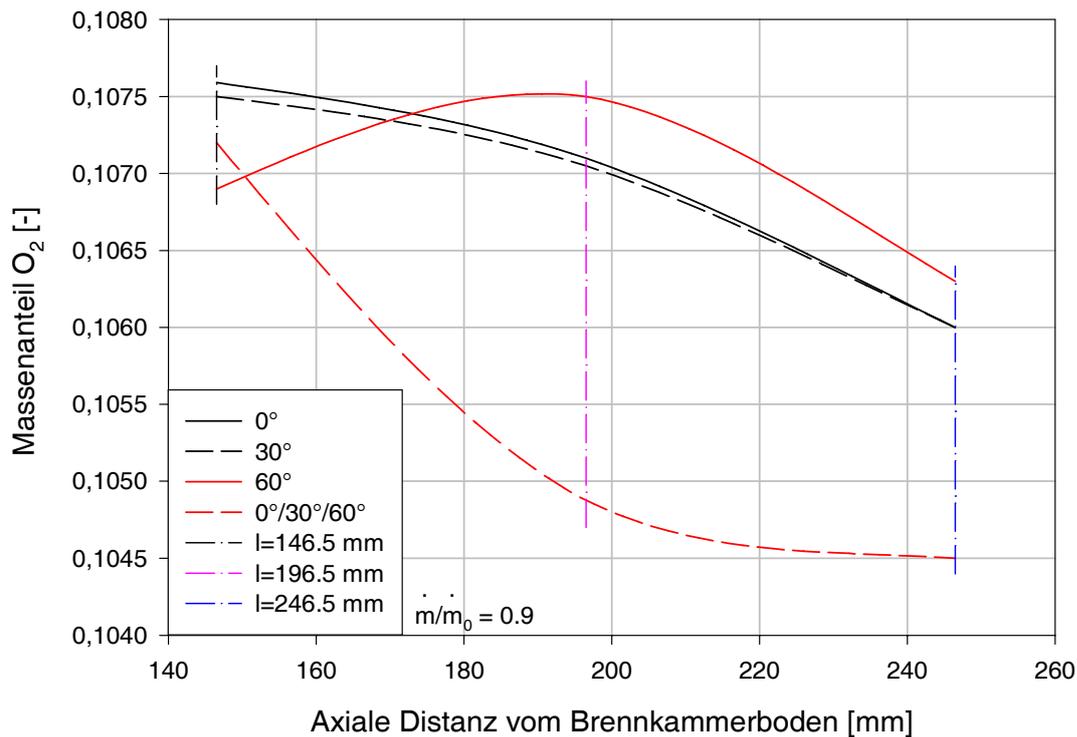


Abbildung 7.59: Massenanteil Sauerstoff beim 90-Prozent-Betriebspunkt

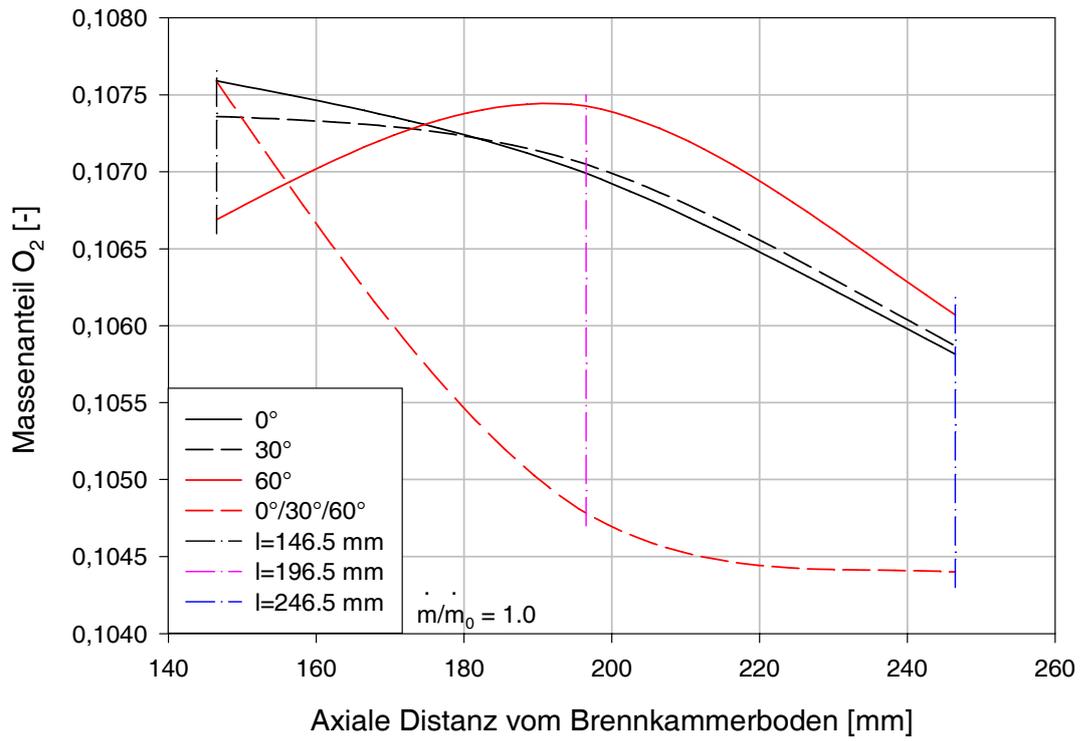


Abbildung 7.60: Massenanteil Sauerstoff beim 100-Prozent-Betriebspunkt

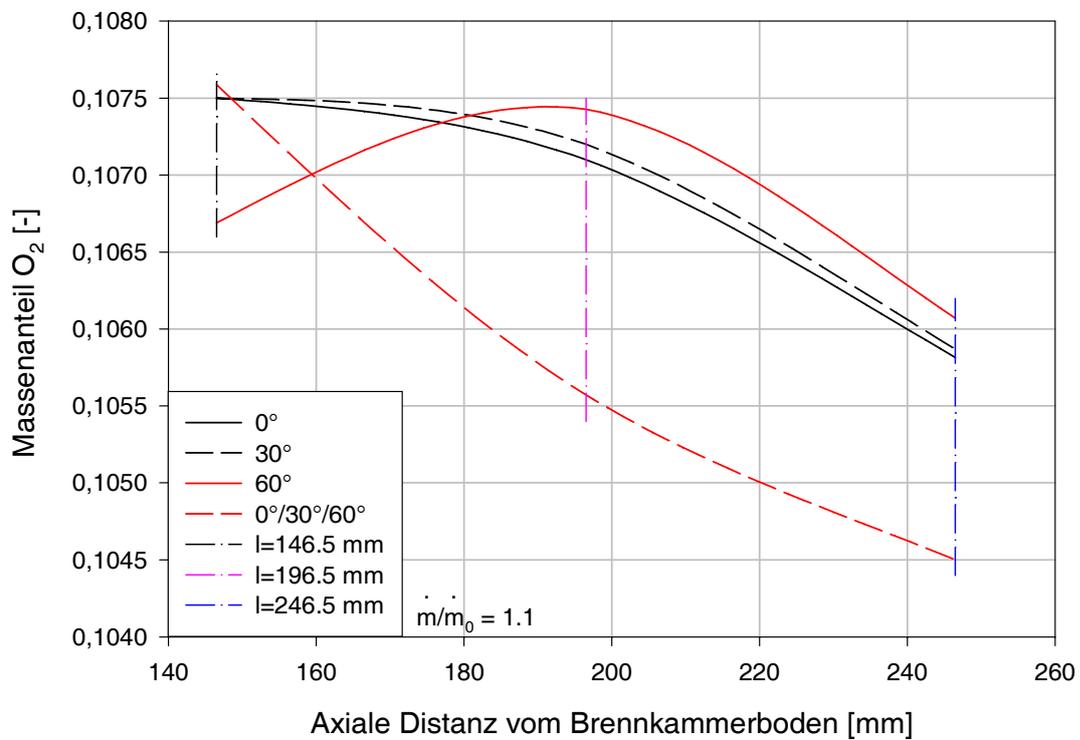


Abbildung 7.61: Massenanteil Sauerstoff beim 110-Prozent-Betriebspunkt

7.3.5 Temperatur des Rauchgases

Die Rauchgastemperatur ist ein wichtiger Parameter für den Anlagenbetrieb. In diesem Abschnitt sollen daher die Auswirkungen der Ausführungen der Primärbrennkammer auf die Rauchgastemperaturen angegeben werden. Bei den Temperaturwerten handelt es sich um mit der lokalen Massenstromdichte gewogene und flächengemittelte Werte am Brennkammeraustritt. Aus den Temperaturwerten für die jeweilige Konfiguration von Tangentiallufteintritt und axialer Position des Brennstoffeintrittes wurden Spline-Kurven gebildet (siehe Abb. 7.62 bis 7.64).

Der Vergleich der Temperaturverläufe für die verschiedenen Betriebspunkte von $\dot{m}/\dot{m}_0 = 0.9$ bis $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.1$ zeigt, dass das Temperaturniveau von Betriebspunkt zu Betriebspunkt zunimmt. In Kap. 2.5 wurde schon ausgeführt, dass bei einer Luftzahl $\lambda = const.$ die Rauchgastemperatur T_{RG} von der Lufttemperatur T_L (entspricht T_2) abhängig ist. Die in Tab. 5.1 angegebenen Verdichteraustrittstemperaturen T_2 unterscheiden sich von Betriebspunkt zu Betriebspunkt um ca. 10 K. Die Rauchgastemperaturen unterscheiden sich von Betriebspunkt zu Betriebspunkt der jeweiligen Konfiguration um ca. 10 bis 15 K. Somit kann die in Kap. 2.5 getroffene Annahme, dass sich die Rauchgastemperaturen nicht sehr voneinander unterscheiden, aufrechterhalten bleiben.

Während die Verläufe der Rauchgastemperaturen im Niveau um ca. 10 bis 15 K je Betriebspunkt höher sind (vgl. Abb. 7.62 bis 7.64), bleiben die Rauchgasanteile von Kohlenmonoxid und Kohlendioxid bei allen Betriebspunkten auf demselben Niveau (siehe Abb. 7.50 bis 7.52 bzw. 7.53 bis 7.55). Dies lässt sich damit begründen, dass die Luftzahlen λ_{ges} , λ_{prim} und λ_{sek} für alle Betriebspunkte konstant gehalten werden, während die Lufttemperaturen T_L am Brennkammereintritt je nach Betriebspunkt um ca. 10 K höher oder niedriger sind (siehe auch Kap. 2.5).

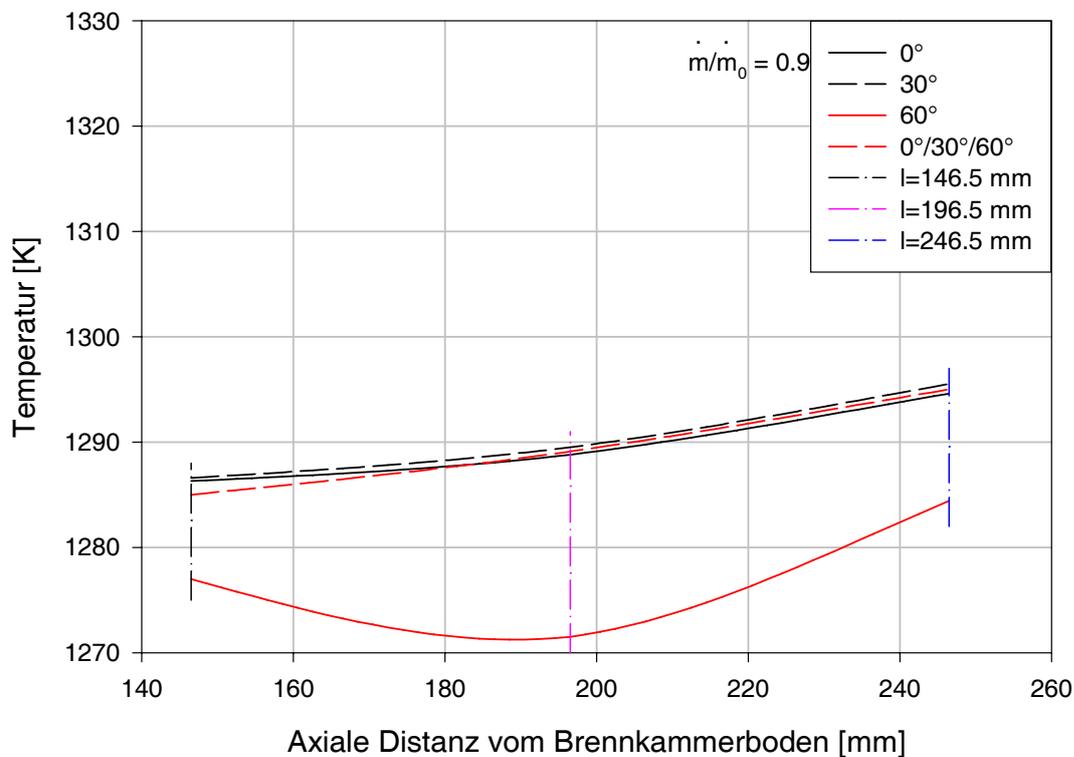


Abbildung 7.62: Verlauf der Rauchgastemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt

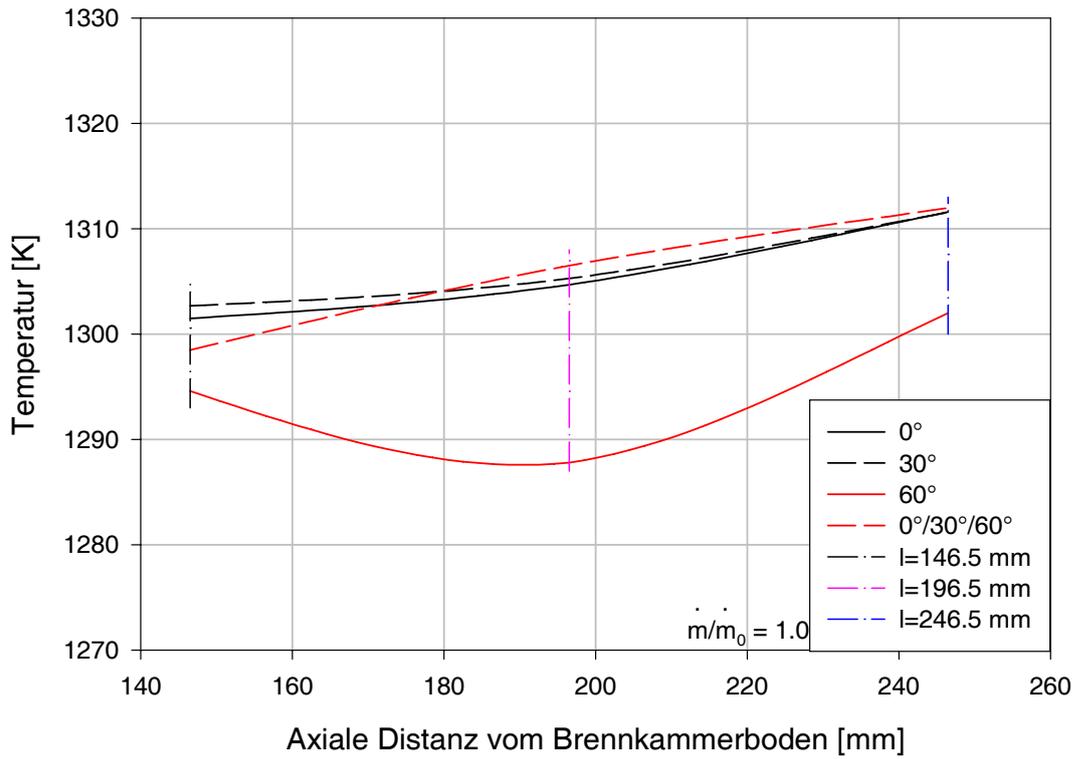


Abbildung 7.63: Verlauf der Rauchgastemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt

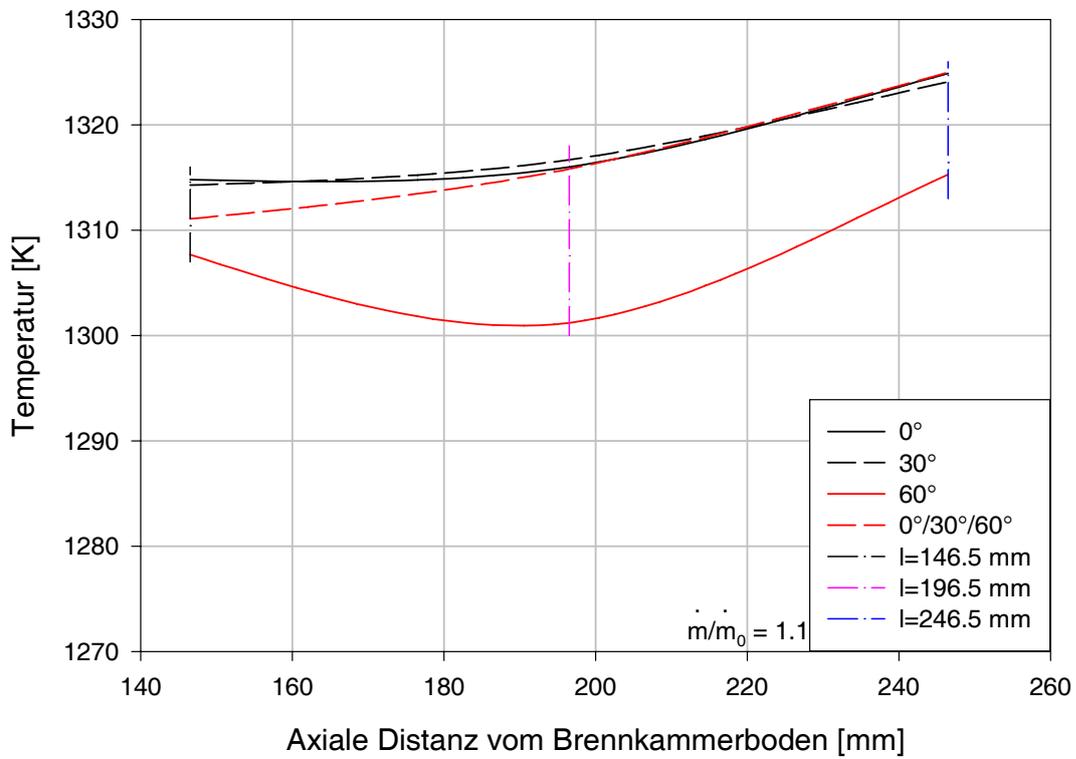


Abbildung 7.64: Verlauf der Rauchgastemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt

Kapitel 8

Wandtemperaturen

Für die Konstruktion der Brennkammer von Interesse ist die Temperatur der Wände. Diese ist ein Ergebnis der CFD-Berechnung der Verbrennungsströmung für die bereits oben erwähnten Brennkammerausführungen. In den Abb. 8.6 bis 8.17 sind die Verläufe der jeweils höchsten Wandtemperaturen dargestellt. Die Bestimmung der Wandtemperaturen erfolgte für alle Primärbrennkammerausführungen und alle axialen Positionen des Brennstoffeintrittes sowie für alle Lastpunkte. Die Kurven in den Abb. 8.6 bis 8.17 sind Spline-Kurven der Wandtemperaturen der jeweiligen Brennkammerflächen.

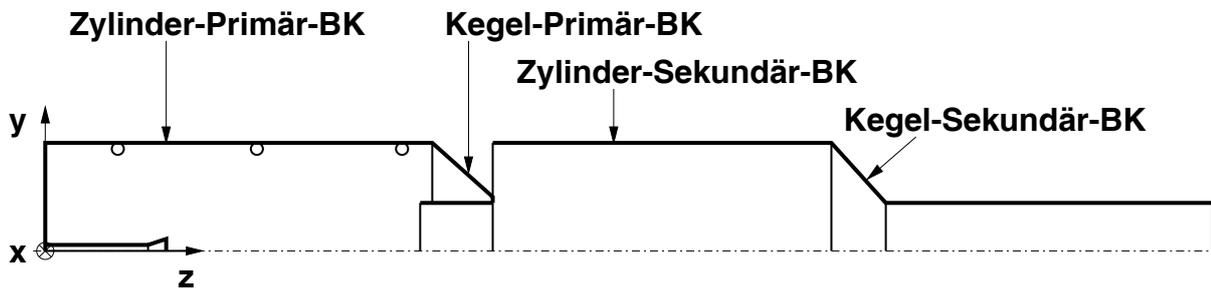


Abbildung 8.1: Zuordnung der Flächen

In Abb. 8.1 sind die Brennkammerwände hervorgehoben, für die die Wandtemperaturen ermittelt wurden. Die Wandtemperatur des Brennkammerbodens wurde nicht bestimmt, da dieser in der Realität aus einer keramischen Masse besteht, die durch hohe Temperaturen nicht gefährdet ist. Die Auswertung der Wandtemperatur des Brennkammeraustrittsrohres erfolgte ebenfalls nicht, da dieses in der Realität eine Filmkühlung hat, die in der Modellierung nicht berücksichtigt ist.

Der Zylinder der Primärbrennkammer und der Sekundärbrennkammer sowie der Kegel der Sekundärbrennkammer sind in der realen Ausführung auf der Außenseite des Stahliners mit einer 25 mm dicken Keramikisolierung versehen. Der Kegel der Primärbrennkammer hat keine Isolierung (zur Modellierung siehe Kap. 5.3).

8.1 Konturdarstellung der Wandtemperaturen

In den Abb. 8.2 bis 8.5 sind die Konturdarstellungen der Wandtemperaturen für alle vier Brennkammergeometrien beim Betriebspunkt $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.0$ und der axialen Distanz des Brennstoffeintrittes von 196.5 mm dargestellt. Die Abb. 8.2 bis 8.5 sind in die einzelnen abgewickelten

Bereiche der Flächenzuordnung nach Abb. 8.1 durch durchgehende schwarze Linien voneinander getrennt und entsprechend beschriftet.

Wandtemperaturen über 1000 K treten bei allen vier Brennkammergeometrien nur im Zylinderteil der Primärbrennkammer auf. In den anderen Brennkammerteilen liegen die Wandtemperaturen deutlich unter 1000 K.

Bei der 0°- und der 30°-Brennkammerausführung treten Wandtemperaturen von ca. 1100 K im Bereich der untersten Tangentiallufteintritte bei $z = 0.1155 \text{ m}$ und bei $z \approx 0.2 \text{ m}$, wo bedingt durch die axiale Distanz des Brennstoffeintrittes von 196.5 mm die Partikel auf der Brennkammerwand auftreffen. Verursacht durch den lokalen Sauerstoffüberschuss treten in Wandnähe Verbrennungsreaktionen auf und rufen dadurch erhöhte Wandtemperaturen hervor (siehe die Abb. 8.2 und 8.3).

Bei der 60°-Brennkammergeometrie treten von $z = 0.25 \text{ m}$ bis $z = 0.45 \text{ m}$ Temperaturen von ca. 1150 K auf (siehe Abb. 8.4). Dies lässt darauf schließen, dass in diesem Bereich verstärkt Verbrennungsreaktionen ablaufen. In der Darstellung des Verlaufes der Strömungstemperatur in Abb. 6.54 ist für den Temperaturverlauf bei Position 5 erkennbar, dass die Strömungstemperatur in Wandnähe höher ist als bei den anderen Brennkammergeometrien (vgl. dazu die Verläufe der Strömungstemperaturen in den Abb. 6.52, 6.53 und 6.55).

Bei der 0°/30°/60°-Brennkammergeometrie sind die Bereiche mit den Wandtemperaturen höher als 1100 K kleiner als bei der 60°-Brennkammergeometrie und liegen wieder wie bei der 0°- und 30°-Brennkammerausführung bei $z \approx 0.2 \text{ m}$.

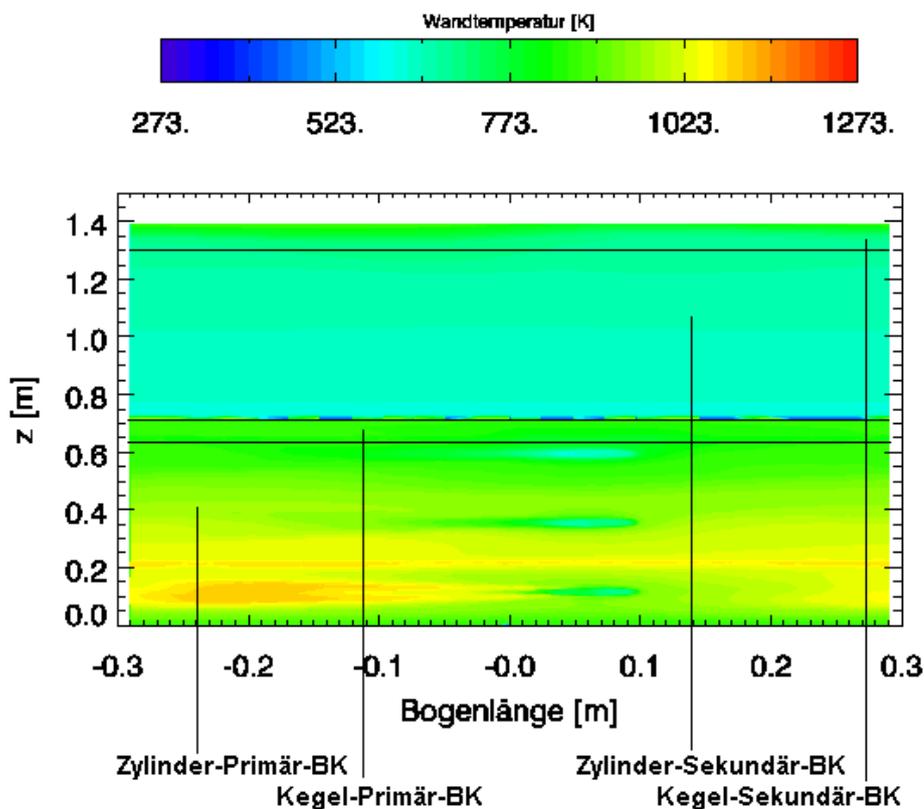


Abbildung 8.2: Wandtemperatur bei 0-Grad-Konfiguration

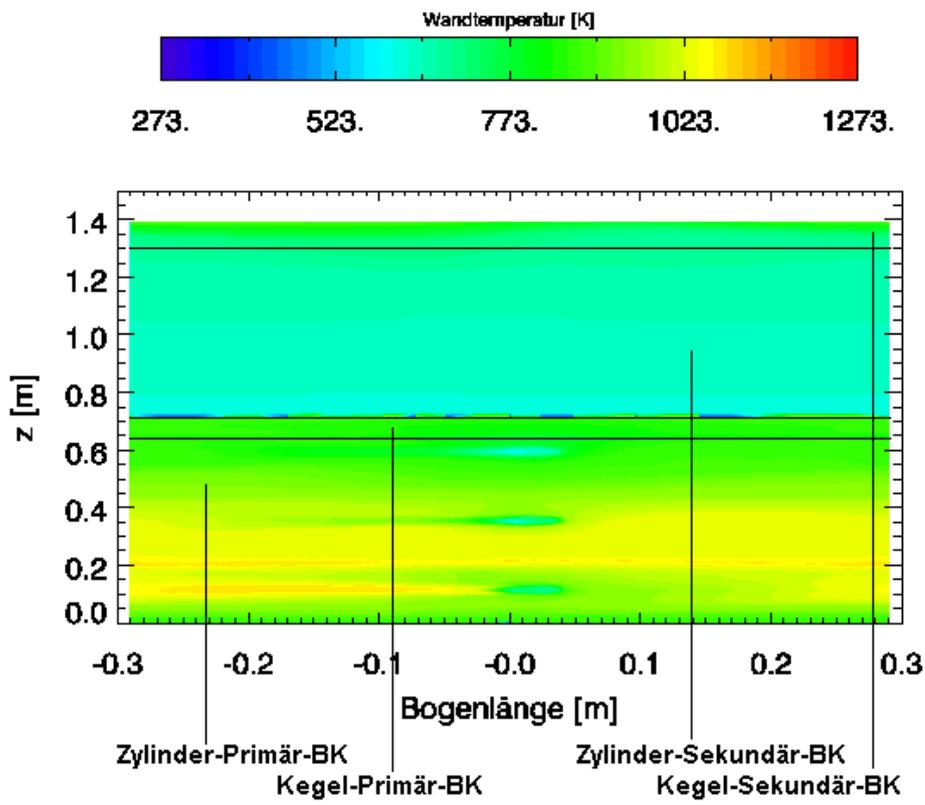


Abbildung 8.3: Wandtemperatur bei 30-Grad-Konfiguration

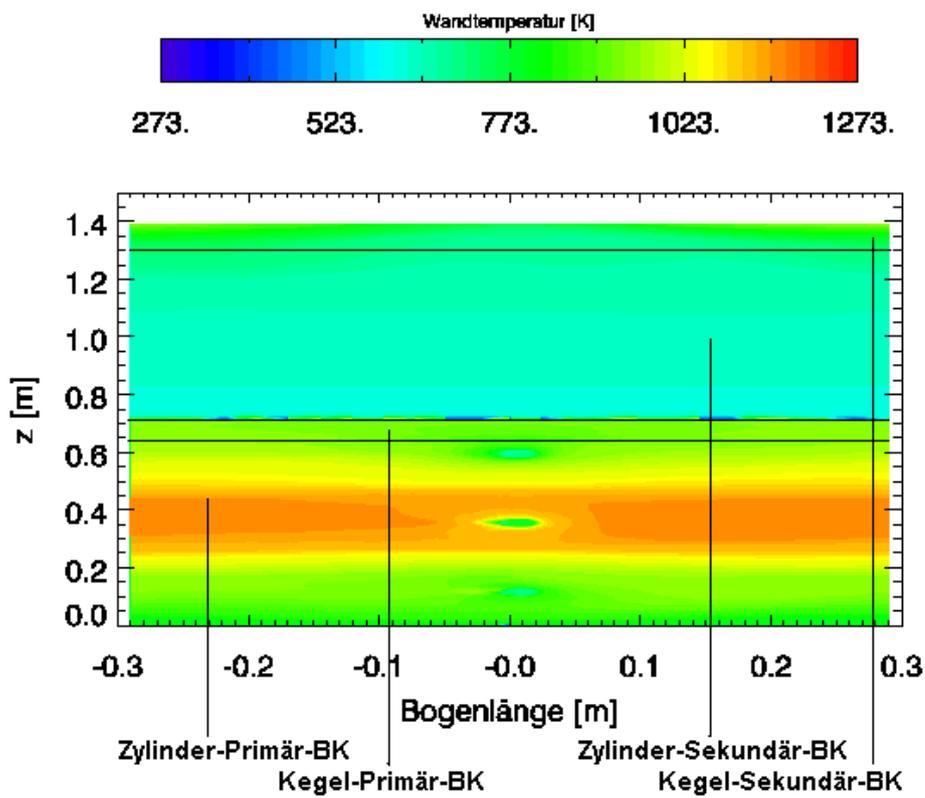


Abbildung 8.4: Wandtemperatur bei 60-Grad-Konfiguration

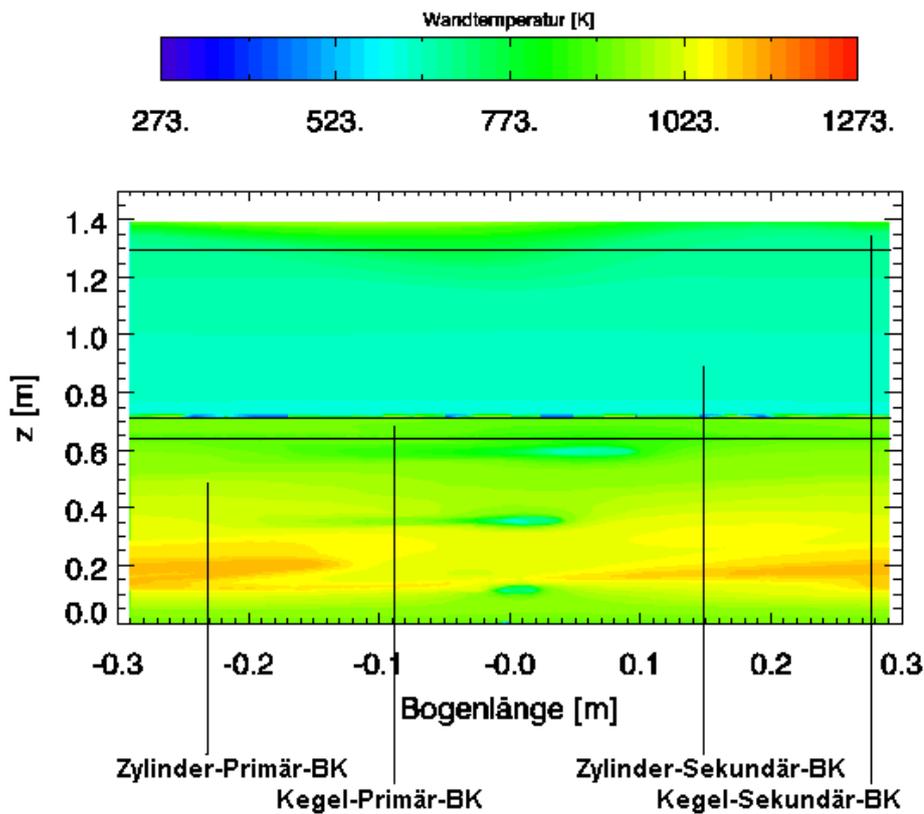


Abbildung 8.5: Wandtemperatur bei 0/30/60-Grad-Konfiguration

8.2 Primärbrennkammer - Zylinder

In der Primärbrennkammer findet in Wandnähe die Partikelvergasung statt. Daher ist die Auswertung der höchsten Wandtemperaturen in diesem Bereich wichtig.

Abgesehen von der 60°-Brennkammergeometrie nehmen die Verläufe der höchsten Wandtemperaturen mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes zu. Die Begründung ist darin zu suchen, dass eine längere Distanz des Brennstoffeintrittes zu einer verbesserten Partikelvergasung und zu einer erhöhten Wärmefreisetzung führt (siehe dazu auch die Ausführungen in Abschnitt 6.3.1). Natürlich steigen die Verläufe der höchsten Wandtemperaturen im Niveau mit zunehmender Leistung, da bei gleichem Brennkammervolumen mehr Wärme freigesetzt wird (siehe die Verläufe der höchsten Wandtemperaturen in den Abb. 8.6 bis 8.8).

Der quantitative Vergleich der Verläufe der Wandtemperaturen für die einzelnen Brennkammerausführungen zeigt, dass die 60°-Brennkammergeometrie die höchsten Wandtemperaturen von allen Brennkammerausführungen aufweist. Dies trifft sowohl bei zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes als auch bei steigender Leistung zu. Bereits im vorigen Abschnitt wurde darauf hingewiesen, dass die 60°-Brennkammergeometrie die höchsten Wandtemperaturen hat.

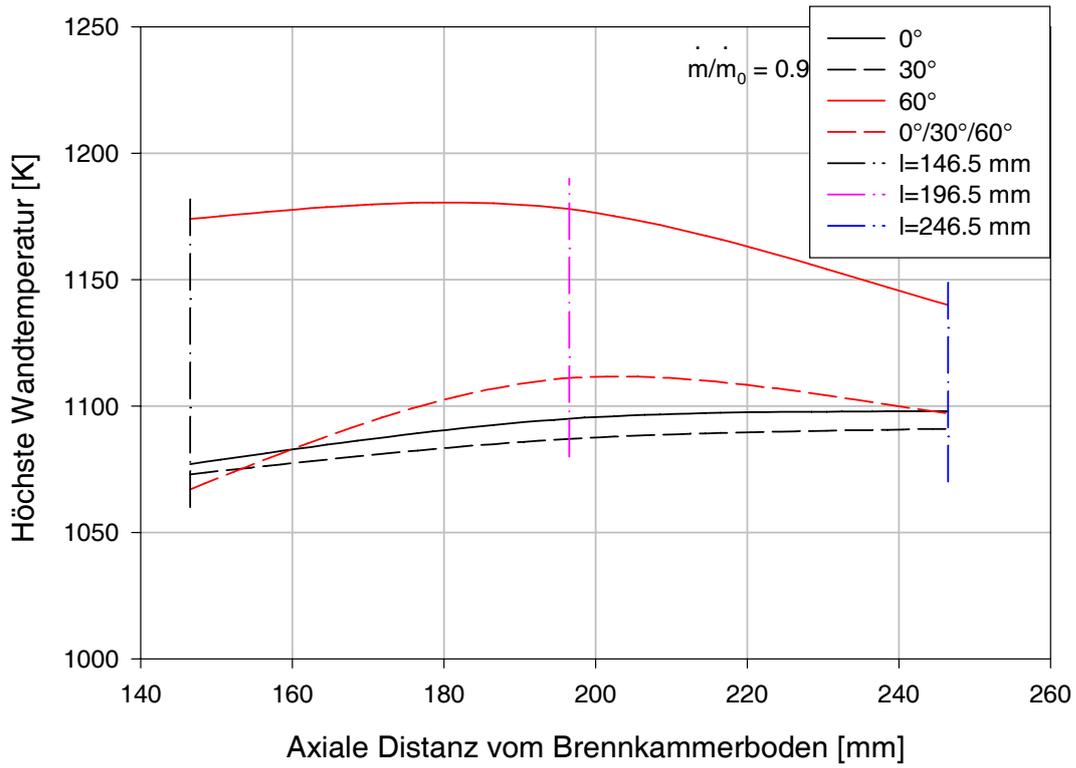


Abbildung 8.6: Höchste Wandtemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt

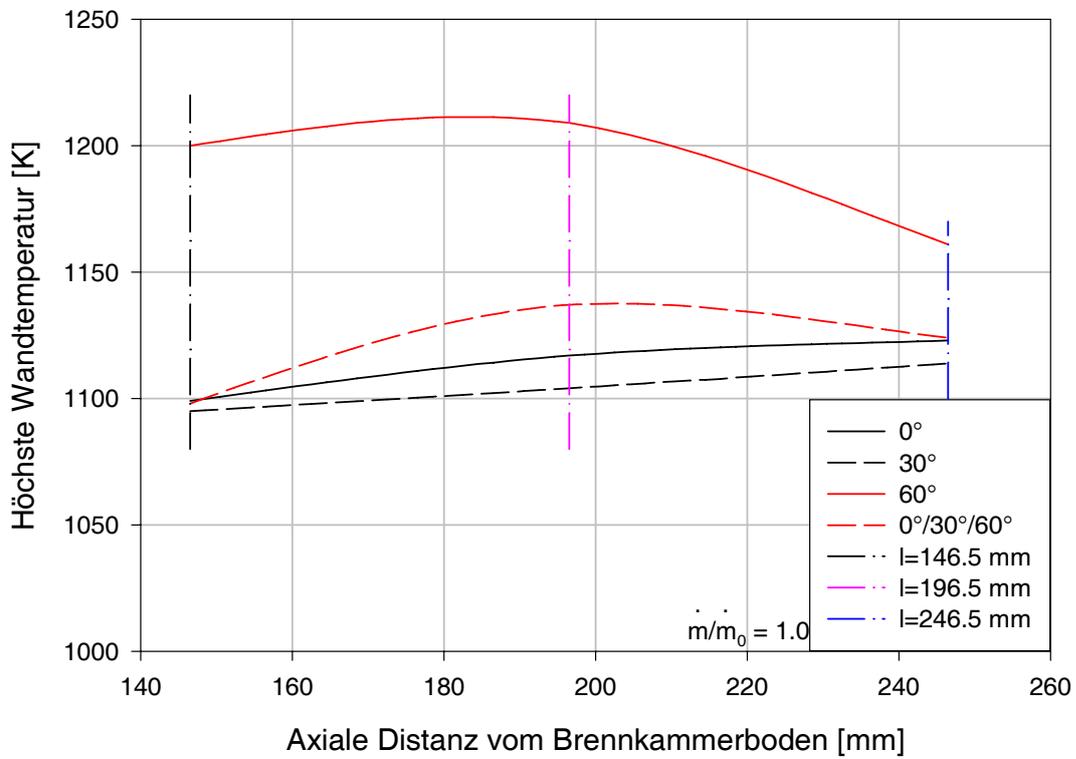


Abbildung 8.7: Höchste Wandtemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt

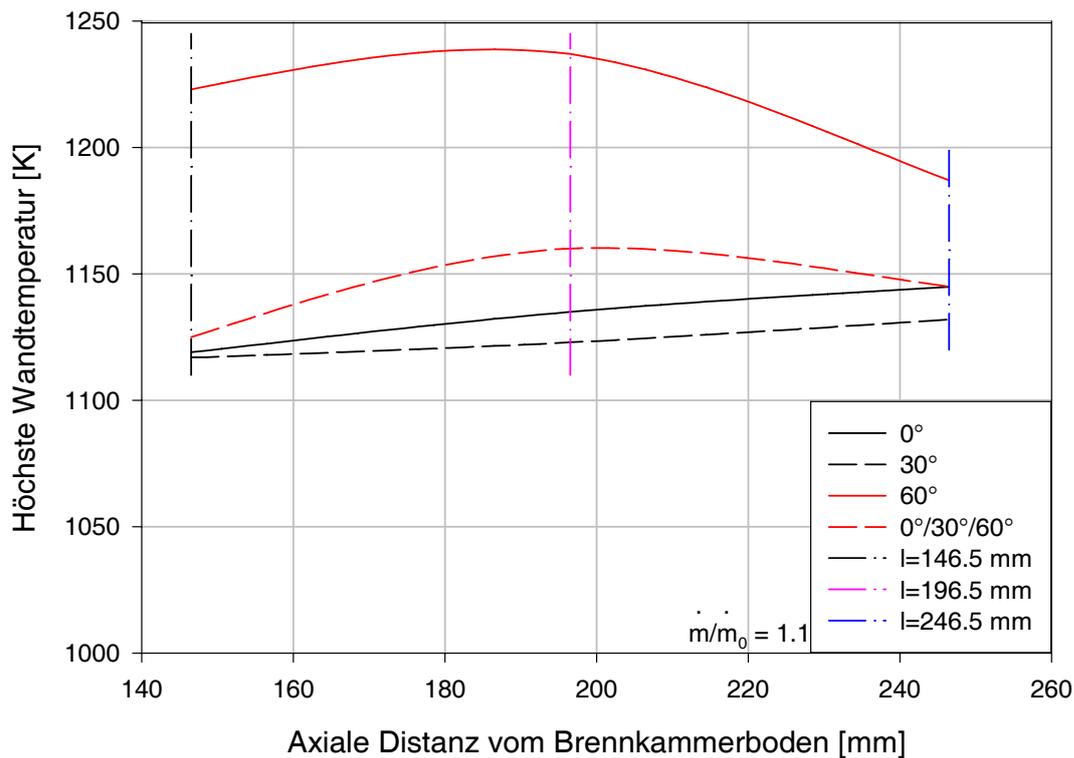


Abbildung 8.8: Höchste Wandtemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt

8.3 Primärbrennkammer - Kegel

Der Kegelmäßig der Primärbrennkammer weist, im Gegensatz zu allen anderen betrachteten Brennkammerwänden, keine thermische Isolierung auf.

Für den Kegelmäßig der Primärbrennkammer gelten dieselben Aussagen wie für den Zylinderbereich der Primärbrennkammer. Mit Ausnahme der 60°-Brennkammergeometrie nehmen bei allen Brennkammergeometrien die Wandtemperaturen mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes zu (siehe die Verläufe der höchsten Wandtemperaturen in den Abb. 8.9 bis 8.11). Weiters steigen die Wandtemperaturen mit der zunehmenden Leistung. Wie schon beim Zylinderbereich der Primärbrennkammer hat auch beim Kegelmäßig der Primärbrennkammer die 60°-Brennkammerausführung die höchsten Wandtemperaturen im Vergleich zu den anderen Brennkammergeometrien.

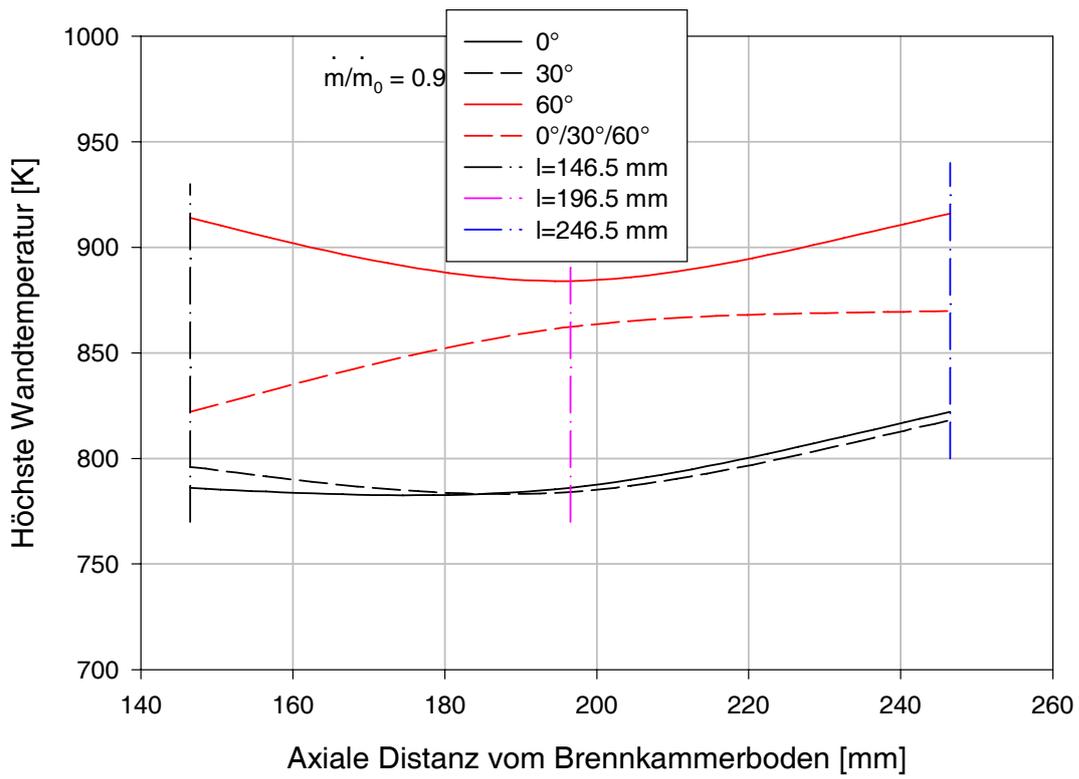


Abbildung 8.9: Höchste Wandtemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt

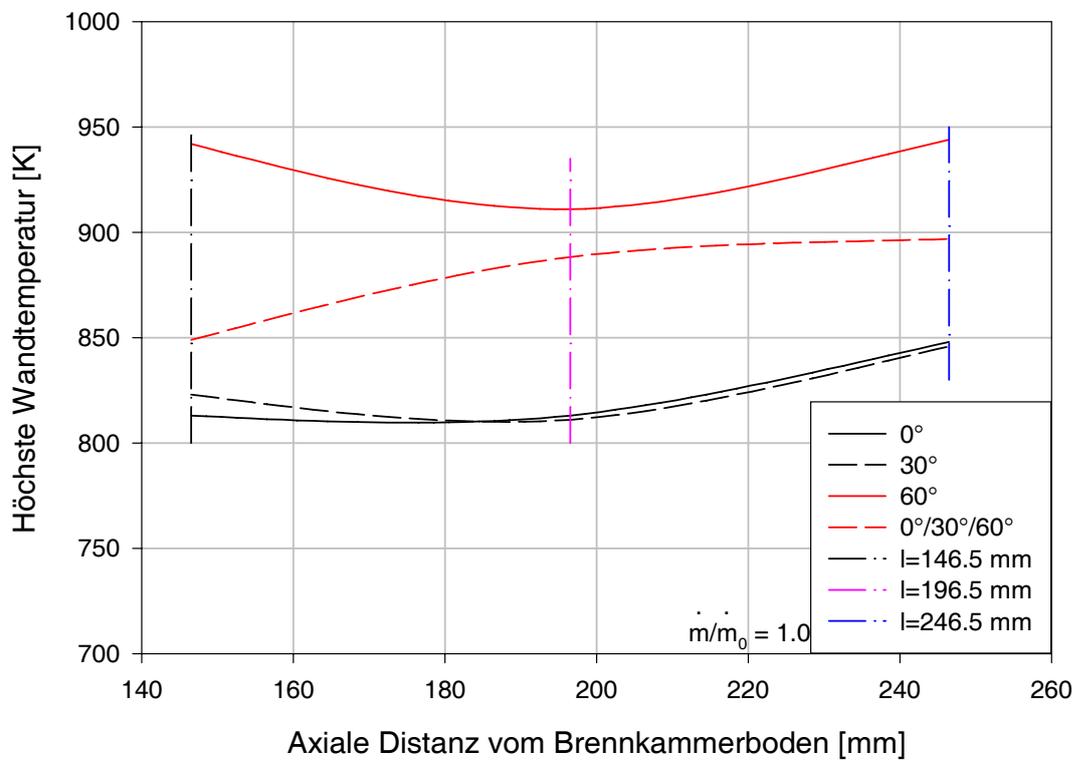


Abbildung 8.10: Höchste Wandtemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt

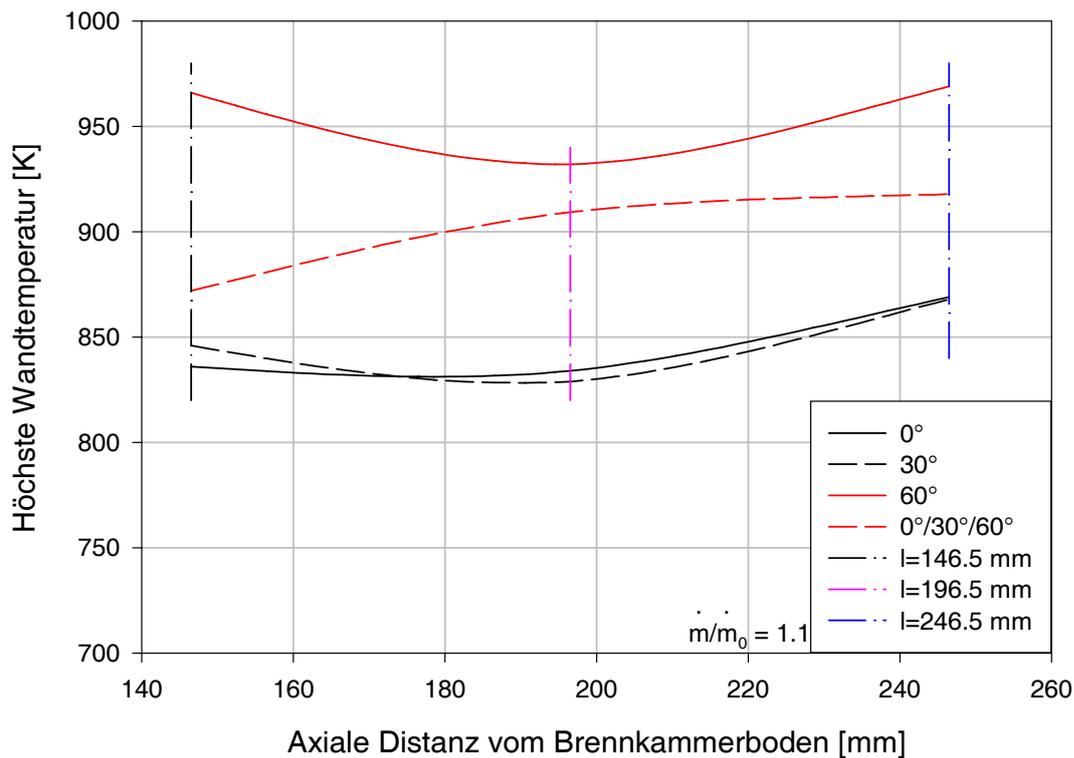


Abbildung 8.11: Höchste Wandtemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt

8.4 Sekundärbrennkammer - Zylinder

Wie schon erwähnt, vermischen sich das Vergasungsprodukt und die Sekundärluft in der Sekundärbrennkammer und die überstöchiometrische Verbrennung findet statt. Der Zylinderbereich der Sekundärbrennkammer ist ebenso wie der Zylinderbereich der Primärbrennkammer thermisch isoliert.

Wie schon beim Zylinderteil und beim Kegelteil der Primärbrennkammer nehmen auch beim Zylinderteil der Sekundärbrennkammer die Wandtemperaturen mit längerer axialer Distanz des Brennstoffeintrittes und mit steigender Leistung zu (vgl. die Verläufe der höchsten Wandtemperaturen in den Abb. 8.12 bis 8.14). Die höchsten Wandtemperaturen weist die 0°/30°/60°-Brennkammergeometrie auf (mit Ausnahme von der kürzesten axialen Distanz des Brennstoffeintrittes). Generell sind die Wandtemperaturen des Zylinderteiles der Sekundärbrennkammer im Vergleich zu den anderen betrachteten Wänden der Brennkammer am niedrigsten.

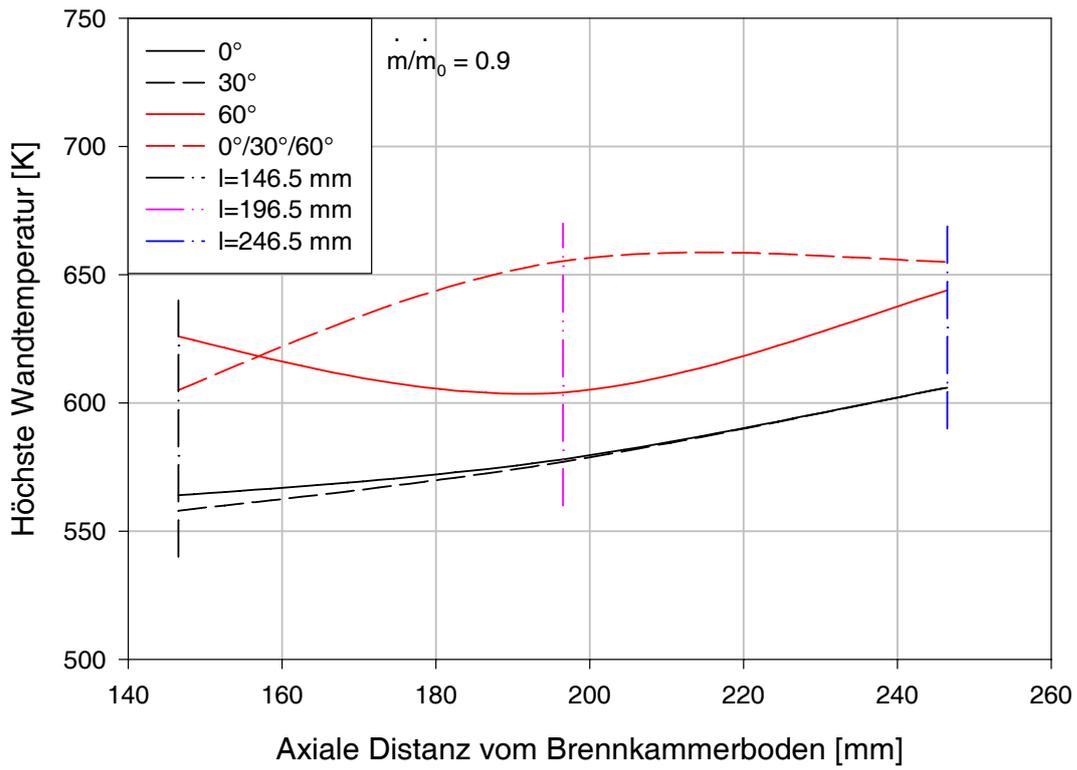


Abbildung 8.12: Höchste Wandtemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt

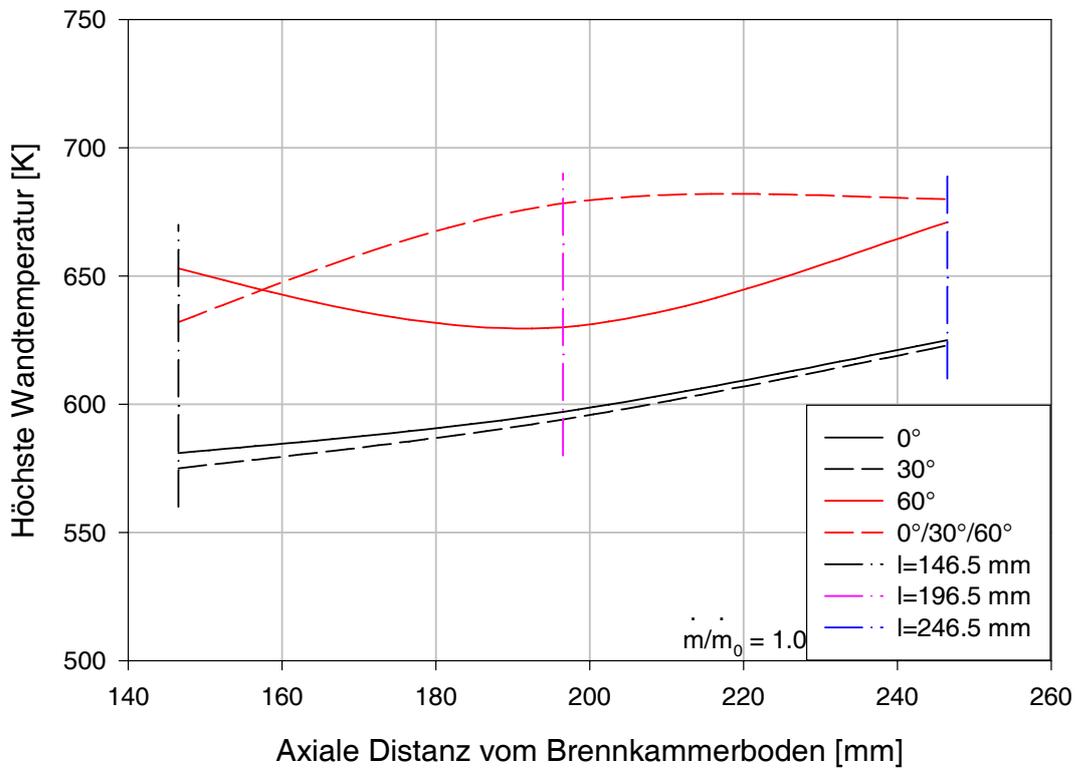


Abbildung 8.13: Höchste Wandtemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt

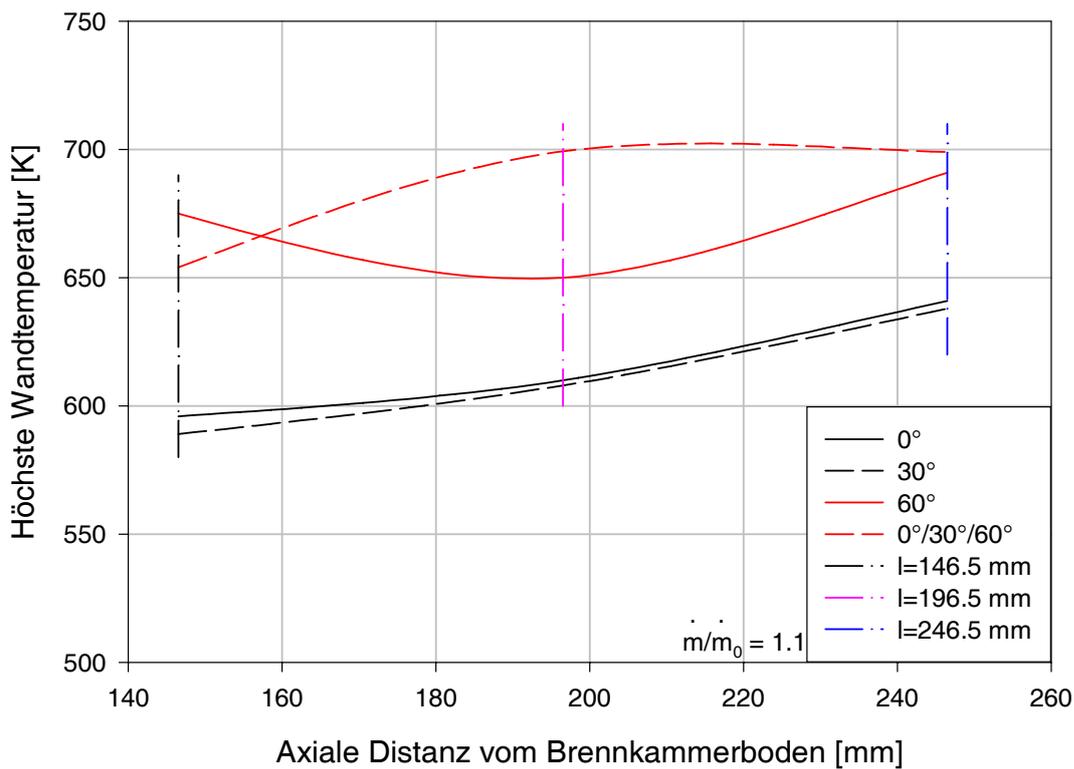


Abbildung 8.14: Höchste Wandtemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt

8.5 Sekundärbrennkammer - Kegel

Als letztes werden noch die Wandtemperaturen der jeweiligen Brennkammergeometrien im Kegelbereich der Sekundärbrennkammer betrachtet. Dieser Kegelbereich bildet den Übergang zwischen dem Zylinderteil der Sekundärbrennkammer und dem Austrittsrohr der Brennkammer. Diese Querschnittsverengung führt zu einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit und damit zu einer Verstärkung des konvektiven Wärmeüberganges. Der Kegelbereich der Sekundärbrennkammer ist ebenfalls thermisch isoliert.

Die Verläufe der Wandtemperaturen des Kegelteiles der Sekundärbrennkammer in den Abb. 8.15 bis 8.17 zeigen dasselbe Verhalten wie die Verläufe der höchsten Wandtemperaturen des Zylinderteiles der Sekundärbrennkammer in den Abb. 8.12 bis 8.14. Jedoch sind die Verläufe der höchsten Wandtemperaturen im Kegelteil der Sekundärbrennkammer auf einem deutlich höheren Niveau als die Verläufe der höchsten Wandtemperaturen im Zylinderteil der Sekundärbrennkammer.

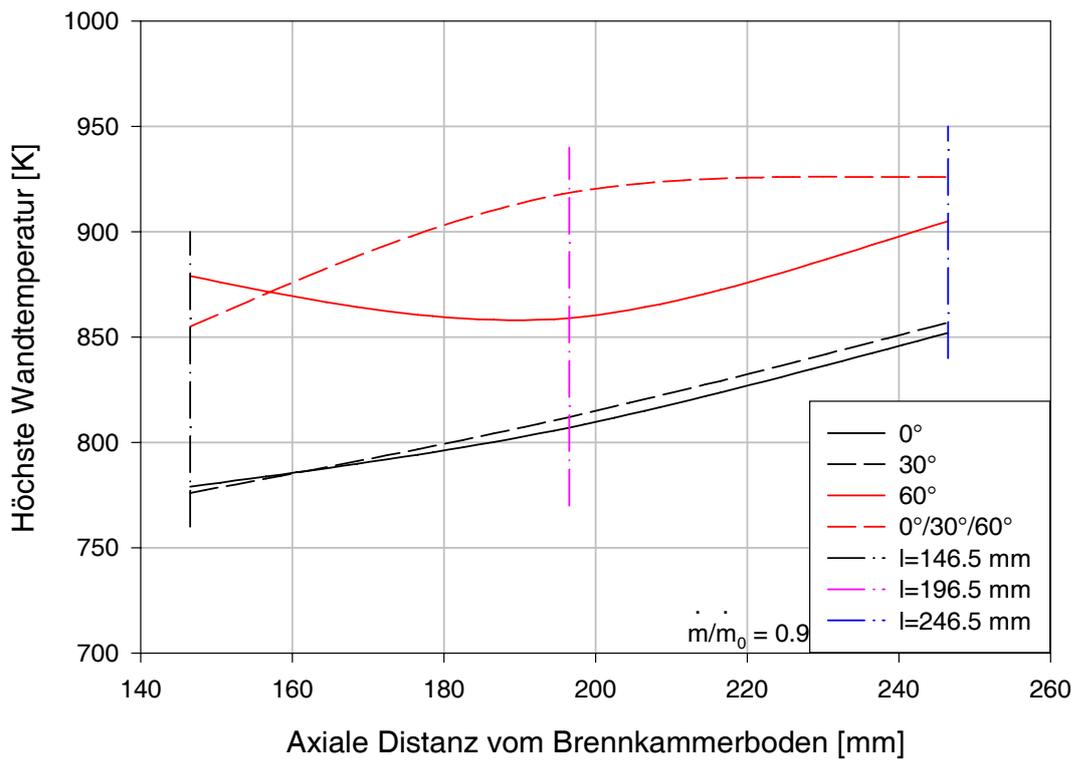


Abbildung 8.15: Höchste Wandtemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt

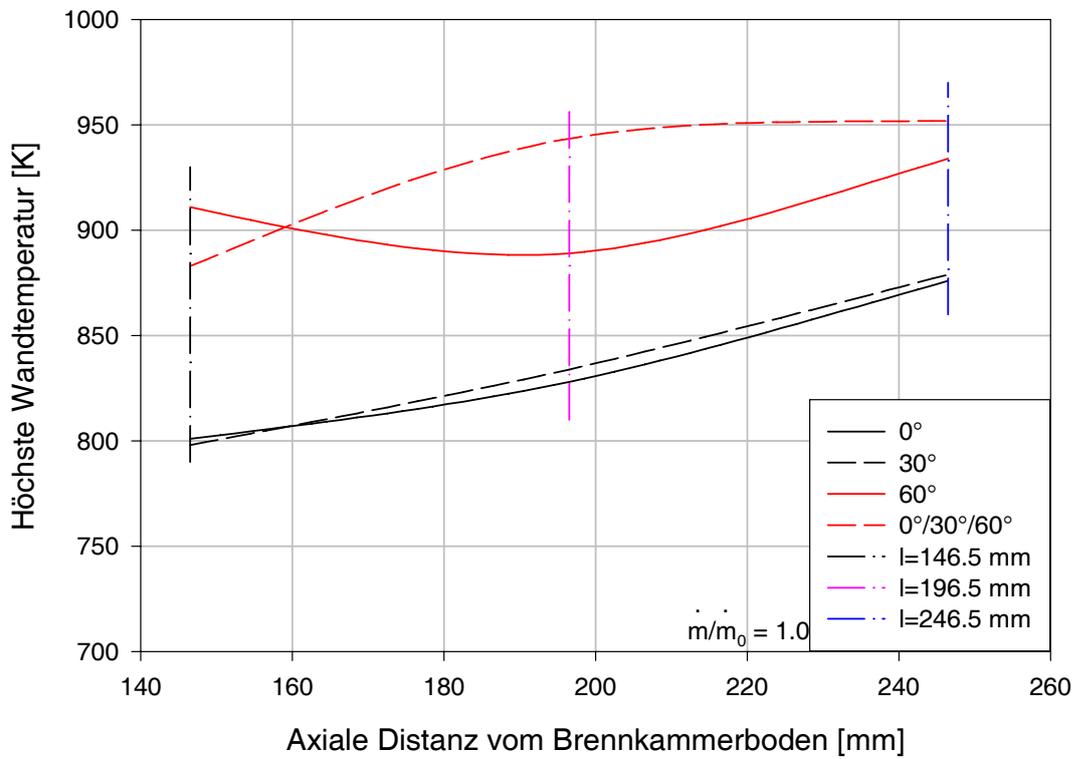


Abbildung 8.16: Höchste Wandtemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt

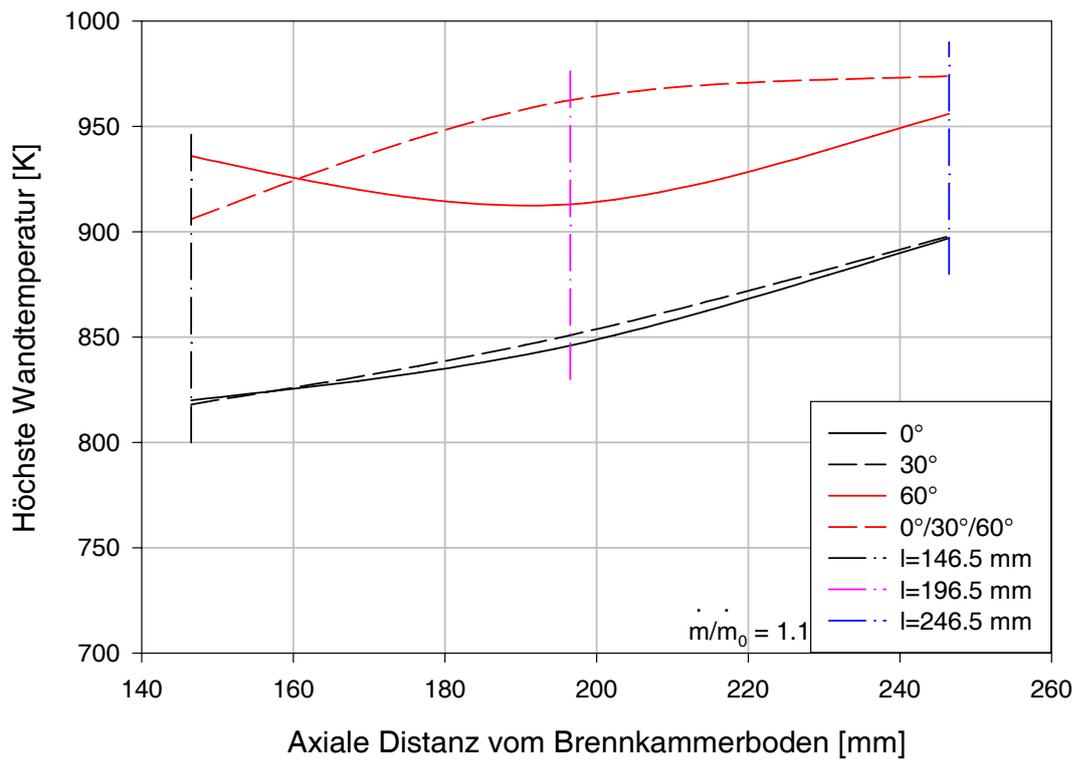


Abbildung 8.17: Höchste Wandtemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt

Kapitel 9

Bewertung der Primärbrennkammerkonfigurationen

Mit den in den vorhergehenden Abschnitten gewonnenen Erkenntnissen über die Partikelvergasungszeit, Rauchgastemperatur und Rauchgaszusammensetzung wird nun eine Bewertung der Brennkammerausführungen bezüglich der Verwendbarkeit vorgenommen werden. Dazu ist vorzuschicken, dass die Unterschiede der jeweiligen physikalischen Größen durch die Veränderung des Strömungsfeldes aufgrund der Modifikationen der Primärlufteintritte und die Änderung der axialen Position des Brennstoffeintrittes hervorgerufen werden. In Abb. 1.5 ist das Zusammenwirken der einzelnen Teilbereiche einer Verbrennungsströmung dargestellt. Darin ist ersichtlich, dass eine Strömungsänderung auch die chemischen Reaktionen und die Wärmeübertragung beeinflusst und dadurch wieder eine Rückwirkung auf die Strömungsverhältnisse erfolgt.

Betreffend der Partikelvergasungszeiten ist festzustellen, dass die 0°-, die 30°- und die 0°/30°/60°-Brennkammerausführung annähernd gleiche Streubereiche der Partikelvergasungszeiten haben. Die Partikelvergasungszeiten der 60°-Ausführung liegen höher als die der anderen Ausführungen. Zusätzlich gilt, dass mit zunehmender axialer Distanz des Brennstoffeintrittes bei allen Ausführungen die Partikelvergasungszeiten abnehmen, während die Partikeltemperaturen zunehmen.

Die Rauchgastemperaturen am Brennkammeraustritt befinden sich für die 0°-, die 30°- und 0°/30°/60°-Ausführung auf demselben Niveau und nehmen mit der Leistung und der axialen Distanz des Brennstoffeintrittes zu. Die Rauchgastemperatur der 60°-Primärbrennkammerausführung befindet sich im Vergleich zu den anderen Ausführungen auf einem niedrigeren Niveau.

Bezüglich der Rauchgaszusammensetzung am Brennkammeraustritt ist festzuhalten, dass die 0°/30°/60°-Brennkammerausführung bei langen axialen Distanzen des Brennstoffeintrittes die höchsten Massenanteile an den Verbrennungsprodukten CO_2 und H_2O aufweist verglichen mit den anderen Brennkammergeometrien. Das bedeutet, dass die 0°/30°/60°-Ausführung zu einer vollständigeren Verbrennung führt als die anderen Ausführungen.

Aus den vorhergehenden Bemerkungen kann der Schluss gezogen werden, dass die 0°/30°/60°-Brennkammerausführung bei langer axialer Distanz des Brennstoffeintrittes die beste Variante darstellt. Die 0°- und die 30°-Ausführung sind bei langen axialen Distanzen des Brennstoffeintrittes ebenfalls anwendbar. Die 60°-Ausführung ist nicht brauchbar.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Resumee der CFD-Berechnung

10.1 Zusammenfassung der Untersuchung

Biomasse eignet sich zur Energieerzeugung vor allem dann, wenn sie als Produktionsabfall anfällt. Für die energetische Nutzung von Holzstaub, der als Produktionsrest in der Holz verarbeitenden Industrie anfällt, wurde eine zweistufige Brennkammer für eine direktgefeuerte Gasturbine entwickelt. Bezüglich des Feuerungstyps stellt die Brennkammer eine Flugstaubfeuerung dar. Diese hat den Vorteil, dass sie für den Gasturbinenbetrieb besonders geeignet ist, weil sie durch ihr Verbrennungsverhalten schnellen Turbinenlastwechseln folgen kann. Alternative Feuerungsmethoden für Gasturbinen wie eine Wirbelschichtfeuerung oder eine Kiesbettfeuerung bzw. die indirekte Wärmeeinbringung in den Gasturbinen-Kreislauf über einen Wärmetauscher haben ein träges Regelverhalten aufgrund der zu erwärmenden Massen des Kiesbettes, des Inertmaterials der Wirbelschicht bzw. des Wärmetauschers.

Für die vereinfachte Geometrie der zweistufigen Brennkammer wurde eine CFD-Analyse mit einem kommerziellen Solver durchgeführt. Zweck dieser Untersuchung ist es, die Auswirkungen von verschiedenen Brennkammerausführungen auf die Verbrennungsströmungen bei verschiedenen Lastzuständen bewerten zu können. Zur Bewertung wurden die Partikelvergasungszeit, die Rauchgastemperatur und die Rauchgaszusammensetzung am Brennkammeraustritt herangezogen.

Für die Wahl einer zweistufigen Verbrennung können folgende Gründe angeführt werden:

- Minimierung der Schadstoffe (Stickoxide, Kohlenmonoxid und unverbrannte Kohlenwasserstoffe) durch gezielte Verbrennungsführung
- Erhöhte Brennstoffverweilzeit für vollständige Verbrennung der Holzstaubpartikel
- Verhinderung von Ascheanbackungen durch gezielte Verbrennungsführung

Die Primärbrennkammer ist eine Zyklonbrennkammer, in der bei unterstöchiometrischen Luft-Brennstoff-Verhältnissen ($\lambda < 1$) eine Vergasung des eingebrachten Holzstaubes stattfindet. Die Zyklonströmung sorgt für eine erhöhte Partikelverweilzeit und damit für eine vollständige Vergasung. Die Verbrennung des Vergasungsproduktes findet in der Sekundärbrennkammer statt, in der überstöchiometrische Verhältnisse herrschen ($\lambda > 1$).

In jeder Verbrennungsströmung kommt es zu einer Interaktion von Strömung, chemischen Reaktionen und Wärmeübertragung. Die Strömung wird noch beeinflusst durch die Turbulenz und, im Falle einer Feststoffverbrennung, durch die Partikelphase. Bei den chemischen Reaktionen können Gasphasenreaktionen und Feststoffreaktionen auftreten. Bei der Wärmeübertragung sind die Konvektion und die Strahlung sowie die Änderung der Stoffwerte von Bedeutung. Die Wärmefreisetzung zufolge der Verbrennungsreaktionen erhöht die Strömungsgeschwindigkeit. Dies führt wiederum zu einem schnelleren Transport der chemischen Spezies, die bei erhöhter Turbulenz besser durchmischt werden und daher schneller reagieren. Die erhöhte Wärmefreisetzung sorgt natürlich auch für eine schnellere Pyrolyse der Partikel, die bei schnellerer Strömung durch einen stärkeren konvektiven Wärmeübergang weiter verbessert wird. Alle diese Phänomene und Interaktionen müssen in einer numerischen Strömungsberechnung modelliert werden.

Die Turbulenz wurde in dieser Untersuchung mit dem Reynolds-Spannungs-Modell berechnet, da dieses für stark drallbehaftete Strömungen, wie sie in der Primärbrennkammer auftreten, empfohlen wird. Das Reynolds-Spannungs-Modell hat zwar einen höheren computer-technischen Aufwand als das Standard- $k - \epsilon$ -Modell, es liefert aber bei der Berechnung stark drallbehafteter Strömungen genauere Ergebnisse. Für die Berechnung der Speziesverteilungen wird das Mischungsbruch/WDF-Modell angewendet. Der Mischungsbruch ist eine Größe, die über die Elementmassenbrüche einzelner chemischer Elemente linear mit den Massenbrüchen verschiedener Spezies verbunden ist. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) wird benötigt, um den Effekt der Turbulenz in der Speziesverteilung zu berücksichtigen. Die Strahlungswärmeübertragung wird mit dem P-1-Modell berechnet. Bei diesem Modell wird die Integral-Differentialgleichung für den Strahlungstransport zu Differentialgleichungen reduziert, indem die Transportgleichungen mit einem endlichen Satz an Momentengleichungen angenähert werden. Der Absorptionskoeffizient des Rauchgases wurde mit dem "Weighted-Sum-of-Gray-Gases"-Modell berechnet. Die Partikelbahnen werden von der Strömung entkoppelt berechnet, indem eine Kräftebilanz gelöst wird, bei der die zeitliche Änderung der Partikelgeschwindigkeit den auf das Partikel wirkenden Kräften gleichgesetzt wird. Die Holzstaubpartikel wurden als vollständig flüchtig berechnet, um den rechnerischen Aufwand zu verringern. Die Pyrolyse der Partikel wurde mit einem sogenannten "Single-Kinetic-Rate"-Ansatz berechnet.

Die Berechnungen erfolgten für vier Varianten der Primärbrennkammer. Die wichtigste Veränderung war die Variation der tangentialen Lufteintritte. Dabei wurde der Winkel zwischen der Achse der tangentialen Lufteintritte und der Tangente an die Wand der Primärbrennkammer verändert. Dabei gab es drei Varianten, bei denen die Winkel für alle tangentialen Lufteintritte jeweils 0° , 30° bzw. 60° betragen. Bei einer vierten Variante hatte ein Tangentiallufteintritt einen Winkel von 0° , der zweite einen Winkel von 30° und der dritte einen solchen von 60° . Zusätzlich wurden für die Brennstoffeintritte drei verschiedene axiale Positionen verwendet. Für diese Primärbrennkammergeometrien wurde die Verbrennungsströmung für drei Betriebspunkte berechnet. Als Nennlastpunkt wurde ein Betriebspunkt, mit dem die Anlage im Labor betrieben wurde, herangezogen. Die beiden anderen Betriebspunkte wurden so gewählt, dass die Luft- und Brennstoffmassenströme jeweils 90 bzw. 110 Prozent der Massenströme des Referenzbetriebspunktes betragen. Außerdem mussten der Betriebsdruck und die Verdichteraustrittstemperatur für die Betriebspunkte $\dot{m}/\dot{m}_0 = 0.9$ und $\dot{m}/\dot{m}_0 = 1.1$ bestimmt werden.

Die Verlängerung der axialen Position des Brennstoffeintrittes führt bei allen Primärbrennkammergeometrien zu einer kürzeren Partikelvergasungszeit. Die Partikelvergasungszeit wurde als Bewertungskriterium verwendet, da eine kürzere Partikelvergasungszeit auch eine schnellere Partikelvergasung bedeutet. Die 0° -, die 30° - und die $0^\circ/30^\circ/60^\circ$ -Brennkammerausführung haben in allen Lastfällen eine kürzere Partikelvergasungszeit als die 60° -Ausführung. Die Rauchgastemperatur am Brennkammeraustritt stellt einen wichtigen Betriebsparameter dar. Daher ist es wichtig zu wissen, welche Primärbrennkammerausführung eine höhere Temperatur liefert als die anderen

Geometrien. Die Auswertung hat gezeigt, dass die 0°, die 30°- und die 0°/30°/60°-Ausführung beinahe gleiche Rauchgastemperaturen haben, die alle höher als die Rauchgastemperatur der 60°-Geometrie sind. Da in der Realität eine vollständige Verbrennung nicht erzielt werden kann, ist es wichtig festzustellen, welche Primärbrennkammergeometrie eine vollständigere Verbrennung ermöglicht als die anderen Ausführungen. Die 0°/30°/60°-Ausführung weist für mittlere und lange axiale Distanzen des Brennstoffeintrittes höhere Anteile von Verbrennungsprodukten (Kohlendioxid und Wasserdampf) im Rauchgas auf als die anderen Primärbrennkammervarianten. Für mittlere und lange axiale Distanzen des Brennstoffeintrittes haben auch die 0°- und die 30°-Geometrie höhere Massenanteile an Verbrennungsprodukten im Rauchgas als die 60°-Ausführung. Unter Berücksichtigung der vorher gemachten Aussagen liefert die 0°/30°/60°-Ausführung das beste Ergebnis. Die 0°- und die 30°-Primärbrennkammervariante sind ebenfalls verwendbar, während die 60°-Ausführung nicht brauchbar ist.

Für weitere Aktivitäten auf dem Gebiet der CFD-Analyse der zweistufigen Brennkammer ist der Vergleich der Rechenergebnisse mit gemessenen Daten aus dem Labor wichtig. Damit können die Gültigkeit und die Richtigkeit des Gesamtmodelles überprüft werden. Weitere Recherchen für die Modellbildung sind bezüglich der Rückstellkoeffizienten der Partikel an der Wand und des Partikeleintrittes in die Brennkammer durchzuführen. Eventuell sollten versuchsweise Berechnungen mit Rückstellkoeffizienten von 0.8 bis 0.9 durchgeführt werden, nur um zu testen, ob diese Rückstellkoeffizienten eine Auswirkung auf die gesamte Berechnung und deren Ergebnis haben. In der vorliegenden Untersuchung wurden die Berechnungen nur für eine Holzart, nämlich Buche, durchgeführt. Weiterführend sollten daher auch Berechnungen mit anderen Holzstaubsorten ausgeführt werden. In dieser Untersuchung wurden die Betriebspunkte so festgelegt, dass die Luftzahl λ konstant bleibt. Als Weiterführung sollten Berechnungen durchgeführt werden, bei denen die Betriebspunkte bei $\lambda \neq const.$ festgelegt werden.

Weiters ist zu klären, inwieweit mit Nichtgleichgewichtsschemie gerechnet werden kann, da bei Nichtgleichgewichtsschemie auch langsame chemische Reaktionen wie die Kohlenmonoxid-Bildung richtig simuliert werden können (im Gegensatz zur in dieser Arbeit angewendeten Gleichgewichtsschemie).

Die Partikel wurden in dieser Untersuchung als kugelförmig angenommen, was nicht der Realität entspricht. Interessant ist daher festzustellen, wie sich die reale Partikelgeometrie auf die CFD-Ergebnisse auswirkt. Dazu muss festgestellt werden, welche Abmessungen die Partikel haben (Länge, Dicke), welchen Widerstandskoeffizienten, usw. Außerdem ist zu überprüfen, ob die Annahme vollständig flüchtiger Partikel aufrecht bleiben kann oder ob die Koksvergasung doch berücksichtigt werden muss.

Mod.:	berücksichtigt	berücksichtigbar	nicht berücksichtigbar
Turb.	Reynolds-Spannungs-M.		Large-Eddy-Simulation
Chemie	Mischungsbr./WDF	Nichtgleichgewichtsschemie Stickoxid-Bildung	
Strahl.	P-1-Modell	Diskrete Ordinaten	
Partikel	kugelförmige Partikel Restitutionskoeff. 1.0 vollständig flüchtig	reale Partikelgeometrie Restitutionskoeff. 0.8 bis 0.9 nicht vollständig flüchtig	statistische Änderung der Partikelgeometrie

Tabelle 10.1: Vergleich der Berechnungsmodelle

Die in der Spalte *berücksichtigt* in der Tab. 10.1 angeführten Modelle sind die für die CFD-Berechnung notwendigen Modelle. In der Spalte *berücksichtigbar* sind die Modelle angegeben,

die die Berechnung realistischer machen, die aber auch den Berechnungsaufwand erhöhen. Die Spalte *nicht berücksichtigt* beinhaltet Modelle, deren Anwendung nicht sinnvoll bzw. deren Vorgabe im Solver nicht möglich ist.

10.2 Resumee der CFD-Berechnungen

Das Ziel der Entwicklung eines Gesamtmodelles zur Analyse einer Verbrennungsströmung wurde erreicht. Jedoch waren dafür einige Vereinfachungen notwendig. Zum einen war die Berechnungsgeometrie im Vergleich zur tatsächlichen Geometrie stark vereinfacht (Modellierung der halben Brennkammergeometrie mit einem Schnitt durch die Mittelebene, an der die periodische Randbedingung ist; statt Modellierung der Umströmung von Primär- und Sekundärbrennkammer wird eine thermische Randbedingung mit einem Wärmedurchgangskoeffizienten vorgegeben, in dem die Wärmeleitfähigkeiten des Stahlliners und der Keramiksicht sowie ein Wärmeübergangskoeffizient für die Außenseite zusammengefasst sind; Weglassung der Filmkühlung am Austrittsrohr). Zum anderen wurden die Holzstaubpartikel als vollständig flüchtig modelliert. Die Eintritte der Massenströme sind als Geschwindigkeitseintritte modelliert. Am Brennkammeraustritt findet die Ausströmrandbedingung Anwendung.

Diese Vereinfachungen waren notwendig, um wirtschaftliche Rechenzeiten zu erlangen. Ein früheres Gesamtmodell dieser Untersuchung, das diese Vereinfachungen nicht aufwies, war derartig umfangreich, dass selbst nach Monaten an Rechenzeit keine konvergierte Lösung vorlag. Diese Vereinfachungen führen aber zu Abweichungen von der realen Situation, so dass die Bestimmung der Gültigkeit des Gesamtmodelles einen Vergleich der Berechnungsdaten mit Meßergebnissen erforderlich macht. Ein Mangel dieser Untersuchung ist, dass die Bewertung der Richtigkeit des Gesamtmodelles nur über Plausibilitätsbetrachtungen erfolgte (siehe die Bemerkungen über die Rauchgaszusammensetzung in Kap. 7.3).

Weitere Teile des Gesamtmodelles bedürfen einer genaueren Betrachtung. So ist in Kap. 4.5.1 angeführt, dass die Rückstellkoeffizienten e_n und e_t beim Aufprall der Partikel an die Wand gleich 1 gesetzt wurden, da in der Literatur keine Angaben über die Auswahl dieser Werte auffindbar waren. Daher sind Berechnungen mit anderen Rückstellkoeffizienten durchzuführen, um festzustellen, ob und welche Auswirkungen auf die Rechenergebnisse dadurch entstehen.

Bei der Modellierung des Partikeleintrittes ist die Auswirkung des Geschwindigkeitsunterschiedes zwischen Strömung und Partikel zu untersuchen. Dazu muss die Geschwindigkeitsänderung der Strömung bei der plötzlichen Erweiterung des Strömungsgebietes beim Übergang vom Brennstoffeintrittsrohr auf das Primärbrennkammervolumen betrachtet werden. Die Auswirkung der plötzlichen Erweiterung des Strömungsgebietes auf die Partikelgeschwindigkeit ist ebenfalls zu ermitteln.

Literaturverzeichnis

- [1] Alfatec Feuerfest-Faser-Technik GesmbH. Firmeninformation.
- [2] *Araujo, L., Campos, J., Portugal, J.*: Gasification of Pine and Cork Suspensions in a Cyclone Reactor. In: *Combustion Technologies for a Clean Environment. Selected Papers from the Proceedings of the First International Conference*. Vilamoura, Portugal, September 3-6, 1991. Gordon and Breach Publishers.
- [3] *Baehr, H.D.*: Thermodynamik. Vierte, berichtigte Auflage. Springer Verlag. Berlin Heidelberg New York. 1978.
- [4] *Baehr, H.D., Stephan, K.*: Wärme- und Stoffübertragung. Springer Verlag. Berlin Heidelberg. 1994.
- [5] *Berge, N., Brown, A., Gromulski, J., Sieurin, J.*: Förbränning av biopulver. Technischer Bericht EB-83/156. Studsvik Energiteknik AB. Oktober 1983.
- [6] *Blokh, A.G.*: Heat Transfer in Steam Boiler Furnaces. Hemisphere Publishing Corporation. 1988.
- [7] *Borman, G.L., Ragland, K.W.*: Combustion Engineering. McGraw-Hill. 1998.
- [8] *Cabrera Sixto, J.M., Parnell, C.B.Jr., LePori, W.A.*: Reducing Nitrogen Oxide Emissions by Staged Combustion of Low Calorific Value Gas derived from Agricultural Wastes. *J. agric. Engng Res.* (1999) 74, 111-120. Article No. jaer.1999.0416.
- [9] *Eaton, A.M., Smoot, L.D., Hill, S.C., Eatough, C.N.*: Components, formulations, solutions, evaluation, and application of comprehensive combustion models. *Progress in Energy and Combustion Science* 25 (1999) 387-436. Pergamon.
- [10] *Eberharter, J.*: Entwicklung und Inbetriebnahme einer direkt-holzstaubgefeuerten Gasturbinenanlage. Dissertation. Technische Universität Wien. 2005.
- [11] *El-Mahallawy, F., El-Din Habik, S.*: Fundamentals and Technology of Combustion. Elsevier. Amsterdam. 2002.
- [12] *Effenberger, H.*: Dampferzeugung. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York. 2000.
- [13] *Fischer, J., Scheuermann, A., Dilger, M., Wilfert, R., Thrän, D.*: Monitoring zur Biomasseverordnung auf Basis des Erneuerbaren-Energien-Gesetz (EEG) aus Umweltsicht. Forschungs- und Entwicklungsvorhaben 201 41 132. Institut für Energetik und Umwelt GmbH. Leipzig. April 2002.
- [14] *Fiveland, W.A., Jessee, J.P.*: Mathematical Modeling of Pulverized Coal Combustion in Axisymmetric Geometries. FACT-Vol. 18, Combustion Modeling, Scaling and Air Toxins. ASME 1994.

- [15] Fluent 5 Handbuch. 1998.
- [16] *Fredriksson, C.*: Exploratory Experimental and Theoretical Studies of Cyclone Gasification of Wood Powder. Doctoral Thesis. Department of Mechanical Engineering. Division of Energy Engineering. Luleå University of Technology. 1999.
- [17] *Gill, A.*: CFD-Simulation von Verbrennungsprozessen. In: Computersimulation von Strömungen und Wärmetransportprozessen in der Energietechnik. Vorträge zum Workshop am 6./7. Februar 2001 in Düsseldorf.
- [18] *Görner, K.*: Technische Verbrennungssysteme. Grundlagen, Modellbildung, Simulation. Springer-Verlag. Berlin Heidelberg. 1991.
- [19] *Görres, J., Schnell, U., Hein, K.R.G.*: Trajectories of burning coal particles in highly swirling reactive flows. International Journal of Heat and Fluid Flow 16 (1995) 440-450. Butterworth Heinemann.
- [20] *Griselin, N.*: CFD Simulation of Gas and Particles Combustion in Biomass Furnaces. Thesis for the degree of licentiate of engineering. Lund Institute of Technology. 2000.
- [21] *Günther, R.*: Verbrennung und Feuerungen. Springer Verlag. Berlin Heidelberg New York Tokyo. 1984.
- [22] *Gupta, A.K., Lilley, D.G., Syred, N.*: Swirl Flows. Energy and engineering science services. Abacus Press. Tunbridge Wells. 1984.
- [23] *Handschin, E., Reißing, T.*: Frequenz- und Spannungsabhängigkeit von Verbrauchergruppen und Verbraucherteilnetzen. In: Wirkleistung- und Blindleistung-Sekundenreserve. VDI/VDE-Gesellschaft Mess- und Regelungstechnik. VDI-Verlag GmbH. Düsseldorf. 1986.
- [24] *Hoogwijk, M., Faaij, A., v.d. Broek, R., Berndes, G., Gielen, D., Turkenburg, W.*: Exploration of the Ranges of the Global Potential of Biomass for Energy. Biomass and Bioenergy 25 (2003) 119-133. Pergamon.
- [25] *Joppich, A.*: Pneumatisches Brennstoffördersystem für direkt holzstaubgefeuerte Gasturbinen. Dissertation. Technische Universität Wien. 1999.
- [26] *Kaikko, J., Backman, J., Larjola, J., Sarkomaa, P.*: Performance Comparison between Single and Multiple Generator-Type Variable-Speed Micro Turbines with Intercooling, Reheating and Recuperation. Euroturbo.
- [27] *Kaltschmitt, M., Dinkelbach, L.*: Biomass for Energy in Europe. Status and Prospects. In: Biomass Gasification and Pyrolysis. State of the Art and Future Prospects. Edited by M.Kaltschmitt and A.V.Bridgwater. CPL Press. Newbury. 1997.
- [28] *Keppel, W.*: 20 Jahre ABB-Gasturbinen Typ 13: Von 55 bis 165 MW - Spiegelbild einer Evolution. VGB Kraftwerkstechnik 74 (1994), Heft 4.
- [29] *Khalil, E.E.*: Modelling of Furnaces and Combustors. Energy and engineering science series. Abacus Press. Tunbridge Wells. 1982.
- [30] *Konnov, A.A., El Asri, E., De Ruyck, J., Courquet, J., Simonin, O., Allard, G.*: Progress in the Modelling of a Cyclonic Reactor Network Biomass Combustor Employing CFD and a Reactor Network. First World Conference on Biomass for Energy and Industry, Sevilla, Spain, 5-9 June 2000. Pages 1797 - 1802. James & James (Science Publishers) Ltd.

- [31] *Leonhard, W.*: Regelung in der elektrischen Energieversorgung. B.G. Teubner. Stuttgart. 1980.
- [32] *Majidi, K., Pucher, H.*: Simulation der Strömungsvorgänge und Verbrennungsprozesse in einer Gasturbinenbrennkammer. VDI-Berichte 1664: Modellierung und Simulation von Dampferzeugern und Feuerungen. VDI Verlag-GmbH. Düsseldorf. 2002.
- [33] *Müller, K.J.*: Vorlesungen über Grundzüge der Thermischen Turbomaschinen. Institut für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen. Technische Universität Wien. Korrigierte Fassung 1996.
- [34] *Pelzmann, M.*: Entwicklung und Betrieb einer Anlage zur druckaufgeladenen Holzstaubverbrennung. Dissertation. Technische Universität Wien. 2001.
- [35] *Sengschmied, F.*: Ein Beitrag zur Entwicklung einer druckbeaufschlagten Brennkammer für die zweistufige Verbrennung von Holzstaub. Dissertation. Technische Universität Wien. 1995.
- [36] *Sengschmied, F., Haselbacher, H.*: Flow Structure of the Non-Reacting Flow Field of Cyclone Combustors for Wood Fired Gas Turbines. Cogen-Turbo Power Conference. August 23-25, 1995 - Vienna, Austria. 95-CTP-27.
- [37] *Siegel, R., Howell, J.R.*: Thermal Radiation Heat Transfer. Third Edition. Hemisphere Publishing Corporation. Washington Philadelphia London. 1992.
- [38] *Talvitie, M.A., Oksanen, A.J., Miettinen, M.J.*: Modelling of Nitric Oxide Formation in Saw Dust Combustion. www.ket.kth.se/rolando/paper/05_Talvitie.pdf.
- [39] *Tillman, D.A., Rossi, A.J., Kitto, W.D.*: Wood Combustion. Principles, Processes, and Economics. Academic Press. New York. 1981.
- [40] *Tmej, Ch.*: Betriebsverhalten eines Brennstoffördersystems für direkt-holzstaubgefeuerte Gasturbinen. Dissertation. TU Wien. 2001.
- [41] *Traupel, W.*: Thermische Turbomaschinen. Zweiter Band. Geänderte Betriebsbedingungen, Regelung, Mechanische Probleme, Temperaturprobleme. 3., neubearbeitete und erweiterte Auflage. Springer Verlag. Berlin Heidelberg New York. 1982.
- [42] VDI-Wärmeatlas: Berechnungsblätter für den Wärmeübergang (Teil H-O). Hrsg. von VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC). 8., überarb. und erw. Aufl.- Düsseldorf 1997.
- [43] *Warnatz, J., Maas, U., Dibble, R.W.*: Verbrennung. Physikalische-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung. Springer-Verlag. Berlin Heidelberg New York. 2001.
- [44] *Willinger, R.*: Rechnergestützte Auslegung thermischer Turbomaschinen und Energieanlagen. Vorlesungsskriptum. Technische Universität Wien. 2001.
- [45] *Wilson, D.G., Korakianitis, T.*: The Design of High-Efficiency Turbomachinery and Gas Turbines. 2nd Edition. Prentice Hall. Upper Saddle River. 1998.
- [46] *Winter, F.*: Reaktionstechnik der Verbrennung. Vorlesungsskriptum. Technische Universität Wien. 2001.

- [47] *Xia, J.L., Yadigaroglu, G., Liu, Y.S., Schmidli, J., Smith, B.L.*: Numerical and Experimental Study of Swirling Flow in a Model Combustor. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 41, No. 11, pp. 1485-1497, 1998.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einteilung der Biomasse	1
1.2	Silobrennkammer	5
1.3	Gasturbinenbrennkammer nach Hamrick	6
1.4	Zweistufige Gasturbinenbrennkammer	7
1.5	Interaktionen bei der Verbrennung [18]	9
2.1	Zweistufige Brennkammer	15
2.2	Schematische Darstellung der zweistufigen Brennkammer	16
2.3	Rezirkulationszonen in Wandnähe der Primärbrennkammer	16
2.4	Typen von Zyklonbrennkammern [22]	18
2.5	Direkt holzstaubgefeuerte Gasturbine [34]	22
2.6	Schematisierte Feuerung	25
2.7	Normiertes Kennfeld eines Radialverdichters	27
3.1	Durchgangssummenkurve der Buchenspäne	33
4.1	Lineare Zusammenhänge zwischen Mischungsbruch und Massenbrüchen für ein einfaches Reaktionssystem [43]	44
4.2	Graphische Beschreibung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung [15]	46
4.3	Trennung der rechentechnischen Aufgaben zwischen Solver und Preprozessor [15]	48
4.4	Koordinatensystem mit Darstellung der Intensität als Funktion von Position und Winkel [37]	49
5.1	Schematische Darstellung der Berechnungsgeometrie	60
5.2	Berechnungsgitter im Bereich des Brennstoffeintrittes	61
5.3	Variation der Primärlufteintritte	61
5.4	Verdichterkennfeld mit Turbinenkennlinien [28]	62
5.5	Gasturbinenbetrieb mit konstanter Turbineneintrittstemperatur und variabler Drehzahl	64

5.6	Wärmedurchgangskoeffizient dieser Untersuchung	66
6.1	Positionen der Auswerteflächen	70
6.2	Axialgeschwindigkeiten für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt	71
6.3	Axialgeschwindigkeiten für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt	71
6.4	Axialgeschwindigkeiten der Primärbrennkammer	72
6.5	Axialgeschwindigkeiten der Sekundärbrennkammer	72
6.6	Negative Axialgeschwindigkeiten für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt	73
6.7	Negative Axialgeschwindigkeiten für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt	73
6.8	Negative Axialgeschwindigkeiten der Primärbrennkammer	74
6.9	Tangentialgeschwindigkeiten für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt	75
6.10	Tangentialgeschwindigkeiten für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt	75
6.11	Tangentialgeschwindigkeiten der Primärbrennkammer	76
6.12	Tangentialgeschwindigkeiten der Sekundärbrennkammer	76
6.13	Temperaturen für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt	78
6.14	Temperaturen für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt	78
6.15	Temperaturen der Primärbrennkammer	79
6.16	Temperaturen der Sekundärbrennkammer	79
6.17	Temperaturen für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt	80
6.18	Temperaturen für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt	80
6.19	Temperaturen der Primärbrennkammer	81
6.20	Kohlendioxid-Massenanteil für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt	82
6.21	Kohlendioxid-Massenanteil für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt	82
6.22	Kohlendioxid-Massenanteil der Primärbrennkammer	83
6.23	Kohlendioxid-Massenanteil der Sekundärbrennkammer	83
6.24	Kohlenstoff-Massenanteil für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt	84
6.25	Kohlenstoff-Massenanteil für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt	85
6.26	Kohlenstoff-Massenanteil der Primärbrennkammer	85
6.27	Kohlenmonoxid-Massenanteil für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt	87
6.28	Kohlenmonoxid-Massenanteil für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt	87
6.29	Kohlenmonoxid-Massenanteil der Primärbrennkammer	88
6.30	Kohlenmonoxid-Massenanteil der Sekundärbrennkammer	88
6.31	Sauerstoff-Massenanteil für 0°-, 30°- und 60°-Meridianschnitt	89
6.32	Sauerstoff-Massenanteil für 90°-, 120°- und 150°-Meridianschnitt	89

6.33 Sauerstoff-Massenanteil der Primärbrennkammer	90
6.34 Sauerstoff-Massenanteil der Sekundärbrennkammer	90
6.35 Luftzahl für 0°, 30°- und 60°-Meridianschnitt	92
6.36 Luftzahl für 90°, 120°- und 150°-Meridianschnitt	92
6.37 Luftzahl der Primärbrennkammer	93
6.38 Luftzahl der Sekundärbrennkammer	93
6.39 Luftzahl für 0°, 30°- und 60°-Meridianschnitt	94
6.40 Luftzahl für 90°, 120°- und 150°-Meridianschnitt	94
6.41 Luftzahl der Primärbrennkammer	95
6.42 Luftzahl der Sekundärbrennkammer	95
6.43 Positionen der Auswertung in der Berechnungsgeometrie	96
6.44 Axialgeschwindigkeiten bei 0°-Primärlufteintritt	97
6.45 Axialgeschwindigkeiten bei 30°-Primärlufteintritt	98
6.46 Axialgeschwindigkeiten bei 60°-Primärlufteintritt	98
6.47 Axialgeschwindigkeiten bei 0°/30°/60°-Primärlufteintritt	99
6.48 Tangentialgeschwindigkeiten bei 0°-Primärlufteintritt	100
6.49 Tangentialgeschwindigkeiten bei 30°-Primärlufteintritt	101
6.50 Tangentialgeschwindigkeiten bei 60°-Primärlufteintritt	101
6.51 Tangentialgeschwindigkeiten bei 0°/30°/60°-Primärlufteintritt	102
6.52 Temperaturen bei 0°-Primärlufteintritt	103
6.53 Temperaturen bei 30°-Primärlufteintritt	103
6.54 Temperaturen bei 60°-Primärlufteintritt	104
6.55 Temperaturen bei 0°/30°/60°-Primärlufteintritt	104
6.56 Partikelbahn bei der axialen Distanz des Brennstoffeintrittes $l=146.5$ mm	105
6.57 Partikelbahn bei der axialen Distanz des Brennstoffeintrittes $l=196.5$ mm	106
6.58 Partikelbahn bei der axialen Distanz des Brennstoffeintrittes $l=246.5$ mm	106
6.59 Partikelvergasungszeiten beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln . .	107
6.60 Partikelvergasungszeiten beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln .	108
6.61 Partikelvergasungszeiten beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln .	108
6.62 Partikelvergasungszeiten beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln .	109
6.63 Partikelvergasungszeiten beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln	109
6.64 Partikelvergasungszeiten beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln	110
6.65 Partikelvergasungszeiten beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln . .	110
6.66 Partikelvergasungszeiten beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln .	111

6.67 Partikelvergasungszeiten beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln . . . 111

6.68 Partikeltemperaturen beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln . . . 113

6.69 Partikeltemperaturen beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln . . . 113

6.70 Partikeltemperaturen beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei kleinen Partikeln . . . 114

6.71 Partikeltemperaturen beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln . . . 114

6.72 Partikeltemperaturen beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln . . . 115

6.73 Partikeltemperaturen beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei mittleren Partikeln . . . 115

6.74 Partikeltemperaturen beim 90-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln 116

6.75 Partikeltemperaturen beim 100-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln . . . 116

6.76 Partikeltemperaturen beim 110-Prozent-Betriebspunkt bei großen Partikeln . . . 117

6.77 Partikeltemperatur über Partikelvergasungszeit 118

7.1 Massenanteil Kohlenstoff beim 90-Prozent-Betriebspunkt 120

7.2 Massenanteil Kohlenstoff beim 100-Prozent-Betriebspunkt 120

7.3 Massenanteil Kohlenstoff beim 110-Prozent-Betriebspunkt 121

7.4 Massenanteil Kohlenmonoxid beim 90-Prozent-Betriebspunkt 121

7.5 Massenanteil Kohlenmonoxid beim 100-Prozent-Betriebspunkt 122

7.6 Massenanteil Kohlenmonoxid beim 110-Prozent-Betriebspunkt 122

7.7 Massenanteil Kohlendioxid beim 90-Prozent-Betriebspunkt 123

7.8 Massenanteil Kohlendioxid beim 100-Prozent-Betriebspunkt 124

7.9 Massenanteil Kohlendioxid beim 110-Prozent-Betriebspunkt 124

7.10 Massenanteil Wasserdampf beim 90-Prozent-Betriebspunkt 125

7.11 Massenanteil Wasserdampf beim 100-Prozent-Betriebspunkt 125

7.12 Massenanteil Wasserdampf beim 110-Prozent-Betriebspunkt 126

7.13 Massenanteil Sauerstoff beim 90-Prozent-Betriebspunkt 127

7.14 Massenanteil Sauerstoff beim 100-Prozent-Betriebspunkt 127

7.15 Massenanteil Sauerstoff beim 110-Prozent-Betriebspunkt 128

7.16 Verlauf der Vergasungsprodukttemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt 129

7.17 Verlauf der Vergasungsprodukttemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt . . . 129

7.18 Verlauf der Vergasungsprodukttemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt 130

7.19 Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 9 131

7.20 Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 11 . . . 131

7.21 Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 9 132

7.22 Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 11 . . . 132

7.23 Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 9 133

7.24 Kohlenmonoxid-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 11 133

7.25 Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 9 134

7.26 Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 11 135

7.27 Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 9 135

7.28 Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 11 136

7.29 Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 9 136

7.30 Sauerstoff-Verläufe bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 11 137

7.31 Energiekaskade [18] 138

7.32 Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm
bei Position 9 139

7.33 Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm
bei Position 11 139

7.34 Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm
bei Position 9 140

7.35 Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm
bei Position 11 140

7.36 Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm
bei Position 9 141

7.37 Verläufe der resultierenden Geschwindigkeit bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm
bei Position 11 141

7.38 Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 9 143

7.39 Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position
11 143

7.40 Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 9 144

7.41 Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position
11 144

7.42 Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 9 145

7.43 Verläufe der Turbulenzintensitäten bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position
11 145

7.44 Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 9 146

7.45 Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=146.5$ mm bei Position 11 147

7.46 Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 9 147

7.47 Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=196.5$ mm bei Position 11 148

7.48 Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 9 148

7.49 Verläufe der Temperaturen bei Brennstoffeintritt $l=246.5$ mm bei Position 11 149

7.50 Massenanteil Kohlenmonoxid beim 90-Prozent-Betriebspunkt 153

7.51	Massenanteil Kohlenmonoxid beim 100-Prozent-Betriebspunkt	153
7.52	Massenanteil Kohlenmonoxid beim 110-Prozent-Betriebspunkt	154
7.53	Massenanteil Kohlendioxid beim 90-Prozent-Betriebspunkt	155
7.54	Massenanteil Kohlendioxid beim 100-Prozent-Betriebspunkt	155
7.55	Massenanteil Kohlendioxid beim 110-Prozent-Betriebspunkt	156
7.56	Massenanteil Wasserdampf beim 90-Prozent-Betriebspunkt	156
7.57	Massenanteil Wasserdampf beim 100-Prozent-Betriebspunkt	157
7.58	Massenanteil Wasserdampf beim 110-Prozent-Betriebspunkt	157
7.59	Massenanteil Sauerstoff beim 90-Prozent-Betriebspunkt	158
7.60	Massenanteil Sauerstoff beim 100-Prozent-Betriebspunkt	159
7.61	Massenanteil Sauerstoff beim 110-Prozent-Betriebspunkt	159
7.62	Verlauf der Rauchgastemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt	160
7.63	Verlauf der Rauchgastemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt	161
7.64	Verlauf der Rauchgastemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt	161
8.1	Zuordnung der Flächen	162
8.2	Wandtemperatur bei 0-Grad-Konfiguration	163
8.3	Wandtemperatur bei 30-Grad-Konfiguration	164
8.4	Wandtemperatur bei 60-Grad-Konfiguration	164
8.5	Wandtemperatur bei 0/30/60-Grad-Konfiguration	165
8.6	Höchste Wandtemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt	166
8.7	Höchste Wandtemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt	166
8.8	Höchste Wandtemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt	167
8.9	Höchste Wandtemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt	168
8.10	Höchste Wandtemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt	168
8.11	Höchste Wandtemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt	169
8.12	Höchste Wandtemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt	170
8.13	Höchste Wandtemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt	170
8.14	Höchste Wandtemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt	171
8.15	Höchste Wandtemperatur beim 90-Prozent-Betriebspunkt	172
8.16	Höchste Wandtemperatur beim 100-Prozent-Betriebspunkt	172
8.17	Höchste Wandtemperatur beim 110-Prozent-Betriebspunkt	173

Tabellenverzeichnis

1.1	Verbrauch von brennbaren Primärenergieträgern und Energiepotential von Holz .	2
2.1	Berechnung der Rauchgaszusammensetzung bei vollständiger Verbrennung [3] . .	21
2.2	Wirkungsgrade	27
3.1	Holzzusammensetzung (Zahlenangaben in Prozent) [39]	28
3.2	Immediatanalyse der Buchenspäne [34]	32
3.3	Elementaranalyse der Buchenspäne [34]	33
5.1	Berechnungsdaten	65
7.1	Vergleich der Vergasungsproduktzusammensetzungen	119
7.2	Vergleich der Rauchgaszusammensetzungen	150
10.1	Vergleich der Berechnungsmodelle	177

Lebenslauf

Name: Klaus Peter Hörzer
geboren am: 11.03.1969
geboren in: Hartberg (Stmk)
Eltern: Roswitha und Johann Hörzer
Familienstand: ledig

1975 - 1979: Volksschule Neudau

1979 - 1983: Hauptschule Neudau

1983 - 1987: BORG Güssing

1987 - 1988: Präsenzdienst

1988 - 1990: Kolleg für Kunststofftechnik

1990 - 1993: Berufstätigkeit als Kunststofftechniker

1993 - 2000: Diplomstudium des Maschinenbaues an der Technischen Universität Wien

2000 - 2004: Universitätsassistent am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung der Technischen Universität Wien

seit Mai 2004: Patentprüfer am Österreichischen Patentamt