

**Charakterisierung numerischer Methoden für die  
Auslegung FLOX®-basierter Brennkammersysteme**

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

**Vorgelegt von  
Tobias Panne  
aus Siegen**

**Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner**

**Mitberichter: Prof. Dr. techn. Günter Scheffknecht**

**Tag der mündlichen Prüfung: 13. Mai 2015**

**Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt  
der Universität Stuttgart**

**2015**

## **Eigenständigkeitserklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst, andere als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt und die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Mülheim an der Ruhr,

den 24. Juli 2015

---

Tobias Panne

# Inhaltsverzeichnis

Eigenständigkeitserklärung .....	2
Inhaltsverzeichnis .....	3
Nomenklatur .....	6
Zusammenfassung .....	10
Abstract .....	12
1 Einleitung .....	14
1.1 Hintergrund .....	14
1.2 Stand der Technik .....	15
1.2.1 Gasturbinenbrenner .....	15
1.2.2 Numerische Auslegung von Brennkammersystemen .....	18
1.3 Aufgabenstellung und Motivation .....	20
2 Modellierung turbulenter reaktiver Strömungen .....	22
2.1 Erhaltungs- und Bilanzgleichungen .....	22
2.1.1 Massenerhaltung .....	23
2.1.2 Impulsbilanz .....	24
2.1.3 Energiebilanz .....	26
2.1.4 Zustandsgleichungen .....	28
2.1.5 Skalare Transportgleichung .....	28
2.2 Turbulenzmodellierung .....	29
2.2.1 RANS-Turbulenzmodelle .....	30
2.2.2 Instationäre RANS-Modellierung .....	36
2.3 Verbrennungsmodellierung .....	38
2.3.1 Finite Rate Chemistry Model .....	39
2.3.2 Eddy Dissipation Concept Model .....	40
2.3.3 Kombiniertes EDC/FRC-Modell .....	41
2.3.4 Reaktionsmechanismen .....	42
2.4 Strahlungsmodellierung .....	44
2.4.1 P <sub>N</sub> -Approximation .....	48
2.4.2 Diskrete Transfer-Methode .....	49
2.4.3 Monte-Carlo-Methode .....	50
2.4.4 Strahlungseigenschaften von Gasen .....	51
3 Modellvalidierung .....	54

3.1	Experimentelles Setup .....	54
3.1.1	Prüfstand.....	54
3.1.2	Betriebsbedingungen.....	56
3.1.3	Messtechnik.....	56
3.2	Untersuchung des Diskretisierungseinflusses .....	59
3.2.1	Numerisches Setup.....	59
3.2.2	Ergebnisse .....	62
3.3	Vergleich unterschiedlicher RANS Turbulenzmodelle.....	67
3.3.1	Numerisches Setup.....	67
3.3.2	Ergebnisse .....	68
3.4	Vergleich von Verbrennungsmodellen und Reaktionsmechanismen.....	70
3.4.1	Numerisches Setup.....	70
3.4.2	Ergebnisse .....	72
3.5	Untersuchung des Strahlungseinflusses .....	86
3.5.1	Numerisches Setup.....	87
3.5.2	Ergebnisse .....	87
3.6	Zusammenfassung der Modellvalidierung .....	90
4	Brennerentwicklung .....	92
4.1	Referenzgeometrie.....	92
4.2	Einfluss von Geometrieparametern .....	101
4.2.1	Teilkreisdurchmesser .....	101
4.2.2	Luftdüsendurchmesser .....	106
4.2.3	Brennerteilung.....	111
4.2.4	Bewertung der Geometriestudien.....	117
4.3	Betriebsverhalten unter mikrogasturbinentypischen Bedingungen.....	121
4.3.1	Verhalten im Auslegungspunkt bei Vollast .....	121
4.3.2	Teillastverhalten .....	126
5	Atmosphärischer Prüfstand .....	129
5.1	Experimentelles Setup.....	130
5.1.1	Brenner und Prüfstand.....	130
5.1.2	Betriebsbedingungen.....	132
5.1.3	Messtechnik.....	132
5.2	Einfluss des Kühlkonzepts auf Druckverlust und Flammenlage.....	133
5.2.1	Numerisches Setup.....	133

5.2.2	Prallkühlung .....	135
5.2.3	Effusionskühlung .....	141
5.2.4	Zusammenfassung der Kühlluftbetrachtungen.....	145
6	Zusammenfassung und Ausblick .....	146
6.1	Zusammenfassung .....	146
6.2	Fazit .....	147
6.3	Ausblick.....	148
	Literaturverzeichnis.....	150
	Anhang .....	156
A.	Abbildungsverzeichnis .....	156
B.	Tabellenverzeichnis.....	159

## Nomenklatur

A	[m <sup>2</sup> ]	Fläche
A <sub>k</sub>	[-]	Vorfaktor
C	[-]	Reaktionsfortschritt
c <sub>v</sub>	[J/kg·K]	spezifische Wärmekapazität
Da	[-]	Damköhler-Zahl
e	[J/kg]	spezifische Energie
E <sub>k</sub>	[J/kg]	Aktivierungsenergie
i	[J/kg]	spezifische innere Energie
I	[W/sr]	Intensität
k	[W/m·K]	Wärmeleitfähigkeit
k	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	turbulente kinetische Energie
k <sub>k</sub>		Geschwindigkeitskoeffizient
K	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	mittlere kinetische Energie
Ka	[-]	Kalowitz-Zahl
K <sub>v</sub>	[-]	Rezirkulationsrate
L	[m]	Längenskala
M	[mol/kg]	molare Masse
p	[Pa]	Druck
$\mathbf{q} = (q_x \ q_y \ q_z)^t$	[W/m]	spezifische Wärmestrom (Vektor / Komponenten in x-, y- und z-Richtung)
$\mathbf{r} = (r \ \varphi \ \theta)^t$		Raumkoordinate (Vektor / r, $\varphi$ und $\theta$ Komponente)
r	[m]	Radius
R	[mol/m <sup>3</sup> ·s]	Reaktionsrate
Re	[-]	Reynoldszahl
$\mathfrak{R}$	[J/mol·K]	allgemeine Gaskonstante

s	[m]	Lauflänge
$s_L$	[m/s]	laminare Flammgeschwindigkeit
S		Quellterm
t	[s]	Zeit
T	[K]	Temperatur
$T_{ad}$	[K]	adiabate Flammtemperatur
$\mathbf{u} = (u \ v \ w)^t$	[m/s]	Geschwindigkeit (Vektor / Komponenten in x-, y- und z-Richtung)
V	[m <sup>3</sup> ]	Volumen
$\mathbf{x} = (x \ y \ z)^t$	[m]	Raumkoordinate (Vektor / x-, y- und z-Komponente)
$y^+$		dimensionsloser Wandabstand
$y_w$	[m]	Abstand zur nächsten Wand
Y	[kg/kg]	Massenbruch

### Griechische Symbole

$\alpha$	[-]	Absorptionskoeffizient
$\beta_k$	[-]	Temperaturexponent
$\Gamma$	[-]	Diffusionskoeffizient
$\delta_L$	[m]	Flammendicke
$\varepsilon$	[-]	Emissionskoeffizient
$\varepsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Wirbeldissipation
$\theta$	[-]	Polarwinkel
$\kappa$	[-]	Absorptionskoeffizient
$\lambda$	[m]	Wellenlänge
$\lambda$	[Pa·s]	Viskositätsterm
$\mu$	[Pa·s]	dynamische Viskosität
$\mu_t$	[Pa·s]	Wirbelviskosität
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	kinematische Viskosität

$\Omega$	[sr]	Raumwinkel
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\rho$	[-]	Reflexionsgrad
$\sigma$	[W/m <sup>2</sup> K <sup>4</sup> ]	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\sigma_s$	[-]	Streuungskoeffizient
$\tau$	[N/m <sup>2</sup> ]	Spannung
$\tau$	[-]	Transmissionsgrad
$\tau$	[s]	Zeitskala
$\varphi$	[-]	Äquivalenzverhältnis
$\psi$	[-]	Atimutalwinkel
$\omega$	[1/s]	Wirbelfrequenz

### **Abkürzungen**

BVM	Burning Velocity Model
CCD	Charge-Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
DES	Detached Eddy Simulation
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
DNS	Direct Numerical Simulation
DT	Discrete Transfer
EDC	Eddy Dissipation Concept
FLOX <sup>®</sup>	Flameless Oxidation
FRC	Finite Rate Chemistry
HAB	Height Above Burner
ICCD	Intensified Charge-Coupled Device
IRZ	Inner Recirculation Zone



LES	Large Eddy Simulation
MC	Monte Carlo
MRL	Mixing Rate Limiter
ORZ	Outer Recirculation Zone
PIV	Particle Image Velocimetry
PLIF	Planar Laser-Induced Fluorescence
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RNG	Renormalization Group
SAS	Scale-Adaptive Simulation
SG	Single Gray Gas
SGS	Subgrid Scale
SST	Shear Stress Transport
UHC	Unburnt Hydrocarbons
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
WSGG	Weighted Sum of Gray Gases

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit untersucht numerische Modelle bezüglich ihrer Eignung für die aero- und thermodynamische Auslegung FLOX<sup>®</sup>-basierter Brennkammersysteme mit dem Ziel, die Brennkammergeometrie bereits über CFD-Simulationen und ohne eine große Anzahl an kosten- und zeitintensiven Experimenten festlegen zu können. Dazu ist es notwendig, die heute zur Verfügung stehenden numerischen Modelle darauf hin zu untersuchen, inwieweit sie die physikalischen Effekte in einem FLOX<sup>®</sup>-Brennkammersystem abbilden können. Der Fokus liegt dabei auf Modellen, deren Zeit- und Ressourcenbedarf möglichst gering sind, um so den wirtschaftlichen Vorteil der numerischen Simulation gegenüber einer experimentell gestützten Entwicklung möglichst gut ausschöpfen zu können. Detaillierte numerische Modelle, wie sie beispielsweise zur genauen Berechnung der Schadstoffentstehung oder der Vorhersage thermoakustischer Instabilitäten benötigt werden, werden folglich im Rahmen dieser Studie nicht betrachtet.

Zur Erreichung des oben skizzierten Ziels wird in drei Schritten vorgegangen. Zunächst erfolgt die Validierung der numerischen Modelle. Dazu werden anhand eines experimentell vermessenen akademischen Testfalls, der das Grundprinzip der flammenlosen Oxidation (FLOX<sup>®</sup>) widerspiegelt, numerische und experimentelle Daten verglichen. Die höchste Vorhersagegenauigkeit wird dabei mit dem SST-Turbulenzmodell von Menter beim Einsatz des kombinierten EDC/FRC-Verbrennungsmodells erzielt. Von den betrachteten Reaktionsmechanismen liegen die Mechanismen von Westbrook und Dryer sowie der DLR-interne 14-Schrittmechanismus in guter Übereinstimmung zu den Versuchsergebnissen, wobei letzterer bei der Simulation komplexerer Geometrien keine realistische Lage der Wärmefreisetzungszone vorhersagt. Weiterhin wird gezeigt, dass die Wahl thermischer Randbedingungen einen signifikanten Einfluss auf die numerischen Resultate hat, während die Vernachlässigung von Strahlungsverlusten zu keiner deutlichen Veränderung der Vorhersagegenauigkeit führt.

Im zweiten Schritt wird die Eignung der zuvor validierten Modelle für die numerische Auslegung technischer Brennkammergeometrien geprüft. Dazu werden anhand eines Mikrogesturbinen-Brennkammersystems exemplarisch ausgewählte Geometrieparameter mittels Parameteranalysen untersucht. Basierend auf den Simulationsergebnissen kann der Einfluss der entsprechenden Parameter auf das Strömungsfeld und die Temperaturverteilung bewertet werden. Neben dieser rein qualitativen Beurteilung wird der jeweilige Effekt über eine Regressionsanalyse quantifiziert, wobei gezeigt wird, dass die Vorhersagegenauigkeit in hohem Maße von der gewählten Ansatzfunktion abhängig ist.

Zur Bewertung der Aussagekraft der durchgeführten Parameterstudien wird im letzten Abschnitt eine Modellverifizierung durchgeführt. Dazu wird ein technisches Brennkammersystem, das im atmosphärischen Versuch vermessen wurde, mit den zuvor validierten und für die Auslegungsrechnungen genutzten Modellen nachgerechnet. Durch den direkten Vergleich zwischen den experimentellen Daten und den Ergebnissen der numerischen Simulation, die eine sehr gute Übereinstimmung aufweisen, wird somit der Nachweis erbracht, dass die in der Validierung am akademischen Testfall erzielte hohe Vorhersagegenauigkeit auch auf deutlich komplexere, technische Geometrien übertragbar ist.

## Abstract

This thesis examines numerical models for computational fluid dynamics regarding their capabilities for the design of FLOX<sup>®</sup>-based combustion systems. The main goal is to identify a suitable set of models for computer-based aerodynamic and thermodynamic design and optimization of a FLOX<sup>®</sup> combustor, reducing the necessary amount of expensive and time-consuming experimental investigations. As a result, the focus is on models which require only moderate computational resources, thus maximizing the economic advantage of numerical simulations compared to test rig experiments. Detailed numerical investigations, like the prediction of pollutants or thermo-acoustic phenomena, are therefore excluded.

In a first step to meet the above-mentioned goal, a basic model validation is performed. For that purpose the results of numerical simulations are compared to results from a detailed experimental investigation of an academic test rig. The chosen configuration provides the basic features of FLOX<sup>®</sup> combustion. The best performance in terms of prediction accuracy is obtained by using the SST turbulence model combined with the EDC/FRC combustion model. For the reaction mechanism, the DLR-internal 14-step mechanism provides very good results compared to the academic test rig but fails to correctly predict technical combustion systems. In contrast, the mechanisms introduced by Westbrook and Dryer are capable both of correctly predicting the academic test rig and technical combustion systems. In addition, the investigation demonstrates that the choice of thermal boundary conditions has a significant impact on the obtained numerical results. At the same time radiation effects can be neglected for the design of FLOX<sup>®</sup>-based combustion systems operating on natural gas since they only have a minor effect on the overall temperature and species distribution.

In the second part of the thesis, the previously validated numerical models are used for design calculations. Based on a micro gas turbine combustion system, parametric studies are performed by means of analyzing the impact of selected geometric properties on the velocity and temperature distribution. In addition to this merely qualitative evaluation, the obtained results are assessed quantitatively, using regression analysis. It is shown that accuracy is strongly influenced by the chosen function for regression analysis.

Since a technical combustion system is much more complex than an academic test, the last section of this thesis presents model verification. Here experimental test rig data are compared to numerical results for a FLOX<sup>®</sup>-based gas turbine combustion system, equivalent to the baseline of the design studies. This comparison shows a very good agreement between

experimental and numerical data. This suggests that the results from the parametric studies conducted in the previous section can be assumed to be realistic as well.

In summary, the work presented in this thesis reliably proves that CFD models are capable of predicting the velocity and temperature distribution on the one hand and the location of the reaction zone in FLOX<sup>®</sup>-based combustion systems on the other. This means that numerical models can be used for numerical design studies, thus reducing the amount of required experiments within the design process.

# 1 Einleitung

## 1.1 Hintergrund

Die Aufgabe des Brennkammersystems in einer Gasturbine besteht darin, den zugeführten Brennstoff mit dem Luftsauerstoff aufzuoxidieren und durch die dabei freigesetzte Energie das Arbeitsmedium auf die für den Prozess benötigte Turbineneintrittstemperatur aufzuheizen [Joos, 2006]. Dabei sollte der eingesetzte Brennstoff möglichst vollständig umgesetzt werden, um einerseits die zugeführte Leistung vollständig im Gasturbinenprozess zu nutzen und um andererseits die Emissionen von unverbrannten Kohlenwasserstoffen (Unburnt Hydrocarbons, UHC) und Kohlenmonoxid zu minimieren. Neben der Geringhaltung von CO- und UHC-Emissionen ist bei der Auslegung eines Brennkammersystems für Gasturbinen die Reduktion von Stickoxid ( $\text{NO}_x$ )-Emissionen anzustreben. Hinzu kommen die Anforderungen an einen stabilen, zuverlässigen Betrieb des Brennkammersystems über den gesamten Betriebsbereich der Gasturbine, die Herstellung einer langen Lebensdauer der eingesetzten Hardware bei geringen Material- und Herstellungskosten sowie die Minimierung des Druckverlusts bei gleichzeitig möglichst geringem Bauraum [Lefebvre & Ballal, 2010]. Insbesondere für kleine Anlagen, die in der dezentralen Energieerzeugung eingesetzt werden, wird diese Anforderungsliste ergänzt durch eine hohe Brennstoffflexibilität, um eine möglichst weite Bandbreite an alternativen Brennstoffen, wie beispielsweise Biogas oder Holzgas, effizient, zuverlässig und schadstoffarm ohne Modifizierung der Brennerhardware umsetzen zu können.

Aus der großen Anzahl von gewünschten Eigenschaften moderner Brennkammersysteme lässt sich ableiten, dass die Auswahl einer optimalen Konfiguration äußerst komplex ist, zumal einige der oben genannten Punkte, wie beispielsweise die Minimierung des Bauraums und die Maximierung der Brennstoffumsetzung, gegenläufige Forderungen darstellen. Der Auslegungsprozess stellt somit eine Optimierungsaufgabe dar, wobei die Zielparameter teils fest vorgegeben sind, zum Beispiel der stabile, zuverlässige Betrieb über den gesamten Arbeitsbereich der Gasturbine, teils als Grenzwert definiert sind, wie beispielsweise gesetzlich vorgeschriebene Emissionsgrenzwerte oder maximal zulässige Druckverluste.

Die Auslegung neuer Gasturbinenbrenner erfordert folglich ein hohes Maß an Erfahrung. Daneben ist eine große Anzahl an experimentellen Untersuchungen zu allen Entwicklungsstadien notwendig, um die Erfüllung aller Anforderungen an das Brennkammersystem sicherzustellen und Fehlentwicklungen frühzeitig entgegenwirken zu können. Mit fortschreitender Entwicklung numerischer Methoden zur Berechnung reagierender Strömungen sowie einer

kontinuierlich besseren Verfügbarkeit von Rechenkapazitäten zur Durchführung komplexer CFD-Simulationen spielt die Numerik eine zunehmend wichtige Rolle bei der Brennkammerauslegung [Gerlinger, 2005]. Der Fokus liegt dabei vorrangig auf einer Reduzierung von teuren und zeitaufwendigen Versuchen sowie auf einem besseren Verständnis insbesondere der strömungsmechanischen Vorgänge.

## **1.2 Stand der Technik**

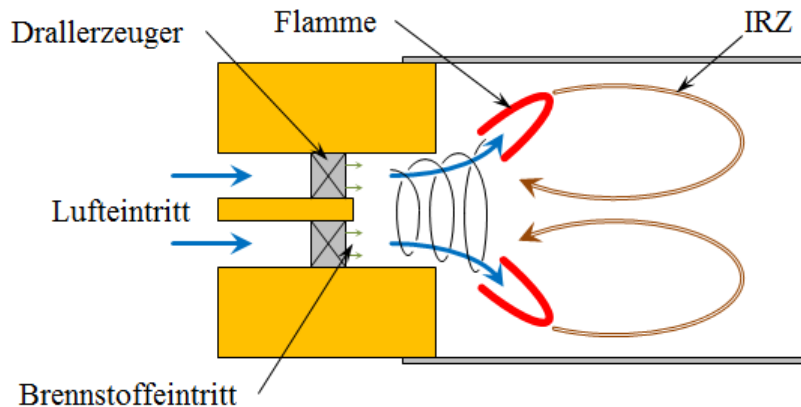
### **1.2.1 Gasturbinenbrenner**

Wie eingangs dargestellt, liegt die Hauptaufgabe eines Brennkammersystems für Gasturbinen in der möglichst vollständigen und schadstoffarmen Umsetzung des Brennstoffs zum Erreichen der geforderten Turbineneintrittstemperatur. Beim Einsatz von Erdgas als Energieträger sind die wesentlichen Schadstoffe, die bei der Auslegung betrachtet werden und die gesetzlich zunehmend restriktiver reglementiert werden,  $\text{NO}_x$  sowie CO und UHC. Die beiden letzten Substanzen sind Zwischenprodukte des Oxidationsprozesses und treten überwiegend im unteren Teillastbereich der Gasturbine auf, wenn die Verbrennungstemperatur zurückgeht und die chemischen Reaktionen langsamer ablaufen [Joos, 2006 / Lefebvre & Ballal, 2010]. Der wesentliche Faktor zur Reduktion dieser Schadstoffe ist eine ausreichend lange Aufenthaltszeit des Abgases in der Brennkammer, um der Reaktion ein Erreichen des chemischen Gleichgewichts zu ermöglichen, was jedoch zu einer verstärkten Bildung von  $\text{NO}_x$  führt.

Die Entstehung von  $\text{NO}_x$  bei der Erdgasverbrennung erfolgt primär über den Zeldovich-Mechanismus [Joos, 2006 / Lefebvre & Ballal, 2010]. Für die Reduktion von  $\text{NO}_x$ -Emissionen ist es somit erforderlich, lokale Temperaturspitzen zu vermeiden. In modernen Brennkammersystemen wird dies durch die magere Vormischverbrennung realisiert [Joos, 2006], wobei die maximalen Temperaturen in der Reaktionszone vom lokalen Äquivalenzverhältnis und somit direkt von der Homogenität der Vermischung von Brennstoff und Verbrennungsluft abhängen.

Für die Stabilisierung der Reaktionszone werden heute drallstabilisierte Brenner eingesetzt [Joos, 2006 / Lefebvre & Ballal, 2010]. Dabei wird entsprechend Abbildung 1.1 die Verbrennungsluft über einen Drallerzeuger, in dem in den meisten Ausführungen der Brennstoff eingedüst wird, in die Brennkammer eingespeist. Aufgrund der Zentripetalkräfte wird die Strömung im Brennraum von der Rotationsachse des Brenners weg getragen, wodurch dort ein Unterdruckgebiet entsteht. Dieses sorgt dafür, dass heißes Abgas aus dem Brennraum in einer inneren Rezirkulationszone (IRZ) zum Brenner transportiert wird. Dieses heiße Gas liefert die notwendige Energie, um das kalte Luft-Brennstoff-Gemisch zu entzünden. Die Flamme stabilisiert sich

in der Regel in den Scherschichten zwischen dem unverbrannten Frischgas und dem rezirkulierten Abgas, wobei die turbulente Flammengeschwindigkeit einen wesentlichen Einfluss auf die Lage der Reaktionszone hat.



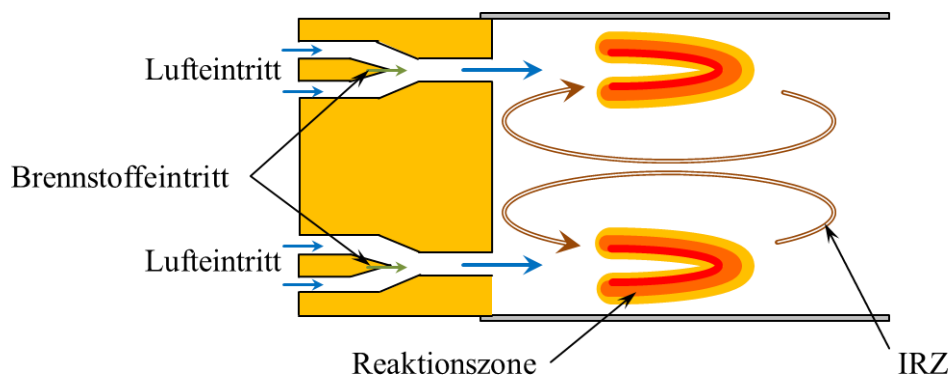
**Abbildung 1.1 Funktionsschema Drallbrenner**

Die Drallströmung, die die Verbrennung stabilisiert, ist hochgradig turbulent und instationär [Widenhorn et al., 2009]. Das hat den Vorteil, dass damit die Mischung von Luft und Brennstoff vor der Verbrennung intensiviert wird. Gleichzeitig birgt diese Instationarität eine erhöhte Gefahr für die Entstehung thermoakustischer Schwingungen und, insbesondere bei sehr mageren Bedingungen, Verbrennungsinstabilitäten [Lieuwen & Yang, 2005 / Lefebvre & Ballal, 2010].

Um das Potential dieses Brennertyps möglichst voll auszunutzen und gleichzeitig einen stabilen Betrieb gewährleisten zu können, erfolgt die Auslegung solcher Brennkammersysteme in der Regel für ein enges Band an Brennstoffen, oder es werden mehrere Stufen für unterschiedliche Brennstoffe vorgesehen [Gadde et al., 2006]. Die Brennstoffflexibilität eines Drallbrenners ist somit in aller Regel eingeschränkt.

Ein anderes Konzept der Verbrennungsführung stellt die flammenlose Oxidation (FLOX<sup>®</sup>) dar [Wünning, 1990]. Hier wird, wie in Abbildung 1.2 skizziert, die Verbrennungsluft mit hoher Geschwindigkeit über mehrere Düsen dem Brennraum zugeführt. Die Düsen sind dabei gleichmäßig mit konstantem Abstand zur Rotationsachse des Brenners angeordnet und die Ausströmrichtung der Düsen ist parallel zur Brennerachse. Der Brennstoff wird in der Regel im Einlauf der Düsen in den Luftstrom injiziert, so dass sich bis zum Eintritt in die Brennkammer eine partielle Vormischung von Brennstoff und Luft einstellt. Im Brennraum erzeugen die Luft-Brennstoff-Jets eine Sogwirkung, die im Bereich zwischen den Strahlen eine innere Reizirkulationszone entstehen lässt, die heißes Abgas zu dem eintretenden Frischgasstrahl transportiert.





**Abbildung 1.2 Funktionsschema FLOX®-Brenner**

Aufgrund der typischerweise sehr hohen Eintrittsgeschwindigkeit des Brennstoff-Luft-Gemischs tritt der Einfluss der Flammgeschwindigkeit an der Stabilisierung der Reaktionszone zurück und die Zündverzugszeit wird relevanter, insbesondere bei mageren Bedingungen. Folglich wird die Zündung des Brennstoff-Luft-Gemischs verzögert, so dass eine weitere Durchmischung von Luft und Brennstoff im Brennraum erfolgt. Gleichzeitig findet in den Scherschichten zwischen Rezirkulationszone und Luft-Brennstoff-Jet eine intensive Vermischung von Frischgas und Abgas statt. Beide Effekte führen zu einer Streckung der Reaktionszone, was im Extremfall zu einer volumetrischen Verbrennung mit optisch kaum sichtbarer Flammenbildung führen kann. Durch dieses Verhalten liegen die lokalen Spitzentemperaturen lediglich geringfügig oberhalb der adiabaten Flammtemperatur, so dass die  $\text{NO}_x$ -Bildung auf ein Minimum reduziert wird [Schütz et al., 2008].

Ein weiterer Vorteil dieser Verbrennungsführung ist die hohe Stabilität des Verbrennungsvorgangs, die insbesondere durch die hohen Rezirkulationsraten gewährleistet wird. Diese führen zum einen dazu, dass der Brenner auch unter extrem mageren Bedingungen noch betrieben werden kann [Zanger et al., 2011], zum anderen bedeutet dies eine systemimmanente Brennstoffflexibilität [Lückerath et al., 2008 / Lammel et al., 2010].

Aufgrund des Funktionsprinzips weisen FLOX®-Brennkammersysteme deutlich weniger instationäre Strömungsphänomene auf als solche mit Drallbrenner. Daraus resultiert, dass die Neigung zu thermoakustischen Schwingungen für FLOX®-Brenner geringer ist als für klassische Drallbrenner [Lammel et al., 2010].

Gegenüber anderen Brennerkonzepten mit interner Abgasrückführung, die in der Literatur diskutiert werden, wie beispielsweise FLOXCOM [Levy et al., 2005] oder die Trapped Vortex Combustion [Hendricks et al., 2004], liegt die Besonderheit des FLOX®-Brenners darin, dass die Abgasrezirkulation ohne strömungsführende Bauteile realisiert wird. Da solche Bauteile

aufgrund der hohen Temperaturen in Gasturbinenbrennkammern zwingend gekühlt werden müssen, bedeutet das eine signifikante Reduktion der Komplexität des Brennkammersystems und folglich auch eine Kostenreduktion.

Brennkammersysteme, die auf dem FLOX<sup>®</sup>-Prinzip basieren, wurden für den Einsatz in atmosphärischen Feuerungsanlagen entwickelt, wo sie heute kommerziell verfügbar sind. Für den Einsatz in Gasturbinen wird das Konzept seit 2004 diskutiert [Vaz et al., 2004]. Neben einer Reihe numerischer Betrachtungen, die das Potential des Konzeptes zur Schadstoffreduktion sowie für den Einsatz alternativer Brennstoffe aufgezeigt haben [Schütz et al., 2008 / Düwig und Fuchs 2005], gibt es erste experimentelle Untersuchungen an Modellbrennkammern, z.B. von Lücknerath et al. [2005] oder Li et al. [2006]. Diese unter gasturbinentypischen Bedingungen im Prüfstand durchgeführten Versuche bestätigen die theoretischen und numerischen Vorhersagen zum Verhalten des FLOX<sup>®</sup>-Brenners und sind ein wesentlicher Baustein zum Verständnis und zur Weiterentwicklung der Technologie. Der Nachweis, dass das FLOX<sup>®</sup>-Konzept für den Einsatz als Gasturbinenbrenner über den gesamten Betriebsbereich geeignet ist, also für den gesamten Lastbereich von Leerlauf der Gasturbine bis Vollast sowie aller transienten Manöver inklusive Zündung, Anfahrt sowie Belasten und Entlasten, steht bislang noch aus.

### **1.2.2 Numerische Auslegung von Brennkammersystemen**

Die Auslegung technischer Brennkammersysteme basiert heute auf einem kombinierten Einsatz experimenteller und numerischer Untersuchungen. Die eingesetzten Methoden variieren abhängig vom Fortschritt des Entwicklungsprozesses. Sie unterscheiden sich dabei sowohl hinsichtlich der Kosten und in Folge dessen der Menge an zu untersuchenden Geometrievarianten, als auch in Bezug auf die Aussagekraft der Ergebnisse in Hinblick auf das Verhalten eines Brenners in der Gasturbine.

Auf der experimentellen Seite werden erste Untersuchungen des Strömungsfelds in der Regel in einem Wasserprüfstand oder einem atmosphärischen Prüfstand ohne Verbrennung durchgeführt. Diese Versuche sind vergleichsweise preiswert, so dass hier verschiedene Hardwarekonfigurationen getestet werden können. Im weiteren Designprozess werden wenige, als erfolgversprechend eingestufte Konzepte in einem atmosphärischen Prüfstand auf ihr Verbrennungs- und Emissionsverhalten hin untersucht. In technisch, zeitlich und finanziell sehr aufwendigen Hochdrucktests wird ein neues Brennerdesign am Ende des Entwicklungszyklus unter maschinenrelevanten Bedingungen, das heißt Druck, Eintrittstemperatur und Leistungsdichte der entsprechenden Gasturbine, betrieben. Diese Versuche dienen in der Regel zur Validierung und Feinabstimmung eines Konzepts. Für weitreichende Parameterstudien zum

Einfluss von Geometrieparametern werden diese Versuche aufgrund der hohen Kosten in der Regel nicht eingesetzt.

Analog zu den experimentellen Untersuchungen steigt auch bei der numerischen Berechnung von Brennkammerkonzepten im Laufe des Entwicklungszyklusses mit abnehmender Bandbreite der zu untersuchenden Einflussparameter die Komplexität der Berechnungen und damit einhergehend die Detailtiefe der Ergebnisse. So lassen sich mittels einfacher stationärer Verfahren auf vergleichsweise groben Rechengittern und parametrisierter Geometrien automatisiert eine weite Bandbreite an Geometrievarianten hinsichtlich des globalen Strömungs- und Temperaturfeldes bewerten. Eine sukzessive Verfeinerung der geometrischen Auflösung sowie der Einsatz detaillierterer numerischer Modelle sorgt im weiteren Verlauf der Entwicklung für tiefere Einblicke in die Vorgänge in der Brennkammer bis hin zu Vorhersagen bezüglich Schadstoffemissionen oder des thermoakustischen Verhaltens, allerdings bei signifikant höherem Ressourcenbedarf hinsichtlich Rechenleistung und Speicherkapazität. Das Ziel der numerischen Simulation ist dabei in allen Entwicklungsstufen ein verbessertes Verständnis der strömungsmechanischen und thermodynamischen Vorgänge in der Brennkammer bei gleichzeitiger Reduktion der im Entwicklungsprozess notwendigen Versuche und Minimierung der Entwicklungskosten [Versteeg & Malalasekera, 2007].

Die numerischen Modelle für die Beschreibung turbulenter Strömungen sind heute so weit ausgereift, dass sich mit vertretbarem Aufwand an Rechenleistung und Speicherkapazität ausreichend genaue Vorhersagen des Strömungsfelds machen lassen [Poinsot & Veynante, 2005]. Dabei sind die Stärken und Schwächen der unterschiedlichen Modellierungsansätze hinreichend bekannt, um mit etwas Erfahrung auch neue Konfigurationen erfolgreich simulieren zu können. Für reagierende Strömungen kommt zusätzlich zur Auswahl des Strömungsmodells noch die Auswahl eines Verbrennungsmodells und eines Reaktionsmechanismus hinzu [Gerlinger, 2005 / Poinsot & Veynante, 2005]. Da die chemischen Vorgänge bei der Verbrennung direkt von strömungsmechanischen Vorgängen beeinflusst werden, muss die Auswahl des Verbrennungsmodells in Abhängigkeit vom Strömungsfeld und von dem für die Simulation der Strömung eingesetzten Turbulenzmodell erfolgen. Abhängig vom gewählten Verbrennungsmodell ergeben sich zusätzlich Beschränkungen bei der Wahl des eingesetzten Reaktionsmechanismus, einerseits durch die numerische Stabilität, andererseits durch den Ressourcenbedarf [Gerlinger, 2005]. Gleichzeitig ist der eingesetzte Mechanismus wiederum maßgebend dafür, welche Daten, wie zum Beispiel Schadstoffemissionen, im Ergebnis der Simulation vorhanden sind oder nicht. Aufgrund der Vielzahl an Abhängigkeiten und Einschränkungen erfordert die

Simulation reagierender Strömung eine große Erfahrung [Poinsot & Veynant, 2005]. Weiterhin ist eine Übertragbarkeit von einer Konfiguration auf eine andere nur bedingt gegeben, so dass ein experimenteller Abgleich von Simulationsergebnissen unabdingbar ist.

### **1.3 Aufgabenstellung und Motivation**

Im Rahmen dieser Arbeit sollen numerische Modelle identifiziert werden, die sich für die Auslegung von FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystemen eignen. Dabei liegt der Fokus auf der Untersuchung des Einflusses unterschiedlicher Geometrieparameter auf die Temperaturverteilung sowie das Strömungsfeld. Für diese Untersuchungen sind insbesondere solche Modelle von Interesse, die mit einem möglichst geringen Ressourcenbedarf die mittlere Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung sowie die Druckverläufe in dem Brennkammersystem beschreiben können. Das langfristige Ziel ist es, schon vor den ersten experimentellen Untersuchungen auf Basis numerischer Simulationen eine Geometrieoptimierung durchzuführen.

Als Grundlage für die Erreichung dieses Ziels werden zunächst verschiedene numerische Modelle für die Beschreibung von Turbulenz, Verbrennung, Reaktionspfad und Strahlung anhand eines akademischen Testfalls auf ihre Eignung zur Beschreibung von eingeschlossenen, jet-stabilisierten Flammen hin untersucht. Die entsprechenden experimentellen Ergebnisse von Lammel et al. [2011] bieten dabei eine sehr detaillierte Basis, aufgrund derer ein qualitativer wie quantitativer Vergleich zwischen numerischer Vorhersage und experimentellen Befunden möglich ist. Darüber hinaus werden die Ergebnisse der Modellvalidierung, soweit möglich, mit Ergebnissen aus der Literatur an vergleichbaren Strömungskonfigurationen verglichen.

Ausgehend von dem validierten numerischen Setup wird ein FLOX<sup>®</sup>-Brennkammersystem für eine Mikrogasturbine untersucht. Dabei wird zunächst der Einfluss von unterschiedlichen Geometrieparametern auf das Strömungs- und Temperaturfeld in der Brennkammer untersucht. Neben dem direkten Vergleich der betrachteten Geometrievarianten werden dabei anhand der vorhandenen Simulationen auch mathematische Modelle zur Designoptimierung angewandt und auf ihre Aussagekraft hin untersucht. Im Anschluss daran werden die Randbedingungen der der Auslegung zugrunde liegenden Mikrogasturbine diskutiert und die daraus resultierenden Auswirkungen auf die Brennerauslegung dargestellt.

Zur abschließenden Verifizierung der Aussagegenauigkeit der Geometriestudien erfolgt im letzten Abschnitt dieser Arbeit ein weiterer Vergleich von numerischen Berechnungen und experimentellen Daten. Im Gegensatz zur eingehenden Modellvalidierung wird hierbei ein technisches Brennkammersystem in einem atmosphärischen Prüfstand untersucht. Die

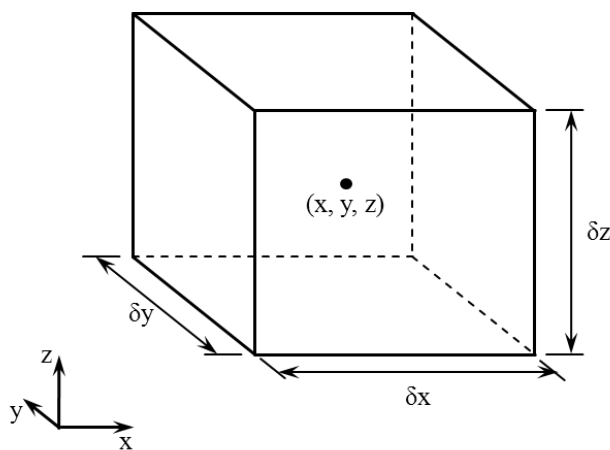
Untersuchungen beinhalten zwei verschiedene Kühlluftsysteme, wobei die experimentellen Daten von Zanger et al. [2011], die der Verifizierung zugrunde liegen, eine geringere Detailtiefe aufweisen als im Falle des akademischen Testfalls. Mit der Verifizierung anhand des technischen Brennkammersystems soll gezeigt werden, dass die Übertragung der numerischen Modelle vom akademischen Validierungstestfall hin zu einer realen Brennkammergeometrie gerechtfertigt ist und somit die Aussagekraft der Geometriestudien stützt.

## 2 Modellierung turbulenter reaktiver Strömungen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der numerischen Simulation reagierender Strömungen dargestellt, wie sie zur numerischen Auslegung von Brennkammersystemen notwendig sind. Die Darstellungen reduzieren sich dabei auf die zum Verständnis der Arbeit notwendigen Aspekte und es wird auf eine weitere Vertiefung der Materie verzichtet. Der interessierte Leser wird an entsprechender Stelle auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen.

### 2.1 Erhaltungs- und Bilanzgleichungen

Die mathematische Beschreibung einer Fluidströmung erfolgt über die physikalischen Erhaltungs- und Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Diese Gleichungen werden für ein Fluidelement der Größe  $\delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$  mit dem Mittelpunkt  $(x, y, z)$ , wie in Abbildung 2.1 dargestellt, ausgewertet. Unter der Annahme, dass das Fluidelement auf makroskopischen Längenskalen untersucht wird, können die Molekularstruktur sowie die molekularen Bewegungen des Fluids vernachlässigt werden. Das Verhalten des Fluids kann in diesem Fall vollständig über makroskopische Größen wie Temperatur, Geschwindigkeit, Druck etc. beschrieben werden.



**Abbildung 2.1** Fluidelement für Erhaltungs-/Bilanzgleichungen  
[Versteeg & Malalasekera, 2007]

Weiterhin wird angenommen, dass die Längen  $\delta x$ ,  $\delta y$  und  $\delta z$  klein sind, so dass die Fluideigenschaften an den Außenflächen des Fluidelements über die ersten beiden Terme einer Taylorreihe mit ausreichender Genauigkeit approximiert werden können. Damit kann beispielsweise die Temperatur auf den Ebenen  $x - \frac{1}{2}\delta x$  bzw.  $x + \frac{1}{2}\delta x$  wie folgt beschrieben werden:

$$T - \frac{\partial T}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \quad \text{bzw.} \quad T + \frac{\partial T}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \quad (2.1)$$

Alle Fluideigenschaften sind sowohl räumlich als auch zeitlich veränderlich, so dass genau genommen  $T(x,y,z,t)$ ,  $\mathbf{u}(x,y,z,t)$ ,  $p(x,y,z,t)$  etc. gilt. Um die Übersichtlichkeit und Lesbarkeit von Formeln zu erhöhen, wird im Folgenden auf die explizite Darstellung der Zeit- und Ortsabhängigkeit verzichtet, so dass  $T$  die Temperatur an der Stelle  $(x,y,z)$  zum Zeitpunkt  $t$  darstellt.

### 2.1.1 Massenerhaltung

Aus dem Gesetz der Massenerhaltung ergibt sich für das in Abbildung 2.1 visualisierte Fluidelement, dass die zeitliche Änderung der Fluidmasse innerhalb des Elements gleich der Summe der ein- und austretenden Massenströme sein muss [Versteeg & Malalasekera, 2007 / Ferziger & Peric, 2008]. Die zeitliche Änderung der Fluidmasse ist dabei durch Formel (2.2) gegeben.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \delta x \delta y \delta z) = \frac{\partial \rho}{\partial t} \delta x \delta y \delta z \quad (2.2)$$

Die ein- und austretenden Massenströme über die sechs Außenflächen des Elements ergeben sich zu

$$\begin{aligned} & \left( \rho u - \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) \delta y \delta z - \left( \rho u + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) \delta y \delta z \\ & + \left( \rho v - \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \frac{1}{2} \delta y \right) \delta x \delta z - \left( \rho v + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \frac{1}{2} \delta y \right) \delta x \delta z \\ & + \left( \rho w - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \frac{1}{2} \delta z \right) \delta x \delta y \\ & - \left( \rho w + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \frac{1}{2} \delta z \right) \delta x \delta y \end{aligned} \quad (2.3)$$

In Formel (2.3) sind Massenströme in das Fluidelement hinein mit einem positiven Vorzeichen versehen, da durch sie die Masse in dem Element ansteigt, und solche aus ihm hinaus mit einem negativen Vorzeichen, da durch sie die Masse im Element abnimmt.

Werden die Formeln (2.2) und (2.3) in die zuvor formulierte Massenbilanz eingesetzt, so ergibt sich, nach einigen mathematischen Umformungen, die dreidimensionale, zeitaufgelöste Kontinuitätsgleichung für kompressible Fluide, Gleichung (2.4).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.4)$$

## 2.1.2 Impulsbilanz

Die Impulsbilanz für ein Fluidelement besagt, dass die Impulsänderung eines Fluidelements der Summe aller auf das Element wirkenden Kräfte entspricht [Versteeg & Malalasekera, 2007 / Ferziger & Peric, 2008]. Die Impulsänderung in die drei Raumrichtungen in kartesischen Koordinaten ist dabei gegeben durch

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{u}) \quad \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{u}) \quad \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \text{div}(\rho w \mathbf{u}) \quad (2.5)$$

Die angreifenden Kräfte können in Oberflächenkräfte (Druckkräfte und viskose Kräfte) und Volumenkräfte (Gravitationskräfte, Zentripetalkräfte, Corioliskräfte und elektromagnetische Kräfte) unterteilt werden. Es ist dabei üblich, die Oberflächenkräfte in der Impulsbilanz einzeln aufzuführen und die Volumenkräfte in Quelltermen zusammenzufassen.

Die Oberflächenkräfte werden durch den auf das Fluidelement einwirkenden Druck  $p$  sowie die viskosen Spannungen  $\tau_{ij}$  hervorgerufen. Die Indices  $i$  und  $j$  in  $\tau_{ij}$  bezeichnen dabei den Anteil des Tensors, der in der Fläche mit der Flächennormalen  $i$  in Koordinatenrichtung  $j$  wirkt, wie in Abbildung 2.2 illustriert.

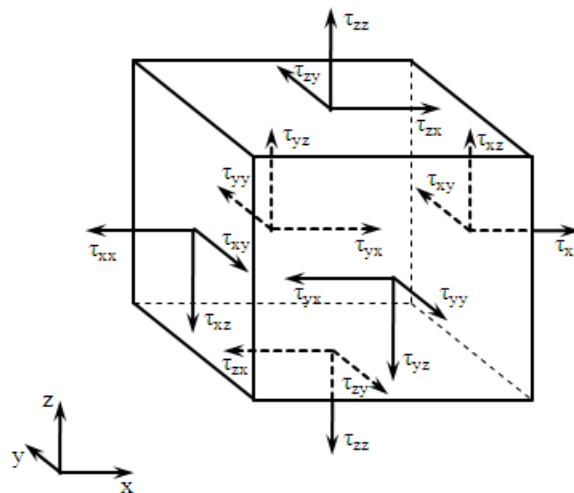
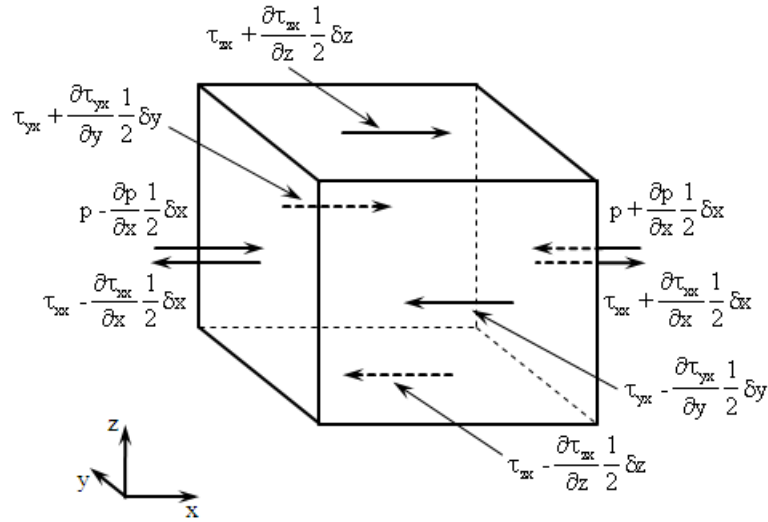


Abbildung 2.2 Viskose Spannungen für ein Fluidelement [Versteeg & Malalasekera, 2007]

Zunächst sollen die in  $x$ -Richtung wirkenden Oberflächenkräfte betrachtet werden. Diese werden, wie in Abbildung 2.3 gezeigt, durch den Druck  $p$  sowie die viskosen Spannungen  $\tau_{xx}$ ,  $\tau_{yx}$  und  $\tau_{zx}$  hervorgerufen. Die resultierende Kraft auf das Fluidelement je Volumeneinheit in  $x$ -Richtung ergibt sich entsprechend (2.6):

$$\frac{\partial(-p + \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial z} \quad (2.6)$$





**Abbildung 2.3 Spannungskomponenten in x-Richtung [Versteeg & Malalasekera, 2007]**

In einem newtonschen Fluid sind die viskosen Spannungen proportional zur Deformation des Fluids. Dementsprechend ergeben sich die Komponenten des Spannungstensors zu

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \operatorname{div}(\mathbf{u}) \quad \tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \operatorname{div}(\mathbf{u}) \quad \tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \operatorname{div}(\mathbf{u}) \quad (2.7)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)$$

In (2.7) ist  $\mu$  die dynamische Viskosität, die die Verbindung zwischen den viskosen Spannungen und der linearen Verformung beschreibt. Der zweite Viskositätsterm  $\lambda$  beschreibt die Relation zwischen der volumetrischen Verformung und den viskosen Spannungen. Für gasförmige Medien kann dieser Term in guter Näherung mit  $\lambda = -2/3\mu$  approximiert werden [Schlichting & Gersten, 2000].

Werden die Volumenkräfte in x-Richtung in dem Quellterm  $S_{Mx}$  zusammengefasst, erhält man durch Einsetzen von (2.7) in (2.6) zusammen mit (2.5), nach einigen mathematischen Umformungen, die Impulsbilanz in x-Richtung [Versteeg & Malalasekera, 2007]:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad}(u)) + S_{Mx} \quad (2.8)$$

Analog zu Gleichung (2.8) lässt sich auch die Impulsbilanz in y- und in z-Richtung herleiten:

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \text{div}(\mu \text{grad}(v)) + S_{My} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \text{div}(\rho w \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \text{div}(\mu \text{grad}(w)) + S_{Mz} \quad (2.10)$$

### 2.1.3 Energiebilanz

Entsprechend dem ersten Satz der Thermodynamik entspricht die Änderung der Energie eines Fluidelements der Summe aus Wärmezufuhr zu dem Fluidpartikel und der am Fluidpartikel verrichteten Arbeit [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Die Änderung der Energie ist dabei durch Gleichung (2.11) gegeben, wobei für die Gesamtenergie  $E$  und die innere Energie  $i$  der Zusammenhang  $E = i + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$  gilt:

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \text{div}(\rho E \mathbf{u}) \quad (2.11)$$

Die Wärmeströme in und aus dem Fluidelement sind in Abbildung 2.4 dargestellt. In x-Richtung ergibt sich somit ein Gesamtwärmestrom von

$$\left[ \left( q_x - \frac{\partial q_x}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) - \left( q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) \right] \delta y \delta z = -\frac{\partial q_x}{\partial x} \delta x \delta y \delta z \quad (2.12)$$

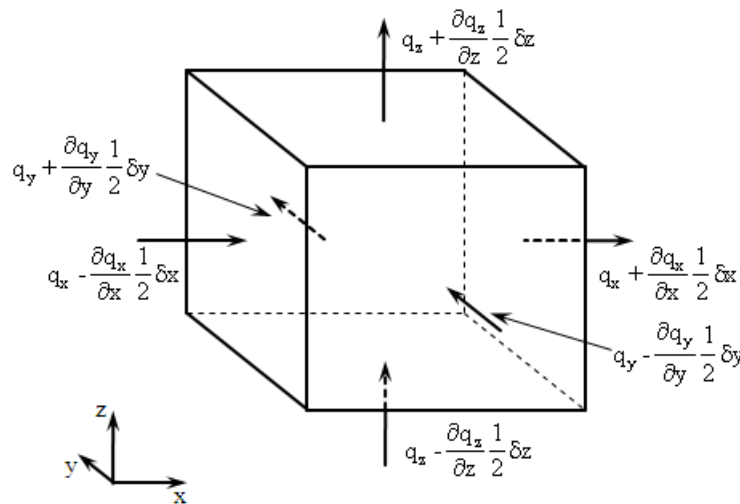


Abbildung 2.4 Wärmeströme in und aus dem Fluidelement [Versteeg & Malalasekera, 2007]

Analog zu (2.12) gilt für die y- und z-Richtung:

$$-\frac{\partial q_y}{\partial y} \delta x \delta y \delta z \quad (2.13)$$

$$-\frac{\partial q_z}{\partial z} \delta x \delta y \delta z \quad (2.14)$$

Der pro Volumeneinheit dem Fluidelement zugeführte Wärmestrom ergibt sich gemäß (2.15) aus (2.12) bis (2.14), geteilt durch das Fluidvolumen  $\delta x \delta y \delta z$ .

$$-\frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} - \frac{\partial q_z}{\partial z} = -\text{div}(\mathbf{q}) \quad (2.15)$$

Nach dem Fourierschen Gesetz gilt:

$$\mathbf{q} = -k \text{grad}(T) \quad (2.16)$$

Die von Oberflächenkräften am Fluidelement verrichtete Arbeit führt zu einer Temperaturänderung des Fluidelements und muss somit in der Energiebilanz berücksichtigt werden. Die Arbeit entspricht dabei dem Produkt der Kraft und der Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Kraftwirkung. In x-Richtung ergibt sich folglich aus den in Gleichung (2.6) aufgeführten Kräften

$$\left[ \frac{\partial(u(-p + \tau_{xx}))}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} \right] \delta x \delta y \delta z \quad (2.17)$$

Analog gilt für die y- und die z-Richtung

$$\left[ \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v(-p + \tau_{yy}))}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} \right] \delta x \delta y \delta z \quad (2.18)$$

$$\left[ \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w(-p + \tau_{zz}))}{\partial z} \right] \delta x \delta y \delta z \quad (2.19)$$

Die gesamte Arbeit je Volumeneinheit, Gleichung (2.20), errechnet sich aus der Zusammenfassung von (2.17) bis (2.19) und anschließendem Dividieren durch das Volumen des Fluidelements.

$$-\text{div}(p\mathbf{u}) + \left[ \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} \right] \quad (2.20)$$

Wird analog zur Impulsbilanz ein Quellterm  $S_E$  eingeführt, der die Freisetzung von Energie innerhalb des Fluidelements beschreibt, so ergibt sich die Energiebilanz (2.21) aus (2.11), (2.15), (2.16) und (2.20):

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \mathbf{u}) & \quad (2.21) \\
& = -\operatorname{div}(p \mathbf{u}) \\
& + \left[ \frac{\partial(u \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u \tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u \tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v \tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v \tau_{yy})}{\partial y} \right. \\
& \left. + \frac{\partial(v \tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w \tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w \tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w \tau_{zz})}{\partial z} \right] \\
& + \operatorname{div}(k \operatorname{grad}(T)) + S_E
\end{aligned}$$

#### 2.1.4 Zustandsgleichungen

Die Massenerhaltung, Gleichung (2.4), die Impulsbilanz in die drei Raumrichtungen, Gleichungen (2.8) bis (2.10), und die Energiebilanz, Gleichung (2.21), liefern fünf partielle Differentialgleichungen. Demgegenüber wird das Strömungsfeld durch sieben unabhängige Variablen,  $\mathbf{u}$ ,  $\rho$ ,  $p$ ,  $i$  und  $T$ , beschrieben, wobei  $i$  die innere Energie ist. Die fehlende Verknüpfung ist durch die Zustandsgleichungen gegeben, die unter der Annahme eines Gleichgewichtszustandes den Zusammenhang der thermodynamischen Zustandsvariablen beschreiben. Für ein ideales Gas sind die Zustandsgleichungen gegeben zu [Versteeg & Malalasekera, 2007]

$$p = \rho RT \quad (2.22)$$

$$i = C_v T \quad (2.23)$$

#### 2.1.5 Skalare Transportgleichung

Es fällt auf, dass die Massenbilanz, Gleichung (2.4), die Impulsbilanz, Gleichungen (2.8) bis (2.10), und die Energiebilanz, Gleichung (2.21), jeweils denselben Aufbau haben. In Analogie zu den vorherigen Gleichungen lässt sich somit für eine beliebige skalare Größe  $\varphi$ , beispielsweise eine Spezieskonzentration, eine Transportgleichung (2.24) formulieren [Versteeg & Malalasekera, 2007 / Ferziger & Peric, 2008]. Dabei stellen  $\Gamma_\varphi$  den Diffusionskoeffizienten und  $S_\varphi$  den Quellterm der Größe  $\varphi$  dar.

$$\frac{\partial(\rho \varphi)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \varphi \mathbf{u}) = \operatorname{div}(\Gamma_\varphi \operatorname{grad}(\varphi)) + S_\varphi \quad (2.24)$$

## 2.2 Turbulenzmodellierung

Bei ausreichend kleinen Längenskalen und ausreichend geringen Geschwindigkeiten, d.h. bei ausreichend geringen Reynoldszahlen, werden Fluidströmungen von Diffusionskräften dominiert [Wilcox, 2006 / Versteeg & Malalasekera, 2007]. Eine solche Strömung wird als laminar bezeichnet und besitzt, soweit die Randbedingungen nicht zeitlich veränderlich sind, eine eindeutige stationäre Lösung. Bei steigender Geschwindigkeit bzw. bei größeren Längenskalen gewinnt der Einfluss der Trägheitskräfte an Bedeutung und die zunächst laminare Strömung wird zusehends instabiler. Ab einer kritischen Reynoldszahl  $Re_{krit}$  verliert die Strömung ihren stationären Charakter und die Strömungsgrößen fluktuieren stochastisch: Die Strömung ist turbulent.

Die charakteristischen Größen einer turbulenten Strömung können, wie in Abbildung 2.5 beispielhaft für die Geschwindigkeit  $u(t)$  aufgezeigt, durch eine Überlagerung eines zeitlich unabhängigen Mittelwertes  $U$  und einer zeitabhängigen Fluktuation  $u'(t)$  abgebildet werden [Versteeg & Malalasekera, 2007 / Ferziger & Peric, 2008]. Diese Aufteilung wird Reynolds-Zerlegung genannt.

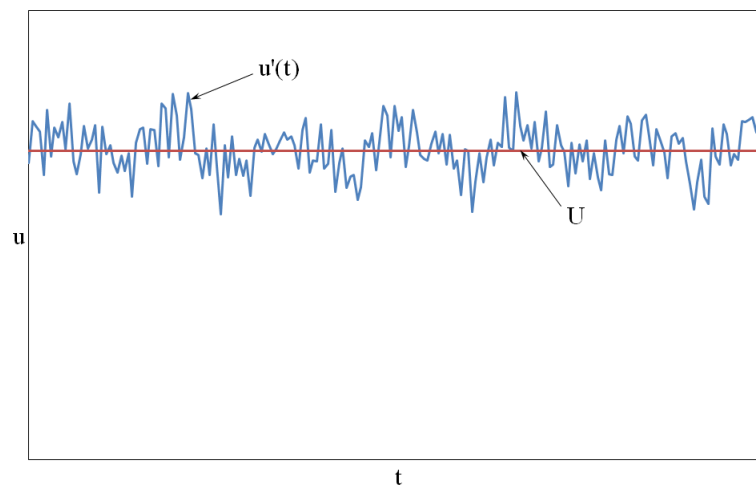


Abbildung 2.5 Turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen [Versteeg & Malalasekera, 2007]

$$u(t) = U + u'(t) \quad (2.25)$$

Die turbulenten Fluktuationen sind räumlich gekoppelt. Diese Wirbelstrukturen sind grundsätzlich dreidimensional und erstrecken sich über einen weiten Bereich von Längenskalen [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Die größeren Wirbel interagieren mit dem Hauptströmungsfeld und entziehen diesem Energie. Durch Wirbelstreckung und Wirbelzerfall entstehen kleinere Wirbel, die wiederum Energie der größeren Wirbelstrukturen aufnehmen. Auf der

kleinsten Längenskala, der so genannten Kolmogorov-Skala, werden die Wirbel und die darin enthaltene Energie dissipiert. Während die mittleren bis größten Wirbelstrukturen in der Regel nicht in alle Raumrichtungen gleich stark ausgeprägt sind, können die kleinen und kleinsten Strukturen in guter Näherung als isotrop angenommen werden.

Die Effekte der Turbulenz auf ein Strömungsfeld lassen sich prinzipiell mit den im Kapitel 2.1 beschriebenen Gleichungen darstellen. Allerdings ist es dazu erforderlich, dass die turbulenten Fluktuationen auf allen Längenskalen, sowohl räumlich als auch zeitlich, aufgelöst werden. Solche als direkte numerische Simulation (DNS) bezeichneten Rechnungen sind äußerst rechenzeit- und damit auch kostenintensiv und werden daher für technische Fragestellungen derzeit nicht angewandt [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Um den Effekt der Turbulenz mit einem vertretbaren Rechen- und Kostenaufwand abbilden zu können, wurden Turbulenzmodelle unterschiedlichen Detaillierungsgrades eingeführt. Die weiteste Verbreitung bei technischen Anwendungen finden dabei die Modelle auf Basis der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (Reynolds-averaged Navier Stokes, RANS), bei denen die Turbulenz vollständig über die Modellierung abgebildet wird, vgl. Kapitel 2.2.1. In Bezug auf Rechenkosten zwischen der DNS und der RANS Modellierung ist die Large Eddy Simulation (LES) angesiedelt. Die LES verfolgt den Ansatz, die großen, anisotropen Wirbelstrukturen räumlich und zeitlich wie die DNS aufzulösen, während die kleinsten, isotropen Strukturen über die Modellierung abgebildet werden. Im Vergleich zur DNS ist somit der räumliche und zeitliche Diskretisierungsaufwand deutlich geringer, jedoch immer noch signifikant höher als für RANS Turbulenzmodelle. Aus diesem Grund wird die LES in der Regel nur dann angewendet, wenn die gewünschten Informationen mit weniger detaillierten Modellen nicht oder nur unzureichend zu erlangen sind, unter anderem bei der Berechnung thermoakustischer Phänomene. Eine detaillierte Beschreibung der LES ist beispielsweise bei Versteeg und Malalasekera [2007] zu finden. Darüber hinaus gibt es weitere Ansätze wie zum Beispiel die Scale Adaptive Simulation (SAS) [Menter & Egorov, 2005] oder die Detached Eddy Simulation (DES) [Wilcox, 2006], die über geeignete Filter versuchen, eine Zwischenlösung zwischen der RANS Modellierung und der LES anzubieten.

### **2.2.1 RANS-Turbulenzmodelle**

Für ingenieurtechnische Fragestellungen ist es nicht immer notwendig, die turbulenten Fluktuationen zeitlich aufzulösen. Von Interesse sind meist lediglich solche Details der turbulenten Strömung, die vom mittleren Strömungsfeld verursacht werden. Es ist folglich möglich, die turbulenten Schwankungen aus den Navier-Stokes-Gleichungen, Gleichungen (2.4) und

(2.8) bis (2.10), durch zeitliche Mittelung zu entfernen [Herwig, 2006 / Versteeg & Malalasekera, 2007]. Dazu wird zunächst die Reynoldszerlegung, Gleichung (2.25), auf die Navier-Stokes Gleichungen angewandt.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho(\mathbf{U} + \mathbf{u}')) = 0 \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho(U + u'))}{\partial t} + \text{div}(\rho(U + u')(\mathbf{U} + \mathbf{u}')) & \quad (2.27) \\ = -\frac{\partial(P + p')}{\partial x} + \text{div}(\mu \text{grad}(U + u')) + S_{Mx} & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho(V + v'))}{\partial t} + \text{div}(\rho(V + v')(\mathbf{U} + \mathbf{u}')) & \quad (2.28) \\ = -\frac{\partial(P + p')}{\partial y} + \text{div}(\mu \text{grad}(V + v')) + S_{My} & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho(W + w'))}{\partial t} + \text{div}(\rho(W + w')(\mathbf{U} + \mathbf{u}')) & \quad (2.29) \\ = -\frac{\partial(P + p')}{\partial z} + \text{div}(\mu \text{grad}(W + w')) + S_{Mz} & \end{aligned}$$

Werden die Gleichungen (2.26) bis (2.29) zeitlich gemittelt und entsprechend Gleichung (2.30) Favre gemittelt, so ergeben sich, nach einigen Umformungen, die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS = Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations):

$$\tilde{u} = \frac{\bar{\rho} \bar{u}}{\rho} \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho} \tilde{\mathbf{U}}) = 0 \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{U})}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho} \tilde{U} \tilde{\mathbf{U}}) & = -\frac{\partial P}{\partial x} + \text{div}(\mu \text{grad}(U)) & (2.32) \\ + \left[ -\frac{\partial(\overline{\rho u'^2})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\rho u' v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{\rho u' w'})}{\partial z} \right] & + S_{Mx} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{V})}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho} \tilde{V} \tilde{\mathbf{U}}) & = -\frac{\partial P}{\partial y} + \text{div}(\mu \text{grad}(V)) & (2.33) \\ + \left[ -\frac{\partial(\overline{\rho u' v'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\rho v'^2})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{\rho v' w'})}{\partial z} \right] & + S_{My} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{W})}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho}\tilde{W}\tilde{U}) &= -\frac{\partial P}{\partial z} + \text{div}(\mu \text{grad}(W)) \\ &+ \left[ -\frac{\partial(\overline{\rho u'w'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\rho v'w'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{\rho w'^2})}{\partial z} \right] + S_{Mz} \end{aligned} \quad (2.34)$$

Analog lässt sich auch die allgemeine skalare Transportgleichung, (2.24), in der reynoldsgemittelten Form angeben, wobei eine Reynoldszerlegung entsprechend  $\varphi(t) = \Phi + \varphi'(t)$  angesetzt wird:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{\Phi})}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho}\tilde{\Phi}\tilde{U}) &= \text{div}(\Gamma \text{grad}(\Phi)) \\ &+ \left[ -\frac{\partial(\overline{\rho u'\varphi'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\rho v'\varphi'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{\rho w'\varphi'})}{\partial z} \right] + S_{\varphi} \end{aligned} \quad (2.35)$$

In den RANS-Gleichungen finden sich neben den mittleren Strömungsgrößen auch Korrelationen von Fluktuationsgrößen. Diese Größen werden bei der zeitlichen Mittelung nur dann zu null, wenn die beiden Größen nicht miteinander korrelieren. Das ist jedoch bei turbulenten Wirbelstrukturen im Allgemeinen nicht der Fall. Die neu entstandenen Terme nennt man Reynolds-Spannungen ( $\rho u_i' u_j'$ ) bzw. turbulenten Skalarfluss ( $\rho u_i' \varphi'$ ). Da die Reynolds-Spannungen und die turbulenten skalaren Flüsse zusätzliche Unbekannte darstellen, für die keine zusätzlichen Gleichungen zur Verfügung stehen, müssen diese Größen über Turbulenzmodelle modelliert werden. Für die Reynoldsspannungen wird dazu in der Regel der Ansatz von Boussinesq [Boussinesq, 1877], Gleichung (2.36), heran gezogen, wobei  $\delta_{ij}$  das Kroneckerdelta ( $\delta_{ij} = 1$  für  $i = j$  und  $\delta_{ij} = 0$  für  $i \neq j$ ),  $\mu_t$  die Wirbelviskosität und  $k$  die turbulente kinetische Energie und ist. Letztere ist unbekannt und muss folglich über ein Modell beschrieben werden.

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (2.36)$$

Entsprechend der Anzahl der zur Modellierung der Wirbelviskosität eingesetzten Transportgleichungen wird zwischen Eingleichungsmodellen, Zweigleichungsmodellen und Mehrgleichungsmodellen unterschieden [Versteeg und Malalasekera, 2007], wobei der Rechenaufwand mit steigender Anzahl an Transportgleichungen ansteigt. In der industriellen Praxis haben sich dabei vor allem die Zweigleichungsmodelle etabliert. Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten RANS-Turbulenzmodelle beschrieben.



### 2.2.1.1 $k\varepsilon$ -Modell

Ein wesentlicher Effekt der Turbulenz auf das Strömungsfeld ist, wie bereits ausgeführt, dass sie der Hauptströmung Energie entzieht. Im Standard  $k\varepsilon$ -Modell [Launder & Spalding, 1974] wird dieser Effekt über die turbulente kinetische Energie  $k$  und die Wirbeldissipation  $\varepsilon$  beschrieben.

Die instantane kinetische Energie eines Fluids  $k(t)$  lässt sich als Überlagerung der mittleren kinetischen Energie  $K = \frac{1}{2} (U^2 + V^2 + W^2)$  und der turbulenten kinetischen Energie  $k = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2)$  darstellen [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Die Produktion von turbulenter kinetischer Energie leitet sich dabei von der Streckungsrate des Fluids ab [Launder & Spalding, 1974]:

$$2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} = 2\mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2.37)$$

In (2.37) ist  $\mu_t$  die Wirbelviskosität mit der Modellkonstante  $C_\mu=0.09$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.38)$$

Die Dissipation von turbulenter kinetischer Energie wird über die Wirbeldissipation beschrieben und ergibt sich zu  $\rho \cdot \varepsilon$ . Damit lässt sich mit dem Diffusionskoeffizienten  $\Gamma_k = \mu_k/\sigma_k$  und der Modellkonstanten  $\sigma_k = 1.00$  die Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie wie folgt definieren:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \mathbf{U}) = \text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad}(k)\right) + 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - \rho \varepsilon \quad (2.39)$$

Die Transportgleichung für die Wirbeldissipation ergibt sich zu

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho \varepsilon \mathbf{U}) = \text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \text{grad}(\varepsilon)\right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.40)$$

Die Modellkonstanten in Gleichung (2.40) haben dabei die Werte  $\sigma_\varepsilon = 1.30$ ,  $C_{1\varepsilon} = 1.44$  und  $C_{2\varepsilon} = 1.92$ . Das  $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell gehört zu den am besten validierten Turbulenzmodellen und liefert für viele ingenieurtechnisch relevante Strömungen gute Ergebnisse [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Da das Modell jedoch von einer isotropen Verteilung der Turbulenz ausgeht, zeigt es insbesondere bei Strömungen mit stark anisotroper Turbulenzverteilung Schwächen. Auch bei der Vorhersage von zusätzlichen Spannungen, wie sie beispielsweise in gekrümmten

Grenzschichten oder in Drallströmungen auftreten, ergeben sich oftmals höhere Abweichungen.

### 2.2.1.2 RNG-kε-Modell

Die Anwendung von Methoden der statistischen Mechanik hat die Möglichkeit zu weitreichenden Erweiterungen von Turbulenzmodellen geliefert [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Der bislang erfolgversprechendste Ansatz ist das streckungssensitive kε-Modell der Renormalization Group [Yakhot et al., 1992]. Analog zum Standard-kε-Modell werden zwei zusätzliche Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie, Gleichung (2.41), sowie für die Wirbeldissipation, Gleichung (2.42), berechnet.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \mathbf{U}) = \text{div}(\alpha_k \mu_{eff} \text{grad}(k)) - \overline{\rho u'_i u'_j} \cdot S_{ij} - \rho \varepsilon \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho \varepsilon \mathbf{U}) = \text{div}(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \text{grad}(\varepsilon)) - C_{1\varepsilon}^* \frac{\varepsilon}{k} \overline{\rho u'_i u'_j} \cdot S_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.42)$$

Die effektive Viskosität  $\mu_{eff}$  ergibt sich aus der Summe von dynamischer Viskosität  $\mu$  und Wirbelviskosität  $\mu_t$ :  $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ . Die Modellkonstanten sind  $C_\mu = 0,0845$ ,  $\alpha_k = \alpha_\varepsilon = 1,39$  und  $C_{2\varepsilon} = 1,68$ . Die Sensitivität gegenüber Streckung kommt über den Koeffizienten  $C_{1\varepsilon}^*$  in das Modell, der nach Gleichung (2.43) berechnet wird. Die Modellkonstanten haben die Werte  $C_{1\varepsilon} = 1,42$ ,  $\eta_0 = 4,377$  und  $\beta = 0,012$ .

$$C_{1\varepsilon}^* = C_{1\varepsilon} - \frac{\eta(1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta\eta^3} \quad (2.43)$$

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{2S_{ij} \cdot S_{ij}} \quad (2.44)$$

Die Vorhersagegenauigkeit des RNG-kε-Modells ist bei gewissen Strömungskonfigurationen, zum Beispiel einer rückfallenden Stufe oder einem Rohrdiffusor, höher als die des Standard-kε-Modells [Versteeg & Malalasekera, 2007]. In anderen Konfigurationen hingegen wird der Effekt von zusätzlichen Streckungsraten falsch vorhergesagt, so dass die Ergebnisse schlechter als die des Standardmodells ausfallen. Beiden Modellen gemeinsam ist, dass sie von einer isotropen Turbulenzverteilung ausgehen.

### 2.2.1.3 kω-Modell

Eine weitere Methode zur Beschreibung der Turbulenzeffekte nutzt anstelle der Wirbeldissipation  $\varepsilon$  die Wirbelfrequenz  $\omega$  als zweite Größe neben der turbulenten kinetischen Energie

[Wilcox, 2006]. Die Wirbelfrequenz lässt sich dabei entsprechend Gleichung (2.45) aus der Wirbeldissipation und der turbulenten kinetischen Energie ableiten:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (2.45)$$

Die Wirbelviskosität  $\mu_t$  ergibt sich somit zu

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \quad (2.46)$$

Die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie und die Wirbelfrequenz lauten [Versteeg & Malalasekera, 2007]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \mathbf{U}) &= \text{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \text{grad}(k) \right] \\ &+ \left( 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) - \beta^* \rho k \omega \end{aligned} \quad (2.47)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \text{div}(\rho \omega \mathbf{U}) &= \text{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \text{grad}(\omega) \right] \\ &+ \gamma \left( 2\rho S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3} \rho \omega \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) - \beta_1 \rho \omega^2 \end{aligned} \quad (2.48)$$

Die Modellkonstanten in den Gleichungen (2.47) und (2.48) sind  $\sigma_k = 2.0$ ,  $\sigma_\omega = 2.0$ ,  $\gamma_1 = 0.553$ ,  $\beta_1 = 0.075$  und  $\beta^* = 0.09$ .

Der Vorteil des  $k\omega$ -Modells gegenüber dem  $k\varepsilon$ -Modell liegt in der genaueren Beschreibung der Turbulenz in der Nähe von Wänden [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Schwächen zeigt das  $k\omega$ -Modell hingegen im Freistrom, wo die kinetische turbulente Energie und die Wirbelfrequenz beide gegen null gehen. Nach Gleichung (2.46) weist die Wirbelviskosität bei  $\omega = 0$  eine Singularität auf, so dass für die Wirbelfrequenz Werte größer null angenommen werden müssen. Die angenommenen Werte wiederum haben einen Einfluss auf die numerischen Ergebnisse [Bardina et al., 1997], was die korrekte Vorhersage eines Strömungsfeldes erschwert.

#### 2.2.1.4 SST-Modell

Das Shear-Stress-Transport (SST) Modell von Menter [1994] vereinigt die Vorteile des  $k\varepsilon$ -Modells für den Freistrom mit denen des  $k\omega$ -Modells für die wandnahen Bereiche. Das Modell löst die Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie des  $k\omega$ -Modells, Gleichung (2.47). Als zweite Transportgleichung für den Freistrom wird die  $\varepsilon$ -Gleichung, (2.42) gelöst. Im wandnahen Bereich hingegen wird eine  $\omega$ -Transportgleichung, Gleichung (2.49), genutzt,

die durch die Substitution von  $\varepsilon$  durch  $k \cdot \omega$  gemäß Gleichung (2.45) aus der  $\varepsilon$ -Transportgleichung abgeleitet ist [Versteeg & Malalasekera, 2007]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \text{div}(\rho\omega\mathbf{U}) & \quad (2.49) \\ & = \text{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega,1}} \right) \text{grad}(\omega) \right] \\ & + \gamma_2 \left( 2\rho S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3} \rho \omega \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) - \beta_2 \rho \omega^2 + 2 \frac{\rho}{\sigma_{\omega,2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \end{aligned}$$

Die Modellkonstanten sind  $\sigma_k = 1.0$ ,  $\sigma_{\omega,1} = 2.0$ ,  $\sigma_{\omega,2} = 1.17$ ,  $\gamma_2 = 0.44$  und  $\beta_2 = 0.083$ . Der Übergang zwischen den beiden Berechnungsmethoden wird über eine Übergangsfunktion, Gleichung (2.50), gesteuert, wobei  $C_1$  den mit dem Original  $k\varepsilon$ -Modell berechneten Wert wiedergibt und  $C_2$  den mit dem modifizierten  $k\varepsilon$ -Modell berechneten:

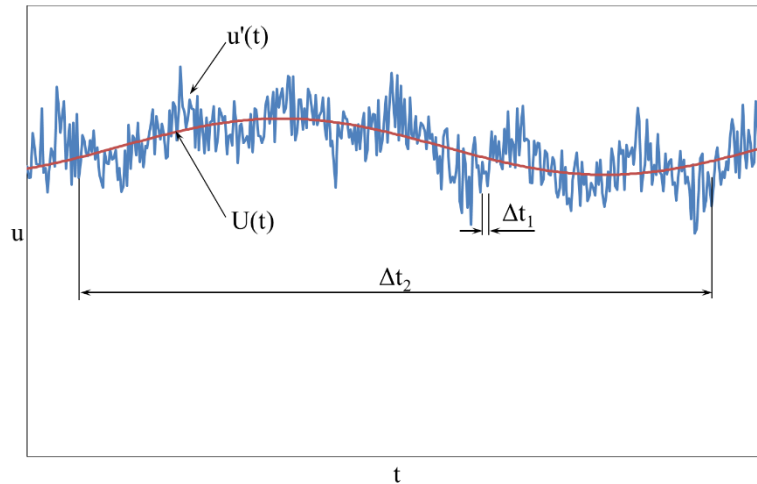
$$C = F_C C_1 + (1 - F_C) C_2 \quad (2.50)$$

Die Blendingfunktion  $F_C$  ist typischerweise eine Funktion vom Turbulenzverhältnis  $l_t = \sqrt{k/\omega}$ , dem Wandabstand  $y$  und der turbulenten Reynoldszahl. Sie ist dabei so zu wählen, dass sie an der Wand den Wert null annimmt, im Freistrom gegen den Wert eins läuft und etwa auf halbem Weg zwischen Wand und Ende der Grenzschicht einen glatten Übergang zwischen diesen Werten liefert. Menter [1994] schlägt dabei Gleichung (2.51) vor, wobei  $y_w$  der Abstand zur nächsten Wand ist und  $CD_{k\omega}$  den positiven Teil des Kreuzdiffusionsterms in Gleichung (2.49) repräsentiert.

$$F_C = \tanh \left( \left[ \min \left\{ \max \left\{ \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y_w}; \frac{500\nu}{y_w^2 \omega} \right\}; \frac{4\rho\sigma_{\omega,2}k}{CD_{k\omega} y_w^2} \right\} \right]^4 \right) \quad (2.51)$$

### 2.2.2 Instationäre RANS-Modellierung

Die im vorangegangenen Kapitel dargestellten RANS-Turbulenzmodelle sind aufgrund der zeitlichen Mittelung nur auf solche Strömungsfelder anwendbar, bei denen, wie in Abbildung 2.5 zu erkennen ist, die mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $U$  zeitlich konstant ist und nur die turbulenten Fluktuationen  $u'(t)$  zeitlich veränderlich sind. In realen Strömungsfeldern ist jedoch auch die mittlere Strömungsgeschwindigkeit oftmals zeitlichen Schwankungen unterworfen, so dass  $U = U(t)$  gilt, wie in Abbildung 2.6 skizziert. Die Reynolds-Zerlegung, Gleichung (2.25), muss folglich entsprechend Gleichung (2.52) angepasst werden.



**Abbildung 2.6** Turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen bei zeitlich veränderlichem mittlerem Strömungsfeld [Wilcox, 2006]

$$u(t) = U(t) + u'(t) \quad (2.52)$$

Die in Kapitel 2.2.1 eingeführte zeitliche Mittelung kann für solche Konfigurationen nicht angewendet werden. Dennoch lässt sich die den RANS Turbulenzmodellen zugrunde liegende Idee auch auf Strömungen mit zeitlich veränderlicher Grundströmung anwenden, indem die Mittelung nicht für einen unendlich langen Zeitraum von  $t \rightarrow \infty$  erfolgt, sondern nur über ein Zeitintervall  $\Delta t$  von  $t \rightarrow t + \Delta t$  [Wilcox, 2006]. Aus diesem Ansatz ergibt sich ein Satz Differentialgleichungen analog zu den Gleichungen (2.30) bis (2.34), die ein zeitlich veränderliches, turbulentes Strömungsfeld beschreiben und daher instationäre Reynolds-gemittelte Navier-Stokes Gleichungen genannt werden (URANS = unsteady RANS). Die URANS Gleichungen können dabei mit allen in Kapitel 2.2.1 beschriebenen Turbulenzmodellen gelöst werden.

Diese beschriebene Vorgehensweise ist allerdings nur dann zulässig, wenn das Zeitintervall  $\Delta t$  der Mittelung deutlich größer ist als die charakteristische Zeitskala der turbulenten Fluktuationen  $\Delta t_1$ , gleichzeitig jedoch signifikant kleiner als die charakteristische Zeitskala der mittleren Strömung  $\Delta t_2$  [Wilcox, 2006]. Diese Annahme ist jedoch nicht pauschal zu treffen und oftmals auch innerhalb einer Strömungskonfiguration nicht an allen Orten gleichermaßen erfüllt. Es besteht daher grundsätzlich die Gefahr, dass beim Einsatz von URANS ein zusätzlicher, systematischer Fehler bei der Simulation gemacht wird. Nichtsdestotrotz stellt dieser Ansatz eine sinnvolle Methode zur Abbildung zeitlich veränderlicher, turbulenter Strömungen bei vergleichsweise geringem Aufwand an Rechenressourcen dar.

## 2.3 Verbrennungsmodellierung

Für die Simulation reaktiver Strömungen müssen neben dem in aller Regel turbulenten Strömungsfeld auch die chemischen Vorgänge berechnet werden. Da an den chemischen Reaktionen eine große Anzahl an Spezies beteiligt ist, für die jeweils eine zusätzliche Transportgleichung gelöst werden muss, steigt der Rechenaufwand für eine reagierende Strömung gegenüber einer nicht reagierenden deutlich an. Die Transportgleichung für den Massenbruch  $Y_I$  einer Spezies  $I$  ist in Gleichung (2.53) gegeben. Der Quell- bzw. Senkenterm  $S_I$  hängt dabei von der molekularen Masse der Spezies  $M_I$  sowie den Reaktionsraten  $R_k$  und Stöchiometriekoeffizienten  $\nu_{k,I}$  aller Reaktionen ab, an denen die Spezies  $I$  beteiligt ist, Gleichung (2.54).

$$\frac{\partial(\rho Y_I)}{\partial t} + \text{div}(\rho Y_I \mathbf{u}) = \text{div}(\Gamma_I \text{grad}(Y_I)) + S_I \quad (2.53)$$

$$S_I = M_I \sum_{k=1, \dots} (\nu''_{k,I} - \nu'_{k,I}) R_k \quad (2.54)$$

Eine zusätzliche Herausforderung stellt die korrekte Wiedergabe der Wechselwirkung zwischen turbulenten Fluktuationen im Strömungsfeld und der chemischen Kinetik dar [Warnatz et al., 2001 / Gerlinger, 2005]. Da diese je nach Strömungsfeld sehr unterschiedlich in den Verbrennungsprozess eingreift, ist es nicht möglich, ein reduziertes, und somit mit vertretbarem Einsatz an Rechenleistung lösbares, Verbrennungsmodell zu formulieren, das für alle Anwendungen gleichermaßen gültig ist.

Zur Beschreibung der unterschiedlichen Flammentypen werden verschiedene, dimensionslose Kenngrößen eingesetzt. Die Karlovitz-Zahl  $Ka$ , Gleichung (2.55), beschreibt das Verhältnis zwischen der Zeitskala der laminaren Flamme  $\tau_L$ , berechnet über die Flammendicke  $\delta_L$  und die laminare Flammengeschwindigkeit  $s_L$ , und der Kolmogorov-Zeitskala  $\tau_K$ , die sich aus der kinematischen Viskosität  $\nu$  und der Wirbeldissipation  $\varepsilon$  berechnet [Warnatz et al., 2001]:

$$Ka = \frac{\tau_L}{\tau_K} = \frac{\delta_L / s_L}{\sqrt{\nu / \varepsilon}} \quad (2.55)$$

Ist die Zeitskala der laminaren Flamme kleiner als die Kolmogorov-Zeitskala, so kann die Flamme als lokal laminar beschrieben werden, auch wenn das Strömungsfeld an sich voll turbulent ist.

Die Damköhler-Zahl  $Da$ , Gleichung (2.56), beschreibt das Verhältnis von makroskopischer Zeitskala der Strömung  $\tau_0$  und der Zeitskala der laminaren Flamme. Dabei ist  $l_0$  die Längenskala der größten Wirbel und  $\rho_0$  die Dichte des unverbrannten Gasmischs:

$$Da = \frac{\tau_0}{\tau_L} = \frac{l_0/u'}{\delta_L/s_L} \quad (2.56)$$

Für Damköhler-Zahlen kleiner als eins ist die durch die Strömung induzierte Bewegung schneller als die chemischen Reaktionen. Die Verbrennungszone kann in diesem Fall als perfekt gemischter Reaktor beschrieben werden.

Die unterschiedlichen Bereiche von Damköhler- und Karlovitz-Zahl und die entsprechenden Formen der Flammenfronten lassen sich im Borghi-Diagramm, Abbildung 2.7, darstellen [Borghi, 1985 / Warnatz et al., 2001]. Dabei ist zu beachten, dass eine technische Flamme in der Regel keinen Punkt im Borghi-Diagramm darstellt, sondern, aufgrund von lokalen Änderungen der entsprechenden Größen, einen gewissen Bereich markiert.

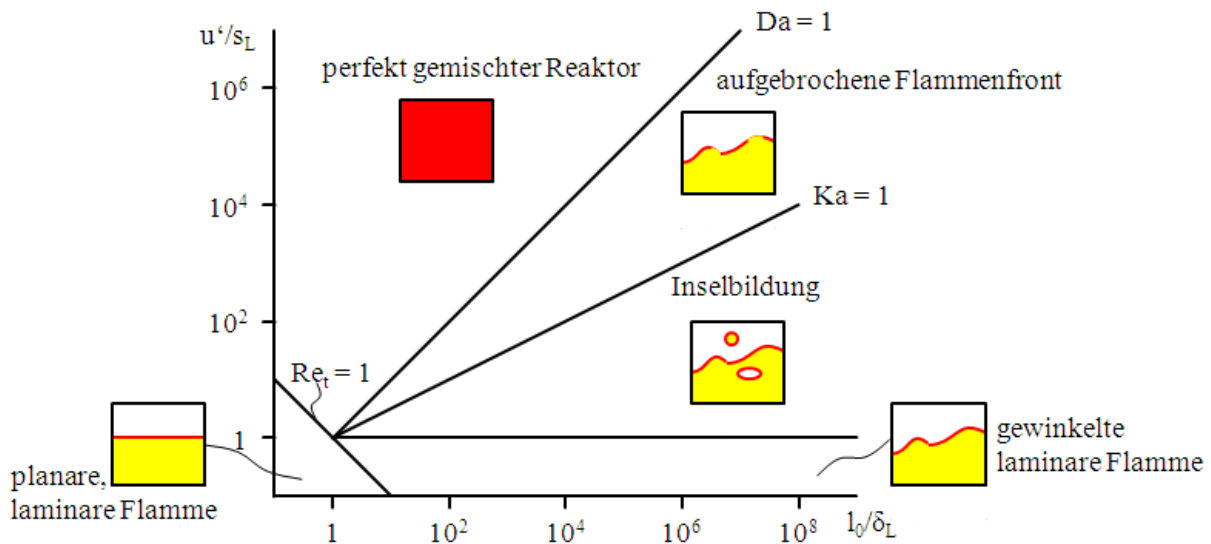


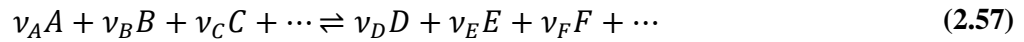
Abbildung 2.7 Borghi-Diagramm [Warnatz et al., 2001]

Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Verbrennungsmodelle vorgestellt. Einen umfassenden Überblick über die numerische Modellierung von Verbrennungsvorgängen sowie eine tiefere Beschreibung der hier dargestellten Modelle bietet die entsprechende Fachliteratur [Gerlinger, 2005 / Poinot & Veynante, 2005].

### 2.3.1 Finite Rate Chemistry Model

Das Finite Rate Chemistry (FRC) Model basiert auf der Annahme, dass die für die Verbrennung relevante Zeitskala die der chemischen Reaktion ist. Diese Annahme gilt für große Damköhler-Zahlen, bei denen die Flamme als lokal laminar angesehen werden kann [Poinot & Veynante, 2005]. Dies entspricht im Borghi-Diagramm dem Bereich der planaren und der gewinkelten laminaren Flammen.

Für eine beliebige Reaktion  $k$ , Gleichung (2.57), ergeben sich die Reaktionsraten [Warnatz et al., 2001] für Vor- und Rückreaktion entsprechend Gleichungen (2.58) und (2.59), wobei  $[I]$  die molare Konzentration der Spezies  $I$  ist.



$$R_k^{(f)} = k_k^{(f)} \prod_{I=A,B,C,\dots} [I]^{\nu_I} \quad (2.58)$$

$$R_k^{(b)} = k_k^{(b)} \prod_{I=D,E,F,\dots} [I]^{\nu_I} \quad (2.59)$$

Die Bruttoreaktionsrate ergibt sich aus der Differenz von Vor- und Rückreaktion:

$$R_k = \left( k_k^{(f)} \prod_{I=A,B,C,\dots} [I]^{\nu_I} - k_k^{(b)} \prod_{I=D,E,F,\dots} [I]^{\nu_I} \right) \quad (2.60)$$

Die Geschwindigkeitskoeffizienten  $k_k$  in Gleichungen (2.58) bis (2.60) berechnen sich über den Arrhenius Ansatz, Gleichung (2.61):

$$k_k = A_k T^{\beta_k} \exp\left(-\frac{E_k}{\Re T}\right) \quad (2.61)$$

Der Vorfaktor  $A_k$ , der Temperaturexponent  $\beta_k$  und die Aktivierungsenergie  $E_k$  hängen von der jeweiligen Reaktion ab. Die entsprechenden Werte sind in Datenbanken, z.B. Baulch et al. [1992], tabelliert.

### 2.3.2 Eddy Dissipation Concept Model

Im Gegensatz zum FRC-Modell geht das Eddy Dissipation Concept (EDC) Model von Magnussen und Hjertager [1976] davon aus, dass die Reaktionsgeschwindigkeit von den turbulenten Mischungsvorgängen bestimmt wird und die chemischen Reaktionen im Vergleich dazu sehr schnell ablaufen, die Damköhler-Zahl folglich kleiner als eins ist.

Die turbulente Mischung wird von den Wirbeleigenschaften dominiert. Die Reaktionsrate ist damit proportional zum Verhältnis von Wirbeldissipation und turbulenter kinetischer Energie:

$$R \propto \frac{\varepsilon}{k} \quad (2.62)$$

Neben der Mischung hängt die Reaktionsrate von der Konzentration der einzelnen Edukte ab. Für die in Gleichung (2.57) gegebene Reaktion  $k$  ergibt sich die Reaktionsrate entsprechend



des sogenannten Edukt-Limiters, Gleichung (2.63). Der Index I läuft dabei über alle Edukt-Spezies der Reaktionsgleichung k. Die Modellkonstante A hat den Wert  $A = 4.0$ :

$$R_k = A \frac{\varepsilon}{k} \min \left( \frac{[I]}{\nu_I} \right)_{I=A,B,C,\dots} \quad (2.63)$$

Über den Edukt-Limiter wird ausschließlich die Vorwärtsreaktion berechnet. Soll die Rückreaktion mit berücksichtigt werden, so wird zusätzlich der so genannte Produkt-Limiter, Gleichung (2.64), ausgewertet. Der Index I läuft bei der Bestimmung des Produkt-Limiters über die Produktspezies und die Modellkonstante B hat den Standardwert  $B = 0.5$ .

$$R_k = AB \frac{\varepsilon \sum_{I=D,E,F,\dots} [I] M_I}{k \sum_{I=D,E,F,\dots} \nu_I M_I} \quad (2.64)$$

Die Gesamtreaktionsrate ergibt sich aus dem Minimum von Edukt-Limiter und Produkt-Limiter. Es kann vorkommen, dass das EDC-Modell in wandnahen Bereichen unphysikalisch hohe Reaktionsraten vorhersagt, da das  $\varepsilon/k$ -Verhältnis in der Wandgrenzschicht sehr groß wird. Um dieses Verhalten zu unterbinden, kann ein sogenannter Mixing Rate Limiter (MRL) als Obergrenze für die turbulente Mischung  $\varepsilon/k$  eingeführt werden, oberhalb dessen keine chemischen Reaktionen mehr berechnet werden [Ansys, Inc., 2009]. Der Standardwert für diesen Limiter liegt bei  $MRL = 2500^{1/3}$ . Eine weitere Option zum EDC Modell stellt die Extinction Temperature  $T_{ext}$  dar, die die Verlöschgrenze der Flamme berücksichtigt [Ansys, Inc., 2009]. Unterhalb dieser Grenztemperatur wird die Reaktionsrate zu null gesetzt. Für eine Methan-Luft-Flamme liegt die Grenztemperatur standardmäßig bei  $T_{ext} = 900K$ .

### 2.3.3 Kombiniertes EDC/FRC-Modell

In der Regel ist eine Flamme nicht in allen Bereichen ausschließlich von der turbulenten Mischung oder nur von der chemischen Zeitskala dominiert. Oftmals ist sogar an einem Punkt der Flamme für verschiedene Einzelreaktionen die relevante Zeitskala eine andere. Das kombinierte EDC/FRC-Modell [Ansys, Inc., 2009] trägt diesem Effekt Rechnung. Das Modell berechnet zunächst die Reaktionsraten nach dem FRC-Modell (vgl. Kapitel 2.3.1) und nach dem EDC-Modell (vgl. Kapitel 2.3.2) separat voneinander. Als Reaktionsrate für das kombinierte Modell wird anschließend der geringere der beiden Werte übernommen. Diese Prozedur wird für jede Einzelreaktion getrennt von den anderen Reaktionen durchgeführt. Damit wird sichergestellt, dass in jedem Fall die für die Reaktion zeitbestimmende Zeitskala gewählt wird.

### 2.3.4 Reaktionsmechanismen

Zur Beschreibung der chemischen Vorgänge werden insgesamt fünf Reaktionsmechanismen unterschiedlichen Detaillierungsgrads berücksichtigt. Der kleinste genutzte Mechanismus ist dabei der globale Einschritt-Mechanismus nach Westbrook und Dryer [1981], Gleichung (2.65), mit den Korrekturen von Coffee [1985]:



Ebenfalls von Westbrook und Dryer [1981] wurde ein Zweischnitt-Mechanismus, Gleichungen (2.66) und (2.67), vorgeschlagen, der zusätzlich Kohlenmonoxid als Zwischenprodukt mit berücksichtigt. Beide Mechanismen sind als WD1 (Einschnitt) bzw. als WD2 (Zweischnitt) im kommerziellen Softwarepaket ANSYS CFX, das im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wird, implementiert und für einen weiten Bereich von Äquivalenzverhältnis ( $0,5 \leq \Phi \leq 2,0$ ) und Druck ( $1 \cdot 10^5 \text{ Pa} \leq p \leq 2,5 \cdot 10^6 \text{ Pa}$ ) validiert, wobei für Drücke oberhalb  $4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  zunehmende Abweichungen aufgrund der Vernachlässigung von Druckeffekten festgestellt wurden [Westbrook & Dryer, 1981]:



Analog zum WD2-Mechanismus nehmen Nicol et al. [1999] eine zweistufige Oxidation von Methan mit Kohlenmonoxid als Zwischenprodukt an, jedoch werden hier die Hin- und Rückreaktion der CO-Oxidation getrennt formuliert, Gleichungen (2.68) bis (2.70). Zusätzlich werden in diesem Mechanismus zwei Reaktionsschritte für die Bildung von promptem NO, Gleichung (2.71), sowie thermischem NO, Gleichung (2.72), berücksichtigt. Dieser Mechanismus, der im Folgenden mit dem Kürzel N5 beschrieben wird, wurde speziell für magere Bedingungen erstellt und bei  $\Phi = 0.55$ , einer Vorheiztemperatur von 650 K sowie Drücken von  $1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  und  $1 \cdot 10^6 \text{ Pa}$  validiert.

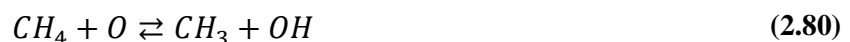




Eine feinere Unterteilung des Methan-Oxidationspfades unternimmt der in CFX implementierte WGS-Fünfschrittmechanismus. Dieser setzt sich aus einer dreistufigen Oxidation nach Westbrook und Dryer [1981] mit Kohlenmonoxid und Wasserstoff als Zwischenprodukte, Gleichungen (2.73) bis (2.75), sowie zwei Reaktionen nach Kovacic und Knill [1994] zur getrennten Beschreibung der Hin- und Rückreaktion der Wasser-Gas-Shift-Reaktion, Gleichungen (2.76) und (2.77), zusammen. Der Validierungsbereich entspricht dabei dem des WD1- und WD2-Mechanismus.



Die detaillierteste Beschreibung der chemischen Vorgänge erfolgte über einen DLR-internen 14-Schritt-Reaktionsmechanismus [Slavinskaya, 2011], Gleichungen (2.78) bis (2.91), der eine Reduktion des detaillierten Mechanismus von Li und Williams [1999] darstellt. Der Mechanismus wurde speziell für die magere Verbrennung bei hohem Druck entwickelt, wobei er als einziger hier betrachteter Mechanismus die Druckabhängigkeit der Reaktionen mit abbilden kann.





## 2.4 Strahlungsmodellierung

Die in Kapitel 2.1 vorgestellten Erhaltungs- und Bilanzgleichungen beschreiben den Wärmeaustausch durch Leitung und Konvektion. Der Wärmeaustausch durch Strahlung wird hingegen in vielen CFD-Berechnungen vernachlässigt, da die meisten ingenieurtechnischen Fragestellungen bei der Berechnung gasgefeuerter Gasturbinenbrennkammern von Wärmeleitung und Konvektion dominiert werden. Da sich Wärmestrahlung proportional zur Differenz der Temperatur in der vierten Potenz verhält ( $\dot{q} \propto T^4 - T_\infty^4$ ) wird diese Vereinfachung mit steigendem Temperaturniveau zunehmend unzulänglich [Modest, 2003 / Versteeg & Malalasekera, 2007].

Wärmestrahlung kann über elektromagnetische Wellen beschrieben werden, deren Wellenlänge sich typischerweise im Bereich zwischen 0,1  $\mu\text{m}$  im ultravioletten Bereich und 100  $\mu\text{m}$  im infraroten Bereich bewegt. Die elektromagnetischen Wellen breiten sich mit Lichtgeschwindigkeit im Raum aus. Im Vakuum beträgt diese  $2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ . Typische Strömungsgeschwindigkeiten in technischen Anwendungen liegen dagegen in einem Bereich von  $u < 10^3 \text{ m/s}$ . Es kann daher angenommen werden, dass sich die Strahlung direkt an Änderungen der Randbedingungen anpasst und sich quasi-stationär verhält [Versteeg & Malalasekera, 2007].

Bei der Aufstellung der Erhaltungs- und Bilanzgleichungen, Kapitel 2.1, wurde davon ausgegangen, dass das Volumenelement  $\delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$  ausreichend groß ist und die Molekularbewegungen nicht berücksichtigt werden brauchen. Diese Annahme kann nicht auf

Strahlungsbetrachtungen erweitert werden, da die freie Weglänge eines Photons in einem Gas in der Regel deutlich größer ist als die betrachtete Geometrie, was zu integralen Gleichungen über das gesamte Rechengebiet führt [Modest, 2003].

Strahlung interagiert sowohl mit den ein Fluidvolumen einschließenden Oberflächen, als auch mit dem Fluid selbst. Die von einer Oberfläche abgegebene Strahlungsleistung  $E$  ergibt sich dabei entsprechend Gleichung (2.92) aus der Oberflächentemperatur, wobei  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$  die Stefan-Boltzmann Konstante und  $\varepsilon$  der Emissionskoeffizient ist [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Letzterer hat einen Wert zwischen 1 für einen sogenannten schwarzen Strahler und 0, wobei der Wert sowohl von der Temperatur  $T$ , als auch vom Raumwinkel  $\Omega$  und der Wellenlänge  $\lambda$  abhängig sein kann:  $\varepsilon = \varepsilon(T, \Omega, \lambda)$ .

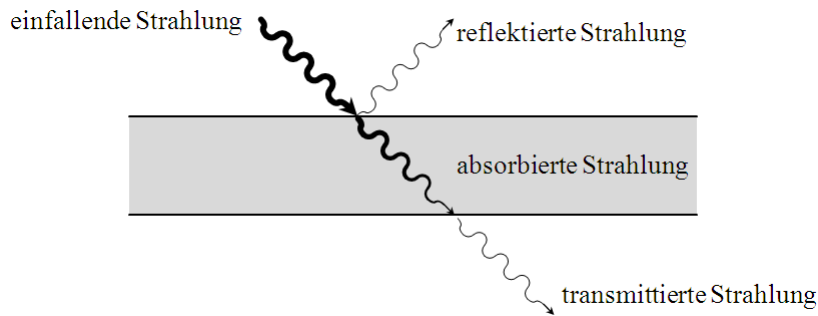
$$E = \varepsilon \sigma T^4 \quad (2.92)$$

Um die Richtungsabhängigkeit der Strahlung zu berücksichtigen, wird in den meisten Fällen nicht die Strahlungsleistung  $E$ , sondern die Intensität  $I$  angegeben, wobei sich die von einer Fläche abgegebene Strahlungsleistung aus dem Integral über den gesamten Raumwinkel ergibt, Gleichung (2.93), wobei der differenzielle Raumwinkel entsprechend Gleichung (2.94) in über den differenziellen Polar- ( $\theta$ ) und Azimutalwinkel ( $\psi$ ) dargestellt wird:

$$E = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I(\theta, \psi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\psi \quad (2.93)$$

$$d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\psi \quad (2.94)$$

Trifft Strahlung auf eine Oberfläche, so kann diese ganz oder teilweise absorbiert, reflektiert oder transmittiert werden, vgl. Abbildung 2.8. Das Verhältnis von absorbiert zur einfallenden Strahlung wird als Absorptionsgrad  $\alpha$  bezeichnet. Analog beschreibt der Reflexionsgrad  $\rho$  den reflektierten Anteil und der Transmissionsgrad  $\tau$  den transmittierten Anteil der einfallenden Strahlung. Alle drei Koeffizienten können von der Temperatur, der Wellenlänge und dem Raumwinkel abhängig sein und werden, neben dem Material, maßgeblich von der Beschaffenheit der Oberfläche bestimmt. Da die eingestrahelte Energie entweder absorbiert, reflektiert oder transmittiert werden muss, ist die Summe aus Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsgrad gleich eins, Gleichung (2.95):



**Abbildung 2.8 Interaktion von Strahlung und Oberfläche [Modest, 2003]**

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (2.95)$$

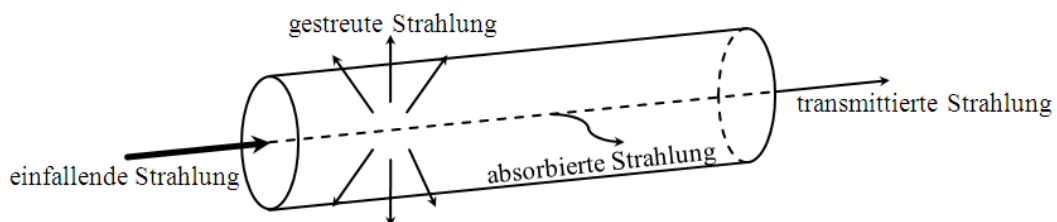
In den meisten CFD-Codes wird davon ausgegangen, dass Oberflächen undurchsichtig ( $\tau = 0$ ) und diffus sind, d.h. unabhängig von der Richtung der einfallenden Strahlung, reflektieren. Mit diesen Annahmen ergibt sich die Energie der von der Oberfläche ausgehenden Strahlung  $q_+$  entsprechend Gleichung (2.96), wobei  $q_-$  die Energie der einfallenden Strahlung ist:

$$q_+ = \varepsilon \sigma T^4 + \rho q_- = \varepsilon \sigma T^4 + (1 - \alpha) q_- \quad (2.96)$$

Durch Einsetzen in Gleichung (2.93) ergibt sich die richtungsunabhängige Intensität der von der Oberfläche ausgehenden Strahlung gemäß Gleichung (2.97):

$$I_+ = \frac{q_+}{\pi} = \frac{\varepsilon}{\pi} \sigma T^4 + \frac{1 - \varepsilon}{\pi} q_- \quad (2.97)$$

Durchläuft Strahlung, wie in Abbildung 2.9 gezeigt, ein Fluidvolumen, so kann ein Teil der einfallenden Strahlung vom Fluid absorbiert oder an einzelnen Fluidteilchen gestreut werden. Der Anteil der einfallenden Strahlung, der je Meter Lauflänge absorbiert wird, wird über den Absorptionskoeffizienten  $\kappa$  beschrieben. In Analogie ist der Streukoeffizient  $\sigma_s$  als Verhältnis von Streuung je Meter Lauflänge zur einfallenden Strahlung definiert. Beide Werte hängen stark vom Fluidmedium ab und sind in der Regel eine Funktion der Fluidtemperatur und der Wellenlänge der einfallenden Strahlung.



**Abbildung 2.9 Interaktion zwischen Strahlung und Fluid [Versteeg & Malalasekera, 2007]**

Die vom Fluid emittierte Strahlung hängt von der Temperatur des Fluids und dem Emissionskoeffizienten ab, wie Gleichung (2.98) zeigt. Die Verteilung der Strahlungsemission ist dabei in der Regel unabhängig vom Raumwinkel:

$$I = \frac{\varepsilon\sigma T^4}{\pi} \quad (2.98)$$

In der Energiebilanz für das Fluidvolumenelement, Gleichung (2.21), wird der Strahlungseinfluss durch einen zusätzlichen Quellterm, Gleichung (2.99), berücksichtigt, der proportional zur Differenz von einfallender ( $q_-$ ) und austretender ( $q_+$ ) Strahlungsenergie ist. Die jeweiligen Energiemengen berechnen sich gemäß (2.100) und (2.101) aus der Intensität der einfallenden bzw. austretenden Strahlung [Modest, 2003]:

$$S_{E,rad} = \frac{1}{\Delta V} \int \mathbf{q}_{rad} \cdot \mathbf{n} dA = \frac{1}{\Delta V} \int (q_- - q_+) dA \quad (2.99)$$

$$q_- = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_-(\theta, \psi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\psi \quad (2.100)$$

$$q_+ = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_+(\theta, \psi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\psi \quad (2.101)$$

Um die in den Gleichungen (2.100) und (2.101) benötigte einfallende und austretende Strahlungsintensität zu bestimmen, muss der Intensitätsverlauf entlang eines Strahls berechnet werden. Die Änderung der Intensität über die Lauflänge  $ds$  entspricht der Differenz von emittierter und absorbiertes Strahlung zuzüglich der Differenz der Streustrahlung in Richtung des Strahls und von diesem weg, Gleichung (2.102). Dabei ist  $I(\mathbf{r}, \mathbf{s})$  die Intensität der Strahlung an der Stelle  $\mathbf{r}$  in Richtung  $\mathbf{s}$  und  $I_b(\mathbf{r})$  die Schwarzkörperintensität  $\sigma T(\mathbf{r})^4/\pi$  an der Stelle  $\mathbf{r}$ :

$$\frac{dI(\mathbf{r}, \mathbf{s})}{ds} = \varepsilon I_b(\mathbf{r}) - \varepsilon I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) - \sigma_s I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} I_-(\mathbf{s}_i) \Phi(\mathbf{s}_i, \mathbf{s}) d\Omega_i \quad (2.102)$$

Mit der Einführung einer dimensionslosen, optischen Koordinate  $\tau$ , Gleichung (2.103), und des Einfachstreuabsorptions  $\omega$ , Gleichung (2.104), vereinfacht sich diese Gleichung, nach einiger Umformung, zu Gleichung (2.105). Es ist dabei üblich, den rechten Teil der Gleichung in einen einzelnen Quellterm  $S(\tau, \mathbf{s})$  zusammenzufassen [Versteeg & Malalasekera, 2007]:

$$\tau = \int_0^s (\kappa + \sigma_s) ds' \quad (2.103)$$

$$\omega = \frac{\sigma_s}{\kappa + \sigma_s} \quad (2.104)$$

$$\frac{dI(\tau, \mathbf{s})}{d\tau} + I(\tau, \mathbf{s}) = (1 - \omega)I_b(\tau) + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} I_-(\mathbf{s}_i) \Phi(\mathbf{s}_i, \mathbf{s}) d\Omega_i = S(\tau, \mathbf{s}) \quad (2.105)$$

Diese sogenannte Strahlungstransportgleichung wird durch Integration entlang eines Strahls gelöst. Dazu ist es notwendig, die Anfangsintensität des Strahls an einer Oberfläche zu kennen. Für einen Punkt  $\mathbf{r}_w$  auf einer undurchsichtigen, diffus emittierenden und reflektierenden Oberfläche kann diese aus Gleichung (2.97) abgeleitet werden:

$$I(\mathbf{r}_w, \mathbf{s}) = \varepsilon I_b(\mathbf{r}_w) + \frac{1 - \varepsilon}{2\pi} \int_{2\pi} I_-(\mathbf{r}_w, \mathbf{s}_i) \mathbf{n} \cdot \mathbf{s}_i d\Omega_i \quad (2.106)$$

Die Gleichungen (2.105) und (2.106) stellen, anders als die Erhaltungs- und Bilanzgleichungen, keine gewöhnlichen Differentialgleichungen dar. Folglich können Strahlungsprobleme nicht auf demselben Weg gelöst werden wie Strömungsprobleme, sondern bedürfen einer anderen numerischen Behandlung. Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Lösungsverfahren vorgestellt. Ein umfassender Überblick über Methoden zur Lösung von Strahlungsproblemen wird beispielsweise von Modest [2003] gegeben.

### 2.4.1 P<sub>N</sub>-Approximation

Die P<sub>N</sub>-Approximation [Jeans, 1917] stellt eine Möglichkeit dar, die Integral-Differentialgleichung für den Strahlungstransport in einen Satz von gewöhnlichen Differentialgleichungen überführen zu können, die dann zusammen mit den übrigen Transportgleichungen gelöst werden können. Aufgrund ihres vergleichbar geringen Rechenaufwands ist die P<sub>N</sub>-Methode weit verbreitet und liefert in vielen Anwendungen gute Ergebnisse [Modest, 2003 / Dannecker et al., 2007]. Allerdings tendiert die Methode bei optisch dünnen Medien und gleichzeitiger anisotroper Intensitätsverteilung zu Fehlern, insbesondere wenn die Geometrie deutlich unterschiedliche Ausdehnungen in den verschiedenen Raumrichtungen aufweist oder die Strahlungsemissionen der Wände deutlich größer sind als die des Fluids [Modest, 2003]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Methode der Strahlungssimulation neben den in den folgenden Kapiteln beschriebenen Ansätzen eingesetzt, allerdings konnte keine numerisch stabile Lösung erzielt werden, vgl. Kapitel 3.5.1. Auf eine detaillierte Darstellung des Modells wird daher



an dieser Stelle verzichtet; eine Herleitung der entsprechenden Gleichungen ist beispielsweise bei Modest [2003] zu finden.

## 2.4.2 Diskrete Transfer-Methode

Die Diskrete Transfer-Methode [Lockwood & Shah, 1981] überführt die Strahlungstransportgleichung nicht, wie im Falle der  $P_N$ -Approximation, in partielle Differentialgleichungen, sondern löst sie entlang des Strahlungswegs diskreter Strahlen. Damit gehört das Modell zu den sogenannten Ray-Tracing-Methoden. Die betrachteten Strahlungsbündel werden bei der Diskrete Transfer-Methode vom Mittelpunkt jedes Oberflächenelements in Richtung des finiten Raumwinkels  $\delta\Omega$  emittiert [Versteeg & Malalasekera, 2007], wobei sich der finite Raumwinkel aus einer Diskretisierung von Polar- und Azimutalwinkel ergibt:

$$\delta\Omega = \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \sin(\theta) d\phi d\theta = 2\sin(\theta) \sin\left(\frac{\delta\theta}{2}\right) \theta \delta\phi \quad (2.107)$$

Beim Durchgang eines Strahlenbündels durch ein Fluidelement von der Position  $n$  zur Position  $n+1$  entlang der Strecke  $\delta s$  ändert sich die Intensität des Strahlenbündels gemäß Gleichung (2.108). Der Quellterm  $S$ , berechnet entsprechend Gleichung (2.109), ist dabei die diskretisierte Form der Strahlungstransportgleichung, Gleichung (2.105), und berücksichtigt sowohl die Strahlungsemission des Elements als auch die Streuung aller durch das Element verlaufender Strahlenbündel. In der Regel wird bei der Berechnung dieses Terms vereinfachend ein zellgemittelter, richtungsunabhängiger Wert bestimmt. Folglich ist die Discrete Transfer-Methode nicht in der Lage, anisotrope Streuung zu beschreiben.

$$I_{n+1} = I_n e^{-(\kappa + \sigma_s)\delta s} + S(1 - e^{-(\kappa + \sigma_s)\delta s}) \quad (2.108)$$

$$S = (1 - \omega)I_b + \frac{\omega}{4\pi} \sum_{i=1}^N I_-(\mathbf{s}_i) \Phi(\mathbf{s}, \mathbf{s}_i) \delta\Omega_i \quad (2.109)$$

Der Strahlungsquellterm für die Energiebilanz des Fluidelements ergibt sich aus der Bilanzierung der Intensität aller Strahlungsbündel über das Volumenelement, Gleichung (2.110). Der Energieeintrag je Strahlungsbündel  $\delta Q_k$  berechnet sich aus Gleichung (2.111), wobei  $A_s$  die Fläche des emittierenden Oberflächenelements darstellt:

$$S_{E,rad} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{k=1}^N \delta Q_k \quad (2.110)$$

$$\delta Q_k = (I_{n+1} - I_n) A_s \cos(\theta_k) \sin(\theta_k) \sin(\delta\theta_k) \delta\phi_k \quad (2.111)$$

Die von einem Oberflächenelement emittierte Intensität  $I_0$  ergibt sich aus der abgegebenen Energie, Gleichung (2.97), wobei diese neben der Oberflächentemperatur und dem Emissionsgrad auch von der reflektierten Energiemenge abhängt. Letztere ergibt sich in diskretisierter Form aus der aufsummierten Intensität aller einfallender Strahlenbündel, Gleichung (2.112):

$$q_- = \sum_{N_\Omega} I_-(\mathbf{s}) \cdot \mathbf{n} \delta\Omega = \sum_{N_R} I_-(\theta, \phi) \cos(\theta) \sin(\theta) \sin(\delta\theta) \delta\phi \quad (2.112)$$

Da  $I_0$  von der, zunächst nicht bekannten, Energie der einfallenden Strahlenbündel  $q_-$  abhängt, erfordert die Discrete Transfer-Methode eine iterative Lösung. Dabei wird in einem ersten Schritt von schwarzen Oberflächen ( $\varepsilon = 1$ , d.h. keine Reflexion) ausgegangen, um eine Startlösung zu generieren. Mit der so erzeugten initialen Strahlungsverteilung lassen sich die einfallenden Strahlungsintensitäten abschätzen, was zu einer verbesserten Lösung führt. Dieser Prozess wird so lange wiederholt, bis das Strahlungsfeld konvergiert.

Die Genauigkeit der Discrete Transfer-Methode wird maßgeblich durch die Diskretisierung von Oberfläche und Raumwinkel bestimmt. Die Auflösung des Raumwinkels hat dabei generell einen stärkeren Einfluss auf den Diskretisierungsfehler als die der Oberflächen [Versteeg & Malalasekera, 2007].

### 2.4.3 Monte-Carlo-Methode

Unter dem Begriff Monte Carlo werden Methoden zusammengefasst, die ein mathematisches Problem über statistische Methoden lösen [Modest, 2003]. Im Rahmen der Berechnung von thermischer Strahlung wurde die Monte-Carlo-Methode erstmals von Howell und Perlmutter [1964] eingesetzt. Es handelt sich bei diesem Verfahren, wie auch bei der Discrete Transfer-Methode, um ein Ray-Tracing Verfahren.

In einem ersten Schritt werden über Zufallszahlen Oberflächenpunkte ausgewählt, von denen aus Strahlungsbündel emittiert werden. Die Richtung, unter der diese emittiert werden, wird dabei ebenfalls über Zufallszahlen bestimmt.

Durchläuft ein Strahlenbündel mit anfänglicher Strahlungsleistung  $E$  ein Fluid mit konstantem Absorptionskoeffizienten  $\kappa$ , so ergibt sich die im Bündel verbleibende Strahlungsleistung  $E_{\text{Bündel}}$  und die absorbierte Strahlungsleistung  $E_{\text{absorbiert}}$  entsprechend Gleichung (2.113) und (2.114). Die Weglänge  $s$  wird dabei aus einer Zufallszahl gemäß Gleichung (2.115) ermittelt [Versteeg & Malalasekera, 2007]:

$$E_{\text{Bündel}} = E e^{-\kappa s} \quad (2.113)$$

$$E_{\text{absorbiert}} = E(1 - e^{-\kappa s}) \quad (2.114)$$

$$s = -\frac{1}{\kappa} \ln(R_l) \quad (2.115)$$

Trifft ein Strahlenbündel auf eine Oberfläche mit Absorptionsgrad  $\alpha$ , so wird eine weitere Zufallszahl  $R_\alpha$  ermittelt. Ist diese kleiner als der Absorptionsgrad  $\alpha$ , so wird das Bündel von der Oberfläche absorbiert, andernfalls wird es reflektiert.

Der Strahlungsquellterm in der Energiebilanz  $S_{E,\text{rad}}$ , vgl. Gleichung (2.99), berechnet sich entsprechend Gleichung (2.116) aus der Differenz von absorbiertes und emittierter Strahlungsleistung eines Volumenelements:

$$S_{E,\text{rad}} = \frac{1}{V} \left( \sum_{\text{absorbierte Bündel}} E_{\text{absorbiert}} - \sum_{\text{emittierte Bündel}} E_{\text{emittiert}} \right) \quad (2.116)$$

Die Vorhersagegenauigkeit der Monte-Carlo-Methode ist in etwa proportional zur Wurzel der Anzahl von berechneten Strahlenbündeln [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Der numerische Aufwand zur Lösung einfacher Strahlungsprobleme ist, verglichen zu anderen Methoden, vergleichsweise hoch, steigt jedoch mit zunehmender Komplexität nur moderat an. Folglich haben Monte-Carlo-Verfahren ihre Stärke insbesondere bei der Berechnung komplexer Strahlungsprobleme [Modest, 2003].

#### 2.4.4 Strahlungseigenschaften von Gasen

Wie eingangs beschrieben, interagieren Gase mit dem Strahlungsfeld, indem sie Strahlung absorbieren und emittieren. Beide Vorgänge hängen vom Absorptionskoeffizienten  $\kappa$  ab. Oftmals wird dabei angenommen, dass dieser Wert über das gesamte Medium konstant und unabhängig von der Wellenlänge ist. Das Fluid wird dann als Einzelnes Graues Gas (Single Gray Gas, SG) bezeichnet [Ansys, Inc., 2009], da es optisch als ein Medium behandelt wird, auch wenn es aus mehreren Spezies besteht. Mit diesem Ansatz vereinfacht sich die Lösung der Strahlungstransportgleichung erheblich, da der Absorptionskoeffizient nicht für jedes Fluidelement berechnet werden muss.

Diese Vereinfachung ist jedoch nur so weit zulässig, wie die Einzelkomponenten des Gases vergleichbare optische Eigenschaften haben bzw. sich die Strahlungseigenschaften des Gasgemisches innerhalb des Rechengebiets nur geringfügig ändern. Diese Annahme kann im Falle

von Verbrennungsvorgängen nicht mehr allgemein getroffen werden, da, im infraroten Wellenlängenbereich, Luft transparent ist, die Hauptverbrennungsprodukte Kohlendioxid und Wasserdampf hingegen einen hohen Absorptionskoeffizienten besitzen [Versteeg & Malalasekera, 2007].

Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Strahlungseigenschaften von Gasgemischen in Abhängigkeit von Temperatur und Gaszusammensetzung zu berechnen, vgl. Modest [2003]. Im Rahmen dieser Arbeit wird, neben der SG-Annahme, die Methode der Gewichteten Summe Grauer Gase (Weighted Sum of Gray Gases, WSGG) von Hottel und Sarofim [1967] verwendet.

Der Absorptionskoeffizient für  $N$  berücksichtigte Graue Gase berechnet sich bei dieser Methode in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Lauflänge  $s$  entsprechend Gleichung (2.117). Die Anzahl der berücksichtigten Grauen Gase ist dabei nicht zwingend identisch mit der Anzahl der Spezies im Gasgemisch. Die Gleichung wurde später von Taylor und Foster [1974] erweitert, indem der Druck durch die Summe der Wasserdampf- und Kohlendioxidpartialdrücke ersetzt wird, Gleichung (2.118). Die temperaturabhängigen Vorfaktoren  $a_{g,i}$  berechnen sich entsprechend Gleichung (2.119), wobei die Summe aller  $a_{g,i}$  eins ergeben muss, Gleichung (2.120).

$$\kappa = \sum_{i=1}^N a_{g,i}(T)(1 - e^{-k_i s p}) \quad (2.117)$$

$$\kappa = \sum_{i=1}^N a_{g,i}(T) \left(1 - e^{-K_i (p_{H_2O} + p_{CO_2}) s}\right) \quad (2.118)$$

$$a_{g,i} = b_{1,i} + b_{2,i} T \quad (2.119)$$

$$\sum_{i=1}^N a_{g,i} = 1 \quad (2.120)$$

Die Modellkonstanten  $k_i$  bzw.  $K_i$ ,  $b_{1,i}$  und  $b_{2,i}$  sind in entsprechenden Tabellenwerken hinterlegt. Im Rahmen dieser Arbeit werden die in Tabelle 2.1 [Taylor & Foster, 1974] aufgelisteten Werte für die Verbrennung gasförmiger Brennstoffe verwendet.

**Tabelle 2.1 Modellkonstanten für die WSGG Methode**

i	$K_i$	$b_{1,n}$	$b_{2,n}$
1	0,00	0,364	0,0000473
2	0,69	0,266	0,0000719
3	7,40	0,252	-0,0000741
4	80,00	0,118	-0,0000452

### **3 Modellvalidierung**

Wie aus Kapitel 2 ersichtlich, stehen eine Vielzahl an numerischen Modellen für die Auslegung von Brennkammersystemen zur Verfügung. Für die Auswahl der einzusetzenden Modelle sind dabei zwei Punkte maßgeblich entscheidend: Zum einen muss die Vorhersagegenauigkeit der eingesetzten Modelle ausreichend hoch sein, um verlässliche Aussagen aus den Simulationsergebnissen ziehen zu können. Zum anderen sollten die von den Modellen benötigten Ressourcen möglichst gering sein, da andernfalls die Kosten und der Zeitbedarf für die Auslegungsrechnungen unnötig steigen.

Die Aussage, welche Modelle für einen Anwendungsfall besser oder schlechter geeignet sind, lässt sich nicht allgemein treffen, sondern hängt von vielen Faktoren ab, die sich teilweise gegenseitig beeinflussen. Es ist folglich notwendig, die numerischen Tools im Vorfeld der eigentlichen Auslegung an einem Testfall zu validieren. Für diese Validierung eignen sich solche Testfälle, die die wesentlichen Charakteristika des angestrebten Designs wiedergeben und für die gleichzeitig ein detaillierter Satz an experimentellen Daten zum Vergleich mit den Simulationsergebnissen vorliegt.

#### **3.1 Experimentelles Setup**

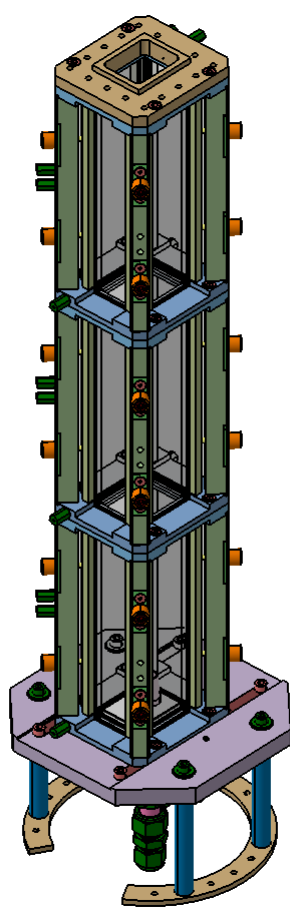
##### **3.1.1 Prüfstand**

Die für die Flammenstabilisierung wesentlichen Charakteristika eines FLOX<sup>®</sup>-Brennkammersystems sind, wie in Kapitel 1.2.1 einleitend ausgeführt, der axial in den Brennraum eingedüste Brennstoff-Luft-Strahl und die dadurch getriebene Abgasrezirkulation. Beide Merkmale werden von der von Lammel et al. [2011] vermessenen eingeschlossenen Jetflamme abgedeckt, weshalb dieser Testfall im Rahmen dieser Arbeit als Referenz für die Modellvalidierung genutzt wird.

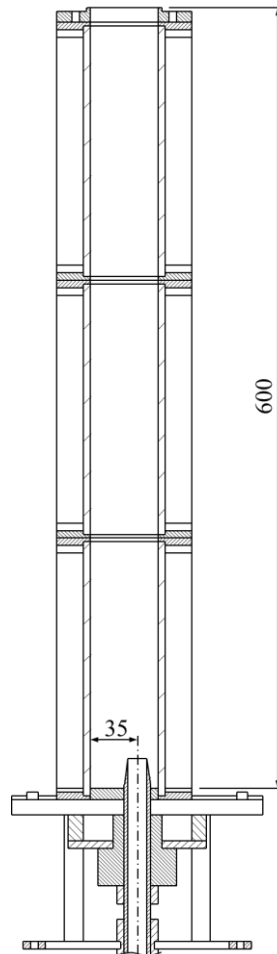
Der Brennraum besteht, wie in Abbildung 3.1 skizziert, aus einer in drei Segmente unterteilten Quarzglasröhre mit einem rechteckigen inneren Querschnitt von 40 x 50 mm<sup>2</sup> und einer Gesamtlänge von 600 mm. An beiden Enden eines Segments befinden sich Verbindungselemente aus Edelstahl. Daneben verfügt jedes Segment über einen wassergekühlten Unterstützungsrahmen, der jedoch keinen direkten Kontakt zum Brennraum hat.

Der Brenner besteht aus einer einzelnen Edelstahldüse mit einem Innendurchmesser von 10 mm, die im Boden am unteren Ende der Brennkammer eingelassen ist. Die Düse ragt 20 mm über die Bodenplatte hinaus in den Brennraum hinein. Sie ist in Richtung der längeren Seite der

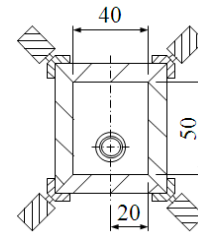
Brennkammer exzentrisch angeordnet, wobei die Teilung 15 mm zu 35 mm beträgt. In der zweiten Raumrichtung liegt die Düse in der Symmetrieebene der Brennkammer.



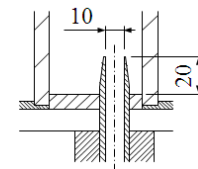
a) 3D-Ansicht



b) Längsschnitt



c) Querschnitt



d) Detailansicht Düse

**Abbildung 3.1 Eingeschlossene Jetflamme: Brennkammergeometrie [Lammel, 2011]**

Die Versorgung des Prüfstands mit Luft und Brennstoff erfolgt über eine mehrteilige Versorgungsinfrastruktur, die in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Zunächst wird trockene Luft in einer elektrischen Leister-Heizpatrone vorgeheizt. Für Particle-Image-Velocimetry (PIV) Messungen, vgl. Kapitel 3.1.3.1, können anschließend über einen Sekundärluftstrang die Seeding-Partikel eingebracht werden. In einem Sulzer-Mischer wird dann der Brennstoff zugegeben und das Brennstoff-Luft-Gemisch homogenisiert, bevor es über einen flexiblen Schlauch der Düse zugeführt wird. Die Länge der Düse beträgt dabei mehr als das 40-fache ihres Durchmessers, so dass am Eintritt in die Brennkammer von einem voll ausgebildeten turbulenten Strömungsprofil ausgegangen werden kann.

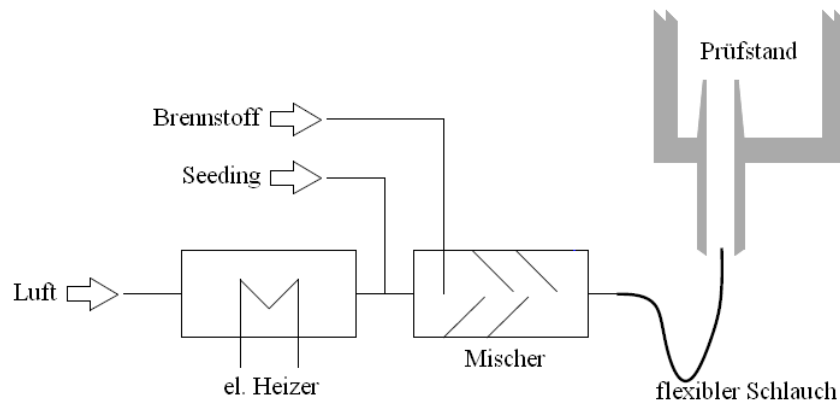


Abbildung 3.2 Eingeschlossene Jetflamme: Versorgungsinfrastruktur [Lammel et al. 2011]

### 3.1.2 Betriebsbedingungen

Die experimentellen Untersuchungen umfassen sowohl die reagierende als auch die nicht-reagierende Strömung, wobei der Einfluss mehrerer Parameter untersucht wurde [Lammel et al., 2011]. Variiert wurde dabei die Vorheiztemperatur (473 K, 573 K und 673 K), die mittlere Austrittsgeschwindigkeit aus der Düse ( $90 \text{ m/s}$  und  $150 \text{ m/s}$ ) sowie das Äquivalenzverhältnis ( $0,62 \leq \Phi \leq 1,00$ ). Weiterhin wurde neben Methan auch Wasserstoff als Brennstoff bei den Messungen eingesetzt.

Der Referenzpunkt für die Modellvalidierung, vgl. Tabelle 3.1, wurde so gewählt, dass er möglichst nah an den angestrebten Betriebsbedingungen des auszulegenden Brennkammersystems liegt. Gleichzeitig wurde darauf geachtet, dass der Datensatz für die reagierende wie auch für die nicht reagierende Strömung möglichst vollständig ist, um eine umfassende Validierung bei ein und denselben Betriebsbedingungen realisieren zu können.

Tabelle 3.1 Betriebsbedingungen Referenzfall

Brennstoff	p [bar]	$T_{\text{jet}}$ [K]	$v_{\text{jet}}$ [ $\text{m/s}$ ]	$\Phi$ [-]	$\dot{m}_{\text{gesamt}}$ [ $\text{g/s}$ ]
CH <sub>4</sub> (nichtreagierend)	1	573	150	0.7	7.08
CH <sub>4</sub> (reagierend)	1	573	150	0.7	7.08

### 3.1.3 Messtechnik

Zur qualitativen und quantitativen Charakterisierung des Strömungsfeldes, der Lage der Wärmefreisetzungszone sowie der Temperatur- und Speziesverteilung wurden verschiedene optische Messtechniken eingesetzt. Die Visualisierung der Flammenstruktur erfolgte mittels OH\*-Chemolumineszenz und planarer Laserinduzierter Fluoreszenz von OH-Radikalen (OH-



PLIF). Zur quantitativen Bestimmung der Massenanteile der Hauptspezies sowie der Temperatur wurde 0D Laser-Raman-Streuung eingesetzt, während das Strömungsfeld mittels Particle Image Velocimetry (PIV) vermessen wurde.

Im Folgenden werden die eingesetzten Messtechniken kurz vorgestellt, um die Aussagekraft der experimentellen Ergebnisse einordnen zu können. Weiterführende Literaturverweise sind an den entsprechenden Stellen angegeben.

### 3.1.3.1 Particle Image Velocimetry

Die Particle Image Velocimetry (PIV) ist ein Verfahren zur quantitativen Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb eines Strömungsfeldes. Dazu werden dem Strömungsfeld Tracer-Partikel, das so genannte Seeding, zugegeben [Raffel et al., 1998]. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Partikel ausreichend klein sind und dem Strömungsfeld folgen. In der Teststrecke werden die Partikel von einem zweidimensionalen Lasersheet zumindest zweimal kurz hintereinander belichtet. Das an den Partikeln reflektierte Licht wird von einer CCD Kamera aufgezeichnet. Über ein entsprechendes Post-Processing lassen sich aus dem zeitlichen Abstand zweier Aufnahmen sowie dem räumlichen Versatz der Partikel zwischen diesen Aufnahmen die Geschwindigkeitskomponenten in der Ebene des Lasersheets bestimmen.

Für die Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes der eingeschlossenen Jetflamme wurden Titandioxidpartikel mit einem Durchmesser von 1  $\mu\text{m}$  als Tracer eingesetzt [Lammel et al., 2011]. Zur Erzeugung des 200 mm breiten Lasersheets wurde ein gepumpter Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Pulsdauer von 5 ns genutzt. Der Abstand zweier zur Geschwindigkeitsmessung eingesetzter Laserpulse lag zwischen 5  $\mu\text{s}$  und 11  $\mu\text{s}$ . Ausgehend von dem zur Geschwindigkeitsbestimmung eingesetzten Algorithmus und der Unsicherheit bei der Auswertung der Aufnahmen wird die Genauigkeit der ermittelten Geschwindigkeit mit  $\pm 2,3 \text{ m/s}$  angegeben [Lammel, 2011].

### 3.1.3.2 Laser-Raman-Spektroskopie

Die Laser-Raman-Spektroskopie ist ein 0D bzw. 1D Verfahren zur simultanen, quantitativen Konzentrationsbestimmung mehrerer Gasspezies. Dazu wird ein Laserstrahl in der Versuchsstrecke fokussiert [Eckbreth, 1996]. Trifft ein Photon des Laserstrahls auf ein Gasmolekül und wird von diesem absorbiert, wird das Molekül durch die aufgenommene Energie in einen elektronisch angeregten, quantenmechanisch unzulässigen Zustand versetzt. Beim Übergang auf einen quantenmechanisch zulässigen Zustand wird die freiwerdende Energie als Streulicht abgegeben. Die Wellenlänge des Streulichtes hängt dabei davon ab, ob das Molekül wieder in

den Grundzustand vor der Anregung zurückfällt (Rayleigh-Streuung) oder auf ein davon abweichendes Energieniveau (Stokes- bzw- Anti-Stokes-Streuung). Das Streulicht wird senkrecht zum einfallenden Laserstrahl detektiert und die Frequenzverteilung mittels eines Spektrometers analysiert. Aufgrund der Frequenzverteilung sowie der Intensität der einzelnen Spektrallinien lässt sich, nach entsprechender Kalibrierung, die Konzentration der untersuchten Spezies am Messpunkt bestimmen. Unter Annahme eines Gleichgewichtszustandes kann bei Messung aller Gaskomponenten aus der Konzentrationsverteilung die Gastemperatur als zusätzliches Ergebnis abgeleitet werden.

Bei der Vermessung der eingeschlossenen Jetflamme wurde ein Dye-Laser mit einer Wellenlänge von 489 nm und einer Pulsdauer von 3  $\mu$ s zur Anregung der Moleküle eingesetzt [Lammel et al., 2011]. Detektiert wurden die Hauptspezies O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O, aus deren Konzentration anschließend die Gastemperatur abgeleitet wurde. Die Mittelwertbildung erfolgte aus 200 Einzelmessungen, wobei das Messvolumen jeweils einen Durchmesser von 0,6 mm und eine Länge von 0.6 mm hatte. Die Ungenauigkeit der Spezies- und Temperaturdaten für die Kalibrierung wird mit unter 5% angegeben, wobei unter experimentellen Bedingungen aufgrund von Reflexionen höhere Abweichungen zu erwarten sind.

### 3.1.3.3 OH\*-Chemolumineszenz

Die Messung der Chemolumineszenz von elektronisch angeregten OH-Radikalen (OH\*) stellt eine vergleichsweise einfache Möglichkeit dar, die Lage der Wärmefreisetzungszone qualitativ zu bestimmen. OH\* entsteht in der Reaktionszone, wobei die drei Hauptbildungspfade in den Gleichungen (3.1) bis (3.3) gegeben sind [Dandy & Vosen, 1992, Lauer, 2011]. Dabei ist in Gleichung (3.3) M ein Platzhalter für einen beliebigen Stoßpartner.



Beim Rückgang vom angeregten Zustand in den Grundzustand werden Photonen freigesetzt, die mit einer CCD-Kamera mit Bandfilter (312  $\pm$  15 nm) direkt detektiert werden können. Da die Lebensdauer angeregter OH\*-Radikale sehr kurz ist ( $\sim$ 1  $\mu$ s), so dass der Ort der OH\*-Bildung annähernd identisch zum Ort der Lichtemission ist. Unter der Annahme, dass die Lichtemission linear von der Wärmefreisetzung abhängig ist, stellt das von der CCD-Kamera aufgenommene Bild somit die sichtintegrierte Verteilung der Wärmefreisetzungszone dar. Für laminare Flammen ist diese Annahme korrekt, im Falle einer turbulenten Verbrennung ergeben

sich hier jedoch Abweichungen [Lauer, 2011], so dass die Aussagekraft der OH\*-Chemolumineszenz einen mehr qualitativen als quantitativen Charakter hat.

#### 3.1.3.4 OH-PLIF

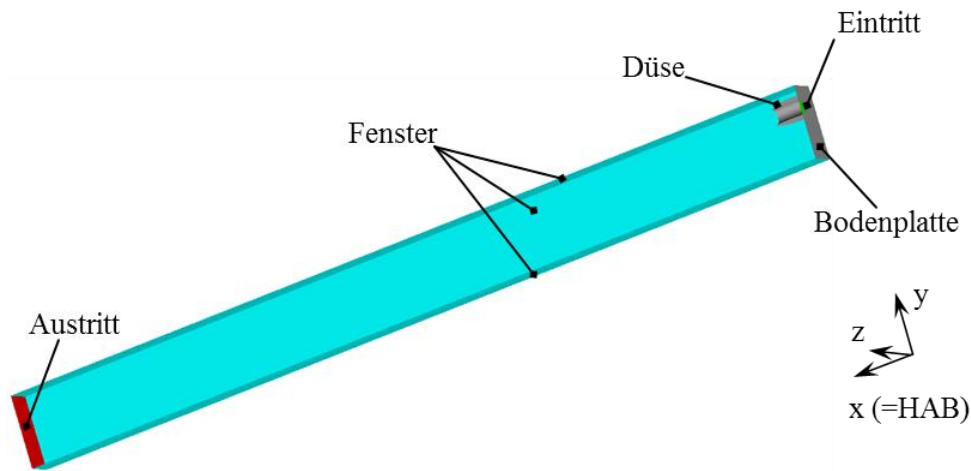
Die planare laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF) ist ein Verfahren zur orts aufgelösten Messung von Spezieskonzentrationen, wobei in der Regel relative und somit rein qualitative Aussagen zur Konzentrationsverteilung getroffen werden. Nichtsdestotrotz ist es bei entsprechender Kalibrierung möglich, auch quantitative Aussagen zu erhalten [Eckbreth, 1996].

Für PLIF an OH-Radikalen wird ein zweidimensionaler Lasersheet bei einer Wellenlänge von 281,3 nm in das Strömungsfeld eingebracht [Lammel et al., 2011]. Diese Wellenlänge entspricht dem R1(8)-Übergang von OH, so dass angeregtes OH\* erzeugt wird. Das Eigenleuchten beim Übergang vom angeregten auf den Grundzustand wird unter einem Winkel von 90° zum Lasersheet mit einer CCD-Kamera mit Bandfilter ( $312 \pm 15$  nm) detektiert. Da im unverbrannten Frischgas die OH-Konzentrationen in der Regel deutlich geringer sind als im verbrannten Abgas, ist der Gradient der OH-Konzentration ein guter Marker für die Lage der Wärmefreisetzungszone. Im Abgas hängt die OH-Konzentration von der Temperatur ab, so dass sich aus den experimentellen Daten zumindest qualitativ eine Aussage über die Temperaturverteilung ableiten lässt.

## 3.2 Untersuchung des Diskretisierungseinflusses

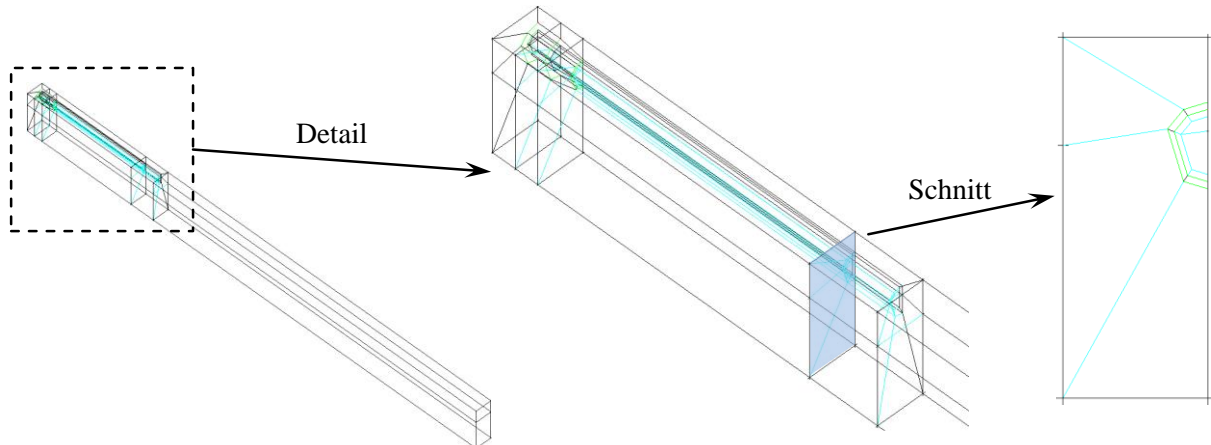
### 3.2.1 Numerisches Setup

Die numerische Betrachtung des in Kapitel 3.1 dargestellten Validierungs-Testfalls erfolgt mittels der kommerziellen Software ANSYS CFX in der Version 12.0. Das in Abbildung 3.3 dargestellte Rechengebiet ist dabei unter Ausnutzung der Symmetrie auf die halbe Geometrie reduziert, um somit Ressourcenbedarf für die Berechnung zu minimieren. Weiterhin wird die Simulation auf den Brennraum sowie die letzten 20 mm der Brennstoff-Luft-Zuführung beschränkt, wobei an dieser Position von einem perfekt vorgemischtem Brennstoff-Luft-Gemisch und einem voll ausgeprägten, turbulenten Geschwindigkeitsprofil ausgegangen werden kann: vgl. Bemerkungen in Kapitel 3.1.1.



**Abbildung 3.3 Eingeschlossene Jetflamme: Rechengebiet**

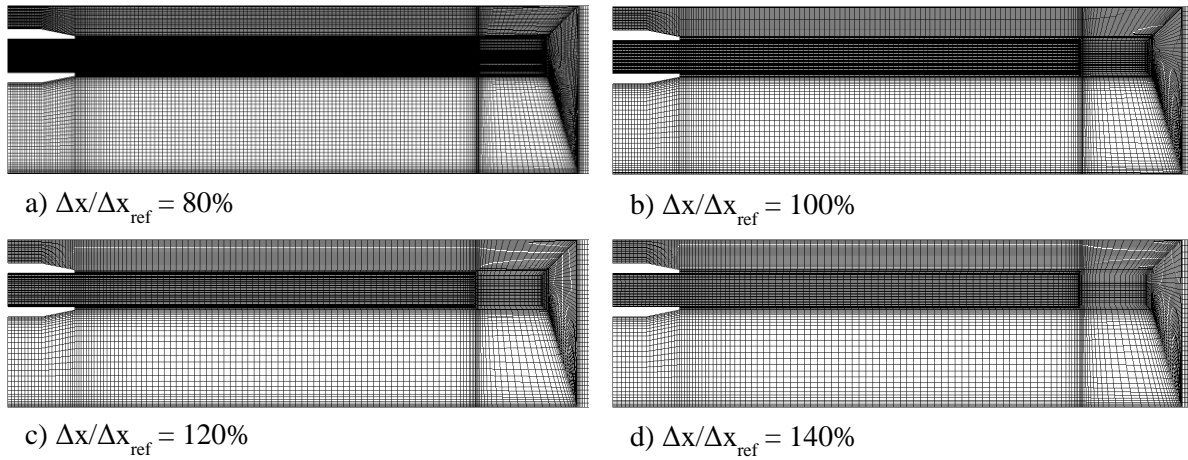
Zur räumlichen Auflösung wird das Rechengebiet mit einem blockstrukturiertem Rechengitter diskretisiert. Die Düse wird dabei, wie aus Abbildung 3.4 ersichtlich, durch eine O-Grid-Struktur aufgelöst. Der Endpunkt des O-Grids ist so gewählt, dass er sowohl für die nichtreakierende wie auch für die reagierende Strömung weiter in das Rechengebiet eindringt als der Brennstoff-Luft-Strahl. Damit soll ein Gittereinfluss auf das Eindringverhalten des Jets vermieden werden.



**Abbildung 3.4 Eingeschlossene Jetflamme: Blockstruktur des Rechengitters**

Um den Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf die numerische Lösung zu untersuchen, werden vier Rechengitter basierend auf der dargestellten Blockstruktur untersucht, vgl. Tabelle 3.2 und Abbildung 3.5. Ausgehend von einem Basisgitter mit einer relativen Zellgröße von  $\Delta x/\Delta x_{ref.} = 100\%$  wird dazu der Knotenabstand um 20% verringert ( $\Delta x/\Delta x_{ref.} = 80\%$ ) sowie um 20% bzw. 40% vergrößert ( $\Delta x/\Delta x_{ref.} = 120\%$  und  $\Delta x/\Delta x_{ref.} = 140\%$ ). In allen Fällen wurde darauf geachtet, dass die Wachstumsrate der Zellen einen Maximalwert von 20% nicht überschreitet. Aufgrund dieser zusätzlichen Randbedingung lässt sich eine relative Zellgröße von

140% für das größte Rechengitter nur für die kleinsten Zellen im wandnahen Bereich realisieren, im übrigen Rechengebiet liegt der relative Knotenabstand zwischen 120% und 140%.



**Abbildung 3.5** Eingeschlossene Jetflamme: Rechengitter Symmetrieebene (Ausschnitt)

**Tabelle 3.2** Untersuchte Rechengitter

$\Delta x/\Delta x_{\text{ref}}$	Knoten	Elemente
80%	1.321.080	1.361.264
100%	695.655	721.810
120%	448.900	468.195
140%	300.788	315.893

Aufgrund der langen Einlaufstrecke von mehr als 40 Düsendurchmessern kann am Düsenaustritt von einem vollständig ausgebildeten, turbulenten Strömungsprofil ausgegangen werden [Herwig, 2006]. Da die Reynoldszahl an dieser Stelle bei  $Re \approx 5 \cdot 10^4$  liegt, wird am Eintritt ein Geschwindigkeitsprofil entsprechend Gleichung (3.4) [Wagner, 1998] angesetzt. Dabei ist Düsenradius  $r_0 = 5 \text{ mm}$  und die Maximalgeschwindigkeit  $u_0 = 187,3 \text{ m/s}$ , was einer mittleren Jetgeschwindigkeit von  $150 \text{ m/s}$  entspricht. Die Zusammensetzung entspricht einem Methan-Luft-Gemisch mit dem Äquivalenzverhältnis  $\Phi = 0,7$ . Am Austritt aus dem Rechengebiet wird ein statischer Druck von  $101325 \text{ Pa}$  entsprechend Normbedingungen angenommen. Da thermische Verluste aufgrund der geringen Temperaturdifferenz zwischen Prüfstand und Umgebung sowie wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit von  $1,3 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  [Corning Inc., 2003] vernachlässigt werden können, wird der Testfall als isotherm bei einer Temperatur von  $573 \text{ K}$  betrachtet. Für die Turbulenzmodellierung wird das SST-Turbulenzmodell eingesetzt.

$$u(r) = u_{max} \left(1 - \frac{r}{r_0}\right)^{1/7} \quad (3.4)$$

Bei der Berechnung des Testfalls hat sich gezeigt, dass im Bereich des Brennstoff-Luft-Jets instationäre Effekte auftreten, so dass keine stationäre, auskonvergierte Lösung zu erhalten ist. Daher wird, ausgehend von einer stationären, nicht auskonvergierten Startlösung, eine transiente Rechnung über 0,6 Sekunden durchgeführt, was in etwa der sechsfachen Aufenthaltszeit entspricht. Zur Bestimmung der Aufenthaltszeit wurden bei einer initialen Simulation einhundert Stromlinien ab dem Eintritt in das Rechengebiet berechnet und die Zeit entlang dieser Stromlinien bis zum Austritt aus dem Rechengebiet ermittelt, wobei 99% aller berechneten Stromlinien nach maximal 0,1 Sekunden den Austritt erreichten, so dass dieser Wert als Aufenthaltszeit angesetzt wird. Die Mittelung der Ergebnisse erfolgt über 0,4 Sekunden bzw. 4 Aufenthaltszeiten, wobei die ersten 0,2 Sekunden der Rechnung als Anlauf nicht berücksichtigt werden. Damit werden Relikte aus der stationären Startlösung bei der Mittelung nicht berücksichtigt.

Damit der Einfluss der zeitlichen Diskretisierung auf die numerische Lösung untersucht werden kann, werden für alle genutzten Rechengitter Zeitschrittweiten von  $1 \cdot 10^{-4}$  s sowie  $5 \cdot 10^{-5}$  s eingesetzt. Aufgrund sehr hoher CFL-Zahlen, dem Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit mal zeitlicher Diskretisierung zur räumlichen Diskretisierung, und daraus resultierender numerischer Instabilitäten wurde für die relative Gitterweite von 80% lediglich eine Simulation mit einer Zeitschrittweite von  $5 \cdot 10^{-5}$  s durchgeführt.

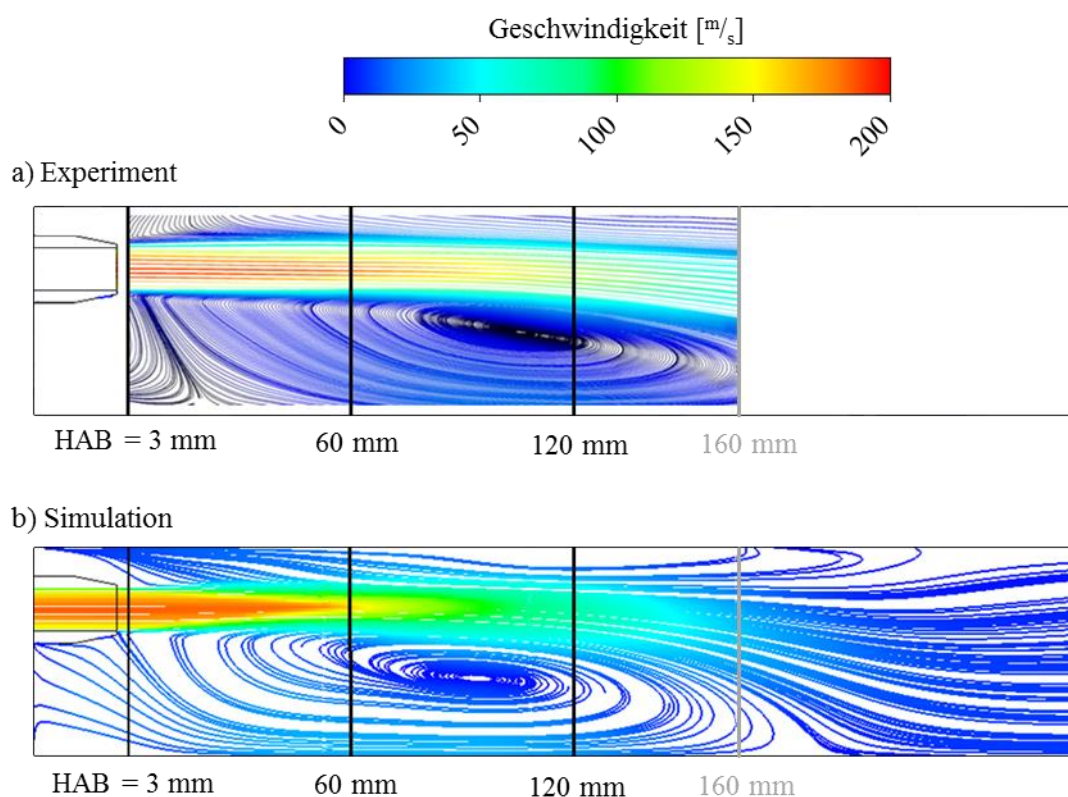
Als Lösungsverfahren für die räumliche Auflösung wird das High Resolution Scheme von ANSYS CFX eingesetzt, das überwiegend zweiter Ordnung genau ist [ANSYS, Inc., 2009]. Für die zeitliche Auflösung wird ein implizites Eulerverfahren zweiter Ordnung eingesetzt.

### 3.2.2 Ergebnisse

In Abbildung 3.6 ist das numerisch bestimmte Strömungsfeld für das Referenzgitter den experimentellen Ergebnissen von Lammel et al. [2011] gegenübergestellt. Es lässt sich erkennen, dass die Simulation das Strömungsfeld qualitativ korrekt abbildet, auch wenn die Rezirkulationszone gegenüber dem Versuch leicht in Richtung Düsenaustritt verschoben zu sein scheint. Zur detaillierteren Bewertung des Diskretisierungseinflusses werden das numerisch berechnete Geschwindigkeitsfeld an drei x-Positionen stromab der Düse (Height Above Burner, HAB) mit den experimentellen Ergebnissen von Lammel et al., [2011] quantitativ verglichen. Die Auswahl der dargestellten Profile, vgl. Abbildung 3.6, erfolgte so, dass die wesentlichen Charakteristika des Strömungsfeldes abgebildet werden. Gleichzeitig wurde darauf geachtet,

dass das Eindringverhalten des Jets sowie Lage und Ausprägung der Rezirkulationszone erfasst werden. Im Rahmen der detaillierten Auswertung der Simulationen erfolgte ein Vergleich zwischen numerischen und experimentellen Daten alle 5 mm; die hier gezeigte Auswahl ist dabei repräsentativ für das gesamte vermessene Strömungsfeld.

Eine weitere charakteristische Größe zur Beschreibung des Strömungsfeldes in einem FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystem ist die Lage des Stagnationspunktes. Da sich der Stagnationspunkt im Experiment an einer Axialposition  $HAB > 160$  mm befand, das Strömungsfeld allerdings nur wie in Abbildung 3.6 zu sehen bis  $HAB = 160$  mm vermessen wurde, lässt sich diesbezüglich kein Abgleich zwischen Simulation und Experiment durchführen.

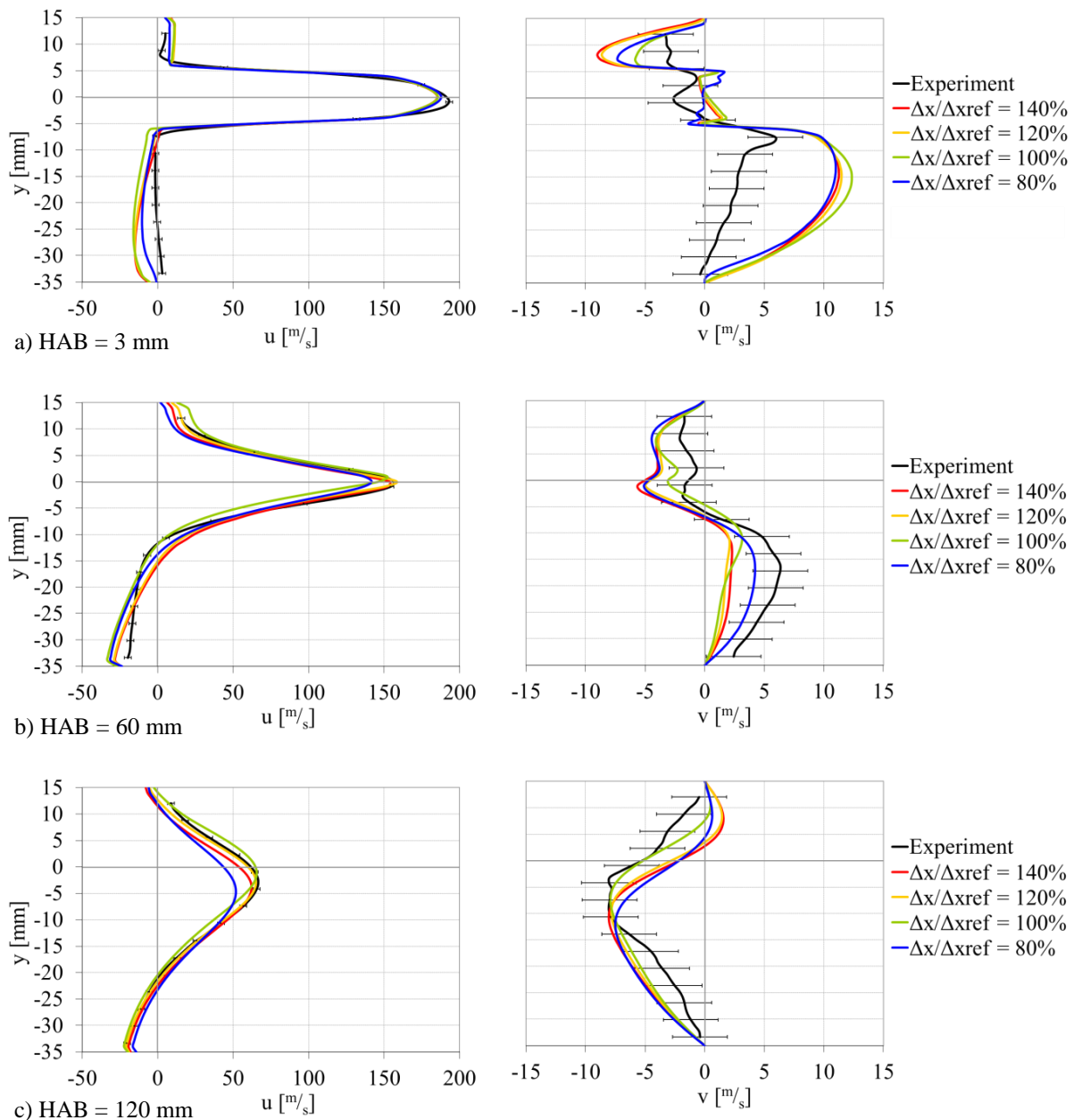


**Abbildung 3.6 Stromlinienplot und Lage der Schnitte für**  
**a) Experiment [Lammel et al., 2011]**  
**b) Simulation mit Referenzgitter bei  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}$  s**

In Abbildung 3.7 sind die Geschwindigkeitsprofile für die drei unterschiedlichen Gitterweiten bei einer Zeitschrittweite von  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}$  s dargestellt. Die Fehlerbalken der experimentellen Daten entsprechen der in Kapitel 3.1.3.1 angesprochenen Unsicherheit von  $\pm 2,3$  m/s.

Die Axialgeschwindigkeitsverteilung am Düsenaustritt, Abbildung 3.7 a) links bei  $|y| < 5$  mm, unterscheidet sich für die vier Gitterkonfigurationen nur unwesentlich. In allen Fällen ist das Profil annähernd symmetrisch zur Düsenachse ( $y = 0$  mm) und weicht in Form

und Maximalgeschwindigkeit nur geringfügig von den experimentellen Daten ab. Eine vergleichbar gute Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Rechengittern und den experimentellen Daten ergibt sich für den Bereich oberhalb des Jets ( $y > 5$  mm). Abweichungen zwischen den einzelnen Gittern ergeben sich allerdings im Bereich unterhalb des Jets ( $y < -5$  mm). Alle Konfigurationen sagen hier, anders als das Experiment, eine Rückströmung voraus. Diese unterscheidet sich jedoch im Absolutwert (Scheitelwert zwischen  $-10$  m/s und  $-20$  m/s) sowie in der Form des Profils leicht.



**Abbildung 3.7 Vergleich Geschwindigkeitsprofile für unterschiedliche Rechengitter**

Die Geschwindigkeit  $v$  senkrecht zur Hauptströmungsrichtung wird bei allen Gitterweiten qualitativ korrekt vorhergesagt und auch die absoluten Unterschiede zwischen den Gittern sind



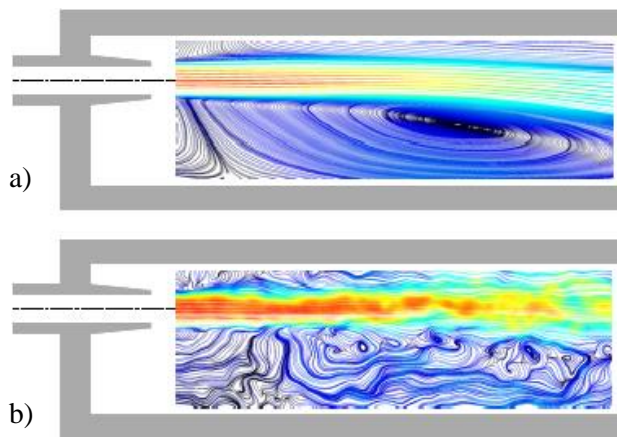
mit  $\pm 3 \text{ m/s}$  im Maximum gering. Deutliche Abweichungen zwischen numerischen und experimentellen Daten oberhalb der Messungenauigkeit ergeben sich im Bereich unterhalb des Jets, wo die berechnete Geschwindigkeit etwa  $10 \text{ m/s}$  oberhalb der Messdaten liegt.

60 mm stromab der Brennstoffdüse werden die Axialgeschwindigkeiten von den größeren Gittern ( $\Delta x/\Delta x_{\text{ref}} = 120\%$  und  $\Delta x/\Delta x_{\text{ref}} = 140\%$ ) sehr gut wiedergegeben, lediglich im wandnahen Bereich unterhalb der Düse wird die Rückströmgeschwindigkeit etwas überschätzt. Das Referenzgitter prognostiziert zwar den Peakwert sowie die Profilform des Jets ähnlich genau wie die beiden größeren Varianten, allerdings ist die Lage des Jets gegenüber den experimentellen Daten leicht in den Bereich positiver  $y$ -Werte verschoben, wodurch auch die Abweichungen im Rezirkulationsgebiet geringfügig größer sind als im Fall der größeren Gitter. Die Verteilung der Axialgeschwindigkeiten des feinsten Gitters entspricht weitestgehend der der beiden mit größter Gitterweite, wobei die Maximalgeschwindigkeit im Kern des Jets zu gering vorhergesagt wird.

Die Geschwindigkeiten in  $y$ -Richtung folgen für alle Gitter qualitativ den experimentellen Daten, wobei die Absolutwerte zwischen Messung und Simulation um bis zu  $5 \text{ m/s}$  voneinander abweichen. Je nach Bereich ist dabei die Genauigkeit der einzelnen Gitter unterschiedlich, wobei die Übereinstimmung zwischen Messdaten und berechneten Werten bei einer relativen Gitterweite von 80 % etwas besser ist als im Falle der größeren Gitter. Die übrigen Gitter weisen insgesamt eine vergleichbar gute Vorhersage der Geschwindigkeitsverteilung auf.

120 mm stromab der Düse wird die Verteilung der Axialgeschwindigkeit im Bereich  $y < -10 \text{ mm}$  von allen Gitterkonfigurationen innerhalb der Messtoleranzen korrekt vorhergesagt. Der Scheitelwert ist, wie schon für  $HAB = 60 \text{ mm}$ , bei einer relativen Gitterweite von 80 % geringer als im Experiment, während die übrigen Gitterweiten diesen Wert ausreichend genau wiedergeben. Die  $y$ -Position des Jets wird dabei lediglich von dem Gitter mit  $\Delta x/\Delta x_{\text{ref}} = 120\%$  richtig bestimmt, was auch die Geschwindigkeit im Jetkern exakt wieder gibt. Oberhalb des Jetkerns zeigen alle Gitterkonfigurationen ein ähnliches Verhalten, wobei das Referenzgitter aufgrund der Jetverschiebung in diesem Bereich die beste Übereinstimmung mit den Versuchen zeigt. Die übrigen Gitter sagen hier eine Rückströmung in der Nähe der Wand voraus, die so experimentell nicht erkennbar ist. Die Geschwindigkeitsprofile in  $y$ -Richtung stimmen innerhalb der Messungenauigkeit für alle Gitter mit den Messwerten überein, wobei das Referenzgitter etwas bessere Ergebnisse liefert als die übrigen Varianten.

Insgesamt betrachtet ergibt sich für das Gitter mit relativer Zellgröße von 120% die beste Übereinstimmung zwischen numerischer und experimenteller Auswertung, da hier das Eindringverhalten des Frischgasjets am genauesten vorhergesagt wird und die übrigen Charakteristika des Strömungsfelds ähnlich gut wie bei den Gittern mit 100% beziehungsweise 140% relativer Gitterweite dargestellt werden. Für die drei größeren Gitter, die alle eine gute Beschreibung des Strömungsfelds liefern, ergeben sich insgesamt lediglich im Bereich der Rezirkulationszone größere Abweichungen zu den experimentellen Daten. Eine mögliche Ursache für diese Abweichungen ist darin zu sehen, dass das Rückströmgebiet in der Simulation aufgrund des verwendeten RANS-Ansatzes auch innerhalb eines Zeitschritts aus einem einzelnen großen Wirbel besteht, während es in der Realität aus vielen kleinen Wirbeln aufgebaut ist, vgl. Abbildung 3.8. Um diesen Effekt auch numerisch abbilden zu können, ist der Einsatz von LES erforderlich, was allerdings einen signifikant höheren Rechenaufwand bedeuten würde.



**Abbildung 3.8 a) Gemitteltes und b) instantanes Strömungsfeld [Lammel et al., 2011]**

Ebenfalls deutliche Abweichungen zu den experimentellen Ergebnissen ergeben sich für das feinste Gitter, hier insbesondere bei der Vorhersage des Eindringverhaltens des Jets. Für eine stationäre RANS-Simulation sollte eine Gitterverfeinerung zu einer Verringerung des numerischen Fehlers und somit tendenziell zu einer genaueren Lösung führen [Spalart et al., 2000], so dass dieses Ergebnis den Erwartungen zunächst widerspricht. Bei einer URANS-Simulation greift die Gitterverfeinerung ebenfalls auf den numerischen Fehler. Im Unterschied zu einer stationären RANS-Simulation enthält der systematische Fehler einer URANS-Simulation neben dem der reinen Turbulenzmodellierung einen weiteren Anteil aufgrund der Festlegung des Zeitintervalls für die Mittelung. Dieser systematische Fehler wird dabei von der räumlichen Auflösung, insbesondere bei feinerer räumlicher Auflösung, mit beeinflusst, da sich hier die Zeitskalen der Mittelung und der turbulenten Fluktuationen in einer Zelle verschieben. Dieser Effekt führt dazu, dass eine Gitterverfeinerung nur bis zu einem bestimmten Punkt in

einer Erhöhung der Vorhersagegenauigkeit mündet. Wird das Rechengebiet über diesen Punkt hinaus verfeinert, wird die Reduktion im numerischen Fehler von einer Erhöhung des methodischen Fehlers überlagert und die Vorhersagegenauigkeit nimmt ab. Entsprechende Beobachtungen wurden bereits von Ivanova et al. [2011] untersucht und dargestellt.

Beim Vergleich der Rechnungen mit verschiedenen Zeitschrittweiten ergeben sich bei gleichem Rechengitter keine Unterschiede in der numerischen Lösung. Aus diesem Grund wird auf eine detaillierte Darstellung der Ergebnisse an dieser Stelle verzichtet. Im Folgenden wird aufgrund der Minimierung der notwendigen Rechenzeit sowie der Vorhersagegenauigkeit der untersuchten Varianten das Rechengitter mit relativem Knotenabstand von  $\Delta x/\Delta x_{\text{ref}} = 120\%$  sowie eine Zeitschrittweite von  $\Delta t = 10^{-4}$  s verwendet.

### **3.3 Vergleich unterschiedlicher RANS Turbulenzmodelle**

Wie in Kapitel 2.2.1 dargelegt existieren eine Vielzahl von RANS Turbulenzmodellen, die alle für gewisse Strömungskonfigurationen optimiert sind. Detaillierte Studien zum Einfluss des Turbulenzmodells auf das Strömungsfeld für unterschiedliche Testfälle, wie zum Beispiel von Menter [1992] oder Bardina et al. [1997], zeigen dabei, dass einzelne Modelle zwar eine höhere Allgemeingültigkeit haben als andere, diese generelle Aussage jedoch nicht zwangsläufig auf alle Strömungskonfigurationen übertragbar ist. Da die für die Bewertung von Turbulenzmodellen gängigen Testfälle die Charakteristika eines FLOX<sup>®</sup>-Brenners nicht wiedergeben, wird hier der in Kapitel 3.1 beschriebene Validierungsfall in der nicht reagierenden Konfiguration gerechnet. Dabei werden das k- $\epsilon$ , das RNG-k- $\epsilon$  und das SST-Modell betrachtet. Das k- $\omega$ -Modell wird im Rahmen dieser Studie nicht untersucht, da für die ausgewählte Strömungskonfiguration die Interaktion zwischen Brennstoff-Luft-Jet und Rezirkulation im Bereich des Freistroms einen wesentlichen Einfluss auf das Strömungsfeld hat und das k- $\omega$ -Modell bei der Beschreibung des Freistroms deutliche Schwächen aufweist [vgl. Bardina et al., 1997].

#### **3.3.1 Numerisches Setup**

Die Randbedingungen für den Vergleich der Turbulenzmodelle entsprechen den in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Einstellungen. Für die räumliche und zeitliche Diskretisierung wird dabei, entsprechend den Ergebnissen des vorherigen Kapitels, das Rechengitter mit einem relativen Knotenabstand von 120% bei einer Zeitschrittweite von  $1 \cdot 10^{-4}$  s genutzt.

### 3.3.2 Ergebnisse

Analog zur Untersuchung des Diskretisierungseinflusses werden bei der Bewertung der Turbulenzmodelle im Bereich von 3 mm bis 150 mm stromab der Düse die berechneten Geschwindigkeitsprofile in x- und y-Richtung alle 5 mm mit den experimentellen Daten verglichen. Dabei werden an dieser Stelle die in Abbildung 3.9 dargestellten Profile für HAB = 3 mm, 60 mm und 120 mm im Detail vorgestellt. Die Vorhersagegenauigkeit der Modelle an diesen drei Schnitten ist dabei repräsentativ für das gesamte vermessene Strömungsfeld.

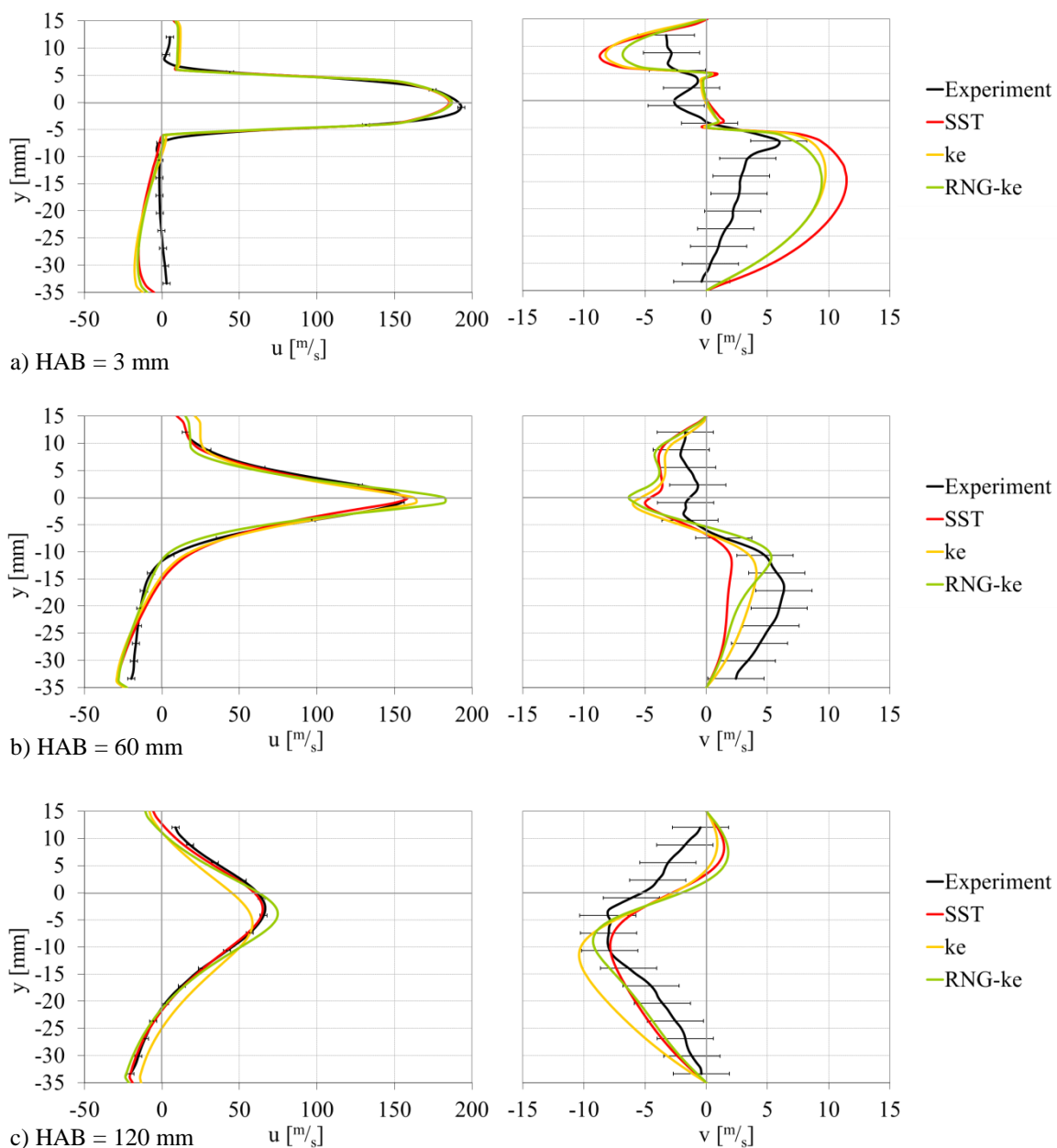


Abbildung 3.9 Vergleich Geschwindigkeitsprofile für unterschiedliche Turbulenzmodelle

Am Düsenaustritt bei HAB = 3 mm ergeben sich für die u-Komponente der Geschwindigkeit nur geringfügige Abweichungen zwischen den verschiedenen Modellen im Bereich kleiner

2,5 m/s. Verglichen zu den experimentellen Werten sind lediglich im Bereich unterhalb des Jets Differenzen oberhalb der Messungengenauigkeit zu erkennen, die sich jedoch immer noch in derselben Größenordnung wie die Messungengenauigkeit bewegen. 60 mm stromab der Düse, Abbildung 3.9 b), sind erste Unterschiede zwischen den Turbulenzmodellen erkennbar. Die berechneten Axialgeschwindigkeitsprofile der drei Modelle stimmen zwar in Form und Lage des Geschwindigkeitsmaximums überein, doch wird der absolute Wert im Kern des Jets vom RNG- $k\epsilon$ -Modell deutlich stärker überschätzt als von den übrigen Modellen. Die Abweichungen zwischen dem Maximum im Messwert und den Simulationen beträgt 2 m/s für das SST-Modell, 8 m/s für das  $k\epsilon$ -Modell und 26 m/s für das RNG- $k\epsilon$ -Modell. Dieses Verhalten des RNG- $k\epsilon$ -Modells setzt sich 120 mm stromab der Düse, Abbildung 3.9 c), wenn auch in etwas gedämpfter Form fort (+8 m/s). An dieser Position weist das  $k\epsilon$ -Modell hingegen einen deutlich geringeren Axialgeschwindigkeitswert auf als das Experiment (-8 m/s), wobei außerdem das Geschwindigkeitsmaximum gegenüber dem Versuch nach unten hin verschoben ist. Lediglich das SST-Modell ist in der Lage, das Geschwindigkeitsprofil korrekt wieder zu geben.

Die Abweichungen der numerisch bestimmten Geschwindigkeitsprofile in y-Richtung sind an allen ausgewerteten Profilen für die betrachteten Modelle vergleichbar. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Modellen liegen dabei in der Größenordnung der Messunsicherheit und die Abweichung zwischen numerischen und experimentellen Daten ist in allen drei Fällen vergleichbar.

Um die Ergebnisse dieser Studie einordnen zu können, werden die qualitativen Ergebnisse mit Beobachtungen aus der Literatur an vergleichbaren Strömungskonfigurationen verglichen. Ein häufig genutzter und im weitesten Sinne ähnlicher Testfall ist der ebene bzw. runde Freistrah, wie er beispielsweise von Bardina et al. [1997] oder Menter [1992] mit dem  $k\epsilon$  und dem SST-Modell untersucht wurde. In beiden Studien konnte das Eindringverhalten des Jets in die Umgebung mit beiden Modellen korrekt berechnet werden, was sich mit den Ergebnissen dieser Arbeit deckt. Die hier beobachtete Ablenkung des Jets bei Nutzung des  $k\epsilon$ -Modells wurde dabei nicht beobachtet; dieses Verhalten dürfte jedoch auch ein Effekt der asymmetrischen Rezirkulationszone sein, die sich bei einem Freistrah in dieser Form nicht aufbaut. Hajikandi und Mansoori [2007] haben für alle drei hier diskutierten Turbulenzmodelle einen symmetrischen, eingeschlossenen Jet berechnet und den Verlauf der Maximalgeschwindigkeit über der Lauflänge mit experimentellen Daten verglichen. Analog zu den hier gezeigten Ergebnissen fanden sie heraus, dass das  $k\epsilon$ -Modell das Eindringverhalten des Jets gut wiedergibt, während das RNG- $k\epsilon$ -Modell zwar die Eindringtiefe des Jets einigermaßen gut vorhersagt, die maximale

Axialgeschwindigkeit in weiten Teilen des Jets jedoch deutlich überschätzt. Abweichungen zwischen numerischen und experimentellen Daten ergeben sich in dieser Studie auch beim Einsatz des SST-Modells, was in dieser Studie nicht in gleichem Maße beobachtet werden konnte.

Da von den eingesetzten Turbulenzmodellen lediglich das SST-Modell sowohl die Lage als auch das Eindringverhalten des Jets qualitativ korrekt vorhersagen konnte und für dieses Modell gleichzeitig eine gute quantitative Übereinstimmung zu den experimentellen Daten bei der Berechnung der nichtreagierenden Strömung erzielt wurde, wird im Folgenden das SST-Modell zur Beschreibung der Turbulenz genutzt.

### **3.4 Vergleich von Verbrennungsmodellen und Reaktionsmechanismen**

#### **3.4.1 Numerisches Setup**

Zur korrekten numerischen Beschreibung eines Brennkammersystems ist neben der Abbildung des turbulenten Strömungsfelds auch die Wahl eines geeigneten Reaktionsmechanismus<sup>7</sup> sowie eines Verbrennungsmodells wichtig, das die chemischen Vorgänge und deren Interaktion mit dem turbulenten Strömungsfeld beschreibt. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Erkenntnisse bezüglich Diskretisierung und Turbulenzmodellierung von der nichtreagierenden Strömung auf den reagierenden Fall übertragen werden können.

Nicht direkt übertragen werden können hingegen die Randbedingungen für die Beschreibung der reagierenden Strömung. Am Eintritt in die Brennkammer wird weiterhin das in Gleichung (3.4) dargestellte Geschwindigkeitsprofil bei einer Eintrittstemperatur von 573 K angesetzt, für die Zusammensetzung wird jedoch nicht das theoretische Methan-Luft-Gemisch bei  $\Phi = 0.7$  angesetzt. Stattdessen wird ein Gasgemisch entsprechend den experimentell vermessenen Daten an fünf Messpositionen im Bereich des Frischgas-Jets 5 mm stromab der Düse vorgegeben, vgl. Tabelle 3.3. Da der ermittelte Wasserstoffanteil im Gemisch mit deutlich unter 1%<sub>vol</sub> sehr gering ist und diese Spezies nicht von allen betrachteten Reaktionsmechanismen berücksichtigt wird, wurde der Wasserstoffanteil im Frischgas zu null gesetzt. Die übrigen Eintrittsbedingungen entsprechen den in Tabelle 3.1 dargestellten Werten.

Neben der Eintrittsrandbedingung wird die thermische Randbedingung an den Brennkammerwänden angepasst. Aufgrund der hohen Temperaturen im Brennraum ist die Annahme adiabater Randbedingungen sicherlich nicht mehr korrekt. Gleichzeitig liegen keine Temperaturmessungen an den Quarzglasscheiben des Prüfstands vor, die als Randbedingung genutzt werden könnten und eine theoretische Abschätzung der Wandwärmeübergänge und der

damit verbundenen Verluste an die Umgebung ist ohne genaue Kenntnis der Umgebungsbedingungen während des Versuchs, insbesondere der Kühlung einzelner Prüfstandteile, kaum möglich. Aus diesen Gründen wird im ersten Schritt eine konstante Wandtemperatur im Brennraum von 1400 K angesetzt. In einem zweiten Schritt, vgl. Kapitel 3.4.2.3, wird anschließend der Einfluss der angenommenen Wandtemperatur auf die numerisch ermittelte Lösung untersucht, um so die Güte dieser Annahme bewerten zu können.

**Tabelle 3.3 Eintrittszusammensetzung**

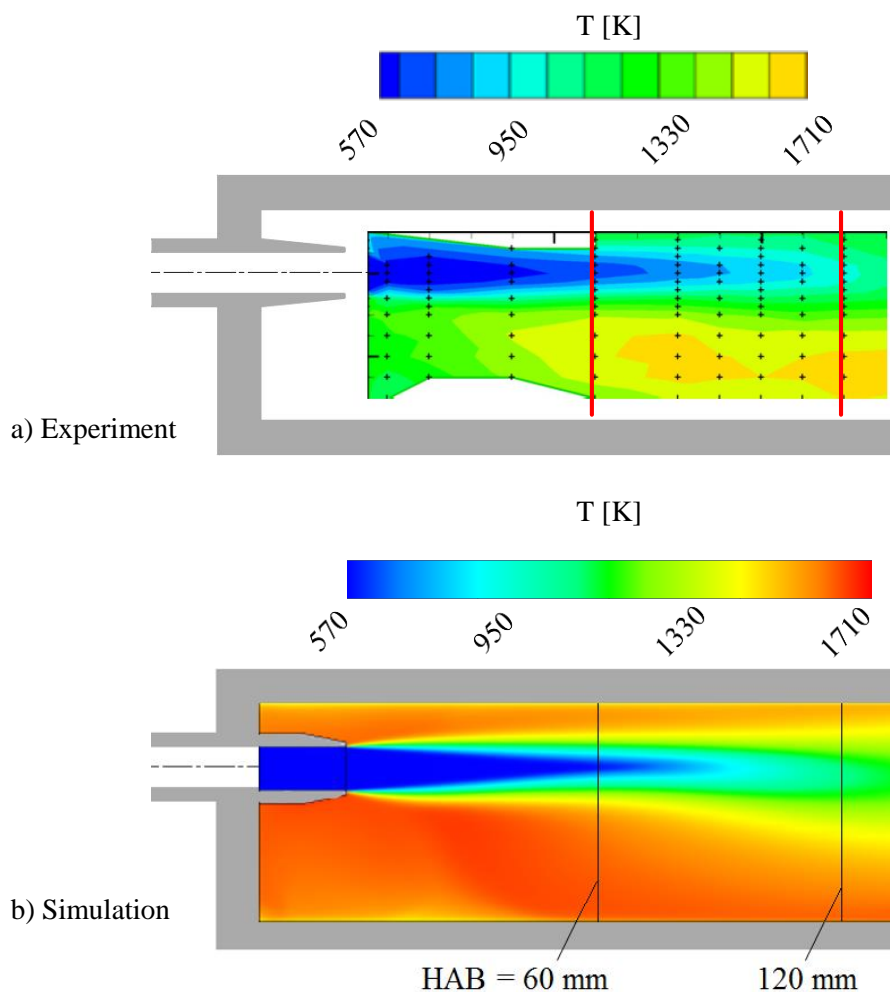
	y [mm]	N <sub>2</sub> [%vol]	O <sub>2</sub> [%vol]	CH <sub>4</sub> [%vol]	CO <sub>2</sub> [%vol]	H <sub>2</sub> O [%vol]	H <sub>2</sub> [%vol]
Experiment Pos. 1	4,00	73,71	17,62	6,33	1,15	0,65	0,53
Experiment Pos. 2	2,00	73,47	17,60	6,33	1,20	0,76	0,63
Experiment Pos. 3	0,00	72,97	17,50	6,33	1,40	1,01	0,81
Experiment Pos. 4	-2,00	72,89	17,54	6,31	1,40	1,04	0,81
Experiment Pos. 5	-4,00	72,78	17,52	6,27	1,48	1,13	0,81
Experiment Mittelwert		73,16	17,56	6,31	1,33	0,92	0,72
Experiment Mittelwert*		73,69	17,69	6,35	1,34	0,93	0,00

\*ohne H<sub>2</sub>

Als Verbrennungsmodelle werden im Rahmen dieser Studie das EDC- sowie das kombinierte EDC/FRC-Modell eingesetzt. Für die Modellparameter des EDC-Modells werden dabei die Standardwerte für eine Methanflamme ( $A = 4,0$ ,  $B = 0,5$ ,  $MRL = 2500 \text{ }^1/\text{s}$  und  $T_{\text{ext}} = 900 \text{ K}$ ) angenommen. Da bei dem vorliegenden Testfall ein voll turbulentes Strömungsfeld vorliegt, wird das reine FRC-Modell, das von lokal laminaren Flammen ausgeht, nicht untersucht. Ebenso wird das Burning-Velocity-Model (BVM) im Rahmen dieser Studie nicht in Betracht gezogen, da es sich bereits im Rahmen von Vorstudien als nicht geeignet für die Beschreibung von FLOX<sup>®</sup>-basierten Verbrennungsvorgängen erwiesen hat [vgl. Panne et al., 2009]. Als Reaktionsmechanismen werden die fünf in Kapitel 2.3.4 beschriebenen Mechanismen betrachtet.

### 3.4.2 Ergebnisse

Zur Bewertung der Reaktionsmechanismen und Verbrennungsmodelle werden die gemittelten Raman-Ergebnisse von Lammel et al. [2011] mit den Simulationsergebnissen verglichen. Die experimentellen Daten liegen in dem in Abbildung 3.10 a) dargestellten Raster vor. Der Vergleich von Simulation und Experiment erfolgt an allen HAB-Positionen, wobei hier exemplarisch die Profile für HAB = 60 mm und HAB = 120 mm dargestellt werden. Anders als in den beiden vorhergegangenen Kapiteln wird der erste Datensatz nach Düsenaustritt bei HAB = 3 mm für das Strömungsfeld bzw. HAB = 5 mm für das Temperatur- und Speziesfeld nicht betrachtet. Der Grund für diese Entscheidung liegt darin, dass die Bodenplatte des Prüfstands aktiv gekühlt wird, so dass die thermischen Randbedingungen im unteren Teil des Brenners (in Abbildung 3.10 auf der linken Seite) nicht korrekt wieder gegeben werden können. Die Vorhersagegenauigkeit an den übrigen Positionen entspricht dabei den hier gezeigten Daten, so dass die ausgewählten Profile als repräsentativ angesehen werden können.



**Abbildung 3.10 Mittlere Temperaturverteilung**

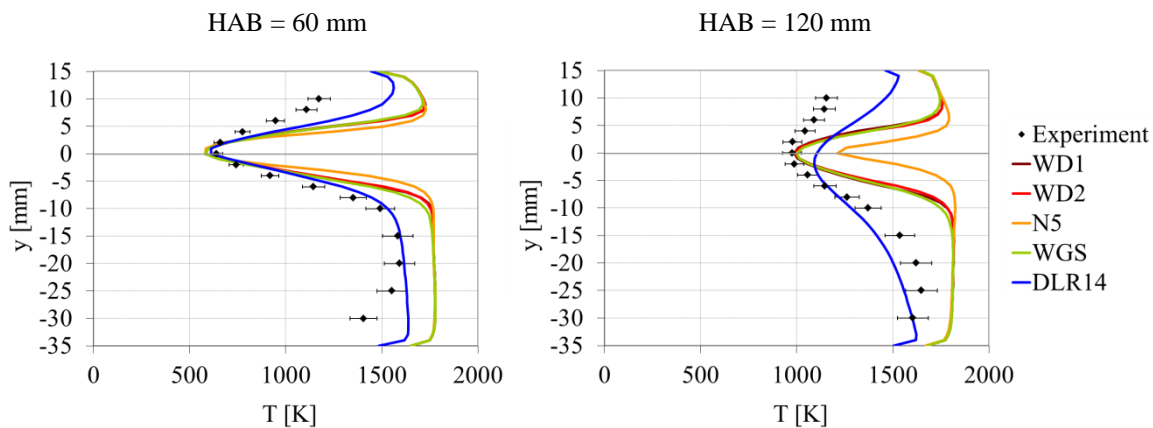
**a) Experiment (mit Raman-Messraster) [Lammel et al. 2011]**

**b) Simulation (DLR14, EDM/FRC)**



### 3.4.2.1 Reaktionsmechanismen

In einem ersten Schritt werden die zuvor dargestellten Reaktionsmechanismen auf ihre Vorhersagegenauigkeit beim Einsatz des kombinierten EDC/FRC-Verbrennungsmodells hin untersucht. In Abbildung 3.11 sind dazu die numerisch bestimmten Temperaturprofile an  $HAB = 60\text{ mm}$  und  $HAB = 120\text{ mm}$  im Vergleich zu den experimentellen Daten aufgeführt.



**Abbildung 3.11 Einfluss des Reaktionsmechanismus auf die Temperaturverteilung**

Bei  $HAB = 60\text{ mm}$  ergibt sich für alle eingesetzten Reaktionsmechanismen eine qualitativ korrekte Vorhersage des Temperaturprofils. Ausgehend vom Jetkern steigt die Temperatur mit zunehmendem Abstand zunächst an und fällt in Richtung der Wände wieder bis auf Wandtemperatur ab. Im quantitativen Vergleich zeigt sich in allen Fällen eine sehr gute Vorhersage der Minimaltemperatur in der Zuströmung, die mit  $620 \pm 30\text{ K}$  nur geringfügig oberhalb der Frischgastemperatur von  $573\text{ K}$  liegt. Unterhalb des Jets wird das Temperaturniveau vom DLR14-Mechanismus innerhalb der Messunsicherheit annähernd exakt getroffen, während die übrigen Mechanismen einen etwas zu steilen Temperaturgradienten im Randbereich des Jets sowie ein etwas zu hohes Temperaturniveau in der Rezirkulationszone vorhersagen. Letzteres wird allerdings direkt durch die Wahl der Wandtemperatur beeinflusst, vgl. Kapitel 3.4.2.3, und kann somit auch eine Folge falsch angenommener Randbedingungen sein. Im Bereich oberhalb des Jets wird die Temperatur von allen Mechanismen deutlich zu hoch vorhergesagt. Als Ursache für diese Abweichungen kommen Quenchingeffekte an der Wand in Betracht, die von den untersuchten Mechanismen nicht wiedergegeben werden können.

120 mm stromab der Düse treten die Unterschiede zwischen den verschiedenen Reaktionsmechanismen deutlicher zutage. Zwar ist der qualitative Temperaturverlauf, wie schon bei  $HAB = 60\text{ mm}$ , immer noch in allen Fällen von der Tendenz korrekt bestimmt, doch werden

die quantitativen Abweichungen signifikanter. Die Kerntemperatur des Jets wird an dieser Position lediglich von den auf Westbrook und Dryer basierenden Mechanismen (WD1, WD2 und WGS) korrekt vorhergesagt, die beiden anderen Mechanismen sagen hier deutlich höhere Werte voraus, was einem zu hohen Reaktionsfortschritt entspricht. Analog zu dem Schnitt näher am Düsenaustritt wird der Temperaturgradient an den Jetflanken vom DLR-internen Mechanismus gut bestimmt, die übrigen Mechanismen liefern einen zu starken Gradienten. Im Bereich der Rezirkulationszone außerhalb des Jets wird das Temperaturniveau von dem DLR14-Mechanismus geringfügig unterschätzt. Von den anderen Reaktionsmechanismen wird dabei ein gut 150 K zu hoher Wert berechnet. Oberhalb des Jets zeigen sich im Experiment deutlich geringere Temperaturwerte als in den Simulationen, was auf nicht abgebildete Quenchingeffekte zurückzuführen ist.

In Abbildung 3.12 ist die Gegenüberstellung der berechneten und der gemessenen Speziesverteilung dargestellt. Hier ist insbesondere die Vorhersagegenauigkeit der Methanverteilung von Interesse, da diese entsprechend Gleichung (3.5) direkt proportional zur Fortschrittsvariable  $C$  ist und somit die Vorhersagegüte des Reaktionsfortschritts charakterisiert.

$$C = 1 - \frac{CH_4}{CH_{4,jet}} \quad (3.5)$$

Die Vorhersagegenauigkeit der Hauptspezies  $CH_4$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$  und  $O_2$  ist 60 mm stromab der Düse vergleichbar mit den Temperaturwerten. Alle Mechanismen geben die Volumenanteile im Bereich des Jets qualitativ und quantitativ gut wieder. Geringe Abweichungen ergeben sich im Rezirkulationsgebiet unterhalb des Jets. Der DLR14-Mechanismus sagt hier bei sehr guter Vorhersage der  $CH_4$ -Konzentration etwas zu geringe  $O_2$ - und etwas zu hohe  $CO_2$ -Konzentrationen voraus, was auf einen, verglichen zum Experiment, zu schnellen  $CO$ -Abbau hindeutet. Die übrigen Mechanismen zeigen in diesem Bereich eine vollständige Oxidation des Brennstoffs, was das höhere Temperaturniveau in der Rezirkulation für diese Mechanismen erklärt. Der experimentell ermittelte Methananteil oberhalb des Jets liegt durchgängig über den berechneten Werten, was auf eine in der Simulation nicht abgebildete Verlangsamung der chemischen Reaktionen, sehr wahrscheinlich bedingt durch Quenching-Effekte, zurückzuführen ist.

HAB = 60 mm

HAB = 120 mm

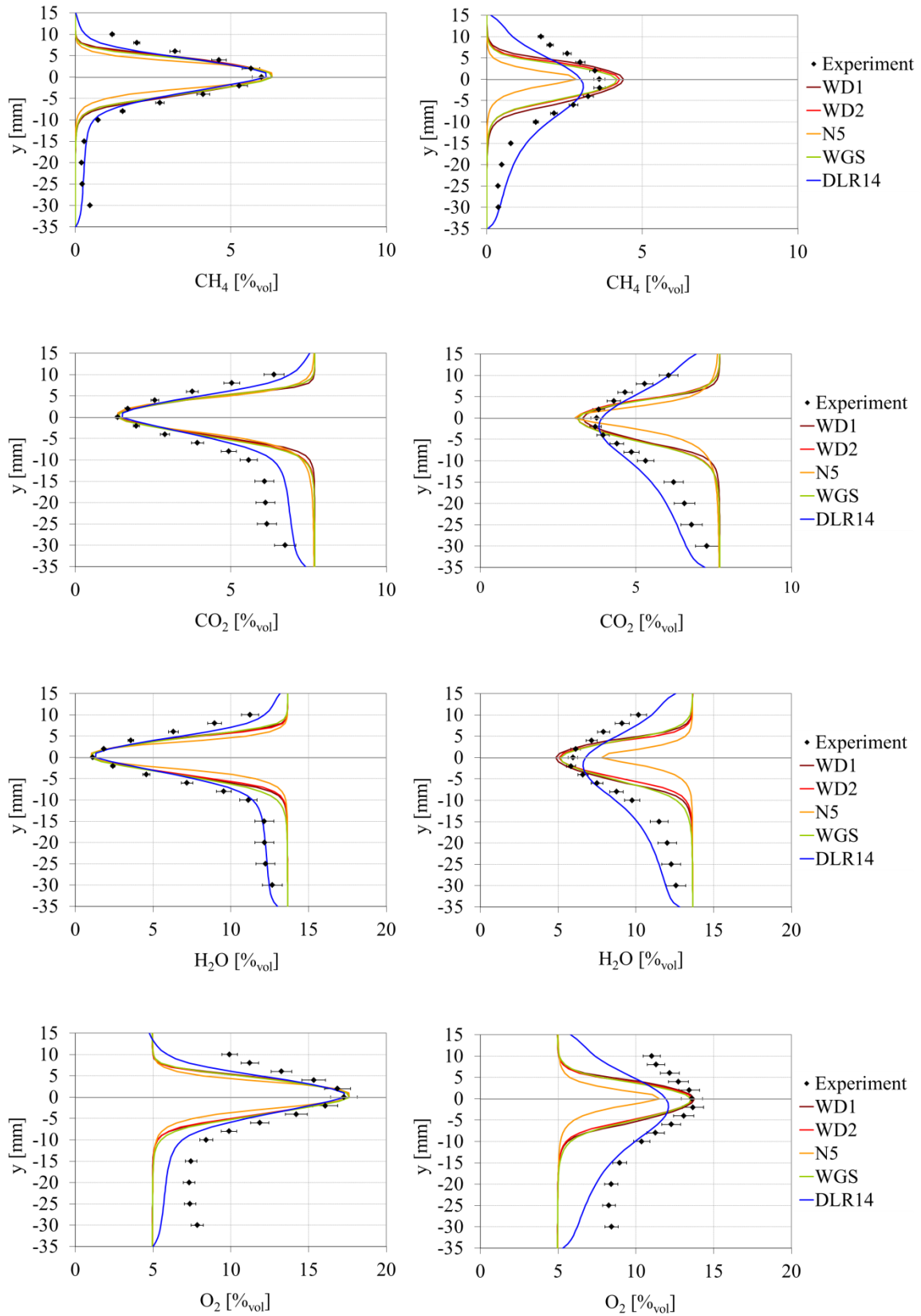
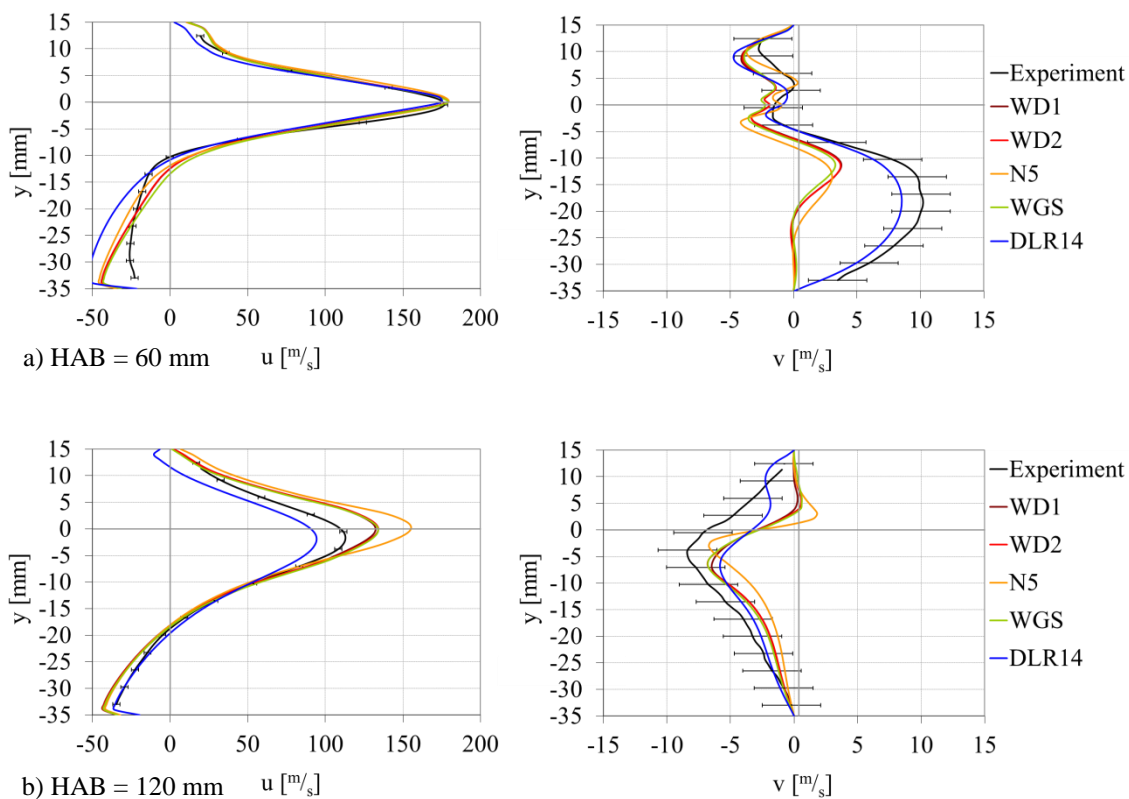


Abbildung 3.12 Einfluss des Reaktionsmechanismus auf die Speziesverteilung

Bei  $HAB = 120$  mm ergibt sich für den DLR-internen 14-Schritt-Mechanismus über die gesamte Kanalhöhe eine gute qualitative wie auch quantitative Vorhersagegenauigkeit der Speziesverteilung, wobei im Jetzentrum sowie oberhalb des Jets eine etwas zu geringe Methankonzentration und folglich ein zu hoher Reaktionsfortschritt vorhergesagt wird. Das findet seine direkte Entsprechung in der Überschätzung der Temperatur in diesem Bereich, vgl. Abbildung 3.11. Die übrigen Mechanismen sagen, verglichen zu den Versuchsdaten, einen zu steilen Speziesgradienten an den Jetflanken voraus. Zwar treffen die Mechanismen nach Westbrook und Dryer die Konzentrationen im Jetkern besser als der DLR14-Mechanismus, dafür können sie das durch die geringeren Gradienten deutliche Auseinanderziehen der Flamme in radialer Richtung nicht korrekt beschreiben. Wie schon bei  $HAB = 60$  mm wird der Reaktionsfortschritt außerhalb des Jets von allen drei Mechanismen überschätzt, während er im Jetkern unterschätzt wird, was sich in den zu hohen Methankonzentrationen äußert. Am deutlichsten von den experimentellen Daten weicht der Mechanismus nach Nicol et al. ab, der über das gesamte Profil hinweg einen zu hohen Brennstoffumsatz voraussagt.



**Abbildung 3.13 Einfluss des Reaktionsmechanismus auf die Geschwindigkeitsverteilung**

Die Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Verteilung der Axialgeschwindigkeit ist 60 mm oberhalb der Düse für alle Reaktionsmechanismen vergleichbar, Abbildung 3.13, wobei der DLR14-Mechanismus im wandnahen Bereich der Rezirkulationszone

etwas stärker von dem gemessenen Profil abweicht als die übrigen Mechanismen. Senkrecht zur Hauptströmungsrichtung dagegen ist die Vorhersagegenauigkeit dieses Mechanismus jedoch besser als die der anderen, auch wenn sich für alle Mechanismen eine akzeptable Übereinstimmung mit den gemessenen Profilen ergibt.

Bei  $HAB = 120$  mm weichen die berechneten Axialgeschwindigkeitsprofile in ihrem Maximalwert stark voneinander ab, wobei die Unterschiede insbesondere durch die Unterschiede im berechneten Temperaturniveau zu erklären sind. Der DLR14-Mechanismus weist insgesamt das niedrigste Temperaturniveau auf und unterschätzt den Maximalwert um etwa  $20 \text{ m/s}$ , während die Mechanismen nach Westbrook und Dryer den Scheitelwert um etwa denselben Betrag zu hoch vorhersagen. Für den Mechanismus nach Nicol et al., der auch das Temperaturniveau an dieser Position zu hoch vorhersagt, weicht die maximale Jetgeschwindigkeit um mehr als  $40 \text{ m/s}$  von den experimentellen Daten ab. Senkrecht zur Hauptströmung ergeben sich bei  $HAB = 120$  mm hingegen kaum Unterschiede zwischen den einzelnen Reaktionsmechanismen.

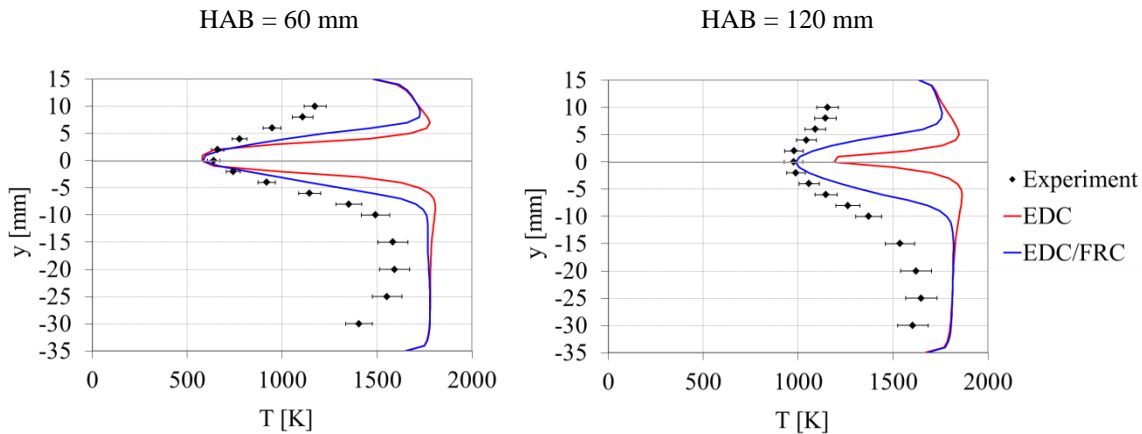
Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass mit dem DLR14-Mechanismus die beste Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen erzielt werden kann. Ebenfalls eine gute Vorhersagegenauigkeit kann mit Mechanismen mit Oxidationschemie nach Westbrook und Dryer erreicht werden, wobei die Schwachstelle dieser Mechanismen insbesondere darin liegt, dass die Methankonzentration außerhalb des Jets zu null und die Spezies- und Temperaturgradienten in den Flanken des Jets zu hoch berechnet werden. Ein Grund für dieses Verhalten ist darin zu sehen, dass die drei Globalmechanismen auf eine möglichst korrekte Vorhersage von Flammentemperatur und Flammgeschwindigkeit hin entwickelt wurden [Westbrook und Dryer, 1981]. Aufgrund der charakteristischen Eigenschaften des FLOX<sup>®</sup>-Brenners wie den hohen Einströmgeschwindigkeiten, der verzögerten Zündung und der Vermischung von Frischgas mit heißem Abgas (vgl. Kapitel 1.2.1) tritt jedoch der Einfluss der Flammgeschwindigkeit mit sinkendem Äquivalenzverhältnis immer weiter in den Hintergrund und die Zündverzugszeit wird zur relevanten Größe für die Stabilisierung der Reaktionszone. Im Gegensatz zu den übrigen Mechanismen ergeben sich für den Mechanismus nach Nicol et al. deutliche Abweichungen zwischen den experimentellen und den numerischen Ergebnissen, so dass dieser Mechanismus nicht für eine weitere Verwendung zur Berechnung von FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennern empfohlen werden kann.

#### 3.4.2.2 Verbrennungsmodelle

Neben dem verwendeten Reaktionsmechanismus hat das eingesetzte Verbrennungsmodell einen wesentlichen Einfluss auf das numerische Ergebnis. In turbulenten Strömungsfeldern,

wie es auch beim hier untersuchten Testfall vorliegt, kann davon ausgegangen werden, dass die Turbulenz-Chemie-Wechselwirkung einen wesentlichen Einfluss auf den Ablauf der Verbrennungsvorgänge ausübt. Gleichzeitig kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass es lokal Bereiche in der Flamme gibt, die von der Kinetik der chemischen Vorgänge dominiert werden. Daher ist das kombinierte EDC/FRC-Verbrennungsmodell zunächst das Modell der Wahl zur Berechnung turbulenter Flammen, da das Modell selbst zwischen turbulenzdominierten und chemiedominierten Bereichen in der Flamme unterscheidet, vgl. Kapitel 2.3.3. Gleichzeitig ist der Ressourcenaufwand für das EDC/FRC-Modell deutlich höher als für eine reine EDC-Simulation, da an jedem Rechenknoten zunächst zwei Verbrennungsmodelle gelöst und anschließend die Ergebnisse verglichen werden. Für die Auswahl des effizientesten Setups ist es daher sinnvoll festzustellen, ob die gesamte Reaktionszone von der turbulenten Mischung dominiert wird und auf den Einsatz eines kombinierten Modells verzichtet werden kann oder nicht.

Der Vergleich zwischen dem kombinierten EDC/FRC- und dem reinen EDC-Modell wird stellvertretend für den WD1-Reaktionsmechanismus durchgeführt. Der detailliertere DLR14-Mechanismus ließ sich numerisch nicht stabil mit dem reinen EDC-Modell lösen. Eine Ursache hierfür ist die hohe Anzahl an Reaktionen mit deutlich unterschiedlichen chemischen Zeitskalen. Da das kombinierte EDC/FRC-Modell für jeden Reaktionsschritt das passende Verbrennungsmodell auswählt, können bei diesem Ansatz die unterschiedlichen Zeitskalen berücksichtigt werden, was bei einer rein auf dem EDC-Ansatz beruhenden Simulation nicht möglich ist. Der N5-Mechanismus wurde aus den Betrachtungen ausgeschlossen, da die Vorhersagegenauigkeit dieses Mechanismus sich schon mit dem kombinierten Verbrennungsmodell als unzureichend erwiesen hat, vgl. Kapitel 3.4.2.1. Da die Unterschiede der Ergebnisse zwischen den Mechanismen nach Westbrook und Dryer sowohl beim Einsatz des EDC/FRC-Modells, vgl. Kapitel 3.4.2.1, als auch bei Nutzung des reinen EDC-Ansatzes gering sind, wird hier nur der Mechanismus mit dem geringsten Ressourcenbedarf (WD1) betrachtet.



**Abbildung 3.14 Einfluss des Verbrennungsmodells auf die Temperaturverteilung**

60 mm stromab der Düse sagen beide Verbrennungsmodelle dasselbe Temperaturniveau im Kern des Jets sowie außerhalb des Jets vorher, Abbildung 3.14. Die Modelle unterscheiden sich jedoch im Temperaturgradienten im Bereich der Reaktionszone. Hier sagt das reine EDC-Modell einen höheren Gradienten sowie eine leichte Temperaturüberhöhung gegenüber dem Rezirkulationsgebiet am Rand der Reaktionszone vorher. Beide Unterschiede weisen darauf hin, dass in diesem Bereich die Reaktionskinetik verzögernd auf die Chemie wirkt. Noch deutlicher wird dieser Effekt bei  $HAB = 120$  mm. Hier liegt die Kerntemperatur im Jet für das reine EDC-Modell bereits deutlich oberhalb der Messwerte und die Temperaturüberhöhung am Rande der Reaktionszone ist noch stärker ausgeprägt als bei  $HAB = 60$  mm. Verglichen zu den experimentellen Daten bedeutet dies, dass das reine EDC-Modell den Reaktionsablauf zu hoch vorhersagt und eine vollständige Vernachlässigung kinetischer Effekte für die Beschreibung der flammenlosen Oxidation nicht zulässig ist.

Die Temperaturprofile korrelieren direkt mit der Vorhersage der Volumenbrüche der Hauptspezies, Abbildung 3.15. Auch hier werden 60 mm oberhalb der Düse die Gradienten im Bereich der Reaktionszone vom EDC-Modell zu hoch vorhergesagt, was sich auch weiter stromab fortsetzt. Der schnellere Reaktionsfortschritt, vgl. Gleichung (3.5), bei Nutzung des EDC-Modells im Vergleich zum kombinierten EDC/FRC-Modell zeigt sich bei  $HAB = 120$  mm sehr gut an der geringeren  $CH_4$ -Konzentration. Außerhalb des Jets unterscheiden sich die beiden Verbrennungsmodelle hingegen nicht; beide Modelle berechnen übereinstimmend einen vollständigen Brennstoffumsatz im wandnahen Bereich oberhalb des Jets sowie in der Rezirkulationszone.

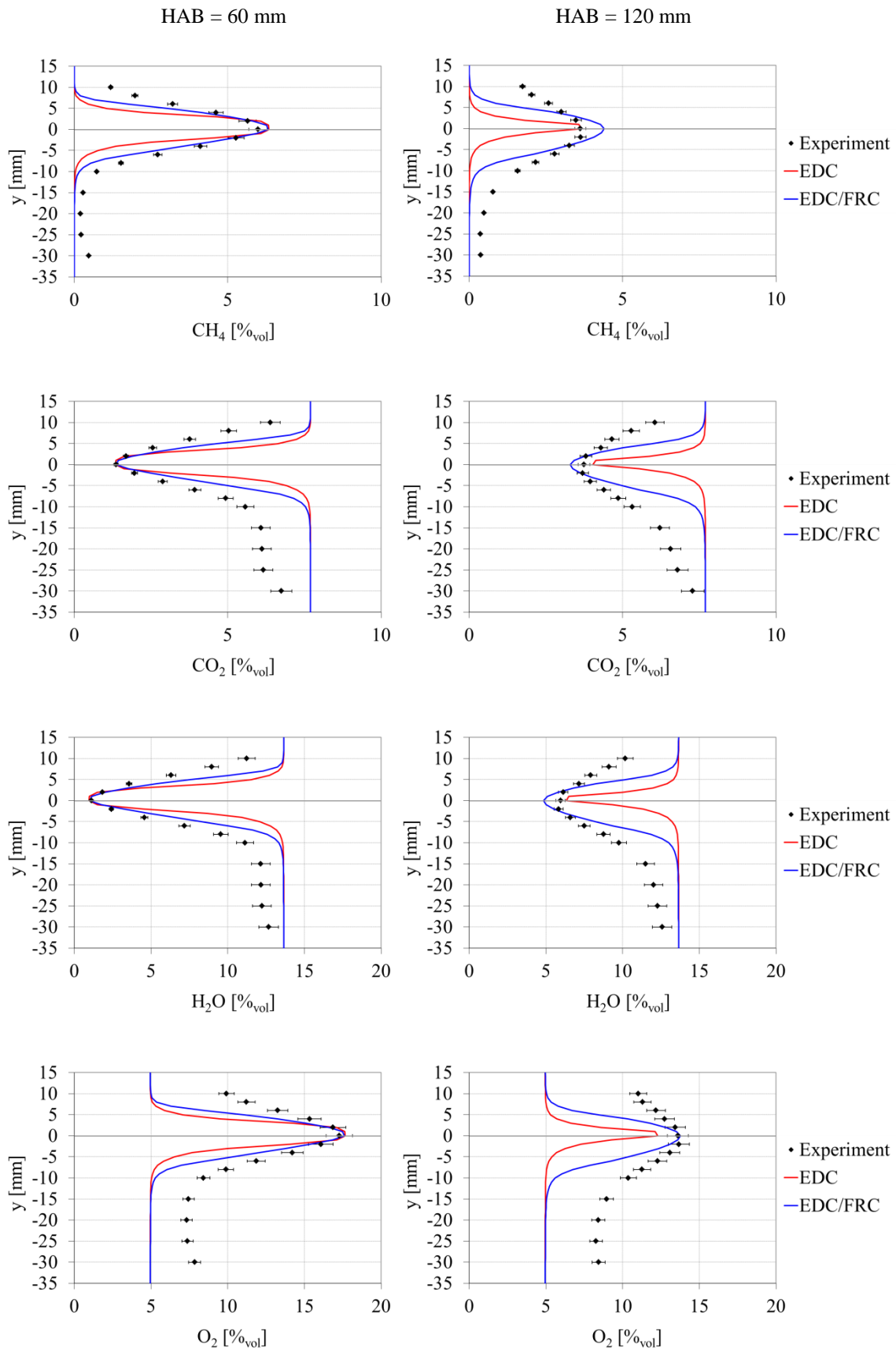
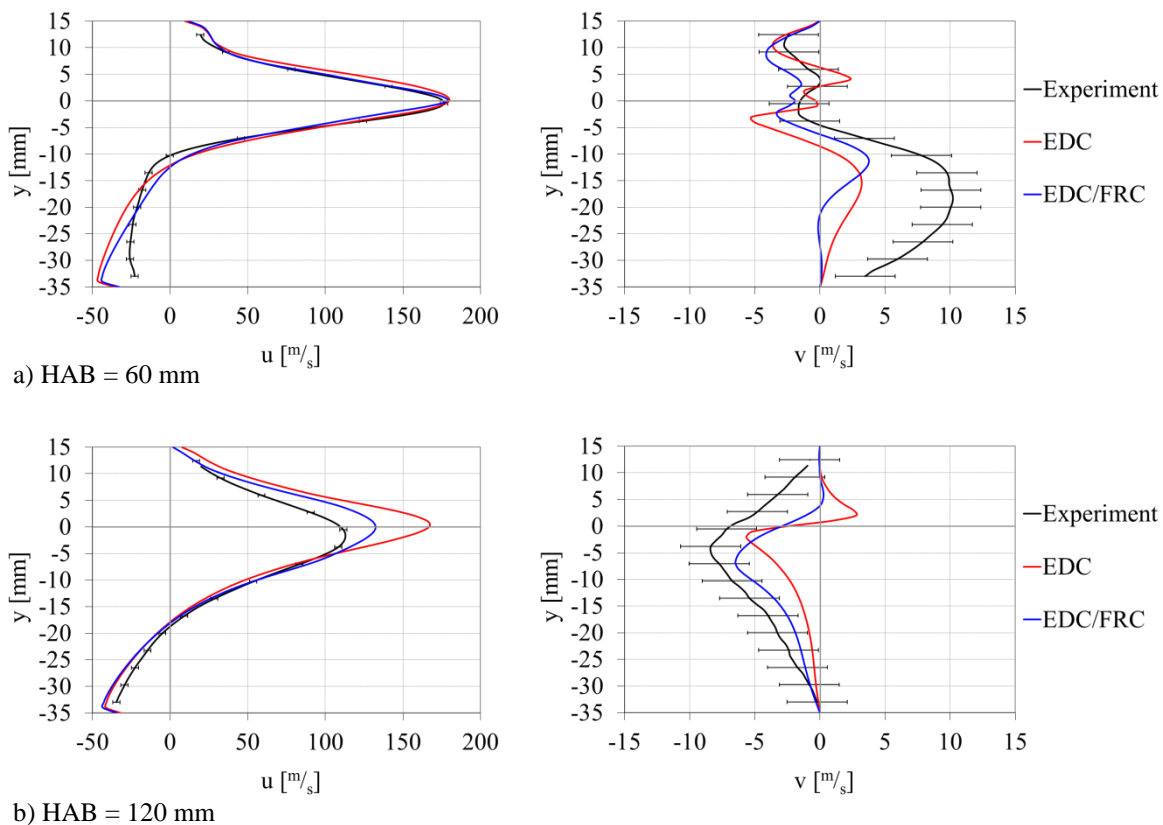


Abbildung 3.15 Einfluss des Verbrennungsmodells auf die Speziesverteilung



Beim Vergleich der Geschwindigkeitsverteilung fallen die Unterschiede zwischen den Verbrennungsmodellen bei  $HAB = 60$  mm kaum ins Gewicht wie in Abbildung 3.16 zu sehen ist. Die berechneten Profile unterscheiden sich kaum voneinander und weisen folglich sowohl in x-, als auch in y-Richtung eine vergleichbare Vorhersagegenauigkeit zu den experimentellen Daten auf. Erst weiter stromab wird, aufgrund der höheren Temperatur im Jet, die Maximalgeschwindigkeit des Jets vom reinen EDC-Modell zu hoch berechnet. Dabei sind auch hier die Unterschiede zwischen den Modellen außerhalb des Jetkerns, bei  $|y| > 5$  mm, nur noch gering. Senkrecht zur Hauptströmung ergeben sich dabei auch an dieser HAB-Position nur geringe Unterschiede zwischen den beiden Modellen, die beide die experimentellen Daten mit ausreichender Genauigkeit wieder geben.



**Abbildung 3.16 Einfluss des Verbrennungsmodells auf die Geschwindigkeitsverteilung**

Der Vergleich des reinen EDC-Modells mit dem kombinierten EDC/FRC-Modell bestätigt die in Kapitel 3.4.2.1 aufgestellte Vermutung, dass die Reaktionskinetik einen wesentlichen Einfluss auf die Verbrennungsvorgänge eines FLOX<sup>®</sup>-Brennkammersystems hat. Demgegenüber tritt der Turbulenzeinfluss in den Hintergrund. Daraus lässt sich ableiten, dass für eine korrekte Berechnung eines FLOX<sup>®</sup>-basierten Verbrennungssystems ein Reaktionsmechanismus sowie ein Verbrennungsmodell genutzt werden muss, welches die kinetischen Charakteristika mit hoher Genauigkeit vorhersagen kann. Dazu gehören neben den globalen Größen wie

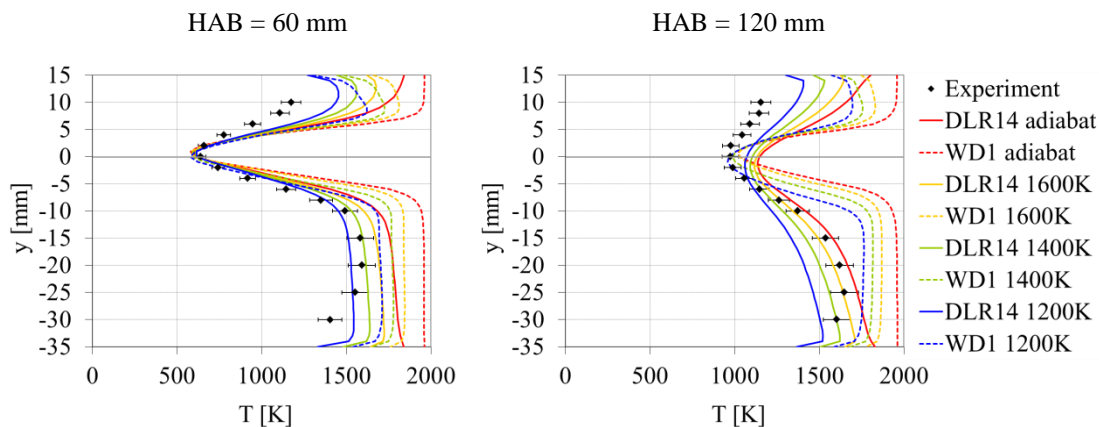
Flammgeschwindigkeit und Zündverzugszeit auch eine gute Beschreibung der Zerfallsketten sowie des Abbaus von Zwischenprodukten und in diesem Zusammenhang auch Quenching-Effekte. Stark reduzierte Reaktionsmechanismen wie die hier untersuchten Mechanismen nach Westbrook und Dryer können bei der Wahl eines geeigneten Verbrennungsmodells zwar das Strömungs- und Temperaturfeld sowie die Lage der Reaktionszone mit ausreichender Genauigkeit vorhersagen, jedoch sind sie für eine detailliertere Analyse der FLOX<sup>®</sup>-Verbrennung nur bedingt geeignet. Der DLR-interne 14-Schritt Mechanismus liefert hier eine deutlich bessere Beschreibung der chemischen Vorgänge, wobei auch hier noch Schwachstellen, insbesondere im Bereich stromab der Düse und in der Nähe der Scheiben, erkennbar sind, vgl. Abbildung 3.12. Hier wäre die Nutzung von deutlich detaillierteren Mechanismen wie beispielsweise der GRI3.0 empfehlenswert.

Mit steigender Detaillierung der Reaktionsmechanismen sinkt tendenziell die Stabilität der numerischen Berechnungen. Bei Verwendung des hier betrachteten EDC- bzw. EDC/FRM-Modells stellt bereits der DLR14-Mechanismus hohe Anforderungen an die Initialisierung des Rechengebiets sowie die Startlösung für die transiente Berechnung um eine numerische Lösung zu erhalten. Sollen noch größere Mechanismen eingesetzt werden, so ist eine Überprüfung weiterer Verbrennungsmodelle in jedem Fall notwendig. Im Rahmen von Voruntersuchungen [Panne et al., 2009] wurde das Burning Velocity Modell in Kombination mit drei verschiedenen detaillierten Reaktionsmechanismen untersucht. Die Simulationen waren numerisch sehr stabil, jedoch ergab sich eine sehr schlechte Vorhersagegenauigkeit im Vergleich zu den experimentellen Referenzdaten. Dieses Ergebnis bestätigt, dass die Wahl eines adäquaten Verbrennungsmodells mindestens ebenso relevant ist, wie die eines ausreichend genauen Reaktionsmechanismus.

#### 3.4.2.3 Einfluss der Wandtemperatur

Eine wesentliche Annahme bei der Wahl der Randbedingungen, die in dieser Form nicht den experimentellen Gegebenheiten entspricht, ist die konstante Wandtemperatur der Scheiben von 1400 K. Um den Einfluss dieser Annahme auf die numerischen Ergebnisse abschätzen zu können, wird für den DLR14-Mechanismus und, stellvertretend für die Mechanismen mit Oxidationschemie nach Westbrook und Dryer, den WD1-Mechanismus eine Parameterstudie durchgeführt, wobei Werte von 1200 K, 1400 K und 1600 K untersucht werden. Ergänzend wird jeweils eine weitere Simulation mit adiabaten Wänden durchgeführt, wobei die berechnete Wandtemperatur für diese Simulation an allen Punkten der Wand oberhalb von 1600 K liegt. Als Verbrennungsmodell wird das kombinierte EDC/FRC-Modell genutzt.

Im Temperaturprofil 60 mm oberhalb der Düse, Abbildung 3.17, zeigt sich deutlich der Einfluss der Wandtemperatur auf die Temperaturverteilung außerhalb des Jets. Mit zunehmender Wandtemperatur steigt das Temperaturniveau für beide betrachteten Reaktionsmechanismen an. Dabei ergibt sich durchgängig bei gleicher Wandtemperatur für den WD1-Mechanismus eine höhere Gasphasentemperatur als bei Nutzung des DLR14-Mechanismus. Das Temperaturniveau im Jetkern wird an dieser Position nicht von der Wahl der Randbedingung beeinflusst und liegt für alle durchgeführten Simulationen knapp oberhalb der Frischgastemperatur. Die Temperaturgradienten an den Flanken des Brennstoff-Luft-Jets fallen, unabhängig vom eingesetzten Reaktionsmechanismus, bei höheren Wandtemperaturen etwas höher aus als bei geringeren Werten, wobei dieser Effekt überwiegend der größeren Temperaturdifferenz zwischen Frischgas und heißem Abgas geschuldet ist.



**Abbildung 3.17 Einfluss der Wandtemperatur auf die Temperaturverteilung**

Bei HAB = 120 mm weisen die beiden betrachteten Mechanismen ein etwas unterschiedliches Verhalten auf. Der DLR-interne 14-Schritt Reaktionsmechanismus zeigt über das gesamte Profil mit steigender Wandtemperatur eine Verschiebung zu höheren Gastemperaturen. Dabei ist die absolute Verschiebung im Bereich des kälteren Jets geringer als in den Zonen außerhalb des Jets, so dass die Temperaturgradienten an den Jetflanken mit zunehmender Wandtemperatur steigen. Beim Einsatz des WD1-Mechanismus hingegen ergeben sich keine sichtbaren Unterschiede in den Temperaturgradienten, allerdings nimmt die Breite des Brennstoff-Luft-Jets mit zunehmender Wandtemperatur ab. Dabei fallen die Flanken am oberen Rand des Jets, bei  $y > 0$  mm, für alle vier Simulationen zusammen. Da jedoch, wie auch bei Nutzung des DLR14-Mechanismus, die Kerntemperatur des Jets mit der Wandtemperatur sinkt, verlagert sich der Scheitelpunkt des Jets mit steigender Wandtemperatur hin zu geringeren  $y$ -Werten.

Die Unterschiede in der Speziesverteilung, Abbildung 3.18, sind geringer als die der Temperaturverteilung. Für den globalen Einschnitt-Mechanismus äußert sich der Unterschied für ein Ansteigen der Wandtemperatur lediglich in einer Verschiebung der unteren Flanke des Jets zu höheren  $y$ -Werten, was sich insbesondere bei  $HAB = 120$  mm in der zuvor dargestellten Verlagerung des Jetkerns bemerkbar macht. Die Volumenanteile oberhalb des Jetzentrums ( $y > 3$  mm) sowie im Bereich der Rezirkulation ( $y < -15$  mm) weisen keine Abhängigkeit von der Wandtemperatur auf. Für den DLR14-Mechanismus weisen alle Speziesprofile die gleiche Form auf. Hier verlagert sich bei geringeren Wandtemperaturen die Zusammensetzung außerhalb des Jets leicht in Richtung der Edukte (steigender  $CH_4$ - und  $O_2$ -Volumenanteil bei Abnahme des  $CO_2$ - und  $H_2O$ -Volumenanteils).

Die Geschwindigkeiten an beiden HAB-Positionen steigen sowohl in  $x$ - als auch in  $y$ -Richtung mit zunehmender Wandtemperatur betragsmäßig an, was direkt mit der Änderung der Gastemperaturen zusammen hängt. Der Temperatureinfluss ist dabei im Falle des WD1-Mechanismus geringer als für den DLR14-Mechanismus. Im Axialgeschwindigkeitsprofil 120 mm stromab der Düse, Abbildung 3.19 b, lässt sich wieder die Jetverschiebung beim Einschnitt-Mechanismus beobachten.

Beim Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten zeigt sich, dass für den DLR14-Mechanismus im düsennahen Bereich die beste Übereinstimmung bei Wandtemperaturen zwischen 1200 K und 1400 K erzielt wird, während in größerem Abstand zur Düse für Temperaturen oberhalb 1600 K die Abweichung zu den Messdaten minimal wird. Die Annahme von 1400 K als globale Wandtemperatur ist damit eine realistische Annahme bei Nutzung des DLR14-Mechanismus. Der WD1-Mechanismus hingegen weist an beiden Positionen für Wandtemperaturen von 1200 K die beste Vorhersagegenauigkeit auf, wobei die absoluten Abweichungen zu den Daten aus dem Versuch an  $HAB = 120$  mm geringer sind als an  $HAB = 60$  mm.

Dieses Ergebnis legt nahe, dass die reale Wandtemperatur von der Bodenplatte in Richtung Reaktionszone, die im Bereich von  $HAB \approx 90$  mm bis  $HAB \approx 220$  mm liegt, ansteigt. Dafür würde auch sprechen, dass die Wärmebelastung im Bereich der Wärmefreisetzung deutlich höher ist als außerhalb dieses Bereichs. Gleichzeitig wird die Bodenplatte aktiv gekühlt, so dass an dieser Stelle dem System Energie entzogen wird und die Wandtemperatur im düsennahen Bereich absinkt.

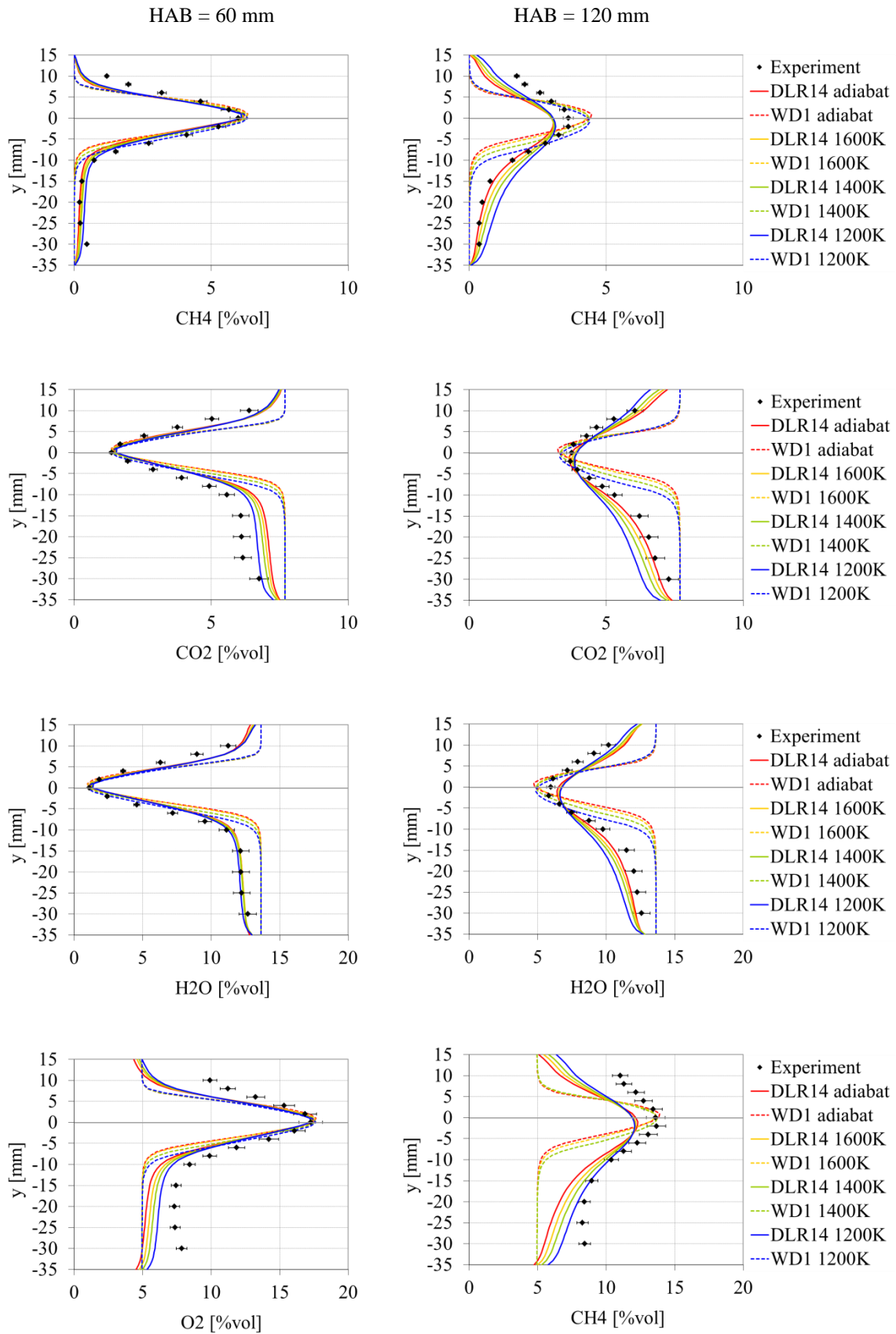
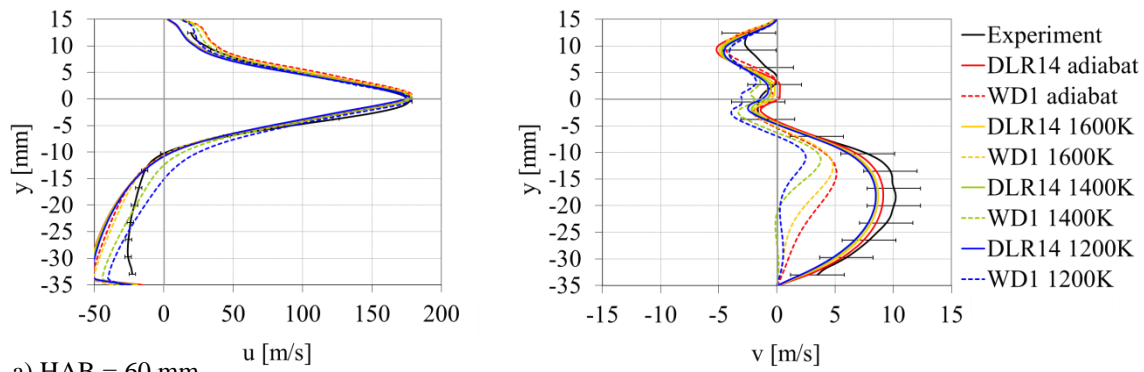
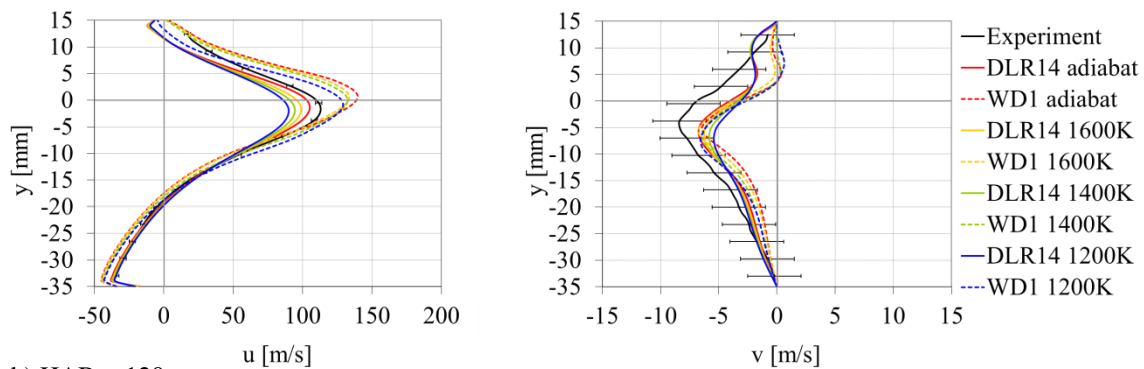


Abbildung 3.18 Einfluss der Wandtemperatur auf die Speziesverteilung



a) HAB = 60 mm



b) HAB = 120 mm

**Abbildung 3.19 Einfluss der Wandtemperatur auf die Geschwindigkeitsverteilung**

### 3.5 Untersuchung des Strahlungseinflusses

Der Strahlungseinfluss wird bei der Simulation von Gasturbinenbrennkammern häufig vernachlässigt, da die Energieübertragung durch Strahlung im Vergleich zur Wärmeleitung und zum Energietransport durch Konvektion meist klein ist [Versteeg & Malalasekera, 2007]. Gleichzeitig ist es für eine korrekte Vorhersage des Strahlungsfeldes notwendig, die optischen Eigenschaften des Fluidmediums und der das Rechengebiet einschließenden Wände sowie deren Temperaturverteilung möglichst genau vorhersagen zu können. Die herkömmlichen Strahlungsmodelle vernachlässigen, wie in Kapitel 2.4 gezeigt, die Transmission von Wänden. Diese Vernachlässigung ist im vorliegenden Testfall sicherlich nicht korrekt, da die Wände aus Quarzglas mit einem Transmissionsgrad, bezogen auf die Lauflänge  $s$ , von  $\tau/s \geq 90 \text{ \%}/\text{cm}$  bestehen [Corning Inc., 2003]. Darüber hinaus entspricht die Annahme einer konstanten Wandtemperatur nicht den realen Verhältnissen. Die Untersuchung des Strahlungseinflusses kann folglich nur als qualitative Studie verstanden werden, die zeigt, inwieweit die Vernachlässigung der thermischen Strahlung für die Berechnung eines FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystems zulässig ist.

### 3.5.1 Numerisches Setup

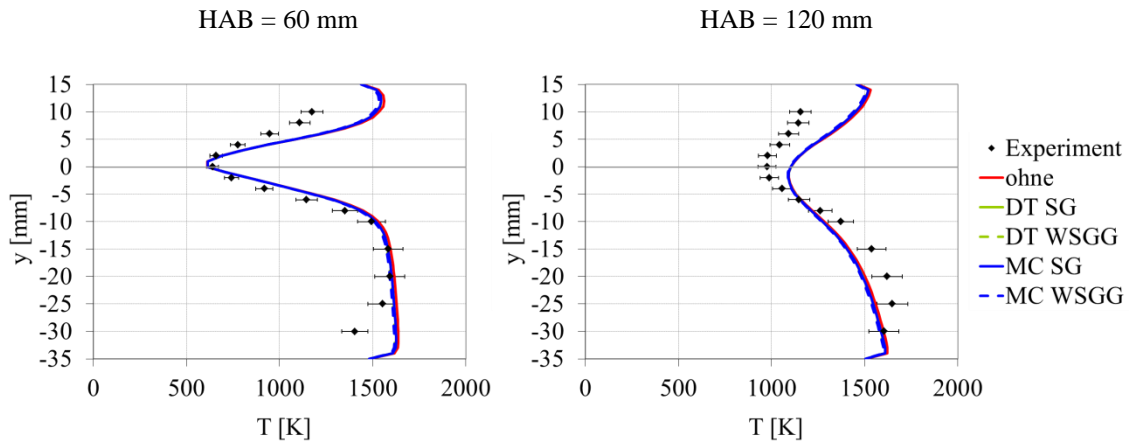
Das numerische Setup entspricht dem der Studien zum Verbrennungsmodell, wobei das kombinierte EDC/FRC-Modell in Kombination mit dem DLR-internen 14-Schritt Reaktionsmechanismus eingesetzt wird. Als Strahlungsmodelle werden das Diskrete Transfer Modell (DT) sowie die Monte Carlo Methode (MC) eingesetzt. Die  $P_N$ -Approximation ließ sich aufgrund numerischer Probleme nicht anwenden. Dies entspricht den Beobachtungen von Modest [2003], der Probleme mit diesem Modell bei optisch dünnen Medien, dreidimensionalen Geometrien mit deutlich unterschiedlichen Längenverhältnissen sowie bei Konfigurationen, die von der Wandstrahlung dominiert werden, festgestellt hat. Alle diese Bedingungen treffen auf den untersuchten Testfall zu.

Für die Modellierung der Strahlungseigenschaften wird das Fluid sowohl als Single Grey Gas (SG), als auch als Weighted Sum of Grey Gases (WSGG) betrachtet. Bei der Modellierung der Wände wird angenommen, dass die in Realität transmittierte Strahlung absorbiert wird und die übrige Strahlung reflektiert wird. Der Absorptions- bzw. Emissionsgrad wird dementsprechend mit  $\alpha = \varepsilon = 90\%$  und der Reflexionsgrad  $\rho = 10\%$  angesetzt. Der Eintritt wird als schwarzer Strahler bei Eintrittstemperatur (573 K) angesehen. Analog wird der Austritt optisch über einen schwarzen Strahler bei Umgebungstemperatur (298 K) abgebildet. Die Wandtemperatur wird, wie bereits bei der Betrachtung der Reaktionsmechanismen und Verbrennungsmodelle, als konstant bei 1400 K angenommen.

### 3.5.2 Ergebnisse

Der Einfluss der Strahlung auf die Temperaturverteilung ist gering, wie Abbildung 3.20 zeigt. Im Zentrum des Jets besteht kein Unterschied in der berechneten Temperatur zwischen der Simulation ohne Berücksichtigung von Strahlung und den vier Varianten mit Berechnung des Strahlungsfeldes.

Außerhalb des Jets ergeben sich an beiden betrachteten x-Positionen bei Berücksichtigung der Strahlung geringfügig niedrigere Temperaturen als ohne Strahlung. Bei der Beschreibung des Fluids als Single Grey Gas ist das Temperaturfeld dabei für beide Strahlungsmodelle identisch und liegt im Bereich der Rezirkulation etwa 15 K unterhalb der Rechnung ohne Strahlungsmodellierung. Wird das Fluidmedium als Weighted Sum of Grey Gases beschrieben, steigt die Temperaturdifferenz zum Referenzfall auf 20 K für das DT-Modell, beziehungsweise etwa 25 K für die Monte Carlo-Methode. Oberhalb des Jets ergeben sich dieselben qualitativen Unterschiede zwischen den fünf unterschiedlichen Settings, wobei die absoluten Abweichungen geringer ausfallen.



**Abbildung 3.20 Einfluss der Strahlungsmodellierung auf die Temperaturverteilung**

Wie in Abbildung 3.21 zu erkennen, ist der Einfluss der Strahlung auf die Speziesverteilung noch geringer als für die Temperaturprofile. Dasselbe gilt für die Geschwindigkeitsprofile, die in Abbildung 3.22 dargestellt sind.

Dass sich bei Berücksichtigung des Strahlungsfeldes eine geringfügig niedrigere Gasphasentemperatur einstellt, deckt sich mit den Untersuchungen von Dannecker et al. [2007]. Die Autoren haben anhand des  $P_1$ -Strahlungsmodells auch den Unterschied zwischen dem SG- und dem WSGG-Ansatz zur Beschreibung der Strahlungseigenschaften des Fluids untersucht. Dabei ergab sich, in Übereinstimmung zu den Ergebnissen dieser Studie, eine weitere Temperaturabsenkung der Gasphase bei Nutzung des WSGG-Ansatzes.

Aufgrund des sehr geringen Unterschieds zwischen den Simulationen mit und ohne Berücksichtigung von Strahlung kann davon ausgegangen werden, dass bei Vernachlässigung der Energieübertragung durch Strahlung keine wesentlichen Fehler bei der Simulation gemacht werden.



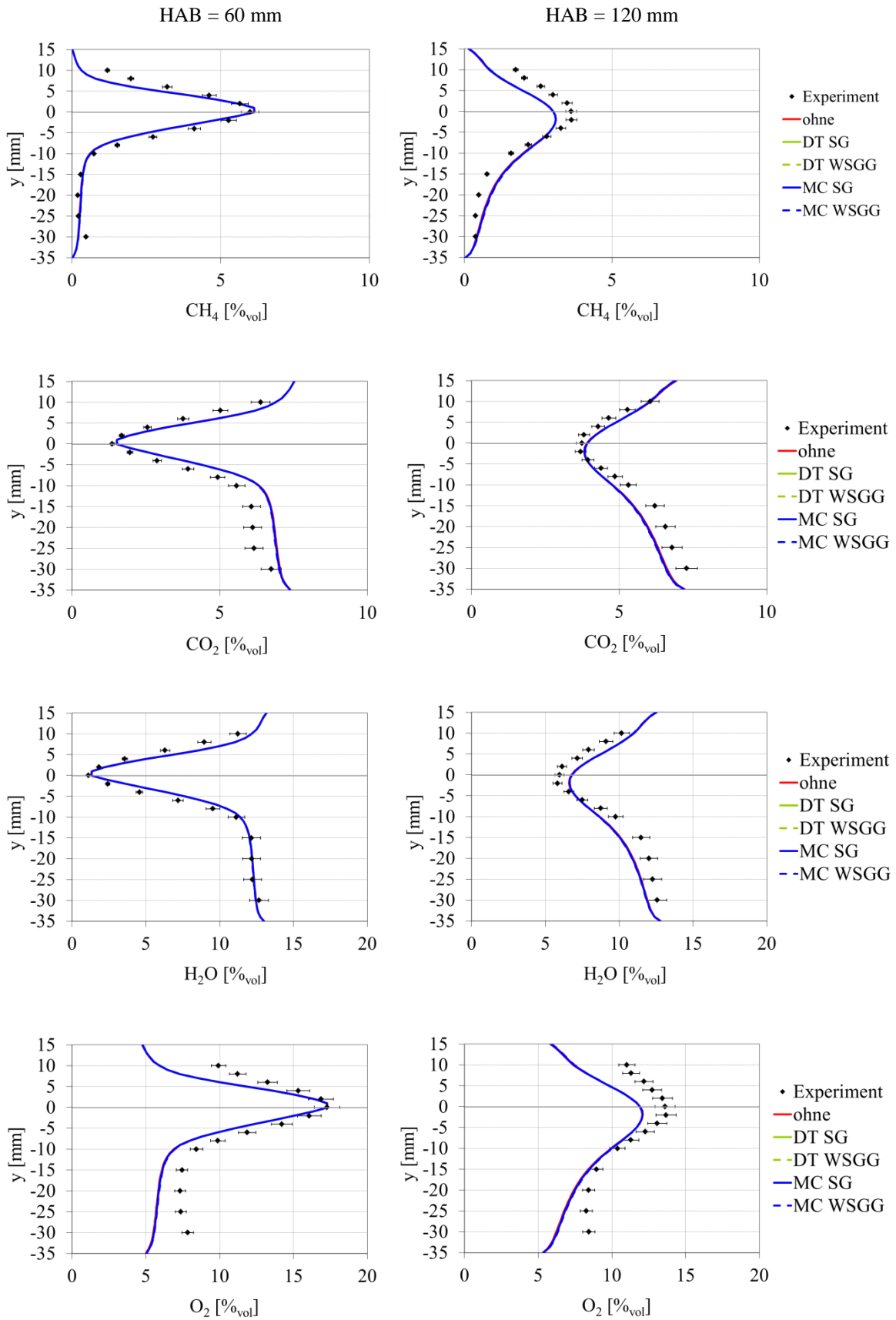
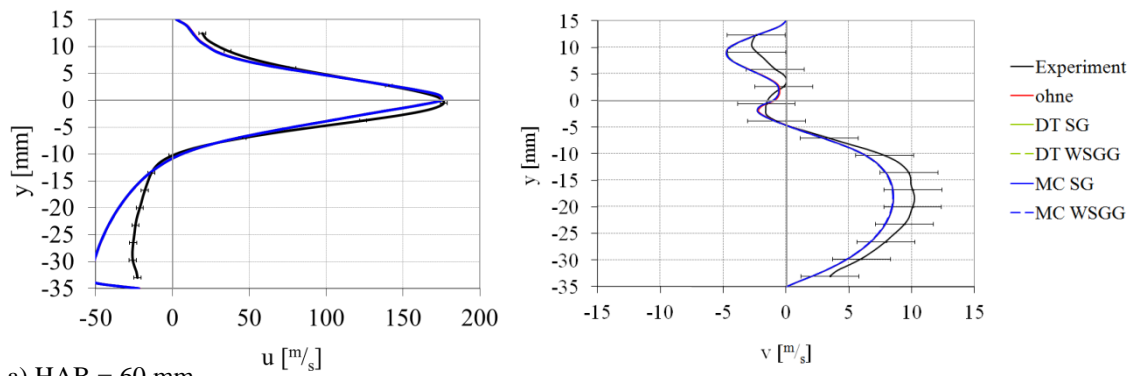
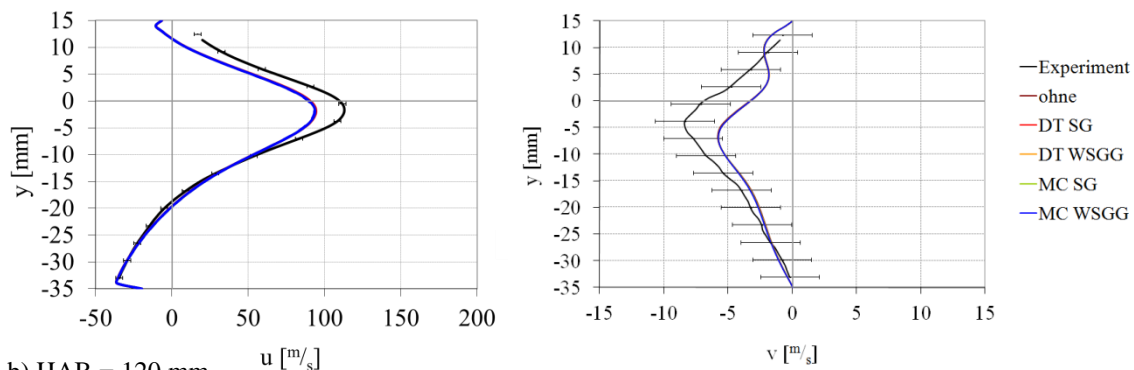


Abbildung 3.21 Einfluss der Strahlungsmodellierung auf die Speziesverteilung



a) HAB = 60 mm



b) HAB = 120 mm

**Abbildung 3.22 Einfluss der Strahlungsmodellierung auf die Geschwindigkeitsverteilung**

### 3.6 Zusammenfassung der Modellvalidierung

Im Rahmen der Modellvalidierung konnte anhand eines experimentell gut vermessenen Testfalls die Eignung verschiedener numerischer Modelle für die Beschreibung von FLOX<sup>®</sup>-Brennkammersystemen nachgewiesen werden.

Eine einleitende Gitterstudie hat eine deutliche Gitterabhängigkeit der numerischen Lösung gezeigt. Dabei führte eine Gitterverfeinerung nur bis zu einem gewissen Grad zu einer Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit. Bei der Untersuchung verschiedener RANS-Turbulenzmodelle stellte sich das SST-Modell von Menter als der am besten geeignete Ansatz heraus. Für die Beschreibung der chemischen Vorgänge in einem FLOX<sup>®</sup>-Brenner zeigte der DLR-interne 14-Schritt Reaktionsmechanismus eine sehr gute Vorhersagegenauigkeit, sowohl in Bezug auf das Temperaturfeld, als auch für die Speziesverteilung. Ebenfalls eine akzeptable Vorhersagegenauigkeit ergab sich für die Mechanismen nach Westbrook und Dryer, die jedoch einen etwas zu hohen Brennstoffumsatz im Bereich der Rezirkulation vorhersagen. Für die Beschreibung des Reaktionsfortschritts hat sich das kombinierte EDC/FRC-Modell als beste Wahl herausgestellt. Eine große Unsicherheit bei der Berechnung der Verbrennung ist dabei die An-

nahme von Wandrandbedingungen, die einen starken Einfluss auf das berechnete Temperaturfeld und, in geringerem Maße, auf die Speziesverteilung haben. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass thermische Strahlung nur einen untergeordneten Einfluss auf die numerische Lösung besitzt und sie somit bei der Auslegung von FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystemen vernachlässigt werden kann.

Die Ergebnisse der unterschiedlichen Modellstudien wurden, soweit möglich, mit aus der Literatur bekannten Untersuchungen verglichen, wobei sich die Ergebnisse dieser Studie weitestgehend mit den Resultaten anderer Autoren decken.

## 4 Brennerentwicklung

Die in Kapitel 3 validierten Modelle können nun zur Auslegung von FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystemen genutzt werden. In diesem Kapitel wird dazu ein Brennkammersystem für eine kommerzielle Mikrogasturbine betrachtet, die Turbec T100 [Turbec S.p.A., 2005]. Ausgehend von einer Referenzgeometrie wird dabei zunächst der Einfluss unterschiedlicher Geometrieparameter untersucht. Neben den Ergebnissen der numerischen Simulationen wird zusätzlich die Eignung der linearen Regressionsanalyse als unterstützendes Werkzeug bei der Brennerauslegung dargestellt. Im Anschluss an die Bewertung der allgemeinen Geometrieparameter, die so auch auf alle anderen FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammertypen übertragbar sind, wird der Fokus auf die für Mikrogasturbinen typische Kühlluftzuführung zum Erreichen der anlagentypisch niedrigen Turbineneintrittstemperaturen gelegt. Abschließend erfolgt ein Ausblick auf die Anforderungen aus dem Betriebsbereich der den Untersuchungen zu Grunde liegenden Gasturbine.

### 4.1 Referenzgeometrie

Ausgangspunkt für die Referenzgeometrie ist das in Abbildung 4.1 dargestellte Brennkammersystem der Turbec T100 Mikrogasturbine. Die Einhausung sowie die Kontur des Turbineneintritts sind dabei feste, von der Maschine vorgegebene Randbedingungen. Weiterhin wird das Flammrohr von der Form als gegeben vorausgesetzt, allerdings ohne die Kühlluftbohrungen nahe dem Turbineneintritt.

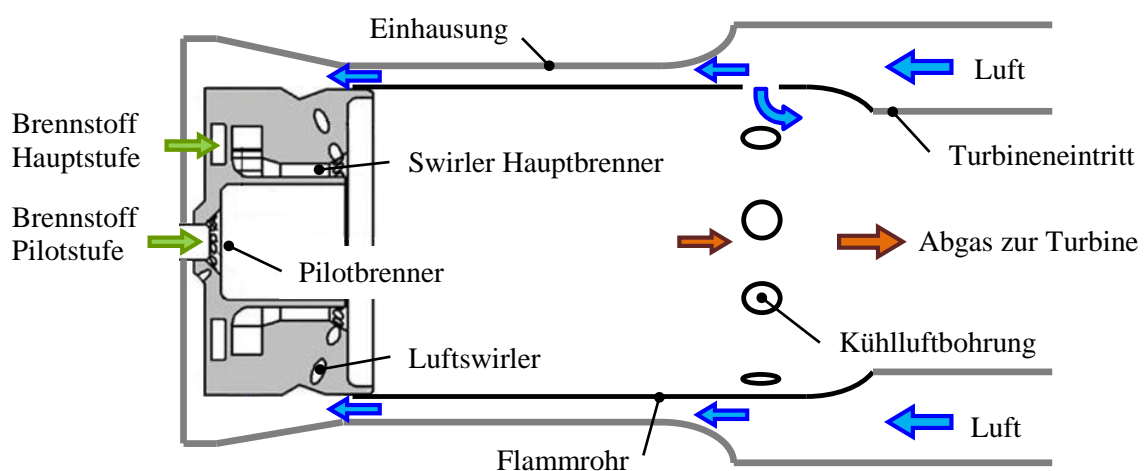
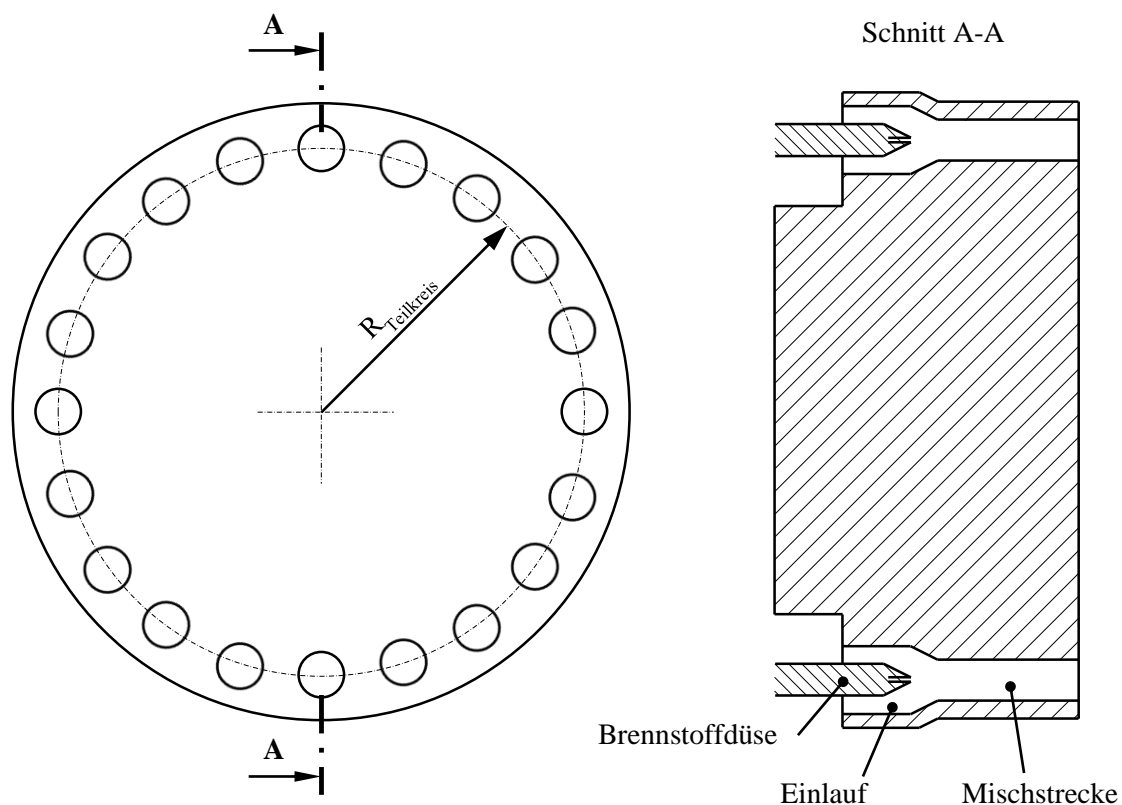


Abbildung 4.1 Turbec T100 Brennkammersystem

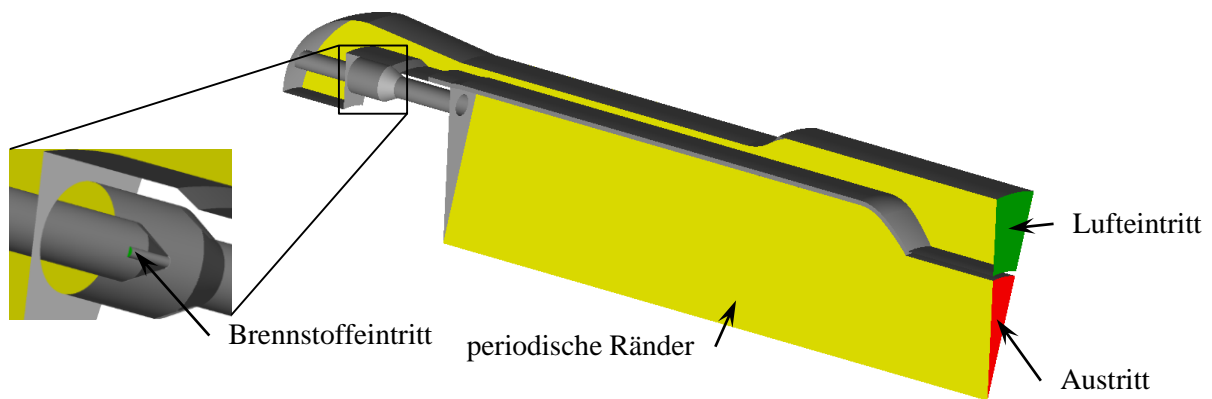
Der wesentliche Unterschied zwischen dem Turbec-Brennkammersystem und der Referenzgeometrie liegt somit im Brennerkopf. Der Hersteller der Mikrogasturbine setzt hier einen

zweistufigen Drallbrenner (Pilot- und Hauptstufe) mit einem zusätzlichen Luftwirler ein, der das Brennstoff-Luft-Gemisch am Brennkammereintritt mit zusätzlicher Luft durchmischt. Dieser wird ersetzt durch einen FLOX®-Brenner mit 20 Luftdüsen, die äquidistant auf einem Kreis um die Rotationsachse des Brenners angeordnet sind, vgl. Abbildung 4.2. Der Abstand der Düsenmittelpunkte zur Brennerachse beträgt dabei  $R_{\text{Teilkreis}} = 58 \text{ mm}$ . Die Düsen selbst bestehen aus einem Einlauf, der über eine Beschleunigungsstrecke in die Mischstrecke mit 9 mm Durchmesser mündet. In jeder Düse befindet sich eine konzentrisch angeordnete Brennstoffdüse, die am Ende des Einlaufs endet.



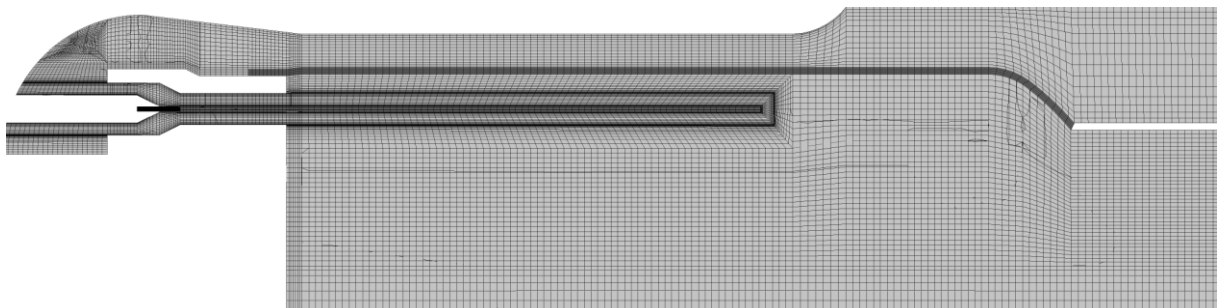
**Abbildung 4.2 Brennerkopf Referenzgeometrie**

Neben der Modifikation des Brennerkopfes und dem Vernachlässigen der Kühlluftbohrungen wird abweichend von der Turbec-Konfiguration am Ende der Einlaufstrecke ein Strömungsleitblech eingeführt, so dass die Strömung zum Eintritt der Düsen hin umgelenkt wird und kein Totgebiet im Plenum vor dem Brenner entsteht. Damit ergibt sich das in Abbildung 4.3 skizzierte Rechengebiet für die Untersuchung der Referenzgeometrie, wobei die Simulation unter Ausnutzung der Symmetrie auf ein periodisches  $18^\circ$ -Segment reduziert wird. Auf eine weitere Reduktion auf ein symmetrisches  $9^\circ$  Segment wurde verzichtet um die Ausbildung von Sekundärströmungen im Bereich der Luft-/Brennstoffdüse nicht unnötig durch Randbedingungen zu verfälschen.



**Abbildung 4.3 Rechengebiet Referenzgeometrie**

Die Geometrie wird über ein blockstrukturiertes Rechengitter, Abbildung 4.4, diskretisiert, wobei neben dem Strömungspfad auch das Flammrohr als Festkörper mit abgebildet wird. Dieses Vorgehen hat den Vorteil, dass sich für das Flammrohr eine realistische Temperaturverteilung einstellt und somit der in Kapitel 3.4.2.3 geschilderte verfälschende Einfluss einer gesetzten Randbedingung entfällt. Die Luft- und Brennstoffdüse werden über eine O-Struktur mit einer Gitterverfeinerung im Bereich der Düsenwände aufgelöst. Die O-Struktur wird bis über die Hälfte der Brennkammer hinaus fortgesetzt, um den eintretenden Luft-Brennstoffstrahl mit ausreichender Genauigkeit aufzulösen.



**Abbildung 4.4 Rechengitter Referenzgeometrie**

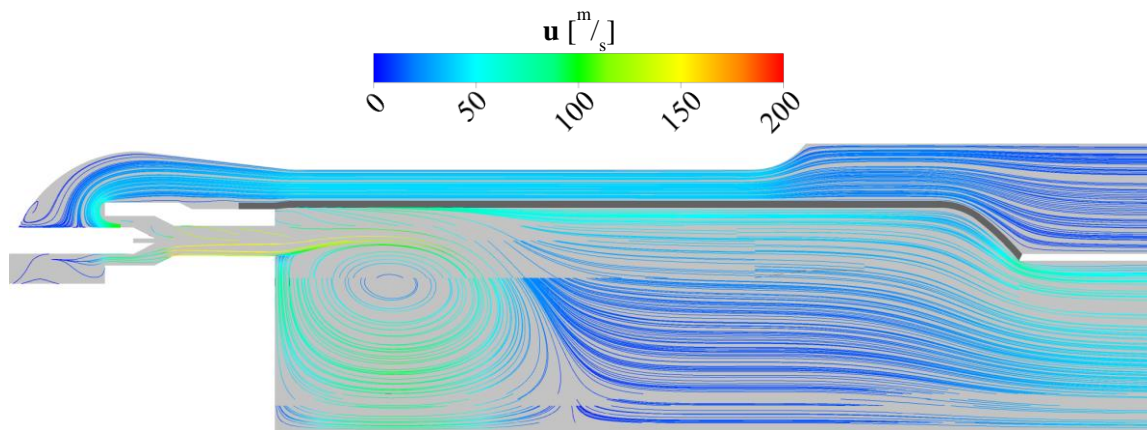
Für die numerische Untersuchung der Referenzgeometrie sowie für die Studien zum Einfluss der Betriebs- und Geometrieparameter werden URANS-Simulationen durchgeführt. Dazu wird, gemäß den Ergebnissen des vorhergehenden Kapitels, das SST-Modell zur Turbulenzmodellierung genutzt. Die Verbrennungsvorgänge werden über das kombinierte EDC/FRC-Modell abgebildet. Wie in Kapitel 3.4.2 dargestellt, liefert der DLR-interne 14-Schritt Reaktionsmechanismus von den hier untersuchten Mechanismen die höchste Vorhersagegenauigkeit in Bezug auf Reaktionsfortschritt und Speziesverteilung, stellt jedoch gleichzeitig hohe Anforderung an die Start- und Randbedingungen um zu einer numerisch stabilen Lösung zu

gelangen. Mit der hier betrachteten technischen Brennkammer, die eine deutlich höhere Komplexität sowohl der Geometrie als auch des resultierenden Strömungsfeldes besitzt, war es nicht möglich einen solchen Satz an Startbedingungen zu identifizieren, der zu einer numerisch stabilen, physikalisch sinnvollen Lösung geführt hätte. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle der globale Einschrittmechanismus von Westbrook und Dryer [1981] zur Abbildung der chemischen Reaktionen genutzt.

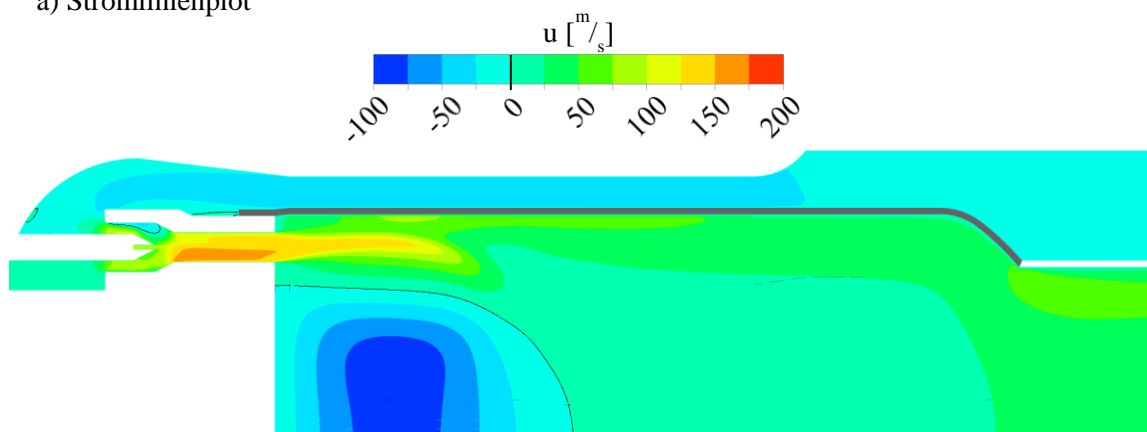
Die Simulationen werden ausgehend von einer stationären Startlösung durchgeführt, wobei die Simulationsdauer 0,3 s beträgt, was im Minimum drei Aufenthaltszeiten entspricht. Die zeitliche Mittelung erfolgt über ein Zeitintervall von 0,2 s und setzt nach einer Anlaufzeit von einer Aufenthaltszeit, d.h. nach 0,1 s, ein, so dass keine Fragmente der stationären Startlösung in die Mittelung eingehen. Abweichend zu den Validierungsrechnungen wird für die Geometriestudien eine Zeitschrittweite von  $5 \cdot 10^{-5}$  s gewählt. In der Modellvalidierung konnte kein Einfluss der zeitlichen Diskretisierung auf das numerische Ergebnis festgestellt werden, vgl. Kapitel 3.2, so dass dort ein größere Zeitschritt im Sinne einer Minimierung der Rechenzeit gewählt wurde. Im Falle der geometrisch deutlich komplexeren Brennkammer hat sich jedoch gezeigt, dass eine feinere zeitliche Auflösung das Konvergenzverhalten signifikant verbessert. Die Ursache ist in den aus der Geometrie resultierenden Strömungsstrukturen, beispielsweise in der Luftdüse, vgl. Abbildung 4.9, zu sehen.

Die Randbedingungen sind an den Volllastpunkt der Turbec T100 Mikrogasturbine angepasst [Hohloch et al., 2010], wobei von einem Äquivalenzverhältnis über den Brenner von  $\Phi_{\text{Brenner}} = 0,466$  als Zielwert bei Volllast ausgegangen wird. Für das betrachtete Segment ergibt sich daraus für den Lufteintritt ein Massenstrom von  $12,96 \frac{\text{g}}{\text{s}}$  bei einer Temperatur von 873 K. Der Brennstoffmassenstrom am Austritt aus der Brennstoffdüse liegt bei  $0,35 \frac{\text{g}}{\text{s}}$  je Düse, wobei reines Methan bei 298 K als Brennstoff angesetzt wird. Als Austrittsrandbedingung am Brennkammeraustritt wird ein konstanter statischer Druck von  $3,744 \cdot 10^5$  Pa vorgegeben, was dem Turbineneintrittsdruck der Maschine an diesem Lastpunkt entspricht. Da das Flammrohr in den Simulationen mit aufgelöst wird, wird auch Wärmeübergang durch diese Komponente simuliert, wobei entsprechend der Turbec T100 Hardware Haynes 230 [Haynes International, 2009] als Wandmaterial eingesetzt wird. Für die übrigen Wände werden glatte, adiabate Wände als Randbedingung genutzt, was aufgrund der Isolierung der Brennkammer gegenüber der Umgebung eine vertretbare Annahme darstellt. Die Schnittebenen am Rand des Rechengebiets werden für das Fluid und das Solid als periodische Ränder angenommen.

Abbildung 4.5 zeigt das zeitlich gemittelte Strömungsfeld in der Symmetrieebene des Rechengebiets. Es weist die wesentlichen, in Kapitel 1.2.1 besprochenen Charakteristika eines FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystems auf. Der Brennstoff-Luft-Jet tritt aus der Mischstrecke mit einer hohen mittleren Axialgeschwindigkeit von 142 m/s in den Brennraum ein. Dort bildet sich im brennernen Bereich eine große innere Rezirkulationszone. Stromab des Stagnationspunktes, bei HAB = 90.5 mm, verläuft die Strömung im Wesentlichen parallel zur Rotationsachse des Brennkammersystems. Am Ende des Brennraums zum Turbineneintritt hin wird die Strömung aufgrund der Einschnürung des Flammrohrs beschleunigt und strömt wiederum parallel zur Rotationsachse aus dem Rechengebiet aus. Der Brennkammerdruckverlust, der primär durch die Strömungsbeschleunigung in der Luftdüse generiert wird und somit direkt von der Düsendeschwindigkeit beeinflusst wird, vgl. Abbildung 4.6, liegt bei 17630 Pa, was einem relativen Druckverlust von 4,5% entspricht.



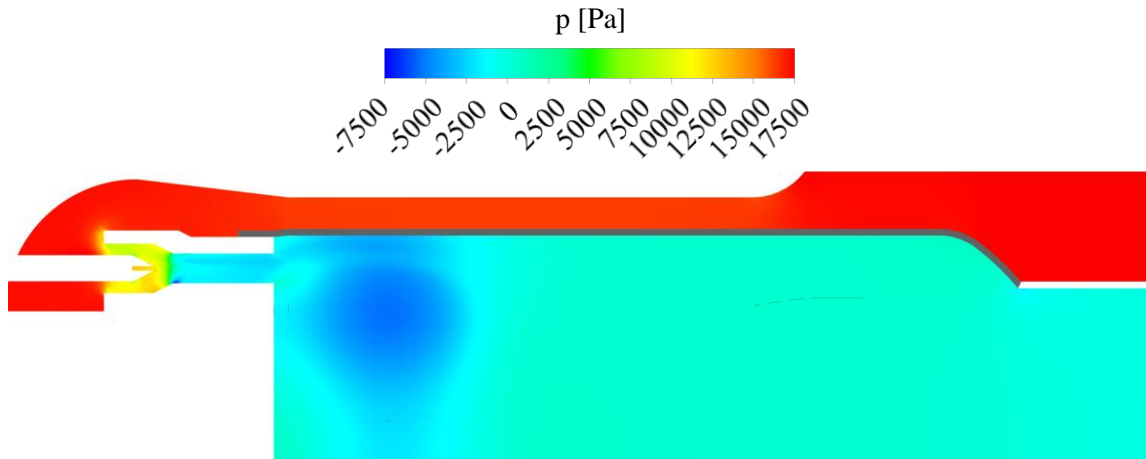
a) Stromlinienplot



b) Axialgeschwindigkeit

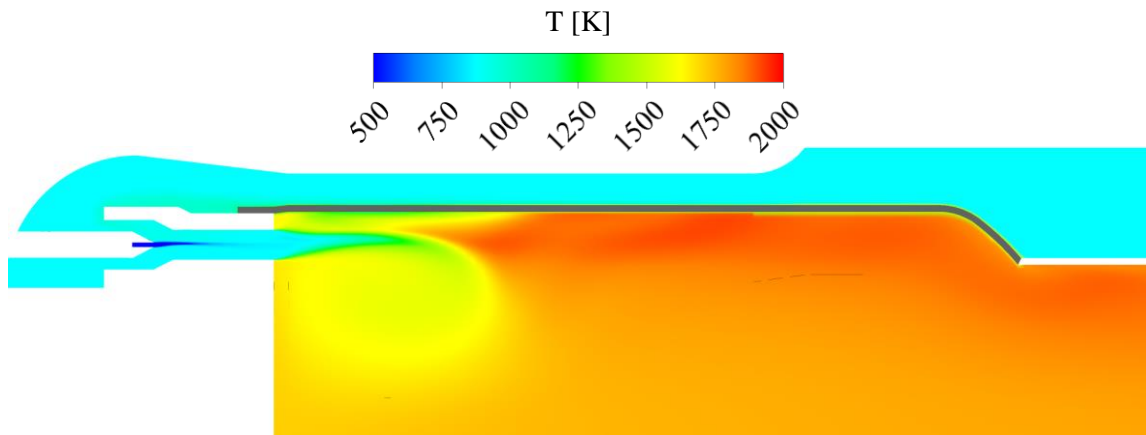
**Abbildung 4.5 Strömungsfeld Referenzgeometrie**





**Abbildung 4.6 Druckverteilung Referenzgeometrie**

Die Temperaturverteilung im Brennraum, Abbildung 4.7, weist im Bereich der Rezirkulationszone Temperaturen deutlich unterhalb der adiabaten Flammtemperatur von 1881 K auf, was darauf schließen lässt, dass es sich bei dem rezirkulierten Massenstrom um eine Mischung aus heißem Abgas und unverbranntem Frischgas handelt. Da die IRZ im realen Strömungsfeld aus kleinskaligen Wirbeln aufgebaut ist, vgl. Lammel et al. [2010] bzw.[2011], kann davon ausgegangen werden, dass die Mischungsvorgänge in diesem Bereich intensiver sind und sich somit auch geringere Temperaturgradienten von der URANS-Simulation vorhergesagt ergeben. Die Spitzentemperatur des zeitlich gemittelten Temperaturfelds befindet sich am Ende des eintretenden Luft-Brennstoff-Jets stromab der Reaktionszone und liegt mit 1939 K etwa 60 K über der adiabaten Flammtemperatur. Im instantanen Temperaturfeld, also innerhalb eines Zeitschrittes, ergeben sich deutlich höhere Temperaturspitzen, die je nach Betrachtungszeitpunkt zwischen 2000 K und 2200 K liegen. Auch hier ist zu beachten, dass die für die Mischungsvorgänge verantwortlichen kleinskaligen Wirbel vom SST-Modell nicht aufgelöst werden und gleichzeitig der globale Reaktionsmechanismus den Reaktionsfortschritt tendenziell zu hoch vorhersagt, so dass die Aussagefähigkeit der instantanen Temperaturspitzen nur einen groben Anhaltspunkt für die tatsächlich auftretenden zeitabhängigen Temperaturpeaks darstellen.

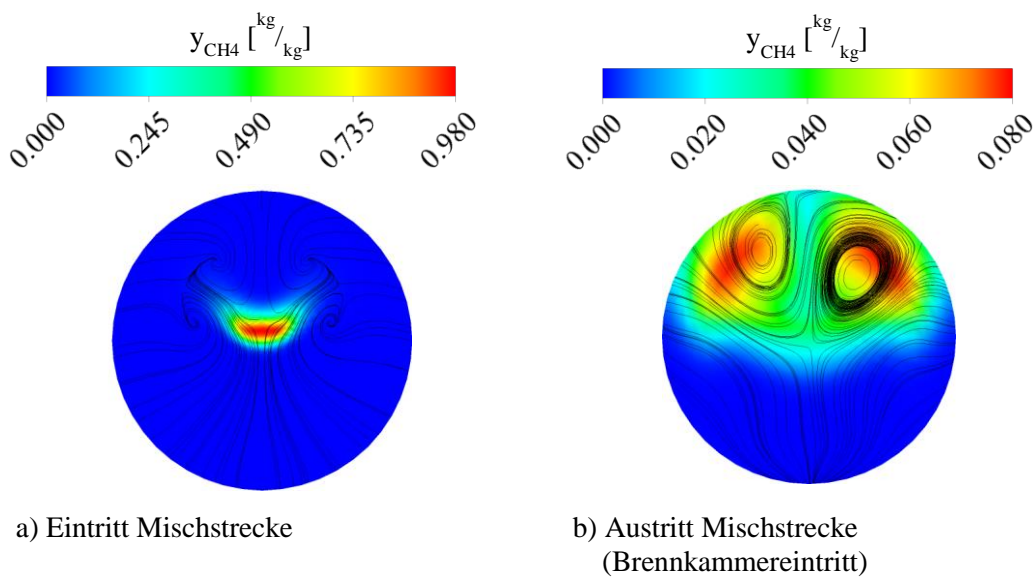


**Abbildung 4.7 Temperaturverteilung Referenzgeometrie**

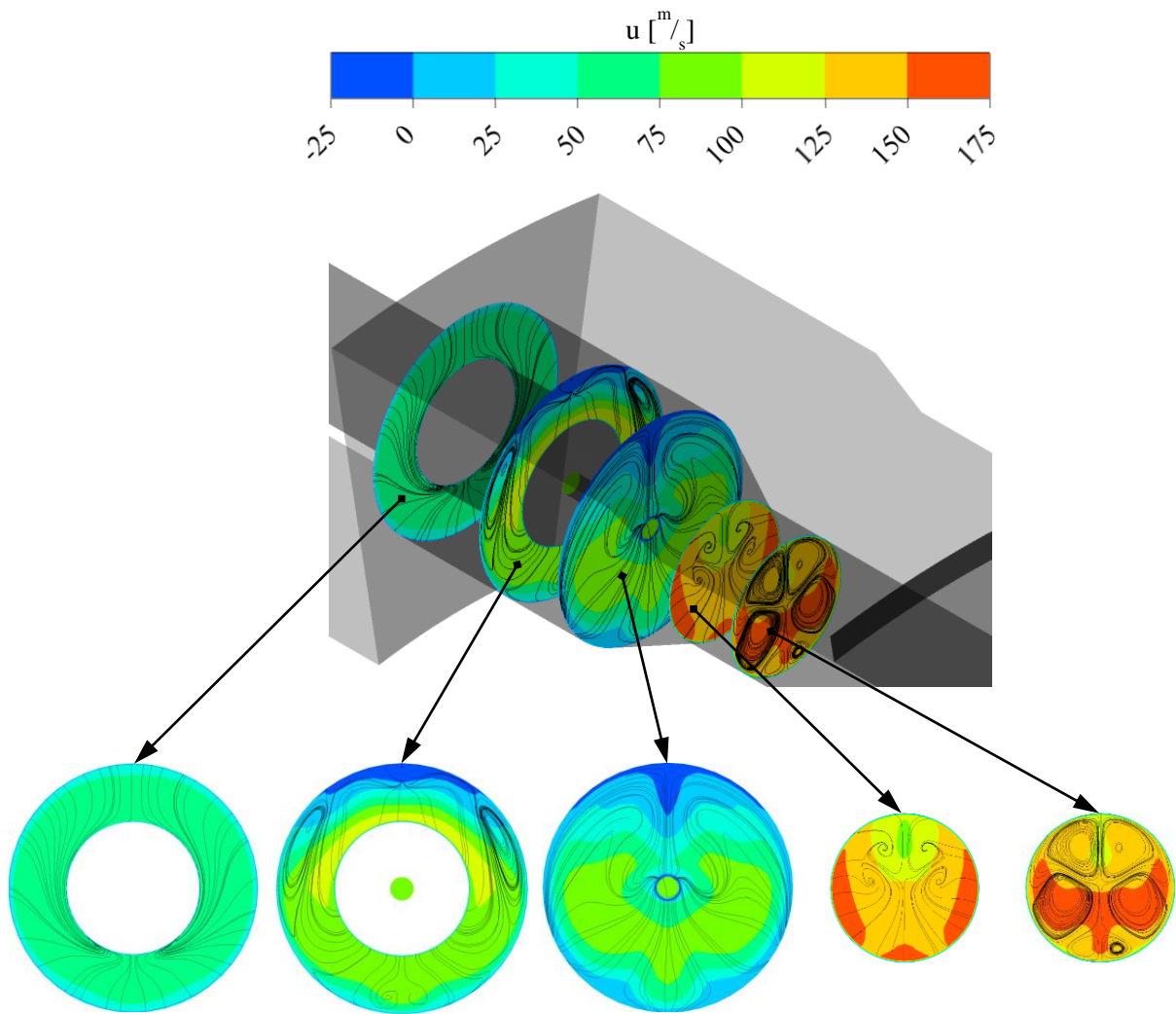
Die Vormischung von Brennstoff und Verbrennungsluft in der Mischstrecke der Luftdüse ist in Abbildung 4.8 zusammen mit den zweidimensionalen Stromlinien in den beiden Schnittebenen dargestellt. Am Eintritt in die Mischstrecke 6 mm stromab der Brennstoffdüse ist kaum eine Durchmischung von Brennstoff und Luft festzustellen. Allerdings ist eine Abflachung des ursprünglich runden Brennstoffstrahls zu erkennen, die auf eine sich ausbildende Sekundärströmung, siehe Abbildung 4.9, zurückzuführen ist. Die von der Sekundärströmung gebildeten gegenläufigen Wirbelpaare treiben im weiteren Verlauf der Luftdüse die Mischung von Verbrennungsluft und Brennstoff, so dass der maximale Methanmassenanteil am Eintritt in die Brennkammer bei  $0,08 \text{ kg/kg}$  liegt, was einem lokalen Maximum des Äquivalenzverhältnisses von  $\Phi_{\max} = 1,50$  entspricht. Eine perfekte, homogene Mischung von Brennstoff und Luft würde einen Methanmassenanteil von  $0,026 \text{ kg/kg}$  ergeben. Dass die Sekundärströmung der wesentliche Effekt für die Durchmischung ist, lässt sich daran erkennen, dass die Brennstoffverteilung genau den beiden Hauptwirbeln im oberen Bereich des Düsenquerschnitts folgt.

Die Entstehung der Sekundärströmung lässt sich anhand von Abbildung 4.9 nachvollziehen, in der die Axialgeschwindigkeit (Farbcodierung) und die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Hauptströmungsrichtung (Stromlinien) an mehreren Schnitten der Luftdüse dargestellt sind. Am Eintritt in die Einlaufstrecke ist auf der gesamten Querschnittsfläche eine positive Axialgeschwindigkeit zu erkennen. Der Verlauf der Stromlinien in diesem Schnitt lässt die Umströmung der Brennstoffdüse von oben nach unten erkennen. Weiterhin ist direkt unterhalb der Brennstoffdüse ein Staupunkt an der Stelle zu identifizieren, an der die Umströmung an der rechten und an der linken Seite der Brennstoffdüse aufeinandertrifft. Im weiteren Verlauf der Einlaufstrecke bildet sich im oberen Bereich eine Ablöseblase, die durch negative Axialgeschwindigkeiten gekennzeichnet ist. Getrieben durch diesen Rücktransport von Prozessluft sowie die Luftaufstauung im unteren Bereich der Luftdüse entstehen ein initiales Wirbelpaar

seitlich der Brennstoffdüse sowie ein kleineres Wirbelpaar in der Nähe des Staupunkts. Über die Strömungsverzögerung aufgrund der Verjüngung der Brennstoffdüse bis hin zum dritten Schnitt bleiben diese Strömungsstrukturen prinzipiell bestehen, werden allerdings in ihrer Intensität abgeschwächt und nehmen gleichzeitig einen deutlich größeren Bereich des Querschnitts ein. Durch die Beschleunigung der Strömung beim Übergang von der Einlauf- in die Mischstrecke der Luftdüse wird der Bereich negativer Axialgeschwindigkeiten beendet, so dass sich am Eintritt in die Mischstrecke durchweg positive Axialgeschwindigkeiten ergeben. Aus dem initialen Wirbelpaar sowie dem Zusammenbrechen der Ablöseblase bilden sich rechts und links leicht oberhalb des Querschnittmittelpunktes die Kerne zweier gegenläufiger Wirbelpaare, die sich im weiteren Verlauf der Mischstrecke zu den zuvor angesprochenen Sekundärwirbeln ausweiten. Die im Einlauf aus der Staupunktströmung entstandenen kleineren Wirbel unterhalb der Brennstoffdüse sind als drittes Wirbelpaar am Anfang der Mischstrecke weiterhin vorhanden, werden allerdings stromab des letzten hier gezeigten Schnitts dissipiert, so dass sie am Austritt aus der Mischstrecke nicht mehr erkennbar sind, vgl. Abbildung 4.8 b).



**Abbildung 4.8 Brennstoffverteilung und Sekundärströmung in der Luftdüse**



**Abbildung 4.9 Entstehung der Sekundärströmung in der Luftdüse**

Das Strömungsfeld in der Luftdüse sowie die Brennstoff-Luft-Verteilung im Frischgas der Referenzgeometrie unterscheidet sich aufgrund der zuvor beschriebenen Phänomene grundlegend vom dem in der Modellvalidierung. Während in Kapitel 3 immer von einem rein in axialer Richtung verlaufenden turbulenten Geschwindigkeitsprofil ( $u = u(r)$ ,  $v = w = 0 \text{ m/s}$ ) und einem perfekt vorgemischtem Brennstoff-Luft-Gemisch ausgegangen werden konnte, existiert in der technischen Anwendung ein komplexes, dreidimensionales Strömungsfeld in der Düse. Dieses ist wiederum maßgeblich bestimmend für die Vormischung von Brennstoff und Luft, vgl. Abbildung 4.8, und damit letztlich auch für die Lage der Reaktionszone sowie die Höhe der Spitzentemperatur. Eine korrekte Abbildung der Anströmung ist somit wichtig um das Verhalten im Brennraum korrekt wieder geben zu können.

## 4.2 Einfluss von Geometrieparametern

Im folgenden Kapitel wird exemplarisch der Einfluss von Geometrieparametern auf das Betriebsverhalten des Brenners untersucht. Ausgangspunkt der Untersuchungen ist jeweils die in Kapitel 4.1 vorgestellte Referenzgeometrie. Die Randbedingungen für die numerischen Simulationen werden zwischen den Geometrievarianten, soweit nicht anders angegeben, unverändert gelassen und entsprechen ebenfalls denen des Referenzpunktes.

Damit die Auswirkungen von Geometrieänderungen auf das Betriebsverhalten beurteilt werden können, werden neben einem qualitativen Vergleich der Strömungs- und Temperaturfelder die quantitativen Auswirkungen auf eine Auswahl an Kenngrößen betrachtet. Diese Kenngrößen sind die maximale Temperatur im Brennraum, die axiale Position des Stagnationspunktes als Maß für die Länge der inneren Rezirkulationszone, der maximale Methanmassenbruch am Austritt aus der Luftdüse in den Brennraum als Maß für die Vormischgüte zwischen Luft und Brennstoff sowie der Brennkammerdruckverlust. Die Auswertung dieser Größen basiert auf den zeitlich gemittelten Werten und berücksichtigt daher keine instantanen Effekte.

### 4.2.1 Teilkreisdurchmesser

Ein wesentlicher Parameter für die Form des Strömungsfelds ist der Teilkreisdurchmesser bei konstantem Flammrohrdurchmesser. Der Teilkreisdurchmesser beschreibt entsprechend Abbildung 4.10 den Durchmesser des Kreises, der die Mittelpunkte der Luftdüsen miteinander verbindet.

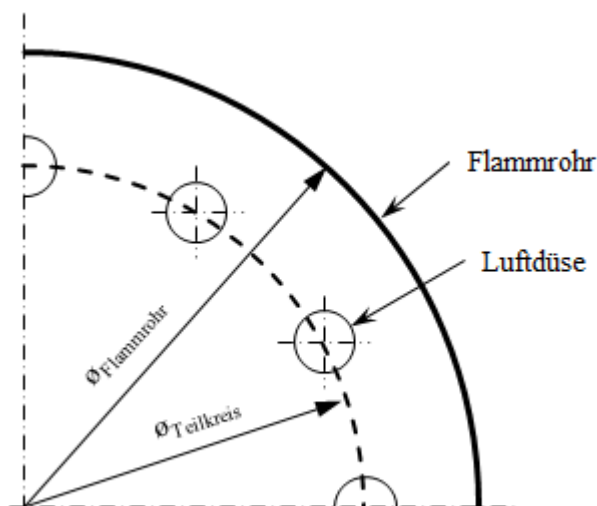
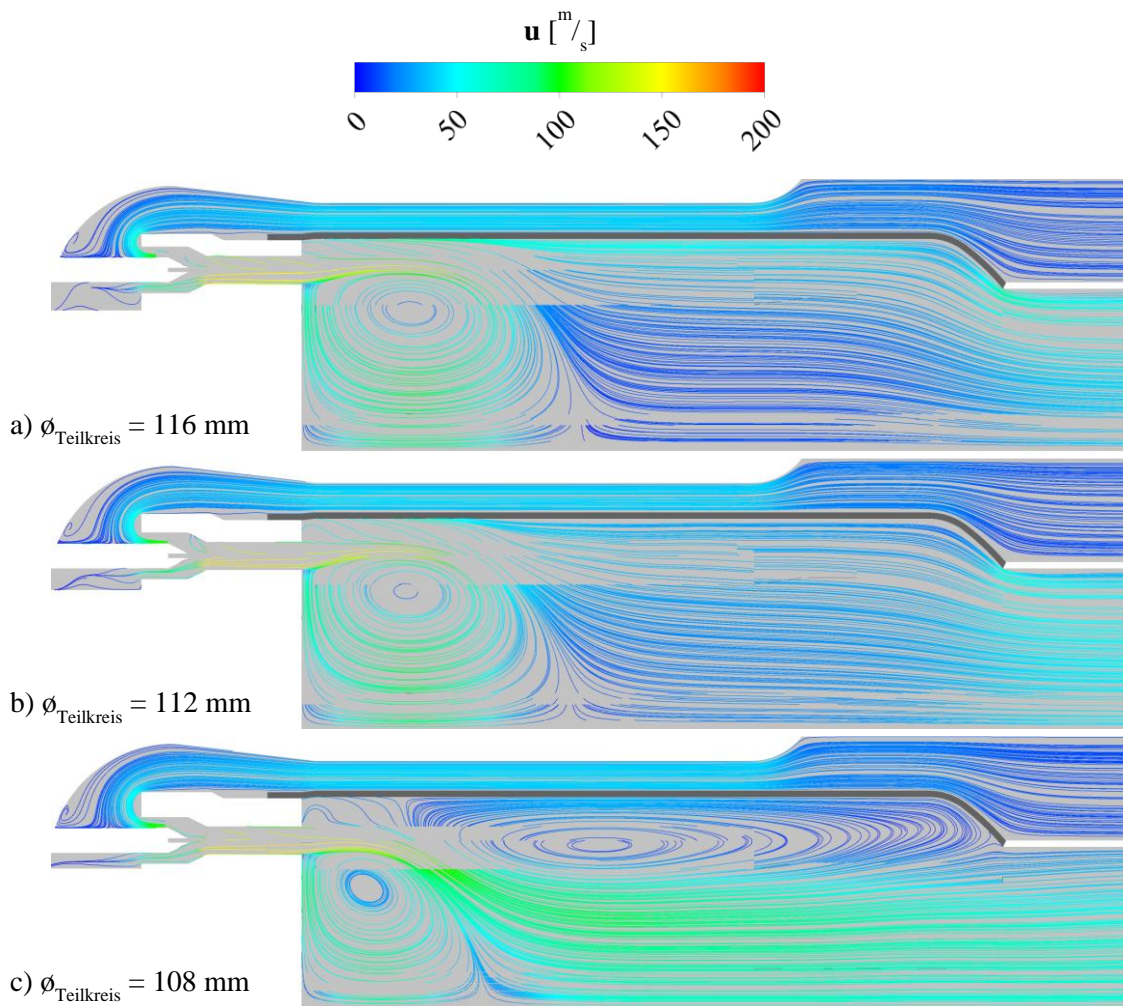


Abbildung 4.10 Definition des Teilkreisdurchmessers

Ausgehend von einem Teilkreisdurchmesser von 116 mm in der Referenzgeometrie wird der Wert sukzessive auf 112 mm und 108 mm reduziert. Eine Erhöhung des Teilkreisdurchmessers wird nicht betrachtet, da dies mit der gegebenen Dimensionierung des Brenners aufgrund zu geringer Wandstärken zwischen Außenströmung und den Bohrungen der Luftdüsen nicht realisierbar ist.

Abbildung 4.11 zeigt den Stromlinienverlauf für die drei betrachteten Geometrievarianten. Zwischen dem Referenzfall und der Variante mit einem Teilkreisdurchmesser von 112 mm sind keine qualitativen Unterschiede in der Ausbildung des Strömungsfelds festzustellen. Der wesentliche Unterschied ist eine etwas kürzere Rezirkulationszone, was sich auch an der Lage des Stagnationspunktes, Tabelle 4.1, widerspiegelt. Bei einer weiteren Verringerung des Teilkreisdurchmessers hingegen ist ein deutlicher Umschlag im Strömungsfeld erkennbar. Aufgrund des höheren Abstands zwischen eintretendem Luftstrahl und Flammrohrwand, der der Hälfte der Differenz aus Flammrohrdurchmesser und Summe aus Teilkreisdurchmesser und Düsendurchmesser entspricht, bildet sich im mittleren bis hinteren Bereich der Brennkammer eine zusätzliche äußere Rezirkulationszone (ORZ) aus. Diese bewirkt ein früheres Abknicken des eintretenden Luft-Brennstoff-Jets hin zur Rotationsachse des Brennkammersystems und infolgedessen eine deutliche Verkürzung der inneren Rezirkulationszone. Beide Strömungsfeldkonfigurationen sind dabei aus der Literatur bekannt, vgl. z.B. Lammel et al. [2010], Panne et al. [2009] oder Schütz et al. [2008]. Eine detaillierte Untersuchung der Ursachen für die Entstehung der ORZ steht dabei noch aus. Entsprechend Abbildung 4.11 ist der Teilkreisdurchmesser bzw. der Abstand zwischen Luftdüse und Flammrohrwand zumindest ein Faktor, der die Bildung einer zweiten Rezirkulationszone beeinflusst.



**Abbildung 4.11 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf das Strömungsfeld**

**Tabelle 4.1 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf die Lage des Stagnationspunkts**

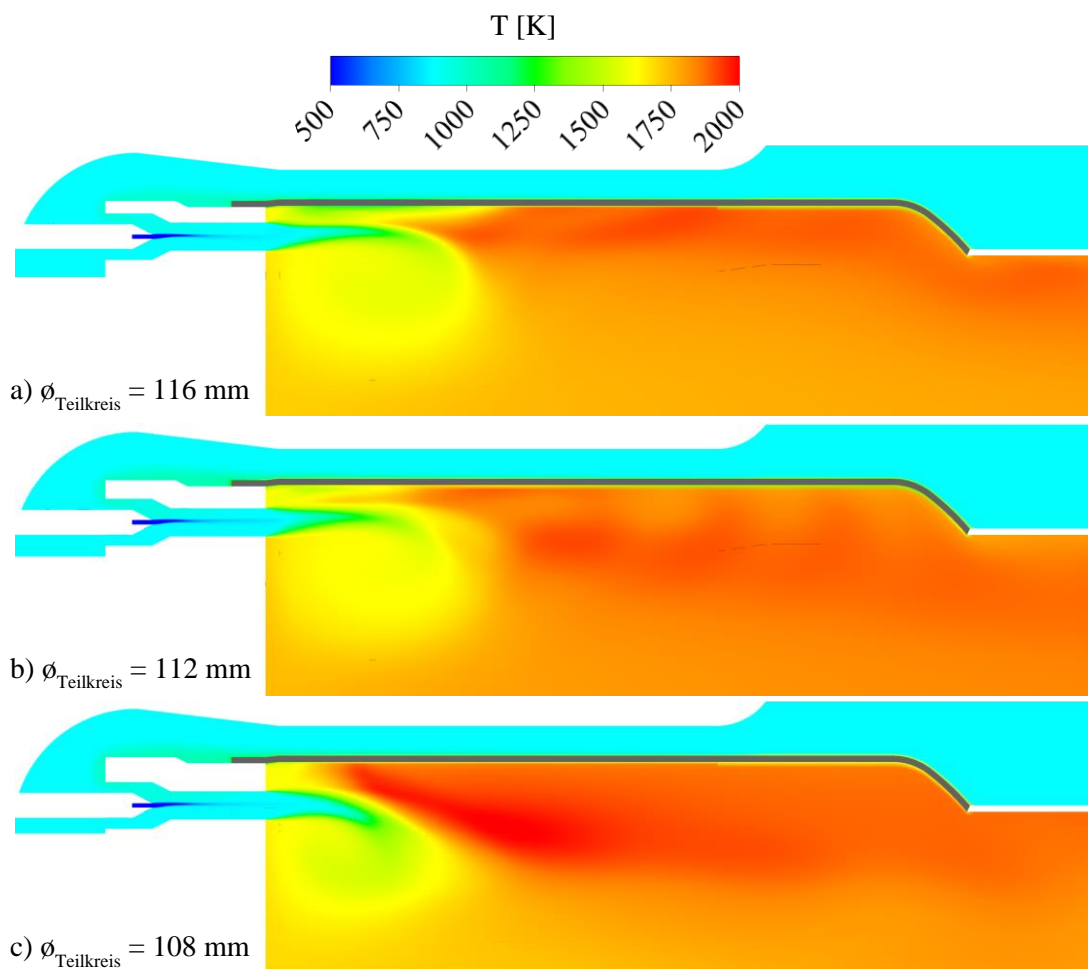
$\varnothing_{\text{Teilkreis}}$	116 mm	112 mm	108 mm
HAB <sub>Stagnations-</sub> punkt	90,5 mm	87,5 mm	58,5 mm

Der Druckverlust über das Brennkammersystem wird von einer Änderung des Teilkreisdurchmessers kaum beeinflusst. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Rechnungen von  $\pm 0,1\%$ -Punkten, Tabelle 4.2, liegen innerhalb der erwarteten Genauigkeit der Simulation. Dieses Ergebnis entspricht den Erwartungen, da der Druckverlust primär über die Beschleunigungen in der Luftdüse erzeugt wird und die Düsenkontur zwischen den einzelnen Simulationen nicht verändert wurde.

**Tabelle 4.2 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf den Brennkammerdruckverlust**

$\varnothing_{\text{Teilkreis}}$	116 mm	112 mm	108 mm
$\Delta p/p$	4,5%	4,7%	4,6%

Die zeitlich gemittelte Temperaturverteilung für die drei Geometrievarianten ist Abbildung 4.12 zu entnehmen. Es ist zu erkennen, dass der Bereich der höchsten Temperaturen durchgängig stromab des Brennstoff-Luft-Jets in der Nähe des Flammrohrs liegt, wobei die radiale Ausdehnung mit sinkendem Teilkreisdurchmesser steigt.



**Abbildung 4.12 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf die Temperaturverteilung**

Die Peakwerte im zeitlich gemittelten Temperaturfeld steigen mit einer Reduktion des Teilkreisdurchmessers kontinuierlich an, vgl. Tabelle 4.3. Dieser Trend wird von den instantanen Temperaturen wiederum nicht bestätigt. Die zeitabhängigen Maxima liegen, wie in Tabelle 4.3



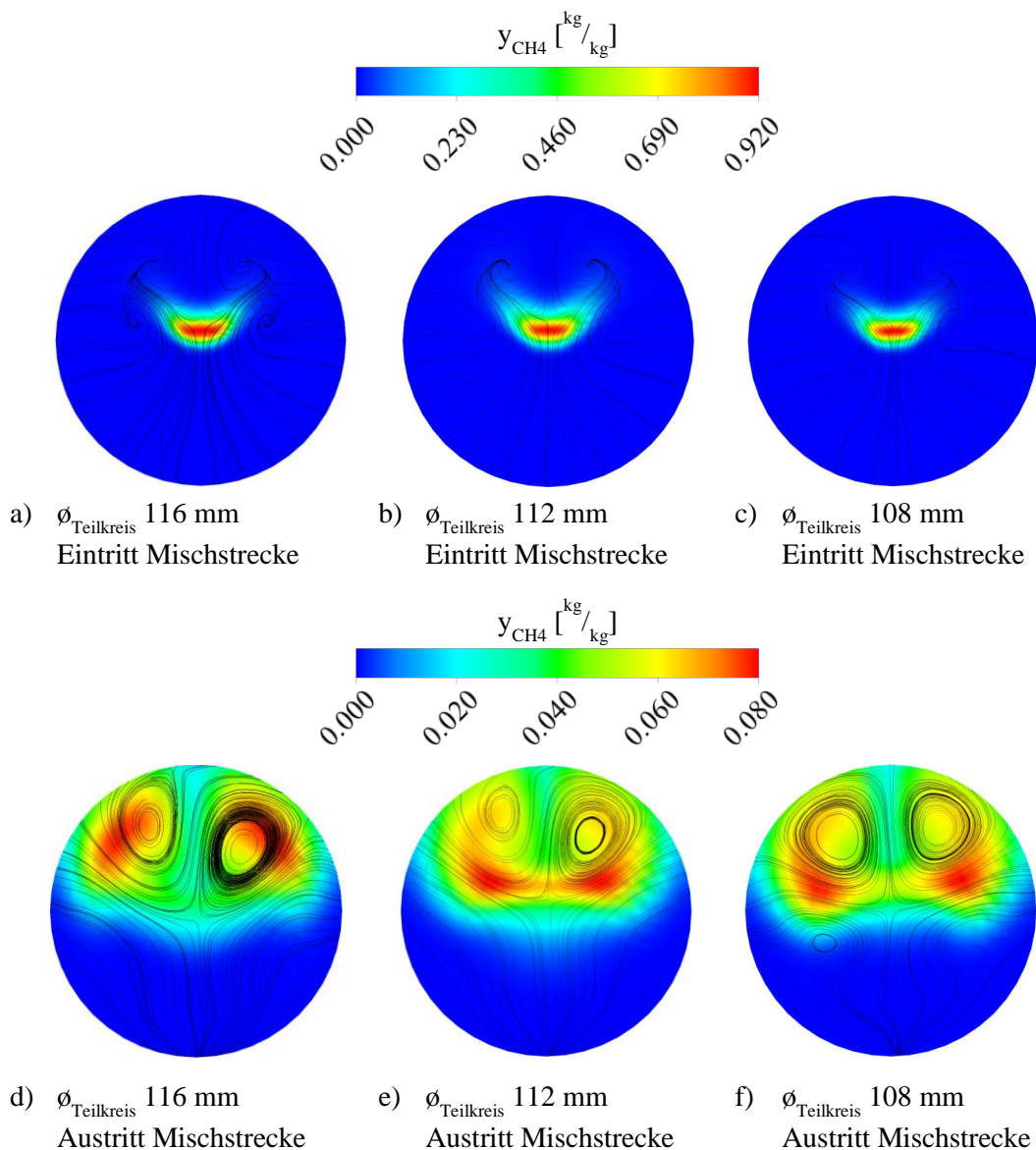
exemplarisch für den letzten Zeitschritt dargestellt, bei allen drei Simulationen im selben Bereich. Ein direkter Zusammenhang zwischen Teilkreisdurchmesser und Maximaltemperatur ist somit nicht erkennbar. Die Abnahme der mittleren Maximaltemperatur für größere Teilkreisdurchmesser bei gleichzeitig ähnlichen Instantanwerten ist lediglich ein Indiz dafür, dass die Lage der Temperaturmaxima für geringere Teilkreisdurchmesser räumlich weniger stark fluktuiert als im Fall großer Teilkreisdurchmesser.

**Tabelle 4.3 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf die Maximaltemperatur**

$\varnothing_{\text{Teilkreis}}$	116 mm	112 mm	108 mm
$T_{\text{max,ave}}$	1939 K	1987 K	2020 K
$T_{\text{max,inst}}^*$	2182 K	2169 K	2192 K

\*letzter Zeitschritt

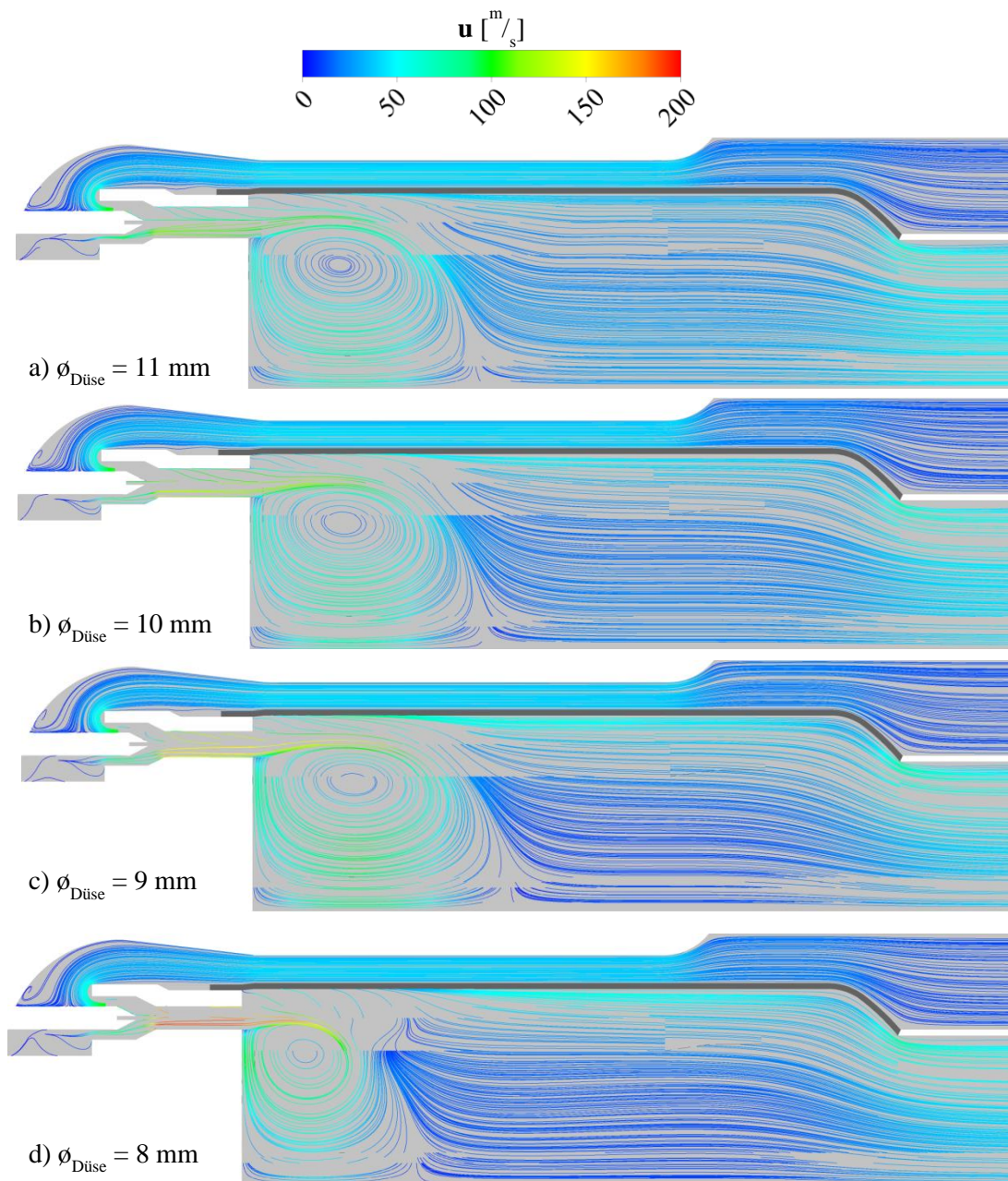
Beim Vergleich der Durchmischung von Brennstoff und Luft, Abbildung 4.13, können weder am Eintritt in die Mischstrecke noch an deren Austritt Unterschiede in der maximalen Brennstoffkonzentration festgestellt werden. Die Eintrittsverteilung weist für alle Teilkreisdurchmesser die typische, von der Sekundärströmung getriebene leichte U-Form auf, in deren Kern 6 mm stromab der Brennstoffdüse kaum eine Durchmischung stattgefunden hat. Am Eintritt in die Brennkammer fällt der maximale Methanmassenbruch für alle Geometrievarianten auf  $0,08 \text{ kg/kg}$  ab. Dabei verteilt sich der Brennstoff im Bereich der Sekundärwirbel in der oberen Hälfte des Düsenquerschnitts. Zwischen den einzelnen Geometrievarianten ergeben sich lediglich leichte Änderungen in der Lage der maximalen Brennstoffkonzentration. Darüber hinaus ist für den kleinsten hier betrachteten Teilkreisdurchmesser zu erkennen, dass die Sekundärwirbel im unteren Teil des Düsenquerschnitts am Austritt aus der Mischstrecke stärker ausgeprägt sind als bei den anderen Geometrievarianten, vgl. Abbildung 4.13 f). Da in diesem Bereich der Mischstrecke jedoch keine nennenswerten Brennstoffmengen vorliegen, hat dies keinen Einfluss auf die Vormischung von Luft und Brennstoff.



**Abbildung 4.13 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf die Brennstoffvormischung**

## 4.2.2 Luftdüsendurchmesser

Wie bei der Beschreibung des FLOX<sup>®</sup>-Prinzips, vgl. Kapitel 1.2.1, ausgeführt, ist der Impuls des eintretenden Luft-Brennstoff-Jets maßgeblich für die Ausbildung der inneren Rezirkulationszone und somit für den Stabilisierungsmechanismus des FLOX<sup>®</sup>-Brennkammersystems verantwortlich. Der Impuls des Luft-Brennstoff-Jets wiederum hängt bei konstanten Betriebsbedingungen und gegebener Düsenzahl direkt von der Austrittsgeschwindigkeit aus der Luftdüse und somit vom Durchmesser der Mischstrecke ab. Um den Effekt unterschiedlicher Austrittsgeschwindigkeiten darzustellen, wird in diesem Kapitel eine Variation des Düsendurchmessers von 8 mm bis hin zu 11 mm durchgeführt, wobei die Simulation mit 9 mm Düsendurchmesser dem Referenzfall aus Kapitel 4.1 entspricht.



**Abbildung 4.14 Einfluss des Düsendurchmessers auf das Strömungsfeld**

In Abbildung 4.14 ist das Strömungsfeld für die vier untersuchten Geometrievarianten dargestellt. Es ist zu erkennen, dass, wie zu erwarten, die Strömungsgeschwindigkeit in der Mischstrecke der Luftdüse mit abnehmendem Düsendurchmesser ansteigt, vgl. auch Tabelle 4.5. Die qualitative Form des Strömungsfelds ist in allen Fällen vergleichbar, wobei sich für einen Durchmesser von 8 mm ein deutlich früheres Abknicken des Luft-Brennstoff-Jets einstellt. Dieses Phänomen spiegelt sich auch in der Lage des Stagnationspunkts wieder, Tabelle 4.4, der für diesen Düsendurchmesser deutlich niedriger liegt als in den übrigen Simulationen. Die Druckverluste steigen mit sinkendem Düsendurchmesser bzw. höherer Austrittsgeschwindigkeit deutlich an.

**Tabelle 4.4 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Lage des Stagnationspunkts**

$\varnothing_{\text{Mischstrecke}}$	8 mm	9 mm	10 mm	11 mm
$HAB_{\text{Stagnationspunkt}}$	60,5 mm	90,5 mm	82,0 mm	80,0 mm

**Tabelle 4.5 Einfluss des Düsendurchmessers auf den Brennkammerdruckverlust**

$\varnothing_{\text{Mischstrecke}}$	8 mm	9 mm	10 mm	11 mm
$\Delta p/p$	6,3%	4,5%	3,2%	2,4%
$u_{\text{Düse}}$	179 m/s	142 m/s	116 m/s	97 m/s

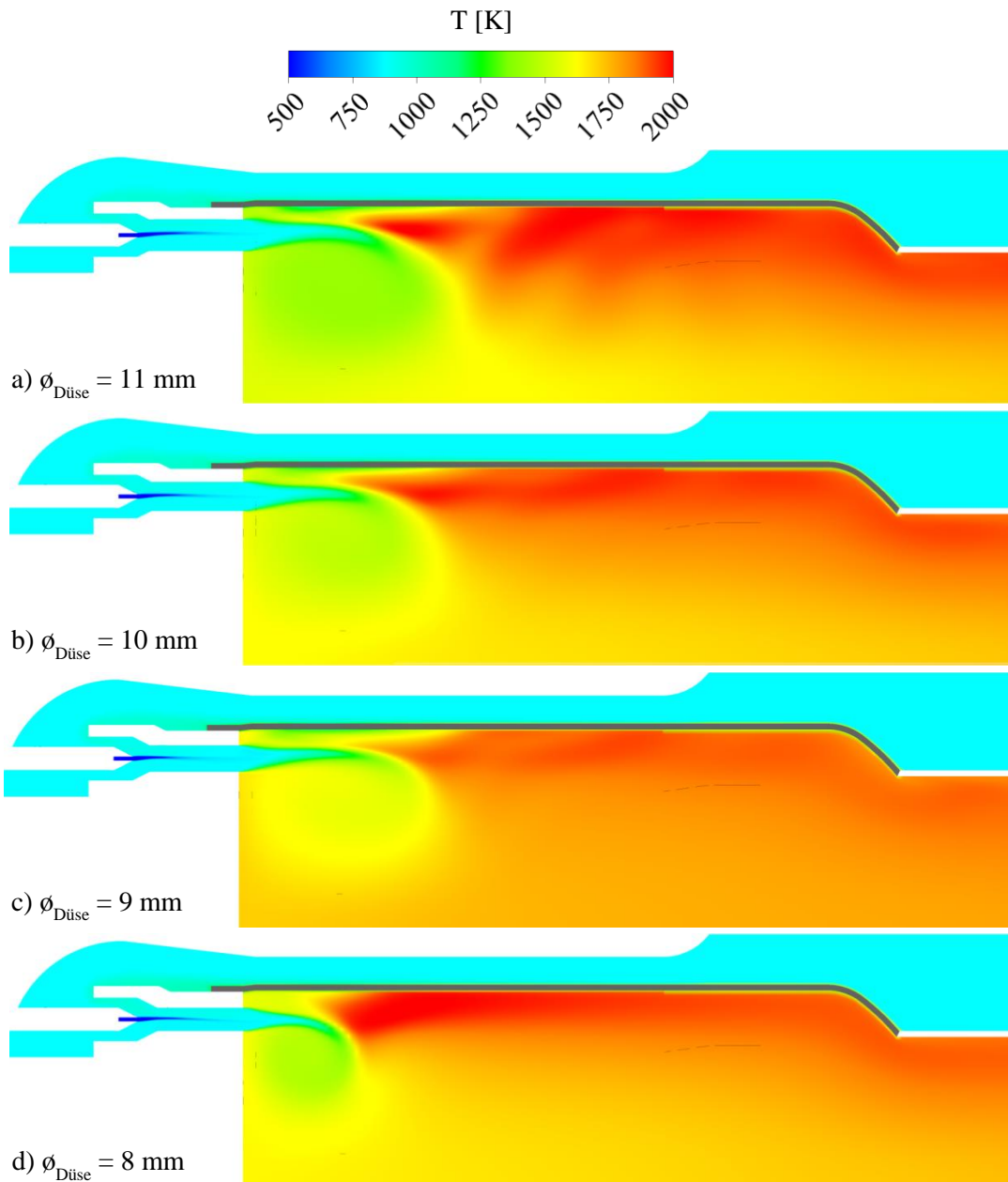
Die Temperaturverteilung für die vier Geometrievarianten ist in Abbildung 4.15 wiedergegeben. Ausgehend von 11 mm Düsendurchmesser ergibt sich bei einer Durchmesserreduktion zunächst eine homogenere Temperaturverteilung in der Brennkammer, was auch an einem Sinken der zeitlich gemittelten Peaktemperaturen zu sehen ist, vgl. Tabelle 4.6. Mit der deutlichen Verkürzung des Rezirkulationsgebiets für die Simulation mit 8 mm Düsendurchmesser ergibt sich dann jedoch wieder eine stärkere radiale Spreizung der Temperaturen und damit einhergehend eine höhere Maximaltemperatur.

**Tabelle 4.6 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Maximaltemperatur**

$\varnothing_{\text{Mischstrecke}}$	8 mm	9 mm	10 mm	11 mm
$T_{\text{max,ave}}$	2021 K	1939 K	1991 K	2069 K
$T_{\text{max,inst}}^*$	2022 K	2182 K	2259 K	2275 K

\*letzter Zeitschritt

Bei der Betrachtung der instantanen Spitzentemperaturen kann diese Trendumkehr nicht beobachtet werden. Hier sinken die Maximalwerte der Temperatur kontinuierlich mit abnehmendem Düsendurchmesser. Für die Simulation mit  $\varnothing_{\text{Düse}} = 8$  mm fallen die instantane und die gemittelte Maximaltemperatur zusammen, so dass davon ausgegangen werden kann, dass der Ort der maximalen Temperatur annähernd stationär in der Brennkammer liegt.



**Abbildung 4.15 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Temperaturverteilung**

Die Vormischung von Brennstoff und Luft in der Mischstrecke der Luftdüse ist in Abbildung 4.16 skizziert. Dabei ist festzustellen, dass der maximale Methanmassenbruch am Brennkammereintritt, Abbildung 4.16 b), d), e) und g), die gleiche Abhängigkeit vom Düsendurchmesser hat wie die zeitlich gemittelte Maximaltemperatur, Tabelle 4.6. Es ist daher davon auszugehen, dass die Verschiebung der Maximaltemperatur von den Änderungen der Vormischgüte getrieben wird.

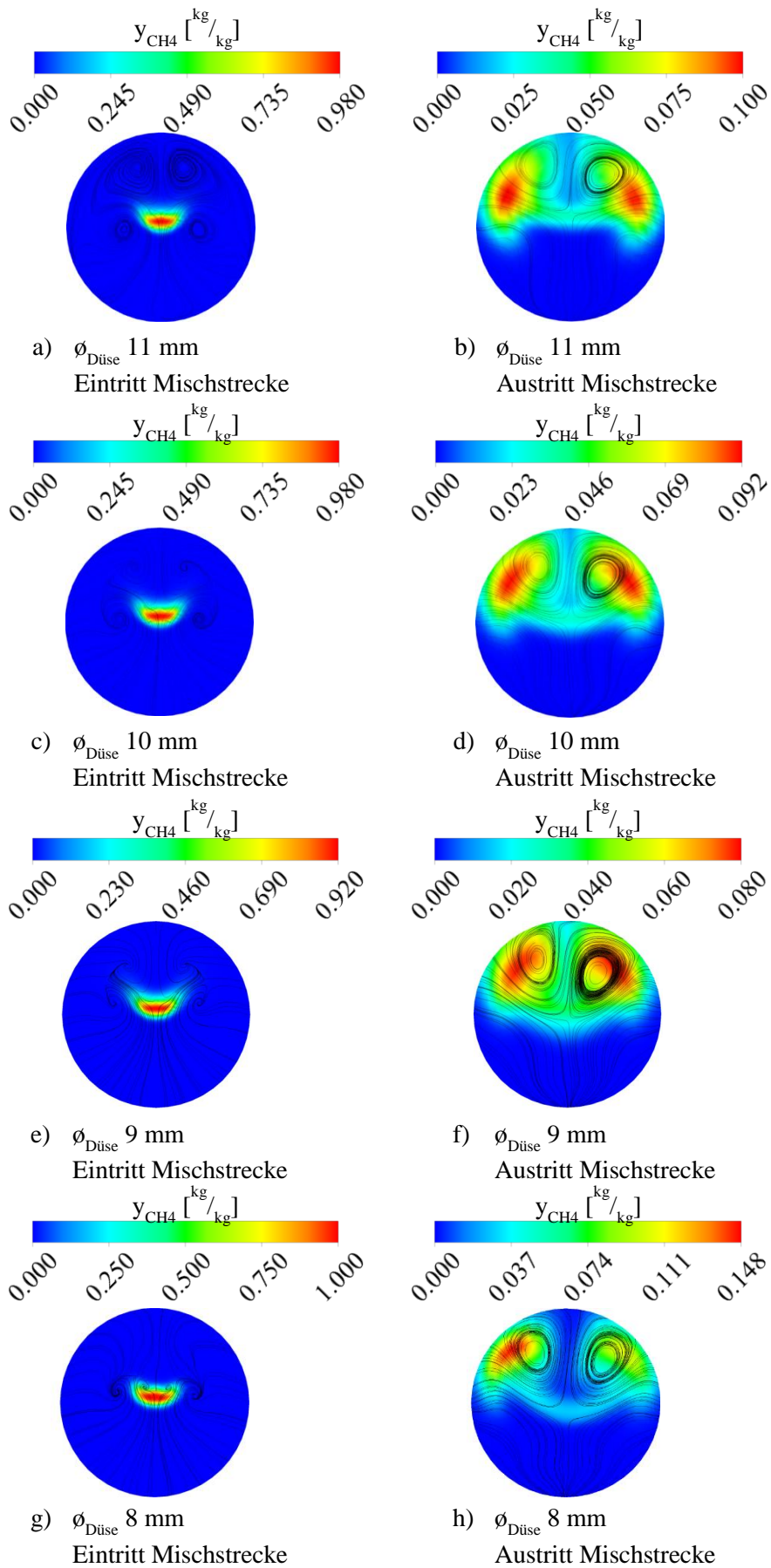


Abbildung 4.16 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Brennstoffvormischung

Dabei gibt es offensichtlich zwei gegenläufige Effekte, die die Vormischgüte beeinflussen. Einerseits steigt mit sinkendem Düsendurchmesser die Strömungsgeschwindigkeit in der Mischstrecke, vgl. Tabelle 4.5. Das wiederum führt zu einer Reduktion der Aufenthaltszeit  $t_{\text{Düse}}$ , vgl. Tabelle 4.7, so dass für die Durchmischung von Luft und Brennstoff weniger Zeit zur Verfügung steht. Gleichzeitig ändert sich das Flächenverhältnis von Brennstoffdüse ( $\phi_{\text{BS-Düse}} = 1,4 \text{ mm} = \text{konstant}$ ) zu Luftdüse, wodurch mit sinkendem Luftdüsendurchmesser die Vormischung begünstigt wird. Diese Effekte führen dazu, dass sich die beste Vormischgüte bei einem Düsendurchmesser von 9 mm einstellt und sich sowohl für größere, als auch für kleinere Durchmesser höhere Maxima in der Methankonzentration am Düsenaustritt ergeben.

**Tabelle 4.7 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Aufenthaltszeit in der Mischstrecke**

$\phi_{\text{Düse}}$	8 mm	9 mm	10 mm	11 mm
$t_{\text{Düse}}/t_{\text{Düse,9mm}}$	79%	100%	123%	149%

### 4.2.3 Brennerteilung

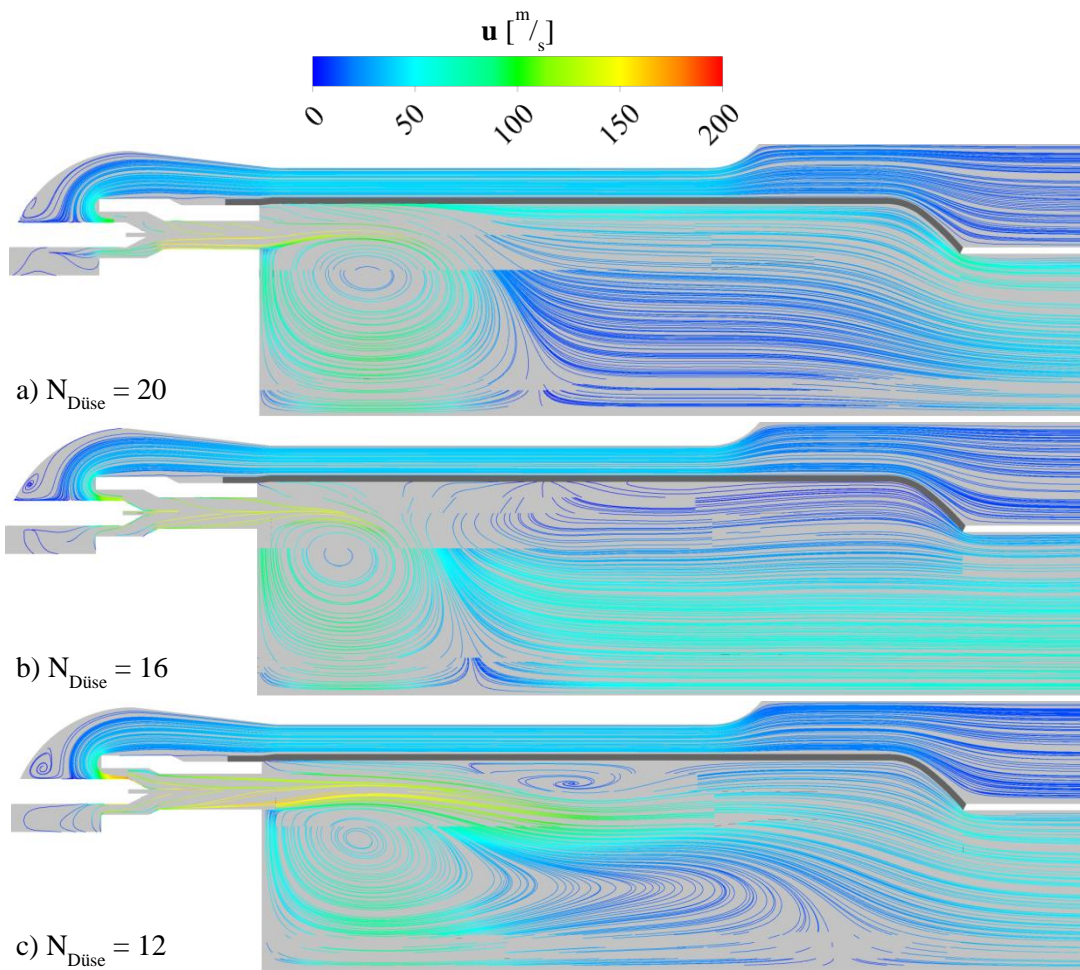
Die Brennerteilung ist durch die Anzahl der Luftdüsen gegeben. Aus Sicht der Brennerfertigung ist es erstrebenswert, eine möglichst geringe Anzahl an Düsen zu haben, da jede Düse zusätzliche Fertigungsschritte und damit zusätzliche Kosten verursacht. Gleichzeitig sinkt bei einer größeren Anzahl an Düsen der Abstand zwischen den Düsen, was eine bessere Homogenisierung des Strömungs- und Temperaturfelds in Umfangsrichtung erwarten lässt. Um eine optimale Brennerteilung identifizieren zu können, wird in dieser Geometriestudie die Düsenzahl von 20 Düsen in der Referenzgeometrie in zwei Schritten auf 12 Düsen reduziert. Da der Gesamtluftmassenstrom konstant ist, steigt mit sinkender Anzahl an Luftdüsen der von jeder Luftdüse durchgesetzte Massenstrom. Um einem Anstieg des Druckverlustes aufgrund höherer Strömungsgeschwindigkeiten entgegenzuwirken, wird parallel zur Brennerteilung der Durchmesser der Luftdüsen angepasst, so dass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Eintritt in die Brennkammer für alle Rechnungen annähernd konstant gehalten wird. Eine entsprechende Zuordnung der Brennerteilung zu den Düsendurchmessern und den resultierenden Jetgeschwindigkeiten zeigt Tabelle 4.8.

**Tabelle 4.8 Zuordnung von Brennerteilung zu Düsendurchmesser und Jetgeschwindigkeit**

$N_{\text{Düse}}$	20	16	12
$\varnothing_{\text{Düse}}$	9,0 mm	10,0 mm	11,5 mm
$u_{\text{Düse}}$	142 m/s	146 m/s	147 m/s

Das Strömungsfeld für die drei betrachteten Geometrievarianten ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Mit der ersten Reduktion der Düsenanzahl von 20 Düsen im Referenzfall auf 16 Düsen, vgl. Abbildung 4.17 b), bildet sich in der hinteren Brennkammerhälfte nahe dem Flammrohr eine Ablöseblase. Dieses Beginn einer Ablösung bewirkt ein früheres Abknicken des Luft-Brennstoff-Jets verbunden mit einer Verkürzung der inneren Rezirkulationszone, vgl. Tabelle 4.9, sowie eine, r Verlagerung der maximalen Ausströmgeschwindigkeit vom Flammrohr hin zur Rotationsachse des Brennkammersystems. Der Grund für diesen Effekt ist primär darin zu sehen, dass, durch den größeren Winkelabstand der einzelnen Luftdüsen, mehr Gas aus der zentralen Rezirkulationszone in der Nähe des Brennerkopfes zwischen den eintretenden Jets zum Flammrohr transportiert wird, die dann im weiteren Verlauf des Brennraums die eintretenden Jets verdrängt. Bei einer weiteren Verringerung der Düsenanzahl auf 12, Abbildung 4.17 c), wird das Luftpolster instabil und es bildet sich in diesem Bereich eine äußere Rezirkulationszone. Anders als im Fall des reduzierten Teilkreisdurchmessers, Kapitel 4.2.1, steht der ORZ hier jedoch kein ausreichender Raum zwischen treibendem Jet und Flammrohrwand zur Verfügung, so dass sie ein deutlich geringeres Volumen einnimmt. Damit entfällt die Verdrängungswirkung, die zu einer Verkürzung der IRZ bei sinkendem Teilkreisdurchmesser führt. Stattdessen ist eine Wechselwirkung beider Rezirkulationszonen mit dem Luft-Brennstoff-Jet zu beobachten, die dafür sorgt, dass der Jet weit in die Brennkammer hinein gezogen wird und die innere Rezirkulationszone fast über die gesamte Länge der Brennkammer gestreckt wird, vgl. Tabelle 4.9.





**Abbildung 4.17 Einfluss der Brennerteilung auf das Strömungsfeld**

**Tabelle 4.9 Einfluss der Brennerteilung auf die Lage des Stagnationspunkts**

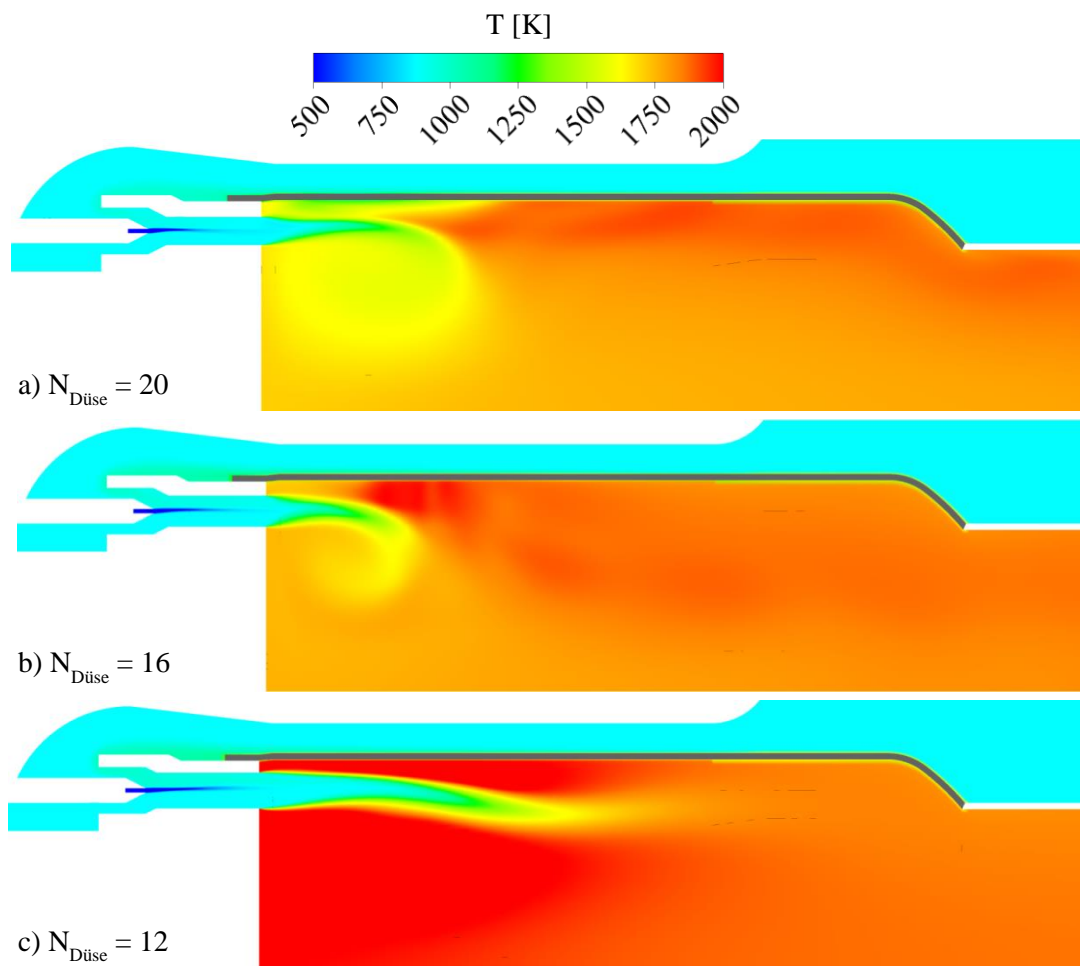
$N_{\text{Düse}}$	20	16	12
$HAB_{\text{Stagnationspunkt}}$	90,5 mm	70,0 mm	187,0 mm

Die Brennkammerdruckverluste, Tabelle 4.10, steigen trotz annähernd konstanter Strömungsgeschwindigkeiten in der Mischstrecke der Luftdüse mit sinkender Düsenzahl merklich an. Die Ursache liegt bei der steigenden Strömungsgeschwindigkeit in der Einlaufstrecke der Luftdüsen, da der Durchmesser der Einlaufstrecke nicht zusammen mit dem Durchmesser der Mischstrecke an die Düsenzahl angepasst wurde.

**Tabelle 4.10 Einfluss der Brennerteilung auf den Brennkammerdruckverlust**

$N_{\text{Düse}}$	20	16	12
$\Delta p/p$	4,5%	5,1%	5,5%

Die Temperaturverteilung im Brennraum, Abbildung 4.18, wird mit sinkender Düsenanzahl zusehends homogener. Ein treibender Faktor für diesen Trend ist die Verlagerung der maximalen Ausströmgeschwindigkeit von der Flammrohrwand in Richtung Brennerachse, vgl. Abbildung 4.17. Das führt dazu, dass das Heißgas vom Ende der Reaktionszone nicht direkt zum Brenneraustritt transportiert wird sondern stärker in die Rezirkulationszonen einbezogen wird. Gleichzeitig steigen die Spitzenwerte der Temperatur, und das sowohl in Bezug auf die instantanen Werte als auch für die zeitliche Mittelung.



**Abbildung 4.18 Einfluss der Brennerteilung auf die Temperaturverteilung**

**Tabelle 4.11 Einfluss der Brennerteilung auf die Maximaltemperaturen**

$N_{\text{Düse}}$	20	16	12
$T_{\text{max,ave}}$	1939 K	2031 K	2360 K
$T_{\text{max,inst}}^*$	2182 K	2237 K	2423 K

\*letzter Zeitschritt

Die Erklärung für dieses Verhalten findet sich in der Brennstoffvormischung, Abbildung 4.19. Hier zeigt sich, dass der maximale Methanmassenbruch am Brennkammereintritt, Abbildung 4.19 b), d) und f), für eine geringere Anzahl an Düsen ansteigt. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Beobachtungen vom Einfluss des Düsendurchmessers auf die Vormischung, Kapitel 4.2.2, wonach ein größerer Düsendurchmesser eine schlechtere Durchmischung von Brennstoff und Luft bewirkt. Da die Strömungsgeschwindigkeiten in der Mischstrecke konstant gehalten wurden, entfällt an dieser Stelle jedoch die kompensierende Wirkung einer längeren Aufenthaltszeit, so dass der Effekt deutlicher zum Tragen kommt.

Die Verkippung der Sekundärströmungen und der Methanverteilung für die Geometrievariante mit 12 Düsen und einem Düsendurchmesser von  $\phi_{\text{Düse}} = 11,5$  mm wird durch eine instationäre Instabilität hervorgerufen. Bei sehr großen Düsendurchmessern kommt es zu einer zeitabhängigen Winkeländerung der Düsenströmung, die in den einzelnen Zeitschritten beobachtet werden kann. Die Zykluszeit dieser Winkeländerung ist dabei deutlich größer als die Aufenthaltszeit im Brennkammersystem, so dass die Mittelungszeit von zwei Aufenthaltszeiten nicht ausreicht, diesen Effekt zu eliminieren.

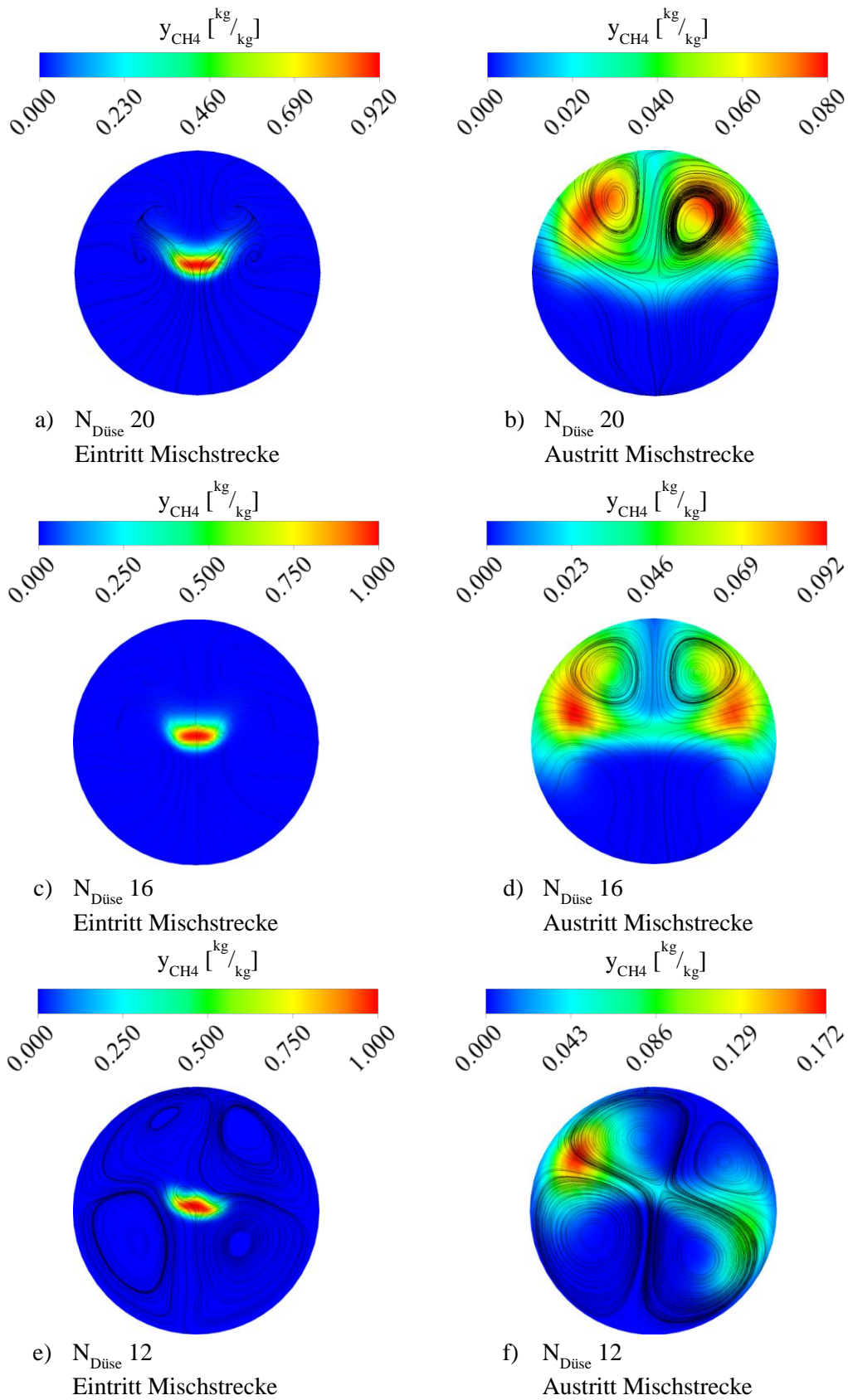


Abbildung 4.19 Einfluss der Brennerteilung auf die Brennstoffvormischung

#### 4.2.4 Bewertung der Geometriestudien

Über die in den Kapiteln 4.2.1 bis 4.2.3 dargestellten Geometriestudien lässt sich der Einfluss der betrachteten Geometrieparameter auf verschiedene Zielgrößen bei der Brennerauslegung hin untersuchen. Für die Zielgrößen Strömungsfeld, relativer Druckverlust und Maximaltemperatur ist in Tabelle 4.12 diese Auswertung für die drei betrachteten Geometrieparameter dargestellt. Das Strömungsfeld wird dabei holistisch betrachtet: es beinhaltet sowohl die absolute Lage des Staupunkts, als auch die Anzahl der Rezirkulationszonen sowie weitere, nicht quantifizierbare Aspekte. Diese Auswertung beschreibt dabei rein qualitativ, wie stark der Einfluss des jeweiligen Parameters auf die entsprechende Zielgröße ausgeprägt ist.

**Tabelle 4.12 Einfluss von Geometrieparametern auf relevante Auslegungsgrößen**

Geometrieparameter	Strömungsfeld	$\Delta p/p$	$T_{\max,ave}$	
Teilkreisdurchmesser	↗	→	↗	→ geringer Effekt
Düsendurchmesser	↗	↑	↗	↗ mittlerer Effekt
Brennerteilung	↑	↗	↑	↑ großer Effekt

Eine solche Auswertung liefert wertvolle Hinweise für die Brenneroptimierung, da wesentliche Einflussfaktoren so erkannt werden und der Effekt von Geometrieänderungen im Vorfeld grob abgeschätzt werden kann. Um quantitative Aussagen über den Einfluss von Geometrieparametern sowie zu Wechselwirkungen machen zu können, ist diese Form der Auswertung jedoch nur bedingt geeignet.

Damit der Einfluss der betrachteten Geometrieparameter quantitativ erfasst werden kann, wird, basierend auf den vorgestellten Simulationsergebnissen, eine Regressionsanalyse durchgeführt. Als Ansatz wird dabei ein lineares Modell mit Wechselwirkung entsprechend Gleichung (4.1) gewählt:

$$y = a_1x_1 + a_2x_2 + a_3x_3 + a_4x_1x_2 + a_5x_1x_3 + a_6x_2x_3 + a_7 \quad (4.1)$$

Für die unabhängigen Variablen  $x_i$  werden der Teilkreisdurchmesser, der Düsendurchmesser und die Anzahl der Luftdüsen betrachtet. Damit der Einfluss der einzelnen Größen verglichen werden kann, werden diese Parameter entsprechend den Gleichungen (4.2) bis (4.4) auf ein Intervall von null (minimaler Wert) bis eins (maximaler Wert) normiert. Als abhängige Variablen  $y$  werden der Brennkammerdruckverlust und die maximale gemittelte Temperatur

betrachtet. Das Strömungsfeld als dritte Zielgröße wird an dieser Stelle nicht berücksichtigt, da es nicht vollständig mit einem einzelnen Wert, wie beispielsweise der Lage des Stagnationspunkts, beschrieben werden kann.

$$x_1 = \frac{\varnothing_{Teilkreis} - 108 \text{ mm}}{116 \text{ mm} - 108 \text{ mm}} \quad (4.2)$$

$$x_2 = \frac{\varnothing_{Mischstrecke} - 8 \text{ mm}}{11,5 \text{ mm} - 8 \text{ mm}} \quad (4.3)$$

$$x_3 = \frac{N_{Düsen} - 12}{20 - 12} \quad (4.4)$$

Aus Gleichung (4.1) ergibt sich für Druckverlust und Maximaltemperatur jeweils ein lineares Gleichungssystem mit sieben unbekanntem Koeffizienten  $a_i$ . Aus den Simulationen, die in den Kapiteln 4.2.1 bis 4.2.3 durchgeführt wurden, ergeben sich jedoch lediglich fünf linear unabhängige Gleichungen. Da die Wechselwirkung des Teilkreisdurchmessers weder mit dem Düsendurchmesser, noch mit der Düsenanzahl untersucht wurde, wird an dieser Stelle die Annahme getroffen, dass diese Wechselwirkungen vernachlässigt werden können. Dementsprechend werden die Koeffizienten  $a_4$  und  $a_5$  zu null gesetzt. Zur Bestimmung der übrigen fünf Koeffizienten werden die in Tabelle 4.13 aufgeführten Simulationen herangezogen.

**Tabelle 4.13 Simulationen zur Regressionsanalyse**

Nr.	$\varnothing_{Teilkreis}$	$\varnothing_{Mischstrecke}$	$N_{Düsen}$	$\Delta p/p$	$T_{\max,ave}$
1	116 mm	9,0 mm	20	4,5%	1939 K
2	108 mm	9,0 mm	20	4,6%	2020 K
3	116 mm	8,0 mm	20	6,3%	2021 K
4	116 mm	10,0 mm	16	5,1%	2031 K
5	116 mm	11,5 mm	12	5,5%	2360 K

Die Lösung des linearen Gleichungssystems ist in Tabelle 4.14 aufgeführt. Aufgrund der Normalisierung der Geometrieparameter, Gleichungen (4.2) bis (4.4), gibt der Betrag der Einzelkoeffizienten direkt den Einfluss der dazugehörigen Parameter auf die Zielgröße wieder. Die

Ergebnisse decken sich dabei größtenteils mit den in Tabelle 4.12 aufgeführten, qualitativen Beobachtungen. Bezogen auf den relativen Druckverlust ist der Teilkreisdurchmesser kaum von Bedeutung ( $|a_1| = 0,1$ ), während der Düsendurchmesser ( $|a_2| = 4,7$ ) und die Düsenanzahl ( $|a_3| = 3,9$ ) die bestimmenden Faktoren sind. Die Kreuzkorrelation von Düsendurchmesser und Brennerteilung hat ebenfalls einen nennenswerten Einfluss auf den Druckverlust ( $|a_6| = 1,6$ ), verglichen zu den Einzelfaktoren spielt dieser Einfluss jedoch nur eine untergeordnete Rolle.

**Tabelle 4.14 Koeffizienten lineares Modell**

	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$a_7$
$\Delta p/p$ [%]	-0,100	-4,667	-3,867	0,000	0,000	-1,633	10,267
$T_{\max,ave}$ [K]	-81,00	361,67	22,67	0,00	0,00	-648,67	2079,33

In Bezug auf die Peaktemperatur fällt der Einfluss der Brennerteilung, verglichen zu den Erwartungen entsprechend Tabelle 4.12, gering aus ( $|a_3| = 23$ ). Der Einfluss des Teilkreisdurchmessers ist dabei etwa viermal ( $|a_1| = 81$ ), der des Düsendurchmessers sogar fünfzehnmal ( $|a_2| = 362$ ) so hoch wie der der Düsenanzahl. Die qualitative Beobachtung aus Tabelle 4.12 wird jedoch dadurch gestützt, dass die Kreuzkorrelation von Düsendurchmesser und -anzahl einen sehr großen Wert aufweist ( $|a_6| = 649$ ) und, aufgrund des gegenläufigen Vorzeichens, die Änderungen der Peaktemperatur in den Simulationen aufgrund der geänderten Düsengeometrie mehr als überkompensiert.

Zur Überprüfung der in Tabelle 4.14 aufgeführten Koeffizienten werden in Tabelle 4.15 die Vorhersagen des Regressionsmodells mit den nicht zur Erstellung des Modells genutzten Simulationen verglichen. Zusätzlich sind in den ausgegrauten Zeilen die Ergebnisse für die Datensätze aus Tabelle 4.13 mit aufgeführt.

Die hohe Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen aus der numerischen Simulationen und der Regressionsanalyse für einen Teilkreisdurchmesser von 112 mm bei 9 mm Düsendurchmesser zeigt, dass der Einfluss dieser Geometriegröße auf Druckverlust und Peaktemperatur über den linearen Ansatz qualitativ und quantitativ gut erfasst wird. Ebenfalls eine gute qualitative und auch eine akzeptable qualitative Vorhersagegenauigkeit ergibt sich bei der Bestimmung des Druckverlustes für die Variante mit einem Düsendurchmesser von 10 mm und einem Teilkreisdurchmesser von 116 mm. Daraus lässt sich ableiten, dass das angesetzte lineare Modell entsprechend Gleichung (4.1) mit den Koeffizienten aus Tabelle 4.14 innerhalb des betrachteten Parameterraums eine gute Abschätzung des Systemdruckverlustes ermöglicht. Diese

Aussage kann für die Vorhersage der Peaktemperatur jedoch nicht getroffen werden, da sich die Ergebnisse des linearen Regressionsmodells sowohl quantitativ als auch qualitativ von denen der Simulation deutlich unterscheiden.

Die deutliche Abweichung bei der Vorhersage der Spitztemperatur lässt sich jedoch aus den Ergebnissen der Geometriestudien in den Kapiteln 4.2.2 und 4.2.3 erklären. Insbesondere im ersten Fall zeigt sich eine deutliche nicht-lineare Abhängigkeit der Maximaltemperatur von den Geometrieparametern (vgl. Tabelle 4.6), die von der für die Regressionsanalyse gewählten Ansatzfunktion, Gleichung (4.1), nicht abgebildet werden kann. Zur Abbildung dieser Effekte ist folglich eine Erweiterung der Ansatzfunktion um nichtlineare Terme notwendig.

**Tabelle 4.15 Gegenüberstellung von Regressionsmodell und Simulation**

Geometrie			Simulation		Regressionsanalyse	
$\varnothing_{\text{Teilkreis}}$	$\varnothing_{\text{Mischstrecke}}$	$N_{\text{Düsen}}$	$\Delta p/p$	$T_{\text{max,ave}}$	$\Delta p/p$	$T_{\text{max,ave}}$
116 mm	9,0 mm	20	4,5%	1939 K	4,5%	1939 K
112 mm	9,0 mm	20	4,7%	1987 K	4,6%	1980 K
108 mm	9,0 mm	20	4,6%	2020 K	4,5%	1919 K
116 mm	8,0 mm	20	6,3%	2021 K	6,3%	2021 K
116 mm	10,0 mm	20	3,2%	1991 K	2,7%	1857 K
116 mm	10,0 mm	16	5,1%	2031 K	5,1%	2031 K
116 mm	11,5 mm	12	5,5%	2360 K	5,5%	2360 K

Der Vergleich zeigt, dass die Regressionsanalyse prinzipiell geeignet ist, den numerisch bestimmten Einfluss von Geometrieparametern auf designrelevante Zielparameter zu quantifizieren und damit als Ausgangspunkt für eine Brenneroptimierung fungieren zu können. Gleichzeitig ist es offensichtlich, dass die Qualität der erzielten Lösung stark von der Wahl einer geeigneten Ansatzfunktion abhängig ist, die die Geometrieeffekte korrekt abbilden kann. Diese Ansatzfunktion muss dabei, wie das gezeigte Beispiel verdeutlicht, nicht für alle Zielgrößen identisch sein.



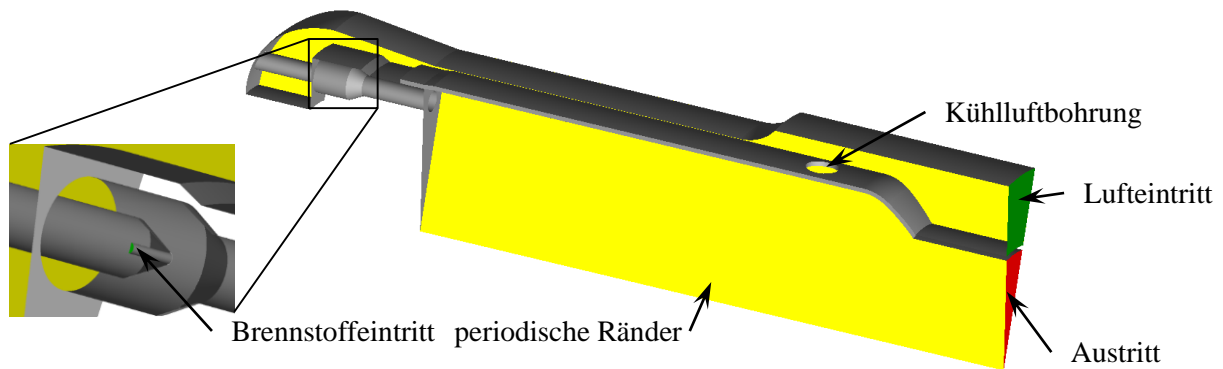
### 4.3 Betriebsverhalten unter mikrogasturbinentypischen Bedingungen

Die im vorhergehenden Kapitel betrachteten Geometrieparameter sind zunächst einmal allgemein für Brennkammersysteme nach dem FLOX<sup>®</sup>-Prinzip gültig, unabhängig davon, welches Leistungsspektrum die entsprechende Gasturbine, in der das Brennkammersystem eingesetzt wird, abdeckt. Eine Besonderheit von Mikrogasturbinen gegenüber anderen Gasturbinensystemen liegt in der geringen Turbineneintrittstemperatur, die durch das Material der ungekühlten Turbinenschaufeln limitiert ist. Für die Turbec T100 liegt diese für Volllast bei maximal 1223 K, wobei im Teillastbetrieb noch geringere Turbineneintrittstemperaturen realisiert werden [Hohloch et al., 2010].

Aus der Turbineneintrittstemperatur und den Eintrittsbedingungen in die Brennkammer ergibt sich für den auslegungsrelevanten Volllastpunkt ein globales Äquivalenzverhältnis von  $\Phi_{\text{Global, Volllast}} = 0,22$ . Da eine stabile Verbrennung für so magere Gemische nicht gewährleistet werden kann, wird bei Mikrogasturbinen der Luftmassenstrom am Brennkammereintritt in einen Verbrennungsluftanteil und einen Kühlluftanteil aufgesplittet. Die Verbrennungsluft wird dem Brenner zugeführt und stellt den zur Aufoxidation des Brennstoffs notwendigen Sauerstoff zur Verfügung. Die Kühlluft wird nach der Verbrennungszone über Kühlluftbohrungen dem heißen Abgas zugemischt, so dass die Turbineneintrittstemperatur den zulässigen Wert nicht überschreitet.

#### 4.3.1 Verhalten im Auslegungspunkt bei Volllast

Um die Eignung des in Kapitel 4.1 dargestellten Brennkammersystems für den Einsatz in der Turbec T100 nachzuweisen, wird im folgenden Abschnitt der Designpunkt der Anlage bei Volllast betrachtet. Dabei wird von 20 Kühlluftbohrungen ausgegangen, die fluchtend zu den Luftdüsen angeordnet sind und sich auf der gleichen HAB-Position wie im ursprünglichen Turbec-Brennkammersystem befinden, vgl. Abbildung 4.20. Der Durchmesser der Kühlluftbohrungen ist dabei so gewählt, dass die Bedingungen am Brennerkopf für den Volllastpunkt den in Abschnitt 4.1 dargestellten Betriebsbedingungen entsprechen und das lokale Äquivalenzverhältnis in der Verbrennungszone mit  $\Phi_{\text{Brenner}} = 0,466$  ausreichend hoch ist, um eine stabile Verbrennung gewährleisten zu können.



**Abbildung 4.20 Brennkammersystem mit Kühlluftbohrungen**

Der Volllastfall ist durch einen Luftmassenstrom von  $789,2 \text{ g/s}$  ( $= 39,46 \text{ g/s}$  je Segment) bei einer Vorheiztemperatur von  $873 \text{ K}$  und einen Brennstoffmassenstrom je Düse von  $0,35 \text{ g/s}$  gegeben, wobei der Turbineneintrittsdruck bei  $3,744 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  liegt. Bei diesen Betriebsbedingungen stellt sich ein Luftsplitt von  $32,8\%$  Verbrennungsluft ( $= 12,96 \text{ g/s}$ ) und  $67,2\%$  Kühlluft ( $= 26,50 \text{ g/s}$ ) ein. Der Massenstrom über die Luftdüsen entspricht somit genau den Bedingungen des Referenzfalls, vgl. Kapitel 4.1.

Im Stromlinienplot, Abbildung 4.21 a), ist gut erkennbar, dass ein Großteil der Prozessluft mit Geschwindigkeiten über  $150 \text{ m/s}$  durch die Kühlluftbohrungen in den Brennraum eintritt. Die Eindringtiefe des Kaltluftjets beträgt dabei etwa die Hälfte des Flammrohrdurchmessers, was auch in der Temperaturverteilung, Abbildung 4.22, zu sehen ist. Weiterhin deutet der Pfad der Kühlluftstromlinien darauf hin, dass die Kaltluft direkt in Richtung Brennkammeraustritt transportiert wird und nicht in den Bereich der Verbrennung und Abgasrezirkulation im brennernenahen Bereich der Brennkammer gelangt. Diese Beobachtung wird von der Verteilung der Axialgeschwindigkeiten, Abbildung 4.21 b), bestätigt, da diese im Bereich stromab der IRZ durchgehend positiv ist. Somit findet keine direkte Interaktion der Kühlluft mit dem Verbrennungsprozess statt, die zu einer Abmagerung der Flamme und daraus resultierend zu Instabilitäten im Verbrennungsprozess führen könnte.

Im direkten Vergleich der Konfigurationen mit, Abbildung 4.21 a) und c), und ohne Kühlluftbohrungen, Abbildung 4.21 b) und d), ist jedoch eine deutliche, indirekte Beeinflussung des Strömungsfelds durch den Kaltluftjet erkennbar. Aufgrund des deutlich höheren Abgasmassenstroms liegen die Strömungsgeschwindigkeiten am Brennkammeraustritt in der Mikrogastrurbinenkonfiguration deutlich über denen bei Vernachlässigung der Kühlluft. Dadurch steigt der Gegendruck und als Folge davon der Druckverlust über das Brennkammersystem von  $17630 \text{ Pa}$  auf  $21990 \text{ Pa}$ , was einem relativen Druckverlust von  $5,5\%$  entspricht. Aufgrund des höheren Gegendrucks, aber auch wegen der partiellen Versperrung des Strömungsquerschnitts durch

den Kaltluftjet wird das Rückstömgebiet der IRZ gegenüber dem Referenzfall stark deformiert. Im brennernen Bereich ist eine frühere Abnahme im Durchmesser des Rückströmgebiets festzustellen, während der Stagnationspunkt auf der Brennerachse deutlich vom Brenner weg wandert. Gleichzeitig werden die Rückströmgeschwindigkeiten in der Rezirkulationszone verringert, was darauf schließen lässt, dass weniger Abgas umgewälzt wird.

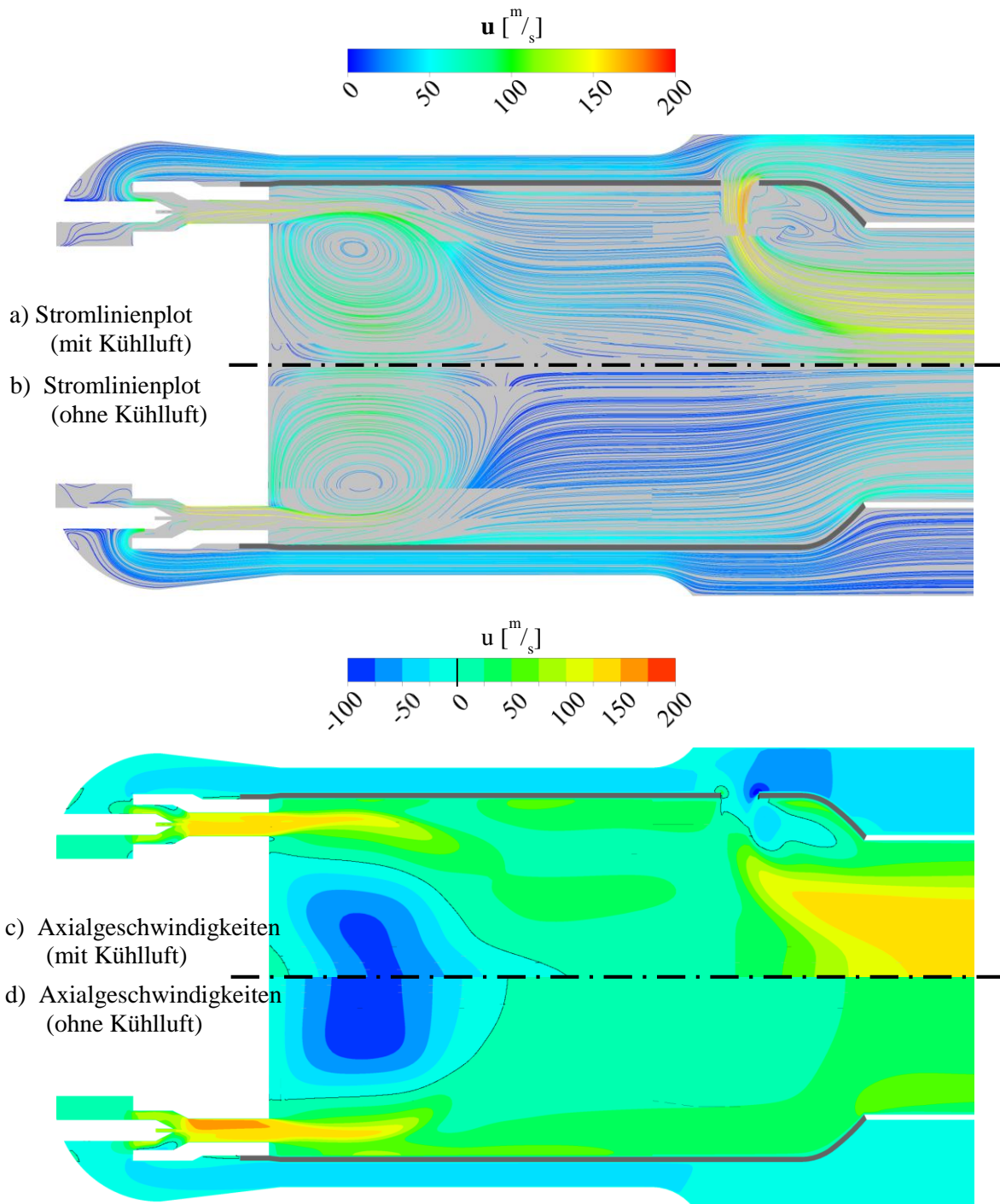
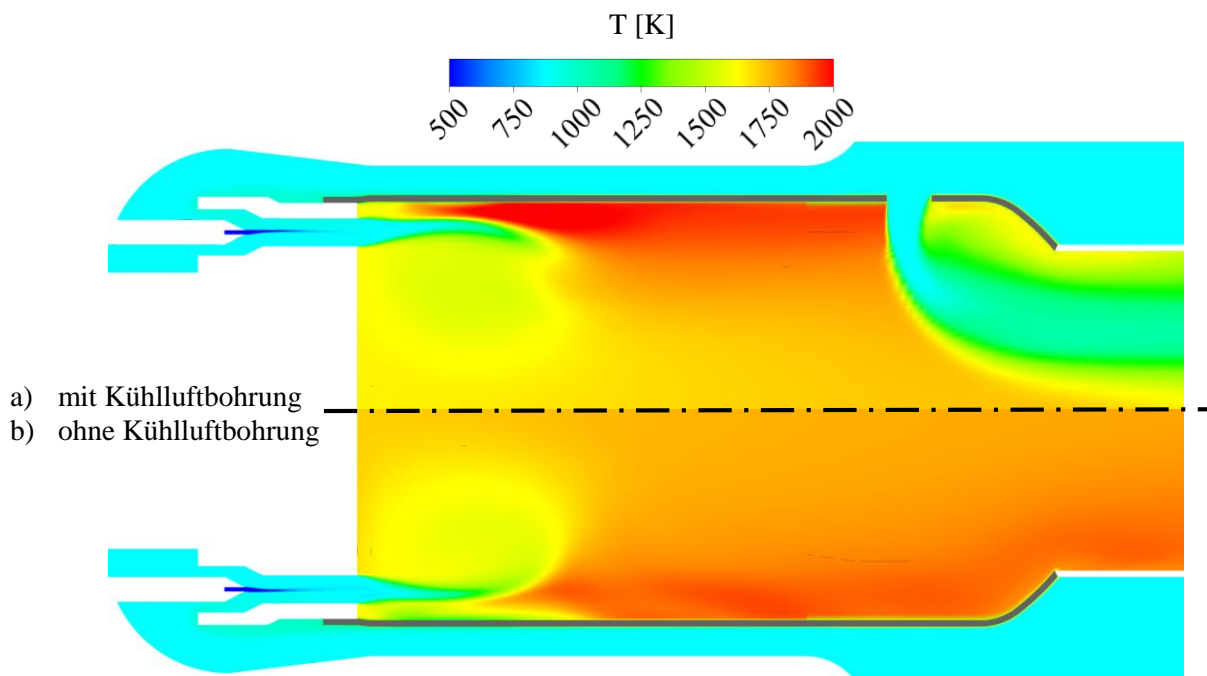


Abbildung 4.21 Strömungsfeld Mikrogasturbine Vollast

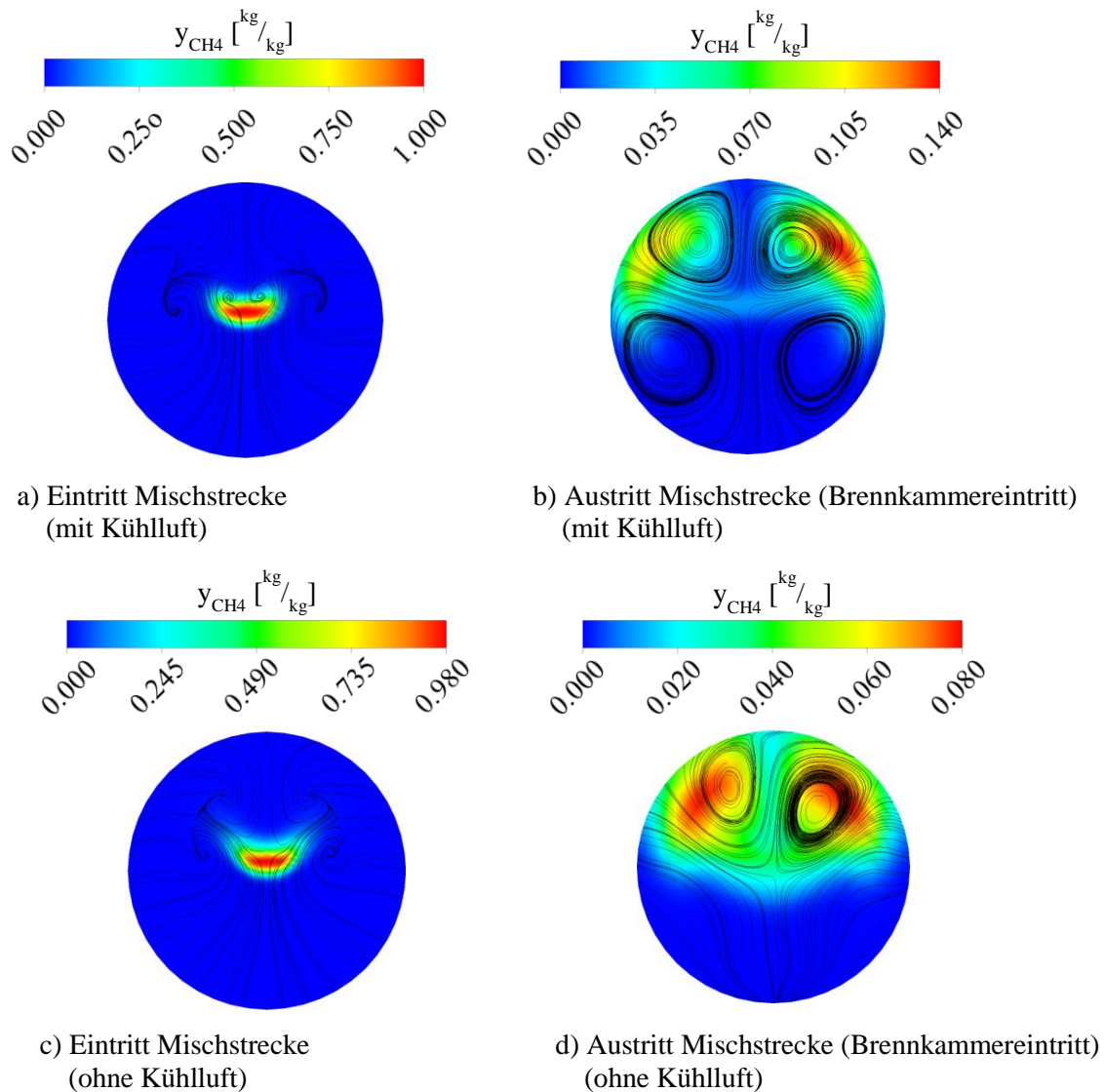
Das zeitlich gemittelte Temperaturfeld, Abbildung 4.22 a), weist im Bereich der Verbrennungszone einen deutlich höheren radialen Temperaturgradienten auf als es in der Konfiguration ohne Kühlluftbohrungen berechnet wird, Abbildung 4.22 b). Gleichzeitig steigt die Peaktemperatur deutlich auf 2105 K ( $T_{ad} = 1939$  K) an, wobei allerdings die Bandbreite der instantanen Maximalwerte unverändert zwischen 2000 K und 2200 K liegt. Das ist ein Indiz dafür, dass der Ort, an dem die Temperaturspitze auftritt, in der Geometrie mit Kühlluftbohrung räumlich weniger stark variiert als in der Konfiguration ohne Kühlluftbohrungen, in der der zeitlich gemittelte Maximalwert der Temperatur deutlich unter den instantanen Maxima liegt. Eine direkte Aussage zum Einfluss der Kühlluftbohrungen auf die Entstehung von thermischem  $NO_x$  lässt sich daher nicht direkt ableiten.



**Abbildung 4.22 Temperaturverteilung Mikrogasturbine Vollast**

Die Durchmischung von Luft und Brennstoff über die Brennstoffdüse folgt denselben Mechanismen wie im Referenzfall, was an der Verteilung der Methanmassenbrüche sowie der Sekundärströmung am Ein- und Austritt aus der Mischstrecke der Luftdüse zu erkennen ist, vgl. Abbildung 4.23. Gegenüber der Konfiguration ohne Kühlluft, Abbildung 4.23 c) und d), ergibt sich jedoch eine leichte Verschiebung der Wirbelstrukturen sowie eine Verlagerung und gleichzeitige Erhöhung der maximalen Methanmassenbrüche, Abbildung 4.23 a) und b). Diese Unterschiede sind damit zu erklären, dass zwar der Luftmassenstrom über die Luftdüsen gegenüber dem Referenzfall konstant gehalten wurde, aufgrund des höheren Druckverlusts des Systems mit Kühlluftbohrungen jedoch die mittlere Axialgeschwindigkeit am Düsenaustritt

von  $142 \text{ m/s}$  auf  $139 \text{ m/s}$  sinkt. Der Effekt, der durch eine geringfügige Änderung im Druck und in der Folge der Strömungsgeschwindigkeit auf die Maximalkonzentration des Brennstoffs am Düsenaustritt erreicht wird, zeigt, dass es sich hierbei um einen äußerst sensitiven Prozess handelt. Die lokale Erhöhung des Äquivalenzverhältnisses am Brennkammereintritt erklärt außerdem die gegenüber dem Referenzfall gestiegene Maximaltemperatur im zeitlich gemittelten Strömungsfeld.



**Abbildung 4.23 Brennstoffverteilung und Sekundärströmung in der Luftdüse**

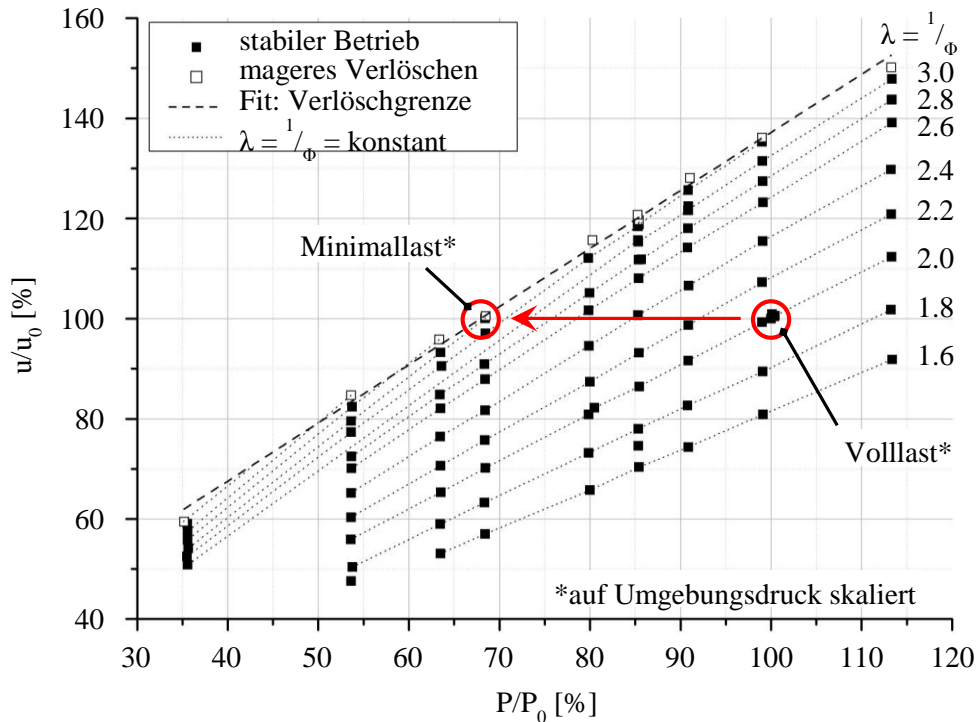
Die Ergebnisse für den Auslegungspunkt belegen, dass sich der in Kapitel 4.1 dargestellte Referenzbrenner prinzipiell für den Einsatz in der Turbec T100 eignet. Insbesondere die deutliche räumliche Trennung von Rezirkulationszone und Kaltluftjet weist darauf hin, dass eine Einmischung von Kühlluft in die Verbrennungszone nicht stattfindet und folglich Verbrennungsinstabilitäten aufgrund einer Abmagerung der Flamme nicht zu erwarten sind.

### 4.3.2 Teillastverhalten

Im Teillastbetrieb fällt die Turbineneintrittstemperatur der Turbec T100 gegenüber dem Volllastpunkt deutlich ab [Hohloch et al., 2010]. Da die Brennkammereintrittstemperatur aufgrund des Rekuperators über den gesamten Betriebsbereich annähernd konstant ist, bedeutet dies, dass das globale Äquivalenzverhältnis bis zur Minimallast weiter abnimmt ( $\Phi_{\text{Global,Minimallast}} = 0,10$ ).

Unter der Annahme eines konstanten Luftsplits zwischen Verbrennungsluft und Kühlluft heißt das für die Verbrennungszone eine Abmagerung von  $\Phi_{\text{Brenner,Volllast}} = 0,466$  auf  $\Phi_{\text{Brenner,Minimallast}} = 0,212$ . Diese Bedingungen sind jedoch deutlich zu mager, als dass eine stabile Verbrennung garantiert werden könnte. Eine Anhebung des lokalen Äquivalenzverhältnisses im Minimallastpunkt in den Bereich  $\Phi_{\text{Brenner,Minimallast}} \geq 0,4$ , in dem die Anforderungen an eine stabile Verbrennung tendenziell erfüllt werden, führt jedoch gleichzeitig zu einer deutlich fetteren Verbrennung im Auslegungspunkt ( $\Phi_{\text{Brenner,Volllast}} \gg 0,8$ ). Die damit verbundene Erhöhung der maximalen Verbrennungstemperaturen zieht einen signifikanten Anstieg der  $\text{NO}_x$ -Emissionen nach sich, der in dieser Form für den auslegungsrelevanten Betriebszustand nicht akzeptabel ist.

Erste experimentelle Untersuchungen des in Kapitel 4.1 dargestellten Brenners in einem atmosphärischen Teststand von Zanger et al. [2011] unterstützen diese theoretischen Aussagen. In den Versuchen wurden bei einer konstanten Eintrittstemperatur von 853 K die Eintrittsgeschwindigkeit der Verbrennungsluft sowie der Brennstoffmassenstrom variiert. Die daraus resultierende Stabilitätskarte des Brenners ist in Abbildung 4.24 dargestellt, wobei die thermische Leistung (x-Achse) sowie die Austrittsgeschwindigkeit der Verbrennungsluft (y-Achse) auf die Bedingungen im Volllastpunkt der Turbec T100 bezogen sind. Es ist zu erkennen, dass der Brenner einen sehr weiten Betriebsbereich aufweist. Dennoch ist der Minimallastpunkt der Maschine nicht mehr realisierbar, da er genau auf der mageren Verlöschgrenze liegt. Für einen stabilen Betrieb des Brenners ist es notwendig, einen gewissen Sicherheitsabstand zur Verlöschgrenze zu haben, da kleinere Störungen während des Betriebs der Anlage nicht zu einem Verlöschen des Brenners führen dürfen.



**Abbildung 4.24 FLOX<sup>®</sup>-Stabilitätskarte für atmosphärischen Betrieb [Zanger et al., 2011]**

Für den Betrieb des dargestellten Brenners über den Lastbereich der Mikrogasturbine ist aus den zuvor dargestellten Gründen eine Stufung des Brenners notwendig. Diese Stufung kann prinzipiell auf zwei Wegen geschehen. Klassisch wird für solche Zwecke ein Pilotbrenner eingesetzt, der unabhängig von der Hauptstufe eingestellt werden kann [Lefebvre & Ballal, 2010]. Eine weitere Möglichkeit, die sich gerade auch bei FLOX<sup>®</sup>-Brennern anbietet, ist eine Stufung innerhalb des Brenners. Hierbei werden die Brennstoffdüsen in zwei oder mehr Gruppen aufgeteilt, die unabhängig voneinander mit Brennstoff versorgt werden können. Damit lassen sich innerhalb des Brennraums fettere Gebiete erzeugen, in denen eine stabile Verbrennung gewährleistet werden kann, auch wenn der Gesamtbrennraum unter sehr mageren Bedingungen betrieben wird.

Beide Optionen werden außerhalb den Ergebnissen dieser Arbeit sowohl experimentell als auch numerisch weiter untersucht. Entsprechend der Ergebnisse der Modellvalidierung, vgl. Kapitel 3.4.2, sowie den Erkenntnissen aus der experimentellen Vermessung des Brenners bei sehr mageren Bedingungen von Zanger et al. [2011] ist es bei der numerischen Betrachtung des Betriebskonzeptes von essentieller Bedeutung, nicht nur die globalen chemischen Effekte sondern auch die detaillierten reaktionskinetischen Vorgänge aufzulösen. Aus diesem Grund ist für diese Untersuchungen ein sehr detaillierter, für diesen Einsatzbereich validierter Reaktionsmechanismus notwendig.

Da die Entwicklung eines Betriebskonzeptes im Rahmen dieser Arbeit nicht Teil der Aufgabenstellung ist und eine Betrachtung des Brenners über den gesamten Betriebsbereich aufgrund der extrem mageren Bedingungen im unteren Lastbereich nicht aussagekräftig ist, wird an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen.



## 5 Atmosphärischer Prüfstand

Die Modellvalidierung anhand akademischer Testfälle, wie sie in Kapitel 3 ausgeführt wurde, bietet die Möglichkeit, die numerische Vorhersage sehr vieler unterschiedlicher physikalischer Größen mit experimentellen Ergebnissen vergleichen zu können. Der akademische Charakter eines solchen Setups, die Reduktion von Geometrie und Strömungsfeld auf die wesentlichen Merkmale der zu untersuchenden Strömung, beeinträchtigt gleichzeitig jedoch wieder die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf ein technisches System, welches in der Regel eine deutlich höhere Komplexität aufweist.

Um die Vorhersagegenauigkeit bei der Berechnung technischer Systeme bewerten zu können, wie beispielsweise der Untersuchung des Brennkammersystems in Kapitel 4, ist folglich neben der Modellvalidierung anhand eines akademischen Testfalls auch der Vergleich zwischen Simulation und Experiment an einem möglichst ähnlichen Versuchsträger sinnvoll. In der Praxis lässt sich dieses Vorgehen aus zwei Gründen meist nur bedingt realisieren. Zum einen erfolgt die experimentelle Vermessung technischer Brennkammersysteme aufgrund von Zeit- und Kostengründen in der Regel meist wesentlich weniger detailliert als die Untersuchung akademischer Validierungstestfälle. Die Vergleichbarkeit von Simulation und Experiment ist gegenüber einer grundlegenden Modellvalidierung damit deutlich eingeschränkt. Zum anderen liegen, insbesondere im frühen Stadium der Brennerentwicklung, oftmals keine experimentellen Daten zu einem ausreichend ähnlichen Brennkammersystem vor, so dass die Übertragbarkeit zwischen Testfall und auszulegendem System nur sehr bedingt gegeben ist. Oftmals werden jedoch nach einer ersten, numerischen Auslegung Versuche an ersten Prototypen durchgeführt. Diese Ergebnisse fließen dann über einen iterativen Prozess in die weitere numerische Auslegung mit ein, so dass die Aussagekraft der numerischen Simulationen im Laufe des Auslegungsprozesses steigt.

Für die Validierung der im vorherigen Kapitel vorgestellten Studien wird im Rahmen dieser Arbeit auf experimentelle Ergebnisse von Zanger et al. [2011] zurückgegriffen. Die Autoren haben einen FLOX<sup>®</sup>-Brenner, der im Wesentlichen der in Kapitel 4.1 beschriebenen Referenzgeometrie entspricht, in einem atmosphärischen Prüfstand vermessen. Dabei wurden die Betriebsbedingungen im Versuch so skaliert, dass diese denen in der Turbec T100 Mikrogasturbine und somit auch denen der Simulationen in Kapitel 4 ähnlich sind. Es kann somit von einer ausreichenden Ähnlichkeit zwischen den Auslegungsrechnungen und den experimentellen Daten ausgegangen werden.

## 5.1 Experimentelles Setup

### 5.1.1 Brenner und Prüfstand

Der rotationssymmetrische Brenner ist aus insgesamt 20 Luftdüsen aufgebaut, die jeweils aus einem Einlauf und einer Mischstrecke bestehen, vgl. Abbildung 5.1. In der Mischstrecke jeder Luftdüse befindet sich eine konzentrisch angeordnete Brennstoffdüse. Der Brennstoff wird dabei axial in Richtung der Luftströmung injiziert und in der Mischstrecke mit der Verbrennungsluft teilweise vorgemischt, bevor er in den Brennraum eintritt.

Damit die Struktur des Brenners vor den hohen Temperaturen im Brennraum geschützt ist, muss dieser gekühlt werden, wozu zwei unterschiedliche Systeme eingesetzt wurden. Bei der in Abbildung 5.1 dargestellten Prallkühlung wird ein Teil des Luftmassenstroms vor Eintritt in die Luftdüse abgezweigt und einem Kühlluftplenum zugeführt. Diese Kühlluft strömt aus dem Kühlluftplenum durch ein Lochblech gegen die Prallplatte, die den Brenner zum Brennraum hin abschließt, und führt so Wärme ab. Von dort gelangt die Kühlluft durch Steigbohrungen zu den zwischen den Luftdüsen angeordneten Kühlluftaustritten, von wo aus sie in den Brennraum strömt.

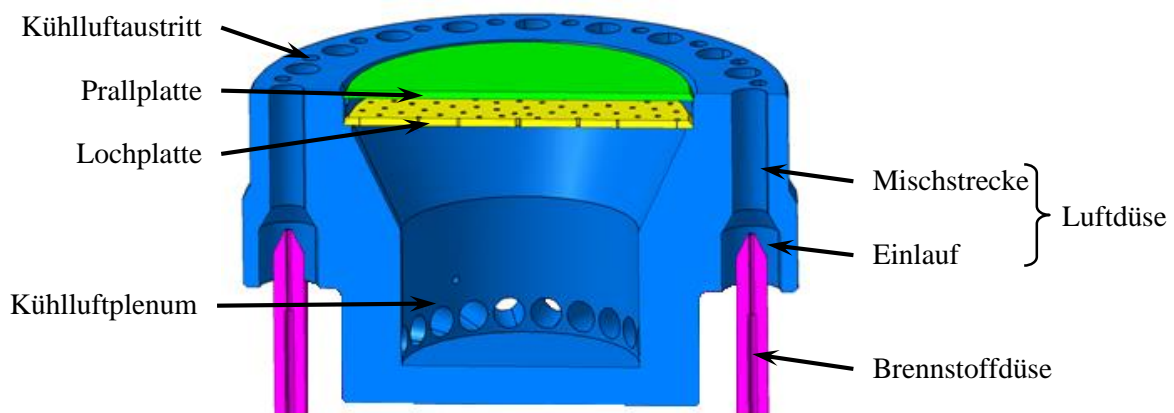
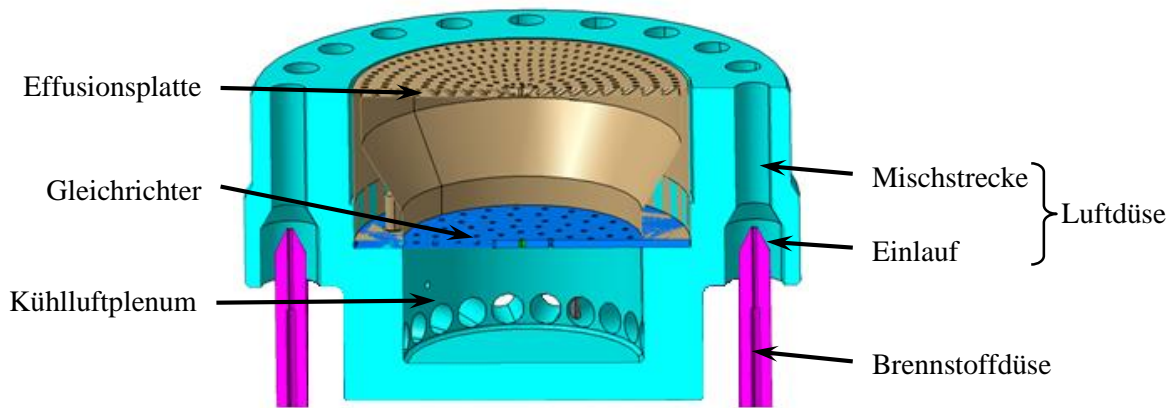


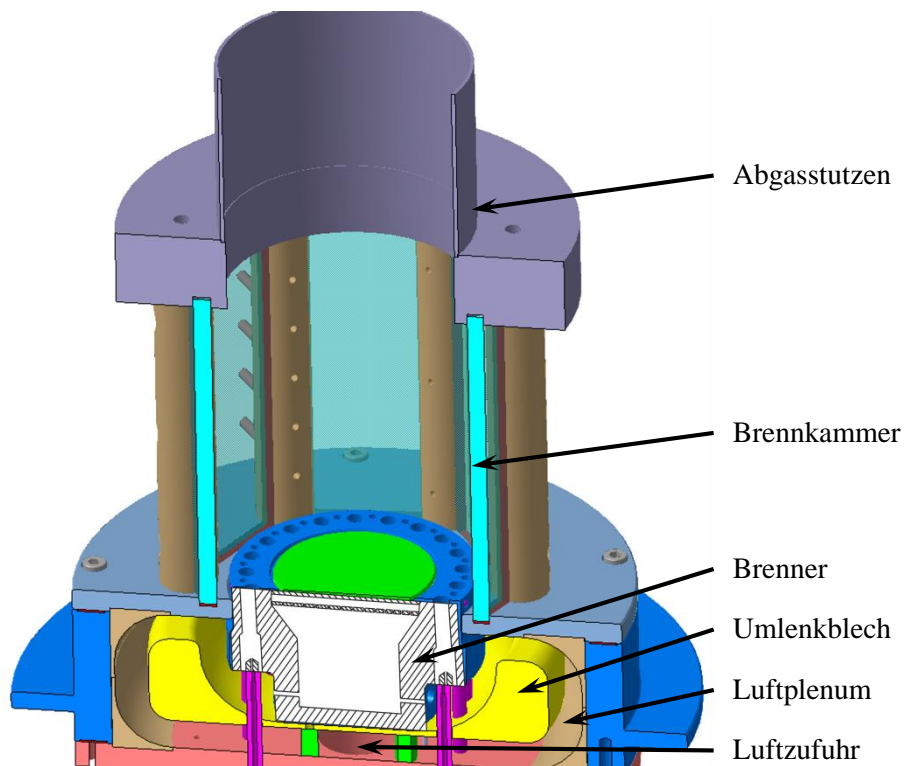
Abbildung 5.1 Prallgekühlter FLOX®-Brenner [Zanger et al., 2011]

Bei der effusionsgekühlten Variante, Abbildung 5.2, wird ebenfalls ein Teil der Verbrennungsluft vor Eintritt in die Luftdüsen in ein Kühlluftplenum abgezweigt. Diese strömt von dort über einen Gleichrichter in ein zweites Plenum und gelangt anschließend direkt über die Effusionsplatte in den Brennraum. Auf diesem Weg bildet sich ein Kühlluftkissen oberhalb des Brenners und verhindert, dass heiße Verbrennungsabgase an die Brennerstruktur gelangen können.



**Abbildung 5.2 Effusionsgekühlter FLOX®-Brenner**

Die Luftversorgung des Brenners im atmosphärischen Prüfstand erfolgt über ein Luftplenum mit einer zentralen Luftzufuhr, vgl. Abbildung 5.3. Der Strömungspfad der Luft in diesem Plenum wird durch ein Leitblech so gestaltet, dass es den Verhältnissen in der Turbec T100 Mikrogasturbine entspricht. Die Brennkammer oberhalb des Brenners hat einen gleichseitig-sechseckigen Querschnitt. Die Wände bestehen dabei aus Quarzglas, so dass ein guter optischer Zugang zum Brennraum gegeben ist. Abgeschlossen wird der Brennraum durch einen Abgasstutzen, durch den das heiße Abgas den Prüfstand verlässt.



**Abbildung 5.3 Atmosphärischer Prüfstand mit FLOX®-Brenner [Zanger et al., 2011]**

### 5.1.2 Betriebsbedingungen

Der für den Vergleich zwischen numerischen und experimentellen Ergebnissen ausgewählte Betriebspunkt entspricht dem Auslegungspunkt des Brenners. Dieser basiert auf dem Vollastpunkt der Turbec T100 Mikrogasturbine, wobei das Äquivalenzverhältnis über den Brennerkopf zu  $\Phi_{\text{Global}} \approx 0,5$  gewählt wurde.

Die Betriebsbedingungen bei der experimentellen Charakterisierung der beiden Brenner sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Vorheiztemperatur entspricht dabei der Brennkammereintrittstemperatur der oben erwähnten Mikrogasturbine im Vollastpunkt von etwa 855 K.

**Tabelle 5.1 Betriebsbedingungen**

	Prallkühlung	Effusionskühlung
$T_{\text{Luft}} [K]$	854	855
$p_{\text{aus}} [Pa]$	$1 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$
$\dot{m}_{\text{Brennstoff}} [g/s]$	1,83	1,88
$\dot{m}_{\text{Luft,gesamt}} [g/s]$	61,0	60,6
$\dot{m}_{\text{Kühlluft}} [g/s]$	5,97	4,01

Um die Strömungsverhältnisse im Versuchsträger denen in der Maschine anzupassen, wurden die Luft- und Brennstoffmassenströme mit dem Druck skaliert, so dass die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten konstant bleiben. Die entsprechende Skalierungsregel ist in Gleichung (5.1) wiedergegeben.

$$\dot{m}_{\text{Versuch}} = \dot{m}_{T100} \cdot \frac{p_{\text{Versuch}}}{p_{T100}} \quad (5.1)$$

### 5.1.3 Messtechnik

Das dargestellte Brennkammersystem wurde im Rahmen der experimentellen Charakterisierung nicht so ausführlich und detailliert untersucht wie es bei der eingeschlossenen Jetflamme, Kapitel 3.1, der Fall ist. Die Lage der Reaktionszone wurde qualitativ mittels OH\*-Chemolumineszenz, vgl. Kapitel 3.1.3.3, detektiert. Darüberhinaus wurde der Druckverlauf über den Prüfstand mit drei Drucksensoren aufgenommen. Diese Sensoren befinden sich im äußersten Punkt des Luftplenums, vor dem Eintritt in die Einlaufstrecke der Luftdüsen sowie

am unteren Ende des Kühlluftplenums und sind so angebracht, dass sie den statischen Druck an den entsprechenden Messpositionen aufnehmen. Weiterhin wurde die Temperatur der Prallplatte bzw. der Effusionsplatte auf der dem Brennraum zugewandten Seite mittels eines Thermoelements überwacht. Die genaue Lage der einzelnen Sensoren ist in Abbildung 5.4 skizziert.

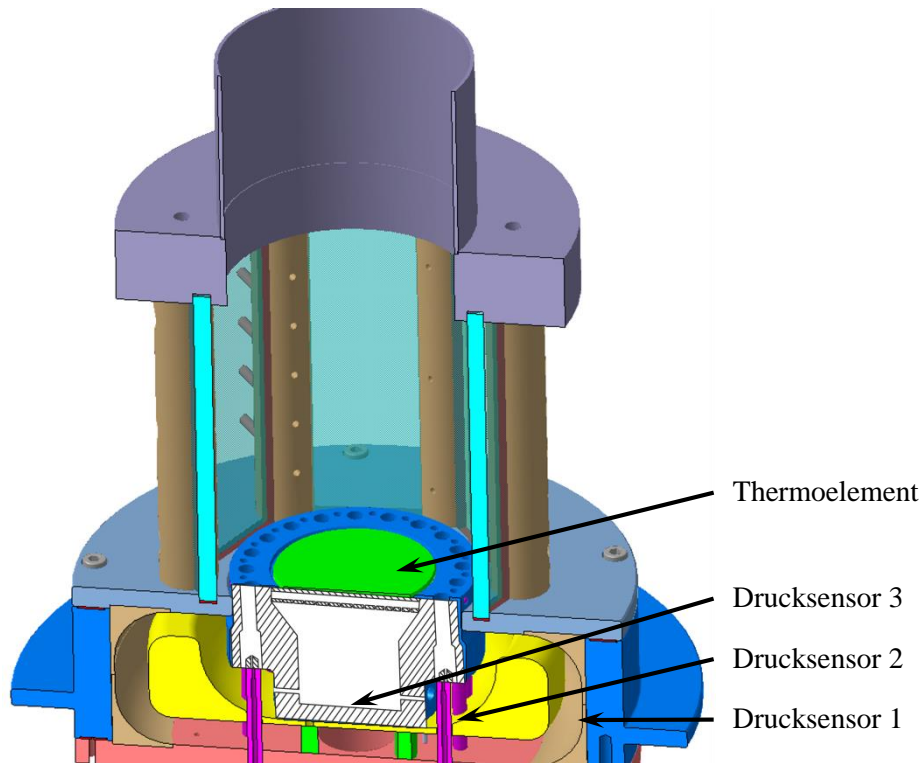


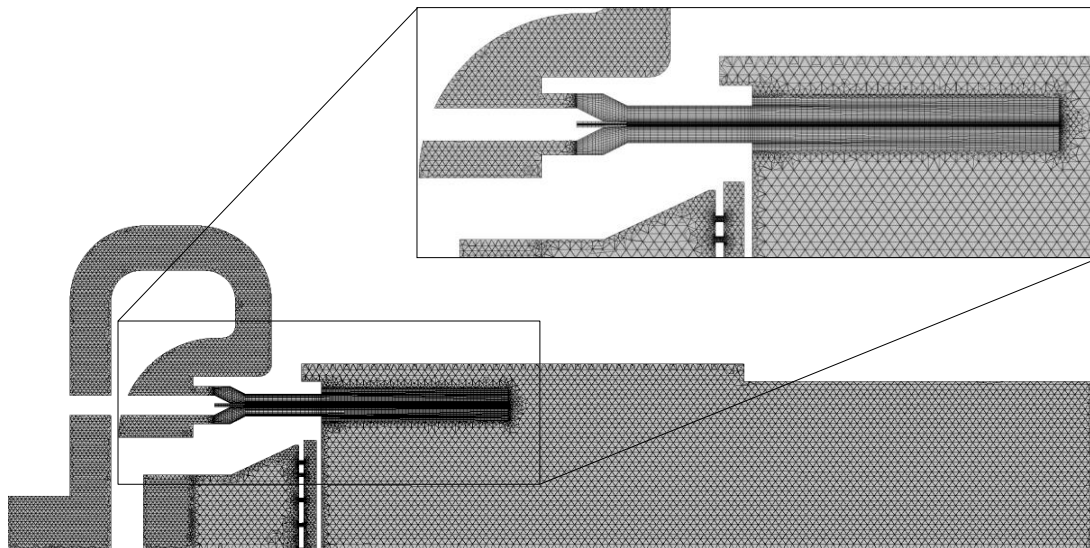
Abbildung 5.4 Instrumentierung atmosphärischer Prüfstand [Zanger et al., 2011]

## 5.2 Einfluss des Kühlkonzepts auf Druckverlust und Flammenlage

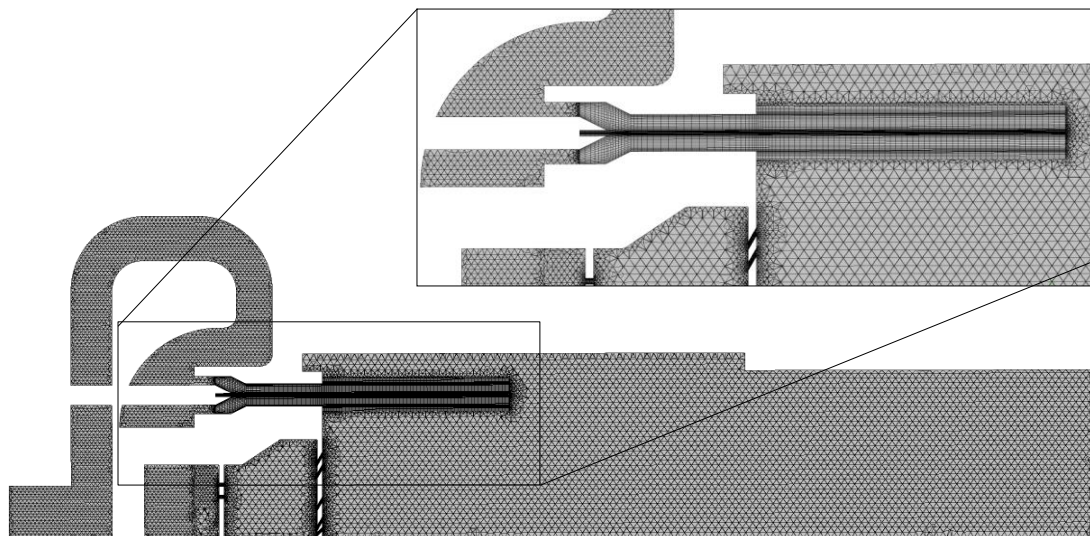
### 5.2.1 Numerisches Setup

Für die numerische Betrachtung des FLOX<sup>®</sup>-Brenners im atmosphärischen Prüfstand wird der gesamte Strömungspfad von der Luftzufuhr bis zum Austritt des Abgasstutzens inklusive des Kühlluftpfades aufgelöst. Das Rechengebiet wird dabei unter Ausnutzung der Symmetrie auf ein 90°-Segment reduziert. Für beide Geometrievarianten wird ein hybrides Gitter eingesetzt, wie in Abbildung 5.5 illustriert. Dabei werden die Luftdüsen sowie der Bereich des eintretenden Jets über ein blockstrukturiertes Gitter diskretisiert, während das übrige Rechengebiet unstrukturiert mit einem Tetraedergitter aufgelöst wird, das im Bereich der Wände sowie in den Bohrungen im Bereich des Kühlluftplenums verfeinert wird. Die Übergänge zwischen den Teilgittern sind knotengleich gestaltet, so dass Rundungsfehler beim Übergang zwischen den Gittern vermieden und die Rechenzeit reduziert wird. Im Bereich der Luftdüse sowie im Bereich der Bohrungen im Kühlluftplenum wurde außerdem darauf geachtet, dass der dimensionslose

Wandabstand im Bereich  $y^+ \leq 1$  liegt. Im übrigen Rechengebiet wurde um die Gittergröße so gering wie sinnvoll möglich zu halten auf eine Gitterverfeinerung an den Wänden verzichtet. Da außer in den genannten Bereichen kein signifikanter Wandeinfluss auf das Strömungsfeld zu erwarten ist, ist diese Näherung hier zulässig.



a) Prallkühlung



b) Effusionskühlung

**Abbildung 5.5 Rechengitter für prall- und effusionsgekühlten Brenner**

Zur Turbulenzmodellierung wird das SST-Modell genutzt. Als Verbrennungsmodell wird das kombinierte EDC/FRC-Modell eingesetzt, wobei die Modellkonstanten auf  $A = 4,0$ ,  $B = 0,5$  und  $MRL = 2500 \frac{1}{s}$  gesetzt werden. Analog zu den Geometriestudien im vorherigen Kapitel wird für die Untersuchung der Kühlungskonzepte der globale Einschrittmechanismus WD1 von Westbrook und Dryer [1981] als Reaktionsmechanismus verwendet.

Die Simulationen werden instationär mit einer Zeitschrittweite von  $5 \cdot 10^{-5}$  s durchgeführt, wobei als Startlösung das Ergebnis einer stationären RANS-Simulation vorgegeben wird. Die gesamte Simulationsdauer beträgt für beide Brenner 0,3 s, was im Minimum drei Aufenthaltszeiten entspricht. Die zeitliche Mittelung setzt dabei nach einem Drittel der Rechenzeit ein und läuft über 0,2 s.

Die Wände des Rechengebiets werden als glatte, adiabate Wände angenommen. Der Luft- und Brennstoffeinlass werden mit Massenstromrandbedingungen entsprechend den Bedingungen im Experiment modelliert, wobei als Brennstoff reines Methan eingesetzt wird. Am Austritt wird der Referenzdruck als konstanter statischer Druck bei Normbedingungen vorgegeben. Die vollständigen Randbedingungen sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

**Tabelle 5.2 Randbedingungen**

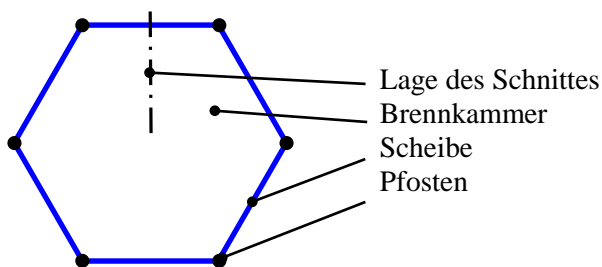
	Prallkühlung	Effusionskühlung
Referenzdruck [Pa]	101325	101325
Lufttemperatur [K]	873	873
Luftmassenstrom [ $\frac{g}{s}$ ]	15,25 (= $\frac{1}{4} \cdot 61,0$ )	15,15 (= $\frac{1}{4} \cdot 60,6$ )
Brennstofftemperatur [K]	298	298
Brennstoffmassenstrom [ $\frac{g}{s}$ ]	0,4575 (= $\frac{1}{4} \cdot 1,83$ )	0,4700 (= $\frac{1}{4} \cdot 1,88$ )
Äquivalenzverhältnis (global) [-]	0,517	0,534

### 5.2.2 Prallkühlung

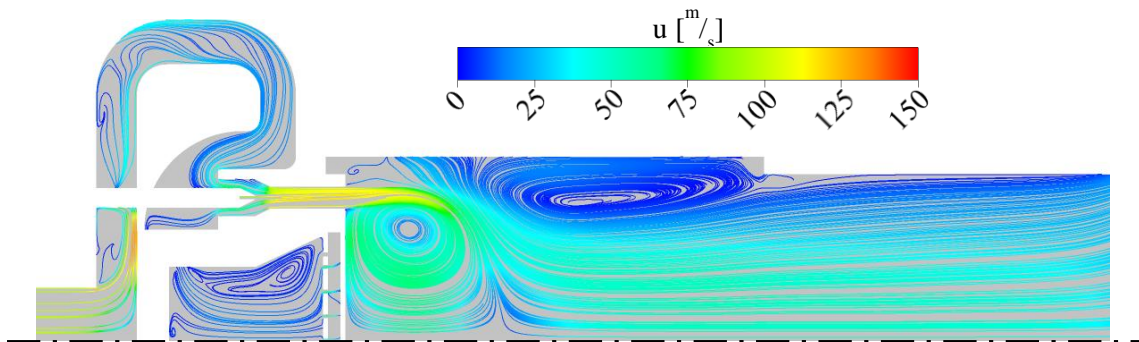
Das zeitlich gemittelte Strömungsfeld für den prallgekühlten Brenner ist in Abbildung 5.6 b) veranschaulicht. Der gezeigte Schnitt verläuft, wie auch in allen weiteren in diesem Kapitel dargestellten Schnitten, senkrecht zu einer Scheibe der Brennkammer durch die Brennerachse. Dabei fällt direkt ins Auge, dass die Geschwindigkeitsverteilung im dargestellten Schnitt durch den Brennraum weniger der in Kapitel 4.1 betrachteten Referenzgeometrie mit gleichem Brenner (vgl. Abbildung 4.5), sondern vielmehr der Variante mit minimalem Teilkreisdurchmesser mit kurzer IRZ und deutlich ausgeprägter ORZ in Abbildung 4.11 c) entspricht. Diese Verschiebung im Strömungsfeld ist dabei durchaus in Übereinstimmung zu dem in Kapitel 4.2.1

herausgearbeiteten Einfluss des Teilkreisdurchmessers, da zwar der Absolutwert des Teilkreisdurchmessers gleich dem der Referenzgeometrie ist, das Verhältnis von Teilkreis zu Flammrohrdurchmesser aber deutlich kleiner ist und somit mehr Raum für die Bildung einer ORZ zur Verfügung steht. Da das Strömungsfeld im Versuch nicht vermessen wurde, ist ein direkter Vergleich zu Messdaten an dieser Stelle leider nicht möglich.

In der Simulation ergibt sich ein Kühlluftmassenstrom von  $6,278 \frac{\text{g}}{\text{s}}$  ( $= 4 \cdot 1,5695 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ ), was den experimentell ermittelten Wert von  $5,97 \frac{\text{g}}{\text{s}}$  sehr genau widerspiegelt, insbesondere da die Massenstrommessung im Versuch mit hohen Ungenauigkeiten verbunden ist ( $\pm 10\%$  vom Messwert). Aus der Aufteilung zwischen Kühlluft und Verbrennungsluft, die dem Brennraum über die Luftdüsen zugeführt wird, ergibt sich ein lokales Äquivalenzverhältnis am Brennkammereintritt von  $\Phi_{\text{Düse}} = 0,576$ .



a) Lage des Schnittes



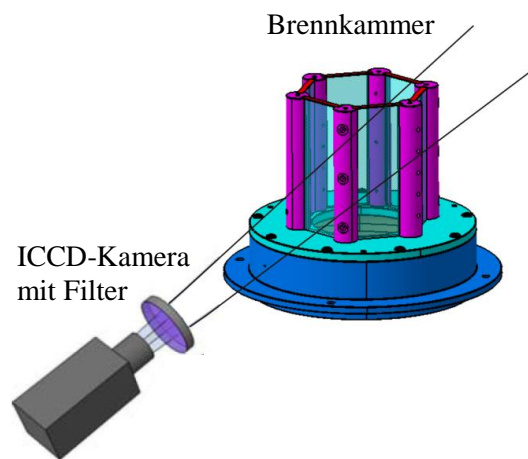
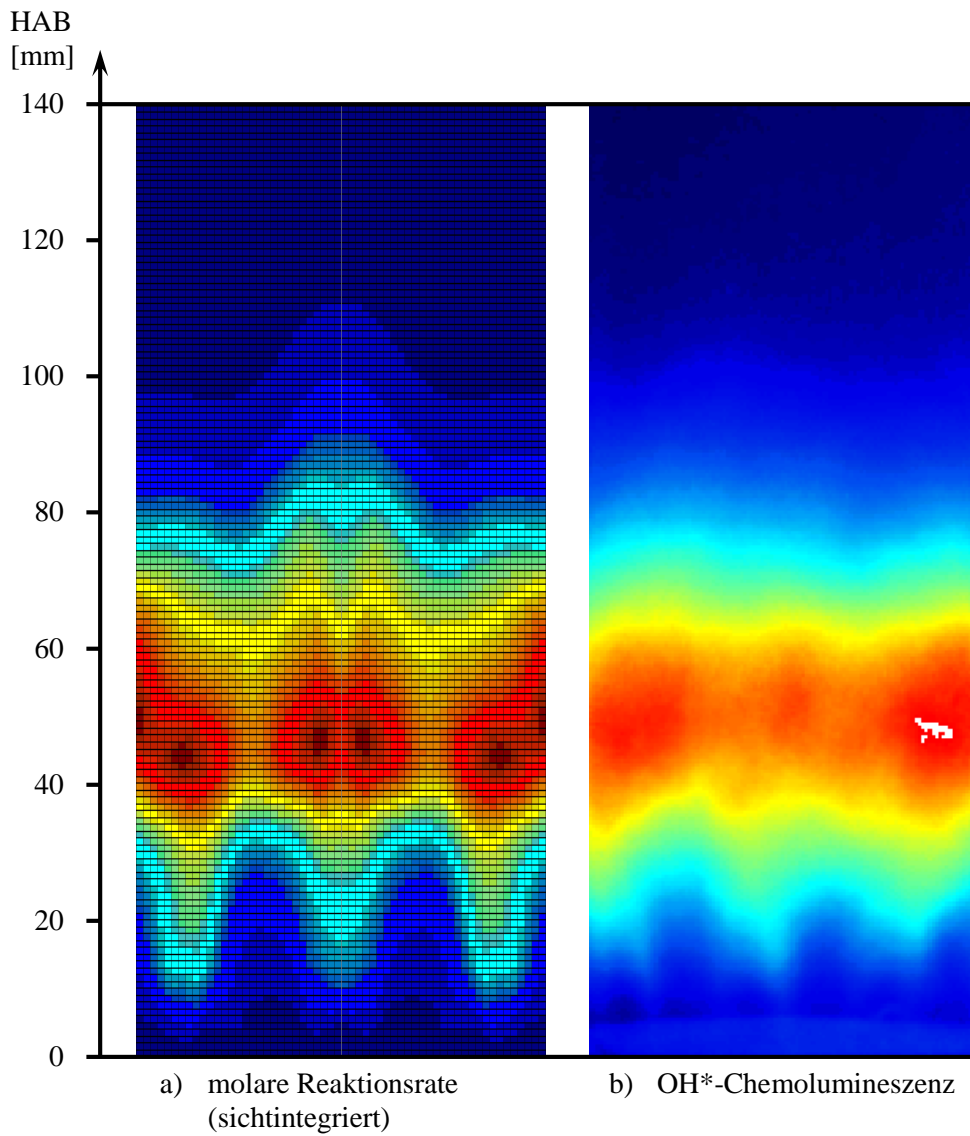
b) Stromlinienplot

### Abbildung 5.6 Stromlinienplot Prallkühlung

Die zeitlich gemittelte Temperaturverteilung im Brennraum, Abbildung 5.7, ist sehr homogen und weist eine Maximaltemperatur von 2027 K auf, was nur geringfügig oberhalb der adiabaten Flammtemperatur von  $T_{\text{ad,Global}} = 1952 \text{ K}$  liegt. Wird die adiabate Flammtemperatur mit den lokalen Bedingungen in der Düse bestimmt, so ergibt sich ein Wert von  $T_{\text{ad,Düse}} = 2050 \text{ K}$ . Dass diese Temperatur oberhalb der Maximaltemperatur im Brennraum liegt, ist damit zu erklären, dass es vor der Verbrennung zu einer zumindest teilweisen Vermischung von Kühlluft



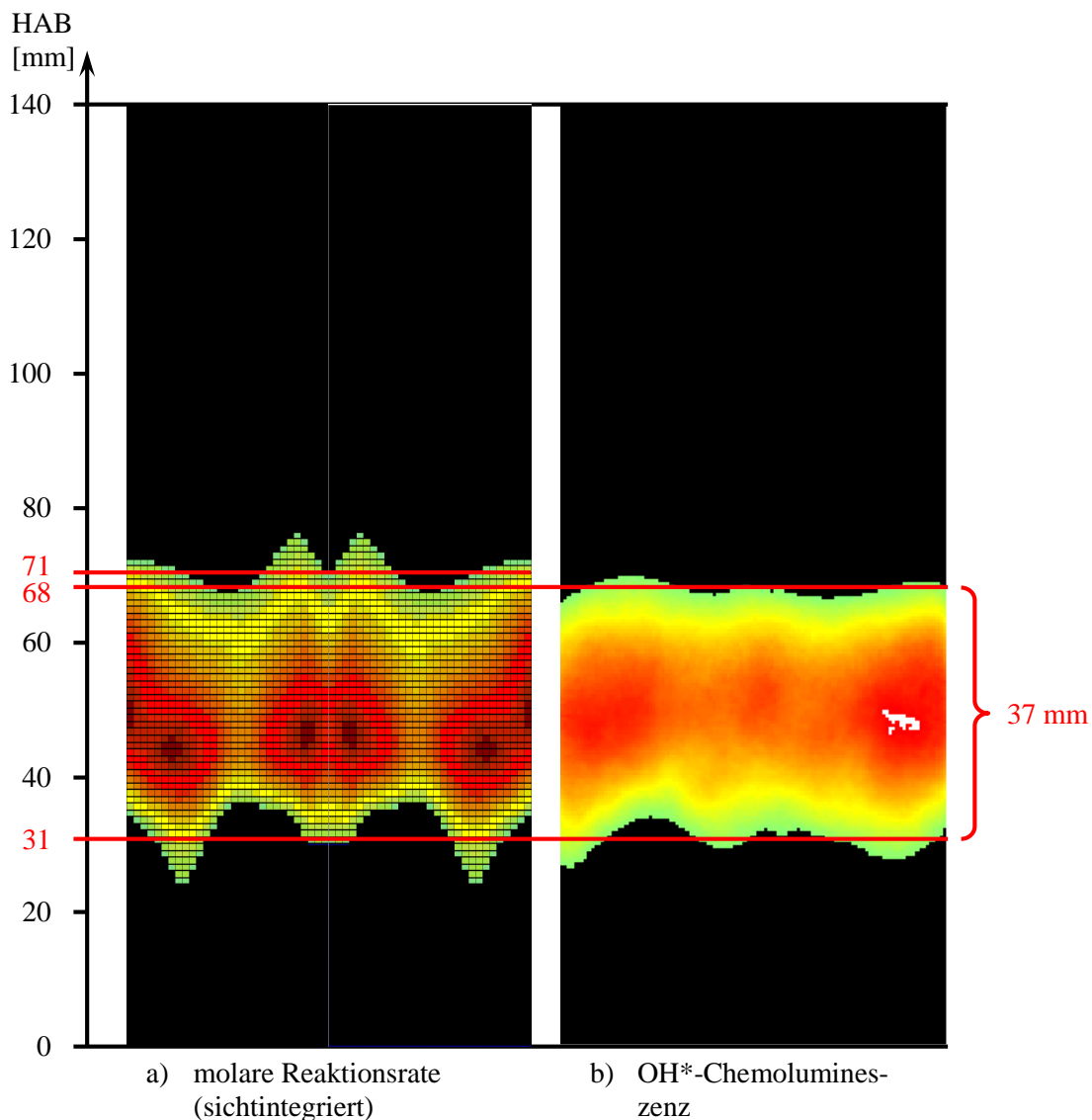




c) experimenteller Aufbau

**Abbildung 5.8 Vergleich molarer Reaktionsrate mit OH\*-Chemolumineszenz**

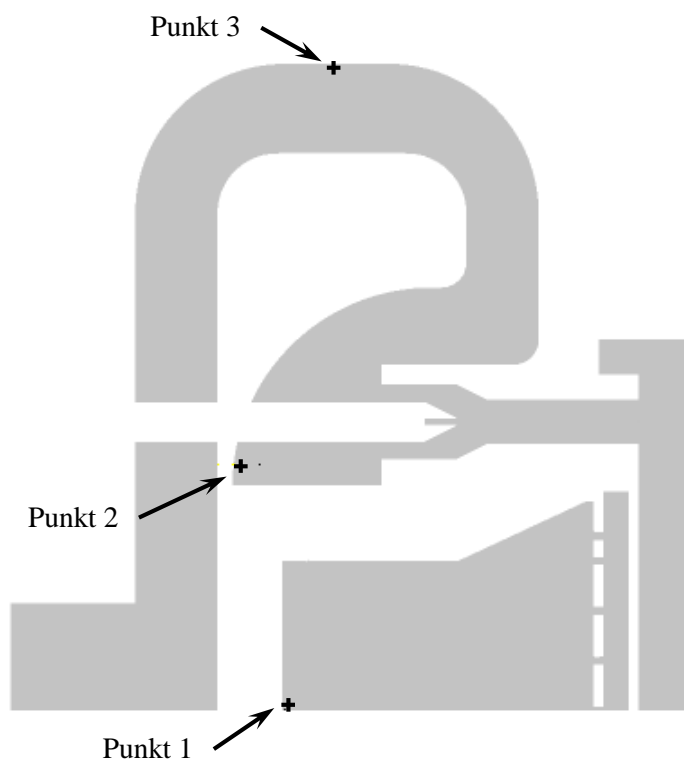
Zum qualitativen Vergleich von OH\*-Chemolumineszenzemission und molarer Reaktionsrate wird eine Flammdefinition eingeführt, vgl. Zanger et al. [2011]. Danach liegt die Flamme in dem Bereich, in dem die Signalintensität des OH\*-Signals bzw. der sichtintegrierten molaren Reaktionsrate mindestens 50% der Maximalintensität beträgt. Die über diese Flammdefinition aus der OH\*-Chemolumineszenz ermittelte Abhebehöhe der Flamme beträgt 31 mm bei einer Flammenlänge von insgesamt 37 mm, vgl. Abbildung 5.9. Die numerisch vorhergesagte Abhebehöhe stimmt exakt mit den experimentellen Daten überein, während die Flammenlänge geringfügig größer zu 40 mm berechnet wird.



**Abbildung 5.9 Gefilterte molare Reaktionsrate und OH\*-Chemolumineszenz**

Zur Bewertung der Druckverluste werden entsprechend der Instrumentierung des Prüfstands an drei Punkten im Luft- und Kühlluftplenum die gemessenen statischen Drücke mit den Simulationsergebnissen an den entsprechenden Positionen verglichen. Die genaue Lage der

Druckmessstellen ist dabei in Abbildung 5.10 aufgetragen. Der Vergleich von experimentellen und numerisch ermittelten Drücken in Tabelle 5.3 zeigt, dass auch der Druckverlauf über den Prüfstand und den Brenner gut wiedergegeben werden kann. Lediglich im Bereich des Kühlluftplenums (Punkt 1) treten größere Abweichungen zwischen Simulation und Messung auf. Dieser Unterschied lässt sich durch die Verschiebung des Kühlluftmassenstroms in der Simulation gegenüber dem Versuch, aber auch durch hohe Druckgradienten in direkter Umgebung zur Messposition begründen. Außerdem lässt sich aufgrund der Staupunktströmung in diesem Bereich der Geometrie nicht ausschließen, dass der experimentell ermittelte Wert einen dynamischen Anteil beinhaltet und somit den statischen Druck zu hoch vorhersagt.



**Abbildung 5.10 Lage der Druckmessstellen**

**Tabelle 5.3 Statische Relativdrücke Prallkühlung**

	Experiment	Simulation
Punkt 1	2996 Pa	2766 Pa
Punkt 2	2667 Pa	2808 Pa
Punkt 3	2745 Pa	2806 Pa

### 5.2.3 Effusionskühlung

Für den effusionsgekühlten Brenner ergibt sich qualitativ dasselbe Strömungsfeld im Brennraum wie bei der prallgekühlten Variante, vgl. Abbildung 5.11. Die quantitativen Unterschiede bestehen im Wesentlichen in einer Verlagerung der IRZ in Richtung Brennkammeraustritt, was an einer Verschiebung des Stagnationspunktes in Richtung größerer HAB sowie einem tieferen Eindringen des Luft-Brennstoff-Jets in den Brennraum abgelesen werden kann.

Der numerisch vorhergesagte Kühlluftmassenstrom weicht mit  $4,576 \text{ g/s}$  ( $= 4 \cdot 1,1440 \text{ g/s}$ ) etwas stärker von den Messergebnissen ( $4,01 \text{ g/s}$ ) ab. Dabei muss jedoch berücksichtigt werden, dass den experimentellen Daten eine Kalibrierkurve für Kühlluftmassenströme oberhalb von  $5 \text{ g/s}$  zugrunde liegt, so dass den höheren Abweichungen zwischen Numerik und Versuch hier auch eine höhere Unsicherheit bezüglich der Messwertgenauigkeit gegenübersteht.

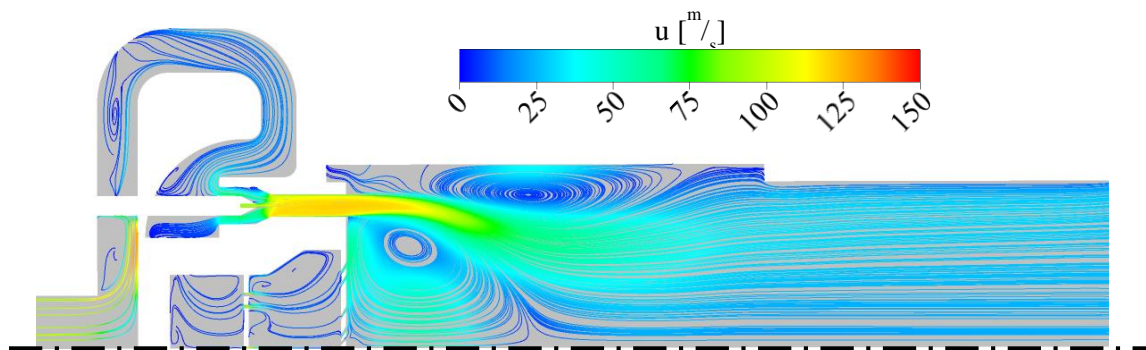
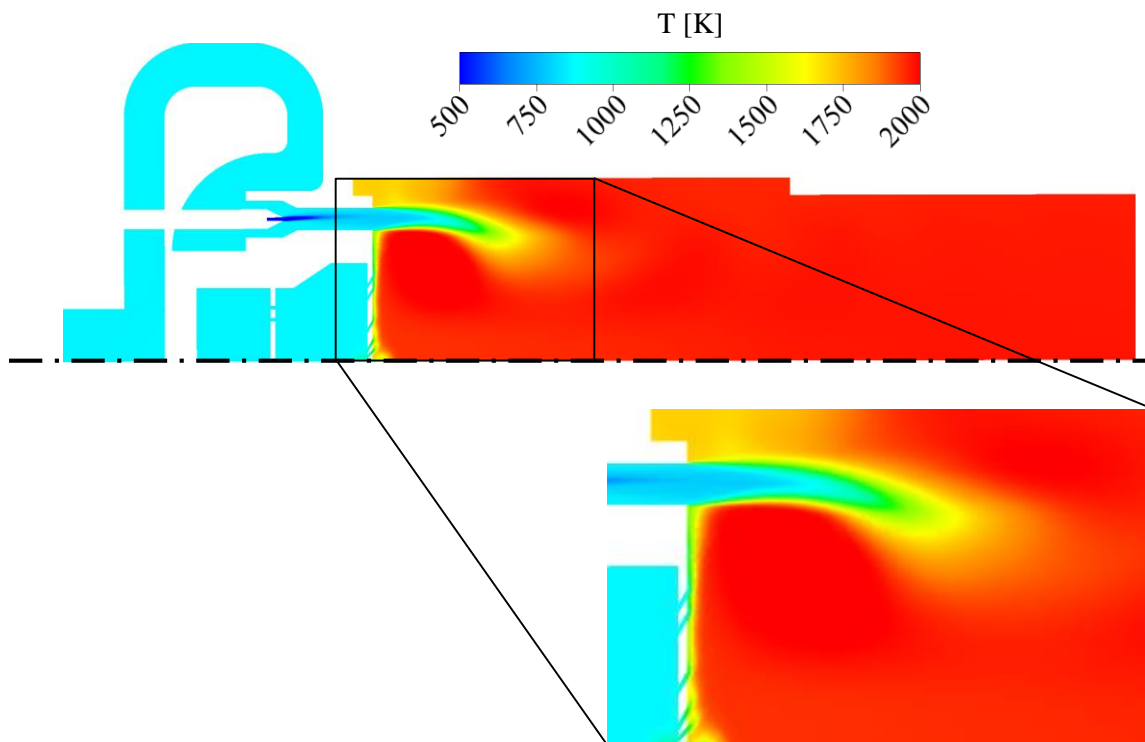


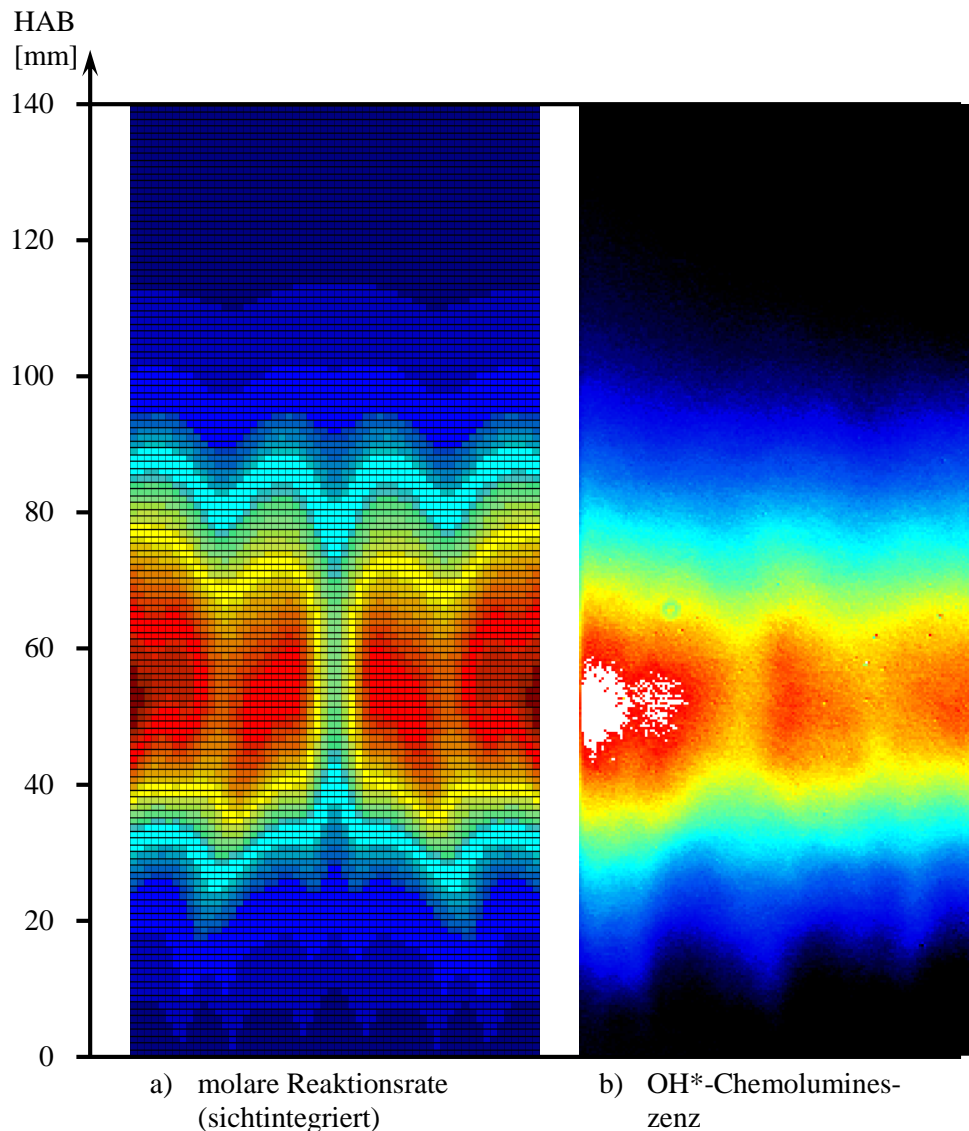
Abbildung 5.11 Stromlinienplot Effusionskühlung

In der Temperaturverteilung, Abbildung 5.12, ist die Wirkung der Effusionskühlung deutlich sichtbar. Ein Kaltluftfilm legt sich im Brennraum an die Effusionsplatte und verhindert so, dass diese mit heißem Abgas in Kontakt kommt. Die Temperaturverteilung im übrigen Brennraum ist wiederum sehr homogen, wobei die Spitzentemperatur bei  $2085 \text{ K}$  und somit oberhalb der globalen wie der lokalen adiabaten Flammtemperatur von  $T_{\text{ad,Global}} = 1982 \text{ K}$  bzw.  $T_{\text{ad,Düse}} = 2053 \text{ K}$  liegt.



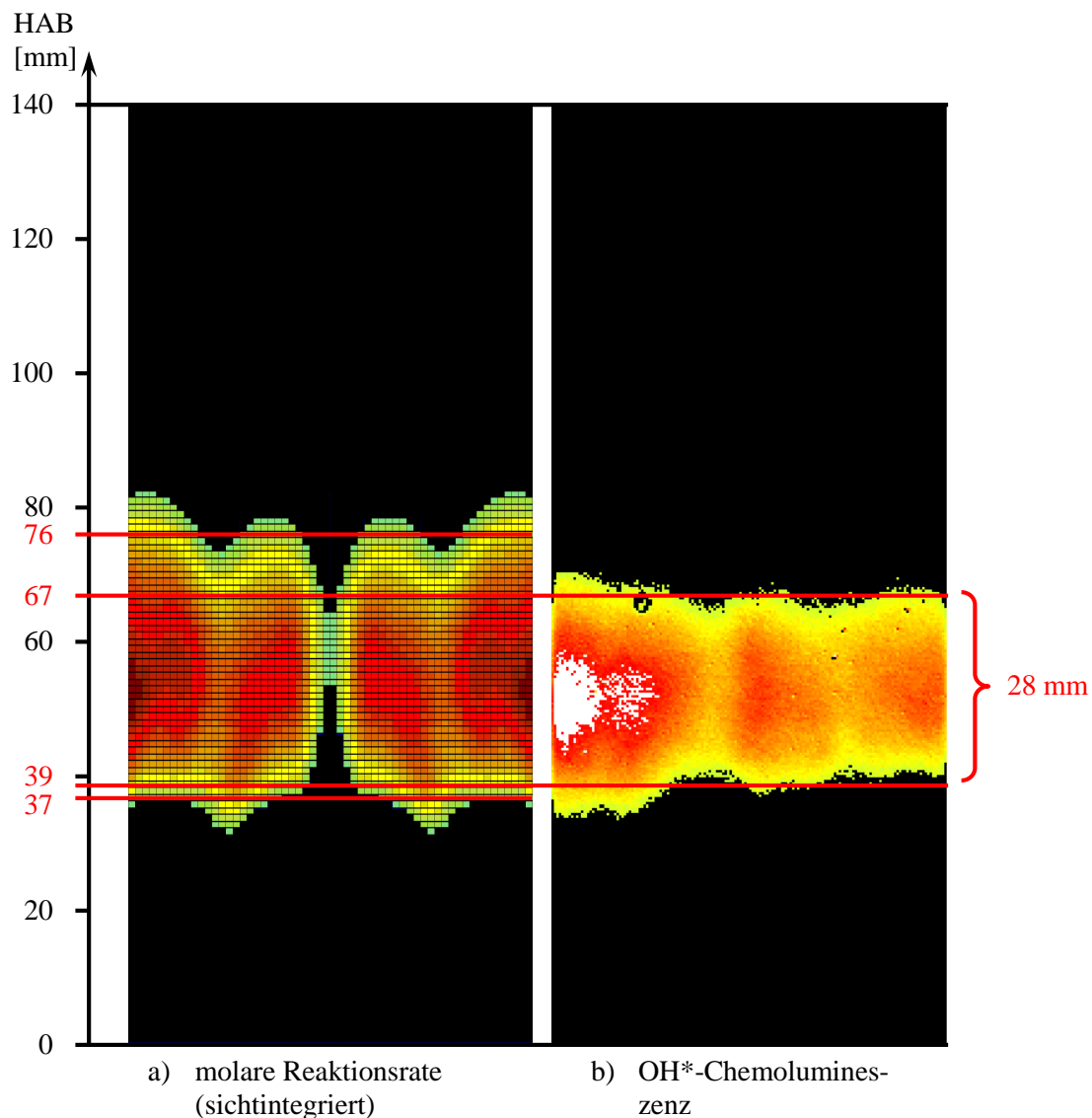
**Abbildung 5.12 Temperaturverteilung Effusionskühlung**

In Abbildung 5.13 wird die sichtintegrierte molare Reaktionsrate dem gemittelten OH\*-Chemolumineszenzsignal gegenübergestellt. Der Bereich der Aufnahmen entspricht dabei denen des prallgekühlten Brenners. Der Bereich der höchsten Signalintensität liegt bei den experimentellen wie den numerischen Daten übereinstimmend im Bereich von  $HAB = 40$  mm bis  $HAB = 60$  mm. Auch unterhalb des Emissionsmaximums ist eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und numerischen Daten zu beobachten, wobei die Abhebehöhe der Flamme, entsprechend der oben eingeführten Flammdefinition, im Versuch geringfügig größer ist als in der Simulation, vgl. Abbildung 5.14.



**Abbildung 5.13 Vergleich molare Reaktionsrate und OH\*-Chemolumineszenz**

Stärkere Unterschiede ergeben sich in der Flammenlänge, wo die Simulation mit 39 mm einen deutlich höheren Wert vorhersagt als die experimentell ermittelte Flammenlänge von 28 mm. Aus dem Vergleich der ungefilterten Daten, Abbildung 5.13, geht hervor, dass der Gesamtbereich der Reaktionen sich sowohl in der Simulation als auch im Experiment bis zu einer Höhe von  $HAB \approx 100$  mm erstreckt, so dass auch hier eine akzeptable Vorhersagegenauigkeit der Flammenposition gegeben ist.



**Abbildung 5.14 Gefilterte molare Reaktionsrate und OH\*-Chemolumineszenz**

Bei der Betrachtung des Druckverlaufs fällt zunächst auf, dass der absolute Druckverlust etwa 10% oberhalb dessen des prallgekühlten Brenners liegt. Die Übereinstimmung zwischen den Messwerten und den numerischen Ergebnissen ist dabei etwas schlechter als im Fall des prallgekühlten Brenners, vgl. Tabelle 5.3.

**Tabelle 5.4 Statische Relativdrücke Effusionskühlung**

	Experiment	Simulation
Punkt 1	3324 Pa	3049 Pa
Punkt 2	2945 Pa	3054 Pa
Punkt 3	4200 Pa	3122 Pa



Dabei fällt allerdings auf, dass zwischen den Punkten 2 und 3 ein Druckverlust von etwa 1250 Pa gemessen wurde, während beim prallgekühlten Brenner zwischen denselben Positionen nur ein Druckverlust von etwa 80 Pa zu beobachten war. Diese deutlichen Unterschiede in den experimentellen Daten in einem Bereich, der geometrisch bei beiden Brennervarianten identisch ausgeführt ist, deuten auf eine Beeinflussung der Messdaten von Strömungsphänomenen wie beispielsweise Ablösungen oder Rezirkulationsgebieten hin, die von der URANS-Simulation nicht mit ausreichender Genauigkeit aufgelöst werden können. Ein Vergleich der beiden Simulationen ergibt für beide Kühlluftkonzepte eine ähnliche Verteilung der Drücke im Brenner- und Kühlluftplenum.

#### **5.2.4 Zusammenfassung der Kühlluftbetrachtungen**

Der Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen von Zanger et al. [2011] mit den Daten der numerischen Simulation des FLOX<sup>®</sup>-Brenners im atmosphärischen Prüfstand dienen, nach der eingehenden Modellvalidierung anhand des Einzeldüsenprüfstands in Kapitel 3, zur Verifizierung der in den Geometriestudien genutzten Modelle. Dabei weist der atmosphärische Prüfstand im Gegensatz zum akademischen Testfall nicht nur eine realitätsnahe, komplexe Geometrie auf, sondern neben dem Hauptströmungspfad des Brenners auch noch eine komplexe Kühlluftversorgung, die in den Simulationen mit abgebildet werden muss.

Für beide im Versuch betrachteten Kühlluftkonzepte konnte dabei eine gute Übereinstimmung zwischen den Simulationsergebnissen und den experimentell ermittelten Daten festgestellt werden. Diese gute Vorhersagegenauigkeit lässt sich in der Folge auf die Simulationen in Kapitel 4 übertragen und untermauert damit die Aussagekraft der gefundenen Zusammenhänge zwischen den untersuchten Geometrieparametern und den betrachteten Zielgrößen.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

### 6.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Eignung numerischer Methoden hinsichtlich ihrer Nutzbarkeit zur Beschreibung von FLOX®-basierten Brennkammersystemen hin untersucht. Als Grundlage für die Anwendung der Simulation für die Brennkammerauslegung wurde daher in Kapitel 3 zunächst ein akademischer Testfall untersucht, der das Funktionsprinzip der flammenlosen Oxidation wiedergibt. Bei dieser Untersuchung wurden verschiedene Zweigleichungs-URANS-Modelle, unterschiedlich detaillierte Reaktionsmechanismen sowie gängige Verbrennungsmodelle betrachtet. Da der Fokus dieser Arbeit auf frühen Auslegungsrechnungen liegt, wurden komplexere Turbulenzmodelle aufgrund ihres deutlich höheren Ressourcenbedarfs nicht untersucht. Es zeigte sich, dass das SST-Turbulenzmodell von Menter [1994] von den hier eingesetzten Modellen die höchste Vorhersagegenauigkeit für eine eingeschlossene, exzentrische Jetflamme besitzt. Für die Modellierung der Verbrennung kristallisierte sich das kombinierte EDC/FRC-Modell als der am besten geeignete Ansatz heraus. Die reduzierten Reaktionsmechanismen nach Westbrook und Dryer [1981] mit einem, zwei bzw. fünf Reaktionsschritten lieferten eine gute Vorhersage in Bezug auf Lage der Reaktionszone sowie der globalen Temperaturverteilung. Schwächen zeigten diese Mechanismen jedoch bezüglich der Beschreibung der chemischen Effekte im Bereich der Flammränder sowie im Bereich der Rezirkulation außerhalb der primären Reaktionszone. Hier lieferte der detailliertere DLR-interne 14-Schrittmechanismus wesentlich besser Ergebnisse. Eine Betrachtung technischer Brennkammergeometrien war aufgrund mangelnder numerischer Stabilität mit diesem Mechanismus jedoch nicht möglich. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass zumindest für die Nutzung von Erdgas als Brennstoff eine Vernachlässigung der Strahlung keinen signifikanten Einfluss auf die Güte der numerischen Vorhersage hat.

Basierend auf den Ergebnissen der Modellvalidierung wurden exemplarisch für ein FLOX®-basiertes Mikrogasturbinen-Brennkammersystem Auslegungsrechnungen durchgeführt, um den Einfluss ausgewählter Geometrieparameter auf das Strömungs- und Temperaturfeld im Brennraum zu untersuchen. Als Geometrieparameter wurden der Teilkreisdurchmesser, der Düsendurchmesser und die Brennerteilung betrachtet. Aus dem direkten Vergleich der Parameterstudien ergab sich eine Einflussmatrix, Tabelle 4.12. Diese beschreibt, wie groß der Einfluss der Geometrie Größen auf das Strömungsfeld, die Peaktemperatur sowie den Druckverlust ist. Für eine Quantifizierung dieser rein qualitativen Aussage wurde basierend auf ausgewählten Simulationsergebnissen eine Regressionsanalyse durchgeführt und anhand der übrigen

Rechnungen auf ihre Aussagekraft hin überprüft. Dabei konnte festgestellt werden, dass diese Methode prinzipiell für eine Vorhersage außerhalb der numerisch bestimmten Basis geeignet ist, die Wahl einer geeigneten Ansatzfunktion dabei jedoch maßgeblich die Aussagekraft beeinflusst.

In einem weiteren Schritt wurde in Kapitel 4.3 ausgehend von der Referenzgeometrie die Funktionalität des FLOX®-Brenners für den Einsatz unter mikrogasturbinentypischen Bedingungen nachgewiesen. Aufgrund der deutlich unterschiedlichen Äquivalenzverhältnisse über den Lastbereich wurde dabei nur der Auslegungspunkt bei Volllast betrachtet. Für den unteren Teillastbereich ergeben sich für den Brenner so magere Bedingungen, dass eine stabile Verbrennung ohne Stufung bzw. Pilotierung des Brenners nicht gewährleistet werden kann. Gleichzeitig gewinnt die Abgasrezirkulation bei steigender Luftzahl zunehmend an Einfluss auf die Verbrennung, so dass hier die Aussagekraft der reduzierten Reaktionsmechanismen entsprechend der Ergebnissen der Modellvalidierung abnimmt. Die Auslegung eines solchen Pilotierungs- beziehungsweise Stufungskonzeptes und des entsprechenden Betriebskonzeptes für den Brenner in der Maschine ist jedoch nicht mehr Bestandteil dieser Arbeit.

Abschließend wurden in Kapitel 5 im Rahmen der Modellverifizierung zwei Prüfstandskonfigurationen basierend auf dem im Kapitel 4 als Referenzpunkt genutzten Brenner nachgerechnet. Durch einen Vergleich von Druckverlauf und Flammenlage ließ sich damit zeigen, dass die eingangs im Rahmen der Modellvalidierung ausgewählten Modelle auch dazu verwendet werden können, eine technische Brennkammergeometrie mit deutlich komplexerer Strömungsführung, beispielsweise für die Brennerkühlung, abzubilden. Dieser abschließende Vergleich zwischen numerischer Berechnung und experimentellen Daten schließt den Bogen von der akademischen Modellvalidierung über die Brennerauslegung hin zur Verifizierung der Auslegung und ermöglicht durch die rückwirkende Bestätigung der Auslegungsrechnungen eine weitere numerische Optimierung des Brennkammersystems.

## **6.2 Fazit**

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass mit den hier betrachteten Modellen eine gute Vorhersage der globalen Parameter wie dem mittleren Strömungsfeld oder der Lage der Reaktionszone erreicht werden kann. Folglich sind diese Modelle dazu geeignet, Geometrieoptimierungen auf Basis numerischer Simulationen erfolgreich durchzuführen. Gleichzeitig haben die Untersuchungen jedoch auch aufgezeigt, dass die hier analysierten, stark reduzierten Reaktionsmechanismen nicht in der Lage sind, alle Effekte in der flammenlosen Oxidation ab-

zubilden, sondern dass hierzu eine wesentlich detailliertere Betrachtung der reaktionskinetischen Abläufe erforderlich ist. Für die numerische Brennkammerauslegung bedeutet dies, dass eine verlässliche Berechnung im Bereich der Stabilitätsgrenzen des Brenners, insbesondere im Bereich der sehr mageren Verbrennung, mit den hier eingesetzten numerischen Modellen nicht möglich ist.

### 6.3 Ausblick

Der Fokus dieser Arbeit lag auf der Vorhersage des globalen Strömungs- und Temperaturfelds sowie der Lage der Wärmefreisetzung für die Hardwareauslegung eines Brennkammersystems. Die betrachteten numerischen Modelle wurden deshalb mit dem Fokus auf geringe Ressourcenansprüche sowie eine akkurate Vorhersage der zeitlich gemittelten Werte ausgewählt. Unter dieser Prämisse wurden detaillierte Turbulenzmodelle sowie komplexe Reaktionsmechanismen von vornherein ausgeschlossen. Wie in Kapitel 3.4 dargestellt ist jedoch eine detailliertere Betrachtung der chemischen Vorgänge zwingend notwendig, wenn beispielsweise die chemische Zusammensetzung der Rezirkulationszone einen größeren Einfluss auf die Verbrennung bekommt, wie dies bei mageren Bedingungen in der Brennkammer der Fall ist. Insbesondere im Zusammenspiel mit der Problematik geringerer numerischer Stabilität detaillierterer Reaktionsmechanismen, wie sie in den Kapiteln 3.4.2 und 4.1 angerissen wurde, sind hier weitere Untersuchungen notwendig um Modellkombinationen für eine gute numerische Vorhersage bereitstellen zu können. Ebenso wenig sind die betrachteten Turbulenzmodelle dazu geeignet, das akustische Verhalten von FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystemen zu bewerten. Erste Betrachtungen zum Einsatz der LES zur Beschreibung der flammenlosen Oxidation, mit der eine solche akustische Auswertung möglich ist, wurden bereits unter anderem von Duwig und Fuchs [2005] und Di Domenico et al. [2011] durchgeführt, wobei letzterer eine sehr gute Vorhersage der experimentellen Daten für den in Kapitel 3 besprochenen akademischen Testfall nachweisen konnte. Die Übertragbarkeit dieser Ergebnisse auf ein technisches Brennkammersystem steht allerdings derzeit noch aus.

In Bezug auf die in Kapitel 4 angerissene Brennerentwicklung stellt diese Arbeit einen ersten Grundstock dar. Die hier untersuchten Geometrieparameter sind dabei nicht als erschöpfend anzusehen, sondern können, abhängig von der konkreten Fragestellung, beliebig erweitert und auf andere Anwendungen ausgedehnt werden. Für die numerische Entwicklung von Betriebskonzepten basierend auf den hier besprochenen numerischen Modellen sollten jedoch die zuvor angesprochenen Grenzen in Bezug auf die Aussagekraft der Ergebnisse bei mageren Betriebsbedingungen berücksichtigt werden. Hierzu wäre nach jetzigem Stand wahlweise eine

enge Verzahnung von Simulation und experimentellen Untersuchungen, beispielsweise an einem atmosphärischen Prüfstand, oder die Nutzung detaillierterer Reaktionsmechanismen nach vorheriger Validierung notwendig um sicher zu stellen, dass die berechneten Ergebnisse die Realität mit ausreichender Genauigkeit abbilden.

## Literaturverzeichnis

- ANSYS, Inc. (2009). „ANSYS CFX-Solver Modeling Guide (Release 12.1)“.
- Bardina, J. E., Huang, P. G. und Coakley, T. J. (1997). „Turbulence Modeling Validation, Testing, and Development“. NASA Ames Research Center, Moffett Field, California, USA.
- Baulch, D. L., Cobos, C. J., Cox, R. A., Esser, C., Frank, P., Just, T., Kerr, J. A., Philling, M. J., Troe, J., Warnatz, J. und Walker, R. W. (1992). „Evaluated Kinetic Data for Combustion Modeling“. Journal of Physical and Chemical Reference Data (Vol. 21), S. 411-734.
- Borghini, R. (1985). „On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames“. Aus: C. Casci: „Recent Advances in the Aerospace Sciences“ (S. 117-138). Plenum Press, New York.
- Boussinesque, J. (1877). „Essai sur la Théorie des Eaux Courantes“. L'Académie des Sciences de l'Institut de France, Paris.
- Coffee, T. P. (1985). „Comment on Simplified Reaction Mechanisms by Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames by C.K. Westbrook and F.T. Dryer“. Combustion Science and Technology (Vol. 82), S. 333-339.
- Corning Inc. (2003). „HPFS<sup>®</sup> Fused Silica Standard Grade“.
- Dandy, S. D. und Vosen, S. R. (1992). „Numerical and Experimental Studies of Hydroxyl Radical Chemiluminescence in Methane-Air Flames“. Combustion Science and Technology (Vol. 82), S. 131-150.
- Dannecker, R., Noll, B., Hase, M., Krebs, W., Schildmacher, K. U., Koch, R. und Aigner, M. (2007). „Impact of Radiation on the Wall Heat Load at a Test Bench Gas Turbine Combustion Chamber: Measurements and CFD Simulation“. Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2007-27148, Montreal.
- Di Domenico, M., Gerlinger, P. und Noll B. (2011). „Numerical Simulations of Confined, Turbulent, Lean, Premixed Flames Using a Detailed Chemistry Combustion Model“. Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2011-45520, Vancouver.
- Duwig, C. und Fuchs, L. (2005). „Large Eddy Simulation as Modelling Tool for Flameless Combustion“. Proceedings of Flameless Combustion Workshop, Lund.
- Eckbreth, A. C. (1996). „Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species (second edition)“. Gordon and Breach.

- Ferziger, J. H. und Peric, M. (2008). „Numerische Strömungsmechanik“. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg.
- Gadde, S., Wu, J., Gulati, A., McQuiggan, G., Koestlin, B. und Prade, B. (2006). „Syngas Capable Combustion Systems Development for Advanced Gas Turbines“. Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2006-90970, Barcelona.
- Gerlinger, P. (2005). „Numerische Verbrennungssimulation“. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg.
- Haijkandi, H. und Mansoori, A. (2007). „A Comparative Assessment of Turbulence Models for Axisymmetric Confined Jet with Back Pressure“. Journal of Applied Science (Vol. 7), S. 121-126.
- Haynes International (2009). „HAYNES® 230® Alloy“.
- Hendricks, R. C., Shouse, D. T., Roquemoree, W. M., Burrus, D. L., Duncan, B. S., Ryder, R. C., Brankovic, A., Liu, N.-S., Gallagher, J. R. und Hendricks, J. A. (2004). „Experimental and Computational Study of Trapped Vortex Combustor Rig with Tri-Pas Diffusor“. NASA, TM-2004-212507.
- Herwig, H. (2006). „Strömungsmechanik (2. Auflage)“. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York.
- Hohloch, M., Zanger, J., Widenhorn, A. und Aigner, M. (2010). „Experimental Characterization of a Micro Gas Turbine Test Rig“. Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2010-22799, Glasgow.
- Hottel, H. C. und Sarofin, A. F. (1967). „Radiative Heat Transfer“. McGraw-Hill Book Company, New York.
- Howell, J. R. und Perlmutter, M. (1964). „Monte Carlo Solution of Radiant Heat Transfer in a Nongrey Nonisothermal Gas with Temperature Dependent Properties“. A.I.Ch.E. Journal, S. 562-567.
- Ivanova, E. M., Noll, B. E. und Aigner, M. (2011). „Computational Modeling of Turbulent Mixing of a Traverse Jet“. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (Vol. 133), S. 021505-1-7.
- Jeans, J. H. (1917). „The Equations of Radiative Transfer of Energy“. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (Vol. 78), S. 28-36.
- Joos, F. (2006). „Technische Verbrennung“. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg.

- Kovacik, G. J. und Knill, K. J. (1994). „Numerical Simulation of Coal Gasification Reactors“. Proceedings of the International Joint Power Generation Conference and Exhibition, Phoenix.
- Lammel, O., Schütz, H., Schmitz, G., Lückcrath, R., Stöhr, M., Noll, B., Aigner, M., Hase, M. und Krebs, W. (2010). „FLOX® Combustion at High Power Density and Flame Temperatures“. Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2010-23385, Glasgow.
- Lammel, O. (2011). Private Kommunikation.
- Lammel, O., Stöhr, M., Kutne, P., Dem, C., Meier, W. und Aigner, M. (2011). „Experimental Analysis of Confined Jet Flames by Laser Measurement Techniques“. Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2011-45111, Vancouver.
- Lauder, B. E. und Spalding, D. B. (1974). „The Numerical Computation of Turbulent Flows“. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering (Vol. 3), S. 269-289.
- Lefebvre, A. H. und Ballal, D. R. (2010). „Gas Turbine Combustion (third edition)“. CRC Press, New York.
- Levy, Y., Sherbaum, V. und Erenburg, V. (2005). „Fundamentals of Low-NO<sub>x</sub> Gas Turbine Adiabatic Combustor“. Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2005-68321, Reno-Tahoe.
- Li, G., Gutmark, E. J., Overmann, N., Cornwell, M., Fuchs, L. und Vladimir, M. (2006). „Experimental Study of Flameless Combustion in Gas Turbine Combustors“. Proceedings of AIAA Aerospace Science Meeting, AIAA 2006-546, Reno.
- Li, S. C. und Williams, F. A. (1999). „NO<sub>x</sub> Formation in Two-Stage Methane-Air Flames“. Combustion and Flame (Vol. 118), S. 399-414.
- Lieuwen, T. C. und Yang, V. (2005). „Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines“. AIAA, Arlington.
- Lockwood, F. C. und Shah, N. G. (1981). „A New Radiation Solution Method for Incorporation in General Combustion Prediction Procedures“. Eighteenth Symposium (International) on Combustion, S. 1405-1414, The Combustion Institute, Pittsburgh.
- Lückcrath, R. Schütz, H., Noll, B. und Aigner, M. (2005). „Experimental Investigations of FLOX® Combustion at High Pressure“. Proceedings of Flameless Combustion Workshop, Lund.



- Lückerath, R., Meier, W. und Aigner, M. (2008). „FLOX<sup>®</sup> Combustion at High Pressure with Different Fuel Compositions”. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (Vol. 130), S. 011505-1-7.
- Magnussen, B. F. und Hjertager, B. H. (1976). „On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion“. Sixteenth Symposium (International) on Combustion, S. 719-729, The Combustion Institute.
- Menter, F. R. (1992). „Improved Two-Equation  $k-\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows”. NASA Technical Memorandum 103975, Ames Research Center, Moffett Field.
- Menter, F. R. (1994). „Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence models for Engineering Applications”. AIAA Journal (Vol. 32), S. 1598-1605.
- Menter, F. R. und Egorov, Y. (2005) „A Scale-Adaptive Simulation Model Using Two-Equation Models”. Proceedings of 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibition, AIAA 2005-1095, Reno.
- Modest, M. F. (2003). „Radiative Heat Transfer (second edition)”. Academic Press, San Diego.
- Nicol, D. G., Malte, P. C., Hamer, A. J., Roby, R. J. und Steele, R. C. (1999). „Development of a Five-Step Global Methane Oxidation-NO Formation Mechanism for Lean Premixed Gas Turbine Combustion”. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (Vol. 121), S. 272-280.
- Panne, T., Widenhorn, A. und Aigner, M. (2009). „Comparison of Combustion Models and Reaction Mechanisms for FLOX<sup>®</sup> Combustion”. Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2009-59075, Orlando.
- Poinsot, T. und Veynante, D. (2005). „Theoretical and Numerical Combustion (second edition)”. R.T. Edwards, Philadelphia.
- Raffel, M. Willert, C. und Kompenhans, J. (2000). „Particle Image Velocimetry”. Springer Verlag, Heidelberg.
- Schlichting, H. und Gersten, K. (2000). „Boundary-Layer Theory (eighth edition)”. Springer-Verlag, Berlin.
- Schütz, H., Lückerath, R., Kretschmer, T., Noll, B. und Aigner, M. (2008). „Analysis of the Pollutant Formation in the FLOX<sup>®</sup> Combustion”. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (Vol. 130), S. 011503-1-9.
- Slavinskaya, N. (2011). Private Kommunikation.

- Spalart, P. R. (2000). „Strategies for turbulence modelling and simulations”. *International Journal of Heat and Fluid Flow* (Vol. 21), S. 252-263.
- Taylor, P. B. und Foster, P. J. (1974). „The Total Emissivities of Luminous and Non-Luminous Flames”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, S. 1591-1605.
- Turbec S.p.A. (2005). „Turbec T100 on-site Turbine Power”.
- Vaz, D. C., van Buijtenen, J. P., Borges, A. R. und Spliethoff, H. (2004). „On the Stability Range of a Cylindrical Combustor for Operation in the FLOX Regime”, *Proceedings of ASME Turbo Expo*, GT2004-53790, Wien.
- Versteeg, H. K. und Malalasekera, W. (2007). „An Introduction to Computational Fluid Dynamics – The Finite Volume Methode (second edition)”. Pearson Education Limited, Harlow.
- Wagner, S. (1998). *Vorlesung Strömungslehre (fünfte, erweiterte Auflage)*. Institut für Aerodynamik und Gasdynamik, Stuttgart.
- Warnatz, J. Maas, U. und Dibble, R. W. (2001). „Combustion (3<sup>rd</sup> edition)”. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg.
- Westbrook C. K. und Dryer, F. L. (1981). „Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames”. *Combustion science and Technology* (Vol. 27), S. 31-43.
- Widenhorn, A., Noll, B. und Aigner, M. (2009). „Numerical Characterisation of a Gas Turbine Model Combustor Applying Scale-Adaptive Simulation”. *Proceedings of ASME Turbo Expo*, GT2009-59038, Orlando.
- Wilcox, D. C. (2006). „Turbulence Modeling for CFD (third edition)”. DCW Industries, Inc., La Canada.
- Wünning, J. (1990). „Patentnr. 0 463 218 B1”. Europäische Patentschrift.
- Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S. Gatski, T. B. und Speciale, C. G. (1992). „Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion Technique”. *Phys. Fluids A* (Vol. 4), S. 1510-1520.
- Zanger, J, Widenhorn, A., Monz, T. und Aigner, M. (2011). „Experimental Characterization of a Jet-Stabilized Micro Gas Turbine Combustor Under Atmospheric Conditions“. *Proceedings of VDI Flammentag*, Karlsruhe.



## Anhang

### A. Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1 Funktionsschema Drallbrenner .....	16
Abbildung 1.2 Funktionsschema FLOX <sup>®</sup> -Brenner .....	17
Abbildung 2.1 Fluidelement für Erhaltungs-/Bilanzgleichungen [Versteeg & Malalasekera, 2007].....	22
Abbildung 2.2 Viskose Spannungen für ein Fluidelement [Versteeg & Malalasekera, 2007]	24
Abbildung 2.3 Spannungskomponenten in x-Richtung [Versteeg & Malalasekera, 2007] .....	25
Abbildung 2.4 Wärmeströme in und aus dem Fluidelement [Versteeg & Malalasekera, 2007] .....	26
Abbildung 2.5 Turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen [Versteeg & Malalasekera, 2007]	29
Abbildung 2.6 Turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen bei zeitlich veränderlichem mittlerem Strömungsfeld [Wilcox, 2006] .....	37
Abbildung 2.7 Borghi-Diagramm [Warnatz et al., 2001] .....	39
Abbildung 2.8 Interaktion von Strahlung und Oberfläche [Modest, 2003] .....	46
Abbildung 2.9 Interaktion zwischen Strahlung und Fluid [Versteeg & Malalasekera, 2007] .	46
Abbildung 3.1 Eingeschlossene Jetflamme: Brennkammergeometrie [Lammel, 2011].....	55
Abbildung 3.2 Eingeschlossene Jetflamme: Versorgungsinfrastruktur [Lammel et al. 2011]	56
Abbildung 3.3 Eingeschlossene Jetflamme: Rechengebiet.....	60
Abbildung 3.4 Eingeschlossene Jetflamme: Blockstruktur des Rechengitters .....	60
Abbildung 3.5 Eingeschlossene Jetflamme: Rechengitter Symmetrieebene (Ausschnitt).....	61
Abbildung 3.6 Stromlinienplot und Lage der Schnitte für a) Experiment [Lammel et al., 2011] b) Simulation mit Referenzgitter bei $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}$ s .....	63
Abbildung 3.7 Vergleich Geschwindigkeitsprofile für unterschiedliche Rechengitter .....	64
Abbildung 3.8 a) Gemitteltes und b) instantanes Strömungsfeld [Lammel et al., 2011].....	66
Abbildung 3.9 Vergleich Geschwindigkeitsprofile für unterschiedliche Turbulenzmodelle...	68
Abbildung 3.10 Mittlere Temperaturverteilung a) Experiment (mit Raman-Messraster) [Lammel et al. 2011] b) Simulation (DLR14, EDM/FRC) .....	72
Abbildung 3.11 Einfluss des Reaktionsmechanismus auf die Temperaturverteilung.....	73
Abbildung 3.12 Einfluss des Reaktionsmechanismus auf die Speziesverteilung .....	75
Abbildung 3.13 Einfluss des Reaktionsmechanismus auf die Geschwindigkeitsverteilung....	76
Abbildung 3.14 Einfluss des Verbrennungsmodells auf die Temperaturverteilung .....	79
Abbildung 3.15 Einfluss des Verbrennungsmodells auf die Speziesverteilung.....	80

Abbildung 3.16 Einfluss des Verbrennungsmodells auf die Geschwindigkeitsverteilung .....	81
Abbildung 3.17 Einfluss der Wandtemperatur auf die Temperaturverteilung .....	83
Abbildung 3.18 Einfluss der Wandtemperatur auf die Speziesverteilung .....	85
Abbildung 3.19 Einfluss der Wandtemperatur auf die Geschwindigkeitsverteilung .....	86
Abbildung 3.20 Einfluss der Strahlungsmodellierung auf die Temperaturverteilung .....	88
Abbildung 3.21 Einfluss der Strahlungsmodellierung auf die Speziesverteilung .....	89
Abbildung 3.22 Einfluss der Strahlungsmodellierung auf die Geschwindigkeitsverteilung ...	90
Abbildung 4.1 Turbec T100 Brennkammersystem .....	92
Abbildung 4.2 Brennerkopf Referenzgeometrie .....	93
Abbildung 4.3 Rechengebiet Referenzgeometrie .....	94
Abbildung 4.4 Rechengitter Referenzgeometrie .....	94
Abbildung 4.5 Strömungsfeld Referenzgeometrie .....	96
Abbildung 4.6 Druckverteilung Referenzgeometrie .....	97
Abbildung 4.7 Temperaturverteilung Referenzgeometrie .....	98
Abbildung 4.8 Brennstoffverteilung und Sekundärströmung in der Lufterdüse .....	99
Abbildung 4.9 Entstehung der Sekundärströmung in der Lufterdüse .....	100
Abbildung 4.10 Definition des Teilkreisdurchmessers .....	101
Abbildung 4.11 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf das Strömungsfeld .....	103
Abbildung 4.12 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf die Temperaturverteilung .....	104
Abbildung 4.13 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf die Brennstoffvormischung .....	106
Abbildung 4.14 Einfluss des Düsendurchmessers auf das Strömungsfeld .....	107
Abbildung 4.15 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Temperaturverteilung .....	109
Abbildung 4.16 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Brennstoffvormischung .....	110
Abbildung 4.17 Einfluss der Brennerteilung auf das Strömungsfeld .....	113
Abbildung 4.18 Einfluss der Brennerteilung auf die Temperaturverteilung .....	114
Abbildung 4.19 Einfluss der Brennerteilung auf die Brennstoffvormischung .....	116
Abbildung 4.20 Brennkammersystem mit Kühlluftbohrungen .....	122
Abbildung 4.21 Strömungsfeld Mikrogasturbine Vollast .....	123
Abbildung 4.22 Temperaturverteilung Mikrogasturbine Vollast .....	124
Abbildung 4.23 Brennstoffverteilung und Sekundärströmung in der Lufterdüse .....	125
Abbildung 4.24 FLOX <sup>®</sup> -Stabilitätskarte für atmosphärischen Betrieb [Zanger et al., 2011]	127
Abbildung 5.1 Prallgekühlter FLOX <sup>®</sup> -Brenner [Zanger et al., 2011] .....	130
Abbildung 5.2 Effusionsgekühlter FLOX <sup>®</sup> -Brenner .....	131
Abbildung 5.3 Atmosphärischer Prüfstand mit FLOX <sup>®</sup> -Brenner [Zanger et al., 2011] .....	131

Abbildung 5.4 Instrumentierung atmosphärischer Prüfstand [Zanger et al., 2011] .....	133
Abbildung 5.5 Rechengitter für prall- und effusionsgekühlten Brenner .....	134
Abbildung 5.6 Stromlinienplot Prallkühlung .....	136
Abbildung 5.7 Temperaturverteilung Prallkühlung .....	137
Abbildung 5.8 Vergleich molarer Reaktionsrate mit OH*-Chemolumineszenz.....	138
Abbildung 5.9 Gefilterte molare Reaktionsrate und OH*-Chemolumineszenz.....	139
Abbildung 5.10 Lage der Druckmessstellen .....	140
Abbildung 5.11 Stromlinienplot Effusionskühlung .....	141
Abbildung 5.12 Temperaturverteilung Effusionskühlung .....	142
Abbildung 5.13 Vergleich molare Reaktionsrate und OH*-Chemolumineszenz .....	143
Abbildung 5.14 Gefilterte molare Reaktionsrate und OH*-Chemolumineszenz.....	144

## B. Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1 Modellkonstanten für die WSGG Methode.....	53
Tabelle 3.1 Betriebsbedingungen Referenzfall .....	56
Tabelle 3.2 Untersuchte Rechengitter .....	61
Tabelle 3.3 Eintrittszusammensetzung.....	71
Tabelle 4.1 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf die Lage des Stagnationspunkts.....	103
Tabelle 4.2 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf den Brennkammerdruckverlust.....	104
Tabelle 4.3 Einfluss des Teilkreisdurchmessers auf die Maximaltemperatur.....	105
Tabelle 4.4 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Lage des Stagnationspunkts.....	108
Tabelle 4.5 Einfluss des Düsendurchmessers auf den Brennkammerdruckverlust.....	108
Tabelle 4.6 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Maximaltemperatur.....	108
Tabelle 4.7 Einfluss des Düsendurchmessers auf die Aufenthaltszeit in der Mischstrecke ..	111
Tabelle 4.8 Zuordnung von Brennerteilung zu Düsendurchmesser und Jetgeschwindigkeit	112
Tabelle 4.9 Einfluss der Brennerteilung auf die Lage des Stagnationspunkts .....	113
Tabelle 4.10 Einfluss der Brennerteilung auf den Brennkammerdruckverlust .....	114
Tabelle 4.11 Einfluss der Brennerteilung auf die Maximaltemperaturen .....	115
Tabelle 4.12 Einfluss von Geometrieparametern auf relevante Auslegungsgrößen .....	117
Tabelle 4.13 Simulationen zur Regressionsanalyse .....	118
Tabelle 4.14 Koeffizienten lineares Modell .....	119
Tabelle 4.15 Gegenüberstellung von Regressionsmodell und Simulation.....	120
Tabelle 5.1 Betriebsbedingungen .....	132
Tabelle 5.2 Randbedingungen.....	135
Tabelle 5.3 Statische Relativdrücke Prallkühlung .....	140
Tabelle 5.4 Statische Relativdrücke Effusionskühlung.....	144