

Die approbierte Originalversion dieser Diplom-/Masterarbeit ist an der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt (<http://www.ub.tuwien.ac.at>).

The approved original version of this diploma or master thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology (<http://www.ub.tuwien.ac.at/englweb/>).

Diplomarbeit

Numerische Simulation einer Biomassebrennkammer mit FLUENT

ausgeführt am
Institut für Technische Wärmelehre
der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Wien

unter Anleitung von
o. Univ. Prof. Dr. Wladimir Linzer
Univ. Ass. Dr. Andreas Werner

durch
Otmar Promper
Matr. Nr.: 94 26 310
Gassergasse 13-15/61
A-1050 Wien

Wien, im Juni 2002

Vorwort

Diese Arbeit sollte ursprünglich in Zusammenarbeit mit einem Hersteller von Holzpellets-Heizungen entstehen. Die Zielsetzung war dabei die Vermischung von Primär- und Sekundärgasstrom in drei verschiedenen Brennergeometrien zu untersuchen. Die Strömung sollte nicht reaktiv mit Luft als Fluid simuliert werden. Aufgrund der Temperaturverteilung im Ausströmbereich sollte eine Entscheidung für eine der drei Brennergeometrien getroffen werden, die dann zukünftig zur Anwendung kommt. Dazu wurde mit dem Hersteller vereinbart, daß er Meßwerte für Drücke und Temperaturen zur Verfügung stellt. Nachdem dieser Hersteller drei Monate nach Arbeitsbeginn noch immer keine Meßwerte bereitstellte und schließlich den Auftrag gänzlich stornierte, mußte die Zielsetzung neu überdacht werden. Die neue Zielsetzung ging in Richtung Simulation des Wärmeübergangs zwischen Primär- und Sekundärkanal, Simulation der gesamten Brennkammer und Simulationsversuch einer reaktiven Strömung.

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn o. Univ. Prof. Dr. Wladimir LINZER für die Möglichkeit diese Arbeit an seinem Institut durchführen zu können herzlich bedanken. Weiters möchte ich Herrn Dipl.-Ing. Dr. Andreas WERNER danken, der mich sehr tatkräftig und aufmunternd bei der Entstehung dieser Arbeit unterstützte. Ein großes Dankeschön auch an Herrn Dipl.-Ing. Dr. Heimo WALTER für die großartige Unterstützung bei allen Computer- und LaTeX-Problemen die während der Arbeit auftraten. Weiters möchte ich mich bei folgenden Herren bedanken, die mit ihren fachlichen Unterstützungen und Auskünften viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben: Herrn Dipl.-Ing. Klaus HÖRZER, Herrn Dr. Reinhard WILLINGER sowie Herrn Dipl.-Ing. Franz WINGELHOFER vom Institut für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen.

Ein Dankeschön auch an meine Eltern die mir dieses Studium ermöglicht haben und mich immer wieder unterstützt haben.

Als letztes möchte ich mich bei meiner Freundin Lucia bedanken, für die gewissenhafte Durchsicht der Arbeit und die Geduld die sie in den letzten Monaten, während diese Arbeit entstanden ist, mit mir hatte.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Biomassefeuerungen	2
2.1	Der Brennstoff Biomasse	2
2.2	Feuerungssysteme für Biomassebrennstoffe	4
2.3	Simulation von Biomassefeuerungen	5
3	Numerische Strömungssimulation	7
3.1	Modellbildung	8
3.1.1	Netzgenerierung	8
3.2	Mathematische Beschreibung physikalischer Vorgänge	10
3.2.1	Massenbilanz [2]	11
3.2.2	Impulsbilanz [3]	11
3.2.3	Energiegleichung	12
3.2.4	Turbulente kinetische Energie [3]	12
3.2.5	Allgemeine Form der Transportgleichungen [3]	13
3.2.6	Klassifikation der Transportgleichungen [2]	13
3.2.7	Diskretisierungsmethoden	14
3.2.8	Lösungsalgorithmen	17
3.2.9	Randbedingungen	18
3.3	Turbulenzmodelle	20
3.3.1	$k - \varepsilon$ - Modell	21
3.3.2	Wandfunktionen	23
3.4	Relaxationsfaktoren	24
3.5	Konvergenz	26
3.5.1	Abbruchkriterium	26
3.5.2	Residuenverlauf	26

3.5.3	Physikalische Plausibilität	27
3.6	CFD-Programmpaket FLUENT	27
3.6.1	Modellerstellung mit GAMBIT 1.3	28
3.6.2	Simulation mit FLUENT 5.1.4	30
4	Simulation einer Biomassepellets-Brennkammer	34
4.1	Anlagenbeschreibung	34
4.1.1	Aufgabenstellung	35
4.2	Eingabeparameter für die Modellstudien 1,2,3	36
4.2.1	Verbrennungsrechnung für Holzpellets	36
5	Ergebnisse der Modellstudien	39
5.1	Ergebnisse Modellstudie 1	39
5.1.1	Modell 1a – adiabate Wände	39
5.1.2	Modell 1b – wärmeleitende Wände	44
5.2	Ergebnisse Modellstudie 2	47
5.2.1	Modell 2	47
5.3	Ergebnisse Modellstudie 3	52
5.3.1	Modell 3 – Primärkanal wärmeleitend	52
5.4	Ergebnisse Modellstudie 4	59
5.4.1	Verbrennungsrechnung CH_4	59
5.4.2	Modellstudie 4a – reaktive Strömung, c_p von CO_2 konstant	61
5.4.3	Modellstudie 4b – reaktive Strömung, spezifische Wärmekapazität c_p des CO_2 <u>nicht</u> konstant	68
6	Zusammenfassung und Ausblick	69

Abbildungsverzeichnis

2.1	Eigenschaften verschiedener Holzbrennstoffe	3
3.1	Unstrukturiertes Netz mit Indizierung	9
3.2	Flußgleichgewicht über ein Kontrollvolumen	10
3.3	Grundlegende Verhaltensweisen von Strömungen [2]	14
3.4	drei Gitterpunkte für die Taylor-Reihenentwicklung	15
3.5	Gute und schlechte Wahl der Ausströmrandbedingung [1]	19
3.6	Einteilung des wandnahen Bereichs	23
3.7	Auflösung des wandnahen Bereichs	24
3.8	Residuenverlauf	27
4.1	Biomassebrennkammer	34
5.1	Aufbau Modell 1	39
5.2	Detailansicht koaxiale Kegel (1a)	40
5.3	Residuenverläufe (1a)	40
5.4	Temperaturverteilung (1a)	42
5.5	Temperaturverteilung im Kegelbereich (1a)	42
5.6	Geschwindigkeitsprofil in z-Richtung (1a)	43
5.7	Temperaturverlauf auf Ebene z=500 mm und z=700 mm (1a)	43
5.8	Geschwindigkeitsprofil z-Richtung Ebene 337 mm (1a)	44
5.9	Detailansicht koaxiale Kegel (1a)	44
5.10	Temperaturverteilung im Kegelbereich (1b)	45
5.11	Temperaturverteilung Ebene 337 mm (1b)	45
5.12	Geschwindigkeitsprofil in z-Richtung (1b)	46
5.13	Temperaturverlauf der Ebenen z=500 mm und z=700 mm (1b)	46
5.14	Detailansicht der koaxialen Kegel (2)	47
5.15	Temperaturverteilung im Kegelbereich (2)	49

5.16	Temperaturverteilung auf Ebene $z=337$ mm; Ansicht von der Einströmseite (2)	49
5.17	Geschwindigkeitsprofil in z -Richtung (2)	50
5.18	Temperaturverlauf der Ebenen $z=500$ mm und $z=700$ mm (2)	50
5.19	Geschwindigkeitsprofil z -Richtung Ebene $z=337$ mm (2)	51
5.20	Aufbau Modell 3	52
5.21	Modell des Primärkanals (3)	53
5.22	Modell der Brennkammer mit Sekundärluftkanal (3)	53
5.23	Temperaturverteilung im Kegelbereich (3)	55
5.24	3D-Ansicht der Temperaturverteilung im Kegelbereich (3)	55
5.25	Temperaturverteilung im Sekundärkanal auf einem Schnitt in der xy -Ebene (3)	56
5.26	Geschwindigkeitsprofil in z -Richtung (3)	57
5.27	Verteilung der Machzahlen (3)	57
5.28	Temperaturverlauf Ebene $z=500$ mm und $z=700$ mm (3)	58
5.29	Geschwindigkeitsprofil z -Richtung Ebene $z=337$ mm (3)	58
5.30	Aufbau Modell 4	61
5.31	Residuenverläufe (4a)	62
5.32	Temperaturverteilung (4a)	64
5.33	Geschwindigkeitsprofil in z -Richtung (4a)	64
5.34	Sauerstoffverteilung (4a)	65
5.35	CH_4 -Verteilung (4a)	65
5.36	CO_2 -Verteilung (4a)	66
5.37	Temperaturverteilung auf Ebene $z=124$ mm (4a)	66
5.38	Temperaturverteilung auf den Ebenen $z=500$ mm und $z=700$ mm (4a) . .	67
5.39	Temperaturverteilung (4b)	68
5.40	Temperaturverteilung auf den Ebenen $z=500$ mm und $z=700$ mm (4b) . .	68

Tabellenverzeichnis

4.1	Stoffwerte für Holzpellets [14]	36
4.2	Brennerleistung, Wirkungsgrade der Brennkammer [15]	37
5.1	Eingabeparameter Modellstudie 1	41
5.2	Eingabeparameter Modellstudie 2	48
5.3	Eingabeparameter Modellstudie 3	54
5.4	Heizwert für CH_4 , Luftüberschuß [15]	59
5.5	Brennerleistung, Wirkungsgrade der Brennkammer [15]	60
5.6	Eingabeparameter Modellstudie 4	63

Formelzeichen

Symbol	Maßeinheit	Physikalische Größe
A	m^2	Oberfläche
\vec{a}	m/s^2	Beschleunigungsvektor
a, b, c, d, e, f, g	-	Koeffizienten
a_p, a_{nb}, a_{ik}	-	Koeffizientenmatritzen
a_n		Polynomkoeffizienten
B_x	N	Komponente einer Volumskraft
\dot{B}	kg/s	Brennstoffmassenstrom
\dot{B}_v	kg/s	vergaste Brennstoffmenge
\vec{b}	-	Konstantenvektor
$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}, C_\mu$	-	empirische Konstante
c_p	J/kgK	spezifische isobare Wärmekapazität
c	kg/kg	Kohlenstoffgehalt
D	-	Rechengebiet
E	J	gesamte Energie
E_k, E_j	-	finite Volumen Elemente
F	N	Kraft
G, G_k	-	Produktionsrate turbulenter kinetische Energie
G_b	-	Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie zufolge Schwerkraft
H_u	kJ/kg	unterer Heizwert
h	kg/kg	Wassergehalt
h	J/kg	spezifische Enthalpie
\vec{J}	$[\vec{J}]$	Fluß einer Strömungsgröße ϕ
J_x	$[J_x]$	partielle Ableitung des Flusses

Symbol	Maßeinheit	Physikalische Größe
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie
k_{eff}	m^2/s^2	effektive Wärmeleitfähigkeit
L	-	untere Dreiecksmatrix
l_{oT}	kg/kg_{Br}	Luftbedarf ohne Luftüberschuß
l_T	kg/kg_{Br}	tatsächlicher Luftbedarf
m	kg	Masse
m_e	-	Anzahl der finiten Volumen
\dot{m}_{GF}	kg/s	Massenstrom im Feuerraum
\dot{m}_{prim}	kg/s	Massenstrom im Primärkanal
\dot{m}_{sek}	kg/s	Massenstrom im Sekundärkanal
\dot{m}_{Gas}	kg/s	CH_4 - Massenstrom
O_{2o}	-	Sauerstoffbedarf ohne Luftüberschuß
o	kg/kg_{Br}	Sauerstoffgehalt
p	Pa	Druck
P_{ij}	-	Eckpunkte des Netzes in lokaler Indizierung
P_k	-	Eckpunkt des Netzes in globaler Indizierung
Pr_t	-	turbulente Prandtlzahl
\dot{q}	W/m^2	Wärmestromdichte
R	-	Residuum
S_h	J	Wärmequelle
s	kg/kg	Schwefelgehalt
T	K	Temperatur
		westlichen Nachbarzelle der Zelle i
\vec{T}_p, \vec{T}_{nb}	-	ortsabhängige Lösungsvektoren
t	s	Zeit
\vec{u}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
u_i, u_j	m/s	Geschwindigkeitkomponenten
u'_i, u'_j	m/s	geschätzte Geschwindigkeitskomponenten
V	m^3	Volumen
v_{Go}	kg/kg_{Br}	Rauchgasmenge ohne Luftüberschuß
v_{GA}	kg/kg_{Br}	tatsächliche Rauchgasmenge

Symbol	Maßeinheit	Physikalische Größe
x	m	Ortskoordinate
x_{ijk}	m	Ortskoordinate in lokaler und globaler Indizierung
Δx	m	Ortsschrittweite
Y_M	-	Beitrag der schwankenden Dehnung bei kompressiblen Turbulenzen
y	m	Ortskoordinate
y_{ijk}	m	Ortskoordinate in lokaler und globaler Indizierung
z	m	Ortskoordinate
z_{ijk}	m	Ortskoordinate in lokaler und globaler Indizierung
y^+	-	dimensionslose Dicke der viskosen Unterschicht

Symbol	Maßeinheit	Physikalische Größe
α	-	Relaxationsfaktor
Γ	-	Diffusionskoeffizient
Γ_k	-	Diffusionskoeffizient für k
Γ_ε	-	Diffusionskoeffizient für ε
δ_{ij}	-	Variation
ε	m^2/s^3	Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie
η_F	-	Feuerungswirkungsgrad
η_D	-	Gesamtwirkungsgrad
λ	-	Luftüberschuß
μ	Pa·s	dynamische Viskosität
μ_t	Pa·s	Wirbelviskosität
μ_{eff}	Pa·s	effektive dynamische Viskosität
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m^3	Dichte
τ_{eff}	N/m^2	deviatorischer Spannungstensor
ϕ	-	Strömungsgröße
ϕ_{ijk}	-	Strömungsgröße in lokaler und globaler Indizierung
$\bar{\phi}$	-	Näherungslösung einer Strömungsgröße
ω_k	-	Gewichtsfunktion

Index tiefgestellt	Bedeutung
<i>e</i>	Volumselement
<i>eff</i>	effektiv
<i>GA</i>	Abgas
<i>Gas</i>	CH_4
<i>GF</i>	Gas Feuerraum
<i>Go</i>	Gasmenge ohne Luftüberschuß
<i>ijk</i>	Indizierung
<i>n</i>	Indizierung
<i>nb</i>	Nachbar
<i>o</i>	ohne Luftüberschuß
<i>prim</i>	primär
<i>oT</i>	ohne Luftüberschuß trocken
<i>sek</i>	sekundär
<i>T</i>	trocken
<i>p</i>	Punkt
<i>t</i>	turbulent
<i>u</i>	unten
<i>v</i>	vergast

Abkürzung	Bedeutung
<i>Br</i>	Brennstoff
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation
<i>RSM</i>	Reynolds Stress Modell
<i>Vgbw</i>	Vorgabewerte

Kapitel 1

Einleitung

Biomasse zählt zu den ältesten den Menschen bekannten Brennstoffen und wird schon seit den Anfängen der Menschheit, für die verschiedensten Anwendungen bei denen Wärme benötigt wird, verwendet. Die größte Rolle als Brennstoff spielte dabei im Lauf der Geschichte immer das Holz. Mit der Entdeckung der Kohle und später des Erdöls und Erdgases wurde das Holz aus vielen Bereichen als Brennstoff verdrängt. In den Industrieländern hat Holz außer im Hausbrand als Brennstoff keinerlei Bedeutung mehr und auch dort wurde es zusehens von Öl und Gas verdrängt. Doch in den letzten beiden Jahrzehnten wurde die Biomasse gerade im Hausbrand und für Heizsysteme mittlerer Größe als Brennstoff "wiederentdeckt". Die führende Rolle spielt dabei wieder das Holz, aber auch die Zahl der Strohfeuerungen und Biogasanlagen, speziell in der dezentralen Wärmeversorgung, nimmt stark zu. Die Gründe dafür sind vielfältig, wobei jedoch der regenerative Energieträger sowie der Öl- und Gaspreis die größte Rolle spielen.

Um die in der Biomasse gespeicherte chemische Energie möglichst effizient umsetzen zu können, benötigt man aber auch die entsprechenden Brennkammern und Feuerungssysteme. Um solche optimal auszulegen, bedient man sich heutzutage immer mehr einem Werkzeug das ebenfalls in den letzten zwei Jahrzehnten einen bedeutenden Entwicklungsschub erfuhr: der numerischen Strömungssimulation (CFD ¹). Der Entwicklungsschub ging einher mit der Entwicklung von immer leistungsfähigeren Rechnersystemen. Dies erlaubt den Einsatz von CFD-Programmen nicht mehr nur im großindustriellen Maßstab, sondern eben auch für kleinere Anlagen wie eben Biomassefeuerungen kleinerer Leistung. Universelle Programmpakete, wie das in dieser Arbeit verwendete Paket FLUENT, haben heutzutage kommerziellen Status erlangt. Das Einsatzspektrum reicht von der Simulation einfacher Unterschallströmungen über Überschallströmungen bis hin zur Verbrennungssimulation.

Das Ziel dieser Entwicklung ist es, die Energiequelle Biomasse als echte Alternative zu Erdöl und Erdgas sowie Kohle, speziell in Kleinf Feuerungen, anzubieten. Die vorliegende Arbeit soll einen Überblick über die Grundlagen und die Einsatzmöglichkeiten der numerischen Strömungssimulation bei der Entwicklung von Brennkammern kleiner Leistung geben.

¹Computational Fluid Dynamics

Kapitel 2

Biomassefeuerungen

Ein möglicher Weg um die weltweit ständig steigenden CO_2 -Emissionen zu reduzieren, wäre der Ersatz von fossilen Energieträgern durch Biomasse. Bei der Verwendung von Biomasse ist die CO_2 -Bilanz annähernd neutral. Das bedeutet, daß das bei der Verbrennung entstehende CO_2 durch das Nachwachsen des Brennstoffes wieder verbraucht wird. Ein weiterer Vorteil wäre, daß viele Länder ohne eigene Erdöl- und Erdgasreserven einen Teil des Verbrauches dieser Produkte durch eigene Biomasse substituieren könnten und dadurch nicht mehr so stark vom Ausland abhängig wären. Die Einsatzgebiete von Biomasse als Brennstoff reichen von großen Dampferzeugern über dezentrale Wärmeversorgung bis hin zum Hausbrand.

Und gerade im Hausbrand, mit einer thermischen Leistung bis ca. 15 kW, könnte die Biomasse einen wesentlichen Beitrag zur Reduktion der CO_2 -Emissionen liefern.

Der Nachteil solcher Kleinf Feuerungen war in der Vergangenheit aber oft die überdurchschnittlich hohen Emission von CO, unverbrannten Kohlenwasserstoffen und Rußpartikeln. Der Beitrag aus dem Hausbrand an den oben genannten Emissionen in Deutschland beträgt zwischen 16% und 40% bei einem Anteil am Gesamtenergieverbrauch von nur 1%, [5].

2.1 Der Brennstoff Biomasse

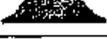
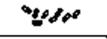
Seit Mitte des 20. Jahrhunderts stieg der Verbrauch an fossilen Energieträgern stark an – nicht zuletzt durch die rasante industrielle Entwicklung. Da jedoch die Reserven von Öl und Gas begrenzt sind und auch die Abhängigkeit vom Ausland sehr groß ist (Ölschock in den 70er Jahren), begann man sich in den Industriestaaten, und da vor allem in Europa, nach Alternativen umzusehen. Eine weitere treibende Kraft war auch das aufkommende Umweltbewußtsein und in letzter Zeit die CO_2 -Problematik. Dabei stieß man wieder auf den guten alten Energieträger Holz und Biomasse im Allgemeinen. Doch im heutigen Sprachgebrauch wird Biomasse nicht mehr nur mit Holz in Verbindung gebracht, sondern ebenso mit Stroh, Biogas, Rapsöl und einigen anderen Energieträgern.

Doch Holz ist nach wie vor der wichtigste Biomassebrennstoff und wird heutzutage nicht mehr nur in der klassischen Form als Scheitholz verwendet, sondern es wurde eine Reihe

von unterschiedlichen Formen dieses Brennstoffes entwickelt. Da in den verschiedensten Bereichen der Industrie und des Lebens Holz als Werkstoff dient, werden die dabei anfallenden Abfälle in ihrer jeweiligen Form entweder direkt als Brennstoff genutzt oder zu solchen weiterverarbeitet. Die häufigsten Formen sind:

- Holzstaub
- Sägespäne
- Hackschnitzel
- Scheitholz
- Pellets

Die Eigenschaften der verschiedenen Brennstoffe aus Holz sind in Bild-2.1 dargestellt.

	saw dust 	wood chips 	wood log 30-50cm length not piled up - piled up 	wood logs 100cm length piled up 	pellets from saw dust or wood chip 
specific weight kg/m ³	120 - 180	160 - 250	250 - 500	300 - 500	400 - 600
weight per unit kg	—	— 0,2	0,4 - 2,5	3 - 25	0,03 - 0,2
yearly storage room demand average dwelling m ³	105 - 140	70 - 105	40 - 105	40 - 70	35 - 50
aptitude for short-dis-transporting long-distance	++ +	++ +	+ 0	+ +	++ ++
charging of combustion chamber	mechanical and by hand	mechanical and by hand	by hand	by hand	mechanical and by hand
possibility of charging by hand	0	0	+	++	+
automatic control of charging	+	++	—	—	+
possibility for power regulation	++	{0 under b.} ++	0	0	{ ++ }
usual charging- and re-commendable combustion systems	Interm. special stoves contin. in wood chip comb.	coarse wood chips, underburn, all wood chip combustions with cont. charging, most preferred	Inter m. underburning	intermitt. underburning or through burning	intermittently underburning or cont. wood chip comb.
notice: ++ = very suitable + = suitable 0 = possible - = less suitable					
Dr. Strehler	Forms of Wood for Combustion Combined Problems				 Nie e.86 12 11

holzform.eps

Bild 2.1: Eigenschaften verschiedener Holzbrennstoffe [6]

Aus Bild-2.1 ist zu erkennen, daß der Vorteil der losen Brennstoffformen gegenüber dem Scheitholz vor allem in der Möglichkeit der automatischen Beschickung des Feuerraumes und der automatischen Leistungskontrolle besteht. Betrachtet man auch das benötigte Lagervolumen so sind die Holzpellets laut obiger Abbildung eindeutig zu favorisieren. Holzpellets bieten neben der sehr guten Transportierbarkeit über kurze und lange Strecken auch die Möglichkeit der automatischen Brennstoffzufuhr in den Feuerraum, sowie über die Regelung der Brennstoffmenge eine einfache Leistungsregelung. Der Transport der Pellets erfolgt entweder über pneumatische Förderung oder durch Gravitationskraft, da die Rieselfähigkeit sehr gut ist und es zu keinen Verstopfungen kommt. Man erspart sich dadurch aufwendige Transportsysteme mit Transportschnecken und ähnlichem. Dies macht den Einsatz von Holzpellets vor allem in kleinen Zentralheizungen mit einer Heizleistung bis 20 kW zu einem attraktiven Brennstoff.

2.2 Feuerungssysteme für Biomassebrennstoffe

Mit den neuen Formen der Brennstoffe mußten auch Feuerungssysteme für diese Brennstoffe entwickelt werden. Die Feuerungssysteme haben dabei mehreren Forderungen zu genügen:

1. gute Leistungsregelung
2. möglichst effiziente Umsetzung der chemischen Energie des Brennstoffes in Wärmeenergie \rightarrow guter Wirkungsgrad
3. möglichst geringer Ausstoß von CO , NO_x , unverbrannten Kohlenwasserstoffen und Ruß

Um den ersten Punkt zu erreichen ist vor allem eine Regelung des Brennstoffmassenstromes unerlässlich, wobei grundsätzlich zwei Methoden unterschieden werden:

- manuelle Beschickung
- automatische Beschickung

Die manuelle Beschickung kann man wohl als die klassische Methode bezeichnen die schon seit Menschengedenken angewendet wird. Zur Regelung der Leistung ist sie jedoch ungeeignet, da die Brennstoffeinheiten zum Teil sehr groß sind und die manuelle Tätigkeit in vielen Fällen auch nicht erwünscht ist.

Aus diesen Gründen bieten sich Brennstoffe in loser Form an. Mittels Fördereinrichtungen wird der Brennstoff vom Brennstofflager zum Feuerungssystem transportiert und die Menge kann dabei sehr gut dosiert werden. Solche Transportsysteme können sein:

- Schneckenförderung
- pneumatische Förderung
- Fallförderstrecken

Mit **Schnecken** können im Prinzip alle losen Holzbrennstoffe gefördert werden. Nachteilig wirkt sich bei dieser Fördermethode der große mechanische Aufwand und der dadurch relativ hohe Preis aus. Das Fördersystem für einen 50 kW Ofen unterscheidet sich nicht wesentlich von einem für einen 15 kW Ofen. Aus diesem Grund bietet sich die Schneckenförderung eher für größer Heizsysteme an.

Die **pneumatische** Förderung ist für feine Brennstoffe, wie zum Beispiel Holzstaub, ideal. Der technische Aufwand ist jedoch auch nicht ganz unerheblich und daher wird die pneumatische Förderung auch nur für größere Anlagen verwendet.

Fallförderstrecken sind mit Abstand die billigste Methode, denn es sind keine aufwendigen Antriebstechniken oder Druckluft erforderlich. Es muß sich lediglich der Brennstoffvorratsbehälter über dem Heizsystem befinden und der Brennstoff eine gute Rieselfähigkeit haben. Diese Forderung erfüllen, wie schon oben erwähnt, Pellets am besten. Nachteilig dabei sind nur die höheren Brennstoffkosten für die Pellets. Aufgrund der relativ niedrigen Investitionskosten sind Pelletsheizungen auch für kleine Leistungsgrößen geeignet.

2.3 Simulation von Biomassefeuerungen

Um den zweiten und dritten Punkt obiger Aufzählung zu erfüllen, das heißt effiziente und schadstoffarme Energieumsetzung, ist neben der Regelung des Brennstoffmassenstromes und der Luftzufuhr, auch eine optimale Gestaltung des Brennraumes, sowie eine genaue Kenntnis der Strömungs- und Verbrennungsvorgänge innerhalb des Brennraumes erforderlich. Da die Vorgänge meist sehr komplex sind, ist eine exakte analytische Berechnung meist sehr schwierig bis unmöglich.

Um teure Experimente einzusparen, werden solche Untersuchungen in den letzten Jahren immer öfter mittels CFD durchgeführt. Prinzipiell unterscheidet man bei der Simulation von Brennkammern zwischen:

- nicht reaktiver isothermer Strömung
- reaktiver Strömung mit Verbrennungsmodellen

Bei der nicht reaktiven Strömung wird das Strömungsverhalten des Rauchgases innerhalb der Brennkammer unter isothermen Bedingungen untersucht. Ebenso kann man damit die Vermischung zweier Gasströme, wie zum Beispiel Primärgas mit Sekundärluft, untersuchen. Diese Untersuchungen haben eine große Bedeutung beim Entwurf und der Optimierung von Brennkammern.

Durch Simulation der reaktiven Strömung kann man nicht nur Aussagen über die Geschwindigkeitsverteilung, sondern auch über die genaue Temperaturverteilung sowie der Schadstoffkonzentrationen machen. Es ist daher möglich, aufgrund der Schadstoffzusammensetzung eine Aussage über die Qualität der Verbrennung zu machen.

Ein nicht unwesentlicher Faktor bei der Simulation von Strömungen im Allgemeinen und Brennkammern im Speziellen, ist die Wahl des Turbulenzmodells. Es wurden daher Untersuchungen durchgeführt, in denen Simulationen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt wurden. Bei diesen Untersuchungen an einem 10 kW Ofen wurden ein $k-\varepsilon$ -Standard-, ein "low Reynolds-number $k-\varepsilon$ "- und ein Reynolds Stress-Modell verglichen. Dabei wurde festgestellt, daß die Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Meßergebnissen beim "low Reynolds-number $k-\varepsilon$ " Turbulenzmodell am besten sind [5].

Neben der Wahl des Turbulenzmodells sind speziell für die reaktive Strömung **Verbrennungsmodelle** für die Biomassebrennstoffe entwickelt worden. Verbrennungsmodelle standen bis vor ein paar Jahren nur für fossile Brennstoffe zur Verfügung. Da die Entwicklung von Verbrennungsmodellen sehr aufwendig und teuer ist wurde zuerst untersucht ob Modelle für Kohle auch für Biomasse geeignet sind beziehungsweise angepaßt werden können. In der Literatur [7] wurde eine solche Untersuchung angegeben, wobei ein Verbrennungsmodell für Kohle an die Verbrennung von Stroh angepaßt und mittels CFD-Studie mit der Kohleverbrennung verglichen wurde.

Die Ergebnisse waren:

- Im Gegensatz zur Kohle entgast Stroh viel schneller und produziert einen höheren Anteil an flüchtigen Bestandteilen (hauptsächlich CO und H_2).
- Die Verbrennung von pulverisiertem Stroh kann mit einem CFD-Modell simuliert werden welches analoge Methoden wie für pulverisierte Kohle verwendet.
- Die experimentellen und auch die theoretischen Ergebnisse bestätigen einen signifikanten Unterschied im Verbrennungsverhalten von Kohle und Stroh, basierend auf dem Einfluß der chemischen Struktur und des Entgasungsverhaltens.

Es zeigt sich also, daß prinzipiell die Verwendung von Verbrennungsmodellen für Kohle auch für Biomasse möglich sind. Mittlerweile wurden jedoch auch spezielle Verbrennungsmodelle für Holz [10] und andere Biomassebrennstoffe entwickelt.

Da die vollständige Simulation einer Verbrennung nicht immer erforderlich und außerdem sehr aufwendig ist, wurden in der Literatur [9] folgende Vereinfachungen für die Simulation reaktiver Strömungen angegeben:

- Der größte Teil der Flüchtigen besteht aus CH_4 .
- Ein stationäres Glutbett, das sich während des Verbrennungsvorganges nicht verändert, wird vorausgesetzt.
- Isotherme Verhältnisse im Glutbett.

Bei Verwendung von CH_4 als Reaktionsgas ist die Simulation einer reaktiven Strömung in einer Biomassebrennkammer mit relativ einfachen Mitteln möglich.

Mit Hilfe der CFD-Simulation von Biomassebrennkammern werden im wesentlichen folgende Untersuchungen durchgeführt:

- nicht reaktive Strömung
- reaktive Strömung
- Pyrolysevorgänge
- Temperaturverteilung
- Geschwindigkeitsverteilung
- Schadstoffkonzentrationen/Verteilung

Kapitel 3

Numerische Strömungssimulation

Die numerische Strömungssimulation hat die Aufgabe die komplexen Vorgänge einer Strömung beziehungsweise das Zusammenspiel zwischen den einzelnen Vorgängen mathematisch zu beschreiben und darzustellen. Im ersten Schritt muß das Problem genau definiert und abgegrenzt werden:

- welches Koordinatensystem
- zwei oder dreidimensionale Strömung
- isotherme Strömung oder reaktive Strömung
- reibungsfrei - reibungsbehaftet
- Wärmeübergang

Im zweiten Schritt muß das reale Objekt in ein Modell übergeführt und soweit wie möglich vereinfacht werden. Wichtig ist dabei, daß das Strömungs- beziehungsweise Berechnungsfeld durch genau definierte Randbedingungen abgegrenzt wird.

Als dritten Schritt muß für die definierte Problemstellung eine geeignete mathematische Formulierung gefunden werden. Diese Formulierungen orientieren sich oft an physikalischen und chemischen Modellen, die ihrerseits auf Vorstellungen basieren die aus der Erfahrung und Experimenten stammen. Diese Modelle basieren einerseits auf naturwissenschaftlichen Grundlagen wie z. B.: den Transportgleichungen, andererseits sind jedoch nicht alle Phänomene einer Strömung soweit bekannt, daß dafür mathematische Modelle entwickelt worden sind. Beispiele sind die Simulation turbulenter Transportvorgänge beziehungsweise die Simulation von Verbrennungsvorgängen [2].

Diese mathematische Modellierung der Strömung ergibt ein System von Differentialgleichungen die meist nicht linear sind. Die Aufgabe im vierten Schritt besteht nun darin mit geeigneten Diskretisierungsmethoden dieses nichtlineare Differentialgleichungssystem in ein algebraisches Gleichungssystem überzuführen und dieses mit geeigneten Lösungsverfahren zu behandeln.

Die Schritte drei und vier übernimmt zum größten Teil das CFD-Programmpaket, wobei vom Benutzer einige Eingaben notwendig sind. Als Ergebnis erhält man meist eine graphische Darstellung des Strömungsfeldes. Das 'postprocessing'- die Ergebnisdarstellung und Auswertung ist je nach CFD-Programm sehr unterschiedlich und teilweise sehr vielfältig.

3.1 Modellbildung

Um eine numerische Strömungssimulation durchführen zu können benötigt man ein Modell des zu untersuchenden Objektes. Das Modell ist eine Nachbildung des Originalobjektes in zwei- oder dreidimensionaler Form am Computer und ist soweit wie möglich vereinfacht. Das Modell wird mit Hilfe eines sogenannten 'preprocessors' erzeugt, welcher entweder im CFD-Programm selbst inkludiert ist oder es handelt sich um ein eigenständiges Programm welches Dateien erzeugt, die im CFD-Paket eingelesen werden können. Das Modell sollte durch eindeutig definierte Randbedingungen wie Wände, Einström- und Ausströmquerschnitte, welche ebenfalls im preprocessor definiert werden, abgegrenzt sein.

3.1.1 Netzgenerierung

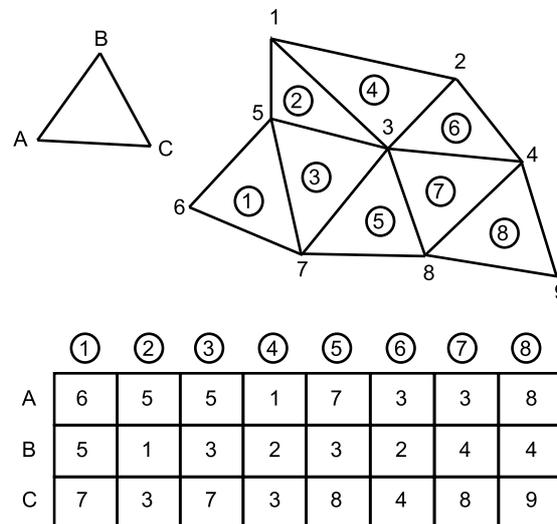
Um das Strömungsfeld numerisch berechnen zu können, muß man die, im allgemeinen sehr komplexe, Geometrie des Strömungskanals entweder analytisch über Polynomkörper, punktweise, über Funktionen oder ein CAD-System definieren. Anschließend wird das Berechnungsfeld in einzelne diskrete Bereiche unterteilt – das sogenannte *Berechnungsgitter* oder *Netz*. Man unterscheidet:

- Oberflächennetze
- 2-dimensionale Netze
- 3-dimensionale Netze

Weiters unterscheidet man zwischen strukturierten und unstrukturierten Netzen [3]:

- **strukturierte Netze:** erforderlich für finite Differenzenverfahren und einige finite Volumenverfahren. Jeder Netzknoten ist durch ein Indextripel ($\phi_{ijk} = \phi(x_{ijk}, y_{ijk}, z_{ijk})$) festgelegt. Der Vorteil von strukturierten Netzen liegt in der einfachen Datenstruktur und der im allgemeinen kürzeren Rechenzeit.
- **unstrukturierte Netze:** Bei unstrukturierten Netzen sind beliebige Punkte im Berechnungsfeld vorgegeben, die, um vernünftige Ergebnisse zu erzielen, der Strömung angepaßt sind. Die Punkte werden so verbunden, daß das Berechnungsfeld in einzelne Elemente unterteilt wird. Die Form dieser Elemente sind Dreiecke, Vierecke oder Tetraeder. Jedem Element werden entsprechende Eckpunkte zugeordnet, die lokal indiziert werden: P_{ij} bezeichnet den j-ten Eckpunkt des i-ten Elements. Die Punkte werden aber auch global indiziert: P_k . Über die Zuordnungsmatrix wird der Zusammenhang zwischen lokaler und globaler Indizierung hergestellt. Der Vorteil von unstrukturierten Netzen liegt in ihrer großen Flexibilität und Anpassungsfähigkeit. Es können mit unstrukturierten Netzen die kompliziertesten Geometrien nachgebildet werden. Aus Erfahrungswerten einiger Anwender weisen unstrukturierte Netze auch ein im allgemeinen besseres Konvergenzverhalten auf. Der Nachteil liegt in der längeren Rechenzeit und im größeren Speicherbedarf solcher Datenstrukturen.

In Bild-3.1 ist ein Beispiel für ein unstrukturiertes Netz mit lokaler und globaler Indizierung zu sehen.



netz.eps

Bild 3.1: **Unstrukturiertes Netz mit Indizierung [3]**

Weiters unterscheidet man zwischen:

- **hybriden Netze:** Hybride Netze sind eine Mischung aus strukturierten und unstrukturierten Netzen in einem Berechnungsfeld. Es werden die Vorteile beider Netze vereint, indem bestimmte Teile des Strömungsgebietes strukturiert (Wandnähe, "tail-pipe") und der Rest, beziehungsweise dort wo es nicht anders möglich ist (Geometrie), unstrukturiert vernetzt werden.
- **blockstrukturierten Netze:** Blockstrukturierte Netze werden dort verwendet, wo eine Gesamtvernetzung des Modells schwierig ist beziehungsweise das Modell aus mehreren Teilen besteht, die einzeln vernetzt werden und danach zu einem Gesamtmodell zusammengesetzt werden. Wichtig ist bei diesen Netzen, daß die Randpunkte der einzelnen Teile zusammenpassen. Manche CFD-Programme bieten dafür eigene Tools an, die dieses Zusammenpassen automatisch durchführen.

3.1.1.1 Schrittweite oder Feinheit des Netzes

Die Feinheit des Netzes hat nicht nur Einfluß auf die Anzahl der Zellen, sondern auch auf die Qualität der Ergebnisse sowie die Stabilität und das Konvergenzverhalten der Berechnung. Ein sehr feines Netz mit großer Zellenzahl liefert qualitativ sehr gute Ergebnisse, jedoch erhöht sich mit zunehmender Zellenzahl auch die Rechenzeit. Im Bereich der Wände kann es allerdings zu Stabilitätsproblemen aufgrund der in vielen Turbulenzmodellen verwendeten Wandfunktionen kommen worauf in Kapitel 3.3 noch genauer eingegangen wird. Es ist auch möglich, wie bei hybriden Netzen unterschiedliche Schrittweiten in einzelnen Abschnitten des Berechnungsfeldes zu verwenden. Auf diese Weise kann man das Netz ideal in Hinsicht auf ein gutes Ergebnis und eine annehmbare Rechenzeit gestalten.

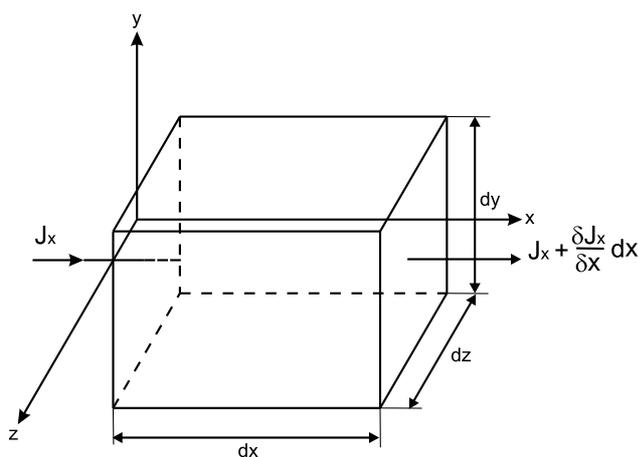
Daraus läßt sich eine Richtlinie für die Netzgenerierung und Netzstruktur ableiten:

- wenn möglich hybride Netze
- So fein wie nötig – so grob wie möglich!

Die Vorteile von hybriden Netzen wurden oben schon erläutert. Was den zweiten Punkt betrifft, so hat ein unnötig feines Netz nur mehr geringe Auswirkungen auf das Ergebnis, verlängert aber die Rechenzeit erheblich.

3.2 Mathematische Beschreibung physikalischer Vorgänge

Die numerische Simulation von Strömungsvorgängen basiert auf physikalischen und chemischen Modellen. Die mathematische Formulierung dieser Modelle resultiert gewöhnlich in Differentialgleichungen, die den Transport einer Strömungsgröße beschreiben. Die Transportgleichungen können aus integralen Bilanzen an einem ortsfesten Kontrollvolumen hergeleitet werden. In diese Bilanzen müssen alle Flüsse \vec{J} einer Strömungsgröße über den Rand des Kontrollvolumens sowie alle Quellen und Senken im Inneren und am Rand berücksichtigt werden. *Konvektive Flüsse* einer Größe über die Kontrollvolumenoberfläche entstehen durch das 'Verschieben' des Strömungsmediums mit der mittleren makroskopischen Strömungsgeschwindigkeit. Eine zweite Art von Flüssen entsteht durch die molekularen Schwankungen des Fluids, die der makroskopischen Bewegung überlagert sind. Diese Flüsse werden als "*diffuse Flüsse*" bezeichnet. Die Stärke der konvektiven Flüsse hängt von der lokalen Strömungsgeschwindigkeit ab, während die diffusen Flüsse an die lokal herrschenden Gradienten gekoppelt sind [2].



kontrollvolumen.eps

Bild 3.2: Allgemeine Rechenzelle mit Massenstromquelle[1]

Was bedeuten nun Flüsse genau? Wir betrachten das in Bild 3.2 dargestellte Kontrollvolumen. Betrachten wir den Fluß \vec{J} einer Größe ϕ , so ist der Fluß, der durch die linke

Seitenfläche eintritt, gleich $J_x d_y d_z$. Der Fluß, der durch die rechte Seite parallel austritt, ist dann $(J_x + \frac{\partial J_x}{\partial x} d_x) d_y d_z$. Der Nettofluß, der durch die Flächen $d_y d_z$ ausströmt, ist dann $(\frac{\partial J_x}{\partial x} d_x) d_y d_z$.

Betrachtet man alle Seiten des Kontrollvolumens und führt man den Gauß' schen Satz ein:

$$\int_V \operatorname{div}(\vec{u}) dV = \int_A (\vec{u} \cdot d\mathbf{A}) \quad (3.1)$$

so erhält man den

Nettoausfluß pro Einheitsvolumen:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = \operatorname{div} \vec{J} \quad (3.2)$$

3.2.1 Massenbilanz [2]

Die Massenbilanz an einem ortsfesten Kontrollvolumen ergibt für die zeitliche Änderung der im Kontrollvolumen enthaltenen Masse:

$$\int_V \frac{\delta \varrho}{\delta t} dV = - \int_A \varrho (\vec{u} \cdot d\mathbf{A}) \quad (3.3)$$

Diese Gleichung wird als Kontinuitätsgleichung oder Massenbilanz bezeichnet. Dabei wird die zeitliche Änderung der Masse im Kontrollvolumen V mit dem Volumenintegral auf der linken Gleichungsseite erfasst. Der Massenzu- und abfluß wird mit dem Oberflächenintegral auf der rechten Gleichungsseite beschrieben, wobei A die gesamte Oberfläche des Kontrollvolumens darstellt. Mit dem Satz von Gauß (3.1) und der Definition der Divergenz eines Vektors \mathbf{v} für kartesische Koordinaten x, y, z :

$$\operatorname{div}(\vec{u}) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (3.4)$$

folgt aus der Massenbilanz in integraler Form (3.4) die differentielle Form der Massenbilanz:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (3.5)$$

als Transportgleichung der Gesamtmasse.

3.2.2 Impulsbilanz [3]

Mit Hilfe von Impulsbilanzen kann das Geschwindigkeitsfeld einer Strömung beschrieben werden. Bei reibungsbehafteten Strömungen greift man dabei meist auf die Navier-Stokes'schen Differentialgleichungen zurück. Für die Impulserhaltung in eine Richtung

gilt:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \operatorname{div}(\rho \vec{u} u) = \operatorname{div} \left(\mu (\operatorname{grad} u + \frac{\partial}{\partial x} \vec{u}) \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + B_x \quad (3.6)$$

μViskosität

B_x ...x-Komponente einer Volumskraft pro Volumeneinheit

Bei reibungsfreier Strömung kann die Impulsbilanz auch aus den Euler'schen Bewegungsgleichungen oder dem Newton'schen Grundgesetz $F = m \cdot \vec{a}$ hergeleitet werden.

3.2.3 Energiegleichung

Die Energiegleichung für den stationären Fall mit kleinen Geschwindigkeiten und vernachlässigbarer Dissipation lautet:

$$\operatorname{div}(\rho \vec{u} h) = \operatorname{div}(k \operatorname{grad} T) + S_h \quad (3.7)$$

hspezifische Enthalpie

kWärmeleitfähigkeit

T ...Temperatur

S_h ...Wärmequelle

Der Ausdruck $(k \operatorname{grad} T)$ stellt das Fourier'sche Wärmeleitungsgesetz dar:

$$\dot{q} = -(k \operatorname{grad} T) \quad (3.8)$$

Für ideale Gase gilt:

$$c_p \operatorname{grad} T = \operatorname{grad} h \quad (3.9)$$

c_pspezifische isobare Wärmekapazität

Mit Gleichung 3.9 erhält man:

$$\operatorname{div}(\rho \vec{u} h) = \operatorname{div} \left(\frac{k}{c_p} \operatorname{grad} h \right) + S_h \quad (3.10)$$

Für konstantes c_p vereinfacht sich die h, T Relation zu $h = c T$. In diesem Fall kann man entweder die Temperatur T oder die Enthalpie h als abhängige Variable wählen.

3.2.4 Turbulente kinetische Energie [3]

Die allgemeine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \operatorname{div}(\rho \vec{u} k) = \operatorname{div}(\Gamma_k \operatorname{grad} k) + G - \rho \varepsilon \quad (3.11)$$

Γ_kDiffusionskoeffizient für k
 GProduktionsrate turbulenter kinetischer Energie
 εDissipationsrate turbulenter kinetischer Energie
 $G - \rho\varepsilon$Nettoquellterm

Für die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ε existiert eine ähnlich aufgebaute Differentialgleichung. Diese Gleichungen haben eine wesentliche Bedeutung für die "Zweigliedungs-Turbulenzmodelle" welche im Abschnitt 3.3 noch näher besprochen werden [1].

3.2.5 Allgemeine Form der Transportgleichungen [3]

Wie aus obigen Gleichungen ersichtlich, besteht eine Ähnlichkeit zwischen den einzelnen Transportgleichungen und man kann daher für eine beliebige Strömungsgröße ϕ eine allgemeine Transportgleichung angeben:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_{\text{instationärer Term}} + \underbrace{\text{div}(\rho\vec{u}\phi)}_{\text{Konvektionsterm}} = \underbrace{\text{div}(\Gamma \text{grad } \phi)}_{\text{Diffusionsterm}} + \underbrace{S}_{\text{Quellterm}} \quad (3.12)$$

Die Strömungsgröße ϕ ist im allgemeinen eine Funktion des Ortes und der Zeit, d.h. $\phi = \phi(x, y, z, t)$. Die Größen x, y, z, t sind in Gleichung (3.12) die unabhängigen Variablen. Durch entsprechende Wahl des Koordinatensystems kann die Anzahl der relevanten Gleichungen reduziert werden. Beispielsweise ist eine rotationssymmetrische Rohrströmung in kartesischen Koordinaten dreidimensional, wobei in Zylinderkoordinaten r, ϑ, z schon r und z zur Beschreibung der Strömung genügen. Zur Anpassung einer beliebigen Transportgleichung an die Gleichung (3.12) werden alle Gleichungen, die nicht zu Konvektion oder Diffusion gehören, im Quellterm versammelt. Zusätzlich wird noch eine Zustandsgleichung für die Beziehung zwischen der Temperatur T dem Druck p und der Dichte ρ benötigt.

Da alle relevanten Differentialgleichungen für Wärme- und Stoffübertragung, Strömung, Turbulenz, usw. in der Form der allgemeinen Transportgleichung (3.12) dargestellt werden können, genügt es, wenn die Methoden zur numerischen Strömungsberechnung in der Lage sind, partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung, der Form (3.12), zu lösen [2].

3.2.6 Klassifikation der Transportgleichungen [2]

Zur Beschreibung einer Strömung werden oftmals die Begriffe 'parabolisch', 'hyperbolisch', 'elliptisch' verwendet (Bild-3.3). Diese Begriffe werden ebenfalls zur Klassifikation von Differentialgleichungen, die eine Strömung beschreiben, herangezogen. Dies erfolgt mittels einer Analogie, die zwischen der Form der Differentialgleichungen und der allgemeinen Form der Kurven zweiter Ordnung hergestellt werden kann. Eine allgemeine, zweidimensionale partielle Differentialgleichungen 2. Ordnung hat die Form:

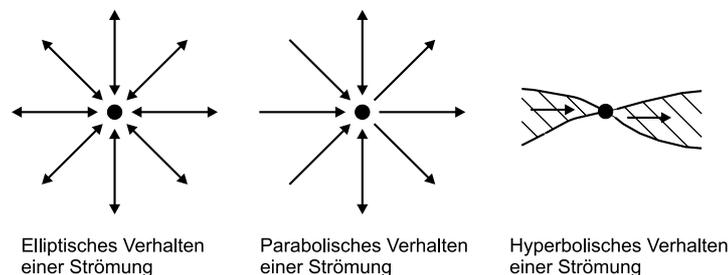
$$a \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + b \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2 y^2} + c \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + d \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} + e \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} + f \cdot \phi + g = 0 \quad (3.13)$$

Die allgemeine Form der Kurven zweiter Ordnung ist:

$$ax^2 + bxy + cy^2 + dx + ey + f = 0 \quad (3.14)$$

Je nach Wahl der Parameter a,b,c folgen aus Gleichung (3.14) drei verschiedenen Arten von Kurven, für die sich aus den Gleichungen (3.13) und (3.14) folgende Bezeichnungen ableiten:

- parabolische ($b^2 - 4ac = 0$)
- hyperbolische ($b^2 - 4ac > 0$)
- elliptische ($b^2 - 4ac < 0$)



stroemungsbild.eps

Bild 3.3: Grundlegende Verhaltensweisen von Strömungen [2]

Die Transportgleichungen zur numerischen Strömungsberechnung werden ebenfalls nach diesem Schema eingeteilt.

3.2.7 Diskretisierungsmethoden

3.2.7.1 Aufgabenstellung

Die numerische Näherung der Lösung einer Differentialgleichung kann nur durch endlich viele Zahlen dargestellt werden. Diese Zahlen können Koeffizienten einer Basisfunktion, zum Beispiel die Koeffizienten a_0, a_1, \dots, a_n eines Polynoms, in x sein:

$$\phi(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 \dots a_n x^n \quad (3.15)$$

Diese Darstellung hat den Vorteil, daß die Näherungsfunktion ϕ an jeder Stelle x auswertbar ist. Die Koeffizienten $a_0, a_1 \dots a_n$ haben dabei keinerlei physikalische Bedeutung. Es können dabei natürlich beliebige Basisfunktionen verwendet werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung der numerischen Lösung wäre die Angabe der Werte der Funktion ϕ an gewissen Stellen x , den sogenannten 'grid - points' oder 'Gitterpunkten'. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß die Größe ϕ eine direkte physikalische Bedeutung hat. Der Nachteil besteht darin, daß die Funktion zwischen den einzelnen Gitterpunkten nicht definiert ist und daher noch weitere Annahmen zur Interpolation notwendig sind. Nichts desto trotz ist diese Methode eine weitverbreitete zur Lösung von Differentialgleichungen.

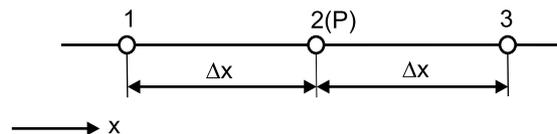
3.2.7.2 Diskretisierungskonzepte und Methoden

Die kontinuierliche Information einer Differentialgleichung wird angenähert durch endlich viele, diskrete Zahlenwerte. Um diese Zahlenwerte zu berechnen, müssen endlich viele algebraische Gleichungen gelöst werden. Um dies durchführen zu können müssen Annahmen über das Profil, beziehungsweise die Variation von ϕ zwischen den einzelnen Gitterpunkten getroffen werden. Weiters ist es zweckmäßig, das Rechengebiet in mehrere Teilgebiete zu unterteilen. Dabei sind verschiedene Profile in verschiedenen Teilgebieten möglich.

Diskretisierungsmethoden:

- **Taylor-Reihen Formulierung (Finite Differenzen)[1]:**

Bei der Methode der Finiten Differenzen werden die Ableitungen in den Transportgleichungen 3.5 bis 3.11 durch Taylor-Reihenentwicklung ersetzt.



diskretisierung.eps

Bild 3.4: drei Gitterpunkte für die Taylor-Reihenentwicklung[1]

Für den Gitterpunkt 2 in Bild-3.4, der zwischen 1 und 3 liegt, sodaß gilt: $\Delta x = x_2 - x_1 = x_3 - x_2$, lautet die Taylor-Reihenentwicklung:

$$\phi_1 = \phi_2 - \Delta x \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_2 + \frac{1}{2} (\Delta x^2) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right)_2 - \dots \quad (3.16)$$

und

$$\phi_3 = \phi_2 + \Delta x \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_2 + \frac{1}{2} (\Delta x^2) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right)_2 + \dots \quad (3.17)$$

Die Reihe wird nach dem dritten Term abgebrochen, anschließend werden beide Gleichungen einmal addiert und einmal wird Gleichung 3.17 von Gleichung 3.16 subtrahiert und man erhält:

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}\right)_2 = \frac{\phi_1 + \phi_3 - 2\phi_2}{(\Delta x)^2} \quad (3.18)$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_2 = \frac{\phi_3 - \phi_1}{2\Delta x} \quad (3.19)$$

Der Ersatz dieser Ausdrücke in den Differentialgleichungen führt auf die Finiten Differenzen-Gleichungen.

Die allgemeine diskretisierte Form der Differentialgleichung lautet:

$$a_p \vec{T}_p = \sum a_{nb} \vec{T}_{nb} + \vec{b} \quad (3.20)$$

a_p ...Koeffizientenmatrix

T_p ...Lösungsvektor an der Stelle 2(P) in Bild 3.4

bKonstantenvektor

Der Index "nb" bezeichnet die Nachbarpunkte von 2(P), in diesem Fall die Punkte 1 und 3 in Bild 3.4.

- **Methode der gewichteten Residuen [1]:**

Die Methode der gewichteten Residuen ist eine sehr wirkungsvolle Methode zur Lösung von Differentialgleichungen. Sie wird im Detail beschrieben von Finlayson (1972). Ausgehend von der Differentialgleichung:

$$L(\phi) = 0 \quad (3.21)$$

setzt man eine Näherungslösung $\bar{\phi}$ an z.B.:

$$\bar{\phi} = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + \dots + a_n x^n \quad (3.22)$$

die eine Reihe von unbestimmten Koeffizienten a_n enthält. Durch Einsetzen dieser Näherungslösung $\bar{\phi}$ in die Differentialgleichung, bleibt ein Residuum $R = L(\bar{\phi})$ übrig. Es wird nun verlangt, daß dieses Residuum minimiert werden soll. Dazu multipliziert man das Residuum mit einer Gewichtsfunktion w_k und integriert über das gesamte Rechengebiet:

$$\int_D w_k R dD = 0 \quad (3.23)$$

Durch die Wahl von unterschiedlichen Gewichtsfunktionen w_k erhält man so viele Gleichungen wie für die Bestimmung der Koeffizienten $a_0, a_1, a_2 \dots a_n$ benötigt werden. Je nach Art des Ansatzes und der Gewichtsfunktion erhält man die verschiedenen Methoden wie Galerkin, Spektralmethoden, Finite Elemente, Finite Volumen, usw.

- **Finite Volumen[2]:**

Das Verfahren der Finiten Volumen ist ein Spezialfall der Methode der gewichteten Residuen. Da jedoch viele CFD-Programme nach diesem Verfahren arbeiten und es auch für die vorliegende Arbeit von Interesse ist, werden die speziellen Einzelheiten kurz erläutert:

Beim Finiten Volumen Verfahren wird das Rechengebiet in m_e Elemente eingeteilt und es gilt mit:

$$\int_D w_k R dD = \sum_{j=1}^{m_e} \left(\int_{E_j} L(\bar{\phi}) w_k dE_j \right) \quad (3.24)$$

für jedes Element E_k

$$\int_{E_j} w_k R dE_j = 0 \quad (3.25)$$

Die Ansatzfunktion kann abschnittsweise so definiert werden, daß für jedes Element k eine eigene Ansatzfunktion $\bar{\phi}_j$ zu beachten ist.

Bei der Methode der Finiten Volumen sind die einzelnen Elemente offensichtlich die einzelnen Kontrollvolumina und die Gewichtsfunktion ist $w_k = 1$. Statt mehrerer unterschiedlicher Gewichtsfunktionen wird bei der Finiten Volumen Methode die Bedingung in Gleichung 3.25 für jedes einzelne Kontrollvolumen E_k gestellt. Dadurch erhält man m_e Gleichungen zur Bestimmung der an m_e Gitterpunkten unbekanntes Größen ϕ_j . Die Erhaltungsgleichungen gelten somit global, wie auch in jedem einzelnen Kontrollvolumen und man spricht daher auch von einer physikalisch basierten Methode. Im Inneren jedes Kontrollvolumens liegt ein Knotenpunkt, an dem die skalaren Größen berechnet werden und an den Zellgrenzen werden die Flüsse approximiert. Die Approximation der Konvektions- und Diffusionsterme erfolgt nach verschiedenen Schemata wobei das Zentrale Differenzen Schema (CDS), das Upwind Schema erster und zweiter Ordnung, das Power Law Schema und das QUICK Schema am häufigsten verwendet werden. Die einzelnen Schemata sind in [11] genau beschrieben.

3.2.8 Lösungsalgorithmen

Betrachtet man die Bilanzgleichungen für inkompressible Strömung so fällt auf, daß keine explizite Gleichung für den Druck existiert. Bei kompressiblen Strömungen ist der Druck über die thermische Zustandsgleichung mit $p = p(\rho, T)$ gegeben.

Bei inkompressiblen Strömungen ist der Druck also nur implizit in der Impulsbilanz enthalten. Bei der Lösung der Impulsbilanz kann es sein, daß diese Lösung eventuell die Kontinuitätsgleichung nicht erfüllt. Ein numerischer Lösungsalgorithmus für diese Problem

ist der sogenannte SIMPLE (**S**emi-**I**mplicit-**M**ethod for **P**ressure **L**inked **E**quations) Algorithmus. Bei dieser Methode wird über die sogenannte Druckkorrekturgleichung der Druck und die Geschwindigkeit so lange angepasst, bis die Kontinuitätsgleichung und die Impulsbilanz erfüllt sind. Eine genaue Beschreibung dieses Algorithmus findet man z. B.: in [1].

Die Diskretisierung partieller Differentialgleichungen führt im allgemeinen auf ein lineares Gleichungssystem der Form:

$$a_P \vec{T}_P = \sum a_{nb} \vec{T}_{nb} + \vec{b} \quad (3.26)$$

Das Gleichungssystem kann im Prinzip mit direkten Verfahren gelöst werden, was jedoch einen hohen numerischen Aufwand erfordert. Daher kann bei großen Gleichungssystemen mit eher schwach besetzten Matrizen der Aufwand durch die Verwendung von iterativen Verfahren erheblich verringert werden. Bei iterativen Methoden beginnt man mit einem oft beliebigen Anfangsvektor $T_p^{(0)}$ und berechnet auf diesen aufbauend eine Folge von Approximationen $T_p^{(n)}$, die mit wachsender Iterationszahl gegen die exakte Lösung des diskretisierten Gleichungssystems konvergieren [8]. Zu solchen Standardverfahren gehören das Gauß-Seidel-Verfahren, das Jacobi-Verfahren und das SOR-Verfahren, welche in [2] und [1] ausführlich beschrieben werden.

3.2.9 Randbedingungen

Da das System von Differentialgleichungen zur Beschreibung einer Strömung ein Randwert- oder Anfangswertproblem, beziehungsweise eine Kombination von beiden darstellt, müssen für eine eindeutige Lösung alle erforderlichen Rand- beziehungsweise Anfangsbedingungen vorgegeben werden. Die Randbedingungen hängen nun von der Klassifizierung der Gleichungen ab. Für eine elliptische Problemstellung müssen im Gegensatz zu parabolischen und hyperbolischen an allen Berandungen Randbedingungen für die abhängigen Variablen vorgegeben werden. Je nach den Rechenfeldberandungen sind die Randbedingungen folgendermaßen definiert:

- Die abhängige Variable wird auf dem Rand vorgegeben (Dirichlet–Randbedingung)
- Der zur Berandung normale Fluß der abhängigen Variable wird vorgegeben (Neumann– Randbedingung)
- Berandungen so wählen, daß die abhängige Variable zyklisch wiederkehrt (zyklische oder periodische Randbedingung)

Dirichlet–Randbedingungen setzt man dort ein, wo die Strömungsgröße selbst gegeben ist (Haftbedingung an der Wand \rightarrow Geschwindigkeiten exakt Null). Neumann–Randbedingungen werden beispielsweise in symmetrischen Strömungsfeldern eingesetzt. Periodische–Randbedingungen werden dann eingesetzt, wenn im Strömungsfeld Ebenen gefunden werden können, die paarweise die gleichen Verteilungen der Strömungsgrößen aufweisen (verdrallte Rohrströmungen, Schaufelgitter) [2].

Weiters definiert man:

3.2.9.1 Einströmrandbedingung

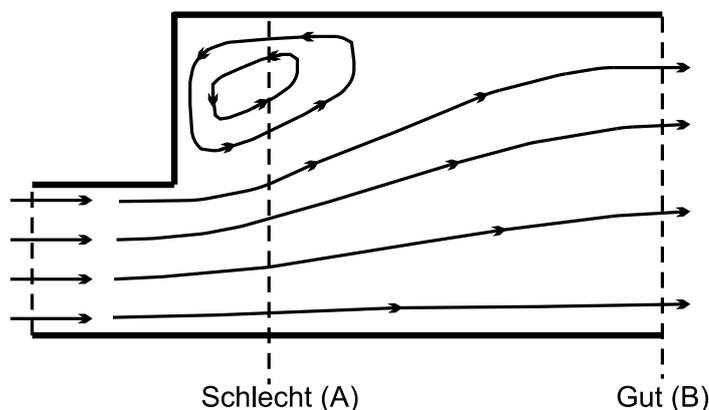
Bei der Einströmrandbedingung wird entweder der Druck oder das Geschwindigkeitsfeld am Eintritt vorgegeben. Die Vorgabe des Geschwindigkeitsfeldes ist mit der Haftbedingung (Dirichlet–Randbedingung) gleichzusetzen. Falls der Druck vorgegeben ist kann die Einströmgeschwindigkeit nicht vorgegeben werden [3]!

3.2.9.2 Wandrandbedingung

Die Wand schließt das gesamte Modell zwischen Strömungsein- und austritt ein. Typische Randbedingungen für Wände sind Dirichlet–Randbedingungen wie die Haftbedingung, Wandtemperatur, adiabate Wand usw.

3.2.9.3 Ausströmrandbedingungen

An der Ausflußrandbedingung, wo das Fluid das Berechnungsfeld verläßt, ist im Normalfall weder der Wert einer Strömungsgröße ϕ noch der Fluß bekannt. Aus diesem Grund gibt es die sogenannte Ausströmrandbedingung, wo keinerlei Angaben über die Strömungsgröße gemacht werden müssen. Es wird verlangt, daß die Ableitungen einer Strömungsgröße in Strömungsrichtung null sein muß. Das heißt, die Gradienten der Strömungsgrößen dürfen sich über der Ausflußebene nicht ändern (Bild 3.5) [1]. Eine sehr schlechte Wahl einer Ausströmrandbedingung ist in (Bild 3.5 A) dargestellt, wo sogar eine 'Rückströmung', daher eine Einströmung, in das Berechnungsfeld erfolgt. Aus diesem Grund sollten (Ausström)-Randbedingungen immer in Zonen liegen, wo die Strömung voll ausgebildet ist und keinerlei Änderungen der Gradienten einer Strömungsgröße mehr auftreten. (Bild 3.5 B). Um das zu erreichen, wird ein sogenanntes "tail.pipe", also eine Homogenisierungsstrecke, an das Modell angehängt, an dessen Ende ein homogenes Strömungsfeld herrscht. Als Richtlinie für die Länge, dieses "tail.pipe", kann man ungefähr $10 \cdot D_{Rohr}$ nehmen.



ausfluss.eps

Bild 3.5: Gute und schlechte Wahl der Ausströmrandbedingung [1]

Bei der Vorgabe des Drucks am Strömungseintritt darf an der Ausströmrandbedingung der Druck nicht vorgegeben werden, da das Druckfeld damit festliegt und während der Rechnung nicht angepaßt werden kann. Das heißt mit anderen Worten, man sollte den Wert einer Strömungsgröße nicht an der Ein- und Ausströmrandbedingung festlegen, sondern verschiedenartige Randbedingungen verwenden.

3.3 Turbulenzmodelle

Turbulente Strömungen sind charakterisiert durch schwankende Geschwindigkeitsfelder. Durch diese Schwankungen des Strömungsfeldes vermischen sich die Transportgrößen für Impuls, Energie und Stoffkonzentrationen beziehungsweise sie unterliegen selbst Schwankungen. Diese können oft sehr klein, aber von hoher Frequenz sein, sodaß ihre direkte Berechnung in technischen Simulationen zu aufwendig wäre. Da bei einer Strömung aber sehr oft das generelle Verhalten über einen längeren Zeitraum von Interesse ist, werden die instationären exakten Transportgleichungen (Navier-Stokes Gleichungen) entweder zeitgemittelt oder "Reynolds"-gemittelt. Dadurch verschwinden die kleinen Änderungen und man erhält ein neues Gleichungssystem, das hinsichtlich einer Lösung nicht so aufwendig ist. Doch diese modifizierten Gleichungen enthalten zusätzliche Unbekannte, in Form von Korrelationen, zwischen den Schwankungsgrößen. Da sich die Zahl der Gleichungen nicht erhöht hat, ist das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen. Um dieses Schließungsproblem zu lösen gibt es Turbulenzmodelle, welche die benötigten unbekanntenen Größen liefern. Je nach Turbulenzmodell geschieht das entweder durch direkte algebraische Verknüpfung der Variablen mit den Größen des Hauptströmungsfeldes oder über die Lösung von Transportgleichungen [1] [11].

Da die Anforderungen je nach Modell sehr unterschiedlich sind, gibt es eine Reihe von Turbulenzmodellen. Das Universalmodell, das allen Anforderungen genügt, wurde bis dato noch nicht gefunden. Einige Beispiele für Turbulenzmodelle sind[11]:

- Spalart-Allmaras Modell
- Standard $k - \varepsilon$ Modell
- Reynolds Stress Modell (RSM)
- Large Eddy Simulation (LES)

Die Wahl eines Turbulenzmodells ist von verschiedenen Faktoren abhängig, wie der Physik der Strömung, der geforderten Genauigkeit der Berechnung sowie der zur Verfügung stehenden Rechnerleistung. Für praktische Berechnungen sind die ersten vier konventionellen Turbulenzmodelle mit der "Reynolds"-gemittelten Näherung von Bedeutung [11]. Da die Beschreibung aller Turbulenzmodelle den Rahmen dieser Arbeit übersteigen würde, soll nur das in dieser Arbeit verwendete $k-\varepsilon$ Modell näher beschrieben werden.

3.3.1 $k - \varepsilon$ - Modell

Das "Zwei-Gleichungs"-Standard $k-\varepsilon$ Modell (von B. E. Launder and D. B. Spalding 1972) ist das wohl am meist verbreitetste und eingesetzte Turbulenzmodell. Es ist ein semiempirisches Modell, das isotrope und ausgebildete Turbulenz voraussetzt. Das $k-\varepsilon$ Modell beruht auf dem Prinzip der Wirbelviskosität und ist über die Boussinesq-Hypothese mit der Hauptströmung verbunden. Diese beschreibt die turbulenten Zusatzspannungen in Analogie zum Newton'schen Schubspannungsansatz für molekulare Spannungen:

$$\overline{\rho u'_i u'_j} = \rho \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \mu_t \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (3.27)$$

Die in dieser Gleichung enthaltene Wirbelviskosität μ_t ist keine Materialeigenschaft des Fluids, sondern hängt von der Turbulenzstruktur am jeweiligen Ort ab. μ_t wird beim $k-\varepsilon$ Modell über eine Geschwindigkeitsskala (\sqrt{k}) und eine Längenskala ($\frac{\sqrt{k^3}}{\varepsilon}$) berechnet. Diese Skalen werden über die Lösung der Transportgleichungen für k und ε an jedem Punkt vorausgesagt [8].

Die kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung k ist definiert als:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3.28)$$

Die Dissipationsrate ε , d.h. die pro Zeit und Masseneinheit in innere Energie überführte dissipierte, kinetische Energie der Turbulenzbewegung ist definiert als:

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \quad (3.29)$$

Die Transportgleichungen für k und ε lauten:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \text{div}(\rho \vec{u} k) = \text{div}(\Gamma_k \text{grad } k) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \text{div}(\rho \vec{u} \varepsilon) = \text{div}(\Gamma_\varepsilon \text{grad } \varepsilon) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.31)$$

In diesen Gleichungen bedeuten:

kturbulente kinetische Energie

εDissipationsrate turbulenter kinetischer Energie

Γ_k ...Diffusionskoeffizient für k

Γ_εDiffusionskoeffizient für ε

G_kProduktionsrate der turbulenten kinetischen Energie

G_bProduktionsrate der turbulenten kinetischen Energie zufolge der Schwerkraft
 Y_MBeitrag der schwankenden Dehnungen bei kompressibler Turbulenz
 $C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}$Konstante

Die turbulente kinetische Energie k und die Dissipationsrate ε sind reine Rechengrößen und haben keinerlei physikalische Bedeutung.

Die turbulente oder Wirbelviskosität μ_t wird berechnet aus k und ε :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.32)$$

Sie ist jedoch keine Materialkonstante des Fluids, sondern ist wie schon zuvor erwähnt abhängig vom Ort und von der Turbulenzstruktur am jeweiligen Ort.

Die Werte für die Konstanten sind:

$C_{1\varepsilon}$1,44

$C_{2\varepsilon}$1,92

C_μ0,09

Diese Konstanten wurden in Versuchen mit Luft und Wasser für grundlegende Strömungen, die analytisch berechnet werden konnten, ermittelt. Mit diesen Konstanten hat das Turbulenzmodell einen weiten Gültigkeitsbereich für Freistrahlen und berandete Strömungen.

3.3.1.1 Die Energiegleichung im $k - \varepsilon$ - Modell

Die "modellierte" Energiegleichung unter Verwendung des Konzepts der Reynoldsanalogie lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i(\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial t} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i} + u_j (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (3.33)$$

Etotale Energie

k_{eff}effektive Wärmeleitfähigkeit

τ_{eff}deviatorischer Spannungstensor:

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (3.34)$$

Die effektive Wärmeleitfähigkeit ist gegeben durch:

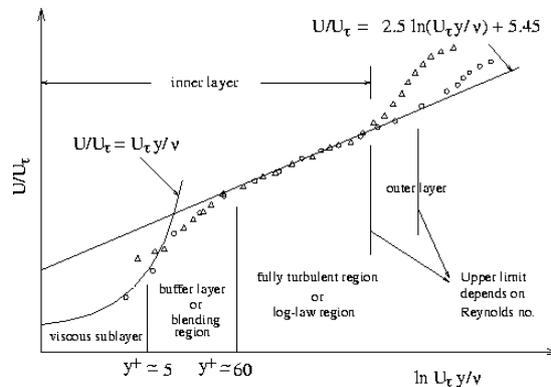
$$k_{eff} = k + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \quad (3.35)$$

3.3.2 Wandfunktionen

Turbulente Strömungen sind stark von den begrenzenden Wänden beeinflusst. Es wird nicht nur die mittlere Geschwindigkeit durch die Haftungsbedingung, sondern es werden auch die Turbulenzen in nicht einfacher Weise beeinflusst. In Wandnähe werden die tangentialen Geschwindigkeitsschwankungen durch viskose Dämpfung und die normalen Schwankungen durch die kinematischen Blockade (Wand) reduziert. Auf der anderen Seite erhöht sich der Turbulenzgrad durch Produktion von turbulenter kinetischer Energie als Folge der großen Gradienten der mittleren Geschwindigkeit. Aus diesen Gründen hat die Modellierung des wandnahen Bereichs eine große Bedeutung für die Qualität der Lösung einer Simulation. Denn gerade in diesen Bereichen ändern sich die Werte der Strömungsgrößen sehr stark und haben insgesamt einen großen Einfluß auf die gesamte Strömung [11].

Den wandnahen Bereich kann man in drei Zonen unterteilen Bild 3.6:

- **viskose Unterschicht:** Die Strömung ist annähernd laminar und Viskositätseffekte spielen eine maßgebende Rolle beim Impuls- und Wärmetransport.
- **Pufferzone:** Die Viskositäts- und Turbulenzeffekte sind in etwa gleich groß.
- **voll turbulente Schicht:** Impuls- und Wärmetransport nur durch Turbulenz bestimmt.



wandf.eps

Bild 3.6: Einteilung des wandnahen Bereichs [11]

Die in Bild-3.6 dargestellte dimensionslose Dicke der viskosen Unterschicht y^+ ist definiert durch:

$$y^+ = \frac{C_\mu \rho \sqrt{k} y}{\mu_1} \quad (3.36)$$

Man unterscheidet nun zwei Methoden, um die wandnahen Bereiche zu modellieren:

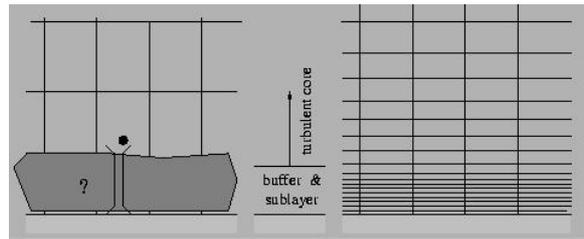
1. Zweizonenmodell:

Beim Zweizonenmodell wird das Turbulenzmodell so modifiziert, daß die Strömung auch in der „viskositätsbeeinflussten“ Zone berechnet wird. Dazu ist ein Netz erforderlich, das auch die wandnahen Bereiche auflöst.

2. Standard–Wandfunktionen:

Bei dieser Methode wird die viskose Schicht nicht mehr exakt berechnet und die Lücke zwischen der Wand und der voll turbulenten Strömung wird mit Hilfe von Wandfunktionen beschrieben. Die Beschreibung der wandnahen Bereiche durch Wandfunktionen wird häufig in industriellen Strömungssimulationen eingesetzt, da es eine einfache, robuste Methode ist, die auch Rechenzeit spart [11]. Bei der Verwendung von Wandfunktionen sollte darauf geachtet werden, daß das Gitter in Wandnähe nicht zu fein ist. Es muß das Gitter an das Ergebnis der Rechnung so angepasst werden, daß das y^+ bestimmte Werte, je nach Programmpaket, annimmt. Ist das Gitter in Wandnähe zu fein, so geht die Wandfunktion über mehrere Rechenzellen, wodurch Probleme in der Stabilität der Rechnung und im Konvergenzverhalten der Lösungen auftreten können.

In Bild-3.7 sieht man die Auflösung des wandnahen Bereichs von beiden Methoden.



wandzweizonen.eps

Bild 3.7: Auflösung des wandnahen Bereichs [11]

3.4 Relaxationsfaktoren

Bei der iterativen Lösung der algebraischen Gleichungen oder des gesamten iterativen Schemas zur Behandlung von Nichtlinearitäten ist es oft notwendig, die Änderung der Lösung der abhängigen Variable von Iteration zu Iteration zu beschleunigen oder zu verlangsamen. Diesen Vorgang nennt man „*Unterrelaxation* oder „*Überrelaxation*“ je nachdem, ob die Änderungen der Lösungen beschleunigt oder verlangsamt werden sollen. Die Unterrelaxation wird sehr oft in nichtlinearen Systemen verwendet, um eine Divergenz der iterativen Lösungen zu vermeiden. In der numerischen Strömungssimulation werden daher sogenannte „*Relaxationsfaktoren*“ verwendet. Die Relaxation funktioniert folgendermaßen:

ausgehend von der allgemeinen diskretisierten Gleichung

$$a_P \vec{T}_P = \sum a_{nb} \vec{T}_{nb} + \vec{b} \quad (3.37)$$

folgt

$$\vec{T}_P = \frac{\sum a_{nb} \vec{T}_{nb} + \vec{b}}{a_P} \quad (3.38)$$

\vec{T}_P^* ist der Wert von \vec{T}_P der vorhergehenden Iteration. Addiert und subtrahiert man \vec{T}_P^* auf der rechten Seite der Gleichung so erhält man:

$$\vec{T}_P = \vec{T}_{P_{i-1}}^* + \left(\frac{\sum a_{nb} \vec{T}_{nb} + \vec{b}}{a_P} - T_{P_{i-1}}^* \right) \quad (3.39)$$

In dieser Gleichung repräsentiert der Inhalt in der Klammer die Änderung von T_P der aktuellen Iteration. Diese Änderung kann modifiziert werden durch Einführung eines Relaxationsfaktors α :

$$\vec{T}_P = \vec{T}_{P_{i-1}}^* + \alpha \left(\frac{\sigma a_{nb} \vec{T}_{nb} + \vec{b}}{a_P} - T_{P_{i-1}}^* \right) \quad (3.40)$$

anders angeschrieben

$$\vec{T}_P = \vec{T}_{P_{i-1}}^* + \alpha \left(\vec{T}_{P_i}^* - \vec{T}_{P_{i-1}}^* \right) \quad (3.41)$$

In Gleichung (3.41) sind:

\vec{T}_PStartwert für die neue Iteration

$\vec{T}_{P_i}^*$aktuelle Lösung aus Gleichung (3.37)

$\vec{T}_{P_{i-1}}^*$Wert der vorherigen Iteration

Es wird also für den neuen Wert der alte Wert plus der Differenz zwischen altem und neuem Wert, multipliziert mit dem Relaxationsfaktor, genommen. Bei einer konvergierenden Lösung geht \vec{T}_P gegen $\vec{T}_{P_{i-1}}^*$. Die konvergenten Werte von T müssen die ursprüngliche Gleichung (3.37) erfüllen [1].

Die Werte für Unterrelaxationsfaktoren liegen zwischen 0 und 1. Wobei 0 keine Änderung des neuen Wertes bedeutet und 1 „volle Änderung“. Die Werte für die Impulsrelaxation liegen typisch bei 0,5 und für die Relaxation des Druckes bei 0,8. Relaxationsfaktoren haben keine quantitativen Auswirkungen auf das Ergebnis der Berechnung. Sie beeinflussen nur das Konvergenzverhalten beziehungsweise die Konvergenzgeschwindigkeit. Je kleiner die Unterrelaxationsfaktoren, desto langsamer konvergiert die Rechnung, doch umso besser ist das Konvergenzverhalten und die Stabilität der Rechnung.

3.5 Konvergenz

3.5.1 Abbruchkriterium

Bei der numerischen Strömungssimulation versteht man unter einer konvergenten Lösung jene Lösung, bei der die Residuen jeder Erhaltungsgleichung gewisse Abbruchkriterien erreicht haben. Diese Residuen liefern ein Maß dafür, inwieweit die Gleichungen mit den Werten des aktuellen Iterationsschrittes für das gesamte Strömungsfeld erfüllt sind. Sie geben also einen Aufschluß über die Größe des Fehlers des aktuellen Iterationsschrittes zur exakten Lösung (die exakte Lösung erfüllt die Bilanzgleichung zu Null). Diese Residuen werden für jede Zelle berechnet und über das gesamte Strömungsfeld aufsummiert [8].

$$\sum_{k=1}^n a_{ik} \vec{T}_k + \vec{b}_i = 0 \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.42)$$

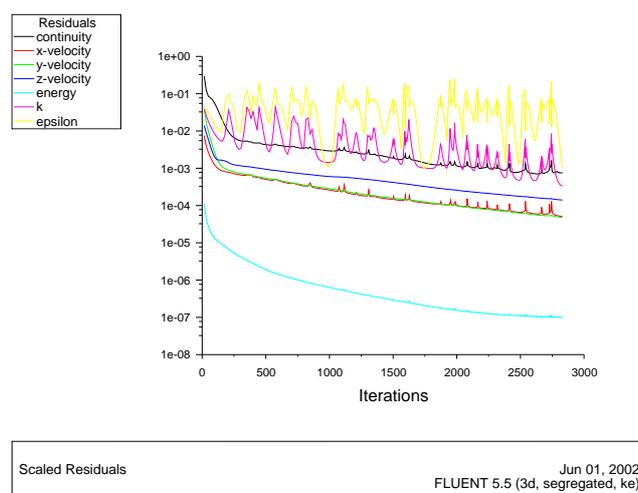
Es werden die Werte $\vec{T}_1^0, \vec{T}_2^0, \dots, \vec{T}_n^0$ in obige Gleichung eingesetzt und da die Gleichung nicht exakt erfüllt sein wird erhält man ein Residuum R_i :

$$\sum_{k=1}^n a_{ik} \vec{T}_k^0 + \vec{b}_i = R_i \quad (3.43)$$

Das Ziel ist es nun, die Größe der Residuen soweit zu reduzieren, bis sie einen gewissen Wert - das Abbruchkriterium - erreicht haben [4]. Dieses Abbruchkriterium wird vom Benutzer vorgegeben, wobei aber zu empfehlen ist, die eventuell vom CFD-Programm voreingestellten Werte beizubehalten.

3.5.2 Residuenverlauf

Im vorigen Abschnitt wurde die Konvergenz mathematisch definiert. Doch die alleinige Kenntnis der Größe des Residuums ist oftmals nicht ausreichend, um über die Konvergenz einer Berechnung zu entscheiden. Mitentscheidend ist oft der Verlauf der Residuen über den einzelnen Iterationsschritten. Bild 3.8:



residuumschwingung.eps

Bild 3.8: Residuenverlauf

Die Berechnung hat in obiger Darstellung zu einer konvergenten Lösung geführt. Ob man jedoch der Lösung in Bild 3.8 Glauben schenken darf, bleibt zu bezweifeln. Einerseits wurde das mathematische Abbruchkriterium für k und ε erfüllt, andererseits sieht es allerdings nach einem eher zufälligen Erreichen des Kriteriums aus und nicht nach einer stetigen Annäherung an dieses. Das Strömungsfeld ist noch immer sehr instabil und diese Lösung daher mit Vorsicht zu betrachten.

”Eine wirklich konvergente Lösung ist jene die sich mit fortschreitender Iteration nicht mehr ändert” [13].

3.5.3 Physikalische Plausibilität

Als letzten Beurteilungspunkt der Lösung einer Simulationsrechnung sollte die Überprüfung auf physikalische Plausibilität steheneine einfache, ingenieurmäßige Betrachtung, ob das erzielte Ergebnis physikalisch auch sinnvoll ist.

3.6 CFD-Programmpaket FLUENT

Fluent ist ein Programm zur Berechnung von stationären und instationären Strömungs- und Temperaturfeldern in komplexen Geometrien. Das Programm bietet die Berechnung sowohl für strukturierte als auch für unstrukturierte Netze - welche auch für komplexe Geometrien relativ einfach erstellt werden können. Weiters bietet FLUENT eine lösungsabhängige Netzadaptierung die speziell für Bereiche mit großen Gradienten gedacht ist [11]. FLUENT ist in der Programmiersprache C verfasst und läuft unter UNIX auf dem CFD-Cluster der TU-Wien. Die Ein- und Ausgabe von Daten mit Hilfe der Programme *Putty* und *Exceed* kann von jedem Arbeitsplatz im Netzwerk der TU-Wien aus erfolgen. Die Berechnung erfolgt entweder online oder als ”batch-job” im Hintergrund.

Das Programmpaket FLUENT besteht aus:

- dem eigentlichen CFD-Code FLUENT
- prePDF einem *preprocessor* für die Modellierung von PDF Verbrennungen
- GAMBIT für die Modellerstellung und Netzgenerierung
- TGrid, einem zusätzlichen *preprocessor* für die Erstellung von Volumsnetzen aus Flächennetzen
- zusätzlichen Filtern, um Netze aus anderen CAD/CAE Paketen wie ANSYS, NASTRAN usw. zu importieren

Im folgenden ein kurzer Überblick über die Vorgehensweise bei der Modellerstellung mit GAMBIT und der Simulation mit FLUENT.

3.6.1 Modellerstellung mit GAMBIT 1.3

GAMBIT ist ein Programm, mit dessen Hilfe man Modelle in zwei oder dreidimensionaler Form erstellen kann. Das Programm wird von der UNIX-Ebene des CFD-Clusters aus gestartet, wo auch alle Daten abgespeichert werden. GAMBIT bietet die Möglichkeit ein Objekt entweder punktweise, über Flächen oder Volumina graphisch am Computer nachzubilden und für diese Objekte Netze zu generieren. Die Daten der fertigen Modelle können je nach CFD-Programm als unterschiedliche Dateitypen exportiert werden. Für FLUENT werden die Daten als Dateien mit der Endung ".msh" exportiert. Die Vorgangsweise bei der Modellerstellung wird im folgenden kurz dargestellt:

3.6.1.1 Aufbau des Modells

Bei einer dreidimensionalen Modellerstellung bedient man sich am besten der Methode, das Modell aus Einzelvolumina zusammensetzen. GAMBIT bietet dazu verschiedene geometrische Grundformen wie Quader, Zylinder, Kugel, Kegel usw. an, deren Abmaße man individuell festlegen kann. Das zu modellierende Objekt wird also in mehrere Einzelvolumina, bestehend aus diesen Grundformen, zerlegt. Diese Volumina werden einzeln erstellt und durch Verschieben aneinander gereiht, wodurch das gesamte Modell erstellt wird. Eine weitere wichtige Funktion ist die Addition beziehungsweise Subtraktion einzelner Volumina. Mit ersterer Funktion kann man zwei oder mehrere Einzelvolumina zu einem Volumen verschmelzen. Mit der Subtraktion zweier Volumina kann man Hohlkörper erzeugen. GAMBIT ordnet jedem Volumen einzelne Linien, deren Eckpunkte und die daraus entstehenden Flächen zu, die wie die Volumina durchnumeriert werden.

3.6.1.2 Flächen "verlinken"

Um eine durchgehende Vernetzung zweier Einzelvolumina zu ermöglichen, müssen die Flächen die aneinander grenzen "verlinkt" werden. Dazu dient die Funktion "*Real*

Connect“, bei der die beiden Flächen, welche die gleiche Größe haben müssen, durch eine gemeinsame Grenzfläche ersetzt werden. Diese gemeinsame Fläche gehört beiden Volumina an, und ermöglicht bei der Vernetzung einen stetigen Übergang des Netzes zwischen den Volumina. Unter einem stetigen Übergang versteht man, daß die Knotenpunkte an der Grenzfläche für beide Volumina gleich sind. Werden die Grenzflächen nicht ”verlinkt“, so sind die Knotenpunkte beider Flächen verschieden und dadurch entsteht bei der Berechnung eine virtuelle Grenze über die nicht hinweggerechnet werden kann.

3.6.1.3 Netzgenerierung

Zur Netzgenerierung bietet GAMBIT mehrere Möglichkeiten:

- Die schnellste und einfachste Art ist das automatische Vernetzen einzelner Volumina. Dabei gibt man nur das zu vernetzende Volumen an, die Art des Netzes und die Schrittweite. GAMBIT erstellt daraufhin das Netz für dieses Volumen automatisch.
- Eine andere Möglichkeit ist es, die Randflächen zuerst zu vernetzen und dann erst das Volumen. Dadurch ist zum Beispiel eine feinere Netzstruktur am Rand möglich.

Entscheidend bei der Vernetzung ist die Wahl der Art des Netzes und die Schrittweite. Für Volumen:

- **Strukturierte Netze** erhält man mit den Schemen *Hex-Map*
- **Unstrukturierte Netze** erhält man mit den Schemen *Tet/Hybrid -Tgrid*

In diesen Schemen gibt der erste Teil den Elementtyp des Einzelements an (z.B.: tetraederförmige Elemente) und mit dem zweiten Teil den Typ des Netzes (z.B.: unstrukturiert).

Die Schrittweite, also die Feinheit des Netzes, wird in der definierten Maßeinheit angegeben.

3.6.1.4 Randbedingungen festlegen

Die verschiedenen Randbedingungen des Modells werden bereits in GAMBIT festgelegt. Dabei können Flächen oder Volumina definiert werden. Die Definition von Flächen als Randbedingung funktioniert folgendermaßen:

- Funktion *Specify Boundary Types*
- Name für die Randbedingung vergeben, z.B.: prim-inlet
- Auswahl der Art der Randbedingung, z.B.: mass-flow-inlet
- Flächen für diese Randbedingung definieren, z.B.: face.5

Alle Flächen, für die keine speziellen Randbedingungen gesetzt werden, definiert GAMBIT automatisch als Wände.

Weiters können in GAMBIT einzelne Volumina über die Funktion *Specify Continuum Types* als Kontinuum definiert werden, um zum Beispiel Wärmeübergänge durch Wände zu berechnen. Dazu müssen die entsprechenden Volumina ebenfalls vernetzt sein. Die Vorgangsweise ist wie bei den Randbedingungen von Flächen, nur, daß statt der Fläche das entsprechende Volumen ausgewählt wird.

3.6.1.5 Speichern und exportieren des Netzes

Das fertige Modell kann unter einem beliebigen Dateinamen mit der Endung ".dbs" abgespeichert werden.

Um in einem CFD-Programm das Modell einzulesen muss man das Modell in eine entsprechende Datei exportieren. Um ein Modell in FLUENT zu importieren muß man ein sogenanntes "mesh-file" erstellen. Unter "*Datei* → *Export*" wählt man "mesh" aus und vergibt einen beliebigen Dateinamen.

Die vorangegangenen Abschnitte 3.6.1.1 bis 3.6.1.5 sollen nur einen kurzen, grundsätzlichen Überblick zur Vorgehensweise bei der Erstellung eines Modells mit GAMBIT darstellen. Für Details der einzelnen Funktionen sei auf das GAMBIT-Handbuch [12] verwiesen.

3.6.2 Simulation mit FLUENT 5.1.4

Diese folgende Programmbeschreibung soll ebenfalls nur einen kurzen Überblick über die Vorgangsweise bei einer Simulationsrechnung mit FLUENT geben. Der hier beschriebene Weg soll die grundsätzlichen Schritte einer Simulation mit FLUENT beschreiben, erhebt jedoch keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit.

3.6.2.1 Netz importieren

Das Netz, das mit GAMBIT generiert wurde, wird über "*Datei* → *Read* → *Case*" und Auswahl der entsprechenden Datei mit der Endung ".msh" eingelesen. FLUENT überprüft nun das Netz und listet alle Bereiche und Randbedingungen auf, die es gefunden hat.

3.6.2.2 Netz überprüfen, skalieren, Reduktion der Bandbreite

- Mit "*Grid* → *Check*" wird das Netz überprüft, wobei darauf zu achten ist, daß das minimale Volumen nicht negativ ist!
- Mit "*Grid* → *Scale*" kann man die Größe des Netzes sowie die Maßeinheit definieren.
- Über "*Grid* → *Reorder*" wird die Bandbreite der Gittermatrix reduziert. Dabei werden die einzelnen Volumenelemente des Netzes so umnummeriert, daß ein möglichst schmales Band um die Hauptdiagonale der Matrix entsteht und damit viele Null-elemente für die Berechnung wegfallen.

3.6.2.3 Auswahl des numerischen Schemas

FLUENT bietet zwei mögliche Schemen

- **”segregated solver”**

Bei diesem numerischen Schema wird zuerst die Impulsgleichung gelöst und man erhält damit ein Geschwindigkeitsfeld. Nun wird mit Hilfe des SIMPLE-Algorithmus (vgl. Abschnitt 3.2) das Druck- und Geschwindigkeitsfeld so angepasst, bis alle Gleichungen erfüllt sind. Anschließend werden die weiteren Transportgleichungen für Turbulenz, Energie, usw. gelöst. FLUENT verwendet standardmäßig für die Lösung von Impuls- und Kontinuitätsgleichung über die Druckkorrektur den SIMPLE Algorithmus.

- **”coupled solver”**

Bei diesem Schema werden die Kontinuitäts-, die Impuls-, die Energie-, sowie eine eventuelle Stofftransportgleichung simultan gelöst. Die Gleichungen für Turbulenz und skalare Größen werden anschließend gelöst.

In der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich mit dem ”segregated solver” gearbeitet.

3.6.2.4 Energiegleichung

Sollen Wärmeübergänge auch berücksichtigt werden so ist mit *”Define → Models → Energy → Enable”* die Lösung der Energiegleichung zu aktivieren.

3.6.2.5 Turbulenzmodell

Mit *Define → Models → Viscous* kann man unter den in Kapitel 3.3 angegebenen Turbulenzmodellen auswählen. Die Konstanten für die einzelnen Modelle können dabei verändert werden. Es ist jedoch empfehlenswert, die vorgegebenen Werte beizubehalten.

3.6.2.6 Materialwerte

Mit *Define → Materials* kann man das verwendete Fluid sowie dessen Eigenschaften definieren. Ebenso kann man die Stoffe für feste Körper und deren Eigenschaften definieren. Dies wird vor allem für Wärmeleitungsprobleme benötigt. Damit nicht alle Stoffwerte selbst eingegeben werden müssen, kann man über die Funktion *”Database...”* auf eine umfangreiche Datenbank für feste, flüssige und gasförmige Stoffe zurückgreifen. Mit *”Change/Create”* werden die neuen Einstellungen übernommen.

3.6.2.7 Randbedingungen

Mit *Define → Boundary Conditions* erscheint ein Fenster, wo in der linken Spalte die für die jeweiligen Randbedingungen in GAMBIT vergebenen Namen erscheinen. Durch Markieren eines Namens und *”Set”* erscheint ein Fenster, wo die Parameter für die jeweilige

Randbedingung eingestellt werden können. Für die genaue Beschreibung der einzelnen Parameter wird auf [11] verwiesen.

3.6.2.8 Kontrolle der Lösung, Beschränkungen

Unter "*Solve* → *Control* → *Solution*" kann man die Unterrelaxationsfaktoren für die einzelnen Gleichungen einstellen, die Diskretisierungsverfahren definieren, sowie die Druck-Geschwindigkeitskopplung festlegen. Diese Werte können auch nach Abbrechen der Rechnung und anschließendem Neustart geändert werden. In der vorliegenden Arbeit werden für die Diskretisierungsverfahren und die Druck-Geschwindigkeitskopplung die voreingestellten Methoden verwendet.

Mit "*Solve* → *Control* → *Limits*" können obere und untere Grenzen für den Druck und die Temperatur angegeben werden. Ebenso für die maximale Dissipationsrate ε und die minimale turbulente kinetische Energie. Die Limitierung dieser Werte bewirkt, daß die Ergebnisse der Iterationen auf realistische Werte beschränkt bleiben und zu große Ausschläge der Residuen vermieden werden.

3.6.2.9 Initialisierung

Mit "*Solve* → *Initialize* → *Initialize*" können Startwerte für die Berechnung vorgegeben werden. Mit "*Compute From*" gibt man vor, von welcher Zone aus das Strömungsfeld berechnet werden soll. Nach der Auswahl einer Zone berechnet FLUENT aus den Vorgaben der Randbedingungen verschiedene Größen für die jeweilige Zone. Diese Werte können dann manuell verändert und mit "*Init*" übernommen werden. Vorteilhaft ist es, eine Zone auszuwählen, wo eine Geschwindigkeit berechnet wird, da man dadurch sofort eine einfache Kontrolle für die Plausibilität der Eingaben hat (z. B.: Einströmrandbedingung → Geschwindigkeit am Eintritt).

3.6.2.10 Residuen

Mit "*Solve* → *Monitors* → *Residual*" kann man verschiedene Einstellungen bezüglich der Residuen vornehmen.

Durch Aktivieren der Funktion "*Plot*" wird der Verlauf der Residuen während der Berechnung angezeigt. Ebenso können in diesem Fenster die Konvergenzkriterien verändert werden, wobei aber ohne besseren Wissens keine Änderung der vorgegebenen Werte zu empfehlen ist.

3.6.2.11 Start der Berechnung

Mit "*Solve* → *Iterate* → *Iterate*" wird die Berechnung gestartet. Dabei besteht die Möglichkeit, die Anzahl der Iterationsschritte einzugeben. Nach dem Starten der Berechnung öffnet sich ein Fenster und es wird der Verlauf der Residuen online dargestellt,

sofern man diese Funktion aktiviert hat. Im normalen FLUENT-Fenster wird jeder Iterationsschritt mit fortlaufender Nummer und den Werten der einzelnen Residuen, sowie die verbleibende Rechenzeit für das Erreichen der Anzahl der voreingestellten Iterationen dargestellt.

3.6.2.12 Darstellung der Ergebnisse

Die berechneten Ergebnisse können in FLUENT auf verschiedene Arten dargestellt werden. Es werden hier beispielhaft einige Darstellungsmethoden besprochen:

- Mit "*Define* → *Plane*" lassen sich Flächen und Schnitte durch das Modell definieren auf denen dann die Ergebnisse dargestellt werden können. Ebenso lassen sich mit "*Define* → *Line/Rake*" Linien definieren auf denen die Verläufe verschiedener Größen dargestellt werden können.
Auf den so definierten Bereichen hat man dann mit "*Display* → *Contours*" die Möglichkeit, die berechneten Werte durch Isolinien oder Isoflächen farblich unterschieden darzustellen. Dazu wählt man die gewünschte Größe und den Bereiche aus, auf dem die Werte dieser Größe dargestellt werden sollen.
- Eine weitere Methode ist die Darstellung der Ergebnisse durch Vektoren. Mit "*Display* → *Velocity Vectors*" werden die Geschwindigkeitsvektoren des Strömungsfeldes dargestellt eingefärbt in den Farben einer zweiten Größe, z. B: der Temperatur.
- Unter "*Plot* → *XY-Plot*" hat man die Möglichkeit die Verläufe einer Größe über einer definierten Linie oder Fläche in Diagrammform darzustellen.

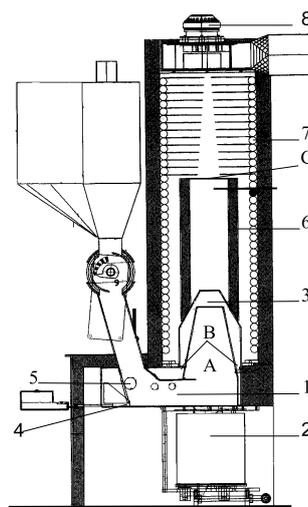
Alle Ergebnisse können mit "*File* → *Hardcopy*" auf der Festplatte gespeichert werden. Der Dateityp kann dabei gewählt werden.

Kapitel 4

Simulation einer Biomassepellets-Brennkammer

4.1 Anlagenbeschreibung

Bei der zu simulierenden Anlage handelt es sich um eine Biomassebrennkammer die für einen Zentralheizungskessel entwickelt wurde. Als Brennstoff werden Holzpellets verwendet, die über einen vertikalen Schacht und einen Drehschieber mittels Gravitationskraft direkt in die Brennkammer gelangen. Dabei wird die ausgezeichnete Rieselfähigkeit der Pellets ausgenutzt. Der Brenner ist in Bild 4.1 dargestellt und besteht aus der rechteckigen horizontalen Brennkammer (1), auf der die Pelletsschüttung liegt, einem davor befindlichen Aschebehälter (2), einer Mischungszone für Primärgas und Sekundärluft, die aus zwei konzentrischen Kegeln besteht (3), einem Primärlufteinlaß (4), zwei Sekundärlufteinlässen (5), einem Schutzrohr (6), dem Wärmetauscher (7) und einem Saugzug (8).



Anlage.eps

Bild 4.1: Biomassebrennkammer

Die Regelung des Kessels erfolgt ausschließlich über den Saugzug. Der gesamte Kessel hat eine zugelassene Wärmeleistung von 13 kW doch laut Aussagen des Herstellers ist eine Leistung bis zu 25 kW möglich. Die Brennkammer ist eine Schweißkonstruktion aus warmfestem Stahl und der Wärmetauscher besteht aus gewendelten Kupferrohren, die hartverlötet sind. Die Brennstoffzufuhr erfolgt automatisch durch Abbrennen der Pelletsschüttung und Nachrieseln von Pellets. Die Asche fällt vorne in den Aschebehälter. Die Ansaugung der Primärluft erfolgt über einen Schlitz von 3 mm Höhe über die gesamte Breite der Brennkammer. Die Sekundärluft wird über zwei Bohrungen links und rechts der Brennkammer in den Sekundärluftkanal angesaugt. Die Regelung der Sekundärluftmenge erfolgt manuell über zwei schwenkbare Klappen an jeder Luftöffnung. Die Querschnitte der Primär- und Sekundärkammer sind im horizontalen Bereich rechteckig und gehen im vertikalen Bereich in einen kreisrunden beziehungsweise kreisringförmigen Querschnitt über. Die Darstellung der Brennkammer in Bild 4.1 ist eine Prinzipskizze des Herstellers aus der das Modell erstellt wurde.

4.1.1 Aufgabenstellung

Die Simulation dieser Brennkammer sollte in mehreren Schritten erfolgen. Die Vorgangsweise dabei war folgende:

1. Es soll die Vermischung des Primärgas- und des Sekundärgasstrahls im vertikalen Bereich der beiden Kegel „isotherm“ simuliert werden. Als Einströmquerschnitt wurde dabei die Kreisringfläche für die Sekundärluft (A) und die Kreisfläche (B) für das Primärgas festgelegt. Als Austrittsquerschnitt wurde der Kreisquerschnitt (C) des Schutzrohres gewählt. Als Fluid wurde sowohl für den Primärkanal als auch für den Sekundärkanal Luft als ideales Gas gewählt. Die Gasstrahlen treten gleichmäßig und normal zur Querschnittsfläche in das Berechnungsfeld ein. Das gesamte Modell ist nach außen hin adiabat. Die Simulation wird an zwei verschiedenen Kegelgeometrien durchgeführt, jeweils mit und ohne Wärmeübergang zwischen Primär- und Sekundärseite.
2. Simulation der gesamten Brennkammer inklusive des rechteckigen Teiles, um etwaige Schiefagen durch die Umlenkung der Strömung zu erfassen. Die Simulation wird dabei wieder mit Wärmeübergang zwischen Primär- und Sekundärseite durchgeführt.
3. Simulation einer reaktiven Strömung mit CH_4 wie unter Punkt 1.

Zur Durchführung dieser Aufgabe werden vier Modelle erstellt. Nach den ersten Rechnungen stellte sich heraus, daß der gewählte Austrittsquerschnitt (C) in Bild 4.1 ungeeignet ist, da die Randbedingungen nicht eindeutig definiert sind (Rückströmung, Wirbel). Aus diesem Grund wurden alle Modelle mit einem "tail-pipe" von 730 mm Länge versehen. Sämtliche Simulationsrechnungen wurden dreidimensional durchgeführt.

4.2 Eingabeparameter für die Modellstudien 1,2,3

Als Eingabeparameter wurden die Massenströme sowie die Temperaturen der beiden Gasströme festgelegt. Da vom Hersteller keine Meßwerte zur Verfügung standen, wurde der Gesamtmassenstrom aus untenstehender Verbrennungsrechnung bestimmt. Für das Massenstromverhältnis zwischen Primär- und Sekundärseite und die Temperaturen wurden folgende Werte angenommen:

- Massenstromverhältnis Primär/Sekundär: **85/15**
- Temperatur der Primäreinströmung: **850°C** (aus einer einfachen Messung mit einem Thermoelement im Ofen des Herstellers)
- Temperatur der Sekundäreinströmung: **40°C** (Schätzung auf Grund der Luftführung um die Brennkammer)
- Parameter k und ε an den Einströmrandbedingungen: **1** beziehungsweise **1000** (damit die Wirbelviskosität μ_t zu Beginn der Rechnung nicht zu groß wird und die Residuen nicht sofort divergieren. Die Wirbelviskosität μ_t geht in die "modellierte" Energiegleichung in Abschnitt 3.3.1.1)

4.2.1 Verbrennungsrechnung für Holzpellets

Brennstoff: Holzpellets		
Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>unterer Heizwert H_u</i>	17500	kJ/kg
<i>Sauerstoffgehalt o</i>	0,401	kg/kg
<i>Wassergehalt h</i>	0,058	kg/kg
<i>Kohlenstoffgehalt c</i>	0,473	kg/kg
<i>Schwefelgehalt s</i>	0,0	kg/kg
<i>Luftüberschuß λ</i>	1,2	1

Tabelle 4.1: Stoffwerte für Holzpellets [14]

4.2.1.1 Sauerstoffbedarf, Luftbedarf

Sauerstoffbedarf

$$O_{2o} = 2,665 \cdot c + 7,93 \cdot \left(h - \frac{o}{8} \right) + 0,998 \cdot s \quad O_{2o} = 1,323 \frac{kg}{kg \text{ Brennstoff}} \quad (4.1)$$

Luftbedarf:

Luftmenge ohne Luftüberschuß:

$$l_{oT} = \frac{O_{2o}}{0,231} \quad l_{oT} = 5,727 \frac{kg}{kgBrennstoff} \quad (4.2)$$

tatsächlicher Luftbedarf:

$$l_T = \lambda \cdot l_{oT} \quad l_T = 6,873 \frac{kg}{kgBrennstoff} \quad (4.3)$$

4.2.1.2 Rauchgasmenge

Rauchgasmenge ohne Luftüberschuß:

$$v_{Go} = 1 + l_{oT} \quad v_{Go} = 6,727 \frac{kg}{kgBrennstoff} \quad (4.4)$$

tatsächliche Rauchgasmenge:

$$v_{GA} = 1 + \lambda \cdot l_{oT} \quad v_{GA} = 7,873 \frac{kg}{kgBrennstoff} \quad (4.5)$$

4.2.1.3 Brennstoffmassenstrom, Abgasmassenstrom

Wärmeleistung, Wirkungsgrad		
Bezeichnung	Wert	Einheit
Wärmeleistung \dot{Q}_N	13	kJ/s
Feuerungswirkungsgrad η_F	0,95	-
Gesamtwirkungsgrad η_D	0,9	-

Tabelle 4.2: Brennerleistung, Wirkungsgrade der Brennkammer [15]

Brennstoffmassenstrom:

$$\dot{B} = \frac{\dot{Q}_N}{\eta_D \cdot H_u} \quad \dot{B} = 8,254 \cdot 10^{-4} \frac{kg}{s} \quad (4.6)$$

vergaste Brennstoffmenge:

$$\dot{B}_v = \dot{B} \cdot \eta_F \quad \dot{B}_v = 7,841 \cdot 10^{-4} \frac{kg}{s} \quad (4.7)$$

Rauchgasmassenstrom:

$$\dot{m}_{GF} = \dot{B}_v \cdot [(\lambda - 1) \cdot l_{oT} + v_{Go}] \quad \dot{m}_{GF} = 6,173 \cdot 10^{-3} \frac{kg}{s} \quad (4.8)$$

Die Aufteilung des Gesamtmassenstromes in 85% Primärmassenstrom und 15% Sekundärmassenstrom ergibt:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{prim} &= 5,247 \cdot 10^{-3} \frac{kg}{s} \\ \dot{m}_{sek} &= 9,26 \cdot 10^{-4} \frac{kg}{s} \end{aligned}$$

Kapitel 5

Ergebnisse der Modellstudien

5.1 Ergebnisse Modellstudie 1

5.1.1 Modell 1a – adiabate Wände

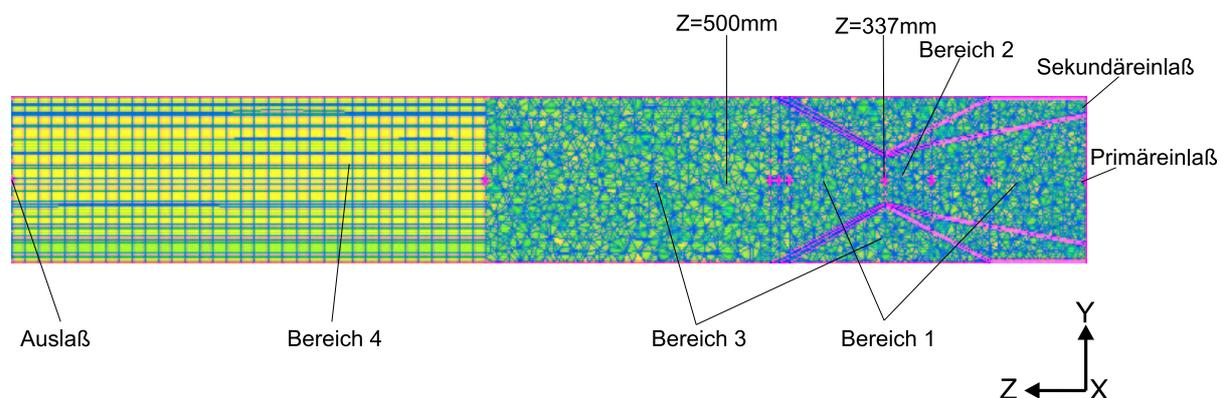
Beim Modell 1a handelt es sich um ein dreidimensionales Modell des Primär- und Sekundärkanals mit den zwei koaxialen Kegeln und dem "tail-pipe", der in Kapitel 4.1 beschriebenen Anlage (Bild 5.1). Simuliert wird die nicht reaktive, isotherme Strömung zweier idealer Gase durch die koaxialen Kegel. Das Netz für dieses Modell ist ein Hybridnetz mit unterschiedlichen Schrittweiten:

Bereich 1: unstrukturiert, Schrittweite 12

Bereich 2: unstrukturiert, Schrittweite 10

Bereich 3: unstrukturiert, Schrittweite 14

Bereich 4: strukturiert, Schrittweite 20

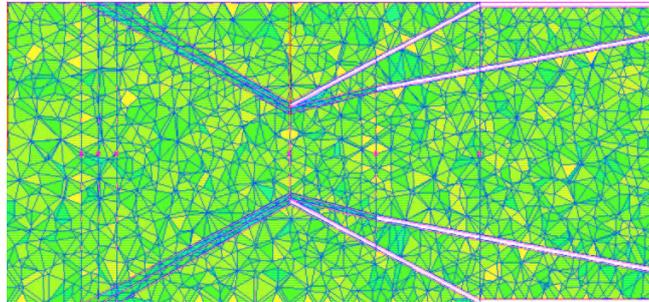


modell61ges.eps

Bild 5.1: Aufbau Modell 1

Das Netz hat 20510 Knoten und 79577 Elemente. In Bild 5.2 ist die unstrukturierte tetraederförmige Struktur des Netzes zu erkennen. Das "tail pipe" ist auf den letzten 500 mm

strukturiert und mit einer größeren Schrittweite vernetzt. Damit verringert sich die Elementzahl und auch die Rechenzeit. Diese Art der Vernetzung wird auch bei allen folgenden Modellen angewandt. Die weißen Flächen in Bild 5.2 sind die Wände der koaxialen Kegel, die bei diesem Modell adiabat und daher auch nicht vernetzt sind. Die Außenwände sind bei allen Modellen adiabat.

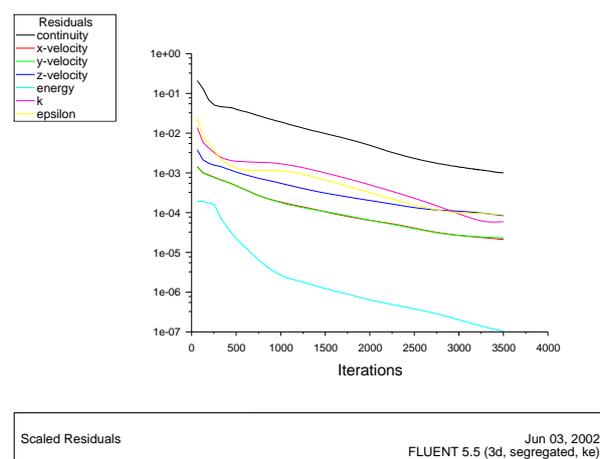


modell61det.eps

Bild 5.2: Detailansicht koaxiale Kegel (1a)

Für dieses Modell werden folgende Randbedingungen definiert:

- **Einströmrandbedingung:** Massenstromeinlaß primär und sekundär, normal zum Rand
- **Ausströmrandbedingung:** Druckauslaß - wobei als Druck der Umgebungsdruck definiert wird und die mittlere Mischungstemperatur als Temperatur für die Rückströmung
- **Wände:** Kegel und Außenwände adiabat, Stahl
- **Fluid:** Als Fluid wird Luft als ideales Gas definiert



brenner61residual.eps

Bild 5.3: Residuenverläufe (1a)

In Bild 5.3 sind die Residuenverläufe der einzelnen Größen dargestellt. Die Residuen konvergieren gleichmäßig und erreichen die Abbruchkriterien ohne Schwingungen.

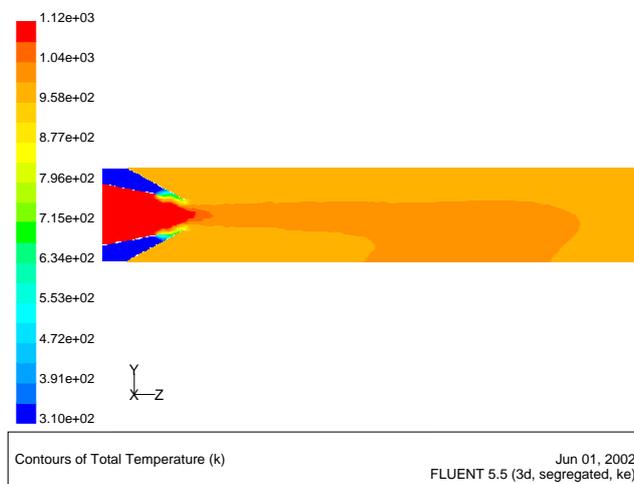
5.1.1.1 Eingabeparameter Modell 1

In folgender Tabelle sind die Eingabeparameter für die Modellstudie 1 zusammengefasst. Die Unterschiede in den Eingabeparametern zwischen den Modellen 1a und 1b liegen nur in den wärmeleitenden Wänden der beiden koaxialen Kegel. Die Werte in Klammer beziehen sich auf das Modell 1b:

Eingabeparameter für Modellstudie 1					
Solver			Energy		
Segregated	Implicit		Enabled		
Turbulenzmodell			Material		
$k - \varepsilon$	Standard		<i>Fluid</i>	Luft	ideales Gas
			<i>Festkörper</i>	Stahl	
Limits			Relaxationsfaktoren		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>max. Druck</i>	500000	Pa	<i>Energy</i>	Vgbw ·0,5	-
<i>min. Druck</i>	100	Pa	<i>andere Werte</i>	Vgbw ·0,1	-
<i>max. Temperatur</i>	1500	K	Initialize		
<i>min. Temperatur</i>	280	K	<i>compute from:</i>	prim inlet	
Primäreinlaß			Sekundäreinlaß		
Massenstromeinlaß			Massenstromeinlaß		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>Massenstrom</i>	$5,247 \cdot 10^{-3}$	kg/s	Massenstrom li/re	$4,63 \cdot 10^{-4}$	kg/s
<i>Temperatur</i>	1120	K	Temperatur	313	K
<i>turb. kin. Energ. k</i>	1	-	turb. kin. Energ k	1	-
<i>Dissipationsrate ε</i>	1000	-	Dissipationsrate ε	1000	-
Auslaß			Wände		
Druckauslaß			Wand		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>Relativdruck zum Umgebungsdruck</i>	0	Pa	<i>Wandstärke</i>	0,25	mm
<i>Temperatur bei Rückströmung</i>	1020	K	<i>äußere Wand</i>	adiabat	
<i>turb. kin. Energ k</i>	1	-	<i>Primärkanal</i>	adiabat(coupled)	
<i>Dissipationsrate ε</i>	1000	-	<i>Sekundärkanal</i>	adiabat(coupled)	
Iterationen	3501 (14667)				
Lösung	konvergent (konvergent)				

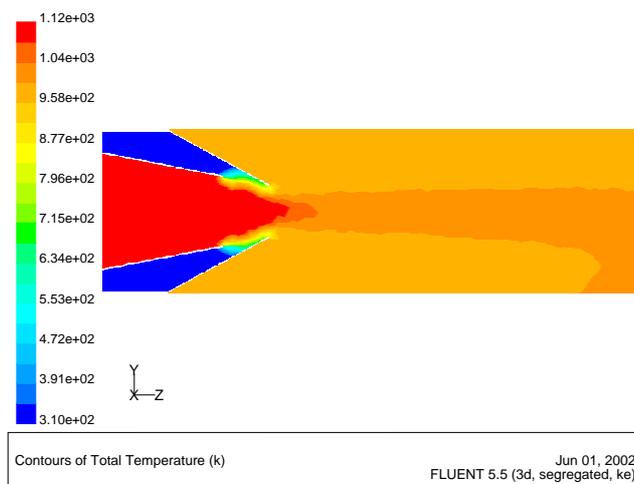
Tabelle 5.1: Eingabeparameter Modellstudie 1

5.1.1.2 Diagramme Modell 1a



brenner61gestemp.eps

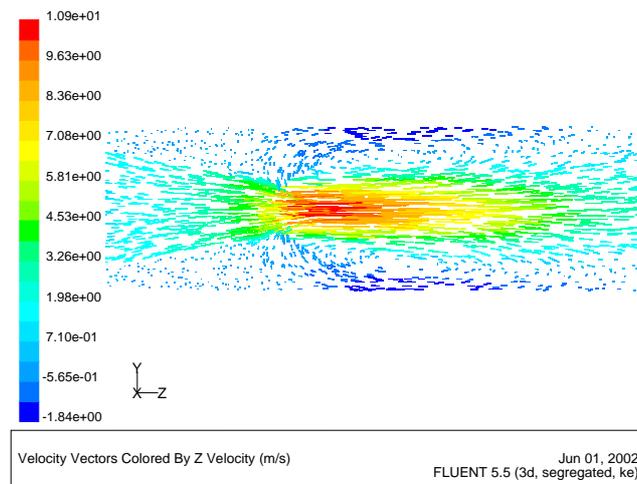
Bild 5.4: Temperaturverteilung (1a)



brenner61dettemp.eps

Bild 5.5: Temperaturverteilung im Kegelbereich (1a)

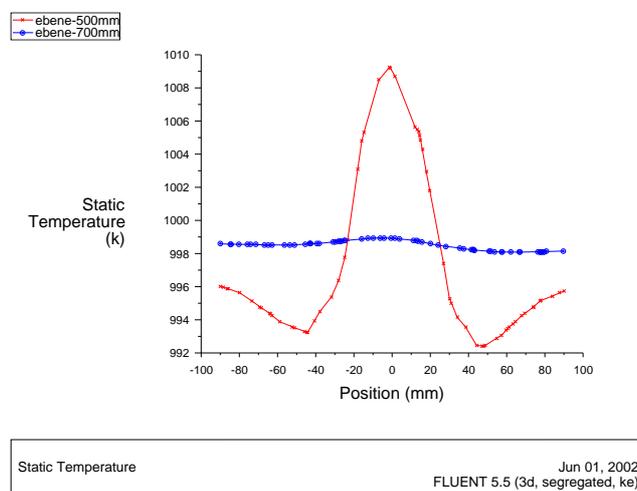
In den Bildern 5.4 und 5.5 sind die Temperaturverteilungen auf einem Durchmesserlängsschnitt durch das zylinderförmige Modell, dargestellt durch Isoflächen, zu sehen. Die ersichtliche Asymmetrie des Temperaturfeldes im zylindrischen Ausströmbereich ist bedingt durch die farbliche Auflösung wie man später in Bild 5.7 sehen kann. Diese Asymmetrie in der Darstellung läßt sich durch eine Erhöhung der Farbauflösung beseitigen.



brenner61detvel.eps

Bild 5.6: Geschwindigkeitsprofil (1a)

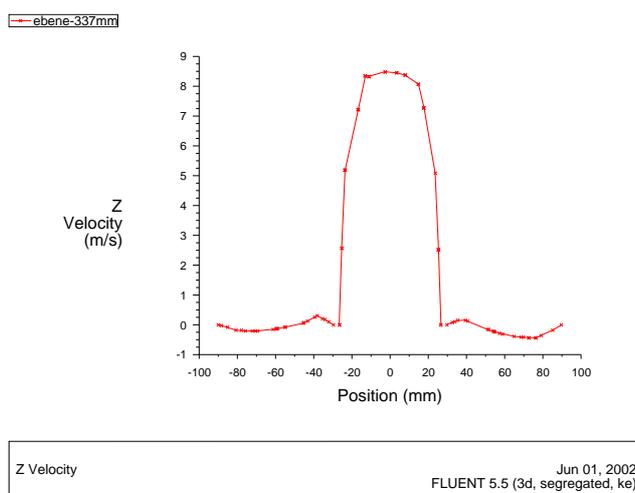
In 5.6 ist das Geschwindigkeitsprofil, dargestellt durch Vektoren auf einem Durchmesserlängsschnitt, zu sehen. Der Gasstrahl erreicht am Kegelauslaß seine maximale Geschwindigkeit mit ca. 10,3 m/s. Entlang den Wänden ist eine Rückströmung mit geringer Geschwindigkeit in Richtung Einlaß zu erkennen. Die beiden Gebiete sind durch eine ringförmige Wirbelzone getrennt. Die Rückströmung und die Wirbel entstehen durch einen gewissen Injektoreffekt des mit hoher Geschwindigkeit austretenden Gasstrahls.



brenner61xy2.eps

Bild 5.7: Temperaturverlauf auf Ebene z=500 mm und z=700 mm (1a)

In Bild 5.7 sind die Temperaturverläufe entlang einer Durchmesserlinie in der xy-Ebene bei z=500 mm und z=700 mm dargestellt. Aus dem Temperaturverlauf auf Ebene z=700 mm ist zu erkennen, daß die Temperaturunterschiede über dem Querschnitt sehr gering sind und das Temperaturfeld in den Bildern 5.4 und 5.5 eigentlich sehr homogen ist und nicht die in Bild 5.4 dargestellte Asymmetrie aufweist.



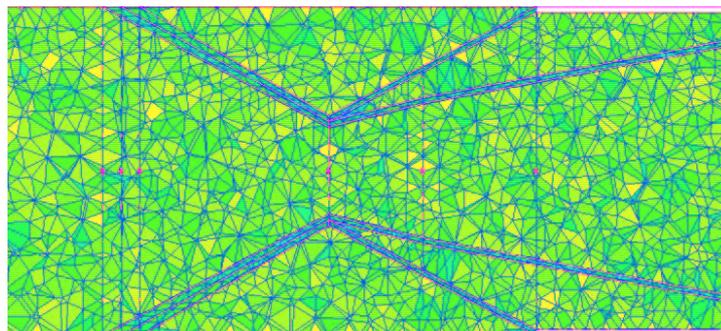
brenner61xyvel.eps

Bild 5.8: Geschwindigkeitsprofil z-Richtung Ebene 337 mm (1a)

In Bild 5.8 sind nur die Geschwindigkeitskomponenten in z-Richtung aufgetragen. Die negativen Anteile entstehen durch die Rückströmung entlang der Wand und die Rückströmung zum Ausströmbereich des Kegels. Mit der bereits oben erwähnten maximalen Geschwindigkeit des Gasstrahles von ca. 10,3 m/s wird eine Machzahl von 0,2 nicht erreicht und es kommt daher zu keinen Kompressibilitätseffekten.

5.1.2 Modell 1b – wärmeleitende Wände

Das Modell 1b und die Simulation sind im Prinzip gleich wie bei Modell 1a, mit dem einzigen Unterschied, daß die Wände der coaxialen Kegel nun auch vernetzt sind und somit als wärmeleitend betrachtet werden. Die Wände werden unstrukturiert mit Schrittweite 8 vernetzt (Bild 5.9). Das gesamte Netz hat nun 25510 Knoten und 86581 Elemente.



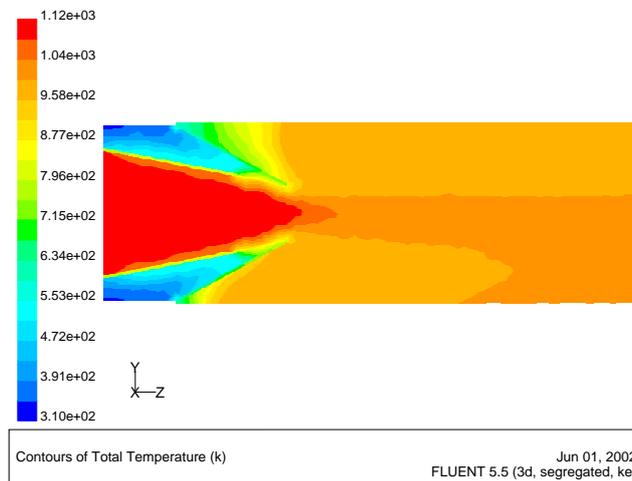
modell6det.eps

Bild 5.9: Detailansicht koaxiale Kegel (1a)

Die Randbedingungen sind bis auf die Wände der Kegel gleich wie bei Modell 1a. Die Konvergenz der Residuen ist ebenfalls gleichmäßig, jedoch stieg die Zahl der Iterationen auf

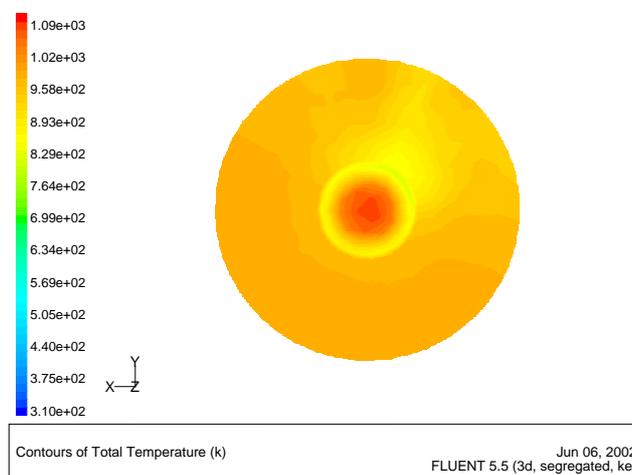
14667. Die hohe Anzahl der Iterationen erklärt sich durch die sehr langsame Konvergenz der Energiegleichung bedingt durch die Berechnung des Wärmeübergangs.

5.1.2.1 Diagramme Modell 1b



brenner6dettemp.eps

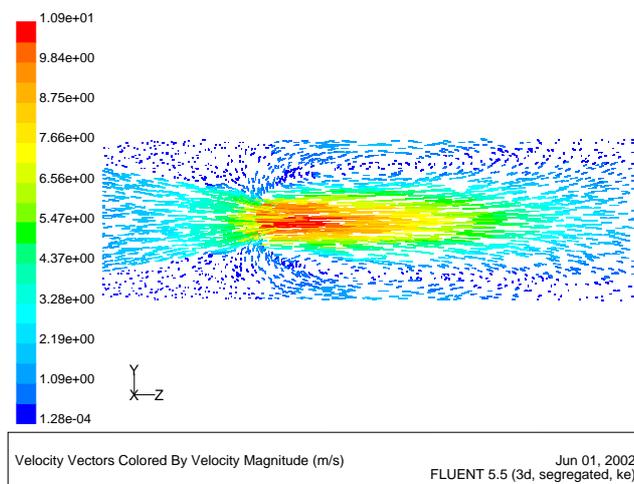
Bild 5.10: Temperaturverteilung im Kegelbereich (1b)



brenner6ebenentemp.eps

Bild 5.11: Temperaturverteilung Ebene 337 mm (1b)

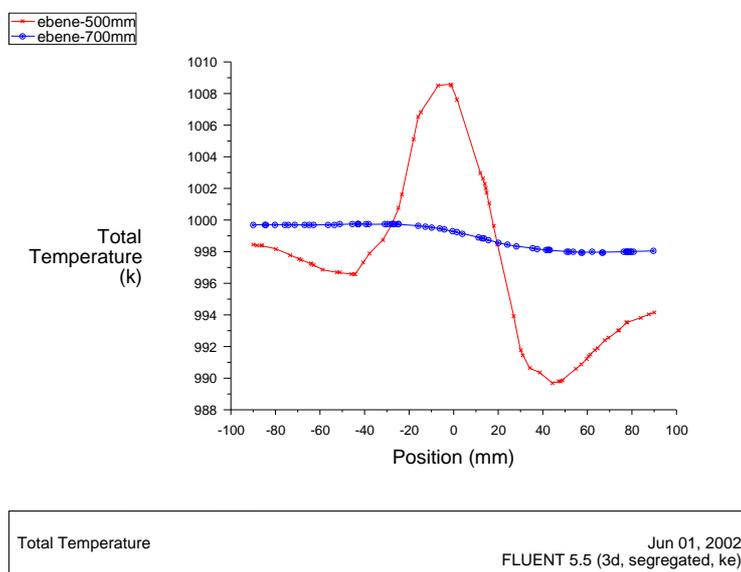
In Bild 5.10 ist die Temperaturverteilung, auf einem Durchmesserlängsschnitt durch das zylinderförmige Modell, dargestellt durch Isoflächen, zu sehen. Die ersichtliche Asymmetrie des Temperaturfeldes im zylindrischen Ausströmbereich ist wiederum bedingt durch die farbliche Auflösung, wie schon bei Modell 1a erklärt. Das asymmetrische Temperaturfeld oberhalb der Kegel, wie in Bild 5.11 und Bild 5.10 dargestellt, ist nicht durch die farbliche Auflösung wie bei Modell 1a bedingt.



brenner6detvel.eps

Bild 5.12: Geschwindigkeitsprofil (1b)

In 5.12 ist das Geschwindigkeitsprofil, dargestellt durch Vektoren auf einem Durchmesserlängsschnitt, zu sehen. Im Vergleich zu Modell 1a sind im Geschwindigkeitsprofil keine wesentlichen Unterschiede zu erkennen. Einzige Rückströmung entlang der Wand löst sich früher und strömt in Richtung Kegelauslaß. Dadurch treten in der Geschwindigkeitsverteilung auf Ebene $z=337$ mm keine negativen Geschwindigkeitskomponenten wie bei Modell 1a (Bild 5.8) auf.



brenner6xy2.eps

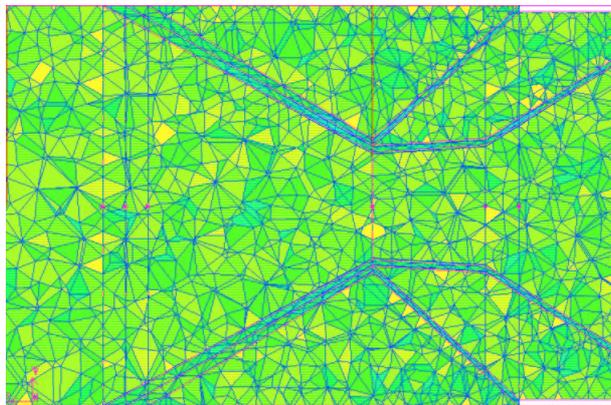
Bild 5.13: Temperaturverlauf der Ebenen $z=500$ mm und $z=700$ mm (1b)

Aus Bild 5.13 ist zu erkennen, daß sich das unsymmetrische Temperaturfeld aus Bild 5.10 bis in die Ebenen $z=500$ mm und $z=700$ mm fortsetzt, wenngleich der Temperaturunterschied zwischen den beiden Seiten mit ca. 1,8 K bei $z=700$ mm sehr gering ist.

5.2 Ergebnisse Modellstudie 2

5.2.1 Modell 2

Beim Modell 2 wird die Geometrie der koaxialen Kegel dahingehend verändert, daß die Öffnungen des äußeren und des inneren Kegels den selben Durchmesser haben. Ansonsten ist das Modell inclusive dem Netz identisch mit Modell 1b. In Bild 5.14 ist nur der geänderte Kegelbereich dargestellt. Die einzelnen Zonen des Netzes und die Schrittweiten derselben sind Modellstudie 1 zu entnehmen. Aufgrund der Ergebnisse der Modellstudie 1 wird die Simulation dieses Modells nur mit wärmeleitenden Wänden durchgeführt.



modell7det.eps

Bild 5.14: Detailansicht der koaxialen Kegel (2)

Das Netz hat 19135 Knoten und 78763 Elemente und hat bis auf die letzten 500 mm des "tail-pipes" eine unstrukturierte tetraederförmige Struktur (Bild 5.14). Die Außenwände sind wieder adiabatisch. Die Konvergenz der Residuen war gleichmäßig, doch die Energiegleichung konvergierte nur sehr langsam und daher resultiert auch die große Anzahl von 43957 Iterationen.

Die Randbedingungen für Modell 2 werden folgendermaßen definiert:

- **Einströmrandbedingung:** Massenstromeinlaß primär und sekundär, normal zum Rand
- **Ausströmrandbedingung:** Druckauslaß - wobei als Druck der Umgebungsdruck definiert wird und die mittlere Mischungstemperatur als Temperatur für die Rückströmung
- **Wände:** Kegel wärmeleitend, Außenwände adiabatisch, Stahl
- **Fluid:** Als Fluid wird Luft als ideales Gas definiert

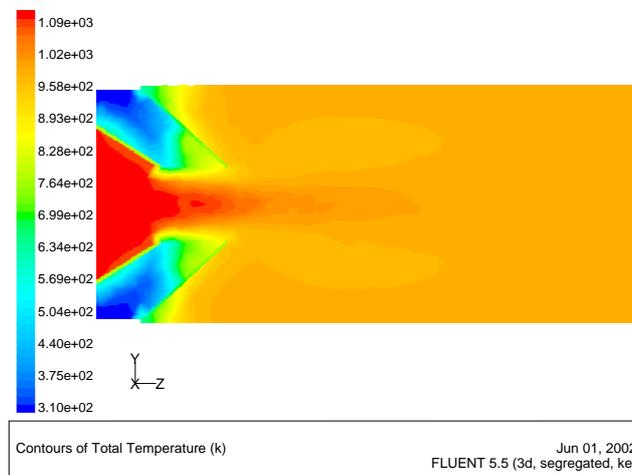
5.2.1.1 Eingabeparameter Modell 2

In folgender Tabelle sind die Eingabeparameter für die Modellstudie 2 zusammengefasst.

Eingabeparameter für Modellstudie 2					
Solver			Energy		
Segregated	Implicit		Enabled		
Turbulenzmodell			Material		
$k - \varepsilon$	Standard		<i>Fluid</i>	Luft	ideales Gas
			<i>Festkörper</i>	Stahl	
Limits			Relaxationsfaktoren		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>max. Druck</i>	500000	Pa	<i>Energy</i>	Vgbw ·0,2	-
<i>min. Druck</i>	100	Pa	<i>andere Werte</i>	Vgbw ·0,1	-
<i>max. Temperatur</i>	1500	K	Initialize		
<i>min. Temperatur</i>	280	K	<i>compute from:</i>	prim inlet	
Primäreinlaß			Sekundäreinlaß		
Massenstromeinlaß			Massenstromeinlaß		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>Massenstrom</i>	$5,247 \cdot 10^{-3}$	kg/s	Massenstrom li/re	$4,63 \cdot 10^{-4}$	kg/s
<i>Temperatur</i>	1120	K	Temperatur	313	K
<i>turb. kin. Energ. k</i>	1	-	turb. kin. Energ k	1	-
<i>Dissipationsrate ε</i>	1000	-	Dissipationsrate ε	1000	-
Auslaß			Wände		
Druckauslaß			Wand		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>Relativdruck zum Umgebungsdruck</i>	0	Pa	<i>Wandstärke</i>	0,25	mm
<i>Temperatur bei Rückströmung</i>	1020	K	<i>äußere Wand</i>	adiabat	
<i>turb. kin. Energ k</i>	1	-	<i>Primärkanal</i>	coupled	
<i>Dissipationsrate ε</i>	1000	-	<i>Sekundärkanal</i>	coupled	
Iterationen	43957				
Lösung	konvergent				

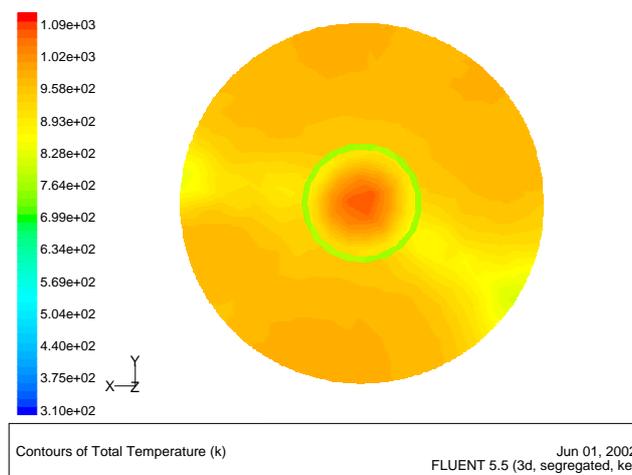
Tabelle 5.2: Eingabeparameter Modellstudie 2

5.2.1.2 Diagramme Modell 2



brenner7dettemp.eps

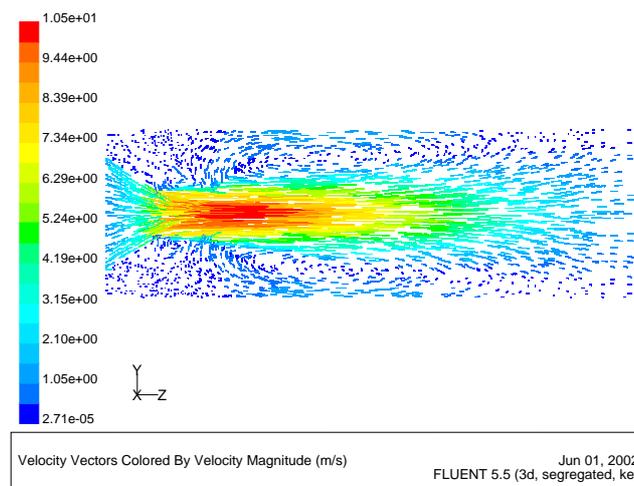
Bild 5.15: Temperaturverteilung im Kegelbereich (2)



brenner7ebenentemp.eps

Bild 5.16: Temperaturverteilung auf Ebene $z=337$ mm; Ansicht von der Einströmseite (2)

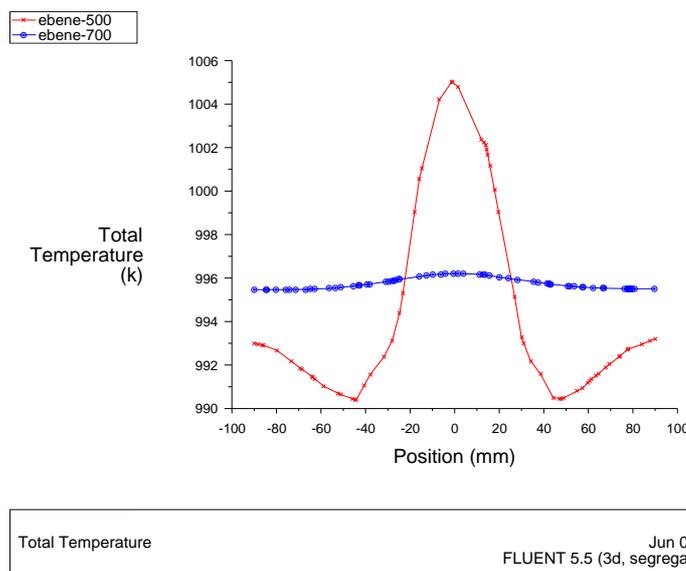
In Bild 5.15 ist die Temperaturverteilung, auf einem Durchmesserlängsschnitt durch das zylinderförmige Modell, dargestellt durch Isoflächen, zu sehen. Das Temperaturfeld ist bei diesem Modell sowohl im Ausströmbereich wie auch oberhalb der Kegel sehr gleichmäßig. Auffallend ist die ringförmige Zone geringerer Temperatur rund um die Ausströmöffnung. Der Grund dafür liegt in der vergrößerten Ausströmöffnung, wodurch mehr Sekundärgas niedrigerer Temperatur direkt in den Ausströmbereich gelangt. Bild 5.16 zeigt die Temperaturverteilung im Ausströmbereich auf Ebene $z=337$ mm.



brenner7detvel.eps

Bild 5.17: Geschwindigkeitsprofil (2)

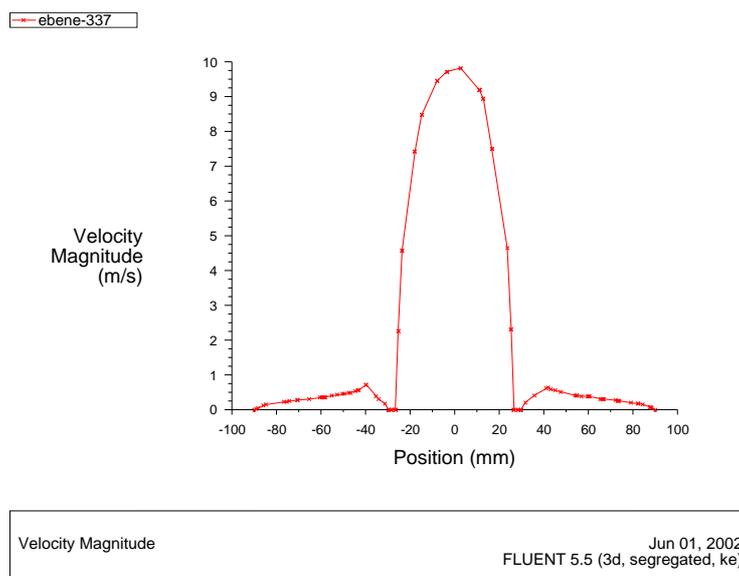
In 5.17 ist das Geschwindigkeitsprofil in z-Richtung, dargestellt durch Vektoren auf einem Durchmesserlängsschnitt, zu sehen. Durch die etwas vergrößerte Austrittsöffnung sinkt die maximale Geschwindigkeit auf ca. 10,2 m/s.



brenner7xy2.eps

Bild 5.18: Temperaturverlauf der Ebenen $z=500$ mm und $z=700$ mm (2)

In Bild 5.18 sind die Temperaturverläufe entlang einer Durchmesserlinie in der xy-Ebene auf Ebene 500 mm und 700 mm dargestellt. Aus dem Verlauf auf Ebene $z=700$ mm ist das sehr homogene Temperaturfeld gut zu erkennen.



brenner7xyvel.eps

Bild 5.19: Geschwindigkeitsprofil z-Richtung Ebene z=337 mm (2)

Im Vergleich zu Modellstudie 1 fällt auf, daß bei diesem Modell (5.19) die negativen Geschwindigkeitskomponenten auf Ebene z=337 mm nicht mehr auftreten. Der Grund dafür dürfte in der flacheren Kegelgeometrie liegen. Die Ablösung der Strömung von der Wand und die Rückströmung zum Ausströmquerschnitt erfolgt schon wesentlich früher.

5.3 Ergebnisse Modellstudie 3

5.3.1 Modell 3 – Primärkanal wärmeleitend

Bei der Modellstudie 3 wird das Modell 1a aus Abschnitt 5.1.1 um die kastenförmige Brennkammer, im folgenden mit Primärkanal bezeichnet und den darüberliegende Sekundärluftkanal im folgenden mit Sekundärkanal bezeichnet, erweitert. Durch diese Erweiterung des Modells wird untersucht, ob durch die Umlenkung der Strömung etwaige Schief lagen im senkrechten Ausströmkanal entstehen. Die Strömung selbst wird als nicht reaktive, isotherme Strömung mit Luft als idealem Gas simuliert.

Bereich 1: unstrukturiert, Schrittweite 12

Bereich 2: unstrukturiert, Schrittweite 10

Bereich 3: unstrukturiert, Schrittweite 14

Bereich 4: strukturiert, Schrittweite 20

Bereich 5: strukturiert, Schrittweite 12

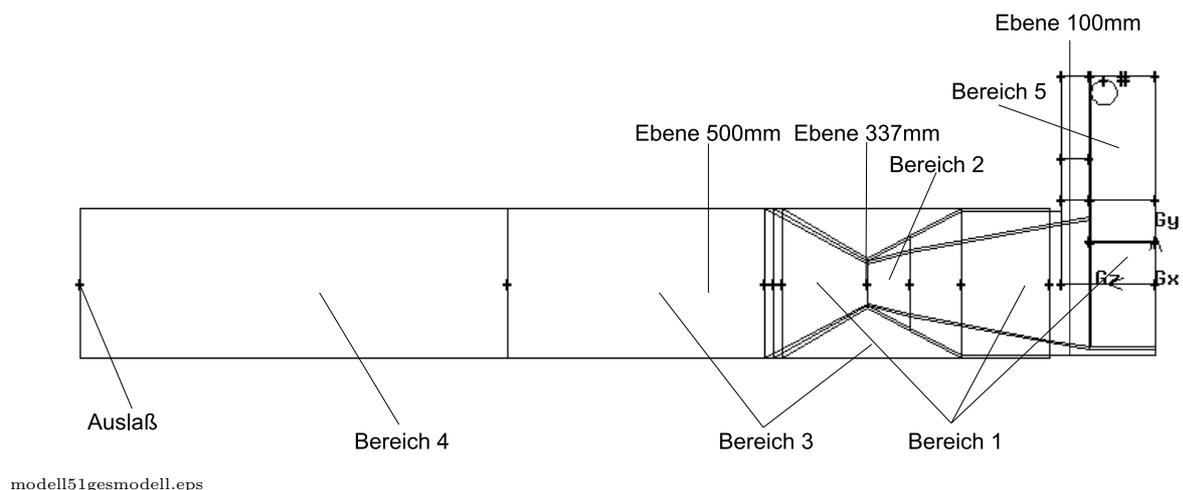
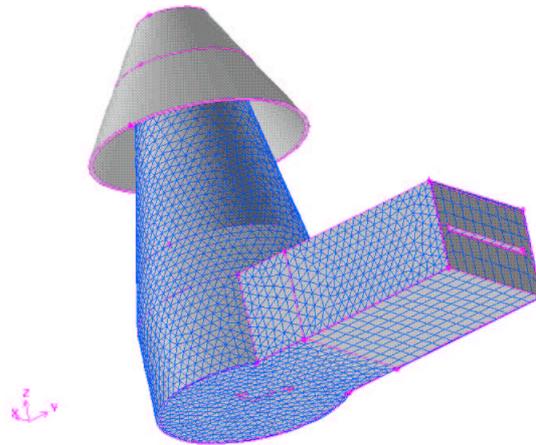


Bild 5.20: Aufbau Modell 3

Für dieses Modell werden folgende Randbedingungen definiert:

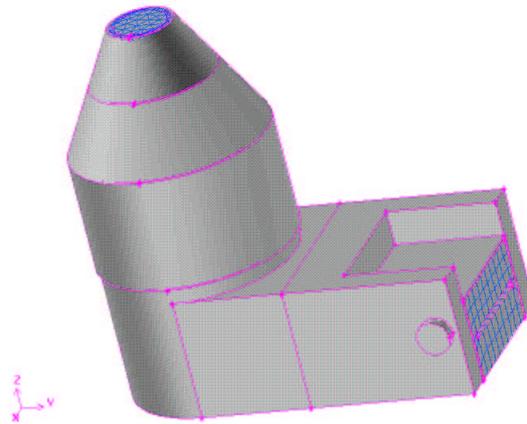
- **Einströmrandbedingung:** Massenstromeinlaß primär und sekundär, normal zum Rand
- **Ausströmrandbedingung:** Druckauslaß - wobei als Druck der Umgebungsdruck definiert wird und die mittlere Mischungstemperatur als Temperatur für die Rückströmung
- **Wände:** Primärkanal wärmeleitend, alle anderen Wände adiabat, Stahl
- **Fluid:** Als Fluid wird Luft als ideales Gas definiert



modell51prim.eps

Bild 5.21: Modell des Primärkanals (3)

Die Wände des Primärkanals (Bild 5.21) werden vernetzt und somit als wärmeleitend betrachtet. Die anderen Wände sind adiabat. Das Netz des gesamten Modells hat 23346 Knoten und 107065 Elemente.



modell51sek.eps

Bild 5.22: Modell der Brennkammer mit Sekundärluftkanal (3)

In Bild 5.22 ist das Modell der Brennkammer inklusive dem Sekundärkanal und den coaxialen Kegeln zu sehen. Durch den rechteckigen Teil mit der Vernetzung tritt der Primärgasmassenstrom ein. Durch die runde Öffnung, die sich an beiden Seiten des Modells befindet, tritt der Sekundärluftmassenstrom ein. Durch die runde Öffnung mit der Netzstruktur an der Oberseite des Modells tritt der gesamte Massenstrom nach der Vermischung aus.

5.3.1.1 Eingabeparameter Modell 3

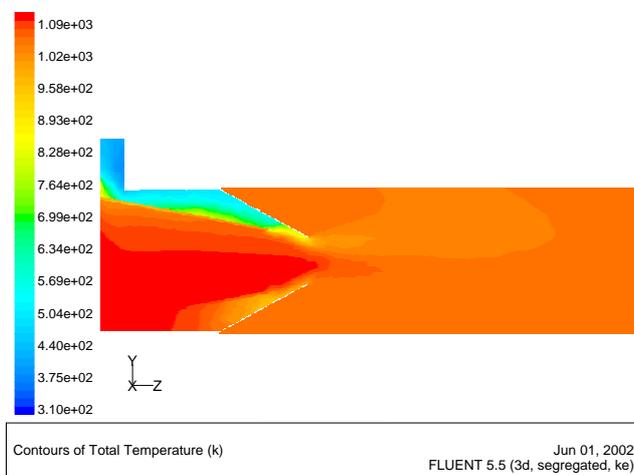
In folgender Tabelle sind die Eingabeparameter für die Modellstudie 3 zusammengefasst: Bei dieser Modellstudie konvergiert die Energiegleichung nur sehr langsam. Aus diesem

Eingabeparameter für Modellstudie 3					
Solver			Energy		
Segregated	Implicit		Enabled		
Turbulenzmodell			Material		
$k - \varepsilon$	Standart		<i>Fluid</i>	Luft	ideales Gas
			<i>Festkörper</i>	Stahl	
Limits			Relaxationsfaktoren		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>max. Druck</i>	500000	Pa	<i>Energy</i>	Vgbw ·0,1	-
<i>min. Druck</i>	100	Pa	<i>andere Werte</i>	Vgbw ·0,1	-
<i>max. Temperatur</i>	1500	K	Initialize		
<i>min. Temperatur</i>	280	K	<i>compute from:</i>	prim inlet	
Primäreinlaß			Sekundäreinlaß		
Massenstromeinlaß			Massenstromeinlaß		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>Massenstrom</i>	$5,247 \cdot 10^{-3}$	kg/s	Massenstrom li/re	$4,63 \cdot 10^{-4}$	kg/s
<i>Temperatur</i>	1120	K	Temperatur	313	K
<i>turb. kin. Energ. k</i>	1	-	turb. kin. Energ k	1	-
<i>Dissipationsrate ε</i>	1000	-	Dissipationsrate ε	1000	-
Auslaß			Wände		
Druckauslaß			Wand		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>Relativdruck zum Umgebungsdruck</i>	0	Pa	<i>Wandstärke</i>	0,25	mm
<i>Temperatur bei Rückströmung</i>	1020	K	<i>äußere Wand</i>	adiabat	
<i>turb. kin. Energ k</i>	1	-	<i>Primärkanal</i>	coupled	
<i>Dissipationsrate ε</i>	1000	-	<i>Sekundärkanal</i>	adiabat	
Iterationen	12746				
Lösung	konvergent (bis auf die Energiegleichung $\rightarrow 4,2 \cdot 10^{-6}$)				

Tabelle 5.3: Eingabeparameter Modellstudie 3

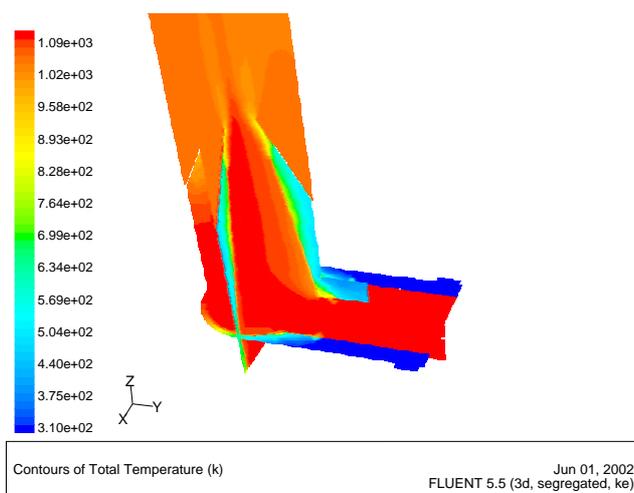
Grund wurde die Berechnung nach 12746 Iterationen abgebrochen. Alle Residuen bis auf die der Energiegleichung hatten das Abbruchkriterium schon lange unterschritten. Die Residuen der Energiegleichung waren bei einem Wert von $4,2 \cdot 10^{-6}$ (Abbruchkriterium $< 10^{-6}$). Das Ergebnis dieser Berechnung erscheint aber trotz allem physikalisch plausibel und wird daher im folgenden präsentiert.

5.3.1.2 Diagramme Modell 3



brenner51dettemp.eps

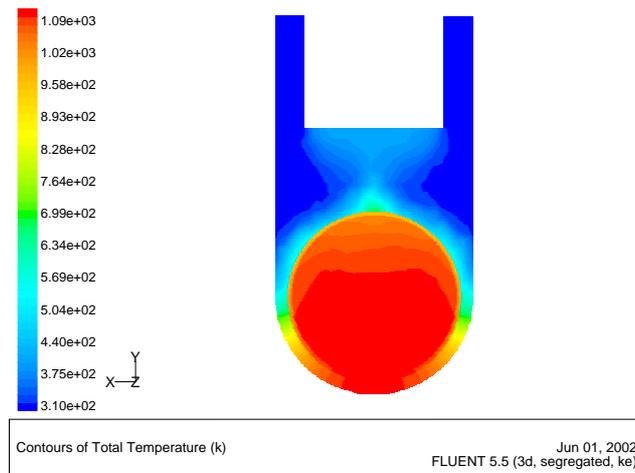
Bild 5.23: Temperaturverteilung im Kegelbereich (3)



brenner51temp3d.eps

Bild 5.24: 3D-Ansicht der Temperaturverteilung im Kegelbereich (3)

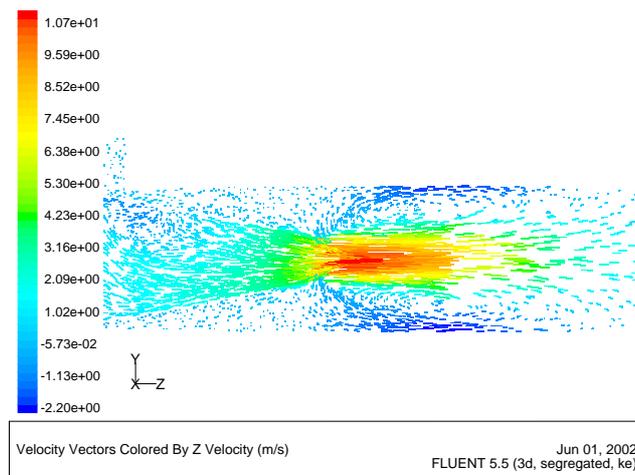
Durch den Aufbau der Brennkammer ist die Massenstromverteilung im Sekundärkanal nach der Umlenkung nicht mehr gleichmäßig über den Kreisringquerschnitt verteilt, so wie er in den Modellstudien eins und zwei angenommen wurde. An der Innenseite der Umlenkung ist der Sekundärluftmassenstrom größer und es wird daher die Sekundärluft nicht so stark erwärmt wie an der Außenseite des Modells. Dadurch entsteht die in den Bildern 5.23 und 5.24 ersichtliche Schiefelage der Temperaturverteilung im Ausströmkanal. Verstärkt wird dieser Effekt auch durch die neunzig Grad Umlenkung im Primärkanal, weil dadurch ein Totwassergebiet entsteht und somit der Wärmeübergang zwischen Primär- und Sekundärkanal an dieser Stelle auch verschlechtert wird.



brenner51plane100.eps

Bild 5.25: Temperaturverteilung im Sekundärkanal auf einem Schnitt in der xy-Ebene (3)

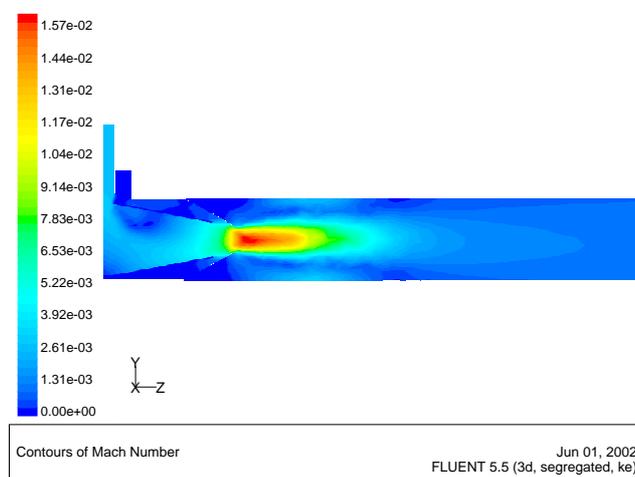
Bild 5.25 zeigt nochmals die Unterschiede in der Temperaturverteilung sowohl zwischen Innen- und Außenseite der neunzig Grad Umlenkung, als auch zwischen Primär- und Sekundärkanal.



brenner51detvel.eps

Bild 5.26: Geschwindigkeitsprofil (3)

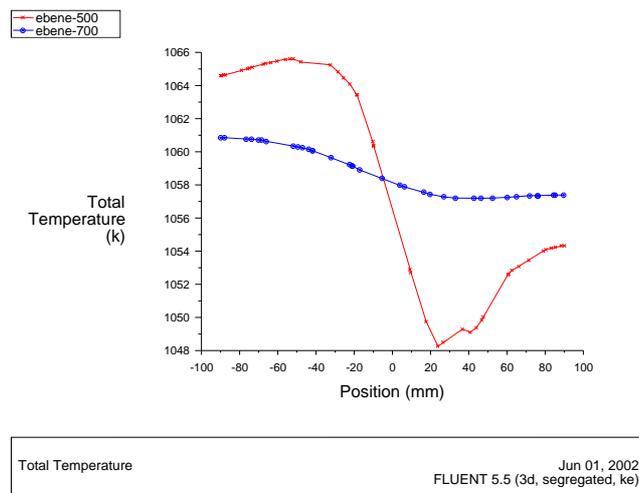
In 5.26 ist das Geschwindigkeitsprofil in z-Richtung, dargestellt durch Vektoren in der yz-Ebene, zu sehen. Im Geschwindigkeitsprofil ist das Totwassergebiet durch die Umlenkung des Gasstroms im Primärkanal sehr gut erkennbar. Durch die Beschleunigung der Strömung in den Kegeln hat dieses jedoch keine Auswirkungen auf das Geschwindigkeitsprofil im Ausströmkanal. Diese weist nur im Rückströmbereich zum Kegelauslaß geringe Unterschiede zum Geschwindigkeitsprofil in Bild 5.5 aus Abschnitt 5.1.1 auf.



brenner51mach.eps

Bild 5.27: Verteilung der Machzahlen (3)

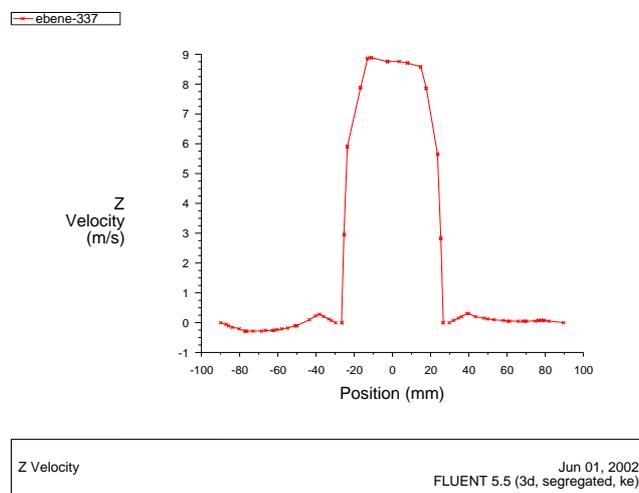
In Bild 5.27 ist die Verteilung der Machzahlen des gesamten Modells zu sehen. Da der Wert von 0,2 an keiner Stelle überschritten wird, kommt es zu keinen Kompressibilitätseffekten.



brenner51xy2.eps

Bild 5.28: Temperaturverlauf Ebene $z=500$ mm und $z=700$ mm (3)

In Bild 5.29 sind die Temperaturverläufe entlang einer Durchmesserlinie in der xy -Ebene auf Ebene $z=500$ mm und $z=700$ mm dargestellt. Die Temperaturverläufe bestätigen nochmals die durch die Umlenkung entstandene Schiefe in der Temperaturverteilung, wie schon eingangs erwähnt. Dieser Effekt ist einzig auf den ungleichmäßigen Wärmeübergang zurückzuführen und nicht auf eine Schiefe in der Geschwindigkeitsverteilung.



brenner51xyvel.eps

Bild 5.29: Geschwindigkeitsprofil z -Richtung Ebene $z=337$ mm (3)

Die negativen Geschwindigkeiten in Bild 5.29 entstehen durch die Rückströmung entlang den Wänden und die Rückströmung zum Ausströmbereich des Kegels. Auf der Seite mit der höheren Temperatur (negative y -Richtung) sind allerdings keine negativen Geschwindigkeitskomponenten mehr vorhanden.

5.4 Ergebnisse Modellstudie 4

Bei der vierten und letzten Modellstudie dieser Arbeit wurde versucht, eine reaktive Strömung mit dem Modell aus Modellstudie 1a zu simulieren. Bei der reaktiven Strömung wird nicht die Pyrolyse der Biomassepellets simuliert, sondern die Reaktion mit CH_4 als Reaktionsgas. Diese Vereinfachung wird in [9] angegeben und in Abschnitt 2.3 schon näher erläutert. Diese Modellstudie soll nur die prinzipielle Möglichkeit der Simulation einer reaktiven Strömung demonstrieren und die Unterschiede zwischen reaktiver und isothermer Strömung darstellen. Die Eingabewerte für die Massenströme werden aus einer Verbrennungsrechnung mit CH_4 als Brennstoff ermittelt.

5.4.1 Verbrennungsrechnung CH_4

Brennstoff: Erdgas CH_4		
Bezeichnung	Wert	Einheit
<i>unterer Heizwert H_u</i>	49500	kJ/kg
<i>Luftüberschuß λ</i>	1,2	1

Tabelle 5.4: Heizwert für CH_4 , Luftüberschuß [15]

5.4.1.1 Luftbedarf

Luftbedarf:

Luftmenge ohne Luftüberschuß:

$$l_{oT} = 17,34 \frac{kg}{kgBrennstoff} \quad (5.1)$$

tatsächlicher Luftbedarf:

$$l_T = \lambda \cdot l_{oT} \quad l_T = 20,8 \frac{kg}{kgBrennstoff} \quad (5.2)$$

5.4.1.2 Rauchgasmenge

Rauchgasmenge ohne Luftüberschuß:

$$v_{Go} = 1 + l_{oT} \quad v_{Go} = 18,34 \frac{kg}{kgBrennstoff} \quad (5.3)$$

tatsächliche Rauchgasmenge:

$$v_{GA} = 1 + \lambda \cdot l_{oT} \quad v_{GA} = 21,8 \frac{kg}{kg \text{ Brennstoff}} \quad (5.4)$$

5.4.1.3 Brennstoffmassenstrom, Abgasmassenstrom

Wärmeleistung, Wirkungsgrad		
Bezeichnung	Wert	Einheit
Wärmeleistung \dot{Q}_N	13	kJ/s
Feuerungswirkungsgrad η_F	0,95	-
Gesamtwirkungsgrad η_D	0,9	-

Tabelle 5.5: Brennerleistung, Wirkungsgrade der Brennkammer [15]

Brennstoffmassenstrom:

$$\dot{B} = \frac{\dot{Q}_N}{\eta_D \cdot H_u} \quad \dot{B} = 2,918 \cdot 10^{-4} \frac{kg}{s} \quad (5.5)$$

Vergaste Brennstoffmenge:

$$\dot{B}_v = \dot{B} \cdot \eta_F \quad \dot{B}_v = 2,772 \cdot 10^{-4} \frac{kg}{s} \quad (5.6)$$

Rauchgasmassenstrom:

$$\dot{m}_{GF} = \dot{B}_v \cdot [(\lambda - 1) \cdot l_{oT} + v_{Go}] \quad \dot{m}_{GF} = 6,045 \cdot 10^{-3} \frac{kg}{s} \quad (5.7)$$

Die Aufteilung des Gesamtmassenstromes in 85% Primärmassestrom und 15% Sekundärmassestrom ergibt:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{prim} &= 4,861 \cdot 10^{-3} \frac{kg}{s} \\ \dot{m}_{Gas} &= 2,772 \cdot 10^{-4} \frac{kg}{s} \\ \dot{m}_{sek} &= 9,068 \cdot 10^{-4} \frac{kg}{s} \end{aligned}$$

5.4.2 Modellstudie 4a – reaktive Strömung, c_p von CO_2 konstant

Das Modell 4 ist im Prinzip identisch mit dem Modell 1a. Es wurde lediglich der Primärkegel um ein zylinderförmiges Stück verlängert und der Gaseinlaß implementiert. Es handelt sich daher wiederum um ein dreidimensionales Modell des Primär- und Sekundärkanals mit den zwei koaxialen Kegeln und dem "tail-pipe" der in Kapitel 4.1 beschriebenen Anlage (Bild 5.30). Simuliert wird die reaktive Strömung eines CH_4 -Luftgemisches durch die koaxialen Kegel. Das Netz für dieses Modell ist wiederum ein Hybridnetz mit unterschiedlichen Schrittweiten:

Bereich 1: unstrukturiert, Schrittweite 12

Bereich 2: unstrukturiert, Schrittweite 10

Bereich 3: unstrukturiert, Schrittweite 14

Bereich 4: strukturiert, Schrittweite 20

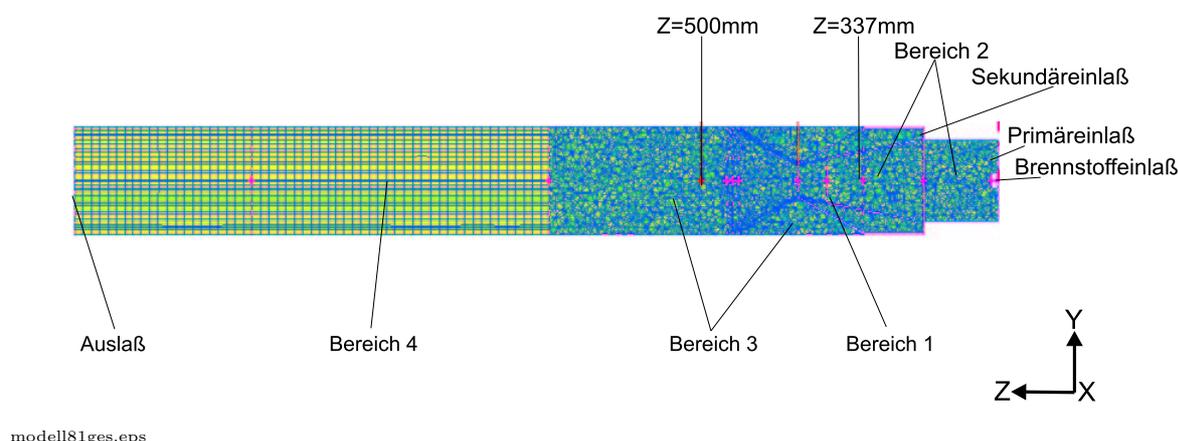
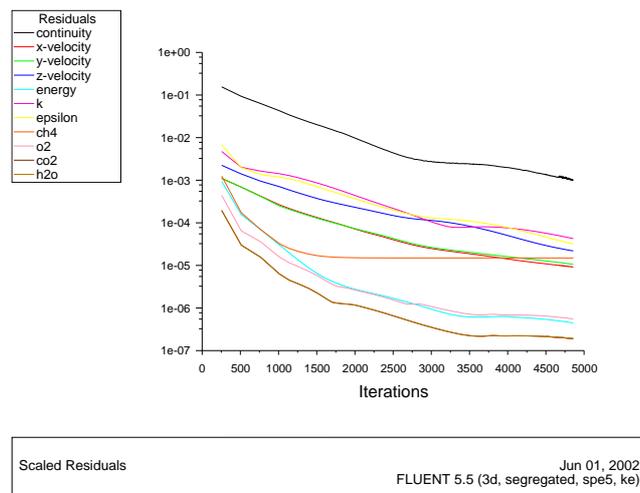


Bild 5.30: Aufbau Modell 4

Das Netz hat 23708 Knoten und 86391 Elemente. In Bild 5.30 ist die unstrukturierte tetraederförmige Struktur des Netzes, wie schon bei Modell 1a, dargestellt.

Für dieses Modell werden folgende Randbedingungen definiert:

- **Einströmrandbedingung:** Massenstromeinlaß primär, sekundär und CH_4 -Einlaß normal zum Rand
- **Ausströmrandbedingung:** Druckauslaß - wobei als Druck der Umgebungsdruck definiert wird und die mittlere Mischungstemperatur als Temperatur für die Rückströmung
- **Wände:** Kegel und Außenwände adiabatisch, Stahl
- **Fluid:** Gemisch aus Luft und CH_4 als ideales Gas



brenner81residuals.eps

Bild 5.31: Residuenverläufe (4a)

In Bild ?? sind die Residuenverläufe der einzelnen Größen dargestellt. Die Residuen konvergieren gleichmäßig und erreichen die Abbruchkriterien ohne Schwingungen.

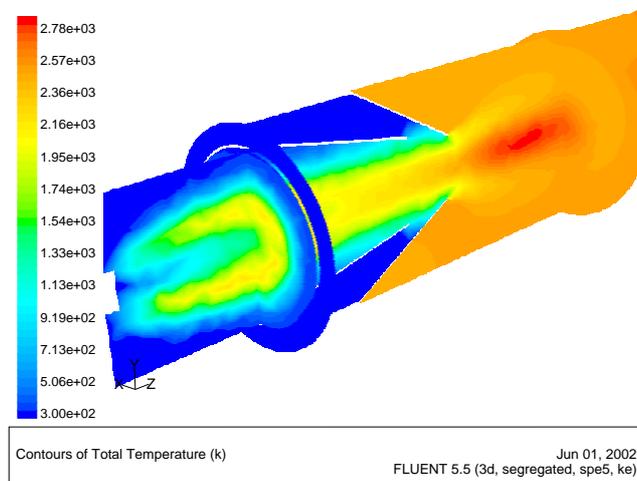
5.4.2.1 Eingabeparameter Modell 4

In folgender Tabelle sind die Eingabeparameter für die Modellstudie 4 zusammengefasst. Als Zündbedingung wird bei der Initialisierung eine Temperatur von 2000K in allen Zonen vorgegeben.

Eingabeparameter für Modellstudie 4					
Solver			Energy		
Segregated	Implicit		Enabled		
Turbulenzmodell			Material		
$k - \varepsilon$	Standart		Fluid	Luft/ CH_4	ideales Gas
			Festkörper	Stahl	
Limits			Relaxationsfaktoren		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
max. Druck	5000000	Pa	Energy	Vgbw · 0,5	-
min. Druck	1	Pa	andere Werte	Vgbw · 0,1	-
max. Temperatur	5000	K	Initialize		
min. Temperatur	1	K	compute from:	prim inlet	
Primäreinlaß			Sekundäreinlaß		
Massenstromeinlaß			Massenstromeinlaß		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
Massenstrom Luft	$4,861 \cdot 10^{-3}$	kg/s	Massenstrom	$9,068 \cdot 10^{-4}$	kg/s
Temperatur Luft	300	K	Temperatur	300	K
Massenstrom CH_4	$2,772 \cdot 10^{-4}$	kg/s	turb. kin. Energ k	1	-
Temperatur CH_4	300	K	Dissipationsrate ε	1000	-
turb. kin. Energ k	1	-	Massenanteil O_2	0,23	-
Dissipationsrate ε	1000	-			
Massenanteil O_2	0,23	-			
Massenanteil CH_4	1	-			
Auslaß			Wände		
Druckauslaß			Wand		
Bezeichnung	Wert	Einheit	Bezeichnung	Wert	Einheit
Relativdruck zum Umgebungsdruck	0	Pa	Wandstärke	0,25	mm
Temperatur bei Rückströmung	1020	K	äußere Wand	adiabat	
turb. kin. Energ k	1	-	Primärkanal	adiabat	
Dissipationsrate ε	1000	-	Sekundärkanal	adiabat	
Iterationen	4850				
Lösung	konvergent				

Tabelle 5.6: Eingabeparameter Modellstudie 4

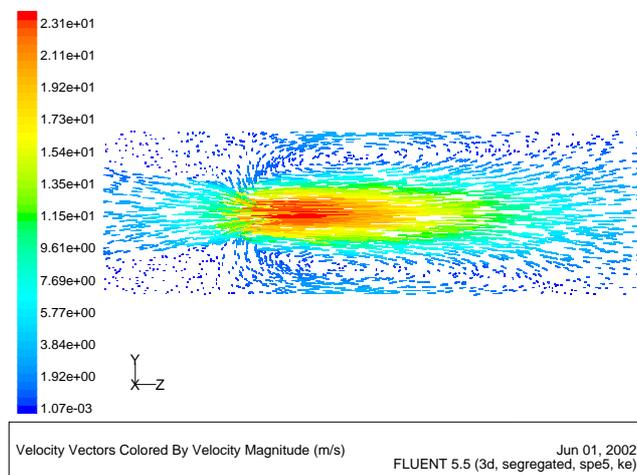
5.4.2.2 Diagramme Modell 4a



brenner81temp.eps

Bild 5.32: Temperaturverteilung (4a)

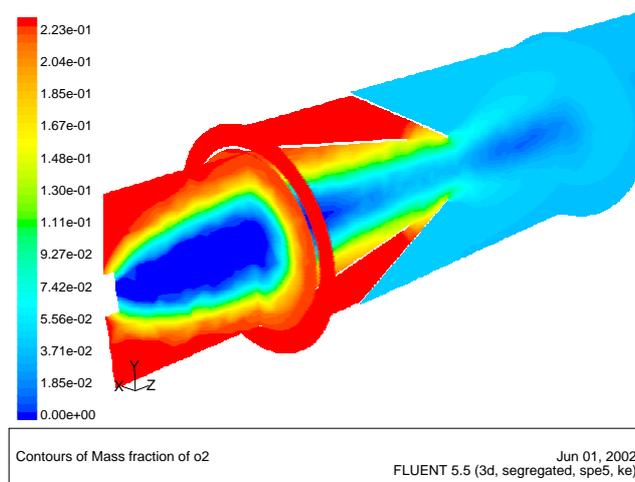
In Bild 5.32 ist die Temperaturverteilung auf einem Durchmesserlängsschnitt durch das zylinderförmige Modell, dargestellt durch Isoflächen, zu sehen. Auffallend ist, daß die maximale Temperatur auf ca. 2800 K ansteigt.



brenner81vel.eps

Bild 5.33: Geschwindigkeitsprofil in z-Richtung (4a)

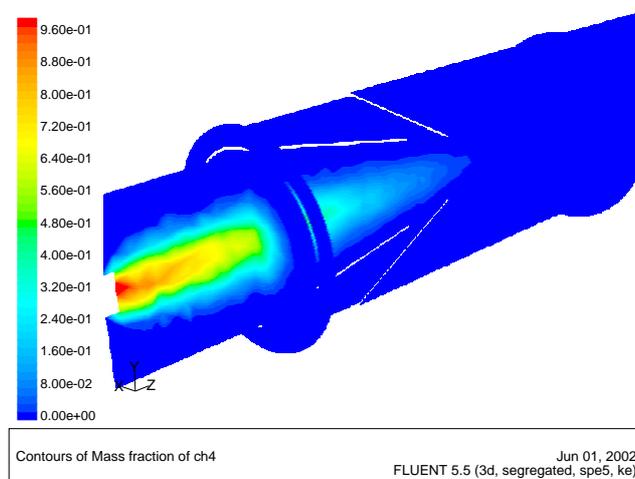
Das Geschwindigkeitsprofil in Bild 5.33 ist im Prinzip identisch mit jenem aus Modellstudie 1a.



brenner81o2.eps

Bild 5.34: Sauerstoffverteilung (4a)

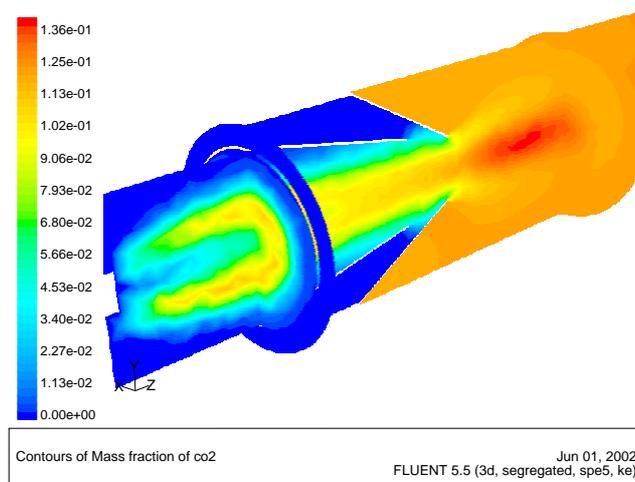
In 5.34 ist die Sauerstoffverteilung auf einem Durchmesserlängsschnitt zu sehen. Dargestellt ist der Sauerstoffmassenanteil. Durch den Luftüberschuß von 1,2 ist noch einiges an Sauerstoff im Ausströmbereich vorhanden.



brenner81ch4.eps

Bild 5.35: CH_4 -Verteilung (4a)

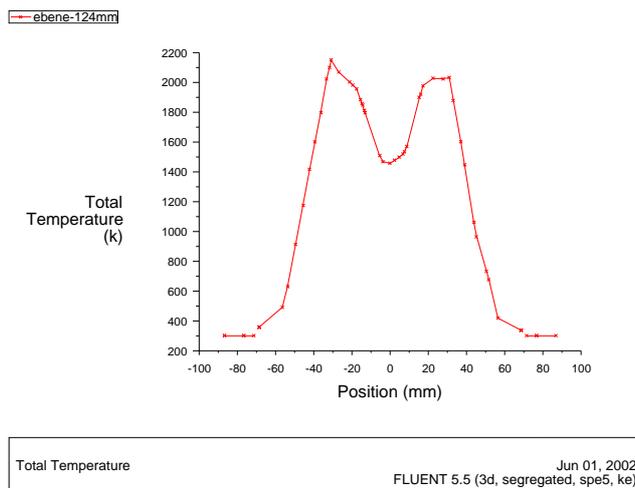
In 5.35 ist die CH_4 -Verteilung auf einem Durchmesserlängsschnitt zu sehen. Es ist eine vollständige Verbrennung vorhanden, da das gesamte CH_4 bis zum Kegelauslaß mit dem Sauerstoff reagiert hat.



brenner81co2.eps

Bild 5.36: CO_2 -Verteilung (4a)

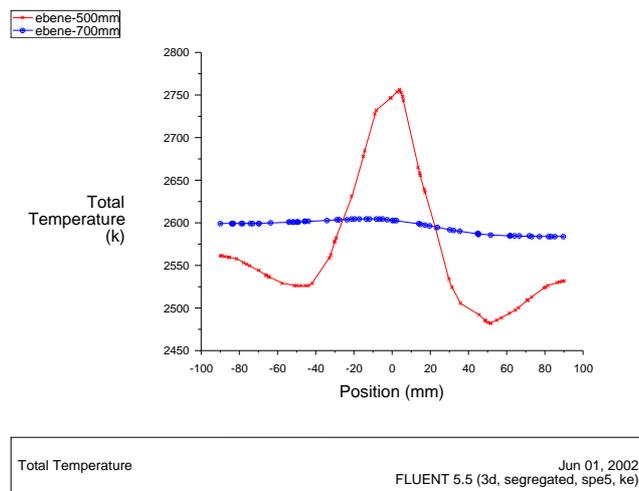
Die in Bild 5.36 dargestellte CO_2 -Verteilung entspricht genau dem Verbrennungsvorgang.



brenner81xy124.eps

Bild 5.37: Temperaturprofil auf Ebene $z=124$ mm (4a)

In Bild 5.37 ist die Temperaturverteilung auf der Ebene $z=124$ mm dargestellt. In den Randzonen, wo genug Sauerstoff vorhanden ist, findet eine optimale Verbrennung statt und die Temperatur ist auch entsprechend hoch. Im Kernbereich ist noch zuviel Brennstoff vorhanden und die Verbrennung somit noch unvollständig und daher auch die Temperatur entsprechend niedriger.



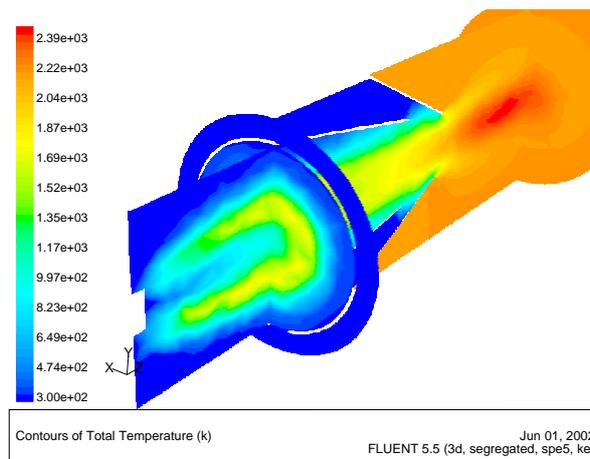
brenner81xy2.eps

Bild 5.38: Temperaturverteilung auf den Ebenen $z=500$ mm und $z=700$ mm (4a)

Wie schon erwähnt, steigt die maximale Temperatur bei der Verbrennung auf ca. 2800 K an. Ebenso erhöht sich auch das Temperaturniveau auf Ebene $z=337$ mm in Bild 5.38 gegenüber Modell 1a beträchtlich.

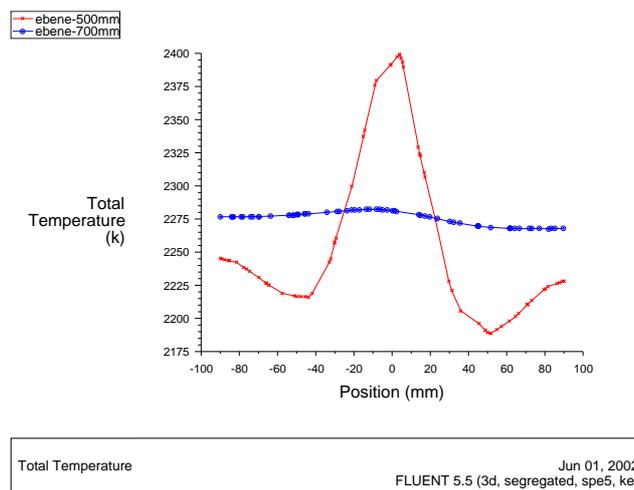
5.4.3 Modellstudie 4b – reaktive Strömung, spezifische Wärmekapazität c_p des CO_2 nicht konstant

Bei der obigen Simulationsrechnung der Modellstudie 4a wurde die spezifische Wärmekapazität von CO_2 als konstant angenommen. Dies führte zu einem relativ hohen Temperaturniveau der adiabaten Verbrennung. Da die Annahme von konstantem c_p des CO_2 aber nicht realistisch, ist wurde nochmals eine Rechnung mit einer polynomförmigen Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität des CO_2 durchgeführt. Ansonsten sind alle Parameter gleich wie in Modellstudie 4a. Die Ergebnisse sind im folgenden dargestellt.



brenner82temp.eps

Bild 5.39: Temperaturverteilung (4b)



brenner82xy2.eps

Bild 5.40: Temperaturverteilung auf den Ebenen $z=500$ mm und $z=700$ mm (4b)

Durch die polynomförmige Temperaturabhängigkeit des c_p von CO_2 hat sich das maximale Temperaturniveau auf ca. 2400 K gesenkt, wie den Bildern 5.39 und 5.40 zu entnehmen ist.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die numerische Strömungssimulation von Brennkammern nicht mehr nur eine Domäne für großindustrielle Feuerungen sind, sondern verstärkt auch in kleinerem Maßstab, wie zum Beispiel Biomassebrennkammern, eingesetzt werden. Gerade in diesem Bereich wurde in den letzten Jahren viel geforscht und entwickelt um einerseits bestehende Modelle und Programmcodes für Biomassefeuerungen zu adaptieren und andererseits neue zu entwickeln. Ein sehr leistungsfähiges und universell einsetzbares Werkzeug auf diesem Gebiet ist das in dieser Arbeit verwendete Programmpaket FLUENT. Es bietet neben einer Vielzahl von bereits implementierten Modellen und Funktionen auch die Möglichkeit eigene, z. B.: Verbrennungsmodelle, zu implementieren. Die Modellerstellung und Netzgenerierung mit GAMBIT stellt keinerlei Probleme dar, wengleich GAMBIT ein wenig umständlich in der Handhabung ist. FLUENT selbst ist sehr umfangreich, sodaß eine gewisse Einarbeitungszeit erforderlich ist um Simulationsrechnungen durchführen zu können. Doch auch während der Arbeit mit FLUENT sind regelmäßige Blicke in das Handbuch immer wieder von Nöten.

Bei den, in dieser Arbeit durchgeführten, Modellstudien traten keinerlei Probleme auf und auch die Ergebnisse entsprachen durchaus den Erwartungen. Bei den Modellstudien eins und zwei gab es zunächst Verwunderung über asymmetrische Temperaturfelder im Ausströmbereich. Bei genauerer Betrachtung, stellten sich diese jedoch als ein Problem in der farblichen Auflösung der Ergebnisdarstellung heraus. Ansonsten war bei beiden Modellstudien die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung symmetrisch. Die Berücksichtigung des Wärmeübergangs hat beim Modell 1b eine geringe Auswirkung auf das Geschwindigkeitsprofil im Bereich der Wandrückströmung.

Bei der Modellstudie 2, mit der geänderten Kegelgeometrie, sinkt die maximale Geschwindigkeit geringfügig von 10,3 m/s auf 10,2 m/s. Die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung ist, wie bei Modellstudie 1, symmetrisch und brachte gegenüber dieser keine neuen Erkenntnisse.

Nachdem Modellstudien eins und zwei die erwarteten Ergebnisse bezüglich des Strömungs- und Temperaturfeldes erfüllt haben, wurde mit Modellstudie 3 untersucht, ob die Strömungsumlenkung um neunzig Grad und der Querschnittsübergang von rechteckig auf rund Auswirkungen auf das Strömungsfeld im Ausströmbereich haben. Wie aus den Ergebnissen ersichtlich, haben diese Faktoren keine Auswirkung auf das Strömungsfeld oberhalb der Kegel, da das Fluid nach der Umlenkung in den Kegeln stark beschleunigt

wird. Nur im Bereich der Rückströmung zum Kegelauslaß ist eine kleine Asymmetrie im Geschwindigkeitsfeld vorhanden (Bild-5.29). Das Temperaturfeld ist durch die Umlenkung allerdings nicht mehr symmetrisch, da an der Innenseite der Querschnitt im Sekundärkanal größer ist und daher der Sekundärluftmassenstrom an dieser Stelle auch größer ist. Die Sekundärluft wird also aufgrund der ungleichen Massenstromverteilung nicht mehr gleichmäßig vom Primärkanal erwärmt und das wirkt sich auf die Temperaturverteilung im Ausströmbereich aus (Bild-5.23).

Da in den bisherigen Modellstudien eins bis drei nur isotherme Strömungen simuliert wurden, wurde in Modellstudie 4 der Versuch unternommen, eine reaktive Strömung mit Luft und CH_4 als Reaktionsgase zu simulieren. Als wichtigstes Ergebnis dieser Simulationsrechnung ist der Temperaturanstieg auf ca. 2800 K anzuführen, welcher durch die Verbrennungsreaktion entsteht. Durch Festlegung einer polynomförmigen Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität von CO_2 sinkt das Temperaturniveau auf ca. 2400K was in etwa der Temperatur der adiabaten Verbrennung von CH_4 entspricht.

Um eine genaue Aussage über die Flammenform und die Temperaturverteilung am Austritt des Schutzrohres treffen zu können, sollte die gesamte Brennkammer inklusive des Wärmetauschers reaktiv mit CH_4 , wie in [9] angegeben, simuliert werden. Ein weiterer Schritt wäre eine vollständige Verbrennungssimulation der Pelletsschüttung um genaue Aufschlüsse über das Temperaturniveau zu bekommen.

Literaturverzeichnis

- [1] Suhas V. Patankar: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. *Hemisphere Publishing Corporation, New York Washington Philadelphia London, 1980.*
- [2] Berthold Noll: Numerische Strömungsmechanik. *Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1993.*
- [3] Herbert Steinrück: Grundlagen der Numerische Strömungsmechanik. *Skriptum, Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung, TU-Wien, 2001.*
- [4] E. Stiefel: Einführung in die numerische Mathematik. *Teubner Verlag, Stuttgart, 1965.*
- [5] H. Knaus, S. Richter: On the application of different turbulence models for the computation of fluid flow and combustion processes in small wood heaters. *Experimental Thermal and fluid Science, Volume 21, S99–S108, 1999.*
- [6] A. Strehler: Technologies of wood combustion. *Ecological Engineering, Volume 16, S25–S40, 2000.*
- [7] J. M. Jones, M. Pourkashanian, A. Williams, D. Hainsworth: A comprehensive biomass combustion model. *Renewable Energy, Volume 19, S229-S234, 2000.*
- [8] Tamara Borowski: Grundlegende Untersuchung zur numerischen Simulation von Zweiphasenströmungen in Strahlschaufelapparaten. *Diplomarbeit, Institut für Verfahrenstechnik, TU-Berlin, 2000.*
- [9] C. K. W. Ndiema, F. M. Mpendazoe, A. Williams: Emissions of Pollutants from a Biomass Stove *Energy Convers. Mgmt. , Volume 39, Nr. 13, S1357-S1367, 1998.*
- [10] V. Novozhilov, B. Moghtaderi, D.F. Fletcher, J.H. Kent: Computational Fluid Dynamics Modelling of Wood Combustion. *Fire Safety Journal, Volume 27, S69-S84, 1996.*
- [11] Handbuch FLUENT 5. *FLUENT Inc., 1998.*
- [12] Handbuch GAMBIT 1,4. *FLUENT Inc., 1998.*
- [13] Fluent Inc. : Is My Simulation Converged? *Fluent News, Winter 2001, Article 20.*
- [14] Bundesanstalt für Landtechnik: Prüfbereich Pellets-Heizung HSV 15. *BLT-Aktzahl 179/98, Protokollnummer 026/99, Bundesanstalt für Landtechnik, 1999.*

- [15] Wladimir Linzer: Grundzüge Wärmetechnische Anlagen. *Skriptum*,
Institut für Technische Wärmelehre, TU-Wien, 1998.