



Rainhard Steiner, BSc

CFD Berechnungen mit ANSYS Fluent für den Anwendungsbereich Tunnel

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades
Diplomingenieur
Masterstudium Maschinenbau / Wirtschaftsingenieurwesen - Maschinenbau

eingereicht an der

Technischen Universität Graz

Betreuer/in

Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Peter-Johann Sturm
Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik

Zweitbetreuer/in

Dipl.-Ing. BSc Daniel Fruhwirt
Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik

Graz, April 2021



Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik
Vorstand: Univ.-Prof. DI Dr. Helmut Eichseder

Vorwort

Die vorliegende Masterarbeit wurde am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik, Fachbereich Verkehr und Umwelt, erstellt. An dieser Stelle möchte ich Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Peter-Johann Sturm meinen Dank aussprechen, für die Ermöglichung dieser Arbeit und die rasche Durchsicht und Korrektur.

Ebenfalls danken möchte ich meinem Betreuer Dipl.-Ing. BSc Daniel Fruhwirt für die große fachliche Hilfestellung und Erstkontrolle der Arbeit.

Großer Dank gilt allen Menschen die es geschafft haben mich trotz des oft sehr zähen Fortschritts aufzumuntern und damit einen erheblichen Anteil an der Fertigstellung der Arbeit tragen.

Mein größter Dank allerdings gilt meiner Familie, die mir durch die bedingungslose Unterstützung das Studium ermöglicht und immer Rückhalt gegeben hat.

Inhaltsverzeichnis

FORMELZEICHEN, INDIZES UND ABKÜRZUNGEN	VI
EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG	IX
ZUSAMMENFASSUNG	X
ABSTRACT	XI
1 EINLEITUNG	1
2 THEORETISCHE GRUNDLAGEN	2
2.1 THERMO- UND FLUIDDYNAMIK	3
2.1.1 <i>Eigenschaften von Fluiden</i>	3
2.1.2 <i>Grundgleichungen</i>	3
2.1.3 <i>Wärmeübergang</i>	5
2.1.4 <i>Berechnung von Stoffgrößen</i>	6
2.1.5 <i>Modellierung von Wärmequellen</i>	7
3 GRUNDLAGEN DER CFD	8
3.1 DISKRETISIERUNG	8
3.1.1 <i>Diskretisierung des Raums</i>	8
3.1.2 <i>Diskretisierung der Zeit</i>	9
3.1.3 <i>Diskretisierung der Momentengleichung</i>	9
3.2 DAS RECHENGITTER	10
3.2.1 <i>Netzqualität</i>	11
3.2.2 <i>Dicke der Randzellen</i>	12
3.3 TURBULENZMODELLE	13
3.3.1 <i>Direkte Numerische Simulation (DNS)</i>	14
3.3.2 <i>Large Eddy Simulation (LES)</i>	14
3.3.3 <i>Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)</i>	14
3.4 DRUCKBASIERTE SOLVER	17
3.5 NUMERISCHE GRUNDBEGRIFFE	18
4 BERECHNUNG VON DRUCKVERLUSTKOEFFIZIENTEN	19
4.1 BETRACHTETE GEOMETRIEN	19
4.2 DIE NETZERSTELLUNG	20
4.3 SOLVEREINSTELLUNGEN	22
4.4 AUSWERTUNG DER ERGEBNISSE	24
4.4.1 <i>Bestimmung der Lage der Messebenen</i>	24
4.4.2 <i>Bestimmung der Druckverlustbeiwerte</i>	24
4.4.3 <i>Berechnete Druckverlustbeiwerte</i>	25
5 BRANDMODELLIERUNG	27
5.1 MESSDATEN KORALMTUNNEL	30
5.1.1 <i>Geschwindigkeitsprofil</i>	30
5.1.2 <i>Brennstoffmassenstrom</i>	30
5.2 NETZERSTELLUNG	32
5.2.1 <i>Geometrien</i>	33
5.2.2 <i>Charakterisierung der Vernetzung für Geometrie a</i>	34
5.2.3 <i>Charakterisierung der Vernetzung für Geometrie b</i>	34
5.2.4 <i>Charakterisierung der Vernetzung für Geometrie c und d</i>	35
5.2.5 <i>Netzunabhängigkeit</i>	35
5.3 WÄRMESTROMMODELLIERUNG	36
5.3.1 <i>Wärmefreisetzung über direkten Wärmestrom</i>	36
5.3.2 <i>Wärmefreisetzung als Enthalpiestrom</i>	39
5.3.3 <i>Bestimmung des einströmenden Rauchgasmassstroms</i>	42
5.4 DATENEINGABE IN ANSYS FLUENT	44
5.5 AUSWERTUNG DER ERGEBNISSE	48
5.6 DISKUSSION	52

6	SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK	53
	LITERATUR.....	54
	ANHANG.....	56
A	HARDWARE	56
B	GESCHWINDIGKEITSPROFILE DRUCKVERLUSTBERECHNUNG.....	57
B.1	FALL 1	57
B.1.1	<i>Fall 1 Fahrtrichtung.....</i>	<i>57</i>
B.1.2	<i>Fall 1 entgegen Fahrtrichtung.....</i>	<i>58</i>
B.2	FALL 2	59
B.2.1	<i>Fall 2 in Fahrtrichtung.....</i>	<i>59</i>
B.2.2	<i>Fall 2 entgegen Fahrtrichtung.....</i>	<i>60</i>
B.3	FALL 3	61
B.3.1	<i>Fall 3 in Fahrtrichtung.....</i>	<i>61</i>
B.3.2	<i>Fall 3 entgegen Fahrtrichtung.....</i>	<i>62</i>
C	BRANDMODELLIERUNG	63
C.1	POLYNOMKOEFFIZIENTEN FÜR CP	63
C.2	TEMPERATURSCHICHTUNGEN	64
C.2.1	<i>Vereinfachte Geometrie Messpunkt 5.....</i>	<i>64</i>
C.2.2	<i>Vereinfachte Geometrie Messpunkt 6.....</i>	<i>65</i>
C.2.3	<i>Detaillierte Geometrie Messpunkt 5.....</i>	<i>66</i>
C.2.4	<i>Detaillierte Geometrie Messpunkt 6.....</i>	<i>67</i>

Formelzeichen, Indizes und Abkürzungen

Lateinische Formelzeichen

a	m/s	Schallgeschwindigkeit
A	m^2	Fläche, Oberfläche, Querschnittsfläche
A	–	präexponentieller Faktor
$c_p ; c_v$	J/(kg·K)	spezifische isobare; isochore Wärmekapazität
$C_{mp} ; C_{mv}$	J/(mol·K)	molare isobare; isochore Wärmekapazität
C_f	–	Oberflächenreibungswiderstandsbeiwert
C	div	Konstante
d	m	Durchmesser
D	cm^2/s	Diffusionskoeffizient
e	J/kg	spezifische Energie; Exergie
f	N/m^3	spezifische Körperkraft
h	J/kg	spezifische Enthalpie
H_u	kJ/kg	spezifischer Heizwert (früher: unterer Heizwert)
H_{ch}	kJ/kg	chemischer Heizwert
H_{konv}	kJ/kg	konvektiver Heizwert
H_{rad}	kJ/kg	Heizwert infolge Wärmestrahlung
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie
l	m	Länge
L_t	m	charakteristische Länge
m	kg oder mol	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
M	g/mol	molare Masse
n	(k)mol	Stoffmenge, Molzahl
p	bar, Pa	Druck
p_i	bar, Pa	Partialdruck der Komponente i
P	m	benetzter Umfang
Q	J	Wärme
\dot{Q}	W	Wärmestrom
q	J/kg	spezifische Wärme(menge)
\dot{q}	W/m^2	spezifischer Wärmestrom
R	J/(kg·K)	spezifische Gaskonstante
s	J/(kg·K)	spezifische Entropie
S	J/K	Entropie
t	s	Zeit
T	K	thermodynamische Temperatur
u	m/s	Geschwindigkeit
U_t	m/s	charakteristische Geschwindigkeit
v	m^3/kg	spezifisches Volumen
V	m^3	Volumen
V_m	$m^3/kmol$	Molvolumen
x	m	Koordinate
y	m	Koordinate
y^+	–	dimensionsloser Wandabstand
z	m	Koordinate

Konstanten

$R_m = N_A \cdot k_B = 8,3145$ J/(mol·K) allgemeine (molare) Gaskonstante

Griechische Formelzeichen

α	° ; rad	Winkel
ε	m^2/s^3	Dissipation
ζ	–	Druckverlustbeiwert
λ	W/(m·K)	Wärmeleitfähigkeit
μ_i	–	Masseanteil der Komponente i
$\nu = \eta/\rho$	m^2/s	kinematische Zähigkeit, Viskosität
ν_i	–	Molanteil der Komponente i
ρ	kg/m^3	Dichte
τ	N/m^2	Schubspannung
ω	s^{-1}	charakteristische Frequenz
Φ		Beliebiger Skalar, Transportgröße

Operatoren und Bezeichnungen

d	vollständiges Differential
δ	unvollständiges Differential
∂	partiell Differential
\prod	Produkt
\sum	Summe
Δ	Differenz zweier Größen; Laplace-Operator

Weitere Indices und Abkürzungen

$_0$	Bezugszustand (z. B. $p_0 = 1$ atm Bezugsdruck); Strömungsrichtung nach
$_1$	Strömungsrichtung vor
1D	eindimensional
3D	dreidimensional
ch	chemisch
CFD	Computational Fluid Dynamics
CGGW	Chemisches Gleichgewicht
D	Diffusion
ein	ein, (Behälter-) Eintritt; eingebracht, einströmt
FDS	Fire Dynamics Simulator
Geo	Geometrie
ges	gesamt
h	hydraulisch
hept	Heptan
k	Kilo (10^3); Anzahl der Komponenten
konv	konvektiv
konst	konstant
m	mittel; molar
max	maximal
min	minimal
M	Mega (10^6)

MP	Messpunkt
o	obere
$Re = cl/\nu$	Reynolds-Zahl
QS	Querschlag
s	spezifisch
SFPE	Verweis auf die Literatur [23]
u	untere, Umgebung
zu	zugeführt(e) (Wärme)

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Das in TUGRAZonline hochgeladene Textdokument ist mit der vorliegenden Masterarbeit identisch.

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources/resources, and that I have explicitly indicated all material which has been quoted either literally or by content from the sources used. The text document uploaded to TUGRAZonline is identical to the present master's thesis.

Rainhard Steiner

Graz, 10.3.2021

Zusammenfassung

Die numerische Strömungssimulation hat sich seit geraumer Zeit den Ruf eines sehr zuverlässigen und kostengünstigen Werkzeugs erarbeitet. Auch im Bereich des Tunnelbaus sind die Vorteile nicht von der Hand zu weisen. Diese Arbeit befasst sich mit zwei unterschiedlichen im Tunnelbau auftretenden Strömungsproblemstellungen.

Der erste Teil dieser Arbeit befasst sich mit der Berechnung von Druckverlustkoeffizienten für in Straßentunneln möglichen Bauformen von Nischen für Überkopfwegweiser. Die dafür benötigten Druckdifferenzen werden per CFD Simulation ermittelt. Für die Modellierung wird das ANSYS Softwarepaket verwendet. Die Berechnung selbst erfolgt mit ANSYS Fluent. Dazu werden zuerst die Geometrien mittels Spaceclaim erstellt und im ANSYS Fluent Meshing Tool vernetzt. Für die anschließende Simulation werden geeignete Stoffgrößen und in Straßentunneln übliche Randbedingungen gewählt.

Zur Verifikation der Ergebnisse wird ein Vergleichskörper mit Geometrieigenschaften ähnlich denen die untersucht werden sollen simuliert. Für diesen Körper liegen mithilfe des tatsächlichen Versuchs ermittelte empirische Zusammenhänge vor, mit denen der Druckverlustkoeffizient berechnet werden kann. Durch einen Abgleich der empirisch errechneten und den aus der Simulation erhaltenen Daten wird die Plausibilität des Simulationsmodells bestätigt. Schließlich wird das Modell auf die zu untersuchenden Geometrien angewendet und die jeweiligen Druckverlustkoeffizienten werden berechnet.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird untersucht, ob die Möglichkeit besteht in ANSYS Fluent mithilfe eines sehr vereinfachten Wärmeflussmodells die Wärmeausbreitung im Brandfall zu simulieren. Zielsetzung ist dabei die Erstellung eines Modells, das sowohl in der Anwendung einfach als auch bei leichter Varianz der Eingabeparameter zuverlässig ist. Außerdem soll der Rechenbedarf niedrig sein, um gegebenenfalls auf einem Desktoparbeitsplatz rechnen zu können. Die Grundlage für die Simulation bilden die Messdaten eines im Koralmtunnel real durchgeführten Brandversuchs und die Arbeit von Schwingenschlögl [21] der ebendiese Brandversuche bereits mit der Simulationssoftware FDS (Fire Dynamics Simulator) untersucht hat und dessen Ergebnisse als Benchmark dienen.

Es werden zwei Detaillierungsgrade der Geometrie untersucht. Da eine detailliertere Geometrie ein feineres Netz fordert und dadurch indirekt auch auf die Rechenzeit Einfluss nimmt, wird untersucht wie weit die Geometrie vereinfacht werden kann ohne die Ergebnisse zu beeinflussen. Da eine Brandsimulation mittels Verbrennungsreaktionen als zu Rechenintensiv angesehen wird, werden Ersatzmodelle erstellt. Diese unterscheiden sich durch die Art der Modellierung. Anschließend werden die Ergebnisse aller Simulationen mit den realen Messwerten und mit den in FDS [21] erhaltenen Ergebnissen verglichen und so die Anwendbarkeit festgestellt. Abschließend wird festgestellt ob eine vereinfachte Modellierung in ANSYS Fluent die Anforderungen erfüllt oder eine Verwendung von FDS vorzuziehen ist.

Bei diesem Vergleich zeigt sich, dass die gewählten Ersatzmodelle sehr weit von den gemessenen Daten abweichen. Der Einfluss des Detailgrades der Geometrie ist sehr groß und eine Vereinfachung daher nur sehr beschränkt möglich. Obwohl die Netzerstellung in ANSYS Fluent wesentlich mehr Einstellmöglichkeiten bietet ist der Rechenaufwand um ein Vielfaches höher als bei FDS. Dadurch ergibt sich weder bei der Genauigkeit noch bei der Rechenzeit ein Vorteil gegenüber FDS.

Abstract

Ever since computational power became widely available numerical simulation has proven to be a very useful and cost effective tool. Even in the field of tunnel engineering the advantages are not to be underestimated. This Thesis features two different problems which are common in planning and designing tunnels.

The first part of this Thesis is about the calculation of pressure loss coefficients for different designs of niches for overhead signposts in road tunnels. The pressure loss used as the base for the calculation should be obtained from a numerical CFD simulation. For modeling, the ANSYS software package is used. The calculation itself is done with ANSYS Fluent. Spaceclaim is used for the generation of geometries and the ANSYS meshing tool was used for the meshing process. For the subsequent simulation suitable fluid properties and typical flow velocities in road tunnels are selected.

To verify the results, a reference case with geometrical properties similar to those to be examined is simulated. For this case there are empirical functions that have been determined using the on-site testing. These formulas can be used to calculate the pressure loss coefficient. Using this empirical data, for a comparison of the results, the plausibility of the simulation can be verified. Finally, the model is applied to the geometries to be examined and the respective pressure loss coefficients are calculated.

The second part of this work is the attempt to find a simple ANSYS Fluent model for the simulation of the thermal conditions in case of fire with the help of a very simplified heat flow model. The goal is to create a model that is both easy to use and reliable even with slight variance of the input parameters. In addition, the processing power requirement should be low in order to be able to use a desktop workstation for calculations if necessary. The base for the simulation are measured data gained in real fire test carried out in the Koralm tunnel and the thesis of Schwingenschlögl [21] who has already simulated these fire tests using FDS (Fire Dynamics Simulator) software and whose results serve as a benchmark.

The geometry is modeled using two different levels of detail. Since the geometry has a significant influence on the required number of mesh cells and thus indirectly also on computing time, it is examined how big the influence of a simplified geometry is. Since a fire simulation using combustion simulation is considered to be too computationally intensive, substitute models are created. These differ in their respective type of modeling. The results of all simulations are then compared with one another, with values measured during the fire tests at Koralm and with the values created in FDS [21], thus determining the applicability. Finally, a judgment should be made if a simplified modeling in ANSYS Fluent meets the requirements or whether the use of FDS is preferable.

The comparison shows that the selected substitute models produce results that differ quite much from the measured data. The influence caused by the selected degree of detail in the geometry is very big and simplification is therefore only possible to a very limited extent. Although the meshing process in ANSYS Fluent has significantly more settings to offer, the computational effort also is many times higher than with FDS. As a result, there is no advantage over FDS in terms of accuracy or computing time.

1 Einleitung

Die Sicherheitsanforderungen an Tunnel sind sehr hoch und oft von der Annahme eines Brandszenarios getrieben. Gerade in einer Zeit in der die Verkehrszahlen jährlich steigen ist ein solcher Fokus absolut notwendig. Einen wichtigen Beitrag zur Sicherheit trägt die Tunnellüftung bei. Um eine Reibungslose Funktion im Brandfall zu ermöglichen, ist eine entsprechende Auslegung dieser Anlagen notwendig. Diese kann aber nur gewährleistet werden, wenn sie auf Basis einer gut fundierten Datenlage geplant wird.

Im Zuge der Inbetriebnahme von Tunnellüftungsanlagen werden regelmäßig Brandversuche zum Zweck der Nachweiserbringung der Funktionalität durchgeführt. Diese Brandversuche sind jedoch stark in Hinblick auf die Wärmefreisetzung beschränkt, um mögliche Schäden für Einbauten vorzubeugen. Realbrandversuche mit sehr hohen Wärmefreisetzungsraten (>10 MW) sind selten und werden meist in eigens dafür vorgesehenen Testtunnelanlagen durchgeführt. Für den allgemeinen Fall werden Brände in dieser Größenordnung mittels numerischer Simulation untersucht.

Die nachfolgend im Grunde zweiteilige Arbeit befasst sich mit der Modellierung von Strömungsfällen, wie sie in Tunneln vorkommen. Im ersten Teil wird die numerische Simulation dazu verwendet die Druckverlustkoeffizienten von Nischen für Überkopfwegweiser in Straßentunneln zu berechnen, um die Effizienz der einzelnen Ausführungsmöglichkeiten abzuschätzen und eine Grundlage für die Auslegung von Lüftungsanlagen zu liefern. Im zweiten Teil wird untersucht, ob eine einfache Brandmodellierung ohne Simulation der chemischen Reaktionen ein valides Mittel darstellt. Außerdem wird der Einfluss des Simplifizierungsgrades der Geometrie auf die Simulationsergebnisse ermittelt. Abschließend soll geklärt werden, ob die Anwendung des in dieser Arbeit verwendeten ANSYS Fluent dem Programm FDS für diese Anwendung vorzuziehen ist.

2 Theoretische Grundlagen

Um plausible Ergebnisse bei der Simulation mit CFD Programmen, wie im vorliegenden Fall mit ANSYS Fluent, zu erhalten, ist es nötig ausreichende Kenntnisse über die physikalischen Grundlagen zu besitzen. Bei der Lösung des Problems wird grundsätzlich eine Vorgangsweise wie in Bild 2.1 dargestellt gewählt. Eine solche Vorgangsweise ist disziplinübergreifend gültig und für eine strukturierte Arbeitsweise sehr hilfreich.

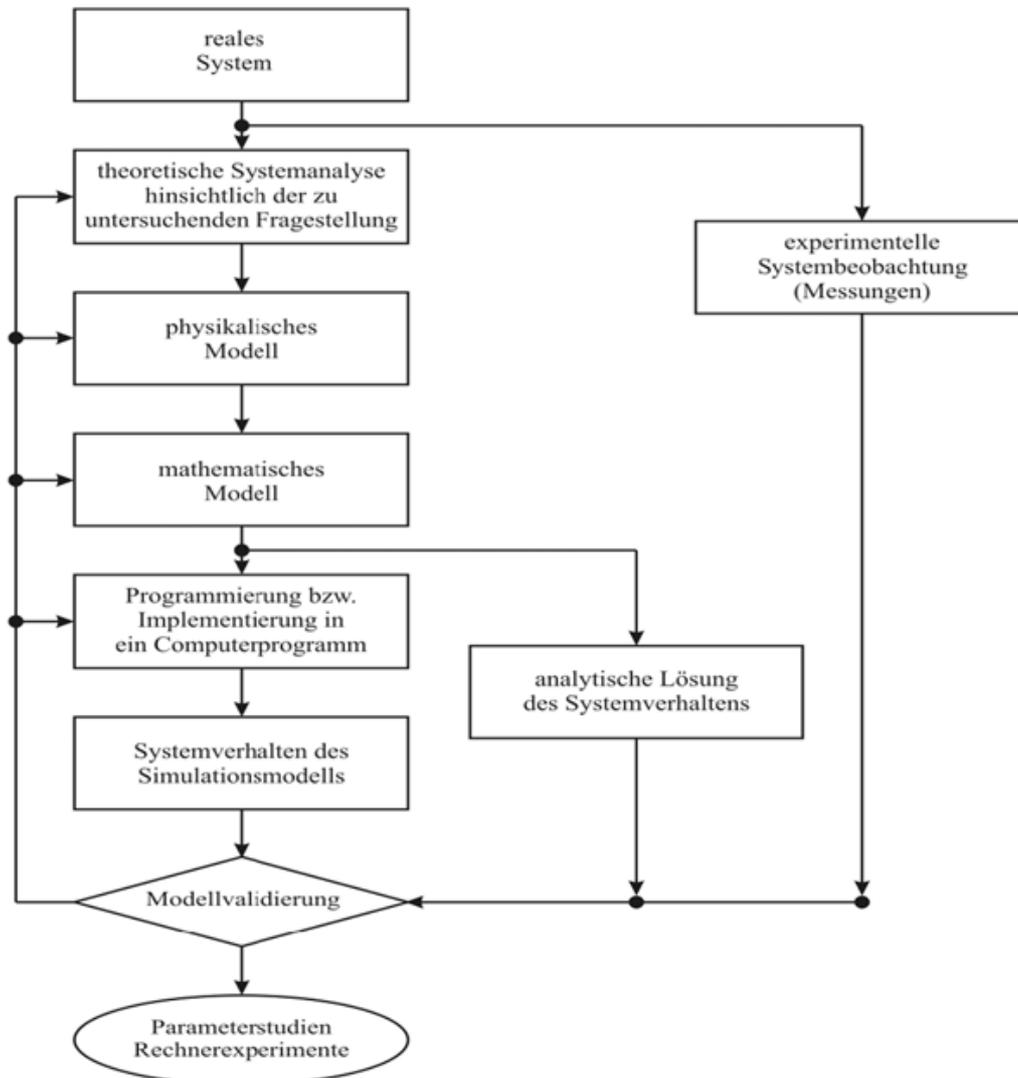


Bild 2.1: Klassische Vorgangsweise bei der Simulation [1]

So wird nach Definition der zu untersuchenden Parameter das Modell unter Berücksichtigung der zugrunde liegenden physikalischen Gesetze und vorhandener Rechnerinfrastruktur vereinfacht. Anschließend werden die für die Simulation relevanten und als Ausgabe gewünschten physikalischen Parameter definiert. Nach Festlegung der Rechenmodelle und anschließender Simulation werden die Ergebnisse mit vorhandenen Messdaten verglichen. Dies ist ein wichtiger Schritt, um die Plausibilität der Ergebnisse zu verifizieren. Ist ein Vergleich aufgrund fehlender Messwerte nicht möglich, wird das Rechenmodell üblicherweise auf einen dem Grundproblem ähnlichen Fall angewendet, für den Versuchsergebnisse verfügbar sind. Die nachfolgenden Kapitel erläutern die für die physikalische und mathematische Modellierung nötigen Grundlagen.

2.1 Thermo- und Fluidodynamik

2.1.1 Eigenschaften von Fluiden

Ein Fluid ist im Wesentlichen durch zwei Eigenschaften charakterisiert [2]:

- Es ist ein Kontinuum
- Es kann im Ruhezustand lediglich Druck-, aber keine Zug oder Scherkräfte aufnehmen.

Die Definition eines Fluids erfolgt im Wesentlichen durch vier Zustandsgrößen. Der Temperatur T , den Druck p , der Energie E und den Geschwindigkeitsvektor u . Im dreidimensionalen Fall besteht dieser Geschwindigkeitsvektor wiederum aus drei den Koordinatenachsen zugeordneten Komponenten. Eine Messung dieser Größen ist in den meisten Fällen nicht praktikabel oder gar nicht möglich. Für die Berechnung der Unbekannten sind grundlegende physikalische Zusammenhänge nötig. Die wichtigsten dieser Zusammenhänge werden in diesem Kapitel aufgeführt. Für eine detaillierte Beschreibung der Zusammenhänge wird an entsprechender Stelle auf die Fachliteratur [2],[3] verwiesen. Wie jedes Material definiert sich auch jedes Fluid durch Stoffwerte. Diese müssen experimentell bestimmt werden. Nachfolgend werden die wichtigsten der Strömungssimulation zugrunde liegenden Grundgleichungen erläutert. Die Bedeutung der Stoffwerte wird als bekannt vorausgesetzt, die verwendeten Werte für die Simulation sind in den entsprechenden Kapiteln aufgelistet.

2.1.2 Grundgleichungen

Für Strömungen in Fluiden gibt es zwei Betrachtungsweisen. Die Eulersche und die Lagrangesche. Diese unterscheiden sich durch den Bezugspunkt des Beobachters. Folglich ist auch die mathematische Formulierung unterschiedlich.

- Die Lagrangesche Betrachtungsweise ist körperfest. D.h. man „folgt“ den Teilchen. Entsprechend sind die Lagrangeschen Koordinaten nicht zeitabhängig.
- Die Eulersche Betrachtungsweise ist raumfest. D.h. die Teilchen fließen durch ein betrachtetes Volumen.

Für die Berechnung der Strömung mit der Lagrangeschen Betrachtungsweise müssten die Kontrollvolumina entlang ihrer Stromlinien verfolgt werden. Die Eulersche Betrachtung bietet in dieser Hinsicht wesentliche Vorteile für die numerische Berechnung. Für die nachfolgenden Grundgleichungen wird daher die Eulersche Betrachtungsweise in kartesischen Koordinaten herangezogen. Die Herleitungen nachfolgender Gleichungen findet sich in [3].

Thermische Zustandsgleichung

Die thermischen Zustandsgrößen Druck p , Temperatur T und spezifisches Volumen v werden in der thermischen Zustandsgleichung miteinander verknüpft. Diese Gleichung gilt für die in (2.1) dargestellten Form für ideale Gase, wie sie zur Berechnung in dieser Arbeit verwendet werden. Die Modellannahme „Ideales Gas“ ist dabei für einen großen Teil der technischen Anwendungen ausreichend. Für Unterschallströmungen von einphasigen Gasen liefert sie eine sehr gute Näherung. Abhängig von absoluter (2.1), massebezogener (2.2) oder molarer (2.3) Betrachtung erhält man drei unterschiedliche Gleichungen [4]. Diese sind durch Umformung ineinander überführbar.

$$R_s T = p v \quad (2.1)$$

$$m R_s T = p V \quad (2.2)$$

$$n R_m T = p V \quad (2.3)$$

Kalorische Zustandsgleichung

Zusätzlich zu den thermischen Zustandsgrößen werden für die Beschreibung eines thermodynamischen Zustands kalorische Zustandsgrößen benötigt. Die entsprechenden Zustandsgleichungen verknüpfen die innere Energie e und die Enthalpie h mit den thermischen Zustandsgrößen. Für ideale Gase gelten folgende Gleichungen. Wie in den folgenden Kapiteln noch erläutert wird, ist die Gleichung für die Enthalpie für diese Arbeit zur Wärmestrommodellierung von großer Bedeutung.

$$e(T) = \int_{T_0}^T c_v(T) dT + e_0 \quad (2.4)$$

$$h(T) = \int_{T_0}^T c_p(T) dT + h_0 \quad (2.5)$$

Kontinuitätsgleichung

Gleichung (2.6) bildet die Kontinuität in differentieller Form ab. Sie beschreibt die Masseänderung aufgrund zeitlicher Dichteänderung im Kontrollvolumen sowie den Massefluss über die Volumengrenzen. Der Masseerhaltungssatz besagt, dass Masse weder erzeugt noch vernichtet werden kann. Die Gesamtänderung im betrachteten System muss also immer null sein.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\nabla \cdot \rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.6)$$

Navier-Stokes Gleichungen

Zur Berechnung von Strömungen ist es nötig die Navier-Stokes Gleichungen zu lösen. Sie gelten in der in Gleichung (2.7) dargestellten Form für instationäre, reibungsbehaftete Strömungen newtonscher Fluide. Mit der Kontinuitätsgleichung bilden sie ein Gleichungssystem aus vier Gleichungen für die vier unbekanntes u_x , u_y , u_z und p . Dieses System aus nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen 2. Ordnung ist im allgemeinen Fall nur numerisch lösbar. Nur für Sonderfälle der Strömungsmechanik ist eine analytische Lösung möglich. Da diese Sonderfälle meist sehr einfache Problemstellungen abbilden, ist ihr technischer Nutzern jedoch sehr gering.

$$\underbrace{\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right)}_1 = \underbrace{-\nabla p}_2 + \underbrace{[\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}]}_3 + \underbrace{\rho \mathbf{f}^B}_4 \quad (2.7)$$

1. Trägheitsterm
2. Druck
3. Reibung
4. Externe Kräfte

Energieerhaltungsgleichung

Soll eine Strömung nicht nur den Impuls sondern auch Energie in Form von Wärme übertragen, ist zusätzlich zu der Kontinuitätsgleichung und den Navier-Stokes Gleichungen auch die Energieerhaltungsgleichung zu lösen. Gleichung (2.8) stellt diese Energiegleichung für ideale Gase mit Fourierscher Wärmeleitung dar.

$$\underbrace{\frac{\partial T}{\partial t}}_1 + \underbrace{\mathbf{u} \cdot \nabla T}_2 = \underbrace{\frac{1}{\rho c_p} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p \right)}_3 + \underbrace{\frac{\lambda}{\rho c_p} \nabla \cdot (\nabla T)}_4 + \underbrace{\frac{\Phi_\mu}{\rho c_p}}_5 + \underbrace{\frac{\dot{Q}}{\rho c_p}}_6 \quad (2.8)$$

1. Instationärer Anteil
2. Konvektion
3. Wärme infolge Druck
4. Wärmeleitung
5. Dissipation
6. Quellen/Senken

Transportgleichungen

Für den Transport eines beliebigen Skalars Φ durch das Strömungsfeld gilt Gleichung (2.9). Diese Transportgleichung liegt auch den Erhaltungsgleichungen zugrunde. Dies ist aufgrund der Struktur gut erkennbar. Bei der Simulation von Strömungen spielt diese Gleichung eine entsprechend große Rolle, bildet sie doch die Grundlage für die Berechnung.

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho \Phi u_j}{\partial x_j} = - \underbrace{\frac{\partial \Gamma_j}{\partial x_j}}_1 + \underbrace{\dot{\Omega}_\Phi}_2 \quad (2.9)$$

$$\text{mit: } \Gamma_j = -\rho D_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}$$

- 1 Diffusion
- 2 Quelle/Senke

2.1.3 Wärmeübergang

Es gibt drei Arten von Wärmeübertragung, Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung. Im Alltag spielen alle drei Arten gleichermaßen eine Rolle. Bei einigen technischen Prozessen können aber je nach Modell und Genauigkeit einzelne Übertragungsarten vernachlässigt werden. Der Wärmefluss findet aufgrund des Strebens zum niedrigerenergetischen Zustand immer vom warmen zum kalten Medium statt.

Wärmeleitung

Wärmeleitung beschreibt die Übertragung von Wärme in Festkörpern und ruhenden Fluiden bei vorhandenem Temperaturunterschieden. Je nach Material ist der zugrunde liegende Wärmeleitmechanismus verschieden. Mit dem Fourier-Ansatz gibt es allerdings ein Modell, das die Wärmeleitung für die allermeisten Fälle sehr genau beschreibt.

$$\dot{\mathbf{q}} = -\lambda * \nabla T \quad (2.10)$$

Durch das negative Vorzeichen zeigt der Wärmestromdichtevektor immer in Richtung des Temperaturabfalls.

Konvektion

Die Wärmeübertragung in Strömungen bzw. bewegten Fluiden wird durch Konvektion beschrieben. Dabei beeinflusst nicht nur die Strömung den Wärmeübergang, auch der Umkehrschluss ist möglich. Grundsätzlich kann zwischen natürlicher und erzwungener Konvektion unterschieden werden. Für diese Arbeit ist nur die erzwungene Konvektion relevant. Vereinfachend kann gesagt werden, dass der Wärmeübergang in einem Kanal, in diesem Fall ein Tunnel, mit höheren Reynolds-Zahlen zunimmt. Bei turbulenten Strömungen findet der Impuls- und Energieaustausch in großem Maß quer zur Strömungsrichtung statt. Dadurch ist der Wärmeübergang bei turbulenter Strömung wesentlich höher als bei laminarer. Für weiterführende Informationen zur Theorie sei auf [5] verwiesen.

Wärmestrahlung

Wärmestrahlung beschreibt den Energieaustausch über elektromagnetische Strahlung. Bei einem Tunnelbrand wird üblicherweise ein Strahlungsanteil von 25-50% der Gesamtwärmefreisetzung angenommen. Die Wärmestrahlung sei hier jedoch nur vollständiger Weise halber erwähnt. Alle in dieser Arbeit dokumentierten Simulationen werden ohne Berücksichtigung der Strahlung durchgeführt. Stattdessen werden reduzierte Wärmefreisetzungsraten verwendet, siehe Kapitel 5.3.

2.1.4 Berechnung von Stoffgrößen

Die Stoffgrößen von Fluiden sind temperatur- und druckabhängig. Für trockene Luft liegen die Stoffwerte im VDI Wärmeatlas [6] in tabellarischer Form unter anderem abhängig von der Temperatur bei einem Druck von 1 bar vor. Für die Berechnungen in dieser Arbeit ist diese stückweise lineare Darstellung hinreichend genau. In Programmen wie Fluent werden die Stoffgrößen üblicherweise über Polynome angenähert. Diese Polynome liegen in der Form von Gleichung (2.11) vor.

$$\Phi(T) = A_1 + A_2T^1 + A_3T^2 + \dots \quad (2.11)$$

Die Koeffizienten für molekulare Gase finden sich gesammelt beispielsweise im NASA Technical Memorandum 4513 [7]. Am Beispiel von Sauerstoff wird die Vorgangsweise für die Ermittlung der Koeffizienten erklärt. Die Koeffizienten liegen wie in Bild 2.2 gezeigt vor.

O2	TPIS89	O2	G	200.000	3500.000	1000.000	1
3.28253784E+00	1.48308754E-03	-7.57966669E-07	2.09470555E-10	-2.16717794E-14			2
-1.08845772E+03	5.45323129E+00	3.78245636E+00	-2.99673416E-03	9.84730201E-06			3
-9.68129509E-09	3.24372837E-12	-1.06394356E+03	3.65767573E+00				4

Bild 2.2: Koeffizienten für Sauerstoff laut [7]

In der ersten Zeile sind von links nach rechts:

- Die Bezeichnung des Moleküls, *O2*
- Bezeichnung der Quelle der Daten, hier: *TPIS89* - „Thermodynamic Properties of Individual Substances“, Gurvich et al. 1989
- Chemische Bezeichnung, hier *O2*
- Aggregatzustand, hier *G* – gasförmig
- Die Gültigkeitsgrenzen der Temperatur, hier *200–1000 K* für den Niedertemperaturbereich und *1000–3500 K* für den Hochtemperaturbereich

Für die Berechnung der spezifischen Wärmekapazität gilt beispielsweise Formel (2.12).

$$\frac{c_{mp}}{R_m} = A_1 + A_2T + A_3T^2 + A_4T^3 + A_5T^4 \quad (2.12)$$

Die fünf Einträge der Zeile zwei und die ersten zwei Einträge der Zeile drei (gelb hinterlegt) sind die Koeffizienten A1–A7 für den Hochtemperaturbereich. Die restlichen Einträge beginnend ab Eintrag drei Zeile drei (grün hinterlegt) sind die Koeffizienten A1-A7 für den Niedertemperaturbereich. Die Unterscheidung zwischen Nieder- und Hochtemperaturbereich ist vor allem bei der Integration einer Stoffgröße über die Temperatur wie für die im nachfolgenden Kapitel beschriebenen Formeln zu beachten.

2.1.5 Modellierung von Wärmequellen

In der vorliegenden Arbeit wurde keine tatsächliche Verbrennung mit Reaktionskinetik simuliert. Zur Vereinfachung des Rechenmodells wird die Wärmefreisetzung auf zwei verschiedene Arten untersucht:

- Freisetzung von Masse- und Wärmestrom lt. Messung
- Berechnung von Masse- und Wärmestrom über Enthalpie

Auf die Unterschiede dieser beiden Modellierungsmöglichkeiten und der Berechnung des Wärmestroms wird im Kapitel 5.3 eingegangen. Nachfolgend werden lediglich die zu Grunde liegenden Formeln erörtert.

Wärmestrom infolge Enthalpie

Grundlage für die Berechnung der Wärmefreisetzung durch Enthalpie ist die Formel (2.13).

$$\dot{Q} = \dot{m} \int_{T_0}^{T_{zu}} c_{p_{ein}}(T) dT \quad (2.13)$$

Sie ergibt sich aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik und ist für Ideale Gase gültig. Die modellierten Rauchgase sind ein Gasgemisch. Deshalb müssen die einzelnen spezifischen Wärmekapazitäten addiert werden wie in (2.14) ersichtlich.

$$c_{p_{ein}}(T) = \sum_{i=1}^n \mu_{i_{ein}} c_{p,i} \quad (2.14)$$

In dieser Gleichung ist μ der Massenanteil einer Komponente am Gasgemisch. Die Summe dieser Anteile muss immer eins ergeben. Für die Ermittlung dieser Masseanteile können zwei Arten verwendet werden. Zum einen die Berechnung über das chemische Gleichgewicht oder auch das Stützen auf Messwerte. Je nach Vorgangsweise erhält man so unterschiedlich genaue Zusammensetzungen des Rauchgases. In Kapitel 0 wird die genaue Vorgangsweise erläutert.

3 Grundlagen der CFD

Computational Fluid Dynamics oder kurz CFD beschreibt die numerische Berechnung und Simulation von Strömungen. Die experimentelle Untersuchung von Strömungsproblemstellungen ist oft inpraktikabel, teuer oder beides. In manchen Fällen wie einem in Betrieb befindlichen Tunnel ist das Experiment auch schlichtweg nicht möglich. Die in dieser Arbeit betrachtete Wärmeausbreitung im Brandfall in Tunneln bildet dabei keine Ausnahme. Aus diesem Grund ist die Simulation oft eine sehr attraktive Alternative. Nachfolgend wird auf die wichtigsten Grundlagen der CFD eingegangen. Da mit ANSYS Fluent gerechnet wird, liegt der Fokus auf den von diesem Programm verwendeten Methoden.

3.1 Diskretisierung

Die zu berechnenden Gleichungen müssen diskretisiert werden. Das heißt, dass die Werte der Transportgleichungen einem Gitter zugeordnet werden. Das gilt gleichermaßen auch für die Zeit. Grund für diese Vorgangsweise ist die hohe Komplexität eines Strömungsfeldes, wodurch sich je nach Größe des Kontrollvolumens nur mehr unzureichende Informationen ermitteln lassen. Im Umkehrschluss steigt der Detailgrad, wenn ein Strömungsfeld durch kleinere Kontrollvolumina dargestellt wird. Die drei wichtigsten Diskretisierungsarten für diesen Zweck sind die Finite Differenzen-, Finite Volumen- und die Finite Elemente Methode [8].

3.1.1 Diskretisierung des Raums

ANSYS Fluent setzt die Finite Volumen Methode zur Diskretisierung des Raums ein. Da das Thema Diskretisierung allgemein sehr umfangreich ist und fundierte Grundkenntnisse der Mathematik erfordert, wird an dieser Stelle nur ein kleiner Einblick gegeben. Für ein tieferes Eintauchen in die Materie empfiehlt sich die Fachliteratur, wie zum Beispiel [8], [9].

Bei der Finite Volumen Methode wird die Geometrie durch das Gitter in eine endliche Anzahl von Kontrollvolumen eingeteilt. Das Gitter beschreibt dabei die Grenzen dieser Kontrollvolumina. Neben dem Berechnungspunkt, der im Kontrollvolumen sitzt, muss auch der Strom über die Kontrollvolumengrenzen berechnet werden. Wichtig ist, dass die Erhaltungsgleichungen dafür in integraler Form vorliegen müssen. Nachfolgend wird am Beispiel von Gleichung (3.1), der stationären Wärmeleitungsgleichung ohne Quellterme, die diskretisierte Form gezeigt (3.2). Die Gleichung gilt für eine zweidimensionale Wärmeleitung in i bzw. j . Zur Diskretisierung wird ein zentraler Differenzenquotient 2. Ordnung verwendet. Die Herleitung wird in [10] genauer ausgeführt.

$$\oint_S (\lambda \nabla T) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{T_{i-1,j} - 2T_{i,j} + T_{i+1,j}}{(\Delta x)^2} + \frac{T_{i,j-1} - 2T_{i,j} + T_{i,j+1}}{(\Delta y)^2} = 0 \quad (3.2)$$

Die integrale Form der Transportgleichung gilt sowohl für die einzelne Zelle als auch für das gesamte Strömungsfeld. Durch Summation der Transportgleichungen aller Zellen erhält man also die Gleichung des Strömungsfeldes. Diese Eigenschaft vereinfacht die Verwendung in der Praxis, was ein Grund für die große Verbreitung dieses Verfahrens ist.

3.1.2 Diskretisierung der Zeit

Grundsätzlich ist zu sagen, dass sich alle realen Strömungen instationär verhalten. Oft kann aber ein stationärer Fall angenommen werden, um die Modellbildung zu vereinfachen. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Strömungsfällen werden beide Ansätze verwendet. Während für die Ermittlung der Druckverlustkoeffizienten eine stationäre Betrachtung ausreicht, ist dies für die Brandmodellierung nicht der Fall. Bei der Berechnung instationärer Probleme muss auch die Zeit diskretisiert werden. Diese Diskretisierung kann wie auch für den Raum 1. oder 2. Ordnung erfolgen. In modernen Programmen wird die Zeit auch für die stationäre Lösung gelöst, wobei in diesem Fall die Schrittweite aber unwesentlich ist und das Verfahren 1. Ordnung verwendet wird [11]. In Fluent wird die Zeit in Form von Gleichung (3.3) 1. Ordnung und in Form von Gleichung (3.4) 2. Ordnung diskretisiert [12].

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} = F(\Phi) \quad (3.3)$$

$$\frac{3\Phi^{n+1} - 4\Phi^n + \Phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\Phi) \quad (3.4)$$

n+1	Funktionswert bei t+Δt
n	Funktionswert bei t
n-1	Funktionswert bei t-Δt

Die Berechnung der Diskretisierung kann explizit oder implizit erfolgen. Der Vorteil des impliziten Verfahrens ist die höhere Stabilität. Darum können größere Schrittweiten verwendet werden, was zu schnellerer Konvergenz führt. Die Verwendung des expliziten Verfahrens ist zum Beispiel bei Strömungen mit Verdichtungsstößen vorteilhafter. Bei solchen Anwendungen kann das implizite Schema instabil werden.

Wichtiges Kriterium für die Wahl des Zeitschritts ist die Courant-Friedrich-Lewy Bedingung. Sie besagt, dass die physikalische Ausbreitungsgeschwindigkeit in einer Strömung immer kleiner der Informationsausbreitungsgeschwindigkeit sein muss. Das heißt vereinfacht, dass ein sich mit der Zeit durch das Gitter bewegendes Strömungspartikel zwischen zwei nachfolgenden Zeitschritten keine Zelle überspringen darf. Die Formel für das Kriterium ist (3.5).

$$CFL = a \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.5)$$

In dieser Formel stehen Δt für den Zeitschritt, Δx für den Gitterabstand und a für die Schallgeschwindigkeit. Für explizite Verfahren muss die CFL Zahl kleiner 1 sein, um eine stabile Lösung zu liefern. Bei impliziten Verfahren können dagegen auch CFL Zahlen zwischen 10 und 1000 möglich sein. [11]

3.1.3 Diskretisierung der Momentengleichung

Für die Diskretisierung der Momentengleichung gibt es in ANSYS Fluent für die Druckformulierung die Auswahlmöglichkeit *Body-Force-Weighted*. Dabei wird der Normalgradient der Differenz von Druck und Körperkräften als konstant angenommen. [12] Diese Formulierung liefert bei Strömungen mit starken Auftriebskräften, wie im Fall der Brandmodellierung, bessere Ergebnisse.

3.2 Das Rechengitter

Das zu berechnende Strömungsfeld muss für die Diskretisierung in einzelne Elemente bzw. Kontrollvolumina aufgeteilt werden. Die dabei entstehenden Netze können verschiedene Strukturen aufweisen, die sich hauptsächlich durch Vorteile bei der Berechnungszeit und der Abbildungsgenauigkeit der Geometrie unterscheiden.

Strukturierte Gitter

Alle Gitterlinien eines strukturierten Netzes weisen in die jeweilige Gitterrichtung immer gleich viele Knotenpunkte auf. Das heißt, dass zwei unabhängige Gitterlinien nur genau einen Schnittpunkt haben. Gut anschaulich wird das in Bild 3.1 dargestellt.

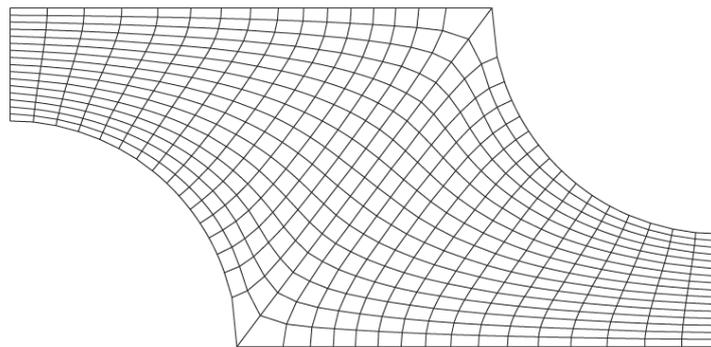


Bild 3.1: Darstellung eines strukturierten Netzes [8]

Der große Vorteil dieser Art von Netzen ist die einfache Benennung der Knotenpunkte durch Nummerierung der Linien. So kann beispielsweise jeder Punkt im zweidimensionalen Fall durch zwei Indizes i, j eindeutig beschrieben werden. Die Indizes der Nachbarknotenpunkte sind also $i \pm 1, j \pm 1$. Durch diese einfache Zuordnung der Knotenpunkte kann die Rechenzeit stark gesenkt werden.

Als Nachteil dieser Netzstruktur muss allerdings die nur sehr bescheidene Anwendungsmöglichkeit bei komplexen Geometrien genannt werden. Außerdem kann die Punktverteilung nur schwer beeinflusst werden. Wie man in Bild 3.1 gut erkennen kann, sind vor allem die Zellen in den für Strömungen kritischen Ecken viel zu groß. Diese Art Gitter kann beispielsweise mithilfe der *Sweep* Funktion im ANSYS Meshing Tool erzeugt werden.

Unstrukturierte Gitter

Diese Art Gitter zeichnet sich dadurch aus, dass sie sehr gut für komplizierte Geometrien geeignet ist. Die Elemente sind im 2D Fall Dreiecke oder Vierecke, im 3D Fall hauptsächlich Tetraeder und Hexaeder. Moderne Programme zur Netzerstellung, wie das ab ANSYS Fluent 2020 verfügbare *ANSYS Fluent Meshing*, beherrschen auch die Netzerstellung mit Polyedern. Der große Vorteil dieser Art Gitter ist die einfache Abbildung von komplexesten Geometrien. Außerdem besteht eine sehr einfache Möglichkeit der lokalen Verfeinerung. Durch die unstrukturierte Anordnung ist aber eine nachvollziehbare Benennung der Knotenpunkte nicht mehr möglich, was eine Erhöhung der Rechenzeit bedingt. Für die Berechnung ebenfalls nachteilig kann sich der Winkel zwischen Strömungsrichtung und Zellwand auswirken. Für maximale Effizienz soll dieser Winkel 90° betragen, was in unstrukturierten Gittern aber oft nicht der Fall ist. In der Strömungssimulation wird daher meist auf einen kombinierten Ansatz zurückgegriffen. In Nähe der Wand, wo die Strömungsrichtung durch die Haftbedingung bekannt ist und hohe Geschwindigkeitsgradienten auftreten, wird ein strukturiertes Gitter verwendet. Das restliche Netz im Inneren des Strömungsgebietes ist unstrukturiert. So kann der Vorteil des strukturierten Gitters in der turbulenzbestimmenden Grenzschicht

ausgenutzt werden, ohne auf eine genaue Geometrieabbildung durch das unstrukturierte Gitter verzichten zu müssen. Diese Art der Vernetzung ist in Bild 3.2 dargestellt. Hervorzuheben ist vor allem die im Vergleich zu Bild 3.1 viel ebenmäßigere Zellgröße.

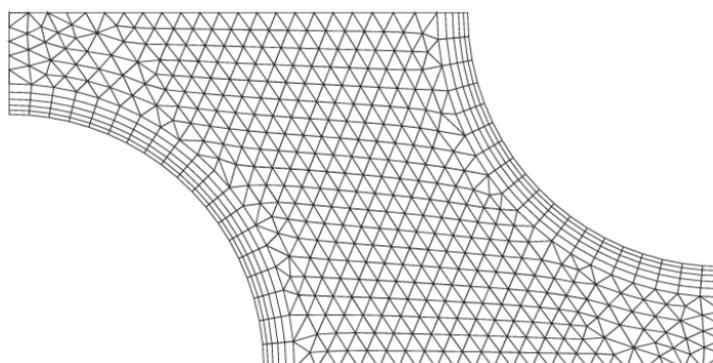


Bild 3.2: Unstrukturiertes Gitter mit strukturierter Randschicht [8]

3.2.1 Netzqualität

Für die effiziente und genaue Lösung der Gleichungen muss das Netz Qualitätsanforderungen erfüllen. Bei Nichterfüllung werden unphysikalische Ergebnisse generiert oder der Solver divergiert. In ANSYS Fluent stehen verschiedenste Qualitätskriterien zur Auswahl. Diese können sowohl für eine Abschätzung als auch als Vorgabe bei der Qualitätsverbesserung in der Netzerstellungssoftware genutzt werden. Nachfolgend werden die wichtigsten Kriterien vorgestellt und die empfohlenen Werte genannt, um ein Gefühl für die Größenordnung der Zahlen zu schaffen. Weitere Informationen finden sich zum Beispiel in [13]. Je nach Simulationsfall können andere Kriterien sinnvoll sein. Allgemein gilt, dass ein Netz mit sehr großen oder sehr kleinen Netzwinkeln α zu vermeiden ist. Tabelle 3.1 gibt einen Einblick in die von ANSYS Fluent geforderte Größenordnung des Netzwinkels.

Tabelle 3.1: Qualitätskriterien des Netzwinkels lt. [14]

Gut	$20^\circ < \alpha < 160^\circ$
Brauchbar	$10^\circ < \alpha < 170^\circ$
Schlecht	$\alpha > 175^\circ; \alpha < 5^\circ$

Nachfolgend werden mit der Schiefe und dem Seitenverhältnis noch zwei weitere für die Netzqualität entscheidende Größen genauer Betrachtet. Die Kenntnis und Einhaltung dieser Qualitätskriterien ist für die in dieser Arbeit betrachteten Fälle weitestgehend ausreichend.

Schiefe/Skewness

Die Schiefe ist eines der Hauptkriterien für die Zellqualität. Sie beschreibt wie weit eine Zelle von der Optimalzelle mit identischen Gitterwinkeln abweicht. Für die Optimalzelle gilt im Falle eines Hexaeders 90° Winkel zwischen zwei sich schneidenden Gitterlinien und im Fall eines Tetraeders 60° . Je nach Art des Netzes wird eine unterschiedliche Berechnungsmöglichkeit verwendet.

Die nur für Tetraeder anwendbare *Equilateral Volume Deviation*, wie in Gleichung (3.6) dargestellt, definiert die optimale Zellgröße durch die Größe eines gleichseitigen Tetraederelements.

$$\text{Schiefe} = \frac{\text{optimale Zellgröße} - \text{Zellgröße}}{\text{optimale Zellgröße}} \quad (3.6)$$

Die *Normalized Angle Deviation*, wie sie auch für Hexaeder verwendet werden kann, ist die zweite Berechnungsmöglichkeit. Wie aus dem Namen erkennbar, spielt dabei die Abweichung vom Zellwinkel der Optimalzelle eine Rolle. Die Berechnungsformel ist in Gleichung (3.7) dargestellt.

$$\text{Schiefe} = \max \left\{ \frac{\alpha_{\max} - \alpha_e}{180 - \alpha_e} \mid \frac{\alpha_e - \alpha_{\min}}{\alpha_e} \right\} \quad (3.7)$$

α_{\max}	Größter Zellwinkel
α_e	Zellwinkel der Optimalzelle (60° bei Tetraeder, 90° bei Hexaeder)
α_{\min}	Kleinster Zellwinkel

Aus dieser Formel lässt sich leicht ablesen, dass die Werte für die Schiefe besser sind wenn sie kleine Werte nahe Null annehmen. Für die Optimalzelle gilt ein Schiefewert von 0. In Tabelle 3.2 ist der quantitative Schiefewert der entsprechenden Qualitätsstufe zugeordnet.

Tabelle 3.2: Qualitätskriterien für die Schiefe lt. [13]

0,75-0,9	Schlecht
0,5-0,75	in Ordnung
0,25-0,5	Gut
>0-0,25	Ausgezeichnet
0	Gleichseitig

Seitenverhältnis/Aspect Ratio

Dieses Qualitätskriterium beschreibt das Verhältnis der längsten zur kürzesten Seite des Gitterelements. Dieser Parameter ist vor allem bei Hexaedernetzen wichtig. Bei Tetraedernetzen spielt es eine untergeordnete Rolle. Für das Idealelement ist das Seitenverhältnis 1 und soll 40 prinzipiell nicht überschreiten. Bei der Brandmodellierung sind Werte um 20 wünschenswert. Für Randschichten können aber auch Werte bis 50 toleriert werden.

3.2.2 Dicke der Randzellen

In ANSYS Fluent gibt es die Möglichkeit die Zellen in Wandnähe prismenförmig strukturiert zu vernetzen. Diese Randschichten werden Inflationsschichten genannt. Zur Veranschaulichung wird auf Bild 3.2 verwiesen. Die Dicke der ersten Randschicht beeinflusst den dimensionslosen Wandabstand y^+ .

$$y^+ = \frac{u_\tau * y}{\nu} \quad (3.8)$$

Für Standardwandfunktionen wie sie das k - ε oder das k - ω Modell verwenden, soll y^+ zwischen 30 und 300 liegen. Ein Wert nahe der unteren Grenze ist aber erstrebenswert. Wie in (3.8) ersichtlich kann zur Abschätzung der Dicke der ersten Schicht auf y umgeformt werden. Weitere dazu benötigte Formeln sind lt. [15]:

$$C_f = 0,079Re^{-0,25} \quad (3.9)$$

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_f \rho U_\infty^2 \quad (3.10)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.11)$$

Wobei C_f der Oberflächenreibungswiderstandsbeiwert, τ_w die Wandschubspannung und u_τ die Wandschubspannungsgeschwindigkeit ist. Die Abschätzung durch diese Formeln kann aber nur als Richtwert dienen. Tendenziell sind je nach Turbulenzmodell y^+ unter 30 nicht zulässig weshalb es sich anbietet eine etwas größere Dicke der ersten Schicht zu. Bei Strömungen mit Wärmefreisetzung, wie in dieser Arbeit behandelt kommt es durch Auftriebskräfte zu lokal unterschiedlichen y^+ , die unbedingt genauerer Betrachtung bedürfen und so gewählt werden sollen, dass in einem möglichst weiten Bereich die für das Turbulenzmodell zulässigen Werte nicht über- bzw. unterschritten werden.

3.3 Turbulenzmodelle

Turbulenz beschreibt das Vorhandensein von diffusen ungerichteten Wirbeln in der Strömung. Turbulenz ist außer bei Sonderfällen dreidimensional und ist immer zeitabhängig. Für turbulente Strömungen gelten folgende Eigenschaften [8], [16]:

- Starke Verwirbelung mit kontinuierlicher Größenverteilung der Wirbel
- Zeitliche und räumliche Schwankung der Transportgrößen
- Außer bei Sonderfällen Dreidimensionalität der Turbulenz
- Stärkere Durchmischung der Transportgrößen als bei laminarer Strömung (turbulente Diffusion)
- Angleichen der Geschwindigkeitsgradienten durch viskose Reibung/Diffusion des Impulses
- Energietransport von großen zu immer kleineren Wirbeln

Manche dieser Effekte können durchaus gewünscht sein. So ist bei einem Mischungsprozess wie zum Beispiel beim Durchströmen des Einlasskanals einer Verbrennungskraftmaschine die Verwirbelung für eine gute Gemischbildung durchaus sinnvoll. Bei Rohrströmungen wie beispielsweise in Belüftungsanlagen ist Turbulenz durch den stärkeren Druckabfall eher unerwünscht.

In Bezug auf die numerische Berechnung von turbulenten Strömungen ist zu sagen, dass es eine Fülle an Modellen gibt (siehe Bild 3.3). Diese unterscheiden sich durch den Vereinfachungsgrad und die Berechnungsgenauigkeit. Ausschlaggebend für das gewählte Modell, ist neben der geforderten Genauigkeit nach wie vor die vorhandene Rechnerinfrastruktur, da mit dem Detailgrad des Modells immer auch der Rechenaufwand steigt. Nachfolgend werden die wichtigsten, heute in der Strömungssimulation verwendeten Modelle kurz erläutert.

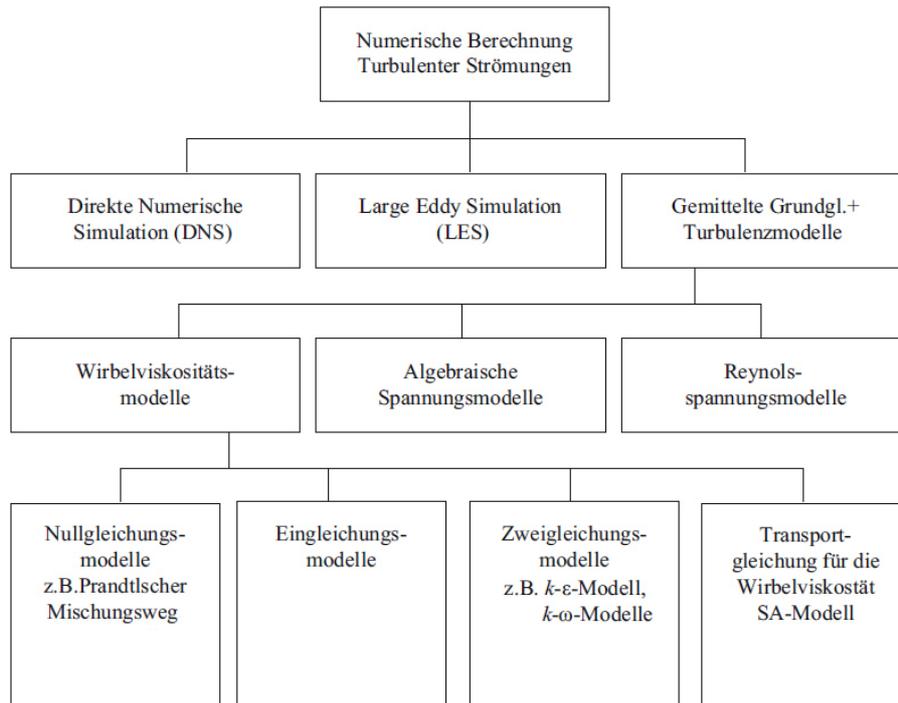


Bild 3.3: Numerische Modelle zur Turbulenzberechnung [9]

3.3.1 Direkte Numerische Simulation (DNS)

Bei der DNS werden die Navier-Stokes Gleichungen direkt diskretisiert und ohne die Notwendigkeit von empirischen Modellen berechnet. Für diese Art der Berechnung muss mit einem sehr feinen Netz und sehr geringen Zeitschritten gearbeitet werden. Es werden auch kleinste Wirbel in der Strömung berechnet. Durch den sehr hohen geforderten Rechenaufwand wird die DNS heutzutage ausschließlich für die Grundlagenforschung wie zum Beispiel der Erweiterung des Verständnisses der Turbulenzerzeugung verwendet [8]. Eine mögliche Anwendung für die technische Simulation liegt wohl noch in weiter Ferne.

3.3.2 Large Eddy Simulation (LES)

Bei der LES werden nur die großen Wirbel berechnet, kleine Wirbel werden modelliert. Dahinter steht das Verständnis, dass die großen Wirbel stark vom Strömungsfall abhängig sind, die kleinen Wirbel aber universell. Zusätzlich ist bekannt, dass die großen Wirbel einen Großteil zur turbulenten Energie beitragen, während die kleinen hauptsächlich für die Dissipation der turbulenten Energie zuständig sind. Durch diese Art der Berechnung liefert die LES viel genauere Informationen zur Strömung als die RANS. Sie erfordert aber auch mehr Erfahrung des Anwenders bei der Vernetzung und mehr Rechenleistung [17]. Außerdem muss die LES durch die Natur der Wirbelmodellierung immer instationär gerechnet werden, was sie für einfache stationäre Strömungsfälle deshalb unattraktiv macht.

3.3.3 Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)

Die Lösung der RANS Gleichungen ist der älteste für Strömungssimulation benutzte Ansatz. Dabei wird die Strömung stark vereinfacht betrachtet. Grundsätzlich beruht die Lösung auf der Mittelung der Transportgrößen. Bild 3.4 zeigt das Prinzip am Beispiel der Geschwindigkeit. Wird diese Mittelung auf die gesamten Navier-Stokes Gleichungen angewandt ergeben sich die RANS Gleichungen. Die Formel für diese Mittelung zeigt (3.12) für eine allgemeine Transportgröße Φ .

$$\overline{u_i \Phi} = \overline{(\bar{u}_i + u_i')(\bar{\Phi} + \Phi')} = \bar{u}_i \bar{\Phi} + \overline{u_i' \Phi'} \quad (3.12)$$

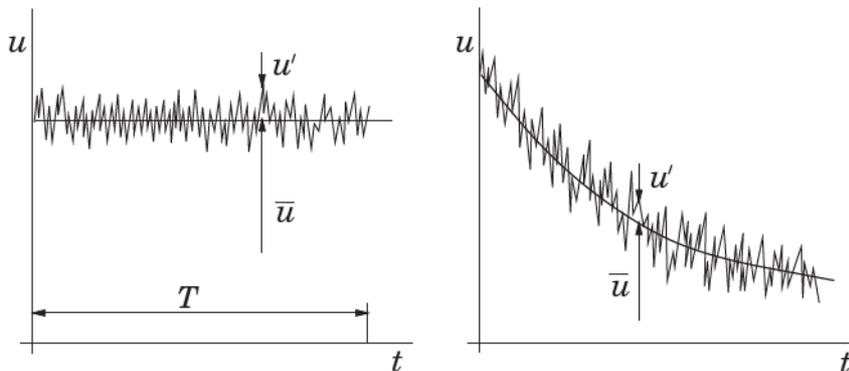


Bild 3.4: Durchschnittliche Geschwindigkeit \bar{u} und Schwankungsbreite u' für stationäre (links) und instationäre (rechts) Strömung [8]

Durch diese Vorgangsweise ergeben sich aber neue Terme in den Grundgleichungen. Diese werden bezeichnet als die Reynoldsspannungen und der turbulente Skalarfluss. Durch diese Größen werden aber auch mehr Unbekannte in die Navier-Stokes Gleichungen eingeführt, die turbulente kinetische Energie k und die turbulente Viskosität ν_t . Dadurch ist das Problem nicht mehr geschlossen. Deshalb wird das Problem in der Literatur auch Schließproblem genannt. Die Lösung stellen Approximationen in Form der Turbulenzmodelle dar. Für diese Arbeit wurde ausschließlich mit dem k - ε und k - ω Modell gearbeitet, wobei sämtliche präsentierten Ergebnisse mit dem k - ε Realizable bzw. k - ω SST Modell erstellt wurden. Nachfolgend werden diese beiden Modelle etwas ausführlicher betrachtet.

3.3.3.1 k - ε Modell

Dieses Modell bildet eine Lösung mit einem Ansatz für die turbulente kinetische Energie k und die Dissipation ε . k ist wie oben beschrieben eine der Unbekannten durch die Reynoldsmittlung. ε wird verwendet um ν_t abzuschätzen, siehe Formeln (3.13), (3.14), (3.15).

$$\nu_t = C U_t L_t \quad (3.13)$$

$$U_t = \sqrt{k} \quad (3.14)$$

$$L_t = \frac{k^{1,5}}{\varepsilon} \quad (3.15)$$

Für jedes Modell sind sogenannte Modellkonstanten nötig wie zum Beispiel das in Gleichung (3.13) dargestellte C . Hier werden nicht alle erforderlichen Gleichungen für das Turbulenzmodell behandelt, dafür wird auf [9] und [16] verwiesen. Es sei aber erwähnt, dass für das k - ε Modell vier Konstanten nötig sind. Diese werden durch Vergleiche mit bekannten Strömungen (Grenzschicht, Freistrahlen) bestimmt. Das erklärt auch warum die Turbulenzmodelle im Allgemeinen nicht für alle Strömungsfälle gültig sein können. Durch die verbreitete Anwendung sind die Vor- und Nachteile dieses Modells gut bekannt. So eignet sich das k - ε Modell gut für einfache Strömungen bei Augenmerk auf der Betrachtung der freien Strömung. Für Strömungen mit Staupunkten oder komplexen dreidimensionalen Stromlinien ist von einer Verwendung abzuraten [16].

k-ε Realizable Modell

Bei dieser Modifikation des Ursprungsmodells wird eine der vier Konstanten durch einen funktionellen Zusammenhang ersetzt. Das führt dazu, dass dieses Modell auch für Fälle in denen das Ursprungsmodell versagt (zum Beispiel Staupunkte) noch mit Erfolg angewendet werden kann.

Logarithmisches Wandgesetz

Durch den Aufbau der Grenzschicht und die dort auftretenden unterschiedlichen Re-Zahlen durch die hohen Geschwindigkeitsgradienten stößt das k-ε Modell an seine Grenzen. Deshalb ist die Modellierung dieser Zone mit Wandfunktionen nötig. Dabei wird die Geschwindigkeitsverteilung in Wandnähe mittels empirischen Formeln beschrieben. Bild 3.5 zeigt das Logarithmische Wandgesetz, wobei y^+ der dimensionslose Wandabstand und u^+ die dimensionslose Geschwindigkeit sind. Diese Wandfunktionen (Standard Wall Functions in ANSYS Fluent Anm.) gelten laut [12] für $y^+ > 30$.

Da die Prozesse in der Grenzschicht tonangebend für die gesamte Strömung sind, kann es von Interesse sein diese bei der Berechnung fein aufzulösen. Um dies zu ermöglichen, wird das Turbulenzmodell derart modifiziert, dass es auch in der Grenzschicht seine Gültigkeit behält (Low Re Ansätze). Für diese Modellierung braucht es allerdings eine ausreichend genaue Auflösung dieser Grenzschicht, siehe Bild 3.5.

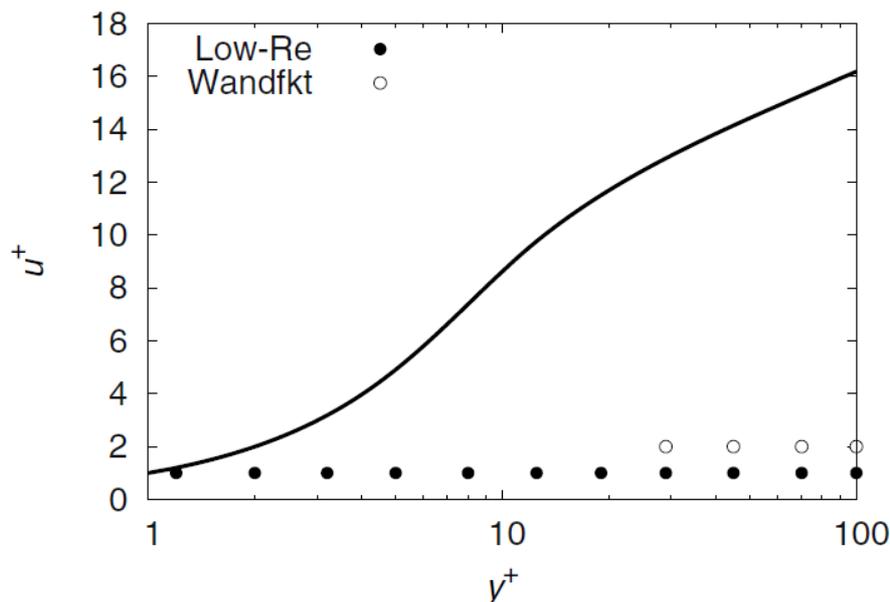


Bild 3.5: Wandgesetz mit Aufteilung der Gitterpunkte für Low Re Ansatz (volle Punkte) und Wandfunktion (leere Punkte) [16]

Die Anforderungen liegen bei $y^+ \approx 1$ und mindestens 10 Zellen in der Grenzschicht, wobei diese durch $Re_y < 200$ [10] definiert ist. Re_y beschreibt die turbulente Reynoldszahl. Für weitere Informationen wird auf [12] verwiesen. Um die Anwendung zu vereinfachen, gibt es in ANSYS Fluent die Möglichkeit der „Enhanced Wall Functions“. Bei deren Anwendung werden Wandfunktionen und Low Re gleitend gewichtet. So behalten die Ansätze des k-ε Modells ihre Gültigkeit auch bei $y^+ > 1$.

3.3.3.2 k- ω Modell

Das k- ω Modell verwendet neben k die Größe ω zur Lösung der zweiten Gleichung. ω beschreibt dabei das Verhältnis von ε zu k und wird auch als charakteristische Frequenz der energietragenden Wirbel bezeichnet [16]. Die Zusammenhänge sind in den Formeln (3.16) und (3.17) ersichtlich.

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \quad (3.16)$$

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad (3.17)$$

C_μ in Gleichung (3.16) ist im High Re Bereich 1. Im Low Re Bereich wird dieser Koeffizient durch eine dämpfende Funktion beschrieben [12]. Durch diese Vorgangsweise kann das k- ω Modell im Gegensatz zum k- ε Modell durch die Grenzschicht auch bis $y^+=1$ ohne weitere Modifikation verwendet werden. So ergibt sich in Wandnähe eine wesentlich bessere Beschreibung der Strömung. Als Nachteil ist aber anzumerken dass die Genauigkeit des k- ω Modells in wandfernen Freistömungen der des k- ε Modells unterlegen ist. Für eine ausführlichere Beschreibung der Gleichungen sei auf [18] verwiesen.

k- ω SST Modell

Diese Weiterentwicklung des k- ω Modells versucht die Nachteile beider oben beschriebenen Modelle auszumerzen. Im Wesentlichen verbindet das k- ω SST (Shear Stress Transport) Modell beide Modelle mit einer Regelfunktion. In Wandnähe wird das k- ω Modell verwendet. Im Freistrom wird durch eine Transformation von ω effektiv ein k- ε Modell verwendet. Da der Rechenaufwand im Vergleich zu den Basismodellen, für die in dieser Arbeit betrachteten Modelle, erfahrungsgemäß nicht nennenswert höher ist, werden nur das k- ω SST bzw. das k- ε Realizable Modell verwendet.

3.4 Druckbasierte Solver

Druckbasierte Solver verwenden zur Lösung der Massekontinuität und des Geschwindigkeitsfeldes eine Druckgleichung. Dazu wird die Druckgleichung so gewählt, dass das Geschwindigkeitsfeld mithilfe eines Druckkorrekturfaktors die Kontinuität erfüllt. [12] Die beiden in dieser Arbeit vertretenen Typen dieser Art Solver sind der SIMPLE und PISO Algorithmus.

SIMPLE Algorithmus

Bei Verwendung von SIMPLE (kurz für Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations) wird in einem ersten Schritt das Druckfeld geschätzt (Prädiktor). Anschließend werden die Impulsgleichungen gelöst und in Folge die Druckkorrekturgleichung. Damit können sowohl Druck als auch Geschwindigkeit korrigiert werden (Korrektor) und ein neuer Iterationsschritt beginnt [8]. Da die Druckkorrekturgleichung ablaufbedingt einige Terme vereinfacht, ist eine Unterrelaxion sowohl des Drucks als auch der Geschwindigkeit nötig damit der Algorithmus konvergieren kann [16].

PISO Algorithmus

Der PISO Algorithmus (Pressure Implicit Split-Operator) ist eine Abwandlung von SIMPLE. Nach der ersten Prädiktor Korrektor Interpolation wird bei PISO im Gegensatz zu SIMPLE eine zweite Schleife durchlaufen, bei der die vereinfachten Terme der Druckkorrekturgleichung auf Basis der Ergebnisse der ersten Interpolationsschleife approximiert werden [16]. Eine PISO Iteration besteht im Gegensatz zu einer SIMPLE Iteration aus zwei Interpolationsschritten. Laut [25] eignet sich der PISO Solver sehr gut für transiente Strömungen mit großen Zeitschritten. Aus diesem Grund wird er für die Brandsimulation in dieser Arbeit verwendet.

3.5 Numerische Grundbegriffe

Um die Einführung in die Numerik abzurunden, werden nachfolgend noch einige grundlegende Begriffe erklärt. Für eine weitere Auseinandersetzung mit dem Thema sei auch hier [8] empfohlen.

Konsistenz	Die Differenz zwischen numerischer und analytischer Lösung muss für unendlich kleine Gitterelemente Null werden.
Stabilität	Ist eine Lösung stabil, verstärken sich Fehler mit zunehmender Zeit nicht. Sie garantiert die Beschränktheit zeitabhängiger Lösungen.
Konvergenz	Tendiert die numerische Lösung bei feinerem Gitter zur exakten Lösung der Differentialgleichung, spricht man von Konvergenz. Eine Lösung gilt auch als konvergiert, wenn sich ein Residuum von einer Iteration zur nächsten um einen Faktor von $< 10^{-3}$ verändert.
Residuum	Beschreibt die Differenz zwischen den Lösungen zwei nacheinander berechneter Lösungen. Das Residuum soll gegen 0 gehen.

4 Berechnung von Druckverlustkoeffizienten

Bei der Planung von Tunneln spielt die Auslegung der Lüftungsanlage eine große Rolle. Für die Leistungsauslegung ist es nötig die von den Lüftern zu überwindende Druckdifferenz zu berechnen. Dazu werden üblicherweise die Druckverlustkoeffizienten gebraucht. Für einfache Geometrien werden dazu schon seit langer Zeit empirische Zusammenhänge für die einfache Berechnung dieser Koeffizienten abhängig von charakteristischen Strömungseigenschaften erstellt. Der erste Teil dieser Arbeit befasst sich mit der Simulation von speziell für den Tunnelbau relevanten Geometrien und Bestimmung der entsprechenden Druckverlustbeiwerte.

Betrachtet werden die Druckverlustkoeffizienten von drei verschiedenen Nischen für Überkopfwegweiser sowohl in als auch entgegen der Fahrtrichtung. Fall 1 stellt den derzeitigen Ist-Stand für die meisten Anwendungsfälle dar. Ein Vergleich mit zwei Alternativen soll zeigen, ob strömungstechnische Vorteile generiert werden können. Zur Verifizierung des Rechenmodells dient die Simulation eines einfachen Durchmessersprungs in einer Rohrleitung.

4.1 Betrachtete Geometrien

Die betrachteten Geometrien sind in Bild 4.2 dargestellt. Die rote Linie im Scheitelpunkt der Erhebung stellt dabei den Überkopfwegweiser dar. Als Vergleichskörper wird der Durchmessersprung eines axialsymmetrischen Rohres betrachtet, wie in Bild 4.1 abgebildet. Für diesen einfachen Fall gibt es in der Literatur, wie zum Beispiel in [19] empirische Formeln zur Berechnung des Druckverlustes. Dieser Rechenfall wird nachfolgend zum Zweck einer einfacheren Benennung nach der Quelle des Vergleichswerts „*Idelchik*“ genannt. Für die direkte Vergleichbarkeit mit den Prüfkörpern werden die Durchmesser der beiden Rohrstücke so gewählt, dass die Flächen der Querschnitte mit denen des Tunnels ident sind.

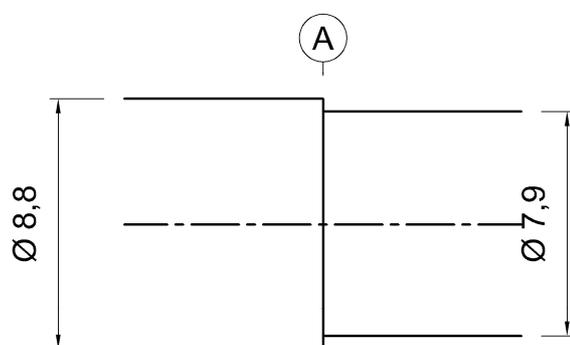


Bild 4.1 Vergleichskörper zum Abgleich der Druckverlustkoeffizienten mit der Literatur

Die Länge der Zu- und Ablaufstrecke ist für die Genauigkeit der Simulation wichtig. Die Länge dieser Strecken wird beim Idelchik Vergleichskörper von Punkt A stromauf und stromab gemessen, bei den Tunnelgeometrien von Punkt A stromaufwärts und von Punkt B stromabwärts gemessen. Für die Ermittlung des Druckverlustes muss die Rohrströmung entwickelt sein. Gleichung (4.1) zeigt die Berechnung des hydraulischen Durchmessers d_h .

$$d_h = 4 \frac{A}{P} \quad (4.1)$$

Zur Abschätzung kann davon ausgegangen werden, dass die Strömung ab einer Länge von $10 d_h$ als entwickelt gilt. In dieser Formel beschreibt A den Strömungsquerschnitt und P den benetzten Umfang. Für die Länge des Zu- und Ablaufkanals wird je eine Länge von 200 m verwendet welche für die Tunnelgeometrien eine Länge von $30 d_h$ darstellt. Durch diese Länge ist nicht nur eine entwickelte Strömung garantiert, sie ermöglicht außerdem eine Auswertung der Geschwindigkeitsprofile bis $20 d_h$ nach dem Prüfling.

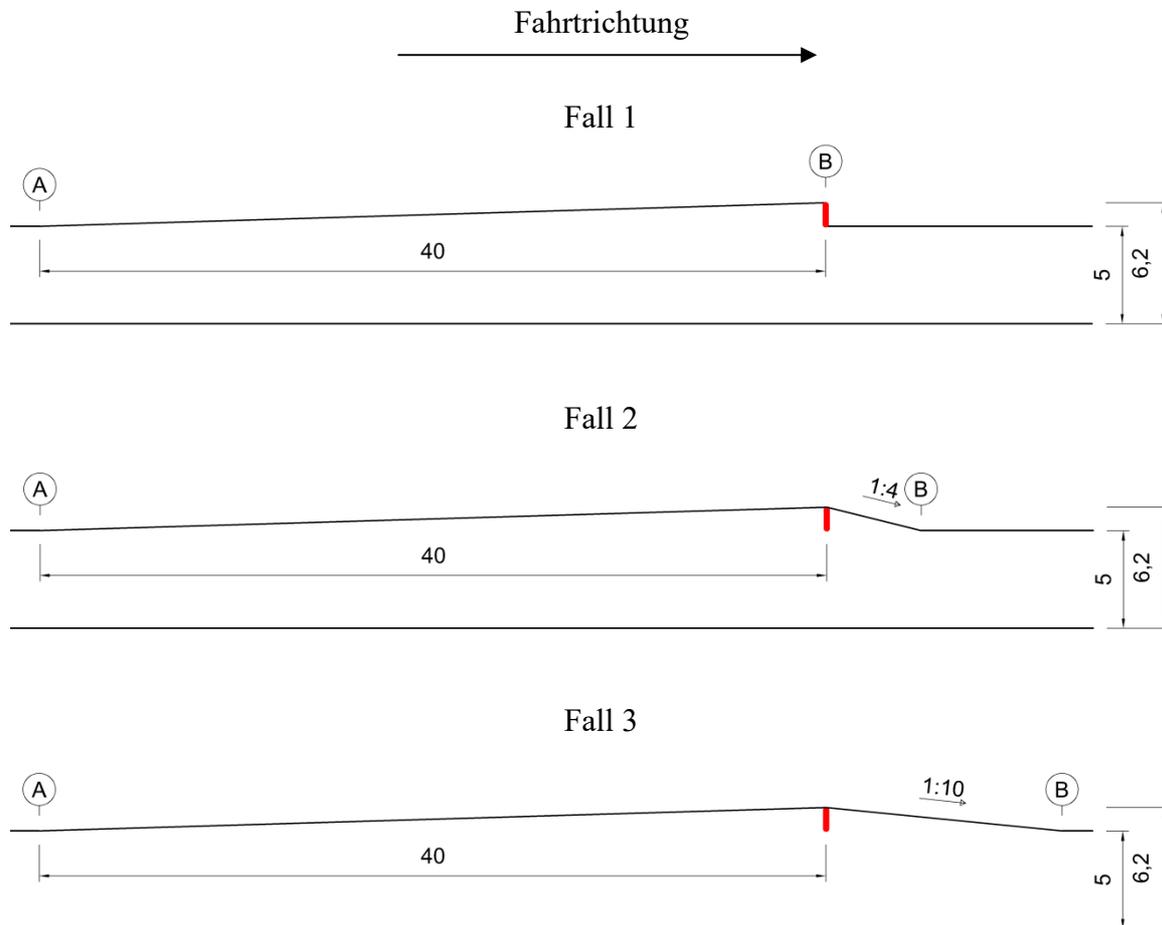


Bild 4.2: Die betrachteten Geometrien Fall 1 – Fall 3. Als Referenz für die Strömungsrichtung dient die eingezeichnete Fahrtrichtung. Der Querschnitt stromauf von A bzw. stromab von B beträgt $5 \times 9,8$ m

4.2 Die Netzerstellung

Die Simulationen für die Berechnung der Druckverlustbeiwerte wurde mit *ANSYS Fluent 2020 R1* durchgeführt. Die Vernetzung erfolgt mit dem in dieser Version neu eingeführten *ANSYS Fluent Meshing Tool*. Dieses Programm ermöglicht sowohl konventionelle Vernetzungsmethoden wie Tetraeder und Hexaeder, bietet aber auch die Möglichkeit Polyeder oder kombinierte Netze zu erstellen.

Zur Steigerung der Effizienz der Berechnung wird ein kombiniertes Polyeder–Hexaeder Netz verwendet. Das Programm verwendet bei dieser Art der Vernetzung zur Generierung der Randschichten Polyeder. Die restliche Geometrie wird mit Hexaedern gefüllt. Der Wegweiser selbst wird nur zweidimensional durch eine Ebene dargestellt. Da im Bereich des Wegweisers mit hohen Verwirbelungen zu rechnen ist, wird die in ANSYS Fluent mögliche Netzadaptierung nach Gradienten angewendet, um das Netz gezielt zu verfeinern. Als maßgebende Parameter werden die Geschwindigkeit und der Totale Druck verwendet.

Da diese Verfeinerung während der Lösung erfolgt, werden die getroffenen Einstellungen im nachfolgenden Kapitel erläutert. Bild 4.3 zeigt den Vergleich zwischen dem ursprünglich erzeugten und dem verfeinerten Netz am Beispiel von Fall 2 entgegen der Fahrtrichtung. Um die Rechenzeit zu reduzieren, wird die Symmetrie ausgenutzt und nur der halbe Querschnitt berechnet. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Netzparameter aufgelistet.

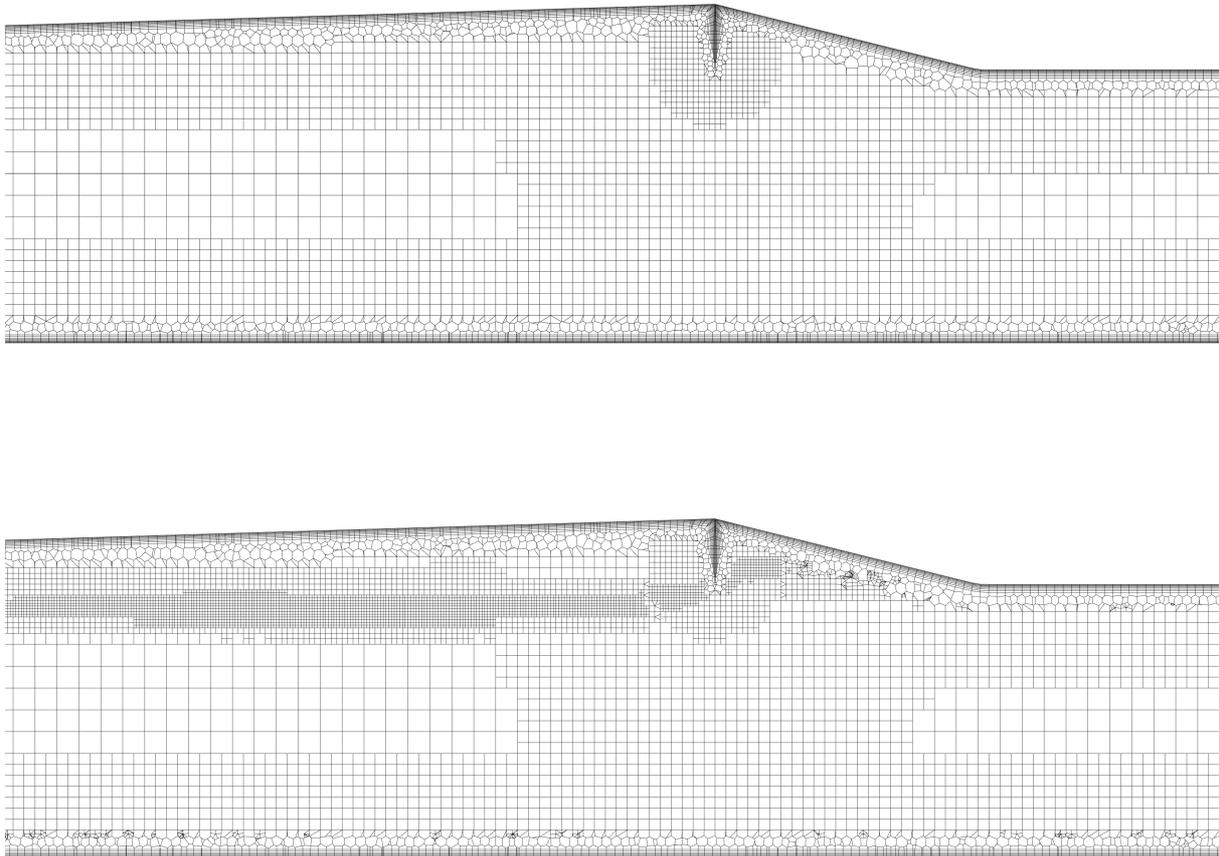


Bild 4.3: Vergleich des ursprünglich generierten (oben) mit dem während der Berechnung auf Basis von Geschwindigkeit und Druckgradienten verfeinerten Netzes (unten).

Tabelle 4.1: Netzparameter für die Berechnung der Druckverlustkoeffizienten

	1 m/s	2 m/s	3 m/s
Zellgröße			
Fluid		0,4 m	
Wandung		0,15 m	
Wegweiser		0,1 m	
Inflation			
Anzahl der Schichten		8	
Dicke der ersten Schicht	0,027 m	0,018 m	0,009 m
Zellenzahl		≈ 4,5 Millionen	

4.3 Solvereinstellungen

ANSYS Fluent bietet eine Fülle an Einstellungsmöglichkeiten für die Strömungssimulation. Für den hier betrachteten sehr einfachen Strömungsfall werden zu einem großen Teil die vom Programm vorgegebenen Grundeinstellungen verwendet. Nachfolgend werden die wichtigsten Änderungen erläutert. In Tabelle 4.3 sind die wichtigsten Eingaben zur Übersicht zusammengefasst.

Für die Bestimmung der Druckverlustkoeffizienten wird eine entwickelte Strömung benötigt. Die Berechnung erfolgt stationär. Wegen der waagerechten Anordnung des Strömungsfalls spielen Potentialunterschiede keine Rolle. Deshalb ist der Einfluss der Gravitation sehr gering und kann vernachlässigt werden.

Für die Turbulenzmodellierung wird das k-ε Realizable Modell verwendet. Für einfache Rohrströmungsvorgänge wie den hier vorliegenden, bietet es einen sehr guten Kompromiss zwischen Rechenzeit und Genauigkeit. Falls es im Bereich der Aufweitung zu Staupunkten kommen sollte, werden diese mit diesem Modell besser abgebildet als mit dem k-ε Standard Modell. Als Solver wird wie bei inkompressiblen Strömungen wie in diesem Fall der Pressure Based SIMPLE Solver verwendet.

Die Wärmeerzeugung infolge Turbulenz bzw. Reibung ist in Rohrströmungen erfahrungsgemäß vernachlässigbar klein. Da auch keine anderen äußeren oder inneren Wärmequellen im Strömungsgebiet vorhanden sind, ist die Lösung der Energiegleichung nicht notwendig. Als Fluid wird inkompressible Luft verwendet. Aufgrund all dieser Vereinfachungen werden nur die zwei in Tabelle 4.2 aufgelisteten Stoffwerte benötigt. Diese sind die standardmäßigen in ANSYS Fluent hinterlegten Größen.

Tabelle 4.2: Stoffwerte von Luft

Dichte	1,225 [kg/m ³]
Viskosität	1,7894·10 ⁻⁵ [kg/ms]

Standardmäßig ist der Umgebungsdruck in ANSYS Fluent auf 101325 Pa festgelegt. Für die Berechnung der Druckdifferenz spielt es keine Rolle welcher Druck an den Rohrenden anliegt solange dieser konstant ist. Deshalb wurde dieser Wert auf 0 Pa reduziert.

Tabelle 4.3: Getroffene Einstellungen für die Berechnung der Druckverlustbeiwerte in ANSYS Fluent

Solver	Pressure Based
Turbulenzmodell	k- ϵ Realizable
Berechnungsschema	SIMPLE
Iterationen	4000
Adaptive Netzverfeinerung nach Iterationen	2000

Die letzte nötige Eingabe stellt die Definition der Randbedingungen dar. Für dieses Modell werden vier Randbedingungen verwendet. Die Wand (wall) wird als glatt angenommen, da nur der Geometrieinfluss auf den Druckverlust untersucht werden soll. Dies entspricht der Standardeinstellung. Für die Symmetrie Randbedingung muss ebenfalls keine Eingabe getätigt werden. Der Einlass wird durch eine *Velocity Inlet* Randbedingung definiert. Hier werden die drei betrachteten Strömungsgeschwindigkeiten (1 m/s, 2 m/s, 3 m/s) definiert. Die Turbulenz am Einlass wird durch die Turbulente Intensität (standardmäßig 5 %) und den Hydraulischen Durchmesser (6.62 m) definiert. Für den Auslass wird eine *Pressure Outlet* Randbedingung verwendet. Für den Fall, dass bei der Lösung ein Stoffstrom über die Randbedingung entgegen der angenommenen Strömungsrichtung auftritt, müssen dessen Richtung und Druck definiert werden. Für die Richtung wird der Normalvektor der Randbedingung und für den Druck der totale Druck verwendet. Die Turbulenz am Auslass wird analog zum Einlass festgelegt. Die Randbedingungen bleiben für alle drei betrachteten Geometriefälle gleich.

Wie in Kapitel 4.2 erwähnt wird die adaptive Netzverfeinerung eingesetzt. Nach der vollkommenen Konvergenz der Ergebnisse, für diese Fälle nach 2000 Iterationen (siehe Tabelle 4.3), wird das Netz auf Basis der Geschwindigkeits- und der Druckgradienten verfeinert. Es wird festgelegt, dass alle Zellen deren Gradient laut Lösung größer als 10 % des globalen Maximalwerts ist, ausgewählt werden sollen. Von dieser Definition ausgenommen sein sollen die Inflationsschichten, da eine Verkleinerung der Zellen an dieser Stelle zu kleine y^+ Werte zur Folge hat. Deshalb wird das kleinste durch die Adaption zu erhaltene Zellvolumen auf 0,0001 m³ festgelegt. Auf Basis dieser Vorgangsweise wird das Netz zuerst mit Hilfe des Geschwindigkeits- und im Anschluss des Druckgradienten (totaler Druck) verfeinert. Dieser Vorgang erhöht die Zellenzahl je nach Fall um ca. 1 Million Zellen.

4.4 Auswertung der Ergebnisse

4.4.1 Bestimmung der Lage der Messebenen

In einem geraden Rohr fällt der statische Druck in Strömungsrichtung vom Einlass zum Auslass stetig ab. Im Bereich einer Querschnitts- oder Richtungsänderung kommt es zu einem zusätzlichen Druckabfall. Die Messpunkte für die Druckdifferenz sollen in der entwickelten Strömung liegen, deshalb ist es wichtig in welchem Abstand zum Prüfling die Messpunkte gelegt werden. Zur Bestimmung des erforderlichen Abstands werden die Geschwindigkeitsprofile in Abständen von 5, 10, 15 und 20 d_h betrachtet und mit dem Profil der entwickelten Strömung verglichen. Es ergeben sich Verläufe wie in Bild 4.4 für den Fall 1 in Fahrtrichtung dargestellt.

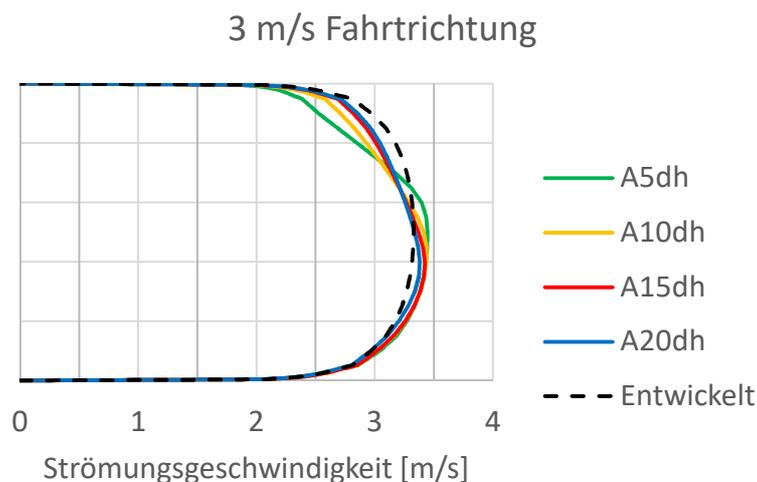


Bild 4.4: Geschwindigkeitsprofile abhängig vom Abstand zum Prüfling bei 3 m/s Strömungsgeschwindigkeit für Fall 1. Strömung in Fahrtrichtung.

Aus diesen Ergebnissen wird geschlossen dass, nach 15 - 20 d_h noch ein leichter Einfluss auf die Strömung gegeben ist, diese aber wieder als ausreichend entwickelt angenommen werden kann. Entsprechend werden die Messstellen des Druckes 20 d_h vor bzw. hinter die zu untersuchende Geometrie gelegt. Dieser Abstand bezieht sich auf die Positionen A und B in Bild 4.2. Bei einer Gesamtlänge der Zu- bzw. Ablaufstrecken von 30 d_h ergibt sich so eine Strecke von 10 d_h zwischen Randbedingung und Messpunkt (siehe Bild 4.5).

4.4.2 Bestimmung der Druckverlustbeiwerte

Für die Berechnung der Druckverlustbeiwerte gilt Formel (4.2). Darin beschreibt Δp_{Geo} die Druckdifferenz infolge der betrachteten Geometrie, in diesem Fall die Nischen. Der Divisor ist ein Ausdruck für den dynamischen Druck der Strömung stromabwärts der beeinflussenden Geometrie.

$$\zeta = \frac{\Delta p_{Geo}}{\rho \frac{u_0^2}{2}} \quad (4.2)$$

Der dynamische Druck kann für den inkompressiblen Fall leicht berechnet oder direkt in ANSYS Fluent ausgegeben werden. Im Falle dieser Arbeit wird der dynamische Druck im Rahmen der Berechnung der ζ -Werte in Excel berechnet.

Für die Bestimmung der Druckdifferenz infolge der Geometrie wird die Gesamtdruckdifferenz Δp_{ges} durch Messpunkte $20 d_h$ vor bzw. nach der Geometrie bestimmt. Bei dieser Art der Messung wird die Druckdifferenz durch den Druckverlust in den vor und nach der Geometrieänderung liegenden Leitungen beeinflusst. Dieser Leitungsverlust Δp_{Rohr} wird durch Simulation der Rohrstücke ohne beeinflussende Geometrie und Auswertung der Druckdifferenz auf einer Gesamtstrecke von $20 d_h$ ermittelt. Aus Formel (4.3) ist ersichtlich, dass somit die Druckdifferenz infolge Geometrieinfluss Δp_{Geo} bestimmt werden kann.

$$\Delta p_{ges} = \Delta p_{Rohr\ vor} + \Delta p_{Geo} + \Delta p_{Rohr\ nach} \tag{4.3}$$

Für den Vergleichswert mit der Literatur ist außerdem zu beachten, dass sich durch den Durchmessersprung trotz gleicher Länge unterschiedliche Druckverluste für Zu- und Ablaufstrecke ergeben. Grund dafür sind die durch die Kontinuität der Masse unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten im kleinen und großen Rohr. In diesem Fall muss für das kleine und große Rohr der Druckverlust separat ermittelt werden. Die Lage der Druckverluste ist in Bild 4.5 anhand von Fall 1 dargestellt und gilt in gleicher Weise auch für alle anderen betrachteten Fälle. Beim Idelchik Vergleichskörper fallen Punkt A und B zusammen (siehe Bild 4.1), für die Berechnung der Druckverlust spielt das aber keine Rolle.

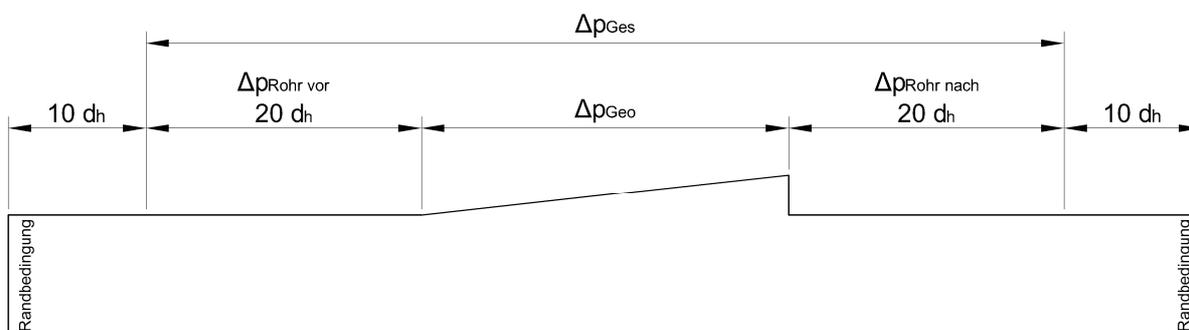


Bild 4.5: Darstellung der für die Berechnung notwendigen Druckdifferenzen an einem dem Fall 1 ähnlichen Prüfkörper

4.4.3 Berechnete Druckverlustbeiwerte

Im ersten Schritt wird der Druckverlustbeiwert für die „Idelchik“ Vergleichsgeometrie für eine Strömungsgeschwindigkeit von 3 m/s berechnet. Mit der im vorigen Kapitel beschriebenen Vorgangsweise ergibt sich aus der Simulation ein ζ -Wert von 0,096. Mit der aus der Literatur [19] bekannten Formel (4.4) erhält man einen Vergleichswert.

$$\zeta = 0,5 \left(1 - \frac{A_0}{A_1} \right)^{\frac{3}{4}} \tag{4.4}$$

Die Flächen A in obiger Formel bezeichnen die Querschnittsflächen des großen (A_1) und des kleinen Rohres (A_0) (vgl. Bild 4.1). Mit den dem Versuchsquerschnitt (Bild 4.1) entsprechenden Flächen ergibt sich ein ζ -Wert von 0,149. Es zeigt sich dass der simulierte Wert um 35 % niedriger ist. Laut Formel (4.2) können sowohl der Druck Δp_{Geo} , die Dichte ρ und die Strömungsgeschwindigkeit im kleinen Rohr u_0 für diese Abweichung verantwortlich sein.

Bei der Auswertung der für Tunnel relevanten Geometrien ergeben sich die Druckverlustbeiwerte laut Tabelle 4.4.

Tabelle 4.4: Druckverlustbeiwerte der untersuchten Geometrien für Tunnelnischen in Fahrtrichtung

	Fahrtrichtung		
	1 m/s	2 m/s	3 m/s
Fall 1	0,098	0,095	0,088
Fall 2	0,122	0,113	0,094
Fall 3	0,181	0,170	0,149
	Entgegen der Fahrtrichtung		
	1 m/s	2 m/s	3 m/s
Fall 1	0,055	0,048	0,040
Fall 2	0,136	0,134	0,118
Fall 3	0,203	0,193	0,173

Obwohl der Druckverlustbeiwert in der Regel von den Strömungsgeschwindigkeiten unabhängig ist, treten bei den betrachteten Modellen Schwankungen auf. Aufgrund dieser Tatsache und der schon genannten Abweichung von 35 % für den Druckbeiwert der Vergleichsgeometrie zur Literatur wird empfohlen, bei einer Verwendung die größeren Druckverlustbeiwerte, wie sie laut Simulation bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 1 m/s auftreten, zu verwenden.

Nichtsdestotrotz zeigen die Ergebnisse, dass die Fälle 2 und 3 einen höheren Druckverlust bewirken. Im Fall 3 ist dieser sowohl in als auch entgegen Fahrtrichtung wesentlich höher. Zudem ist ersichtlich, dass Fall 1 bei Strömungen entgegen der Fahrtrichtung sogar einen wesentlich niedrigeren Druckverlust verursacht als in Fahrtrichtung. Bei den Fällen 2 und 3 wiederum ist eine Strömungsrichtung entgegen der Fahrtrichtung ungünstiger. Aufgrund dieser Tatsache kann gesagt werden, dass der in der realen Anwendung weit verbreitete Fall 1 rein strömungstechnisch Vorteile gegenüber den anderen untersuchten Fällen bietet.

5 Brandmodellierung

Grundsätzlich mag ein Tunnel eine sehr einfache Aufgabe erfüllen. Bei genauer Betrachtung werden aber sehr hohe Anforderungen vor allem an die Sicherheit gestellt. Einen wichtigen Aspekt stellt in diesem Zusammenhang unter anderem die Untersuchung der Auswirkungen eines Brandes im Tunnel dar. Die Katastrophen im Tauertunnel 1999 oder in Kaprun im Jahr 2000 zeigen, wie furchtbar das Feuer in einem so beengten Raum wüten kann. Die Vermeidung solcher Katastrophen oder zumindest Verminderung der Opferzahlen durch entsprechende konstruktive Auslegung, unter anderem der Tunnellüftung, gilt als dementsprechend hohes Ziel.

Zur Einhaltung hoher Standards gibt es bei Neubauten strenge Vorschriften. Für Straßentunnel werden diese für Österreich in der RVS 09.02.31 [20] festgelegt. Für Eisenbahntunnel werden diese im Rahmen des behördlichen Genehmigungsverfahrens bestimmt. Um Daten für die Entscheidungsgrundlage zu erhalten, werden wo immer möglich Brandversuche verwendet.

Grundlage für die in dieser Arbeit untersuchte numerische Simulation bilden Brandversuche, die im Zeitraum vom 24.10.2016 bis zum 16.12.2016 am Ostportal des Koralmtunnels stattgefunden haben. Die dabei erfassten Messdaten dienen in der gegenständlichen Arbeit als Randbedingung (z. B. Strömungsgeschwindigkeit, Wärmefreisetzung, usw.) oder aber zur Validierung der Rechenergebnisse (z. B. vertikale Temperaturprofile).

Das Ziel ist eine möglichst einfache und trotzdem genaue Modellierung des Brandes, um für zukünftige Projekte eine rasche Abschätzung der Brandszenarien zu ermöglichen. Der große Vorteil der Simulation liegt dabei in der Anwendungsmöglichkeit, auch für Fälle in denen ein tatsächlicher Versuch nicht durchführbar ist. Im Gegensatz zu [21] soll die Simulation nicht mit FDS sondern mit ANSYS Fluent erfolgen, um festzustellen welcher Code besser für die Verwendung unter den Gegebenheiten geeignet ist.

Bild 5.1 zeigt den Versuchsaufbau. Als Brandquelle dienten Brandtassen. Als Brennstoff diente ein Diesel-Benzin Gemisch mit einem Mischungsverhältnis von 4:1 Volumenanteilen. Zum Schutz des Tunnels vor Brandschäden wurde eine Einhausung um die Brandtassen errichtet. Weiter stromabwärts wurde außerdem eine Zugattrappe aufgestellt. Die Geschwindigkeitsmessung erfolgte wie üblich mit diagonal angebrachten Ultraschall-Luftströmungsgeschwindigkeitsmessgeräten. Zur Erfassung der Rauchgastemperaturen wurden in Strömungsrichtung hinter den Brandtassen in definierten Abständen Temperaturmesssonden installiert (Bild 5.2). Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus findet sich in [22].

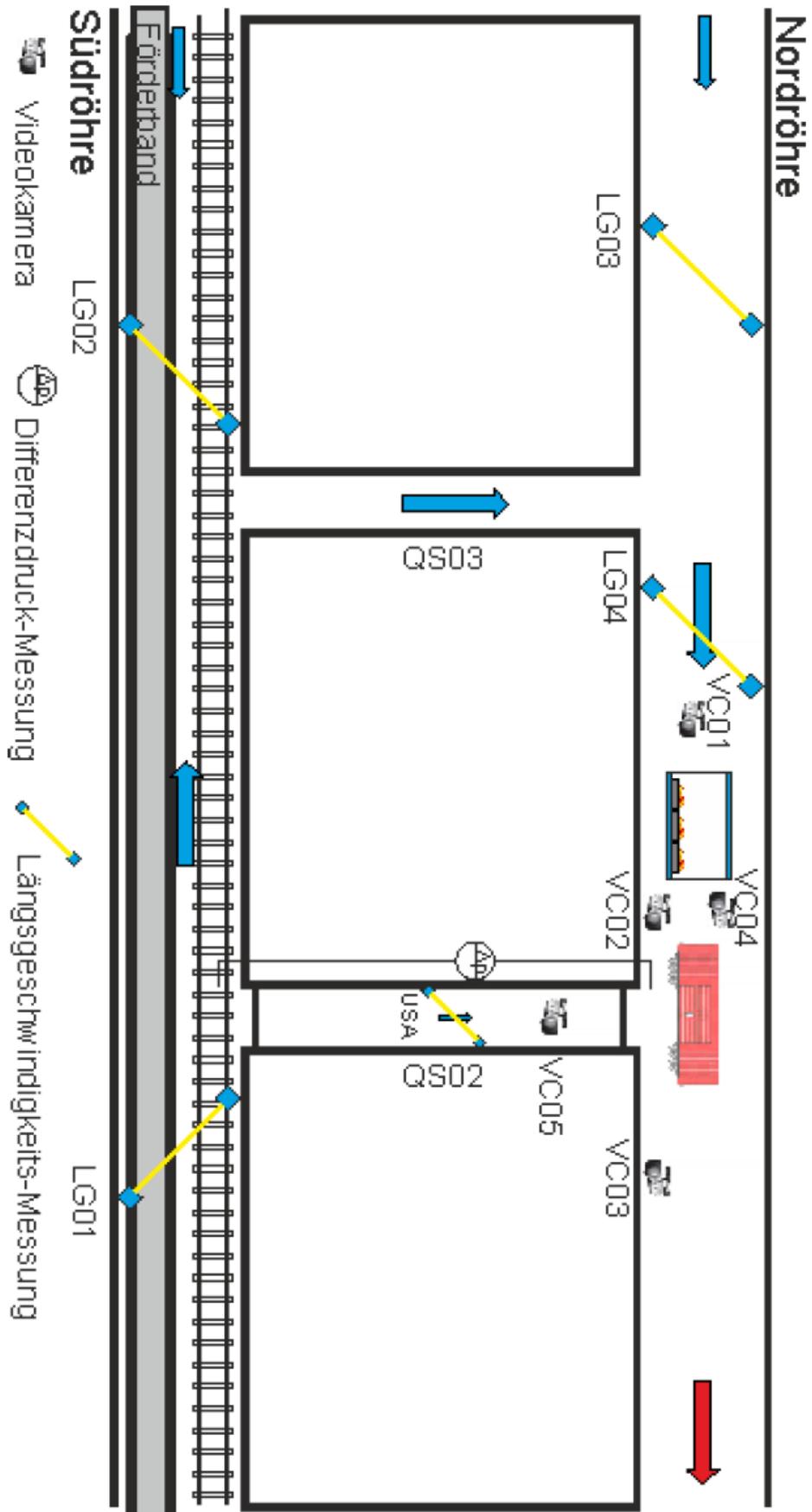


Bild 5.1: Versuchsaufbau für die Messreihe im Koralmntunnel [22]

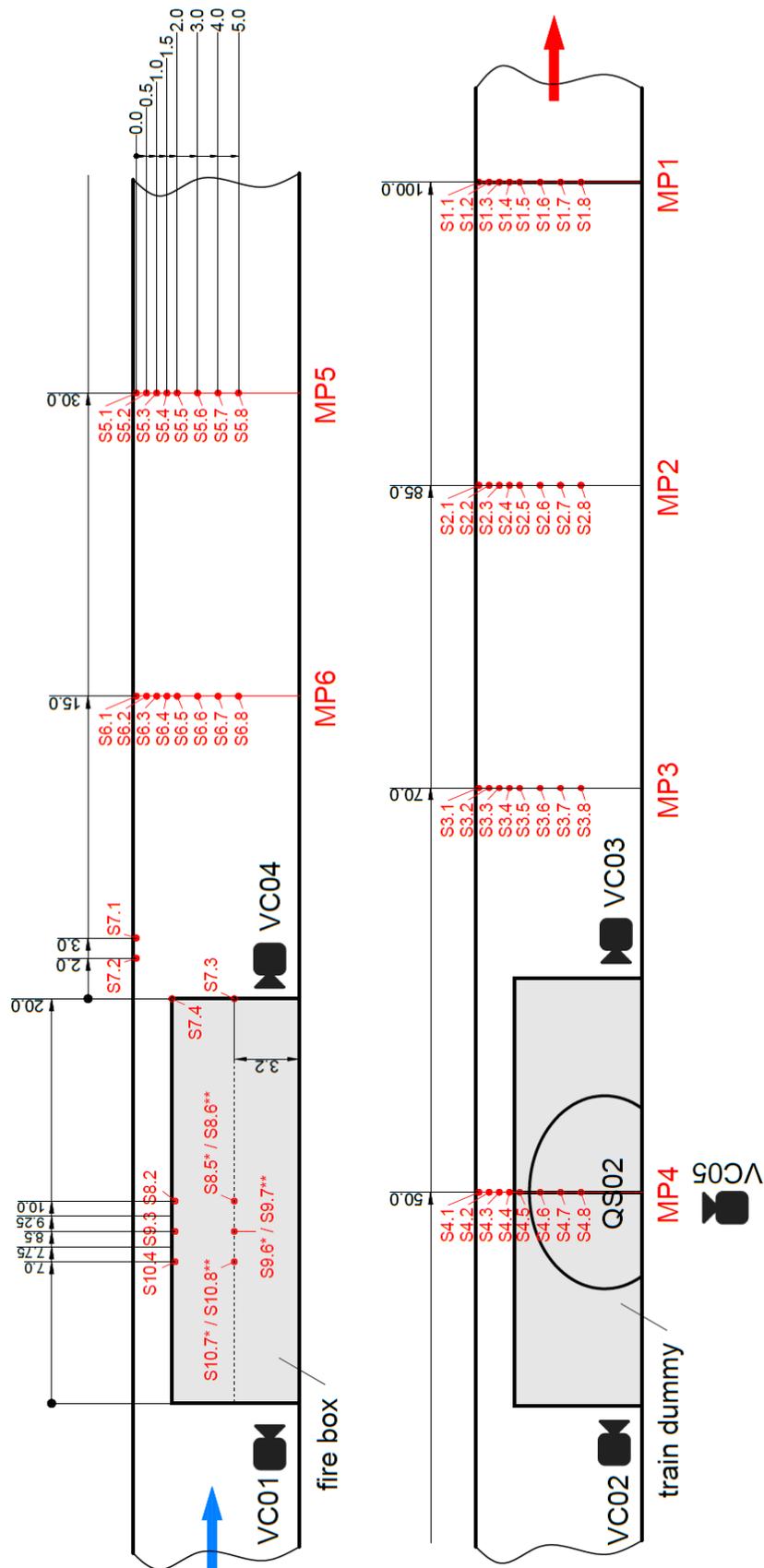


Bild 5.2: Detaillierte Ansicht der Platzierung der Temperaturmesssonden

5.1 Messdaten Koralmtunnel

Um die Simulation auf Plausibilität prüfen zu können, werden Messdaten aus einem real durchgeführten Versuch benötigt. Die verwendeten Werte beziehen sich dabei auf den Brandversuch 7 (vgl. [26]) mit einer maximalen Brandleistung von 19,5 MW. Als Eingangsdaten dienen hier das gemessene Geschwindigkeitsprofil und der Verlauf der Brennstoffmassenabnahme über der Zeit. Zur Validierung des Modells dienen die gemessenen Temperaturprofile der Messpunkte MP5 und MP6. Die Brenndauer des gesamten Brandversuchs lag bei 8:15 Minuten, also 495 Sekunden. Für alle hier betrachteten Profile ist nur der Bereich bis 300 Sekunden relevant. Es wird deshalb auf eine Darstellung darüber hinaus verzichtet. Das begründet sich darin, dass für die vorliegende Arbeit die Schaffung eines Ersatzmodells und nicht die vollständige Simulation eines Brandes im Vordergrund steht. Die Rechenleistung als limitierender Faktor macht eine solche Verkürzung notwendig, ohne, dass die Vergleichbarkeit zum realen Versuch darunter leidet. Nachfolgend werden die beiden Eingangsgrößen beschrieben.

5.1.1 Geschwindigkeitsprofil

Die Messung der mittleren Geschwindigkeit erfolgte wie schon erwähnt mit Ultraschall-Anemometer. Diese lieferten alle fünf Sekunden einen Messwert. Da für die Eingangsparameter der Simulation ein Zeitschritt von einer Sekunde verwendet wird, müssen die Werte zwischen den Stützstellen mittels linearer Interpolation ergänzt werden. Bild 5.3 zeigt das gemessene und für die Simulation als Eingangsparameter verwendete Profil.

In ANSYS Fluent gibt es mehrere Wege ein solches Profil als Randbedingung zu verwenden. So kann das Polynom direkt als Randbedingung definiert werden oder auch eine *User Defined Function* kurz UDF verwendet werden, in welcher die Funktion eingebunden wird. Der für ein solch einfaches zweidimensionales Profil aber bei weitem einfachste Weg ist die Einbindung über eine in Excel erstellte CSV-Datei. Für die gegenständliche Untersuchung wird in dieser Datei jedem Zeitpunkt von 0 bis 300 Sekunden ein Geschwindigkeitswert zugewiesen. Die Werte zwischen den Stützpunkten werden von ANSYS Fluent interpoliert. Dadurch kann auch mit gröberen Eingangsdaten der für die Berechnung nötige glatte Verlauf des Profils erreicht werden.

5.1.2 Brennstoffmassenstrom

Der für die Simulation benötigte freigesetzte Wärmestrom wird nicht direkt bestimmt. Stattdessen wurde der aus den Brandtassen verbrauchte Brennstoff gemessen. Dies erfolgt relativ einfach über Wägung der Tassen in Echtzeit. Bei dieser Messung erfolgt die Feststellung der Masse für jede einzelne Sekunde. Die Messwerte schwanken beträchtlich und mussten geglättet werden. Das liegt unter anderem an Auftriebseffekten der turbulenten Strömung an den Brandtassen. Aufgrund dieser Tatsache entstehen bei der Differenzbildung der Massen über die Zeitschritte auch negative Massenströme. Da bei einer Verbrennung die Masse des Brennstoffes abnehmen muss, werden alle negativen Differenzen durch Null ersetzt. Das vermindert ihren Einfluss bei der anschließenden Approximation mittels Polynom 6. Ordnung und trägt zur Genauigkeit bei. Eine Integration des erhaltenen Polynoms über der Zeit zeigt, dass durch diese Approximation keine merkbare Änderung der Gesamtbrennstoffmasse verursacht wird. Die Verläufe der Brennstoffmassen finden sich in Bild 5.4.

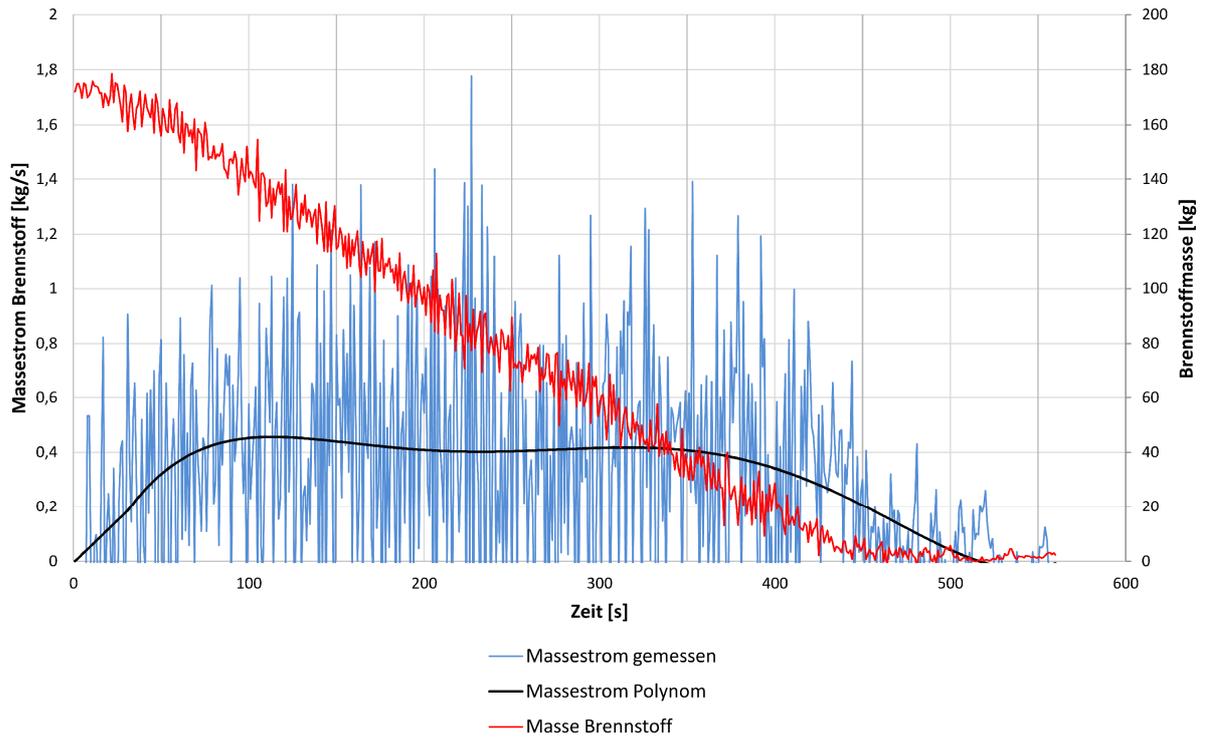


Bild 5.3: Verlauf von gemessener Masse, gemessenem und gemitteltem Massestrom des Brennstoffs

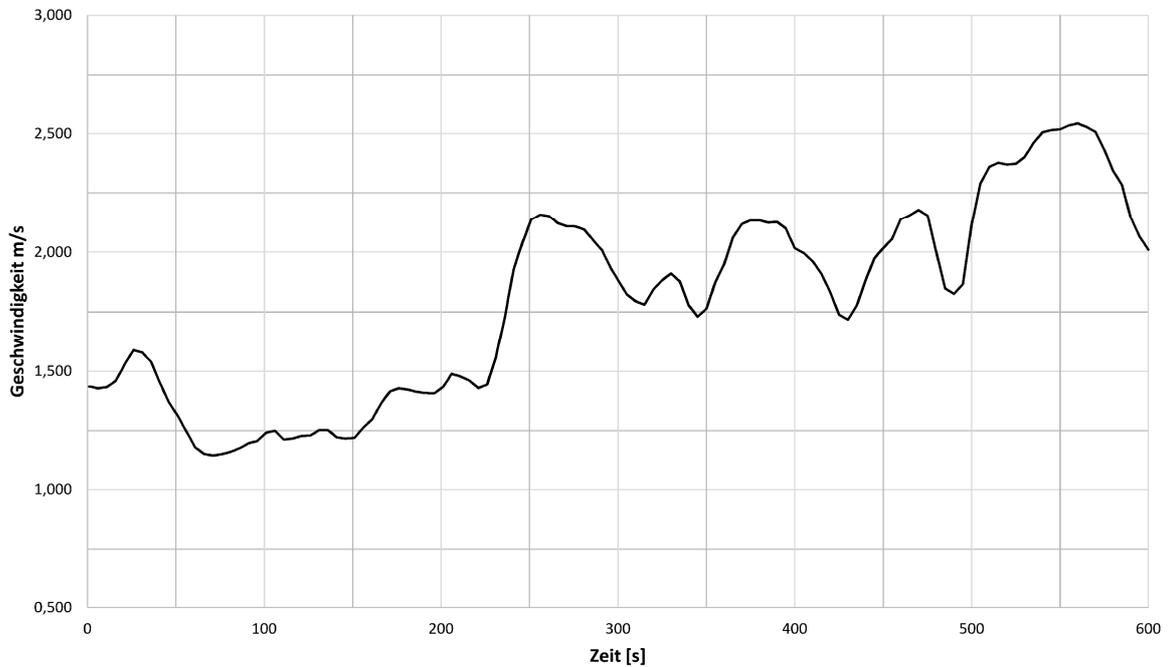


Bild 5.4: Mittleres Geschwindigkeitsprofil vor den Brandtassen während des Brandversuchs

5.2 Netzerstellung

Für die Netzerstellung bei der Modellierung von Prozessen, wie den nachfolgend erläuterten Stofftransport- oder Wärmeleitprozessen, gilt es umso mehr, die im Grundsatzkapitel erläuterten Netzqualitätskriterien einzuhalten. Bei schlechten Netzen reagiert der Solver empfindlich und neigt zu sehr schwacher Konvergenz bis hin zur Divergenz.

Da in dieser Arbeit die Erstellung eines vereinfachten Verbrennungsmodells im Mittelpunkt steht, werden bedingt durch den unterschiedlichen Detailgrad der Geometrie und die unterschiedlichen Verbrennungsmodellierungen verschiedene Vernetzungsarten verwendet. Die Unterschiede in der Geometrie treten recht offensichtlich zutage. Die Änderungen der Vernetzung zwischen den zwei betrachteten Brandmodellierungen sind etwas subtiler. Da es für das Verständnis aber wichtig ist, wird hier kurz auf das Kapitel 5.4 vorgegriffen. Für die einfache Wärmestromfreisetzung wie in Kapitel 5.3.1 ist es nötig die Brandtasse als internes Fluid zu definieren, das dann als Wärme- und Massestromquelle dient. Für die Modellierung nach Kapitel 5.3.2 geschieht die Wärmeeinbringung durch einen Masseeinlass. In diesem Fall wird die Brandtasse als leeres Volumen definiert.

Für alle Netze wird der gleiche Querschnitt verwendet. Bild 5.5 zeigt die Vereinfachung, die im Vergleich zum realen Querschnitt getroffen werden. Der rot hinterlegte Bereich wird bei allen Geometrien zur Vereinfachung weggelassen, da dieser aus kurzen zueinander gewinkelten Strecken bestehende Bereich eine feinere Auflösung des Netzes fordert. Für alle Simulationen wird außerdem die Symmetrie ausgenutzt, wodurch nur die halben Querschnitte verwendet werden.

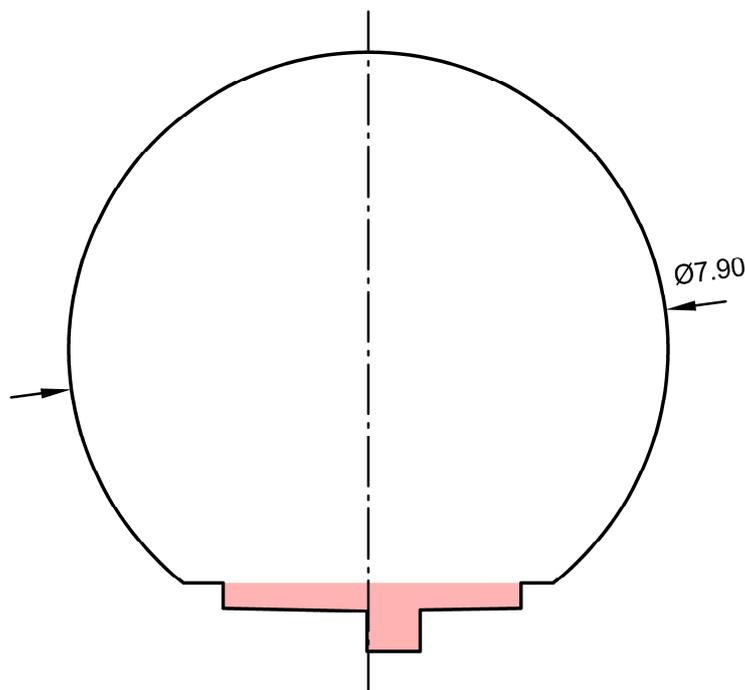


Bild 5.5: Querschnitt der Tunnelgeometrie, der rot hinterlegte Bereich wird bei der Modellierung vernachlässigt.

5.2.1 Geometrien

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Geometrien verwendet. Diese unterscheiden sich im Detaillierungsgrad. Im ersten Fall wird eine sehr weit vereinfachte Geometrie verwendet im zweiten Fall ein zu weiten Teilen der realen Situation entsprechendes Modell. Durch diese Art der Betrachtung kann der Einfluss des Abstraktionsgrades auf die Rechenergebnisse abgeschätzt werden. Für alle Modelle wird die gleiche Rohrlänge gewählt. Diese beträgt insgesamt 400 m und setzt sich zusammen aus 240 m von Einlass bis Mitte Brandtasse und 160 m von Mitte Brandtasse bis Auslass. Bild 5.6 zeigt die verschiedenen Geometrien. Der rot markierte Bereich stellt dabei die zur Brandmodellierung genutzte Fläche bzw. Geometrie dar. In blau wird die Einhausung angedeutet. Nicht dargestellt ist die in der Simulation ebenfalls berücksichtigte Tunnelwand, diese wird durch einen konzentrischen Mantel mit 14 m Durchmesser berücksichtigt. Die Geometrierstellung erfolgte für alle Fälle mit Spaceclaim.

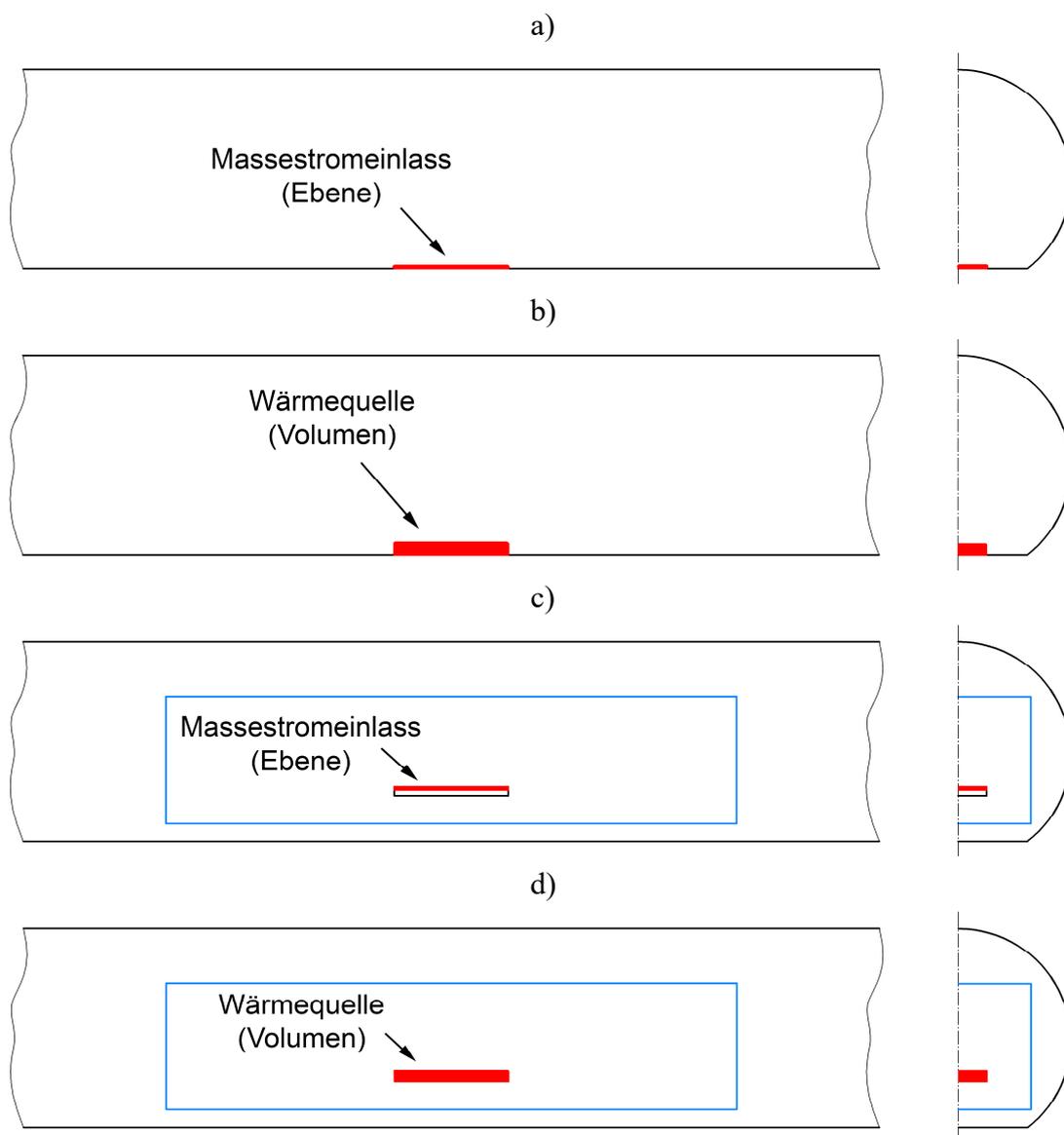


Bild 5.6: Die unterschiedlichen verwendeten Geometrien. Für die Modellierung der Wärme mit Enthalpiestrom a) einfach und c) detailliert, für direkten Wärmestrom b) einfach und d) detailliert. Dargestellt sind auch Wärmequelle (rot) und Einhausung (blau)

5.2.2 Charakterisierung der Vernetzung für Geometrie a

Die Netzerstellung erfolgt für diese Geometrie (lt. Bild 5.6) mit dem ANSYS Meshing Tool. Aufgrund des einfachen Aufbaus ist es möglich ein strukturiertes Netz zu verwenden. Dieses wird mit dem *Sweep* Befehl erstellt. Zu beachten ist dabei, dass eine Vorbereitung der Geometrie in Form einer Aufspaltung entlang der Brandtassenkanten notwendig ist. In den der Brandtasse stromab- und stromaufwärts gelegenen Tunnelstücken wird zur Zelleneinsparung die Netzverdichtung verwendet. Das heißt die Zelllänge nimmt ausgehend von der Feuertasse zu. Tabelle 5.1 gibt eine Übersicht über die wichtigsten Netzparameter.

Tabelle 5.1: Netzparameter für Geometrie a

Zellenzahl	3036774
Zellengröße im Querschnitt	0,2 m
Netzverdichtung	3
Zellenlänge	0,5 m
Zellengröße über der Brandtasse	0,16 m
Dicke der ersten Schicht	0,025 m
Anzahl der Inflationsschichten im Fluid	11

5.2.3 Charakterisierung der Vernetzung für Geometrie b

Das Netz für diese Geometrie (lt. Bild 5.6) wird mit ANSYS Fluent Meshing erstellt welches mit Version 2020R2 eingeführt wurde und eine wesentlich einfachere Bedienung und leistungsfähigere Vernetzungsumgebung bietet.

Für diese Art der Modellierung muss die Brandtasse bei der Geometriearstellung als separates Fluid definiert werden. Generell empfiehlt es sich alle später in ANSYS Fluent benötigten Randbedingungen und Zonen schon bei der Geometriearstellung zu definieren. Dies erleichtert die Arbeit beim Vernetzen. Da die Brandmodellierung mit diesem Modell weniger Ressourcen verbraucht, kann die Zellenzahl leicht angehoben werden.

Tabelle 5.2: Netzparameter für Geometrie b

Zellenzahl	4550977
Zellengröße im Fluid	0,25 m
Zellengröße der Brandtasse	0,05 m
Zellengröße der Tunnelwand	0,18 m
Zellengröße im Mantel	2 m
Anzahl der Inflationsschichten im Fluid	10
Dicke der ersten Schicht	0,025 m

Dank der Verwendung eines unstrukturierten Poly-Hexcore Netzes (Hexaeder in der Geometrie, Polyeder an Randschichten oder Übergängen) kann dabei auch gezielt in kritischen Bereichen wie über der Brandtasse eine Verfeinerung stattfinden. Tabelle 5.2 zeigt die wichtigsten Netzparameter.

5.2.4 Charakterisierung der Vernetzung für Geometrie c und d

Da sich die Geometrien (lt. Bild 5.6) sehr ähnlich sind und beide Netze mit ANSYS Fluent Meshing erzeugt wurden, werden sie hier parallel behandelt. Für die Vernetzung beider Geometrien stellt sich aufgrund des hohen Detailgrades die Anforderung nach lokal kleinerem Gitterabstand und deshalb höherer Gesamtzellzahl. Vor allem die Vernetzung der Brandtasse ist wesentlich zellintensiver als bei den einfachen Geometrien. Schon bei Simulation der kalten Strömung zeigt sich, dass eine unzureichende Zellgröße im Bereich der Brandtasse die Konvergenz erheblich verschlechtert.

Ein weiterer Grund für die gestiegene Zellenzahl kann man auf die höhere Zahl der Zellen in den Randschichten zurück führen. Um die Zellqualität zu steigern, wird die Zellgröße an der Tunnelwand verkleinert. Das verbessert das Seitenverhältnis der Randschichten. Durch die Darstellung der Einhausung müssen ebenfalls mehr Randschichtzellen vernetzt werden. Tabelle 5.3 zeigt die wichtigsten Netzparameter für beide Geometrien. Für Geometrie c) wird eine etwas kleinere Zellengröße im Tunnel gewählt, da die Simulation des Stofftransportes eine etwas feinere Gitternetzweite benötigt.

Tabelle 5.3: Netzparameter für Geometrie c und d

	Geometrie c)	Geometrie d)
Zellenzahl	7514097	6734575
Zellengröße im Fluid	0,18 m	0,20 m
Zellengröße der Brandtasse		0,05 m
Zellengröße der Tunnelwand		0,15
Zellengröße der Einhausung		0,12
Zellengröße im Mantel		2 m
Höhe der ersten Schicht		0,015 m
Anzahl der Randschichten Tunnelwand		10
Anzahl der Randschichten Einhausung		6

5.2.5 Netzunabhängigkeit

Da bei allen transienten Simulationen die jeweils vorhandene Rechnerinfrastruktur voll ausgeschöpft wird, wurde die Netzunabhängigkeit mithilfe einer stationären Rechnung überprüft. Dabei zeigte sich für die in den vorigen Unterkapiteln behandelten Netze bei weiterer Verfeinerung keine relevante Verbesserung der Ergebnisse.

5.3 Wärmestrommodellierung

Da das Ziel dieser Arbeit eine Vereinfachung der Verbrennungsmodellierung ist, wird auf eine Simulation des Brandes mittels Reaktionsgleichungen verzichtet. Diese kann in ANSYS Fluent durchaus verwendet werden. Die Berechnung der Reaktionen erfordert aber sehr feine Rechenetze und sehr hohe Rechenleistung. Zur Vollständigkeit sei erwähnt, dass mit allen in dieser Arbeit präsentierten Netzen auch eine detaillierte Verbrennungssimulation vorgenommen wurde. Bei keinem der betrachteten Fälle stellte sich mit detaillierter Verbrennungssimulation bei den geforderten, doch recht hohen Zeitschritten eine zufriedenstellende Konvergenz ein. Dies deutet auf zu grobe Netze oder zu große Zeitschritte hin. Eine Änderung dieser Parameter war aber aufgrund einer wesentlichen Erhöhung der Rechenzeit nicht machbar. Deshalb wird auf diese Art der Simulation in dieser Arbeit auch nicht weiter eingegangen.

Stattdessen werden zwei unterschiedliche Ansätze der Wärmestromfreisetzung untersucht. Bei beiden Ansätzen wird die Wärmefreisetzung durch einen zeitlichen Wärmestrom und einen Massestrom ersetzt. Bei dieser Modellierung handelt es sich im Prinzip um einfache Transportprozesse, die wesentlich weniger Rechenzeit verschlingen. Anzumerken ist noch, dass bei beiden Modellen auf die Simulation der Wärmestrahlung verzichtet wurde. Ein großer Teil der Strahlung lässt sich auf Rußstrahlung zurückführen. Diese ist in ANSYS Fluent ohne Verbrennungsmodellierung aber nur sehr komplex über Mehrphasenmodelle möglich und deshalb aufgrund des hohen Rechenaufwands für die Anwendung in dieser Arbeit unattraktiv. Da ein Großteil der Wärmestrahlung an die Einhausung abgegeben wird und in der Strömung ohnehin die konvektive Wärmeübertragung tonangebend ist, wird stattdessen mit verminderten konvektiven Heizwerten laut [24] gerechnet. Im Folgenden wird auf die zwei Arten der Modellierung eingegangen.

5.3.1 Wärmefreisetzung über direkten Wärmestrom

Für diese Art der Wärmefreisetzung wird der durch den Brennstoff erzeugte Wärmestrom verwendet. Dieser berechnet sich aus dem beim Brandversuch ermittelten Brennstoffmassestrom und dem Heizwert. Wie erwähnt wird dabei nur der konvektive Anteil der freigesetzten Wärme laut [24] verwendet. In Tabelle 5.4 sind die entsprechenden Heizwerte für einige gängige Brennstoffe dargestellt.

Tabelle 5.4: Unterteilung der Heizwerte für einige gängige Brennstoffe [24]

	H_u [MJ/kg]	H_{ch} [MJ/kg]	H_{konv} [MJ/kg]	H_{rad} [MJ/kg]
Heptan (Diesel)	44,6	42,2	27,6	13,6
Oktan (Benzin)	44,6	41,0	27,3	13,7
Methan	50,1	49,6	42,6	7,0
Propan	46,0	43,7	31,2	12,5

Der Heizwert H_u beschreibt die bei Verbrennung in einem Kalorimeter ermittelte freigesetzte Wärme ohne Rückgewinnung der Kondensationswärme. Er wird für viele technische Prozesse verwendet, bei denen von einer vollständigen Verbrennung ausgegangen werden kann. Vereinfacht stellt die Umsetzung des Reaktionsgemisches in Ottomotoren solch einen Fall dar.

Der zweite in dieser Tabelle dargestellte Heizwert ist der chemische Heizwert H_{ch} . Bei diesem Heizwert wird der Energieverlust durch unvollständige Verbrennung berücksichtigt.

Diese Art der Verbrennung tritt bei nicht vorgemischten Reaktionspartnern, wie in unserem Fall der Brandtasse, auf. Diese Art des Heizwertes bietet sich bei Verwendung von FDS für die Berechnung an, wenn das „*Simple Chemistry Modell*“ verwendet wird [21].

In der dritten und vierten Spalte finden sich der konvektive Anteil der freigesetzten Wärme (H_{konv}) sowie der Strahlungsanteil (H_{rad}). Diese beiden Werte bilden in Summe den chemischen Heizwert. Der Strahlungsanteil liegt für Oktan (Benzin) und Heptan (Diesel) bei ungefähr 33%, wie aus Tabelle 5.4 ersichtlich. Dieser recht hohe Anteil erklärt sich durch die bei der Verbrennung in einer offenen Brandtasse auftretenden Rußbildung. Die reine Gasstrahlung kann dagegen als sehr gering angenommen werden. Wie schon erwähnt, wird in dieser Arbeit auf eine komplizierte Modellierung der Rußfreisetzung und in Folge der Wärmestrahlung verzichtet. Für alle nachfolgenden Berechnungen wird also nur mit dem konvektiven Heizwert gerechnet.

Mit dieser Kenntnis kann nun der Wärmestrom berechnet werden. Dieser ergibt sich aus dem in (5.1) dargestellten Zusammenhang. So kann mit dem, aus dem Brandversuch ermittelten Massestrom ein Wärmestrom ermittelt werden, wie er für die Brandmodellierung verwendet wird.

$$\dot{Q}_{konv} = H_{konv}\dot{m} \quad (5.1)$$

Für die Einbindung in ANSYS Fluent werden sowohl der Massestrom- als auch Wärmestromverlauf verwendet. Der Massestrom simuliert die durch den Brand entstehenden Rauchgase. Bei diesem sehr einfachen Modell wird als Rauchgas lediglich Luft als Fluid verwendet. Das ist eine wesentliche Vereinfachung zu der zweiten Modellierungsmöglichkeit, die im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird. Dementsprechend müssen die für die Wärmeleitung einflussgebenden Parameter von Luft temperaturabhängig beschrieben werden. In diesem Fall handelt es sich dabei um die spezifische Wärmekapazität c_p und die Wärmeleitfähigkeit λ .

5.3.1.1 Stoffgrößen von Luft

Wird Luft in ANSYS Fluent (dort bezeichnet als *air*) als Fluid ausgewählt sind standardmäßig alle Stoffwerte als konstant angenommen. Da in dieser Simulation an der Brandquelle sehr hohe Temperaturen auftreten, müssen die Temperaturabhängigkeiten der Stoffgrößen auch in der Simulation berücksichtigt werden. Für die Dichte und die Viskosität bietet ANSYS Fluent mit der Modellierung als Ideales Gas (Dichte) und Viskosität nach Sutherland einfache Eingabemöglichkeiten.

Für die spezifische Wärmekapazität und die Wärmeleitfähigkeit hingegen kann nur die Art der Modellierung ausgewählt werden. In diesem Fall wird ein stückweise linearer Ansatz gewählt. Die für diese Darstellung nötigen Werte der Stützpunkte finden sich in [6] und sind in Bild 5.7 dargestellt. Zu beachten ist, dass die Literatur für beide Stoffgrößen die Temperaturabhängigkeit nur in einem Bereich zwischen -200 °C und 1000 °C abbildet. Außerhalb dieses Bereichs nimmt ANSYS Fluent den unteren bzw. oberen Wert als konstant an. Die Temperatur der Strömung außerhalb der Brandzone liegt in diesem Temperaturbereich, deshalb wird diese Modellierung als ausreichend genau betrachtet. Es sei allerdings trotzdem erwähnt, dass es im Brandbereich durch die Art dieser Modellierung zu Abweichungen von den realen Gegebenheiten kommen kann. Durch diese Schwäche ist dieses Modell für eine detaillierte Betrachtung der Vorgänge im Brandbereich nicht geeignet. Durch die Verwendung eines nach oben erweiterten Temperaturbereichs für beide Stoffwerte kann die Genauigkeit erhöht werden. Während der numerischen Simulation offenbarten sich allerdings andere Schwächen dieser Art der Modellierung, die weitaus größeres Fehlerpotenzial bergen. Für eine Erläuterung wird auf Kapitel 5.6 verwiesen.

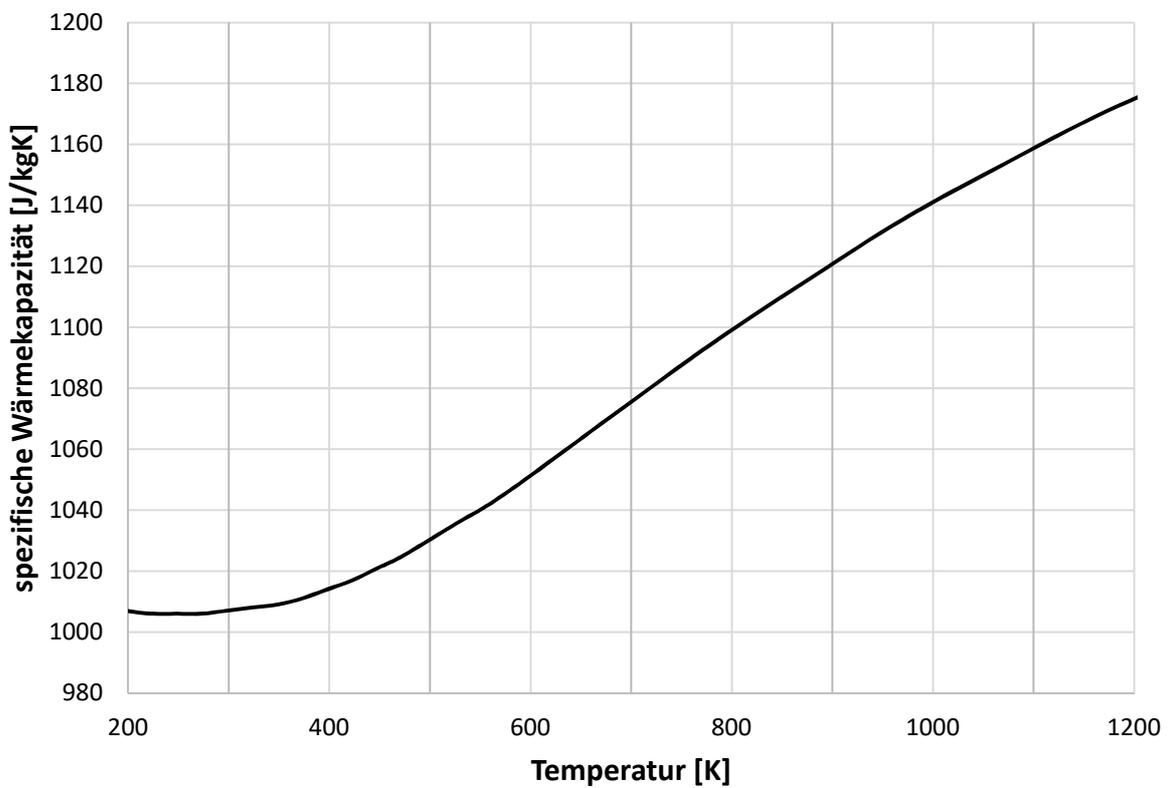
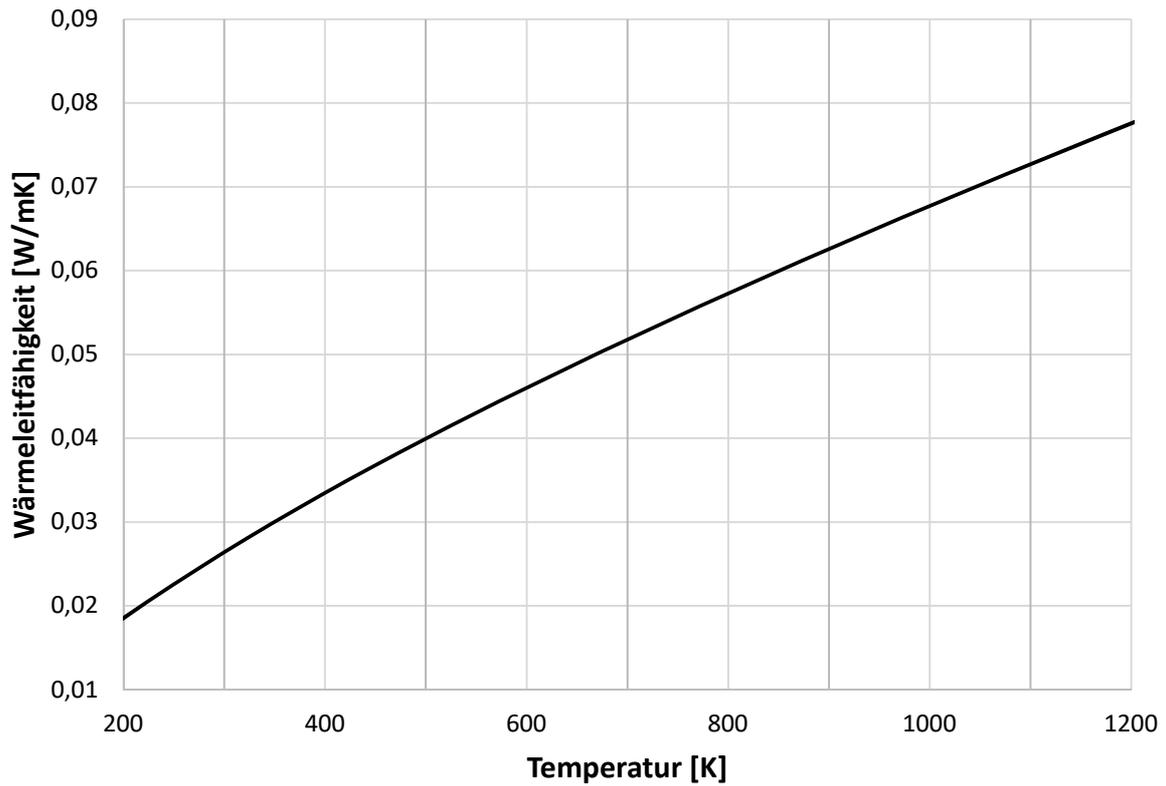


Bild 5.7: Diagramme der für die Modellierung der Luft verwendeten Stoffgrößen Wärmeleitfähigkeit λ (oben) und spezifischen Wärmekapazität c_p (unten) in Abhängigkeit der Temperatur

5.3.2 Wärmefreisetzung als Enthalpiestrom

Als weitere Möglichkeit der Modellierung der Wärmeeinbringung bietet sich der Ausdruck des Wärmestroms über die Enthalpieströme an. Hier ergibt sich ein großer Vorteil durch eine bessere Kontrolle der Temperatur der einströmenden Gase. Als Grundlage dient hierbei Formel (2.13). Aus dieser Formel wird ersichtlich, dass der Wärmestrom auch durch einen Massestrom und das Integral der Enthalpieänderung, ausgedrückt über das Produkt der spezifischen Wärmekapazität c_p und der Temperaturänderung dT , berechnet werden kann. Der Wärmestrom ist durch die Messungen der Brandversuche bekannt und wird wie in Kapitel 5.3.1 erläutert berechnet. Das Integral der Enthalpieänderung kann auch berechnet werden. Die unbekannte Größe ist in diesem Fall also der Massestrom, der durch umstellen der Formel (2.13) in (5.2) errechnet werden kann.

$$\frac{\dot{Q}}{\int_{T_0}^{T_{zu}} c_{p_{ein}}(T) dT} = \dot{m} \quad (5.2)$$

Für die Modellierung in ANSYS Fluent wird ein Massestromeinlass verwendet. Dieser wird definiert durch die einströmende Masse, deren Zusammensetzung und Temperatur. Die Zusammensetzung des einströmenden Fluids orientiert sich an der Zusammensetzung des bei der Verbrennung entstehenden Rauchgases und wird, wie in den beiden nachfolgenden Kapiteln beschrieben, berechnet.

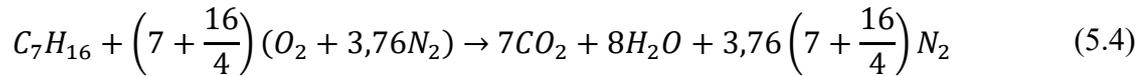
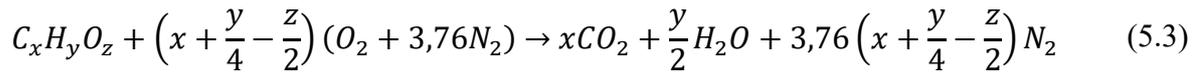
Bei Betrachtung von Formel (5.2) fällt auf dass bei einem, wie in unserem Fall, durch die Messung der Brennstoffabnahme vorgegebenen Wärmestrom, der Massestrom und das Integral der Enthalpieänderung in Abhängigkeit voneinander variiert werden können. Bei einer (rechnerischen) Zunahme des Massestromes muss die Enthalpiedifferenz abnehmen und umgekehrt. Die Enthalpieänderung ist wiederum von der Temperaturdifferenz abhängig. Da die untere Temperatur T_0 bei allen Modellen der Anfangslufttemperatur des Tunnels entspricht, hängt die Enthalpieänderung direkt von der Temperatur des modellierten Rauchgases T_{zu} ab.

Für diese Art der Modellierung ist es also wichtig zu wissen wie stark der Einfluss der gewählten Temperatur-Massestrom Kombination auf die Simulationsergebnisse ist. Deshalb werden bei den Berechnungen mit diesem Modell die Temperaturen in einen Bereich von 1500 – 2500 K variiert und die entsprechenden Masseströme laut Formel (5.2) berechnet. Zur einfacheren Modellierung werden diese rechnerischen Masseströme bezogen auf die gemessene Brennstoffmasse.

Die Berechnung der spezifischen Wärmekapazitäten erfolgt wie in 2.1.4 beschrieben. Alle verwendeten Polynomkoeffizienten der verwendeten Bestandteile finden sich im Anhang (Kapitel C.1). Nachfolgend wird auf die Möglichkeiten der Gewichtung der Rauchgasbestandteile und Berechnung des benötigten einströmenden Massestroms eingegangen.

5.3.2.1 Zusammensetzung nach chemischem Gleichgewicht

Eine Möglichkeit der Ermittlung der Rauchgaszusammensetzung ergibt sich durch Betrachtung der Gleichung für chemisches Gleichgewicht. Für Kohlenwasserstoffe gilt die chemische Gleichgewichtsformel laut Gleichung (5.3). Da Diesel der Hauptbestandteil des Brennstoffs ist, wird die Reaktionsgleichung von Heptan C_7H_{16} verwendet. Diese ist nachfolgend in Gleichung (5.4) dargestellt.



Mit Hilfe dieser Gleichungen ergeben sich direkt die Molanteile der Reaktionsprodukte am Brennstoff. Mit den Molaren Massen können daraus die Massenanteile der Reaktionsprodukte berechnet werden. Je nachdem, ob dabei die Brennstoffmasse oder die Rauchgasmasse als Bezugswert verwendet wird, erhält man die entsprechenden Anteile. Für die Berechnung in ANSYS Fluent wird das Rauchgas als einströmender Massestrom modelliert. Entsprechend wird dann der Masseanteil bezogen auf das Rauchgas verwendet. An dieser Stelle sei angemerkt, dass ANSYS Fluent auch die Verwendung von Molanteilen erlaubt. Diese Möglichkeit wird in dieser Arbeit aber nicht genutzt.

In Tabelle 5.5 sind alle für die Berechnung und Modellierung benötigten Größen abgebildet. Diese Methode der Ermittlung der chemischen Zusammensetzung ist sehr einfach, kann aber die Komponenten der unvollständigen Verbrennung nicht darstellen. Deshalb wird für die Modellierung der Brände die im nächsten Unterpunkt erläuterte Variante verwendet.

Tabelle 5.5: Die für die Berechnung der Zusammensetzung des Rauchgases nötigen Größen für chemisches Gleichgewicht

	M [g/Mol]	ν [Mol/Mol _B]	μ_B [g/g _B]	μ_{RG} [g/g _{RG}]
Heptan	100,21	-	-	-
CO ₂	44,01	7	3,074	0,191
H ₂ O	18,02	8	1,439	0,090
N ₂	28,01	41,36	11,561	0,719

5.3.2.2 Zusammensetzung laut SFPE Handbook [24]

Eine weitere Möglichkeit der Ermittlung der Zusammensetzung des Rauchgases ergibt sich aus der Literatur. Tabelle 5.6 zeigt die Masseanteile für eine Auswahl an Brennstoffen lt. [24].

Tabelle 5.6: Masseanteile der Rauchgase für einige Brennstoffe laut [24] in Gramm pro Gramm Brennstoff

	[g/g _B]			
	μ_{CO_2}	μ_{CO}	μ_{CH}	μ_s
Heptan	2,85	0,010	0,004	0,037
Oktan	2,84	0,011	0,001	0,038
Methan	2,72	-	-	-
Propan	2,85	0,005	0,001	0,024

Die Indizes bezeichnen in dieser Reihenfolge: Kohlendioxid, Kohlenmonoxid, die unverbrannten Kohlenwasserstoffe und den Ruß. Bei der Simulation wird aufgrund der Zusammensetzung des Brennstoffgemischs wieder mit dem Hauptbestandteil Diesel (hier Heptan) gerechnet. Der Anteil der unverbrannten Kohlenwasserstoffe wird aufgrund des verschwindend kleinen Anteils nicht berücksichtigt. Da eine Simulation des Rußes wie schon in vorherigen Kapiteln erwähnt, als Feststoff die Modellierung wesentlich verkompliziert, wird dieser als gasförmiger Kohlenstoff angenommen.

Wie auch bei der Zusammensetzung nach chemischem Gleichgewicht soll das Rauchgas außerdem den Wasser- und Stickstoffgehalt beinhalten. Diese Anteile müssen separat berechnet werden. Dazu wird das chemische Gleichgewicht mit einem Ähnlichkeitsansatz verwendet. Als Bezugsgröße dient der mithilfe des chemischen Gleichgewichts berechnete molare Anteil des CO_2 am Brennstoff. Es wird angenommen, dass dieser Anteil proportional zur Summe der molaren Anteile von CO_2 und CO laut Tabelle 5.6 ist. Die Umrechnung der Masseanteile in Molanteile erfolgt mithilfe der molaren Massen von Heptan und der zu berechnenden Komponente i nach Formel (5.5).

$$v_i = \mu_i \frac{M_{hept}}{M_i} \quad (5.5)$$

Mit den nun bekannten Molanteilen der Rauchgaskomponenten CO_2 und CO , wird mit Formel (5.6) der Molanteil von H_2O und N_2 berechnet. Der Index SFPE weist darauf hin, dass für die Berechnung der Molanteile die Daten aus dem SFPE Handbook laut Tabelle 5.6 verwendet wurden. Der Index CGGW bezeichnet die Molanteile die durch Berechnung nach dem chemischen Gleichgewicht ermittelt wurden. Die Verwendung sowohl des chemischen Gleichgewichts als auch des SFPE Handbooks ist notwendig da das SFPE Handbook keine Molanteile des bei der Verbrennung ebenfalls entstehenden Wassers und des an der Reaktion beteiligten Stickstoffs angibt. Beide Gase sollen aber bei der Modellierung berücksichtigt werden weswegen ihr Anteil am Rauchgas bekannt sein muss.

$$v_i = (v_{\text{CO}_2 \text{ SFPE}} + v_{\text{CO SFPE}}) \frac{v_{i \text{ CGGW}}}{v_{\text{CO}_2 \text{ CGGW}}} \quad (5.6)$$

In Folge kann nun mithilfe der molaren Massen sowohl der Masseanteil am Brennstoff als auch der Masseanteil am Rauchgas, wie er für die weitere Eingabe benötigt wird berechnet werden. Tabelle 5.7 zeigt alle zur Berechnung benötigten Größen und die sich daraus ergebenden Masseanteile.

Tabelle 5.7: Die für die Berechnung der Zusammensetzung des Rauchgases nötigen Größen nach SFPE Handbook [24]

	M [g/Mol]	v [Mol/Mol _B]	μ _B [g/g _B]	μ _{RG} [g/g _{RG}]
Heptan	100,21	-	-	-
CO ₂	44,01	6,489	2,850	0,190
CO	28,01	0,036	0,010	0,001
C (Ruß)	12,01	0,334	0,040	0,003
H ₂ O	18,02	7,457	1,341	0,089
N ₂	28,01	38,554	10,776	0,718

5.3.3 Bestimmung des einströmenden Rauchgasmassenstroms

Laut Formel (5.2) gibt es für einen definierten Wärmestrom rechnerisch beliebig viele Kombinationen aus Massestrom und Enthalpiedifferenz die die Gleichung erfüllen. Für diese Arbeit werden die Einströmtemperaturen des Rauchgases in einem Bereich von 1500 K bis 2500 K betrachtet. In weiterer Folge kann bei Vorgabe einer festgelegten Einströmtemperatur ein dazu passender Massestrom berechnet werden. Zuerst wird aber noch etwas detaillierter auf die Berechnung der dazu benötigten spezifischen Wärmekapazitäten eingegangen. Durch Umstellung von Formel (2.12) erhält man Gleichung (5.7).

$$C_{mp} = R_m \cdot (A_1 + A_2 T + A_3 T^2 + A_4 T^3 + A_5 T^4) \quad (5.7)$$

Aus Formel (5.2) ist ersichtlich, dass für die Berechnung des Massestroms das Integral der spezifischen Wärmekapazität gefordert ist. Wie in Kapitel 2.1.4 erwähnt, ist dabei darauf zu achten, dass es für den Temperaturbereich unter und über 1000 K jeweils unterschiedliche Koeffizienten zu verwenden gilt. Mit einer Umgebungstemperatur im Tunnel von 15 °C (288K) ergibt sich Gleichung (5.8).

$$\int_{288}^{T_{zu}} C_{mp} dT = R_m \left(\int_{288}^{1000} (A_{1_u} + A_{2_u} T + A_{3_u} T^2 + A_{4_u} T^3 + A_{5_u} T^4) dT + \int_{1000}^{T_{zu}} (A_{1_o} + A_{2_o} T + A_{3_o} T^2 + A_{4_o} T^3 + A_{5_o} T^4) dT \right) \quad (5.8)$$

Nach der Festlegung einer beliebigen Einströmtemperatur, wird dieses Integral für alle im Rauchgas enthaltenen Komponenten gelöst. Anschließend erfolgt eine Division durch die molare Masse. Im letzten Schritt werden die spezifischen Wärmekapazitäten aller Komponenten mit dem entsprechenden ermittelten y_{RG} (siehe Tabelle 5.5 bzw. Tabelle 5.7) multipliziert und anschließend addiert, um die spezifische Wärmekapazität des Rauchgasgemischs zu erhalten.

Im letzten Schritt wird mit Formel (5.2) der Massestrom berechnet. Setzt man hier anstatt des Wärmestromes den Heizwert ein, so erhält man einen Faktor der beschreibt wie viel Masse

Rauchgas bezogen auf die Brennstoffmasse einströmen muss.

Mit diesem einfachen Zusammenhang kann ein Rauchgasmasseverlauf erstellt werden, der wiederum mittels CSV-Datei in ANSYS Fluent verwendet werden kann. Tabelle 5.8 zeigt die für die Arbeit verwendeten Masseverhältnisse.

Tabelle 5.8: Verhältnis der Rauchgasmasse des Simulationsmodells zur tatsächlichen Brennstoffmasse

T [K]	laut CGGW $\frac{[g_{RG}]}{[g_{Br}]}$	laut SFPE $\frac{[g_{RG}]}{[g_{Br}]}$
1500	18,564	18,545
1700	15,628	15,613
2100	11,799	11,788
2500	9,432	9,425

CGGW	Berechnung der Rauchgaszusammensetzung nach chemischen Gleichgewicht
SFPE	Berechnung der Rauchgaszusammensetzung nach SFPE Handbook

Der Temperaturbereich von 1500 – 2500 K wird gewählt da in der Arbeit von Claudio Zanzi et al [23] bei ähnlicher Modellierung und gleichen betrachteten Temperaturbereich, im direkten Vergleich mit FDS, eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse festgestellt werden konnte. Da in Zanzis Arbeit aber ein Gebäudebrand und kein Tunnelbrand untersucht wurde, werden in dieser Arbeit die in Tabelle 5.8 gewählten Einströmtemperaturen nochmals betrachtet. So soll ein Einfluss der Einströmtemperaturen in Wechselwirkung mit der im Tunnel vorhandenen, hohen Strömungsgeschwindigkeit, abgeschätzt werden.

Gut ersichtlich ist, dass die Berechnungsmethode der Masseanteile der Rauchgaskomponenten nur einen kleinen Einfluss auf die Masseverhältnisse hat. Für alle nachfolgenden Berechnungen wird aber mit der detaillierteren Gaszusammensetzung auf Grundlage der SFPE Masseanteile gerechnet.

5.4 Dateneingabe in ANSYS Fluent

Die eingegebenen Daten sind über weite Strecken für beide untersuchten Modellierungen gleich. Unterschiede gibt es lediglich bei der Brandmodellierung, wie schon erläutert, und entsprechend auch bei den verwendeten Stoffgrößen. Dadurch wird sichergestellt, dass der Vergleich der Brandmodelle nicht durch andere Faktoren beeinflusst wird. Die für die jeweilige Brandmodellierung spezifischen Einstellungen werden ausgekoppelt am Ende des Kapitels erläutert. An dieser Stelle wird empfohlen, sich auch beim Erstellen einer Simulation an dieser Übersicht zu orientieren, da so Falscheingaben oder das Übersehen von Einstellungsmöglichkeiten reduziert werden können.

Im ersten Schritt wird, falls nicht standardmäßig schon ausgewählt, der Druckbasierte Solver verwendet. Da die betrachtete Wärmefreisetzung ein zeitabhängiges Problem ist, wird transient gerechnet. Die Gravitation wird mit in der Technik üblichen $9,81\text{m/s}^2$ angenommen. Nachfolgend erfolgt die Auswahl des Turbulenzmodells. Es wird das $k\text{-}\omega$ SST Modell verwendet. Es sei erwähnt, dass sich für den direkten Vergleich zwischen FDS und ANSYS Fluent das LES Modell besser eignen würde, da dieses von FDS benutzt wird. Dennoch wurden bei den ANSYS Fluent Rechnungen die RANS Gleichungen verwendet. Da bei dieser Berechnung die Wärmeausbreitung betrachtet wird, muss natürlich auch die Energiegleichung aktiviert werden.

Abhängig vom Detailgrad der Geometrie, müssen ein oder zwei Feststoffmaterialien definiert werden. In jedem Fall müssen die Stoffgrößen der Tunnelwand definiert werden. Als Werkstoff wird dabei Beton herangezogen und entsprechend in Fluent definiert. Bei den detaillierten Geometrien, die auch die Einhausung abbilden, müssen die entsprechenden Größen auch für die Brandschutzplatten (Promatect-T) eingegeben werden. Die verwendeten Stoffgrößen sind in Tabelle 5.9 dargestellt.

Tabelle 5.9: Stoffgrößen für die Festen Modellbestandteile

Material	Wärmekapazität [J/kgK]	Wärmeleitfähigkeit [W/mK]	Dichte [kg/m ³]
Beton	1040	1,8	2280
Promatect-T	1000	0,212	900

Nach der Zuweisung der Materialien zu den entsprechenden Geometrien, werden die Randbedingungen definiert. Als Einströmgeschwindigkeit am Einlass (velocity inlet) wird für alle Modelle das gleiche Geschwindigkeitsprofil verwendet. Als Fluidtemperatur werden 287 K vorgegeben, was dem gemessenen Wert am Versuchstag entspricht. Die Temperatur des Mantels wird mit 283 K angenommen. Für die Wandrauhigkeit wird ein Wert von 0,01 m angenommen, was in etwa dem Wert für Spritzbeton entspricht. Zur Übersicht aller Eingaben, die vom Standard abweichen, dient Tabelle 5.10. Anmerkungen zu den ausgewählten Wärmeübergangsmodellen finden sich unter der Tabelle.

Tabelle 5.10: Randbedingungen für die Brandmodellierung

Einlass/Auslass	
Hydraulischer Durchmesser	7,568 m
Turbulente Intensität	5 %
Temperatur	287 K
Tunnelwand	
Material	Beton
Rauigkeit	0,01 m
Wärmeübergang	Coupled
Randbedingung äußere Hülle	
Temperatur	283 K
Einhausung	
Material	Promatect-T
Rauigkeit	-
Wärmeübergang	Coupled
Wanddicke (Wall Thickness)	0,02 m

Durch die Definition *Coupled* werden die beiden Phasen Fluid und Solid miteinander gekoppelt und so ein Wärmeübergang ermöglicht. Dabei gibt es wie für die Einhausung verwendet, die Möglichkeit eine Wanddicke anzugeben. Mit dieser Methode können zweidimensionale Elemente, wie die Einhausung, für den Wärmeübergang dreidimensional dargestellt werden, ohne dass dies bei der Strömungsberechnung modelliert werden muss. Für die Berechnung der Wärmeleitung wird von ANSYS Fluent der Körper in der definierten Dicke angenommen. Dies ist vor allem dann von Vorteil, wenn die dreidimensionale Modellierung der Geometrie ein sehr viel feineres Netz benötigt, aber das Element einen vernachlässigbaren kleinen Einfluss auf die Strömung hat, wie in diesem Fall eben bei der Einhausung.

Im nächsten Schritt werden die Rechenmethoden definiert. Als Berechnungsschema wird bei allen Simulationen der PISO Algorithmus verwendet. Dieser verkräftet im Gegensatz zum SIMPLE Berechnungsschema höhere Zeitschrittweiten bei der transienten Berechnung. Die Druckmodellierung wird von der Standardeinstellung *Second Order* auf *Body Force Weighted* umgestellt. Bei Strömungen mit hohen Auftriebskräften, wie in diesem Fall, ist dies der Stabilität zuträglich [25].

Um die Rechenzeit zu verkürzen, müssen bei der großen Schrittweite außerdem die Relaxionsfaktoren geändert werden. Dadurch kann jedoch die Genauigkeit der Rechenergebnisse abnehmen. Die gewählten Einstellungen wurden durch intensive Versuche bei denen die Konvergenz verglichen wurde ermittelt. Diese sind in Tabelle 5.11 dargestellt.

Tabelle 5.11: Verwendete Relaxionsfaktoren

Pressure	0,5
Density	1
Body Forces	1
Momentum	0,2
Turbulent Kinetic Energy	0,8
Specific Dissipation Rate	0,8
Turbulent Viscosity	1
Species (nur bei Enthalpiewärmestrom)	0,8
Energy	0,95

Die Berechnungen werden aufgrund der vorhandenen Recheninfrastruktur mit einer fixen Zeitschrittweite von 0,05 s ausgeführt und die Iterationen pro Zeitschritt auf 40 beschränkt. Dadurch ergeben sich Rechenzeiten von etwa 8 Tagen bei Verwendung von Konfiguration 1 für die vereinfachte Geometrien und etwa 10 Tagen bei Verwendung von Konfiguration 2 für die detaillierten Rechenmodelle. Die Leistungskenndaten der einzelnen Rechnerkonfigurationen finden sich im Anhang (Kapitel A).

Eingaben für den direkten Wärmestrom

Für den einfachen Wärmestrom wird als Fluid Luft, wie in 5.3.1 beschrieben, verwendet. Für die Profile der Wärmefreisetzung wird mit Excel eine CSV-Datei erstellt. Diese gibt für jeden Zeitschritt einen Massestrom, einen konvektiven Wärmestrom und eine Einlassgeschwindigkeit vor, die auf den Messungen im Brandversuch basieren. Die Werte zwischen den Zeitschritten werden von ANSYS Fluent automatisch interpoliert, damit glatte Verläufe entstehen. Dabei ist zu beachten, dass nur die Hälfte des gemessenen Massestroms zu verwenden ist, da die Symmetrierandbedingung verwendet wird. Vorsicht ist auch bei der Einheit des Wärmestroms geboten, da dieser in W/m^3 gefordert ist. Das Volumen der Brandtasse spielt bei der Berechnung also eine Rolle und hat Einfluss auf die Energiedichte.

Die Eingabe dieser Daten, mit Ausnahme der Einlassgeschwindigkeit, erfolgt nun in den Zellzoneneigenschaften. Durch die Vernetzung stehen neben dem Solid (der Tunnelmantel) noch zwei Fluidzonen zur Auswahl zur Verfügung. Die Zone, die die Brandtasse abbildet, wird als Quelle definiert und die Profile von Massestrom und Wärmestrom den entsprechenden Quelltermen zugewiesen.

Eingaben für den Wärmestrom nach Enthalpie

Da für diese Art Berechnung die Fluidzusammensetzung eine Rolle spielt (siehe Kapitel 5.3.2), wird das Speziestransport Modell (*Species Transport*) verwendet. Als Fluid wird eine Mischung aus den in Tabelle 5.7 angeführten Komponenten und Luft verwendet. Für die Eingabe ist es wichtig, die Komponente mit dem größten Anteil am Gemisch auf den letzten Platz zu legen. Ergibt sich bei der Summation der am Einlass definierten Masseanteile ein Wert unter 1 wird der Rest mit diesem Fluid aufgefüllt. In diesem Fall wird Luft als anteilsmäßig größte Komponente definiert. Das Gemisch wird als inkompressibles ideales Gas modelliert. Die spezifische Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit werden durch das

vom Programm als Standard vorgegebene Mischgesetz berechnet. Für alle Komponenten werden die von ANSYS Fluent standardmäßigen Stoffwerte verwendet.

Dem Fluidstrom der Tunnelportale wird bei dieser Art der Modellierung zusätzlich zur Luft ein Masseanteil von 0,049 gasförmiges Wasser zugeführt, um eine Luftfeuchte von 50% zu simulieren. Die Berücksichtigung der Luftfeuchtigkeit ist ein Vorteil der Modellierung mit Speziestransport. Die Profile der Brandmodellierung werden auch in diesem Fall mithilfe einer CSV-Datei modelliert. Als Größen werden dabei die Zeit, die Einlassgeschwindigkeit und im Gegensatz zur Berechnung mit direktem Wärmestrom der äquivalente Massestrom benötigt.

Die Definition der für die Wärmefreisetzung nötigen Parameter erfolgt im Gegensatz zur direkten Methode nicht als Quellterm im Fluid sondern als Massestromrandbedingung (*mass flow inlet*). Die Eingaben ähneln dabei denen einer Geschwindigkeitsrandbedingung. Als Einlassprofil dient der äquivalente Massestrom. Die Zusammensetzung der Spezies wird laut Tabelle 5.7 eingegeben. Die Einströmtemperatur ist frei wählbar und bestimmt die beiden vorher genannten Parameter. Dies ist auch der große Vorteil dieser Art der Modellierung.

5.5 Auswertung der Ergebnisse

Anhand der großen Menge an durchgeführten Simulationen, liegt eine große Menge an Vergleichsdaten vor. Von Interesse sind das Backlayering stromauf sowie die Temperaturprofile stromab der Brandtasse. Als Backlayering wird die Rauchausbreitung entgegen der Strömungsrichtung bezeichnet. Da der Rauch in der Regel heißer ist als die durch den Tunnel strömende Luft, kann zur Ermittlung der Länge auch das Temperaturprofil der Symmetrieebene verwendet werden. Durch eine Ausgabe der Lösungsdateien alle 10 s kann die Bestimmung ausreichend genau erfolgen. Für beide Parameter liegen Messdaten aus dem Brandversuch vor. Zusätzlich werden die erhaltenen Daten mit den in [21] mithilfe von FDS simulierten Werten verglichen. Durch diese Vorgangsweise kann zum einen die Abweichung zum realen Brandversuch und zur Modellierung in FDS getroffen werden.

Um den Einfluss der Modellierung darzustellen, werden die Ergebnisse der jeweils gleichen Geometrien, also a) und b) bzw. c) und d) miteinander verglichen. So kann ein eventueller Einfluss der Geometrie auf das Simulationsergebnis ausgeschlossen werden. Als erstes werden die Temperaturprofile betrachtet. Diese sind für Messpunkt 5 und 6 laut Bild 5.2 bekannt. Für alle hier dargestellten Profile wird der Zeitpunkt 200 s nach Brandbeginn gewählt. Alle weiteren Profile finden sich im Anhang (Kapitel C.2). Die Auswertung erfolgte in ANSYS CFD Post durch Platzieren von Messpunkten an den entsprechenden Koordinaten in der Symmetrieebene und anschließende Ausgabe als CSV-Datei.

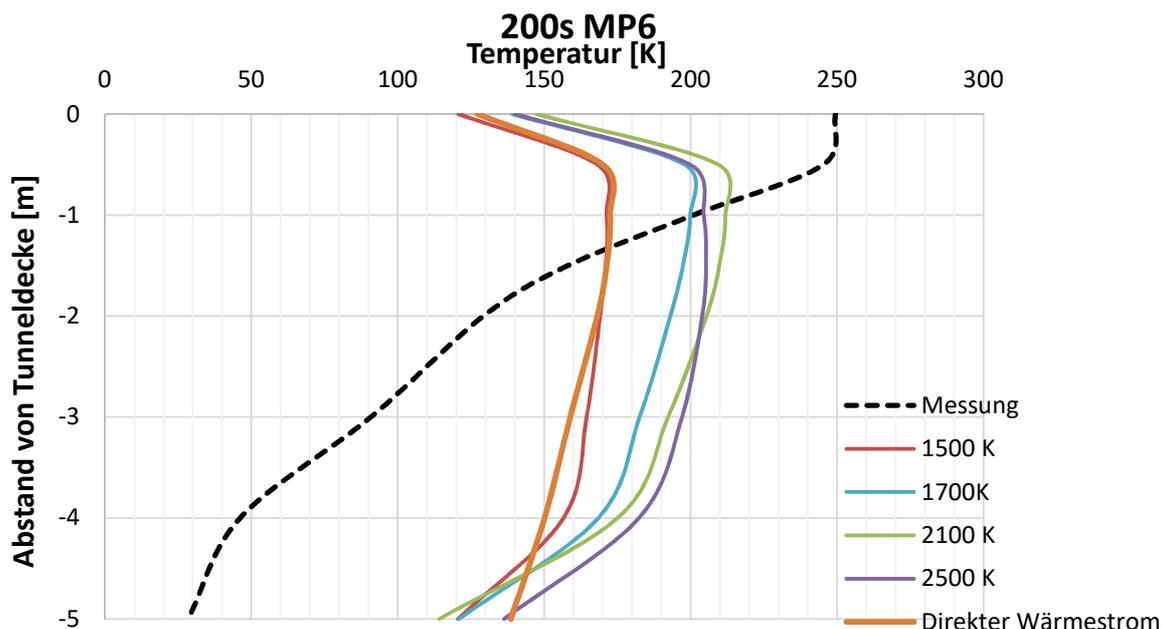


Bild 5.8: Temperaturprofile der verschiedenen Wärmestrommodelle bei Messpunkt 6, einfache Geometrie. Die Variation der Temperatur erfolgt auf Basis der in Kapitel 5.3.2 behandelten Grundsätze.

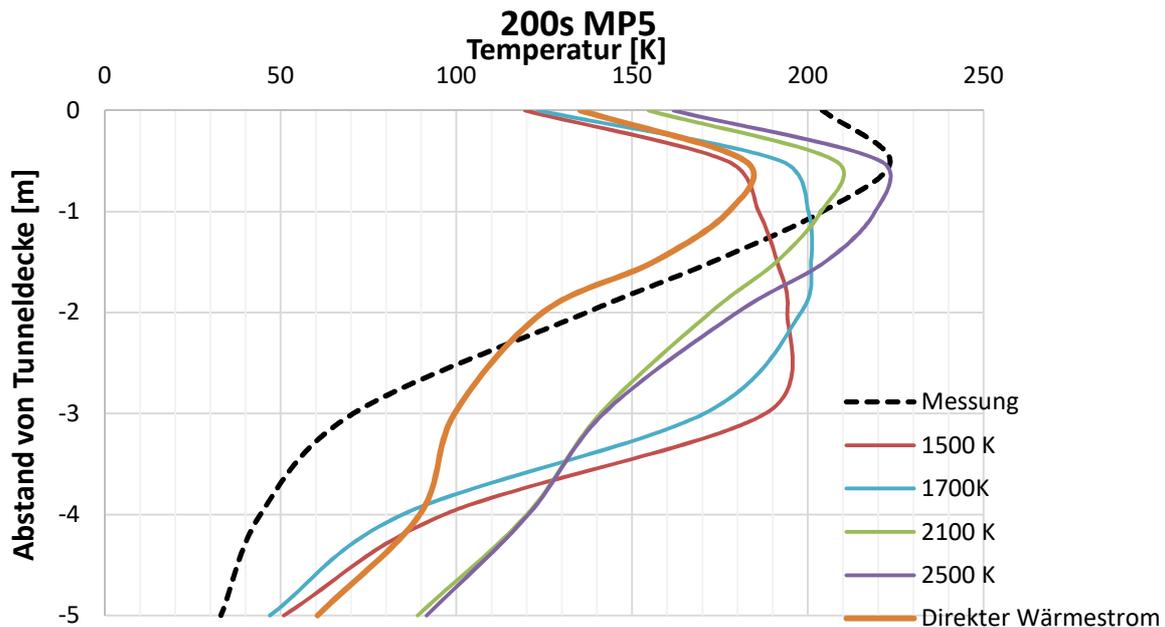


Bild 5.9: Temperaturprofile der verschiedenen Wärmestrommodelle bei Messpunkt 5, einfache Geometrie. Die Variation der Temperatur erfolgt auf Basis der in Kapitel 5.3.2 behandelten Grundsätze.

Bild 5.8 und Bild 5.9 zeigen die Temperaturverläufe der verschiedenen Wärmestrommodelle an den jeweiligen Messpunkten. Die Angaben 1500 K – 2500 K beschreiben die Temperatur des einfließenden Massestroms bei Wärmestrommodellierung nach der Enthalpie.

Sehr gut ist zu erkennen dass ausnahmslos alle Profile im unteren Bereich eine zu hohe Temperatur aufweisen. Hier zeigt sich der Einfluss der vereinfachten Geometrie durch die am Boden modellierten Brandtasse. Außerdem kann man eine Tendenz zu höheren Spitzentemperaturen bei höheren Einströmtemperaturen der Rauchgase feststellen. Ebenfalls von der Einströmtemperatur abhängig ist die Fülle des Profils. Umso niedriger die Einströmtemperatur ist desto weniger spitz und umso flacher ist das Profil, was höhere Temperaturen auch in Bodennähe zur Folge hat. Die Abweichung an der Tunneldecke ist weniger entscheidend und ergibt sich hauptsächlich daraus, dass der Messpunkt bei der Simulation direkt an der Decke platziert ist und deshalb die Wandtemperatur angibt.

Ein Vergleich mit den im Brandversuch ermittelten Werten macht bei einer so stark vereinfachten Geometrie keinen Sinn. Es zeigt sich, dass gerade die Lage der Brandtasse einen entscheidenden Einfluss auf die Ausbildung der Temperaturprofile in der Strömung hat. Nützlich sind diese vereinfachten Simulationen aber trotzdem. So zeigt sich anschaulich, dass die gewählte Einströmtemperatur der Rauchgase einen großen Einfluss auf die Temperaturverteilung hat.

Es zeigte sich bei der Verwendung der direkten Wärmestrommodellierung, dass dieses Modell nur mit Vorbehalt genutzt werden darf. Aufgrund der Definition des Wärmestromes als Wärme pro Volumen, kommt es durch die hohe Energiedichte in der Brandtasse zu Temperaturen von 12000 K. Diese Werte sind natürlich unphysikalisch, da sie weit über der Flammentemperatur liegen. Das ist der große Nachteil dieser ansonsten wegen ihrer Einfachheit sehr attraktiven Methode. Eine Lösung dieses Problems wäre die Vergrößerung des Volumens der Brandtasse. Darauf wird aber in der Diskussion noch eingegangen.

Nachdem sich zeigte, dass sich eine einfache Modellierung nicht für eine Grobabschätzung der interessanten Größen eignet, wurde der Entschluss gefasst, die Geometrie detaillierter nachzubilden und ebenfalls zu simulieren. Aufgrund der großen Anzahl der Zellen der dabei verwendeten Netze, wurde auf einem Rechner mit 32 Kernen gerechnet.

Für die Simulation mit detaillierter Geometrie für den direkten Wärmestrom werden aufgrund von erhöhter Rechenzeit, die Wände und der Boden der Brandtasse nicht modelliert. Für die Modellierung der Enthalpie werden aufgrund der Erfahrungen mit den einfachen Geometrien die Temperaturen 2100 K und 1500 K gewählt. Die Temperaturprofile sind in Bild 5.10 und Bild 5.11 dargestellt.

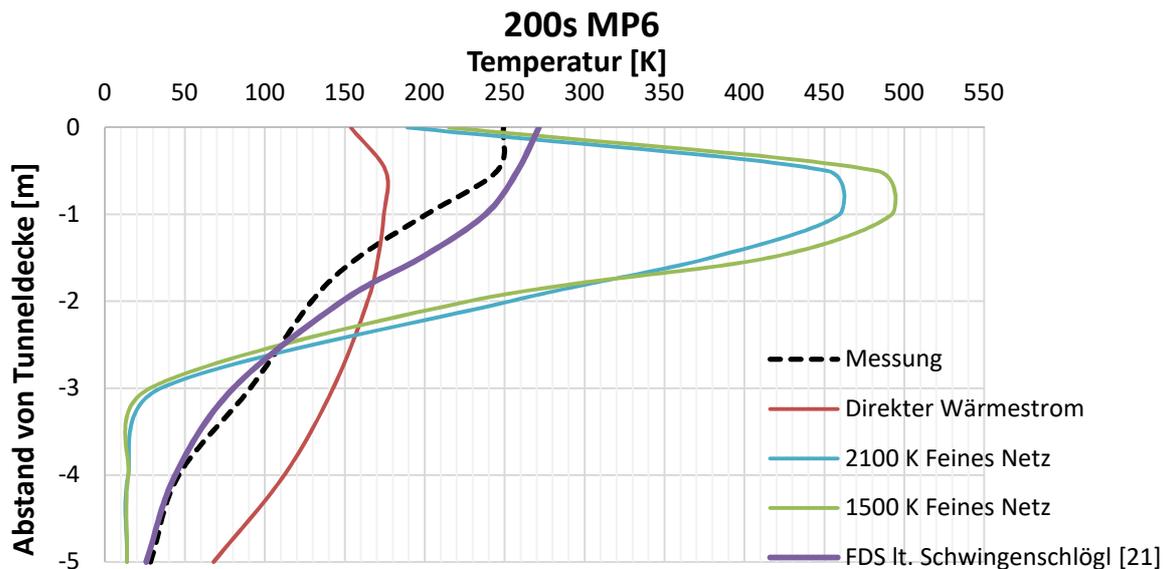


Bild 5.10: Temperaturprofile der Verschiedenen Wärmestrommodelle bei Messpunkt 6, detailliertes Netz

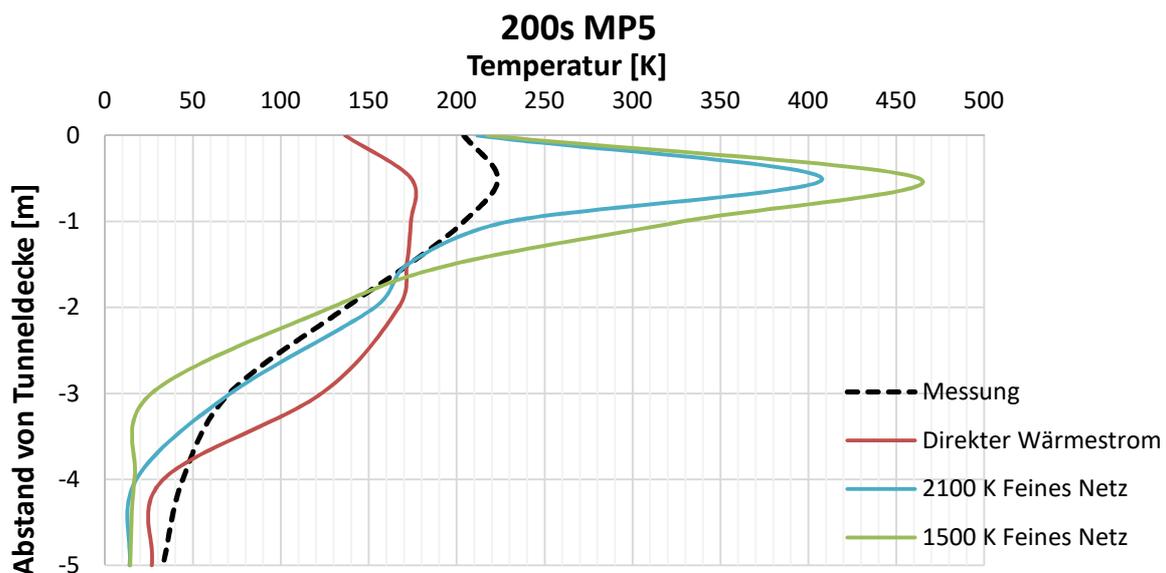


Bild 5.11: Temperaturprofile der Verschiedenen Wärmestrommodelle bei Messpunkt 5, detailliertes Netz

Sehr gut erkennbar sind die großen Unterschiede zwischen den beiden in ANSYS Fluent verwendeten Modellierungsansätzen. Der Temperaturverlauf der direkten Wärmestrommodellierung unterscheidet sich von der Messung vor allem im Messpunkt 6. Dieser ist der der Brandtasse am nächsten liegenden Messpunkt. Dort treten sehr hohe Temperaturen auch in geringen Höhen auf. Im weiter stromab liegenden Messpunkt 5 nähert sich das Profil etwas an den gemessenen Verlauf an, die Temperatur ist aber in mittleren Höhen zu hoch und in Deckennähe zu niedrig.

Ebenfalls ungenügend sind die Ergebnisse bei der Wärmestrommodellierung durch Enthalpie. Sind die Spitzentemperaturen bei der einfachen Geometrie recht nahe an den Messwerten, so zeigen sich bei der detaillierten Geometrie erhebliche Abweichungen. Die Spitzentemperaturen sind um mehr als das Doppelte höher. Ebenfalls zeigt sich nun, dass mit sinkender Rauchgaseinlassmassenstromtemperatur die Spitzentemperatur zunimmt. Es ist zu bedenken, dass mit sinkender Rauchgastemperatur auch der Rauchgasmassestrom zunimmt (siehe Tabelle 5.8). Das bedeutet bei gleichbleibender Einlassfläche eine Zunahme der Einlassgeschwindigkeit des Rauchgases. Durch die höhere Vertikalgeschwindigkeit tritt ein erhöhter, physikalisch nicht realer Impuls in Vertikalrichtung auf.

Die Vergleichsdaten der Simulation mit FDS aus [21] liegen nur für den Messpunkt 6 vor. Es zeigt sich, dass die Simulation mit FDS wesentlich bessere Ergebnisse liefert, die sehr gut mit den im realen Versuch ermittelten Daten übereinstimmen. Ein ähnliches Ergebnis liefert auch die Messung des Backlayering. Der Einfluss der Geometrie spielt auch für diese Größe eine erhebliche Rolle. Die ermittelten Längen sind in Tabelle 5.12 dargestellt.

Tabelle 5.12: Backlayering gemessen von Mitte Brandtasse

Modell	maximales Backlayering [m]
1500 K einfache Geometrie	121
1700 K einfache Geometrie	126
2100 K einfache Geometrie	141
2500 K einfache Geometrie	149
Direkter Wärmestrom einfache Geometrie	214
1500 K feine Geometrie	195
2100 K feine Geometrie	218
Direkter Wärmestrom feine Geometrie	bis zur Einströmrandbedingung
FDS lt. Schwingenschlögl [21]	150
Gemessen im Versuch	160

Auch hier zeigen sich Schwächen der vereinfachten Modellierung mit ANSYS Fluent. Die Backlayering Längen schwanken beträchtlich. Da wie erläutert die Energiedichte nahe der Tunneldecke steigt, nimmt das Backlayering zu. Bei der direkten Wärmestrommodellierung reicht es über 240 m bis zum Einströmportal, was eine Auswertung verhindert. Generell sind Werte, die sich zu nahe an den Berechnungsrändern befinden mit Vorsicht zu verwenden, da eine Beeinflussung durch die Randbedingung nicht ausgeschlossen werden kann. Der in FDS

berechneten Wert [21] entspricht in etwa dem beim Brandversuch beobachteten und liefern daher sehr gute Ergebnisse.

5.6 Diskussion

Es zeigt sich, dass die mit ANSYS Fluent erstellten vereinfachten Simulationsergebnisse keine befriedigenden Lösungen abliefern können. Gerade im Vergleich zu FDS schneiden die Ergebnisse sehr schlecht ab. Wenn man bedenkt, dass für die Berechnung mit FDS ein Netz mit nur 518400 Zellen verwendet wurde, etwa ein Zehntel der in ANSYS Fluent benutzten Zellzahl, wiegt der große Unterschied der Genauigkeit noch schwerer. Ursachen finden sich sowohl in der Art der Modellierung als auch in den angenommenen Stoffwerten. Die Temperaturprofile der detaillierten Geometrie zeigen durchwegs zu hohe Spitzentemperaturen. Dieser Umstand kann durchaus auf einen zu hoch angenommenen Heizwert zurückzuführen sein. Dies kann aber nur durch eine Versuchsreihe mit veränderten Heizwerten überprüft werden. Dabei erfordert aber gerade die Simulation mit den von ANSYS Fluent geforderten feinen Netzen bei der für eine Abschätzung notwendigen detaillierten Geometrie sehr viel Rechenleistung bzw. -zeit. Dieser Aufwand steht im Gegensatz zum Ziel der Arbeit, eine vereinfachte zeitsparende Alternative zur Verbrennungsmodellierung zu finden. Trotz dieser allgemeinen Nachteile der vereinfachten Modelle, werden nachfolgend die Vor- und Nachteile der verwendeten Verfahren zusammengefasst und etwaige Verbesserungsmöglichkeiten erörtert.

Direkte Wärmestrommodellierung

Der große Vorteil dieser Art der Modellierung ist die sehr leichte Anwendbarkeit. Auch die Implementierung in ANSYS Fluent ist sehr einfach. Der große Nachteil sind die schon oben erwähnten hohen auftretenden Temperaturen von in diesem Fall 12000 K. Einen Lösungsansatz bildet dabei die Vergrößerung der Wärmequelle. Da der eintretende Wärmestrom auf das Volumen bezogen wird (W/m^3) ergibt sich ein direkter Zusammenhang. Es macht durchaus Sinn die Wärmefreisetzung nicht nur auf die Brandtasse zu beschränken und das Volumen der Quelle zu erhöhen. Das Problem liegt dabei aber im Aufwand. Der Platz im Tunnel ist beschränkt. Eine Vergrößerung der Wärmequelle kann deshalb nicht unbegrenzt erfolgen. Weiters wird es durch eine Größenänderung zu einer Einflussnahme auf das Temperaturprofil kommen. Für die Bestimmung der richtigen Größe der Wärmequelle ist eine Versuchsreihe notwendig und man stößt auf das bereits erwähnte Problem der hohen Rechenzeit.

Wärmemodellierung mittels Enthalpie

Der große Vorteil dieser Modellierungsmethode gegenüber der direkten Wärmestrommodellierung ist die Möglichkeit der Steuerung der Rauchgaseintrömtemperatur durch Variation der Rauchgasmasse (siehe Kapitel 5.3.2). Die durch die Berechnung erhaltenen Temperaturprofile zeigen, dass darin auch der große Nachteil dieser Methode liegt. So kann eine falsch gewählte Massestromtemperatur das Profil und damit auch das Backlayering so stark verfälschen, dass die Daten unbrauchbar werden. Für eine Bestimmung der Eingangstemperatur ist also wieder eine Versuchsreihe nötig, die wiederum den Vorteil der Zeitersparnis unterwandert.

Die Erwartung an ANSYS Fluent mit einer vereinfachten Brandmodellierung eine schnelle und einfache Abschätzung von Tunnelbränden zu ermöglichen hat sich nicht erfüllt. Gerade im Vergleich mit FDS sind die Ergebnisse nicht zufriedenstellend. Trotz der Nachteile in der Netzerstellung wie fehlende Möglichkeit der Randschichten scheint FDS für diese Art der Simulation die bessere Wahl darzustellen. Vor allem da nicht auf eine derartig einfache Brandmodellierung wie in Fluent zurückgegriffen werden muss.

6 Schlussfolgerungen und Ausblick

Die numerische Simulation hält durch ihre Vielseitigkeit und die Fortschritte in der Computertechnik in immer mehr Disziplinen Einzug. In der Betrachtung von Tunnelbränden oder Brandszenarien generell kann durch diese Art der Untersuchung sehr viel Geld gespart werden, was die Simulation sehr attraktiv macht. Voraussetzung ist allerdings eine gute Rechnerinfrastruktur. Reicht für die einfache stationäre Rechnung ein heute üblicher Desktopcomputer aus, so ist eine Berechnung von Brandfällen, die ihrer Natur wegen einer transienten Betrachtung bedürfen, mit Blick auf die Rechenzeit nicht sinnvoll.

Die vorliegende Untersuchung von Ersatzmodellen in ANSYS Fluent zeigt, dass diese mehr Arbeit erfordern als angenommen. Zumindest in dieser Form können die Ersatzmodelle nicht aussagekräftig verwendet werden. Dabei darf auch nicht vergessen werden, dass selbst wenn die Modelle so weit verbessert werden, dass Sie der Realität entsprechende Ergebnisse liefern, die Rechenzeit mit den am Institut vorliegenden Rechnern den sinnvollen Zeitraum weit übersteigt. Da die tatsächliche Brenndauer in etwa doppelt so lange ist als der in dieser Arbeit betrachteten Zeitspanne von 300 Sekunden, kann für die Simulation der vereinfachten Geometrien mit einer Rechenzeit von mindestens zwei Wochen gerechnet werden. Da der Geometrieinfluss aber eine sehr starke Ausprägung hat, muss mit den detaillierten Geometrien gerechnet werden, für welche aber unbedingt zumindest ein kleiner Rechnerserver benötigt wird.

In Anbetracht dieser Tatsachen kann geschlossen werden, dass die Simulation eines Tunnelbrandes mit ANSYS Fluent mit einem erheblichen Aufwand verbunden ist. Gerade da es mit FDS eine Alternative gibt, die für exakt den Anwendungsfall der Brandmodellierung entwickelt wurde und dadurch bessere Modellierungsmöglichkeiten bietet. Auch wenn die Arbeit von Schwingenschlögl [21] zeigt, dass die Ergebnisse doch leicht von den im realen Versuch gemessenen abweichen, so ist diese Abweichung wesentlich geringer. Es ist aber zweifelsohne möglich, dass durch eine Verfeinerung des Netzes wesentlich bessere Ergebnisse erzielbar sind.

Für eine rein aerodynamische Simulation, wie die in dieser Arbeit durchgeführte Ermittlung der Druckverlustkoeffizienten, ist FDS allerdings durch die fehlende Möglichkeit der Modellierung der Randschicht nicht geeignet. Für diese Art der Strömungssimulation stellt ANSYS Fluent ein sehr gutes Werkzeug dar, wobei diese Arbeit zeigt, dass eine Validierung der Simulationsergebnisse unbedingt erforderlich ist, um die Modellgenauigkeit abschätzen zu können.

Literatur

- [1] Vinaricky E.: Elektrische Kontakte, Werkstoffe und Anwendungen. 3. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 9783642454264, 2016
- [2] Surek D.; Stempin S.: Technische Strömungsmechanik, Für Studium, Examen und Praxis. 3. Auflage, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ISBN 9783658187569, 2017
- [3] Steiner H.: Höhere Strömungslehre. Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, 2011
- [4] Klell, M.: Höhere Thermodynamik. Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, 2017
- [5] Herwig H.; Moschallski A.: Wärmeübertragung, Physikalische Grundlagen und ausführliche Anleitung zum Lösen von Aufgaben. 4. Auflage, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ISBN 9783658264000, 2019
- [6] VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen: VDI-Wärmeatlas. 11. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 9783642199806, 2013
- [7] McBride B.J.; Sanford G.; Reno M.A.: NASA Technical Memorandum 4513, Coefficients for Calculating Thermodynamic and Transport Properties of Individual Species. NASA, 1993
- [8] Ferziger J.H.; Perić M.: Numerische Strömungsmechanik. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 9783540675860, 2008
- [9] Martin H.: Numerische Strömungssimulation in der Hydrodynamik. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 9783642172076, 2011
- [10] Sanz W.: Computational Fluid Dynamics. Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, 2019
- [11] Lecheler S.: Numerische Strömungsberechnung, Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele mit ANSYS 15.0. 3. Auflage, Springer Fachmedien Wiesbaden, ISBN 9783658052003, 2014
- [12] ANSYS Fluent Theory Guide. ANSYS Inc., 2018
- [13] ANSYS Fluent Meshing User's Guide. ANSYS Inc., Release 15.0, 2013
- [14] Martens S.: Strömungsmechanik und Stoffaustausch. Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, 2019
- [15] Knudsen J.G.; Katz D.L.: Fluid Dynamics and Heat Transfer. McGraw-Hill Book Company, Inc., 1958
- [16] Schwarze R.: CFD-Modellierung, Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 9783642243776, 2013

-
- [17] Fröhlich J.: Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen. B.G. Teubner Verlag Wiesbaden, ISBN-13 9783835101043, 2006
- [18] Wilcox D.C.: Turbulence Modeling for CFD. 2nd Printing, DCW Industries, Inc., ISBN 0963605100, 1994
- [19] Fried E.; Idelchik I. E.: Flow Resistance, A Design Guide for Engineers. Hemisphere Publishing Corporation, ISBN 1560324872, 1989
- [20] Arbeitsgruppe Tunnelbau: RVS 09.02.31. Techn. Ber. Österreichische Forschungsgesellschaft Straße-Schiene-Verkehr, Juni 2014
- [21] Schwingenschlögl H.: Validierung von Messergebnissen von Brandversuchen mittels CFD-Untersuchungen. Masterarbeit, Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik, Technische Universität Graz, Mai 2020
- [22] Rodler J.: Rauchgasproblematik im Querschlagbereich von Eisenbahntunneln 1.1. Oktober 2017
- [23] Zanzi C. et al.: Analysis of Heat and Smoke Propagation and Oscillatory Flow through Ceiling Vents in a Large-Scale Compartment Fire. MPDI, Basel, Schweiz, 12. August 2019
- [24] DiNenno P.J. et al.: SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. Third Edition, National Fire Protection Association, ISBN 0877654514, 2002
- [25] ANSYS Fluent User's Guide. ANSYS Inc., Release 13.0, 2010
- [26] Sturm P. et al.: Hot Smoke Tests for Smoke Propagation Investigations in Long Rail Tunnels. Fire Safety Journal, Volume 105, April 2019

Anhang

A Hardware

Tabelle 0.1: Für die Simulation verwendete Hardwarekonfiguration

Komponente	Typ	Anzahl	Kenndaten
Konfiguration 1			
CPU	Intel Core I7-9700K	1	8 Kerne je 3,6 GHz
Arbeitsspeicher	-	1	32 GB
Konfiguration 2			
CPU	AMD EPYC 7351	2	16 Kerne, 2,4 GHz
Arbeitsspeicher	-	1	256 GB

B Geschwindigkeitsprofile Druckverlustberechnung

B.1 Fall 1

B.1.1 Fall 1 Fahrtrichtung

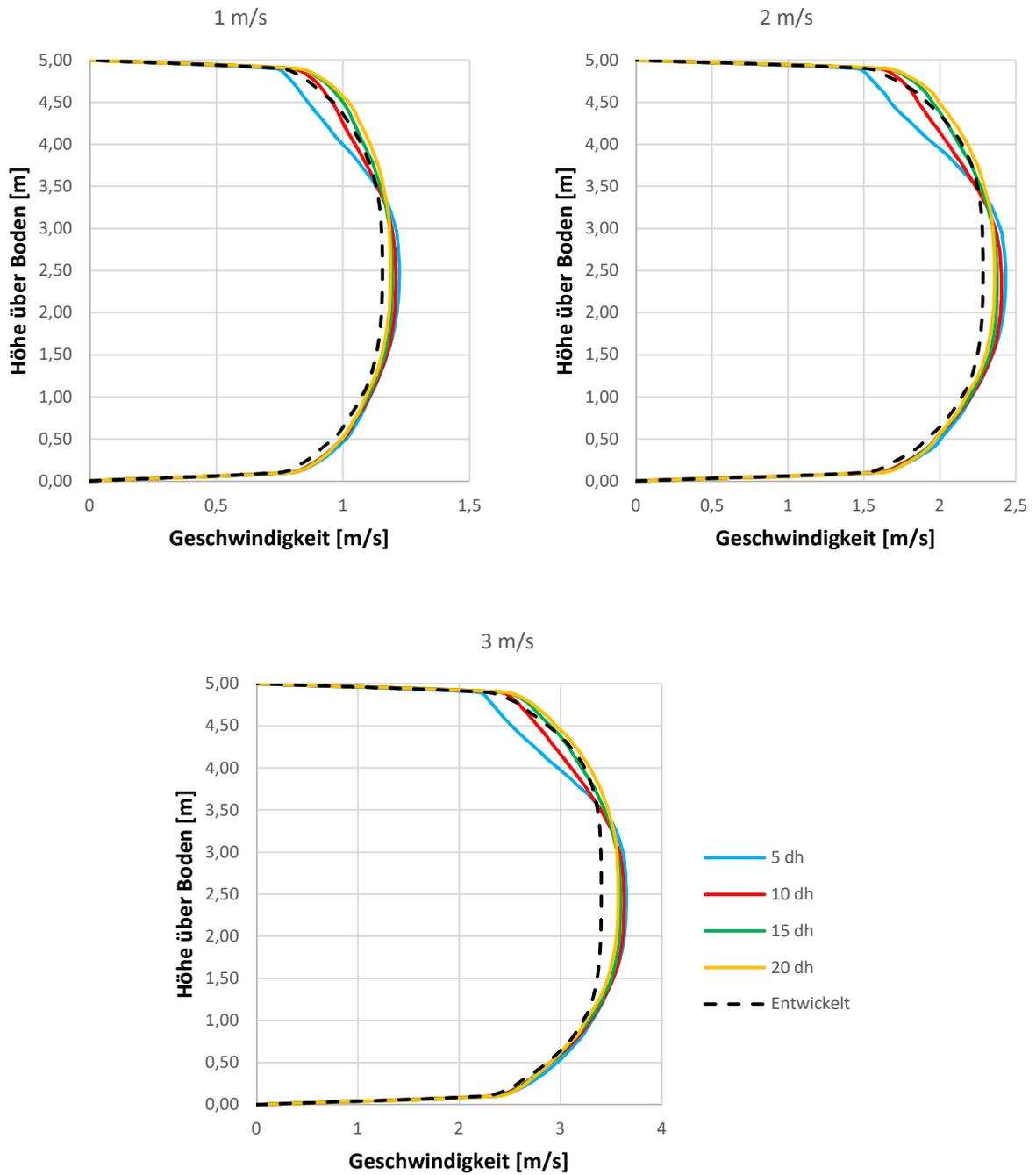


Bild 0.1: Geschwindigkeitsprofile für Fall 1 in Fahrtrichtung

B.1.2 Fall 1 entgegen Fahrtrichtung

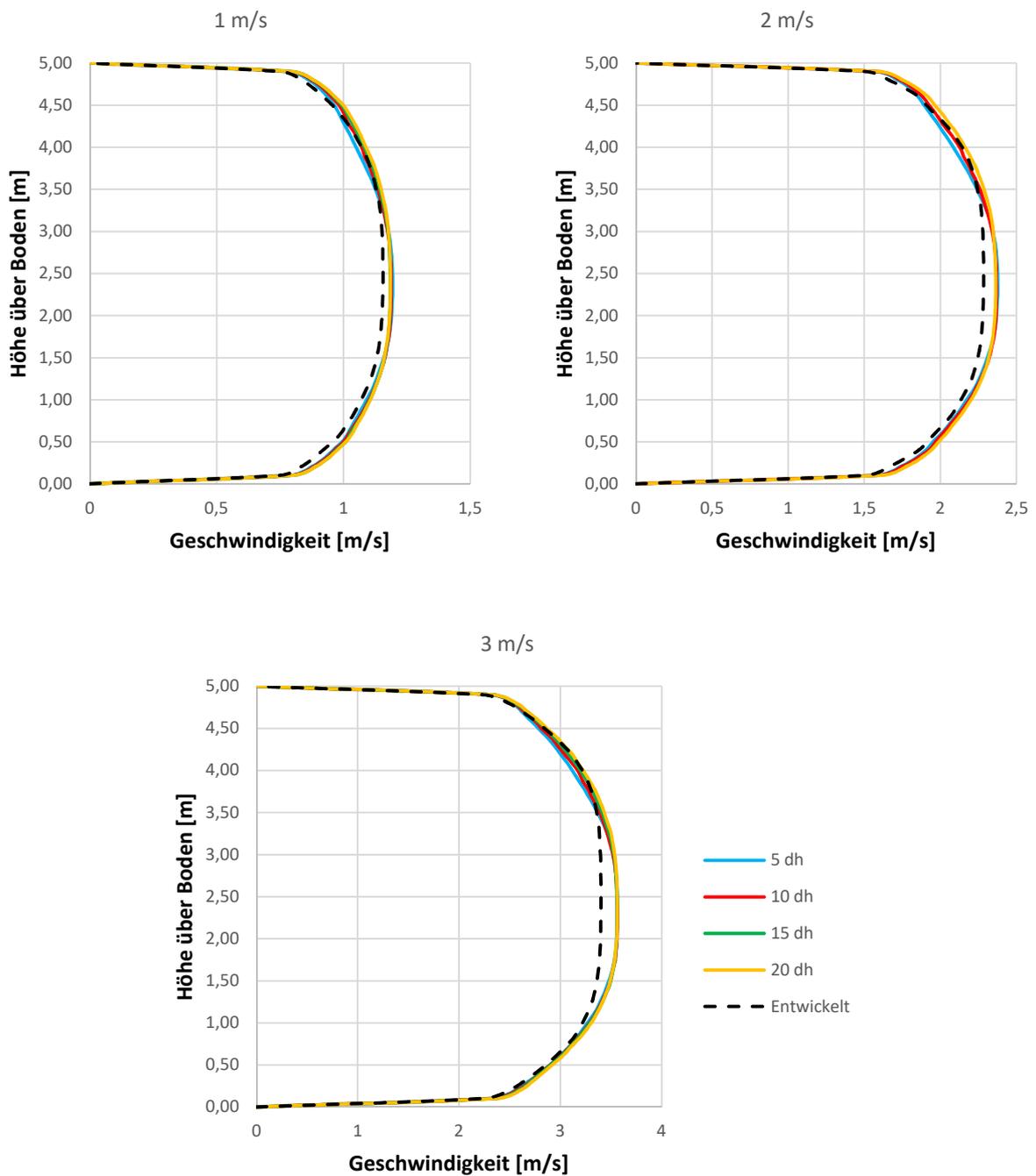


Bild 0.2: Geschwindigkeitsprofile für Fall 1 entgegen Fahrtrichtung

B.2 Fall 2

B.2.1 Fall 2 in Fahrtrichtung

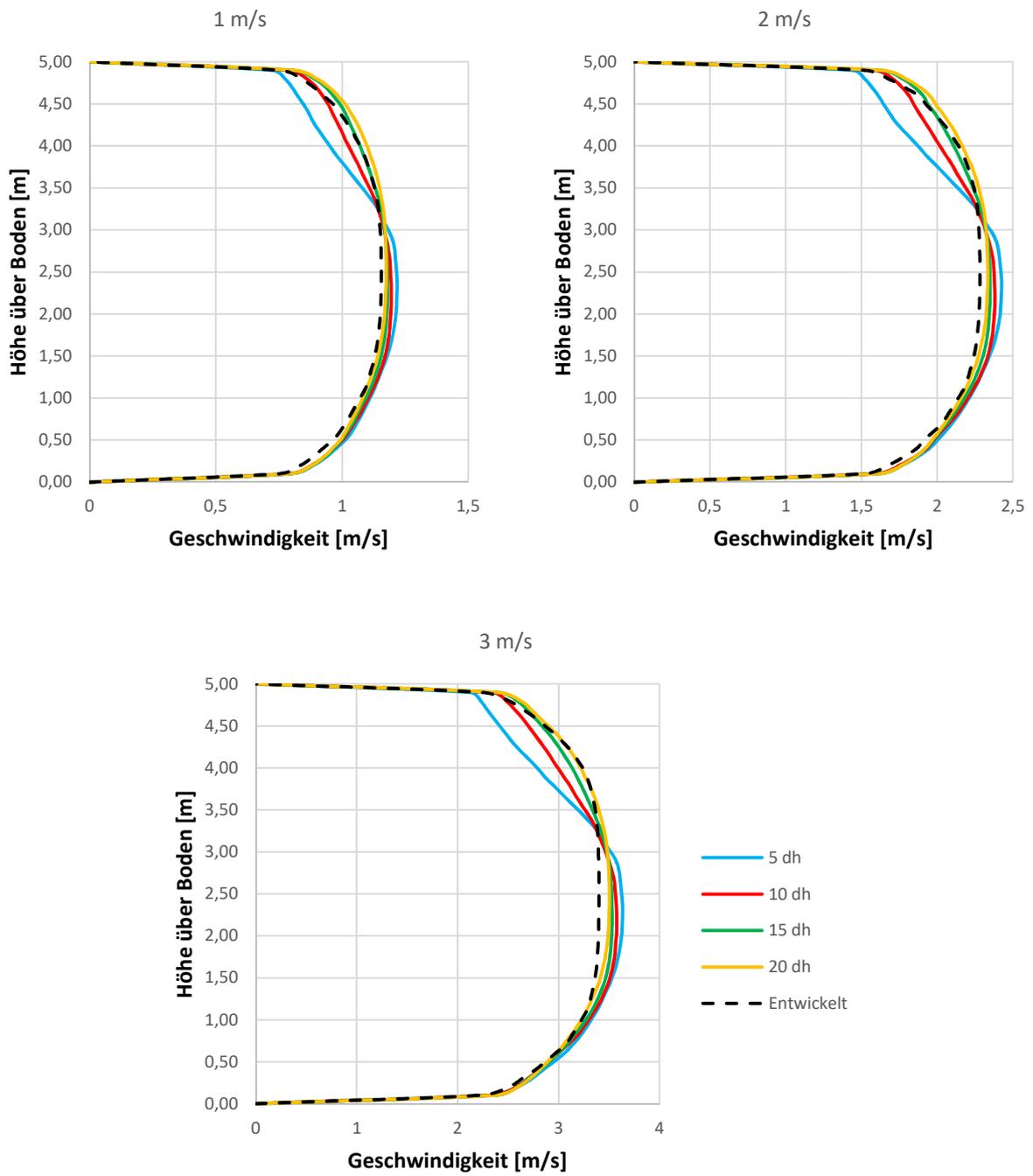


Bild 0.3: Geschwindigkeitsprofile für Fall 2 in Fahrtrichtung

B.2.2 Fall 2 entgegen Fahrtrichtung

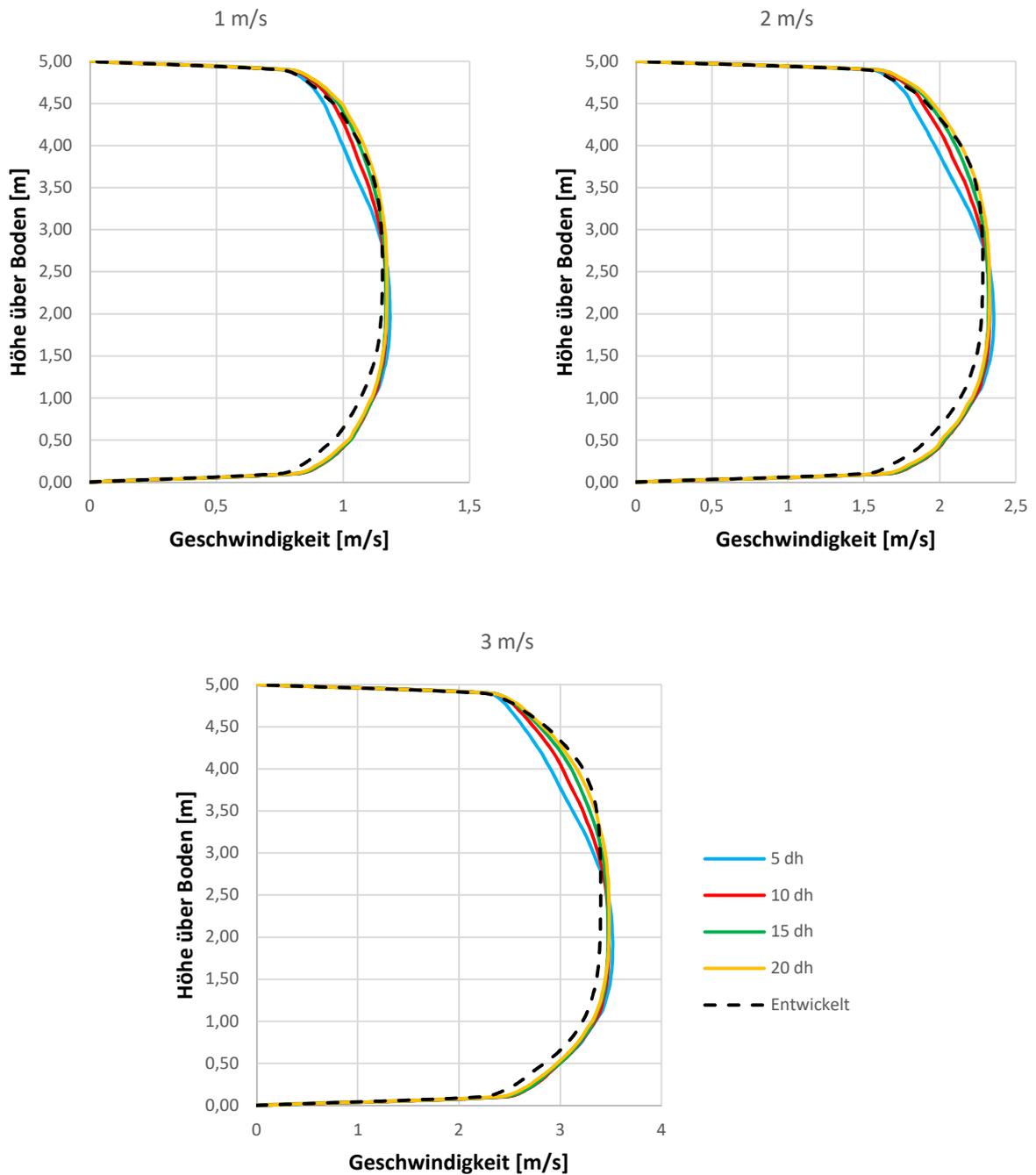


Bild 0.4: Geschwindigkeitsprofile für Fall 2 entgegen Fahrtrichtung

B.3 Fall 3

B.3.1 Fall 3 in Fahrtrichtung

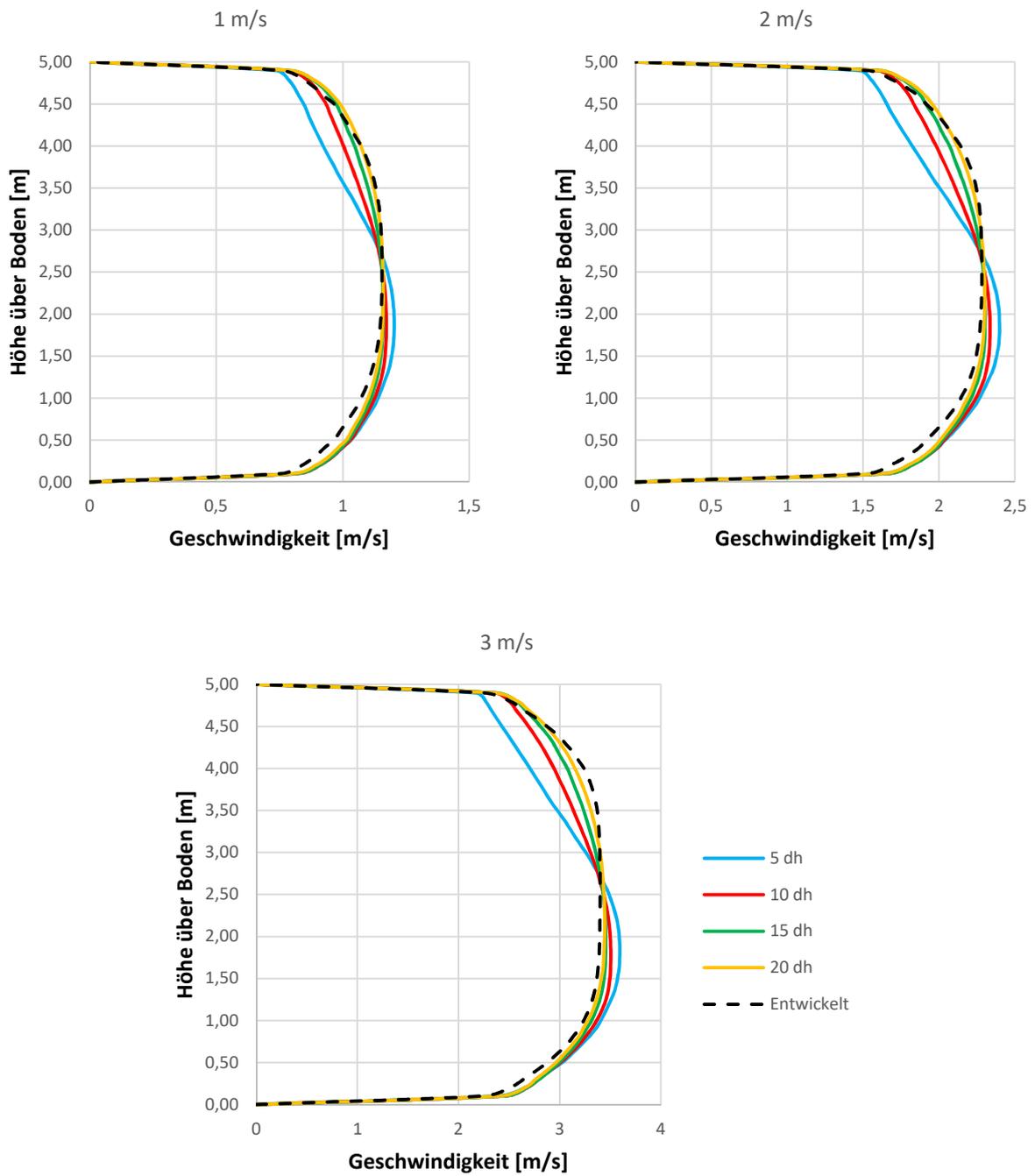


Bild 0.5: Geschwindigkeitsprofile für Fall 3 in Fahrtrichtung

B.3.2 Fall 3 entgegen Fahrtrichtung

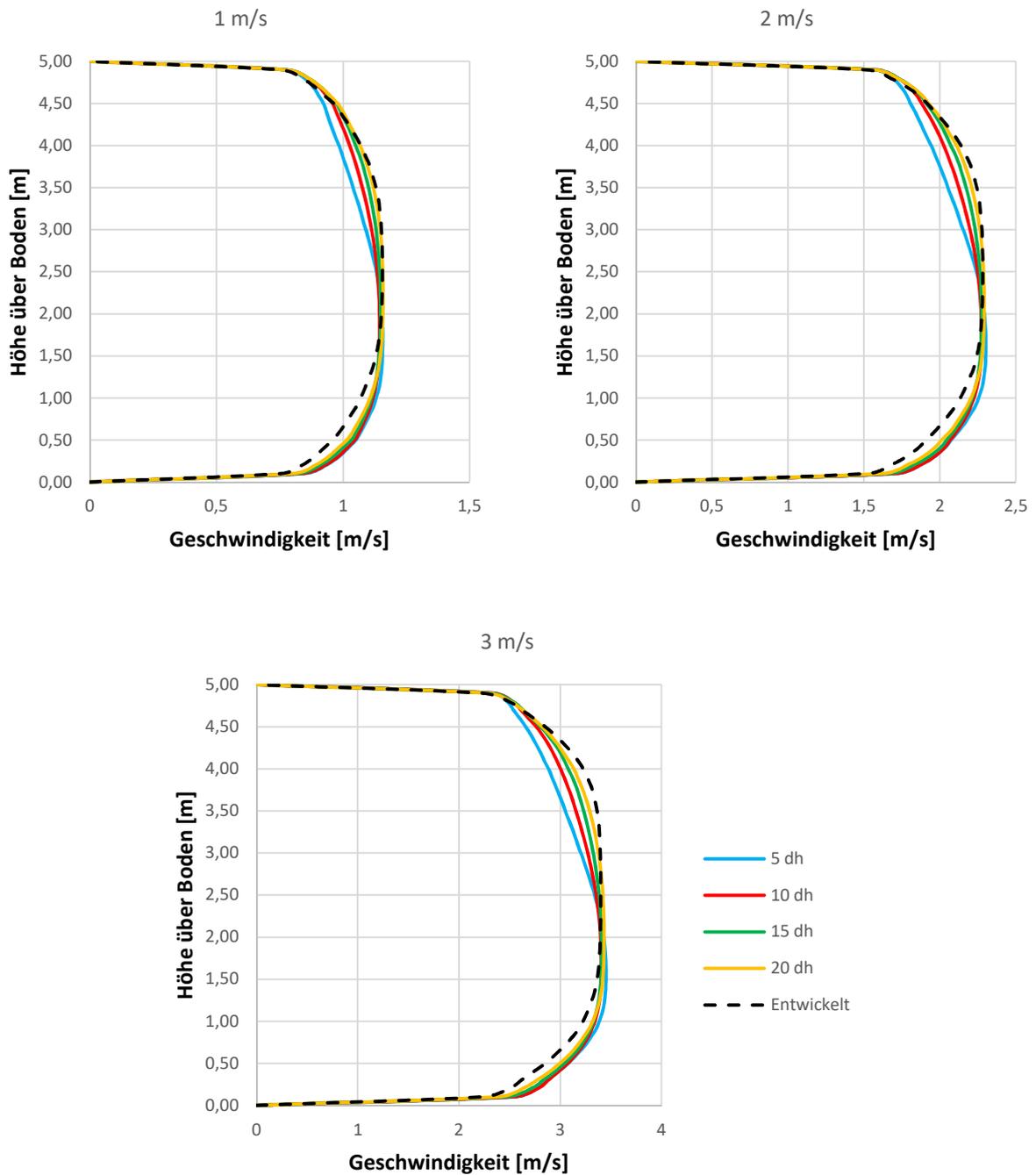


Bild 0.6: Geschwindigkeitsprofile für Fall 3 entgegen Fahrtrichtung

C Brandmodellierung

C.1 Polynomkoeffizienten für c_p

Tabelle 0.2: Polynomkoeffizienten zur Berechnung von c_p laut [7]

	CO ₂		CO	
	T < 1000 K	T > 1000 K	T < 1000 K	T > 1000 K
A1	3.85746029E+00	2.35677352E+00	2.71518561E+00	3.57953347E+00
A2	4.41437026E-03	8.98459677E-03	2.06252743E-03	-6.10353680E-04
A3	-2.21481404E-06	-7.12356269E-06	-9.98825771E-07	1.01681433E-06
A4	5.23490188E-10	2.45919022E-09	2.30053008E-10	9.07005884E-10
A5	-4.72084164E-14	-1.43699548E-13	-2.03647716E-14	-9.04424499E-13
	C		H ₂ O	
	T < 1000 K	T > 1000 K	T < 1000 K	T > 1000 K
A1	2.49266888E+00	2.55423955E+00	3.03399249E+00	4.19864056E+00
A2	4.79889284E-05	-3.21537724E-04	2.17691804E-03	-2.03643410E-03
A3	-7.24335020E-08	7.33792245E-07	-1.64072518E-07	6.52040211E-06
A4	3.74291029E-11	-7.32234889E-10	-9.70419870E-11	-5.48797062E-09
A5	-4.87277893E-15	2.66521446E-13	1.68200992E-14	1.77197817E-12
	N ₂			
	T < 1000 K	T > 1000 K		
A1	0.02926640E+02	0.03298677E+02		
A2	0.14879768E-02	0.14082404E-02		
A3	-0.05684760E-05	-0.03963222E-04		
A4	0.10097038E-09	0.05641515E-07		
A5	-0.06753351E-13	-0.02444854E-10		

C.2 Temperaturschichtungen

C.2.1 Vereinfachte Geometrie Messpunkt 5

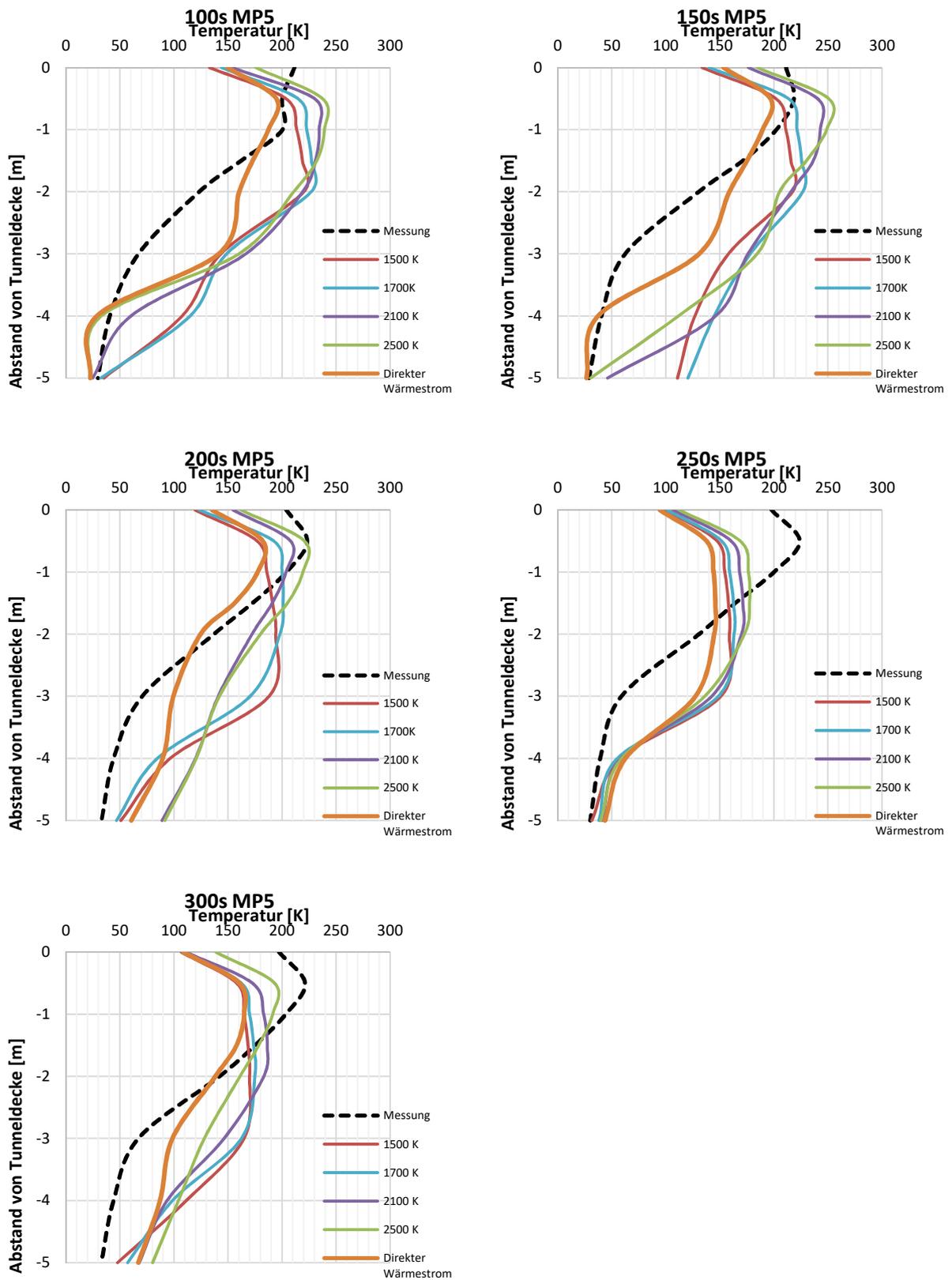


Bild 0.7: Vergleich der Temperaturprofile aller Verwendeten Brandmodelle bei vereinfachter Geometrie im Messpunkt 5

C.2.2 Vereinfachte Geometrie Messpunkt 6

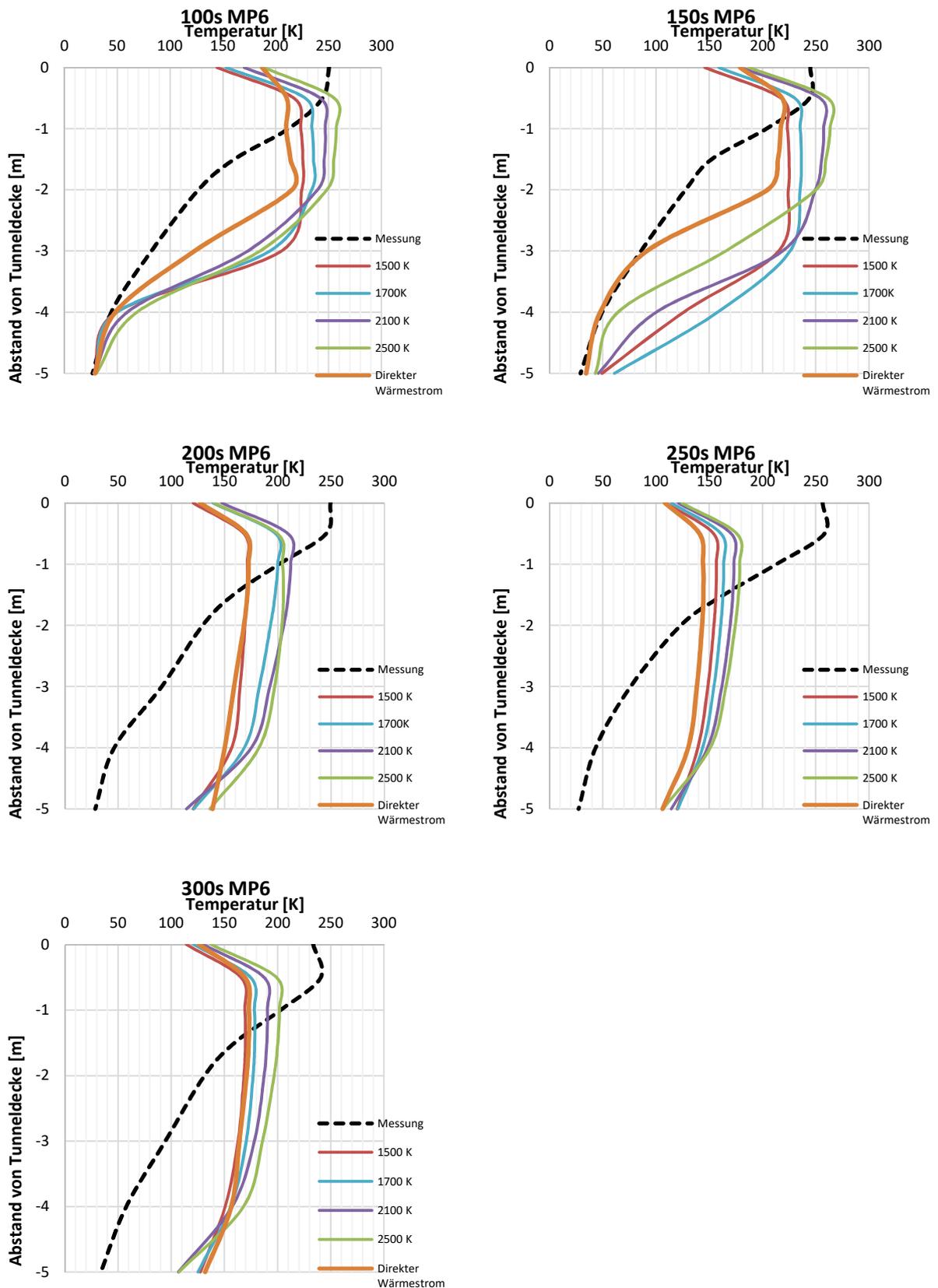


Bild 0.8: Vergleich der Temperaturprofile aller Verwendeten Brandmodelle bei vereinfachter Geometrie im Messpunkt 6

C.2.3 Detaillierte Geometrie Messpunkt 5

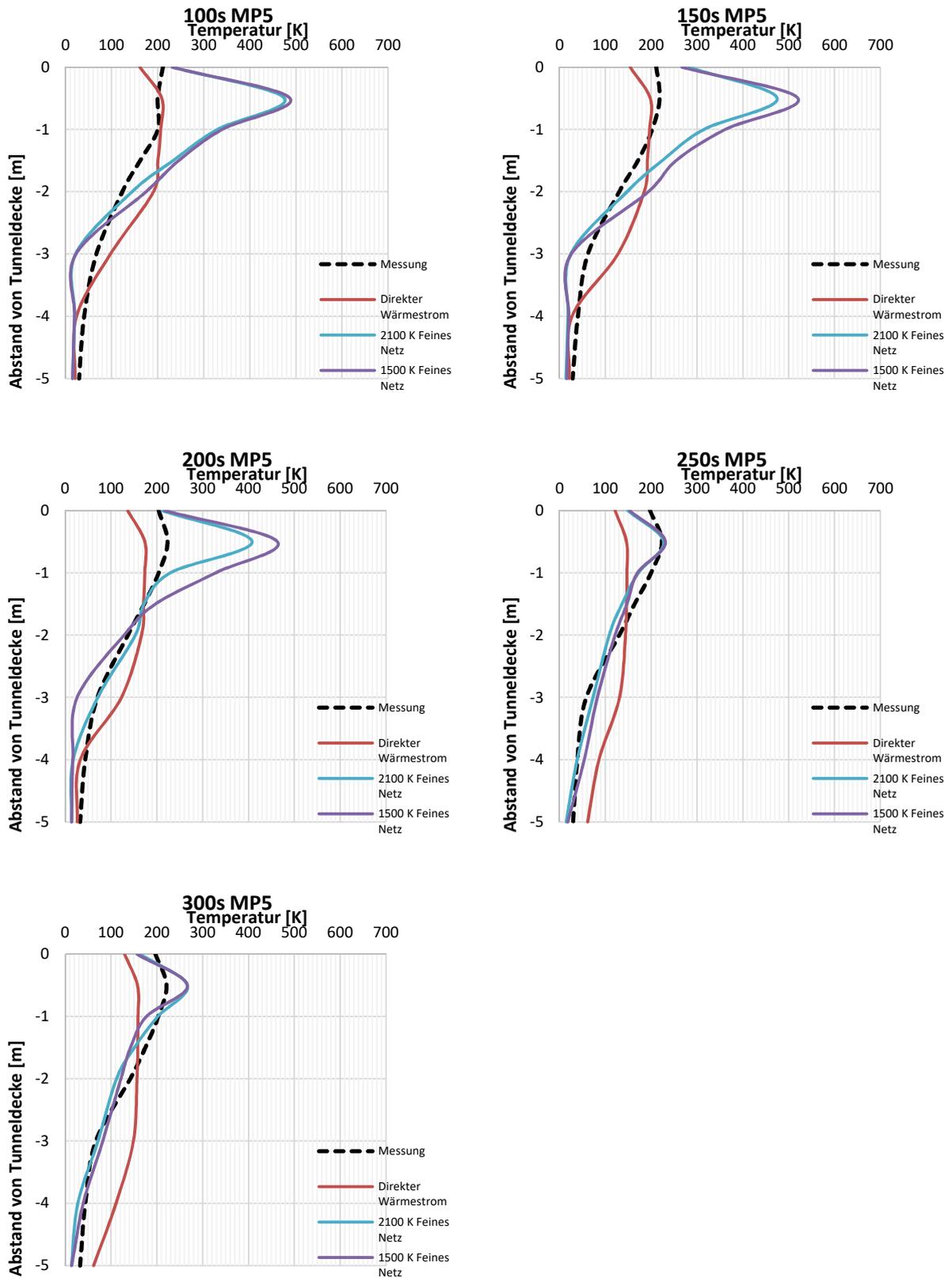


Bild 0.9: Vergleich der Temperaturprofile aller Verwendeten Brandmodelle bei detaillierter Geometrie im Messpunkt 5

C.2.4 Detaillierte Geometrie Messpunkt 6

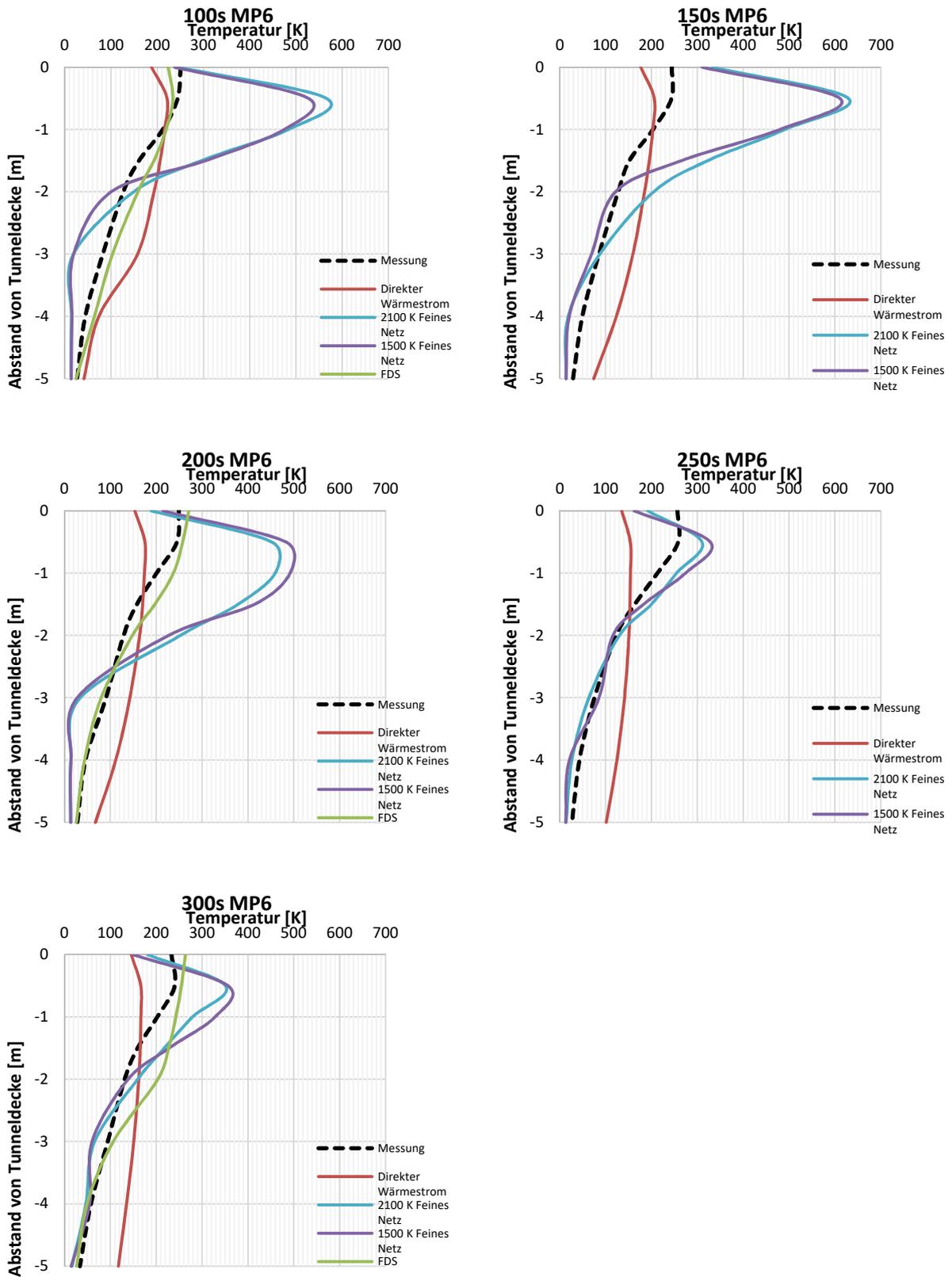


Bild 0.10: Vergleich der Temperaturprofile aller Verwendeten Brandmodelle bei detaillierter Geometrie im Messpunkt 6