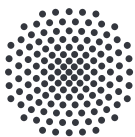




Masterarbeit

Numerische Simulation des konjugierten
Wärmeübergangs in einem mit überkritischem
Stickstoff durchströmten Kühlkanal eines
Flüssigraketenantriebs

Chris Bürger



Universität Stuttgart

Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR)

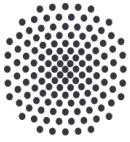
Direktor: Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Weigand



Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt

Abteilung Raketenantriebe

Betreuer: M. Sc. Pascal Krings



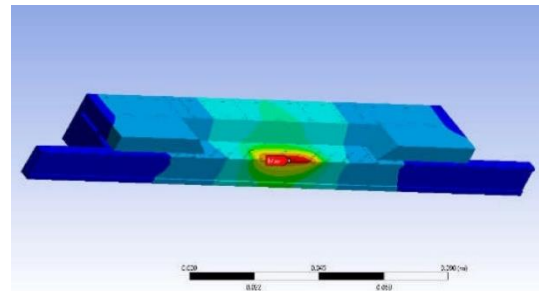
Masterarbeit

für cand. aer. Chris Bürger

Numerische Simulation des konjugierten Wärmeübergangs in einem mit überkritischem Stickstoff durchströmten Kühlkanal eines Flüssigraketentriebwerks

Hintergrund/ Motivation:

Die Lebensdauer von Raketentriebwerken ist stark von der Temperatur der Brennkammeroberfläche sowie des Wärmestroms abhängig. Die dünne Brennkammerwand muss mittels einer regenerativen Kühlung ausreichend gekühlt werden, sodass diese im Betrieb nicht beschädigt wird. Hierzu wurde am DLR Standort in Lampoldshausen ein Prüfstand aufgebaut, in dem mit so genannten Thermomechanical Fatigue (TMF) Panels die numerischen Simulationen (FEM) der Lebensdauer eines regenerativ gekühlten Brennkammerwandsegments validiert werden. Der Wärmeeintrag wird mittels eines Lasers simuliert. In einem Experiment mit einem potentiellen Brennkammerwandmaterial wurde für verschiedene Kombinationen aus Oberflächentemperatur (650 K – 1000 K) und Wärmestrom (12.0 MW/m² - 25 MW/m²) der zur Kühlung notwendige Massenstrom experimentell bestimmt. In der studentischen Arbeit soll nun der Wärmeübergang in den Kühlkanälen in ANSYS simuliert werden. Hierzu soll mittels Kopplung einer Thermalanalyse in ANSYS Mechanical und einer CFD-Analyse in ANSYS CFX der Wärmeübergang in der Kühlkanalströmung detailliert untersucht werden.



Thermalanalyse eines halben TMF-Panels ohne Kopplung

Zielstellung/Methoden der eigenen Arbeit:

- Einarbeitung in ANSYS Mechanical, CFX sowie deren Kopplung
- Modellierung der Struktur und des Fluids (Geometrie, Vernetzung, thermophysikalische Parameter, Symmetrie)
- Durchführung der gekoppelten Simulationen mit Eingangsdaten aus dem Experiment
- Auswertung und Diskussion der erzielten Ergebnisse hinsichtlich Abweichungen zwischen Experiment und Simulation, Betrachtung und Analyse des Wärmeübergangs
- Identifizierung und Berechnung von Wärmeverlusten anhand einer Energiebilanz

Ort und Dauer:

Die Masterarbeit wird beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) durchgeführt und ist innerhalb von 6 Monaten abzuschließen.

Betreuer:

- Pascal Krings, (DLR)
- Dr.-Ing. Rico Poser, (ITLR)

Ausgabe: 16.04.2021

Abgabe: 16.11.2021

Die Arbeit wurde um 1 Monat verlängert und genehmigt vom Prüfungsausschuss Luft- und Raumfahrttechnik am 08.10.2021.

Hiermit versichere ich, dass ich diese Masterarbeit selbstständig mit Unterstützung des Betreuers / der Betreuer angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Die Arbeit oder wesentliche Bestandteile davon sind weder an dieser noch an einer anderen Bildungseinrichtung bereits zur Erlangung eines Abschlusses eingereicht worden.

Ich erkläre weiterhin, bei der Erstellung der Arbeit die einschlägigen Bestimmungen zum Urheberschutz fremder Beiträge entsprechend den Regeln guter wissenschaftlicher Praxis eingehalten zu haben. Soweit meine Arbeit fremde Beiträge (z.B. Bilder, Zeichnungen, Textpassagen etc.) enthält, habe ich diese Beiträge als solche gekennzeichnet (Zitat, Quellenangabe) und eventuell erforderlich gewordene Zustimmungen der Urheber zur Nutzung dieser Beiträge in meiner Arbeit eingeholt. Mir ist bekannt, dass ich im Falle einer schuldhaften Verletzung dieser Pflichten die daraus entstehenden Konsequenzen zu tragen habe.

Stuttgart, 16.11.2021

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Bürge', written over a horizontal dotted line.

.....
Ort, Datum, Unterschrift

Kurzzusammenfassung

Im Rahmen einer Zusammenarbeit des DLR, der ESA und der Ariane-Group wird das Versagen der Wandstruktur bei zyklischer Belastung von regenerativ gekühlten kryogenen Brennkammern untersucht. Das Ziel der Studie ist es, die hohe thermische und mechanische Belastung zu reduzieren, indem neuartige Materialien verwendet und die Kühlbedingungen verbessert werden. Der Wärmeübergang von der Brennkammerwandstruktur zum Kühlmedium ist hierfür ausschlaggebend. Eine wichtige Einflussgröße ist dabei die maximal auftretende Temperatur in der Struktur. In einer Vorstudie werden die thermischen Eigenschaften einer hochleitfähigen Kupferlegierung durch Kombinationen von Wärme-, Massenströmen und Oberflächentemperaturen am DLR Standort in Lampoldshausen experimentell untersucht. Um Kosten zu reduzieren wird eine thermomechanische Ermüdungsplatte, die einen kleinen Ausschnitt der Geometrie der Brennkammerwand darstellt, verwendet.

Heutzutage werden neue Triebwerke hauptsächlich mit numerischen Methoden entwickelt. Für genaue numerische Analysen ist es jedoch wichtig, die zugrunde liegenden Algorithmen mit experimentellen Daten zu validieren. In der vorliegenden Arbeit wird der konjugierte Wärmeübergang mittels einer Fluid-Thermal Analyse in ANSYS modelliert. Unter Berücksichtigung der Messfehler der experimentellen Daten zeigt ein detaillierter Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse, dass eine sehr gute Übereinstimmung erzielt wird. Dies ermöglicht es, den Gültigkeitsbereich der experimentellen Daten mittels numerischer Auswertung zu erweitern. Zusätzlich zeigt eine Sensitivitätsanalyse, dass die Wärmestromdichte den größten Einfluss auf die Oberflächentemperatur hat und die Fluidtemperatur am Kanaleingang den Druckverlust am stärksten beeinflusst.

Für die Charakterisierung des Wärmeübergangs an der Kanalwand werden einige Nusseltkorrelationen aus der Literatur verwendet. Dabei zeigen, je nach Oberflächentemperatur, unterschiedliche Nusseltkorrelationen gute Übereinstimmungen mit der experimentellen Nusseltzahl. Aus diesem Grund wird für das Wärmeübergangsproblem eine Nusseltkorrelation für rechteckige Kanäle, welche mit überkritischem Stickstoff durchströmt werden, bestimmt.

Abstract

As part of a collaboration between DLR, ESA and the Ariane Group, the failure of the wall structure under cyclic loading of regeneratively cooled cryogenic combustion chambers is being investigated. The aim of the study is to reduce the high thermal and mechanical stress by using novel materials and improving the cooling conditions. The heat transfer from the combustion chamber wall structure to the cooling medium is decisive for this. An important influencing factor is the maximum temperature that occurs in the structure. In a preliminary study, the thermal properties of a highly conductive copper alloy are experimentally investigated through combinations of heat, mass flows and surface temperatures at the DLR in Lampoldshausen. To reduce costs, a thermomechanical fatigue panel, which represents a small section of the geometry of the combustion chamber wall, is used.

Nowadays, new engines are mainly developed using numerical methods. However, for accurate numerical analysis it is important to validate the underlying algorithms with experimental data. In the present work the conjugate heat transfer is modeled in ANSYS using a fluid thermal analysis. Taking into account the measurement errors of the experimental data, a detailed comparison of the numerical and experimental results shows that a very good agreement can be achieved. This makes it possible to expand the scope of the experimental data by means of numerical evaluation. In addition, a sensitivity analysis shows that the heat flow density has the greatest influence on the surface temperature and the fluid temperature at the channel inlet has the greatest influence on the pressure loss.

Some Nusselt correlations from the literature are used to characterize the heat transfer at the duct wall. Depending on the surface temperature, different Nusselt correlations show good agreement with the experimental Nusselt number. For this reason, a Nusselt correlation for rectangular channels with supercritical nitrogen is developed for the heat transfer problem.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung	I
Inhaltsverzeichnis	VI
Abbildungsverzeichnis	VI
Symbolverzeichnis	IX
1. Einführung	1
1.1. Motivation	2
1.2. Zielsetzung	3
2. Theoretische Grundlagen	4
2.1. Physikalische Grundlagen des Wärmeübergangs	4
2.1.1. Wärmeleitung	4
2.1.2. Erzwungene Konvektion	4
2.1.3. Natürliche/Freie Konvektion	8
2.1.4. Wärmestrahlung	9
2.2. Wärmeübertragungsproblem des TMF-Panels	10
2.3. Grenzschichtbetrachtung bei turbulenter Strömung	11
2.3.1. Geschwindigkeitsprofil im wandnahen Bereich	13
2.3.2. Temperaturprofil im wandnahen Bereich	14
2.3.3. Druckverlust und Wärmeübergang in glatten Kanälen	16
2.3.4. Druckverlust und Wärmeübergang in rauen Kanälen	17
2.4. Einlauflänge L_E	19
2.5. Numerische Strömungsmechanik	19
2.6. Einfluss der rechteckigen Kanalform	22
2.7. Turbulenzmodellierung	22
2.8. Energiebilanz des TMF-Panels	23
2.8.1. Verluste durch Wärmestrahlung	24
2.8.2. Verluste durch natürliche Konvektion	24
2.8.3. Verluste durch Wärmeleitung	25
2.9. Stoffwerte der verwendeten Materialien und Medien	26
2.9.1. Kühlmedium Stickstoff	26
2.9.2. Kupferlegierung Cu-HCP	27

3. Vorarbeiten	28
3.1. Experimenteller Aufbau	28
3.1.1. TMF-Prüfkörper	28
3.1.2. TMF-Prüfstand	30
3.1.3. Messgenauigkeit	32
3.1.4. Ergebnisse	33
3.2. Thermisch-stationäre Analyse	35
4. Numerische Simulation	37
4.1. Gekoppelte Fluid-Thermal-Berechnung in ANSYS	37
4.2. Geometrie	38
4.3. Vernetzung	39
4.3.1. Finite-Elemente-Strukturnetz	40
4.3.2. Finite-Volumen-Fluidnetz	41
4.3.3. Grenzschichtauflösung	41
4.3.4. Gitterkonvergenzstudie	42
4.4. Randbedingungen	45
4.4.1. Thermisch-stationäre Analyse	46
4.4.2. Stationäre Strömungsberechnung	48
4.4.3. Gekoppelte Simulation	50
4.5. Auswertung der numerischen Simulation	51
4.5.1. Verifizierung des Wärmeübergangs und des Druckverlustes aus den numerischen Ergebnissen	52
4.5.2. Numerische Auswertung der Nusseltzahl	54
4.6. Vorhersage weiterer Betriebspunkte	55
4.7. Sensitivitätsanalyse	56
4.7.1. Einfluss des Massenstroms \dot{m}	57
4.7.2. Einfluss der Rauigkeit k_s	57
4.7.3. Einfluss der Wärmestromdichte \dot{q}	58
4.7.4. Einfluss des Ausgangsdrucks p_A	58
4.7.5. Einfluss der Eintrittstemperatur des Fluids T_E	58
4.7.6. Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Sensitivitätsanalyse	59
5. Vergleich und Diskussion	60
5.1. Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse	60
5.1.1. Temperaturprofil	60
5.1.2. Temperaturen und Druck	61
5.1.3. Energiebilanz	62
5.2. Vergleich der rein thermischen Analyse mit der gekoppelten Fluid- Thermal Analyse	63
5.3. Druckverlustberechnung	64

5.4. Charakterisierung des Rauigkeitsbereichs	65
6. Entwicklung einer Nusseltkorrelation	66
6.1. Levenberg-Marquardt-Algorithmus	67
6.2. Vergleich Experiment und Korrelation	67
7. Zusammenfassung	69
8. Ausblick	70
Literaturverzeichnis	71
A. Materialdaten Stickstoff	76
B. Kanalvermessung	77
C. Schematische Darstellung der gekoppelten Simulation	78
D. Konvergenzstudie	79
E. Auswertung der gekoppelten Fluid-Thermal Analyse	80
F. Sensitivitätsanalyse	81
G. Datensatz zur Bestimmung der Nusseltkorrelation	82
H. Auswertung der Temperaturen	83
I. Rauigkeitsbestimmung	84
J. Technische Zeichnungen	87

Tabellenverzeichnis

2.1. Ergebnisse der Biotzahl zur Identifizierung des Wärmeübergangsproblems.	11
2.2. Ergebnisse der analytischen Berechnung der Wärmestrahlung.	24
2.3. Ergebnisse der analytischen Berechnung der freien Konvektion.	25
3.1. Dimensionierung des TMF-Panels der dritten Generation.	30
3.2. Technische Parameter des DILAS Diodenlasers.	32
3.3. Messinstrumente und deren Fehler.	32
3.4. Gesamtfehler der experimentellen Daten.	33
3.5. Auswertung der experimentellen Ergebnisse.	34
4.1. Ergebnisse der Gitterstudie.	42
4.2. Ergebnisse der Gitterkonvergenzstudie und Richardson-Extrapolation.	44
4.3. Element- und Knotenanzahl des vernetzten TMF-Panels in ANSYS.	45
4.4. Eingangparameter für die gekoppelte Simulation für die Extrapolation bei $T = 886$ K.	56
4.5. Thermodynamische Eigenschaften von Stickstoff bei $T = 163$ und $166,263$ K.	58
4.6. Zusammenfassung der Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse aufgrund einer Änderung von 2% der einzelnen Parameter.	59
5.1. Vergleich der Berechnung des Druckverlustes.	64
5.2. Auswertung der Berechnung der dimensionslosen Rauigkeitsgröße.	65
A.1. Randbedingungen zur Erstellung der Realgastabelle.	76
A.2. Materialdaten Stickstoff	76
E.1. Auswertung der numerischen Ergebnisse.	80
G.1. Datensatz zur Bestimmung der Nusseltkorrelation.	82
I.1. Auswertung der Rauigkeitsvermessung.	84

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Links: Brennkammer des Vulcain Triebwerks [3], Mitte: Schematischer Querschnitt der Brennkammer, Rechts: TMF-Panel.	2
2.1.	Zwei-Schichten-Modell nach Mudawar [17].	14
2.2.	Einfluss der Rauigkeit auf das Geschwindigkeitsprofil nach Nikuradse [21].	17
2.3.	Darstellung der Sekundärströmungen nach Hoagland [30].	22
2.4.	Eingangstemperatur des Fluids und dessen Erwärmung aufgrund Wärmeleitung in das Rohrsystem.	25
2.5.	$p - T$ Diagramm des Kühlfluids Stickstoff.	26
2.6.	Stoffeigenschaften Cu-HCP: (a) Dichte ρ , (b) Wärmeleitfähigkeit λ und (c) spezifische Wärmekapazität c_p	27
3.1.	Schematische Schnittdarstellung der Kühlkanalkonfigurationen der ersten (a), zweiten (b) und dritten Generation (c) des TMF-Panels.	30
3.2.	Aufbau des TMF-Prüfstands.	31
3.3.	Auswertung der Nusseltzahl mit Hilfe der experimentellen Daten bei der Oberflächentemperatur $T_S = 648$ K (a), $T_S = 763$ K (b), $T_S = 886$ K (c), $T_S = 1000$ K (d).	35
3.4.	Schematische Schnitt-Darstellung der Randbedingungen und Zielgröße (grün gestrichelt) der rein thermischen Analyse.	36
4.1.	Geometrische Vereinfachungen an dem TMF-Panel.	39
4.2.	Netzstudie mit Variation der Elementgröße x_B (a) und Prismenschicht x_P (b).	43
4.3.	Vernetzung der Struktur des TMF-Panels.	45
4.4.	Vernetzung des Fluids mit Hilfe von Prismenschichten.	45
4.5.	Schematische Darstellung der Randbedingungen und Zielgrößen (grün gestrichelt) der Thermal-Fluid Analyse in ANSYS.	46
4.6.	Intensitätsverteilung der Laserfläche.	47
4.7.	Temperaturverteilung in der Struktur bei einer Oberflächentemperatur von 763 K.	52
4.8.	Temperaturverteilung in der Schnittebene bei T_{max} in der Struktur und dem Fluid bei einer Oberflächentemperatur von $T_S = 763$ K.	53

4.9.	Verteilung des dimensionslosen Wandabstands des mittleren Kanals zur Beurteilung der Auflösung der Grenzschicht bzw. des Wärmeübergangs.	53
4.10.	Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Wand des mittleren Kanals mit der applizierten Wärmestromdichte.	54
4.11.	Druckverteilung entlang des mittleren Kanals mit der applizierten Wärmestromdichte und Einlauflänge.	54
4.12.	Auswertung der Nusseltzahl mit Hilfe der numerischen Daten bei der Oberflächentemperatur $T_S = 648$ K (a), $T_S = 763$ K (b), $T_S = 886$ K (c), $T_S = 1000$ K (d).	55
5.1.	Vergleich der Temperaturverteilung von Experiment (a) und Numerik (b).	60
5.2.	Relativer Fehler der numerischen Simulation mit Referenz der experimentellen Daten für die Oberflächentemperatur (a), die Fluidtemperatur am Kanalausgang (b) und den Druckverlust im Kühlkanal (c).	61
5.3.	Relativer Verlustenergie des Experiments (a) und der numerischen Simulation (b).	62
5.4.	Vergleich der gemittelten Umfangswandtemperatur an der heißesten Stelle im zentralen Kühlkanal.	63
6.1.	Vergleich der experimentellen Daten mit der Auswertung der Nusseltkorrelation.	68
B.1.	Kanalvermessung mittels eines digitalen Mikroskops.	77
C.1.	Schematische Darstellung der 2-Wege-Datenübertragung in ANSYS.	78
D.1.	Konvergenzstudie am Beispiel des Experiments 34 mit einer Oberflächentemperatur von $T_S = 1000$ K	79
F.1.	Verlauf der Wandtemperatur entlang des Kanals in der Mitte der oberen Kanalfläche.	81
H.1.	Darstellung der Auswertung der Wandtemperatur T_w , der Kanalfläche im laserbestrahlten Bereich A_h und der laserbestrahlten Fläche A_s	83
J.1.	TMF-Panel mit den Anbindungen an das Stickstoff-Versorgungssystem.	87
J.2.	Schematische Skizze des TMF-Panels mit der Anbindung der Rohre.	87

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
A	m^2	Fläche
b_K	m	Breite des Kühlkanals
c_p	$\text{J}/(\text{kg K})$	spezifische Wärmekapazität
c_f	-	Reibungsbeiwert
D	m	Durchmesser
D_h	m	Hydraulischer Durchmesser
D_h^*	m	Effektiver hydraulischer Durchmesser
e	J	Innere Energie
$F(X_i) = \frac{X_{Ref} - X_i}{X_{Ref}}$	%	Relative Abweichung
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
Gr	-	Graßhofzahl
h	$\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$	Wärmeüberganskoeffizient
h	J/kg	spezifische Enthalpie
h_A	J/kg	spezifische Enthalpie am Kanalausgang
h_E	J/kg	spezifische Enthalpie am Kanaleingang
h_K	m	Höhe des Kühlkanals
k_s	-	Äquivalente Sandrauigkeit
k_s^+	-	Dimensionslose Rauigkeitsgröße
L_c	m	charakteristische Länge
L_E	m	Einlaulänge
L_k	m	Länge des Kühlkanals
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
n	mol	Molzahl
Nu	-	Nusseltzahl
Nu_m	-	Gemittelte Nusseltzahl
p	Pa	Druck
P	W	Leistung
\bar{p}	Pa	Mittelwert des Druckes
p'	Pa	Schwankungswert des Druckes

p_A	Pa	Druck am Kanalausgang
p_c	Pa	Kritischer Druck
p_E	Pa	Druck am Kanaleingang
Pr	-	Prandtlzahl
Pr_τ	-	Turbulente Prandtlzahl
\dot{q}	W/m ²	Wärmestromdichte
\dot{Q}	W	Wärmestrom
\dot{Q}_L	W	Wärmestrom durch den Laser
\dot{Q}_λ	W	Wärmestrom durch Wärmeleitung
$\dot{Q}_{h,FK}$	W	Wärmestrom durch natürliche Konvektion
\dot{Q}_ε	W	Wärmestrom durch Strahlung
$\dot{Q}_{h,EK}$	W	Wärmestrom durch erzwungene Konvektion
Ra	-	Rayleighzahl
Re	-	Reynoldszahl
Re_{eff}^*	-	Effektive Reynoldszahl
R_s	J/(kg K)	Ideale Gaskonstante
R_m	J/(mol K)	Universelle Gaskonstante
R_z	m	Rauigkeitserhöhung
St	-	Stantonzahl
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
T_A	K	Temperatur am Kanalausgang
T_b	K	Bulktemperatur
T_c	K	Kritische Temperatur
T_E	K	Temperatur am Kanaleingang
T_f	K	Filmtemperatur
T_{fl}	K	Fluidtemperatur
T_S	K	Oberflächentemperatur des TMF-Panels
T_w	K	Wandtemperatur
T_{Sim}	K	Temperatur aus der numerischen Simulation
T_∞	K	Umgebungstemperatur
T^+	-	Dimensionslose Temperatur
u	m/s	Geschwindigkeit (quer)
u_∞	m/s	Geschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht
\bar{u}	m/s	Mittelwert der Geschwindigkeit (quer)
u'	m/s	Schwankung der Geschwindigkeit (quer)
u_τ	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^+	-	Dimensionslose Geschwindigkeit
v	m/s	Geschwindigkeit (längs)

\bar{v}	m/s	Mittelwert der Geschwindigkeit (längs)
v'	m/s	Schwankung der Geschwindigkeit (längs)
V	m ³	Volumen
V_c	m ³	Kritisches Volumen
x	m	Länge
x_b	-	Anzahl der Elemente
y^+	-	Dimensionsloser Wandabstand

Griechische Symbole

β	1/K	Wärmeausdehnungskoeffizient
ε	-	Emissionsgrad
ε_τ	m ² /s	Wirbelviskosität
ε_q	m ² /s	Wirbeldiffusivität
η	m ² /s	kinematische Viskosität
η_b	m ² /s	kinematische Viskosität bei T_b
η_w	m ² /s	kinematische Viskosität bei T_w
κ	-	Karman Konstante
θ	-	dimensionslose Temperatur
λ	W/(m K)	Wärmeleitfähigkeit
ρ	kg/m ³	Dichte
ν	kg/(m s)	dynamische Viskosität
σ	W/(m ² K ⁴)	Stefan-Boltzmann Konstante
$\bar{\sigma}$	Pa	Spannungstensor
τ_w	Pa s	Wandschubspannung
ϕ^*	-	Geometrischer Faktor
ξ	-	dimensionslose Länge
ξ_p	-	Rohrreibungszahl

Abkürzungen

<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>DLR</i>	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
<i>ESA</i>	European Space Agency
<i>FE</i>	Finite Elemente
<i>FEA</i>	Finite Elemente Analyse
<i>GCI</i>	Grid Convergence Index
<i>URF</i>	Unter-Relaxationsfaktor

1. Einführung

Eine der aktuell wichtigsten Aufgaben in der Entwicklung von Raumtransportsystemen ist die Reduzierung der Kosten für den Transport von kommerzieller und wissenschaftlicher Nutzlast. Ein wichtiger Faktor ist dabei die Wiederverwendbarkeit von Trägersystemen. Es wird erwartet, dass die Betriebskosten eines zukünftigen wiederverwendbaren Trägersystems im Vergleich zu den derzeitigen deutlich sinken werden [1]. Für moderne Trägersysteme sind Flüssigraketenantriebe nach wie vor Stand der Technik. Der Einsatz regenerativ gekühlter kryogener Brennkammern hat gezeigt, dass die in einem Hochdrucktriebwerk auftretenden thermischen und mechanischen Belastungen, insbesondere im zyklischen Betrieb¹, zu Rissbildung und Versagen der Brennkammerwandstruktur führen [2]. Dieser fortschreitende Versagensmechanismus konnte experimentell beobachtet werden und wird als Doghouse-Effekt bezeichnet. Das Resultat ist die Ausdünnung der Kühlkanalwände bis zum Bruch. Betrachtet man in Abbildung 1.1 den Querschnitt des Vulcain-Triebwerks, nach mehreren zyklischen Belastungen bzw. mehrmaliges Erhitzen und Abkühlen, ist das Ausdünnen und Aufbrechen der Brennkammerwand zu erkennen. Eine entscheidende Einflussgröße für die Lebensdauer ist dabei die maximal auftretende Temperatur der Wand. Im Rahmen einer thermomechanischen Ermüdungs-Lebensdauerstudie wird diese Problematik für ein hochwärmeleitfähiges Kupfer-Innenlinermaterial gemeinsam vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), der European Space Agency (ESA) und der Ariane-Group GmbH untersucht. Das Material ist ein potenzieller Kandidat für Brennkammern, die relativ niedrigen Oberflächentemperaturen und Wärmeflüssen auf der Heißgasseite ausgesetzt sind und z.B. bei Oberstufen zum Einsatz kommen. Für eine Vorstudie wurde am Standort Lampoldshausen des DLR ein Prüfstand aufgebaut, an dem die Wärmeübertragungseigenschaften des Kupfermaterials in einem speziellen Versuchsaufbau untersucht werden. Um Kosten zu sparen wird ein TMF²-Panel verwendet, welches einen kleinen Ausschnitt der Geometrie der Brennkammerwand darstellt (siehe Abbildung 1.1). Damit sind teure Raketentriebwerkstests im Originalmaßstab zur Lebensdaueranalyse ersetzbar. Bei dem TMF-Panel erfolgt die Erhitzung der Brennkammerwandstruktur nicht durch das Heißgas, sondern der Wärmestrom wird über einen Laser auf die Oberfläche des TMF-Panels appliziert. Ein wesentlicher Vorteil gegenüber Verbrennungs- oder anderen Heizgeräten besteht darin, dass der Laser sicher betrieben werden kann und

¹häufiges Ein- und Ausschalten des Triebwerks

²engl. Thermo-Mechanical Fatigue

Effekte wie Abrieb, Blanching³ oder Verbrennungsinstabilitäten ausgeschlossen sind. Der mittlere Kühlkanal an dem TMF-Panel stellt einen repräsentativen Kühlkanal der realen Brennkammer dar. Die Funktion der weiteren Kanäle wird in Kapitel 3.1.1 genauer beschrieben.

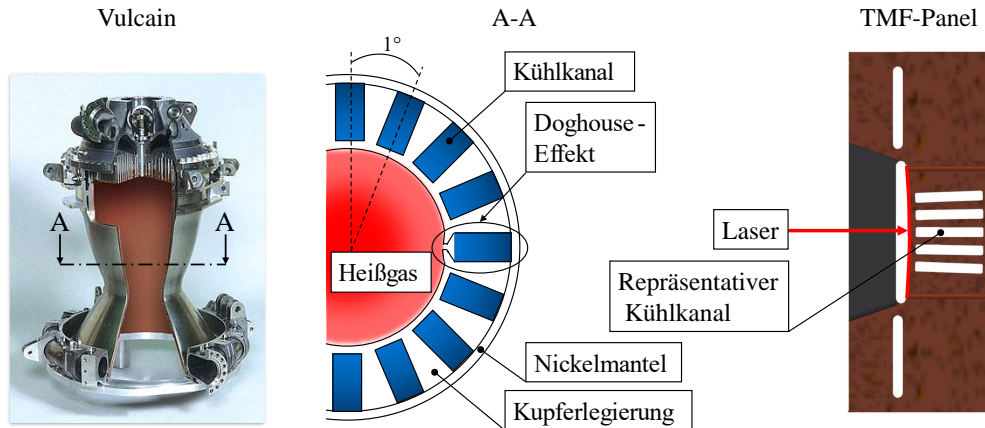


Abbildung 1.1.: Links: Brennkammer des Vulcain Triebwerks [3], Mitte: Schematischer Querschnitt der Brennkammer, Rechts: TMF-Panel.

Aufgrund der Wichtigkeit der maximalen Temperatur der Brennkammerwandstruktur werden in der Vorstudie Oberflächentemperaturen im Bereich von $T_S = 648\text{ K}$ bis 1000 K untersucht. Für jede Temperatur werden verschiedene Kombinationen von Wärme- und Massenstrom eingestellt und das Verhalten des Materials ausgewertet. Dies ermöglicht es, optimale Betriebspunkte zu identifizieren.

1.1. Motivation

Heutzutage werden neue Triebwerke hauptsächlich mit numerischen Methoden wie Computational Fluid Dynamics (CFD) und Finite Element Analysis (FEA) entwickelt. Für genaue numerische Analysen ist es jedoch wichtig, die zugrunde liegenden Algorithmen mit experimentellen Daten zu validieren. Mit den Ergebnissen aus der experimentellen Vorstudie ist es nun möglich, zu überprüfen, ob der Wärmeübergang numerisch mit einer ausreichenden Genauigkeit berechenbar ist. Zusätzlich kann der notwendige Massenstrom für verschiedene Kombinationen von Wärmestrom und Oberflächentemperatur für folgende Testkampagnen durch Interpolation der experimentellen Daten direkt vorhergesagt werden. Die Vorhersage mittels der Extrapolation ist außerhalb des bestehenden Gültigkeitsbereichs jedoch sehr fehlerbehaftet. Die Motivation ist hier, dass bei guter Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Daten der Gültigkeitsbereich über die numerische Simulation schnell und günstig erweiterbar ist. Für die Charakterisierung des Wärmeübergangs in dem

³Hochfrequente Wärmebelastung innerhalb einer Triebwerkszündung.

TMF-Panel wurden mit Hilfe der experimentellen Daten verschiedene Nusseltkorrelationen berechnet. Für ausgewählte Korrelationen wird hierfür die Wandtemperatur im Kühlkanal benötigt. Diese wurde bei den Experimenten, aufgrund von Bauraumbeschränkungen und der Komplexität der Messmethode, nicht gemessen. Daher erfolgte die Bestimmung der Wandtemperatur über eine vereinfachte stationäre FE-Thermalanalyse in ANSYS Mechanical. Der Wärmeübergang an der Kanalwand wurde in der Simulation über den Wärmeübergangskoeffizient h an der Kanalwand modelliert. Der Wärmeübergangskoeffizient ist im Gegensatz zur Wärmeleitfähigkeit keine reine Materialkonstante, sondern stark abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit v bzw. der Art der Strömung (laminar oder turbulent), den geometrischen Verhältnissen und der Oberflächenbeschaffenheit. Die treibende Kraft des Wärmeübergangs ist die Temperaturdifferenz zwischen Struktur und Kühlmedium. Um die Abhängigkeiten berücksichtigen zu können ist es notwendig, auch die Strömung des Kühlmediums zu simulieren. Damit muss ein gekoppelter Prozess, d.h. Wärmeleitung in der Kupferstruktur und Konvektion an der Kanalwand, simuliert werden. Das verwendete Kühlmedium Stickstoff durchströmt den Kühlkanal in einem überkritischen Zustand, wodurch Realgaseffekte berücksichtigt werden müssen und somit die Modellierung der Strömung noch wichtiger ist.

1.2. Zielsetzung

In dieser Arbeit wird genau dieses komplexe Wärmeübertragungsproblem mit kryogenem Kühlmedium mittels einer gekoppelten Fluid-Thermal Analyse in ANSYS CFX und Mechanical untersucht und mittels der experimentellen Daten validiert. Eine weitere wichtige Feststellung in der experimentellen Vorarbeit ergab sich bei der Energiebilanz. Zwischen dem aufgebrachten Wärmestrom durch den Laser und der austretenden Energie im Kühlmedium ist eine Diskrepanz festzustellen. Die Wärmeverluste ergeben sich durch Wärmeleitung in die Stickstoff-Rohrsysteme, welche an das TMF-Panel angeschweißt sind, Wärmestrahlung und natürliche Konvektion im Austausch mit der Umgebung. Die Lebensdauer ist nur dann realitätsnah zu ermitteln, wenn alle Wärmeströme identifiziert und berücksichtigt werden können. Daher wird in dieser Arbeit eine detaillierte Betrachtung der Energiebilanz zeigen, wie sich die Anteile der Wärmeverluste zusammensetzen. Für die Charakterisierung des Wärmeübergangsproblems mit überkritischem Fluid gibt es in der Literatur keine passenden Korrelationen für den vorliegenden Fall. Für die Auswertung der Experimente werden daher verschiedene Korrelationen berechnet und miteinander verglichen. Damit für weitere Untersuchungen in der Testkampagne und darüber hinaus eine schnelle Abschätzung erfolgen kann, ist es deshalb äußerst hilfreich eine geeignete Nusseltkorrelation für das bestehende Problem zu entwickeln. Mit Hilfe der experimentellen Daten wird in dieser Arbeit eine geeignete Korrelation bestimmt.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Physikalische Grundlagen des Wärmeübergangs

Die Wärmeübertragung beschreibt den Transport von Energie in Form eines Wärmestroms. Sie findet immer dort statt, wo Temperaturunterschiede innerhalb eines Mediums oder zwischen Medien mit unterschiedlichen Temperaturen bestehen. Die Energie wird immer vom Medium mit der höheren Temperatur auf das Medium mit der niedrigeren Temperatur übertragen. Die Übertragung von Wärme von einem Körper auf einen anderen oder von einem Körper auf seine Umgebung kann auftreten durch Wärmeleitung, Konvektion, oder Strahlung.

2.1.1. Wärmeleitung

Die Wärmeleitung ist ein Mechanismus zum Transport von thermischer Energie. Gemäß dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik fließt die Wärme in Richtung geringerer Temperatur. Es gilt allgemein der Zusammenhang zwischen der Wärmestromdichte \dot{q} und dem Temperaturfeld T [4]:

$$\dot{q} = -\lambda(T)\nabla T, \quad (2.1)$$

worin λ die temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit des Festkörpers oder Fluids beschreibt. Dieser Zusammenhang wird auch als Fouriersches Gesetz bezeichnet. Je größer der Temperaturgradient, desto höher der Wärmestrom bzw. die Wärmestromdichte.

2.1.2. Erzwungene Konvektion

Bei einer erzwungenen Konvektion wird der Wärmeübergang durch die Temperaturunterschiede zwischen einem Festkörper und einem strömenden Fluid, bestimmt. Mit Hilfe des Wärmeübergangskoeffizienten h wird der Zusammenhang zwischen Temperaturdifferenz und Wärmestromdichte beschrieben mit [4]:

$$\dot{q} = h(T_w - T_b), \quad (2.2)$$

worin T_w die Wandtemperatur und T_b Bulktemperatur beschreibt. Für die Berechnung der Bulktemperatur gibt es verschiedene Ansätze in der Literatur. Gleichung 2.22 ist die in dieser Arbeit ausgewählte Bulktemperatur. Unmittelbar an der Wand erfolgt aufgrund von Haftbedingungen reine Wärmeleitung. Deshalb kann die Wärmestromdichte an der Wand mit dem Temperaturgradienten im Fluid an der Wand berechnet werden. Diese Tatsache wird für die Beschreibung der Nusseltzahl genutzt.

Nusseltzahl

Zur Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs wird vorzugsweise die Nusseltzahl verwendet. Sie ermöglicht eine Quantifizierung des Wärmeübergangs. Berücksichtigt man nun die Haftbedingung an der Wand und setzt Gleichung 2.1 und 2.2 gleich, führt die dimensionslose Länge [4]

$$\xi = \frac{x}{L_c} \quad (2.3)$$

mit einer charakteristischen Länge L_c ein, sowie analog dazu die dimensionslose Temperatur

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty} \quad (2.4)$$

mit der charakteristischen Temperaturdifferenz ($T_w - T_\infty$), so erhält man die Beziehung

$$-\left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi}\right)_w = \frac{h L_c}{\lambda_{fl}} = \text{Nu}, \quad (2.5)$$

die Grundlage für die Definition der Nusseltzahl ist. Dabei ist die Wärmeleitfähigkeit λ_{fl} die des Fluids bei der entsprechenden Temperatur [5]. Je nach Konvektionsart kann für die Nusseltzahl eine allgemeine Abhängigkeit aus der Dimensionsanalyse abgeleitet werden. Während für die erzwungene Konvektion die Abhängigkeit

$$\text{Nu} = \text{Nu}(\text{Re}, \text{Pr}) \quad (2.6)$$

besteht, worin Re die Reynoldszahl und Pr die Prandtlzahl ist, gilt für die natürliche Konvektion

$$\text{Nu} = \text{Nu}(\text{Gr}, \text{Pr}), \quad (2.7)$$

mit der Grashofzahl Gr. Oftmals wird bei erzwungener Konvektion der einfache Potenzansatz

$$\text{Nu} = C \text{Re}^m \text{Pr}^n \quad (2.8)$$

verwendet. Zu beachten ist hierbei, dass es sich lediglich um eine nicht-rationale Näherung handelt, da speziell bei turbulenter Strömung kein Potenzgesetz vorliegt [4]. Es ist jedoch zu beachten, dass der Vergleich von Zahlenwerten von Nusseltzahlen

für unterschiedliche Geometrien, oder charakteristischen Längen L_c keine sinnvollen Ergebnisse liefert. Unterschiedliche Werte für z.B. L_c sind oft möglich und je nach Auswertung sinnvoll. Ist eine Wahl für L_c einmal getroffen, muss sie konsequent beibehalten werden. In der Literatur findet man für unterschiedliche Geometrien und Fluide eine Vielzahl an Korrelationen für die Nusseltzahl.

Bevor die in dieser Arbeit relevanten Korrelationen vorgestellt werden, sind die vorkommenden dimensionslosen Kennzahlen zu definieren. Die Reynoldszahl ist eine wichtige dimensionslose Kennzahl in der Strömungslehre und kann als das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften verstanden werden. Nach Jones [6] kann die effektive Reynoldszahl für eine rechteckige Kanalform mit

$$\text{Re}_{eff}^* = \frac{\rho v D_h^*}{\eta}, \quad (2.9)$$

beschrieben werden, worin ρ die Dichte, v die Strömungsgeschwindigkeit und η die kinematische Viskosität ist. Der effektive hydraulische Durchmesser wird durch

$$D_h^* = \phi^* D_h \quad (2.10)$$

mit der allgemeinen Gleichung für den hydraulischen Durchmesser für rechteckige Kanäle

$$D_h = \frac{4A}{U} = \frac{2b_K h_K}{b_K + h_K}, \quad (2.11)$$

definiert. Darin beschreibt b_K die Breite des Kanals und h_K die Höhe des Kanals. Der geometrische Faktor ϕ^* berechnet sich zu

$$\phi^* = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{b_K}{h_K}\right)^2 \left(1 - \frac{192b_K}{\pi^5 h_K} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\tanh\left(\frac{(2n+1)\pi h_K}{2b_K}\right)}{(2n+1)^5}\right). \quad (2.12)$$

Die Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit für Gleichung 2.9 erfolgt über die Kontinuitätsgleichung 2.33. Mit der gegebenen Querschnittsfläche des Kanals A und der Dichte des Fluids kann die Geschwindigkeit über den gemessenen Massenstrom \dot{m} mit

$$\dot{m} = \rho v A \quad (2.13)$$

berechnet werden. Die Prandtlzahl ist definiert als das Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität und Temperaturleitfähigkeit und stellt die Verknüpfung des Geschwindigkeitsfeldes mit dem Temperaturfeld eines Fluids dar [4]:

$$\text{Pr} = \frac{\eta}{a} = \frac{\eta \rho c_p}{\lambda} = \frac{\nu c_p}{\lambda}, \quad (2.14)$$

in der a die Temperaturleitfähigkeit, c_p die spezifische Wärmekapazität und ν die dynamische Viskosität beschreibt. Die wohl bekannteste Korrelation der Nusseltzahl ist die Dittus-Boelter-Gleichung. Für eine vollständig entwickelte (hydrodynamisch und thermisch) turbulente Strömung in einem glatten kreisförmigen Rohr kann die lokale Nusseltzahl zu [7]

$$\text{Nu} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^n \quad (2.15)$$

berechnet werden. Der Exponent ist $n = 0,3$ wenn das Fluid gekühlt und $n = 0,4$ falls das Fluid erwärmt wird. Als Beispiel für eine Nusseltkorrelation mit Stickstoff als Fluid hat sich die Korrelation von Perkins und Worsoe-Schmidt [8] (Gleichung 2.16) als geeignet erwiesen. Während bei der Dittus-Boelter-Gleichung 2.15 die Reynoldszahl und Prandtlzahl eingeht, wird bei der Perkins- und Worsoe-Schmidt-Korrelation

$$\text{Nu} = 0,024 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{-0,7} \quad (2.16)$$

und der Korrelation von McCarthy und Wolf [9]

$$\text{Nu} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{-0,3} \quad (2.17)$$

die Gleichung um das Verhältnis aus der Wandtemperatur T_w und der Bulktemperatur T_b erweitert. Damit ist eine Korrelation für die Nusseltzahl gefunden, welche sowohl das Kühlfluid, als auch die Kanalform berücksichtigt. Die Korrelation von Hess und Kunz [10]

$$\text{Nu} = 0,0208 \text{Re}_f^{0,8} \text{Pr}_f^{0,4} \left(1 + 0,01457 \frac{\eta_w}{\eta_b} \right) \quad (2.18)$$

verwendet als Referenztemperatur die Filmtemperatur

$$T_f = \frac{T_w + T_b}{2}, \quad (2.19)$$

zur Bewertung von Re und Pr für überkritischen Wasserstoff und den Quotienten der kinematischen Viskosität für die Wandbedingungen η_w und die Bulkbedingungen η_b . Ein weiteres Konzept nutzt die von Miller et al. [11] entwickelte Referenztemperatur

$$T_{0,4} = T_b + 0,4(T_w - T_b) \quad (2.20)$$

zur Auswertung der Reynolds- und Prandtlzahlen für eine turbulente Wasserstoffströmung.

Ermittlung der Bulktemperatur T_b und Wandtemperatur T_w

Die allgemeine Definition der Bulktemperatur ist

$$T_b = \frac{\int_A \rho u c_p T_{fl} dA}{\int_A \rho u c_p dA}, \quad (2.21)$$

worin T_{fl} die Fluidtemperatur beschreibt. Gleichung 2.21 ist oft nur experimentell näherungsweise bestimmbar. Eine weitere Methode zur Bestimmung der Bulktemperatur ist die Verwendung der thermodynamischen Mitteltemperatur T_m , die oft Anwendung bei technischen Wärmeübertragern findet. Sie gibt an, welche mittlere Temperatur zu einer Wärmeaufnahme oder -abgabe bei nicht konstanter Temperatur in dem betrachteten Bauteil führt. Die entscheidende Größe für die Definition ist der Entropiegehalt des übertragenen Wärmestroms. Nimmt man eine reibungsfreie Strömung an und vernachlässigt die potentielle und kinetische Energie, ergibt sich für die Mitteltemperatur [4]

$$T_b = T_m = \frac{h_A - h_E}{s_A - s_E}, \quad (2.22)$$

worin h_E bzw. h_A die Enthalpie und s_E bzw. s_A die Entropie am Kanaleingang und -ausgang ist. Der Vorteil der thermodynamischen Mitteltemperatur ist, dass sie auch, unter Berücksichtigung der beschriebenen Annahmen, für Realgase gültig ist. Da der Stickstoff in einem überkritischen Zustand die Kühlkanäle durchströmt, ist dies eine notwendige Bedingung. In der Literatur gibt es noch weitere Möglichkeiten zur Bestimmung der Bulktemperatur. Die vorgestellte Gleichung ist für das verwendete Medium eine gute Methode und wird für alle Auswertungen in dieser Arbeit verwendet.

Die Wandtemperatur T_w konnte in der ersten Testkampagne nicht gemessen werden. Um dennoch die Nusseltzahl berechnen zu können, wurde mittels einer vereinfachten thermischen Analyse in ANSYS die gemittelte Umfangswandtemperatur an der heißesten Stelle bestimmt (siehe Kapitel 3.2). Die genaue Vorgehensweise ist in [12] beschrieben. Weitere Methoden der Auswertung werden in Kapitel 8 diskutiert. Auch hier gilt wieder, dass die selbe Methode für die Auswertung der numerischen Daten verwendet wird, um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten.

2.1.3. Natürliche/Freie Konvektion

Bei der freien Konvektion fehlt das von außen aufgeprägte Geschwindigkeitsfeld und die Geschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht ist Null. Die Strömung innerhalb der Grenzschicht erfolgt ausschließlich durch Temperatur- oder Dichtegradienten. Fluidschichten mit kleinerer Dichte steigen auf, solche mit größerer Dichte sinken ab. Da die Strömungsgeschwindigkeit an der Wand wegen der Haftbedingungen

ebenfalls Null ist, weist das Geschwindigkeitsprofil innerhalb der Grenzschicht ein Maximum auf. Die Nusseltzahl gibt man als Funktion der Grashofzahl, Prandtlzahl und Geometrie an. Analog zur Reynoldszahl bei erzwungener Konvektion tritt die Grashofzahl auf, wenn Strömungen aufgrund von lokalen Dichteunterschieden als Auftriebsströmungen zustande kommen. Die Grashofzahl beschreibt das Verhältnis der Auftriebskräfte zu den Reibungskräften und ist definiert als:

$$\text{Gr} = \frac{g L_c^3 \beta (T_w - T_\infty)}{\eta^2}, \quad (2.23)$$

mit der Erdbeschleunigung g , dem räumlichen Wärmeausdehnungskoeffizient β

$$\beta = \frac{1}{T_\infty}, \quad (2.24)$$

welcher mit der Annahme eines idealen Gases nur von der Temperatur des Fluids T_∞ abhängt. Bei der freien Konvektion wird der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung durch die Rayleighzahl

$$\text{Ra} = \text{Gr Pr}, \quad (2.25)$$

beschrieben. Der Gültigkeitsbereich für eine laminare Strömung liegt bei $\text{Ra} < 10^9$. Für diesen Bereich kann die mittlere Nusseltzahl Nu_m für eine vertikal stehende Platte zu

$$\text{Nu}_m = \frac{4}{3} 0,508 \text{Pr}^{\frac{1}{2}} \frac{\text{Gr}^{\frac{1}{4}}}{(0,952 + \text{Pr})^{\frac{1}{4}}} \quad (2.26)$$

definiert werden. Für den Fall einer turbulenten freien Konvektion, $\text{Ra} > 10^9$, lässt sich die mittlere Nusseltzahl näherungsweise durch die Beziehung

$$\text{Nu}_m = 0,135 (\text{Gr Pr})^{\frac{1}{4}} \quad (2.27)$$

beschreiben. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass es eine Vielzahl von Korrelationen der Nusseltzahl für die freie Konvektion gibt, die Unterschiede jedoch oftmals nur sehr gering sind.

2.1.4. Wärmestrahlung

Die Wärmestrahlung ist neben der Konvektion und der Konduktion eine weitere Art der Wärmeübertragung. Hierbei wird Wärme durch elektromagnetische Wellen übertragen. Im Unterschied zur Wärmeleitung und Konvektion braucht die Wärmestrahlung kein Medium, um sich auszubreiten. Der Wärmestrom, den ein Körper emittiert, kann mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes berechnet werden. Neben der Temperatur T hängt der durch Wärmestrahlung übertragene Wärmestrom \dot{Q} von

der emittierenden Fläche A und der Stefan-Boltzmann Konstante σ ab. Approximiert man den Strahler als grauen Körper, so ist der abgestrahlte Wärmestrom gegeben durch

$$\dot{Q}(T) = \varepsilon(T) \sigma A T^4, \quad (2.28)$$

mit $\sigma = 5,6703 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$. Der Emissionsgrad ε ist eine physikalische Größe, die sowohl vom Material des Körpers als auch von dessen Oberflächenbeschaffenheit und der Wellenlänge λ abhängt. Für einen allseits umschlossenen Körper kann der übertragene Wärmestrom des umschlossenen Körpers 1 auf Körper 2 durch

$$\dot{Q} = A_1 \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} (T_1^4 - T_2^4) \quad (2.29)$$

angegeben werden. Die genaue Herleitung ist in [13] beschrieben. Ist die Fläche des Körpers 2 deutlich größer, als die des Körpers 1, also $A_2 \gg A_1$ geht das Flächenverhältnis A_1/A_2 gegen Null. Nimmt man weiter an, dass die Fläche A_2 als schwarze Oberfläche behandelt werden kann, dann vereinfacht sich Gleichung 2.29 zu

$$\dot{Q} = \varepsilon \sigma A_1 (T_1^4 - T_2^4). \quad (2.30)$$

Dieser Sonderfall kann vereinfacht für die Berechnung der Wärmestrahlung des TMF-Panels angenommen werden. Dabei ist Körper 1 das TMF-Panel und Körper 2 das Gehäuse des Testaufbaus. Aus der Gleichung wird ersichtlich, dass bei einer geringen Temperaturdifferenz zwischen TMF-Panel und der Umgebung der Wärmestrom sehr gering ist.

2.2. Wärmeübertragungsproblem des TMF-Panels

Zur Identifizierung des Wärmeübergangsproblems, welches die relevanten physikalischen Eigenschaften berücksichtigt, wird im Vorhinein eine Untersuchung durchgeführt. Eine sinnvolle Herangehensweise ist hierbei die Verwendung von dimensionslosen Kennzahlen. Im Folgenden wird über die Biotzahl gezeigt, dass im TMF-Panel ein konjugierter Wärmeübergang stattfindet. Eine weitere Methode wäre, anhand zusätzlicher Sensoren die Temperatur des TMF-Panels an mehreren Positionen quer und längs der Strömungsrichtung zu messen und durch Vergleich der Temperaturen an den verschiedenen Positionen eine Aussage über die Methode zu geben. Ergeben sich hierbei starke Temperaturunterschiede in der Struktur des TMF-Panels, d.h. es findet zusätzlich zu der Konvektion an der Kühlkanalwand eine Wärmeleitung statt, muss ein konjugiertes Wärmeübertragungsproblem betrachtet werden. Da diese Daten nicht vorhanden sind, wird das Problem über die Berechnung der Biotzahl identifiziert.

Die Besonderheit bei einem konjugierten Wärmeübergangsproblem ist, dass gleichzeitig die thermischen Verhältnisse im Festkörper (Wärmeleitung) und dem angrenzenden Fluid (konvektiver Wärmeübergang) betrachtet werden [14]. In diesem Fall ist die Wärmeleitung und die Konvektion in der Wärmeflussimulation gleichzeitig zu berechnen. Mit Hilfe der Biotzahl

$$Bi = \frac{hL_c}{\lambda}, \quad (2.31)$$

können Grenzfälle des konjugierten Problems identifiziert werden. Die Variable h beschreibt den Wärmeübergangskoeffizienten, L_c ist die charakteristische Länge für die Wärmeleitung auf der Festkörperseite und λ die Wärmeleitfähigkeit, ebenfalls auf der Festkörperseite. Da der Wärmeübergangskoeffizient nicht bekannt ist, muss dieser über eine geeignete Nusseltkorrelation berechnet werden. Aus den Ergebnissen der experimentellen Daten in Kapitel 3.1.4 ist bekannt, dass je nach Oberflächentemperatur eine andere Korrelationen die Ergebnisse besser annähert. Dennoch weist die Korrelation von Miller et al. die größte Übereinstimmung für alle Betriebspunkte auf, weshalb diese für alle Berechnungen verwendet wird.

Für kleine Biotzahlen ($Bi \ll 0,1$) sind die Temperaturgradienten im Festkörper klein gegenüber denjenigen im Fluid. Ergibt sich eine große Biotzahl ($Bi \gg 0,1$) sind die Temperaturgradienten im Fluid klein gegenüber denjenigen im Festkörper. Im diesem Fall muss eine konjugierte Rechnung durchgeführt werden. Da in dieser Arbeit mehrere Oberflächentemperaturen simuliert werden sollen, ergeben sich für die verschiedenen Experimente unterschiedliche Biotzahlen. Die benötigten Stoffeigenschaften sind Tabelle 2.6 und Anhang A zu entnehmen. Tabelle 2.1 zeigt die Ergebnisse der Berechnung in alle drei Raumrichtungen für ein Experiment. Die Wärmeleitfähigkeit λ und der Wärmeübergangskoeffizient h ergeben sich aus den gemittelten Temperaturen und werden als konstant angenommen. Sobald sich in mindestens einer Raumrichtung eine große Biotzahl ergibt, ist eine konjugierte Rechnung durchzuführen. Mit $Bi \gg 0,1$ in x und z -Richtung ist dies bestätigt.

Tabelle 2.1.: Ergebnisse der Biotzahl zur Identifizierung des Wärmeübergangsproblems.

Raumrichtung	L_c [mm]	Bi [-]
x	48	5,0
y	1	0,1
z	230	23,9

2.3. Grenzschichtbetrachtung bei turbulenter Strömung

Für den Wärmeübergang ist der wandnahe Bereich, an dem die Wechselwirkungen von Strömung und Wand auftreten, von großer Bedeutung. Bei Annäherung an eine

feste Wand bildet sich eine viskose Grenzschicht, in der die Fluidgeschwindigkeit entlang der Wand gegen Null geht. Die Dicke der viskosen Grenzschicht nimmt mit steigender Reynoldszahl ab. Aufgrund der niedrigen Viskosität überkritischer Fluide, der hohen Strömungsgeschwindigkeiten und des kleinen hydraulischen Durchmessers, ist in den Kühlkanälen kryogener Triebwerke von einer permanent turbulenten Strömung auszugehen [15]. Aufgrund von Fluktuationen im Fluid und zusätzlich induzierten Kräften, ist das Geschwindigkeitsprofil nicht mehr analytisch lösbar. Nachfolgend werden die wesentlichen Gleichungen zur Beschreibung einer turbulenten Grenzschicht vorgestellt. Für eine tiefergehende Behandlung wird an dieser Stelle auf die umfassende Literatur verwiesen [15, 16].

Zur Beschreibung der Strömung sind die Erhaltungsgleichungen notwendig. Im Vergleich zur laminaren Strömung treten bei der turbulenten Strömung Störungen in den Zustandsgrößen Geschwindigkeit, Druck und Temperatur auf. Mit der Reynold'schen Zerlegung kann der Momentanwert dieser Größen in einen Mittelwert und Schwankungswert zerlegt werden:

$$u = \bar{u} + u' \quad ; \quad v = \bar{v} + v' \quad ; \quad T = \bar{T} + T' \quad \text{und} \quad p = \bar{p} + p'. \quad (2.32)$$

Setzt man diese Zerlegungen in die Grenzschichtgleichungen ein, ergeben sich für ein inkompressibles Medium für die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0, \quad (2.33)$$

die Impulsgleichung

$$\rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \rho \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right] \quad (2.34)$$

und die Energiegleichung

$$\rho \bar{u} c_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \rho \bar{v} c_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \rho c_p \overline{v'T'} \right). \quad (2.35)$$

Betrachtet man Gleichung 2.34 und 2.35 erkennt man, dass nicht alle Schwankungsterme wegfallen. Bei der Impulsgleichung ergibt sich der turbulente Schubspannungsterm $\overline{u'v'}$ und bei der Energiegleichung die turbulente Wärmestromdichte $\rho c_p \overline{v'T'}$. Schreibt man diese Terme in Größen um, die ohnehin gelöst werden müssen, ergeben sich einfache Ausdrücke für das Geschwindigkeits- und Temperaturprofil.

Verwendet man das Wirbelviskositätsprinzip, so kann die turbulente Schubspannung umgeschrieben werden zu

$$-\overline{u'v'} = \varepsilon_\tau \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (2.36)$$

wobei ε_τ die Wirbelviskosität ist. Analog ergibt sich für die turbulente Wärmestromdichte mit dem Wirbeldiffusionsprinzip

$$-\overline{v'T'} = \varepsilon_q \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}, \quad (2.37)$$

mit der Wirbeldiffusivität ε_q . Die Bestimmung dieser beiden Größen führt auf das Geschwindigkeits- und Temperaturprofil.

2.3.1. Geschwindigkeitsprofil im wandnahen Bereich

Wird angenommen, dass der Druck außerhalb der Grenzschicht konstant ist und der Trägheitsterm $\rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$ im wandnahen Bereich gegenüber den anderen Termen vernachlässigt werden kann, ergibt sich eine konstante Schubspannung in der gesamten Grenzschicht. Daraus lässt sich ein einfacher Ansatz für das Geschwindigkeitsprofil in der Grenzschicht beschreiben. Definiert man als Normierungsgröße die Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (2.38)$$

mit der Schubspannung an der Wand

$$\tau_w = \nu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.39)$$

ergibt sich die dimensionslose Form der Geschwindigkeit

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}. \quad (2.40)$$

Mit dem dimensionslosen Wandabstand

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\eta} \quad (2.41)$$

kann der dimensionslose Geschwindigkeitsgradient zu

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon_\tau}{\eta}} \quad (2.42)$$

definiert werden. Zur Lösung der Gleichung 2.42 ist der wandnahe Bereich genauer zu betrachten. Nach Abbildung 2.1 ist die Grenzschicht in zwei Bereiche eingeteilt.

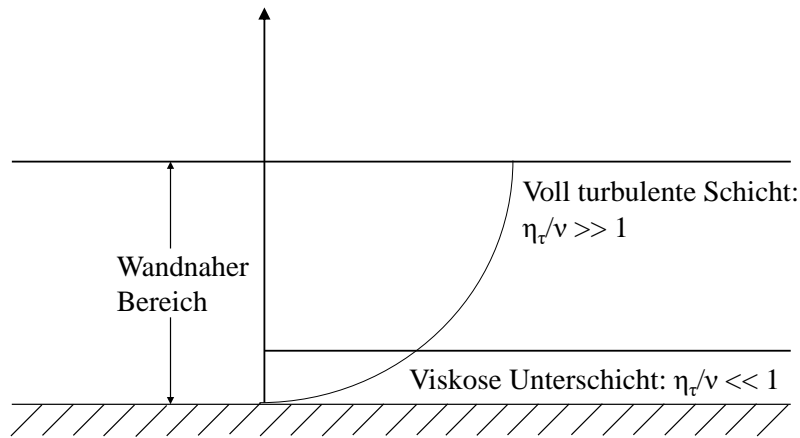


Abbildung 2.1.: Zwei-Schichten-Modell nach Mudawar [17].

In der viskosen Unterschicht ist der Einfluss des molekularen Impulstransports wesentlich größer als der turbulente, d.h. $\eta \gg \varepsilon_\tau$. Nach Integration der Gleichung 2.42 ergibt sich für diesen Bereich der lineare Zusammenhang

$$u^+ = y^+ \quad (2.43)$$

für das universelle Geschwindigkeitsprofil. In der turbulenten Schicht dominieren die turbulenten Kräfte gegenüber den Reibungskräften und es gilt $\eta \ll \varepsilon_\tau$. Für diese Schicht kann die Wirbelviskosität ε_τ mit Hilfe der Prandtlschen Mischungshypothese umgeschrieben werden und es ergibt sich für die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ und den Wandabstand y^+ der logarithmische Zusammenhang

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C, \quad (2.44)$$

mit der Konstante $\kappa = 0,41$ und $C = 5$ [18].

2.3.2. Temperaturprofil im wandnahen Bereich

Das Temperaturprofil im wandnahen Bereich kann aufgrund der Analogie zwischen Impuls- und Wärmetransport auf gleiche Weise bestimmt werden. Es wird weiterhin die Zwei-Schichtenbetrachtung genutzt, in der zuerst die Wärme durch molekulare Wärmeleitung in die Grenzschicht transportiert wird und anschließend die turbulenten Schwankungsgrößen den Weitertransport der Energie in der Grenzschicht übernehmen. Vernachlässigt man den konvektiven Term $\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x}$ im wandnahen Bereich gegenüber den anderen Termen und führt die dimensionslose Temperatur

$$T^+ = \frac{T - T_w}{T_\tau} \quad (2.45)$$

ein, mit

$$T_\tau = -\frac{\dot{q}_w}{\rho c_p u_\tau} \quad (2.46)$$

und

$$\dot{q}_w = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}, \quad (2.47)$$

ergibt sich der dimensionslose Temperaturgradient im wandnahen Bereich zu

$$\frac{dT^+}{dy^+} = \frac{1}{\frac{1}{\text{Pr}} + \frac{\varepsilon_q}{\nu}}. \quad (2.48)$$

Darin ist die molekulare Prandtlzahl definiert als

$$\text{Pr} = \frac{\eta}{a}, \quad (2.49)$$

mit der Temperaturleitfähigkeit a . Betrachtet man wieder die zwei Schichten, ergibt sich in der viskosen Unterschicht nach Integration von Gleichung 2.48 für das universelle Temperaturprofil der lineare Zusammenhang

$$T^+ = \text{Pr} y^+. \quad (2.50)$$

Für den voll turbulenten Bereich erhält man unter Verwendung der turbulenten Prandtlzahl

$$\text{Pr}_\tau = \frac{\eta_t c_p}{\lambda_t}, \quad (2.51)$$

welche als Funktion der Reynolds- und der Prandtlzahl mithilfe der Gleichung

$$\text{Pr}_t = K_1 + K_2 \frac{1}{\text{Pr Re}^m} \quad (2.52)$$

bestimmt werden kann, das logarithmische Wandgesetz für die Temperatur bzw. das universelle Temperaturprofil

$$T^+ = \frac{\text{Pr}_t}{\kappa} \ln(y^+) + C_T, \quad (2.53)$$

mit der Karman-Konstante κ , welches die Analogie zu Gleichung 2.44 ist. Für die Größe C_T , welche den Einfluss der molekularen Prandtlzahl für verschiedene Medien erfasst, lässt sich die empirische Korrelationsgleichung

$$C_T = 12,8 \text{Pr}^{0,68} - 7,3 \quad (2.54)$$

verwenden [17].

2.3.3. Druckverlust und Wärmeübergang in glatten Kanälen

Die Betrachtung des glatten Kanals bietet einen Referenzwert zur Bewertung des Druckverlustes und des Wärmeübergangs in Kanälen. Ein allgemeiner Zusammenhang zwischen Druckverlust und Reibungsbeiwert ist [19]

$$p_1 - p_2 = \Delta p = 2 c_f \frac{L}{D_h} \rho u^2, \quad (2.55)$$

wobei c_f der Reibungsbeiwert, L die Kanallänge, D_h der hydraulische Durchmesser und u die mittlere Durchflussgeschwindigkeit ist. Gleichung 2.55 ist für alle Strömungsmedien und praktisch vorkommende Temperaturbereiche gültig, indem für die verschiedenen Strömungsmedien maßgebenden Beiwerte implizit im Reibungskoeffizienten c_f enthalten sind.

In einer voll ausgebildete Strömung sind keine Trägheitskräfte vorhanden, wodurch der Druckverlust direkt mit der Wandschubspannung zusammenhängt und die Beziehung

$$\tau_W = \frac{c_f}{2} \rho \bar{u}^2, \quad (2.56)$$

gilt. Eine Gleichung zur Berechnung der Rohrreibungszahl ξ_p lässt sich mit Hilfe des logarithmischen Wandgesetzes herleiten. Durch Integration des Geschwindigkeitsprofils kann das sogenannte Widerstandsgesetz abgeleitet werden [20]. Nach Nikuradse [21] ergibt sich für den hydraulisch glatten Bereich mit $k_s^+ < 5$ (siehe Gleichung 2.62) in einer turbulenten Strömung die implizite Gleichung

$$\frac{1}{\sqrt{\xi_p}} = 2,0 \log \left(Re \sqrt{\xi_p} \right) - 0,80. \quad (2.57)$$

Diese ist iterativ zu lösen. Der Ansatz kann für den Bereich hoher Reynoldszahlen ($\approx 10^4$) innerhalb einer Rohrströmung bis hin zu sehr hohen Reynoldszahlen ($\approx 10^7$) bestätigt werden (McKeon et al. [22]). Der Zusammenhang zwischen dem Rohrreibungskoeffizienten und dem Reibungsbeiwert ist

$$c_f = 4 \xi_p. \quad (2.58)$$

Für den glatten Kanal kann aus den Gleichungen 2.44, 2.53 und 2.56 die Stantonzahl für den Wärmeübergang

$$St = \frac{\frac{c_f}{2}}{\sqrt{\frac{c_f}{2}} (C_T - C Pr_t) + Pr_\tau} \quad (2.59)$$

mit der allgemeinen Definition

$$\text{St} = \frac{\text{Nu}}{\text{Re Pr}} \quad (2.60)$$

abgeleitet werden. Mit der Annahme $\text{Pr} = 1$ und $\text{Pr}_\tau = 1$ ergibt sich aus Gleichung 2.59 der bekannte Ausdruck für die Reynoldsanalogie

$$\text{St} = \frac{c_f}{2}. \quad (2.61)$$

2.3.4. Druckverlust und Wärmeübergang in rauen Kanälen

Die im vorigen Kapitel hergeleiteten Gleichungen gelten für den Bereich einer glatten Strömung. Dieser Idealfall ist für kleine Reynoldszahlen gegeben. Da jedoch die Dicke der viskosen Unterschicht durch die Erhöhung der Reynoldszahl, also im turbulenten Bereich, abnimmt, können die Rauigkeitshöhen einen erhöhten Einfluss auf die Strömung haben. Diese Rauigkeiten führen in einer turbulenten Kanalströmung zur Erhöhung des Druckverlustes und zur Intensivierung des Wärmeübergangs. Da die Form und Höhe der Rauigkeit ausschlaggebend ist, führte Nikuradse (siehe [21]) verschiedene Rauigkeitserhebungen auf eine äquivalente Sandrauigkeit k_s zurück. Betrachtet man das Geschwindigkeitsprofil in der Grenzschicht an einer rauen Wand, so stellt man fest, dass die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ mit zunehmendem Wandabstand y^+ schwächer ansteigt, als für den Fall der glatten Wand. Zur Charakterisierung dieses Verhaltens wird dazu eine dimensionslose Rauigkeitsgröße

$$k_s^+ = \frac{u_\tau k_s}{\eta} \quad (2.62)$$

eingeführt. Für eine gegebene Rauigkeit ist die Differenz zwischen glatter und rauer Wand beim Geschwindigkeitsprofil Δu^+ . Die Charakteristik ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

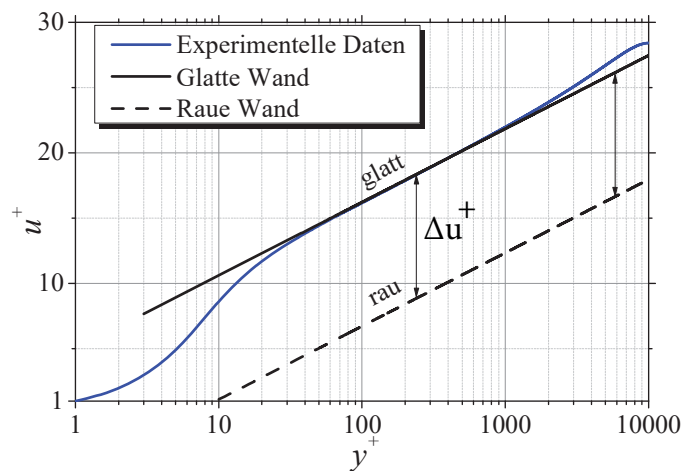


Abbildung 2.2.: Einfluss der Rauigkeit auf das Geschwindigkeitsprofil nach Nikuradse [21].

Formell kann dies mittels des Ansatzes aus Gleichung 2.44 zu

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C - \Delta u^+ \quad (2.63)$$

beschrieben werden. Für verschiedene Sandrauigkeiten kann der Korrekturterm Δu^+ nach Messungen von Nikuradse durch

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(k_s^+) - 3,0 \quad (2.64)$$

angegeben werden. Mit Hilfe des modifizierten logarithmischen Wandgesetzes (Gleichung 2.63) lassen sich analog zum glatten Kanal Beziehungen für den Druckverlustbeiwert ableiten. Für die verschiedenen Rauigkeitsbereiche ergeben sich entsprechende Korrelationen. Für den Übergangsbereich von glatter zu rauer Strömung ($5 < k_s^+ < 70$) gilt nach [23]

$$\frac{1}{\sqrt{\xi_p}} = -2,0 \log \left(\frac{2,51}{Re \sqrt{\xi_p}} + \frac{k_s}{3,71 D} \right), \quad (2.65)$$

welche auch näherungsweise für den hydraulisch glatten Bereich ($k_s \rightarrow 0$) und den hydraulisch rauen Bereich ($k_s \rightarrow \infty$) verwendet werden kann. Für den vollrauen Strömungsbereich ($k_s^+ > 70$) ist [21]

$$\frac{1}{\sqrt{\xi_p}} = -2,0 \log(k_s^*) + 1,14 \quad (2.66)$$

mit

$$k_s^* = \frac{k_s}{D}. \quad (2.67)$$

Entsprechende Zusammenhänge lassen sich nun für den Wärmeübergang aus der Analogie zwischen Druckverlust und Wärmeübergang ableiten. Aus dieser Analogie leiteten Dipprey und Saberski aus experimentellen Untersuchungen einen empirischen Zusammenhang für den vollständig rauen Bereich ab [24]

$$St = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{\frac{c_f}{2}}{1 + \sqrt{\frac{c_f}{2}} \left[5,19 \left(Re \sqrt{\frac{c_f}{2}} \frac{k_s}{D} \right)^{0,2} Pr^{0,44} - 8,48 \right]}, \quad (2.68)$$

bei dem für den Reibungsbeiwert eine leicht modifizierte Beziehung für den Reibungsbeiwert

$$\sqrt{\frac{c_f}{2}} = \frac{1}{\left(3,0 - 2,5 \ln \left(\frac{k_s}{d} \right) \right)} \quad (2.69)$$

einzusetzen ist. Somit sind für alle Rauigkeitsbereiche entsprechende Korrelationen für den Druckverlust und den Wärmeübergang gefunden. Die Gleichungen können genutzt werden, um für die experimentellen und numerischen Daten eine weitere Vergleichsgröße zu erhalten.

Im Bereich der Wärmeübertragungsintensivierung besteht ein großes Interesse die Effektivität der Wärmeübertragung durch Rauigkeit zu quantifizieren. Nach [25] wird die Steigerung des Wärmeübergangs in Abhängigkeit der Druckverlusterrhöhung beschrieben mit

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \left(\frac{c_f}{c_{f,0}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{für } \frac{c_f}{c_{f,0}} \leq 4, \quad (2.70)$$

worin der Index 0 für eine glatte Oberfläche steht. Für den Bereich $\frac{c_f}{c_{f,0}} \geq 4$ konnte keine weitere Erhöhung des Wärmeübergangs festgestellt werden. Daraus lässt sich schließen, dass die maximale Wärmeübergangserhöhung durch kleinskalige Rauigkeiten begrenzt ist. Damit kann für den Kühlkanal die Effektivität des Wärmeübergangs über den Reibungsbeiwert c_f abgeschätzt werden.

2.4. Einlaufänge L_E

Für die Bestimmung der Rauheit bzw. der Rohrreibungszahl wird von einer voll ausgebildeten Strömung ausgegangen. Um dies zu gewährleisten, muss die Einlaufänge, d.h. die Länge die benötigt wird, bis eine voll ausgebildete Strömung vorliegt, bestimmt werden. White [18] hat hierzu für den turbulenten Strömungsbereich eine empirische Gleichung entwickelt:

$$\frac{L_E}{D} = 4,4 \text{Re}^{1/6}, \quad (2.71)$$

wobei D den Durchmesser des Kanals beschreibt. Eine auf experimentellen Daten basierende Gleichung zur Bestimmung der Einlaufänge wurde von Zagarola et al. [26] zu

$$\frac{L_E}{D} \approx \frac{0,5}{\xi_p} + \frac{5}{\sqrt{\xi_p}} \quad (2.72)$$

definiert. Somit kann bei bekannter Rohrreibungszahl die benötigte Einlaufänge mittels Gleichung 2.72 bestimmt werden.

2.5. Numerische Strömungsmechanik

Für die numerische Lösung des strömungsmechanischen Problems wird in dieser Thesis ANSYS CFX verwendet. Die verwendeten Gleichungen, auf denen CFX basiert, werden in diesem Kapitel vorgestellt. Dabei werden lediglich die grundlegenden Gleichungen erläutert, für die genauere Betrachtung wird auf das entsprechende Benutzerhandbuch von ANSYS CFX [27] verwiesen. Zusätzlich werden die zur Verfügung stehenden Turbulenzmodelle vorgestellt und diskutiert.

Erhaltungsgleichungen

Grundlage der numerischen Strömungssimulation sind der Massen-, Impuls- und Energieerhaltungssatz [28]. In integraler Form können die Erhaltungssätze zusammengefasst werden zu

$$\int_{\tau} \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} d\tau + \oint_A \vec{H} \cdot \vec{n} dA = \int_{\tau} \vec{F}_{vol} d\tau, \quad (2.73)$$

worin der Vektor \vec{U} die Erhaltungsgrößen enthält. Über den Vektor \vec{H} werden die allgemeinen Flüsse und Spannungen und in dem Vektor \vec{F}_{vol} die Volumenkräfte zusammengefasst. Die Größe τ bezeichnet das Kontrollvolumen mit der Oberfläche A , welches in die Oberflächenelemente dA zerlegt wird. Über die Multiplikation mit dem Normalenvektor \vec{n} wird die Orthogonalität zum Oberflächenelement hergestellt. Die Definition des Erhaltungsektors \vec{U}

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} m/\tau \\ m\vec{v}/\tau \\ mE/\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho\vec{v} \\ \rho E \end{pmatrix} \quad (2.74)$$

beinhaltet im Einzelnen die Masse m , den Impuls $m\vec{v}$ und die Energie $mE = m(e + \frac{1}{2}\vec{v}^2)$. Alle Größen beziehen sich auf das Volumen τ .

Die allgemeine Definition des Flussvektors \vec{H} besteht ebenfalls aus drei Komponenten. Die erste Komponente beschreibt den Massenfluss $m\vec{v}$, die zweite Komponente den Impulstrom $m\vec{v}\vec{v}$ und dem Spannungstensor $\bar{\bar{\sigma}}$ und die dritte Komponente den Energiefluss $mE\vec{v}$, die Leistung der Spannungsanteile $\bar{\bar{\sigma}}\vec{v}$ und den Wärmestrom \vec{q}

$$\vec{H} = \begin{pmatrix} m\vec{v}/\tau \\ m\vec{v}\vec{v}/\tau + \bar{\bar{\sigma}} \\ mE\vec{v}/\tau + \bar{\bar{\sigma}}\vec{v} + \vec{q} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho\vec{v} \\ \rho\vec{v}\vec{v} + \bar{\bar{\sigma}} \\ \rho E\vec{v} + \bar{\bar{\sigma}}\vec{v} + \vec{q} \end{pmatrix}. \quad (2.75)$$

Zuletzt wird noch die Definition der Volumenkräfte \vec{F}_{vol} benötigt. Dieser beinhaltet die Volumenkräfte \vec{f}_{vol} (z.B. Schwerkraft) und die Leistung

$$\vec{F}_{vol} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vec{f}_{vol} \\ \vec{f}_{vol} \cdot \vec{v} \end{pmatrix}. \quad (2.76)$$

Damit ergibt sich für die Erhaltungsgleichungen

$$\begin{aligned} \int_{\tau} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau + \oint_A [\rho \vec{v}] \cdot \vec{n} dA &= 0 \\ \int_{\tau} \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} d\tau + \oint_A [\rho \vec{v} \vec{v} + \vec{\sigma}] \cdot \vec{n} dA &= \int_{\tau} \vec{f}_{vol} d\tau \\ \int_{\tau} \frac{\partial \rho E}{\partial t} d\tau + \oint_A [\rho E \vec{v} + \vec{\sigma} \vec{v} + \vec{q}] \cdot \vec{n} dA &= \int_{\tau} \vec{f}_{vol} \cdot \vec{v} d\tau, \end{aligned} \quad (2.77)$$

welche in der numerischen Strömungsmechanik in jedem Knoten mit seinem Kontrollvolumen gelöst werden müssen. Die benötigte Beziehung zwischen den thermischen und kalorischen Zustandsgrößen wird von den Zustandsgleichungen geliefert. Hierbei ist zwischen idealem und realem Gasmodell zu unterscheiden.

Zustandsgleichungen

Ideale Gase sind dadurch definiert, dass sie die Zustandsgleichung

$$p \cdot V = m \cdot R_s \cdot T \quad \text{bzw.} \quad p \cdot V = n \cdot R_m \cdot T, \quad (2.78)$$

mit der Molzahl n des vorhandenen Gases, erfüllen. Die Gleichungen können noch in weitere, zueinander äquivalente Formen formuliert werden, wobei alle den Zustand des betrachteten Systems in gleicher Weise und eindeutig beschreiben.

Bei hohem Druck und/oder tiefen Temperaturen gibt die ideale Gasgleichung jedoch das Verhalten realer Gase falsch wieder. Van der Waals hat Gleichung 2.78 abgeändert, sodass das Verhalten realer Gase besser wiedergegeben wird. Reale Gase sind oft unter Berücksichtigung ihres Molgewichts und Molvolumens modelliert [29]

$$\left(p + \frac{a n^2}{V^2} \right) (V - n b) = n R T. \quad (2.79)$$

Die Parameter a und b können empirisch für jedes Gas bestimmt werden, oder aus ihrer kritischen Temperatur (T_c) und ihrem kritischen Druck (p_c) unter Verwendung der Beziehungen

$$a = \frac{27 R^2 T_c^2}{64 p_c}, \quad b = \frac{R T_c}{8 p_c}, \quad (2.80)$$

abgeschätzt werden. Die Konstanten am kritischen Punkt werden als Funktionen der Parameter a , b ausgedrückt:

$$V_c = 3b, \quad p_c = \frac{a}{27b^2}, \quad T_c = \frac{8a}{27bR}. \quad (2.81)$$

Wenn man die reduzierten, auf die kritischen Werte bezogenen Zustandsgrößen

$$p^* := \frac{p}{p_c}, \quad V^* := \frac{V}{V_c}, \quad T^* := \frac{T}{T_c}, \quad (2.82)$$

eingeführt, erhält man aus der Van-der-Waals Gleichung die universelle Zustandsgleichung

$$\left(p^* + \frac{3}{(V^*)^2}\right)\left(V^* - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3}T^*, \quad (2.83)$$

welche für alle realen Gase gilt.

2.6. Einfluss der rechteckigen Kanalform

Die aufgeführten Gleichungen berücksichtigen die geometrische Form der Kanäle lediglich durch die Annahme eines effektiven hydraulischen Durchmessers. Für die Anwendung von Symmetrie und das Verständnis für den Einfluss der Kanalform auf den Wärmeübergang, muss das Strömungsverhalten genauer betrachtet werden. *Hoagland* [30] konnte erstmals experimentell auftretende Sekundärströmungen in Rechteckkanälen erfassen. Weiter fanden *Brundett & Braines* [31] heraus, dass ein symmetrisches Strömungsverhalten vorliegt, bei dem in einem Rechteckkanal pro Ecke ein Wirbelpaar entsteht. Dies wird auch als Sekundärströmung bezeichnet. Abbildung 2.3 zeigt die entstehenden Stromlinien in solch einem Rechteckkanal mit einem Seitenverhältnis von 2:1. Die auftretenden Wirbel sorgen für eine Erhöhung der auftretenden Kräfte, wodurch auch der Wärmeübergang in diesem Bereich zunimmt.

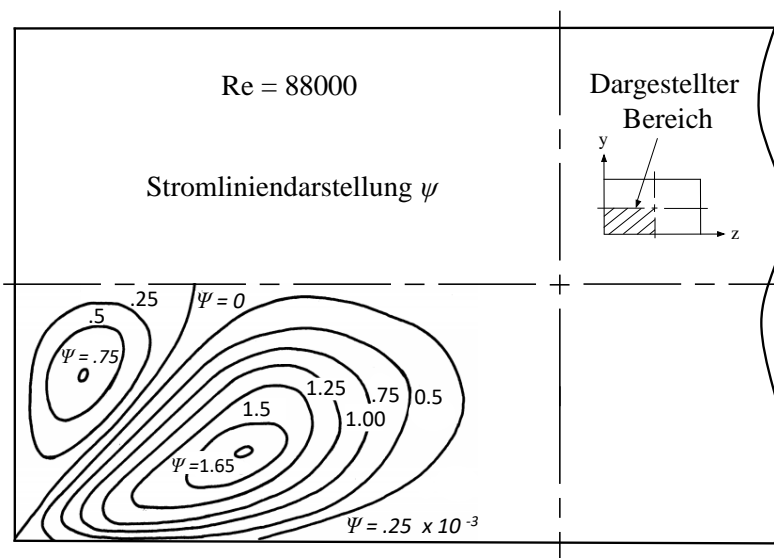


Abbildung 2.3.: Darstellung der Sekundärströmungen nach Hoagland [30].

2.7. Turbulenzmodellierung

Turbulenz beschreibt die zeit- und ortsabhängige Variation der Zustandsgrößen einer Strömung. Zur Modellierung von Turbulenzen stehen in CFX zahlreiche Modelle zur Verfügung. Neben den klassischen Wirbelviskositätsmodellen wie z.B. dem

k - ε , k - ω und dem Schubspannungstransport-Modell (SST) stehen auch Reynolds-Spannungsmodelle zur Verfügung. Diese können auch Nicht-Isotropie-Effekte der Strömung erfassen, wie z. B. Sekundärströmungen [32]. Bei stark gekrümmten Brennkammer-Kühlkanälen treten solche Effekte aufgrund von Zentrifugalkräften in Form von Sekundärströmungen auf [33]. Im Gegensatz zu einer realen Brennkammer besitzt das TMF-Panel aufgrund seiner kurzen Länge und aus fertigungstechnischen Gründen keine Krümmung in Strömungsrichtung. Die Reynolds-Spannungsmodellen benötigen eine wesentlich höhere Rechenzeit, als die der klassischen Wirbelviskositätsmodelle.

Das k - ε Modell ist auf freie Strömungen zugeschnitten und vernachlässigt wandnahe Effekte. Im k - ω Modell werden diese wandnahen Effekte hauptsächlich berücksichtigt. Das SST-Modell ist eine Kombination aus beiden Modellen [32]. Da bei der Simulation des TMF-Panels die Wandeffekte (Wärmeübertragung) und die Kernströmung (Wärmeverteilung im Fluid) relevant sind, bietet das SST-Modell alle relevanten Eigenschaften und wird deshalb für die Modellierung des Panels in ANSYS CFX verwendet.

2.8. Energiebilanz des TMF-Panels

Bei der Auswertung der experimentellen Daten ergibt sich eine Diskrepanz zwischen der zugeführten Energie durch den Laser und der abgeführten Energie mittels des Kühlfluids. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel die Differenz zwischen zugeführter und abgeführter Energie im Detail betrachtet. Der zugeführte Wärmestrom durch den Laser berechnet sich nach [12] zu

$$\dot{Q}_E = P\varepsilon, \quad (2.84)$$

wobei P die Leistung des Lasers und ε der Emissionsgrad der beschichteten Oberfläche des Panels ist. Die gesamte abgegebene Leistung kann über die Energiebilanz in den sieben Kanälen über

$$\dot{Q}_A = \sum_{i=1}^7 \dot{m}_i (h_{2,i} - h_{1,i}) \quad (2.85)$$

mit dem Massenstrom \dot{m}_i der Kühlkanäle und der Enthalpiedifferenz $\Delta h_i = h_{2,i} - h_{1,i}$ von Kanalein- und ausgang, berechnet werden. Die Energiebilanz setzt sich zusammen aus der Summe aller Netto-Wärmeströme, d. h. dem Wärmeeintrag durch den Laser \dot{Q}_L , der Wärmeleitung in das Rohrsystem \dot{Q}_λ , die freie Konvektion $\dot{Q}_{h,FK}$ an der Oberfläche und Strahlung \dot{Q}_ε von und in die Umgebung sowie die erzwungene konvektive Wärmeübertragung in das Kühlmittel $\dot{Q}_{h,EK}$. Die Differenz aus Gleichung 2.84 und 2.85 liefert den Verlust an Energie. Zur Identifikation der Anteile an dem Gesamtwärmeverlust, wird die abgeführte Wärmeleitung, -strahlung und freie Konvektion im Detail betrachtet.

2.8.1. Verluste durch Wärmestrahlung

Die abgeführte Energie durch Strahlung kann mit dem Stefan-Boltzmann Gesetz (Gleichung 2.28) berechnet werden. Mit der Kenntniss, dass die Oberfläche des TMF-Panels wesentlich kleiner als die Fläche der Testzelle ist und diese als schwarzer Strahler approximiert werden kann, ist die vereinfachte Berechnung des Wärmestroms durch Strahlung aus Gleichung 2.30 anwendbar.

Mit einer Umgebungstemperatur von $T_\infty = 273,15\text{ K}$ ergibt sich ein Bereich auf dem TMF-Panel in dem die die Temperatur des TMF-Panels größer als die der Umgebung und in dem zweiten Bereich reziprok dazu (siehe Abbildung 4.7). Das bedeutet, dass in dem ersten Bereich Wärme durch Strahlung am TMF-Panel abgeführt und im zweiten Bereich zugeführt wird. In Tabelle 2.2 sind die gemittelten Ergebnisse der analytischen Berechnung eingetragen. Die Temperatur T_S entspricht in Gleichung 2.30 T_1 und $T_\infty =$ der Tempertur T_2 . Mit dem Ziel eine grobe Abschätzung zu erhalten und der Kenntnis, dass die Unterschiede der Wärmeverluste für die verschiedenen Betriebspunkte bzw. Oberflächentemperaturen gering sind, wird lediglich das gemittelte Ergebnis gezeigt. Die Ergebnisse aller Auswertungen weisen eine maximale Abweichung von $\pm 5\%$ auf. Ein negativer Wärmefluss \dot{Q} bedeutet, dass Wärme dem Panel zugeführt wird.

Tabelle 2.2.: Ergebnisse der analytischen Berechnung der Wärmestrahlung.

Bereich	ε [-]	A_1 [m ²]	T_S [K]	\dot{Q} [W]
Laserfläche	0,92	$3,90 \cdot 10^{-4}$	700	4,7
Restfläche	0,7	0,01	170	-137,9

2.8.2. Verluste durch natürliche Konvektion

In der Testumgebung befindet sich Stickstoff, welcher als ruhend angenommen werden kann und eine Temperatur von $T_\infty = 273,15\text{ K}$ besitzt. Dadurch tritt auf der Außenseite des TMF-Panels freie Konvektion durch die Interaktion mit dem Stickstoff in der Umgebung auf. Für die Berechnung der freien Konvektion beeinflusst die Einbaulage des Panels die Berechnungsmethode. Das Panel ist um 5° geneigt, vereinfachend wird es jedoch als vertikal betrachtet.

Auch bei der natürlichen Konvektion muss die Einteilung der Flächen, wie bei der Wärmestrahlung, vorgenommen werden. Gleichung 2.2 ist für die beschriebenen Randbedingungen geeignet und gilt für beide Fälle.

Multipliziert man Gleichung 2.2 mit der Fläche A ergibt sich dann der Wärmestrom durch natürliche Konvektion zu

$$\dot{Q} = h A (T_S - T_\infty), \quad (2.86)$$

worin T_s die gemittelte Oberflächentemperatur in dem jeweiligen Bereich ist. Der Wärmeübergangskoeffizient h kann über die Berechnung der experimentellen Nusseltzahl (Gleichung 2.8) und den vorgestellten Korrelationen für die Nusseltzahl in Kapitel 2.1.3 berechnet werden. In Tabelle 2.3 sind die Ergebnisse des Wärmeübergangskoeffizienten und des Wärmeflusses zusammengefasst. Es ist wieder das gemittelte Ergebnis, wie bei der Wärmestrahlung, eingetragen. Die Berechnung berücksichtigt nicht, dass die erwärmte Fläche, welche in der Mitte des Panels liegt, den Stickstoff erwärmt, wodurch dieser durch Dichteunterschiede aufsteigt und damit als erzwungene Konvektion auf die folgenden Oberflächen wirkt. Der Effekt ist nur schwer zu berücksichtigen und der Einfluss wird als gering eingeschätzt. Die Berechnung der einzelnen Auswertungen weisen hier maximale Abweichungen von $\pm 8\%$ auf.

Tabelle 2.3.: Ergebnisse der analytischen Berechnung der freien Konvektion.

Bereich	h [W/(m ² K)]	A [m ²]	T_s [K]	\dot{Q} [W]
Laserfläche	13	$3,90 \cdot 10^{-4}$	700	2,16
Restfläche	3	0,02	170	-4,64

2.8.3. Verluste durch Wärmeleitung

Die dritte Art von Wärmeverlust ist die Wärmeleitung. In Kapitel 4.2 wird beschrieben, dass bei der Modellierung des TMF-Panels die Bohrungen für das Rohrsystem vernachlässigt werden. Jedoch wird gerade an diesen Stellen Wärme vom TMF-Panel in das Rohrsystem geleitet. Dadurch wird erstens Wärme abgeführt und zweitens das Kühlfluid durch das erwärmte Rohrsystem frühzeitig aufgeheizt. Dieser Effekt ist anhand experimenteller Daten nachweisbar und in Abbildung 2.4 dargestellt.

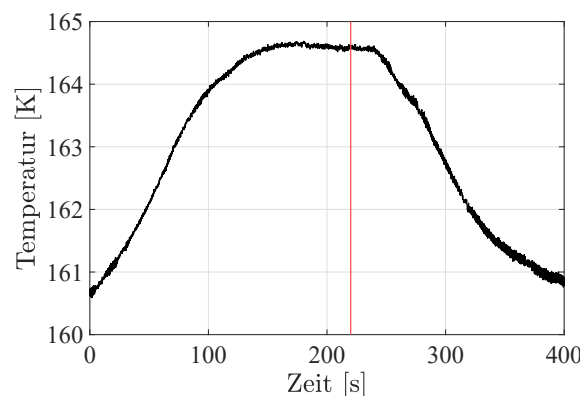


Abbildung 2.4.: Eingangstemperatur des Fluids und dessen Erwärmung aufgrund Wärmeleitung in das Rohrsystem.

Ein deutliches Indiz dafür ist die Erhöhung der Eintrittstemperatur während eines Laserzyklus, bis ein stationärer Zustand bei $t \approx 220s$ erreicht ist. Während des Experiments wurden keine Thermoelemente an das Rohrsystem angebracht. Daher gibt

es aktuell keine Möglichkeit mit diesen Daten die Wärmeleitung zu quantifizieren. In der numerischen Simulation konnte das Rohrsystem aufgrund der Komplexität des Modells und der damit steigenden Rechenzeit auch nicht berücksichtigt werden. Folglich sind keine Daten zur Auswertung der Wärmeleitung vorhanden. Dennoch ist der gesamte Wärmeverlust aus der Energiebilanz bekannt und zwei von drei Wärmeverlusten abschätzbar. Bei den Experimenten ergab sich gemittelt ein Gesamtwärmeverlust von ca. 600 W. Berücksichtigt man nun die Strahlung und Konvektion, bei denen mehr Wärme dem Panel zugeführt als abgeführt wird, so wird deutlich, dass die Wärmeleitung für nahezu den gesamten Wärmeverlust des Panels verantwortlich ist.

2.9. Stoffwerte der verwendeten Materialien und Medien

2.9.1. Kühlmedium Stickstoff

Als Kühlmedium wird Stickstoff verwendet. Dieses wird in einem überkritischen Zustand ($p \approx 55 \text{ bar}$, $T \approx 160 \text{ K}$) in das TMF-Panel geführt und durch Wärmeleitung und Konvektion erwärmt. Abbildung 2.5 zeigt das $p - T$ Diagramm von Stickstoff. Zur Darstellung, in welchem Aggregatzustand das Kühlfluid vorliegt, ist der kritische Punkt und der Tripelpunkt dargestellt. Im Experiment wird zum Erreichen der niedrigen Temperaturen flüssiger Stickstoff verwendet. Damit hohe Drücke realisierbar

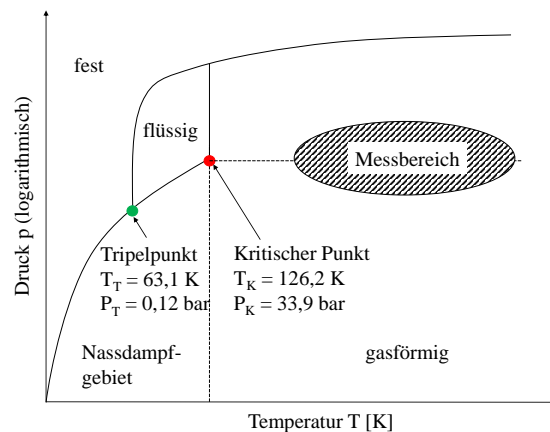


Abbildung 2.5.: $p - T$ Diagramm des Kühlfluids Stickstoff.

sind, wird zusätzlich gasförmiger Stickstoff aus dem standorteigenen Versorgungssystem benutzt. Die Mischung ergibt ein überkritisches Fluid, wie es am dargestellten Messbereich in Abbildung 2.5 zu erkennen ist. Aus diesem Grund muss das Kühlmedium in der numerischen Simulation die Realgaseffekte berücksichtigen. Würde man die Fluideigenschaften mittels der Idealgasgleichung bestimmen, ergeben sich

Abweichungen von bis zu 3 % [34]. Hierfür bietet das NIST ⁴ die Software REFPROP an, mit dem die Realgastabelle erstellt werden kann. Für die Berechnung ist der Start- und Endwert für Druck und Temperatur anzugeben. Für das Nassdampf-Gebiet muss zusätzlich noch der Temperaturbereich nahe der Grenzen, aber innerhalb des Gebietes, vorgegeben werden. Die Einstellungen sind in Anhang A zusammengefasst. Die entstehende Realgastabelle enthält alle thermodynamischen Stoffgrößen des Fluids und wird in ANSYS CFX implementiert.

2.9.2. Kupferlegierung Cu-HCP

Das TMF-Panel der dritten Generation ist aus der Kupferlegierung Cu-HCP gefertigt. Mit dem kryogenen Stickstoff als Kühlfluid stellt sich auch in der Struktur des TMF-Panels eine niedrige Temperatur, nahe der Fluidtemperatur, ein. Die implementierten Stoffeigenschaften in ANSYS werden experimentell für den Temperaturbereich von $T = 293,15$ bis $1273,2$ K bestimmt. Für den kryogenen Bereich hat Oswald mittels der Debye-Theorie die Eigenschaften für den Temperaturbereich von $T = 10$ bis 300 K berechnet und mit experimentellen Daten validiert [35]. In Tabelle 2.6 sind die normierten (aufgrund Geheimhaltung) Materialdaten in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt.

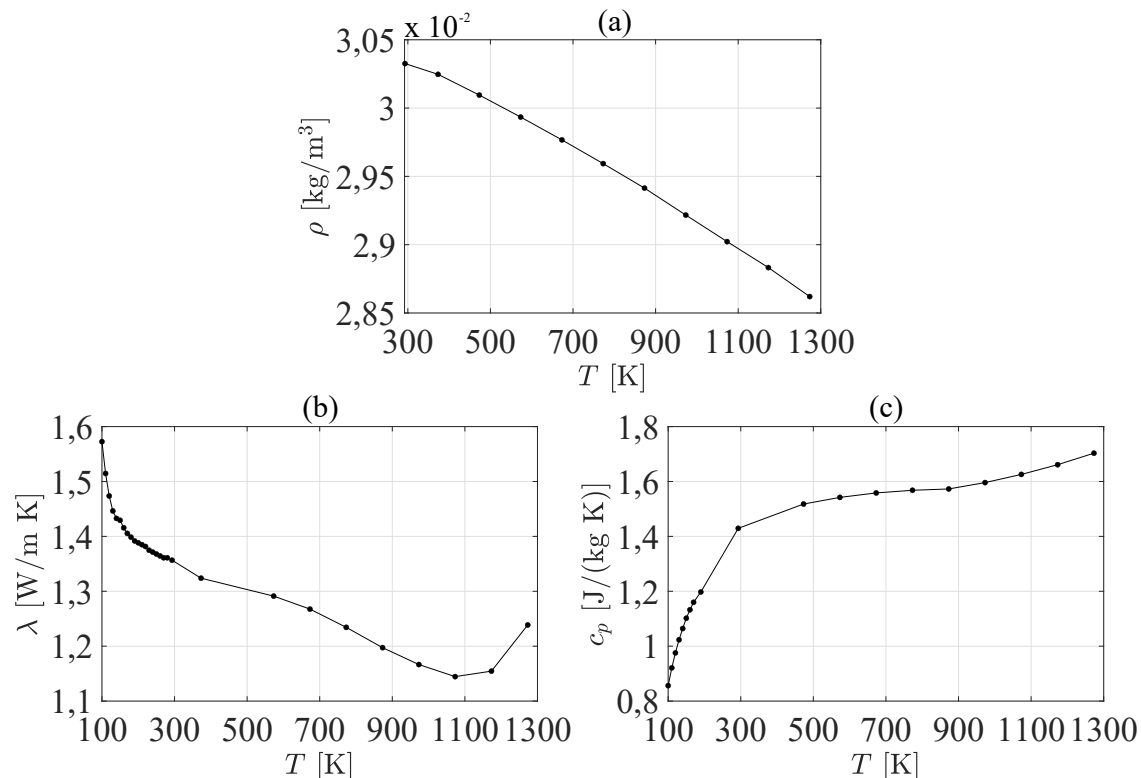


Abbildung 2.6.: Stoffeigenschaften Cu-HCP: (a) Dichte ρ , (b) Wärmeleitfähigkeit λ und (c) spezifische Wärmekapazität c_p

⁴engl. National Institute of Standards and Technology

3. Vorarbeiten

3.1. Experimenteller Aufbau

Bereits 1966 wurde von Carden [36] der allererste Prüfstand zur Untersuchung der thermomechanischen Ermüdung von kryogen gekühlten Raketendüsen vorgestellt. Carden kam zu dem Ergebnis, dass thermomechanische Ermüdung ein ernstes Problem für die Kühlkanäle von regenerativ gekühlten Raketendüsen sein kann und eine Erhöhung der Haltezeiten bei hohen Temperaturen die Ermüdungslebensdauer erheblich verkürzen kann. In Europa wurde im Rahmen des Flight Recovery Programms der Ariane 5 ECA-Trägerrakete der erste Testaufbau zur Untersuchung von Strukturkomponenten eines Flüssigraketenantriebs entwickelt. Der Testaufbau am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt und das TMF-Panel wurden über die Jahre immer weiterentwickelt und befindet sich aktuell in der dritten Generation. Die Entwicklung des TMF-Panels und der aktuelle Testaufbau sind im Folgenden beschrieben. Darüber hinaus werden die Ergebnisse der Experimente vorgestellt. Diese dienen zur Validierung der simulativen Ergebnisse.

3.1.1. TMF-Prüfkörper

Das in dieser Arbeit untersuchte TMF-Panel ist bereits die dritte Generation. Verschiedene Modifikationen in der Vergangenheit haben dazu beigetragen, den Prüfkörper mehr dem Realmodell des Vulcain 1 Triebwerks anzunähern.

Erste Generation

Das erste Modell des TMF-Panels ist aus dem Material Elbrodur[®] gefertigt. Zusätzlich ist auf die Kupferstruktur eine Nickelschicht galvanisch aufgetragen, welche im realen Triebwerk die Schubkraft des Triebwerks auf die Raketenstruktur überträgt [37]. Das Panel besitzt insgesamt fünf identisch parallel angeordnete Kühlkanäle mit einer Breite von 1 mm und einer Höhe von 1 mm. Die Wandstärke der Kanäle an der wärmebelasteten Seite und an den Seiten beträgt 10 mm. Der mittlere Kühlkanal des TMF-Panels repräsentiert einen Kühlkanal im Hals einer realen Brennkammer. Die umgebenden Kühlkanäle werden benötigt, um den Wärmefluss in Querrichtung zu minimieren. Die Fertigung der Kanäle erfolgt durch Drahterodieren, wodurch eine äußerst glatte Oberfläche, mit einer Genauigkeit von $\pm 20 \mu\text{m}$, erzeugt werden kann [38]. Die Kupferfläche weist einen sehr hohen

Reflexionsgrad auf, womit der Wärmestrom in die Struktur verringert wird. Aus diesem Grund wird die Oberfläche, auf die der Laser appliziert wird, beschichtet. Es erhöht die Absorption der Infrarotlaserstrahlung in die TMF-Struktur, was zu einem höheren Temperaturgradienten entlang der laserbelasteten Wand führt und die Oxidation der Kupferoberfläche verhindert. Der Emissionsgrad wird dadurch bei einer Wellenlänge von 940 nm auf etwa 90 % erhöht [39].

Zweite Generation

Die Entwicklung einer zweiten Generation wurde von Kuhl et al. [40] auf Basis von Untersuchungen am Vulcain 1 Triebwerk durchgeführt. Als Material wird weiterhin Elbrodur[®] verwendet, jedoch ohne Nickelschicht aus wirtschaftlichen und fertigungstechnischen Gründen. Insbesondere vermeidet es die Ablösung der Nickelschicht vom Rohmaterial Elbrodur[®], wie sie während des Tests des HARCC-Panels (High Aspect Ratio Cooling Channel) beobachtet wurde. Bei der zweiten Generation werden sieben anstatt fünf Kanäle verwendet. Die Anordnung der Kühlkanäle ist gekrümmt, mit einem Radius von 130 mm und einem radialen Abstand von 1° zueinander. Damit orientiert sich die zweite Generation deutlich näher am Design realer Schubkammern. In Anlehnung an die Arbeit von Kuhl sind die Abmaße im Querschnitt der Kühlkanäle in Breite und Höhe 1,3 mm × 9 mm.

Dritte Generation

Das TMF-Panel der dritten Generation wird aus einer hochleitfähigen Kupferlegierung Cu-HCP gefertigt. Im Gegensatz zu der Anordnung der Kühlkanäle bei der zweiten Generation, werden nur noch fünf Kanäle, mit der selben Anordnung, mittig hergestellt. Die zwei äußeren Kühlkanäle des TMF-Panels der zweiten Generation werden bei der dritten Generation gedreht und weiter nach außen gesetzt, um die Temperatur in diesem Teil zu senken (siehe Abbildung 3.1). Diese Modifikation soll dazu beitragen, eine Druckbelastung zum Ersatz von Umfangsspannungen in die heiße Wand des TMF-Panels zu induzieren, die sowohl eine akkumulierte Zugverformung der laserbelasteten Oberfläche als auch ein Doghouse-Versagen der mittleren Kühlkanalwand fördert. Bei realen Brennkammern wird dieser Umfangsspannungseffekt durch den umgebenden unterkühlten Nickelmantel induziert. Die Abmessungen des TMF-Panels der dritten Generation sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Aufgrund des geringen Emissionsgrades von Kupfer bei der Wellenlänge des Lasers (siehe Tab. 2) ist das TMF-Panel beschichtet. Dadurch wird der Emissionsgrad auf $\epsilon_{940\text{nm}} = 0,95$ erhöht.

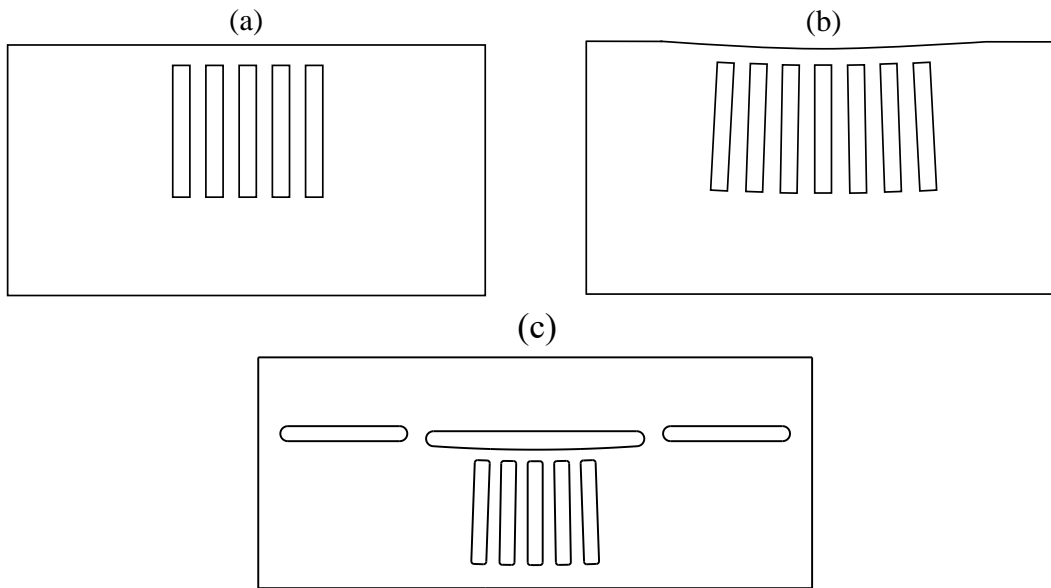


Abbildung 3.1.: Schematische Schnittdarstellung der Kühlkanalkonfigurationen der ersten (a), zweiten (b) und dritten Generation (c) des TMF-Panels.

Tabelle 3.1.: Dimensionierung des TMF-Panels der dritten Generation.

Abmessungen	Wert
Abmaße	48 x 230 x 20 mm ³
Anzahl der Kühlkanäle	5 + 2
Laserbeheizte Wanddicke	1 mm
Kühlkanalbreite	1,3 mm
Kühlkanalhöhe (2 - 6)	9 mm
Eckenradius	0,24 mm
Winkel-Abstand der Kanäle	1°
Laserbeheizte Fläche	zylindrisch $r = 130$ mm

3.1.2. TMF-Prüfstand

Der TMF Prüfstand umfasst eine Vielzahl an komplexen Messeinheiten. Die Kerneinheit des Prüfstands ist das Hochleistungsdiodenlasersystem. Die außergewöhnlich hohen Wärmeströme von bis zu $\dot{q} = 80 \text{ MW/m}^2$ in Flüssigraкетentriebwerken können nur durch Hochleistungsdiodenlasersysteme simuliert werden. Ein wesentlicher Vorteil gegenüber Verbrennungs- oder anderen Heizgeräten besteht darin, dass der Laser sicher betrieben werden kann. Effekte wie Abrieb, Blanching oder Verbrennungsinstabilitäten sind ausgeschlossen. Der hier verwendete Laser wurde von DILAS hergestellt. Er hat eine zylinderhutförmige Intensitätsverteilung in der Fokusebene, um einen dedizierten Bereich konstanter Erwärmung bereitzustellen (kein punktueller Hot-Spot oder Gaussverteilung). Die technischen Daten sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Der gebündelte Laserstrahl passiert mehrere Linsen, bis er in einer definierten Fläche von $11,2 \text{ mm} \times 32,2 \text{ mm}$ auf das TMF-Panel trifft und eine Intensität in der Fokalebene

von bis zu 28 MW/m^2 erzeugt. Die Leistung des Lasers kann im Bereich ab 2000 W linear geregelt werden [37, 38, 41]. Über eine Infrarotkamera (FLIR SC7600) wird die maximale Temperatur im Bereich von $573,15$ bis $1773,15 \text{ K}$ mit einer Auflösung von 640×512 Pixeln und einer Frequenz von 4 Hz auf der laserbestrahlten Oberfläche gemessen. Zum Schutz der Kamera gegen reflektierte Laserstrahlen wird ein Bandpassfilter mit einer Wellenlänge von $3,99 \text{ m}$ und ein High-Pass-Filter mit einer Wellenlänge von $2,5 \text{ m}$ eingesetzt. Der Massenstrom in den Kühlkanälen wird jeweils mit einem Regelventil eingestellt und unmittelbar vor dem Prüfkörper mit Coriolis-Massendurchflusssensoren gemessen. Der Druck im Gesamtsystem wird durch ein Regelventil hinter der Testzelle eingestellt [38].

In Abbildung 3.2 ist der Aufbau des Prüfzelle dargestellt. Neben der Infrarotkamera und der Lasereinheit, ist die Testkammer mit einem Stereokamerasystem und dem TMF-Panel der dritten Generation abgebildet. Um das TMF-Panel mit dem Kühlflüssigkeitszufuhrsystem des Prüfstands zu verbinden, werden Swagelok Verbindungsrohre und Swagelok Rohrverschraubungen verwendet.

Der statische Druck des TMF-Panels sowie der Druckabfall in den Kühlkanälen wird dagegen direkt in den Kühlkanälen bei einer Länge von 88 mm (im zweiten, vierten und sechsten Kanal) und 105 mm (im ersten, dritten, fünften und siebten Kanal) gemessen, siehe Anhang J.

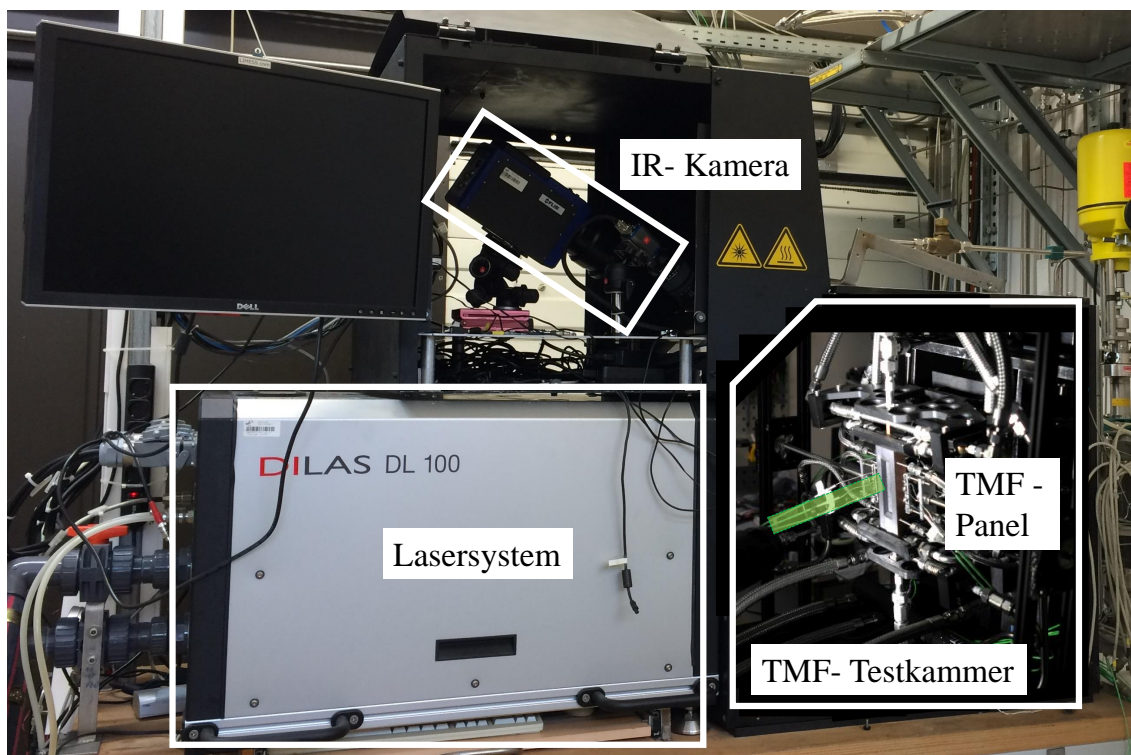


Abbildung 3.2.: Aufbau des TMF-Prüfstands.

Tabelle 3.2.: Technische Parameter des DILAS Diodenlasers.

Parameter	Symbol	Wert
Laser Wellenlänge	λ	940 \pm 10 nm
Optische Ausgangsleistung	P	11 kW
Größe der Fokalebene	A	11,2 mm x 32,2 mm
Fokaler Abstand	l	399 mm
Homogenität		< \pm 5%
Max. Ausgangsintensität	I	28 MW/m ²

3.1.3. Messgenauigkeit

Die in Kapitel 3.1.2 vorgestellten Messobjekte weisen unterschiedliche Genauigkeiten auf. Für den Vergleich der numerischen mit den experimentellen Daten sind diese Grenzen relevant, da nur eine bestimmte Genauigkeit aufgrund der Messfehler erreicht werden kann. Aus diesem Grund sind in diesem Kapitel alle relevanten Messungenauigkeiten erläutert und für die verschiedenen Messgrößen der Gesamtfehler berechnet. Im Folgenden werden alle Messinstrumente des Testaufbaus und deren Fehler in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Tabelle 3.3.: Messinstrumente und deren Fehler.

Komponente	Instrument	Bereich	Fehler [%]
Thermokamera	FLIR SC7600	< 373 K	\pm 1 K RD ⁵
		> 373 K	\pm 1 % RD
Differenzdrucksensor	Honeywell KZ	2 bar	\pm 0,25 % FS ⁶
Absolutdrucksensor	Honeywell HL-Z	10 bar	\pm 0,25 % FS
Emissionsgrad ε für $\lambda = 0,94 \mu\text{m}$	Laser	750 K	\pm 10 %
	Laser	900 K	\pm 7,8 %
	Laser	1050 K	\pm 6,5 %
Emissionsgrad ε für $\lambda = 3,99 \mu\text{m}$	Thermokamera	750 K	\pm 4,6 %
	Thermokamera	900 K	\pm 4,1 %
	Thermokamera	1050 K	\pm 3,8 %
Lasereinheit	Primes PM	-	\pm 2 % RD
	Primes BM100	-	\pm 5 % RD
Durchflussmesssensor	Emerson Coriolis	< 605 g/s	\pm 0,1 % RD
Thermoelement	Typ K, Klasse 1	< 373 K	\pm 1,5 K RD
		> 373 K	\pm 0,4 % RD

Wird die Messgröße direkt gemessen, d.h. es erfolgt keine Berechnung mit weiteren Messgrößen, dann ist die gesamte Messgenauigkeit der Fehler des Messinstruments. Falls die Zielgröße aus mehrerer Messgrößen berechnet werden muss, ist die Verwendung einer Fehlerfortpflanzung notwendig. Fehler aufgrund Temperaturänderungen

⁵engl. Reading

⁶engl. Full Scale

während der Tests mussten nicht berücksichtigt werden, da die abgegebene Wärme des Lasers die Messinstrumente nicht beeinflusst.

Für die Messung der Oberflächentemperatur ist sowohl der Fehler der Kamera, als auch der Fehler des Emissionsgrades ε zu berücksichtigen. Da diese unabhängig voneinander sind, können sie nach [42] addiert werden.

Alle weiteren Messfehler ergeben sich lediglich durch das jeweilige Messinstrument. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass die Randbedingungen bzw. die vorgegebenen Parameter im Experiment die Ergebnisse durch deren Fehler auch beeinflussen. Da hierbei eine Abhängigkeit besteht, ist eine Fehlerfortpflanzung durchzuführen. Die Gesamtfehler sind nach dieser Methode berechnet und in Tabelle 3.4 aufgelistet.

Tabelle 3.4.: Gesamtfehler der experimentellen Daten.

Messgröße	Kürzel	Bereich	Gesamtfehler [%]
Oberflächentemperatur TMF	$F(T_S)$	648 K	$\pm 5,6\%$
		763 K	$\pm 5,6\%$
		886 K	$\pm 5,1\%$
		1000 K	$\pm 4,8\%$
Druckdifferenz	$F(\Delta p)$	2 bar	$\pm 0,25\%$ FS
Fluidtemperatur	$F(T_F)$	< 373 K	$\pm 1,5$ K RD
Wärmestromdichte Laser	$F(\dot{q}_{in})$	648 K	$\pm 13,49\%$
		763 K	$\pm 10,51\%$
		886 K	$\pm 9,92\%$
		1000 K	$\pm 8,93\%$

3.1.4. Ergebnisse

Die hier vorgestellten Ergebnisse aus der ersten Testkampagne von Kringe [12] wurden mit dem TMF-Panel der dritten Generation durchgeführt. Die Ergebnisse dienen zur Validierung der gekoppelten Thermal-Fluid-Analyse in ANSYS. Da der Kanal 4 der primär untersuchte Kanal und repräsentativ für einen Kühlkanalsegment der realen Raketenbrennkammer ist, werden die Ergebnisse auf diesen Kanal beschränkt. Für die gesamte Auswertung der experimentellen Daten wird auf das Paper von Kringe [12] verwiesen. Des Weiteren werden für jeden Betriebszustand bzw. Oberflächentemperatur des TMF-Panels je drei Auswertungen vorgestellt und zwar bei minimaler, mittlerer und maximaler Wärmestromdichte. Um das Ausmaß der Messfehler zu verdeutlichen, sind zusätzlich die absoluten Abweichungen aus der Fehlerrechnung in Kapitel 3.1.3 eingetragen. Die Experimentreihenfolge ist die gleiche wie in Tabelle 5.1.

Tabelle 3.5.: Auswertung der experimentellen Ergebnisse.

\dot{q} [MW/m ²]	\dot{m} [g/s]	T [K]	$T_{4,E}$ [K]	$T_{4,A}$ [K]	Δp [mbar]
11,95±1,61	9,29± 0,01	648± 36,3	164,83± 1,5	205,58± 1,5	35,04± 5
19,83± 2,67	37,59± 0,04	648± 36,3	162,35± 1,5	178,87± 1,5	390,64± 5
17,15± 2,31	25,54± 0,03	648± 36,3	174,13± 1,5	186,87± 1,5	199,76± 5
4,64± 2,59	47,19± 0,05	763± 42,7	159,45± 1,5	164,13± 1,5	601,35± 5
19,61± 2,06	25,28± 0,03	763± 42,7	161,31± 1,5	184,90± 1,5	187,88± 5
15,08± 1,58	12,28± 0,01	763± 42,7	161,93± 1,5	202,82± 1,5	57,31± 5
24,39± 2,42	32,47± 0,03	886± 45,2	161,90± 1,5	185,00± 1,5	311,74± 5
20,39± 2,02	20,13± 0,02	886± 45,2	164,31± 1,5	197,10± 1,5	132,96± 5
17,49± 1,74	12,09± 0,01	886± 45,2	164,05± 1,5	215,88± 1,5	64,11± 5
24,64± 2,20	25,51± 0,03	1000± 48	163,25± 1,5	193,13± 1,5	200,96± 5
22,18± 1,98	19,77± 0,02	1000± 48	161,91± 1,5	185,12± 1,5	131,97± 5
19,44± 1,74	12,41± 0,01	1000± 48	163,02± 1,5	220,78± 1,5	70,84± 5

Zur Beurteilung des Wärmeübergangs wurde zusätzlich die experimentelle Nusseltzahl berechnet. Die Berechnung erfolgt über die allgemeine Gleichung der Nusseltzahl (Gleichung 2.5). Dafür wird die Wärmeleitfähigkeit des Fluids bei der Bulktemperatur T_b und dem gemittelten Druck von Kanaleingang und -ausgang $\Delta p = \frac{p_a + p_e}{2}$ über die Software Refprop ausgewertet. Der Wärmeübergangskoeffizient h kann über Gleichung 2.2 und Multiplikation mit der Fläche A_h , mit $A_h = bh_{Laser}$. Zum besseren Verständnis ist die Auswertung der Temperatur in Anhang H dargestellt. Der Wärmestrom ist der gemessene Wärmestrom. Für die Temperaturdifferenz in Gleichung 2.2 werden die in Kapitel 2.1.2 vorgestellten Bulk- und Wandtemperatur eingesetzt. Die Herausforderung hierbei ist, dass die Wandtemperatur T_w während des Experiments nicht gemessen wurde. Eine kostengünstige Methode ist die Ermittlung mittels einer numerischen Simulation. Diese Vorgehensweise wird in Kapitel 3.2 beschrieben.

In Abbildung 3.3 sind neben der experimentellen Nusseltzahl auch die Ergebnisse der untersuchten Korrelationen aus Kapitel 2.1.2 aufgetragen. Offensichtlich liefert die Korrelation von Hess & Kunz [10] sowie Miller et al. [11] für die Oberflächentemperaturen $T_S = 763, 886$ und 1000 K sehr gute Übereinstimmungen mit der experimentellen Nusseltzahl. Für die Oberflächentemperatur $T_S = 648$ K ergibt sich die beste Übereinstimmung mit der Korrelation von Dittus & Boelter [7].

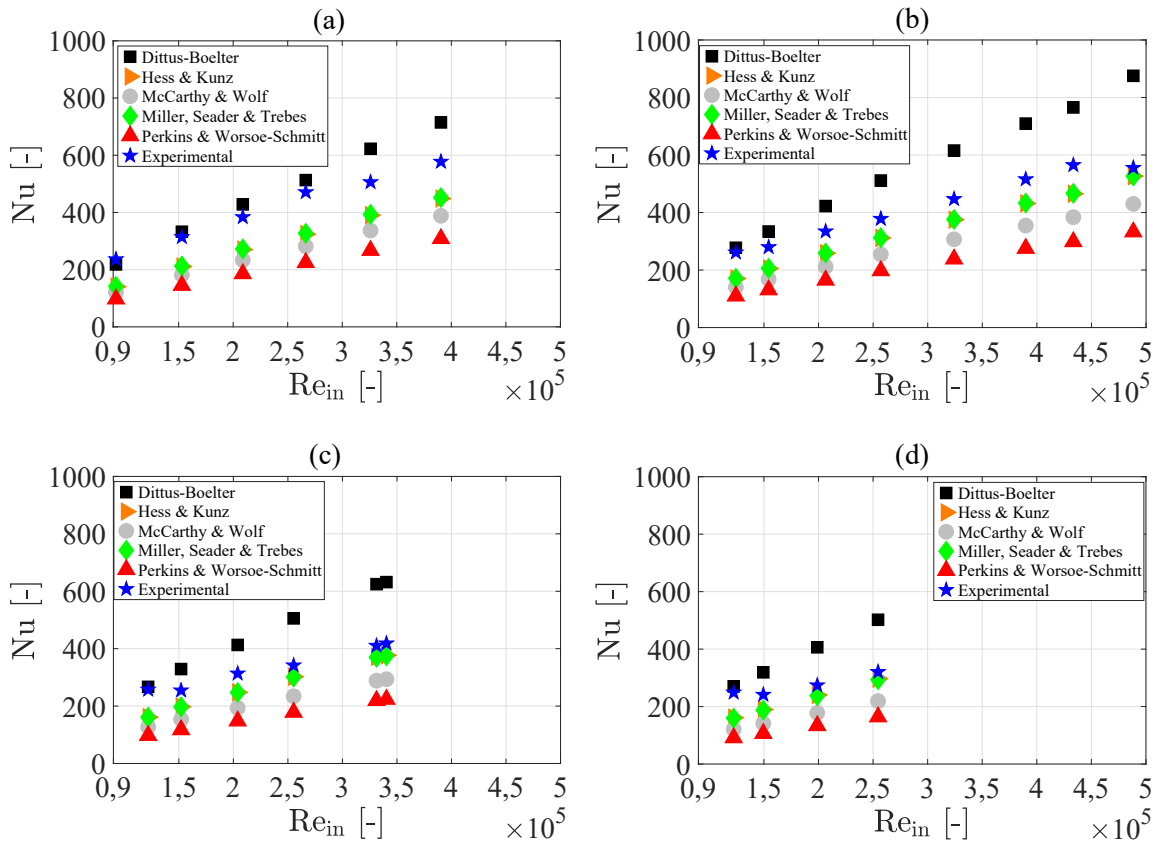


Abbildung 3.3.: Auswertung der Nusseltzahl mit Hilfe der experimentellen Daten bei der Oberflächentemperatur $T_S = 648$ K (a), $T_S = 763$ K (b), $T_S = 886$ K (c), $T_S = 1000$ K (d).

3.2. Thermisch-stationäre Analyse

Die thermische Analyse wird, wie in Kapitel 3.1.4 beschrieben, für die Auswertung der Wandtemperatur benötigt. Aufgrund der Komplexität einer gekoppelten Fluid-Thermal-Analyse wurde eine rein thermische Analyse durchgeführt. Das bedeutet, dass keine Strömung simuliert und damit die erzwungene Konvektion an der Kanalwand durch die Vorgabe eines Wärmeübergangskoeffizients modelliert wird. Da dieser nicht bekannt war, musste die Ermittlung iterativ erfolgen. Entspricht die Oberflächentemperatur T_S der Simulation der aus den experimentellen Daten, ist der Wärmeübergangskoeffizient gefunden. Als Randbedingung wurde die Anfangstemperatur $T_0 = 160$ K, die Wärmestromdichte $\dot{q} = 12,5 - 25$ MWm^{-2} , der Emissionsgrad für die Strahlung an der äußeren Oberfläche des Panels mit $\varepsilon = 0,7$ (Kupfer) und $0,92$ (Beschichtung) und der iterativ zu bestimmende Wärmeübergangskoeffizient an der Kühlkanalwand h festgelegt. Eine schematische Darstellung der Randbedingungen und Zielgröße ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

Diese Methode bietet eine schnelle Analyse der Wandtemperatur, bringt aber einige Unsicherheiten mit sich. Der Wärmeübergang wird durch die Temperaturdifferenz

zwischen Struktur und Fluid angetrieben und resultiert aus den fundamentalen physikalischen Eigenschaften der Struktur (Temperatur und Wärmeleitfähigkeit) und des Fluids (Temperatur, Druck, Geschwindigkeit, Wärmeleitfähigkeit). Zusätzlich hat die Rauigkeit an der Kanalwand, die nur in der Fluidanalyse berücksichtigt wird, einen großen Einfluss auf den Wärmeübergang (siehe Kapitel 2.3.4). Auch die Verwendung von überkritischem Stickstoff bringt die Notwendigkeit mit sich, Realgaseffekte zu berücksichtigen. Zudem erfolgt die Wärmelast nur in einem bestimmten Abschnitt in dem Kühlkanal, wodurch der Wärmeübergangskoeffizient eine inhomogene Verteilung aufweist. Dadurch verfälscht die Verwendung eines konstanten Wärmeübergangskoeffizients auf der gesamten Kanalwand das physikalische Modell. Dennoch ist diese Methode sehr schnell und kann für eine erste Abschätzung sehr hilfreich sein. Eine Gegenüberstellung mit der hier durchgeführten gekoppelten Fluid-Thermal-Analyse wird in Kapitel 5.2 vorgenommen.

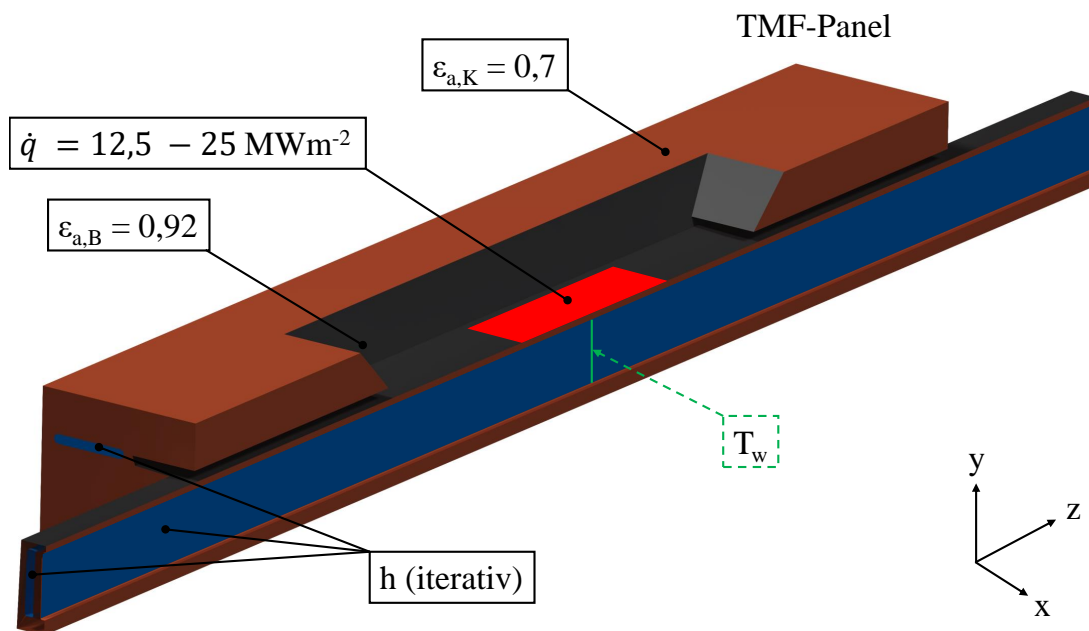


Abbildung 3.4.: Schematische Schnitt-Darstellung der Randbedingungen und Zielgröße (grün gestrichelt) der rein thermischen Analyse.

4. Numerische Simulation

In diesem Kapitel wird der Aufbau der gekoppelten numerischen Simulation schrittweise vorgestellt und die Ergebnisse präsentiert. Im ersten Teil wird die verwendete numerische Methode zur Berechnung des konjugierten Wärmeübergangsproblems diskutiert und ein Vergleich zu alternativen Methoden aufgezeigt. Nachdem die Berechnungsmethode eingeführt wurde, werden geometrische Vereinfachungen, welche die Qualität der Ergebnisse nicht verringern, diskutiert. Diese ermöglichen die lange Rechenzeit von konjugierten Problemen zu reduzieren. Im dritten Teil wird eine Gitterkonvergenzstudie durchgeführt, welche es ermöglicht, netzunabhängige Ergebnisse zu erzeugen und die Qualität des Netzes zu quantifizieren.

Die Festlegung der Randbedingungen bestimmt den zu untersuchenden Betriebszustand. Hierzu wird die Erstellung und korrekte Implementierung in ANSYS der festgelegten Randbedingungen erläutert. Eine Sensitivitätsanalyse gibt Aufschluss darüber, welchen Einfluss die Randbedingungen auf die Ergebnisse haben und ermöglicht es bei weiteren Untersuchungen den Fokus auf diese Parameter zu legen. Im letzten Teil werden die Ergebnisse der numerischen Simulation tabellarisch und grafisch vorgestellt.

Das primäre Ziel dieser Arbeit liegt darin, die Oberflächentemperatur des TMF-Panels T_S , den Druckverlust Δp und die Austrittstemperatur T_A in den Kühlkanälen zu validieren. Die Modellierung der Temperaturverteilung in der Struktur und die Wärmeübertragung im Kanal wird mit der kommerziellen Software ANSYS Mechanical und CFX durchgeführt.

4.1. Gekoppelte Fluid-Thermal-Berechnung in ANSYS

Für die Berechnung des konjugierten Wärmeproblems gibt es in ANSYS zwei Möglichkeiten für den Aufbau der Simulation. Der wesentliche Unterschied besteht in der Datenübertragung zwischen der Thermal-Analyse und der CFD-Berechnung. Im Folgenden sind die Eigenschaften, sowie die Vor- und Nachteile der verschiedenen Berechnungsmethoden erläutert.

Bei der 2-Wege-Kopplung werden die Ergebnisse der Fluidodynamik und thermischen stationären Analyse nach erfolgreicher Berechnung in einer Iteration, ausgetauscht.

Der CFX-Solver löst ausschließlich die fluiddynamischen Gleichungen, während die Thermalanalyse lediglich die Energiegleichungen löst. Für die Datenübertragung sind die Kanalwände als Schnittstelle der Solver definiert. Bei der Datenübertragung wird zwischen den Solvern die Temperatur, der Wärmeübergangskoeffizient und die Temperatur der Strömung ausgetauscht. Für jeden Rechenschritt wird das gekoppelte Problem so lange berechnet, bis die übergebenen Werte konvergiert sind. Eine weitere Methode ist die 1-Weg-Datenübertragung, bei der das Fluid- und Thermalproblem (im TMF-Panel) separat gelöst wird. Für das vorliegende Wärmeproblem bedeutet das konkret, dass die Ergebnisse aus der Fluiddynamik zuerst berechnet und dann an die Thermal-Analyse übergeben werden. Der Nachteil hierbei ist, dass die Ergebnisse nur in eine Richtung übergeben werden und keine zeitliche Interaktion zwischen den Solvern erfolgt. Eine 2-Wege-Datenübertragung ermöglicht deutlich genauere Ergebnisse, die jedoch mit einer erhöhten Rechenzeit einhergehen. Da in dem vorliegenden Wärmeübergangsproblem im ersten Schritt keine zusätzliche Strukturanalyse durchgeführt wird, hält sich der Rechenaufwand in Grenzen. Um somit den optimalen Vergleich mit den experimentellen Daten durchführen zu können, wird die 2-Wege-Datenübertragung verwendet. Der schematische Aufbau dieser Methode ist in Abbildung C.1 dargestellt.

Die Dauer der gekoppelten Analyse wird in eine Folge von Kopplungsschritten unterteilt. Datenübertragungen zwischen den gekoppelten Solvern erfolgen zu Beginn jeder Kopplungsiteration innerhalb eines Kopplungsschritts. Die Gesamtlösung ist dann konvergiert, wenn entweder die maximale Anzahl von Kopplungsiterationen erreicht, oder der Kopplungsschritt konvergiert ist.

4.2. Geometrie

Das verwendete CAD-Modell des TMF-Panels der dritten Generation entspricht weitestgehend dem realen Prüfkörper. Um Materialeigenschaften und Randbedingungen zu definieren, müssen die Körper sogenannten Domänen zugeordnet werden. Die TMF-Struktur ist als eine Domäne definiert. Für die Kühlkanäle muss jeweils ein Festkörper extrudiert und dieser einer Fluiddomäne zugeordnet werden. Zur Vereinfachung sind Bohrungen für die Drucksensoren, Kühlkanalabdichtungen und Verbindungsrohre vernachlässigt. Dies ist dem Vergleichsbild 4.1 (a) zu entnehmen. Im Experiment wird Stickstoff an den großen Bohrungen (1 und 2) in das TMF-Panel geleitet. Da diese in der numerischen Berechnung fehlen, wird das Fluid direkt an den rechteckigen Einlässen zugeführt. Diese Vereinfachung ist aufgrund der Tatsache, dass der relevante Messbereich erst auf Höhe der ersten Druckmessposition beginnt (siehe J) legitim. Des Weiteren ist die Einlauflänge so gewählt, dass im Messbereich eine voll ausgebildete Strömung vorliegt (siehe Kapitel 2.4). Im Gegensatz zu früheren Simulationen eines TMF-Panels (siehe [34] und [41]) wurde hier die Rundung in den

Ecken der Kühlkanäle modelliert. Die im Herstellungsprozess durch Draht-Erodieren entstehenden Radien in den Kanälen wurden am realen Prüfkörper vermessen und auf das CAD-Modell übertragen. Die Auswertung der Radienvermessung kann Anhang B entnommen werden. Der homogene Strukturteil ist basierend auf der Kühlkanalgeometrie und der Länge der laserbelasteten Fläche, die für ein strukturiertes Netz mit Hexaedern in Ansys vorbereitet wird, in mehrere Teile unterteilt. Dies führt zu einem geschnittenen Volumenkörperteil und vier geschnittenen Kanälen, die in ANSYS Spaceclaim für die Generierung des Netzes vorbereitet werden.

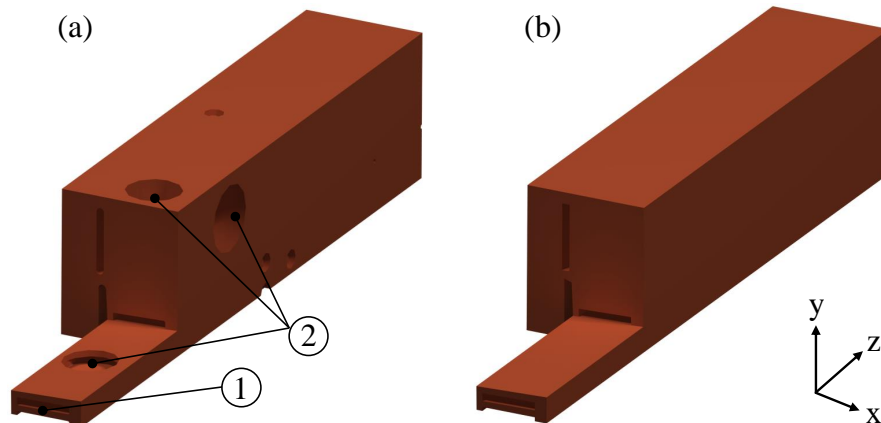


Abbildung 4.1.: Geometrische Vereinfachungen an dem TMF-Panel.

Der Prüfkörper besitzt zwei Symmetrieebenen, eine in der y - z -Ebene und eine weitere in der x - y -Ebene. Damit eine Symmetriebedingung verwendet werden kann, muss der Einfluss auf die Ergebnisse im Vorhinein bekannt sein, oder es muss eine Untersuchung durchgeführt werden. Für die Verwendung der Symmetrie in der y - z -Ebene ist das Strömungsverhalten in den Kanälen zu untersuchen. Dies ist in 2.6 genauer erläutert. Hier wird bestätigt, dass aufgrund des symmetrischen Strömungsverhaltens die Symmetrie ausgenutzt werden kann. Aufgrund der Symmetrieeigenschaften wird das TMF-Panel mit dreieinhalb Kühlkanalhäfen modelliert. Der halbe Kühlkanal in der Mitte der TMF-Platte stellt den Referenzkühlkanal einer Raketenbrennkammer dar. Diese Symmetriebedingung reduziert die Knoten- und Elementanzahl um den Faktor zwei. Die Symmetrie in der x - y -Ebene kann nicht ausgenutzt werden, da die Gesamtlänge notwendig ist, um die Einlaufstrecke der Strömung zu gewährleisten und den sich ändernden Temperaturverlauf in den Kanälen zu verifizieren.

4.3. Vernetzung

Die Berechnung der gekoppelten Simulation mit einer 2-Wege-Datenübertragung ist sehr rechenintensiv. Aus diesem Grund wird das Netz lediglich im Bereich hoher Wärmeübertragung verfeinert und außerhalb relativ grob gewählt. Eine Darstellung

des Netzes ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Im Bereich der laserbelasteten Fläche wird das Netz entsprechend der Auflösung der Laserintensitätsverteilung gewählt. Jedes Pixel entspricht einer Auflösung von $0,26 \times 0,26 \text{ mm}^2$, d.h. der Abstand der Netzknoten entspricht der Kantenlänge eines Pixels. Die Knoten an der Grenze zwischen Fluid- und Strukturvolumen benötigen für die Datenübertragung der gekoppelten Simulation keine exakte Eins-zu-Eins-Abbildung. Um optimale Ergebnisse zu erzielen, sollte jedoch sichergestellt sein, dass die Gesamtoberflächen gleich sind. Auch wenn die Daten von einer Oberfläche zur anderen interpoliert werden können, wird in dieser Simulation die gleiche Auflösung an den anliegenden Oberflächen verwendet. Die verwendete Netzauflösung wird auf Basis einer Netzkonvergenzstudie bestimmt. Wichtige Einflussgrößen sind hierbei die Elementgröße und Grenzschichtauflösung. Die Variation dieser Größen liefert ein optimales Netz, bei welchem die berechnete Temperatur unabhängig vom Netz ist. Die wichtigsten Größen zum Vergleich mit den experimentellen Daten sind unter anderem die maximale Temperatur in der Struktur und die maximale Fluidtemperatur. Somit wird sichergestellt, dass die Temperaturverteilung in der Struktur und der Wärmeübergang an der Kanalwand netzunabhängig sind. Für die Thermal-Analyse in ANSYS Mechanical und in der Fluidanalyse ANSYS CFX wird ein dreidimensionales Netz mit quadratischen Hexaeder-Elementen verwendet. Je nach Anwendungsfall unterscheiden sich die verwendeten Elementtypen. Dieses und weitere Besonderheiten bei der Netzerstellung in der Thermal- und Fluidanalyse werden im Folgenden gesondert betrachtet. Anschließend wird die Vorgehensweise und Auswertung der Netzstudie vorgestellt.

4.3.1. Finite-Elemente-Strukturnetz

In ANSYS Mechanical wird eine Finite-Elemente-Methode (FEM) verwendet, um die strukturellen Domänen des TMF-Panels zu diskretisieren. Um ein qualitativ hochwertiges Netz zu erhalten, werden Hexaeder-Elemente verwendet. Aufgrund von Radien und schrägen Kanten wird dies oft erschwert. Durch Einteilung der Struktur in mehrere Komponenten und die Verwendung der Multizone-Methode kann dies dennoch erreicht werden. Die Verwendung einer Multizone-Methode beeinflusst lediglich die Nutzung mehrerer Elementtypen. Für die TMF-Struktur ergeben sich dadurch der Elementtyp SOLID279 und SURF152. Der Elementtyp SOLID279 ist ein 3-D-Volumenkörperelement mit 20 Knoten höherer Ordnung, welches ein quadratisches thermisches Verhalten aufweist. Das Element wird durch 20 Knoten mit einem Temperaturfreiheitsgrad an jedem Knoten definiert [43]. Der Elementtyp SURF152 ist auf 3D-Thermoanalysen anwendbar, bei dem verschiedene Belastungen und Oberflächeneffekte gleichzeitig vorliegen können [43].

4.3.2. Finite-Volumen-Fluidnetz

Neben der Struktur des TMF-Panels müssen die dreieinhalb Kanäle für die Strömungsberechnung vernetzt werden. Bei ANSYS CFX wird eine elementbasierte Finite-Volumen-Methode (FVM) verwendet, um die Fluidomänen der Kühlkanäle zu diskretisieren. In diesen endlichen Volumina werden Erhaltungsgleichungen für Masse-, Impuls- und Energie gelöst. Das angewendete dreidimensionale Netz besteht aus hexaedrischen Elementen mit acht Knoten und acht trilinearen Formfunktionen. Damit eine quantitative Aussage über den Wärmeübergang an der Kanalwand getroffen werden kann, ist eine ausreichende Auflösung der Grenzschicht notwendig. Dies kann über sogenannte Prismenschichten erreicht werden. Mit Hilfe der Schichten wird das Netz zur Wand hin automatisch immer weiter verfeinert. Über Parameter, wie der ersten Schichtdicke an der Wand, der Wachstumsrate normal zur Wand und der Gesamtanzahl der Schichten, ist die Genauigkeit beeinflussbar.

4.3.3. Grenzschichtauflösung

Bei der Berechnung der thermischen Analyse des TMF-Panels ist der Wärmeübergang an der Kanalwand von essentieller Bedeutung. Aus diesem Grund ist es wichtig eine hohe Grenzschichtauflösung zu erreichen, die zudem netzunabhängige Ergebnisse liefert. Diese Untersuchung benötigt die Berechnung der ersten Prismenschichtdicke. Dazu wird der dimensionslose Wandabstand y^+ genutzt. Dieser beschreibt die Qualität des Abstands des ersten Netzknotens von der Wand. Ein y^+ -Wert von 1 oder darunter liefert als erste Näherung eine hohe Auflösung der Grenzschicht [27].

Im Folgenden wird eine weit verbreitete Methode zur Bestimmung des Wandabstandes gezeigt. Im ersten Schritt wird die Reynoldszahl nach Gleichung 2.9 berechnet. Danach wird der dimensionslose Reibungsbeiwert c_f benötigt. Im allgemeinen Fall ist dieser definiert als

$$c_f = \frac{|\tau_w|}{\frac{\rho}{2}u^2} = 2 \left(\frac{u_\tau}{u_\infty} \right)^2. \quad (4.1)$$

Da keine Daten für die Wandschubspannung τ_w bzw. die Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ bekannt sind, muss eine geeignete Korrelation gefunden werden. Für die Berechnung des Reibungsbeiwerts ist die Oberflächenbeschaffenheit der Kanäle zu quantifizieren. Wie bereits in Kapitel 4.2 erwähnt, werden die Kanäle durch Drahterodieren erzeugt. Mit diesem Verfahren wird eine äußerst feine Oberfläche hergestellt, welche häufig bei Rauigkeitsbestimmungen als glatte Referenzfläche verwendet wird [44]. Aus diesem Grund kann für die Bestimmung des Reibungsbeiwerts Gleichung 2.57 verwendet werden. Im nächsten Schritt wird dann die dimensionslose Geschwindigkeit u_τ aus Gleichung 2.38 berechnet und mittels Gleichung 2.41 der Wandabstand y^+ .

4.3.4. Gitterkonvergenzstudie

Die Sicherstellung von Netzkonvergenz ist eine Notwendigkeit in jeder numerischen Studie. Es ist wichtig zu überprüfen, ob das Gesamtmodell konvergiert und dass die Lösung unempfindlich gegenüber der Gitterauflösung ist.

Die Untersuchung der räumlichen Konvergenz einer Simulation ist eine einfache Methode zur Bestimmung des geordneten Diskretisierungsfehlers in einer CFD-Simulation. Das Verfahren beinhaltet das Durchführen der Simulation an zwei oder mehr sukzessiv feineren Gittern [45]. Durch den langen Kanal des TMF-Panels, ist die Elementanzahl sehr groß. Um bei der Netzstudie Rechenzeit zu sparen, werden die Netzvariationen an einem repräsentativen Modell mit nur einem Kanal durchgeführt. Da die Kanalgeometrie und Randbedingungen (Druck, Temperatur, Massenstrom und Wärmestromdichte) unverändert bleiben, ist diese Vorgehensweise gerechtfertigt. In der ersten Studie wird die maximale Temperatur im Fluidstrom und die maximale Temperatur auf der laserbelasteten Oberfläche der TMF-Plattenstruktur in Abhängigkeit von der Anzahl der Elemente in Breitenrichtung x_B des Kühlkanals untersucht. Um vergleichbare Ergebnisse zu erzielen, wird in dieser Studie die gleiche Anzahl an Inflationsschichten und die gleiche Größe der ersten Prismenschicht für alle Netze verwendet. Für die Berechnung der Höhe der ersten Prismenschicht wird der dimensionslose Wandabstand $y^+ = 1$ gewählt. Dieser Wert dient als erste Abschätzung und liefert gute Ergebnisse für eine hohe Auflösung der Grenzschicht [27]. Abbildung 4.2 (a) zeigt die Ergebnisse der Studie zur Variation der Elementanzahl. Man erkennt, dass unterhalb einer Elementdichte von 32 Elementen pro Kühlkanalbreite, eine signifikante Abweichung von Fluid- und Strukturtemperatur bzgl. der Elementanzahl vorhanden ist.

Tabelle 4.1.: Ergebnisse der Gitterstudie.

Netzfeinheit	x_b	h	$T_{TMF,max}$ [K]	$T_{Fluid,max}$ [K]
Grob	8	8	513	456
Mittel	16	4	503,76	446,1
Fein	32	2	497,33	441,9
Sehr fein	64	1	495,9	440,46

In der zweiten Studie wird der Fokus auf die Grenzschichtauflösung bzw. den Wärmeübergang im wandnahen Bereich des turbulenten Strömungsprofils gelegt. Dies erfolgt über die Variation der Dicke der ersten Prismenschicht, Gesamtanzahl der Prismenschichten und Wachstumsrate. Die Standardeinstellung für die Wachstumsrate von 1,2 kann unverändert bleiben und die Gesamtanzahl der Schichten wird so eingestellt, dass sich eine Gesamtdicke von etwa 0,1 mm ergibt. Dieser Wert beruht auf den durchgeführten Rauigkeitsmessungen der Kanäle, bei denen die maximale Rauigkeitserhöhung $R_z = 2,8 \cdot 10^{-3}$ mm beträgt und Messunsicherheiten berücksichtigt werden müssen. Das Konvergenzverhalten der Fluidtemperatur ist bis zu $T = 441,9$ K

für die vorliegende Simulation umso besser, je geringer die Dicke der ersten Prismenschicht des rechteckigen Kühlkanals ist. Ab einer Dicke von $0,0137 \mu\text{m}$ ist ein nahezu konstantes Verhalten zu beobachten, daher wird diese erste Prismenschichtdicke gewählt.

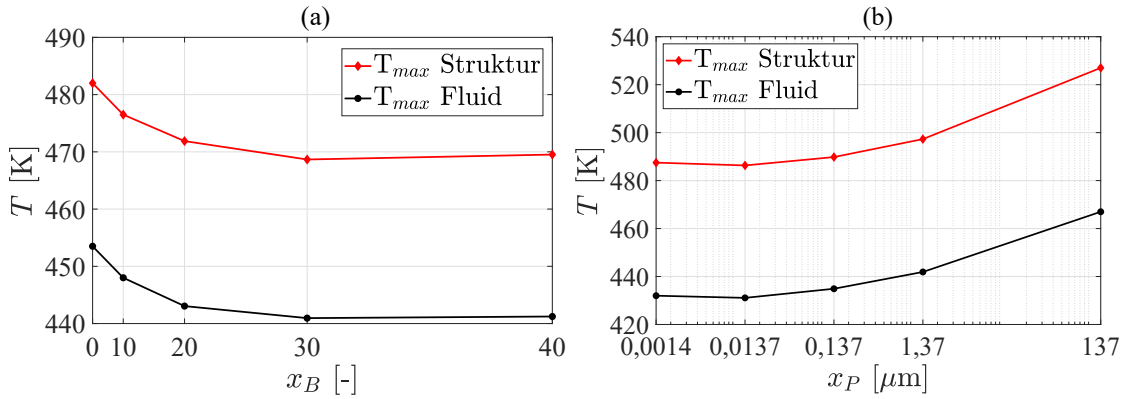


Abbildung 4.2.: Netzstudie mit Variation der Elementgröße x_B (a) und Prismenschicht x_P (b).

Aus den Werten ist ersichtlich, dass sich die Qualität der Simulation mit der Verfeinerung des Rasters verbessert. Der Sinn einer Gitterkonvergenzstudie besteht jedoch darin, diese Verbesserung zu quantifizieren und einen Einblick in die tatsächliche Qualität des Feingitters zu geben. Hierzu bietet sich das GCI⁷-Verfahren an. Die Genauigkeit des feinen Gitters wird untersucht, indem die effektive Konvergenzordnung berechnet, eine Richardson-Extrapolation durchgeführt und der Gitterkonvergenzindex berechnet wird [46]. Mit den berechneten Größen kann dann überprüft werden, ob sich die Lösungen des Gitters im asymptotischen Konvergenzbereich befinden. Diese Berechnungsmethode wird im Folgenden schrittweise vorgestellt und die Ergebnisse aufgezeigt. Da der Unterschied zwischen dem feinen und sehr feinen Netz sehr klein ist, wird die GCI-Studie an den drei gröberen Netzen ($x_B = 8, 16, 32$) durchgeführt. Liefert dies keine ausreichende Genauigkeit, kann das feinere Netz hinzugezogen werden.

Im ersten Schritt wird die Konvergenzordnung der berechneten Temperaturen aus der Gitterstudie über

$$p = \frac{\ln\left(\frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1}\right)}{\ln r}, \quad (4.2)$$

ermittelt. Während die Netzanzahl f_1 (feinste Gitter) bis f_3 (größtes Gitter) die Ergebnisse aus der Netzstudie sind, ist r das konstante Verfeinerungsverhältnis. Für eine Verfeinerung des Gitters um den Faktor 2 ist $r = 2$. Im nächsten Schritt wird mittels der Richardson-Extrapolation

$$f_{h=0} = f_{\text{fein}} + \frac{f_1 - f_2}{r^p - 1}, \quad (4.3)$$

⁷engl. Grid Convergence Index

der Wert für die normierte Gitterhöhe $h = 0$ berechnet. Dies ermöglicht eine Vorhersage, welche Temperatur sich einstellen würde, wenn der Gitterabstand gegen Null geht. Über den Gitterkonvergenzindex

$$GCI = \frac{F_s |e|}{r^p - 1}, \quad (4.4)$$

für die mittleren (GCI_{23}) und feinen Netzebenen (GCI_{12}) kann eine quantitative Aussage über den Konvergenzbereich getroffen werden. Für eine Gitterkonvergenzstudie mit 2 Verfeinerungsschritten ist der Sicherheitsfaktor $F_s = 1,25$. Die Größe $|e|$ beschreibt den relativen Fehler der jeweiligen Netzebenen. Für die Untersuchung, ob sich die Ergebnisse der Gitterstudie im asymptotischen Konvergenzbereich befinden, wird das Kriterium

$$K_{GCI} = \frac{GCI_{2,3}}{r^p GCI_{1,2}} \approx 1, \quad (4.5)$$

verwendet. Die entsprechenden Ergebnisse aller Berechnungsschritte sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Tabelle 4.2.: Ergebnisse der Gitterkonvergenzstudie und Richardson-Extrapolation.

Parameter	p	$f_{h=0}$ [K]	GCI_{23} [%]	GCI_{12} [%]	K_{GCI}
$T_{max}TMF$	0,53	482,77	5,19	3,66	0,99
$T_{max}Fluid$	1,24	432,39	2,04	0,88	0,98

Diese zeigen, dass das feine Gitter innerhalb des Konvergenzbereichs liegt und somit keine weitere Verfeinerung notwendig ist. Damit ist gewährleistet, dass in der gekoppelten Fluid-Thermal-Analyse netzunabhängig Ergebnisse erzeugt werden können.

Nachfolgend ist in Abbildung 4.3 die Vernetzung der Struktur und in Abbildung 4.4 die Vernetzung des Fluids dargestellt. Der äußere Kanal 1 ist nicht dargestellt, ist aber gleich vernetzt. Damit die Prismenschichtdicke an allen Kanalwänden gleich ist, muss an dem repräsentativen Brennkammer-Kühlkanal (Kanal 4) an der Symmetrieffläche eine Prismenschicht-Fortsetzung definiert werden. Dies hat lediglich zur Folge, dass an der Symmetrieebene eine feinere Auflösung als nötig vorliegt. In Tabelle 4.3 ist die Gesamtanzahl der Elemente und Knoten aufgelistet. Mit einer Gesamtanzahl von mehr als $5,5 \cdot 10^6$ Elementen ist das Modell verhältnismäßig groß und benötigt dementsprechend viel Rechenzeit.

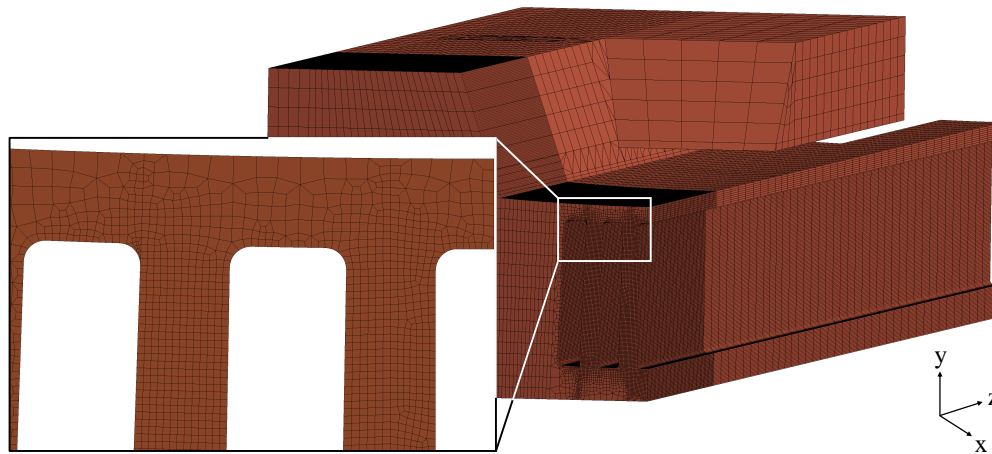


Abbildung 4.3.: Vernetzung der Struktur des TMF-Panels.

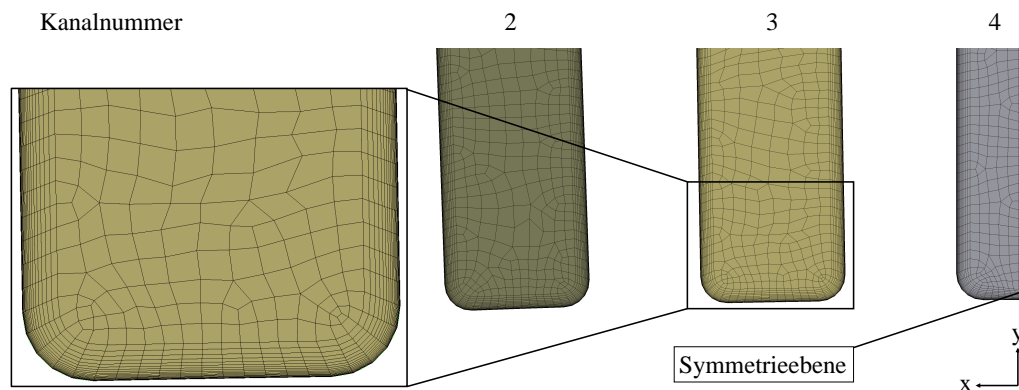


Abbildung 4.4.: Vernetzung des Fluids mit Hilfe von Prismenschichten.

Tabelle 4.3.: Element- und Knotenanzahl des vernetzten TMF-Panels in ANSYS.

Domäne	Elemente	Knoten
Struktur (Cu-HCP)	$1,278 \cdot 10^6$	$5,416 \cdot 10^6$
Fluid (Stickstoff)	$4,39 \cdot 10^6$	$17,84 \cdot 10^6$

4.4. Randbedingungen

Die Randbedingungen werden für jede Simulation aus den jeweiligen experimentellen Daten bei $t = 220$ s extrahiert. Bei dieser Zeit liegt im Experiment ein stationärer Zustand vor (vgl. Abbildung 2.4). Es ist zu beachten, dass die Randbedingungen den Messfehlern aus den experimentellen Daten unterliegen. Diese Tatsache und weitere Genauigkeitsabweichungen werden beim Vergleich der experimentellen und simulativen Daten in Kapitel 5.1 diskutiert.

Nachfolgend wird auf die Erstellung und Implementierung der Randbedingungen für die thermisch-stationäre und strömungsmechanische Modellbildung im Detail

eingegangen. Eine schematische Darstellung der Randbedingungen und Zielgrößen ist in Abbildung 4.5 gezeigt.

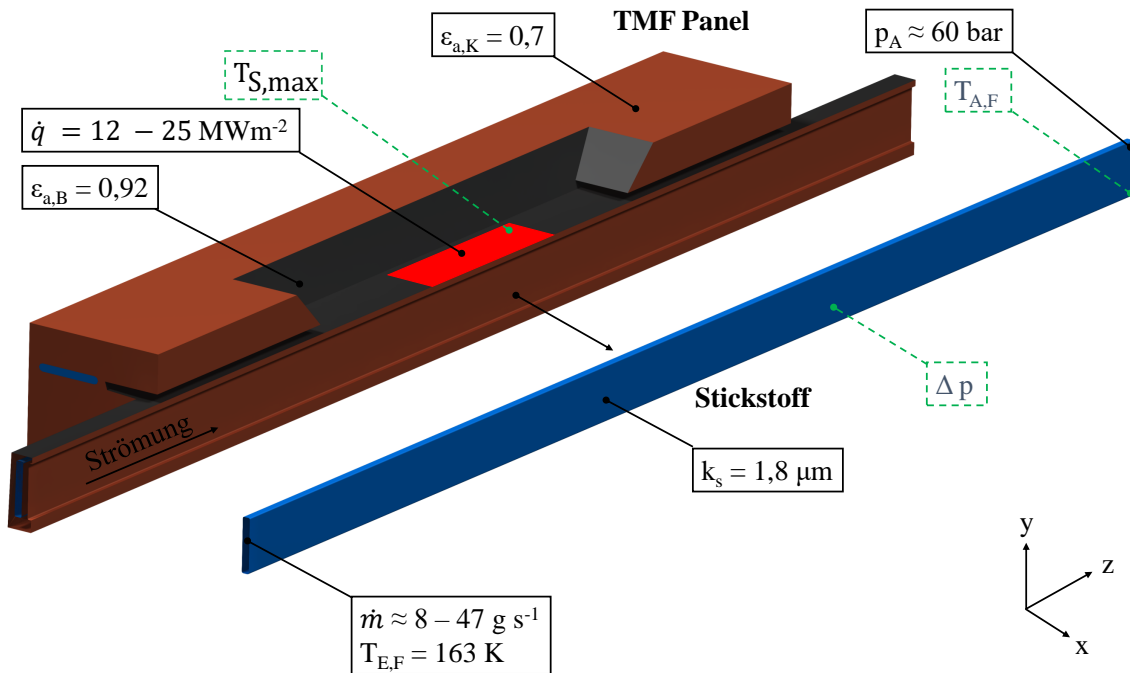


Abbildung 4.5.: Schematische Darstellung der Randbedingungen und Zielgrößen (grün gestrichelt) der Thermal-Fluid Analyse in ANSYS.

4.4.1. Thermisch-stationäre Analyse

Für die Berechnung der Temperaturverteilung innerhalb des TMF-Panels und der Wärmeübertragung entlang der rechteckigen Kühlkanalwände wird eine thermisch-stationäre Analyse modelliert. Bei diesem Modell wird die Temperaturverteilung hauptsächlich durch den von einem Laser erzeugten Wärmestrom und der erzwungenen Konvektion an den Kühlkanalwänden beeinflusst. Die Strahlung und natürliche Konvektion an den äußeren Flächen des Panels ist vergleichsweise gering, wird dennoch in der Modellierung berücksichtigt. Die festgelegten Randbedingungen sind somit:

- Wärmestromdichte \dot{q} ,
- Anfangstemperatur T_0 ,
- Emissionsgrad ε ,
- Wärmeübergangskoeffizient (freie Konvektion) h .

Wärmestromdichte

Für die Modellierung der Laserbelastung wird die zweidimensionale Intensitätsverteilung des Laserstrahls auf einen Teil der beschichteten Oberfläche des TMF-Panels

(siehe Abb. 4.5) aufgebracht. Die Intensitätsverteilung des Laserstrahls basiert auf Messungen, die mit einem Beam Profiler durchgeführt wurden. Damit wird eine reale Nachbildung der experimentellen Wärmestromdichte in ANSYS ermöglicht (siehe Abbildung 4.6). Die prozentuale Verteilung der Laserleistung besitzt eine Auflösung von $1 \text{ Px} \approx 0,2602 \times 0,2602 \text{ mm}^2$. Zur Vereinfachung der Implementierung in Ansys wird das Laserfeld, unter Berücksichtigung der Symmetrie, auf die Maße $9,107 \text{ mm}$ in Breitenrichtung x und $41,892 \text{ mm}$ in Längsrichtung z , zugeschnitten. Die prozentualen Werte werden anschließend mit der gemessenen Gesamtleistung multipliziert und mittels Gleichung 4.6 auf die absolute Wärmestromdichte, in Abhängigkeit der Koordinaten (x, y, z) umgerechnet und als Tabellendaten exportiert. Mittels der Laserleistung P , dem Emissionsgrad ε der beschichteten Oberfläche und der bestrahlten Oberfläche A berechnet sich der Wärmestrom zu

$$\vec{q} = \frac{P\varepsilon}{A} \vec{n}. \quad (4.6)$$

In Abbildung 4.6 ist die Intensitätsverteilung des Laserprofils dargestellt. Die Abschwächung der Intensität nach außen erfolgt aufgrund von Verlusten der Linsen, welche den Laserstrahl bündeln. Die entstehende Matrix wird in ANSYS als “Externe Last” importiert.

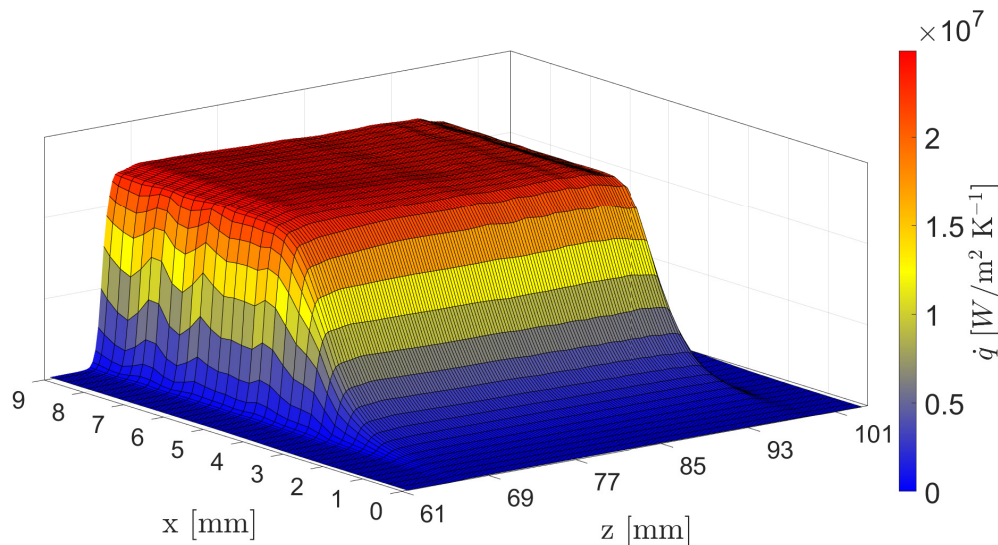


Abbildung 4.6.: Intensitätsverteilung der Laserfläche.

Strahlung und Konvektion

Zur Berechnung der Wärmeübertragung durch Strahlung werden die in Kapitel 2.1.4 vorgestellten Gleichungen in ANSYS Mechanical gelöst. Für die beschichtete Oberfläche werden die experimentell ermittelten Emissionskoeffizienten $\varepsilon = 0,92$ und $\varepsilon = 0,7$ für die unbeschichteten freien Oberflächen als Randbedingung festgelegt. Neben dem Emissionsgrad muss die Umgebungstemperatur von $T_\infty = 273,15 \text{ K}$ angegeben werden.

Auf der Außenseite des TMF-Panels wird Wärme durch freie Konvektion zu- bzw. abgeführt. Die laserbestrahlte Fläche, sowie der umliegende Bereich, ist wärmer als die Umgebung und gibt somit Wärme ab. Das restliche TMF-Panel besitzt ungefähr die Temperatur des Kühlmediums und ist somit kühler als die Umgebung (siehe Abbildung 4.7). Um die entstehende erzwungene Konvektion zu berücksichtigen (siehe Kapitel 2.8.2), wird vereinfacht der Mittelwert der Wärmeübergangskoeffizienten von warmer und kalter Fläche gebildet (siehe Kapitel 4.4.1). Für eine genauere Berechnung müsste eine weitere Simulation für die Außenseite des Panels modelliert werden. Jedoch ist der Wärmeübergang auf der Außenseite deutlich kleiner als an der Kühlkanalwand, sodass der Aufwand nicht gerechtfertigt ist. Eine Abschätzung über Korrelationen und Mittelung ist hierfür vollkommen ausreichend. Mit den Gleichungen aus Kapitel 2.1.3 ergibt sich ein gemittelter Wärmeübergangskoeffizient für die natürliche Konvektion von $10 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$. Der Wärmeübergangskoeffizient an der Kanalwand liegt im Bereich von $3,5 \cdot 10^4 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ (siehe Abbildung 4.10) und ist somit um den Faktor 3500 größer.

Anfangstemperatur

Die Angabe einer Anfangstemperatur ist zwingend notwendig, damit der Solver für die Berechnung einer stationären Lösung einen Startwert zur Verfügung hat. Mit den experimentellen Daten kann für alle simulierten Betriebspunkte die Anfangstemperatur $T_0 = 273,15 \text{ K}$ angegeben werden.

Analyseeinstellungen

Die Standardeinstellungen von ANSYS beinhalten alle notwendigen Parameter, um die Temperaturverteilung in dem TMF-Panel mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. Die maximale Anzahl der Iterationen ist standardmäßig auf 1000 Iterationen festgelegt. Erfahrungsgemäß werden weitaus weniger Iterationen für ein stationäres Problem benötigt. Über die nichtlineare Steuerung kann das Konvergenzkriterium für die Wärmekonvergenz definiert werden. Die Standardeinstellung hierfür ist 0,5 %. Das bedeutet, wenn der Unterschied der Temperatur der aktuellen Iteration zur vorherigen Iteration kleiner als dieser Wert ist, dann ist die Lösung konvergiert. Dieser Standardwert ist ausreichend für eine stationäre Simulation [47].

4.4.2. Stationäre Strömungsberechnung

Die stationäre Strömungsberechnung mittels CFX bildet die Basis für die Berechnung der Temperatur, Geschwindigkeit und des Druckverlustes im Kanal. Um die turbulente Strömung in den Kanälen genau zu simulieren, werden dem Strömungslöser die thermodynamischen und Transporteigenschaften des Fluids als Tabelle übergeben (siehe Kapitel 2.9). Die implementierten Randbedingungen sind, bis auf die Rauigkeit, die gleichen Parameter, welche beim Experiment über Messinstrumente eingeregelt

werden. Insbesondere sind folgende Bedingungen voreingestellt:

- Druck am Kanalausgang p_A ,
- Temperatur am Kanaleingang T_E ,
- Massenstrom \dot{m} ,
- Anfangstemperatur des Fluids $T_{F,0} = 273,15 \text{ K}$,
- Äquivalente Sandrauigkeit k_s .

Zusätzlich müssen im Vergleich zur thermischen Analyse einige Solver-Einstellungen vorgenommen werden. Die Rauigkeitsbestimmung und Solver-Einstellungen werden im Folgenden nochmals genauer betrachtet.

Rauigkeitsbestimmung

Die Rauigkeit spielt sowohl für den Wärmeübergang als auch den Druckverlust eine bedeutende Rolle (siehe Kapitel 2.3.4). Aus diesem Grund wird die Rauigkeit der Kanalwände gemessen und in ANSYS implementiert. Dazu wird die gemittelte Rautiefe R_z mittels eines digitalen Mikroskops vermessen und in die äquivalente Sandrauigkeit umgerechnet. Die Auswertung der gemessenen Rautiefen erfolgte mit der Software Mountains 8. Die Ergebnisse sind in Anhang I dargestellt. Eine einfache Umrechnung der Rautiefe in die äquivalente Sandrauigkeit wurde von Thomas Adams & Christopher Grant [48] entwickelt. Sie fanden empirische Formeln für verschiedene Rauheitsparameter (R_a, R_{RMS}, R_z). Pesacreta und Farshad zeigten, dass die gemessene Rautiefe R_z die Sandkornrauheit besser wiedergibt als die häufiger verwendete arithmetische Mittenrauheit R_a [48]. Aus diesem Grund wird die äquivalente Sandrauheit über die empirische Formel

$$k_s = 0,978 R_z \quad (4.7)$$

berechnet. Die in ANSYS implementierte äquivalente Sandrauheit ergibt sich aus dem Mittelwert aller Messungen ein Wert von $k_s = 1,81 \mu\text{m}$.

Solver-Einstellungen

Im Vergleich zur Thermal-Analyse gibt es in CFX eine Vielzahl an Einstellmöglichkeiten, welche das Ergebnis bedeutend beeinflussen können. Neben den bereits beschriebenen Randbedingungen können zahlreiche Einstellungen für den CFX-Solver und die Konvergenzkriterien vorgenommen werden. Darüber hinaus muss ein Turbulenzmodell gewählt werden. Die Theorie zu den einzelnen Modellen ist in Kapitel 2.7 erläutert. Eine kurze Beschreibung der gewählten Einstellungen soll hier genügen. Wie auch bei der Thermal-Analyse wird für die Fluidodynamik eine stationäre Analyse durchgeführt. Für das Erreichen einer konvergierten Lösung ist

die Vorgabe der Iterationsanzahl von großer Bedeutung. Aus Untersuchungen an einem Kanal und Erfahrungswerten ergibt sich eine minimale und maximale Anzahl an Iterationen von 50 bzw. 200. Ist die Lösung innerhalb dieses Bereichs konvergiert, wird die nächste gekoppelte Iteration gestartet. Alternativ zur maximalen Anzahl von Iterationen soll die Simulation beendet werden, wenn Residuum (RMS⁸) einen Wert von 10^{-6} unterschreiten [27].

Die physikalische Zeitskala ist bei stationären Analysen primär für die Dauer bis zum Erreichen einer konvergierten Lösung relevant. Eine gute Abschätzung ist nach [27]

$$t = \frac{L_k}{v} = \frac{L_k \dot{m}}{\rho A}, \quad (4.8)$$

worin L_k die Länge des Kanals und v die gemittelte Geschwindigkeit des Fluids ist. Mit dem CFX-Solver werden das Advektionsschema, die Turbulenznumerik und weitere Parameter für die Konvergenzsteuerung eingestellt. Als Advektionsschema wird „High Resolution“ und als Turbulenznumerik „First Order“ gewählt [27]. Zusätzlich können sogenannte Experten-Parameter definiert werden. Falls die Konvergenz bei niedrigen y^+ -Netzen zu langsam ist, kann man für die Fluidtemperatur einen benutzerdefinierten Anfangswert festlegen. Dieser Wert sollte nahe der Temperatur der mittleren Fluidströmung gewählt werden.

4.4.3. Gekoppelte Simulation

Neben den Solver-Einstellungen in der Thermal- und Fluid-Analyse (im Folgenden Teilnehmer genannt) gibt es für die gekoppelte Rechnung eine große Auswahl an Einstellungen, die in diesem Kapitel erläutert werden sollen. Dabei hängen die Einstellungen oft mit der Modellierung der Teilnehmer zusammen.

Konvergenztoleranz und gekoppelte Iterationen

Das wichtigste Kriterium bei der Konvergenzbetrachtung ist, dass jeder Teilnehmer sein Konvergenzkriterium erfüllt. Im zweiten Schritt wird die Konvergenz der gekoppelten Simulation bzw. die Konvergenz der Datenübertragungsparameter betrachtet. Eine erste Rechnung mit den Standardwerten und ein Blick auf das Konvergenzverhalten der Teilnehmer zeigt, welche Solver-Einstellungen angepasst werden müssen. Standardmäßig muss die normalisierte Änderung, d.h. die Änderung der Werte der Datenübertragung von der aktuellen gekoppelten Iteration zur vorherigen Iteration, weniger als 1% (Konvergenztoleranz = 0,01) betragen. Dieses Kriterium ist für die meisten gekoppelten Simulationen ausreichend, wenn die Konvergenz der Teilnehmer erreicht wird [49]. Der Startwert für die maximale Anzahl an gekoppelten Iterationen beträgt 5. Für eine stationäre Rechnung werden jedoch meistens mehr Kopplungsiterationen benötigt [49]. Aus diesem

⁸engl. root mean square

Grund ist es pragmatischer das Abbruchkriterium über die Konvergenztoleranz zu steuern, anstatt über die Anzahl der Kopplungsiterationen. Dazu ist eine ausführliche Konvergenzstudie durchgeführt worden, die in Anhang D diskutiert wird.

Unter-Relaxationsfaktoren (*URF*)

Ist die Lösung instabil, kann die Konvergenz über den Relaxationsfaktor verbessert werden. Dabei filtert der Faktor einen Teil der berechneten Werte aus der vorherigen Iteration heraus, um die Lösung zu dämpfen und starke Schwingungen auszublenden. Die prozentuale Anzahl der zur Verfügung stehenden Daten aus der vorherigen Simulation werden über die Gleichung

$$\% \Delta \text{Erhaltene Daten} = [1 - (1 - URF)^{KI}] \cdot 100\% \quad (4.9)$$

mit KI = maximale Anzahl der Kopplungsiterationen, berechnet. Der Standardwert für URF liegt bei 1, d.h. laut 4.9, dass alle Daten aus der vorherigen Iteration übernommen werden. Den Faktor sollte man nur dann verändert, wenn die Instabilität nicht durch andere Faktoren, wie Netzqualität, Iterationsanzahl etc. zu verbessern ist. Bei der konjugierten Rechnung ist der Faktor auf 1 geblieben.

Einfluss des dimensionslosen Wandabstands y^+

Wie in Kapitel 4.1 erwähnt, ist ein Parameter der Datenübertragung die Wandtemperatur. Damit hier eine schnelle Konvergenz erreicht wird, darf der dimensionslose Wandabstand nicht zu klein sein. Grund hierfür ist, dass bei größeren y^+ -Werten ($y^+ > 1$) die wandnahe Temperatur außerhalb der thermalen Grenzschicht und somit näher an der Temperatur in der Strömungsmitte liegt. Als Beispiel benötigt eine Simulation mit einem y^+ -Wert von 0,1 ca. 500 Iterationen, wohingegen eine Simulation mit einem y^+ -Wert von 2 nur 50 gekoppelte Iterationen benötigt [27].

Die in Kapitel 4.3.4 vorgestellte Netzuntersuchung ergab für $y^+ \approx 1$, sehr gute Ergebnisse für den Wärmeübergang und zur Auflösung der Grenzschicht. Daher ist eine weitere Verfeinerung nicht notwendig und eine gröbere Wahl würde die Auflösung des wandnahen Bereichs verschlechtern.

4.5. Auswertung der numerischen Simulation

Für einen aussagekräftigen Vergleich mit den experimentellen Daten ist es sinnvoll mehrere Betriebszustände zu simulieren und diese zu vergleichen. Da in der Testkampagne eine Vielzahl an Messungen durchgeführt wurde, sind genug Daten verfügbar. Im ersten Schritt werden die physikalischen Vorgänge verifiziert. Im Anschluss erfolgt die Vorstellung der Ergebnisse der Simulation. Die Umrechnung der simulativen Daten in dimensionslose Kennzahlen, wie der Nusseltzahl wird auf die exakt gleiche Weise durchgeführt. So können Unstimmigkeiten beim Vergleich

der experimentellen und numerischen Daten, die aufgrund der Auswertemethodik implizieren, ausgeschlossen werden. Als Vergleichsgröße dient primär die Nusseltzahl. Die verwendeten Korrelationen wird in Kapitel 2.1.2 diskutiert. Die Auswertung erfolgt ausschließlich am Kanal 4, da dieser repräsentativ für einen Kühlkanal an einem realen Brennkammersegment ist.

4.5.1. Verifizierung des Wärmeübergangs und des Druckverlustes aus den numerischen Ergebnissen

In Abbildung 4.7 ist die Temperaturverteilung des halben simulierten TMF-Panels zu sehen. Die höheren Temperaturen stromabwärts können damit erklärt werden, dass die Kühlleistung des erwärmten Stickstoffs abnimmt. Dieser wird im Hochtemperaturbereich erwärmt und transportiert Energie entlang der Kanalwand, ohne signifikante Querströmungen zu erzeugen, wodurch die Vermischen des Fluids erschwert wird.

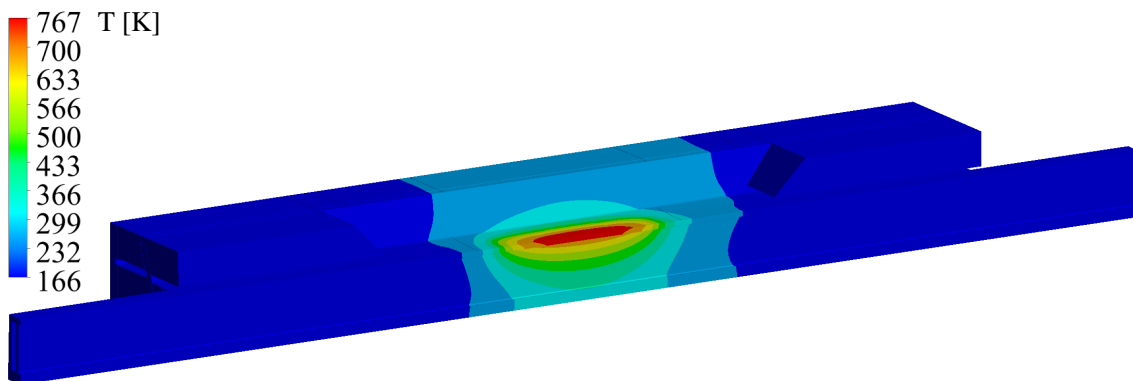


Abbildung 4.7.: Temperaturverteilung in der Struktur bei einer Oberflächentemperatur von 763 K.

In Abbildung 4.8 ist die Temperaturverteilung an der heißesten Stelle des Panels dargestellt. Sie ergibt sich aus der Wärmeleitung in der Struktur und dem Wärmeübergang an der Kanalwand. Die Detailsansicht zeigt die Erwärmung des Fluids und den Temperaturverlauf entlang der Symmetrieebene. Die maximale Temperatur ist auf der Oberfläche des TMF-Panels. Vergleicht man diese mit Kanälen ohne Radien, so fällt auf, dass keine Temperaturspitzen in den Ecken vorhanden sind. Die Entstehung der Spitzen wurde in [50] damit begründet, dass in den Ecken die Geschwindigkeiten, aufgrund erhöhter Reibung an der Wand, viel geringer sind. Durch Interaktionen der zusammenlaufenden Wände und numerische Fehler wird dieser Effekt verstärkt. Dies verfälscht die Ergebnisse, weshalb in dieser Arbeit die Kanäle denen des Realmodells entsprechen. Die Auswertung der Simulation bestätigt, dass dies eine sinnvolle Modellierung ist.

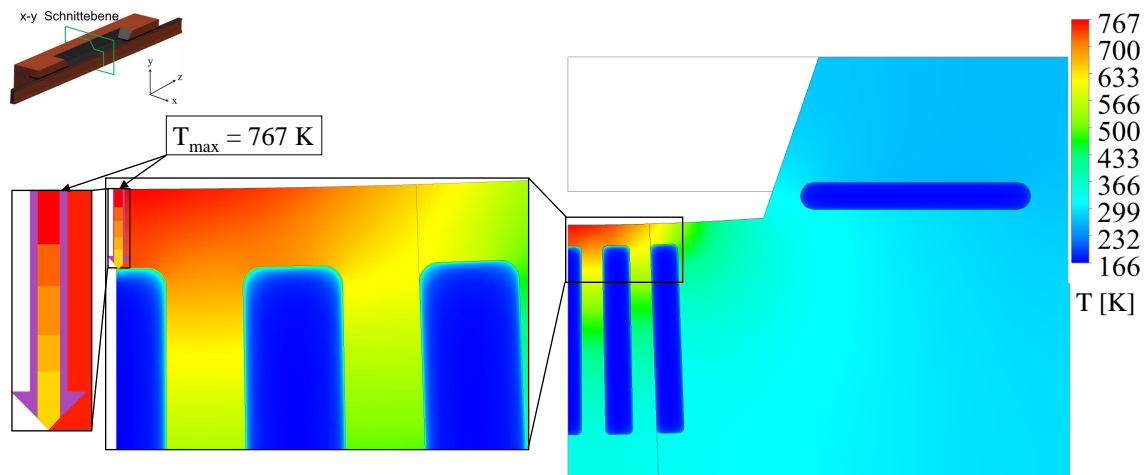


Abbildung 4.8.: Temperaturverteilung in der Schnittebene bei T_{max} in der Struktur und dem Fluid bei einer Oberflächentemperatur von $T_S = 763$ K.

Eine weitere wichtige Untersuchung ist der dimensionslose Wandabstand y^+ . Der Wert gibt Auskunft darüber, wie gut die Grenzschicht und damit auch der Wärmeübergang aufgelöst werden kann. In Abbildung 4.9 ist das Temperaturprofil in der Symmetrieebene mit den Bereichen für $y^+ < 1$ und $y^+ < 2$ dargestellt. Man erkennt, dass im Bereich hoher Temperaturen eine gute Auflösung der Grenzschicht vorliegt. Dies bestätigt die Ergebnisse der Netzstudie in Kapitel 4.3.4.

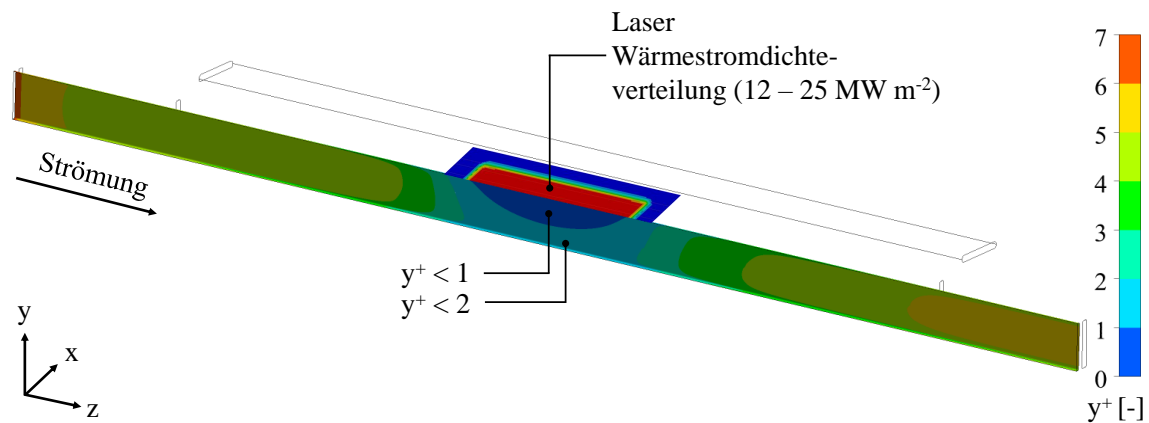


Abbildung 4.9.: Verteilung des dimensionslosen Wandabstands des mittleren Kanals zur Beurteilung der Auflösung der Grenzschicht bzw. des Wärmeübergangs.

Dass der Hauptanteil des Wärmeübergangs im laserbelasteten Bereich stattfindet, bestätigt die Betrachtung des Wärmeübergangskoeffizienten h . Dieser ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Ein Maximum von $h \approx 7 \cdot 10^4$ W/(m² K) macht deutlich, dass der Wärmefluss an der Kanalwand sehr ausgeprägt ist und den Hauptanteil aller Wärmeübergangsmethoden in dem Panel trägt.

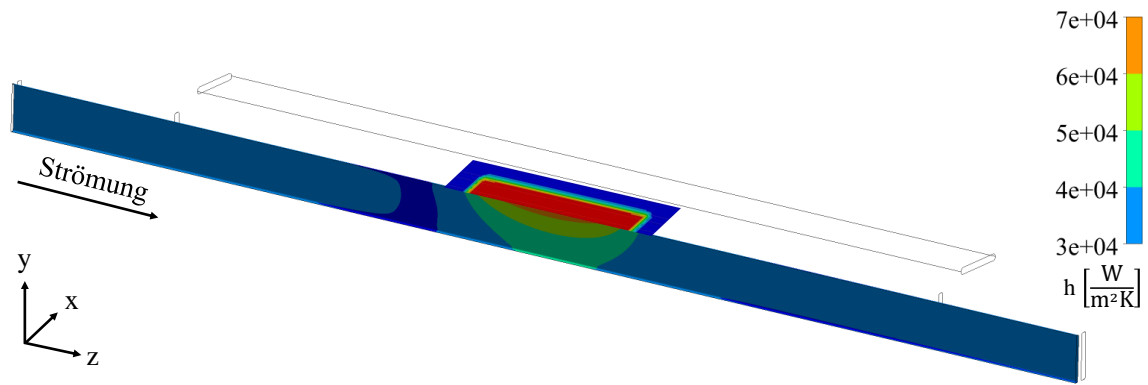


Abbildung 4.10.: Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Wand des mittleren Kanals mit der applizierten Wärmestromdichte.

Neben den Wärmeuntersuchungen ist die Druckverteilung bzw. der Druckverlust in dem Kanal von großer Bedeutung. In Abbildung 4.11 ist die Druckverteilung dargestellt. Diese ist vor dem und im laserbeheizten Bereich nicht linear. Das liegt daran, dass die Einlaufänge L_E , also die Länge bis eine voll ausgebildete Strömung vorliegt, bis kurz vor den beheizten Bereich reicht und dort eine Druckänderung zusätzlich aufgrund des Wärmeeintrags erfolgt. Danach ergibt sich ein nahezu linearer Druckabfall.

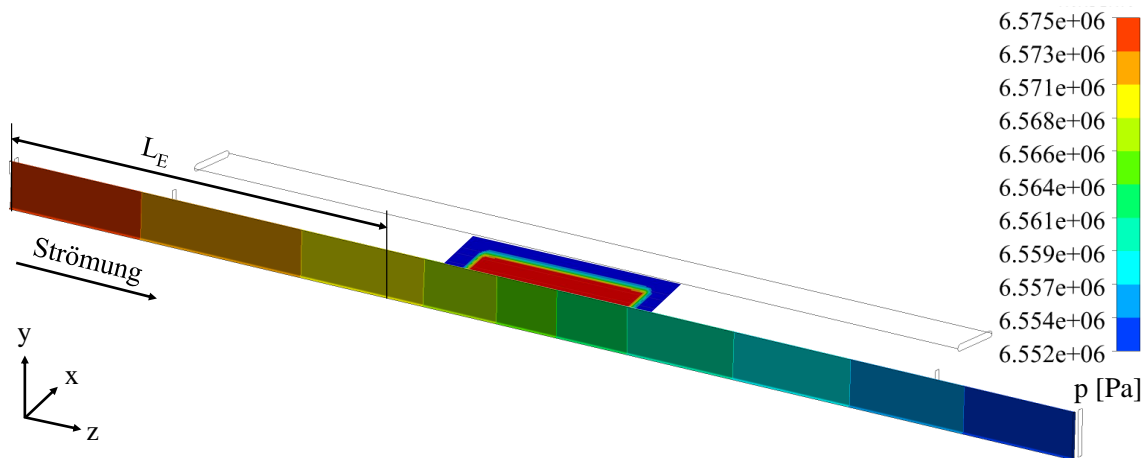


Abbildung 4.11.: Druckverteilung entlang des mittleren Kanals mit der applizierten Wärmestromdichte und Einlaufänge.

Die Ergebnisse der einzelnen Betriebspunkte sind in Anhang E dargestellt. Der Vergleich mit den experimentellen Daten erfolgt in Kapitel 5.1.

4.5.2. Numerische Auswertung der Nusseltzahl

Zur Beurteilung des Wärmeübergangs wird auf gleiche Weise, wie beim Experiment, die Nusseltzahl bestimmt. Dazu wird aus ANSYS der Druck an der heißesten Stelle (im laserbeheizten Bereich), und an den Druckmessstellen Position 1 & 2 (siehe

Anhang J) ausgelesen. Zusätzlich wird die gemittelte Umfangs-Wandtemperatur an der heißesten Stelle und die Temperatur am Kanaleingang und -ausgang benötigt. Damit können die Stoffeigenschaften über die Software REFPROP bestimmt werden und über Korrelationen, wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben, die Nusseltzahl.

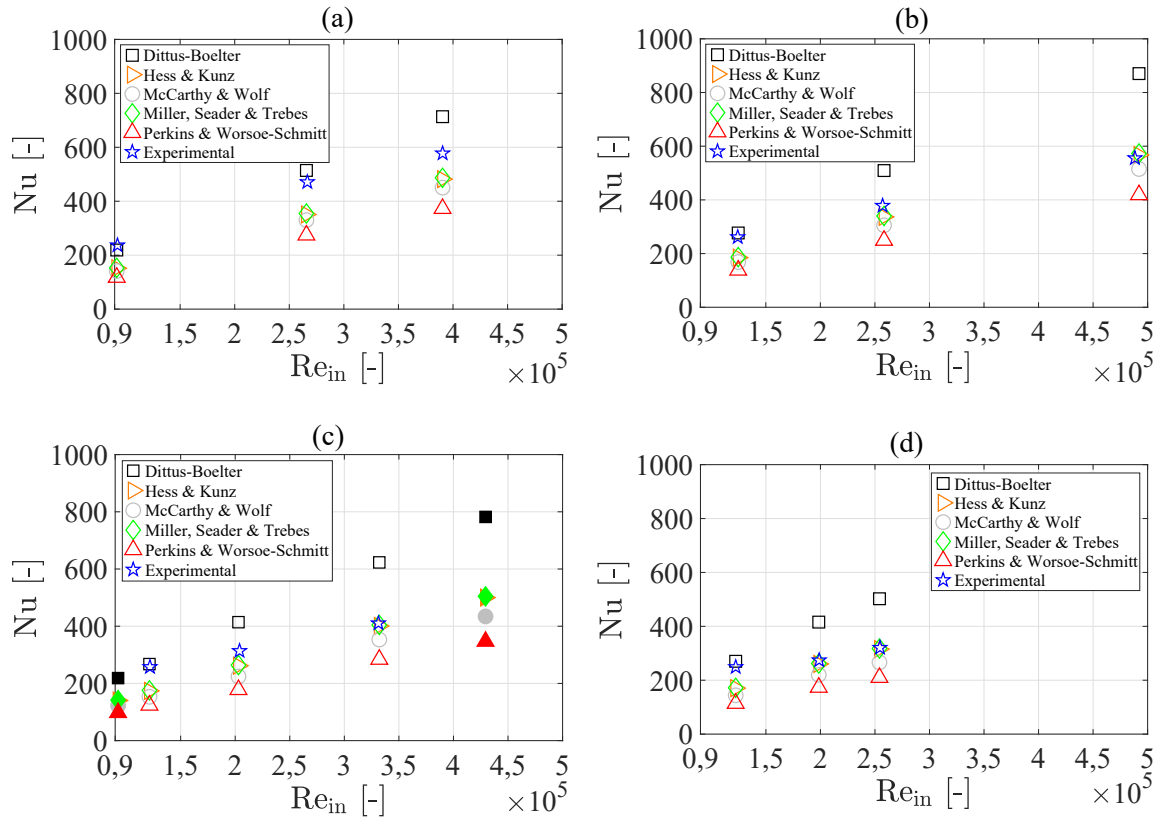


Abbildung 4.12.: Auswertung der Nusseltzahl mit Hilfe der numerischen Daten bei der Oberflächentemperatur $T_S = 648$ K (a), $T_S = 763$ K (b), $T_S = 886$ K (c), $T_S = 1000$ K (d).

4.6. Vorhersage weiterer Betriebspunkte

Ergänzend zu der Validierung der numerischen Daten mittels der experimentellen Ergebnisse ist das Ziel, für verschiedene Kombinationen von Wärmeströmen und Oberflächentemperaturen durch Interpolation den benötigten Massenstrom direkt vorherzusagen. Dazu werden die experimentellen Daten bei $T_S = 886$ K mit einer Ausgleichsgerade extrapoliert. Diese wird für eine sehr niedrige Reynoldszahl von $Re = 9,26 \cdot 10^4$ und eine große Eingangs-Reynoldszahl von $Re = 4,33 \cdot 10^5$ ausgewertet. Damit ergeben sich die in Tabelle 4.4 dargestellten Randbedingungen.

Tabelle 4.4.: Eingangsparameter für die gekoppelte Simulation für die Extrapolation bei $T = 886$ K.

	T [K]	\dot{q} [MW/(m ²)]	\dot{m} [g/s]	p_A [bar]
Extrapolation 1	886	16,59	9,29	65,31
Extrapolation 2	886	27,86	42,9	65,31

Die Daten aus der Extrapolation werden als Randbedingungen in der gekoppelten Fluid-Thermal Simulation festgelegt. Als Vergleichsgröße ist, aufgrund der fehlenden experimentellen Daten, nur die Oberflächentemperatur vorhanden. Die relative Abweichung der Oberflächentemperatur für Extrapolation 1 beträgt 3,18 % und für Extrapolation 2 ca. -2,89 %. Die Abweichungen liegen somit im Bereich derer aus den Validierungsexperimenten. Dies ist in Kapitel 5.1 nochmals genauer erläutert und in Abbildung 5.2 (a) dargestellt. Dort entsprechen die ausgefüllten Symbole den Abweichungen der extrapolierten Ergebnissen. Damit ist gezeigt, dass auch eine gute Übereinstimmung zwischen den interpolierten Werten aus den experimentellen und numerischen Daten vorhanden ist. Diese Erkenntnis ist sehr hilfreich und zeigt, wie gut das Experiment simulativ modelliert wird. Auch simulativ können nun weitere Betriebspunkte berechnet bzw. vorhergesagt werden.

Die Ergebnisse für die Nusseltzahl sind in Abbildung 4.12 (c) mit ausgefüllten Symbolen dargestellt. Auch hier ist zu sehen, dass die extrapolierten Daten die Ober- bzw. Untergrenze der Nusseltzahl darstellen. Dies entspricht der gewünschten Erwartung. Eine gute Übereinstimmung bedeutet eine Erweiterung des Gültigkeitsbereichs der Testkampagne und kann für weitere Untersuchungen und Vorhersagen durch einfache Interpolation genutzt werden.

4.7. Sensitivitätsanalyse

Der Zweck einer Sensitivitätsanalyse besteht darin, herauszufinden, welche Eingangsparameter den größten Einfluss auf die Lösung haben und, ob die Abweichungen im Bereich der Messfehler liegen. Mit einer Variation der Randbedingungen von 2 %, werden die Messunsicherheiten der meisten Randbedingungen abgedeckt (siehe Tabelle 3.5). Lediglich die Wärmestromdichte und die Rauigkeit weisen stärkere Schwankungen auf. Aus diesem Grund wird für diese beiden Randbedingungen eine weitere Variation des Eingangsparameters mit dem maximalen Fehler durchgeführt. Die Auswertung der einzelnen Variationen wird im Folgenden diskutiert. Dabei wird der Fokus auf die Abweichung der sich einstellenden Oberflächentemperatur, den Druckverlust, die maximale Fluidtemperatur und die Fluidtemperatur am Kanalausgang gelegt. Als Referenzmodell wird das simulative Ergebnis aus Experiment 16 (siehe Anhang E), welches eine Oberflächentemperatur von 648 K aufweist, verwendet.

4.7.1. Einfluss des Massenstroms \dot{m}

Die Unsicherheit im Massenflussregelungssystem kann analysiert werden, indem der Massenstrom in der Berechnung geändert wird. Eine Variation des Massenstroms von 2 % führt zu einer Temperaturdifferenz auf der laserbeheizten Fläche von $\Delta T_S = 1,94\text{K}$ bzw. einer Verminderung um 0,3 % bzgl. des Referenzmodells.

Der Massenstrom wird verändert, indem alle anderen Parameter konstant gehalten werden, d.h. eine Änderung des Massenstroms ist eine direkte Änderung der Eintrittsgeschwindigkeit. Der Druckabfall Δp ändert sich um 3,37 %, was eine relativ große Änderung ist. Dies bedeutet, dass die Zunahme des Druckverlustes im Vergleich zur Verkleinerung der Oberflächentemperatur größer ist. Der größte Effekt neben der Änderung der Eintrittsgeschwindigkeit ist die Änderung der turbulenten Diffusion der Strömung. Wenn der Massenstrom erhöht wird, nehmen die Reynoldszahl und die Geschwindigkeit zu, wodurch der Wert der turbulenten Wirbelviskosität höher wird. Ein höherer Wert der Wirbelviskosität impliziert einen höheren Wert der Wirbelleitfähigkeit, der direkt mit der turbulenten Prandtlzahl zusammenhängt. Das bedeutet, dass die Gesamtdurchmischung der Strömung verbessert wird, was zu geringeren Gradienten in der Kernströmung und zu einer niedrigeren Temperatur an der Wand führt. Ein Vergleich der Wandtemperatur und der Wirbelviskosität bestätigt diese Theorie und zeigt eine Verminderung der Temperatur um den gleichen Prozentsatz wie an der Oberfläche und eine um 2,2 % höhere Wirbelviskosität im Querschnitt der maximalen Temperatur. Der Verlauf der Wandtemperatur entlang des Kanals in der Mitte der oberen Kanalfläche ist in Anhang F dargestellt.

4.7.2. Einfluss der Rauigkeit k_s

Der Einfluss der Rauheit der Kanalwand wird untersucht, indem die äquivalente Sandrauigkeit um 2 % erhöht wird und die übrigen Randbedingungen unverändert blieben. Aufgrund der starken Variation der Messdaten der maximalen Rauigkeitserhöhung (siehe Anhang I) ist zusätzlich eine weitere Analyse mit einer Erhöhung um 10 % durchgeführt worden.

Bei einer unveränderten Wärmestromdichte muss laut Gleichung 2.2 der Wärmeübergangskoeffizient sinken, wenn die Temperaturdifferenz ($T_w - T_b$) steigt. Genau dies ist den numerischen Daten zu entnehmen. Bei einer Erhöhung der Rauigkeit um 2 % bzw. 10 % nimmt der Wärmeübergangskoeffizient um 1,8 % bzw. 8,5 % ab und die Temperaturdifferenz zu. Dies zeigt, dass der Wärmeübergang, der durch die Temperaturdifferenz entsteht, sich näherungsweise proportional zur Rauigkeit ändert. Der Druckverlust hingegen steigt um 0,75 % bzw. 1,87 % an. Aufgrund der größeren Temperaturdifferenz ergibt sich auf der Oberfläche des TMF-Panels eine minimal höhere Temperatur um 0,2 bzw. 0,4 % im Vergleich zur Referenzsimulation.

4.7.3. Einfluss der Wärmestromdichte \dot{q}

Eine Variation des aufgebrachten Wärmestroms deckt die Unsicherheiten bei der Charakterisierung des Lasers und des Emissionsgrades des Materials bzw. der Beschichtung bei Laserwellenlänge ab. Aufgrund des großen Messfehlers von 13 % wird neben der 2%-Variation eine weitere mit der Höhe des Messfehlers durchgeführt. Für beide Variationen des zugeführten Wärmestroms impliziert eine nahezu proportionale Änderung der Oberflächentemperatur T_S , maximale Wandtemperatur und Fluidtemperatur im zentralen Kanal. Die Temperaturverteilung des Fluids bleibt näherungsweise unverändert, außer in der Nähe der Wand, dort ergibt sich ein höherer Temperaturgradient. Der Druckverlust und die Fluidtemperatur am Kanalausgang $T_{A,max}$ weisen eine Abweichung von 2 % bis 5 % bzw. 1,4 % bis 10,5 % auf.

4.7.4. Einfluss des Ausgangsdrucks p_A

Die Variation des Ausgangsdruckes weist keinen signifikanten Einfluss auf die Oberflächentemperatur des TMF-Panels und somit auch auf den Wärmeübergang auf. Die Änderungen der thermophysikalischen Eigenschaften durch Änderung des Ausgangsdrucks sind minimal, sodass auch diese Ergebnisse nicht beeinflusst werden. Der Druckverlust nimmt jedoch um ca. 2 % ab. Wenn der Druck des Experiments im nahekritischen Bereich des Fluids wäre, würde der Gradient der Stoffeigenschaften einen wichtiger Punkt darstellen, aber das ist in dieser Arbeit nicht der Fall.

4.7.5. Einfluss der Eintrittstemperatur des Fluids T_E

Bei einer Erhöhung der Fluidtemperatur auf $T_E = 166,26$ K, wird die maximale Oberflächenemperatur um 0,34 % erhöht. Die verglichen mit anderen Randbedingungen hohe Empfindlichkeit der Eintrittstemperatur wird durch Änderungen der thermophysikalischen Eigenschaften des Fluids in diesem Temperaturbereich und Schichtung des Strömungsfeldes verursacht. Einige thermodynamische Eigenschaften sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Die Dichte nimmt bei 166,263 K um ca. 5,4% ab, was zu einer Zunahme der Geschwindigkeit in der gleichen Größenordnung führt. Andererseits nimmt die Wärmeleitfähigkeit λ leicht ab, ebenso wie die isobare Wärmekapazität c_p .

Tabelle 4.5.: Thermodynamische Eigenschaften von Stickstoff bei $T = 163$ und $166,26$ K.

T [K]	ρ [kg/m ³]	λ [W/(mK)]	c_p [J/(kg K)]
163	203,97	0,0276	2206,04
166,263	192,86	0,0268	2056,56

4.7.6. Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Sensitivitätsanalyse

Betrachtet man die Oberflächentemperatur T_S und maximale Wandtemperatur $T_{w,max}$, so wirkt sich die Wärmestromdichte mit Abstand am stärksten auf das Ergebnis aus. Aufgrund des großen Messfehlers bei der Wärmestromdichte, wirkt sich dieser Fehler auch stark auf die numerische Simulation aus. Daher ist es sinnvoll, diese Größe so genau wie möglich zu bestimmen.

Die größte Abhängigkeit des Druckverlustes aus der numerischen Simulation besteht zur Eintrittstemperatur des Fluids. Auch hier gibt es aufgrund der Vernachlässigung der Rohrsysteme relativ hohe Fehlerquellen. Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, wird das Rohrsystem in der Simulation vernachlässigt. Dadurch kann die Wärmeleitung und die damit verbundene frühzeitige Erwärmung des Fluids nicht berücksichtigt werden. Die Temperaturmessungen finden im Experiment ca. 87,5 mm vor dem Kanaleingang statt. Für eine genauere Vorgabe der Eintrittstemperatur des Fluids muss entweder im Experiment am Kanaleingang die Temperatur gemessen, oder in der Simulation das Rohrsystem modelliert werden.

Allgemein erkennt man, dass der Druckverlust stark von den Randbedingungen abhängt. Der Absolutdruck selbst wirkt sich eher gering auf den Wärmeübergang aus. Dies Tatsache konnte auch anhand experimenteller Untersuchungen in [37] festgestellt werden.

Tabelle 4.6.: Zusammenfassung der Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse aufgrund einer Änderung von 2% der einzelnen Parameter.

Parameter	$\mathbf{F}(\Delta T_S)$ [%]	$\mathbf{F}(\Delta T_{A,max})$ [%]	$\mathbf{F}(\Delta p)$ [%]	$\mathbf{F}(\Delta T_{w,max})$ [%]
\dot{m}	-0,304	-0,339	3,371	-0,395
k_s	0,188	0,163	0,749	0,188
\dot{q}	1,431	1,431	2,682	1,432
p_A	-0,074	-0,071	-2,974	-0,032
$T_{E,F}$	0,341	0,323	4,120	0,353
$k_{s,max}$	0,188	0,163	-2,536	0,561
\dot{q}_{max}	10,500	10,500	4,480	10,265

5. Vergleich und Diskussion

5.1. Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse

Der Vergleich der numerischen Daten mit den experimentellen Ergebnisse soll zeigen, ob das hier untersuchte konjugierte Wärmeübertragungsproblem simulativ gut abgebildet werden kann. Das bedeutet, dass die experimentellen Ergebnisse zur Validierung der numerischen Daten dienen. Bevor einzelne Zahlenwerte verglichen werden, wird die Temperaturverteilung auf der laserbelasteten Oberfläche aus der Simulation mit den Messungen der Thermokamera im Experiment verglichen.

5.1.1. Temperaturprofil

In Abbildung 5.1 ist das 2-dimensionale Temperaturfeld auf der Paneloberfläche dargestellt. Auf der linken Seite ist die experimentelle Temperaturverteilung mit der Infrarotkamera und auf der rechten Seite die aus der gekoppelten Thermal-Fluid Analyse sichtbar. Die maximalen Temperaturen betragen hier $T_{IR} = 996$ K für die IR-Messung bzw. $T_{Sim} = 987$ K für die Simulation. Daraus ergibt sich eine Abweichung von nur 0,9 %, die deutlich unterhalb der Messunsicherheiten liegt. Besonders wichtig ist auch die geometrische Kongruenz in beide Richtungen, also in x- bzw. z-Richtung.

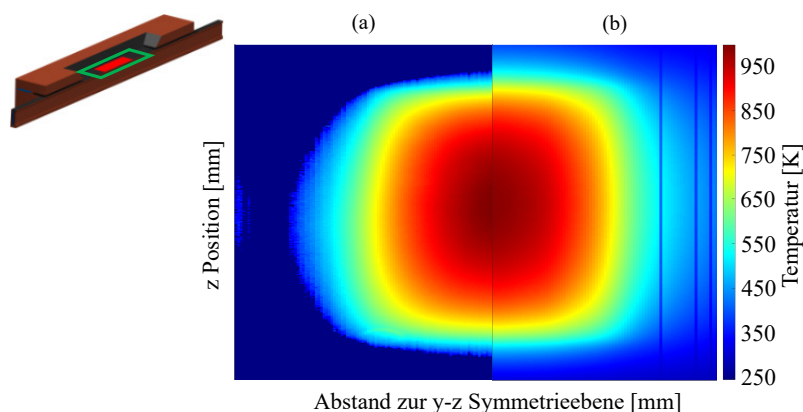


Abbildung 5.1.: Vergleich der Temperaturverteilung von Experiment (a) und Numerik (b).

Die einheitliche äußere dunkelblaue Farbe in Abbildung (a) resultiert aus $T < 273$ K, da die Infrarotkamera keine Temperaturen unterhalb 273 K aufzeichnen kann. Das

Ergebnis weist eine wesentliche Verbesserung gegenüber vorherigen Untersuchungen auf, in denen eine Verzerrung in z -Richtung und größere Temperaturunterschiede vorhanden waren. Grund hierfür könnte die Korrektur des Emissionsgrades für jedes Pixel und die Skalierung der numerischen Daten auf der Kamera sein. Die Korrektur von ε ist notwendig, da der Emissionsgrad temperaturabhängig ist, jedoch in die Kamera nur ein konstanter Emissionsgrad eingepflegt werden kann.

5.1.2. Temperaturen und Druck

Ein weiterer wichtiger Indikator für die Qualität der angewandten Methode und Simulation ist die relative Abweichung der Ergebnisse für die freien Parameter T_S , Δp und T_A zwischen Experiment und Simulation. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Abweichung berechnet sich über $F(\Delta X) = \frac{X_{Exp} - X_{Sim}}{X_{Exp}}$, wobei X_{Exp} bzw. X_{Sim} der jeweilige absolute Ergebniswert ist. Offensichtlich ist die Gesamtabweichung gering. In allen drei Grafiken ist jedoch ein klarer Trend

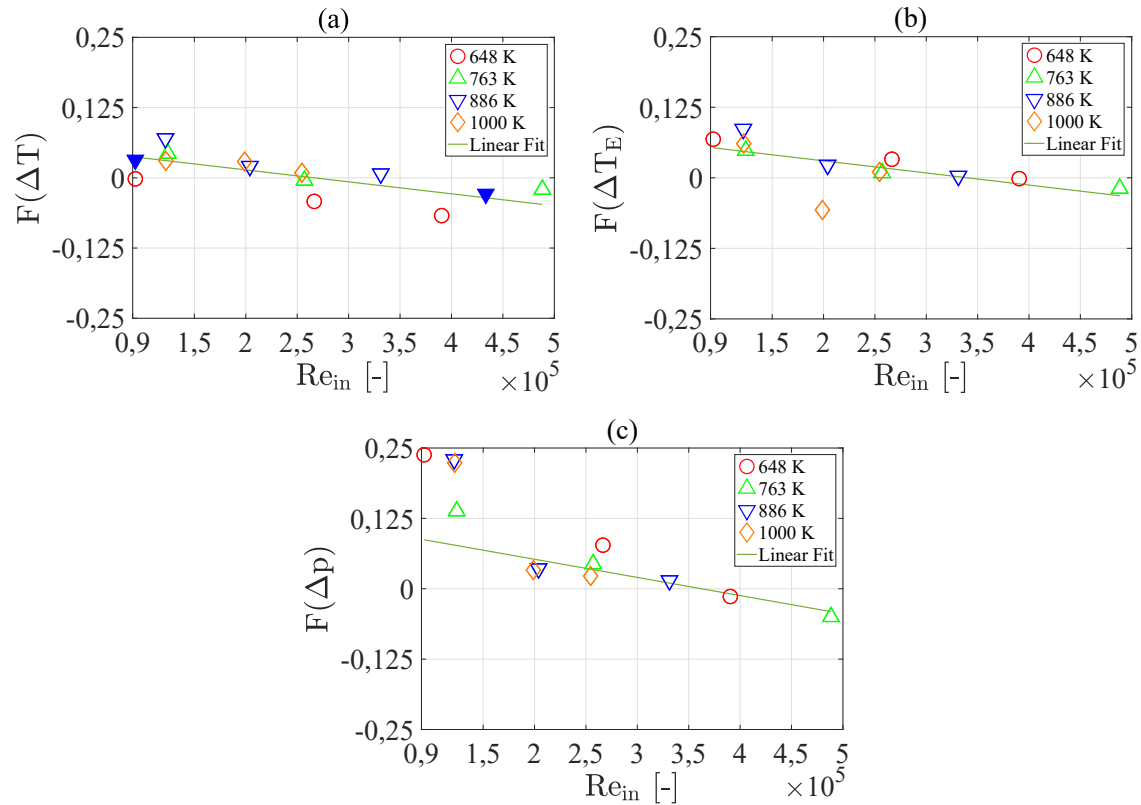


Abbildung 5.2.: Relativer Fehler der numerischen Simulation mit Referenz der experimentellen Daten für die Oberflächentemperatur (a), die Fluidtemperatur am Kanalausgang (b) und den Druckverlust im Kühlkanal (c).

erkennbar. Für niedrige Reynoldszahlen ist die Abweichung $F(\Delta X) > 0$ und für hohe Reynoldszahlen ist $F(\Delta X) < 0$. Insbesondere kann der Übergang bei etwa $Re_{in} = 2,7 \cdot 10^5$ für ΔT_S in Abbildung 5.2 (a) beobachtet werden, ändert sich jedoch zu $Re_{in} = 3,5 \dots 3,6 \cdot 10^5$ für ΔT_A und Δp in Abbildung 5.2 (b) und (c). Folglich kann

festgestellt werden, dass die Simulation T_S für $Re_{in} < 2,7 \cdot 10^5$ unterschätzt, aber T_S überschätzt, wenn $Re_{in} > 2,1 \cdot 10^5$. Diese Aussage gilt auch für Δp und T_A , jedoch für den anderen Übergangspunkt, bei $Re_{in} = 3,5 \cdot 10^5$. Es ist zu beachten, dass für die lineare Anpassung in Abbildung 5.2 (c) die Werte für $Re_{in} < 1,5 \cdot 10^5$ ignoriert werden. Die große Abweichung ist hier auf den geringen Massenstrom und damit den geringen Differenzdruck zurückzuführen. Dies verursacht einen außerordentlich großen Messfehler (siehe Kapitel 3.1.3), von dem angenommen werden kann, dass er hier den Haupteinfluss hat. Zusätzlich sind in Abbildung 5.2 (a) die Ergebnisse aus der Extrapolation (siehe Kapitel 4.6) anhand ausgefüllter Symbole eingetragen. Die relative Abweichungen sind in der gleichen Größenordnung, was zeigt, dass eine Extrapolation möglich ist.

Vergleicht man nun diese Abweichungen mit den Messfehlern aus Kapitel 3.1.3, sind diese in der gleichen Größenordnung. Das bedeutet, dass die Übereinstimmung der Ergebnisse so gut ist, dass die Abweichungen im Bereich der Messfehler liegen.

5.1.3. Energiebilanz

In diesem Kapitel soll ein Vergleich der relativen Verlustenergie zwischen den experimentellen und numerischen Ergebnissen erfolgen. Dies ermöglicht einer Verifizierung der numerischen Daten bzgl. der Energiebilanz. Die Theorie hierzu ist in Kapitel 2.8 ausführlich beschrieben. Die relative Verlustenergie wird berechnet über $F(\dot{Q}) = \frac{\dot{Q}_A - \dot{Q}_E}{\dot{Q}_E}$ und ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Auffallend ist, dass die Abwei-

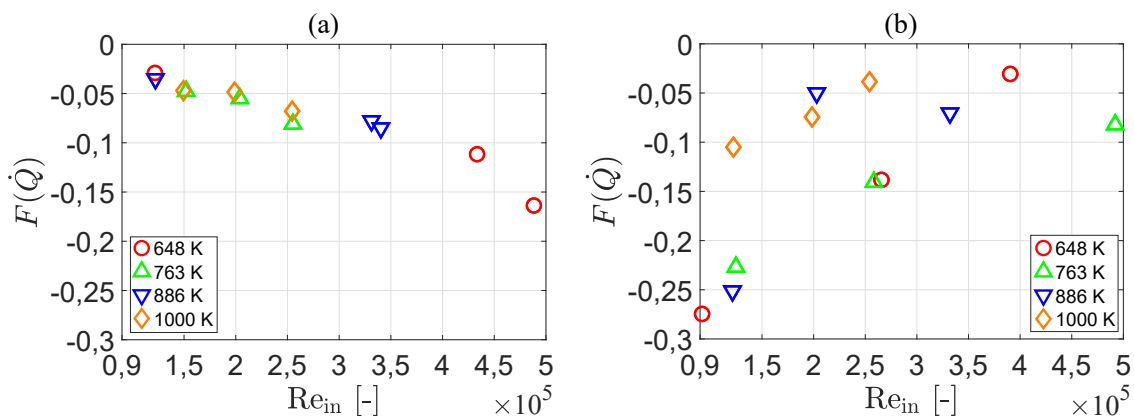


Abbildung 5.3.: Relativer Verlustenergie des Experiments (a) und der numerischen Simulation (b).

chung zwischen Experiment und Numerik, verglichen mit den bereits diskutierten Ergebnissen, wie der Oberflächentemperatur und die Druckdifferenz im Kanal, größer ist. Grund hierfür ist der Fehler durch die vorgegebene Temperatur am Kanaleingang. Im Experiment findet die Messung der Fluidtemperatur nicht am Kanaleingang, sondern 87,5 mm davor, im Rohr des Versorgungssystems, statt. Dies ist schematisch in Anhang J dargestellt. In der Simulation werden die Rohre nicht modelliert, je-

doch die Temperatur am Kanaleingang vorgegeben. Dadurch unterscheidet sich in Gleichung 2.85 die Eintrittstemperatur um bis zu $\Delta T_E = 5 \text{ K}$, was einen Unterschied von mehreren Kilowatt hervorbringen kann. Modelliert man in der numerischen Simulation die Rohrleitungen, bis zur Temperaturmessstelle mit, ist dieser Fehler vermeidbar. Dennoch haben die relativen Verlustenergien in Abbildung 5.3 die gleiche Größenordnung, was zeigt, dass die numerische Simulation zur Abschätzung der Energiebilanz ausreichend ist.

5.2. Vergleich der rein thermischen Analyse mit der gekoppelten Fluid-Thermal Analyse

Ein Vergleich der beiden unterschiedlichen numerischen Simulationen soll zeigen, inwieweit der Mehraufwand der gekoppelten Fluid-Thermal Analyse gerechtfertigt ist. Eine detaillierte Beschreibung der einfachen stationären Thermalanalyse ist in Kapitel 3.2 zu finden. Die rein thermische Analyse diente lediglich der Bestimmung der gemittelten Umfangswandtemperatur an der heißesten Stelle zur Berechnung der experimentellen Nusseltzahl. Ein Vergleich der Temperatur auf der laserbeheizten Oberfläche ist nicht zielführend, da der Wärmeübergangskoeffizient h so iterativ angepasst wurde, bis sich die experimentelle Temperatur T_s ergibt. Damit ist der bestmögliche Vergleich die gemittelten Umfangswandtemperaturen. In Abbildung 5.4 ist die relative Abweichung $F(T_w) = \frac{T_{w,t} - T_{w,k}}{T_{w,t}}$ mit der Wandtemperatur $T_{w,t}$ aus der rein thermischen Analyse und der Wandtemperatur $T_{w,k}$ aus der gekoppelten Simulation dargestellt. Es ist wieder ein Trend zu erkennen, welcher über eine lineare Ausgleichsgerade verdeutlicht wird. Die Abweichungen liegen ungefähr innerhalb eines Bereichs von $-12,5\%$ bis $+10\%$ und ist somit relativ gering.

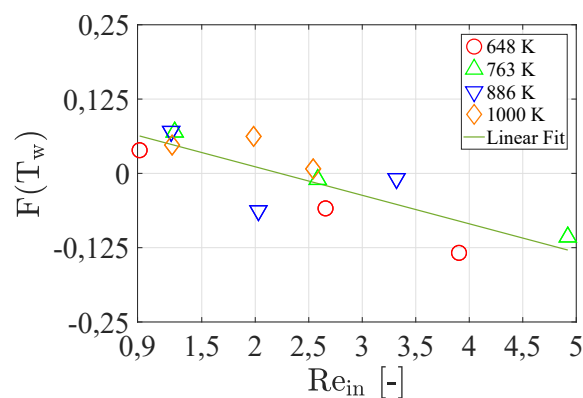


Abbildung 5.4.: Vergleich der gemittelten Umfangswandtemperatur an der heißesten Stelle im zentralen Kühlkanal.

5.3. Druckverlustberechnung

Die analytische Berechnung des Druckverlustes bietet einen weiteren Vergleich zu den experimentellen und numerischen Daten. Zusätzlich bietet es die Möglichkeit die Berechnungsmethode für die Verwendung von überkritischem Stickstoff zu validieren. Durch das Drahterodieren ergibt sich in den Kanälen eine glatte Oberfläche. Eine genaue Einteilung der Oberflächenbeschaffenheit über die dimensionslose Rauigkeit k_s^+ ist ohne Kenntnis über die Größe der Wandschubspannung τ_w (siehe Gleichung 2.55) nicht möglich. Für die Wandschubspannung bräuchte man den Geschwindigkeitsgradient an der Wand (siehe Gleichung 2.56). Da das Geschwindigkeitsprofil bei den Experimenten nicht aufgezeichnet wurde, muss eine andere Methode verwendet werden. Die zweite Methode ist die Verwendung einer Korrelation für den Reibungsbeiwert, wie bereits in Kapitel 2.3 definiert. Drahterodierte Oberflächen fungieren in der Literatur oftmals als Referenz für glatte Oberflächen [51]. Daher ist die Annahme einer glatten Wand gerechtfertigt. Die Rohrreibungszahl ξ_p kann somit mittels Gleichung 2.65 für eine glatte Wand ($k \rightarrow 0$) berechnet werden. Die Ergebnisse $p_{B,glatt}$ hierfür sind in Tabelle 5.1 aufgezeigt. Da auch die äquivalente Sandrauigkeit k_s bekannt ist, kann diese in Gleichung 2.65 eingesetzt und so der Druckverlust bestimmt werden ($p_{B,real}$). Mit der allgemeinen Gleichung des Druckverlustes (Gleichung 2.55) einer Rohrströmung ist dann der Druckabfall berechenbar. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 dargestellt.

Tabelle 5.1.: Vergleich der Berechnung des Druckverlustes.

Exp.	T [K]	Δp_{Exp} [mbar]	$\Delta p_{B,glatt}$ [mbar]	$\Delta p_{B,real}$ [mbar]	Δp_{Sim} [mbar]
34	1000	201,0	114,6	293,0	196.4
84	1000	132,0	71,5	178,5	127.6
94	1000	70.8	30,3	72,7	55
28	886	311.7	178,9	470,1	307.2
83	886	132.9	74,0	184,9	128.2
93	886	64.1	28,9	69,1	49.4
19	763	601.3	357,5	980,1	631.3
36	763	187.8	122,8	315,5	179.6
92	763	57.3	29,8	71,2	49.4
26	648	390.6	234,7	626,7	396
40	648	199.7	114,8	294,0	184.3
16	648	35.0	17,8	41,8	31.7

Wie zu erwarten, unterschätzt die Annahme einer glatten Wand den realen Druckverlust, mit einer Abweichung von 40 % bis 50 %. Die Verwendung der realen äquivalenten Sandrauigkeit liefert Werte für den Druckverlust, die nahe der experimentellen Daten liegen, mit einem Trend zu höheren Werten. Der Bereich der Abweichung ist hier zwischen 2 % bis 60 %. Am geringsten ist die Abweichung des

Druckverlustes durch die Bestimmung mittels numerischer Simulation. Hier liegt der Abweichungsbereich zwischen 1 % bis 9%. Die Untersuchung zeigt, dass für ein superkritisches Fluid der Druckverlust numerisch am genauesten berechnet werden kann.

5.4. Charakterisierung des Rauigkeitsbereichs

Mit der Kenntnis des experimentellen Druckverlustes ist es möglich, die dimensionslose Rauigkeitsgröße (Rauigkeits-Reynoldszahl) zu berechnen. Der Vergleich der Druckverluste in Kapitel 5.3 hat gezeigt, dass Gleichung 2.55 und 2.65 für die Verwendung von überkritischem Stickstoff relativ geringe Abweichungen aufzeigen. Erweitert man Gleichung 2.62 um den hydraulischen Durchmesser D_h^* und die Geschwindigkeit u und setzt Gleichung 2.56 und 2.38 ein, kann die dimensionslose Rauigkeitsgröße folgendermaßen ermittelt werden:

$$k_s^+ = \frac{u_\tau k_s}{\eta} = \frac{k_s}{D_h^*} \cdot \frac{\rho u D_h^*}{\eta} \cdot \frac{u_\tau}{u} = k_s^* \text{Re}_{eff}^* \sqrt{\frac{c_f}{2}} \rho. \quad (5.1)$$

Formt man Gleichung 2.55 nach dem Reibungsbeiwert c_f um, kann dieser über den Druckverlust berechnet werden. Alle weiteren Größen sind aus vorherigen Auswertungen bekannt. Damit ergibt sich für die unterschiedlichen Experimente die in Tabelle 5.2 aufgeführten dimensionslose Rauigkeiten.

Tabelle 5.2.: Auswertung der Berechnung der dimensionslosen Rauigkeitsgröße.

Exp.	T_S [K]	c_f ·10 ⁻³ [-]	ξ_p ·10 ⁻³ [-]	ks^+ [-]
34	1000	3,99	0,99	11,75
84	1000	4,37	1,09	9,52
94	1000	5,95	1,49	6,98
28	886	3,82	0,96	14,64
83	886	4,24	1,06	9,57
93	886	5,67	1,42	6,64
19	763	3,49	0,87	20,33
36	763	3,46	0,87	11,36
92	763	4,91	1,23	6,28
26	648	3,57	0,89	16,38
40	648	3,96	0,99	11,72
16	648	5,25	1,31	4,91

Aus den Ergebnissen ist erkennbar, dass alle Experimente, außer Experiment 16, im Übergangsbereich ($5 < k_s^+ < 70$) liegen (siehe Kapitel 2.3.4). Das erklärt auch, warum der Druckverlust über die Berechnung des Reibungsbeiwerts für den Übergangsbereich sehr gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt.

6. Entwicklung einer Nusseltkorrelation

Auf Basis der Vielzahl an experimentellen Daten, kann für den Wärmeübergang an der Kühlkanalwand eine Nusseltkorrelation hergeleitet werden. Die Formel soll es ermöglichen, den Wärmübergang für rechteckige Kühlkanäle mit überkritischem Stickstoff analytisch abzuschätzen. Bei der Entwicklung der Gleichung müssen alle relevanten Größen, die zur Beschreibung des Wärmeübergangs notwendig sind, berücksichtigt werden. Die Form der Korrelation wird anlehnend an den einfachen Potenzansatz (Gleichung 2.8) und den Gleichungen in Kapitel 2.1.2 aufgestellt. Da der Variationsbereich der experimentellen Daten der Prandtlzahl nicht sehr groß ist, wird hier der Exponent als konstant mit dem Wert $n = 0,4$ festgelegt. Damit ergibt sich die Ausgangsgleichung

$$\text{Nu} = a \text{Re}^b \text{Pr}^{0,4} \left(\frac{\eta_b}{\eta_w} \right)^c, \quad (6.1)$$

mit den noch unbekanntenen Variablen a, b, c . Neben der Form der Gleichung muss die Berechnungsmethode der einzelnen Größen festgelegt werden. Die Auswertung der dimensionslosen Kennzahlen Re und Pr erfolgt bei der Bulktemperatur. Diese wird über die thermodynamische Mitteltemperatur T_m (Gleichung 2.22) berechnet. Die kinematische Viskosität an der Wand η_w wird über die gemittelte Umfangswandtemperatur an der heißesten Stelle (siehe Kapitel 2.1.2) und η_b bei der Bulktemperatur, ausgewertet. Zur Berücksichtigung der rechteckigen Kanalform wird die effektive Reynoldszahl mit dem hydraulischen Durchmesser (Gleichung 2.10) berechnet. Die Berechnung der experimentellen Nusseltzahl ist in Kapitel 3.1.4 ausführlich beschrieben. Damit sind die Randbedingungen für die Berechnung der Nusseltzahl mittels Gleichung 6.1 festgelegt. Im nächsten Schritt werden die Daten, mit denen die noch unbekanntenen Variablen in Gleichung 6.1 zu berechnen sind, erläutert.

Für die Bestimmung der unbekanntenen Variablen a, b, c in Gleichung 6.1 werden mehrere Datensätze benötigt. Umso mehr Daten, desto genauer ist die Korrelation in ihrem Gültigkeitsbereich. Daher werden alle experimentellen Daten verwendet. Im Anhang G.1 sind alle vorhandenen Datensätze aufgelistet. Ein Verfahren, welches die optimale Funktion für einen Satz an Daten bestimmen kann,

bietet der Levenberg-Marquardt-Algorithmus. Dieser wird im Folgenden genauer betrachtet und die Anwendung zur Bestimmung der gesuchten Variablen mit diesem Algorithmus beschrieben. Die Erstellung der Datensätze und die Implementierung des Algorithmus erfolgt mit der Software Matlab.

6.1. Levenberg-Marquardt-Algorithmus

Der Levenberg-Marquardt-Algorithmus ist ein numerischer Optimierungsalgorithmus zur Lösung nichtlinearer Ausgleichs-Probleme mittels der Methode der kleinsten Quadrate. Der Algorithmus weist ein deutlich robusteres Verhalten als das Gauß-Newton-Verfahren auf, wodurch er mit einer hohen Wahrscheinlichkeit konvergiert [52, 53]. Mit m empirischen Datensätzen (x_i, Nu_i) von unabhängigen und abhängigen Variablen, wird der Vektor $\beta = [a, b, c]$ der Funktion $f(x, \beta)$ gesucht, so dass die Summe der Quadrate der Abweichungen $S(\beta)$ minimiert wird:

$$\beta^* \in \operatorname{argmin}_{\beta} S(\beta) \equiv \operatorname{argmin}_{\beta} \sum_{i=1}^m [Nu_i - f(xData_i, Nu_i)]^2. \quad (6.2)$$

Die Datensätze (x_i, Nu_i) sind in Tabelle G.1 aufgelistet. Wie andere numerische Minimierungsalgorithmen ist der Levenberg-Marquardt-Algorithmus ein iteratives Verfahren. Um eine Optimierung zu berechnen, muss eine erste Schätzung für den Parametervektor β angegeben werden. Das Lösen von nichtlinearen Kurvenanpassungsproblemen, im Sinne der kleinsten Quadrate, kann man in Matlab über die Funktion `lsqcurvefit` bestimmen. Die Funktion bietet verschiedenste Methoden zum Lösen des nichtlinearen Optimierungsproblems an, darunter auch die Methode von Levenberg und Marquardt. In Matlab wird Gleichung 6.1 als Funktion der experimentellen Daten definiert. Das Ergebnis ist die experimentelle Nusseltzahl. Neben der Angabe der Startwerte für β muss ein unterer und oberer Grenzwert für die unbekannt Variablen angegeben werden. Der Algorithmus berechnet dann ausgehend von den Startwerten die optimalen Koeffizienten der Funktion. Die Lösung des Optimierungsproblems ergibt schlussendlich die Nusseltkorrelation:

$$\boxed{Nu = 1,89 Re^{0,49} Pr^{0,4} \left(\frac{\eta_b}{\eta_w} \right)^{-0,47}}. \quad (6.3)$$

6.2. Vergleich Experiment und Korrelation

In Abbildung 6.1 sind die experimentellen Ergebnisse und die Ergebnisse aus der Korrelation aufgetragen. Die Graphen ergeben sich durch Einsetzen eines konstanten Mittelwerts aller Datensätze je Oberflächentemperatur der kinematischen Viskosität und Variation der Eingangs-Reynoldszahl. Die gestrichelte Linie ergibt sich aus der Mittelung der Viskosität aller Experimente bzw. Oberflächentemperaturen.

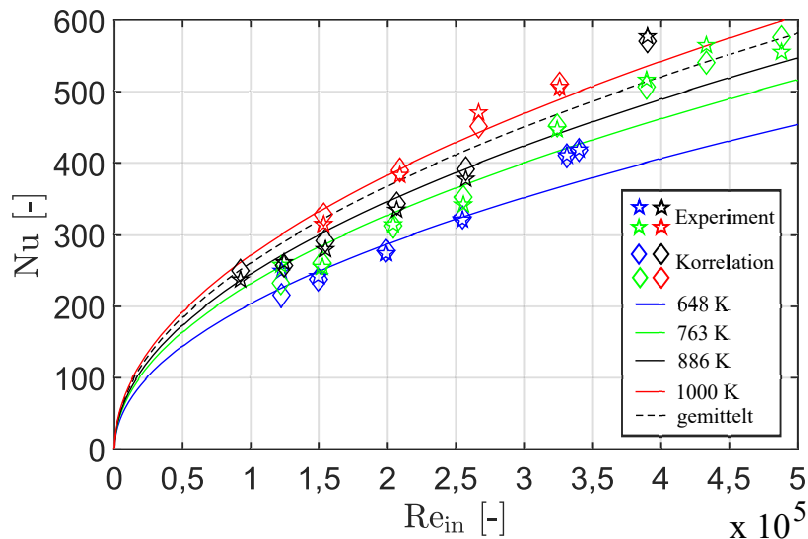


Abbildung 6.1.: Vergleich der experimentellen Daten mit der Auswertung der Nusseltkorrelation.

Der Vergleich zeigt deutlich, dass die Korrelation die experimentellen Daten sehr gut abbildet. Der durchschnittliche Fehler aller Werte liegt bei 1,88 % und der maximale Fehler bei 11,17 %. Hierzu muss man erwähnen, dass beim Vergleich mit den experimentellen Daten der Fehler bei kleinen Reynoldszahlen, aufgrund des größeren Messfehlers, größer ist, als der bei großen Reynoldszahlen (siehe Kapitel 3.1.3). Die Korrelation wurde deshalb so berechnet, dass die Ergebnisse bei hohen Reynoldszahlen mehr gewichtet werden. Der Gültigkeitsbereich gilt für eine Reynoldszahl am Eingang des Kanals von $Re = 0,9$ bis $5 \cdot 10^5$. Weitere Grenzen für die in der Korrelation vorkommenden Größen sind in Anhang G.1 zu finden. Für eine Erweiterung des Bereichs müssen weitere Experimente oder numerische Simulationen durchgeführt werden. Da die Übereinstimmung der numerischen Ergebnisse mit den experimentellen Daten sehr gut ist, auch für extrapolierte Werte (siehe Kapitel 4.6), ist die Validierung der Korrelation für einen erweiterten Gültigkeitsbereich mit der numerischen Simulation möglich. Dies ermöglicht es, Zeit und Kosten zu sparen.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Anwendung einer gekoppelten, numerischen Thermal-Fluid-Analyse zum Wärmeübergangsproblem an einem TMF-Panel mittels experimenteller Daten validiert. Der Vergleich zum experimentellen Aufbau zeigt, dass sowohl die Abweichungen der Temperaturverteilung in der Struktur, als auch im Fluid innerhalb der Messfehler aus dem Experiment liegen. Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation liegt somit vor und die Simulation kann als geeignet und validiert betrachtet werden.

Ziel der Simulation war es auch, mit den numerischen Daten den notwendigen Massenstrom für verschiedene Kombinationen von Wärmestrom und Oberflächentemperatur, für die keine experimentelle Daten vorliegen, vorherzusagen. Mit den bereits vorhandenen experimentellen Daten können weitere Betriebspunkte interpoliert bzw. extrapoliert werden. Für die Oberflächentemperatur von $T_S = 886 \text{ K}$ wurden interpolierte Daten berechnet und diese in der numerischen Simulation als Randbedingung vorgegeben. Das Ergebnis liegt innerhalb der Standardabweichung und hat gezeigt, dass weitere Kombinationen aus Wärmestrom und Oberflächentemperatur simulativ vorhersagbar sind und der Datenbereich somit numerisch erweitert werden kann.

Eine Sensitivitätsanalyse hat gezeigt, dass die Wärmestromdichte und die Eintrittstemperatur des Fluids den größten Einfluss auf die Ergebnisse haben. Daher ist sinnvoll, diese Größen so genau wie möglich als Randbedingungen in der numerischen Simulation vorzugeben.

Zusätzlich konnte aufgrund einer Vielzahl an experimentellen Daten eine Nusseltkorrelation für einen mit überkritischem Stickstoff durchströmten rechteckigen Kühlkanal hergeleitet werden. Dies ermöglicht es, innerhalb des Gültigkeitsbereichs, den Wärmeübergang an der Kanalwand analytisch zu berechnen. Durch Verwendung des Levenberg-Marquardt-Algorithmus konnte das Optimum der Korrelation für alle Messwerte berechnet werden, wodurch die Abweichung zu den experimentellen Daten sehr gering ist.

8. Ausblick

In diesem Kapitel sollen sinnvolle Fortsetzungen an diese Arbeit vorgestellt werden. Da mit der Vorstudie nur ein Teil der vorkommenden Betriebspunkte des Triebwerks untersucht wurde, ist es wichtig, weitere Zustände zu untersuchen. Zudem wird eine Lösung für eine bessere Übereinstimmung der Energiebilanz vorgestellt.

Weitere Betriebspunkte simulieren

In Kapitel 4.6 sind erste Untersuchungen vorgenommen worden, inwieweit die Fluid-Thermal-Analyse weitere Betriebspunkte vorhersagen kann. Da die Übereinstimmung sehr gut ist, können weitere Betriebspunkte simulieren werden. Besonders für extrapolierte Werte ist dies sinnvoll, da diese stärker fehlerbehaftet sind als interpoliert Werte. Da der Aufbau der Simulation unverändert bleibt und sich lediglich die Randbedingungen ändern, ist dies mit wenig Zeitaufwand und Kosten verbunden.

Verbesserung der Energiebilanz

Die Vernachlässigung des Stickstoff-Zuleitungssystems bei der Geometrieerstellung des TMF-Panels bringt zwar den Vorteil mit sich, dass die Komplexität und Element- und Knotenanzahl abnimmt, jedoch erschwert es auch die Bestimmung der Verluste, wie in Kapitel 2.8 beschrieben. Außerdem ergeben sich bei der Betrachtung der Energiebilanz größere Abweichungen, die primär durch die ungenaue Eintrittstemperatur des Fluids entsteht. Das numerische Lösen des Panels mit Rohrsystem ermöglicht es, die Wärmeleitung in das Rohrsystem zu berechnen und die Temperatur der Strömung am Eingang des TMF-Panels exakt vorzugeben. Um die Wärmeleitung vom Panel in das Rohrsystem aus der Simulation zu validieren, müssen weitere Experimente durchgeführt werden, die den Wärmeübergang messen.

Erweiterung des Gültigkeitsbereichs der Nusseltkorrelation

Die Herleitung der Korrelation in Kapitel 6 erfolgte mit Hilfe der experimentellen Daten. Das bedeutet, dass der Gültigkeitsbereich auch durch diese begrenzt wird. Jedoch variieren die physikalischen Eigenschaften in der Praxis sehr stark. Deshalb ist es sinnvoll die Korrelation für weitere Anwendungen zu überprüfen. Die Ergebnisse weiterer Betriebspunkte können hierfür genutzt werden. Die Erweiterung durch Verwendung verschiedener Fluide und Materialien würde eine weitere Erweiterung darstellen. Inwieweit die Erweiterung sinnvoll ist, würden die Untersuchung zeigen.

Literaturverzeichnis

- [1] Richard Webb and KAR Enterprises. Is it worth it? the economics of reusable space transportation. In *ICEAA 2016 International Training Symposium, Bristol, UK*, pages 1–19, 2016. 1
- [2] RJ Quentmeyer. Experimental fatigue life investigation of cylindrical thrust chambers. In *13th Propulsion Conference*, page 893, 1977. 1
- [3] M Papadrakakis, V Papadopoulos, G Stefanou, and V Plevris. Modelling thermal barrier coatings and their influence on the lifetime of rocket engine nozzle structures. VII, 2
- [4] Heinz Herwig. Konvektive Wärmeübertragung (convective heat transfer). In *Wärmeübertragung AZ*, pages 127–132. Springer, 2000. 4, 5, 6, 8
- [5] Günter P Merker and Christian Eiglmeier. *Fluid-und Wärmetransport Wärmeübertragung*. Springer-Verlag, 2013. 5
- [6] OC Jones Jr. An improvement in the calculation of turbulent friction in rectangular ducts. 1976. 6
- [7] FW Dittus and LMK Boelter. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *International communications in heat and mass transfer*, 12(1):3–22, 1985. 7, 34
- [8] HC Perkins and P Worsoe-Schmidt. Turbulent heat and momentum transfer for gases in a circular tube at wall to bulk temperature ratios to seven. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8(7):1011–1031, 1965. 7
- [9] JR McCarthy and H Wolf. Forced convection heat transfer to gaseous hydrogen at high heat flux and high pressure in a smooth, round, electrically heated tube. *ARS Journal*, 30(4):423–425, 1960. 7
- [10] HL Hess and HR Kunz. A study of forced convection heat transfer to supercritical hydrogen. 1965. 7, 34
- [11] WS Miller, JD Seader, and DM Trebes. Forced convection heat transfer to liquid hydrogen at supercritical pressures. *Pure and Applied Cryogenics*, 4:173–191, 1965. 7, 34

-
- [12] Pascal H Kringe, Jörg R Riccius, Evgeny Zametaev, Michael Oschwald, Andreas Gernoth, Sebastian Soller, Marcus Lehmann, and Stefanie Reese. Dependency of inner liner surface temperature on coolant mass flow rate and heat flux in rocket combustion chambers. 8, 23, 33
- [13] Peter Von Böckh and Thomas Wetzel. Wärmeübertragung. *with English translation, dated*, pages 1–312, 2014. 10
- [14] Heinz Herwig. *Wärmeübertragung AZ: systematische und ausführliche Erläuterungen wichtiger Größen und Konzepte*. Springer-Verlag, 2013. 11
- [15] Hermann Schlichting and Klaus Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag, 2006. 12
- [16] Günter P Merker. Grenzschichtströmung. In *Konvektive Wärmeübertragung*, pages 84–100. Springer, 1987. 12
- [17] Issam Mudawar. Assessment of high-heat-flux thermal management schemes. *IEEE transactions on components and packaging technologies*, 24(2):122–141, 2001. VII, 14, 15
- [18] F. M. White. *Fluid Mechanics 8 Ed*. McGraw-Hill, 2016. 14, 19
- [19] N Darcy. Recherches experimentales relatives au mouvement de l’eau dans des tuyaux. *Mem. savants etrangers Acad. Sci. Inst. Fr.*, 15:141, 1858. 16
- [20] Alexander Steinbach. *Numerische Untersuchung des Einflusses der relativen Sandrauigkeit auf den Reibungswert in Kühlkanälen von konvektiv gekühlten Flüssigtreibstoff-Raketentriebwerken*. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2011. 16
- [21] Johann Nikuradse et al. Laws of flow in rough pipes. 1950. VII, 16, 17, 18
- [22] Beverley J. Mckeon, Jun-de Li, W Jiang, Jonathan F. Morrison, and Alexander J. Smits. Further observations on the mean velocity distribution in fully developed pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 501:135–147, 2004. 16
- [23] CF Colebrook. Turbulent flow in pipes with particular reference to the transition region below smooth and rough pipe laws. *Journal, ICE*, pages 1938–1939, 1938. 18
- [24] RALPH L Webb. Toward a common understanding of the performance and selection of roughness for forced convection. *Studies in Heat Transfer: A Festschrift for ERG Eckert*, pages 257–272, 1979. 18

-
- [25] RL Webb and ERG Eckert. Application of rough surfaces to heat exchanger design. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(9):1647–1658, 1972. 19
- [26] Mark V Zagarola and Alexander J Smits. Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 373:33–79, 1998. 19
- [27] ANSYS CFX-Solver. Theory guide. *Release 11*, 2006. 19, 41, 42, 50, 51
- [28] Joel H Ferziger, Milovan Perić, and Robert L Street. *Numerische Strömungsmechanik*, volume 1. Springer, 2008. 20
- [29] Clemens Schaefer. 26. Die van der Waalssche Zustandsgleichung für reale Gase; Anwendung des ersten Hauptsatzes auf ein reales Gas. In *Theorie der Wärme, Molekular-kinetische Theorie der Materie*, pages 108–117. De Gruyter, 1921. 21
- [30] Lawrence C Hoagland. *Fully developed turbulent flow in straight rectangular ducts: secondary flow, its cause and effect on the primary flow*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1962. VII, 22
- [31] E Brundrett and WD Baines. The production and diffusion of vorticity in duct flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 19(3):375–394, 1964. 22
- [32] Inc ANSYS. Ansys® academic research. *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide*, 15317:448–451, 2013. 23
- [33] Jörg Riccius, Andreas Gernoth, Elena Suslova, Christian Böhm, Evgeny Zametaev, Oskar Haidn, Ludwig Brummer, Bernd Mewes, Oliver Knab, Michael Terhardt, et al. Tmf: Laser application for a close-to-reality simulation of thermo-mechanical fatigue processes in rocket engines. In *2nd European Conference for Aero-Space Sciences (EUCASS)*, 2007. 23
- [34] Andreas Gernoth, Dirk Greuel, and Stefan Schleichriem. Experimental validation of numerical simulations of flows in cooling channels of liquid rocket engines. 2011. 27, 38
- [35] M Oswald, D Suslov, and A Woschnak. Temperature dependence of material properties and its influence on the thermal distribution in regeneratively cooled combustion chamber walls. 2005. 27
- [36] AE Carden, DG Harman, and EA Franco-Ferreira. Thermal fatigue analysis of a cryogenically cooled rocket nozzle. Technical report, Oak Ridge National Lab., Tenn., 1967. 28

-
- [37] Joerg R Riccius, Wissam Bouajila, and Evgeny B Zametaev. Comparison of finite element analysis and experimental results of a combustion chamber type tmf panel test. In *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, page 3846. 2013. 28, 31, 59
- [38] Andreas Gernoth. *Untersuchung der Turbulenzmodellierung von rauen Rechteckkanalströmungen mit Berücksichtigung der Oberflächenverformung im Hinblick auf die Anwendung in Raketentriebwerken*. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2013. 28, 31
- [39] Andreas Gernoth, Joerg Riccius, and Stefan Schlechtriem. Optical heating, thermography and deformation measurement of nozzle wall structures. In *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, page 1264, 2011. 29
- [40] Detlef Kuhl, Jorg Riccius, and Oskar J Haidn. Thermomechanical analysis and optimization of cryogenic liquid rocket engines. *Journal of Propulsion and Power*, 18(4):835–846, 2002. 29
- [41] Ray Gordan Thiede, JR Riccius, and S Reese. Life prediction of rocket combustion-chamber-type thermomechanical fatigue panels. *Journal of Propulsion and Power*, 33(6):1529–1542, 2017. 31, 38
- [42] Berz E. and Weltner K. *Mathematik für Physiker*, Bd. 2. 33
- [43] Peter Kohnke. *Ansys mechanical apdl theory reference*. Canonsburg, PA, USA: ANSYS Inc, 2013. 40
- [44] Philip Bleys, J-P Kruth, Bert Lauwers, Benny Schacht, Vimalan Balasubramanian, Ludo Froyen, and Jan Van Humbeeck. Surface and sub-surface quality of steel after edm. *Advanced engineering materials*, 8(1-2):15–25, 2006. 41
- [45] Patrick J Roache, Kirti N Ghia, and Frank M White. Editorial policy statement on the control of numerical accuracy, 1986. 42
- [46] M Rakowitz. Grid refinement study with a uhca wing-body configuration using richardson extrapolation and grid convergence index gci. In *New results in numerical and experimental fluid mechanics III*, pages 297–303. Springer, 2002. 43
- [47] ANSYS. *Ansys mechanical apdl thermal analysis guide*. Release 15.0, 2013. 48
- [48] Thomas Adams, Christopher Grant, and Heather Watson. A simple algorithm to relate measured surface roughness to equivalent sand-grain roughness. *International Journal of Mechanical Engineering and Mechatronics*, 1(2):66–71, 2012. 49

-
- [49] ANSYS. Co-simulation convergence. *Release 2020 R2*, 2020. 50
- [50] Sebastian Weintritt. *Modellierung und Durchführung gekoppelter Strömungs- und Strukturberechnungen (FSI) von TMF-Panel-Experimenten mit zyklischer Laserbelastung*. PhD thesis, Universität Paderborn, 2017. 52
- [51] Peter Schierbock and Dieter Weckerle. *Erodiertechnik: senkerodieren, schneidrodieren; Lehr- und Aufgabenbuch*. Soester Fachbuchverl., 2012. 64
- [52] Kenneth Levenberg. A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. *Quarterly of applied mathematics*, 2(2):164–168, 1944. 67
- [53] Donald W Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2):431–441, 1963. 67

A. Materialdaten Stickstoff

Tabelle A.1.: Randbedingungen zur Erstellung der Realgastabelle.

Parameter	Bereich	Stützstellen
T	100 - 2100 K	801
p	40 - 75 bar	801
T_k	64 - 125 K	2

Tabelle A.2.: Materialdaten Stickstoff

T [K]	ρ [kg/m ³]	η [m ² /s]	c_p [KJ/(kg K)]	λ [W/(m K)]	Pr
273,15	1,2506	1,346E-9	1,041	0,024	0,7158
163,5	159,74	8,816E-8	1,992	0,024	1,165

B. Kanalvermessung

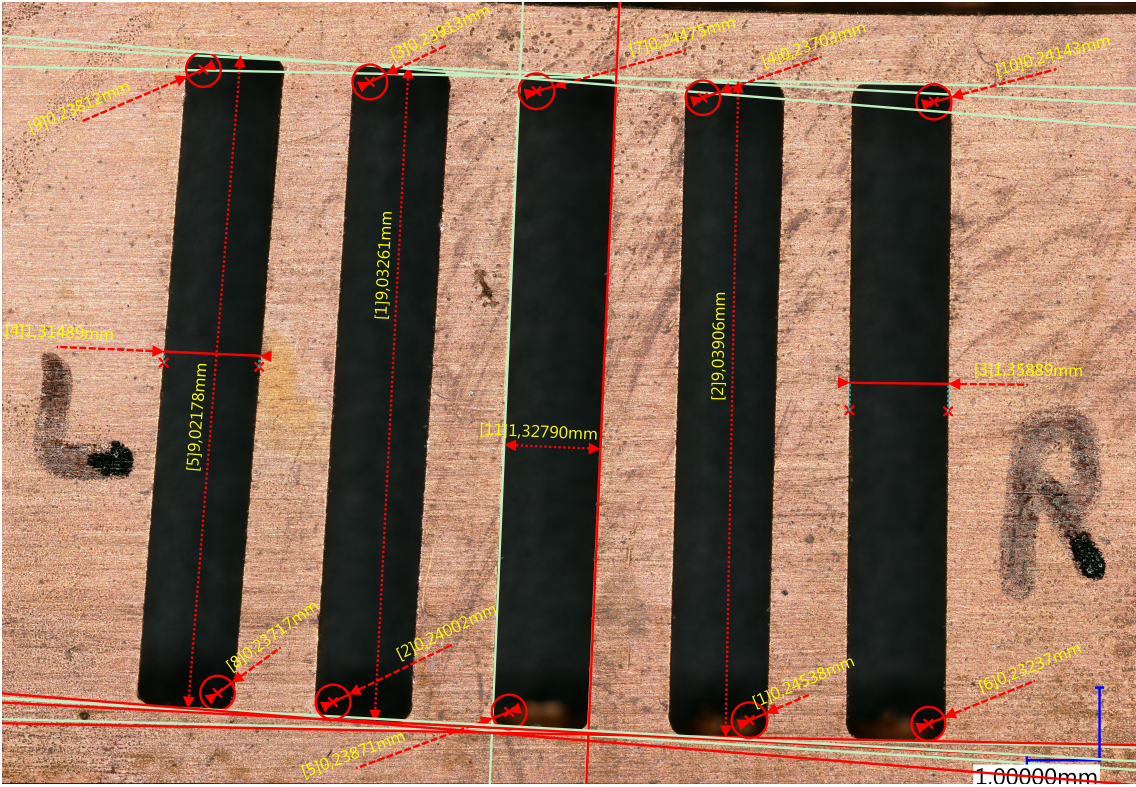


Abbildung B.1.: Kanalvermessung mittels eines digitalen Mikroskops.

C. Schematische Darstellung der gekoppelten Simulation

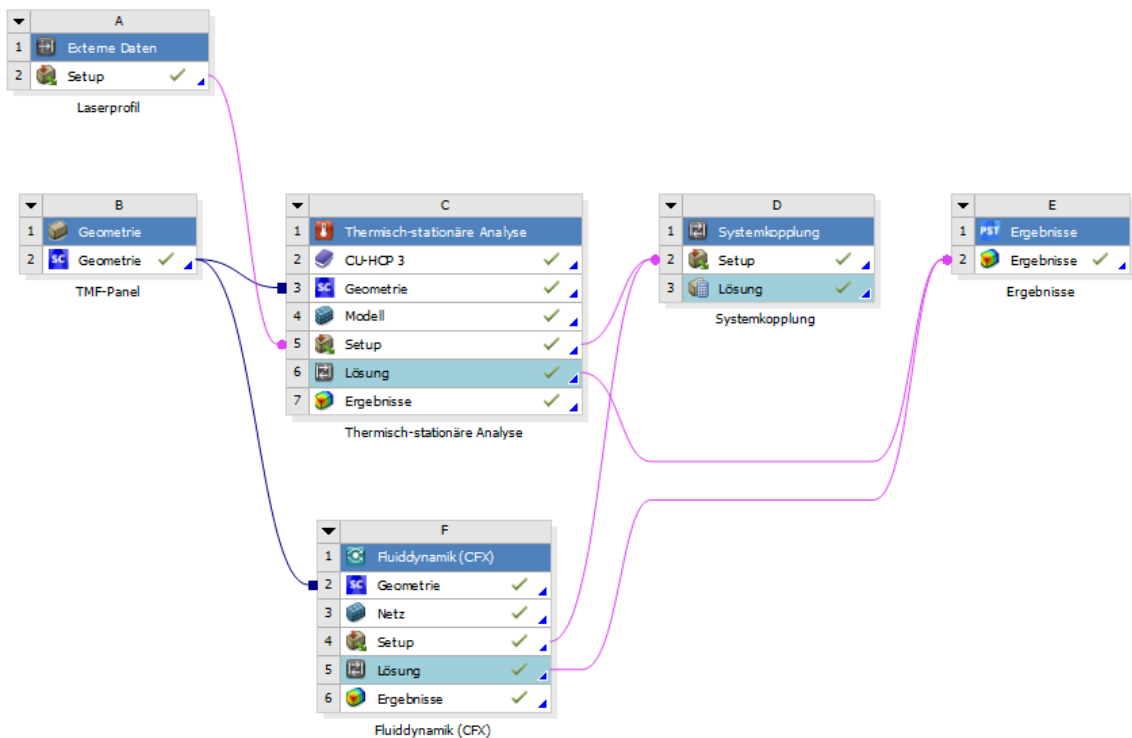


Abbildung C.1.: Schematische Darstellung der 2-Wege-Datenübertragung in ANSYS.

D. Konvergenzstudie

Bei einer gekoppelten Simulation ist es umso wichtiger die verschiedenen Konvergenzverhalten der einzelnen Analysen als auch der Kopplungsanalyse zu verstehen. Wie in Kapitel 4.4.3 erwähnt ist die Steuerung der Lösung über die Konvergenztoleranz sinnvoller, als über die Kopplungsiterationen. Dies bestätigt Abbildung D.1, in der beispielhaft der Konvergenzverlauf für ein Experiment mit der Oberflächentemperatur von 1000 K aufgezeigt ist. Man erkennt, dass 50 gekoppelte Iterationen notwendig sind, um die Konvergenztoleranz zu erreichen.

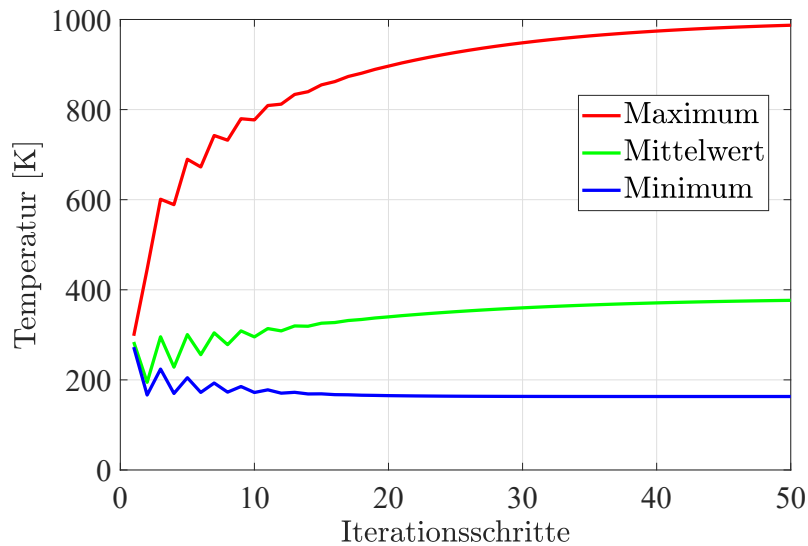


Abbildung D.1.: Konvergenzstudie am Beispiel des Experiments 34 mit einer Oberflächentemperatur von $T_S = 1000$ K

E. Auswertung der gekoppelten Fluid-Thermal Analyse

In Tabelle E.1 sind die Ergebnisse der numerischen Simulation aufgelistet. Dabei sind die Randbedingungen \dot{q} , \dot{m} und $T_{4,E}$ mit ihren Abweichungen angegeben.

Tabelle E.1.: Auswertung der numerischen Ergebnisse.

\dot{q} [MW/m ²]	\dot{m} [g/s]	T_S [K]	$T_{4,E}$ [K]	$T_{4,A}$ [K]	Δp [mbar]
24,64± 2,20	25,51± 0,03	987,24	163,25± 1,5	191,12	196,40
22,18± 1,98	19,77± 0,02	970,34	161,91± 1,5	195,658	127,60
19,44± 1,74	12,41± 0,01	973,44	163,02± 1,5	207,40	55,00
24,39± 2,42	32,47± 0,03	873,88	161,90± 1,5	184,44	307,21
20,39± 2,02	20,13± 0,02	883,68	164,31± 1,5	192,64	128,26
17,49± 1,74	12,09± 0,01	840,98	164,05± 1,5	197,27	49,44
4,64± 2,59	47,19± 0,05	776,07	159,45± 1,5	177,75	631,30
19,61± 2,06	25,28± 0,03	766,86	161,31± 1,5	183,28	179,65
15,08± 1,58	12,28± 0,01	735,5	161,93± 1,5	193,02	49,47
11,95±1,61	9,29± 0,01	694,24	164,83± 1,5	179,13	396,02
19,83± 2,67	37,59± 0,04	674,77	162,35± 1,5	180,72	184,34
17,15± 2,31	25,54± 0,03	638,68	174,13± 1,5	191,53	26,71

F. Sensitivitätsanalyse

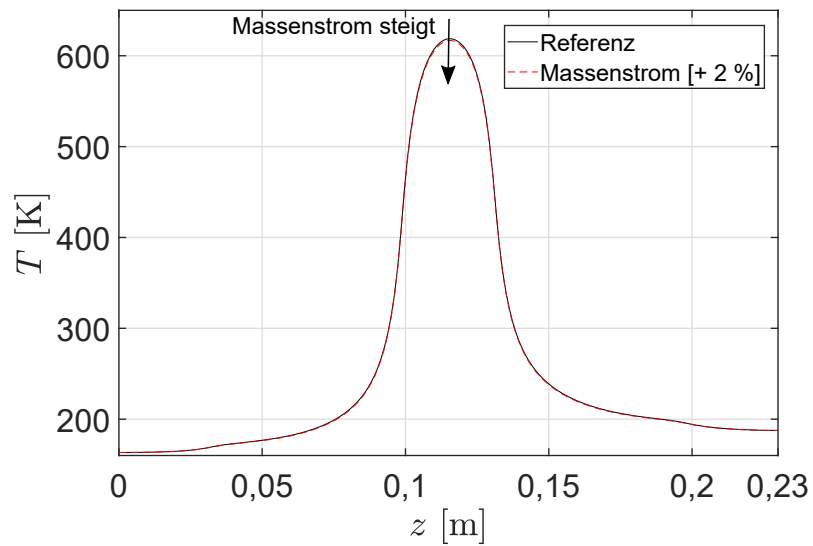


Abbildung F.1.: Verlauf der Wandtemperatur entlang des Kanals in der Mitte der oberen Kanalfläche.

G. Datensatz zur Bestimmung der Nusseltkorrelation

Tabelle G.1.: Datensatz zur Bestimmung der Nusseltkorrelation.

T [K]	$\text{Re}(T_b) \cdot 10^5$ [-]	$\text{Pr}(T_b)$ [-]	T_b [K]	T_w [K]	$\eta_b \cdot 10^{-4}$ [kg m/s]	$\eta_w \cdot 10^{-3}$ [kg m/s]	Nu [-]
648	2,606	1,037	176,436	656,274	9,371	9,6	320,465
648	2,029	1,008	179,129	682,848	9,775	10,4	273,967
648	1,523	0,978	183,847	709,739	10,0	10,8	241,259
648	1,252	0,954	187,998	722,134	11,0	11,0	248,927
648	3,376	1,066	171,818	557,809	9,20	7,7	410,256
648	3,454	1,048	173,661	555,935	9,375	7,6	418,372
763	2,610	1,051	174,327	582,630	9,274	8,0	341,797
763	2,071	1,007	178,944	594,784	9,814	8,3	313,543
763	1,558	1,007	179,706	629,131	9,744	9,0	254,560
763	1,234	0,953	186,785	641,537	11,0	9,4	257,478
763	4,962	1,148	164,428	451,583	8,635	5,6	555,476
763	4,372	1,057	171,252	458,180	9,416	5,7	565,006
763	3,949	1,071	170,809	468,861	9,205	5,8	515,885
763	3,299	1,076	171,057	484,511	9,102	6,1	446,985
886	2,625	1,069	171,704	504,291	9,162	6,5	378,221
886	2,102	1,034	175,107	523,108	9,530	6,9	334,428
886	1,578	1,021	177,719	543,858	9,603	7,1	279,732
886	1,268	0,994	180,050	557,979	10,0	7,6	261,229
886	9,432	0,986	183,038	489,450	10,0	5,8	236,562
886	3,952	1,090	168,748	400,479	9,068	4,5	577,504
1000	3,314	1,098	168,439	413,078	8,973	47	505,920
1000	2,688	1,029	174,132	427,400	9,715	5,1	470,901
1000	2,123	1,049	173,112	443,710	9,408	5,3	383,686
1000	1,560	1,034	175,361	460,413	9,519	5,5	314,025

H. Auswertung der Temperaturen

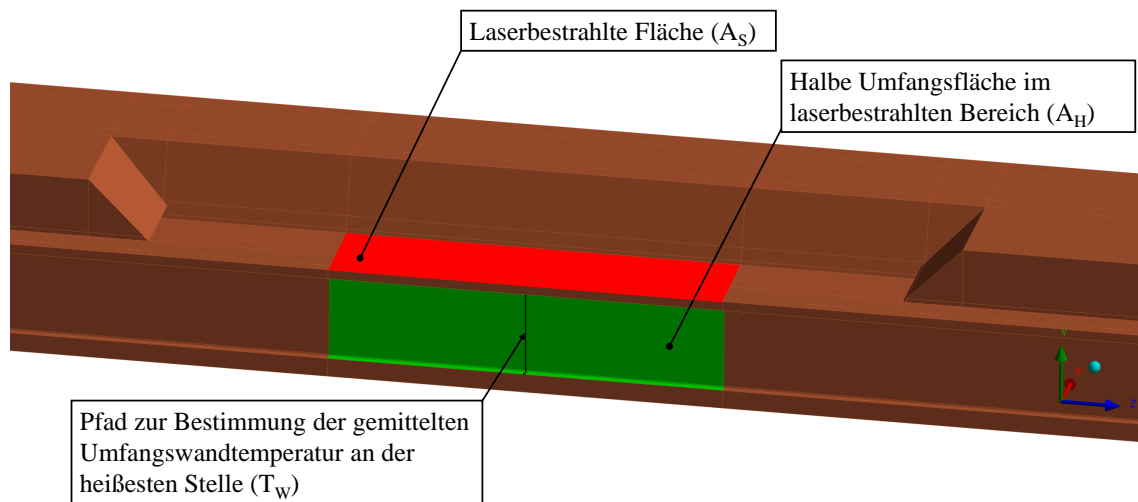


Abbildung H.1.: Darstellung der Auswertung der Wandtemperatur T_w , der Kanalfläche im laserbestrahlten Bereich A_h und der laserbestrahlten Fläche A_s .

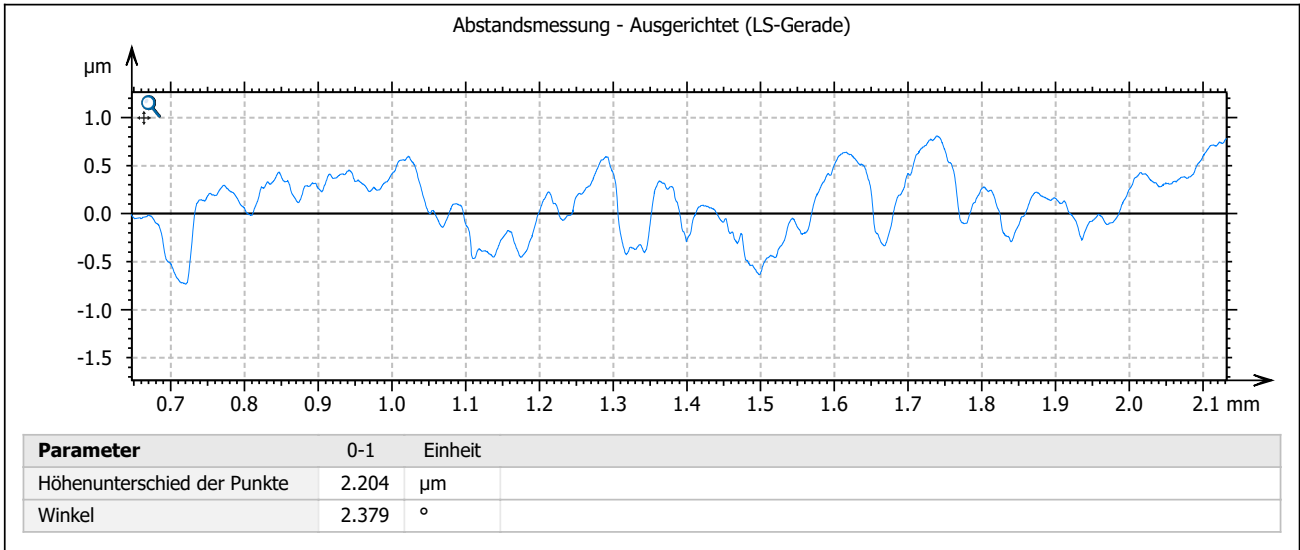
I. Rauigkeitsbestimmung

Tabelle I.1.: Auswertung der Rauigkeitsvermessung.

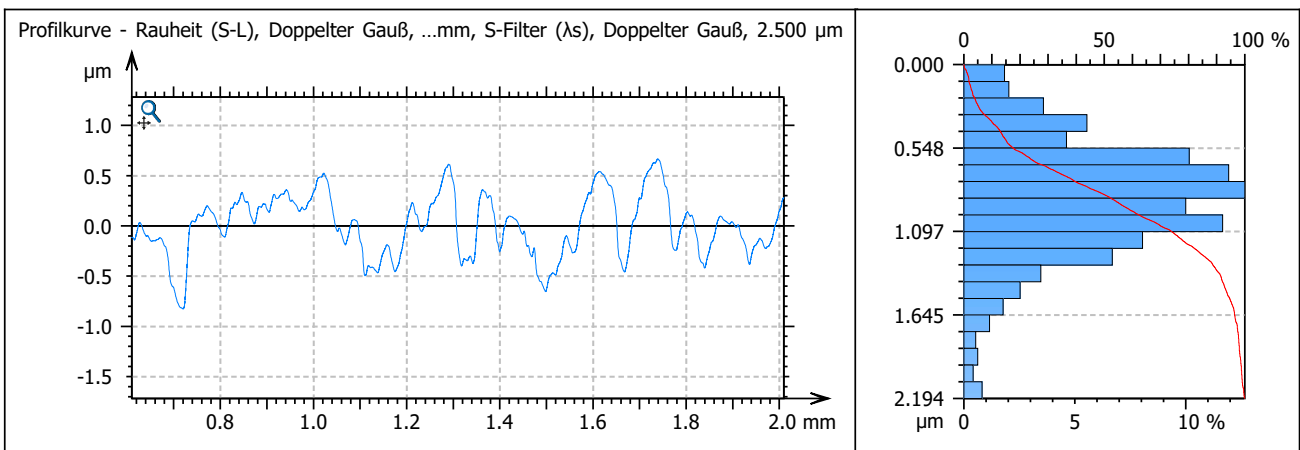
Messstelle	R_a [μm]	R_z [μm]	k_s [-]
H1 -F1	0,3030	1,7540	1,7154
H2 -F1	0,5320	2,8210	2,7589
H3-F1	0,3318	1,9650	1,9217
V1-F1	0,3328	1,9180	1,8758
V2-F1	0,532	2,8210	2,7589
V3-F1	0,3318	1,9650	1,9217
H1 -F2	0,2161	1,2410	1,2136
H2 -F2	0,3555	1,9150	1,8728
H3-F2	0,4861	1,9490	1,9061
V1-F2	0,2516	1,1380	1,1129
V2-F2	0,2524	1,5480	1,5139
V3-F2	0,2161	1,1690	1,1432
Mittelwert	0,3451	1,850	1,8100

Bestimmung der Rauigkeit der Kanaloberflächen des TMF-Panels

Horizontale Linie 1 - Fläche 1

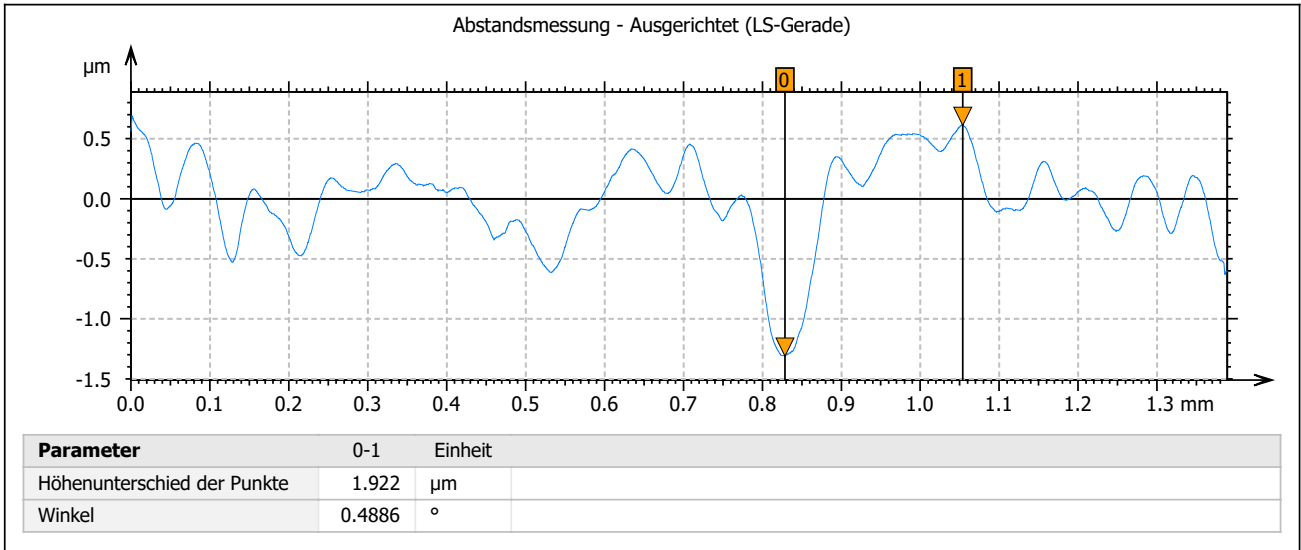


ISO 4287 - Rauheit (S-L)			Achse: X	
<i>F: [Analyseablauf] Ausgerichtet (LS-Gerade)</i>			Länge:	2.546 mm
<i>S-Filter (λs): Doppelter Gauß, 2.500 µm</i>			Größe:	6609 Punkte
<i>L-Filter (λc): Doppelter Gauß, 0.8000 mm</i>			Schrittabstand:	0.3853 µm
<i>Messstrecke: Alle λc (3)</i>			Achse: Z	
Amplituden-Parameter			Länge:	4.830 µm
Rz	1.754 µm	<i>Maximale Höhe des Rauheitsprofiles</i>	Min.:	5.980 µm
Ra	0.3030 µm	<i>Arithmetische Durchschnittsabweichung des Rauheitsprofiles</i>	Max:	10.81 µm
Rq	0.3799 µm	<i>Durschnittliche quadratische Abweichung (RMS) vom Rauhei...</i>	Größe:	4830000 Ziffern

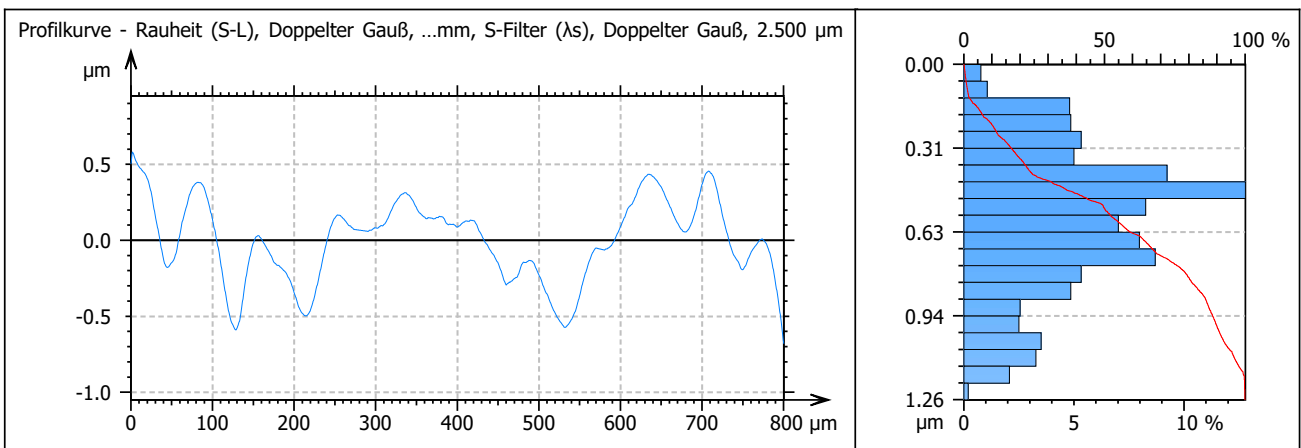


Bestimmung der Rauigkeit der Kanaloberflächen des TMF-Panels

Horizontale Linie 1 - Fläche 2



ISO 4287 - Rauheit (S-L)			Achse: X	
<i>F: [Analyseablauf] Ausgerichtet (LS-Gerade)</i>			Länge:	1.389 mm
<i>S-Filter (λs): Doppelter Gauß, 2.500 µm</i>			Größe:	3613 Punkte
<i>L-Filter (λc): Doppelter Gauß, 0.8000 mm</i>			Schrittabstand:	0.3845 µm
<i>Messstrecke: Alle λc (1)</i>			Achse: Z	
Amplituden-Parameter			Länge:	2.170 µm
Rz	1.241 µm	<i>Maximale Höhe des Rauheitsprofiles</i>	Min.:	5.990 µm
Ra	0.2161 µm	<i>Arithmetische Durchschnittsabweichung des Rauheitsprofiles</i>	Max:	8.160 µm
Rq	0.2648 µm	<i>Durschnittliche quadratische Abweichung (RMS) vom Rauhei...</i>	Größe:	2170000 Ziffern



J. Technische Zeichnungen

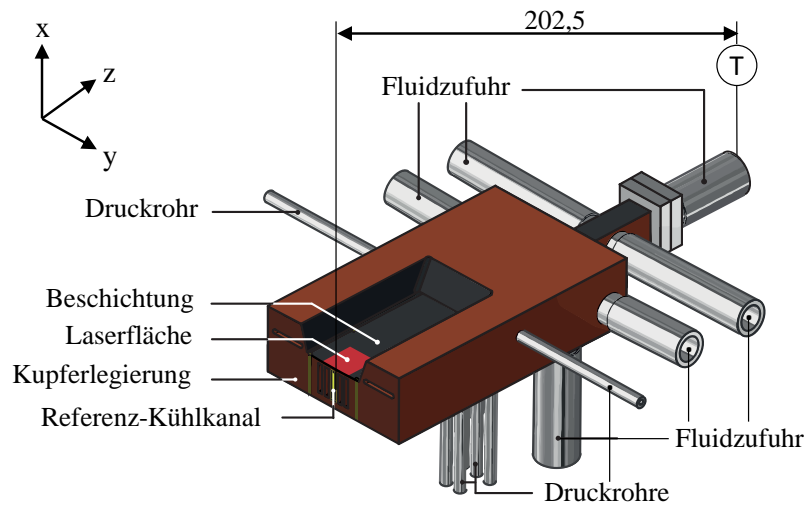


Abbildung J.1.: TMF-Panel mit den Anbindungen an das Stickstoff-Versorgungssystem.

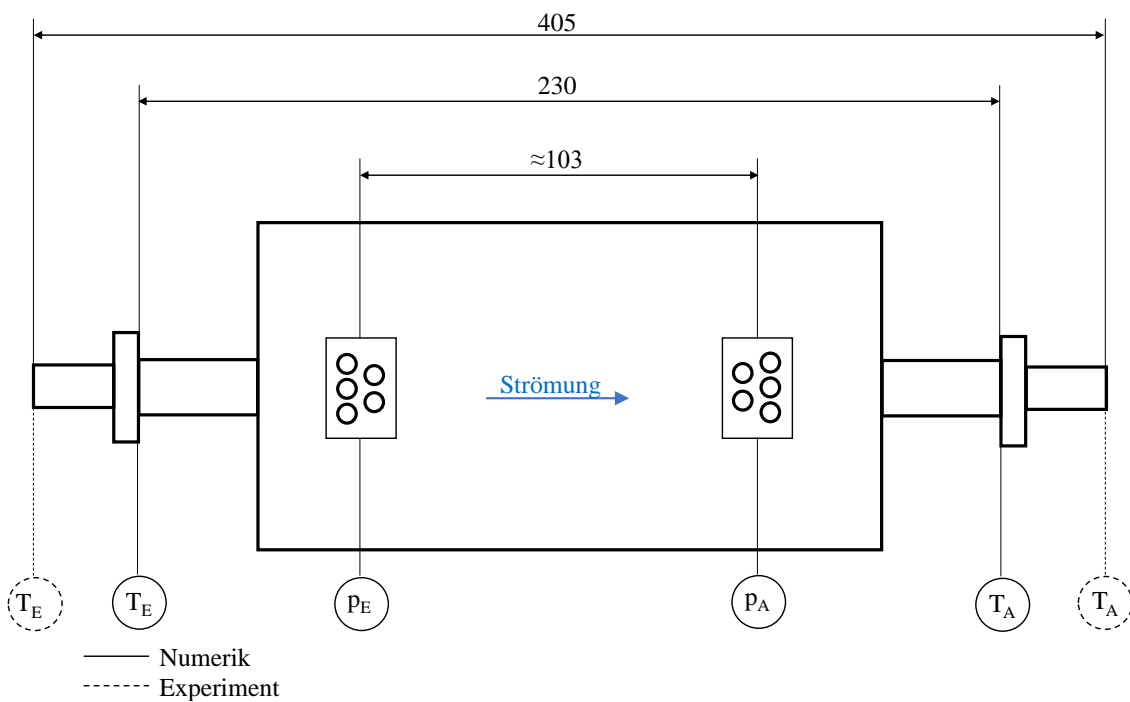
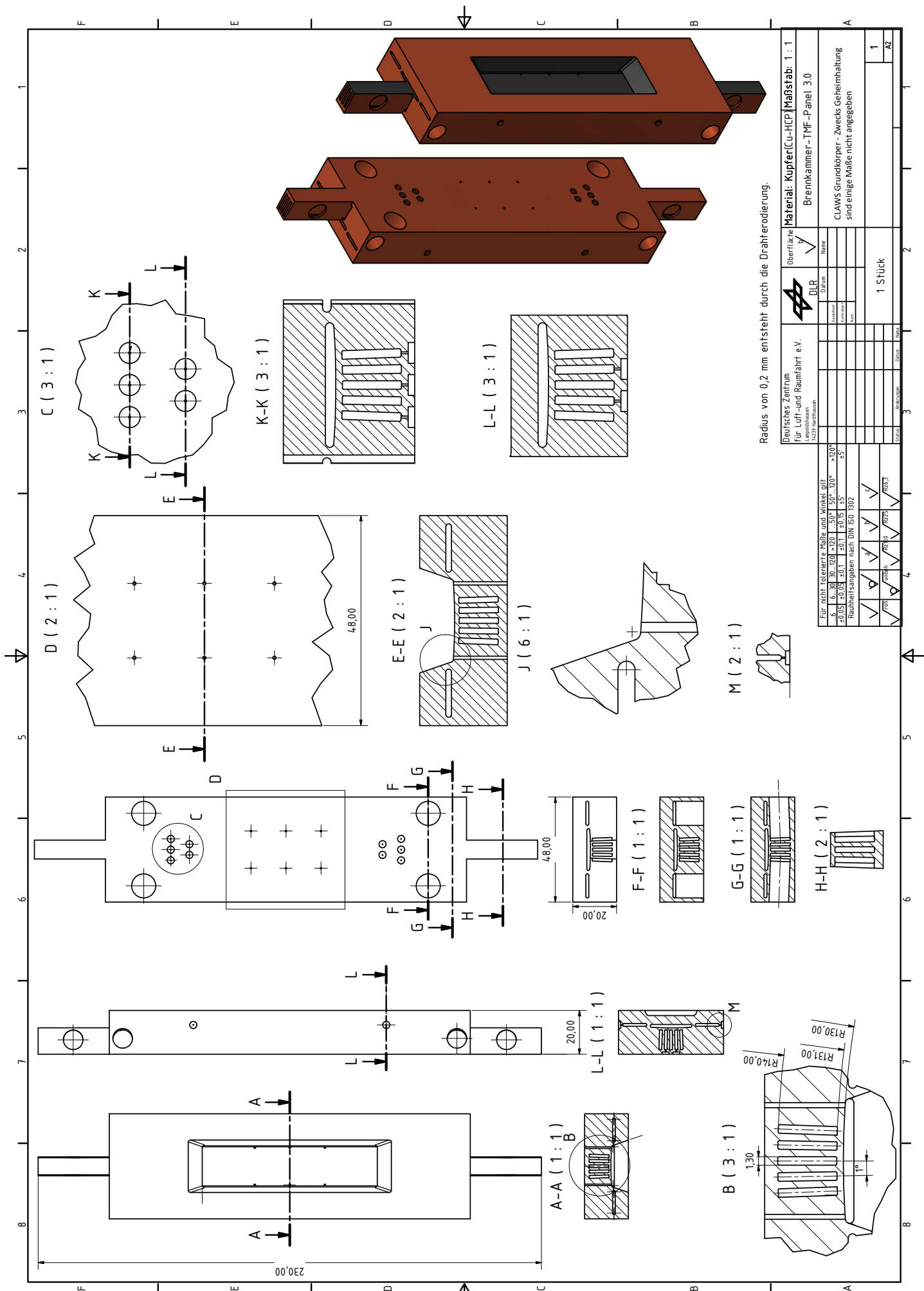


Abbildung J.2.: Schematische Skizze des TMF-Panels mit der Anbindung der Rohre.



Radius von 0,2 mm entsteht durch die Drahterodierung.

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.		DLR		Oberflächen Material: Kupfer[Cu-HCP] Maßstab: 1 : 1	
Lageplan		Name		Brennkammer-TMF-Panel 3.0	
Lageplan		Datei		CLAWS Grundkörper - Zwecks Geheimhaltung sind einige Maße nicht angegeben	
Lageplan		Datei		1 Stück	
Lageplan		Datei		AZ	
Lageplan		Datei		1	
Lageplan		Datei		AZ	