

SEMESTERARBEIT

Numerische Parameterstudie einer Konfiguration zur kombinierten Prall- und Effusionskühlung

Autor:

Lukas Johannes Hege

Matrikel-No:

03640964

Betreuer:

Dipl.-Ing. Kilian Förner
M.Sc. Michael Straßwald
Dr. Ing. Hagen Müller

30. Januar 2017

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst zu haben. Ich habe keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen verwendet.

Ort, Datum

Lukas Johannes Hege

Danksagung

Diese Arbeit wurde am Insitut für Thermodynamik an der Universität der Bundeswehr München in Kooperation mit der Professur für Thermofluiddynamik an der Technischen Universität München erstellt.

Zuerst möchte ich meinen Betreuern Hagen Müller und Michael Straußwald für die Unterstützung bei meiner Arbeit danken. Beide standen mir bei der Durchführung meiner Arbeit und allen auftretenden Fragen kompetent zur Seite. Ein großer Dank gilt auch Leonhard Schuhwerk für die gute Zusammenarbeit während der letzten Monate.

Ich möchte auch Prof. Pfitzner für die Möglichkeit danken, die Arbeit an seinem Lehrstuhl schreiben zu können. Ebenfalls gilt mein Dank Kilian Förner der die Arbeit seitens der Technischen Universität München betreut hat.

Kurzfassung

Bei neuen Generationen von Turbinen spielen Kühlsysteme eine immer größer werdende Rolle. Sie sorgen für eine Steigerung der Effizienz durch höhere Prozesstemperaturen. In dieser Arbeit wird eine kombinierte Prall- und Effusionskühlung betrachtet und die Einflussparameter untersucht. Durch die Kombination dieser zwei Kühlsysteme soll eine deutliche Steigerung der Kühleffizienz erreicht werden.

Die Semesterarbeit wird in Kooperation mit der Professur für Thermofluidynamik der TU München, vom Institut für Thermodynamik der Universität der Bundeswehr betreut. Sie beinhaltet eine numerische Parameterstudie mittels einer CFD-Simulation mit dem OpenSource Programm *OpenFOAM*.

Die numerischen Berechnungen sollen die experimentellen Untersuchungen zur kombinierten Prall- und Effusionskühlung unterstützen. Es soll der Einfluss der Parameter auf das Strömungsverhalten herausgestellt werden.

Zuerst wird hierzu ein parametrisches Rechengitter erstellt. Anschließend folgt die Parameterstudie, wobei der Bohrungsdurchmesser der Prallkühlung ($d_I = 6/7,5/9\text{mm}$) und der Abstand zwischen Prallkühlungs- und Effusionsplatte ($h = 12/20/28\text{mm}$) untersucht wird. Die Berechnungen erfolgen mit dem Turbulenzmodell $k - \omega - SST$ und einem Diskretisierungsverfahren erster Ordnung.

Die Parameterstudie stellte einen Einfluss des Bohrungsdurchmessers auf den Druckverlust über die Kühllkonfiguration heraus, wobei nahezu die komplette Änderung an der Prallkühlungsplatte verrichtet wird. Des weiteren wurden das Zuströmverhalten in die Effusionsbohrungen näher analysiert und eine ungleichmäßige Geschwindigkeits- und Massenflussverteilung in den Effusionsbohrungen festgestellt. Außerdem wird ein qualitativer Blick auf das Strömungsverhalten zwischen Prall- und Effusionsplatte geworfen und dabei die Veränderung der Wirbelstrukturen in Abhängigkeit der Parameter aufgezeigt.

Abstract

At the new generations of turbines, the role of cooling systems is going to be more important. They lead to an increase of efficiency through higher process temperatures. In this thesis we look at a combined impingement and effusion cooling system and investigate the influence of several geometrical parameters. Due to the combination of those two cooling systems, an increase of the cooling efficiency should be reached.

This thesis is written at the Institut for Thermodynamics at the university of the Bundeswehr Munich, in cooperation with the chair for thermofluiddynamic at the technical university of Munich. It contains a numerical parameter study using the CFD-simulation tool *OpenFOAM*. The numerical simulation should support the experimental investigation of a combined impingement/effusion cooling system. At first we build a parametrical mesh. After this, we make the parameter study where we consider a variation of the impingement holes ($d_I = 6/7, 5/9mm$) and the variation of the distance between the impingement and effusion plate ($h = 12/20/28mm$). For calculations we use the $k-\omega-SST$ turbulence model and a first order discretization method.

The parameter study shows the influence of the hole diameter on the pressure loss through the configuration and shows, that the whole change takes place at the impingement plate. Furthermore it shows the stream behavior into the effusion holes as well as the imbalanced velocity and mass flow field inside the effusion holes. Additionally it is given a qualitative view into the stream behavior between the impingement and effusion plate under regard of the vortex structure and dependency of different parameters.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Erhaltungsgleichungen	5
2.2	Turbulenzmodelle	6
2.3	OpenFoam	10
3	Netzgenerierung	11
3.1	Aufbau	11
3.1.1	Geometrie	12
3.1.2	Interpolationsebene	16
3.2	Bewertung	17
4	Numerisches Setup	19
4.1	Randbedingungen	20
4.2	Numerische Einstellungen	22
4.3	Thermodynamische Einstellungen	25
5	Ergebnisse	26
5.1	Allgemeine Erkenntnisse	26
5.2	Variation Prallkühlung-Bohrungsdurchmesser	28
5.3	Variation Plattenabstand	36
5.4	Kombination Bohrungsdurchmesser/Plattenabstand	41
6	Fazit und Ausblick	46
	Anlagen	48
	Literaturverzeichnis	59

Nomenklatur

Formelzeichen	Einheit	Kurzbezeichnung
ρ	$\frac{kg}{m^3}$	Dichte
h	$\frac{kg \cdot m^2}{s^2}$	Enthalpie
t	s	Zeit
u	$\frac{m}{s}$	Geschwindigkeit
x	m	Koordinate
y	m	Koordinate
f	N	Massenkraft pro Volumen
p	Pa	Druck
τ	$\frac{N}{m^2}$	Reynolds-Spannungstensor
μ	$\frac{kg}{m \cdot s}$	Viskosität
T	K	Temperatur
δ	-	Kronecker-Delta
β	$\frac{1}{K}$	Wärmeausdehnungskoeffizient
c_p	$\frac{J}{kg \cdot K}$	isobare spezifische Wärmekapazität
λ	$\frac{W}{m \cdot K}$	Wärmeleitfähigkeit
dM	kg	Massenelement
E_t	J	Gesamtenergie
\dot{Q}	W	Wärmestrom
\dot{W}	J	Arbeit
ϵ	$\frac{m^2}{s^3}$	Dissipation
k	$\frac{m^2}{s^2}$	turbulente kinetische Energie
μ_t	$\frac{kg}{m \cdot s}$	turbulente Viskosität
S	-	Dehnrate
ω	$\frac{1}{s}$	Dissipation pro Einheit turb. kin. Energie
σ	-	Näherungskoeffizient
C	-	Näherungskoeffizient
ν_t	$\frac{m^2}{s}$	turb. Wirbelviskosität
F	-	Mischungsfunktion
h	m	Plattenabstand
d_I	m	Prallbohrungsdurchmesser

R	$\frac{J}{mol \cdot K}$	Universelle Gaskonstante
A_s	-	Sutherland-Koeffizient
T_s	K	Sutherland-Temperatur

Abkürzungsverzeichnis

Abb.	Abbildung
Gl.	Gleichung
et al.	et alii
SST	Shear Stress Transport
CFD	Computational Fluid Dynamics
CHT	Conjugate Heat Transfer
FOAM	Field Operation And Manipulation
ca.	circa
z.B.	zum Beispiel
evt.	eventuell
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
LES	Large Eddy Simulation

Abbildungsverzeichnis

1.1	Versuchsaufbau zur Untersuchung einer kombinierten Prall- und Effusionskühlung	2
3.1	Hauptabmessungen einer Symmetriehälfte des betrachteten Windkanalmodells	12
3.2	Bohrungsanordnung der Prallkühlungs- und Effusionsplatte	13
3.3	Iso-Ansicht des unteren Teils mit rot hervorgehobenen Interpolationsebenen . .	14
3.4	Anordnung der Eckpunkte und Blöcke, exemplarisch Anwendbar auf alle Ebenen	15
3.5	Vernetztes <i>O-Grid</i>	16
3.6	Kritischer Bereich an der Interpolationsebene des oberen und unteren Gitters . .	18
4.1	Flächenbezeichnung der Randbedingungen am gesamten Modell	19
4.2	Grenzschichtprofil am Einlass des Windkanals	20
4.3	Transienz eines Probenpunktes in Plenum 2 betrachtet über die Anzahl der Iterationen	23
4.4	Residuenverlauf für die Konfiguration $d_I = 6\text{mm}$, $h = 20\text{mm}$	24
5.1	Geschwindigkeitsvektoren einer Ebene direkt unter der Effusionsplatte für die Konfiguration $d_I = 6\text{mm}$, $h = 20\text{mm}$	27
5.2	Strömungslinien im Bereich der Zuströmung in die Effusionsbohrungen	28
5.3	Druckverhältnisse dargestellt über den Prallkühlungs-Bohrungsdurchmesser . .	29
5.4	Strömungsverlauf in der Y-Z-Ebene durch die Prallkühlungsbohrung für $d_I = 6\text{mm}$ und $h = 20\text{mm}$	30
5.5	Strömungsverlauf in der Y-Z-Ebene durch die Prallkühlungsbohrung für $d_I = 7,5\text{mm}$ und $h = 20\text{mm}$	31
5.6	Strömungsverlauf in der Y-Z-Ebene durch die Prallkühlungsbohrung für $d_I = 9\text{mm}$ und $h = 20\text{mm}$	32
5.7	Bezeichnung der Effusionsbohrungen	33
5.9	Strömungslinien der Schnittebene mit Normalenvektor in X-Richtung mit $d_I = 6\text{mm}$ und $h = 12\text{mm}$	37
5.10	Strömungslinien der Schnittebene mit Normalenvektor in X-Richtung mit $d_I = 6\text{mm}$ und $h = 20\text{mm}$	38
5.11	Strömungslinien der Schnittebene mit Normalenvektor in X-Richtung mit $d_I = 6\text{mm}$ und $h = 28\text{mm}$	38

5.13 Temperaturprofil nach Auslass aus den Effusionsbohrungen in Plenum 3 mit $d_I = 9\text{mm}$ und $h = 12\text{mm}$	42
5.14 Temperaturprofil nach Auslass aus den Effusionsbohrungen in Plenum 3 mit $d_I = 4,5\text{mm}$ und $h = 28\text{mm}$	42
5.15 Stromlinienverlauf aus den Effusionsbohrungen mit $d_I = 9\text{mm}$ und $h = 12\text{mm}$.	43
5.16 Stromlinienverlauf aus den Effusionsbohrungen mit $d_I = 4,5\text{mm}$ und $h = 28\text{mm}$	43
5.17 Darstellung der Wirbelkerns mit dem Lambda2 Kriterium nach Austritt aus den Effusionsbohrungen in Plenum 3 bei der Konfiguration $d_I = 9\text{mm}$ und $h = 12\text{mm}$	44
5.18 Darstellung der Wirbelkerns mit dem Lambda2 Kriterium nach Austritt aus den Effusionsbohrungen in Plenum 3 bei der Konfiguration $d_I = 4,5\text{mm}$ und $h = 28\text{mm}$	45

Tabellenverzeichnis

3.1	Betrachtete Gitterauflösungen der Gitterstudie mit $d_I = 6mm$ und $h = 20mm$. .	17
4.1	Randbedingungen T, p, U	21
4.2	Randbedingungen k, ω	22
5.1	Massengewichteter Durchschnitt der Drücke in [Pa]	28
5.2	Massenstrom [kg/s] durch die einzelnen Effusionsbohrungen bei konstantem Plattenabstand ($h = 20mm$)	34
5.3	Druckverhältnisse der massengewichteten Drücke bei konstantem Bohrungs- durchmesser ($d_I = 6mm$)	36
5.4	Massenstrom [kg/s] durch die einzelnen Effusionsbohrungen bei konstantem Bohrungsdurchmesser ($d_I = 6mm$)	41

1 Einleitung

Gasturbinen finden weite Einsatzbereiche und große Beliebtheit in vielen Anwendungsgebieten, wie z.B. Flugtriebwerke oder große Hochleistungsgasturbinen für Kraftwerke. Doch vor allem in der Luftfahrtindustrie gibt es Forderungen zur Minderung des Verbrauchs und der Emission von Stickoxiden und anderen Schadstoffen. Mehr Leistung, weniger Verbrauch. Das ist das große Ziel.

Die Effizienz solcher Turbinen kann durch die Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur gesteigert werden. Doch mit der Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur treten zunehmend auch Probleme bei der Materialbeständigkeit auf. Ziel vieler Forschungsthemen ist es, Materialien mit Beständigkeit bei hohen Temperaturen zu entwickeln. Ein anderer Ansatz besteht darin, die Kühlleistung zu verbessern. Das ist der Ansatz, mit dem sich diese Arbeit beschäftigt.

Die Möglichkeiten der Kühlung einer Turbine sind vielseitig. Es kann der Werkstoff selbst gekühlt werden oder durch einen Kühlfilm von der heißen Strömung isoliert werden. Man unterscheidet zwischen drei generellen Kühlmethoden: konvektive Kühlung, Prallkühlung und Filmkühlung [18]. Ein weiteres Konzept zur Verbesserung der Kühleffizienz ist die Kombination dieser Methoden. Die Kombination einer Prall- mit einer Effusionskühlung wird in dieser Arbeit betrachtet. Die Idee einer solchen Kombination ist die Erhöhung der Kühlleistung und dadurch eine deutlich höhere Kühleffektivität als die der Einzelsysteme.

Effusionskühlung

Die Effusionskühlung ist eine Art der Filmkühlung bei der kühle Luft aus einem Zwischenraum durch eine große Anzahl von in Strömungsrichtung geneigter Effusionsbohrungen in die Brennkammer ausgeblasen wird. Diese Kühlluft legt sich nach kurzer Zeit an die Brennkammerwand an und bildet einen isolierenden Film, der die Wand vor den heißen Turbineneintrittstemperaturen schützt. Die Bohrungen sollten groß genug sein, um Blockagen durch Fremdstoffe oder Verunreinigungen zu verhindern und klein genug, um zu starke Interaktionen mit der Hauptströmung zu vermeiden. [21]

Prallkühlung

Die Prallkühlung ist eine konvektive Kühlung bei der durch viele Bohrungen die kühle Luft von außen gegen die Brennkammerwand strömt und dort zu einem höheren Wärmeübergang führt. Der Prallkühlungsstrahl zerstört die thermische Grenzschicht der Brennkammerwand und bildet eine neue aus. Dieser Grenzschichterneuerungseffekt führt zu einem höheren Wärmeübergang in der Umgebung des Staupunktes.

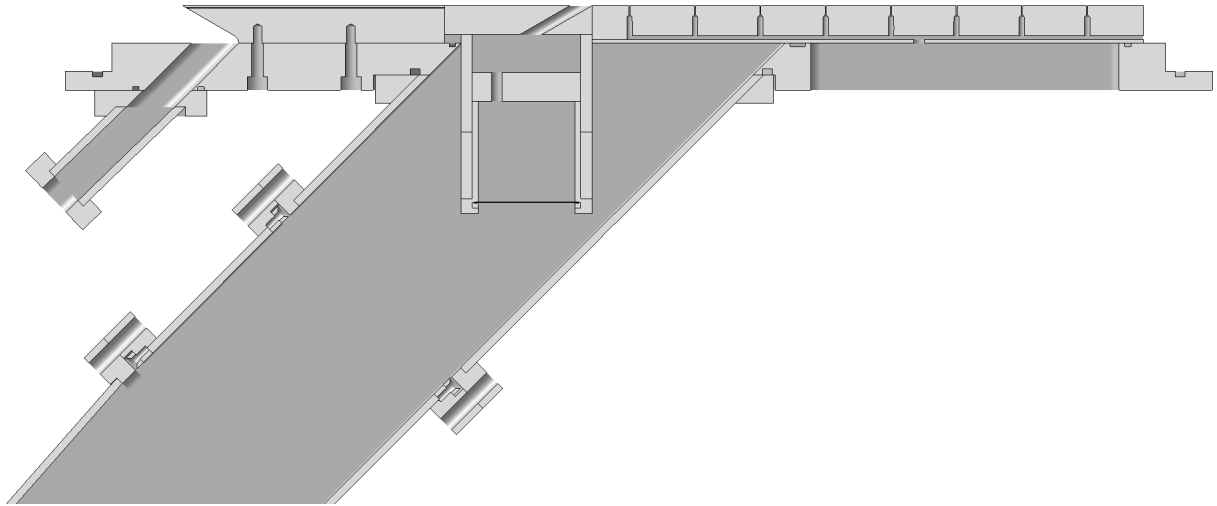


Abbildung 1.1: Versuchsaufbau zur Untersuchung einer kombinierten Prall- und Effusionskühlung

Zum besseren Verständnis verschiedener Kühlmethoden, Geometrien und deren Einflussparameter, werden vermehrt Windkanalversuche in diesem Bereich durchgeführt. Trotz guter Erkenntnisse aus experimentellen Untersuchungen, sind diese immer mit einem hohen Kosten- und Zeitaufwand verbunden. Deshalb werden immer häufiger numerische Strömungssimulationen und zugehörige Parameterstudien durchgeführt, mit deren Erkenntnissen gezieltere Windkanalversuche zur Validierung durchgeführt werden können.

Der experimentelle Versuchsaufbau des hier untersuchten Modells ist in Abb. 1.1 dargestellt. Es handelt sich hierbei um einen geschlossenen thermischen Windkanal nach Göttinger Bauart mit einer Messstrecke von $400 \times 150 \text{ mm}^2$.

Die heiße Hauptströmung kommt von links. Das Messgebiet liegt leicht erhöht in der Messkammer. Die Erhöhung ist breit und lang genug gewählt, um einen Einfluss des Sockels auf die Messergebnisse auszuschließen. Vor der Messstrecke findet eine Grenzschichtabsaugung statt. Diese ist in Abb. 1.1 durch die spitze Vorderkante des Sockels zu erkennen. Durch die Grenzschichtabsaugung bildet sich im Vorlauf eine neue, von vorangegangenen eventuellen Störungen unbeeinflusste Grenzschicht aus. Nach der Messstrecke kommt ein langes Nachlaufgebiet in dem sich die Strömung ausbilden kann.

Die Kühlströmung kommt aus dem von schräg unten kommenden Kanal. Sie strömt von dort aus in die Versuchsanlage der kombinierten Prall- und Effusionskühlung. Am Einlass dieser Apparatur befindet sich ein Beruhigungsgitter mit einer Maschenweite von 1 mm . Dieses sorgt für eine Minderung der turbulenten Intensität und einer Homogenisierung der Strömungsgeschwindigkeit [6]. Darüber befindet sich die Bohrungsplatte der Prallkühlung. Oberhalb der Platte befindet sich ein Zwischenraum und danach die Effusionsplatte mit den geneigten Effusionsbohrungen.

Es wurden bereits viele experimentelle und numerische Untersuchungen zu Prall- und Effusionskühlungen durchgeführt. Einige dieser Untersuchungen führten zu großen Fortschritten und wichtigen Erkenntnissen in diesem Bereich. Nachfolgend sind Arbeiten aufgeführt, die sich mit diesem Thema befasst haben.

Hollworth und Dagan [9] sowie Hollworth et al. [10] veröffentlichten eine der ersten Untersuchungen zu Prallkühlungen mit anschließend ausströmender Luft aus Filmkühlungsbohrungen. Sie erzielten dadurch eine Erhöhung des Wärmetransports um ca. 35 % bei identischem Bohrungsdurchmesser der Prall- und Filmkühlung.

Ekkad et al. [3] zeigte, dass durch schräg ausströmende Effusionsbohrungen der Querströmungseffekt, verursacht durch die Interaktion mit der Hauptströmung, verringert werden kann und der Wärmetransport lokal erhöht wird.

El-jumma [4] stellte CFD und CHT Untersuchungen zu Impingement und Impingement / Effusionskühlungen von Gasturbinen an. Er verglich die Interaktion zwischen Impingement- und Effusionskühlungen und validierte diese mit experimentellen Untersuchungen. Er kam zu dem Ergebnis, dass durch die Kombination die Rückströmung des Impingement-Jets zur Impingementwand reduziert wird, was zu einer Reduzierung des Wärmetransports der Impingementkühlung führt. Trotzdem kommt er zu dem Entschluss, dass die Kombination zu einem höheren totalen Wärmetransport führt, als die Einzelsysteme.

Spring et al. [23] verglich numerische Simulationen unter Verwendung des SST Turbulenzmodells mit experimentellen Ergebnissen einer Impingementkühlung in Brennkammern. Er erzielte gute Übereinstimmungen der numerischen und experimentellen Ergebnisse und schloss daraus, dass das SST Turbulenzmodell in diesem Bereich zur Optimierung von Konfigurationen eingesetzt werden kann.

Han et al. [7] schreibt, dass das Druckverhältnis zwischen Kühl- und Hauptströmung ein entscheidendes Kriterium für die Kühleffektivität von Filmkühlungen ist. Wobei bei zu hohen Druckverhältnissen die Hauptströmung durchdrungen wird und somit zu einer Reduktion des Kühlschutzes führt.

In dieser Arbeit werden die Einflüsse verschiedener geometrischer Parameter einer Prall-Effusions-Kühlung auf das Strömungsverhalten untersucht. Diese sollen ein besseres Verständnis für das System geben und so die praktischen Versuche unterstützen.

Zu Beginn wird die Geometrie des oben beschriebenen Modells als Gitternetz modelliert. Dieses Netz soll parametrisierbar und an geometrische Veränderungen anpassbar aufgebaut sein. Deshalb empfiehlt sich ein strukturiertes Netz. Das hat zudem den Vorteil einer höheren Netzqualität im Vergleich zu unstrukturierten Netzen. Anschließend werden erste Rechnungen mit einer geometrischen Standardeinstellung durchgeführt, mit der unterschiedliche Solver getestet und verglichen werden. Im selben Zug werden die Randbedingungen getestet

und anschließend für weitere Rechnungen festgehalten.

Nach der Auswahl passender Solver und der Randbedingungen wird die Auflösung des Gitternetzes festgelegt. Mit diesem Gitter wird die Parameterstudie durchgeführt. Dabei werden ausschließlich Änderungen der Parameter an der Prallkühlungsplatte betrachtet. Variiert werden der Durchmesser der Bohrungen, der Plattenabstand zwischen Prallkühlungs- und Effusionsplatte sowie Kombinationen aus beiden.

Ziel der Arbeit ist es, den Einfluss unterschiedlicher Parameter auf das Strömungsverhalten zu identifizieren. Durch die Erkenntnisse soll Einfluss auf die Anströmung der Effusionsbohrungen genommen werden können und so durch gezielte Steuerung der Zuströmung Ablösegebiete verkleinert oder gar verhindert werden.

Zudem soll es möglich sein durch die Ergebnisse Einfluss auf den Bauraum zu nehmen, was bei geringem Plattenabstand zu einer Reduzierung des Bauraums und des Gewichts führen kann.

Zu Beginn sind zunächst einige theoretische Grundlagen aufgezeigt, die für das Verständnis der Simulation von Bedeutung sind. Danach wird der Aufbau des Gitternetzes und die damit verbundenen Besonderheiten dargestellt. Anschließend wird das numerische Setup mit allen Solvareinstellungen und Randbedingungen diskutiert. Darauf folgt die Parameterstudie mit der dazugehörigen Auswertung. Zum Schluss folgt ein Fazit mit einem Ausblick für weitere Arbeiten.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zum Verständniss der Ergebnisse der numerischen Simulation behandelt. Es werden die Bilanzgleichungen und ihr Einfluss auf die verwendeten Turbulenzmodelle betrachtet.

2.1 Erhaltungsgleichungen

Nachfolgend werden die Bilanzgleichungen eines allgemeinen Fluids aufgestellt. Sie sind die Basis zur Beschreibung kompressibler Strömungen. Die Kontinuitätsgleichung, Impulsgleichung und Energiegleichung werden wie folgt ausgedrückt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

mit $\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right)$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j h) = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.3)$$

Für alle Bilanzgleichungen gilt die Einsteinsche Summenkonvention.

Die Kontinuitätsgleichung (Gl. 2.1) beschreibt den Erhalt der Masse eines Kontrollvolumens über ein definiertes Zeitintervall. Dabei werden ebenso Dichteänderungen über die Zeit berücksichtigt. Die Impulsgleichung (Gl. 2.2) charakterisiert den Grundsatz, dass Masse mal Beschleunigung gleich aller angreifenden Massen- und Oberflächenkräfte sind. Hier bedeutet f_i die Massenkraft pro Volumen. In der Energiegleichung (Gl. 2.3) ist c_p die isobare spezifische Wärmekapazität. Die Energiegleichung betrachtet ein Fluidteilchen dM auf einer Strömungsbahn. Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik ist die Zunahme der Gesamtenergie $D E_t$ in der Zeiteinheit Dt gleich die dem Massenelement zugeführte Wärme $\dot{Q}Dt$ und der am Element verrichteten Arbeit $\dot{W}Dt$.

$$\frac{D E_t}{D t} = \dot{Q} + \dot{W} \quad (2.4)$$

Bei genauerer Analyse einer turbulenten Strömung stellt man fest, dass an einem festen Punkt in einem Strömungsgebiet die Geschwindigkeit und der Druck nicht zeitgleich konstant sind, sondern Schwankungen aufweisen. Diese Schwankungen im Strömungsfeld werden nicht nur durch einzelne Fluidmoleküle verursacht, sondern durch Fluktuationen größerer Ordnung. Die Abweichungen von der gemittelten Strömung haben einen bedeutenden Einfluss auf den Strömungsverlauf. [20]

Aus diesem Grund wurde von Reynolds eine Separation der Strömung eingeführt. Dabei wird die Strömung u_i in eine mittlere Bewegung \bar{u} und eine Schwankungsbewegung u' aufgeteilt.

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.5)$$

Die mittlere Bewegung ist als zeitliche unveränderlicher Mittelwert an einem festen Raumpunkt definiert.

$$\bar{u}_i = \frac{1}{t_1} \int_{t_0}^{t_0+t_1} u_i \, dt \quad (2.6)$$

Wobei für den Zeitschritt $t_1 \rightarrow \infty$ gilt. Da die mittlere Bewegung zeitunabhängig ist, herrscht eine stationäre turbulente Strömung und es muss gelten $\overline{u'_i} = 0$.

Aufgrund der Kopplung zwischen Geschwindigkeitsfeld und Temperaturfeld treten bei anderen Stoffwerten ebenso Schwankungen auf. Viele Stoffwerte wie z.B. die Dichte ρ sind abhängig von der Temperatur.

Nach Reynolds führte Favre die massengewichtete zeitliche Mittelung ein. Hier werden der Druck p , die Dichte ρ , Temperatur T , Viskosität μ , Wärmeleitfähigkeit λ und isobare spezifische Wärmekapazität c_p konventionell (nach Reynolds) gemittelt und die Geschwindigkeit sowie die Enthalpien massengewichtet nach Favre gemittelt. [20]

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi} &= \frac{\overline{\rho\Phi}}{\bar{\rho}} \\ \Phi &= \tilde{\Phi} + \Phi'' \end{aligned} \quad (2.7)$$

Die Favre-Mittelung ist notwendig, da die Fluktuationen in der turbulenten Strömung zu Änderungen der Stoffwerte führen, die durch die Reynolds-Mittelung nicht berücksichtigt werden.

Es ergeben sich durch die Einführung des Reynolds-Spannungstensors τ_{ij} sechs weitere Unbekannte. Das Problem, das durch die Unbekannten nicht mehr geschlossenen Gleichungssystem wird Schließungsproblem genannt.

2.2 Turbulenzmodelle

In diesem Kapitel wird auf den Lösungsweg des in Kapitel 2.1 erwähnten Schließungsproblems eingegangen. Turbulenzmodelle stellen die nötigen Gleichungen bereit, um die turbulente Schubspannung mit der mittleren Bewegung in Verbindung zu bringen. Die Wahl eines Turbulenzmodells ist fallspezifisch und kann nicht allgemeingültig vorausgesagt werden. Es

gibt kein optimales Turbulenzmodell, das für jedes Problem die beste Lösung bietet. Es werden in dieser Arbeit ausschließlich die Zweigleichungsmodelle $k - \epsilon$, $k - \omega$ und $k - \omega - SST$ beschrieben, da diese für die Arbeit relevant sind.

Zur Schließung des Gleichungssystems benötigt man neben der turbulenten kinetischen Energiegleichung noch zwei weitere Gleichungen.

Zur Verwendung von Zweigleichungs-Modellen benutzt man die kinetische Energiegleichung (Gl. 2.8). Für eine vollturbulente Strömung im Außenbereich einer Grenzschicht, für die die viskose Diffusion gegenüber der turbulenten Diffusion vernachlässigt werden kann, kann diese wie folgt definiert werden:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_T / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]. \quad (2.8)$$

Hier ist der Reynolds-Spannungstensor gegeben durch

$$\tau_{ij} = 2\mu_T S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij}. \quad (2.9)$$

Die Terme aus Gleichung 2.8 beschreiben die physikalischen Prozesse, die in den turbulenten Bewegungen einer gegebenen Strömung stattfinden. Die Terme auf der linken Seite beschreiben die Änderungsrate der spezifischen turbulenten kinetischen Energie eines Fluidpartikels. Der erste Term der rechten Seite beschreibt die Rate, mit welcher die kinetische Energie der Hauptströmung in die der Turbulenz transferiert wird. Die Dissipation ϵ gibt die Änderung an, mit welcher die turbulente kinetische Energie zu interner thermischer Energie dissipiert. Der Term $\mu \frac{\partial k}{\partial x_j}$ wird als molekulare Diffusion bezeichnet und repräsentiert die Diffusion der turbulenten Energie, verursacht durch den natürlichen molekularen Transportprozess des Fluids. $-\frac{\mu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}$ stellt den turbulenten Transport und die Druckdiffusion dar. Der turbulente Transport bezieht sich darauf, wie schnell turbulente Energie aufgrund von turbulente Fluktuationen, durch das Fluid transportiert wird. Die Druck Diffusion ist ein weiterer Zusammenhang für den turbulenten Transport, resultierend aus der Korrelation zwischen Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen. [25]

k- ϵ -Modell

Bei diesem Modell ist die zweite partielle Differentialgleichung die Bilanzgleichung für die Dissipation ϵ , die von Jones und Launder 1972 [14] entwickelt wurde. Die beiden Differentialgleichungen zusammen mit der Wirbel-Viskosität bilden das k- ϵ -Modell. Es wird wie folgt definiert.

Wirbelviskosität

$$\mu_T = \rho C_\mu k^2 / \epsilon \quad (2.10)$$

turbulente kinetische Energie

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_T / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.11)$$

Dissipation

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho \overline{u_j} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_T / \sigma_\epsilon) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \quad (2.12)$$

Mit den Näherungskoeffizienten

$$C_{\epsilon 1} = 1.44, \quad C_{\epsilon 2} = 1.92, \quad C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3. \quad (2.13)$$

Das k - ϵ -Modell ist das weit verbreitetste Zweigleichungs-Modell im Ingenieurbereich. Aufgrund seiner Robustheit, der Zuverlässigkeit und des stabilen Verhaltens, erfreut es sich großer Beliebtheit. Es eignet sich besonders für freie Scherströmungen mit niedrigen Druckgradienten. Probleme treten bei komplexeren Strömungen mit großen Druckgradienten auf. Dabei werden die Spitzen in der turbulenten kinetischen Energiegleichung unterschätzt, was z.B. zu schlechten Ergebnissen in Wandnähe führt. [25]

k- ω -Modell

Das k - ω -Modell beruht auf den Vorstellungen von *Kolmogorov* und wurde stetig weiterentwickelt bis zur heutigen Version von *Wilcox* [15]. Die zweite hier verwendete Differentialgleichung ist die Bilanzgleichung für die spezifische Dissipation pro Einheit turbulente kinetische Energie.

Wirbelviskosität

$$\mu_T = \rho k / \omega \quad (2.14)$$

turbulente kinetische Energie

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.15)$$

spezifische Dissipation

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho \overline{u_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (2.16)$$

Mit den Näherungskoeffizienten

$$\alpha = 5/9, \quad \beta = 3/40, \quad \beta^* = 9/100, \quad \sigma = 1/2, \quad \sigma^* = 1/2 \quad (2.17)$$

Das k - ω -Modell bietet Vorteile im wandnahen Grenzschichtbereich. Es reduziert das turbulente Längenmaß in Wandnähe automatisch, was dort zu einer besseren Auflösung führt. Es ist durch seine Formulierung zudem sehr robust in der viskosen Unterschicht. Nachteilig ist das sensitive Verhalten in der freien Strömung. [25]

k- ω -SST-Modell

Das k- ω -SST-Modell (SST = Shear Stress Transport) ist ein Zweigleichungs-Modell und eine Kombination aus dem k- ϵ -Modell und dem k- ω -Modell. Nachfolgend ist das komplette k- ω -SST-Modell formuliert.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i k)}{\partial x_i} &= \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \omega)}{\partial x_i} &= \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Die Mischungsfunktion F_1 ist definiert zu:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (2.19)$$

mit $CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right)$ und y ist die Distanz zur naheliegenden Wand. F_1 wird bei großer Entfernung zur Oberfläche Null (k- ϵ -Modell) und wechselt zu eins in der Grenzschicht (k- ω -Modell).

Die turbulente Wirbelviskosität ist wie folgt definiert:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_{1\omega}, S F_2)} \quad (2.20)$$

Wobei S das nicht gleichbleibende Maß für die Dehnrate ist und F_2 eine zweite Mischungsfunktion ist, die definiert ist zu:

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (2.21)$$

Es wird eine Limitierung verwendet, um einen zu starken Aufbau der Turbulenz in stagnierten Regionen zu vermeiden:

$$P_k = \mu_T \frac{\partial \bar{u}_i}{x_i} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{x_i} \right) \rightarrow \tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot \beta^* \rho k \omega) \quad (2.22)$$

Alle Konstanten werden durch eine Mischungsformel aus den zugehörigen Konstanten des k- ϵ -Modells und des k- ω -Modells berechnet.

$$\alpha = \alpha_1 F + \alpha_2 (1 - F) \quad (2.23)$$

Die hier verwendeten Konstanten sind:

$$\beta^* = 0.09, \alpha_1 = 5/9, \beta_1 = 3/40, \sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{\omega 1} = 0.5, \alpha_2 = 0.44, \beta_2 = 0.0828, \sigma_{k2} = 1, \sigma_{\omega 2} = 0.856. \quad (2.24)$$

Das $k-\omega$ -SST-Modell ist ein Zweigleichungs-Modell, das die positiven Eigenschaften des $k-\epsilon$ -Modells und des $k-\omega$ -Modells kombiniert. Hierbei wird das $k-\omega$ -Modell für die Auflösung der Grenzschicht bis hin zur viskosen Unterschicht verwendet. Bei Freiströmungen wechselt die Formulierung zum $k-\epsilon$ -Modell und verhindert so die Probleme des zu sensitiven $k-\omega$ -Modells. [16]

2.3 OpenFoam

OpenFOAM (Open Field Operation And Manipulation) ist eine freie CFD Software, die seit 2004 von *Open CFD Ltd* veröffentlicht und weiterentwickelt wurde. Sie bietet einen großen Einsatzbereich für Ingenieursprobleme wie Wärmeübertragung, Mechanik, Strömungsmechanik, chemische Reaktionen und viele mehr. Zusätzliche Solver zur Lösung weiterer Probleme, können selbst hinzugefügt werden. Die Anwendung von OpenFOAM erfolgt hauptsächlich über die Kommandozeile des Terminals. Es beinhaltet verschiedene physikalische Modelle, Turbulenz Modelle, chemische Reaktionen und mathematische Tools zur Lösung von Differentialgleichungen. Die Anwendungen (*applications*) sind aufgeteilt in die zwei Kategorien *solvers* und *utilities*. Die *solver* berechnen das für den betrachteten Fall entsprechende numerische Problem. Die *utilities* werden meist für das Pre- und Postprocessing verwendet. Die grafische Visualisierung in OpenFOAM erfolgt mit anderen Programmen, wie z.B. *ParaView* oder *TecPlot*.

Die Grundstruktur eines Falls besteht aus drei Ordnern, dem *0*-Ordner, *constant*-Ordner und *system*-Ordner. Der *0*-Ordner beinhaltet alle nötigen Rand- und Anfangsbedingungen des Falls. Der *constant*-Ordner enthält die geometrischen Abmessungen, die Gitterstruktur sowie die physikalischen Einstellungen. Der *system*-Ordner enthält die Einstellungen für den Solver, wie das Diskretisierungsverfahren, Toleranzen und Kontrollalgorithmen.

3 Netzgenerierung

Grundlage jeder numerischen Strömungsberechnung ist die geometrische Diskretisierung des Berechnungsmodells. Sie hat Einfluss auf die Wahl des Turbulenzmodells, der Diskretisierungsverfahren und schlussendlich auf das Ergebniss. Beim Erstellen des Netzes sollte man immer das zu erwartende Strömungsbild berücksichtigen und es danach ausrichten.

Ein Netz kann generell in zwei Klassen unterteilt werden:

- strukturiertes Netz
- unstrukturiertes Netz

Ein strukturiertes Netz hat eine regelmäßige, klar definierte Anordnung der Gitterpunkte. Das führt zu einer höheren Netzqualität, aber jedoch auch zu einem höheren Zeitaufwand bei der Erstellung. Unstrukturierte Netze folgen keiner speziellen Ordnung. Sie sind dadurch für diese Parameterstudie ungeeignet, da die Vergleichbarkeit der Netze nicht gewährleistet werden kann.

Nachfolgend wird der Aufbau des Gitters beschrieben. Es werden hierzu die Geometrie und die Besonderheiten des für die Simulation verwendeten Gitters aufgezeigt und bewertet.

3.1 Aufbau

Das betrachtete Modell soll den Winkanalversuch bestmöglich nachbilden, siehe Abb.3.1. Von links kommt die heiße Hauptströmung des Windkanals. Von unten die Kühlströmung, die zur Hauptströmung hin ausgeblasen wird. Das Gebiet nach dem Einlass der Kühlströmung wird nachfolgend als Plenum 1 bezeichnet. Die Kühlströmung strömt vom Plenum 1 in die Bohrungen der Prallkühlungsplatte. Diese besteht aus fünf versetzt zueinander stehenden, geraden Bohrungen die in einer Zweier- und einer Dreierreihe angeordnet sind. Die Kühlluft strömt anschließend in einen Zwischenraum der im Folgenden Plenum 2 genannt wird und prallt gegen die Effusionsplatte. Diese besitzt ebenfalls fünf Bohrungen, die versetzt zu den Prallkühlungsbohrungen angeordnet sind. Die Bohrungen führen in Hauptströmungsrichtung des Windkanals geneigt, durch die Effusionsplatte auf das Messplenum welches als Plenum 3 bezeichnet wird. Hier bildet sie einen Kühlfilm im Nachlauf zwischen Effusionsplatte und der heißen Hauptströmung des Windkanals.

Die folgende Beschreibung des Netzaufbaus erläutert nur den Aufbau des unteren Teils vom Einlass der Kühlströmung bis zum Zwischenraum zwischen Prallkühlungs- und Effusions-Platte, siehe Abb. 3.3. Der obere Teil wurde von einem anderen Studenten in einer Se-

mesterarbeit am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München erstellt [22]. Die Verbindung des oberen und unteren Teils erfolgt durch eine Interpolationsebene. Der obere Teil, der die Effusionsbohrungen und die Modellierung des Windkanals beinhaltet, ist ebenfalls strukturiert aufgebaut. Eine Variation der Geometrie ist nicht vorgesehen. Der Aufbau des Netzes wird im *blockMeshDict* (*constant/polyMesh/blockMeshDict*) definiert. In diesem wird das parametrische, strukturierte Netz mit allen Eigenschaften bzgl. Geometrie, Zellgröße, Grading und Randbedingungen dokumentiert.

Da die Geometrie und alle Randbedingungen symmetrisch zur Mittelebene sind, ist es ausreichend ein halbes Modell abzubilden. Das hat den Vorteil, dass das Netz weniger Zellen benötigt und somit der Rechenaufwand verringert wird.

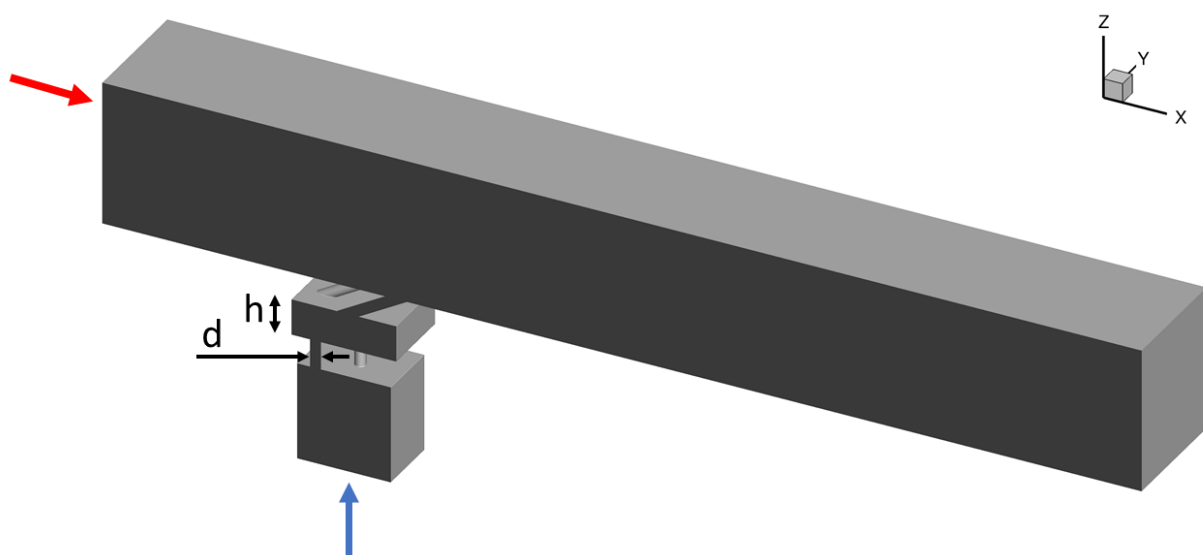


Abbildung 3.1: Hauptabmessungen einer Symmetriehälfte des betrachteten Windkanalmodells

3.1.1 Geometrie

Die Geometrie mit den Hauptabmessungen kann Abb. 3.1 entnommen werden. Sie beziehen sich auf den unteren Teil mit den Maßen einer Symmetriehälfte. Der Windkanaleinlass hat die Maße $70 \times 80 \text{ mm}$. Bis zum Mittelpunkt der ersten Bohrung misst der Vorlauf 145 mm , der Nachlauf nach dem Mittelpunkt der letzten Bohrung bis zum Auslass $413,5 \text{ mm}$. Die Gesamtlänge von Plenum 3 beträgt $576,5 \text{ mm}$. Die Plattendicke der Effusions- sowie der Prallkühlungsplatte beträgt $15,5 \text{ mm}$. Der Einlass für die Kühlströmung hat eine Fläche mit den Maßen $36 \times 52 \text{ mm}$. Die Querschnittsfläche zwischen der Effusions- und Prallkühlungsplatte vergrößert sich zu $42 \times 58 \text{ mm}$. Die Distanz zwischen dem Einlass der Kühlströmung und

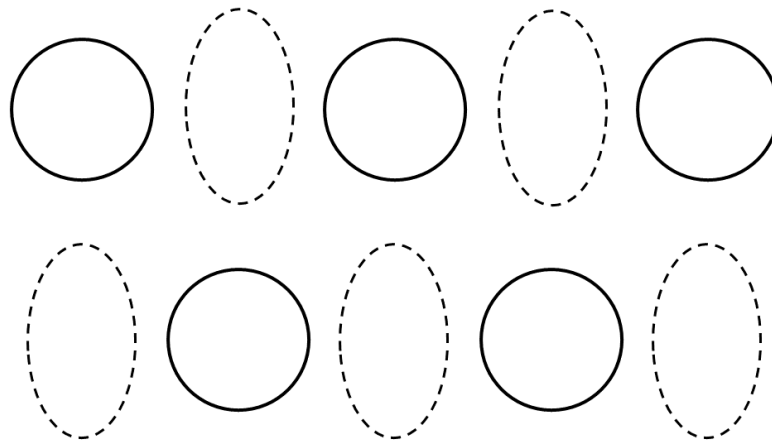


Abbildung 3.2: Bohrungsanordnung der Prallkühlungs- und Effusionsplatte

der Prallkühlungsplatte beträgt 54 mm . Der Bohrungsdurchmesser der Effusionsbohrungen ist für diese Studie konstant und betragen 6 mm . Der Bohrungsdurchmesser der Prallkühlungsbohrungen ist variabel. Es werden die Durchmesser $d_I = 6/7,5/9 \text{ mm}$ untersucht. Ebenfalls variabel ist der Plattenabstand mit $h = 12/20/28 \text{ mm}$. Die Anordnung der Effusions- und Prallkühlungsbohrungen bleibt bei allen Varianten unverändert, siehe Abb. 3.2. Die genauen Maße des Windkanalmodells können der vorangegangenen Bachelorarbeit [6] entnommen werden.

Das *blockMeshDict* ist in die Abschnitte *vertices*, *blocks*, *edges* und *boundary* unterteilt. Sie alle müssen vollständig definiert sein, um das Netz zu erzeugen. Zusätzlich können im *blockMeshDict* Variablen definiert und berechnet werden.

Die Geometrie wird in zwei Bereiche aufgeteilt, um eine stufenlose Parametrisierung zu ermöglichen, siehe Abb. 3.3. Dies wird gemacht, da durch die Variation der Bohrungsdurchmesser sich die Anordnung der Zellen verschiebt. Diese Verschiebung erfolgt nicht immer genau um eine Zellgröße, was dazu führt, dass Zellen nicht genau nebeneinander liegen. Mit einer solch inkongruenten Anordnung kann nicht gerechnet werden. Deshalb wird eine Interpolationsebene eingeführt. Auf diese wird später nochmals genauer eingegangen.

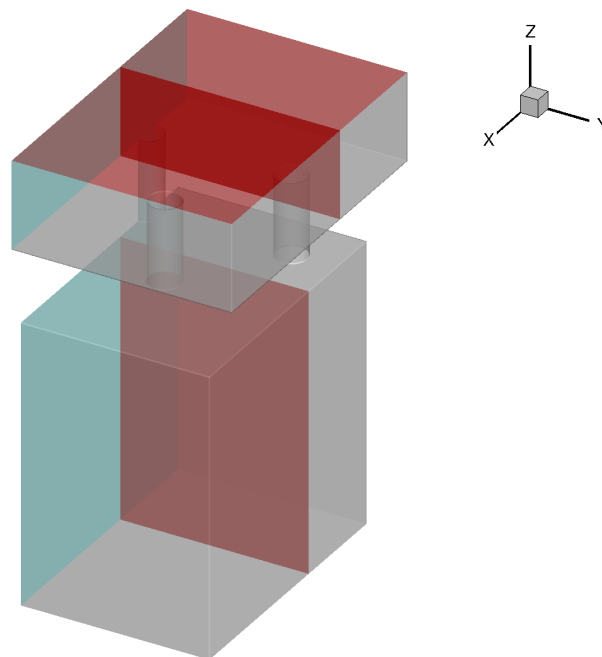


Abbildung 3.3: Iso-Ansicht des unteren Teils mit rot hervorgehobenen Interpolationsebenen

Die beiden großen Bereiche sind in Blöcke unterteilt. Die Blöcke ergeben sich aus Modellierungsgründen, um *O-Grids* darzustellen und die passende Zellzahlen und Gradings in den richtigen Gebieten zu erhalten.

vertices

Um Blöcke modellieren zu können, müssen *vertices* (Eckpunkte) an allen Blockecken definiert werden (siehe Abb. 3.4). Dazu werden die jeweiligen Koordinaten angegeben. Die Koordinaten sind konstant bei unveränderlichen Positionen oder berechnen sich aus den geometrischen Parametern, die am Anfang des *blockMeshDict*'s festgelegt werden. Die schematische Anordnung der Eckpunkte und somit auch der Blöcke, bleibt bei diesem Modell für alle Ebenen in Z-Richtung gleich.

blocks

Aus den *vertices* werden nun Blöcke erstellt. Die Blöcke sind als Hexaeder dargestellt, deren Eckpunkte in den *vertices* definiert sind (Abb. 3.4). Die Verbindung zwischen den Eckpunkten ist ohne zusätzliche Einstellungen immer eine Gerade. Sie kann unter *edge* modifiziert werden. Des Weiteren werden den Kanten der Hexaeder eine Zellzahl und das Grading zugewiesen. Die Zellzahlen berechnen sich aus einer global festgelegten Ausgangszellgröße und passen sich bei Veränderungen an. Das Grading kann ebenfalls global eingestellt werden.

edges

Um die Bohrungen als *O-Grid* darstellen zu können, muss aus geraden Verbindungen zwi-

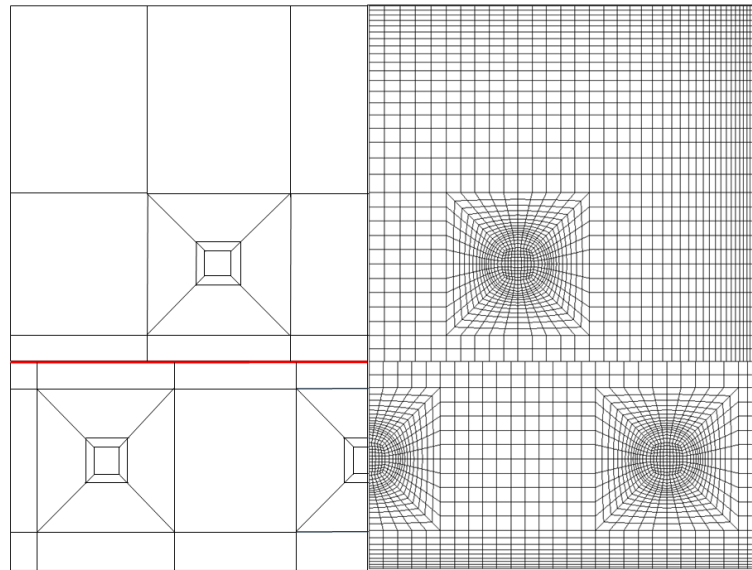


Abbildung 3.4: Anordnung der Eckpunkte und Blöcke, exemplarisch Anwendbar auf alle Ebenen

schen zwei Eckpunkten, ein Kreisbogen gemacht werden. Mit der Definition *arc* wird ein Kreisbogen zwischen einem Anfangs- und Endpunkt, durch einen weiteren Punkt auf der Kreisbahn erstellt. Die Punkte auf dem Kreisbogen werden in diesem Gitter abhängig von den geometrischen Parametern automatisch berechnet.

boundary

Hier werden *patches* (Flächen) definiert und ihnen ein Typ zugeordnet. Der Typ ist hierbei abhängig von der späteren Verwendung, z.B. als Randbedingung. Den *patches* wird ein Name zugewiesen, mit dem sie in anderen Anwendungen bezeichnet werden. Auf die Definition der Randbedingungen wird im Kapitel 4.1 näher eingegangen.

Das Netz weist einige Besonderheiten auf. Die *O-Grids*, siehe Abb. 3.5, verändern sich bei der Variation der Durchmesser. Durch die Änderung des Durchmessers verändert sich auch das innere Rechteck, die Definition der Kreisbahnen, das äußere Rechteck und die Zellzahl. Die Größe des Durchmessers ist limitiert durch den Abstand der Bohrungsreihen. Bei zu großen Bohrungsdurchmessern berühren sich die Rahmen der *O-Grids*, was zu einem fehlerhaften Aufbau des Gitters führt.

Die *O-Grids* sind nur in den Bohrungen rund dargestellt. Zum Einlass der Kühlströmung hin werden sie eckig. In Richtung der Interfaceebene werden sie ebenfalls eckig und weiten sich zusätzlich auf. Das soll zu einem geringeren Größenverhältniss der nebeneinander liegenden Zellen führen.

Außerdem werden die Zellen in den *O-Grids* zur Lochwand hin verfeinert. Die feineren Zellen werden für einer bessere Grenzschichtauflösung benötigt. Eine Verfeinerung der Zellen gibt

es auch an den Anderen Wänden. Die Ausprägung der Verfeinerung ist abhängig von dem erwarteten Strömungsbild. Die größten Gradienten der Strömung werden an den Seitenwänden in Plenum 2 erwartet, deshalb wird dort ein stärkeres Grading eingeführt.

Durch die oben erwähnten Parameter kann das Gitter in vielen Bereichen einfach verändert werden ohne die Gitterstruktur zu verändern. Alle Dimensionen in Z-Richtung (Plattenabstand, Plattendicke, Abstand zwischen Kühlströmungseinlass und Prallkühlungsplatte) können durch die Änderung eines Parameters variiert werden. Die Prallkühlungsbohrungen können in ihrer Position und dem Durchmesser verändert werden. Es kann der gesamte Bohrungsblock in X-Richtung verschoben werden oder der Abstand zwischen den Bohrungsreihen (X-Richtung) variiert werden. Zudem ist es möglich den Y-Abstand aller Bohrungen verändern.

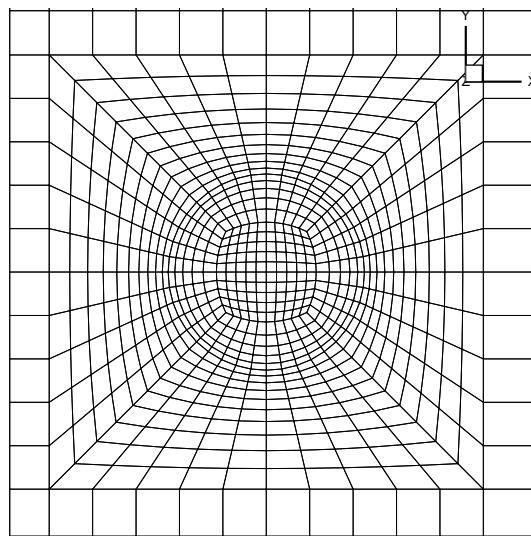


Abbildung 3.5: Vernetztes O-Grid

3.1.2 Interpolationsebene

Die im vorherigen Abschnitt angesprochene Interpolation zwischen den beiden Bereichen des unteren Teils sowie die Verbindung des oberen und unteren Gitters, siehe Abb. 3.3, erfolgt mit *AMI* (Arbitrary Mesh interface). *AMI* wird normal für Interpolationen zwischen zwei nicht verbundenen, sich relativ zueinander bewegenden Gittern verwendet, da dort die Zellen ihre Position zueinander ständig verändern. Im hier betrachteten Fall verändert sich die Position der Zellen zueinander durch die Variation der Parameter ebenfalls. Deshalb ist die Anwendung von *AMI* hier ebenfalls praktikabel.

Die Interpolationsebene wird durch die utility *createPatch* erzeugt. Für die Anwendung hierfür müssen zuvor die Flächen mit der utility *topoSet* in *faceZoneSets* umgewandelt werden. Dann werden mit *createPatch* die *faceZoneSet's* in *cyclicAMI*-patches umgewandelt, welchen der zugehörige Interpolationspartner zugewiesen wird. Die *cyclicAMI*-patches übergeben sich bei der Simulation die interpolierten, berechneten Werte flächengewichtet. Die Gitterauflösung

muss dabei wie schon erwähnt nicht identisch sein. Das kann zu Fehler führen, wenn der Wert einer Zelle auf mehrere gegenüberliegende übergeben wird oder umgekehrt.

3.2 Bewertung

Zur Validierung des Gitters ist in der Regel eine Gitterstudie notwendig. Dabei soll sicher gestellt werden, dass die Auflösung des Gitters ausreichend ist. Es wird dabei die Gitterauflösung schrittweise verfeinert und die Ergebnisse der Rechnungen verglichen. Die Auflösung ist ausreichend, sobald keine Änderung der Lösung durch eine weitere Verfeinerung auftritt.

In diesem Fall konnte die Gitterstudie nicht mit einem repräsentativen Ergebnis durchgeführt werden. Geplant war eine Gitterstudie mit den Auflösungen aus Tab. 3.1. Konvergente Lösungen ergaben sich nur für Gitter 1 und 2. Bei höheren Auflösungen, vor allem in Plenum 2, haben sich keine stationären, vergleichbaren Lösungen eingestellt.

Alle nachfolgenden Simulationen werden mit der Auflösung von Gitter 2 durchgeführt. Die Zellanordnung und Anzahl der Zellen kann durch die verschiedenen Parameter variieren, der grundlegende Aufbau bleibt jedoch erhalten. Betrachtet man die Auflösung des Gitters näher, sind einige Bereiche zu erkennen, die zu unzureichenden Ergebnissen führen können.

Plenum 1 und die Prallkühlungsbohrungen sind ohne Unregelmäßigkeiten angeordnet und werden mit einer parallelen Strömung in Z-Richtung angeströmt. Sie stellen demnach höchstwahrscheinlich keine Probleme bei der Berechnung dar. In Plenum 2 treffen die beiden Interpolationsebenen aufeinander. Diese Übergänge haben teilweise schlechte Zellgrößen-Verhältnisse. Zudem werden wenn sich *O-Grids* und ein normal strukturiertes Netz gegenüber stehen oft viele Zellen auf eine gegenüberliegende Zelle interpoliert oder umgekehrt, Abb. 3.6. Ein Problem kann auch sein, dass sich die Interpolationsebene in dem Bereich in Plenum 2 befindet wo große Gradienten in der Strömung erwartet werden. Die Position wurde aber bewusst so gewählt, um den Plattenabstand einfach bis hin zu einem Mindestabstand (ein Bohrungsdurchmesser) variieren zu können.

Die kritische Stelle in den Effusionsbohrungen ist die Verzerrung der Zellen. Um diese so klein wie möglich zu halten, muss die Zellgröße in Z-Richtung verkleinert werden.

In Plenum 3 wurde die Auflösung der Bereichen an die Komplexität der Strömung angepasst. Problematische Stellen sind hier wie in Plenum 2 auch die Zellgrößenverhältnisse.

	Gitter 1	Gitter 2	Gitter 3	Gitter 4
Anzahl der Zellen	142 884	1 262 502	10 466 070	20 932 140
Auflösungsfaktor X-Richtung	0,5	1	2	2
Auflösungsfaktor Y-Richtung	0,5	1	2	2
Auflösungsfaktor Z-Richtung	0,5	1	2	4

Tabelle 3.1: Betrachtete Gitterauflösungen der Gitterstudie mit $d_I = 6mm$ und $h = 20mm$

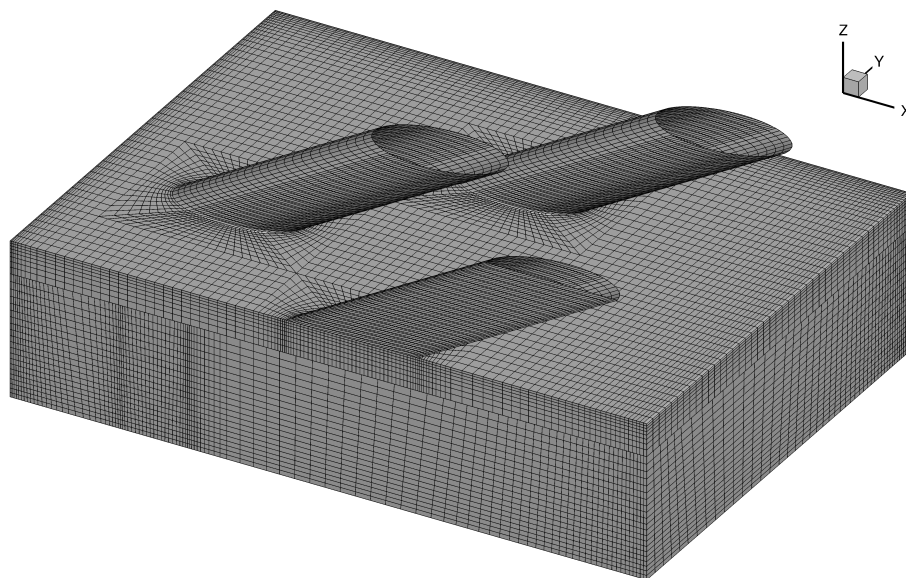


Abbildung 3.6: Kritischer Bereich an der Interpolationsebene des oberen und unteren Gitters

4 Numerisches Setup

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie das numerische Setup gewählt ist, um die Bedingungen des Windkanals bestmöglich nachzubilden. Zuerst werden die gewählten Randbedingungen aufgezeigt. Anschließend wird die Wahl der Solver und Diskretisierungsverfahren begründet und auf weitere Simulationseinstellungen eingegangen.

Alle im weiteren verwendeten Einheiten werden ohne Umrechnung in die Simulation übernommen.

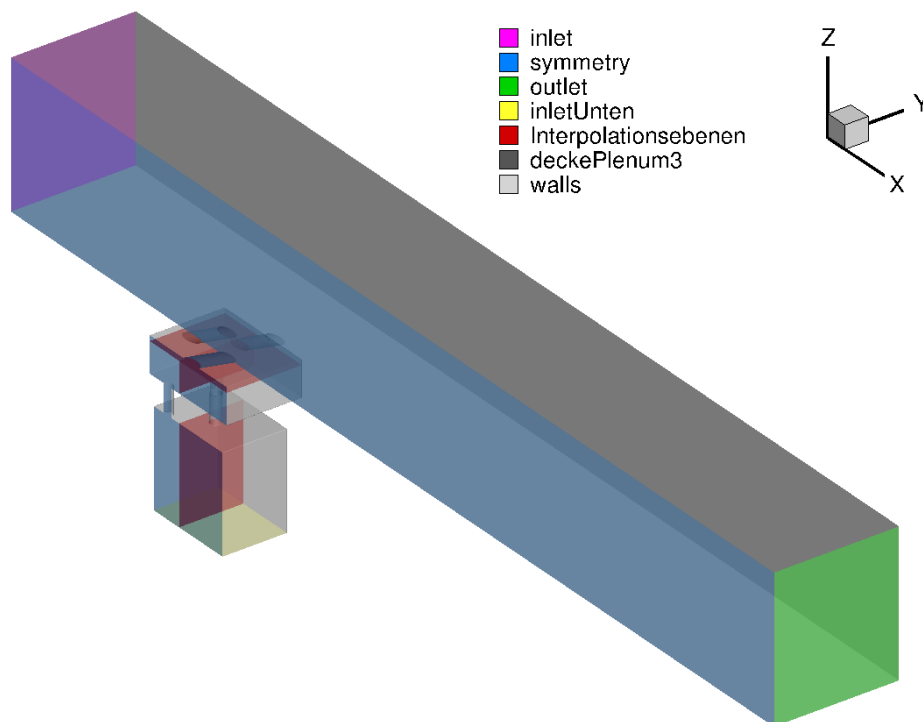


Abbildung 4.1: Flächenbezeichnung der Randbedingungen am gesamten Modell

4.1 Randbedingungen

Die Annahmen für die Randbedingungen basieren auf experimentellen Ergebnissen und den Windkanaleinstellungen. Die Position der Randbedingungen ist in Abb. 4.1 dargestellt.

Es werden nur die kritischen Stellen betrachtet. In Tabelle 4.1 und 4.2 sind alle verwendeten Randbedingungen aufgelistet.

An der Decke (*deckePlenum3*) und der Wand des Hauptströmungskanals wird für alle Stoffwerte eine *slip* Wandrandbedingung verwendet. Grundsätzlich ist eine Freistrahls-Randbedingung an dieser Position zu bevorzugen, da bei Vergleichsrechnungen mit beiden Randbedingungen jedoch kein Unterschied in den Ergebnissen zu sehen war und die *slip* Randbedingung robuster erschien, wurde diese für die weiteren Simulationen verwendet.

Alle Wände (*walls*) des Modells werden als adiabat angenommen. Die Temperatur am Einlass (*inlet*) beträgt 373K . Sie wird als konstant über die gesamte Fläche angenommen und entspricht der Temperatur der Hauptströmung. Die Temperatur am Einlass der Kühlströmung (*inletUnten*) beträgt 233.1K . Dies entspricht der Temperatur die am Auslass der Effusionsbohrungen in experimentellen Versuchen gemessen wurde. Da alle Wände als adiabat betrachtet werden, findet bis zu diesem Punkt kein Wärmeeintrag in die Kühlströmung statt und somit kann diese Temperatur als Einlasstemperatur verwendet werden.

Die Geschwindigkeit am Einlass der Hauptströmung ergibt sich aus den experimentellen Messwerten, wie in Abb. 4.2 dargestellt. Die Messwerte entsprechen einer steilen Grenzschicht, die sich durch eine vorangegangene Grenzschichtabsaugung einstellt. Diese Grenzschicht wird mit einem *Matlab*-Programm auf die Zellen am Einlass interpoliert. Die Maximale Geschwindigkeit am Einlass beträgt $U_{max} = 19,86\text{m/s}$.

Die Einlassgeschwindigkeit der Kühlströmung wird über den konstanten Massenstrom

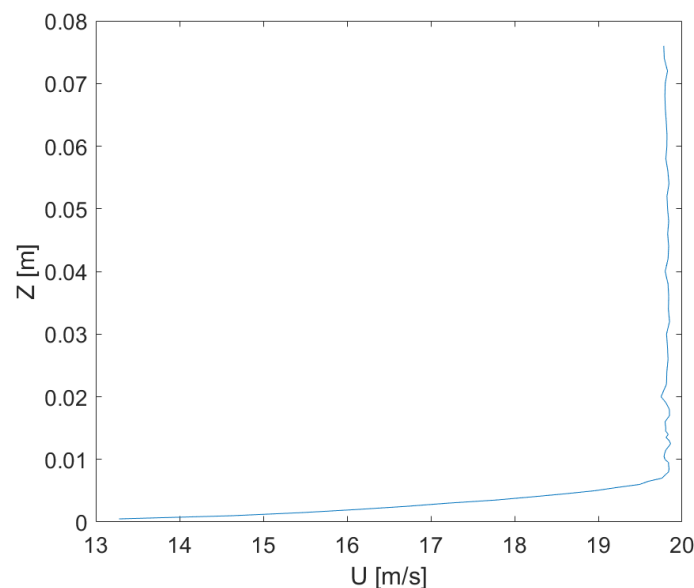


Abbildung 4.2: Grenzschichtprofil am Einlass des Windkanals

Patch	T	p	U
internalField	Uniform 300	uniform 1e5	Uniform (0 0 0)
inlet	fixedValue Uniform 373	zeroGradient	fixedValue List <vector>
inletUnten	fixedValue Uniform 233.1	zeroGradient	flowRateInletVelocity MassFlowRate 0.00236235 uniform (0 0 1)
outlet	zeroGradient	fixedValue uniform 1e5	zeroGradient
walls	zeroGradient	zeroGradient	fixedValue Uniform (0 0 0)
AMI_interfaceMaster	cyclicAMI	cyclicAMI	cyclicAMI
AMI_interfaceSlave	cyclicAMI	cyclicAMI	cyclicAMI
AMI_interfaceUnten	cyclicAMI	cyclicAMI	cyclicAMI
AMI_interfaceOben	cyclicAMI	cyclicAMI	cyclicAMI
deckePlenum3	slipWall	slipWall	slipWall
wandPlenum3	slipWall	slipWall	slipWall
symmetry	symmetryPlane	symmetryPlane	symmetryPlane

Tabelle 4.1: Randbedingungen T, p, U

$\dot{m} = 0.00236 \text{ kg/s}$ definiert. Der konstante Massenstrom über die Fläche kann aufgrund der Homogenisierung durch das Turbulenzgitter gerechtfertigt werden.

Der Druck wird nur am Auslass (*outlet*) festgelegt und beträgt Umgebungsdruck mit $p = 1e5 \text{ Pa}$.

k und ω werden durch die Gleichungen 4.1 für *inlet* ($k_{inlet} = 0,06; \omega_{inlet} = 244,95$) und *inletUnten* ($k_{inletUnten} = 0,0003154; \omega_{inletUnten} = 17,729$) berechnet [2]. Dabei wird für den Turbulenzgrad I am *inlet* 1% und am *inletUnten* 2% angenommen. Die turbulente Längenskala beträgt bei beiden $l = 1 \text{ mm}$.

An den Wänden (*walls*) werden kompressible Wandfunktionen für k und ω verwendet.

$$\begin{aligned}
 k &= \frac{3}{2} (UI^2) \\
 \omega &= \frac{\sqrt{k}}{l}
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Patch	k	ω
internalField	Uniform 0.0003154	Uniform 17.729
inlet	fixedValue Uniform 0.06	fixedValue Uniform 244.949
inletUnten	fixedValue Uniform 0.0003154	fixedValue Uniform 17.729
outlet	zeroGradient	zeroGradient
walls	compressible::kqRWallFunction Uniform 0.0003154	compressible::omegaWallFunction Uniform 17.729
AMI_interfaceMaster	cyclicAMI	cyclicAMI
AMI_interfaceSlave	cyclicAMI	cyclicAMI
AMI_interfaceUnten	cyclicAMI	cyclicAMI
AMI_interfaceOben	cyclicAMI	cyclicAMI
deckePlenum3	slipWall	slipWall
wandPlenum3	slipWall	slipWall
symmetry	symmetryPlane	symmetryPlane

Tabelle 4.2: Randbedingungen k , ω

4.2 Numerische Einstellungen

In diesem Abschnitt wird erläutert welche numerischen Einstellungen für die Simulation mit dem $k - \omega - SST$ -Modell verwendet werden und warum. Zudem wird gezeigt welche Einstellungen im Rahmen dieser Arbeit nicht zum gewünschten Ziel führen.

Als Solver wird der am Institut für Thermodynamik mitentwickelte *allMachSimpleFoam* verwendet. Dieser löst iterativ die Reynolds gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen. Außerdem kann bei diesem Solver mit Relaxationsfaktoren und Korrektur der nicht-orthogonalität der Zellen gerechnet werden [19], [5].

Die Berechnung wird stationär betrachtet. Es wird ein Diskretisierungsverfahren erster Ordnung gewählt (*bounded Gauss upwind*). Alle Versuche Ergebnisse mit einer Rechnung zweiter Ordnung zu erhalten sind nicht gelungen. Weder die Initialisierung der Randbedingungen im gesamten Rechengebiet mit den Lösungen der Rechnungen erster Ordnung, noch der Versuch zu Beginn mit einer laminaren Rechnung zu starten, führen zu keinem brauchbaren Ergebnis. Das Problem dabei besteht darin, das instationäre Strömungsgebiet zu einer stationären Lösung zu bringen. Die Transienz der Strömung zeigt sich bei der Betrachtung von Probenpunkten in Plenum 2, siehe Abb. 4.3. Als Solver für die Druckgleichung wird *PCG* (preconditioned conjugate gradient) verwendet. Dieser weist für alle Berechnungen ein stabiles Verhalten auf. Das PCG-Verfahren löst lineare Gleichungssysteme mit positiv definierter, symmetrischer Matrix [8].

Für alle anderen Werte wird ein *smoothSolver* verwendet. Dieser benutzt als *smoother* die symmetrische Gauss-Seidel-Methode, welche ebenfalls lineare Gleichungssysteme mit posi-

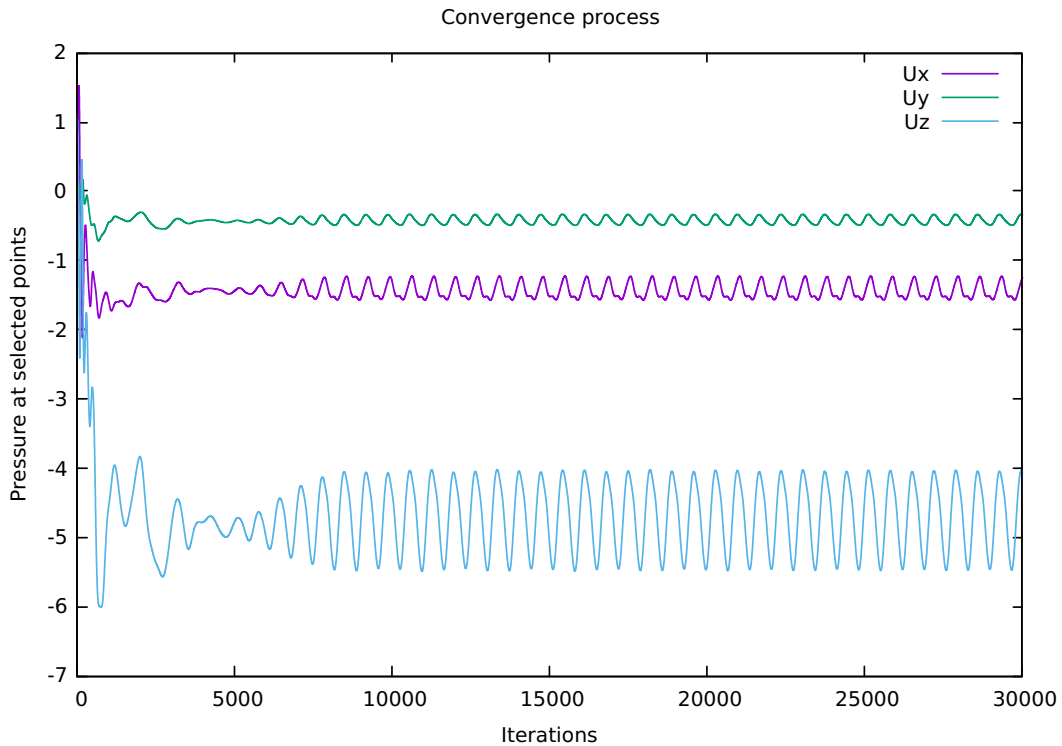


Abbildung 4.3: Transienz eines Probenpunktes in Plenum 2 betrachtet über die Anzahl der Iterationen

tiv defenierter symmetrischer Matrix löst [1].

Für die Berechnung werden nicht-orthogonale Korrekturfaktoren verwendet, die die Druckgleichung mehrmals wiederholen um den negativen Einfluss der nicht orthogonal zueinander stehenden Zellen zu verringern und somit Berechnungsfehler zu minimieren. Diese nicht-Orthogonalität tritt vor allem bei den schrägen Effusionsbohrungen und beim Übergang zwischen den *O-Grids* und dem diese umgebenden Gitter auf. Durch die Verwendung von Unterrelaxationsfaktoren konnte eine bessere Konvergenz erreicht werden. Diese verkleinern bei einer stationären Rechnung die Fortschrittsgröße pro Iteration. Die kleinere Rechenschritte führen zu einer stabileren Rechnung. Besonders niedrige Relaxationsfaktoren werden für die Gleichungen von k und ω benötigt.

Der Residuenverlauf einer konvergenten Lösung mit den oben genannten Einstellungen für die Konfiguration $d_I = 6\text{mm}$ und $h = 20\text{mm}$ ist in Abb. 4.4 dargestellt.

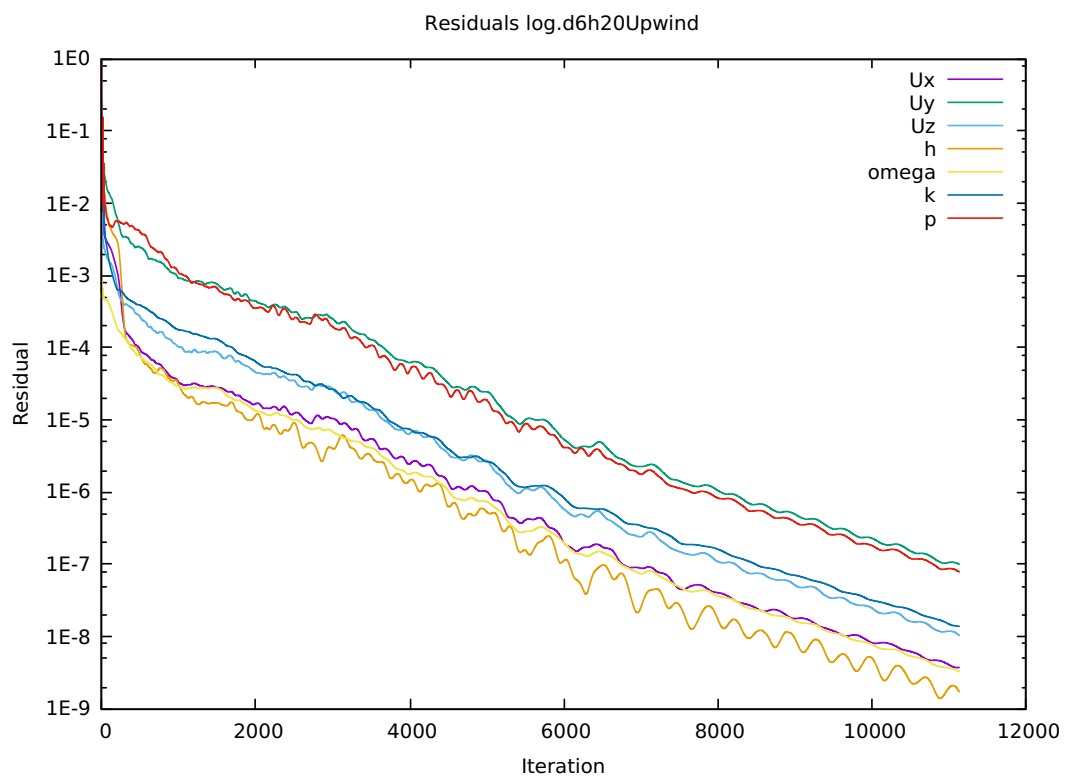


Abbildung 4.4: Residuenverlauf für die Konfiguration $d_I = 6\text{mm}$, $h = 20\text{mm}$

4.3 Thermodynamische Einstellungen

Als thermodynamisches Modell zur Berechnung der spezifischen Wärmekapazität c_p werden die NASA-Polynome (*janaf*) verwendet. Dabei wird c_p als Funktion der Temperatur mit einer Polynomfunktion berechnet, Gl. 4.2 [12]. Die Koeffizienten für Luft werden durch eine lineare Interpolation der Koeffizienten der Bestandteile Stickstoff (78,5 %) und Sauerstoff (21,5 %) ermittelt [11]. Es werden Koeffizienten für zwei Polynome, die sich auf unterschiedlichen Temperaturbereichen zwischen $T_{low} = 100K$ und $T_{high} = 3500K$ beziehen berechnet. Bei Temperaturen über $T_{common} = 1000K$ wird mit dem Polynom für T_{high} gerechnet, bei niedrigeren Temperaturen mit dem für T_{low} .

Die molare Masse von Luft wird ebenfalls aus den Stoffwerten linear interpoliert [17].

$$\frac{c_p}{R} = a_1 + a_2 T + a_3 T^2 + a_4 T^3 + a_5 T^4 \quad (4.2)$$

Als Transportmodell wird *sutherland* verwendet [24]. Mit diesem Modell wird die dynamische Viskosität μ als Funktion der Temperatur T mit dem Sutherland-Koeffizient A_s und der Sutherland-Temperatur T_s berechnet.

$$\mu = \frac{A_s \sqrt{T}}{1 + T_s/T} \quad (4.3)$$

5 Ergebnisse

Dieses Kapitel zeigt die Ergebnisse der Parameterstudie mit dem zuvor beschriebenen Einstellungen.

Zunächst werden allgemeine Erkenntnisse aus den Simulationsergebnissen mit der Basisconfiguration ($d_I = 6\text{mm}$, $h = 20\text{mm}$) diskutiert. Anschließend werden die Durchmesser der Prallkühlungsbohrung (Kapitel 5.2) und der Plattenabstand (Kapitel 5.3) variiert und die Ergebnisse auf das Strömungsfeld diskutiert. In Kapitel 5.4 werden abschließend Kombinationen beider Variationsmöglichkeiten untersucht.

Als erster Test zur Überprüfung der Simulationsergebnisse wird der Massenstrom der aus den Effusionsbohrungen austritt für die Basisconfiguration gemessen. Dieser beträgt $\dot{m} = 0,002367\text{kg/s}$, was einer Abweichung von 0,216% zur Einlassrandbedingung der Kühlströmung entspricht. Alle Ergebnisse wurden mit einem Diskretisierungsverfahren erster Ordnung berechnet und können daher nur einen qualitativen Eindruck der Strömung geben. Des weiteren bildet sich ein hochkomplexes dreidimensionales Strömungsfeld aus, weshalb die Ergebnisse aus Schnitten nicht grundsätzlich auf das gesamte Strömungsfeld übertragen werden können.

5.1 Allgemeine Erkenntnisse

In diesem Abschnitt wird das Zuströmungsverhalten in die Effusionsbohrungen betrachtet. Die hier gewonnenen Erkenntnisse sind auf alle in dieser Arbeit betrachteten Variationen übertragbar. In Abb. 5.1 sind Richtungsvektoren direkt unterhalb der Effusionsplatte abgebildet, deren Länge abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit ist. Die Effusionsbohrungen führen hier in positive X-Richtung aus der Bildebene heraus.

Auf den ersten Blick ist eine gleichmäßige Verteilung der Strömung direkt nach dem Aufprall auf die Effusionsplatte zu erkennen. Eine deutliche Orientierung der Strömung zur Vorder- oder Hinterkante der Effusionsbohrungen ist in dieser Abbildung nicht zu identifizieren. Man kann erkennen, dass aufgrund der Anordnung der Prallkühlungsbohrungen keine Effusionsbohrung von vier Staupunkten umgeben ist und somit symmetrisch angeströmt wird wie in der realen Anwendung vermutet. Dies zeigt sich vor allem bei der rechten oberen Bohrung in Abb. 5.1, deren Zuströmung eine starke Asymmetrie, mitverursacht durch Randeffekte, aufweist. Dieser Effekt ist bei der Auswertung der Strömung zu berücksichtigen. Da alle Effusionsbohrungen unterschiedlich angeströmt werden, ergeben sich auch unterschiedliche Strömungszustände in den Bohrungen. Auf diese wird in Kapitel 5.2 und 5.3 nochmals eingegangen.

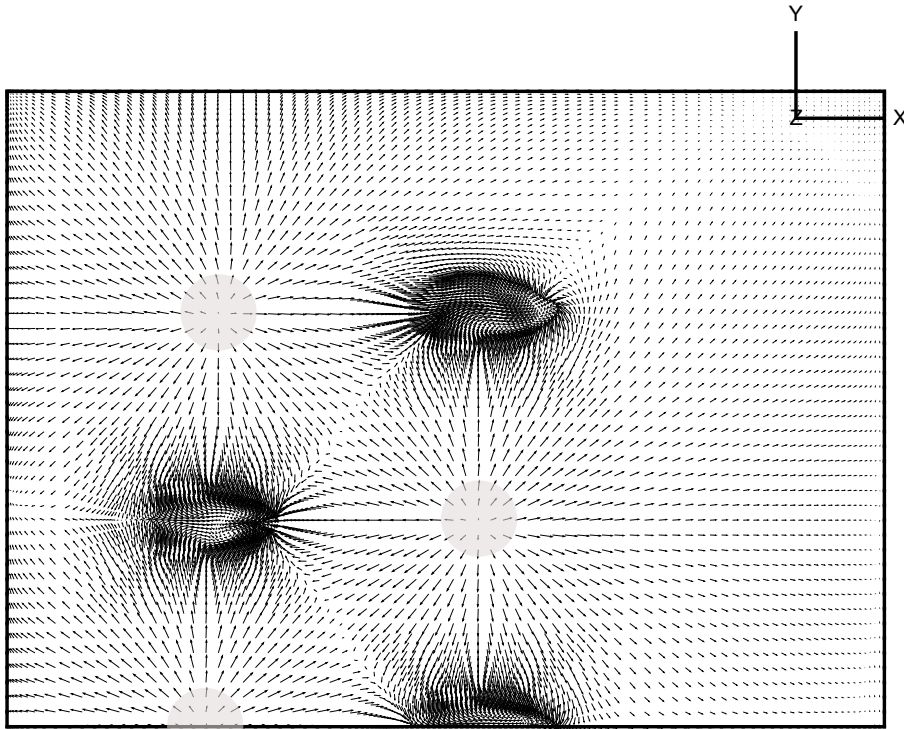


Abbildung 5.1: Geschwindigkeitsvektoren einer Ebene direkt unter der Effusionsplatte für die Konfiguration $d_I = 6\text{mm}$, $h = 20\text{mm}$

Für zukünftige Untersuchungen wird empfohlen eine dritte Bohrungsreihe zu berücksichtigen, damit die Effekte einer realen Anwendung besser nachgestellt werden können.

Abb. 5.2 zeigt die Stromlinien im Bereich zwischen der Symmetrieebene und dem Schnitt durch die benachbarte Effusionsbohrung. Hier ist zu erkennen, dass sich mehr Stromlinien vom Aufprall des Prallkühlungsstrahls in Richtung der Vorderkante orientieren als zur Hinterkante. Zudem scheint die seitliche Zuströmung einen großen Einfluss zu haben. Eine starke gegenseitige Beeinflussung der Strömung kurz vor dem Eintritt in die Effusionsbohrung ist zu erkennen. Dies zeigt sich z.B. durch das Unterschwingen der Strömung.

Der Effekt der ungleichmäßigen zuströmung könnte genutzt werden, um die inhomogene Strömung in der Effusionsbohrung zu optimieren. Durch die gezielte Verschiebung der Prallkühlungsbohrungen könnte das durch die Hinterkante verursachte Ablösegebiet verkleinert werden. Zur Untersuchung dieser Optimierungsmöglichkeit, müsste eine weitere Studie zur Variation dieses Parameters durchgeführt werden.

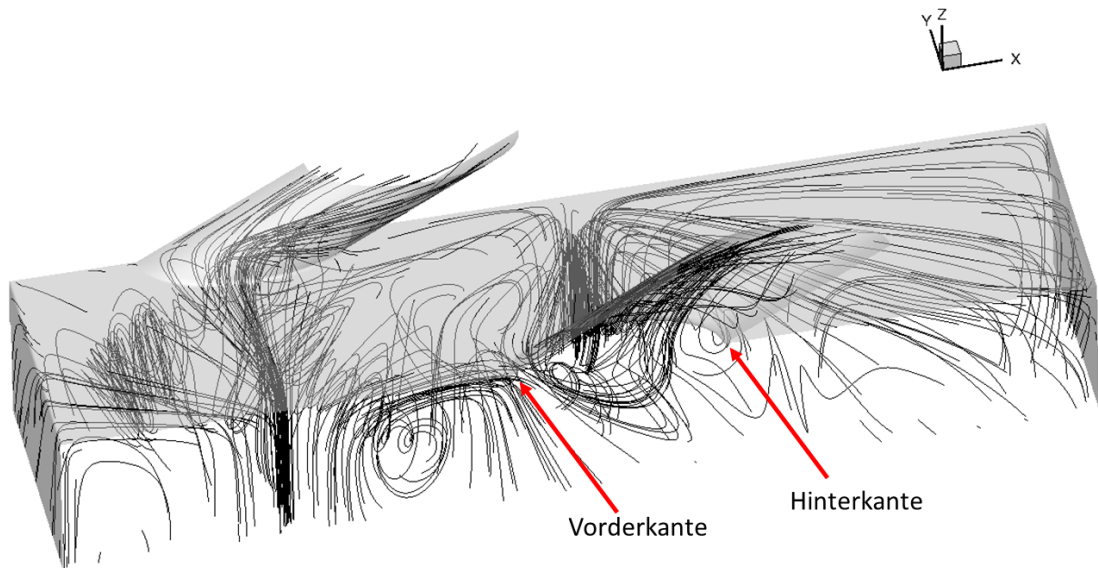


Abbildung 5.2: Strömungslinien im Bereich der Zuströmung in die Effusionsbohrungen

5.2 Variation Prallkühlung-Bohrungsdurchmesser

Es werden die Bohrungsdurchmesser $d_I = 6/7,5/9\text{mm}$ betrachtet. Der Plattenabstand bleibt konstant bei $h = 20\text{mm}$. Zuerst wird der Einfluss der Durchmesser auf das Druckverhältnis vor und nach den durchströmten Bohrungen analysiert. Anschließend folgt eine Untersuchung der Strömungslinien und Strömungsgeschwindigkeiten.

Druckverhältnisse

Für die Betrachtung der Druckverhältnisse werden im Modell zusätzliche Ebenen eingefügt über deren Fläche der massengewichtete Mittelwert des Drucks berechnet wird. Die zusätzlichen Ebenen haben die Normalenachse in Z-Richtung. Ebene 1 liegt kurz vor dem Eintritt in die Prallkühlungs-Bohrungen. Ebene 2 befindet sich kurz nach dem Auslass der Prallkühlungs-Bohrungen. Ebene 3 liegt kurz vor dem Auslass der Effusionsbohrungen. Die gemittelten Drücke sind in Tabelle 5.1 aufgelistet und die dazugehörigen Druckverhältnisse in Abb.5.3 dargestellt.

Es ist ersichtlich, dass die maximale Druckdifferenz bei minimalem Bohrungsdurchmesser

Konfiguration	$d_I = 6\text{mm}$	$d_I = 7,5\text{mm}$	$d_I = 9\text{mm}$
p_1 [Pa]	101543,5	101133,2	100993,7
p_2 [Pa]	100868,2	100854,9	100863,8
p_3 [Pa]	100004,7	100004,5	100006,5

Tabelle 5.1: Massengewichteter Durchschnitt der Drücke in [Pa]

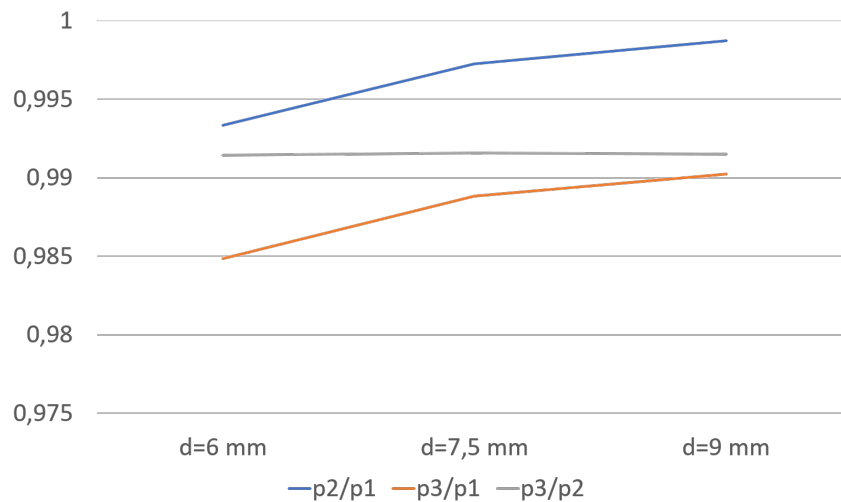


Abbildung 5.3: Druckverhältnisse dargestellt über den Prallkühlungs-Bohrungsdurchmesser

auftritt. Das Verhältnis der maximalen Druckdifferenz beträgt $p_3/p_1 = 0,9848$, was einem Druckverlust von 1,5% entspricht. Das Druckverhältnis p_3/p_2 bleibt für alle Durchmesser nahezu konstant, woraus sich schließen lässt, dass der Druckabfall vom Plenum 2 bis zum Auslass der Effusionsbohrungen keine Abhängigkeit vom Durchmesser der Prallkühlungs-Bohrungen aufweist. Der Druckverlust über die Prallkühlungs-Bohrungen geht nicht linear mit d einher.

Generell kann durch kleinere Durchmesser ein höherer Druck an der Aufprallfläche der Effusionsplatte erreicht werden, welcher positive Auswirkungen auf die Wärmeübertragung hat. Zudem lässt sich bei kleineren Durchmessern eine gezieltere Kühlung erzielen, wo hingegen bei größeren Bohrungen ein großflächigeres Gebiet mit geringerer Intensität gekühlt werden kann.

Strömungsverläufe Y-Z-Ebene

Ein weiterer betrachteter Punkt sind die Veränderungen der Stromlinien durch die Variation der Bohrungsdurchmesser der Prallkühlung. Hierzu wurde ein Schnitt durch die Prallkühlungsbohrung mit der X-Achse als Normalenvektor und der X-Koordinate $x = 0,009m$ erzeugt. Die Schnitte sind in Abb. 5.4, 5.5 und 5.6 dargestellt.

Bei allen Abbildungen gilt, dass die Strömungsstrukturen auf der rechten Seite durch die Wand verursacht werden und im Rahmen dieser Arbeit nachfolgend nicht betrachtet werden. Die linke Kante der Abbildungen stellt die Symmetrieebene dar. Das Strömungsbild wird somit an dieser Kante gespiegelt.

Abb. 5.4 mit $d_1 = 6mm$ zeigt den Freistrahle der Prallkühlungsströmung welcher gebündelt gegen die Effusionsplatte strömt. Nach dem Aufprall strömt das Fluid entlang der Wand in die Effusionsbohrungen. Bei der Umströmung der Kante bildet sich ein kleines Ablösegebiet.

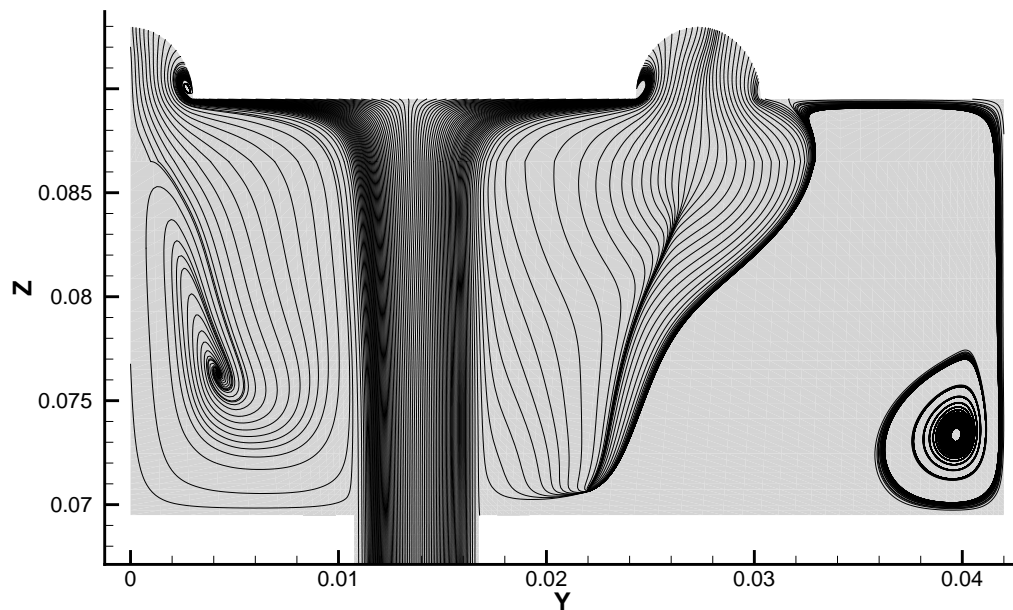


Abbildung 5.4: Strömungsverlauf in der Y-Z-Ebene durch die Prallkühlungsbohrung für $d_I = 6\text{mm}$ und $h = 20\text{mm}$

Links vom Freistrahл hat sich eine große offene Wirbelstruktur ausgebildet die in die Effusionsbohrung führt. Beachtet man die Symmetrie, haben sich somit zwischen zwei Prallkühlungsströmungen zwei gegenläufige Wirbelstrukturen entwickelt.

Abb. 5.5 mit $d_I = 7,5\text{mm}$ zeigt ebenfalls den Freistrahл der Prallkühlungsströmung der sich in diesem Fall jedoch dem Durchmesser entsprechend leicht aufgeweitet hat. Teile der Strömung des Freistrahls erfahren eine weniger starke Krümmung in Effusionswandnähe und strömen direkter in die Effusionsbohrung. Das Verhalten in unmittelbarer Wandnähe der Effusionsplatte und das oben genannte Ablösegebiet bleiben nahezu unverändert. Links vom Freistrahл hat sich die Wirbelstruktur in zwei offene Wirbelstrukturen aufgeteilt, die beide in die Effusionsbohrung führen. Die beiden Wirbelstrukturen sind gegenläufig.

In Abb. 5.6 mit $d_I = 9\text{mm}$ hat sich der Freistrahл weiter aufgeweitet und die Stromlinien führen mit einer geringen Umlenkung in die Effusionsbohrung. Das Strömungsverhalten in Wandnähe und das Ablösegebiet bleiben weiter unverändert. Links vom Freistrahл ist eine offene Wirbelstruktur sichtbar, die durch den breiten Freistrahл zur Symmetrieebene hin gedrängt wird. Die in Abb. 5.5 zu sehende zweite Wirbelstruktur hat sich aufgelöst. Die dort liegenden Stromlinien führen nahezu parallel zu denen der Prallkühlungsströmung in die Effusionsbohrung.

Bei allen Abbildungen ist festzustellen, dass sich die Strömung in unmittelbarer Wandnähe der Effusionsplatte und das Ablösegebiet nach dem Einströmen der Strömung in die Effusionsbohrung unabhängig vom Bohrungsdurchmesser der Prallkühlung verhält. Große Än-

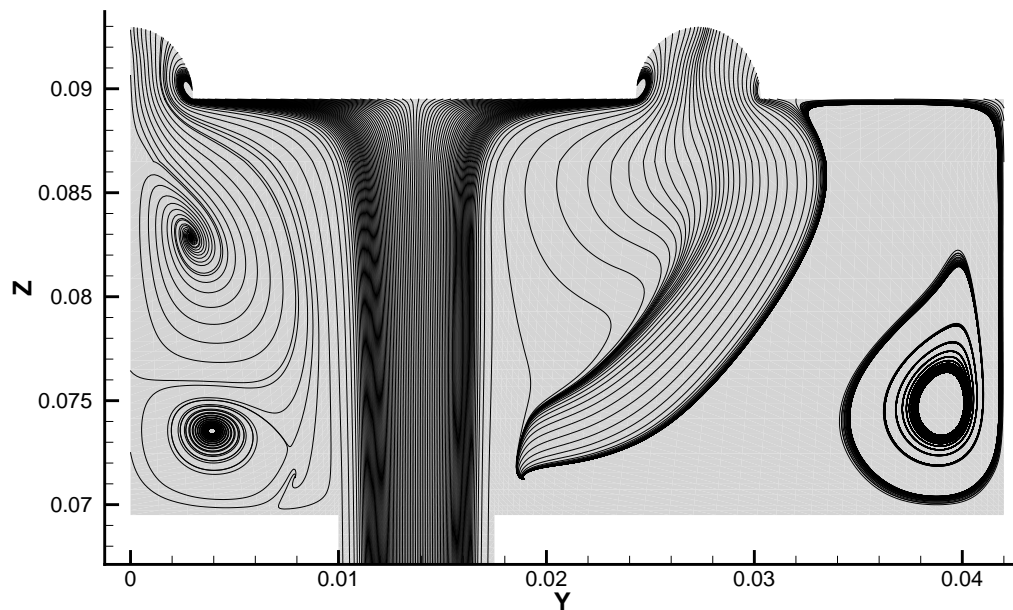


Abbildung 5.5: Strömungsverlauf in der Y-Z-Ebene durch die Prallkühlungsbohrung für $d_I = 7,5\text{mm}$ und $h = 20\text{mm}$

derungen finden jedoch zwischen zwei Freistahlen statt. Bei kleinem Bohrungsdurchmesser bildet sich dort eine große offene Wirbelstruktur aus. Bei größerem Bohrungsdurchmesser teilt sich diese Struktur in zwei auf. Wird der Durchmesser nochmals vergrößert löst sich die untere Wirbelstruktur auf und die obere verkleinert sich. Es wird vermutet, dass sich die obere Wirbelstruktur ab einem gewissen Bohrungsdurchmesser ebenfalls auflösen wird.

Zu beachten ist, dass die dargestellten Wirbelstrukturen auf Basis einer RANS-Rechnung entstehen und evt. als Phänomen dieser existieren. Um die Existenz zu Überprüfen wäre eine Vergleichsrechnung mittels LES hilfreich. Diese bietet eine bessere Auflösung der Wirbelstrukturen.

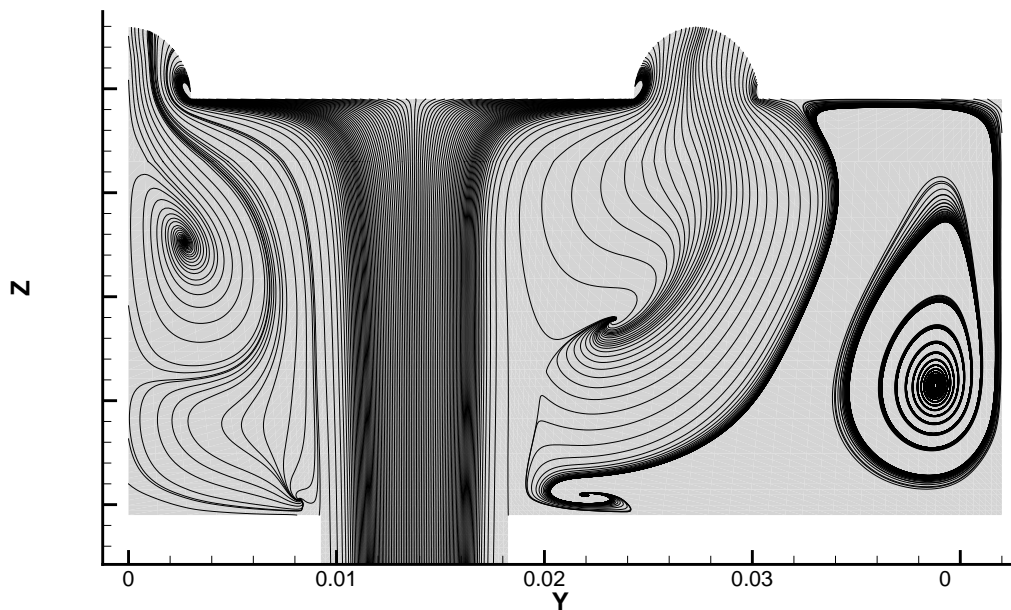


Abbildung 5.6: Strömungsverlauf in der Y-Z-Ebene durch die Prallkühlungsbohrung für $d_l = 9\text{mm}$ und $h = 20\text{mm}$

Strömungsverlauf in den Effusionsbohrungen

Im Folgenden wird die Strömung durch die Effusionsbohrungen anhand von Schnitten durch die jeweiligen Symmetrieebenen miteinander verglichen, Abb. 5.8a, 5.8b, 5.8c. Hierbei wird die Strömungsgeschwindigkeit in Achsenrichtung U_{eff} betrachtet, die zu $U_{eff} = u_x \cdot \cos(30^\circ) + u_z \cdot \sin(30^\circ)$ definiert ist. Der linke Schnitt ist die Schnittansicht der mittleren Effusionsbohrung (nachfolgend Bohrung 1). Der mittlere Schnitt zeigt den Schnitt bei $y = 0,01375\text{m}$, was der ersten Bohrung aus Strömungssicht des Windkanals entspricht (nachfolgend Bohrung 2). Der letzte Schnitt rechts dargestellt, wird bei $y = 0,0275\text{m}$ geschnitten (nachfolgend Bohrung 3). Die Position der Vorder- und Hinterkante ist in Abb. 5.2 dargestellt.

In allen Abbildungen ist eine ungleichmäßige Verteilung der Strömung über die verschiedenen Bohrungen zu erkennen. So bildet sich in Bohrung 1 eine maximale Geschwindigkeit von ca. 16m/s aus wohingegen bei Bohrung 3 eine maximale Geschwindigkeit von ca. 30m/s auftritt. Auf die ungleichmäßige Anströmung wurde bereits zu Beginn der Ergebnisse hingewiesen.

Alle Bohrungen weisen über den Querschnitt eine ähnliche Grundverteilung auf. Kurz nach dem Eintritt der Strömung stellt sich ein kleines Ablösegebiet hinter der rechten unteren Eintrittskante, mit sehr geringen Geschwindigkeiten ein. Nach kurzer Distanz stellt sich eine Verteilung mit hoher Geschwindigkeit an der Oberseite der Bohrung und niedriger Geschwindigkeit an der Unterseite der Bohrung ein. Das sich schnelle Geschwindigkeitsfeld erst nach einer gewissen Distanz zur Einlaufkante einstellt, liegt an der Betrachtung des Schnitts durch

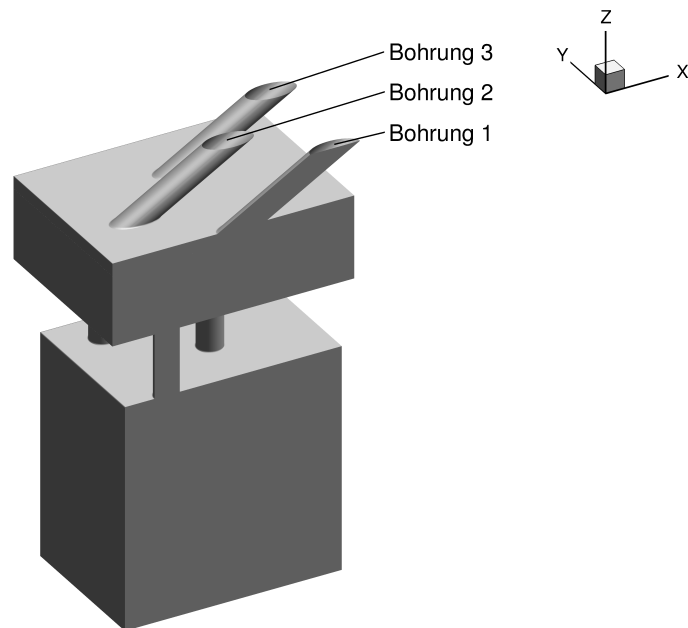


Abbildung 5.7: Bezeichnung der Effusionsbohrungen

die Rohrmitte. Wie in der allgemeinen Betrachtung bereits erwähnt strömt ein großer Teil der Strömung seitlich in die Effusionsbohrungen ein. Das Gebiet hoher Geschwindigkeiten an der Oberseite bildet sich durch eine Helixstruktur der Strömung in der Effusionsbohrung aus. Das Fluid strömt seitlich in die Effusionsbohrungen ein und trifft auf der Rohroberseite aufeinander. Die Abnahme der Dicke dieses Gebiets über die Rohrlänge begründet sich damit, dass durch die Helixbewegung die Strömung wieder seitlich in Richtung der Rohrunterseite strömt. Dies bestätigt auch die Erhöhung der Geschwindigkeit am Auslass der Rohrunterseite. Eine starke Erhöhung der Geschwindigkeit an dieser Stelle deutet auf eine geringere Ganghöhe der Helixstruktur hin.

Vergleicht man Bohrung 1 bei unterschiedlichen Durchmessern, vergrößert sich das Ablösegebiet nach dem Einlass bei größer werdendem Bohrungsdurchmesser der Prallkühlung. Zudem gibt es einen leichten Zuwachs des Bereichs mit der höchsten Geschwindigkeit an der Oberseite der Bohrung.

Bohrung 2 zeigt bei größer werdendem Bohrungsdurchmesser nur sehr kleine Änderungen. Es vergrößert sich das Ablösegebiet am Einlass geringfügig. Der Bereich maximaler Geschwindigkeit an der Oberseite der Bohrung verlängert sich hin zum Auslass. Zudem erhöht sich die Auslassgeschwindigkeit an der Hinterkante leicht. Es lässt sich somit eine stärkere Zirkulation in der Bohrung bei größeren Bohrungsdurchmessern feststellen.

Bohrung 3 erfährt große Änderungen im Bereich der Rohroberseite. Das Gebiet mit geringen Strömungsgeschwindigkeiten, das bei Bohrung 1 und Bohrung 2 an der Vorderkante der Einströmung zu sehen ist, scheint hier nicht aufzutreten und verändert sich auch bei ver-

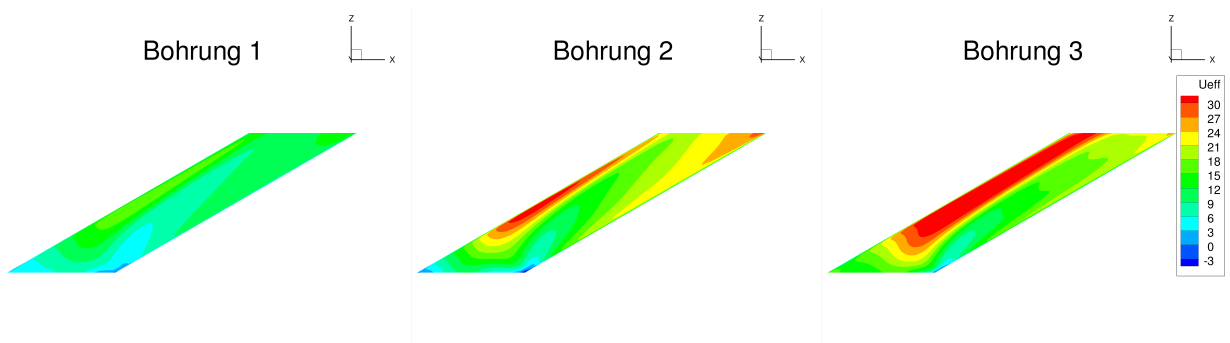
schiedenen Bohrungsdurchmessern nicht. Das schnell strömende Gebiet an der Oberseite verkleinert sich im Vergleich zu den anderen Bohrungen bei größer werdendem Bohrungsdurchmesser. Die einzige Übereinstimmung mit den anderen Bohrungen ist die Erhöhung der Geschwindigkeit an der Hinterkante der Auslasses bei größer werdendem Durchmesser. Das Abnehmen des Geschwindigkeitsfeldes an der Oberseite und Zunehmen an der Unterseite wird verursacht durch die stärker werdende Zirkulation der Strömung in der Bohrung. Der Bohrungsdurchmesser hat wie eben beschrieben einen Einfluss auf das Strömungsverhalten in den Bohrungen. Die Änderungen scheinen in allen Bohrungen ähnlich, jedoch mit unterschiedlicher Intensität abzulaufen. Da das Strömungsverhalten in den Bohrungen starken Einfluss auf das Verhalten nach dem Austritt hat, wären weitere Untersuchungen dieses Verhaltens sinnvoll.

Um die Strömung in den Effusionsbohrungen auf eine andere Weise zu bewerten wird in Tab.5.2 der durch die Bohrungen fließende Massenstrom verglichen. Es ist eine Übereinstimmung der Massenströme mit dem Geschwindigkeitsfeld zu erkennen. Die Werte der Massenströme ändern sich bei verschiedenen Bohrungsdurchmessern nur geringfügig. Bohrung 1 hat in allen Fällen den niedrigsten Massenstrom und Bohrung 3 den höchsten. Mit steigendem Bohrungsdurchmesser gleichen sich die Werte für Bohrung 2 und 3 immer weiter an. Die Summe der Massenströme bleibt dabei näherungsweise konstant.

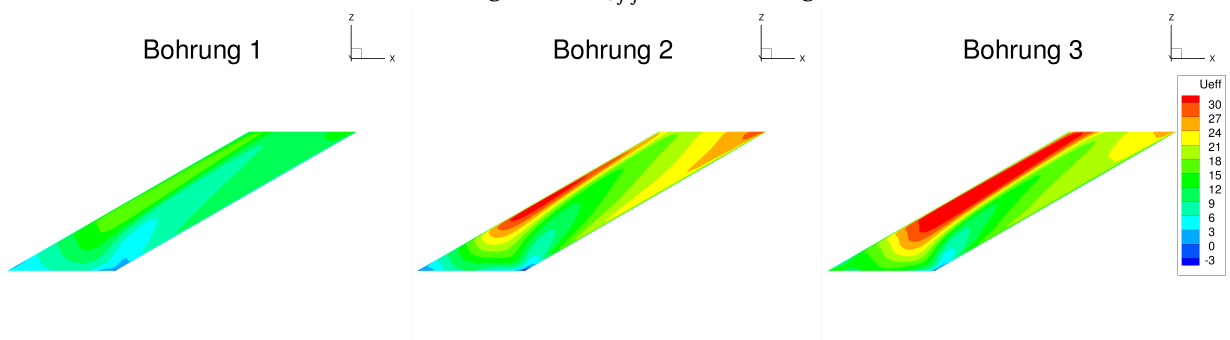
Konfiguration	$d_I = 6mm$	$d_I = 7,5mm$	$d_I = 9mm$
Bohrung 1	0,0008776838	0,0008782050	0,0008768252
Bohrung 2	0,0008949733	0,0009054582	0,0009105993
Bohrung 3	0,0009619410	0,0009516511	0,0009454114
Summe	0,0027345981	0,0027353143	0,0027328359

Tabelle 5.2: Massenstrom [kg/s] durch die einzelnen Effusionsbohrungen bei konstantem Plattenabstand ($h = 20mm$)

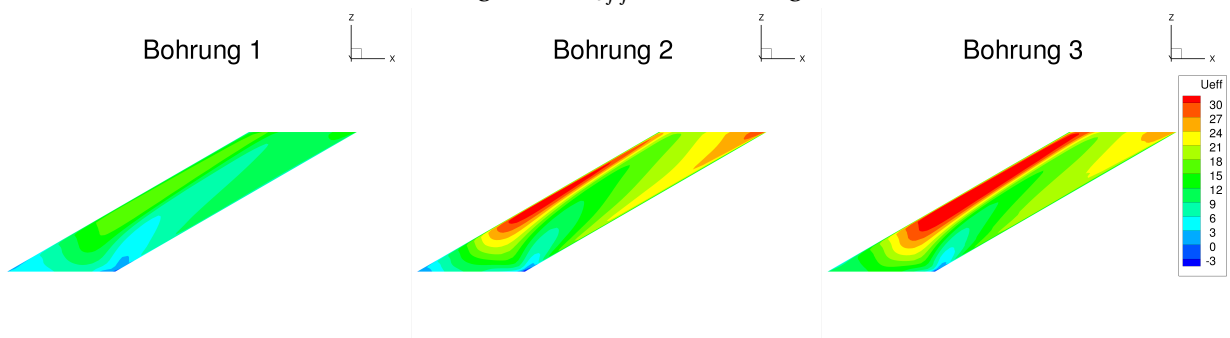
5.2 Variation Prallkühlung-Bohrungsdurchmesser



(a) Schnitte durch die Effusionsbohrungen mit U_{eff} für die Konfiguration $d_I = 6\text{ mm}$ und $h = 20\text{ mm}$



(b) Schnitte durch die Effusionsbohrungen mit U_{eff} für die Konfiguration $d_I = 7,5\text{ mm}$ und $h = 20\text{ mm}$



(c) Schnitte durch die Effusionsbohrungen mit U_{eff} für die Konfiguration $d_I = 9\text{ mm}$ und $h = 20\text{ mm}$

5.3 Variation Plattenabstand

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Plattenabstandes zwischen Prallkühlungs- und Effusionsplatte mit $h = 12/20/28\text{mm}$ und einem konstanten Bohrungsdurchmesser der Prallkühlungsplatte von $d_I = 6\text{mm}$ untersucht. Zu Beginn wird der Einfluss auf die Druckverhältnisse und anschließend auf das Strömungsbild betrachtet.

Druckverhältnisse

Zur Betrachtung der Druckverhältnisse werden die Messpunkte wie in Kapitel 5.2 beschrieben verwendet. Es ist zu erkennen, dass der Einfluss des Plattenabstandes auf den Druckverlust vernachlässigbar klein ist. Die maximale Abweichung der Druckverhältnisse liegt bei 0,0148%.

Konfiguration	$h = 12\text{mm}$	$h = 20\text{mm}$	$h = 28\text{mm}$
p_2/p_1	0,993362263	0,993349648	0,993353028
p_4/p_1	0,984712823	0,984845903	0,984768095
p_4/p_2	0,991292763	0,991439324	0,991357621

Tabelle 5.3: Druckverhältnisse der massengewichteten Drücke bei konstantem Bohrungsdurchmesser ($d_I = 6\text{mm}$)

Strömungsverläufe

Hier wird der Einfluss des Plattenabstandes h auf den Strömungsverlauf betrachtet. Die Unterschiede werden am Schnitt der in Kapitel 5.2 beschriebenen Ebene analysiert. Die Strömung auf der rechten Seite des Freistrahls wird nicht berücksichtigt, da die Randeffekte im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden.

Abb. 5.9 zeigt einen Freistrahls der sich durch Aufstauereffekte zur Effusionswand hin aufweitet. Die Strömung nach dem Aufprall auf die Effusionswand bewegt sich auf direktem Weg in die Effusionsbohrungen und bildet beim Einströmen in die Bohrung ein kleines Ablösegebiet. Links neben dem Freistrahls ist eine offene Wirbelstruktur zu sehen die in die Effusionsbohrung strömt. Das Zentrum dieser Wirbelstruktur befindet sich auf halber Höhe des Plattenabstandes.

Der Kern des in Abb. 5.10 auftretende Freistrahls weitet sich erst später auf. Die Wirbelstruktur auf der linken Seite des Freistrahls bildet sich hier wie zuvor auch über die gesamte Höhe aus. Das Zentrum dieser Wirbelstruktur befindet sich hier im unteren Drittel des Plattenabstandes, was zu einer direkteren Zuströmung in die Effusionsbohrung führt als bei der vorherigen Abbildung.

Der Freistrahls in Abb. 5.11 scheint sich noch etwas später aufzuweiten als die vorherigen Abbildungen. Das Gebiet der Wirbelstruktur bleibt unverändert. Das Zentrum verschiebt sich in dieser Konfiguration in das obere Drittel des Plattenabstandes.

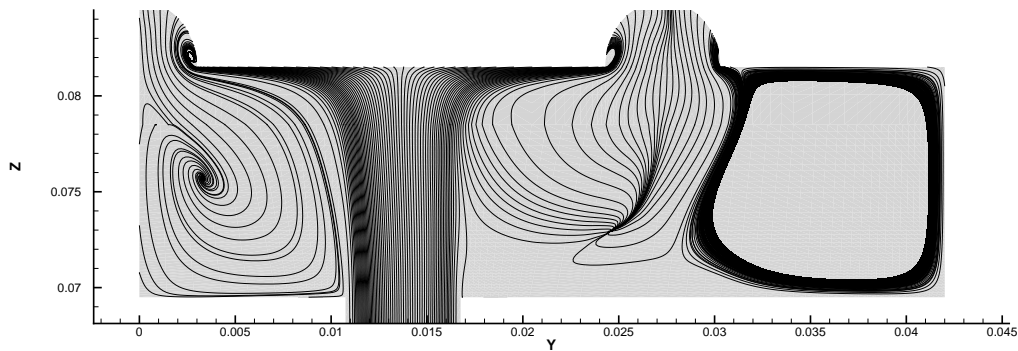


Abbildung 5.9: Strömungslinien der Schnittebene mit Normalenvektor in X-Richtung mit $d_I = 6\text{mm}$ und $h = 12\text{mm}$

Beim Einströmen in die Effusionsbohrung bildet sich bei allen Abbildungen ein kleines Ablösegebiet aus.

Allgemein scheint der Plattenabstand keinen großen Einfluss auf die Struktur der Strömung, jedoch einen großen Einfluss auf die Zuströmung in die Effusionsbohrungen zu haben. Es verändert sich die Aufweitung des Freistrahls und die Position des Zentrums der offenen Wirbelstruktur bei unterschiedlichen Abständen der Platten. Wobei die Position des Zentrums keinen offensichtlichen Zusammenhang mit dem Plattenabstand aufweist.

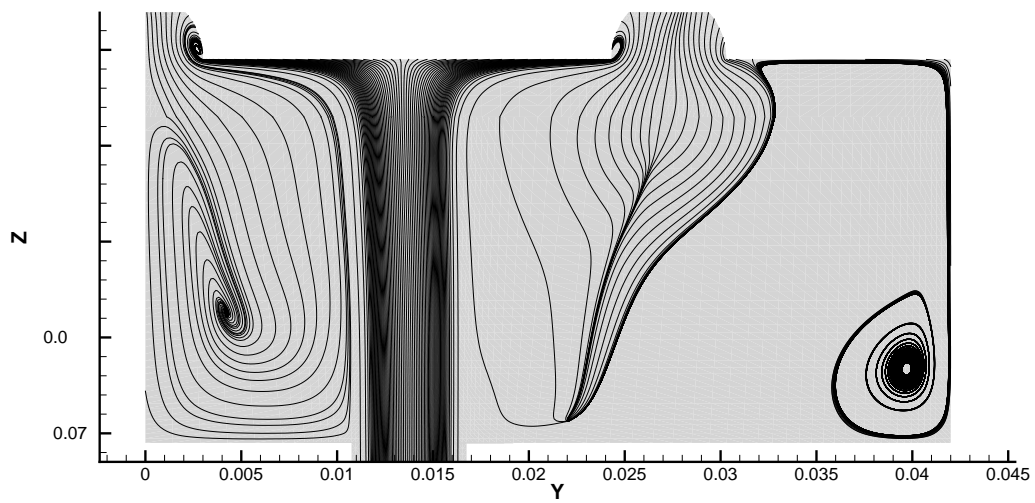


Abbildung 5.10: Strömungslinien der Schnittebene mit Normalenvektor in X-Richtung mit $d_I = 6mm$ und $h = 20mm$

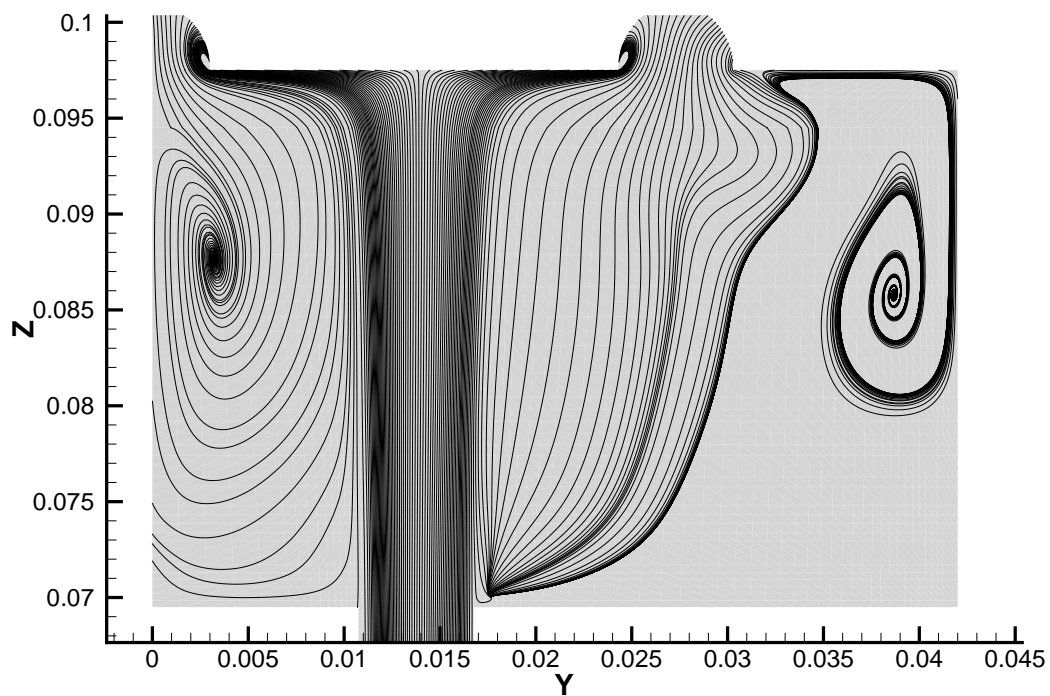


Abbildung 5.11: Strömungslinien der Schnittebene mit Normalenvektor in X-Richtung mit $d_I = 6mm$ und $h = 28mm$

Strömungsverlauf in den Effusionsbohrungen

Es werden analog zu Kapitel 5.2 Schnitte in der X-Z-Ebene durch die einzelnen Effusionsbohrungen bei unterschiedlichen Plattenabständen betrachtet, Abb. 5.12a, 5.12b, 5.12c. Die Bezeichnung der Bohrungen erfolgt wie in Kapitel 5.2 beschrieben. Es wird die Strömungsgeschwindigkeit U_{eff} in Achsenrichtung betrachtet. Für die Beschreibung der grundlegenden Strömungsstruktur wird auf Kapitel 5.2 verwiesen.

Wird bei Bohrung 1 der Plattenabstand von $h = 12\text{mm}$ auf $h = 20\text{mm}$ erhöht, vergrößert sich das Gebiet niedriger Geschwindigkeiten am Einlass der Bohrung. Wird der Plattenabstand nochmals auf $h = 28\text{mm}$ erhöht, verkleinert sich dieses Gebiet an der Vorder- und Hinterkante wieder. Wodurch diese Zu- und Abnahme bei immer größer werdendem Plattenabstand verursacht ist, kann aus den Ergebnissen dieser Arbeit nicht gesagt werden. Das Geschwindigkeitsfeld an der Rohroberseite und am Auslass verändern sich bei unterschiedlichen Plattenabständen nicht.

In Bohrung 2 vergrößert sich das Gebiet niedriger Geschwindigkeit an der Einlasshinterkante mit steigendem Plattenabstand. In der Bohrung mit Plattenabstand $h = 28\text{mm}$ liegt dieses Gebiet jedoch nicht an der Rohrunterseite an wie bei den anderen Bohrungen. Die Region niedriger Geschwindigkeiten an der Einlassvorderkante erfährt nur kleine Änderungen. Das Geschwindigkeitsfeld an der Auslasshinterkante verkleinert sich von der Fläche und der maximalen Geschwindigkeit mit zunehmendem Plattenabstand. Diese Abnahme lässt auf eine geringer werdende Zirkulation der Helixstruktur bei größer werdendem Plattenabstand in Bohrung 2 schließen.

Bohrung 3 zeigt die stärksten Veränderungen verursacht durch den Plattenabstand. Das Gebiet niedriger Geschwindigkeiten an der Einlasshinterkante verringert sich mit zunehmendem Plattenabstand, an der Einlassvorderkante nimmt es leicht zu. Die Größe des Geschwindigkeitsfeldes an der Bohrungsobenseite bleibt von $h = 12\text{mm}$ nach $h = 20\text{mm}$ näherungsweise konstant und verkleinert sich zu $h = 28\text{mm}$ stark. Die hohen Geschwindigkeiten am Auslass befinden sich bei $h = 12\text{mm}$ und $h = 20\text{mm}$ an der Vorderkante. Bei $h = 28\text{mm}$ befindet sich ein Gebiet hoher Strömungsgeschwindigkeit an der Hinterkante. Dieses Gebiet bildet sich ab ca. der mittleren Länge der Effusionsbohrung aus. Es scheint eine starke Zunahme der Zirkulation in Bohrung 3 ab einem bestimmten Plattenabstand zu geben.

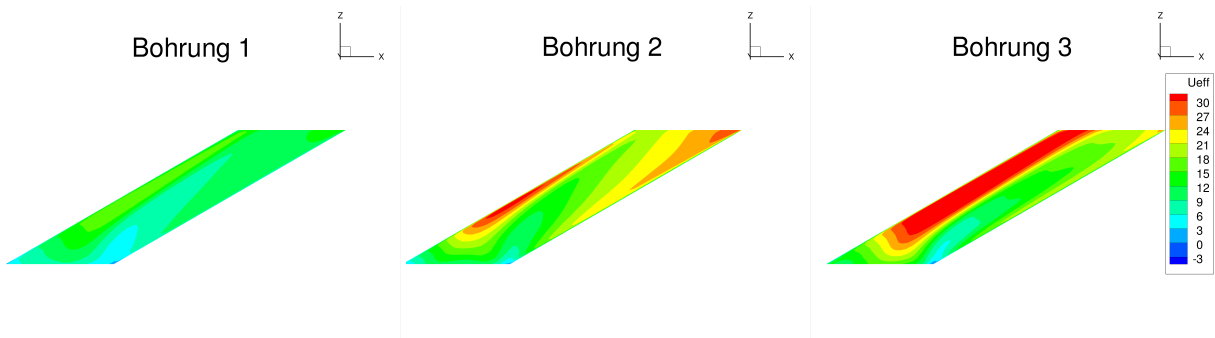
Der Einfluss des Plattenabstandes auf die Strömung in die einzelnen Effusionsbohrungen ist sehr unterschiedlich und sollte aufgrund der großen auftretenden Änderungen weiter untersucht werden.

Der Plattenabstand hat großen Einfluss auf das Strömungsverhalten in allen Effusionsbohrungen. Die Änderungen in den einzelnen Bohrungen sind stark unterschiedlich und weisen teilweise gegensätzliches Verhalten bei Veränderung des Plattenabstandes auf. Auch hier empfiehlt es sich aufgrund des großen Einflusses weitere Untersuchungen anzustellen.

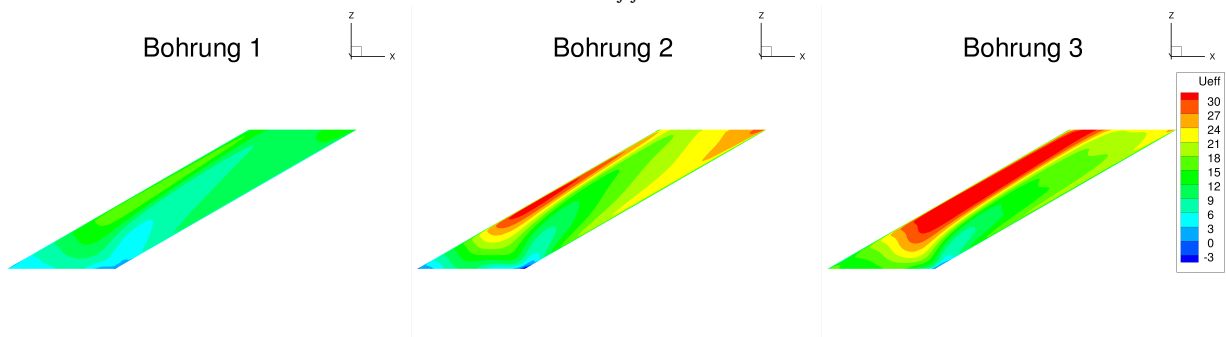
Wie zuvor bereits durchgeführt, werden auch hier die Massenströme der verschiedenen Konfigurationen in Tab. 5.4 verglichen. Der Massenstrom in Bohrung 1 erhöht sich bei steigendem Plattenabstand leicht. Die Werte für Bohrung 2 und 3 verhalten sich entgegengesetzt. In Bohrung 2 verringert sich der Massenstrom bei steigendem Plattenabstand wo hingegen er sich in Bohrung 3 erhöht. Diese Erkenntnisse stimmen mit den oben betrachteten Geschwindigkeitsfeldern überein. Hier verändert sich der gesamte Massenstrom bei unterschiedlichen

Ergebnisse

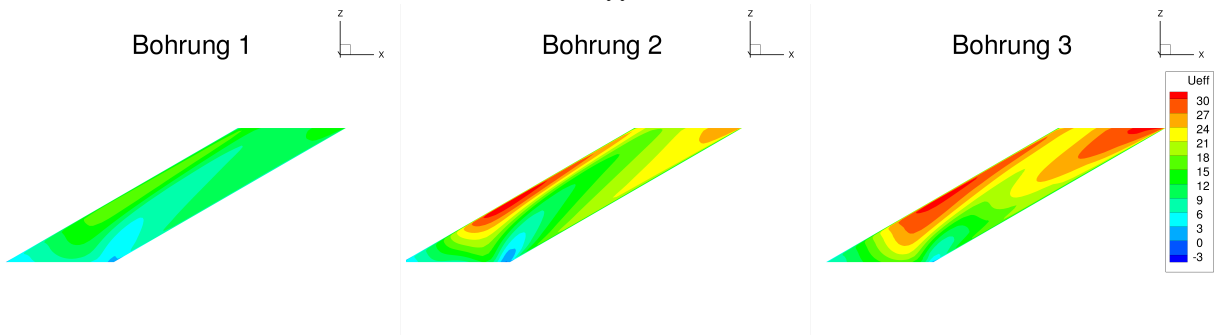
Bohrungen von minimalem zu maximalem Plattenabstand um 1,2%.



(a) Schnitte durch die Effusionsbohrungen mit U_{eff} für die Konfiguration $d_I = 6mm$ und $h = 12mm$



(b) Schnitte durch die Effusionsbohrungen mit U_{eff} für die Konfiguration $d_I = 6mm$ und $h = 20mm$



(c) Schnitte durch die Effusionsbohrungen mit U_{eff} für die Konfiguration $d_I = 6mm$ und $h = 28mm$

Konfiguration	$h = 12mm$	$h = 20mm$	$h = 28mm$
Bohrung 1	0,0008759378	0,0008776838	0,0008948626
Bohrung 2	0,0009013902	0,0008949733	0,0008739311
Bohrung 3	0,0009332723	0,0009619410	0,0009750751
Summe	0,0027106003	0,0027345981	0,0027438688

Tabelle 5.4: Massenstrom [kg/s] durch die einzelnen Effusionsbohrungen bei konstantem Bohrungsdurchmesser ($d_I = 6mm$)

5.4 Kombination Bohrungsdurchmesser/Plattenabstand

Abschließend wird der Einfluss der Parametervariation auf das Ausströmen des Fluids aus den Effusionsbohrungen über die Betrachtung des maximalen Bohrungsdurchmessers mit minimaler Plattenabstand (Fall 1) und umgekehrt (Fall 2) untersucht. Dargestellt wird hierbei das Temperaturfeld der X-Y-Ebene kurz nach dem Austritt der Strömung aus den Effusionsbohrungen, Abb. 5.13 und 5.14.

Es ist zu sehen, dass im Fall 2 bei der in Strömungsrichtung gesehen ersten Bohrung der Temperaturschleier einen größeren Nachlauf hat als in Fall 1. Dieser größere Nachlauf lässt ein geringeres Durchstoßen des ersten Effusionsstrahls durch die Hauptströmung vermuten. Die Variation der Parameter hat also einen Einfluss auf das Verhalten der Strömung nach dem Austritt aus der Effusionskühlung. Es ist im Temperaturfeld ebenfalls eine asymmetrische Ausströmung zu erkennen. Diese wird durch die in Kapitel 5.2 und 5.3 angesprochene Helixstruktur der Strömung verursacht. Die Strömung nach dem Austreten ist für alle Bohrungen unterschiedlich.

Um diese Annahme zu bestätigen wird ein Stromlinienbild betrachtet, Abb. 5.15, 5.16. Die Abbildungen zeigen die Seitenansicht der Effusionsbohrungen und des Nachlaufs mit jeweils einer Stromlinie aus jeder Effusionsbohrung. Die Stromlinien strömen durch den Mittelpunkt der Austrittsfläche der Bohrungen. Es ist wie angenommen ein starker Einfluss der Parametervariation auf die Stromlinie der ersten Bohrung zu sehen. Diese durchdringt im Fall 1 die Hauptströmung des Windkanals wesentlich stärker als in der anderen Konfiguration. Die Stromlinien der anderen Bohrungen weisen ebenfalls leichte Abweichungen von einander auf, durchdringen die Windkanalströmung jedoch nicht so stark.

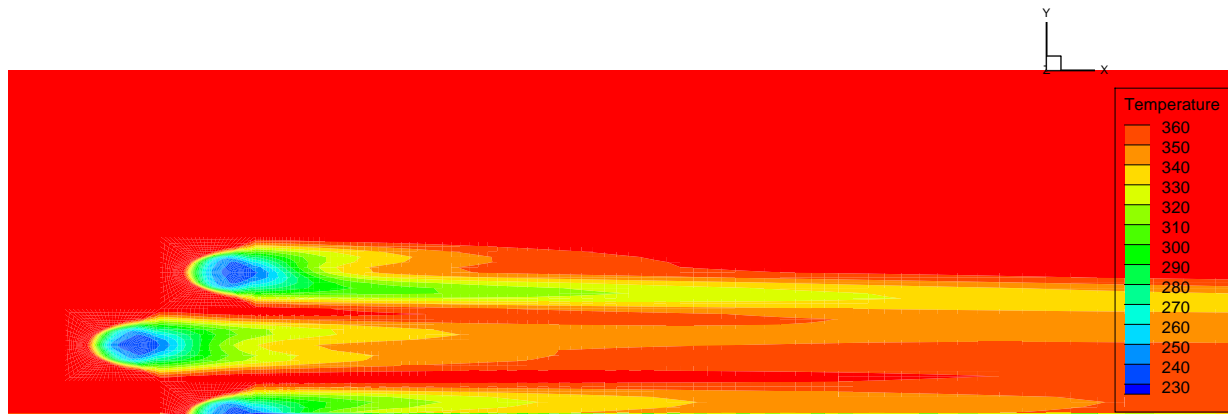


Abbildung 5.13: Temperaturprofil nach Auslass aus den Effusionsbohrungen in Plenum 3 mit $d_I = 9mm$ und $h = 12mm$

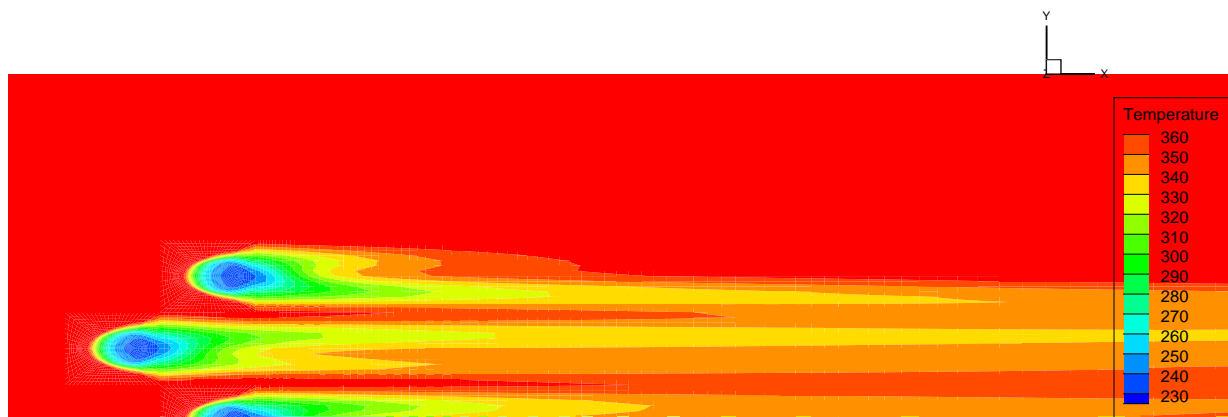


Abbildung 5.14: Temperaturprofil nach Auslass aus den Effusionsbohrungen in Plenum 3 mit $d_I = 4,5mm$ und $h = 28mm$

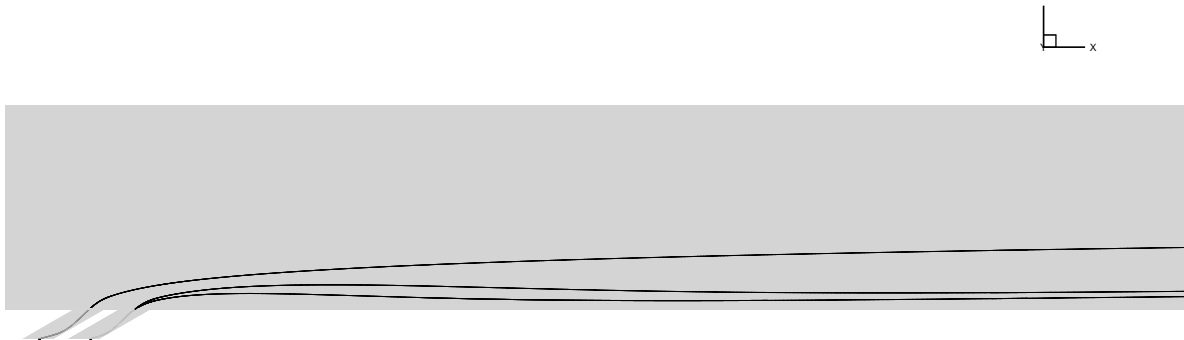


Abbildung 5.15: Stromlinienverlauf aus den Effusionsbohrungen mit $d_I = 9\text{mm}$ und $h = 12\text{mm}$

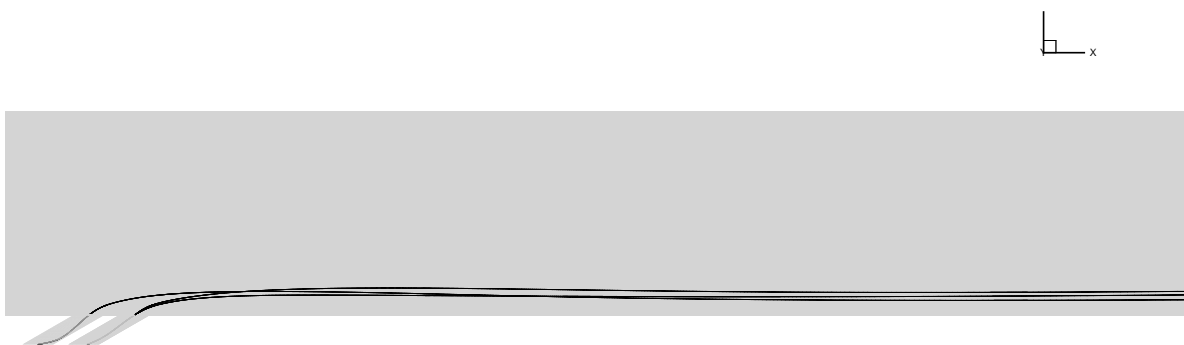


Abbildung 5.16: Stromlinienverlauf aus den Effusionsbohrungen mit $d_I = 4,5\text{mm}$ und $h = 28\text{mm}$

Ergänzend ist noch die Ausbildung des Wirbelkerns für die Fälle 1 und 2 nach dem Austritt aus den Effusionsbohrungen dargestellt, Abb. 5.17, 5.18. Durch das Lambda2 Kriterium kann ein Wirbelkern in einem dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeld visualisiert werden [13]. Beide Konfigurationen weisen eine sehr Ähnliche Struktur auf, bei der keine großskaligen Abweichungen zu sehen sind. Für beide gilt, dass sich für jede Effusionsbohrung eine unterschiedliche Länge des Wirbelkerns am Boden der Messplatte ausbildet. Dieser Nachlauf weist ebenfalls die zuvor angesprochene Asymmetrie auf. Die Außenkontur des Wirbelkerns im vorderen Bereich scheint für alle Bohrungen identisch zu sein.

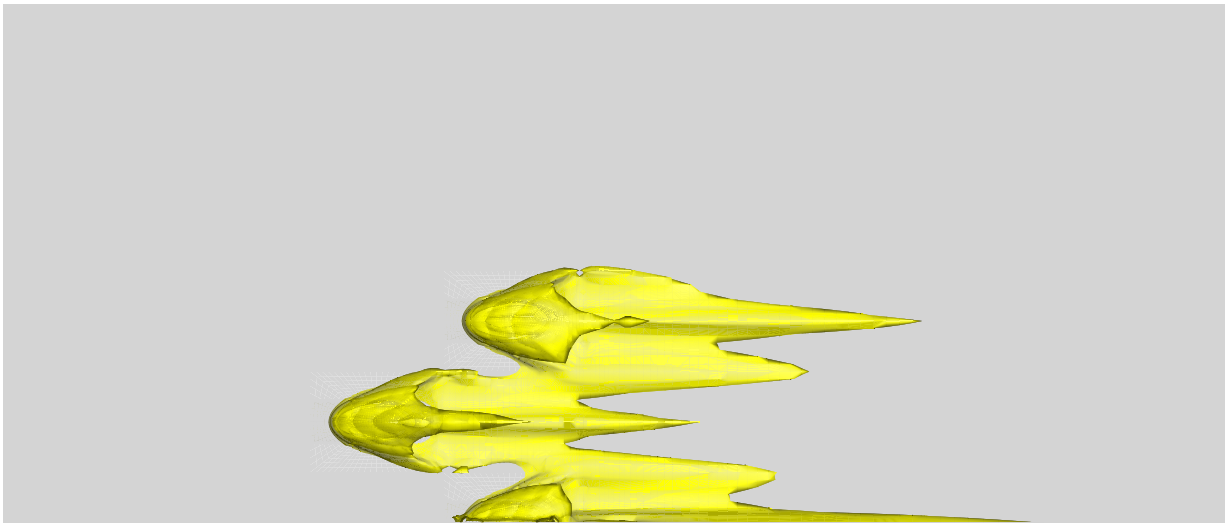


Abbildung 5.17: Darstellung der Wirbelkerns mit dem Lambda2 Kriterium nach Austritt aus den Effusionsbohrungen in Plenum 3 bei der Konfiguration $d_I = 9\text{ mm}$ und $h = 12\text{ mm}$

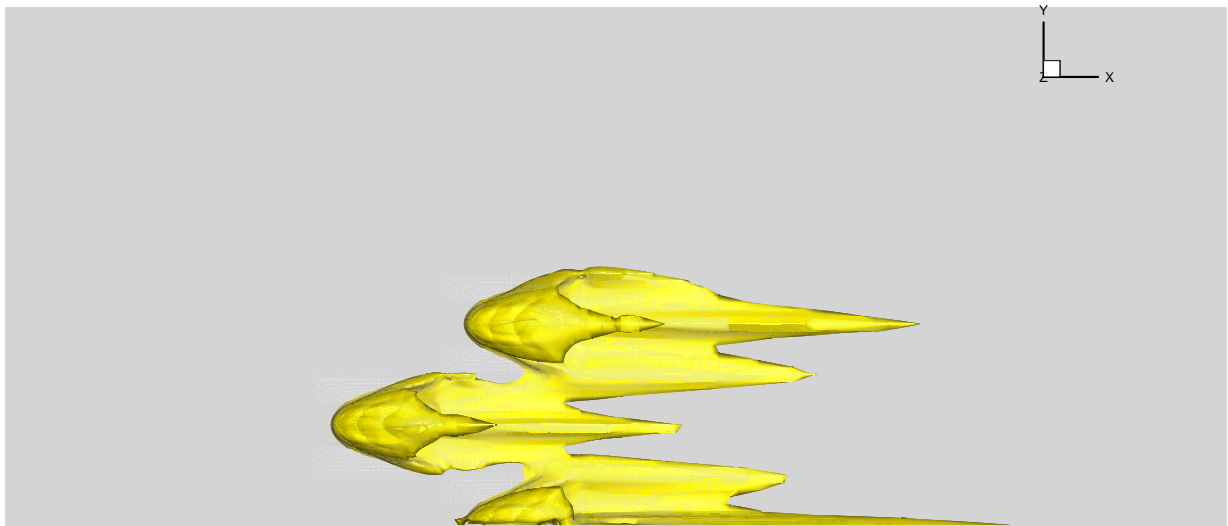


Abbildung 5.18: Darstellung der Wirbelkerns mit dem Lambda2 Kriterium nach Austritt aus den Effusionsbohrungen in Plenum 3 bei der Konfiguration $d_I = 4,5mm$ und $h = 28mm$

6 Fazit und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, den Einfluss unterschiedlicher Parameter auf das Strömungsverhalten einer kombinierten Prall- und Effusionskühlung zu untersuchen.

Hierzu wurde zunächst ein parametrisches Gitter erzeugt, das in zwei Teilen aufgebaut und mittels Interpolationsebenen zusammengefügt wurde. Die Interpolationsebenen sind notwendig um die Variation der Parameter Bohrungsdurchmesser, Plattenabstand, Abstand der Bohrungsreihen, Zwischenabstand der Bohrungen und Position der gesamten Bohrungsanordnung zu realisieren. Da in dieser Arbeit nur die Variation des Bohrungsdurchmessers und des Plattenabstandes untersucht wurde, wäre der Aufbau eines strukturierten Netzes ohne Interpolationsebene möglich gewesen. Dadurch hätte der negative Einfluss der Zellsprünge über die Interpolationsebene vermieden und eine höhere Netzqualität gewährleistet werden können.

Anschließend wurden die Randbedingungen und weitere Einstellungen gewählt. Die Rechnungen wurden mit dem $k - \omega - SST$ Turbulenzmodell und dem Solver *allMachSimpleFoam* durchgeführt. Als Transportmodell zur Berechnung der Viskosität wurde *sutherland* verwendet und zur Berechnung der Thermodynamik die NASA-Polynome (*janaf*).

Es konnte nur eine stationäre Lösung mit einem Diskretisierungsverfahren erster Ordnung erreicht werden. Bei höherer Ordnung ergab sich eine Oszillation der Messwerte im Bereich zwischen Prallkühlungs- und Effusionsplatte.

Beim Versuch einer Gitterstudie trat das Problem oszillierender Messwerte auch bei höheren Gitterauflösungen auf, was eine Durchführbarkeit der Gitterstudie nicht möglich machte. Da keine Gitterstudie durchgeführt wurde und mit einem Diskretisierungsverfahren erster Ordnung gerechnet wurde, geben die Ergebnisse nur einen qualitativen Einblick auf das Strömungsverhalten.

Die Untersuchungen beschränken sich auf die Variation des Bohrungsdurchmessers der Prallkühlung ($d_I = 6/7,5/9mm$) bei konstantem Plattenabstand ($h = 20mm$), die Variation des Plattenabstandes ($h = 12/20/28mm$) bei konstantem Bohrungsdurchmesser ($d_I = 6mm$) und einer Betrachtung der Extremstellungen ($d_I = 4,5mm, h = 28mm; d_I = 9mm, h = 12mm$).

Allgemein ist bei allen Konfigurationen eine ungleichmäßige Zuströmung in die Effusionsbohrungen zu sehen, bei der große Teile des Fluids seitlich in die Effusionsbohrungen einströmen. Eine ungleiche Anströmung an Vorder- und Hinterkante der Bohrung ist ebenfalls zu erkennen.

Die Variation des Bohrungsdurchmessers zeigt eine starke Abhängigkeit des Druckverlustes über die Konfiguration vom Bohrungsdurchmesser. Dabei ist der Druckverlust über die Effusionsbohrung unabhängig vom Bohrungsdurchmesser. Die Wirbelstrukturen im Zwischenraum der Prall- und Effusionsplatte zeigen ebenfalls eine Beeinflussung durch den Bohrungs-

durchmesser. Es verändert sich hier die Zuströmung in die Effusionsbohrungen sowie die Anordnung der Wirbel. Die Rohrströmung der einzelnen Effusionsbohrungen verändert ihr Geschwindigkeitsfeld bei größer werdendem Bohrungsdurchmesser, wobei die außen liegenden Bohrungen höhere Geschwindigkeiten und einen größeren Massenstrom aufweisen. In den Effusionsbohrungen ist eine Helixstruktur der Strömung zu erkennen die durch unterschiedliche Bohrungsdurchmesser beeinflusst wird.

Die Variation des Plattenabstandes hat keinen signifikanten Einfluss auf die Druckverhältnisse. Auch der Einfluss auf die Struktur der Strömung im Zwischenraum scheint sich gering zu halten. In den Effusionsbohrungen sind große Änderungen zu sehen. Die größte Änderung ist wie zuvor bei den beiden außen liegenden Bohrungen zu erkennen. Dabei verändert sich das Geschwindigkeitsfeld in der wandnahen Bohrung am stärksten. Auch hier ist eine starke Beeinflussung der Helixstruktur durch die Variation des Plattenabstandes zu sehen. Der Massenstrom variiert bei den betrachteten Plattenabständen ebenso.

Die Betrachtung der Extremstellungen zeigt einen deutlichen Einfluss der beiden Parameter auf das Ausströmverhalten der Effusionskühlung.

Trotz der nicht durchgeführten Gitterstudie und der Lösung zweiter Ordnung konnte die Arbeit erste Eindrücke zum Verhalten der Strömung in dem für das Experiment vorgesehene Modell geben. Die Optimierung der Konfiguration mit den betrachteten Parametern scheint durchaus gegeben zu sein. Es war im Rahmen dieser Arbeit leider nicht möglich noch weitere Parameter zu untersuchen und deren Einfluss zu identifizieren. Da in dieser Arbeit nur zwei Parameter variiert wurden, wäre es möglich gewesen ein Netz ohne Interpolationsebene zu erstellen, was zu einer Erhöhung der Netzqualität durch ein kontinuierliches Netz führt. Dies könnte ein Problem weniger für einer Rechnung mit einem Diskretisierungsverfahren zweiter Ordnung sein und eventuell genaueren Aufschluss über das Strömungsfeld geben.

Problematisch war teilweise die Einordnung der Ergebnisse in Bezug auf den realen Anwendungsfall. Die betrachtete Konfiguration besitzt keine Effusionsbohrung die von vier Prallkühlungsbohrungen umgeben ist, wie es in der Anwendung höchstwahrscheinlich der Fall sein wird. Eine Erweiterung der Konfiguration um eine Bohrungsreihe würde dieses Problem lösen.

Um ein besseres Verständnis für das Modell zu erhalten, sollte eine weitere Parameterstudie durchgeführt werden, die z.B. den Einfluss der Position der Prallkühlungsbohrungen oder weitere Kombinationen der Parameter untersucht. Zudem empfiehlt sich eine genauere Untersuchung der Strömung in den Effusionsbohrungen in Abhängigkeit der Parameter.

Anlagen

checkMesh Report-Datei

```
/*-----*\
| ===== |
| \\ / F i e l d | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
| \\ / O p e r a t i o n | Version: 2.3.0
| \\ / A n d | Web: www.OpenFOAM.org
| \\ / M a n i p u l a t i o n |
/*-----*/
```

```
Build : 2.3.0-f5222ca19ce6
Exec : checkMesh
Date : Jan 22 2017
Time : 15:30:03
Host : "stu01-CELSIUS-M460"
PID : 7363
Case : /home/student/student-10/OpenFOAM/simulation/cluster/
parameterstudie/d6h20Upwind
nProcs : 1
sigFpe : Enabling floating point exception trapping (FOAM_SIGFPE).
fileModificationChecking : Monitoring run-time modified files using
timeStampMaster
allowSystemOperations : Allowing user-supplied system call operations
```

```
// * * * * *
* * //
```

Create time

Create polyMesh for time = 0

Time = 0

Mesh stats

```
points: 1329029
faces: 3852906
internal faces: 3722106
cells: 1262502
```

faces per cell: 6
boundary patches: 11
point zones: 0
face zones: 7
cell zones: 0

Overall number of cells of each type:

hexahedra: 1262502
prisms: 0
wedges: 0
pyramids: 0
tet wedges: 0
tetrahedra: 0
polyhedra: 0

Checking topology...

Boundary definition OK.

Cell to face addressing OK.

Point usage OK.

Upper triangular ordering OK.

Face vertices OK.

*Number of regions: 3

The mesh has multiple regions which are not connected by any face.

<<Writing region information to "0/cellToRegion"

<<Writing region 0 with 216640 cells to cellSet region0

<<Writing region 1 with 248190 cells to cellSet region1

<<Writing region 2 with 797672 cells to cellSet region2

Checking patch topology for multiply connected surfaces...

Patch	Faces	Points	Surface topology
inletUnten connected)	3339	3477	ok (non-closed singly
walls connected)	53297	54307	ok (non-closed singly
AMI_interfaceMaster connected)	3860	4046	ok (non-closed singly
AMI_interfaceSlave connected)	4650	4849	ok (non-closed singly
deckePlenum3 connected)	14616	14902	ok (non-closed singly
wandPlenum3 connected)	9630	9890	ok (non-closed singly
inlet	2430	2530	ok (non-closed singly

connected)			
outlet	2430	2530	ok (non-closed singly
connected)			
AMI_interFaceUnten	4840	5021	ok (non-closed singly
connected)			
AMI_interFaceOben	7344	7497	ok (non-closed singly
connected)			
symmetry	24364	25225	ok (non-closed singly
connected)			

Checking geometry...

Overall domain bounding box (-0.12715 0 0) (0.44935 0.07 0.185)

Mesh (non-empty, non-wedge) directions (1 1 1)

Mesh (non-empty) directions (1 1 1)

Boundary openness (1.41444e-15 5.92378e-15 1.00019e-14) OK.

Max cell openness = 3.61982e-16 OK.

Max aspect ratio = 55.9275 OK.

Minimum face area = 2.04719e-08. Maximum face area = 0.000114227.

Face area magnitudes OK.

Min volume = 4.70993e-12. Max volume = 5.31131e-07. Total volume = 0.00338148. Cell volumes OK.

Mesh non-orthogonality Max: 64.9957 average: 15.5224

Non-orthogonality check OK.

Face pyramids OK.

Max skewness = 1.50742 OK.

Coupled point location match (average 0) OK.

Mesh OK.

End

fvSchemes-Datei

```
/*----- C++
-----*\
| ===== |
| \ \ / F i e l d | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
| \ \ / O p e r a t i o n | Version: 2.3.0
| \ \ / A n d | Web: www.OpenFOAM.org
| \ \ / M a n i p u l a t i o n |
|
|-----*/
```

FoamFile

```
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        dictionary;
    location     "system";
    object       fvSchemes;
}
// * * * * *
* * //
```

ddtSchemes

```
{
    default      steadyState;
}
```

gradSchemes

```
{
    default      Gauss linear;
}
```

divSchemes

```
{
    default      bounded Gauss upwind; //limitedLinear 1;
    div(phi,U)   bounded Gauss upwind; //limitedLinear 1;
    div(phi,K)   bounded Gauss upwind; //limitedLinear 1;
    div((rho*R)) Gauss linear;
```

```

    div((thermo:mu*dev2(T(grad(U)))) Gauss linear;
    div((muEff*dev2(T(grad(U)))) Gauss linear;
}

laplacianSchemes
{
    default          Gauss linear corrected;
}

interpolationSchemes
{
    default          linear;
}

snGradSchemes
{
    default          corrected;
}

fluxRequired
{
    default          no;
    p                ;
}

//
*****
//

```

fvSolution-Datei

```
/*-----* C++
   *-----*\
| ===== |
| \ \      / F i e l d      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
| \ \      / O p e r a t i o n | Version: 2.3.0
| \ \      / A n d           | Web:      www.OpenFOAM.org
| \ \ /      M a n i p u l a t i o n |
|                                     |
\*-----*/
```

FoamFile

```
{
  version      2.0;
  format       ascii;
  class        dictionary;
  location     "system";
  object       fvSolution;
}
// * * * * *
  * * //
```

solvers

```
{
  p
  {
    solver          PCG;
    preconditioner  DIC;
    tolerance       1e-10;
    relTol          0.005;
    maxIter         1000;
  }

  /*
  {
    solver          GAMG;
    tolerance       1e-06;
    relTol          0.01;
  }
  */
```

```

        smoother      GaussSeidel;
        nPreSweeps    0;
        nPostSweeps   2;
        cacheAgglomeration on;
        agglomerator   faceAreaPair;
        nCellsInCoarsestLevel 10;
        mergeLevels    1;
        maxIter        150;
    }
*/

"(U|k|h|omega|nuTilda)"
{
    solver      smoothSolver;
    smoother    symGaussSeidel;
    tolerance    1e-09;
    relTol      0.01;
}
}

SIMPLE
{
    nNonOrthogonalCorrectors 2;
    rhoMin      rhoMin [ 1 -3 0 0 0 ] 0.2;
    rhoMax      rhoMax [ 1 -3 0 0 0 ] 2.5;

    residualControl
    {
        p      1e-6;
        U      1e-7;
        "(k|h|omega)" 1e-7;
    }
}

relaxationFactors
{
    fields
    {
        rho      0.5;
        p        0.3;
    }
    equations
    {

```

```
    U          0.5;
    h          0.5;
    k          0.1;
    omega      0.1;
  }
}
```

```
potentialFlow
{
  nNonOrthogonalCorrectors 5;
}
```

```
//
```

```
*****
```

```
//
```

thermophysicalProperties-Datei

```
/*-----*\
| ===== |
| \ \      / F i e l d      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
| \ \      / O p e r a t i o n | Version: 2.3.0
| \ \      / A n d           | Web:      www.OpenFOAM.org
| \ \ /      M a n i p u l a t i o n |
|                                     |
\*-----*/
```

FoamFile

```
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        dictionary;
    location     "constant";
    object       thermophysicalProperties;
}
```

```
// * * * * *
   * * //
```

thermoType

```
{
    type          heRhoThermo;
    mixture       pureMixture;
    transport     sutherland;
    thermo        janaf;
    equationOfState perfectGas;
    specie        specie;
    energy        sensibleEnthalpy;
}
```

pRef 100000;

mixture

```
{
    specie
```

```

{
  nMoles          1;
  molWeight       28.870261;//NIST (O2 0.215;N2 0.785)
}
thermodynamics
{
  Tlow            100;
  Thigh           3500;
  Tcommon         1000;
  highCpCoeffs   ( 3.0031580356 1.4869256091e-03 -6.09216493835e
                  -07 1.24297917625e-10 -9.960813106e-015 -958.4146043
                  5.86715920735 );
  lowCpCoeffs    ( 3.4026895624 4.611708696e-04 -9.9395933785e-07
                  2.34711083065e-09 -1.22180879045e-12 -1030.1542869
                  3.88744230195 );// http://combustion.berkeley.edu/gri_mech/
                  version30/files30/thermo30.dat
}
transport
{
  As              1.458e-06;
  Ts              110;
  Pr              0.72;
}
}
//
//*****
//

```

Literaturverzeichnis

- [1] Behrens. *OpenFOAM basic solvers for linear systems of equations*. Dänemark.
- [2] CDF-Online. Turbulence free-stream boundary conditions https://www.cfd-online.com/wiki/turbulence_free-stream_boundary_conditions, 2014.
- [3] Ekkad, Huang, and Han. Impingement heat transfer on a target plate with film cooling holes. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 13(4):522–528, 1999.
- [4] El-jumrah. *Impingement and Impingement/Effusion cooling of Gas Turbine Components: Conjugate Heat Transfer Predictions*. PhD thesis, The University of Leeds, Leeds, 2014.
- [5] Ferziger and Perić. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg and s.l., third, rev. edition edition, 2002.
- [6] Han. *Entwicklung und Konstruktion eines Impingement-Effusionskühleinsatzes für den geschlossenen thermischen Windkanal*. München.
- [7] Han, Dutta, and Ekkad. *Gas turbine heat transfer and cooling technology*. Chapman & Hall/CRC Texts in Statistical Science. CRC Press, Boca Raton, Fla., 2nd ed. edition, 2013.
- [8] Hestenes and Stiefel. Methods of conjugate gradients for solving linear systems. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 1952(49):409–436, 1952.
- [9] Hollworth and Dagan. Arrays of impinging jets with spent fluid removal through vent holes on the target surface—part 1: Average heat transfer. *Journal of Engineering for Power*, 102(4):994, 1980.
- [10] Hollworth, Lehmann, and Rosiczkowski. Arrays of impinging jets with spent fluid removal through vent holes on the target surface, part 2: Local heat transfer. *Journal of Engineering for Power*, 105(2):393, 1983.
- [11] janaf NASA coefficients. http://combustion.berkeley.edu/gri_mech/version30/files30/thermo30.dat.
- [12] janaf NASA polynomials. http://combustion.berkeley.edu/gri_mech/data/nasa_plnm.html.

- [13] Jinhee and Fazle. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285(-1):69, 1995.
- [14] Jones and Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1972(15):301–314, 1972.
- [15] Kolmogorov. Equations of turbulent motion of an incompressible fluid. *Izv. Akad. Nauk SSSR*, 1942(1-2):56, 1942.
- [16] Menter, Kuntz, and Langtry. Ten years of industrial experience with the sst turbulence model. *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, 2003, 2003.
- [17] NIST. <http://webbook.nist.gov/>: Nist chemistry webbook.
- [18] Ochs. *Filmkühlung transsonischer Turbinen: infrarotthermographisches Messverfahren zur Charakterisierung des Wärmeübergangs*, volume 47. Logos-Verl., Berlin, 2011.
- [19] OpenFOAMwiki. https://openfoamwiki.net/index.php/openfoam_guide/the_simple_algorithm_in_openfoam#the_simple_algorithm, 2014.
- [20] Schlichting, Gersten, and Krause. *Grenzschicht-Theorie: Mit 22 Tabellen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 10., überarbeitete auflage edition, 2006.
- [21] Schreivogel. *Aerothermodynamische Untersuchung von Filmkühlgeometrien für brennkammertypische Ausblaseraten*. PhD thesis, Universität der Bundeswehr, München, 2015.
- [22] Schuwerk. *Numerische Untersuchung der gekoppelten Wärmeübertragung bei kombinierter Prall- und Effusionskühlung*.
- [23] Spring, Lauffer, Weigand, and Hase. Experimental and numerical investigation of impingement cooling in a combustor liner heat shield. *Journal of Turbomachinery*, 132(1):011003, 2010.
- [24] Sutherland and William. Lii. the viscosity of gases and molecular force. *Philosophical Magazine Series 5*, 36(223):507–531, 1893.
- [25] Wilcox and David. *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries, La Canada, 1994.