

**Strömungsmechanische Simulation und experimentelle
Validierung des kryogenen Wasserstoff-Moderators für die
Europäische Spallationsneutronenquelle ESS**

**Fluid Mechanical Simulation and Experimental Validation
of the Cryogenic Hydrogen-Moderator for the European
Spallation Neutron Source ESS**

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen
Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Yannick Beßler

Berichter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Ghaleb Natour
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Lorenz Singheiser

Tag der mündlichen Prüfung: 23.04.2020

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar

Kurzfassung

Die europäische Spallationsneutronenquelle ESS befindet sich gegenwärtig in der Bauphase und soll ab 2023 den Teillastbetrieb aufnehmen. Sie wird mit einer mittleren Protonenstrahlleistung von 5 MW die leistungstärkste Spallationsneutronenquelle weltweit werden. Eine Schlüsselkomponente einer Spallationsneutronenquelle ist der kalte Moderator. Dieser wird bei der ESS mit flüssigem para-Wasserstoff, bei etwa 20 K Temperatur und 10 bar Druck, betrieben und soll die durch die Spallation freigewordenen schnellen Neutronen auf das geforderte niedrige Geschwindigkeitsniveau abbremesen (moderieren).

Aktuelle Teilchen-Transport-Simulationen zeigen, dass die Neutronenausbeute durch Optimierungen des bestehenden kalten Moderators um bis zu 30 % erhöht werden kann. In der vorliegenden Dissertation wird daher die ingenieurtechnische Umsetzbarkeit dieses neuartigen Moderators für den Vollastbetrieb der europäischen Spallationsneutronenquelle ESS untersucht. Das primäre Ziel ist dabei zu prüfen, ob der kalte Moderator bei voller Protonenstrahlleistung betrieben werden kann bzw. bis zu welcher Strahlleistung ein sicherer Betrieb noch möglich ist. Darüber hinaus wird die Machbarkeit aus struktureller und fertigungstechnischer Sicht bewertet.

Um das Strömungsverhalten im kalten Moderator zu untersuchen wurde zunächst eine numerische Strömungssimulation durchgeführt. Die Strömungsführung wurde hierbei für einen bestmöglichen Wärmeübergang optimiert, da der gepulste Protonenstrahl eine enorme wechselnde thermische Belastung verursacht. Ferner wurden Fehlerquellen der Simulation identifiziert und minimiert. Dafür wurde unter anderem der Modellfehler der Strömungssimulation mittels Particle Image Velocimetry (PIV) Vergleichsmessungen ermittelt.

Im Rahmen der Parameterstudien stellte sich heraus, dass der kalte Moderator unter den gegebenen Anforderungen und bei einer konservativen Berücksichtigung aller Fehlergrößen nur bis zu einer Strahlleistung von ca. 3,4 MW sicher betrieben werden kann. Daher wurden zusätzlich einige Möglichkeiten aufgezeigt, womit die Protonenstrahlleistung noch erheblich erhöht werden könnte und somit die Zielvorgabe von 5 MW weiterhin möglich wäre.

Der strukturelle Teil dieser Arbeit, in dem die Auslegung des kalten Moderators nach dem Nuklearcode RCC-MRx erfolgte, zeigte hingegen, dass der Druckbehälter allen statischen und dynamischen Lasten standhält. Hierbei wurden die Bestrahlung sowie alle auftretenden Lastzustände im Normalbetrieb und bei außerordentlichen Betriebsbedingungen berücksichtigt. Abschließend wurde ein erster Prototyp des optimierten Moderators gefertigt und erprobt. Dabei kam dem Fügen der eingesetzten Aluminiumlegierung AW 6061-T6 eine besondere Bedeutung zu, da diese Legierung im Allgemeinen als schwer schweißbar gilt. Zum Einsatz kam das Elektronenstrahlschweißen, wodurch verzugsarm und bei minimalem Wärmeeintrag geschweißt werden konnte. Die abschließend durchgeführten zerstörungsfreien Prüfungen bestätigten die hohe Qualität der Fertigung und dadurch die Eignung des Moderators für den sicheren Betrieb unter den extremen Einsatzbedingungen.

Abstract

The European spallation neutron source ESS is currently under construction and should start part-load operation in 2023. With an average proton beam power of 5 MW, it will become the most powerful spallation neutron source worldwide. A key component of a spallation neutron source is the cold moderator. At the ESS, the cold moderator will be operated with liquid parahydrogen at a temperature and pressure around 20 K and 10 bar respectively and is intended to slow down (moderate) the fast neutrons, released by the spallation process, to the required low velocity level.

Latest particle-transport-simulations show that the neutron yield can be increased by up to 30 % by optimizing the existing cold moderator. The present dissertation therefore examines the technical feasibility of this new moderator for full-load operation of the European spallation neutron source ESS. The primary goal is to verify whether the cold moderator can be operated at full proton beam power or up to which beam power a safe operation is possible. In addition, the feasibility from the structural mechanical and manufacturing point of view will be assessed.

In order to investigate the flow behavior in the cold moderator, a numerical flow simulation was first carried out. The flow guiding has been optimized for the best possible heat transfer because the pulsed proton beam causes an enormous fluctuation in thermal load. Furthermore, sources of errors of the simulation were identified and minimized. For this purpose, the model error of the flow simulation was determined by particle image velocimetry (PIV) comparison measurements.

As part of the parameter studies, it turned out that the cold moderator can only be safely operated up to a proton beam power of approx. 3.4 MW under the given requirements and with a conservative consideration of all errors. Therefore, a several additional options were shown, by which the proton beam power might be significantly increased, and the goal of 5 MW would still be possible.

The structural mechanical part of this work, in which the cold moderator was designed according to the nuclear code RCC-MRx, showed that the pressure vessel withstands all static and dynamic loads. Thereby the radiation as well as all loads in normal and abnormal operation were considered. Finally, an initial prototype of the optimized cold moderator has been manufactured and tested. The joining technology for the selected aluminum alloy AW 6061-T6 was of special importance, since this alloy is generally difficult to weld. Electron beam welding was used because it leads to lowest possible distortions and minimized local heat input. Finally, non-destructive tests were carried out to confirm the high quality of the manufacturing, and thus the suitability of the cold moderator for a safe operation under the extreme operating conditions.

Inhalt

Inhalt	VII
Abbildungsverzeichnis	XII
Tabellenverzeichnis	XIX
Liste der Symbole, Indizes und Abkürzungen	XX
1 Einleitung und Problemstellung	1
1.1 Motivation	2
1.2 Ziel der Arbeit	3
1.3 Aufbau der Arbeit	4
2 Grundlagen Spallation und Moderation	5
2.1 Spallations-Reaktionsprozess	5
2.2 Moderation von Neutronen	7
2.2.1 Funktionsweise und Einordnung von Moderatoren.....	7
2.2.2 Thermischer H ₂ O-Moderator.....	9
2.2.3 Kalter LH ₂ -Moderator	10
2.2.4 Abschätzung der räumlichen Ausdehnung eines Moderators	11
2.3 Übersicht der Spallationsneutronenquellen	16
2.3.1 Europäische Spallationsneutronenquelle ESS	17
2.3.2 Weitere bedeutende Neutronenquellen.....	19
2.4 Übersicht der eingesetzten kalten Moderatoren	21
3 Grundlagen numerische Strömungssimulation	23
3.1 Erhaltungssätze.....	24
3.1.1 Massenerhaltung.....	25
3.1.2 Impulserhaltung.....	25
3.1.3 Energieerhaltung	26
3.2 Navier-Stokes Gleichungen.....	27

3.2.1	Zustandsgleichungen	27
3.2.2	Stokes Hypothese	28
3.2.3	Vollständige Navier-Stokes Gleichungen.....	29
3.2.4	Reynolds gemittelte Navier-Stokes Gleichungen	31
3.2.5	Turbulenzmodelle.....	34
3.3	Diskretisierung des Navier-Stokes Gleichungssystems	37
3.3.1	Finite-Volumen Diskretisierung	37
3.3.2	Örtliche Diskretisierung	37
3.3.3	Zeitliche Diskretisierung	38
3.4	Simulationsfehler	39
3.4.1	Modellfehler	39
3.4.2	Diskretisierungsfehler	39
3.4.3	Iterationsfehler	40
4	Strömungsmechanische Simulation	41
4.1	Strömungsdesign und Optimierung.....	42
4.2	Fluid und Strukturmaterial	44
4.2.1	Wasserstoff Stoffdaten.....	44
4.2.2	Strukturmaterialdaten	47
4.3	Strahlungswärme.....	48
4.3.1	Material- und Ortsabhängigkeit	49
4.3.2	Zeitliche Struktur der Strahlungswärmezufuhr	53
4.3.3	Unsicherheiten bei der Strahlungswärme.....	55
4.4	Randbedingungen.....	57
4.4.1	Eintrittstemperatur.....	57
4.4.2	Mittlerer Austrittsdruck.....	60

4.4.3	Einströmgeschwindigkeit.....	60
4.4.4	Oberflächenbeschaffenheit.....	60
4.4.5	Unsicherheiten bei den Randbedingungen	61
4.5	Zeitschrittsteuerung	63
4.6	Rechennetz	67
4.6.1	Wandbehandlung	67
4.6.2	Parameter des gewählten Rechennetzes	69
4.7	Simulationsergebnisse	71
4.7.1	Vergleich der Turbulenzmodelle und Berechnungsnetze	71
4.7.2	Stationäre Simulationsergebnisse	75
4.7.3	Vergleich der Zeitschrittsteuerung.....	78
4.7.4	Instationäre Simulationsergebnisse	82
4.7.5	Abschätzung des Simulationsfehlers	91
4.8	Zusammenfassung der Strömungssimulation	93
5	Strömungsmessung.....	94
5.1	Versuchsziel	94
5.2	Versuchsstrategie	95
5.2.1	Geometrische Ähnlichkeit	96
5.2.2	Physikalische Ähnlichkeit.....	96
5.3	Particle Image Velocimetry (PIV)	107
5.4	Versuchsaufbau	108
5.5	Versuchsdurchführung	109
5.6	Versuchsauswertung	111
5.6.1	OpenPIV Software	111
5.6.2	Vergleich mit Simulationsergebnissen	113

5.6.3	Gesamtfehler der Strömungssimulation	119
6	Strukturmechanische Auslegung.....	122
6.1	Geometrie.....	123
6.2	Strukturmaterialwahl und Strahlungsbelastung.....	124
6.2.1	Werkstoffkennwerte von AW 6061-T6.....	124
6.2.2	Maximal zulässige Bestrahlung.....	125
6.2.3	Kriechen, Alterung, Schwellen und Korrosion	125
6.3	Lastfälle und weitere Randbedingungen	126
6.4	Grenzwerte und Auslegungskriterien.....	130
6.5	Simulationsergebnisse	132
6.5.1	Vergleichsspannungen der Lastfälle	132
6.5.2	Linearisierte Spannung	135
6.5.3	Fortschreitende Verformung	140
6.5.4	Ermüdung	141
6.5.5	Verformung	143
6.6	Zusammenfassung der strukturmechanischen Auslegung.....	143
7	Prototypenbau.....	144
7.1	Zerspannung	144
7.2	Strahlschweißen	145
7.3	Zerstörungsfreie Prüfungen.....	147
7.3.1	Helium Lecktest	147
7.3.2	Farbeindringprüfung.....	148
7.3.3	3D Röntgen der Schweißnähte	149
7.3.4	Druckprüfung.....	151
7.4	Zusammenfassung des Prototypenbaus.....	152

8 Zusammenfassung und Ausblick	153
Literaturverzeichnis	i
Anhang	vi
A-1 Neutronenflussverteilung.....	vi
A-2 Wirkungsquerschnitte von H, D, H ₂ O und D ₂ O	vii
A-3 Kompressibilität und Ausdehnung LH ₂	ix
A-4 Para-Wasserstoff Stoffdaten	x
A-5 Rautiefenmessung Al6061-T6.....	xii
A-6 Simulationsergebnisse	xiii
A-7 Vektoranalysis.....	xx
A-8 Rechenregeln Reynolds- / Favre-Zerlegung.....	xxii
A-9 Inkompressible Navier-Stokes Gleichungen	xxiii
A-10 Konstruktion des Versuchskörpers	xxiv
A-11 PIV Messergebnisse.....	xxvi

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1:	Archäologische Probe (Tibetische Buddhastatue aus Messing aus dem 15. Jahrhundert), die an der Neutronenquelle SINQ am Paul-Scherer-Institut (PSI) mit Neutronen (2. Bild) und mit Röntgenstrahlen (3. Bild) durchleuchtet wurde. Der Neutronenstrahl hat getrocknete Blumen und Holzgegenstände, die im Inneren der Probe verborgen waren, aufgespürt. Wohingegen der Röntgenstrahl die Messinghülle nicht durchdringen konnte [Fotos vom PSI]	1
Abbildung 2.1:	Schematische Darstellung des Reaktionsprozesses der Spallation und der Spaltung [Bild von Dirk Günther / Welt der Physik]	5
Abbildung 2.2:	Spektrum der Spallations- und Spaltungs-Neutronen [4]	6
Abbildung 2.3:	Die Moderation von Neutronen und deren Temperaturabhängigkeit	7
Abbildung 2.4:	Neutronenflussdichte bei einer Kombination aus Vormoderator (H_2O bei 290 K) und kaltem Moderator (H_2 bei 20 K) und einmal nur H_2 bei 20 K [5]	9
Abbildung 2.5:	Streuwirkungsquerschnitt von oH_2 (rote Linie) und pH_2 (blaue Linie) von ENDF-7 [8]	10
Abbildung 2.6:	Prinzip der Moderation, um von der E_0 auf die E_n zu gelangen	11
Abbildung 2.7:	Historie, beginnend mit der Entdeckung des Neutrons, sowie der weltweit gebauten und geplanten Neutronenquellen in Abhängigkeit des thermischen Neutronenflusses und des Jahres der Inbetriebnahme. Die grüne Trendlinie zeigt den Verlauf der kontinuierlichen Quellen und die lila Trendlinie den Verlauf der gepulsten Quellen [4]	16
Abbildung 2.8:	Am ESS Projekt beteiligte Länder und Institutionen [11]	17
Abbildung 2.9:	Die europäische Spallationsneutronenquelle ESS aus der Vogelperspektive [Bild von ESS]	18
Abbildung 2.10:	Kalte Neutronenausbeute der vier bedeutendsten Spallationsneutronenquellen [18]	21
Abbildung 2.11:	Vergleich BF1 und BF2 Moderator, Neutronenausbeute in Abhängigkeit des Strahlrohres [18].....	22
Abbildung 3.1:	Fluidelement im kartesischen Raum, welches in der Strömung mittreibt.....	24
Abbildung 3.2:	Hierarchie der numerischen Lösungsmethoden	31
Abbildung 3.3:	Reynolds Mittelung, statistisches Mittel von u	32
Abbildung 3.4:	Iterationsverlauf bei besserer (A) und schlechterer (B) Konvergenz [30].....	40
Abbildung 4.1:	Vorgehensweise zur numerischen Lösung eines strömungsmechanischen Problems	41
Abbildung 4.2:	Varianten der Strömungsleitung in dem kalten BF1-Moderator, ausgehend vom MCNPX Modell (blau) und den drei Varianten für die Strömungssimulation	42

Abbildung 4.3: Phasendiagramm von H_2 sowie Arbeitsbereich (rot) und CFX Bibliotheksbereich (schwarz).....	46
Abbildung 4.4: Wärmeleitfähigkeit von Al6061 bestrahlt (gestrichelt), nichtbestrahlt (kontinuierlich)	47
Abbildung 4.5: Spezifische Wärmekapazität $c_p(T)$ von Al 6061-T6	47
Abbildung 4.6: Modell für die MCNPX Simulationen, rechts Seitenansicht mit Target, kaltem-, thermischem Moderator und Reflektor, rechts Draufsicht des kalten BF1-Moderators [31].....	48
Abbildung 4.7: Visualisierung der Rohdaten (MCNPX Simulation) für das Strukturmaterial (Al 6061-T6) des kalten Moderators im kartesischen Raum.....	50
Abbildung 4.8: Visualisierung der Approximationsfunktion für das Strukturmaterial (Al6061-T6) des kalten Moderators (blaue Fläche, rechtes Bild) sowie der Datenpunkte in Zylinderkoordinaten	50
Abbildung 4.9: Visualisierung der Rohdaten (MCMPX Simulation) für den flüssigen para-Wasserstoff des kalten Moderators im kartesischen Raum.....	51
Abbildung 4.10: Visualisierung der Approximationsfunktion für den flüssigen para-Wasserstoff des kalten Moderators (blaue Fläche, rechts Bild) sowie der Datenpunkte in Zylinderkoordinaten	52
Abbildung 4.11: Zeitabhängiger Strahlungswärmeeintrag in einem Puls in den Aluminiumbehälter und den Wasserstoff des kalten BF1-Moderators (blaue und graue Linie: tatsächlicher Verlauf; grüne Linie: zeitlich gemittelter Verlauf)	53
Abbildung 4.12: Zeitabhängiger Wärmeeintrag in den Aluminiumbehälter und den flüssigen Wasserstoff des kalten Moderators (dargestellt ist einer der vierzehn Pulse pro Sekunde).....	54
Abbildung 4.13: Vereinfachtes Fließbild des flüssigen Wasserstoffkreislaufs der ESS, mit der Möglichkeit bis zu vier kalte Moderatoren mit insgesamt 1000 g/s flüssigem para-Wasserstoff zu versorgen [37].....	57
Abbildung 4.14: Isometrische CAD Ansicht des ESS Wasserstoffkreislaufs inklusive des kalten Moderators.....	58
Abbildung 4.15: Approximationsfunktionen der Gewichtungsfunktion für den Pulsverlauf im Wasserstoff.....	63
Abbildung 4.16: Approximationsfunktionen der Gewichtungsfunktion für den Pulsverlauf im Aluminium	64
Abbildung 4.17: Zeitschrittlänge und Anzahl in 14 Pulsen	65
Abbildung 4.18: Zeitschrittlänge und Simulationszeit in 14 Pulsen.....	65
Abbildung 4.19: Zeitschritte (rot) überlagert mit den Approximationsfunktionen $G_{1,2,3,4}(t)$ zur Beschreibung des Pulsverlaufes im Aluminium (grau) und Wasserstoff (blau) des kalten Moderators.....	66

Abbildung 4.20: Grenzschichtprofil (blau) im Einströmkanal und Grenzschichtdicke (rot)	68
Abbildung 4.21: Rechennetz mit fein aufgelöster Grenzschicht, oben rechts: Ein- und Ausströmkanal; oben links: Isometrische Schnittansicht; unten: Detailansicht eines Leitbleches mit Inflation Layer.....	70
Abbildung 4.22: Parameter für die Netzstudie; blau: Inflation Layer Gesamthöhe, Höhe der Schichten und Höhe der letzten Schicht; orange: Anzahl der Schichten	70
Abbildung 4.23: Vergleich der maximalen Grenzschichttemperatur für das SST, RSM und k-e-Turbulenzmodells in Abhängigkeit des Berechnungsnetzes	72
Abbildung 4.24: Simulationszeit in Abhängigkeit des Turbulenzmodells und des Berechnungsnetzes	73
Abbildung 4.25: Wichtige Temperaturen in Abhängigkeit des dimensionslosen Wandabstands y^+ bzw. der Auflösung der Strömungsgrenzschicht	74
Abbildung 4.26: Zeitlich gemittelter, ortsabhängiger, volumetrischer Wärmeeintrag im Al (rechts) und H_2 (links) im BF1-Moderator bei 5 MW Strahlleistung	75
Abbildung 4.27: Temperaturverteilung Al (rechts) und H_2 (links) im BF1-Moderator bei 5 MW Strahlleistung.....	75
Abbildung 4.28: Geschwindigkeits- und Druckverteilung im BF1-Moderator bei 5 MW Strahlleistung	76
Abbildung 4.29: Temperaturverlauf bei der Iteration, blau Wasserstoff, grau Aluminium, rot der Mittelwert.....	76
Abbildung 4.30: Druckverlauf bei der Iteration	77
Abbildung 4.31: Konvergenzverhalten der Erhaltungssätze bei stationären Simulationsbedingungen	77
Abbildung 4.32: Temperaturverteilung im Aluminium, Wasserstoff und der Grenzschicht bei 100 (TS1) und 200 (TS2) Zeitschritten pro Puls	78
Abbildung 4.33: Druckverteilung im Wasserstoff bei 100 (TS1) und 200 (TS2) Zeitschritten pro Puls	79
Abbildung 4.34: Konvergenzverhalten bei 100 Zeitschritten pro Puls (Puls Nr. 7).....	80
Abbildung 4.35: Konvergenzverhalten bei 200 Zeitschritten pro Puls (Puls Nr. 7).....	80
Abbildung 4.36: Dimensionsloser Wandabstand in Abhängigkeit der gepulsten Strahlleistung	81
Abbildung 4.37: Strahlungswärmepuls bei einer mittleren Protonenstrahlleistung von 1 MW ($0,0 \leq t \leq 500$ ms), 3 MW ($500 \leq t \leq 1000$ ms) und 5 MW ($1000 \leq t \leq 1500$ ms) in den BF1-Moderator	82
Abbildung 4.38: Temperaturverlauf bei einer mittleren Protonenstrahlleistung von 1 MW ($0,0 \leq t \leq 500$ ms), 3 MW ($500 \leq t \leq 1000$ ms) und 5 MW ($1000 \leq t \leq 1500$ ms). Aufgetragen sind Aluminium- (Al), Grenzschicht- (IF) und H_2 -Temperaturen (H_2), sowie die Siedetemperatur beim maximalen und minimalen Druck im BF1-Moderator	83
Abbildung 4.39: Temperaturverteilung vor und nach dem Puls in der Grenzschicht bei 3 MW Leistung	83

Abbildung 4.40: Grenschicht-Temperaturprofil, oben: y -Schnitt durch den Hotspot (Al+H ₂) vor und nach dem Puls und unten: Temperaturgradient über die ersten 200 μm (nur H ₂) ausgehend vom Hotspot	84
Abbildung 4.41: Maximaler Wärmestrom an der Strömungsgrenschicht vor (links) und nach dem Puls (rechts).....	86
Abbildung 4.42: Druckverlauf bei einer mittleren Protonenstrahlleistung von 1 MW ($0,0 \leq t \leq 500$ ms), 3 MW ($500 \leq t \leq 1000$ ms) und 5 MW ($1000 \leq t \leq 1500$ ms). Aufgetragen ist der mittlere Druck (AVE), der maximale Druck (MAX) und der minimale Druck (MIN)	87
Abbildung 4.43: Maximaler Grenschichttemperaturverlauf (blau) und Druckverlauf (orange) eines Pulses (rot) bei 5 MW Protonenstrahlenergie. Dargestellt ist Puls 4.....	88
Abbildung 4.44: Druckverlust (orange) und Temperaturerhöhung (blau) über dem Moderator Ein- und Austritt bei 1 MW ($0 \leq t \leq 500$ ms), 3 MW ($500 \leq t \leq 1000$ ms) und 5 MW ($1000 \leq t \leq 1500$ ms) Leistung	88
Abbildung 4.45: Druckanstieg in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung	89
Abbildung 4.46: Temperaturanstieg in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung.....	89
Abbildung 4.47: Geschwindigkeitsvektoren und Temperaturverteilung, vor und nach dem Wärmepuls	90
Abbildung 4.48: Maximale, über die Anzahl der simulierten Pulse gemittelte Temperatur an der Grenschicht in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung.....	92
Abbildung 5.1: Definition der Messstellen im Horizontalschnitt durch das Zentrum des BF1-Moderators.....	94
Abbildung 5.2: Definition der Auswertbereiche für die zusätzlichen CFX Simulationen in Abhängigkeiten (MP=Messpunkte)	98
Abbildung 5.3: Mittlere simulierte Strömungsgeschwindigkeit u_x , v_y in den jeweiligen Messpunkten (MP1 bis MP8) in Abhängigkeit der Reynoldszahl Re	99
Abbildung 5.4: Approximierte und simulierte mittlere Geschwindigkeit von MP1 bis MP8 im Originalmaßstab	100
Abbildung 5.5: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil in der ersten Durchströmungsebene (MP1+MP2) bei Reynoldszahlen von $Re=900$ bis $Re=11500$	101
Abbildung 5.6: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil in der zweiten Durchströmungsebene (MP3+MP4) bei Reynoldszahlen von $Re=900$ bis $Re=11500$	101
Abbildung 5.7: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil in der dritten Durchströmungsebene (MP7+MP9) bei Reynoldszahlen von $Re=900$ bis $Re=11500$	102
Abbildung 5.8: Normierte mittlere Geschwindigkeit v_{ym}/v_{ym_max} (linke vertikale Achse) und absolute mittlere Geschwindigkeit v_{ym} (rechte vertikale Achse) in MP1 von LH ₂ und H ₂ O	103
Abbildung 5.9: Mittleres dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil v_i/v_{max} in der 1. Durchströmungsebene (MP1+MP2) von H ₂ (blau) und H ₂ O (orange) bei $Re=11500$	104

Abbildung 5.10: Mittleres dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil $v_i/v_{\max}$ in der 2. Durchströmungsebene (MP3+MP4) von H_2 (blau) und H_2O (orange) bei $Re=11500104$	
Abbildung 5.11: Mittleres dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil $u_i/u_{\max}$ in der 3. Durchströmungsebene (MP7+MP8) von H_2 (blau) und H_2O (orange) bei $Re=11500105$	
Abbildung 5.12: Approximierter und simulierter Volumenstrom der Messebenen 1 bis 3 die jeweils dem Gesamtvolumenstrom entsprechen müssen	105
Abbildung 5.13: Prinzip der Particle Image Velocimetry (PIV).....	107
Abbildung 5.14: Messaufbau für die PIV Messung des ESS Moderators mit Detailbild der LED-Beleuchtung.....	108
Abbildung 5.15: Definition der mittleren Geschwindigkeiten am Eintritt des Prüfkörpers bei denen die PIV Messungen an den acht Messpunkten (MP1 bis MP8) durchgeführt werden ..	110
Abbildung 5.16: Erforderliche Anzahl der Bildaufnahmen für die Mittelwertbildung	110
Abbildung 5.17: OpenPIV Bedienoberfläche und resultierende Geschwindigkeitsvektoren (grüne Pfeile) bei der Analyse von MP1 und MP2	111
Abbildung 5.18: Auswahl der Auswertbereiche (rot) entsprechend der gewählten Messpunkte für die Gesamtaufnahme (Mitte) sowie für Detailaufnahmen.....	112
Abbildung 5.19: Quantitativer Vergleich des Strömungsmusters der Geschwindigkeitsvektoren der CFX	113
Abbildung 5.20: Mittlere gemessene Strömungsgeschwindigkeit u_x, v_y in den jeweiligen Messpunkten (MP1 bis MP8) in Abhängigkeit der Reynoldszahl Re	114
Abbildung 5.21: Aus den PIV Messwerten approximierte (blau) und simulierte (orange) m. Geschwindigkeiten	115
Abbildung 5.22: Gemessene Geschwindigkeitsprofile in den Durchströmungsebenen 1-3 in Abhängigkeit der Reynoldszahl	116
Abbildung 5.23: Vergleich CFX Simulation (orange) und PIV Messung (blau) der Geschwindigkeitsprofile in Durchströmungsebene 1, MP1 (links) und MP2 (rechts) bei $Re=11500$	117
Abbildung 5.24: Vergleich CFX Simulation (orange) und PIV Messung (blau) der Geschwindigkeitsprofile in Durchströmungsebene 2, MP3 (links) und MP4 (rechts) bei $Re=11500$	117
Abbildung 5.25: Vergleich CFX Simulation (orange) und PIV Messung (blau) der Geschwindigkeitsprofile in MP5 (links) und MP6 (rechts) bei $Re=11500$	118
Abbildung 5.26: Vergleich CFX Simulation (orange) und PIV Messung (blau) der Geschwindigkeitsprofile in Durchströmungsebene 3, MP7 (links) und MP8 (rechts) bei $Re=11500$	118
Abbildung 5.27: Grenzschichttemperatur T_{IF-MAX} in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung P_m	121

Abbildung 6.1:	BF1-Moderator-Geometrie für die mechanische Simulation und für den Prototypenbau (oben links ist der Grundkörper und oben rechts der Deckel mit Leitblechen dargestellt).....	123
Abbildung 6.2:	Relevante Strukturmaterialdaten in Abhängigkeit von der Temperatur von AW 6061-T6.....	124
Abbildung 6.3:	Maximale zulässige Bestrahlung (A3.2A.32)	125
Abbildung 6.4:	Lastdiagramm für den Normalbetrieb (1 bis 11), den Auslegungszustand (12) und den außerordentlichen Betrieb (13 und 14).....	126
Abbildung 6.5:	Aus der CFX Simulation importierte Körpertemperatur, oben unmittelbar nach dem Puls und unten unmittelbar vor dem Puls.....	128
Abbildung 6.6:	Spannungsverteilung im Moderator bei den Lastfällen 2, 8 und 10 (oben) sowie 4 und 5 (unten)	132
Abbildung 6.7:	Sekundärspannungsverteilung bei den Lastfällen 6 und 7 sowie Sekundärspannungsänderung (Abkühlvorgang) von Lastfall 5 abzüglich Lastfall 4.	133
Abbildung 6.8:	Spannungsänderung von Lastfall 7 abzüglich Lastfall 8 und Lastfall 14 abzüglich Lastfall 13 (oben) sowie Spannungsverteilung für den Auslegungszustand (unten).....	134
Abbildung 6.9:	Auswahl der Positionen (rot markiert) der Pfade für die linearisierte Spannung....	135
Abbildung 6.10:	Linearisierte Vergleichsspannung in Pfad 1.....	135
Abbildung 6.11:	Linearisierte Membran- und Biegespannungen (kontinuierliche Linien) und Grenzwerte (gestrichelte Linien) in den Pfaden 1 bis 3 für vernachlässigbare Bestrahlung.....	136
Abbildung 6.12:	Linearisierte Membran- und Biegespannungen (kontinuierliche Linien) und Grenzwerte (gestrichelte Linien) in den Pfaden 4 bis 5 für vernachlässigbare Bestrahlung.....	137
Abbildung 6.13:	Linearisierte Membran-, Biege-, Sekundär- und Spitzenspannungen (kontinuierliche Linien) und Grenzwerte (gestrichelte Linien) in den Pfaden 1 bis 3 für nicht vernachlässigbare Bestrahlung.....	138
Abbildung 6.14:	Linearisierte Membran-, Biege-, Sekundär- und Spitzenspannungen (kontinuierliche Linien) und Grenzwerte (gestrichelte Linien) in den Pfaden 4 und 5 für nicht vernachlässigbare Bestrahlung.....	139
Abbildung 6.15:	Summe aus maximaler Biege-, Membran- und Sekundärspannungsänderung (kontinuierlich) sowie der Grenzwert (gestrichelt) zur Bewertung der fortschreitenden Verformung	140
Abbildung 6.16:	Ermüdungskurve von AW 6061-T6 bei 20-125°C (blau) sowie für Schweißnähte (rot)	142
Abbildung 6.17:	Verformung des BF1-Moderators bei maximaler Last (Auslegungszustand)	143
Abbildung 7.1:	Präzisionsfräsen des BF1-Moderator Prototyps.....	144

Abbildung 7.2: Gefräste und gereinigte Einzelteile (oben) sowie montierter BF1-Moderator (unten)	145
Abbildung 7.3: Elektronenstrahlschweißen des BF1-Moderator Prototyps.....	146
Abbildung 7.4: Messung der Leckagerate des geschweißten BF1-Moderators am ZEA-1	147
Abbildung 7.5: Farbeindringprüfung der Schweißnähte des BF1-Moderators (von oben rechts nach unten links: Reinigung, Farbauftrag und Auftrag des Entwicklers) am ZEA-1.....	148
Abbildung 7.6: Drahterodieren des BF1-Moderator Prototyps.....	149
Abbildung 7.7: Reinigung des BF1-Moderator Prototyps, Ultraschallreinigung (links) und Beizen (rechts).....	149
Abbildung 7.8: Mikrofokus Computertomographie-Anlage mit eingespanntem BF1-Moderator Prototyp.....	150
Abbildung 7.9: 3D Computertomographie-Aufnahmen des BF1-Moderators, links ist der Horizontalschnitt und rechts das gesamte Bauteil dargestellt	150
Abbildung 7.10: Drucktest bei einem Betriebsdruck von 10 bar, einem Auslegungsdruck von 17 bar und einem Prüfdruck von 1,43-mal dem Auslegungsdruck.....	151
Abbildung 7.11: Gefertigter und geprüfter BF1-Moderator Prototyp.....	152

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1:	Charakteristik von Neutronen	8
Tabelle 2.2:	Anzahl der Stöße und die dabei zurückgelegte Wegstrecke, um Neutronen von 2 MeV auf 1 eV zu moderieren. Hierbei ist die Moderator-Temperatur $T=300$ K.....	13
Tabelle 2.3:	SDP und MR Charakterisierungsparameter für verschiedene Moderatoren.....	14
Tabelle 2.4:	Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der Neutronenquellen	20
Tabelle 4.1:	Volumen und Verhältnis des finalen Strömungsmodells des BF1-Moderators	43
Tabelle 4.2:	Parameter der Approximationsfunktionen für Aluminium des-BF1-Moderators.....	51
Tabelle 4.3:	Parameter der Approximationsfunktionen für den Wasserstoff des BF1-Moderators	52
Tabelle 4.4:	Anteil der Teilchen am gesamten Wärmeeintrag im kalten Moderator [31]	52
Tabelle 4.5:	Fehler der Approximationsfunktion zu den Rohdaten aus der MCNPX-Simulation ..	55
Tabelle 4.6:	Oberflächenrauigkeit der gefrästen Al6061-T6 Oberfläche des ESS Moderators.....	61
Tabelle 4.7:	Berechnungsnetze 1-10 und dazugehöriger dimensionsloser Wandabstand y^+	71
Tabelle 4.8:	Maximales Residuum bei TS1 und TS2	79
Tabelle 4.9:	Zusammenfassung der Fehlergrößen bei der Strömungssimulation	91
Tabelle 5.1:	Reynoldszahlen verschiedener Ersatzfluide im Vergleich zum Original-Moderator..	97
Tabelle 5.2:	Dimensionslose mittlere Geschwindigkeit in den Messpunkten MP1 bis MP8 in Abhängigkeit der Reynoldszahl sowie die Parameter für die lineare Approximationsfunktion.....	100
Tabelle 5.3:	Dimensionslose mittlere Geschwindigkeit in den Messpunkten MP1 bis MP8 bei $Re=10^2$ bis $Re=10^4$ sowie die Parameter für die lineare Approximationsfunktion für H_2O	103
Tabelle 5.4:	Approximierter Volumenstrom in den jeweiligen Durchströmungsebenen, sowie der Mittelwert und die Standardabweichung der Approximation	106
Tabelle 5.5:	Dimensionslose mittlere Geschwindigkeit in den Messpunkten MP1 bis MP8 in Abhängigkeit der Reynoldszahl sowie die Parameter für die lineare Approximationsfunktion.....	115
Tabelle 5.6:	Abschätzung des Modellfehlers der Strömungssimulation.....	120
Tabelle 6.1:	Kurzzeitige Ausfälle des Protonenstrahls (Beam Trips) [10]	129
Tabelle 6.2:	Ergebnisse der Ermüdungsanalyse des BF1-Moderators.....	142

Liste der Symbole, Indizes und Abkürzungen

Lateinische Symbole	Benennung	Einheit
a	Beschleunigung	m/s^2
A_u	Relative Atommasse	-
c_p	Spezifische isobare Wärmekapazität	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
c_v	Spezifische isochore Wärmekapazität	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
C	Durchflusskoeffizient	-
d	Durchmesser	mm
e	Spezifische innere Energie	J/kg
e_i	Statistischer Fehler der MCNPX-Simulation	%
E	Elastizitätsmodul	GPa
E_{in}	Innere Energie	J
E_{kin}	Kinetische Energie	eV, $1\text{ eV} \approx 1,6 \cdot 10^{-19}\text{ J}$
E_{pot}	Potenzielle Energie	J
f_{Bild}	Bildwiederholrate	fps
f_P	Pulsfrequenz	$\text{Hz}=1/\text{s}$
F	Kraft	N
g	Fallbeschleunigung	m/s^2
g_r	Wachstumsrate	-
G_L	Größenverhältnis	-
h	Planck'sches Wirkungsquantum	$\text{J}\cdot\text{s}$
h	Spezifische Enthalpie	kJ/kg
I_P	Pulsstrom	mA
J_f	Schweißnaht-Ermüdungskoeffizient	-
k	Turbulente kinetische Energie	m^2/s^2
k_B	Boltzmannkonstante	J/K
L	(Charakteristische) Länge	(-) mm
$\overline{L_{brems}}$	Wegstrecke der Neutronen beim Abbremsen	cm

L_P	Pulslänge	ms
m	Masse	kg
$\dot{m}$	Massenstrom	kg/s
M_M	Molare Masse	g/mol
$\bar{n}$	Stoßanzahl	-
N_A	Avogadro-Konstante	1/mol
N_V	Teilchendichte	1/cm ³
Nu	Nußelt-Zahl	-
p	Druck	bar
P_b	Biegespannung	MPa
P_L	Lokale Membranspannung	MPa
P_m	Mittlere Strahlleistung	MW
Pr	Prandtl-Zahl	-
q	Wärmestromdichte	W/cm ²
q_{CHF}	Kritische Wärmestromdichte	W/cm ²
q_L	Leckagerate	mbar·l/s
q_V	Volumetrische Wärmestromdichte	W/cm ³
Q	Sekundärspannung	MPa
$\dot{Q}$	Wärmestrom	W
r	Radius	mm
r_n	Residuum	-
Re	Reynoldszahl	-
R_s	Spezifische Gaskonstante	J/(kg·K)
S	Zulässige Spannung	MPa
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten	m/s
V	Volumen	m ³
$\dot{V}$	Volumenstrom	m ³ /h

V_A	Ermüdungsausnutzungsanteil	-
w	Parameter in Wärmedepositions-Approximationsfunktion	cm
W	Weber-Zahl	-
$\dot{W}$	Leistung	W
x, y, z	Koordinaten	cm
y^+	Dimensionsloser Wandabstand	-

Griechische Symbole	Benennung	Einheit
α	Alphastrahlung	-
α_K	Abschrägwinkel	°
α_{th}	Thermischer Ausdehnungskoeffizient	1/K
γ	Volumetrische Ausdehnung	1/K
δ_{turb}	Turbulente Grenzschichtdicke	mm
ε	Dissipationsrate	m ² /s ³
ε_i	Emissionsgrad	-
ε_{tot}	Totale Dehnung	%
ϵ	Expansionszahl	-
η	Dynamische Viskosität	Pa·s
η_{is}	Isentroper Pumpenwirkungsgrad	-
η_t	Turbulente dynamische Viskosität	Pa·s
$\tilde{\eta}$	Volumenviskosität	Pa·s
κ	Kompressibilität	1/bar
K	Kompressibilitätsmodul	GPa
λ	Wellenlänge eines Neutrons	Å
λ_F	Volumenviskosität	Pa·s
$\bar{\lambda}_s$	Mittlere freie Weglänge eines Neutrons	cm
λ_{th}	Wärmeleitfähigkeit	W/(m·K)
$\bar{\mu}$	Kosinus vom mittleren Streuwinkel	-
ν	Kinematische Viskosität	m ² /s

ξ	Mittleres logarithmisches Energiedekrement	-
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	W/(m ² ·K ⁴)
σ_{abs}	Absorptionswirkungsquerschnitt	barn=10 ⁻²⁴ cm ²
σ_s	Totaler Streuwirkungsquerschnitt	barn=10 ⁻²⁴ cm ²
σ_{tot}	Totale Spannung	MPa
τ	Schubspannung	MPa
φ	Einstrahlzahl	-
ϕ_{th}	Thermischer Neutronenfluss	n _{th} /cm ²
ω	Frequenz	Hz=1/s

Indizes

Al	Aluminium
eq	Äquivalent
i	Innen
irrad	Bestrahlt
kin	Kinetisch
LH ₂	Flüssigwasserstoff
m	Mittelwert
max	Maximal
min	Minimal
n	Neutron
pot	Potenziell
ref	Referenzwert
P	Puls
RMS	Root mean square
S	Schweißproben
th	Thermisch
zul	Zulässig

Abkürzungen

ARS	Algebraic Reynolds-Stress model
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl
CSNS	China Spallation Neutron Source
CT	Computertomographie
DNS	Direkte numerische Simulation
ESS	European Spallation Source
FZJ	Forschungszentrum Jülich GmbH
ILL	Institut Laue-Langevin
ISIS	Neutron and Muon Source
J-PARC	Japan Proton Accelerator Research Complex
LANL	Los Alamos National Laboratory
LES	Large Eddy Simulation
MCNPX	Monte Carlo N-Particle eXtended
MR	Moderation ratio
NSE	Navier-Stokes Equations
ORNL	OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY
PIV	Particle Image Velocimetry
PSI	Paul-Scherer-Institut
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations
RSM	Reynolds-Stress Transport model
SDP	Slowing down power
SINQ	Swiss Spallation Neutron Source
SNS	Spallation Neutron Source at ORNL
SST	Shear Stress Transport turbulence model
URANS	Unsteady Reynolds- Averaged Navier-Stokes equations
ZEA-1	Zentralinstitut für Engineering, Elektronik und Analytik (ZEA). Engineering und Technologie (ZEA-1)

1 Einleitung und Problemstellung

Neutronen werden seit mehr als siebenzig Jahren mittels Neutronenquellen gewonnen und als Sonde zur Erforschung von Materie eingesetzt. Ihre physikalischen Eigenschaften erlauben es, die innere Struktur und Dynamik von Materie auf atomarer Ebene zu untersuchen, wie es mit anderen Methoden nicht möglich ist. Dabei lässt sich erkennen, wie Atome und Moleküle angeordnet sind, wie sie sich bewegen, wie sie miteinander wechselwirken und wie sie sich verbinden, um Substanzen zu bilden. Neutronen können Metalle durchleuchten und leichte Elemente erfassen, die durch Röntgenstrahlung nicht detektiert werden können. Sie sind damit ein wichtiges Werkzeug der naturwissenschaftlichen Forschung, um räumliche und zeitliche Vorgänge auf atomarer Ebene untersuchen zu können.



Abbildung 1.1: Archäologische Probe (Tibetische Buddhastatue aus Messing aus dem 15. Jahrhundert), die an der Neutronenquelle SINQ am Paul-Scherer-Institut (PSI) mit Neutronen (2. Bild) und mit Röntgenstrahlen (3. Bild) durchleuchtet wurde. Der Neutronenstrahl hat getrocknete Blumen und Holzgegenstände, die im Inneren der Probe verborgen waren, aufgespürt. Wohingegen der Röntgenstrahl die Messinghülle nicht durchdringen konnte [Fotos vom PSI]

Die modernen Neutronenquellen liefern einen immer größer werdenden Neutronenfluss, wodurch die Forschung mit Neutronen stetig an Bedeutung gewinnt. Neben der klassischen Festkörperphysik sind weitere wissenschaftliche Bereiche wie die Chemie-, Biologie- und Ingenieurwissenschaft an der modernen Neutronenforschung beteiligt. Durch Neutronenstreuexperimente kann ein breites Spektrum an wissenschaftlichen Erkenntnissen gewonnen werden. Anwendungsbeispiele aus dem Bereich der Energie- und Materialforschung sind unter anderem die Entwicklung von magnetischen Datenspeichern für neuartige Computertechnologien, die Untersuchung von thermoelektrischen Energietechnologien für die moderne Stromgewinnung, die Charakterisierung von neuen Materialien und die Weiterentwicklung von Brennstoffzellen. Darüber hinaus werden Neutronen vielseitig in der Medizinforschung eingesetzt. Beispielsweise können Proteine zur Verbesserung von Medikamenten und biologischen Prozessen untersucht werden. Ferner kann die Strahlentherapie mit Neutronen bei der Behandlung von Tumoren helfen. Nicht zuletzt können archäologische Proben, wie in Abbildung 1.1 zu sehen ist, zerstörungsfrei durchleuchtet werden.

Mit der europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS), die sich gegenwärtig im Bau befindet, sollen die bestehenden europäischen Nieder- und Mittelflussquellen durch eine Hochflussquelle ergänzt werden. Außerdem sind in Europa immer weniger reaktorbasierte Neutronenquellen verfügbar, weshalb der Bau der ESS immer wichtiger wurde. Die ESS wird die mit Abstand leistungsstärkste Spallationsneutronenquelle weltweit werden. Mit ihrem Neutronenfluss, der mehr als eine Größenordnung über der bislang leistungsstärksten Spallationsneutronenquelle liegt, sollen neue Maßstäbe im Bereich der Neutronenforschung gesetzt werden.

1.1 Motivation

Die deutliche Steigerung des Neutronenflusses bei der ESS, im Vergleich zu bestehenden Anlagen, beruht zum einen auf Optimierungen der Gesamtanlage und zum anderen auf der Leistungssteigerung des eingesetzten Teilchenbeschleunigers. Da bei der Realisierung solcher Anlagen, neben den strahlungsbedingten Einschränkungen, die Kühlbarkeit der Komponenten als limitierender Faktor anzusehen ist, stellt die deutliche Leistungssteigerung bei der Umsetzung der ESS eine besondere Herausforderung dar. Die frühzeitige Prüfung der Realisierbarkeit von kritischen Komponenten ist deshalb von großer Bedeutung. Ein Kernbestandteil einer Neutronenquelle ist der sogenannte kalte Moderator, der die Neutronen auf ein niedriges „kaltes“ und einheitliches Energieniveau abbremsen (moderieren) soll. Er wird meistens mit flüssigem Wasserstoff betrieben und ist einer hohen Strahlungsbelastung ausgesetzt. Aufgrund dessen gehört der kalte Moderator zu den kritischen Komponenten und könnte die Maximalleistung der Anlage aufgrund der Kühlbarkeit seiner Struktur limitieren. Im Fokus dieser Arbeit steht daher die ingenieurtechnische Untersuchung eines neuartigen kalten Moderators für den Volllastbetrieb der ESS.

Der bisherige Schwerpunkt bei der ingenieurtechnischen Auslegung von kalten Moderatoren für Spallationsneutronenquellen lag bei der Strukturmechanik des Druckbehälters, da bei den bislang betriebenen Quellen strömungsmechanische Problemstellungen, aufgrund der vergleichsweise geringen Leistung der Quellen, als unkritisch anzusehen waren. Lediglich stationäre und teilweise stark vereinfachte transiente Berechnungen wurden zur Abschätzung von Strömungs-, Temperatur- und Druckverteilung im Moderator durchgeführt. Bei den Hochleistungs-Spallationsneutronenquellen, wie der ESS, besteht allerdings, aufgrund des vom Protonenstrahl verursachten gepulsten Wärmeeintrages die Gefahr des lokalen Siedens am Pulsende. Aus diesem Grund wird es mit zunehmender Leistung der Neutronenquellen immer wichtiger, die bei der Spallation ablaufenden, transienten Effekte und deren Auswirkung auf das Strömungsverhalten zu verstehen und möglichst realitätsnah bei der Entwicklung zu berücksichtigen. Zumal kalte Moderatoren oft mit kryogenem Wasserstoff (flüssiger Wasserstoff bei etwa 20 K) betrieben werden, der in der Flüssigphase nur geringe Temperaturerhöhungen erlaubt bevor die Phasengrenze passiert wird.

1.2 Ziel der Arbeit

Die zweite Generation des kalten Moderators für die europäische Spallationsneutronenquelle (ESS) soll weltweit der erste Moderator werden, der bei einer mittleren Strahlleistung von 5 MW betrieben wird. Im Gegensatz dazu soll die erste Generation bei höchstens 2 MW Leistung betrieben werden. Darüber hinaus hat keine andere Spallationsneutronenquelle die 1 MW-Grenze bislang überschritten. Die zweite Generation des kalten ESS Moderators stößt hierdurch und aufgrund der geometrischen Komplexität des kalten Moderators bei der Realisierung an die Grenzen der technischen Machbarkeit. Deshalb soll im Rahmen dieser Arbeit die ingenieurtechnische Umsetzbarkeit bewertet werden.

Hierzu wird ein kalter Moderator entworfen, die Leitstruktur im Hinblick auf Wirbelbildung und Strömungsführung optimiert und das System mit möglichst realitätsnahen Last- und Randbedingungen strömungsmechanisch untersucht. Ferner werden Leistungsgrenzen ermittelt sowie temperatur- und druckpulsinduzierte Ermüdung des Moderators analysiert. Aufgrund des gepulsten Wärmeeintrags, der großen Menge an Wasserstoff, die zur Moderation und zur Wärmeabfuhr benötigt werden, sowie der strahlungsbedingten Veränderung des Strukturmaterials, führen rein experimentelle Untersuchungen in diesem Fall nicht zum Ziel. Um die experimentell nicht nachstellbaren Lastfälle dennoch zu berücksichtigen, soll die numerische Strömungssimulation (CFD) zum Einsatz kommen. Allerdings sind Modellierung und Simulation von komplexen realen Strömungen zwangsläufig mit Unsicherheiten verbunden, die abgeschätzt und minimiert werden müssen. Diese treten durch die gewählten Turbulenzmodelle, die Wahl der Randbedingungen, durch die vorgenommenen Geometrie- und Stoffdatenvereinfachungen, durch die Diskretisierungsfehler und durch die Iterationsfehler auf. Zur Abschätzung dieser Fehler ist es daher wichtig, die zu lösenden, strömungsmechanischen und kernphysikalischen Gleichungssysteme zu kennen und deren modellbedingte Vereinfachungen in Bezug auf das vorliegende Problem zu bewerten. Zur Minimierung der Fehler wird beispielsweise eine druck- und temperaturabhängige Stoffdatenbibliothek für den flüssigen Wasserstoff erstellt sowie transiente Lastbedingungen auf Basis der Teilchen-Transport-Simulation und der Parameter des Beschleunigers formuliert. Allerdings hat auch die Strömungssimulation, insbesondere bei diesen komplexen Last- und Geometriebedingungen, ihre Grenzen. Die Abbildung von Mischphasen und Siedephänomenen wie Blasenbildung, Blasenwachstum und Kavitation gehören beispielsweise dazu.

Deswegen wird ergänzend zur Simulation eine experimentelle Untersuchung des Strömungsverhaltens des kalten Moderators durchgeführt. Hierzu bietet sich die Particle Image Velocimetry (PIV) an. Bei solch einer Messung werden kleine Partikel in die Strömung gegeben und die Relativbewegung von Partikelgruppen über eine Hochgeschwindigkeitskamera erfasst. Daraus lassen sich unter anderem die Geschwindigkeits- und Massenstromverteilung im Betrachtungsraum ermitteln und mit der Simulation vergleichen. Auch wenn nicht alle Lastbedingungen beim Experiment berücksichtigt werden können, erlauben die Ergebnisse die Abschätzung des Modellfehlers und damit auch des Gesamtfehlers der Strömungssimulation.

1.3 Aufbau der Arbeit

Grundlagen:

Im ersten Teil dieser Arbeit werden die physikalischen Grundlagen des Spallationsprozesses, mit Schwerpunkt der Moderation von Neutronen, dargestellt. Weiterhin wird der Entwicklungsstand der derzeit betriebenen und geplanten Spallationsneutronenquellen und deren kalten Moderatoren zusammengefasst. Der zweite Teil behandelt die Grundlagen der numerischen Strömungssimulation. Hierbei werden die zu lösenden Differentialgleichungen hergeleitet und deren Vereinfachungen, die für eine numerische Lösung notwendig sind, im Hinblick auf das vorliegende Strömungsproblem beurteilt. Hinzu kommt die Identifizierung von Fehlerquellen.

Strömungssimulation:

Die Dokumentation der Strömungssimulation erfolgt im ersten Hauptteil dieser Arbeit. Zunächst wird die Formulierung der Last- und Randbedingungen, bei denen die Berücksichtigung der durch die Teilchenwechselwirkung verursachten Wärmelast besonders wichtig ist, behandelt. Durch eine systematische Netzstudie und den Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle sowie die Erstellung einer Stoffdatenbibliothek für Wasserstoff sollen die Simulationsfehler minimiert werden. Abschließen wird dieser Teil mit der Zusammenfassung und der ersten Beurteilung der Simulationsergebnisse.

Experimentelle Untersuchungen:

Mit dem experimentellen Teil dieser Arbeit sollen, mittels einer Particle Image Velocimetry (PIV) Messung, die Ergebnisse der Strömungssimulation validiert und der Modellfehler abgeschätzt werden. Abschließend soll der Gesamtfehler der kritischen Strömungsgrößen, auf Basis der zuvor ermittelten Einzelfehler, ermittelt werden.

Strukturmechanische Auslegung und Prototypenbau:

Auch wenn die strömungstechnischen Untersuchungen im Vordergrund stehen, sind zur vollständigen Bewertung der ingenieurtechnischen Umsetzbarkeit strukturmechanische und fertigungstechnische Problemstellungen miteinzubeziehen. Aus diesem Grund wird eine strukturmechanische Auslegung nach Regelwerk durchgeführt und ein erster Prototyp des kalten Moderators für die zweite Generation der ESS Target-Station gefertigt und erprobt.

2 Grundlagen Spallation und Moderation

Um die meisten Neutronenstreuexperimente durchführen zu können, sind Neutronenenergien von <100 meV notwendig [1]. Ferner ist eine ausreichende Anzahl an nutzbaren Neutronen erforderlich um die Struktur der Proben hinreichend auflösen zu können. Freie Neutronen, mit einer mittleren Lebensdauer von ca. 15 min [2], kommen im geforderten Energiebereich zwar vor, allerdings nicht in ausreichender Anzahl am erwünschten Ort. Sie müssen daher direkt am oder in der Nähe des Instrumentes bereitgestellt werden. Hierzu können Prozesse wie die Spallation oder die Kernspaltung eingesetzt werden. In beiden Fällen müssen die freigewordenen Neutronen durch Moderatoren auf das geforderte Energieniveau abgebremst (moderiert) werden. Die dabei ablaufenden Prozesse werden nachfolgend näher erläutert, gefolgt von einer Zusammenfassung des Entwicklungsstands der bereits in Betrieb gegangenen und geplanten Spallationsneutronenquellen sowie deren Moderatoren.

2.1 Spallations-Reaktionsprozess

Zur Auslösung des Reaktionsprozesses müssen zunächst Teilchen, wie Protonen oder Deuteronen, in einem Teilchenbeschleuniger annähernd auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden. Anschließend werden diese schnellen Primärteilchen (Projekteile) auf ein so genanntes Target gelenkt.

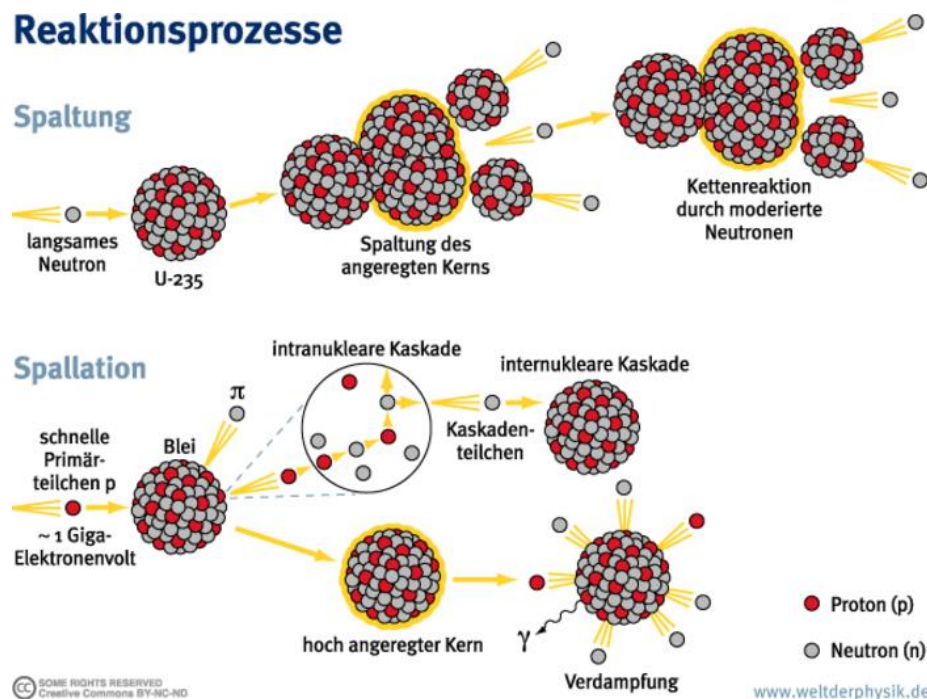


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Reaktionsprozesses der Spallation und der Spaltung [Bild von Dirk Günther / Welt der Physik]

Dieses besteht meistens aus einem Schwermetall mit möglichst vielen Neutronen pro Atomkern, wie z. B. Blei, Quecksilber oder Wolfram. Durch den Aufprall der schnellen Primärteilchen, bei dem ca. 60 % der Energie in Wärme umgesetzt wird [3], brechen Fragmente und einzelne Teilchen aus den

Atomkernen der Target-Atome heraus. Die wenigen einzelnen Neutronen, die durch direkte Kollisionen mit den Projektilen aus ihrem Atomkern herausgeschlagen werden, können Energien erreichen, die annähernd der der Projektilen entsprechen. Diese Neutronen können nicht genutzt werden, da sie viel zu energiereich (schnell) sind. Von größerer Bedeutung für die Neutronennutzung ist die zweite Reaktion, bei der die zurückbleibenden, hochangeregten Restkerne solange Neutronen, Protonen und Pionen abdampfen, bis sie wieder in einen stabilen Zustand übergehen. Abhängig von der Energie der Projektilen und den Materialeigenschaften des Targets können hierbei etwa zwanzig bis dreißig nutzbare Neutronen je Projektil abdampfen [1]. Die abdampfenden Neutronen sind ebenfalls noch zu energiereich, um sie direkt nutzen zu können. Diese Neutronen, mit Energien im unteren MeV-Bereich (s. Abbildung 2.2) können aber durch einen nachgeschalteten Prozess (s. Kapitel 2.2) auf ein geringeres und einheitliches Energieniveau abgebremst (moderiert) werden, wozu ein Moderator bzw. ein System aus verschiedenen Moderatoren eingesetzt wird.

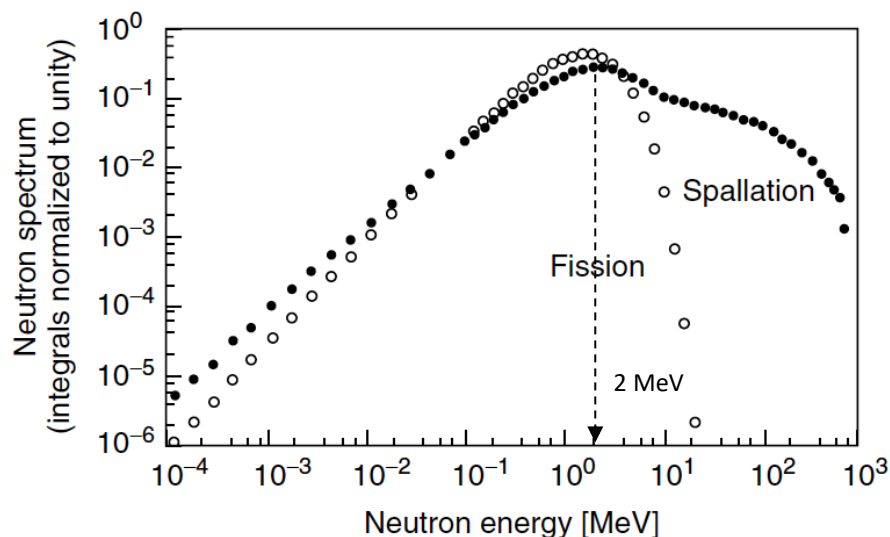


Abbildung 2.2: Spektrum der Spallations- und Spaltungs-Neutronen [4]

Die zweite Möglichkeit, Neutronen in nennenswerter Anzahl und im vergleichbaren Spektrum bereitzustellen, ist die Kernspaltung, bei der zur Auslösung einer Kettenreaktion langsame Neutronen ($E \approx 0,024 \text{ eV}$ [1]) benötigt werden. Durch die Spaltung werden schnelle Neutronen freigesetzt, die zunächst moderiert und anschließend weitere Kerne spalten oder für wissenschaftliche Zwecke genutzt werden können. Es handelt sich hierbei um einen kontinuierlichen Prozess. Im Gegensatz zur Spallation, bei der zur Auslösung der Reaktion schnelle Primärteilchen kontinuierlich oder, wie meistens bevorzugt, gepulst durch einen Teilchenbeschleuniger bereitgestellt werden. Weitere Nachteile bei der Nutzung von Spaltneutronen sind die Sicherheitsproblematik aufgrund der Kettenreaktion, die hohe Halbwertszeit der bei dem Prozess entstehenden Spaltprodukte und nicht zuletzt die abnehmende Verfügbarkeit, da aus politischen Gründen in Europa immer weniger Forschungsreaktoren betrieben werden. Um dennoch den Bedarf an Neutronen für die Forschung zu decken, werden in Europa vermehrt Spallationsneutronenquellen geplant, realisiert oder bestehende Quellen modernisiert.

2.2 Moderation von Neutronen

Neutronen sind elektrisch neutrale Teilchen, weshalb zwischen Neutronen und Atomhüllen keine Wechselwirkungen stattfinden. Freie, nicht im Atomkern gebundene Neutronen sind nicht stabil und weisen eine mittlere Lebensdauer von 15 min auf. Sie zerfallen in ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + 0,78 \text{ MeV}$). Neutronen sind in etwa so schwer wie positiv geladene Protonen und ca. 1840-mal schwerer als negativ geladene Elektronen, weshalb die Elektronen bei der Spallation und der Moderation eine untergeordnete Rolle spielen. Neutronen besitzen eine Masse von $1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ und einen Durchmesser von 10^{-15} m . Im Vergleich zu Atomen, welche einen Durchmesser von ca. 10^{-10} m besitzen, ist ein Neutron 100.000-mal kleiner. [2] Daher können die Neutronen sehr tief in Materie eindringen. Dies ist für Streuexperimente vorteilhaft, für die Moderation aber nicht. Bei der Moderation soll ein möglichst kleines Volumen, so viel Energie wie möglich, von den Neutronen durch Wechselwirkungen mit den Moderatoratomen aufnehmen. Nachfolgend werden die Funktionsweise, die Eigenschaften und die Dimensionierung von gängigen Moderatoren erläutert.

2.2.1 Funktionsweise und Einordnung von Moderatoren

Die durchschnittliche Energie der vom Target abdampfenden Neutronen beträgt 1-10 MeV, wobei das Maximum bei etwa 2 MeV liegt (vergl. Abbildung 2.2). Der Moderator bzw. das Moderator-System soll diese Neutronen meistens auf Energien von 0,1-100 meV moderieren, d. h. den Neutronen Energie entziehen. Hierzu können verschiedene Materialien wie Wasserstoff, Deuterium, Methan, Wasser oder Graphit in verschiedenen Aggregatzuständen für den jeweils geforderten Energiebereich, einzeln oder kombiniert, eingesetzt werden (s. Tabelle 2.1). Bei der Moderation geben die Neutronen ihre Energie, in Abhängigkeit von dem Moderator-Material, im Energiebereich von 1-10 MeV primär durch inelastische Stöße ab. Im Energiebereich von 1 eV-1 MeV hingegen dominieren die elastischen Stöße. Bei noch geringeren Energien treten die inelastischen Stöße wieder verstärkt auf. Bei der Moderation ist jedoch die Übertragung von kinetischer Energie durch elastische Stöße wichtiger als die durch inelastische Stöße, da ein Großteil der Stoßvorgänge in eben diesem Energiebereich stattfindet.

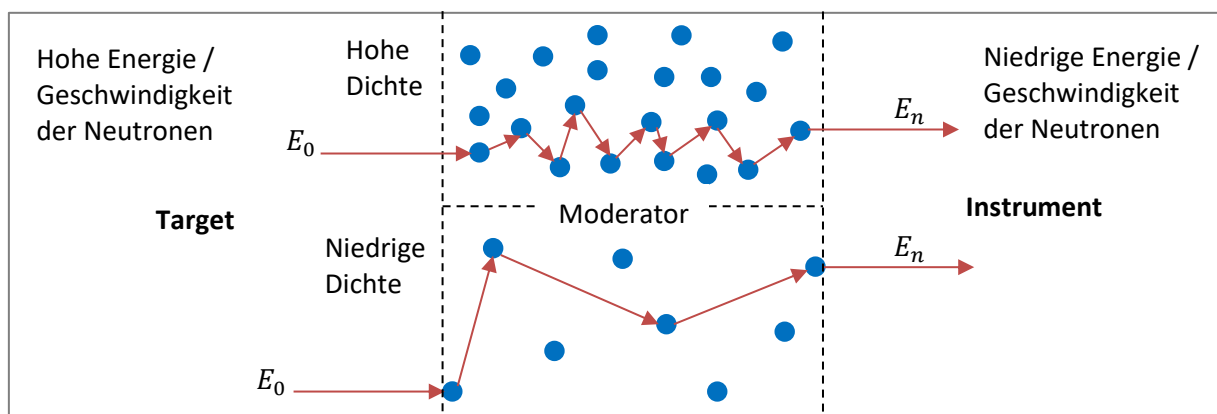


Abbildung 2.3: Die Moderation von Neutronen und deren Temperaturabhängigkeit

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens dieser Stöße kann erhöht werden, indem eine möglichst hohe Dichte des Moderators gewählt wird und dadurch die Atome kompakter angeordnet sind (s. Abbildung 2.3). Allgemein wäre also ein Moderator-Material in der festen Phase ideal, wie z. B. fester Wasserstoff, da hier die Dichte und somit die Stoßwahrscheinlichkeit am höchsten wäre. Dem gegenüber steht aber die Forderung, die von den Neutronen abgegebene Wärmeenergie abzuführen, um die Moderator-Temperatur und dadurch auch die Energieverteilung der Neutronen konstant zu halten. Daher werden, zumindest bei den Hochflussquellen, Flüssigkeiten eingesetzt, die kontinuierlich umgewälzt werden und dabei die Wärmeenergie an ein Sekundärsystem übertragen.

Um Neutronen einzuordnen, bietet sich die Unterteilung dieser anhand ihrer kinetischen Energie an. Dabei besteht folgender Zusammenhang zwischen kinetischer Energie E_{kin} , Geschwindigkeit v , Temperatur T_{eq} und Wellenlänge λ nicht relativistischer Neutronen (<20 MeV) [2].

$$E_{kin} = \frac{v^2 \cdot m_n}{2} = k_B \cdot T_{eq} = \frac{h^2}{2 \cdot \lambda^2 \cdot m_n} \quad (2.1)$$

Hierbei ist $k_B = 1,3806485 \cdot 10^{-23}$ J/K = $8,6173303 \cdot 10^{-5}$ eV/K die Boltzmann-Konstante, m_n die Masse des Neutrons, $h = 6,626070040 \cdot 10^{-34}$ J · s = $4,135\,667\,662 \cdot 10^{-15}$ eV · s das Planck'sche Wirkungsquantum [2]. Geläufige Kategorien sind ultrakalte-, kalte-, thermische- und heiße Neutronen, (s. Tabelle 2.1). Die Unterteilung ist nicht streng definiert, sie soll hier lediglich als Orientierung dienen.

Tabelle 2.1: Charakteristik von Neutronen

Art	Kinetische Energie [meV]	Wellenlänge [Å] Å=10 ⁻¹⁰ m	Temperatur [K]	Geschwindigkeit [m/s]	Moderator-Material
Ultrakalte Neutronen	≈2,5·10 ⁻⁴	≈572	≈0,003	≈7	Wasserstoff (fest), Deuterium (fest)
Kalte Neutronen	0,1-10 2*	28,6-2,9 6,4	1,2-116 23	138-1.383 619	Wasserstoff (flüssig), Deuterium (flüssig)
Thermische Neutronen	10-100 25*	2,9-0,9 1,8	116-1.161 290	1.383-4.374 2.187	Leichtes Wasser, schweres Wasser
Heiße Neutronen	100-1000 160*	0,9-0,3 0,7	1.161-13.832 1.857	4.374-11.605 5.533	Grafit

*Typische Literaturwerte s. [5] und A-1

Würden beispielsweise 25 meV-Neutronen (thermische Neutronen) für ein Streuexperiment gefordert sein, wäre ein Wassermoderator, der bei 290 K betrieben wird, einzusetzen. Wobei dieser unendlicher ausgedehnt sein müsste, um alle eintreffenden, schnellen Neutronen mit den Moderatoratomen ins thermische Gleichgewicht bringen zu können. Da dies unmöglich ist, werden Moderatoren auf bestimmte zu erwartende Eintrittsenergien optimiert. Beispielsweise würde ein thermischer Moderator auf 2 MeV Eintrittsenergie optimiert werden, da hier das Energiemaximum der vom Target kommenden Neutronen liegt. Zudem kann ein Moderator, aufgrund der thermischen Bewegung seiner Atome, die Neutronen immer nur bis zu seinem eigenen thermischen Gleichgewichtszustand moderieren. Wenn die Neutronen energieärmer (kälter) wären, würden die Moderatoratome Energie abgeben, anstatt sie aufzunehmen. Die letzte Stufe der Moderatoren sollte daher höchstens die Temperatur der gewünschten Neutronen besitzen.

2.2.2 Thermischer H₂O-Moderator

Aufgrund der für viele Neutronenstreuinstrumente erforderlichen Wellenlängen der Neutronen im kalten- bzw. thermischen Energiespektrum werden vorwiegend kalte bzw. thermische Neutronen, seltener ultrakalte Neutronen, gefordert. Zur Bereitstellung kalter Neutronen ist es sinnvoll, zunächst Vormoderatoren (H₂O oder D₂O bei ≈ 290 K) einzusetzen, die die schnellen, vom Target kommenden Neutronen mit Energien zwischen 1-10 MeV zunächst auf Energien <100 meV moderieren. Erst im zweiten Schritt treten die Neutronen in den nachgeschalteten kalten Moderator (H₂ oder D₂ bei ≈ 23 K) ein, der die Neutronen dann auf das geforderte kalte Energieniveau von <10 meV moderiert. Abbildung 2.4 verdeutlicht exemplarisch die Notwendigkeit dieser Vorkonditionierung. Am Austritt des kalten H₂-Moderators ist durch den Einsatz eines H₂O-Vormoderators (gestrichelte Linie in Abb. 2.4) der Großteil der Neutronen im kalten Energiebereich. Ohne Vormoderator (kontinuierliche Linie in Abb. 2.4) ist das Maximum deutlich in den thermischen Energiebereich verschoben. Somit geht ein Großteil der Neutronen verloren. Verglichen wurden hier zwei baugleiche kalte Moderatoren.

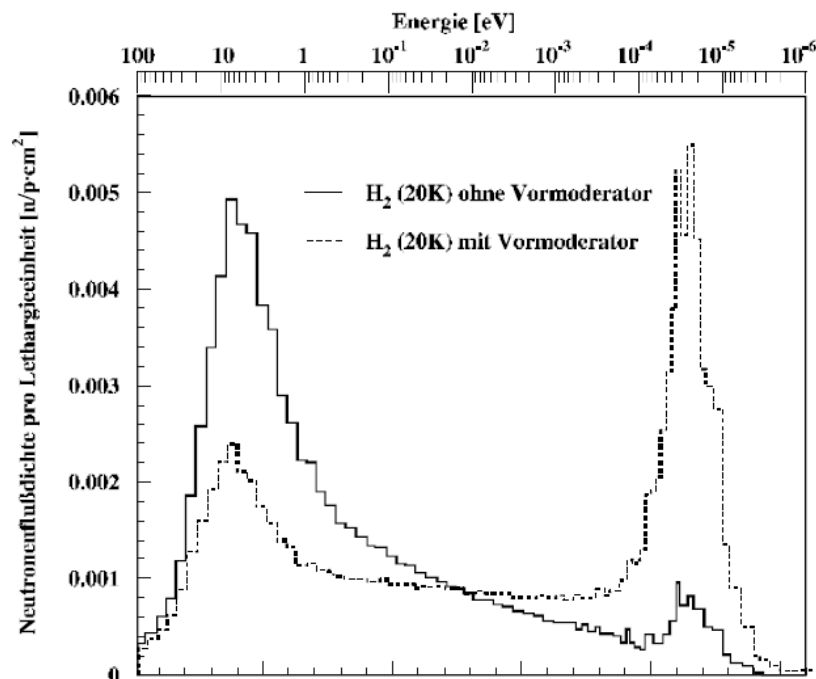


Abbildung 2.4: Neutronenflussdichte bei einer Kombination aus Vormoderator (H₂O bei 290 K) und kaltem Moderator (H₂ bei 20 K) und einmal nur H₂ bei 20 K [5]

Durch eine Volumenvergrößerung des kalten Moderators wäre es auch ohne Vormoderator möglich, das Maximum weiter in den kalten Energiebereich zu bewegen. Die Neutronenstromdichte ($n/(\text{s}\cdot\text{cm}^2)$) sinkt dadurch allerdings, wenn die Beschleunigerleistung konstant bleibt, da sich die moderierten Neutronen auf ein größeres Volumen verteilen würden. Für die Neutronenstreuinstrumente ist aber gerade die Neutronenstromdichte von entscheidender Bedeutung, weil das Auflösungsvermögen der Proben davon abhängt. Aufgrund dessen werden die neueren kalten Moderatoren deutlich kompakter gestaltet. Die Bereitstellung kalter Neutronen findet daher meistens in einem zweistufigen Prozess statt. Für die Thermalisierung der vom Target kommenden schnellen Neutronen werden oft Wasser oder schweres Wasser eingesetzt und für den kalten Moderator Wasserstoff oder Deuterium.

2.2.3 Kalter LH₂-Moderator

Bei niedrigen Energien findet die Energieübertragung nicht mehr primär durch direkte Stöße, sondern zusätzlich im Bereich des material- und energieabhängigen totalen Streuwirkungsquerschnitts¹ σ_s statt, welcher mit fallender Energie steigt (s. A-2). Im höheren MeV-Bereich kann der Streuquerschnitt aber vernachlässigt werden [6]. Im kalten Moderator hingegen ist der Einfluss σ_s besonders groß.

Ziel des Moderators ist es, die eintreffenden schnellen Neutronen auf das geforderte Energieniveau zu moderieren. Ist dieses geschehen, sollen die Neutronen möglichst ohne weitere Energieabgabe aus dem Moderator austreten können. Das bedeutet, im Energiebereich der eintretenden Neutronen soll der Streuquerschnitt σ_s groß, im Energiebereich der moderierten Neutronen klein sein. In Bezug auf den in dieser Arbeit betrachteten kalten Moderator, bestehend aus flüssigem Wasserstoff bei etwa 20 K, ist zu berücksichtigen, dass der molekulare Wasserstoff (zwei H-Atome) in zwei Formen auftritt, dessen Verteilung im Wesentlichen temperaturabhängig ist. Die zwei Formen, welche als ortho- (oH₂, parallele Ausrichtung der Spins ↑↑) und para-Wasserstoff (pH₂, antiparallele Ausrichtung der Spins ↑↓) bezeichnet werden, unterscheiden sich durch die Ausrichtung der Kernspins, die wiederum eine Auswirkung auf den energieabhängigen Streuwirkungsquerschnitt σ_s haben (s. Abbildung 2.5 und [7]).

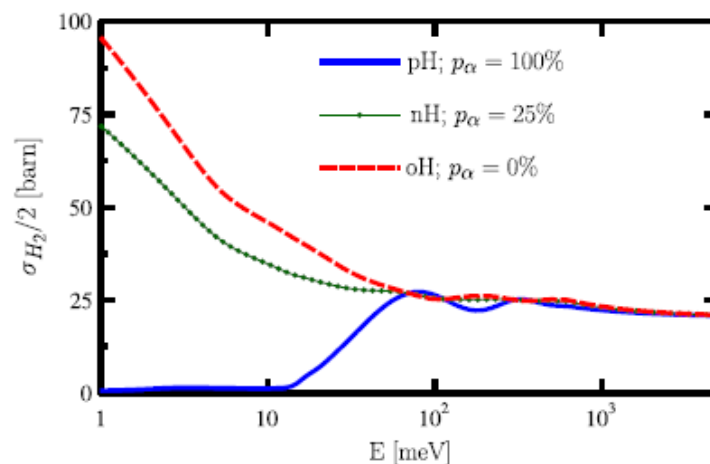


Abbildung 2.5: Streuwirkungsquerschnitt von oH₂ (rote Linie) und pH₂ (blaue Linie) von ENDF-7 [8]

pH₂ und oH₂ haben bei höheren Energien (ab $\approx 0,1$ eV) einen gleichgroßen Streuwirkungsquerschnitt, wodurch die Neutronen in diesem Energiebereich ähnlich gut moderiert werden. Bei geringeren Energien unterscheiden sich die Streuwirkungsquerschnitte stark (s. Abbildung 2.5). Der von oH₂ steigt kontinuierlich an, wohingegen der von pH₂ sehr klein wird. Die geforderte Neutronenenergie liegt im Bereich, bei dem der Streuwirkungsquerschnitt von pH₂ klein ist, weshalb es wichtig ist, einen hohen pH₂-Anteil im kalten Moderator zu gewährleisten. Ein hoher oH₂-Anteil würde dazu führen, dass die auf kalte Energien moderierten Neutronen zum Teil weiter abgebremst, demnach übermoderiert,

¹ Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass zwischen zwei Teilchen eine bestimmte Wechselwirkung wie Absorption, Streuung oder Transmission stattfindet. Er hat die Dimension einer Fläche und wird in barn angegeben (1 barn = 10^{-24} cm²).

werden. Der natürliche Gleichgewichtszustand von Wasserstoff bei 20 K liegt ohnehin bei fast 100 % pH₂. Allerdings muss der Wasserstoff erst verflüssigt werden. Die Verflüssigung vollzieht sich erheblich schneller als sich der natürliche Gleichgewichtszustand von oH₂ und pH₂ einstellt. Beispielsweise würde das Verflüssigen von Gas-Wasserstoff [300 K (75 % oH₂, 25 % pH₂) → 20 K (≈100 % pH₂)] in einer Kälteanlage einige Stunden dauern, die vollständige natürliche Umwandlung vom oH₂ in pH₂ aber etwa ein Jahr. Ferner werden durch die Kollisionen der Neutronen mit den Wasserstoffatomen teilweise die Spins wieder umgekehrt, wodurch zusätzlich unerwünschter oH₂ erzeugt wird [9]. Aus diesem Grund werden bei den modernen Neutronenquellen Katalysatoren eingesetzt, die vom Wasserstoff durchströmt werden und dabei kontinuierlich den oH₂ in pH₂ umwandeln. Dieser Umstand muss bei der Strömungssimulation berücksichtigt werden, da sich die Eigenschaften von normal-Wasserstoff und para-Wasserstoff unterscheiden. Darüber hinaus erfolgt die Umwandlung im Katalysator von oH₂ zu pH₂ exotherm, somit wird Wärme freigesetzt, die bei der Bilanzierung zu berücksichtigen ist.

2.2.4 Abschätzung der räumlichen Ausdehnung eines Moderators

Die räumliche Ausdehnung eines Moderators wird von der Wegstrecke, die die Neutronen zurücklegen müssen, um bei einer bekannten Eintrittsenergie E_0 die gewünschte Austrittsenergie E_n zu erreichen, bestimmt. Auf dieser Wegstrecke $\overline{L}_M$ übertragen die Neutronen ihre Energie weitestgehend durch elastische Stöße, wodurch eine einfache mathematische Beschreibung möglich wird.

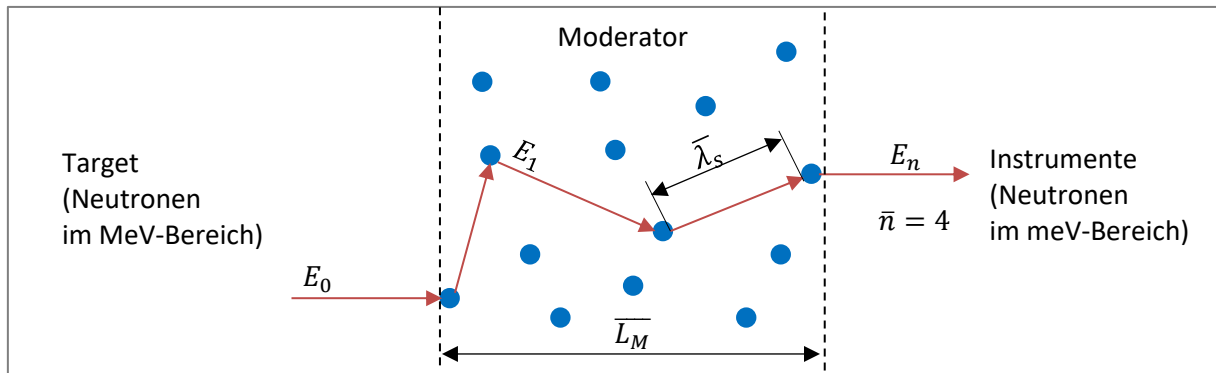


Abbildung 2.6: Prinzip der Moderation, um von der E_0 auf die E_n zu gelangen

Beispielsweise wird im Mittel bei jedem Stoß eines Neutrons mit einem H₂O-Molekül ≈60 % der Neutronenenergie übertragen. Bei einem D₂O-Molekül sind es ≈40 % und bei einem Berylliumatom sind es ≈19 % [3]. Demnach ist das Energieverhältnis bei jedem Stoß konstant: $E_n/E_{n+1} = \text{konst.}$

Die Anzahl an Stößen $\bar{n}$, die ein Neutron in einem Moderator erfährt, um von der Energie E_0 auf die Endenergie E_n moderiert zu werden, kann mithilfe des mittleren logarithmischen Energiedekrements ξ abgeschätzt werden [6]. E_1 ist hierbei die Energie nach dem ersten Stoß (s. Abbildung 2.6).

$$\xi = \ln \frac{E_0}{E_1} = \begin{cases} 1 + \frac{\alpha \cdot \ln(\alpha)}{(1 - \alpha)} & A_u > 1 \\ 1 & A_u = 1 \end{cases} \quad (2.2)$$

mit α , wobei A_u die relative Atommasse ist (s. Tabelle 2.2), [6]. An einem Wasserstoffatom mit $A_u = 1$ ist die Energieabgabe des Neutrons, also die Moderation, aufgrund der fast gleichen Masse ideal.

$$\alpha = \left(\frac{A_u - 1}{A_u + 1} \right)^2 \quad (2.3)$$

Gl. (2.2) ist für Atome anwendbar. Liegen Moleküle vor, ist die Gewichtung der atomaren Bestandteile mit dem jeweiligen Streuwirkungsquerschnitt σ_{si} (s. Tabelle 2.2), wie folgt vorzunehmen [6].

$$\bar{\xi} = \frac{\sum \bar{\xi}_i \cdot \sigma_{si}}{\sum \sigma_{si}} \quad (2.4)$$

Das Verhältnis aus logarithmischer Energieabgabe nach einem Stoß ($\ln E_0 - \ln E_1$) und der logarithmischen Gesamtenergieabgabe ($\ln E_0 - \ln E_n$) ergibt die notwendige Stoßanzahl $\bar{n}$ [6].

$$\bar{n} = \frac{\ln E_0 - \ln E_n}{\bar{\xi}} \quad (2.5)$$

Bevor die optimale räumliche Ausdehnung eines Moderators abgeschätzt wird, soll noch die gesamte Wegstrecke $\overline{L_{brems}}$, die die Neutronen durchschnittlich zurücklegen müssen, um die erforderliche Anzahl an Stößen ausüben zu können, bestimmt werden. Hierzu wird die mittlere freie Weglänge $\bar{\lambda}_s$ benötigt. Sie gibt an, welche durchschnittliche Wegstrecke ein Neutron zurücklegen muss, um einen Stoß auszuüben und ist abhängig von dem Moderator-Material und dessen Teilchendichte N_V . Die Teilchendichte kann wie folgt bestimmt werden. Hierbei sind M_M die molare Masse, deren Zahlenwert der Atommasse entspricht und $N_A = 6,022140857 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$ die Avogadro-Konstante.

$$N_V = \frac{N_A \cdot \varrho_M}{M_M} \quad (2.6)$$

mit der Teilchendichte N_V und dem Streuwirkungsquerschnitt σ_s kann die mittlere freie Weglänge $\bar{\lambda}_s$ eines Neutrons beim Durchqueren eines Moderators bestimmt werden [6].

$$\bar{\lambda}_s = t_i \cdot v_i = \frac{1}{\sigma_s \cdot N_V} \approx \text{konst.}, E > 1 \text{ eV} \quad (2.7)$$

Aus der mittleren freien Weglänge $\bar{\lambda}_s$ und der Stoßanzahl $\bar{n}$ kann die mittlere, gesamte Bremslänge $\overline{L_{brems}}$ des Neutrons in einem Moderator abgeschätzt werden.

$$\overline{L_{brems}} = \bar{n} \cdot \bar{\lambda}_s \quad (2.8)$$

Bei jedem Stoß werden die Neutronen von ihrer Flugbahn abgelenkt, weshalb durch $\overline{L_{brems}}$ noch keine direkte Aussage über die notwendige räumliche Ausdehnung $\overline{L_M}$ eines Moderators gegeben werden kann. Diese kann aber u.a. mit folgendem Ansatz abgeschätzt werden [6].

$$\overline{L_M} = \left(1 + \frac{2}{\gamma} \right) \frac{\gamma \cdot \lambda_s}{\bar{\xi}} \quad (2.9)$$

Hierbei ist der Parameter γ [3].

$$\gamma = \begin{cases} 1 - \frac{\alpha \cdot \ln^2 \alpha}{2 \cdot \xi(1 - \alpha)} & A_u > 1 \\ 1 & A_u = 1 \end{cases} \quad (2.10)$$

Gleichung (2.10) ist wieder für Atome anwendbar. Liegen Moleküle vor, ist wieder die Gewichtung der atomaren Bestandteile mit dem jeweiligen Streuwirkungsquerschnitt wie folgt vorzunehmen.

$$\bar{\gamma} = \frac{\sum \bar{\gamma}_i \cdot \sigma_{si}}{\sum \sigma_{si}} \quad (2.11)$$

Tabelle 2.2 fasst die wichtigsten Parameter zusammen, die notwendig sind, um einen Moderator zu dimensionieren. Die Beispielergebnisse beziehen sich auf Moderatoren, die Neutronen von 2 MeV auf 1 eV, bei einer Moderator-Temperatur von 300 K, moderieren sollen.

Tabelle 2.2: Anzahl der Stöße und die dabei zurückgelegte Wegstrecke, um Neutronen von 2 MeV auf 1 eV zu moderieren. Hierbei ist die Moderator-Temperatur T=300 K

	H	H ₂ O	D	D ₂ O	C	Be	O
$A_u [-] =$ $M_M [\text{g/mol}], [6]$	1	18	2	20	12	9	16
$\sigma_s [\text{cm}^2], [6]$	20,5 $\cdot 10^{-24}$	44,8 $\cdot 10^{-24}$	3,40 $\cdot 10^{-24}$	10,5 $\cdot 10^{-24}$	4,73 $\cdot 10^{-24}$	6,18 $\cdot 10^{-24}$	3,75 $\cdot 10^{-24}$
$\xi [-]$	1,000	0,926	0,725	0,510	0,158	0,207	0,120
$\bar{n} [-]$	14,4	15,7	20,0	28,4	92,0	70,2	121,0
$\rho_M [\text{g/cm}^3], [6]$	0,07*	1,0	0,163*	1,1	2,3	1,85	1,3*
N_V [Teilchen/cm ³]	$4,22 \cdot 10^{22}$	$3,35 \cdot 10^{22}$	$4,91 \cdot 10^{22}$	$3,31 \cdot 10^{22}$	$11,5 \cdot 10^{22}$	$12,4 \cdot 10^{22}$	$4,25 \cdot 10^{22}$
$\bar{\lambda}_s [\text{cm}]$	1,16	0,67	5,99	2,88	1,83	1,31	6,27
$\overline{L_{brems}} [\text{cm}]$	16,78	10,45	119,87	81,80	168,44	91,80	758,40
$\gamma [-]$	1,000	0,923	0,584	0,405	0,108	0,143	0,082
$\overline{L_M} [\text{cm}]$	3,47	2,11	21,35	13,56	24,48	13,59	108,81

*Dichte für H, D und O in der Flüssigphase bei 1 bar Druck und der jeweiligen Siedetemperatur

Bei Wasser findet die Energieübertragung hauptsächlich an den Wasserstoffatomen statt, weshalb das Energiedekrement ξ , wie beim Wasserstoff, sehr hoch ist. Allgemein gilt, dass mit zunehmender Massezahl die pro Stoß übertragende Energie abnimmt, somit sind im Vergleich zu Wasserstoff grundsätzlich mehr Stöße notwendig, um die Zielenergie zu erreichen. Aufgrund der geringen Dichte von Wasserstoff ist dieser aber erst in der Flüssigphase sinnvoll einsetzbar.

Die aufgeführten Gleichungen sind nur zur Abschätzung der notwendigen räumlichen Ausdehnung eines für die Thermalisierung von schnellen Neutronen eingesetzten Moderators geeignet, da folgende Vereinfachungen getroffen wurden: Der Streuwirkungsquerschnitt ist im Energiebereich von etwa 1 eV-1 MeV konstant. Diese Annahme trifft nur annähernd zu (s. A-2 für H, D, H₂O, D₂O), ist aber Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Gleichungen. Die Interaktion der Neutronen mit den Moderatoratomen findet ausschließlich durch elastische Streuung statt. Dieses trifft weitestgehend für den thermischen Energiebereich zu. Im hoch- und niederenergetischen Bereich sind weitere Mechanismen wie die inelastische Streuung, die Absorption oder die Spaltung zu berücksichtigen. Überdies wurde angenommen, dass die elastische Streuung isentrop und die Moderatoratome homogen verteilt sind. Um den vollständigen Prozess einer realen Anlage von der Spallation bis zur Moderation von Neutronen in einem komplexen dreidimensionalen System realistisch abschätzen zu können, werden numerische Methoden anstelle der vorgestellten analytischen Methoden angewandt. Diese Teilchen-Transport-Simulationen werden im Anwendungskapitel 4.3 näher erläutert.

Weitere gängige Charakterisierungsparameter für Neutronenmoderatoren sind das Bremsvermögen *SDP* (slowing down power), das bei der Moderation möglichst hoch sein soll [3].

$$SDP = \xi \cdot \sigma_s \cdot N_V \quad (2.12)$$

Sowie die Moderationsfähigkeit *MR* (moderation ratio), die ebenfalls groß sein sollte [3].

$$MR = \xi \cdot \sigma_s / \sigma_{abs} \quad (2.13)$$

In Tabelle 2.3 sind die Ergebnisse der Charakterisierungsparameter *SDP* und *MR* aufgeführt. Grundlage ist wieder die Moderation von 2 MeV auf 1 eV, bei einer Moderator-Temperatur von 300 K. σ_{abs} ist hierbei der Absorptionswirkungsquerschnitt.

Tabelle 2.3: SDP und MR Charakterisierungsparameter für verschiedene Moderatoren

	H	H ₂ O	D	D ₂ O	C	Be	O
ξ [-]	1,000	0,926	0,725	0,510	0,158	0,207	0,120
σ_s [cm ²], [6]	20,5 ·10 ⁻²⁴	44,8 ·10 ⁻²⁴	3,40 ·10 ⁻²⁴	10,5 ·10 ⁻²⁴	4,73 ·10 ⁻²⁴	6,18 ·10 ⁻²⁴	3,75 ·10 ⁻²⁴
σ_{abs}^* [cm ²], [6]	0,3326 ·10 ⁻²⁴	0,665 ·10 ⁻²⁴	0,0005 ·10 ⁻²⁴	0,001 ·10 ⁻²⁴	0,0035 ·10 ⁻²⁴	0,0076 ·10 ⁻²⁴	0,0002 ·10 ⁻²⁴
SDP [-]	0,86	1,39	0,12	0,18	0,09	0,16	0,02
MR [-]	62	62	4932	5355	213	168	2249

*Absorptionswirkungsquerschnitt für thermische Neutronen (2200 m/s)

Hier wird der wesentliche Nachteil von H und H₂O ersichtlich, da der Absorptionsquerschnitt σ_{abs} im Vergleich zu den anderen Kandidaten 2-3 Größenordnungen größer ist. Daher müssen Moderatoren aus H/H₂O möglichst kompakt gebaut werden, damit nicht zu viele Neutronen absorbiert werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass ein Moderator die folgenden Eigenschaften besitzen sollte:

1. Ein hohes mittleres logarithmisches Energiedekrement $\bar{\xi}$. Dies ist gerade dann der Fall, wenn die Masse der Neutronen und die Masse der Moderatoratome annähernd gleichgroß sind. H bzw. ein hoher H-Anteil ist diesbezüglich besonders gut geeignet.
2. Eine hohe Teilchendichte, um die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zu erhöhen und dadurch das Gesamtvolumen des Moderators klein zu halten.
3. Ein großer Streuwirkungsquerschnitt σ_s , um die Neutronen zu Streuung an den Atomen des Moderators anzuregen. Hier sind die H-haltigen Medien ebenfalls besonders gut geeignet.
4. Ein geringer Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} damit die moderierten Neutronen den Moderator gut verlassen können. Hier sind die deuteriumhaltigen Medien im Vorteil, weswegen diese oft als Kühlmedium für Reflektoren eingesetzt werden. Wasserstoff und Wasser haben für die Moderationsaufgabe ungünstige Absorptionseigenschaften.
5. Das Moderator-Material sollte bei der geforderten Neutronenenergie flüssig betreibbar sein, um die Neutronenenergie abführen zu können, zumindest bei den Hochflussquellen.
6. Die thermische Bewegung der Moderatoratome bestimmt die minimale Austrittsenergie der Neutronen. Flüssiges Wasser bei 290 K, welches gute Moderationseigenschaften aufweist, kann die Neutronen maximal auf 25 meV (vergl. Tabelle 2.1) moderieren. Sind kalte Neutronen gefordert, muss z. B. H₂ oder D₂ eingesetzt werden, welche bei rund 25 K flüssig sind.
7. Der Einsatz von Vormoderatoren ist immer dann sinnvoll, wenn besonders geringe Energien gefordert werden. Eine gängige Kombination hierfür wäre das gut verfügbare, günstige und einfach handhabbare Wasser als Vormoderator und flüssiger Wasserstoff als kalter Moderator. Schweres Wasser ist immer dann einzusetzen, wenn eine sehr geringe Absorption notwendig ist. Allerdings ist der Streuwirkungsquerschnitt deutlich geringer als der von Wasser, wodurch mehr Stöße und somit ein größeres Volumen notwendig sind. Eine geringe Absorption ist hauptsächlich bei Quellen mit geringer Leistung wichtig.
8. Soll Wasserstoff eingesetzt werden, ist auf die Ausrichtung der Kernspins zu achten, damit die Neutronen nicht übermoderiert werden. Am effektivsten ist ein Moderator mit 100 % pH₂. Aufgrund der Rückumwandlung durch Neutronen ist zusätzlich ein Katalysator einzusetzen.
9. Die chemische Stabilität, unter Bestrahlung, ist ebenfalls zu beachten.

Die gezeigte Charakterisierung bezieht sich auf die optimale Ausführung der Moderationsaufgabe, nicht jedoch auf die ingenieurtechnische Umsetzbarkeit. Bei der Moderation werden große Mengen Energie an ein möglichst kleines Moderator-Volumen übertragen. Bei den Hochflussquellen, wie der ESS, wird im thermischen Moderator Energie im dreistelligen kW-Bereich und im kalten Moderator Energie im zweistelligen kW-Bereich in wenigen Kubikzentimeter Volumen von den Neutronen an die Moderatoratome übertragen. Die Energieabfuhr ist, wie in Kapitel 4 noch ausführlich erläutert wird, der limitierende Faktor bei der Umsetzbarkeit der modernen Hochflussquellen.

2.3 Übersicht der Spallationsneutronenquellen

Im folgenden Unterkapitel werden die Historie, der wesentliche Aufbau und der Entwicklungsstand der wichtigsten bestehenden und geplanten Neutronenquellen beschrieben. Schwerpunkt wird die für diese Arbeit relevante Spallationsneutronenquelle ESS sein. Abschließend werden die wichtigsten Parameter der vorgestellten Quellen zusammengefasst und gegenübergestellt. Abbildung 2.7 zeigt die Historie der Neutronenquellen. Der thermische Peak-Neutronenfluss ist über das realisierte bzw. geplante Jahr der Inbetriebnahme der jeweiligen Neutronenquellen aufgetragen. Unterschieden wird zwischen gepulsten Quellen (meist Spallation) und kontinuierlichen Quellen (meist Kernspaltung).

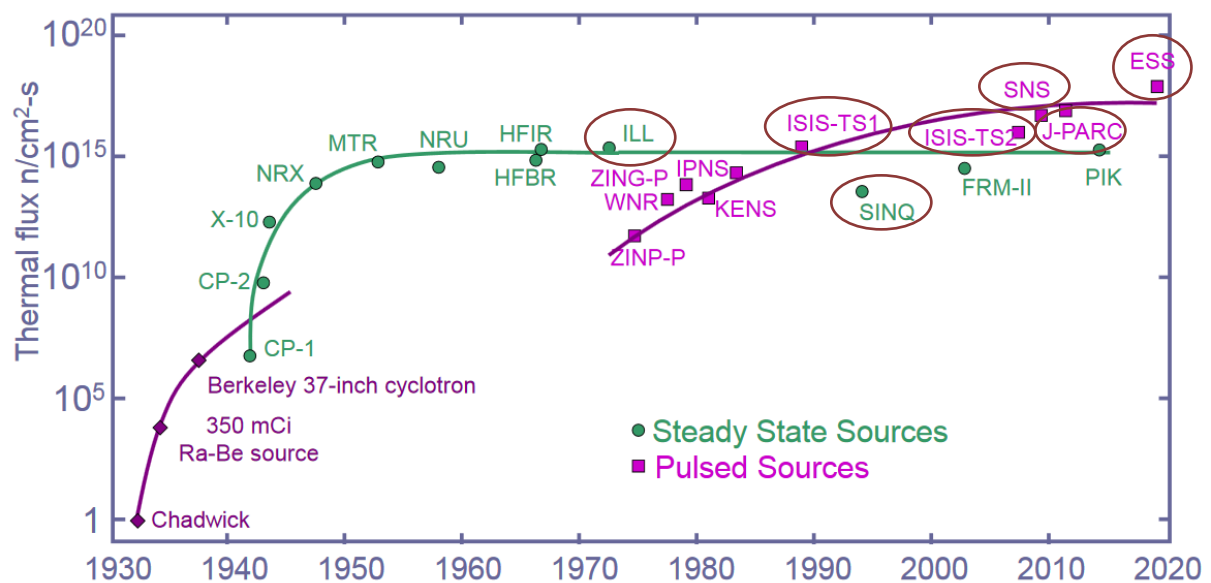


Abbildung 2.7: Historie, beginnend mit der Entdeckung des Neutrons, sowie der weltweit gebauten und geplanten Neutronenquellen in Abhängigkeit des thermischen Neutronenflusses und des Jahres der Inbetriebnahme. Die grüne Trendlinie zeigt den Verlauf der kontinuierlichen Quellen und die lila Trendlinie den Verlauf der gepulsten Quellen [4]

Nachdem es dem englischen Physiker James Chadwick im Jahr 1932 gelang, den experimentellen Nachweis für die Existenz von Neutronen zu führen, folgte fünf Jahre später Ernest Lawrences 37-Zoll-Zyklotron, welches 1937 in Betrieb genommen wurde und schon deutlich verbesserte Neutronenflüsse bereitstellte. Durch das Aufkommen und die stetige Weiterentwicklung von Forschungsreaktoren in den Vierziger- und Fünfzigerjahren, stieg der Neutronenfluss praktisch exponentiell an, wodurch die Neutronen vielseitiger eingesetzt werden konnten. Aufgrund der begrenzten Kühlbarkeit der Brennelemente der reaktorbasierten Neutronenquellen sind aber ab den Sechzigerjahren kaum noch Verbesserungen erzielt worden. Erst mit dem Aufkommen und der Weiterentwicklung gepulster Quellen konnten weitere Neutronenflusssteigerungen erreicht werden. Die in den Neunzigerjahren in Betrieb gegangenen Spallationsneutronenquellen hatten beim Peak-Neutronenfluss dann sogar die leistungsstärksten Forschungsreaktoren überholt, wobei mit der ESS nach heutigem Wissensstand die Möglichkeiten auch bei den gepulsten Quellen weitestgehend ausgeschöpft sind. Die in Abbildung 2.7 rot umrandeten Quellen werden im Folgenden wegen ihrer Bedeutung für diese Arbeit näher beschrieben. Zusätzlich ist zum Vergleich noch ein Forschungsreaktor mit aufgeführt.

2.3.1 Europäische Spallationsneutronenquelle ESS

Die europäische Spallationsneutronenquelle (ESS) befindet sich derzeit in der Bauphase und wird voraussichtlich 2023 den Teillastbetrieb aufnehmen. Als Standort wurde die Universitätsstadt Lund im südlichen Schweden, nahe Kopenhagen, ausgewählt. Mit einer Protonenstrahlleistung von 5 MW wird sie die leistungstärkste Neutronenquelle weltweit werden. Insgesamt können 22 Instrumente parallel betrieben werden. In diesem Verbundvorhaben sind 17 europäische Länder (s. Abbildung 2.9) mit verschiedenen Forschungs- und Industriebetrieben am Bau und an der späteren Nutzung der Quelle beteiligt, wobei die Länder Schweden und Dänemark gefolgt von Deutschland, Frankreich und England den größten Anteil der rund 1,843 Milliarden Euro Baukosten übernehmen [10].

40+ In-Kind Partners and more than 100 institutions involved in the design and construction of ESS

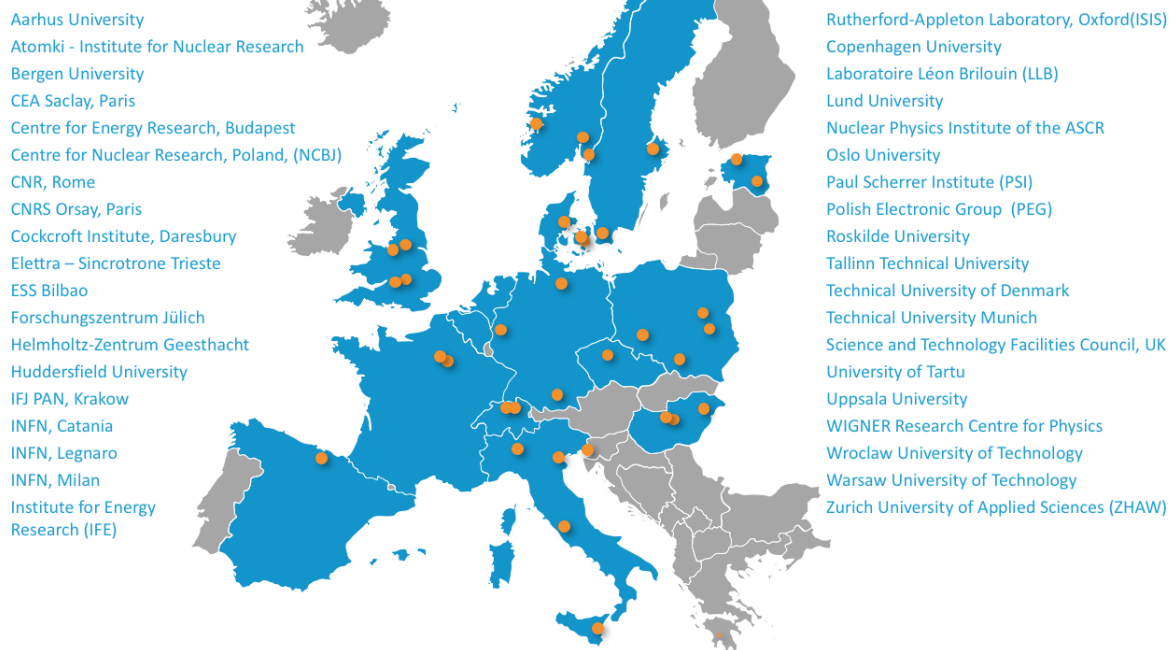


Abbildung 2.8: Am ESS Projekt beteiligte Länder und Institutionen [11]

Deutschland beteiligt sich in der Bauphase mit der Lieferung von Komponenten für die Target-Station und einigen Neutronenstreuexperimenten. Das vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderte Projekt wird vom Forschungszentrum Jülich (FZJ), das sich an der Entwicklung und am Bau von Komponenten für die Target-Station und einigen Neutronenstreuinstrumenten beteiligt und vom Helmholtz-Zentrum Geesthacht (HZG) sowie der technischen Universität München, die sich an der Instrumentenentwicklung beteiligen, durchgeführt.

Die ESS wird mit einem ca. 350 m langen Linear-Protonenbeschleuniger betrieben. An dem einen Ende des Beschleunigers befindet sich die Ionenquelle, aus der Protonen in den Beschleuniger eingespeist werden. Dieser beschleunigt die Protonen auf ca. 92 % der Lichtgeschwindigkeit, wobei die Protonen

gepulst mit einer mittleren Leistung von 5 MW und mit einer Pulslänge von 2,86 ms bei einer Puls wiederholrate von 14 Hz bereitgestellt werden [10]. Diese Langpulsquelle liefert $8,9 \cdot 10^{14}$ Protonen pro Puls [10]. Die Protonen verlassen den Beschleuniger durch das Protonenstrahlfenster und treffen in der Target-Station auf das heliumgekühlte, rotierende Wolfram-Target. Durch den Aufprall der Protonen wird der in Kapitel 2.1 beschriebene Spallationsprozess begonnen.

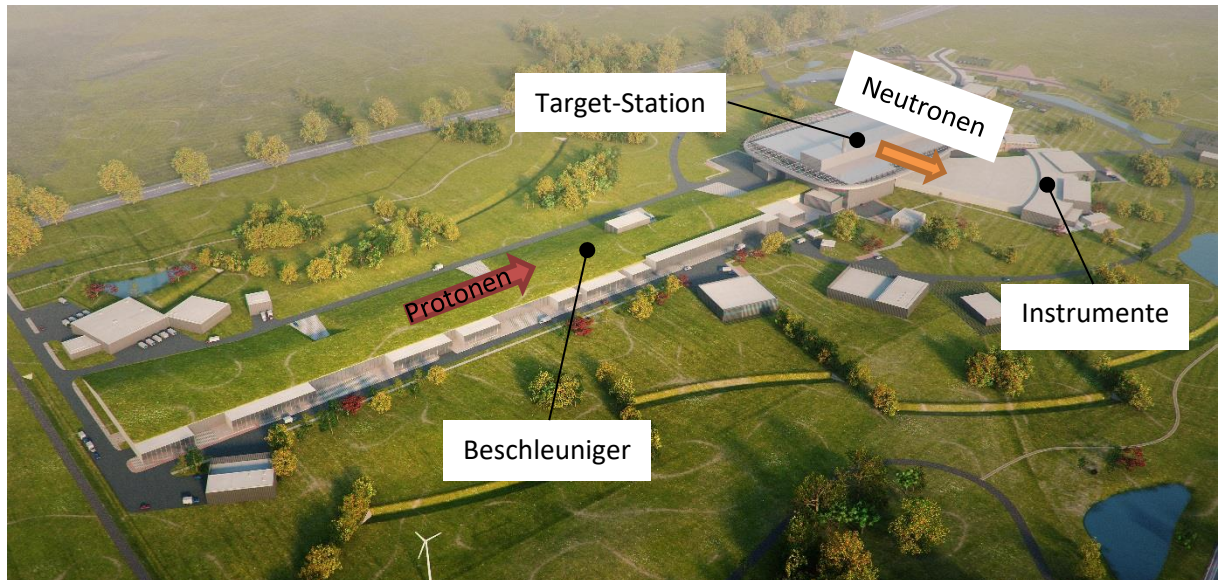


Abbildung 2.9: Die europäische Spallationsneutronenquelle ESS aus der Vogelperspektive [Bild von ESS]

Die dabei abgestrahlten Neutronen verlassen das Target mit einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 10 % der Lichtgeschwindigkeit. Um diese Neutronen messtechnisch erfassen zu können, müssen sie zuvor moderiert werden (vergl. Kapitel 2.2). Im ersten Moderationsschritt werden sie im thermischen Moderator thermalisiert. Die dadurch entstehenden thermischen Neutronen können direkt extrahiert oder auf „kaltes“ Energieniveau moderiert werden. Hierzu wird der kalte Moderator, ein mit flüssigem para-Wasserstoff durchströmter Druckbehälter, eingesetzt. ESS bietet dadurch die Möglichkeit entweder thermische-, kalte-, oder auch bi-spektrale Neutronen zu extrahieren (thermische + kalte). Die für das jeweilige Neutronenstreuexperiment notwendigen kalten/thermischen Neutronen werden über die radial angeordneten Strahlführungssysteme extrahiert. Am Ende der Strahlführungssysteme sind die Neutronenstreuexperimente positioniert. Diese bestehen aus Proben, in die die Neutronen eindringen und gestreut werden, sowie umliegend positionierter Detektoren, mit denen die Richtung und Energieabgabe der Neutronen erfasst wird [12]. Ferner ist es oft notwendig die zeitliche Struktur der Neutronen zu kennen bzw. diese anzupassen, wozu schnell drehende Scheiben mit definierten Ausbrüchen zum Einsatz kommen. Diese so genannten Chopper werden zwischen Moderator und Experiment positioniert und sind mit einer Beschichtung versehen, die die auftreffenden Neutronen absorbiert. Der Durchgang für die Neutronen wird demnach nur dann freigegeben, wenn die Ausbrüche an der richtigen Stelle stehen. Wenn mehrere Chopper hintereinander gesetzt werden, können Neutronen, die zu schnell oder zu langsam sind, rausgefiltert werden und der Strahl kann in beliebige Abschnitte aufgeteilt werden. Dadurch ist es möglich dynamische Vorgänge zu untersuchen [13].

2.3.2 Weitere bedeutende Neutronenquellen

SNS: Die vom Oak Ridge National Laboratory (USA) betriebene Spallationsneutronenquelle (SNS) ist seit 2006 in Betrieb. Der Linearbeschleuniger erzeugt gepulste Protonen mit einer mittleren Leistung von 1 MW und einer Pulslänge von $0,750 \mu\text{s}$, bei einer Pulswiederholrate von 60 Hz. SNS ist somit eine Kurzpulsquelle, die $1,09 \cdot 10^{14}$ Protonen pro Puls auf das Target liefert. Die Target-Station beinhaltet ein Quecksilber-Target, zwei kalte und zwei thermische Moderatoren. Insgesamt können 14 Instrumente gleichzeitig betrieben werden [14]. Im Zuge der Anlagenerweiterung, die gegenwärtig geplant wird, soll eine zweite Target-Station integriert und der Beschleuniger erweitert werden. Nach der Erweiterung liefert der Beschleuniger in der ersten Target-Station (FTS) $1,92 \cdot 10^{14}$ Protonen mit einer Pulslänge von $0,750 \mu\text{s}$ und einer Pulswiederholrate von 50 Hz bei einer Leistung von 2,0 MW. In der zweiten Target-Station (STS) werden $2,26 \cdot 10^{14}$ Protonen mit einer Pulslänge von $0,750 \mu\text{s}$ und einer Pulswiederholrate von 10 Hz bei einer Leistung von 0,47 MW geliefert. [15]

J-PARC: Die von der Japan Atomic Energy Agency (JAEA) in Ibaraki (Japan) betriebene gepulste Spallationsneutronenquelle (J-PAC) ist 3 Jahre nach der SNS in Betrieb gegangen. Sie liefert aufgrund ihrer geringen Pulswiederholrate von 25 Hz und einer Pulslänge von ca. $1 \mu\text{s}$, bei 1 MW mittlerer Leistung des Beschleunigers eine sehr hohe Neutronenflussdichte, jedoch nur im Peak. Nur die ESS übertrifft diese noch. Es werden $8,32 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Puls auf das Target geliefert. Insgesamt können 20 Instrumente betrieben werden. [16]

ISIS: Die vom Rutherford Appleton Laboratory in Abingdon (England) betriebene Quelle ging schon 1984 in Betrieb und hat damit die meisten Betriebsjahre der hier aufgeführten Quellen durchlaufen. Sie ist ebenfalls eine Kurzpulsquelle mit einer mittleren Leistung von 160 kW und einer Pulswiederholrate von 50 Hz. Sie wurde zunächst mit einer Target-Station betrieben, wobei der Beschleuniger $2,50 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Puls auf das Target liefert. Im Jahr 2009 wurde im Zuge der ersten Anlagenerweiterung eine zweite Target-Station (TS2) errichtet, um mehr Instrumente gleichzeitig betreiben zu können. Der Beschleuniger blieb unverändert und muss daher beide Stationen versorgen, wobei nur jeder fünfte Puls in TS2 eingespeist wird. Mit der Target-Station 1 (TS1) können bis zu 20, mit der TS2 bis zu 7 Instrumente parallel betrieben werden. [1]

SINQ: Die kontinuierliche, beschleunigerbasierte Neutronenquelle SINQ mit 1 MW Strahlleistung, im schweizerischen Villigen gelegen, ist seit 1996 in Betrieb. Sie bietet Platz für bis zu 15 Instrumente [10]. Sie ist eine der wenigen Quellen, die auch ultrakalte-Neutronen liefert.

CSNS: Die chinesische Spallationsneutronenquelle (CSNS) ist seit 2018 in Betrieb. Der Beschleuniger wird mit einer relativ geringen Leistung von 100 kW ausgeführt, kann aber nachträglich auf 500 kW erweitert werden. Er liefert $1,56 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Puls auf das Target. CSNS gehört folglich zu den kleineren Quellen. Die Target-Station beinhaltet ein Tantal beschichtetes Wolfram-Target. Insgesamt lassen sich drei Instrumente parallel betreiben. [17]

ILL: Der Hochflussreaktor ILL wurde in Grenoble (Frankreich) gebaut und liefert schon seit 1971 Neutronen für Forschungszwecke. Er hat eine Leistung von 58 MW und liefert kontinuierlich Neutronen. Der Reaktor kann bis zu 27 Instrumente mit Neutronen bedienen. [10]

In Tabelle 2.4 sind die allgemeinen Daten und die Leistungsparameter der jeweiligen Quelle aufgeführt.

Tabelle 2.4: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der Neutronenquellen

Name	Standort	Betreiber	Typ	Protonen- beschleuniger	Protonen auf Target [1/Puls]	Neutronen vom Target [(cm²·s)⁻¹] [10]	Tar- get	Betrieb seit / ab
ESS [10]	Lund / Schweden	European Spallation Source ERIC	Spallation Lang Puls	f _p =14 Hz E _{kin} =2,5 GeV L _p =2,86 ms P _m =-/5 MW	8,9·10 ¹⁴	Mittel 1,6·10 ¹⁵ Peak 4,0·10 ¹⁶	W	2023
SNS [14], [15]	Oak Ridge / USA	OAK RIDGE NATIONAL LAB. (ORNL)	Spallation Kurz Puls	f _p =60 Hz E _{kin} =0,95 GeV L _p =0,75 μs P _m =1/1,4 MW	1,09·10 ¹⁴ 1,54·10 ¹⁴	Mittel 1,0·10 ¹⁴ Peak 8,0·10 ¹⁵	Hg	2006
SNS FTS [15] und STS [15]	Oak Ridge / USA	OAK RIDGE NATIONAL LAB. (ORNL)	Spallation Kurz Puls	f _p =50 Hz E _{kin} =1,3 GeV L _p =0,75 μs P _m =2 MW f _p =10 Hz E _{kin} =1,3 GeV L _p =0,75 μs P _m =0,47 MW	1,92·10 ¹⁴ 2,26·10 ¹⁴		Hg W	geplant
JPARC [16]	Ibaraki / Japan	Japan Atomic Energy Agency (JAEA)	Spallation Kurz Puls	f _p =25 Hz E _{kin} =3 GeV L _p = 1 μs P _m =0,3/1 MW	2,50·10 ¹³ 8,32·10 ¹³	Mittel 1,0·10 ¹⁴ Peak 2,0·10 ¹⁶	Hg	2009
ISIS [1], [6]	Abingdon / England	Rutherford Appleton Laboratory (RAL)	Spallation Kurz Puls	f _p =50 Hz E _{kin} =800 MeV L _p =450 ns P _m =160 kW	2,50·10 ¹³	Mittel 2,0·10 ¹² Peak 2,3·10 ¹⁵	W	1984
ISIS TS1	Abingdon / England	Rutherford Appleton Laboratory (RAL)	Spallation Kurz Puls	f _p =40 Hz E _{kin} =800 MeV L _p =100 ns P _m =128/192 kW	2,50·10 ¹³ 3,74·10 ¹³	Mittel 1,0·10 ¹³ Peak 2,0·10 ¹⁵	W	2009
ISIS TS2	Abingdon / England	Rutherford Appleton Laboratory (RAL)	Spallation Kurz Puls	f _p =10 Hz E _{kin} =800 MeV L _p =500 ns P _m =32/48 kW	2,50·10 ¹³ 3,74·10 ¹³	Mittel 1,0·10 ¹³ Peak 6,0·10 ¹⁵	W	2009
SINQ [1]	Villigen / Schweiz	Paul-Scherrer- Institut (PSI)	Spallation Kontinu- ierlich	E _{kin} =0,59 GeV P _m =0,89/1 MW		Mittel 1,5·10 ¹⁴	Pb	1996
CSNS [17]	Dongguan / China	Institute of High Energy Physics (CAS)	Spallation Kurz Puls	f _p =25 Hz E _{kin} =1,6 GeV L _p <=500 ns P _m =100 kW	1,56·10 ¹³		W + Ta	2018
ILL	Grenoble Frankreich	Institut Laue- Langevin (ILL)	Kontinu- ierlich	-		Mittel 1,3·10 ¹⁵		1971

Hierbei wurde die Anzahl der Protonen auf das Target N_P aus den Beschleunigerparametern: mittlere Leistung P_m , kinetische Energie E_{kin} und Pulsfrequenz f_P mit folgender Gleichung berechnet.

$$N_P = \frac{P_m}{E_{kin} \cdot f_P} \quad (2.14)$$

2.4 Übersicht der eingesetzten kalten Moderatoren

Mit dem folgenden Unterkapitel sollen abschließend die wichtigsten kalten Moderatoren verglichen und die wesentlichen Unterschiede zum betrachteten System bewertet werden. In Abbildung 2.10 werden die durch den Spallationsprozess freigewordenen und aus den jeweiligen kalten Moderatoren austretenden Neutronen der wichtigsten Neutronenquellen (ESS, SNS, JPARC und ISIS, vergl. Kapitel 2.3) verglichen. Aufgetragen ist der zeitliche Verlauf der Neutronenstromdichte bei einer Wellenlänge der austretenden Neutronen von $\lambda=5 \text{ \AA}$ bzw. einer Temperatur von $T_{\text{eq}} \approx 38 \text{ K}$ [18], s. Gleichung (2.1).

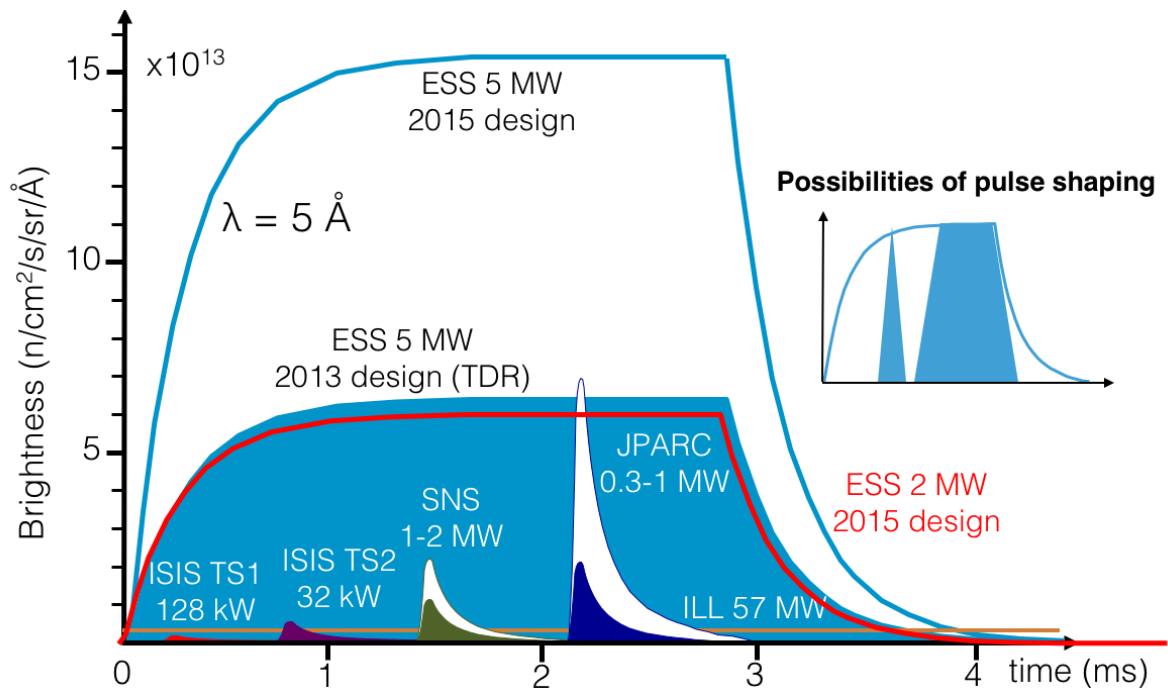


Abbildung 2.10: Kalte Neutronenausbeute der vier bedeutendsten Spallationsneutronenquellen [18]

Neben den gepulsten Quellen ist wieder die kontinuierlich reaktorbasierte Quelle ILL (orange Linie) zum Vergleich aufgeführt. Bis auf die ISIS TS1 (rote Fläche) erreichen auch die leistungsschwächeren Quellen im Puls eine höhere Ausbeute an kalten Neutronen als die reaktorbasierte Quelle ILL. Von der Langpulsquelle ESS abgesehen erreicht die Kurzpulsquelle JPARC (dunkelblaue Fläche) die höchsten Peak-Werte aller Quellen weltweit, wobei die weißen Bereiche bei SNS (grüne Fläche) und JPARC den theoretischen Verlauf bei Vollast darstellen. Beide haben bislang nur einen Teil (farblicher Bereich) der Auslegungsleistung erreicht. Ferner sind die seit 2013 in Betracht gezogenen Moderator-Konzepte der ESS aufgeführt. Das *ESS 5 MW 2013 design (TDR)*, (hellblaue Fläche) spiegelt den damaligen Stand der Technik wider, bei dem die Moderatoren mit relativ großem Wasserstoffvolumen ausgeführt wurden [19]. Der Mehrertrag an kalten Neutronen bei diesem ESS Konzept wurde ausschließlich durch die Erhöhung der Protonenstrahlleistung erreicht (5 MW, zuvor maximal 2 MW). Neuere Studien wie [18] zeigen, dass die richtige Vorkonditionierung, der kontrollierte Einsatz von para-Wasserstoff und die Reduzierung der Höhe des kalten Moderators (senkrecht zur Strahlungsquelle) zu einer Steigerung der Ausbeute an kalten Neutronen pro Flächeneinheit führen kann. Das liegt an der Charakteristik der Neutronenstromdichte über die Höhe des Moderators, die annähernd einer Doppel-Gauß-Verteilung

entspricht und somit in den Randbereichen ihr Maximum aufweist. Durch das „Entfernen des Kernbereiches“ werden die Maxima überlagert und die mittlere Neutronenstromdichte bzw. die Ausleuchtung, welche für die Streuinstrumente entscheidend ist, steigt, wenngleich die totale Anzahl an Neutronen pro Zeiteinheit aufgrund des geringeren Wasserstoffanteiles niedriger ist. Der Vergleich des *ESS 5 MW 2013 design (TDR)* mit dem *ESS 2 MW 2015 design* (rote Kurve) zeigt, dass allein die Optimierung des kalten Moderators dazu führen kann, dass für die gleiche Ausbeute nur 40 % der ursprünglichen Protonenstrahlleistung benötigt wird. Die Kombination aus Leistungssteigerung des Protonenstrahles mit der optimierten Moderator-Geometrie, welche als BF2 Moderator Konzept bezeichnet wird, bildet das *ESS 5 MW 2015 design* (hellblaue Kurve) und kann theoretisch zu einer Ertragserhöhung von mehr als einer Größenordnung gegenüber den anderen Quellen führen. Weitere, zurzeit laufende Geometriestudien deuten an, dass zusätzliche Steigerungen mit einer neuen Moderator-Geometrie, welche als BF1 bezeichnet wird, von bis zu 30 % möglich sein könnten. Abbildung 2.11 zeigt eine Vergleichssimulation [18], bei der die Anzahl der Neutronen pro Fläche und Zeit in Abhängigkeit des Betrachtungswinkels bestimmt wurde.

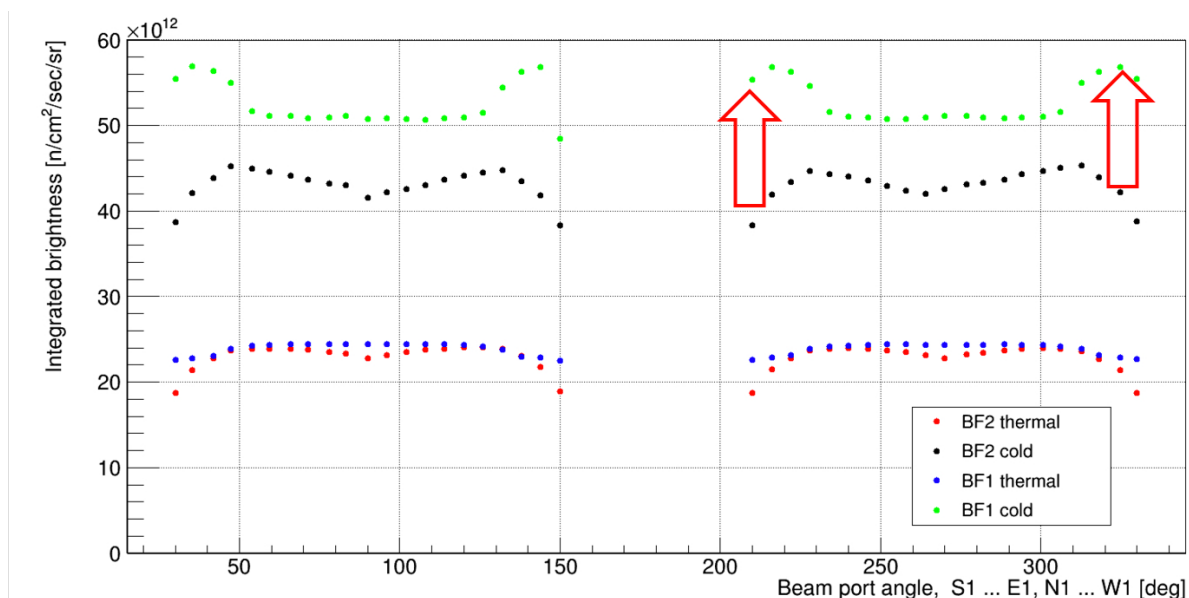


Abbildung 2.11: Vergleich BF1 und BF2 Moderator, Neutronenausbeute in Abhängigkeit des Strahlrohres [18]

Die ESS soll bei Inbetriebnahme unter Teillast (<2 MW) zunächst das *ESS 5 MW 2015 design* mit der BF2 Moderator Geometrie beinhalten. Die zweite Generation soll dann unter Volllast, im Idealfall mit der verbesserten BF1 Moderator Geometrie, betrieben werden. Dieses Design ist ingenieurstechnisch, insbesondere strömungsmechanisch, noch nicht untersucht worden und insofern ist die technische Umsetzbarkeit noch fragwürdig. Daher bildet dieses teilchenphysikalisch optimierte Modell die Grundlage für die weiterführenden Untersuchungen in dieser Arbeit.

Nachdem die grundlegenden Mechanismen, die bei der Spallation und Moderation von Neutronen ablaufen, beschrieben wurden, sollen im nächsten Kapitel die strömungsmechanischen Grundlagen vermittelt werden, um im anschließenden Anwendungsteil dieser Arbeit das Strömungsverhalten des kalten BF1 Moderators realitätsnah simulieren zu können.

3 Grundlagen numerische Strömungssimulation

Die computergestützte Simulation komplexer strömungsmechanischer Probleme mittels CFD (Computational Fluid Dynamics) nimmt mit zunehmender Verfügbarkeit von Großrechnern und kommerziell erhältlichen Softwarepaketen eine immer wichtigere Rolle im Entwicklungsprozess von Anlagen und Komponenten ein. Zumeist sehr aufwendige Experimente, wie z. B. Komponententests im Windkanal, können durch Simulationen ganz oder teilweise ersetzt werden. Hierdurch können Projekte schneller und günstiger realisiert werden. Des Weiteren kommt es vor, dass entwicklungsbegleitende Experimente unter realitätsnahen Bedingungen, wie im vorliegenden Fall, nicht vollständig durchführbar sind. Auch hier können numerische Simulationen unter Umständen Abhilfe schaffen.

Mittlerweile kann eine Vielzahl strömungsmechanischer Probleme hinreichend durch Modelle erfasst und berechnet werden. Allerdings muss in jedem Einzelfall die Eignung der verfügbaren Modelle für den jeweiligen Anwendungsfall geprüft und die zwangsläufig auftretenden Modellierungsfehler bewertet werden. Das folgende Kapitel soll deshalb die theoretischen Grundlagen vermitteln, womit das strömungsmechanische Problem möglichst realitätsnah modelliert und in einem akzeptablen Zeit- und Ressourcenaufwand hinreichend genau berechnet werden kann. Obendrein sollen die verfügbaren Turbulenzmodelle bewertet und deren Eignung für das vorliegende Problem untersucht werden.

Elementar zum allgemeinen Verständnis strömungsmechanischer Fragestellungen ist die Kenntnis der zugrundeliegenden Gleichungssysteme, welche bei allen verfügbaren Simulationsprogrammen gelöst werden müssen. Allerdings werden, aufgrund des enormen Rechenaufwands bei der direkten Lösung der Gleichungssysteme, verschiedene Ansätze zur Lösungsbeschleunigung verfolgt, die alle gemein haben, dass die allgemeine Beschreibung der Strömung auf Spezialfälle reduziert wird. Nachfolgend werden deswegen die allgemeinen Beziehungen kurz beschrieben und die, für die vorliegende Arbeit wichtigen Spezialfälle, näher erläutert.

Bei einer Strömungssimulation erfolgt die mathematische Beschreibung der Strömung über das allgemeine Navier-Stokes Gleichungssystem, welches auf den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie basiert, wobei die Annahmen von Stokes zutreffen müssen. Anschließend wird zur Lösungsbeschleunigung das Reynolds gemittelte Navier-Stokes Gleichungssystem aufgestellt. Zur Schließung dieses Gleichungssystems werden verschiedene Turbulenzmodelle eingesetzt. Damit das Gleichungssystem numerisch gelöst werden kann, muss die Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen, bei der die auftretenden Differentiale durch Differenzen ersetzt werden, erfolgen. Letztlich sind Randbedingungen, die das Strömungsproblem beschreiben, zu formulieren.

3.1 Erhaltungssätze

Die Strömung eines Fluids², welches näherungsweise als Kontinuum angesehen werden soll, wird anhand makroskopischer Größen wie Druck, Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit beschrieben. Molekulare Vorgänge (Diffusionsvorgänge) werden nicht explizit betrachtet, sondern durch Größen wie Reibung und Wärmeleitung mit in die Transportgleichungen einbezogen. Dadurch lässt sich die Strömung durch das Navier-Stokes Gleichungssystem erfassen [20].

Zur mathematischen Beschreibung wird zuerst der Betrachtungsraum in eine endliche Anzahl an infinitesimalen Volumen aufgeteilt. Das betrachtete Fluidvolumen der Dimension $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ ist dabei vollständig von weiteren Fluidvolumen umgeben und treibt mit der Geschwindigkeit $\vec{u} = f(t, x, y, z)$ in der Strömung (s. Abbildung 3.1). Es wird auf seinem Weg unter Umständen erwärmt oder abgekühlt, komprimiert oder es dehnt sich aus. Masse wird zu- oder abgeführt. Außerdem können verschiedene Kräfte wie Reibung zwischen den Volumen auftreten.

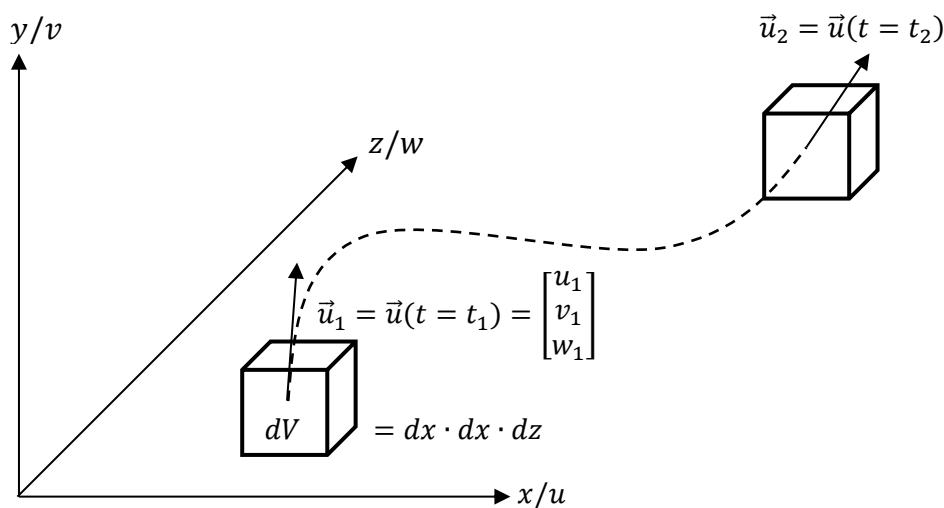


Abbildung 3.1: Fluidelement im kartesischen Raum, welches in der Strömung mittreibt

Die Grundlage zur vollständigen Beschreibung laminarer und turbulenter Strömung bilden die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie, welche im Folgenden kurz vorgestellt werden. In allen Details können die Herleitungen z. B. [21], [22], [23] und [24] entnommen werden. Die Masseerhaltung beschreibt hierbei den Massefluss im Betrachtungsraum in einer bestimmten Zeitdifferenz. Durch die Impulserhaltung werden Reibungskräfte zwischen den Fluidvolumen und weitere wirkende Kräfte, wie Gravitation, beschrieben. Die Energieerhaltung berücksichtigt den Energietransport wie Wärmeleitung und Strahlungswärme.

² Fluide sind Flüssigkeiten und Gase, die unter Einwirkung von Schubspannungen kontinuierlich verformbar sind, im Gegensatz zu Festkörpern.

3.1.1 Massenerhaltung

Das Prinzip der Massenerhaltung wird durch die Kontinuitätsgleichung ausgedrückt und besagt, dass die Summe aus der zeitlichen Änderung der Masse mit der Änderung der Massenströme über die jeweilige Oberfläche eines Fluidvolumens Null sein muss und somit die Masse eines materiellen Teilchens erhalten bleibt. Die Gleichung (3.1) zeigt die differentielle Form des Massenerhaltungssatzes im kartesischen Raum [24]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot w) = 0 \quad (3.1)$$

3.1.2 Impulserhaltung

Die Impulserhaltung basiert auf dem zweiten Newtonschen Gesetz und besagt, dass die Summe der auf einen Körper wirkenden Kräfte gleich der zeitlichen Änderungen seines Impulses sein muss [24]:

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a} \quad (3.2)$$

Der Kraftvektor $\vec{F}$ beinhaltet Körperkräfte (Distanzwirkung) wie elektromagnetische Kräfte und Gravitationskräfte, sowie Oberflächenkräfte (direkte Wirkung) wie Druck, Schubspannungen und Normalspannungen. Die resultierende Kraft, hier exemplarisch in x-Richtung, ergibt sich aus der Kräftebilanz. Der Term $\rho \cdot g_x$ wird hierbei für die Körperkräfte in x-Richtung eingeführt.

$$F_x = \left[\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial x} dx + \rho \cdot g_x \right] dV = \left[\frac{\partial u}{\partial x} u + \frac{\partial u}{\partial y} v + \frac{\partial u}{\partial z} w + \frac{\partial u}{\partial t} \right] \rho \cdot dV \quad (3.3)$$

Diese resultierende Kraft muss dem Produkt aus Masse und Beschleunigung entsprechen. Die Beschleunigung wird hierbei durch die totale Ableitung der Geschwindigkeit nach der Zeit ausgedrückt. Für die Masse wird der Ausdruck $\rho \cdot dV = \rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz$ eingesetzt. Die Bilanzierung der Terme für alle drei Raumrichtungen ergeben die drei allgemeingültigen Erhaltungsgleichungen für den Impuls in Differentialform:

In x-Richtung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot u \cdot v - \tau_{yx}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot u \cdot w - \tau_{zx}) - \rho \cdot g_x = 0 \quad (3.4)$$

In y-Richtung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot v \cdot u - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot v^2 + p - \tau_{yy}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot v \cdot w - \tau_{zy}) - \rho \cdot g_y = 0 \quad (3.5)$$

In z-Richtung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot w) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot w \cdot u - \tau_{xz}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot w \cdot v - \tau_{yz}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot w^2 + p - \tau_{zz}) - \rho \cdot g_z = 0 \quad (3.6)$$

3.1.3 Energieerhaltung

Die Energieerhaltung wird durch den ersten Hauptsatz der Thermodynamik beschrieben und besagt, dass die zeitliche Änderung der Gesamtenergie (totalen Energie) dE/dt der Summe der Wärmeströme $\dot{Q}$ in das Volumenelement und der am Volumenelement verrichteten Leistung $\dot{W}$ entspricht [24].

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} \quad (3.7)$$

Die Leistung $\dot{W}$ ist hierbei das Produkt aus Kraft und Geschwindigkeit in Kraftrichtung und setzt sich aus der Körperkraft, der Gravitation und den Oberflächenkräften Druck, Normal- und Schubspannung zusammen. Für die drei Raumrichtungen ergibt sich folgende Gleichung.

$$\begin{aligned} \dot{W} = & \left[\rho \cdot (u \cdot g_x + v \cdot g_y + w \cdot g_z) - \frac{\partial}{\partial x}(u \cdot p) - \frac{\partial}{\partial y}(v \cdot p) - \frac{\partial}{\partial z}(w \cdot p) \right. \\ & - \frac{\partial}{\partial x}(u \cdot \tau_{xx} + v \cdot \tau_{xy} + w \cdot \tau_{xz}) - \frac{\partial}{\partial y}(u \cdot \tau_{yx} + v \cdot \tau_{yy} + w \cdot \tau_{yz}) \\ & \left. - \frac{\partial}{\partial z}(u \cdot \tau_{zx} + v \cdot \tau_{zy} + w \cdot \tau_{zz}) \right] dx \cdot dy \cdot dz \end{aligned} \quad (3.8)$$

Der Gesamtwärmestrom $\dot{Q}$ setzt sich aus der Wärmestrahlung $\dot{Q}_S$, der Wärmeleitung $\dot{Q}_L$ und dem konvektiven Wärmestrom $\dot{Q}_K$ zusammen. Mit dem Wärmeleitungsgesetz von Fourier (3.9) und den Komponenten des Wärmestromes

$$q_{L,x} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, q_{L,y} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}, q_{L,z} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.9)$$

resultiert die zusammengefasste Gleichung für den Wärmestrom in differentieller Form:

$$\dot{Q} = \dot{Q}_S + \dot{Q}_L + \dot{Q}_K = \left[\rho \cdot \dot{q}_S + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dx \cdot dy \cdot dz, \quad (3.10)$$

wobei der konvektive Wärmestrom bei Volumenelementen, die in der Strömung mittreiben, nicht auftritt und somit vernachlässigt werden kann [24]. Die totale Energie E folgt aus den drei Teilen kinetische-, potenzielle- und innere Energie.

$$E = E_{kin} + E_{pot} + E_{in} = \frac{m \cdot \vec{u}^2}{2} + m \cdot g \cdot h + m \cdot e \quad (3.11)$$

Die potenzielle Energie wird ebenfalls vernachlässigt, da sie bei Gasen und leichten Flüssigkeiten, wie flüssigem Wasserstoff, klein ist. Die zeitliche Ableitung der totalen Energie sieht dann wie folgt aus:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} = & \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \cdot \left(e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \cdot u \cdot \left(e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) \right) \right] \right. \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \cdot v \cdot \left(e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) \right) \right] \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \cdot w \cdot \left(e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) \right) \right] \right\} dx \cdot dy \cdot dz \end{aligned} \quad (3.12)$$

3.2 Navier-Stokes Gleichungen

Die Navier-Stokes Gleichungen (NSE) sind die fünf zuvor beschriebenen Erhaltungsgleichungen mit der Einschränkung, dass sie nur für Newtonsche Fluide³ und bei Zutreffen der Stokes Hypothese (vergl. Kapitel 3.2.2) gültig sind. Sie beschreiben das zeitliche Verhalten isentroper, viskoser Flüssigkeiten und Gase und bestehen aus einem gekoppelten System nichtlinearer partieller Differenzialgleichungen zweiter Ordnung [20]. Dieses Gleichungssystem weist die siebzehn unbekannten Größen Dichte ρ , spezifische Energie e , Temperatur T , Enthalpie h , Druck p , drei Geschwindigkeitskomponenten u, v, w , 9 Normal- und Schubspannungskomponenten τ_{ij} auf. Zur Lösung werden drei Zustandsgleichungen und die neun Stokes Beziehungen benötigt [24]. Diese werden nachfolgend kurz aufgeführt und in das Navier-Stokes Gleichungssystem integriert.

3.2.1 Zustandsgleichungen

Thermische Zustandsgleichung

Mit einer thermischen Zustandsgleichung wird eine Verbindung zwischen dem Druck p , dem Volumen V und der Temperatur T hergestellt. Die mathematische Beschreibung von komplexen realen Fluiden, Gemischen und Mehrphasengemischen stellt allerdings immer noch eine Herausforderung dar [23].

$$\frac{dV}{V} = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T} dT + \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p} dp \quad (3.13)$$

Kalorische Zustandsgleichung

Mit der thermischen Zustandsgleichung ist das System noch nicht vollständig beschrieben, da es noch Zustandsgrößen gibt, die damit nicht direkt verknüpft sind. Hierzu zählen die innere Energie, Enthalpie und Entropie. Um einen Zusammenhang zu diesen Größen herzustellen, sind die folgenden kalorischen Zustandsgleichungen erforderlich. Die Änderung der spezifischen inneren Energie e ist hierbei [23]:

$$de = c_v \cdot dT \quad (3.14)$$

Sowie die Änderung der spezifischen Enthalpie h [23]:

$$dh = c_p \cdot dT \quad (3.15)$$

³ Beispiele für Newtonsche Fluide sind die meisten reinen Flüssigkeiten mit niedrigem Molekulgewicht (z. B. Wasserstoff), aber auch Wasser, ideale Gase und Luft. Ein Nicht-Newtonsches Fluid ist z. B. Blut, bei dem die Viskosität keine Konstante sondern eine von der Schubspannung abhängige Größe ist.

3.2.2 Stokes Hypothese

Nach der Stokes Hypothese ist die Volumenviskosität $\tilde{\eta}$, der Widerstand gegen Kompression, vernachlässigbar $\tilde{\eta} \approx 0$. In der Realität trifft diese Annahme nur für niedrigatomige Gase und moderate Drücke bzw. Inkompressibilität zu. Allerdings ist der Effekt meist so klein, dass er vernachlässigt werden kann [22]. Außerdem gilt die Drehimpulserhaltung und somit die Symmetrie des Spannungstensors $\tau_{ij} = \tau_{ji}$. Weiterhin liegen isotrope Fluideigenschaften vor. Dadurch kann der Spannungstensor durch die Geschwindigkeitskomponenten u, v, w und den Proportionalitätsfaktor η (dynamische Viskosität) ausgedrückt werden. Es wird hierbei angenommen, dass das Fluid ein linear viskoses Fließverhalten aufweist und somit die Schergeschwindigkeit proportional zur Scherspannung ist [24]. Aus dem Newtonschen Schubspannungsansatz leitete Stokes folgende Formel für den Spannungstensor ab:

$$\tau_{ij} = \eta \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda_F \cdot \mathbf{I} \cdot \nabla \cdot \vec{u}$$

Mit

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ und die Annahmen von Stokes } \lambda_F = \left(\tilde{\eta} - \frac{2}{3} \eta \right) = -\frac{2}{3} \eta \quad (3.16)$$

folgen die neun Spannungskomponenten, die durch die Geschwindigkeitskomponenten und die dynamische Viskosität ausgedrückt werden:

Normalspannungen:

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= 2 \cdot \eta \cdot \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{yy} &= 2 \cdot \eta \cdot \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{zz} &= 2 \cdot \eta \cdot \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

Schubspannungen:

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= \eta \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \tau_{yx} \\ \tau_{xz} &= \eta \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \tau_{zx} \\ \tau_{yz} &= \eta \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \tau_{zy} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Resultierender Spannungstensor:

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{bmatrix} 2 \cdot \eta \cdot \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \eta \cdot \nabla \cdot \vec{u} & \eta \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \eta \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \eta \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & 2 \cdot \eta \cdot \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \eta \cdot \nabla \cdot \vec{u} & \eta \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \eta \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) & \eta \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) & 2 \cdot \eta \cdot \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \eta \cdot \nabla \cdot \vec{u} \end{bmatrix}$$

Durch den resultierenden Spannungstensor hängt die Scherspannung nur von der Geschwindigkeit und der dynamischen Viskosität ab, wodurch bereits neun unbekannte Größen eliminiert sind.

3.2.3 Vollständige Navier-Stokes Gleichungen

Durch die Zustandsgleichungen und die Stokes Hypothese sind lediglich die Änderungen der Geschwindigkeitskomponenten u, v, w , der Temperatur T und des Drucks p unbekannt. Durch Stoffbibliotheken sind meistens die Stoffgrößen Dichte ρ , Viskosität η , Wärmeleitfähigkeit λ_{th} und Wärmekapazität $c_{p/v}$ des Fluids in Abhängigkeit von Druck und Temperatur gegeben. Weiterhin müssen die Wärmelasten, Gravitations- und elektromagnetische Kräfte, wenn sie auftreten, bekannt sein. An dieser Stelle liegen fünf Gleichungen und fünf unbekannte Größen vor, wodurch die direkte Lösung der Navier-Stokes Gleichungen prinzipiell möglich wird. Nachfolgend werden die modifizierten Erhaltungsgleichungen in kompakter Form aufgeführt.

Massenerhaltung

Die Gleichung (3.1) lässt sich mit dem Differentialoperator ∇ und dem Geschwindigkeitsvektor $\vec{u}$, kompakter schreiben. Die Rechenregeln und Herleitungen sind im Anhang A-7 zusammengefasst.

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{\text{Kompressibilität}} + \underbrace{\nabla(\rho \cdot \vec{u})}_{\text{Massenströme in } x,y,z\text{-Richtung}} = 0 \quad (3.18)$$

Impulserhaltung

Mit dem Körperkraftvektor $\vec{g}$, dem symmetrischen Schubspannungstensor τ und dem dyadischen Geschwindigkeitsprodukt $\rho \vec{u} \otimes \vec{u}$ können die drei Gleichungen der Impulserhaltung (3.4), (3.5) und (3.6) zu einer Vektorgleichung zusammengefasst werden.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \vec{u})}_{\text{Instationäre Beschleunigung}} + \underbrace{\nabla(\rho \cdot \vec{u} \otimes \vec{u})}_{\text{Konvektive Beschleunigung}} + \underbrace{\nabla(p - \tau)}_{\text{Druck und Reibung}} = \underbrace{\rho \cdot \vec{g}}_{\text{Körperkräfte}} \quad (3.19)$$

Dabei ist die konvektive Beschleunigung nicht mit dem zu vernachlässigenden konvektiven Wärmeübergang zu verwechseln.

Energieerhaltung

Einsetzen von Gleichung (3.8), (3.10) und (3.12) in (3.7) liefert die Energieerhaltung.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \rho \left(e + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \right) + \nabla \cdot \rho \cdot \vec{u} \left(e + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \right)}_{\text{kinetische+innere Energie}} - \underbrace{\rho \cdot \vec{g} \cdot \vec{u} + \nabla \cdot \vec{u} \cdot p - \nabla \cdot \vec{u} \cdot \tau}_{\text{Leistung (Gravitation, Druck, Schub- und Normalspannung)}} - \underbrace{\lambda_{th} \cdot \nabla^2 \cdot T - \rho \cdot \dot{q}_S}_{\text{Wärmeleitung und -strahlung}} = 0 \quad (3.20)$$

Mit der Einführung der kalorischen Zustandsgleichung für die Enthalpie (3.15) fällt der Druckterm weg. Sortiert ergibt sich die differentielle Form der Energieerhaltung.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \cdot \vec{u} \left(h + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \right) - \vec{u} \cdot \tau - \lambda \cdot \nabla \cdot T \right] = \rho \cdot \vec{g} \cdot \vec{u} + \rho \cdot \dot{q}_S \quad (3.21)$$

Vollständiges Navier-Stokes Gleichungssystem

Das Zusammenfassen von Gleichung (3.18), (3.19) und (3.21) liefert das koordinatenunabhängige vollständige Navier-Stokes Gleichungssystem. Das inkompressible Navier-Stokes Gleichungssystem ist im Anhang A-9 aufgeführt.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \cdot \vec{u} \\ \rho \left(e + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \right) \end{bmatrix}}_{\text{Erhaltungsvektor } \vec{E}} + \nabla \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} \rho \cdot \vec{u} \\ (\rho \cdot \vec{u} \otimes \vec{u}) - \boldsymbol{\tau} + p \\ \rho \cdot \vec{u} \left(h + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \right) - \boldsymbol{\tau} \cdot \vec{u} - \lambda \cdot \nabla \cdot T \end{bmatrix}}_{\text{Flussvektor } \vec{F}} = \underbrace{\begin{bmatrix} 0 \\ \rho \cdot \vec{g} \\ \rho \cdot \dot{q}_S + \rho \cdot \vec{g} \cdot \vec{u} \end{bmatrix}}_{\text{Quellvektor } \vec{Q}} \quad (3.22)$$

Mit dem Erhaltungsvektor $\vec{E}$, dem Flussvektor $\vec{F}$ sowie dem Quellterm $\vec{Q}$ kann das vollständige Navier-Stokes Gleichungssystem folgendermaßen angegeben werden [24].

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{E} + \nabla \cdot \vec{F} = \vec{Q} \quad (3.23)$$

Die zeitlichen Ableitungen (Erhaltungsvektor), nach denen die Gleichungen aufgelöst werden, geben die zeitliche Änderung der gesuchten Größen im betrachteten Fluidvolumen an.

Mit diesem Gleichungssystem, welches ohne zusätzliche Modellannahmen für Newtonsche Fluide gültig ist, können reibungsbehaftete, kompressible, instationäre, dreidimensionale Strömungen mit thermischem Wärmeübergang berechnet werden. Praktisch jede moderne strömungsmechanische Simulation basiert auf diesem Gleichungssystem.

Bislang ist keine allgemeine Lösung des Navier-Stokes Gleichungssystems für dreidimensionale turbulente Strömungen gefunden worden. Allgemeine Lösungen wurden lediglich für wenige, einfache Spezialfälle, wie die ebene Couette-Strömung, gefunden. Dieser Sachverhalt begründet die Tatsache, dass der Nachweis der Existenz von allgemeinen Lösungen des Navier-Stokes Gleichungssystems in die Liste der *Millennium Probleme*⁴ aufgenommen wurde. Aus diesem Grund sind Vereinfachungen erforderlich, die im Folgenden erläutert werden sollen.

Mit der Reynolds Mittelung des Gleichungssystems (s. Kapitel 3.2.4), der modellhaften Beschreibung der Turbulenz (s. Kapitel 3.2.5) und der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung (s. Kapitel 3.3) kann das vollständige Navier-Stokes Gleichungssystem soweit vereinfacht werden, dass eine numerische Lösung komplexer Strömungen möglich wird.

⁴ Die Millennium Probleme wurden vom Clay Mathematics Institute der Cambridge Universität im Jahr 2000 formuliert und beinhalten die wichtigsten noch ungelösten Mathematikprobleme. Die Lösungen jedes dieser Probleme ist mit 1 Millionen Dollar Preisgeld ausgelobt.

3.2.4 Reynolds gemittelte Navier-Stokes Gleichungen

Mittels direkter numerischer Simulation (DNS) kann die zeitliche Änderung der Strömung direkt mit dem vollständigen diskretisierten Navier-Stokes Gleichungssystem (3.22) berechnet werden. Es sind im Gegensatz zu den meisten anderen Verfahren keine Turbulenzmodelle notwendig. Dadurch sind die Ergebnisse im Allgemeinen näher an der Realität. Allerdings ist die DNS noch auf laminare Strömung (kleine Reynoldszahlen) bzw. akademische Anwendungen beschränkt. Die Berechnung von turbulenter Strömung (hohe Reynoldszahlen), welche sich durch ein scheinbar chaotisches, nichtlineares Verhalten auszeichnet, ist aufgrund des hohen Rechenaufwands mittels DNS heutzutage noch unwirtschaftlich. Das liegt unter anderem daran, dass zur Auflösung turbulenter Strömungen das Berechnungsnetz zehnmal kleiner sein muss als die kleinsten auftretenden Wirbel, welche sich mit der Zeit vergrößern und die Hauptströmung dadurch beeinflussen können. Der wirtschaftliche Einsatz des DNS-Verfahrens wird für ingenieurtechnische Anwendungen daher mittelfristig nicht möglich sein. [25]

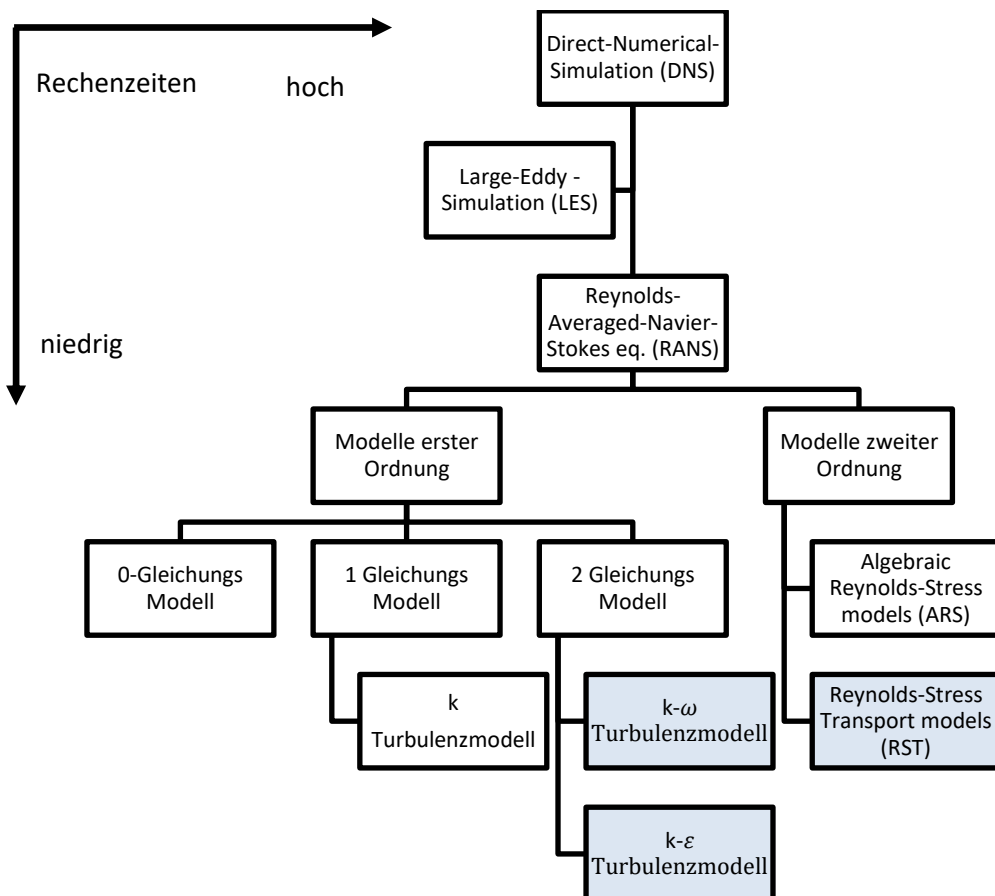


Abbildung 3.2: Hierarchie der numerischen Lösungsmethoden

Eine weitere Möglichkeit der Simulation bildet die Large-Eddy-Simulation (LES), die auch als Grobstruktursimulation bezeichnet wird. Bei der LES werden im Navier-Stokes Gleichungssystem nur große Wirbelstrukturen direkt berechnet. Kleine Strukturen werden über Feinstrukturmodelle abgebildet. Im Vergleich zur DNS ist die Berechnungszeit geringer, für die meisten komplexen ingenieurtechnischen Anwendungen dennoch zu hoch. [25]

Eine weitere deutliche Reduzierung des Rechenaufwands kann noch durch den Einsatz von zeitlich gemittelten Gleichungssystemen erzielt werden. Hierzu kommt die Gruppe der Reynolds gemittelten Navier-Stokes Gleichungen, die auch als RANS bzw. URANS (**U**nsteady **R**eynolds- **A**veraged **N**avier-**S**tokes equations) bezeichnet werden, zum Einsatz. Diese wiederum werden in Modelle erster Ordnung und Modelle zweiter Ordnung aufgeteilt. Die Modelle erster Ordnung basieren auf der Wirbelviskositätshypothese. Differenziert werden die Modelle erster Ordnung in 0-, 1- und 2-Gleichungsmodelle, womit die Anzahl der zu lösenden Differentialgleichungen angegeben wird. Die Modelle zweiter Ordnung, auch als RSM (**R**eynolds **S**tress **M**odel) bezeichnet, berechnen den Reynolds Spannungstensor direkt und berücksichtigen dadurch die Richtungsabhängigkeit der Turbulenz [24]. Im Hinblick auf die Rechenzeiten und die numerische Stabilität sind Modelle erster Ordnung zu bevorzugen, wobei sich deren 2-Gleichungsmodelle in der Praxis durchgesetzt haben, da sie bei akzeptablen Rechenzeiten die besten Ergebnisse liefern [25].

Reynolds- und Favre-Zerlegung (zeitliche und dichtegewichtete Mittelung)

Bei allen Reynolds gemittelten Modellen wird die zeitlich gemittelte Strömung berechnet und über verschiedene Modelle der Einfluss von Turbulenzen auf die Hauptströmung abgeschätzt [25].

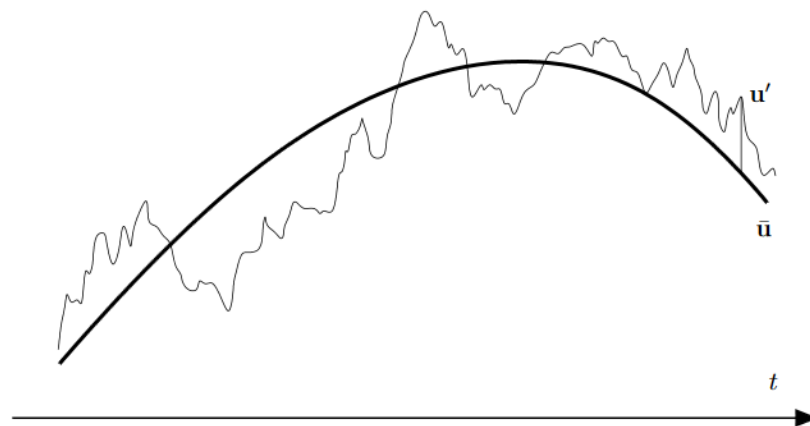


Abbildung 3.3: Reynolds Mittelung, statistisches Mittel von u

Zunächst werden die Strömungsgrößen durch ihre Mittel- und Fluktuationswerte nach der Reynolds- bzw. Favre-Zerlegung ersetzt. Diese werden anschließend, unter Befolgung der Rechenregeln (s. A-8), in die Navier-Stokes Gleichungen (3.22) eingesetzt. Sind die Strömungsgrößen dichteunabhängig, die Strömung inkompressibel, wird ausschließlich die Reynolds Zerlegung angewendet. Hierbei werden die Strömungsparameter (3.24) durch die jeweiligen niederfrequenten Mittelwerte $\bar{u}$ und hochfrequenten Fluktuationen u' ersetzt (s. Abbildung 3.3). Ist die Strömung kompressibel, ist die Dichteabhängigkeit zu berücksichtigen. Dieses wird durch die Favre-Zerlegung, der dichteabhängigen Strömungsgrößen innere Energie, Enthalpie und Geschwindigkeit, erreicht (3.24). Dabei ist $\tilde{u}$ das dichtegewichtete Reynolds Mittel. Für die anderen Größen wie Dichte, Druck, Temperatur und Wärmeleitfähigkeit wird die Reynolds Zerlegung verwendet.

Reynolds-Zerlegung

$$\begin{aligned}\rho &= \bar{\rho}(x, y) + \rho'(t, x, y, z), & \overline{\rho'} &= 0 \\ p &= \bar{p}(x, y) + p'(t, x, y, z), & \overline{p'} &= 0 \\ T &= \bar{T}(x, y) + T'(t, x, y, z), & \overline{T'} &= 0\end{aligned}$$

Favre-Zerlegung

$$\begin{aligned}\vec{u} &= \tilde{u}(x, y) + u''(t, x, y, z), & \overline{\rho u''} &= 0 \\ h &= \tilde{h}(x, y) + h''(t, x, y, z), & \overline{\rho h''} &= 0 \\ e &= \tilde{e}(x, y) + e''(t, x, y, z), & \overline{\rho e''} &= 0\end{aligned}$$

(3.24)

Die Reynolds gemittelte Impulsgleichung wird folgendermaßen angegeben:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \cdot \tilde{u}) + \nabla \left[(\bar{\rho} \cdot \tilde{u} \otimes \tilde{u}) + \underbrace{(\bar{\rho} \cdot u'' \otimes u'')}_{=-\tau_t \text{ (RST)}} - \bar{\tau} + \bar{p} \right] = \bar{\rho} g \quad (3.25)$$

Die Energiegleichung nimmt folgende Form an:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \left[\tilde{e} + \frac{1}{2} \left(\tilde{u}^2 + \underbrace{u'' u''}_{=2k} \right) \right] + \nabla \bar{\rho} \tilde{u} \left[\tilde{h} + \frac{1}{2} \left(\tilde{u}^2 + \underbrace{u'' u''}_{=2k} \right) \right] \\ + \nabla \left[\overline{\rho h'' u''} - \tilde{u}(\bar{\tau} + \overline{\rho u'' \otimes u''}) - \bar{\lambda} \nabla \bar{T} + \underbrace{\overline{\rho u'' \frac{1}{2} u''^2}}_{\approx 0} - \underbrace{\overline{\tau u''}}_{\approx 0} \right] = \bar{\rho} g \tilde{u} + \bar{\rho} \dot{q}_s\end{aligned} \quad (3.26)$$

Allerdings treten bei der Mittelung durch die Nichtlinearität des Systems weitere unbekannte Größen auf, siehe (3.25) und (3.26). Beispielsweise das Produkt der unbekannten Fluktuationen in der Impuls- und Energiegleichung $\tau_t = -\overline{\rho u'' \otimes u''}$, welches als turbulenter Reynolds Spannungstensor bezeichnet wird und den Einfluss der Fluktuation auf die mittlere Strömung beschreibt. Außerdem tauchen in der Energiegleichung der turbulente Wärmestromvektor $q_t = \overline{\rho h'' u''} = -(\lambda_t/P_{rT}) \nabla \tilde{h}$, der den Wärme- bzw. Temperaturtransport beschreibt, und die mittlere turbulente kinetische Energie $k_t = 0,5 \overline{u'' u''}$ des fluktuierenden Anteils der Bewegung auf [25]. Dabei wird angenommen, dass der turbulente Wärmestromvektor proportional zum Gradienten der gemittelten Enthalpie ist [26]. Die turbulente Prandtl Zahl wird hierbei mit $P_{rT} \approx 0,9$ angenommen [27]. Ferner können die pro Zeiteinheit geleistete Arbeit $\overline{\tau u''} \approx 0$ und die mit der Schwankungsgeschwindigkeit transportierte kinetische Energie $\overline{\rho u'' 0,5 u'' u''} \approx 0$ vernachlässigt werden, da sie sehr klein gegenüber den anderen Termen sind. Diese Annahme trifft bei Machzahlen ≤ 1 zu [27]. Das Gleichungssystem nimmt dadurch folgende Form an:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \tilde{u} \\ \bar{\rho} \left[\tilde{e} + \frac{1}{2} \tilde{u}^2 + k_t \right] \end{bmatrix}}_{\text{Erhaltungsvektor } \vec{E}} + \nabla \underbrace{\begin{bmatrix} \bar{\rho} \tilde{u} \\ (\bar{\rho} \tilde{u} \otimes \tilde{u}) - (\bar{\tau} + \tau_t) + \bar{p} \\ \bar{\rho} \tilde{u} \left[\tilde{h} + \frac{1}{2} \tilde{u}^2 + k_t \right] + \tilde{u}(\tau_t - \bar{\tau}) - \bar{\lambda} \nabla \bar{T} + q_t \end{bmatrix}}_{\text{Flussvektor } \vec{F}} = \underbrace{\begin{bmatrix} 0 \\ \bar{\rho} g \\ \bar{\rho} g \tilde{u} + \bar{\rho} \dot{q}_s \end{bmatrix}}_{\text{Quellvektor } \vec{Q}} \quad (3.27)$$

Da keine Gleichungen zur Bestimmung der zusätzlichen unbekannten Größen verfügbar sind, was als Schließungsproblem der RANS Gleichungen bezeichnet wird, müssen Teile der Strömung modellhaft behandelt werden. Zur Approximation dieser unbekannten Größen, die den Einfluss der Turbulenzen auf die mittlere Strömung abschätzen sollen, kommen halbempirische Turbulenzmodelle zum Einsatz.

3.2.5 Turbulenzmodelle

Die wichtigsten Eigenschaften von Turbulenzen sind deren Intensität, die durch die turbulente kinetische Energie k ausgedrückt werden kann, und deren Struktur. Struktureigenschaften sind die Dissipationsrate ε oder die turbulente Frequenz ω . Daher werden die 2-Gleichungsmodelle erster Ordnung als k - ε - und k - ω -Modell bezeichnet. Voraussetzung ist eine isotrope Turbulenzstruktur.

k- ε Turbulenzmodelle

Zusätzlich zu den RANS Gleichungen werden bei dem k - ε Turbulenzmodell Gleichungen für die turbulente kinetische Energie k und für die Dissipationsrate ε benötigt. Die teilempirische Modellgleichung für die turbulente kinetische Energie lautet [28]:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{u}k) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\eta} + \frac{\eta_t}{\sigma_{k2}} \right) \nabla k \right] + P_k - \bar{\rho}\varepsilon \quad (3.28)$$

In Gleichung (3.29) wird der turbulente Transport $\nabla \cdot T'$ mit der Gradienten-Diffusionshypothese modelliert.

$$T' = - \left(\bar{\eta} + \frac{\eta_t}{\sigma_{k2}} \right) \nabla k \quad (3.29)$$

Die Modellgleichung für die Dissipationsrate, welche rein empirischer Natur ist, lautet:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{u}\varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\eta} + \frac{\eta_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - \bar{\rho} C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (3.30)$$

mit der turbulenten dynamischen Viskosität:

$$\eta_t = \beta' \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} = \beta' \bar{\rho} \sqrt{k} L \quad (3.31)$$

und der turbulenten (Energie-) Produktion:

$$P_k = -\bar{\rho} \tau_t \nabla \tilde{u} \quad (3.32)$$

sowie den Modellkonstanten nach *Launder & Spalding* für die beiden Modellgleichungen [28]:

$$\sigma_\varepsilon = 1,3; C_{\varepsilon 1} = 1,44; C_{\varepsilon 2} = 1,92; \beta' = 0,09; \sigma_{k2} = 1,0$$

Mit den oben genannten Beziehungen ist das Gleichungssystem geschlossen und kann gelöst werden. Durch die Vereinfachungen in der Wirbelviskositätshypothese sind die Anwendungsbereiche des k - ε Modells auf Strömungen ohne starke Druckgradienten und druckinduzierte Strömungsablösung beschränkt. Turbulenzen im wandnahen Bereich, insbesondere in der viskosen Unterschicht, werden nicht gut abgebildet. Die Ursache dafür ist, dass der Beginn der Ablösung zu spät und das Ablösegebiet

zu klein berechnet wird. Im Bereich der Kernströmung werden hingegen gute Ergebnisse bei ausgebildeter Turbulenz erzielt. [24]

k- ω Turbulenzmodell

Anstelle der Dissipation ε (3.30) wird beim k - ω Turbulenzmodell eine Gleichung für die turbulente Frequenz ω (3.34) gelöst. Die Gleichung für die turbulente kinetische Energie k wird ebenfalls verwendet, wobei sie etwas verändert wird (vergl. (3.28) und (3.33) [28]).

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho}\tilde{u}k) = \nabla \left[\left(\bar{\eta} + \frac{\eta_t}{\sigma_{k1}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \bar{\rho} \omega k \quad (3.33)$$

Die Modellgleichung für die turbulente Frequenz lautet:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho}\tilde{u}\omega) = \nabla \left[\left(\bar{\eta} + \frac{\eta_t}{\sigma_{\omega1}} \right) \nabla \omega \right] + \frac{\omega}{k} (\alpha_1 P_k - \bar{\rho} \beta_1 \omega k) \quad (3.34)$$

mit der turbulenten dynamischen Viskosität:

$$\eta_t = \bar{\rho} \frac{k}{\omega} \quad (3.35)$$

und der Dissipationsrate:

$$\varepsilon = \beta' \omega k \quad (3.36)$$

sowie den Modellkonstanten nach *Wilcox* für die beiden Modellgleichungen [28]:

$$\alpha_1 = 5/9; \quad \beta_1 = 0,075; \quad \beta' = 0,09; \quad \sigma_{k1} = 2,0; \quad \sigma_{\omega1} = 2,0$$

Mit den aufgeführten Beziehungen ist auch dieses Gleichungssystem geschlossen und kann gelöst werden. Das k - ω Turbulenzmodell berechnet Strömungsablösungen aufgrund von Druckgradienten in der viskosen Unterschicht bereits bei geringer Auflösung der Grenzschicht präziser als das zuvor vorgestellte k - ε Turbulenzmodell. Dies wird durch die Einführung der turbulenten Frequenz anstatt der Dissipationsrate erreicht. Nachteilig ist, dass der berechnete Grenzschichtrand von der vorzugebenden Freiströmbedingung für ω abhängig ist, was als *free stream*-Sensitivität bezeichnet wird. [24]

SST Turbulenzmodell

Das k - ε Turbulenzmodell bildet Strömungen, die sich entfernt von einer festen Begrenzung befinden, ausreichend ab, wohingegen das k - ω Turbulenzmodell gute Ergebnisse in wandnahen Bereichen liefert. Es liegt deshalb nahe, beide Modelle zu kombinieren. Durch das *SST*-Turbulenzmodell (*Shear-Stress-Transport*) ist das erfolgt. Hierbei wird die Modellgleichung für die turbulente kinetische Energie entsprechend (3.28) bzw. (3.33) mit $\varepsilon = \beta' \omega k$ verwendet.

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho}\tilde{u}k) = \nabla \left[\left(\bar{\eta} + \frac{\eta_t}{\sigma_{k3}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \bar{\rho} \omega k \quad (3.37)$$

Bei der Modellgleichung für die turbulente Frequenz erscheint zusätzlich ein Gewichtungsterm in der Gleichung für die turbulente Frequenz.

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho}\tilde{u}\omega) = \nabla \left[\left(\bar{\eta} + \frac{\eta_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \nabla \omega \right] + \frac{\omega}{k} (\alpha_3 P_k - \bar{\rho} \beta_3 \omega k) + 2\bar{\rho} \frac{(1 - F_1)}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla \omega \cdot \nabla k \quad (3.38)$$

Die vom Wandabstand y_ω abhängige Gewichtungsfunktion $F_1 = f(y_\omega)$ nimmt im Freistömgebiet den Wert 0 an, wodurch nur das k - ε Turbulenzmodell verwendet wird. Im wandnahen Bereich nimmt F_1 dagegen den Wert 1 an, wodurch der Gewichtungsterm wegfällt und die Gleichung für die turbulente Frequenz des k - ω Turbulenzmodells übrigbleibt. Im Übergangsbereich $0 < F_1 < 1$ überlagern sich die Modelle gemäß folgender Beziehung [29].

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4)$$

Mit:

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y_\omega}, \frac{500\nu}{\omega y_\omega^2} \right), \frac{4\bar{\rho}k}{\sigma_{\omega 2} CD_{k\omega} y_\omega^2} \right] \quad (3.39)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\bar{\rho} \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla \omega \nabla k, 10^{-10} \right)$$

Die Modellkonstanten aus (3.37) und (3.38) ergeben sich aus [29]:

$$\phi_3 = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (3.40)$$

mit den nachfolgend zusammengefassten Modellkonstanten der jeweiligen Turbulenzmodelle:

k - ε Turbulenzmodell

$$\sigma_\varepsilon = 1,3; C_{\varepsilon 1} = 1,44; C_{\varepsilon 2} = 1,92; \beta' = 0,09; \sigma_{k2} = 1,0$$

k - ω Turbulenzmodell

$$\alpha_1 = 5/9; \beta_1 = 0,075; \sigma_{k1} = 2,0; \sigma_{\omega 1} = 2,0$$

SST Turbulenzmodell

$$\alpha_2 = 0,44; \beta_2 = 0,0828; \sigma_{\omega 2} = 1/0,856$$

Mit den oben genannten Beziehungen ist das dritte Gleichungssystem ebenfalls geschlossen und kann gelöst werden. Das SST-Turbulenzmodell nutzt die jeweiligen Vorteile der zuvor beschriebenen Turbulenzmodelle, wodurch das gesamte Strömungsfeld gut beschrieben werden kann. Sowohl Wärmeübergänge als auch druckinduzierte Strömungsablösungen werden ausreichend abgebildet. Diese Phänomene sind auch für das vorliegende Strömungsproblem wichtig, weshalb dieses Modell zur Anwendung kommen soll. Zudem sind die Rechenzeiten akzeptabel. Durch diese Vorteile wird das SST-Turbulenzmodell als Standardmodell für industrielle Anwendungen angesehen. [24]

3.3 Diskretisierung des Navier-Stokes Gleichungssystems

Analytische Lösungen des Navier-Stokes Gleichungssystems sind, wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, bis auf wenige Sonderfälle nicht bekannt. Daher müssen durch die Diskretisierung des Navier-Stokes Gleichungssystems die auftretenden Differentiale durch eine endliche Anzahl an Differenzen ersetzt werden. Dadurch entstehen algebraische Gleichungen, die numerisch lösbar sind. Die diskreditierten Differentialgleichungen werden als Differenzengleichungen bezeichnet.

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx \frac{\Delta u}{\Delta x} \quad (3.41)$$

Unterschieden wird zwischen der räumlichen und der zeitlichen Diskretisierung. Bei der räumlichen Diskretisierung werden die räumlichen Ableitungen, bei der zeitlichen Diskretisierung die zeitlichen Ableitungen mit verschiedenen Methoden diskretisiert. Die Lösung der diskretisierten Gleichungen liefert eine endliche Menge an zeit- und ortsabhängigen Berechnungsergebnissen an vordefinierten Punkten im Berechnungsgebiet. Nachfolgend werden die Methoden erläutert, die im Kapitel 4 zur Anwendung kommen. Weitere Methoden sind z. B. aus [23] und [24] zu entnehmen.

3.3.1 Finite-Volumen Diskretisierung

Die meisten Strömungssimulationsprogramme, wie das in dieser Arbeit verwendete Programm ANSYS CFX, der Firma ANSYS, Inc., Southpointe, 2600 ANSYS Drive, Canonsburg, PA 15317, USA, nutzen die Finite-Volumen Diskretisierung (FVD). Die Navier-Stokes Gleichungen werden hierbei in integraler Form gelöst, wodurch Unstetigkeiten in der Lösung abgebildet werden können [23]. Das durchströmte Berechnungsgebiet wird durch das Berechnungsgitter in eine endliche Anzahl von Volumenelementen (Kontrollvolumen) unterteilt, in deren Schwerpunkten die Differentialgleichungen für Masse, Impuls, Energie und bei Verwendung des SST-Modells der turbulenten kinetischen Energie und der turbulenten Frequenz (3.27), (3.37), (3.38) gelöst werden. Die Ergebnisse geben den jeweiligen Mittelwert über das Kontrollvolumen wieder. Hierzu wird über das jeweilige Volumen integriert und die Volumenintegrale mithilfe des Integralsatzes von Gauß in Oberflächenintegrale umgewandelt, wodurch die erste Ableitung eliminiert wird. Zur Approximation der Oberflächenintegrale wird der Mittelwertsatz der Integralrechnung (Cauchyscher Mittelwertsatz) angewendet.

3.3.2 Örtliche Diskretisierung

Bei der örtlichen Diskretisierung werden die örtlichen Strömungsgrößen, durch deren Werte an den Berechnungspunkten des Berechnungsgitters ersetzt. ANSYS CFX bieten Verfahren 1.- und 2. Ordnung an. Ein Verfahren 1. Ordnung ist das Aufwindverfahren (*Upwind Differencing Scheme*), welches bei der Interpolation zwischen den Berechnungspunkten die Strömungsrichtung berücksichtigt, wodurch ein

stabiles Konvergenzverhalten erzielt wird. Es ist ein monotones Verfahren, weshalb es keine neuen Extrema bzw. nichtphysikalische Diskontinuitäten zulässt [24]. Oszillierende Lösungen werden dadurch vermieden. Allerdings hat das Aufwindverfahren 1. Ordnung Schwächen in der Genauigkeit der Lösung, da die Strömung oft zu dissipativ berechnet wird [24].

$$U \frac{\partial \phi}{\partial x} = \begin{cases} U_i \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\Delta x} & \text{für } U_i < 1 \text{ Vorwärtsdifferenz 1. Ordnung} \\ U \frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\Delta x} & \text{für } U_i \geq 1 \text{ Rückwärtsdifferenz 1. Ordnung} \end{cases} \quad (3.42)$$

Die Gleichungen (3.42) und (3.43) zeigen die allgemeinen Beziehungen für die örtliche Diskretisierung 1.- und 2. Ordnung der x-Komponenten in Abhängigkeit der Strömungsrichtung.

$$U \frac{\partial \phi}{\partial x} = \begin{cases} U_i \frac{-3\phi_i + 4\phi_{i+1} - \phi_{i+2}}{2\Delta x} & \text{für } U_i < 1 \text{ Vorwärtsdifferenz 2. Ordnung} \\ U_i \frac{3\phi_i - 4\phi_{i-1} + \phi_{i-2}}{2\Delta x} & \text{für } U_i \geq 1 \text{ Rückwärtsdifferenz 2. Ordnung} \end{cases} \quad (3.43)$$

Ein weiteres, von *ANSYS CFX* angebotenes, hybrides örtliches Diskretisierungsverfahren ist das *High Resolution* Verfahren, welches die lokal geeignetste Methode anhand der örtlichen Strömungsgrößen auswählt.

3.3.3 Zeitliche Diskretisierung

Damit die transienten Terme im Navier-Stokes Gleichungssystem gelöst werden können, muss auch die zeitliche Diskretisierung erfolgen. Im Gegensatz zur örtlichen Diskretisierung, bei der das Differenzverfahren im gesamten Berechnungsgebiet, vorwärts und rückwärts, Auswirkungen auf die Lösung haben kann, wirkt sich die zeitliche Diskretisierung in der Zukunft (vorwärts) aus. *ANSYS CFX* bietet implizite Eulerverfahren 1. Ordnung (*First Order Backward Euler Scheme*) und 2. Ordnung (*Second Order Backward Euler Scheme*) an, wodurch, im Gegensatz zur expliziten Diskretisierung, eine zeitschrittunempfindliche Diskretisierung erfolgt [28]. Ein Nachteil der impliziten Verfahren ist der höhere Speicherbedarf. Dafür werden weniger Zeitschritte bis zum Konvergieren der Lösung benötigt. Die Beziehung für die implizite Diskretisierung nach dem Eulerverfahren 1.- und 2. Ordnung lautet:

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{t+\Delta t} \approx \begin{cases} \frac{\phi_i^{t+\Delta t} - \phi_i^t}{\Delta t} \\ \frac{3\phi_i^{t+\Delta t} - 4\phi_i^t + \phi_i^{t-\Delta t}}{2\Delta t} \end{cases} \quad (3.44)$$

Das Verfahren 1. Ordnung ist für stationäre Strömungen ausreichend, wird die Strömung jedoch transient, muss das Verfahren 2. Ordnung verwendet werden [24].

3.4 Simulationsfehler

Die Strömungssimulation ist ein Näherungsverfahren, deren Lösung zwangsläufig mit Abweichungen zur exakten Lösung einhergeht. Um aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen ist daher, neben der Minimierung, eine Abschätzung des unvermeidbaren Simulationsfehlers unabdingbar. Die Fehler, die in diesem Zusammenhang auftreten, können nach [23] in die drei Hauptgruppen Modellfehler, Diskretisierungsfehler und Iterationsfehler unterteilt werden, welche nachfolgend erläutert werden.

3.4.1 Modellfehler

Für das vorliegende Strömungsproblem sind die Reynolds gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (vergl. Gl. (3.2.4)) gewählt worden. Die hierbei auftretenden Modellfehler sind unter anderem die Abweichungen, die durch die Mittelung der Strömungsgrößen und das notwendige Modellieren der Turbulenz entstehen. Darüber hinaus treten Modellfehler durch Vernachlässigen bzw. Vereinfachen der Fluideigenschaften auf. Weiterhin sind Vereinfachungen der Geometrie, der Grenzschicht und der Randbedingungen als Modellfehler anzusehen. Die Minimierung der Modellfehler erfolgt in Kapitel 4, die Abschätzung des Gesamtfehlers durch einen Vergleich mit einer Strömungsmessung in Kapitel 5.

3.4.2 Diskretisierungsfehler

Der Diskretisierungsfehler ergibt sich aus der Differenz der exakten Lösung zu der exakten Lösung der diskreten Approximation. Der örtliche Diskretisierungsfehler wird im Wesentlichen von der gewählten Knotendichte des Berechnungsnetzes bestimmt und der zeitliche Diskretisierungsfehler von der gewählten Zeitschrittweite. Er wird dann besonders groß, wenn die lokalen Strömungsgrößen starken räumlichen und/oder zeitlichen Änderungen unterzogen sind und zugleich eine grobe Knotendichte und/oder zu große Zeitschritte vorliegen. Um diesem Fehler entgegenzuwirken muss ein möglichst feines Berechnungsgitter und eine kleine Zeitschrittweite gewählt werden, wodurch allerdings die Simulationszeit steigt.

Abgeschätzt werden kann der räumliche und zeitliche Diskretisierungsfehler durch eine Analyse der kritischen Strömungsgrößen bei einer systematischen Verfeinerung des Berechnungsnetzes bzw. der Zeitschrittweite. Es liegt dann ein konsistentes Berechnungsergebnis vor, wenn die Änderung der kritischen Strömungsgrößen von zwei aufeinanderfolgenden Simulationen vernachlässigbar ist. Die Bewertung der Diskretisierungsfehler erfolgt im Kapitel 4.

3.4.3 Iterationsfehler

Eine Simulation muss nach einer endlichen Anzahl an Iterationen beendet werden, daher treten zwangsläufig Abweichungen zur exakten Lösung der diskreten Approximation auf. Der Abbruchfehler iterativer Verfahren bzw. der Iterationsfehler ist die Differenz der exakten Lösung ϕ_{exakt} der diskreten Approximation zu der iterativen Lösung ϕ_n der diskreten Approximation [23].

Zur Abschätzung des Iterationsfehlers kann das normierte Residuum r_n dienen [30]:

$$r_n = b - A \cdot \phi_n \quad (3.45)$$

Hierbei ist b der Vektor des linearen Gleichungssystems, A die Koeffizientenmatrix und ϕ_n der Lösungsvektor nach der n -ten Iteration.

Die Verringerung des Iterationsfehlers im Vergleich zur Verringerung des Residuums ist am Anfang einer Simulation meistens unterschiedlich. Mit fortschreitender Anzahl der Iterationsschritte ist der Verlauf des Fehlers aber ähnlich zum Verlauf des Residuums, auch wenn deren absolute Werte nicht identisch sind. Deshalb kann mithilfe des Residuums die Tendenz, nicht jedoch der Absolutwert des Iterationsfehlers, abgeschätzt werden [30].

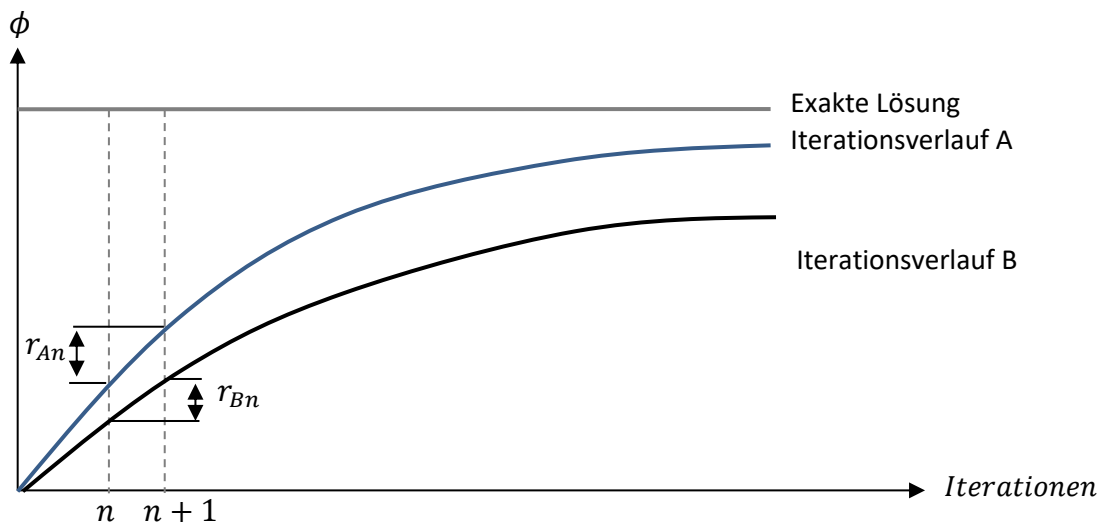


Abbildung 3.4: Iterationsverlauf bei besserer (A) und schlechterer (B) Konvergenz [30]

Dennoch kann davon ausgegangen werden, dass eine Verringerung des Residuums um 2-3 Größenordnungen zu einem Fehler der iterativen Lösung von 0,01-0,1 % führen würde [23]. Das Abbruchkriterium sollte daher so formuliert werden, dass das Residuum um 3-5 Größenordnungen kleiner geworden ist, bevor die Simulation abgebrochen werden darf [30]. Die Bewertung des Iterationsfehlers erfolgt im Kapitel 4.

4 Strömungsmechanische Simulation

Eine Strömungssimulation läuft generell nach dem in Abbildung 4.1 aufgeführten Schema ab. Die physikalische Beschreibung erfolgt mit der Vorgabe der Geometrie (s. Kapitel 4.1), der Definition der Fluid- und Struktureigenschaften, wie der Temperaturabhängigkeit der Stoffdaten, sowie einer möglichen Kompressibilität (s. Kapitel 4.2). Ferner sind Lasten, wie orts- und materialabhängige Wärmeeinträge, zu spezifizieren (s. Kapitel 4.3). Abgeschlossen wird die physikalische Beschreibung durch die Vorgabe von Anfangsbedingungen wie die Temperatur, der Druck und die Geschwindigkeit des Fluids (s. Kapitel 4.4).

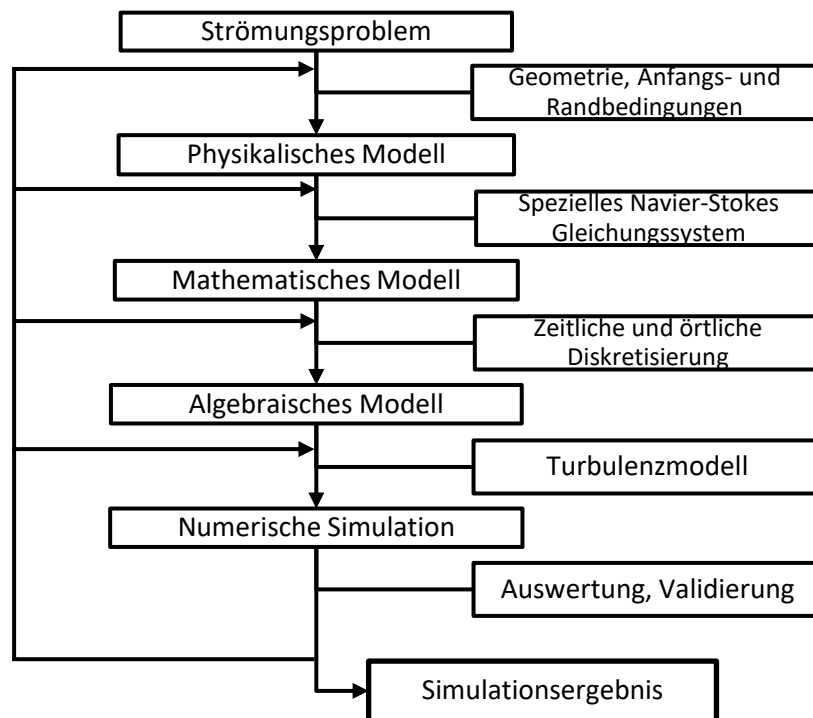


Abbildung 4.1: Vorgehensweise zur numerischen Lösung eines strömungsmechanischen Problems

Die mathematische Beschreibung des Problems erfolgt mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Navier-Stokes Gleichungssystem, bestehend aus den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie. Hierfür wird zunächst definiert, ob die zeitlichen Änderungen der Strömungsgrößen vernachlässigt werden können oder nicht, folglich das Problem stationär oder instationär ist (s. Kapitel 4.5). Zur Definition der Berechnungspunkte wird anschließend das Berechnungsgebiet in Elemente aufgeteilt (s. Kapitel 4.6), wodurch ein Berechnungsnetz entsteht. Mit der räumlichen und, bei instationärem Verhalten, zeitlichen Diskretisierung werden die Differentialgleichungen zu lösaren algebraischen Gleichungen umgewandelt. Die Vorgabe eines geeigneten Turbulenzmodells (s. Kapitel 4.7.1) schließt die Vorbereitungen ab und ermöglicht die Lösung der diskretisierten Gleichungen für das definierte Problem. Die resultierenden Berechnungsergebnisse (s. Kapitel 4.7.4) werden in den letzten Kapiteln beurteilt und die verschiedenen Fehlergrößen diskutiert (s. Kapitel 4.7.5 und Kapitel 4.8).

4.1 Strömungsdesign und Optimierung

Der erste Schritt bei der Entwicklung von kalten Moderatoren ist die teilchenphysikalische Optimierung der Geometrie im Rahmen von Parameterstudien, die vom Neutronic-Team von ESS durchgeführt wurden [31]. Das Ziel war hierbei, möglichst viele Neutronen aus dem Spallationsprozess auf den erforderlichen Energiebereich zu moderieren und zu den Streuinstrumenten zu lenken. Hierdurch entstand das Schmetterlings-Design (Butterfly „BF1“), welches in Abbildung 4.2, oben links, dargestellt ist. Dieses besteht nur aus einem ruhenden Wasserstoffvolumen, bei konstanter Temperatur und konstantem Druck, sowie einer Aluminiumhülle. Da der Wasserstoff durch die Strahlungswärme kontinuierlich erwärmt wird, muss dieser umgewälzt und die Wärme abgeführt werden. Gute Strömungsverhältnisse sind deshalb wichtig, insbesondere in der schmetterlingsförmigen Struktur muss die Strömung so geleitet werden, dass keine großen Rezirkulationsgebiete und Strömungsablösungen begünstigt werden, so dass ein homogenes Temperaturfeld gewährleistet werden kann. Jedoch sind zusätzliche Leitstrukturen mit Verlusten bei der Moderation verbunden, weil Neutronen absorbiert werden. Obendrein ist die volumetrische Wärmestromdichte im Aluminium deutlich höher als die im Wasserstoff (s. Kapitel 4.3). Insofern sind ein möglichst geringer Strukturmaterialanteil und ein guter Wärmeübergang von Aluminium zum Wasserstoff wichtige Faktoren bei dem Strömungsdesign.

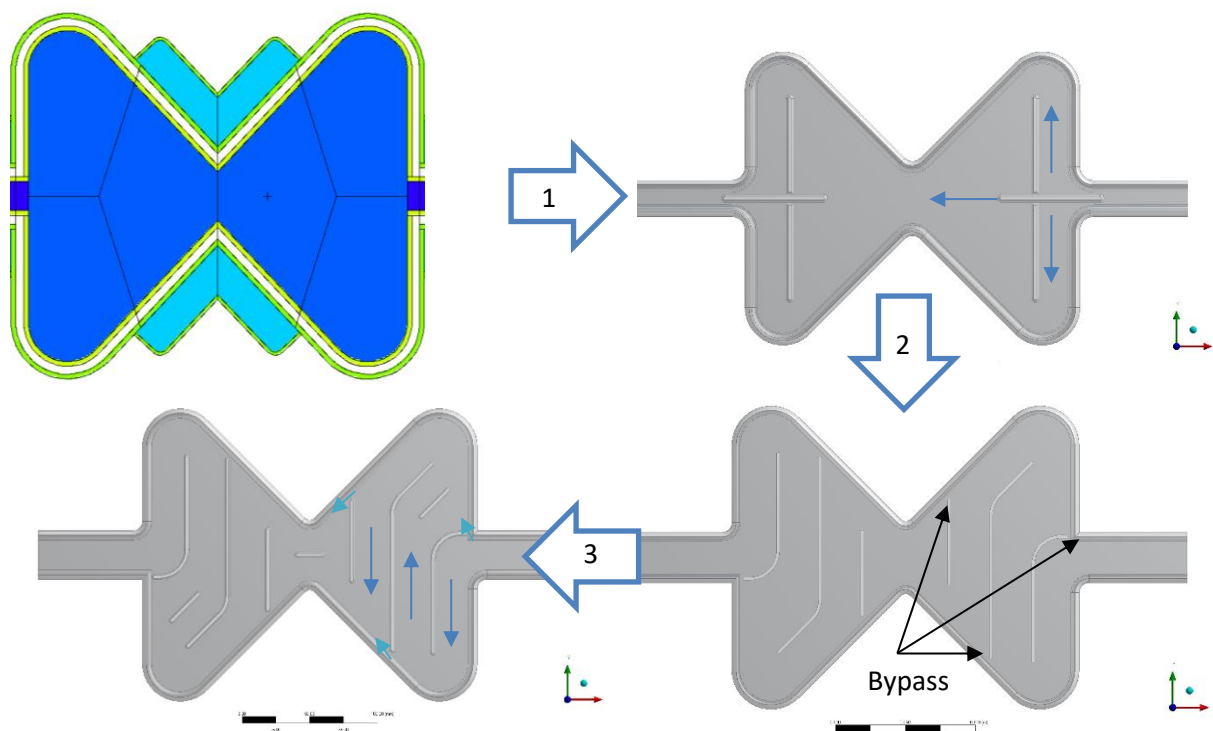


Abbildung 4.2: Varianten der Strömungsleitung in dem kalten BF1-Moderator, ausgehend vom MCNPX Modell (blau) und den drei Varianten für die Strömungssimulation

Abbildung 4.2 zeigt die Entwicklung des Strömungsdesigns, beginnend mit dem teilchenphysikalischen Modell, oben links und, im Uhrzeigersinn, die drei getesteten Strömungsmodelle. Beim ersten Modell

wird die Strömung im Eintrittsquerschnitt geteilt und der Hauptstrom über Leitbleche von 2 mm Dicke in die obere und untere Spitze geleitet. Zusätzlich sind im Zentrum Bypass Öffnungen vorgesehen. Trotzdem sind größere Rezirkulationsgebiete entstanden, weshalb noch Anpassungen am Design erforderlich waren. Wohlgleich dieses Design, im Hinblick auf die Moderation, aufgrund des geringen Leitblechanteiles favorisiert wurde. Als nächstes wurde die Leitstruktur an eine Kanalströmung angelehnt, bei der versucht wurde, die Leitbleche so zu positionieren, dass ein weitestgehend konstanter Querschnitt ($30 \times 30 \text{ mm}^2$) vorliegt. Damit keine Totgebiete entstehen sind zusätzlich die markierten Bypass-Querschnitte erforderlich, die einen Teilstrom (ca. 10 % der Hauptströmung) durch die scharfen Ecken leiten. Darüber hinaus sind die Ein- und Ausströmbedingungen durch einen Übergangsadapter verbessert worden, wodurch die kreisrunden Rohrleitungen stufenlos in den rechteckigen Ein- und Austritt des Moderators übergehen. Dennoch wurden nicht alle größeren Wirbelgebiete vollständig eliminiert, weshalb zusätzlich ein Leitblech im Zentrum und eines bei der Öffnung der zweiten / vorletzten Umlenkung hinzugefügt wurde. Überdies sind alle Übergänge mit möglichst großen Radien versehen und die Umströmungskanten der Leitbleche optimiert worden. Die praktische Umsetzung des präsentierten Designs wird in Form des ersten Prototyps in Kapitel 7 vorgestellt.

Die erforderlichen Strömungsoptimierungen führten schlussendlich zu den in Tabelle 4.1 aufgeführten Volumenverhältnissen (ohne Ein- und Austrittsrohre).

Tabelle 4.1: Volumen und Verhältnis des finalen Strömungsmodells des BF1-Moderators

V_{Al} [mm ³]	V_{LH2} [mm ³]	$V_{\text{LH2}}/V_{\text{Al}}$ [-]	$V_{\text{LH2-MCNPX}}$ [mm ³]	$V_{\text{LH2}}/V_{\text{LH2-MCNPX}}$ [-]
$3,395 \cdot 10^5$	$1,020 \cdot 10^6$	3,01	$1,068 \cdot 10^6$	0,955

Im finalen Strömungsmodell ist der Wasserstoffanteil 3,01-mal größer als der Aluminiumanteil. Das Wasserstoffverhältnis zwischen dem Strömungsmodell und dem teilchenphysikalischen Modell liegt bei 0,955. Damit stehen, durch die Leitblechstruktur bedingt, 4,5 % weniger Wasserstoff für die Moderation zur Verfügung. Um die Neutronenausbeute realistisch abschätzen zu können, wird empfohlen, das teilchenphysikalische Modell hinsichtlich des geringeren Wasserstoffanteiles und der innenliegenden Leitbleche zu überarbeiten.

4.2 Fluid und Strukturmaterial

Die korrekte Beschreibung des eingesetzten Fluids und des Strukturmaterials ist für eine realitätsnahe Simulation von thermohydraulischen Vorgängen entscheidend. Hierzu sind für das Fluid die Dichte ρ_{H_2} und die Viskosität η_{H_2} anzugeben. Überdies sind, wenn Wärmeübertragungsvorgänge auftreten, zusätzlich die Wärmeleitfähigkeit λ_{H_2} und die Wärmekapazität c_{pH_2} erforderlich. Diese sind temperatur- und möglicherweise auch druckabhängig. Zur Beschreibung des Strukturmaterials ist die Dichte ρ_{Al} , die Wärmeleitfähigkeit λ_{Al} und die Wärmekapazität c_{pAl} notwendig, wobei diese nur von der Temperatur abhängen. Darüber hinaus kann das Strukturmaterial unter Bestrahlung seine Eigenschaften ändern, was ebenfalls zu berücksichtigen ist. Im Folgenden werden die für die Strömungssimulation erforderlichen Stoffdaten definiert und die jeweiligen Abhängigkeiten bewertet.

4.2.1 Wasserstoff Stoffdaten

Der flüssige Wasserstoff muss neben seiner primären Aufgabe, der Moderation, die deponierte Wärme im Aluminiumbehälter und im Wasserstoff selbst abführen. Als Wärmeabfuhrmedium weist flüssiger Wasserstoff keine guten Eigenschaften auf, da nur ein geringer Temperaturbereich in der Flüssigphase zur Verfügung steht, bevor das Sieden beginnt. Wasser hätte beispielsweise, bei 1 bar Druck, einen Temperaturbereich in der Flüssigphase von $0^\circ\text{C} < t_{\text{fl-H}_2\text{O}} < 100^\circ\text{C}$, Wasserstoff hingegen $14\text{ K} < t_{\text{fl-LH}_2} < 20\text{ K}$. Erschwerend kommt noch hinzu, dass Wasserstoff eine ca. 13-mal geringere Dichte aufweist, wodurch sich die Wärmekapazität verringert. Auch wenn die spezifische Wärmekapazität c_p von Wasserstoff etwa doppelt so groß ist wie die von Wasser, ist die Wärmekapazität C_p selbst sehr viel kleiner. Sie gibt an, wieviel thermische Energie aufgenommen werden muss, um die Temperatur um 1 K zu erhöhen. Am Beispiel des kalten BF1-Moderators mit dem konstanten Volumen von $V_{\text{LH}_2} = 1,02 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3$, würde gemäß (4.1) Wasser etwa siebenmal mehr Energie aufnehmen können, bevor eine Temperaturerhöhung um 1 K erfolgt. Dies ist neben dem deutlich kleineren Temperaturbereich in der Flüssigphase ein weiterer Nachteil des Wasserstoffes.

$$c_p(T, p) = \begin{cases} 7,92 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \text{ für } H_2 \text{ bei } T = 17\text{ K und } p = 10\text{ bar} \\ 4,18 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \text{ für } H_2O \text{ bei } T = 300\text{ K und } p = 10\text{ bar} \end{cases} \quad (4.1)$$

$$\rightarrow C_p(T, p) = c_p(T, p) \cdot \rho(T, p) \cdot V_{\text{LH}_2} = \begin{cases} 0,60 \frac{\text{J}}{\text{K}} \text{ für } H_2 \text{ bei } T = 17\text{ K und } p = 10\text{ bar} \\ 4,25 \frac{\text{J}}{\text{K}} \text{ für } H_2O \text{ bei } T = 300\text{ K und } p = 10\text{ bar} \end{cases}$$

Verbesserungen können erzielt werden indem der Druck erhöht wird, wodurch der Temperaturbereich in der Flüssigphase vergrößert wird (s. Abbildung 4.3). Hierbei sind jedoch die Grenzen durch die Strukturmechanik gesetzt, da der Behälter dünnwandig ausgeführt und aus einer Aluminiumlegierung hergestellt werden muss, wodurch die druckbedingten Kräfte stark limitiert sind. Der gewählte

Kompromiss liegt bei einem mittleren Druck von 10 bar. Weitere Details hierzu können dem strukturmechanischen Kapitel 6 dieser Arbeit entnommen werden.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, zu prüfen, ob das Fluid im Arbeitsbereich kompressibel ist oder ob es in guter Näherung als inkompressibel angenommen werden kann, womit der Simulationsaufwand geringer ausfallen würde. Die Kompressibilität gibt die relative Volumenänderung je Druckänderung an. Sie kann wie folgt abgeschätzt werden ($\kappa = f(p, T)$ s. A-3). Angegeben ist κ_m exemplarisch für einen Druckanstieg von 1 bar, beginnend mit dem Betriebsdruck von 10 bar.

$$\kappa_m = -\frac{\partial V}{V \cdot \partial p} = \frac{\partial \rho}{\rho \cdot \partial p} \approx \frac{\Delta \rho}{\rho \cdot \Delta p} \quad (4.2)$$

$$\approx \begin{cases} 124,7 \cdot 10^{-5} \text{ bar}^{-1} \text{ für } H_2 \text{ bei } T = 17 \text{ K}, p_1 = 10 \text{ bar}, p_2 = 11 \text{ bar} \\ 4,0 \cdot 10^{-5} \text{ bar}^{-1} \text{ für } H_2O \text{ bei } T = 300 \text{ K}, p_1 = 10 \text{ bar}, p_2 = 11 \text{ bar} \end{cases}$$

Nach (4.2) ist im zu erwartenden Druckbereich der flüssige Wasserstoff im Mittel etwa 31-mal kompressibler als das flüssige Wasser. Luft ist beispielsweise ca. 10.000-mal kompressibler als Wasser (bei moderatem Druck als inkompressibel anzusehen). Die Kompressibilität von flüssigem Wasserstoff liegt zwischen Luft und Wasser, wobei H_2 tendenziell als inkompressibel anzusehen wäre.

Wird der Moderator-Behälter als starr und geschlossen angenommen, muss der Anstieg der Temperatur, infolge der Teilchenwechselwirkungen, zu einer Druckerhöhung führen. Je kompressibler das eingesetzte Fluid ist, umso geringer fällt der temperaturbedingte Druckanstieg aus. Dem entgegen wirkt die volumetrische Ausdehnung γ des Wasserstoffes. Unter der Annahme eines isobaren Verhaltens kann sie wie folgt abgeschätzt werden ($\gamma = f(p, T)$ s. A-3). Angegeben ist γ_m exemplarisch für einen Temperaturanstieg von 1 K, beginnend mit der Betriebstemperatur von 17 K.

$$\gamma_m = \frac{\partial V}{V \cdot \partial T} = -\frac{\partial \rho}{\rho \cdot \partial T} \approx -\frac{\Delta \rho}{\rho \cdot \Delta T} \quad (4.3)$$

$$\approx \begin{cases} 122,9 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1} \text{ für } H_2 \text{ bei } p = 10 \text{ bar}, T_1 = 17 \text{ K}, T_2 = 18 \text{ K} \\ 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1} \text{ für } H_2O \text{ bei } p = 10 \text{ bar}, T_1 = 300 \text{ K}, T_2 = 301 \text{ K} \end{cases}$$

Die Verknüpfung dieser entgegenwirkenden Größen kann mit folgender Zustandsgleichung erfolgen:

$$\frac{dV}{V} = \underbrace{\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T}}_{\gamma} dT + \underbrace{\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p}}_{-\kappa} dp \quad (4.4)$$

Wird bei dieser Überlegung unterstellt, dass die Volumenänderung gleich Null ist, demzufolge ein starrer, geschlossener Behälter vorliegt, kann die Gleichung (4.4) nach der Druckänderung dp aufgelöst werden. Bei einer mittleren Temperaturerhöhung von 2 K (Anforderung) würde beim Wasserstoff unter Berücksichtigung der Kompressibilität ein Druckanstieg von ca. 18 bar und beim Wasser von ca. 10 bar erfolgen. Hintergrund ist der etwa 58-mal größere Ausdehnungskoeffizient von Wasserstoff gegenüber dem des Wassers, welcher das Kompressionsvermögen von Wasserstoff übersteigt. Beim vorliegenden Strömungsproblem ist der Behälter nicht geschlossen, wodurch die Druckerhöhung geringer ausfallen wird als bei dieser Überlegung abgeschätzt wurde. Dennoch kann davon ausgegangen werden, dass die thermische Dehnung des Wasserstoffes bei angenommener

Inkompressibilität zur Überbewertung der Druckverteilung in der Simulation führen würde. Aus diesem Grund wird die längere Rechenzeit in Kauf genommen und LH_2 als kompressibles Fluid angenommen, damit ein realistischer Druckverlauf für die strukturelle Berechnung vorliegt.

Die eingesetzte Simulationssoftware *ANSYS 18 CFX* beinhaltet keine Stoffdaten für Wasserstoff, so dass diese Stoffdaten bereitgestellt werden müssen. Hierzu können entweder Funktionen oder Tabellen hinterlegt werden. Da die Stoffdaten im vorliegenden Fall sowohl eine Temperatur- als auch Druckabhängigkeit aufweisen und im Bereich der Siedelinie starke Änderungen vorliegen, sind keine Funktionen erstellt, sondern Tabellen hinterlegt worden. Die Rohdaten stammen von [32]. Bei der Erstellung der Tabellen ist es wichtig, die Schrittweite so zu wählen, dass die Änderungen der Stoffdaten korrekt abgebildet werden, da *CFX* zwischen den Tabellenwerten interpoliert und ggf. Peak-Werte „abgeschnitten“ werden könnten. Daher wurde eine sehr kleine Schrittweite im Bereich der Siedelinie gewählt, die stetig wächst. Die Tabellen wurden jeweils für die zur Strömungssimulation notwendigen druck- und temperaturabhängigen Stoffdaten wie Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit, Dichte und Viskosität erstellt. Deren grafische Darstellung kann dem Anhang A-4 entnommen werden.

Der Stoffdatenbereich für die Tabellen muss so gewählt werden, dass die zu erwartenden Druck- und Temperaturfluktuationen aufgrund des gepulsten Wärmeeintrags ausreichend abgedeckt werden. Gewählt wurde daher ein Druckbereich von 5-20 bar und ein Temperaturbereich von 15-40 K, wodurch gewährleistet wird, dass auch korrekte Stoffdaten vorliegen, wenn die Siedelinie überschritten wird. Eine Überschreitung ist zwar nicht zulässig, kann aber nicht ausgeschlossen werden (vergl. Kapitel 4.3).

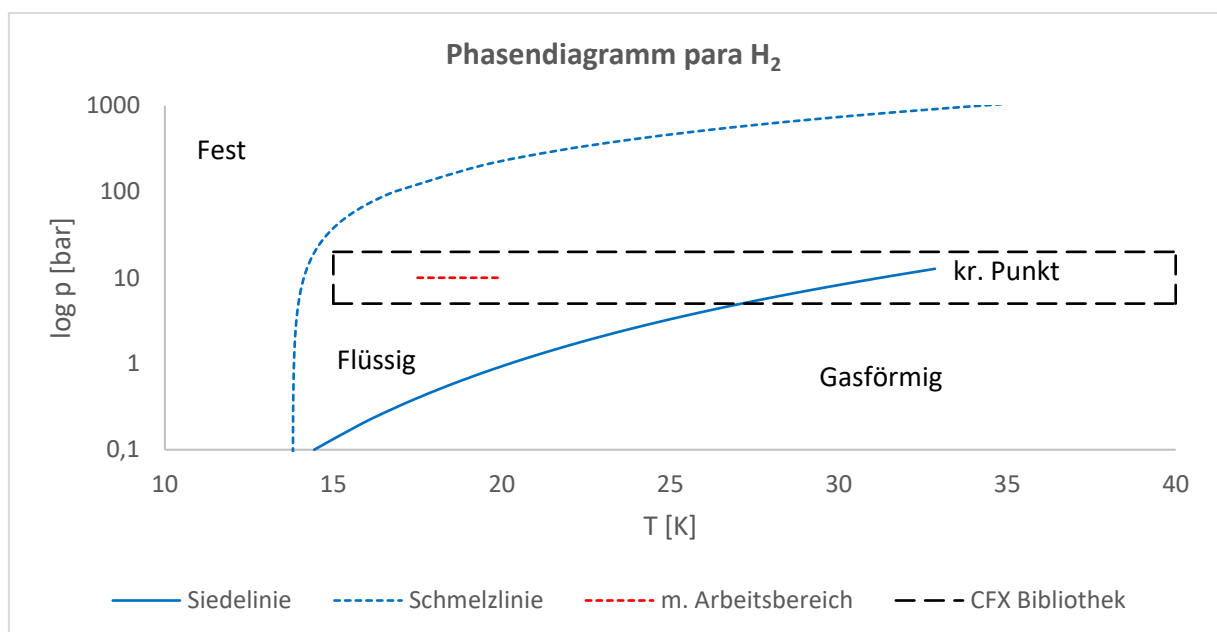


Abbildung 4.3: Phasendiagramm von H_2 sowie Arbeitsbereich (rot) und CFX Bibliotheksbereich (schwarz)

Abbildung 4.3 zeigt das Phasendiagramm von pH_2 . Blau dargestellt sind die Siede- und Schmelzlinie. Die Siedelinie endet am kritischen Punkt, bei dem die Wärmekapazität maximal wird. Die rote Linie zeigt den Arbeitsbereich und die schwarze Linie den gewählten Bibliothek-Bereich für die Simulation.

4.2.2 Strukturmaterialdaten

Bei dem Strukturmaterial des kalten Moderators muss die Veränderung der Stoffdaten aufgrund der tiefen Temperaturen und der Strahlungsschädigung beachtet werden. Die Strahlungsschädigung wird hauptsächlich durch die thermischen Neutronen verursacht. Sie wird in dpa (Displacement Per Atom) angegeben und bestimmt die Lebensdauer des Moderators. Für die eingesetzte Legierung AW 6061-T6 sind, nach [33] 40 dpa zulässig, bevor ein Austausch notwendig wird. Bei dem ESS Moderator-System ist die Grenze nach etwa 7000 Betriebsstunden erreicht [33]. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass die Schädigung zu einer Reduzierung der Dehngrenze und Wärmeleitfähigkeit führt. Bei der Strömungssimulation sind nur die Dichte, die Wärmeleitfähigkeit und die Wärmekapazität notwendig. Für die Wärmeleitfähigkeit kann kurz vor dem Erreichen der Lebensdauer $\lambda_{th,irrad} \approx 0,9 \cdot \lambda_{th}$ angenommen werden [33]. Abbildung 4.4 zeigt $\lambda_{th,irrad}$ und λ_{th} in Abhängigkeit der Temperatur.

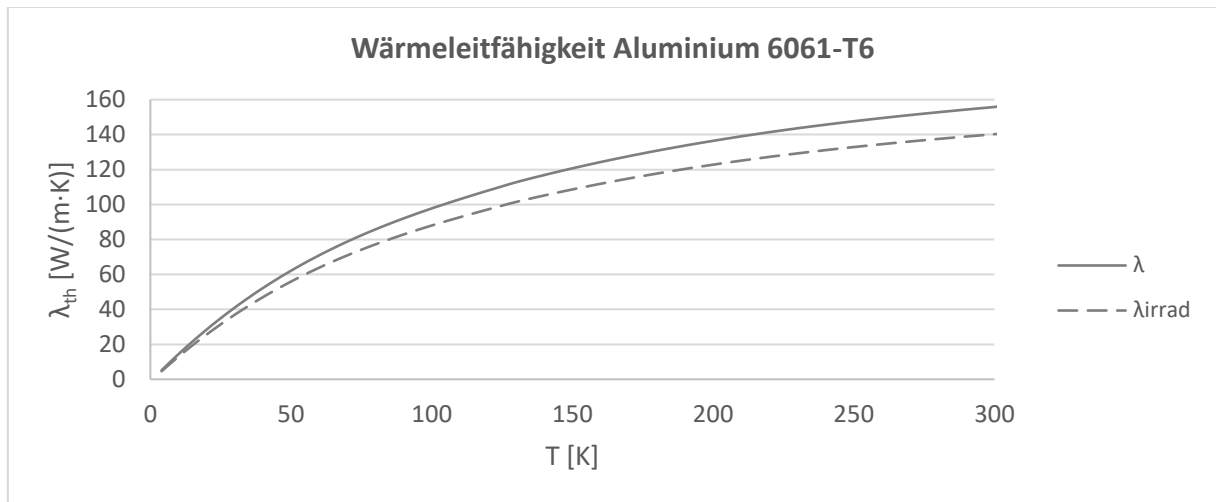


Abbildung 4.4: Wärmeleitfähigkeit von Al6061 bestrahlt (gestrichelt), nichtbestrahlt (kontinuierlich)

Bei der Dichte $\rho_{Al} = 2700 \text{ kg/m}^3$ kann sowohl die Temperaturabhängigkeit als auch der Einfluss der Bestrahlung vernachlässigt werden. Die Wärmekapazität verändert sich ebenfalls kaum unter Bestrahlung, die Temperaturabhängigkeit ist aber gemäß Abbildung 4.5 zu berücksichtigen [33].

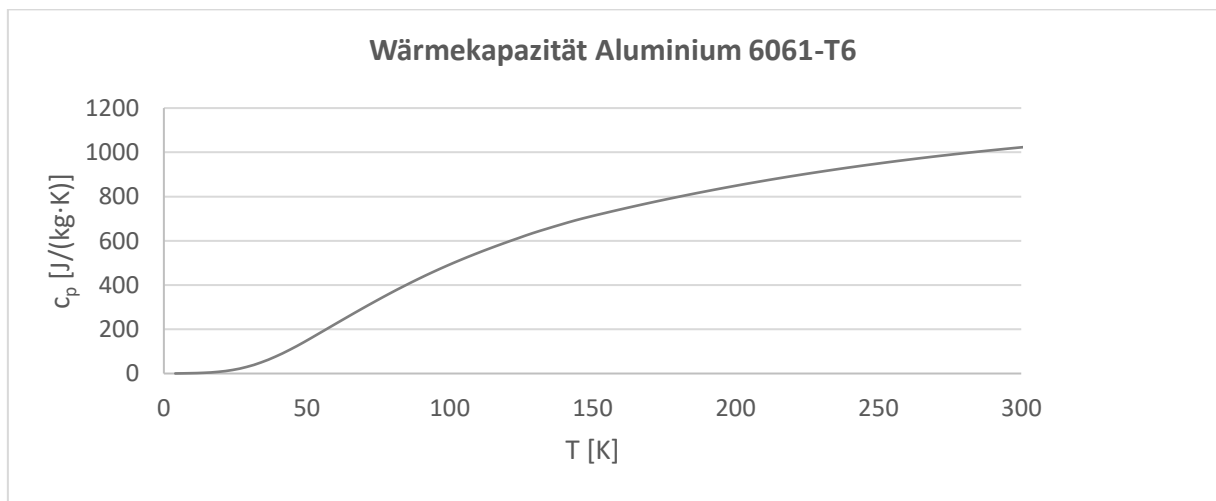


Abbildung 4.5: Spezifische Wärmekapazität $c_p(T)$ von Al 6061-T6

4.3 Strahlungswärme

Die Interaktionen von Protonen und Neutronen mit Atomen können, wie in Kapitel 2.2.4 am Beispiel der Moderation von Neutronen gezeigt wurde, unter bestimmten Umständen analytisch berechnet werden. Sind aber sehr viele Teilchen in einem großen Energiebereich, wie es bei der Spallation und Moderation der Fall ist, an den Interaktionen beteiligt, ist eine analytische Lösung nicht mehr möglich. Zur Simulation von solchen komplexen, kernphysikalischen Vorgängen wurde daher auf das vom Los Alamos National Laboratory (LANL) entwickelte Softwaretool *Monte Carlo N-Particle eXtended* (MCNPX) zurückgegriffen. Dieses Werkzeug ist in der Lage, komplexe Transportvorgänge mit statistischen Methoden näherungsweise zu lösen. Die MCNPX Simulationen wurden vom Neutronic-Team der ESS durchgeführt [31] und dienen dieser Arbeit als Grundlage für die ingenieurtechnischen Untersuchungen. Die Basis ist ein vereinfachtes, in Berechnungszellen aufgeteiltes, 3D-Modell der ESS Target-Station. Abbildung 4.6 zeigt links die Seitenansicht der Target-Umgebung. Hierbei stellt die Farbverteilung, von grün nach rot, die Häufigkeit von Wechselwirkungen dar. Rechts ist die Draufsicht des BF1-Moderators dargestellt.

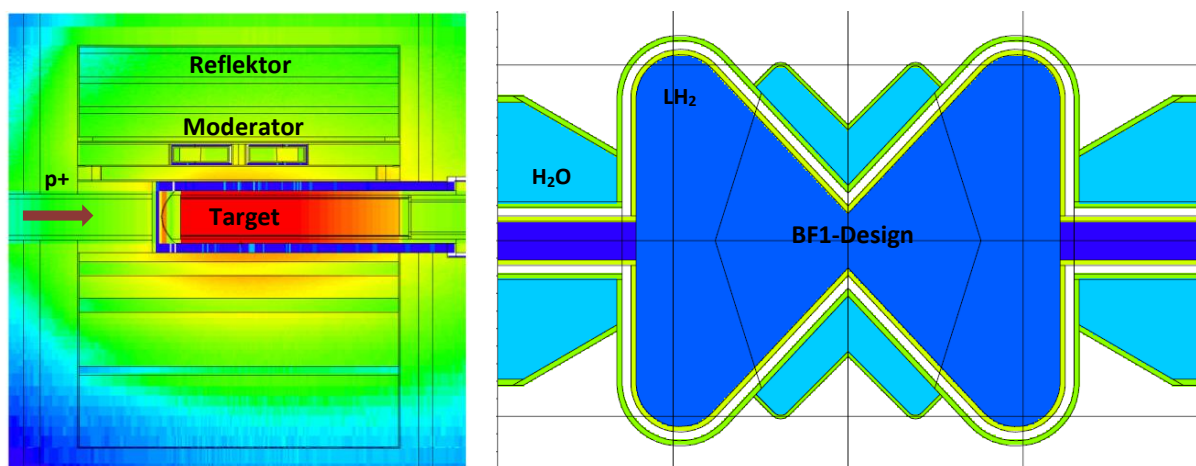


Abbildung 4.6: Modell für die MCNPX Simulationen, rechts Seitenansicht mit Target, kaltem-, thermischem Moderator und Reflektor, rechts Draufsicht des kalten BF1-Moderators [31]

Zu Beginn der Teilchen-Transport Simulation werden eine vorzugebende Anzahl von Protonen auf das Modell des Targets gelenkt, wodurch die Spallationsreaktion ausgelöst wird. Im weiteren Verlauf wird anhand von Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen und Zufallszahlen bestimmt, an welchem Ort die freigewordenen Teilchen auf ihrer Flugbahn eine bestimmte Wechselwirkung wie Streuung, Reflexion, Transmission oder Absorption auslösen. Dabei wird die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung auf Basis des lokalen makroskopischen Wirkungsquerschnittes und der Teilchenenergie ermittelt. Dafür wird auf eine Datenbank zurückgegriffen, die alle erforderlichen Wirkungsquerschnitte beinhaltet. Da die Wechselwirkungen mit einer Energieabgabe verbunden sind, welche bei Kollisionen mit den Atomen oder beim Durchqueren des jeweiligen Wirkungsquerschnittes auftreten, kann daraus der lokale Wärmeeintrag in den jeweiligen Berechnungszellen abgeleitet werden. Dieser orts- und materialabhängige Wärmeeintrag ist ein wichtiger Teil der Wärmelastbedingung für die folgende Strömungssimulation (vergl. Kapitel 4.3.1).

Um die Transportprozesse in den einzelnen Komponenten der Target-Station unabhängig voneinander analysieren zu können, muss das Betrachtungsgebiet in möglichst feine Zellen aufgeteilt werden, deren gewählte Größe die Detailierungsmöglichkeiten des Modells bestimmen. Beispielsweise sind im Bereich des kalten Moderators sehr feine Berechnungszellen notwendig, um das Aluminium von dem Wasserstoff und den benachbarten Komponenten trennen zu können, wohingegen die weiter entfernte Abschirmung weniger Zellen erfordert. Überdies ist zu beachten, dass ein zu feines Berechnungsgebiet die Gefahr birgt, dass nicht genügend Wechselwirkungen in den jeweiligen Berechnungszellen stattgefunden haben und somit ein hoher statistischer Fehler auftritt. Dem kann entgegengewirkt werden, indem die Anzahl der Protonen erhöht wird. Allerdings sind die MCNPX Simulationen äußerst ressourcenintensiv. Es können nicht beliebig viele Protonen verwendet werden, weshalb immer ein zu berücksichtigender statistischer Fehler übrigbleibt. Bei dieser Simulation wurden 10^7 Protonen auf das Target gelenkt [31]. Ressourcenschonender ist es, wenn, wie es bei dieser Simulation geschehen ist, das Berechnungsgitter nur an den wichtigen Stellen verfeinert wird. Der hohe Ressourcenaufwand begründet auch die Tatsache, dass nur stationäre Simulationen erfolgten. Für die folgenden Untersuchungen ist der Einfluss des gepulsten Protonenstrahls aber sehr wichtig, worauf in Kapitel 4.3.2 noch näher eingegangen wird. Das physikalische Modell (s. Abbildung 4.6) ist stark vereinfacht und dadurch fehlerbehaftet, was ebenso wenig, wie die verschiedenen Lastzustände des Protonenbeschleunigers vernachlässigt werden darf. Diese Unsicherheiten sollen durch die Fehlerabschätzung in Kapitel 4.4 berücksichtigt werden.

4.3.1 Material- und Ortsabhängigkeit

Die beschriebene MCNPX-Simulation liefert unter anderem den Wärmeeintrag Q_i in (W) einer beliebigen Zelle im Berechnungsgebiet. Die Zellen sind durch ihre Dimension, Material(-anteile) und deren Abstand zum Spallationszentrum charakterisiert. Um die orts- und materialabhängigen, zeitlich gemittelten Wärmeeinträge für den Wasserstoff und das Aluminium des kalten Moderators bestimmen zu können, muss das betreffende Material extrahiert und in eine separate Textdatei geschrieben werden. Jede Zeile dieser Datei repräsentiert eine Zelle des MCNPX-Modelles und gibt den Wärmeeintrag (W), den statistischen Fehler (%), das Material und die Zellkoordinaten an. Hieraus wurde im nächsten Schritt das jeweilige Zellvolumen bestimmt und durch den Wärmeeintrag der Zelle dividiert. Die resultierende volumetrische Wärmestromdichte (W/cm^3) wurde im Schwerpunkt der jeweiligen Zelle angesetzt. Zellen, die mehr als ein Material beinhalten, sind nicht berücksichtigt worden, da bei diesen zwar der Volumenanteil bekannt ist, nicht jedoch der Anteil des Teilvolumens an der Wärme der gesamten Zelle. Neben den unberücksichtigten Zellen weicht das vereinfachte MCNPX Modell vom detaillierteren Strömungsmodell ab, weshalb die Rohdaten nicht direkt auf das Modell für die Simulation übertragen werden können. Abhilfe sollen Approximationsfunktionen schaffen, die auf alle zusätzlichen Details und fehlende Zellen approximiert werden und dadurch eine realistischere Lastbedingung schaffen. Abbildung 4.7 und Abbildung 4.9 zeigen die Visualisierung der

selektierten Rohdaten aus der MCNPX-Simulation für das Behältermaterial (Aluminium) und den flüssigen Wasserstoff des kalten ESS Moderators.

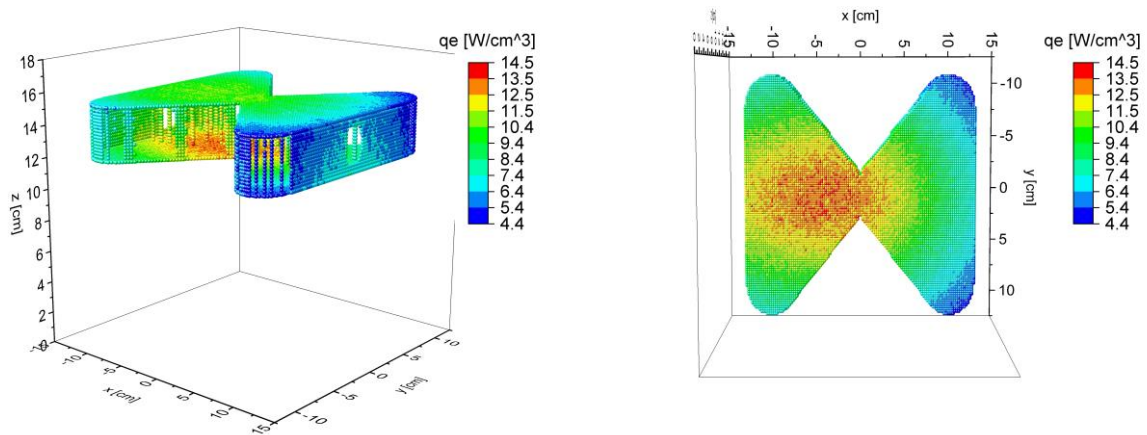


Abbildung 4.7: Visualisierung der Rohdaten (MCNPX Simulation) für das Strukturmaterial (Al 6061-T6) des kalten Moderators im kartesischen Raum

Die Daten aus der MCNPX-Simulation liegen in kartesischen Koordinaten vor. Die Funktionserstellung nimmt eine Wärmedepositionsverteilung in Abhängigkeit der x-Koordinate und des radialen Abstandes von der Strahlachse (unabhängig vom Winkel) an und erfordert daher eine Transformation in Zylinderkoordinaten. Daher werden die y- und z-Werte nach Gl. (4.5) in den radialen Abstand zur Strahlachse umgewandelt:

$$r = \sqrt{y^2 + z^2} \quad (4.5)$$

Die Visualisierung in Zylinderkoordinaten ist in Abbildung 4.8 dargestellt und ergibt eine Approximationsfunktion des volumetrischen Wärmeeintrages der Form $q_{Val}(x, r)$.

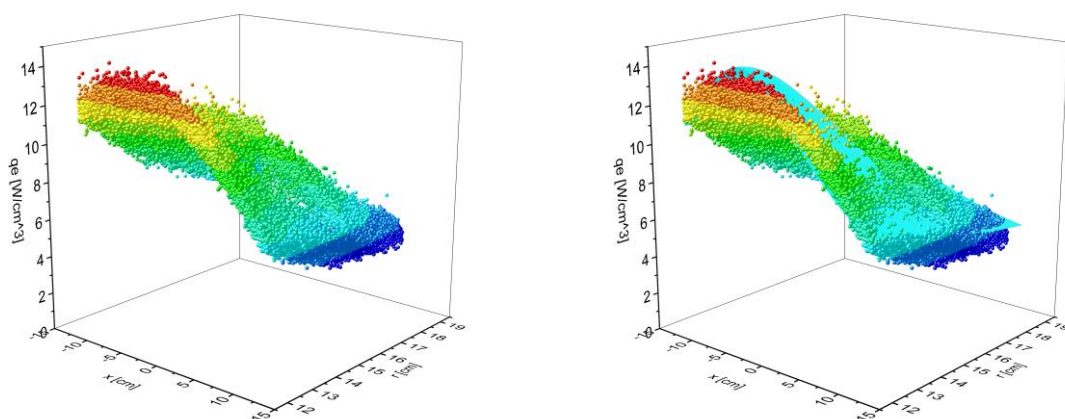


Abbildung 4.8: Visualisierung der Approximationsfunktion für das Strukturmaterial (Al6061-T6) des kalten Moderators (blaue Fläche, rechtes Bild) sowie der Datenpunkte in Zylinderkoordinaten

Die dazugehörige Approximationsfunktion (s. blaue Fläche in Abbildung 4.8, rechts) wurde mit der Software *OriginPro* erstellt [34]. Hierbei können eine Reihe von Standardfunktionen selektiert und ausprobiert werden. Über einen iterativen Prozess werden deren Variablen solange verändert bis die

Abweichung zu den Rohdaten minimal wird. Die angebotene 2D-Lorentz-Approximationsfunktion nach Gl. (4.6) erwies sich, zur Abbildung der Wärmedeposition als besonders gut geeignet. Um diese Funktion an die Anforderungen anzupassen, müssen zusätzlich Parameter vorgegeben werden. In diesem Fall dürfen die Peak-Werte nicht unterschritten werden, da sie die Maximaltemperatur im Moderator bestimmen können.

$$q_{VAl}(x, r) = q_{VAlmin} + \frac{q_{VAlmax} - q_{VAlmin}}{\left(1 + \left[\frac{x - x_{C,Al}}{w_{Alx}}\right]^2\right) \cdot \left(1 + \left[\frac{r - r_{C,Al}}{w_{Alr}}\right]^2\right)} \quad (4.6)$$

Zusätzlich ist es wichtig, dass die Funktion bei der Approximation auf die reale Geometrie nicht negativ wird. Dieses konnte durch Vorgabe von q_{VAlmin} vermieden werden. Der Funktionswert ist dann maximal, wenn $x = x_C$ und $r = r_C$ sind. Die x-Achse gibt die Protonenstrahlrichtung an, wobei das Spallationszentrum bei $x, y, z = 0$ liegt und positive x-Werte in Richtung des Beschleunigers gezählt werden. Da die Konstante $x_C < 0$ ist, ist das Maximum in x-Richtung nicht im Zentrum. Ursache dafür ist, dass die herausgeschlagenen hochenergetischen Teilchen von der Eintrittsrichtung der Protonen beeinflusst werden (Vorwärtsrichtung), wohingegen die abdampfenden Teilchen gleichverteilt in alle Raumrichtungen abstrahlen. Infolgedessen ist die Konstante x_C beim Aluminium deutlich größer als beim Wasserstoff, da der Wasserstoff für die energiereicheren Teilchen praktisch transparent ist im Gegensatz zu Aluminium. Der kalte Moderator ist vertikal um etwa $z \geq 12 \text{ cm}$ vom Spallationszentrum versetzt, was durch die Konstante r_C berücksichtigt wird. Der Parameter w gibt die Aufweitung der Funktion an. Für Aluminium sind folgende Parameter anzusetzen.

Tabelle 4.2: Parameter der Approximationsfunktionen für Aluminium des-BF1-Moderators

	$q_{VAlmin} [\text{W/cm}^3]$	$q_{VAlmax} [\text{W/cm}^3]$	$x_{C,Al} [\text{cm}]$	$r_{C,Al} [\text{cm}]$	$w_{Alx} [\text{cm}]$	$w_{Alr} [\text{cm}]$
Al	4,38	14,46	-4,30	12,00	11,06	4,31

Analog zu der zuvor beschriebenen Vorgehensweise wurde die Approximationsfunktion für den Wasserstoff erstellt. Hierzu wurde die Visualisierung der Rohdaten im kartesischen Raum dargestellt (s. Abbildung 4.9). Gefolgt von der Koordinatentransformation (s. Abbildung 4.10, links).

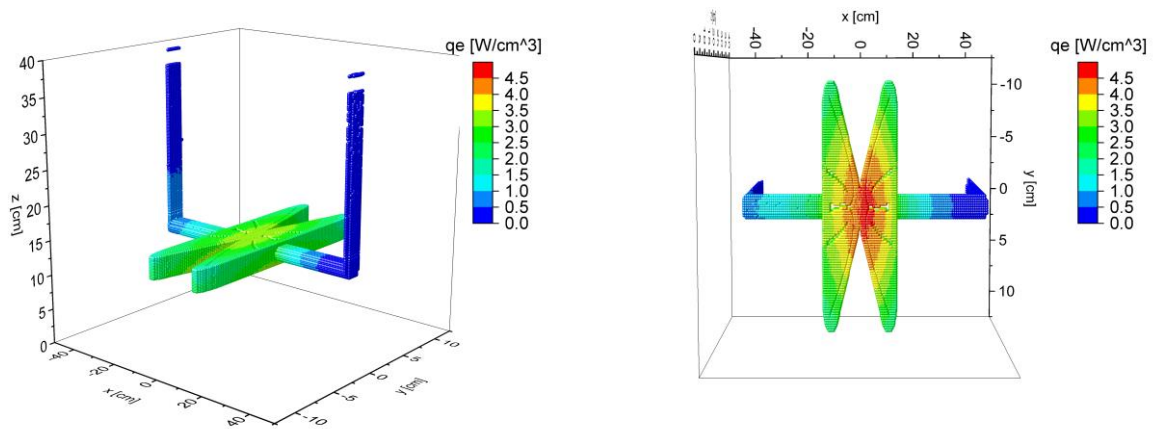


Abbildung 4.9: Visualisierung der Rohdaten (MCMPX Simulation) für den flüssigen para-Wasserstoff des kalten Moderators im kartesischen Raum

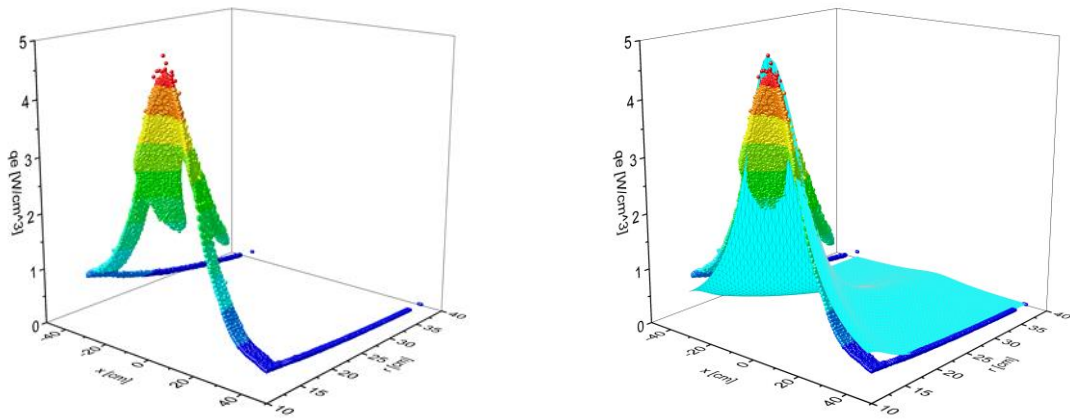


Abbildung 4.10: Visualisierung der Approximationsfunktion für den flüssigen para-Wasserstoff des kalten Moderators (blaue Fläche, rechts Bild) sowie der Datenpunkte in Zylinderkoordinaten

Sowie der Darstellung der Approximationsfunktion (s. Abbildung 4.10, rechts) und Gl. (4.7).

$$q_{VLH2}(x, r) = q_{VLH2min} + \frac{q_{VLH2max} - q_{VLH2min}}{\left(1 + \left[\frac{x - x_{C,LH2}}{w_{LH2x}}\right]^2\right) \cdot \left(1 + \left[\frac{r - r_{C,LH2}}{w_{LH2r}}\right]^2\right)} \quad (4.7)$$

Die Parameter der Approximationsfunktionen für den Wasserstoff sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Tabelle 4.3: Parameter der Approximationsfunktionen für den Wasserstoff des BF1-Moderators

	$q_{VLH2min}$ [W/cm³]	$q_{VLH2max}$ [W/cm³]	$x_{C,LH2}$ [cm]	$r_{C,LH2}$ [cm]	w_{LH2x} [cm]	w_{LH2r} [cm]
H ₂	0,039	4,99	1,30	12,30	14,34	4,49

Der totale, vom Wasserstoff abzuführende Wärmeeintrag $\dot{Q}_{Total}$ ergibt sich aus der Summe der Teilwärmeströme und Volumen im Aluminium $q_{VAl}(x, r) \cdot V_{Al}$ und im LH₂ $q_{VLH2i}(x, r) \cdot V_{LH2i}$.

$$\dot{Q}_{Total} = \sum q_{VAl}(x, r) \cdot V_{Al} + \sum q_{VLH2i}(x, r) \cdot V_{LH2i} = 3592,5 \text{ W} + 3505,5 \text{ W} = 7,1 \text{ kW} \quad (4.8)$$

Mit $\dot{Q}_{Total}$, der zugelassenen Temperaturerhöhung des Wasserstoffes beim Durchfließen des Moderators von $\Delta T = 2 \text{ K}$ und der mittleren spezifischen Wärmekapazität $c_{pm}(T = 18,5 \text{ K}, p = 10,5 \text{ bar}) = 8,31 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, kann der Massenstrom abgeschätzt werden.

$$\dot{m} = \frac{\dot{Q}_{Total}}{c_{pm}(T, p) \cdot \Delta T} \approx 400 \text{ g/s} \quad (4.9)$$

Der totale Wärmeeintrag ist mit jeweils 3,5 kW etwa gleich groß, jedoch ist das H₂-Volumen dreimal größer als das Volumen der Aluminiumstruktur. Insofern ist q_m im Al auch dreimal größer als im LH₂. Hintergrund sind die geringere LH₂-Dichte und die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte. Tabelle 4.4 zeigt noch den Anteil der verschiedenen Teilchen am gesamten Wärmeeintrag im Moderator.

Tabelle 4.4: Anteil der Teilchen am gesamten Wärmeeintrag im kalten Moderator [31]

	Neutron n	Proton p	Photon γ	Myon μ	Pion π	Deuteron d	Triton	α
Al [%]	5,8	31,7	51,3	0,8	4,7	2,9	0,2	2,6
LH ₂ [%]	82,0	9,0	7,3	0,3	0,9	0,4	0	0

4.3.2 Zeitliche Struktur der Strahlungswärmezufuhr

Mit (4.6) und (4.7) ist lediglich die Orts- und Materialabhängigkeit des Wärmeeintrags infolge der freigewordenen Teilchen aus der Spallationsreaktion beschrieben worden. Darüber hinaus muss noch die zeitliche Struktur, im Wesentlichen durch den gepulsten Protonenstrahl verursacht, beschrieben und mit den gezeigten Approximationsfunktionen verknüpft werden $q_{Vi}(x, r, t) = G_i(t) \cdot q_{Vi}(x, r)$.

Der Protonenbeschleuniger liefert gepulste Protonen mit einer Frequenz von $f_p = 14 \text{ Hz}$ und einer Pulsdauer von $t_p = 2,86 \text{ ms}$ bei einer mittleren Leistung von $P_m = 5 \text{ MW}$ [10]. Daraus folgt, dass der Wärmeeintrag q_p auf das Target im Puls etwa 25-mal höher sein muss als der mittlere Wärmeeintrag q_m (s. Gl. (4.10)). Demzufolge muss der Wärmeeintrag in den Moderator im Puls ebenfalls bis zu 25-mal höher ausfallen als der zeitlich gemittelte Wärmeeintrag aus der MCNPX-Simulation.

$$q_p = \frac{1}{f_p \cdot t_p} \cdot q_m = 24,975 \cdot q_m \quad (4.10)$$

Die Protonen lösen, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, die Spallationsreaktion aus, welche in einem zweistufigen Prozess erfolgt, bei dem verschiedene Teilchen in einem breiten Energiespektrum freiwerden. Die Wahrscheinlichkeit dieser Teilchen, Wechselwirkungen einzugehen, ist von ihrer Energie und dem Material, mit dem sie wechselwirken abhängig. Im Gegensatz zum Target, bei dem die Strahlungswärme durch die Protonen verursacht wird, sind im Moderator verschiedene Teilchen mit unterschiedlichen Energien beteiligt. Dadurch ist die zeitliche Pulsstruktur der mit dem Moderator wechselwirkenden Teilchen nicht identisch mit der rechteckförmigen Pulsstruktur der auf das Target treffenden Protonen (s. Abbildung 4.11).

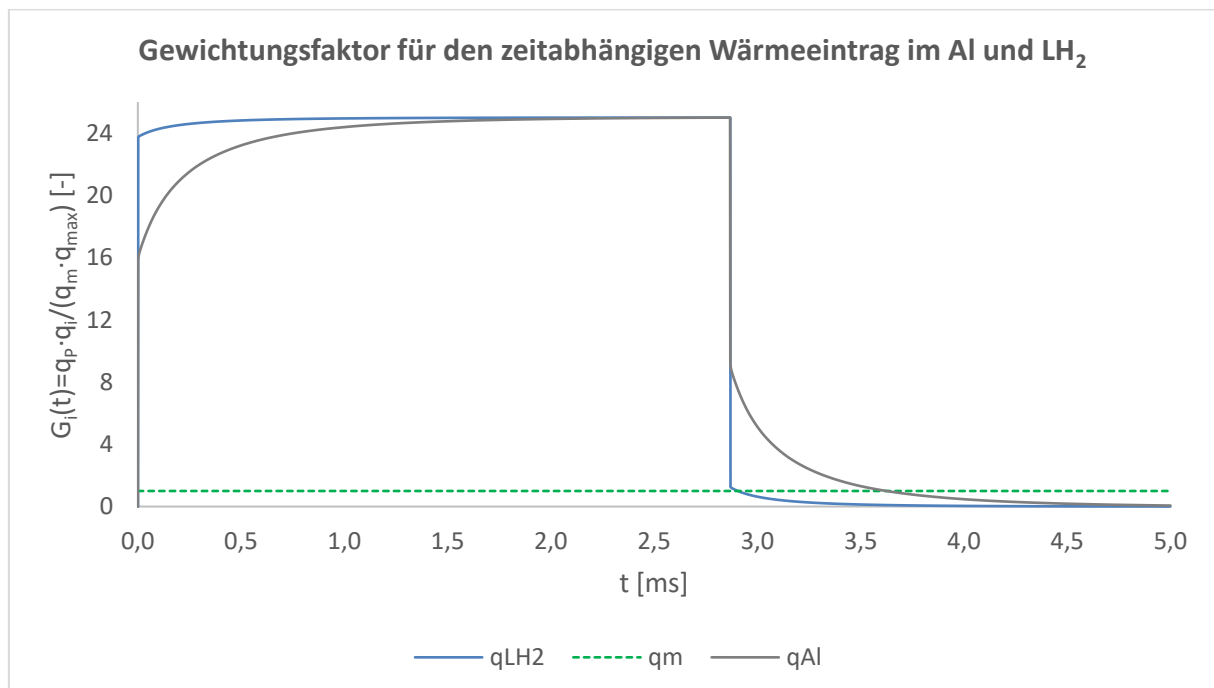


Abbildung 4.11: Zeitabhängiger Strahlungswärmeeintrag in einem Puls in den Aluminiumbehälter und den Wasserstoff des kalten BF1-Moderators (blaue und graue Linie: tatsächlicher Verlauf; grüne Linie: zeitlich gemittelter Verlauf)

Dabei repräsentiert die grüne gestrichelte Linie den zeitlich gemittelten, normierten Wärmeeintrag, also $G_i(t) = 1$, und die blaue und graue Kurve den zeitabhängigen, normierten Wärmeeintrag im Puls. In den Pulspausen wird der mittlere volumetrische Wärmeeintrag mit $G_i(t) = 0$ und im Puls mit bis zu $G_i(t) = 24,975$, gemäß Abbildung 4.11, multipliziert.

In Abbildung 4.12 sind darüber hinaus die Absolutwerte des mittleren, volumetrischen Wärmeeintrags im Puls dargestellt. Hierzu wurde nach (4.11) der Mittelwert des volumetrischen Wärmeeintrags q_{Vi} mit der zeitlichen Gewichtungsfunktion $G_i(t)$ multipliziert.

$$q_{Vmi}(t, x, r) = \frac{\sum G_i(t) \cdot q_{Vi}}{N} \quad (4.11)$$

Deutlich zu erkennen ist der nicht zu vernachlässigende Unterschied zwischen zeitlich gemittelter Wärmelast (gestrichelte Linien) und dem tatsächlichen Verlauf beim Pulsbetrieb. Die graue Linie zeigt den Verlauf der gepulsten Wärme im Aluminium und die blaue Linie den Verlauf im Wasserstoff, wobei zwischen den Pulsen keine Wärmeenergie ansteht. Durch die teils verzögerte Teilchenwechselwirkung zu Beginn und zum Ende des Pulses wird der Wärmeeintrag im Moderator „verschmiert“ (s. Abbildung 4.12), im Gegensatz zum Target, bei dem die Gesamtenergie in 2,86 ms übertragen wird.

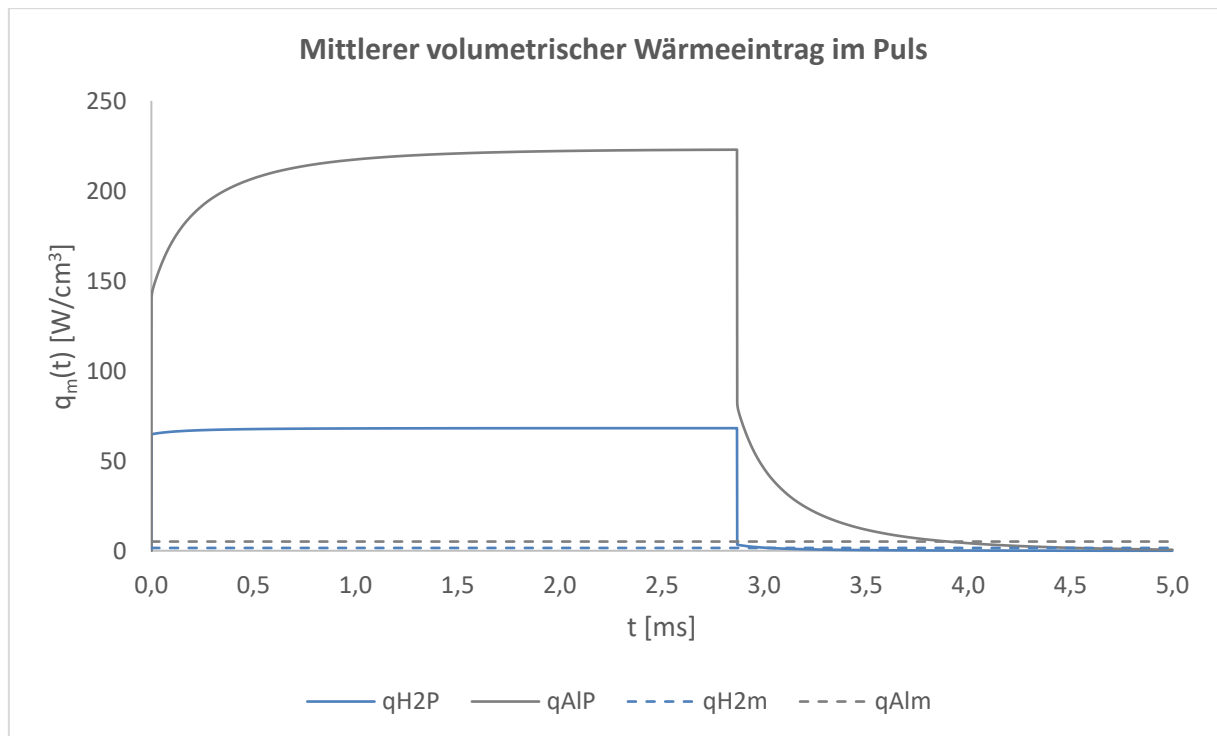


Abbildung 4.12: Zeitabhängiger Wärmeeintrag in den Aluminiumbehälter und den flüssigen Wasserstoff des kalten Moderators (dargestellt ist einer der vierzehn Pulse pro Sekunde)

Die höheren Peak-Werte im Aluminium erklären die Anforderung, den Aluminiumanteil so klein wie möglich zu halten, da ansonsten deutlich mehr Wärme in das System eingebracht werden würde. Im Hinblick auf den Moderationsprozess ist ein geringer Al-Anteil ebenfalls erwünscht. Aus strukturmechanischer Sicht allerdings nicht. Daher muss wieder ein Kompromiss zwischen den einzelnen Anforderungen getroffen werden, worauf in Kapitel 6 noch näher eingegangen wird.

4.3.3 Unsicherheiten bei der Strahlungswärme

Die verschiedenen Fehlergrößen im Zusammenhang mit der Abbildung der Strahlungswärmeeinträge werden nachfolgend kurz aufgeführt und bei der Strömungssimulation in Kapitel 4.7.5 berücksichtigt.

Statistischer Fehler der MCNPX-Simulation

Der statistische Fehler e_i kann den Rohdaten für jede einzelne Zelle entnommen werden und beträgt im Mittel weniger als $\pm 1\%$. Er ist dann besonders hoch, wenn in der betroffenen Zelle wenige Wechselwirkungen stattgefunden haben. Dieses kann bei sehr kleinen Zellen oder bei weit entfernten Zellen auftreten. Der zellabhängige statistische Fehler wurde mit $q_{Ve,i} = q_{Vi}(1 + e_i)$ direkt bei der Erstellung der Approximationsfunktionen miteinbezogen.

Systematischer Fehler des MCNPX-Modells

Der Modellfehler ist von [35] mit $\pm 15\%$ angegeben worden und stammt aus einer Messung an einer Spallationsneutronenquelle, bei der eine MCNPX Simulation mit den Messwerten verglichen wurde. Aufgrund des relativ hohen Messfehlers des Aufbaus ist aber weiterhin unklar, wie weit das Modell von der Realität entfernt ist. Klar ist nur, dass es unterhalb von $\pm 15\%$ liegen muss. Weitere Messungen in Bezug auf den ESS Moderator sind bislang nicht publiziert worden.

Fehler der Approximationsfunktion

Die Abweichungen der Approximationsfunktionen zu den Rohdaten können abgeschätzt werden, indem die Funktion auf jede Zelle des MCNPX-Modells, die bei der Funktionserstellung berücksichtigt wurde, angewandt wird und mit dem jeweiligen Zellvolumen multipliziert wird. Die Summe daraus kann dann mit der Summe der Zellwärmeeinträge aus den Rohdaten verglichen werden.

Tabelle 4.5: Fehler der Approximationsfunktion zu den Rohdaten aus der MCNPX-Simulation

	$\sum \dot{Q}_{MCNPX,i} \text{ [W]}$	$\sum q_{VFit,i} \cdot V_i \text{ [W]}$	Abweichung [%]
Aluminium	2343,031	2379,518	-1,56
Wasserstoff	2788,063	2846,508	-2,05

Hieraus geht hervor, dass die Approximationsfunktionen den Wärmeeintrag überbewerten. Daher kann für den Wasserstoff ein Fehler von $-2,1\%$ und für das Aluminium $-1,6\%$ angesetzt werden. Die Funktionen sind demnach leicht konservativ. Da bei dieser Betrachtung die Zellen mit mehr als einem Material nicht miteinbezogen wurden und das MCNPX-Modell nicht jedes Detail, wie Leitbleche o.ä., berücksichtigt, ist der totale Wärmeeintrag deutlich geringer als der Wärmeeintrag, der durch die Anwendung der Approximationsfunktionen auf das Strömungsmodell entsteht (s. Gl. (4.8)).

Fehler bei der Wärmelastannahme

Die Wärmelast des kalten Moderators wird von den geometrischen Verhältnissen und von den Protonenstrahlparametern beeinflusst. Die MCNPX-Simulation und die daraus abgeleiteten Approximationsfunktionen basieren auf den normalen Betriebsparametern des Beschleunigers. Im realen Betrieb muss aber temporär von außerordentlichen Betriebsbedingungen ausgegangen werden. Insbesondere sind das die Abweichungen zur Sollposition, Abweichungen zur Nennleistung und kurzzeitige Ausfälle des Protonenstrahls. Nach [31] sind folgende Werte dafür anzusetzen.

- Vertikale Protonenstrahlschwankungen um $z_p = \pm 3 \text{ mm}$. Hier ist besonders +3 mm kritisch, da die maximale volumetrische Wärmestromdichte durch den geringeren Abstand zur Quelle steigt. Deshalb wird nur dieser Fall berücksichtigt. Nach [31] beträgt die Erhöhung des Gesamtwärmeeintrags +5,6 %.
- Horizontale Protonenstrahlschwankungen können vernachlässigt werden, da der Moderator im Zentrum positioniert ist und somit eine horizontale Verschiebung zu einer Reduzierung der Wärmelast führen würde.
- Maximale kurzzeitige Protonenpulsleistung $P_{f1} = 5 \text{ MW} + 0,2 \text{ MW}$, das entspricht einer Lastzunahme von +4 % und muss berücksichtigt werden. Da nicht ausgeschlossen werden kann, dass die z_p -Verschiebung gleichzeitig mit der kurzzeitigen Lastzunahme P_{p1} auftritt, müssen für den ungünstigsten Fall die 5,6 % auf P_{f1} bezogen werden. Demzufolge ist $P_{f2} = 1,056 \cdot P_{f1} = 5 \text{ MW} + 0,49 \text{ MW}$.
- Strahlausfälle spielen bei der Ermüdungsanalyse des Moderator-Behälters eine Rolle (vergl. Kapitel 6.5.4), jedoch kaum bei der Strömungssimulation. Auch hier würden die Temperaturen durch einen temporären Wegfall der Wärmelast geringer.

Da nicht bekannt ist, ob die oben genannten Abweichungen zum Normalbetrieb des Beschleunigers gleichzeitig auftreten können, muss von dem ungünstigsten Fall ausgegangen werden, also einer Lastzunahme von 9,82 %, bezogen auf die nominelle mittlere Strahlleistung $P_m = 5 \text{ WM}$. Hinzu kommt der systematische Fehler des MCNPX-Modells, der mit $\pm 15 \%$ zu berücksichtigen ist. Außerdem die Approximationsfunktionen, die im Mittel mit -1,85 % begünstigend bei der Bilanz auftreten.

$$P_{fm} = (1 \pm 0,15 - 0,0185 + 0,0982)P_m = (1,08 \pm 0,15)P_m \quad (4.12)$$

Daraus folgt, dass die Unsicherheiten der approximierten Strahlungswärme in Summe bis zu 23 % betragen kann und somit den weitaus größten Teil der Gesamtunsicherheiten darstellt. Die für die Wärmedeposition anzusetzende fiktive mittlere Protonenstrahlleistung steigt dadurch auf bis zu **$P_{fm} = 6,15 \text{ MW}$** .

Bevor die Strömungssimulation beginnen kann, müssen noch die Randbedingungen (s. Kapitel 4.4), die Zeitschrittsteuerung (s. Kapitel 4.5) und das Berechnungsnetz (s. Kapitel 4.6), behandelt werden.

4.4 Randbedingungen

Um die Strömung zu Beginn der Simulation zu beschreiben, sind neben der Strömungsgeometrie (s. Kapitel 4.1) und den Materialdaten (s. Kapitel 4.2) die folgenden Randbedingungen erforderlich. Insbesondere der Druck, die Temperatur und die Geschwindigkeit des Wasserstoffes unmittelbar vor der Lastzuschaltung sind vorzugeben. Die Randbedingungen sind ebenfalls mit Unsicherheiten behaftet, deren Abschätzung zum Abschluss dieses Kapitels erfolgt.

4.4.1 Eintrittstemperatur

Der Wasserstoff wird gasförmig in den Kreislauf eingefüllt, schrittweise abgekühlt und schlussendlich verflüssigt. Der bestehende Wasserstoff-Kreislauf (s. Abbildung 4.13) beinhaltet im Wesentlichen das Kryostat (CMS cold box), die Rohrleitungen (blauer Kreislauf), die Sicherheitseinrichtung (schwarze Linien), die Ventilbox (distribution box) und davon abgehend bis zu vier Moderatoren. Im Kryostaten sind zwei Pumpen, Ventile, Filter, zwei Wärmeübertrager (HX1 und HX2), ein Druckausgleichssystem (control buffer, [36]) und ein o/pH₂-Umwandler (converter) installiert.

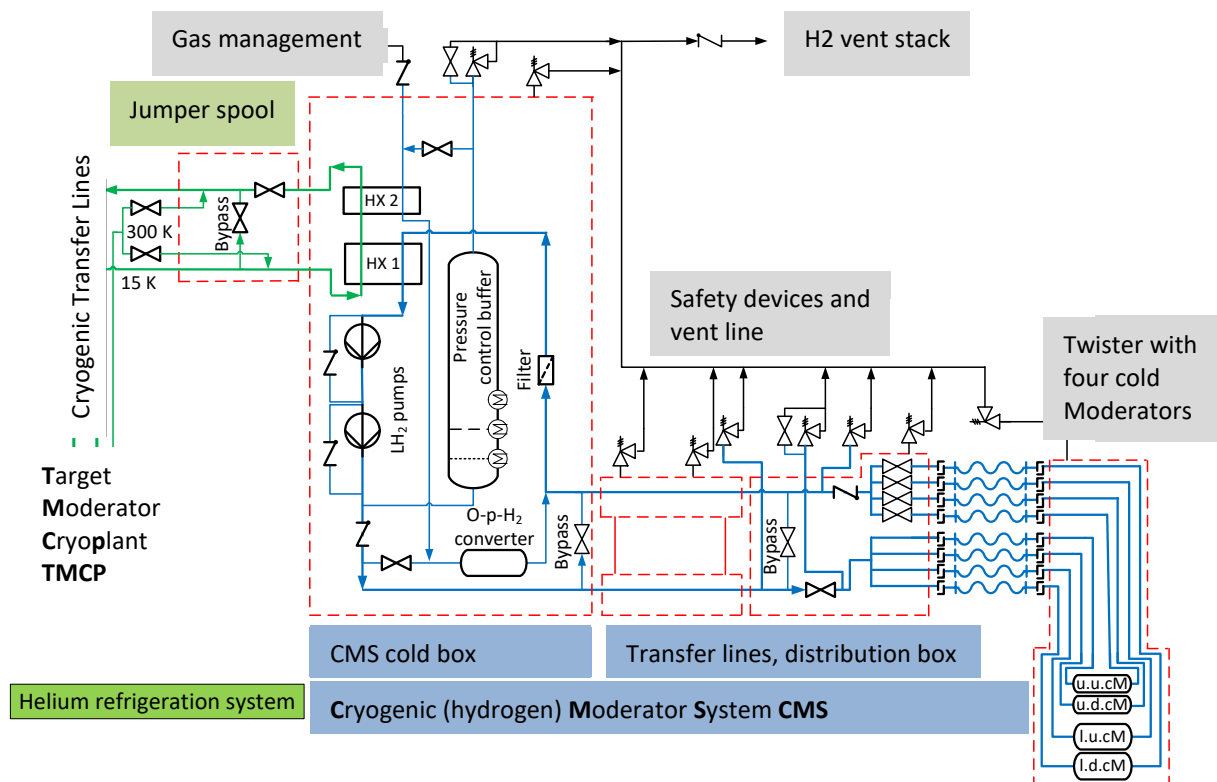


Abbildung 4.13: Vereinfachtes Fließbild des flüssigen Wasserstoffkreislaufs der ESS, mit der Möglichkeit bis zu vier kalte Moderatoren mit insgesamt 1000 g/s flüssigem para-Wasserstoff zu versorgen [37]

Die anfallende Wärmelast beim Verflüssigen des Wasserstoffes und beim Betrieb der Neutronenquelle wird von einer Helium-Rückkühlanlage abgeführt (grüner Kreislauf). Diese kann bis zu 30,3 kW Wärme abführen, wobei sie über die beiden Wärmeübertrager (HX1 und HX2) mit dem Wasserstoffkreislauf

verbunden ist. Das System ist so ausgelegt, dass die Austrittstemperatur des Wasserstoffes aus dem Wärmeübertrager HX1 immer $T_{minKL} = 17\text{ K}$ beträgt. Der Kryostat ist aus Sicherheitsgründen im Obergeschoss der Target-Station installiert, weshalb eine Aufwärmung des Wasserstoffes bis zum Erreichen des kalten Moderators zu berücksichtigen ist. Abbildung 4.14 zeigt den Rohrleitungsverlauf zwischen dem Moderator und dem Kryostaten. Hierbei wird der Hauptkreislauf (DN 50) mit $\dot{m}_{ges} = 1000\text{ g/s}$ und die Stichleitungen zum BF1-Moderator (DN25) mit den $\dot{m}_{MRL} = 400\text{ g/s}$ versorgt (s. Gl. (4.9)). Der übrige Massenstrom kann für weitere Moderatoren genutzt werden. Im Folgenden wird die Wärmebilanz zwischen dem Wärmeübertrager Vorlauf und dem Eintritt in den Moderator aufgestellt, um dadurch die Eintrittstemperatur des Moderators zu bestimmen.

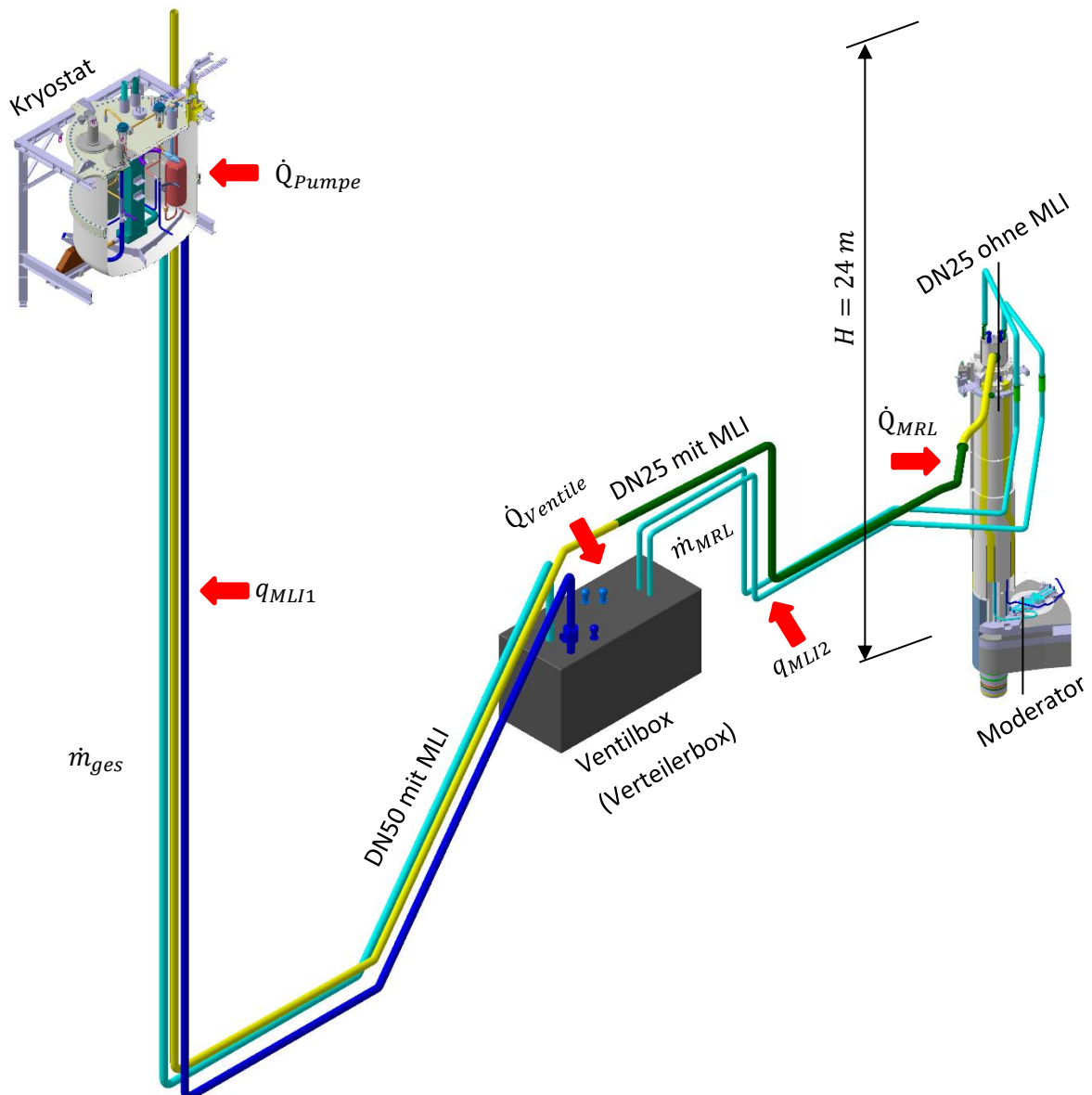


Abbildung 4.14: Isometrische CAD Ansicht des ESS Wasserstoffkreislaufs inklusive des kalten Moderators

Der Großteil der Rohrleitungen ist mit einem Isoliervakuum und einer MLI-Isolierung (Multi Layer Insulation) versehen, dennoch sind Verluste durch Abstandshalter, Isolierfehler und der Isolierung

selbst von ca. $q_{MLI} = 1,3 \text{ W/m}$ bei einer MLI-isolierten Rohrleitungslänge von $L_{MLI1} = 37 \text{ m}$ und $L_{MLI2} = 14 \text{ m}$, zu berücksichtigen.

Im Bereich der kalten Moderatoren ist die MLI-Isolierung nicht zugelassen (s. Abbildung 4.14, rechts), da sie Kunststoffbestandteile aufweist, die unter Bestrahlung ihre Duktilität verlieren. Insofern muss in diesem Bereich mit erhöhten Verlusten $\dot{Q}_{MRL}$ gerechnet werden. Dabei ist die kalte Mantelfläche $A_1 = 1,058 \text{ m}^2$ (DN25) und die warme Mantelfläche $A_2 = 1,313 \text{ m}^2$ (DN40) mit $L_1 = L_2 = 10 \text{ m}$, die Temperatur der LH_2 -Leitungen $T_1 = 18,5 \text{ K}$ und die Temperatur der warmen Vakuum-Leitungen $T_2 = 293 \text{ K}$. Der jeweilige Emissionsgrad $\varepsilon_1 = 0,039$ (Aluminium walzblank), $\varepsilon_2 = 0,45$ (Edelstahl walzblank), die Boltzmann-Konstante $\sigma = 5,6697 \cdot 10^{-8} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K}^4)$ und die Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{th} = 21 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$ [38].

$$\dot{Q}_{MRL} = \frac{\sigma \cdot A_1 \cdot (T_2^4 - T_1^4)}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} + \lambda_{th} \cdot A_{spacer} \frac{(T_2 - T_1)}{L_{spacer}} = 74 \text{ W} \quad (4.13)$$

Der erste Term in der Gleichung (4.13) berücksichtigt die Wärmestrahlung von der kalten zur warmen, nicht isolierten Oberfläche der Rohre und der zweite Term die Wärmeleitung durch die notwendigen Abstandshalter zwischen der kalten und warmen Rohrleitung. Die Fläche A_{spacer} ist die Summe der Wärmeleitungsflächen der vier eingesetzten dreieckigen Abstandshalter. Die Länge L_{spacer} ist der Abstand zwischen warmer und kalter Rohrleitung.

Weitere Verluste stammen von Ventilen und ähnlichen Einrichtungen zwischen dem Wärmeübertrager und dem Moderator. Diese können gemäß den Datenblättern mit $\dot{Q}_{Ventile} = 8,22 \text{ W}$ berücksichtigt werden.

Den größten Beitrag zur Erwärmung liefern die Pumpen, der mit Gl. (4.14) abgeschätzt werden kann. Hierbei ist $\eta_{is} = 0,60$ der isentrope Pumpenwirkungsgrad, $\dot{m}_{ges}$ der Gesamtmassenstrom (s. Kapitel 4.4.1), $p_{P2} - p_{P1} = 11 \text{ bar} - 9,4 \text{ bar} = 1,6 \text{ bar}$ der Druckverlust über den Kreislauf und $\rho_m(T_{mP} = 17 \text{ K}, p_{mP} = 10,2 \text{ bar}) = 75,33 \text{ kg/m}^3$ die mittlere Dichte.

$$\dot{Q}_{Pump} = \frac{\dot{m}_{ges} \cdot (p_{P2} - p_{P1})}{\eta_{is} \cdot \rho_m(T_{mP}, p_{mP})} = 3540 \text{ W} \quad (4.14)$$

Damit kann nun die Temperaturerhöhung zwischen dem Wärmeübertrager HX1 und dem Eintritt des Moderators berechnet werden und bei der Strömungssimulation als Anfangstemperatur angesetzt werden. Die Wärmekapazität beträgt $c_{pm}(T_{mVL} = 17 \text{ K}, p_{mVL} = 10,7 \text{ bar}) = 7,903 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$.

$$T_{inMo} = T_{minKL} + \frac{\dot{Q}_{Pump} + q_{MLI} \cdot L_{MLI} + q_{MLI} \cdot L_{MLI2} + \dot{Q}_{Ventile}}{c_{pm}(T, p) \cdot \dot{m}_{ges}} + \frac{\dot{Q}_{MRL}}{c_{pm}(T, p) \cdot \dot{m}_{MRL}} \leq 17,5 \text{ K} \quad (4.15)$$

4.4.2 Mittlerer Austrittsdruck

Im Kryostat sind zwei baugleiche Pumpen in Serie geschaltet, die den Gesamtdruckverlust im Kreislauf ausgleichen. Der Druck hinter der zweiten Pumpe ist mit $p_{P2} = 11 \text{ bar}$ der höchste auftretende Druck im Kreislauf. Hinzu kommt der Höhenunterschied zwischen dem Kryostaten und dem Moderator, der $H = 24 \text{ m}$ beträgt und dadurch ein zusätzlicher hydrostatischer Druck $p_h = \rho_m(p, T) \cdot g \cdot H$ auf den Moderator wirkt. Demgegenüber steht der Druckverlust über die Rohrleitungen $\Delta p_{VL} = 0,6 \text{ bar}$ und der mittlere Druckverlust über den Moderator $\Delta p_{mM} \approx 0,2 \text{ bar}$ (vergl. Kapitel 4.7.2). Aus den genannten Größen ergibt sich nach Gl. (4.16) der mittlere Druck am Austritt des kalten Moderators.

$$p_{ausM} = p_{ausP2} + \rho_m(T, p) \cdot g \cdot H - \Delta p_M - \Delta p_{VL} = 10,4 \text{ bar} \quad (4.16)$$

4.4.3 Einströmgeschwindigkeit

Die mittlere Einströmgeschwindigkeit, bevor der Protonenstrahl eingeschaltet wird und das transiente Verhalten zu Fluktuationen der Strömungsgrößen führt, kann mit der Gleichung (4.17) bestimmt werden. Hierbei ist der innere Durchmesser der Stichleitungen $d_i = 27,2 \text{ mm}$ und die mittlere Dichte $\rho_m(T_{mVL} = 17 \text{ K}, p_{mVL} = 10,7 \text{ bar}) = 75,37 \text{ kg/m}^3$ sowie der Massenstrom $\dot{m}_{MRL}$ (s. Kapitel 4.4.1).

$$v_{RL} = \frac{\dot{m}_{MRL}}{\rho_m(T, p) \cdot \frac{\pi}{4} d_i^2} = 9,1 \text{ m/s} \quad (4.17)$$

In allen Details kann die Kreislaufauslegung [36], [37] und [39] entnommen werden. Nachdem die Ein- und Austrittsbedingungen bestimmt worden sind, muss noch die Grenzschicht beschrieben werden.

4.4.4 Oberflächenbeschaffenheit

Bei der Strömungssimulation kann zwischen einer reibungsbehafteten und einer reibungsfreien Wand unterschieden werden. Auch wenn die Oberflächen des ESS Moderators geschlichtet ($1,6 \mu\text{m} < Ra < 3,2 \mu\text{m}$) werden, kann die Rauigkeit das Strömungsverhalten und den Wärmeübergang beeinflussen. Im Folgenden wird deswegen der Einfluss der Oberflächenrauigkeit miteinbezogen. Hierzu muss der Einfluss der Rauigkeit im Gleichungssystem aktiviert und ein Rauigkeitswert, die so genannte Sandkorn-Rauheit ε , vorgegeben werden. Gemessen werden Rauigkeiten aber in Ra (gemittelter Wert der absoluten Messwerte) oder Rz (Mittelwert der Spannweite zwischen tiefstem und höchstem Wert). Um von Ra auf ε umzurechnen, kann der folgende Ansatz verwendet werden [40]:

$$\varepsilon = 5,863 \cdot Ra \quad (4.18)$$

Die notwendigen Messungen wurden von der Abteilung Prüftechnik am ZEA-1 durchgeführt. Hierzu wurde eine, dem ESS Moderator vergleichbare Geometrie, im Rahmen eines Fertigungsvorversuches gefräst und an vier repräsentativen Stellen die Rautiefenmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind

in der Tabelle 4.6 zusammengefasst. Es handelt sich hierbei um die Mittelwerte der abgetasteten Oberflächen 1-4, dem davon gebildeten Gesamtmittelwert und die berechnete Sandkorn-Rauheit.

Tabelle 4.6: Oberflächenrauigkeit der gefrästen Al6061-T6 Oberfläche des ESS Moderators

Art	Ra [mm]	Rz [mm]	Rmax [mm]	ϵ [mm]	$\pm$ [mm]
Messung 1	0,00093	0,00988	0,01359	0,00545	
Messung 2	0,00063	0,00415	0,00651	0,00369	
Messung 3	0,00228	0,00879	0,00942	0,01337	
Messung 4	0,00183	0,00774	0,00903	0,01073	
Mittelwert	0,00142	0,00764	0,00964	0,00831	0,00225

Die dazugehörigen Oberflächendiagramme können dem Anhang A-5 entnommen werden. Für die Simulation wird die Rauheit über die gesamte Oberfläche konstant angenommen.

4.4.5 Unsicherheiten bei den Randbedingungen

Bei der Simulation ist es wichtig, die Eintrittstemperatur und den Massenstrom genau zu kennen. Schon geringe Erhöhungen der Eintrittstemperatur oder Reduzierungen des Massenstromes können zu unzulässigen Erhöhungen der lokalen Temperaturen im Moderator führen. Darüber hinaus sind Abweichungen vom Wasserstoffdruck und Fehler bei der mittleren Wandrauigkeit zu berücksichtigen.

Eintrittstemperatur

Die Temperatur wird über Sensoren erfasst und an das Regelungssystem übertragen. Die Sensoren sind in Kupfermanschetten eingebettet, welche an der Außenfläche der Rohrleitungen angebracht sind. Somit sind Messfehler der Temperatursensoren ($\pm 0,1$ K), Regelungsfehler (ca. ± 1 %) und Anbindungsfehler (ca. ± 1 %) zu berücksichtigen. Die Helium Rückkühlanlage benötigt möglichst konstante Eintrittstemperaturen. Durch den gepulsten Wärmeeintrag ist dies wasserstoffseitig aber nie der Fall. Das Regelungskonzept sieht deshalb vor, dass zwischen den Pulsen zusätzlich Wärme über Heizelemente eingespeist wird. Die Regelung der Heizelemente wird durch die oben beschriebenen Temperatursensoren im Wasserstoffkreislauf bestimmt. Die maximale Abweichung zur Solltemperatur kann mit ca. $\pm 2,5$ % bzw. $0,4$ K angenommen werden. Um diesen Betrag muss die Austrittstemperatur vom Wärmeübertrager HX1 reduziert werden. Die korrigierte Austrittstemperatur beträgt deswegen $T_{HX1,aus} = 16,6$ K, damit die erforderliche Eintrittstemperatur in den Moderator von $T_{erf} \leq 17,5$ K gewährleistet werden kann.

Massenstrom

Der Massenstrom zu den Moderatoren wird durch das Aufteilen des Hauptstroms (1000 g/s) in der Ventilbox mit Hilfe der Stellventile bereitgestellt. Die Stellventile haben gemäß Herstellerangabe einen Regelungsfehler von bis zu $\pm 5\%$. Um demnach zu gewährleisten, dass mindestens der erforderliche Massenstrom von $\dot{m}_{erf} = 400 \text{ g/s}$ am kalten BF1-Moderator ankommt, müssen $\dot{m}_{BF1} = 420 \text{ g/s}$ voreingestellt werden.

Austrittsdruck

Der Druckverlust im Kreislauf wird durch die in Serie geschalteten Pumpen überwunden. Deren Drehzahl kann stufenlos geregelt werden und hängt im Wesentlichen vom Ein- und Austrittsdruck der Pumpen ab. Der Druck wird direkt vor und nach den Pumpen erfasst. Dazu sind vom Kreislauf abgehende Kapillarröhrchen installiert. Der Differenzdrucktransmitter ist außerhalb des Kryostaten im „warmen Bereich“ an den Enden der Kapillarröhrchen montiert und weist einen Messfehler von $\pm 0,15\%$ gemäß dem Datenblatt auf. Hinzu kommt der Regelungsfehler von ca. $\pm 1\%$. Obendrein sollen durch das Druckausgleichssystem die Fluktuationen aufgrund der gepulsten Strahlungswärme weitestgehend ausgeglichen werden. Reaktionsverzögerungen des Druckausgleichssystems führen allerdings zu einer Sollwertabweichung von bis zu $\pm 2-3\%$. In Summe sind Abweichungen vom Sollwert in Höhe von bis zu $\pm 4\%$ zu berücksichtigen. Der Druck kann aufgrund der Sicherheitseinrichtungen nicht um diesen Betrag angehoben werden. Da sich die Wärmekapazität von Wasserstoff mit sinkendem Druck verringert, muss für die Strömungssimulation der Druck mit dem Minimalwert $p_{aus.BF1} = 10 \text{ bar}$ angesetzt werden. Bei der mechanischen Simulation hingegen muss der höchste Druck zugrunde gelegt werden, da dadurch höhere Spannungen entstehen.

Oberflächenbeschaffenheit

In Bezug auf die Rauigkeit der Wand kann aus den Einzelmessungen die Standardabweichung bestimmt werden. Da im vorliegenden Fall eine raue Wand aufgrund des besseren Wärmeübergangs vorteilhaft wäre, muss hier der geringste Wert der Sandkorn-Rauheit mit $\epsilon_{m,min} = 8,31 - 2,25 = 6,06 \mu\text{m}$ zugrunde gelegt werden.

4.5 Zeitschrittsteuerung

Die optimale Zeitschrittsteuerung hängt hauptsächlich von dem Wärmepulsverlauf ab. In diesem Fall erfolgen Laständerungen in kurzen Zeitabständen, die nur dann miteinbezogen werden können, wenn die Zeitschritte so gewählt wurden, dass die Laständerungen zeitlich fein aufgelöst werden. Bei zu großen Zeitschritten können Laständerungen zu ungenau erfasst werden und im Extremfall ganze Pulse unberücksichtigt bleiben. Dem gegenüber steht der Rechenaufwand. Es ist nicht zielführend die Zeitschritte so klein zu wählen, dass die Rechenzeit ein akzeptables Limit überschreitet. Abhilfe kann eine periodische Verkleinerung und Vergrößerung der Zeitschritte in Abhängigkeit der Wärmepulse schaffen. Diese wird im Folgenden näher erläutert.

Als erstes müssen Approximationsfunktionen erstellt werden mit denen der Pulsverlauf bzw. die definierten zeitabhängigen Gewichtungsfaktoren (vergl. Abbildung 4.11) beschrieben werden können. Da der Pulsverlauf im H_2 und Al nicht mit einer einzelnen Funktion beschrieben werden kann, müssen jeweils zwei Bereiche $G_{1,2}(t)$ bzw. $G_{3,4}(t)$ betrachtet werden (s. Abbildung 4.15 und Abbildung 4.16).

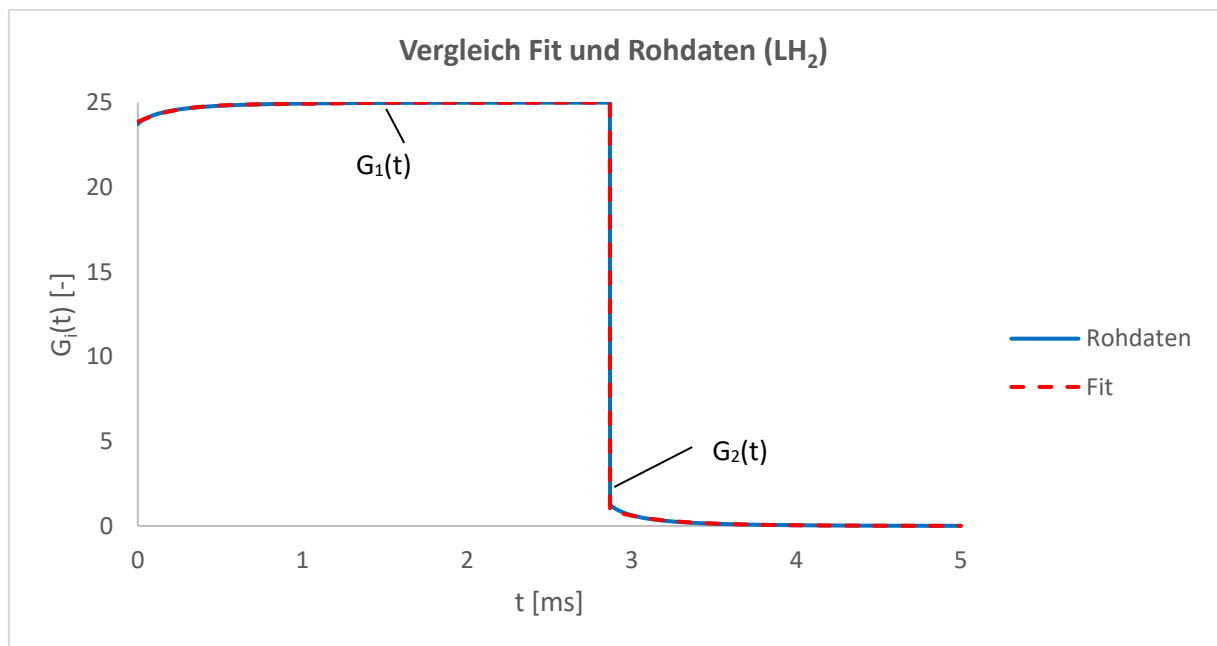


Abbildung 4.15: Approximationsfunktionen der Gewichtungsfunktion für den Pulsverlauf im Wasserstoff

Um den Verlauf ausreichend genau zu beschreiben wird im ersten Bereich ein Polynomansatz $G_1(t)$ und im zweiten Bereich ein Potenzansatz $G_2(t)$ verwendet. In der Abbildung 4.15 sind die beiden Funktionen für den Wasserstoff, s. Gl. (4.19), rot und für die Rohdaten blau dargestellt. Leichte Abweichungen sind nur bei $G_2(t)$ im Übergang vom vertikalen zum horizontalen Bereich zu verzeichnen, welche aber vernachlässigt werden können.

$$G_{i,H2}(t) = \begin{cases} -0,60 \left(\frac{t}{s}\right)^6 + 5,92 \left(\frac{t}{s}\right)^5 - 23,26 \left(\frac{t}{s}\right)^4 + 46,48 \left(\frac{t}{s}\right)^3 - 50,47 \left(\frac{t}{s}\right)^2 + 29,71 \left(\frac{t}{s}\right) + 16,54 \\ 43107 \left(\frac{t}{s}\right)^{-8,256} \quad \text{für } t > 2,86 \text{ ms} \end{cases} \quad (4.19)$$

Analog zu der Beschreibung des Verlaufs beim Wasserstoff sind für das Aluminium ebenfalls für den ersten Bereich ein Polynomansatz $G_3(t)$ und für den zweiten Bereich ein Potenzansatz $G_4(t)$ gewählt worden (s. Abbildung 4.16, rot). Die Rohdaten sind wieder blau dargestellt.

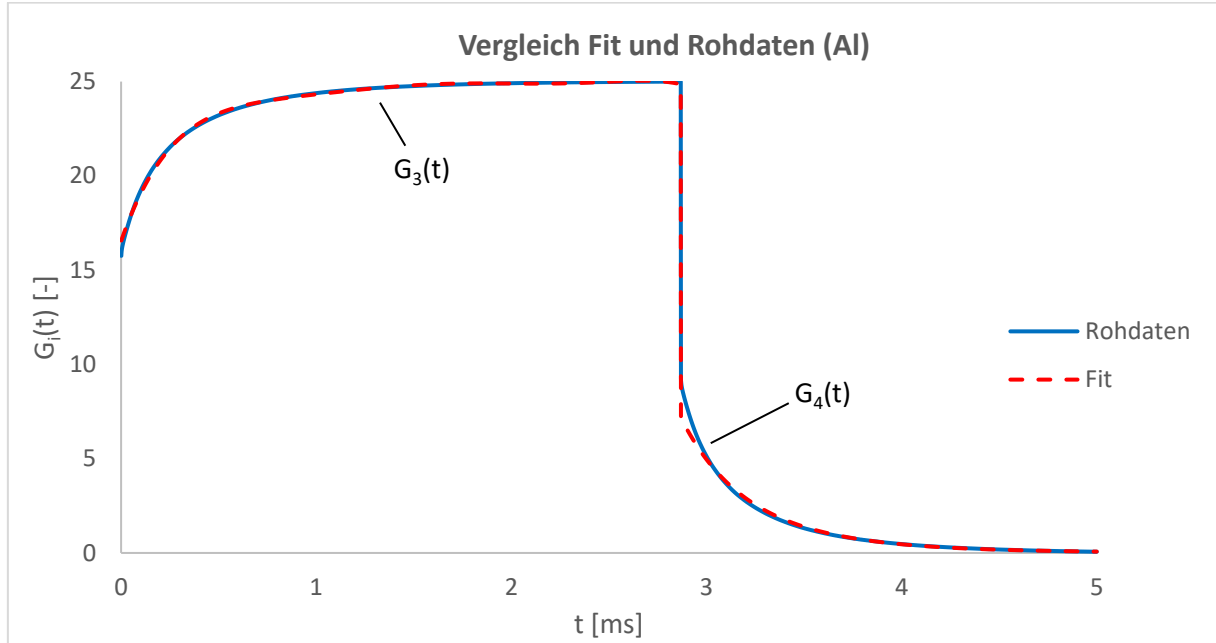


Abbildung 4.16: Approximationsfunktionen der Gewichtungsfunktion für den Pulsverlauf im Aluminium

Die dazugehörigen Funktionen für die zwei Bereiche lauten:

$$G_{iAl}(t) = \begin{cases} -0,10 \left(\frac{t}{s}\right)^6 + 1,00 \left(\frac{t}{s}\right)^5 - 3,89 \left(\frac{t}{s}\right)^4 + 7,66 \left(\frac{t}{s}\right)^3 - 8,07 \left(\frac{t}{s}\right)^2 + 4,48 \left(\frac{t}{s}\right) + 23,87 \\ 22653 \left(\frac{t}{s}\right)^{-9,58} \quad \text{für } t > 2,86 \text{ ms} \end{cases} \quad (4.20)$$

Nachdem die Lastverläufe für einen Puls im H_2 und Al funktionell beschrieben wurden, muss eine passende Zeitschrittsteuerung gefunden werden, die ausreichend Berechnungspunkte liefert, um den Lastanstieg und den Lastabfall beider Pulsverläufe gleichzeitig beschreiben zu können. Darüber hinaus soll für eine stabile Simulation die Zeitschrittänderung nur allmählich größer und kleiner werden. In Abbildung 4.17 sind die gewählten Zeitschritte grafisch dargestellt. Hierbei sind 100 Zeitschritte für jeden Durchlauf von Pulsende bis zum nächsten Pulsende, also $t_{cycle} = 71,43 \text{ ms}$, gewählt worden. Die Pulslänge beträgt $t_{pulse} = 2,86 \text{ ms}$. Die Wachstumsrate wurde mit 1,3 bzw. $1,3^{-1}$ festgelegt. Zusätzlich muss nach jedem Durchlauf die Zeit wieder auf „0“ gestellt werden, damit die Funktionen eingesetzt werden können, hierzu ist die relative Zeit t_{rel} eingeführt worden.

$$\Delta t_i = \begin{cases} 1,3 \cdot \Delta t_{i-1} & \text{für } 0 < t_{rel} \leq \frac{1}{2} \cdot (t_{cycle} - t_{pulse}) \\ 1,3^{-1} \cdot \Delta t_{i-1} & \text{für } \frac{1}{2} \cdot (t_{cycle} - t_{pulse}) < t_{rel} \leq (t_{cycle} - t_{pulse}) \\ 1,3 \cdot \Delta t_{i-1} & \text{für } (t_{cycle} - t_{pulse}) < t_{rel} \leq \left(t_{cycle} - \frac{1}{2} \cdot t_{pulse}\right) \\ 1,3^{-1} \cdot \Delta t_{i-1} & \text{für } \left(t_{cycle} - \frac{1}{2} \cdot t_{pulse}\right) < t_{rel} \leq t_{cycle} \end{cases} \quad (4.21)$$

Der längste Zeitschritt liegt in der Mitte der Pulspause mit ca. 8 ms Länge vor und fällt allmählich auf das Minimum von ca. 0,01 ms zu Beginn des Pulses ab. Gefolgt von einem erneuten Anstieg bis zur Mitte des Pulses von maximal 0,25 ms und dem erneuten Abfall auf das Minimum zum Ende des Pulses und so weiter. In den ersten 5 ms werden 48 Zeitschritte ausgeführt, in den übrigen 66 ms 52 Schritte.

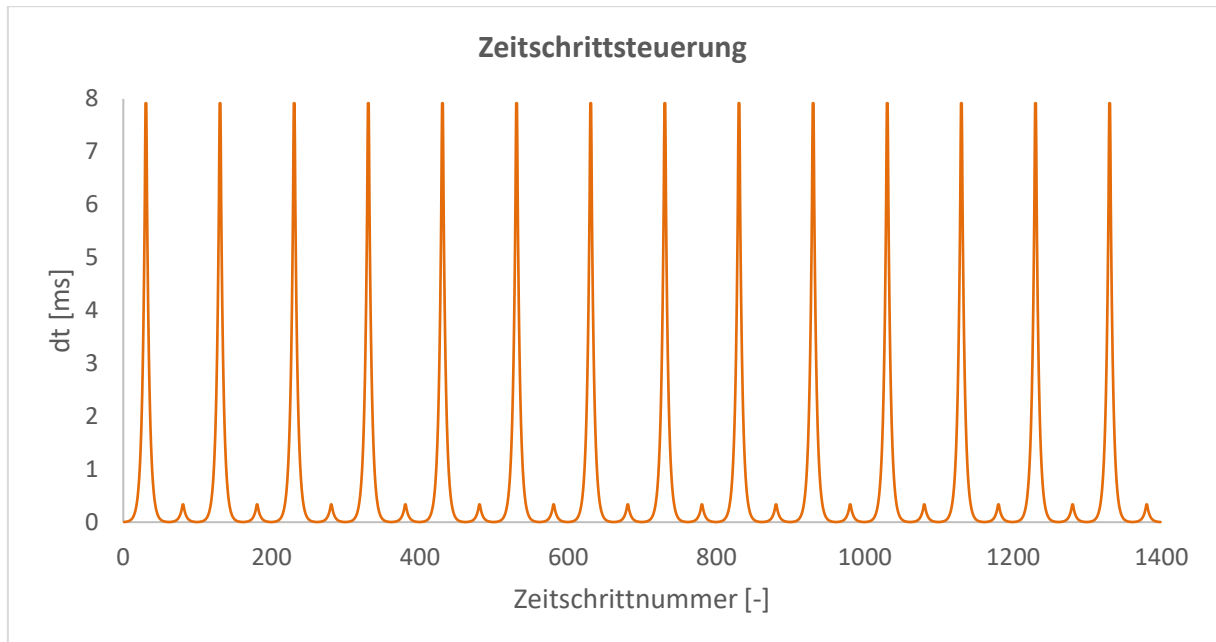


Abbildung 4.17: Zeitschrittlänge und Anzahl in 14 Pulsen

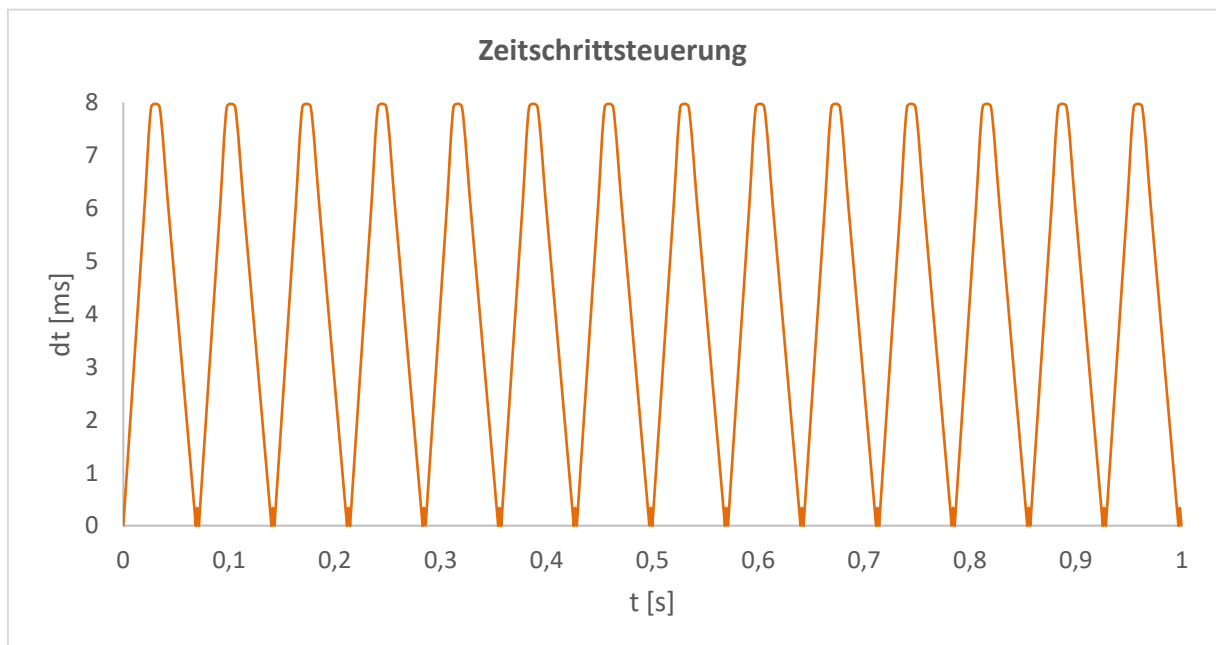


Abbildung 4.18: Zeitschrittlänge und Simulationszeit in 14 Pulsen

Die Überlagerung der Funktionen $G(t)_{1,2,3,4}$ (graue und blaue Linie in der Abbildung 4.19) mit der Zeitschrittsteuerung (rote Punkte) zeigt, an welchen Stellen Berechnungen durchgeführt werden. Eine Verdichtung der Berechnungspunkte liegt demnach nur vor, wenn Laständerungen stattfinden.

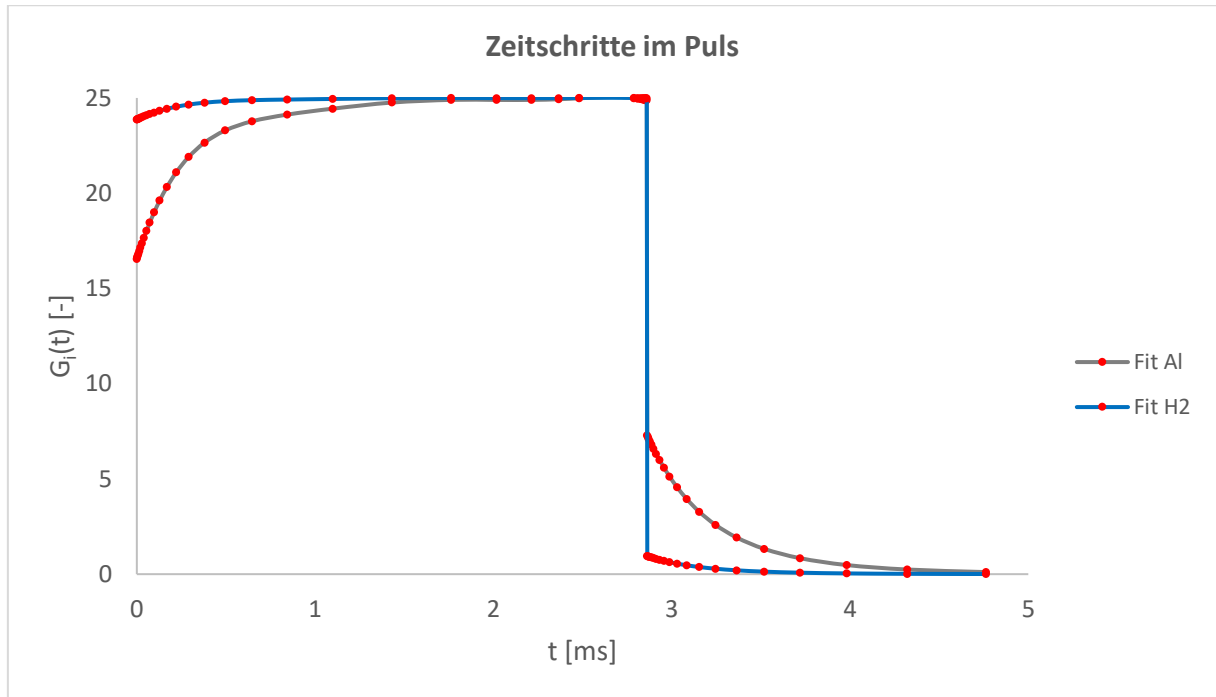


Abbildung 4.19: Zeitschritte (rot) überlagert mit den Approximationsfunktionen $G_{1,2,3,4}(t)$ zur Beschreibung des Pulsverlaufes im Aluminium (grau) und Wasserstoff (blau) des kalten Moderators

Die Wahl der optimalen Zeitschrittlänge kann nicht allgemeingültig vorhergesagt werden, sondern ist von Problem zu Problem unterschiedlich. Die Zeitschritte wurden so gewählt, dass der Lastverlauf gut wiedergegeben wird und eine Verdichtung an den Lastwechsellpunkten vorliegt.

Ein weiterer Ansatz für die erste Abschätzung der notwendigen Zeitschrittlänge ist die Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL). Sie gibt die Elementanzahl an, die pro Zeitschritt von der Strömungsgröße passiert wird und sollte bei der Wahl eines expliziten Diskretisierungsverfahren stets <1 sein [24]. Bei den hier gewählten impliziten Verfahren kann sie unter Umständen auch höher ausfallen. Mit der Zeitschrittlänge $\Delta t(u_{max}) = 8 \dots 0,01 \text{ ms}$, der Elementdimension im Bereich der Kernströmung von $\Delta x = 1 \text{ mm}$, der Geschwindigkeit in der Pulspause und im Puls $u_{max} \approx 3 \dots 17 \text{ m/s}$ kann die CFL-Zahl bestimmt werden.

$$CFL = \frac{u_{max} \cdot \Delta t(u_{max})}{\Delta x} \quad (4.22)$$

Es ergibt sich eine CFL-Zahl von $CFL = 24 \dots 0,16$ zwischen Pulspause und Puls. Die CFL-Zahl ist demnach für die Lastwechsel im Puls <1 , nicht jedoch für die lastfreie Pulspause.

Die oben aufgeführten Überlegungen dienen lediglich als grobe Orientierungshilfe bei der Wahl der ersten Zeitschritte, sie erübrigen keinesfalls eine kritische Prüfung und ggf. eine Anpassung der Zeitschrittsteuerung. Weitere Details hierzu werden bei der Abschätzung des Diskretisierungsfehlers in Kapitel 4.7.3 behandelt.

4.6 Rechennetz

Die Qualität des gewählten Rechennetzes bestimmt im Wesentlichen das Konvergenzverhalten der Simulation, da nur an deren Knotenpunkten Berechnungen durchgeführt werden. Liegen diese zu weit auseinander, kann das Ergebnis stark von der exakten numerischen Lösung abweichen. Demgegenüber steht die Simulationszeit, welche von der gewählten Auflösung des Netzes abhängt. Das optimale Berechnungsnetz besteht deshalb aus so wenigen Elementen wie nötig, damit dem Anspruch einer ressourcenoptimierten Simulation Rechnung getragen wird.

Der Strahlungswärmeeintrag in den Aluminiumbehälter ist dreimal größer als der in den Wasserstoff. Eine Wärmeabfuhr nach außen ist aufgrund des Vakuums nicht möglich, wodurch die wandnahen Wasserstoffmoleküle zusätzlich Energie aufnehmen müssen. Deswegen werden diese im Vergleich zur Kernströmung stärker erwärmt, wodurch lokale Geschwindigkeits- und Druckänderungen auftreten. Die Gradienten der Strömungsgrößen in der Grenzschicht werden durch die Pulsstruktur des Wärmeeintrags noch verstärkt. Im Strömungskern hingegen fallen diese sehr viel kleiner aus. Deshalb ist es sinnvoll, die Strömungsgrenzschicht feiner aufzulösen als die Kernströmung. Im Allgemeinen soll die Grenzschicht mit mindestens 10-15 Elementen senkrecht zur Wand aufgelöst werden [24]. Zum anderen soll ein Dickenverhältnis von benachbarten Elementen von 1,2 nicht überschritten werden [24]. In diesem Kapitel werden die Netzparameter ermittelt, mit denen das Strömungsproblem hinreichend erfasst werden kann. Überlegungen zur Grenzschichtauflösung stehen im Vordergrund. Zur Prüfung der Qualität wird ferner der dimensionslose Wandabstand eingeführt.

4.6.1 Wandbehandlung

Der dimensionslose Wandabstand y^+ , ein Maßstab für die Güte der Auflösung der Grenzschicht, setzt sich aus der Wandschubspannung τ_w , der lokalen Dichte des Fluids ρ , dem Wandabstand y (Höhe der ersten Schicht) und der lokalen kinematischen Viskosität ν zusammen. Prinzipiell soll $y^+ \leq 1$ sein, damit eine ausreichende Auflösung der Grenzschicht gewährleistet werden kann. Für $y^+ > 1$ sind die Wandbehandlungen der jeweiligen Turbulenzmodelle zu beachten [41].

$$y^+ = \frac{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \cdot y}{\nu} = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu} \quad (4.23)$$

Wird ein Zielwert von $y^+ = 1$ zugrunde gelegt, kann nach [41] die notwendige Elementdicke normal zur Wand mit Gleichung (4.26) abgeschätzt werden. Hierfür wird zunächst die Geschwindigkeit im Strömungskern benötigt. Zur Abschätzung wird ein Massestrom von $\dot{m} = 400 \text{ g/s}$, ein rechteckiger Kanal mit einer Fläche von $A = 900 \text{ mm}^2$ sowie eine Dichte von $\rho = 74,393 \text{ kg/m}^3$ angesetzt.

$$u_\infty = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} = 5,97 \text{ m/s} \quad (4.24)$$

Wodurch die Reynoldszahl mit der charakteristischen Länge $L = d_h = 30 \text{ mm}$ und der dynamischen Viskosität $\eta(T = 18 \text{ K}, p = 19 \text{ bar}) = 1,7426 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ bestimmt werden kann.

$$Re_L = \frac{u_\infty \cdot L \cdot \rho}{\eta} = 7,65 \cdot 10^5 \rightarrow \text{turbulent} \quad (4.25)$$

Damit wird schlussendlich die erforderliche Höhe der ersten Schicht nach [41] abgeschätzt.

$$H_1(y^+ = 1) \approx L \cdot \sqrt{74} \cdot Re_L^{-\frac{13}{14}} = 0,89 \text{ } \mu\text{m} \quad (4.26)$$

Zur Erzeugung des Rechnernetzes ist, neben der Höhe der ersten Schicht, die Gesamthöhe der Grenzschicht notwendig. Zur Abschätzung wird die turbulente Grenzschichtdicke zugrunde gelegt [22].

$$\delta_{turb} = 0,14 \cdot L \cdot Re_L^{-\frac{1}{7}} = 0,61 \text{ mm} \quad (4.27)$$

Die turbulente Grenzschicht, die dicker als die laminare Grenzschicht ist, kann in drei Bereiche aufgeteilt werden [22]. In der ersten Schicht, der viskosen Unterschicht, kann die Strömung als laminar angesehen werden. Der Wärmetransport wird durch die Viskosität bestimmt. Wohingegen im Übergangsbereich die Turbulenz zunehmend an Bedeutung gewinnt, bis sie im letzten Bereich dominiert. Abbildung 4.20 zeigt das abgeschätzte Geschwindigkeitsprofil in der Grenzschicht.

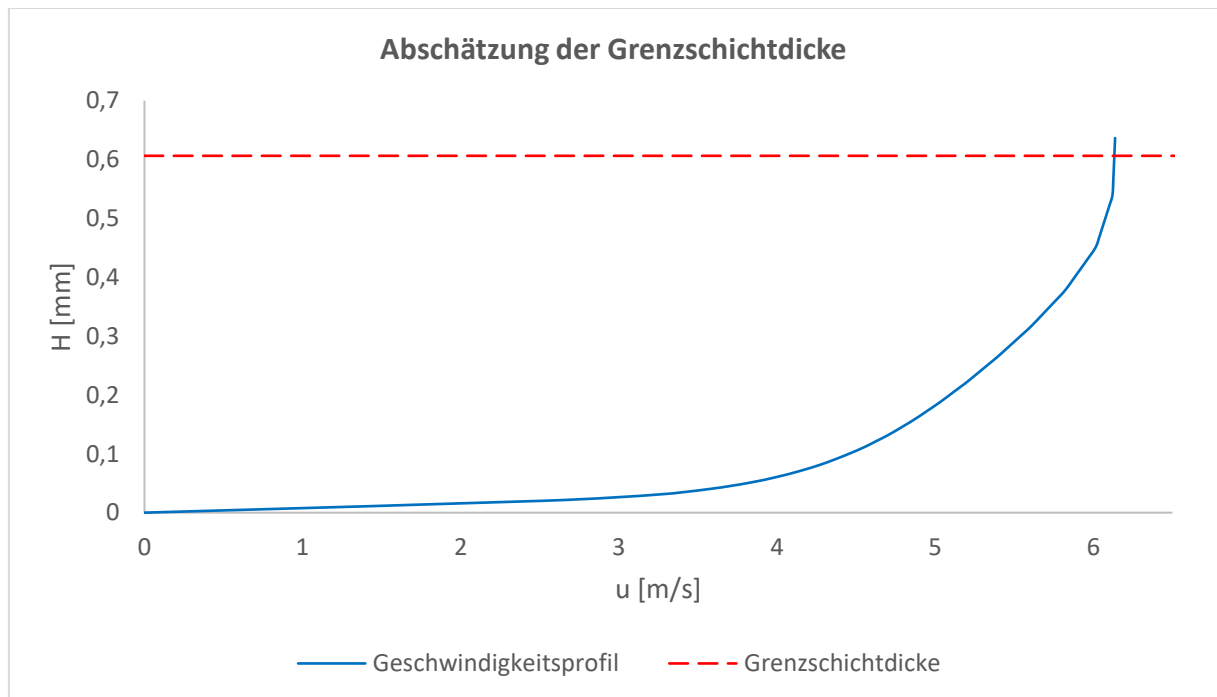


Abbildung 4.20: Grenzschichtprofil (blau) im Einstromkanal und Grenzschichtdicke (rot)

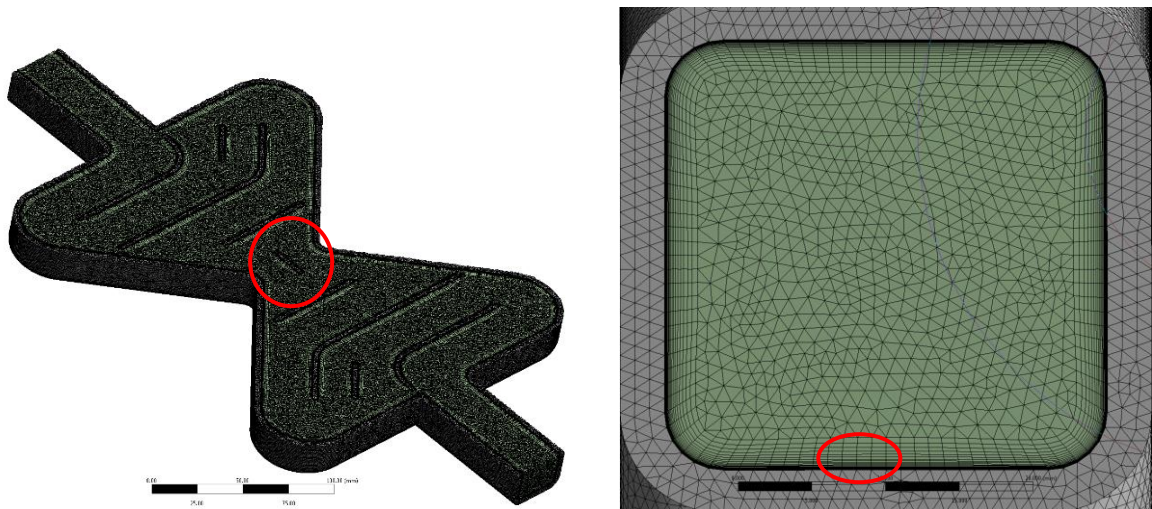
Unberücksichtigt blieb bislang der noch unbekannte Einfluss des Wärmepulses und der geometrischen Abweichungen zu einem angenommenen Rechteckkanal, wie Bypass-Öffnungen und Umlenkungen im Moderator. Diese werden zu höheren lokalen Geschwindigkeiten führen, wodurch die erforderliche Höhe der ersten Schicht geringer sein müsste als zuvor abgeschätzt. Insofern sind die Überlegungen als erste Anhaltswerte anzusehen, die noch durch Netzverfeinerungen zu überprüfen sind.

4.6.2 Parameter des gewählten Rechennetzes

Auf der Basis der Abschätzungen zur Strömungsgrenzschicht kann das erste Rechennetz festgelegt werden. Zur feineren Auflösung der Grenzschicht bietet sich die Vernetzungsmethode „Inflation-Layer“ an [42]. Hierbei können unter anderem die Dicke der ersten Schicht, die Anzahl der Schichten und die Wachstumsrate vorgegeben werden. Bei dem ersten Rechennetz sind $n = 35$ Inflation Layer für die Grenzschicht gewählt worden. Wobei die erste Schicht eine Dicke von $H_1 = 0,8 \mu\text{m}$ aufweist. Die folgenden Schichten wachsen mit einer Wachstumsrate von $g_r = 1,2$ bis zur Kernströmung auf bis zu 0,4 mm an und haben insgesamt eine Höhe von ca. 2,4 mm, s. Gleichung (4.21).

$$H_{tot} = H_1 \frac{1 - g_r^n}{1 - g_r} \quad (4.28)$$

Damit ist gewährleistet, dass die Grenzschicht auch bei transienter Last mit mindestens 15 Elementen aufgelöst wird und das erste Element dünn genug ist um das Kriterium $y^+ \leq 1$ einzuhalten. Das Kernnetz besteht aus Tetraeder-Elementen mit einer Größe von 1 mm. Daher ist das Dickenverhältnis von der letzten Inflation Schicht zum Kernnetz ca. 2,5. Die Empfehlung, ein Dickenverhältnis von $\leq 1,2$ einzuhalten, ist deswegen für die Inflation Layer, nicht jedoch für den Übergang von der letzten Inflation Schicht zum Kernnetz eingehalten worden. Hintergrund sind die Bypass-Öffnungen im Strömungsmodell, die nur 5 mm breit sind und die Gesamthöhe der Inflation-Layer begrenzen, während der Hauptkanal 30 mm breit ist (s. Kapitel 4.1). Damit es in den Bypass-Öffnungen nicht zu stark deformierten Elementen kommt bzw. zu Problemen bei der Vernetzung, wurde darauf geachtet, dass die Gesamthöhe $\leq 2,5$ mm beträgt (s. Abbildung 4.22). Um bei dieser maximalen Gesamthöhe die Empfehlung für das Dickenverhältnis einzuhalten, müsste die Dicke der ersten Schicht größer als empfohlen sein. Zudem wurde bei dieser Überlegung die Geschwindigkeitserhöhung durch die Wärmepulse vernachlässigt. Da die Vorgänge in der Grenzschicht, im Vergleich zu denen in der Kernströmung, von größerer Bedeutung für das vorliegende Strömungsproblem sind, wird das ungünstige Dickenverhältnis beim Übergang zur Kernströmung akzeptiert. Insgesamt wurden ca. 20,4 Millionen Elemente verwendet um das Modell entsprechend Abbildung 4.21 zu vernetzen.



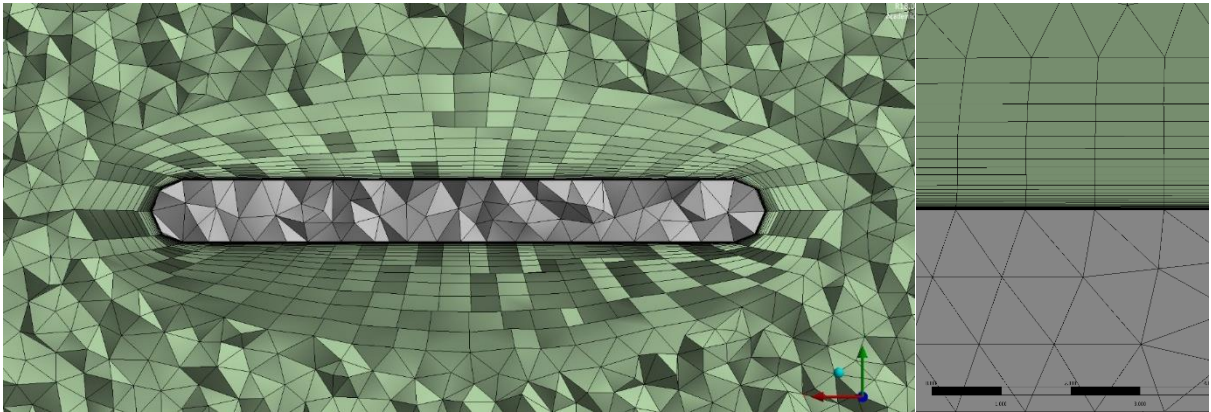


Abbildung 4.21: Rechenetz mit fein aufgelöster Grenzschicht, oben rechts: Ein- und Ausströmkanal; oben links: Isometrische Schnittdarstellung; unten: Detailansicht eines Leitbleches mit Inflation Layer

Auch wenn die oben genannten Empfehlungen zur Vernetzung weitestgehend eingehalten wurden, muss zusätzlich durch eine Netzstudie geprüft werden, ob die Vernetzung der Grenzschicht das Strömungsproblem, insbesondere bei transienten Bedingungen, ausreichend auflöst (vergl. Kapitel 4.7.1). Die Beschränkung auf die Grenzschichtauflösung ermöglicht hierbei eine gute Vergleichbarkeit der jeweiligen Berechnungsnetze. Das Kernnetz, die globale Elementgröße, die Wachstumsrate und die Gesamthöhe der Inflation-Layer bleiben für alle Testnetze identisch. Nur die Höhe der ersten Schicht und die Anzahl der Inflation-Layer Schichten werden angepasst (s. Abbildung 4.22).

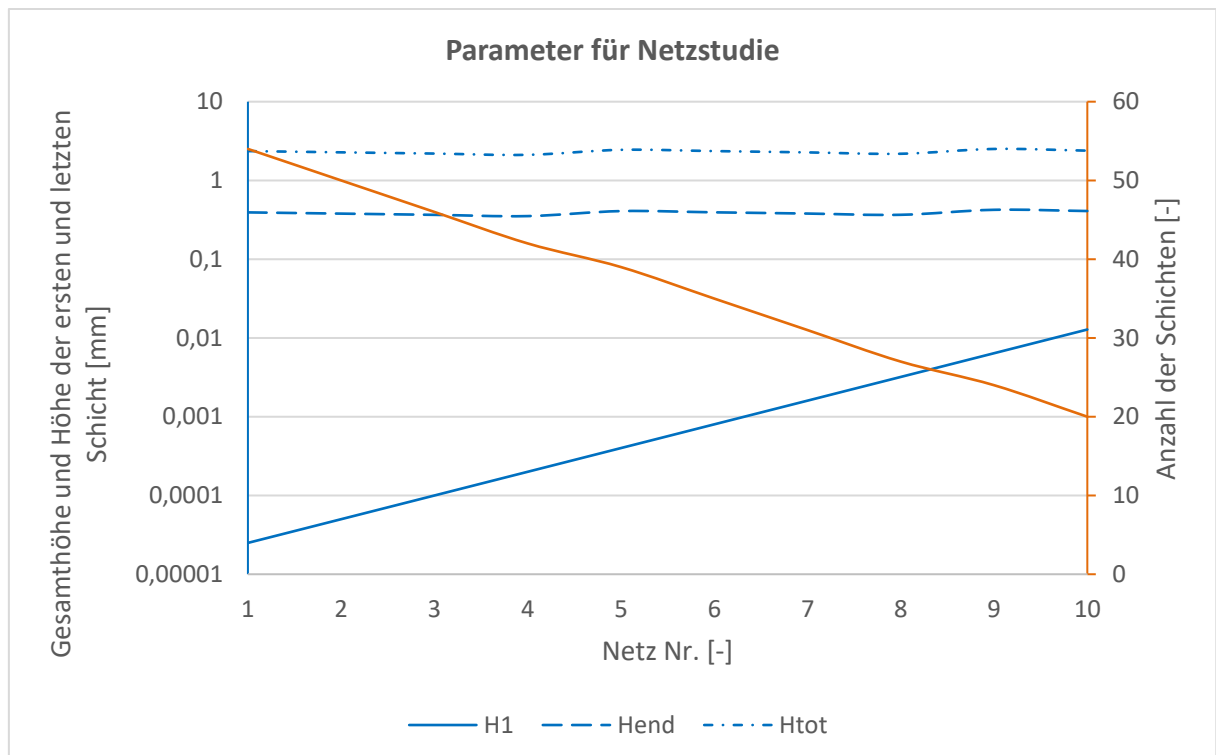


Abbildung 4.22: Parameter für die Netzstudie; blau: Inflation Layer Gesamthöhe, Höhe der Schichten und Höhe der letzten Schicht; orange: Anzahl der Schichten

Der Vergleich der Testnetze hat das Ziel, den erforderlichen dimensionslosen Wandabstand zu ermitteln, ab dem die Änderungen der wichtigen Strömungsgrößen durch weitere Verfeinerung vernachlässigt werden können und der räumliche Diskretisierungsfehler demnach sehr klein wird.

4.7 Simulationsergebnisse

Das folgende Kapitel fasst die Ergebnisse der strömungsmechanischen Simulation des BF1-Moderators auf Basis der zuvor beschriebenen Randbedingungen zusammen. Abschließend werden die auftretenden Unsicherheiten der Simulationsergebnisse bewertet. Zuvor sind das Turbulenzmodell und das finale Berechnungsnetz zu wählen. Da hierzu Berechnungsergebnisse erforderlich sind, werden diese Punkte zu Beginn dieses Kapitels behandelt.

4.7.1 Vergleich der Turbulenzmodelle und Berechnungsnetze

Bevor alle Lastbedingungen berücksichtigt werden, sollen in diesem und im nächsten Unterkapitel die stationären Simulationsergebnisse, bei denen die Strahlungswärme zeitlich gemittelt wurde, diskutiert werden. Insbesondere zur Prüfung der Randbedingungen, zur Optimierung der Strömungsführung, zur Vorauswahl eines geeigneten Turbulenzmodells, zur Bewertung der Netzqualität, zur Ermittlung der mittleren Strömungsgrößen und als Startbedingung für die zeitabhängige Simulation sind solche vereinfachten Simulationen zu Beginn der Entwicklungsphase empfehlenswert.

Die Startparameter für die Erzeugung des Berechnungsnetzes wurden in Kapitel 4.6.2 abgeschätzt. Geometrische Besonderheiten und Wärmelasten wurden vernachlässigt. Daher sollen mit dem realen Modell, beginnend mit den abgeschätzten Netzparametern (s. Tabelle 4.7, N6), einige stationäre Simulationen durchgeführt werden. Die Höhe der ersten Schicht wird hierbei solange verdoppelt bzw. halbiert, bis zehn Testnetze zur Verfügung stehen. Die relative Abweichung der bedeutenden Strömungsgrößen wird anschließend bewertet. Zum einen wird dadurch ermittelt, ab welcher Dicke der ersten Schicht ein $y_{MAX}^+ \leq 1$ vorliegt und zum anderen kann geprüft werden, ob diese Anforderung überhaupt erforderlich ist oder ob ein höherer y_{MAX}^+ Wert zugelassen werden kann. In der Tabelle 4.7 sind die Dicke der ersten Schicht und der maximale und mittlere dimensionslose Wandabstand der zehn Netze (N1 bis N10) aufgeführt. Es zeigt sich, dass die Vorauswahl (N6) nicht ausreicht, um $y_{MAX}^+ \leq 1$ einzuhalten, vielmehr ist eine vierfach dünnere erste Schicht erforderlich.

Tabelle 4.7: Berechnungsnetze 1-10 und dazugehöriger dimensionsloser Wandabstand y^+

Netz Nr.:	H_1 [μm]	y_{MAX}^+ [-]	y_{AVE}^+	1)	2)
N1	0,025	0,1446	0,0413	Auswahl Turbulenzmodell	Netzstudie mit gewähltem Turbulenzmodell
N2	0,050	0,2517	0,0649		
N3	0,100	0,4955	0,1424		
N4	0,200	1,0028	0,2941		
N5	0,400	1,9513	0,5855		
N6 (Vorauswahl)	0,800	3,6847	1,1953		
N7	1,600	6,3876	2,3244		
N8	3,200	12,2847	4,3005		
N9	6,400	23,1663	8,6276		
N10	12,800	47,0825	17,7217		

Überdies ist zu beachten, dass die bisherige Betrachtung auf stationären Bedingungen beruht. Das optimale Berechnungsnetz für die instationären Simulationen kann durchaus höhere Anforderungen stellen. Die gepulste Strahlungswärme wird zusätzliche Geschwindigkeitsschwankungen hervorrufen, die die Grenzschichtparameter beeinflussen, und somit die erforderliche Grenzschichtauflösung.

Die richtige Wahl des Turbulenzmodells gestaltet sich ohne experimentelle Daten als schwierig. Die zur Verfügung stehenden Modelle können durch Vergleichssimulationen gegenübergestellt werden. Welches Modell oder ob überhaupt eines davon der Realität entspricht, kann daraus nicht abgeleitet werden. Zur Reduzierung des Simulationsaufwands kann eine Vorauswahl der infrage kommenden Turbulenzmodelle auf Basis der modellspezifischen Besonderheiten erfolgen. Für das vorliegende Strömungsproblem wurde diese Vorauswahl bereits in Kapitel 3.2.5 getroffen. Ergebnis war, dass das SST-Modell favorisiert wurde. Dieses ist ein 2.-Gleichungsmodell erster Ordnung, welches die Vorzüge des k- ϵ - und k- ω -Modells kombiniert. Zum Vergleich wurde das RSM-Modell und das vermeintlich ungeeignete k- ϵ -Modell miteinbezogen. Ersteres ist ein Modell zweiter Ordnung, welches den Reynolds Spannungstensor direkt berechnet und dadurch die Richtungsabhängigkeit der Turbulenz berücksichtigt. Zum Vergleich dieser Modelle wurden jeweils fünf, bzw. beim k- ϵ -Modell zwei Simulationen durchgeführt. Die größten Abweichungen zwischen den Turbulenzmodellen lagen bei den berechneten Grenzschichttemperaturen vor. Die Abweichungen aller anderen bedeutenden Strömungsgrößen lagen deutlich unter 1 %. Aus diesem Grund beschränkt sich die Abbildung 4.23 auf die Darstellung der dimensionslosen, netzabhängigen, maximalen Grenzschichttemperatur der betrachteten Turbulenzmodelle.

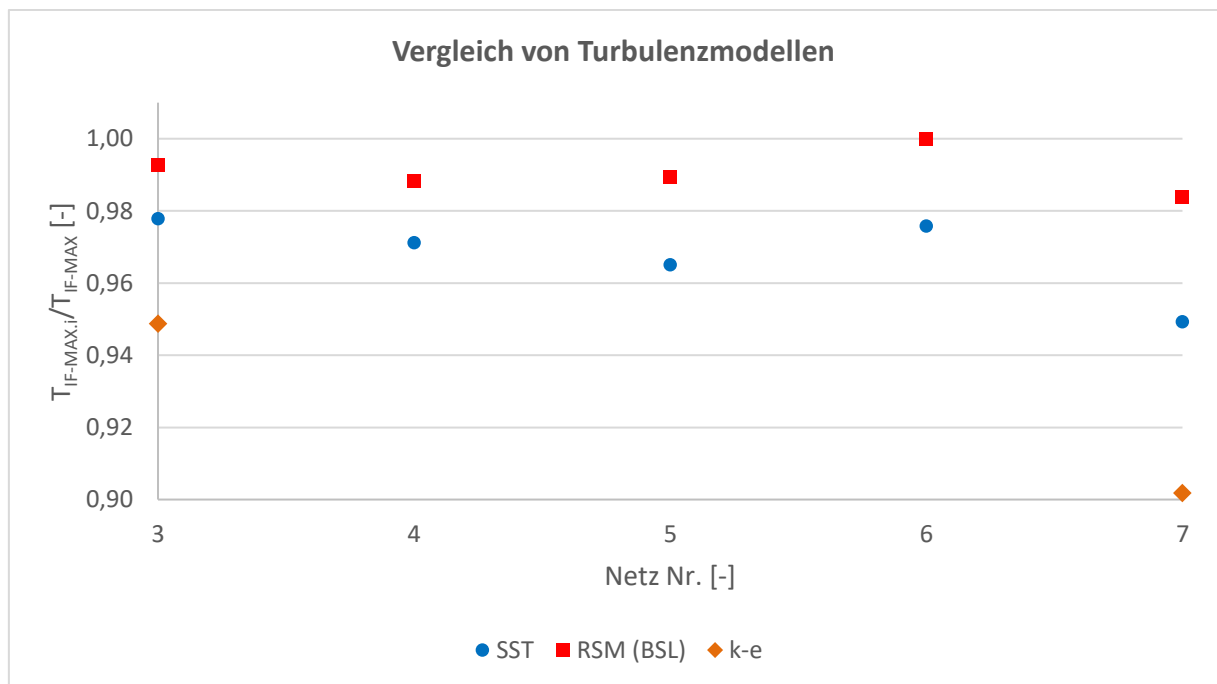


Abbildung 4.23: Vergleich der maximalen Grenzschichttemperatur für das SST, RSM und k-e-Turbulenzmodells in Abhängigkeit des Berechnungsnetzes

Die Grenzschichttemperatur wird durch das k- ϵ -Modell bis zu 8 % geringer berechnet als durch das RSM-Modell. Das RSM Modell liefert gegenüber dem SST-Modell im Mittel etwa 2,5 % höhere Werte. Darüber hinaus wächst die Abweichung zwischen dem SST- und RSM-Modell mit zunehmend größerem Netz. Die Abweichung von N3 und N4 liegt nur noch bei etwa 1,5 %, mit fallender Tendenz. Somit kann festgehalten werden, dass bei der Nutzung eines der feineren Netze (N1-N4) der Unterschied zwischen dem SST und RSM Modell, in Bezug auf die wichtigen Strömungsgrößen, sehr klein wird. Das k- ϵ -Modell dagegen unterschätzt die Grenzschichttemperatur deutlich. Überdies ist die Simulationszeit bei der Auswahl eines Turbulenzmodells miteinzubeziehen. Die Simulationszeit der stationären Simulationen betrug bis zu 72 h (Workstation mit 6 CPUs und 48 GB RAM). Für die instationären Simulationen muss mit einem Vielfachen des zeitlichen Aufwands gerechnet werden. Abbildung 4.24 zeigt die normierte Simulationszeit in Abhängigkeit der Grenzschichtauflösung und des Turbulenzmodells (N3 bis N7). Die Simulationszeit des SST und k- ϵ -Modelles liegt ca. 25 % unterhalb der Simulationszeit des RSM-Modells.

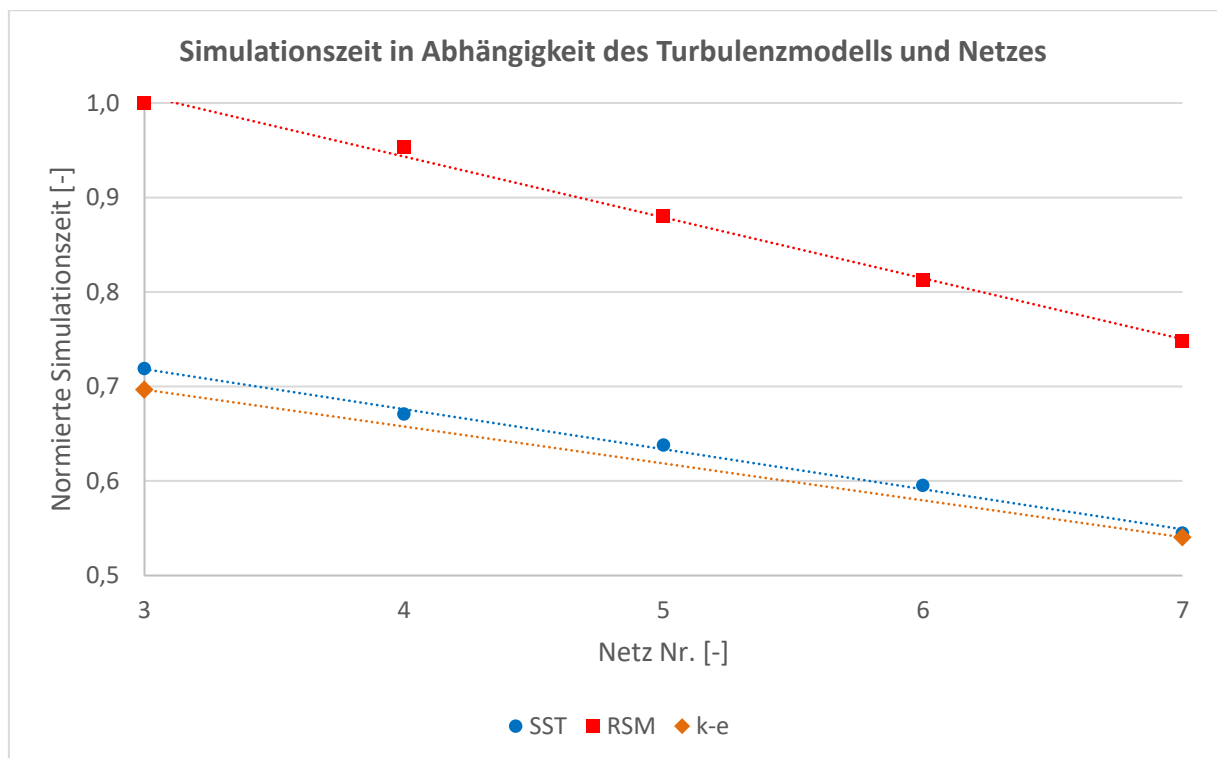


Abbildung 4.24: Simulationszeit in Abhängigkeit des Turbulenzmodells und des Berechnungsnetzes

Bis auf die Grenzschichttemperatur können die Abweichungen zwischen dem SST und RSM Modell in guter Näherung vernachlässigt werden. Bei der Wahl eines Netzes der Güte N4 oder feiner muss eine Abweichung der Grenzschichttemperatur von $\leq 1,5$ % berücksichtigt werden. Die 25 % geringere Simulationszeit und das bessere Konvergenzverhalten begründen, neben den akzeptablen Abweichungen zueinander, die Wahl des SST-Modelles für das vorliegende Strömungsproblem.

Die Abbildung 4.25 fasst die Ergebnisse der mit dem SST-Turbulenzmodell und den Netzen N1-N10 durchgeführten Netzstudie zusammen. Hierbei sind an der Primärachse (rot) die Strömungsgrößen:

maximale Grenzschichttemperatur (T-IF-MAX), mittlere Grenzschichttemperatur (T-IF-AVE), Ein- und Austrittstemperatur (T-H2-IN, T-H2-OUT) sowie die mittlere Wasserstofftemperatur (T-H2-AVE) über den dimensionslosen Wandabstand y^+ aufgetragen. An der Sekundärachse (blau) ist die Dicke der ersten Schicht über y^+ aufgetragen. Der Bereich der viskosen Unterschicht, in dem das $k-\omega$ -Modell zur Anwendung kommt, ist durch $y^+ \leq 2$ charakterisiert [41]. Gefolgt von dem Übergangsbereich $2 \leq y^+ \leq 30$ (graue gestrichelte Linien), in dem die in Kapitel 3.2.5 beschriebene Gewichtungsfunktion eingesetzt wird. Darüber hinaus, im logarithmischen Bereich $30 \leq y^+ \leq 300$, wird vollständig auf das $k-\epsilon$ Turbulenzmodell umgeschaltet.

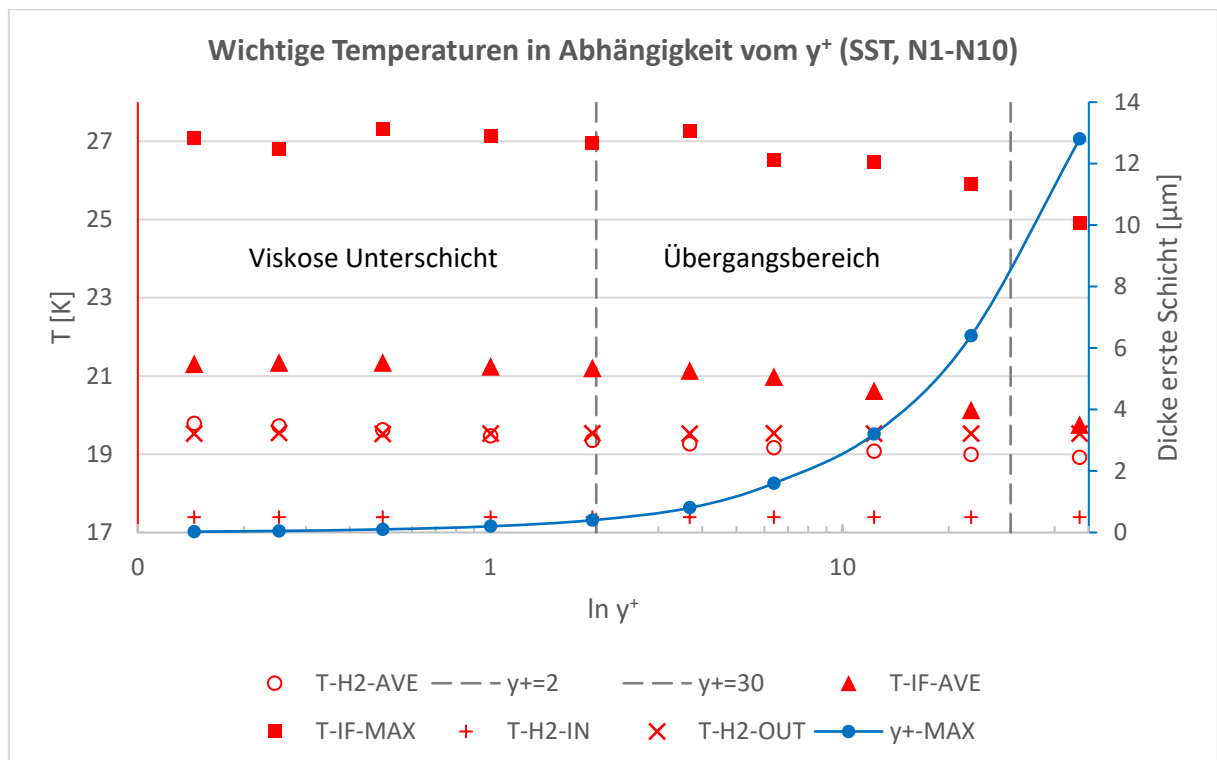


Abbildung 4.25: Wichtige Temperaturen in Abhängigkeit des dimensionslosen Wandabstands y^+ bzw. der Auflösung der Strömungsgrenzschicht

Aus der Abbildung 4.25 kann entnommen werden, dass die maximale Grenzschichttemperatur erst im Übergangsbereich ab $y^+_{MAX} \approx 4$ einen allmählichen Abfall zu verzeichnen hat. Spätestens nachdem das $k-\epsilon$ Turbulenzmodell vollständig zum Tragen kommt, sind die Abweichungen nicht mehr akzeptabel. Die mittleren Temperaturen in der Grenzschicht und im Wasserstoff zeigen allerdings vorher bei etwa $y^+_{MAX} \approx 1$ erste fallende Tendenzen. Im Gegensatz zu den stabilen Ein- und Austrittstemperaturen des Wasserstoffes. Demnach muss für die stationären und instationären Simulationen $y^+_{MAX} \leq 1$ gefordert werden, damit der örtliche Diskretisierungsfehler vernachlässigt werden kann. Das für die stationäre Simulation optimale Netz sollte eine Dicke der ersten Schicht von etwa $0,2 \mu\text{m}$ aufweisen, was dem Netz N4 aus Tabelle 4.7 entspricht. Die transienten Simulationen erfordern aufgrund der Lastwechsel ein feineres Netz, weshalb als erstes Berechnungsnetz **N3** mit einer Dicke der ersten Schicht von $0,1 \mu\text{m}$ ausgewählt wurde. Darüber hinaus wird das **SST-Turbulenzmodell** eingesetzt und eine modellbedingte Abweichung von $\leq 1,5 \%$ berücksichtigt (vergl. Kapitel 4.7.5).

4.7.2 Stationäre Simulationsergebnisse

Die Abbildung 4.26 zeigt links den zeitlich gemittelten, volumetrischen, ortsabhängigen Wärmeeintrag im Aluminium und rechts im Wasserstoff. Die Protonenstrahlleistung beträgt hierbei 5 MW. Das Maximum ist im Al in x-Richtung deutlich versetzt. Im Gegensatz zum H₂, bei dem das Maximum fast im Zentrum liegt (vergl. Kapitel 4.3.1). Überdies ist die Wärmestromdichte im Al etwa dreimal höher.

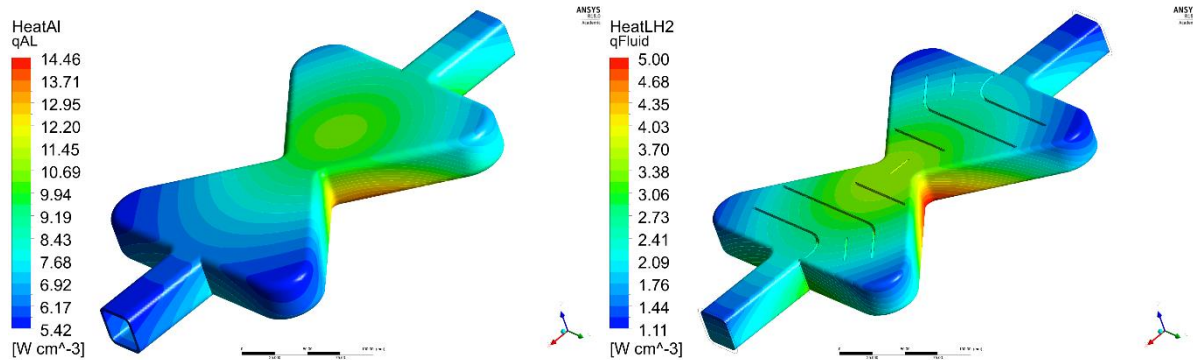


Abbildung 4.26: Zeitlich gemittelter, ortsabhängiger, volumetrischer Wärmeeintrag im Al (rechts) und H₂ (links) im BF1-Moderator bei 5 MW Strahlleistung

Die Temperaturverteilung ist besonders wichtig, da eine Temperaturerhöhung des Wasserstoffes von nur ca. 14 K schon zum Sieden führt. Der zur Verfügung stehende Temperaturbereich ist demnach sehr klein. In der Abbildung 4.27 ist die Außenwandtemperatur links dargestellt und die Temperatur in der Strömungsgrenzschicht rechts. Bei dem gepulsten Wärmeeintrag wird der Temperaturverlauf um den hier aufgeführten Mittelwert oszillieren. Die höchste Temperatur im Wasserstoff tritt in der Grenzschicht an einer Umlenkung im Bereich des maximalen Wärmeeintrages im Aluminium auf. Umlenkungen sind aufgrund kaum zu vermeidender Wirbelgebiete generell Orte, an denen höhere Temperaturen auftreten können. Ansonsten zeigt sich das erwünschte homogene Temperaturfeld. Der kleinste Abstand zum Siedepunkt beträgt etwa 4,3 K. Da bisher weder der gepulste Wärmeeintrag noch die Unsicherheiten berücksichtigt wurden, zeichnet sich hier schon ab, dass die Zielvorgabe von 5 MW Protonenstrahlleistung eine Herausforderung darstellt.

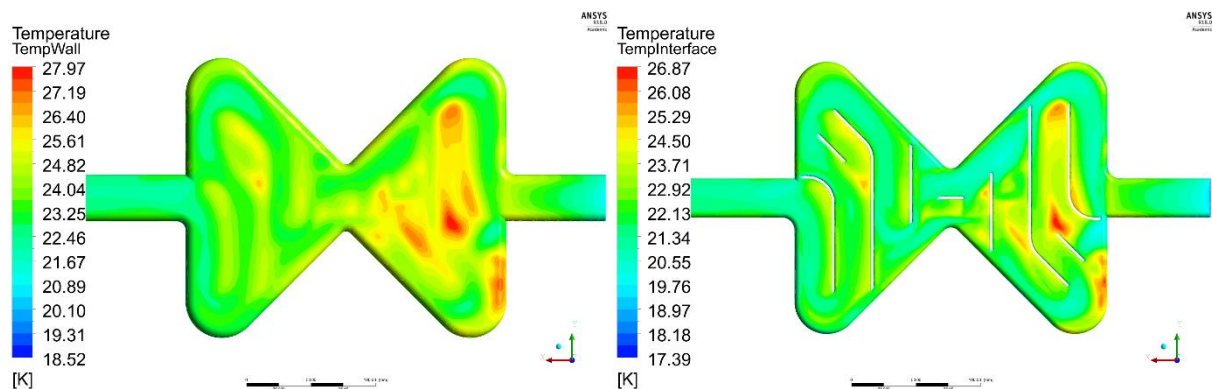


Abbildung 4.27: Temperaturverteilung Al (rechts) und H₂ (links) im BF1-Moderator bei 5 MW Strahlleistung

Bei der Abschätzung der Höhe der ersten Schicht für die Netzerzeugung der Strömungsgrenzschicht wurde die Strömungsgeschwindigkeit im Eintrittskanal mit 6 m/s abgeschätzt. Wie aus Abbildung 4.28

hervorgeht, stellt sich an den Bypass-Öffnungen eine bis zu dreimal höhere Geschwindigkeit ein. Auf der rechten Seite der Abbildung ist noch der mittlere Druckverlust über den Moderator angegeben, welcher etwa 0,11 bar beträgt.

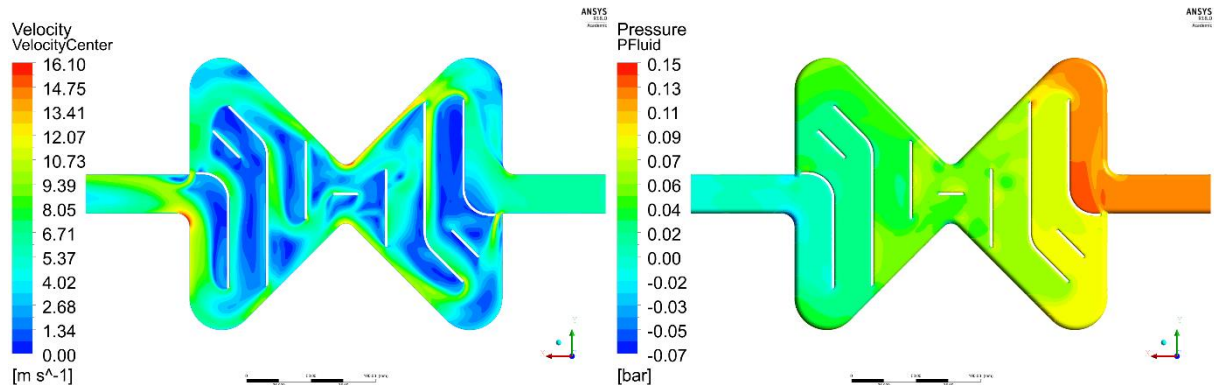


Abbildung 4.28: Geschwindigkeits- und Druckverteilung im BF1-Moderator bei 5 MW Strahlleistung

Die maximale Grenzschichttemperatur (T_{H2-MAX}) und die damit zusammenhängende maximale Aluminiumtemperatur (T_{AL-MAX}) konvergieren nicht vollständig bei der stationären Simulation (s. Abbildung 4.29), wobei nach ca. 100 Iterationen weder ein Auf- noch ein Abwärtstrend zu erkennen ist. Vielmehr schwankt die Temperatur um den dargestellten Mittelwert von $T_{IF-MAX}=26,9$ K.

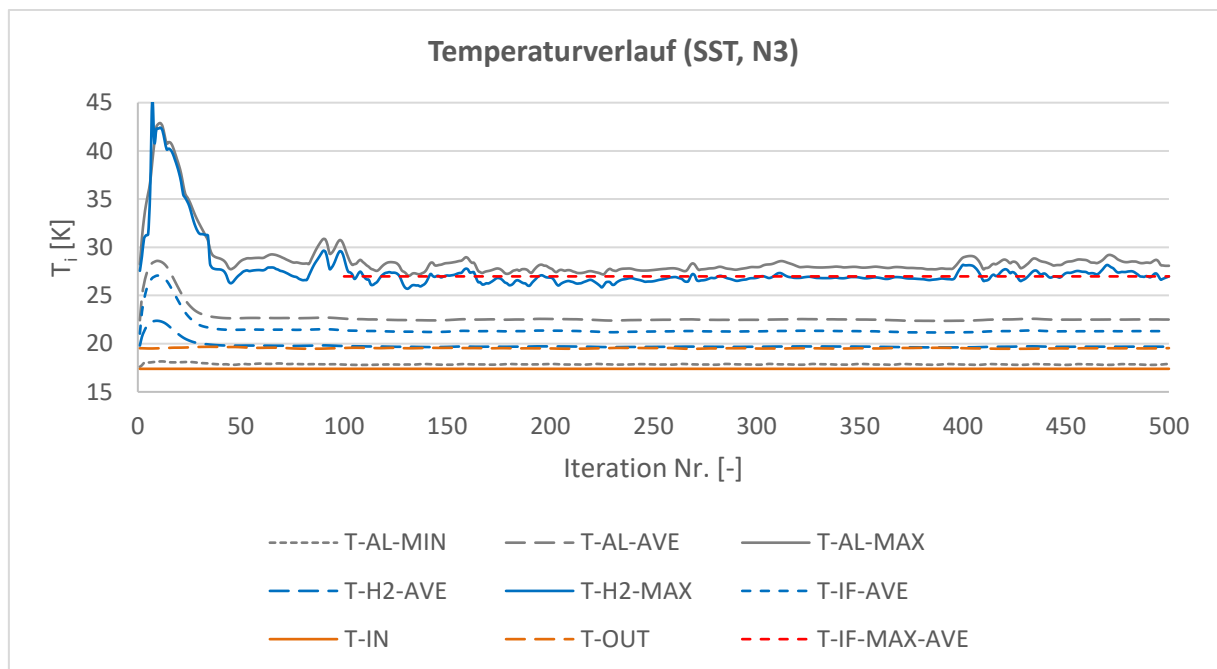


Abbildung 4.29: Temperaturverlauf bei der Iteration, blau Wasserstoff, grau Aluminium, rot der Mittelwert

Dieses Schwankungsverhalten ist durch Fluktuationen in der Strömung zu erklären. Damit ist nochmal bestätigt worden, dass die Strömung nicht vollständig stationär ist und, dass die vorhandenen Fluktuationen zu Schwankungen im Wärmeübergang führen. Das Konvergenzverhalten bei den nachfolgenden instationären Simulationen sollte besser werden (vergl. Kapitel 4.7.3). Die zweite, wichtige Strömungsgröße ist der Wasserstoffdruck, der schon nach weniger als zehn Iterationen keine nennenswerte Änderung mehr zeigt, wie aus der Abbildung 4.30 zu entnehmen ist.

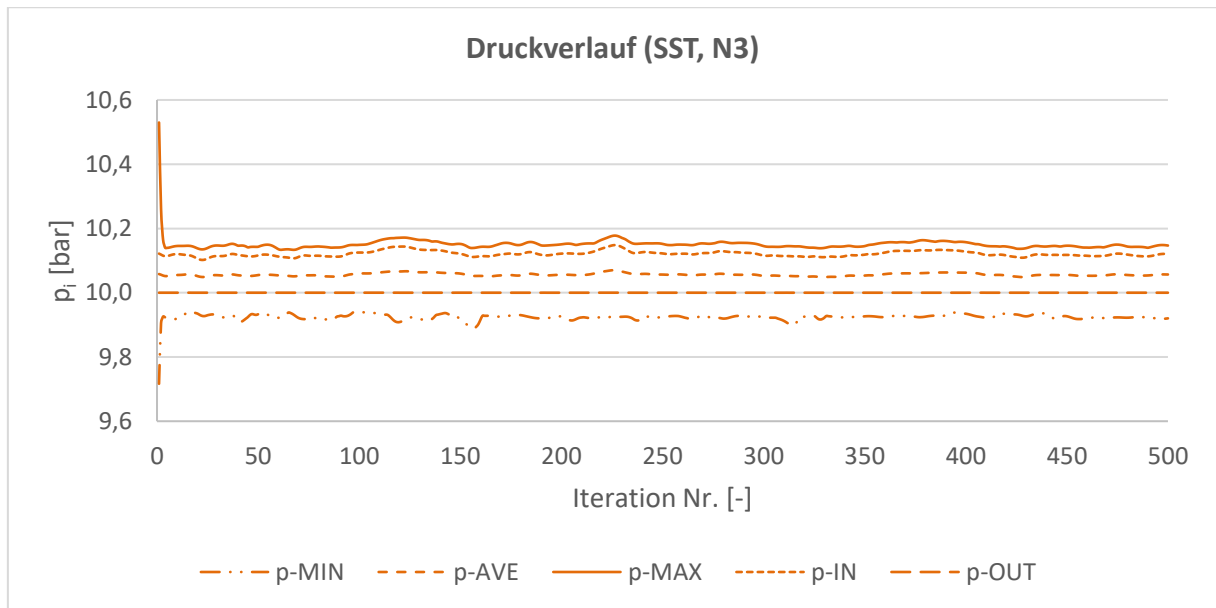


Abbildung 4.30: Druckverlauf bei der Iteration

Das Konvergenzverhalten der Erhaltungsgleichungen zeigt in Teilen einen Abwärtstrend mit zunehmender Iterationsanzahl, wie es in Abbildung 4.31 zu sehen ist.

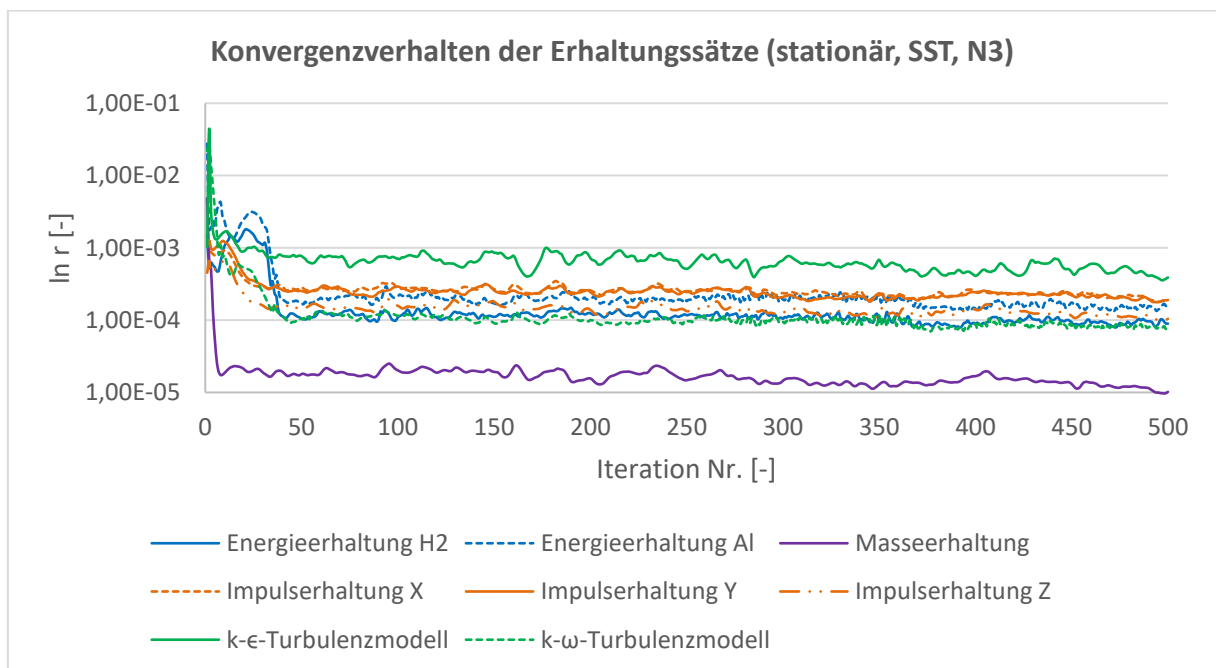


Abbildung 4.31: Konvergenzverhalten der Erhaltungssätze bei stationären Simulationsbedingungen

Ab 500 Iterationen liegt das Residuum bei allen, bis auf das $k-\epsilon$ -Modell, bei $r_n \leq 3 \cdot 10^{-4}$. Der Zielwert von $r_n < 10^{-4}$ konnte demnach nicht eingehalten werden. Wie zuvor erwähnt liegt die Vermutung nahe, dass die Strömung nicht stationär ist. Für die zuvor getroffenen Überlegungen und als Startbedingung für die instationären Simulationen sind die Ergebnisse dennoch geeignet, da die Strömungsgrößen von Interesse schon ab ca. 100 Iterationen relativ stabil blieben. An dieser Stelle sind alle Vorüberlegungen abgeschlossen und nachdem die Zeitschrittsteuerung geprüft wurde, kann die Strömungssimulation mit allen instationären Lastbedingungen erfolgen.

4.7.3 Vergleich der Zeitschrittsteuerung

Der letzte noch zu prüfende Einflussfaktor vor der Behandlung der transienten Simulationen ist die Zeitschrittsteuerung bzw. die zeitliche Diskretisierung. In Kapitel 4.5 wurde die periodische Funktion zur Steuerung der Zeitschritte hergeleitet. Hierdurch wurde eine Verdichtung der Zeitschritte bei Lastwechseln und eine schrittweise Vergrößerung der Zeitschritte im Puls und in den Pulspausen realisiert. Die Gesamtanzahl der Zeitschritte konnte, im Vergleich zu der Wahl von konstanten Zeitschritten, deutlich reduziert werden. Um sicherzustellen, dass die Vorauswahl geeignet ist, um die zeitliche Struktur des Strömungsproblems ausreichend abzubilden, werden im Folgenden die Zeitschritte solange halbiert, bis die relative Abweichung von zwei aufeinanderfolgenden Simulationen vernachlässigbar klein wird.

Bei der Vorauswahl (TS1) wurden 100 Zeitschritte und bei der ersten Vergleichssimulation (TS2) 200 Zeitschritte pro Puls bei einer Simulationszeit von 0,5 s (7 Pulse) gewählt. Zum Einsatz kamen das Netz N3 und das SST-Turbulenzmodell. Die Abbildung 4.32 zeigt zum Vergleich die mittlere Temperatur im Aluminium (T-AL-AVE), im Wasserstoff (T-H2-AVE), am Austritt des Behälters (T-OUT) und in der Grenzschicht (T-IF-AVE), sowie die maximale Temperatur im Aluminium (T-AL-MAX) und in der Grenzschicht (T-IF-MAX). Die kontinuierlichen Kurven zeigen die Vorauswahl (TS1) und die gestrichelten Kurven die Vergleichssimulation (TS2).

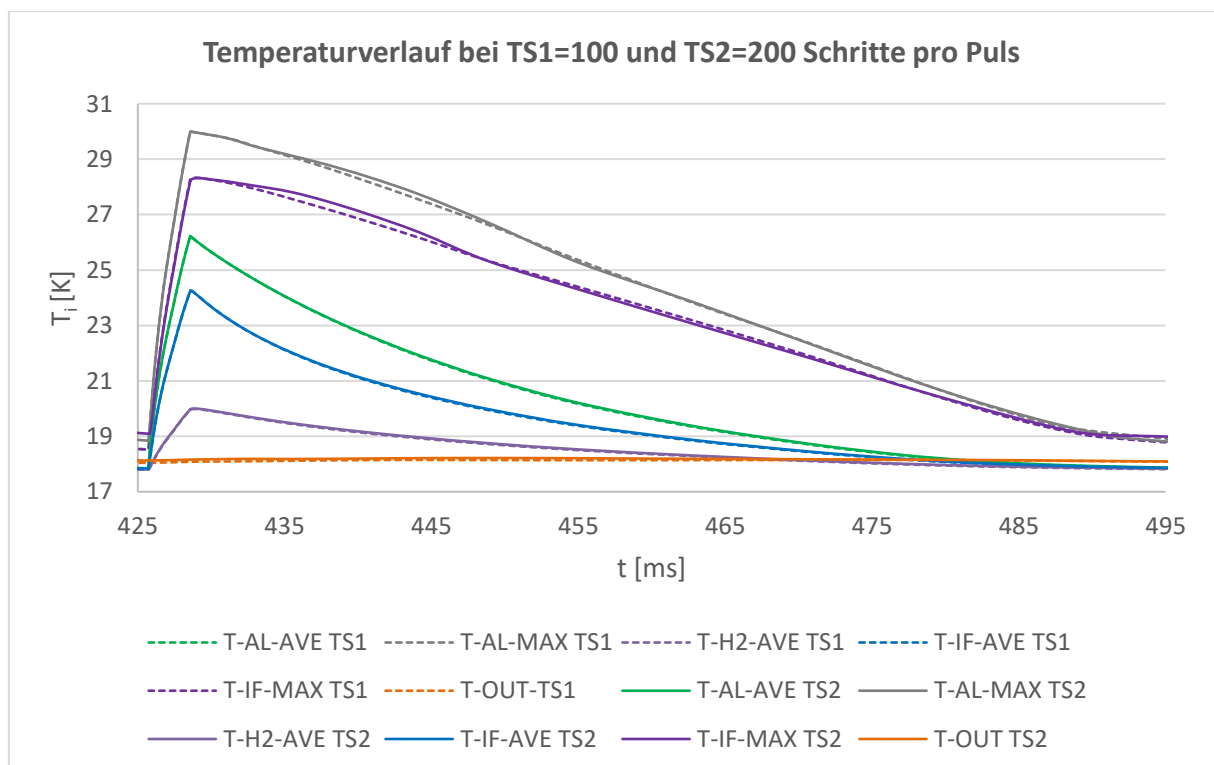


Abbildung 4.32: Temperaturverteilung im Aluminium, Wasserstoff und der Grenzschicht bei 100 (TS1) und 200 (TS2) Zeitschritten pro Puls

Alle Kurven zeigten eine gute Übereinstimmung. Besonders die mittleren Temperaturen im Aluminium, Wasserstoff und in der Grenzschicht sind praktisch deckungsgleich. Abweichungen sind

während des Abkühlens bei den Maximaltemperaturen zu erkennen, wobei TS2 leicht um TS1 schwingt, deshalb liegt keine zeitschrittbedingte Unterschätzung der berechneten Temperaturen vor.

Zur Festlegung der Zeitschrittsteuerung muss der Druckverlauf ebenfalls verglichen werden. Die Abbildung 4.33 zeigt sowohl den minimalen (p-MIN), den mittleren (p-AVE) und den maximalen (p-MAX) Druck, als auch den Eintritts- und Austrittsdruck (p-IN und p-AUS) im Moderator.

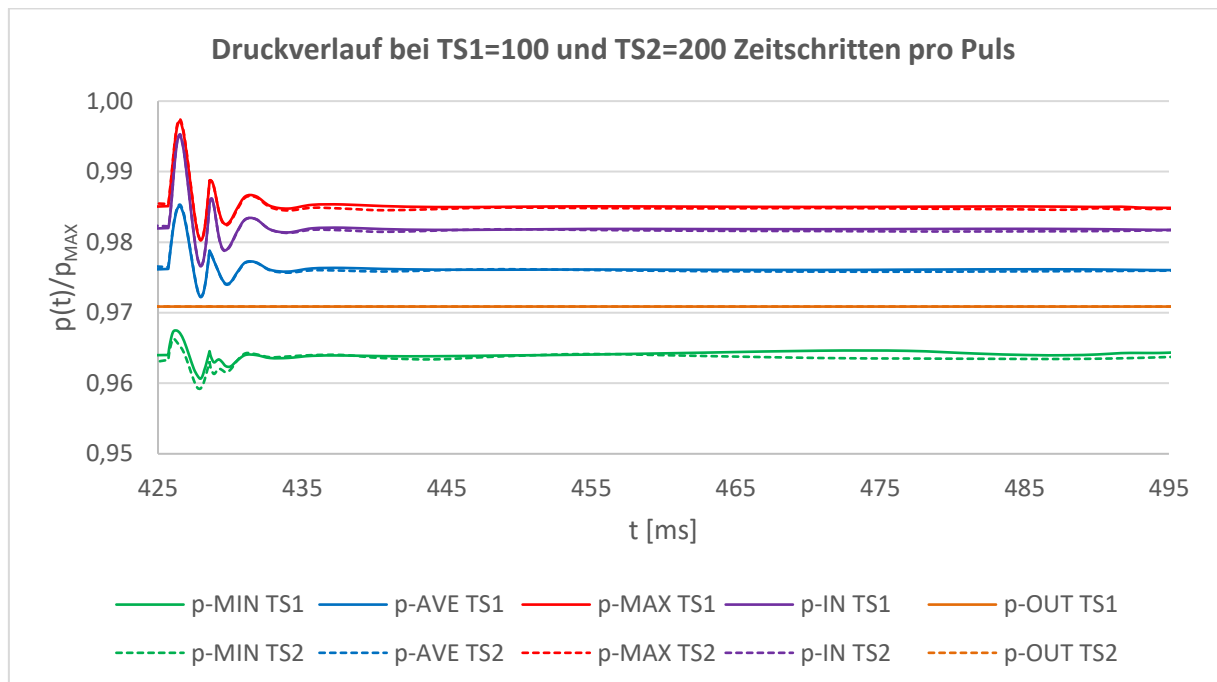


Abbildung 4.33: Druckverteilung im Wasserstoff bei 100 (TS1) und 200 (TS2) Zeitschritten pro Puls

Die Abweichung der beiden Simulationen (TS1 und TS2) zueinander können auch in guter Näherung vernachlässigt werden. Es konnte nicht festgestellt werden, dass durch kürzere Zeitschritte eine zu berücksichtigende Abweichung der Ergebnisse auftritt. Weitere Verfeinerungen sind nicht erforderlich. Von einer Vergrößerung der Zeitschritte wird ebenfalls abgesehen, weil die Gefahr besteht, dass die Lastwechsel nicht vollständig abgebildet werden. Demnach werden die transienten Simulationen mit der Zeitschrittsteuerung **TS1** fortgeführt.

Unter Einbeziehung des Konvergenzverhaltens ist festzuhalten, dass trotz praktisch deckungsgleich berechneter Strömungsgrößen (TS1 und TS2) und des optimalen Berechnungsnetzes (Netzstudie) die Empfehlung, ein Residuum von $r_n \leq 10^{-4}$ einzuhalten, nicht durchgängig möglich war (s. Tabelle 4.8).

Tabelle 4.8: Maximales Residuum bei TS1 und TS2

MAX	Energie- erhaltung H2	Energie- erhaltung Al	Masse- erhaltung	Impuls- erhaltung x	Impuls- erhaltung y	Impuls- erhaltung z	k-ε- Turbulenz- modell	k-ω- Turbulenz- modell
r_{n1}	2,6E-04	5,0E-05	1,5E-05	3,2E-04	3,8E-04	2,5E-04	2,8E-04	1,9E-05
r_{n2}	3,4E-04	4,7E-05	1,4E-05	3,1E-04	3,1E-04	1,5E-04	2,0E-04	2,0E-05

Das Konvergenzverhalten ist bei der transienten Simulation durchaus besser, als das bei der stationären Simulation der Fall war. Dennoch tritt kurzzeitig ein bis zu 3,8-mal größeres Residuum auf.

Das Residuum der Impulserhaltung in x- und y-Richtung übersteigt bei TS1 stets den Zielwert, bei TS2 nur an den Lastwechselpunkten. Das k- ϵ -Turbulenzmodell übersteigt den Zielwert kurz beim Abkühlvorgang (beim Umschalten auf die zweite Gewichtungsfunktion), wie in Abbildung 4.34 zu sehen ist. Das Residuum der Energieerhaltung im H₂ erfährt ebenfalls einen Anstieg beim Abkühlen. Die Masseerhaltung, die Energieerhaltung im Al und das k- ω -Turbulenzmodell hingegen liegen bei $r \leq 10^{-5}$. Die dunkelblaue Strichpunkt-Linie zeigt den normierten Temperaturverlauf zur Einordnung. Abbildung 4.35 zeigt zum Vergleich den Konvergenzverlauf bei TS2.

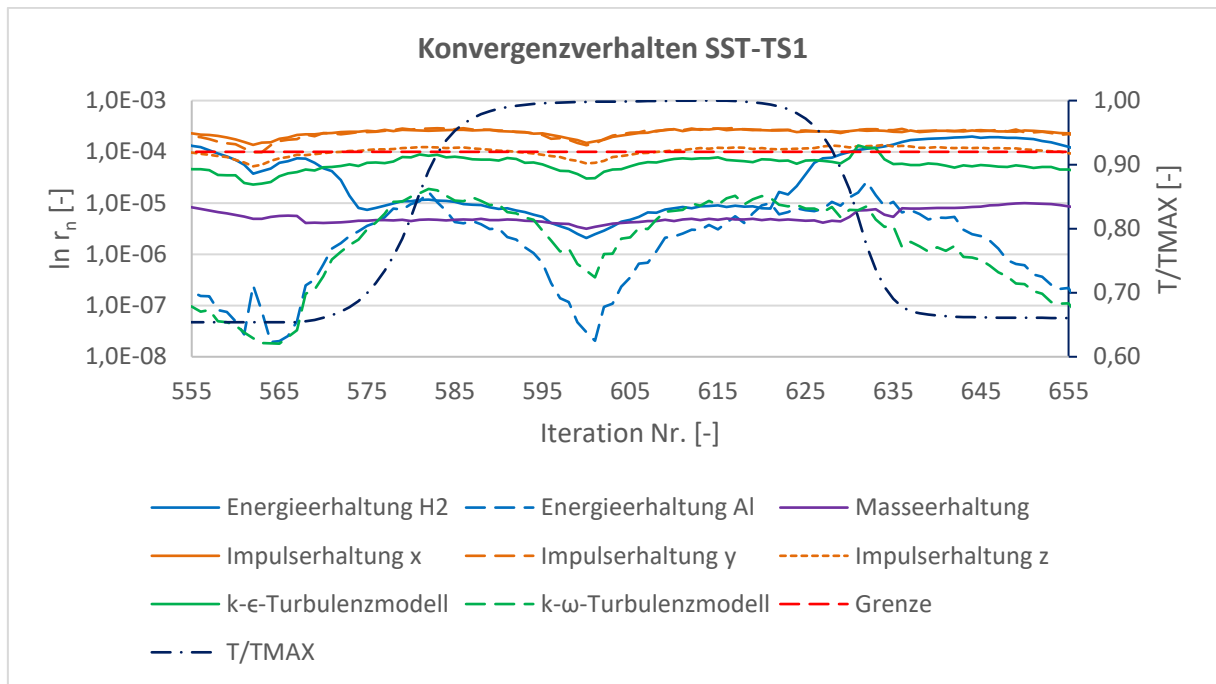


Abbildung 4.34: Konvergenzverhalten bei 100 Zeitschritten pro Puls (Puls Nr. 7)

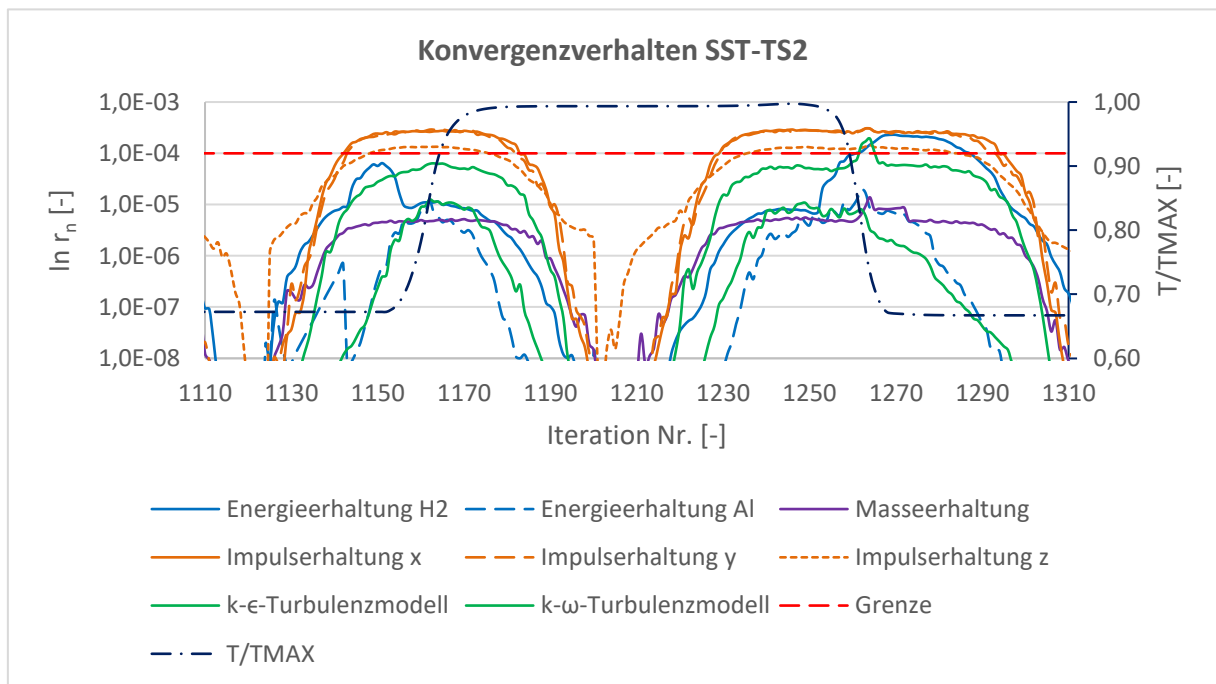


Abbildung 4.35: Konvergenzverhalten bei 200 Zeitschritten pro Puls (Puls Nr. 7)

Auch wenn das Konvergenzverhalten von TS2 besser zu sein scheint, unterscheiden sich die Maximalwerte des jeweiligen Residuums kaum voneinander. Das Residuum von TS2 fällt lediglich in der Pulspause und während die Wärmelast konstant ist, etwas ab. Von Bedeutung sind aber die Lastwechselpunkte, bei denen das Residuum bei beiden Simulationen praktisch gleiche Werte liefert. Wenn der Fokus auf der Temperatur- und Druckverteilung liegt, ist nicht zwangsläufig ein Residuum von stets $r_n \leq 10^{-4}$ einzuhalten, um auswertbare Ergebnisse zu erzielen.

Abschließend wird geprüft, ob das zuvor unter stationären Bedingungen gewählte Berechnungsnetz ebenfalls unter instationären Bedingungen eingesetzt werden kann. Im Gegensatz zu den stationären Simulationen, bei denen ein konstanter Wert für $y^+_{MAX}=0,4955$ und $y^+_{AVE}=0,1424$ (N3) vorlag, fluktuiert der y^+ -Wert bei instationärer Last in Abhängigkeit der Wärmepulse, wie in Abbildung 4.36 zu sehen ist.

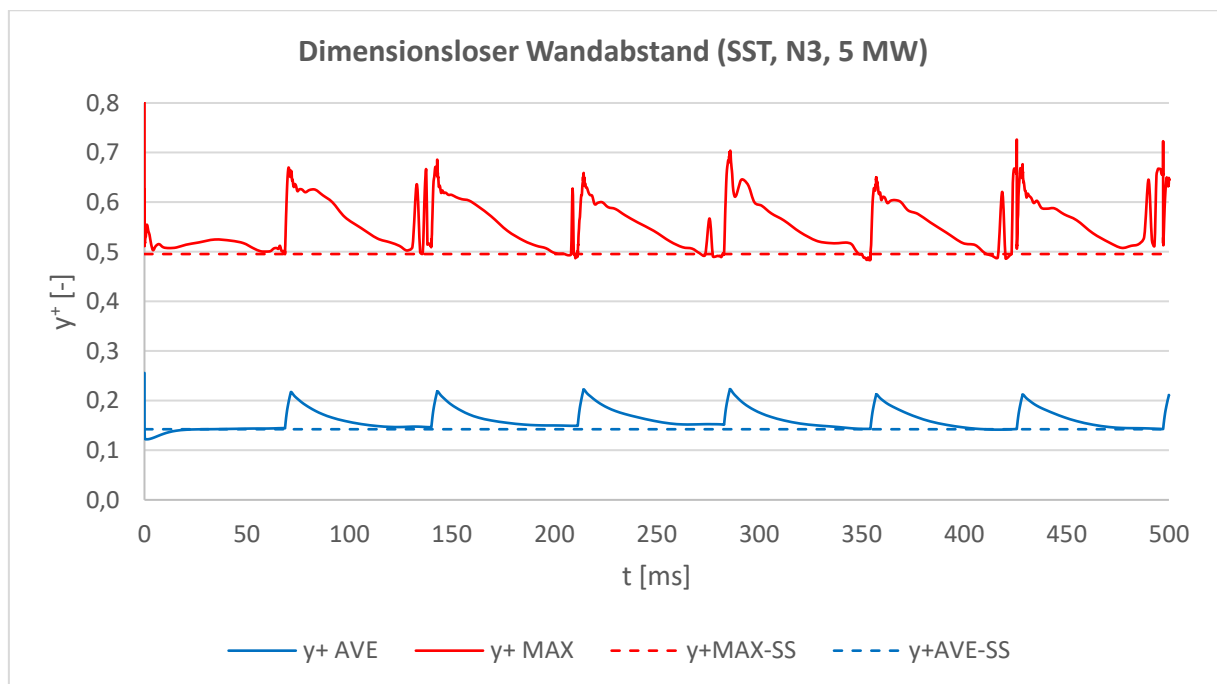


Abbildung 4.36: Dimensionsloser Wandabstand in Abhängigkeit der gepulsten Strahlleistung

Der temporäre Maximalwert liegt bei den transienten Simulationen mit ca. 0,73 etwa 30 % höher, als das bei den stationären Simulationen der Fall war. Gemäß der Netzstudie aus dem Kapitel 4.7.1 verdoppelt sich der maximale y^+ Wert bei einer Verdopplung der Höhe des ersten Elements der Strömungsgrenzschicht. Die Wahl eines größeren Netzes als N3 würde demnach zu $y^+ > 1$ führen. Überdies steigt der maximale dimensionslose Wandabstand um ca. 9 % pro 1 MW Strahlleistung. Letztgenanntes ist auf die verstärkte thermische Ausdehnung des Wasserstoffes und die damit einhergehende Beschleunigung des Fluids zurückzuführen. Das vorausgewählte Berechnungsnetz N3 ist folglich für die transiente Simulation unter Vollastbedingungen geeignet.

4.7.4 Instationäre Simulationsergebnisse

Die Strömungssimulation des BF1-Moderators sollte sich ursprünglich auf die Volllast-Parameter beschränken. Wie die stationären Simulationen (vergl. Kapitel 4.7.2) bereits andeuteten, ist die Zielvorgabe, die Anlage mit einer mittleren Protonenstrahlleistung von 5 MW unter Berücksichtigung aller außerordentlichen Betriebsbedingungen, Fehlergrößen und Anforderungen zu betreiben kaum zu realisieren. Daher wird im letzten Unterkapitel 4.7.5 die theoretisch maximale Protonenstrahlleistung ermittelt. Zuvor werden ausgewählte Ergebnisse der transienten Simulationskampagne diskutiert. Die mittlere Protonenstrahlleistung beträgt hierbei 1, 3 und 5 MW. Fehlergrößen sind zu diesem Zeitpunkt noch nicht berücksichtigt. Der Strahlungswärmeeintrag folgt dem in der Abbildung 4.37 gezeigten Verlauf. Für jede Lastannahme wurden 7 Pulse (0,5 s) simuliert.

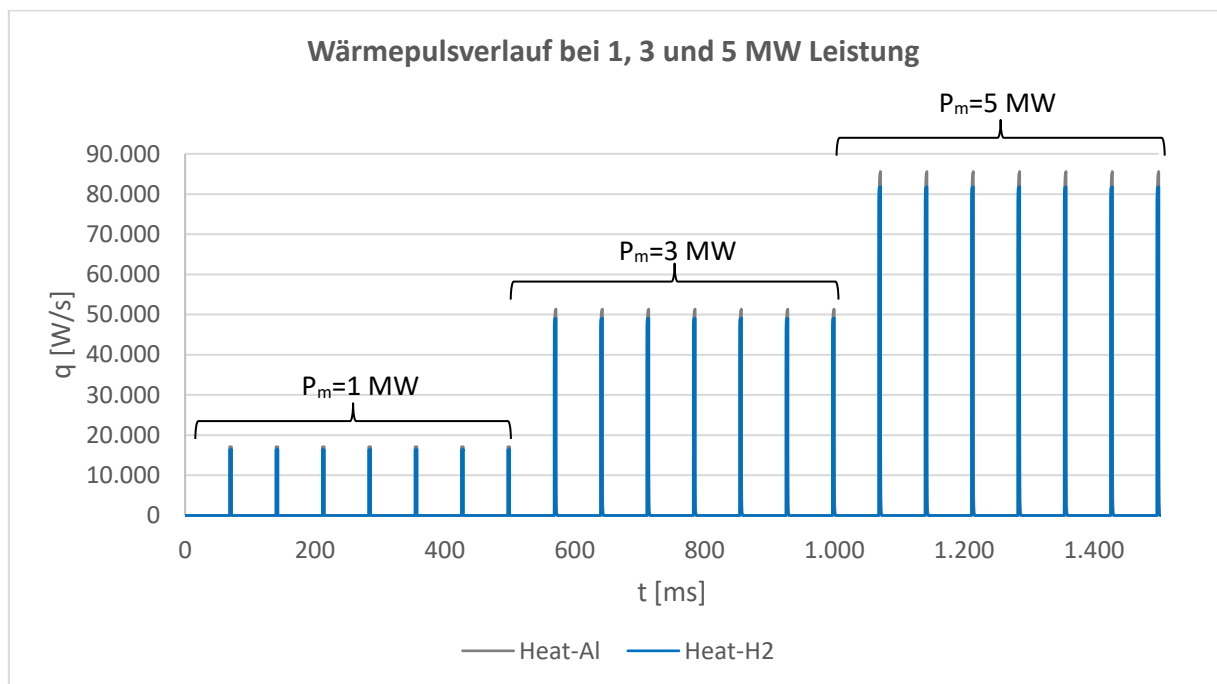


Abbildung 4.37: Strahlungswärmepuls bei einer mittleren Protonenstrahlleistung von 1 MW ($0,0 \leq t \leq 500 \text{ ms}$), 3 MW ($500 \leq t \leq 1000 \text{ ms}$) und 5 MW ($1000 \leq t \leq 1500 \text{ ms}$) in den BF1-Moderator

Die Simulation eines Pulses erfolgte mit 100 Zeitschritten ($TS1$). Bei jedem Zeitschritt wurden mindestens 10 und höchstens 20 Iterationen ausgeführt. Insofern mussten 7.000-14.000 Iterationen pro Lastannahme ausgeführt werden, um die Simulation abzuschließen. Im Gegensatz dazu waren bei den stationären Simulationen höchstens 1.000 Iterationen erforderlich. Zur Durchführung der transienten Simulationskampagne waren erhebliche Rechnerkapazitäten notwendig. Daher wurde der Großrechner JUROPA3Z des ZEA-1, der vom *Jülich Supercomputing Centre (JSC)* betrieben wird, eingesetzt. Durch die Nutzung des Großrechners wurde die Simulationszeit erheblich kürzer und Parameterstudien erst möglich.

Abbildung 4.38 zeigt den resultierenden Temperaturverlauf in Abhängigkeit der mittleren Leistung und der Zeit. Aufgeführt sind die mittlere und maximale Temperatur im Aluminium ($T_{\text{AL-AVE}}$ und $T_{\text{AL-MAX}}$) und in der Grenzschicht ($T_{\text{IF-AVE}}$ und $T_{\text{IF-MAX}}$), sowie die mittlere ($T_{\text{H2-AVE}}$), die Eintritts- ($T_{\text{H2-ENT}}$) und die Austritts- ($T_{\text{H2-EXIT}}$) Temperatur.

IN) und Austrittstemperatur (T-OUT) von H_2 . Die Siedetemperatur $T_s(p)=31,2\text{ K}$ wird bei 5 MW Leistung nicht erreicht. Die Peak-Temperatur in der Grenzschicht (orange) beträgt allerdings ohne Unsicherheiten bereits $30,2\text{ K}$, weshalb die Annahme bestätigt wird, dass die 5 MW-Zielvorgabe schwer zu erreichen sein wird.

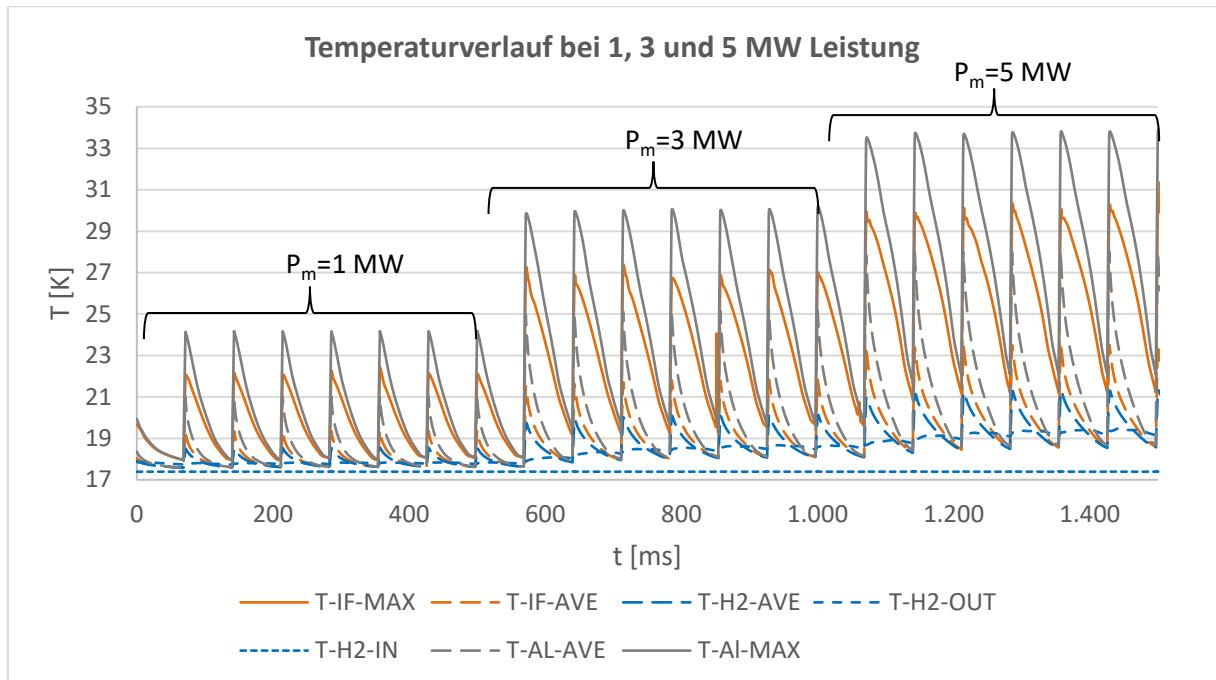


Abbildung 4.38: Temperaturverlauf bei einer mittleren Protonenstrahlleistung von 1 MW ($0,0 \leq t \leq 500\text{ ms}$), 3 MW ($500 \leq t \leq 1000\text{ ms}$) und 5 MW ($1000 \leq t \leq 1500\text{ ms}$). Aufgetragen sind Aluminium- (Al), Grenzschicht- (IF) und H_2 -Temperaturen (H_2), sowie die Siedetemperatur beim maximalen und minimalen Druck im BF1-Moderator

Generell ist der zeitliche Temperaturverlauf stabil. Es werden sowohl in der Abkühl- als auch in der Aufwärmphase immer wieder die gleichen Temperaturen erreicht. Ein stetiger Temperaturanstieg, bedingt durch zu kurze Abkühlphasen, kann somit ausgeschlossen werden. Die Abbildung 4.39 zeigt die Temperaturverteilung in der Grenzschicht unmittelbar vor und nach dem Wärmepuls.

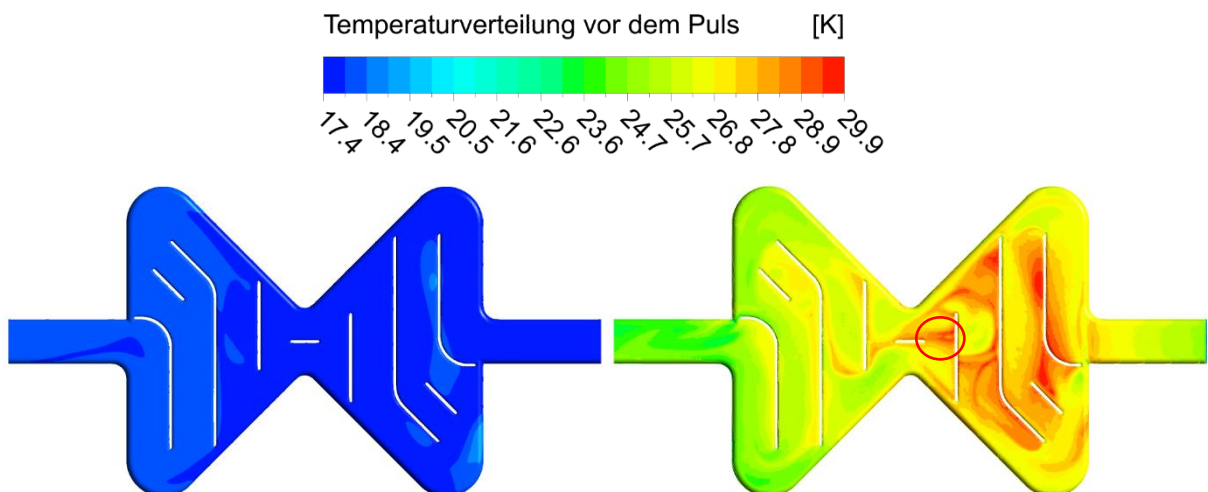


Abbildung 4.39: Temperaturverteilung vor und nach dem Puls in der Grenzschicht bei 3 MW Leistung

Im Vergleich zur stationären Simulation führt die 25-mal höhere Energie im Puls großflächig zu einem Anstieg der Temperaturen (rot). Diese Bereiche beschränken sich auf die Grenzschicht und wenige Mikrometer darüber, wie in Abbildung 4.40 zu erkennen ist. Dargestellt ist ein Vertikalschnitt durch das Zentrum des Behälters und des Wasserstoffes. Im unteren Bereich ist das Temperaturprofil am wärmsten Punkt im H_2 über die ersten 200 μm Höhe bei 3 MW Leistung aufgeführt.

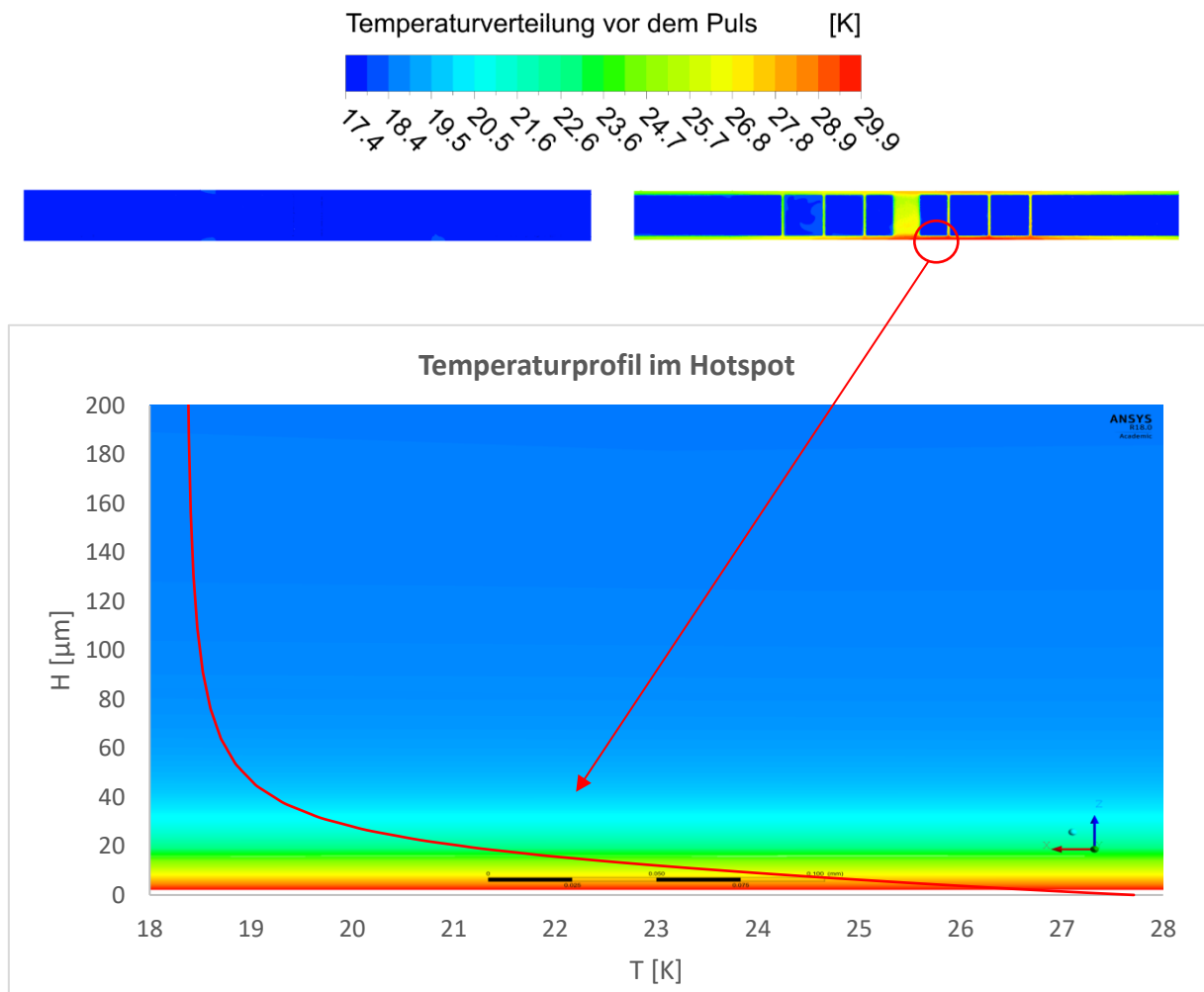


Abbildung 4.40: Grenzschicht-Temperaturprofil, oben: y-Schnitt durch den Hotspot (Al+H₂) vor und nach dem Puls und unten: Temperaturgradient über die ersten 200 μm (nur H₂) ausgehend vom Hotspot

An dieser Stelle kann festgehalten werden, dass Sieden, wenn überhaupt, nur lokal und ausschließlich in den ersten Mikrometern der Grenzschicht zum Ende eines Pulses auftreten kann. Außerhalb der Grenzschicht liegt die Wasserstofftemperatur deutlich unterhalb des Siedepunktes, daher würde unterkühltes Blasensieden vorliegen. Der Einfluss auf die Moderation aufgrund der Dichteabnahme durch die Phasenänderung wäre infolgedessen vernachlässigbar. Die potenziell in der Grenzschicht entstehenden Gasblasen würden umgehend kollabieren, da sie in kältere Schichten aufsteigen würden, wodurch der Wärmeübergang deutlich steigen würde. In der Pulspause fehlt ohnehin die Grundlage für Siedephänomene. Die kollabierenden Gasblasen verursachen aber Flüssigkeitsschläge, die unter Umständen zu Schädigungen an der Behälterinnenwand führen könnten. Begünstigt werden

diese Kavitationsschäden zusätzlich dadurch, dass der Ort der Blasenentstehung immer an derselben Stelle zu finden ist, weil bei jedem Puls Gasblasen am selben Ort entstehen und umgehend wieder kollabieren, wodurch etwa $3,5 \cdot 10^8$ Lastwechsel über die Lebensdauer eines Moderators stattfinden können. Der Behälter kann dadurch unter Umständen bei sehr viel geringeren Kräften versagen, als er das bei statischer Last tun würde. Ferner wirkt sich die Versprödung des Behälters durch die Bestrahlung und durch den Wasserstoff selbst nachteilig bei solch einer wechselnden Belastung aus. Die relativ geringe Dichte des Wasserstoffes ist dagegen vorteilhaft, da die aus den Flüssigkeitsschlägen resultierende Kraft davon abhängt. Eine Neubewertung der Anforderung, dass Sieden unzulässig ist, müsste obendrein mögliche Kavitationsschäden miteinbeziehen.

Im Bereich des Blasensiedens steigt der Wärmeübergangskoeffizient beträchtlich an, wodurch die Wärmeabfuhr verbessert wird. Begrenzt wird der verbesserte Wärmeübergang durch den kritischen Wärmestrom q_{CHF} (CHF=critical heat flux), der auch als Siedekrise bezeichnet wird. Der kritische Wärmestrom charakterisiert den Beginn des Filmsiedens, bei dem sich eine isolierende Gasschicht zwischen der Wand und der Flüssigkeit bildet. Beim Erreichen bzw. Überschreiten des kritischen Wärmestroms q_{CHF} nimmt der Wärmeübergangskoeffizient erheblich ab, wodurch die Gefahr einer Überhitzung der Behälterstruktur besteht (Burnout).

Allgemeingültige Gleichungen zur Berechnung des kritischen Wärmestroms existieren noch nicht. Für Wasserstoff sind allerdings Messungen durchgeführt worden, bei denen ein elektrisch beheiztes Rohr mit flüssigem Wasserstoff bei verschiedenen Geschwindigkeiten und Wärmepulsen durchströmt wurde. Daraus sind die Gleichungen (4.29) bis (4.34) abgeleitet worden. Der kritische Wärmestrom von gesättigtem Wasserstoff q_{sat} bei erzwungener Strömung kann mit der empirischen Gleichung (4.29) abgeschätzt werden [43].

$$q_{CHF,sat} = 0,013 \cdot G \cdot h_{fg} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,43} \left(\frac{L}{d_h} \right)^{-0,35} \quad \text{für } We \leq 1700 \quad (4.29)$$

mit dem Massenfluss G , der latenten Verdampfungswärme h_{fg} , der Weber-Zahl We , die das Verhältnis von Trägheitskräften zu den Oberflächenkräften angibt, dem Verhältnis von Gas- und Flüssigkeitsdichte ρ_v/ρ_l und dem Verhältnis der beheizten Strecke und des beheizten hydraulischen Durchmessers L/d_h . Bei unterkühltem Sieden muss die Gleichung (4.29) noch folgendermaßen erweitert werden [43]:

$$q_{CHF,sub} = q_{CHF,sat} \left[1,0 + 4,3 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0,43} E^{-0,35} \cdot Fc \cdot Sc_{in}^{1,2} \right] \quad (4.30)$$

Die dimensionslosen Kenngrößen E , Fc und Sc_{in} sind nachfolgend definiert [43]:

$$E = \frac{d_h}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}} \quad (4.31)$$

mit der Erdbeschleunigung g und der Oberflächenspannung σ .

$$Fc = e^{-\left(\frac{L}{0,53 \cdot d_h}\right) \cdot Re^{0,4}} \quad (4.32)$$

mit der Reynoldszahl Re .

$$Sc_{in} = c_{pm} \frac{\Delta T_{sub,in}}{h_{fg}} \quad (4.33)$$

mit der mittleren spezifischen Wärmekapazität c_{pm} und der Unterkühlung des Wasserstoffes am Eintritt $\Delta T_{sub,in}$. Darüber hinaus sind Gleichung (4.29) und (4.30) für eine stationäre Beheizung gültig. Im Fall einer gepulsten Wärmelast muss die Pulsdauer t_p wie folgt berücksichtigt werden [44]:

$$q_{CHF,trans,sub} = \sqrt{\frac{2}{t_p}} \cdot q_{CHF,sub} \quad (4.34)$$

Der maximale Wärmestrom q_{LH2max} in der Strömungsgrenzschicht des kalten Moderators tritt lokal (rot markiert) auf einer Länge von ca. 50 mm am Ende des Pulses auf (s. Abbildung 4.41, rechts).

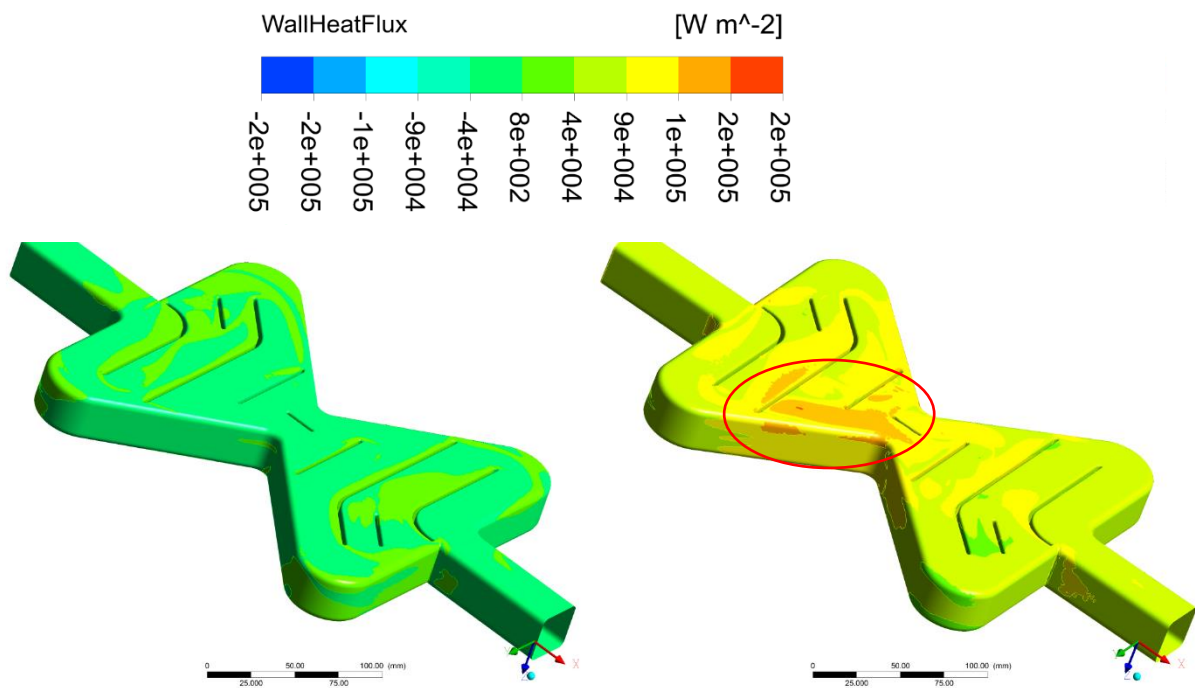


Abbildung 4.41: Maximaler Wärmestrom an der Strömungsgrenzschicht vor (links) und nach dem Puls (rechts)

Folgende Bedingung muss erfüllt werden damit das Filmsieden ausgeschlossen werden kann:

$$q_{LH2max,} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2 < q_{CHF,trans,sub} \approx 6,5 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2 \quad (4.35)$$

Aus der Gleichung (4.35) geht hervor, dass der maximale Wärmestrom im Moderator $q_{LH2max,}$ etwa 32,5-mal kleiner ist als der konservativ abgeschätzte kritische Wärmestrom $q_{CHF,trans,sub}$ und somit das Filmsieden ausgeschlossen werden kann.

Wie in der Abbildung 4.42 zu sehen ist, treten durch den gepulsten Wärmeeintrag signifikante Druckfluktuationen auf. Die rote gestrichelte Kurve zeigt den Maximalwert, der am Eintritt des Behälters auftritt. Dieser überschreitet den Mittelwert um bis zu 0,7 bar bei 5 MW Strahlleistung.

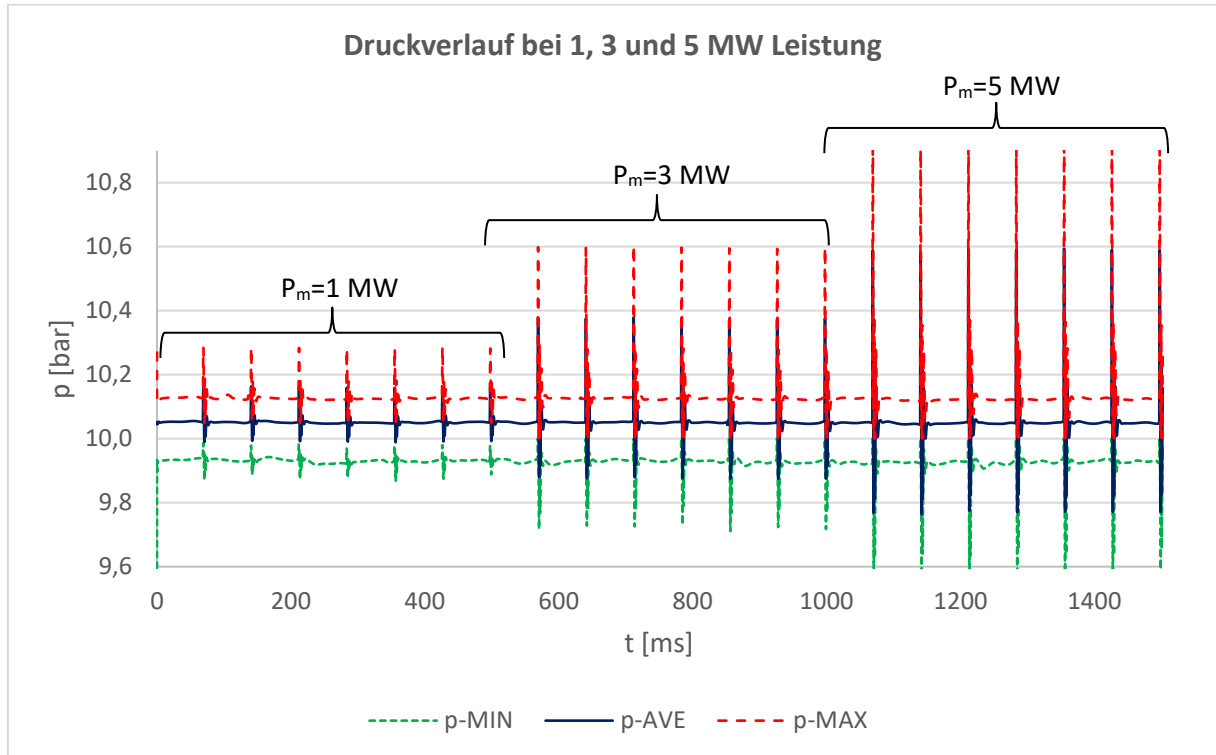


Abbildung 4.42: Druckverlauf bei einer mittleren Protonenstrahlleistung von 1 MW ($0,0 \leq t \leq 500$ ms), 3 MW ($500 \leq t \leq 1000$ ms) und 5 MW ($1000 \leq t \leq 1500$ ms). Aufgetragen ist der mittlere Druck (AVE), der maximale Druck (MAX) und der minimale Druck (MIN)

Die hier gezeigten Absolutwerte können als konservativ angesehen werden, da die Nachgiebigkeit des Behälters vernachlässigt wurde und die Massenstromrandbedingung am Eintritt keine Rückströmung erlaubt. Ein gewisser Staudruck am Eintritt ist aufgrund der Richtung der Strömung dennoch zu erwarten. Die Fluktuationen sind deutlich moderater als das bei inkompressiblem Fluid der Fall gewesen wäre (vergl. Kapitel 4.2.1). Aus der Abbildung 4.43 kann entnommen werden, dass die maximale Temperatur (blau) am Ende des Pulses auftritt, wohingegen der Druck (orange) etwa auf halber Strecke einbricht, bevor ein erneuter Anstieg erfolgt. Hierbei sinkt die Amplitude bis in der Pulpause der Mittelwert erreicht wird.

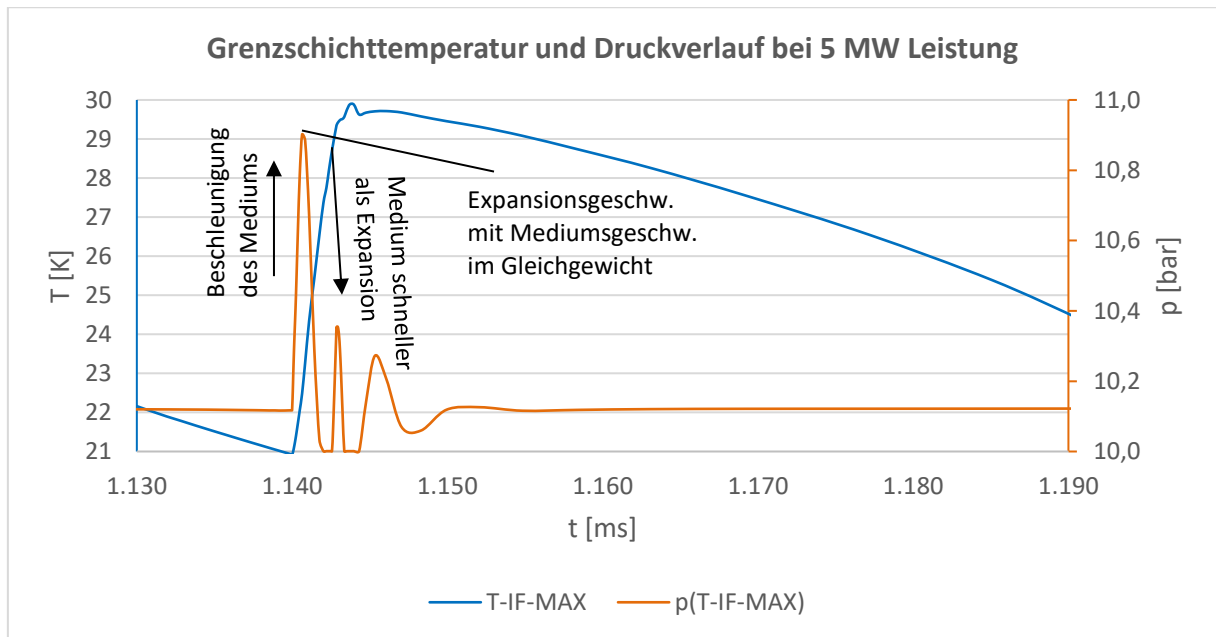


Abbildung 4.43: Maximaler Grenzschnitttemperaturverlauf (blau) und Druckverlauf (orange) eines Pulses (rot) bei 5 MW Protonenstrahlenergie. Dargestellt ist Puls 4

Hintergrund dafür sind die Wechselwirkungen der thermischen Expansionsgeschwindigkeit mit der Grundgeschwindigkeit des Wasserstoffes. Durch den Wärmepuls und der daraus resultierenden thermischen Dehnung ist der Wasserstoff bestrebt schnell zu expandieren. Übersteigt diese Expansionsgeschwindigkeit die Grundgeschwindigkeit des Wasserstoffes, werden die thermischen Dehnungen gebremst, wodurch ein Druckanstieg und eine Beschleunigung des Wasserstoffes verursacht werden. Am Wendepunkt herrscht ein Gleichgewicht, bevor der Wasserstoff zu schnell wird und dadurch ein Druckabfall entsteht. Die Abbildung 4.44 zeigt den transienten Druckverlust (orange) und die Temperaturerhöhung (blau) über dem Moderator Ein- und Austritt bei 1, 3 und 5 MW.

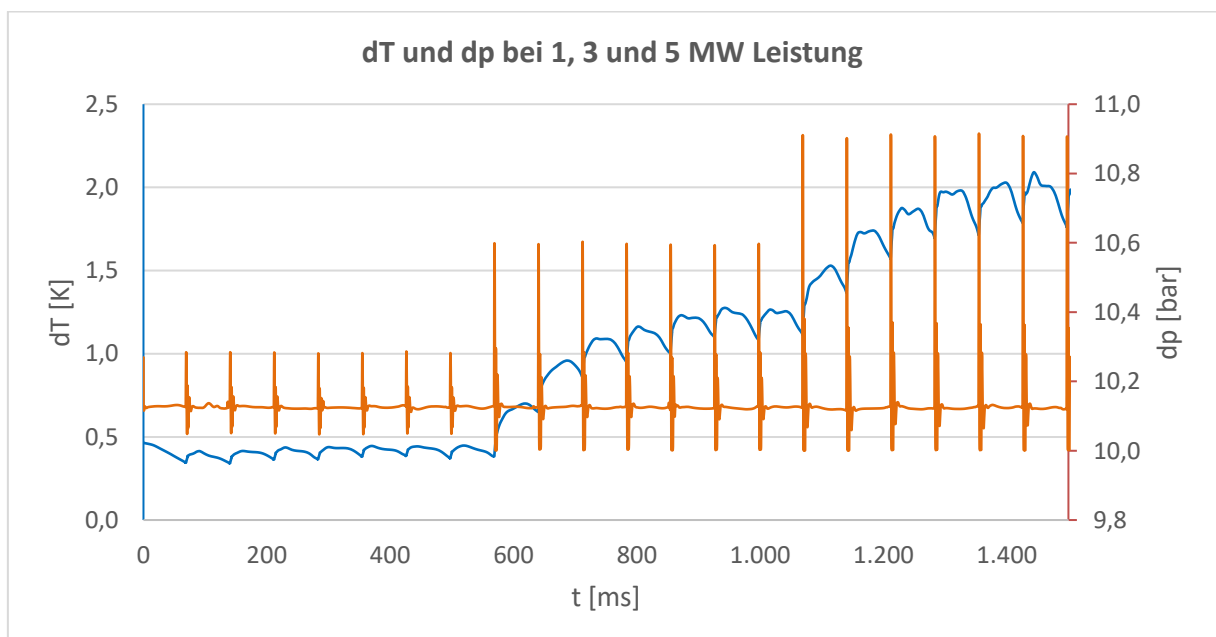


Abbildung 4.44: Druckverlust (orange) und Temperaturerhöhung (blau) über dem Moderator Ein- und Austritt bei 1 MW ($0 \leq t \leq 500$ ms), 3 MW ($500 \leq t \leq 1000$ ms) und 5 MW ($1000 \leq t \leq 1500$ ms) Leistung

In Abbildung 4.45 und Abbildung 4.46 sind die Mittelwerte über die sieben Pulse der wichtigen Strömungsgrößen in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung dargestellt. Zwischen dem Druck und der mittleren Leistung besteht ein linearer Zusammenhang. Ausgehend vom Ruhedruck steigt der maximale Druck um ca. 1,5 %, der mittlere Druck um ca. 1 % pro 1 MW Leistung.

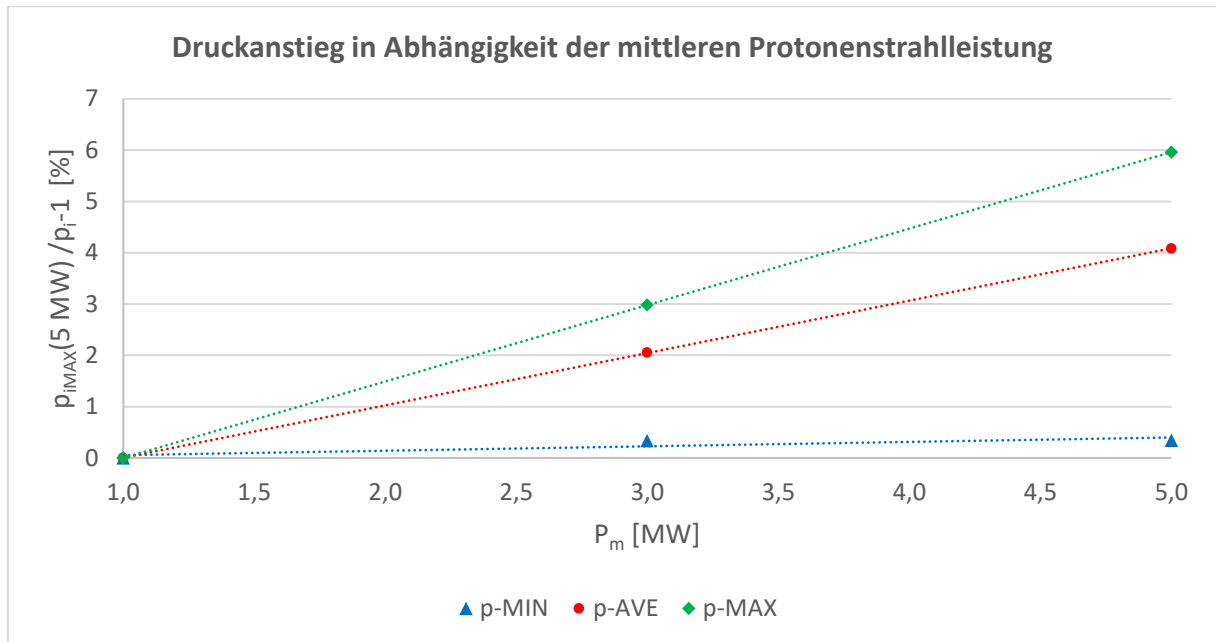


Abbildung 4.45: Druckanstieg in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung

Die Temperaturen hingegen zeigen keinen linearen Zusammenhang, vielmehr flachen die Kurven mit zunehmender Leistung etwas ab. Daher ist eine Approximation auf das theoretische Maximum nicht ohne weitere Stützstellen möglich, weshalb diese im nächsten Kapitel bestimmt werden.

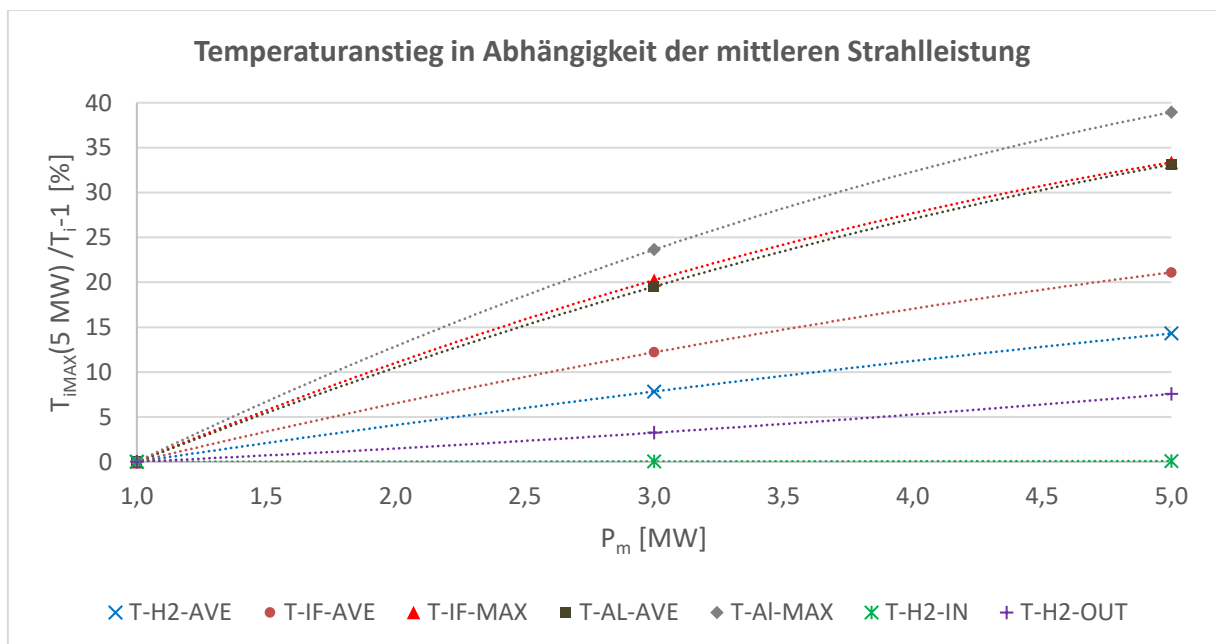


Abbildung 4.46: Temperaturanstieg in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung

Wie in Abbildung 4.47 zu sehen ist, hängt das globale Strömungsbild kaum von der gepulsten Wärmelast ab. Auf der linken Seite sind die Geschwindigkeitsvektoren unmittelbar vor dem Wärmepuls und auf der rechten Seite unmittelbar nach dem Wärmepuls, oben im Horizontalschnitt und unten im Vertikalschnitt, dargestellt. Obendrein ist die Temperaturverteilung nach dem Puls aufgeführt. Es kann im Horizontalschnitt höchstens eine lokale Erhöhung der Geschwindigkeit infolge des Wärmepulses festgestellt werden, im Vertikalschnitt ist kein Unterschied zu erkennen.

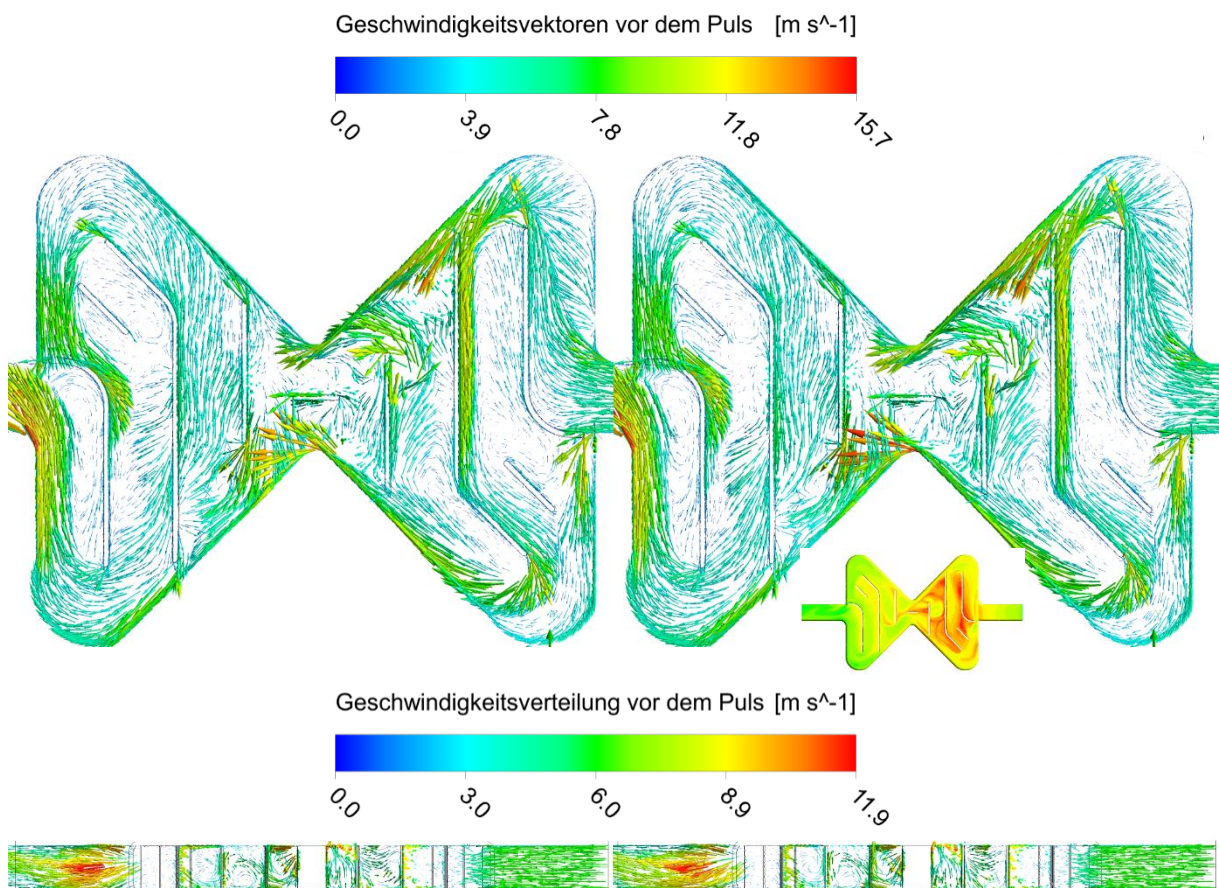


Abbildung 4.47: Geschwindigkeitsvektoren und Temperaturverteilung, vor und nach dem Wärmepuls

Hieraus kann abgeleitet werden, dass das Strömungsbild primär von der Geometrie abhängt, nicht jedoch von dem zeitlichen Verlauf der Wärmepulse. Die Wärmepulse führen lediglich zu einer moderaten lokalen Erhöhung der Geschwindigkeit in der Grenzschicht. Die Kernströmung hingegen bleibt unbeeinflusst vom Wärmepuls, da die globale Temperaturerhöhung im Gegensatz zur Temperaturerhöhung in der Grenzschicht sehr klein ausfällt. Die Wirbelbildung und Verweilzeit der Wirbel werden dadurch offenbar nicht beeinflusst. Allerdings besteht ein Zusammenhang zwischen dem Strömungsbild und der Temperaturverteilung (Abbildung 4.47, rechts). Rezirkulationsgebiete und Gebiete, in denen niedrige Geschwindigkeiten herrschen, verschlechtern den Wärmeübergang und begünstigen Temperaturerhöhungen. Ein experimenteller Vergleich könnte sich demnach auf die Abbildung der Geometrie und der Fluideigenschaften beschränken. Der schwer nachzubildende gepulste, volumetrische Wärmeeintrag ist nicht zwingend erforderlich. Ergänzende Schnittansichten und weiterführende Details zur Auswertung sind im Anhang A-6 zusammengefasst.

4.7.5 Abschätzung des Simulationsfehlers

In Kapitel 4.7.4 wurde gezeigt, dass bei Normalbedingungen des Beschleunigers (5 MW) die lokale Siedetemperatur des Wasserstoffes am Pulsende knapp unterschritten wird. Die verschiedenen Fehlergrößen und die außerordentlichen Betriebsbedingungen sind bislang aber nicht berücksichtigt worden. Erste Überlegungen bezüglich der Auswirkung von lokalem Sieden erfolgten bereits. Bevor diese vertieft werden, soll die theoretisch maximale Strahlleistung unter Beachtung der bislang gültigen Anforderungen ermittelt werden.

Die höchste Temperatur herrscht am Ende jedes Pulses. Der zu diesem Zeitpunkt und an diesem Ort herrschende Druck gibt die maximal zulässige Temperatur T_{zul} vor, nämlich unmittelbar vor dem lokalen Sieden. Sie muss also kleiner sein als die Siedetemperatur an diesem Ort $T_s(p)$.

$$T_{zul} \leq T_s(p_{min}(T_{max})) = 31,24 \text{ K} \quad (4.36)$$

Im Folgenden sind Simulationen durchgeführt worden, bei denen die mittlere Protonenstrahlleistung P_m schrittweise erhöht wurde. Bei jeder dieser Simulationen sind wieder sieben Pulse berechnet worden. D. h. es liegen pro Simulation sieben Werte für die maximale Grenzschichttemperatur $T_{IF.MAX}$ vor. Die Gleichung (4.37) gibt die Mittelwerte und die dazugehörige Standardabweichung an.

$$\bar{T}_{IF.MAX} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_{IF.i} \pm \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \cdot \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_{IF.i} - T_{IF.i} \right)^2} = \begin{cases} 18,09 \pm 0,010 \text{ K für } 0,1 \text{ MW} \\ 18,70 \pm 0,020 \text{ K für } 0,2 \text{ MW} \\ 20,27 \pm 0,065 \text{ K für } 0,5 \text{ MW} \\ 22,20 \pm 0,067 \text{ K für } 1 \text{ MW} \\ 24,81 \pm 0,086 \text{ K für } 2 \text{ MW} \\ 27,09 \pm 0,095 \text{ K für } 3 \text{ MW} \\ 28,83 \pm 0,099 \text{ K für } 4 \text{ MW} \\ 30,20 \pm 0,123 \text{ K für } 5 \text{ MW} \\ 31,43 \pm 0,218 \text{ K für } 6 \text{ MW} \end{cases} \quad (4.37)$$

Nach der Gleichung (4.37) läge die maximale theoretische Protonenstrahlleistung bei 5-6 MW, somit würde der Zielvorgabe entsprochen werden. Werden alle zuvor diskutierten Fehlergrößen (s. Tabelle 4.9) mit einbezogen, reduziert sich die maximale theoretische Leistung deutlich (s. Abbildung 4.48).

Tabelle 4.9: Zusammenfassung der Fehlergrößen bei der Strömungssimulation

Name	Fehler [%]	Auswirkung	Bemerkung	Kapitel
Turbulenzmodell (SST-RSM)	+1,5	Ergebnis	Vergleich der Turbulenzmodelle	4.7.1
Räumliche Diskretisierung	≈0	Ergebnis	Verfeinerung Rechnetnetz	4.7.1
Zeitliche Diskretisierung	≈0	Ergebnis	Verfeinerung Zeitschritte	4.7.3
MCNPX Fehler	±15	Wärmelast	Abweichung zum Experiment	4.3.3
Protonenbeschleuniger	+9,82	Wärmelast	Strahlverschiebung + Überstrom	4.3.3
Approximationsfunktionen	-1,85	Wärmelast	Abweichung zur MCNPX Simulation	4.3.3
Iterationsfehler	±1,5	Ergebnis	Wiederholgenauigkeit Pulse	4.7.5
Modellfehler (Abweichung Simulation/reale Strömung)	?	Ergebnis	Abschätzung erfolgt durch PIV Experiment in Kapitel 5	5

Der Mittelwert der maximalen Grenzschichttemperatur ($T_{IF-MAX-m}$) ist in der Abbildung 4.48 über die mittlere Protonenstrahlleistung aufgetragen (blaue Kurve). Die horizontale rotgestrichelte Linie spiegelt die Siedetemperatur am Hotspot wieder. Die Pfeile zeigen schrittweise die Berücksichtigung der wärmebelastabhängigen Fehlergrößen (rot ohne Berücksichtigung, orange mit außerordentlichem Protonenstrahlparameter und grün mit MCNPX- und Protonenstrahl-Unsicherheiten). Überdies sind die theoretischen Strömungssimulationsfehler (blau gestrichelte Kurve) dargestellt.

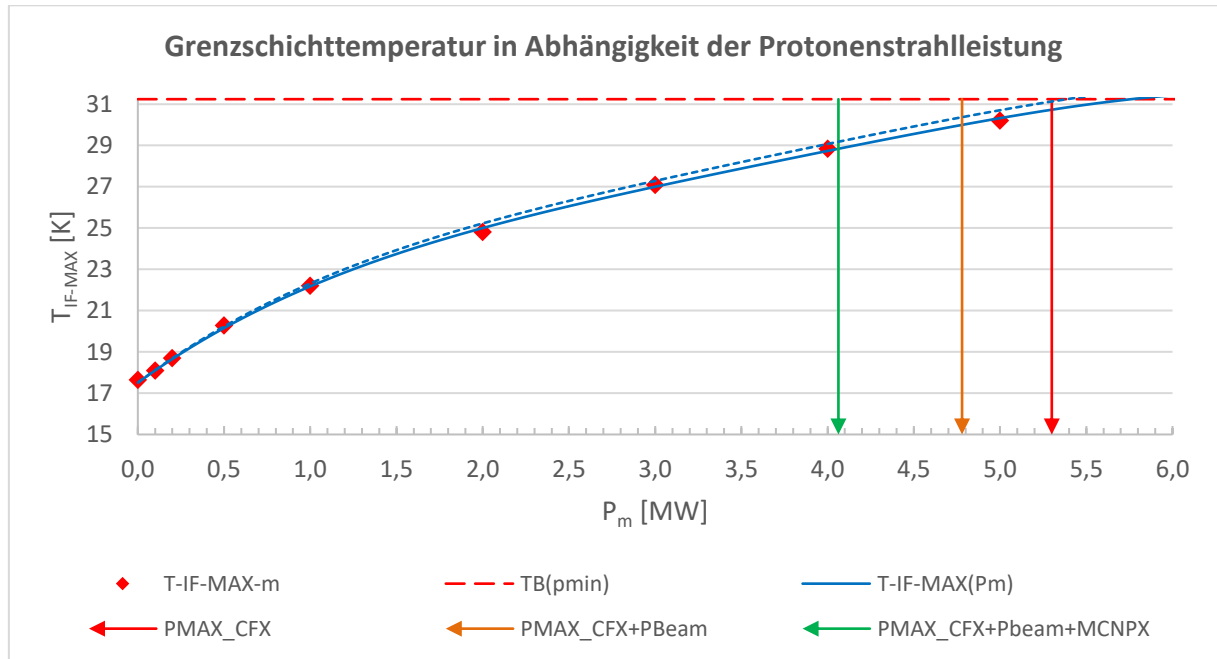


Abbildung 4.48: Maximale, über die Anzahl der simulierten Pulse gemittelte Temperatur an der Grenzschicht in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung

Das nichtlineare Verhalten der Kurve kann mit dem Anstieg der Wärmekapazität nahe der Siedelinie erklärt werden (vergl. A-4). Dadurch kann der Wasserstoff mehr Energie aufnehmen bevor eine Temperaturerhöhung erfolgt. Werte oberhalb der Siedelinie können nicht herangezogen werden, da bei der Simulation zwar die Änderungen der Stoffdaten bei einem Phasenübergang berücksichtigt wurden, nicht jedoch die Siedephänomene an sich. Die maximale Grenzschichttemperatur folgt in guter Näherung dem folgenden Polynomansatz in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung.

$$T_{IF,MAX}(P_m) = \left(-0,0187 \left(\frac{P_m}{MW} \right)^4 + 0,2809 \left(\frac{P_m}{MW} \right)^3 - 1,6311 \left(\frac{P_m}{MW} \right)^2 + 6,0334 \frac{P_m}{MW} + 17,5 \right) K \quad (4.38)$$

Die theoretische maximale Protonenstrahlleistung $P_{max}(T_{IF})$ in Abhängigkeit der maximal zulässigen Temperatur $T_B(p_{min})$ ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Siedelinie mit der Approximationsfunktion. Werden die CFX Fehler berücksichtigt, ist $P_{max,CFX}(T_{IF}) \approx 5,3 MW$ (roter Pfeil), werden alle Fehlergrößen, insbesondere die MCNPX Fehler für den ungünstigsten Fall, dass alle Fehler gleichzeitig und in voller Höhe auftreten einbezogen, ist $P_{max,CFX+MCNPX}(T_{IF}) \approx 4,1 MW$ (grüner Pfeil). Insofern wird unter Berücksichtigung der Fehlerquellen die Zielvorgabe nicht erreicht, wohingegen ohne Fehler durchaus 5 MW und mehr erreicht werden könnten. Eine besondere Bedeutung muss deshalb der Reduzierung der vermeidbaren Fehler, insbesondere im Hinblick auf die Wärmelast, zukommen.

4.8 Zusammenfassung der Strömungssimulation

Die theoretische Analyse ergab, dass die Beschleunigerleistung auf maximal 4 MW zu beschränken wäre, wenn alle Anforderungen erfüllt werden sollen. Zumal die abgeschätzten Fehlergrößen im Zusammenhang mit der Strömungssimulation lediglich die Differenz der exakten Lösung des speziellen Navier-Stokes Gleichungssystems zu der exakten Lösung der diskreten Approximation widerspiegeln. D. h. an dieser Stelle kann die mögliche Abweichung zwischen der realen Strömung im Moderator und dem Simulationsmodell noch nicht bewertet werden. Nur ein experimenteller Vergleich, der in Kapitel 5 erfolgen soll, kann sicherstellen, dass die Annahmen richtig oder zumindest konservativ genug sind.

Ein weiterer Ansatz wäre, wie in Kapitel 4.7.4 schon angedeutet, die Phänomene beim Sieden in der Grenzschicht besser zu verstehen und ggf. die Anforderungen zu reduzieren. Es wurde gezeigt, dass das Potenzial für die Blasenbildung, wenn überhaupt, nur zeitlich und örtlich beschränkt in den ersten Mikrometern der Grenzschicht, vorhanden ist. Moderationsverluste sind durch das rasche Kollabieren, der an der Grenzschicht entstehenden und in kältere Schichten aufsteigenden Gasblasen, nicht zu erwarten. Strukturüberhitzungen ebenfalls nicht, da das Blasensieden den Wärmeübergang noch verbessern würde und durch die Abkühlphasen gewährleistet wird, dass kein zusammenhängender Gasfilm gebildet wird (Filmsieden). Übrig bleibt die Frage der möglichen Kavitationsschäden im Bereich des Hotspots an der Innenseite des Moderators. Zur abschließenden Klärung sind hierzu ebenfalls experimentelle Untersuchungen erforderlich.

Ein besonders großer Anteil der Gesamtunsicherheit stammt von dem MCNPX-Modellfehler ($\pm 15\%$). Dieser resultiert aus einer Vergleichsmessung an der Spallationsneutronenquelle LANL, bei der die Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Massenstrom am Ein- und Austritt eines kalten Moderators gemessen und mit den Simulationsergebnissen verglichen wurden [35]. Die Ergebnisse waren praktisch deckungsgleich. Allerdings lag die Messunsicherheit der eingesetzten Messtechnik bei $\pm 15\%$, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass der reale Fehler sehr viel kleiner sein wird. Durch den Einsatz von präziseren Messmitteln könnte, zumindest der Messfehler, um bis zu einer Größenordnung reduziert werden. Eine erneute Messung wäre daher angebracht.

In Bezug auf die außerordentlichen Protonenstrahlparameter wären schärfere Anforderungen an den Beschleuniger angebracht. Hierdurch könnten zumindest Teile der insgesamt 9,82 % zusätzlich aufzunehmender Wärmelast reduziert werden. Informationen zur Eintrittswahrscheinlichkeit und Häufigkeit der Strahlverschiebung und der Überspannung wären ebenfalls hilfreich.

Ohne die erwähnten experimentellen Untersuchungen kann noch nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob die ESS mit der vollen Strahlleistung betrieben werden kann. Ebenso wenig kann das ausgeschlossen werden. Der Inhalt der folgenden Kapitel dieser Arbeit werden daher versuchen, diese Wissenslücke zu schließen. Um schlussendlich einen funktionsfähigen kalten Moderator zu erhalten, werden abschließend einige strukturmechanische Überlegungen und die Prototypenfertigung behandelt.

5 Strömungsmessung

Um gewährleisten zu können, dass die in Kapitel 4 diskutierten Ergebnisse der Strömungssimulation ausreichend dem realen Strömungsverhalten des ESS Moderators entsprechen, soll in diesem Kapitel ein experimenteller Vergleich erfolgen. Zunächst werden die Versuchsziele und die Strategie zur Erreichung der gesetzten Ziele behandelt. Anschließend werden die gewählte Messmethode und der dazugehörige Messaufbau beschrieben, gefolgt von der Versuchsdurchführung und Auswertung. Abschließen wird dieses Kapitel mit dem Vergleich der Messung mit der Strömungssimulation sowie der Ermittlung des Modellfehlers und schlussendlich des Gesamtfehlers der Strömungssimulation.

5.1 Versuchsziel

Infolge der hohen Teilchenwärme und der dadurch begründeten Gefahr einer lokalen Verdampfung des Wasserstoffes ist die Überprüfung des Wärmeübergangs das primäre Ziel der Messung. Um die Strömung zu führen und um Rezirkulations- sowie Totgebiete weitestgehend zu vermeiden, mussten Leitstrukturen und Strömungsaufteilung integriert werden. Die Volumenstromverteilungen sowie die Orte und die Ausdehnung von Wirbelgebieten sind daher wichtige Größen, die zu überprüfen sind. Das Wärmetransportvermögen hängt vor allem von der Geometrie, den Fluideigenschaften und der Geschwindigkeitsverteilung in den jeweiligen Durchströmungsgebieten ab (s. Abbildung 5.1, MP1 bis MP8), weshalb diese ebenfalls zu überprüfen sind.

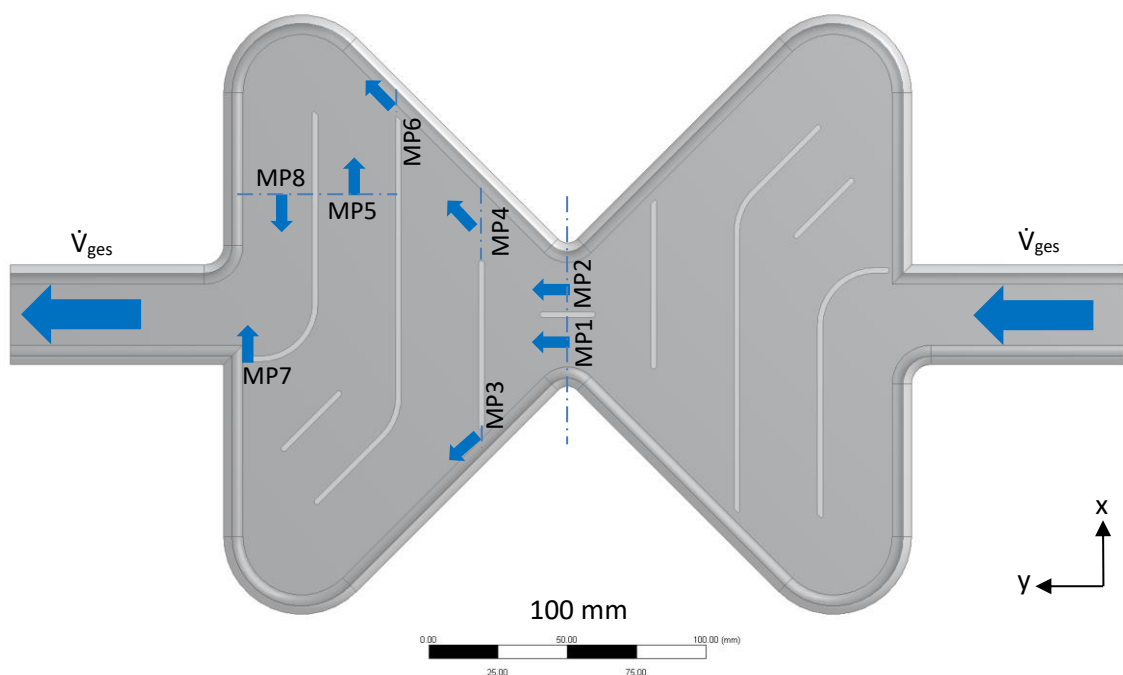


Abbildung 5.1: Definition der Messstellen im Horizontalschnitt durch das Zentrum des BF1-Moderators

Aufgrund der Symmetrie kann die Messung auf eine der beiden Hälften beschränkt werden. Im Einzelnen werden folgende Parameter bzw. Verteilungen im Rahmen der Messung erfasst und anschließend mit den Simulationsergebnissen verglichen:

- 1) Der gemessene Gesamtvolumenstrom muss gemäß der folgenden Gleichung der Summe der gemessenen Teilvolumenströme in den Messpunkten (MP_i) entsprechen (s. Abbildung 5.1):

$$\dot{V}_{ges} = \dot{V}_{MP1} + \dot{V}_{MP2} = \dot{V}_{MP3} + \dot{V}_{MP4} = \dot{V}_{MP5} + \dot{V}_{MP6} + \dot{V}_{MP7} = \dot{V}_{MP7} + \dot{V}_{MP8} \quad (5.1)$$

- 2) Das Volumenstromverhältnis der jeweiligen Durchströmungsebenen sollte bei der Messung (PIV) mit dem Volumenstromverhältnis bei der Strömungssimulation (CFX) übereinstimmen:

$$\frac{\dot{V}_{MP1_CFX}}{\dot{V}_{MP2_CFX}} = \frac{\dot{V}_{MP1_PIV}}{\dot{V}_{MP2_PIV}}; \frac{\dot{V}_{MP3_CFX}}{\dot{V}_{MP4_CFX}} = \frac{\dot{V}_{MP3_PIV}}{\dot{V}_{MP4_PIV}}; \frac{\dot{V}_{MP7_CFX}}{\dot{V}_{MP8_CFX}} = \frac{\dot{V}_{MP7_PIV}}{\dot{V}_{MP8_PIV}} \quad (5.2)$$

- 3) Die gemessene Geschwindigkeitsverteilung in den Messpunkten muss mit der simulierten Verteilung der Geschwindigkeit übereinstimmen:

$$u_{x_CFX}(MP, y) = u_{x_PIV}(MP, y); v_{y_CFX}(MP, x) = v_{y_PIV}(MP, x) \quad (5.3)$$

- 4) Die mittlere gemessene Geschwindigkeit über die jeweiligen Messpunkte muss mit der simulierten mittleren Geschwindigkeit übereinstimmen:

$$\bar{u}_{x_CFX}(MP) = \bar{u}_{x_PIV}(MP); \bar{v}_{y_CFX}(MP) = \bar{v}_{y_PIV}(MP) \quad (5.4)$$

Ferner ist, um das Auftreten von Wirbelgebieten beurteilen zu können, der quantitative Vergleich des globalen Strömungsbildes durch den Vergleich der Geschwindigkeitsvektoren vorgesehen.

5.2 Versuchsstrategie

Optimal wäre ein experimenteller Vergleich, wenn die Randbedingungen der Messung exakt mit denen der Strömungssimulation übereinstimmen würden. Hierzu müsste der Wärmeeintrag, das Fluid, die Fluidparameter, der Volumenstrom und die Geometrie gleich sein. Der volumetrische Wärmeeintrag kann experimentell nicht exakt nachgestellt werden, da die ESS die leistungsstärkste Quelle weltweit werden wird und sich derzeit im Bau befindet. Alternative Energiequellen, die die Strahlungswärme im Labormaßstab nachstellen, sind kaum realisierbar. Obendrein ergab die Auswertung der Strömungssimulation, dass das Strömungsbild kaum von dem gepulsten Wärmeeintrag abhängt und somit der experimentelle Vergleich auch ohne die Nachstellung des Wärmeeintrages erfolgen kann (vergl. Kapitel 4.7.4). Weiterhin ist die Bereitstellung der enormen Mengen an flüssigem Wasserstoff zwar prinzipiell möglich, jedoch nur mit sehr hohem Sicherheits- und Kostenaufwand. Deswegen muss der Einsatz eines unkritischen Ersatzfluides geprüft werden. Darüber hinaus sollten die Abmessungen des Prüfkörpers gegenüber den Abmessungen des ESS Moderators möglichst reduziert werden, da die Auflösung der gewählten Messmethode dadurch erhöht werden kann (vergl. Kapitel 5.5).

Für die meisten technischen Strömungen hat O. Reynolds 1883 das Reynolds'sche Ähnlichkeitsgesetz formuliert. Mit diesem Gesetz sind strömungsmechanische Vorgänge im Modellmaßstab (m_o) mit der Originalströmung (o_r) vergleichbar, solange die Ähnlichkeit der Strömung gegeben ist. Dazu muss zum einen die geometrische Ähnlichkeit und zum anderen die physikalische (kinematische und dynamische) Ähnlichkeit der Strömung gewährleistet werden [45].

5.2.1 Geometrische Ähnlichkeit

Die geometrische Ähnlichkeit ist dann gewährleistet, wenn alle die Strömung beeinflussenden Abmessungen des Prüfkörpers um den gleichen Betrag vergrößert bzw. verkleinert werden. D. h. ein konstantes Verhältnis G_L zwischen den Abmessungen des Modells und denen des Originalbauteils besteht. Für das Strömungsexperiment wurden alle Abmessungen des Moderators halbiert, wodurch nur noch 12,5 % des Fluidvolumens erforderlich sind:

$$G_L = \frac{L_{mo}}{L_{or}} = 0,5 \quad (5.5)$$

5.2.2 Physikalische Ähnlichkeit

Die physikalische Ähnlichkeit von Strömungen kann anhand verschiedener dimensionsloser Größen ermittelt werden. Abhängig von der betrachteten Strömung, muss geprüft werden, welche dieser Größen miteinbezogen werden müssen, um das Strömungsmodell mit dem Original vergleichen zu können. Im vorliegenden Fall treten primär Zähigkeits- und Druckkräfte auf, weshalb die Strömung als physikalisch ähnlich angesehen werden kann, wenn die *Reynoldszahlen* $Re_{or}=Re_{mo}$ übereinstimmen [45]. Die Reynoldszahl Re hängt vom hydraulischen Durchmesser d_h , vom Quotienten aus Dichte und Viskosität des Fluids ρ/η und von dem Betrag der Strömungsgeschwindigkeit v ab.

$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{\rho}{\eta} \cdot d \cdot v \rightarrow \frac{Re_{mo}}{Re_{or}} = G_L \cdot \frac{\rho_{or} \cdot \eta_{mo}}{\rho_{mo} \cdot \eta_{or}} \cdot \frac{v_{or}}{v_{mo}} \quad (5.6)$$

Bei festgelegtem Geometrieverhältnis $G_L=0,5$, müsste also die Strömungsgeschwindigkeit verdoppelt werden, um zur gleichen Reynoldszahl zu gelangen. Alternativ müsste ein Fluid gewählt werden, bei dem der Quotient aus Dichte und Viskosität größer ist als das von flüssigem Wasserstoff.

In Tabelle 5.1 sind verschiedene mögliche Ersatzfluide (Stickstoff, Helium, Luft und Wasser) aufgeführt. Diese Fluide zeichnen sich durch ihre gute Verfügbarkeit und den sicherheitstechnisch unkritischen Einsatz aus. Darüber hinaus ist Wasserstoff im Modellmaßstab und als Vergleich im Originalmaßstab aufgeführt. Weiterhin sind die Stoffdaten Dichte ρ und Viskosität η in Abhängigkeit der mittleren Temperatur T_m und des Drucks p sowie der hydraulische Durchmesser d_h Bestandteil der Tabelle.

Außerdem ist der Massenstrom $\dot{m}$, die Strömungsgeschwindigkeit v_d und die Reynoldszahl Re im Einströmkanal des Moderators und des Modelles aufgeführt.

Tabelle 5.1: Reynoldszahlen verschiedener Ersatzfluide im Vergleich zum Original-Moderator

	T_m [K]	ρ [kg/m ³]	η [Pa·s]	p [bar]	ρ/η [-]	d_h [m]	$\dot{m}$ [kg/s]	v_d [m/s]	Re_d [-]
Original	18,5	73,9	$1,66 \cdot 10^{-5}$	10	$4,44 \cdot 10^6$	0,030	0,42	6,3	<u>$8,41 \cdot 10^5$</u>
Modell LH₂	18,5	72,9	$1,57 \cdot 10^{-5}$	1,0	$4,66 \cdot 10^6$	0,015	0,20	12,0	$8,41 \cdot 10^5$
Modell N₂	300,0	1,2	$1,76 \cdot 10^{-5}$	1,0	$6,54 \cdot 10^4$	0,015	0,22	857	$8,41 \cdot 10^5$
Modell LN₂	75,00	816,7	$1,77 \cdot 10^{-5}$	1,0	$4,62 \cdot 10^6$	0,015	2,23	12,1	$8,41 \cdot 10^5$
Modell He	300,0	0,2	$1,96 \cdot 10^{-5}$	1,0	$8,37 \cdot 10^3$	0,015	0,25	6700	$8,41 \cdot 10^5$
Modell Luft	300,0	1,2	$1,71 \cdot 10^{-5}$	1,0	$7,04 \cdot 10^4$	0,015	0,22	796	$8,41 \cdot 10^5$
Modell H₂O	300,0	998,3	$1,01 \cdot 10^{-3}$	1,0	$9,93 \cdot 10^5$	0,015	12,68	56,5	$8,41 \cdot 10^5$
Modell H₂O	300,0	998,3	$1,01 \cdot 10^{-3}$	1,0	$9,93 \cdot 10^5$	0,015	0,23	1,0	$1,55 \cdot 10^4$

Aus Tabelle 5.1 wird ersichtlich, dass keines der Fluide im Modellmaßstab die Reynoldszahl des Originals bei gleichzeitig realisierbaren Strömungsgeschwindigkeiten erreicht (rot markiert sind die ausgeschlossenen Fluide). Bei den gewählten Gasen würde sogar die Schallgeschwindigkeit überschritten werden (bei 300 K ist die Schallgeschwindigkeit von: Stickstoff ≈ 337 m/s, Helium ≈ 981 m/s und Luft ≈ 340 m/s [45]). Übrig bleiben lediglich flüssiger Wasserstoff und flüssiger Stickstoff, wobei die erforderlichen Strömungsgeschwindigkeiten nur mit einem erheblichen Kostenaufwand zu realisieren sind. Darüber hinaus ist der technische Aufwand beim Einsatz tiefkalter Fluide erheblich größer. Wasser ist demnach am besten geeignet, da die Strömungsmessung bei Raumtemperatur durchgeführt werden kann und keine besonderen Sicherheitsvorkehrungen getroffen werden müssen. Allerdings ist der Quotient aus Dichte und Viskosität bei Wasser im Vergleich zum Wasserstoff fast fünfmal kleiner. Dadurch und durch die Halbierung der Abmessungen ist eine fast zehnmals höhere Strömungsgeschwindigkeit notwendig, um zur gleichen Reynoldszahl zu gelangen. Neben den technischen Schwierigkeiten, solche Strömungsgeschwindigkeiten zu erzielen, wird dadurch auch die messtechnische Erfassung der Strömung erheblich erschwert bzw. unmöglich gemacht (vergl. Kapitel 5.5).

Für das vorliegende Strömungsexperiment ist es also schwierig, die physikalische Ähnlichkeit der Strömung durch eine identische Reynoldszahl zu gewährleisten. Deshalb muss zunächst untersucht werden, ob die Strömung im Modellmaßstab auch bei kleineren Reynoldszahlen messtechnisch erfasst und anschließend auf den Originalmaßstab approximiert werden kann. Grundvoraussetzung dazu ist, dass die Strömungsgrößen von Interesse (vergl. Kapitel 5.1) als Funktion der Reynoldszahl $\phi_i = f(Re)$ ausgedrückt werden können. Der Messaufbau für das nachfolgende Strömungsexperiment (vergl. Kapitel 5.4) erlaubt aufgrund der Leistung der verwendeten Pumpe nur Reynoldszahlen von $Re = 10^2$ bis

10^4 . Die Reynoldszahl im Originalbauteil liegt noch etwa eine Größenordnung darüber. Um den funktionellen Zusammenhang der Strömungsgrößen $\phi_i = f(\text{Re})$ zu ermitteln, werden deswegen, in dem messtechnisch erfassbaren Reynoldszahlen-Bereich, zusätzliche Simulationen durchgeführt und deren Ergebnisse auf den Originalmaßstab approximiert. Der Vergleich mit den Simulationsergebnissen aus Kapitel 4.7.2 soll dann zeigen, ob im gesamten Reynoldszahlen-Bereich ein eindeutiger funktioneller Zusammenhang besteht und somit die Messung auch bei kleineren Reynoldszahlen durchgeführt werden kann. Im ersten Schritt werden dafür sechs zusätzliche Strömungssimulationen durchgeführt, bei denen die Reynoldszahl schrittweise erhöht wird (s. Abbildung 5.2). Die Geometrie entspricht der des Prüfkörpers, also $G_L=0,5$. Zunächst wird Wasserstoff eingesetzt (vergl. Tabelle 5.1 Modell LH₂).

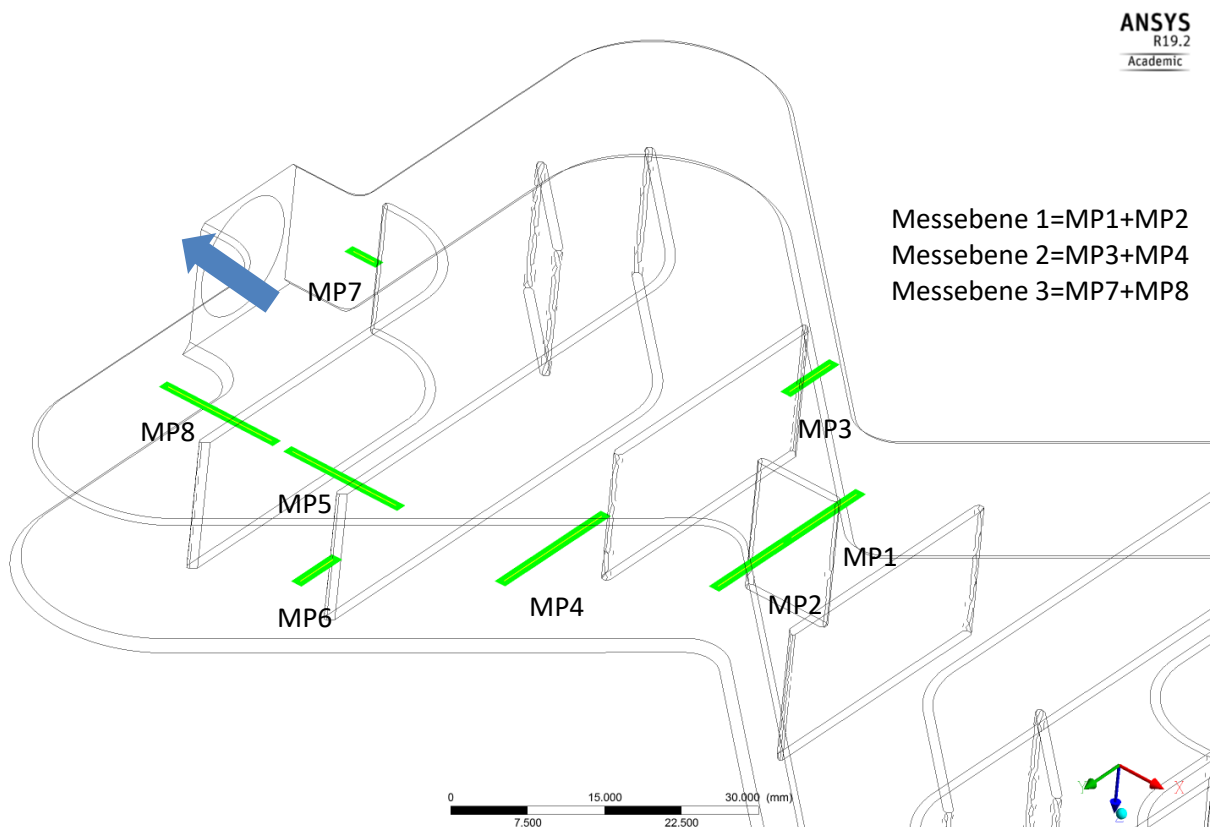


Abbildung 5.2: Definition der Auswertbereiche für die zusätzlichen CFX Simulationen in Abhängigkeiten (MP=Messpunkte)

Ausgewertet werden zum einen die Geschwindigkeitskomponenten $u_x(y_i)$, und $v_y(x_i)$ entlang der definierten Linien (MP_i), die jeweils an beiden Enden von der Behälterstruktur begrenzt werden (s. Abbildung 5.2 grüne Bereiche MP1 bis MP8) und zum anderen der daraus ableitbare Teilvolumenstrom $\dot{V}_i$. Zur Ermittlung der Approximationsfunktionen werden ferner die Mittelwerte $\bar{u}_x(\text{Re}) = \sum u_x(y_i, \text{Re})$ und $\bar{v}_y(\text{Re}) = \sum v_y(x_i, \text{Re})$ in Abhängigkeit der Reynoldszahl Re ausgewertet (s. Abbildung 5.3).

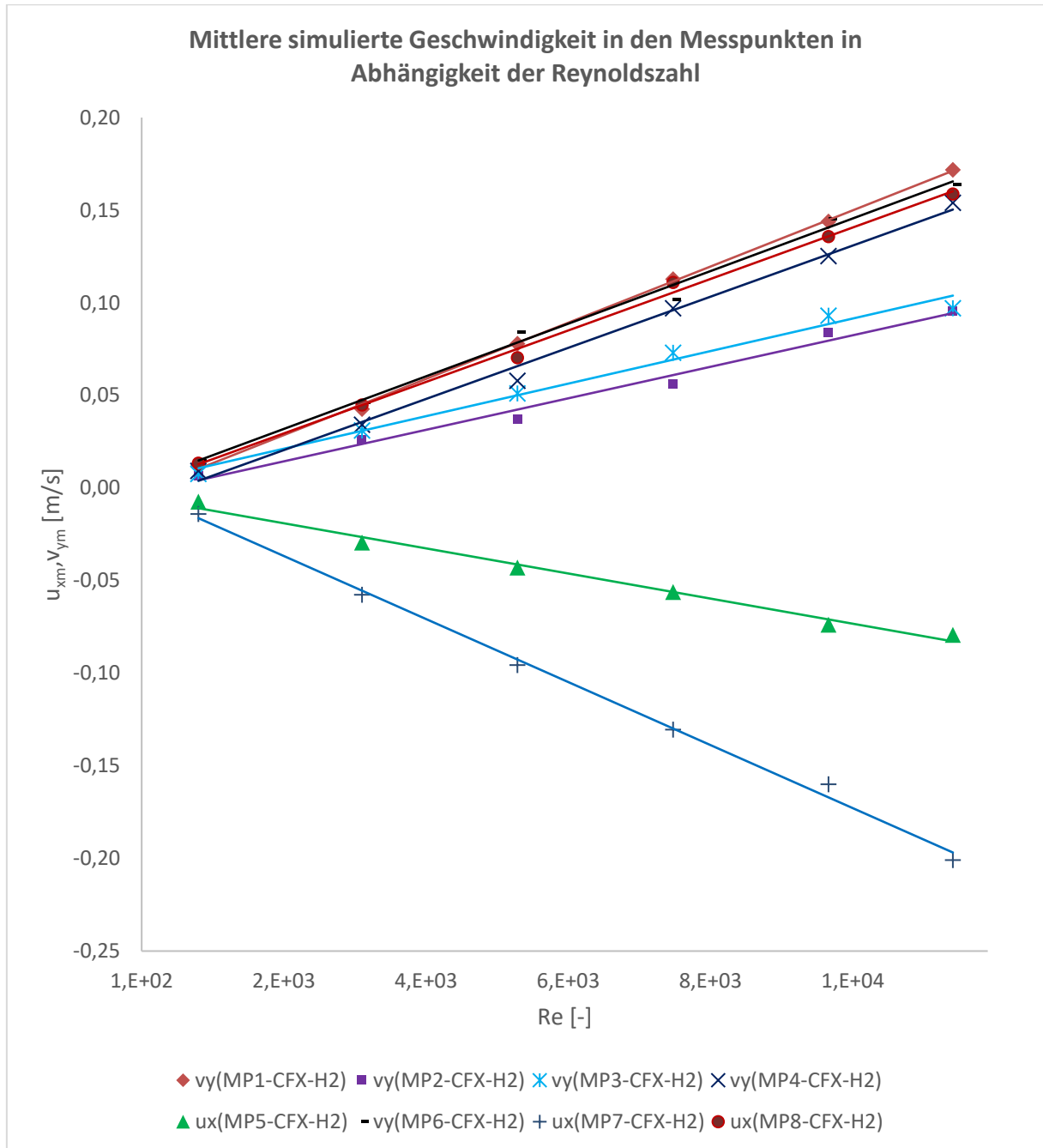


Abbildung 5.3: Mittlere simulierte Strömungsgeschwindigkeit u_x , v_y in den jeweiligen Messpunkten (MP1 bis MP8) in Abhängigkeit der Reynoldszahl Re

Abbildung 5.3 zeigt in guter Näherung, für alle über den jeweiligen Messpunkt gemittelten Geschwindigkeiten (vergl. Abbildung 5.2), bei Reynoldszahlen von $Re=10^2 \dots 10^4$ einen linearen Verlauf. Die aufgeführten Geschwindigkeiten $\bar{v}_{yi}(Re)$ und $\bar{u}_{xi}(Re)$ können in Abhängigkeit der Reynoldszahl Re mit der folgenden Geradengleichung bestimmt werden:

$$\begin{aligned}\bar{v}_{yi}(Re) &= [(m \pm \Delta m) \cdot Re + b] \cdot \bar{v}_{yi}(Re = 11.510) \\ \bar{u}_{xi}(Re) &= [(m \pm \Delta m) \cdot Re + b] \cdot \bar{u}_{xi}(Re = 11.510)\end{aligned}\quad (5.7)$$

Die Parameter der Geradengleichung m , b und die Standardabweichung Δm sowie die auf den Originalmaßstab approximierten Geschwindigkeiten $\bar{v}_{yi}$ und $\bar{u}_{xi}$ sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Tabelle 5.2: Dimensionslose mittlere Geschwindigkeit in den Messpunkten MP1 bis MP8 in Abhängigkeit der Reynoldszahl sowie die Parameter für die lineare Approximationsfunktion

CFX-LH ₂	Re [-]	MP1	MP2	MP3	MP4	MP5	MP6	MP7	MP8
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}) / \bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}=11500)$	900	0,07	0,04	0,08	0,06	0,09	0,09	0,08	0,08
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}) / \bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}=11500)$	3200	0,25	0,31	0,32	0,22	0,37	0,28	0,29	0,28
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}) / \bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}=11500)$	5400	0,45	0,49	0,53	0,38	0,54	0,51	0,52	0,44
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}) / \bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}=11500)$	7600	0,66	0,51	0,75	0,63	0,71	0,62	0,66	0,70
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}) / \bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}=11500)$	9800	0,84	0,91	0,96	0,81	0,93	0,89	0,83	0,86
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}) / \bar{v}_i, \bar{u}_i(\text{Re}=11500)$	11500	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
$m_i [\cdot 10^{-5}]$		8,82	9,38	9,04	8,96	8,55	8,65	8,50	8,75
$\pm \Delta m_i [\cdot 10^{-6}]$		1,29	1,30	5,47	3,82	4,69	3,71	2,78	2,59
$b_i [\cdot 10^{-2}]$		-1,99	-7,01	2,86	-5,52	6,06	1,27	1,90	2,01
$\bar{v}_i, \bar{u}_{i_approx.}(\text{Re}_{or})$	840941	12,75	1,57	7,39	11,60	-5,70	11,94	-14,35	11,68
$\bar{v}_i, \bar{u}_{i_CFX}(\text{Re}_{or})$	840941	13,92	3,40	8,55	10,25	-3,93	12,34	-21,56	10,57

Abbildung 5.4 zeigt die approximierten und simulierten mittleren Geschwindigkeiten $\bar{v}_{vi}(\text{Re}_{or})$ und $\bar{u}_{xi}(\text{Re}_{or})$ in den ausgewählten Messpunkten MP1 bis MP8 für den Originalmaßstab. Bis auf MP7 zeigt sich auch hier eine hinreichend gute Übereinstimmung der Ergebnisse.

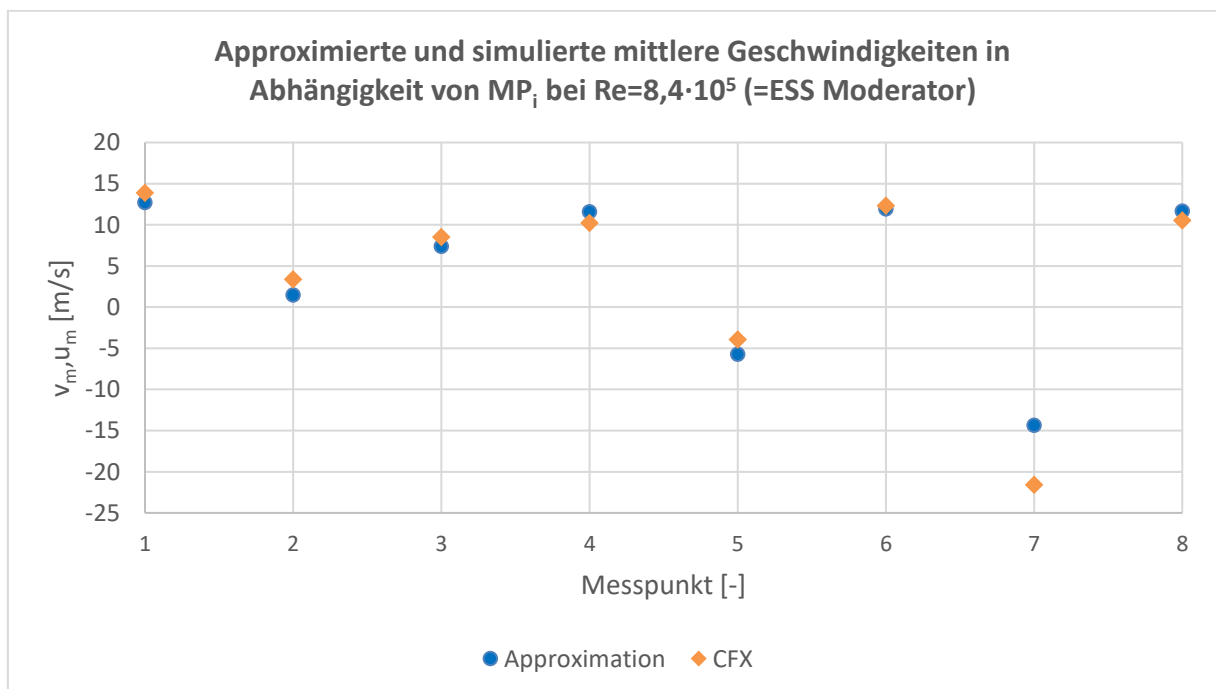


Abbildung 5.4: Approximierte und simulierte mittlere Geschwindigkeit von MP1 bis MP8 im Originalmaßstab

Darüber hinaus sollten sich die normierten Strömungsprofile über die jeweiligen Messpunkte decken. Hierzu zeigt Abbildung 5.5 die Durchströmungsebene 1, bestehend aus MP1 und MP2, die Abbildung

5.6 die Durchströmungsebene 2, bestehend aus MP3 und MP4 sowie die Abbildung 5.7 die Durchströmungsebene 3, bestehend aus MP7 und MP8.

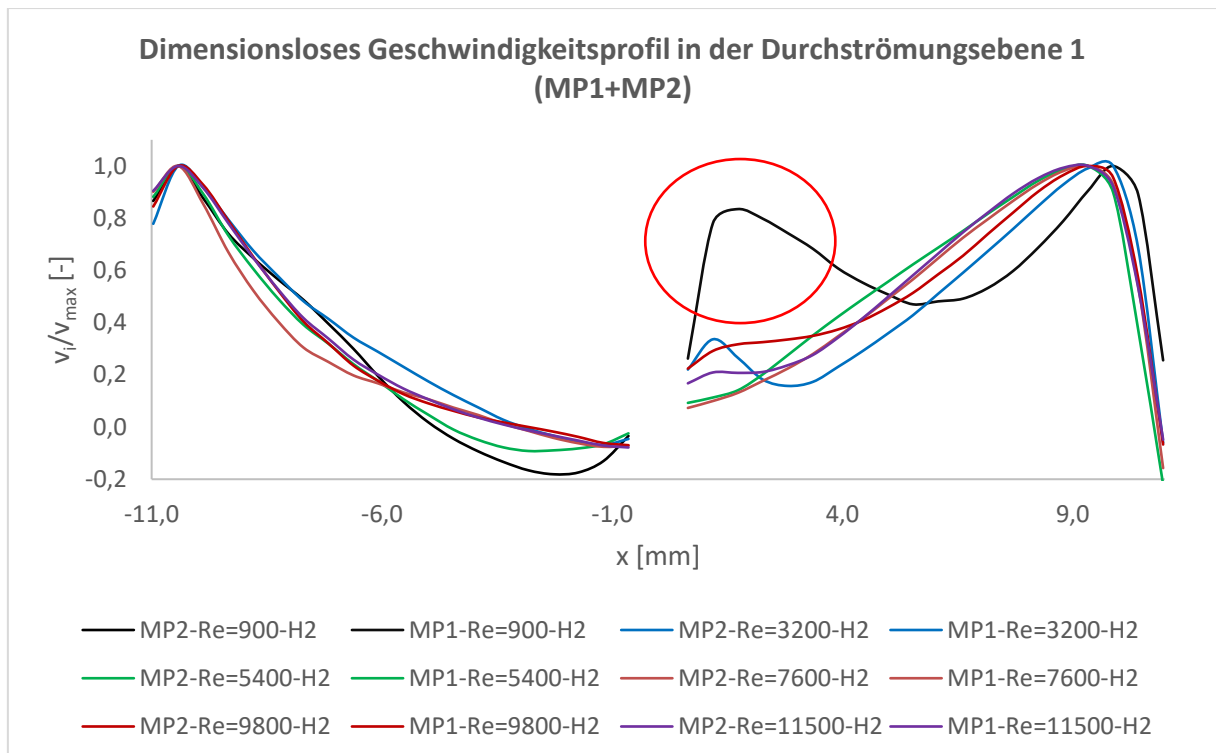


Abbildung 5.5: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil in der ersten Durchströmungsebene (MP1+MP2) bei Reynoldszahlen von Re=900 bis Re=11500

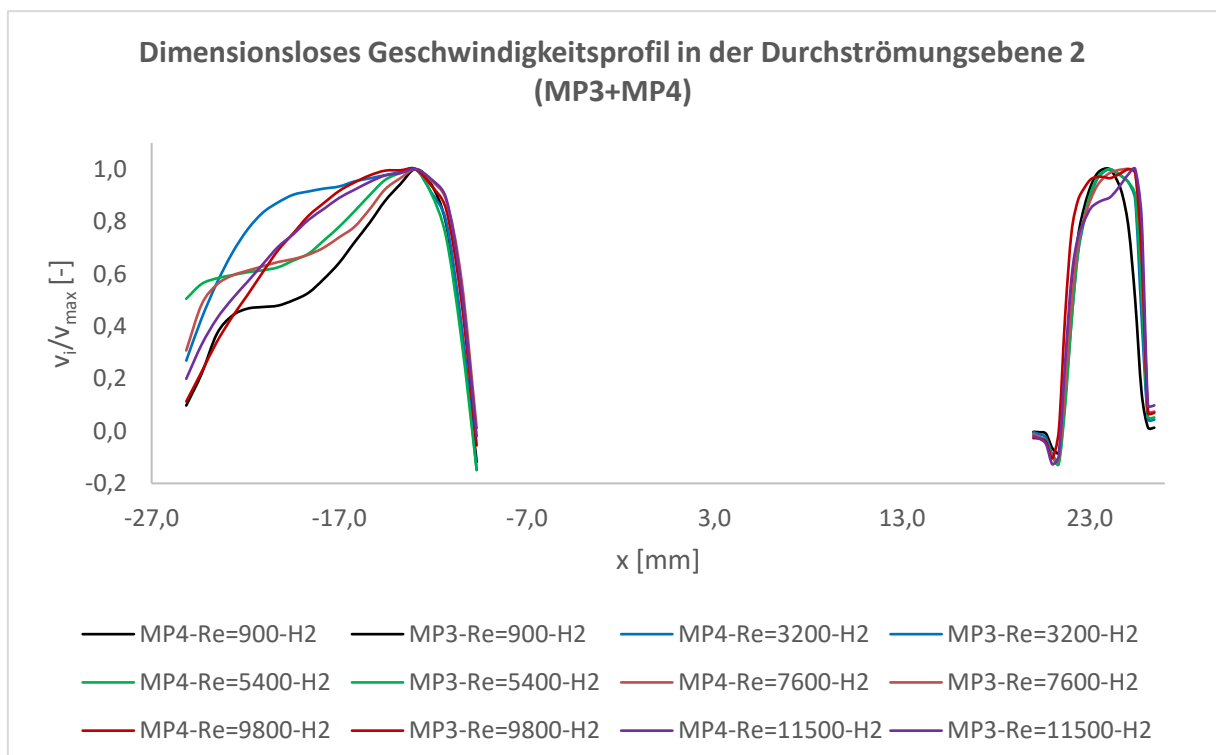


Abbildung 5.6: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil in der zweiten Durchströmungsebene (MP3+MP4) bei Reynoldszahlen von Re=900 bis Re=11500

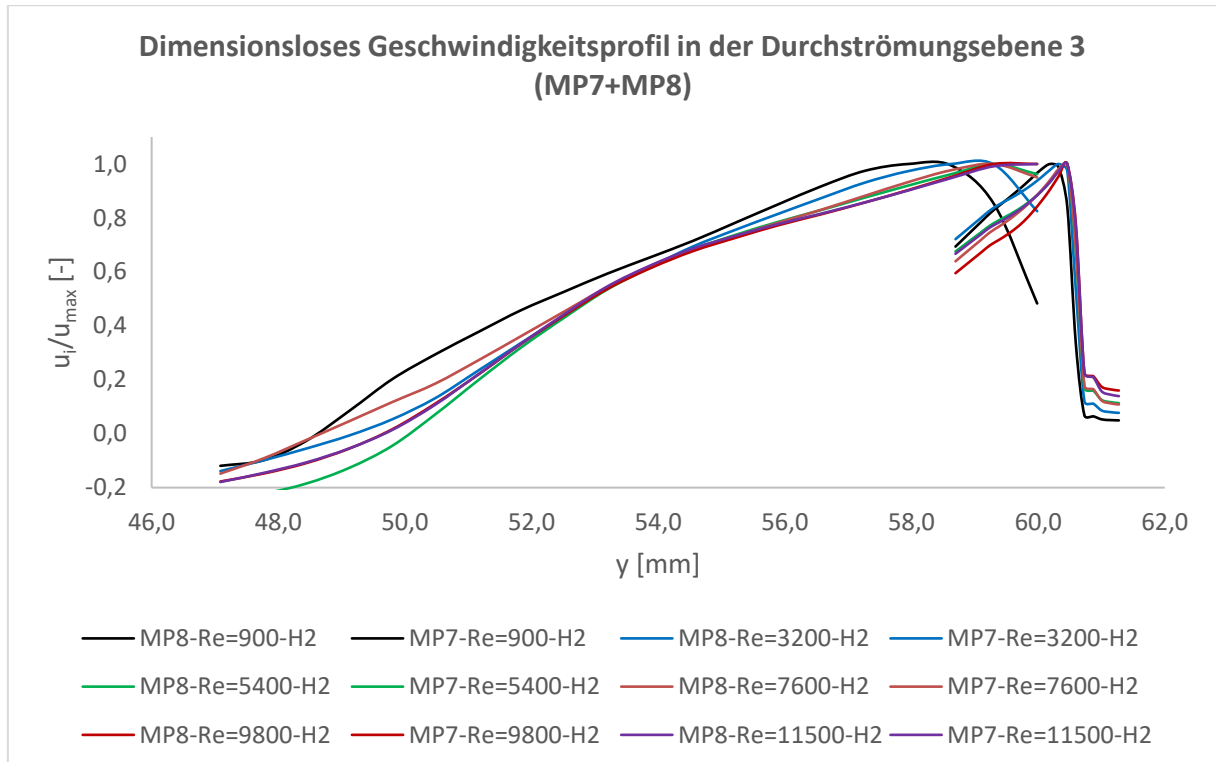


Abbildung 5.7: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil in der dritten Durchströmungsebene (MP7+MP9) bei Reynoldszahlen von $Re=900$ bis $Re=11500$

Die normierten Geschwindigkeitsprofile zeigen unabhängig von der Reynoldszahl einen annähernd deckungsgleichen Verlauf. Bis auf die Abweichung in MP1 bei $Re=900$ (s. Abbildung 5.5, rot umrandeter Bereich), die sich aus dem Umschlag von turbulenter zu laminarer Strömung erklären lässt, sind durchweg gute Übereinstimmungen zu verzeichnen.

Die Voruntersuchungen haben ergeben, dass zwischen den über die Messpunkte gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der Reynoldszahl ein linearer Zusammenhang besteht (s. Abbildung 5.3). Weiterhin zeigte die Approximation der daraus abgeleiteten Funktionen auf den Originalmaßstab eine gute Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen aus Kapitel 4.7.2, (Abbildung 5.4). Letztlich sind auch die Geschwindigkeitsprofile in den Durchströmungsebenen hinreichend deckungsgleich (s. Abbildung 5.5, Abbildung 5.6 und Abbildung 5.7), sodass im letzten Vorbereitungsschritt der Einsatz von Wasser anstelle von Wasserstoff geprüft werden kann. Analog zu dem bisherigen Vorgehen werden wieder sechs zusätzliche Strömungssimulationen durchgeführt, bei denen die Reynoldszahl schrittweise erhöht wird. Die Geometrie entspricht wieder der des Prüfkörpers. Dieses Mal wird jedoch Wasser anstelle von Wasserstoff eingesetzt.

Zunächst muss geprüft werden, ob die mittleren Geschwindigkeiten ebenfalls linear mit steigenden Reynoldszahlen zunehmen und ob die Steigungen der Funktionen mit den Steigungen der Wasserstoff Funktionen übereinstimmen (vergl. Tabelle 5.2). Abbildung 5.8 zeigt exemplarisch die absolute (Sekundärachse) und die dimensionslose (Primärachse) mittlere Geschwindigkeit von Wasserstoff (blau) und von Wasser (orange) in Abhängigkeit der Reynoldszahl in Messpunkt 1. Zum einen liegt wie

erwartet eine lineare Abhängigkeit vor und zum anderen sind die Steigungen der beiden dimensionslosen Geraden praktisch deckungsgleich. Die Absolutwerte unterscheiden sich, da das Dichte-Viskositäts Verhältnis von Wasser etwa 4,5-mal geringer ist und somit die Geschwindigkeit im gleichen Maß steigen muss, damit die identische Reynoldszahl erreicht wird.

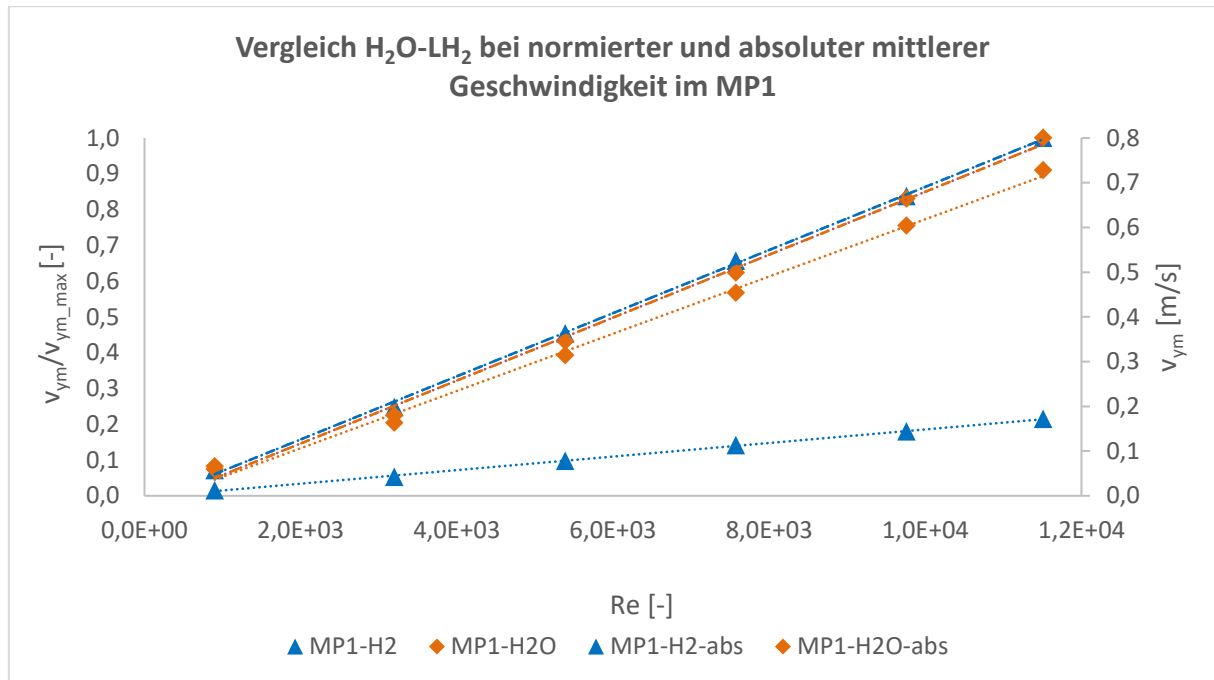


Abbildung 5.8: Normierte mittlere Geschwindigkeit v_{ym}/v_{ym_max} (linke vertikale Achse) und absolute mittlere Geschwindigkeit v_{ym} (rechte vertikale Achse) in MP1 von LH₂ und H₂O

Tabelle 5.3 führt alle Messpunkte und die prozentuale Abweichung der Steigung (H₂-H₂O) auf.

Tabelle 5.3: Dimensionslose mittlere Geschwindigkeit in den Messpunkten MP1 bis MP8 bei $Re=10^2$ bis $Re=10^4$ sowie die Parameter für die lineare Approximationsfunktion für H₂O

CFX-H ₂ O	Re [-]	MP1	MP2	MP3	MP4	MP5	MP6	MP7	MP8
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	900	0,07	-0,04	0,08	0,06	0,09	0,09	0,08	0,08
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	3200	0,25	0,31	0,32	0,22	0,37	0,28	0,29	0,28
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	5400	0,45	0,49	0,53	0,38	0,54	0,51	0,52	0,44
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	7600	0,66	0,51	0,75	0,63	0,71	0,62	0,66	0,70
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	9800	0,84	0,91	0,96	0,81	0,93	0,89	0,83	0,86
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	11500	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
$m_i [-10^{-5}]$		8,82	8,98	9,04	8,96	8,55	8,65	8,50	8,75
$\pm \Delta m_i [-10^{-6}]$		1,20	5,33	5,47	3,82	4,69	3,71	2,78	2,59
$b_i [-10^{-2}]$		-1,90	-3,62	2,86	-5,52	6,06	1,27	1,90	0,20
$\Delta m_{i_H2_H2O}/m_{i_H2} [\%]$		0,32	6,87	4,87	4,15	4,59	3,43	-0,84	0,19

Die über alle Reynoldszahlen gemittelten, dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile von Wasser und Wasserstoff in den Durchströmungsebenen müssen ebenfalls übereinstimmen, damit das Ersatzfluid beim Strömungsexperiment zum Einsatz kommen kann.

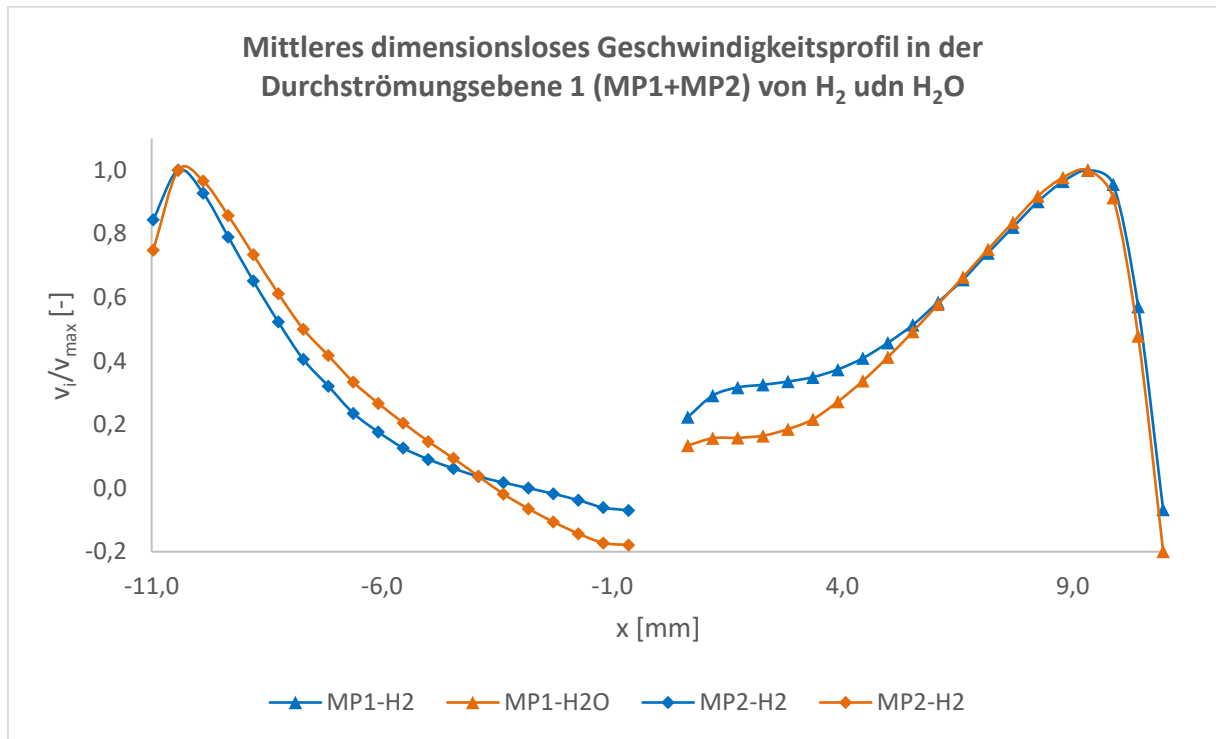


Abbildung 5.9: Mittleres dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil $v_i/v_{\max}$ in der 1. Durchströmungsebene (MP1+MP2) von H₂ (blau) und H₂O (orange) bei Re=11500

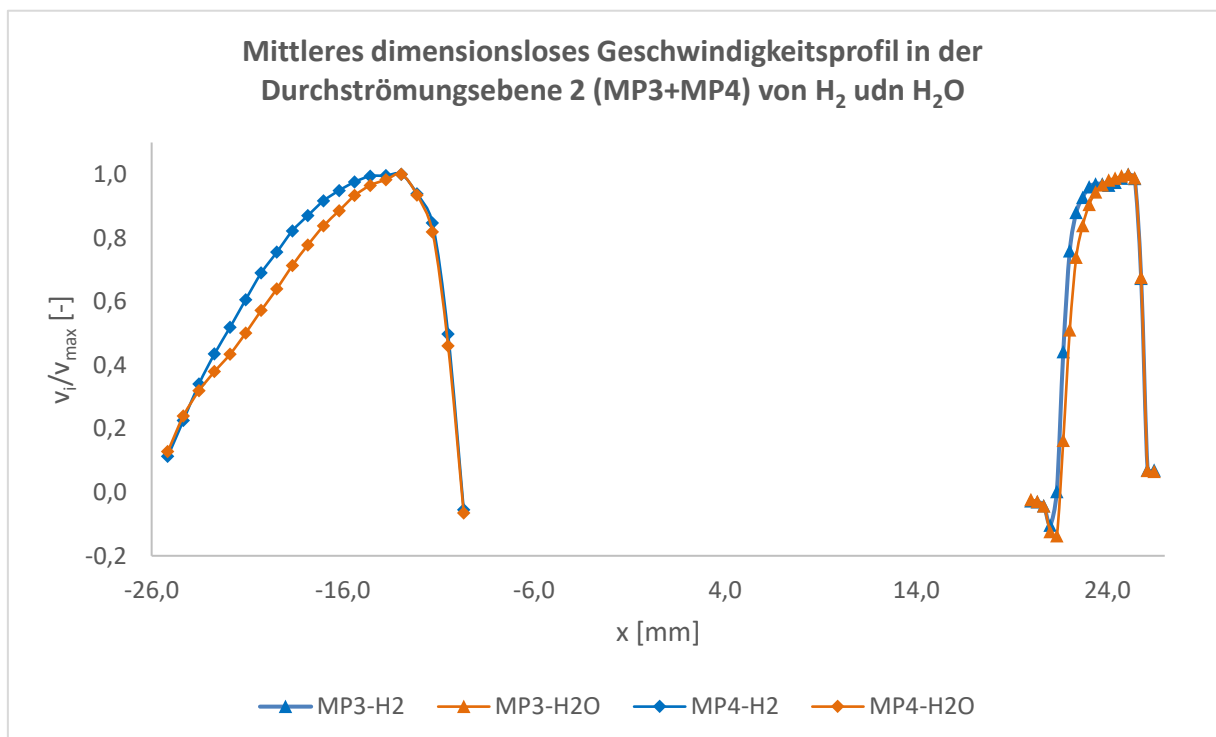


Abbildung 5.10: Mittleres dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil $v_i/v_{\max}$ in der 2. Durchströmungsebene (MP3+MP4) von H₂ (blau) und H₂O (orange) bei Re=11500

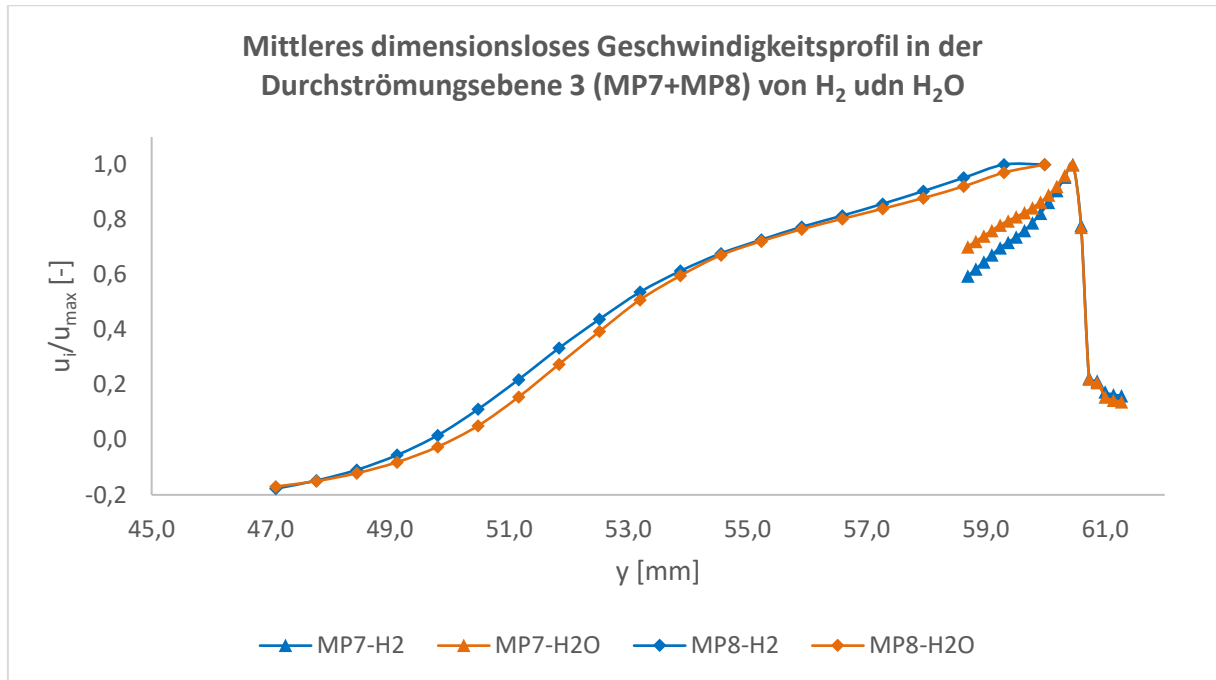


Abbildung 5.11: Mittleres dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil $u_i/u_{\max}$ in der 3. Durchströmungsebene (MP7+MP8) von H₂ (blau) und H₂O (orange) bei $Re=11500$

Die Geschwindigkeitsprofile in allen Durchströmungsebenen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung, sodass die Vergleichbarkeit der Simulation mit dem Strömungsexperiment gewährleistet ist. Aus den Geschwindigkeitsprofilen lassen sich noch die Teilvolumenströme abschätzen. Die Summe der Teilvolumenströme je Durchströmungsebene muss dem Gesamtvolumenstrom $\dot{V}_{\text{ges}} = \sum \dot{V}_i$ entsprechen. Daher müssen diese auch gleich sein und mit zunehmender Reynoldszahl stetig steigen. Abbildung 5.12 zeigt den Verlauf des Volumenstromes in Abhängigkeit der Reynoldszahl.

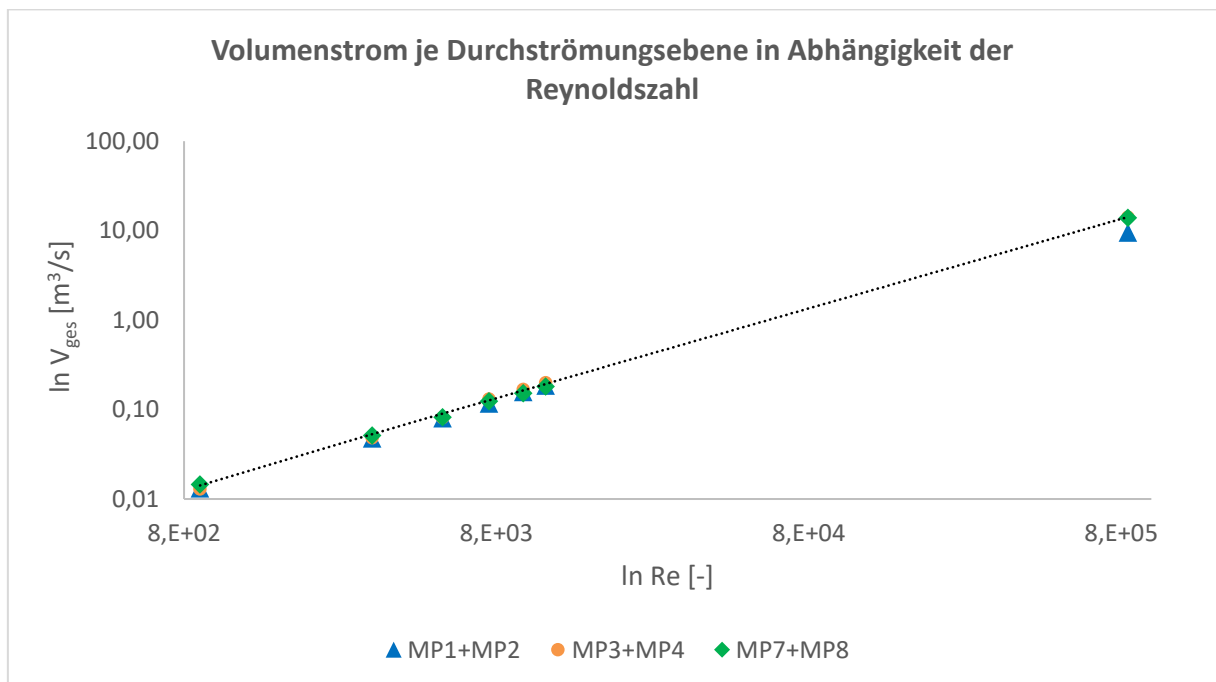


Abbildung 5.12: Approximierter und simulierter Volumenstrom der Messebenen 1 bis 3 die jeweils dem Gesamtvolumenstrom entsprechen müssen

Abgesehen von der ersten Messebene, die bei hohen Reynoldszahlen durch die Approximation etwas überbewertet wird, decken sich alle anderen Volumenströme hinreichend. Folgende Funktion erlaubt auch hier eine Approximation:

$$\dot{V}_{ges} = (1,688 \cdot 10^{-5} \cdot Re - 1,021 \cdot 10^{-3}) \text{ m}^3/\text{s} \quad (5.8)$$

Tabelle 5.4 fasst die Parameter zur Approximation der Volumenströme in den Durchströmungsebenen und deren Standardabweichung zusammen.

Tabelle 5.4: Approximierter Volumenstrom in den jeweiligen Durchströmungsebenen, sowie der Mittelwert und die Standardabweichung der Approximation

Re	$\dot{V}_{MP1+MP2} [\text{m}^3/\text{s}]$	$\dot{V}_{MP3+MP4} [\text{m}^3/\text{s}]$	$\dot{V}_{MP7+MP8} [\text{m}^3/\text{s}]$	Mittelwert	STABW [$\pm$]
900	0,013	0,013	0,015	0,014	0,001
3200	0,048	0,049	0,051	0,049	0,002
5400	0,080	0,081	0,082	0,081	0,001
7600	0,117	0,131	0,124	0,124	0,007
9800	0,158	0,168	0,152	0,159	0,008
11500	0,185	0,199	0,181	0,188	0,009
840942	12,554	14,195	13,917	13,555	0,878

Mit den beschriebenen Untersuchungen ist nachgewiesen worden, dass die Strömungsexperimente auch bei kleineren Reynoldszahlen durchgeführt werden können und die Ergebnisse mit hinreichender Genauigkeit auf den Originalmaßstab approximiert werden können. Weiterhin ist der Einsatz von Wasser als Ersatzfluid zulässig, solange die Strömungsexperimente in dem untersuchten Reynoldszahlen-Bereich durchgeführt werden. Die Approximationsfehler müssen allerdings zusätzlich neben den Simulationsfehlern und den eigentlichen Messfehlern bei der Gesamtfehlerabschätzung, die in Kapitel 5.6.3 erfolgt, berücksichtigt werden.

Nachdem die Grundvoraussetzung für die Strömungsexperimente, die Vergleichbarkeit der Messdaten mit den Strömungssimulationen, gegeben ist, werden in den folgenden Unterkapiteln die eigentlichen Experimente behandelt. Zunächst wird jedoch in Kapitel 5.3 die gewählte Messmethode erläutert, gefolgt von der Beschreibung des Messaufbaus in Kapitel 5.4 und der Versuchsdurchführung in Kapitel 5.5, abgeschlossen wird dieser Teil der Arbeit mit der Versuchsauswertung in Kapitel 5.6.

5.3 Particle Image Velocimetry (PIV)

Zur Visualisierung von geometrie-, fluid-, temperatur- und druckabhängigen Geschwindigkeitsfeldern in Strömungen bietet sich unter anderem die Particle Image Velocimetry Messung (PIV) an. Bei der PIV Messung werden optisch erfassbare Partikel zur Strömung hinzugefügt und deren Relativbewegung mit dem Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera erfasst. Damit die Partikel die Strömung nicht beeinflussen, muss deren Dichte mit der des Fluids übereinstimmen. Darüber hinaus sind die Größe und die Anzahl der Partikel abhängig von der Größe des Betrachtungsfeldes, der erforderlichen räumlichen Auflösung sowie der Geometrie zu wählen. Mit Hilfe der Bildwiederholrate kann aus dem in mehreren Bildern optisch erfassten Weg einer Partikelformation die lokale Geschwindigkeit des Fluids ermittelt werden. Im Gegensatz zu vielen anderen Verfahren, bei denen Geschwindigkeiten entlang einer Linie bzw. auf einem Punkt in der Strömung analysiert werden, erlaubt die PIV Messung die Analyse ganzer Flächen, wodurch neben den lokalen Geschwindigkeiten auch Strömungsmuster, wie Wirbelgebiete, analysiert werden können [46]. Überdies lassen sich durch gezieltes Belichten von Teilbereichen Informationen aus dem Inneren der Strömung gewinnen (s. Abbildung 5.13, grüne Fläche) und dadurch z. B. die Kernströmung in einem Prüfvolumen analysieren. Die benötigten Lichtschnitte werden über eine Lichtschnittoptik erzeugt (s. Abbildung 5.13).

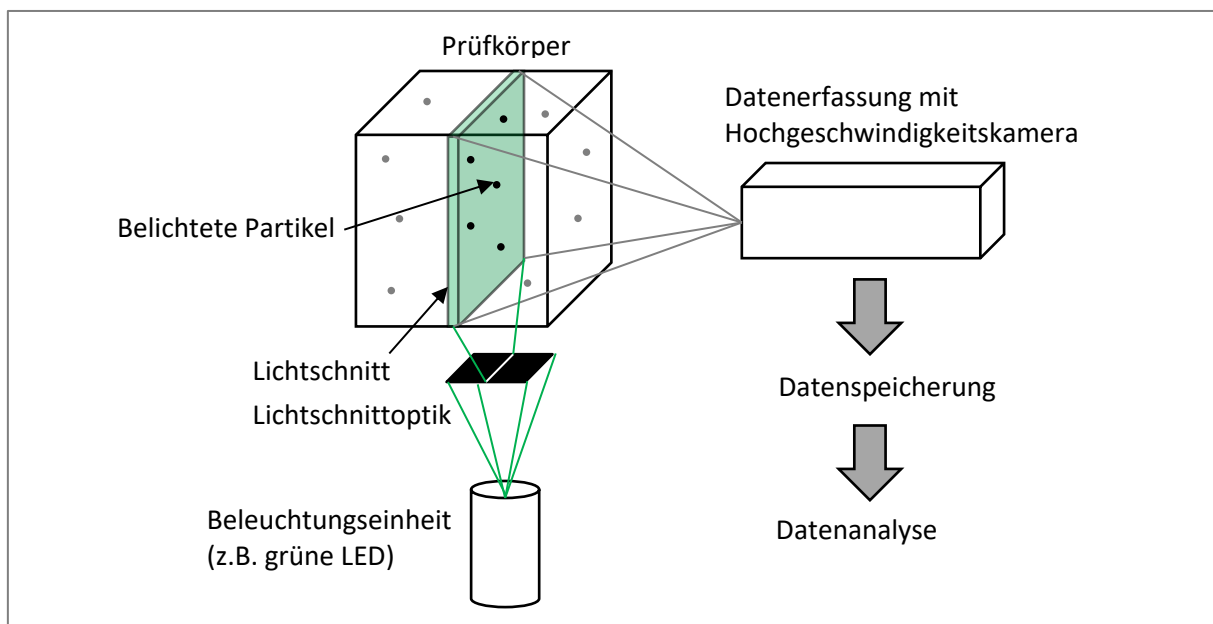


Abbildung 5.13: Prinzip der Particle Image Velocimetry (PIV)

Die Analyse der Bilddaten erfolgt im Anschluss mit einer geeigneten Software, die die Bewegung von Partikelgruppen bzw. Intensitätsmuster mittels Kreuzkorrelationstechnik ermittelt. Grundsätzlich sollten mindestens drei Partikel zur Berechnung des Strömungsvektors bei zwei aufeinanderfolgenden Aufnahmen abgebildet sein [46]. Weiterhin sollte zur Erreichung der größtmöglichen Genauigkeit der Messung jedes Partikel auf mindestens vier Pixel des Kamerachips abgebildet werden [46]. Das Ergebnis der Datenauswertung liefert die projizierten Strömungsvektoren in der belichteten Ebene des Prüfvolumens, welche abschließend mit den simulierten Vektorfeldern verglichen werden kann.

5.4 Versuchsaufbau

Nachfolgend werden die Komponenten des in Abbildung 5.14 aufgeführten und zur Validierung der Strömungssimulation des BF1-Moderators verwendeten PIV Messaufbaus kurz erläutert:

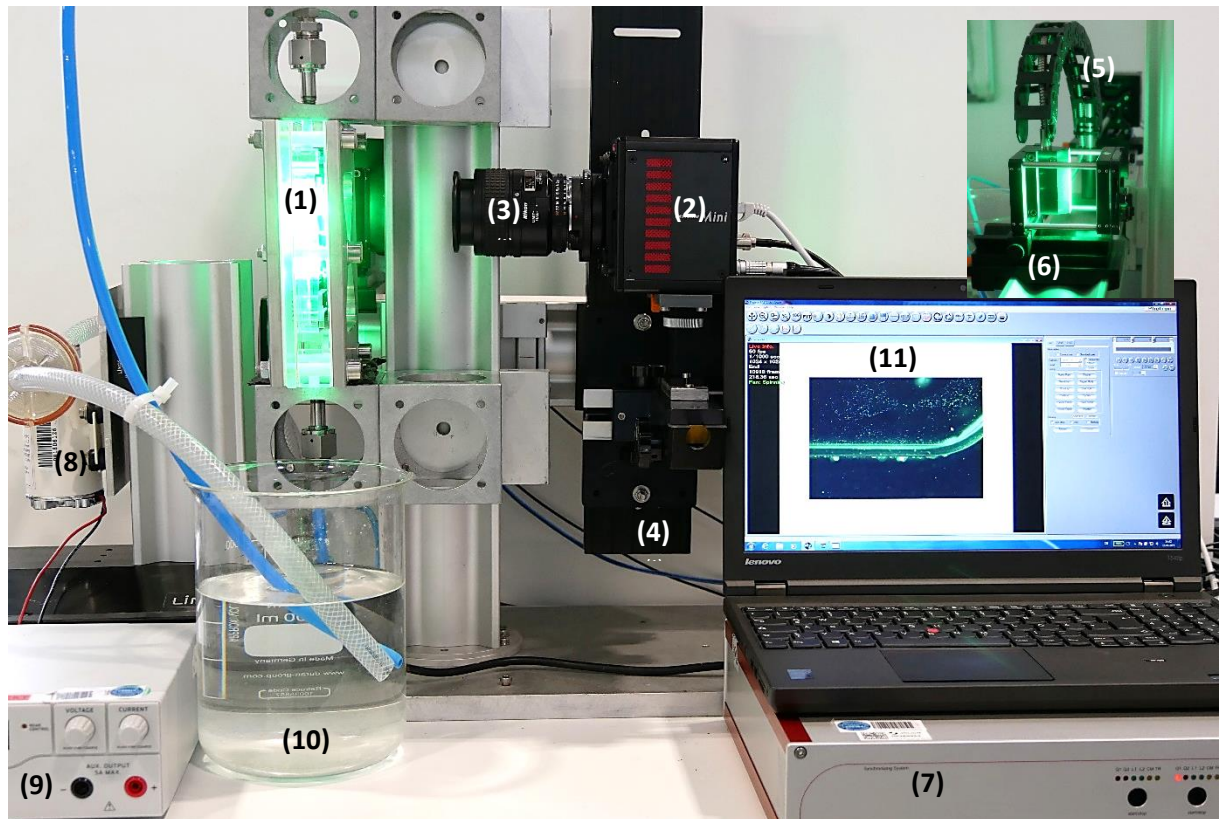


Abbildung 5.14: Messaufbau für die PIV Messung des ESS Moderators mit Detailbild der LED-Beleuchtung

- (1) Quarzglas-Prüfkörper, der der BF1-Geometrie bei einem Größenverhältnis von $G_L=0,5$ entspricht (die Beschreibung des konstruktiven Aufbaus kann A-10 entnommen werden)
- (2) Hochgeschwindigkeitskamera *FASTCAM Mini AX100* der Firma *Photron INC*, die bei einer Bildauflösung von 1024x1024 Pixel eine Bildwiederholrate von bis zu 4000 fps erlaubt
- (3) Kameraobjektiv
- (4) x,y,z- Positioniereinheit, womit die Kamera schrittweise das Prüfvolumen aufnehmen kann
- (5) grüne luftgekühlte LED-Beleuchtung der Firma *ILA RD GmbH*, welche zur Steigerung der Lichtleistung gepulst betrieben wird
- (6) Lichtschnittoptik, womit u.a. die Kernströmung isoliert betrachtet werden kann
- (7) Synchronisationseinheit *SigMa Synchronizer*, ebenfalls von der Firma *ILA RD GmbH*, mit der die Belichtungszeit der Kamera mit der LEB synchronisiert wird
- (8) Förderpumpe der Firma *FLEXBIMEC International S. r. l*
- (9) Netzteil *PPS 11810* der Firma *VOLTCRAFT* zur Energieversorgung der Förderpumpe. Durch eine Variation der Spannung kann die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids eingestellt werden
- (10) Wasser- und Partikel Reservoir
- (11) Messrechner, der die Bildaufnahme und Datenspeicherung übernimmt

5.5 Versuchsdurchführung

Bevor die eigentlichen Messungen beginnen können, müssen die Partikelgröße, die Auflösung in Abhängigkeit der Größe des Beobachtungsfeldes, die Belichtungszeit sowie die Anzahl der Aufnahmen festgelegt werden. Da die meisten genannten Parameter voneinander abhängen, müssen diese interaktiv ermittelt werden.

Damit die Partikel (Tracer) die Strömung nicht beeinflussen, müssen sie zum einen annähernd die gleiche Dichte aufweisen und zum anderen klein genug sein. Andererseits ist das Auflösungsvermögen der Messung von der Partikelgröße abhängig. Je kleiner die Partikel gewählt werden, umso kleiner muss auch das Aufnahme Fenster bei der PIV Messung sein. Auf Basis der o. g. Anforderungen wurden Polyamid-Partikel mit einer Dichte von $1,1 \text{ g/cm}^3$ und einem Durchmesser von 50 und 100 μm gewählt.

Die größtmögliche Auflösung der eingesetzten Kamera liegt bei der erforderlichen Bildwiederholrate bei 1024x1024 Pixel. Nach [46] soll jedes Partikel von vier Pixeln abgebildet werden. Bei der gewählten Partikelgröße sollte daher das Aufnahme Fenster nicht größer als 25,6x25,6 mm ausfallen. Diese Forderung ist einzuhalten, wenn eine präzise Messung der Geschwindigkeiten erforderlich ist, um z. B. Absolutwerte vergleichen zu können. Zur quantitativen Bewertung von Intensitätsmustern und Wirbelgebieten sind auch größere Aufnahmebereiche möglich. Da die Software zur Auswertung der Bildsequenzen keine einzelnen Partikel auswertet, sondern immer Partikelgruppen, wird das Aufnahme Fenster noch weiter in eine zu wählende Anzahl von Interpolationsfenstern aufgeteilt. Alle Partikel, die sich im Belichtungszeitraum im Interpolationsfenster befinden, werden zu einem Geschwindigkeitsvektor, bestehend aus einer x- und einer y-Komponente, zusammengefasst. Die Interpolationsfenster können bei der gewählten Auswertesoftware im Bereich von 8x8 Pixel bis zu 64x64 Pixel variiert werden. Gewählt wurde eine Fenstergröße von 32x32 Pixel, die bei einer Gesamtgröße von 25,6x25,6 mm, einer Fläche von 0,8x0,8 mm entspricht (vergl. Kapitel 5.6.1). Bei einer Partikelauflösung von 4 Pixel können demnach maximal 64 Partikel gleichzeitig in einem Interpolationsfenster auftreten.

Die erforderliche Bildwiederholrate und damit auch die Belichtungszeit hängen im Wesentlichen von der maximalen Geschwindigkeit der Partikel ab. Die PIV Messungen sollen in einem Reynoldszahlen-Bereich von $Re=10^2 \dots 10^4$, wie in Kapitel 5.2 festgelegt wurde, durchgeführt werden. Insgesamt sollen fünf Messungen bei verschiedenen Reynoldszahlen erfolgen (blaue Punkte in Abbildung 5.16). Ein Partikel mit einer Geschwindigkeit von $v_m=774 \text{ mm/s}$ (max. Geschwindigkeit am Eintritt des Prüfkörpers, s. Abbildung 5.16) in einem Interpolationsfenster mit der Größe von 32x32 Pixel benötigt etwa 1 ms um es vollständig zu durchqueren. Nach [46] sollen die Partikel (mindestens drei) bei zwei aufeinanderfolgenden Bildern in einem Interpolationsfenster abgebildet werden. Demnach dürfte die Belichtungszeit höchstens die Hälfte der Zeit betragen, die ein Partikel benötigt, um durch das Interpolationsfenster zu gelangen, also $\leq 0,5 \text{ ms}$. Allerdings ist davon auszugehen, dass in den Strömungsbypässen (lokale Verengungen) deutlich höhere Geschwindigkeiten auftreten, weshalb eine

Bildwiederholrate von 4000 fps (0,25 ms) gewählt wurde. Noch höhere Bildwiederholraten sind bei der eingesetzten Kamera nur möglich, wenn die Auflösung (1024x1024) herabgesetzt wird.

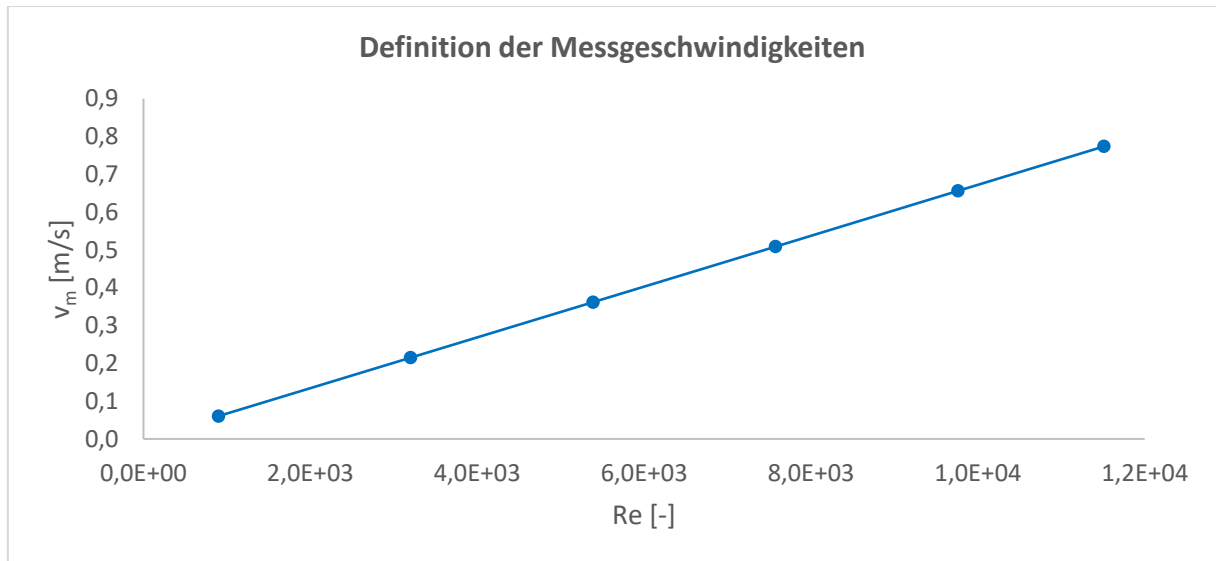


Abbildung 5.15: Definition der mittleren Geschwindigkeiten am Eintritt des Prüfkörpers bei denen die PIV Messungen an den acht Messpunkten (MP1 bis MP8) durchgeführt werden

Die Strömung im BF1-Moderator unterliegt in kleinen Zeitskalen, wie in Kapitel 4.7.2 gezeigt wurde, starken Fluktuationen, weshalb zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse eine zeitliche Mittelwertbildung erforderlich ist. Zur Ermittlung der notwendigen Bildaufnahmen werden zunächst vier repräsentative gemittelte Strömungsvektoren betrachtet. Abbildung 5.16 zeigt den Verlauf des relativen Fehlers der vier gewählten Strömungsvektoren in Abhängigkeit der Anzahl der Aufnahmen.

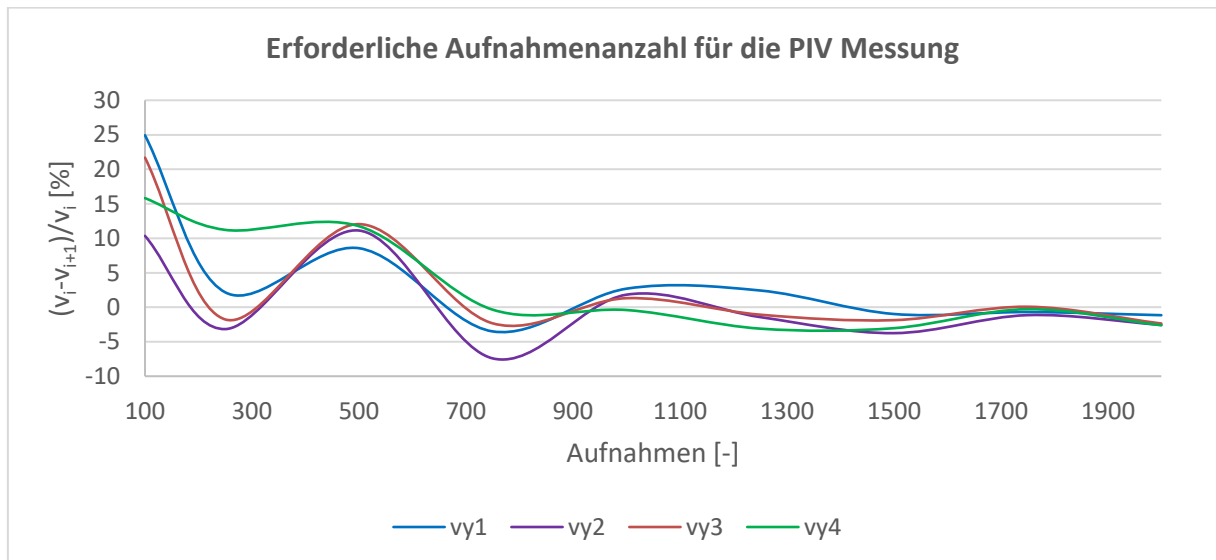


Abbildung 5.16: Erforderliche Anzahl der Bildaufnahmen für die Mittelwertbildung

Bei weniger als 500 Bildern sind die Abweichungen bei der Mittelwertbildung mit über 10 % deutlich zu hoch. Ab 1000 Aufnahmen sind die Schwankungen bereits im einstelligen Bereich. Ab 2000 Aufnahmen ist der Fehler mit ≤ 1 % hinreichend klein. Für die gewählten Reynoldszahlen werden daher jeweils 2000 Bilder von den acht zuvor definierten Messpunkten (MP1 bis MP8) aufgenommen.

5.6 Versuchsauswertung

Nachdem die Aufnahme von Bildsequenzen im Rahmen der Versuchsdurchführung erfolgte, müssen die Rohdaten analysiert werden. Hierzu ist eine geeignete Software einzusetzen, die aus den Bilddaten Geschwindigkeitsvektoren berechnet. Nachfolgend wird diese beschrieben, bevor die Auswertung und das Versuchsziel, die Ermittlung des Modellfehlers, erfolgt.

5.6.1 OpenPIV Software

Zum Einsatz kam *OpenPIV* [47], [48], das für die Sprachen *C++*, *Python* oder *MATLAB*® zur Verfügung steht und von einer Initiative betrieben und weiterentwickelt wird, die das Ziel hat, eine kostenlose Software mit offengelegtem Quellcode für die Analyse und die Nachbearbeitung von PIV Aufnahmen bereitzustellen. Mithilfe der in Abbildung 5.17 dargestellten Bedienungsoberfläche für *MATLAB*® wurde im Rahmen dieser Arbeit die Analyse der aufgenommenen PIV Bilder durchgeführt.

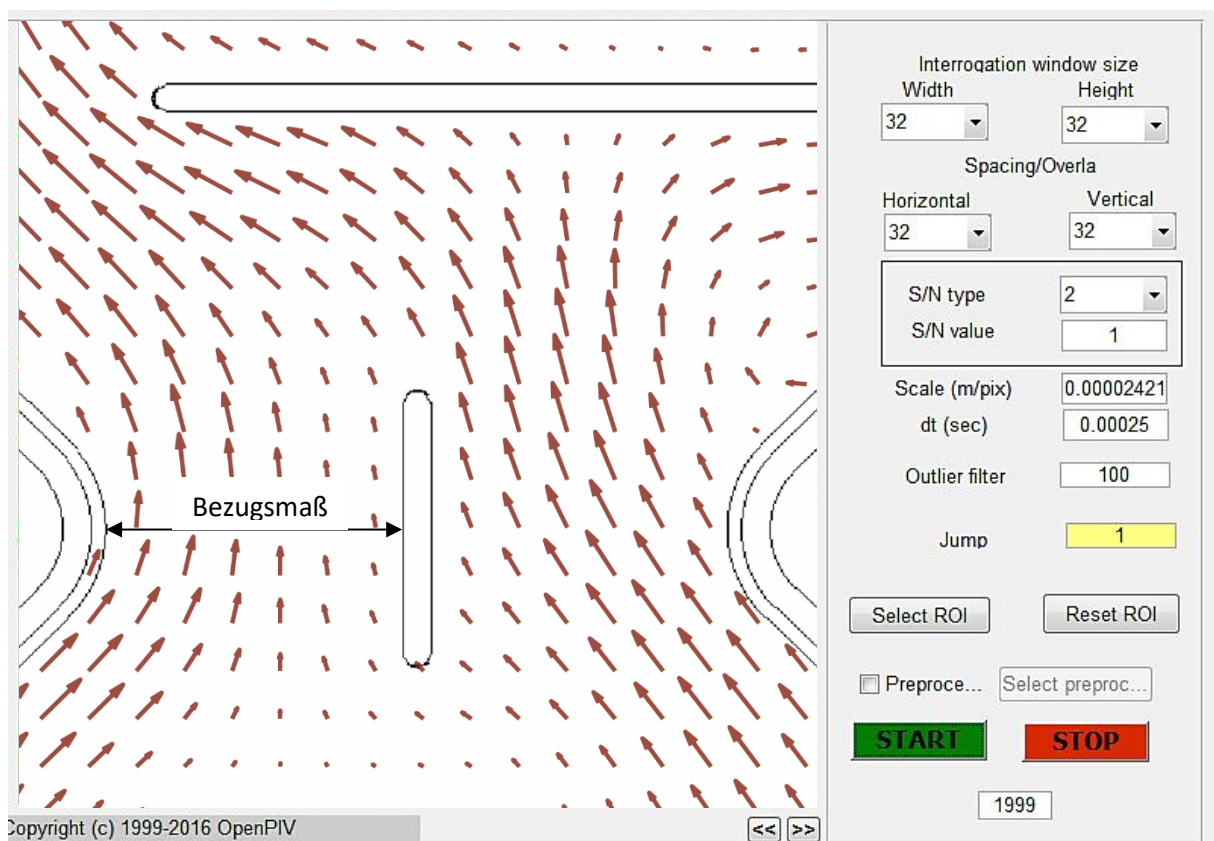


Abbildung 5.17: OpenPIV Bedienoberfläche und resultierende Geschwindigkeitsvektoren (grüne Pfeile) bei der Analyse von MP1 und MP2

Neben der Wahl der Interpolationsfenstergröße (32x32) ist das Strecken-Pixel Verhältnis (Scale m/pix) der Aufnahme vorzugeben. Dafür ist zunächst aus dem Prüfkörper ein Bezugsmaß zu wählen (s. Abbildung 5.17). Z. B. die Breite eines Strömungskanals (ca. 11,4 mm im Prüfkörper), welche dann ins Verhältnis mit der Breite dieses Kanals in der Aufnahme (73,8 mm) zu setzen ist ($B_{or}/B_{Bild}=0,155$).

Anschließend muss die Gesamtbreite der Aufnahme (160 mm) ins Verhältnis zur gewählten Pixelanzahl (1024x1024) gesetzt werden ($B_{\text{ges}}/N_{\text{Pixel}}=0,156 \text{ mm/pix}$) und mit dem Breitenverhältnis multipliziert werden ($\text{Scale}=B_{\text{or}}/B_{\text{Bild}} \cdot B_{\text{ges}}/N_{\text{Pixel}}=2,42 \cdot 10^{-5} \text{ m/pix}$). Ferner ist die Bildwiederholrate vorzugeben ($f_{\text{Bild}}=4000 \text{ fps} \rightarrow t_{\text{Bild}}=1/f=0,25 \text{ ms}$). Zur Mittelwertbildung sind 2000 Bildaufnahmen erforderlich (vergl. Abbildung 5.16), woraus sich eine Aufnahmezeit pro Messpunkt von $t_{\text{ges.}}=0,5 \text{ s}$ ergibt. Schlussendlich können noch verschiedene Filter eingesetzt, Aufnahmen übersprungen und Teilbereiche isoliert betrachtet werden. Das Ergebnis dieser ersten Analyse sind (n-1) also 1999 Textdateien in denen die x- und y-Komponenten der zeitabhängigen Geschwindigkeitsvektoren jedes Interpolationsfensters (32x32 Pixel = 0,77 mm) inklusive Standardabweichung angegeben sind.

Anschließend muss aus den zeitabhängigen Geschwindigkeitsvektoren der Mittelwert gebildet und die Bereiche von Interesse isoliert werden (s. Abbildung 5.18 rote Bereiche MP1 bis MP8).

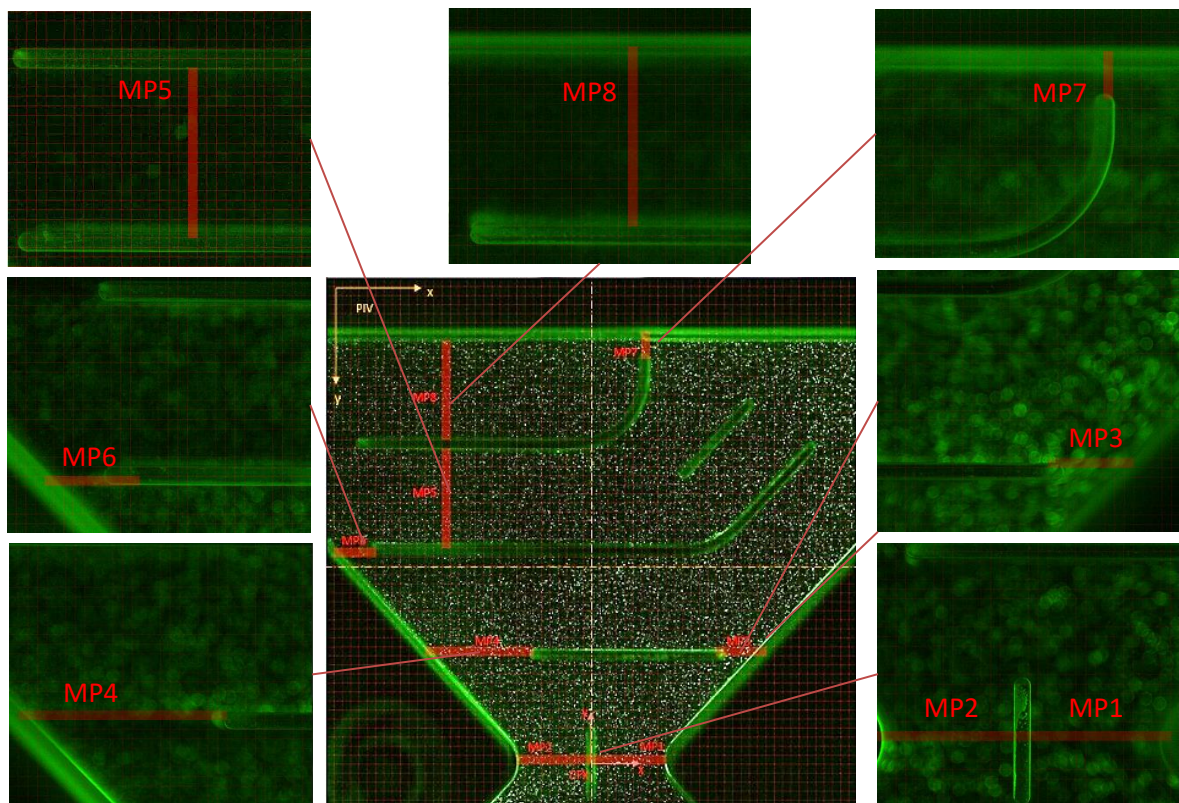


Abbildung 5.18: Auswahl der Auswertbereiche (rot) entsprechend der gewählten Messpunkte für die Gesamtaufnahme (Mitte) sowie für Detailaufnahmen

Damit stehen für den folgenden Vergleich der PIV Messergebnisse mit den Ergebnissen der bereits durchgeführten Strömungssimulation jeweils sieben Vektordatensätze von den oben gezeigten Detailaufnahmen sowie von der Gesamtaufnahme (Mitte) in Abhängigkeit der Reynoldszahl zur Verfügung.

5.6.2 Vergleich mit Simulationsergebnissen

Im ersten Auswertungsschritt soll das gesamte Strömungsbild des BF1-Moderators durch die Überlagerung der Strömungsvektoren quantitativ bewertet werden. Abbildung 5.19 zeigt die übereinandergelegten Vektorfelder, wobei die roten Geschwindigkeitsvektoren aus der CFX Simulation und die blauen Geschwindigkeitsvektoren aus der PIV Messung stammen. Die Länge der Vektoren gibt die lokale Geschwindigkeit an. Die Geschwindigkeit steigt proportional mit der Länge des Vektors an.

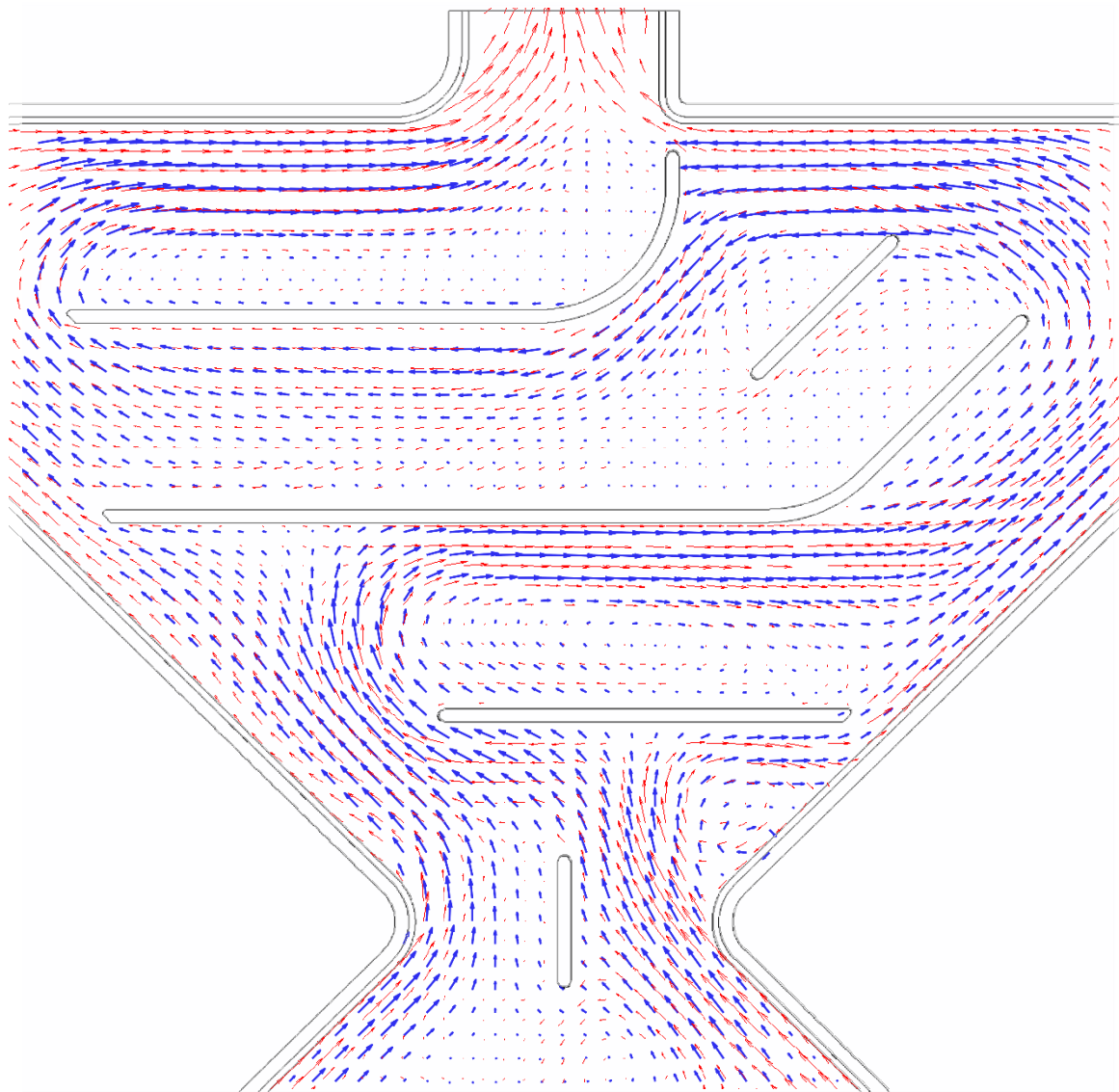


Abbildung 5.19: Quantitativer Vergleich des Strömungsmusters der Geschwindigkeitsvektoren der CFX Simulation (rot) und der Geschwindigkeitsvektoren der PIV Messung (blau)

In Abbildung 5.19 ist eine sehr gute Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Messungen festzustellen. Strömungskonzentrationen, Rückström- und Wirbelgebiete sowie Strömungsablösungen werden bei der Strömungssimulation offensichtlich sehr gut berechnet. Um das primäre Ziel dieses Kapitels, die Abschätzung des Modellfehlers (vergl. Kapitel 3.4.1), zu erreichen, sind aber noch weitere Detailanalysen der PIV Messung erforderlich, die nachfolgend behandelt werden. Im nächsten Schritt

werden die Approximationsfunktionen, analog zu den Vorüberlegungen aus Kapitel 5.2.2, aus den über die Messpunkte gemittelten Geschwindigkeitskomponenten hergeleitet (s. Abbildung 5.20).

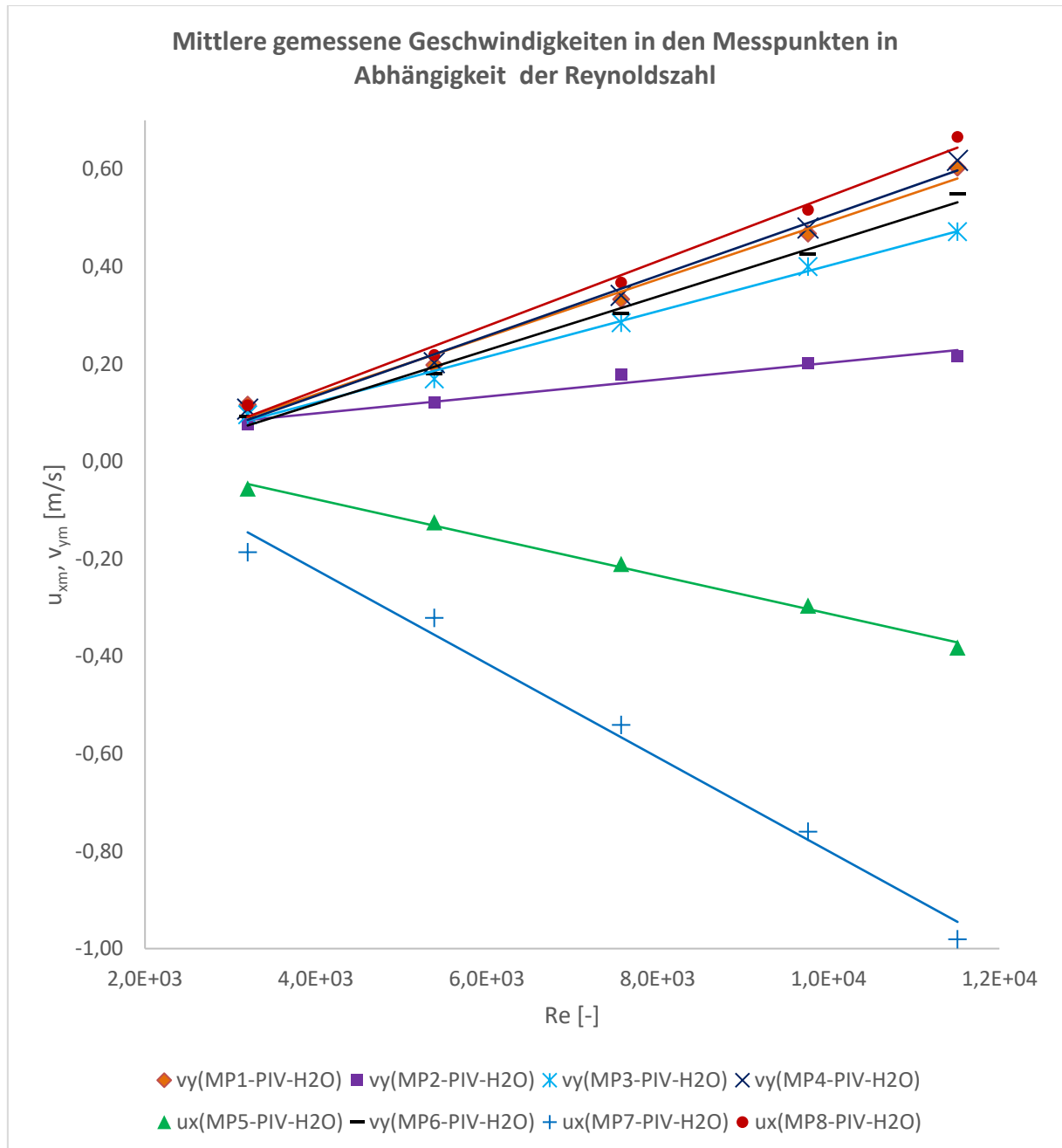


Abbildung 5.20: Mittlere gemessene Strömungsgeschwindigkeit u_x, v_y in den jeweiligen Messpunkten (MP1 bis MP8) in Abhängigkeit der Reynoldszahl Re

Die aufgeführten Geschwindigkeiten $\bar{v}_{yi}(Re)$ und $\bar{u}_{xi}(Re)$ können in Abhängigkeit der Reynoldszahl Re mit der folgenden Geradengleichung bestimmt werden:

$$\begin{aligned}\bar{v}_{yi_PIV_H2O}(Re) &= [(m \pm \Delta m) \cdot Re + b] \cdot \bar{v}_{yi_PIV_H2O}(Re = 11.510) \\ \bar{u}_{xi_PIV_H2O}(Re) &= [(m \pm \Delta m) \cdot Re + b] \cdot \bar{u}_{xi_PIV_H2O}(Re = 11.510)\end{aligned}\quad (5.9)$$

Zur Approximation der PIV Messdaten auf den Originalmaßstab (CFX, LH₂ bei $Re=8,4 \cdot 10^5$) sind die Geradengleichungen (5.9) mit dem Quotienten aus den Bezugsgeschwindigkeiten zu multiplizieren:

$$\begin{aligned}\bar{v}_y(Re_{or}) &= \bar{v}_{yi_PIV_H2O}(Re_{or}) \cdot \frac{\bar{v}_{yi_CFX_LH2}(Re = 11.510)}{\bar{v}_{yi_PIV_H2O}(Re = 11.510)} \\ \bar{u}_{xi}(Re_{or}) &= \bar{u}_{xi_PIV_H2O}(Re_{or}) \cdot \frac{\bar{u}_{xi_CFX_LH2}(Re = 11.510)}{\bar{u}_{xi_PIV_H2O}(Re = 11.510)}\end{aligned}\quad (5.10)$$

Die Parameter der Geradengleichung m , b und die Standardabweichung Δm sowie die auf den Originalmaßstab approximierten Geschwindigkeiten $\bar{v}_{yi}$ und $\bar{u}_{xi}$ sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Tabelle 5.5: Dimensionslose mittlere Geschwindigkeit in den Messpunkten MP1 bis MP8 in Abhängigkeit der Reynoldszahl sowie die Parameter für die lineare Approximationsfunktion

PIV-H ₂ O	Re [-]	MP1	MP2	MP3	MP4	MP5	MP6	MP7	MP8
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	3200	0,193	0,351	0,155	0,173	0,146	0,167	0,190	0,173
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	5400	0,328	0,913	0,274	0,328	0,328	0,328	0,328	0,328
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	7600	0,551	0,827	0,461	0,551	0,551	0,551	0,551	0,551
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	9800	0,775	0,930	0,648	0,775	0,775	0,775	0,775	0,905
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)/\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re=11500)$	11500	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
$m_i [-10^{-5}]$		9,79	6,33	9,74	9,98	10,24	10,04	9,81	10,65
$\pm \Delta m_i [-10^{-6}]$		6,44	26,9	13,7	5,47	4,21	5,18	6,32	9,12
$b_i [-10^{-2}]$		-0,163	0,331	-0,221	-0,182	-0,206	-0,187	-0,166	-0,206
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)_{approx.}(Re_{or})$	840941	14,12	5,12	7,93	12,90	-6,81	13,83	-16,53	14,19
$\bar{v}_i, \bar{u}_i(Re)_{CFX}(Re_{or})$	840941	13,92	3,40	8,55	12,25	-5,93	12,84	-17,56	12,57

Abbildung 5.21 zeigt die aus den PIV Messungen approximierten und die simulierten mittleren Geschwindigkeiten $\bar{v}_{yi}(Re_{or})$ und $\bar{u}_{xi}(Re_{or})$ in den Messpunkten MP1 bis MP8 für den Originalmaßstab.

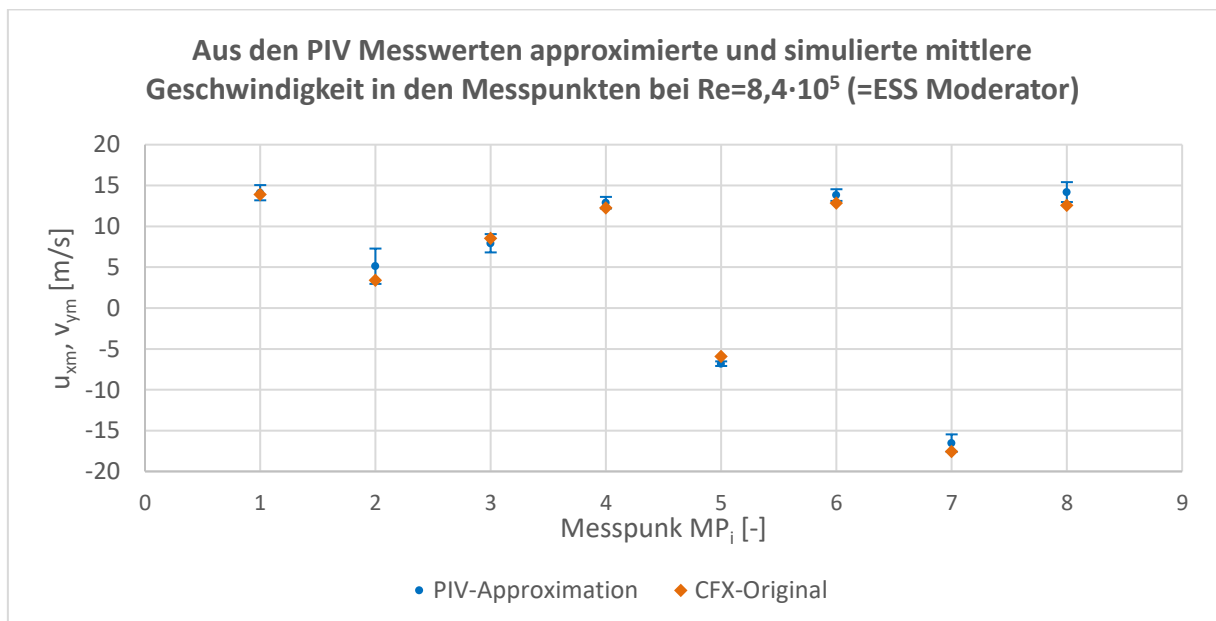


Abbildung 5.21: Aus den PIV Messwerten approximierte (blau) und simulierte (orange) m. Geschwindigkeiten

Nachdem gezeigt wurde, dass die mittleren gemessenen Geschwindigkeiten in guter Näherung auf den Originalmaßstab approximiert werden können, sollen die Geschwindigkeitsprofile analysiert werden. Abbildung 5.22 zeigt hierzu die Profile in den Durchströmungsebenen 1-3 in Abhängigkeit von Re .

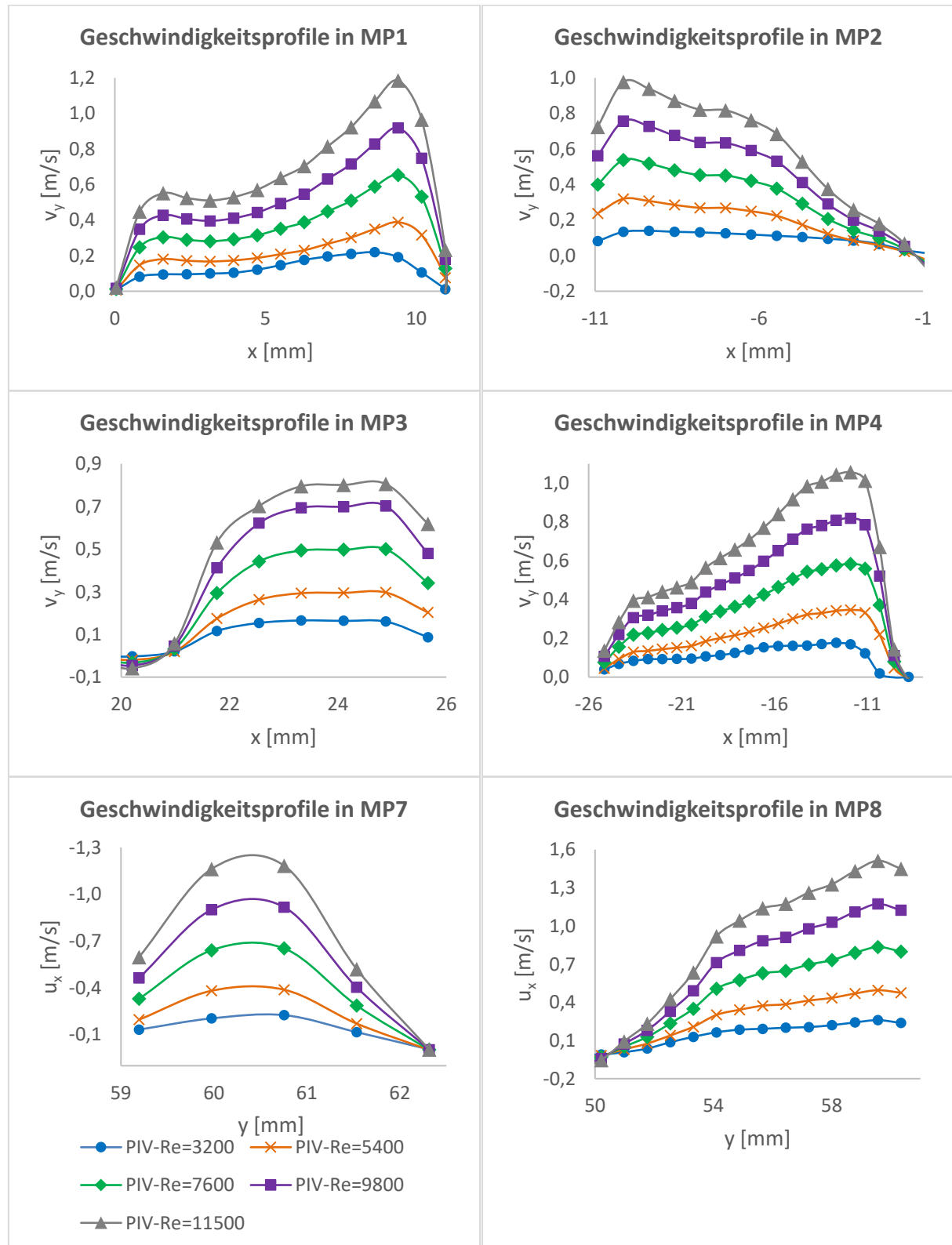


Abbildung 5.22: Gemessene Geschwindigkeitsprofile in den Durchströmungsebenen 1-3 in Abhängigkeit der Reynoldszahl

Im nächsten Schritt sollen die gemessenen mit den simulierten Geschwindigkeitsprofilen verglichen werden. Nachfolgend werden die Profile aufgeführt, die bei $Re=1,2 \cdot 10^4$ gemessen und simuliert wurden. Sämtliche Diagramme für alle gemessenen Reynoldszahlen sind im Anhang A-11 zu finden.

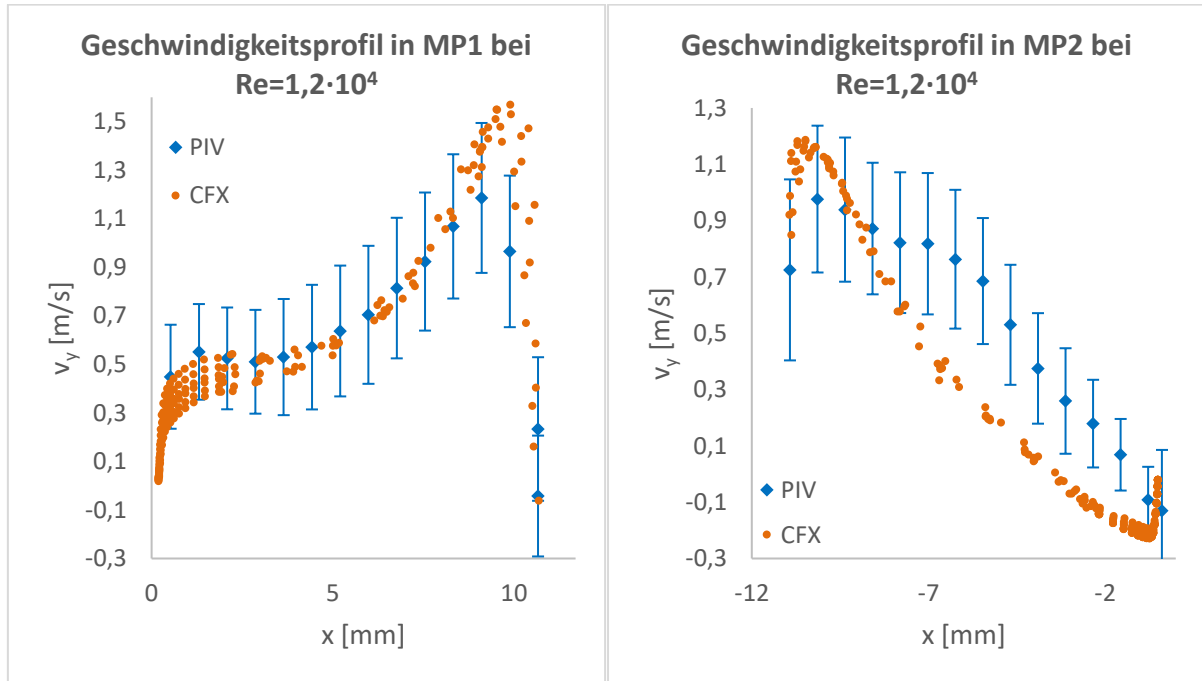


Abbildung 5.23: Vergleich CFX Simulation (orange) und PIV Messung (blau) der Geschwindigkeitsprofile in Durchströmungsebene 1, MP1 (links) und MP2 (rechts) bei $Re=11500$

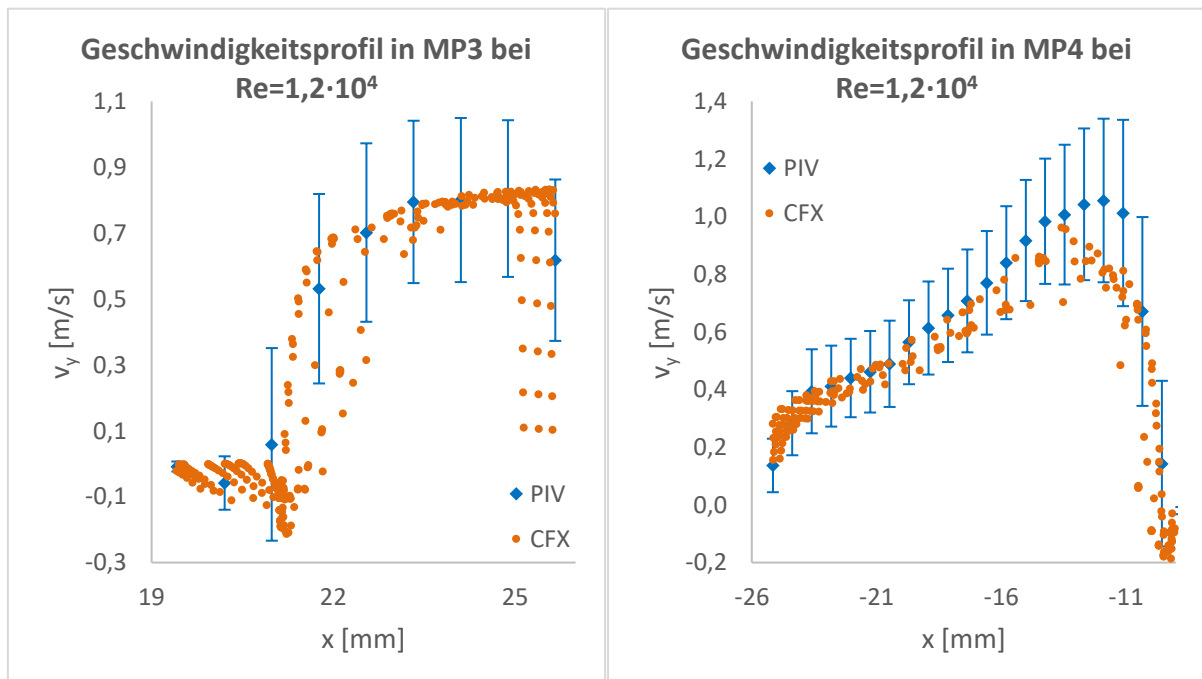


Abbildung 5.24: Vergleich CFX Simulation (orange) und PIV Messung (blau) der Geschwindigkeitsprofile in Durchströmungsebene 2, MP3 (links) und MP4 (rechts) bei $Re=11500$

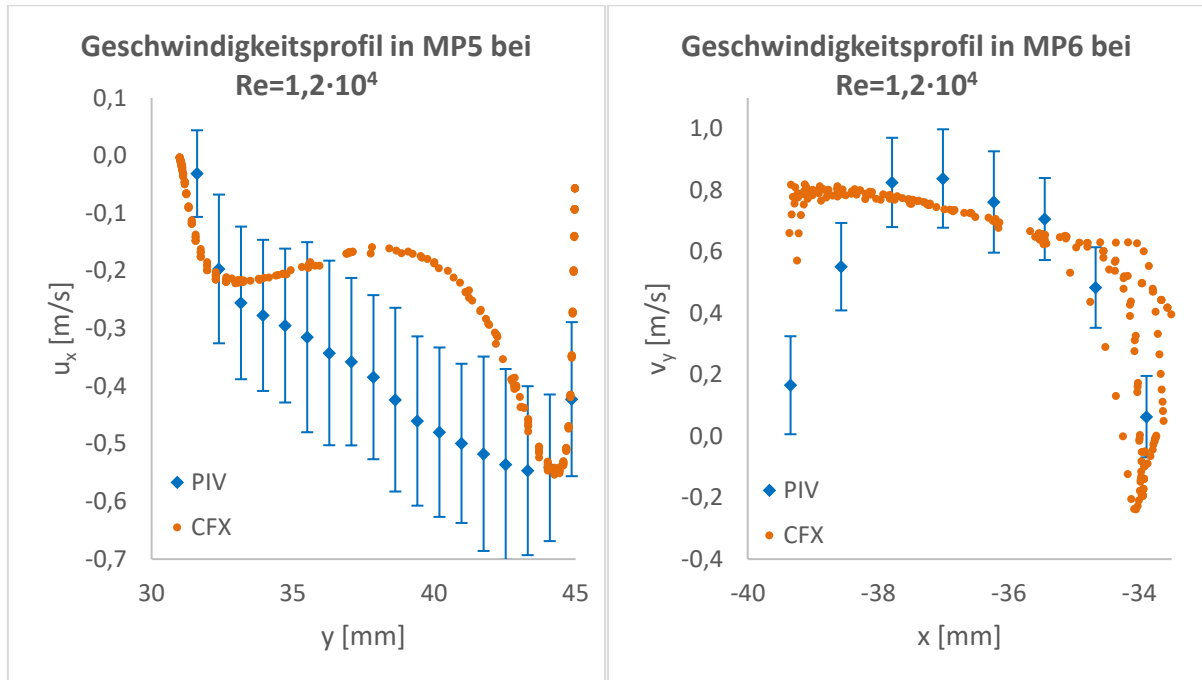


Abbildung 5.25: Vergleich CFX Simulation (orange) und PIV Messung (blau) der Geschwindigkeitsprofile in MP5 (links) und MP6 (rechts) bei $Re=11500$

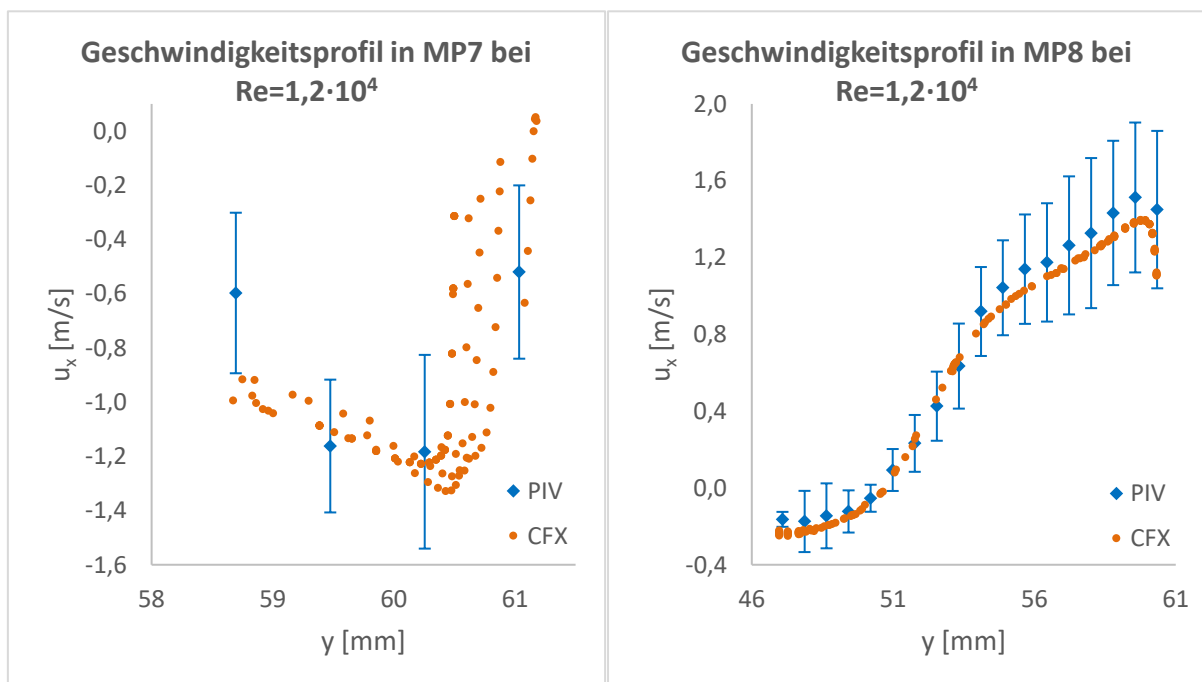


Abbildung 5.26: Vergleich CFX Simulation (orange) und PIV Messung (blau) der Geschwindigkeitsprofile in Durchströmungsebene 3, MP7 (links) und MP8 (rechts) bei $Re=11500$

Die Geschwindigkeitsprofile zeigen eine hinreichende Übereinstimmung. Insbesondere der Ort und der Absolutwert der jeweiligen Maxima zeigen in den meisten Fällen eine sehr gute Übereinstimmung. Die lokalen Abweichungen der simulierten und gemessenen Profile sind im Hinblick auf die vielen Fehlergrößen, die hier einfließen, hinnehmbar und sind im Mittel, wie in Abbildung 5.21 zu sehen ist, vernachlässigbar. Um schlussendlich das angestrebte Versuchsziel zu erreichen, müssen abschließend die verschiedenen Fehlergrößen identifiziert und zu einem Modellfehler zusammengefasst werden.

5.6.3 Gesamtfehler der Strömungssimulation

Wie in Kapitel 4.8 gezeigt wurde, ist die kritische Größe bei dem BF1-Moderator, aufgrund der Siedegefahr, die Temperatur in der Grenzschicht. Aus diesem Grund ist es besonders wichtig, dass der Wärmeübergang an der kritischen Stelle präzise simuliert wurde. Die PIV Messung soll unter anderem dazu dienen diese kritische Temperatur zu überprüfen. Allerdings sind bislang nur Geschwindigkeiten bestimmt worden. Es muss also zunächst eine Abhängigkeit der simulierten Temperatur von der gemessenen Geschwindigkeit ermittelt werden. Aus Abbildung 4.39 geht hervor, an welcher Stelle die höchste simulierte Temperatur auftritt und somit auch die Siedegefahr am größten ist. Wird dieser Bereich isoliert betrachtet, kann anhand der Abweichung zwischen der gemessenen und simulierten Geschwindigkeit, unter Zuhilfenahme des lokale Wärmeübergangs bei erzwungener Konvektion [49], der Fehler der simulierten Temperatur abgeschätzt werden:

$$\dot{q} = \alpha \cdot \Delta T \quad (5.11)$$

Dabei ist α der unbekannte lokale Wärmeübergangskoeffizient, q die bekannte Wärmestromdichte und ΔT die fehlerbehaftete Temperaturerhöhung. Der Bereich, an dem die kritische Temperatur vorliegt, kann in guter Näherung als einseitig überströmte ebene Platte betrachtet werden. Der Wärmeübergangskoeffizient α kann wie folgt ermittelt werden [49]:

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_F}{L} \quad (5.12)$$

Hierbei ist $Nu=f(Re, Pr)$ die Nußelt-Zahl, die von der Reynoldszahl Re und der Prandtl-Zahl Pr abhängt, λ_F ist die Wärmeleitfähigkeit des Fluids und L die charakteristische Länge. Die Prandtl-Zahl Pr , welche von der dynamischen Viskosität η , Wärmekapazität c_p und ebenfalls von der Wärmeleitfähigkeit λ_F abhängt, ist folgendermaßen definiert [49]:

$$Pr = \frac{c_p \cdot \eta}{\lambda_F} \quad (5.13)$$

Im Gültigkeitsbereich $10^4 < Re < 10^7$ und $0,6 \leq Pr \leq 2000$, wie es beim vorliegenden Problem der Fall ist, kann die mittlere Nußelt-Zahl $Nu=f(Re, Pr)$ mit folgender empirischer Gleichung ermittelt werden [49]:

$$Nu = \frac{0,037 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr}{1 + 2,443 \cdot Re^{-0,1} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \quad (5.14)$$

Durch die Abhängigkeit der Nußelt-Zahl Nu von der Reynoldszahl $Re=(v \cdot L \cdot \rho)/\eta$, welche die lokale Geschwindigkeit beinhaltet, ist nun auch der Zusammenhang zwischen dem Betrag der lokalen Geschwindigkeit $|v|$ und der Temperaturerhöhung ΔT hergestellt worden. Durch das Einsetzen der Gleichung (5.12) und (5.14) in die Gleichung (5.11) und weitere Umformungen ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\Delta T = \frac{\dot{q}}{\alpha} = \frac{\dot{q} \cdot L}{\lambda_F \cdot Nu} = K \cdot \frac{1}{Nu} \quad (5.15)$$

Die lokale Temperaturerhöhung ist also von der Wärmestromdichte, den Stoffdaten sowie von der lokalen Geschwindigkeit abhängig. Daher hängt auch der Fehler der Temperaturberechnung von dem ermittelten Fehler der lokalen Geschwindigkeit ab. Wird nun die maximale und minimale, aus den Messdaten approximierte Geschwindigkeit v , gemäß Tabelle 5.5 eingesetzt und ins Verhältnis gesetzt, kürzt sich die Konstante K heraus und der relative Fehler bei der Simulation der kritischen Grenzschichttemperatur kann auf Basis der Nußelt-Zahl abgeschätzt werden.

$$f_{\Delta T} = \frac{\Delta T_{\min} - \Delta T_{\max}}{\Delta T_{\max}} \approx \frac{\frac{K}{Nu(v_{\min})} - \frac{K}{Nu(v_{\max})}}{\frac{K}{Nu(v_{\max})}} = \frac{Nu(v_{\max})}{Nu(v_{\min})} - 1 \quad (5.16)$$

In Tabelle 5.6 sind die minimale und maximale lokale Geschwindigkeit v sowie die erforderlichen Stoffdaten in Abhängigkeit der maximalen Grenzschichttemperatur und des lokalen Drucks aufgeführt. Darüber hinaus sind die mittlere Prandtl-Zahl Pr und die Reynoldszahl Re , die Nußelt-Zahl Nu und der Wärmeübergangskoeffizient α sowie der daraus abschätzbare Modellfehler $f_{\Delta T}$ bei der Berechnung der Temperaturerhöhung Bestandteil der Tabelle.

Tabelle 5.6: Abschätzung des Modellfehlers der Strömungssimulation

Benennung	Wert		Bemerkung
Lokale min Geschwindigkeit v [m/s]	13,12		s. Tabelle 5.5
Lokale max Geschwindigkeit v [m/s]	15,05		s. Tabelle 5.5
Maximale Grenzschichttemperatur [K]	30,20		s. Abbildung 4.38
Dynamische Viskosität η [Pa·s]	$6,65 \cdot 10^{-4}$		$=f(T_m, p_m)$
Dichte ρ [kg/m ³]	55,23		$=f(T_m, p_m)$
Wärmeleitfähigkeit λ_{FL} [W/(m·K)]	0,095		$=f(T_m, p_m)$
Wärmekapazität c_p [J/(kg·K)]	23156,00		$=f(T_m, p_m)$
	min	max	
Prandtl-Zahl Pr [-]	161,81	161,81	s. Gl. (5.13)
Reynoldszahl Re [-]	$3,28 \cdot 10^4$	$3,75 \cdot 10^4$	s. Gl. (5.6)
Nußelt-Zahl Nu [-]	953,32	1073,06	s. Gl. (5.14)
Wärmeübergangskoeffizient α [W/(m ² ·K)]	3024,57	3404,46	s. Gl. (5.12)
Fehler $f_{\Delta T}$ [%]	<u>±12,56</u>		s. Gl. (5.16)

Gemäß Tabelle 5.6 liegt der Modellfehler bei der Ermittlung der Temperaturerhöhung an dem Ort der maximalen Grenzschichttemperatur bei bis zu $\pm 12,56$ %. Daraus kann schlussendlich die Unsicherheit bei dem Absolutwert der maximalen Grenzschichttemperatur wie folgt ermittelt werden:

$$T_{IF-MAX} = T_{IF-MIN} + \Delta T \cdot (1 \pm f_{\Delta T}) \quad (5.17)$$

T_{IF-MIN} ist die Grenzschichttemperatur unmittelbar vor dem Puls inklusive der in Kapitel 4.7.5 ermittelten numerischen Fehler. ΔT ist die Temperaturdifferenz zwischen Pulsanfang und Pulsende, ebenfalls inklusive der ermittelten numerischen Fehler. Hiermit können die Simulationsergebnisse (s. Abbildung 4.48) abschließend um den Modellfehler ergänzt werden, was in Abbildung 5.27 gezeigt wird:

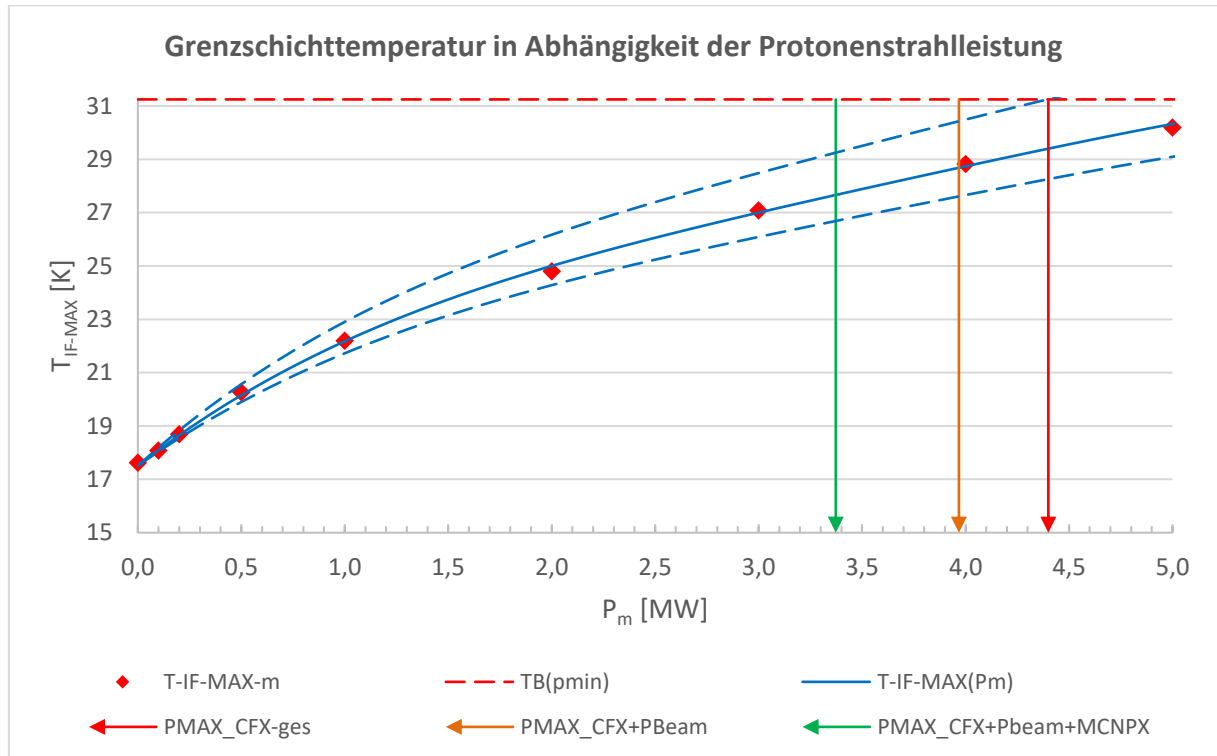


Abbildung 5.27: Grenzschichttemperatur T_{IF-MAX} in Abhängigkeit der mittleren Protonenstrahlleistung P_m

Die rote gestrichelte Linie zeigt die druckabhängige Siedetemperatur an der kritischen Stelle. Die blaue kontinuierliche Linie zeigt die maximale simulierte Grenzschichttemperatur ohne Berücksichtigung der Simulationsfehler. Die blauen gestrichelten Linien zeigen die maximale Grenzschichttemperatur mit Berücksichtigung aller Simulationsfehler (vergl. Kapitel 4.7.5 und Kapitel 5.6.3). Im ungünstigsten Fall wird demnach die simulierte Grenzschichttemperatur um bis zu 2 K unterbewertet. Weshalb die maximale theoretische Protonenstrahlleistung auf 4,4 MW zu begrenzen wäre. Werden auch noch die Unsicherheiten bei der Wärmelastannahme miteinbezogen (vergl. Kapitel 4.7.5), verringert sich die maximale theoretische zulässige Protonenstrahlleistung auf 4,0 MW (oranger Pfeil, +Unsicherheiten Protonenstrahl) bzw. sogar auf 3,4 MW (grüner Pfeil, +Unsicherheiten Protonenstrahl +MCNPX), wenn alle Unsicherheiten gleichzeitig und sich addierend auftreten würden. D. h. durch das Hinzufügen des Modellfehlers wird die Strahlleistung um bis zu 0,7 MW reduziert (vergl. Abbildung 4.48 mit Abbildung 5.27). Diese Betrachtung kann als sehr konservativ angesehen werden, da es unwahrscheinlich ist, dass alle Fehler gleichzeitig und vor allem in voller Höhe auftreten. Dennoch ist es ersichtlich, dass der BF1-Moderator die Zielvorgabe von 5 MW Strahlleistung, bei den gegebenen Anforderungen, nicht erfüllen kann. In Kapitel 4.7.5 wurden schon ausführlich Möglichkeiten diskutiert, die die Zielvorgabe von 5 MW weiterhin ermöglichen könnten. Insbesondere die über 1 MW Protonenstrahlleistung, die durch die Unsicherheiten der Wärmelastannahme verloren geht, könnte durch die erwähnten Maßnahmen reduziert werden. Darüber hinaus sollte die Anforderung, dass das lokale Sieden nicht zulässig ist, näher untersucht werden. Eine PIV Messung mit Wasserstoff würde zur Reduzierung des in diesem Kapitel ermittelten Modellfehlers führen. Somit ist die Zielvorgabe nicht unmöglich, dennoch nur mit erheblichem Aufwand und Sorgfalt im Betrieb realisierbar, insbesondere wenn die Auswirkungen eines Störfalles mit großen Mengen von flüssigem Wasserstoff berücksichtigt werden.

6 Strukturmechanische Auslegung

Die strukturmechanischen Fragestellungen stehen in dieser Arbeit nicht im Vordergrund, dennoch müssen sie zur vollständigen ingenieurtechnischen Betrachtung des BF1-Moderators berücksichtigt werden. Insbesondere da die Arbeit mit der Herstellung eines ersten Prototyps abschließen soll. Als Auslegungsrichtlinie ist die englischsprachige Version des französischen Nuklearcodes RCC-MRx [50] gewählt worden, der Konstruktionsregeln für mechanische Bauteile in Hochtemperaturstrukturen, Versuchsreaktoren und Fusionsreaktoren beinhaltet. Der RCC-MRx-Code wurde von den Betreibern der ESS als Auslegungsgrundlage gewählt, da es keine schwedischen Nuklearcodes gibt. Der Vorteil bei der Nutzung eines solchen Regelwerks ist, dass, im Gegensatz zur Druckgeräterichtlinie, auch strahlungsbedingte Veränderungen des Strukturmaterials berücksichtigt werden können.

Zur besseren Nachverfolgbarkeit werden die Benennungen aus dem RCC-MRx-Code für die daraus entnommenen Gleichungen, Tabellen, Materialdaten und Diagramme in dieser Arbeit übernommen.

Gemäß [10] ist der BF1-Moderator nach der RCC-MRx-Klasse N_{2RX} , Level A, sowie den Kategorien SF1, SF2 und SF3 auszulegen und herzustellen. Dabei entsprechen die drei Klassen N_{1RX} , N_{2RX} und N_{3RX} im RCC-MRx-Code einem abnehmenden Maß an die Sicherheitsanforderungen gegenüber verschiedenen Arten von mechanischen Schäden. Überdies wird durch die Level A-Kriterien geprüft, ob das Bauteil vor Beschädigungen durch übermäßige Verformung, plastische Instabilität, Bruch, elastische oder elastoplastische Instabilität, fortschreitende Verformung und Ermüdung ausreichend geschützt ist (RB 3151). Letztlich werden die Betriebsbedingungen nach RB 3130 in drei Kategorien aufgeteilt. Hierbei decken die Kategorie SF1 den Normalbetrieb, die Kategorie SF2 die In- und Außerbetriebnahme sowie Einzelereignisse des Normalbetriebs und SF3 die außerordentlichen Betriebsbedingungen ab.

Zur strukturmechanischen Analyse kam die Finite-Elemente-Simulationssoftware von der Firma ANSYS, Inc., Southpointe, 2600 ANSYS Drive, Canonsburg, PA 15317, USA, *ANSYS Mechanical™, Version 18*, zur Anwendung. Außerdem wurden für einige Lastfälle die Temperaturfelder aus der in Kapitel 4 beschriebenen Strömungssimulation eingesetzt.

Bevor die eigentliche Auslegung beginnen kann, werden im Kapitel 6.1 zunächst erste Überlegungen zur Fertigung des BF1-Moderators angestellt und die Positionen von erforderlichen Schweißnähten definiert, da diese einen Einfluss auf die zulässige Spannung haben. Darüber hinaus werden in Kapitel 6.2 die Werkstoffkennwerte der eingesetzten Aluminiumlegierung AW 6061-T6 für die verschiedenen Einsatzbedingungen angegeben und die strahlungsbedingten Einschränkungen bewertet, gefolgt von der Definition der verschiedenen Lastfälle und Randbedingungen für den Normalbetrieb, für den außerordentlichen Betrieb sowie für den Auslegungszustand, welche gemeinsam in Kapitel 6.3 behandelt werden. Die Grenzwerte und Auslegungskriterien werden im Kapitel 6.4 aufgeführt. Im Kapitel 6.5 werden dann die Simulationsergebnisse vorgestellt und bewertet. Abschließen wird der strukturmechanische Teil mit einer Zusammenfassung in Kapitel 6.6.

6.1 Geometrie

Die für die strukturmechanische Simulation verwendete Geometrie des Moderators entspricht der in Kapitel 4.1 vorgestellten optimierten Strömungsgeometrie (s. Abbildung 6.1). Damit die innenliegende Leitblechstruktur des Druckbehälters hergestellt werden kann, muss der Moderator aus mindestens zwei Teilen bestehen. Der Grundkörper (s. Abbildung 6.1 oben links) wird aus einem Block gefräst und beinhaltet den Boden und die Außenwand, die im oberen Bereich mit einem Hinterschnitt versehen ist, sowie die Ein- und Ausströmbereiche. Durch den Hinterschnitt wird die Schweißnaht vom Übergangsbereich Wand / Deckel, wo Spannungskonzentrationen zu erwarten sind, entfernt und die Zugänglichkeit für den Schweißvorgang verbessert.

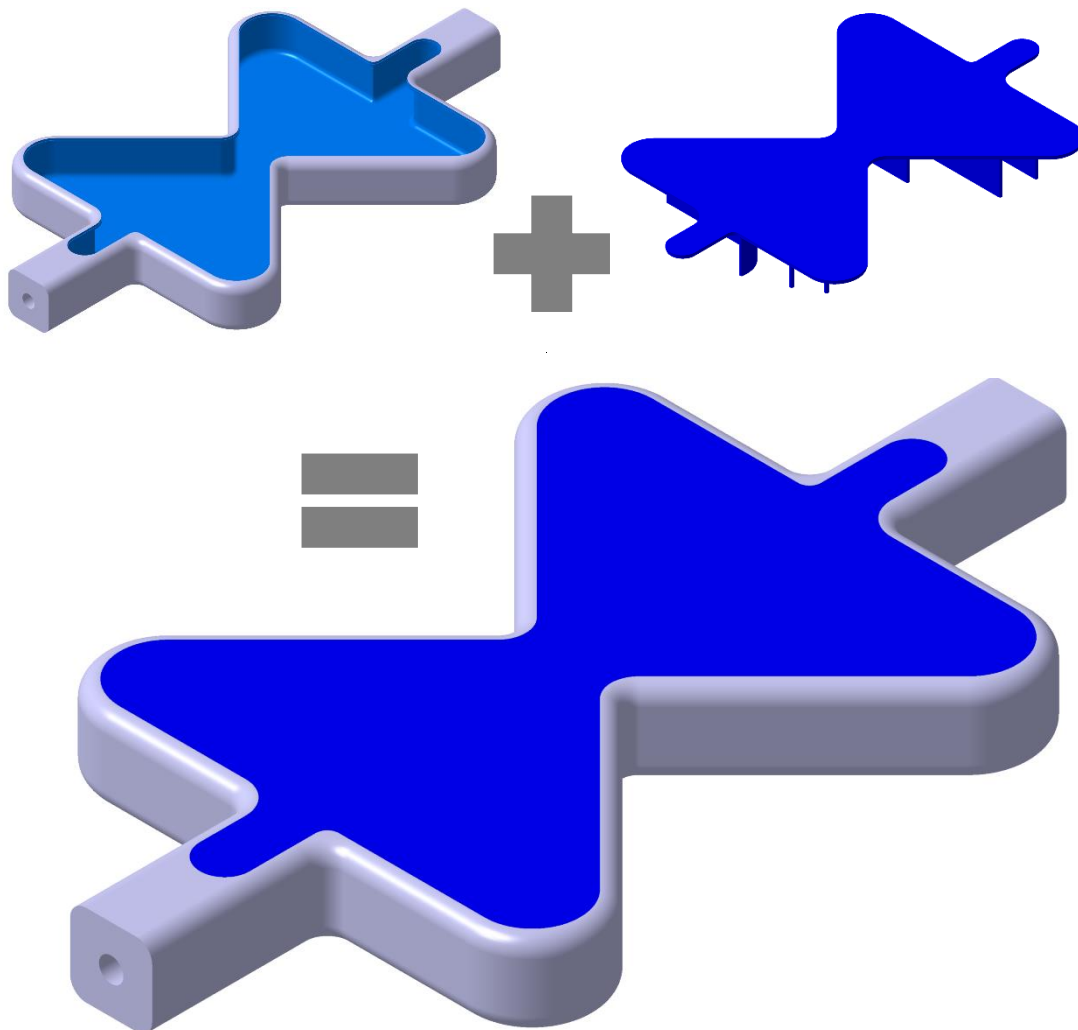


Abbildung 6.1: BF1-Moderator-Geometrie für die mechanische Simulation und für den Prototypenbau (oben links ist der Grundkörper und oben rechts der Deckel mit Leitblechen dargestellt)

Der Deckel, inklusive Leitbleche (s. Abbildung 6.1 oben rechts), welcher auch aus einem Block gefräst wird, muss dann in den Grundkörper eingesetzt und mit diesem verschweißt werden. Aufgrund der hohen Druckbelastung müssen die Leitbleche nicht nur mit dem Deckel, sondern auch mit dem Boden verbunden sein, weshalb ebenfalls an der Moderator-Rückseite entlang der Leitblechkonturen geschweißt werden muss.

6.2 Strukturmaterialwahl und Strahlungsbelastung

Die erforderlichen Werkstoffkennwerte für die strukturmechanische Simulation werden nachfolgend aufgeführt. Darüber hinaus werden strahlungsbedingte Besonderheiten behandelt, bevor die Lastfälle definiert werden und die eigentliche Simulation beschrieben wird.

6.2.1 Werkstoffkennwerte von AW 6061-T6

Die Dichte $\rho_{6061-T6}=2700 \text{ kg/m}^3$ (A3.2A.24) und die Querkontraktionszahl $\nu_{6061-T6}=0,33$ (A3.2A.23) sind im Einsatzbereich konstant. Die Wärmeleitfähigkeit λ_{th} und die Wärmekapazität c_p wurden bereits für die Strömungssimulation in Abhängigkeit von der Temperatur T und dem Bestrahlungszustand definiert (vergl. Kapitel 4.2.2). Der Elastizitätsmodul E (blau) und der Wärmeausdehnungskoeffizient α_{th} (orange) sind ebenfalls temperaturabhängig und in Abbildung 6.2 dargestellt.

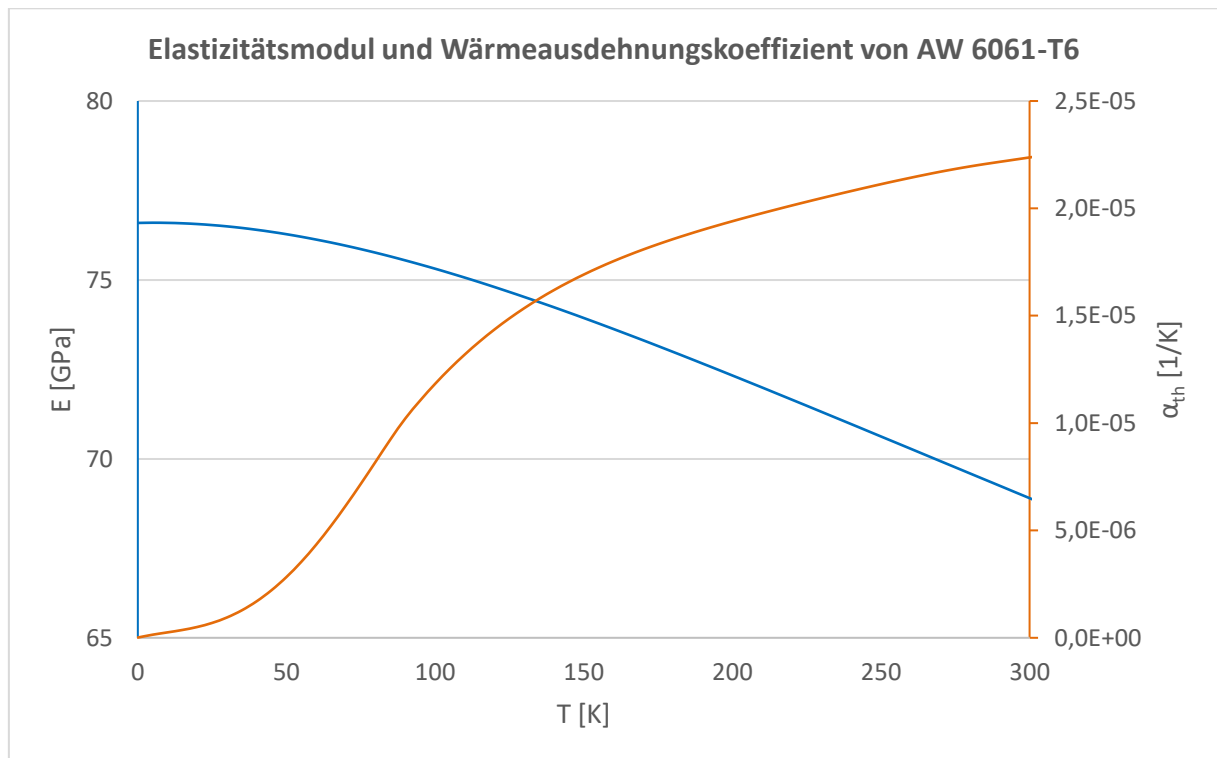


Abbildung 6.2: Relevante Strukturmaterialdaten in Abhängigkeit von der Temperatur von AW 6061-T6

Eine vollständige Auslegung nach Regelwerk kann nur erfolgen, wenn auch alle Materialdaten diesem Regelwerk entnommen werden. Das ist im vorliegenden Fall nicht möglich, da der RCC-MRx-Code nur Materialdaten von AW 6061-T6 bei Temperaturen von $T \geq 20^\circ\text{C}$ beinhaltet. Die verwendeten Daten für die Wärmeleitfähigkeit λ_{th} , die Wärmekapazität c_p , den Wärmeausdehnungskoeffizienten α_{th} und den Elastizitätsmodul E stammen daher von der Materialdatenbibliothek *MPDB Version 7.91* der Firma JAHM Software, Inc., North Reading, 29 Valley Rd, MA 01864-1740, USA, somit kann die nachfolgende Auslegung auch nur angelehnt an den RCC-MRx-Code erfolgen.

6.2.2 Maximal zulässige Bestrahlung

Die strahlungsbedingte Lebensdauer von maximal 7000 Betriebsstunden des ESS-Moderators wurde bereits in Kapitel 4.2.2 behandelt. Hinzu kommt die Forderung des RCC-MRx-Codes, dass der Behälter nur betrieben werden darf, wenn die maximal erlaubte Bestrahlung durch thermische Neutronen nicht überschritten wird (s. Abbildung 6.3).

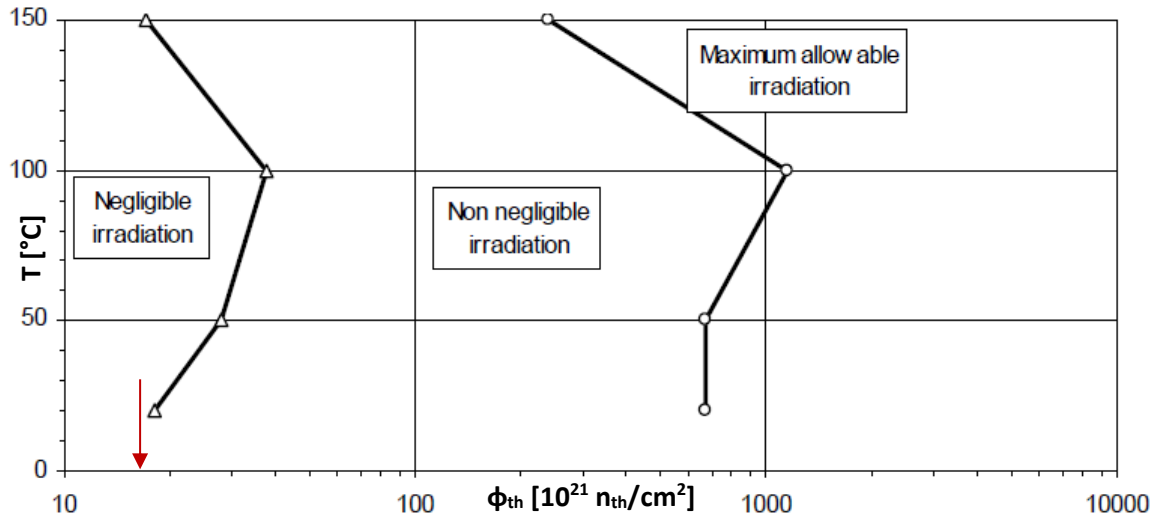


Abbildung 6.3: Maximale zulässige Bestrahlung (A3.2A.32)

Mit den maximalen Betriebsstunden des Moderators und dem maximal auftretenden thermischen Neutronenfluss [33] kann die vorhandene maximale Bestrahlung ϕ_{max} wie folgt berechnet werden:

$$\phi_{max} = 6,85 \cdot 10^{14} \frac{n_{th}}{cm^2 \cdot s} \cdot 7000 \text{ h} \cdot 3600 \frac{s}{h} = 17,3 \cdot 10^{21} \frac{n_{th}}{cm^2} \quad (6.1)$$

Auch hier besteht wieder das Problem, dass die Diagrammdaten nur für Temperaturen von $T \geq 20^\circ\text{C}$ vorliegen. Es wird daher aufgrund der Kurvenverläufe angenommen, dass die maximal zulässige Bestrahlung nicht überschritten wird. Darüber hinaus werden im Folgenden die Auslegungskriterien sowohl für eine vernachlässigbare als auch für eine nicht vernachlässigbare Bestrahlung berücksichtigt.

6.2.3 Kriechen, Alterung, Schwellen und Korrosion

Die maximale Temperatur im kalten Moderator beträgt für alle Lastfälle $T_{max} \leq 300 \text{ K}$. Nach A3.2A.311 und A3.2A.312 ist für AW 6061-T6 der Grenzwert für die Vernachlässigbarkeit von Kriechen und Alterung $T_K = T_A = 348,15 \text{ K}$. Aus diesem Grund können im vorliegenden Fall Kriech- und Alterungseffekte vernachlässigt werden. Das durch die Bestrahlung hervorgerufene Schwellen ist $\leq 1,5 \%$, wenn die Temperatur $T_{swelling} \leq 328,15 \text{ K}$ ist und die Bestrahlung von $\phi_{max} \leq 300 \cdot 10^{21} n_{th}/cm^2$ nicht überschritten wird (A3. 2A.69). Beide Kriterien werden erfüllt. Überdies ist der Vakuumpalt von 5 mm, der den Moderator zu Isolationszwecken umgibt, groß genug, um eine Schwellung von $\leq 1,5 \%$ zu kompensieren. Ferner fördert reiner Wasserstoff keine Korrosion [51], weshalb Korrosionseffekte vernachlässigt werden können.

6.3 Lastfälle und weitere Randbedingungen

Im Folgenden werden alle Lastfälle chronologisch angegeben, die bei der Inbetriebnahme, beim Normalbetrieb und bei der Außerbetriebnahme auftreten können. Überdies sind die Lastfälle aufgeführt, die den Auslegungszustand und die außerordentlichen Betriebslasten beschreiben. Nicht alle Lasten sind bei der strukturmechanischen Simulation zu berücksichtigen, ergänzend werden diese aber dennoch mit aufgelistet. Die Lastfälle sind in fünf Kategorien unterteilt. In der ersten Kategorie werden alle Lastfälle zusammengefasst, die bei der Befüllung des Kreislauftes und bei der Verflüssigung des Wasserstoffes auftreten (Lastfälle 1-5). Die zweite Kategorie beinhaltet den Normalbetrieb der ESS (Lastfall 6 und 7). Die dritte Kategorie beschreibt das Entleeren und Erwärmen des Kreislauftes (Lastfälle 8-11). Die vierte Kategorie behandelt den Auslegungszustand (Lastfall 12). Die außerordentlichen Betriebszustände werden schlussendlich in der fünften Kategorie aufgeführt (Lastfälle 13 und 14). Die Abbildung 6.4 zeigt das entsprechende Lastdiagramm. Dabei sind an der vertikalen Sekundärachse (rot) die Temperatur und an der vertikalen Primärachse der Druck im Moderator (blau kontinuierlich) und der Druck in der Vakuumkammer (blau gestrichelt) abzulesen.

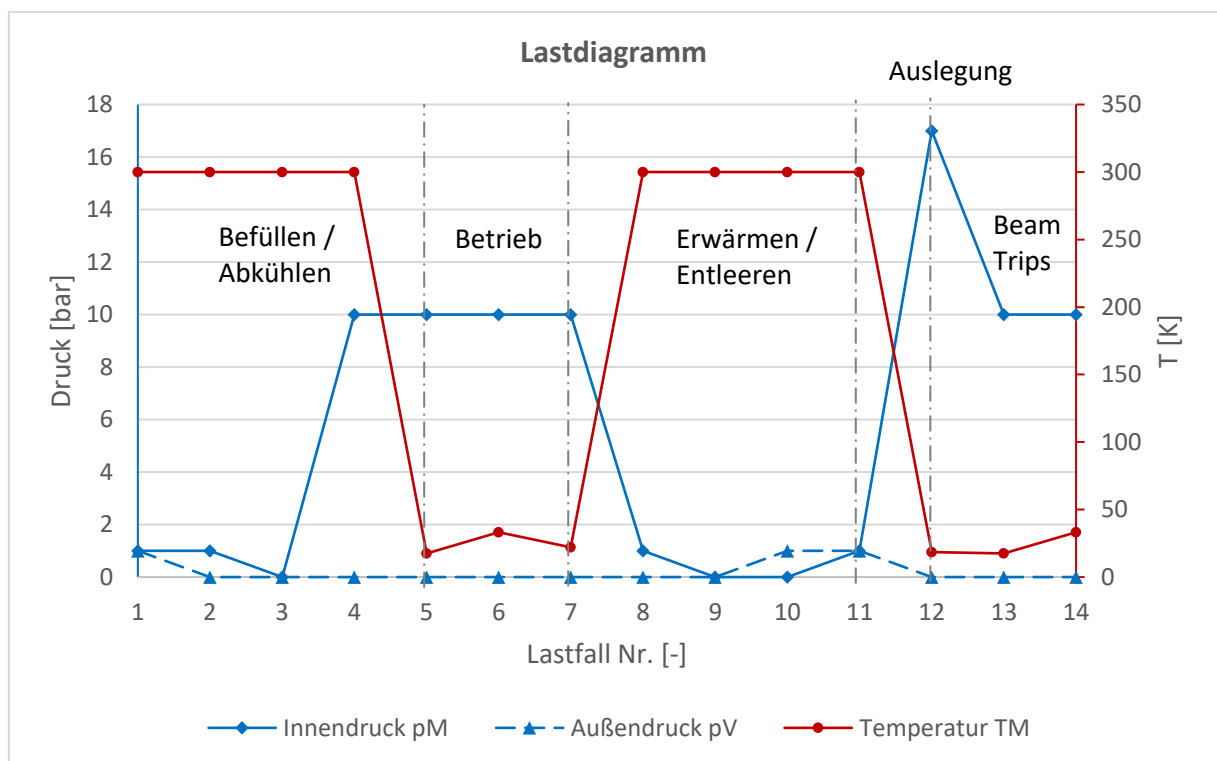


Abbildung 6.4: Lastdiagramm für den Normalbetrieb (1 bis 11), den Auslegungszustand (12) und den außerordentlichen Betrieb (13 und 14)

Lastfall 1: Der Anfangszustand ist durch den Umgebungsdruck von $p_{M1}=p_{V1}=1 \text{ bar}$, der im Moderator (Index M) und in der den Moderator umgebenden Vakuumkammer (Index V) vorliegt, sowie durch die Bezugstemperatur im Moderator von $T_{M1}=300 \text{ K}$, definiert. Die Vakuumkammer wird in der Simulation nur durch ihren Innendruck als Außendruck des Moderators berücksichtigt.

Lastfall 2: Der Moderator ist zur Isolation von einer Vakuumkammer umgeben. Diese muss im ersten Schritt evakuiert werden, d. h. der Druck in der Kammer kann mit $p_{V1}=0 \text{ bar}$ angenommen werden und der Druck im Moderator ist $p_{M1}=1 \text{ bar}$. Außerdem ist die Temperatur des Moderators $T_{M1}=300 \text{ K}$.

Lastfall 3: Bevor der Moderator mit Wasserstoff befüllt werden kann, muss dieser ebenfalls evakuiert werden. Damit ist gewährleistet, dass kein Sauerstoff mit dem Wasserstoff in Kontakt kommt und dass keine Luftbestandteile beim Verflüssigen des Wasserstoffes im Kreislauf gefrieren. Dieser Fall, mit $p_{V3}=p_{M3}=0 \text{ bar}$ sowie $T_{M3}=300 \text{ K}$, braucht nicht betrachtet werden, da weder eine Druckbelastung noch eine thermische Belastung vorliegt.

Lastfall 4: Nun kann der Kreislauf mit gasförmigem Wasserstoff befüllt werden. Der Betriebsdruck ist dabei $p_{M4}=10 \text{ bar}$, bei einem Außendruck von $p_{V4}=0 \text{ bar}$ und einer Temperatur von $T_{M4}=300 \text{ K}$.

Lastfall 5: Im nächsten Schritt wird der Wasserstoff durch die Kälteanlage verflüssigt und auf Betriebstemperatur von $T_{M5}=17,5 \text{ K}$ abgekühlt. Die Drücke bleiben bei $p_{M5}=10 \text{ bar}$ und $p_{V5}=0 \text{ bar}$. Damit ist das System betriebsbereit und der Beschleuniger kann den Spallationsprozess auslösen.

Lastfall 6: Im Normalbetrieb werden die Protonen, gepulst vom Beschleuniger, auf das Spallations-Target gelenkt und lösen dort den Spallationsprozess aus, wodurch thermische Energie freigesetzt wird. Am Pulsende liegt ein inhomogenes Temperatur- und Druckfeld vor, bei dem die höchsten Belastungen im Pulsbetrieb auftreten (s. importierte Körpertemperatur aus der CFX-Simulation in Abbildung 6.5 oben). Die Temperatur und der Druck im Moderator sind hierbei ortsabhängig mit $T_{M6_MAX}=f(\text{Ort})$ und $p_{M6_MAX}=f(\text{Ort})$ bei $p_{V6}=0 \text{ bar}$.

Lastfall 7: Durch den gepulsten Protonenstrahl und die dadurch bedingte periodische Aufwärmung und Abkühlung des Moderators tritt im Normalbetrieb eine thermische und druckbedingte Wechselbelastung auf, die bei der Ermüdungsanalyse berücksichtigt werden muss. Aufgrund der Lebensdauer von bis zu 7000 Betriebsstunden können bis zu $N_1 \leq 3,5 \cdot 10^8$ Lastwechsel im Normalbetrieb auftreten (vergl. Kapitel 4.2.2). Zum Ende der Pulspause sind die Temperatur und der Druck ebenfalls ortsabhängig, wobei hier die Minimalwerte mit $T_{M7_MIN}=f(\text{Ort})$ und $p_{M7_MIN}=f(\text{Ort})$ bei $p_{V7}=0 \text{ bar}$ vorliegen (s. Importierte Körpertemperatur aus der CFX-Simulation in Abbildung 6.5 unten).

Lastfall 8: Nach dem Betrieb muss das System wieder in einen sicheren Zustand überführt werden. Hierzu wird zunächst die Kälteerzeugung gestoppt und der Wasserstoff über die Entlüftungsleitung abgeblasen. Der Druck im Kreislauf entspricht danach dem Umgebungsdruck, also $p_{M8}=1 \text{ bar}$, in der Vakuumkammer bleibt der Druck bei $p_{V8}=0 \text{ bar}$. Darüber hinaus erwärmt sich der Kreislauf auf die Umgebungstemperatur von $T_{M8}=300 \text{ K}$.

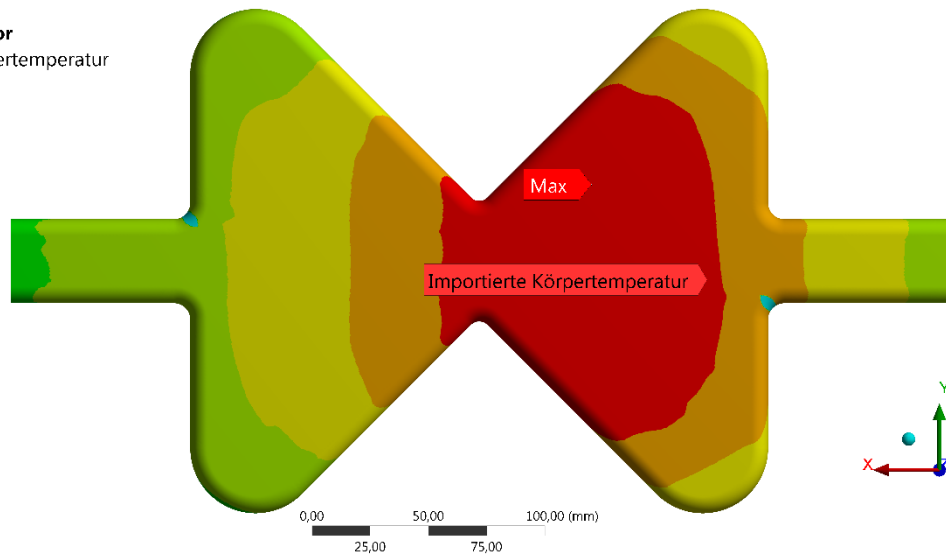
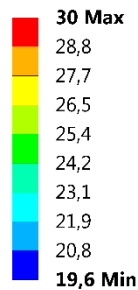
Lastfall 9: Um den Restwasserstoff im Kreislauf zu entfernen, muss dieser wieder evakuiert werden. Dieser Fall, mit $p_{V9}=0 \text{ bar}$ und $p_{M9}=0 \text{ bar}$ sowie $T_{M9}=300 \text{ K}$, braucht ebenfalls nicht betrachtet zu werden.

F: BF1-Moderator

Importierte Körpertemperatur

Zeit: 1, s

Einheit: K

**F: BF1-Moderator**

Importierte Körpertemperatur

Zeit: 2, s

Einheit: K

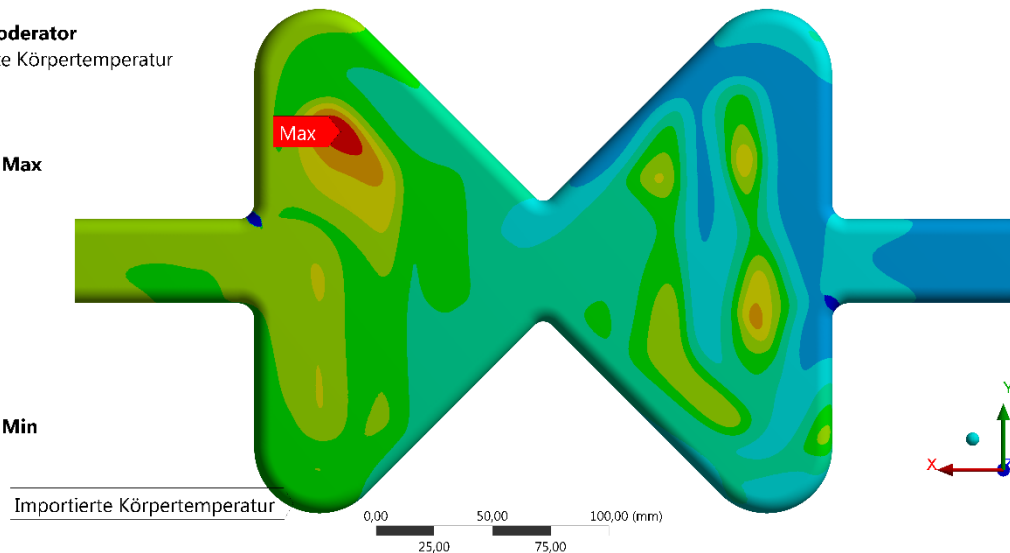
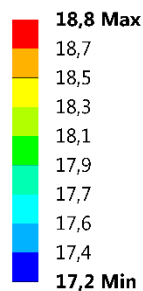


Abbildung 6.5: Aus der CFX Simulation importierte Körpertemperatur, oben unmittelbar nach dem Puls und unten unmittelbar vor dem Puls

Lastfall 10: Im nächsten Schritt kann die Vakuumkammer belüftet werden, wodurch ein äußerer Überdruck von $p_{V10}=1$ bar bei $p_{M10}=0$ bar sowie $T_{M10}=300$ K vorherrscht.

Lastfall 11: Nun kann auch der Moderator-Kreislauf belüftet werden. Dieser Fall braucht wieder nicht berücksichtigt zu werden, da mit $p_{V11}=1$ bar bei $p_{M11}=1$ bar, sowie $T_{M11}=300$ K, keine Belastung auftritt.

Lastfall 12: Der Auslegungszustand wird durch den Auslegungsdruck $p_{M12}=17$ bar bei $p_{V12}=0$ bar, der dem maximalen Ansprechdruck der Sicherheitseinrichtungen entspricht, sowie der minimalen möglichen Temperatur von $T_{M12}=17,5$ K gekennzeichnet.

Lastfall 13: Unter den außerordentlichen Lastbedingungen sind insbesondere die kurzzeitigen Ausfälle des Protonenstrahls (Beam Trips) zu nennen. Diese treten in unregelmäßigen Abständen und in unterschiedlicher Anzahl und Dauer, gemäß Tabelle 6.1, auf [10]. Durch den Wegfall der Wärmelast wird der Moderator weiter abgekühlt als das in den Pulsphasen im Normalbetrieb der Fall ist. Die

Temperatur und der Druck sind hierbei orts- und zeitabhängig $T_{M13}=f(t, \text{Ort})$ und $p_{M13}=f(t, \text{Ort})$ bei $p_{V13}=0 \text{ bar}$. D. h., mit zunehmender Dauer des Beam Trips kühlt sich der Moderator weiter ab.

Lastfall 14: Nach jedem kurzzeitigen Ausfall des Protonenstrahls und der darauf folgenden Wiederinbetriebnahme wird der Behälter wieder auf die maximale inhomogene Temperatur von $T_{M14_MAX}=f(\text{Ort})$ bei einem Druck von $p_{M14_MAX}=f(\text{Ort})$ und $p_{V14}=0 \text{ bar}$ erwärmt, wodurch eine wechselnde thermische Belastung auftritt.

Tabelle 6.1: Kurzzeitige Ausfälle des Protonenstrahls (Beam Trips) [10]

Ausfalldauer	Anzahl der Ausfälle
1 - 6 s	120/d = 27000/a
6 s - 1 min	40/d = 9000/a
1 - 6 min	5/d = 1125/a
6 - 20 min	350/a
20 min - 1 h	99/a
1 - 3 h	33/a
3 - 8 h	17/a
8 h - 1 d	6,7/a
1 - 3 d	2,9/a
3 - 10 d	0,25/a
mehr als 10 d	0,1/a
	$\Sigma=6 \cdot 10^4/a$

Es wird konservativ angenommen, dass jeder Ausfall des Protonenstrahls, unabhängig von der Dauer, zur vollständigen Abkühlung des Moderators führt, also der Lastfall 13 dem Lastfall 5 entspricht. Im Normalbetrieb soll die Anlage pro Jahr 5400 h betrieben werden. Bei maximal 7000 Betriebsstunden ergeben sich zusätzlich zu den Lastwechseln im gepulsten Normalbetrieb $N_2=7,8 \cdot 10^4$ Lastwechsel im Bereich der außerordentlichen Lastbedingungen, die zu berücksichtigen sind. Darüber hinaus können bis zu $N_3=12$ Entleerungen und Befüllungen pro Lebensdauer eines Moderators auftreten.

Weitere Randbedingungen

Da die Rohrleitungen des Moderators bei der Simulation nicht miteinbezogen werden, müssen Haltebedingungen an den Ein- und Ausströmöffnungen definiert werden. Hierzu bietet ANSYS Mechanical™ die Randbedingung „externe Verschiebung“ an [52]. Diese wird an den Schnittebenen der Ein- und Ausströmöffnungen definiert, wobei zur statischen Bestimmtheit des Systems auf der einen Seite die x- und die y-Verschiebung und die Rotation um die z-Achse blockiert werden, auf der gegenüberliegenden Seite werden die z-Verschiebung sowie die Rotationen um die x- und die y-Achse blockiert. Verformungen in der Schnittebene werden aber zugelassen. Die Elementgröße des Finite-Elemente-Netzes wird auf 1 mm festgelegt und dann analog zur systematischen Netzverfeinerung bei der Strömungssimulation schrittweise verkleinert, bis die Abweichung der wichtigen Ergebnisse von zwei aufeinanderfolgenden Simulationen klein genug wird.

6.4 Grenzwerte und Auslegungskriterien

In diesem Kapitel werden die erforderlichen Grenzwerte und Auslegungskriterien aus dem RCC-MRx-Code für die vernachlässigbare und nicht vernachlässigbare Bestrahlung definiert. Die folgenden Grenzwerte sind wieder bei einer Bezugstemperatur von $T=20^{\circ}\text{C}$ ermittelt worden, da der RCC-MRx-Code keine Daten für die Betriebstemperatur von $T=17,5\text{ K}$ beinhaltet.

Für die Bewertung der auftretenden Spannungsverteilungen in den betrachteten Querschnitten des Bauteils wird die jeweilige Gesamtspannung in ihre Bestandteile Membranspannung P_m (konstanter Anteil), Biegespannung P_b (linearer Anteil) und Spitzenspannung F (restlicher Anteil) aufgeteilt. Überdies wird zwischen der Primärspannung P (z. B. aufgrund von Druckbelastung) und der Sekundärspannung Q (z.B. aufgrund von thermischen Dehnungen) unterschieden.

Grenzwerte bei vernachlässigbarer Bestrahlung

Die zulässige Spannung S_m im Grundmaterial beträgt nach A3.2A.41 $S_m(T=20^{\circ}\text{C})=87\text{ MPa}$. Durch die Wärmeeinwirkung beim Schweißen geht der Temperzustand (T6) der Aluminiumlegierung AW 6061-T6 lokal verloren, weshalb die zulässige Spannung in den Schweißnähten erheblich geringer ist als die im Grundmaterial. Darüber hinaus ist S_{mSN} noch weiter zu reduzieren, wenn die Schweißnaht nicht ausreichend geprüft werden kann. Können allerdings an der Schweißnaht Volumenuntersuchung und Oberflächenuntersuchung von beiden Seiten erfolgen, ist der Schweißnahtkoeffizient auf $n_{SN}=1$ zu setzen (Tabelle RB 3291.1). Da der Behälter im Computertomographen vollständig untersucht werden wird, trifft dieses im vorliegenden Fall zu. Die zulässige Spannung im Bereich von Schweißnähten S_{mSN} beträgt nach A9.J2A.43 deshalb $S_{mSN}(T=20^{\circ}\text{C})=55\text{ MPa}$.

Grenzwerte bei nicht vernachlässigbarer Bestrahlung

Die Strukturmaterial-Versprödung, aufgrund der nicht vernachlässigbaren Bestrahlung, führt zwar zur Erhöhung der Streckgrenze, zugleich führt die Bestrahlung aber auch zu einer Reduzierung der Dehngrenze, wodurch andere Grenzwerte und Auslegungskriterien gelten. Die zulässigen Spannungen S_{em} und S_{et} betragen nach A3.2A.63 $S_{em}(T=20-50^{\circ}\text{C}, \phi_{max}=17,3 \cdot 10^{21} n_{th}/\text{cm}^2)=328\text{ MPa}$ und $S_{et}(T=20-50^{\circ}\text{C}, \phi_{max}=17,3 \cdot 10^{21} n_{th}/\text{cm}^2)=701\text{ MPa}$. Im Bereich von Schweißnähten müssen die Grenzwerte noch mit dem Schweißnahtfaktor J_m nach A9.GEN.11a multipliziert werden. Für AW 6061-T6 ist $J_m=0,6$. Die Grenzwerte sind dementsprechend $S_{emSN}=196,8\text{ MPa}$ und $S_{etSN}=420,6\text{ MPa}$.

Kriterien für die elastische Analyse bei vernachlässigbarer Bestrahlung nach RB 3251.112:

Kriterium 1, die Membranspannung P_m soll S_m nicht überschreiten:

$$\overline{P_m} \leq S_m(T) \quad (6.2)$$

Kriterium 2, die lokale Membranspannung P_L soll $1,5 \cdot S_m$ nicht überschreiten:

$$\overline{P_L} \leq 1,5 \cdot S_m(T) \quad (6.3)$$

Kriterium 3, die Summe aus lokaler Membran- und Biegespannung $P_L + P_b$ soll kleiner $1,5 \cdot S_m$ sein:

$$\overline{P_L + P_b} \leq 1,5 \cdot S_m \quad (6.4)$$

Kriterien für die elastische Analyse bei nicht vernachlässigbarer Bestrahlung nach RB 3251.212:

Kriterium 1, die Summe aus der Membran- und Sekundärspannung $P_m + Q_m$ soll kleiner S_{em} sein:

$$\overline{P_m + Q_m} \leq S_{em}(T, \phi_{max}) \quad (6.5)$$

Kriterium 2, die Summe aus der lokalen Membran-, Biege-, Sekundär- und Spitzenspannung $P_L + P_b + Q + F$ soll kleiner S_{et} sein:

$$\overline{P_L + P_b + Q + F} \leq S_{et}(T, \phi_{max}) \quad (6.6)$$

Aufgrund der komplexen Geometrie des Moderators ist eine Unterscheidung zwischen der Membranspannung P_m und der lokalen Membranspannung P_L nicht möglich, weshalb konservativ die lokale Membranspannung P_L für alle Untersuchungen anstelle von P_m verwendet wird. Das Gleiche gilt für die Sekundärspannung Q_m die im Folgenden durch die lokale Sekundärspannung Q_L ersetzt wird.

Kriterien für die Vermeidung von fortschreitender Verformung nach RB 3261.1118:

Um das Kriterium zur Vermeidung von fortschreitender Verformung zu erfüllen, muss die maximale Primärspannung $\text{Max}(P_L + P_b)$ und die Amplitude der maximalen Sekundärspannung ΔQ kleiner $3 \cdot S_m$ sein:

$$\text{Max}(\overline{P_L + P_b}) + \overline{\Delta Q} \leq 3 \cdot S_m \quad (6.7)$$

Kriterien für die Vermeidung von Ermüdung nach RB 3261.1123:

Um das Ermüdungsversagen zu vermeiden muss die Summe der Quotienten aus der Anzahl der vorhandenen Lastwechsel n_i je Lastfall (Index i) und der zulässigen Anzahl von Lastwechseln N_i kleiner als 1 sein. V_A ist hierbei der Ermüdungsausnutzungsanteil.

$$V_A = \sum \frac{n_i}{N_i} \leq 1 \quad (6.8)$$

6.5 Simulationsergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der strukturmechanischen Simulation nach den zuvor definierten Auslegungskriterien bewertet. Zunächst werden die Vergleichsspannungen der einzelnen Lastfälle aufgeführt. Danach folgt die Analyse der linearisierten Spannungen in kritischen Bereichen. Abschließend werden die Verformungen beurteilt und eine Ermüdungsanalyse durchgeführt.

6.5.1 Vergleichsspannungen der Lastfälle

In Abbildung 6.6, Abbildung 6.7 und Abbildung 6.8 ist jeweils die Vergleichsspannung des BF1-Moderators im Horizontalschnitt für die definierten Lastfälle aufgeführt.

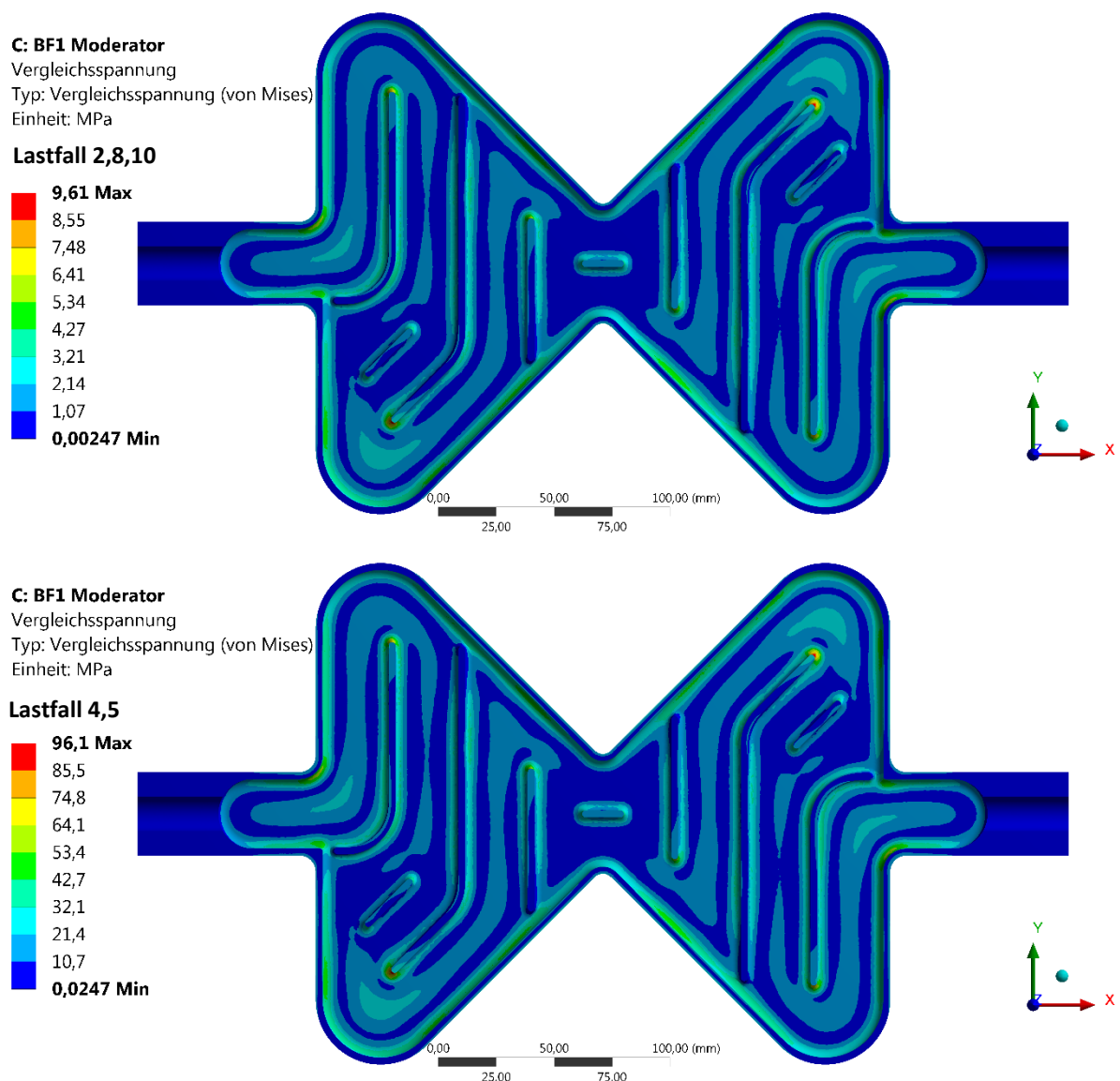
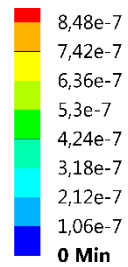


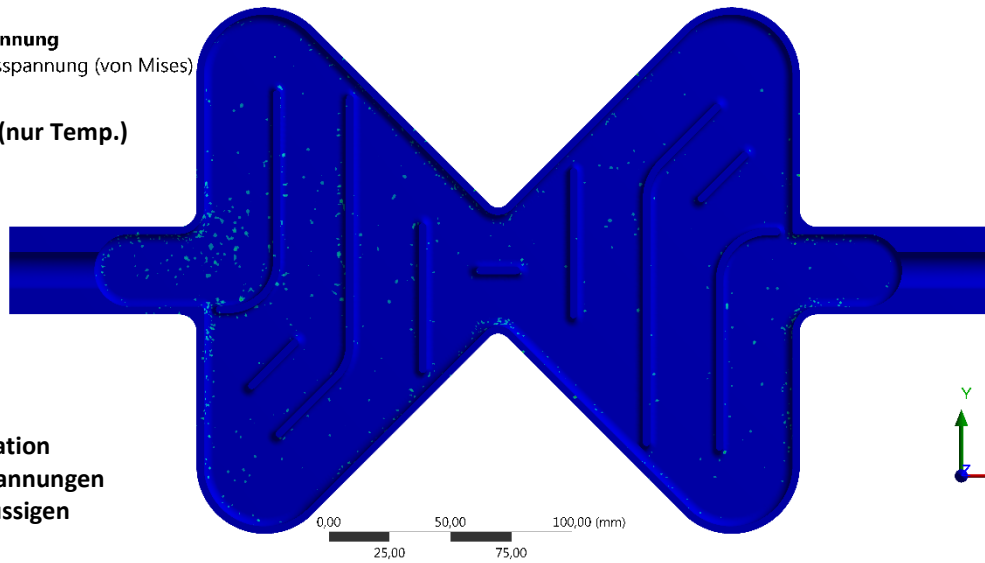
Abbildung 6.6: Spannungsverteilung im Moderator bei den Lastfällen 2, 8 und 10 (oben) sowie 4 und 5 (unten)

Vergleichsspannung

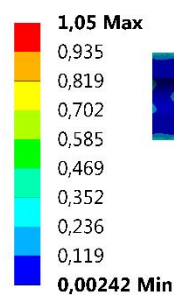
Typ: Vergleichsspannung (von Mises)
Einheit: MPa

Lastfall 5-4 (nur Temp.)

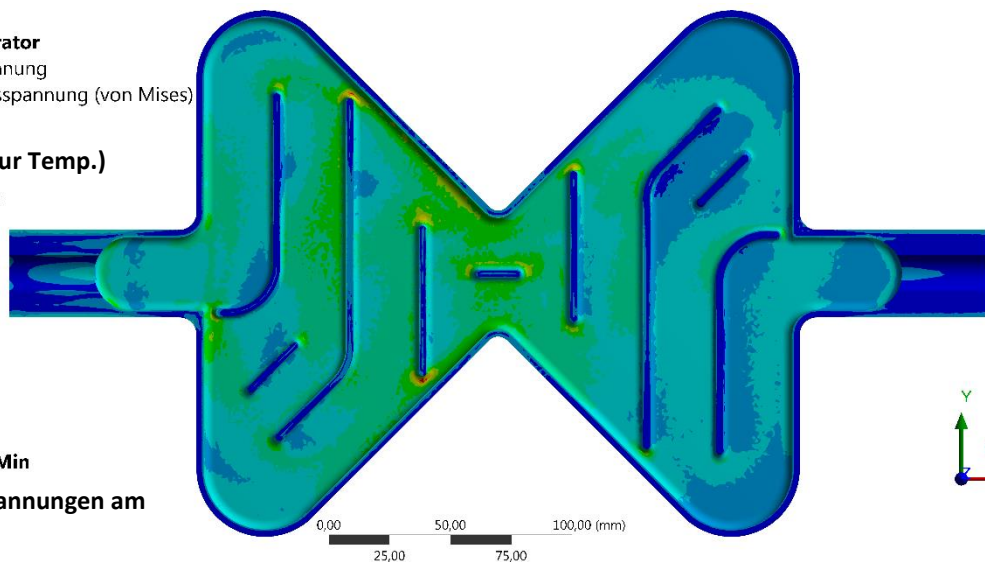
Lastkombination
Sekundärspannungen
durch Verflüssigen

**H: BF1-Moderator**

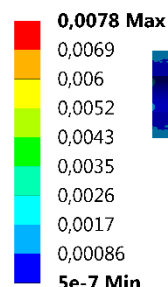
Vergleichsspannung
Typ: Vergleichsspannung (von Mises)
Einheit: MPa

Lastfall 6 (nur Temp.)

Sekundärspannungen am
Pulsende

**H: BF1-Moderator**

Vergleichsspannung
Typ: Vergleichsspannung (von Mises)
Einheit: MPa

Lastfall 7 (nur Temp.)

Sekundärspannungen am
Pulsanfang

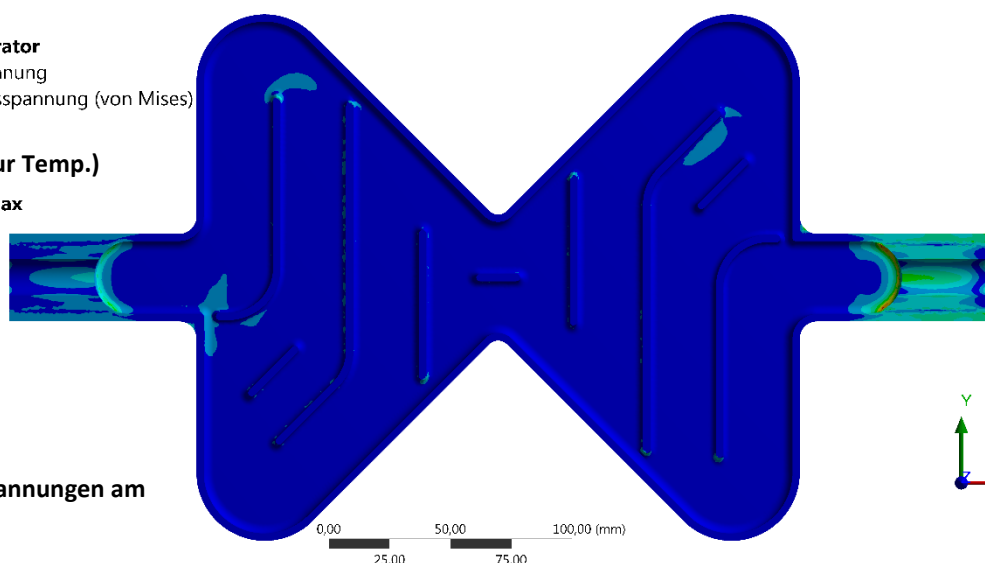


Abbildung 6.7: Sekundärspannungsverteilung bei den Lastfällen 6 und 7 sowie Sekundärspannungsänderung (Abkühlvorgang) von Lastfall 5 abzüglich Lastfall 4

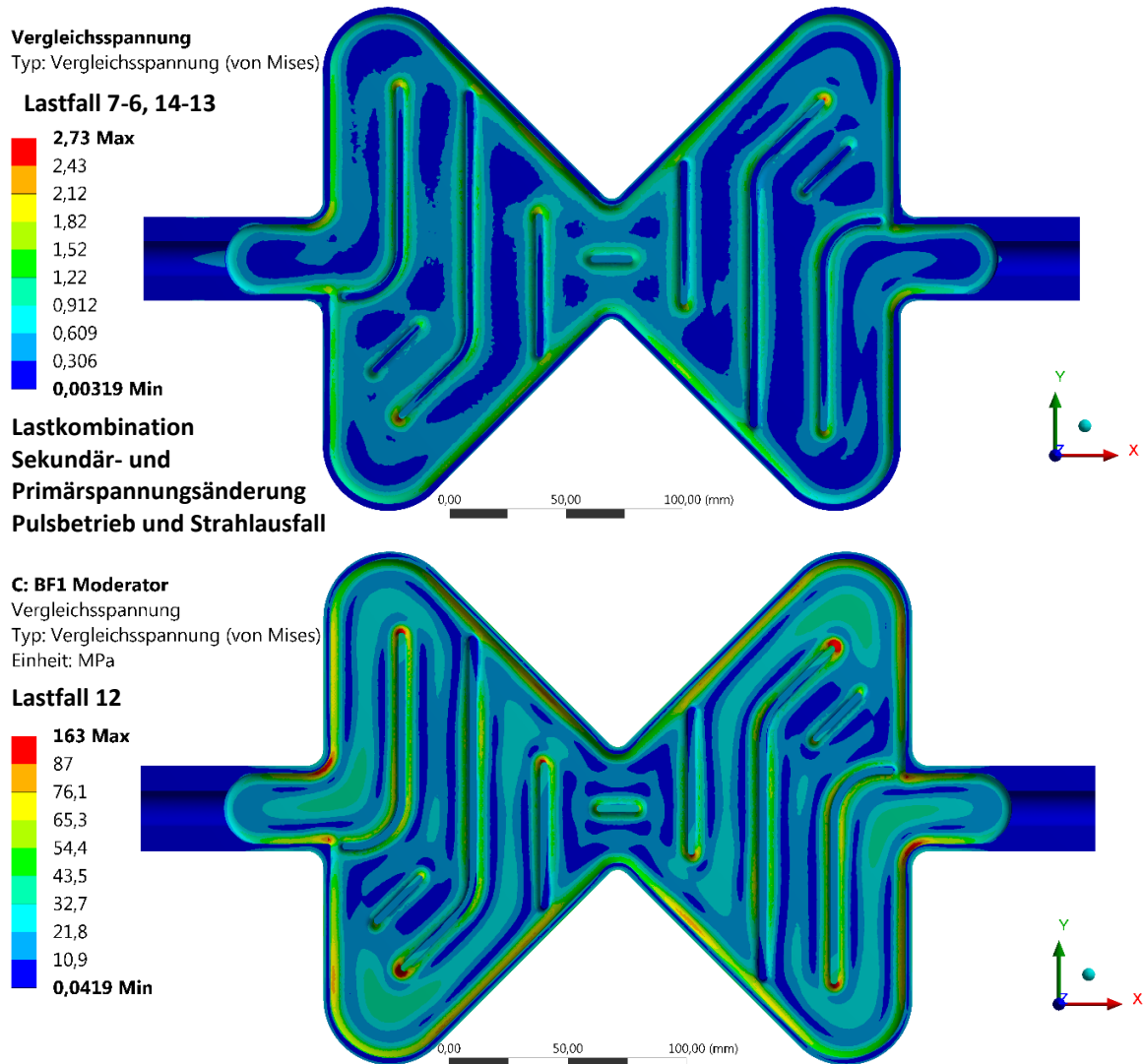


Abbildung 6.8: Spannungsänderung von Lastfall 7 abzüglich Lastfall 8 und Lastfall 14 abzüglich Lastfall 13 (oben) sowie Spannungsverteilung für den Auslegungszustand (unten)

Die Lastfälle 1, 3, 9 und 11 brauchen nicht berücksichtigt werden, da gemäß Abbildung 6.4 keine Belastung auftritt. Die Lastfälle 2, 8 und 10 sind gleich, da der Differenzdruck mit 1 bar konstant ist und keine thermische Belastung vorliegt. Die maximal auftretende Spannung liegt bei $\sigma_{\max-LF2,8,10}=9,61$ MPa und somit deutlich unterhalb der Grenzwerte (vergl. Kapitel 6.4). Bei den Lastfällen 4 und 5 wird der Wasserstoff bei einem Betriebsdruck von 10 bar und einer Temperatur von 300 K auf die minimale Betriebstemperatur von 17,5 K abgekühlt. In beiden Fällen liegt die maximal auftretende Spannung bei $\sigma_{\max-LF4,5}=96,1$ MPa. Die Lastfälle 6 und 7 zeigen den normalen Pulsbetrieb. Der Lastfall 6 entspricht dem Pulsende ($\sigma_{\max-LF6}=98,8$ MPa) und der Lastfall 7 entspricht dem Zustand unmittelbar nach der Pulspause ($\sigma_{\max-LF7}=96,1$ MPa). Hieraus wird ersichtlich, dass die Pulspause von ca. 68 ms ausreicht, um den Behälter fast vollständig auf die minimale Temperatur abzukühlen und somit nur vernachlässigbar kleine Sekundärspannungen auftreten. Lastfall 12 beschreibt den Auslegungszustand und ist durch die hohe Druckbelastung von 17 bar der kritischste Lastzustand. Die maximale Spannung liegt in diesem Fall bei $\sigma_{\max-LF12}=163$ MPa und somit oberhalb der für linearisierte Spannungen geltenden Grenzwerte, weshalb im nächsten Kapitel eine Analyse der Regionen mit erhöhten Spannungen erfolgt.

6.5.2 Linearisierte Spannung

Bei dem kritischen Lastfall 12 treten lokal Spannungen auf, die die für linearisierte Spannungen geltenden Grenzwerte überschreiten. In diesen Bereichen muss die Spannungsverteilung zusätzlich durch das Aufteilen der Gesamtspannungen in die Membran-, die Biege- und die nichtlinearen Spannungen betrachtet werden (s. Abbildung 6.9). Für die Auswertung werden fünf Pfade erstellt, die jeweils an der Innenfläche des Behälters, an Orten mit erhöhter Spannung, beginnen und auf dem kürzesten Weg zur zugehörigen Außenfläche führen (RB3224.11).

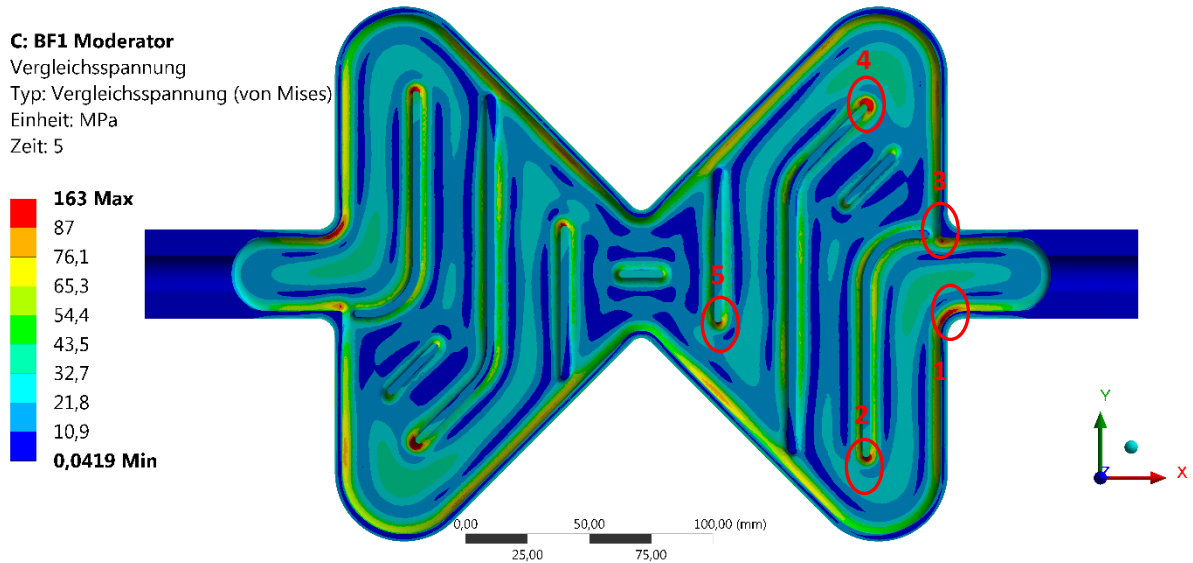


Abbildung 6.9: Auswahl der Positionen (rot markiert) der Pfade für die linearisierte Spannung

Abbildung 6.10 zeigt exemplarisch die linearisierte Gesamtspannung von Pfad 1:

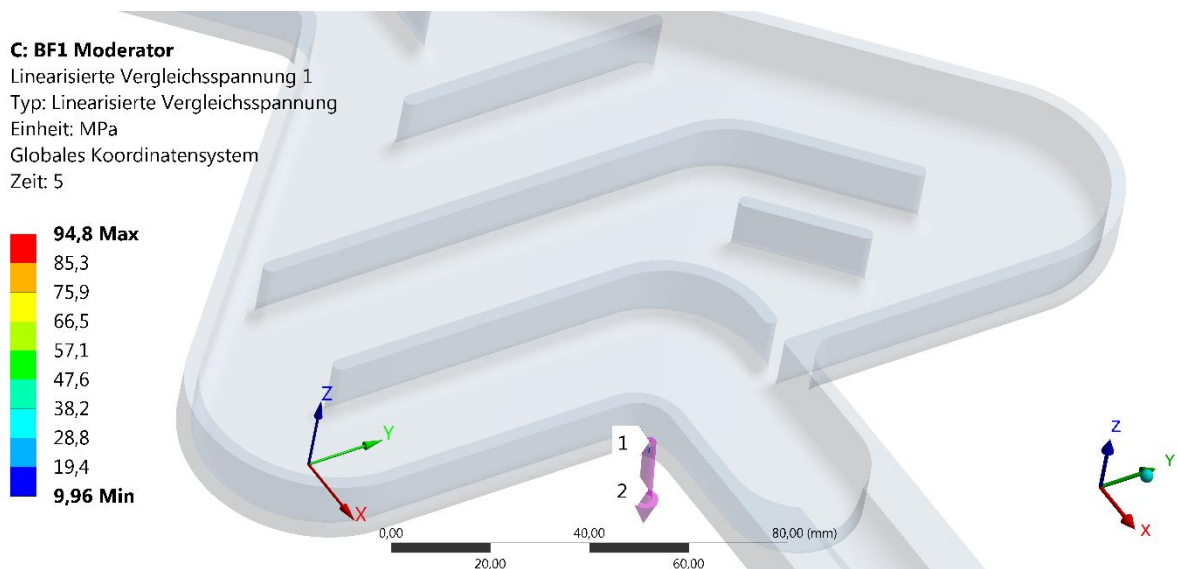


Abbildung 6.10: Linearisierte Vergleichsspannung in Pfad 1

Abbildung 6.11 und Abbildung 6.12 zeigen den Verlauf der Membranspannung (grün) und der Membran- + Biegespannung (rot) entlang der gewählten Pfade. Darüber hinaus sind die Grenzwerte zur Erfüllung der zuvor definierten Kriterien aufgeführt (gestrichelte Linien).

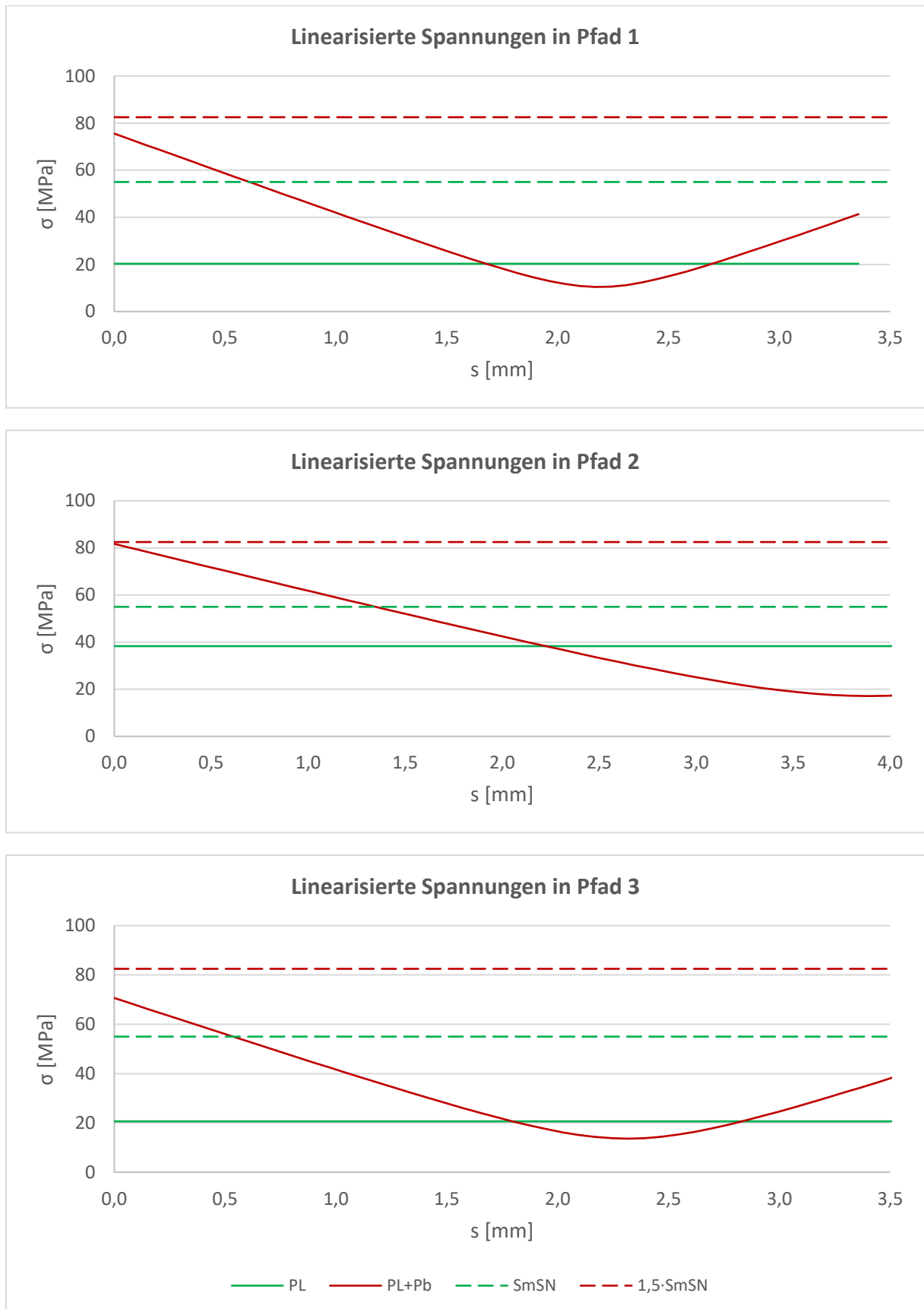


Abbildung 6.11: Linearisierte Membran- und Biegespannungen (kontinuierliche Linien) und Grenzwerte (gestrichelte Linien) in den Pfaden 1 bis 3 für vernachlässigbare Bestrahlung

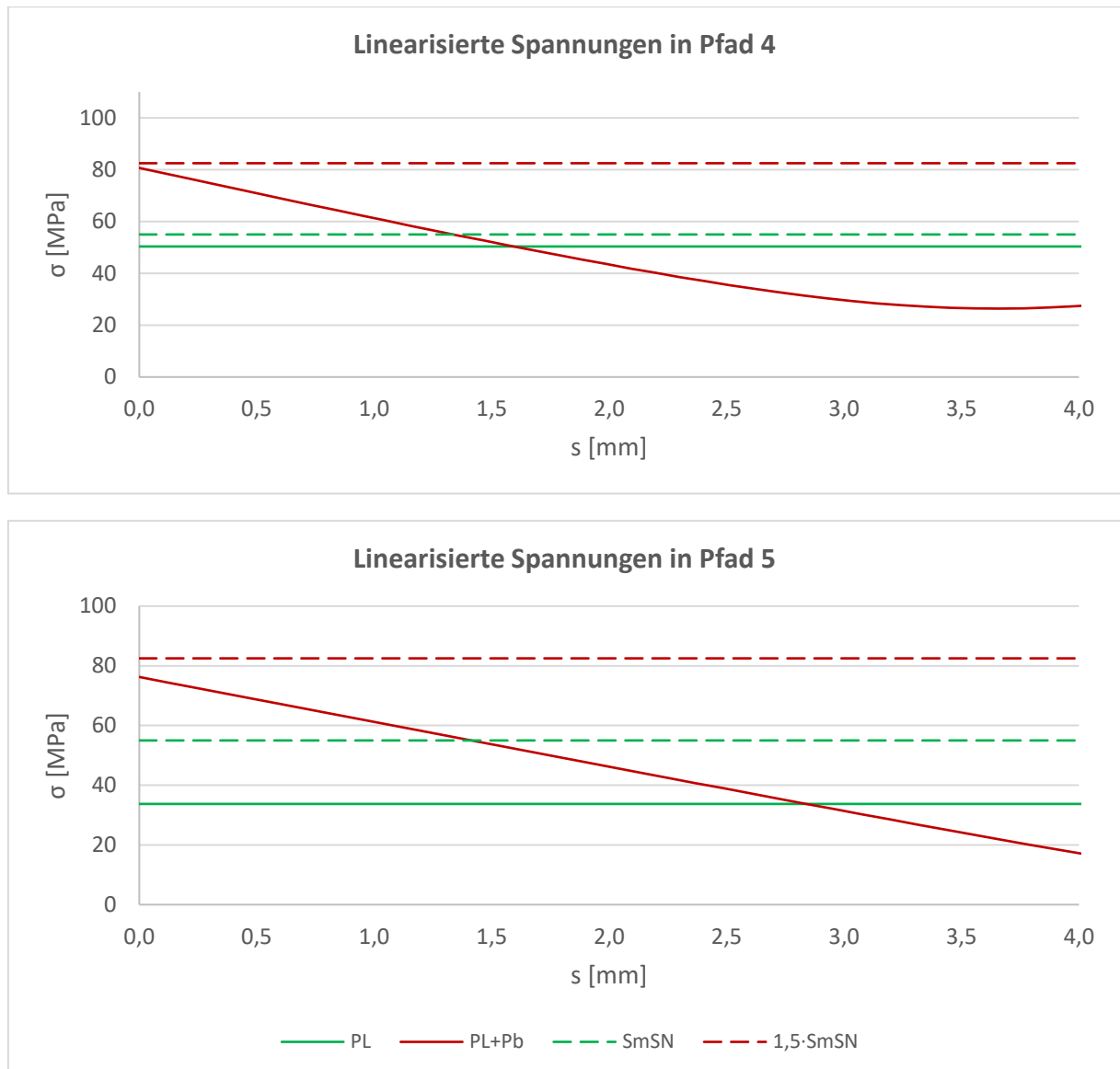


Abbildung 6.12: Linearisierte Membran- und Biegespannungen (kontinuierliche Linien) und Grenzwerte (gestrichelte Linien) in den Pfaden 4 bis 5 für vernachlässigbare Bestrahlung

Aus den Diagrammen in Abbildung 6.11 und Abbildung 6.12 geht hervor, dass sowohl das Kriterium:

$$\overline{P_L} \leq S_m \quad (6.9)$$

als auch das Kriterium:

$$\overline{P_L + P_b} \leq 1,5 \cdot S_m \quad (6.10)$$

für alle gewählten Berechnungspfade bei vernachlässigbarer Bestrahlung erfüllt sind.

Abbildung 6.13 und Abbildung 6.14 zeigen den Verlauf der Membran-+Sekundärspannung (grün) und der Membran- + Biege- + Sekundär- +Spitzenspannung (rot) entlang der gewählten Pfade. Darüber hinaus sind die Grenzwerte zur Erfüllung der zuvor definierten Kriterien für die nicht vernachlässigbare Bestrahlung, aufgeführt (gestrichelte Linien).

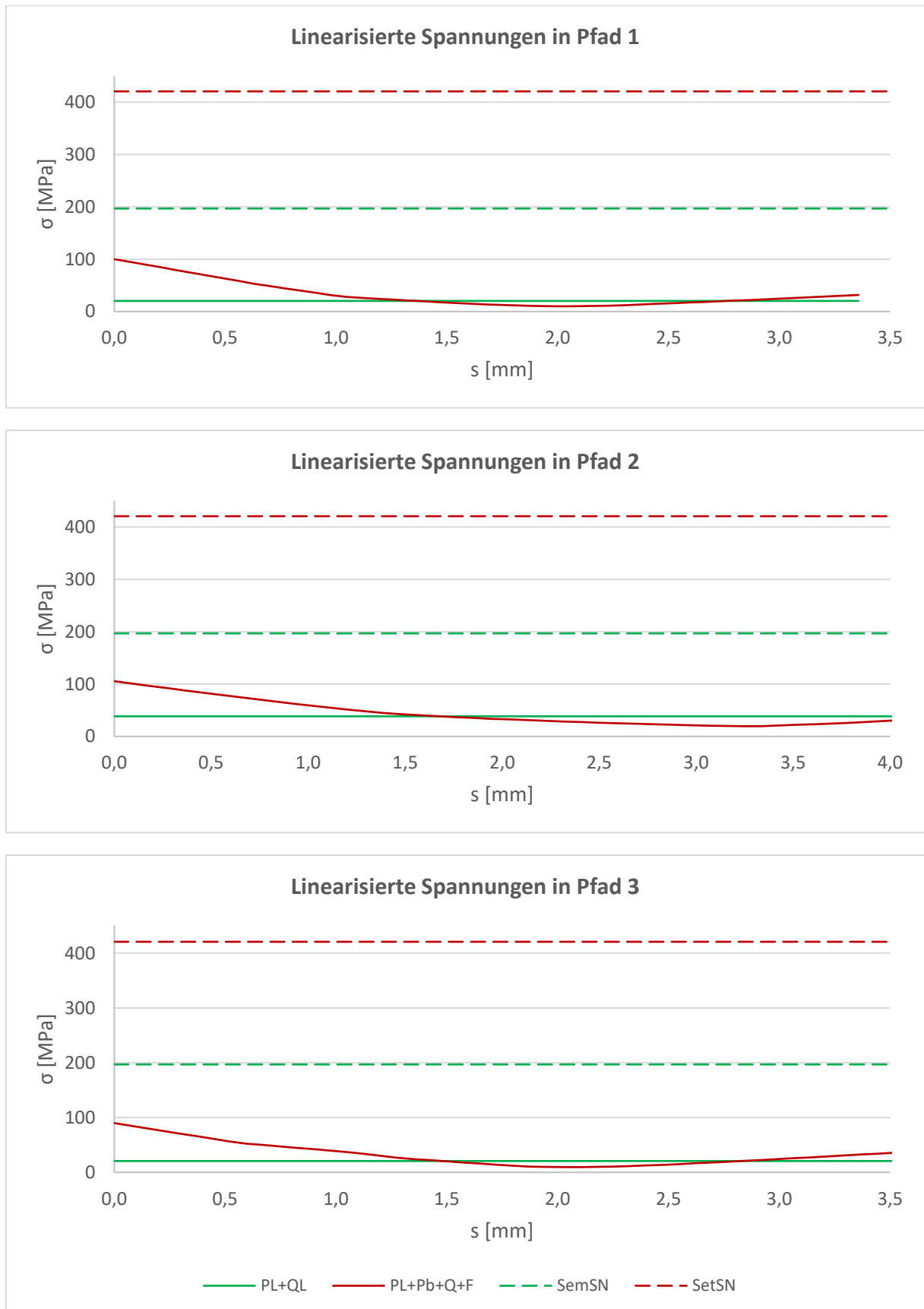


Abbildung 6.13: Linearisierte Membran-, Biege-, Sekundär- und Spitzenspannungen (kontinuierliche Linien) und Grenzwerte (gestrichelte Linien) in den Pfaden 1 bis 3 für nicht vernachlässigbare Bestrahlung

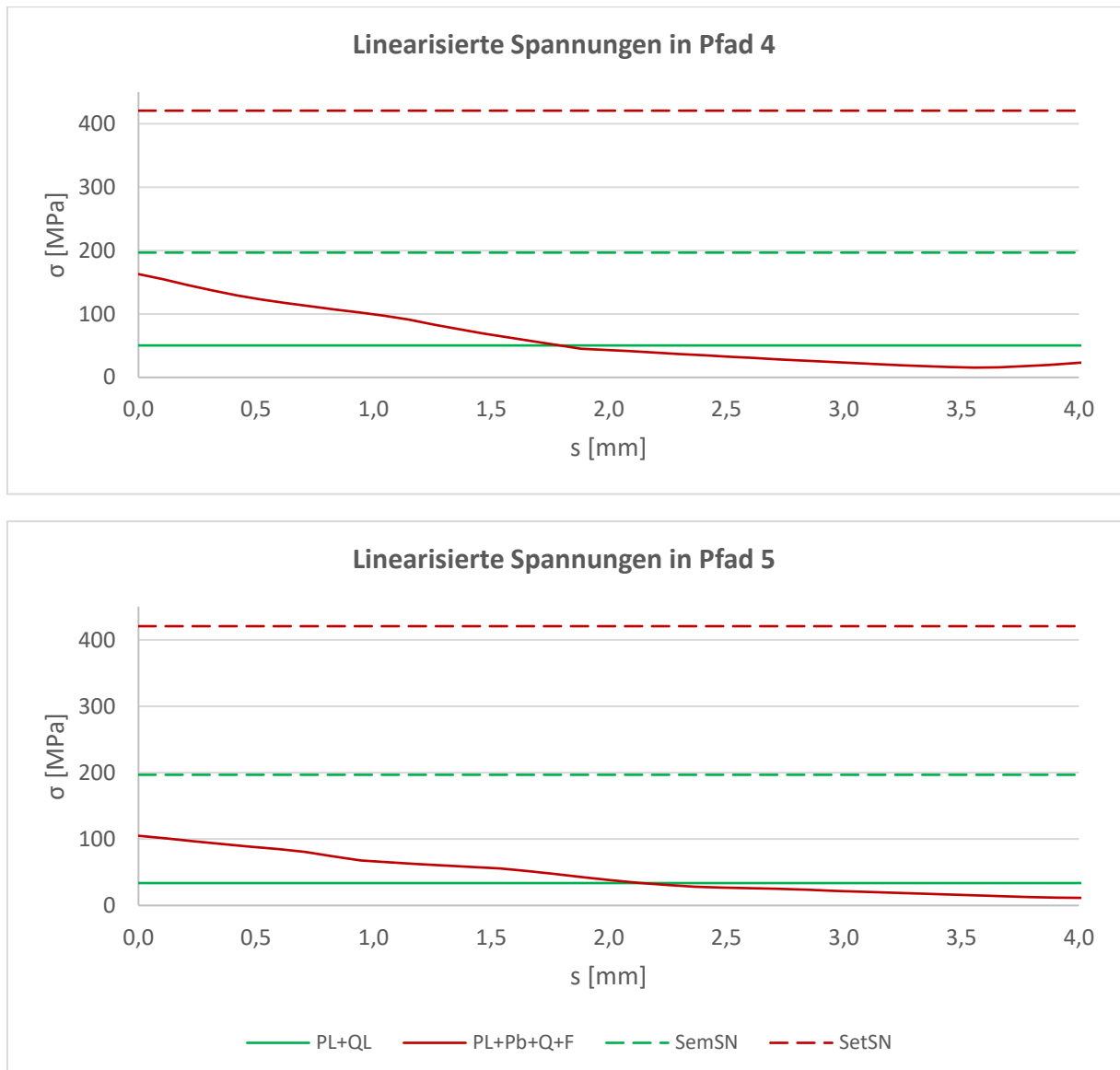


Abbildung 6.14: Linearisierte Membran-, Biege-, Sekundär- und Spitzenspannungen (kontinuierliche Linien) und Grenzwerte (gestrichelte Linien) in den Pfaden 4 und 5 für nicht vernachlässigbare Bestrahlung

Aus den Diagrammen in Abbildung 6.13 und Abbildung 6.14 geht hervor, dass auch in diesem Fall sowohl das Kriterium:

$$\overline{P_L + Q_L} \leq S_{em}(T, \phi_{max}) \quad (6.11)$$

als auch das Kriterium:

$$\overline{P_L + P_b + Q + F} \leq S_{et}(T, \phi_{max}) \quad (6.12)$$

für alle gewählten Berechnungspfade bei nicht vernachlässigbarer Bestrahlung erfüllt sind.

6.5.3 Fortschreitende Verformung

Der gepulste Protonenstrahl führt zu einer zyklischen Temperatur- und Druckänderung im Moderator. Nachfolgend sollen, gemäß RB 3261.1118, die durch die Temperaturfluktuationen hervorgerufenen Sekundärspannungen ΔQ beurteilt werden. Hierbei ist (RB 3261.1111):

$$\overline{\Delta Q} = \overline{\Delta(Q_L + Q_b)} \quad (6.13)$$

Abbildung 6.15 zeigt die Primär- und Sekundärspannung entlang des Pfades mit der höchsten Spannungsintensität im Moderator (kontinuierliche Linie). Ferner ist der Grenzwert angegeben (gestrichelte Linie).

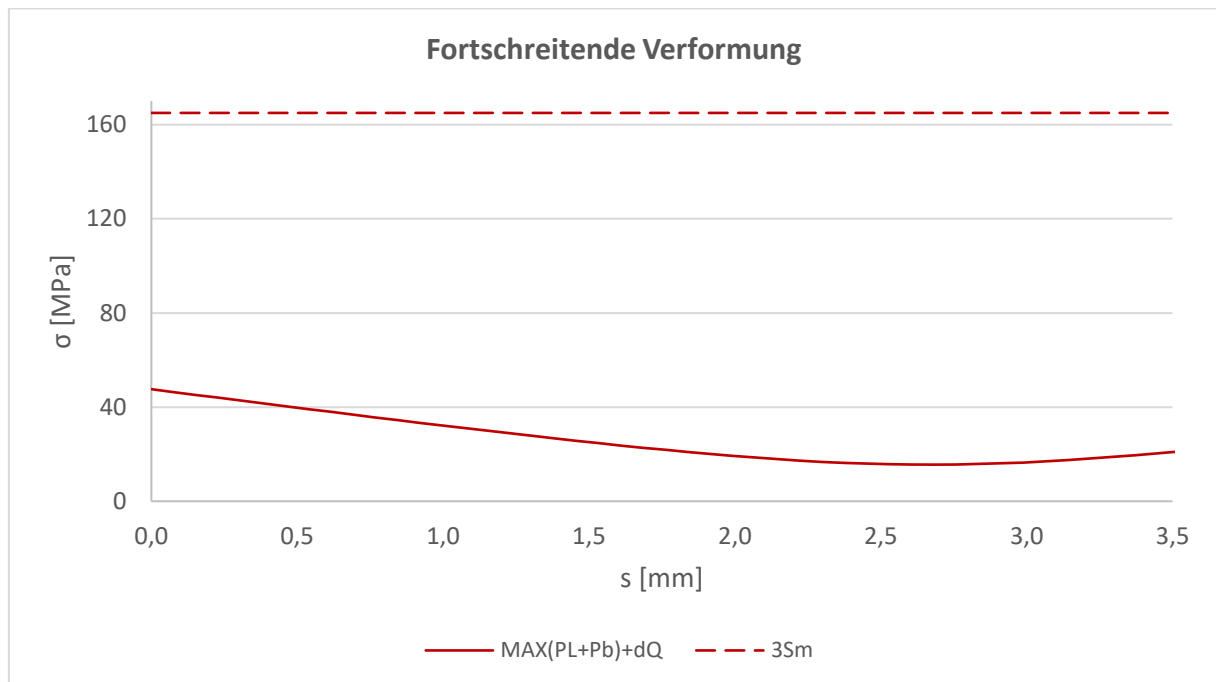


Abbildung 6.15: Summe aus maximaler Biege-, Membran- und Sekundärspannungsänderung (kontinuierlich) sowie der Grenzwert (gestrichelt) zur Bewertung der fortschreitenden Verformung

Der Anteil der Sekundärspannungen ΔQ ist sowohl beim Abkühlen von der Umgebungstemperatur auf die minimale Betriebstemperatur als auch beim normalen Pulsbetrieb und bei den Strahlausfällen vernachlässigbar klein (vergl. Kapitel 6.5.1). Der Grund hierfür ist, dass sich der Moderator frei in der ihn umgebenden Vakuumkammer bewegen kann (5 mm Vakuumpaltbreite) und die pulsbedingten inhomogenen Temperaturänderungen klein sind. Darüber hinaus ist in dieser Betrachtung der Betriebsdruck von 10 bar und nicht der Auslegungsdruck von 17 bar zugrunde zu legen, wodurch auch die Primärspannungen moderat ausfallen. Somit ist das Kriterium:

$$\text{Max}(\overline{P_L + P_b}) + \overline{\Delta Q} \leq 3 \cdot S_m \quad (6.14)$$

für die Vermeidung von fortschreitender Verformung erfüllt.

6.5.4 Ermüdung

Die Ermüdungsanalyse erfolgt nach RB 3261.112, RB 3261.113 und A3.2A.46. Die zu bestimmende Gesamtdehnungsschwingbreite ist gemäß RB 3261.1123 wie folgt definiert:

$$\overline{\Delta \varepsilon} = \overline{\Delta \varepsilon_1} + \overline{\Delta \varepsilon_2} + \overline{\Delta \varepsilon_3} + \overline{\Delta \varepsilon_4} \quad (6.15)$$

Dabei ist $\Delta \varepsilon_1$ die Dehnungskomponente im elastischen Bereich. $\Delta \varepsilon_2$, $\Delta \varepsilon_3$ und $\Delta \varepsilon_4$ sind die Dehnungskomponenten im plastischen Bereich. $\Delta \varepsilon_1$ ist folgendermaßen zu ermitteln (RB 3261.113):

$$\overline{\Delta \varepsilon_1} = \frac{2}{3}(1 + \nu) \cdot \left(\frac{\overline{\Delta \sigma_{tot}}}{E} \right) \quad (6.16)$$

Dabei sind der Elastizitätsmodul $E(T=20^\circ\text{C})=75,1 \cdot 10^3 \text{ MPa}$ (A3.2A.22) und die Querkontraktionszahl $\nu=0,33$ (A3.2A.23). Die Spannungsschwingbreite $\Delta \sigma_{tot}$ nach RB 3261.1123 setzt sich aus der Änderung der Primärspannung, der Sekundärspannung und der nichtlinearen Spitzenspannung zusammen und muss aus der maximalen Spannungsintensität für jeden zyklischen Lastfall bestimmt werden.

$$\overline{\Delta \sigma_{tot}} = \overline{\Delta(P_L + P_b + Q + F)} \quad (6.17)$$

Die plastische Dehnungserhöhung $\Delta \varepsilon_4$ ist nach RB 3261.1123 wie folgt definiert:

$$\overline{\Delta \varepsilon_4} = (K_v - 1) \cdot \overline{\Delta \varepsilon_1} \quad (6.18)$$

Hierbei ist der Koeffizient $K_v(T=20^\circ\text{C})=1,00$ für $\Delta \sigma_{tot} \leq 300 \text{ MPa}$ (Tabelle A3.2A.463). Damit ist im vorliegenden Fall $\Delta \varepsilon_4=0$. Darüber hinaus gilt:

$$\overline{\Delta \varepsilon_t} \geq \overline{\Delta \varepsilon_1} + \overline{\Delta \varepsilon_2} + \overline{\Delta \varepsilon_3} \quad (6.19)$$

Anstelle der Gesamtdehnungsschwingbreite $\Delta \varepsilon = \Delta \varepsilon_1 + \Delta \varepsilon_2 + \Delta \varepsilon_3 + \Delta \varepsilon_4$ kann daher konservativ $\Delta \varepsilon_t$ ermittelt werden, da $\Delta \varepsilon_t \geq \Delta \varepsilon_1 + \Delta \varepsilon_2 + \Delta \varepsilon_3$ und $\Delta \varepsilon_4=0$ somit $\Delta \varepsilon_t \geq \Delta \varepsilon$ ist. $\Delta \varepsilon_t$ wird nachfolgend definiert (A3.2A.461):

$$\overline{\Delta \varepsilon_t} = \frac{2 \cdot (1 + \nu)}{3 \cdot E} \cdot (\overline{\Delta \sigma_{tot}}) + \frac{1}{100} \left(\frac{\overline{\Delta \sigma_{tot}}}{K} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (6.20)$$

Die Parameter K und m sind mit $K(T=20^\circ\text{C})=613,1 \text{ MPa}$ (A3.2A.461) und $m(T=20^\circ\text{C})=0,0941$ (A3.2A.461) gegeben. Bei der Analyse von Ermüdungszonen mit geometrischen Unstetigkeiten muss nach RB 3261.113 die Dehnungsschwingbreite $\Delta \varepsilon$ zusätzlich durch den Koeffizienten $T=1,5$ dividiert werden. Im vorliegenden Fall liegt keine geometrische Unstetigkeit vor, sodass $T=1$ angenommen wird. Treten darüber hinaus Schweißverbindungen auf, muss die Spannungsschwingbreite $\Delta \sigma_{tot}$ mit dem Ermüdungsfestigkeitsminderungsfaktor f multipliziert und die Ordinate der Ermüdungskennlinie $\Delta \varepsilon_t$ durch den Schweißnaht-Ermüdungskoeffizienten J_f dividiert werden. Bei den auftretenden Schweißnahttypen und deren Prüfmöglichkeiten ist $f=2$. Da der RCC-MRx-Code keine Werte für den Ermüdungskoeffizienten J_f der Schweißnaht für das AW 6061-T6 enthält, wird der Koeffizient

konservativ mit $J_f=1,75$ angenommen (bei Aluminium 5754-O ist $J_f=1$ und bei Edelstahl ist $J_f \leq 1,25$, Tabelle A9.GEN.11a). Tabelle 6.2 fasst die Ergebnisse der Ermüdungsanalyse zusammen:

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Ermüdungsanalyse des BF1-Moderators

Last-fall	Zyklus Type	$f \cdot \Delta \sigma_{\text{tot}}$ [MPa]	Lastwechsel-zahl n_j [-]	Gesamtdehnungs-schwingbreite $\Delta \epsilon_t$ [%]	Lastwechsel-zahl (zul.) N_j [-]	Ausnutzung V_A [-]
1 - 4/ 8 - 11	befüllen/ entleeren	192,2	12	0,227	1988	$1,02 \cdot 10^{-4}$
4 - 5/ 7 - 8	verflüssigen/ erwärmen	≈ 0	12	0	$\gg 10^9$	≈ 0
6 - 7	Pulsbetrieb	5,46	$3,5 \cdot 10^8$	0,006	$\gg 10^9$	≈ 0
13 - 14	Strahlausfälle	5,46	$7,8 \cdot 10^4$	0,006	$\gg 10^9$	≈ 0

$\Delta \sigma_{\text{tot}}$ ist dann am größten, wenn die höchste Primärspannungsänderung auftritt. Das ist immer dann zutreffend, wenn der Behälter befüllt oder entleert wird und dabei vom Umgebungsdruck auf den Betriebsdruck bzw. umgekehrt gebracht werden muss. Die Lastwechselzahl ist hierbei aber sehr gering, weshalb dieser Fall trotz der hohen Spannungen unkritisch ist. Das homogene Abkühlen des Behälters führt aufgrund seiner zwangsfreien Lagerung zu keinen nennenswerten Sekundärspannungen, weshalb dieser Fall vernachlässigt werden kann. Hohe Lastwechselzahlen treten beim normalen Pulsbetrieb und bei den kurzzeitigen Ausfällen des Strahls auf. Diese Lasten führen aber nur zu sehr geringen Spannungen, weshalb auch diese Fälle unkritisch sind. Zur Ermittlung der zulässigen Zyklenzahlen N in Abhängigkeit der Gesamtdehnungsschwingbreite $\Delta \epsilon_t$ wurde die Ermüdungskurve 2 nach A3.2A.47 gewählt. Abbildung 6.16 zeigt diese Kurve.

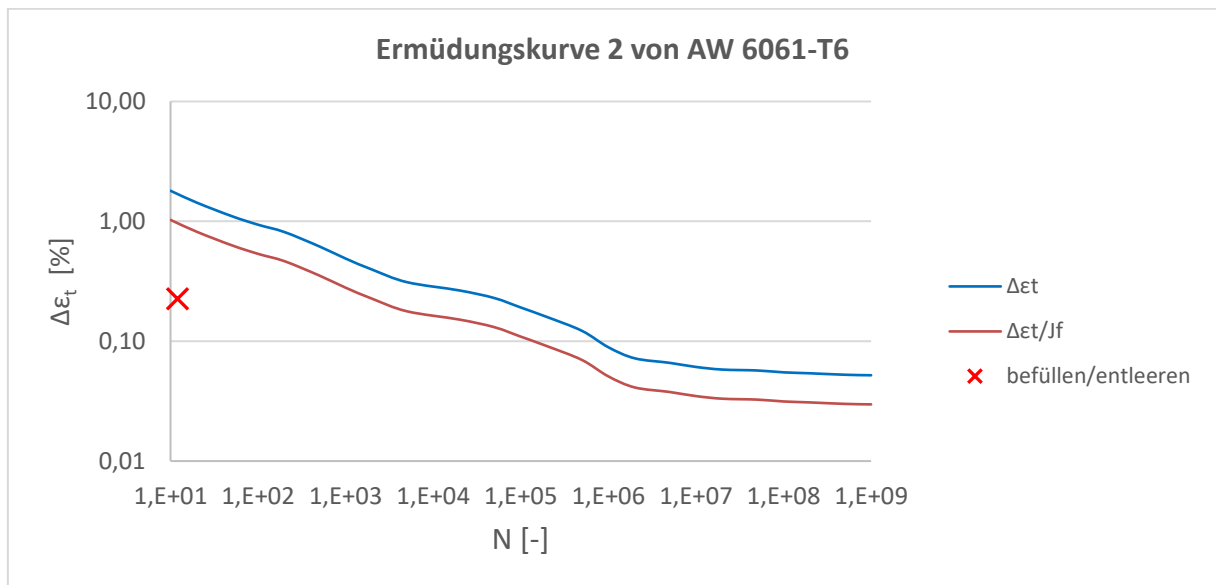


Abbildung 6.16: Ermüdungskurve von AW 6061-T6 bei 20-125°C (blau) sowie für Schweißnähte (rot)

Der Ermüdungsausnutzungsanteil V_A ist im vorliegenden Fall:

$$V_A = \sum \frac{n_i}{N_i} \leq 1 \quad (6.21)$$

daher ist das Kriterium zur Vermeidung von Ermüdungsversagen erfüllt.

6.5.5 Verformung

Da die horizontale Verschiebung des Moderators nur einseitig blockiert wird, kommt es, wie in Abbildung 6.17 zu sehen ist, durch den Abkühlvorgang zu einer Verschiebung des Mittelpunktes.

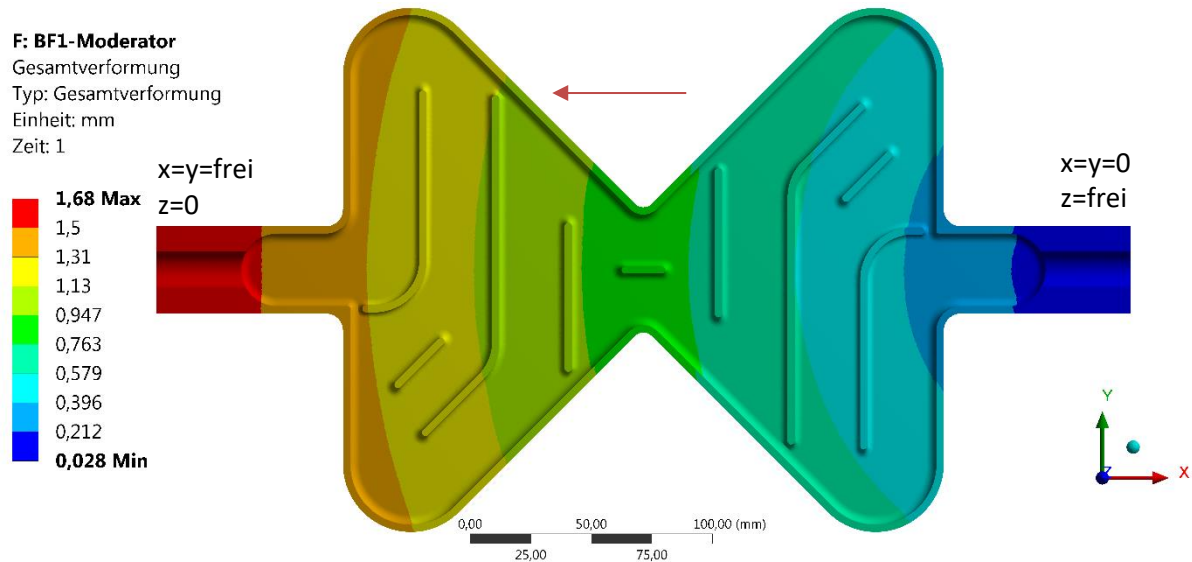


Abbildung 6.17: Verformung des BF1-Moderators bei maximaler Last (Auslegungszustand)

Diese temperaturbedingte freie Verformung des Moderators ist aus strukturmechanischer Sicht unkritisch. Für den Betrieb ist es aber wichtig, dass die Instrumente auf den Mittelpunkt ausgerichtet sind, da sonst Neutronen verloren gehen würden. Der Moderator-Mittelpunkt verschiebt sich bei der angenommenen Lagerung des Moderators um 0,84 mm in die positive x-Richtung. Dem kann entgegengewirkt werden, indem bei der Montage bzw. bei der Fertigung der Moderator um den entsprechenden Betrag verschoben wird und somit erst durch das Abkühlen die Sollposition erreicht.

6.6 Zusammenfassung der strukturmechanischen Auslegung

Wie aus Kapitel 6.5 ersichtlich wird, hat die überschlägige Auslegung des BF1-Moderators, angelehnt an den RCC-MRx-Code, ergeben, dass der Druckbehälter in der angegebenen Form einsetzbar ist, da er alle Festigkeitskriterien erfüllt. Auch wenn die maximale zulässige Bestrahlung aufgrund fehlender Daten bei der Einsatztemperatur nicht eindeutig bestimmbar ist und einige Materialdaten von einer anderen Quelle entnommen werden mussten, kann durch die konservativen Annahmen und durch die Wahl des sehr hohen Auslegungsdrucks (1,7-facher Betriebsdruck) davon ausgegangen werden, dass der Druckbehälter den extremen Einsatzbedingungen standhalten wird. Es zeigte sich, dass die Druckbelastung dominiert. Die Sekundärspannungen, bedingt durch die thermischen Lasten, sind durchweg sehr klein. Außerdem ist die Ermüdung des Behälters aufgrund seiner strahlungsbedingt kurzen Lebensdauer unkritisch. Nach Abschluss der strömungstechnischen und strukturmechanischen Auslegung können in Kapitel 7 nun die fertigungstechnischen Fragestellungen behandelt werden.

7 Prototypenbau

Das strömungs- und strukturmechanisch optimierte Design des BF1-Moderators muss aufgrund seiner Komplexität auch aus fertigungstechnischer Sicht überprüft werden. In Kapitel 7.1 wird hierzu die spanende Bearbeitung der Einzelteile behandelt. Das Kapitel 7.2 umfasst die Auswahl eines geeigneten Schweißverfahrens, die Vorbereitung der Fügestellen und das eigentliche Schweißen des Moderators. Zur Sicherung der Qualität werden anschließend in Kapitel 7.3 die durchzuführenden zerstörungsfreien Prüfungen am Moderator Prototyp demonstriert. Diese umfassen das Messen der Leckagerate, die Farbeindringprüfung der Schweißnähte, das Röntgen der Schweißnähte mittels Computertomographie (CT) sowie die Druckprüfung. In Kapitel 7.4 wird der Prototypenbau zusammengefasst.

Die Fertigung und die Erprobung des BF1-Moderator Prototyps erfolgte in den Werkstätten und Prüflabors des Zentralinstituts für Engineering, Elektronik und Analytik (ZEA), Engineering und Technologie (ZEA-1) des Forschungszentrums Jülich GmbH.

7.1 Zerspanung

Abbildung 7.1 zeigt die beiden Behälterteile, die auf der Fräsmaschine aufgespannt sind. Das Oberteil (links) ist für die Zerspanung auf eine Grundplatte aufgeklebt, wodurch die Leitblechstruktur in einem Schritt, ohne das Bauteil umspannen zu müssen, abgearbeitet werden kann.

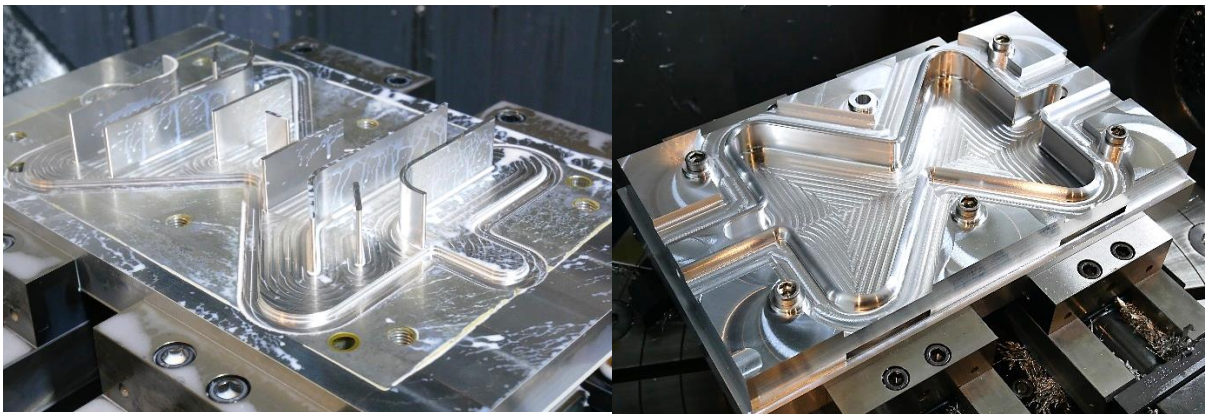


Abbildung 7.1: Präzisionsfräsen des BF1-Moderator Prototyps

An dem Grundkörper (rechts) wird erst einmal nur die Innenkontur bearbeitet. Der zurückbleibende äußere Rahmen dient als Versteifung sowie als Aufspannhilfe und wird nach dem Schweißen der Bauteile durch Drahterodieren entfernt. Bevor die beiden Teile gefügt werden können, müssen diese zunächst gereinigt werden. Dabei ist der schnelle Aufbau der Oxidschicht zu berücksichtigen, da die Schmelztemperatur der Oxidschicht höher ist als die Schmelztemperatur der Aluminiumlegierung. Beim Schweißen wird daher eine höhere Energie zum Aufschmelzen der Oxidschicht benötigt als das beim Grundmaterial der Fall ist. Deshalb besteht die Gefahr, dass die Schmelze im Grundmaterial bei zu hoher Energie zu viskos wird und dadurch absackt. Nach der Zerspanung muss die Bauteilreinigung

daher nicht nur alle Öl- und Fettrückstände entfernen, sondern auch erzielen, dass die Oxidschicht beseitigt wird und nach Möglichkeit bis zum Schweißen nicht wiederaufgebaut wird. Hierzu wurde das Bauteil im vorliegenden Fall zunächst in einem Ultraschallbad, bestehend aus deionisiertem Wasser, welches mit einem leicht alkalischen Reinigungsmittel versetzt ist, bei 60°C für 15 min entfettet. Anschließend wurde zur Entfernung der Oxidschicht die Bauteiloberfläche gebeizt. Dafür wurde der BF1-Moderator in einer Lösung aus 1,5 % Flusssäure, 20 % Salpetersäure und 78,5 % deionisiertem Wasser, bei Raumtemperatur, für 1-2 min eingetaucht. Danach musste das Bauteil zügig, mit auf 60°C erwärmten deionisiertem Wasser, gespült werden, da beim Beizen von Aluminium krebserregende Nitriergase entstehen. Schlussendlich musste der Moderator bei ca. 50°C für 15 min getrocknet und anschließend in einer Schutzgasatmosphäre verpackt werden. Abbildung 7.2 zeigt im Uhrzeigersinn, von oben links nach unten links, den gereinigten Grundkörper, das Oberteil mit den Leitblechen, den montierten Behälter von der Oberseite (inklusive Markierungen für das Anschweißen der Leitbleche) und den montierten Behälter von der Unterseite.

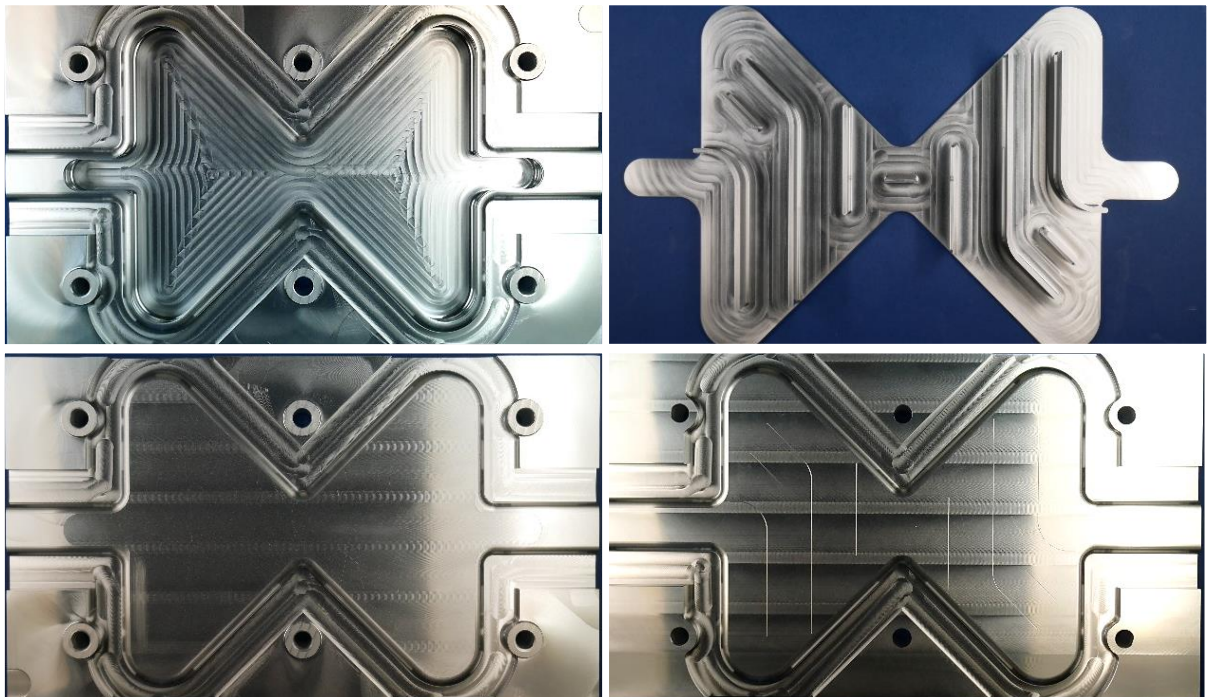


Abbildung 7.2: Gefräste und gereinigte Einzelteile (oben) sowie montierter BF1-Moderator (unten)

7.2 Strahlschweißen

Beim Schweißen der aushärtbaren Aluminiumlegierung AW 6061-T6 kann es zu Spannungsrissen bzw. Heißrissen bei der Erstarrung der Schmelze kommen [53]. Die Auftrittswahrscheinlichkeit wird durch die Legierungszusammensetzung erhöht. Insbesondere der Silizium- und Magnesiumanteil ($\text{Si}=0,4\text{--}0,8\text{ \%}$, $\text{Mg}=0,8\text{--}1,2\text{ \%}$ [53]) sind bei der eingesetzten Legierung besonders kritisch. Um das Risiko für die Rissbildung beim Schweißen zu reduzieren, muss demnach die Schmelze mit Silizium und/oder Magnesium angereichert werden. Da Magnesium bei einer niedrigeren Temperatur verdampft als das

bei Silizium der Fall ist, ist es zielführender den Anteil des Siliziums in der Schmelze zu erhöhen. Dies kann durch den Einsatz eines Schweißzusatzes erfolgen. Im vorliegenden Fall hat sich der Schweißzusatz Al 4047 (AlSi12) mit 12 % Silizium in Vorversuchen bewährt. Weiterhin ist zu beachten, dass die eingesetzte Aluminiumlegierung durch eine Wärmebehandlung (T6=Lösungsgeglüht bei 525-540°C, dann in Wasser abgeschreckt und bei 155-190°C für 4-16 h warmausgelagert [53]) eine Festigkeitssteigerung erfahren hat, die durch erneutes Erwärmen auf über 160°C verloren geht [53]. Durch die hohe Wärmeleitfähigkeit des Aluminiums ist es aber meistens erforderlich das Bauteil vorzuwärmen, damit das Schmelzbad beim Schweißen aufrechterhalten werden kann. Das würde zu einem großflächigen Festigkeitsverlust führen. Darüber hinaus kann, aufgrund der Zugabe des Schweißzusatzes, eine erneute Wärmebehandlung nicht zu der ursprünglichen Festigkeitssteigerung führen. Aus diesen Gründen ist ein Schweißverfahren zu wählen, bei dem auf das Vorwärmen des Bauteils verzichtet werden kann. Letztlich muss der Verzug beim Schweißen so gering wie möglich gehalten werden, weshalb eine hohe Schweißgeschwindigkeit erforderlich ist. Unter Berücksichtigung der genannten Besonderheiten beim Schweißen von AW 6061-T6 ist das Elektronenstrahlschweißen für die vorliegende Aufgabe besonders gut geeignet. Dieser automatische Schweißprozess findet in einer Vakuumkammer statt, weshalb der weitere Aufbau der Oxidschicht unterbunden wird. Ferner ist die Energiedichte so hoch, dass keine Vorwärmung des Bauteils erforderlich ist, wodurch verzugsarm geschweißt werden kann und der Vergütungszustand (T6) nur lokal, um die Schweißnähte herum, verloren geht. Nachteilig ist allerdings die Verfügbarkeit dieses Sonderfügeverfahrens im Vergleich zu konventionellen Schweißverfahren wie WIG und MAG sowie die hohen Toleranzanforderungen. Abbildung 7.3 zeigt den BF1-Moderator Prototyp in der Elektronenstrahlschweißkammer.



Abbildung 7.3: Elektronenstrahlschweißen des BF1-Moderator Prototyps

7.3 Zerstörungsfreie Prüfungen

Im Rahmen der zerstörungsfreien Prüfungen soll die Qualität der Fertigung des BF1-Moderators untersucht werden. Dabei sind Anforderungen des Betreibers der Spallationsneutronenquelle ESS zu erfüllen. Neben der Dokumentation der Parameter für das Schweißen nach DIN EN ISO 15614-11 liegt der Schwerpunkt bei der Bewertung der Qualität der Fugestellen, welche nach DIN EN ISO 13919-2 Bewertungsgruppe C zu erfolgen hat. Hierzu ist zunächst eine visuelle Inspektion der Schweißnähte nach DIN EN ISO 17637 vorzunehmen. Gefolgt von der Messung der Leckagerate q_L , welche den Grenzwert von $q_{L_MAX} \leq 10^{-8}$ mbar·l/s nicht überschreiten darf (s. Kapitel 7.3.1). Im nächsten Schritt ist eine Farbeindringprüfung der Schweißnähte nach DIN EN ISO 3452 durchzuführen (s. Kapitel 7.3.2). Danach wird eine volumetrische Untersuchung der Schweißnähte mittels Computertomographie (CT) erfolgen (s. Kapitel 7.3.3). Abschließen werden die zerstörungsfreien Prüfungen mit der Druckprüfung nach AD 2000-Merkblatt HP30, bei der der Behälter mit einem Prüfdruck p_T , der dem 1,43-fachen des Auslegungsdrucks p_D entspricht, beaufschlagt wird (s. Kapitel 7.3.4).

7.3.1 Helium Lecktest

In Abbildung 7.4 ist das zur Messung der Leckagerate eingesetzte Messgerät dargestellt. Hierbei wird zunächst der Innenraum des Behälters evakuiert. Sobald die erforderliche Vakuumqualität erreicht ist, schaltet das Messsystem in den Messmodus um. Anschließend müssen die Schweißnähte von außen mit Helium angesprüht werden (s. Abbildung 7.4 links).

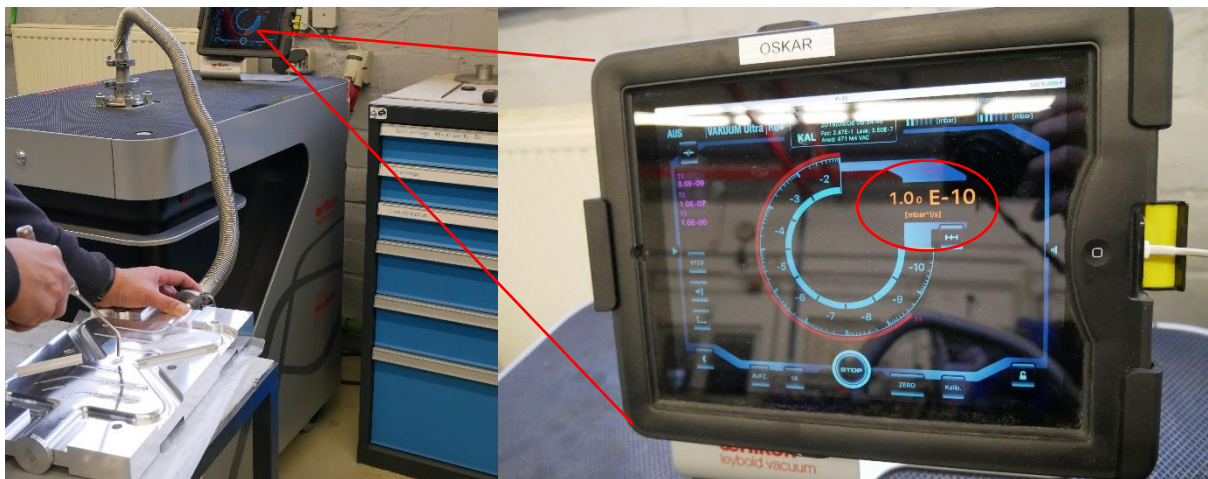


Abbildung 7.4: Messung der Leckagerate des geschweißten BF1-Moderators am ZEA-1

Die im Messgerät integrierte Heliummesszelle erfasst die in den Innenraum gelangten Heliumatome in Abhängigkeit der Messzeit, wodurch eine Umrechnung in eine Leckagerate möglich wird (s. Abbildung 7.4 rechts). Im vorliegenden Fall wurde eine Leckagerate von $q_L \leq 10^{-10}$ mbar·l/s gemessen, somit sind die Anforderungen erfüllt und die nächste zerstörungsfreie Prüfung kann erfolgen.

7.3.2 Farbeindringprüfung

Bei der Farbeindringprüfung sollen mögliche feine Oberflächenrisse durch das Auftragen eines Farbeindringmittels, welches aufgrund der Kapillarwirkung in feinen Unregelmäßigkeiten, Rissen und Poren im Bauteil eindringt, sichtbar gemacht werden (s. Abbildung 7.5).

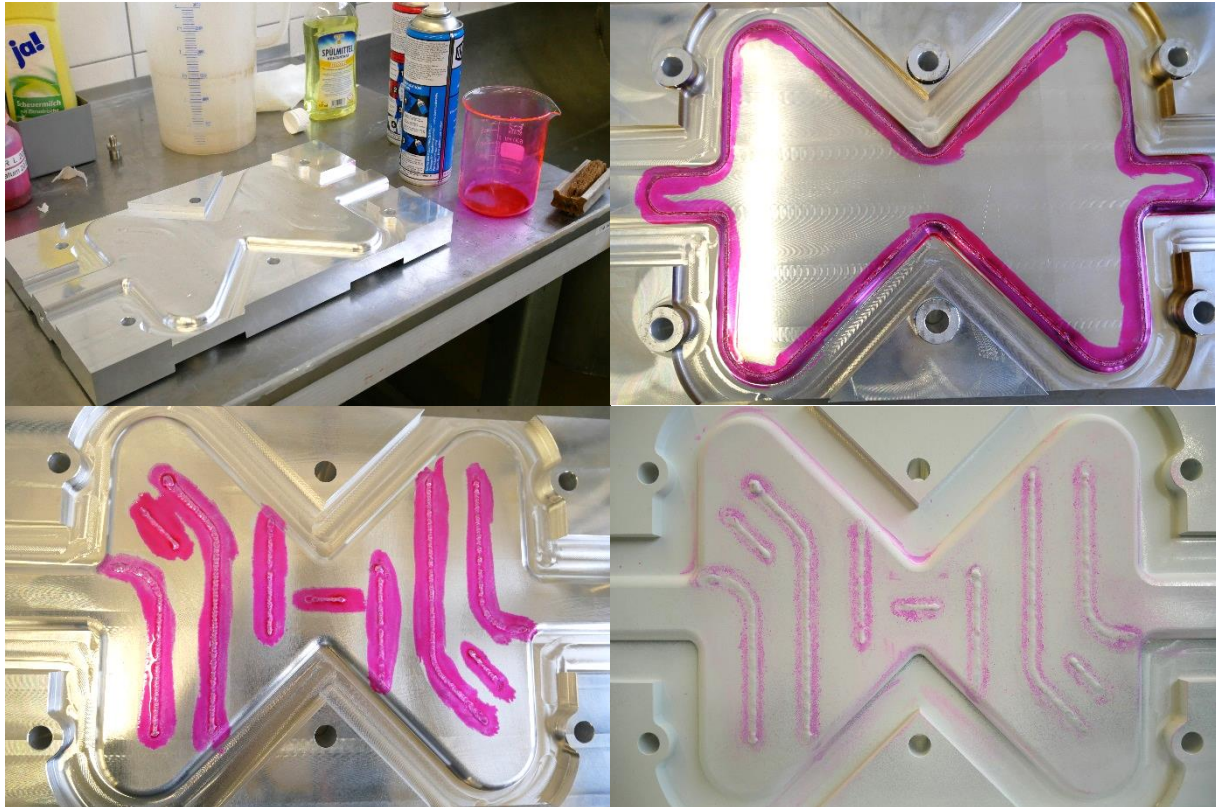


Abbildung 7.5: Farbeindringprüfung der Schweißnähte des BF1-Moderators (von oben rechts nach unten links: Reinigung, Farbauftrag und Auftrag des Entwicklers) am ZEA-1

Dabei müssen zunächst die zu untersuchenden Bereiche rückstandsfrei gereinigt werden (s. Abbildung 7.5 oben links). Anschließend wird die Farbe (Diffusions-Rot) aufgetragen (s. Abbildung 7.5 oben rechts und unten links) und nach einer Einwirkzeit von 5-30 min mit einem trockenen Papiertuch abgewischt. Das Farbeindringmittel bleibt dadurch nur in den möglichen feinen Unebenheiten, Rissen und Poren zurück. Im nächsten Schritt wird der Entwickler, der die zurückgebliebenen Farbrückstände absorbiert, gleichmäßig aufgesprüht (s. Abbildung 7.5 unten rechts). Durch den hohen Kontrast werden nach einer Entwicklungszeit von 5-30 min vorhandene Risse gut erkennbar. Im vorliegenden Fall ist das Ergebnis ohne Befund, daher liegen keine Oberflächenrisse vor. Die in Abbildung 7.5 unten rechts zu sehenden farblichen Bereiche sind auf zulässige Unregelmäßigkeiten an der Oberfläche des Bauteils zurückzuführen, da Risse sehr viel kontrastreicher erscheinen würden.

Nachdem die Messungen der Leckagerate und die Farbeindringprüfung erfolgreich abgeschlossen wurden, muss der Versteifungsrahmen durch Drahterodieren entfernt und der Behälter erneut gereinigt werden. Bei dem Originalbauteil ist die erneute Reinigung aufgrund des Einsatzes im Vakuum erforderlich. Für den Prototyp wird die erneute Reining durchgeführt, da zum Abschluss der

zerstörungsfreien Prüfungen eine Oberflächenveredelung erfolgen soll. Abbildung 7.6 zeigt hierzu den BF1-Moderator beim Drahterodieren (links ist der Moderator während des Erodierens und rechts ist der zurückbleibende Rahmen des Moderators in der Drahterodiermaschine dargestellt).

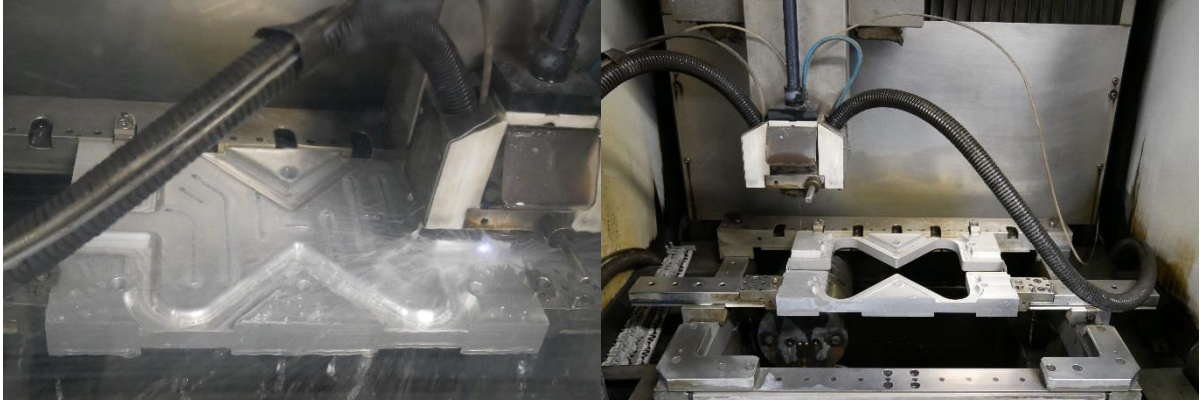


Abbildung 7.6: Drahterodieren des BF1-Moderator Prototyps

Abbildung 7.7 zeigt den BF1-Moderator Prototyp im Ultraschallbad (links) und beim Beizen (rechts).

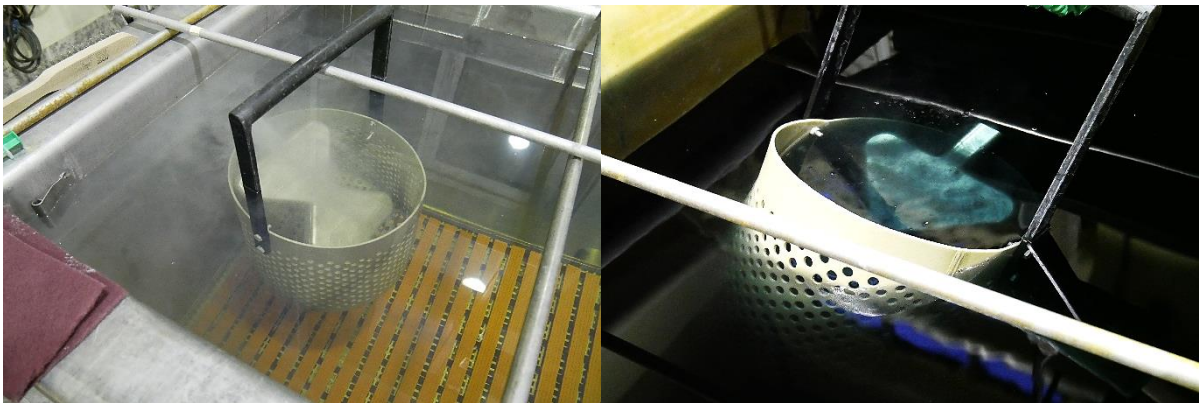


Abbildung 7.7: Reinigung des BF1-Moderator Prototyps, Ultraschallreinigung (links) und Beizen (rechts)

7.3.3 3D Röntgen der Schweißnähte

Die durchgeführte volumetrische Untersuchung der Schweißnähte erfolgte mittels Mikrofokus-Computertomographie (s. Abbildung 7.8). Hierbei wird das Bauteil durchstrahlt während es auf einem Drehtisch rotiert und gleichzeitig die Röntgenröhren vertikal verfahren wird. Dadurch wird ein hochauflösendes dreidimensionales Bild des gesamten Bauteils erzeugt (s. Abbildung 7.9). Abhängig von der Geometrie, dem zu durchstrahlenden Material und der Leistung der Röntgenröhre können unterschiedliche Auflösungen erreicht werden. Im vorliegenden Fall können Poren, Einschlüsse und sonstige Materialfehler ab einer Größe von $57\text{ }\mu\text{m}$ detektiert werden. Nach DIN EN ISO 13919-2 Bewertungsgruppe C sind Poren, die größer als 0,4-mal der Wandstärke des Behälters sind, also $1,2\text{ mm}$, nicht mehr zulässig und müssen daher ausgeschlossen werden. Die Auflösung der Aufnahmen bei der Computertomographie reicht insofern aus, um unzulässig große Poren zu detektieren.

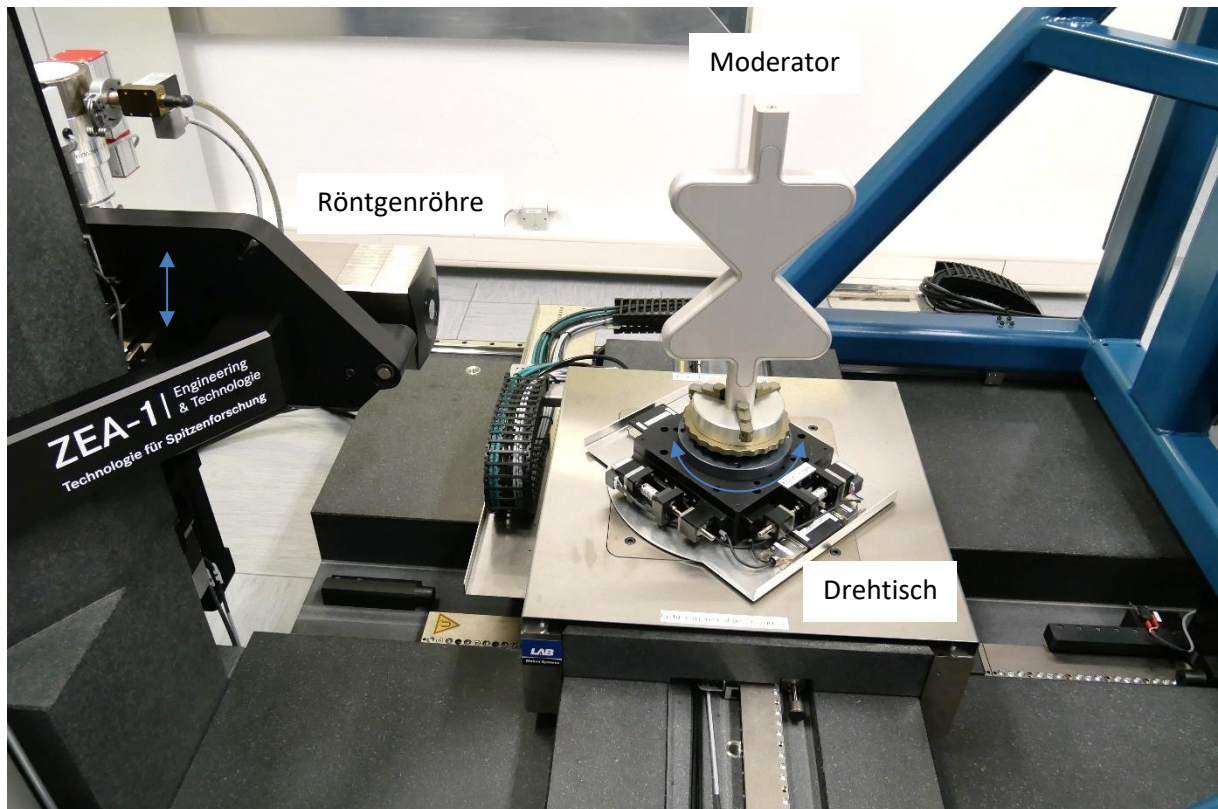


Abbildung 7.8: Mikrofokus Computertomographie-Anlage mit eingespanntem BF1-Moderator Prototyp

Durch das Erstellen von Schnittansichten entlang der aufgenommenen Schweißnähte kann diese Schrittweise analysiert und nach DIN EN ISO 13919-2 bewertet werden (s. Abbildung 7.9).

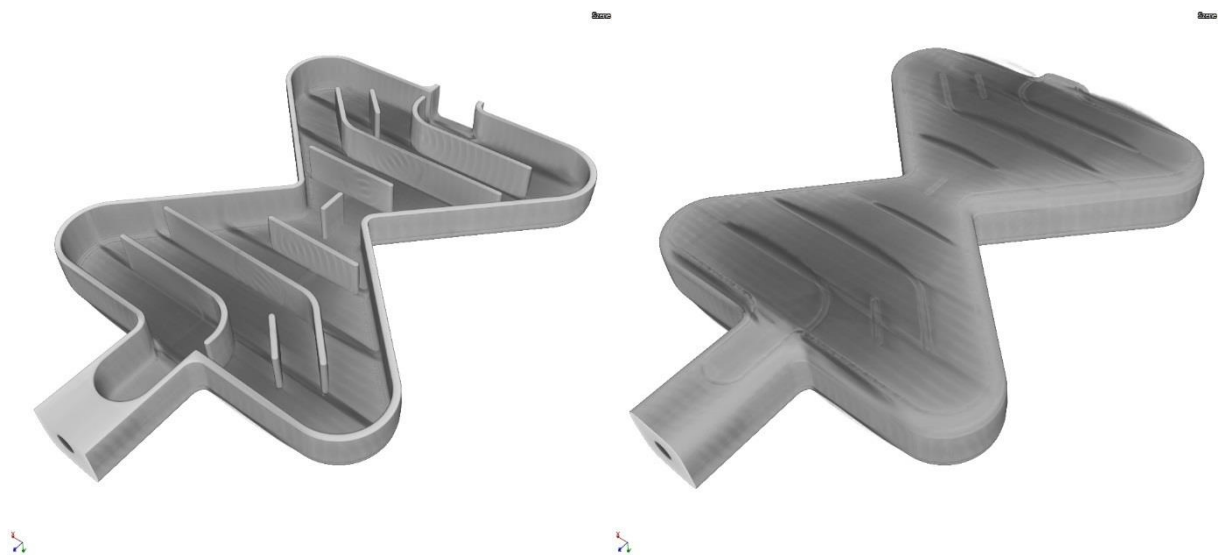


Abbildung 7.9: 3D Computertomographie-Aufnahmen des BF1-Moderators, links ist der Horizontalschnitt und rechts das gesamte Bauteil dargestellt

Nachdem auch diese zerstörungsfreie Prüfung erfolgt ist, kann zum Abschluss der Qualitätssicherung der BF1-Moderator Prototypenfertigung die Druckprüfung durchgeführt werden.

7.3.4 Druckprüfung

Bei der Druckprüfung wird der Moderator mit einem Prüfdruck p_T , der 1,43-mal größer sein muss als der maximal zulässige Betriebsdruck bzw. der Auslegungsdruck p_D , bei Raumtemperatur belastet ($p_T = 1,43 \cdot p_D = 24,31$ bar bei $T = 300$ K). Hierdurch wird nachgewiesen dass der Druckbehälter mit ausreichend Druckfestigkeit ausgelegt wurde.

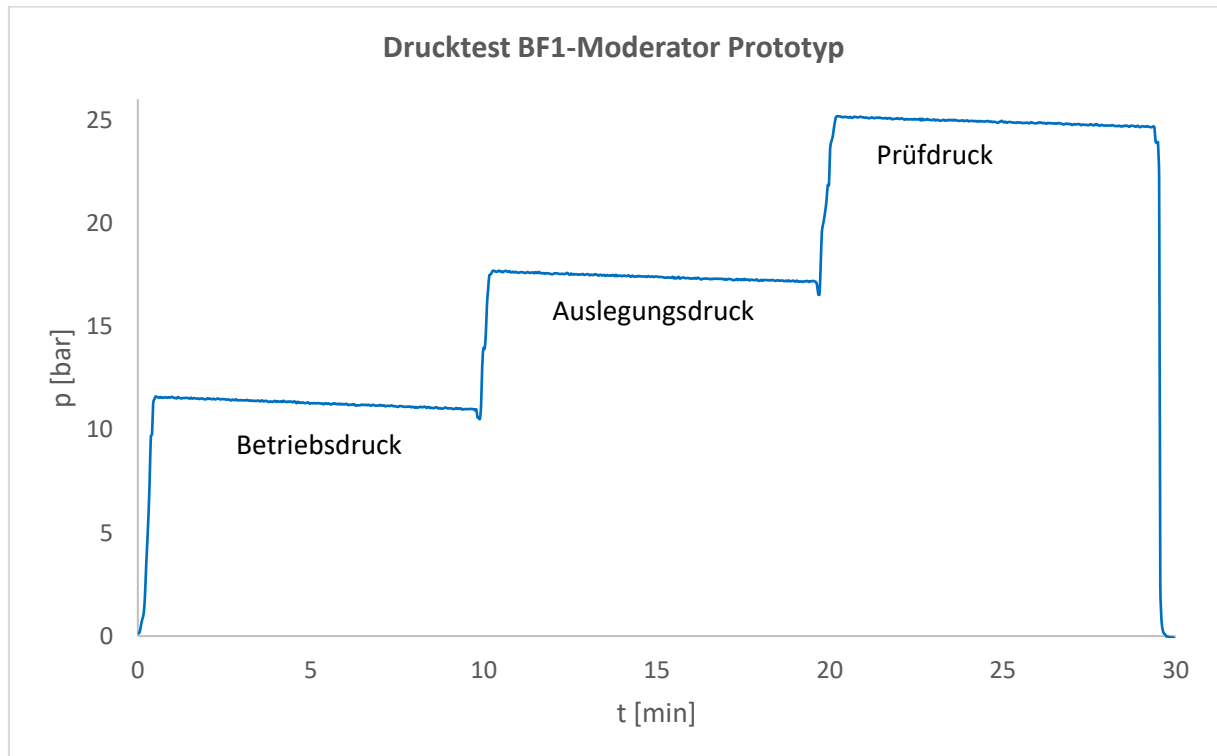


Abbildung 7.10: Drucktest bei einem Betriebsdruck von 10 bar, einem Auslegungsdruck von 17 bar und einem Prüfdruck von 1,43-mal dem Auslegungsdruck

Die durchgeführte Druckprüfung erfolgte in drei Stufen. In der ersten Druckstufe wurde der Behälter mit einem Testdruck von $p_{T1} \geq p_B = 10$ bar (Betriebsdruck), in der zweiten Druckstufe mit einem Testdruck von $p_{T2} \geq p_D = 17$ bar (Auslegungsdruck) und in der dritten Druckstufe mit einem Testdruck $p_{T3} \geq p_T = 24,3$ bar, beaufschlagt (s. Abbildung 7.9). Der Druck wurde jeweils für ca. 10 min gehalten. Der leichte Druckabfall über die Zeit ist durch Undichtigkeiten an den Behälteranschlüssen und durch Lufteinschlüsse im Behälter zu erklären. Elastische oder plastische Verformungen am Bauteil waren nicht zu erkennen. Da auch diese Prüfung ohne Befund war, sind alle zerstörungsfreien Prüfungen erfolgreich abgeschlossen und der Behälter ist einsatzbereit.

7.4 Zusammenfassung des Prototypenbaus

Die Fertigung des BF1-Moderator Prototyps zeigte, dass das zuvor optimierte Design auch aus fertigungstechnischer Sicht umsetzbar ist. Durch die Wahl des Elektronenstrahlschweißverfahrens ist es möglich verzugsarm die Einzelteile zu fügen und dabei großteils den Wärmebehandlungszustand (T6) aufrechtzuerhalten. Abbildung 7.11 zeigt abschließend den gefertigten und geprüften BF1-Moderator Prototyp.



Abbildung 7.11: Gefertigter und geprüfter BF1-Moderator Prototyp

Durch die zerstörungsfreien Prüfungen wurde nachgewiesen, dass der BF1-Moderator Prototyp allen Qualitätsanforderungen standhält und deshalb auch unter den extremen Betriebsbedingungen sicher eingesetzt werden kann. Die zulässige Leckagerate wurde um zwei Größenordnungen unterschritten. Weiterhin wurden keine Oberflächenrisse festgestellt. Mit der Computertomographie stand darüber hinaus eine Prüfmethode zur Verfügung die Poren, Einschlüsse oder sonstige Fehlstellen auch im Inneren der Schweißnähte detektieren konnte und dadurch eine bestmögliche Qualitätssicherung erlaubte. Schlussendlich zeigte die Druckprüfung, dass der Behälter mit ausreichender Sicherheit ausgelegt wurde und insofern das Originalbauteil, wie in diesem Kapitel beschrieben, gefertigt werden kann.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Bei der strömungsmechanischen Simulation wurde die Strömungsführung des BF1-Moderators für einen möglichst guten Wärmeübergang optimiert. Dabei konnten die Neutronenverluste, bedingt durch das Hinzufügen von Leitstrukturen im Moderator-Innenraum, minimal gehalten werden. Durch die Formulierung von realitätsnahen Last- und Randbedingungen wie z. B. die material-, orts- und zeitabhängige Approximation der Strahlungswärmelast sowie die druck- und temperaturabhängige Stoffdatenbibliothek für den flüssigen para-Wasserstoff, konnte das Verhalten des Moderators realitätsnahe theoretisch untersucht werden. Es zeigte sich, dass die Strahlungswärmelast stark unterschätzt wird, wenn diese nicht zeitabhängig berücksichtigt wird. Die fünfundzwanzigmal höhere Energie im Puls führt zu erheblich kritischeren Temperaturen im Wasserstoff, bis hin zu der Gefahr des lokalen Siedens. Weiterhin ergab die Ermittlung und Berücksichtigung der auftretenden Fehlergrößen, dass ein konservativ ausgelegter Moderator unter den gegebenen Randbedingungen die Zielvorgabe, bei 5 MW Strahlleistung sicher betrieben werden zu können, nicht erfüllt. Deshalb muss empfohlen werden, die Strahlleistung zunächst auf ca. 3,4 MW zu begrenzen. Allerdings wurde auch deutlich, dass die Fehler im Zusammenhang mit der Teilchen-Transport-Simulation und den außerordentlichen Betriebsbedingungen des Protonenbeschleunigers dominieren. Ferner wurde festgestellt, dass eine Minimierung dieser Fehlergrößen möglich ist, wodurch auch eine erhebliche Steigerung der zulässigen Strahlleistung erzielt werden würde. Überdies ist die Anforderung, dass das lokale Sieden unzulässig ist, zu überdenken, da gezeigt wurde, dass nur unterkühltes Sieden und dieses nur sehr lokal am Ende des Pulses auftreten kann. Das kritische Filmsieden konnte durch die Ermittlung des kritischen Wärmestromes ausgeschlossen werden und zudem eine Reduzierung der Neutronenausbeute.

Die gute Übereinstimmung der Simulationsergebnisse im Vergleich zu den Ergebnissen der PIV Messungen bestätigten die hohe Qualität der numerischen Strömungssimulation. Wirbelgebiete und Strömungsablösungen sind ebenso gut, wie die Geschwindigkeits- und Massenstromverteilung in den einzelnen Durchströmungsgebieten simuliert und experimentell bestätigt worden. Der aus der PIV Messung abgeschätzte Modellfehler ist trotz der vielen Kompromisse, die bei der Durchführung der Messung eingegangen werden mussten, klein genug. Der Gesamtfehler wird weiterhin durch die Einzelfehler der Teilchen-Transport-Simulation und der außerordentlichen Betriebsbedingungen des Beschleunigers dominieren. Um näher an die Zielvorgabe von 5 MW mittlerer Protonenstrahlleistung zu gelangen, sollte dementsprechend die Priorisierung bei der Minimierung der Fehlergrößen erfolgen.

Aus strukturmechanischer Sicht kann der optimierte BF1-Moderator uneingeschränkt bei voller Last eingesetzt werden. Der hohe Auslegungsdruck und die konservativen Annahmen, unter anderem im Hinblick auf die nicht vernachlässigbare Bestrahlung, führen dazu, dass der Druckbehälter weit unter seiner Belastungsgrenze betrieben wird. Zudem konnten Ermüdungsprobleme, verursacht durch die gepulste Last im Normalbetrieb und aufgrund von sonstigen wechselnden Lasten, ausgeschlossen werden.

Abschließend wurde durch den Bau und die Erprobung des ersten Prototyps nachgewiesen, dass der optimierte BF1-Moderator auch aus fertigungstechnischer Sicht realisierbar ist. Dabei kam dem Fügen der Einzelteile sowie der Qualitätssicherung der Fügestellen eine besondere Bedeutung zu. Um die gewählte aushärtbare Aluminiumlegierung mit ausreichender Qualität, bei geringem Verzug und minimaler Wärmezufuhr zu fügen, wurde das Elektronenstrahlschweißverfahren eingesetzt. Dabei waren hohe Anforderungen von der Zerspanung und der Reinigung zu erfüllen. Die Eignung des Prototyps wurde nachfolgend durch die zerstörungsfreien Prüfungen nachgewiesen. Insbesondere die Mikrofokus-Computertomographie ermöglichte eine detaillierte Analyse des gesamten Bauteils, womit die hohen Qualitätsanforderungen verifiziert werden konnten. Die abschließende Druckprüfung zeigte, dass der Moderator auch Lasten bis kurz vor der Streckgrenze ohne sichtbare Verformungen standhält.

Somit kann der BF1-Moderator für die zweite Generation der ESS, wie in der vorliegenden Arbeit beschrieben wurde, mit den erwähnten Einschränkungen realisiert und sicher betrieben werden. Durch das Innovative Design des Moderators wird die Ausbeute an kalten Neutronen, gegenüber der ersten Generation, um bis zu 30 % erhöht. Neutronenstreuexperimente, die kalte Neutronen von dem BF1-Moderator extrahieren, steht daher die höchste Neutronenstromdichte weltweit zur Verfügung.

Ausblick

Die ESS wird mit ihrer Strahlleistung von 5 MW, nach heutigem Stand der Technik, das Ende der Neutronenflusssteigerung markieren. Anstelle dessen wird gegenwärtig vermehrt an der Entwicklung von Nieder- und Mittelflussneutronenquellen gearbeitet, die zum einen günstiger und zum anderen sicherheitstechnisch unkritischer betrieben werden können. Hierbei wird versucht die geringere Neutronenausbeute durch Optimierungen der Target-Moderator Umgebung zu kompensieren. Dazu werden zurzeit weltweit neue Materialien untersucht. Die instrumentenspezifische Optimierung des kalten Moderators ist dabei besonders wichtig. Das Design der betriebenen Moderatoren resultiert aus einem Kompromiss zwischen den Anforderungen der vorhandenen Neutronenstreuinstrumenten, da die Neutronen für alle Instrumente gleichzeitig bereitgestellt werden müssen. Für die neuen Nieder- und Mittelflussneutronenquellen ist es daher sinnvoll mehrere individuell für das jeweilige Instrument optimierte kalte Moderatoren zu entwerfen. Beispielsweise können Wasserstoff-Moderatoren mit variablen ortho-/para-Verhältnis sowie Feststoffmoderatoren aus Mesitylen den Moderationsprozess für bestimmte Instrumente erheblich verbessern. In Europa werden zudem die Fachkompetenzen bei dem High Brilliance Neutron Source Projekt gebündelt [9]. Dieses Projekt, welches vom Jülich Centre for Neutron Science (JCNS) des Forschungszentrum Jülich GmbH initiiert wurde, hat das Ziel den Wegfall von Neutronen aus Forschungsreaktoren durch den Bau von Mittelfluss-Neutronenquellen entgegenzuwirken.

Literaturverzeichnis

- [1] **Filges, Detlef und Goldenbaum, Frank.** *Handbook of Spallation Research Theory, Experiments and Applications.* Weinheim : Wiley-VCH Verlag GmbH, 2010. ISBN: 978-3-527-40714-9.
- [2] **Brückel, Thomas, et al.** *Laboratory Course Neutron Scattering Lectures.* Jülich : Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich Centre For Neutron Science (JCNS), 2015. Bd. 106. ISBN: 978-3-95806-055-5.
- [3] **Carpenter, John M. und Loong, Chun-Keung.** *ELEMENTS OF SLOW-NEUTRON SCATTERING, Basics, Techniques, and Applications, Neutron Production, Moderation, and Characterization of Sources.* Cambridge : Cambridge University Press, 2005. ISBN: 978-0-521-85781-9.
- [4] **Goldenbaum, Frank.** *The Physics of Spallation Processes Theory, Experiments and Applications.* Jülich : Forschungszentrum Jülich GmbH, 2003. Bd. 18. ISBN: 978-3-89336-346-9.
- [5] **Haft, Bettina.** *Optimierung der Neutronenstromdichten komplexer Target-Moderator-Reflektor-Anordnungen einer MW-Spallationsneutronenquelle unter dem Aspekt der Strahlenschutzsicherheit -Monte-Carlo-Simulationen zum Zeitverhalten gepulster Neutronenfelder-.* Fachbereich D, Abt. Sicherheitstechnik. Wuppertal : Bergische Universität Wuppertal, 2004. Dissertation. URN: nbn:de:hbz:468-20050415.
- [6] **Bauer, Günter Siegfried.** *Physics and Technology of Spallation Neutron Sources, Solid State Research at Large Facilities.* Villigen : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2001. S. 505-543. DOI: 10.1016/S0168-9002(01)00167-X.
- [7] **Sordo, Fernando, et al.** *Coupled calculation of the influence of the para to ortho conversion in a cryogenic hydrogen moderator.* s.l.: Physics Procedia, 2012. S. 211-218. DOI: 10.1016/j.phpro.2012.03.027.
- [8] **Romanelli, Giovanni, et al.** *Measurement of the para-hydrogen concentration in the ISIS moderators using neutron transmission and thermal conductivity.* Chilton : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2018. S. 88-95. DOI: 10.1016/j.nima.2018.01.039.
- [9] **Rücker, Ulrich, et al.** *The Jülich high-brilliance neutron source project.* s.l. : The European Physical Journal Plus, 2016. DOI: 10.1140/epjp/i2016-16019-5.
- [10] **European Spallation Source ERIC.** *ESS Technical Design Report.* Lund : European Spallation Source ERIC, 2013. ISBN: 978-91-980173-2-8.

- [11] **Andersson, Riccard, et al.** *Challenges in Technical Risk Management for High-Power Accelerators*. s.l.: Journal of Physics: Conference Series, 2018. DOI: 10.1088/1742-6596/1021/1/012003.
- [12] **Hanslik, Romuald.** *Sicherheitstechnische Analyse und Auslegungsaspekte von Abschirmungen gegen Teilchenstrahlung am Beispiel von Spallationsanlagen im Megawatt Bereich*. Zentralinstitut für Engineering, Elektronik und Analytik (ZEA), Engineering und Technologie (ZEA-1). Jülich : Forschungszentrum Jülich, 2006. Dissertation. ISSN: 0944-2952.
- [13] **Butzek, Michael.** *Sicherheitstechnische Auslegung der Betriebsumgebung eines Hochleistungs-Spallationstargetsystems der Megawattklasse mit Quecksilber als Targetmaterial*. Zentralinstitut für Engineering, Elektronik und Analytik (ZEA), Engineering und Technologie (ZEA-1). Jülich : Forschungszentrum Jülich, 2004. Dissertation. ISSN: 0944-2952.
- [14] **Alonso, Jose R.** *STATUS REPORT ON THE SPALLATION NEUTRON SOURCE (SNS) PROJECT*. Oak Ridge National Laboratory (ORNL). Oak Ridge : US Department of Energy. DE-AC05-96OR22464.
- [15] **Oak Ridge National Laboratory.** *Technical Design Report Second Target Station*. Oak Ridge : US Department of Energy, 2015. DE-AC05-00OR22725.
- [16] **Japan Atomic Energy Agency.** *Technical Design Report of Spallation Neutron Source Facility in J-PARC*. Ibaraki : Japan Atomic Energy Agency, 2012. JAEA-Technology 2011-035.
- [17] **Chinese Academy of Sciences.** *Physical Design and Technical Development of CSNS Target Station and Instruments*. Institute of High Energy Physics, Institute of Physics. Beijing : Chinese Academy of Sciences, 2011.
- [18] **Zanini, Luca, et al.** *The neutron moderators for the European Spallation Source*. s.l. : Journal of Physics: Conference Series, 2017. DOI: 10.1088/1742-6596/1021/1/012066.
- [19] **Beßler, Yannick.** *AUSLEGUNG EINES ÜBERKRITISCHEN WASSERSTOFFMODERATORS FÜR SPALLATIONS-NEUTRONEN-QUELLEN DER 5 MW-KLASSE*. Bitzer-Professur für Kälte-, Kryo- und Kompressorentchnik, Institut für Energietechnik. Dresden : TU Dresden, 2014. Diplomarbeit.
- [20] **Foias, Ciprian, et al.** *ENCYCLOPEDIA OF MATHEMATICS AND ITS APPLICATIONS, Navier–Stokes Equations and Turbulence*. Cambridge : Cambridge University Press, 2004. ISBN: 978-0-52136-032-6.
- [21] **Spurk, Joseph H. und Aksel, Nuri.** *Strömungslehre Einführung in die Theorie der Strömungen*. 8. Aufl. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2010. ISBN: 978-3-642-13142-4.
- [22] **Schlichting, Hermann und Gersten, Klaus.** *Grenzschicht-Theorie*. 10. Aufl. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2005. ISBN: 978-3-540-23004-5.

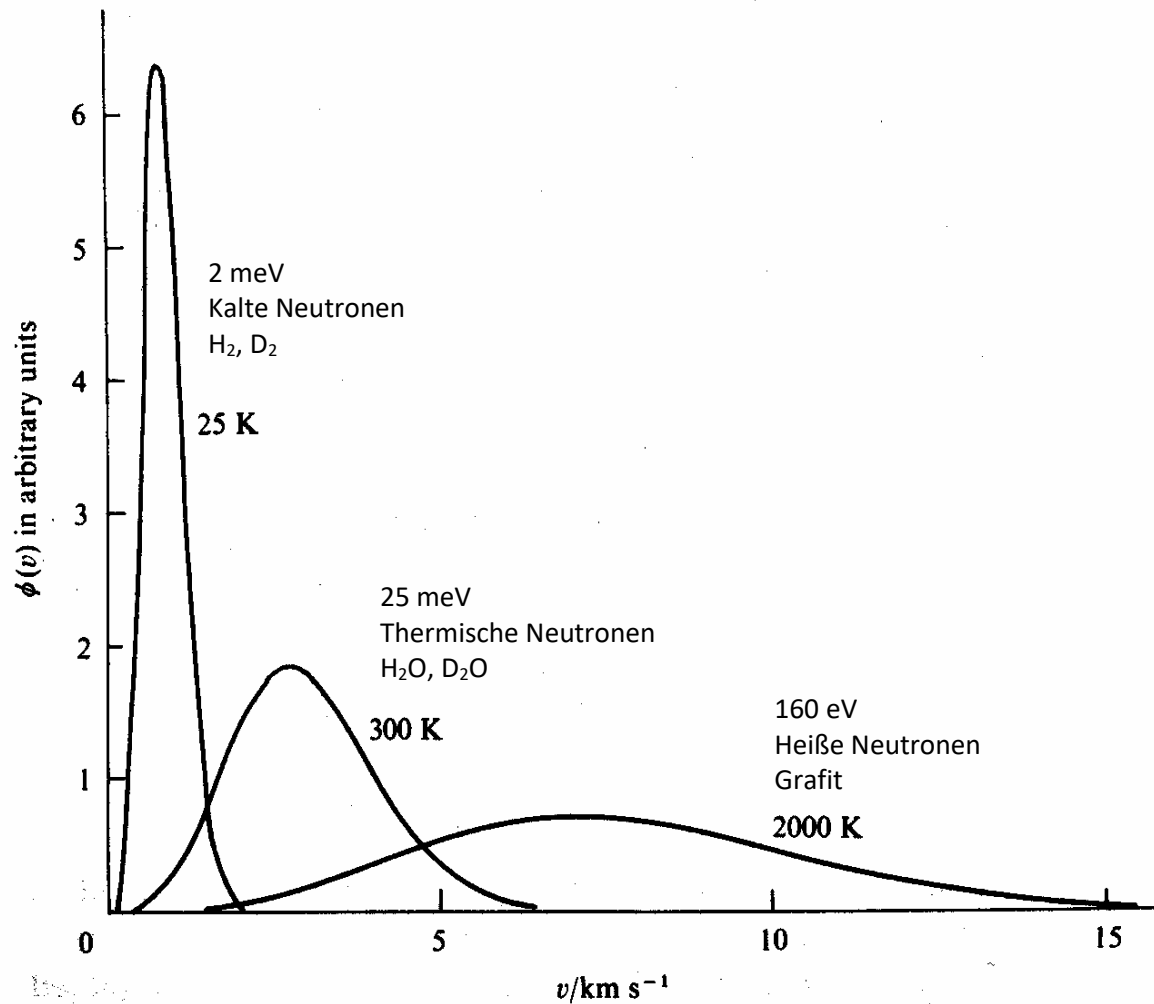
- [23] **Ferziger, Joel H. und Peric, Milovan.** *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2008. ISBN: 978-3-540-67586-0.
- [24] **Lecheler, Stefan.** *Numerische Strömungsberechnung*. Wiesbaden : Vieweg+Teubner-Verlag, 2009. ISBN: 978-3-8348-0439-6.
- [25] **Haag, Oliver.** *Studie zur Anwendung von Turbulenzmodellen in Gasturbinenbrennkammern*. Fachbereich Maschinenbau. Darmstadt : TU Darmstadt, 2003. Dissertation. URN: nbn:de:tuda-tuprints-4805.
- [26] **Kunik, Claus.** *CFD-Simulationen turbulenter konvektiver Strömungen bei überkritischen Drücken*. Fakultät für Maschinenbau, Institut für Fusions- und Reaktortechnik (IFRT), Institut für Kern- und Energietechnik (IKET). Karlsruhe : Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2012. Dissertation.
- [27] **Einzinger, Johannes.** *Numerische Simulation der Fluid-Struktur Interaktion in Turbomaschinen*. Lehrstuhl für Fluidmechanik, Institut für Energietechnik MW7. München : TU München, 2006. Dissertation.
- [28] **Brußies, Eva.** *Simulation der Zylinderinnenströmung eines Zweiventil-Dieselmotors mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell*. Fachbereich Maschinenbau. Darmstadt : TU Darmstadt, 2014. Dissertation. URN: nbn:de:tuda-tuprints-38665.
- [29] **ANSYS, Inc.** *ANSYS CFX-Solver Theory Guide ANSYS CFX Release 11.0*. Canonsburg : ANSYS, Inc., 2006.
- [30] **Brüning, Stefanie.** *Strömungssimulation als Werkzeug zur Bioreaktorcharakterisierung*. Lehrstuhl für Bioverfahrenstechnik. München : Technische Universität München, 2012. Dissertation.
- [31] **Zanini, Luca und Batkov, Konstantin.** *Updated heat deposition of the Mark I and Mark II ESS moderators*. Lund : European Spallation Source ERIC, 2017. ESS-00000.
- [32] **Kretzschmar, Hans-Joachim, et al.** *Property Library for Hydrogen FluidLAB with LibH2 for MATLAB*. Dresden : KCE-ThermoFluidProperties UG & Co. KG, 2008.
- [33] **Lee, Yongjoong und Hartl, Monika .** *ESS Materials Handbook*. Materials Group, Target Division. Lund : European Spallation Source ERIC, 2016. ESS-0028465.
- [34] **OriginLab Corporation.** *Origin 8 Bedienungsanleitung*. Northampton : OriginLab Corporation, 2007.
- [35] **Muhrer, Günter, et al.** *Beam Associated Heating of the Lujan Center Hydrogen Moderator*. Santa Fe : International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS XVII), 2005.

- [36] **Klaus, Marcel, et al.** *Expansion vessel for supercritical hydrogen in a spallation neutron source moderator circuit*. s.l. : IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2015. DOI: 10.1088/1757-899X/101/1/012050.
- [37] **Klaus, Marcel, et al.** *Conceptual Design of the Liquid Hydrogen Moderator Cooling Circuit for the European Spallation Source*. s.l. : Physics Procedia, 2014. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.06.026.
- [38] **Böckh, Peter und Wetzel, Thomas.** *Wärmeübertragung Grundlagen und Praxis*. 6. Aufl. Berlin Heidelberg : Springer Vieweg-Verlag, 2015. ISBN: 978-3-662-44477-1.
- [39] **Beßler, Yannick, et al.** *The Cryogenic Moderator System Cryostat Design for the European Spallation Source*. s.l. : Journal of Physics: Conference Series, 2018. DOI: 10.1088/1742-6596/1021/1/012080.
- [40] **Adams, Thomas, Grant, Christopher und Watson, Heather.** *A Simple Algorithm to Relate Measured Surface Roughness to Equivalent Sand-grain Roughness*. s.l. : International Journal of Mechanical Engineering and Mechatronics, 2012. DOI: 10.11159/ijmem.2012.008.
- [41] **ANSYS, Inc.** *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide Release 14.0*. Canonsburg : ANSYS, Inc., 2011.
- [42] —. *ANSYS Meshing User's Guide Release 13.0*. Canonsburg : ANSYS, Inc., 2010.
- [43] **Shirai, Yasuyuki, et al.** *DNB heat flux on inner side of a vertical pipe in forced flow of liquid hydrogen and liquid nitrogen*. s.l. : Cryogenics, 2018. S. 105-117. DOI: 10.1016/j.cryogenics.2018.02.002.
- [44] **Tatsumoto, Hideki, et al.** *Transient Heat Transfer from a Wire Inserted into a Vertically Mounted Pipe to Forced Flow Liquid Hydrogen*. s.l. : Physics Procedia, 2015. S. 649-654. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.06.110.
- [45] **Böswirth, Leopold und Bschorer, Sabine.** *Technische Strömungslehre, Lehr- und Übungsbuch*. 10. Aufl. Wiesbaden : Springer Vieweg-Verlag, 2014. ISBN: 978-3-658-05668-1.
- [46] **Weitbrecht, Volker, et al.** *Geschwindigkeitsmessungen mit Particle-Image-Velocimetry: Labor- und Feldmessungen*. Karlsruhe : Bundesanstalt für Wasserbau (BAW), 2007. S. 79-90. Mitteilungsblatt der Bundesanstalt für Wasserbau 90.
- [47] **Gurka, Roi, Taylor, Zachary und Liberzon, Alex.** *Tutorial OpenPIV*. Turbulence Structure Laboratory. Tel Aviv : Tel Aviv University, 2018.
- [48] **Taylor, Zachary, et al.** *Long-Duration Time-Resolved PIV to Study Unsteady Aerodynamics, Instrumentation and Measurement*. s.l. : Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on, 2010. S. 3262-3269. DOI: 10.1109/TIM.2010.2047149.

- [49] **Baehr, Hans Dieter und Stephan, Karl.** *Wärme- und Stoffübertragung.* 8. Aufl. Heidelberg : Springer-Verlag, 2013. ISBN: 978-3-642-36558-4.
- [50] **AFCEN.** *RCC-MRx DESIGN AND CONSTRUCTION RULES FOR MECHANICAL COMPONENTS OF NUCLEAR INSTALLATIONS.* 2012 Edition. Lyon : AFCEN, 2012. ISBN: 2-913638-40-6.
- [51] **National Aeronautics and Space Administration (NASA).** *SAFETY STANDARD FOR HYDROGEN AND HYDROGEN SYSTEMS Guidelines for Hydrogen System Design, Materials Selection, Operations, Storage, and Transportation.* Washington : NASA, 1997. NSS 1740.16.
- [52] **Gebhardt, Christof.** *Konstruktionsbegleitende Berechnungen mit ANSYS DesignSpace FEM-Simulation für Konstrukteure.* München : Carl Hanser-Verlag, 2009. ISBN: 978-3-446-41739-7.
- [53] **Ostermann, Friedrich.** *Anwendungstechnologie Aluminium.* 2. Aufl. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2007. ISBN: 978-3-540-71196-4.
- [54] **Merzinger, Gerhard, Mühlbacher, Günter und Wille, Detlef.** *FORMELN + HILFEN HÖHERE MATHEMATIK.* 8. Aufl. Hannover : Binomi Verlag, 2018. ISBN: 978-3-923923-36-6.
- [55] **Essler, Jürgen.** *Physikalische und technische Aspekte der Ortho-Para-Umwandlung von Wasserstoff.* Fakultät Maschinenwesen. Dresden : Technischen Universität Dresden, 2012. Dissertation.
- [56] **Karlsson, Emil.** *Catalytic ortho- to parahydrogen conversion in liquid hydrogen.* FACULTY OF ENGINEERING. Lund : LUND UNIVERSITY, 2017. Masterarbeit. LUTFD2/TFMT--17/5056--SE.
- [57] **Celik, Ismail B., et al.** *Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization.* s.l. : Journal of Fluids Engineering, 2008. DOI: 10.1115/1.2960953.
- [58] **Fieberg, Christian und Kneer, Reinhold.** *Bestimmung des Kontakt-Wärmeübergangskoeffizienten aus transienten Temperaturmessungen.* Weinheim : Chemie Ingenieur Technik, 2007. S. 97-102. DOI: 10.1002/cite.200600078.

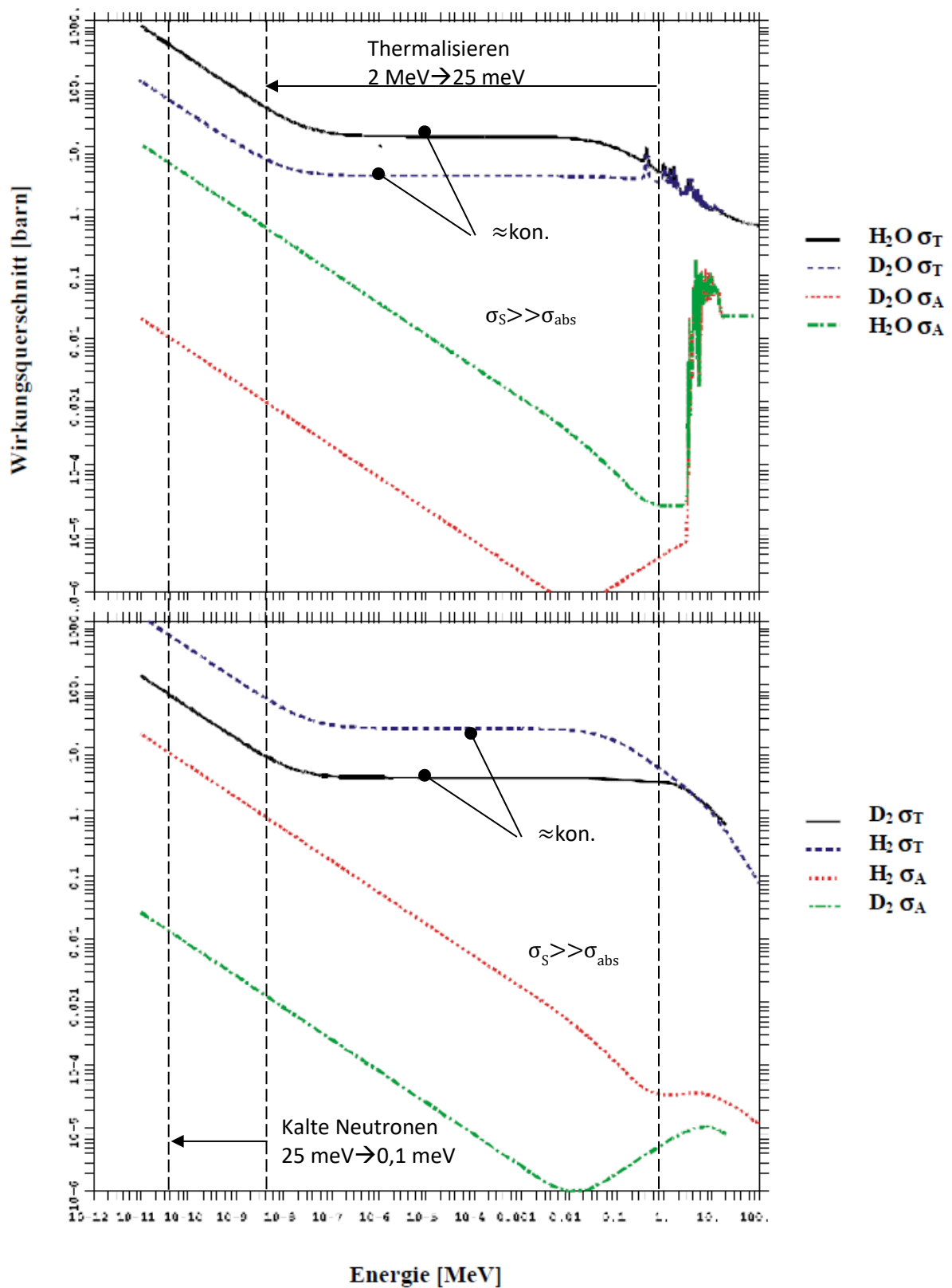
Anhang

A-1 Neutronenflussverteilung

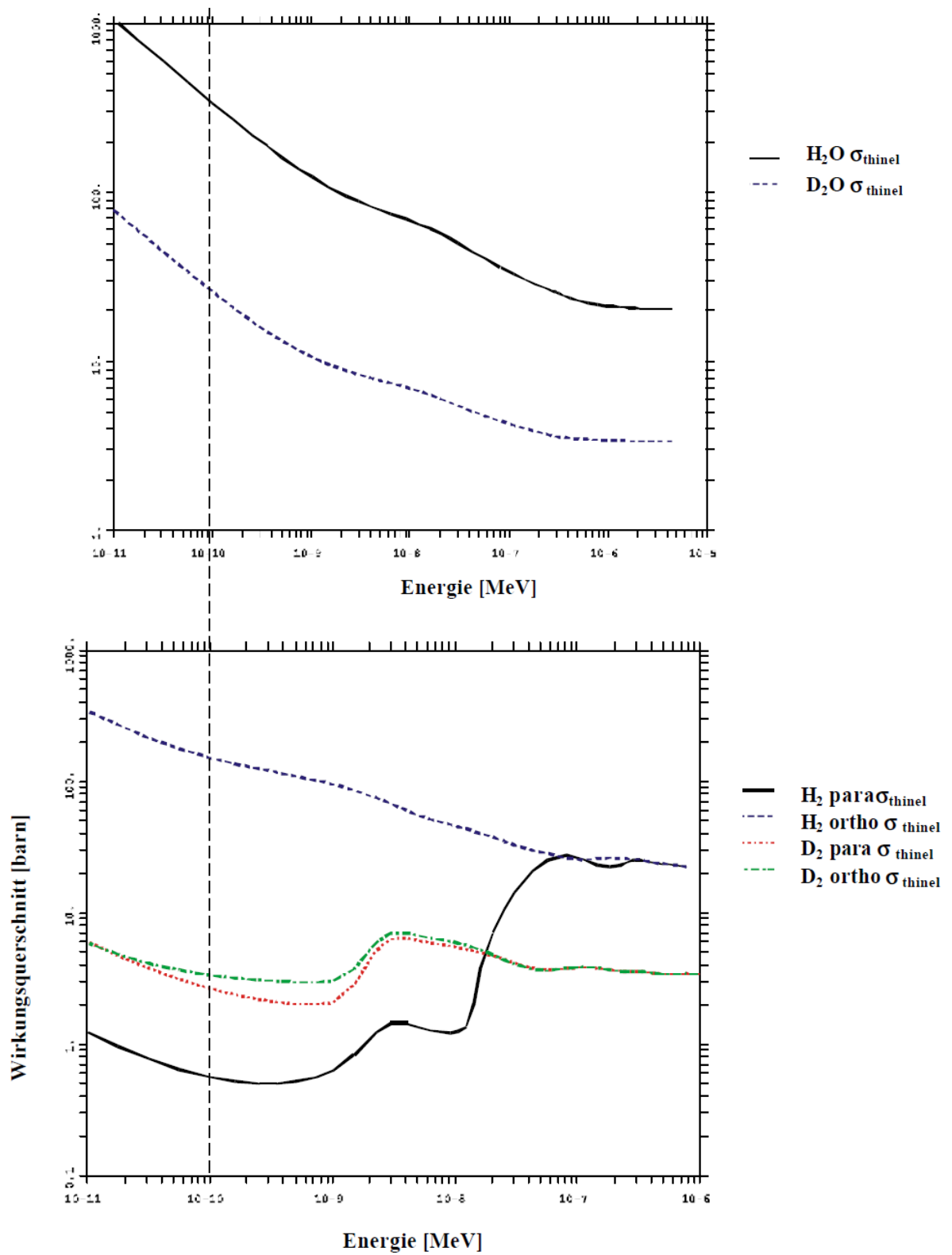


Maxwellverteilung der Neutronenflüsse bei den jeweiligen charakteristischen Temperaturen in verschiedenen Moderatoren [5]

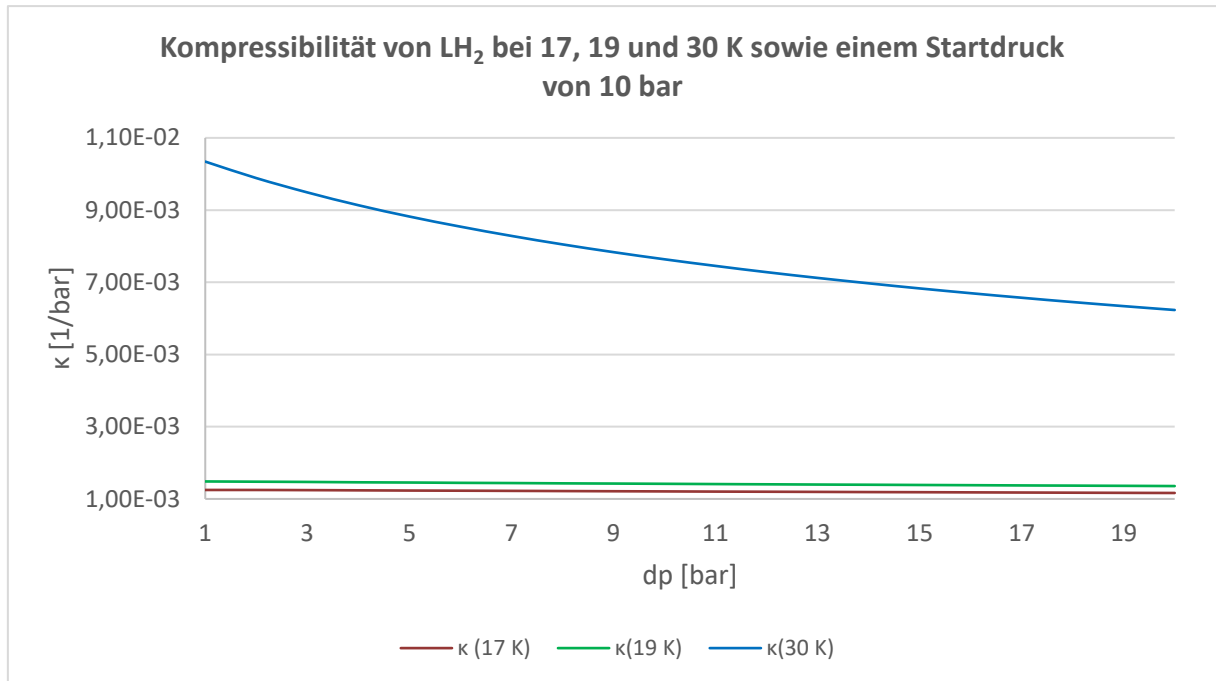
A-2 Wirkungsquerschnitte von H, D, H₂O und D₂O



Totaler Wirkungsquerschnitt und Absorptionswirkungsquerschnitt von H, D, H₂O und D₂O [5]

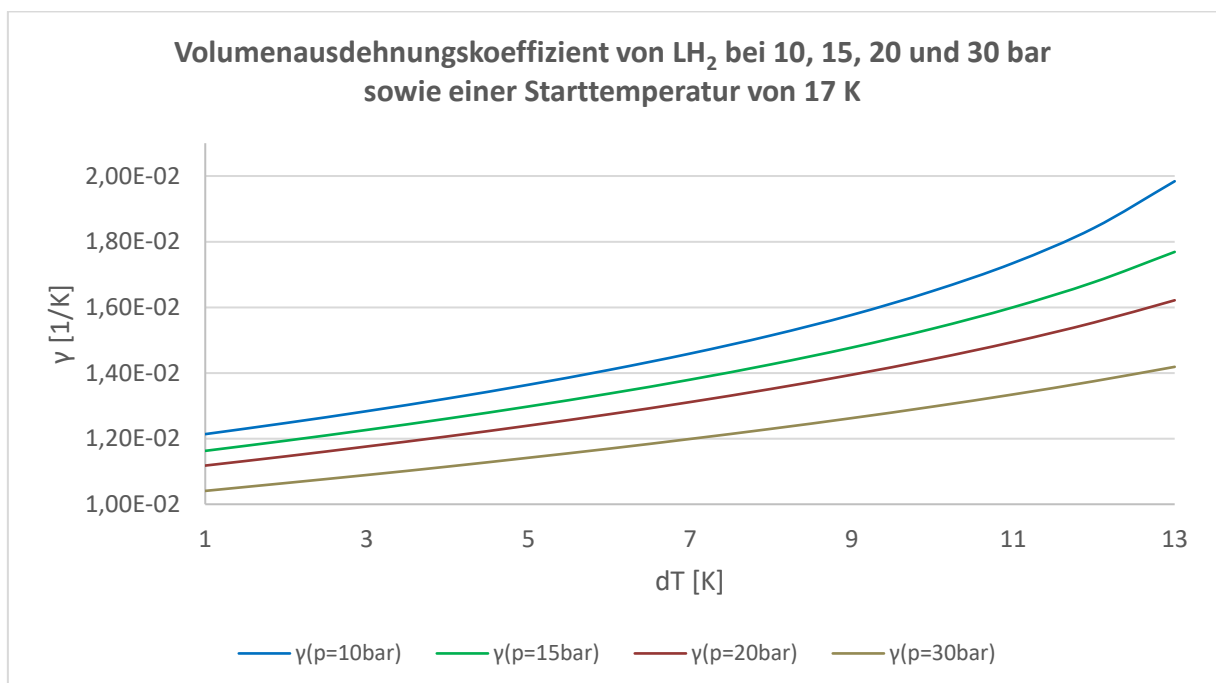
Inelastischer Streuwirkungsquerschnitt von H, D, H₂O und D₂O [5]

A-3 Kompressibilität und Ausdehnung LH₂



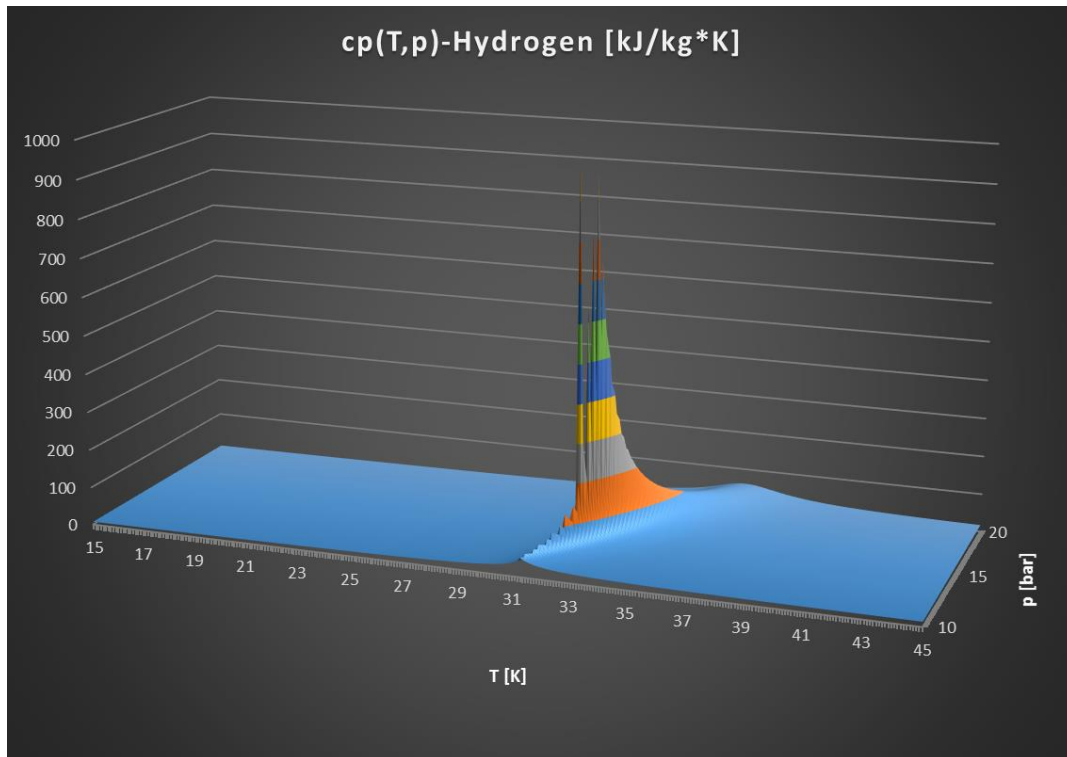
Kompressibilität von flüssig Wasserstoff bei 17 K und 19 K in Abhängigkeit des Drucks

Die Kompressibilität ist bei der Eintrittstemperatur (17 K), der Austrittstemperatur (19 K) und der lokalen Maximaltemperatur (30 K) bei einem Startdruck (Betriebsdruck) von 10 bar aufgeführt.

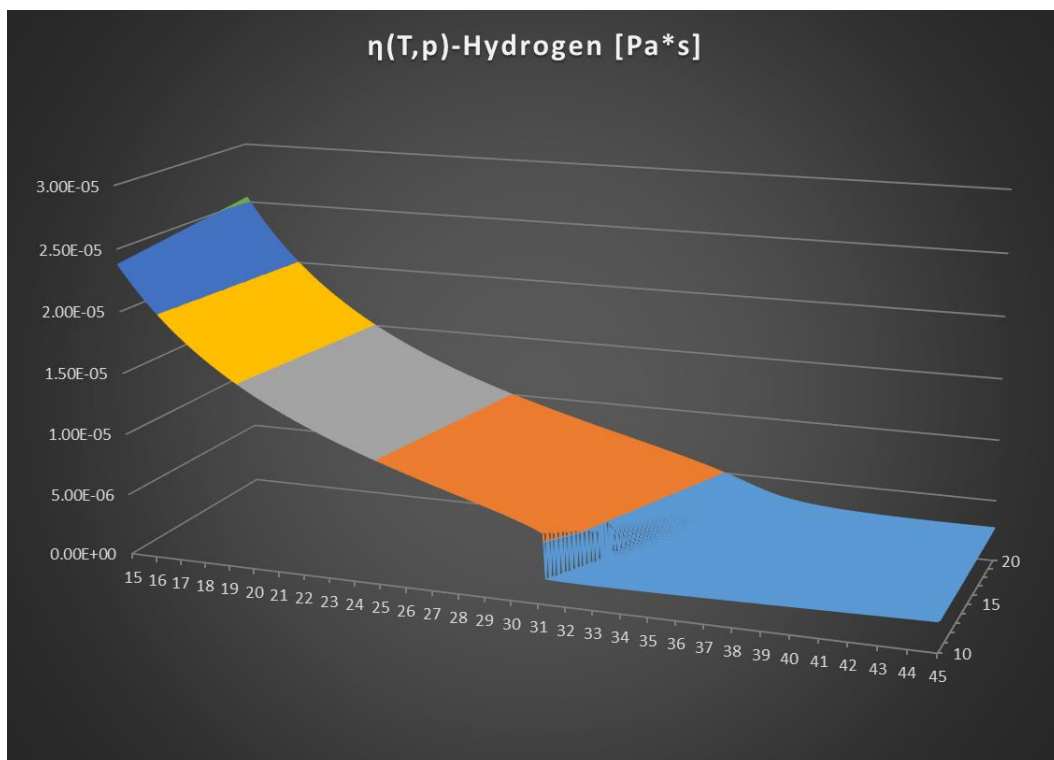


Volumenausdehnungskoeffizient von flüssig Wasserstoff bei 10 bar in Abhängigkeit der Temperatur

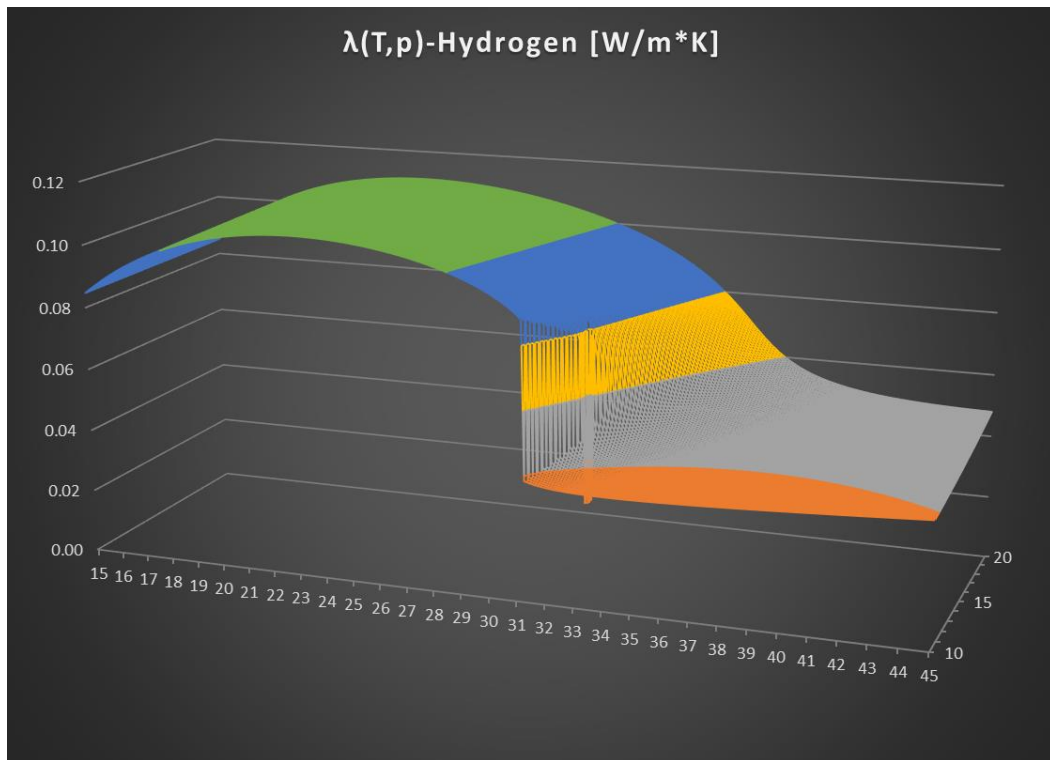
A-4 Para-Wasserstoff Stoffdaten



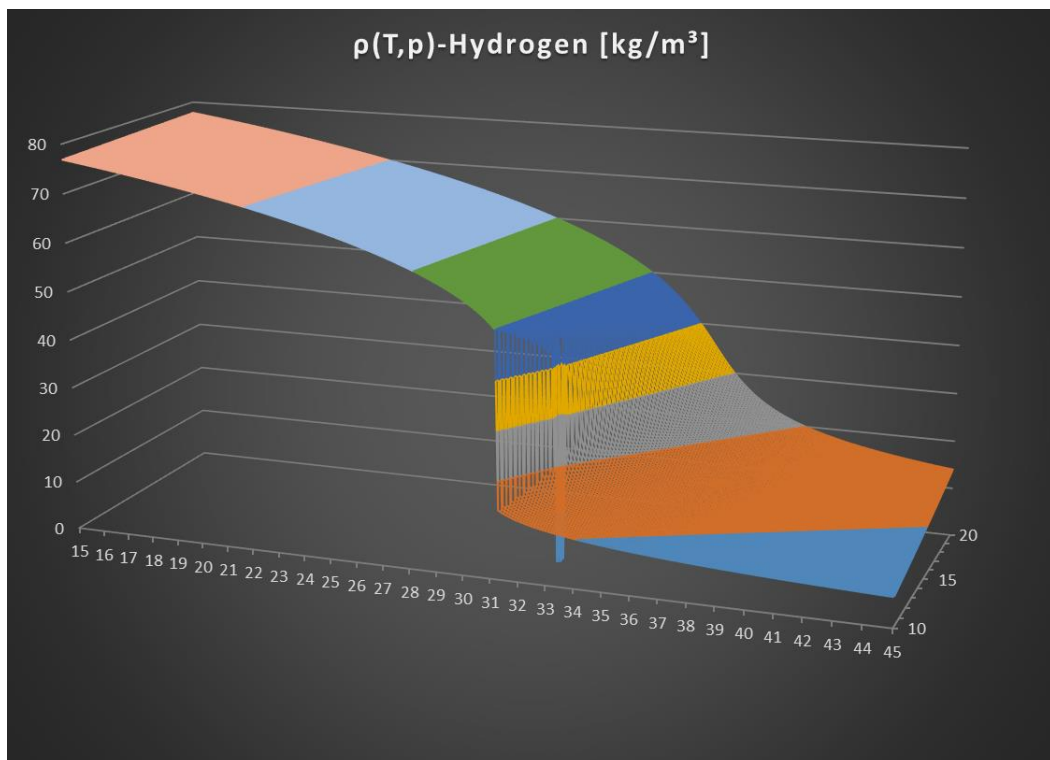
Spezifische Wärmekapazität in Abhängigkeit von Druck und Temperatur



Dynamische Viskosität in Abhängigkeit von Druck und Temperatur

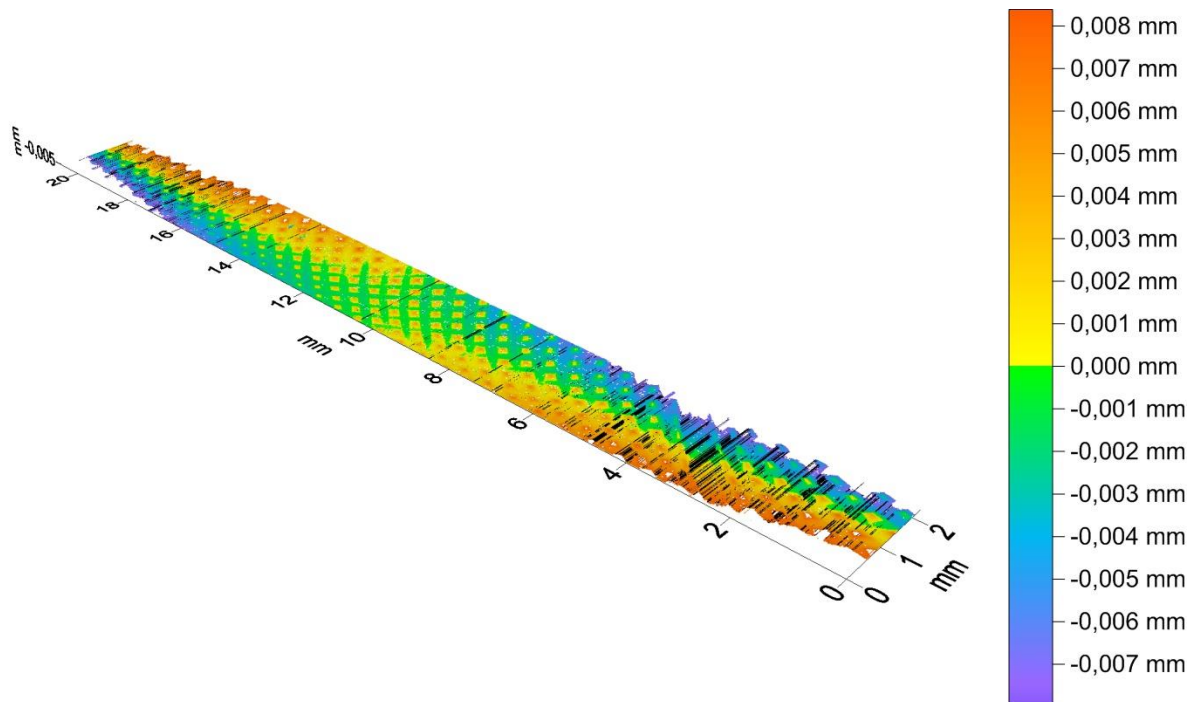


Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit von Druck und Temperatur

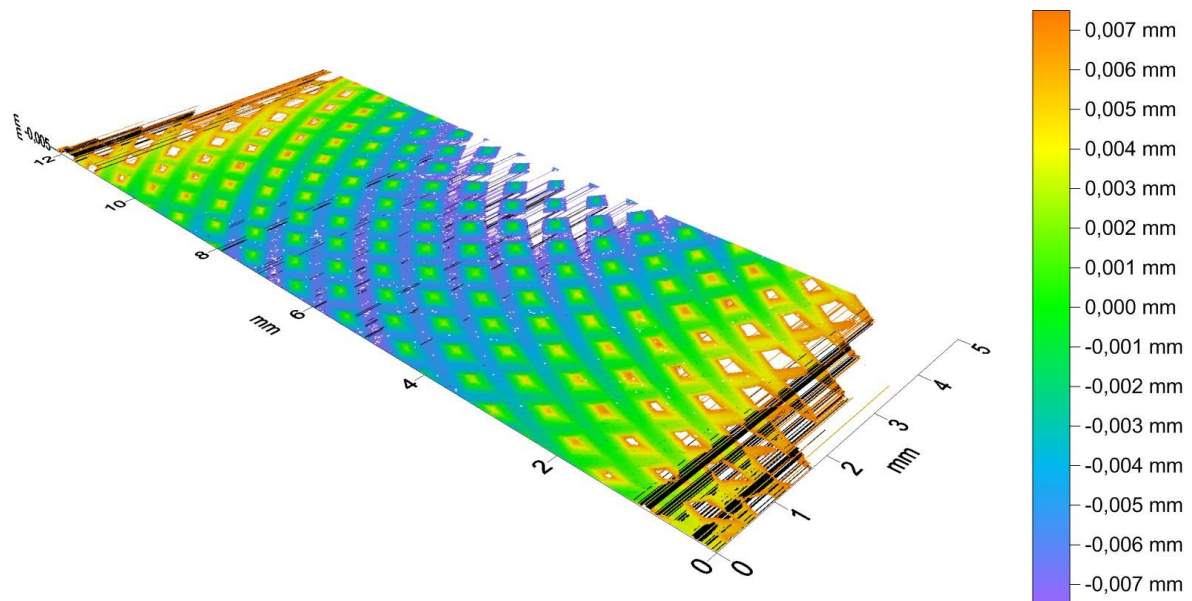


Dichte in Abhängigkeit von Druck und Temperatur

A-5 Rautiefenmessung Al6061-T6

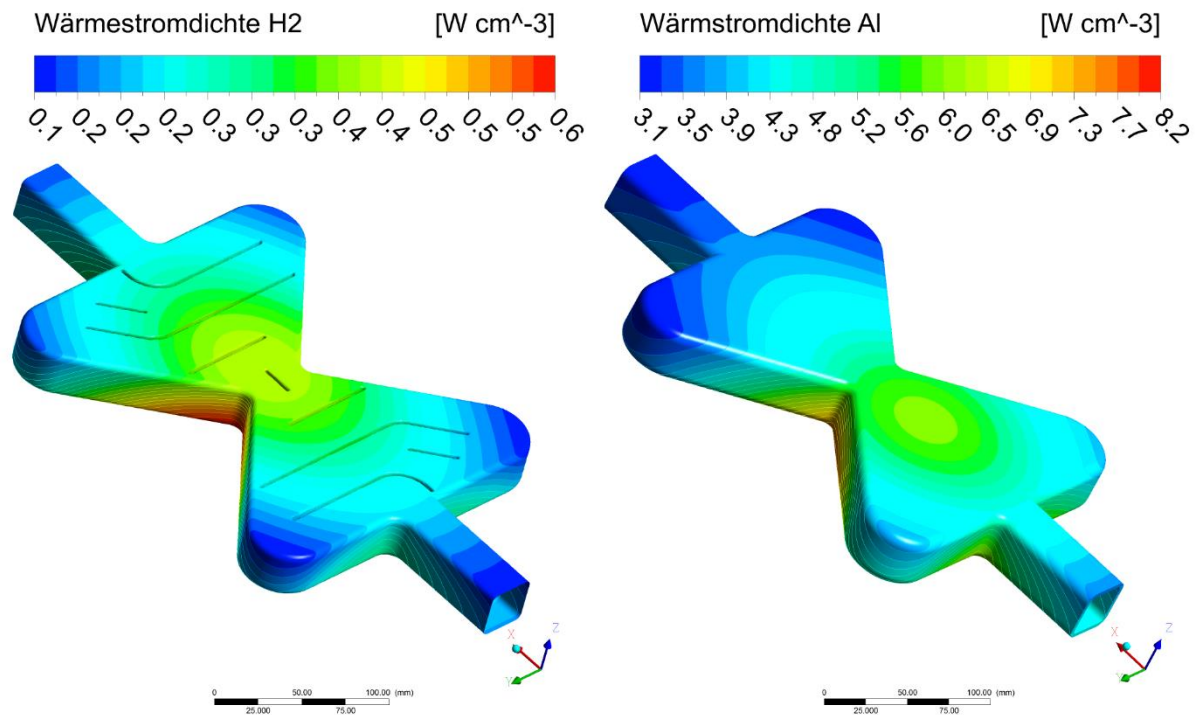


Messung 1: Ra einer gefrästen Al6061-T6 Oberfläche (Umlenkung 1)

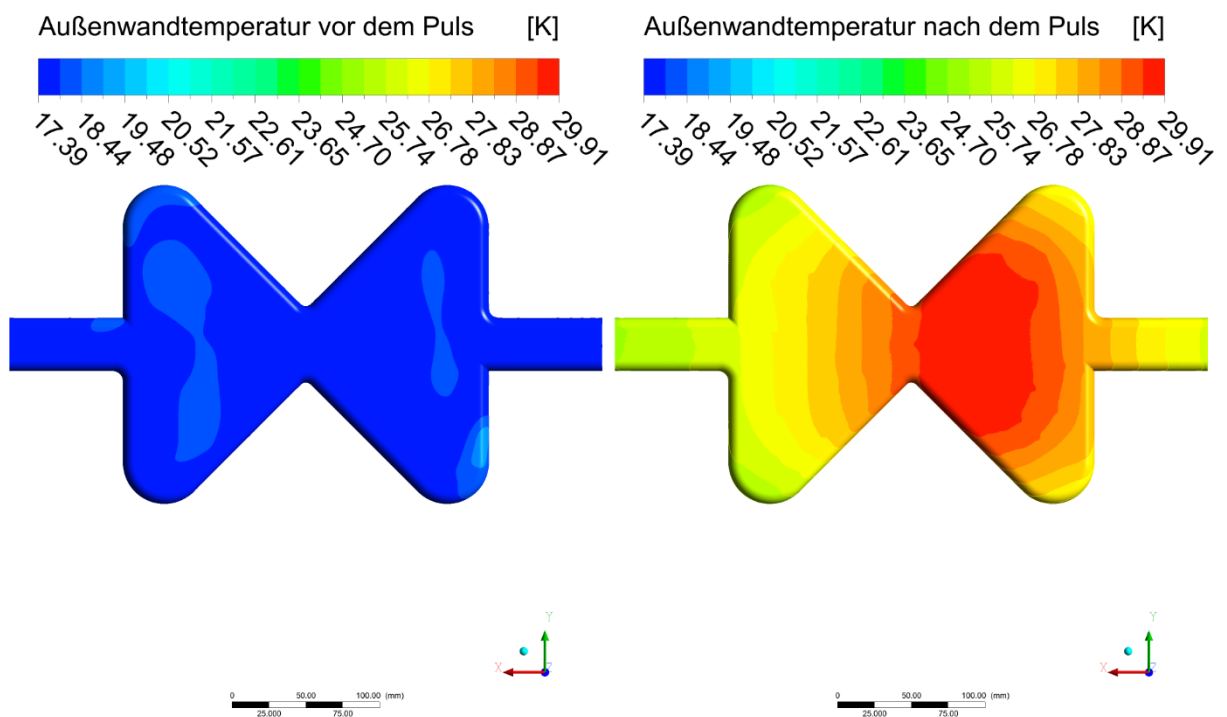


Messung 2: Ra einer gefrästen Al6061-T6 Oberfläche (Umlenkung 2)

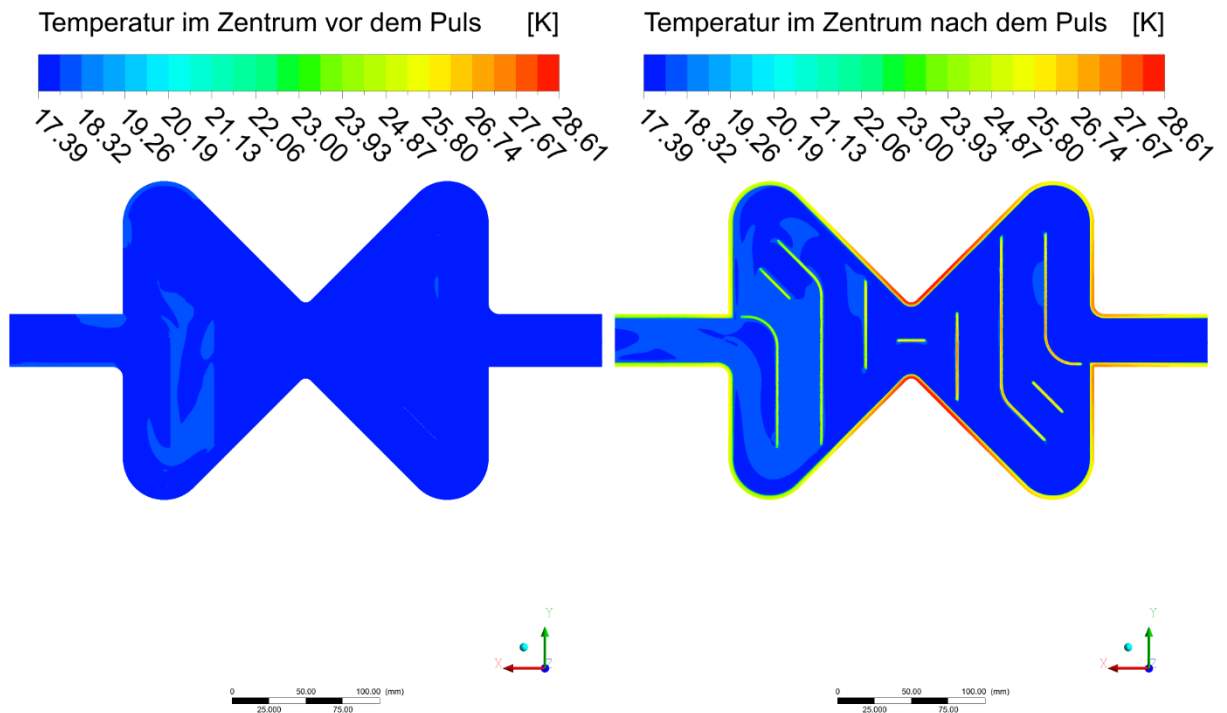
A-6 Simulationsergebnisse



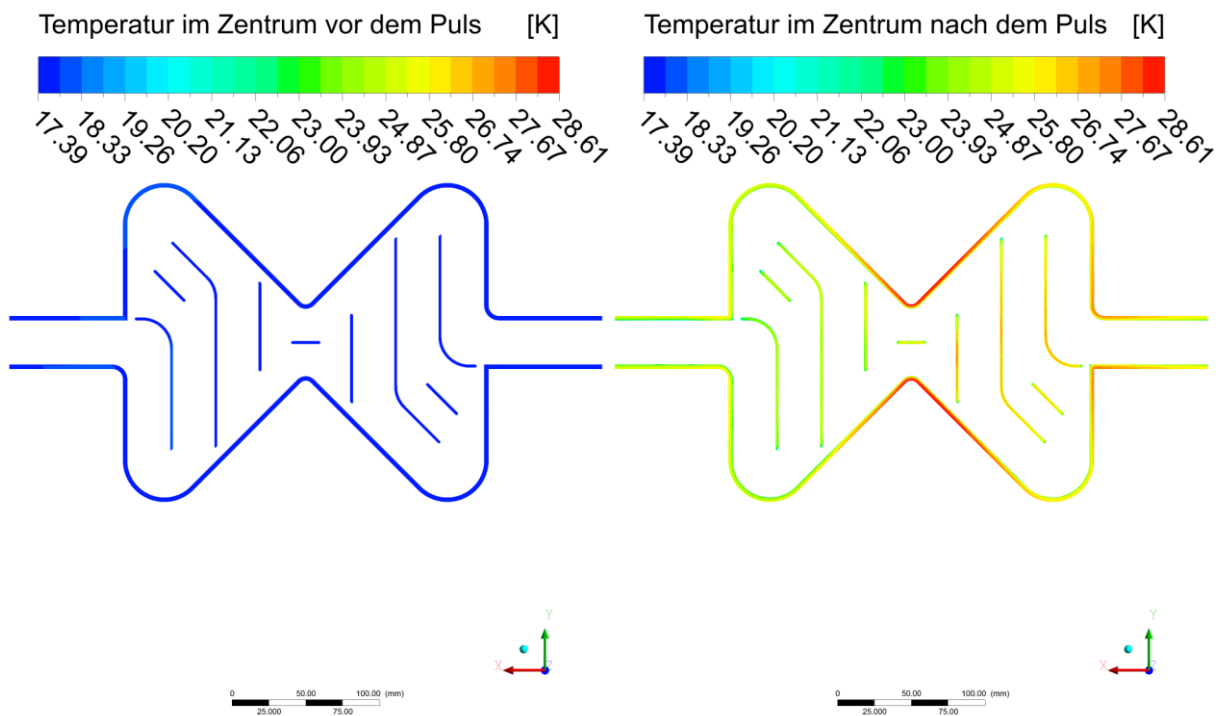
Wärmestromdichte im H2 und im Al



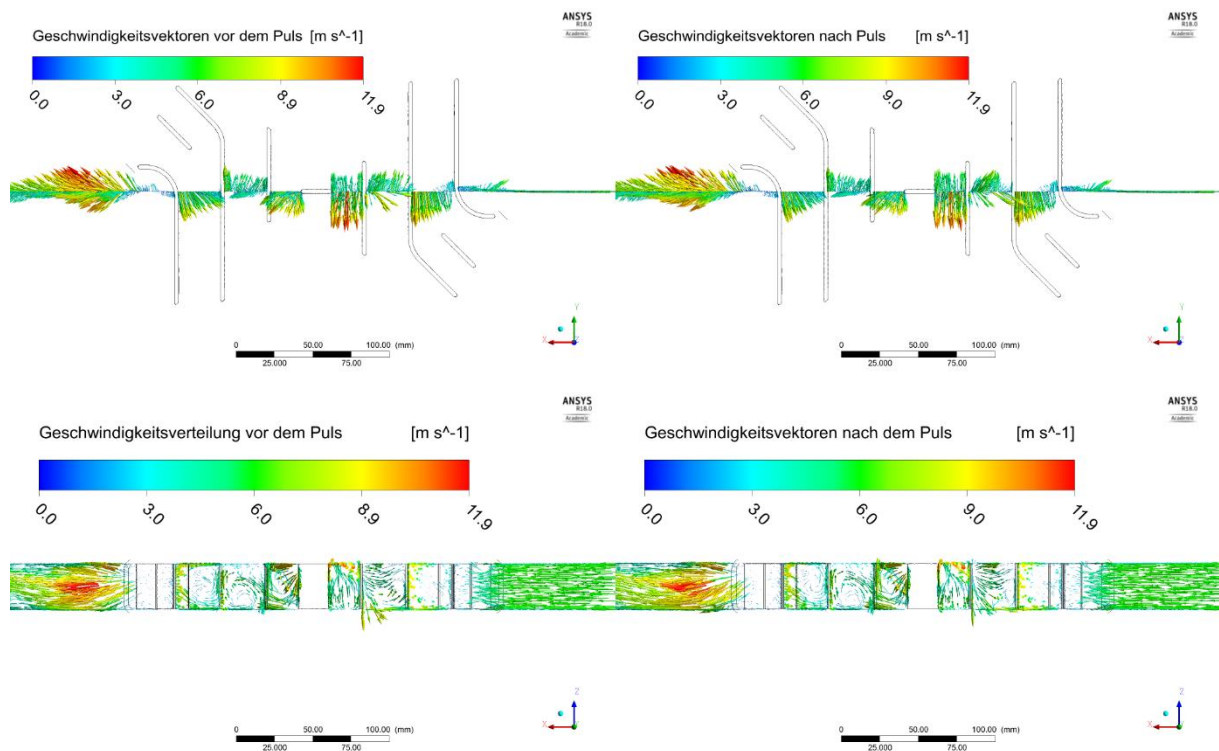
Behälter Außenwandtemperatur vor und nach dem Wärmepuls bei 3 MW, N3, SST



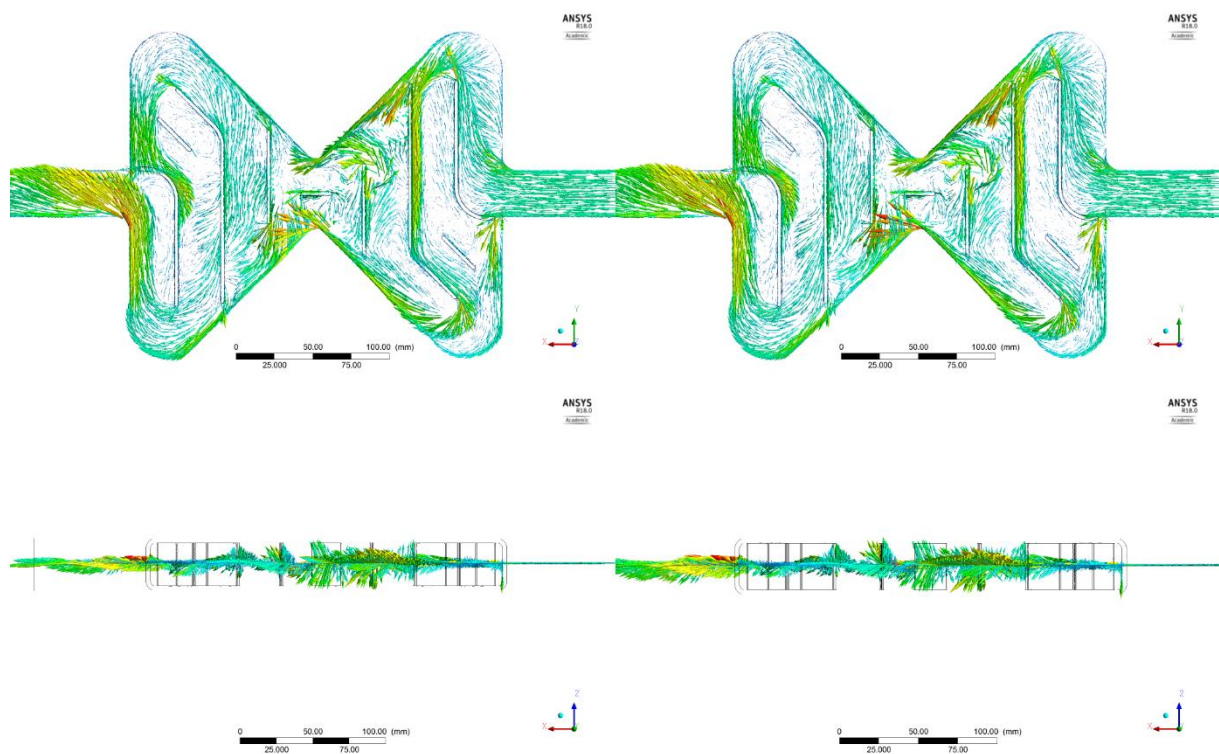
Temperatur im Zentrum (horizontal) vor und nach dem Wärmepuls bei 3 MW, N3, SST



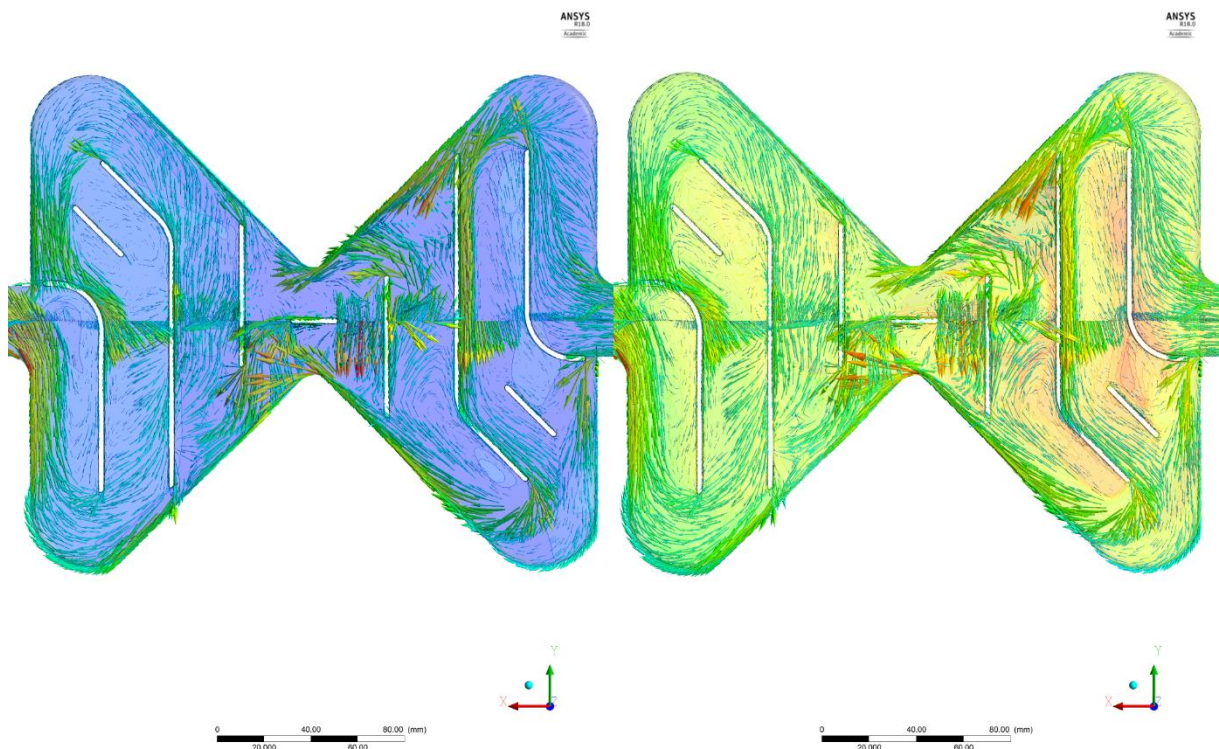
Behälter Temperatur im Zentrum (horizontal) vor und nach dem Wärmepuls bei 3 MW, N3, SST



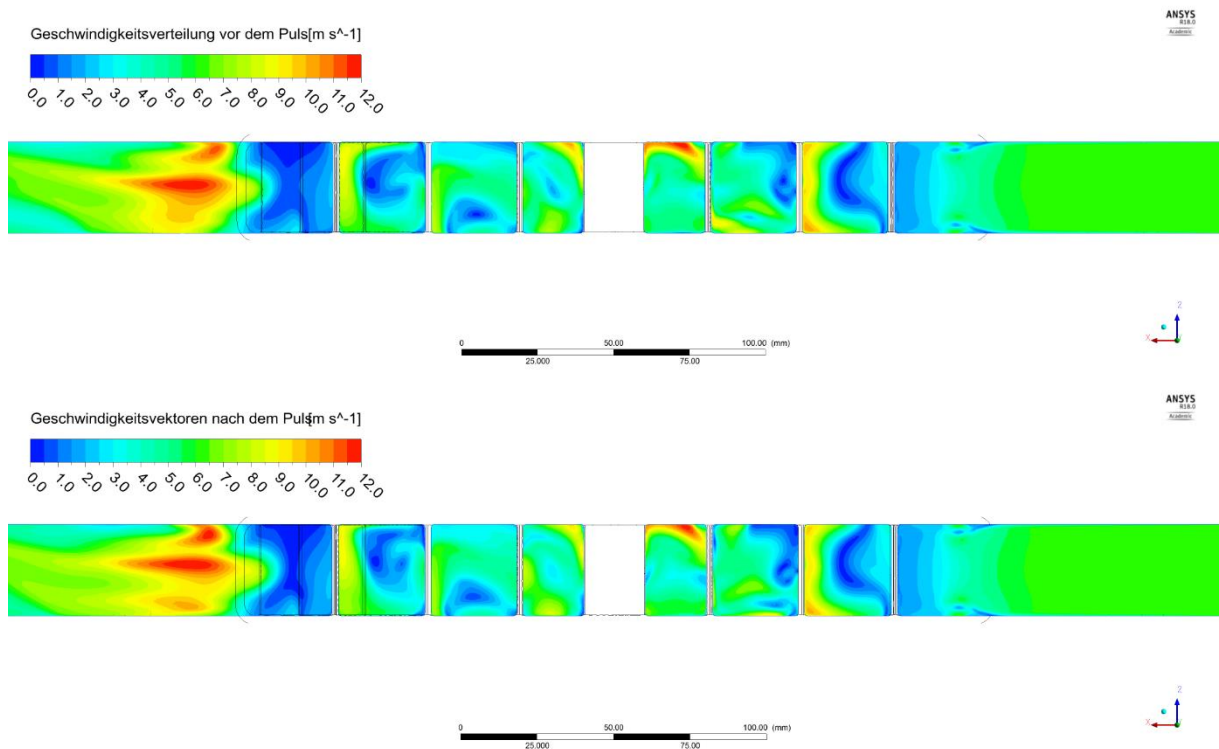
3D Strömungsvektoren im Zentrum (vertikal) vor und nach dem Wärmepuls bei 3 MW, N3, SST



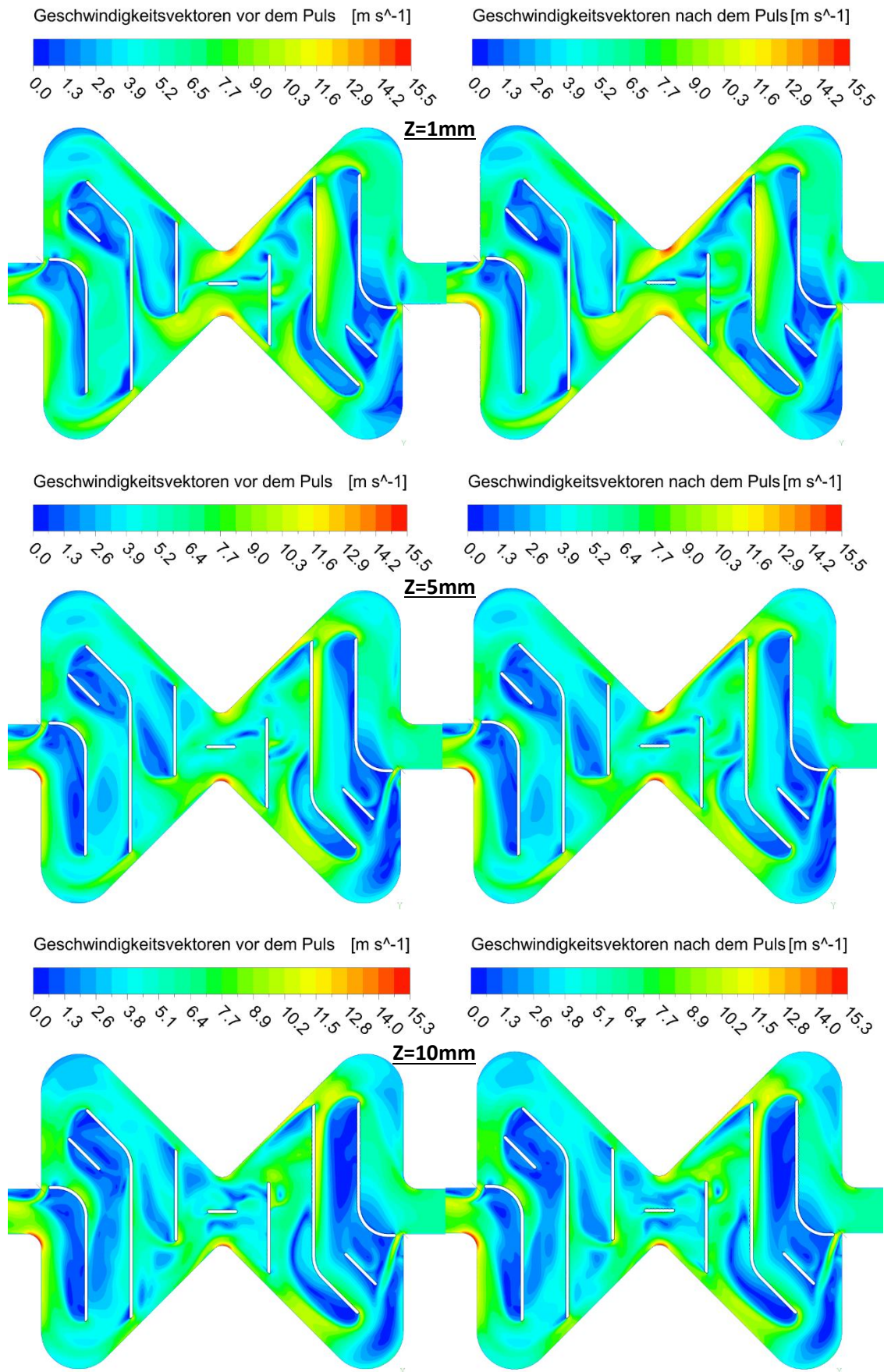
3D Strömungsvektoren im Zentrum (horizontal) vor und nach dem Wärmepuls bei 3 MW, N3, SST

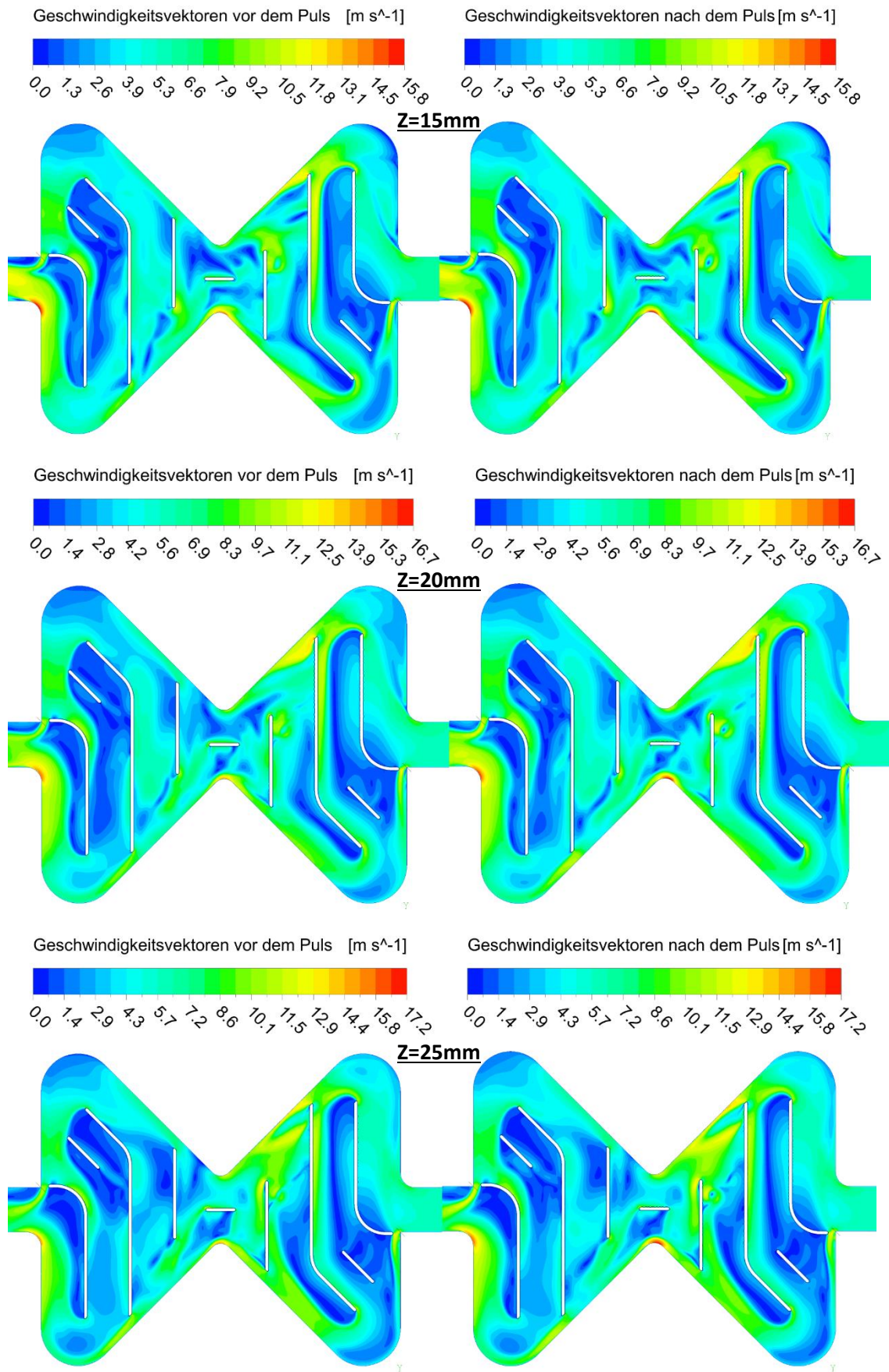


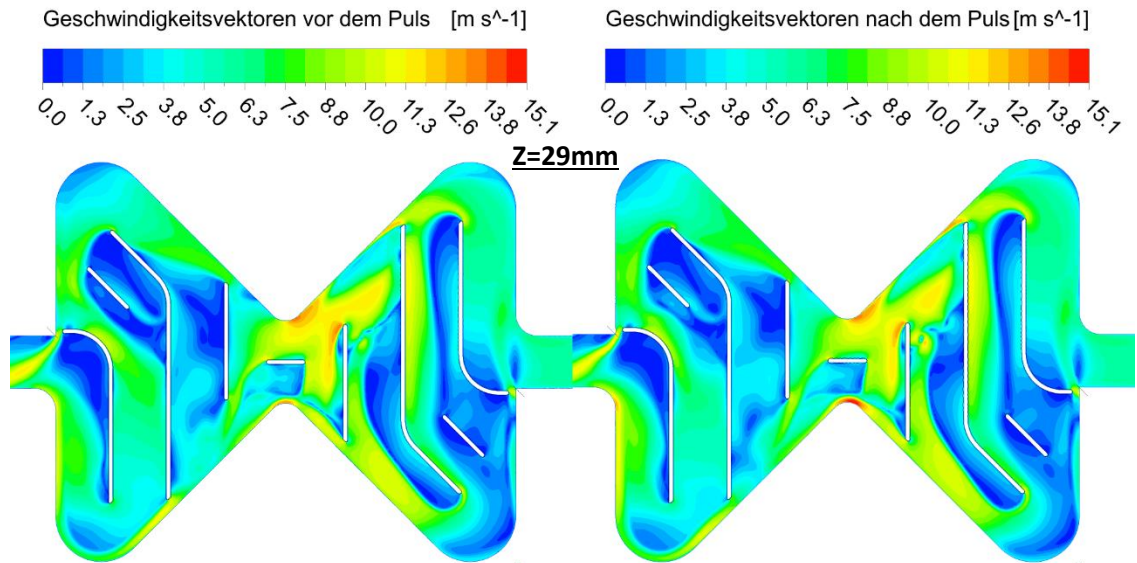
3D Strömungsvektoren im Zentrum (horizontal) mit Überlagerung der Temperatur vor und nach dem Wärmepuls bei 3 MW, N3, SST



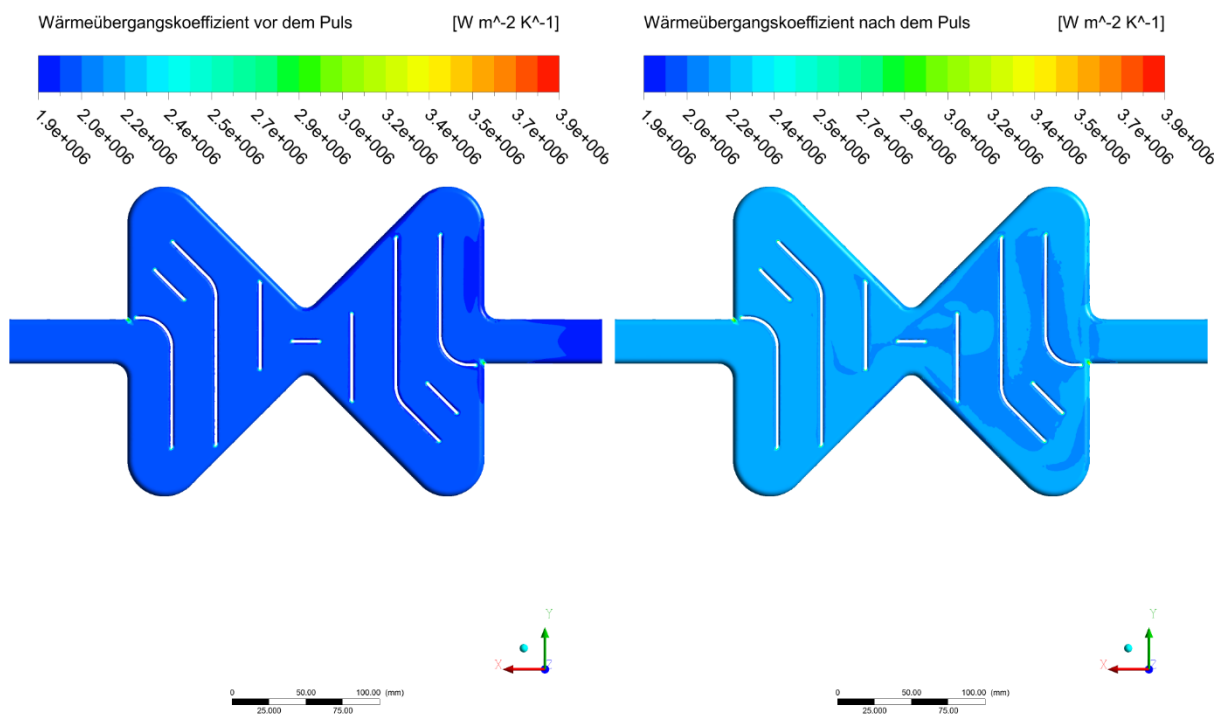
Geschwindigkeit im Vertikalschnitt vor und nach dem Wärmepuls bei 3 MW, N3, SST







Geschwindigkeitsverteilung im Horizontalschnitt über die 30mm Behälterhöhe vor und nach dem Wärmepuls bei 3 MW, N3, SST



Wärmeübergangskoeffizient vor und nach dem Wärmepuls bei 3 MW, N3, SST

A-7 Vektoranalysis

Die folgenden Gleichungen stammen aus [54]

Geschwindigkeitsvektor:

$$\vec{u} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}, \quad \vec{u}^2 = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = u^2 + v^2 + w^2 \quad (0.1)$$

Gravitationsvektor:

$$\vec{g} = \begin{bmatrix} g_x \\ g_y \\ g_z \end{bmatrix} \quad (0.2)$$

Differenzialoperator (Nabla) und Laplace-Operator:

$$\nabla = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix}, \quad \nabla^2 = \begin{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{bmatrix} = \Delta \quad (0.3)$$

Divergenz eines Vektorfeldes in kartesischen Koordinaten:

$$\nabla \cdot \vec{u} = \text{div } \vec{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (0.4)$$

Gradient eines Skalarfeldes:

$$\nabla f = \text{grad } f = \begin{bmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial f}{\partial z} \end{bmatrix} = \frac{\partial f}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial f}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial f}{\partial z} \vec{e}_z \quad (0.5)$$

Rotation eines Vektorfeldes (Kreuzprodukt):

$$\nabla \times \vec{u} = \text{rot } \vec{u} = \begin{bmatrix} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{bmatrix} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \vec{e}_x + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \vec{e}_y + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \vec{e}_z \quad (0.6)$$

Dyadisches Produkt: Spaltenvektor a mal Zeilenvektor b^T .

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = \nabla \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} \rho u \\ \rho v \\ \rho w \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u & v & w \end{bmatrix}}_{a \cdot b^T = a \otimes b} = \rho \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} u + \frac{\partial v}{\partial y} u + \frac{\partial w}{\partial z} u \\ \frac{\partial u}{\partial x} v + \frac{\partial v}{\partial y} v + \frac{\partial w}{\partial z} v \\ \frac{\partial u}{\partial x} w + \frac{\partial v}{\partial y} w + \frac{\partial w}{\partial z} w \end{bmatrix} \quad (0.7)$$

Spannungstensor:

τ_{xx} = Normalspannung in x-Richtung normal (x=kon.)

τ_{yx} = Schubspannung in x-Richtung entlang (y=kon.)

τ_{zx} = Schubspannung in x-Richtung entlang (z=kon.)

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix} \quad (0.8)$$

Partielle Ableitungen 2.Ordnung

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} &= \frac{\partial \partial u}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial x} \end{aligned} \quad (0.9)$$

Zusammenhang partielle und totale Ableitung von f (Kettenregel)

$$df = \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy + \frac{\partial f}{\partial z} dz + \frac{\partial f}{\partial t} dt, \quad f(x, y, z, t) \quad (0.10)$$

A-8 Rechenregeln Reynolds- / Favre-Zerlegung

Favre-Zerlegung

$$\begin{aligned}\vec{u} &= \tilde{u} + u'' \\ e &= \tilde{e} + e'' \\ h &= \tilde{h} + h''\end{aligned}$$

Reynolds-Zerlegung

$$\begin{aligned}p &= \bar{p} + p' \\ \rho &= \bar{\rho} + \rho' \\ T &= \bar{T} + T' \\ \vec{g} &= \bar{\vec{g}} + \vec{g}' \\ q_s &= \bar{q}_s + q'_s \\ \lambda &= \bar{\lambda} + \lambda'\end{aligned} \tag{0.11}$$

Allgemein:

$$\begin{aligned}\bar{\bar{f}} &= \bar{f} \\ \overline{f + g} &= \bar{f} + \bar{g} \\ \overline{\bar{f} \cdot \bar{g}} &= \bar{f} \cdot \bar{g} \\ \overline{\frac{\partial \bar{f}}{\partial s}} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial s} \\ \overline{\int f ds} &= \int \bar{f} ds\end{aligned} \tag{0.12}$$

Mittelwert:

$$\overline{\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+t_1} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} dt = \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+t_1} \bar{u} dt = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \tag{0.13}$$

Schwankungswert:

$$\overline{\frac{\partial u'}{\partial x}} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+t_1} \frac{\partial u'}{\partial x} dt = \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+t_1} u' dt = 0 \tag{0.14}$$

Zeitgemittelten Fluktuationen:

$$\overline{u'} = \overline{v'} = \overline{w'} = \overline{p'} = \overline{\rho'} = \overline{T'} = 0 \tag{0.15}$$

$$\overline{\rho \cdot \vec{u}} = \bar{\rho} \cdot \tilde{u} + \overline{\rho \cdot u''} \tag{0.16}$$

$$\overline{\rho \cdot u''} = 0, \quad u'' \neq 0 \tag{0.17}$$

A-9 Inkompressible Navier-Stokes Gleichungen

Eine oft zutreffende oder hinreichend genaue Vereinfachung des Gleichungssystems kann durch Annahme eines inkompressiblen Fluids ($\rho = \text{kon.}$) erzielt werden. I.d.R. trifft diese Annahme hinreichend bei Wasser als Fluid zu, nicht jedoch bei druckbeaufschlagten Gasen. Im Falle einer inkompressiblen Strömung verschwindet die materielle Änderung der Dichte, daraus folgt aus der Kontinuitätsgleichung $\nabla \cdot \vec{u} = 0$ wodurch die Normalspannungskomponenten des Spannungstensors (3.17) nochmal vereinfacht werden. Durch einige Umformungen erhält man die übliche Schreibweise der Impulsgleichung für inkompressible Newtonsche Fluide unter den Annahmen von Stokes und mit konstanter dynamischer Viskosität $\nabla \cdot \eta = 0$:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \cdot \vec{u} = \nu \cdot \nabla^2 \cdot \vec{u} - \nabla \cdot \frac{p}{\rho} + \vec{g} \quad (0.18)$$

Wobei hier noch die kinematische Viskosität $\nu = \eta/\rho$ eingeführt wurde. Im Fall $\nu = 0$ liegen die Euler-Gleichungen vor, hierbei wird also eine reibungsfreie Strömung unterstellt. Das inkompressible Navier-Stokes Gleichungssystem lautet.

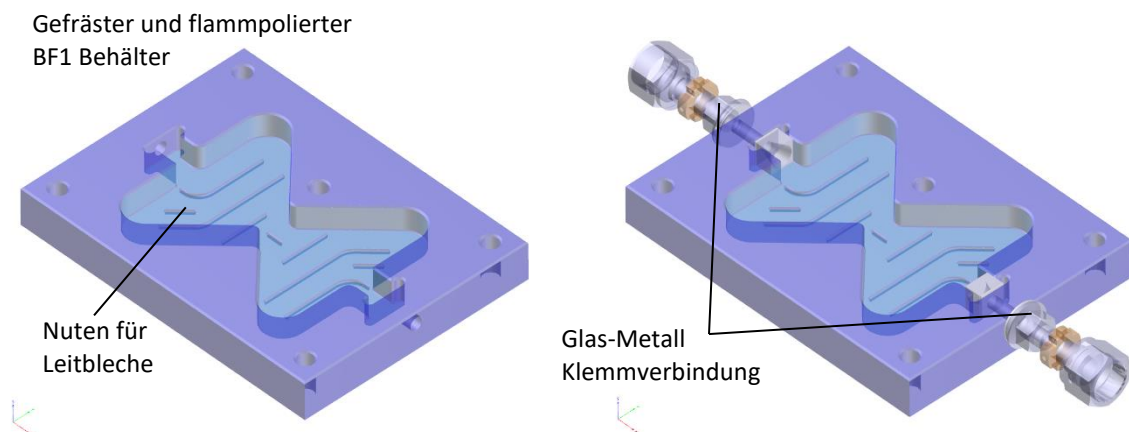
$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} 0 \\ \rho \cdot \vec{u} \\ \rho \cdot \left(c_v T + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \right) \end{bmatrix}}_{\text{Erhaltungsvektor } \vec{E}} + \underbrace{\begin{bmatrix} \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{u}) \\ \rho \cdot (\vec{u} \cdot \nabla) \cdot \vec{u} - \eta \cdot \nabla^2 \cdot \vec{u} + \nabla \cdot p \\ \nabla \cdot \rho \vec{u} \left(c_p T + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \right) - \eta \cdot \nabla^2 \cdot \vec{u}^2 - \lambda \cdot \nabla^2 \cdot T \end{bmatrix}}_{\text{Flussvektor } \vec{F}} = \underbrace{\begin{bmatrix} 0 \\ \rho \cdot \vec{g} \\ \rho \cdot \dot{q}_s + \rho \cdot \vec{g} \cdot \vec{u} \end{bmatrix}}_{\text{Quellvektor } \vec{Q}} \quad (0.19)$$

Die innere Energie und die Enthalpie wurden, da $\rho = \text{kon.}$ ist, noch durch das Produkt aus isochorer Wärmekapazität und Temperatur ersetzt.

A-10 Konstruktion des Versuchskörpers

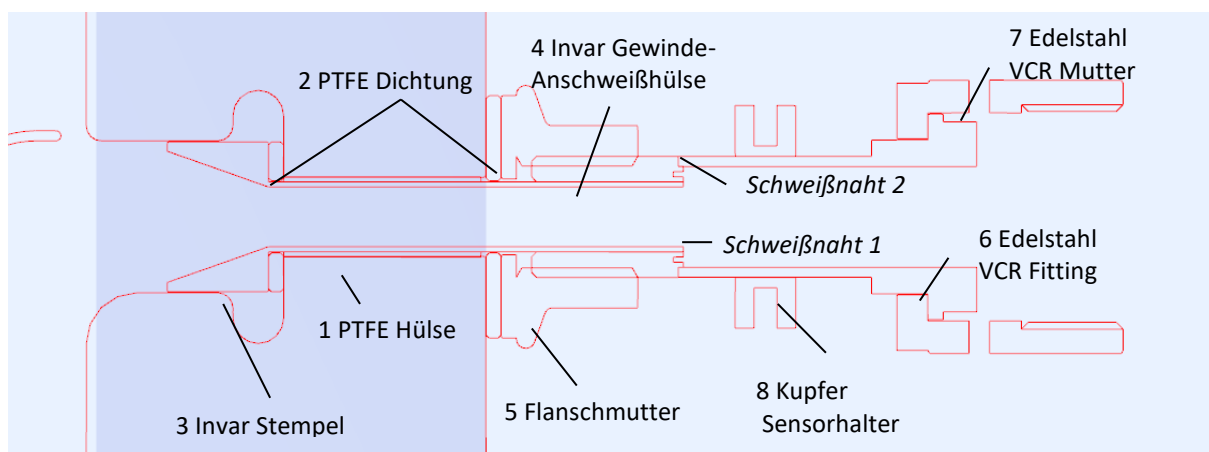
Zur Durchführung der PIV-Messung muss der Versuchskörper mit der Strömungsgeometrie des BF1-Moderators übereinstimmen (vergl. Kapitel 4.1) sowie für den Lichtschnitt und die Kamera transparente Bereiche aufweisen. Quarzglas besteht aus reinem Siliziumdioxid, weshalb bei der Herstellung nur wenig Verunreinigungen anfallen. Der hohe Reinheitsgrad ermöglicht einen praktisch konstanten Transmissionsgrad von etwa 93 % über einen Wellenlängenbereich von ca. 300 bis 2000 nm. Die gute Temperaturwechselfestigkeit, der geringe thermische Ausdehnungskoeffizient und die Möglichkeit, das Glas fräsen und anschließend flamppolieren zu können, begründen die Wahl dieses Glases.

Aufbau des Versuchskörpers: Der Hauptteil des Versuchskörpers besteht aus einem gefrästen und anschließend flamppolierten Grundkörper der Dimension 200x150x25 mm.



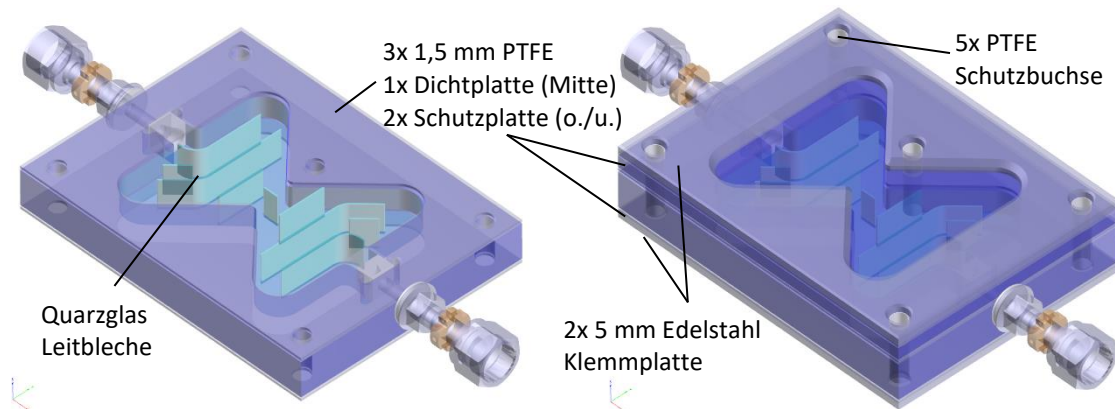
Links gefräster und flamppolierter Quarzglas-Grundkörper, rechts Grundkörper inklusive montiertem Glas-Metall-Übergang zur Anbindung an den Kreislauf

Zur Anbindung des Glaskörpers an den Kreislauf ist ein Glas-Metall Übergang erforderlich. Darüber hinaus sind zwischen den Glas-Metall- und Glas-Glas- Kontaktflächen multidirektional expandierte Polytetrafluorethylen Dichtungsplatten und Buchsen vorgesehen.



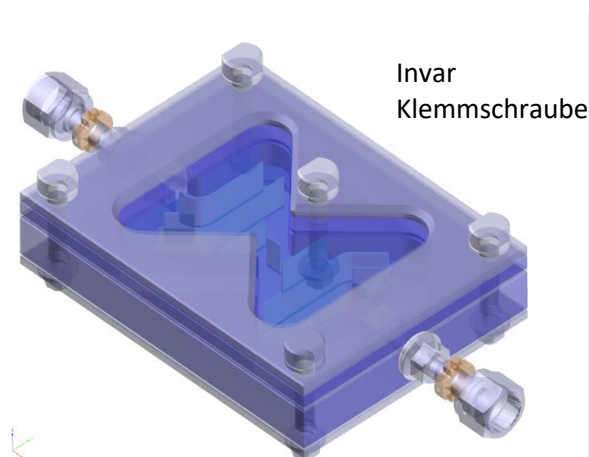
Montagereihenfolge von dem Glas-Metall Übergang des Versuchskörpers

Für die Kreislaufanbindung muss zunächst der Stempel inklusive PTFE Dichtung und PTFE Hülse eingesetzt werden (1, 2 und 3). Die Gewinde-Anschweißhülse ist samt Flanschmutter auf den Stempel zu schieben und an der Frontseite zu verschweißen (4, 5 und Schweißnaht 1). An dieser Stelle muss der VCR Fitting, auf dem die VCR Mutter bereits montiert wurde, an die Anschweißhülse geschweißt werden (6, 7 und Schweißnaht 2). Nachdem der Glas-Metall Übergang hergestellt wurde, müssen die Leitbleche montiert werden.



Links mit Leitbleche und PTFE Dichtplatte, rechts mit Abdeckung und Klemmplatte

Die Leitbleche müssen in die vorgefertigten Nuten des Grundkörpers gesetzt werden. Bevor die Glasabdeckung montiert werden kann, muss die Dichtfläche mit einer PTFE Dichtplatte versehen werden. Die fünf Bohrungen sind durch PTFE Buchsen vor Kontakt mit den Klemmschrauben zu schützen. Um die Klemmkraft nicht punktuell einzuleiten, wird eine starre Klemmplatte aus Edelstahl eingesetzt, wodurch die Kraft auf die gesamte Oberfläche verteilt wird. Zwischen Klemmplatten und Glasoberfläche wird jeweils eine PTFE Schutzplatte eingesetzt, welche gleichzeitig als Gleitebene dient.



Isometrische Darstellung des montierten Quarzglas-Prüfkörpers für die PIV Messung

Um die ePTFE Dichtungen zu aktivieren, muss durch Vorspannung der Schrauben, die erforderliche Dichtkraft (Mindestflächenpressung) bei der Montage von $Q_{\text{MIN}(0,01)} = 28 \text{ MPa}$ nach DIN EN 13555 auf die Dichtflächen aufgebracht werden. Laut Datenblatt liegt die Mindestflächenpressung im Betrieb bei $Q_{\text{MIN}(0,01)} \leq 10 \text{ MPa}$.

A-11 PIV Messergebnisse

