

Experimentelle Untersuchungen parasitärer Wandschichtströmungen in thermischen Energiespeichern

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt der

Fakultät für Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn

M. Sc. Henning Otto

geboren am 11.12.1991 in Homberg (Efze)

1. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Christian Cierpka
2. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Claus Wagner
3. Gutachterin: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Annelies Vandersickel

Tag der Einreichung: 23.08.2023

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 07.03.2024

DOI: 10.22032/dbt.60878

URN: urn:nbn:de:gbv:ilm1-2024000152

Danksagung

Während meiner Zeit als Doktorand am Fachgebiet Technische Thermodynamik an der TU Ilmenau haben mich Kollegen, Freunde und Familie begleitet, denen ich an dieser Stelle meinen herzlichen Dank für ihre Unterstützung aussprechen möchte.

Mein ganz besonderer Dank gilt Prof. Christian Cierpka für die Betreuung meiner Arbeit, für das entgegengebrachte Vertrauen in der Bearbeitung von Projekten, für die zahlreichen inspirierende Diskussionen und nicht zuletzt für das Schaffen einer tollen Arbeitsatmosphäre am Fachgebiet.

Für die Begutachtung meiner Arbeit möchte ich Prof. Annelies Vandersickel und Prof. Claus Wagner herzlich danken. Ihre fachliche Kritik und wertvollen Anmerkungen haben sehr zur Verbesserung meiner Arbeit beigetragen.

Meinem ehemaligen Arbeitsgruppenleiter Dr. Christian Resagk möchte ich besonders für die fundierten Hilfestellungen und die Weitergabe seines reichhaltigen Erfahrungsschatzes im Bereich der Strömungsmechanik und der Strömungsmesstechnik danken. Außerdem danke ich allen ehemaligen sowie aktuellen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Konvektion für die interessanten und intensiven fachlichen Diskussionen und Anregungen, die maßgeblich zum Erfolg meiner Arbeit beigetragen haben.

Im Rahmen experimenteller Arbeiten ist man zudem besonders auf vielfältige technische Unterstützung angewiesen. Hier möchte ich meinen Kollegen Wolfgang Günther, Vigimantas Mitschunas, Helmut Hoppe, David Schreier und Wladislaw Seiffert für ihre wertvolle Hilfe im Labor danken. Besonderer Dank hierbei gilt Alexander Thieme, welcher mit seiner hilfsbereiten Art zur Lösung zahlreicher Probleme beigetragen hat und wesentlich am Aufbau des Experiments beteiligt war. Zudem danke ich Clemens Naumann, meinem langjährigen wissenschaftlichen Assistenten, welcher mir durch seinen großartigen Einsatz und seine Verlässlichkeit unzählige Stunden Laborarbeit abgenommen hat und so ebenfalls maßgeblich zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen hat. Colette Wilhelm danke ich herzlich für ihr offenes Ohr und ihre immense Hilfe bei allen administrativen Fragen.

Darüber hinaus möchte ich allen weiteren Mitgliedern des Instituts für Thermo- und Fluidodynamik herzlich danken. Ich hatte eine tolle Zeit während meiner Arbeit am Institut, die ich nicht missen möchte und nie vergessen werde. Insbesondere die gemeinsamen Feste, Fahrradtouren oder die spontanen Grillabende nach Feierabend haben den engen Zusammenhalt am Institut für mich ausgemacht.

Für die ausgesprochen gute Zusammenarbeit mit dem Institut für Technische Thermodynamik des DLR möchte ich Prof. André Thess, Prof. Annelies Vandersickel, Dr. Thomas Bauer und Dr. Christian Odenthal vielmals danken. Erst durch die Bereitstellung der Messdaten des TESIS:store-Experiments hatte ich die Möglichkeit, meine Ergebnisse an einem großskaligen thermischen Energiespeicher zu validieren und in der Praxis auf die Probe zu stellen.

Ein herzlicher Dank gilt Clemens Naumann, Theo Käufer, Christian Odenthal und Julian Schwietering für die Bereitschaft des Korrekturlesens und die sehr hilfreichen

Anmerkungen und Verbesserungsvorschläge.

Neben der zahlreichen fachlichen Unterstützung werden mir aber vor allem auch die tollen zwischenmenschlichen Begegnungen der vergangenen Jahre unvergessen bleiben. Deshalb möchte ich mich an dieser Stelle bei Sebastian Moller, Wiebke Rösing, Jörg König, Colette Wilhelm, Alexander Thieme, Andreas Wiederhold und Till Zürner insbesondere für die herzliche Aufnahme am Institut und die gemeinsam verbrachte Zeit bedanken. Zudem möchte ich meinen späteren Kollegen Martin Herzberg, Theo Käufer, Clemens Naumann, Mohammad Sharifi Ghazijahani, Sebastian Sachs, Zhichao Deng und Jasmin Calmbach danken, die besonders die letzten Jahre meiner Promotion geprägt haben und mit denen ich gemeinsam viel erleben durfte.

Außerdem danke ich meiner Familie und all meinen Freunden, die mich – früher wie heute – stets begleitet und unterstützt haben. Besonderer Dank gilt schließlich meinen Eltern Uta und Hartmut. Ohne ihren Zuspruch, ihre Unterstützung, ihr Verständnis sowie die Möglichkeiten und Perspektiven, die sie mir eröffnet haben, hätte ich meinen bisherigen Lebensweg so nicht beschreiten können.

Kurzfassung

Im Rahmen der Energiewende nehmen thermische Energiespeicher eine wichtige Rolle in der mittel- bis langfristigen Energiespeicherung erneuerbarer Energien ein. Dabei können thermische Schichtenspeicher grundsätzlich hohe exergetische Effizienzen erreichen, sofern die thermische Schichtung mit hohen Temperaturgradienten in der Thermokline lange aufrecht erhalten bleibt. Da typische Speicherseitenwände aus Metall als Wärmebrücke zwischen den Schichtungszonen wirken und parasitäre Wandschichtströmungen entlang der vertikalen Wände anregen, sorgen sie für eine Reduktion der Speichereffizienz. Da die hohen statischen Belastungen sowie korrosive Eigenschaften verschiedener Speicherfluide den Austausch des Wandmaterials nicht einfach erlauben, müssen die Wandschichtströmungen besser verstanden werden, um sie dann gezielt durch andere Maßnahmen vermeiden zu können. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher mit Hilfe messtechnischer, analytischer und numerischer Methoden die parasitären Strömungen und damit einhergehende physikalische Phänomene charakterisiert. Die Untersuchungen basieren maßgeblich auf optischen Strömungs- und Temperaturmessungen, welche in einem eigens entwickelten Modellexperiment eines thermischen Schichtenspeichers durchgeführt werden. Nach einer exergetischen Analyse der Modellzelle und numerischen Voruntersuchungen werden zeitgemittelte und zeitaufgelöste Messungen der parasitären Strömungen durchgeführt. Die zeitgemittelten Messungen zeigen zwei gegenläufige Wandschichtströmungen, welche in der Thermokline abgebremst werden und Rückströmungsgebiete ausbilden. Mittels einer Skalierungsanalyse sind diese Effekte auf die hohen Dichtegradienten innerhalb der Thermokline zurückzuführen. Anhand der zeitaufgelösten Messungen wurden dominante Frequenzen in der Wandschichtströmung auf den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung zurückgeführt. Zudem wird gezeigt, dass im Fernfeld der Wand weitere periodische Oszillationen angeregt werden, welche die thermische Schichtung weiter durchmischen. In abschließenden Untersuchungen an einem großskaligen Salzsammelnspeicher werden die gleichen Fluktuationen nachgewiesen und es wird gezeigt, dass sie in den Randbereichen der Thermokline verursacht werden. Die Ergebnisse dieser Arbeit liefern somit die Grundlagen, um zukünftige Schichtenspeicher gezielt verbessern zu können und so deren Effizienz zu steigern.

Abstract

In the energy transition context, thermal energy storage systems (TES) play an essential role in medium to long-term energy storage of renewable energies. In principle, thermally stratified TES can achieve high exergetic efficiencies, provided the thermal stratification with high temperature gradients in the thermocline is maintained for a long time. Since typical storage side walls made of metal act as a thermal bridge between the stratification zones and stimulate parasitic wall convection along the vertical sidewalls, they cause a reduction in storage efficiency. Since the high static loads and corrosive properties of various storage fluids do not simply allow the wall material to be replaced, the wall convection must be better understood so that other measures can specifically avoid them. Within the scope of this work, the parasitic flows and associated physical phenomena are characterized with the help of metrological, analytical, and numerical methods. Thus, more efficient stratified storage tanks can be designed in the future. The investigations are mainly based on optical flow and temperature measurements, carried out in a specially developed model experiment of a thermally stratified storage tank. After an exergetic analysis of the model cell and numerical preliminary investigations, time-averaged and time-resolved measurements of the parasitic flows are carried out. The time-averaged measurements show two opposing wall jets, which are slowed down in the thermocline region and form flow reversals. These effects can be attributed to high density gradients within the thermocline using a scaling analysis. Based on the time-resolved measurements, dominant frequencies in the wall jets could be attributed to the transition from laminar to turbulent flow. In addition, it is shown that further periodic oscillations are triggered in the far field of the wall, which further mixes the thermal stratification. In final investigations on a large-scale molten salt TES, the same fluctuations are detected, and it is shown that they originate from the boundary regions of the thermocline. Overall, the results of this work provide the basis for target-oriented improvements of future stratified TES for increased efficiency.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	i
Abstract	iii
Symbolverzeichnis	vii
Abkürzungsverzeichnis	xiii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation und Stand der Technik	1
1.1.1 Vergleich verschiedener Energiespeichertechnologien	4
1.1.2 Thermische Energiespeicher – Stand der Technik	7
1.2 Problemformulierung und Zielstellung der Arbeit	10
1.3 Gliederung der Arbeit	15
2 Grundlagen	17
2.1 Thermodynamische Grundlagen	17
2.1.1 Theoretische Entwicklung der Temperatur in sensiblen TES	18
2.1.2 Herleitung der Exergiebilanz	19
2.1.3 Exergieanalyse von thermischen Schichtenspeichern	22
2.2 Strömungsmechanische Grundlagen	25
2.3 Messtechnische und numerische Methoden	29
2.3.1 Particle Image Velocimetry	29
2.3.2 Strömungssimulation	32
2.4 Theoretische Methoden und Verfahren zur Datenauswertung	35
2.4.1 Skalierungsanalyse	35
2.4.2 Frequenzanalyse zeitlich aufgelöster Daten	36
3 Experimenteller Aufbau	40
3.1 Versuchsstände	40
3.1.1 Realer thermischer Schichtenspeicher	40
3.1.2 Modellexperiment eines thermischen Schichtenspeichers	42
3.1.3 Temperaturmesstechnik	51
3.2 PIV: Komponenten und Versuchsaufbauten	54
3.2.1 Kamerasysteme und Laser	54
3.2.2 Partikel	55
3.2.3 Kalibriervorrichtungen	57
3.3 Datenvorverarbeitung	59
3.3.1 Regression gemessener Temperaturprofile	59
3.3.2 Spezielle PIV-Auswertemethoden	62

3.4	Messdurchführung der PIV-Messungen	64
3.4.1	Durchführung und PIV-Einstellungen der zeitgemittelten Messung	64
3.4.2	Durchführung und PIV-Einstellungen der instationären Messung	68
4	Energie- und Exergieanalyse von thermischen Schichtenspeichern	72
4.1	Einleitung	72
4.2	Versuchsbeschreibung	72
4.3	Energie- und Exergieverteilung in thermischen Schichtenspeichern	74
4.4	Fazit	81
5	Numerische Voruntersuchungen	82
5.1	Einleitung	82
5.2	Rechenmodell und Vernetzung	82
5.2.1	Rechenmodell und Software-Einstellung	82
5.2.2	Anfangs- und Randbedingungen	84
5.2.3	Software-Einstellungen	86
5.2.4	Gitterunabhängigkeitsstudie und Zeitdiskretisierung	87
5.3	Simulationsergebnisse	89
5.4	Fazit	96
6	Charakterisierung der parasitären Konvektion anhand zeitlich gemittelter Messungen	97
6.1	Einleitung	97
6.2	Ergebnisse der zusammengesetzten PIV-Messungen	97
6.3	Ergebnisse der Temperaturmessungen	103
6.4	Skalierungsanalyse	109
6.5	Fazit	116
7	Instationäres Verhalten von Konvektionsströmungen in thermischen Schichtenspeichern	118
7.1	Einleitung	118
7.2	Langzeitströmungsmessungen aus dem wandnahen Bereich und dem Fernfeld der vertikalen Platte	119
7.3	Analyse charakteristischer Frequenzen der instationären Strömung	124
7.4	Theoretische Beschreibung der charakteristischen Frequenzen	129
7.4.1	Strömungsfuktuationen der Wandschichtströmung	129
7.4.2	Strömungsfuktuationen im Fernfeld der vertikalen Platte	133
7.5	Fazit	141
8	Vergleich zu großskaligen TES	143
8.1	Einleitung	143

8.2	Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung	143
8.2.1	Versuchsaufbau	143
8.2.2	Versuchsdurchführung und Eigenschaften der thermischen Schichtung	144
8.3	Ergebnisse	146
8.3.1	Abschätzung der Wandschichtströmung	146
8.3.2	Spektrale Analyse der Temperaturdaten	149
8.4	Fazit	155
9	Zusammenfassung und Ausblick	156
9.1	Zusammenfassung	156
9.2	Ausblick	159
	Quellenverzeichnis	160
	Anhang A Unsicherheitsbetrachtung der Thermoelemente	172
	Anhang B Stoffparameter von Wasser	173
	Anhang C Temperaturprofile aller Messperioden	174
	Anhang D Entdimensionalisierung der Grundgleichungen	175
	Anhang E Durchführung der Skalierungsanalyse	176
	Anhang F Langzeittemperaturmessung im Modellexperiment	178

Symbolverzeichnis

Symbole

Symbol	Definition	Einheit
$\langle \cdot \rangle$	Zeitliche Mittelung	1
$\bar{\cdot}$	Räumliche Mittelung	1
$\frac{\partial}{\partial \cdot}$	Partieller Differentialoperator	1
$\frac{d}{d \cdot}$	Differentialoperator	1
∞	Unendlich	1
A	Fläche; Oberfläche	m ²
a	Abstand	m
a, \dots, e	Regressionskoeffizienten	1
a, \dots, g, H	Abmaße in der Simulationsdomäne	m
B	Breite des Modellexperiments	m
Bi	Biot-Zahl	1
C_S	Skalierungskoeffizient	1
c	Schallgeschwindigkeit	m s ⁻¹
c	Spezifische Wärmekapazität	J kg ⁻¹ K ⁻¹
c_{sim}	Spezifische Wärmekapazität der Simulation	J kg ⁻¹ K ⁻¹
CFL	CFL-Zahl	1
COP	Leistungszahl einer Wärmepumpe	1
\cos	Kosinus	1
D	Durchmesser	m
d_p	Partikeldurchmesser	m
D_R	Auflösung	px m ⁻¹
D_{TESIS}	Durchmesser des <i>TESIS:store</i> -Speichers	m
ΔE_{ges}	Änderung der Energie des Gesamtsystems	J
e	Eulersche Zahl	1
e	Massenspezifische Energie	J kg ⁻¹
E_n	Energie einer Schicht	J
E_S	Energie eines Signals	abh. von $g(t)$
$\dot{E}x$	Exergiestrom	W
Ex	Exergie des Gesamtsystems	J
ex	Massenspezifische Exergie	J kg ⁻¹
Ex_n	Exergie einer Schicht	J
f	Frequenz; Aufnahmefrequenz	Hz
f_{SW}	Frequenzschrittweite	Hz
F_σ	Unsicherheitsfaktor	1

Symbol	Definition	Einheit
F_s	Aufnahmefrequenz	Hz
f_{WS}^*	Dimensionslose Wandströmungsfrequenz	1
f_{WS}	Dimensionsbehaftet Wandströmungsfrequenz	Hz
$f(y)_{WS}$	Dimensionsbehaftet, höhenabhängige Wandströmungsfrequenz	Hz
$f(y)_{WS, L}$	Dimensionsbehaftet Wandströmungsfrequenz mit Mittelung über die Lauflänge der Wandschichtströmung	Hz
f_{BV}	Schwingungsfrequenz der Brunt-Väisälä-Frequenz	Hz
f_{max}	Frequenz maximaler Leistungsdichte in Raum-Frequenz-Diagrammen	Hz
F_A	Abtastfrequenz	Hz
g	Erdbeschleunigung	$m\ s^{-2}$
$G(f)$	Fourier-Transformierte von $g(t)$	abh. von $g(t)$
$g(t)$	Zeitabhängiges Energiesignal	abh. von Eingangsgröße
Gr	Grashof-Zahl	1
h	Höhenposition; Höhe der aufgeklebten Isolation auf der Aluminiumplatte	m
H	Höhe	m
H_{TES}	Höhe des Referenzspeichers	m
H'	Freie Höhe der Aluminiumplatte	m
H_{TESIS}	Höhe des <i>TESIS:store</i> -Speichers	m
L	Charakteristische Länge; Lauflänge der Strömung	m
ln	Natürlicher Logarithmus	1
m_n	Masse einer Schicht	kg
N	Anzahl Schichten einer Höhenunterteilung	1
n	Laufvariable von N	1
n_s	Anzahl von Segmenten (Welch'sche Methode)	1
n_t	Anzahl von Zeitschritten (Welch'sche Methode)	1
n_v	Anzahl vertikaler Vektoren	1
n_h	Anzahl horizontaler Vektoren	1
N	Kreisfrequenz der Brunt-Väisälä-Frequenz	s^{-1}
$N_{a, \dots, g}$	Anzahl an Gitterzellen einzelner Abschnitte in der Simulationsdomäne	1
\mathcal{O}	Mathematisches Symbol für <i>Größenordnung</i>	1
p_0	Anfangsdruck	Pa
p_u	Umgebungsdruck	Pa
p	Druck	Pa

Symbol	Definition	Einheit
P	Leistung	J
P_S	Leistungssignal	abh. von $g(t)$
P	Dimensionsloser Druck der Skalierungsanalyse	1
Pr	Prandtl-Zahl	1
PR_s	Prandtl-Zahl der Salzschmelze	1
\dot{Q}	Wärmestrom	W
Q_{ges}	Wärme des Gesamtsystems	J
Q	Wärme	J
r	Radiale Koordinate des zylindrischen Koordinatensystems	m
Ra	Rayleigh-Zahl	1
Ra_k	Kritische Rayleigh-Zahl	1
Ra_L	Lokale Rayleigh-Zahl (abhängig von L)	1
Re	Reynolds-Zahl	1
Ri	Richardson-Zahl	1
\dot{S}_Q	Entropiestrom eines Wärmestroms	W
S_0	Anfängliche Entropie	J
ΔS_u	Änderung der Entropie der Umgebung	J
ΔS_{ges}	Änderung der Entropie des Gesamtsystems	J
S_f	Finale Entropie	J
S	Entropie	J
s	Strecke	m
s_{AF}	Auswertefenstergröße	px
S	Schichtungsfaktor der Skalierungsanalyse	1
Δt	Zeitdifferenz; Zeitschrittweite	s
t	Zeit	s
T	Zeitintervall; Messperiode	s
Δt_{EB}	Zeitdifferenz zwischen Einzelbildern	s
Δt_{DB}	Zeitdifferenz zwischen Doppelbildern	s
T_M	Messdauer	s
U_0	Anfängliche innere Energie	J
ΔU_u	Änderung der inneren Energie der Umgebung	J
U_f	Finale innere Energie	J
U	Innere Energie	J
u	Horizontale Geschwindigkeitskomponente	m s^{-1}
\tilde{u}	Dimensionslose, horizontale Geschwindigkeitskomponente	1
u_0	Referenzgeschwindigkeit	m s^{-1}
u_s	Sedimentationsgeschwindigkeit	m s^{-1}
u_G	Grenzgeschwindigkeit	px s^{-1}
δu	Messunsicherheit der Geschwindigkeit	m s^{-1}

Symbol	Definition	Einheit
U_0	Skalierungsgeschwindigkeit der Skalierungsanalyse	1
U, V	Dimensionslose Geschwindigkeitskomponenten der Skalierungsanalyse	1
V_0	Anfangsvolumen	m^3
ΔV_u	Änderung des Volumens der Umgebung	m^3
V_{ges}	Volumen des Gesamtsystems	m^3
V_f	Finales Volumen	m^3
V	Volumen	m^3
v	Vertikale Geschwindigkeitskomponente	m s^{-1}
\tilde{v}	Dimensionslose, vertikale Geschwindigkeitskomponente	1
v_{ein}	Einströmgeschwindigkeit	m s^{-1}
\dot{V}	Volumenstrom	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
V_S	Skalierungsgeschwindigkeit der Skalierungsanalyse	1
v_S	Dimensionsbehaftete Skalierungsgeschwindigkeit der Skalierungsanalyse	m s^{-1}
v_M	Höhenabhängige Maximalgeschwindigkeit aus den PIV-Messungen	m s^{-1}
v'	Geschwindigkeitsfluktuation in der instationären Analyse	m s^{-1}
v_{GM}^{1000}	Geleitender Mittelwert der Geschwindigkeit über 1000 Zeitschritte	m s^{-1}
V_{TESIS}	Volumen des <i>TESIS:store</i> -Speichers	m^3
W_{ges}	Arbeit des Gesamtsystems	J
W	Arbeit	J
w_H	Hamming-Fenster	1
w	Vertikale Strömungsgeschwindigkeit im zylindrischen Koordinatensystem	m s^{-1}
δx	Minimal auflösbarer Partikelversatz	px
Δx	Partikelverschiebung	px
Δx	Raumschrittweite; Vektorauflösung	m
x_{WS}	Horizontale Positionen der Zeitreihen aus der Wandströmungsmessung	m
x_{FF}	Horizontale Positionen der Zeitreihen aus der Fernfeldmessung	m
x, y	Koordinaten des kartesischen Koordinatensystems	m
X, Y	Dimensionslose, kartesische Koordinaten der Skalierungsanalyse	1
$x_{\text{min}}, x_{\text{max}}$	Position der minimalen/ maximalen gemessenen Geschwindigkeit	m
\tilde{x}, \tilde{y}	Dimensionslose Koordinaten des kartesischen Koordinatensystems	1

Symbol	Definition	Einheit
y_{\min}, y_{\max}	Untere und obere Begrenzung eines Messausschnitts	m
z	Vertikale Koordinate des zylindrischen Koordinatensystems	m
Δz	Vertikaler Abstand der Temperatursensoren im <i>TE-SIS:store</i> -Speicher	m

Griechische Symbole

Symbol	Definition	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
β	Volumetrischer Ausdehnungskoeffizient	K^{-1}
δ	Grenzschichtdicke; Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke	m
$\Delta \cdot$	Differenz / Unterschied	1
δ_{ϑ}	Temperaturgrenzschichtdicke	m
δ_v	Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke	m
η	Energetische Speichereffizienz / Energieeffizienz	1
Γ	Aspektverhältnis	1
κ	Temperaturleitfähigkeit	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
λ_{sim}	Wärmeleitfähigkeit der Simulation	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
μ	Dynamische Viskosität; Mittelwert	Pa s
μ_{sim}	Dynamische Viskosität der Simulation	Pa s
ν	Kinematische Viskosität	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Φ_{gg}	Autokorrelationsfunktion des Fourier-transformierten Leistungssignals	abh. von $g(t)$
π	Kreiszahl	1
ψ	Exergetische Speichereffizienz / Exergieeffizienz	1
ρ	Dichte	kg m^{-3}
ρ_{∞}	Dichte im Fernfeld der vertikalen Platte	kg m^{-3}
ρ_p	Partikeldichte	kg m^{-3}
ρ_s	Dichte der Salzschmelze	kg m^{-3}
ρ_{sim}	Dichte der Simulation	kg m^{-3}
ρ_w	Dichte von Wasser	kg m^{-3}
σ	Standardabweichung	1
σ_{ges}	Entropieerzeugung irreversibler Prozesse	J
σ_{ϑ}	Standardabweichung der Temperatur	K
σ_v	Standardabweichung der Geschwindigkeit	m s^{-1}
σ_x	Relative Messgenauigkeit von PIV	1

Symbol	Definition	Einheit
$\dot{\sigma}$	Entropieproduktionsrate	W
τ	Speicherzeitkonstante	s
Θ	Dimensionslose Temperatur	1
Θ_F	Fluktuationsanteil der dimensionslosen Temperaturdifferenz in der Skalierungsanalyse	1
$\Delta\Theta_F$	Dimensionslose Temperaturdifferenz in der Skalierungsanalyse	1
Θ_W	Fernfeldanteil der dimensionslosen Temperaturdifferenz in der Skalierungsanalyse	1
φ_{gg}	Autokorrelationsfunktion des Leistungssignals	abh. von $g(t)$
ϑ	Temperatur	°C
$\Delta\vartheta$	Temperaturdifferenz	K
ϑ_∞	Umgebungstemperatur; Temperatur im Fernfeld der Platte	°C
ϑ_h	Temperatur der heißen Zone der thermischen Schichtung	°C
ϑ_k	Temperatur der kalten Zone der thermischen Schichtung	°C
$\delta\vartheta_{\max}$	Maximale Temperatur-Messgenauigkeit	°C
ϑ_{\max}	Maximale Temperatur	°C
ϑ_{\min}	Minimale Temperatur	°C
ϑ_P	Temperatur der vertikalen Platte	°C
$\Delta\vartheta_{\text{ref}}$	Referenz-Temperaturdifferenz der Skalierungsanalyse	K
ϑ_s	Temperatur der Salzschmelze	°C
ϑ_u	Umgebungstemperatur	°C
ϑ_0	Anfangstemperatur	°C
$\overline{\Delta\vartheta_L}$	Temperaturdifferenz mit Mittelung über die Lauflänge der Wandschichtströmung	K
ϑ_n	Temperatur einer Schicht	°C

Abkürzungsverzeichnis

AGEB	Arbeitsgemeinschaft Energiebilanzen e.V.
BVF	Brunt-Väisälä-Frequenz
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	direkte numerische Simulation
FDM	Finite-Differenzen-Methode
FEM	Finite-Elemente-Methode
FVM	Finite-Volumen-Methode
GHD	Gewerbe, Handel und Dienstleistungen
LCM	<i>Lumped Capacitance Method</i>
LDS	Leistungsdichtespektrum
MP	Messposition
PC	Polycarbonat
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
PMMA	Polymethylmethacrylat
PV	Photovoltaik
TES	thermischer Energiespeicher
TESIS	<i>Test Facility for Thermal Energy Storage in Molten Salts</i>
VIP	Vakuum-Isolations-Paneel

1 Einleitung

1.1 Motivation und Stand der Technik

Die Transformation des Energiesektors von der überwiegenden Nutzung fossiler Ressourcen hin zum ausschließlichen Gebrauch erneuerbarer Energieträger ist aktuell eine der größten Herausforderungen unserer Gesellschaft. Gemäß des Pariser Klimaabkommens der Vereinten Nationen ist das Ziel dieser Transformation die Begrenzung des menschenverursachten Klimawandels auf einen maximalen Anstieg der globalen Durchschnittstemperatur auf 2°C gegenüber der vorindustriellen Zeit [1]. Die bislang erfolgte menschenverursachte Klimaerwärmung ist im Wesentlichen auf die Verbrennung fossiler Energieträger und den damit verbundenen Anstieg von Treibhausgasen in der Luft zurückzuführen. Der Ausbau erneuerbarer Kraftwerke wie beispielsweise Windkraftträder oder Photovoltaik (PV)-Anlagen ermöglicht es, Kraftwerke zu ersetzen, die Erdgas, Kohle oder Öl zur Stromerzeugung nutzen, um schließlich die Klimaziele zu erreichen [2]. Im Folgenden wird am Beispiel Deutschlands der aktuelle Stand der Transformation des Energiesektors dargestellt und eingeordnet. Da Deutschland weltweit zu den Vorreitern in der Umstellung auf erneuerbare Energien zählt, sind Erkenntnisse über die deutsche Energiewende ebenso auch auf andere Industrienationen übertragbar [3].

Aus dem Bericht der Arbeitsgemeinschaft Energiebilanzen e.V. (AGEB) geht hervor, dass die deutsche Stromversorgung im Jahr 2021 zu 39,7% aus erneuerbaren Energien gespeist wird (43,7% im Jahr 2020) [4]. Dieser bereits verhältnismäßig hohe Anteil in der Stromversorgung relativiert sich jedoch, wenn der komplette Primärenergieverbrauch des Landes betrachtet wird. Im gleichen Bericht wird gezeigt, dass hier der Anteil erneuerbarer Energien lediglich bei rund 16% liegt [4]. Um diesen Sachverhalt noch einmal genauer aufzuzeigen ist in Abbildung 1.1 die Entwicklung des deutschen Primärenergiebedarfs und die Zusammensetzung aus den einzelnen Energieträgern von 1990 bis 2021 mit den resultierenden prozentualen Anteilen für das Jahr 2021 (rechter Teil des Diagramms) dargestellt. Die zugrundeliegenden Daten für dieses Diagramm stammen ebenfalls aus einem Bericht der AGEB mit Stand von September 2022 [5].

Innerhalb des gezeigten Zeitraums zeigt das Diagramm einen leichten Rückgang des Gesamtprimärenergiebedarfs. Bezogen auf die einzelnen Energieträger lässt sich feststellen, dass der Verbrauch von Steinkohle, Braunkohle und Mineralöl leicht zurückgegangen ist. Der Gasverbrauch ist zwischen den Jahren 1990 bis 1995 leicht angestiegen und hält seitdem mehr oder minder ein konstantes Niveau. Die Nutzung der Kernkraft hat immer weiter nachgelassen, was insbesondere auf die Beschlüsse der deutschen Politik zurückzuführen ist. Schließlich geht aus dem Diagramm hervor, dass die erneuerbaren Energien zwar der am stärksten wachsenden Energieträger sind jedoch gleichzeitig lediglich einen Anteil von 15,7% an der Energieträgerzusammensetzung haben und somit hauptsächlich den Rückgang der ebenfalls klimaneutralen Kernenergie ausgleichen.

Insgesamt zeigt die Entwicklung des deutschen Primärenergiebedarfs also, dass auch im Jahr 2021 die Nutzung fossiler Brennstoffe einen Anteil von 77,2% ausmacht. Um ein

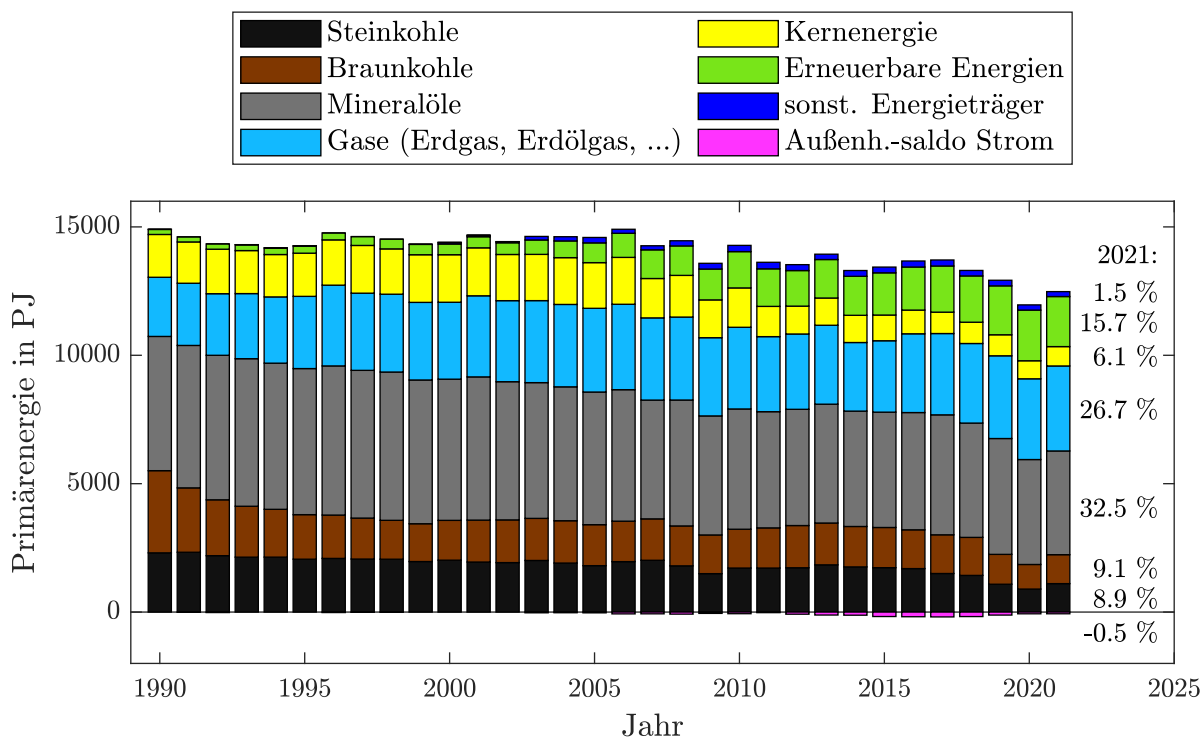


Abbildung 1.1: Zeitliche Entwicklung des deutschen Primärenergiebedarfs aufgeschlüsselt nach Energieträgern. Am rechten Rand sind die prozentualen Anteile der einzelnen Energieträger für das Jahr 2021 angegeben. Die Daten stammen von der AGEb [5] mit Stand vom 26. September 2022, wobei die Daten für das Jahr 2021 vorläufig sind.

genauerer Verständnis für die Anwendungsform der genutzten Energie zu erlangen sind in Abbildung 1.2 die Endenergieverbräuche der gesellschaftlichen Sektoren Deutschlands für das Jahr 2021 dargestellt, welche aus den Anwendungstabellen der AGEb stammen [6]. Der Gesamtendenergieverbrauch der einzelnen Sektoren ist jeweils in Klammern unter der Sektorbezeichnung aufgeführt.

Beim Betrachten von Abbildung 1.2 fällt zunächst auf, dass insbesondere die Bereitstellung von Wärme sehr energieintensiv ist. In der Industrie ist mit Abstand der größte Anteil des Endenergieverbrauchs auf Prozesswärme zurückzuführen. Bei den privaten Haushalten und auch im Sektor von Gewerbe, Handel und Dienstleistungen (GHD) ist die Raumwärme mit großem Abstand der größte Posten des Endenergieverbrauchs und auch die Warmwasserversorgung nimmt hier jeweils einen großen Anteil ein. Dabei haben allein Gas und Mineralöl bei der Bereitstellung von Raumwärme für private Haushalte und GHD jeweils einen Anteil von 65,2% bzw. 75,9% [6]. Bei der Erzeugung der Prozesswärme für die Industrie kommt mit 45,9% ebenfalls vorwiegend Gas zum Einsatz [6]. Der Verkehrssektor, welcher fast ausschließlich mechanische Energie benötigt, wird zu 92,5% durch Mineralöl versorgt [6]. Insgesamt geht also aus dieser Betrachtung hervor, dass insbesondere jegliche Art der Wärmeversorgung sowie die Versorgung des Verkehrs-

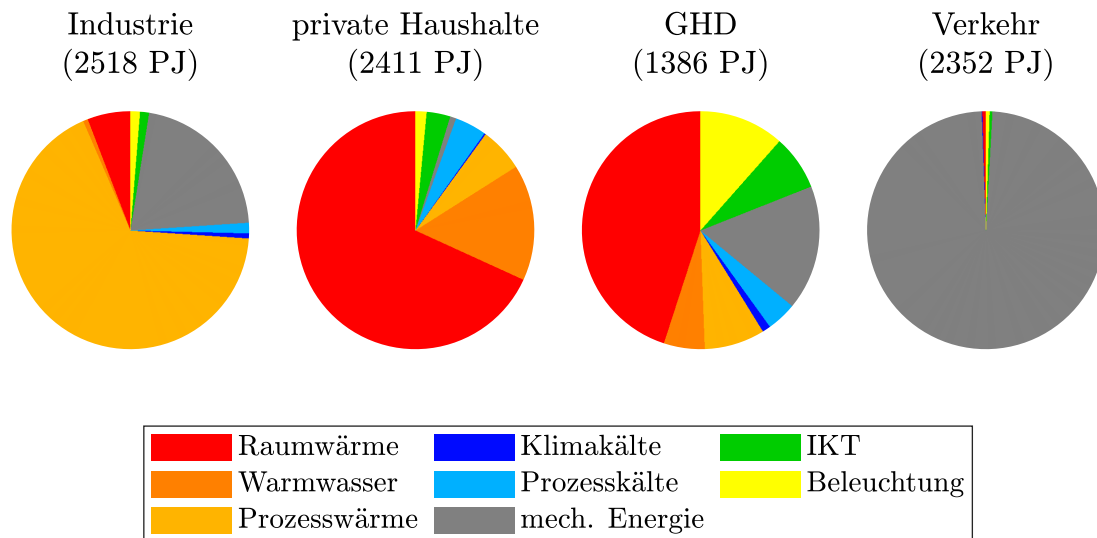


Abbildung 1.2: Deutscher Endenergieverbrauch aus dem Jahr 2021 aufgeschlüsselt nach Sektoren (Industrie, private Haushalte, Gewerbe Handel und Dienstleistungen (GHD) und Verkehr) und den jeweiligen Anwendungszwecken (siehe Legende; IKT: Information und Kommunikation). Der Gesamtendenergieverbrauch der einzelnen Sektoren ist unter ihrer Bezeichnung in Petajoule angegeben. Die Daten stammen aus den Anwendungsbilanzen der AGEb [6] mit Stand von Dezember 2022.

sektors bislang immer noch erheblich auf fossilen Energieträgern beruht und somit eine Fokussierung auf diese Bereiche notwendig ist, um eine erfolgreiche Transformation des Energiesektors zu gestalten.

Im Verkehrssektor hat die Umstellung auf erneuerbare Energien bereits begonnen und wird weiter beschleunigt, indem der Anteil an Elektrofahrzeugen in den letzten Jahren immer weiter angestiegen ist. Durch diese Elektrifizierung profitiert der Verkehrssektor vom hohen Anteil erneuerbarer Energien am deutschen Strommarkt. Ebenso können auch andere Anwendungsgebiete in ihrem Endenergieverbrauch davon profitieren, wenn sie mit Strom betrieben werden und gleichzeitig der Anteil erneuerbarer Energien im deutschen Strommix weiter ansteigt. Bei der Wärmeversorgung bedeutet dies, dass technische Lösungen wie die Nutzung von Wärmepumpen für die Raumwärme ebenfalls positiv zur Energietransformation beitragen können. Durch den verstärkten Ausbau der erneuerbaren Energien und den Rückbau fossiler Kraftwerke entsteht jedoch die Schwierigkeit, dass bislang nur letztere grundlastfähig sind und dadurch zur Stabilisierung des Stromnetzes genutzt werden können. Im Gegensatz dazu unterliegt ein Großteil der erneuerbaren Kraftwerke starken täglichen und saisonalen Schwankungen, da Windräder abhängig von der Windgeschwindigkeit sind und PV und Solarthermie nur tagsüber und bei hoher solarer Einstrahlung Energie bereitstellen. Somit ist einer der Kernaspekte für eine erfolgreiche Energiewende der Ausbau von Speichertechnologien, um so die Unstetigkeit der erneuerbaren Energieträger auszugleichen und die Energienutzung von der

Bereitstellung zu entkoppeln. Zudem wird mit dem Ausbau von Speichertechnologien die Stabilität des Stromnetzes weiterhin gewährleistet.

1.1.1 Vergleich verschiedener Energiespeichertechnologien

Im Bereich der Energiespeicherung gibt es eine Vielzahl an technologischen Umsetzungsmöglichkeiten, welche sich durch verschiedene Unterscheidungsmerkmale kategorisieren lassen. Eine mögliche Form der Gliederung ist dabei die Unterteilung zwischen Kurzzeitspeichern, mittel- und langfristigen Speichern. Weiterhin können Energiespeicher anhand ihrer Energie- und Leistungsdichte, ihrer Abhängigkeit von geologischen Gegebenheiten, ihrer Umweltverträglichkeit und nicht zuletzt anhand ihrer Wirtschaftlichkeit unterschieden werden. In den vergangenen Jahren wurden in zahlreichen Übersichtsarbeiten verschiedene Speichertechnologien miteinander verglichen und deren jeweilige Stärken und Schwächen herausgestellt [7–13]. Im Folgenden werden die darin erläuterten Speichertechnologien, welche sich alle für die Bereitstellung elektrischer Energie eignen, vorgestellt. Als Hauptkategorie zur Unterteilung der verschiedenen Energiespeichertechnologien wird in der Literatur üblicherweise die Art der Energieform, in der die Speicherung stattfindet, verwendet. Aus diesem Grund wird auch im Folgenden ebenfalls diese Art der Unterteilung genutzt¹. Folglich wird zwischen mechanischen, elektrischen bzw. elektrochemischen, chemischen sowie thermischen Energiespeichern unterschieden.

- **Mechanische Speicher**

Zu den mechanischen Speichern zählen Pumpspeicher, Druckluftspeicher und Schwungräder, wobei hier teilweise zusätzlich in Speichertechnologien basierend auf potenzieller und kinetischer Energie unterschieden wird. In Pumpspeicherkraftwerken wird potenzielle Energie zur Speicherung genutzt, indem Pumpen mit überschüssiger elektrischer Energie Wasser aus einem niedrigen in ein höher gelegenes Reservoir befördern. Beim Entladen wird das Wasser wieder abgelassen und die potenzielle Energie in kinetische gewandelt, welche dann mit Hilfe von Generatoren zur Stromerzeugung genutzt wird. In Druckluftspeichern wird ebenfalls potentielle Energie in Form komprimierter Luft gespeichert. Zu diesem Zweck wird die Luft in große unterirdische Speicherkavernen wie beispielsweise alte Salzbergwerke gepumpt. Bei der Entladung des Speichers wird die Luft wieder freigesetzt und die kinetische Energie der Strömung zur Stromgewinnung genutzt. Aufgrund der thermodynamischen Kopplung zwischen Temperatur und Druck entsteht bei der Beladung des Speichers Wärme, welche als Verlust an die Umgebung abgegeben wird, sofern sie nicht durch einen zusätzlichen TES zwischenspeichert und später bei der Entladung des Druckluftspeichers zur Erwärmung der Luft genutzt wird. Als dritter mechanischer Energiespeicher speichern Schwungräder kinetische Rotationsenergie durch ein in Drehung versetztes Schwungrad. Bei der Entladung wird das Abbremsen des Rades dann wieder Stromerzeugung genutzt werden.

¹Die exakte Unterscheidung nach Energieform unterscheidet sich zwar je nach Quelle, jedoch werden zumeist die gleichen Energiespeicherarten thematisiert.

- **Elektrische/ elektrochemische Speicher**

Zu den elektrischen und elektrochemischen Energiespeichern zählen Superkondensatoren, supraleitende magnetische Energiespeicher, Flow-Batterien und das weite Feld der elektrischen Batteriespeicher. Superkondensatoren bestehen aus elektrochemischen Zellen, in denen im Gegensatz zu Akkumulatoren keine Redox-Reaktion stattfindet, sondern die Elektrodenoberflächen elektrische Ladungsträger aufnehmen und somit als Kondensator wirken. In supraleitenden magnetischen Energiespeichern wird mit Hilfe von Kühltechnik und einem Vakuumisolationssystem eine Spule unter die kritische Temperatur für Supraleitung gekühlt. Mit Hilfe dieser supraleitenden Spule kann dann ein magnetisches Feld erzeugt werden, das die zugeführte elektrische Energie speichert und wieder freisetzen kann. Flow-Batterien sind elektrische Batterien bzw. Akkumulatoren, in denen flüssige Elektrolyte als Redox-Paarung genutzt werden. Diese Elektrolyte werden separat in externen Tanks gelagert und mit Hilfe von Pumpen im Falle der Be- und Entladung zu einer galvanischen Zelle gefördert [10]. Herkömmliche elektrische Akkumulatoren bestehen ebenfalls aus miteinander verschalteten galvanischen Zellen. Im Unterschied zu Flow-Batterien bleiben hierbei die Elektrolyte jedoch dauerhaft in den Zellen und werden nicht extern gelagert. Das Thema der Batteriespeicher hat in den vergangenen Jahren aufgrund der Entwicklung von mobilen Endgeräten und dem zunehmenden Anteil elektrisch angetriebener Kraftfahrzeuge an Bedeutung stark zugenommen, sodass eine Vielzahl verschiedener Batteriespeicher bereits existieren oder sich neue Arten in Entwicklung befinden.

- **Chemische Speicher**

Zu den chemischen Speichern werden allgemein synthetische Treibstoffe, Treibstoffe biologischen (nicht-fossilen) Ursprungs sowie die Nutzung von Wasserstoff oder Wasserstoffverbindungen in Kombination mit Brennstoffzellen gezählt. Bei synthetischem Treibstoff handelt es sich um technisch hergestelltes Gas (Methan) [8] oder auch künstlich produzierte Treibstoffe [14], welche in Verbrennungsmotoren eingesetzt werden können. Zur Herstellung wird dabei elektrische Energie für die chemischen Umwandlungsprozesse aufgewendet und so in chemischer Form im Treibstoff gespeichert. Grundsätzlich funktioniert die Energiespeicherung auch bei der Verwendung von Wasserstoffverbindungen oder reinem Wasserstoff gleich. Abgesehen von der anderen chemischen Zusammensetzung dieser Treibstoffe besteht hier der Unterschied nur in der nachgelagerten Rückumwandlung zu elektrischer Energie, was mit Hilfe von Brennstoffzellen und somit nicht durch thermodynamische Kreisprozesse abläuft.

- **Thermische Speicher**

Abschließend gibt es unter den Energiespeicher-Technologien noch die Kategorie der thermischen Energiespeicher (TES). Im weiteren Verlauf wird sich noch intensiv mit TES beschäftigt, weshalb hier nur in aller Kürze beschrieben wird, was die wesentlichen Merkmale von TES sind, um sie so mit den zuvor erläuterten Speichertechnologien zunächst vergleichen zu können. In der Literatur werden TES nach Art der

thermischen Energie weiter in sensible, latente und thermochemische Energiespeicher untergliedert [15–21]. Bei sensiblen TES handelt es sich um Speicher, in denen sich die Temperatur des Speichermaterials aufgrund von Wärmezufuhr bei der Beladung erhöht. Im Gegensatz dazu ändern die Speichermedien latenter TES nicht ihre Temperatur sondern ihren Aggregatzustand von fest zu flüssig oder theoretisch auch von flüssig zu gasförmig, was in der Regel jedoch nicht in der Praxis zur Anwendung kommt. Bei thermochemischen Energiespeichern wird ein thermochemisches Material mit Hilfe thermischer Energie zu einer endothermen Reaktion angeregt, wodurch sich das Material in zwei Reaktanten aufteilt. Diese Reaktanten können dann getrennt voneinander bei Umgebungstemperatur gelagert werden. Wird später dann thermische Energie benötigt, werden die Reaktanten wieder zusammengeführt und der Ausgangsstoff wird durch eine exotherme Reaktion wieder hergestellt, wobei die freiwerdende thermische Energie genutzt werden kann. Alle Arten von TES haben gemeinsam, dass sie bei der Nutzung als Stromspeicher eine zusätzliche Wärmekraftmaschine benötigen, welche die gespeicherte thermische Energie in elektrische Energie umwandelt.

Nach dieser kurzen Vorstellung der aktuell meistdiskutierten Speichertechnologien, werden diese nun anhand ihrer individuellen Vor- und Nachteile miteinander verglichen. Zunächst ist festzuhalten, dass Pumpspeicher nach Angabe von NIKOLAIDIS und POULLIKKAS [9] etwa 99 % und gemäß OLABI u. a. [7] etwa 96 % der weltweit tatsächlich installierten Speichertechnologien für elektrische Energie ausmachen. Dies zeigt, dass der technologische Reifegrad der anderen vorgestellten Technologien oft noch nicht ausreicht oder die Kosten zu hoch sind, damit sie aktuell eine größere Anwendung finden. Pumpspeicher und auch Druckluftspeicher eignen sich besonders für großskaliges Energiemanagement, also den Ausgleich von Energieerzeugung und Nutzung [9], wobei sie im Leistungsbereich oberhalb von 100 MW arbeiten können [10]. Ein Nachteil beider Technologien ist die Abhängigkeit von geologischen Gegebenheiten. Zudem benötigen Druckluftspeichern beim Entladen eine Wärmequelle zur Erwärmung der expandierenden Luft. Sofern die Wärme nicht von zusätzlichen TES bereitgestellt wird, werden dabei häufig fossile Energieträger genutzt [12]. Schwungräder oder supraleitende magnetische Speicher eignen sich besonders für den Ausgleich von Frequenzschwankungen des Stromnetzes auf sehr kurzen Zeitskalen. Nachteile beider Technologien sind jedoch hohe Anschaffungskosten und eine schnelle Selbstentladung. Im Fall der supraleitenden magnetischen Speicher liegt die Selbstentladung im Bereich von 10 – 15 % pro Tag und zusätzlich können negative Umwelteinfluss aufgrund der starken Magnetfelder entstehen [9, 10]. Die Nutzung chemischer Speicher wie beispielsweise Wasserstoff haben den Vorteil, dass sie in Verbindung mit einer Brennstoffzelle oder einem herkömmlichen Verbrennungsmotor auch für den Betrieb von Kraftfahrzeugen genutzt werden können. Ebenso können stationäre Brennstoffzellen den gespeicherten Wasserstoff nutzen, um Energie sowie Leistungsspitzen auszugleichen [10]. Neben dieser flexiblen Einsatzmöglichkeiten, welche auch gleichzeitig eine hohe Speicherzeit ermöglichen, gilt es allerdings auch zu bedenken, dass in aktuellen Brennstoffzellen giftige Metalle verbaut sind, die möglichst

nicht in die Umwelt gelangen sollten. Zudem hat die Technologie für den stationären Betrieb zwar bereits einen hohen Reifegrad, für den großskaligen Einsatz müssten jedoch die Haltbarkeit verlängert und die Kosten reduziert werden [7, 10]. Im Fall von Flow-Batterien wird darauf verwiesen, dass sie neben Pumpspeichern und Druckluftspeichern eine der kommerziell verfügbaren großskaligen Speichertechnologien darstellen, allerdings noch durch eine niedrige Lebensdauer gekennzeichnet sind [22].

In Bezug auf TES wird in der Literatur im Vergleich zu anderen Speichertechnologien oft hervorgehoben, dass sie sich durch niedrige Anschaffungskosten auszeichnen, umweltfreundlich sind und für den großskaligen Einsatz eignen. Allerdings wird auch darauf hingewiesen, dass die Wärmekraftmaschinen zur Rückverstromung der Wärme verhältnismäßig ineffizient sind [7]. Je nach Art des TES ist eine mittel- (Minuten bis Stunden) bis langfristige (Stunden bis Monate) Energiespeicherung möglich [8]. Zudem ist die Selbstentladung von TES relativ niedrig und wird mit steigender Systemgröße geringer [13], was auf das dabei sinkende Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis zurückzuführen ist. Ein Vorteil den TES gegenüber allen anderen Energiespeichertechnologien bieten, ist dass sie direkt in Wärmeanwendungen eingesetzt werden können. Wie in Abbildung 1.2 gezeigt wurde, machen Wärmeanwendungen den größten Teil des deutschen Endenergieverbrauchs aus. Sollen diese Anwendungen von erneuerbaren Energieträgern gespeist werden, werden somit auch Wärmespeicher benötigt, um die volatile Energiebereitstellung zu kompensieren.

1.1.2 Thermische Energiespeicher – Stand der Technik

Nachdem im letzten Abschnitt ein allgemeiner Überblick über verschiedene Energiespeichertechnologien gegeben wurde, wird im Folgenden noch einmal ein detaillierterer Überblick über den Stand der Technik im Bereich TES gegeben, da dies die Motivation für die Untersuchungen im weiteren Verlauf der Arbeit darstellt. Während im vorangegangenen Abschnitt bei der Anwendung von TES insbesondere die großskalige Stromspeicherung behandelt wurde, spielen TES insbesondere in der häuslichen Wärmeversorgung eine bedeutende Rolle [23]. Dabei kommen zumeist TES zum Einsatz, welche Wasser als Speichermedium verwenden. Wasser als Speichermedium bietet den Vorteil, ungiftig und leicht verfügbar zu sein und eine hohe Wärmekapazität zu besitzen [24]. Insbesondere im Zusammenspiel mit Solarthermieanlagen bieten TES die Möglichkeit einer kostengünstigen und regenerativen Wärmeversorgung von Wohn- und Bürogebäuden. Darüber hinaus können sie auch in Kombination mit Photovoltaikanlagen und Wärmepumpen für die Räumliche Wärme genutzt werden [25]. Dabei werden meist sogenannte thermische Schichtenspeicher verbaut, welche gleichzeitig kaltes und heißes Speichermedium bevorraten [26]. Unter Ausnutzung des thermischen Dichtegradienten des Speicherfluids lässt sich das heiße, weniger dichte Medium im oberen Teil des Speichers getrennt von dem kälteren und dichteren Fluid im unteren Teil bevorraten. Die Trennzone zwischen diesen beiden Schichten, welche sich durch besonders hohe Temperaturgradienten auszeichnet, wird als Thermokline bezeichnet. Je dünner die Thermokline ist, umso besser

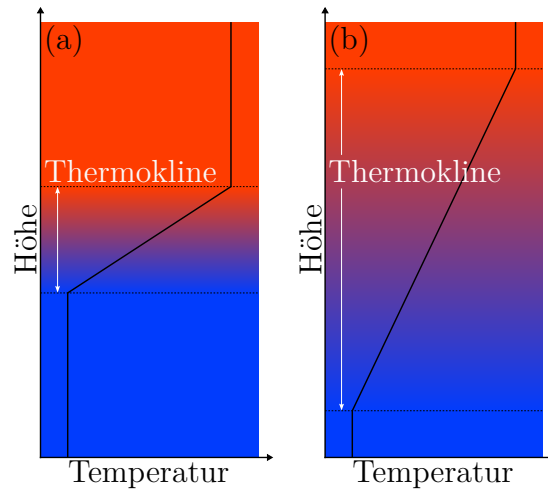


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung einer (a) thermischen Schichtung mit guter Trennung der homogenen Zonen und dünner Thermokline und (b) eines weniger gut geschichteten Mediums mit stark ausgedehnter Thermokline.

ist die thermische Schichtung zu bewerten und umso effizienter ist der thermische Schichtenspeicher. Auf die genaue Definition und Berechnung der Effizienz wird in Kapitel 2 noch genauer eingegangen. Abbildung 1.3 zeigt beispielhaft zwei thermisch geschichtete Systeme mit unterschiedlich starker Ausprägung der Schichtung.

Der wesentliche Vorteil thermischer Schichtenspeicher ist die Einsparung eines zweiten Speichertanks zur Bevorratung von heißem und kaltem Fluid. Da das kalte Fluid in einem Zwei-Speicher-Aufbau nach dem Erwärmen in den heißen Speicher gepumpt wird, entleert sich dabei der kalte Speicher. Somit entspricht in Zwei-Speicher-Systemen das verbaute Speichervolumen dem Doppelten des vorhandenen Speicherfluids. Bei thermischen Schichtenspeichern liegt dahingegen ein Verhältnis von 1:1 zwischen Speichervolumen und Fluidvolumen vor, was sowohl den Platzbedarf als auch die Anschaffungskosten der Anlage bedeutend reduziert [27]. Gleichzeitig muss jedoch sichergestellt werden, dass sich die beiden homogenen Temperaturzonen in dem Schichtenspeicher nicht vermischen, da dies die Effizienz des Speichers stark beeinträchtigt [28]. Aus diesem Grund wurde in der Vergangenheit bereits intensiv an der Optimierung thermischer Schichtenspeicher geforscht. Eine dabei häufig untersuchte Thematik war die Be- und Entladung des Speichers mit minimaler Vermischung der Temperaturzonen aufgrund der Ein- und Auslassströmungen [28–42]. Weiterhin wurden Parameter und Methoden zur Bestimmung der Effizienz dieser Speicher bzw. ihrer Schichtung untersucht [43, 44].

Neben den oben beschriebenen kleinskaligen Anwendungen von TES wurde in den letzten Jahren auch intensiv an großskaligen Konzepten geforscht. Beispielsweise werden TES als Bestandteil solarthermischer Kraftwerke eingesetzt, in denen entweder mit Hilfe von Parabolspiegeln ein Wärmeträgerfluid im Brennpunkt der Spiegel durch die solare Einstrahlung erwärmt wird oder durch schwenkbare Spiegel das Sonnenlicht auf einen

großen Solarturm umgelenkt wird, um dort ein Wärmeträgerfluid zu erhitzen [45]. Durch die integrierten TES kann überschüssige Energie, die tagsüber aufgenommen wird, gespeichert und später durch einen nachgelagerten Wärmekraftprozess in Strom gewandelt werden. Aufgrund der Integration des TES sind solarthermische Kraftwerke daher eine gute Ergänzung zu Photovoltaik-Kraftwerken, da sie auch bei Nacht elektrische Energie bereitstellen können.

Die TES, welche in diesen Kraftwerkstypen zumeist Anwendung finden, sind sensible TES, welche entweder Thermoöl, Salzschnmelzen oder mit Druck beaufschlagtes Wasser als Speichermedium verwenden [45, 46]. Für die Gesamteffizienz dieser Kraftwerke spielt die Exergieeffizienz des TES neben dem Wärmetransportmechanismus innerhalb der Anlage eine entscheidende Rolle [47]². Neben rein sensiblen Wärmespeichern wurde auch an hybriden Konzepten geforscht, wie beispielsweise einer Kombination aus latentem und sensiblem Wärmespeicher für Solarthermie-Kraftwerke oder die Nutzung von Industrieabwärme [48]. Der größte Nutzen dieses Konzepts besteht darin, dass die Temperatur bei der Entladung des Speichers homogenisiert und so besser nutzbar gemacht wird [48].

Neben den oben genannten Anwendungsmöglichkeiten von TES wird in den letzten Jahren immer intensiver an einer neuen großskaligen Energiespeicherform, der sogenannten *Carnot-Batterie*³, geforscht [50]. Ein erstes Konzept wurde in Form eines Patents von Marguerre im Jahr 1922 vorgestellt [51] und ab 1979 wurden weitere Patente zu dem Thema angemeldet [22]. In Carnot-Batterien wird elektrische Energie während dem Beladevorgang in thermische Energie umgewandelt und in einem TES gespeichert. Bei der Entladung wird ein Wärmekraftprozess genutzt, um die thermische Energie wieder in elektrischen Strom zu wandeln. Dieses Konzept wurde im vorangegangenen Abschnitt zwar schon einmal vorgestellt, wobei auch auf die verhältnismäßig niedrige Effizienz verwiesen wurde. Allerdings wurde dabei davon ausgegangen, dass die Wärmeerzeugung durch Heizelemente stattfindet, welche auf der Erwärmung eines elektrischen Widerstands beruhen. Werden stattdessen Wärmepumpen mit einer Leistungszahl $COP > 1$ eingesetzt, so wird mehr Wärmeenergie im TES gespeichert als elektrische Energie initial zur Erzeugung der Wärme eingesetzt wurde [52], wodurch die Verluste bei der Rückverstromung zum Teil kompensiert werden und die Gesamteffizienz deutlich erhöht wird. In den vergangenen Jahren gewinnt das Konzept der Carnot-Batterie zunehmend an Bedeutung und die Forschung in dem Bereich wird immer weiter intensiviert [52–62].

Insgesamt zeigt sich also, dass TES bereits heute eine wichtige Komponente für häuslich Wärmeversorgung darstellen und sie auch im großskaligen Bereich als Teil von Solarthermiekraftwerken bereits zur Anwendung kommen. Zudem ist aufgrund der sehr vielversprechenden Carnot-Batterien davon auszugehen, dass TES zukünftig auch als Kernkomponente von Speichersystemen für elektrische Energie fungieren werden. Damit thermische Energiespeicher gegenüber anderen Speichertechnologien konkurrenzfähig

²Auf die Berechnung und der Bedeutung der Exergie in TES wird in Kapitel 2 eingegangen

³Das gleiche Konzept wird zum Teil auch als *pumped thermal energy storage* oder *pumped heat energy storage* [49] bezeichnet.

hig sein können, müssen neben den Betriebskosten auch die Anschaffungskosten möglichst gering gehalten werden. Aus diesem Grund bietet sich die Nutzung thermischer Schichtenspeicher in den zuvor genannten Anwendungsszenarien besonders an.

1.2 Problemformulierung und Zielstellung der Arbeit

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt eingeordnet wurde, welche Bedeutung Thermische Energiespeicher und insbesondere thermische Schichtenspeicher haben, wird im Folgenden die Zielstellung dieser Arbeit formuliert. Außerdem werden ähnliche Forschungsthemen vorgestellt und aufgezeigt, in welcher Weise diese sich von der vorliegenden Themenstellung unterscheiden.

Grundlegend werden in dieser Arbeit die inneren thermischen Ausgleichsprozesse und deren Auswirkungen auf die Temperaturschichtung in thermischen Schichtenspeichern untersucht. Um dies besser erläutern zu können, ist in Abbildung 1.4 der schematische Aufbau eines thermischen Schichtenspeichers dargestellt. Er zeigt einen Speichertank (grau), in dem ein Fluid thermisch geschichtet ist, wobei die obere heiße Zone (rot) die Temperatur ϑ_h und die untere kalte Zone (blau) die Temperatur ϑ_k aufweist. Der dazwischen liegende weiße Bereich symbolisiert die Thermokline. Eine außen angebrachte Isolationsschicht (grün) dient der Minimierung thermischer Verluste an die Umgebung.

Neben den Verlustwärmeströmen an die Umgebung treten auch im Inneren thermischer Schichtenspeicher verschiedene Wärmeströme auf, welche einen negativen Einfluss auf die thermische Schichtung und damit die Effizienz des Gesamtsystems haben. Die roten Pfeile in Abbildung 1.4 symbolisieren die unterschiedlichen Wärmeströme in thermischen Schichtenspeichern. Ein sehr naheliegender Wärmeübertragungsprozess findet im Bereich der Thermokline statt und ist durch senkrechte Pfeile gekennzeichnet. Da der obere Teil der Schichtung höhere Temperaturen aufweist als der untere, muss ein Wärmestrom von heiß nach kalt auftreten. Da thermischen Schichtungen grundsätzlich stabile strömungsmechanische Systeme sind, läuft dieser Wärmetransport rein diffusiv über Wärmeleitung ab. Da typische Speichermedien wie Wasser oder Flüssigsalzschnmelzen verhältnismäßig niedrige Wärmeleitfähigkeiten aufweisen, laufen die Wärmeübertragungsprozesse sehr langsam ab und schließen eine lange Speicherzeit grundsätzlich nicht aus [52].

Neben dem zuvor beschriebenen Wärmetransport in der Thermokline findet im heißen Teil der Schichtung zudem ein Wärmestrom in Richtung der Seitenwand des Speichertanks statt. Ein Teil dieses Wärmestroms entweicht als thermischer Verlust durch die Isolationsschicht an die Umgebung. Dieser Energieverlust kann mit Hilfe hocheffizienter Isolationskonzepte jedoch bereits auf ein Minimum begrenzt werden [63]. Da die Seitenwand aufgrund der thermischen Schichtung ebenfalls unterschiedliche Temperaturen je nach Höhenposition aufweist, findet auch darin ein Wärmetransport von der oberen heißen Zone in die untere kalte Zone des Speichers statt. Auf diese Weise wird im unteren Teil des Speichers das kalte Fluid von der aufgeheizten Speicherwand erwärmt. Als Folge des Wärmestroms vom Fluid zur Seitenwand (heißer Bereich) bzw.

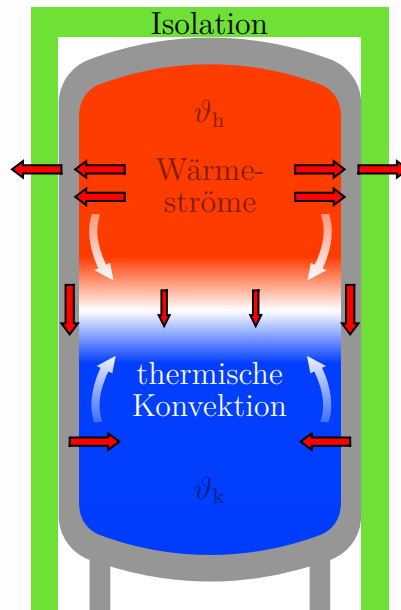


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung eines thermischen Schichtenspeichers. Der rote Bereich symbolisiert den heißen Bereich der Temperatur ϑ_h , der blaue Bereich die kalte Zone mit der Temperatur ϑ_k . Die weiße Zone zeigt den Bereich der Thermokline. Der äußere grüne Bereich zeigt eine thermische Isolationsschicht zur Minimierung thermischer Verluste. Auftretende Wärmeströme sind anhand der roten Pfeile in den Bereichen des Fluids, der Seitenwand und der Isolierung symbolisiert und die resultierende thermische Konvektion ist in Form weißer Pfeile dargestellt. Die Abbildung ist angelehnt an [64, Fig. 1].

von der Seitenwand in das Speicherfluid (kalter Bereich) entstehen thermische Grenzschichten in Wandnähe, welche natürliche Konvektionsströmungen in diesen Bereichen induzieren. Die Konvektionsströmungen, welche durch den zuvor beschriebenen Prozess der vertikalen Wärmeleitung innerhalb der Speicherwand hervorgerufen werden, werden im Folgenden als *parasitärer Wandschichtströmungen* bezeichnet, da sie als inhärenter Prozess thermischer Schichtenspeicher die Effizienz dieser herabsetzen. Abbildung 1.4 zeigt die parasitären Wandschichtströmungen in Form weißer Pfeile.

Obwohl der grundlegende Entstehungsprozess der parasitären Wandschichtströmungen zuvor am Beispiel eines thermischen Schichtenspeichers beschrieben wurde, können ähnliche Prozesse auch in nicht geschichteten Speichern auftreten. Zum Beispiel treten auch in den heißen Reservoirs von Zwei-Speicher-Systemen thermische Verluste an die Umgebung auf. Durch diese Verluste wird auch in diesen Speichern das wandnahe Fluid abgekühlt und beginnt aufgrund der gestiegenen Dichte nach unten zu sinken. Je länger dieser Prozess andauert, umso mehr abgekühltes Fluid sammelt sich am Boden des Speichers, bis schließlich auch hier von einer thermischen Schichtung gesprochen werden kann. Im Vergleich zu den schematischen Temperaturprofilen aus Abbildung 1.3 unter-

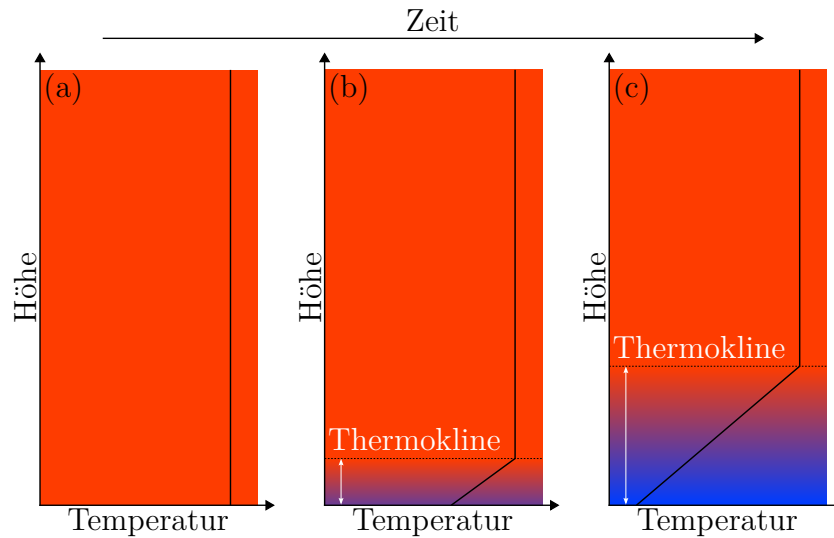


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Temperaturverteilung im heißen Speicher eines Zwei-Speicher- TES. Unterabbildung (a) zeigt das vertikale Temperaturprofil direkt nach der Befüllung des heißen Reservoirs und die Unterabbildungen (b) und (c) verdeutlichen die Ausbildung einer Thermokline im unteren Bereich aufgrund abgekühlten Fluids, das sich am Boden sammelt.

scheidet sich die thermische Schichtung zwar leicht (siehe Abbildung 1.5) jedoch führt auch diese Art der Schichtung zu thermischen Ausgleichsprozessen über die vertikalen Wände, sodass auch hier parasitäre Wandschichtströmungen induziert werden.

Wie schon zuvor erwähnt, können parasitäre Wandschichtströmungen wesentlich zur Reduktion der Gesamtspeichereffizienz beitragen. Einerseits wird durch Strömungen entlang der Seitenwände der Wärmeübergang in diesen Bereichen erhöht (konvektiver Wärmeübergang ist effektiver als reine Wärmeleitung). Andererseits ist es denkbar, dass sich die thermische Konvektion auch in die inneren Bereiche des TES ausbreitet und dort dafür sorgt, dass dort eine konvektive Durchmischung der Thermokline angeregt wird. Dies würde dann der Annahme widersprechen, dass in der Thermokline der Wärmetransport ausschließlich durch die Wärmeleitung im geschichteten Fluid stattfindet und für beschleunigte Durchmischung der beiden Temperaturzonen sorgen. Aus diesem Grund ist es Ziel dieser Arbeit, die parasitären Wandschichtströmungen innerhalb thermischer Energiespeicher so zu charakterisieren, dass eine möglichst allgemeingültige Beschreibung sowohl der Entstehungsprozesse als auch der daraus entstehenden physikalischen Phänomene resultiert.

Bislang war der Einfluss wärmeleitfähiger Seitenwände in thermischen Schichtenspeichern auf die innere Durchmischung in der Literatur ein wenig untersuchtes Thema. Zu den ersten Arbeiten in diesem Bereich gehören die Untersuchungen von SHYU und HSIEH [65] sowie SHYU, LIN und FANG [66], worin herausgefunden wurde, dass sich eine innen liegende Isolierung positiv auf die Aufrechterhaltung der thermischen Schichtung

auswirkt [65] und dass die axiale Wärmeleitung entlang der senkrechten Seitenwände von TES die thermische Schichtung vermindert [66]. Darüber hinaus wurde gezeigt, dass eine verbesserte Isolierung auf der Speicheraußenseite den Zerfall der thermischen Schichtung beschleunigt und dass die axiale Wärmeleitung zu Strömungszirkulationen im Speicherfluid führt [66]. NELSON, BALAKRISHNAN und MURTHY [67] haben im Rahmen von Parameterstudien an thermischen Schichtenspeichern herausgefunden, dass mit verbesserter Außenisolierung die axiale Wärmeleitung ansteigt und damit ein Abbau der thermischen Schichtung einhergeht. PAPANICOLAOU und BELESSIOTIS [68] führten numerische Untersuchungen zu Untergrundspeichern während der Speicherphase (zwischen Be- und Entladung) durch und fanden heraus, dass nach der Befüllung mit isothermem Fluid zunächst eine leichte thermische Schichtung innerhalb des Speichers entsteht (vgl. Beschreibung zu Abbildung 1.5), welche anschließend wieder abgebaut wird. Zudem wurden turbulente Strömungen im Bereich der seitlichen Wand beobachtet. Im Rahmen einer weiteren numerischen Studie wurden innen angebrachte Isolierungen aus verschiedenen Materialien miteinander verglichen, wobei festgestellt wurde, dass die Schichtung umso stabiler ist, je niedriger die Wärmeleitfähigkeit des innen liegenden Materials ist [69].

In all den zuvor genannten Untersuchungen wurde zusammenfassend also bereits herausgestellt, dass axiale Wärmeleitung in den Seitenwänden thermischer Schichtenspeicher den Abbau der thermischen Schichtung beschleunigt, dass diese axiale Wärmeleitung durch verbesserte äußere Isolierung verstärkt wird und dass sie mit Hilfe einer innen angebrachten Isolierung abgeschwächt werden kann. Aus diesem Grund könnte nun geschlussfolgert werden, dass alle Schichtenspeicher mit einer inneren Isolierung ausgestattet werden sollten und damit das Problem der inneren Durchmischung des Speicherfluids gelöst wäre. Allerdings bringen innen angebrachte Isolationsschichten einige Nachteile mit sich. Einerseits ist die Anbringung im Speicher deutlich komplizierter als bei außen angebrachten Isolierungen. Andererseits sind innen liegende Isolierungen in direktem Kontakt mit dem Speicherfluid. Im Falle von Flüssigsalzschnmelzen geht dies mit sehr hohen Temperaturen und starker Korrosivität einher, denen typische Isolationsmaterialien nicht standhalten würden. Aus diesen Gründen ist es sinnvoll die inneren thermischen Ausgleichs- und Durchmischungsprozesse besser zu untersuchen und zu verstehen, um darauf aufbauend alternative Lösungsansätze zu entwickeln. Insbesondere eine derartige strömungsmechanische Charakterisierung thermischer Konvektion wurde in der vorgenannten Literatur allerdings noch nicht in Bezug auf thermische Schichtenspeicher durchgeführt. Obwohl dies also im Bereich der anwendungsorientierten Forschung zu thermischen Schichtenspeichern ein offenes Forschungsfeld bietet, sind aus der Grundlagenforschung bereits einige Arbeiten in Bezug auf thermisch Konvektion entlang vertikaler Platten bekannt, wovon die wichtigsten im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Zu den ersten Arbeiten im Bereich der vertikalen Konvektion entlang einer beheizten Platte zählen die 1930 entstandenen Arbeiten von SCHMIDT und BECKMANN [70, 71], wobei sie sich auf Vorarbeiten von LORENZ [72] sowie Nußelt und Jürgens beziehen (letztere Quelle ist dem Autor nicht zugänglich). In der nachfolgenden Zeit wurde die

Forschung an der vertikalen, beheizten Platte bzw. der vertikalen Konvektion in einem Spalt sowie leichten Abwandlungen dieser beiden Versuchsaufbauten weiter intensiviert [73–78] und reicht dabei von den 1960er Jahren bis in die heutige Zeit⁴. Eine Abwandlung des grundlegenden Aufbaus der vertikal beheizten Platte, welche im Rahmen dieser Arbeit von besonderer Bedeutung ist, ist der Einfluss von thermisch geschichtetem Fluid und nicht-isothermen Seitenwänden auf die vertikale, thermische Konvektion entlang der vertikalen Platte. Auch dieser angepasste Versuchsaufbau wurde in der Vergangenheit etwa ab den 1960er Jahren ausführlich untersucht [79–91]. Dabei wurde zu Beginn die Versuchsanordnung mittels ähnlicher Lösungen⁵ [73, 79] beschrieben, was später dann mittels numerischer Untersuchungen ergänzt wurde [80]. In den Ergebnissen hat sich gezeigt, dass sogenannte Temperaturdefekte in den vertikalen Wandschichtströmungen auftreten. Diese Temperaturdefekte zeichnen sich durch die lokale Unterschreitung der Temperatur gegenüber der angrenzenden thermischen Schichtung aus und gehen mit einer Strömungsumkehr im Bereich des Temperaturdefekts einher. Beide dieser Effekte sind so nicht für das ursprüngliche Experiment der vertikalen Platte in isothermem Fluid zu beobachten. In weiteren Untersuchungen wurde später eine neue ähnliche Lösung gefunden, um die Strömung entlang einer isothermen Platte mit angrenzendem, thermisch geschichtetem Fluid noch exakter zu beschreiben [84]. Eine weitere Studie konnte durch Anwendung einer Stabilitätsanalyse zeigen, dass für niedrige Prandtl-Zahlen und hohe Geschwindigkeiten der Strömungsumkehr die Tendenz zu absoluter Instabilität ansteigt [85]. Außerdem wurde begründend auf der Arbeit von PATTERSON und IMBERGER [82] eine weitere theoretische Methode, die Skalierungsanalyse (siehe dazu Abschnitt 2.4.1) genutzt, um verschiedenartige Versuchsaufbauten vertikaler, thermischer Konvektion zu untersuchen [87, 90, 91, 93–103].

In Bezug auf instationäres Strömungsverhalten in vertikaler Konvektion existieren ebenfalls bereits zahlreiche Arbeiten. Dabei wurde gezeigt, dass eine thermischen Schichtung einen stabilisierenden Effekt auf vertikale Wandschichtströmungen hat und dass der Übergang zu turbulenten Wandschichtströmungen durch eine angrenzende thermische Schichtung hinausgezögert wird [81]. Im Rahmen einer numerischen Arbeit wurde der Einfluss von Störungen auf die Stabilität einer konvektiven Grenzschicht untersucht [104], wobei charakteristische Frequenzen in der Fluktuation der Grenzschicht entdeckt wurden. Später konnte die gleiche Frequenz von den Autoren auch experimentell nachgewiesen werden [105].

Neben den zuvor genannten Untersuchungen zu instationärem Verhalten in der vertikalen Grenzschicht (bzw. der Wandschichtströmung) wurden zudem instationäre Phä-

⁴In Abschnitt 2.2 wird der Versuchsaufbau der vertikal beheizten Platte und die sich daraus ergebenden Gleichungen und Lösungsansätze noch genauer beschrieben.

⁵Bei ähnlichen Lösungen werden die nichtlinearen Grundgleichungen zur Beschreibung einer Strömung durch vereinfachende Annahmen auf gewöhnliche Differentialgleichungen zurückgeführt. Diese erlauben dann mit Hilfe einer Ähnlichkeitsvariable eine allgemeine Beschreibung der Strömung. Ein typisches Beispiel ist die vertikale Konvektion entlang einer beheizten Platte, die auf diese Weise beschrieben werden kann [92, S. 13 ff.].

nomene im Fernfeld einer vertikalen, beheizten Platte untersucht. Dabei wurde in einem Modellexperiment eines thermischen Schichtenspeichers eine Kelvin-Helmholtz-Instabilität in der Nähe von Einlassströmungen entdeckt [106, 107]. Zudem traten dabei wellenartige Schwingung des geschichteten Fluids nach dem Auftreffen des Einlassstrahls auf die Thermokline auf. In anderen Untersuchungen wurden ebenfalls Oszillationen der thermischen Schichtung in der Nähe der sogenannten Brunt-Väisälä-Frequenz (BVF) entdeckt, wodurch die Dicke der Thermokline im Anschluss zugenommen hat [108, 109].

Trotz der umfangreichen Literatur im Bereich vertikaler Konvektionsströmungen verbleiben einige offene Fragestellungen, welche im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden sollen. Zum Einen werden in den Arbeiten zu thermisch geschichtetem Fluid entlang einer vertikalen, beheizten Platte immer lineare Temperaturanstiege angenommen. Im Fall thermischer Energiespeicher entsprechen die vertikalen Temperaturprofile jedoch keineswegs einem linearen Temperaturanstieg, sodass dies eine Neuerung bedeutet. Zum Anderen liegen bislang nahezu keine experimentellen Untersuchungen zur Strömung vertikaler Konvektion mit thermisch geschichtetem Fluid vor oder die experimentellen Methoden entsprechen nicht mehr dem aktuellen Stand der Technik, indem sie keine hochauflösenden Strömungsfelder sondern lediglich punktuelle Messungen der Strömung zeigen. Aus diesen Gründen sind die Zielstellungen dieser Arbeit:

- Aufbau eines Modellexperiments im Labormaßstab zur Untersuchung vertikaler Konvektion in nicht-linear, thermisch geschichtetem Fluid,
- Durchführung hochauflösender Strömungsmessungen zur grundlegenden Charakterisierung der thermischen Konvektion,
- Analyse des instationären Verhaltens in Bezug auf die Ausbildung möglicher Instabilitäten der thermischen Schichtung,
- Ableitung allgemeingültiger Modelle zur Beschreibung und
- Validierung der gewonnenen Erkenntnisse an realen, großskaligen TES.

Insgesamt ist diese Arbeit damit eher im Bereich der Grundlagenforschung zu vertikaler Konvektion mit thermisch geschichtetem Fluid einzuordnen, da sich auf die Beschreibung der physikalischen Phänomene fokussiert wird. Dennoch liegt ein starker Fokus auf darauf, diese Grundlagen explizit für die Anwendung in thermischen Schichtenspeichern zu untersuchen, um die zukünftige Entwicklung dieser Speicher und deren digitale Nachbildung zum Zweck einer effizienten Betriebsstrategie zu unterstützen.

1.3 Gliederung der Arbeit

Die Arbeit ist in die folgenden Kapitel untergliedert. In Kapitel 2 werden zunächst die relevanten Grundlagen, über thermodynamische und strömungsmechanische Zusammenhänge in Bezug auf TES erläutert. Außerdem werden die Grundlagen zu verwendeten

Messtechniken und Auswerteverfahren erklärt. In Kapitel 3 werden anschließend die Versuchsstände eines Schichtenspeicher-Modellexperiments und eines Referenz- TES, die darin verbauten Sensoren, die genutzte Strömungsmesstechnik und die Versuchsdurchführung ausgeführter Experimente detailliert vorgestellt. Zudem werden speziell entwickelte Formen der Datenauswertung erläutert, welche im weiteren Verlauf der Arbeit Anwendung finden. In Kapitel 4 beginnt die Vorstellung der Ergebnisse dieser Arbeit mit einer thermodynamischen Analyse der beiden Versuchsstände. Darin werden ihre Speichereffizienzen miteinander verglichen, die Relevanz der parasitären Wandschichtströmungen herausgestellt und die grundlegende Eignung des verwendeten Modellexperiments nachgewiesen. In Kapitel 5 werden anschließend numerische Voruntersuchungen mittels ANSYS Fluent als Vorbereitung der später folgenden Strömungsmessungen vorgestellt. In Kapitel 6 werden die Kenntnisse aus den Voruntersuchungen dann aufgegriffen und zeitlich gemittelte Ergebnisse von Strömungsmessungen aus dem Modellexperiment vorgestellt, anhand derer die thermische Konvektion charakterisiert wird. Außerdem wird mit Hilfe theoretischer Methoden ein allgemeines Modell zur Beschreibung der Strömung entwickelt. Kapitel 7 ergänzt die experimentellen Untersuchungen durch Messungen des zeitaufgelösten Strömungsverhaltens. In der Analyse dieser Ergebnisse wird dann das Fluktuationsverhalten der Strömung mit Hilfe von Frequenzanalysen charakterisiert. Zum Abschluss der Untersuchung und Charakterisierung thermischer Konvektionsströmungen in TES werden dann in Kapitel 8 die Ergebnisse von Messungen an einem großskaligen Salzschatzmelzenspeicher des DLR zum Vergleich mit den zuvor erläuterten Ergebnissen am Modellexperiment herangezogen. In Kapitel 9 wird schließlich die Arbeit noch einmal zusammengefasst und ein Ausblick über zukünftige Arbeiten in diesem Forschungsbereich gegeben.

2 Grundlagen

2.1 Thermodynamische Grundlagen

Bei der technischen Umsetzung von Energiespeichersystemen als Teil erneuerbarer Kraftwerke werden objektive Vergleichskriterien benötigt, um eine Auswahl zwischen verschiedenen Varianten treffen zu können. Dabei können beispielsweise die Energieeffizienzen verschiedener Speichertechnologien verglichen werden. Insbesondere in Bezug auf thermische Energiespeicher reicht bei der Effizienzbewertung die reine Betrachtung der zu- und abgeführten Energie jedoch nicht aus, da thermische Energie nicht die gleiche „Wertigkeit“ besitzt wie mechanische oder elektrische Energie. Der Grund dafür ist, dass es gemäß dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik nicht möglich ist, einen Wärmestrom komplett in mechanische oder elektrische Leistung umzuwandeln [110, S. 146]. Um thermische Energiespeicher dennoch mit anderen Speichertechnologien vergleichen zu können, kann jedoch anstatt der Energieeffizienz auch die Exergieeffizienz eines thermischen Speichers ermittelt werden. Diese erlaubt es dann einen aussagekräftigen Vergleich zu anderen Technologien zu ziehen.

Exergie wird in der Thermodynamik als der Anteil einer Energieform definiert, der bei idealer – also reversibler – Prozessführung als Nutzarbeit abgegeben werden kann, während das System in ein thermodynamisches Gleichgewicht mit seiner Umgebung überführt wird [110, S. 149 ff.]. Die Vergleichsumgebung selbst befindet sich dabei in einem thermodynamischen Gleichgewicht und in Ruhe, was bedeutet, dass ihr Druck und ihre Temperatur konstant sind und dass sich dies aufgrund ihrer Größe auch dann nicht ändert, wenn ihr Materie oder Energie zu- oder abgeführt wird. Der Vollständigkeit halber soll an dieser Stelle erwähnt sein, dass sich die Umgebung auch in stofflichem und chemischem Gleichgewicht befinden muss. Beim Übergang eines Systems in das chemische Gleichgewicht mit seiner Umgebung, wobei das System bereits auf Umgebungsdruck und Umgebungstemperatur liegt, wird ausschließlich chemische Exergie freigesetzt, da es beim Ausgleich von Temperatur und Druck bereits jegliche physikalische Exergie verloren hat. Da in dieser Arbeit jedoch keine chemischen Ausgleichsprozesse behandelt werden, ist im weiteren Verlauf der Arbeit bei der Verwendung des Exergiebegriffs vereinfachend ausschließlich die physikalische Exergie gemeint.

Im Folgenden werden nun die Grundlagen zur energetischen und exergetischen Einordnung thermischer Schichtenspeicher erläutert. Da im Rahmen dieser Arbeit stets die Speicherphase, nicht aber die Be- oder Entladephase thermischer Energiespeicher untersucht wird, behandeln auch die nachfolgend vorgestellten Grundlagen lediglich die Speicherphase. Da während dieser Phase kein Stofftransport, sondern nur Wärme oder Arbeit zwischen Speicher und Umgebung übertragen werden, bilden TES während der Speicherphase ein geschlossenes thermodynamisches System.

2.1.1 Theoretische Entwicklung der Temperatur in sensiblen TES

Grundsätzlich lässt sich der Temperaturverlauf, den ein sensibler thermischer Energiespeicher mit flüssigem Speichermedium in der Speicherphase durchläuft, mit Hilfe der sogenannten *Lumped Capacitance Method* (LCM) beschreiben. Aus diesem Grund wird im Folgenden diese Methode kurz erläutert und aufgezeigt, wie sie auf thermische Speicher anzuwenden ist, um zeitliche Temperaturverläufe und damit verknüpfte Energieverläufe zu beschreiben.

Die LCM-Methode wird zur Beschreibung des transienten Wärmeübergangs von einem Körper an seine Umgebung genutzt. Die grundlegende Idee der Methode ist die Näherung, dass der Körper eine homogene Temperatur ϑ besitzt, die sich von der Umgebungstemperatur ϑ_∞ unterscheidet. Die dann einsetzende Wärmeübertragung zwischen Körper und Umgebung ändert dann zwar die Körpertemperatur, sorgt aber gemäß den getroffenen Annahmen der LCM-Methode nicht für eine inhomogene Temperaturverteilung im Körperinneren. Damit diese Annahme exakt zutrifft, müsste die Wärmeleitung im Inneren des Körpers unendlich groß sein, sodass die zu- oder abgeführte Wärme sich sofort im gesamten Körper verteilt und eine einheitliche Temperatur vorherrschen würde. In der Realität gibt es zwar keine Substanz mit unendlich hoher Wärmeleitfähigkeit, jedoch wurde gezeigt, dass es ausreicht, wenn die Wärmeleitung im Körperinneren deutlich schneller als die Wärmeübertragung zwischen Körper und Umgebung abläuft, damit die LCM-Methode zufriedenstellende Ergebnisse liefert. Daher ist es vor der Anwendung der LCM-Methode notwendig, mit Hilfe der dimensionslosen Biot-Zahl Bi zu prüfen, ob dieses Kriterium erfüllt ist [111, S. 284]:

$$Bi = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} \leq 0,1. \quad (2.1)$$

Dabei ist α der Wärmeübergangskoeffizient zwischen dem Körper und dem umgebenden Fluid, L ist die charakteristische Länge des Körpers und λ die Wärmeleitfähigkeit des Körpers. Sofern die Biot-Zahl kleiner als 0,1 ist, bedeutet dies, dass der thermische Widerstand der inneren Wärmeübertragung deutlich niedriger ist als der konvektive Wärmeübergang zwischen äußerem Fluid und Festkörper.

Ist diese Bedingung erfüllt, resultiert ein dem Körper zugeführter Wärmestrom \dot{Q} dann in der Erwärmung des Körpers, also einer zeitlichen Änderung der inneren Energie $\frac{dU}{dt}$.

$$\frac{dU}{dt} = \rho c V \frac{d\vartheta}{dt} = -\alpha A (\vartheta - \vartheta_\infty) = \dot{Q}. \quad (2.2)$$

ρ steht dabei für die Dichte des Körpers, c für die spezifische Wärmekapazität, V für das Volumen des Körpers und A für die Oberfläche, über welche die Wärmeübertragung zwischen dem Körper und der Umgebung stattfindet. Durch Trennung der Variablen und Integration beider Seiten kann Gleichung (2.2) schließlich zu:

$$\frac{\vartheta(t) - \vartheta_\infty}{\vartheta(t=0) - \vartheta_\infty} = e^{-\frac{\alpha A}{\rho c V} t} \quad (2.3)$$

umgeformt werden. Eine ausführlich Beschreibung der Herleitung von Gleichung (2.3) ist in [111, S. 280 ff.] zu finden. Gleichung (2.3) zeigt nun, dass die Temperatur des Körpers einem exponentiellen Verlauf folgt. Dieser kann entweder steigend sein, wenn der Körper kälter als seine Umgebung ist, oder fallend, wenn er wärmer ist. In der Literatur ist es üblich Gleichung (2.3) durch Entdimensionalisierung noch weiter zu vereinfachen:

$$\Theta = e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{mit} \quad \Theta = \frac{\vartheta(t) - \vartheta_{\infty}}{\vartheta(t=0) - \vartheta_{\infty}} \quad \text{und} \quad \tau = \frac{\rho c V}{\alpha A}. \quad (2.4)$$

Dabei ist Θ die dimensionslose Temperatur des Körpers und τ bildet die sogenannte Speicherzeitkonstante.

Grundsätzlich gilt Gleichung (2.3) auch für die Temperatur eines thermischen Speichers. Allerdings müssen hier einige zusätzliche Dinge berücksichtigt werden. Zum einen sind thermische Speicher keine Körper, die ausschließlich aus einem Stoff bestehen, sodass die Wärmeübertragung vom Speichermedium zur umgebenden Luft etwas komplexer als in dem zuvor aufgeführten Beispiel ist. In diesem Fall muss dann die Speicherwand des Behälters, eine äußere Wärmeisolierung und eventuelle andere Schichten in einem Gesamtwärmeübergangswiderstand zusammengefasst und daraus der Wärmedurchgangskoeffizient k berechnet werden. Dieser kann dann in Gleichung (2.3) den Wärmeübergangskoeffizienten α ersetzen. Zum anderen haben typische, flüssige Speichermedien keine besonders hohe Wärmeleitfähigkeit und die charakteristische Länge typischer Speichertanks ist relativ groß, sodass bei der Berechnung der Biot-Zahl oft zu hohe Werte für die Anwendung der LCM-Methode resultieren. Allerdings gilt es hier zu berücksichtigen, dass im flüssigen Speichermedium nicht nur Wärmeleitung, sondern auch Konvektion stattfindet. Die Temperaturänderung wandnaher Fluidschichten sorgt dann für vertikale Konvektion und eine thermische Schichtung bildet sich aus (vgl. Abbildung 1.5). In einer bestimmten Höhe bleibt die Fluidtemperatur dabei allerdings immer nahezu konstant. Wird das Speicherfluid dann in einzelne Höhenabschnitte mit quasi-konstanter Temperatur unterteilt und aus den einzelnen Temperaturen eine mittlere Temperatur berechnet, so kann mittels der LCM-Methode die zeitliche Änderung dieser mittleren Temperatur berechnet werden.

2.1.2 Herleitung der Exergiebilanz

Analog zum Vorgehen von MORAN u. a. [112, S. 228 f.] wird nun die Exergie eines geschlossenen Systems hergeleitet, die beispielsweise ein TES enthält. Das betrachtete System hat zu Beginn die Temperatur ϑ_0 , den Druck p_0 und das Volumen V_0 und befindet sich im Austausch mit seiner Umgebung, wobei Wärme und Arbeit übertragen werden können. Diese Umgebung ist in einem thermodynamischen Gleichgewicht und besitzt die Temperatur ϑ_u und den Druck p_u . Gemeinsam bilden das geschlossene System und seine Umgebung ein *Gesamtsystem*, dem keine Wärme zugeführt wird ($Q_{\text{ges}} = 0$), dessen Volumen konstant bleibt ($V_{\text{ges}} = \text{konst.}$) und das Energie lediglich in Form von Arbeit abgeben kann ($-W_{\text{ges}}$). Abbildung 2.1 zeigt das zuvor beschriebene Gesamtsystem eines

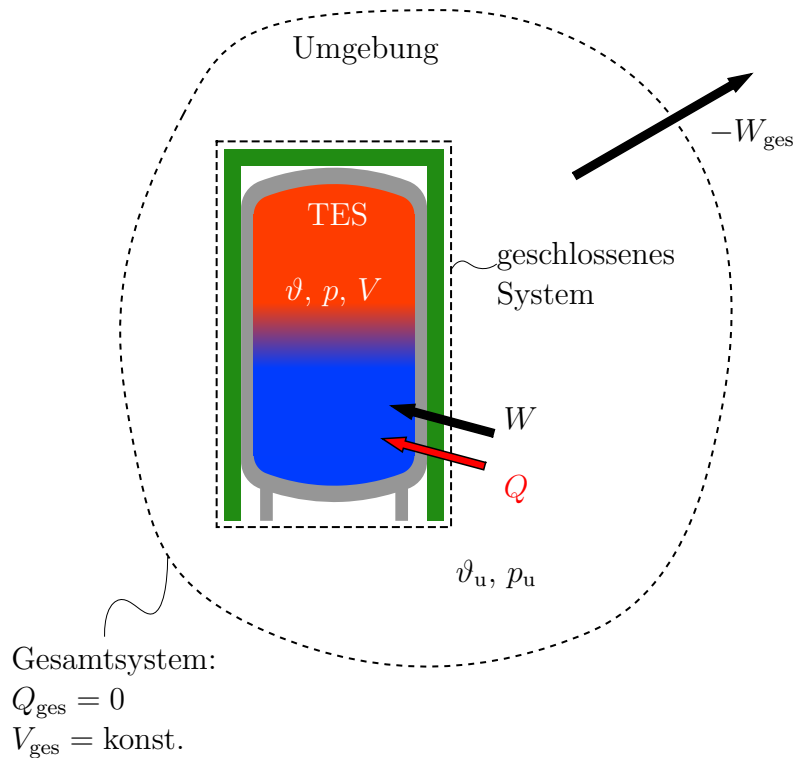


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines thermodynamischen Gesamtsystems bestehend aus einem TES und seiner Umgebung. Schwarze Pfeile symbolisieren zu- oder abgeführte Arbeit und rote Pfeile zeigen die Übertragung thermischer Energie. Die Abbildung ist angelehnt an [112, Fig. 7.3].

Wärmespeichers und seiner Umgebung anhand dessen im Folgenden die Herleitung des Exergiegehalts gezeigt wird.

Die Energiebilanz für das Gesamtsystem während dem Übergang des geschlossenen Systems in den Umgebungszustand und unter Vernachlässigung von potentieller und kinetischer Energie lautet dann:

$$\Delta E_{ges} = \cancel{Q_{ges}} + W_{ges}, \quad (2.5)$$

wobei ΔE_{ges} die Änderung der Energie des Gesamtsystems ist. Diese wird durch die Summe der Änderungen der inneren Energien des geschlossenen Systems und der Umgebung gebildet:

$$\Delta E_{ges} = (U_f - U_0) + \Delta U_u. \quad (2.6)$$

Dabei sind U_0 und U_f die innere Energie des geschlossenen Systems zu Beginn und im finalen, ausgeglichenen Zustand und ΔU_u ist die Änderung der inneren Energie der Umgebung. Letztere resultiert aus der Wärme und der Volumenänderungsarbeit, die der

Umgebung vom geschlossenen System zugeführt werden:

$$\Delta U_u = \vartheta_u \Delta S_u - p_u \Delta V_u. \quad (2.7)$$

ΔS_u und ΔV_u sind die Entropie- und Volumenänderung der Umgebung, die aus dem Wärmestrom bzw. der Volumenänderungsarbeit bei Umgebungstemperatur und -druck resultieren. Durch Einsetzen von Gleichung (2.7) in (2.6) und anschließendem Substituieren in Gleichung (2.5) resultiert die Formel zur Beschreibung der am Gesamtsystem verrichteten Arbeit:

$$W_{\text{ges}} = (U_f - U_0) + p_u(V_f - V_0) + \vartheta_u \Delta S_u. \quad (2.8)$$

Dabei wurde die Änderung des Umgebungsvolumens durch die negative Volumenänderung des geschlossenen Systems $\Delta V_u = -(V_f - V_0)$ ersetzt, wobei V_f und V_0 das finale Volumen und das Anfangsvolumen des geschlossenen Systems sind.

Durch einen letzten Schritt kann unter Zuhilfenahme der Entropiebilanz für das Gesamtsystem:

$$\Delta S_{\text{ges}} = \frac{Q_{\text{ges}}}{\vartheta_u} + \sigma_{\text{ges}}, \quad (2.9)$$

wobei ΔS_{ges} die Entropieänderung des Gesamtsystems und σ_{ges} die Entropieerzeugung durch irreversible Prozessführung sind, die schwer messbare Entropieänderung der Umgebung in Gleichung (2.8) ersetzt werden. Die Gesamtentropieänderung setzt sich dabei aus der Summe der Entropieänderungen des geschlossenen Systems $S_f - S_0$ und der Umgebung ΔS_u zusammen, wobei S_f und S_0 die Entropie des geschlossenen Systems im ausgeglichen und initialen Zustand beschreiben:

$$\Delta S_{\text{ges}} = (S_f - S_0) + \Delta S_u. \quad (2.10)$$

Durch Gleichsetzen von Gleichung (2.9) und (2.10) und anschließendem Umstellen und Einsetzen in Gleichung (2.8) resultiert die finale Form zur Beschreibung der Arbeit des Gesamtsystems:

$$W_{\text{ges}} = (U_f - U_0) + p_u(V_f - V_0) - \vartheta_u(S_f - S_0) + \vartheta_u \sigma_{\text{ges}}. \quad (2.11)$$

Gemäß der zuvor bereits angeführten Definition der Exergie, entspricht diese der maximal vom Gesamtsystem erzeugbaren Arbeit. Da diese nur bei reversibler Prozessführung ($\sigma_{\text{ges}} = 0$) generiert werden kann, folgt für die Exergie des Gesamtsystems:

$$Ex = -(W_{\text{ges}})_{\text{rev}} = (U_0 - U_f) + p_u(V_0 - V_f) - \vartheta_u(S_0 - S_f). \quad (2.12)$$

Aus Gleichung (2.12) wird nun ersichtlich, dass die Exergie eine Zustandsgröße eines Systems ist, das im Austausch mit seiner Umgebung steht. Der Exergiegehalt dieses

Systems ändert sich mit seinem Gehalt an innerer Energie, seinem Volumen und seinem Entropiegehalt.

Unter der Annahme, dass ein thermischer Energiespeicher während der Speicherphase keinen bedeutsamen Volumenänderungen unterliegt, kann der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung (2.12) gestrichen und die Gleichung damit weiter vereinfacht werden. Für die zeitliche Änderung des Exergiegehalts eines solchen Speichers bedeutet dies dann:

$$\frac{\partial Ex}{\partial t} = \dot{Ex} = \frac{\partial U(t)}{\partial t} - \vartheta_u \frac{\partial S(t)}{\partial t}. \quad (2.13)$$

Weiterhin kann in dieser Gleichung nun die zeitliche Änderung der inneren Energie $\frac{\partial U(t)}{\partial t}$ durch die Summe aus zugeführtem Wärmestrom \dot{Q} und zugeführter Leistung P ersetzt werden. Die zeitliche Änderung der enthaltenen Entropie $\frac{\partial S(t)}{\partial t}$ setzt sich zudem aus dem Entropiestrom des Wärmestroms $\dot{S}_Q(t)$ und der Entropieproduktionsrate bei irreversibler Prozessführung $\dot{\sigma}(t)$ zusammen. Somit resultiert aus Gleichung (2.13):

$$\dot{Ex} = \dot{Q}(t) + P(t) - \vartheta_u \dot{S}_Q(t) - \vartheta_u \dot{\sigma}(t). \quad (2.14)$$

Wird nun abschließend $\dot{S}_Q(t) = \frac{\dot{Q}}{\vartheta(t)}$ in Gleichung (2.14) substituiert und die Gleichung vereinfacht, verbleibt für den Exergiestrom des thermischen Speichers:

$$\dot{Ex} = \left(1 - \frac{\vartheta_u}{\vartheta(t)}\right) \dot{Q}(t) + P(t) - \vartheta_u \dot{\sigma}(t). \quad (2.15)$$

Gleichung (2.15) zeigt nun einen interessanten Sachverhalt in Bezug auf thermische Schichtenspeicher. Stellt man sich beispielsweise das in Abbildung 2.1 gezeigte geschlossene System vor, wobei das enthaltene Wärmespeichermedium thermisch geschichtet ist (dargestellt durch heißes (rotes) Fluid über kaltem (blauem) Fluid), und nimmt an, dass dem System keine Arbeit oder Wärme zugeführt wird ($\dot{Q} = 0$ und $P = 0$), so hängt der Exergiestrom des Speichers an seine Umgebung ausschließlich von der Entropieproduktionsrate ab. Trotz seiner adiabaten Randbedingung kann im Inneren des Speichers immer noch eine Durchmischung der heißen und kalten Schicht stattfinden, was einem irreversiblen Prozess entspricht und mit einer positiven Entropieproduktionsrate einhergeht ($\dot{\sigma} > 0$). Somit resultiert aus der Durchmischung der beiden Schichten ein negativer Exergiestrom – der Speicher verliert also Exergie an die Umgebung bei gleichzeitigem Energieerhalt. Dies erklärt den bereits in Kapitel 1 oft erwähnten Fakt, dass die Aufrechterhaltung der Schichtung bei thermischen Schichtenspeichern essenziell ist, um eine hohe Gesamteffizienz des Speichers zu ermöglichen.

2.1.3 Exergieanalyse von thermischen Schichtenspeichern

Um im weiteren Verlauf der Arbeit bewerten zu können, wie effizient ein thermisches Energiespeichersystem ist, kann eine Exergieanalyse durchgeführt werden. Im Rahmen

dieser Analyse wird aufgezeigt, wie sich der Exergiegehalt eines TES im Zeitverlauf entwickelt und wie dies der zeitlichen Entwicklung des Energiegehalts gegenübersteht. Im Folgenden werden daher die Grundlagen einer solchen Analyse beschrieben, wobei sich an dem von DINCER und ROSEN [27] beschriebenen Vorgehen orientiert wird.

Grundlegend lassen sich die spezifische Energie und Exergie ($\frac{E}{m}$ bzw. $\frac{Ex}{m}$, wobei m die Masse ist) eines thermischen Speichermediums wie folgt berechnen [27, S. 282]:

$$e(h) = c \cdot (\vartheta(h) - \vartheta_u), \quad (2.16)$$

$$ex(h) = e(h) - c \cdot \vartheta_u \cdot \ln \left(\frac{\vartheta(h)}{\vartheta_u} \right). \quad (2.17)$$

Dabei ist c die als konstant angenommene spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit, $\vartheta(h)$ die Temperatur der Schichtung in der Höhe h und ϑ_u die ebenfalls als konstant vorausgesetzte Umgebungstemperatur des Speichers. Gleichung (2.17) lässt sich dabei aus Gleichung (2.15) ableiten, indem sowohl die Leistung $P(t)$ als auch die Entropieproduktionsrate $\dot{\sigma}$ jeweils gleich Null gesetzt werden und der Wärmestrom mit der zeitlichen Änderung der inneren Energie des Speichers substituiert wird ($\dot{Q} = \frac{dU}{dt} = m \cdot c \cdot \frac{d\vartheta}{dt}$). Anschließend kann nach Trennung der Variablen der Exergiestrom zeitlich in den Grenzen t und $t = \infty$ integriert werden und die rechte Seite der Gleichung nach der Temperatur und mit den Integrationsgrenzen ϑ und ϑ_u integriert werden.

Abbildung 2.2 zeigt die Verläufe der dimensionslosen Energie und Exergie mit steigender Speichertemperatur und für eine Umgebungstemperatur von ϑ_u . Die Entdimensionalisierung wurde durch Division der Gleichungen (2.16) und (2.17) mit dem Divisor $c \cdot \vartheta_u$ durchgeführt (siehe Legende in Abbildung 2.2). Das Diagramm zeigt, dass thermische Speicher unterhalb der Umgebungstemperatur negative Energie speichern, da diese immer im Verhältnis zur Umgebung betrachtet wird. Diese Speicher werden dann als Kältespeicher bezeichnet. Gleichzeitig liegt dabei aber positive Exergie vor, welche mit sinkender Speichertemperatur immer weiter ansteigt. Erklärt werden kann diese Tatsache mit einem theoretischen Wärmestrom, welcher dem Kältespeicher zugeführt werden kann, um das Speichermedium zu erwärmen. Dieser Wärmestrom kann teilweise in Arbeit umgewandelt werden. Diese umwandelbare Exergie wird gemäß der zuvor definierten Gleichungen (2.16) und (2.17) dem TES zugeschrieben und ist daher positiv.

Um den Energie- und Exergiegehalt eines realen TES zu ermitteln, kann dieser in N Schichten unterteilt werden, deren Temperatur durch Messung bekannt ist und deren Masse jeweils der Masse m_n ($n = 1, \dots, N$) entspricht. Der individuelle Energie- und Exergiegehalt jeder Schicht und zu einem Zeitpunkt t berechnet sich dann zu:

$$E_n(t) = m_n \cdot c \cdot (\vartheta_n(t) - \vartheta_u), \quad (2.18)$$

$$Ex_n(t) = E_n(t) - m_n \cdot c \cdot \vartheta_u \cdot \ln \left(\frac{\vartheta_n(t)}{\vartheta_u} \right). \quad (2.19)$$

Aus der Summe aller N Schichten kann dann schließlich der gesamte Energie- bzw. Exergiegehalt des thermischen Schichtenspeichers zu jedem Zeitpunkt der Messungen

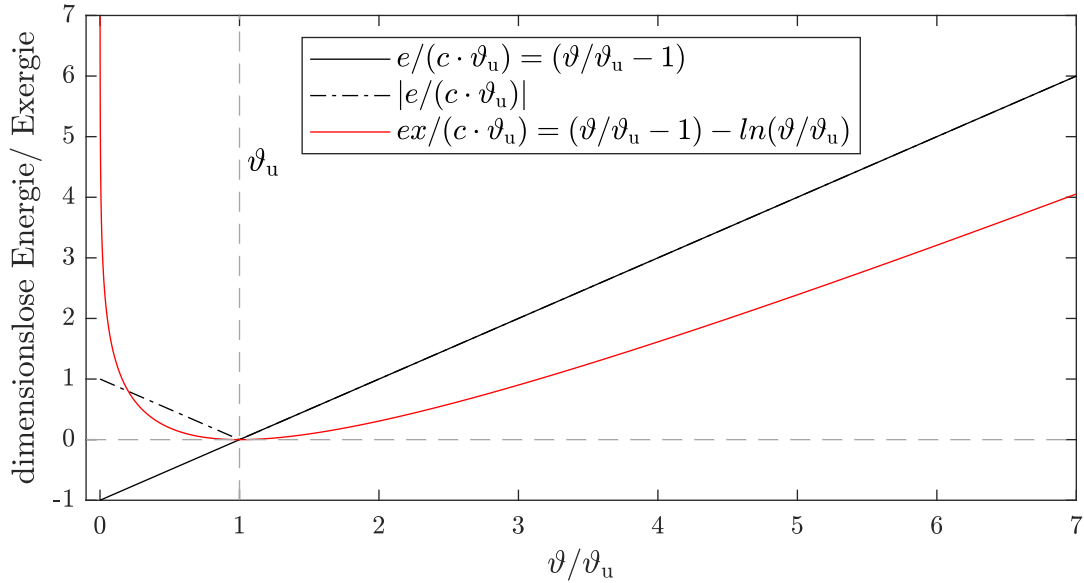


Abbildung 2.2: Dimensionslose Darstellung der in thermischen Energiespeichern enthaltenen Energie und Exergie in Abhängigkeit der Speichertemperatur ϑ und bei der Umgebungstemperatur ϑ_u .

berechnet werden. Setzt man diese Gesamtenergie bzw. Gesamtexergie eines Zeitpunktes dann ins Verhältnis zu dem jeweiligen Anfangsgehalt ($t = 0$) dann lassen sich daraus die energetische und exergetische Speichereffizienz berechnen:

$$\eta(t) = \frac{\sum_{n=1}^N E_n(t)}{\sum_{n=1}^N E_n(t=0)}, \quad (2.20)$$

$$\psi(t) = \frac{\sum_{n=1}^N Ex_n(t)}{\sum_{n=1}^N Ex_n(t=0)}. \quad (2.21)$$

Insbesondere die exergetische Speichereffizienz ψ kann nun dazu genutzt werden, um eine Aussage über die Speichereffizienz zu treffen oder den thermischen Speicher mit anderen Speichertechnologien zu vergleichen.

An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass es sich bei dem zuvor beschriebenen Vorgehen um ein sogenanntes Stufenmodell handelt, da jede der N Schichten mit einer konstanten Temperatur von ϑ_n angenommen wird. Wird N zu klein gewählt, so folgt daraus, dass jede der Schichten einen erheblichen Höhenanteil des Speichers abdeckt und somit die unterschiedlichen Zonen der Schichtung nicht fein genug aufgelöst werden können. In der Literatur wurde dies gezeigt, indem solche Stufenmodelle mit einer unterschiedlichen Anzahl von Schichten gegenübergestellt und auch mit anderen Näherungsmethoden verglichen wurden [27, S. 292]. Der Vergleich hat gezeigt, dass ein Stufenmodell mit 200 Stufen im Vergleich zu einem numerischen Referenzmodell identische Werte für den Exergiegehalt geliefert hat. Das nächst gröbere Stufenmodell ($N = 20$) hat am zweit-

besten abgeschnitten und erst ein Stufenmodell, das lediglich $N = 2$ Stufen hatte, wies schließlich signifikante Abweichungen vom numerischen Modell auf. Somit kann festgehalten werden, dass für die Anwendung des Stufenmodells eine zweistellige Anzahl an Temperaturmesspositionen vorhanden sein sollte, um aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen.

2.2 Strömungsmechanische Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit werden die strömungsmechanischen Effekte innerhalb thermischer Schichtenspeicher sowohl mit numerischen als auch experimentellen Methoden untersucht. Da dabei insbesondere die natürliche Konvektionsströmung entlang einer vertikalen Oberfläche im Vordergrund steht, werden im Folgenden die Grundlagen von thermisch getriebenen Konvektionsströmungen entlang einer vertikalen, beheizten Platte vorgestellt. Dieses Modellsystem ist neben Rayleigh-Bénard Konvektion eines der grundlegendsten Modellsysteme für natürliche Konvektionströmungen. Zwar unterscheiden sich die in dieser Arbeit untersuchten Strömungen leicht von denen der vertikalen, beheizten Platte aber dennoch ist es sinnvoll zunächst diesen grundlegenden Modellversuch zu studieren, um später die Unterschiede erkennen und erklären zu können. Bei der nachfolgenden Beschreibung der vertikalen Platte wird sich an den Erklärungen von MÜLLER und EHRHARD [92, S. 5 ff.], BERGMAN und INCROPERA [111, S. 599 ff.] und OERTEL [113, S. 396 ff.] orientiert.

Bei dem Modellsystem handelt es sich um eine vertikale Platte, welche auf eine Temperatur ϑ_P aufgeheizt wird und an welche ein Bereich halbbunendlich ausgedehnten Fluids angrenzt, welche die Anfangstemperatur $\vartheta_\infty < \vartheta_P$ hat. Durch den Wärmetransport von der warmen Plattenoberfläche in das kältere Fluid wird dort eine Änderung der Dichte ρ hervorgerufen, was schließlich als Antrieb für eine natürliche Konvektionsströmung aufgrund der entstehenden Auftriebskräfte wirkt. Im Falle einer kalten Platte und warmem Fluid würde der Wärmetransport seine Richtung ändern, was jedoch ebenfalls zu einer Dichteänderung des wandnahen Fluids und somit zu einer Konvektionsströmung führt. Im Folgenden wird jedoch an dem Beispiel der wärmeren Platte festgehalten. Abbildung 2.3 zeigt den grundlegenden Versuchsaufbau der beheizten vertikalen Platte.

Die Grundgleichungen für die Massenerhaltung, den Impulstransport und den Wär-

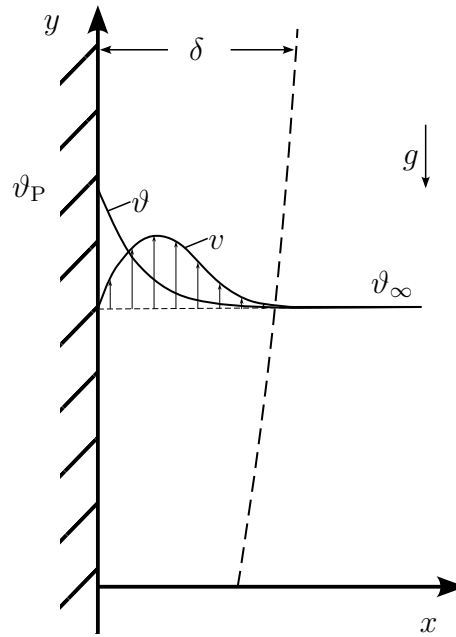


Abbildung 2.3: Skizze der Grundlagenexperiments der beheizten vertikalen Platte. Darstellung in Anlehnung an [92, S. 7].

metransport eines zweidimensionalen Systems lauten:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - g \frac{\rho}{\rho_\infty}, \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + u \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + v \frac{\partial \vartheta}{\partial y} = \kappa \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} \right). \quad (2.25)$$

In diesen Gleichungen stehen x und y für die horizontale und vertikale Raumkoordinate, u und v für die zugehörigen Geschwindigkeitskomponenten, t für die Zeit, p für den Druck und ρ_∞ für die konstante Dichte im Fernfeld der Wand, von der lediglich die temperaturabhängige Dichte ρ im Schwerkraftterm von Gleichung (2.24) abweicht. Die Variable $\nu = \mu/\rho_\infty$ steht für die kinematische Viskosität und berechnet sich aus dem Verhältnis der dynamischen Viskosität μ und der Dichte. $\kappa = \lambda/(\rho_\infty \cdot c)$ steht für die Temperaturleitfähigkeit und setzt sich aus dem Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit λ und dem Produkt aus Dichte und spezifischer Wärmekapazität c zusammen.

Den Gleichungen (2.22) - (2.25) liegen einige Annahmen zugrunde, damit sie in dieser Form zutreffen. Zunächst wird von einem inkompressiblen Fluid ausgegangen, sodass die

Dichte des Fluids vom Druck unabhängig ist [92, S. 5]. In der Energiegleichung (2.25) wurde zudem der Dissipationsterm vernachlässigt, was eine geeignete Näherung für niedrige Geschwindigkeiten wie beispielsweise im Fall von natürlicher Konvektion ist [111, S. 598]. Weiterhin wurde die sogenannte Boussinesq-Approximation angewendet, durch welche alle Stoffparameter mit Ausnahme der bereits erwähnten temperaturabhängigen Dichte im Schwerkraftterm als konstant angenommen werden. Zudem kann der volumetrische Ausdehnungskoeffizient β bei Anwendung der Boussinesq-Approximation linear

$$\beta = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\rho_\infty - \rho}{\vartheta_\infty - \vartheta}, \quad (2.26)$$

genähert werden.

Wird nun weiterhin angenommen, dass das System der vertikalen, beheizten Platte ein stationäres System ist, da das Fluid in x -Richtung halbunendlich ausgedehnt ist und sich somit die Randbedingungen (bei $x = 0$ und $x = \infty$) des Systems nicht zeitlich ändern, so kann das Gleichungssystem (2.22) - (2.25) durch Streichen der Terme mit Zeitableitung weiter vereinfacht werden. Zudem kann Gleichung (2.26) in Gleichung (2.24) eingesetzt werden. Dazu werden zunächst die nachfolgend aufgeführten Randbedingungen in das Gleichungssystem eingesetzt:

$$x = 0, y \quad : \quad u = 0, v = 0, \vartheta = \vartheta_P, \quad (2.27)$$

$$x \rightarrow \infty, y \quad : \quad u \rightarrow 0, v \rightarrow 0, \vartheta \rightarrow \vartheta_\infty. \quad (2.28)$$

Durch das Einsetzen dieser Randbedingungen ergibt sich aus den Gleichungen (2.23) und (2.24):

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2.29)$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial y} - g\rho_\infty. \quad (2.30)$$

Gleichungen (2.29) und (2.30) liegt dabei die Annahme zugrunde, dass das Druckfeld im Fernfeld der Platte gleich dem Druck in der Plattengrenzschicht ist. Dies trifft für niedrige lokale Druckgradienten aufgrund niedriger Strömungsgeschwindigkeiten in guter Näherung zu und wird auch in der Literatur so angenommen (siehe Gleichung (9.7) in [111, S. 598]). Werden nun abschließend die Gleichungen (2.26), (2.29) und (2.30) in das Gleichungssystem (2.22) - (2.25) eingesetzt, so erhält man die vereinfachten Grund-

gleichungen der vertikalen, beheizten Platte:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (2.31)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (2.32)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + g\beta(\vartheta - \vartheta_\infty), \quad (2.33)$$

$$u \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + v \frac{\partial \vartheta}{\partial y} = \kappa \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} \right). \quad (2.34)$$

Die Gleichungen in dieser Form bilden nun die physikalischen Vorgänge des Strömungs- und Wärmetransports ab. Als Antrieb für all diese Vorgänge fungiert dabei die Temperaturdifferenz $\vartheta - \vartheta_\infty$ im Schwerkraftterm der vertikalen Impulsgleichung (2.33).

In der Strömungsmechanik ist es nun üblich die Bilanzgleichungen in dimensionsloser Form darzustellen und somit von den physikalischen Gegebenheiten eines spezifischen Experiments unabhängig zu machen. Im Folgenden wird am Beispiel des Gleichungssystems (2.31) - (2.34) daher erläutert wie eine Entdimensionalisierung durchgeführt wird.

Grundlegend wird bei der Entdimensionalisierung jede einzelne physikalische Größe mit Hilfe anderer Referenzwerte bzw. Stoffparameter so verrechnet, dass im Ergebnis ein einheitenloser Wert herauskommt. Im Fall des vorliegenden Gleichungssystems werden dazu die folgenden dimensionslosen Größen für die Raumkoordinaten, die Geschwindigkeitskomponenten und die Temperatur genutzt:

$$\begin{aligned} \tilde{x} &= \frac{x}{L} & \tilde{y} &= \frac{y}{L} \\ \tilde{u} &= \frac{u}{u_0} & \tilde{v} &= \frac{v}{u_0} & \Theta &= \frac{\vartheta - \vartheta_\infty}{\vartheta_P - \vartheta_\infty} \end{aligned}$$

Dabei ist L eine charakteristische Länge, welche mit dem Experiment in Zusammenhang gebracht werden kann, und u_0 ist eine beliebig wählbare Referenzgeschwindigkeit. Nach dem Einsetzen und Umstellen der dimensionslosen Parameter in das Gleichungssystem folgt:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{y}} = 0, \quad (2.35)$$

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{y}} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \tilde{y}^2} \right), \quad (2.36)$$

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{y}} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \tilde{y}^2} \right) + \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} \Theta, \quad (2.37)$$

$$\tilde{u} \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v} \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{y}} = \frac{1}{\text{Pr Re}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \tilde{y}^2} \right). \quad (2.38)$$

In den entdimensionalisierten Gleichungen (2.35) - (2.38) stehen Re , Gr und Pr für die Reynolds-Zahl, die Grashof-Zahl und die Prandtl-Zahl. Mit Hilfe dieser drei dimensionslosen Kennzahlen lässt sich somit ein beliebiges System einer vertikalen, beheizten Platte beschreiben. Die Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{\nu u_0}{L} \quad (2.39)$$

repräsentiert dabei das Verhältnis der Trägheitskraft zu viskoser Reibung. Die Prandtl-Zahl

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (2.40)$$

ist ein reiner Stoffparameter, der die Impulsdiffusion ins Verhältnis zur Temperaturdiffusion setzt. Die Grashof-Zahl

$$Gr = \frac{g\beta(\vartheta_P - \vartheta_\infty)L^3}{\nu^2} \quad (2.41)$$

beschreibt das Verhältnis von Auftriebskräften zu viskosen Kräften. Damit der Schwerkraftterm aus Gleichung (2.37) erhalten bleibt, muss $\frac{Gr}{Re^2} = \mathcal{O}(1)$ gelten und es kann $Re = Gr^{1/2}$ definiert werden [111, S. 599]. Somit lassen sich die dimensionslosen Gleichungen noch weiter vereinfachen und das System einer vertikal beheizten Platte kann ausschließlich durch die Grashof- und die Prandtl-Zahl beschrieben werden. Dadurch nimmt die Grashof-Zahl für freie Konvektion eine ähnliche Bedeutung wie die Reynolds-Zahl in erzwungener Konvektion ein.

Eine weitere dimensionslose Kennzahl in Zusammenhang mit natürlicher Konvektion ist die Rayleigh-Zahl

$$Ra = \frac{g\beta(\vartheta_P - \vartheta_\infty)L^3}{\nu\kappa}, \quad (2.42)$$

welche sich aus dem Produkt von Prandtl- und Grashof-Zahl bildet ($Ra = Pr \cdot Gr$). Mit Hilfe der Rayleigh-Zahl, welche mit der Lauflänge der Strömung als charakteristische Länge L berechnet wird – also der Länge von Beginn der Platte bis zu der vertikalen Position, an der die Rayleigh-Zahl berechnet werden soll – kann eine Zuordnung zu laminarer bzw. turbulenter Strömung vorgenommen werden. Unterhalb der kritischen Rayleigh-Zahl Ra_k ist die Strömung als laminar einzuordnen, oberhalb der kritischen Rayleigh-Zahl als turbulent. Die kritische Rayleigh-Zahl der vertikalen, beheizten Platte wurde empirisch ermittelt und liegt etwa bei $Ra_k \approx 10^9$.

2.3 Messtechnische und numerische Methoden

2.3.1 Particle Image Velocimetry

Die *Particle Image Velocimetry* (PIV) ist eine optische Messmethode aus dem Bereich der Strömungsmechanik, die sowohl in industriellen Anwendungen als auch in der wissenschaftlichen Forschung häufig zum Einsatz kommt. Die Messmethode ermöglicht eine berührungslose Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern mit einer hohen zeitlichen

und räumlichen Auflösung. Dazu wird die Bewegung von Partikeln, welche dem Fluid hinzugefügt werden, im zeitlichen Verlauf verfolgt. Ein großer Vorteil der PIV ist die Möglichkeit, nicht nur punktuelle Geschwindigkeitswerte, sondern gesamte Geschwindigkeitsfelder instantan erfassen zu können, was für viele Anwendungen von großem Interesse ist.

Grundlegend beruht das Prinzip der PIV darauf, dass kleine Partikel im zu untersuchenden Fluidvolumen suspendiert und deren Bewegungen in der Strömung mit einer Kamera aufgenommen werden. Im Rahmen der Auswertung der aufgenommenen Rohbilder werden schließlich Geschwindigkeitsfelder der Strömung abgeleitet. Zur Detektion der Partikel werden diese mit einer Lichtquelle – in den meisten Fällen mit einem Laser – belichtet, sodass sie eindeutig vom Hintergrund zu unterscheiden sind. Typischerweise wird dazu der vom Laser emittierte Lichtstrahl mittels eines optischen Systems in einen Lichtschnitt aufgeweitet, wodurch die Partikel innerhalb einer Messebene belichtet werden können. Die Geschwindigkeitskomponenten innerhalb dieser Ebene werden anhand der Verschiebung der Partikel und des zeitlichen Abstandes von zwei aufeinander folgenden Aufnahmen gemäß der einfachen linearen Näherung $\vec{u} = \frac{\vec{s}}{t}$ bestimmt. Dabei ist \vec{u} der Geschwindigkeitsvektor, \vec{s} die zurückgelegte Strecke des Partikels und t die verstrichene Zeit.

Damit aus den aufgenommenen Kamerabildern diese Berechnung vorgenommen werden kann, wird zunächst das komplette Sichtfeld der Kamera in kleine Auswertefenster – die sogenannten *Interrogation Windows* – unterteilt. Für jedes dieser Auswertefenster wird eine zweidimensionale Kreuzkorrelation von zwei zeitlich aufeinander folgenden Rohbildern durchgeführt. Der höchste Peak der Korrelationsebene gibt dann die Verschiebung der Partikelbilder innerhalb des Auswertefensters vom ersten zum zweiten Rohbild an. Mit Hilfe einer vor der Messung durchgeführten Kalibrierung der Kamera können die Verschiebungen aller Auswertefenster, welche zunächst die Verschiebung nur in Pixeln des Kamerasensors angeben, in physikalische Einheiten von m s^{-1} umgerechnet werden. Die Gesamtheit aller berechneten Vektoren ergibt schließlich das Vektorfeld der Strömung für die zwei zugrundeliegenden Rohbilder. Abbildung 2.4 zeigt das zuvor beschriebene Grundprinzip der PIV-Messtechnik noch einmal mit allen wesentlichen Komponenten.

Heutzutage existieren einige unterschiedliche Arten der PIV, die sich hauptsächlich anhand der Anzahl an messbaren Geschwindigkeitskomponenten und der Anzahl an Raumkoordinaten des Messgebiets unterscheiden lassen. Grundlegend wurde PIV so entwickelt, dass in einer zweidimensionalen Ebene die Strömung der beiden zu dieser Ebene parallelen Geschwindigkeitskomponenten gemessen wurden. Daher wird die Standardform von PIV als 2D2K-Messtechnik (zwei Dimensionen und zwei Komponenten) bezeichnet. In der darauffolgenden Entwicklung wurde die Messtechnik durch Verwendung zusätzlicher Kameras mit unterschiedlichen Blickwinkeln erweitert. So ermöglicht eine zweite Kamera auch die Geschwindigkeitskomponente in Tiefenrichtung zu messen, was als stereoskopisches PIV (2D3K) bezeichnet wird [115]. Durch die Verwendung von noch weiteren Kameras und der gleichzeitigen Ausleuchtung eines Messvolumens anstatt

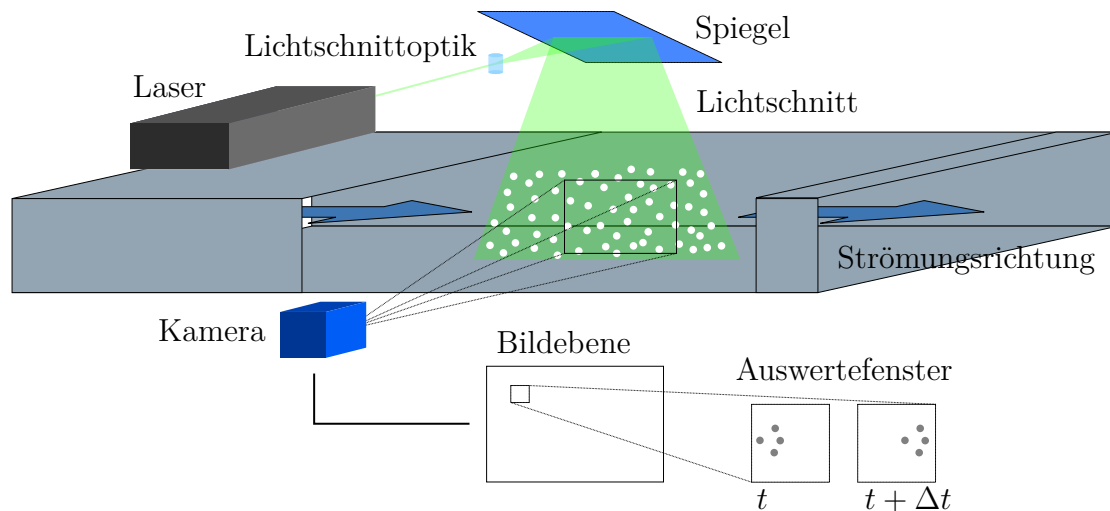


Abbildung 2.4: Veranschaulichung eines grundlegenden PIV-Aufbaus bestehend aus dem Laser mit Lichtschnittoptik und der Kamera sowie Partikeln, welche dem strömenden Fluid beigefügt werden. Die schematische Darstellung der Auswertung eines Doppelbildes zum Zeitpunkt t und dem Zeitversatz Δt zeigt den Versatz der Partikelbilder innerhalb eines Auswertefensters. Die Darstellung ist [114, Fig. 1.9] nachempfunden.

einer Messebene ist schließlich auch tomografisches PIV (3D3K) möglich, das alle drei Geschwindigkeitskomponenten eines Volumens misst [116]. Weitere Entwicklungen der Messtechnik schließen beispielsweise die Messung zusätzlicher skalarer Größen wie die Temperatur [117–120] oder die Dichte des Fluids [121] mit ein. Außerdem wurde die Automatisierung der Messtechnik durch Verwendung von Roboterarmen [122] oder die Integration von maschinellem Lernen in den Auswerteverfahren [123, 124] vorangetrieben. Parallel zu diesen Entwicklungen wurde zusätzlich auch stetig an der Verbesserung der Genauigkeit der Messtechnik geforscht [125–135], sodass PIV aktuell als sehr zuverlässige und hoch präzise Messtechnik im Bereich der Strömungsmechanik gilt. Zudem wurde in den vergangenen Jahren zunehmend versucht, die Messtechnik mit günstiger und leicht verfügbarer Hardware zu betreiben und so die sonst üblichen und meist teuren wissenschaftlichen Kameras und Laser zu ersetzen. So wurde beispielsweise gezeigt, dass es möglich ist, preiswerte Action-Kameras zu verwenden [136] oder mit Hilfe einer Smartphone-App sowohl die Aufnahme der Rohbilder als auch die Auswertung der Rohdaten mit handelsüblichen Smartphones durchzuführen [137].

Um einen umfassenden Überblick über alle Aspekte der Messtechnik zu bekommen, sei der interessierte Leser auf ADRIAN und WESTERWEEEL [138] und RAFFEL u. a. [114] verwiesen. Im Folgenden wird lediglich auf einen Aspekt der Messtechnik etwas genauer eingegangen, welcher im Rahmen dieser Arbeit besonders relevant ist, da leichte Abwandlungen bereits bekannter Auswerteverfahren im Verlauf der Messungen entwickelt und angewendet wurden.

Bestimmung der Messgenauigkeit

Die Genauigkeit von Geschwindigkeitsmessungen mittels PIV hängt generell stark von der verwendeten Messtechnik ab. So kann das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit besser belichteten Aufnahmen erhöht werden, was beispielsweise durch die Verwendung von Objektiven mit niedriger Blendenzahl und Kameras mit großen Sensoren gelingen kann. Mit Hilfe einer höheren Pixelanzahl können feinere Strömungsstrukturen bei gleichem Bildausschnitt aufgelöst werden und durch die Anwendung von Objektiven mit großer Brennweite können kleine Strukturen gezielt vergrößert werden. Somit hängt die absolute Messgenauigkeit sehr stark von jedem individuellen PIV-Aufbau ab. Über die relative Messgenauigkeit lassen sich allerdings einige allgemeingültige Aussagen treffen.

Die relative Messgenauigkeit $\sigma_x = \frac{\delta x}{\Delta x}$ wird aus dem Verhältnis der minimal auflösbaren Partikelverschiebung δx und der tatsächlichen Partikelverschiebung Δx zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern gebildet. Durch die Nutzung von subpixelgenauen Auswertalgorithmen bei der Peak-Bestimmung in der Korrelationsebene können minimal auflösbare Verschiebungen von $\delta x = 0,05$ px erreicht werden [114]. Wird aufgrund der entsprechenden Einstellung des Zeitversatzes Δt in Verbindung mit dem verwendeten Objektiv und der Kamera also beispielsweise ein Partikelbildversatz von 10 px erzielt, so wird eine relative Messunsicherheit von 0,5 % erreicht. Unter Annahme guter aber nicht perfekter Messbedingungen kann also von einer auflösbaren Verschiebung von $\delta x = 0,1$ px ausgegangen werden, wodurch ein Partikelbildversatz von 10 px zu einer relativen Messunsicherheit von 1 % führt. Ein noch höherer Versatz würde zwar zu einer reduzierten Unsicherheit führen, erfordert aber gleichzeitig auch größere Auswertefenster, da andernfalls ein zu großer Teil der Partikel im Zeitraum zwischen den Aufnahmen der Rohbilder den Bereich des Auswertefensters verlassen würden. Demnach kann geschlossen werden, dass bei zu großem Partikelbildversatz in Relation zur Größe des Auswertefensters die deutliche Ausprägung des Korrelationspeaks abnimmt. Üblicherweise wird daher angestrebt, dass nicht mehr als 25 % der Partikel aus dem Bereich des Auswertefensters herausströmen.

2.3.2 Strömungssimulation

Obwohl ein Großteil dieser Arbeit auf messtechnischen Untersuchungen basiert, werden im Rahmen von Voruntersuchungen auch Ergebnisse von Strömungssimulationen genutzt, um erste Abschätzungen über das Strömungsverhalten innerhalb des Modell-experiments machen zu können. Aus diesem Grund werden im Folgenden einige Grundlagen der numerischen Strömungsmechanik kurz zusammengefasst. Da die numerische Simulation in dieser Arbeit jedoch lediglich eine Nebenrolle einnimmt, wird sich auf eine allgemeine und grundlegende Beschreibung der Methode beschränkt und der interessierte Leser sei an dieser Stelle für tiefergehende Informationen auf die Beschreibungen von LAURIEN und OERTEL [139], KAJISHIMA und TAIRA [140] oder FERZIGER, PERIĆ und STREET [141] verwiesen.

Die numerische Strömungsmechanik bietet allgemein eine Möglichkeit, Strömungen von Fluiden in Systemen unterschiedlicher Geometrien zu simulieren und so ohne den Aufbau eines realen Experiments oder Messungen am Untersuchungsobjekt Aussagen über das Strömungsverhalten treffen zu können. Da diese Strömungen zwar mit partiellen Differentialgleichungen beschrieben werden können aber nicht allgemein analytisch lösbar sind, werden die Lösungen durch eine zeitliche und örtliche Diskretisierung und die numerische Lösung der diskretisierten Bereiche approximiert [141, S. 25]. Grundsätzlich besteht die numerische Simulation einer Strömung gemäß der Beschreibung von LAURIEN und OERTEL [139, S. 10] aus vier Arbeitsschritten. Diese Schritte sind die Wahl der Grundgleichungen und Randbedingungen, die Geometrieerstellung inklusive der Vernetzung dieser Geometrie (also der Diskretisierung des Simulationsbereichs), die Auswahl der numerischen Methode zur Lösung der Gleichungen und schließlich die Durchführung der Simulation sowie der Datenauswertung.

Die Auswahl der Grundgleichungen hängt davon ab, welche physikalischen Vorgänge simuliert werden sollen und wie hoch die Anforderungen an die Genauigkeit der Ergebnisse ist. In dieser Arbeit wird beispielsweise neben der Kontinuitätsgleichung und den Impulsgleichungen auch die Energiegleichung gelöst (vgl. Gleichungen (2.22) – (2.25)), um die natürliche Konvektion in einem Schichtenspeichermodell zu simulieren (siehe Kapitel 5). Zudem wird von einem inkompressiblen Fluid ausgegangen, was eine Vereinfachung der Grundgleichungen darstellt.

Im Bereich der Geometrieerstellung kann entschieden werden, ob eine exakte oder ebenfalls vereinfachte Nachbildung des Versuchsgegenstandes simuliert werden soll. Bei der Vernetzung kann sich insbesondere zwischen einer strukturierten oder unstrukturierten Vernetzung entschieden werden, was die Möglichkeiten bei der Wahl der numerischen Methode beeinflusst. Zudem kann das Netz so fein gestaltet werden, dass die direkte Simulation der Grundgleichungen exakte Lösungen liefert (dies wird als direkte numerische Simulation (DNS) bezeichnet). Alternativ kann das Netz auch gröber gestaltet werden und die dabei entstehenden Ungenauigkeiten werden durch die Anpassung der verwendeten Rechenmodelle ausgeglichen. Beispielsweise ist die Anwendung von Turbulenzmodellen sehr verbreitet, welche es erlauben, dass die Vernetzung nicht die kleinsten Skalen der Turbulenz auflösen muss.

Unter der numerischen Methode zur Lösung der Gleichungen meinen LAURIEN und OERTEL [139] insbesondere die Wahl eines geeigneten Programms, wobei sie zwischen kommerzieller Software, frei verfügbarer Software und selbst geschriebener Simulationssoftware unterscheiden. Unter der numerischen Methode könnte aber beispielsweise ebenso verstanden werden, welche Art von Turbulenzmodell am besten für ein spezifisches Problem anzuwenden ist oder ob eine DNS angewendet werden soll.

Im letzten Schritt, nämlich der eigentlichen Simulationsrechnung, findet dann die numerische Lösung der Gleichungen mittels iterativer Algorithmen statt. Dabei wird typischerweise nach jeder Iteration das Ungleichgewicht zwischen der rechten und linken Seite der zu lösenden Gleichungen berechnet und für alle Gitterzellen aufaddiert. Außerdem für die so berechneten Residuen ein Abbruchkriterium festgelegt. Sind alle Residuen

niedriger als das festgelegte Abbruchkriterium, so gilt die Simulation als gelöst. Anschließend können die Simulationsergebnisse aufbereitet und dargestellt werden. Zudem ist eine Validierung der Ergebnisse anhand von Messdaten oder anderer theoretischer Lösungen sinnvoll.

Diskretisierungsmethoden

Bei den Diskretisierungsmethoden der Rechengebiete in numerischen Simulationen wird zwischen der Finite-Differenzen-Methode (FDM), der Finite-Volumen-Methode (FVM) und der Finite-Elemente-Methode (FEM) unterschieden [139–141]. Bei der FDM handelt sich um ein Verfahren, das auf der differentiellen Form der Grundgleichungen basiert. Die darin enthaltenen partiellen Ableitungen werden dann durch Differenzenquotienten angenähert. Dieser Diskretisierungsschritt überführt die Grundgleichungen in eine algebraische Form, welche anschließend für jeden Knotenpunkt der Vernetzung numerisch gelöst werden kann. Während das Verfahren auf strukturierten Netzen sehr effizient und auch für Ableitungen höherer Ordnung geeignet ist, bietet es den Nachteil, dass die Kontinuität nicht ohne weitere Maßnahmen garantiert ist [141, S. 39].

Bei der FVM werden die Grundgleichungen über das Volumen der Geometrie integriert. Durch die Anwendung des Gaußschen Integralsatzes kann anschließend das Volumenintegral in ein Oberflächenintegral überführt werden, wodurch die räumlichen, partielle Differentiale verschwinden. Durch die Unterteilung der Gesamtgeometrie in die vom numerischen Netz vorgegebenen Gitterzellen entstehen kleine Teilvolumina mit den Zellgrenzen als Berandung. Für jede der Zellen werden die Erhaltungsgleichungen dann gelöst, wobei die Variablen in den Zentren dieser Zellen definiert sind und als konstant über die ganze Zelle angenommen werden. Durch die Forderung, dass alle Ströme durch die Zellberandungen zweier angrenzender Zellen gleich groß sind, wird die Kontinuität bei dieser Methode automatisch erfüllt [141, S. 39].

Die FEM ist ähnlich der FVM eine Methode, in der die Geometrie in finite Elemente geteilt wird. Im Unterschied zur FVM werden die Grundgleichungen jedoch vor der Integration über das Rechengebiet mit einer Wichtungsfunktion multipliziert [141, S. 40]. Insgesamt zeichnet sich diese Methode durch die gute Anwendbarkeit auf komplexe Geometrien aus, wobei allerdings lediglich unstrukturierte Netze genutzt werden, was eine effiziente Lösung der Gleichungen erschwert [141, S. 40].

Diskretisierungsunabhängigkeit

Unabhängig von der Diskretisierungsmethode sollte nach der Erstellung des Rechengitters festgestellt werden, ob das Rechengitter ausreichend fein ist, damit die gesuchten Feldgrößen im Rahmen einer festgelegten Fehlertoleranz berechnet werden können. Zu diesem Zweck kann eine Netzverfeinerungsstudie (im Folgenden als Gitterstudie bezeichnet) durchgeführt werden [139, S. 224 f.]. Allgemein kann der Diskretisierungsfehler ermittelt werden, indem die gleiche Simulation mit unterschiedlich feinen Vernetzungen

durchgeführt wird. Anschließend wird eine für die Simulation relevante Ergebnisgröße über der Anzahl der genutzten Netzelemente abgetragen. In dieser Darstellungsform sollte dann mit steigender Gitterpunktzahl der gesuchte Wert immer stärker gegen einen festen Referenzwert konvergieren, da der Diskretisierungsfehler immer kleiner wird. Durch einen frei definierbaren Schwellwert, ab dem das Ergebnis als akzeptabel gilt, kann dann die notwendige Vernetzungsgenauigkeit ermittelt werden. Durch dieses Vorgehen wird somit die Vernetzung erzeugt, welche genaue Ergebnisse bei gleichzeitig minimal notwendiger Gitterpunktzahl liefert, wodurch auch die Rechenzeit auf ein Minimum beschränkt wird.

Neben der räumlichen Diskretisierung muss für transiente Simulationen zusätzlich noch die Diskretisierungsunabhängigkeit der zeitlichen Diskretisierung sichergestellt werden. Dies bedeutet, dass die Zeitschrittweite Δt zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zeitschritten ebenfalls so klein sein soll, dass sie keinen Einfluss auf das Ergebnis hat. Gleichzeitig soll jedoch auch nicht unnötig viel Rechenzeit benötigt werden, weil zu kleine Zeitschritte gewählt wurden. Zur Prüfung einer gewählten Zeitschrittweite kann die sogenannte CFL-Zahl berechnet werden, welche dem folgenden Kriterium genügen sollte, um numerische Stabilität zu gewährleisten [142, S. 368 f.]:

$$\text{CFL} = \frac{u \cdot \Delta t}{\Delta x} \leq 1. \quad (2.43)$$

Dabei steht Δx für eine Raumschrittweite, also beispielsweise die Länge einer Gitterzelle, und u für die Strömungsgeschwindigkeits-Komponente der gleichen Raumrichtung.

2.4 Theoretische Methoden und Verfahren zur Datenauswertung

2.4.1 Skalierungsanalyse

Die Skalierungsanalyse ist eine theoretische Methode zur Abschätzung von Grenzschichtmechanismen innerhalb natürlicher Konvektion. Die Methode wurde erstmal durch PATTERSON und IMBERGER [82] im Rahmen der Untersuchung von unsteady, natürlicher Konvektion in einem rechteckigen Behälter vorgestellt. Später wurde die Methode in weiteren Arbeiten in Bezug auf thermische, vertikale Konvektion verschiedenartiger Konfigurationen angewendet [87, 90, 91, 93–103] und bildet somit heute ein übliches Verfahren zur Analyse thermischer Konvektion. Im Folgenden wird das allgemeine Vorgehen bei der Durchführung einer Skalierungsanalyse beschrieben. In Kapitel 6 wird dann eine Skalierungsanalyse für das Modellexperiment durchgeführt und mit Messergebnissen verglichen.

Als Ausgangspunkt für eine Skalierungsanalyse dienen immer die Grundgleichungen des zu untersuchenden physikalischen Systems. Im Fall thermischer Konvektion sind dies beispielsweise die Kontinuitätsgleichung, die Impulsgleichungen und die Energiegleichung. Diese werden in der Regel zunächst mit geeigneten Parametern entdimensioniert.

nalisiert (vgl. Abschnitt 2.2). Unter Einbezug der zugehörigen Anfangs- und Randbedingungen des Systems können dann logische Schlussfolgerungen über die einsetzenden physikalischen Prozesse getroffen werden. Dies könnte beispielsweise im ersten Schritt die Ausbildung einer thermischen Grenzschicht entlang der Oberfläche einer heißen Platte sein, welche in kaltes Fluid getaucht ist. Darauf aufbauend können zur Beschreibung dieses Vorgangs alle Terme aus den Grundgleichungen gestrichen werden, welche nicht an dem betrachteten Prozess (hier die Ausbildung der thermischen Grenzschicht) verantwortlich sind. Bei den verbleibenden Termen kann davon ausgegangen werden, dass sie in der Form miteinander skalieren (zueinander proportional sind) wie sie in den gekürzten Gleichungen verbleiben. In der dabei entstehenden Proportionalitätsformulierung werden mathematische Operatoren wie etwa Differenzialoperatoren ignoriert. Zudem können bestimmte Variablen durch frei wählbare Skalierungsgrößen ersetzt werden. So kann im Falle der vertikalen, beheizten Platte beispielsweise die horizontale Raumkoordinate durch eine Grenzschichtdicke δ ersetzt werden und es können zusätzliche Größenordnungsabschätzungen mit einbezogen werden, wie etwa, dass die Grenzschichtdicke deutlich kleiner als die vertikale Plattenausdehnung ist ($\delta \ll y$). Im Folgenden können dann weitere Überlegungen angestellt werden, wobei die bereits herausgearbeiteten Skalierungsformulierungen stets mit einbezogen werden und so gegebenenfalls zu Vereinfachungen in den folgenden Skalierungsformulierungen führen.

Am Ende der Skalierungsanalyse ergeben sich schließlich einige Skalierungsgesetze, welche aufzeigen, wie die verschiedenen Systemvariablen voneinander abhängen. Zum Beispiel könnte so eine Zeitskala für die Entwicklung der Grenzschichten ermittelt werden oder sich herausstellen, von welchen Größen eine bestimmte Geschwindigkeitskomponente abhängt. Durch dieses Vorgehen erlaubt die Methode der Skalierungsanalyse durch vergleichsweise einfache Überlegungen, die physikalischen Mechanismen eines Systems abzuschätzen. In der Vergangenheit wurde in der Literatur gezeigt, dass diese Abschätzungen gut mit Messergebnissen und Simulationen übereinstimmen.

Die in dieser Arbeit durchgeführte Skalierungsanalyse aus Kapitel 6 kann in Anhang E mit allen Zwischenschritten gefunden werden. Sie verdeutlicht noch einmal exemplarisch das zuvor beschriebene Vorgehen anhand eines konkreten Beispiels.

2.4.2 Frequenzanalyse zeitlich aufgelöster Daten

Bei der Analyse instationären Verhaltens ist es in der Strömungsmechanik üblich, die Frequenzspektren von Geschwindigkeiten und Temperaturen zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit werden ebenfalls zeitlich aufgelöste Daten untersucht, um die Frage zu klären, ob den Fluktuationen der Messgrößen ein periodisches Verhalten zugrunde liegt (vgl. Kapitel 7). Dies wird mit Hilfe einer Frequenzanalyse durchgeführt, deren Vorgehen im Folgenden kurz erläutert wird.

Grundsätzlich geht es bei der Frequenzanalyse darum, herauszufinden, wie die Energie eines Signals nicht zeitlich, sondern über dem Frequenzraum verteilt ist. Stellt sich bei der Analyse heraus, dass sich ein großer Anteil der Signalenergie auf wenige Frequenzen

bzw. Frequenzbereiche bündelt, so kann darüber auf ein periodisches Verhalten des Signals geschlossen werden [143, S. 1]. Dabei ist es nicht selten, dass diese Periodizitäten in dem Zeitsignal nicht erkennbar sind und nur durch die Analyse des Frequenzspektrums aufgedeckt werden können. Die Entdeckung eines periodischen Signalanteils kann dann oft für Rückschlüsse auf bestimmte physikalische Prozesse genutzt werden und so zu einem besseren Verständnis des Systems beitragen. Aus diesem Grund findet die Frequenzanalyse breite Anwendung im Bereich der Physik und der Ingenieurwissenschaften.

Die Tatsache, dass allgemein von Energie und Leistung in Bezug auf unterschiedlichste Signale gesprochen wird, stammt aus dem Bereich der Elektrotechnik und der Analyse von Spannungssignalen, welche gemeinsam mit einem Ohm'schen Widerstand in direkter Verbindung zur Energie stehen. Die Nutzung des Energiebegriffs hat sich dann verallgemeinert und wird auch auf andere Messgrößen als die elektrische Spannung in der Systemtheorie angewendet [144, S. 203].

Energiedichtespektrum

Signale, welche über den Zeitraum $0 \leq t \leq \infty$ eine endliche Gesamtenergie besitzen, werden als Energiesignale bezeichnet [144, S. 204]. Die Energie E_S eines solchen Signals kann mittels dem Zeitintegral des quadratischen Energiesignals $g(t)$ berechnet werden:

$$E_S = \int_{-\infty}^{\infty} |g(t)|^2 dt < \infty. \quad (2.44)$$

Es kann gezeigt werden, dass der Maximalwert der Autokorrelationsfunktion von $g(t)$ genau der Energie des Signals aus Gleichung (2.44) entspricht [144, S. 208]. Weiterhin kann gezeigt werden, dass mittels der Fourier-Transformation das Zeitsignal in ein Frequenzraum überführt werden kann und "dass die Fourier-Transformierte der Autokorrelationsfunktion eines Energiesignals dem Betragsquadrat der Fourier-Transformierten dieses Energiesignals gleich ist." [144, S. 209] Somit gilt auch, dass das Integral dieses Betragsquadrats der Fourier-Transformierten ($|G(f)|^2$) über das Frequenzspektrum $-\infty \leq f \leq \infty$ genau der Signalenergie entspricht:

$$E_S = \int_{-\infty}^{\infty} |G(f)|^2 df. \quad (2.45)$$

Das in Gleichung (2.45) aufgeführte Betragsquadrat der Fourier-Transformierten des Energiesignals wird als sogenanntes Energiedichtespektrum bezeichnet.

Leistungsdichtespektrum

Bei der Aufnahme einer Messgröße, welche nicht deterministisch ist, handelt es sich nicht um ein Energiesignal, da keine Aussage darüber getroffen werden kann, welche Gesamtenergie das Signal besitzt bzw. ob diese endlich ist. Stattdessen haben diese Zufallssignale üblicherweise eine endliche mittlere Leistung, sodass sie als Leistungssignale bezeichnet

werden [143, S. 4 f.],[144, S. 204]. Die Leistung eines solchen Signals berechnet sich aus der Signalenergie dividiert durch das Zeitintervall $2T$ zu [144, S. 204]:

$$P_S = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |g(t)|^2 dt < \infty. \quad (2.46)$$

Analog zu den zuvor betrachteten Energiesignalen kann auch für Leistungssignale die Autokorrelationsfunktion φ_{gg} berechnet werden [144, S. 230]:

$$\varphi_{gg}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T g(t)g(t + \tau)dt. \quad (2.47)$$

Die Fourier-Transformierte der Autokorrelationsfunktion ϕ_{gg} berechnet sich daraus gemäß [144, S. 67]:

$$\phi_{gg}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{gg} e^{-i2\pi ft} dt. \quad (2.48)$$

Schließlich kann nun, ebenfalls analog zu den Energiesignalen, die Leistung eines Leistungssignals aus dem Maximalwert der Autokorrelationsfunktion aus Gleichung (2.47), welcher an der Stelle $\tau = 0$ auftritt, berechnet werden. Diese Leistung entspricht dann dem Integral des Leistungsdichtespektrum (LDS) über dem Frequenzspektrum [144, S. 236]:

$$P_S = \varphi_{gg}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{gg}(f)df. \quad (2.49)$$

Das zuvor beschriebene LDS $\phi_{gg}(f)$ wird im Verlauf der Arbeit genutzt, um Messgrößen auf dominante Frequenzen zu untersuchen. Zu diesem Zweck wird das LDS mittels der Welch'schen Methode, welche als Funktion in MATLAB implementiert ist (`pwelch`) berechnet. Diese Methode wird im Folgenden kurz vorgestellt. Zuvor soll jedoch noch die physikalische Einheit eines LDS betrachtet werden. Wie aus den Gleichungen (2.47) und (2.48) hervorgeht, muss die Einheit des LDS wie folgt aufgebaut sein:

$$\text{Einheit(LDS)} = \frac{\text{Einheit}^2(\text{Grundsignal})}{\text{Hertz}}, \quad (2.50)$$

da sich die Division durch das Zeitintervall und die zeitliche Integration in Gleichung (2.47) gegenseitig aufheben und innerhalb der Fourier-Transformation von Gleichung (2.48) zeitlich integriert wird (Sekunde = $\frac{1}{\text{Hertz}}$).

Welch'sche Methode zur Berechnung des LDS

WELCH [145] hat eine spezielle Methode zur Abschätzung von Leistungsdichtespektren entwickelt, was (aus damaliger Sicht) vor allem Vorteile in der Berechnungszeit mit sich bringt. Aus heutiger Sicht eignet sich die Methode gut, um die berechneten Spektren leichter lesbar zu machen, da sie einen glatteren Verlauf als das zuvor beschriebene LDS haben. Die grundlegende Idee von WELCH war es, ein gemessenes Grundsignal im Zeitbereich zu segmentieren. Die Segmente können dabei jeweils überlappen, sodass man

nach der Segmentierung mit einer Anzahl n_s an Segmenten verbleibt, welche jeweils mit n_t Zeitschritten überlappen. Anschließend wird für die Ableitung des Spektrums die Fourier-Transformierte aus dem Produkt des Signals eines Segments und einer ebenso langen Fensterfunktion berechnet. Als Ergebnis erhält man eine Anzahl von n_s Periodogrammen. Die Abschätzung des Leistungsdichtespektrums resultiert schließlich aus der Mittelwertbildung aller zuvor berechneten Periodogramme. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass hier nur eine ungefähre, verbale Beschreibung der Methode erfolgt und der interessierte Leser auf die Originalbeschreibung von WELCH verwiesen sei [145].

Bei der Wahl der Fensterfunktion schlägt WELCH ein parabelförmiges ($1 - t^2$ für $-1 \leq t \leq 1$) oder ein dreieckiges ($1 - |t|$ für $-1 \leq t \leq 1$) Fenster vor. Wie schon zuvor erwähnt, wurden die Daten im Rahmen dieser Arbeit jedoch mit der `pwelch`-Funktion in MATLAB ausgewertet, welche standardmäßig ein sogenanntes Hamming-Fenster nutzt ($w_H = 0,54 - 0,46 \cos(2\pi \frac{n}{N})$ für $0 \leq n \leq N$ [144, S. 177]).

Durch die Anwendung der WELCH'schen Methode entstehen nun einige Änderungen an der Darstellung der berechneten Spektren im Vergleich zu einem LDS, welches nicht nach diesem Verfahren berechnet wurde. Zunächst ist festzustellen, dass bei der Berechnung eines Spektrums aus einer Zeitreihe der Länge T eine Frequenzschrittweite des diskreten Spektrums von $f_{sw} = \frac{1}{T}$ entsteht. Aus der Segmentierung in WELCH's Methode resultieren kürzere Teilsegmente und somit auch größere Frequenzschrittweiten ($f_{sw} = \frac{1}{T n_s}$) im finalen Spektrum. In Kombination mit der Mittelwertbildung der Spektren aller Segmente resultieren diese größeren Frequenzschritte in einer geglätteten Darstellung der Spektren, was bei langen Zeitreihen deutlich einfacher abzulesen ist. Gleichzeitig sinkt jedoch die Frequenzauflösung des Spektrums. Da die Minimalfrequenz ebenfalls der Kehrwert der Messperiode ist, steigt zudem die minimale Frequenz im Spektrum der WELCH'schen Methode. Trotz dieser kleineren Nachteile überzeugen jedoch die leichtere Ablesbarkeit und schnellere Berechnung der Spektren in der Praxis.

Eine standardmäßige Einstellung in der `pwelch`-Funktion von MATLAB ist, dass die Eingangszeitreihen in acht Segmente mit möglichst 50% Überlappung unterteilt werden. Sofern es bei der späteren Darstellung der Spektren nicht anders beschrieben wird, werden stets diese Standardeinstellungen im Rahmen dieser Arbeit verwendet.

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau vorgestellt, der im Rahmen dieser Arbeit zur Untersuchung natürlicher Konvektion in thermischen Energiespeichern genutzt wurde. Bei dem verwendeten Experiment handelt es sich um ein Modellexperiment, also eine skalierte und vereinfachte Abbildung eines realen thermischen Schichtenspeichers. Der genaue Aufbau dieses Modells, die mit den Vereinfachungen verbundenen Annahmen und die verwendeten Messmethoden werden in den folgenden Unterkapiteln vorgestellt und diskutiert. Zunächst wird jedoch der experimentelle Aufbau eines realen thermischen Schichtenspeichers beschrieben. Dieser diente am Fachgebiet als Prototyp für die quantitative Bewertung verschiedener Isolationskonzepte von thermischen Energiespeichern. Zudem wurde dieser Speicher im Rahmen dieser Arbeit als Referenzspeicher zur Validierung des Modellexperiments genutzt.

3.1 Versuchsstände

3.1.1 Realer thermischer Schichtenspeicher

Bei dem Versuchsspeicher, welcher im Rahmen dieser Arbeit als Referenz-TES genutzt wurde, handelt es sich um einen zylindrischen Stahlspeicher mit 5 mm Wandstärke und einem Volumen von 2 m^3 . Ursprünglich wurde der Speicher für ein Gemeinschaftsprojekt zur Entwicklung eines neuartigen Dämmkonzepts basierend auf variabel anbringbarer Vakuum-Isolations-Paneele (VIP) der va-Q-tec AG genutzt [63]. Aus diesem Grund ist auch die Speicherisolierung für die im weiteren Verlauf der Arbeit beschriebenen Versuche eine der getesteten Isolationsvarianten. Diese Isolationsvariante hat im Vergleich zu einer herkömmlichen Schaumstoffisolierung besonders gut abgeschnitten. Der grundlegende Aufbau des Versuchsspeichers ist sowohl schematisch sowie als Fotografie in den Abbildungen 3.1(a) und (b) dargestellt.

Der eigentliche Speichertank setzt sich aus zwei Klöpperböden (oben und unten) und einem zylindrischen Mittelteil mit dem Durchmesser $D = 1,2\text{ m}$ zusammen. Um den Speicher gegenüber dem Boden thermisch zu isolieren, wurden Siebdruckplatten unter den Stahlfüßen angebracht (braune Rechtecke in 3.1(a)). Zudem ist der Freiraum am Boden sowie auch der Freiraum oberhalb des Deckels mit Isolierschaum gefüllt, um natürliche Konvektion zu vermeiden. Die so entstandene zylindrische Form des Speichersystems wurde dann sowohl seitlich als auch am Deckel mit speziell angefertigten VIP abgedeckt, die mit Hilfe von Spanngurten (blaue Riemen in Abbildung 3.1(b)) überlappend verzurrt wurden. Die resultierende Höhe des Gesamtspeichersystems betrug damit $H_{\text{TES}} = 2,2\text{ m}$.

Für den Betrieb des Speichers wurde Messtechnik und Anschlussperipherie am Speicher implementiert. Letztere besteht aus zwei Anschlussstutzen, welche beide je nach Anschlusskonfiguration wahlweise als Ein- bzw. Auslass genutzt werden können. Im Inneren des Speichers sind diese Zuführungen mit Hilfe von Rohrleitungen so verlängert,

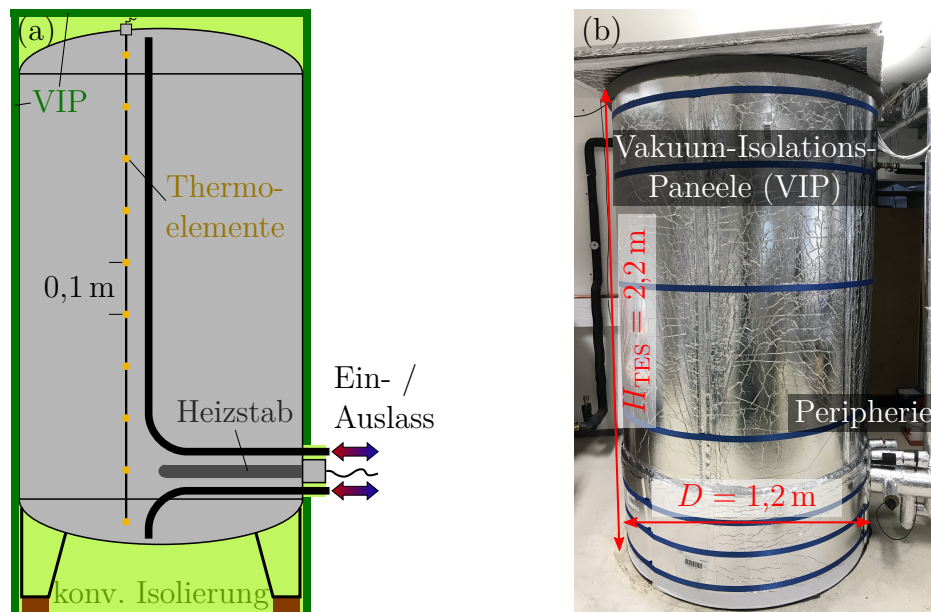


Abbildung 3.1: (a) Schematische Darstellung des Referenz-TES inklusive der verbauten Peripherie und Messtechnik. Die Isolierung erfolgt am Boden durch konventionelles Isolationsmaterial (Isolierschaum) sowie über seitlich und am Deckel verbaute VIP. (b) Fotografie des Referenz-TES mit seinen räumlichen Abmaßen. Die silbrig-glänzenden VIP sind bei dem gezeigten Prototypen der äußeren Isolierung mittels blauen Spanngurten am Speichertank befestigt.

dass sie am Boden bzw. dem Deckel enden. Dadurch werden die beiden Klöpperböden auch gleichzeitig als Prallplatte genutzt, welche die Einlassströmungen in diesem Bereich abbremsen und so ungewollte Durchmischungen während der Beladung des Speichers minimiert.

Als Speichermedium kommt Wasser zum Einsatz. Dieses kann mit Hilfe eines Heizstabes mit 9 kW Nennleistung auf bis zu 140°C erwärmt werden. Für den Fall, dass eine Maximaltemperatur oberhalb der Siedetemperatur von Wasser unter Normaldruck ($\sim 100^\circ\text{C}$) erreicht werden soll, wird der Speicher zuvor mit bis zu 4 bar Druck beaufschlagt, wodurch der Siedepunkt angehoben und eine Verdampfung des Wassers verhindert wird.

Mit Hilfe des Heizstabes und den Anschlussstutzen sind somit verschiedene Arten der Befüllung des Speichers möglich. Um beispielsweise die Effizienz einer verbauten Isolierung aus VIP zu messen, wurde der gesamte Speicher auf eine Temperatur von 80°C erwärmt. Dazu wurde der Heizstab genutzt und gleichzeitig das Wasser über die beiden Anschlussstutzen und mit Hilfe einer externen Pumpe kontinuierlich umgewälzt. Das Umwälzen ist dabei notwendig, um auch die Wasserschicht unterhalb des Heizstabes schnell erwärmen zu können, da andernfalls lediglich die Wärmeleitung im Fluid für eine Erwärmung sorgen würde. Dies wird durch die Umwälzung signifikant beschleunigt.

Da im Rahmen dieser Arbeit allerdings eine thermische Schichtung des Speichermediums benötigt wird, musste auch eine Möglichkeit für die Erzeugung der kalten Schicht bestehen. Dies wurde erreicht, indem der Speicher zunächst nach dem zuvor beschriebenen Vorgehen komplett auf die gewünschte Maximaltemperatur der Schichtung erwärmt wurde. Anschließend wurde über die externe Pumpe kaltes Wasser aus einem zweiten Speichertank abgepumpt und in den unteren Anschlussstutzen eingeleitet. Das nach oben verdrängte heiße Wasser wird in den Kaltwasserspeicher zurück geleitet. Da dieser zweite Tank (mit dem gleichen Volumen von 2 m^3) mit Hilfe einer Kälteanlage gekühlt werden kann, kann die Wassertemperatur der kalten Schicht beliebig in einem Bereich zwischen Raumtemperatur und nahe oberhalb des Gefrierpunktes gewählt werden.

Um den Energie- und Exergiegehalt des Speichers zu vermessen, ist im Deckel eine Muffe vorgesehen, in die eine Temperaturmesslanze eingeschraubt ist. Bei dieser Messlanze handelt es sich um ein Edelstahlrohr mit 3 mm Durchmesser, in das zehn Pt100 Widerstandsthermometer der Klasse B in einem Abstand von jeweils 100 mm eingelötet sind. Diese Widerstandsthermometer sind extern an einen Datenlogger per 4-Leiter-Schaltung angeschlossen, wodurch der Innenwiderstand der Messleitung kompensiert wird und sich somit nicht auf das Messergebnis auswirkt. Die Messgenauigkeit der Widerstandsthermometer beträgt $\pm(0,30^\circ\text{C} + 0,005 \cdot |\vartheta|)$, wobei ϑ die zu messende Temperatur in Grad Celsius ist. Basierend auf den zehn über die Höhe verteilten Temperaturmessstellen, lässt sich das Speichervolumen ebenfalls in zehn gleich hohe Subvolumina unterteilen, deren Temperatur von jeweils einem Sensor gemessen werden kann. Mit Hilfe dieser Subvolumina können dann Energie- und Exergiegehalt im Speicher bestimmt werden (vgl. Abschnitt 2.1.3). Da die beiden Klöpperböden keinen konstanten Durchmesser haben, sind die äußeren Subvolumina etwas kleiner als die inneren. Daraus ergibt sich, dass das oberste und unterste Subvolumen jeweils 6,1 %, die nächstinneren 10 % und alle anderen Subvolumina aus dem zylindrischen Bereich 11,3 % des Gesamtvolumens abdecken.

3.1.2 Modellexperiment eines thermischen Schichtenspeichers

Allgemeine Beschreibung

Für die experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit wurde im Rahmen einer Masterarbeit [146] ein spezielles Modellexperiment entworfen, das es erlaubt die strömungsmechanischen Effekte innerhalb eines thermischen Schichtenspeichers zu untersuchen. Auch in diesem Experiment kommt Wasser als Speicherfluid zum Einsatz. Basierend auf der geplanten Untersuchungsmethode musste der experimentelle Aufbau eine Reihe von Anforderungen erfüllen, die in einem herkömmlichen Speichertank nicht möglich wären. Einerseits sollte der experimentelle Aufbau dazu verwendet werden, Geschwindigkeitsmessungen der thermischen Konvektion durchzuführen. Da hierbei die PIV-Messtechnik zum Einsatz kommen sollte, wurde ein optisch zugänglicher Modellraum benötigt. Dies ist bei standardmäßigen Speichertanks, wie beispielsweise dem im letzten Abschnitt be-

Tabelle 3.1: Thermische Stoffeigenschaften der im Experiment verwendeten Materialien (Wasser, PC, Aluminium (Alu.) und nicht rostender Stahl (n.r.S.)). Die Werte für die Wärmeleitfähigkeit λ , die spezifische Wärmekapazität c und die Massendichte ρ sind aus [147] entnommen und gelten für die in Klammern angegebenen Temperaturen. Hierbei wurden nach Möglichkeit die Werte für Raumtemperatur (20 °C) angegeben und nur, wenn diese nicht angegeben war, auf die nächstliegende Temperatur zurückgegriffen. Die Temperaturleitfähigkeit κ wurde gemäß Gleichung (3.1) aus den anderen Größen berechnet.

phys. Größe	Wasser (20 °C)	PC	Alu. (0 °C)	n.r.S. (20 °C)
λ [W m ⁻¹ K ⁻¹]	0,6	0,23 (0 °C)	236	15
c [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	4185	1100 (0 °C)	837	470
ρ [kg m ⁻³]	998	1200 (20 °C)	2700	7900
κ [m ² s ⁻¹]	$0,14 \cdot 10^{-6}$	$0,17 \cdot 10^{-6}$	$104,4 \cdot 10^{-6}$	$4,0 \cdot 10^{-6}$

schriebenen, nicht der Fall. Zudem sollte der optische Zugang nach Möglichkeit nicht durch eine gekrümmte Oberfläche erfolgen, da dies zu starken optischen Verzerrungen führt und somit die Anwendbarkeit der optischen Messtechnik stark behindert. Darüber hinaus ist ein kleineres Gesamtvolumen für die experimentelle Arbeit von Vorteil, da sowohl die Befüllung als auch die zu messenden thermischen Ausgleichsprozesse schneller ablaufen und somit nicht wie in großen TES mehrere Tage bis Wochen andauern.

Resultierend aus den zuvor genannten Anforderungen wurde das Modellexperiment daher als quaderförmige Messzelle aus Polycarbonat (PC) entworfen. Da PC ein transparenter Kunststoff ist, ermöglicht es die Anwendung optischer Messmethoden wie PIV und gewährleistet gleichzeitig mit einer Wandstärke von 10 mm eine ausreichende Stabilität, um das Flüssigkeitsvolumen aufzunehmen. Um eine Speicherwand mit hoher Wärmeleitfähigkeit zu imitieren, wurden auf einer Seite Nuten vorgesehen, in die eine 10 mm dicke Platte mit den gewünschten thermischen Stoffeigenschaften eingeschoben werden kann. Im Rahmen der durchgeführten Experimente kam zu diesem Zweck vorwiegend eine Aluminiumplatte zum Einsatz. Für vereinzelte Vergleichsversuche wurde noch eine zweite, baugleiche Platte aus nicht rostendem Stahl (Werkstoffnummer: 1.4301) verwendet. Die inneren Abmaße der Speicherzelle ergeben sich aus der Höhe $H = 750$ mm und der quadratischen Grundfläche von $B^2 = 375 \text{ mm} \times 375 \text{ mm}$. Daraus resultiert ein Nennvolumen von $V = 105,5 \text{ L}$ mit dem Aspektverhältnis $\Gamma = \frac{H}{B} = 2$. Abbildung 3.2 zeigt eine Fotografie sowie eine schematische Darstellung der beschriebenen Speicherzelle und Tabelle 3.1 fasst die thermischen Stoffeigenschaften im Experiment verwendeten Materialien zusammen.

Die in Tabelle 3.1 aufgeführten Stoffwerte zeigen, warum PC nicht nur aufgrund seiner optischen Eigenschaften ein sehr geeigneter Werkstoff für die Speicherzelle ist. Ein weiterer Grund liegt in der Temperaturleitfähigkeit κ , welche sich aus der Wärmeleitfähigkeit

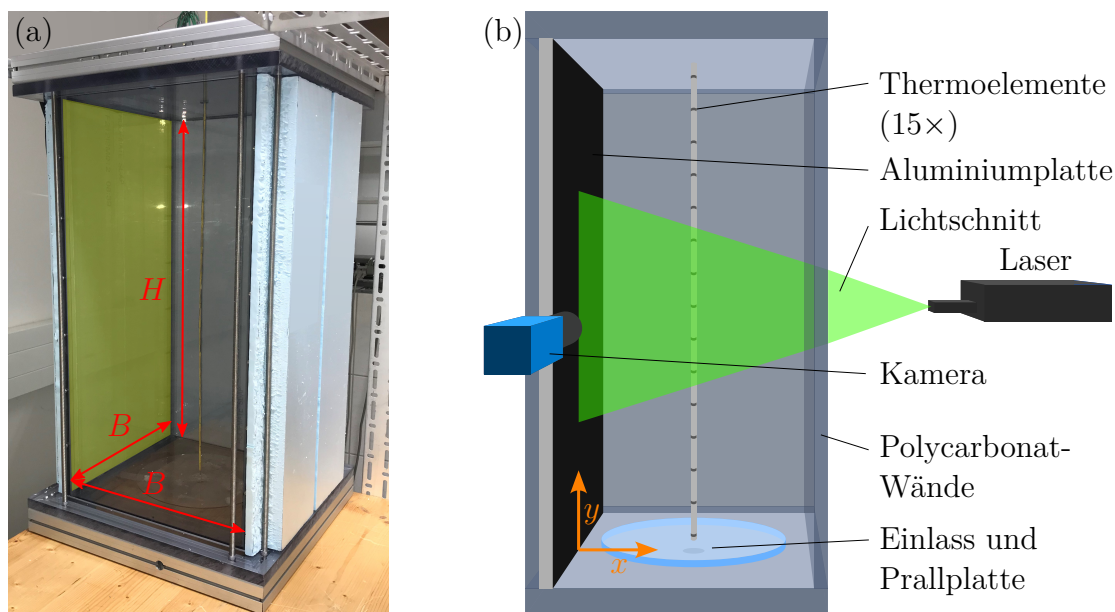


Abbildung 3.2: (a) Modellexperiment eines thermischen Schichtenspeichers bestehen aus einer Speicherzelle aus Polycarbonat. Der gelb markierte Bereich kennzeichnet die Position, an der eine Metallplatte eingesetzt werden kann, um die Seitenwand eines realen TES zu imitieren. (b) Schematische Darstellung der in (a) gezeigten Speicherzelle inklusive eines beispielhaften PIV-Aufbaus zur Strömungsmessung.

λ , der spezifischen Wärmekapazität c und der Dichte ρ wie folgt berechnet:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\rho c}. \quad (3.1)$$

Da Wasser und PC eine sehr ähnliche Temperaturleitfähigkeit besitzen, wirken die Seitenwände aus PC somit nicht als Wärmebrücke für einen Temperaturengleich zwischen der im Modellexperiment erzeugten thermischen Schichtung. Im Gegensatz dazu hat die Aluminiumplatte, die in das Experiment eingesetzt werden kann, etwa eine 750-fach höhere Temperaturleitfähigkeit und wirkt demnach als starker Antrieb für thermische Ausgleichsprozesse zwischen der heißen und kalten Schicht des angrenzenden Wassers. Die Platte aus Edelstahl hat immerhin noch eine etwa 30-fach höhere Temperaturleitfähigkeit als Wasser und wirkt somit ebenfalls als Antrieb für thermische Ausgleichsprozesse, wenn auch nicht so stark wie die Aluminiumplatte.

Konstruktiver Aufbau

Anhand der Fotografie aus Abbildung 3.2(a) zeigt sich die konstruktive Umsetzung der Speicherzelle. In die vier Seitenwände wurden stirnseitig Gewindebohrungen gesetzt, sodass sie miteinander verschraubt werden konnten. Dabei wurde vor der Verschraubung an den Stoßkanten Silikon aufgetragen, um diese abzudichten. Die Verbindung

der Seitenwände mit der Deckel- und Bodenplatte wurde dann über eine Verspannung mittels Gewindestangen und Muttern realisiert. Dazu wurden Nuten in die Deckel- und Bodenplatte eingefräst, in die der Verbund der Seitenwände zunächst hineingestellt werden konnte. Zur Abdichtung dieser Stoßkanten wurden zuvor Silikon-Flachdichtungen in die Nuten eingelegt. Anschließend wurden dann die Deckel- und Bodenplatte mit Hilfe der insgesamt acht Gewindestangen gegeneinander verspannt, wobei jeweils zusätzliche Aluminiumprofile an Deckel und Boden genutzt wurden, um die Kräfte der Verschraubungspunkte gleichmäßiger zu verteilen (vgl. Abbildung 3.2(a) oben und unten). Über das Anzugsmoment der Muttern konnte dann der Druck so reguliert werden, dass das eingelegte Dichtband die Speicherzelle abdichtet.

Zur thermischen Isolierung des Experiments wurden 50 mm dicke Isolierplatten aus Polystyrol für die Seitenwände und den Deckel zugeschnitten. Am Deckel wurden diese in die Verstärkungsstruktur aus Aluminiumprofilen eingelegt. An jeder der vier Seitenwände konnten zwei speziell angepasste Dämmplatten platziert werden, die zur Befestigung zwischen Gewindestange und PC-Seitenwand eingeklemmt wurden (vgl. hellblaue Platten in Abbildung 3.2(a)). Durch dieses Befestigungsprinzip konnten Teilflächen der Speicherzelle flexibel ungedämmt belassen werden, um während einem Experiment einen optischen Zugang für Kameras zu gewährleisten. Zudem wurde der in Abbildung 3.2(a) sichtbare Spalt zwischen den beiden Dämmplatten genutzt, um den Lichtschnitt für die PIV-Messungen in die Messebene einzukoppeln (vgl. Lichtschnitt aus Abbildung 3.2(b)). Die Bodenplatte wurde nicht zusätzlich isoliert, da das Wasser während der Experimente stets thermisch geschichtet war und durch die niedrigen Temperaturen am Boden kein relevanter Wärmetransport zwischen Umgebung und Speicherzelle stattfand.

Innere Peripherie

Im Inneren der Speicherzelle wurde zudem eine Prallplatte in Form einer kreisrunden PC-Platte mit einem Durchmesser von $D_{PP} = 200$ mm verbaut. Diese Platte ist mittig oberhalb der Einlassöffnung in der Bodenplatte im Abstand von $a \approx 10$ mm angebracht. Durch diesen Aufbau wird das zuströmende Wasser während der Befüllung horizontal umgelenkt. Die Richardson-Zahl Ri kann als dimensionsloser Parameter für den Befüllvorgang berechnet werden, um zu prüfen, ob die Strömung ausreichend abgebremst wird, damit sich eine gut ausgeprägte Schichtung erzeugen lässt [32]. Dazu kann die Richardson-Zahl für dieses Experiment aus der Einstromgeschwindigkeit $v_{\text{ein}} = \dot{V}/(\pi \cdot D_{PP} \cdot a)$, der Erdbeschleunigung g , dem Volumenausdehnungskoeffizienten β , der Höhe der Speicherzelle und der maximalen Temperaturdifferenz ($\vartheta_{\text{oben}} - \vartheta_{\text{unten}}$) der thermischen Schichtung zu

$$Ri = \frac{g \cdot \beta \cdot H \cdot (\vartheta_{\text{oben}} - \vartheta_{\text{unten}})}{v_{\text{ein}}^2} \quad (3.2)$$

berechnet werden. Je größer die Richardson-Zahl ist, umso stärker überwiegen die Auftriebskräfte gegenüber der erzwungenen Konvektion der Zuströmung und umso ausge-

prägender fällt die erzeugte thermische Schichtung aus [32]. Im vorliegenden Experiment ergibt sich beispielsweise für eine Temperaturdifferenz von 50 K und einen Einlassvolumenstrom von 10 L s^{-1} eine Richardson-Zahl von $\text{Ri} \approx 80 \gg 1$. Da die tatsächlichen Einlassgeschwindigkeiten sogar noch darunter liegen, kann somit in jedem Fall sichergestellt werden, dass die Zulaufkonstruktion eine gute thermische Schichtung ermöglicht.

Um während eines Experiments den Grad der thermischen Schichtung messen zu können, ist mittig im Deckel der Speicherzelle ein Loch vorgesehen, durch das eine Temperaturlanze eingeführt werden kann. Diese besteht aus 15 Thermoelementen, die an einem dünnen, thermisch isolierten Metallstab befestigt sind. Eine detaillierte Beschreibung der Thermoelemente und ihrer Genauigkeit folgt im nächsten Abschnitt. Ein auf die Prallplatte aufgeklebtes Gegenstück dient als unterer Anschlag für die Temperaturlanze und stellt damit ihre mittige Positionierung in der Speicherzelle sicher.

Aufbau der einsetzbaren Platten

Die Platten, mit deren Hilfe die thermischen Effekte von Seitenwänden in thermischen Schichtenspeichern imitiert werden, können in dem gelb markierten Bereich in Abbildung 3.2(a) von oben in die Speicherzelle eingeschoben werden, bevor der Deckel auf das Experiment aufgesetzt wird. Um den Aufbau dieser Platten etwas genauer zu erläutern, ist in Abbildung 3.3 die Vorder- und Rückseite der Edelstahlplatte stellvertretend für beide der baugleichen Platten dargestellt. Unterabbildung (a) zeigt die Vorderseite und in Unterabbildung (b) ist die Rückseite zu sehen.

Abbildung 3.3(a) zeigt, dass die Vorderseite mit einer schwarzen Folie beklebt ist, um Reflexionen an der Oberfläche der Platte zu minimieren. Während der ersten PIV-Messungen hat sich herausgestellt, dass dies ein effektiver Weg ist, störende Reflexionen des senkrecht auf die Platte scheinenden Lichtschnitts (vgl. Abbildung 3.2(b)) zu reduzieren und damit Strömungsmessungen direkt entlang der Plattenoberfläche zu ermöglichen. Da während eines Experiments nicht nur die Wassertemperatur gemessen werden sollte, wurde auf der Rückseite (siehe Abbildung 3.3(b)) der Platte eine 5 mm tiefe Nut in die Platte gefräst, in welche insgesamt 15 Pt100 Temperatursensoren eingeklebt wurden. Ebenso wie die Thermoelemente an der Temperaturlanze, sind die Pt100-Sensoren in einem Abstand von jeweils 50 mm über die Höhe der Platte verteilt und können so die vertikale Temperaturverteilung innerhalb der Platte während eines Experiments messen. Damit diese Sensoren ausgelesen werden können, wurde am oberen Ende der Platte ein Anschlussterminal vorgesehen, welches durch ein Langloch in der Deckelplatte der Messzelle nach außen geführt wird und über Steckverbindungen mit einem Datenlogger verbunden wird. Da sich gezeigt hat, dass insbesondere im Bereich der Durchführung des Anschluss terminals durch die Deckelplatte deutliche Wärmeverluste auftreten, welche sich auf die darunter liegende Strömung auswirken und nicht Bestandteil der zur Untersuchenden Effekte sind, wurde ein Polystyrol-Isolationsblock mit der Höhe $h = 30 \text{ mm}$ angebracht, welcher diesen Bereich effektiv isoliert und die Wärmeverluste maßgeblich reduziert. Durch die Anbringung dieses Isolationsblocks vermindert

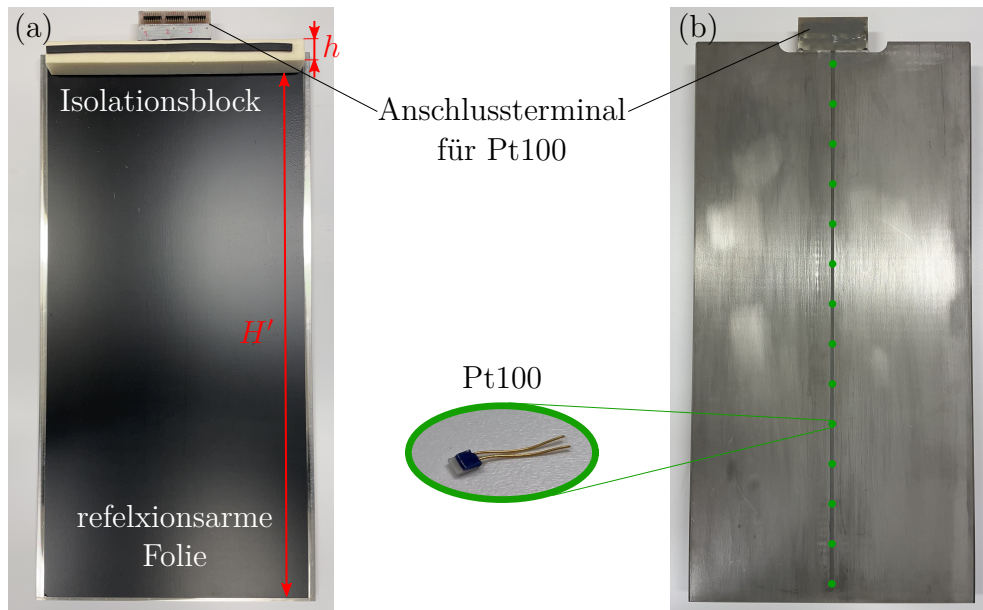


Abbildung 3.3: Fotografie der Edelstahlplatte zur Veranschaulichung für die beiden baugleichen, einschiebbaren Platten, die im Modellexperiment die Effekte einer wärmeleitenden TES-Seitenwand nachahmen. In (a) ist die mit schwarzer Folie beklebte Vorderseite mit einem am oberen Ende angebrachten Isolationsblock zu sehen und (b) zeigt die Rückseite mit der eingefrästen Nut, in die 15 Pt100 Temperatursensoren eingeklebt und mit dem oben angebrachten Anschlussterminal verbunden sind.

sich die freie Höhe der Platte, die in direktem Kontakt mit dem Wasser steht von H auf $H' = H - h = 720$ mm.

Äußere Peripherie

Für die Durchführung von Experimenten ist die zuvor beschriebene Speicherzelle noch an eine Reihe von Peripheriegeräten angeschlossen, die benötigt werden, um eine Befüllung der Zelle vorzunehmen und die Daten der Messsysteme aufzunehmen. Abbildung 3.4 zeigt die Speicherzelle inklusive all dieser Peripheriegeräte sowie eine schematische Darstellung der Verrohrung für die Befüllung der Zelle.

Neben dem eigentlichen Modellexperiment (1), das zuvor bereits beschrieben wurde, zeigt die Abbildung den Versuchsaufbau zur Durchführung von PIV-Messungen. Dies schließt neben den Kameras (2) auch den Laser ein (3a), welcher mit einer Lichtschnittoptik ausgestattet ist und senkrecht zu der (schwarzen) Aluminiumplatte im Experiment ausgerichtet ist. Zu diesem Laser gehört auch das Netzteil (3b), in dem gleichzeitig die Ansteuerungselektronik und das Kühlsystem für die Laserkavität verbaut sind. Die Kameras sind in einem 90° -Winkel zur Laserkavität angeordnet, wodurch ihre optische Achse parallel zur Aluminiumplatte ausgerichtet ist und das Sichtfeld die vom Licht-

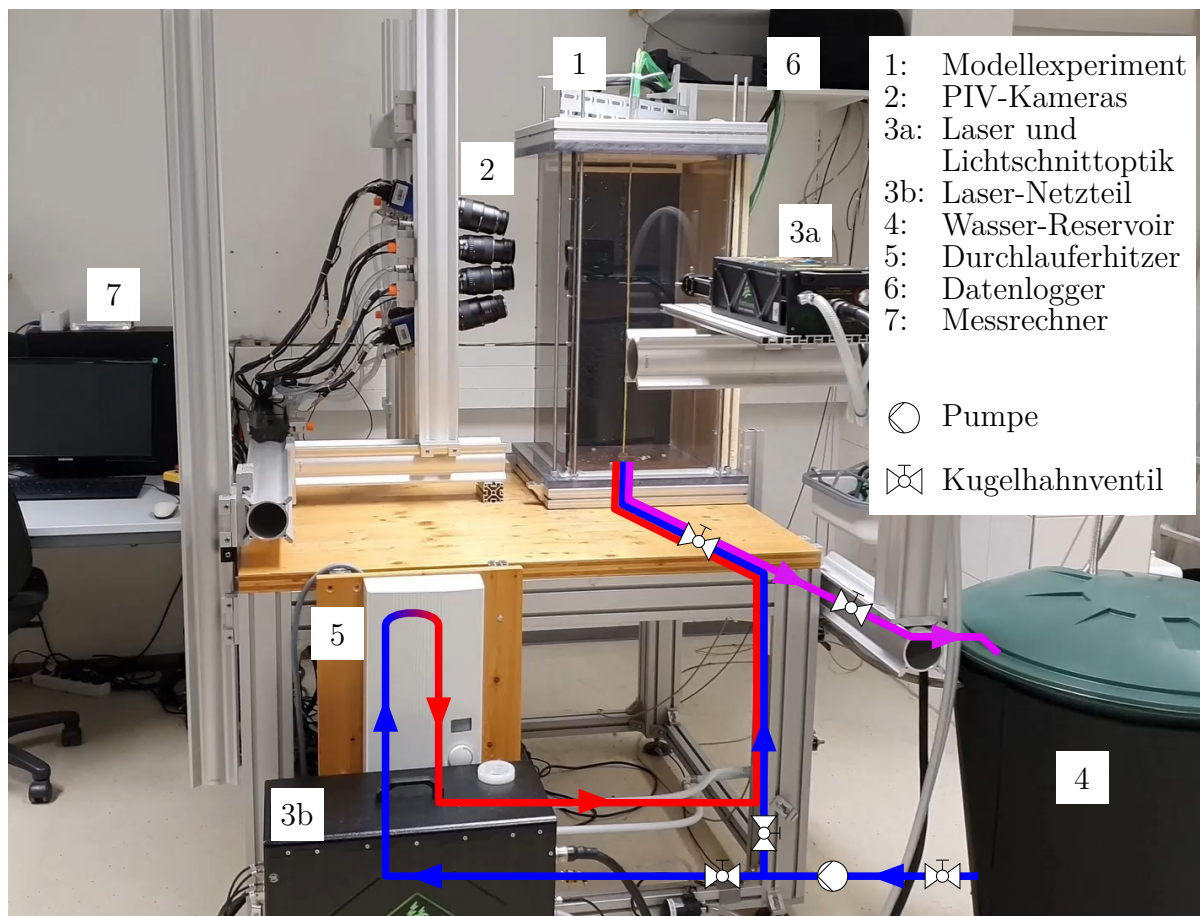


Abbildung 3.4: Fotografie des Modellexperiments inklusive aller Peripherie, die für die Durchführung der Experimente benötigt wird.

schnitt aufgespannte Messebene beinhaltet. Je nach durchgeführtem Experiment kann insbesondere die Anzahl und Ausrichtung der verwendeten Kameras sowie die Laserposition variiert werden. Eine genauere Beschreibung der genutzten PIV-Aufbauten für die Experimente folgt in Abschnitt 3.4.

Weiterhin wurde eine Befüllvorrichtung bestehend aus einem Wasser-Reservoir und einem Durchlauferhitzer sowie einer fest installierten Verrohrung entworfen, die es erlaubt eine thermische Schichtung innerhalb der Speicherzelle zu erzeugen. Für die Durchführung von PIV-Experimenten müssen dem Wasser in der Speicherzelle Tracer-Partikel hinzugefügt werden. Da das thermisch geschichtete Wasser in der Messzelle aber auch nicht mehr durchmischt werden darf, müssen die Partikel bereits vor der Befüllung dem Wasser beigemischt werden. Aus diesem Grund wurde neben dem Experiment ein Reservoir (4) bestehend aus einer einfachen Wassertonne mit einem Volumen von 120 L aufgestellt und mit einer fest installierten Verrohrung mit dem Experiment verbunden. In diese Verrohrung wurden verschiedene Ventile und eine Pumpe integriert (vgl. schematische Darstellung und Legende in Abbildung 3.4), über welche die Befüllung gesteuert werden kann. Da das Wasser zur Erzeugung einer thermischen Schichtung temperiert werden muss, wurde eine Möglichkeit zur Kühlung und Erwärmung des Wassers geschaffen. Einerseits wurde dazu ein externer Kühlkreislauf mit dem Reservoir verbunden, der über ein spiralförmig aufgewickeltes Metallwellrohr das im Reservoir vorgehaltene Wasser passiv auf etwa 8°C herunterkühlen konnte. Durch diese Vorrichtung konnte die Kaltwassertemperatur der thermischen Schichtung im Bereich zwischen diesen 8°C und Raumtemperatur (bei ausgeschalteter Kühlung) variiert werden. Um die Heißwassertemperatur der thermischen Schichtung zu regulieren, wurde in einen Strang der Verrohrung ein Durchlauferhitzer (5) mit einer maximalen Leistung von 18 kW integriert. Die maximal einstellbare Temperatur dieses Durchlauferhitzers beträgt 60°C , wodurch gleichzeitig die maximal mögliche Temperatur der heißen Schicht in der thermischen Schichtung der Speicherzelle festgelegt ist. Durch das Verstellen der Ventile kann der Zufluss zur Speicherzelle entweder über den Kaltwasserstrang erfolgen, welcher direkt vom Reservoir in die Speicherzelle führt (blauer Strang) oder über den Heißwasserstrang mit integriertem Durchlauferhitzer (erst blauer dann roter Strang). Zur Entleerung der Speicherzelle kann ein Ventil im Rücklaufstrang (violett) geöffnet werden und das Wasser fließt angetrieben vom hydrostatischen Druck in das Reservoir zurück. An Positionen, wo die drei verschiedenfarbigen Stränge nebeneinander verlaufen, existiert real nur eine Leitung, welche allen drei Strängen gleichzeitig angehört.

Resultierend aus dieser Anordnung läuft eine Befüllung des Experiments dann wie folgt ab. Zunächst wird die Hälfte des Gesamtvolumens der Speicherzelle mit heißem Wasser befüllt. Dazu pumpt die Pumpe das bereits auf die Kaltwassertemperatur abgekühlte Wasser durch den Heißwasserstrang. Zunächst wird dieser Wasserstrom noch (über die violette Leitung) in das Reservoir zurückgeleitet, bis die gewünschte Heißwassertemperatur am Auslass erreicht ist. Dies ist notwendig, da der Durchlauferhitzer kurze Zeit benötigt, um die eingestellte Temperatur dauerhaft zu gewährleisten. Durch das Umstellen der Ventile wird dann das Wasser in die Speicherzelle geleitet. Sobald

die halbe Speicherzelle gefüllt ist, werden die Ventile geschlossen und der Zustrom kurzzeitig komplett gestoppt. Anschließend wird die Ventileinstellung so gewählt, dass der Zustrom durch die Kaltwasserleitung erfolgt. Dieser Zustrom wird ebenfalls zunächst in das Reservoir zurückgeleitet, sodass das kalte Wasser die Rohrleitungsabschnitte, welche sowohl zum Kalt- als auch Heißwasserstrang gehören, abgekühlt sind. Anschließend wird der Zulauf zur Speicherzelle geöffnet und das kalte Wasser wird unter die bereits vorhandene heiße Schicht eingeleitet, sodass sich die heiße Schicht immer weiter nach oben verschiebt und schließlich den Deckel der Speicherzelle erreicht. Ist die Speicherzelle nach diesem Vorgang komplett gefüllt, ist der Befüllvorgang abgeschlossen. Mit dem Abschluss der Befüllung beginnt in den später folgenden Experimenten auch immer die Zeitählung ($t = 0$) dieser Experimente.

Zur Erfassung der Messdaten während eines Experiments wurde schließlich noch ein Datenlogger (6) und ein Messrechner (7) verwendet. An den Datenlogger sind sämtliche Temperatursensoren, also die 15 Pt100-Sensoren aus der eingesetzten Aluminiumplatte, die 15 Thermoelemente der im Wasser platzierten Temperaturlanze sowie zusätzliche Sensoren zur Überwachung des Volumenstroms und der Wassertemperatur während der Befüllung und der Umgebungstemperatur, angeschlossen. Zudem wurde über diesen Datenlogger eine einfache Regelung umgesetzt, welche mit Hilfe eines Temperatursensors, der im Kaltwasserreservoir platziert wurde, die Pumpe des externen Kühlkreislaufes abhängig von der Wassertemperatur ein- und ausschalten konnte, sodass das Wasser genau auf die eingestellte Temperatur herunter gekühlt wurde. Bei dem genutzten Datenlogger handelt es sich um das Modell DAQ970A der Firma Keysight Technologies, der mit drei einschiebbaren Multiplexer-Modulen des Typs DAQM901A ausgestattet ist, an welche die Sensoren angeschlossen wurden. Die Multiplexer-Module enthalten auch die für Thermoelemente benötigten Referenz-Anschlussstellen und ermöglichen den Anschluss einer Vierleiterschaltung für die Pt100-Sensoren. Mittels eines Analog-Digital-Wandlers werden die gemessenen Signale in ein digitales Signal für die spätere Weiterverarbeitung umgewandelt. Diese können wahlweise lokal auf dem Datenlogger gespeichert werden und direkt während einer Messung an einen Messrechner weitergeleitet und dort gespeichert werden. Zweites Verfahren wurde während aller Experimente dieser Arbeit genutzt. Da der Datenlogger die einzelnen angeschlossenen Sensoren sequenziell ausliest, ist eine komplett simultane Messung aller angeschlossenen Temperatursensoren nicht möglich. Stattdessen werden die Sensoren mit einer Ausleserate von 80 Kanäle/s ausgelesen, was bei 15 Kanälen für die Thermoelemente und 30 Kanälen für die Pt100-Sensoren (zwei Kanäle pro Sensor aufgrund der Vierleiterschaltung) in einer theoretischen Auslesezeit von etwa 0,56 s für die relevanten Temperatursensoren resultiert.

Neben der Speicherung der Temperaturdaten wird auch die Ansteuerung des PIV-Systems über einen Messrechner realisiert. Über eine an den Messrechner angeschlossene programmierbare Zeitsteuerungseinheit (engl.: programmable timing unit (PTU)) werden sowohl der Laser als auch die Signalkabel der verwendeten Kameras mit dem Messsystem verbunden und zeitlich synchronisiert. So wird sichergestellt, dass die Kameras genau dann eine Aufnahme machen, wenn der Laser die Messebene beleuchtet.

Die eigentliche Datenübertragung der Kameras auf den Messrechner geschieht über zusätzliche Datenkabel, welche an Messkarten angeschlossen werden, die direkt mit der Hauptplatine des Messrechners verbunden sind. Über die Software *DaVis 8.4* der LaVision GmbH konnten somit die gewünschten PIV-Parameter eingestellt und die Kameras und der Laser angesteuert werden. Auch die eigentliche Datenauswertung der Rohbilder erfolgte über diese Software, allerdings auf einem externen Auswerterechner mit mehr Rechenkapazität.

3.1.3 Temperaturmesstechnik

Wie zuvor schon angesprochen, kommen in dem Modellexperiment verschiedenen Temperaturmesstechniken zum Einsatz. Einerseits sind in der Aluminiumplatte Pt100-Elemente der Klasse AA verbaut. Diese Sensoren bieten den Vorteil, sehr klein zu sein und so in der Nut der Aluminiumplatte verbaut werden zu können. Darüber hinaus sind sie in der Genauigkeitsklasse AA bereits ohne eine Nachkalibrierung bereits sehr präzise und bieten eine Genauigkeit von $\pm (0,1 + 0,0017 \cdot \vartheta)$ K, wobei ϑ die gemessene Temperatur in Grad Celsius ist. Aufgrund dieser bereits ausreichend hohen Genauigkeit werden die Sensoren ohne weitere Kalibrierungsmaßnahmen verbaut und genutzt.

Im Gegensatz dazu kommen zur Messung der Wassertemperatur Typ K Mantelthermoelemente mit einem Durchmesser von 0,5 mm zum Einsatz. Gemäß der deutschen Norm für Thermoelemente [148] haben diese eine Genauigkeit von $\pm 1,5^\circ\text{C}$ oder von $0,004 \times |\vartheta|$, wobei der größere Wert zu wählen ist und in einem Anwendungsbereich zwischen $-40^\circ\text{C} \leq \vartheta \leq 1000^\circ\text{C}$ gilt. Diese recht hohe Ungenauigkeit ist unter anderem dem großen Temperaturbereich geschuldet, für den die Norm gilt. Da im vorliegenden Experiment jedoch deutlich niedrigere Temperaturbereiche abgedeckt werden, ist davon auszugehen, dass die Ungenauigkeit der Sensoren ebenfalls deutlich niedriger liegt. Im Folgenden werden daher die genutzten Thermoelemente kalibriert, um einerseits die Abweichungen der Sensoren untereinander zu minimieren und gleichzeitig ihren zufälligen Fehler zu bestimmen. Leichte Abweichungen in der absoluten Genauigkeit der Sensoren sind im Rahmen dieser Arbeit nicht kritisch, da lediglich die Messwerte zueinander möglichst genau sein sollten.

Zu diesem Zweck wurden alle Sensoren an das Messgerät angeschlossen, welches auch später bei den Messungen am Experiment zum Einsatz kommt, und ein Wasserbad mit Eiswürfeln in einem isolierten Gefäß vorbereitet. Sofern das Wasserbad stets gut durchmischt wird, hat es aufgrund der Koexistenz der flüssigen und festen Phase auch bei äußerer Wärmezufuhr eine konstante Temperatur, auf welche die Thermoelemente kalibriert werden können. Das stetige Durchmischen ist dabei notwendig, um der Ausbildung einer thermischen Schichtung im Wasserbad entgegenzuwirken, wobei Wasser höherer Dichte (also beispielsweise mit einer Temperatur zwischen $0^\circ\text{C} \leq \vartheta \leq 4^\circ\text{C}$) absinken würde und lediglich das Wasser an der Oberfläche, welches direkt von Eis umgeben ist, konstant eine Temperatur von 0°C (Gefrierpunkt von Wasser bei Normaldruck) hätte. Anschließend wurden alle 15 Thermoelemente gleichzeitig in das Wasserbad ein-

getaucht und es wurden unter stetigem Rühren Messreihen über einen Zeitraum von ca. 11 min aufgenommen (dies entspricht 1000 Messpunkten bei maximaler Aufnahme­frequenz). Anhand dieser Messreihen wurden anschließend die relativen Fehler zwischen den Thermo­elementen ausgeglichen und deren zufälliger Fehler bestimmt. Auch die absolute Unsicherheit der Sensoren wird durch diese Maßnahme an diesem Temperaturnormal korrigiert.

Abbildung 3.5 zeigt die Ergebnisse dieser Testmessung. In Abbildung 3.5(a) ist exemplarisch die Zeitreihe des ersten Sensors dargestellt. Diese zeigt, dass der Sensor insgesamt einen leichten Versatz zum erwartbaren Temperaturwert von $0\text{ }^\circ\text{C}$ aufweist, da alle Werte im positiven Bereich liegen. Gleichzeitig ist das zufällige Rauschen des Sensors erkennbar, da die Werte leicht streuen. Um zu zeigen, dass es sich bei dieser Streuung tatsächlich um ein zufälliges Sensorrauschen handelt, ist in Abbildung 3.5(b) das LDS dieser Zeitreihe (nach Abzug des Mittelwertes μ) dargestellt. Dieses zeigt, dass über den kompletten Frequenzbereich bei keiner Frequenz ein deutlicher Peak heraus­sticht. Dies ist typisch für zufällige Messunsicherheiten, welche als sogenanntes *weißes Rauschen* im Frequenzspektrum erscheinen. Weißes Rauschen ist dadurch charakterisiert, dass das Spektrum über den kompletten Frequenzbereich konstant ist. In Abbildung 3.5(c) sind abschließend die Mittelwerte aller 15 aufgenommenen Zeitreihen sowie deren zufälliger Fehler in Form von Fehlerbalken dargestellt. Dabei wurde der zufällige Fehler als die doppelte Standardabweichung ($\pm 2\sigma$) der Zeitreihen festgelegt, wie es beispielsweise auch von YEN KEE u. a. [149] gemacht wurde. Es ist zu sehen, dass fast alle Mittelwerte einen leichten Versatz zu positiven Werten aufweisen. Dieser systematische Fehler wurde korrigiert, indem in den Einstellungen des Messgerätes die ermittelten Mittelwerte der Zeitreihen als Konstante vom Messsignal abgezogen wurden. Die zufälligen Fehler der 15 Sensoren sind alle etwa gleich groß und liegen im Bereich von $2\sigma \approx 0,02\text{ K}$. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von YEN KEE u. a. [149], welche für Thermo­elemente vom Typ K eine Unsicherheit von $2\sigma = 0,014\text{ K}$ ermittelt haben. Die genauen Werte aller Mittelwerte und der Unsicherheiten sind noch einmal in Tabelle A1 aus Anhang A aufgeführt.

Zusammenfassend lässt sich aus der vorangegangenen Betrachtung festhalten, dass die Norm größere Ungenauigkeiten für die Thermo­elemente angibt als es im Bereich um $\vartheta = 0\text{ }^\circ\text{C}$ notwendig wäre. Selbst ohne Kalibrierungen hatten alle Sensoren eine absolute Messabweichung unter $0,1\text{ K}$ bei dem verwendeten Temperaturnormal. Dies ist deutlich niedriger als die $1,5\text{ K}$, welche in der Norm angegeben werden. Da die Sensoren im Rahmen der Kalibrierung nur auf ein einzelnes Temperaturnormal angepasst wurden, wird im Folgenden für die Temperaturmessungen die Formel der Norm mit einem temperaturabhängigen Wert herangezogen. Somit berechnet sich eine maximale Temperatur-Messungenauigkeit zu $\delta\vartheta_{\max} = 0,004 \times 60\text{ }^\circ\text{C} = 0,24\text{ }^\circ\text{C}$.

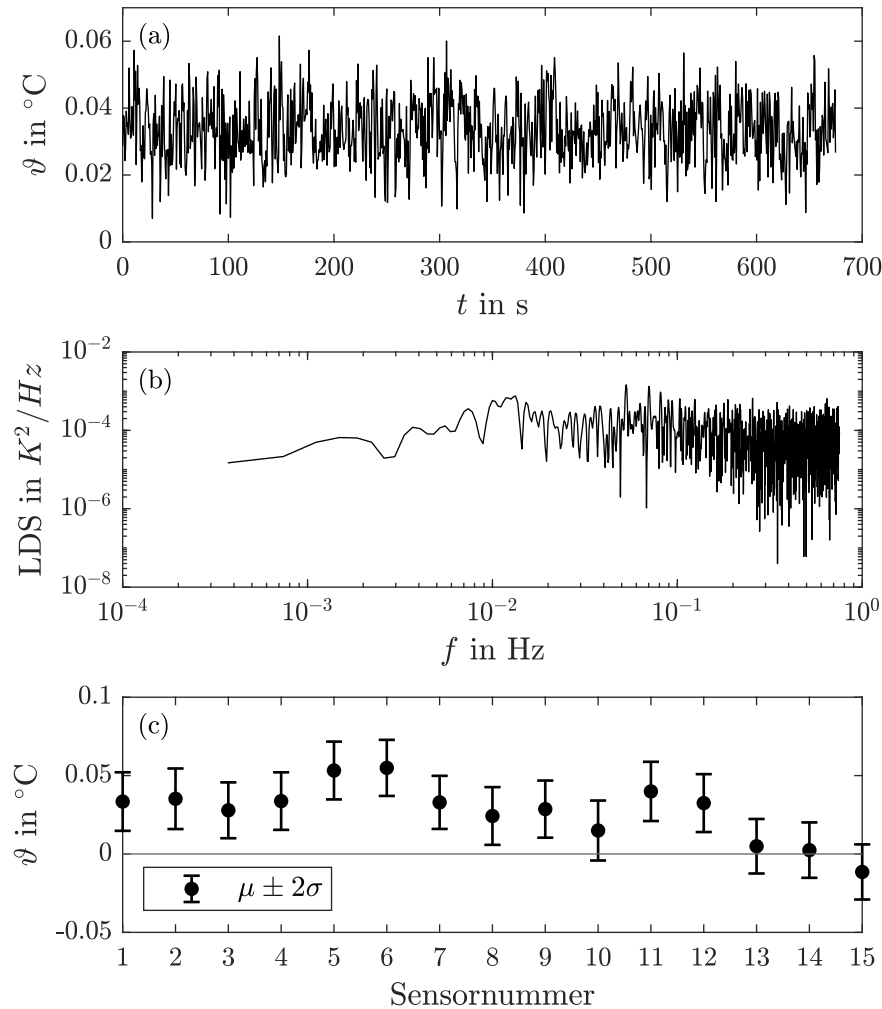


Abbildung 3.5: (a) Beispiel einer aufgenommenen Temperatur-Zeitreihe der Thermoelemente aus dem Eisbad zur Kalibrierung der Sensoren. (b) Leistungsdichtespektrum der Zeitreihe. (c) Darstellung der systematischen und zufälligen Fehler der Temperaturmessungen in Form der Mittelwerte μ der Zeitreihen und deren Abweichung zum Erwartungswert von 0°C sowie der doppelten Standardabweichung 2σ der Zeitreihen als Fehlerbalken.

3.2 PIV: Komponenten und Versuchsaufbauten

3.2.1 Kamerasysteme und Laser

Für alle später folgenden PIV-Messungen wurde stets der gleiche Kamertyp genutzt. Dabei handelt es sich um die Kamera Imager sCMOS der LaVision GmbH, welche auf der PCO Edge 5.5 der Firma PCO basiert. Diese Kameras haben eine Auflösung von 2560×2160 px und ermöglichen eine maximale Aufnahmezeit für Doppelbilder von 50 Hz. Der Dynamikumfang der Kamera beträgt 16 bit, woraus eine maximale Anzahl von 65536 Intensitätsabstufungen resultiert. Je nach durchgeführtem Experiment wurden die Kameras mit unterschiedlichen Objektiven ausgestattet. Für Messungen mit hoher Vergrößerung kamen Objektive mit 100 mm Brennweite zum Einsatz, wobei entweder Zeiss Milvus 2/100M mit einer minimalen Blendenzahl von 2 oder Tokina AT-X M100 Pro D mit einer minimalen Blendenzahl von 2,8 genutzt wurden. Für Messungen, bei denen eine niedrigere Vergrößerung aber ein größerer Bildausschnitt benötigt wurde, wurden Zeiss Planar T14/50 (4) mit einer Brennweite von 50 mm und einer minimalen Blendenzahl von 1,4 verwendet.

Bei dem genutzten Laser handelt es sich um einen Evergreen Nd:YAG Doppelpuls-Laser der Firma Quantel Laser. Der Laser emittiert aufgrund eines intern verbauten Frequenzverdopplers grünes Licht in der Wellenlänge 532 nm. Die maximale Pulsenergie des Lasers beträgt 200 mJ, wobei für die Durchführung der Experimente jedoch die Pulsenergie auf 20 mJ reduziert werden musste, da die Polycarbonat-Seitenwände der Speicherzelle einem noch höheren lokalen Energieeintrag nicht standhalten konnten. Die Reduzierung der maximalen Pulsenergie wurde durch Änderungen des „Q-Switch Delays“ in den Grundeinstellungen der PIV-Software auf dem Messrechner umgesetzt. Aufgrund der niedrigeren Pulsenergie wurde zwar eine niedrigere Lichtintensität des Lichtschnitts erzielt, allerdings war diese immer noch ausreichend für alle durchgeführten Experimente.

Zur Erzeugung eines geeigneten Lichtschnitts für die Experimente wurde eine eigens aufgebaute Lichtschnittoptik verwendet. Wichtig beim Aufbau der Laseroptik war es, den Öffnungswinkel des Lichtschnitts so einzustellen, dass er einerseits das komplette Sichtfeld der Kameras ausleuchtet und andererseits nicht zu groß wird, wodurch die Lichtintensität wieder nachgelassen hätte. Zu diesem Zweck kam als wesentlicher Bestandteil der Lichtschnittoptik eine sogenannte Powell-Linse (oder Keillinse) der Edmund Optics GmbH zum Einsatz. Während auch herkömmliche Zylinderlinsen für die Aufweitung des Laserstrahls zu einem Lichtschnitt genutzt werden können, haben diese den Nachteil, dass die resultierende Intensitätsverteilung des Lichtschnitts einer Gauß-Verteilung entspricht und somit in der Mitte eine deutlich höhere Intensität als am Rand aufweist. Im Gegensatz dazu sind Powell-Linsen so gefertigt, dass die Krümmung der Linse das Licht so bricht, dass über weite Teile des Lichtschnitts eine nahezu konstante Intensitätsverteilung besteht. Lediglich an den Rändern treten kleine Intensitätsspitzen auf. Damit die Krümmung der Powell-Linse optimal getroffen werden kann, sollte der Durchmesser

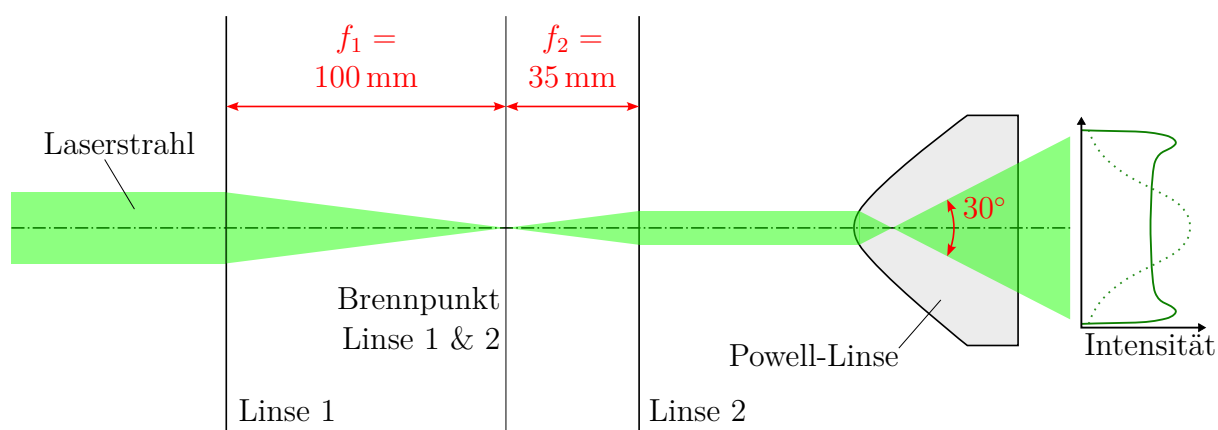


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der verbauten Lichtschnittoptik für den Laser, bestehend aus zwei konvexen Linsen mit unterschiedlicher Brennweite (f_1 und f_2) und einer Powell-Linse zur Aufweitung des Laserstrahls zu einem Laser-Lichtschnitt. Die schematischen Intensitätsprofile auf der rechten Seite zeigen den Unterschied zwischen der Lichtverteilung innerhalb des Lichtschnitts einer Powell-Linse (durchgezogenes Profil) im Gegensatz zu einer herkömmlichen Zylinderlinse (gepunktetes Profil).

des Laserstrahls nicht größer als 0,8 mm sein. Aus diesem Grund wurde zwischen Laser und Powell-Linse eine Optik bestehend aus zwei konvexen Linsen verbaut, deren unterschiedliche Brennweiten dazu genutzt wurden, den Laserstrahl auf den gewünschten Durchmesser zu reduzieren. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau der gesamten Lichtschnittoptik und den linearen Strahlengang des Laserstrahls. Die Brennweiten der konvexen Linsen sowie der Öffnungswinkel von 30° des finalen Lichtschnitts sind ebenfalls der Abbildung zu entnehmen. Zudem sind auf der rechten Seite die schematischen Intensitätsprofile einer zylindrischen Linse (gepunktet) und einer Powell-Linse (durchgezogen) gegenübergestellt.

3.2.2 Partikel

Eine der Kernkomponenten von PIV-Messsystemen sind die Partikel, die der Strömung zugegeben werden, um diese sichtbar zu machen und mit Hilfe der Kamera messen zu können. Im Optimalfall haben die Partikel dabei die exakt gleiche Dichte wie das Fluid, in dem sie verteilt sind, um Sedimentation zu vermeiden. Zudem sollten sie möglichst klein sein, damit sie Richtungsänderungen der Strömung gut folgen können. Gleichzeitig muss das reflektierte Licht der Partikel aber auch deutlich auf den Bildern der Kamera erkennbar sein. Dies ist leichter durch größere Partikel zu bewerkstelligen, da diese mehr Licht streuen und reflektieren als kleine Partikel. Zusätzlich zu dieser Abwägung war es bei dem vorliegenden Experiment noch notwendig, Partikel mit einem fluoreszenten Farbstoff zu verwenden, sodass nicht das reflektierte Laserlicht, sondern das vom Farbstoff emittierte Licht genutzt werden kann, um Partikelbilder mit den Kameras aufzunehmen.

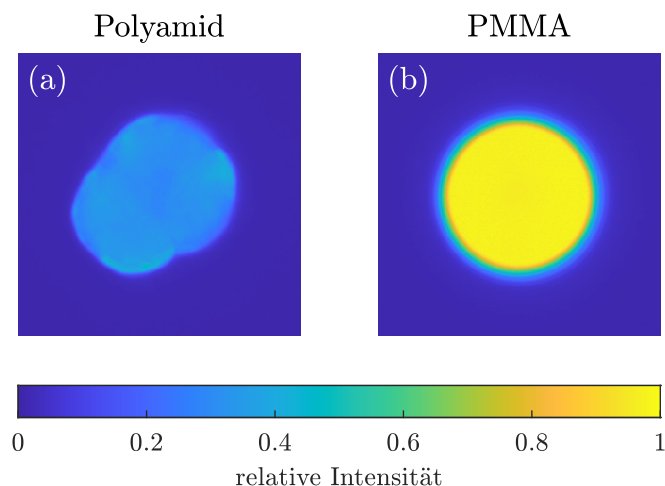


Abbildung 3.7: Lichtintensität eines (a) selbsteingefärbten Polyamid-Partikels und (b) eines gekauften PMMA-Partikels nach Anregung durch grünes Laserlicht (Wellenlänge von 532 nm). Beide Partikelbilder wurden unter einem Mikroskop mit 40-facher Vergrößerung aufgenommen, wobei ein optischer Filter das grüne Laserlicht geblockt und ausschließlich das vom fluoreszierenden Farbstoff der Partikel emittierte Licht zum Kamerasensor passieren ließ.

(vgl. hierzu auch [150]). Durch solche speziellen Partikel war es erst möglich die Strömung sehr nahe an der vertikalen Aluminiumplatte zu messen, ohne dass das von der Platte reflektierte Licht die Partikelbilder überstrahlt und somit unbrauchbar macht.

Bei den schließlich verwendeten Partikeln handelte es sich aufgrund dieser Anforderungen schließlich um Polymethylmethacrylat (PMMA)-Partikel der Firma DANTEC DYNAMICS A/S, welche mit dem Farbstoff Rhodamin B gefärbt sind. Da PMMA eine Dichte von etwa 1170 kg m^{-3} aufweist und somit eine etwa 17 % höhere Dichte als Wasser besitzt, wurde zunächst versucht Standardpartikel aus Polyamid ($\sim 1002 \text{ kg m}^{-3}$) mit Rhodamin B einzufärben.

Da die Dichte von PMMA etwa 1170 kg m^{-3} beträgt [147] und damit eine um etwa 17 % höhere Dichte als Wasser besitzt, wurde zunächst versucht Standardpartikel aus Polyamid ($\sim 1002 \text{ kg m}^{-3}$) mit Rhodamin B einzufärben. Abbildung 3.7 zeigt die beste Charge der speziell angefertigten Polyamid-Partikel im Vergleich zu den gekauften PMMA-Partikeln.

Beim Vergleich der beiden Partikelbilder aus Abbildung 3.7 fällt auf, dass die Polyamid-Partikel, welche mit Rhodamin B eingefärbt wurden, einerseits deutlich dunkler sind und die Intensität über das Partikel leicht schwankt. Die erreichte maximale Intensität beträgt 47 % der Intensität, die von dem gekauften PMMA-Partikel erreicht wurde. Zudem zeigt das PMMA-Partikel eine sehr homogene Verteilung der Lichtintensität, welche ausschließlich am Rand des Partikels abfällt, was auf die Kugelform zurückzuführen ist. Auch was diese Form angeht, wird aus der Abbildung deutlich, dass die gekauf-

ten PMMA-Partikel vorteilhaft sind, da die Polyamid-Partikel nicht eine solch perfekte Kugelform aufweisen.

Um schließlich abzuwägen, welche der Partikel für die Experimente verwendet werden sollten, musste zwischen der homogeneren Form und dem besseren Intensitätssignal der gekauften PMMA-Partikel und dem niedrigeren Dichteunterschied zwischen Wasser und den Polyamid-Partikeln abgewogen werden. Zu diesem Zweck wurde für beide Partikelarten die Sedimentationsgeschwindigkeit gemäß der von RAFFEL u. a. [114] angegebenen Formel:

$$u_s = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho_w)}{18\mu} g \quad (3.3)$$

berechnet, wobei d_p der Partikeldurchmesser, ρ_p die Partikeldichte, ρ_w die Dichte des Wassers, μ die dynamische Viskosität des Wassers und g die Erdbeschleunigung sind. Aus der Berechnung für beide Partikel ergibt sich eine Sedimentationsgeschwindigkeit der Polyamid-Partikel von $u_{s,PA} \approx 8,9 \mu\text{s}^{-1}$ und für die PMMA-Partikel von $u_{s,PMMA} \approx 87,5 \mu\text{s}^{-1}$. Trotz der Tatsache, dass die Sedimentationsgeschwindigkeit der PMMA-Partikel etwa eine Größenordnung höher liegt, bleibt festzustellen, dass sie dennoch ausreichend gering ist, um sich nicht negativ auf die Experimente auszuwirken. Aus diesem Grund wurden die beschriebenen PMMA-Partikel für alle PIV-Experimente als Tracerpartikel verwendet.

3.2.3 Kalibriervorrichtungen

Damit die gemessenen Geschwindigkeitswerte der PIV-Experimente auch belastbar sind, muss vor jedem Experiment eine Kalibrierung des Messbereichs durchgeführt werden. Zu diesem Zweck kann eine vorgefertigte Kalibrierplatte verwendet werden, auf welcher ein Punktmuster (zumeist weiße Punkte auf schwarzem Grund) in einem definierten Abstand voneinander aufgebracht ist. Diese Platte wird dann in der gewünschten Messebene im Experiment platziert, um dort Aufnahmen mit der Kamera von der Platte unter experimentellen Bedingungen zu machen. Sollten optische Verzerrungen im Bildausschnitt auftreten, können diese nun ausgeglichen werden, indem das Bild so entzerrt wird, dass alle Punkte der Kalibrierplatte wieder einen äquidistanten Abstand zueinander aufweisen. Gleichzeitig kann durch den bekannten Abstand der Punkte auf der Kalibrierplatte ein Vergrößerungsfaktor des Kamerasystems berechnet werden, mit dem die Pixelauflösung der Kamera in eine physikalische Längeneinheit umgerechnet werden kann. Damit ein globaler Koordinatenursprung auf die späteren Messungen übertragen werden kann, haben typische Kalibrierplatten zudem verschiedene Markierungen, welche dazu dienen, dass die PIV-Software die Ausrichtung der Platte erkennt und dass der gemessene Versatz dieser Markierung zum Koordinatenursprung später zu den Koordinaten der Messung addiert werden kann.

Im Rahmen der durchgeführten Messungen wurden analog zu den unterschiedlichen Objektiven auch zwei verschiedene Kalibrierplatten in Abhängigkeit der Größe des Sicht-

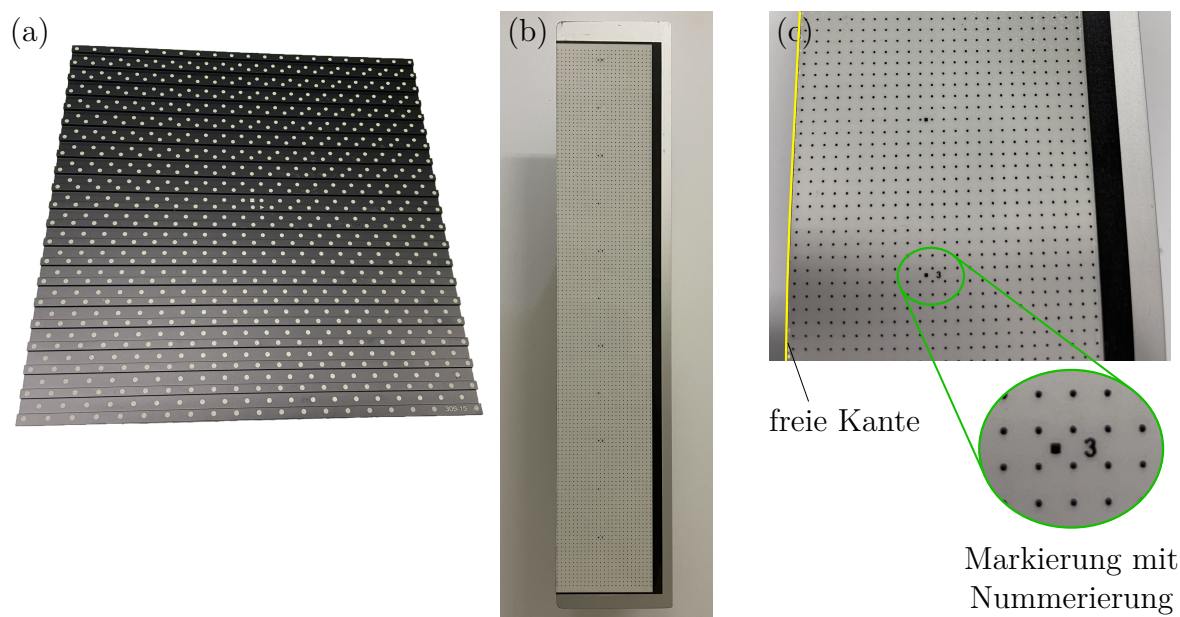


Abbildung 3.8: (a) Fotografie einer kommerziellen Kalibrierplatte für Stereo-PIV-Messungen. (b) Fotografie der hergestellten Kalibrierplatte für kleine Sichtbereiche. (c) Vergrößerte Ansicht der hergestellten Kalibrierplatte.

feldes der Kameras verwendet. Für Messungen mit größerem Sichtbereich wurde eine kommerzielle Kalibrierplatte der LaVision GmbH genutzt. Derartige Kalibrierplatten können nicht nur für 2D2K-PIV sondern auch zur Kalibrierung eines Stereo-PIV-Systems genutzt werden, da sie über zwei versetzte Kalibrierebenen verfügen. Für die im Folgenden beschriebenen 2D2K-PIV-Messungen wurde davon jedoch jeweils nur die vordere Kalibrierebene genutzt. Die Kalibrierplatte hat einen Punktabstand von 15 mm, einen Punktdurchmesser von 3,2 mm und insgesamt eine Größe von 204 mm \times 204 mm. Mit Hilfe einer Typennummer können die zuvor genannten Daten der Kalibrierplatte an die PIV-Software übergeben werden, welche nach der Aufnahme der Kalibrierbilder diese Daten automatisch zur Entzerrung und Größenskalierung der Kameraaufnahmen nutzt. Abbildung 3.8(a) zeigt eine derartige Kalibrierplatte der LaVision GmbH.

Bei Messungen mit kleinem Sichtbereich und starker Vergrößerung konnte die zuvor beschriebene kommerzielle Kalibrierplatte jedoch nicht genutzt werden, da nur sehr wenige Punkte im Sichtbereich der Kameras lagen. Allerdings benötigt der Algorithmus der PIV-Software in jeder Raumrichtung etwa zehn Punkte, um mit Hilfe einer bi-kubischen Interpolation die Kalibrierbilder zu entzerren. Aus diesem Grund wurde eine eigens entworfene Kalibrierplatte für diese Messungen gebaut. Diese ist in Abbildung 3.8(b) und (c) dargestellt. Als Grundkörper wurde ein L-förmiges Aluminiumprofil genutzt, das der Kalibrierplatte eine ausreichende Steifigkeit verleiht und mittels Verschraubungen mit zusätzlichem Stativmaterial verbunden werden konnte. Auf diesem Aluminiumprofil wurde das Kalibriermuster, das auf eine durchsichtige Folie gedruckt

wurde, mit doppelseitigem Klebeband befestigt. Das Klebeband dient dabei gleichzeitig als weißer Hintergrund für die schwarzen Punkte des Kalibrieramusters. Bei dem Muster handelt es sich um Punkte, welche einen Durchmesser von 0,3 mm und einen Abstand von 2 mm zueinander haben. Da diese Kalibrierplatte auch dazu genutzt wurde, mit mehreren nebeneinander angeordneten Kameras zu messen (vgl. Abschnitt 3.4.1), wurden im Abstand von jeweils 25 mm quadratische Markierungen vorgesehen, von denen jede zweite zusätzlich mit einer Nummer zur Identifizierung versehen ist. Durch diese Markierungen konnte dann wieder der Versatz zum globalen Koordinatensystem gemessen werden. Darüber hinaus konnten durch die nummerierten Markierungen die Sichtbereiche der Kameras dem Bereich auf der Kalibrierplatte zugeordnet werden. Dadurch war durch den bekannten Markierungsabstand auch der relative Abstand zwischen den Bildern zweier Kameras bekannt.

Da diese Kalibrierplatte für Messungen entlang der vertikalen Oberfläche der Aluminiumplatte genutzt wurde, war eine der vertikalen Seiten der Kalibrierplatte bis zum Rand mit dem Punktmuster versehen (gelb dargestellt in Abbildung 3.8(c)). Diese Seite wurde während einer Kalibrierung direkt an die Oberfläche der Aluminiumplatte geschoben. Der horizontale Abstand dieser Kante bis zu den aufgetragenen Markierungen betrug 21 mm. Durch die bekannte Position der Plattenoberfläche konnte diese im finalen Koordinatensystem der Messungen als Ursprung für die horizontale Achse genutzt werden.

3.3 Datenvorverarbeitung

3.3.1 Regression gemessener Temperaturprofile

Bei der Datenauswertung der Temperaturmessungen und insbesondere beim Vergleich dieser Ergebnisse mit theoretischen Überlegungen, wie der in Abschnitt 2.4.1 vorgestellte Skalierungsanalyse, sind kontinuierliche Temperaturprofile sehr vorteilhaft und wünschenswert. Wie jedoch bereits in Abschnitt 3.1.3 erläutert wurde, besteht die im Modellexperiment verbaute Temperaturmesstechnik sowohl in der Aluminiumseitenwand als auch im Wasser aus 15 diskreten Temperaturmessstellen. Aus diesem Grund wurden die beiden Temperaturprofile bestehend aus den jeweils 15 Messpositionen dazu genutzt, um mit Hilfe einer Regressionsanalyse kontinuierliche Profile zu erzeugen. Zu diesem Zweck wurde ein Modell genutzt, das GONZÁLEZ-ALTOZANO u. a. [37] eingeführt und dazu genutzt haben, Zeitreihen der Befüllung eines thermischen Schichtenspeichers zu nähern. Die dabei verwendete mathematische Funktion beschreiben sie als Fünf-Parameter-Logistikfunktion, die sich wie folgt zusammensetzt:

$$\vartheta(\tilde{y}) = a + \frac{b - a}{\left(1 + \left(\frac{\tilde{y}}{c}\right)^d\right)^e}. \quad (3.4)$$

Dabei ist $\tilde{y} = y/H$ die dimensionslose vertikale Koordinate und a , b , c , d und e sind

die fünf Koeffizienten der Regressionsfunktion. GONZÁLEZ-ALTOZANO u. a. [37] haben die exakt gleiche Funktion genutzt, wobei sie allerdings anstatt der dimensionslosen vertikalen Achse die entdimensionalisierte Zeit ihrer Zeitreihenmessung genutzt haben. Da in ihrem Fall also nur ein Sensor an einer festen Höhe (z.B. im unteren Bereich eines Schichtenspeichers) die Daten aufgenommen hat und der Speicher dann mit heißem und anschließend kaltem Wasser von unten befüllt wurde (ähnlich zum beschriebenen Befüllvorgang der Speicherzelle), hat sich die thermische Schichtung sozusagen an dem Sensor vorbei bewegt. Somit zeigt die Zeitreihe eines solchen Sensors eine Art vertikales Temperaturprofil der thermischen Schichtung. Aus diesem Grund schien die gleiche Regressionsfunktion auch geeignet, um eine bereits erzeugte Schichtung, die von mehreren Sensoren gemessen wurde, zu beschreiben.

Den einzelnen Regressions-Koeffizienten kann jeweils eine physikalische Bedeutung in der entstehenden Regressionsfunktion zugeschrieben werden. a und b sind die untere bzw. obere Grenztemperatur, der sich die Regressionsfunktion annähert. c legt den Mittelpunkt der Thermokline in einem Bereich zwischen $0 \leq \tilde{y} \leq 1$ fest, indem der Koeffizient angibt, wo die mittlere Temperatur zwischen den beiden Grenztemperaturen erreicht wird. d und e sind schließlich gemeinsam dafür verantwortlich, wie steil bzw. flach der Anstieg zwischen den Grenztemperaturen ist und wie stark die Asymmetrie zwischen der linken und rechten Seite der Funktion ausfällt.

Die Regression aller Temperaturmessungen wurde in MATLAB durchgeführt, wobei die Curve-Fitting-Toolbox mit der „custom equation“-Funktion genutzt wurde. Der zugrunde liegende Algorithmus nutzt das Gauss-Newton-Verfahren zur Minimierung der Quadrate der Residuen zwischen Regressionsfunktion und Messwerten. Damit der Algorithmus funktionieren konnte, mussten bereits zu Beginn geeignete Startwerte für die einzelnen Koeffizienten gewählt werden, da ohne diese Vorgabe der Algorithmus teilweise Funktionen mit extrem schlechter Übereinstimmung zu den Messwerten ausgab. Die gewählten Startwerte waren stets die gleichen und wurden wie folgt vorgegeben. a wurde stets auf das Minimum aller 15 Sensorwerte eingestellt. b wurde analog jeweils auf das Maximum aller Sensorwerte eingestellt. c wurde stets auf 0,5 eingestellt, da in allen durchgeführten Messungen die Thermokline etwa in der Mitte, also bei $\tilde{y} \approx 0,5$, angeordnet war. d und e wurden nach einigem Ausprobieren stets auf einen Startwert von -50 und $0,7$ eingestellt, wodurch immer eine gute Regression der Messwerte erzielt werden konnte, auch wenn die finalen Werte von d und e teilweise stark von ihren Startwerten abgewichen sind. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass das verwendete Regressionsmodell zwar sehr gut für mittig angeordnete Thermoklinen geeignet ist, allerdings wurde es auch teilweise für Schichtungen, in denen die Thermokline eher im unteren Bereich des Speichers vorlag, angewendet und konnte dann keine besonders guten Übereinstimmungen mit den Messwerten erzielen. Der Grund dafür könnte darin liegen, dass dieses Modell ausreichend viele Werte der homogenen Temperaturzonen benötigt, was mit einer Thermokline am unteren Ende des Speichers nicht gegeben ist.

Abbildung 3.9 zeigt exemplarisch die Anwendung des zuvor beschriebenen Regressionsmodells auf Messdaten der Wandtemperatur und der Wassertemperatur kurz nach-

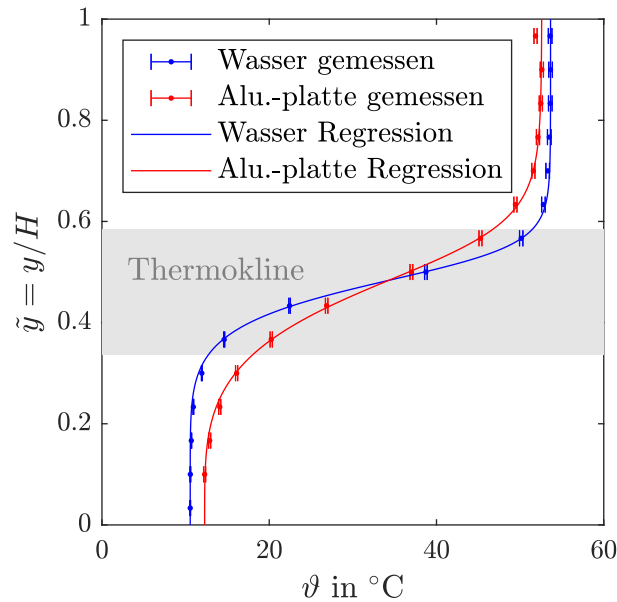


Abbildung 3.9: Beispiel für die angewandte Regressionsmethode zur Annäherung der Messwerte aus den Temperaturmessungen in der Aluminiumwand und dem Wasser. Die Fehlerbalken zeigen die Unsicherheiten der Temperaturmessungen.

dem die Befüllung des Modellexperiments mit einer thermischen Schichtung abgeschlossen war. Die Fehlerbalken der Messwerte zeigen die Unsicherheiten für die Pt100-Temperatursensoren und die Typ K Thermoelemente, die in Abschnitt 3.1.3 erläutert wurden. Obwohl die Temperatur eine Funktion der Höhe ist, wurde in der Abbildung die vertikale Raumrichtung auf der Ordinate und die Temperatur auf der Abszisse angeordnet, da auf diese Weise ein intuitiveres Verständnis der Thermokline möglich ist und es auch in der Literatur häufig so dargestellt wird [28, 41, 151]. Da die Unsicherheiten der Sensoren teilweise relativ gering im Vergleich zum Temperaturbereich der Abszisse sind, sind die Fehlerbalken vereinzelt nicht mehr als solche erkennbar und wirken wie eine vertikale Linie.

Insgesamt zeigt Abbildung 6.3, dass die verwendete Regressionsfunktion die thermische Schichtung in der Speicherzelle sehr gut approximieren kann. Bei einem Großteil der Messwerte liegt die Ausgleichsfunktion im Rahmen der eingezeichneten Unsicherheiten der Messwerte. Kleinere Abweichungen treten hingegen insbesondere im Übergang der Thermokline hin zum unteren homogenen Temperaturbereich auf, wo die Ausgleichsfunktion die Temperaturwerte leicht unterschätzt. Insgesamt liegen aber alle Abweichungen der Regressionsfunktion deutlich unter 1 °C und meist sogar unter $0,5\text{ °C}$, sodass dies einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit hat.

Ein großer Vorteil der Anwendung der Regressionsfunktion sind die kontinuierlichen Temperaturprofile für das Wasser und die Aluminiumwand. Daraus ergibt sich neben den Möglichkeiten für die Berechnung dimensionsloser Kennzahlen auch eine genauere

Bestimmung der Thermoklinendicke. Für das Beispiel der in Abbildung 3.9 gezeigten Temperaturprofile ist die Thermokline als grau hinterlegte Fläche eingezeichnet. Als Kriterium für die Bestimmung dieser Dicke wurde der Bereich festgelegt, in welchem die dimensionslose Temperatur ($\Theta = \frac{\vartheta - \vartheta_{\min}}{\vartheta_{\max} - \vartheta_{\min}}$) zwischen $0,05 \leq \Theta \leq 0,95$ liegt. Dadurch, dass sich die Regressionsfunktion aus allen gemessenen Temperaturwerten ergibt, sind somit die maximalen und minimalen Temperaturwerte zur Berechnung der dimensionslosen Temperatur weniger stark durch Unsicherheiten einzelner Messwerte beeinflusst.

3.3.2 Spezielle PIV-Auswertemethoden

Interpolation überlappender Kamerabilder

Für einige PIV-Messungen im Rahmen dieser Arbeit war gleichzeitig eine hohe Vergrößerung des Messbereichs notwendig, um eine ausreichende Auflösung starker Geschwindigkeitsgradienten zu erreichen, und gleichzeitig sollte das Sichtfeld relativ groß sein. Um diesem Widerspruch zu begegnen, wurde ein Messsystem aus mehreren Kameras (vgl. Abschnitt 3.4.1) aufgebaut, wodurch die aneinandergrenzenden Kamerabilder das Sichtfeld vergrößerten und gleichzeitig eine hohe Auflösung des Messbereichs beibehalten wurde. Damit später aus den Rohbildern der angrenzenden Kameras ein einzelnes Vektorfeld entstehen konnte, musste daher während der Auswertung eine Zusammenführung der einzelnen Bilder stattfinden. Dieses Vorgehen wird im Folgenden beschrieben.

Zunächst wurden vor jeder Messung Kalibrierungen des kompletten Messsystems mit allen Kameras durchgeführt, wobei die eigens entwickelte Kalibrierplatte aus Abschnitt 3.2.3 verwendet wurde. Über die dort aufgebrachten Markierungen war es möglich, die relativen Abstände der aneinander angrenzenden Kamera-Bildbereiche zuzuordnen. Vor der eigentlichen Auswertung der Rohbilddaten mit der PIV-Software konnten diese Abstände dann als Versatz voreingestellt werden. Anschließend wurden von der Software die Vektorfelder für jede verwendete Kamera individuell berechnet. Anschließend wurden alle Vektorfelder in einem gemeinsamen Vektorfeld zusammengeführt, wobei Teile der Einzelvektorfelder überlappten. Innerhalb der Überlappungsbereiche wurden die Vektoren aus den zugrundeliegenden Vektorfeldern linear interpoliert. Resultierend aus dieser Interpolation können in dem Gesamtvektorfeld leichte Unstetigkeiten in den Geschwindigkeitskomponenten auftreten. Dieser Effekt ist jedoch umso geringer, je besser die Kalibrierung und Kameraausrichtung im Vorfeld der Messung durchgeführt wurde und je einheitlicher die Belichtung der beiden angrenzenden Kamerabereiche bei der Messung war.

Reduktion der relativen Unsicherheit bei hohem Geschwindigkeits-Dynamikbereich

In den durchgeführten Messungen wurden größtenteils Strömungen vermessen, welche sich dadurch auszeichnen, dass sie sowohl Regionen mit relativ hohen als auch sehr niedrigen Geschwindigkeiten aufwiesen. Wie schon in Abschnitt 2.3.1 erläutert wurde,

hängt die Messgenauigkeit wesentlich von der Partikelverschiebung auf den Rohbildern ab und die Zeitdifferenz zwischen den beiden Bildern wird nach Möglichkeit so eingestellt, dass dieser Versatz etwa 10 px beträgt. Dies ist jedoch nicht möglich, sobald innerhalb des Messbereichs große Geschwindigkeitsunterschiede auftreten. Wird beispielsweise eine mittlere Zeitdifferenz eingestellt, so tritt in den Gebieten hoher Geschwindigkeit ein größerer Versatz und als in Gebieten niedriger Geschwindigkeit auf. Folglich haben letztere Gebiete eine niedrigere relative Messgenauigkeit als die Gebiete hoher Geschwindigkeiten. Auch wenn dieser Effekt nie komplett zu umgehen ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit dennoch ein Auswertungsverfahren entwickelt und angewendet, dass die relative Messgenauigkeit der langsamen Strömung erhöht.

Der grundlegende Ansatz dieser Auswertemethode ist die Nutzung verschiedener Zeitabstände zwischen den Rohbildern, die für die Korrelation in der PIV-Auswertung genutzt werden. Ein sehr ähnlicher Ansatz wurde beispielsweise auch schon von HAIN und KÄHLER [152] in der von ihnen vorgestellten Multiframe-Auswertemethode genutzt. Bei diesem Ansatz wird zunächst eine Standard-PIV-Auswertung von zwei aufeinanderfolgenden Rohbildern einer aufgenommenen Zeitreihe durchgeführt. Basierend auf den berechneten Verschiebungsvektoren wird dann für jede Vektorposition ein optimaler Zeitabstand der Rohbilder errechnet, durch den eine Verschiebung von 10 px erreicht wird. Vektoren mit kleiner Partikelverschiebung werden anschließend neu berechnet, wobei ein Rohbildpaar mit größerem zeitlichen Versatz genutzt wird, um die Genauigkeit des berechneten Vektors zu erhöhen.

Der Unterschied des in dieser Arbeit verwendeten Algorithmus besteht darin, dass einerseits keine Zeitreihendaten bestehend aus Einzelaufnahmen (single frame) sondern aus Doppelaufnahmen (double frame) für die Bildaufnahme genutzt wurden. Der zeitliche Abstand Δt_{DB} zwischen den Doppelaufnahmen wurde dabei vor einer Messung so eingestellt, dass die maximal auftretenden Geschwindigkeiten im Messbereich in einem geeigneten Partikelversatz von etwa 10 px resultierten. Der Zeitabstand zwei aufeinanderfolgender Doppelaufnahmen resultiert hingegen aus der Aufnahmefrequenz f mit $\Delta t_{\text{EB}} = 1/f$. Trotz der Aufnahmen von Doppelaufnahmen kann dieser zeitliche Abstand wie bei einer Einzelaufnahme weiterhin auch für die Auswertung von Vektorfeldern genutzt werden. Somit wurden diese beiden unterschiedlichen Zeitabstände genutzt, um sowohl Doppelauswertungen als auch Einzelauswertungen durchzuführen. Durch die unterschiedlichen Zeitabstände kann so die relative Unsicherheit bei niedrigen Geschwindigkeiten um einen Faktor $F_\sigma = \frac{\Delta t_{\text{DB}}}{\Delta t_{\text{EB}}} = \Delta t_{\text{DB}} \cdot f$ reduziert werden.

Schließlich wurde noch ein Entscheidungskriterium benötigt, nach dem entschieden werden konnte, für welchen Vektor die Einbild- oder die Doppelauswertung genutzt werden sollte. Zu diesem Zweck wurde eine Grenzgeschwindigkeit eingeführt, welche sich wie folgt zusammensetzt:

$$u_G = \frac{0,25 \cdot s_{\text{AF}}}{\Delta t_{\text{EB}}}. \quad (3.5)$$

Sie berechnet sich aus dem Ansatz, dass bei der Einzelauswertung kein größerer Partikelversatz als 25 % der Auswertefenstergröße s_{AF} auftreten soll, was ein allgemein

üblicher Ansatz für PIV-Auswertungen ist [114]. Abbildung 3.10 zeigt schematisch das zuvor beschriebene Auswertungsverfahren.

Auf der linken Seite von Abbildung 3.10 ist ein typisches Vektorfeld der durchgeführten Messungen dargestellt, das nach dem Einzelbildauswertungsverfahren mit den jeweils ersten Bildern der Doppelbildaufnahmen (Bild 1A und Bild 2A) ausgewertet wurde. Da der große Zeitabstand Δt_{EB} zwischen diesen Bildern gut für niedrige Geschwindigkeiten geeignet ist, werden diese korrekt ausgewertet (dargestellt durch kleine Pfeile auf der rechten Seite). Bei den hohen Geschwindigkeiten führt der große Zeitabstand jedoch zu einem zu großen Partikelversatz, sodass viele Vektoren fehlerhaft ausgewertet werden (dargestellt durch die roten Pfeile). Auf der rechten Seite der Abbildung ist die Auswertung nach dem Doppelbildverfahren dargestellt, wobei jeweils die Doppelbilder 1A und 1B sowie 2A und 2B miteinander ausgewertet werden. Der kleinere Zeitabstand Δt_{DB} zwischen diesen Bildern führt zu einer korrekten Auswertung der höheren Geschwindigkeiten. Hier treten jedoch Fehlausewertungen im Bereich der niedrigen Geschwindigkeiten (rote Pfeile auf den rechten Seiten) auf. Nachdem mit Hilfe der zuvor beschriebenen Grenzgeschwindigkeit u_G die Auswahl getroffen wurde, welche Vektoren aus welcher Auswertung verwendet werden, wird das finale Vektorfeld zusammengesetzt. Dabei haben die Fehlvektoren der unterschiedlichen Auswertungsarten keinen Einfluss mehr auf das finale Ergebnis. Wie aus der schematischen Abbildung hervorgeht, können nach diesem Verfahren bei einer Anzahl von n Doppelbildaufnahmen $n - 1$ Einzelbildauswertungen und aber n Doppelbildauswertungen durchgeführt werden. Aus diesem Grund wird vor dem Zusammensetzen des finalen Vektorfeldes der Mittelwert aus den beiden Doppelbildauswertungen berechnet (rechte Seite der Abbildung).

3.4 Messdurchführung der PIV-Messungen

3.4.1 Durchführung und PIV-Einstellungen der zeitgemittelten Messung

Das Ziel der zeitgemittelten Messungen, welche in Kapitel 6 vorgestellt werden, war es, das zweidimensionale Geschwindigkeitsfeld entlang der vertikalen Aluminiumplatte zu vermessen. Somit ergab sich ein vertikaler Bereich der Höhe $H' = 720$ mm, der zu vermessen war. Gleichzeitig war aus verschiedenen Voruntersuchungen und numerischen Simulationen (vgl. Kapitel 5) bekannt, dass die horizontale Ausdehnung der wandnahen Strömungsstrukturen im Bereich weniger Zentimeter liegen würde. Daraus ergab sich für die Messungen die Herausforderung, dass für die sehr schmalen Strömungsstrukturen eine hohe räumliche Auflösung benötigt wurde, während aufgrund der großen vertikalen Ausdehnung des Messbereichs ein großer Bildausschnitt notwendig war.

Um diesen widersprüchlichen Anforderungen zu begegnen, wurde das bereits in Abschnitt 3.3.2 erläuterte Multi-Kamera-System bestehend aus bis zu vier übereinander angeordneten Kameras in Verbindung mit den Objektiven mit 100 mm Brennweite und den optischen Filtern für die fluoreszierenden Partikel genutzt. Abbildung 3.11 zeigt schematisch den beschriebenen Messaufbau und die verwendeten Kameras. Trotz die-

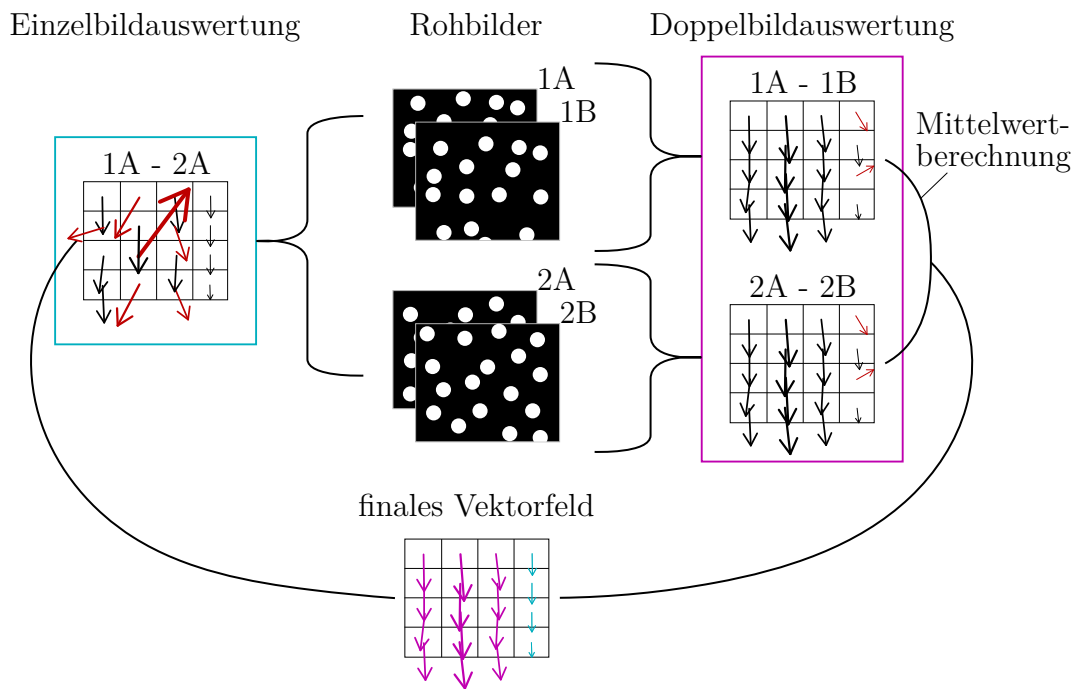


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der PIV-Auswertung für Vektorfelder mit hohem Geschwindigkeits-Dynamikbereich. Die Rohbilder werden als Doppelbilder aufgenommen (A und B) und werden sowohl nach dem Einzelbildverfahren als auch nach dem Doppelbildverfahren ausgewertet. Die roten Pfeile sollen fehlerhafte Vektoren kennzeichnen, welche bei der Einzelbildauswertung vor allem für hohe Geschwindigkeiten (große Vektorpfeile) und bei der Doppelbildauswertung für niedrige Geschwindigkeiten auftreten. Das finale Vektorfeld wird aus beiden Auswertungen zusammengesetzt, wobei niedrige Geschwindigkeiten der Einzelbildauswertung entnommen werden (cyanfarbene Vektoren) und hohe von der Doppelbildauswertung stammen (magentafarbene Vektoren).

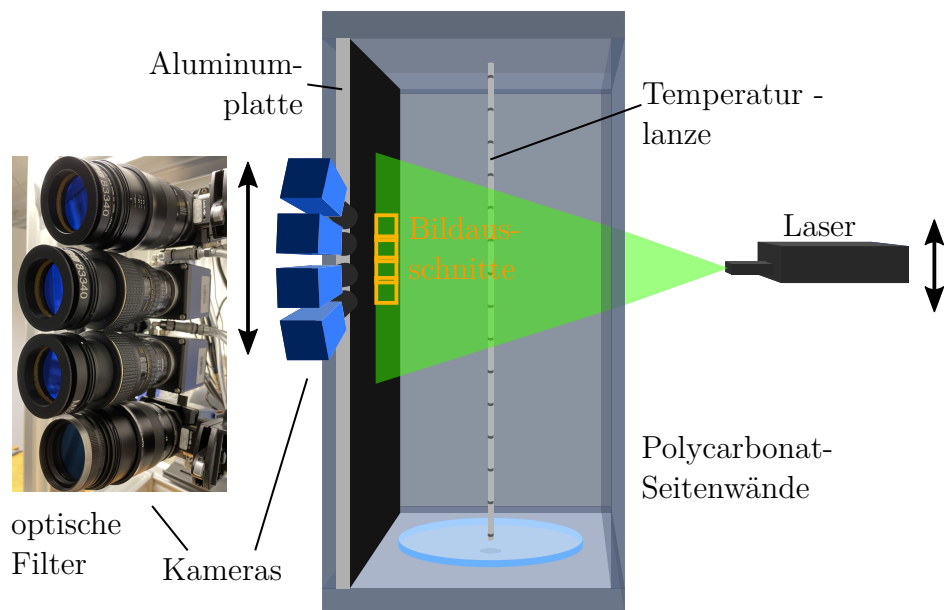


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die Messung der vertikalen Strömungsstrukturen entlang der Aluminiumplatte. Das Multi-Kamera-System besteht in diesem Beispiel aus vier Kameras und wird in dieser Form für die Messung einer Messposition genutzt. Die Fotografie auf der linken Seite zeigt die vier Kameras und deren Ausstattung mit optischen Filtern, um das Laserlicht zu blocken und lediglich das emittierte Licht der fluoreszierenden Partikel passieren zu lassen. Die Abbildung ist aus [153] mit leichten Änderungen übernommen.

Das Multi-Kamera-System war der erweiterte Sichtbereich jedoch nicht ausreichend, um den kompletten vertikalen Messbereich mit ausreichender räumlicher Auflösung in nur einer einzigen Messung abzudecken. Aus diesem Grund war es notwendig, den gesamten Messbereich in mehreren Messungen zu untersuchen und daraus anschließend ein Gesamtströmungsfeld zu rekonstruieren, das die wandnahe Strömung charakterisiert.

Bei der Durchführung der Einzelmessungen wurde so vorgegangen, dass der gesamte Messbereich in mehrere Messpositionen (MP) unterteilt wurde, welche jeweils einen eigenen Höhenabschnitt des Messbereichs abdeckten. Zu jeder dieser Einzelmessungen gehörte zunächst eine Neuordnung des Kamera- und Laser-Systems. Anschließend wurde die Kalibrierplatte in der Speicherzelle positioniert und diese wurde mit einer thermischen Schichtung für die Kalibrierung befüllt. Nach Aufnahme der Kalibrierbilder der jeweiligen Messposition wurde das Wasser wieder abgelassen und die Kalibrierplatte aus der Speicherzelle entfernt. Nachdem die Speicherzelle und das Wasserreservoir wieder die gewünschten Temperaturen für eine Neubefüllung erreicht hatten, konnte die eigentliche Messung durchgeführt werden. Abhängig von der MP konnten aufgrund des experimentellen Aufbaus oder optischer Verzerrungen nicht immer die volle Anzahl von vier Kameras im Multi-Kamera-System verwendet werden. Tabelle 3.2 fasst alle MP mit

Tabelle 3.2: Details zu den sieben Messposition (MP), aus denen das zeitgemittelte Gesamtströmungsfeld zusammengesetzt wurde.

Messposition	Anzahl Kameras	y_{\min} in mm	y_{\max} in mm
MP1	2	649	715
MP2	4	513	652
MP3	3	424	531
MP4	4	304	445
MP5	4	169	311
MP6	3	71	180
MP7	2	13	80

der Anzahl der verwendeten Kameras und der jeweiligen Höhenpositionen zusammen.

Da das Gesamtströmungsfeld aus den Messungen aller Messpositionen rekonstruiert werden sollte, war es nicht möglich zeitaufgelöste Messungen des Gesamtströmungsfeldes zu erhalten. Dies lag darin begründet, dass die Strömung an einigen Stellen leichten Fluktuationen unterlag, welche in der Zusammensetzung mehrerer Messungen nicht genau zueinander gepasst hätten. Aus diesem Grund wurden Messungen über einen Zeitraum von zwei Minuten durchgeführt. Diese zweiminütigen Zeiträume wurden für jede individuelle Messung zeitlich gemittelt und anschließend wurde aus den gemittelten Vektorfeldern das Gesamtströmungsfeld rekonstruiert. Da sich das Gesamtsystem in einem dauerhaften Übergang in ein thermodynamisches Gleichgewicht befindet und es von Interesse war, wie sich die verschiedenen Phasen dieses transienten Übergangs entwickeln, wurden insgesamt pro Messung (also pro Messposition) vier dieser zweiminütigen Messperioden durchgeführt. Somit können final vier Geschwindigkeitsfelder entsprechend dieser vier Messperioden aus den Rohdaten ausgewertet werden. Die vier Messperioden folgen in einem zeitlichen Abstand von zehn Minuten aufeinander, sodass sich die folgenden Zeitabschnitte ergeben: $T_1 = 5 - 7$ min, $T_2 = 15 - 17$ min, $T_3 = 25 - 27$ min, $T_4 = 35 - 37$ min. Alle Messungen wurden mit einer Messfrequenz von 7 Hz durchgeführt, wodurch bei der in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Einzelbildauswertung ausreichend hohe Partikelbildverschiebungen resultierten, um die niedrigen Geschwindigkeiten der Strömung gut auswerten zu können. Gleichzeitig wurden Doppelbilder aufgenommen, welche einen zeitlichen Abstand von 19,85 ms hatten. Dies entsprach dem maximal einstellbaren Zeitversatz der Doppelbilder in der PIV-Software. Für die Doppelbildauswertung der hohen Geschwindigkeiten in der Strömung war dies die optimale Einstellung, um einen Partikelbildversatz im Bereich von 10 px zu erzielen.

Um schließlich aus den einzelnen Messungen die vier Gesamtströmungsfelder zu erzeugen, wurden zunächst alle Messungen der verschiedenen Messpositionen in MATLAB importiert. Anschließend wurde ein Gitter mit äquidistanten Koordinatenpunkten erzeugt, das den Bereich der Gesamtströmung abdeckt. Dieses Gitter wurde dann genutzt, um die Ergebnisse der sieben Messpositionen darauf bi-linear zu interpolieren. Die

Auflösung des Gitters betrug dabei in horizontaler und vertikaler Richtung $80\ \mu\text{m}$, sodass das finale Gesamtströmungsfeld aus $n_v \times n_h = 9376 \times 276$ Gitterpunkten in vertikaler (n_v) und horizontaler (n_h) Richtung bestand. Der Gitterpunktabstand von $80\ \mu\text{m}$ wurde gewählt, da dies der höchsten erzielten örtlichen Auflösung aller sieben Messpositionen entsprach. Insgesamt lag die Vektorauflösung⁶ aller sieben Messpositionen im Bereich zwischen $80\ \mu\text{m} \leq \Delta x \leq 100\ \mu\text{m}$. Abbildung 3.12 zeigt schematisch das zuvor beschriebene Auswerte- und Datenverarbeitungsverfahren des Zusammensetzens der einzelnen Messungen sowie die Zeitmittelung der vier Messperioden.

3.4.2 Durchführung und PIV-Einstellungen der instationären Messung

Zusätzlich zu den zeitgemittelten Messungen wurden noch zeitaufgelöste Messungen an ausgewählten Messpositionen durchgeführt. Diese zeitaufgelösten Messungen werden in Kapitel 7 ausführlich vorgestellt. Das grundsätzliche Ziel dieser Messungen war die Charakterisierung der Fluktuationen in der wandnahen Strömung, welche bereits im letzten Abschnitt kurz angesprochen wurden. Außerdem waren die Auswirkungen der wandnahen Fluktuationen auf die Fernfeldströmung der vertikalen Wand ein weiterer Untersuchungsgegenstand. Zum Zweck dieser Untersuchungen wurde sich bei den Messungen auf kleinere Messbereiche beschränkt. Diese wurden entweder mit nur einer Kamera (im wandnahen Bereich) oder mit einem Multi-Kamera-System (im Fernfeld) untersucht, ohne dabei jedoch ein Gesamtströmungsfeld aus mehreren Messungen zusammensetzen zu müssen. Abbildung 3.13 zeigt den schematischen PIV-Aufbau der instationären Messungen.

Für die Untersuchung der Fluktuationen im wandnahen Bereich wurde eine Höhenposition gewählt, welche in den zuvor durchgeführten zeitgemittelten Messabschnitten sehr starke Fluktuationen gezeigt hat. An dieser Position wurde dann mit einer einzelnen Kamera eine Messung über insgesamt 40 min durchgeführt. Für die Messung wurden Doppelbilder mit einer Messfrequenz von 7 Hz aufgenommen. Bei der Auswertung dieser Doppelbilder wurde abermals das Auswerteverfahren aus Abschnitt 3.3.2 genutzt, um sowohl niedrige als auch hohe Geschwindigkeiten mit einer hohen Genauigkeit aufzulösen. Wie schon bei den zuvor beschriebenen zeitgemittelten Messungen, wurde eine Zeitdifferenz der Doppelbilder von $\Delta t_{\text{DB}} = 19,85\ \text{ms}$ genutzt. Der Messzeitraum wurde ebenfalls wie in den zeitgemittelten Messungen wieder zum Zeitpunkt $t = 5\ \text{min}$ – also fünf Minuten nach dem Beenden der Befüllung – gestartet, um eventuelle Einlaufprozesse der Strömung abklingen zu lassen. Durch die Messdauer und die eingestellte Messfrequenz ergibt sich eine Gesamtanzahl von 16800 Doppelbildern. Tabelle 3.3 fasst die wichtigsten Einstellungsparameter der PIV-Messung und die daraus resultierenden Werte für die zeitliche und räumliche Genauigkeit noch einmal zusammen.

Für die Messung der Fernfeldeinflüsse der wandnahen Strömung wurde ein Multi-Kamera-System bestehend aus zwei horizontal nebeneinander angeordneten Kameras

⁶Die finale Vektorauflösung resultiert aus dem letzten Auswertungsdurchlauf mit einer Auswertefenstergröße von $12\ \text{px} \times 12\ \text{px}$ und einer Überlappung der Auswertefenster von 50 %.

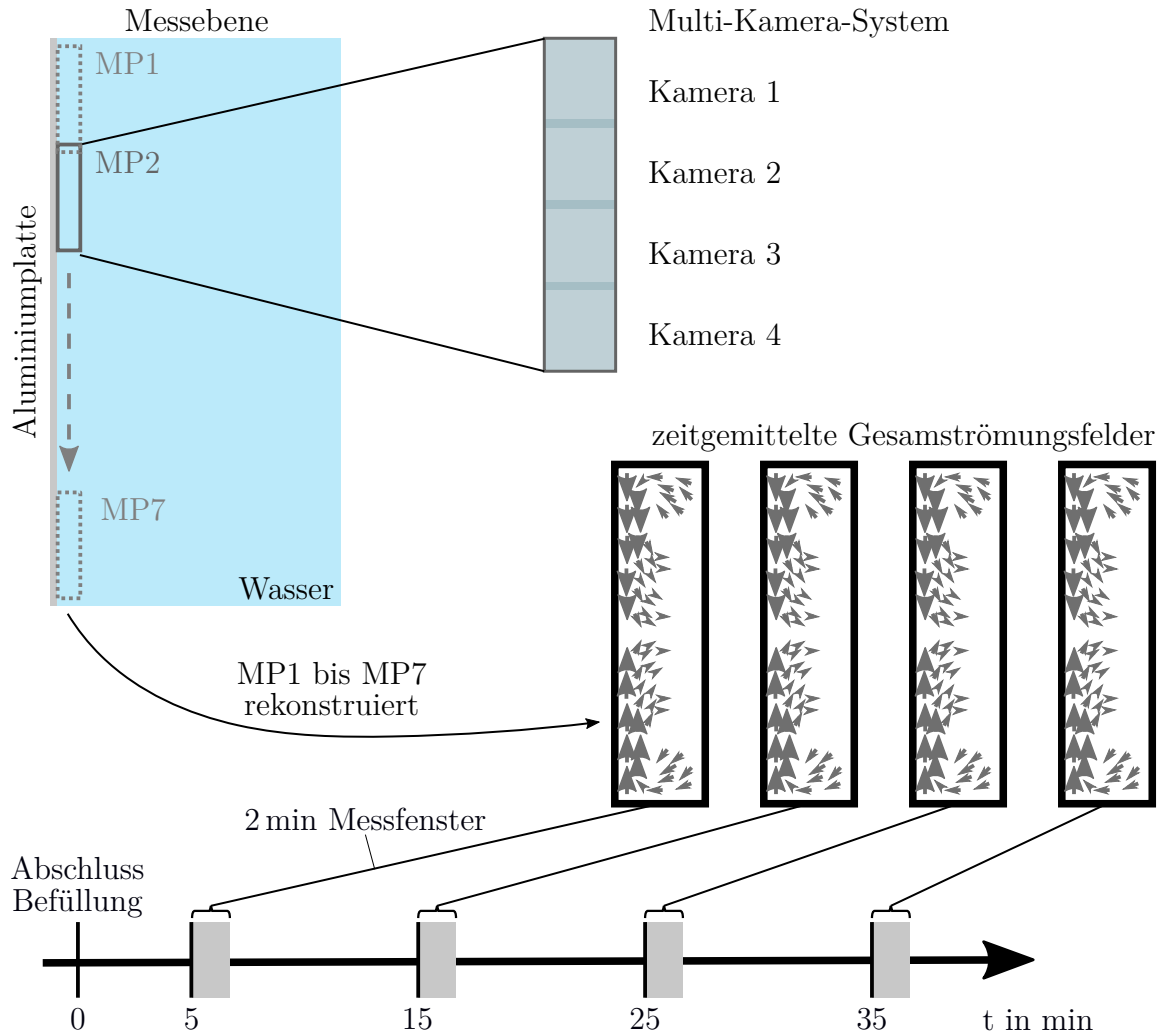


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung des Messablaufs zur Messung des zeitgemittelten Gesamtströmungsfeldes. Oben links sind die sieben Messpositionen MP1 bis MP7 in Relation zur Gesamtgröße der Messebene innerhalb der Speicherzelle dargestellt. Jede dieser Messpositionen wird in einer einzelnen Messung mit dem Multi-Kamera-System vermessen. Anschließend werden die einzelnen Messpositionen zu einem Gesamtströmungsfeld rekonstruiert. Dazu werden jeweils die vier zweiminütigen Messzeiträume zeitlich gemittelt und anschließend zu den finalen Vektorfeldern zusammengesetzt. Durch die vier Messperioden mit je zehn Minuten Abstand kann so auch eine zeitliche Entwicklung der Strömung analysiert werden.

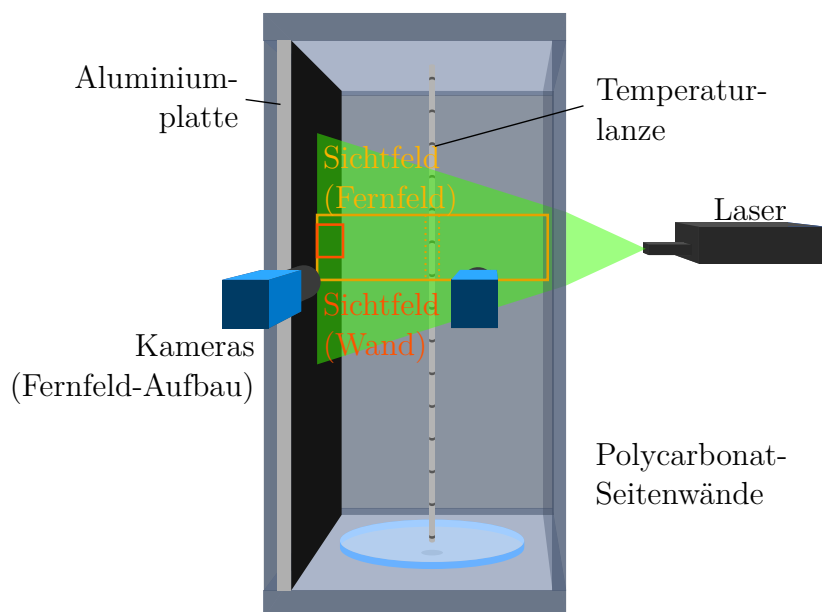


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die instationären Messungen im Bereich starker Strömungsfluktuationen. Im Fall der wandnahen Messungen kam nur eine einzelne Kamera zum Einsatz, während bei der Fernfeldmessung ein Multi-Kamera-System bestehend aus zwei Kameras zum Einsatz kam (dargestellt). Die Abbildung wurde mit kleinen Änderungen aus [154] entnommen.

Tabelle 3.3: PIV-Einstellungen der instationären Messungen und daraus resultierende Angaben zu Zeit, Ort und Geschwindigkeit. Doppelte Angaben in einer Zelle zeigen die Unterschiede zwischen der Einzelbildauswertung (EB) und der Doppelbildauswertung (DB) und sind mit entsprechenden Indizes kenntlich gemacht.

Parameter	Wand		Fernfeld	
	Variable	Wert	Variable	Wert
Aufnahmefrequenz in Hz	$F_{s,W}$	7	$F_{s,F}$	0,5
Zeitabstand in ms	$\Delta t_{EB,W} / \Delta t_{DB,W}$	143 / 19,85	$\Delta t_{EB,F}$	2000
Auflösung in px mm ⁻¹	$D_{R,W}$	56,508	$D_{R,F}$	11,663
Vektorauflösung in mm	Δx_W	0,14	Δx_F	0,69
Messunsicherheit in mm s ⁻¹	$\delta u_{W,EB} / \delta u_{W,DB}$	0,012 / 0,089	δu_F	0,004
Grenzgeschwindigkeit in mm s ⁻¹	$u_{G,W}$	1,98	–	–

verwendet. Diese zwei Kameras haben ausgereicht, um die komplette Breite der Speicherzelle von der Oberfläche der Aluminiumwand auf der linken Seite bis zur Polycarbonat-Außenwand auf der rechten Seite zu vermessen. Da die Strömung im Fernfeld der Wand deutlich langsamer war und die Strömungsstrukturen bedeutend größer als im wandnahen Bereich, konnten für diese Messungen andere Objektive mit kleinerer Brennweite (vgl. Abschnitt 3.2.1) genutzt werden, was in einer niedrigeren räumlichen Auflösung aber einem größeren Bildausschnitt resultierte. Ebenfalls aufgrund der niedrigeren Geschwindigkeiten war die Aufnahme von Doppelbildern nicht mehr notwendig. Stattdessen wurden Einzelbilder mit einer Aufnahmefrequenz von 0,5 Hz aufgenommen. Alle relevanten PIV-Einstellungen sind ebenfalls noch einmal in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

4 Energie- und Exergieanalyse von thermischen Schichtenspeichern

4.1 Einleitung

In diesem Kapitel wird nun die Energie- und Exergieanalyse der in Kapitel 3 beschriebenen Versuchsstände durchgeführt. Ziel ist es dabei, an verschiedenen Experimenten zu zeigen, wie sich die Exergie im Verhältnis zum Energiegehalt eines Schichtenspeichers entwickelt. Darüber hinaus soll der Referenzspeicher mit einem Volumen von 2 m^3 als Validierung für das Modellexperiment dienen, indem gezeigt wird, dass sich die Exergieverluste in dem deutlich kleineren Experiment ähnlich entwickeln.

4.2 Versuchsbeschreibung

Es wurden in beiden Versuchsständen mehrere Abkühlversuche durchgeführt. Dies bedeutet, dass das jeweilige Experiment mit einer thermischen Schichtung befüllt wurde und anschließend die Speicherphase, in der kein weiteres Fluid in den Speicher eingeleitet oder aus ihm abgelassen wird, beginnt. Während dieser Phase wurde in regelmäßigen Abständen mit Hilfe der installierten Temperatursensoren ein vertikales Temperaturprofil der thermischen Schichtung gemessen, wobei in der Speicherzelle eine Messfrequenz von $1/5\text{ Hz}$ und im Referenzspeicher eine Messfrequenz von $1/60\text{ Hz}$ genutzt wurde. Aus diesen Temperaturdaten wird im Anschluss der enthaltene Energie- und Exergiegehalt berechnet.

In dem Referenzspeicher wurde im Rahmen dieser Vergleichsuntersuchung zwei Messungen durchgeführt (im Folgenden als Messung #1 und Messung #2 bezeichnet). Dabei wurden insbesondere die Minimal- und Maximaltemperaturen der thermischen Schichtung variiert, um so den Effekt der Temperatur auf die Exergieverluste zu veranschaulichen. Weiterhin wurden drei Versuche in der kleinen Speicherzelle durchgeführt. Bei diesen Versuchen wurden zwar jeweils die gleichen Temperaturen der thermischen Schichtung eingestellt, allerdings wurde das Material der wärmeleitenden Seitenwand variiert. So wurde ein Versuch mit der Aluminiumplatte (Alu.-platte) durchgeführt, die auch später während den Strömungsmessungen in die Speicherzelle zum Einsatz kam. Beim zweiten Versuch wurde die Edelstahlplatte in die Speicherzelle eingesetzt und im dritten Versuch wurde ganz auf eine einschiebbare Seitenwand verzichtet. Durch die Änderung des Seitenwandmaterials wird dessen Einfluss auf die Entwicklung des Exergiegehalts untersucht.

Abbildung 4.1 zeigt die anfänglichen Temperaturprofile der zuvor beschriebenen Messungen in den beiden Experimenten. Abbildung 4.1(a) zeigt die Temperaturprofile der Messungen in der Speicherzelle. Die Profile sind zwischen den 15 Messpunkten nicht linear interpoliert, sondern als stufenförmige Profile dargestellt. Die Stufen veranschaulichen dabei die jeweiligen Schichten, für die jeweils die Temperatur des darin liegenden

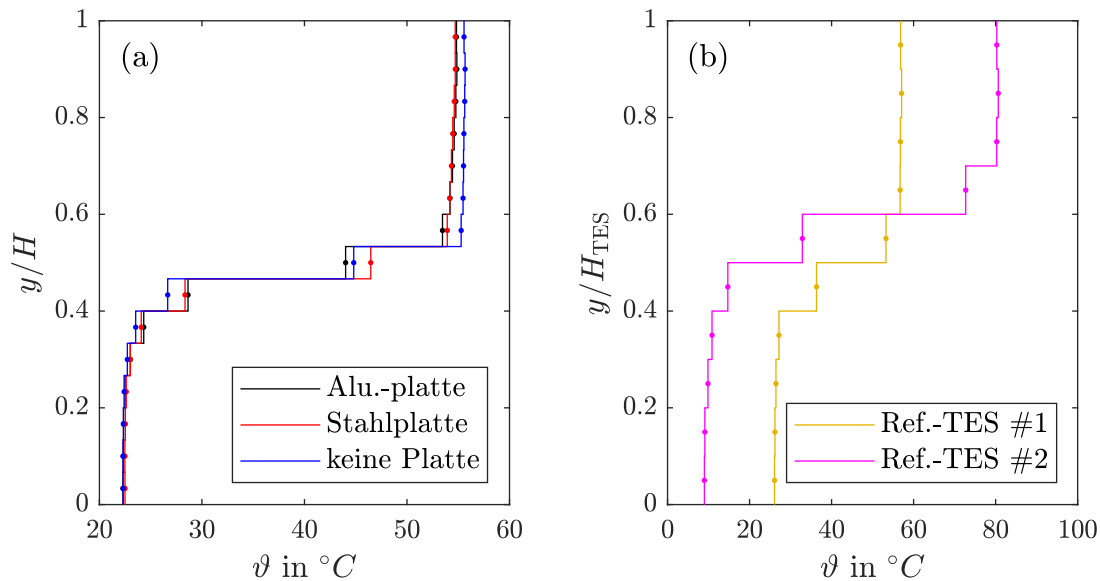


Abbildung 4.1: Stufenförmige Anfangstemperaturprofile der Messungen für die Exergieanalyse. (a) Profile der drei Messungen in der Speicherzelle, wobei entweder die Aluminiumplatte (Alu.-platte), die Stahlplatte oder keine Platte in die Speicherzelle eingesetzt wurde. (b) Profile der beiden Messungen (#1 und #2) in dem Referenz Energiespeicher (Ref.-TES), wobei sich die Messungen an ihren unterschiedlichen Minimal- und Maximaltemperaturen unterscheiden. Die Höhe ist in beiden Diagrammen mit Hilfe der individuellen Höhen H und H_{TES} der Speicherzelle und des Referenzspeichers entdimensionalisiert.

Sensors in der später folgenden Energie- und Exergieanalyse gilt. Für alle drei Messungen wurden jeweils die gleichen Anfangsbedingungen in dem Wasserreservoir für die Befüllung vorbereitet, um nach der Befüllung möglichst identische Temperaturprofile zu erzielen. Dabei lagen die Minimaltemperaturen im kalten Bereich der Schichtung zwischen $22,3^{\circ}\text{C} \leq \vartheta_{\text{min}} \leq 22,5^{\circ}\text{C}$. Die Maximaltemperatur im heißen Teil der Schichtung unterschied sich insbesondere im Fall der Messung ohne eingesetzte Platte leicht von den anderen Messungen und lag mit $\vartheta_{\text{max}} \approx 55,6^{\circ}\text{C}$ etwa $0,8^{\circ}\text{C}$ höher als bei den anderen beiden Messungen. Der Grund hierfür liegt in der Wärmeübertragung während der Befüllung, die in den beiden Fällen mit einer eingesetzten Platte jeweils deutlich stärker ist und dafür sorgt, dass ein Teil der in der heißen Schicht enthaltenen Wärme bereits in die kalte Zone der Schicht übertragen wird. Dieser Effekt ist auch daran erkennbar, dass die thermische Schichtung im Fall ohne Platte den Temperatursprung auf kleinerem Raum, also mit einer dünneren Thermokline, vollzieht als in den Fällen mit Stahl- oder Aluminiumplatte.

Abbildung 4.1(b) zeigt die Anfangstemperaturprofile der beiden Messungen im Referenzspeicher. Die Unterschiede zwischen Messung #1 und Messung #2 lagen im Wesentlichen in der Wahl der Heiß- und Kaltwassertemperatur für die Erzeugung der thermischen

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der wichtigsten Temperaturmesswerte der fünf Messungen im Rahmen der Energie- und Exergieanalyse.

	Alu.-platte	Stahlplatte	keine Platte	Messung #1	Messung #2
ϑ_u in °C	21,6	21,7	21,4	22,3	22,5
ϑ_{\min} in °C	22,3	22,5	22,3	26,1	9,0
ϑ_{\max} in °C	54,9	54,7	55,7	57,1	80,6
T_{Messung} in h	165,4	145,0	140,5	710,3	450,3

Schichtungen. Im Fall von Messung #1 lag die Kaltwassertemperatur bei 26,1 °C und die Heißwassertemperatur bei 57,1 °C und bei Messung #2 bei jeweils 9,0 °C und 80,2 °C. Neben der offensichtlich deutlich höheren Temperaturdifferenz der Schichtung im Fall von Messung #2 liegt hier noch ein wichtiger Unterschied in dem Temperaturbereich des kalten Wassers. Bei Messung #1 lag Kaltwassertemperatur oberhalb der Umgebungstemperatur (ϑ_u Messung #1: 22,3 °C), wohingegen sie bei Messung #2 unterhalb der Umgebungstemperatur lag (ϑ_u Messung #1: 22,5 °C). Tabelle 4.1 fasst alle relevanten Temperaturdaten der fünf Messungen aus Abbildung 4.1 noch einmal zusammen und zeigt zudem die Gesamtmessdauer T_{Messung} aller fünf Versuche.

4.3 Energie- und Exergieverteilung in thermischen Schichtenspeichern

Nach der Vorstellung der Versuchsdurchführung werden nun auf Basis der stufenförmigen Temperaturprofile die daraus resultierenden Energie- und Exergieprofile abgeleitet. Zu diesem Zweck wurden in jeder Temperaturschicht die entsprechenden Energie- und Exergiewerte gemäß den Gleichungen (2.18) und (2.19) berechnet. Abbildung 4.2 zeigt die resultierenden Energieprofile mit den Profilen der Speicherzelle in Unterabbildung (a) und den Profilen des Referenzspeichers in Unterabbildung (b). Abbildung 4.3(a) und (b) zeigen die jeweils zugehörigen Exergieprofile.

Die drei Energieprofile aus Abbildung 4.2(a) sind in ihrem qualitativen Verlauf identisch zu den Temperaturprofilen aus Abbildung 4.1(a). Dies liegt daran, dass gemäß Gleichung (2.18) die Energie einer Schicht aus dem Produkt der Masse, der spezifischen Wärmekapazität und der Temperaturdifferenz resultiert. Da im Fall der Speicherzelle die Masse jeder Temperaturschicht gleich groß ist und die spezifische Wärmekapazität hier als konstant betrachtet wird, hängt die Energie einer Schicht somit in linearem Zusammenhang mit der Temperatur der Schicht. Im Gegensatz dazu unterscheiden sich die beiden Energieprofile aus Abbildung 4.2(b) in ihrem qualitativen Verlauf von den zugehörigen Temperaturprofilen aus Abbildung 4.1(b). Dies liegt einerseits daran, dass im Bereich der beiden Klöpperböden die zugehörigen Schichten der Temperatursensoren weniger Volumen und damit auch eine niedrigere Masse an Wasser umfassen. Dies hat einen direkten Einfluss auf die in diesen Schichten gespeicherte Energie, sodass die

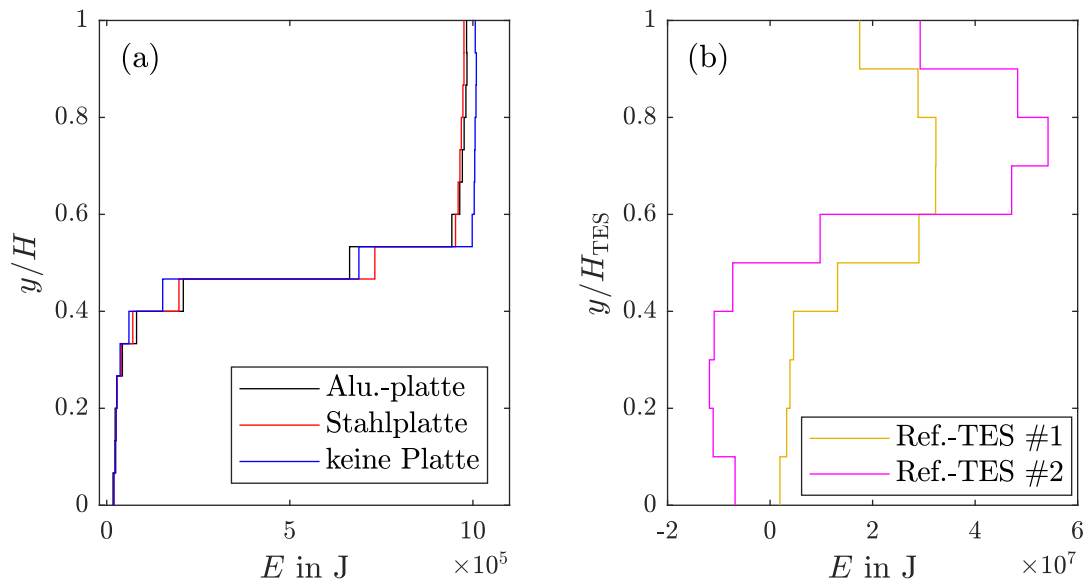


Abbildung 4.2: Energiegehalt der einzelnen Schichten, welche auf den Temperaturdaten der Sensoren im Wasser basieren. Abbildung (a) zeigt die Energieprofile der Speicherzelle in den drei unterschiedlichen Konfigurationen. Abbildung (b) zeigt die Energieprofile des Referenzspeichers von Messung #1 und Messung #2.

Energieprofile ganz oben und ganz unten jeweils leicht abfallen. Besonders gut ist dies im oberen Bereich des gelben Profils von Messung #1 zu erkennen. Darüber hinaus fällt auf, dass sich das Profil von Messung #2 noch deutlicher von seinem zugehörigen Temperaturprofil unterscheidet. Dies ist auf die in Abschnitt 2.1.3 bereits erwähnte Tatsache zurückzuführen, dass die im Speicher enthaltene Energie dann negativ ist, wenn die Temperatur des Speichermediums unterhalb der Umgebungstemperatur liegt. Genau dies ist bei Messung #2 der Fall (vgl. Tabelle 4.1), da die kalte Schicht vor der Befüllung auf etwa 9°C herunter gekühlt wurde. Aus diesem Grund zeigt das Diagramm im unteren Teil der Schichtung von Messung #2 negative Werte der enthaltenen Energie. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass dieses Szenario mit einem kalten Teil der Schichtung unterhalb der Umgebungstemperatur und einem heißen Teil oberhalb der Umgebungstemperatur in der Praxis nicht relevant ist. Dennoch zeigt es hier, wie die in Abschnitt 2.1.3 beschriebene Energie- und Exergieanalyse auch auf Kältespeicher anwendbar ist, weshalb sich für die Untersuchung dieser speziellen Art der Schichtung entschieden wurde.

Die in Abbildung 4.4(a) dargestellten Exergieprofile der Speicherzelle zeigen im Gegensatz zu den Energieprofilen qualitative Unterschiede zu den Temperaturprofilen auf. Dies war auch erwartbar, da die Exergie im Gegensatz zur Energie nicht linear mit der Temperatur des Speicherfluids skaliert. Es ist zu beobachten, dass die Exergie im unteren Teil der Speicherzelle nahe null ist, da das Speicherfluid nahezu Umgebungstemperatur besitzt. Im Bereich der Thermokline steigt die Exergie dann im Vergleich zur Energie deutlich schneller an. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Anteil der enthaltenen

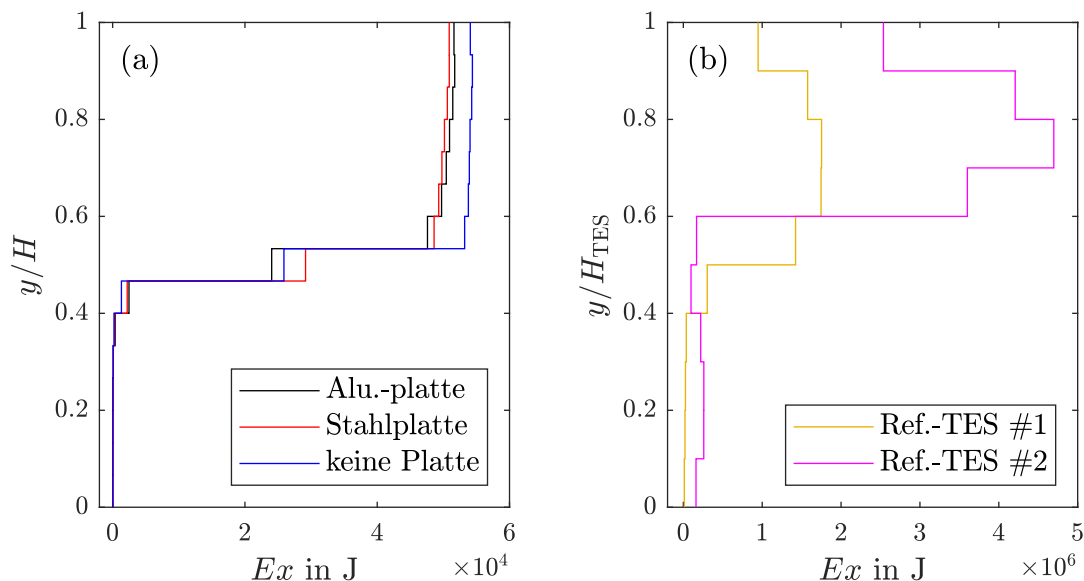


Abbildung 4.3: Profile des Exergiegehalts der einzelnen Schichten, welche mittels der Temperatursensoren in den beiden Experimenten gemessen wurden. Abbildung (a) zeigt analog zu den Energieprofilen aus Abbildung 4.2(a) die Profile der Speicherzelle, während Abbildung (b) die Profile des Referenzspeichers zeigt.

Exergie in der thermischen Energie mit steigender Temperatur immer weiter zunimmt (vgl. rechte Seite von Abbildung 2.2). Nach dem beschriebenen sehr starken Anstieg der Exergie im Bereich der Thermokline bleibt sie dann im oberen, heißen Teil der Schichtung wieder weitestgehend konstant. Diese Beobachtung gilt so für alle drei untersuchten Fälle der Speicherzelle.

Abbildung 4.4(b) zeigt die Exergieprofile der beiden Messungen in dem Referenzspeicher. Das Profil von Messung #1 zeigt grundsätzlich eine ähnliche Charakteristik wie die Profile aus Unterabbildung (a). Lediglich der Exergieabfall im oberen Bereich ist hier wieder ein wesentlicher Unterschied und wie bei den Energieprofilen auf das kleinere Schichtvolumen im Bereich der Klöpperböden zurückzuführen. Das Exergieprofil von Messung #2 hingegen zeigt, dass hier auch im unteren Teil bereits ein gewisser Anteil an Exergie gespeichert wird. Obwohl dieser Anteil im Vergleich zur heißen Schicht im oberen Teil des Speichers deutlich niedriger ist, hebt er sich dennoch klar von dem Profil aus Messung #1 ab. Der Grund liegt darin, dass die negative Exergie, die im unteren Teil des Tanks gespeichert wird, als positive Exergie in das Profil eingeht (vgl. linke Seite von Abbildung 2.2). Weiterhin ist auffällig, dass im oberen Teil des Speichers sich die beiden Exergieprofile stärker voneinander unterscheiden als dies bei den Energieprofilen der Fall war. Dies ist abermals darauf zurückzuführen, dass die Exergie bei höheren Temperaturen einen größeren Anteil an der Gesamtenergie einnimmt und die Heißwassertemperatur von Messung #2 etwa 20°C höher war als bei Messung #1. Somit wird durch diese Exergieprofile noch einmal schön veranschaulicht, dass für einen hohen Exer-

gieanteil im Speicher die heiße Schicht nicht mit der kalten durchmischt werden sollte. Außerdem zeigt es, dass der speicherbare Exergieanteil mit steigender Heißwassertemperatur ebenfalls ansteigt.

Im Folgenden sollen nun die Energie- und Exergieeffizienzen der Messungen aus der Speicherzelle untereinander und mit den Messungen des Referenzspeichers verglichen werden. Zu diesem Zweck werden zunächst für jede der fünf Messungen die Gesamtenergie und Gesamtexergie aus der Summe aller gemessenen Schichten (Stufen) des entsprechenden Experiments berechnet und mit Hilfe der Anfangsenergie bzw. -exergie entdimensionalisiert (vgl. Gleichungen (2.20) und (2.21)). Daraus ergibt sich dann jeweils eine Zeitreihe für den Verlauf der Energie und Exergie. Diese Zeitreihen könnten zumindest für die drei Messungen in der Speicherzelle bereits gegenübergestellt und verglichen werden. Allerdings wäre dieser Vergleich noch nicht sinnvoll für die Zeitreihen der Messungen im Referenzspeicher, da hier ein komplett anderer Energiespeicher mit unterschiedlicher Isolierung und Größe genutzt wurde, wodurch sich die Speicherzeit deutlich von der Speicherzeit des kleineren Modellexperiments unterscheidet. Aus diesem Grund werden die Speicherzeiten der einzelnen Versuche entdimensionalisiert, bevor die Energie- und Exergieverläufe darüber abgetragen werden.

Die Entdimensionalisierung der Zeit findet auf Basis der jeweiligen Speicherzeitkonstanten τ der fünf Messungen statt (vgl. Gleichung (2.4)). Dazu wurden zunächst mittlere Speichertemperaturen für jeden Zeitschritt und jede der fünf Messungen berechnet. Anschließend wurden die Zeitreihen der mittleren Speichertemperaturen jeweils mit Hilfe einer Regressionsanalyse der Form $\vartheta(t) = [\vartheta(t=0) - \vartheta_u]e^{-\frac{t}{a}} + \vartheta_u$ angenähert, wobei der resultierende Koeffizient a genau der Speicherzeitkonstante τ entspricht. Alle anderen Variablen der Gleichung waren bekannt und $\vartheta(t)$ entspricht den jeweils berechneten, mittleren Speichertemperaturen.

Tabelle 4.2 führt alle berechneten Speicherzeitkonstanten der fünf Messungen auf. Beim Betrachten dieser Werte fällt auf, dass die Speicherzeitkonstante in den drei Messungen der Speicherzelle mit sinkender Wärmeleitfähigkeit der vertikalen Seitenwand immer weiter ansteigt, obwohl die Wassertemperaturen während der Messungen nur unwesentlich voneinander abgewichen sind und die äußere Isolierung immer die gleiche war. Eine mögliche Begründung für diesen Effekt könnte sein, dass im Fall der Aluminiumplatte der Temperatursgleich zwischen der heißen und kalten Schicht am schnellsten vorangeschritten ist. Resultierend daraus war ein größerer Teil des Wasservolumens oberhalb der Umgebungstemperatur, wodurch auch über einen größeren Anteil der Außenfläche Verluste an die Umgebung auftreten konnten. Im Fall der Messung ohne vertikale Platte hat der Temperatursgleich zwischen den thermischen Schichten deutlich länger gedauert und die Speicherzellen-Außenfläche, über welche Wärmeverluste stattfinden konnten, war somit geringer. Neben diesem Phänomen fällt zudem auf, dass die Speicherzeitkonstanten der beiden Messungen des Referenzspeichers deutlich höher als die der Speicherzelle sind. Zudem liegt ein nicht zu vernachlässigender Unterschied zwischen den beiden Speicherzeitkonstanten des Referenzspeichers vor. Dieser Unterschied lässt sich durch unterschiedliche Isolierungen des Speichertanks begründen, da die beiden Messun-

gen in einem größeren zeitlichen Abstand stattgefunden haben. Da der Referenzspeicher während dieser Zeit parallel als Prototyp zur Vermessung unterschiedlicher Isolationskonzepte im Rahmen eines anderen Projektes genutzt wurde, wurde die Außenisolation des Speichers zwischen den beiden Messungen verändert.

Tabelle 4.2: Speicherzeitkonstanten τ der fünf Messungen zur Bestimmung der Energie- und Exergieeffizienz.

τ in h	Alu.-platte	Stahlplatte	keine Platte	Messung #1	Messung #2
	62,1	69,0	71,4	1210,2	1542,6

Nach der Berechnung aller Gesamtenergien, Gesamtexergien und den Speicherzeitkonstanten können die Messungen nun miteinander verglichen werden. Zu diesem Zweck sind die Exergieeffizienzen ψ in Abbildung 4.4 über der entdimensionalisierten Zeit abgetragen, wobei jeweils die individuellen Speicherzeitkonstanten zur Entdimensionalisierung genutzt wurden. Da die Energieeffizienz in linearem Zusammenhang mit der dimensionslosen, mittleren Speichertemperatur steht, wurden die Energieeffizienzen der fünf Messungen nicht individuell in dem Diagramm abgetragen und stattdessen die gestrichelte Linie eingefügt, die den Verlauf dieser Energieeffizienzen anzeigt. Nach einer Dauer von $t = \tau$ erreicht die Energieeffizienz einen Wert von e^{-1} , was als horizontale, graue Linie dargestellt ist. Dieser Effizienzwert wird zudem als Vergleichseffizienz für die eingezeichneten Exergieeffizienzen genutzt.

Grundsätzlich ist beim Betrachten von Abbildung 4.4 festzustellen, dass alle Exergieeffizienzverläufe deutlich schneller abfallen als die Energieeffizienz. Selbst bei der Messung in der Speicherzelle ohne eingebaute vertikale Platte, in der der Exergiegehalt am langsamsten abfällt, wird der Effizienzwert von e^{-1} bereits nach $t \approx 0,39\tau$ erreicht. Der Verlauf der Messung mit eingebauter Stahlplatte zeigt, dass die Wärme aus dem heißen Bereich der Schichtung nun schneller in den kalten Bereich transportiert wird, sodass die Exergieeffizienz schneller abfällt. Im Vergleich zum Fall ohne Platte ist der Unterschied zwar noch recht gering aber dennoch klar ersichtlich. Die schwarze Linie der Messung mit eingesetzter Aluminiumplatte zeigt hingegen einen bedeutend schnelleren Exergieverlust, da der Vergleichswert von e^{-1} bereits nach $t \approx 0,29\tau$ erreicht wird. Messung #1 des Referenzspeichers ordnet sich zwischen den beiden Messungen mit der eingesetzten Stahlplatte und der Aluminiumplatte ein. Messung #2 des Referenzspeichers zeigt hingegen den mit Abstand schnellsten Abfall der Exergie und erreicht den Vergleichswert bereits nach $t \approx 0,1\tau$. Dieses Verhalten ist im Wesentlichen darauf zurückzuführen, dass die spezielle Art der Schichtung mit negativer Energie im unteren Bereich und positiver im oberen Bereich dazu führt, dass der Temperatenausgleich der beiden Schichten zu einem Exergieverlust in beiden Bereichen führt und sich somit aufsummiert. Im unteren Bereich liegt zu Beginn Exergie vor, weil das Speichermedium unter die Umgebungstemperatur abgekühlt wurde. Wird dieses Fluid nun erwärmt führt dies zu Exergieverlust, während im oberen Bereich Exergie verloren wird, da die Wärme nach unten oder zur

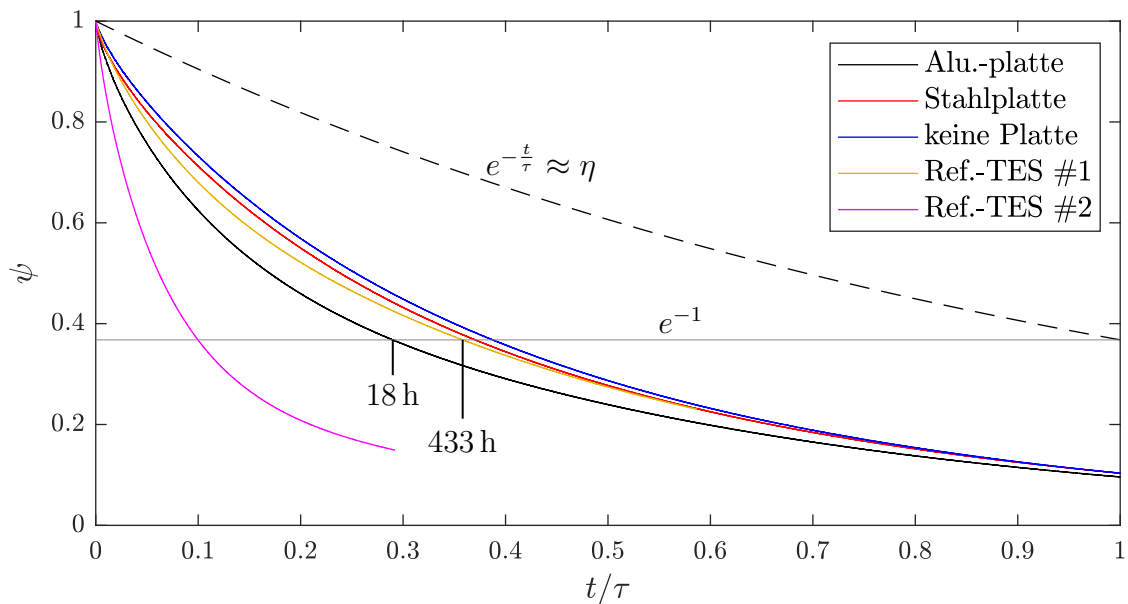


Abbildung 4.4: Zeitverläufe der Exergieeffizienzen der fünf Messungen aus der Speicherzelle und dem Referenzspeicher. Die gestrichelte Linie zeigt den theoretischen Verlauf aller Energieeffizienzen an, weshalb diese nicht individuell dargestellt sind. Die graue horizontale Linie den Effizienzwert an, den die Energieeffizienz η nach einer Zeit von $t = \tau$ erreicht und wird zum Vergleich mit den Exergieeffizienzen ψ genutzt. Das Erreichen dieses Wertes ist für ausgewählte Exergieeffizienzverläufe zusätzlich als dimensionsbehaftete Zeit grafisch eingefügt.

Umgebung übertragen wird. Wie bereits zuvor erwähnt ist diese Art der thermischen Schichtung nicht praxisrelevant, was hier anschaulich anhand des Exergieverlaufs aufgezeigt wird. Über diesen Effekt hinaus ist aus der Literatur zudem bekannt, dass sich die inneren thermischen Ausgleichsprozesse mit einer besseren äußeren Speicherisolierung stärker auswirken [66, 67]. Da Messung #2 die höchste Speicherzeitkonstante aufweist, hatte der Referenzspeicher während dieser Messung also auch eine effizientere Isolierung und die inneren thermischen Ausgleichsprozesse wurden vermutlich auch deshalb beschleunigt. Zudem kann auch das erhöhte Temperaturniveau der heißen Zone in Messung #2 für eine Beschleunigung der Exergieverluste beitragen.

Insgesamt kann aus dem Vergleich der Exergieeffizienzen in Abbildung 4.4 geschlossen werden, dass sich die Speicherzelle mit eingesetzter Aluminiumplatte sehr gut eignet, um das Verhalten in realen thermischen Schichtenspeichern abzubilden. Obwohl die Speicherzelle ein sehr viel kleineres Volumen besitzt und auch ein anderes Wandmaterial als der Referenzspeicher nutzt, gleichen sich die Exergieverläufe von Messung #1 und der Messung mit Aluminiumplatte sehr stark. Ein zusätzlicher positiver Aspekt des kleinen Modellexperiments zeigt sich zudem anhand der eingezeichneten dimensionsbehafteten Zeiten dieser beiden Messungen beim Erreichen des Vergleichseffizienzwertes. Im Fall der

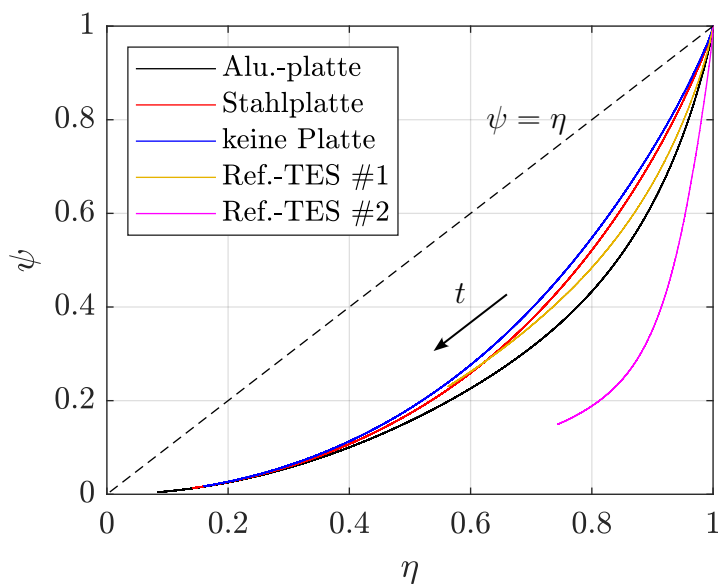


Abbildung 4.5: Vergleich der Energie- und Exergieentwicklung der Messungen. Die gestrichelte Linie zeigt, an welcher Stelle die Effizienzen gleich groß wären.

Speicherzelle mit Aluminiumplatte wird dieser Wert nach etwa 18 h erreicht, während die Messung am Referenzspeicher dafür 433 h, also etwa 24-mal so lang, laufen musste. Somit kann beispielsweise in einer Langzeitmessung in der Speicherzelle, die 40 min andauert (vgl. Kapitel 7), eine Zeit von etwa 16 h in dem großen Referenzspeicher abgebildet werden.

Zum Abschluss der Energie- und Exergieanalyse sind in Abbildung 4.5 die Verläufe der Exergieeffizienz über der zugehörigen Energieeffizienz abgetragen. Anhand dieser Abbildung wird noch einmal deutlich, dass zu Beginn der Speicherphase eines thermischen Schichtenspeichers die relativen Exergieverluste gegenüber den relativen Energieverlusten überwiegen. Dies wird dadurch deutlich, dass alle eingezeichneten Verläufe unterhalb der gestrichelten Linie liegen, auf der die Energie- und Exergieeffizienz gleich groß wäre. Wie stark der Exergieabfall zu Beginn der Speicherphase ist, zeigt sich dadurch, dass beim Erreichen von 80 % der Energieeffizienz η vier der fünf Verläufe im Bereich zwischen lediglich 43 % und 55 % der Exergieeffizienz ψ liegen. Im Fall von Messung #2 des Referenzspeichers liegt ψ noch einmal deutlich niedriger, wobei die Gründe dafür bereits im Rahmen der vorherigen Abbildung diskutiert wurden. Mit fortschreitender Zeit (schwarzer Pfeil) lässt die Exergieverlustrate langsam nach und die Energieverlustrate überwiegt, was daran zu erkennen ist, dass sich die Verläufe der gestrichelten Linie wieder annähern.

4.4 Fazit

Die in diesem Kapitel durchgeführten Temperaturmessungen in den beiden Versuchsständen wurden dazu genutzt, den Energie- und Exergiegehalt thermischer Schichtenspeicher in verschiedenen Konfigurationen zu analysieren und miteinander zu vergleichen. Zunächst haben die Messungen beispielhaft nachgewiesen, dass es bei der Verwendung thermischer Schichtenspeicher eine hohe Priorität haben sollte, die Schichtung so lange und gut wie möglich aufrecht zu erhalten, da andernfalls sehr starke Exergieverluste mit dem Abbau der Schichtung einhergehen. Dies wurde insbesondere durch die Verwendung verschiedener Seitenwandmaterialien bzw. das Verzichtens auf eine Seitenwand in der Modellspeicherzelle gezeigt.

Darüber hinaus dienen die vorgestellten Messungen dem Nachweis, dass sich das kleinskalierte Modellexperiment gut dazu eignet, das Verhalten großskaliger Schichtenspeicher zu imitieren. Diese Folgerung lässt sich aus der Ähnlichkeit der Exergieeffizienz-Verläufe des Modellexperiments und des Referenzspeichers schließen. Damit diese Verläufe verglichen werden konnten mussten sie zunächst allerdings auf einer entdimensionalisierten Zeitskala dargestellt werden. Dadurch konnte dann auch gezeigt werden, dass mit Hilfe eines kleinskalierten Modellexperiments das Verhalten großer Speicher in verkürzter (dimensionsbehafteter) Zeit nachgestellt werden kann. Somit eignet sich ein solches Modell besonders gut, um die typischerweise sehr langen Speicherzeiten großer Speicher in verhältnismäßig kurzen Experimenten nachzustellen.

5 Numerische Voruntersuchungen

5.1 Einleitung

In diesem Kapitel werden numerische Voruntersuchungen vorgestellt, die den Strömungsmessungen und deren tiefgehenden Auswertung aus den folgenden Kapiteln vorausgegangen sind. Das Hauptziel der numerischen Voruntersuchungen war es, abschätzen zu können, welche Art von Strömung in der Speicherzelle mit eingesetzter Aluminiumplatte zu erwarten ist und in welcher Größenordnung die auftretenden Geschwindigkeiten liegen würden. Die Untersuchungen wurden mit der kommerziellen Software Ansys Fluent 2021 R2 durchgeführt. Um Rechenzeit zu sparen und weil es sich nur um Voruntersuchungen handelte, wurden die Simulationen lediglich in einer zweidimensionalen Rechendomäne durchgeführt. Im Folgenden wird zunächst das verwendete Rechenmodell kurz erläutert und die Vernetzung charakterisiert. Anschließend werden die resultierenden Strömungsfelder gezeigt und diskutiert, um abschließend Folgerungen für die Messungen der folgenden Kapitel abzuleiten.

5.2 Rechenmodell und Vernetzung

5.2.1 Rechenmodell und Software-Einstellung

Wie schon eingangs erwähnt handelt es sich bei der verwendeten Simulationsdomäne um ein zweidimensionales Modell der Speicherzelle. Die zugrundeliegende Annahme für diese Wahl war, dass der vertikale Wärmestrom in der Aluminiumplatte als Antrieb für wandnahe Strömungen fungiert, von denen angenommen werden kann, dass sie im Wesentlichen in vertikaler Richtung verlaufen. Eine zweidimensionale Ebene, die vertikal und senkrecht zu der Aluminiumplatte ausgerichtet ist, ist demnach geeignet, um eine solche Strömungen zu simulieren. Aus der gleichen Annahme ist später auch die Position der Messebene auf halber Tiefe der Speicherzelle entstanden (vgl. Abschnitte 3.4).

Abbildung 5.1 zeigt eine schematische Darstellung des Simulationsmodells. Es besteht aus den zwei Rechendomänen für die Aluminiumplatte (grau) und das angrenzende Wasser (blau). Der Koordinatenursprung liegt an der unteren Kante der Wasserdomäne und der Oberfläche der Aluminiumplatte und ist mit roten Pfeilen eingezeichnet. Das Modell hat die Höhe H und die Wasserdomäne hat die Breite $H/2$. Um die beiden Rechengebiete mit geeigneten strukturierten Vernetzungen versehen zu können, wurden sie jeweils noch einmal in Teilbereiche unterteilt. Diese Teilbereiche sind durch weiße, gestrichelte Linien gekennzeichnet und ihre Abmaße sind nebenstehend aufgeführt. In diesen Bereichen wurde eine strukturierte Vernetzung erzeugt, indem jeweils die Anzahl an Rechenzellen angegeben wurde, welche ebenfalls neben der Grafik aufgeführt ist. Zudem konnte durch die Auswahl von entweder äquidistanten Gitterpunkten oder größer bzw. kleiner werdenden Abständen beeinflusst werden, an welchen Stellen die örtliche Auflösung höher oder niedriger sein soll. So wurden in den Bereichen b , d , e , und g

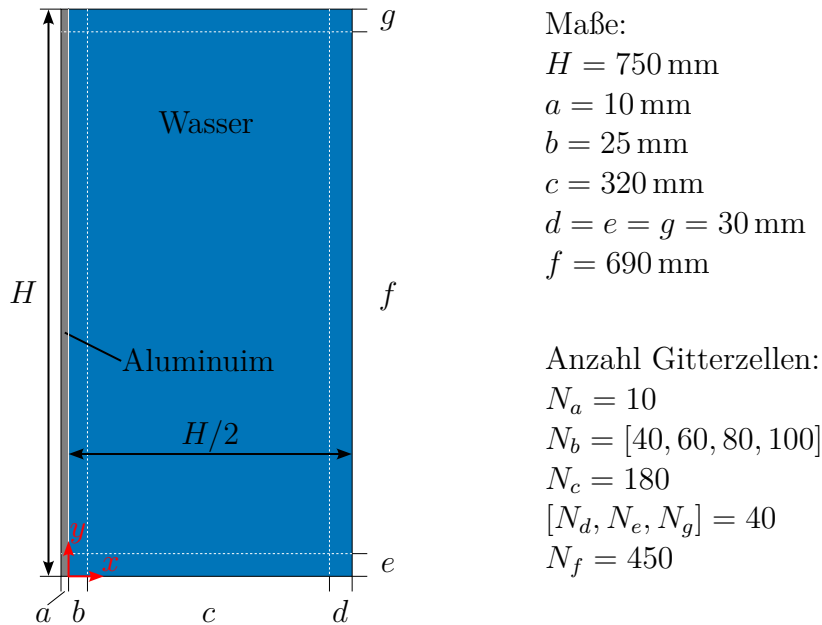


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Simulationsmodells. Das Modell besteht aus zwei Rechendomänen, wobei die linke Aluminiumplatte (grau) als Festkörperdomäne und das Wasser als Fluiddomäne mit Hafttrandbedingung an allen Rändern in der Software hinterlegt ist. Für die Vernetzung wurden beide Domänen in verschiedene Bereiche unterteilt (weiße gestrichelte Linien), deren Maße und Anzahl an eingestellten Gitterzellen jeweils auf der rechten Seite der Abbildung aufgeführt sind.

beispielsweise Gitterzellen erzeugt, die zum Rand der Wasserdomäne hin immer kleiner werden, da dort die Hafttrandbedingung eingestellt wurde und somit höhere Gradienten im Geschwindigkeitsfeld zu erwarten sind. Diese höheren Gradienten können nur durch kleiner Gitterzellen aufgelöst werden. In Abschnitt c wurden äquidistante Gitterzellen erzeugt, da hier keine besonders großen Gradienten zu erwarten waren. In Abschnitt f wurde eine Unterteilung gewählt, welche eine engmaschige Vernetzung auf halber Höhe des Rechenbereichs erzeugt und zum oberen und unteren Ende hin grobmaschiger wird. Der Grund hierfür lag in der Temperaturverteilung, welche initial so eingestellt wurde, dass eine thermische Schichtung mit sehr hohen Temperaturgradienten in der Mitte des Rechengebietes vorliegt.

Die in der Grafik angegebenen Anzahlen an Gitterzellen sowie die Abmaße der einzelnen Unterbereiche haben sich aus der Erfahrung vieler vorangegangener Simulationen als geeignet erwiesen. Der Bereich b ist dabei der wichtigste, da hier die Wärmeübertragung zwischen Wasser und Aluminiumplatte stattfindet und somit dort die natürliche Konvektionsströmung angetrieben wird. Aus diesem Grund sind für diesen Bereich auch vier unterschiedliche Anzahlen an Gitterzellen angegeben, welche im Rahmen einer Gitterunabhängigkeitsstudie getestet wurden. Diese wird im Folgenden noch genauer erläutert.

In dem Temperaturbereich, in dem die Simulationen der natürlichen Konvektion in Wasser durchgeführt werden, ändern sich einige Stoffparameter des Wassers sehr stark, sodass die oft übliche Boussinesq-Approximation nicht angewendet werden kann. Stattdessen wurden mittels benutzerdefinierter Funktionen die Stoffparameter in Form von temperaturabhängigen Funktionen an Ansys Fluent übergeben. Die übergebenen Funktionen entstammen einer Regression der Stoffdaten aus [147, S.176] mit Polynomen unterschiedlicher Ordnungen. Die Stoffdaten, welche an Ansys Fluent übergeben wurden, waren die Dichte des Wassers ρ_{sim} , die spezifische Wärmekapazität c_{sim} , die Wärmeleitfähigkeit λ_{sim} und die dynamische Viskosität μ_{sim} .

Abbildung 5.2 zeigt die normalisierten Verläufe der vier Stoffparameter mit steigender Wassertemperatur. Die Bereiche zwischen den gestrichelten, vertikalen Linien zeigen jeweils den Temperaturbereich zwischen $10 \leq \vartheta \leq 60 \text{ }^\circ\text{C}$, der für die Simulationen relevant ist. Die Diagramme zeigen, dass sowohl die Dichte als auch die spezifische Wärmekapazität mit Änderungen von $\sim 4\%$ und $\sim 1\%$ nur unwesentlich im gesamten Temperaturbereich variieren. Im Gegensatz dazu steigt die Wärmeleitfähigkeit bereits um $\sim 17\%$ zwischen $0 \leq \vartheta \leq 100 \text{ }^\circ\text{C}$ an. Mit Abstand die größte Veränderung ist jedoch bei der dynamischen Viskosität zu beobachten. Diese sinkt im gleichen Temperaturbereich um $\sim 83\%$ ab und bezogen auf den Simulationstemperaturbereich sinkt sie von $\frac{\mu_{\text{sim}}}{\max(\mu_{\text{sim}})} \Big|_{10 \text{ }^\circ\text{C}} = 73\%$ auf $\frac{\mu_{\text{sim}}}{\max(\mu_{\text{sim}})} \Big|_{60 \text{ }^\circ\text{C}} = 27\%$ und wird somit mehr als halbiert. Die exakten Gleichungen der Funktionen, welche den Diagrammen aus Abbildung 5.2 zugrunde liegen, sind in Anhang B aufgeführt.

5.2.2 Anfangs- und Randbedingungen

Bei der Einstellung der Anfangs- und Randbedingungen ging es darum, möglichst realitätsnahe Bedingungen abzubilden, damit die späteren Ergebnisse möglichst aussagekräftig in Bezug auf die noch folgenden Messungen in dem Modellexperiment sein konnten. In der Wasserdomäne wurde, wie bereits zuvor erwähnt, die Haftrandbedingung an allen vier Rändern gewählt. Bei den thermischen Randbedingungen wurden an allen äußeren Rändern des numerischen Modells – also dem linken Rand der Aluminiumplatte, dem rechten Rand der Wasserdomäne und allen oben und unten liegenden Rändern – eine adiabate Randbedingung gewählt. Diese Randbedingung besagt, dass keine Wärmeverluste an die Umgebung möglich sind, wodurch von einer perfekten äußeren Isolationschicht ausgegangen wird. An der Grenzfläche zwischen Aluminiumplatte und Wasser ($x = 0$) wird durch die Kopplung der beiden Domänen der jeweilige Wärmestrom an den Grenzflächen gleichgesetzt, sodass beispielsweise eine Wärmeabgabe der Wasserdomäne als Wärmezufuhr in der Aluminiumplatte eingeht.

Da es sich bei den Simulationen um ein transientes System handelt, sodass die zeitliche Entwicklung der Strömung und der thermischen Schichtung analysiert werden kann, werden zusätzlich zu den Randbedingungen auch Anfangsbedingungen für das System benötigt. Als Anfangsbedingung für die beiden Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit wurde festgelegt, dass das komplette System initial in Ruhe ist, also

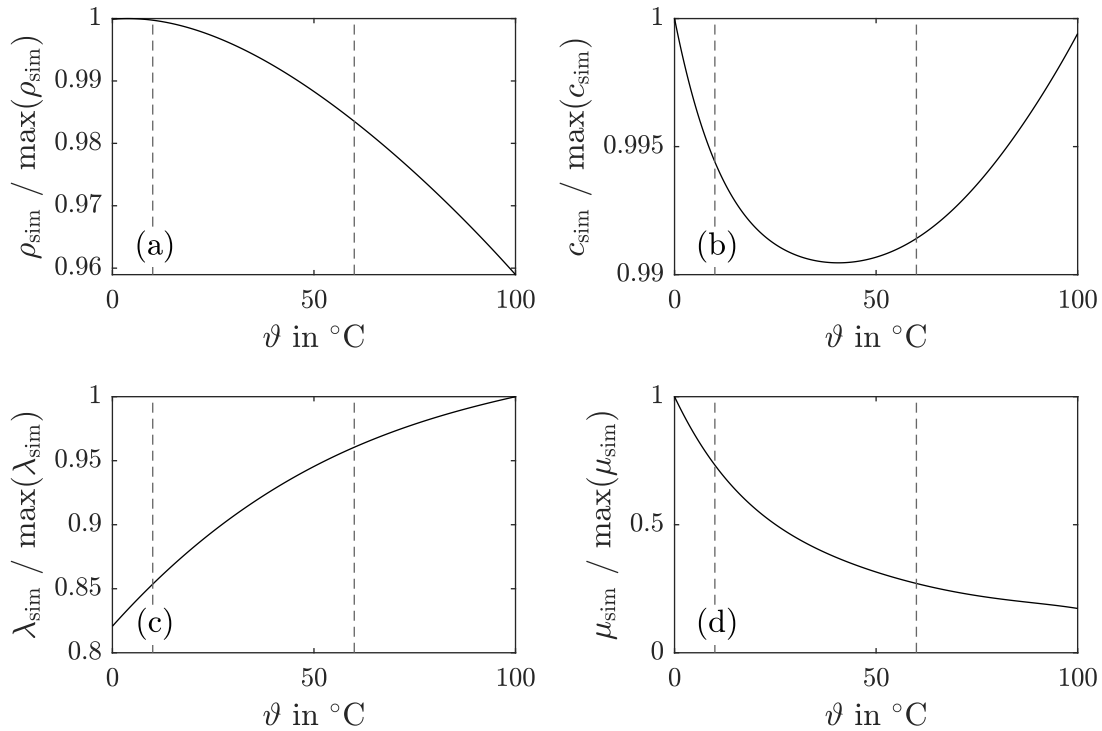


Abbildung 5.2: Entdimensionalisierte Verläufe der temperaturabhängigen Stoffparameter von Wasser. (a) zeigt den Dichteverlauf, (b) die spezifische Wärmekapazität, (c) die Wärmeleitfähigkeit und (d) die dynamische Viskosität.

$u(t=0) = v(t=0) = 0$. Dies entspricht zwar nicht dem realen Modellexperiment, da zu erwarten ist, dass nach der Befüllung des Systems sich bereits eine interne Strömung aufgrund des Befüllvorgangs ausgebildet hat. Allerdings ist nicht klar, wie diese Strömung exakt aussieht. Zudem kann die Simulation beim späteren Vergleich mit Messungen zeigen, ob Strömungsstrukturen der Befüllung Auswirkungen auf die spätere Konvektion haben.

Im Gegensatz zu den Geschwindigkeits-Anfangsbedingungen, lassen sich die thermischen Anfangsbedingungen sehr gut den Gegebenheiten des realen Modellexperiments zu Beginn einer Messung annähern. Hier wurden die im Experiment gemessenen vertikalen Temperaturprofile aus dem Wasser und der Aluminiumplatte genutzt und in den jeweiligen Domänen der Simulation als Anfangsbedingung vorgegeben. Abbildung 5.3 zeigt die verwendeten Temperaturprofile und deren exakte Gleichungen, welche aus der Regression der gemessenen Temperaturwerte mittels Gleichung (3.4) resultieren. Die gezeigten vertikalen Temperaturprofile gelten als Anfangsbedingung für alle x -Werte der jeweiligen Domäne. Dies bedeutet, dass sich zu Beginn der Simulation ein Temperatursprung am Übergang zwischen Wandoberfläche und Wasser befindet, der sich im Laufe der transienten Simulation dann zu einer realistischen Temperaturgrenzschicht ausbilden muss. Simultan läuft dazu die Ausbildung der entsprechenden Geschwindigkeitsgrenzschicht

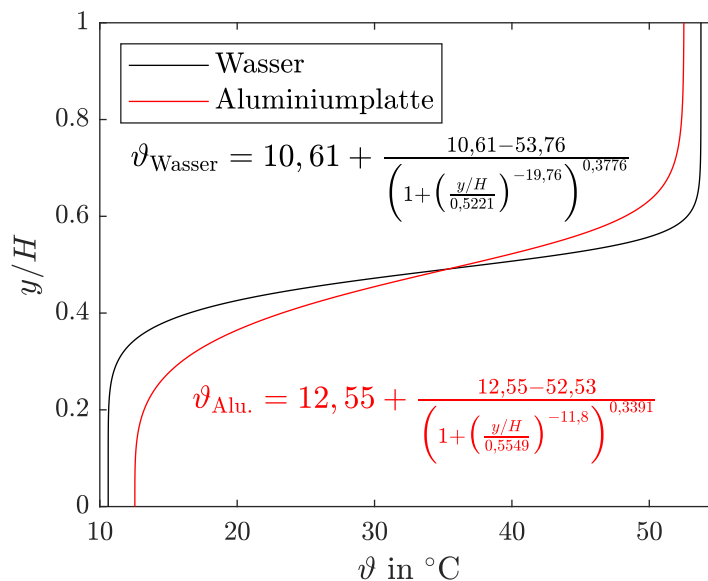


Abbildung 5.3: Darstellung der für die thermische Anfangsbedingung genutzten vertikalen Temperaturprofile für die Rechendomäne im Wasser und der Aluminiumplatte. Die Profile stammen aus der Regression von gemessenen Temperaturprofilen aus dem originalen Modellexperiment und wurden durch Nutzung von Gleichung (3.4) erzeugt. Die aus der Regression resultierenden Koeffizienten sind in den eingefügten Gleichungen angegeben.

ab. Dies bedeutet, dass erst nach einiger Zeit der Simulation tatsächlich realistische Gegebenheiten in den beiden Rechengebieten vorliegen.

5.2.3 Software-Einstellungen

Um die thermische Konvektion in dem numerischen Modell simulieren zu können, mussten die zweidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen sowie die Energiegleichung, welche den Wärmetransport beschreibt, gelöst werden. Zu diesem Zweck wurde unter dem Reiter „Models“ in Ansys Fluent das Viskositätsmodell „Laminar“ gewählt, welches mittels der finiten Volumenmethode die Strömungsgleichungen direkt löst, ohne ein zusätzliches Turbulenzmodell zu verwenden. Zudem wurde die Energiegleichung aktiviert. Das Laminar-Modell wurde unter der Annahme ausgewählt, dass in der natürlichen Konvektionsströmung von Wasser lediglich moderate Geschwindigkeiten auftreten und sich die Strömung daher im laminaren Bereich oder allenfalls im Übergang zur Turbulenz befindet, nicht aber voll turbulent ist.

5.2.4 Gitterunabhängigkeitsstudie und Zeitdiskretisierung

Um sicherzustellen, dass die Simulationen auch belastbare Ergebnisse liefern, muss sowohl die örtliche als auch die zeitliche Diskretisierungsgenauigkeit überprüft werden. In Bezug auf die örtliche Diskretisierung des Rechenmodells wurde zu diesem Zweck eine Gitterunabhängigkeitsstudie durchgeführt, welche speziell die örtliche Auflösung des wandnahen Bereichs der Wasserdomäne prüft. Dazu wurden vier Simulationen mit jeweils einer anderen Einstellung für die Gitterzellenanzahl von N_b durchgeführt (vgl. Anzahl der Gitterzellen in Abbildung 5.1). Diese Simulationen wurden wie zuvor beschrieben eingestellt und initialisiert. Anschließend wurde eine Dauer von 5 min simuliert, wobei eine zeitliche Auflösung von 0,1 s pro Zeitschritt gewählt wurde. Diese Zeitauflösung stammt aus der Erfahrung anderer Testsimulationen und wird im späteren Verlauf noch einmal unabhängig von der örtlichen Auflösung überprüft. Nach der Simulationsdauer von 5 min haben sich dann sowohl eine thermische als auch eine Strömungsgrenzschicht ausgebildet. Gleichzeitig konnte nach dieser Simulationsdauer der thermische Antrieb der Strömung auch noch nicht wieder zu stark abgeklungen sein. Somit liegen zum Zeitpunkt $t = 5$ min vergleichsweise hohe Geschwindigkeiten im System vor und entsprechend werden zu dieser Zeit auch hohe Anforderungen an die örtliche Auflösung des Rechengitters gestellt.

Um nun zu prüfen, ob das Gitter eine ausreichende Qualität besitzt, wurden in ausgewählten Höhen die Profile der vertikalen Geschwindigkeit v in wandnormaler Richtung analysiert. Abbildung 5.4(a) zeigt diese Profile für die Höhe $y/H = 0,3$ und Abbildung 5.4(b) zeigt die Profile aus der Höhe $y/H = 0,65$. Es ist zu erkennen, dass im unteren Teil des Modellraums ein aufwärtsgerichteter Wandstrahl vorliegt, da dort positive, vertikale Geschwindigkeiten entlang der Wandoberfläche ($x = 0$ mm) vorliegen. Im oberen Bereich liegt hingegen ein abwärtsgerichteter Wandstrahl mit negativen Geschwindigkeiten vor⁷. Auf den ersten Blick sieht es in beiden Unterabbildungen danach aus, als würden alle Profile der unterschiedlichen Anzahl an Gitterzellen sehr gut übereinander liegen. Die Vergrößerungsansichten in beiden Abbildungen zeigen jedoch, dass insbesondere in Bereichen mit einer starken Krümmung der Profile, wie beispielsweise im Bereich der Peaks, doch einige Unterschiede zu erkennen sind (vergrößerte Ansichten). Insbesondere die schwarz dargestellte Gitterzellenanzahl von $N_b = 40$ führt hier zu einem sehr eckigen und somit unphysikalischen Verlauf. Die roten Profile mit $N_b = 60$ liegen hingegen schon sehr nahe bei den beiden Profilen mit noch höherer Gitterzellenanzahl.

Um dieser qualitativen Beurteilung der unterschiedlichen Vernetzungen noch eine quantitative Analyse gegenüberzustellen, werden in Abbildung 5.5(a) und (b) jeweils die maximal auftretende vertikale Geschwindigkeit v_{\max} und die minimale auftretende Geschwindigkeit v_{\min} der unterschiedlichen Vernetzungen gegenübergestellt. Die Geschwindigkeiten sind jeweils auf den Wert bei der feinsten Vernetzung mit $N_b = 100$ normiert ($v_{\max,100}$ und $v_{\min,100}$). In beiden Unterabbildungen ist zu sehen, dass sich die

⁷Auf die physikalischen Hintergründe dieser Wandstrahlen wird in der später folgenden Diskussion der finalen Simulationsergebnisse eingegangen.

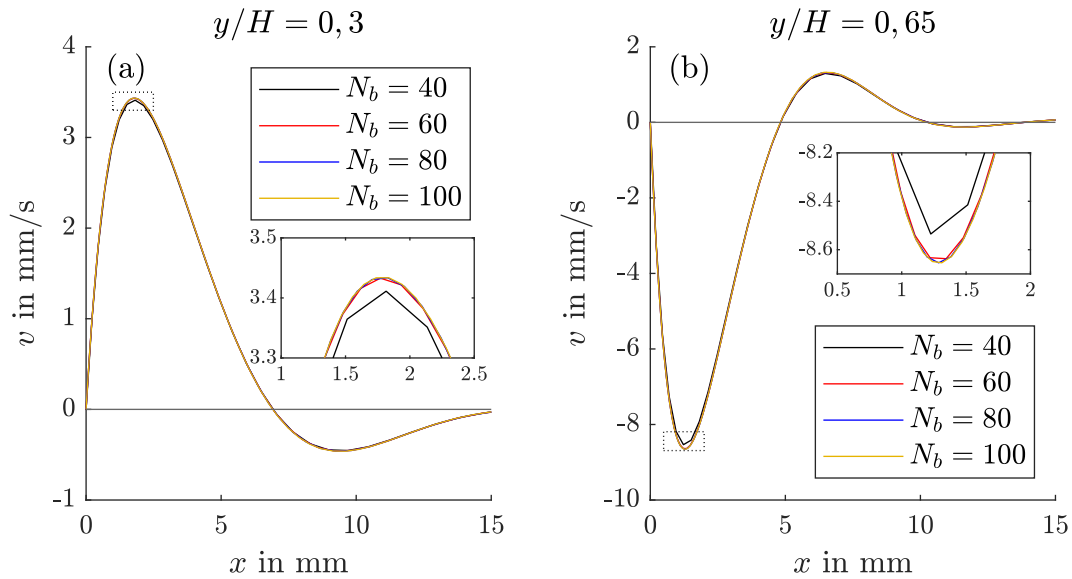


Abbildung 5.4: Qualitativer Vergleich der Vernetzungsaufösung anhand des Einflusses auf die wandnormalen Profile der vertikalen Geschwindigkeitskomponente v in (a) einer Höhe von $y/H = 0,3$ und (b) einer Höhe von $y/H = 0,65$.

Werte mit steigender Anzahl an Gitterzellen immer weiter und gleichzeitig immer langsamer dem Wert für $N_b = 100$ annähern. Während bei der Maximalgeschwindigkeit (diese tritt in dem unteren, aufwärtsgerichteten Wandstahl auf) sogar bei der größten Vernetzung nur eine Abweichung von unter einem Prozent zu beobachten ist, zeigt Abbildung 5.5(b), dass die Abweichung bei den minimalen Geschwindigkeiten noch bei etwas über einem Prozent liegt. Ab einer Vernetzungsaufösung von $N_b = 80$ sind in beiden Unterabbildungen nahezu keine Unterschiede mehr zu der feinsten Vernetzung festzustellen, was zeigt, dass ab dieser örtlichen Auflösung das Simulationsergebnis von der Vernetzung unabhängig ist. Somit können sowohl die Vernetzung mit $N_b = 80$ als auch mit $N_b = 100$ für die späteren numerischen Untersuchungen verwendet werden. Da die Rechenzeit im Falle dieser Simulationen eine untergeordnete Rolle gespielt hat, wurde schließlich die Vernetzung mit $N_b = 100$ verwendet.

Schließlich bleibt noch die zuvor bereits angesprochene Zeitdiskretisierung zu prüfen. Wie bereits erwähnt, wurden bei den zuvor gezeigten Simulationen im Rahmen der Gitterunabhängigkeitsstudie jeweils Zeitschritte von $\Delta t = 0,1$ s gewählt. Um nun zu prüfen, ob dies auch wirklich ausreichend war, wurde die CFL-Zahl (vgl. Gleichung (2.43)) berechnet, um numerische Stabilität zu gewährleisten. Dabei kamen die horizontalen und vertikalen Gitterzellenausdehnungen als Längenmaße zum Einsatz und wurden mit den jeweiligen Geschwindigkeitskomponenten innerhalb der Gitterzellen zu lokalen CFL-Zahlen verrechnet. Dies wurde für die Simulation mit der Vernetzung von $N_b = 100$ durchgeführt. Dabei ergab sich die maximale CFL-Zahl aus dem gesamten Rechengebiet zu $CFL_{\max} = 0,23 < 1$, sodass die Zeitschrittweite von $\Delta t = 0,1$ s für die finalen

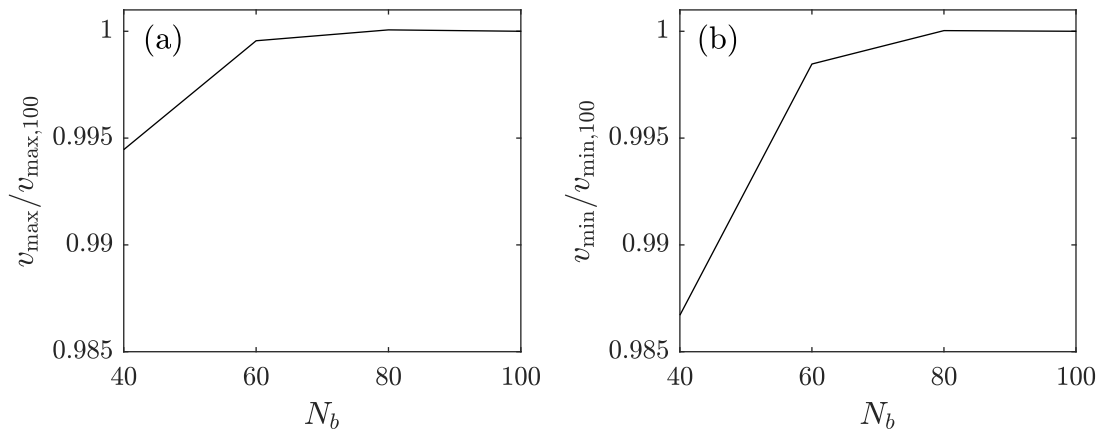


Abbildung 5.5: Vergleich der Auswirkung der Vernetzungsauflösung anhand der Gitterzellenanzahl N_b auf (a) die maximale vertikale Geschwindigkeit und (b) die minimale vertikale Geschwindigkeit.

Simulationen genutzt werden kann.

5.3 Simulationsergebnisse

In diesem Abschnitt werden nun die Ergebnisse der transienten Simulation vorgestellt, welche mit den zuvor beschriebenen und geprüften Einstellungen durchgeführt wurde. Die Simulation deckt einen Zeitraum von 15 min ab und wurde mit der zuvor diskutierten Zeitauflösung von $\Delta t = 0,1$ s durchgeführt, wobei allerdings nur jeder zweite Zeitschritt abgespeichert wurde. Somit liegen insgesamt 4500 Zeitschritte des Temperaturfeldes und des zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes vor. Da die nachfolgenden Ergebnisse lediglich als Voruntersuchungen für die später folgenden PIV-Untersuchungen dienen und weil die Simulation lediglich zweidimensional ist, wird auf tiefergehende physikalische Analysen in diesem Kapitel verzichtet. Stattdessen werden einige grundlegende Charakteristika der Strömung aufgezeigt, welche dann später mit Hilfe der PIV-Experimente in der Speicherzelle überprüft werden. Eine Ausnahme stellen hier die Ergebnisse des Temperaturfeldes dar, da dieses nicht mit Hilfe der PIV-Experimente untersucht werden kann. Aus diesem Grund werden physikalische Zusammenhänge, die in Verbindung mit dem Temperaturfeld stehen, etwas genauer betrachtet.

Abbildung 5.6 zeigt zunächst eine Falschfarbendarstellung des Temperaturfeldes, das zum Zeitpunkt $t = 5$ min im Modellraum vorliegt. In Unterabbildung 5.6(a) ist das komplette Rechengebiet dargestellt. Es ist gut erkennbar, dass das Temperaturfeld im Wesentlichen als eindimensional betrachtet werden kann, da unabhängig von der x -Position immer der gleiche Farbverlauf von blau nach rot in vertikaler Richtung zu erkennen ist. Eine Ausnahme von dieser Regel ist der wandnahe Bereich der Wasserdomäne und der Bereich der Aluminiumplatte. Dies wird aus der Vergrößerungsansicht aus Unterabbildung 5.6(b) deutlich, welche den Bereich von $x = -10$ mm bis $x = 30$ mm (gestrichelte

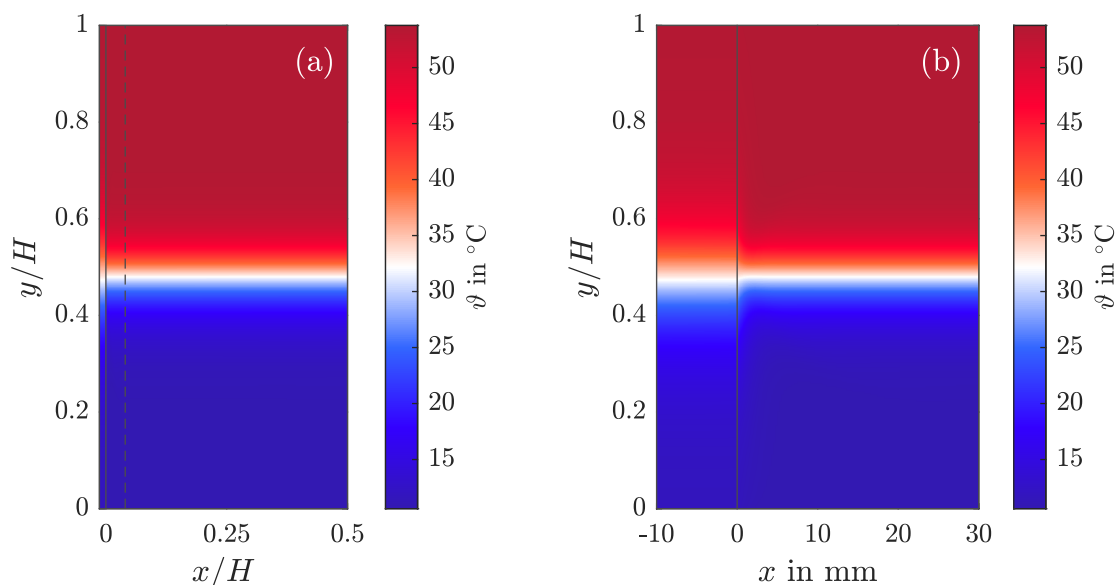


Abbildung 5.6: Darstellung des Temperaturfeldes $\vartheta(x, y, t)$ zum Zeitpunkt $t = 5$ min. Unterabbildung (a) zeigt den kompletten simulierten Bereich mit der Aluminiumplatte links und der Wasserdomäne rechts, welche mit einer vertikalen Linie bei $x/H = 0$ von einander getrennt sind. Unterabbildung (b) zeigt eine Vergrößerungsansicht des wandnahen Bereichs bis zur Position $x = 30$ mm (gestrichelte Linie in (a)). Zur besseren Anschaulichkeit der Größenverhältnisse ist die x -Achse in der Vergrößerungsansicht in physikalischer Einheit dargestellt und nicht auf die Höhe H normiert.

Linie in Unterabbildung 5.6(a)) darstellt. In diesem vergrößerten Bereich zeigt sich, dass das Temperaturprofil in der Aluminiumplatte niedrigere Gradienten aufweisen muss, da der Farbübergang nicht so schnell abläuft wie in der Wasserdomäne. Zudem ist eine sehr dünne Temperaturgrenzschicht ($\delta_{\vartheta} \approx 1,5$ mm) im Wasser direkt an der Plattenoberfläche bei $x = 0$ mm erkennbar, welche sich durch eine Farbänderung im Vergleich zu den horizontal rechts daran angrenzenden Gebieten auszeichnet. Sowohl das veränderte Temperaturprofil in der Aluminiumwand als auch die Temperaturgrenzschicht sind ein Resultat aus der hohen Wärmeleitung der Aluminiumplatte. Diese Wärmeleitung sorgt dafür, dass die Temperaturgradienten in der Platte weniger stark ausgeprägt sind. Dadurch entsteht eine Temperaturdifferenz zwischen der Plattenoberfläche und dem direkt angrenzenden Wasser, woraus die Temperaturgrenzschicht resultiert.

Da in diesem Bereich der Temperaturgrenzschicht eine veränderte Dichte des Wassers aufgrund der Temperaturänderung vorliegen muss, ist davon auszugehen, dass eine vertikale Strömung in Gang gesetzt wird. Diese Annahme bestätigt sich in Abbildung 5.7, welche das Feld der vertikalen Geschwindigkeitskomponente v zeigt. Unterabbildung 5.7(a) zeigt wie schon zuvor die Gesamtansicht des kompletten Rechengebietes. Anhand des Farbbalkens wird deutlich, dass vertikale Geschwindigkeiten im Bereich zwischen

$-8,7 \leq v \leq 8,7 \text{ mm s}^{-1}$ in diesem Bereich auftreten, wobei die höchsten Geschwindigkeiten lediglich im wandnahen Bereich auftreten, da die restlichen Gebiete nahe zu weiß ($v = 0 \text{ mm s}^{-1}$) sind. Anhand der zusätzlich eingezeichneten grauen Stromlinien zeigt sich, dass die Wandschichtströmungen zwei große Umlaufströmungen antreiben, die sich bis zur rechten Seitenwand der Wasserdomäne erstrecken. Eine Umlaufströmung ist im oberen, also heißen Bereich des Modellraums, angeordnet und orientiert sich gegen den Uhrzeigersinn. Die zweite Umlaufströmung liegt im unteren, kalten Teil der thermischen Schichtung und strömt im Uhrzeigersinn. Die Ursache für diese beiden Umlaufströmungen wird beim Betrachten der Vergrößerungsansicht in Unterabbildung 5.7(b) deutlich. In dieser Vergrößerung sind die beiden Wandschichtströmungen besser erkennbar. Im oberen Teil hat sich eine abwärtsgerichtete Strömung aufgrund der Wasserabkühlung in diesem Bereich ausgebildet (blauer Bereich). Im unteren Teil hat sich genau entgegengesetzt eine aufwärtsgerichtete Strömung ausgebildet, da hier die wandnahen Wasserschichten von der lokal wärmeren Aluminiumplatte beheizt werden und ihre Dichte somit sinkt. Angrenzend zu den beiden Wandschichtströmungen lässt sich in einem begrenzten Höhenabschnitt jeweils ein Rückströmungsgebiet beobachten, dass die umgekehrte Strömungsrichtung wie der jeweilige Wandstrahl aufweist. Im oberen Bereich ist dies anhand des gelben Bereichs zu erkennen, an den wiederum noch ein kleinerer blauer Bereich angrenzt. Im unteren Bereich grenzt an den gelben Wandstrahl das blaue Rückströmungsgebiet mit negativen Geschwindigkeiten an. Insgesamt lässt sich also festhalten, dass im Höhenbereich zwischen $0,2 \leq y/H \leq 0,8$ die beiden Wandstrahlen offensichtlich einen Prozess durchlaufen, bei dem sie ihre vertikale Strömungsrichtung einmal oder sogar mehrfach umkehren. Die genauen physikalischen Hintergründe für dieses Verhalten werden im späteren Verlauf der Arbeit noch genauer behandelt, wenn die Ergebnisse der zeitgemittelten Messungen in Kapitel 6 diskutiert werden.

Abbildung 5.8 zeigt schließlich die horizontale Geschwindigkeitskomponente u der Simulationsergebnisse. Wie schon zuvor, ist in Unterabbildung 5.8(a) der gesamte Simulationsbereich dargestellt und über dem Geschwindigkeitsfeld sind die gleichen Stromlinien wie schon in Abbildung 5.7(a) eingezeichnet. Zunächst lässt sich feststellen, dass die Geschwindigkeitsamplitude der horizontalen Komponente in einem Bereich zwischen $-0,35 \leq u \leq 0,35 \text{ mm s}^{-1}$ liegt und damit mehr als eine Größenordnung kleiner ist als die der vertikalen Geschwindigkeitskomponente ist. Obwohl die Geschwindigkeitsamplitude zwar niedriger ist, kann doch im kompletten Bereich der Wasserdomäne ein relativ hoher Ausschlag der Geschwindigkeit im Rahmen dieser Amplitude beobachtet werden. So breiten sich in dem Höhenbereich, welcher zuvor schon die Rückströmungsgebiete der vertikalen Geschwindigkeitskomponente zeigte, fingerartige horizontale Strömungen in wandnormaler Richtung aus. Am oberen und unteren Ende der Domäne hingegen sind die Strömungen zur Aluminiumplatte hin gerichtet und schließen somit die bereits zuvor erwähnten Umlaufströmungen. Dabei ist der Umschlag zwischen positiven und negativen horizontalen Geschwindigkeiten jeweils auf der Höhe der Wirbelmittelpunkte der großskaligen Umlaufströmungen zu finden. In der vergrößerten Ansicht von Unterabbildung 5.8(b) ist schließlich noch zu erkennen, dass die höchsten horizontalen Geschwindigkeiten

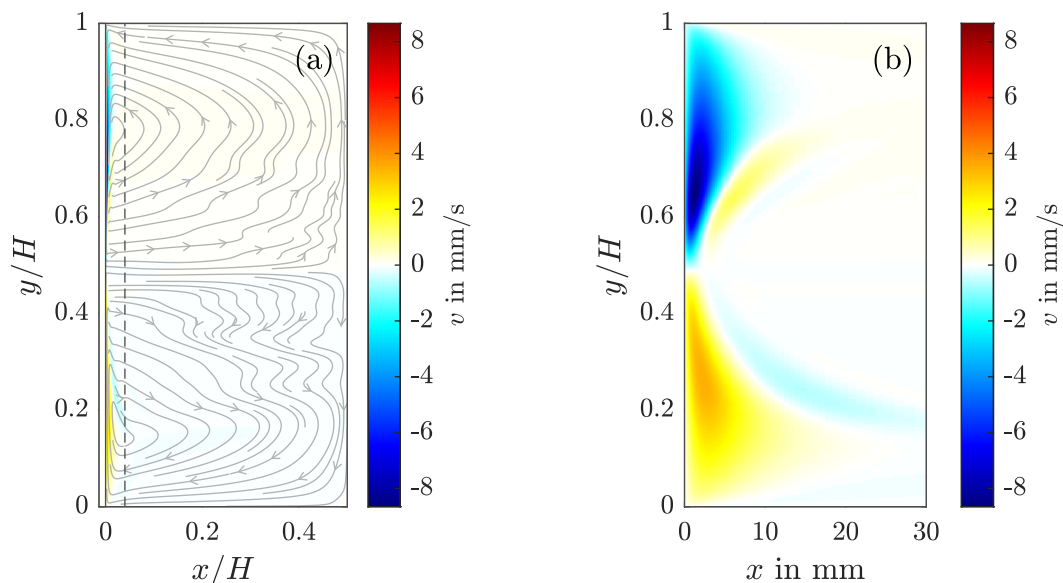


Abbildung 5.7: Darstellung des Feldes der vertikalen Geschwindigkeitskomponente v zum Zeitpunkt $t = 5$ min. Die Abbildungen sind äquivalent zur Temperaturdarstellung aus Abbildung 5.6 mit (a) einer Gesamtansicht der kompletten Rechendomäne und (b) einer vergrößerten Ansicht des wandnahen Bereichs, wobei hier der Bereich der Aluminiumplatte nicht dargestellt ist, da dort keine Strömung vorliegt. In Unterabbildung (a) sind zusätzlich die (grauen) Stromlinien des zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes dargestellt.

in dem Bereich zu finden sind, in dem der obere Wandstrahl in sein Rückströmungsgebiet übergeht, da hier der einzige dunkelrote Bereich vorliegt. Zudem zeigt sich, dass die horizontale Geschwindigkeitskomponente, welche an den unteren Wandstrahl angrenzt, etwas niedriger ist. Diese Beobachtung stimmt gut mit den Ergebnissen der vertikalen Geschwindigkeitskomponente überein, da diese ebenfalls niedrigere Geschwindigkeitsamplituden im unteren Wandstrahl zeigte.

Abschließend wird nun das transiente Verhalten der Strömung untersucht, um zu herauszufinden, ob dies später im Experiment ebenfalls von Interesse ist. Zu diesem Zweck sind in Abbildung 5.9 Zeitreihen der Geschwindigkeit und der Temperatur aus unterschiedlichen Höhen und Wandabständen dargestellt. Die Unterabbildungen 5.9(a) und (b) zeigen dabei jeweils die vertikale Geschwindigkeitskomponente aus den Höhen $y/H = 0,65$ (links) und $y/H = 0,3$ (rechts). In den Unterabbildungen 5.9(c) und (d) ist die horizontale Geschwindigkeitskomponente und in Unterabbildungen 5.9(e) und (f) die Temperaturzeitreihen in den jeweils gleichen Höhen dargestellt. In jeder der einzelnen Unterabbildungen sind zudem zwei Zeitreihen zu sehen, eine aus dem Bereich der Wandstrahlen ($x = 1$ mm) und eine aus dem Fernfeld der Wand ($x = 20$ mm). Durch die beiden unterschiedlichen Höhenpositionen ist somit die Strömung sowohl aus dem

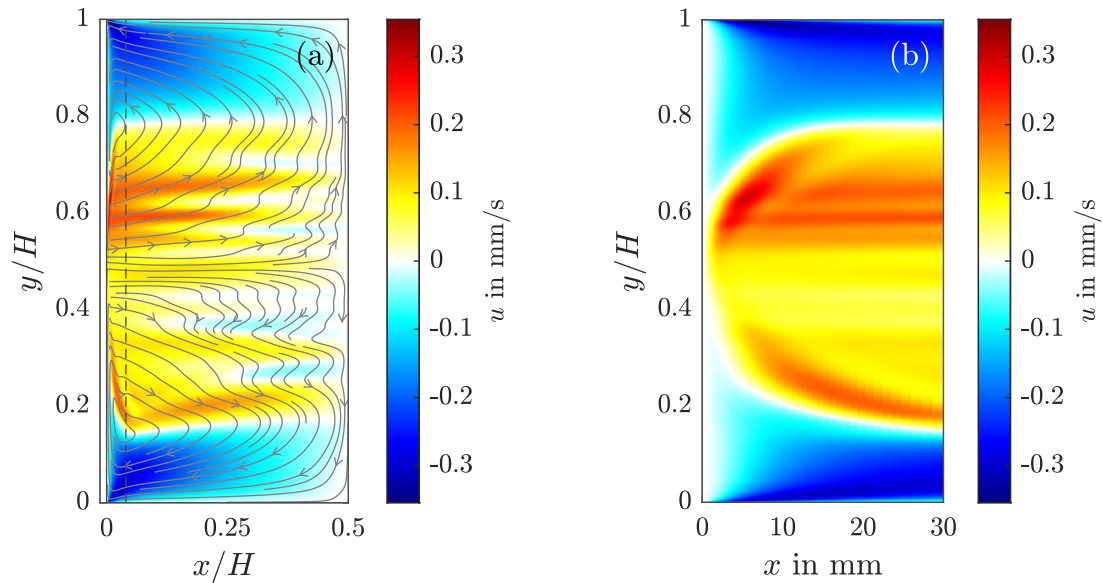


Abbildung 5.8: Darstellung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente u zum Zeitpunkt $t = 5$ min. Äquivalent zu Abbildung 5.7 wird (a) die Gesamtansicht der kompletten Rechendomäne inklusive eingezeichneter Stromlinien gezeigt und (b) eine vergrößerte Ansicht des wandnahen Bereichs dargestellt.

heißen als auch aus dem kalten Teil der Schichtung repräsentiert. Wie schon in Abbildung 5.4 wurden diese beiden Höhenpositionen gewählt, da in diesen Bereichen jeweils die maximalen Geschwindigkeiten der Wandschichtströmungen erreicht wurden.

Beim Betrachten der in Unterabbildung 5.9(a) dargestellten vertikalen Geschwindigkeitskomponente ist zu erkennen, dass innerhalb der ersten Minute der Simulation die Geschwindigkeit der Wandschichtströmung kontinuierlich zunimmt, bevor sie einen maximalen Ausschlag von etwa -11 mm s^{-1} erreicht und anschließend wieder langsam abklingt. Diese erste Phase ist auf die eingestellten Anfangsbedingungen zurückzuführen, da die Geschwindigkeit auf initial $u = v = 0 \text{ mm s}^{-1}$ festgelegt wurde (siehe Abschnitt 5.2.2). Zudem musste sich zu Beginn zunächst erst einmal eine Temperaturgrenzschicht entlang der Plattenoberfläche ausbilden, welche dann die Strömung antreibt. Die Ausbildung der Temperaturgrenzschicht ist in Unterabbildung 5.9(e) zu beobachten, wo zum Zeitpunkt $t = 0$ min beide Zeitreihen aus den unterschiedlichen Wandabständen zunächst bei der gleichen Temperatur starten, die Temperatur in Wandnähe dann jedoch sofort sehr stark zu sinken beginnt. Nach dem Erreichen einer Temperaturdifferenz von etwa 1,1 K zwischen den beiden Zeitreihen endet der rapide Abfall der Temperatur in Wandnähe, was das Erreichen eines quasi-stationären Zustandes der Temperaturgrenzschicht signalisiert. Dieser Zustand ist nicht komplett stationär, da die Temperatur im heißen Bereich der Schichtung stets absinkt, wie aus den beiden Zeitreihen hervorgeht. Allerdings geschieht dies über deutlich größere Zeiträume und stellt den langsamen Tem-

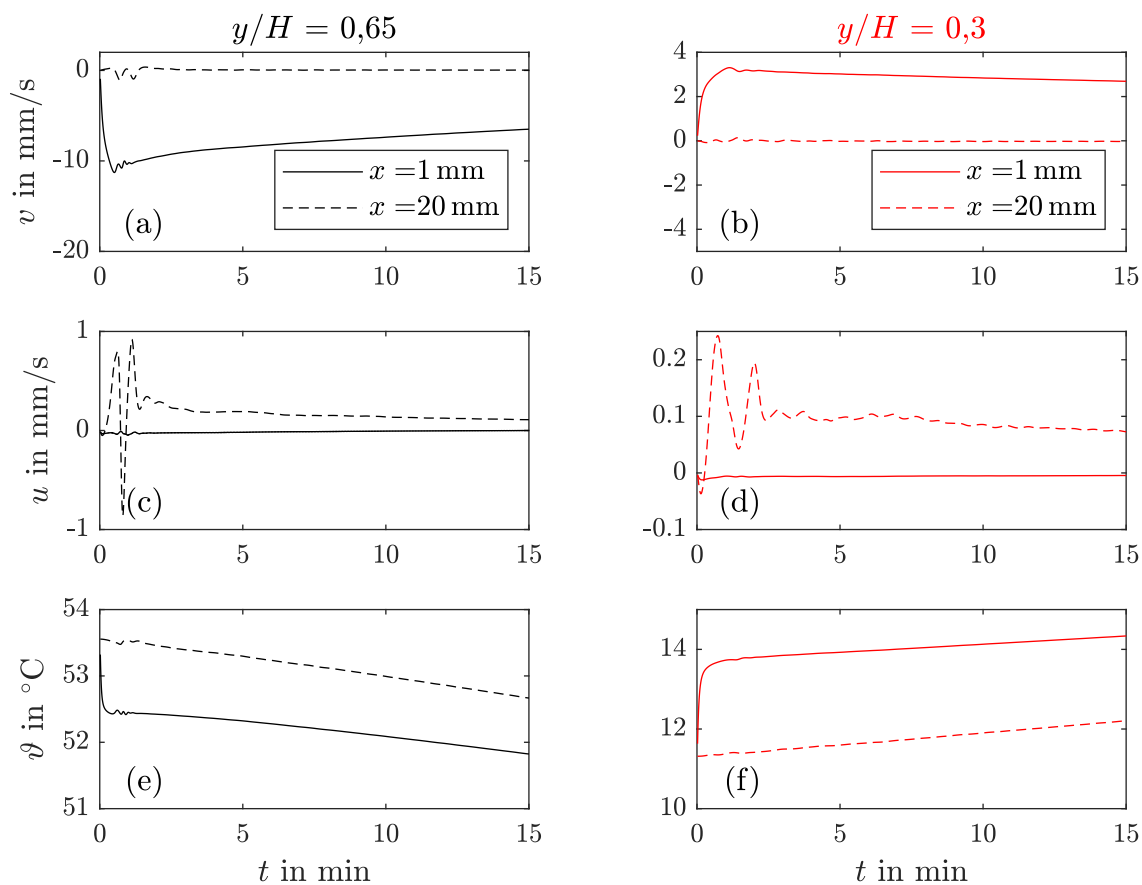


Abbildung 5.9: Zeitreihen der vertikalen Geschwindigkeitskomponente v ((a) und (b)), der horizontalen Geschwindigkeitskomponente u ((c) und (d)) und der Temperatur ϑ ((e) und (f)) in jeweils den zwei unterschiedlichen Höhen $y/H = 0,65$ (links in schwarz) und $y/H = 0,3$ (rechts in rot). Die Legenden in den beiden Unterabbildungen (a) und (b) gelten jeweils auch für alle darunterliegenden Unterabbildungen.

peraturausgleich zwischen der heißen und kalten Zone der Schichtung dar. Somit kann von einem quasi-stationären Zustand gesprochen werden.

Nach dem anfänglichen Ansteigen der Geschwindigkeitsamplitude innerhalb der Wandschichtströmung erreicht auch die vertikale Geschwindigkeitskomponente in Unterabbildung 5.9(a) einen ähnlichen quasi-stationären Zustand, der durch den langsamen Rückgang der Geschwindigkeit charakterisiert ist. Bei genauer Betrachtung lässt sich hier feststellen, dass dieser Zustand allerdings erst kurz nach dem quasi-stationären Zustand der Temperaturdifferenz aus Unterabbildung 5.9(e) eintritt. Dies ist, wie schon zuvor erwähnt, darauf zurückzuführen, dass sich die Geschwindigkeitsgrenzschicht im Wandstrahl erst ausbilden kann, nachdem eine Temperaturgrenzschicht existiert und somit für eine lokale Dichteänderung des Wassers gesorgt hat. Dadurch startet die quasi-stationäre Phase im Geschwindigkeitsfeld erst kurz nach der Phase im Temperaturfeld.

Die horizontale Geschwindigkeitskomponente im oberen Bereich und innerhalb der Wandschichtströmung zeigt in Unterabbildung 5.9(c) einen kaum nennenswerten Ausschlag. In Anbetracht des in Abbildung 5.8(b) dargestellten Geschwindigkeitsfeldes war dies jedoch auch zu erwarten, da in direkter Wandnähe die horizontale Komponente kaum vorhanden ist. Im Gegensatz dazu zeigt die Zeitreihe im Wandabstand von 20 mm, dass hier eine leichte horizontale Strömung in wandnormaler Richtung über nahezu den kompletten Zeitraum vorliegt, wobei die Zeitreihe der vertikalen Komponente an dieser Position wiederum kaum nennenswerte Ausschläge aufzeigt (siehe Unterabbildung 5.9(a)). Zudem zeigt die horizontale Geschwindigkeitskomponente bei größerem Wandabstand, dass gerade zu Beginn stärkere Fluktuationen in dem Geschwindigkeitssignal zu beobachten sind. Ähnliche Fluktuationen zu der gleichen Zeit können zudem ebenso im Temperatur- und im vertikalen Geschwindigkeitssignal beobachtet werden. Die Ursache dieser Fluktuationen wird nicht klar aus den hier gezeigten Diagrammen. Vermutlich stehen sie mit den fingerförmigen Strömungsstrukturen der horizontalen Geschwindigkeitskomponente aus Abbildung 5.8(a) in Zusammenhang, da diese ein Effekt der Ausbildung der beiden gegenläufigen Umlaufströmungen sind⁸. Allerdings können sowohl die fingerförmigen Strömungsstrukturen als auch die Fluktuationen in den Zeitreihen ein Effekt der Zweidimensionalität der Simulation sein und somit ein Effekt, der im realen Experiment nicht stattfinden würde. Aus diesem Grund werden die Fluktuationen an dieser Stelle nicht weiter untersucht. Stattdessen werden im späteren Verlauf der Arbeit zeitaufgelöste Messungen durchgeführt, welche sich gezielt mit dem Fluktuationsverhalten der Strömung auseinandersetzen.

Vergleicht man schließlich die Zeitreihen aus den beiden Positionen im unteren Teil der Schichtung aus den Unterabbildungen 5.8(b), (d) und (f) mit den zuvor beschriebenen Zeitreihen aus dem oberen Bereich, so ist zu erkennen, dass die wesentlichen Erkenntnisse die gleichen sind. Der Hauptunterschied liegt in der Tatsache, dass sich der untere kalte Teil der Schichtung durch die thermischen Ausgleichsprozesse aufwärmt und nicht ab-

⁸Dies Erkenntnis wird aus dem Betrachten des Geschwindigkeitsfeldes in einer Videosequenz über den kompletten Zeitraum deutlich, die hier nicht darstellbar ist.

kühlt wie der obere Bereich. Dies bedeutete einerseits, dass die Temperaturgrenzschicht im unteren Teil eine höhere Temperatur als die wandferne Position aufweist (siehe Unterabbildung 5.8(f)). Andererseits hat der hier vorliegende Wandstrahl die umgekehrte vertikale Richtung, wie schon aus Abbildung 5.7 hervorgegangen ist. Ebenso wie im oberen Teil der Schichtung benötigt die Ausbildung der Geschwindigkeitsgrenzschicht im Wandbereich (Unterabbildung 5.8(b)) etwas länger als die Temperaturgrenzschicht (Unterabbildung 5.8(f)). Ansonsten sind auch in diesem Bereich zu einer ähnlichen Zeit Fluktuationen in den Signalen der vertikalen, und horizontalen Geschwindigkeit erkennen.

5.4 Fazit

Anhand der Voruntersuchungen des zweidimensionalen, numerischen Modells der Speicherzelle ist klar geworden, dass innerhalb des gesamten Modellbereichs großskalige Strömungsstrukturen auftreten, deren Ursache jedoch allein auf die Wandschichtströmungen entlang der Oberfläche der vertikalen Aluminiumplatte zurückzuführen sind. Diese Wandstrahlen werden wiederum durch den Wärmetransport innerhalb der Platte verursacht, was durch die zeitlich nachgelagerte Ausbildung der Geschwindigkeitsgrenzschicht gegenüber der Temperaturgrenzschicht gezeigt wurde. Zudem konnte mittels der Darstellung des Temperaturfeldes in Abbildung 5.6 gezeigt werden, dass außerhalb der Temperaturgrenzschicht ein eindimensionales Temperaturfeld vorliegt, welches lediglich in vertikaler Richtung seine Werte ändert und so die thermische Schichtung abbildet.

Für die nachfolgenden Messungen in der realen Speicherzelle bedeuten diese Voruntersuchungen somit, dass zunächst die Wandschichtströmung, welche sich in einem sehr dünnen Bereich entlang der Aluminiumplatten-Oberfläche anordnet, genauer untersucht werden sollte. Zu diesem Zweck sind daher die in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen zeitgemittelten PIV-Experimente vorgesehen. Darüber hinaus haben die in den Simulationen auftretenden Fluktuationen gezeigt, dass das geschichtete Fluid offensichtlich eine gewisse Störanfälligkeit aufweist. Daher werden die in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen zeitlich aufgelösten Strömungsmessungen durchgeführt und analysiert.

6 Charakterisierung der parasitären Konvektion anhand zeitlich gemittelter Messungen

6.1 Einleitung

In diesem Kapitel wird gezeigt, welche grundlegenden Strömungsstrukturen sich aufgrund der thermischen Schichtung innerhalb des Schichtenspeicher-Modellexperiments ausbilden. Das Ziel dieser Untersuchungen ist es, allgemeine physikalische Prozesse, die in Schichtenspeichern ablaufen, genauer zu verstehen. Zudem soll anhand der Ergebnisse versucht werden, die Vorgänge anhand möglichst einfacher Modelle zu beschreiben. Dies bietet für Untersuchungen im Rahmen anderer Forschungsarbeiten beispielsweise die Möglichkeit, thermische Schichtenspeicher als Komponente größerer Systeme in digitalen Modellen einfach abbilden zu können.

Aufbauend auf der Beschreibung der Messdurchführung aus Abschnitt 3.4.1 werden daher zunächst die Ergebnisse der PIV-Messungen vorgestellt. Anhand dieser Ergebnisse werden die grundlegenden Strömungsmuster herausgestellt und diskutiert. Anschließend werden die Ergebnisse der Temperaturmessungen erläutert und mit den PIV-Messungen in Verbindung gebracht. Abschließend wird eine theoretische Beschreibung der Strömung mit Hilfe einer Skalierungsanalyse durchgeführt und mit den Messergebnissen verglichen.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass dieses Kapitel wesentlich auf den Ergebnissen von OTTO und CIERPKA [153] aufbaut. Neben diesem Hinweis wird dies in den Beschreibungen der Abbildungen kenntlich gemacht, die sich stark an der Veröffentlichung orientieren.

6.2 Ergebnisse der zusammengesetzten PIV-Messungen

Abbildung 6.1 zeigt die Ergebnisse der PIV-Messungen entlang der vertikalen Plattenoberfläche ($x = 0$ mm) und über die gesamte Höhe der Modellzelle. Die Unterabbildungen (a) – (d) der ersten Zeile zeigen die vertikale Geschwindigkeitskomponente v für die vier aufeinanderfolgenden Messzeiträume T_1 bis T_4 (siehe Beschreibung der Messdurchführung in Abschnitt 3.4.1). In den Unterabbildungen (e) – (h) der zweiten Zeile sind analog dazu die Felder der horizontalen Geschwindigkeitskomponente u dargestellt. Zusätzlich dazu sind die Stromlinien der Strömung in grau dargestellt, wobei diese in der Darstellung beider Geschwindigkeitskomponenten für einen Messzeitraum jeweils identisch sind.

Die Ergebnisse der vertikalen Geschwindigkeitskomponente zeigen zwei gegenläufige Wandschichtströmungen, ähnlich wie sie bereits durch die Simulationsergebnisse des letzten Kapitels zu erwarten waren. Dies bedeutet, dass auch hier der Effekt der Wärmeleitung innerhalb der Aluminiumplatte dazu führt, dass im heißen Teil der Schichtung Wärme vom Wasser an die Wand übertragen wird und das abgekühlte Fluid nach unten strömt. Im unteren Bereich gibt die Aluminiumplatte Wärme an das kalte Wasser ab und dieses beginnt aufzusteigen. Diese entgegengesetzten Strömungen breiten sich

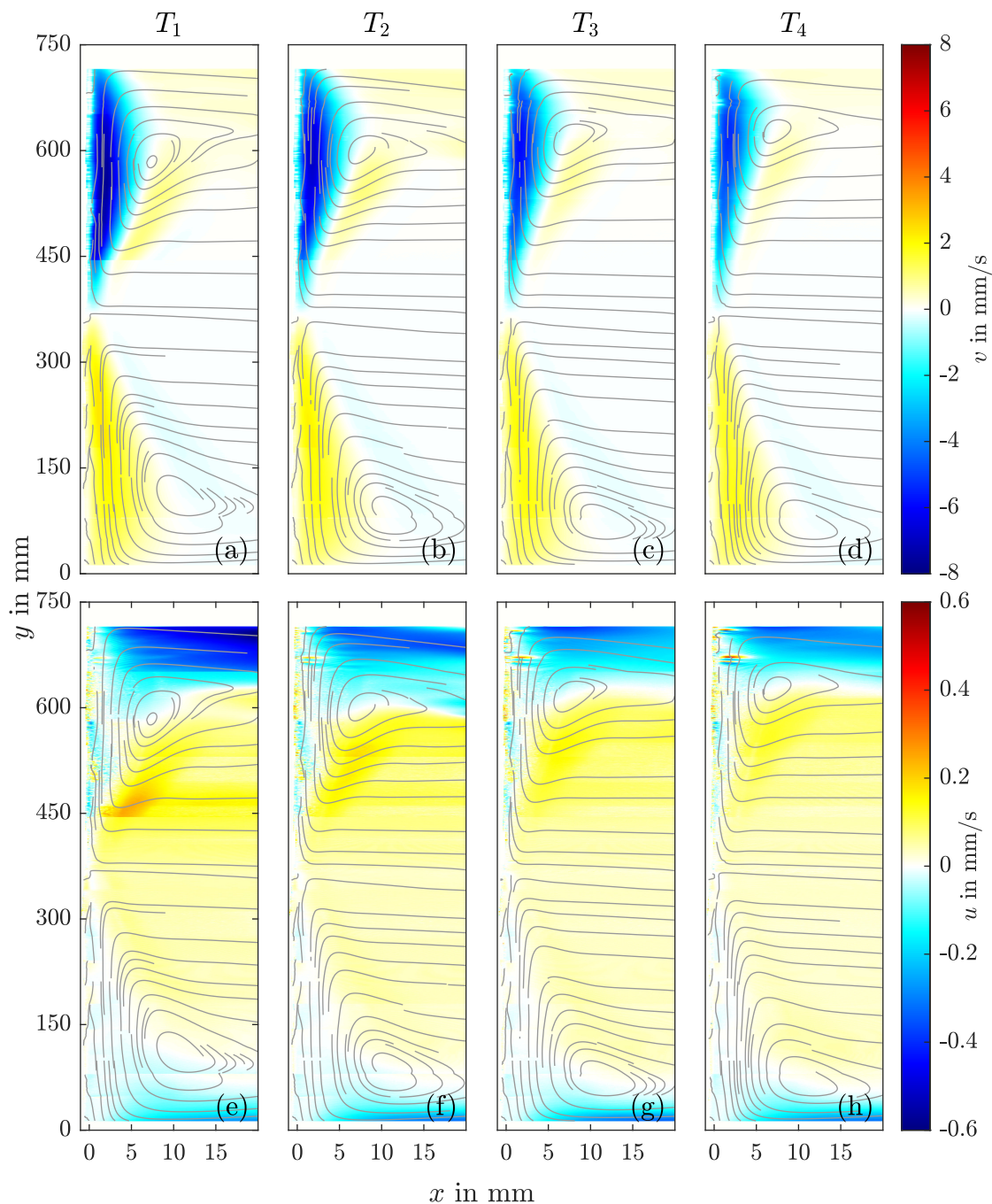


Abbildung 6.1: Darstellung der gemessenen Felder der vertikalen ((a) – (d)) und horizontalen ((e) – (h)) Geschwindigkeitskomponente v und u . Von links nach rechts sind die Ergebnisse beider Geschwindigkeitskomponenten für die vier Messperioden $T_1 - T_4$ dargestellt. Diese Messperioden sind jeweils zwei Minuten lang und die Ergebnisse wurden jeweils über diesen Zeitraum gemittelt. Für jede der Messperioden wurden Messergebnisse aus sieben unabhängigen Messungen auf ein gemeinsames Koordinatensystem interpoliert, sodass alle Messungen gemeinsam die gesamte Höhe der Messzelle abdecken (vgl. Abschnitt 3.4.1).

jeweils etwa über die halbe Höhe des Experimentes aus und sind anhand der blauen Bereiche für die absinkende und der gelben Bereiche für die aufsteigende Strömung zu erkennen.

Bei genauer Betrachtung der beiden Wandschichtströmungen fällt auf, dass sie – jeweils in ihrer individuellen Strömungsrichtung – zunächst in ihrer Dicke (Ausdehnung in x -Richtung) zunehmen, dann ihre maximale Dicke erreichen und anschließend wieder langsam dünner werden. Ebenso wie die Dicke der Wandschichtströmungen nimmt auch die vertikale Geschwindigkeitsamplitude in Strömungsrichtung zunächst zu, bevor sie nach Erreichen ihrer maximalen Amplitude dann wieder abnimmt. Dabei fällt auf, dass die obere Wandströmung mit bis zu $7,7 \text{ mm s}^{-1}$ etwa dreimal so schnell ist wie die untere Wandströmung mit maximal $2,4 \text{ mm s}^{-1}$ (diese Maximalamplituden werden in der ersten Messperiode T_1 erreicht). In der Mitte, also auf etwa halber Höhe des Modellraums, treffen die beiden Wandströmungen aufeinander, wobei sie dort sowohl in ihrer Dicke als auch in ihrer vertikalen Geschwindigkeit bereits nahezu auf Null gesunken sind. Die Umkehrpunkte, an denen die Wandströmungen beginnen wieder dünner zu werden, liegen dabei jeweils im Bereich eines Wirbelmittelpunktes zweier großskaliger Umlaufströmungen, die anhand der Stromlinien zu erkennen sind. All diese Beobachtungen konnten in ähnlicher Weise auch in den vorangegangenen Simulationen beobachtet werden.

Wie durch die vertikal angetriebene Strömung im Wandbereich die beiden großskaligen Umlaufströmungen entstehen, wird anhand der horizontalen Geschwindigkeitskomponente deutlich (Unterabbildungen (e) – (h)). Resultierend aus den Wärmeströmen zwischen Fluid und Seitenwand, transportieren die beiden Wandschichtströmungen Wasser sowohl vom Boden als auch vom Deckel zur Mitte der Messzelle. Damit diese Strömungen aufrecht erhalten werden können, muss im Boden- und Deckelbereich ein kontinuierlicher Zustrom zur Seitenwand stattfinden. Diese Zuströmungen sind anhand der blauen Bereiche in den Unterabbildungen (e) – (h) zu erkennen, welche negative Geschwindigkeiten in horizontaler Richtung darstellen. In der Mitte, wo beide Wandschichtströmungen aufeinandertreffen, werden diese aus ihrer vertikalen Strömungsrichtung in eine horizontale Richtung umgelenkt. Dies ist anhand der gelben Bereiche in den Unterabbildungen (e) – (h) zu erkennen. Im Fernfeld der Wand und damit außerhalb des Messbereichs muss dann wieder eine langsame Strömung in Richtung Boden bzw. Deckel der Messzelle stattfinden, damit die Strömung der Massenerhaltung eines geschlossenen Systems entsprechen kann. Somit werden die beiden großskaligen Umlaufströmungen geschlossen. Gemäß dieser Erklärung ist die entstehende horizontale Strömung also ein Sekundäreffekt der vertikalen Hauptströmung entlang der Aluminiumplatte. Aus diesem Grund und weil die horizontale Strömung sich über einen deutlich größeren Querschnitt als die vertikale Strömung erstreckt, sind die maximal erreichten Geschwindigkeitsamplituden in horizontaler Richtung mit $0,6 \text{ mm s}^{-1}$ etwa eine Größenordnung niedriger als die der vertikalen Wandströmungen.

Eine weitere Strömungscharakteristik, welche in den dargestellten vertikalen Geschwindigkeitsfeldern zu erkennen ist, sind Rückströmungsgebiete, die direkt an die beiden Wandströmungen angrenzen. Diese waren ebenfalls bereits in der zweidimensionalen

Strömungssimulation zu beobachten. Im oberen Bereich ist das Rückströmungsgebiet durch die hellgelbe Struktur rechts neben der blau dargestellten Wandströmung zu erkennen. Im unteren Bereich zeigt sich eine hellblaue Struktur neben der gelben Wandschichtströmung. Neben der farblichen Darstellung werden die Rückströmungsgebiete außerdem am Verlauf der dargestellten Stromlinien deutlich, welche in den jeweiligen Bereichen nicht nur horizontal verlaufen, sondern auch in vertikaler Richtung leicht ausgelenkt sind. In beiden Fällen hat sich also eine Strömung in entgegengesetzter vertikaler Richtung zur jeweiligen Wandströmung ausgebildet. Eine eindeutige Ursache für dieses Strömungsphänomen kann an dieser Stelle noch nicht aus den Geschwindigkeitsfeldern abgeleitet werden und wird daher im weiteren Verlauf der Arbeit noch genauer untersucht. Allerdings ist bereits zu vermuten, dass dieses Phänomen mit dem Eintauchen der Wandschichtströmungen in den Bereich der Thermokline zusammenhängt, da auch in anderen Arbeiten zu thermischer Konvektion mit äußerer Schichtung des Fluids bereits sogenannte Temperaturdefekte beobachtet wurden, welche mit diesem Phänomen vermutlich in Verbindung stehen [84, 85, 87].

Nachdem die bisherigen Beschreibungen zu Abbildung 6.1 ausschließlich die grundlegenden Strömungsvorgänge beschrieben haben, wird nun die zeitliche Entwicklung der Strömung betrachtet. Zwischen den Messzeitperioden $T_1 - T_4$ liegen jeweils zehn Minuten. Insbesondere anhand der oberen Wandschichtströmung ist gut zu erkennen, dass die Strömung im Laufe dieser Zeit immer langsamer wird, da sich die Farbdarstellung von dunklen zu immer helleren Blautönen verschiebt. Mit dieser Verlangsamung der Strömung geht gleichzeitig auch eine Verringerung der Dicke der Wandströmungen und eine Verschiebung der Wirbelmittelpunkte hin zu den Außenbereichen der Messzelle (also Deckel und Boden) einher. Ein Grund dafür könnte die Veränderung der Thermokline sein, da sich diese ebenfalls in vertikaler Richtung verschiebt bzw. ausdehnt. Daher liegt die Vermutung nahe, dass die Position der Wirbelmittelpunkte und die Dicke der Thermokline miteinander zusammenhängen. Diese Vermutung gilt es allerdings noch anhand der Temperaturmessungen im Folgenden Abschnitt zu prüfen⁹.

Bevor dies geschieht, werden die Strömungsstrukturen allerdings noch etwas detaillierter analysiert. Dazu werden die Dicke der Wandschichtströmungen und die Positionen der Maximal- und Minimalgeschwindigkeiten der Wandschichtströmungen und Rückströmungen untersucht. Abbildung 6.2 zeigt die x-Positionen dieser charakteristischen Geschwindigkeiten für alle vier Messperioden $T_1 - T_4$ (Unterabbildungen (a) – (d)) und in Abhängigkeit der Höhenposition. Dabei zeigt das grau dargestellte Profil jeweils, an welcher Stelle die vertikale Geschwindigkeitskomponente Null ist. Dieses Kriterium wird im Folgenden als Definition für die Bestimmung der Geschwindigkeitsgrenschichtdicke δ_v herangezogen. Der blaue Verlauf x_{\min} zeigt jene Position, an der der Minimalwert der vertikalen Geschwindigkeitskomponente erreicht wird. Dies entspricht im oberen Bereich, wo die Wandströmung nach strömt, der Position, wo die Wandschichtströmung ihre ma-

⁹Auch die Tatsache, dass sich die Thermokline im Zeitverlauf in vertikaler Richtung ausdehnen muss, wird dort anhand vertikaler Temperaturprofile gezeigt.

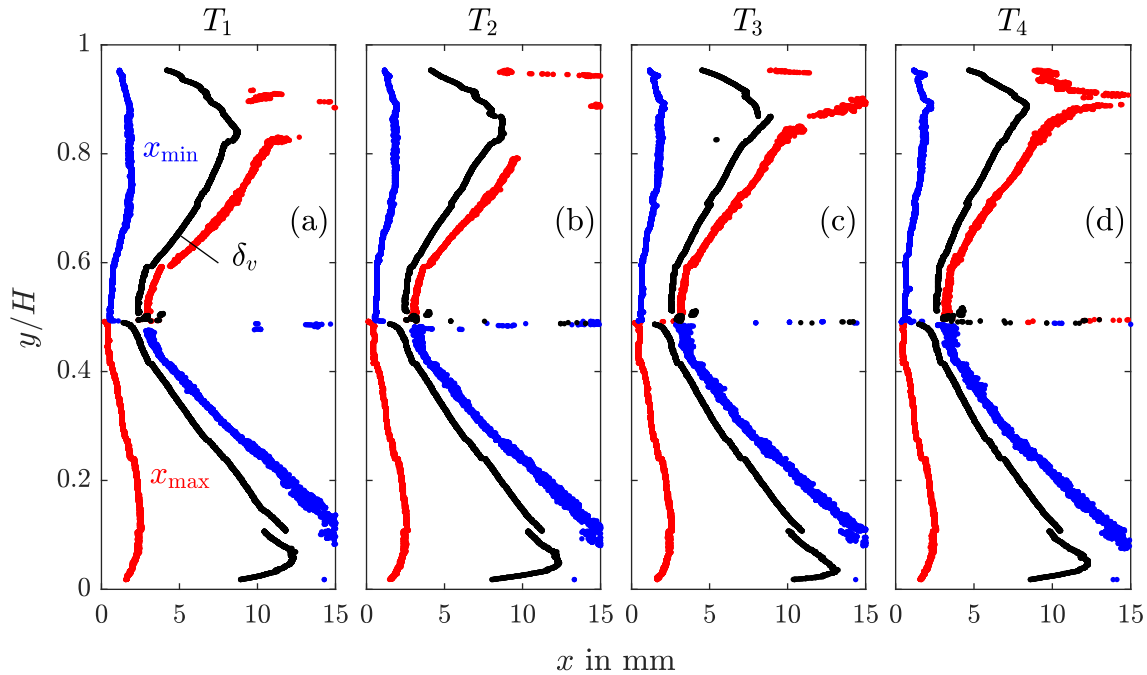


Abbildung 6.2: x -Position der Minimalgeschwindigkeit (x_{\min}), der Maximalgeschwindigkeit (x_{\max}) und der Grenzschichtdicke (δ_v) der Wandschichtströmungen und ihrer Rückströmungsgebiete in Abhängigkeit der Höhe und für die vier Messperioden $T_1 - T_4$. Die Abbildung entspricht [153, Fig.7] mit leichten Änderungen.

ximale Geschwindigkeitsamplitude erreicht. Im unteren Bereich zeigt der blaue Verlauf hingegen die Position der maximalen Geschwindigkeitsamplitude der Rückströmung, da hier die Wandströmung nach oben gerichtet ist und die Rückströmung in negativer y -Richtung verläuft. Der rote Verlauf x_{\max} zeigt schließlich äquivalent zum blauen Verlauf die maximalen Amplituden der unteren Wandströmung und der oberen Rückströmung, indem hier die Positionen der maximal auftretenden Geschwindigkeit an der jeweiligen y -Position ermittelt und dargestellt wurden. Im Sinne einer besseren Interpretation der Ergebnisse wurde die vertikale Achse auf die Höhe H des Messraums normiert, während die x -Achse weiterhin dimensionsbehaftet dargestellt ist, um die realen Größenverhältnisse der Grenzschichtdicke zu verdeutlichen.

Anhand der Abbildung ist zu erkennen, dass die höchsten Geschwindigkeitsamplituden der beiden Wandschichtströmungen sehr nahe an der Wandoberfläche zu finden sind. So weist das x_{\max} -Profil im unteren Bereich einen maximalen Abstand von etwa 2,5 mm zur Wand auf, während das x_{\min} -Profil im oberen Bereich im Maximum etwa 2 mm Wandabstand aufweist. Da die Wandschichtströmungen zwischen der Wandoberfläche ($x = 0$ mm) und diesen Profilen ihre Geschwindigkeit von 0 mm s^{-1} an der Wand auf bis zu $|v_{\min}| = 7,7 \text{ mm s}^{-1}$ erhöhen, liegen in diesem Bereich die höchsten Geschwindigkeitsgradienten vor.

Nach dem Erreichen dieser maximalen Amplitude, nimmt die Strömungsgeschwindigkeit dann mit steigendem Abstand zur Plattenoberfläche wieder ab und erreicht an der grauen Linie wieder einen Wert von 0 mm s^{-1} (wie auch an der Wandoberfläche). Da auf dieser Fernfeldseite der Wandschichtströmungen keine feste Oberfläche mit Haftrandbedingung vorliegt, treten hier niedrigere Geschwindigkeitsgradienten auf und das Abklingen der Strömungsgeschwindigkeit findet auf einer größeren Längenskala als der vorherige Geschwindigkeitsanstieg statt. Dies zeigt sich durch den horizontalen Abstand zwischen dem x_{\min} - bzw. x_{\max} -Profil (oben bzw. unten) und dem δ_v -Profil der Grenzschichtdicke, welcher größer als der Abstand des x_{\min} - bzw. x_{\max} -Profils zur Wandoberfläche ist. Beim Vergleich der Grenzschichtdicken der oberen und unteren Wandschichtströmung zeigt sich, dass die untere Strömung eine dickere Grenzschicht besitzt. So weist sie während T_1 im Maximum 12,2 mm Dicke auf, während die obere Wandschichtströmung im Maximum nur 8,7 mm dick ist. Dabei werden die beiden maximalen Grenzschichtdicken etwa in den Höhenpositionen erreicht, wo auch die Wirbelmittelpunkte der zuvor beschriebenen Umlaufströmungen zu finden sind (vgl. Abbildung 6.1).

Außerhalb der Grenzschicht kehrt sich die Richtung der beiden Wandströmungen dann um, wodurch diese in die Rückströmungen übergehen. Diese beiden Rückströmungen erreichen ihre jeweilige maximale Geschwindigkeitsamplitude bereits kurz hinter der Geschwindigkeitsgrenzschicht. Dieser Abstand zur Grenzschichtdicke variiert je nach vertikaler Position zwischen etwa 1 – 3 mm. Da die Rückströmungsgebiete in den Höhen der Wirbelmittelpunkte (also etwa in den Höhen der maximalen Grenzschichtdicken) langsam ausklingen und in die Strömungen übergehen, welche die Wandschichtströmungen mit neuem Fluid versorgen (vgl. Abbildung 6.1), streuen die Werte der Profile in diesen Bereichen teilweise.

Nach den bisherigen, eher allgemeingültigen Beschreibungen zu Abbildung 6.2, wird nun zum Abschluss noch einmal speziell auf die zeitliche Entwicklung der Grenzschichtdicke sowie der charakteristischen Geschwindigkeiten eingegangen. Beim Vergleich der Unterabbildungen der vier Messperioden $T_1 - T_4$ ist zu erkennen, dass die Grenzschichtdicke im Zeitverlauf leicht abnimmt. Dies wird insbesondere im Bereich der oberen Wandschichtströmung zwischen $0,5 \leq y/H \leq 0,8$ deutlich. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass die Positionen maximaler Grenzschichtdicke gemeinsam mit den Wirbelmittelpunkten (vgl. Abbildung 6.1) zum oberen und unteren Rand der Messzelle wandern. Die Profile der maximalen Geschwindigkeitsamplituden aus dem Bereich der Wandschichtströmungen bleiben nahezu gleich über alle vier Messperioden. In den Rückströmungsgebieten (rechts der Grenzschicht) folgen die gleichen Profile den Änderungen der Grenzschichtdicke. Somit verbleiben die höchsten Geschwindigkeitsamplituden innerhalb der Wandschichtströmungen über den gesamten Zeitraum in etwa an der gleichen Position, während die Grenzschichtdicke und die Rückströmungsgebiete dünner werden bzw. näher in Richtung Wandoberfläche wandern.

6.3 Ergebnisse der Temperaturmessungen

Damit die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen aus dem vorangegangenen Abschnitt sinnvoll interpretiert und eingeordnet werden können, werden in diesem Abschnitt die Temperaturprofile der zugehörigen Messungen ausgewertet. Für eine gute Vergleichbarkeit zwischen Temperatur- und Geschwindigkeitsergebnissen werden während der Auswertung immer nur die gemessenen Temperaturprofilaten des Höhenbereichs verwendet, welcher mit dem Beobachtungsbereich der Kameras der entsprechenden Messung übereinstimmt. Daraus resultieren dann vertikale Temperaturprofile, welche – analog zu den Geschwindigkeitsmessungen – aus sieben Teilergebnissen zusammengesetzt sind und somit teilweise leichte Sprünge an den Übergangsstellen aufweisen können. Da die Temperaturmessungen kontinuierlich und somit auch zwischen den einzelnen Messperioden der Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt wurden, werden diese in der folgenden Analyse nicht wie die Geschwindigkeitsmessungen über die zweiminütigen Zeiträume gemittelt. Stattdessen werden jeweils die Temperaturdaten aus der Mitte jeder Messperiode repräsentativ für die komplette Messperiode analysiert, da sich die Temperaturen auf diesen relativ kurzen Zeitskalen nicht entscheidend ändern. Dies bedeutet beispielsweise für die Messperiode T_1 , welche im Zeitraum $5 \text{ min} \leq t \leq 7 \text{ min}$ liegt, dass die Temperaturdaten zum Zeitpunkt $t = 6 \text{ min}$ für diesen Zeitraum genutzt werden.

Um ein grundlegendes Verständnis über die gemessenen Temperaturverläufe im Modellexperiment zu erhalten sind in Abbildung 6.3 exemplarisch die Temperaturprofile und deren weitere Auswertung für den Zeitraum der ersten Messperiode dargestellt. Dabei zeigt Abbildung 6.3(a) den Verlauf der vertikalen Temperaturprofile, gemessen im Wasser (ϑ_W) und in der vertikalen Aluminiumplatte (ϑ_P).¹⁰ Abbildung 6.3(b) zeigt die zugehörigen Profile der vertikalen Temperaturgradienten $\partial\vartheta/\partial y$ der Temperaturprofile aus Unterabbildung (a) und in Abbildung 6.3(c) ist das Profil der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta = \vartheta_P - \vartheta_W$ zwischen Platten- und Wassertemperatur dargestellt.

Wie schon zuvor erwähnt, weisen die dargestellten Temperaturprofile sowie deren weitere Auswertungen leichte Sprünge auf, da sie aus sieben Einzelmessungen zusammengesetzt sind. Dies zeigt, dass die Befüllung der Modellzelle nicht immer komplett identisch abgelaufen ist und beispielsweise die Kaltwassertemperatur leicht unterschiedlich war. Gründe hierfür liegen beispielsweise in unterschiedlichen Labortemperaturen, da für jede Messung eine Kalibrierung und eine Messung durchgeführt wurde, was jeweils an zwei aufeinander folgenden Tagen geschah. Folglich wurde für die Durchführung aller sieben Messungen ein Zeitraum von mehreren Wochen benötigt, in dem die Umgebungsbedingungen nicht komplett konstant gehalten werden konnten. Dennoch zeigt sich, dass die Abweichungen zwischen den einzelnen Messungen relativ klein waren, sodass die zusammengesetzten Temperaturprofile einen schlüssigen Temperaturverlauf über die komplette Messzellenhöhe zeigen. Folglich kann über die Reproduzierbarkeit der thermischen

¹⁰In Anhang C sind im Sinne der Vollständigkeit die Temperaturprofile aller vier Messperioden dargestellt.

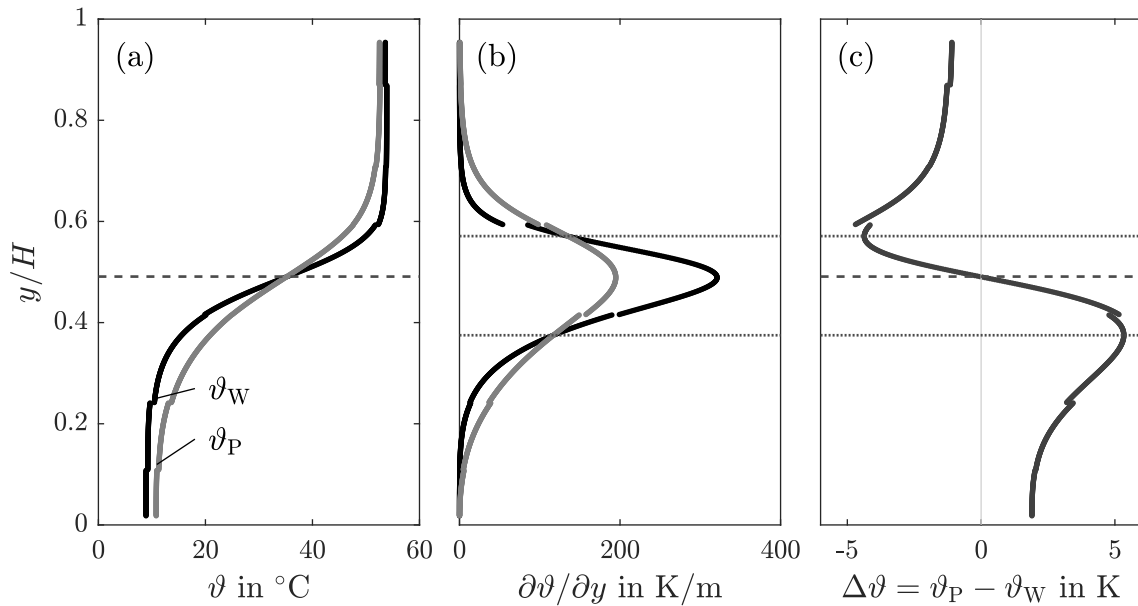


Abbildung 6.3: (a) Exemplarische Darstellung der vertikalen Temperaturprofile im Wasser ϑ_W und der Aluminiumplatte ϑ_P aus der Messperiode T_1 . (b) Profile der zu (a) gehörigen Temperaturgradienten. (c) Resultierendes Temperaturdifferenzprofil aus den Temperaturen in (a). Die gestrichelte Linie zeigt den Schnittpunkt der Temperaturprofile und die gepunktete Linie die Höhe, in der sich die Temperaturgradienten schneiden.

Schichtung beim Befüllen der Messzelle geschlossen werden, dass diese gut, wenn auch nicht perfekt, war.

Abbildung 6.3(a) zeigt, wie nach der Befüllung des Modellexperiments eine gut ausgeprägte thermische Schichtung in der Modellzelle vorliegt. So zeigt das Profil der Wassertemperatur ϑ_W , dass die kalte Zone der Schichtung sich bis auf eine Höhe von etwa $y/H (= \tilde{y}) = 0,35$ erstreckt. In dieser Höhe überschreitet die dimensionslose Temperatur $\Theta = \frac{\vartheta_W(\tilde{y}) - \vartheta_{W,\min}}{\vartheta_{W,\max} - \vartheta_{W,\min}}$ den Grenzwert von 0,05, welcher als Beginn der Thermokline definiert ist. Im Bereich von $0,35 \leq \tilde{y} \leq 0,57$ steigt Θ dann auf einen Wert von 0,95 an und erreicht somit den oberen Grenzpunkt der Thermokline. Darüber befindet sich dann die heiße Zone der thermischen Schichtung.

Beim Vergleich des Temperaturprofils im Wasser, mit dem der vertikalen Platte fällt auf, dass die Verläufe sich qualitativ sehr ähnlich sind. Ein wesentlicher Unterschied besteht jedoch an der vertikalen Ausdehnung der Thermokline in der Seitenwand, da sich diese über einen deutlich größeren Bereich zwischen $0,28 \leq \tilde{y} \leq 0,61$ erstreckt. Darüber hinaus wird deutlich, dass das Temperaturprofil der Seitenwand nicht ganz den Minimal- bzw. Maximalwert der Wassertemperatur erreicht. Resultierend aus diesen beiden Unterschieden, kreuzen sich beide Temperaturprofile in der Mitte, was in der Abbildung durch die horizontale, gestrichelte Linie in einer Höhe von $\tilde{y} = 0,49$

gekennzeichnet ist.

In Abbildung 6.3(b) ist zudem ersichtlich, dass die vertikalen Temperaturgradienten in der Seitenwand ebenfalls niedriger ausfallen als im Wasser und sich vertikal weiter ausdehnen. Dies ist auf die stärkere Temperaturleitfähigkeit der Aluminiumplatte zurückzuführen, welche der Entstehung hoher Temperaturgradienten entgegenwirkt. Darüber hinaus wird deutlich, dass sich die Profile der Temperaturgradienten ebenfalls überschneiden, einmal oberhalb der maximalen Gradienten und einmal unterhalb. Die entsprechenden Höhen der Schnittpunkte sind in der Abbildung mit den gepunkteten Linien bei $\tilde{y} = 0,57$ und $\tilde{y} = 0,38$ gekennzeichnet. Diese beiden Höhen sind nahezu identisch mit der oberen und unteren Grenze der Thermokline im Wasser. Somit zeigt sich, dass nur innerhalb des Thermoklinenbereichs die Temperaturgradienten des Speicherfluids höher als die der Seitenwand sind.

In Abbildung 6.3(c) wird schließlich deutlich, wie sich die Schnittpunkte der Temperaturprofile und die der Gradientenprofile in der Temperaturdifferenz zwischen vertikaler Platte und Wasser auswirken. In der Höhe, wo sich die Temperaturprofile schneiden, ist die Temperaturdifferenz offensichtlich gleich Null. Oberhalb dieser Position nimmt sie negative Werte an und unterhalb ist sie positiv. Dies bewirkt die bereits in den Geschwindigkeitsmessungen beobachteten, gegenläufigen Wandschichtströmungen, da mit dem Vorzeichen der Temperaturdifferenz auch die Richtung der wirkenden Auftriebskräfte vorgegeben wird. Die beiden Positionen, an denen sich wiederum die Gradientenprofile kreuzen, weisen im Profil der Temperaturdifferenz lokale Extremstellen auf, was aus der einfachen Überlegung

$$\frac{\partial \Delta\vartheta}{\partial \tilde{y}} = \frac{\partial \vartheta_P}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \vartheta_W}{\partial \tilde{y}} = 0, \quad (6.1)$$

direkt folgt. Im oberen Bereich wird hier ein lokales Minimum der Temperaturdifferenz mit einem Wert von $\Delta\vartheta = -4,4$ K erreicht¹¹ und im unteren Bereich eine maximale Temperaturdifferenz von $\Delta\vartheta = 5,3$ K. daraus geht also hervor, dass in den Randbereichen der Thermokline die höchsten Temperaturdifferenzen zwischen der Speicherseitenwand und dem Speicherfluid auftreten. Abschließend zeigt das Profil der Temperaturdifferenz zudem, dass im oberen und unteren Bereich, also außerhalb der Thermokline, moderatere Temperaturdifferenzen mit $\Delta\vartheta = -1,1$ K am oberen Ende und $\Delta\vartheta = 1,9$ K am unteren Ende des Profils vorliegen.

Nachdem nun die grundlegenden Eigenschaften der Temperaturverteilung im Modellexperiment einmal erläutert wurden, werden im Folgenden tiefergehende Auswertungen der Temperaturmessungen vorgestellt. Diese Ergebnisse werden dann in Bezug auf die in Abschnitt 6.2 gezeigten Geschwindigkeitsmessungen diskutiert und eingeordnet. Abbildung 6.4(a) zeigt dazu für alle vier Messperioden die vertikalen Profile der Temperatur-

¹¹Etwas weiter oben zeigt das zusammengesetzte Profil der Temperaturdifferenz zwar einen noch etwas niedrigeren Wert an, dieser resultiert jedoch aus den anderen Bedingungen dieser speziellen Einzelmessung und stellt dort auch keinen lokalen Extremwert dar, weshalb hier nicht auf diese Position eingegangen wird.

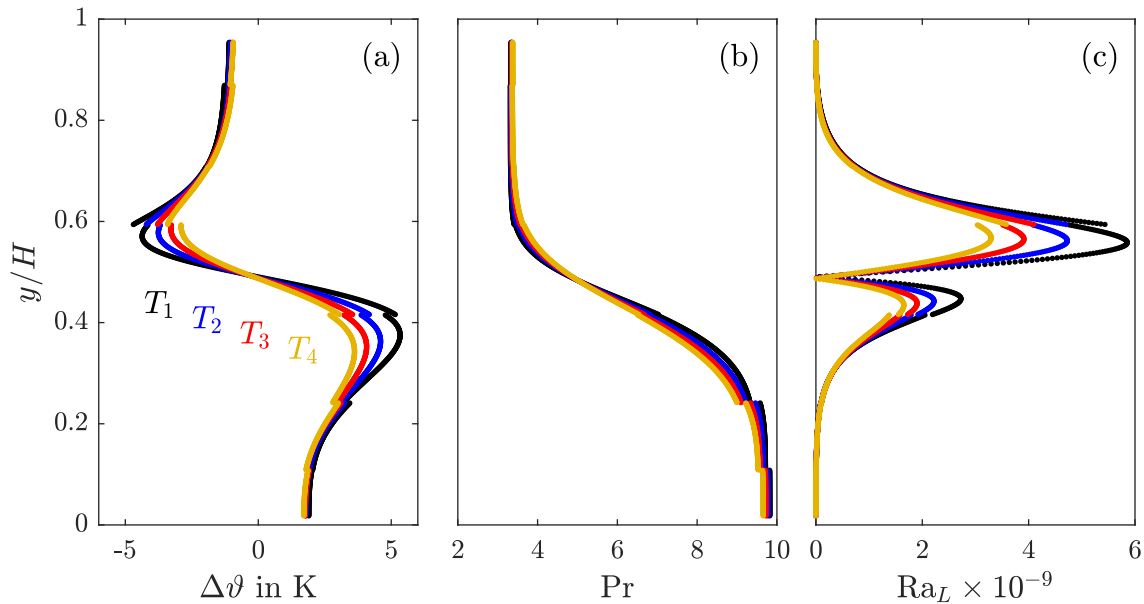


Abbildung 6.4: (a) Profile der Temperaturdifferenz aus den Messungen der vier Messperioden $T_1 - T_4$. (b) Zugehörige Werte der aus der Wassertemperatur berechneten Prandtl-Zahl. (c) Werte der lokalen Rayleigh-Zahl. Die farbliche Zuordnung der Messperioden zu den Profilverläufen aus (a) gilt für alle Unterabbildungen.

differenz zwischen Aluminiumplatte und Wasser. In Unterabbildung (b) sind die lokalen Prandtl-Zahlen Pr dargestellt, welche sich aus den temperaturabhängigen Stoffeigenschaften des Wassers ergeben. Schließlich zeigt Unterabbildung (c) die lokalen Rayleigh-Zahlen Ra_L , welche in Strömungsrichtung der jeweiligen Wandschichtströmung berechnet wurden. Die farbliche Zuordnung der Messperioden T_1 bis T_4 aus Unterabbildung (a) gilt für alle drei Diagramme gleichermaßen.

Die schwarze Kurve der Temperaturdifferenz in Abbildung 6.4(a) ist identisch zu der aus Abbildung 6.3(c) gezeigten Profil. Durch die zusätzlichen Profile der Temperaturdifferenzen während der anderen drei Messperioden wird hier nun deutlich, dass die Temperaturdifferenzen in ihrer Amplitude mit fortschreitender Zeit des Experiments immer geringer ausfallen. Dabei fällt allerdings auf, dass die Temperaturdifferenzen nicht in jeder Höhe des Experiments gleich stark nachlassen, sondern insbesondere in den beiden Bereichen der Extremstellen ($\tilde{y} \approx 0,6$ und $\tilde{y} \approx 0,4$) am stärksten abnehmen. So zeigt der Vergleich zwischen der ersten und letzten Messperiode, dass die anfänglichen Temperaturdifferenzen $\Delta\vartheta_{T_1}(\tilde{y} = 0,6) = -4,7\text{ K}$ und $\Delta\vartheta_{T_1}(\tilde{y} = 0,38) = 5,3\text{ K}$ sich zum Ende auf $\Delta\vartheta_{T_4}(\tilde{y} = 0,6) = -3,4\text{ K}$ und $\Delta\vartheta_{T_4}(\tilde{y} = 0,38) = 3,6\text{ K}$ ändern. Im Gegensatz dazu ändern sich die Temperaturdifferenzen am oberen und unteren Ende der Messzelle lediglich von $\Delta\vartheta_{T_1}(\tilde{y} = 0,95) = -1,1\text{ K}$ und $\Delta\vartheta_{T_1}(\tilde{y} = 0,02) = 1,9\text{ K}$ auf $\Delta\vartheta_{T_4}(\tilde{y} = 0,95) = -0,9\text{ K}$ und $\Delta\vartheta_{T_4}(\tilde{y} = 0,02) = 1,7\text{ K}$.

Warum sich die Temperaturdifferenzen in den beiden Randbereichen deutlich weniger

ändern als in der Mitte, kann damit erklärt werden, dass diese Randbereiche nicht direkt von der Thermokline beeinflusst werden. So speist das Wasser direkt unter dem Deckel des Modellexperiments zwar die obere Wandschichtströmung, ansonsten interagiert sie jedoch kaum mit den unteren Schichten der Modellzelle. Lediglich ein Wärmeverlust an die Umgebung sorgt für ein leichtes Absinken der Temperaturen in diesem Bereich und somit bleibt auch die Temperaturdifferenz zwischen dieser obersten Wasserschicht und der Aluminiumplatte in dieser Höhe relativ konstant. Äquivalent dazu verhält sich die kalte Wasserschicht am Boden des Experiments. Dieser Zone wird zwar ein geringfügiger Wärmestrom durch die etwas höhere Umgebungstemperatur zugeführt, allerdings ändert das nicht wesentlich die Absoluttemperatur dieser Schicht, sodass auch hier die Temperaturdifferenz relativ konstant bleibt. Im mittleren Bereich der Thermokline ist dies grundlegend anders, da die Wandschichtströmungen hier für deutliche Änderungen der Wassertemperaturen sorgen. Während die obere Wandschichtströmung wärmeres Wasser in die Thermokline transportiert, kühlt die untere die Thermokline ab. Dies klingt zunächst widersprüchlich, da die obere Wandschichtströmung ja nach unten strömt, weil hier das Fluid abgekühlt wurde. Diese Abkühlung ist jedoch nicht so stark, dass das Fluid schon kälter als das Fluid im Inneren der Thermokline wäre. Für die untere Wandschichtströmung gilt das gleiche, da hier das Wasser in der Temperaturgrenzschicht zwar erwärmt wird, dabei jedoch nicht die Wassertemperatur im Inneren der Thermokline übersteigt. Zusammen sorgen die Wandschichtströmungen also für ein Abklingen der anfänglich starken Temperaturgradienten in innerhalb der Thermokline, was schließlich auch in niedrigeren Temperaturdifferenzen zwischen Seitenwand und Wasser resultiert.

Anhand der Profile der Prandtl-Zahl in Abbildung 6.4(b) kann weiterhin die unterschiedliche Ausprägung der oberen gegenüber der unteren Wandschichtströmung erklärt werden. Zunächst ist festzuhalten, dass die Prandtl-Zahl ein reiner Stoffparameter des Fluids ist (vgl. Abschnitt 2.2), welche offensichtlich für Wasser stark temperaturabhängig sind, da sich die Prandtl-Zahlen aus dem oberen Teil der thermischen Schichtung stark von denen im unteren Bereich unterscheiden. Verantwortlich dafür ist eine sehr starke Temperaturabhängigkeit der dynamischen Viskosität μ des Wassers, welche sich zwischen der Kaltwassertemperatur von $10\text{ }^\circ\text{C}$ und der Warmwassertemperatur von $60\text{ }^\circ\text{C}$ von $\mu(10\text{ }^\circ\text{C}) = 1,31 \times 10^{-6}$ auf $\mu(60\text{ }^\circ\text{C}) = 0,47 \times 10^{-6}$ ändert. Diese wichtige Tatsache wurde bereits in Abschnitt 5.2.1 der numerischen Voruntersuchungen ausführlich besprochen. Resultierend daraus liegen oben im warmen Bereich der Schichtung die niedrigsten Prandtl-Zahlen mit $\text{Pr} = 3,2$ und unten die höchsten mit einem Wert von $\text{Pr} = 9,5$ vor. Anhand der leicht abweichenden Verläufe der vier unterschiedlichen Profile ist zudem das Nachlassen der thermischen Schichtung erkennbar, da der Übergangsbereich von hohen zu niedrigen Prandtl-Zahlen sich analog zur Temperaturschichtung über einen immer größer werdenden Höhenabschnitt erstreckt.

Die starke Variation der Prandtl-Zahl hängt auch direkt mit den in Abbildung 6.1 gezeigten Strömungsfeldern zusammen. Durch die niedrige Viskosität des Wassers im oberen Bereich, bildet sich die Wandschichtströmung dort dünner aus und erreicht dennoch höhere Geschwindigkeiten. Umgekehrt ist die untere Wandschichtströmung aufgrund der

höheren Viskosität dicker und langsamer, da der Impuls der Strömung weiter in des Fluid diffundiert und somit eine dickere Schicht durch den thermischen Strömungsantrieb in Bewegung versetzt wird.

Trotz der starken Änderungen der Prandtl-Zahl bleibt dennoch festzuhalten, dass sie in diesem Experiment wie auch in realen thermischen Speichern, welche Wasser oder Flüssigsalzschnmelzen verwenden, stets größer eins ist¹². Dies ist von entscheidender Bedeutung, da die Prandtl-Zahl auch als das Verhältnis von Geschwindigkeits- zu Temperaturgrenzschichtdicke interpretiert werden kann ($\text{Pr} \sim \frac{\delta_v}{\delta_T}$). Für $\text{Pr} > 1$ bedeutet dies, dass die Geschwindigkeitsgrenzschicht dicker als die thermische Grenzschicht ist. Somit transportieren die Wandschichtströmungen beim Eindringen in die Thermokline auch solche Fluidteilchen, welche sich außerhalb der Temperaturgrenzschicht befinden und somit eigentlich keine Auftriebskräfte erfahren. Das Auslenken dieser Teilchen aus ihrer Ruhelage der thermischen Schichtung bewirkt dann, dass sie in eine Umgebung anderer Temperatur vordringen, dort eine rückstellende Auftriebskraft auf sie wirkt und sie in Richtung ihrer Ausgangslage zurückströmen. Somit ist dieser Umwandlungsprozess zwischen potentieller und kinetischer Energie der Fluidteilchen die Ursache für die bereits in Abbildung 6.1 beobachteten Rückströmungsgebiete, welche in wandnormaler Richtung jeweils an beide Wandschichtströmungen angrenzen.

In Abbildung 6.4(c) sind schließlich die lokalen Rayleigh-Zahlen Ra_L dargestellt. Zur Berechnung dieser Rayleigh-Zahlen, wurde die lokale Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ aus Abbildung 6.4(a) in Verbindung mit der Lauflänge der jeweiligen Wandschichtströmung L verwendet:

$$\text{Ra}_L = \frac{g\beta\Delta\vartheta L^3}{\nu\kappa}. \quad (6.2)$$

Dabei gilt $L = y$ falls $\Delta\vartheta(y) > 0$ und $L = H' - y$ sofern $\Delta\vartheta(y) < 0$ ist. Bei natürlicher Konvektion entlang einer vertikalen, isotherm beheizten Platte kann anhand der so berechneten Rayleigh-Zahl zwischen laminarer und turbulenter Strömung unterschieden werden. Für $\text{Ra}_L < 10^8$ ist die Strömung dabei laminar, im Bereich von $10^8 < \text{Ra}_L < 10^{10}$ befindet sie sich im Transitionsbereich und ab $\text{Ra}_L > 10^{10}$ wird eine turbulente Strömung erwartet [156].

Die Profile der lokalen Rayleigh-Zahlen zeigen, dass diese jeweils mit der Strömungsrichtung der Wandschichtströmungen stark ansteigen. Dies ist im Wesentlichen auf die Lauflänge L zurückzuführen ist, die mit der dritten Potenz in die Rayleigh-Zahl eingeht und in der Mitte der Thermokline jeweils ihren Maximalwert erreicht. Allerdings erreichen die Rayleigh-Zahlen der verschiedenen Messperioden ihre Maximalwerte nicht direkt in der Mitte der Messzelle, da in diesem Bereich die Temperaturdifferenz auf Null sinkt und die obere von der unteren Wandschichtströmung abgrenzt. Aus diesem Grund

¹²Die Prandtl-Zahl für sogenanntes *Solar Salt*, das typischerweise in thermischen Speichern von Solarkraftwerken im Temperaturbereich von 250 °C bis 550 °C Verwendung findet [155] und aus 60% NaNO_3 und 40% KNO_3 besteht, kann aus den angegebenen Stoffwerten von BONK u. a. [45] berechnet werden und ergibt bei einer Temperatur von 550 °C eine minimale Prandtl-Zahl von $\text{Pr} = 3,3$.

sinkt auch die Rayleigh-Zahl auf gleicher Höhenposition auf Null ab. Zudem ist erkennbar, dass im Bereich der oberen Wandschichtströmung höhere Werte der Rayleigh-Zahl erreicht werden, was – wie auch schon bei der Prandtl-Zahl – auf die temperaturabhängigen Stoffeigenschaften des Wassers zurückzuführen ist. Dennoch überschreiten die Rayleigh-Zahlen beider Wandschichtströmungen den oben genannten Grenzwert für laminare Konvektion, sodass ausgehend von dieser Abschätzung von einem Übergang zur Turbulenz auszugehen ist. Qualitative Beurteilungen der PIV-Messungen konnten diese Einschätzung allerdings nicht gänzlich belegen. Während keiner der zweiminütigen Messperioden konnte im Bereich der unteren Wandschichtströmung ein Strömungsverhalten beobachtet werden, welches für eine turbulente Strömung oder die Transition zu turbulenter Strömung charakteristisch wäre, da weder eine Wirbelbildung noch anderweitige Fluktuationen in der Strömungsgeschwindigkeit erkennbar waren.

Im Gegensatz dazu konnten in der oberen Wandschichtströmung sehr wohl deutliche Fluktuationen festgestellt werden. Dies war durch eine deutliche Variation der Dicke der Wandschichtströmung als auch durch starke Änderungen in der vertikalen Geschwindigkeit gekennzeichnet. Da die zweiminütigen Messperioden jedoch keinen ausreichenden Einblick über das Langzeitverhalten der Strömung geben konnten wird sich im nachfolgenden Kapitel mit Hilfe von zusätzlichen Messungen noch einmal eingehender mit diesem zeitabhängigen Verhalten der Strömung befasst.

Letztendlich bleibt festzuhalten, dass die kritischen Rayleigh-Zahlen, welche aus dem Experiment der isotherm beheizten Platte bekannt sind, offensichtlich nicht direkt auf die parasitären Wandschichtströmungen in geschichteten Fluiden übertragbar sind. Auch die Tatsache, dass mit steigender Rayleigh-Zahl typischerweise auch die Strömungsgeschwindigkeit immer weiter ansteigt¹³, gilt in diesem speziellen Fall nicht. Dies wird beim Vergleich der Rayleigh-Zahl-Profile mit den Geschwindigkeitsfeldern aus Abbildung 6.1 klar, da die vertikale Geschwindigkeit der beiden Wandströmungen beim Erreichen der maximalen Rayleigh-Zahlen bereits schon wieder abgenommen haben. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt versucht eine neue Größe zu ermitteln, die im Falle der parasitären Wandschichtströmungen bessere Rückschlüsse auf die vorliegenden Geschwindigkeiten bietet.

6.4 Skalierungsanalyse

In diesem Abschnitt wird nun die Skalierungsanalyse aus Abschnitt 2.4.1 genutzt, um einen theoretischen Zusammenhang zwischen den gemessenen, vertikalen Temperaturprofilen und den gemessenen Geschwindigkeitsfeldern herstellen. Ziel der theoretischen Beschreibung ist es, ein tiefergehendes und allgemeines Verständnis für die Vorgänge der thermischen Konvektion in Schichtenspeichern zu erlangen. Zudem würde eine theoretische Beschreibung der Strömung, welche ausschließlich auf Temperaturmessdaten auf-

¹³Dies geht beispielsweise aus theoretischen Überlegungen anhand von Ähnlichkeitslösungen hervor [92].

baut, die Möglichkeit bieten auch in größeren Speichersystemen ohne optischen Zugang die vorliegenden Strömungsprozesse abschätzen zu können.

Als Basis für die hier durchgeführte Skalierungsanalyse dient eine Untersuchung von LIN, ARMFELD und MORGAN [87], welche mittels Skalierungsanalyse und direkter numerischer Simulation die Grenzschichtströmung entlang einer isothermen, vertikalen Wand untersucht haben, welche auf einer Seite von Fluid mit einem über die Höhe konstanten Temperaturgradienten umgeben war. Der Vergleich der Skalierungsanalyse mit den Daten der numerischen Simulation hat dabei für Prandtl-Zahlen von sieben und 100 gute Übereinstimmung gezeigt. Für $Pr = 1$ wurden hingegen größere Abweichungen zu den numerischen Simulationen festgestellt.

Da die Skalierungsanalyse für den Fall von LIN, ARMFELD und MORGAN so gute Übereinstimmungen gezeigt hat und das System starke Ähnlichkeit zu dem in dieser Arbeit betrachteten experimentellen Aufbau aufweist, wird hier eine ähnliche Skalierungsanalyse durchgeführt. Hierbei sind allerdings einige Unterschiede zwischen den beiden Systemen zu beachten, weshalb die Skalierungsanalyse angepasst werden muss. Einerseits betrachten LIN, ARMFELD und MORGAN einen halbunendlichen Raum, was bedeutet, dass zwar die seitliche, isotherme Wand und eine Bodenplatte existieren aber der rechte Rand sowie die obere Begrenzung des Modellraumes als offene Grenzflächen angenommen werden. Darüber hinaus besteht ein wesentlicher Unterschied in der angenommenen Temperaturverteilung, da einerseits eine lineare Schichtung angenommen wird und andererseits eine isotherme Platte daran angrenzt. Wie die Profile aus Abbildung 6.3 gezeigt haben, ist dies im vorliegenden Experiment nicht der Fall. Zudem werden in den theoretischen und numerischen Untersuchungen von LIN, ARMFELD und MORGAN zeitlich konstante Randbedingung vorgegeben. Auch dies ist im Experiment nicht der Fall, da es eine deutliche zeitliche Abhängigkeit der Strömung gibt, wie in den Abbildungen 6.1 und 6.2 gezeigt wurde. Zu guter Letzt muss in der Skalierungsanalyse für das Experiment noch die deutliche Temperaturabhängigkeit der Stoffdaten des Wassers berücksichtigt werden. Dies war ebenfalls für die theoretischen Untersuchungen der anderen Studie nicht notwendig, da die numerische Validierung die Verwendung konstanter Stoffparameter erlaubt hat und somit sowohl die Theorie als auch die Validierungsdaten der Boussinesq-Näherung entsprechen konnten.

Im Folgenden wird nun die angepasste Skalierungsanalyse vorgestellt und an den entsprechenden Stellen darauf verwiesen, wie sie sich von LIN, ARMFELD und MORGANS Analyse unterscheidet. Ausgehend von den in Abschnitt 2.2 beschriebenen Grundgleichungen vertikaler, thermischer Konvektion entlang einer ebenen Platte wird eine Entdimensionalisierung dieser Gleichungen mit Hilfe folgender Relationen durchgeführt:

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{H}, & Y &= \frac{y}{H}, & U &= \frac{u}{U_0}, & V &= \frac{v}{U_0}, \\ \tau &= \frac{t}{H/U_0}, & P &= \frac{p}{\rho U_0^2}, & \Theta &= \frac{\vartheta - \vartheta_{W,\text{ref}}}{\Delta\vartheta_{\text{ref}}}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Dabei wurden für die Entdimensionalisierung die Höhe H der Modellzelle sowie die

Skalierungsgeschwindigkeit U_0 und die Referenz-Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_{\text{ref}}$ in der Referenzhöhe y_{ref} verwendet. U_0 , $\Delta\vartheta_{\text{ref}}$ sowie die mit der Höhe gebildete Rayleigh-Zahl Ra und die Prandtl-Zahl Pr sind hierfür wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} U_0 &= \frac{\kappa \text{Ra}^{1/2}}{H}, & \Delta\vartheta_{\text{ref}} &= \vartheta_{\text{P,ref}} - \vartheta_{\text{W,ref}}, \\ \text{Ra} &= \frac{g\beta\Delta\vartheta_{\text{ref}}H^3}{\nu\kappa}, & \text{Pr} &= \frac{\nu}{\kappa}. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Um der starken Temperaturabhängigkeit der Stoffparameter im Experiment gerecht zu werden, wurden dabei die Größen κ , β und ν stets für die unterschiedlichen Temperaturen des Wassers berechnet, sodass schließlich die Parameter U_0 , $\Delta\vartheta_{\text{ref}}$, Ra und Pr jeweils abhängig von der Höhe sind. In diesem Punkt unterscheidet sich die Entdimensionalisierung von der Skalierungsanalyse von LIN, ARMFELD und MORGAN, wo die Stoffparameter konstant sind. $\vartheta_{\text{P,ref}}$ und $\vartheta_{\text{W,ref}}$ sind jeweils die Platten- bzw. Wassertemperatur zum Zeitpunkt $t = 0$ und in der willkürlich wählbaren Höhe y_{ref} .

Abschließend wird nun noch definiert, dass die dimensionslose Temperatur in einen Fluktuationsanteil der thermischen Grenzschicht Θ_{F} und einen Fernfeldanteil Θ_{W} untergliedert wird. Zudem wird der Grad der thermischen Schichtung mit Hilfe des Schichtungsfaktors S charakterisiert:

$$\Theta = \Theta_{\text{F}} + \Theta_{\text{W}}, \quad S = \frac{\partial\Theta_{\text{W}}(Y)}{\partial Y}. \quad (6.5)$$

Abbildung 6.5 zeigt schematisch den zweidimensionalen Modellraum und die qualitativen Temperaturverläufe, die den vorangegangenen Beschreibungen zugrunde liegen.

Durch die Verwendung der Parameter aus den Gleichungen (6.3), (6.4) und (6.5) ergeben sich die dimensionslosen Formulierungen der Kontinuitätsgleichung, den zweidimensionalen Impulsgleichungen und der Wärmetransportgleichung zu¹⁴:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \quad (6.6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\text{Pr}}{\text{Ra}^{1/2}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right), \quad (6.7)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\text{Pr}}{\text{Ra}^{1/2}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \text{Pr}\Theta_{\text{F}}, \quad (6.8)$$

$$\frac{\partial \Theta_{\text{F}}}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_{\text{F}}}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta_{\text{F}}}{\partial Y} + 2VS = \frac{1}{\text{Ra}^{1/2}} \left(\frac{\partial^2 \Theta_{\text{F}}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_{\text{F}}}{\partial Y^2} + \frac{\partial S}{\partial Y} \right). \quad (6.9)$$

¹⁴Ein Zwischenschritt der Entdimensionalisierung inklusive der Terme, welche sich zu Null ergeben und somit gestrichen werden, ist in Anhang D zu finden.

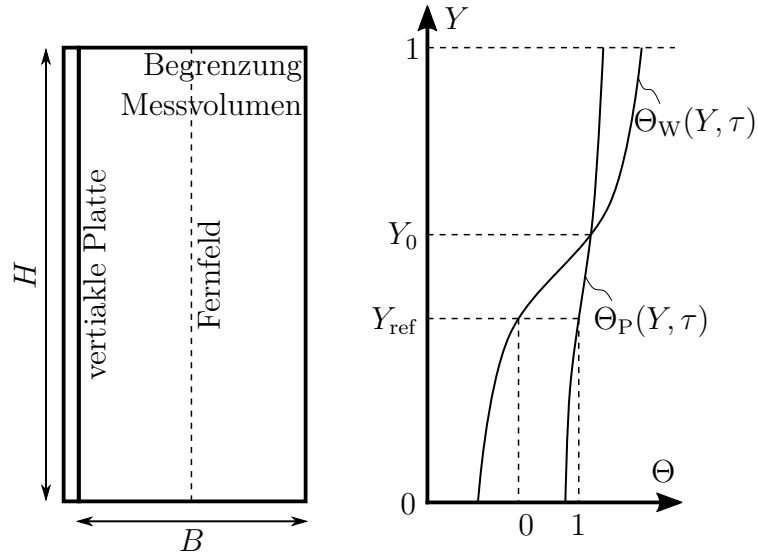


Abbildung 6.5: Theoretisches Modell der Skalierungsanalyse (links) und schematische Verläufe der dimensionslosen Temperaturen als Funktion der vertikalen Koordinate Y und der Zeit τ (rechts). Abbildung in Anlehnung an [153] mit leichten Änderungen.

Die zugehörigen Anfangs- und Randbedingungen lauten:

$$U = V = 0, \quad \Theta_F = 0 \quad \text{für alle } X, Y \quad \text{und} \quad \tau < 0, \quad (6.10)$$

für $\tau \geq 0$:

$$U = V = 0, \quad \Theta_F = \Theta_P(Y) - \Theta_W(Y) \quad \text{bei } X = 0, \quad 0 \leq Y \leq 1, \quad (6.11)$$

$$\frac{\partial U}{\partial X} = 0, \quad V = 0, \quad \frac{\partial \Theta_F}{\partial X} = 0 \quad \text{auf } X = \frac{B}{2H}, \quad 0 \leq Y \leq 1. \quad (6.12)$$

$$U = V = 0, \quad \frac{\partial \Theta_F}{\partial Y} = 0 \quad \text{auf } 0 \leq X \leq \frac{B}{2H}, \quad Y = 0 \quad \text{und} \quad Y = 1. \quad (6.13)$$

Im Vergleich zu den entdimensionalisierten Gleichungen von LIN, ARMFELD und MORGAN unterscheidet sich hier lediglich Gleichung 6.9. Der vierte Term auf der linken Seite weist hier nämlich einen Faktor von zwei auf, welcher aus den folgenden Zwischenschritten resultiert:

$$\frac{\partial \Theta_W}{\partial \tau} = \frac{\partial \Theta_W}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial \tau} = VS, \quad (6.14)$$

$$V \frac{\partial \Theta_W}{\partial Y} = VS. \quad (6.15)$$

Bei LIN, ARMFELD und MORGAN waren die Randbedingungen zeitlich konstant, sodass sich Gleichung (6.14) zu Null ergeben hat und der Term VS daher nur einfach auftrat. Weiterhin hat der letzte Term der rechten Seite von Gleichung 6.9, welcher den vertikalen

Gradienten des Schichtungsfaktors S enthält, gefehlt, da sich dieser im Fall von LIN, ARMFELD und MORGAN ebenfalls zu Null ergeben hat.

Ausgehend vom Gleichungssystem (6.6) – (6.9) und den Rand- und Anfangsbedingungen (6.10) – (6.13) kann nun die eigentliche Skalierungsanalyse durchgeführt werden. Da sich diese Analyse jedoch im Vorgehen nicht von LIN, ARMFELD und MORGANs Analyse unterscheidet, wird sie an dieser Stelle nicht explizit aufgeführt. Für den interessierten Leser ist sie in Anhang E noch einmal Schritt für Schritt erläutert.

Das Ergebnis der Skalierungsanalyse ist schließlich ein Skalierungsgesetz für die vertikale Geschwindigkeit V_S innerhalb der Grenzschicht entlang der vertikalen Platte und nachdem sich die Grenzschicht voll entwickelt hat:

$$V_S(Y, \tau) \sim \Delta\Theta_F(Y, \tau) \left[\frac{\Delta\Theta_F(Y, \tau)}{L(Y)} + 2 S(Y, \tau) \right]^{-1/2}. \quad (6.16)$$

Anhand dieses Skalierungsgesetzes können nun einige Erkenntnisse über die Wandschichtströmungen abgeleitet werden. Zunächst wird deutlich, dass die vertikale Geschwindigkeit entlang der Wand maßgeblich von der Temperaturdifferenz zwischen Platte und Fernfeld $\Delta\Theta_F(Y, \tau)$ aber auch von der Lauflänge der Wandschichtströmungen $L(Y)$ und dem Temperaturgradienten $S(Y, \tau)$ im Fernfeld abhängt. Während die Geschwindigkeit mit steigender Temperaturdifferenz und größer werdender Lauflänge ansteigt, haben hohe Temperaturgradienten die gegenteilige Wirkung und verlangsamen die Strömung. Dies könnte auch der Grund dafür sein, dass die Interpretation der lokalen Rayleigh-Zahl aus dem vorangegangenen Abschnitt 6.3 nicht mit dem beobachteten Strömungsverhalten übereinstimmt, da Effekte des Temperaturgradienten nicht durch die Rayleigh-Zahl abgebildet werden.

Um dies jedoch genauer bewerten zu können, muss zunächst der Übereinstimmungsgrad zwischen der Skalierungsanalyse und den Geschwindigkeitsmessungen geprüft werden. Aus diesem Grund werden in Abbildung 6.6 die gemessenen Maximalgeschwindigkeiten innerhalb der Wandschichtströmungen mit der Geschwindigkeitsskalierung aus Gleichung (6.16) verglichen. Zu diesem Zweck wurde in jeder Höhe y der Messung die maximale Geschwindigkeitsamplitude in vertikaler Richtung $|v_M(y)|$ für alle vier Messperioden ermittelt und in Unterabbildung (a) dargestellt. In Unterabbildung (b) ist der Betrag der dimensionsbehafteten, skalierten Geschwindigkeit $|v_S| = |V_S U_0|$ ebenfalls zu den Zeiten der vier Messperioden dargestellt.

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile zeigen, dass die obere Wandschichtströmung deutlich höhere Geschwindigkeiten erreicht. So ist beispielsweise die obere Wandschichtströmung während der ersten Messperiode T_1 um einen Faktor von 3,2 schneller als die untere. Weiterhin zeigen die Profile, dass beide Wandschichtströmungen ausgehend von ihrem jeweiligen Ursprung zunächst stark beschleunigen, dann auf ihrem Weg zum Bereich der Thermokline ihre maximale Geschwindigkeit erreichen und dann wieder stark abgebremst werden. In der Mitte erreichen schließlich beide eine Geschwindigkeit von Null. Die Positionen, an denen die beiden Wandströmungen ihre maximale Geschwindigkeitsamplitude erreichen, wandern im Zeitverlauf von anfänglich $y/H \approx 0,3$ bzw.

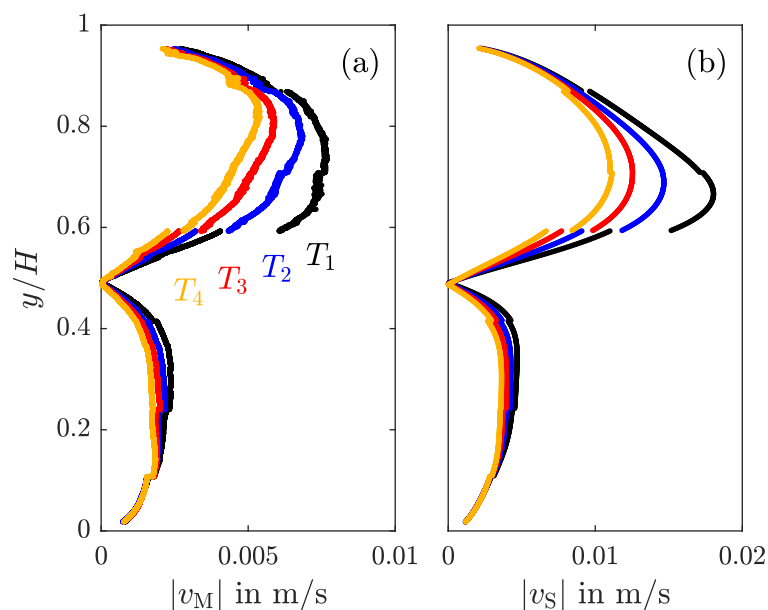


Abbildung 6.6: Vergleich der gemessenen Geschwindigkeitsamplitude (a) mit der skalierten Geschwindigkeitsamplitude aus Gleichung (6.16) (b).

$y/H \approx 0,7$ jeweils in Richtung des oberen bzw. unteren Endes der Messzelle. Dieses Verhalten konnte analog bei der Position der großskaligen Wirbelmittelpunkte aus Abbildung 6.1 beobachtet werden.

Beim Betrachten der Form der vier Geschwindigkeitsprofile zeigt sich, dass sie einander sehr stark ähneln. Einzig das Profil der ersten Messperiode bildet hier eine Ausnahme, dessen Form sich insbesondere im Bereich von $y/H \approx 0.6$ von den anderen unterscheidet. Dies weist darauf hin, dass das System während T_1 noch nicht seinen quasi-stationären Zustand erreicht hat. Ein anderer Grund für die abweichende Form des Geschwindigkeitsprofils könnte auch sein, dass sich das Gesamtsystem genau zu Beginn am stärksten ändert, wie schon die Exergieanalyse aus Kapitel 4 gezeigt hat. Möglicherweise liegt deshalb zu Beginn eine leicht andere Strömungsstruktur vor, welche sich dann ändert. Weiterhin fällt beim Vergleich der unterschiedlichen Profile auf, dass die Änderung der Geschwindigkeit insbesondere um den Bereich der Maximalamplitude stattfindet. Am oberen und unteren Ende der Messzelle, also den Anfangsbereichen beider Wandströmungen, ändert sich die Geschwindigkeit kaum. Diese Beobachtung stimmt gut mit den gezeigten Temperaturdifferenzprofilen aus Abbildung 6.4(a) überein, welche ebenfalls nur sehr geringe Änderungen im oberen und unteren Bereich gezeigt haben. Da die Temperaturdifferenz den Antrieb der Strömung bildet war daher auch davon auszugehen, dass sich die Geschwindigkeit an diesen Positionen ebenfalls nicht stark ändert.

Beim Vergleich der in Abbildung 6.6(b) gezeigten Profile der skalierten Geschwindigkeit mit den gemessenen Profilen ist qualitativ eine hohe Übereinstimmung zu erkennen. Insbesondere der Bereich der unteren Wandströmung weist eine sehr ähnliche Profilform

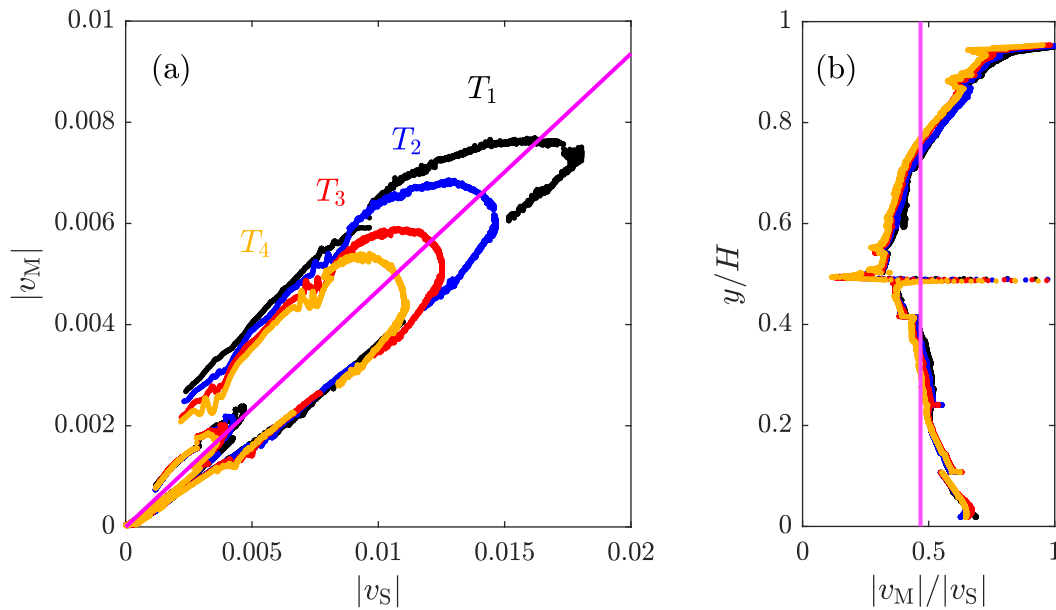


Abbildung 6.7: (a) Streudiagramm zwischen gemessener Geschwindigkeit $|v_M|$ und skaliertem Geschwindigkeit $|v_S|$. (b) Vertikale Profile der Skalierungskoeffizienten $|v_M|/|v_S|$ der vier Messperioden. Die magentafarbene Linie aus Abbildung (a) stellt die lineare Regression der beiden Geschwindigkeiten über alle vier Messperioden dar. In Abbildung (b) resultiert daraus der dargestellte, mittlere Skalierungskoeffizient (ebenfalls als magentafarbene Linie).

auf. Im Bereich der oberen Wandströmung sind etwas größere Unterschiede bemerkbar, da die gemessenen Profile weniger spitz auf die Maximalamplitude zulaufen und stattdessen zwei Bereiche mit stärkeren Geschwindigkeitsänderung aufweisen. Diese liegen etwa im Bereich von $0,6 \leq y/H \leq 0,8$.

Beim quantitativen Vergleich fällt zudem auf, dass die skalierten Geschwindigkeiten etwa doppelt so hoch wie die gemessenen sind. Allerdings geht es bei der Skalierungsanalyse auch nicht um eine genaue quantitative Abschätzung der Geschwindigkeiten, sondern viel mehr um eine Abschätzung der Größenordnung und der Ausprägung der Strömungsstruktur. Beide dieser Punkte wurden hier trotz leichter Abweichungen der Profilformen erreicht.

Um dennoch genauer zu prüfen, wie die theoretisch berechnete Geschwindigkeit mit der gemessenen skaliert, ist in Abbildung 6.7(a) das Streudiagramm der beiden Geschwindigkeiten und in Abbildung 6.7(b) die vertikalen Profile der Skalierungskoeffizienten $|v_M|/|v_S|$ aller vier Messperioden dargestellt. Zudem wurde eine lineare Regression für das Streudiagramm gemäß $|v_M| = C_S |v_S|$ durchgeführt, wobei ein Ordinatenabschnitt von Null vorgegeben wurde. Das Ergebnis dieser Regression ist als magentafarbene Linie dargestellt und ergibt in Abbildung 6.7(b) den gleichfarbig dargestellten, mittleren Skalierungskoeffizienten C_S .

Würde die in Gleichung (6.16) aufgestellte Skalierungsrelation exakt dem gemessenen Strömungsverhalten entsprechen, so würden alle Punkte in Abbildung 6.6(a) auf einer schrägen Linie angeordnet sein und es würde $v_M \sim v_S$ gelten. Dies ist hier zwar nicht der Fall, allerdings folgen große Teile der Streuung tatsächlich zunächst einer fast geraden Linie von unten links nach oben rechts, wo sie dann in eine dazu parallel verlaufende Linie abzweigen. Ebenso ist eine weitere Abzweigung im Bereich der niedrigeren Geschwindigkeiten zu erkennen. Beim Vergleich mit Abbildung 6.6(b) wird klar, dass diese Abzweigungen aus dem oberen bzw. unteren Bereich des Modellexperiments stammen, also den Bereichen von $0,7 \leq y/H \leq 1$ und $0 \leq y/H \leq 0,2$. Dies zeigt, dass die Skalierungsanalyse für die Anfangsbereiche der Wandschichtströmungen noch stärker mit den Messergebnissen korreliert und dann mit fortschreitender Lauflänge der Wandschichtströmungen leicht abweicht. Dabei fällt abermals auf, dass die Übereinstimmung für die untere Wandschichtströmung besser ist als für die obere, da dort nicht so große Abweichungen vom mittleren Skalierungskoeffizienten auftreten. Die sehr starke Varianz der Skalierungskoeffizienten im Bereich von $y/H = 0,5$ resultiert aus einer nicht perfekten Überlappung der Positionen, an denen die skalierte und die gemessene Geschwindigkeit Null erreichen.

Obwohl die Skalierungsanalyse nicht in jeder Höhe gleich gute Übereinstimmung mit den Messungen liefert, wird deutlich, dass sie die zeitlichen Änderungen der Strömung sehr gut abbildet. Dies wird aus der starken Überlappung aller vier Profile aus Abbildung 6.7(b) deutlich. Das zeitliche Strömungsverhalten wird insbesondere durch den Term aus Gleichung (6.14) repräsentiert und war eine der wesentlichen Anpassungen der Skalierungsanalyse im Vergleich zur Untersuchung von LIN, ARMFIELD und MORGAN.

6.5 Fazit

In diesem Kapitel wurden die grundlegenden Eigenschaften natürlicher Konvektion in thermischen Schichtenspeichern charakterisiert. Die PIV-Messungen entlang der vertikalen Aluminium-Seitenwand haben gezeigt, dass sich aufgrund des Wärmestroms in der Seitenwand zwei aufeinander zuströmende parasitäre Wandschichtströmungen ausbilden. Dabei werden beide Strömungen vor dem Aufeinandertreffen bereits stark abgebremst. Dieser Effekt geht mit dünneren Geschwindigkeitsgrenzschichten innerhalb der Thermokline einher und es bilden sich gleichzeitig an die Wandschichtströmungen angrenzende Rückströmungsgebiete aus.

Mit Hilfe von Temperaturmessungen wurde der Charakter des Strömungsantriebs, nämlich der lokalen Temperaturdifferenz zwischen vertikaler Platte und angrenzendem Fluid, genauer untersucht. Während die Temperaturdifferenz in den homogen temperierten Bereichen der thermischen Schichtung noch moderat ist, steigt sie in der Nähe der Thermokline deutlich an. Dabei werden lokale Extremstellen der Temperaturdifferenz am oberen und unteren Ende der Thermokline erreicht. In der Mitte der Thermokline wechselt sich das Vorzeichen der Temperaturdifferenz, was auch die gegensätzlichen Strömungsrichtungen der Wandschichtströmungen erklärt.

Beim Versuch die Strömungen mit theoretischen Methoden zu beschreiben wurde gezeigt, dass sich die lokale Rayleigh-Zahl hierzu – im Gegensatz zum Grundlagenexperiment der vertikalen, beheizten Platte – nicht gut eignet. Stattdessen wurde eine Skalierungsanalyse durchgeführt, welche auf Ergebnissen aus der Literatur aufbaut und an die speziellen Gegebenheiten des hier vorliegenden Experiments angepasst wurde. Ergebnis der Analyse ist ein theoretisch hergeleitetes Skalierungsgesetz für die vertikale Geschwindigkeit innerhalb der Wandschichtströmungen. Ein Vergleich der Theorie mit den Messungen zeigt eine gute, wenn auch nicht perfekte Übereinstimmung. Durch die Interpretation dieses Skalierungsgesetzes zeigt sich, dass die thermische Schichtung wesentlich für die Reduzierung der Strömungsgeschwindigkeit in den Wandschichtströmungen verantwortlich ist. Zudem sind die beobachteten Rückströmungsgebiete eine Folge dieser Abbremsung in der Thermokline. Da die Skalierungsanalyse lediglich auf Temperaturmesswerten aufbaut, erlaubt sie Abschätzungen über die Strömungsvorgänge in anderen thermischen Energiespeichern, welche nicht über optische Zugänge verfügen.

7 Instationäres Verhalten von Konvektionsströmungen in thermischen Schichtenspeichern

7.1 Einleitung

Nachdem in den Auswertungen des letzten Kapitels das grundsätzliche Strömungsverhalten entlang der vertikalen Seitenwand beschrieben wurde, wird in diesem Kapitel auf das instationäre Verhalten der Wandschichtströmungen und dessen Auswirkung auf die Fernfeldströmung in der Speicherzelle eingegangen. Aufgrund der zweiminütigen Messperioden im letzten Kapitel konnten bereits erste Beobachtungen zum instationären Strömungsverhalten in der Messzelle gemacht werden. Dabei wurde festgestellt, dass die untere Wandschichtströmung ein quasi-stationäres Verhalten aufweist. Dies bedeutet, dass sie keinen klar erkennbaren Fluktuationen unterlag, sondern laminar entlang der vertikalen Platte strömte. Wie die zeitgemittelten Geschwindigkeitsfelder aus Abbildung 6.1 gezeigt haben, ändert sich zwar die Geschwindigkeit und die Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht im Laufe der Zeit, dies geschieht jedoch über längere Zeiträume. Kurzzeitige Fluktuationen der Strömung konnten hier hingegen nicht festgestellt werden. In der oberen Wandschichtströmung wurden hingegen deutliche Fluktuationen der Strömungsgeschwindigkeit und Grenzschichtdicke auf einer Zeitskala von nur einigen Sekunden beobachtet. Dies trat insbesondere während der ersten beiden Messperioden auf. Da solche Fluktuationen ein hohes Potential aufweisen, den Wärmeübergang an der Wand als auch die Durchmischung der thermischen Schichtung drastisch zu erhöhen, ist es notwendig die zugrundeliegenden Mechanismen zu verstehen. Darauf aufbauend können dann effektive Maßnahmen zur Vermeidung oder Minderung dieser Vorgänge entwickelt werden.

Aus diesen Gründen werden in diesem Kapitel die Ergebnisse der kontinuierlichen Messungen über längere Zeiträume, deren Durchführung in Abschnitt 3.4.2 erläutert wurde, analysiert. Da diese Messungen sowohl Daten aus der Wandströmung selbst als auch aus dem Fernfeld der Aluminiumplatte beinhalten, können eventuell auftretende Strömungsphänomene aus beiden Regionen miteinander verglichen und in Verbindung gebracht werden. Ziel dieser Analysen ist die allgemeine Charakterisierung der fluktuierenden Strömung und das Bestimmen der zugrundeliegenden physikalischen Ursachen. Anschließend sollen – wie auch schon im vorangegangenen Kapitel – theoretische Vorhersagemodelle entwickelt werden, um beispielsweise die Position und Ausprägung der Fluktuationen auch für andere Speichersysteme abschätzen zu können. Dies könnte dann dazu beitragen effektivere digitale Zwillinge von thermischen Energiespeichern zu entwickeln und deren Einsatz in erneuerbaren Kraftwerken besser und effektiver steuern bzw. regeln zu können.

Die Ergebnisse, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, sind zu großen Bestandteilen

in [154] veröffentlicht¹⁵.

7.2 Langzeitströmungsmessungen aus dem wandnahen Bereich und dem Fernfeld der vertikalen Platte

Abbildung 7.1 zeigt einen Überblick über die Strömung in dem untersuchten wandnahen Bereich. Es wurde diese spezielle vertikale Position als Messposition ausgewählt, da gemäß den zeitgemittelten Messungen in etwa diesem Bereich die höchsten Fluktuationen in der Strömung zu erwarten waren. In Unterabbildung (a) ist der zeitliche Mittelwert der vertikalen Geschwindigkeitskomponente v aus der Langzeitmessung dargestellt. Wie nach dem vorangegangenen Kapitel zu erwarten war, ist hier die vertikale Wandschichtströmung zu sehen, welche in der Höhe des Messbereichs nach unten strömt und sich in Strömungsrichtung verlangsamt und schmaler wird, da sie in den Bereich der Thermokline vordringt. Ebenso ist auch hier das an die Wandschichtströmung angrenzende Rückströmungsgebiet mit positiven Geschwindigkeitswerten deutlich erkennbar. Im Abstand von mehr als 13 mm zur vertikalen Platte liegt dann nahezu keine vertikale Strömung mehr vor.

Um nun zu verdeutlichen, dass diese Wandschichtströmung zeitlichen Fluktuationen unterliegt, wurde aus den instantanen Feldern der vertikalen Geschwindigkeitskomponente das Skalarfeld der Standardabweichung σ_v über den Messzeitraum von 40 min berechnet. Diese Standardabweichung ist in Unterabbildung (b) dargestellt. Damit in diese Standardabweichung nur der Einfluss der kurzzeitigen Fluktuationen $v'(t)$ aber nicht das transiente Verhalten der Strömung über lange Zeiträume eingeht, wurde vor der Berechnung von σ_v der gleitende Mittelwert $v_{GM}^{(1000)}(x, y, t)$ der Eingangsgröße über 1000 Zeitschritte berechnet und von den Originalzeitreihen der Geschwindigkeit $v(x, y, t)$ abgezogen:

$$v'(x, y, t) = v(x, y, t) - v_{GM}^{(1000)}(x, y, t). \quad (7.1)$$

Unterabbildung (c) zeigt diese Vorverarbeitung für eine exemplarische Zeitreihe aus der Position $(x, y) = (3 \text{ mm}, 500 \text{ mm})$.

Das Feld der Standardabweichung aus Abbildung 7.1(b) zeigt, dass insbesondere die Wandschichtströmung deutlich im Zeitverlauf schwankt, da die höchsten Werte der Standardabweichung $\sigma_v = 1,1 \text{ mm s}^{-1}$ je nach Höhe zwischen einem Wandabstand von $x = 3,1 \text{ mm}$ und $x = 2,4 \text{ mm}$ vorzufinden sind. In kleineren Abständen zur Seitenwand nimmt die Standardabweichung ab, da die Geschwindigkeit der Wandschichtströmung hier aufgrund der Haftrandbedingung gegen Null läuft und somit auch die Absolutwerte der Standardabweichung abnehmen müssen. Es fällt auf, dass die Positionen der höchsten Standardabweichungen nicht mit den Positionen der höchsten Geschwindigkeiten aus (a) übereinstimmen. Stattdessen treten die stärksten Fluktuationen

¹⁵Die angegebene Quelle wurde zum Zeitpunkt der Einreichung dieser Arbeit bereits angenommen und befindet sich im Druck.

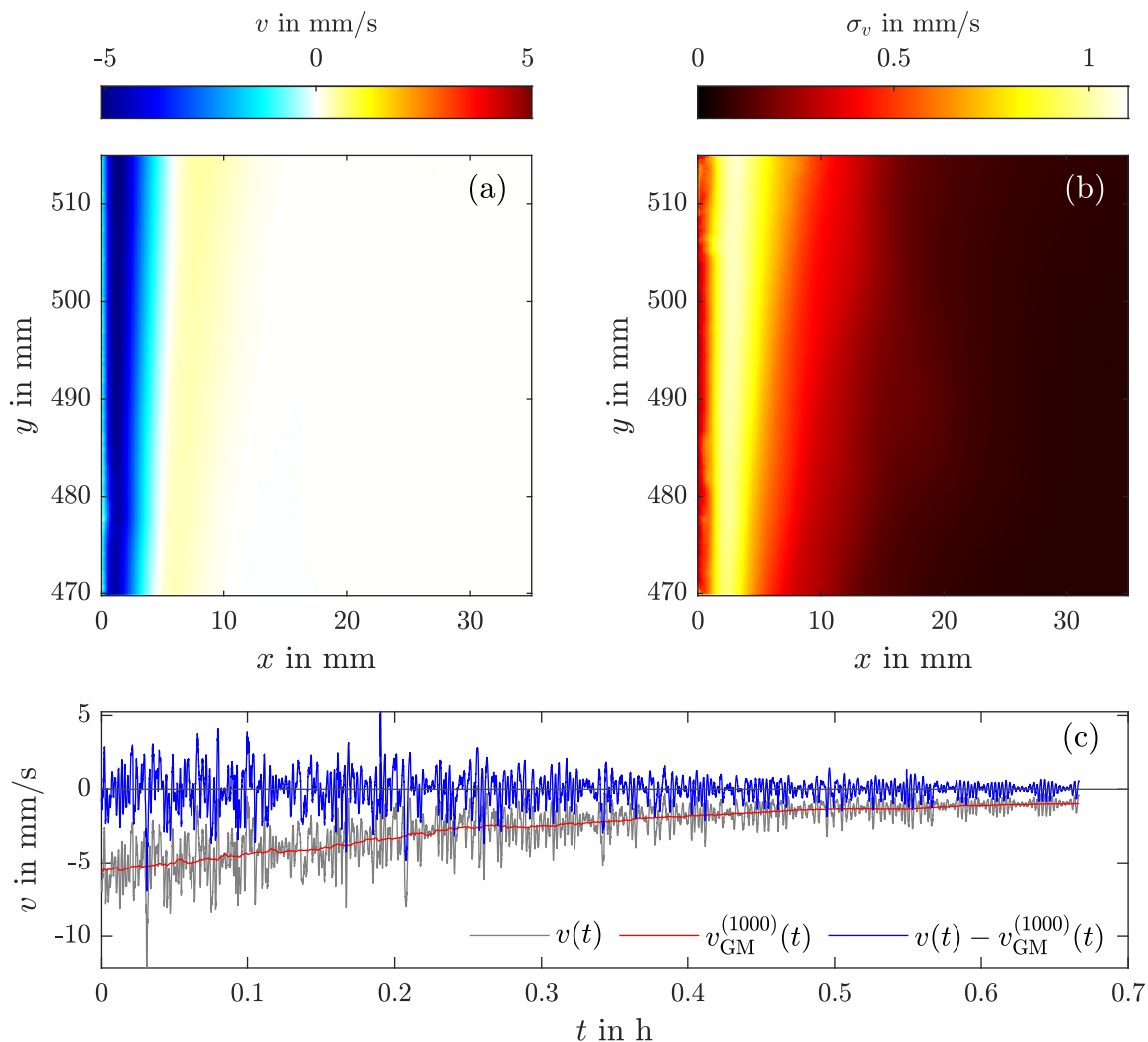


Abbildung 7.1: (a) Zeitlicher Mittelwert der vertikalen Geschwindigkeitskomponente v über die komplette Dauer der Langzeitmessung im wandnahen Bereich. (b) Verdeutlichung der Fluktuation des Geschwindigkeitsfeldes anhand der Standardabweichung σ_v der in (a) dargestellten, vertikalen Geschwindigkeitskomponente. Da die Gesamtströmung im Zeitverlauf immer weiter abklingt, wurde vor der Berechnung der Standardabweichung der gleitende Mittelwert der Strömung vom instantanen Geschwindigkeitsfeld subtrahiert, sodass nur Fluktuationen auf kleinen Zeitskalen mit in die Standardabweichung eingehen. (c) Exemplarische Zeitreihe (Position: $(x, y) = (3 \text{ mm}, 500 \text{ mm})$) und deren Vorverarbeitung zur Berechnung der Standardabweichung für Unterabbildung (b).

nen (höchste Standardabweichungen) in etwas größerem Wandabstand auf. Eine mögliche Erklärung dafür könnte die Beobachtung sein, dass die Fluktuationen in Form von wirbelartigen Strömungsstrukturen auftreten, wobei sich nicht nur die Geschwindigkeit, sondern auch die Dicke der Wandschichtströmung temporär ändert. Somit waren diese Wirbel in horizontaler Richtung teils deutlich dicker als die in Abbildung 7.1(a) dargestellte Wandschichtströmung. Dies konnte in instantanen Bildern der Strömung beobachtet werden und wird im Folgenden noch anhand einer Raum-Zeit-Darstellung der Wandschichtströmung zu bemerken sein. Abschließend ist in der Darstellung der Standardabweichung noch zu erkennen, dass die Fluktuationen auch in Richtung des Fernfeldes der vertikalen Wand immer weiter abnehmen. Dabei klingen die Fluktuationen bis zum rechten Rand des Sichtfeldes allerdings noch nicht komplett ab, da sie dort immer noch im Bereich zwischen $\sigma_v(x = 35 \text{ mm}, y = 515 \text{ mm}) = 0,07 \text{ mm s}^{-1}$ und $\sigma_v(x = 35 \text{ mm}, y = 470 \text{ mm}) = 0,06 \text{ mm s}^{-1}$ liegen.

Abbildung 7.1(c) zeigt schließlich sehr anschaulich, wieso die Unterteilung der Strömung in einen quasi-stationären Zustand, der durch ein langsames Abklingen der Strömung über einen relativ großen Zeitraum gekennzeichnet ist, und einen kurzzeitigen Fluktuationsanteil sinnvoll ist. Das quasi-stationäre Verhalten wird dabei durch die rote Linie des gleitenden Mittelwertes verdeutlicht. Sie zeigt, dass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Wandströmung an dieser Stelle von anfänglich $-5,7 \text{ mm s}^{-1}$ auf $-1,0 \text{ mm s}^{-1}$ am Ende der Zeitreihe immer weiter abnimmt. Die blaue Kurve zeigt hingegen, dass das Strömungsfeld gleichzeitig von sehr starken, aber kurzzeitigen Fluktuationen überlagert wird. Außerdem ist anhand des blauen Fluktuationsanteils auch zu sehen, dass die Amplitude der Schwankungen ebenfalls mit der Zeit abklingt. So sind am Ende der Zeitreihe nur noch Ausschläge im Bereich von $\pm 0,8 \text{ mm s}^{-1}$ zu beobachten, während zu Anfang Geschwindigkeitsschwankungen im Bereich von $\pm 4 \text{ mm s}^{-1}$ auftreten konnten. Außerdem ist besonders auffällig, dass am Ende der Zeitreihe sehr periodische Fluktuationen auftreten. Dabei scheint eine hohe Frequenz von einer niedrigeren überlagert zu sein, da auch die Amplitude der Schwingung periodisch variiert. Um dieses Verhalten weiter zu analysieren, werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels tiefergehende Analysen der in den Zeitsignalen enthaltenen Frequenzen durchgeführt.

Bevor diese Frequenzanalysen durchgeführt werden, wird analog zu Abbildung 7.1 auch eine grundlegende Beschreibung der Fernfeldmessung durchgeführt. Mit Hilfe dieser Messung werden dann ebenfalls Frequenzanalysen durchgeführt, um die Auswirkungen der Wandströmung auf den Fernfeldbereich zu bestimmen. Abbildung 7.2(a) zeigt somit das zeitgemittelte Feld der vertikalen Geschwindigkeitskomponente aus dem Fernfeldbereich sowie das zugehörige Feld der Standardabweichung in Unterabbildung (b). Die Standardabweichung wurde analog zu dem Vorgehen aus Abbildung 7.1 berechnet, weshalb darauf verzichtet wurde noch einmal eine Beispielzeitreihe und deren Weiterverarbeitung darzustellen. In x -Richtung deckt diese Messung die komplette Breite der Messzelle ab ($0 \text{ mm} \leq x \leq 375 \text{ mm}$), wobei die Geschwindigkeiten an der Aluminiumplatte und an der gegenüberliegenden Seitenwand in den Bereichen $0 \text{ mm} \leq x \leq 8 \text{ mm}$ bzw. $370 \text{ mm} \leq x \leq 375 \text{ mm}$ zu hoch für die gewählte Messfrequenz waren, sodass eine

sinnvolle Auswertung der Rohbilder in diesen Bereich nicht möglich war. Daher sind diese Bereiche in beiden Unterabbildungen ausgegraut.

Beim Betrachten des mittleren Geschwindigkeitsfeldes aus Abbildung 7.2(a) fallen zunächst zwei vertikale Strömungsstrukturen an den beiden Seiten des Modellraums auf. Auf der linken Seite ist hier das (rote) Rückströmungsgebiet der Wandschichtströmung zu sehen. Direkt daran angrenzend zeigt sich, dass auch diese Rückströmung noch einmal eine angrenzende Gegenströmung besitzt (angrenzender dunkelblauer Bereich), was in den Messungen aus dem letzten Kapitel noch nicht eindeutig hervorging. Da für diese Messung allerdings eine sehr niedrige Messfrequenz von 0,5 Hz gewählt wurde, um die sehr geringen Geschwindigkeiten im Fernfeld aufzulösen, kommt diese zweite Strömungsumkehr der Wandschichtströmung hier zum Vorschein. Das Entstehen dieses zweiten Rückströmungsgebietes kann analog zum ersten mit einem Überschwingen von ausgelenkten Fluidpartikeln aus ihrer Ruhelage in der thermischen Schichtung erklärt werden (siehe Diskussion der Prandtl-Zahl in Abschnitt 6.3).

Auf der rechten Seite des Messbereichs ist ebenfalls eine vertikale Strömungsstruktur sichtbar, die nach unten gerichtet ist und ebenfalls ein links daran angrenzendes Rückströmungsgebiet aufweist, in dem das Wasser nach oben strömt. Der Grund für diese Strömung liegt in der Abkühlung der Wasserschicht nahe der Außenwand des Modellraumes bei $x = 375$ mm. Da hier ein Spalt in der äußeren Isolierung für die Einkopplung des Laser-Lichtschnitts vorliegt, treten hier im Bereich der heißen Schicht offenbar deutliche Wärmeverluste auf, wodurch ebenfalls eine Konvektionströmung entlang der Wand angeregt wird.

Der Bereich zwischen diesen beiden seitlichen Begrenzungen des Messfeldes ist wiederum durch deutlich niedrigere Geschwindigkeiten gekennzeichnet. Dabei stellt sich unterhalb von $y = 500$ mm eine Zone heraus, in der das Wasser offenbar abwärts strömt. Oberhalb dieser Zone strömt es in die entgegengesetzte Richtung. Der Grund für dieses Verhalten kann aus den hier durchgeführten Messungen nicht direkt abgeleitet werden. Allerdings ist eine großskalige dreidimensionale Strömungsstruktur die naheliegendste Erklärung, da andernfalls der Massenerhalt für diesen Bereich nicht erklärbar ist. Auf eine tiefergehende Untersuchung dieses Verhaltens wurde im Rahmen dieser Arbeit jedoch verzichtet, da dies in einem Modellexperiment mit einer realistischeren Speichergeometrie durchgeführt werden sollte. Für die Untersuchung von Strömungsfluktuationen, welche auf eher kleinen Längenskalen auftreten und welche nicht von der Speichergeometrie abhängen, ist die quaderförmige Messzelle gut geeignet. Zur Untersuchung der großskaligen Umlaufströmungen in thermischen Schichtenspeichern sollte hingegen ein zylinderförmiges Modellexperiment genutzt werden, da diese Strömungsform deutlich von der Geometrie beeinflusst werden kann.

Dass in der Mitte des Modellraumes zumindest einige Strömungsfluktuationen vorliegen, wird anhand von Abbildung 7.2(b) deutlich. Die dort dargestellte Standardabweichung zeigt zwar, dass die größten Fluktuationen der Strömung in den Bereichen der beiden äußeren Vertikalströmungen auftreten, allerdings sind auch in der Mitte des Modellraumes Fluktuationen vorhanden, wie die berechnete Standardabweichung mit

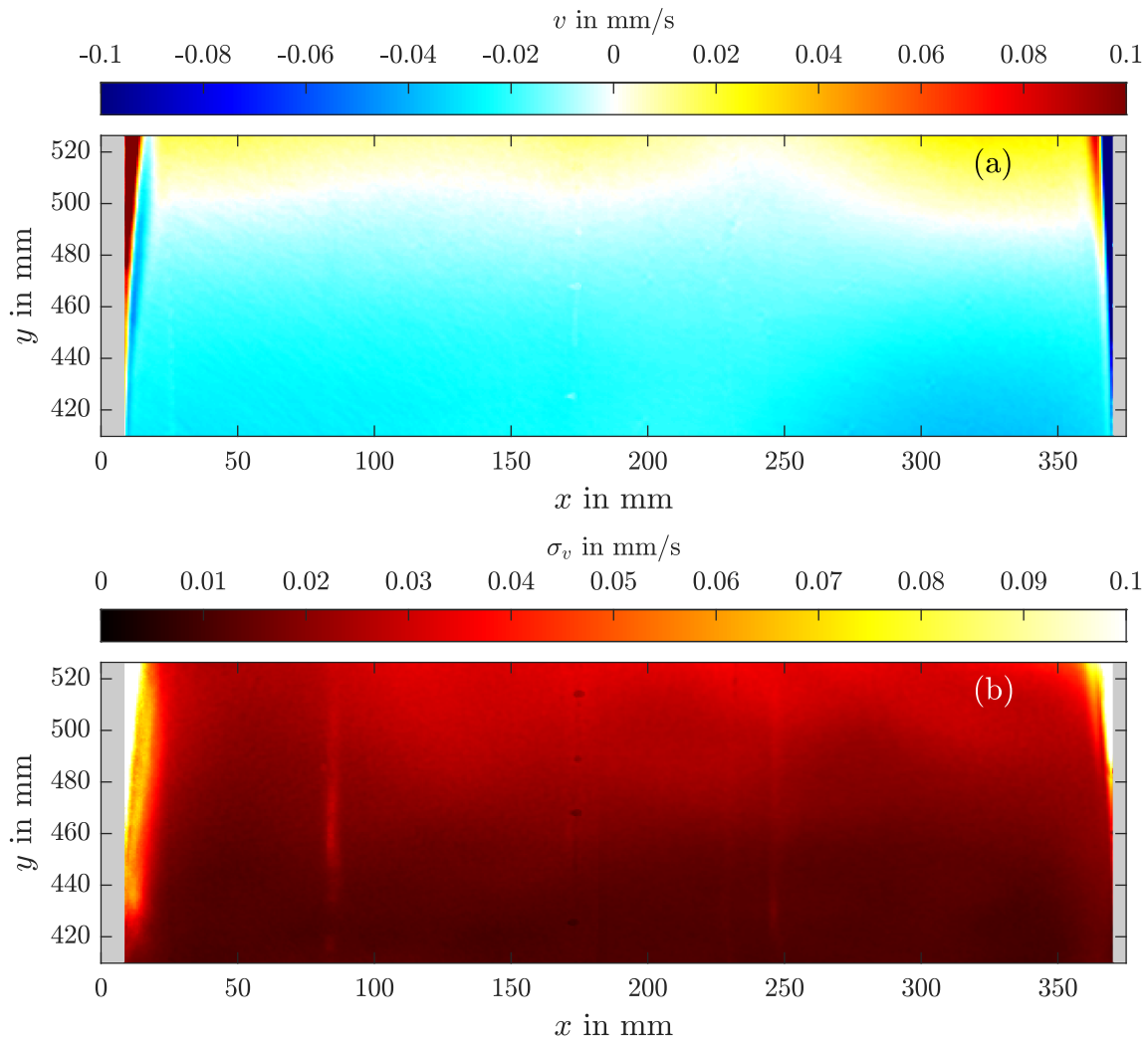


Abbildung 7.2: (a) Zeitlicher Mittelwert der vertikalen Geschwindigkeitskomponente v über die komplette Dauer der Langzeitmessung im Fernfeldbereich der vertikalen Aluminiumplatte. (b) Standardabweichung σ_v der in (a) dargestellten vertikalen Geschwindigkeitskomponente. Die Berechnung der Standardabweichung wurde analog zu dem Vorgehen in Abbildung 7.1(c) durchgeführt. Bereiche, welche aufgrund zu hoher Geschwindigkeiten nicht sinnvoll ausgewertet werden konnten, sind als graue Flächen gekennzeichnet.

$\sigma_v > 0$ beweist. Die heller hervortretenden Stellen bei $x \approx 85$ mm und $x \approx 250$ mm sind durch ungewollte Lichtreflexionen innerhalb des Experimentes entstanden und haben, ebenso wie die dunkleren Stellen durch Reflexionen an der Temperaturmesslanze bei $x \approx 185$ mm, keine Relevanz für die weiteren Untersuchungen.

7.3 Analyse charakteristischer Frequenzen der instationären Strömung

Nach der generellen Vorstellung der beiden durchgeführten Langzeitmessungen im vorangegangenen Abschnitt werden hier nun die Fluktuationen untersucht. Zu diesem Zweck sind in Abbildung 7.3 zunächst die Raum-Zeit-Diagramme der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten beider Messungen dargestellt. Unterabbildung (a) zeigt dabei die Messung der Wandschichtströmung. Die dargestellten Messwerte entsprechen dem Geschwindigkeitsprofil entlang der horizontalen Achse ($0 \text{ mm} \leq x < 35 \text{ mm}$) in der Höhe $y = 500 \text{ mm}$ für den Zeitraum von $0 \text{ min} \leq t < 40 \text{ min}$. Analog dazu zeigt Unterabbildung (b) das Raum-Zeit-Diagramm der Fernfeldmessung, wobei die Messwerte hier ebenfalls aus der Höhe $y = 500 \text{ mm}$ entnommen wurden und der Zeitraum identisch ist.

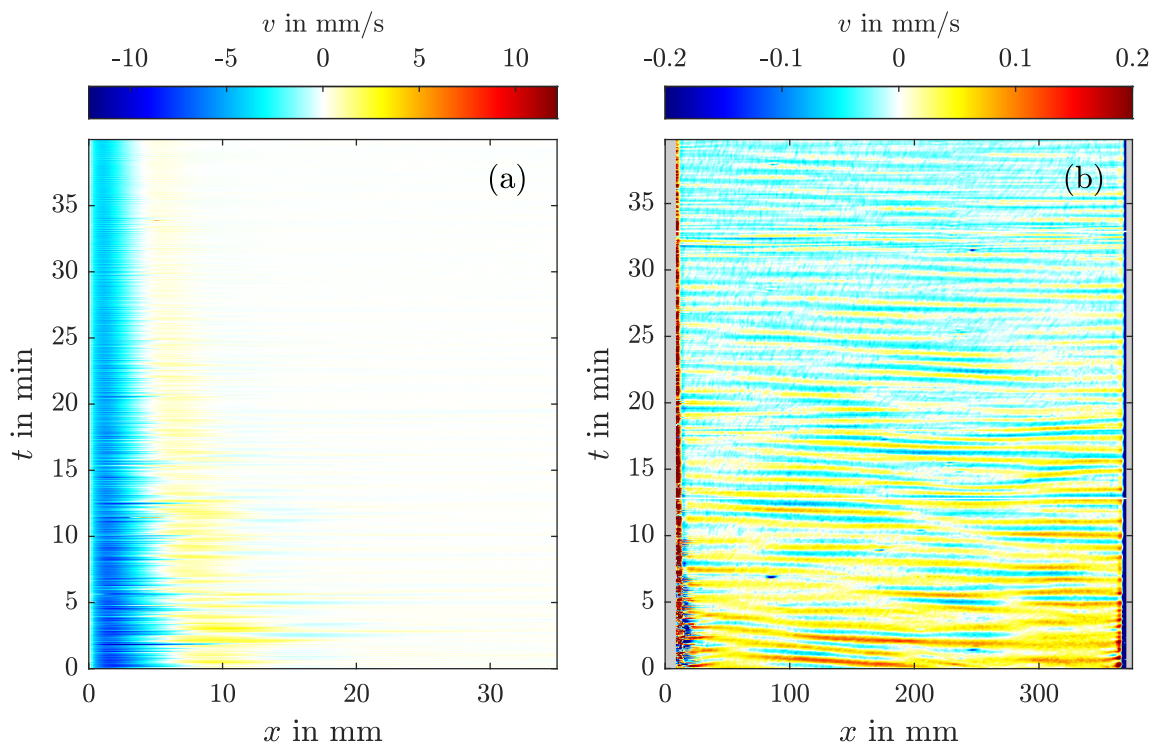


Abbildung 7.3: Zeitliche Entwicklung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente entlang einer horizontalen Achse in der Höhe $y = 500 \text{ mm}$ ($y/H = 0,67$) und über den Zeitraum $0 \text{ min} \leq t < 40 \text{ min}$ für (a) die Langzeitmessung der Wandschichtströmung und (b) die Langzeitmessung im Fernfeld der vertikalen Platte.

Abbildung 7.3(a) zeigt die vertikale Wandströmung mit den negativen Geschwindigkeitswerten nahe der Wand. Mit Blick auf den kompletten Messzeitraum nimmt der Ausschlag dieser negativen Werte immer weiter ab und gleichzeitig verliert die Wandschichtströmung dabei an Dicke. Gleiches gilt für die rechts daran anschließende Rückströmung, welche durch die gelben, positiven Geschwindigkeitswerte gekennzeichnet ist. Diese Beobachtungen stimmen somit mit den Ergebnissen der zeitlich gemittelten Messungen aus Abbildung 6.1 gut überein. Darüber hinaus zeigt diese Darstellung nun zusätzlich die bereits erwähnten Fluktuationen in der Wandschichtströmung. Dies ist daran zu erkennen, dass die Wandströmung auf sehr kurzen Zeiträumen ihre Dicke ebenfalls immer wieder ändert und dabei zwischen niedrigeren und höheren Geschwindigkeiten hin und her schwankt. Dadurch ergibt sich die erkennbare streifenförmige Darstellung der Wandströmung, wobei die Dicke (die vertikale Ausdehnung) der Streifen das Zeitintervall definiert, über welchem die Schwankung stattfindet. Im Bereich rechts der Wandströmung zeigt sich, dass diese Fluktuationen auch im Bereich der Rückströmung und in noch weiterer Entfernung zur Wandoberfläche vorliegen.

Vergleicht man nun die Ergebnisse der Fernfeldmessung aus Abbildung 7.3(b) mit den Ergebnissen der Wandschichtströmung aus Abbildung 7.3(a), so zeigt sich, dass dort ein prinzipiell ähnliches Verhalten zu beobachten ist. Auch hier sind streifenförmige Muster zu erkennen, welche Fluktuationen in der Strömung über den kompletten Zeitraum aufzeigen. Ein wesentlicher Unterschied liegt hier jedoch in der Dauer dieser Fluktuationen, da sie basierend auf den dickeren Streifen ein größeres Zeitintervall abdecken. Insgesamt lässt sich zudem über die gesamte Messdauer ein Trend von eher positiven hin zu eher negativen Geschwindigkeitswerten feststellen (Entwicklung von gelb nach blau entlang der Zeitachse). Die Ursache für diesen Trend könnte ebenfalls mit den dreidimensionalen Strömungsstrukturen zusammenhängen, auf die in der Diskussion zu Abbildung 7.2 bereits hingewiesen wurde.

Insgesamt lässt sich also sagen, dass die Raum-Zeit-Diagramme der beiden Langzeitmessungen die Existenz von Strömungsfluktuationen belegen. Da die streifenförmigen Muster in beiden Fällen eine relativ konstante Dicke aufweisen lässt sich zudem folgern, dass die Fluktuationen periodisch auftreten. Abschließend kann nun noch die Ausrichtung der Streifenmuster interpretiert werden, da sie Rückschlüsse auf die Bewegungsrichtung der zugrundeliegenden Strömungsstrukturen erlaubt. Verlaufen die Streifen von unten links nach oben rechts, so bedeutet dies, dass die sich Strömungsstruktur im Zeitverlauf von links nach rechts bewegt hat. Verlaufen die Streifen hingegen von unten rechts nach oben links, so zeigt dies eine Bewegung von rechts nach links. Somit kann nun gefolgert werden, dass die Strömungsstrukturen innerhalb der Wandschichtströmung offensichtlich keine bedeutenden Bewegungen in x -Richtung durchlaufen, da das Streifenmuster keine Neigung aufweist und stattdessen horizontal verläuft. In der Fernfeldströmung weist das Muster dagegen immer wieder eine leichte Neigung auf, wobei die Ausrichtung zumeist von rechts unten nach links oben, teilweise jedoch auch umgedreht verläuft. Somit scheinen die zugrundeliegenden Strömungsstrukturen in der Fernfeldströmung einer leichten horizontalen Bewegung in beiden Richtungen zu unter-

liegen. Dies weist möglicherweise auf eine meanderförmige Strömungsbewegung hin, wie sie auch bereits in den Stromlinien der numerischen Voruntersuchungen aus Abbildung 5.7 als Teil der Umlaufströmung im Fernfeld zu erkennen war.

Im nächsten Schritt der Analyse wird nun geprüft, ob sowohl der Wandschichtströmung als auch der Fernfeldströmung jeweils eine charakteristische Frequenz zugeordnet werden kann, da bereits vermutet wird, dass die Fluktuationen periodisch auftreten. Zudem wird geprüft, in welchem Zusammenhang die möglichen charakteristischen Frequenzen mit dem Wandabstand stehen, da bereits beobachtet wurde, dass die Zeitintervalle der Fluktuation in der Wandschichtströmung kleiner als im Fernfeld sind. Aus diesen Gründen werden im Folgenden Zeitreihen aus den beiden Messungen von ausgewählten x -Positionen extrahiert und mit Hilfe der Welch-Methode das LDS der Zeitreihen berechnet. Anhand dieser Spektren werden dann dominante Frequenzen in den Zeitreihen als Frequenzspitzen sichtbar.

Abbildung 7.4 zeigt die resultierenden LDS für vier verschiedene x -Positionen. Dabei sind in Unterabbildung (a) die Spektren der vertikalen Geschwindigkeitskomponente dargestellt und in Unterabbildung (b) die Spektren der horizontalen Geschwindigkeitskomponente. Das schwarze und rote Spektrum stammt jeweils aus der Wandschichtströmungsmessung mit den Positionen $x_{\text{WS}} = 3 \text{ mm}$ bzw. $x_{\text{WS}} = 30 \text{ mm}$. Die orangen und blauen Spektren wurden aus der Fernfeldmessung berechnet, wobei hier ebenfalls der Wandabstand $x_{\text{FF}} = 30 \text{ mm}$ als direkter Vergleich zu der Wandströmungsmessung gewählt wurde. Zusätzlich dazu wurde noch eine Datenreihe mit dem Wandabstand $x_{\text{FF}} = 100 \text{ mm}$ analysiert, um Informationen über die Strömung im Fernfeld der Wand zu erhalten.

Zunächst werden die Spektren der Messung in Wandnähe betrachtet. Dabei zeigt das schwarze Spektrum der vertikalen Geschwindigkeitskomponente mit 3 mm Wandabstand, dass in dem Frequenzbereich von $10^{-2} \text{ Hz} \leq f \leq 10^{-1} \text{ Hz}$ alle Frequenzen etwa gleich stark in der Zeitreihe enthalten sind, bevor bei $f \approx 1,1 \times 10^{-1} \text{ Hz}$ das Spektrum stark abfällt. Bei eben dieser Frequenz zeigt das zugehörige Spektrum der horizontalen Geschwindigkeitskomponente ein deutlich herausgestelltes Maximum und fällt im Gegensatz zum Spektrum der vertikalen Komponente in beide Richtungen ab. Insbesondere das Spektrum der horizontalen Komponente deutet somit darauf hin, dass in diesem Frequenzbereich eine charakteristische Frequenz für die Wandschichtströmung vorliegt, was sich durch die vertikale Komponente allerdings nicht eindeutig bestätigt.

Die beiden roten Spektren, welche ebenfalls aus der wandnahen Messung jedoch aus einer Position außerhalb der Wandschichtströmung stammen, zeigen ebenfalls ein Maximum im Bereich der Frequenz $f \approx 10^{-1} \text{ Hz}$. Dadurch wird die Vermutung, dass in diesem Frequenzbereich die charakteristische Frequenz der Wandschichtströmung zu finden ist, bestärkt. Dabei ist allerdings interessant, dass diese Maxima der roten Spektren sowohl im Fall der vertikalen als auch der horizontalen Geschwindigkeitskomponente nicht das absolute Maximum der Verläufe darstellen. So zeigen beide Spektren jeweils ein weiteres lokales Maximum im Frequenzbereich $10^{-2} \text{ Hz} \leq f \leq 2 \times 10^{-2} \text{ Hz}$. Die Zeitreihe im Wandabstand von $x_{\text{WS}} = 30 \text{ mm}$ bestätigt somit nicht nur das Auftreten einer peri-

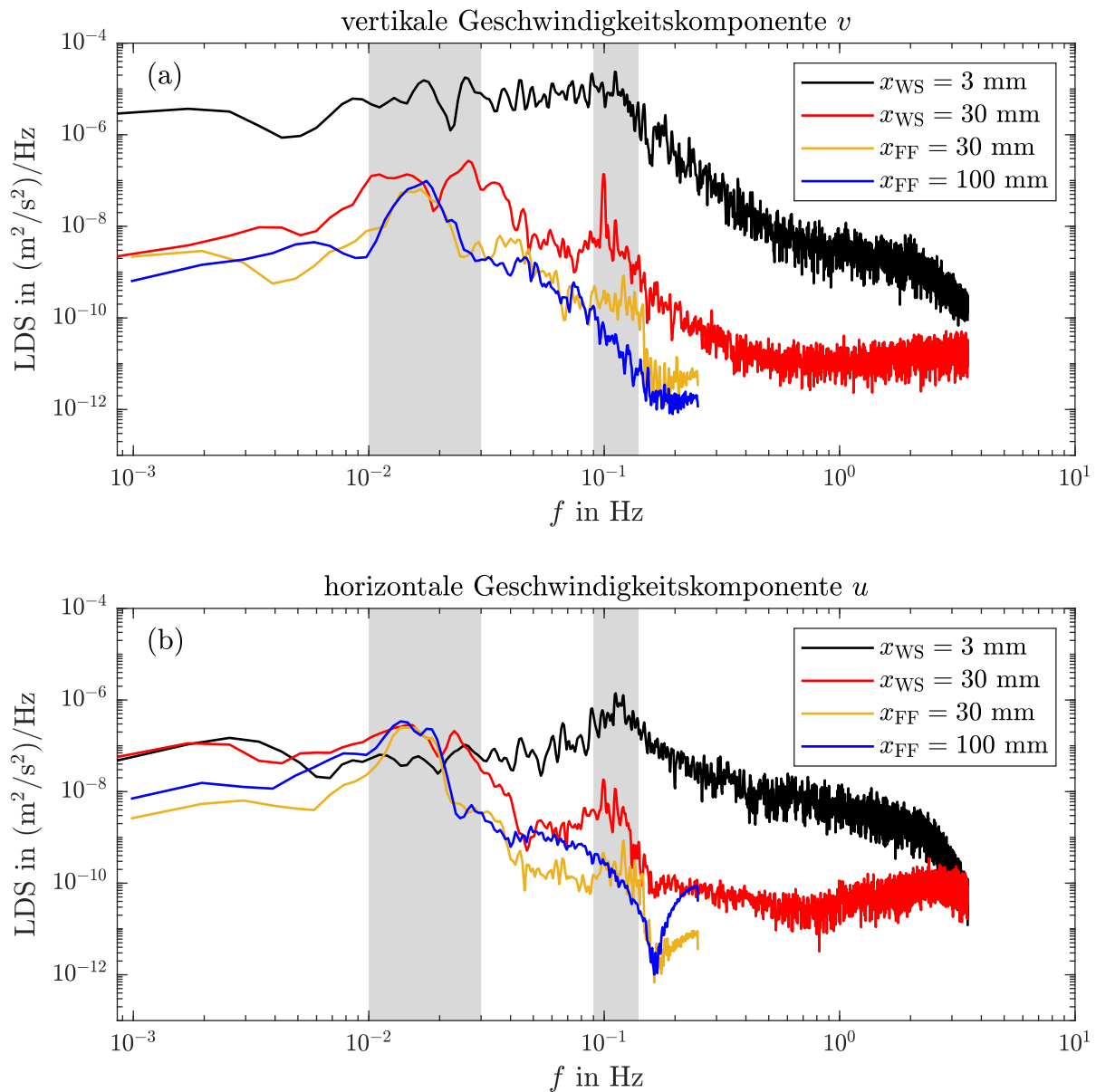


Abbildung 7.4: Darstellung der LDS von (a) Zeitreihen der vertikalen Geschwindigkeitskomponente und (b) Zeitreihen der horizontalen Geschwindigkeitskomponente aus der Höhe $y = 500 \text{ mm}$ und ausgewählten x -Positionen. Die Indizes „WS“ bzw. „FF“ zeigen dabei jeweils an, ob die Zeitreihen aus der Messung der Wandschichtströmung oder des Fernfeldes entnommen wurden. Graue Regionen symbolisieren charakteristische Frequenzbereiche.

odischen Fluktuation innerhalb der Wandschichtströmung. Sie weist weiterhin auch auf die Existenz einer zusätzlichen charakteristischen Frequenz hin, welche ihren Ursprung möglicherweise im Fernfeld der Wand hat, da die zugehörigen Frequenzspitzen nicht in den schwarzen Spektren aus der Wandschichtströmungen zu finden sind. Die beiden Frequenzbereiche, welche hier als charakteristisch beschrieben wurden, sind in den beiden Unterabbildungen jeweils als grau hinterlegte Regionen kenntlich gemacht, wobei diese Bereiche nur der visuellen Begrenzung der beobachteten Maxima entstammen und ihre Bandbreite bislang keinem genauer definierten Kriterium unterliegt.

Beim Vergleich der gerade diskutierten Spektren mit denen aus der Fernfeldmessung bestätigt sich die Vermutung, dass beide beobachteten Frequenzen individuelle Ursprungsregionen im Messvolumen besitzen. So zeigen beide orangen Spektren, welche ebenfalls im Wandabstand von 30 mm aufgenommen wurden, zwei lokale Maxima in den beiden grau hinterlegten Frequenzbereichen. Dabei sticht hier der niedrigere Frequenzbereich allerdings deutlicher gegenüber dem höheren Frequenzbereich heraus. Bei den niedrigen Frequenzen sind die berechneten Leistungsdichten fast identisch zu denen aus den roten Spektren. In dem höheren Frequenzband ist zwar ebenfalls ein lokales Maximum erkennbar, jedoch ist dieses nicht ganz so ausgeprägt wie in der Messung der Wandschichtströmung. Dieser Umstand könnte darauf zurückzuführen sein, dass die Messung im Fernfeld mit einer Messfrequenz von $F_{S,FF} = 0,5$ Hz und nicht mit $F_{S,WS} = 7$ Hz wie die Wandschichtströmungsmessung durchgeführt wurde. Dadurch konnten diese vergleichsweise hohen Frequenzen möglicherweise nicht optimal aufgelöst werden. Davon abgesehen wurde aber für die beiden Messungen das Modellexperiment auch jeweils neu befüllt, so dass es auch möglich ist, dass während der Fernfeldmessung diese Frequenz nicht so dominant auftrat.

Bei der Betrachtung der beiden blauen Spektren fällt auf, dass hier ebenfalls deutliche Peaks in dem niedrigeren Frequenzbereich vorliegen. Im Gegensatz zu den orangen Spektren fehlen hier jedoch die lokalen Maxima in dem höheren Frequenzband. Dies lässt den Schluss zu, dass die charakteristische Frequenz im Bereich des niedrigen, grau hinterlegten Frequenzbandes der Fernfeldströmung zuzuordnen ist und sich bis an den Rand der Wandschichtströmung ausbreitet. Dadurch sind die zugehörigen Peaks auch im Wandabstand von 30 mm sichtbar. Die charakteristische Frequenz, welche dem hohen (rechten) Frequenzband zuzuordnen ist, hat ihren Ursprung hingegen in der Wandschichtströmung und klingt in Richtung der Fernfeldströmung langsam ab, bis sie schließlich im Abstand von 100 mm nicht mehr im Spektrum erscheint.

Abschließend fällt an den beiden Spektren der horizontalen Geschwindigkeitskomponente aus der Fernfeldmessung noch auf, dass sie bei einer Frequenz von $f \approx 1,6 \times 10^{-1}$ Hz zunächst stark abfallen und in Richtung der Maximalfrequenz des Spektrums dann wieder ansteigen. Obwohl die zugrundeliegenden Zeitreihen der horizontalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponente aus Messung stammen, ist dieses Verhalten jedoch nicht in den Spektren der vertikalen Komponente erkennbar. Die Ursache für diese Frequenzeinbrüche in den Spektren der horizontalen Geschwindigkeit kann an dieser Stelle nur vermutet werden. Eine Form der Messunsicherheit scheint unwahrscheinlich, da

sonst auch die vertikale Geschwindigkeitskomponente betroffen sein müsste, welche mit den exakt gleichen Kreuzkorrelationen in der PIV-Auswertung berechnet wurde. Eine denkbare Erklärung könnte die Reflexion der Fluktuation an den seitlichen Behälterwänden sein, sodass eine stehende Welle entsteht, bei der manche Frequenzen ausgelöscht und andere verstärkt werden. Würde sich eine solche Welle dann nur in x -Richtung ausbreiten, könnte dies die Frequenzverläufe erklären. Ein solches Phänomen wäre allerdings wieder auf die spezielle Behältergeometrie des Modellexperiments zurückzuführen und somit nicht sinnvoll weiter zu untersuchen, da diese Geometrie nicht einem realen TES entspricht.

Nachdem nun anhand der Frequenzanalysen zwei unterschiedliche Arten von charakteristischen Frequenzen für das Gesamtsystem eines thermischen Schichtenspeichers entdeckt wurden, stellt sich die Frage nach deren physikalischem Ursprung. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt für beide zuvor markierten, grauen Frequenzbereiche nach individuellen theoretischen Beschreibungen für die Frequenzpeaks gesucht. Diese theoretischen Beschreibungen können dann gezielt für die Vorhersage der Frequenzen in anderen Speichersystemen oder sogar für deren Vermeidung durch geeignete Präventivmaßnahmen genutzt werden.

7.4 Theoretische Beschreibung der charakteristischen Frequenzen

7.4.1 Strömungsfuktuationen der Wandschichtströmung

In Kapitel 6 wurde bereits erläutert, dass die Fluktuationen im Bereich der oberen, schnelleren Wandschichtströmung möglicherweise mit einem Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung in Verbindung stehen könnten, da insbesondere auch die Rayleigh-Zahl dies vermuten ließ. Im Rahmen einer Literaturrecherche zum Übergang natürlicher Grenzsichtströmungen entlang vertikaler Oberflächen wurde daher gezielt nach dem Transitionsverhalten der Strömung gesucht, wobei insbesondere zwei Veröffentlichungen von besonderem Interesse für diese Arbeit sind. So haben ZHAO, LEI und PATTERSON [104] die natürliche Grenzsicht einer vertikalen, beheizten Platte auf ihre Stabilität gegenüber eingebrachten Störungen untersucht und herausgefunden, dass diese je nach Lauflänge bestimmte Resonanzen in unterschiedlichen Frequenzbereichen aufweist. Dabei hat sich herausgestellt, dass kleine Störungen der Konvektionsströmung einen Übergang zur Turbulenz verursachen, wobei die Grenzsicht mit einer charakteristischen Frequenz oszilliert. Zudem wurde gezeigt, dass diese Oszillation in dem untersuchten Fall für eine Steigerung der Wärmeübertragung zwischen Seitenwand und Fluid von 46 % gesorgt hat. Im Fall von thermischen Energiespeichern würde dies eine deutliche Beschleunigung des in Kapitel 4 beschriebenen Exergieverlustes nach sich ziehen.

Nachdem ZHAO, LEI und PATTERSON ihre ersten Untersuchungen der Grenzsichtströmung auf numerische Daten und die Analyse der Temperatur gestützt haben, haben sie dann in einer weiteren Studie [105] experimentelle Untersuchungen mittels PIV-

Messungen innerhalb der Grenzschichtströmung entlang einer isothermen Platte durchgeführt. Dabei wurde die theoretische, charakteristische Frequenz der ersten Studie nachgewiesen. Aus diesem Grund wird im Folgenden geprüft, ob diese Frequenz auch den Fluktuationen der Messungen aus dieser Arbeit zugeordnet werden kann.

Die beschriebene charakteristische Frequenz, welche im Folgenden als Wandströmungsfrequenz bezeichnet wird, berechnet sich nach [104] in dimensionsloser Form zu

$$f_{\text{WS}}^* = 0,0136 \cdot \text{Ra}^{2/3}, \quad (7.2)$$

und resultiert nach Umkehr der Entdimensionalisierung in

$$f_{\text{WS}} = 0,0136 \left(\frac{g\beta\Delta\vartheta}{\kappa} \right)^{2/3} \nu^{1/3}. \quad (7.3)$$

Dabei sind g , β , κ und ν die Erdbeschleunigung, der Volumenausdehnungskoeffizient, die Temperaturleitfähigkeit und die dynamische Viskosität des Fluids und $\Delta\vartheta$ die Temperaturdifferenz zwischen der isothermen, vertikalen Platte und der isothermen Fernfeldtemperatur des Fluids. Ra ist in diesem Fall die Rayleigh-Zahl, welche mit den zuvor genannten Parametern und der Höhe der vertikalen Platte als charakteristischer Länge berechnet wurde.

Damit diese empirisch ermittelte Gleichung für die theoretische Berechnung der Wandströmungsfrequenz in dieser Arbeit genutzt werden kann, müssen zunächst einige Anpassungen an den Größen in Gleichung (7.3) vorgenommen werden. Einerseits liegt in diesem Experiment keine homogene, sondern eine höhenabhängige Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Aluminiumplatte vor, die zudem teilweise negative Werte annimmt. Außerdem ändern sich die Stoffeigenschaften mit der höhenabhängigen Temperatur des Wassers. Somit folgt, dass die charakteristische Frequenz für das hier untersuchte Experiment nicht konstant ist sondern ebenfalls von der Höhe bzw. von der Lauflänge L der Wandschichtströmung abhängt. Um dieser Abhängigkeit gerecht zu werden, könnten nun einfach alle notwendigen Parameter zur Berechnung der Wandströmungsfrequenz als vertikale (höhenabhängige) Profile in Gleichung (7.3) eingehen, sodass ein höhenabhängiges Profil der Wandströmungsfrequenz resultiert. Diese Art der Berechnung würde allerdings ignorieren, dass stromaufwärts liegende Teile der Wandströmungsfrequenz einen Einfluss auf die stromabwärts liegenden Anteile haben könnten.

Im Folgenden werden daher zwei Möglichkeiten zur Berechnung der charakteristischen Wandströmungsfrequenz in Bezug auf ihre Übereinstimmung mit den Spektren der PIV-Messung miteinander verglichen. Wie bereits zuvor gesagt, besteht die erste Möglichkeit der Anpassung von Gleichung (7.3) darin, überall die lokalen Werte der Parameter zu verwenden, sodass eine Abhängigkeit der vertikalen Koordinate y entsteht. Zudem wird der Betrag der Temperaturdifferenz genutzt, da andernfalls im Bereich der oberen Wandschichtströmung negative Frequenzen berechnet werden würden:

$$f_{\text{WS}}(y) = 0,0136 \left(\frac{g\beta(y)|\Delta\vartheta(y)|}{\kappa(y)} \right)^{2/3} \nu(y)^{1/3}. \quad (7.4)$$

Die zweite Möglichkeit der Anpassung besteht darin, Mittelwerte aller Parameter entlang der Lauflängen L der beiden Wandschichtströmungen zu berechnen, sodass die stromaufwärts auftretenden Einflüsse in den Werten stromabwärts liegender Positionen mit eingehen:

$$f_{ws,L}(y) = 0,0136 \left(\frac{g\overline{\beta_L}(y)|\overline{\Delta\vartheta_L}(y)|}{\overline{\kappa_L}(y)} \right)^{2/3} \overline{\nu_L}(y)^{1/3}. \quad (7.5)$$

Abbildung 7.5(a) zeigt anhand der Temperaturdifferenz, wie sich die Mittelung entlang der Lauflänge auf die Parameter auswirkt. Zunächst ist in dieser Darstellung die thermische Schichtung in Form des vertikalen Wassertemperaturprofils (schwarz) dargestellt. Dies veranschaulicht, dass die PIV-Messposition, welche durch zwei horizontale, gestrichelte Linien in dem Diagramm gezeigt wird, kurz oberhalb der Thermokline beginnt. Die beiden roten Profile in Verbindung mit der zweiten Abszisse (rot, oben) stellen die beiden unterschiedlichen Profile der Temperaturdifferenz zwischen der Aluminiumplatte und dem Wasser dar. Das gestrichelte Profil ist die lokale Temperaturdifferenz, wie sie bislang in dieser Arbeit bereits genutzt wurde (vgl. Abbildung 6.4(a)). Die durchgezogene Linie zeigt wiederum, wie sich dieses Profil ändert, wenn die Werte entlang der Lauflänge der jeweiligen Wandschichtströmung gemittelt werden. Die wesentliche Auswirkung der Mittelung ist, dass die Temperaturdifferenzen im Bereich der Thermokline nicht so stark ansteigen und sich somit nur moderat ändern.

In Abbildung 7.5(b) werden schließlich die aus diesen Temperaturdifferenzen berechneten Wandströmungsfrequenzen (vgl. Gleichungen (7.4) und (7.5)) mit den LDS der PIV Messung verglichen. Dazu wurden im Wandabstand von $x = 3 \text{ mm}$ die Spektren jeder y -Position der Messung berechnet und mittels eines Raum-Frequenz-Diagramms in Falschfarben dargestellt. Dabei wurden die Spektren für die horizontale Geschwindigkeitskomponente, welche die charakteristische Frequenz sehr deutlich gezeigt hat, genutzt (vgl. schwarzes Spektrum in Abbildung 7.4(b)). Die beiden roten Linien zeigen die Profile der beiden Wandströmungsfrequenzen, wobei diese auf Grundlage der Temperaturdaten für jeden Zeitschritt berechnet und anschließend für die Darstellung in der Abbildung zeitlich gemittelt wurden. Die zeitliche Mittelung wird durch die eckigen Klammern in der Legende signalisiert.

Die Frequenzmaxima der gemessenen Spektren werden in der Abbildung in Gelb dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die höchsten Peaks alle im Bereich von etwa $f = 0,11 \text{ Hz}$ liegen. Beim Vergleich der theoretischen Frequenzprofile mit der Messung fällt auf, dass das örtlich gemittelte Profil mit Werten im Bereich von $\langle f_{ws,L}(y) \rangle \approx 0,13 \text{ Hz}$ sehr nahe an den gemessenen Peaks liegt. Das Profil, welches ausschließlich aus lokalen Parametern berechnet wurde, zeigt hingegen deutlich höhere Werte von bis zu $\langle f_{ws}(y) \rangle \approx 0,22 \text{ Hz}$ an und eignet sich folglich weniger gut zur Beschreibung der Strömungsvorgänge.

Da ZHAO, LEI und PATTERSON [104] herausgefunden haben, dass die Wandströmungsfrequenzen nicht in laminarer Strömung auftreten, sondern den Transitionsbereich zur Turbulenz signalisieren, kann aus der guten Übereinstimmung zwischen den PIV-

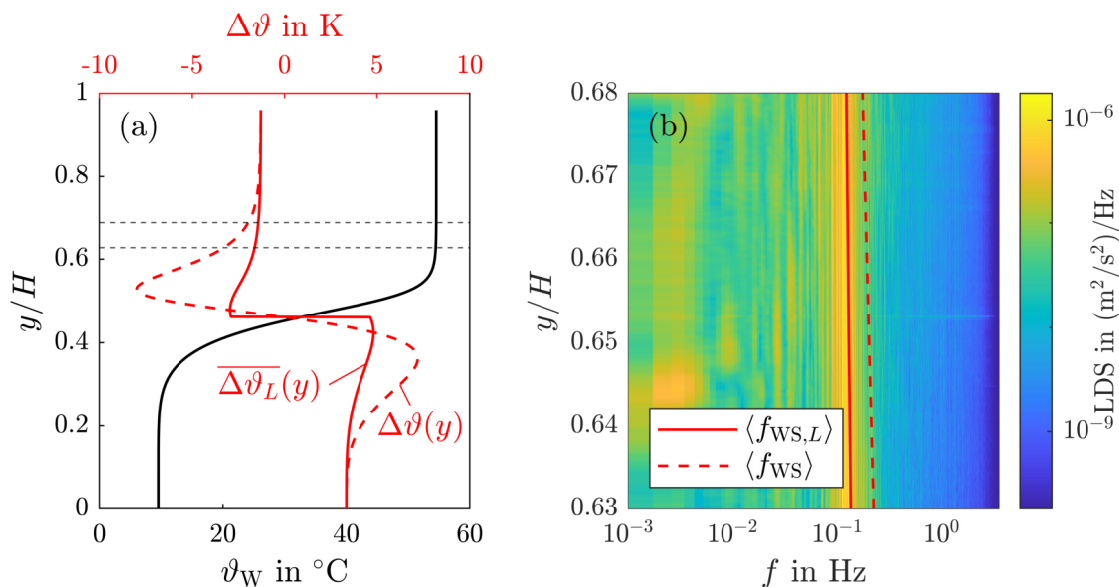


Abbildung 7.5: (a) Darstellung der der beiden Methoden zur Berechnung der Wandströmungsfrequenz anhand der dazu verwendeten Temperaturdifferenz-Profile. Das schwarze Profil zeigt die vertikale thermische Schichtung zu Beginn der Langzeitmessung. Die roten Profile mit der zugehörigen oberen Abszisse zeigen die Unterschiede zwischen der lokalen Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta(y)$ und der über die Lauflänge der Wandschichtströmungen gemittelten Temperaturdifferenz $\overline{\Delta\vartheta_L}(y)$. Der Bereich zwischen den beiden horizontalen, gestrichelten Linien entspricht der Position der wandnahen Langzeitmessung. (b) LDS aller Zeitreihen der der horizontalen Geschwindigkeitskomponente als Falschfarbendarstellung. Die zugrundeliegenden Zeitreihen entstammen der vertikalen Achse bei $x = 3$ mm. Die rot eingezeichneten Profile entsprechen den zeitlich gemittelten ($\langle \cdot \rangle$) Profilen der theoretischen Wandströmungsfrequenzen gemäß den Gleichungen (7.4) (gestrichelt) und (7.5) (durchgezogen).

Spektren und der angepassten Wandströmungsfrequenz aus Gleichung (7.5) geschlossen werden, dass sich die obere Wandschichtströmung im Modellexperiment im Transitionsbereich befinden muss. Durch die turbulenten Strömungsstrukturen resultieren stärkere Durchmischungseffekte in der Thermokline, was die Exergieeffizienz des Speichers herabsetzt. Zudem resultieren weitere negative Effekte, da ZHAO, LEI und PATTERSON auch nachweisen konnten, dass turbulente Wandschichtströmungen eine Erhöhung der Wärmeübertragung zwischen der Flüssigkeit und der Seitenwand nach sich ziehen. Dies beschleunigt zusätzlich die internen, thermischen Ausgleichsprozesse im Speicher durch einen erhöhten Wärmetransport über die Seitenwand. Dies kann schließlich auch im unteren Teil des Speichers die natürliche Konvektion der Wandschichtströmung weiter anfachen. Da vertikale Konvektionsströmungen bei großen Lauflängen, wie beispielsweise in großskaligen thermischen Schichtenspeichern, zur Turbulenz umschlagen ist es folglich sehr wahrscheinlich, dass in realen Speichern sowohl im oberen als auch im unteren Bereich turbulente Wandschichtströmungen vorzufinden sind. Durch die oben entwickelte und speziell auf thermische Schichtenspeicher angepasste Wandströmungsfrequenz wurde eine Methode bereitgestellt, dies in realen Speichern rein auf Basis von Temperaturmessungen zu untersuchen. Dazu werden lediglich Temperatursensoren im Fernfeld der Wand und direkt an der Wand benötigt, sodass die vertikalen Profile der Wandtemperatur und der Fluidtemperatur bekannt sind.

7.4.2 Strömungsfuktuationen im Fernfeld der vertikalen Platte

In diesem Abschnitt wird nach dem physikalischen Ursprung der beobachteten Strömungsfuktuationen im Fernfeld der Aluminiumplatte gesucht. Grundsätzlich ist das Auftreten von periodischen Fluktuationen in geschichteten Fluiden in Natur und Technik keine Besonderheit. So sind die sogenannten Schwerewellen im Bereich der Meteorologie und der Ozeanographie ein sehr gut erforschtes Thema und sind Teil vieler Grundlagenbücher der Strömungsmechanik [156, 157]. Zudem wurden diese Wellen auch bereits in thermischen Schichtenspeichern insbesondere im Zusammenhang mit Befüllsystemen beobachtet. So wurden beispielsweise wellenartige Störungen der Strömung im Bereich der Thermokline eines Schichtenspeichers beobachtet [106, 107]. Dabei ist für diese Schwerewellen charakteristisch, dass sie mit der sogenannten BVF schwingen. Das Quadrat dieser Frequenz ist nach KUNDU u. a. [157, S.23–25] wie folgt definiert:

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \left(\frac{d\rho}{dz} - \frac{d\rho_a}{dz} \right). \quad (7.6)$$

Darin ist g die Erdbeschleunigung, ρ_0 eine Referenzdichte (z. B. die Dichte von Wasser an der Meeresoberfläche) und z die vertikale Koordinate. ρ_a ist die sogenannte isentrope Dichte, welche insbesondere in der Meteorologie und Ozeanographie eine wichtige Rolle für die Berechnung der BVF spielt, da dort sehr große Systeme betrachtet werden, in denen die Dichte nicht nur von der Temperatur sondern auch vom Druck abhängt.

Im Fall von thermischen Energiespeichern kann die verwendete Flüssigkeit (im Gegensatz zum Meerwasser in der Ozeanographie) als inkompressibel betrachtet werden, da der hydrostatische Druck dieser Systeme relativ niedrig ist. Somit kann Gleichung (7.6) weiter vereinfacht werden. Dazu kann die Relation $\frac{d\rho_a}{dz} = -\frac{\rho g}{c^2}$ [157] genutzt werden, wobei c die Schallgeschwindigkeit des Fluids ist, welche für inkompressible Fluide gegen Unendlich tendiert ($c \rightarrow \infty$) und den Dichtegradienten damit zu Null werden lässt. Aus dieser Vereinfachung folgt eine Formulierung der BVF, die auch in anderer Literatur Verwendung findet [158]:

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho}{dy}. \quad (7.7)$$

Damit diese neue BVF nun noch mit den zuvor berechneten Spektren verglichen werden kann, wird sie abschließend von einer Kreisfrequenz in eine Schwingungsfrequenz umgerechnet:

$$f_{\text{BV}} = \frac{N}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \left(-\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho}{dy} \right)^{1/2}. \quad (7.8)$$

Im Fall des hier durchgeführten Experiments wurde als Referenzdichte ρ_0 die Dichte von Wasser bei der räumlich gemittelten Temperatur im Experiment zum Zeitpunkt $t = 0$ gewählt¹⁶. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass im Folgenden immer die Definition aus Gleichung (7.8) gemeint ist, wenn von der BVF gesprochen wird.

Gemäß Gleichung (7.8) kann nun also die theoretisch erwartbare Frequenz für die Schwingung an der Thermokline im Experiment berechnet werden, um sie dann mit den Daten der PIV-Messung zu vergleichen. Zu diesem Zweck wird zunächst aus der gemessenen Wassertemperatur (ϑ_{W}) der vertikale Dichtegradient bestimmt und anschließend die BVF berechnet. Abbildung 7.6(a) zeigt den zeitlichen Verlauf von f_{BV} für die Höhe $y = 500$ mm, in der auch die Spektren aus Abbildung 7.4 berechnet wurden. Zusätzlich dazu zeigt die Abbildung auch den zeitlichen Verlauf des vertikalen Temperaturgradienten an dieser Position, da die Frequenz maßgeblich von diesem (bzw. dem daraus resultierenden, negativen Dichtegradienten) abhängt.

Der Frequenzverlauf zeigt einen Anstieg der BVF von $f_{\text{BV}} \approx 2 \times 10^{-2}$ Hz auf $f_{\text{BV}} \approx 5 \times 10^{-2}$ Hz über die Zeit der PIV-Messung. Insbesondere der anfängliche, niedrige Wert der Frequenz stimmt dabei gut mit dem niedrigen Frequenzbereich überein, der in Abbildung 7.4(a) und (b) markiert wurde ($1 \times 10^{-2} \text{ Hz} \leq f \leq 3 \times 10^{-2} \text{ Hz}$). Allerdings fällt auf, dass die hohen, theoretischen Frequenzen gegen Ende der Messung deutlich über diesen Frequenzbereich hinaus gehen und somit nicht mehr mit den Spektren aus der PIV-Messung übereinstimmen. Generell ist dieser Anstieg der Frequenz mit dem Anstieg des Temperaturgradienten zu erklären, welcher ebenfalls sehr stark ansteigt.

Beim Betrachten des Temperaturgradienten-Verlaufs aus Abbildung 7.6(a) wirkt es zunächst sehr merkwürdig, dass der Temperaturgradient mit der Zeit immer weiter an-

¹⁶Der Einfluss der Auswahl der Referenzdichte hat jedoch im Zusammenhang mit diesem Experiment keinen großen Einfluss, da zwischen der minimal und maximal auftretenden Dichte nur eine Abweichung von $< 2\%$ liegt.

steigt, da das Gesamtsystem des thermischen Schichtenspeichers mit der Zeit in den Gleichgewichtszustand übergeht, in dem keinerlei Temperaturgradienten mehr vorliegen. Beim Betrachten von Abbildung 7.6(b) wird jedoch klar, wie es zu diesem Umstand kommt. Hier sind die vertikalen Temperaturprofile für den Beginn und das Ende der PIV-Messung dargestellt. Es wird deutlich, dass die Position bei $y = 500$ mm (durchgezogene horizontale Linie) zunächst außerhalb der Thermokline lag, bevor sich diese dann im Laufe des Experiments bis in den Messbereich (zwischen den gestrichelten horizontalen Linien) ausgedehnt hat. Da innerhalb der Thermokline generell höhere Temperaturgradienten vorliegen, resultiert aus ihrer Ausdehnung der Anstieg des Temperaturgradienten-Verlaufs in Unterabbildung (a). Gleichzeitig wird aus der Betrachtung der beiden Temperaturprofile aber auch klar, dass die theoretische BVF eine starke Abhängigkeit von der Höhe im Experiment haben muss, da (wie gerade gezeigt) die lokalen Temperaturgradienten sowohl von der Zeit als auch der Höhe abhängen.

Um diese Abhängigkeit genauer zu untersuchen, sind in den Abbildungen 7.6(c) und (d) jeweils die LDS der PIV-Messung für die vertikale und die horizontale Geschwindigkeitskomponente in einem Raum-Frequenz-Diagramm dargestellt. Dazu wurden an der Position $x = 100$ mm die Zeitreihen aller y -Positionen der beiden Geschwindigkeitskomponenten genutzt, um die Spektren zu berechnen. Zusätzlich dazu ist in beiden Abbildungen das vertikale Profil der BVF als rote Linie mit eingezeichnet, wobei hier für jede y -Position zunächst der zeitliche Mittelwert $\langle f_{BV}(y) \rangle$ der Frequenzen berechnet wurde.

Das Profil der BVF weist ein Maximum von $\langle f_{BV} \rangle_{\max} = 0,16$ Hz in der Höhe $y = 370$ mm auf. Diese Höhe korrespondiert zur Mitte der Thermokline, wo der höchste, vertikale Temperaturgradient im Experiment vorliegt. Sowohl zum oberen als auch zum unteren Ende des Modellraums fällt dann das Profil der BVF jeweils um mehr als eine Größenordnung ab. Die Werte am unteren Ende sind dabei so niedrig, dass sie in der logarithmischen Darstellung der Frequenz außerhalb des gezeigten Frequenzbandes liegen. Am oberen Ende des Modellraums sinkt die berechnete Frequenz bis auf $2,3 \times 10^{-3}$ Hz. Diese leichte Asymmetrie zeigt, dass der untere Bereich der thermischen Schichtung offenbar länger durch sehr niedrige Temperaturgradienten gekennzeichnet ist, während im oberen Bereich erste Einflüsse der Ausbreitung der Thermokline sichtbar werden.

Beim Betrachten der LDS der vertikalen Geschwindigkeitskomponente in Abbildungen 7.6(c) zeigen die gelben Regionen, dass am oberen Ende des PIV-Messbereichs die höchsten Werte in den LDS auftreten. Diese Peaks der Spektren liegen dabei alle bei niedrigeren Frequenzen als aufgrund der berechneten BVF zu erwarten gewesen wäre. Außerdem zeigt sich, dass die Spektren weiter unten deutlich niedrigere Leistungsdichten erreichen, was durch die Blautöne der Farbskala erkenntlich wird. Die Höhe, in der der gelbe Bereich mit den höchsten Leistungsdichten endet, liegt etwa dort, wo bereits zu Beginn der Messung schon Temperaturgradienten vorlagen (vgl. Abbildung 7.6(b) in der Mitte des PIV-Messbereichs). Dies ist ein Hinweis darauf, dass hohe Temperaturgradienten (bzw. Dichtegradienten) vertikale Fluktuationen der Strömung abdämpfen. Betrachtet man die Spektren rechts von dem Profil der BVF, so wird dort anhand der

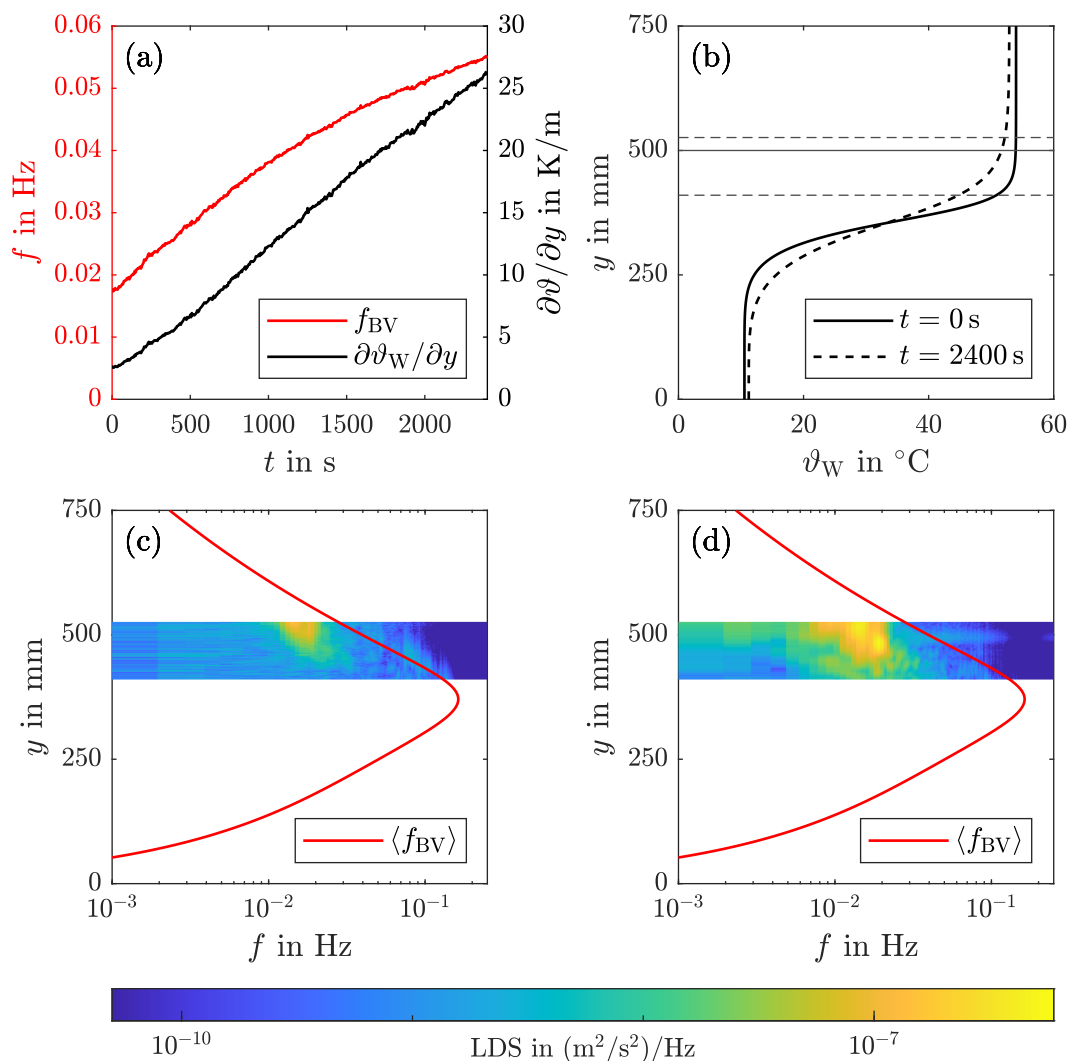


Abbildung 7.6: (a) Zeitlicher Verlauf der berechneten BVF (f_{BV}) für die Fernfeldströmung in der Höhe $y = 500$ mm und Gegenüberstellung zum zeitlichen Verlauf des vertikalen Temperaturgradienten ($\partial\vartheta/\partial y$) in gleicher Höhe. (b) Gemessene Temperaturprofile während der Langzeitmessung im Fernfeld zu Beginn ($t = 0$ s) und zum Ende ($t = 2400$ s) der PIV-Messung. Die horizontale, durchgezogene Linie markiert die Höhe, in der der Frequenzverlauf aus (a) berechnet wurde und die gestrichelten Linien zeigen das obere und untere Ende des PIV-Messbereichs der Fernfeldmessung. (c) LDS der PIV-Messung für alle y -Positionen im Wandabstand $x = 100$ mm für die vertikale Geschwindigkeitskomponente v . (d) Analoge Darstellung zu (c) mit den LDS der horizontalen Geschwindigkeitskomponente u . Die roten Verläufe in (c) und (d) zeigen jeweils die zeitlich gemittelten Profile der BVF.

dunkelblauen Bereiche ein starker Abfall der Leistungsdichten deutlich. Auch wenn die theoretische Frequenz nicht mit den Maxima der Spektren direkt übereinstimmt, könnte ihr Profil also eine Form der Berandung für die Spektren darstellen, wobei höhere als die theoretischen Frequenzen keinen relevanten Anteil mehr an den gemessenen Spektren haben.

Vergleicht man nun die Darstellung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente aus Unterabbildung (d) mit der vertikalen Geschwindigkeitskomponente aus Unterabbildung (c), so zeigen sich zwar große Übereinstimmungen allerdings auch einige Unterschiede. Auch hier erreichen die Spektren ihre höchsten Werte am oberen Ende des Messbereichs, wobei die hellgelben Bereiche sogar höhere Leistungsdichten als in den Spektren aus Unterabbildung (c) aufdecken. Allerdings erstreckt sich dieser gelbe Bereich etwas weiter in die Thermokline hinein. Für Frequenzen oberhalb von $\langle f_{BV} \rangle$ fallen auch hier die Spektren stark ab, wobei die Spektren im Bereich um $y = 500$ mm hier noch etwas höhere Leistungsdichten bei hohen Frequenzen aufweisen. Dieser Anstieg bei hohen Frequenzen korrespondiert zu den Anstiegen der beiden Spektren der Fernfeldmessung im hohen Frequenzbereich aus Abbildung 7.4(b).

Der Vergleich der Abbildungen 7.6(c) und (d) zeigt also, dass in beiden Geschwindigkeitskomponenten etwa die gleichen Frequenzen vorherrschen und dass diese nicht mit der theoretisch erwartbaren BVF übereinstimmen. Darüber hinaus wird ersichtlich, dass die vertikale Geschwindigkeitskomponente stärker gedämpft wird, da sie insgesamt niedrigere Leistungsdichten in ihren Spektren aufweist und sich der Bereich der höchsten Leistungsdichte auch weniger weit erstreckt. Dieses Verhalten scheint unter Berücksichtigung der vorherrschenden Kräfte allerdings auch sehr logisch, da eine Auslenkung in vertikaler Richtung auch immer mit einem Versatz in der Temperaturschichtung einhergeht. Somit folgt auf eine vertikale Auslenkung auch immer eine rückstellende Auftriebskraft, die das ausgelenkte Fluidpartikel sofort abbremst und wieder hin zur Ursprungsposition beschleunigt¹⁷. Bei der horizontalen Geschwindigkeitskomponente wirken hingegen keine rückstellenden Auftriebskräfte. Demnach hat nur die innere Reibung eine dämpfende Wirkung auf die horizontale Geschwindigkeitskomponente, sodass ihre Schwingungen in tiefere Schichten der Thermokline vordringen können.

Aufbauend auf den Erkenntnissen aus dem Vergleich der PIV-Spektren mit der BVF wäre es interessant, Messdaten über die komplette Höhe der Messzelle mit den theoretischen Frequenzprofilen vergleichen zu können, um ein noch besseres Verständnis der physikalischen Vorgänge zu erlangen. Zu diesem Zweck bietet sich die Nutzung der Temperatursensoren an, da diese über die komplette Höhe des Experiments Daten aufnehmen. Aus diesem Grund wurde eine weitere Langzeitmessung durchgeführt, welche im Folgenden vorgestellt wird.

Bei dieser weiteren Langzeitmessungen wurde das Modellexperiment noch einmal mit einer thermischen Schichtung befüllt, nun wurden jedoch ausschließlich Daten mit den Temperatursensoren im Wasser aufgenommen. Da die Sensoren in der Aluminiumplatte

¹⁷Dies ist auch gleichzeitig die physikalische Ursache der BVF.

und weitere Peripheriesensoren während dieser Messung nicht genutzt wurden, konnte die Messfrequenz der Temperatursensoren von 0,2 Hz auf 1 Hz gesteigert werden. Somit können nun die Daten dieser Messung ebenfalls dazu verwendet werden sie in Hinblick auf charakteristische Frequenzen zu untersuchen, ohne das Frequenzband der sich ergebenden Spektren durch eine zu niedrige Aufnahme­frequenz zu stark einzuschränken. Da insgesamt 15 Temperatursensoren über die Höhe des Experimentes verteilt sind (vgl. Abschnitt 3.1.3), können 15 Spektren berechnet werden und diese mit der theoretisch berechneten BVF verglichen werden.

Abbildung 7.7(a) zeigt in ähnlicher Darstellung wie in den Abbildungen 7.6(c) und (d) die LDS der 15 Sensoren als Raum-Frequenz-Diagramm. Zusätzlich dazu wurden ebenso die theoretisch berechneten Profile der BVF mit eingefügt, wobei diesmal nicht der zeitliche Mittelwert sondern die Profile zu Beginn und vom Ende der Messung dargestellt sind. Die roten Punkte zeigen jene Frequenz, bei der das jeweilige Spektrum seine maximale Leistungsdichte erreicht. Zur Berechnung der LDS wurden die zugrunde liegenden Temperatur-Zeitreihen zuvor – analog zu dem in Abbildung 7.1 beschriebenen Vorgehen – vorverarbeitet, indem der gleitende Mittelwert über ein Zeitintervall von $T_{GM} = 300$ s aus den Originalzeitreihen berechnet und von diesen subtrahiert wurde. Insgesamt decken die betrachteten Zeitreihen einen Zeitraum von einer Stunde ($150 \text{ s} \leq t < 3750 \text{ s}$) ab, wobei nicht zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ s}$ begonnen wurde, da der gleitende Mittelwert zu Beginn und am Ende der Zeitreihe nicht über das komplette Zeitintervall T_{GM} berechnet werden konnte und sich somit auf das berechnete Spektrum ausgewirkt hätte. Es sei erwähnt, dass sich der Abzug des gleitenden Mittelwertes als Hochpassfilter für die resultierenden Spektren auswirkt, sodass Frequenzen unterhalb von $f_{\text{Filter}} = 1/T_{GM} \approx 3,3 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ in den Spektren keine relevanten Informationen enthalten. In Anhang F sind die Zeitreihen der Temperaturfluktuation (Abbildung F1), welche den dargestellten Spektren zugrunde liegen, und alle einzelnen Spektren in logarithmischer Darstellung (Abbildung F2) ergänzend aufgeführt.

Ausgehend von den sehr niedrigen Amplituden der Temperaturfluktuation (vgl. Abbildung F2) ist festzustellen, dass einige Teile der Spektren lediglich auf dem zufälligen Fehler der Temperaturmessungen basieren. Dies trifft insbesondere für die vier untersten Temperatursensoren zu, deren LDS über den kompletten Frequenzbereich nahezu konstant sind (vgl. Abbildung F2), was ein typisches Merkmal von zufälligem (weißem) Rauschen darstellt. In der hier diskutierten Abbildung zeichnen sich die Bereiche, welche auf den zufälligen Fehler der Messung zurückzuführen sind durch einen Wechsel zwischen dunklem und hellerem Blau aus. Trotz dessen, dass die Signalstärke einiger Sensoren nicht nennenswert über das Messrauschen hinausgeht, ist deutlich erkennbar, dass insbesondere die Spektren der mittleren Sensoren höhere Leistungsdichten in Form der grünen bis gelben Bereiche aufweisen, denen eine physikalische Ursache zugrunde liegt.

Die höchste Leistungsdichte der einzelnen Spektren liegt, abgesehen von den zwei untersten Sensorpositionen, stets innerhalb des Bereichs, der durch mindestens eines der beiden Profile der BVF nach oben (zu hohen Frequenzen) begrenzt wird. Auffällig ist da-

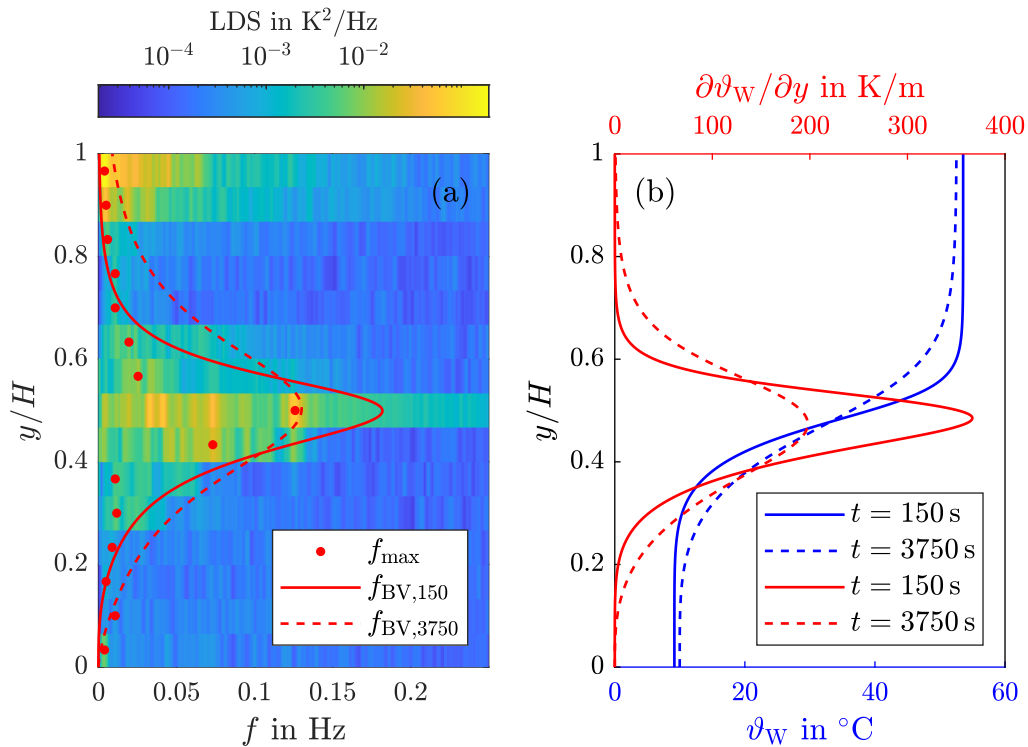


Abbildung 7.7: (a) Farbige Darstellung der LDS einer einstündigen Temperaturmessung der 15 über die Höhe verteilten Temperatursensoren im Wasser. Die roten Punkte zeigen die jeweilige Frequenz mit maximaler Leistungsdichte und die Linien stellen die theoretisch berechnete BVF zu Beginn ($f_{\text{BV},150}$) und am Ende ($f_{\text{BV},3750}$) der Messung dar. (b) Darstellung des vertikalen Temperaturprofils (blau) und des zugehörigen Temperaturgradienten (rot) der thermischen Schichtung zu den Zeitpunkten $t = 150$ s (durchgezogene Linien) und $t = 3750$ s (gestrichelte Linien).

bei jedoch, dass die Frequenz mit maximaler Leistungsdichte f_{\max} immer stärker von den theoretischen Frequenzprofilen hin zu niedrigeren Frequenzen abweicht, je weiter man sich der Mitte des Modellexperiments nähert. So ist beispielsweise $f_{\max}(y/H = 0,567)$ nur unwesentlich höher als die darüber liegenden Maximalfrequenzen der Spektren, obwohl die theoretischen Profile hier schon deutlich zu höheren Frequenzen angestiegen sind. Obwohl die Maximalfrequenz des mittleren Sensors ($y/H = 0,5$) fast exakt auf dem Profil der BVF vom Ende der Messung liegt, zeigt sich auch in diesem Spektrum ein lokales Maximum der Leistungsdichte im Frequenzbereich ($f \approx 0,04$) der darüber liegenden Maximalfrequenzen. Somit liegt die Vermutung nahe, dass im oberen Bereich die thermische Schichtung zu schwingen anfängt und sich die dabei angeregte Frequenz der Schwingung dann in weiter unten liegende Bereich fortpflanzt. Dass der mittlere Sensor seine maximale Leistungsdichte fast genau bei der BVF erreicht, hängt damit zusammen, dass während des Messzeitraumes dieser Bereich der thermischen Schichtung zwei direkten Störungen ausgesetzt war. Diese sind in der Zeitreihe dieses Sensors in Abbildung F1 deutlich zu sehen, wobei die Störungen vermutlich auf das Aufsteigen von Luftblasen, die sich von der Temperaturlanze abgelöst haben, zurückzuführen ist. Die direkte Störung dieser Schicht hat dann zu einer Schwingung bei der theoretisch erwarteten Frequenz geführt. Dennoch ist der mittlere Sensor mit diesem Verhalten hier eher eine Ausnahme als die Regel, sodass sich die Frage stellt, warum ausgerechnet die niedrigen Frequenzen der weiter oben liegenden Bereiche sich nach unten fortpflanzen können, sich umgedreht aber nicht die höhere Frequenz des mittleren Sensors in die weiter oben liegenden Schichten ausbreitet.

Um dies besser verstehen zu können, sind in Abbildung 7.7(b) die Temperaturprofile (blau) sowie die zugehörigen Temperaturgradienten (rot) in vertikaler Richtung für die beiden Zeitpunkte zu Beginn und zum Ende der Messung dargestellt. Durch diese Darstellung wird nun erkennbar, dass die Frequenzen in Abbildung 7.7(a), welche sich nach unten in die Thermokline fortpflanzen und dort nicht mehr den theoretisch berechneten Profilen der BVF folgen (ab $y/H \approx 0,7$), genau dem Bereich entspringen, wo der Temperaturgradient zu Beginn der Messung stark ansteigt. Daraus lässt sich schließen, dass jene Frequenzen, welche an den Randbereichen der Thermokline durch dort eingebrachte Störungen entstehen, auch die Frequenzen sind, die sich am stärksten in die anderen Bereiche der thermischen Schichtung fortpflanzen. Dieses Verhalten lässt sich durch den dämpfenden Effekt der Thermokline erklären. In Bereichen, wo zwar ein Temperaturgradient vorliegt, dieser aber noch relativ niedrig ist, können Schwingungen der BVF bereits angeregt werden. Durch die niedrigen Gradienten entstehen nach dem vertikalen Auslenken der Fluidpakete allerdings nur sehr kleine Rückstellkräfte, sodass die räumliche Amplitude der Schwingung relativ groß sein kann. Durch diese große Amplitude setzt sich die Schwingung mit ihrer speziellen BVF dann in tiefere Schichten mit höheren Gradienten fort, ohne dass die Frequenz der Schwingung deutlich ansteigt. Gleichzeitig steigt jedoch die Leistungsdichte der Peaks im Spektrum, da in Regionen mit höheren Gradienten der gleiche vertikale Versatz zu höheren Temperaturschwankungen führt. Diese physikalische Beschreibung trifft genau auf die Maximalfrequenzen im

oberen Bereich der Thermokline zwischen $0,57 \leq y/H \leq 0,67$ zu.

Andersherum pflanzt sich die Schwingungsfrequenz, welche bei $y/H = 0,5$ in Gegenwart sehr hoher Dichte- und Temperaturgradienten angeregt wurde, nicht in die äußeren Schichten der Thermokline fort, da dort keine ähnlichen Frequenzanteile in den Spektren auffallen. Analog zu der eben erläuterten physikalischen Interpretation lässt sich dies dadurch erklären, dass die angeregte Schwingung in der Mitte der Thermokline von Beginn an relativ kleine räumliche Amplituden aufweist. Der Grund dafür sind die sehr hohen Rückstellkräfte, die entstehen, sobald ein Fluidpaket aus dieser Region in vertikaler Richtung ausgelenkt wird. Die angeregte Schwingung wird somit direkt stark gedämpft und kann sich daher nicht bis zu den angrenzenden Temperatursensoren (im Abstand von jeweils 50 mm) ausbreiten.

Zusammenfassend wurde also mit Hilfe der PIV-Fernfeldmessung und der Langzeitmessung der Temperaturlanze im Wasser herausgefunden, dass die thermische Schichtung aufgrund eingebrachter Störungen in Schwingung versetzt wird. Die Spektren dieser Schwingungen werden dabei durch die theoretisch berechnete BVF begrenzt, da oberhalb der theoretischen Profile keine nennenswerten Frequenzanteile in den Spektren vorzufinden sind. Gleichzeitig stimmen die theoretischen Profile jedoch auch nicht mit den Maximalfrequenzen der gemessenen Spektren überein. Es wurde hingegen gezeigt, dass diese Maximalfrequenzen an den Rändern der Thermokline angefacht werden und sich von dort in das Innere der Thermokline fortpflanzen, wo sie zu einer starken Durchmischung der Temperaturschichtung beitragen können. Für die Anwendung von thermischen Energiespeichern bedeutet dies, dass insbesondere in den oberen und unteren Randbereichen der Thermokline Maßnahmen zur Unterdrückung von Geschwindigkeitsszillationen umgesetzt werden sollten.

7.5 Fazit

In diesem Kapitel wurden PIV-Langzeitmessungen am oberen Ende der Thermokline des Modellexperiments durchgeführt und auf periodische Schwingungen untersucht. Dabei wurde anhand einer Langzeitmessung im wandnahen Bereich gezeigt, dass die Wandschichtströmung im Messbereich periodisch oszilliert. Diese Oszillation konnte einer empirischen Wandströmungsfrequenz aus der Literatur zugeordnet werden, welche zuvor an die speziellen Gegebenheiten thermischer Schichtenspeicher angepasst wurde. Durch die gute Übereinstimmung der theoretischen Frequenz mit den gemessenen Spektren der Strömungsgeschwindigkeit konnte gezeigt werden, dass die Strömung im Transitionsbereich zur Turbulenz liegt, da dies die Ursache für das Auftreten der Wandströmungsfrequenz ist. Innerhalb realer Schichtenspeicher bietet die theoretische Wandströmungsfrequenz die Möglichkeit nur auf Basis von Temperaturmessungen das Verhalten der Wandschichtströmungen abzuschätzen, ohne einen optischen Zugang zum Speicher zu benötigen.

Im Rahmen einer weiteren PIV-Messung im Fernfeld der Aluminiumwand konnten ebenfalls charakteristische Frequenzen vorgefunden werden. Diese sind auf die Brunt-

Väisälä-Frequenz zurückzuführen und sind ein Resultat der Störung der eigentlich stabilen thermischen Schichtung. Mit Hilfe einer weiteren Messung, in welcher ausschließlich die Temperatursensoren im Wasser des Experiments genutzt wurden, konnten die physikalischen Ursachen für die Maximalfrequenzen in den Spektren der unterschiedlichen Höhenpositionen beschrieben werden. Dabei wurde gezeigt, dass Schwingungen, welche am oberen oder unteren Rand der Thermokline angefacht werden, sich in das Innere der Thermokline fortpflanzen können und dort sehr starke Temperaturfluktuationen hervorrufen. Insbesondere in diesen Bereichen kann dann von einem sehr hohen Exergieverlust ausgegangen werden. Um dies in realen Speichern zu unterbinden, sollten insbesondere für die Randbereiche der Thermokline geeignete Maßnahmen zur Unterdrückung von Strömungsfluktuationen entwickelt werden. Mit Hilfe verbauter Temperaturmesstechnik in den Speichern kann zudem abgeschätzt werden, in welchen Bereichen hohe Fluktuationen zu erwarten sind.

8 Vergleich zu großskaligen TES

8.1 Einleitung

In diesem Kapitel werden die Erkenntnisse der Messungen an der Speicherzelle genutzt und versucht, diese auf ein großskaliges Experiment eines thermischen Schichtenspeichers zu übertragen. Der dabei genutzte Speicher ist Bestandteil der *TESIS*-Anlage des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Köln und wird im folgenden Abschnitt noch genauer vorgestellt. Diese Anlage wird dazu genutzt, die Wärmespeicherung in Salzschnmelzen zu untersuchen (*Test Facility for Thermal Energy Storage in Molten Salts* (*TESIS*)). In diesem Kapitel wird überprüft, ob in diesem großskaligen Experiment die Effekte des Modellexperiments aus den vorangegangenen Kapiteln ebenfalls auftreten. Da im *TESIS*-Experiment ein anderes Fluid als Wasser verwendet wird, werden hier nicht nur unterschiedliche Größendimensionen, sondern auch verschiedene Speicherfluide miteinander verglichen. Es sei an dieser Stelle darauf verwiesen, dass ein Großteil der in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse bereits in [154] veröffentlicht wurden.

8.2 Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

8.2.1 Versuchsaufbau

Die experimentellen Daten, welche in diesem Kapitel für die Untersuchungen genutzt werden, wurden vom DLR zur Verfügung gestellt und stammen von der *TESIS*-Versuchsanlage. Diese Anlage besteht aus zwei Subsystemen. Das erste wird als *TESIS:com* bezeichnet und wird für die Durchführung von Komponententests im Zusammenhang mit thermischen Energiespeichersystemen genutzt. Das zweite Subsystem ist die sogenannte *TESIS:store*-Anlage. Diese Anlage ist ein großer thermischer Energiespeicher, der flüssige Salzschnmelze als Speichermedium nutzt. Ein Überblick über beide Anlagen ist in [159] und [160] zu finden.

Bei dem *TESIS:store*-Versuchsspeicher handelt es sich um einen zylindrischen Speichertank, welcher eine Höhe von $H_{\text{TESIS}} = 6 \text{ m}$ und einen Durchmesser von $D_{\text{TESIS}} = 2,2 \text{ m}$ besitzt und am oberen und unteren Ende jeweils durch Klöpperböden abschließt (diese sind nicht in der angegebenen Höhe inkludiert). Insgesamt fasst der Speicher ein Volumen von bis zu $V_{\text{TESIS}} = 22 \text{ m}^3$. Betrieben wird der Speicher mit sogenanntem *Solar Salt*, was eine nahezu eutektische Flüssigsalzmischung auf Nitratbasis ist (60 % NaNO_3 + 40 % KNO_3) und speziell für den Einsatz in solarthermischen Kraftwerken optimiert wurde [45, 155, 161]. Diese Salzschnmelze liegt in einem Temperaturbereich von $240^\circ\text{C} \leq \vartheta \leq 560^\circ\text{C}$ gleichzeitig flüssig und ohne das Auftreten von chemischen Zersetzungsprozessen vor, was bei höheren Temperaturen der Fall wäre [45]. Das Speichersystem wird hingegen in einem Temperaturbereich von $300^\circ\text{C} \leq \vartheta \leq 550^\circ\text{C}$ betrieben, um reale Betriebszustände solcher Speicher abzubilden [162]. Die Prandtl-Zahl der Salzschnmelze liegt in diesem Temperaturbereich zwischen $9,8 \geq \text{Pr}_s \geq 3,3$ (sinkt von

kalt nach heiß), wodurch die Salzschnmelze in dieser Stoffeigenschaft sehr ähnlich zu Wasser ist. Neben der reinen Nutzung von Salzschnmelze als Speichermedium können zudem auch Metallkörbe mit festem Füllmaterial (wie beispielsweise Basalt) in den Speicher eingesetzt werden, um die Menge an meist kostenintensiver Salzschnmelze zu reduzieren und zu testen, welche Auswirkungen dies auf die Energiespeicherung hat [163]. Um die Salzschnmelze immer flüssig halten zu können, ist die äußere Hülle des *TESIS:store*-Versuchsspeichers mit Heizelementen versehen, die in sieben Zonen unterteilt sind und die Wärmeverluste aus dem Inneren des Speichers an die Umgebung minimieren [163].

Um verschiedene Versuche an dem Testspeicher durchführen zu können, ist er mit einer Sensoranordnung aus Typ K Thermoelementen ausgestattet. Diese Thermoelemente sind einerseits vertikal übereinander angeordnet, um ein vertikales Temperaturprofil mit einem Sensorabstand von 0,15 m aufnehmen zu können. Andererseits sind in ausgewählten Höhen zusätzliche Sensoren in radialer Richtung angebracht, um zusätzlich die Möglichkeit zur Aufnahme von radialen Temperaturprofilen zu haben.

Abbildung 8.1(a) zeigt eine schematische Darstellung des zuvor beschriebenen *TESIS:store*-Speichers. Die gelben Punkte in der Abbildung zeigen die Position der Sensoranordnung. Der Füllstand der Salzschnmelze ist als Farbverlauf von blau (unten) nach rot (oben) dargestellt, um die thermische Schichtung des Fluids zu symbolisieren. Die nebenstehende Beschriftung auf der rechten Seite der Abbildung zeigt die radialen Positionen der Sensoren. Darüber ist der vertikale Abstand Δz zwischen den Sensoren eingezeichnet (lediglich der unterste Sensor hat einen größeren Abstand von 0,2 m zu dem darüber liegenden Sensor).

8.2.2 Versuchsdurchführung und Eigenschaften der thermischen Schichtung

In dem Versuch, welcher in den folgenden Abschnitten ausgewertet wird, wurde der *TESIS:store*-Speicher mit Salzschnmelze unterschiedlicher Temperaturen befüllt, um eine thermische Schichtung aufzubauen. Die Darstellung in Abbildung 8.1(a) entspricht näherungsweise dem Füllstand und der Position der Thermokline nach Abschluss der Befüllung. Es wird ersichtlich, dass die Thermokline in etwa jener Höhe liegt, in der auch in radialer Richtung mehrere Thermoelemente angeordnet sind, sodass die Temperaturen in der Thermokline besonders gut überwacht werden können. Da eine komplette Befüllung des Speichers nicht notwendig war, wurde darauf verzichtet, sodass eine freie Oberfläche der Salzschnmelze in einer Höhe von $z = 3,5$ m vorlag. Bei der Befüllung wurde der Speicher zunächst auf einen Füllstand von $z = 3$ m mit heißer Salzschnmelze (550°C) befüllt, bevor anschließend über die Dauer von 2 h kaltes Fluid (300°C) darunter geschichtet wurde. Anschließend wurden die Temperaturen über eine Messdauer von $T_M = 10 \text{ h} = 36\,000 \text{ s}$ mit Hilfe der Thermoelemente bei einer Abtastfrequenz von $F_A = 1 \text{ Hz}$ aufgenommen. Die außen am Speicher angebrachten Heizelemente waren während der Versuchszeit nicht in Betrieb.

In Abbildung 8.1(b) ist das resultierende, vertikale Temperaturprofil nach Abschluss

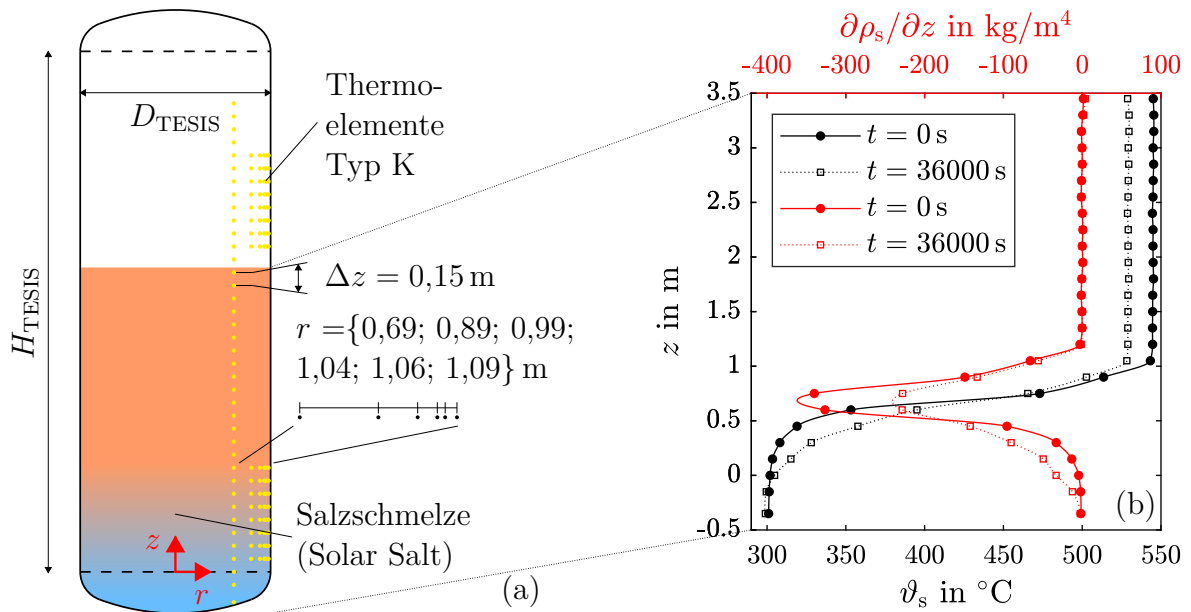


Abbildung 8.1: (a) Schematische Darstellung des mit thermisch geschichteter Salzschnmelze befüllten *TESIS:store*-Speichers des DLR Köln. Die roten Pfeile zeigen den Ursprung des zylindrischen Koordinatensystems. Die gelben Punkte symbolisieren die Positionen der im Speicher platzierten Typ K Thermoelemente, wobei die radialen Positionen (r) der Sensoranordnung sowie der vertikale Abstand Δz zwischen den Sensoren nebenstehend angegeben sind. (b) Darstellung des vertikalen Temperaturprofils (schwarz) und des vertikalen Dichtegradienten (rot) zur Charakterisierung der thermischen Schichtung. Beide Profile sind zu jeweils zwei Zeitpunkten dargestellt, zu Anfang ($t = 0 \text{ s}$) und zum Ende der Messung ($t = 36000 \text{ s}$). Die Messstellen der Temperatursensoren sind durch kreisförmige oder quadratische Symbole in den Profilen gekennzeichnet und die dazwischen liegenden Werte sind mittels einer kubischen Interpolationsmethode (*Modified Akima-Interpolation* aus MATLAB) interpoliert.

der Befüllung als schwarze, durchgezogene Linie dargestellt¹⁸. Die Messwerte sind durch Kreissymbole gekennzeichnet und die dazwischen liegenden Werte sind durch eine kubische Interpolationsmethode (*Modified Akima-Interpolation* aus MATLAB) angenähert. Das Profil zeigt die oben angeordnete, heiße Schicht der Salzschnmelze mit einer Temperatur von $\vartheta_s \approx 545^\circ\text{C}$, welche im Bereich zwischen $1\text{ m} \leq z \leq 3,5\text{ m}$ nahezu konstant ist. Unterhalb davon zeigt das Temperaturprofil den Übergang in die Thermokline, welche insbesondere im oberen Bereich eine sehr abrupte Temperaturänderung aufweist. Im unteren Bereich der Thermokline bei $z \approx 0\text{ m}$ geht die Salzschnmelzentemperatur langsam in die Temperatur der unteren kalten Zone von $\vartheta_s \approx 300^\circ\text{C}$ über.

Zusätzlich zu dem initialen Temperaturprofil ist das Temperaturprofil vom Ende der Messung in Form der gepunkteten, schwarzen Linie dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass sich das Speicherfluid in der heißen Zone auf eine Temperatur von $\vartheta_s \approx 529^\circ\text{C}$ abgekühlt hat. Zudem hat sich die Thermokline nach unten hin minimal ausgedehnt, sodass der Bereich der homogenen, kalten Temperatur nun bei $z \approx -0,15\text{ m}$ beginnt. Deutlich stärker hat sich jedoch der Temperaturverlauf innerhalb der Thermokline verändert. Hier ist nun auch im unteren Teil ein stärkerer Anstieg der Temperatur zu erkennen.

Die beiden rot dargestellten Profile mit der zweiten Abszisse am oberen Rand von Abbildung 8.1(b) zeigen die vertikalen Dichtegradienten der Salzschnmelze zu Beginn und zum Ende der Messung, welche aus den Temperaturprofilen berechnet wurden. Das Profil vom Zeitpunkt $t = 0\text{ s}$ zeigt, dass – gemäß der Definition einer Thermokline – sowohl oberhalb als auch unterhalb der Thermokline der Dichtegradient nahezu Null ist. Im Extremum erreicht der Dichtegradient innerhalb der Thermokline zu Anfang einen Wert von $\frac{\partial\rho}{\partial z} \approx -360\text{ kg m}^{-4}$ (im Bereich der kubischen Interpolation). Über den Verlauf der Messung schwächt sich dieser Gradient auf einen Wert von $\frac{\partial\rho}{\partial z} \approx -240\text{ kg m}^{-4}$ ab, wie aus dem zweiten Profil vom Ende der Messung hervorgeht. Darüber hinaus zeigt dieses Profil, dass im unteren Bereich der Thermokline der Dichtegradient lokal angestiegen ist. Dieser Effekt ist mit dem zuvor angesprochenen stärkeren Temperaturanstieg im unteren Teil der Thermokline verknüpft und muss das Resultat einer diffusiven und eventuell auch konvektiven Durchmischung der Thermokline sein. Ein ähnlicher Effekt wurde bereits in Abschnitt 7.4.2 bemerkt, wo der Temperaturgradient in Abbildung 7.6(a) über die Zeit angestiegen ist.

8.3 Ergebnisse

8.3.1 Abschätzung der Wandschichtströmung

Im Gegensatz zu den Experimenten aus Kapitel 6 war bei den Messungen am *TE-SIS:store*-Speicher kein optischer Zugang für Strömungsmessungen mittels PIV vorhanden. Demnach ist es nicht möglich, konkrete Aussagen über das Geschwindigkeitsfeld im

¹⁸Zur Messung dieses Profils wurden die vertikal durchgehend angeordneten Sensoren bei $r = 0,69\text{ m}$ genutzt.

Bereich der Seitenwand zu tätigen. Dennoch wurde versucht durch verschiedene Maßnahmen etwas über das Geschwindigkeitsfeld herauszufinden. Es sei bereits an dieser Stelle gesagt, dass die zur Verfügung stehenden Daten nicht ausgereicht haben detaillierte Informationen über das Geschwindigkeitsfeld zu ermitteln. Dennoch soll im Folgenden kurz geschildert werden, welche Versuche im Rahmen dieser Untersuchungen unternommen wurden, da dies aus Sicht des Autors einige Hinweise gibt, welche Art von Messungen zukünftig an ähnlichen Speichern durchgeführt werden könnten, um Informationen über das Geschwindigkeitsfeld zu erhalten.

Ein erster, naheliegender Ansatz war es, die in Kapitel 6 vorgestellte Skalierungsanalyse auf den *TESIS:store*-Speicher anzuwenden, da diese eine Geschwindigkeitsabschätzung auf Basis von Temperaturdaten ermöglicht. Damit dies gelingt, müssen neben den Stoffdaten des Fluids und dem vertikalen Temperaturgradienten der Schichtung auch die lokalen Temperaturdifferenzen ($\Delta\vartheta_s(z)$) zwischen der Seitenwand und dem Fluid im Fernfeld der Wand bekannt sein. Letzterer Punkt erwies sich im Fall des hier untersuchten Experiments jedoch als nicht möglich, da keine genaue Messung der Seitenwandtemperatur möglich war. Um dennoch eine lokale Temperaturdifferenz abschätzen zu können, wurden die Temperatursensoren im wandnahen Bereich ($r = 1,09\text{ m}$) als Näherungswert für die eigentliche Wandtemperatur herangezogen. Theoretisch sollten diese Sensoren aufgrund von einer Wandstärke von 10 mm die Außenwand des Speichers berühren, was in der Praxis jedoch nicht bei jedem Sensor ausnahmslos sichergestellt werden konnte. Aus den Temperaturen ϑ_{Wand} dieser wandnahen Sensoren und den Temperaturen ϑ_{Ff} der Sensoren am Radius $r = 0,89\text{ m}$ ¹⁹ wurde dann eine näherungsweise, lokale Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_s = \vartheta_{\text{Wand}} - \vartheta_{\text{Ff}}$ berechnet. Abbildung 8.2(a) zeigt die beiden vertikalen Temperaturprofile von den wandnahen Sensoren und denen im Fernfeld der Wand. Abbildung 8.2(b) zeigt das vertikale Profil der daraus resultierenden Temperaturdifferenz. Die Fehlerbalken wurden anhand der Standardunsicherheit von Typ K Thermoelementen berechnet ($\pm \max\{1,5\text{ °C}; 0,004 \times |\vartheta|\}$; vgl. Abschnitt 3.1.3).

Anhand der großen Überschneidung der beiden Profile aus Abbildung 8.2(a) wird bereits deutlich, dass die Temperaturunterschiede zwischen den jeweiligen Sensor aus einer Höhe sehr niedrig sind. Im Rahmen der Messunsicherheit überschneiden sich die beiden Profile in jedem der Messpunkte, wie auch aus dem Profil der Temperaturdifferenz aus Abbildung 8.2(b) hervorgeht. Bei diesem Profil wurden die Unsicherheiten der beiden Profile aus Abbildung 8.2(a) aufsummiert und jeder dieser Bereiche überschreitet den Wert von $\Delta\vartheta_s = 0\text{ K}$. Zudem zeigt sich hier auch, dass die Unsicherheitsbereiche an jeder Höhenposition größer als die nominelle Temperaturdifferenz sind, wodurch es nicht sinnvoll erscheint auf Basis dieser Daten tieferegehende Auswertungen durchzuführen. Dennoch wird das gezeigte Temperaturdifferenz-Profil im Folgenden kurz diskutiert, auch weil aus der Erfahrung der Nachkalibrierung der Thermoelemente des Modellexperiments (vgl. Abschnitt 3.1.3) bekannt ist, dass Thermoelemente teilweise deutlich

¹⁹Unter den Sensoren am Radius $r = 0,69\text{ m}$ schien ein Wert unplausibel stark von den anderen abzuweichen, sodass diese Sensoren nicht als Fernfeldtemperatur genutzt wurden.

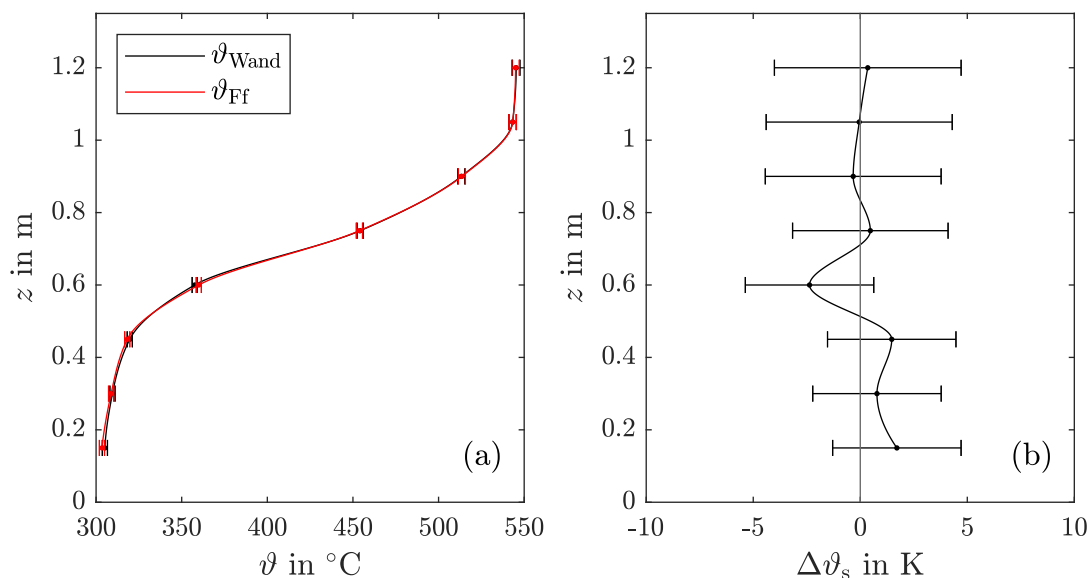


Abbildung 8.2: (a) Vertikale Temperaturprofile aus dem Höhenbereich der Thermokline, gemessen in den Radien $r = 1,09$ m (ϑ_{Wand}) und $r = 0,89$ m (ϑ_{Ff}). Die Werte zwischen den Messwerten wurden wie in Abbildung 8.1(b) kubisch interpoliert. Die Fehlerbalken wurden nach der Standardunsicherheit von Typ K Thermoelementen berechnet. (b) Profil der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_s = \vartheta_{\text{Wand}} - \vartheta_{\text{Ff}}$, wobei die Messunsicherheiten der beiden Profile aus (a) für jede Höhenposition aufsummiert wurden, um die Unsicherheit der Temperaturdifferenz zu bestimmen.

genauer als ihre Standardunsicherheit sind.

Gemäß den Ergebnissen aus Kapitel 6 wäre zu erwarten, dass im unteren Bereich der Thermokline eine positive Temperaturdifferenz vorliegt, da die Seitenwand das kalte Fluid in diesem Bereich erwärmt. Umgekehrt wäre im oberen Bereich eine negative Temperaturdifferenz zu erwarten. Unter Vernachlässigung der Unsicherheitsbereiche des Profils aus Abbildung 8.2(b) ist ein solcher Trend zu diesem Verhalten erkennbar. In der Höhe von $z = 0,6$ m ist ein negativer Ausschlag zu erkennen und direkt darunter schlägt die Temperaturdifferenz zu negativen Werten um. Sollte dieser Trend den realen Temperaturen entsprechen, so ist davon auszugehen, dass sich durch die Messung der tatsächlichen Wandtemperaturen noch einmal höhere Temperaturdifferenzen ergeben würden als die hier dargestellten.

Neben dem Versuch die Skalierungsanalyse durchzuführen, wurde zusätzlich getestet, ob die Wandströmungsgeschwindigkeit mit Hilfe der Temperatursensoren abgeschätzt werden kann. Dazu wurden die Zeitreihen übereinanderliegender Temperatursensoren vom Radius $r = 1,09$ m miteinander korreliert. Die Idee dabei ist, dass sich Strömungsfuktuationen auch im Temperatursignal abzeichnen und mit der Strömung weiter transportiert werden. Aus der Korrelation zweier Sensorsignale könnte dann ein Zeitversatz Δt des Auftretens dieser Fluktuation ermittelt werden. Gemeinsam mit dem vertikalen

Abstand Δz zwischen den zugehörigen Sensoren würde sich dann eine mittlere Geschwindigkeit der vertikalen Strömung $\bar{w} = \frac{\Delta z}{\Delta t}$ berechnen lassen. Bei der Durchführung dieser Methode hat sich jedoch herausgestellt, dass sich auf diese Weise keine nachvollziehbaren Geschwindigkeiten ergeben. Der Grund dafür ist vermutlich, dass die Sensoren mit einem vertikalen Versatz von 0,15 m zu weit voneinander entfernt sind. Einerseits setzen sich die Fluktuationen über diesen Abstand möglicherweise nicht fort, da die hohen Temperaturgradienten die Strömung sehr stark abbremsen (vgl. Diskussion zu Abbildung 6.1) oder weil die thermische Diffusion die Temperaturunterschiede zu schnell ausgleicht. Andererseits ist eine mögliche Strömung im Bereich der Thermokline eventuell auch laminar, sodass zu wenig Fluktuationen vorliegen, welche einen deutlichen Peak in der Kreuzkorrelation der Temperatursignale verursachen würden.

Als Zwischenfazit kann also festgehalten werden, dass für die Durchführung einer Skalierungsanalyse Temperaturmessdaten benötigt werden, die die tatsächliche Wandtemperatur beinhalten. Zudem ist es wünschenswert, die verwendeten Temperatursensoren zu kalibrieren, um die Unsicherheit zu vermindern und so auch kleine Temperaturunterschiede messen zu können. Da der *TESIS.store*-Speicher ursprünglich nicht für die Durchführung einer solchen Skalierungsanalyse errichtet wurde, ist es nicht überraschend, dass diese speziellen Anforderungen hier nicht erfüllt sind. Auch für die Durchführung einer Zweipunktkorrelation hätte eine speziell dafür vorgesehene Sensoranordnung im Speicher verbaut werden müssen, bei der die zu korrelierenden Sensorpaare einen deutlich geringeren vertikalen Abstand zueinander haben. In zukünftigen Projekten könnten diese Anforderungen jedoch mit relativ geringem (finanziellem) Aufwand erfüllt werden. Dann wäre sowohl eine messtechnische Abschätzung der Wandströmungsgeschwindigkeit durch Zwei-Punkt-Korrelation als auch der Vergleich zur berechneten Geschwindigkeit aus einer Skalierungsanalyse möglich.

8.3.2 Spektrale Analyse der Temperaturdaten

In diesem Abschnitt werden nun die durchgeführten Temperaturmessungen auf ihr instationäres Verhalten untersucht. Dabei wird geprüft, ob sich ein ähnliches Bild wie in den Untersuchungen zu den Temperaturmessungen der Modellzelle aus Abschnitt 7.4.2 ergibt. Dementsprechend wurden analog zu dem Vorgehen zur Erstellung von Abbildung 7.7(a) die Leistungsdichtespektren aller über die Höhe verteilten Temperatursensoren (vom Radius von $r = 0,69$ m) berechnet und in Abbildung 8.3 dargestellt. Dabei sind die Spektren aller Sensoren in Form einer Raum-Frequenz-Darstellung in Falschfarben im Hintergrund zu sehen. Darüber sind die theoretisch berechneten Frequenzprofile der BVF zu Beginn (durchgezogene rote Linie) und zum Ende der Messung (gestrichelte Linie) eingezeichnet. Die magentafarbenen Punkte zeigen die Position der Maximalstellen der Spektren an.

Beim Betrachten der LDS in Abbildung 8.3 zeigt sich ein sehr ähnliches Verhalten zu dem, was bereits in Kapitel 7 an der Speicherzelle zu beobachten war. Im oberen, heißen Bereich der Schichtung ($z > 1,2$ m) sind nahezu keine relevanten Frequenzanteile in den

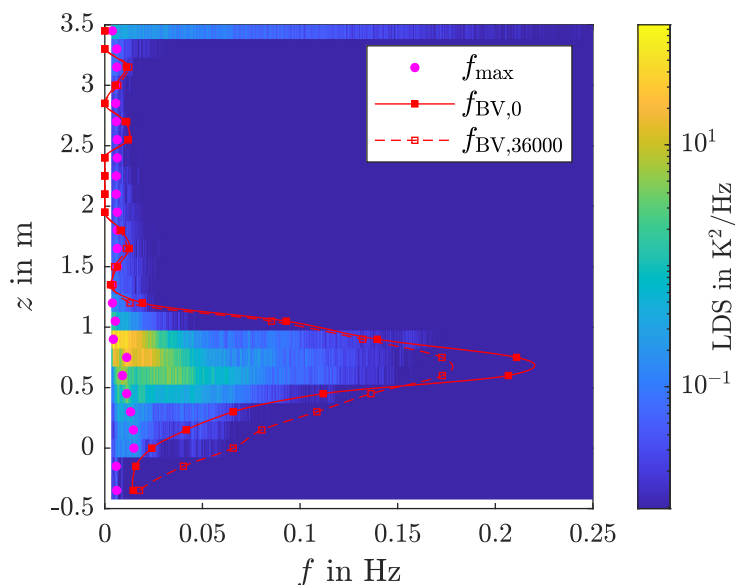


Abbildung 8.3: Analog zu der Darstellung in Abbildung 7.7(a) zeigt der farbige Hintergrund die LDS der Temperaturzeitreihen der Sensoren in Form einer Raum-Frequenz-Darstellung. Zusätzlich dazu sind die theoretisch berechneten BVF zu Beginn der Zeitreihe ($f_{\text{BV},0}(z)$) und zum Ende der Zeitreihen ($f_{\text{BV},36000}(z)$) als rote, durchgezogene bzw. gestrichelte Linie eingezeichnet. Die berechneten Werte sind durch Markierungen kenntlich gemacht und die dazwischenliegenden Werte wurden kubisch interpoliert. Die magentafarbenen Punkte zeigen die Frequenzen f_{max} maximaler Amplitude der jeweiligen LDS.

Spektren festzustellen, da sie fast ausschließlich dunkelblau (sehr niedrige Amplituden) sind. Lediglich im Bereich der niedrigsten Frequenzen der Spektren ($f < 2,5 \times 10^{-2}$ Hz) zeigen sich leicht erhöhte (hellblaue) Anteile der Leistungsdichte. Im Gegensatz dazu zeigen die Spektren weiter unten ($z < 1,2$ m) deutlich höhere Amplituden anhand der grünen und gelben Bereiche in der Darstellung. Zudem erstrecken sich die Bereiche der Spektren, welche sich vom dunkelblauen Grundrauschen absetzen, über einen deutlich breiteren Frequenzbereich bis hin zu Frequenzen von $f \approx 0,2$ Hz. Beim Vergleich mit den Temperaturprofilen aus den Abbildungen 8.1(b) und 8.2(a) zeigt sich, dass die Bereiche mit stärker ausgeprägten LDS im oberen Teil der Thermokline liegen.

Aus den gemessenen Dichtegradienten (vgl. Abbildung 8.1(b)) und den Stoffdaten der Salzschmelze konnten nun die theoretischen Profile der BVF berechnet werden. Im oberen, heißen Bereich der Schichtung weisen diese Profile leichte Schwankungen auf, was im Wesentlichen auf die Unsicherheit der Temperaturmessungen und die Fortpflanzung dieser Unsicherheit in der Berechnung des Dichtegradienten und der BVF zurückzuführen ist. Im Bereich der Thermokline erreichen beide Profile dann ihre maximale Frequenz von $\max(f_{\text{BV},0}) \approx 0,21$ Hz bzw. $\max(f_{\text{BV},36000}) \approx 0,17$ Hz im Höhenbereich von $0,6 \leq z \leq 0,75$ m, bevor sie weiter unten wieder zu niedrigeren Frequenzen tendieren.

Im unteren Thermoklinenbereich fällt der wesentliche Unterschied der beiden Frequenzprofile auf, da das Profil vom Ende der Messung hier eine höhere Frequenz als das Profil zu Beginn der Messung anzeigt, obwohl die Maximalfrequenz im Verlauf der Messung gesunken ist. Dieses Verhalten ist auf die bereits angesprochene vertikale Ausdehnung der Thermokline mit fortschreitender Zeit zurückzuführen. Eine dickere Thermokline hat zur Folge, dass die maximal auftretenden Temperatur- bzw. Dichtegradienten abnehmen, sich aber gleichzeitig an den Rändern der Thermokline Regionen mit steigenden Gradienten ausbilden (vgl. Abbildung 8.1(b)).

Abschließend gilt es nun, die gemessenen Spektren der Temperaturzeitreihen mit den theoretischen Profilen der BVF zu vergleichen und den Erkenntnissen aus der Analyse der Temperaturdaten des Modellexperiments (vgl. Abbildung 7.7) gegenüberzustellen. Im oberen Teil der geschichteten Salzschemelze lässt sich feststellen, dass die theoretischen Frequenzen auch im Bereich der gemessenen dominanten Frequenzen (magentafarbene Punkte) liegen. An der Obergrenze der Thermokline ($z \approx 1,2\text{ m}$) entfernen sich die theoretischen Profile dann von den dominanten Frequenzen der Spektren und bilden, wie auch im Fall der Modellzelle, eine obere Grenzfrequenz, die die höheren Amplituden (hellblau bis gelb) der Spektren einhüllen. Erst am unteren Ende der Thermokline ($z \approx -0,35\text{ m}$) nähern sich die theoretischen Profile wieder den gemessenen Frequenzen maximaler Leistungsdichte an.

Da dieses zuvor beschriebene Verhalten sehr gut mit dem Verhalten in der Modellzelle übereinstimmt, können auch ähnliche Schlussfolgerungen über das unstetige Verhalten der Strömung im großskaligen Salzschemelzenspeicher im Vergleich zum kleinskaligen Modellexperiment getroffen werden. Insbesondere im oberen Bereich der Thermokline werden nach dieser Interpretation vertikale Oszillationen im Frequenzbereich der lokalen BVF angeregt, welche sich dann in die Thermokline hinein fortpflanzen. Da in tieferen Ebenen der Thermokline höhere Temperaturgradienten vorliegen, führen die fortgepflanzten Oszillationen hier zu stärkeren Ausschlägen in den LDS als an dem Ort, wo die Schwingung ihren eigentlichen Ursprung hat. Die hohen Ausschläge in den Spektren des oberen Thermoklinenbereichs kennzeichnen sich durch die gelben Bereiche in Abbildung 8.3. Diese gelben Bereiche liegen in der Höhe um $z = 0,9\text{ m}$ und bei einer Frequenz von $f \approx 4 \times 10^{-3}\text{ Hz}$. Somit entsprechen diese Schwingungen dem Frequenzbereich, in dem die theoretischen Profile oberhalb der Thermokline (bei $z = 1,35\text{ m}$) zum ersten Mal gut mit den gemessenen dominanten Frequenzen übereinstimmen. Die Tatsache, dass die gelben Bereiche sich über ein Frequenzband von etwa einer Größenordnung erstrecken ($3 \times 10^{-3}\text{ Hz} \leq f \leq 3 \times 10^{-2}\text{ Hz}$), liegt vermutlich daran, dass am oberen Thermoklinenbereich verschiedene Frequenzen durch den ansteigenden Dichtegradienten angeregt werden und sich nach unten fortpflanzen. Dort überlagern sich dann alle Frequenzen und bilden die gelben Bereiche. Das gleiche Verhalten führt dann auch zu den grünen und hellblauen Bereichen der Spektren, deren Anregung nicht an der Obergrenze der Thermokline stattfindet, sondern kurz darunter. Aufgrund des dort höheren Dichtegradienten steigt die Frequenz der Schwingung und Amplitude der Temperaturschwankung sinkt wegen höherer Rückstellkräfte.

Grundsätzlich kann also auch aus Abbildung 8.3 geschlossen werden, dass die Fluktuationen im Fernfeld der Speicherwand auf die BVF zurückzuführen sind. Da diese Frequenz jedoch nur auftreten kann, sofern die stabile thermische Schichtung gestört wurde, stellt sich die Frage, wo diese Störung ihren Ursprung hat. Eine einfache Vermutung für diese Ursache wäre eine vertikale Wandschichtströmung, welche sich aufgrund interner thermischer Ausgleichsprozesse und aufgrund thermischer Verluste an die Umgebung entlang der Seitenwand ausgebildet hat. Diese Wandschichtströmung würde dann permanent dafür sorgen, dass das thermisch geschichtete Fluid vertikal ausgelenkt wird und somit eine Rückstellkraft auf das ausgelenkte Fluidpaket wirkt. Dies würde wiederum eine Oszillation mit der Schwingungsrate der BVF hervorrufen.

Um die zuvor erläuterte Annahme zu prüfen, wurde die Standardabweichung aller Temperatursensoren als Maß für die Stärke der thermischen Fluktuation berechnet. Je höher die Standardabweichung eines Temperatursignals ausfällt, umso stärker fluktuiert das Fluid an dieser Position, da schnelle Temperaturschwankungen auf einen konvektiven, nicht aber einen diffusiven Prozess hinweisen. Werden die Temperaturschwankungen dann untereinander verglichen, so kann davon ausgegangen werden, dass die Schwankung umso niedriger ausfällt je weiter ein Sensor vom Ursprung einer Fluktuation entfernt ist, da die Viskosität die Fluktuationen dämpft. Damit sich die oben getätigte Annahme der Wandschichtströmung also als wahr erweist, wäre eine stärkere Fluktuation der Temperatur im Seitenwandbereich zu erwarten. Zudem sollte die Fluktuation im Bereich der Thermokline stärker als in den Bereichen homogener Temperatur sein, da die vertikalen Temperaturgradienten für den Effekt der BVF benötigt werden.

Abbildung 8.4 zeigt die Analyse der Standardabweichung der Temperatursignale. Dabei zeigt Unterabbildung (a) die räumliche Verteilung der Temperatursensoren im zylindrischen Koordinatensystem des *TESIS:store*-Speichers, wobei die einzelnen Punkte den Wert der berechneten Standardabweichung anhand der nebenstehenden Farbskala anzeigen. Der grau hinterlegte Bereich zeigt die Position der Thermokline zu Beginn der Messung, wo die dimensionslose Temperatur zwischen 5 % und 95 % liegt (vgl. Abschnitt 3.3.1 zur Berechnung der Thermoklinendicke). Entlang der gepunkteten, schwarzen und blauen Linien sind die Werte der Sensoren noch einmal entnommen und in Unterabbildung (b) dargestellt. Diese horizontalen Profile zeigen beispielhaft die Entwicklung der Standardabweichung von der Seitenwand ($r = 1,1$ m) hin zur Mitte des Speichers für den oberen und unteren Bereich der Thermokline. In Unterabbildung (c) ist schließlich noch das vertikale Profil entlang der rot gepunkteten Achse in Unterabbildung (a) dargestellt. Dieses vertikale Profil zeigt, wie sich die Standardabweichung im Bereich der Thermokline im Vergleich zu den Zonen homogener Temperatur unterscheidet.

Zunächst kann in der Darstellung in Unterabbildung 8.4(a) festgestellt werden, dass außerhalb der Thermokline kaum nennenswerte Temperaturfluktuationen stattfinden, da in diesen Bereichen die Standardabweichung an keinem Messpunkt einen Wert von 0,18 K überschreitet. Im Gegensatz dazu ist innerhalb der Thermokline zu erkennen, dass hier die Fluktuationen deutlich stärker sind und die Standardabweichung einzelner Sensoren bis zu 1,08 K erreicht. Die höchsten Ausschläge sind dabei an der obersten Sensorschicht

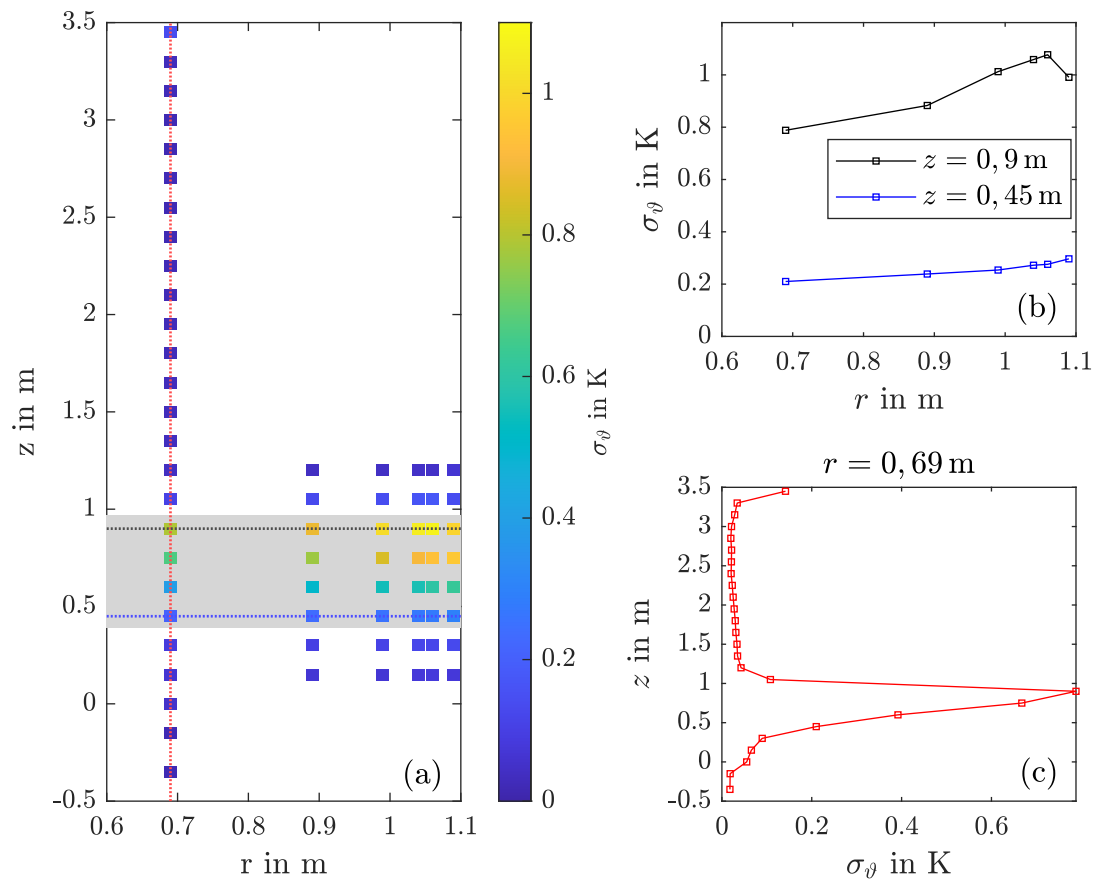


Abbildung 8.4: (a) Darstellung der Temperaturfluktuation anhand der Standardabweichung σ_ϑ für die Dauer der Messung am *TESIS:store*-Speicher. Der graue Bereich zeigt die Dicke der Thermokline zu Beginn der Messung an. (b) Horizontale Profile der Temperaturfluktuation entlang der in (a) eingezeichneten schwarz und blau gepunkteten Linien. (c) Vertikales Profil der Temperaturfluktuation entlang der in (a) eingezeichneten rot gepunkteten Linie.

innerhalb der Thermokline zu beobachten. Je weiter unten sich die Sensoren innerhalb der Thermokline befinden, umso niedriger fallen die ermittelten Standardabweichungen und somit auch die Temperaturfluktuationen aus.

Die vertikale Entwicklung der Standardabweichung wird in Unterabbildung 8.4(c) noch einmal detailliert dargestellt. Das Profil der Standardabweichung bei $r = 0,69$ m zeigt, dass die Fluktuationen innerhalb der Thermokline von unten nach oben langsam zunehmen und schließlich ihr Maximum in einer Höhe von $z = 0,9$ m erreichen. Oberhalb davon fällt die Standardabweichung und somit auch die thermische Fluktuation auf ein sehr niedriges Niveau ($< 0,1$ K ab $z = 1,2$ m) und sinkt anschließend zwar stetig aber nur noch langsam. Im obersten Bereich nehmen die Fluktuationen dann noch einmal zu, was mit der freien Oberfläche des nicht komplett gefüllten Speichers erklärt werden kann. Die darüber angeordnete Luft wird aufgrund der heißen Salzschmelze erwärmt und kühlt dabei die Flüssigkeitsoberfläche. Bei diesem Prozess werden vermutlich sowohl strömungsmechanische als auch thermische Fluktuationen angeregt, wovon letztere hier zu beobachten sind.

Die beiden Profile in Unterabbildung 8.4(b) zeigen die beiden horizontalen Profile der obersten und untersten Sensorreihe innerhalb der Thermokline. Auch hier kann beobachtet werden, dass die Fluktuationen im oberen Teil der Thermokline ausnahmslos höher als im unteren Teil sind. Darüber hinaus ist hier auch gut erkennbar, dass mit zunehmendem Abstand zur Seitenwand des Speichers ($r = 1,1$ m) die Fluktuationen immer weiter abfallen. Im schwarzen Profil des oberen Bereichs bildet der äußere Sensor bei $r = 1,09$ m dabei noch eine Ausnahme, da er eine etwas niedrigere Standardabweichung als der nächste Sensor aufweist. Danach fällt jedoch auch in diesem Profil die Standardabweichung mit steigendem Wandabstand stetig ab. An der Position $r = 0,69$ m ist diese Abnahme der Fluktuation in beiden Profilen noch nicht abgeschlossen, sodass davon auszugehen ist, dass die Fluktuationen in der Mitte des Speichers noch geringer sind.

Insgesamt lassen sich die zuvor aufgezählten Beobachtungen aus Abbildung 8.4 so interpretieren, dass sich die im Speicher auftretenden Fluktuationen aus dem Bereich der Thermokline und dort insbesondere aus Richtung der Seitenwand ausbreiten. Somit scheint sich die zuvor geäußerte Vermutung zu bestätigen, dass Strömungen entlang der vertikalen Seitenwand die Ursache für die Anregung der BVF im Fernfeld der Wand sind. Während sich die Fluktuationen von der Wand zur Mitte des Speichers ausbreiten, werden sie dann aufgrund von Reibungsverlusten abgeschwächt.

Dass im oberen Bereich der Thermokline die Fluktuationen am stärksten ausgeprägt sind, ist ebenso plausibel, da dort der Temperaturgradient am stärksten ansteigt (vgl. Abbildung 8.1(b)), wodurch sich am oberen Ende der Thermokline angeregte BVF sehr schnell in Regionen sehr hoher Gradienten ausbreiten können. In diesen Regionen sorgen die ausgebreiteten Strömungsfluktuationen dann für starke Temperaturschwankungen. Im unteren Teil der Thermokline findet der Übergang von niedrigen zu hohen Gradienten hingegen deutlich langsamer statt, sodass die resultierenden Temperaturschwankungen geringer ausfallen.

Schließlich kann aus Abbildung 8.4 noch gefolgert werden, dass die zwar geringen aber vorhandenen Ausschläge in den Spektren der homogenen Temperaturschicht im oberen Bereich der Thermokline angeregt werden. Obwohl die gemessene Standardabweichung zwar sehr gering ist, ist der klare Trend in Unterabbildung (c) zu erkennen, dass sie mit zunehmendem Abstand zur Thermokline geringer wird. Da davon auszugehen ist, dass die abklingende Fluktuation abermals auf viskose Reibung zurückzuführen ist, kann also geschlossen werden, dass die Fluktuation ihren Ursprung am Rand der Thermokline hat.

8.4 Fazit

Die Untersuchungen der Messung am *TESIS:store*-Speicher des DLR haben gezeigt, dass die Ergebnisse des Modellexperiments aus dem vorangegangenen Kapitel gut auf reale, großskalige TES übertragbar sind. In der spektralen Analyse wurden aufbauend auf den Ergebnissen aus Kapitel 7 ähnliche Untersuchungen zu den Fluktuationen im *TESIS:store*-Speicher durchgeführt. Die physikalischen Phänomene, welche bereits im kleinen Modellexperiment identifiziert wurden, konnten auch hier die gemessenen Temperaturfluktuationen schlüssig erklären und liefern somit eine allgemeine Aussagekraft über das Strömungsverhalten in thermischen Schichtenspeichern. Dies ist besonders bemerkenswert, da der *TESIS:store*-Speicher nicht nur das etwa 220-fache Speichervolumen besitzt, sondern auch ein anderes Speichermedium bei sehr viel höheren Temperaturen und eine veränderte Geometrie aufweist.

Ein Abgleich mit den Ergebnissen aus Kapitel 6 konnte zwar nicht durchgeführt werden, da der *TESIS:store*-Speicher nicht über die notwendigen Sensoren an der Seitenwand verfügt und auch andere Methoden zur Abschätzung der Strömungsgeschwindigkeit in diesem Fall nicht funktionierten. Dennoch können aus dem Versuch, die Strömung mit Hilfe einer Skalierungsanalyse abzuschätzen, einige Folgerungen gezogen werden, wie andere großskalige Speicher, welche speziell für die hier durchgeführten Untersuchungen vorgesehen sein sollen (im Gegensatz zum *TESIS:store*-Speicher), mit Sensorik auszustatten wären. Zum Einen sollten Sensoren an oder in der Speicherwand zur Messung der Wandtemperatur platziert werden, wobei durch nachkalibrierte Sensoren die Unsicherheit in der zu berechnenden lokalen Temperaturdifferenz minimiert werden kann. Zum Anderen könnte durch das Platzieren von wandnahen Temperatursensoren mit geringem vertikalen Versatz die Messung von Wandstrahlgeschwindigkeiten mit Hilfe von Zwei-Punkt-Korrelation möglich sein. In TES, die auf diese Weise mit Temperatursensoren ausgestattet sind, könnte dann eine messtechnisch ermittelte Geschwindigkeit mit einer theoretisch berechneten Geschwindigkeit aus einer Skalierungsanalyse verglichen werden. Dies könnte die in Kapitel 6 vorgestellte Skalierungsanalyse dann auch für großskalige Speicher validieren und so zu verbesserten digitalen Modellen von thermischen Schichtenspeichern beitragen.

9 Zusammenfassung und Ausblick

9.1 Zusammenfassung

Thermische Energiespeicher (TES) sind eine vielversprechende und ökonomische Lösung zur Energiespeicherung über mittel- bis langfristige Zeiträume, deren Optimierung einen wichtigen Beitrag zur Energiewende leisten kann. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit die Auswirkungen parasitärer Wandschichtströmungen, welche innerhalb thermischer Energiespeicher und insbesondere in thermischen Schichtenspeichern auftreten und dabei die Speichereffizienz herabsetzen, untersucht. Die Untersuchungen basieren im Wesentlichen auf der experimentellen Charakterisierung der physikalischen Effekte, welche im Zusammenhang mit parasitären Wandschichtströmungen in thermischen Schichtenspeichern auftreten. Darüber hinaus wurden auch numerische Methoden angewendet und analytische Vergleichsmodelle entwickelt, um die experimentellen Ergebnisse vorzubereiten bzw. einzuordnen.

Nach einer Schilderung der theoretischen Grundlagen wurden zunächst die verschiedenen Versuchseinrichtungen, welche im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kamen, ausführlich beschrieben. Dabei handelt es sich einerseits um einen 2 m^3 großen TES, welcher als Referenzspeicher zur Validierung des Hauptexperiments genutzt wurde. Das Hauptexperiment ist ein $0,1\text{ m}^3$ großes Modellexperiment eines thermischen Schichtenspeichers. Dieses Modellexperiment wurde eigens für die geplanten Versuche entwickelt und besteht aus einer quaderförmigen, optisch zugänglichen Speicherzelle, in der eine einschiebbare Metallplatte die Seitenwand eines thermischen Speichers imitiert. Neben der eigentlichen Speicherzelle wurde noch umfangreiche Peripherie zur Versuchsdurchführung und Sensorik in dem Aufbau implementiert. Die Messungen wurden mittels Temperatursensoren und *Particle Image Velocimetry* (PIV) durchgeführt.

Nach der Beschreibung des experimentellen Aufbaus wurden thermodynamische Untersuchungen der beiden Versuchsaufbauten vorgestellt und miteinander verglichen. Darin wurden die Unterschiede zwischen der Energieeffizienz und der Exergieeffizienz der beiden Systeme herausgestellt. Es wurde gezeigt, dass die Exergieeffizienz im Modellexperiment schneller absinkt, wenn in die Speicherzelle eine Seitenwand mit höherer Wärmeleitfähigkeit eingesetzt wird. Zudem wurde beim Vergleich zum Referenzspeicher gezeigt, dass sich beide Systeme auf einer dimensionslosen Zeitskala ähnlich verhalten. Dazu wurde die Zeit der Messreihen mit den individuellen Speicherzeitkonstanten der jeweiligen Messungen entdimensionalisiert. Unter vergleichbaren Bedingungen sank die Exergieeffizienz des Modellexperiments nach 29 % der Speicherzeitkonstanten (das entspricht 18 h) auf einen Referenzwert von $1/e$, wohingegen der Referenzspeicher diesen Wert nach 35 % seiner Speicherzeitkonstante (433 h) erreichte. Aus diesem Vergleich wird klar, dass trotz des ähnlichen Verhaltens auf dimensionsloser Ebene, die Experimente in der kleinen Modellzelle „beschleunigt“ ablaufen, was vorteilhaft für die experimentelle Praxis ist.

Die eigentliche Untersuchung der internen, thermischen Konvektion von TES wur-

de anschließend mit numerischen Voruntersuchungen begonnen, in denen ein zweidimensionales Modell des Versuchsaufbaus simuliert wurde. Dabei kam der kommerzielle Strömungslöser ANSYS Fluent zum Einsatz. In den Simulationen wurden die thermischen Anfangsbedingungen gemäß gemessener Temperaturprofile des realen Modellexperiments festgelegt und die Stoffwerte, welche teils starke Temperaturabhängigkeit aufweisen, wurden mittels benutzerdefinierter Funktionen an die Software übergeben. Die Ergebnisse der Simulation zeigen zwei gegenläufige, parasitäre Wandschichtströmungen, welche auf halber Höhe aufeinandertreffen. Der Antrieb dieser Strömungen konnte aufgrund des analysierten Temperaturfeldes auf den Wärmestrom über die vertikale Seitenwand zurückgeführt werden. Aufgrund der realitätsnahen Stoffparameter sind diese Strömungen asymmetrisch in dem Sinne, dass die obere Wandschichtströmung dünner und schneller als die untere Wandschichtströmung ist. Dieser Effekt ist insbesondere auf die temperaturabhängige Viskosität zurückzuführen, welche sich im Übergang von hoher zu niedriger Wassertemperatur fast verdreifacht.

Im darauffolgenden Kapitel wurden die ersten Ergebnisse aus PIV-Messungen vorgestellt. Diese Ergebnisse sind aus insgesamt sieben einzelnen Messungen mit jeweils bis zu vier simultan genutzten Kameras zusammengesetzt, wobei die Strömungsfelder vor dem Zusammensetzen zeitlich gemittelt wurden. Aufgrund des speziellen Messverfahrens sind die Ergebnisse sehr hochauflösend und zeigen zum ersten Mal messtechnisch ermittelte Wandschichtströmungen innerhalb eines thermischen Schichtenspeichers. Die zusammengesetzten quasi-stationären Strömungsfelder zeigen die beiden parasitären Wandschichtströmungen im Bereich vom Boden der Modellzelle bis zum Deckel. Die Ergebnisse bestätigen die Asymmetrie zwischen den beiden Wandschichtströmungen, welche bereits in der Simulation zu beobachten war. Zudem zeigen sie Rückströmungsgebiete, welche horizontal an beide Wandschichtströmungen angrenzen und insbesondere im Bereich der Thermokline stark ausgeprägt sind. Um ein tieferes Verständnis für die gemessene Strömung zu entwickeln, wurde eine bekannte Skalierungsanalyse aus der Literatur so angepasst, dass sie auf die Verhältnisse in thermischen Schichtenspeichern angewendet werden kann. Die resultierende neue Skalierungsformel zeigt, dass die thermische Schichtung im Bereich der Thermokline hauptverantwortlich für das Abbremsen der beiden Wandschichtströmungen ist, bevor diese aufeinandertreffen können. Auch die beobachteten Rückströmungsgebiete sind ein Resultat dieser Abbremsung und somit Folge der Thermokline. Schließlich konnten während der Durchführung der Experimente aus diesem Kapitel deutliche Fluktuationen im Bereich der oberen Wandschichtströmung beobachtet werden, welche Anlass für die Durchführung zusätzlicher, zeitaufgelöster Messungen waren.

Die Ergebnisse dieser zeitaufgelösten Messungen sind Inhalt eines zweiten Kapitels zu den durchgeführten PIV-Messungen. Die darin vorgestellten Ergebnisse setzen sich aus einer örtlich und zeitlich hochauflösenden Messung der oberen Wandschichtströmung und einer Messung des Fernfeldes der Wand (in gleicher Höhe) mit etwas geringerer Orts- und Zeitauflösung zusammen. An ausgewählten Positionen innerhalb und außerhalb der Wandschichtströmung wurden Frequenzanalysen der gemessenen Geschwindigkeitskom-

ponenten durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, dass sowohl innerhalb als auch außerhalb der Wandschichtströmung charakteristische Frequenzen in den analysierten Spektren auftreten. Innerhalb der Wandschichtströmung stimmt die ermittelte Frequenz sehr gut mit einer empirisch ermittelten Frequenz überein, welche aus der Literatur bekannt war und ebenfalls auf die Verhältnisse in thermischen Schichtenspeichern angepasst wurde. Aus der Übereinstimmung kann geschlossen werden, dass sich die obere Wandschichtströmung des Experiments in Transition zu turbulenter Strömung befindet, da das Auftreten der charakteristischen Frequenz verursacht. Die charakteristische Frequenz im Fernfeld der Wand konnte wiederum auf die sogenannte Brunt-Väisälä-Frequenz zurückgeführt werden. Diese Frequenz beschreibt die Oszillation ausgelenkter Fluidpakete innerhalb einer thermisch (bzw. dichte-) geschichteten Umgebung. Da diese Frequenz mit dem lokalen Dichtegradienten skaliert ist sie im Falle des hier vorliegenden Experiments höhenabhängig. Eine weitere Frequenzanalyse von Temperaturmessdaten konnte zeigen, dass sich die Schwingungsfrequenzen vom oberen und unteren Rand der Thermokline in das Innere der Thermokline ausbreiten und dabei die stärksten Fluktuationen in der Schichtung verursachen. Aus diesem Grund kann geschlossen werden, dass insbesondere in diesen Bereichen die Entstehung der Brunt-Väisälä-Frequenzen unterdrückt werden sollte, um eine Durchmischung der thermischen Schichtung zu minimieren und die Gesamteffizienz eines Schichtenspeichers somit zu steigern.

Zum Abschluss dieser Arbeit wurden schließlich Ergebnisse, welche vom DLR in Köln an einem großskaligen Salzschnmelzen-Speicher (*TESIS:store* mit einem Volumen von 22 m^3) aufgenommen wurden, ausgewertet. Anhand dieser Untersuchungen konnten insbesondere die Ergebnisse der zeitaufgelösten Messungen am Modellexperiment validiert werden, da der *TESIS:store*-Speicher ein sehr ähnliches Verhalten aufgewiesen hat. Einerseits konnten hier ebenfalls charakteristische Frequenzen in Zeitreihen von Temperaturmessungen nachgewiesen werden. Auch hier haben sich die charakteristischen Frequenzen aus den Randbereichen in das Innere der Thermokline fortgepflanzt und dort die höchsten gemessenen Fluktuationen verursacht. Dies zeigt also, dass die Ergebnisse aus dem kleinen Modellexperiment auch auf großskalige Speicher übertragbar sind. Bemerkenswert dabei ist, dass sich im Falle des *TESIS:store*-Speichers nicht nur die räumlichen Dimensionen deutlich unterschieden haben, sondern dass auch ein anderes Speicherfluid (Solar Salt) verwendet wurde und die Speichergeometrie sich ebenfalls vom Modellexperiment unterschieden hat. Durch die Analyse horizontal angebrachter Sensoren konnte zudem nachgewiesen werden, dass die thermischen (und demnach auch strömungsmechanischen) Fluktuationen ihren Ursprung an den Seitenwänden haben, da dort die Amplituden der Schwingungen am höchsten waren. Daraus wird ersichtlich, dass die Wandschichtströmungen, in thermischen Schichtenspeichern durch zwei unterschiedliche Mechanismen die Speichereffizienz herabsetzen. Einerseits sind sie direkt an der vertikalen Ausdehnung der Thermokline beteiligt, da sie durch ihren Strömungstransport den Temperatúrausgleich vorantreiben. Andererseits sind sie die Ursache für die Störungen der eigentlich stabilen Schichtung, indem sie Schwingungen und Durchmischungsprozesse antreiben.

Somit ist abschließend festzuhalten, dass die Unterbindung der parasitären Wandschichtströmungen ein essentieller Schritt zur Steigerung der Speichereffizienz thermischer Energiespeicher ist. Mit den grundlegenden Untersuchungen dieser Arbeit wurde zu einem besseren Verständnis der inhärenten, strömungsmechanischen Phänomene in thermischen Energiespeichern beigetragen. Die entwickelten analytischen Modelle können zukünftig dazu genutzt werden, bessere digitale Abbilder thermischer Speicher zu entwickeln. Außerdem bieten die entdeckten physikalischen Phänomene die Möglichkeit, die Gesamteffizienz dieser Speichertechnologie durch gezielte Maßnahmen zu erhöhen.

9.2 Ausblick

Aus den Ergebnissen dieser Arbeit haben sich einige weiterführende Fragestellungen entwickelt, welche Potential für zukünftige Forschung liefern. So könnten im nächsten Schritt die entwickelte Skalierungsanalyse sowie die Frequenzberechnungen zu einem gemeinsamen Modell kombiniert werden, welches den Exergieverlust in thermischen Speichern aufgrund von parasitären Wandschichtströmungen vorhersagen kann. Dabei sollten zukünftig auch die Einflüsse unterschiedlicher Speicherwandmaterialien und Speicherfluide direkt in dem Modell abbildbar sein. Bislang haben sich diese lediglich in der gemessenen, lokalen Temperaturdifferenz widerspiegelt.

Weiterhin wäre es interessant die großskaligen Umlaufströmungen in typischen Speichergeometrien grundlegend zu charakterisieren. Da das Modellexperiment aus dieser Arbeit geometrisch nicht mit typischen Speichern vergleichbar ist, sind aus Sicht des Autors optische Strömungsmessungen an einem zylindrischen Modellexperiment wünschenswert. Außerdem sollte in diesem Zusammenhang auch angestrebt werden, eine geeignete Messtechnik zur simultanen Messung von Temperatur- und Strömungsfeld zu nutzen. Durch die Messungen beider Felder können dann lokale Wärmeströme sowie dimensionslose Kennzahlen wie die lokale Nußelt-Zahl berechnet werden. Abschließend wären zudem Messungen an einem Modellexperiment von Interesse, indem ein anderes Speicherfluid, wie beispielsweise eine Flüssigsalzsichelze zum Einsatz kommt. Dies ermöglicht die Untersuchung von Effekten, die möglicherweise in wasserbetriebenen Modellexperimenten nicht auftreten.

Zur Freude des Autors wurde aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit ein Projekt durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft gefördert, welches die oben genannten Punkte adressiert und die anwendungsorientierte Grundlagenforschung an thermischen Schichtenspeichern weiterführt.

Quellenverzeichnis

- [1] *Paris Agreement*. Techn. Ber. (adopted 12 Dec., 2015, entered into force 4 Nov. 2016).
- [2] GIELEN, D. u. a. „The Role of Renewable Energy in the Global Energy Transformation“. In: *Energy Strategy Reviews* 24 (2019), S. 38–50.
- [3] KREUZ, S. und MÜSGENS, F. „Measuring the Cost of Renewable Energy in Germany“. In: *The Electricity Journal* 31.4 (2018), S. 29–33.
- [4] *Energieverbrauch in Deutschland Im Jahr 2021*. Techn. Ber. Berlin: Arbeitsgemeinschaft Energiebilanzen e.V., 2022.
- [5] *Auswertungstabellen Zur Energiebilanz Deutschland - Daten Für Die Jahre von 1990 Bis 2021*. Techn. Ber. Berlin: AG Energiebilanzen e.V., 2022.
- [6] *Anwendungsbilanzen Zur Energiebilanz Deutschland - Endenergieverbrauch Nach Energieträgern Und Anwendungszwecken*. Techn. Ber. Berlin, 2023.
- [7] OLABI, A. u. a. „Critical Review of Energy Storage Systems“. In: *Energy* 214 (2021), S. 118987.
- [8] GEORGIOUS, R. u. a. „Review on Energy Storage Systems in Microgrids“. In: *Electronics* 10.17 (2021), S. 2134.
- [9] NIKOLAIDIS, P. und POULLIKKAS, A. „Cost Metrics of Electrical Energy Storage Technologies in Potential Power System Operations“. In: *Sustainable Energy Technologies and Assessments* 25 (2018), S. 43–59.
- [10] LUO, X. u. a. „Overview of Current Development in Electrical Energy Storage Technologies and the Application Potential in Power System Operation“. In: *Applied Energy* 137 (2015), S. 511–536.
- [11] DÍAZ-GONZÁLEZ, F. u. a. „A Review of Energy Storage Technologies for Wind Power Applications“. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 16.4 (2012), S. 2154–2171.
- [12] CHEN, H. u. a. „Progress in Electrical Energy Storage System: A Critical Review“. In: *Progress in Natural Science* 19.3 (2009), S. 291–312.
- [13] IBRAHIM, H., ILINCA, A. und PERRON, J. „Energy Storage Systems—Characteristics and Comparisons“. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 12.5 (2008), S. 1221–1250.
- [14] HÄNGGI, S. u. a. „A Review of Synthetic Fuels for Passenger Vehicles“. In: *Energy Reports* 5 (2019), S. 555–569.
- [15] ABEDIN, A. H. „A Critical Review of Thermochemical Energy Storage Systems“. In: *The Open Renewable Energy Journal* 4.1 (2011), S. 42–46.

-
- [16] XU, J., WANG, R. und LI, Y. „A Review of Available Technologies for Seasonal Thermal Energy Storage“. In: *Solar Energy* 103 (2014), S. 610–638.
- [17] KUMAR, A. und SHUKLA, S. „A Review on Thermal Energy Storage Unit for Solar Thermal Power Plant Application“. In: *Energy Procedia* 74 (2015), S. 462–469.
- [18] SARBU, I. und SEBARCHIEVICI, C. „A Comprehensive Review of Thermal Energy Storage“. In: *Sustainability* 10.1 (2018), S. 191.
- [19] KOHLHEPP, P. u. a. „Large-Scale Grid Integration of Residential Thermal Energy Storages as Demand-Side Flexibility Resource: A Review of International Field Studies“. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 101 (2019), S. 527–547.
- [20] YANG, T. u. a. „Seasonal Thermal Energy Storage: A Techno-Economic Literature Review“. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 139 (2021), S. 110732.
- [21] MAHON, H. u. a. „A Review of Thermal Energy Storage Technologies for Seasonal Loops“. In: *Energy* 239 (2022), S. 122207.
- [22] BENATO, A. und STOPPATO, A. „Pumped Thermal Electricity Storage: A Technology Overview“. In: *Thermal Science and Engineering Progress* 6 (2018), S. 301–315.
- [23] BASECQ, V. u. a. „Short-Term Storage Systems of Thermal Energy for Buildings: A Review“. In: *Advances in Building Energy Research* 7.1 (2013), S. 66–119.
- [24] HAN, Y. M., WANG, R. Z. und DAI, Y. J. „Thermal Stratification within the Water Tank“. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* (2009), S. 13.
- [25] ARTECONI, A., HEWITT, N. und POLONARA, F. „Domestic Demand-Side Management (DSM): Role of Heat Pumps and Thermal Energy Storage (TES) Systems“. In: *Applied Thermal Engineering* 51.1-2 (2013), S. 155–165.
- [26] FAN, J. und FURBO, S. „Buoyancy Driven Flow in a Hot Water Tank Due to Standby Heat Loss“. In: *Solar Energy* 86.11 (2012), S. 3438–3449.
- [27] DINCER, I. und ROSEN, M. *Thermal Energy Storage: Systems and Applications*. 2. Aufl. Wiley, 2011.
- [28] ABDELHAK, O., MHIRI, H. und BOURNOT, P. „CFD Analysis of Thermal Stratification in Domestic Hot Water Storage Tank during Dynamic Mode“. In: *Building Simulation* 8.4 (2015), S. 421–429.
- [29] GÖPPERT, S. u. a. „Be- und Entladesysteme für thermische Schichtenspeicher: Teil 1 – Überblick“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 80.3 (2008), S. 287–293.
- [30] LOHSE, R. u. a. „Be- Und Entladesysteme Für Thermische Schichtenspeicher: Teil 2 – Untersuchungen Des Beladeverhaltens“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 80.7 (2008), S. 935–943.

- [31] IEVERS, S. und LIN, W. „Numerical Simulation of Three-Dimensional Flow Dynamics in a Hot Water Storage Tank“. In: *Applied Energy* 86.12 (2009), S. 2604–2614.
- [32] CASTELL, A. u. a. „Dimensionless Numbers Used to Characterize Stratification in Water Tanks for Discharging at Low Flow Rates“. In: *Renewable Energy* 35.10 (2010), S. 2192–2199.
- [33] LOHSE, R. u. a. „Effects During Loading of Hot Water Storages with a High Aspect Ratio“. In: *EuroHeat&Power* 9.3 (2012), S. 42–47.
- [34] BRÄMER, C. u. a. „Influence of Geometry and Operation Parameters on Thermal Stratification“. In: *EuroHeat&Power* 9.4 (2012), S. 30–36.
- [35] GARCÍA-MARÍ, E. u. a. „A New Inlet Device That Enhances Thermal Stratification during Charging in a Hot Water Storage Tank“. In: *Applied Thermal Engineering* 61.2 (2013), S. 663–669.
- [36] STEINERT, P., GÖPPERT, S. und PLATZER, B. „Transient Calculation of Charge and Discharge Cycles in Thermally Stratified Energy Storages“. In: *Solar Energy* 97 (2013), S. 505–516.
- [37] GONZÁLEZ-ALTOZANO, P. u. a. „New Methodology for the Characterisation of Thermal Performance in a Hot Water Storage Tank during Charging“. In: *Applied Thermal Engineering* 84 (2015), S. 196–205.
- [38] KONG, L., WEIXINGYUAN und ZHU, N. „CFD Simulations of Thermal Stratification Heat Storage Water Tank with an Inside Cylinder with Openings“. In: *Procedia Engineering* 146 (2016), S. 394–399.
- [39] BUHL, M. und PLATZER, B. „Probleme Bei Der Erfassung Des Ausströmverhaltens Eines Einfachen Schichtenladers Mittels PIV/PLIF“. In: *Experimentelle Strömungsmechanik - 24. Fachtagung 2016*. Cottbus, 2016, S. 9.
- [40] BUHL, M. und PLATZER, B. „Strömungsverhalten in Einem Einfachen Schichtenlader“. In: *Experimentelle Strömungsmechanik - 25. Fachtagung 2017*. Karlsruhe, 2017, S. 9.
- [41] BOUHAL, T. u. a. „Numerical Modeling and Optimization of Thermal Stratification in Solar Hot Water Storage Tanks for Domestic Applications: CFD Study“. In: *Solar Energy* 157 (2017), S. 441–455.
- [42] KUMAR, K. und SINGH, S. „Investigating Thermal Stratification in a Vertical Hot Water Storage Tank under Multiple Transient Operations“. In: *Energy Reports* 7 (2021), S. 7186–7199.
- [43] HALLER, M. Y. u. a. „Methods to Determine Stratification Efficiency of Thermal Energy Storage Processes – Review and Theoretical Comparison“. In: *Solar Energy* 83.10 (2009), S. 1847–1860.

-
- [44] HALLER, M. Y. u. a. „A Method to Determine Stratification Efficiency of Thermal Energy Storage Processes Independently from Storage Heat Losses“. In: *Solar Energy* 84.6 (2010), S. 997–1007.
- [45] BONK, A. u. a. „Advanced Heat Transfer Fluids for Direct Molten Salt Line-Focusing CSP Plants“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 67 (2018), S. 69–87.
- [46] PELAY, U. u. a. „Thermal Energy Storage Systems for Concentrated Solar Power Plants“. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 79 (2017), S. 82–100.
- [47] KURAVI, S. u. a. „Thermal Energy Storage Technologies and Systems for Concentrating Solar Power Plants“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 39.4 (2013), S. 285–319.
- [48] GEISSBÜHLER, L. u. a. „Analysis of Industrial-Scale High-Temperature Combined Sensible/Latent Thermal Energy Storage“. In: *Applied Thermal Engineering* 101 (2016), S. 657–668.
- [49] AMEEN, M. T. u. a. „Experimental Study and Analysis of a Novel Layered Packed-Bed for Thermal Energy Storage Applications: A Proof of Concept“. In: *Energy Conversion and Management* 277 (2023), S. 116648.
- [50] DUMONT, O. u. a. „Carnot Battery Technology: A State-of-the-Art Review“. In: *Journal of Energy Storage* 32 (2020), S. 101756.
- [51] STEINMANN, W.-D. „Thermo-Mechanical Concepts for Bulk Energy Storage“. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 75 (2017), S. 205–219.
- [52] THESS, A. u. a. „Herausforderung Wärmespeicher“. In: *Physik Journal* 14.2 (2015), S. 33–39.
- [53] HOWES, J. „Concept and Development of a Pumped Heat Electricity Storage Device“. In: *Proceedings of the IEEE* 100.2 (2012), S. 493–503.
- [54] OKAZAKI, T. „Electric Thermal Energy Storage and Advantage of Rotating Heater Having Synchronous Inertia“. In: *Renewable Energy* (2019), S0960148119317380.
- [55] THESS, A. „Thermodynamic Efficiency of Pumped Heat Electricity Storage“. In: *Physical Review Letters* 111.11 (2013), S. 110602.
- [56] GONZALEZ-AYALA, J. u. a. „Multicriteria Optimization of Brayton-like Pumped Thermal Electricity Storage with Liquid Media“. In: *Journal of Energy Storage* 44 (2021), S. 103242.
- [57] BENATO, A. „Performance and Cost Evaluation of an Innovative Pumped Thermal Electricity Storage Power System“. In: *Energy* 138 (2017), S. 419–436.
- [58] LAUGHLIN, R. B. „Pumped Thermal Grid Storage with Heat Exchange“. In: *Journal of Renewable and Sustainable Energy* 9.4 (2017), S. 044103.

- [59] HASSAN, A. H. u. a. „Thermodynamic Analysis of High-Temperature Pumped Thermal Energy Storage Systems: Refrigerant Selection, Performance and Limitations“. In: *Energy Reports* (2020), S2352484720302432.
- [60] STEINMANN, W.-D., JOCKENHÖFER, H. und BAUER, D. „Thermodynamic Analysis of High-Temperature Carnot Battery Concepts“. In: *Energy Technology* 8.3 (2020), S. 1900895.
- [61] PÉREZ-GALLEGO, D. u. a. „Thermodynamic Performance of a Brayton Pumped Heat Energy Storage System: Influence of Internal and External Irreversibilities“. In: *Entropy* 23.12 (2021), S. 1564.
- [62] HEDEGAARD, K. u. a. „Wind Power Integration Using Individual Heat Pumps – Analysis of Different Heat Storage Options“. In: *Energy* 47.1 (2012), S. 284–293.
- [63] OTTO, H. u. a. „Vakuum-Isolations-Paneele Für Hochleistungswärmespeicher Bis 140°C“. In: *Thüringer Werkstofftag 2020*. Jena, 2020.
- [64] OTTO, H., RESAGK, C. und CIERPKA, C. „Optical Measurements on Thermal Convection Processes inside Thermal Energy Storages during Stand-By Periods“. In: *Optics* 1.1 (2020), S. 155–172.
- [65] SHYU, R. J. und HSIEH, C. K. „Unsteady Natural Convection in Enclosures With Stratified Medium“. In: *Journal of Solar Energy Engineering* 109.2 (1987), S. 127–133.
- [66] SHYU, R.-J., LIN, J.-Y. und FANG, L.-J. „Thermal Analysis of Stratified Storage Tanks“. In: *Journal of Solar Energy Engineering* 111.1 (1989), S. 54–61.
- [67] NELSON, J. E. B., BALAKRISHNAN, A. R. und MURTHY, S. S. „Parametric Studies on Thermally Stratified Chilled Water Storage Systems“. In: *Applied Thermal Engineering* (1999).
- [68] PAPANICOLAOU, E. und BELESSIOTIS, V. „Transient Hydrodynamic Phenomena and Conjugate Heat Transfer During Cooling of Water in an Underground Thermal Storage Tank“. In: *Journal of Heat Transfer* 126.1 (2004), S. 84–96.
- [69] GASQUE, M. u. a. „Study of the Influence of Inner Lining Material on Thermal Stratification in a Hot Water Storage Tank“. In: *Applied Thermal Engineering* 75 (2015), S. 344–356.
- [70] SCHMIDT, E. und BECKMANN, W. „Das Temperatur- Und Geschwindigkeitsfeld Vor Einer Wärme Abgebenden Senkrechten Platte Bei Natürlicher Konvektion“. In: *Technische Mechanik und Thermodynamik* 1.10 (1930), S. 341–349.
- [71] SCHMIDT, E. und BECKMANN, W. „Das Temperatur- Und Geschwindigkeitsfeld Vor Einer Wärme Abgebenden Senkrechten Platte Bei Natürlicher Konvektion“. In: *Technische Mechanik und Thermodynamik* 1.11 (1930), S. 391–406.
- [72] LORENZ, L. „Ueber Das Leitungsvermögen Der Metalle Für Wärme Und Electricität“. In: *Annalen der Physik* 249.8 (1881), S. 582–606.

-
- [73] YANG, K.-T. „Possible Similarity Solutions for Laminar Free Convection on Vertical Plates and Cylinders“. In: *Journal of Applied Mechanics* 27.2 (1960), S. 230–236.
- [74] ELDER, J. W. „Laminar Free Convection in a Vertical Slot“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 23.01 (1965), S. 77.
- [75] GEORGE, W. K. und CAPP, S. P. „A Theory for Natural Convection Turbulent Boundary Layers next to Heated Vertical Surfaces“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 22.6 (1979), S. 813–826.
- [76] TSUJI, T. und NAGANO, Y. „Characteristics of a Turbulent Natural Convection Boundary Layer along a Vertical Flat Plate“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 31.8 (1988), S. 1723–1734.
- [77] PATTERSON, J. C. und ARMPFIELD, S. W. „Transient Features of Natural Convection in a Cavity“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 219.-1 (1990), S. 469.
- [78] SCHAUB, M., KRIEGEL, M. und BRANDT, S. „Experimental Investigation of Heat Transfer by Unsteady Natural Convection at a Vertical Flat Plate“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 136 (2019), S. 1186–1198.
- [79] CHEESEWRIGHT, R. „Natural Convection from a Plane, Vertical Surface in Non-Isothermal Surroundings“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 10.12 (1967), S. 1847–1859.
- [80] YANG, K., NOVOTNY, J. und CHENG, Y. „Laminar Free Convection from a Nonisothermal Plate Immersed in a Temperature Stratified Medium“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15.5 (1972), S. 1097–1109.
- [81] JALURIA, Y. und GEBHART, B. „Stability and Transition of Buoyancy-Induced Flows in a Stratified Medium“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 66.3 (1974), S. 593–612.
- [82] PATTERSON, J. und IMBERGER, J. „Unsteady Natural Convection in a Rectangular Cavity“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 100.01 (1980), S. 65–86.
- [83] JALURIA, Y. und HIMASEKHAR, K. „Buoyancy-Induced Two-Dimensional Vertical Flows in a Thermally Stratified Environment“. In: *Computers & Fluids* 11.1 (1983), S. 39–49.
- [84] KULKARNI, A., JACOBS, H. und HWANG, J. „Similarity Solution for Natural Convection Flow over an Isothermal Vertical Wall Immersed in Thermally Stratified Medium“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 30.4 (1987), S. 691–698.
- [85] KRIZHEVSKY, L., COHEN, J. und TANNY, J. „Convective and Absolute Instabilities of a Buoyancy-induced Flow in a Thermally Stratified Medium“. In: *Physics of Fluids* 8.4 (1996), S. 971–977.

- [86] TANNY, J. und COHEN, J. „The Mean Temperature Field of a Buoyancy-Induced Boundary Layer Adjacent to a Vertical Plate Immersed in a Stratified Medium“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 41.14 (1998), S. 2125–2130.
- [87] LIN, W., ARMFIELD, S. und MORGAN, P. „Unsteady Natural Convection Boundary-Layer Flow along a Vertical Isothermal Plate in a Linearly Stratified Fluid with $Pr > 1$ “. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002), S. 451–459.
- [88] PAOLUCCI, S. und ZIKOSKI, Z. J. „Free Convective Flow from a Heated Vertical Wall Immersed in a Thermally Stratified Environment“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 67 (2013), S. 1062–1071.
- [89] ALI, N. und Y., I. „Two-Dimensional Natural Convection Heat Transfer from a Heated Plate Immersed in a Thermally Stratified Medium: Numerical and Experimental Study“. In: *International Journal of Computer Applications* 179.2 (2017), S. 1–8.
- [90] LIU, Y. „Scaling of Convective Boundary Layer Flow Induced by Linear Thermal Forcing at $Pr < 1$ and $Pr > 1$ “. In: *Physical Review E* 100.4 (2019), S. 043112.
- [91] LIU, Y. und REN, S. „Improved Scaling Analysis of the Transient Buoyancy-Driven Flow Induced by a Linear Temperature Gradient“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 162 (2020), S. 120386.
- [92] MÜLLER, U. und EHRHARD, P. *Freie Konvektion Und Wärmeübertragung*. 1. Aufl. Heidelberg: C.F. Müller Verlag, 1999.
- [93] LIN, W., ARMFIELD, S. und PATTERSON, J. „Unsteady Natural Convection Boundary-Layer Flow of a Linearly-Stratified Fluid with $Pr < 1$ on an Evenly Heated Semi-Infinite Vertical Plate“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51.1-2 (2008), S. 327–343.
- [94] LIN, W. u. a. „Prandtl Number Scaling of Unsteady Natural Convection Boundary Layers for $Pr > 1$ Fluids under Isothermal Heating“. In: *Physical Review E* 79.6 (2009), S. 066313.
- [95] SAHA, S. C., PATTERSON, J. C. und LEI, C. „Natural Convection Boundary-Layer Adjacent to an Inclined Flat Plate Subject to Sudden and Ramp Heating“. In: *International Journal of Thermal Sciences* 49.9 (2010), S. 1600–1612.
- [96] SAHA, S. C. „Scaling of Free Convection Heat Transfer in a Triangular Cavity for $Pr > 1$ “. In: *Energy and Buildings* 43.10 (2011), S. 2908–2917.
- [97] LIN, W. und ARMFIELD, S. W. „Unified Prandtl Number Scaling for Start-up and Fully Developed Natural-Convection Boundary Layers for Both $Pr \geq 1$ and $Pr \leq 1$ Fluids with Isothermal Heating“. In: *Physical Review E* 86.6 (2012), S. 066312.

-
- [98] LIN, W. und ARMPFIELD, S. W. „Natural Convection Boundary-Layer Flow on an Evenly Heated Vertical Plate with Time-Varying Heating Flux in a Stratified $Pr < 1$ Fluid“. In: *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications* 76.6 (2019), S. 393–419.
- [99] NIE, B. und XU, F. „Scales of Natural Convection on a Convectively Heated Vertical Wall“. In: *Physics of Fluids* 31.2 (2019), S. 024107.
- [100] LIU, Y. und HUANG, H. „Effect of Three Modes of Linear Thermal Forcing on Convective Flow and Heat Transfer in Rectangular Cavities“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 147 (2020), S. 118951.
- [101] JIANG, Y. u. a. „Scaling of Buoyancy-Driven Flows on a Horizontal Plate Subject to a Ramp Heating of a Finite Time“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 171 (2021), S. 121061.
- [102] KHATAMIFAR, M., LIN, W. und DONG, L. „Transient Conjugate Natural Convection Heat Transfer in a Differentially-Heated Square Cavity with a Partition of Finite Thickness and Thermal Conductivity“. In: *Case Studies in Thermal Engineering* 25 (2021), S. 100952.
- [103] NIE, B., SHAO, Y. und XU, F. „An Experimental Study of Natural Convection on a Vertical Surface with Neighboring Isothermal and Isoflux Heating“. In: *The European Physical Journal E* 44.8 (2021), S. 104.
- [104] ZHAO, Y., LEI, C. und PATTERSON, J. C. „Resonance of the Thermal Boundary Layer Adjacent to an Isothermally Heated Vertical Surface“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 724 (2013), S. 305–336.
- [105] ZHAO, Y., LEI, C. und PATTERSON, J. C. „A PIV Measurement of the Natural Transition of a Natural Convection Boundary Layer“. In: *Experiments in Fluids* 56.1 (2015), S. 9.
- [106] VAN BERKEL, J. „Mixing in Thermally Stratified Energy Stores“. In: *Solar Energy* 58.4-6 (1996), S. 203–211.
- [107] VAN BERKEL, J., RINDT, C. C. M. und VAN STEENHOVEN, A. A. „Thermocline Dynamics in a Thermally Stratified Store“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2002).
- [108] RATNU, S. S. und MANU, K. V. „Three-Dimensional Thermocline Dynamics in Thermal Storage Tanks“. In: *Journal of Applied Fluid Mechanics* 14.5 (2021), S. 1483–1495.
- [109] ADVAITH, S. u. a. „Interaction of Vortex Ring with a Stratified Finite Thickness Interface“. In: *Physics of Fluids* 29.9 (2017), S. 093602.
- [110] BAEHR, H. D. und KABELAC, S. *Thermodynamik*. 16. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg, 2016.

- [111] BERGMAN, T. L. und INCROPERA, F. P., Hrsg. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. 7th ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2011.
- [112] MORAN, M. J. u. a. *Fundamentals of Engineering Thermodynamics*. 9. Aufl. Wiley, 2018.
- [113] OERTEL, H., Hrsg. *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre: Grundlagen und Phänomene*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2012.
- [114] RAFFEL, M. u. a. *Particle Image Velocimetry*. 3. Aufl. New York, NY: Springer Berlin Heidelberg, 2018.
- [115] PRASAD, A. K. „Stereoscopic Particle Image Velocimetry“. In: *Experiments in Fluids* 29.2 (2000), S. 103–116.
- [116] SCARANO, F. „Tomographic PIV: Principles and Practice“. In: *Measurement Science and Technology* 24.1 (2013), S. 012001.
- [117] MASSING, J., KÄHLER, C. J. und CIERPKA, C. „A Volumetric Temperature and Velocity Measurement Technique for Microfluidics Based on Luminescence Lifetime Imaging“. In: *Experiments in Fluids* 59.11 (2018), S. 163.
- [118] KÖNIG, J. u. a. „On the Application of a Supercontinuum White Light Laser for Simultaneous Measurements of Temperature and Velocity Fields Using Thermochromic Liquid Crystals“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 109 (2019), S. 109914.
- [119] MOLLER, S. u. a. „Influence of the Illumination Spectrum and Observation Angle on Temperature Measurements Using Thermochromic Liquid Crystals“. In: *Measurement Science and Technology* 30.8 (2019), S. 084006.
- [120] MOLLER, S. „Experimental Characterization of Turbulent Superstructures in Large Aspect Ratio Rayleigh-Bénard Convection“. Diss. 2021.
- [121] PARTRIDGE, J. L., LEFAUVE, A. und DALZIEL, S. B. „A Versatile Scanning Method for Volumetric Measurements of Velocity and Density Fields“. In: *Measurement Science and Technology* 30.5 (2019), S. 055203.
- [122] MICHAUX, F., MATTERN, P. und KALLWEIT, S. „RoboPIV: How Robotics Enable PIV on a Large Industrial Scale“. In: *Measurement Science and Technology* 29.7 (2018), S. 074009.
- [123] RABAULT, J., KOLAAS, J. und JENSEN, A. „Performing Particle Image Velocimetry Using Artificial Neural Networks: A Proof-of-Concept“. In: *Measurement Science and Technology* 28.12 (2017), S. 125301.
- [124] MOLLER, S., RESAGK, C. und CIERPKA, C. „On the Application of Neural Networks for Temperature Field Measurements Using Thermochromic Liquid Crystals“. In: *Experiments in Fluids* 61.4 (2020), S. 111.

-
- [125] WESTERWEEL, J. und SCARANO, F. „Universal Outlier Detection for PIV Data“. In: *Experiments in Fluids* 39.6 (2005), S. 1096–1100.
- [126] SCIACCHITANO, A., SCARANO, F. und WIENEKE, B. „Multi-Frame Pyramid Correlation for Time-Resolved PIV“. In: *Experiments in Fluids* 53.4 (2012), S. 1087–1105.
- [127] KÄHLER, C. J., SCHARNOWSKI, S. und CIERPKA, C. „On the Resolution Limit of Digital Particle Image Velocimetry“. In: *Experiments in Fluids* 52.6 (2012), S. 1629–1639.
- [128] KÄHLER, C. J., SCHARNOWSKI, S. und CIERPKA, C. „On the Uncertainty of Digital PIV and PTV near Walls“. In: *Experiments in Fluids* 52.6 (2012), S. 1641–1656.
- [129] CIERPKA, C., SCHARNOWSKI, S. und KÄHLER, C. J. „Parallax Correction for Precise Near-Wall Flow Investigations Using Particle Imaging“. In: *Applied Optics* 52.12 (2013), S. 2923.
- [130] WIENEKE, B. „PIV Uncertainty Quantification from Correlation Statistics“. In: *Measurement Science and Technology* 26.7 (2015), S. 074002.
- [131] KÄHLER, C. J. u. a. „Main Results of the 4th International PIV Challenge“. In: *Experiments in Fluids* 57.6 (2016), S. 97.
- [132] KÄHLER, C. J., SCHARNOWSKI, S. und CIERPKA, C. „Highly Resolved Experimental Results of the Separated Flow in a Channel with Streamwise Periodic Constrictions“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 796 (2016), S. 257–284.
- [133] ADATRAO, S. und SCIACCHITANO, A. „Elimination of Unsteady Background Reflections in PIV Images by Anisotropic Diffusion“. In: *Measurement Science and Technology* 30.3 (2019), S. 035204.
- [134] RAJENDRAN, L. K., BANE, S. P. M. und VLACHOS, P. P. „PIV/BOS Synthetic Image Generation in Variable Density Environments for Error Analysis and Experiment Design“. In: *Measurement Science and Technology* 30.8 (2019), S. 085302.
- [135] SCHARNOWSKI, S., SCIACCHITANO, A. und KÄHLER, C. J. „On the Universality of Keane & Adrian’s Valid Detection Probability in PIV“. In: *Measurement Science and Technology* 30.3 (2019), S. 035203.
- [136] KÄUFER, T., KÖNIG, J. und CIERPKA, C. „Stereoscopic PIV Measurements Using Low-Cost Action Cameras“. In: *Experiments in Fluids* 62.3 (2021), S. 57.
- [137] CIERPKA, C. u. a. „SmartPIV: Flow Velocity Estimates by Smartphones for Education and Field Studies“. In: *Experiments in Fluids* 62.8 (2021), S. 172.
- [138] ADRIAN, R. J. und WESTERWEEL, J. *Particle Image Velocimetry*. Cambridge Aerospace Series. Cambridge, 2011.

- [139] LAURIEN, E. und OERTEL, H. *Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und Modelle - Lösungsmethoden - Qualität und Genauigkeit: mit über 530 Wiederholungs- und Verständnisfragen*. 4., überarb. und erw. Aufl. Studium Strömungsmechanik. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2011.
- [140] KAJISHIMA, T. und TAIRA, K. *Computational Fluid Dynamics*. Cham: Springer International Publishing, 2017.
- [141] FERZIGER, J. H., PERIĆ, M. und STREET, R. L. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Cham: Springer International Publishing, 2020.
- [142] OERTEL, H., BÖHLE, M. und REVIOL, T. *Strömungsmechanik: Grundlagen - Grundgleichungen - Lösungsmethoden - Softwarebeispiele*. 6., überarb. und erw. Aufl. Studium. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2011.
- [143] STOICA, P. und MOSES, R. L. *Spectral Analysis of Signals*. Upper Saddle River, N.J: Pearson/Prentice Hall, 2005.
- [144] OHM, J.-R. und LÜKE, H. D. *Signalübertragung*. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [145] WELCH, P. „The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging over Short, Modified Periodograms“. In: *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics* 15.2 (1967), S. 70–73.
- [146] WOLF, T. „Experimentelle Untersuchungen in Einem Thermischen Energiespeicher“. Masterarbeit. Ilmenau: TU Ilmenau, 2018.
- [147] WAGNER, W. und KRETZSCHMAR, H.-J. *VDI-Wärmeatlas: Mit 320 Tabellen*. Hrsg. von INGENIEURE, V. D. und GESELLSCHAFT VERFAHRENSTECHNIK UND CHEMIEINGENIEURWESEN. 11., bearb. und erw. Aufl. Springer Reference. Berlin: Springer Vieweg, 2013.
- [148] DIN E.V., Hrsg. *DIN EN 60584-1:2014-07: Thermoelemente – Teil 1: Thermospannungen Und Grenzabweichungen (IEC 60584-1:2013); Deutsche Fassung EN 60584-1:2013*. Berlin: Beuth Verlag GmbH, 2014.
- [149] YEN KEE, Y. u. a. „Uncertainty of Temperature Measured by Thermocouple“. In: *Journal of Advanced Research in Fluid Mechanics and Thermal Sciences* 68.1 (2020), S. 54–62.
- [150] BACZYMAŁSKI, D. u. a. „Near-Wall Measurements of the Bubble- and Lorentz-force-driven Convection at Gas-Evolving Electrodes“. In: *Experiments in Fluids* 56.8 (2015), S. 162.
- [151] WEISS, J. u. a. „Improved Thermocline Initialization through Optimized Inlet Design for Single-Tank Thermal Energy Storage Systems“. In: *Journal of Energy Storage* 42 (2021), S. 103088.
- [152] HAIN, R. und KÄHLER, C. J. „Fundamentals of Multiframe Particle Image Velocimetry (PIV)“. In: *Experiments in Fluids* 42.4 (2007), S. 575–587.

-
- [153] OTTO, H. und CIERPKA, C. „Influence of Thermal Stratification on Vertical Natural Convection—Experimental Investigations on the Example of Thermal Energy Storage Systems“. In: *Physics of Fluids* 33.8 (2021), S. 13.
- [154] OTTO, H. u. a. „Unsteady Inherent Convective Mixing in Thermal-Energy-Storage Systems during Standby Periods“. In: *PRX Energy* (angenommen und im Druck) (2023).
- [155] BAUER, T. u. a. „Material Aspects of Solar Salt for Sensible Heat Storage“. In: *Applied Energy* 111 (2013), S. 1114–1119.
- [156] PRANDTL, L., OSWATITSCH, K. und WIEGHARDT, K. *Führer Durch Die Strömungslehre*. 9., verbesserte und erweiterte. Wiesbaden: Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, 1990.
- [157] KUNDU, P. K. u. a. *Fluid Mechanics*. Sixth edition. Amsterdam ; Boston: Elsevier/AP, 2016.
- [158] TINAIKAR, A. u. a. „Spatio-Temporal Disruption of Thermocline by Successive Laminar Vortex Pairs in a Single Tank Thermal Energy Storage“. In: *Applied Thermal Engineering* 109 (2016), S. 924–935.
- [159] BREIDENBACH, N. u. a. „Thermal Energy Storage in Molten Salts: Overview of Novel Concepts and the DLR Test Facility TESIS“. In: *Energy Procedia* 99 (2016), S. 120–129.
- [160] ODENTHAL, C., KLASING, F. und BAUER, T. „Demonstrating Cost Effective Thermal Energy Storage in Molten Salts: DLR’s TESIS Test Facility“. In: *Energy Procedia* 135 (2017), S. 14–22.
- [161] BAUER, T., ODENTHAL, C. und BONK, A. „Molten Salt Storage for Power Generation“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 93.4 (2021), S. 534–546.
- [162] ODENTHAL, C., KLASING, F. und BAUER, T. „Investigation of the Thermocline Degradation in a Molten Salt Storage Tank“. In: *SolarPACES Conference 2022*. Albuquerque, NM, USA, 2022.
- [163] ODENTHAL, C. u. a. „Experimental and Numerical Investigation of a 4 MWh High Temperature Molten Salt Thermocline Storage System with Filler“. In: *SOLARPACES 2019: International Conference on Concentrating Solar Power and Chemical Energy Systems*. Daegu, South Korea, 2020, S. 190025.

Anhang A Unsicherheitsbetrachtung der Thermoelemente

In diesem Anhang ist ergänzendes Material der Unsicherheitsbetrachtung der im Modell-experiment verwendeten Thermoelemente aufgeführt. Tabelle A1 zeigt die gemessenen Mittelwerte der Temperatur während der Kalibrierung sowie die ermittelte Standardabweichung der 15 Sensoren.

Tabelle A1: Zahlenwerte der Mittelwerte (μ) und der doppelten Standardabweichung (2σ) der Zeitreihen der 15 Thermoelemente.

Sensornummer	μ in °C	2σ in K
1	0.033	0.019
2	0.035	0.019
3	0.028	0.018
4	0.034	0.018
5	0.053	0.018
6	0.055	0.018
7	0.033	0.017
8	0.024	0.018
9	0.029	0.018
10	0.015	0.019
11	0.040	0.019
12	0.032	0.018
13	0.005	0.017
14	0.002	0.018
15	-0.011	0.018

Anhang B Stoffparameter von Wasser

Im Folgenden werden die exakten Gleichungen, welche das Ergebnis der Regression der Stoffparameter von Wasser in Abhängigkeit der Wassertemperatur ϑ sind, angegeben (vgl. Kapitel 5). Es wurden die Dichte ρ_{sim} , die spezifische Wärmekapazität c_{sim} , die Wärmeleitfähigkeit λ_{sim} sowie die dynamische Viskosität μ_{sim} angenähert:

$$\rho_{\text{sim}} = -1,358 \times 10^{-7} \cdot \vartheta^4 + 1,907 \times 10^{-4} \cdot \vartheta^3 - 0,103 \cdot \vartheta^2 + 24,71 \cdot \vartheta - 1195,3, \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{aligned} c_{\text{sim}} = & 5,1364791886 \times 10^{-10} \cdot \vartheta^6 - 1,0422781096 \times 10^{-6} \cdot \vartheta^5 + \\ & 8,7999956681 \times 10^{-4} \cdot \vartheta^4 - 0,39571560454 \cdot \vartheta^3 + \\ & 99,969641793 \cdot \vartheta^2 - 13455,616893 \cdot \vartheta + 758209,73008, \quad (\text{B.2}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{sim}} = & 4,29501 \times 10^{-8} \cdot \vartheta^3 - 5,11636 \times 10^{-5} \cdot \vartheta^2 + \\ & 2,07193 \times 10^{-2} \cdot \vartheta - 2,16118, \quad (\text{B.3}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_{\text{sim}} = & -4,54194 \times 10^{-13} \cdot \vartheta^5 + 7,65928 \times 10^{-10} \cdot \vartheta^4 - \\ & 5,16909 \times 10^{-7} \cdot \vartheta^3 + 1,74604 \times 10^{-4} \cdot \vartheta^2 - 2,95408 \times 10^{-2} \cdot \vartheta + 2,00496. \quad (\text{B.4}) \end{aligned}$$

Anhang C Temperaturprofile aller Messperioden

In Ergänzung zu Kapitel 6 werden hier alle Temperaturprofile, die während der Strömungsmessungen aufgezeichnet wurden, noch einmal dargestellt. Dazu sind in Abbildung C1(a) die im Wasser gemessenen Temperaturprofile und in Unterabbildung (b) die Profile der Aluminiumwand dargestellt. Da die Profile aus sieben Einzelmessungen zusammengesetzt wurden, weisen sie vereinzelt leichte Unstetigkeiten in ihrem Verlauf auf.

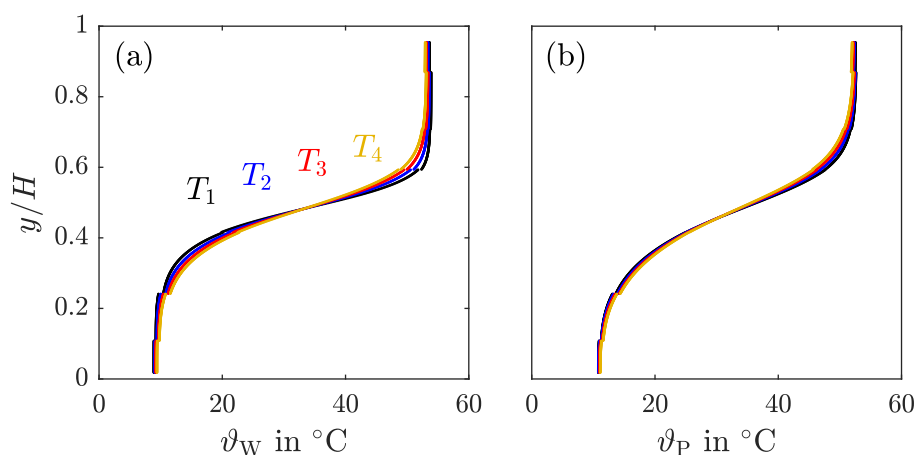


Abbildung C1: (a) Profile der Wassertemperatur ϑ_W während der vier Messperioden $T_1 - T_4$ (entsprechend der farblichen Zuordnung). (b) Profile der Temperatur in der Aluminiumplatte ϑ_P mit identischer farblicher Zuordnung.

Anhang D Entdimensionalisierung der Grundgleichungen

Durch das Einsetzen der Gleichungen (6.3) für die Entdimensionalisierung in die zweidimensionalen Boussinesq-Gleichungen (2.22) – (2.25), welche in Abschnitt 2.2 vorgestellt wurden, folgt die dimensionslose Form dieser Gleichungen:

$$\frac{U_0}{H} \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = 0, \quad (\text{D.1})$$

$$\frac{U_0^2}{H} \left(\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = - \frac{U_0^2}{H} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\nu U_0}{H^2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right), \quad (\text{D.2})$$

$$\frac{U_0^2}{H} \left(\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = - \frac{U_0^2}{H} \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\nu U_0}{H^2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) +$$

$$g\beta\Delta\vartheta_{\text{ref}}(\Theta - \Theta_{\text{W}}),$$

$$\frac{\Delta\vartheta_{\text{ref}}U_0}{H} \left(\frac{\partial\Theta_{\text{W}}}{\partial\tau} + \frac{\partial\Theta_{\text{F}}}{\partial\tau} + U \frac{\partial\Theta_{\text{F}}}{\partial X} + V \frac{\partial\Theta_{\text{F}}}{\partial Y} + U \frac{\partial\Theta_{\text{W}}}{\partial X} + V \frac{\partial\Theta_{\text{W}}}{\partial Y} \right) +$$

$$2 \frac{\partial\vartheta_{\text{W,ref}}}{\partial t} + 2 \frac{\partial\vartheta_{\text{W,ref}}}{\partial x} + 2 \frac{\partial\vartheta_{\text{W,ref}}}{\partial y} = \frac{\kappa\Delta\vartheta_{\text{ref}}}{H^2} \left(\frac{\partial^2\Theta_{\text{F}}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\Theta_{\text{F}}}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2\Theta_{\text{W}}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\Theta_{\text{W}}}{\partial Y^2} \right). \quad (\text{D.4})$$

Nach weiterem Umformen und unter Verwendung der Relationen (6.4) und (6.5) folgt schließlich das in Abschnitt 6.4 gezeigte Gleichungssystem (6.6) – (6.9).

Anhang E Durchführung der Skalierungsanalyse

In diesem Abschnitt wird die in Abschnitt 2.4.1 diskutierte Skalierungsanalyse detailliert durchgeführt. Das folgende Vorgehen geschieht in Anlehnung an die Skalierungsanalyse von LIN, ARMFELD und MORGAN allerdings auf Basis der für das hier betrachtete Experimente angepasste Gleichungssystem (6.6) – (6.9). Die Ergebnisse der Skalierungsanalyse beziehen sich dabei stets ausschließlich auf den Bereich der Grenzschicht entlang der vertikalen Platte. In diesem Bereich werden nun Skalierungsgrößen für die Grenzschichtdicke $\delta_g(Y)$, die vertikale Geschwindigkeit $v_g(Y)$ und die Zeit $\tau_g(Y)$ definiert, welche jeweils von der Höhe Y abhängen. Weiterhin wird angenommen, dass innerhalb der Grenzschicht die vertikale Geschwindigkeitskomponente deutlich größer als die horizontale Komponente ausgeprägt ist ($v_g(Y) \gg u_g(Y)$) und dass die Grenzschichtdicke deutlich kleiner als die vertikale Ausdehnung der Wandschichtströmung ist ($\delta_g(Y) \ll Y_s \approx 0,5$).

Da das Fluid initial noch in Ruhe ist, gleichen sich im ersten Schritt der instationäre Term und der Diffusionsterm aus Gleichung (6.9) über die Dicke der thermischen Grenzschicht der Größenordnung $O(\delta_{g,t})$ aus, sodass für die Skalierung der Grenzschichtdicke

$$\tau^{-1} \sim \text{Ra}^{-1/2} \delta_{g,t}(\tau)^2 \quad \longleftrightarrow \quad \delta_{g,t}(\tau) \sim \text{Ra}^{-1/4} \tau^{1/2}, \quad (\text{E.1})$$

gilt. Innerhalb der so entstehenden thermischen Grenzschicht beginnen anschließend die Auftriebskräfte aus Gleichung (6.8) zu wirken, welche lediglich durch die viskosen Kräfte ausgeglichen werden, sodass die resultierende vertikale Geschwindigkeit $O(v_{g,t})$ gilt:

$$\text{Ra}^{-1/2} \delta_{g,t}(\tau)^{-2} v_{g,t}(\tau) \sim \Delta\Theta_F \quad \longleftrightarrow \quad v_{g,t}(\tau) \sim \text{Ra}^{1/2} \Delta\Theta_F(Y) \delta_{g,t}(\tau)^2. \quad (\text{E.2})$$

Dabei ist $\Delta\Theta_F(Y)$ die Änderung der Temperaturfluktuation über die Dicke der thermischen Grenzschicht mit $\Delta\Theta_F(Y) = \Theta_P(Y) - \Theta_W(Y)$. Aus den Gleichungen (E.1) und (E.2) ergibt sich dann

$$v_{g,t}(\tau) \sim \Delta\Theta_F(Y) \tau. \quad (\text{E.3})$$

Nachdem mit Hilfe der vorangegangenen Skalierungsrelationen das transiente Verhalten für das Entstehen der vertikalen Strömung entlang der Platte beschrieben wurde, kann nun eine Zeitskala für das Erreichen eines quasi-stationären Strömungszustandes abgeleitet werden. Dazu wird angenommen, dass sich die Grenzschichtströmung genau dann im stationären Zustand befindet, wenn der von der vertikalen Platte eingeleitete Wärmestrom²⁰ genau dem Wärmeabtransport durch die Konvektionströmung entspricht. Dies bedeutet, dass der Diffusionsterm dem Konvektionsterm entsprechen muss und durch

²⁰Wärme wird nur im Falle der unteren Wandschichtströmung also für den Fall $0 \leq Y \leq Y_s$ von der Platte in das Fluid eingeleitet. Für $Y_s \leq Y \leq H$ findet der Prozess genau umgedreht statt.

Zuhilfenahme von (E.1) – (E.3) folgt:

$$v_{g,t}(\tau) \left(\frac{\Delta\Theta_F(Y)}{Y} + 2S \right) \sim \frac{\Delta\Theta_F(Y)}{\text{Ra}^{1/2} \delta_{g,t}(\tau)^2}, \quad (\text{E.4})$$

$$\Delta\Theta_F(Y) \tau_{g,s}(Y) \left(\frac{\Delta\Theta_F(Y)}{Y} + 2S \right) \sim \frac{\Delta\Theta_F(Y)}{\tau_{g,s}(Y)}, \quad (\text{E.5})$$

$$\tau_{g,s}(Y) \sim \left(\frac{\Delta\Theta_F(Y)}{Y} + 2S \right)^{-1/2}. \quad (\text{E.6})$$

Nach dieser Zeit hat sich somit die stationäre Grenzschichtgeschwindigkeit ausgebildet, welche sich unter Zuhilfenahme von (E.3) und (E.6) zu

$$v_{g,s}(\tau) \sim \Delta\Theta_F(Y) \left(\frac{\Delta\Theta_F(Y)}{Y} + 2S \right)^{-1/2}, \quad (\text{E.7})$$

bestimmen lässt. Durch die Verallgemeinerung dieser Grenzschichtgeschwindigkeit auf beide Wandschichtströmungen durch das Ersetzen von Y im Nenner der Klammer mit der Lauflänge L der jeweiligen Wandschichtströmungen ergibt sich schließlich die Skalierungsgeschwindigkeit aus Gleichung (6.16).

Anhang F Langzeittemperaturmessung im Modellexperiment

In diesem Anhang sind die gemessenen Temperaturzeitreihen, welche in Abschnitt 7.4.2 auf ihre Frequenzen untersucht wurden, ergänzend vorgestellt. Abbildung F1 zeigt dazu die Originalzeitreihen aller 15 Thermoelemente im Wasser. Abbildung F2 zeigt die dazu gehören LDS der Zeitreihen.

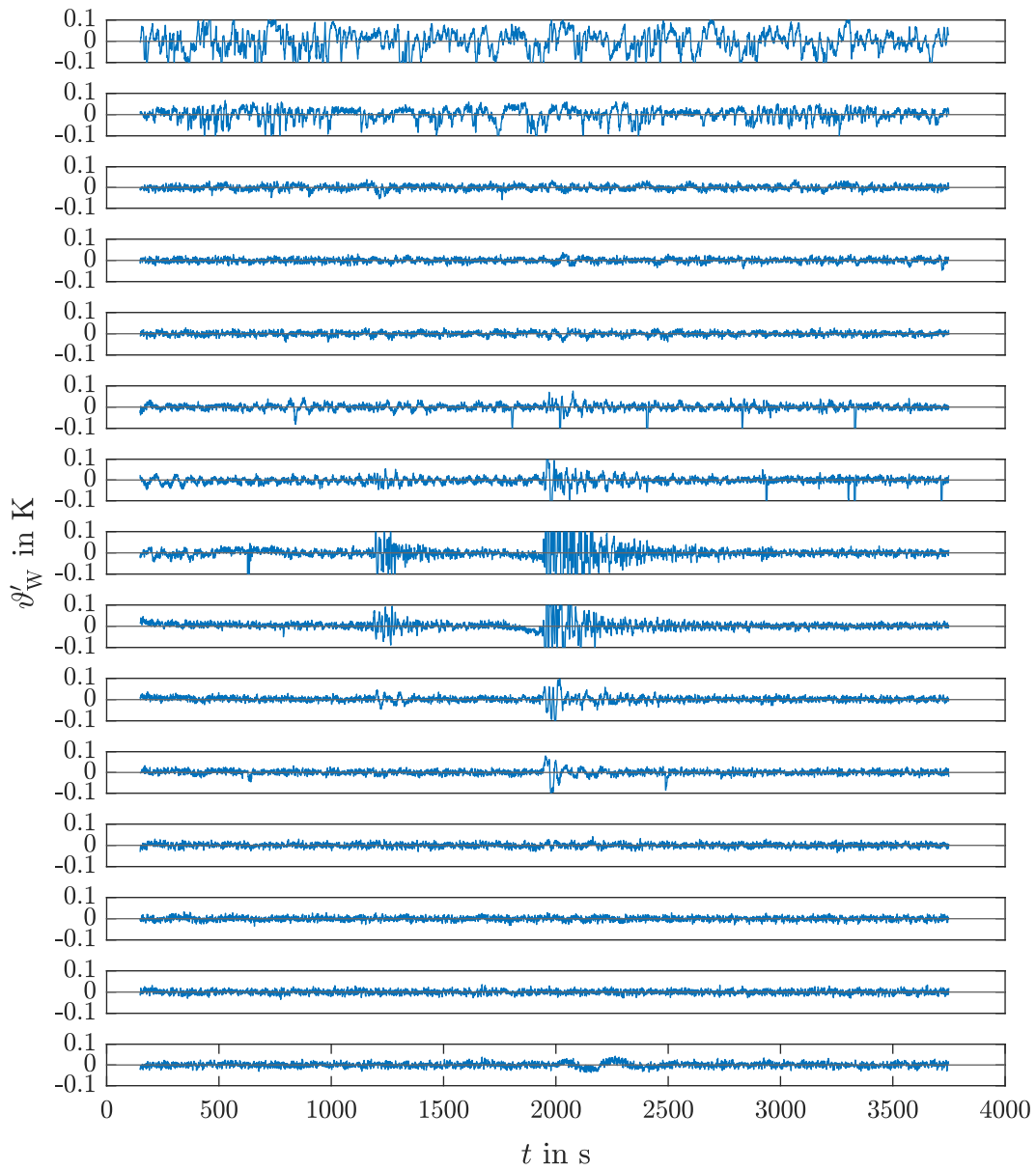


Abbildung F1: Darstellung der Zeitreihen der Temperaturschwankungen im Wasser ϑ'_W , welche zur Berechnung der LDS genutzt wurden (vgl. Abbildung 7.7). Die Anordnung der einzelnen Diagramme entspricht von unten nach oben der Anordnung der 15 Temperatursensoren im Experiment.

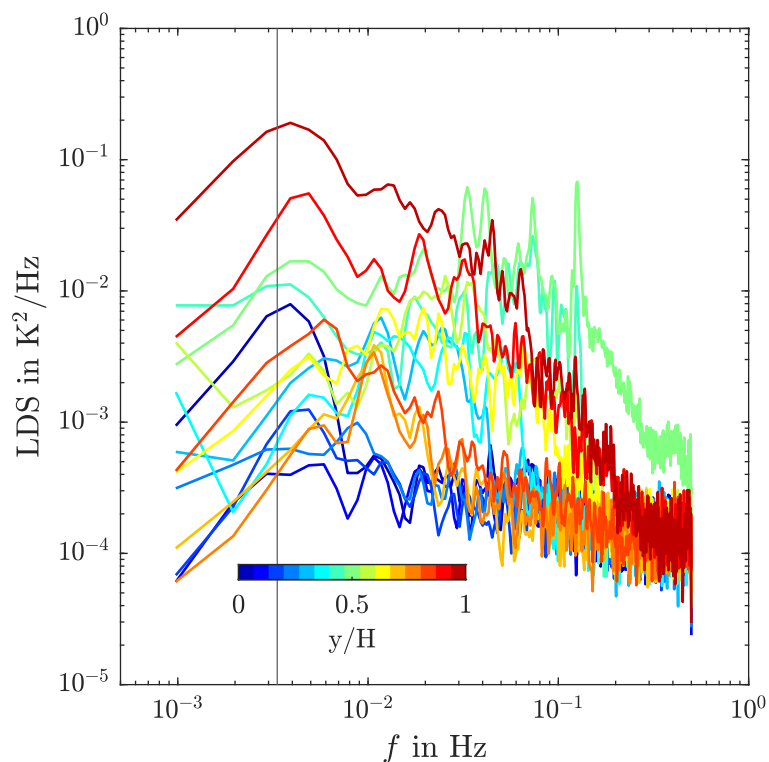


Abbildung F2: Darstellung der 15 LDS aus Abbildung 7.7(a) als Diagramm und in logarithmischer Darstellung. Die vertikale Linie markiert die Filterfrequenz $f_{\text{Filter}} = 1/T_{\text{GM}} = 1/300$ s, unterhalb derer keine dominanten Frequenzen im Spektrum mehr festzustellen sind. Die Höhe der Sensorposition der 15 Spektren ist der farblichen Zuordnung zu entnehmen (Farblegende innerhalb der Abbildung).