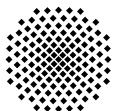


Entwicklung und Anwendung  
von Strömungsmessverfahren zur  
Untersuchung wandnaher Temperaturfelder

Mario Kuschewski





**Entwicklung und Anwendung  
von Strömungsmessverfahren zur  
Untersuchung wandnaher Temperaturfelder**

Von der Fakultät Energie-, Verfahrens- und Biotechnik  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Mario Kuschewski  
geboren in Rathenow

Hauptberichter:

Prof. Dr.-Ing. habil. Eckart Laurien

Mitberichter:

Prof. Dr.-Ing. Horst-Michael Prasser

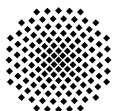
Tag der Einreichung:

15.01.2015

Tag der mündlichen Prüfung:

18.09.2015

ISSN - 0173 - 6892



Dissertation (D93)  
Institut für Kernenergetik und Energiesysteme  
Universität Stuttgart  
Pfaffenwaldring 31  
D-70569 Stuttgart



Gleichgewicht halten ist die erfolgreichste Bewegung des Lebens.

Beutelrock zitiert nach Schlichting, 1984

# Abstract

As part of this work the nonisothermal mixing of two fluid flows in a T-junction was investigated with the objective of gathering high-quality data for the validation of fluid-mechanical simulation models. For this purpose the modular fluid-mechanical test setup of the fluid-structure-interaction facility of the University of Stuttgart was used. It guarantees well-defined fluid-mechanical boundary conditions and facilitates the flexible integration of a thermocouple module and two optical modules upstream and downstream of the T-junction. The thermocouple module was built for the investigation of the near-wall temperature field with the help of thermocouples. The optical modules facilitate the application of noninvasive measurement techniques by providing optical access to the fluid.

For the determination of inflow conditions of the T-junction planar particle image velocimetry was applied. With its help velocity profiles as well as velocity spectra were recorded in the inlets. The associated measurement error for the specific optical conditions in the optical modules and for operational conditions was quantified experimentally and analytically.

As a second step in the characterisation of nonisothermal mixing in the T-junction, thermocouple measurements were conducted and analysed. The resulting data proved the existence of seven flow patterns which were mapped in three flow charts. It was shown that empirical laws describing the isothermal mixing are not suitable to cover nonisothermal mixing. Moreover, it was demonstrated that temperature-dependent buoyancy in the mixing zone significantly influences the mean temperature field as well as the temperature fluctuations. The latter were described with the help of the system parameters and dimensionless parameters which resulted from a dimensional analysis. Among others, the dependencies of the temperature fluctuation on the ratio of impulse fluxes and density differences was demonstrated.

With the aim to facilitate noninvasive temperature measurements in the mixing zone of the T-junction, the near-wall LED-induced fluorescence method (NWLED-IF-method) has been developed. The latter is a new noninvasive measurement technique which enables the two-dimensional detection of flow structures in a millimetre-thick layer of fluid adjacent to the wall in nonisothermal flows. Systematic investigations led to the identification of rhodamine B as a fluorescent dye utilizable for the NWLED-IF-method under the selected system conditions (temperature up to  $423\text{ K}$  and pressures up to  $7.5\text{ MPa}$ ). Its application provided detailed information

about the mean and the instationary temperature field in the mixing zone of the T-junction. Based on this data, the amplitudes of the temperature fluctuations in the mixing zone were found to be directly linked to the local temperature gradients. Moreover, elongated nonisothermal flow structures situated close to the wall were identified. Their temperature, direction of movement and velocity were captured for various boundary conditions.

# Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die nichtisotherme Vermischung zweier Fluidströme in einem T-Stück im Hinblick auf die Erfassung hochqualitativer Messdaten zur Validierung von strömungsmechanischen Simulationsmodellen untersucht. Dafür wurde die modular konzipierte Teststrecke der Fluid-Struktur-Interaktions-Versuchsanlage der Universität Stuttgart verwendet. Diese stellt definierte strömungsmechanische Randbedingung für das T-Stück sicher und ermöglicht den flexiblen Einbau eines Thermoelementmoduls sowie zweier Optikmodule stromaufwärts und stromabwärts des T-Stücks. Das Thermoelementmodul ist für die Vermessung des wandnahen Temperaturfeldes mittels Thermoelementen vorgesehen. An den Optikmodulen ist der Einsatz nichtinvasiver optischer Messtechnik realisierbar. Zur Vermessung der Einströmrandbedingungen des T-Stücks wurde die planare laseroptische Geschwindigkeitsmesstechnik (PIV) eingesetzt. Mit ihrer Hilfe konnten sowohl die Geschwindigkeitsprofile als auch die Geschwindigkeitsspektren der Strömungen in den Einlaufsträngen des T-Stücks dokumentiert werden. Der dabei auftretende Messfehler wurde unter Berücksichtigung der besonderen optischen Gegebenheiten der Optikmodule unter der Betriebsrandbedingungen der Versuchsanlage experimentell und analytisch bestimmt.

Als zweiter Schritt der Charakterisierung der nichtisothermen Vermischung im T-Stück wurden Thermoelementmessungen durchgeführt und ausgewertet. Auf Basis der entsprechenden Messdaten konnten sieben Strömungsformen nachgewiesen werden, die anschließend in drei Strömungsformenkarten zusammengefasst wurden. Außerdem konnte gezeigt werden, dass die empirischen Gesetzmäßigkeiten, welche isotherme Vermischungsvorgänge beschreiben, ungeeignet für die Charakterisierung der nichtisothermen Vermischung sind. Darüber hinaus wurden signifikante Einflüsse der temperaturbedingten Auftriebskräfte sowohl auf die mittleren Temperaturen als auch auf die effektiven Temperaturschwankungen in der Mischungszone nachgewiesen. Die o. g. Größen wurden auf Basis einer Dimensionsanalyse in Abhängigkeit von den Systemrandbedingungen und den selektierten dimensionslosen Kennzahlen beschrieben. Hierbei konnten unter anderem die Einflüsse des Impulsstromverhältnisses und der Dichteunterschiede auf die Temperaturschwankungen im Fluid gezeigt werden.

Um nichtinvasive Temperaturmessungen in der Mischungszone des T-Stücks zu ermöglichen, wurde das Nahwand-LED-induzierte-Fluoreszenz-Messverfahren (NWLED-IF-Messverfahren) entwickelt. Letzteres ist ein neues nichtinvasives Verfahren, das erstmals die zweidimensionale Erfassung von Strömungsstrukturen in einer millimeterdünnen wandparallelen Fluidschicht nichtisothermer Strömungen ermöglicht. Die Identifikation von Rhodamin B als ein geeigneter fluoreszierender Farbstoff für das NWLED-IF-Verfahren bei den vorgegebenen Randbedingungen (Temperaturen bis zu  $150^{\circ}\text{C}$  und Drücken bis zu  $7,5\text{ MPa}$ ) erfolgte anhand einer Reihe systematischer Untersuchungen. Der Einsatz des NWLED-IF-Messverfahrens lieferte detaillierte Informationen über das mittlere und das instationäre Temperaturfeld in der Mischungszone. Anhand der gewonnenen Messdaten wurde nachgewiesen, dass die Temperaturschwankungsamplituden in der Mischungszone im direkten Zusammenhang mit den lokalen Temperaturgradienten stehen. Überdies wurden in der wandnahen Zone langgestreckte nichtisotherme Strukturen identifiziert und deren Temperatur, Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit für unterschiedliche Randbedingungen erfasst.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Technischer Hintergrund . . . . .	1
1.2	Theorie . . . . .	7
1.3	Stand der Messtechnik . . . . .	17
1.4	Ziele dieser Arbeit . . . . .	30
<b>2</b>	<b>Versuchsstände</b>	<b>33</b>
2.1	Fluid-Struktur-Interaktions-Versuchsanlage . . . . .	33
2.2	Farbstoffmesssysteme . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Thermoelement-Messtechnik</b>	<b>47</b>
3.1	Grundlagen . . . . .	47
3.2	Bestimmung von Oberflächentemperaturen . . . . .	49
3.3	Abaqus-Visualisierungen der Temperaturfelder . . . . .	51
3.4	Temperaturmessung in der Strömung . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Induzierte-Fluoreszenz-Messverfahren</b>	<b>55</b>
4.1	Grundlagen . . . . .	55
4.2	Nahwand-LED-induzierte-Fluoreszenz-Methode . . . . .	59
4.3	Farbstoffauswahl . . . . .	65
4.4	Optimierung der Versuchsparameter . . . . .	80
4.5	Auswertungsverfahren . . . . .	91
4.6	Messunsicherheit des Messverfahrens . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Partikel-Bild-Messverfahren</b>	<b>105</b>
5.1	Messparameter und Datenauswertung . . . . .	105
5.2	Messunsicherheit des Messverfahrens . . . . .	110

<b>6 Experimentelle Untersuchungen an der Versuchsanlage</b>	<b>121</b>
6.1 Thermische Charakterisierung . . . . .	121
6.2 Analyse der Temperaturfelder im T-Stück . . . . .	129
6.3 Bestimmung von Geschwindigkeitsprofilen . . . . .	134
6.4 Bestimmung von Geschwindigkeitsspektren . . . . .	142
6.5 Untersuchung der Mischungszone mit dem Thermoelementmodul . . .	145
6.6 Untersuchung der Mischungszone mit dem NWLED-IF-Verfahren . .	160
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>173</b>
<b>Anhang</b>	<b>180</b>



# Abkürzungsverzeichnis

<b>Ar</b>	Argon
<b>CAD</b>	Computer-Aided Design
<b>CCD</b>	Charge-Coupled Device
<b>CFD</b>	Computational Fluid Dynamics
<b>CMOS</b>	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
<b>CRA</b>	Cochenille Rot A
<b>DN</b>	Nomineller Durchmesser
<b>DWR</b>	Druckwasserreaktor
<b>FEM</b>	Finite-Elemente-Methode
<b>FL</b>	Fluorescein
<b>FSI</b>	Fluid-Struktur-Interaktion
<b>IF</b>	Induzierte Fluoreszenz
<b>IKE</b>	Institut für Kernenergetik und Energiesysteme
<b>KKW</b>	Kernkraftwerk
<b>KTA</b>	Kerntechnischer Ausschuss
<b>LDA</b>	Laser-Doppler-Anemometrie

<b>LED</b>	Licht emittierende Diode
<b>LES</b>	Large-Eddy Simulation
<b>LIF</b>	Laser-induced Fluorescence
<b>LWR</b>	Leichtwasserreaktor
<b>MPA</b>	Materialprüfungsanstalt
<b>MTE</b>	Mantelthermoelement
<b>MTF</b>	Modulationstransferfunktion
<b>NWLED-IF</b>	Nahwand-LED-induzierte-Fluoreszenz
<b>OD</b>	Optische Dichte
<b>PIV</b>	Particle Image Velocimetry
<b>R6G</b>	Rhodamin 6G
<b>RB</b>	Rhodamin B
<b>RT</b>	Raumtemperatur
<b>SR1</b>	Säurerot 1
<b>SRV</b>	Signal-Rausch-Verhältnis
<b>TE</b>	Thermoelement
<b>TR-PIV</b>	Time-resolved Particle Image Velocimetry

# Symbolverzeichnis

## Akzente und Operatoren

$\dot{x}$	zeitliche Ableitung
$\hat{x}$	relative Größe
$\bar{x}$	zeitlicher Mittelwert
$\tilde{x}$	tatsächliche (nicht gemessene) Größe
$\vec{x}$	vektorielle Größe
$Eff(x')$	Effektivwert der Schwankungskomponente von x
$f(x)$	Funktion von x
$LDS(x)$	Leistungsdichtespektrum von x
$max(x)$	Maximum von x
$x$	lokale Größe
$x'$	Abweichung vom zeitlichen Mittelwert
$x^*$	normierte Größe

## Konstanten

$C_0$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$g$	Erdbeschleunigung
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum
$N_A$	Avogadro'sche Konstante

## Dimensionslose Größen

$Gr$	Grashofzahl
$Pr$	Prandtlzahl
$Ra$	Rayleighzahl
$Re$	Reynoldszahl
$Ri$	Richardsonzahl
$Sr$	Strouhalzahl

## Griechische Symbole

$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient
$\beta$	Volumenausdehnungskoeffizient
$\chi$	molares Extinktionsmodul
$\Delta$	Differenz
$\delta$	systematische Messabweichung
$\Delta_i, \Delta_2$	Vertrauensintervall
$\epsilon$	molarer Absorptionskoeffizient
$\eta$	dynamische Viskosität
$\eta_{flu}$	Quanteneffizienz des Fluoreszenzfarbstoffs
$\hat{\chi}$	Quantile der $chi^2$ -Verteilung
$\lambda$	Wellenlänge des Lichts
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$\nu$	kinematische Viskosität
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Phi$	Winkel im globalen Koordinatensystem
$\pi$	Kreiszahl
$\rho$	(Massen-)Dichte
$\sigma$	empirische Standardabweichung
$\tau_t$	Zeitverschiebung
$\varphi$	Mischungsskalar
$\vartheta$	Celsius-Temperatur
$\vartheta_{Grenz}$	Celsius-Grenztemperatur

### **Lateinische Symbole**

$\dot{I}$	Impulsstrom
$\dot{m}$	Massenstrom
$\dot{Q}$	Wärmestrom
$\dot{q}$	Wärmestromdichte
$\dot{V}$	Volumenstrom
$\ell$	Integrales Längenmaß
$A$	Fläche
$a$	Temperaturleitfähigkeit
$B_{op,res}$	resultierende Bildhöhe
$B_{op}$	Bildhöhe
$C$	lokale Lichtgeschwindigkeit

$c$	Stoffkonzentration
$c_D$	Widerstandsbeiwert
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_v$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$D$	Rohrdurchmesser
$d$	Durchmesser
$dx, dy, dz$	infinitesimal kleine Abmessungen
$E$	Extinktion/ Absorption
$E_{lg}$	dekadische Extinktion / Absorption
$E_{ln}$	natürliche Extinktion / Absorption
$f$	Frequenz
$F_i$	Leistungsdichte
$F_{flu}$	normierter Intensitätsdichteanteil des Fluoreszenzspektrums
$f_{op}$	Brennweite
$G_{op}$	Gegenstandshöhe
$I$	Lichtintensität
$i$	volumetrische Lichtintensität
$J$	Pulsenergie
$k$	Wellenzahl
$k_{BZ}$	Blendenzahl
$l$	Länge
$m$	Masse
$N$	Anzahl
$n$	Brechungsindex
$N_{\square}$	Bildelementanzahl
$Off$	Offset
$P$	beliebige Größe
$p$	Druck
$P_{\square}$	Bildelementverknüpfung
$P_{LED}$	Leistungseinstellung der LED
$R$	Korrelationsabhängige
$R$	Rohrradius
$r$	Radiale Koordinate
$r_h, \Phi, x$	globales, Zylinderkoordinatensystem Hauptstrang

$r_n, \theta, y$	globales, Zylinderkoordinatensystem Nebenstrang
$s$	Materialdicke
$T$	Temperatur(-differenz)
$t$	Zeit
$T_\ell$	Integrales Zeitmaß
$T_I$	Transmissionsgrad
$U$	Beliebige elektr. Spannung
$u$	Geschwindigkeit
$V$	Volumen
$X$	Aussteuerung/Digitalwert $ADU$
$x, y, z$	globales kartesisches Koordinatensystem
$A_{op}$	Abbildungsmaßstab
$g_{op}$	Gegenstandsweite
$M$	molare Masse

#### **Tiefgestellte Indices**

$\square$	Bildelement
$\infty$	Fernfeld bzw. perfekte Mischung
$a$	außen
$ab$	Absorption
$an$	Anregung
$Bew$	Bewegungsunschärfe
$Bias$	Bias-Wert
$Bild$	Bilder
$Bulk$	Bulk-Größe
$dom$	dominant
$e-$	Elektronen
$eff$	effektiv
$ein$	einfallend
$em$	Emission
$emp$	empirisch
$f$	Fluid
$flu$	Fluoreszenz
$ges$	gesamt
$H$	horizontal

<i>h</i>	Hauptstrang
<i>hyd</i>	hydraulisch
<i>i, j, k</i>	laufende Indizes
<i>in</i>	innen
<i>int</i>	Integration
<i>Mantel</i>	Thermoelementmantel
<i>max</i>	Maximum
<i>median</i>	Medianwert
<i>min</i>	Minimum
<i>Modul</i>	Optikmodul
<i>n</i>	Nebenstrang
<i>O<sub>2</sub></i>	Sauerstoff
<i>op</i>	optische Größe
<i>p</i>	Penetrationsgröße
<i>pho</i>	Photodetektor
<i>Pupille</i>	Eintrittspupille des Objektivs
<i>R</i>	Verhältnis
<i>rel</i>	relativ
<i>Scharf</i>	Tiefenschärfe
<i>SRV</i>	Signal-Rausch-Verhältnis
<i>st</i>	Stahl
<i>TEM</i>	Thermoelementmodul
<i>tra</i>	Transmission
<i>V</i>	vertikal
<i>v</i>	Mischungsstrang
<i>Vektor</i>	Vektoren/Vektorfelder
<i>VER</i>	Verstärker
<i>w</i>	Wand





# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung der Strömungs-Struktur-Interaktionen. . . . .	1
1.2	Temperaturschwankungen in der Struktur. . . . .	4
1.3	Geschwindigkeitsprofile turbulenter und laminarer Rohrströmungen. . . . .	8
1.4	Leistungsdichtespektren einer turbulenten Rohrströmung. . . . .	9
1.5	Strömungsformenkarte der nichtisothermen Rohrströmung. . . . .	11
1.6	Visualisierungen der isothermen T-Stück-Strömungsformen. . . . .	13
1.7	Nichtisotherme Temperaturverteilung in einem T-Stück. . . . .	15
1.8	Isofläche der Temperaturverteilung im horizontalen T-Stück. . . . .	15
1.9	Experimentell bestimmte Frequenzspektren der T-Stück-Strömung. . . . .	16
1.10	Thermoelement-Messschellen mit Mantelthermoelementen. . . . .	18
1.11	Zeichnerische Darstellung eines Gittersensors. . . . .	20
1.12	Thermographische Aufnahme einer T-Stück-Strömung. . . . .	22
1.13	Schematischer Versuchsaufbau des PIV-Messsystems. . . . .	24
1.14	Schematischer Versuchsaufbau der wandnah messenden PIV. . . . .	25
1.15	Kombinierter Einsatz von LIF und PIV bei einer Scherströmung. . . . .	27
1.16	Brechungsindexverteilung und Strahlverfolgungsrechnung mit Zemax. . . . .	29
2.1	Rohrleitungs- und Instrumentierungsschema der FSI-Versuchsanlage. . . . .	33
2.2	Modulkonzept der FSI-Versuchsanlage. . . . .	37
2.3	T-Stück der FSI-Versuchsanlage. . . . .	38
2.4	Zeichnung des T-Stücks der FSI-Versuchsanlage. . . . .	38
2.5	Gleichrichterstruktur zum Einsatz im Gleichrichtermodul. . . . .	39
2.6	Schnittdarstellung und Photographie des Thermoelementmoduls. . . . .	40
2.7	DN80-Optikmodul der FSI-Versuchsanlage. . . . .	41
2.8	Stahlrohr- und Glasrohreinsatz für das DN40-Optikmodul. . . . .	41
2.9	Optisch zugänglicher Druckbehälter. . . . .	42
2.10	Farbstoffmesssystem am optisch zugänglichen Druckbehälter. . . . .	43

2.11 Emissions- und Transmissionsspektren des Farbstoffmesssystems. . . . .	43
2.12 Schematische Darstellung des Dünnschichtmessaufbau. . . . .	44
2.13 Photographie des Spektroskopieaufbau. . . . .	45
2.14 Emissions- und Transmissionsspektren des Spektroskopieaufbaus. . . . .	46
3.1 Interner Aufbau der verwendeten Mantelthermoelemente. . . . .	47
3.2 Schnittdarstellungen von Mantelthermoelementen. . . . .	48
3.3 Applikationsvarianten für Thermoelemente an der FSI-Versuchsanlage. . . . .	48
3.4 Dämpfung der Temperaturschwankungsamplitude im Kontinuum. . . . .	50
3.5 Sprungantworten von Mantelthermoelementen. . . . .	51
3.6 Vernetztes Abaqus-T-Stück-Modell. . . . .	52
3.7 Dämpfungskurven für Mantelthermoelemente in der Strömung. . . . .	53
3.8 Exemplarische Leistungsdichtespektren. . . . .	54
4.1 Penetrationslänge $l_p$ in Abhängigkeit vom Extinktionsmodul $\chi_{lg}$ . . . . .	60
4.2 Schematische Darstellung der koaxialen Messanordnung. . . . .	61
4.3 Ausgewählte Farbstoffproben in Farbstoffküvetten. . . . .	66
4.4 Bestimmung des molaren Extinktionskoeffizienten. . . . .	68
4.5 Fluoreszenzspektren von Rhodamin B, Rhodamin 6G und Fluorescein. . . . .	70
4.6 Thermische Beaufschlagung von Rhodamin B. . . . .	72
4.7 Experimentell bestimmte Skalierungsfunktion $f_\vartheta$ . . . . .	74
4.8 Abhängigkeit der Emission von der Sauerstoffkonzentration. . . . .	76
4.9 Abhängigkeit der Fluoreszenzemission von der Konzentration $c_{RB}$ . . . . .	77
4.10 Absorptionsspektren von wässrigen Rhodamin-B-Lösungen. . . . .	78
4.11 Modulationsübertragungsfunktion des verwendeten Objektivs. . . . .	82
4.12 Bewegungsbedingte Verzeichnung $\delta_{Bew}$ . . . . .	84
4.13 Schärfentiefe $d_{Scharf}$ und Bildhöhe $G_{op,res}$ über der Blendenzahl $k_{BZ}$ . . . . .	85
4.14 Abhängigkeiten der Rauschenintensitäten. . . . .	89
4.15 Anwendungsbeispiel für die Median-Filterung. . . . .	93
4.16 Quantifizierung der optischen Bedingungen im Optikmodul. . . . .	94
4.17 Momentaufnahme der strukturierten Stahlrohroberfläche. . . . .	95
4.18 Verschiebungsvektoren bedingt durch Lichtstrahlablenkungen. . . . .	96
4.19 Beträge der mittleren vertikalen optischen Verschiebungen. . . . .	97
4.20 Details des instationären Verschiebungsfeldes im Optikmodul. . . . .	98
4.21 Effektivwerte der optischen Schwankungskomponenten. . . . .	98

4.22	Messabweichungen ohne optische Verzerrungen. . . . .	101
4.23	Messabweichungen mit optischen Verzerrungen. . . . .	102
5.1	Versuchsaufbau des PIV-Messverfahrens am DN80-Optikmodul. . . . .	106
5.2	Versuchsaufbau mit Stahlplatte im Hauptstrang. . . . .	112
5.3	Verschiebungsbeträge der Lichtstrahlableitungen im Fluid. . . . .	113
5.4	Verschiebungsbeträge im Fluid, aufgetragen über $\vartheta_1 - \vartheta_2$ . . . . .	114
5.5	Effektivwerte der optischen Schwankungskomponenten im Fluid. . . . .	115
6.1	Instrumentierung FSI-Versuchsanlage. . . . .	121
6.2	Temperaturunterschiede im Hauptstrangzulauf. . . . .	123
6.3	Beobachtete Strömungsformen im T-Stück. . . . .	125
6.4	Legende für die Strömungsformenkarten. . . . .	125
6.5	Strömungsformenkarte für $\Delta T = 25 K$ . . . . .	126
6.6	Strömungsformenkarte für $\Delta T = 75 K$ . . . . .	126
6.7	Strömungsformenkarte für $\Delta T = 125 K$ . . . . .	127
6.8	Strömungsform $b^*$ – intermittierende Rezirkulation. . . . .	128
6.9	Temperaturfelder im T-Stück für $0,8 \leq \dot{I}_R \leq 13,5$ . . . . .	129
6.10	Temperaturfelder im T-Stück für $\dot{I}_R = 3,5 \pm 0,1$ und $6,1 \pm 0,1$ . . . . .	130
6.11	Temperaturfelder im T-Stück für $\dot{I}_R = 3,5 \pm 0,1$ . . . . .	132
6.12	Strömungsformenkarte der Impulsströme. . . . .	133
6.13	Massenstromabhängige Geschwindigkeitsprofile im Nebenstrang. . . . .	135
6.14	Normierte Geschwindigkeitsprofile im Nebenstrang. . . . .	136
6.15	Effektivwertprofile im Nebenstrang. . . . .	136
6.16	Instabile Geschwindigkeitsprofile im Nebenstrang. . . . .	137
6.17	Geschwindigkeitsprofile im Nebenstrang für verschiedene $\Delta T$ . . . . .	138
6.18	Geschwindigkeitsprofile im Hauptstrang. . . . .	140
6.19	Effektivwertprofile im Hauptstrang. . . . .	141
6.20	Geschwindigkeitsverlauf im DN40-Zulaufstrang. . . . .	142
6.21	Geschwindigkeitsspektren im Nebenstrang bei Druckvariation. . . . .	143
6.22	Geschwindigkeitsspektren im Nebenstrang bei Massenstromvariation. . . . .	144
6.23	Geschwindigkeitsspektren im Hauptstrang. . . . .	145
6.24	Temperaturverteilung in der Mischungszone des T-Stücks. . . . .	146
6.25	Mischungsqualität $K^*$ in Abhängigkeit von $\Delta T$ . . . . .	147
6.26	Mischungsqualität $K^*$ in Abhängigkeit vom Dichteverhältnis. . . . .	150

6.27	Mischungsqualität $K^*$ in Abhängigkeit von den Prandtlzahlen. . . . .	151
6.28	Mischungsqualität $K^*$ in Abhängigkeit von der Richardsonzahl $Ri_v$ . . .	152
6.29	Zeitliche Temperaturverläufe im T-Stück und der Mischungszone. . .	153
6.30	Temperaturspektren in der Mischungszone. . . . .	154
6.31	Schwankungseffektivwerte über $T_{TEM}^{*}$ . . . . .	155
6.32	Schwankungseffektivwerte über $\Delta T$ und $\rho_h \cdot \rho_n^{-1}$ . . . . .	156
6.33	Schwankungseffektivwerte über dem Verhältnis der Prandtlzahlen. . .	157
6.34	Schwankungseffektivwerte über der Richardsonzahl $Ri_v$ . . . . .	158
6.35	Schwankungseffektivwerte über der Rayleighzahl $Ra_v$ . . . . .	158
6.36	Schwankungseffektivwerte über der Mischungsqualität $K^*$ . . . . .	159
6.37	Anlageninstrumentierung für das NWLED-IF-Verfahren. . . . .	160
6.38	NWLED-IF-Aufbau am DN80-Optikmodul der FSI-Versuchsanlage. .	161
6.39	Referenzbild zur Kompensation von Helligkeitsvariationen. . . . .	162
6.40	Vergleich zwischen TE- und NWLED-IF-Messdaten. . . . .	163
6.41	Experimentell bestimmte wandnahe Farbstofftemperaturverteilungen.	163
6.42	Farbstofftemperaturverteilungen in der Mischungszone. . . . .	165
6.43	Verteilungen der Schwankungseffektivwerte der NWLED-IF-Versuche.	166
6.44	Zeitabhängige Schwankungseffektivwerte der NWLED-IF-Versuche. .	166
6.45	Korrelation der Schwankungseffektivwerte. . . . .	167
6.46	Verläufe der Effektivwerte und der Temperaturgradienten. . . . .	168
6.47	Korrelation der Effektivwerte mit den Temperaturgradienten. . . . .	169
6.48	Korrelationsflächen der NWLED-IF-Messungen. . . . .	170
6.49	Zeitliche Verschiebungswerte aus Kreuzkorrelationsberechnungen. . .	171
A.1	FSI-Versuche im Ra-/Re-Diagramm. . . . .	186
A.2	Darstellung der Abstände am T-Stück. . . . .	186
A.3	Netzabhängigkeitsstudie mit Abaqus. . . . .	187
A.4	Zeitabhängige Schichtungslage in der Mischungszone. . . . .	187

# Tabellenverzeichnis

1.1	Strömungsformen der isothermen Vereinigungsströmung. . . . .	13
2.1	Betriebsparameter- und Stoffwertbereiche der FSI-Versuchsanlage. . .	35
2.2	Charakteristische dimensionslose Größen der FSI-Versuchsanlage. . .	36
4.1	Anwendungsvarianten für das NWLED-IF-Verfahren. . . . .	64
4.2	Eigenschaften der Farbstoffe nach thermischer Beaufschlagung. . . . .	73
4.3	Systemparameter für das NWLED-IF-Verfahren. . . . .	80
4.4	Optimierungsgrößen des NWLED-IF-Verfahrens. . . . .	80
4.5	Zusammenhänge zwischen den Bildparametern. . . . .	81
4.6	Relative Aussteuerungen für vier Parametersätze. . . . .	90
4.7	Messparameterübersicht der NWLED-IF. . . . .	91
4.8	Versuchsparameter für die Untersuchung der Lichtstrahlablenkung. . .	95
5.1	Messparameter der PIV und der TR-PIV. . . . .	108
5.2	Messabweichungen der PIV-Messsysteme. . . . .	110
5.3	Parameter für die Untersuchung der Lichtstrahlablenkung im Fluid. .	112
5.4	Messabweichungen aufgrund thermischer Einflüsse. . . . .	116
6.1	Unterscheidungskriterien für die Strömungsphänomene im T-Stück. .	124
6.2	Versuchsparameter der PIV-Messungen im Nebenstrang. . . . .	134
A.1	Ursachen für thermozyklische Beanspruchungen in KKW. . . . .	182
A.2	Zusammenstellung der Komponenten und Parameter der PIV. . . . .	183
A.3	Literaturangaben zu den Farbstoffeigenschaften. . . . .	184
A.4	Optischen Komponenten des Farbstoffmesssystems. . . . .	184
A.5	Komponenten des Spektroskopieaufbaus. . . . .	185
A.6	Matrix der Dimensionsanalyse. . . . .	185
A.7	Kennzahlen der NWLED-IF-Versuche. . . . .	188

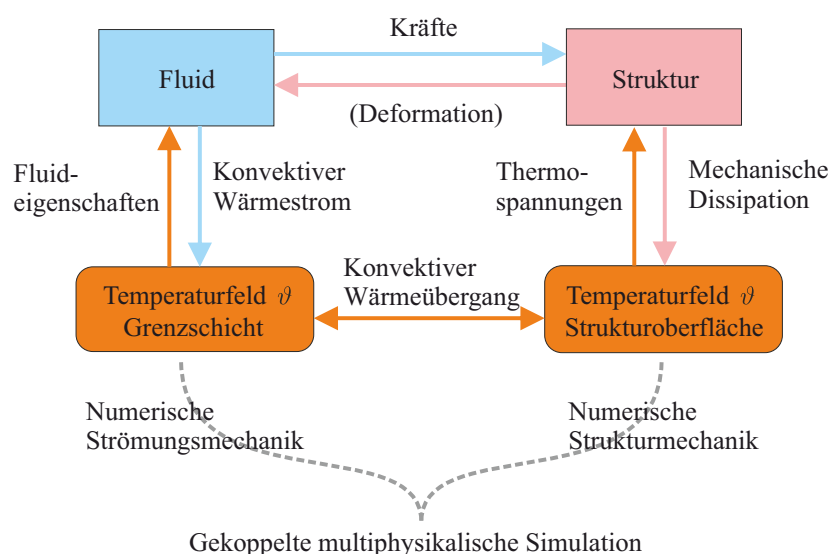


# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Technischer Hintergrund

Strömungs-Struktur-Interaktionen haben einen signifikanten Einfluss auf die Effizienz, Betriebssicherheit und Lebensdauer vieler Komponenten in Kernkraftwerken (KKW). Beispiele hierfür sind Temperaturschocks unter Druck, strömungsinduzierte Strukturschwingungen, Heterogenitäten im Heißstrang und thermische Ermüdung [1], [2], [3], [4], [5], [6]. Unter diesen Phänomenen werden die thermisch bedingten grundsätzlich durch Temperaturschwankungen des Strömungsmediums angetrieben. Letzteres steht im Kontakt mit der umgebenden Struktur und Wärme wird zwischen Fluid und Struktur in beiden Richtungen ausgetauscht.



**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung des multiphysikalischen Modells zur Beschreibung von Strömungs-Struktur-Interaktionen.

In Abb. 1.1 ist das multiphysikalische Modell zur Beschreibung der thermischen Strömungs-Struktur-Interaktionen schematisch dargestellt. Der konvektive Wärmeübergang zwischen Fluid und Struktur bedingt Wärmeausdehnungen in den Strukturen. Diese werden durch die Temperaturgradienten in den Wandungen sowie durch die äußeren Einspannungen behindert und unterliegen den gleichen Schwankungen, wie sie im innenwandnahen Fluid auftreten. Dies bedingt zeitabhängige zyklische Spannungsverläufe. Die Dissipation mechanischer Energie mit jeder zyklischen Temperaturänderung (Lastspiel) im Werkstoff führt zu dessen Schädigung [7]. Die Anzahl der Lastspiele, die zum Versagen einer Struktur führen, entscheiden darüber, ob eine niederzyklische (engl. low-cycle) oder eine hochzyklische thermische Ermüdung (engl. high-cycle thermal fatigue) vorliegt. Im KKW werden die Maßnahmen zur Beherrschung dieser Phänomene als Alterungsmanagement bezeichnet [8], [9].

Temperaturunterschiede im Fluid sind eine notwendige Voraussetzung für das Auftreten von Temperaturschwankungen und können in den Komponenten des primären und sekundären Kühlkreislaufs von Siedewasser- und Druckwasserreaktoren auftreten [2], [10], [11], [12], [13]. Die Analyse der Betriebsdaten von 217 Druckwasserreaktoren (DWR), aufgezeichnet über 3509 Reaktorjahre, zeigt, dass die thermische Ermüdung u. a. in Edelstahlrohrleitungen mit Innendurchmessern zwischen 0,05 m und 0,25 m zur Rissbildung in den Rohrwandungen führt [1]. In dreizehn Fällen verursachte das nachfolgende Risswachstum in der Rohrwandung den Austritt von Kühlmittel.

Einer der bekanntesten Vorfälle mit Verlust von Kühlmittel aus dem primären Kühlkreislauf ereignete sich im Mai 1998 im ersten Block des DWR in Civaux, Frankreich. Die Untersuchungen dieses Ereignisses zeigen, dass der primäre Riss sich in einem Bereich des Nachkühlkreislaufs befand, für den die Berechnungsmodelle vernachlässigbar kleine oberflächliche Defekte vorhersagen [14]. Darüber hinaus wurde im vorgelagerten T-Stück multiple Rissbildung detektiert, deren Umfang ebenfalls unterschätzt wurde. Die Feststellung, dass der ursächliche thermohydraulische Mischungsvorgang nicht hinreichend geklärt und die Berechnungsmodelle im betrachteten Fall keine verlässlichen konservativen Ergebnisse liefern, führten zu intensiven Forschungsarbeiten mit Fokus auf die thermische Interaktion der Strukturen mit der Strömung.

Eine umfassende kategorisierte Auflistung zurückliegender Ereignisse wurde im Rahmen des OPDE-Projekts (Piping Failure Data Exchange Project) der OECD/NEA



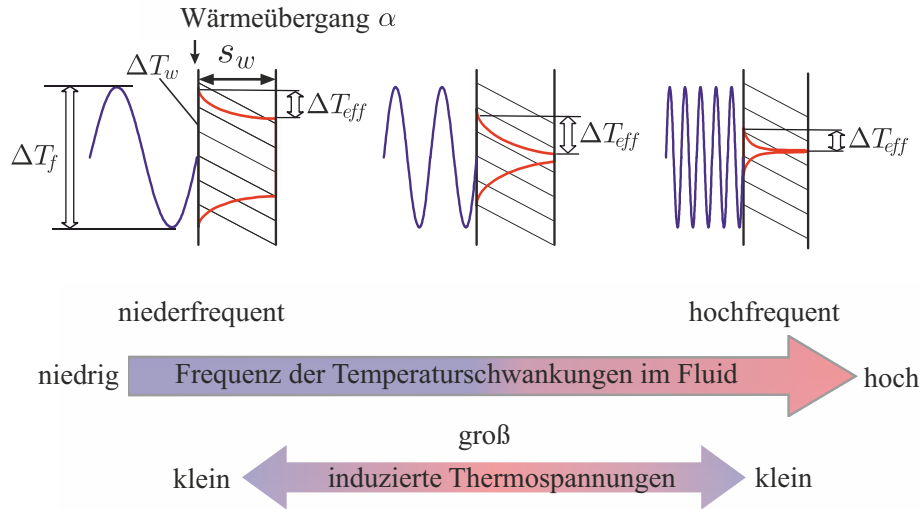
erstellt. In den internationalen Datenbanken finden sich mehr als 3700 Einträge über Vorfälle von Rohrversagen in 321 KKW [6], [15]. Hierin sind 8300 Reaktorjahre kommerziellen Betriebs erfasst und z. B. 128 Ereignisse aufgelistet, die allein auf thermische Ermüdung zurückgeführt werden. Das Nachfolgeprogramm OECD/CODA (Component Operational Experience, Degradation and Aging)<sup>1</sup> startete im Jahr 2013 [16].

Die multiphysikalischen Hintergründe der Strömungs-Struktur-Interaktionen werden u. a. in Projekten der europäischen Vereinigung NULIFE [9] oder landeseigenen Rahmenprogrammen, wie SAFIER in Finnland [17], untersucht. Die Ergebnisse weisen nach, dass die hochzyklische thermische Ermüdung gehäuft in der Umgebung von Schweißnähten auftritt [14], jedoch häufiger das Grundmaterial betroffen ist und die verwendeten Werkstoffe sich in ihrem Alterungsverhalten deutlich unterscheiden [10], [18]. Diesbezüglich wurde das Zusammenwirken von Umwelt- und Belastungsfaktoren auf die Rissinitiierung und das Risswachstum ebenfalls identifiziert [7], [19]. Im Hinblick auf die thermische Interaktion der Strömung mit den Strukturen steht die spektrale Analyse der Temperaturfluktuationen im Fokus der Betrachtungen [20]. Die Ermüdungsanalyse in KKW nach KTA [8], [21] erfordert u. a. die Erfassung und Bewertung von thermischen Transienten. Berücksichtigt werden dabei Temperaturschwankungen von mehr als 17 K, falls die Transienten 55 K pro Stunde überschreiten und die erwarteten akkumulierten Lastspielzahlen 2000 Zyklen übersteigen. Zur Erfassung der Temperaturschwankungen kommen Thermoelement-Messschellen zum Einsatz, welche auf der äußeren Rohroberfläche aufgebracht werden. Mithilfe der über den Rohrumfang verteilten Thermoelemente wird der zeitliche Temperaturverlauf der Außentemperatur erfasst und mittels mathematischer Ansätze das Temperaturfeld in der Rohrwand berechnet [22]. Diese Vorgehensweise hat zwei grundlegende Nachteile: Zum einen handelt es sich um ein lokales Messverfahren, wodurch relevante Bereiche im KKW nicht mit Sicherheit abgedeckt werden. Zum anderen beschränkt sich die Erfassung auf Fluktuationsfrequenzen von maximal einem Hertz, da aufgrund der Dämpfung der Temperaturschwankungsamplitude in den Rohrwandungen die höherfrequenten Temperaturänderungen im Fluid auf der Rohroberfläche nicht mehr erfassbar sind [22].

Die theoretischen Betrachtungen des instationären Wärmetransfers vom Fluid zur Struktur von Kasahara et. al. [19] zeigen, dass die für thermische Ermüdung rele-

---

<sup>1</sup><http://www.oecd-nea.org/jointproj/>



**Abbildung 1.2:** Schematische Darstellung der frequenzabhängigen Dämpfung von Temperaturschwankungen des Fluids (Temperaturdifferenz  $\Delta T_f$ ) in der Struktur [23].

vanten Frequenzen in einem relativ eng begrenzten Bereich liegen. Niederfrequente Temperaturwechsel  $\Delta T_f$  im Fluid werden durch den Wärmeübergang in der Grenzschicht und die Wärmeleitung in der Struktur nur geringfügig gedämpft (vgl. Abb. 1.2), sodass die Temperaturen an der Innenseite der Strukturoberfläche,  $\Delta T_w$ , und in der Struktur selbst denen im Fluid folgen. In der Struktur treten effektiv nur geringfügige ermüdungsrelevante Temperaturdifferenzen  $\Delta T_{eff}$  auf. Im Gegensatz dazu werden bei hochfrequenten Temperaturwechseln die Temperaturamplituden an der Innenseite der Strukturoberfläche aufgrund der dämpfenden Wirkung des Wärmeübergangs in der Grenzschicht deutlich reduziert. Darüber hinaus haben diese reduzierten Temperaturamplituden, bedingt durch die zusätzliche Dämpfung der Wärmeübertragung in der Struktur, eine geringe Tiefenwirkung.

Aus diesen Zusammenhängen wurde geschlossen, dass die relevanten Frequenzen der Fluidtemperaturschwankungen zirka im Bereich zwischen  $0,01\text{ Hz}$  und  $20\text{ Hz}$  liegen. Weitere maßgebliche Einflussfaktoren für die Analyse der Strömungs-Struktur-Interaktionen bei Temperaturfluktuationen in diesem Frequenzbereich sind die Wanddicke  $s_w$ , die mechanischen Randbedingungen der Struktur sowie die Wärmeübergangszahl  $\alpha$  zwischen Fluid und Strukturoberfläche [22], [23]. In diesem Zusammenhang wird das Verständnis über das Auftreten derartiger Temperaturfluktuationen in der Strömung als besonders wichtig angesehen [18], [20], [23], [24].

Die Ursachen für das Auftreten von zyklischen thermischen Beanspruchungen<sup>2</sup> können grundlegend in nichtisotherme Vermischung, thermische Schichtung, thermische Transienten sowie Thermoschock unter Druck unterteilt werden [18], [23], [24], [25], [26]. Hierbei ist zu beachten, dass die unterschiedlichen Wirkmechanismen kombiniert auftreten können bzw. in Abhängigkeit von den vorherrschenden Temperatur- bzw. Dichteunterschieden auch Mischformen vorliegen können.

Für die Untersuchung und Vorhersage der physikalischen Phänomene, die bei den Strömungs-Struktur-Interaktionen auftreten, wurden eine Vielzahl theoretischer Methoden etabliert. Als besonders wichtig haben sich hierbei die Methoden der Numerischen Strukturmechanik und der Numerischen Strömungsmechanik (engl. computational fluid dynamics - CFD) erwiesen. In letzterer hat im Besonderen die Grobstruktursimulation (engl. large-eddy simulation - LES) an Bedeutung gewonnen. Diese eignet sich für die Erfassung von instationären physikalischen Vorgängen der relevanten größeren Turbulenzskalen mit hinreichender räumlicher und zeitlicher Auflösung [6], [24], [25], [27]. Die Kopplung der Grobstruktur-Simulation mit dem instationären Wärmetransfer in der Struktur [5], [20], [28] erweitert diese Simulationsmethode zur Erfassung von Strömungs-Struktur-Interaktionen.

In der aktuellen Stufe der Entwicklung gekoppelter CFD-Methoden ist es von größter Bedeutung, Validierungsdaten zur Verfügung zu haben, welche thermische Schichtungen, Auftriebseffekte, große Temperaturunterschiede und signifikante Wärmeleitung in der Struktur enthalten. Die Validierung des multiphysikalischen Modells auf Basis von Experimenten mit kleinen Dichteunterschieden ist dabei nicht hinreichend. Thermisch geschichtete Strömungen sind aufgrund der auftretenden Dichteunterschiede stabiler als Strömungen ohne zusätzlichen Kräfte. In Folge ist die Dämpfung der turbulenten Schwankungen in der vertikalen Richtung viel höher als die in der horizontalen Richtung. Somit liegt eine nichtisotrope Mischung vor, die spezielle Vorgehensweise bei der Modellierung sowie eine gesonderte Validierung erfordert. Letztere ist umso wichtiger, wenn bei der Modellierung eine Zwei-Wege-Kopplung zwischen dem Temperaturfeld des Fluids und der Struktur berücksichtigt wird, wie es in manchen Fällen erforderlich ist [5].

Zu Validierungszwecken werden Messdaten hoher Qualität benötigt. Der dreidimensionale Modellierungsansatz auf Basis eines gekoppelten CFD-Modells bedarf z. B.

---

<sup>2</sup>Eine Auflistung der verschiedenen Arten thermischer Beanspruchung in KKW findet sich in tabellierter Form im Anhang.

der Definition von genauen zweidimensionalen Randbedingungen für die Einlässe, einschließlich der Information über die instationäre, turbulente Struktur der Strömung. Derartige Datensätze sind in Datenbanken zusammengeführt, welche jeweils für die spezifischen Phänomene angelegt wurden [24]. Beispielsweise enthalten die Datenbanken für die T-Stück-Konfiguration u. a. transiente Messdaten von elektrischen Leitfähigkeitsmessungen mittels Gittersensoren [4] in Glasmodellen. Hierfür werden entionisiertes Wasser und Salzwasser verwendet, um die temperaturbedingten Dichteunterschiede im Fluid abzubilden. Neben isothermen Experimenten wurden lokale Nahwand-Temperaturmessungen in Stahlmodellen durchgeführt [29]. Eine häufig zitierte Versuchsreihe an einer T-Stück-Konfiguration wurde am Vattenfall Älkarleby Laboratory in Schweden durchgeführt. Die Mischungsexperimente an einem vertikalen ausgerichteten T-Stück wurden mit einer Temperaturdifferenz  $\Delta T$  von zirka  $15\text{ K}$  zwischen den Zulaufsträngen durchgeführt [30]. Obwohl diese Temperaturdifferenz zu niedrig ist, um die Randbedingungen in einem KKW abzubilden, wurden die Messergebnisse aus den Versuchsreihen des Jahres 2008 dazu verwendet, einen international ausgerichteten Vergleich verfügbarer CFD-Programme durchzuführen, für welchen die 65 Teilnehmer aus 22 Ländern ohne die Kenntnis dieser Daten Rechnen mussten [30]. Der Vergleich der Messdaten mit den eingesendeten Berechnungsergebnissen zeigte [30], [31], dass Simulationen auf Basis der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen die Mischung der Fluid nicht korrekt wiedergeben. Verfahren wie die Grobstruktursimulation, die die Strukturen der turbulenten Strömung genauer auflösen, lieferten signifikant präzisere Ergebnisse. Über das Geschwindigkeits- und das mittlere Temperaturfeld hinaus wurden hierbei auch die Temperaturfluktuationen und Frequenzen in der Struktur genauer wiedergegeben.

Im Rahmen aktueller Projekte stehen Versuchsanlagen zur Verfügung, mit denen es möglich ist, deutlich größere Temperaturdifferenzen zu realisieren [32], [33], [34]. Dazu gehört beispielsweise die Fluid-Struktur-Interaktions-Versuchsanlage (FSI-Versuchsanlage) der Universität Stuttgart, welche die Untersuchung der nichtisothermen Mischung und die Schichtenströmung von Fluiden mit Temperaturdifferenzen von bis zu  $260^\circ\text{C}$  bei Betriebsdrücken von bis zu  $8\text{ MPa}$  ermöglicht [35]. Aktuelle Untersuchungen beispielsweise an einer horizontalen T-Stück-Konfiguration bilden den KKW-typischen Temperaturunterschied von zirka  $160\text{ K}$  ab [36]. Sie zeigen, dass innerhalb von 300 Betriebsstunden im T-Stück sowie an der Innenoberflä-

che der Rohre in der Mischungszone makroskopische Risse auftreten können. Zur Nachbildung der thermomechanischen Phänomene, welche die Rissbildung verursachen, wurden gekoppelte CFD-FEM-Simulationen durchgeführt. Diese haben die Lebensdauer der Komponente jedoch überschätzt [37], [38]. Im Hinblick auf die angestrebte Zuverlässigkeit gekoppelter Simulationen müssen die Unsicherheiten der Systemmodellierung reduziert werden, insbesondere hinsichtlich der realitätsnahen Randbedingungen [9], der lokalen Strömungsphänomene [20], [39], [40], [41] und des instationären Wärmetransfers [34], [42] zwischen dem Fluid und der Struktur. Die Bereitstellung hochqualitativer Validierungsdaten bedarf zum einen einer Versuchsanlage mit Randbedingungen, die denen im KKW ähnlich sind, und zum anderen spezialisierter Messtechnik, die unter diesen Bedingungen die relevanten Größen im dünnen wandnahen Strömungsbereich erfassen können [9].

## 1.2 Theorie

Die indirekte Kopplung zwischen Strömung und Struktur besteht über deren Temperaturfelder. Die Kühlmedien im KKW speichern und transportieren thermische Energie (Enthalpie). Zwischen diesen strömenden newtonschen Fluiden und den sie umgebenden Strukturen erfolgt der Wärmetransfer als konvektiver Wärmeübergang über die Wandoberflächen. Während dieser Vorgang in Wärmetauschern erwünscht ist, tritt er bei thermisch unzureichend isolierten Rohrleitungen und Komponenten als Verlustwärmestrom in Erscheinung. Charakterisiert wird der konvektive Wärmeübergang durch die örtliche Wärmeübergangszahl  $\alpha$ . Diese berechnet sich aus dem Produkt des Wärmeleitkoeffizientens  $\lambda$  des Fluids und der Steigung des Temperaturprofils an der Wand, dividiert durch die Differenz zwischen der Wandoberflächen- ( $\vartheta_w$ ) und der Fluidtemperatur ( $\vartheta_f$ ). Zur Berechnung der Thermospannungen in den Strukturen ist somit die Kenntnis des Temperaturfelds im Fluid erforderlich, welches durch das Geschwindigkeitsfeld beeinflusst wird [20], [43].

### Isotherme Rohrströmungen

Betrachtet man beispielhaft eine Rohrströmung, so wird das Geschwindigkeitsfeld durch den Rohrrinnendurchmesser  $D$ , die Bulk-Geschwindigkeit  $\bar{u}_{Bulk}$  (d. h. die über den Rohrquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit), die Massendichte  $\rho$  des Fluids und dessen dynamische Viskosität  $\eta$  beschrieben [44]. Aus der Dimensionsanaly-

se der thermohydraulischen Rohrströmung ergeben sich unter Vernachlässigung der Selbsterwärmung des Fluids aufgrund von Dissipation die vier dieses System beschreibenden dimensionslosen Größen [45]: die Reynoldszahl  $Re_D$ , die Nusseltzahl  $Nu$ , die Prandtlzahl  $Pr$  und der Widerstandsbeiwert  $c_D$ . Diese berechnen sich nach Gl. 1.1 bis 1.4:

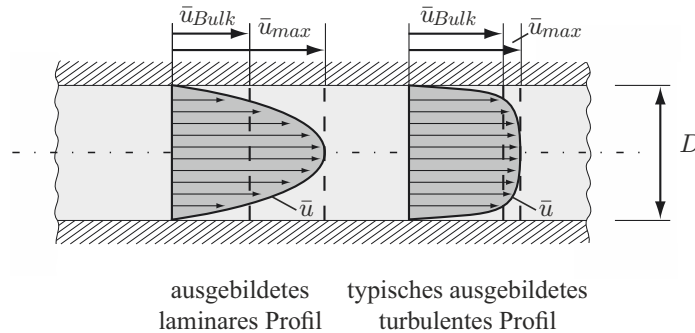
$$Re_D = \frac{\rho \cdot \bar{u}_{Bulk} \cdot D}{\eta} = \frac{\bar{u}_{Bulk} \cdot D}{\nu}, \quad (1.1)$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot D}{\lambda}, \quad (1.2)$$

$$Pr = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a}, \quad a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p}, \quad (1.3)$$

$$c_D = \frac{\Delta p}{0,5 \cdot \rho \cdot \bar{u}_{Bulk}^2}. \quad (1.4)$$

Hierin ist  $\Delta p$  der Druckverlust über die betrachtete Rohrlänge,  $\nu$  die kinematische Viskosität,  $a$  die Temperaturleitfähigkeit und  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität des Fluids bei konstantem Druck.

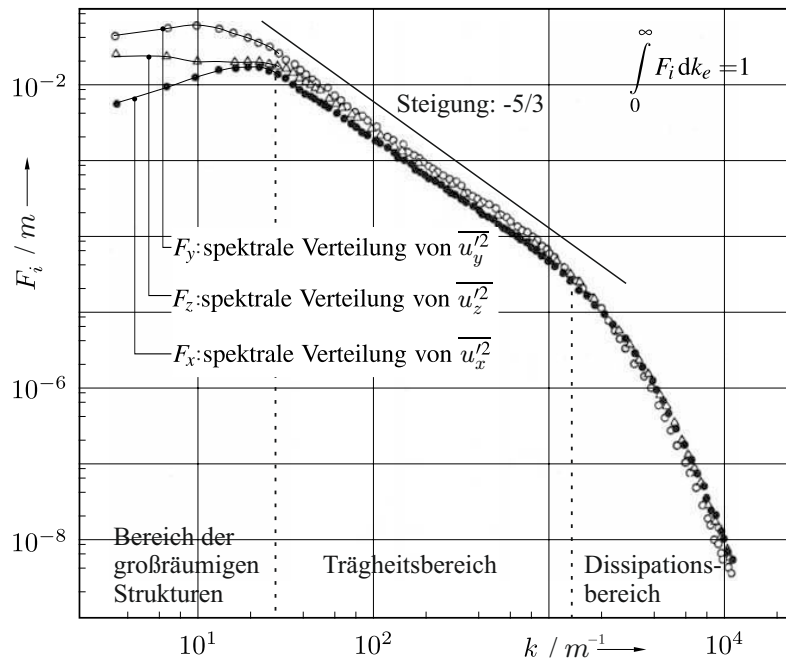


**Abbildung 1.3:** Qualitative Geschwindigkeitsprofile ausgebildeter turbulenter und laminarer Rohrströmungen [48].

Anhand der in Gl. 1.1 gegebenen Definition für die Reynoldszahl einer Rohrströmung kann unterschieden werden, ob eine laminare ( $Re_D < 2.030$ ) [46], eine vollentwickelte turbulente ( $Re_D > 10.000$ ) oder eine transiente Strömung vorliegt [47]. Letztere stellt dabei eine Übergangsform zwischen den beiden anderen dar. Die Strömungsformen können u. a. anhand der sich ausbildenden Geschwindigkeitsprofile unterschieden werden. Während eine ausgebildete laminare Rohrströmung ein symmetrisches parabolisches Geschwindigkeitsprofil hat, ist das Profil einer turbulenten Strömung im Vergleich dazu abgeflachter und besitzt eine reduzierte maximale Geschwindigkeit  $\bar{u}_{max}$  bei gleichem Volumenstrom (laminar:  $\bar{u}_{max}/\bar{u}_{Bulk} \approx 2$ ;

turbulent:  $\bar{u}_{max}/\bar{u}_{Bulk} \approx 1,2$ ) [48].

Die genannten Strömungen unterscheiden sich ebenfalls im Anteil instationärer Strukturen, die in ihnen auftreten. Für deren Darstellung ist eine Dekomposition der lokalen Geschwindigkeit  $u_i$  der Richtungskomponente  $i$  zum Zeitpunkt  $t$  in einen zeitlich gemittelten Anteil  $\bar{u}_i$  und einen fluktuierenden Anteil  $u'_i$  üblich, sodass die Geschwindigkeit in jedem beliebigen Punkt der Strömung durch die Gleichung  $u_i(t) = \bar{u}_i + u'_i$  beschrieben wird. Auf Basis dieser Definition kann der Effektivwert der Schwankungen in der Raumrichtung  $i$  mit  $Eff(u'_i(t)) = Eff(u_i(t) - \bar{u}_i) = (\overline{(u_i(t) - \bar{u}_i)^2})^{0,5}$  berechnet werden.



**Abbildung 1.4:** Leistungsdichtespektren der Geschwindigkeitsschwankungen einer turbulenten Rohrströmung [44], [48].

Im Rahmen der numerischen Strömungssimulation ist es wichtig zu wissen, wie die Schwankungsenergie spektral verteilt ist. In Abb. 1.4 sind für eine exemplarische Strömung die normierten Energieanteile  $F_i$  der Schwankungskomponenten über der Wellenzahl  $k$  aufgetragen. Diese sogenannten Leistungsdichtespektren (LDS) haben wie alle Spektren von Strömungen mit isentropen Turbulenz einen sehr ähnlichen Verlauf und unterscheiden sich voneinander nur wenig [49]. Drei deutlich voneinander abgegrenzte Bereiche sind zu erkennen: der Dissipations- und der Trägheitsbereich sowie der Bereich der großräumigen Strömungsstrukturen. In letzterem erreichen die spektralen Kurvenverläufe ein Maximum und fallen im Trägheitsbereich proportio-

nal zu  $k^{-5/3}$ . Beim Eintritt in den Dissipationsbereich knickt der Verlauf ab und fällt gegen null ab [44].

Die in Abschnitt 1.1 erwähnte Grobstruktursimulation erfasst den Bereich großräumiger Strukturen/Wirbel und einen Teil des Trägheitsbereichs, sodass sie unter energetischen Gesichtspunkten den größten Teil der Fluktuationsenergie der Strömung berücksichtigt [45]. Für die Validierung derartiger Berechnungen ist es deshalb notwendig, diesen Teil des Spektrums auch messtechnisch zu erfassen.

Alternativ zur Auftragung der Leistungsdichtespektren über der Wellen- bzw. Wirbelzahl [45] ist ebenfalls eine Auftragung über der Frequenz  $f$  üblich, die mit der Wellenzahl über die Gleichung  $k = 2\pi \cdot f \cdot u_{Bulk}^{-1}$  verknüpft ist.

### Nichtisotherme Rohrströmungen

Das Kühlmedium in Leichtwasserreaktoren (LWR) besteht zu einem überwiegenden Anteil aus Wasser. Sein Energieinhalt ändert sich beständig, dabei nimmt es Temperaturen zwischen Umgebungstemperatur und über  $280^\circ\text{C}$  in der Umgebung des Kerns an [50]. Seine Stoffeigenschaften, wie z. B. Viskosität und Dichte, ändern sich aufgrund ihrer Temperaturabhängigkeit dabei signifikant. Dichteunterschiede resultieren unter Einfluss der Erdbeschleunigung in Auftriebskräften, welche mit zunehmender Differenz größer werden. Je nachdem, wie groß der Einfluss dieser zusätzlichen Kräfte ist, muss zwischen freier, gemischter oder erzwungener Konvektion unterschieden werden [44]. Während im Fall der erzwungenen Konvektion im KKW die treibende Kraft maßgeblich durch eine Pumpe aufgeprägt wird, rühren die Fluidbewegungen im Fall der freien, natürlichen Konvektion einzig von den Dichteunterschieden im Schwerfeld der Erde her. Die Mischkonvektion stellt in diesem Kontext eine Zwischenform dieser beiden Extrema dar [44].

Unter der Annahme, dass die resultierende Auftriebskraft im Schwerfeld sich nicht auf die Trägheits- und Reibungskräfte auswirkt (Boussinesq-Approximation) [44], kann beispielhaft für die Strömung in einem Rohr mit Wärmeverlusten die Grashofzahl definiert werden [45]:

$$Gr = \frac{g\beta(\vartheta_f - \vartheta_w)D^3}{\nu^2}. \quad (1.5)$$

Die in dieser Gleichung auftretende Größe  $\beta$  ist der Wärmeausdehnungskoeffizient des Fluids. Er wird, wie die anderen thermohydraulischen Größen in den Gleichungen



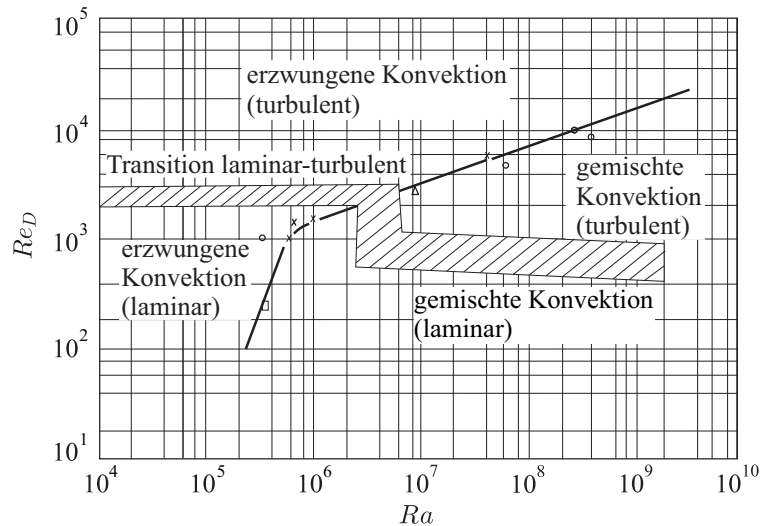
1.1 bis 1.4, für die charakteristische Temperatur des Strömungsproblems bestimmt, welche häufig die gemittelte Fluidtemperatur ist [43].

Zur Beschreibung von Strömungsvorgängen mit Auftriebskräften werden die angeführten dimensionslosen Größen bzw. Kombinationen dieser Größen verwendet. Beispiele hierfür sind die Richardsonzahl  $Ri$  [51] und die Rayleighzahl  $Ra$  [44]:

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{g\beta(\vartheta_f - \vartheta_w)D}{\bar{u}_{Bulk}^2}, \quad (1.6)$$

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g\beta(\vartheta_f - \vartheta_w)D^3}{\nu \cdot a}. \quad (1.7)$$

Auf Basis der Rayleighzahl und der Reynoldszahl wurden Strömungsformenkarten der nichtisothermen Rohrströmung erstellt. In Abb. 1.5 ist beispielhaft die Karte der horizontalen Rohrkonfiguration dargestellt [52]. Aus der Unterteilung der Karte ist der laminare und der turbulente Konvektionsbereich mit der Transitionszone für niedrige Rayleighzahlen bzw. geringe Temperaturdifferenzen  $\vartheta_f - \vartheta_w$  ersichtlich. Für  $Ra > 10^6$  haben die thermisch bedingten Auftriebskräfte größeren Einfluss. Der laminar-turbulente Übergang verschiebt sich dann zu kleineren Reynoldszahlen und die Grenze zwischen erzwungener und gemischter Konvektion verschiebt sich zu größeren.



**Abbildung 1.5:** Strömungsformenkarte der nichtisothermen Strömung in horizontalen Rohren [52].

Die Auslegung der Rohrleitungen in KKW basiert auf Richtlinien (z. B. [53], [54]), welche technische und wirtschaftliche Randbedingungen berücksichtigten. Die nomi-

nellen Strömungsgeschwindigkeiten einphasiger Fluide in Druckrohrleitungen liegen zwischen  $0,5 \text{ m s}^{-1}$  und  $6 \text{ m s}^{-1}$  [54]. Die resultierenden Reynoldszahlen für Rohrleitungen mit Durchmessern größer oder gleich  $0,05 \text{ m}$  betragen demnach mehr als  $2,5 \cdot 10^4$  und die gemischte Konvektion tritt für den Fall einer horizontalen Orientierung nur für  $Ra \gg 10^9$  auf. Da die Temperaturdifferenzen im regulären Betrieb eines LWR  $350 \text{ K}$  nicht überschreiten, kann bei nominellen Strömungsgeschwindigkeiten nur die erzwungene Konvektion auftreten.

Das Auftreten von Volumenströmen unterhalb der Auslegungswerte ist einer der Gründe für Strömungssituationen, die die thermische Ermüdung fördern. Die Untersuchungen dieser Phänomene [11], [12], [13], [41] haben gezeigt, dass die Auftriebskräfte z. B. in thermisch stabil geschichteten Strömungen turbulente Schwankungen in der vertikalen Richtung mehr dämpfen als in der horizontalen und damit den Mischungsvorgang beschränken, während sie in instabilen Konfigurationen die gegenteilige Wirkung haben können [18]. Eine unter Einwirkung des Schwerfeldes der Erde stabile Schichtung liegt vor, wenn der Dichtegradient im Fluid in die gleiche Richtung zeigt wie der Gravitationsvektor, (sogenannte stabile horizontale Schichtung). Anhand theoretischer Betrachtungen der Stabilität derartiger Strömungen wurde darüber hinaus belegt, dass  $Ri < 0,25$  eine notwendige Bedingung für Strömungen darstellt, eine stabile Schichtung zu überwinden [51], d. h. der Etablierung letzterer entgegenzuwirken.

### Strömungen in T-förmigen Vereinigungen

In kerntechnischen Anlagen kommen vorwiegend T-förmige Vereinigungen von Rohren zum Einsatz [55], um z. B. kälteres Fluid durch einen Nebenstrang (Index  $n$ ) in den warmen Kühlmittelsstrom eines Hauptstrangs (Index  $h$ ) einzuspeisen. Die Formen dieser Vereinigungs- und Trennungsströmungen sind vielfältig und wurden insbesondere im Hinblick auf die auftretenden Druckverluste untersucht [56]. Darüber hinaus haben experimentelle [57] und numerische [13], [20] Untersuchungen unter isothermen bzw. quasiisothermen Verhältnissen gezeigt, dass die Strömungsformen im T-Stück anhand des Verhältnisses der Impulsströme der beiden Zulaufstränge unterschieden werden können. Das Impulsstromverhältnis  $\dot{I}_R$  bestimmt sich hierbei aus dem Impulsstrom des Hauptstrangs,  $\dot{I}_h$ , und dem des Nebenstrangs,  $\dot{I}_n$ , nach

Gl. 1.8:

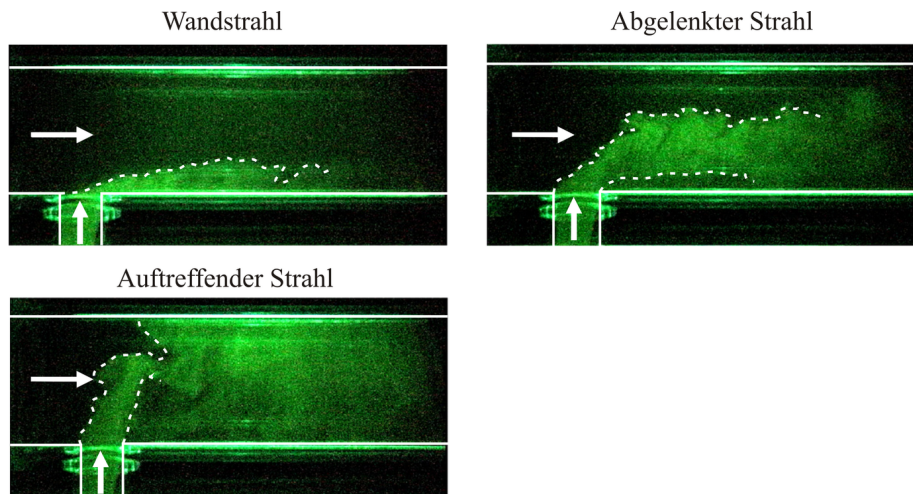
$$\dot{I}_h = D_h D_n \rho_h \bar{u}_{Bulk,h}^2, \quad \dot{I}_n = \frac{\pi}{4} D_n^2 \rho_n \bar{u}_{Bulk,n}^2, \quad \dot{I}_R = \frac{\dot{I}_h}{\dot{I}_n}. \quad (1.8)$$

Autoren, die das Impulsstromverhältnis zur Charakterisierung der Strömung nutzen, unterscheiden drei bzw. vier Strömungsformen (siehe Tab. 1.1) [3], [13], [39].

**Tabelle 1.1:** Einteilung der Strömungsformen der isothermen Vereinigungsströmung in einem T-Stück anhand von drei bzw. vier Impulsstromverhältnissbereichen [3], [13], [39].

Strömungsform		Impulsstromverhältnissbereich
Wandstrahl	Wandstrahl	$4 < \dot{I}_R$
	Wiederangelegter Strahl	$1,35 < \dot{I}_R \leq 4$
Abgelenkter Strahl	Umkehrstrahl	$0,35 < \dot{I}_R \leq 1,35$
Auftreffender Strahl	Auftreffender Strahl	$\dot{I}_R \leq 0,35$

Bei  $\dot{I}_R \leq 0,35$  spricht man von einem auftreffenden Strahl (vgl. Abb. 1.6). Hierbei ist der Impuls des Fluids aus dem Nebenstrang so groß, dass die Strömung im Hauptstrang den Strahl kaum oder gar nicht ablenkt und das Fluid die gegenüberliegende Wand erreicht.



**Abbildung 1.6:** Lichtschnittvisualisierungen der Strömungsformen isothermer T-Stück-Strömungen [13]. Die Grenzflächen des in den Hauptstrang eintretenden Strahls aus dem Seitenstrang werden durch gebrochene Linien angedeutet. Die Ränder der Strömungsgebiete sind mit durchgezogenen Linien kenntlich gemacht.

Der umgekehrte Fall liegt vor, wenn  $\dot{I}_R \gg 1$  gilt. In dieser Konfiguration ist der

Impuls des Fluids aus dem Nebenstrang so klein, dass es entlang der Wand stromabwärts konvektiert. Der Impulsbereich zwischen diesen Grenzbereichen wird von den verschiedenen Autoren unterschiedlich eingeteilt. Während z.B. Hosseini [39] den abgelenkten Strahl für ein Impulsstromverhältnis zwischen 0,35 und 1,35 definiert, unterscheiden anderen Autoren, wie Kamide [13] und Hu [3] den wiederangelegten Strahl und den Umkehrstrahl, wie in Tab. 1.1 aufgeführt. Ein wiederangelegter Strahl liegt vor, wenn in der Mischungszone stromabwärts der Vereinigungsstelle ein Kontakt der Nebenstrangströmung mit der Wand besteht. Wenn diese Bedingung nicht erfüllt ist, handelt es sich bei der vorherrschenden Strömungsform um den Umkehrstrahl.

Die Beschreibung der Strömungsformen im T-Stück auf Basis des Impulsstromverhältnisses hat nachweislich keine Allgemeingültigkeit. So zeigen Hosseini et. al. [39] in ihren Untersuchungen auf, dass die in Tab. 1.1 dargestellten Grenzen zwischen den Strömungsformen durch den Einbau eines dem T-Stück vorgelagerten Rohrboogens signifikant verschoben werden können. Aus diesem Grund werden auch alternative Beschreibungsgleichungen, z. B. auf Basis des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\bar{u}_{Bulk,n}/\bar{u}_{Bulk,h}$ , zur Charakterisierung der Strömungsformen verwendet [4], [39].

Die Untersuchungen nichtisothermer T-Stück-Strömungen haben bisher keine allgemeingültige Kategorisierung hervorgebracht. Für die Vergleichbarkeit unterschiedlicher Datensätze wird die lokale Temperatur  $T$  üblicherweise mithilfe der charakteristischen Temperaturdifferenz  $\Delta T = \bar{T}_h - \bar{T}_n$  der zuströmenden Fluide normiert:

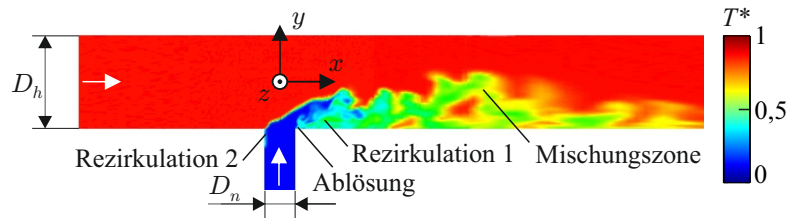
$$T^* = \frac{T - \bar{T}_n}{\bar{T}_h - \bar{T}_n} = \frac{T - \bar{T}_n}{\Delta T}. \quad (1.9)$$

Um in der Mischungszone (Index  $v$ ) einen Bezug zu den lokal (beispielsweise an der Position  $x$ ) vorliegenden mittleren Temperaturunterschieden  $\Delta T_v(x)$  herstellen zu können, wird in Anlehnung an Gl. 1.9 die normierte Temperatur  $T_v^*$  wie folgt definiert:

$$T_v^*(x) = \frac{T_v(x) - \bar{T}_{min}(x)}{\bar{T}_{max}(x) - \bar{T}_{min}(x)} = \frac{T_v(x) - \bar{T}_{min}(x)}{\Delta \bar{T}_v(x)}. \quad (1.10)$$

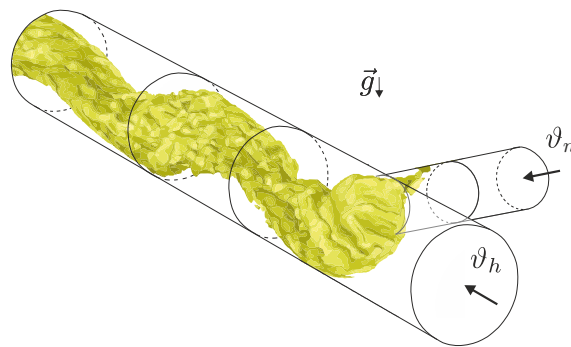
In Abb. 1.7 ist eine typische Momentaufnahme der instationären Temperaturverteilung  $T^*$  einer nichtisothermen T-Stück-Vermischung dargestellt [58]. Die Tempera-

turdaten der Mittelfläche des T-Stücks wurden entsprechend Gl. 1.9 skaliert. Anhand des Impulsstromverhältnisses  $\dot{I}_R = 8,1$  und der Strömungscharakteristika ist ersichtlich, dass als Strömungsform der Wandstrahl vorliegt.



**Abbildung 1.7:** Instationäre Temperaturverteilung in einem T-Stück bei nichtisothermer Vermischung, berechnet mittels einer Grobstruktursimulation ( $\dot{m}_h = 1,46 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $\dot{m}_n = 1,0 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $\Delta T = 15 \text{ K}$ ,  $\dot{I}_R = 8,1$ ; Daten aus [58]).

Aus der Falschfarbendarstellung der Temperaturverteilung ist ersichtlich, dass die unvermischten Fluide im T-Stück aufeinandertreffen und eine Mischungszone ausbilden. In dieser nehmen die Temperaturfluktuationen aufgrund des Mischungsfortschritts mit dem Abstand  $x$  zum Formstück ab [6]. Detaillierte Untersuchungen haben Ablösungs- und Rezirkulationszonen bei scharfkantigen T-Stücken nachgewiesen [4], [41]. Die Rezirkulationszone 1 schließt sich der Ablösezone, durch welche sie verursacht wird, stromabwärts des Nebenstranganschlusses an. Sie ist durch einen symmetrischen Doppelwirbel charakterisiert.



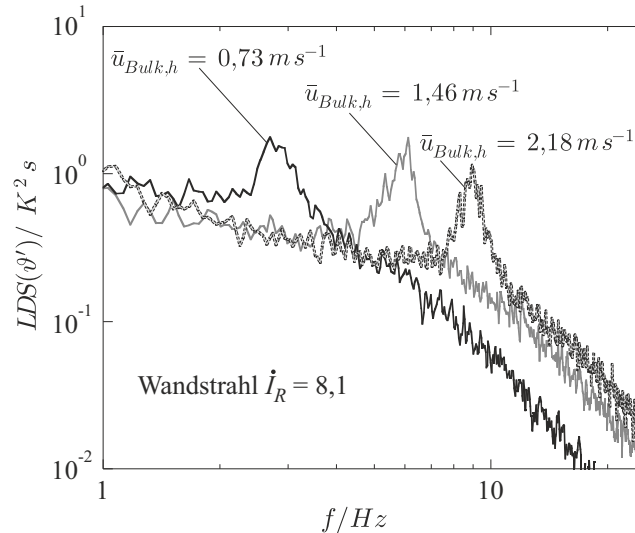
**Abbildung 1.8:** Isofläche der instationären Temperaturverteilung  $T^* = 0,7$  in einem horizontal ausgerichteten T-Stück bei der Einspeisung eines kalten Fluidstroms in das warme Hauptstrangfluid ( $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $\Delta T = 100 \text{ K}$ ,  $\dot{I}_R = 3,2$ ; Simulationsergebnisse aus [59]).

Das Auftreten der Rezirkulationszone 2 wird bei geringen Nebenstrangmassenströmen [41] und erhöhten Temperaturunterschieden [59] beobachtet. Ihre Ausprägung ist durch die Auftriebseffekte bestimmt, die das Absinken des kälteren Nebenstrangfluids in den unteren Teil des Hauptstrangs fördern. Darüber hinaus wird bei hin-

reichend großen Temperaturunterschieden die Ausbildung einer mäanderförmigen Mischungszone beobachtet, wie sie in Abb. 1.8 dargestellt ist.

Aufgrund der gedämpften turbulenten Schwankungen in geschichteten Strömungen wird die Mischung der Fluide gehemmt. Daher erstreckt sich die Mischungszone über größere Distanzen als bei geringeren Temperaturdifferenzen [18], [27], [59].

Das Auftreten und die Intensitäten der Temperaturschwankungen in der Mischungszone eines T-Stücks wurden mehrfach detailliert analysiert [38], [58], [59]. Nach Untersuchungen von Kasahara et al. [23] treten unter den gleichen mechanischen Randbedingungen im Falle eines Wandstrahls signifikant größere ermüdungsrelevanten Schwankungen auf als bei den anderen Strömungsformen. Für den in Abb. 1.7 dargestellten Wandstrahl mit  $\dot{I}_R = 8,1$  wurden die in Abb. 1.9 zusammengefassten Leistungsspektren der Temperaturschwankungen veröffentlicht.



**Abbildung 1.9:** Experimentell bestimmte Frequenzspektren der Temperaturschwankungen in der Mischungszone eines T-Stücks, Daten aus [23].

Qualitativ vergleichbare Verläufe der Spektren sind auch in anderen Veröffentlichungen dokumentiert [30], [31], [38], [58], [60]. Im Frequenzbereich unterhalb von zirka  $3 Hz$  liegen konstante oder geringfügig abfallende Verläufe vor. Wie in Abb. 1.9 zu erkennen ist, verschiebt sich dieser Bereich für größere Geschwindigkeiten hin zu höheren Frequenzen. Oberhalb von  $10 Hz$  ist hingegen immer ein signifikanter Abfall der Werte zu erkennen. Das Vorliegen von Maxima, d. h. von dominanten Frequenzen, wie sie in Abb. 1.9 zu erkennen sind, konnte jedoch nicht in allen Untersuchungen bestätigt werden. Nach Kasahara [23] lassen sich die jeweiligen Frequenzen  $f_{dom}$

mittels der Strouhalzahl  $Sr$  vorhersagen. Er bestimmte für diese einen Wert von 0,2 und verwendet folgende Definition für die Berechnung der dominanten Frequenzen:

$$Sr = f_{dom} \cdot \frac{D_n}{\bar{u}_{Bulk,h}} \quad (1.10)$$

### 1.3 Stand der Messtechnik

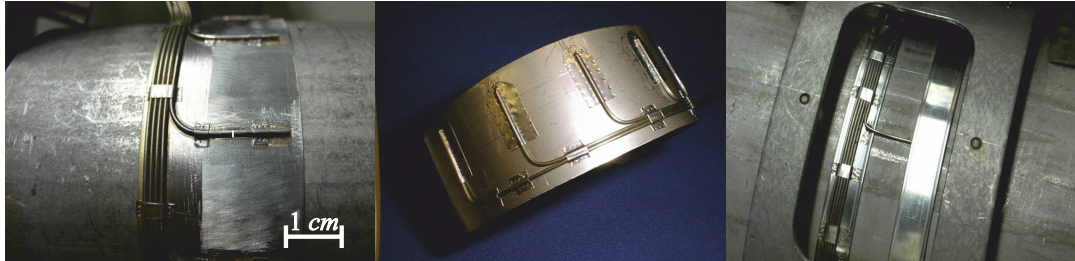
Für die Untersuchung von Strömungs-Struktur-Wechselwirkungsmechanismen hat sich eine Vielzahl messtechnischer Verfahren etabliert, die Informationen über die komplexen thermohydraulischen Vorgänge im Fluid und die instationären Temperaturfelder der Struktur liefern. Die Abbildung dieser Phänomene in numerischen Berechnungsmodellen des KKW-Kühlkreislaufs benötigt zur Validierung Messdaten von strömungsphysikalischen Vorgängen, wie sie in einem KKW vorherrschen. Hierfür ist die Anwendung geeigneter Messtechnik notwendig.

Die in den folgenden Abschnitten dargestellten Messsysteme und Messmethoden stellen eine Auswahl potentiell geeigneter messtechnischer Lösungen für die Erfassung der notwendigen Validierungsgrößen dar. Sie liefern Informationen über das instationäre Geschwindigkeitsfeld der Strömung oder über das im Fluid bzw. in der Struktur vorherrschende Temperaturfeld. Gegebenenfalls geben sie darüber hinaus ebenfalls Aufschluss über den Wärmestrom zwischen dem Fluid und der Struktur. Ihre Gliederung erfolgt anhand der zugrundeliegenden Verfahren, erhebt jedoch nicht den Anspruch auf Vollständigkeit. Der Auflistung invasiver Messverfahren folgt die Beschreibung der nichtinvasiven. Die Diskussion der Grenzen der Anwendbarkeit nichtinvasiver Verfahren schließt diesen Überblick ab.

#### Thermometrische Kontaktmessverfahren

Kontaktthermometer stellen das klassische Messmittel zur Erfassung von Temperaturen dar. Ihre Ausführungsvarianten und Anwendungen sind entsprechend vielfältig [61], [62]. Im technischen Einsatz haben die Mantelthermoelemente (MTE) und die Widerstandsthermometer eine weite Verbreitung gefunden. Der grundlegende Aufbau dieser Messaufnehmer ist prinzipiell ähnlich. Zwei oder mehr elektrischen Leiter sind in einem hochohmigen Isolator eingebettet, welcher wiederum von einem zylindrischen Schutzmantel umgeben und an einem Ende verschlossen ist. Am anderen

Ende können Messgeräte an die elektrischen Leiter angeschlossen werden. Letztere bestimmen die Temperatur des Leitermaterials anhand des ohmischen Widerstands oder des anliegenden thermoelektrischen Potentials [62].



**Abbildung 1.10:** Thermoelement-Messschellen mit Mantelthermoelementen für die Erfassung der Oberflächentemperaturen von Rohrleitungen [22].

Für die thermometrische Anwendung müssen die Messaufnehmer in Kontakt mit dem zu vermessenden Medium bzw. der Struktur gebracht werden. Zur Erfassung von Oberflächentemperaturen von Rohrleitungen werden die Messaufnehmer auf Stahlschellen appliziert, wie sie in Abb. 1.10 dargestellt sind. Die Messschellen werden um die Rohre geklemmt und erlauben bei einer ausreichenden Anzahl der aufgebrauchten Thermoelemente (TE) die messtechnische Erfassung des azimutalen Temperaturverlaufs auf der Rohroberfläche. Hierbei wird der Wärmefluss durch den mehrschichtigen Aufbau deutlich behindert, woraus signifikant verlängerte Ansprechzeiten resultieren und Schwankungsfrequenzen von mehr als einem Hertz bei KKW-typischen Rohrabmessungen derzeit nicht erfassbar sind [22], [63].

Das TE-Ansprechverhalten, insbesondere im Hinblick auf die Erfassung von ermüdungsrelevanten Temperaturschwankungen in KKW, wurde im Rahmen von numerischen und experimentellen Arbeiten untersucht [2], [10]. Es wurde festgestellt, dass der interne Aufbau eines Thermoelements zu einer bauartbedingten Trägheit führt, die durch äußere Maßnahmen, abgesehen von der Wahl eines möglichst geringen Manteldurchmessers, nicht signifikant beeinflusst werden kann. Die Optimierung des Ansprechverhaltens bei dynamischen Temperaturmessungen setzt die Anwendung von Messaufnehmern voraus, die möglichst dünn und so nah wie möglich an der betrachteten Untersuchungsstelle positioniert sind.

Auf Basis dieser Handlungsempfehlung wurde eine Vielzahl von Messungen realisiert. Netzartig angeordnete TE mit jeweils einem viertel Millimeter Manteldurchmesser wurden für die Bestimmung der instationären Temperaturverteilung über den Rohrquerschnitt in drucklosen Rohrleitungssystemen verwendet [13]. Die Auto-



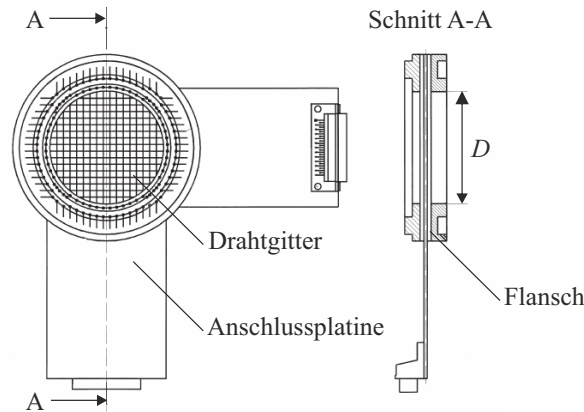
ren geben für ihre TE eine Ansprechzeit von 30 Millisekunden an und präsentierten Temperaturspektren bis 30 Hertz. Im Rahmen einer T-Stück-Versuchsreihe am Vattenfall Älkarleby Laboratory in Schweden [30] wurden die dünnsten verfügbaren TE, mit einem Manteldurchmesser von einem sechstel Millimeter, für die Untersuchung einer thermohydraulischen Vermischung eingesetzt. Die Autoren geben eine Ansprechzeit von dreizehn Millisekunden für die TE an und veröffentlichten Temperaturspektren von wandnahen Temperaturfluktuationen (zirka ein Millimeter Wandabstand) mit Frequenzen bis zu 100 Hertz.

Für den Messeinsatz an unter Druck stehenden Versuchsanlagen sind filigrane Messaufnehmer mit Manteldurchmessern kleiner als ein Millimeter ungeeignet, weil am Markt keine geeigneten Druckverschraubungen erhältlich sind, die die druckdichte Einführung des Thermoelements in den Fluidstrom zulassen. Diese sind für MTE ab einem Millimeter Manteldurchmesser erhältlich. Heinze et al. [22] positionierten derartige MTE in axial ausgerichtete Bohrungen in einer Rohrwand, um die Strukturtemperatur innenwandnah zu erfassen. Der Versuchsaufbau wurde mit einer Temperaturmessschelle auf der Rohraußenseite erweitert, was die numerische Abbildung des Temperaturfelds in der Struktur zwischen den beiden Messstellen an der Rohrrinnen- und Außenseite erlaubte. Die Kombination der Temperaturmessung in der Struktur mit der Messung der instationären Temperatur im Fluid ermöglicht die Bestimmung eines mittleren Wärmeübergangskoeffizientens. Bergaggio et al. realisierten derartige Messungen vor kurzem für KKW-relevante Bedingungen [64].

### **Gittersensoren**

Für die Untersuchung von nichtisothermen Vermischungen und Zweiphasenströmungen steht im Bereich der Forschung der sogenannte Gittersensor zur Verfügung. Hierbei handelt es sich um eine Anordnung von parallel gespannten Drähten bzw. Stäben, die in mindestens zwei Ebenen in der Strömung angeordnet sind. Die Drähte zweier einander zugeordneter Ebenen haben einen Abstand von wenigen Millimetern und sind senkrecht zueinander ausgerichtet, sodass sich ein rechtwinkliges Gitter ergibt. Durch das Anlegen eines elektrischen Potentials zwischen einem Draht in der ersten und einem Draht in der zweiten Ebene kann der mittlere elektrische Widerstand der Flüssigkeit am Kreuzungspunkt der beiden Drähte bestimmt werden. Sukzessives Durchschalten der einzelnen Drähte liefert zweidimensionale Informa-

tionen über die Verteilung des elektrischen Widerstands zwischen den Messebenen. Die Ortsauflösung wird hierbei durch den Abstand der Drähte innerhalb der beiden Ebenen bestimmt und liegt bei bis zu zirka zwei Millimetern [4].



**Abbildung 1.11:** Zeichnerische Darstellung eines Gittersensors mit  $16 \times 16$  Drähten [4].

Für die Anwendung in Rohrleitungen (Durchmesser  $D$ ) wird der Sensor als Flansch ausgeführt, welcher zwischen zwei Rohrsegmente geschraubt wird. In dieser Bauform wurde der Gittersensor u. a. für die Vermessung der einphasigen isothermen und nichtisothermen T-Stück-Strömung [4], [60] sowie für die Untersuchung des Phänomens turbulenter Penetration im Seitenstrang eingesetzt [41].

Die Messgenauigkeit dieses Sensortyps wurde für die einphasige und zweiphasige Strömung genauestens untersucht [65], [4]. Sie hängt von vielen Parametern ab, wie beispielsweise der Messposition im Gitter, der Abtastrate, der Strömungsgeschwindigkeit und der Leitfähigkeit der Fluide. Für einphasige Strömungen ist die Messunsicherheit kleiner als  $\pm 3\%$ , sofern eine hinreichende Leitfähigkeit der durchströmenden Fluide sichergestellt ist. Die Abtastrate des Sensors liegt bei maximal  $10.000 \text{ Hz}$ . Aufgrund des geometrisch definierten Abstands der beiden Gitterebenen fungiert der Messaufnehmer selbst als Frequenzfilter, wodurch die lineare Abhängigkeit der Grenzfrequenz von der Strömungsgeschwindigkeit vorgegeben ist. Bei einem Abstand der Gitterebenen von  $1,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  und einer lokalen Geschwindigkeit von  $0,2 \text{ m s}^{-1}$  können deshalb maximal  $120 \text{ Hz}$  erfasst werden. Bei Verwendung von hochtemperaturstabilen Polymeren sind derartige Messungen auch bei Einsatztemperaturen von über  $250^\circ\text{C}$  und Betriebsdrücke von  $8 \text{ MPa}$  und mehr möglich [66].

## Filmsensoren

Die Filmsensoren stellen eine relative neue Messtechnik für wandnahe Untersuchungen dar. Sie werden für die Vermessung einphasiger und zweiphasiger Strömungen sowie Filmströmungen entwickelt und wurden bisher in zwei Varianten vorgestellt. Die erste davon [67] basiert wie der Gittersensor auf dem Prinzip der sukzessiv durchgeschalteten Elektrodenmatrix. Die elektrischen Leiter, zwischen welchen das Potential angelegt wird, sind jedoch auf einem starren oder flexiblen Leiterbahnträger geätzt. Zur Reduzierung der Strömungsbeeinflussung durch die Messtechnik muss der Träger plan mit der Strukturoberfläche abschließen. Entsprechende Maßnahmen müssen deshalb am Messobjekt vorgenommen werden.

Die Anordnung ermöglicht die Vermessung wandnaher Fluidschichten, die wenige hundert Mikrometer dünn sind, mit einer Ortsauflösung von  $2 \cdot 10^{-3} m$  mit einer Messfrequenz im Kilohertzbereich. Dies erlaubt es beispielsweise, Schlussfolgerungen hinsichtlich der instationären Temperaturverteilung im Fluid zu ziehen.

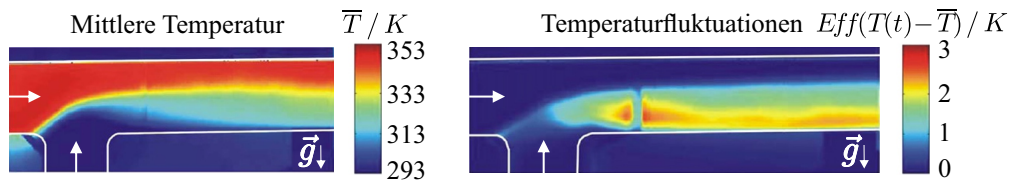
Die zweite Variante des Filmsensors basiert auf einem Platin-Widerstandsthermometer [68], mit dem Unterschied, dass das Platin mittels photolithographischer Verfahren auf einem Glassubstrat abgeschieden wird und die aktive Sensorzone auf ein Quadrat mit der Kantenlänge  $0,5 \cdot 10^{-3} m$  begrenzt ist. Aufgrund der sehr geringen Abmessungen können im Vergleich zu konventionellen Widerstandsthermometern wesentlich kürzere Ansprechzeiten von zirka  $30 \cdot 10^{-3} s$  bei gleichzeitig sehr hoher Linearität realisiert werden. In den veröffentlichten Testmessungen mit dieser Sensorvariante [68] konnten bei einer nichtisothermen Vermischung mit einer Temperaturdifferenz  $\Delta T$  von  $35 K$  in einem rechteckigen Kanal Temperaturfluktuationen auf der Strukturoberfläche erfasst werden.

Der Einsatz der vorgestellten Filmsensoren wird begrenzt durch die maximalen Einsatztemperaturen der verwendeten Leiterbahnträger, welche unter  $200^\circ C$  liegen. Beide Varianten sind für höhere Temperaturen derzeit nur auf starren Trägern realisierbar, die zur Minimierung negativer Effekte aufgrund der invasiven Messtechnik in die Strukturoberfläche eingelassen werden müssen. Flanschlösungen wie beim Gittersensoren, die eine druckhaltende Einbaumöglichkeit in Versuchsanlagen ermöglichen, liegen bisher nicht vor.

## Thermographische Verfahren

Das Messprinzip thermographischer Verfahren beruht auf der temperaturabhängigen Emission elektromagnetischer Strahlung der Materie. Im technisch interessantesten Temperaturbereich liegen die emittierten Wellenlängen zwischen  $3 \cdot 10^{-6} m$  und  $50 \cdot 10^{-6} m$  im mittleren Infrarotbereich, weshalb man von Infrarotstrahlung und Infrarotthermometrie spricht [69].

Aktuelle Infrarotmessgeräte sind zumeist bildgebende Kamerasysteme, die eine weite Verbreitung gefunden haben. Der in diesem System verbaute Wandler ist der begrenzende Faktor hinsichtlich Ansprechverhalten und Erfassbarkeit von dynamischen Prozessen. Wie bei anderen Kamerasystemen auch stellen eine hohe Bildauflösung und eine hohe Bildrate konträre Anforderungen an das Messsystem.



**Abbildung 1.12:** Thermographische Aufnahme der nichtisothermen Strömung in einem vertikal ausgerichtetem T-Stück [70].

Die quantitative Auswertung der Messwerte ist trotz der technischen Fortschritte durch den material- und oberflächenabhängigen Emissionsgrad sowie durch die anwendungsabhängigen Sichtfaktoren eingeschränkt. Letztere sollen bei der Auswertung rechnerisch berücksichtigt oder in einer aufwändigen Kalibrierung bestimmt werden. Sind diese Voraussetzungen erfüllt, so können mit Infrarotkameras unter kraftwerksrelevanten Bedingungen Messfehler von weniger als  $\pm 3 K$  bei einer Bildrate von  $100 Hz$  und einer Bildauflösung von  $1280 \times 1024$  Bildelementen erzielt werden [71].

Anwendungen dieses Messverfahrens beschränken sich zumeist auf die Erfassung von Oberflächentemperaturen. Für die Untersuchung der thermischen Vermischung in einem T-Stück nutzen z. B. Kuhn und Braillard [70] entsprechende thermographische Aufnahmen des instationären Temperaturfelds. Zur Reduzierung der dämpfenden Wirkung der Struktur auf die Temperaturschwankungen (s. Abschnitt 1.1) führten sie die Messungen u. a. mit T-Stücken mit Wanddicken von nur einem Millimeter durch. Zur Realisierung KKW-relevanter Randbedingungen bedürfen derartig dünne Strukturen eines Druckausgleichs zwischen Umgebung und Fluid. Eine technische

Umsetzung hierfür bietet die sogenannte TOPFLOW-Versuchsanlage [72]. Die Bestimmung von Innenwandtemperaturen bedarf eines visuellen Zugangs, der neben den thermohydraulischen Anforderungen auch gewisse optische Randbedingungen, wie z.B. eine hohe Transmissivität im Wellenlängenbereich des Infrarotdetektors, erfüllt. Eine Lösungsvariante für drucklose Mikrokanalströmungen, die diese Anforderungen erfüllt, wurde ebenfalls präsentiert [73].

### **Röntgen- und gammatomographische Verfahren**

Röntgen- und Gammastrahlung besitzen die Eigenschaft, opake Medien durchdringen zu können und an Phasengrenzflächen weder gebrochen noch reflektiert zu werden. Entsprechende Messgeräte werden im Rahmen der zerstörungsfreien Prüfung z. B. von Rohrleitungssystemen in Kernkraftwerken eingesetzt [69]. Während diese Messgeräte zweidimensionale Abbildungen des Untersuchungsraums liefern, können tomographische Systeme mittels einer Anordnung aus einer Röntgenquelle und mehreren Detektoren dreidimensionale Informationen über den Untersuchungsraum zur Verfügung stellen. Aktuelle Entwicklungen von Tomographen mit besonders hohen Scanraten ermöglichen die Untersuchung von zweiphasigen Strömungen mit Bildraten von  $250\text{ Hz}$  und Ortsauflösungen von  $1,5 \cdot 10^{-3}\text{ m}$  [74].

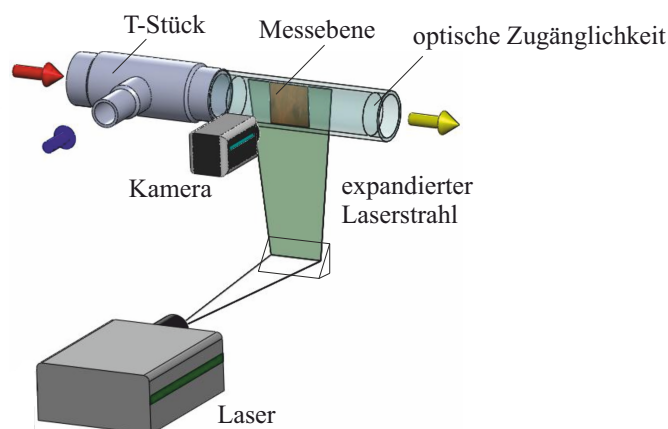
Der Vorteil von Röntgen- und gammatomographischen Messsystemen besteht in der fehlenden Notwendigkeit einer optischen Zugangs zum Strömungsmedium. Von Nachteil sind die sehr hohen Strahlungsintensitäten und die damit verbundenen Sicherheitsmaßnahmen, die bei der Durchstrahlung metallischer Strukturen einer Versuchsanlage getroffen werden müssen. Eine grundlegende Voraussetzung für den Einsatz dieses Messverfahrens ist ein hinreichender Einfluss der interessierenden Charakteristik im Untersuchungsraum auf die Strahlschwächung. Während dies bei zweiphasigen Strömungen durchaus gegeben sein kann ist die Charakterisierung von einphasigen Strömungen mithilfe von Röntgen und gammatomographischen Methoden mit erheblichen Anforderungen an die verwendete Messtechnik verbunden. Dies betrifft insbesondere den wandnahen Strömungsbereich.

### **Partikel-Bild-basierte Verfahren**

Im sichtbaren Bereich gibt es eine Vielzahl an optischen Messverfahren zur Untersuchung von Strömungen, welche auf der Erfassung von partikelgestreutem Licht basieren. Die für Flüssigkeitsströmungen eingesetzten Streupartikel (sphärische Glas-

oder Polymerkörper) haben in der Regel eine mittlere Größe unterhalb von  $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$  und eine spezifische Dichte zwischen  $1.500 \text{ kg m}^{-3}$  und  $500 \text{ kg m}^{-3}$  [75]. Um diese Streupartikel für Photodetektoren bzw. Kameras sichtbar zu machen, muss eine Beleuchtung mit ausreichender Intensität verwendet werden. Die Gestaltung der Beleuchtung sowie die Auswahl, Orientierung und Anzahl der Streulichtdetektoren definieren die genaue Art des Messverfahrens, wobei in jedem Fall die Notwendigkeit für einen optischen Zugang zum Strömungsmedium besteht. Der Informationsgehalt der unterschiedlichen Messverfahren reicht von einer einzelnen Geschwindigkeitskomponente in einem einzelnen Raumpunkt bis hin zu hundertausenden an Messpunkten in einem Würfel mit der Kantenlänge von zirka  $0,3 \text{ m}$  in dem für jeden Messpunkt drei Geschwindigkeitskomponenten bestimmt werden [76]. Entsprechend werden diese Messverfahren in punktuelle, planare und volumetrische Messverfahren klassifiziert [76], [77], [78].

Ein Beispiele für ein punktuell messendes Verfahren ist die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), für welche durch sich kreuzende Laserstrahlen ein Messvolumen von wenigen Kubikmillimetern mit hoher Intensität kontinuierlich beleuchtet wird. Passieren einzelne Partikel das Volumen, kann anhand von deren Streulicht die Bewegungsrichtung und Partikelgeschwindigkeit bestimmt werden. Aufgrund ihrer hohen Dynamik sind LDA-Messsysteme das klassische Werkzeug zur nichtinvasiven Bestimmung von Turbulenzinformationen einer Strömung. Kerntechnische Anwendungsbeispiele für diese Systeme sind die Bestimmung von Geschwindigkeitsprofilen in T-Stücken [30] und Reaktormodellen [25].

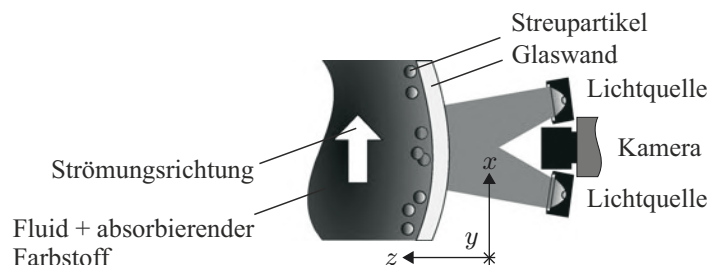


**Abbildung 1.13:** Schematischer Versuchsaufbau des planaren Particle-Image-Velocimetry-Messsystems für die Untersuchung der Mischungszone eines T-Stücks.

Das erste planare Messverfahren, welches eine weite Verbreitung gefunden hat und in vielen Anwendungsbereichen inzwischen ein etabliertes Standardverfahren darstellt, ist das Particle-Image-Velocimetry-Messverfahren (PIV-Messverfahren) [79]. Im Unterschied zur LDA wird, wie in Abb. 1.13 dargestellt, der Laserstrahl zu einer dünnen Ebene aufgeweitet. Die Bewegung von Partikelgruppen wird mittels einer oder mehrerer Digitalkameras erfasst und daraus mittels Kreuzkorrelationsalgorithmen die wahrscheinlichste Geschwindigkeit für jede dieser Partikelgruppen berechnet. Erfolgreich angewendet wurde die planare PIV u. a. für die Vermessung von laminaren, transitionellen und turbulenten isothermen Rohrströmungen [80] sowie für thermohydraulische Mischungsvorgänge in Rohrleitungen [81] und T-Stücken [30], wobei die maximale Temperaturdifferenz in nichtisothermen Anwendungsfällen  $25\text{ K}$  üblicherweise nicht überschreitet.

Eine relativ neue Weiterentwicklung der PIV ist ein volumetrisches bzw. tomographisches Messsystem. Hierfür wird eine monochromatische Volumenbeleuchtung hoher Intensität benötigt, für die sich Hochleistungsmodule mit lichtemittierenden Dioden als funktional erwiesen haben [79]. Aufgrund der vergleichsweise aufwändigen Beleuchtung und Kamertechnik gibt es derzeit nur wenige Anwendungsbeispiele für dieses Verfahren [82].

Weiterentwicklungen der PIV zur wandnah messenden PIV setzen ebenfalls auf lichtemittierende Dioden. Die Lichtausbreitung im Volumen wird für wandnahe Messungen jedoch mittels eines absorbierenden Farbstoffs beschränkt, sodass nur wandnahe Partikel sichtbar sind (vgl. Abb. 1.14). In isothermen Laborversuchen konnte gezeigt werden, dass in Volumina von wenigen Millilitern wandnah bis zu drei Geschwindigkeitskomponenten erfasst werden können [83], [84].



**Abbildung 1.14:** Schematischer Versuchsaufbau des wandnah messenden Particle-Image-Velocimetry-Messverfahrens [84].

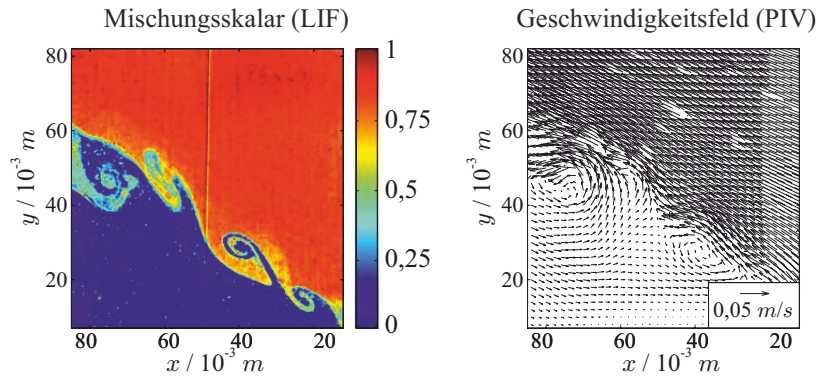
## Fluoreszenzmessverfahren

Die Anwendung fluoreszierender Farbstoffe stellt die Grundlage einer Anzahl von Messtechniken dar, welche auch in der experimentellen Strömungsmechanik Verbreitung gefunden haben. Unter diesen gehört die laserinduzierte Fluoreszenzmess-technik (engl. laser-induced fluorescence, LIF) seit ihrer ersten erfolgreichen Anwendung im Jahr 1982 zu den erfolgreichsten [69]. Sie basiert wie alle anderen Fluoreszenzmessverfahren auf der elektronischen Anregung von Molekeln (Atome, Moleküle etc.) mittels einer hochintensiven Lichtquelle mit der anschließenden Beobachtung der Fluoreszenzlichtemission. Ausgehend von diesem Prinzip haben sich unterschiedliche Messverfahren für Gas- und Flüssigkeitsströmungen entwickelt. In beiden Phasen gibt es Realisierungen für die Temperaturbestimmung und die Messung von Konzentrationen einer gewissen Spezies sowie Verfahren zur Ermittlung von Partialdrücken und Geschwindigkeiten. In flüssigen Phasen kann die Interaktion der Molekeln untereinander und in flüssigen Lösungen die Eigenschaften und die Auswirkungen des Lösungsmittels untersucht werden. Aufgrund dieser Zusammenhänge ist es z. B. möglich, mittels eines fluoreszierenden Markierungsmittels in wässriger Lösung die Temperaturverteilung im Fluid zu bestimmen. Eine umfassende Übersicht über die Fluoreszenz und ihrer Anwendungen geben die Veröffentlichungen von Valeur [85] und Demchenko [86].

Das für strömungsmechanische Problemstellungen am häufigsten eingesetzte Verfahren ist das planare Laserinduzierte-Fluoreszenz-Messverfahren. Der Versuchsaufbau gleicht dem des planaren PIV-Verfahrens in Abb. 1.13, mit dem Unterschied, dass der Strömung fluoreszierende Marker statt Partikel zugefügt werden. Ein oder mehrere Farbstoffe werden in der Flüssigkeit gelöst, homogen verteilt und an der Messposition durch den aufgespannten Laserstrahl zur Emission von Fluoreszenzlicht angeregt. Die Wellenlänge des Lasers sollte hierfür einer vom Farbstoff bevorzugt absorbierten Wellenlänge entsprechen, damit eine möglichst intensive Fluoreszenzlichtemission hervorgerufen wird. Diese wird mit einer Kamera aufgezeichnet, welche mit einem auf das Fluoreszenzlicht abgestimmten Farbfilter ausgestattet ist. Für Messungen mit mehreren Farbstoffen werden mitunter mehrere Laser und Kameras bzw. Farbfilter eingesetzt [81]. Die Konzentration der Farbstoffe wird üblicherweise so gewählt, dass im Messvolumen weniger als fünf Prozent des Anregungslichts absorbiert wird, sodass die Ortsabhängigkeit der Fluoreszenzintensität in der Messebene vernachlässigt werden kann. Aus dem gleichen Grund wird angestrebt, dass die Laserstrahlen



im Aufnahmebereich parallel verlaufen und nicht divergieren. Beispiele für diese Anwendung finden sich in [87], [88] oder [89].



**Abbildung 1.15:** Kombiniertes Einsatz von induzierter Fluoreszenz und partikelbasierter Geschwindigkeitsmessung bei einer horizontalen Scherströmung mit einem relativen Dichteunterschied der Fluide von einem Prozent [92].

Für die Bestimmung von Oberflächentemperaturen werden die temperatursensitiven Farbstoffe als Zusatzstoffe in Lacke eingebracht und auf Strukturoberflächen aufgetragen. Der eingesetzte Binder muss den Farbstoff hierbei luftdicht einschließen, damit die Fluoreszenz nicht durch den Luftsauerstoff gelöscht wird. Während in früheren Applikationen dieses Verfahrens die Anregung der Farbstoffe durch Laser erfolgte (s. beispielsweise [90]), wurden in neueren Arbeiten vermehrt Lichtquellen mit einer großen Anzahl von lichtemittierenden Dioden eingesetzt (siehe z. B. [91]). Anwendungsbeispiele mit Rhodaminfarbstoffen führt Childs auf und verweist auf eine mittlere Temperaturmessgenauigkeit von  $\pm 0,3 \text{ K}$  im Temperaturbereich zwischen  $0^\circ \text{C}$  und  $95^\circ \text{C}$  [61]. Eine detaillierte Übersicht über eine Vielzahl von möglichen Anwendungen ist im Buch von Liu und Sullivan [93] und den Veröffentlichungen von Crimaldi [94] zu finden. Darin wird unter anderem auch die kombinierte Anwendung von PIV und LIF zur Erfassung von Mischungsbrüchen und Geschwindigkeiten in Strömungen vorgestellt [92] (vgl. Abb. 1.15).

### Thermochrome Flüssigkristalle

Eine Sonderform der chemischen Indikatoren für Strömungsuntersuchungen stellen die Flüssigkristalle dar. Der dreidimensional periodische Aufbau dieser Molekülverbände bewirkt eine Anisotropie des Brechungsindex und einen selektiven Reflexionsgrad in einem begrenzten Wellenlängenbereich (Farbwirkung). Dabei ist die Ausrichtung der Molekülkomplexe und die Abstände in der kristallinen Grundstruk-

tur temperaturabhängig. Eine Temperaturerhöhung bewirkt eine Blauverschiebung, die quantitativ ausgewertet werden kann und die die Bezeichnung thermochrome Flüssigkristalle (engl. thermochromic liquid crystals) begründet. Auf diesem physikalischen Zusammenhang beruhen die bildgebenden Messverfahren für thermohydraulische Untersuchungen.

Die Kristalle werden entweder zusammen mit einem Trägermaterial als dünne Beschichtung auf das Untersuchungsobjekt aufgetragen oder in einer Polymermatrix eingekapselt dem Fluid beigemischt. Mittels einer breitbandigen Lichtquelle werden die Kristalle beleuchtet und das reflektierte Licht mit einem Farbkamerasystem erfasst. So wird sowohl die Bestimmung von Oberflächen- als auch von Fluidtemperaturen ermöglicht.

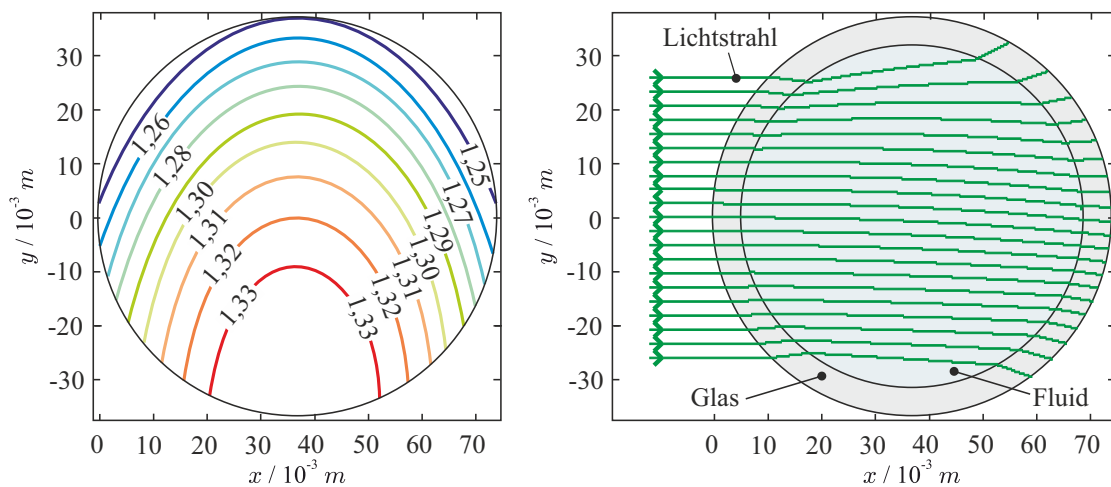
Die niedrigste detektierbare Temperatur sowie die nutzbare Temperaturbandbreite des flüssigkristallbasierten Messsystems werden maßgeblich durch die Wahl der Flüssigkristalle definiert. Der Temperatureinsatzbereich erstreckt sich von  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$  bis  $120\text{ }^{\circ}\text{C}$  [61], in Sonderfällen bis zu  $250\text{ }^{\circ}\text{C}$  [71]. Während in älteren Anwendungen eine Temperaturbandbreite von weniger als  $30\text{ K}$  messbar war, ist es mit neueren Verbindungen möglich, eine Messung innerhalb einer Bandbreite von  $60\text{ K}$  durchzuführen. Die Messgenauigkeit hängt dabei von der Kristallstruktur ab und liegt typischerweise zwischen  $0,1\text{ K}$  und  $10\text{ K}$  [61], [71]. Die Kombination von thermochromen Flüssigkristallen mit der PIV ist ebenfalls möglich und wurde u. a. von Deters [95] demonstriert.

### 1.3.1 Anwendbarkeit optischer Strömungsmessverfahren

In den vorherigen Abschnitten wurden nichtinvasive optische Messverfahren vorgestellt, welche eines visuellen Zugangs zum Strömungsmedium bedürfen, um dieses vermessen zu können. Im Hinblick auf die Anwendung dieser Messverfahren für die Untersuchung von thermohydraulischen Strömungen mit KKW-relevanten Randbedingungen sind Dichteunterschiede von zehn Prozent und mehr im Fluid zu berücksichtigen. Aufgrund bekannter Probleme bei der Durchführung von PIV-Experimenten unter Einfluss von Dichtegradienten [96] wurde eine numerische Betrachtung zur Klärung der Frage durchgeführt, inwieweit optische Verfahren durch dieses Phänomen betroffen sind.

Auf Basis einer mittleren Brechungsindexverteilung in der Mischungszone einer T-Stück-Verbindung wurde eine Strahlverfolgungsrechnung im Optikprogramm Zemax

durchgeführt. Die Verteilung (siehe Abb. 1.16, links) basiert auf dem Mischungsskalarfeld, welches mit einem Gittersensor in einer realen Strömung aufgenommen wurde [4]. Die in den Messungen bestimmten Mischungsskalare wurden unter der Annahme einer thermischen Vermischung zweier Fluidströme mit  $25^\circ\text{C}$  und  $280^\circ\text{C}$  bei  $7,5\text{ MPa}$  in Brechungsindexwerte umgerechnet. In Abb. 1.16 ist links die berechnete Verteilung abgebildet. Der Brechungsindex von kaltem Wasser liegt bei 1,336; er wird mit steigender Temperatur geringer und erreicht bei  $280^\circ\text{C}$  einen Wert von 1,249.



**Abbildung 1.16:** Isolinien Darstellung der Brechungsindexverteilung in der Mischungszone eines T-Stücks (links) sowie Ergebnis der Strahlverfolgung mit Zemax (rechts).

Entsprechend der typischen Bauweise optisch zugänglicher Versuchsstrecken ist die Mischungszone im Berechnungsmodell von einem Glasrohr ( $0,072\text{ m}$  Innendurchmesser, Wanddicke  $s_w = 6 \cdot 10^{-3}\text{ m}$ , Brechungsindex  $n_{\text{Quarzglas}} \approx 1,46$ ) und einer Wasservorlage umgeben. Eine kollimierte monochromatische ( $\lambda = 532\text{ nm}$ ) Lichtquelle wurde definiert und die Strahlverfolgung wurde für 21 Strahlen durchgeführt, welche von links kommend auf das Glasrohr treffen (siehe Abb. 1.16, rechts). Die erste Lichtbrechung tritt auf, wenn die Strahlen das Glas passieren. In der Mischungszone ist der Brechungsindex eine Verteilung im Raum. Dies führt zu gekrümmten Strahlenbahnen. Entsprechend dem Brechungsgesetz ist der Effekt stärker für Regionen, in denen der Gradient des Brechungsindex senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht. Die verwendete Brechungsindexverteilung basiert auf einer gemittelten Mischungsskalarverteilung in der Mischungszone eines T-Stücks. Da für diese Konfiguration eine stark gestörte instationäre Strömung zu erwarten ist, erscheint es nicht mög-

lich, optische Messverfahren einzusetzen, die eine statische Strahlverteilung im Fluid benötigen.

Diese Schlussfolgerung deckt sich mit den Beobachtungen und dem Vorgehen anderer Autoren [3], [13], [27], [30], [87], [96], welche quantitative optische Messverfahren nur bei Temperaturdifferenzen bis etwa  $25\text{ K}$  einsetzen und darüber hinaus rein qualitative oder aber invasive Messverfahren verwenden.

## 1.4 Ziele dieser Arbeit

Wie in Abschnitt 1.1 dargestellt haben Strömungs-Struktur-Interaktionen einen fundamentalen Einfluss auf die Betriebssicherheit und Lebensdauer von Kernkraftwerken (KKW). Für das Verständnis dieser Interaktionen und die korrekte Beschreibung der dadurch verursachten thermischen Ermüdung von Anlagenkomponenten ist die Erstellung von validierten gekoppelten CFD-Modellen erforderlich. In diesem Kontext haben hochqualitative Validierungsdaten größte Bedeutung. Eine Validierung multiphysikalischer Modelle muss auf der Basis von experimentellen Daten erfolgen, welche von Versuchsanlagen stammen, die die signifikanten Temperatur- und Dichteunterschiede der Fluidströme in kerntechnischen Anlagen abbilden. Der Umfang der experimentellen Daten, welche hierfür in den internationalen Datenbanken vorliegen, ist unzureichend. Unter den in Abschnitt 1.3 vorgestellten verfügbaren Messtechniken ist zudem keine nichtinvasive bildgebende enthalten, welche unter den o. g. Bedingungen an den Versuchsanlagen eingesetzt werden kann und den interessierenden wandnahen Bereich, in dem die thermische Interaktion zwischen Fluid und Struktur abläuft, im Fokus hat. Ziele dieser Arbeit sind deshalb:

- die Entwicklung und der Aufbau einer bildgebenden Messtechnik zur Untersuchung wandnaher Temperaturfelder in einphasigen nichtisothermen Strömungen durch Kombination der induzierten Fluoreszenz mit dem vorgestellten Verfahrensansatz der wandnah messenden PIV;
- die Quantifizierung der temperatur- und druckabhängigen Eigenschaften fluoreszierender Farbstoffe im Hinblick auf deren thermometrische Anwendung bei Temperaturen oberhalb von  $100\text{ °C}$ ;
- die Konzeption und die Errichtung einer strömungsmechanischen Teststrecke für die FSI-Versuchsanlage der Universität Stuttgart, unter Berücksichtigung

der Anforderungen für die Aufstellung gekoppelter numerischer Modelle;

- die Untersuchung der nichtisothermen Vermischung in der FSI-Versuchsanlage bei Temperaturdifferenzen  $\Delta T$  von mehr als  $80\text{ K}$ , sowohl mit bildgebender nichtinvasiver als auch mit konventioneller thermometrischer Messtechnik. Dadurch soll eine geeignete Datenbasis für die Validierung numerischer Modelle, insbesondere von Grobstruktursimulationen, geschaffen werden.

Auf diese Weise soll die Grundlage für ein tieferes Verständnis der Strömungs-Struktur-Interaktionen sichergestellt werden. Folgende Punkte können einen essenziellen Beitrag leisten:

- die Identifikation von Strömungsformen im T-Stück der FSI-Versuchsanlage und der Abgleich der vorliegenden Informationen mit den Erkenntnissen aus isothermen T-Stück-Untersuchungen sowie
- die Analyse der vorhandenen Datenbasis in Hinblick auf Zusammenhänge zwischen den ermüdungsrelevanten wandnahen Temperaturschwankungen und den thermohydraulischen Randbedingungen.

Die inhaltliche Darstellung der Ergebnisse dieser Arbeit erfolgt in fünf Kapiteln:

In Kapitel 2 wird dargelegt, welche Funktionen die konzipierten Komponenten der strömungsmechanischen Teststrecke der FSI-Versuchsanlage sowie die ausgewählten messtechnischen Hilfsmittel zur Untersuchung der Farbstoffeigenschaften haben.

In Kapitel 3 werden die experimentellen, numerischen und analytischen Verfahren dargestellt, die im Hinblick auf die Gewinnung hochqualitativer Thermoelementmessdaten an der FSI-Versuchsanlage selektiert wurden.

In Kapitel 4 wird die Entwicklung des bildgebenden Messverfahrens auf Basis der induzierten Fluoreszenz geschildert. Ausgangspunkt hierfür sind theoretische Überlegungen, mit deren Hilfe die notwendigen Eigenschaften des Messsystems hergeleitet werden. An diese Überlegungen schließen sich die Ausführungen zu den Farbstoffuntersuchungen an. Das Kapitel wird mit der Ableitung der optimalen Messparameter und einer Fehlerdiskussion beendet.

In Kapitel 5 werden experimentelle Untersuchungen und theoretische Betrachtungen über die Messfehler des PIV-Messverfahrens unter Einfluss von Dichtegradienten im Messbereich behandelt.

Die experimentellen Ergebnisse der Untersuchungen an der FSI-Versuchsanlage und

deren Analyse werden in Kapitel 6 dargelegt. Dabei folgt der thermischen Charakterisierung der Versuchsanlage eine Darstellung und Analyse der identifizierten Strömungsformen. Die erfassten hydrodynamischen Randbedingungen werden vorgestellt und abschließend werden die vorliegenden experimentellen Informationen hinsichtlich neuer Erkenntnisse zu den Strömungs-Struktur-Interaktionen analysiert.

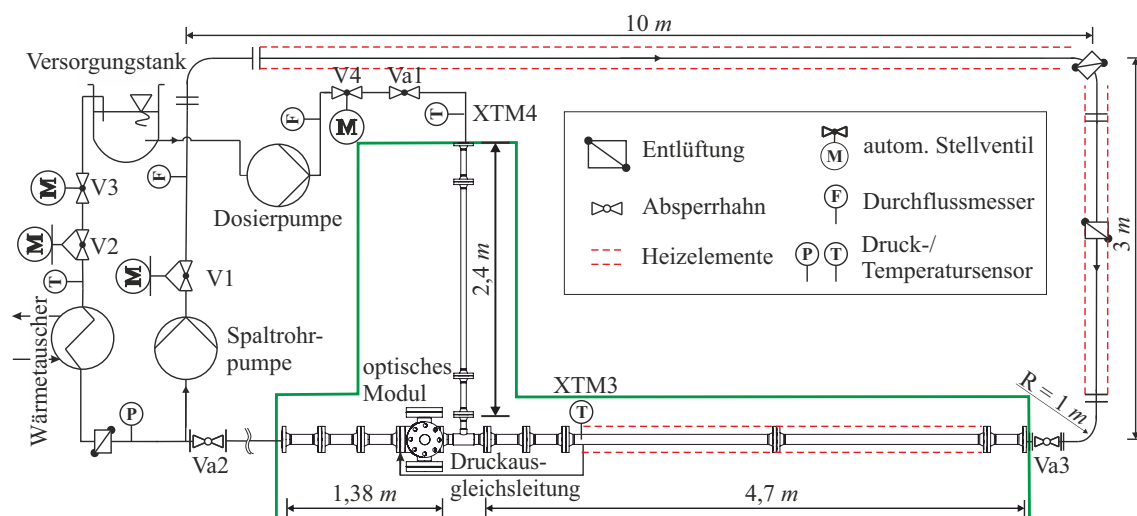
# Kapitel 2

## Versuchsstände

### 2.1 Fluid-Struktur-Interaktions-Versuchsanlage

#### 2.1.1 Übersicht und Einsatzbereich

Die Fluid-Struktur-Interaktions-Versuchsanlage (FSI-Versuchsanlage) wurde für die Untersuchung von Fragestellungen konzipiert, die das Betriebsverhalten sowie die Sicherheit von Kernkraftwerken betreffen. Die Anlage wurde von der Materialprüfungsanstalt (MPA) und dem Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE) der Universität Stuttgart errichtet [35]. Ihr Rohrleitungs- und Instrumentierungsdiagramm ist in Abb. 2.1 dargestellt.



**Abbildung 2.1:** Vereinfachtes Rohrleitungs- und Instrumentierungsschema der FSI-Versuchsanlage (strömungsmechanische Versuchsstrecke grün umrandet).

Die FSI-Versuchsanlage besteht aus einem Haupt- und einem Nebenstrang. Sie sind mit einem T-Stück verbunden und Bestandteile eines geschlossenen Kreislaufs, in dem entionisiertes Wasser zirkuliert. Das Wasser im Hauptstrang (DN80-Strang,  $D_h = D_{in,DN80} = 0,0718\text{ m}$ ,  $D_{a,DN80} = 0,0889\text{ m}$ ) wird mittels einer Spaltrohrpumpe gefördert. Auf der Druckseite der Pumpe ist das fernbediente Ventil V1 positioniert, das in Kombination mit einer Drehzahlvariation die Volumenstromregelung für den Hauptstrang ermöglicht. Die Hauptstrangrohre stromaufwärts des T-Stücks sind über eine Länge von zirka  $16\text{ m}$  mit Widerstandsheizketten belegt, mit denen das Fluid beheizt werden kann.

Stromabwärts des T-Stücks wird ein Teil des Flüssigkeitsstroms über fernbediente Armaturen abgezweigt und mittels eines Kühlkreislaufs, der aus zwei Wärmetauschern und einem Kühlaggregat besteht, auf Umgebungstemperatur gebracht. Anschließend wird das Wasser durch die fernbedienten Ventile V2 und V3 geleitet und in einen Vorratsbehälter zurückgeführt. Der Behälter ( $V = 0,5\text{ m}^3$ ) speist eine dreistufige Membrankolbenpumpe, die das Fluid komprimiert und in den Nebenstrang (DN40-Strang,  $D_n = D_{in,DN40} = 0,0393\text{ m}$ ,  $D_{a,DN40} = 0,0483\text{ m}$ ) fördert. Die Regelung des statischen Systemdrucks  $p$  der Anlage erfolgt dabei über die Änderung der Pumpendrehzahl und die Ventileinstellungen von V2 und V3.

Der Druck wird mittels Absolutdrucksensoren (Wika P-30) an drei Stellen im System überwacht und wird mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,005\text{ MPa}$  geregelt.

Die Massenströme sowohl im Haupt- als auch im Nebenstrang werden mittels Coriolis-Massendurchflussmessern (Typ FO25B) erfasst. Die Genauigkeit der Sensoren liegt im vorgesehenen Einsatzbereich bei  $\pm 0,1\%$  des Messwerts, die effektiven Regelgenauigkeiten für den Haupt- und den Nebenstrang betragen  $\pm 3 \cdot 10^{-3}\text{ kg s}^{-1}$  beziehungsweise  $\pm 1 \cdot 10^{-3}\text{ kg s}^{-1}$ .

Die Beheizung des Fluidstroms im Hauptstrang erfolgt über 27 Widerstandsheizketten, die in neun Regelkreise unterteilt sind und zusammen über eine elektrische Leistung von  $252\text{ kW}$  verfügen. Die einzelnen Ketten sind linear auf den Rohren angeordnet und decken einen Winkelbereich von  $300^\circ$  ab, sodass  $60^\circ$  der Rohroberseite nicht beheizt sind.

Die Temperaturen der Rohroberflächen unter den Heizketten dienen als Regelgrößen beim Aufheizen. Die Temperaturverläufe werden vor dem Versuchsstart in Form von Aufheizkurven in den Regelkreisen einprogrammiert. Somit definieren sie die Leistung, mit welcher die Heizketten bis zum Erreichen der Endtemperatur betrieben



werden. Für die Aufnahme der Temperatur der Rohroberfläche sowie für sämtliche anderen Temperaturmessungen an der FSI-Anlage werden Mantelthermoelemente (MTE) vom Typ K eingesetzt, die eine maximale Messabweichung von  $\pm 1,5 K$  haben.

Die Temperatur  $\vartheta_h$  des Fluids im Hauptstrang ergibt sich aus den thermohydraulischen Randbedingungen bei einer gegebenen Heizleistung. Sie wird an der Messstelle XTM3 erfasst (vgl. Abb. 2.1). Die Fluidtemperatur  $\vartheta_n$  im Nebenstrang wird mit einem 135-kW-Kühlaggregat reguliert, das über einen Wärmetauscher an den Kühlkreislauf angekoppelt ist und eine Langzeitstabilität von zirka  $\pm 3 K$  gewährleistet. Die Temperatur des Nebenstrangfluids wird an der Messstelle XTM4 erfasst, welche sich stromabwärts der Membrankolbenpumpe befindet.

**Tabelle 2.1:** Nominelle Betriebsparameter- und Stoffwertbereiche der FSI-Versuchsanlage.

Parameter und Symbole	Wertebereiche
Betriebsdruck (absolut) $p$	0,1–8 MPa
DN80-Hauptstrang	
Massenstrom $\dot{m}_h$	0,1–0,6 kg s <sup>-1</sup>
Temperatur $\vartheta_h$	20–280 °C
Dichte $\rho_h$	1.000–750 kg m <sup>-3</sup>
Bulkgeschwindigkeit $\bar{u}_{Bulk,h}$	0,05–0,20 m s <sup>-1</sup>
dynamische Viskosität $\eta_h$	1–0,09 · 10 <sup>-3</sup> Pa s
DN40-Nebenstrang	
Massenstrom $\dot{m}_n$	0,025–0,1 kg s <sup>-1</sup>
Temperatur $\vartheta_n$	20 °C
Dichte $\rho_n$	1.000 kg m <sup>-3</sup>
Bulkgeschwindigkeit $\bar{u}_{Bulk,n}$	0,02–0,11 m s <sup>-1</sup>
dynamische Viskosität $\eta_n$	1 · 10 <sup>-3</sup> Pa s

Die nominellen Betriebsparameter- und Stoffwertbereiche der FSI-Versuchsanlage bilden die thermohydraulischen Verhältnisse im KKW ab und sind in Tab. 2.1 zusammengefasst. Die Charakterisierung der Strömungsverhältnisse der FSI-Anlage bedarf darüber hinaus der Ermittlung dimensionsloser Kennzahlen. Letztere wurden für die nominellen Betriebsparameter berechnet und sind in Tab. 2.2 dargestellt.

Betrachtet man die  $Re$ -Zahlen in den Zulaufsträngen, so ist ersichtlich, dass im Hauptstrang entweder eine transiente oder eine turbulente ( $Re_D > 10.000$ ) Strömung vorliegt. Dagegen kann die  $Re$ -Zahl im Nebenstrang kleiner als 3.200 sein, weshalb neben den transienten und turbulenten Strömungszuständen das Vorhandensein einer laminaren Strömung in diesem Zulaufstrang zu berücksichtigen ist [18]. Ausgehend vom Impulsstromverhältnis, berechnet nach Gl. 1.8, ist im Mi-

schungsstrang mit den Strömungsformen Wandstrahl, wiederangelegter Strahl und Umkehrstrahl, entsprechend der isothermen Kategorisierung der T-Stück-Strömung, zu rechnen.

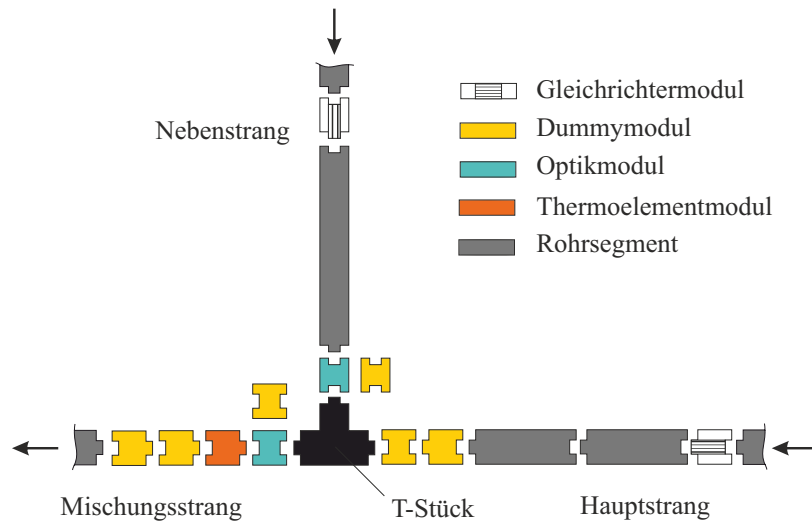
**Tabelle 2.2:** Charakteristische dimensionslose Größen der FSI-Versuchsanlage.

Kennzahlen und Symbole	Wertebereiche
DN80-Hauptstrang	
Prandtlzahl $Pr_h$	6,9–0,9
Reynoldszahl $Re_{D,h}$	3.500–113.300
DN40-Nebenstrang	
Prandtlzahl $Pr_n$	6,9
Reynoldszahl $Re_{D,n}$	800–3.200
Mischungsstrang	
Dichteverhältnis $\rho_h \rho_n^{-1}$	0,75–1
Impulsstromverhältnis $\dot{I}_R$	1,1–15,8

## 2.1.2 Modulkonzept

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde für die Teststrecke der FSI-Versuchsanlage ein Modulkonzept gewählt, das definierte hydraulische Randbedingung sicherstellt. Darüber hinaus gestattet es einen variablen Aufbau der Teststrecke sowie die Erfassung von Wassertemperaturen nahe der Wand stromaufwärts und stromabwärts des T-Stücks. Als einzige Versuchsanlage ihrer Art bietet sie Zugangsmöglichkeiten für den Einsatz nichtinvasiver optischer Messtechnik im Haupt- und Nebenstrang. Die möglichen Einbaupositionen der einzelnen Module in der FSI-Versuchsanlage sind in Abb. 2.1 grün umrandet. In Abb. 2.2 sind die unterschiedlichen Typen von Modulen und beispielhaft eine ihrer Anordnungen schematisch dargestellt.

Vor den Zulaufsträngen zur Teststrecke werden Gleichrichtermodule verbaut. Ihre Aufgabe ist die Unterbindung von Sekundärströmungen, die durch die im Haupt- und Nebenstrang eingebauten Rohrkrümmer und Armaturen verursacht werden können. Die Gesamtlänge der Zulaufstränge ist größer als das Sechzigfache des jeweiligen Rohrinnehdurchmessers. Um das horizontal ausgerichtete T-Stück ist eine Reihe von Modulen angeordnet, die mittels Vorsprung-/Rücksprung-Flanschen miteinander verbunden sind und untereinander getauscht werden können. Für den Haupt- und den Nebenstrang ist jeweils ein Optikmodul verfügbar, die den Einsatz nichtinvasiver optischer Messtechnik ermöglicht. Für den Anlagenbetrieb ohne Optikmodule können diese gegen Dummymodule ausgetauscht werden. Darüber hinaus wurde



**Abbildung 2.2:** Modulkonzept der FSI-Versuchsanlage.

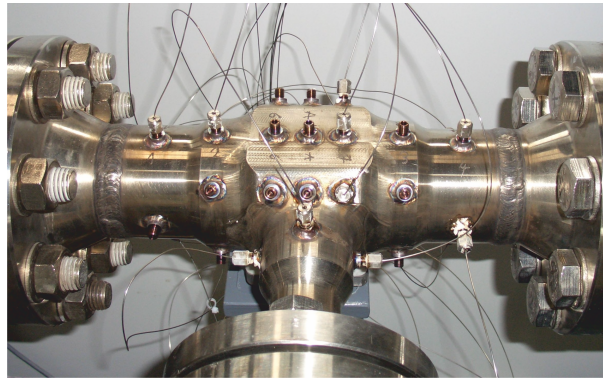
für den Hauptstrang ein Thermoelementmodul mit 24 Temperaturmessstellen gefertigt, das die Erfassung von wandnahen Temperaturfluktuationen in der Strömung an unterschiedlichen Positionen stromaufwärts und stromabwärts des T-Stücks ermöglicht.

Alle Module und Zulaufstränge mit Ausnahme der Optikmodule sind aus nahtlosen austenitischen Stahlrohren (1.4404, X2-CrNiMo17-12-2) durch Tieflochbohren und Honen gefertigt. Auf diese Weise wurde eine technisch glatte Innenoberfläche erzielt, die eine definierte strömungsmechanische Randbedingung darstellt.

### 2.1.3 T-Stück

Die Massenströme des Haupt- und Nebenstrangs der FSI-Versuchsanlage werden im horizontal liegenden scharfkantigen rechtwinkligen T-Stück zusammengeführt. Es wurde an der MPA der Universität Stuttgart als Schmiedeteil mit DN40- und DN80-Anschlussmaßen aus dem austenitischen Stahl 1.4550 (X6-CrNiNb 18-10) gefertigt und erfüllt die Anforderungen des deutschen Regelwerks KTA 3201.1 [97] an den Werkstoff, die Konstruktion und die Herstellung.

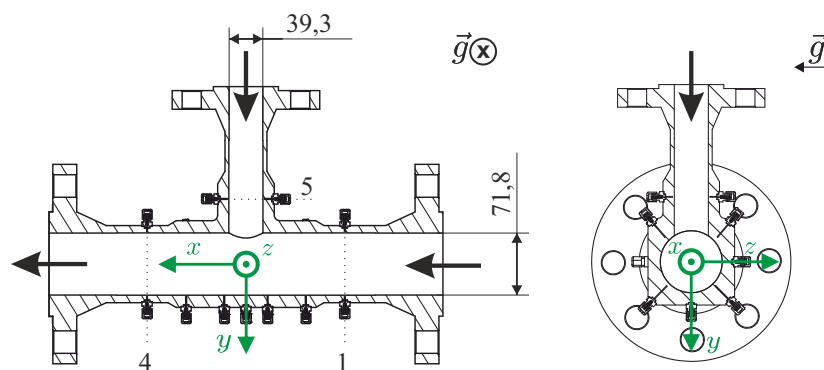
In Abb. 2.3 ist eine photographische Aufnahme des T-Stücks wiedergegeben. An diesem wurden Mantelthermoelemente vom Typ K mit einem Mantelaußendurchmesser von einem Millimeter angebracht. Dafür wurden in acht Messebenen vierzig Bohrungen mit einem Durchmesser von jeweils einem Millimeter und einem Abstand zur Rohrrinnenwand zwischen einem und drei Millimeter erodiert. Die Spitzen



**Abbildung 2.3:** Photographische Aufnahme des T-Stücks der FSI-Versuchsanlage.

der Thermoelemente werden mittels Hochdruckklemmverschraubungen auf die Bohrungsgründe gedrückt. Die Lage der Messebenen 1, 4 und 5 sowie das verwendete Koordinatensystem sind in der Zeichnung in Abb. 2.4 dargestellt.

Die Temperaturerfassung am T-Stück erfolgt mittels zweier unabhängiger Messsysteme mit unterschiedlichen Abtastfrequenzen. Die Abtastfrequenz des Messsystems der MPA Stuttgart, an dem 24 TE angeschlossen sind, beträgt  $100\text{ Hz}$ . Die restlichen TE werden vom IKE-Messsystem mit einer Frequenz von  $0,45\text{ Hz}$  ausgelesen.

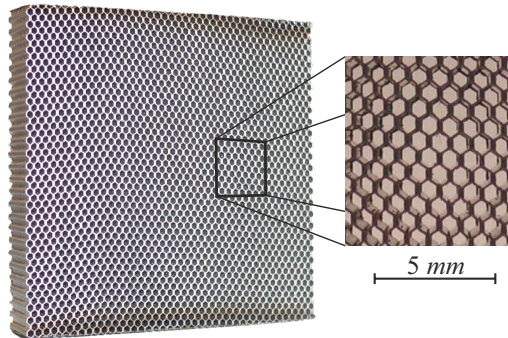


**Abbildung 2.4:** Zeichnung des T-Stücks der FSI-Versuchsanlage mit Koordinatensystem, Anschlussmaßen und den Messebenen 1, 4 und 5.

### 2.1.4 Gleichrichtermodule

Die radialen und die azimutalen Geschwindigkeitskomponenten der Rohrströmung, die durch die Rohrkrümmen und Armaturen im Haupt- und Nebenstrang verursacht werden können, lassen sich nach Kümmel [56] mittels Strömungsgleichrichtern effektiv reduzieren. Für die Gleichrichtermodule der FSI-Anlage wurden sechseckige

Zellen aus punktgeschweißter Edelstahlfolie in Auftrag gefertigt (vgl. Abb. 2.5). Die Zellen im Nebenstrang wurden mit einem hydraulischen Durchmesser von  $D_{hyd} = 0,8 \cdot 10^{-3} m$  und einer Länge von  $7,7 \cdot 10^{-3} m$  hergestellt, während jene im Hauptstrang mit  $D_{hyd} = 1,6 \cdot 10^{-3} m$  und einer Länge von  $15,4 \cdot 10^{-3} m$  ausgeführt wurden.



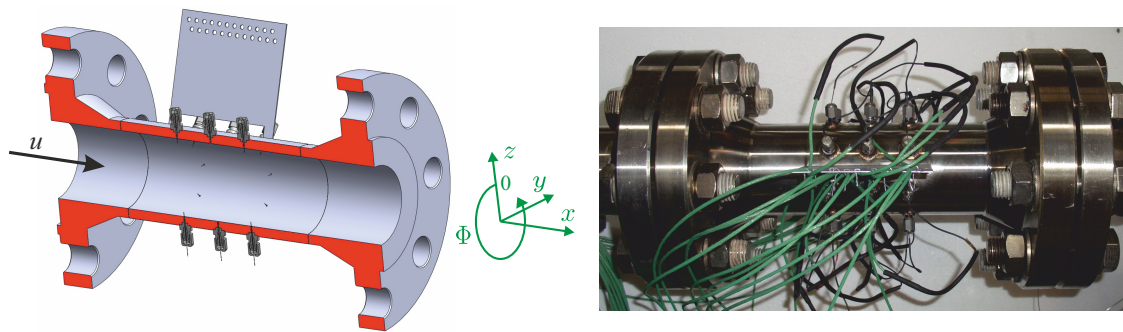
**Abbildung 2.5:** Gleichrichterstruktur zum Einsatz im Gleichrichtermodul des Nebenstrangs der FSI-Versuchsanlage.

## 2.1.5 Thermoelementmodul und Messschellen

Das Thermoelementmodul (TE-Modul) ermöglicht die Erfassung von lokalen Temperaturen im DN80-Hauptstrang durch 24 MTE mit einem Mantelaußendurchmesser von einem viertel Millimeter. Sie sind auf acht azimutale und drei axiale Positionen verteilt.<sup>1</sup> Die aus Strömungsrichtung betrachteten außen liegenden TE sind über Durchgangsbohrungen eineinhalb bis zwei Millimeter tief in das Fluid eingeführt, während für die anderen TE Sacklochbohrungen ausgeführt wurden, die einen Abstand zur Innenwand von  $0,15 \cdot 10^{-3} m$  haben. Für alle Messstellen wurden Hochdruck-Klemmringverschraubungen verwendet, die für TE mit einem Durchmesser größer oder gleich einem Millimeter erhältlich sind. TE mit kleineren Durchmessern können der auftretenden Klemmkraft nicht widerstehen und würden bei der Montage zerstört. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die MTE mit einem Manteldurchmesser von einem viertel Millimeter mittels Stahlkanülen stabilisiert und mit diesen in die Klemmkegel harteingelötet, was ihre Verschraubung in die Klemmringsockel trotz ihres geringen Durchmessers ermöglicht.

In Ergänzung zum TE-Modul wurden 20 weitere versetzbare Temperaturmessstellen

<sup>1</sup>In [35] sind die Positionen der einzelnen MTE detailliert dargelegt.



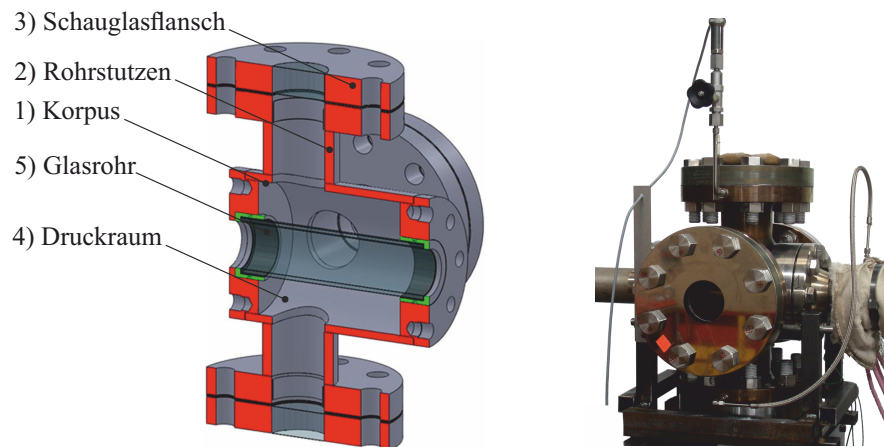
**Abbildung 2.6:** Schnittdarstellung und Photographie des Thermoelementmoduls für Temperaturmessungen im DN80-Strang der FSI-Versuchsanlage.

realisiert. Sie bestehen aus MTE, die mittels Hochtemperaturklebeband und Rohrschellen auf die Rohroberfläche aufgebracht werden und somit ein Äquivalent zu den sogenannten Messschellen in Kernkraftwerken darstellen. Die Messrate für die TE des TE-Moduls beträgt  $100\text{ Hz}$  und die für die TE der Messschellen ist auf  $0,45\text{ Hz}$  beschränkt.

### 2.1.6 Optikmodule

Für den Einsatz optischer Strömungsmesstechnik im Haupt- und Nebenstrang der FSI-Versuchsanlage wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Optikmodule entwickelt und gefertigt. Die DN80-Variante ist in Abb. 2.7 dargestellt. Die Module bestehen jeweils aus einem zylindrischen Korpus (1), aus dem vier Kreistaschen ausgespart sind. Über Letztere wurden Rohrstutzen (2) aufgeschweißt, auf denen wiederum ebene Flansche für die Montage der Schauglasflansche (3) gefügt wurden. Die Schaugläser erlauben den optischen Zugang zum Druckraum (4). Ihre Achsen sind alle senkrecht zur Rohrachse ausgerichtet. Die Achsen benachbarter Schaugläser sind senkrecht zueinander und die gegenüberliegenden sind coaxial zueinander orientiert.

Die Seitenwände der Korpusse sind mit Bohrungen und Rücksprüngen versehen, durch welche zylindrische Einsätze in das Modul geschoben werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Stahlrohr- und Glasrohreinsätze (5) verwendet, vgl. Abb. 2.8. Beide Varianten führen die Strömung und erhalten die Kreisrohrgeometrie innerhalb der Optikmodule. Die Konstruktion der Glasrohreinsätze ist aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von Glas und Stahl eine technische Herausforderung. Die notwendige thermomechanische Entkopplung der Glasrohre und der Edelstahlhalter wurde durch das Fügen mittels Hochtemperatursi-



**Abbildung 2.7:** Schnittdarstellung des DN80-Optikmoduls mit Glasrohr und Schauglasflanschen sowie Photographie des im Hauptstrang der FSI-Versuchsanlage eingebauten DN80-Optikmoduls.

likons gewährleistet. Die Edelstahlhalter wiederum werden mit O-Ringen in den Korpusen der Optikmodule gelagert.



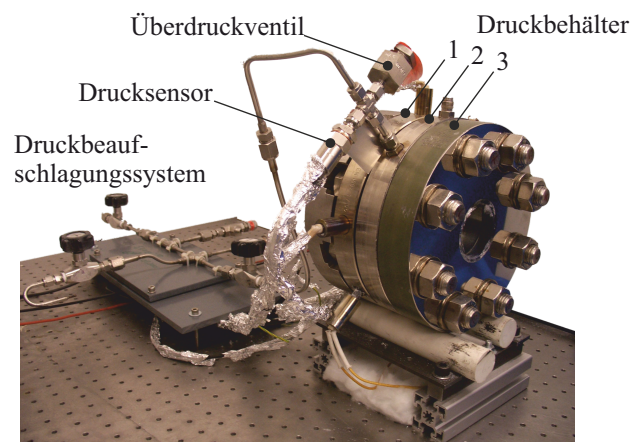
**Abbildung 2.8:** Stahlrohr- und Glasrohreinsetz für das DN40-Optikmodul.

Die gewählten Flanschdichtungen ermöglichen den Einsatz der Module bei Temperaturen bis  $150^{\circ}\text{C}$  und Absolutdrücke bis  $3\text{ MPa}$ . Für Anwendungen mit höheren Drücken und Temperaturen wäre eine Optimierung der Flanschdichtungen notwendig.

## 2.2 Farbstoffmesssysteme

### 2.2.1 Optisch zugänglicher Druckbehälter

Für die Untersuchung der Fluoreszenzeigenschaften von unter Druck stehenden temperierten Farbstofflösungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein optisch zugänglicher Druckbehälter eingesetzt, der u. a. die Anwendung spektroskopischer Verfahren für Messungen bei Drücken bis zu  $10\text{ MPa}$  und Temperaturen bis zu  $290\text{ °C}$  ermöglicht. Der Behälter mit den Anschlussarmaturen ist in Abb. 2.9 dargestellt.



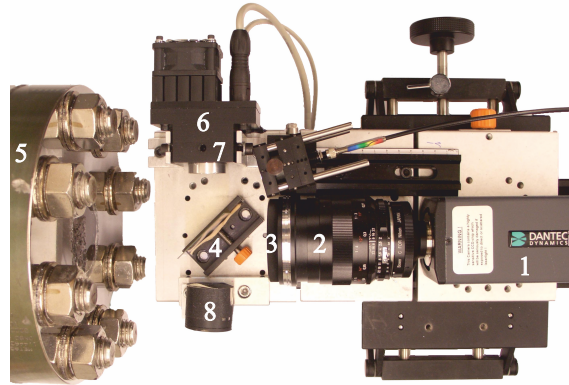
**Abbildung 2.9:** Optisch zugänglicher Druckbehälter mit Druckbeaufschlagungssystem.

Der Druckbehälter ist aus den Blindflanschen (1) und (2) aus Edelstahl sowie aus einem Schauglasflansch (3) aufgebaut und kann bei Bedarf mit Mineralwolle thermisch isoliert werden. Der äußere Blindflansch (1) fungiert als Heizfläche und ist mit acht radial angeordneten Heizpatronen ausgestattet, die eine relativ gleichmäßige Heizleistungsverteilung sicherstellen. In seiner Mitte sind ein PT100-Widerstandsthermometer (PT100) und ein MTE in axial ausgeführten Bohrungen angeordnet, die zur Leistungsregelung und Temperaturüberwachung eingesetzt werden. In den mittleren Flansch (2) sind eine axiale Bohrung für die Aufnahme der Farbstoffprobe sowie zwei radiale Bohrungen mit Klemmring-Druckverschraubungen für den Zugang zum Farbstoff und für den Anschluss des Druckbeaufschlagungssystems eingebracht. Letzteres besteht aus einer  $20\text{-MPa}$ -Druckflasche mit Argon, zwei Drucksensoren, einem Überström- und einem Überdruckventil. Mit diesem Aufbau ist es möglich, einen relativ konstanten Systemdruck ( $\pm 0,01\text{ MPa}$ ) sowohl bei Raum- als auch bei höheren Temperaturen zu realisieren.

Für die Untersuchung der Fluoreszenzeigenschaften von Farbstofflösungen wurde

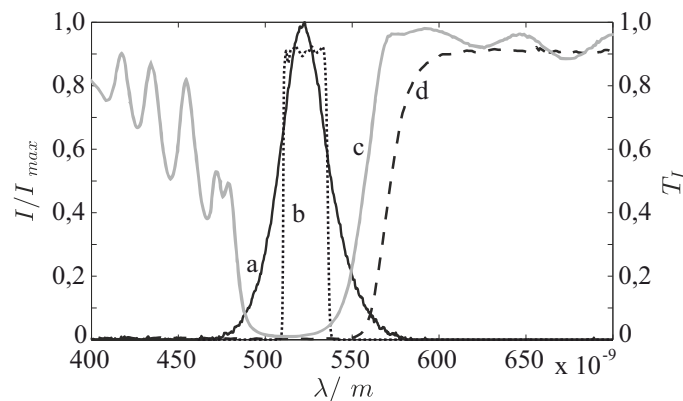


der in Abb. 2.10 dargestellte Kameraaufbau<sup>2</sup> verwendet, der koaxial zum Schauglasflansch des Druckbehälters ausgerichtet wurde.



**Abbildung 2.10:** Farbstoffmesssystem mit CCD-Digitalkamera zur Vermessung von Farbstoffproben, installiert vor dem optisch zugänglichen Druckbehälter.

Die CCD-Digitalkamera (1) ist mit einem Objektiv (2; Makro Planar 2/50 von Carl-Seitz) und einem Langpassfilter (3) mit einer Grenzwellenlänge von  $570 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  bestückt. Die Kamera fokussiert durch einen dichroitischen Spiegel (4) auf den Farbstoff im Druckbehälter (5). Der Farbstoff wird mittels einer kollimierten Hochleistungs-LED (6; UHP Mic LED 520) angeregt, deren Licht durch einen Anregungsfilter (7) mit einer zentralen Wellenlänge von  $525 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  gefiltert wird.



**Abbildung 2.11:** Wellenlängenabhängige Emissions- und Transmissionsspektren der optischen Komponenten des Farbstoffmesssystems: a) Lichtquelle, b) Anregungsfilter, c) Dichroitischer Spiegel, d) Emissionsfilter.

Die Lichtleistung der LED-Quelle wird mittels einer Photodiode (8) und eines Ladungsträgerverstärkers in Spannung umgewandelt und überwacht. Ein linearer Po-

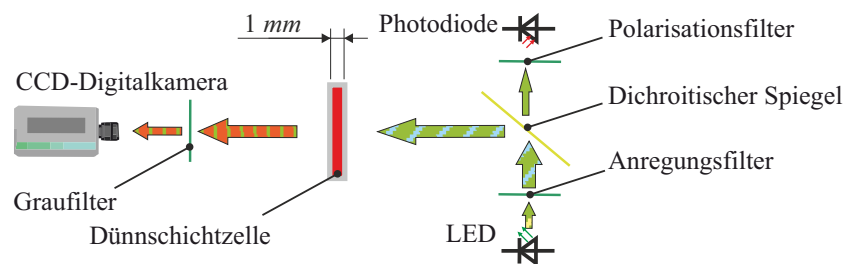
<sup>2</sup>Eine Auflistung der verwendeten Komponenten findet sich in Tab. A.4 im Anhang.

larisationsfilter, der vor der Photodiode positioniert ist, wird zur Optimierung ihrer Aussteuerung eingesetzt.

Die Kombination der selektierten Filterelemente verhindert die Aufnahme der von der LED emittierter Wellenlängen durch die Kamera. Die wellenlängenabhängigen Emissions- (Lichtintensität  $I$  in  $Wm^{-2}$ ) und Transmissionsspektren (Transmission  $T_I$ ) der optischen Komponenten des Farbstoffmesssystems sind in Abb. 2.11 dargestellt.

## 2.2.2 Dünnschichtmessaufbau

Für die quantitative Bestimmung des molaren Absorptionskoeffizienten von Farbstoffproben mit Extinktionsmodulen größer als  $10 m^{-1}$  wurde das für den Druckbehälter konzipierte Farbstoffmesssystem mit CCD-Kamera verwendet, wobei die Anordnung der Lichtquelle relativ zur Kamera abgeändert wurde, wie in Abb. 2.12 dargestellt.



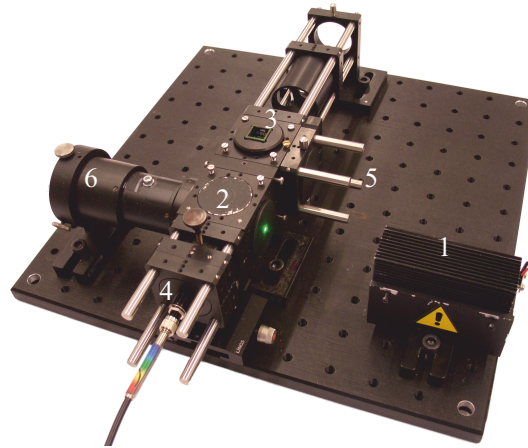
**Abbildung 2.12:** Dünnschichtmessaufbau für die Bestimmung der molaren Absorptionskoeffizienten von hochkonzentrierten Farbstoffproben.

Zwischen Kamera und Lichtquelle wird die Farbstoffprobe in einer speziellen Dünnschichtzelle (Helma 100.099-OS) mit einem Millimeter Schichtdicke platziert. Die Kamera ist für diese Anwendung mit einem Objektiv der Brennweite  $0,16 m$  (Nikon 01288) und mit einem Graufilter (Newport 883-UV) der optischen Dichte drei ausgestattet.

## 2.2.3 Spektroskopieaufbau

Für die spektral aufgelösten Untersuchungen der Farbstoffemissionen wurde der sogenannte Spektroskopieaufbau konzipiert. Die Messanordnung entspricht in ihren Grundzügen einem Einstrahl-Photospektrometer und unterscheidet sich von den konventionellen Farbstoffmesssystemen durch den Einsatz einer Laserlichtquelle und

eines Zeilenspektrometers als Detektor.



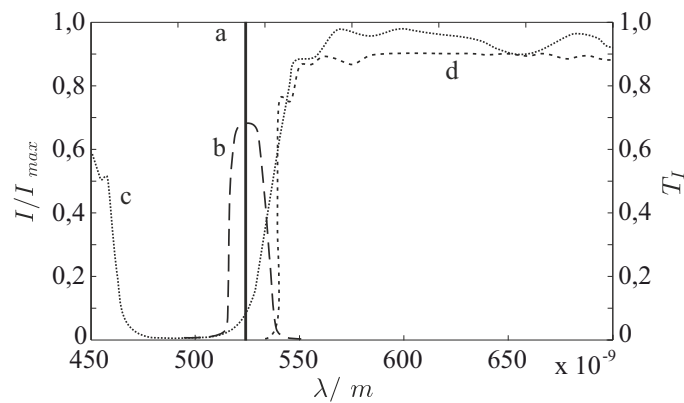
**Abbildung 2.13:** Spektroskopieaufbau für die Bestimmung spektral aufgelöster Farbstoffemissionen.

Der Spektroskopieaufbau ist in Abb. 2.13 dargestellt. Zur Anregung der Farbstofflösung wird ein diodengepumpter OEM-Festkörperlaser (DPSS) mit Frequenzverdopplung eingesetzt (1). Er emittiert kontinuierlich Licht mit einer zentralen Wellenlänge von  $532 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  und einer durchschnittlichen Leistung von  $57 \cdot 10^{-3} \text{ W}$ . Bei dem Spektrometer handelt es sich um ein Faserspektrometer (BlueWave-VIS) mit einem CCD-Zeilensensor mit 2048 Bildelementen. Es wurde mit einem  $1 \cdot 10^{-4} \text{ m}$  weiten Spalt ausgestattet und verfügt über ein Beugungsgitter mit Gitterabstand  $6 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ . In dieser Konfiguration beträgt seine spektrale Auflösung  $0,4 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ . Das Laserlicht tritt durch eine  $1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  weite Blende in den Strahlteilerwürfel (2) ein, welcher mit einem dichroitischen Spiegel bestückt ist. Der Spiegel ist im Winkel von  $45^\circ$  zur Laserstrahlachse angeordnet und reflektiert mehr als 85 % des Laserlichts. Dieses tritt aus dem Strahlteilerwürfel aus und trifft im Küvettenhalter (3) auf die Farbstoffprobe.

Der Spektroskopieaufbau wurde für unterschiedliche Untersuchungen eingesetzt. Kleine Farbstoffmengen, bis max.  $3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ , wurden in eine  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  Standardküvette gefüllt, während der Einsatz von Durchflussküvetten einen Farbstoffkreislauf und somit z.B. die Untersuchung der Sauerstoffabhängigkeit der Fluoreszenzemission ermöglicht. Der Spektrometereaufbau ist so gestaltet, dass mit Bezug auf den Laserstrahl die koaxiale oder, wie in klassischen Photospektrometern, die dazu senkrechte Farbstoffemission erfasst werden kann. Hierfür wird die Kollimatorlinse, welche die Lichtemission der Farbstoffprobe zum Spektrometer führt, an der Position

(4) bzw. (5) eingesetzt. Vor der Kollimatorlinse ist ein Emissionsfilter montiert, der die Transmission der Laserlichtwellenlängen blockiert und nur das Fluoreszenzsignal mit Wellenlängen zwischen  $536 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  und  $750 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  zum Spektrometer weiterleitet.

Zur Überwachung der Laserleistung wird die Stopband-Emission des dichroitischen Spiegels ausgenutzt. Unter Zuhilfenahme eines zweiten Emissionsfilters wird das Laserlicht separiert und mittels einer Photodiode (6) erfasst. Die wellenlängenabhängigen Emissions- und Transmissionsspektren des Spektroskopieaufbaus sind in Abb. 2.14 dargestellt.<sup>3</sup>



**Abbildung 2.14:** Wellenlängenabhängige Emissions- und Transmissionsspektren der optischen Komponenten des Spektroskopieaufbaus: a) Laser, b) Anregungsfilter, c) Dichroitischer Spiegel, d) Emissionsfilter.

<sup>3</sup>Eine Auflistung der verwendeten Komponenten findet sich in Tab. A.5 im Anhang.

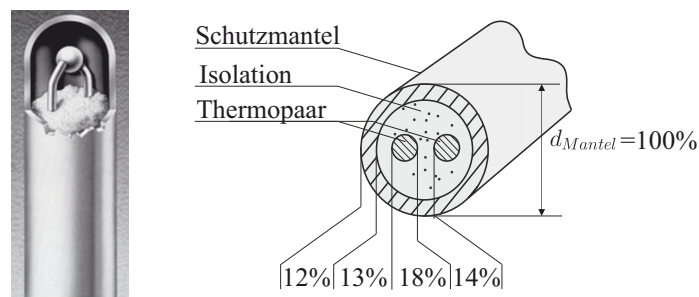
# Kapitel 3

## Thermoelement-Messtechnik

### 3.1 Grundlagen

Der quantitative Vergleich von z. B. numerisch berechneten Temperaturschwankungen mit instationären Temperaturmessdaten von der FSI-Versuchsanlage bedarf einer Betrachtung des dynamischen Ansprechverhaltens dieser Messaufnehmer, um die korrekte Interpretation der gemessenen Temperaturamplituden im interessierenden Frequenzbereich sicherzustellen.

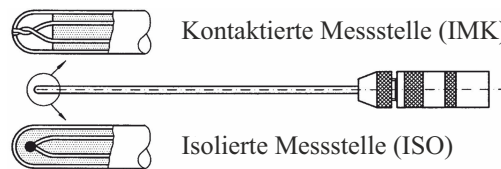
An der FSI-Versuchsanlage werden Mantelthermoelemente (MTE) vom Typ K für die Bestimmung von Fluid- und Strukturtemperaturen eingesetzt. Berichte in der Fachliteratur verweisen auf ein verzögertes Ansprechverhalten dieser Messaufnehmervariante bei der Erfassung von KKW-relevanten Temperaturvariationen [2], [10].



**Abbildung 3.1:** Interner Aufbau der verwendeten Mantelthermoelemente [98].

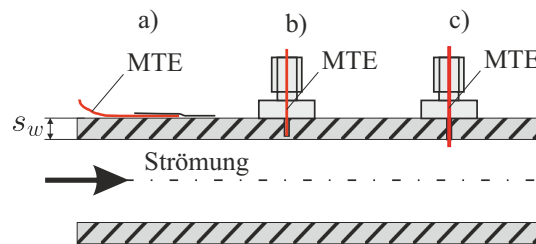
Das Messprinzip basiert auf dem thermoelektrischen Potentialunterschied zwischen den beiden Leitern des Thermopaars im Inneren des Thermoelements (TE), vgl. Abb. 3.1. Die von der Messdatenerfassung registrierte Thermospannung steht in

direktem Zusammenhang mit der mittleren Temperatur des Thermopaars an der Messstelle. Dieser Zusammenhang wurde im Rahmen einer Kalibrierung für alle in der Struktur oder in der Strömung eingesetzten TE bestimmt und in der Datenauswertung berücksichtigt.



**Abbildung 3.2:** Schnittdarstellungen von Mantelthermoelementen mit im Mantel kontaktierter (IMK) und vom Mantel isolierter Messstelle (ISO) [98].

Das Ansprechverhalten hängt grundsätzlich vom internen Aufbau der Thermoelemente sowie von der Art ihrer Anbringung am Messort ab [2]. Die eingesetzten MTE haben, wie in Abb. 3.1 abgebildet, einen Schutzmantel aus Edelstahl, der die Leiter des Thermopaars umschließt, welche mittels Magnesiumoxid voneinander und vom Mantel isoliert sind [98]. Die elektrische Kontaktstelle des Thermopaars in der TE-Spitze stellt die Messstelle dar. Diese kann zum Mantel isoliert (ISO) oder am Mantel kontaktiert (IMK) ausgeführt sein (vgl. Abb. 3.2). Beide Ausführungsvarianten bedingen immer eine Wärmeableitung in axialer Richtung sowie Wärmewiderstände in radialer und axialer Wärmeflussrichtung. Daraus resultiert u. a. die bauartbedingte Trägheit, mit der diese Messaufnehmer auf eine Temperaturänderung auf ihrer Oberfläche reagieren. Zudem muss auch die Wärmeübertragung von dem zu messenden Stoff (z. B. Feststoff, Fluid) auf das TE berücksichtigt werden.



**Abbildung 3.3:** Prinzipskizze der Applikationsvarianten für Mantelthermoelemente an der FSI-Versuchsanlage: a) TE mit Klebeband auf der Rohroberfläche befestigt, b) TE in Sacklochbohrung in der Struktur fixiert, c) TE über eine Durchgangsbohrung in die Strömung geführt.

Die drei an der FSI-Versuchsanlage eingesetzten Anwendungsvarianten für die TE sind in Abb. 3.3 schematisch dargestellt. Für die Erfassung von Oberflächentemperaturen werden die Thermoelemente entlang der Rohrachse ausgerichtet und mit

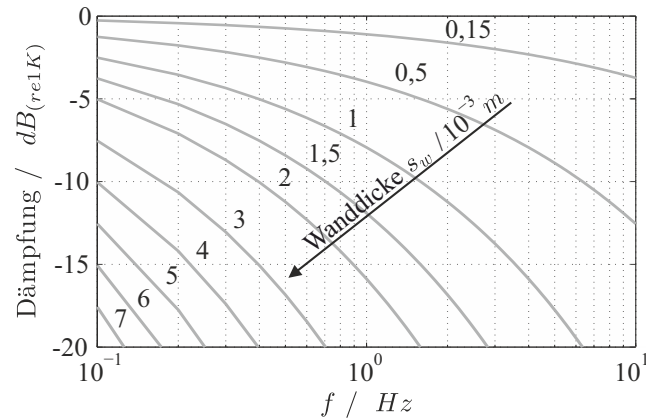
Hochtemperaturklebeband und Schellen fixiert (Variante a). Letztere werden als Thermoelementmessschellen bezeichnet (vgl. Kapitel 2) und fixieren acht äquidistant über den Rohrumfang angeordnete TE. Die Dicke der Edelstahlrohrwand  $s_w$ , die zwischen den Messaufnehmern und dem Fluid liegt, beträgt im Nebenstrang  $5 \cdot 10^{-3} m$  und im Hauptstrang  $8,55 \cdot 10^{-3} m$ .

Für die Erfassung der Temperatur im Fluid und im Rohr werden die Thermoelemente in radial angebrachten Bohrungen positioniert, vgl. Abb. 3.3, Variante b und c. Für ihre Ausrichtung und Fixierung werden Hochtemperaturverschraubungen verwendet, die auf die Rohroberfläche aufgeschweißt sind (vgl. Abb. 2.6). Je nachdem, ob die Bohrung wanddurchdringend ausgeführt wird (Variante c) oder nicht (Variante b), kann mit dem MTE die Temperatur in der Strömung oder in der Struktur gemessen werden. Für die MTE am T-Stück der FSI-Versuchsanlage wurde die Anschlussvariante b gewählt. Der Abstand der Bohrungsgrund von der Innenoberfläche ist messstellenabhängig und liegt zwischen  $1 \cdot 10^{-3} m$  und  $3 \cdot 10^{-3} m$ . Die gleiche Applikationsvariante wurde für 8 der 24 MTE am Thermoelementmodul eingesetzt. Die realisierte Restwanddicke beträgt hierbei  $0,15 \cdot 10^{-3} m$ . Für die verbleibenden 16 MTE des Moduls wurde die Anschlussvariante c gewählt. Dabei reichen die TE zwischen  $1,5 \cdot 10^{-3} m$  und  $2 \cdot 10^{-3} m$  tief in das Fluid hinein.

## 3.2 Bestimmung von Oberflächentemperaturen

Die Wärmeübertragung in Feststoffen erfolgt durch Wärmeleitung. Der Wärmefluss ist hierbei, entsprechend dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik, zur Wärmesenke gerichtet. Die beschreibende Differenzialgleichungen leiten sich mittels des Energieerhaltungssatzes für einen Feststoff und der von Fourier (1822) aufgestellten Wärmeleitungshypothese [43] her. Die auf der Innenoberfläche des Formstücks bzw. der Rohre auftretenden Temperaturänderungen können an Messstellen in der Struktur nicht instantan beobachtet werden. Die hierfür verantwortliche Dämpfung der Temperaturschwankungsamplitude  $T_0$  ist von der Frequenz  $f$  der Schwingung abhängig und kann in den instationären Wärmeleitungsgleichungen berücksichtigt werden.

Die Differentialgleichung für ein halbbunendliches Feststoffkontinuum (Rand bei  $x = 0$ ), dessen Randtemperatur mit der Gleichung  $T(t, x = 0) = T_0 \cdot (2\pi ft)$  beschrieben werden kann [99], ist im Folgenden für die Bestimmung der Strukturtemperaturen der FSI-Versuchsanlage verwendet worden. Dabei wurden die Stoffwerte des Rohr-



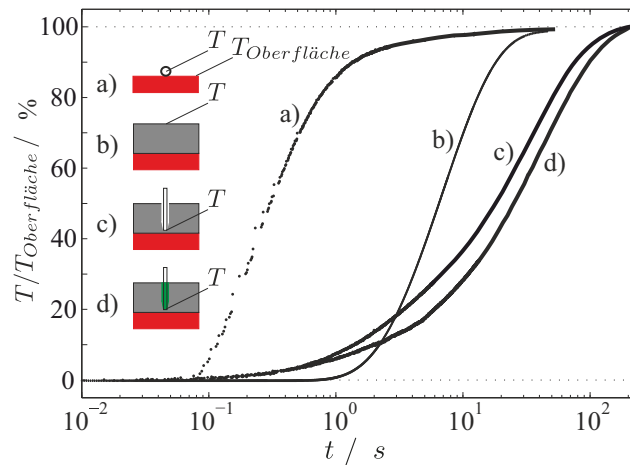
**Abbildung 3.4:** Dämpfung der Temperaturschwankungsamplitude im halbnendlichen Kontinuum, berechnet nach Fourier [99] mit  $a_{\text{Stahl}} = 3,759 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

stahls der FSI-Versuchsanlage (1.4571, X6-CrNiMoTi-17-12-2) berücksichtigt. Die so berechneten Dämpfungskurven für unterschiedliche Wanddicken und Frequenzen sind in Abb. 3.4 dargestellt. Diese zeigen, dass bei Frequenzen größer als  $1 \text{ Hz}$  die Temperaturschwankungsamplituden in einem Wandabstand von  $1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  bereits auf weniger als 40 Prozent ihres Ausgangswerts absinken. Daraus kann geschlossen werden, dass die korrekte messtechnische Erfassung von Temperaturschwankungen einer Positionierung möglichst nahe an der Rohrwand bedarf. Aufgrund der starken Reduktion der Temperaturamplituden mit zunehmendem Wandabstand kann darüber hinaus abgeleitet werden, dass die thermomechanischen Phänomene bei hohen Frequenzen auf eine dünne innenwandnahe Schicht der Struktur beschränkt sind [19].

Die Anwendung der analytischen Ansätze von Fourier auf das Messsystem an der FSI-Versuchsanlage bedarf der Berücksichtigung des Kontakts zwischen dem Messaufnehmer und der zu vermessenden Oberfläche. Von Letzterer wird das Ansprechverhalten der Sensoren und somit die Trägheit des Messsystems beeinflusst. Für die numerische Modellierung des Wärmeflusses ist eine präzise Formulierung dieser Übergangsbedingung notwendig, derer es in experimentellen Untersuchungen nicht bedarf. Im Rahmen der Sicherheitsforschung wurden derartige Vermessungen von unterschiedlichen Autoren durchgeführt [10], [100].

In Abb. 3.5 sind die zeitlich aufgetragenen Sprungantworten für ein MTE mit  $d_{\text{Mantel}} = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  in Form normierter Temperaturen dargestellt. Die Geometrien und Werkstoffe wurden so gewählt, dass die Versuchsanordnungen die Kontaktsituationen der TE an der FSI-Versuchsanlage möglichst gut abbilden. Die Zeitverläufe





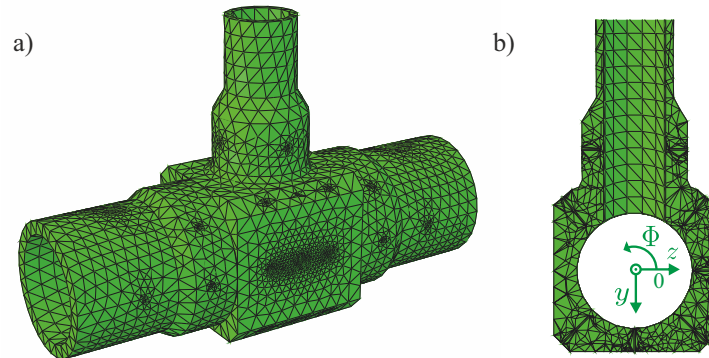
**Abbildung 3.5:** Sprungantworten eines Mantelthermoelements mit  $d_{Mantel} = 0,25 \cdot 10^{-3} m$ : a) TE-Temperaturmessung beim direkten Kontakt mit der Oberfläche, b) Simulierte Oberflächentemperatur nach Fourier (Wanddicke  $s_w = 8 \cdot 10^{-3} m$ ), TE-Temperaturmessung in einer Bohrung mit der Restwanddicke  $0,15 \cdot 10^{-3} m$  c) ohne und d) mit Wärmeleitmittel [100].

fe zeigen, dass TE in Bohrungen, ob mit und ohne Zugabe von Wärmeleitmittel, deutlich langsamer ansprechen als jene auf der Oberfläche. Unter Berücksichtigung der Dämpfung von Temperaturschwankungen in der Struktur kann daraus gefolgert werden, dass die MTE an den Messschellen und die TE in den Sacklochbohrungen am Thermoelementmodul nur solche Temperaturänderungen mit geringer Messabweichung erfassen können, die über einen Zeitraum von Minuten ablaufen.

### 3.3 Abaqus-Visualisierungen der Temperaturfelder

Die Temperaturfelder am T-Stück wurden anhand der entsprechenden Thermoelementmessdaten, die experimentell an der FSI-Versuchsanlage erfasst wurden, mittels einer Finite-Elemente-Berechnung (FE-Berechnung) in Abaqus FEA 6.9 visualisiert. Das Berechnungsmodell umfasst den T-Stück-Rohling mit den 40 Thermoelementbohrungen. Bedingt durch den erwartungsgemäß geringen Einfluss der vierachsigen CNC-Fräisungen der Kanten (vgl. Abb. 2.3) auf die Temperaturverteilung der Rohinnenwand wurden letztere zur Vereinfachung des Modells vernachlässigt. Darüber hinaus wurden die Flansche aufgrund fehlender Temperaturinformationen in diesen Bereichen der FSI-Anlage vernachlässigt. Somit konnte eine Verkürzung der Simulationszeit erreicht werden.

Das Model wurde mit vierknotigen linearen Tetraederelementen vom Typ DC3D4



**Abbildung 3.6:** Vernetztes T-Stück-Modell als Basis für die Temperaturfeldvisualisierung in Abaqus.

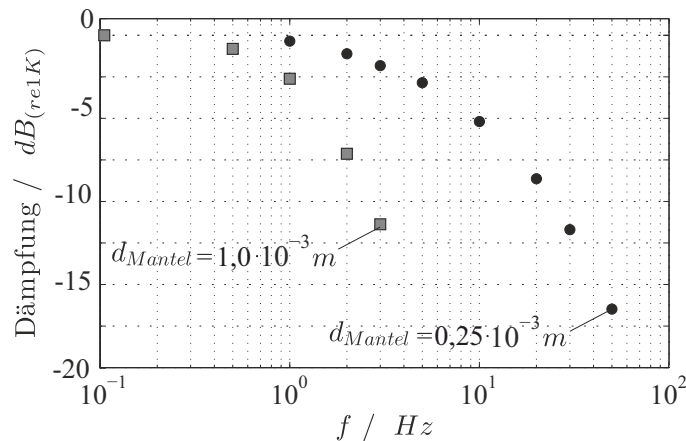
mit 11 Freiheitsgraden vernetzt, vgl. Abb. 3.6. Das Netz enthält 24992 Elemente, die sich jeweils in der Umgebung einer Bohrung verdichten.<sup>1</sup> Im Modell wurden die temperaturabhängigen Werkstoffparameter des austenitischen Stahls 1.4550 (X6-CrNiNb-18-10) des T-Stücks hinterlegt. Die Messwerte der einzelnen Thermo-elemente wurden als zeitlicher Mittelwert in Form von Dirichlet-Randbedingungen berücksichtigt. Alle anderen Ränder des T-Stücks wurden adiabat behandelt. Aufgrund der relativ kleinen Anzahl an punktuellen Messwerten war keine instationäre FE-Berechnung möglich. Die stationäre Analyse des Problems wurde unter den Annahmen einer relativ homogenen Temperaturverteilung im Material und relativ langsamer Änderungen der Temperaturen an den Messstellen durchgeführt. Als Löser wurde der implizite Abaqus/Standard verwendet.

### 3.4 Temperaturmessung in der Strömung

Bei der Temperaturbestimmung eines strömenden Fluids stellt die Wärmeübertragung zwischen Fluid und TE ein thermohydraulisches Problem dar, welches von der Strömungsgeschwindigkeit und den thermophysikalischen Stoffgrößen des Fluids abhängig ist.

Da keine Informationen über das Ansprechverhalten von Thermoelementen bei den Versuchsbedingungen der FSI-Versuchsanlage vorlagen, wurden numerische Berechnungen von Flaig [100] zur Behandlung des Problems verwendet. Die referenzierte zweidimensionale Simulation wurde in ICEM-CFD durchgeführt. Sie umfasst die

<sup>1</sup>Die in Abb. A.3 im Anhang dargestellte Netzunabhängigkeitsstudie hat keine Einschränkung der qualitativen Aussagen dieses Berechnungsmodells aufgezeigt.



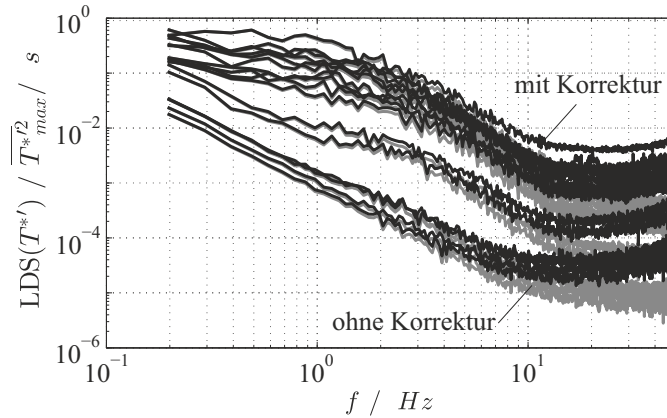
**Abbildung 3.7:** Numerisch bestimmte Dämpfungskurven für Mantelthermoelemente mit  $0,25 \cdot 10^{-3} m$  und  $1,0 \cdot 10^{-3} m$  Manteldurchmesser in der Strömung.

Umströmung eines zylindrischen Mantelthermoelements sowie den bidirektionalen Wärmetransfer zwischen Fluid und Thermoelement und die Wärmeleitung im mehrschichtigen TE-Modell. Die Temperatur des einströmenden Fluids wurde als zeit- und ortsabhängige Funktion im Einlass definiert, sodass dem Thermoelement eine sinusförmige Temperaturrandbedingung mit ebenen Temperaturfronten aufgeprägt wurde. Für die Quantifizierung der Trägheit dieses Messaufnehmers wurde die Frequenz der Temperaturänderungen zwischen  $0,1 Hz$  und  $50 Hz$  variiert. Dabei wurden die Temperaturamplituden in der ungestörten Strömung und im TE gespeichert und analysiert. Aus den verfügbaren Daten wurden die Dämpfungskurven für TE mit  $0,25 \cdot 10^{-3} m$  und  $1,0 \cdot 10^{-3} m$  Manteldurchmesser bestimmt (vgl. Abb. 3.7).

Unter den Annahmen, dass die Strömungsrandbedingungen der Simulationen mit denen an der Versuchsanlage gleichgesetzt werden können und dass die bestimmten Temperatur-Zeitverläufe repräsentativ für TE der gewählten Durchmesser sind, können die TE-Messdaten auf Basis der berechneten Dämpfungskurven korrigiert werden.

In Abb. 3.8 sind die für einen beliebig gewählten Zeitabschnitt aufgenommenen Leistungsdichtespektren (LDS) der 24 TE des Thermoelementmoduls mit und ohne Korrektur der Dämpfung der Messaufnehmer dargestellt. Dafür wurden die Temperaturdaten in normierte Werte umgerechnet (siehe Gl. 1.9) und mittels Fouriertransformation spektral analysiert (Papoulisfenster). Anschließend wurden die Amplitudenbeiträge in den Spektren entsprechend der Dämpfungscharakteristik der TE mit  $d_{Mantel} = 0,25 \cdot 10^{-3} m$  korrigiert und alle Spektren mit dem höchsten quadrierten Effektivwert der Temperaturfluktuationen  $\overline{T^{*'}^2}$  aller TE normiert. Die Normierung

ermöglicht den Vergleich unterschiedlicher Messungen sowie die Identifikation von TE mit hohen und niedrigen Effektivwerten. Diese errechnen sich als Integral des jeweiligen Spektrums, wobei ein größerer Flächeninhalt für einen höheren Schwingungseffektivwert steht.



**Abbildung 3.8:** Exemplarische Leistungsdichtespektren, berechnet mit beliebig ausgewählten Messdaten der 24 TE des Thermoelementmoduls mit (schwarz) und ohne (grau) Korrektur der Dämpfung der Messaufnehmer.

Die in Abb. 3.8 dargestellten Spektren fallen zwischen  $1\text{ Hz}$  und  $10\text{ Hz}$  deutlich ab und steigen für Frequenzen oberhalb von  $20\text{ Hz}$  wieder an. Während der Abfall strömungsphysikalisch begründet werden kann, erklärt sich der Anstieg durch die Verstärkung des Rauschens. Diese Charakteristik kann in allen aufgenommenen Spektren, unabhängig von den thermohydraulischen Randbedingungen, beobachtet werden. Aus diesem Grund werden die Spektren im Weiteren nur bis  $20\text{ Hz}$  ausgewertet.

# Kapitel 4

## Induzierte-Fluoreszenz- Messverfahren

### 4.1 Grundlagen

#### 4.1.1 Fluoreszenz organischer Verbindungen

Fluoreszenz ist eine Photolumineszenzerscheinung, welche in mehratomigen Strukturen durch die Absorption von Lichtphotonen im Energiebereich von  $600 \text{ kJ mol}^{-1}$  bis  $100 \text{ kJ mol}^{-1}$  hervorgerufen wird. Sie äußert sich für den Beobachter durch eine spontane, unverzögerte Lichtabgabe innerhalb  $10^{-9} \text{ s}$ – $10^{-12} \text{ s}$  nach der Absorption und ist nach E. Becquerel (1842) dadurch gekennzeichnet, dass das abgegebene Licht gegenüber dem absorbierten rotverschoben ist. Die Bezeichnung Fluoreszenz wird auf G. G. Stokes (1852) zurückgeführt, der sich damit auf die Fluoreszenzerscheinungen des Flussspats (Fluorit, Calciumfluorid) bezog [85].

Die flüssigen Lösungen organischer Stoffe weisen ausschließlich Moleküllumineszenz auf, die von den Bindungs- und Valenzelektronen in den Molekülen beeinflusst wird. So sind z. B. die Absorptionseigenschaften, die die Fähigkeit der Moleküle beschreiben, in Zeiträumen kürzer als  $10^{-14} \text{ s}$  Licht aufzunehmen, eine Funktion der Energiedifferenzen zwischen den jeweiligen Energiezuständen der Moleküle. Die Absorption und Emission der Stoffe und Stoffgemische äußert sich wellenlängenabhängig für den Beobachter in einer Farbwirkung, welche mit messtechnischen Verfahren quantifiziert werden kann und die Zuordnung dieser Substanzen zu den Chromophoren (Farbeigenschaftsträger von Farbstoffen) begründet [101].

### 4.1.2 Lambert-Beer-Bouguer-Gesetz

Bei der Ausbreitung monochromatischen Lichts in einem homogenen absorbierenden Medium (z. B. Farbstofflösung) nimmt seine Intensität über die Weglänge ab. Nach der von Bouguer (1729) und Lambert (1760) beschriebenen Gesetzmäßigkeit ist die Intensitätsabnahme innerhalb eines differentiellen Wegelements proportional zur Intensität  $I$  des in das Schichtelement einfallenden Lichts der Wellenlänge  $\lambda$  [102]. Wird der wellenlängenabhängige Proportionalitätsfaktor mit  $\chi(\lambda)$  bezeichnet, so gilt demnach:

$$\frac{\partial I(\lambda)}{\partial x} = \chi(\lambda)I(\lambda). \quad (4.0)$$

Aus der Umformung und Integration dieser Gleichung über die gesamte vom Licht durchlaufene Schichtdicke  $d$  ergibt sich

$$\ln \left( \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)} \right) = \chi(\lambda)d, \quad (4.0)$$

wobei  $I_0(\lambda)$  der Intensität des einfallenden Lichts bei  $x = 0$  und  $I(\lambda)$  der Restintensität an der Stelle  $x = d$  entspricht. In diesem Bezug wird  $\chi$  als Extinktionsmodul bezeichnet. Als zusätzliche Größe wird der Transmissionsgrad  $T_I$  eingeführt, der das Verhältnis der Restintensität zur Ausgangsintensität darstellt:

$$T_I(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)}. \quad (4.0)$$

Somit kann Gl. 4.1.2 zu

$$-\ln(T_I(\lambda)) = \chi(\lambda)d \quad (4.0)$$

umgeformt werden. Betrachtet man Lösungen von absorbierenden Stoffen in nichtabsorbierenden Lösungsmitteln unter Berücksichtigung des beerschen Gesetzes (1852), nach dem die Intensitätsabnahme des Lichts von der Beschaffenheit und Anzahl der absorbierenden Moleküle und somit von der Konzentration  $c$  und einer wellenlängenabhängigen Stoffkonstante  $k(\lambda)$  abhängt, so kann Gl. 4.1.2 mit  $\chi = k(\lambda)c$  wie folgt umgerechnet werden:

$$-\ln(T_I(\lambda)) = kcd. \quad (4.0)$$

Der Term auf der linken Seite wird als Extinktion bzw. Absorption bezeichnet und mit dem Symbol  $E$  dargestellt:

$$E_{ln} = -\ln(T_I(\lambda)). \quad (4.0)$$

In der Fachliteratur ist die Anwendung der dekadischen Extinktion  $E_{lg}$  gebräuchlicher:

$$E_{lg} = -\log_{10}(T_I(\lambda)) \approx 0,4343E_{ln}. \quad (4.0)$$

In Abhängigkeit von der Darstellungsform der Extinktion als Naturallogarithmus oder dekadischer Logarithmus wird der molare Absorptionskoeffizient  $\epsilon$  entsprechend als  $\epsilon_{ln}$  oder  $\epsilon_{lg}$  kenntlich gemacht.

Das Lambert-Beer-Bouguer-Gesetz stellt die dekadische Extinktionsfunktion als das Produkt aus dem dekadischen Absorptionskoeffizienten, der Konzentration der absorbierenden Moleküle und der Schichtdicke der Lösung dar:

$$E_{lg} = \epsilon_{lg}cd. \quad (4.0)$$

Das Gesetz ist allgemein gültig für Konzentrationen kleiner als  $10^{-3} \text{ mol dm}^{-3}$  und ist unter dieser Bedingung additiv [101]. Es gilt:

$$E = (\epsilon_1c_1 + \epsilon_2c_2) d. \quad (4.0)$$

### 4.1.3 Spektren organischer Verbindungen

Das in Abschnitt 4.1.2 vorgestellte Lambert-Beer-Bouguer-Gesetz beschreibt die Absorption von Licht in einer Farbstofflösung. Die Farbstoffeigenschaften spiegeln sich in der Gleichung in dem molaren Absorptionskoeffizienten wider, der wellenlängenabhängig ist. Wird dieser Koeffizient gegen die Wellenlänge aufgetragen, so ergibt sich das sogenannte Absorptionsspektrum. Besitzt der absorbierende Farbstoff Fluoreszenzeigenschaften, kann er innerhalb einer Mikrosekunde Photonen emittieren. Die gegen die Wellenlänge aufgetragene Intensitätsdichte der Fluoreszenzemission  $F_{flu}(\lambda_{em})$  als Antwort auf eine monochromatische Anregung wird als Emissionsspektrum bezeichnet. Das Verhältnis aus absorbierten und emittierten Photonen ist als Quanteneffizienz  $\eta_{flu}$  definiert und ist mit dem Emissionsspektrum über folgende

Beziehung verknüpft:

$$\eta_{flu} = \int_0^{\infty} F_{flu}(\lambda_{em}, T) d\lambda_{em}. \quad (4.1)$$

Gl. 4.1 verdeutlicht, dass das Verhältnis der emittierten zu den absorbierten Photonen für ein Farbstoffmolekül von der Farbstofftemperatur abhängig ist.

Die Fluoreszenzintensität einer Farbstofflösung hängt von mehreren Faktoren ab. Einige davon sind ausschließlich mit der Wellenlänge und der Intensität des Anregungslichts verbunden. Andere beeinflussen die Anzahl der absorbierten Photonen und können sowohl Funktion der Anzahl der angeregten Moleküle und somit der Konzentration als auch der Temperatur der Farbstofflösung sein. Die Fluoreszenzintensität kann in Anlehnung an [85] mit Hilfe der o. g. Größen, wie z. B. der absorbierten Lichtintensität  $I_{ab}$ , der Wellenlängen  $\lambda_{an}$  und  $\lambda_{em}$  sowie der Temperatur, wie folgt dargestellt werden:

$$I_{flu}(\lambda_{an}, \lambda_{em}, T) = F_{flu}(\lambda_{em}, T) I_{ab}(\lambda_{an}, T). \quad (4.1)$$

Wird eine Küvette mit der Schichtdicke  $d$  einseitig mit monochromatischem Licht der Anregungsintensität  $I_{an}$  und der Wellenlänge  $\lambda_{an}$  bestrahlt, kann mittels des Lambert-Beer-Bouguer-Gesetzes die Restintensität  $I_{tra}$ , die durch die Küvette transmittiert wird, ermittelt werden. Die absorbierte Lichtintensität lässt sich als die Differenz aus der eingestrahnten und der transmittierten Intensität unter Berücksichtigung von Gl. 4.1.2 und Gl. 4.1.3 folgendermaßen darstellen:

$$I_{flu}(\lambda_{an}, \lambda_{em}, T) = I_{an}(\lambda_{an}) F_{flu}(\lambda_{em}) (1 - e^{(-c \cdot \epsilon_{ln}(\lambda_{an}, T) d)}). \quad (4.1)$$

Wird statt einer Küvette eine Farbstoffschicht mit der infinitesimalen Dicke  $dx$  angenommen, welche gleichmäßig mit monochromatischem Licht der Wellenlänge  $\lambda_{an}$  angeregt wird, so ergibt sich ein ähnlicher Zusammenhang. Die absorbierte Lichtintensität  $I_{ab}$  pro Flächeneinheit für eine Farbstoffschicht ergibt sich aus der örtlichen Änderung der Lichtintensität nach Gl. 4.1.2:

$$I_{ab}(\lambda_{an}, T) = -I_{an}(\lambda_{an}) c \cdot \epsilon_{ln}(\lambda_{an}, T) e^{(-c \cdot \epsilon_{ln}(\lambda_{an}, T) x)}. \quad (4.2)$$



Die entsprechende spektral aufgelöste Fluoreszenzantwort auf das monochromatische Anregungslicht wird in Photonen pro Flächen- und Zeiteinheit gemessen. Sie kann für eine Farbstofftemperatur  $T$  als Funktion der Ortskoordinate  $x$  im Medium wie folgt dargestellt werden:

$$I_{flu}(\lambda_{an}, \lambda_{em}, T, x) = I_{an}(\lambda_{an}) F_{flu}(\lambda_{em}, T) (-c \cdot \epsilon_{ln}(\lambda_{an}, T) e^{(-c \cdot \epsilon_{ln}(\lambda_{an}, T)x)}). \quad (4.2)$$

Bei der Anwendung dieser Gleichung ist zu beachten, dass das Fluoreszenzlicht in alle Richtungen ausgesendet wird und nur ein Teil davon messtechnisch erfasst werden kann.

## 4.2 Nahwand-LED-induzierte-Fluoreszenz-Methode

### 4.2.1 Einführung der Methode

In Abschnitt 1.3.1 wurde beschrieben, dass die optischen Bedingungen in der Mischungszone zweier Fluidströme mit unterschiedlichen Brechungsindizes die Etablierung einer Laserebene verhindern, welche für die erfolgreiche Anwendung der planaren laserinduzierten Fluoreszenzthermometrie erforderlich ist. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Messverfahren entwickelt, das ebenfalls auf induzierter Fluoreszenz basiert, dessen Einsatzbereich jedoch im wandnahen Bereich liegt.

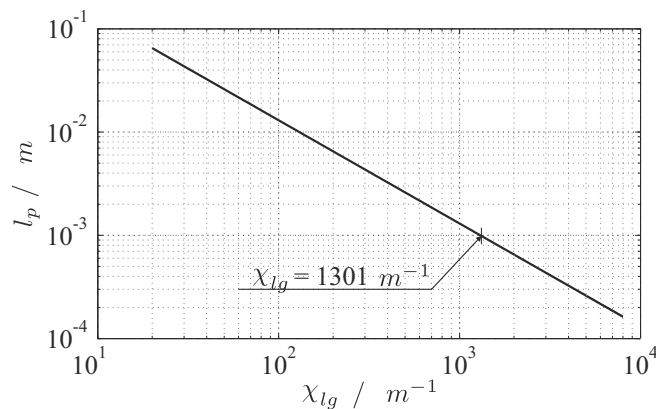
Grundvoraussetzung für den Einsatz eines optischen Fluoreszenz-Messverfahrens ist die Elimination von eventuellen Störungen, die aus den unterschiedlichen Brechungsindizes und den damit verbundenen Lichtablenkungen resultieren können. Dafür wird die Lichtausbreitung ausschließlich im wandnächsten Bereich untersucht. Das in Abschnitt 1.3 beschriebene wandnahe PIV-Verfahren verfolgt den gleichen Ansatz. Der Ansatz, die Intensität der Lichtstrahlen im Untersuchungsraum auf Basis von fluoreszierenden Farbstoffen abzuschwächen, führt zur Nahwand-LED-induzierten-Fluoreszenz-Methode (NWLED-IF-Methode).

Das Lambert-Beer-Bouguer-Gesetz (Gl. 4.1.2) beschreibt das exponentielle Abklingen der Intensität eines Lichtstrahls beim Eindringen in ein optisch homogenes absorbierendes Medium. Die Konzentration der absorbierenden Substanz im Medium kann so erhöht werden, dass die Ausbreitung der Lichtstrahlen nur über kurze

Distanzen erfolgen kann, nach welchen ihre Intensität abrupt reduziert wird. Bei Lichtwegen, die im Vergleich zu der durch Brechungsindex-Unterschiede verursachten Ablenkung relativ kurz sind, kann davon ausgegangen werden, dass der Einfluss der Dichte- und/oder der Brechungsindex-Unterschiede vernachlässigbar ist. Die Penetrationslänge  $l_p$  wird ausgehend von Gl. 4.1.2 als der Lichtweg definiert, über welchen 95 Prozent der Ausgangsintensität im Medium absorbiert wird, d. h. der Transmissionsgrad 0,05 beträgt:

$$-lg(0,05) = \epsilon_{lg} c l_p = \chi_{lg} l_p. \quad (4.2)$$

Um die Erfassung von Informationen ausschließlich aus dem wandnächsten Bereich zu ermöglichen, ist der Einsatz von Farbstoffen mit einem hinreichend großen molaren Absorptionskoeffizienten und einer genügend hohen Konzentration im Anwendungsmedium Wasser d. h. mit einem großen Extinktionsmodul  $\chi_{lg}$  erforderlich.



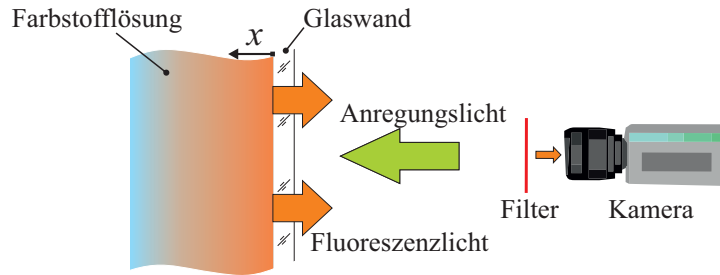
**Abbildung 4.1:** Berechnete Penetrationslänge  $l_p$  in Abhängigkeit vom Extinktionsmodul  $\chi_{lg}$  eines Farbstoffs.

In Abb. 4.1 ist der Zusammenhang zwischen der Penetrationslänge und dem Extinktionsmodul aus Gl. 4.2.1 für Penetrationslängen zwischen  $0,05 \text{ m}$  und  $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$  dargestellt. Strebt man Penetrationslängen in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  an, so muss  $\chi_{lg} \geq 1301 \text{ m}^{-1}$  sein.

Es muss dabei beachtet werden, dass die Farbstoffkonzentration nicht beliebig hoch gewählt werden kann. Die praktisch nutzbare maximale Konzentration einer wässrigen Farbstofflösung ohne Lösungsvermittler hängt von mehreren Faktoren ab, z. B. der Natur des Farbstoffs, der Temperatur, dem zeitlichen Aufwand für die Herstellung der Farbstoff-Wasser-Lösung sowie der verwendeten Apparatur. Aufgrund des weitreichenden Einflusses dieser Faktoren bedarf der erfolgreiche Einsatz eines

Farbstoffs bei den Nahwand-LED-induzierte-Fluoreszenz-Messungen eines entsprechend großen molaren Absorptionskoeffizienten  $\epsilon_{lg}$ , welcher idealerweise größer als  $10^4 \text{ m}^2 \text{ mol}^{-1}$  ist.

Wird die Existenz von Farbstoffen vorausgesetzt, welche die aufgeführten Anforderungen erfüllen, kann die Fluoreszenz im wandnächsten Bereich betrachtet werden. Die Fluoreszenzemission pro Flächen- und Zeiteinheit wird durch Gl. 4.1.3 beschrieben, wobei die Emission einer flüssigen Farbstofflösung in alle Richtungen erfolgt.



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung der Messanordnung mit koaxialer Ausrichtung von Kamera und Lichtquelle.

Geht man im Weiteren davon aus, dass die Kamera angeordnet ist wie in Abb. 4.2 dargestellt und dass sie das Fluoreszenzlicht durch einen geeigneten Filter aufnehmen kann, so ergibt sich die Intensität des Fluoreszenzlichts vor dem Filter als Integral von 4.1.3 über die Wandkoordinate  $x$  nach folgender Beziehung:

$$\begin{aligned}
 I_{flu,koaxial}(\lambda_{an}, T) &= \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} I_{an}(\lambda_{an}) F_{flu}(\lambda_{em}, T) \\
 &\quad \cdot (-c\epsilon_{ln}(\lambda_{an}, T) e^{(-c\epsilon_{ln}(\lambda_{an}, T)x)}) dx d\lambda_{em} \\
 &= \frac{1}{2} \int_0^{\infty} I_{an}(\lambda_{an}) F_{flu}(\lambda_{em}, T) d\lambda_{em} \\
 &= \frac{1}{2} I_{an}(\lambda_{an}) \eta_{flu}(T). \tag{4.0}
 \end{aligned}$$

Hieraus ist ersichtlich, dass die gemessene Fluoreszenzintensität unter den genannten Annahmen als Funktion der Anregungsintensität und der Temperatur dargestellt werden kann.

Unter Berücksichtigung des Filters  $P_{Filter}(\lambda_{em})$ , der spektralen Abhängigkeit der Kamerasensitivität  $P_{Kamera}(\lambda_{em})$  sowie der Tatsache, dass letztere nur Helligkeitsinformationen speichert, kann die registrierte Fluoreszenzlichtintensität über alle

Wellenlängen des Fluoreszenzspektrums wie folgt dargestellt werden:

$$\begin{aligned}
 I_{flu,gefiltert}(\lambda_{an}, T) &= \frac{1}{2} \int_0^{\infty} I_{an}(\lambda_{an}) P_{Filter}(\lambda_{em}) P_{Kamera}(\lambda_{em}) F_{flu}(\lambda_{em}, T) d\lambda_{em} \\
 &= \frac{1}{2} I_{an}(\lambda_{an}) \tilde{\eta}_{flu}(T).
 \end{aligned} \tag{4.0}$$

Das beschriebene System liefert im Unterschied zu planaren laserinduzierten Fluoreszenzverfahren nur Fluoreszenzlichtinformationen aus dem wandnächsten Bereich, sofern Farbstoffmoleküle eingesetzt werden, welche eine hinreichend große Absorption sicherstellen.

## 4.2.2 Anwendungsvarianten

Über den Einsatz als thermometrisches Verfahren hinaus kann das NWLED-IF-Verfahren für die Bestimmung anderer Größen, z. B. des pH-Werts oder der Viskosität, eingesetzt werden. Die in Gl. 4.1 dargestellte Beziehung wurde unter der Annahme hergeleitet, dass das Fluoreszenzspektrum nur von der Temperatur abhängig ist. Ebenso können Beziehungen gefunden werden, die die Fluoreszenzemission als Funktion weiterer Größen darstellen. Das NWLED-IF-Verfahren ist somit genauso vielfältig anwendbar wie die laserinduzierte Fluoreszenz.

Im Weiteren soll die isotherme Vermischung zweier Flüssigkeitsströme mit unterschiedlichen Dichten betrachtet werden, für deren wandnahe Mischungszone der Mischungsskalar bestimmt werden soll. Im Gegensatz zur thermometrischen Anwendung ist eine notwendige Bedingung für eine erfolgreiche Messung, dass zwei Farbstoffe eingesetzt werden, deren Extinktionsmodul identisch ist. Dies kann durch eine geeignete Wahl der Farbstoffe und deren Konzentration sichergestellt werden. Die Flüssigkeitsströme werden jeweils mit einem der Farbstoffe markiert und die Kamera entsprechend Abb. 4.2 eingesetzt. Aufgrund der additiven Eigenschaft des Lambert-Beer-Bouguer-Gesetzes errechnet sich die insgesamt absorbierte Lichtintensität pro Flächen- und Zeiteinheit für eine infinitesimal dünne Schicht in Abhängigkeit von der Koordinate  $x$  nach Gl. 4.1:

$$I_{ab}(\lambda_{an}, x) = -(c_1 \epsilon_{ln,1}(\lambda_{an}) + c_2 \epsilon_{ln,2}(\lambda_{an})) e^{-(c_1 \epsilon_{ln,1}(\lambda_{an}) + c_2 \epsilon_{ln,2}(\lambda_{an})) \cdot x} \cdot I(\lambda_{an}). \tag{4.1}$$

Die Eigenschaften der beiden Farbstoffe sind in Gl. 4.1 mit den Indizes 1 und 2 gekennzeichnet. Die Fluoreszenzintensität ergibt sich analog zu Gl. 4.1.3, es muss jedoch unterschieden werden, ob nur ein oder beide Farbstoffe fluoreszieren. Sofern die Fluoreszenzintensitäten der beiden Farbstoffe bei derselben Anregungsintensität deutliche Unterschiede aufweisen, sind beide Lösungswege möglich. Ausgehend von dem Fall, dass beide Farbstoffe Fluoreszenzlicht emittieren, kann die gesamte Fluoreszenzintensität  $I_{flu,12}$  als Summe der Fluoreszenzintensitäten der einzelnen Farbstoffe,  $I_{flu,1}$  und  $I_{flu,2}$ , dargestellt werden:

$$\begin{aligned} I_{flu,12}(\lambda_{an}, \lambda_{em}) &= I_{flu,1}(\lambda_{an}, \lambda_{em}) + I_{flu,2}(\lambda_{an}, \lambda_{em}) & (4.2) \\ &= P_{\eta,1} F_{flu,1}(\lambda_{em}) \frac{\chi_1}{\chi_1 + \chi_2} I_{ab}(\lambda_{an}) \\ &\quad + P_{\eta,2} F_{flu,2}(\lambda_{em}) \frac{\chi_2}{\chi_1 + \chi_2} I_{ab}(\lambda_{an}). & (4.2) \end{aligned}$$

Die von der Kamera erfasste Fluoreszenzintensität ergibt sich aus der Integration von  $I_{flu,12}$  über die spektralen Beiträge:

$$\begin{aligned} I_{flu,12}(\lambda_{an}) &= \int_0^{\infty} \left( P_{\eta,1} F_{flu,1}(\lambda_{em}) \frac{\chi_1}{\chi_1 + \chi_2} I_{ab}(\lambda_{an}) \right. \\ &\quad \left. + P_{\eta,2} F_{flu,2}(\lambda_{em}) \frac{\chi_2}{\chi_1 + \chi_2} I_{ab}(\lambda_{an}) \right) d\lambda_{em} & (4.2) \end{aligned}$$

$$= \left( \frac{\chi_1}{\chi_1 + \chi_2} \eta_{flu,1} + \frac{\chi_2}{\chi_1 + \chi_2} \eta_{flu,2} \right) \cdot I_{ab}(\lambda_{an}). \quad (4.3)$$

Gl. 4.3 zeigt, dass die insgesamt emittierte Fluoreszenzintensität der Farbstoffe gleich der absorbierten Lichtintensität im betrachteten Schichtelement multipliziert mit der Summe der gewichteten Quanteneffizienzen der beiden Farbstoffe ist. Die Gewichtungsfaktoren mit den Extinktionsmodulen können als molare Mischungsverhältnisse interpretiert werden, sodass Gl. 4.3 mit Hilfe des molaren Mischungsskalars  $\varphi$  umgeschrieben werden kann:

$$I_{flu,12}(\lambda_{an}) = (\varphi \eta_{flu,1} + (1 - \varphi) \eta_{flu,2}) \cdot I_{ab}(\lambda_{an}). \quad (4.4)$$

Somit wird die Fluoreszenzintensität als Funktion des Mischungsskalars zweier Farbstoffe und der Anregungsintensität dargestellt. Wird wiederum der Fall berücksichtigt, dass nur ein Farbstoff fluoresziert, jedoch beide Farbstoffe absorbieren, muss

der entsprechende Koeffizient  $\eta_{flu}$  auf Null gesetzt werden.

In Tab. 4.1 ist eine Auswahl an Anwendungsvarianten der unterschiedlichen NWLED-IF-Verfahren und die dafür eingesetzte Farbstoffapplikation aufgeführt.

**Tabelle 4.1:** Anwendungsvarianten für das NWLED-IF-Verfahren im Überblick.

Farbstoffapplikation	Einsatzzweck und Auswertung
<i>Aktiv-System</i> Ein fluoreszierender Farbstoff ist homogen verteilt	Bestimmung von Größen, die Einfluss auf das Fluoreszenzspektrum nehmen: Temperatur, pH-Wert, Sauerstoffkonzentration, Viskosität etc. in Wandnähe; Ausgewertet wird die Fluoreszenzintensität des Farbstoffs.
<i>Aktiv-Aktiv-System</i> Zwei fluoreszierende Farbstoffe sind homogen verteilt	Bestimmung von Größen, die Einfluss auf das Fluoreszenzspektrum nehmen: Temperatur, pH-Wert, Sauerstoffkonzentration, Viskosität etc. in Wandnähe; Ausgewertet wird das Verhältnis der Fluoreszenzintensitäten der Farbstoffe.
<i>Aktiv-Passiv-System</i> Ein fluoreszierender und ein nicht-fluoreszierender Farbstoff werden zusammengeführt	Bestimmung des Mischungsskalars in Wandnähe; Ausgewertet wird die Fluoreszenzintensität des aktiven Farbstoffs.

### 4.2.3 Transformieren der Intensitätsinformationen

Die Zielsetzung beim Einsatz des NWLED-IF-Verfahrens ist die Bestimmung von wandnahen Temperatur-, Dichte- oder Mischungsskalarfeldern. Die Kamera liefert die Fluoreszenzintensitäten  $I_{flu}$  in Form von digitalen Grauwertbildern. Bevor diese Aussteuerungen  $X$  in einen der gesuchten Skalare umgerechnet werden können, muss eine Normierung durchgeführt werden. Hierfür wird die folgende Beziehung verwendet:

$$X^* = \frac{X - X_{Bias} - X_{Ref}}{X_{Ref}}. \quad (4.4)$$

Die darin enthaltene Referenzgröße  $X_{Ref}$  ist die Fluoreszenzlichtverteilung, die bei isothermen Verhältnissen und homogen verteiltem Farbstoff in Anwendungskonzentration in Abhängigkeit von der Anregungslichtintensität, erfasst über die Photospannung  $U_{Photo}$ , aufgenommen wird. Der Summand  $X_{Bias}$  ist eine kameraabhängige Konstante, die negative Aussteuerungswerte verhindert.

Die Umrechnung von der normierten Aussteuerung  $X^*$  in das gesuchte Skalarfeld erfolgt anhand von Skalierungsfunktionen, welche im Rahmen von Kalibrierungen bestimmt werden müssen. Wird zum Beispiel angestrebt, Temperaturfelder zu bestimmen, muss in einer Kalibrierung die normierte Aussteuerung  $X^*$  als Funktion der Temperatur,  $X^* = f(T)$ , erfasst werden. Die Umkehrung des gefundenen Zusam-

menhangs liefert die Skalierungsfunktion  $\vartheta_X = f_\vartheta(X^*)$ . Die Skalierungsfunktionen sind die einzigen anwendungsabhängigen Größen bei der Umrechnung der Bildinformationen. Im Allgemeinen wird wie folgt vorgegangen:

1. Bestimmung von  $X_{Bias}$  auf Basis von Dunkelbildern;
2. Aufzeichnung der Referenzfluoreszenzlichtverteilung  $X_{ref}$  in Abhängigkeit von der Anregungslichtintensität  $U_{Photo}$  bei isothermen Verhältnissen und homogen verteiltem Farbstoff in Anwendungskonzentration;
3. Normierung der Helligkeitsinformationen der Einzelbilder mit  $X_{Bias}$  und  $X_{ref}$ ;
4. Umrechnung der normierten Helligkeitsinformationen  $X^*$  mittels einer Skalierungsfunktion  $f_\vartheta(X^*)$ .

## 4.3 Farbstoffauswahl

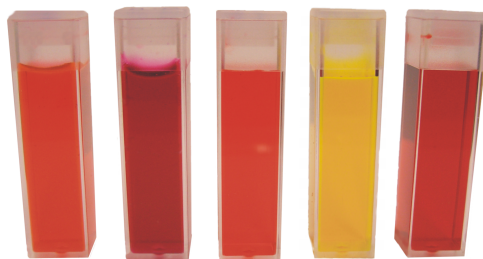
### 4.3.1 Vorbetrachtungen

Aus dem Ansatz, die Nahwand-LED-induzierte-Fluoreszenz-Methode für die Bestimmung von Temperaturschwankungen bei hohen Drücken und Temperaturen an der FSI-Versuchsanlage einzusetzen, werden folgende Anforderungen an die Farbstoffe abgeleitet:

- Gefahrlos einsetzbar,
- Hohes Extinktionsmodul,
- Gute Wasserlöslichkeit,
- Temperatursensitivität,
- Temperaturbeständigkeit,
- Photochemische Beständigkeit,
- Fluoreszenzemission im sichtbaren Wellenlängenbereich,
- Vertretbare (niedrige) Bezugskosten.

Grundvoraussetzung für den Einsatz eines Farbstoffs an einer großen Versuchsanlage ist die Sicherheit. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass Farbstoff freigesetzt wird und Personen damit in Kontakt kommen. Somit entfallen alle Farbstoffe, die

in wässriger Lösung giftig, ätzend oder dergleichen sind. Ein hohes Extinktionsmodul reduziert maßgeblich die notwendige Farbstoffmenge zum Erreichen einer Penetrationslänge im Millimeterbereich und somit auch den Aufwand zum Lösen des Farbstoffs im Fluid. Hinsichtlich der Anschaffungskosten ist ein hohes Extinktionsmodul ebenfalls von Vorteil, weil die notwendigen Farbstoffmengen, die für die FSI-Versuchsanlage mit ihrem großen Flüssigkeitsvolumen benötigt werden, kleiner ausfallen. Der gesuchte Farbstoff sollte ohne Lösungsvermittler gut in Wasser lösbar sein, da Wasser das Arbeitsfluid in der Versuchsanlage ist und diese nicht über aufwendige Ultraschall- oder Rührsysteme zum Konditionieren der Farbstofflösung verfügt. Lösungsvermittler, z. B. niedrig siedende Alkohole, wurden aufgrund der nicht vorhersagbaren Reaktion mit den Systemkomponenten der Versuchsanlage ausgeschlossen. Die Temperaturbeständigkeit ist für eine thermometrische Anwendung eine hinreichende Eigenschaft. Dies schließt auch jene Farbstoffe ein, die nur wenige Stunden thermisch stabil sind, d. h. quasi-konstante Eigenschaften haben. In Hinblick auf die verfügbare Kamera- und Lichtquellentechnik sollen die Maxima der Emissions- und Absorptionsspektren der Farbstoffe im sichtbaren Wellenlängenbereich liegen. Letzteres setzt u. a. voraus, dass die Farbstoffmoleküle unter der Einwirkung elektromagnetischer Strahlung mit anwendungsrelevanten Intensitäten nicht zerfallen, d. h. dass sie photochemisch beständig sind.



**Abbildung 4.3:** Küvetten mit der Farbstoffauswahl für die Voruntersuchungen; von links nach rechts: Rhodamin 6G (R6G), Rhodamin B (RB), Säurerot 1 (SR1), Fluorescein (FL), Cochenille Rot A (CRA).

Nach Lechner [103] fluoreszieren nur wenige anorganische Moleküle. In wässriger Lösung zeigen Thallium-, Blei-, Zinn-, Uran- und Platin-Verbindungen Fluoreszenz. Da Schwermetalle in löslicher Form giftig sind wurden die anorganischen Verbindungen aus der Betrachtung ausgeschlossen und die Suche auf organischen Verbindungen eingeschränkt.

Eine Vielzahl fluoreszierender organischer Verbindungen finden unter anderem Verwendung als Pumpmedium in der Laserphysik, als Indikatoren in der Biochemie und



als chromophore Zusatzstoffe in der Beschichtungstechnik.

Die für die grundlegenden Farbstoffuntersuchungen ausgewählten Verbindungen sind: Rhodamin 6G (R6G), Rhodamin B (RB), Säurerot 1 (SR1), Fluorescein (FL), Cochenille Rot A (CRA). Die Farbstoffe erfüllen die oben dargestellten Anforderungen. Ihre wässrigen Lösungen sind in Abb. 4.3 dargestellt und ihre in der Literatur beschriebenen Eigenschaften sind in Tab. A.3 im Anhang tabellarisiert.

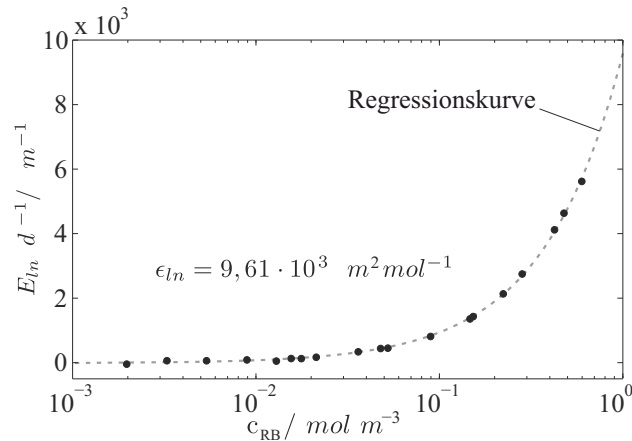
### 4.3.2 Untersuchung der Farbstoffeigenschaften

Die Fluoreszenz organischer Substanzen in flüssigen Lösungen wird durch die Wechselwirkung mit den Molekülen der Umgebung mittelbar und unmittelbar beeinflusst. Die unmittelbaren Umgebungseinflüsse verursachen geringe Verschiebungen und/oder Veränderungen der Absorptions- und Emissionsspektren, die mittelbaren – auslöschende Stöße und Aggregation. Die Fluoreszenzauslöschung kann sowohl von Fremdmolekülen in der Lösung (z. B. Verunreinigungen) als auch von der Interaktion der Farbstoffmoleküle untereinander verursacht werden. In Abhängigkeit von ihrer Entstehungsursache werden entsprechend Fremd- und Eigenauslöschungsphänomene unterschieden. Sie sind sowohl mit der Natur des Farbstoffes als auch mit der Viskosität des Lösungsmittels verbunden und müssen unter Berücksichtigung der Zusammenhänge zwischen der Fluoreszenzhelligkeit, der Quantenausbeute und der Konzentration [103] untersucht werden. Auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass für die NWLED-IF-Methode ein Farbstoff gewählt wird, dessen Eigenschaften unter den Arbeitsbedingungen der FSI-Versuchsanlage konstant bleiben.

### 4.3.3 Spezifische Absorptivität

Mit der in Abschnitt 2.2.2 dargelegten Messanordnung wurden die molaren Absorptionskoeffizienten der Farbstoffe bei Raumtemperatur bestimmt, indem die Extinktion für unterschiedliche Konzentration mittels einer Dünnschichtzelle gemessen und die Ergebnisse konzentrationsabhängig aufgetragen wurde. Die Steigung der Regressionsgeraden liefert einen Näherungswert für den molaren Extinktionskoeffizienten  $\epsilon_{ln}$  im betrachteten Konzentrationsbereich. In Abb. 4.4 ist dies am Beispiel der Rhodamin-B-Messungen dargestellt, auf deren Basis ein molarer Extinktionskoeffizient von  $\epsilon_{ln} = 9,61 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ mol}^{-1}$  bestimmt wurde.

Für die wässrige Lösungen des fluoreszierenden Farbstoffs Rhodamin 6G (alias Basic



**Abbildung 4.4:** Bestimmung des molaren Extinktionskoeffizienten für wässrige Rhodamin-B-Lösungen aus der Steigung der Regressionskurve.

Red 1, CAS Nr. 989-38-8, mit 95% Farbstoffanteil, von Th. Geyer) wurde im Rahmen dieser Arbeit eine starke Konzentrationsabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten  $\epsilon_{ln}$  festgestellt. Während für Konzentrationen bis  $3 \cdot 10^{-1} mol m^{-3}$  der molare Absorptionskoeffizient über  $1,24 \cdot 10^4 m^2 mol^{-1}$  liegt, fällt er für Konzentrationen bis  $7,5 \cdot 10^{-1} mol m^{-3}$  auf  $0,86 \cdot 10^4 m^2 mol^{-1}$  ab. Das für das NWLED-IF-Verfahren benötigte Extinktionsmodul von  $\chi_{lg} = 1,3 \cdot 10^3 m^{-1}$  (s. hierzu Abschnitt 4.2.1) erreicht der Farbstoff für Konzentrationen von zirka  $2,5 \cdot 10^{-1} mol m^{-3}$ .

Beim fluoreszierenden Farbstoff Rhodamin B (alias Basic Violet 10, Brilliant Pink B, Rhodamin O bzw. Tetraethyl-Rhodamin, CAS 81-88-9, mit 95% Farbstoffanteil, von Th. Geyer) wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der Absorption und der Konzentration festgestellt. Für die wässrige Farbstofflösung mit Konzentrationen bis zu  $6 \cdot 10^{-1} mol m^{-3}$  wurde ein Absorptionskoeffizient von  $\epsilon_{ln} = 9,61 \cdot 10^3 m^2 mol^{-1}$  bestimmt.

Die konzentrationsabhängigen Absorptionskoeffizienten von wässrigen Lösungen desselben Farbstoffs wurden von Klika et al. [104] untersucht. Für einen Konzentrationsbereich von  $2,0 \cdot 10^{-3} mol m^{-3} < c < 3,75 mol m^{-3}$  und Wellenlängen um  $552 \cdot 10^{-9} m$  variieren die Werte der Absorptionskoeffizienten zwischen  $8,28 \cdot 10^3 m^2 mol^{-1}$  und  $10,58 \cdot 10^3 m^2 mol^{-1}$ . Der im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Wert von  $9,6 \cdot 10^3 m^2 mol^{-1}$  liegt in diesem Bereich. Das entsprechende Extinktionsmodul von  $\chi_{lg} = 2,4 \cdot 10^3 m^{-1}$  liegt über der Anwendungsschwelle von  $\chi_{lg} = 1,3 \cdot 10^3 m^{-1}$ . Dieses Extinktionsmodul erreicht der Farbstoff für Konzentrationen von zirka  $3,3 \cdot 10^{-1} mol m^{-3}$ .

Der fluoreszierende Farbstoff Fluorescein (alias Acid Yellow 73, NaFl, NaFluo, Natriumfluorescein, Uranin, CAS 518-47-8, von Sigma-Aldrich) wurde bis zu einer Konzentration von zirka  $2,6 \text{ mol m}^{-3}$  (entspricht  $0,98 \text{ kg m}^{-3}$ ) in wässriger Lösung untersucht. Der hierbei bestimmte molare Absorptionskoeffizient beträgt  $\epsilon_{ln} = 5 \cdot 10^2 \text{ m}^2 \text{ mol}^{-1}$  und liegt damit mehr als eine Größenordnung unter denen der anderen Farbstoffe. In Anbetracht dessen, dass die Messungen bereits nahe der vom Hersteller angegebenen Löslichkeitsgrenze von  $1 \text{ kg m}^{-3}$  durchgeführt wurden, kann gefolgert werden, dass das Extinktionsmodul  $\chi_{lg} = 0,57 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$  von Fluorescein bei grünem Anregungslicht zu gering für die Anwendung an der FSI-Versuchsanlage ist.

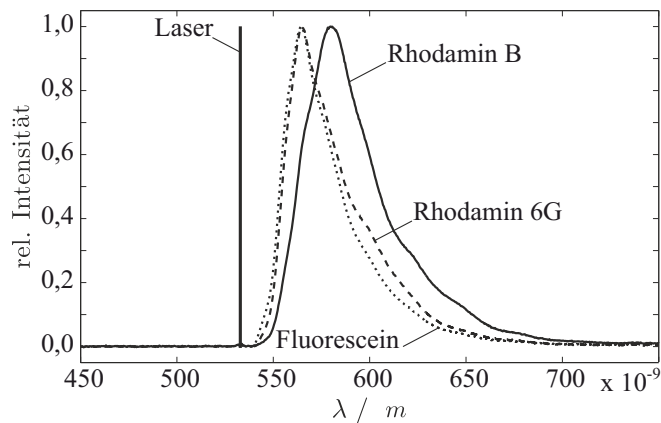
Der Farbstoff Säurerot 1 (alias Acid Red 1, Amidonaphtholrot G, Azophloxin, CAS 3734-67-6, mit 60% Farbstoffanteil, von Sigma-Aldrich) ist einigen Herstellern als fluoreszierende Substanz aufgeführt. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen konnte für seine wässrigen Lösungen mit Konzentrationen bis  $9,2 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$  ein linearer Zusammenhang zwischen der Absorption und der Konzentration gemessen werden. Der entsprechende molare Absorptionskoeffizient wurde zu  $\epsilon_{ln} = 8,1 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ mol}^{-1}$  bestimmt, woraus ein Extinktionsmodul von  $\chi_{lg} = 3,24 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$  resultiert. Letzteres liegt deutlich über der Anwendungsschwelle für die NWLED-IF-Methode. Laut Herstellerangaben beträgt der Farbstoffanteil 60% vom Feststoff. Da die Absorption der Farbstoffverunreinigungen aufgrund dieses relativ großen Massenanteils nicht vernachlässigt werden kann, muss der ermittelte Absorptionskoeffizient als effektiver Wert für das Farbstoffderivat in der vorliegenden Reinheit verstanden werden. Da keine Purifikation vor der Anwendung des NWLED-IF-Verfahrens vorgesehen ist, wird die Applikation dadurch nicht eingeschränkt.

Der nicht fluoreszierende Farbstoff Cochenillerot A (alias Carminic Acid, Karminrot, Echtes Karmin, Lebensmittelfarbstoff E124, CAS 1390-65-4, von Th. Geyer) ist ein Naturprodukt, welches aus Cochenille-Schildläusen gewonnen wird. Je nach Hersteller, Schildlausart und Extraktionsverfahren resultieren unterschiedliche Farbstoffderivate. Dadurch bedingt variieren die Literaturangaben zur molaren Masse des Farbstoffmoleküls. Allen Derivaten gemeinsam ist ein Absorptionsmaximum bei einer Wellenlänge von zirka  $490 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  [105] in wässriger Lösung. Für diese Lösungsform wurde ein linearer Zusammenhang zwischen Absorption und Konzentration festgestellt. Unter der Annahme einer molaren Masse von  $0,60448 \text{ kg mol}^{-1}$  wurde ein molarer Absorptionskoeffizient von  $\epsilon_{ln} = 2,7 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ mol}^{-1}$  für Konzentrationen bis

$2,8 \text{ mol m}^{-3}$  bestimmt. Das realisierte Extinktionsmodul von  $\chi_{lg} = 7,56 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$  liegt für diesen Farbstoff deutlich über der Anwendungsschwelle. Aufgrund der festgestellten guten Löslichkeit des Farbstoffs für Konzentrationen oberhalb von  $2,5 \text{ mol m}^{-3}$  kann darauf geschlossen werden, dass das Extinktionsmodul noch deutlich erhöht werden kann. Dieser Sachverhalt impliziert die Möglichkeit, Untersuchungen mit dem Ein-Farbstoff-NWLED-IF-Verfahren mit Wandabständen deutlich kleiner als ein Millimeter zu realisieren.

### 4.3.4 Fluoreszenzspektren

Die coaxialen Fluoreszenzspektren der Farbstoffe wurden mittels des Spektroskopieaufbaus experimentell bestimmt. Die Spektren sind jeweils mit dem Maximalwert normiert und in Abb. 4.5 dargestellt. Die Farbstoffe Rhodamin B, Fluorescein und



**Abbildung 4.5:** Experimentell bestimmte und normierte coaxiale Fluoreszenzspektren von Rhodamin B, Rhodamin 6G und Fluorescein.

Rhodamin 6G lassen sich mit grünem Laserlicht bzw. LED-Licht geeignet anregen und emittieren rot-oranges Fluoreszenzlicht im Wellenlängenbereich zwischen  $550 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  und  $670 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ . Dagegen ist Säurerot 1 durch eine sehr geringe Quanteneffizienz gekennzeichnet. Seine maximale Fluoreszenzintensitätsdichte beträgt bei nahezu gleicher Anregungsintensität nur 0,3 Prozent des Maximums von Rhodamin 6G. Diese Feststellung wird auch durch Literaturquellen bestätigt [106]. Aufgrund dieser Eigenschaft kann Säurerot 1 nicht als aktiver Farbstoff für die NWLED-IF Anwendung eingesetzt werden.

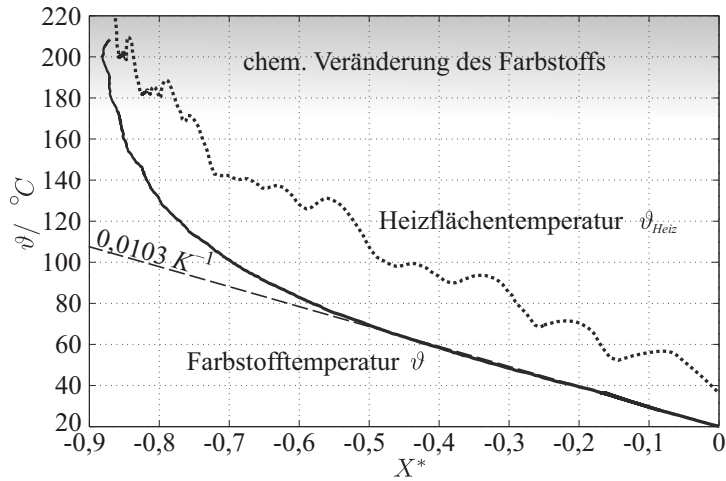
### 4.3.5 Temperaturstabilität und Temperatursensitivität

Die wichtigsten anwendungsbezogenen Eigenschaften eines Farbstoffs für das thermometrische NWLED-IF-Verfahren sind seine Temperatursensitivität und -stabilität. Hinsichtlich des Farbstoffeinsatzes an der FSI-Versuchsanlage bedingt letztere eine Invarianz der Farbstoffeigenschaften (vernachlässigbar kleine Änderungen von Absorptions- und Emissionscharakteristiken) für Temperaturen oberhalb von  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  für einen Zeitraum von mindestens einer Stunde. Die Abhängigkeit der Fluoreszenzemission von der Temperatur und die Farbstoffstabilität wurden am optischen zugänglichen Druckbehälter mittels des in Abb. 2.10 dargestellten Versuchsaufbaus bestimmt. Der Farbstoff wurde hierfür in den mit Argon gespülten Druckbehälter eingefüllt und dieser anschließend verschlossen. Mit Hilfe von Argongas wurde ein Druck von  $7,5\text{ MPa}$  im Druckbehälter eingestellt und daraufhin die Temperatur bei unveränderter Druckrandbedingung ( $\pm 0,3\text{ MPa}$ ) erhöht. Nach Erreichen der Endtemperatur wurde das Heizsystem deaktiviert, der Druckbehälter mit einem Luftgebläse abgekühlt, die Farbstoffprobe entnommen und die Änderung des Absorptionskoeffizienten bestimmt. Mittels des relativ langsamen Aufheiz- und Abkühlvorgangs wurde sichergestellt, dass die jeweilige Farbstoffprobe mindestens eine Stunde thermisch beaufschlagt wurde.

Bei allen Farbstoffen kann beobachtet werden, dass ihre Eigenschaften unterhalb einer farbstoffspezifischen Grenztemperatur  $\vartheta_{Grenz}$  nur unwesentlich variieren. Überschreitet die Temperatur im Druckbehälter  $\vartheta_{Grenz}$ , werden chemische Reaktionen in Gang gesetzt, die eine Dissoziation der Farbstoffmoleküle zur Folge haben. Da nicht alle Farbstoffmoleküle aufgrund von Temperaturinhomogenitäten im Druckraum sowie endlichen Reaktionsgeschwindigkeiten die chemische Veränderung gleichzeitig durchlaufen, sind mit dem verwendeten Versuchsaufbau nur angenäherte Aussagen über die maximalen Einsatztemperaturen möglich. Im Folgenden wird am Beispiel von Rhodamin B die Ermittlung der Grenztemperatur erläutert.

Die Messdaten der thermischen Beaufschlagung von Rhodamin B (Aufheizkurve) sind in Abb. 4.6 dargestellt. Die Fluoreszenzintensität ist in Form der normierten Kameraaussteuerung  $X^*$  als Funktion der Farbstofftemperatur (durchgezogene Linie) aufgetragen. Zusätzlich ist auch die Heizflächentemperatur (gestrichelte Linie) dargestellt. Letztere stellt die höchste Oberflächentemperatur im Druckraum und gleichzeitig die höchste Farbstofftemperatur dar.

Die Fluoreszenzintensität ändert sich bis zu einer Temperatur von zirka  $70\text{ }^{\circ}\text{C}$  li-



**Abbildung 4.6:** Thermische Beaufschlagung von Rhodamin B; dargestellt sind die Farbstoff- und Heizflächentemperaturen über der normierten Kameraaussteuerung  $X^*$ .

near mit zirka  $1,03\% K^{-1}$ , was einem Temperaturkoeffizienten von  $-0,0103 K^{-1}$  entspricht. Für höhere Temperaturen verringert sich die Temperatursensitivität zunehmend schneller, bis oberhalb von  $200\text{ }^\circ C$  der eindeutige Zusammenhang zwischen Temperatur und Fluoreszenzintensität verloren geht. Da ein eindeutiger Zusammenhang und die Wiederholbarkeit der Ergebnisse Grundvoraussetzung für quantitative Messaussagen sind, ist der Farbstoff in diesem Temperaturbereich nicht einsetzbar. Die Messungen wurden mehrfach wiederholt, wobei die maximale Farbstofftemperatur sukzessiv reduziert wurde. Dabei konnte festgestellt werden, dass für Farbstofftemperaturen unterhalb von  $175\text{ }^\circ C$  keine wesentlichen Veränderungen der Fluoreszenzeigenschaften von Rhodamin B vorliegen. Diese Temperatur wurde deshalb als Grenztemperatur  $\vartheta_{Grenz}$  für den Farbstoff definiert.

Die Literaturangaben zur Temperatursensitivität von Rhodamin B (RB) zeigen eine Abhängigkeit von der Farbstoffkonzentration für Konzentrationen größer als  $5 \cdot 10^{-3} \text{ mol m}^{-3}$  [107] und hängen in geringem Maße von der gewählten Anregungswellenlänge ab [108].

Alle Untersuchungen mit thermischer Beaufschlagung zur Bestimmung der Grenztemperaturen als auch die Messergebnisse der Temperatursensitivitäten bei Raumtemperatur und Absorptionskoeffizientenänderung  $\Delta\chi$  sind in Tab. 4.2 zusammengefasst. Die Änderung des Absorptionskoeffizienten  $\chi_{lg}$  wird hierbei auf den Ausgangswert  $\chi_{vorher}$  bezogen, der vor der thermischen Beaufschlagung bestimmt wurde:

$$\Delta\chi = \frac{\chi_{nachher} - \chi_{vorher}}{\chi_{vorher}}. \quad (4.4)$$

**Tabelle 4.2:** Experimentell bestimmte Veränderungen der Absorptionskoeffizienten und davon abgeleitete Grenztemperaturen sowie Temperatursensitivitäten der Farbstoffderivate nach thermischer Beaufschlagung.

Farbstoff	$max(\vartheta_{Heiz})$ °C	$\vartheta_{Grenz}$ °C	$\frac{dX^*}{d\vartheta} / K^{-1}$		$\Delta\chi$ %
			Messung	Literatur	
R6G	260	< 110	+0,012	k.A.	-0,35
	145				
RB	260	175	-0,01	-0,023 <sup>1</sup> [81]	-0,18
	176			-0,02 <sup>2</sup> [73]	-0,01
	170			-0,0154 <sup>3</sup> [107]	-0,04
	167			-0,012 <sup>4</sup> [73]	-0,01
	125				-0,01
FL	180	< 60	+0,011	+0,0243 <sup>5</sup> [107]	-0,15
	145			-0,0016 <sup>5</sup> [107]	-0,06
	145				-0,07
SR1	155	< 50	entf.	k.A.	-0,17
	140				-0,12
CRA	175	k.A.	entf.	k.A.	-0,66

Die Untersuchung von Rhodamin 6G (R6G) zeigt, dass der Farbstoff zwischen 60 °C und 90 °C das Vorzeichen des Temperaturkoeffizienten wechselt, was die Ermittlung eines funktionalen Zusammenhangs zwischen Fluoreszenzintensität und Temperatur bereits deutlich unterhalb der Grenztemperatur verhindert.

Der im Rahmen der Versuchsreihe ermittelte Temperaturkoeffizient von Fluorescein beträgt +0,011 K<sup>-1</sup>. Aufgrund der nachgewiesenen dominanten Wellenlängenabhängigkeit des Temperaturkoeffizienten [107] können die vorliegenden Literaturangaben nicht zum Vergleich herangezogen werden. In der wässrigen Lösung von Fluorescein (FL) wurde für Temperaturen oberhalb von 60 °C eine Dissoziationsneigung beobachtet [109]. Darüber hinaus wird auch eine photochemische Zersetzung des Farbstoffs beschrieben, die bereits bei Raumtemperatur auftritt [109].

Die Farbstoffderivate von Säurerot 1 (SR1) und Cochenille Rot A (CRA) wurden ebenfalls hinsichtlich ihrer Einsatzmöglichkeit für die Passiv-Aktiv-Anwendung untersucht. Säurerot 1 weist nach einer thermischen Beaufschlagung mit Temperaturen größer als 100 °C bereits eine substantielle Dissoziation auf. Für Cochenille Rot A

<sup>3</sup>Temperatursensitivität bei  $\vartheta = 20\text{ °C}$ ,  $c = 1 \cdot 10^{-7} \text{ mol dm}^{-3}$ ,  $\lambda_{an} = 488 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ .

<sup>4</sup>Temperatursensitivität bei  $\vartheta = 24\text{ °C}$ ,  $c = 1 \cdot 10^{-3} \text{ mol m}^{-3}$ ,  $\lambda_{an} = 515 \dots 560 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ .

<sup>5</sup>Temperatursensitivität bei  $\vartheta = 20\text{ °C}$ ,  $\lambda_{an} = 514 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ .

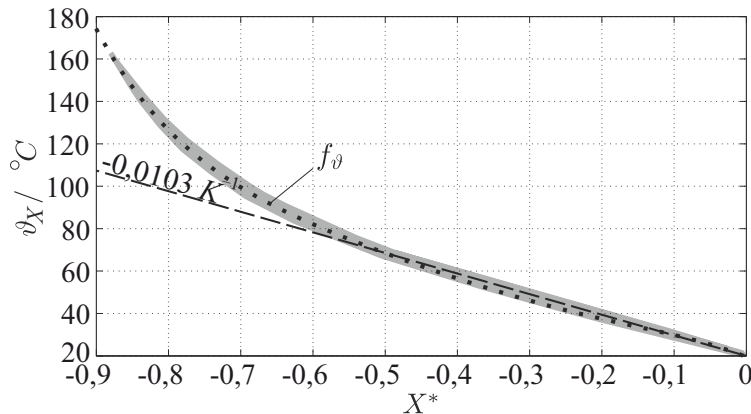
<sup>6</sup>Temperatursensitivität bei  $\vartheta = 30\text{ °C}$ ,  $c = 4 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$ ,  $\lambda_{an} = 515 \dots 560 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ .

<sup>7</sup>Temperatursensitivität bei  $\vartheta = 20\text{ °C}$ ,  $c = 1 \cdot 10^{-4} \text{ mol m}^{-3}$ ,  $\lambda_{an} = 488 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ .

liegt eine im Vergleich noch umfangreichere Dissoziation nach der thermischen Beaufschlagung vor. Aufgrund der zu geringen Fluoreszenzantwort dieses Farbstoffs konnte die kritische Temperatur nicht bestimmt werden.

Anhand der beschriebenen Versuche wurde Rhodamin B als der Farbstoff identifiziert, der für Einsatztemperaturen oberhalb von  $100\text{ }^\circ\text{C}$  geeignet ist. Die für die Anwendung der NWLED-IF-Thermometrie notwendigen Kalibriermessungen wurden deshalb mit diesem Farbstoff durchgeführt. In Abb. 4.7 sind die Temperaturdaten der Rhodamin-B-Kalibrierversuche über den normierten Kameraaussteuerungswerten  $X^*$  aufgetragen und als Einhüllende dargestellt. Die Approximation der Kurvenschar durch ein Polynom fünfter Ordnung liefert folgende Skalierungsfunktion  $f_\vartheta$ :

$$\vartheta_X = -1346,8X^{*5} - 2511,6X^{*4} - 1781,5X^{*3} - 513,66X^{*2} - 139,57X^* + 19,4. \quad (4.4)$$



**Abbildung 4.7:** Experimentell bestimmte Skalierungsfunktion  $f_\vartheta$  für die Umrechnung der normierten Kameraaussteuerung  $X^*$  in die Temperatur  $\vartheta_X$  der Rhodamin-B-Lösung.

### 4.3.6 Interaktion zwischen Molekeln

Die Molekülfluoreszenz der organischen Verbindungen in flüssigen Lösungen wird durch die Wechselwirkung mit den Molekülen der Umgebung mittelbar und unmittelbar beeinflusst [103]. Dies kann dazu führen, dass die von einem Molekül aufgenommene Energie nicht in Form von Fluoreszenzlicht abgegeben wird, sondern aufgrund der sog. Fluoreszenzlöschung (Quenching) verloren geht [86].

In den beschriebenen Rhodamin-B-Kalibrierversuchen wurden neben der Temperatur des Farbstoffs implizit auch die Viskosität und der pH-Wert des Lösungsmittels

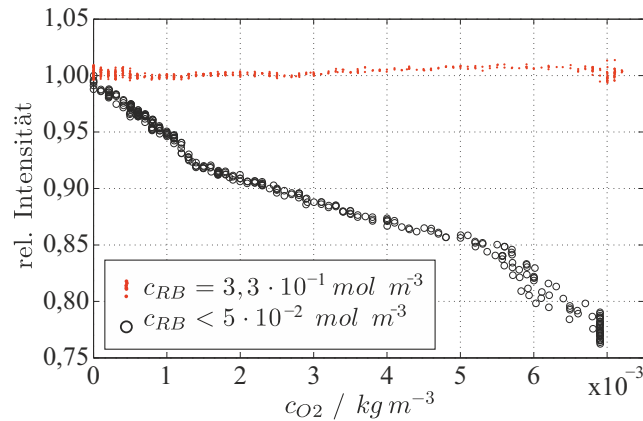


geändert. Somit sind ihre Einflüsse auf die Fluoreszenzintensität in den Kalibrier-  
versuchen inbegriffen. Im Weiteren werden die Auswirkungen der Sauerstoff- und  
Farbstoffkonzentration sowie des statischen Drucks auf die Fluoreszenz näher be-  
trachtet.

Das Sauerstoffmolekül ( $O_2$ ) ist einer der effektivsten Quencher in der Spektroskopie  
(vgl. [85]). Der im Lösungsmittel gelöste Sauerstoff übernimmt vom Farbstoffmolekül  
absorbierte Energie, sodass das Molekül kein Fluoreszenzlicht mehr abgeben kann.  
In der Arbeit von Schorr [110] wurde gezeigt, dass die Fluoreszenzlichtintensität von  
Rhodamin 6G in wässriger Lösung durch Anreicherung des Wassers mit Sauerstoff  
um 60 Prozent reduziert werden kann. Aus diesem Grund werden Farbstofflösungen  
vor der Durchführung quantitativer Messungen mit  $Ar$ - oder  $N_2$ -Gas gespült, da  
diese nicht als Quencher wirken und den Sauerstoff aus der Lösung verdrängen.

Zur Beschreibung der funktionalen Zusammenhänge zwischen der Sauerstoffkon-  
zentration und der Fluoreszenzemission wurde der in Abschnitt 2.13 dargestell-  
te Spektroskopieaufbau verwendet. Die Untersuchungen wurden mit zwei wässri-  
gen Rhodamin-B-Lösungen unterschiedlicher Konzentrationen bei atmosphärischem  
Druck und  $25^\circ C$  Farbstofftemperatur durchgeführt. Unter diesen Bedingungen kön-  
nen zirka  $8,1 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$  Luftsauerstoff in  $1 \text{ m}^3$  Wasser gelöst werden, was einer molaren  
Sauerstoffkonzentration von  $2,53 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$  entspricht. In den Versuchen konnte  
eine maximale Sauerstoffkonzentration von  $7,2 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$  bzw.  $2,25 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$   
realisiert werden, indem das Farbstoffgemisch zehn Minuten mit Luft gespült wurde.  
Anschließend wurde der Sauerstoff durch eine Argon-Spülung aus der Lösung ver-  
drängt. Am Ende dieses Vorgangs konnte eine Sauerstoffkonzentration kleiner als  
 $0,1 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$  erzielt werden. Während der Änderung der Sauerstoffkonzentration  
wurde die koaxiale Fluoreszenzemission der Farbstofflösung aufgenommen. Die  
entsprechenden Intensitätsverläufe sind in Abb. 4.8 graphisch dargestellt.

Aus dem Diagramm wird ersichtlich, dass die Farbstofflösung mit einer Rhodamin-  
B-Konzentration von zirka  $5 \cdot 10^{-2} \text{ mol m}^{-3}$  einen von der Sauerstoffkonzentration  
abhängigen Intensitätsverlauf aufweist. Das lässt sich mit dem Verhältnis zwischen  
den gelösten Farbstoff- und Sauerstoffmolekülen erklären. Bei einer maximalen Sau-  
erstoffkonzentration von  $2,25 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$  ( $7,2 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$ ) liegen über 5-mal  
mehr Sauerstoff- als Farbstoffmoleküle in der Lösung vor. Somit können die Sau-  
erstoffmoleküle die Energie der Farbstoffmoleküle mit einer hohen Wahrscheinlichkeit  
übernehmen, was zur Reduktion der Fluoreszenzintensität führt.



**Abbildung 4.8:** Experimentell bestimmte Abhängigkeit der normierten koaxialen Fluoreszenzemission von der Sauerstoffkonzentration  $c_{O_2}$  im Lösungsmittel Wasser.

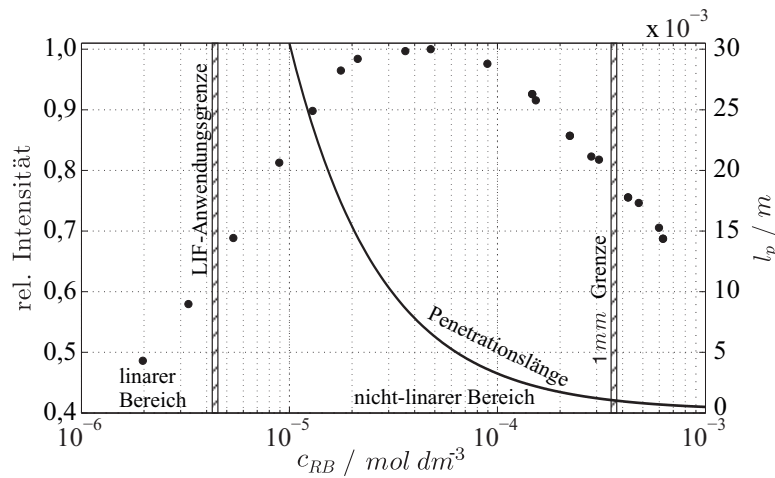
Die Intensität der Fluoreszenz einer Rhodamin-B-Lösung mit einer Farbstoffkonzentration von  $3,3 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$  zeigt keine Abhängigkeit von der Sauerstoffkonzentration. Alle Abweichungen liegen innerhalb der geschätzten Messgenauigkeit von  $\pm 0,001 \text{ kg m}^{-3}$  bzw.  $\pm 1\%$  der relativen Intensität (bezogen auf den Wert bei minimaler Sauerstoffkonzentration). Das kann auf den Überschuss an Farbstoffmolekülen in der Lösung und somit auf die geringe Wahrscheinlichkeit einer Energieabsorption durch die Sauerstoffmoleküle zurückgeführt werden.

Anhand der Messung wird ersichtlich, dass die Fluoreszenzintensität wässriger Rhodamin-B-Lösungen, die die Anforderungen des NWLED-IF-Verfahrens erfüllen und entsprechend eine hohe Farbstoffkonzentration aufweisen, sauerstoffkonzentrationsunabhängig ist. Demzufolge darf die wässrige Rhodamin-B-Lösung, die für die NWLED-IF an der FSI-Versuchsanlage verwendet wird, ohne Vorkonditionierung im Sinne einer Sauerstoffreduktion eingesetzt werden.

Neben der Fremdauslöschung, verursacht durch Fremdmoleküle wie Sauerstoff, tritt auch Eigenauslöschung durch Interaktion der Farbstoffmoleküle untereinander [103] in der Lösung auf. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit dieses Prozesses muss er zusätzlich zu den konzentrationsabhängigen Untersuchungen analysiert werden. Verschiedene Autoren beschreiben konzentrationsabhängige, molare Absorptionskoeffizienten und Quanteneffizienzen von Rhodamin B. Eine besondere Bedeutung für die Fluoreszenzintensität wird dabei der Quanteneffizienz der Monomere sowie den bei zunehmenden Konzentrationen auftretenden Aggregaten (Molekülverbänden) zugeordnet. Die Dimere und Trimere von Rhodamin B besitzen sehr geringe Quanteneffizienzen gegenüber den Monomeren und reduzieren dadurch effektiv die

Fluoreszenzintensität [73], [110]. Für Rhodamin B wurde für Konzentrationen oberhalb von  $1 \cdot 10^{-2} \text{ mol m}^{-3}$  in wässrigen Lösungen die Bildung von Dimeren beobachtet [111], [107]. Die Konzentrationsabhängigkeit der coaxialen Fluoreszenzemission bei Raumtemperatur wurde deshalb mit dem Spektroskopieaufbau untersucht. Die entsprechenden Messdaten bis zu einer Konzentration von  $6 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$  sind zusammen mit der berechneten Penetrationslänge in Abb. 4.9 dargestellt.

Für Farbstoffkonzentrationen unterhalb von  $1 \cdot 10^{-2} \text{ mol m}^{-3}$  steigt die Fluores-

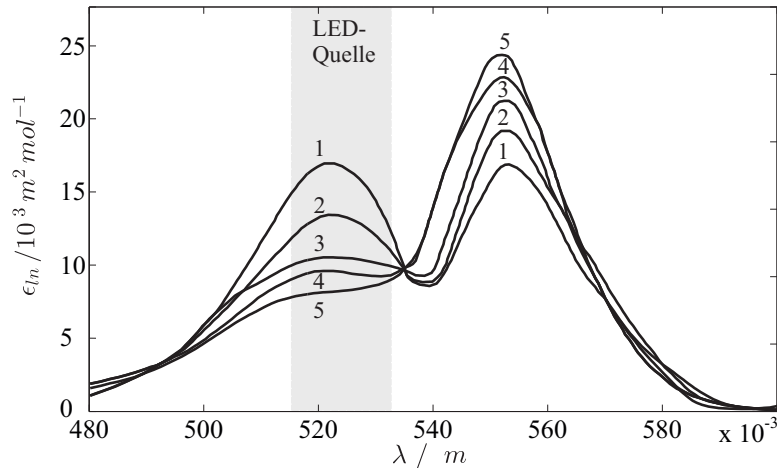


**Abbildung 4.9:** Experimentell bestimmte Abhängigkeit der coaxialen Fluoreszenzemission von der Konzentration  $c$  und berechnete Penetrationslänge  $l_p$  bei Raumtemperatur für Rhodamin-B-Farbstoffkonzentrationen bis  $6 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$ .

zenzintensität linear mit der Konzentration an. Die maximale Emissionsintensität wird für Konzentrationen im Bereich  $3 \cdot 10^{-2} \text{ mol m}^{-3} < c_{RB} < 6 \cdot 10^{-2} \text{ mol m}^{-3}$  erzielt, wobei die Penetrationslänge zirka  $l_p = 7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  beträgt. Oberhalb dieses Konzentrationsbereichs fällt die Intensität ab. Die relative Intensitätsänderung pro relativer Konzentrationsänderung beträgt  $-0,054 \%_I / 1 \%_c$ , sodass bei einer Penetrationslänge von  $l_p = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  (Extinktionsmodul  $\chi = 1301 \text{ m}^{-1}$ ) bezogen auf das Maximum eine relative Intensität von 77 Prozent erreicht wird. Im Temperaturbereich zwischen  $20^\circ \text{C}$  und  $150^\circ \text{C}$  beträgt die relative Dichteänderung des Wassers  $-8,1 \%$ , was proportional zur Konzentrationsänderung der Farbstoffmoleküle in der Lösung verläuft. Die zum Erreichen der Penetrationslänge von  $1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  notwendige Farbstoffkonzentration beträgt zirka  $3,3 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$ . Die relative Intensitätsänderung aufgrund der Temperaturdifferenz ist entsprechend  $-0,054 \%_I / 1 \%_K$  gleich 0,437 Prozent von der Intensität bei  $20^\circ \text{C}$ . Folglich kann der temperaturabhängige Einfluss auf die Fluoreszenzintensität aufgrund von Molekülinteraktionen vernach-

lässigt werden.

Neben dem Einfluss auf die Fluoreszenzintensität hat die Bildung von Dimeren auch Auswirkungen auf den Absorptionskoeffizienten. Das Lösungsgleichgewicht der Monomere und Dimere wird mit steigender Konzentration und abnehmender Temperatur zu den Dimeren verschoben [110], was zu einer Änderung des molaren Absorptionskoeffizienten führt. Dieses Phänomen wurde in der Arbeit von Klika [104] für wässrige Lösungen von Rhodamin B im Wellenlängenbereich zwischen  $480 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  und  $600 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  messtechnisch untersucht. In Abb. 4.10 sind die entsprechenden Absorptionsspektren bei Raumtemperatur für Farbstoffkonzentrationen zwischen  $3,75 \cdot \text{mol m}^{-3}$  und  $2,0 \cdot 10^{-3} \text{ mol m}^{-3}$  dargestellt. Der Emissionsbereich der LED-Lichtquelle ist grau hinterlegt.



**Abbildung 4.10:** Absorptionsspektren von wässrigen Rhodamin-B-Lösungen für unterschiedliche Farbstoffkonzentrationen: (1)  $3,75 \text{ mol m}^{-3}$ , (2)  $1,5 \text{ mol m}^{-3}$ , (3)  $6 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$ , (4)  $6 \cdot 10^{-2} \text{ mol m}^{-3}$ , (5)  $2 \cdot 10^{-3} \text{ mol m}^{-3}$ ; Daten aus [104].

Im Wellenlängenbereich der LED steigen die Werte des molaren Absorptionskoeffizienten mit Zunahme der Farbstoffkonzentration, die zur Erhöhung der Dimerisierung in der Lösung führt, um zirka vierzehn Prozent an. Nach Arbeloa et al. [111] verursacht die stärkere Dimerisierung eine Reduktion des Absorptionskoeffizienten beim Überschreiten einer bestimmten Wellenlänge. Letzteres konnte in [104] messtechnisch erfasst werden und ist in Abb. 4.10 bei Wellenlängen oberhalb von  $533 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  zu beobachten.

Die für das NWLED-IF-Verfahren gewählte Anwendungskonzentration liegt bei  $3,3 \cdot 10^{-1} \text{ mol m}^{-3}$  und befindet sich somit zwischen den Konzentrationen der in Abb. 4.10 mit (3) und (4) gekennzeichneten Absorptionsspektren, die bei Raumtempera-

tur aufgenommen wurden. Bei höheren Farbstofftemperaturen wird der Dimeranteil reduziert [104], sodass anhand der Daten mit einer Reduktion des Extinktionsmoduls  $\chi_{lg}$  bis auf  $1.120\text{ m}^{-1}$  gerechnet werden kann. Für die Anwendung des NWLED-IF-Verfahrens bedeutet dies, dass mit der gleichen Farbstoffkonzentration von  $3,3 \cdot 10^{-1}\text{ mol m}^{-3}$  temperaturabhängig unterschiedliche Penetrationslängen erzielt werden. So wäre z. B. die Penetrationslänge in kaltem Fluid (RT)  $l_p = 1 \cdot 10^{-3}\text{ m}$ , während sich ihr Betrag bei  $150\text{ }^\circ\text{C}$  auf zirka  $l_p = 1,2 \cdot 10^{-3}\text{ m}$  vergrößert.

Der letzte Versuchsparameter, dessen Einfluss auf die Fluoreszenz berücksichtigt werden muss, ist der statische Druck. Für die entsprechende Untersuchung wurde der Farbstoff mit der Anwendungskonzentration von  $3,3 \cdot 10^{-1}\text{ mol m}^{-3}$  in den Farbstoffdruckbehälter (vgl. Abschnitt 2.2.1) gegeben. Der Absolutdruck wird mittels des Argon-Druckbeaufschlagungssystems zwischen 0,1 und 7,5 MPa variiert. Die koaxiale Emission der Farbstofflösung wurde gleichzeitig mit dem Kamerasystem erfasst. Hierbei konnte keine relevante Intensitätsänderung der Fluoreszenz festgestellt werden. Die Fluoreszenzemission von Rhodamin B wurde demnach als druckunabhängig eingestuft.

### 4.3.7 Photobleichen und andere Wirkmechanismen

Bei der Anwendung fluoreszierender Farbstoffe ist der Effekt des Photobleichens zu berücksichtigen. Bedingt durch die hohe Anregungsintensität kommt es zu einer photochemischen Reaktion in der Lösung, die eine Veränderung der Moleküle zur Folge hat, sodass die Farbstoffe anschließend veränderte Fluoreszenzeigenschaften aufweisen. Zur Vorbeugung bzw. zur Reduktion dieses Effekts muss die Belichtungszeit der Farbstoffmoleküle minimiert sowie die längste Anregungswellenlänge gewählt werden, mit welcher die Anwendung noch realisierbar ist [107]. Das NWLED-IF-Messverfahren auf Basis einer grünen LED ist prinzipbedingt weniger anfällig für diesen Effekt, da die Photonenenergie niedriger als bei UV-Lichtquellen ist und die spezifische Belichtungsdauer aufgrund der hohen Konzentration sehr kurz ist. Langzeiteffekte, die das Photobleichen einschließen, sind allerdings im Fall der Kalibrierversuche zu berücksichtigen, da eine kleinere Farbstoffmenge mitunter für mehr als zehn Stunden belichtet wird.

Weitere Einflussfaktoren, wie z. B. die Polarität des Lösungsmittels bzw. die Bildung von Wasserstoffbrücken (u. a. in organischen Lösungsmitteln), können im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt werden, da in allen Untersuchungen das gleiche Lö-

sungsmittel (vollentsalztes Wasser) zum Einsatz kommt. Dies ist auch deshalb von Wichtigkeit, da im Lösungsmittel enthaltene Ionen ebenfalls Einfluss auf die Fluoreszenz nehmen [85].

## 4.4 Optimierung der Versuchsparameter

Ziel einer jeden Messung ist es, mit den gewählten messtechnischen Mitteln möglichst präzise quantitative Aussagen über die Messgrößen zu machen. Für das NWLED-IF-Verfahren ist die Fluoreszenzintensität  $I_{flu}$  die Messgröße, welche eine instationäre Verteilung im Raum aufweist. Für deren Erfassung wurden im ersten Schritt die Komponenten im Hinblick auf die Applikation von Rhodamin B ausgewählt (vgl. Abschnitt 2.2). Im zweiten Schritt werden die Systemparameter (Hard- und Softwareeinstellungen) bestimmt. Diese sind in Tab. 4.3 mit ihren Parameterbereichen zusammengestellt.

**Tabelle 4.3:** Systemparameter und deren Bereiche für das NWLED-IF-Verfahren.

Systemparameter	Symbol	Parameterbereich
Leistungseinstellung der LED-Lichtquelle	$P_{LED}$	0 %-100 %
Blendenzahl des Objektivs	$k_{BZ}$	2-22 Halbschritte
Belichtungszeit der CCD-Kamera	$\Delta t_{int}$	4,5 $\mu s$ -1 s
Bildelementverknüpfung der CCD-Kamera	$P_{\square}$	1 $\times$ 1, 2 $\times$ 2, 4 $\times$ 4, 8 $\times$ 8
Ausleserate der CCD-Kamera	$f_{Bild}$	< 0,1 Hz - 68,4 Hz
Verstärkereinstellung der CCD-Kamera	$E_{VER}$	$\times$ 1, $\times$ 5

Alle Parameter müssen so gewählt werden, dass die in Tab. 4.4 aufgeführten Anforderungen erfüllt sind. Dies stellt eine Optimierungsaufgabe dar, weil die Änderung

**Tabelle 4.4:** Optimierungsgrößen des NWLED-IF-Verfahrens.

Optimierungsgröße	Anforderung
Bildauflösung	möglichst groß
Ausleserate	möglichst groß
Abbildungsfehler	möglichst klein
Aussteuerung	möglichst groß
Dynamikumfang	möglichst groß
Signalrauschen	möglichst klein

eines Systemparameters mehrere Optimierungsgrößen teilweise in entgegengesetzte Richtungen beeinflussen kann. Aus diesem Grund werden in den nachfolgenden Abschnitten die Optimierungsgrößen und ihre Abhängigkeit von den Systemparametern detailliert vorgestellt. Anschließend wird mit Hilfe der dargelegten Zusammenhänge ein Parametersatz für die Applikation des NWLED-IF-Verfahrens an der FSI-Versuchsanlage abgeleitet.

#### 4.4.1 Bildauflösung und Ausleserate

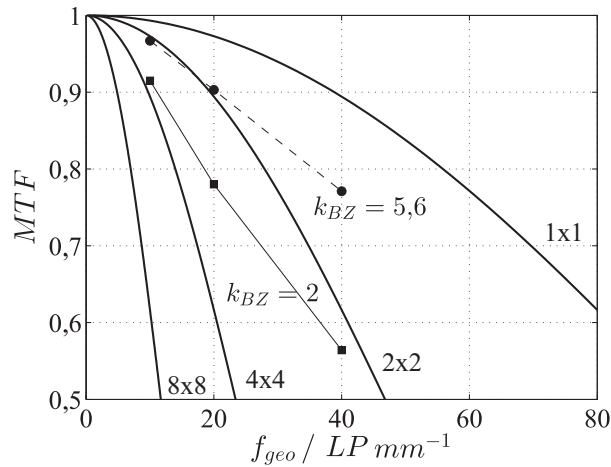
Die Bildauflösung ist als die Anzahl der Bildelemente im digitalen Bild definiert. Sie ist gleich dem Produkt der ausgelesenen Bildelementzeilen  $N_H$  und -spalten  $N_V$ . Die bei dem NWLED-IF-Verfahren verwendete Kamera verfügt über einen monochromatisch CCD-Chip mit  $N_H = 1344$  und  $N_V = 1024$  Bildelementen. Zur Erhöhung der Ausleserate und der Sensitivität können Bildelemente zu Gruppen zusammengefasst werden. In Abhängigkeit von der gewählten Bildelementverknüpfung  $P_{\square}$  werden die Ausleserate und die Sensitivität auf Kosten der Auflösung erhöht. In Tab. 4.5 ist dieser Zusammenhang für die verwendete Kamera dargestellt [112].

**Tabelle 4.5:** Zusammenhang zwischen Bildelementverknüpfung, Auflösung und Ausleserate.

Bildelementverknüpfung	Bildelemente	Ausleserate $f_{Bild} / Hz$ (max.)
$1 \times 1$	$1344 \times 1024$	8 (12,2)
$2 \times 2$	$672 \times 512$	16 (22,8)
$4 \times 4$	$335 \times 256$	28 (41,0)
$8 \times 8$	$168 \times 128$	45 (68,4)

Die Bildauflösung ist von der Ortsauflösung zu unterscheiden. Letztere stellt ein Maß für die Kontrastübertragungsfähigkeit von Objekt zu Bild als Funktion der sog. Ortsfrequenz  $f_{geo}$  (Einheit: Linienpaare/Millimeter) dar und wird mittels der Modulationsübertragungsfunktion (MTF) bestimmt. Die MTF wird standardmäßig für bildgebende Systeme angegeben [74] und kann maximal den Wert 1 annehmen. In diesem Fall werden einhundert Prozent der Intensitätsunterschiede eines Objekts im Bild erfasst. Die MTF einer CCD-Kamera ist eine Verteilung im Raum und hängt vom Blendenwert  $k_{BZ}$  des Objektivs sowie vom CCD-Chip der Kamera ab.

In Abb. 4.11 sind die Werte der MTF des Carl-Zeiss-Objektivs Makro-Planar T\* 2/50 für die Blendenwerte  $k_{BZ} = 2$  (Quadrate) und  $k_{BZ} = 5,6$  (Kreise) dargestellt [113]. An den Verläufen ist zu erkennen, dass größere MTF-Werte erzielt werden,



**Abbildung 4.11:** Modulationsübertragungsfunktion (MTF) des Objektivs Makro-Planar T\* 2/50 von Carl Zeiss für die Blendenwerte  $k_{BZ} = 2$  und  $k_{BZ} = 5,6$  sowie die MTF für den CCD-Chip der Kamera C8484-05C von Hamamatsu für vier Bildelementverknüpfungen.

wenn größere Blendenwerte eingestellt und kleine Ortsfrequenzen betrachtet werden. Letzteres impliziert, dass in Bezug auf die Bildelementgröße große Strukturen in den Bildern betrachtet werden dürfen. Dies gilt ebenfalls für den CCD-Chip, dessen MTF für die vier Bildelementverknüpfungen dargestellt sind. Der effektive MTF-Wert für das Messsystem errechnet sich aus dem Produkt beider MTF. Für das NWLED-IF-Messverfahren ist ein Wert größer als 0,98 anzustreben, weshalb  $f_{geo}$  in jedem Fall kleiner als  $20 LP \text{ mm}^{-1}$  ist.

#### 4.4.2 Abbildungsfehler

Die dominierenden Abbildungsfehler für das in Abschnitt 2.2.1 beschriebene optische System sind Verzeichnungsfehler aufgrund von Bewegung, die oft als Bewegungsunschärfe bezeichnet werden, sowie Verzeichnungsfehler, die aus der endlichen Schärfentiefe resultieren.

Ausgangspunkt für die Betrachtung der Abbildungsfehler ist die Darstellung des Photoobjektivs als eine dünne Einzellinse. Somit kann die Linsenabbildung über die Linsengleichung und die optischen Abstände beschrieben werden, vgl. [114]:

$$\frac{1}{f_{op}} = \frac{1}{b_{op}} + \frac{1}{g_{op}}. \quad (4.4)$$



Hierin ist  $f_{op}$  die Brennweite der Linse,  $b_{op}$  der Abstand zwischen Linse und Abbildungsschirm (CCD-Chip) und  $g_{op}$  der Abstand zwischen abgebildetem Objekt und der Linsenhauptebene. Desweiteren wird der Abbildungsmaßstab  $A_{op}$  als Verhältnis der Bildhöhe  $B_{op}$  zur Gegenstandshöhe  $G_{op}$  definiert, also:

$$A_{op} = \frac{B_{op}}{G_{op}} = \frac{b_{op}}{g_{op}}. \quad (4.4)$$

Durch Umformung von Gl. 4.4.2 unter Verwendung von Gl. 4.4.2 kann die Gegenstandsgröße in Abhängigkeit von der Gegenstandsweite  $g_{op}$  hergeleitet werden:

$$G_{op} = \left( \frac{g_{op}}{f_{op}} - 1 \right) B_{op}. \quad (4.4)$$

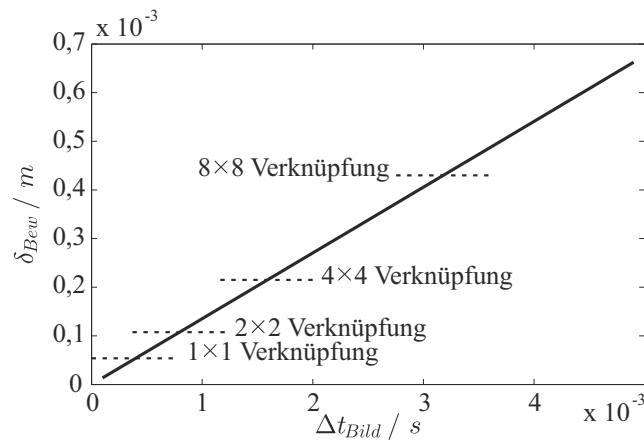
Das in den Messungen eingesetzte Carl-Zeiss-Objektiv hat eine Brennweite von  $f_{op} = 50 \text{ mm}$ . Unter der Annahme einer formatfüllenden Abbildung ist die Bildhöhe  $B_{op}$  gleich der halben Höhe des CCD-Chips,  $B_{op} = 6,6 \text{ mm}$ .

Bei der Anwendung des NWLED-IF-Messverfahrens am DN80-Optikmodul der FSI-Versuchsanlage wird die minimale Gegenstandsweite von  $365 \text{ mm}$  durch die Rohrgeometrie bestimmt. Nach Gl. 4.4.2 kann die Kamera entsprechend eine Gegenstandshöhe von  $42 \text{ mm}$  erfassen. Diese Konstellation wird als Nah-Konfiguration bezeichnet. Die Abbildung des gesamten Rohrrinnendurchmessers von  $72 \text{ mm}$  bedarf der Positionierung der Kamera auf eine Gegenstandsweite von  $600 \text{ mm}$  (Fern-Konfiguration). Der Abbildungsmaßstab  $A_{op}$  für die Nah- und die Fernkonfiguration lässt sich nach Gl. 4.4.2 bestimmen und beträgt  $0,15$  bzw.  $0,09$ . Für die weiteren Betrachtungen wird der mittlere Abbildungsmaßstab von  $0,12$  angenommen.

Die Aufzeichnung eines verwertbaren Bildes bedarf einer gewissen Zeitdauer, in der der CCD-Chip dem Licht ausgesetzt wird. Diese Zeitdauer wird Belichtungszeit bzw. Integrationszeit  $\Delta t_{int}$  genannt. Für die angestrebte Anwendung liegt sie im Bereich zwischen  $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  und  $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ . Die Bewegung des Fluids im Aufnahmebereich während der Belichtungszeit führt zu der Verzeichnung  $\delta_{Bew}$ . Die resultierende Unschärfe ist umso deutlicher sichtbar, je mehr Bildelemente davon betroffen sind. Sie kann unter Berücksichtigung der Rohrströmung in der FSI-Versuchsanlage abgeschätzt werden. Dafür wird die Annahme eines Massenstroms von  $0,5 \text{ kg s}^{-1}$  und einer mittleren Fluidtemperatur von  $150^\circ \text{ C}$  getroffen, woraus eine gemittelte Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}_{Bulk} = 0,135 \text{ m s}^{-1}$  resultiert, mit der die in Wandnähe sicht-

baren Strukturen konvektieren.

In Abb. 4.12 ist die Verzeichnung  $\delta_{Bew}$  in Abhängigkeit von der Belichtungszeit aufgetragen. Als zusätzliche Information sind die theoretischen Abmessungen der Bildelemente für die vier unterschiedlichen Bildelementverknüpfungen dargestellt, welche unter der Annahme eines Abbildungsmaßstabes von 0,12 berechnet wurden. Für Belichtungszeiten zwischen  $1 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  und  $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  ist die Verzeichnung in der Größe der Bildelemente. Ihr Einfluss auf die optische Abbildung ist damit als gering zu bewerten.



**Abbildung 4.12:** Bewegungsbedingte Verzeichnung  $\delta_{Bew}$  der Bildaufnahmen, aufgetragen über die Belichtungszeit  $\Delta t_{int}$ , im Vergleich zu den Bildelementgrößen für unterschiedliche Bildelementverknüpfungen.

Der zweite Verzeichnungsfehler, der hier betrachtet werden soll, steht im Zusammenhang mit der endlichen Schärfentiefe der Kamera. Für die Untersuchung der wandnahen Rohrströmung wird das Objektiv auf die Rohroberfläche fokussiert. Geometrisch betrachtet wird somit eine Zylinderoberfläche auf den CCD-Chip abgebildet. In einem Abbildungssystem mit rotationssymmetrischen, perfekten Linsen wird eine (mathematisch) dünne Ebene des Objektraums scharf auf den CCD-Chip abgebildet. Demzufolge hat die Schärfe keine Tiefeneigenschaft. Durch Einführung einer zulässigen Unschärfe (Unschärfedurchmesser  $\delta_{Scharf}$ ) erweitert sich diese hypothetische Ebene und erhält eine endliche Tiefe. Diese wird aus der Differenz der Objektweiten  $g_{op,fern}$  und  $g_{op,nah}$ , für die diese Unschärfe gerade noch gilt, berechnet. Es gilt nach [115]:

$$g_{op,nah} = \frac{-g_{op} \cdot f_{op}^2}{f_{op}^2 - \delta_{Scharf} \cdot k_{BZ} (-g_{op} + f_{op})}, \quad (4.5)$$

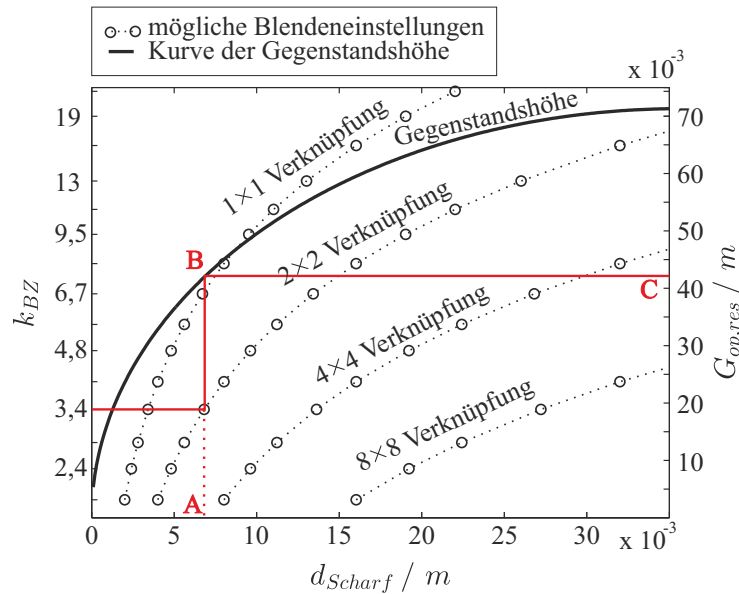
$$g_{op,fern} = \frac{-g_{op} \cdot f_{op}^2}{f_{op}^2 + \delta_{Scharf} \cdot k_{BZ} (-g_{op} + f_{op})}, \quad (4.6)$$

$$d_{Scharf} = g_{op,fern} - g_{op,nah}. \quad (4.7)$$

Mit der nach Gl. 4.7 bestimmten Schärfentiefe kann die resultierende Bildhöhe der Zylinderabbildung ermittelt werden. Unter der Annahme, dass der nächstgelegene Punkt der Zylinderoberfläche gerade noch die zulässige Unschärfe erfüllt, kann die resultierende Gegenstandshöhe als Funktion des Rohrrinnenradius  $R_i$  wie folgt dargestellt werden:

$$G_{op,res} = 2 \cdot \sqrt{(R_i^2 - (R_i - d_{Scharf})^2)}. \quad (4.7)$$

Bei einer Unschärfe  $\delta_{Scharf}$ , die der Bildelementverknüpfungsgröße entspricht, d. h. wenn die zulässige Verzeichnungsunschärfe gerade den Durchmesser eines Bildelements hat, ergeben sich die in Abb. 4.13 dargestellten Zusammenhänge zwischen der Gegenstandshöhe  $G_{op,res}$  und der Schärfentiefe  $d_{Scharf}$ .



**Abbildung 4.13:** Abhängigkeit der Schärfentiefe  $d_{Scharf}$  und der resultierenden Bildhöhe  $G_{op,res}$  von der Blendenzahl  $k_{BZ}$ , berechnet mit einem Abbildungsmaßstab von 0,12.

Auf Basis des Blendenwerts kann für die unterschiedlichen Bildelementverknüpfungen am Punkt A die Schärfentiefe abgelesen werden. Davon ausgehend wird über den Punkt B auf der Kurve der Gegenstandshöhe im Punkt C die effektive Gegenstandshöhe  $G_{op,res}$  abgelesen, für die die Bedingung an die Unschärfe erfüllt ist. Bei einem Abbildungsmaßstab von 0,12 wird die Zylinderoberfläche über eine Höhe

von  $G_{op} = 53 \cdot 10^{-3} m$  erfasst. Für das genannte Beispiel ist aus der Abbildung ersichtlich, dass für einen Blendenwert  $k_{BZ} = 3,4$  und der  $2 \times 2$ -Verknüpfung hiervon  $41,9 \cdot 10^{-3} m$  definitionsgemäß scharf abgebildet werden.

### 4.4.3 Aussteuerung

Der CCD-Chip der verwendeten Kamera wandelt Photonen in elektrische Ladungen um. Die Anzahl der generierten Ladungen pro Bildelement errechnet sich nach [116] zu:

$$N_{e^-} = \frac{I\lambda}{hc_0} \Delta t_{int} A \eta_I(\lambda). \quad (4.7)$$

Dabei ist die Energie eines Photons als der Quotient von Wellenlänge  $\lambda$  und dem Produkt aus der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  und dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$  definiert. Die (Licht-) Intensität  $I$  ist flächenbezogen sowie wellenlängenabhängig und wird in  $W/m^2$  angegeben. Die eingestrahelte Energie wird von einer Bildelementfläche  $A$  umgesetzt, welche eine wellenlängenabhängige Sensitivität besitzt, die durch den Quanteneffizienzfaktor  $\eta_I$  wiedergegeben wird.

Im Wellenlängenbereich zwischen  $550 \cdot 10^{-9} m$  und  $650 \cdot 10^{-9} m$  besitzt die Kamera eine Quanteneffizienz größer als 65 Prozent. Somit werden im statistischen Mittel 65 von 100 Photonen, die den CCD-Chip der Kamera erreichen, eine elektrische Ladung generieren und entsprechend auf dem Chip gespeichert werden. Die Anzahl der pro Zeiteinheit generierten Ladungen ist demnach proportional zur Anzahl der Photonen, die während der Belichtungszeit  $\Delta t_{int}$  auf ein Bildelement treffen.

Die akkumulierte Ladung wird mittels eines Verstärkers in einen proportionalen Spannungswert umgewandelt, verstärkt und wiederum in proportionale Digitalwerte konvertiert. Hierbei spricht man auch von der Aussteuerung  $X$ . Die für das Bildelement bestimmte Aussteuerung (ADU-Wert bzw. engl. counts) ist demnach direkt proportional zur Anzahl der generierten Ladungen  $N_{e^-}$  und es gilt

$$X = E_{Ver} E_{ADU} N_{e^-} + X_{Bias}. \quad (4.7)$$

Dabei ist  $E_{ADU}$  der Konvertierungsfaktor der CCD-Elektronik, der für industrielle Kameras nicht angegeben wird und deswegen experimentell bestimmt werden muss. Mit  $E_{Ver}$  wird der Verstärkungsfaktor des Nachverstärkers bezeichnet. Er ist für die vorliegende Kamera einstellbar. Mit  $X_{Bias}$  wird ein konstanter Digitalwert bezeichnet, der die auf elektronischer Seite voreingestellte Aussteuerung darstellt und

die Bildung von negativen Digitalwerten verhindert, die im positiven Zahlenraum des Bildspeicherformats nicht erfasst werden können. Um eine intensitätsproportionale Aussteuerung zu erhalten, muss  $X_{Bias}$  von  $X$  (Gl. 4.4.3) subtrahiert werden.

Angestrebt wird eine Aussteuerung  $X$  im Bereich  $X_{Bias} \ll X < 0,9 \cdot X_{max}$ , wobei  $X_{max}$  die maximale eindeutig erfassbare Aussteuerung der Bildelemente ist. Die Einstellung der gewünschten Aussteuerung kann durch die Variation einer Vielzahl von Systemparametern erreicht werden. So ist z. B. die Anzahl der detektierbaren (Fluoreszenz-) Photonen annähernd proportional zur Intensität der Anregungsquelle. Demzufolge soll eine möglichst hohe Leistungseinstellung der LED-Lichtquelle gewählt werden. Ein weiterer Parameter, der die Aussteuerung beeinflusst, ist der effektive Eintrittsdurchmesser der Blende im Objektiv, von dem die Anzahl der Photonen, die den CCD-Chip erreichen, abhängt. Diese Abhängigkeit wird mittels der Blendenzahl  $k_{BZ}$  gegeben, die als Quotient zwischen der Brennweite  $f_O$  und dem Eintrittsdurchmesser der Blende,  $d_{Blende}$ , definiert ist:

$$k_{BZ} = \frac{f_O}{d_{Blende}}. \quad (4.7)$$

Bei einer Verkleinerung des Blendenwerts um einen sog. Vollschrift wird die Fläche der freien Blendenöffnung und damit auch der Photonenstrom verdoppelt. Demnach wird die Aussteuerung, im Gegensatz zur Schärfentiefe, bei einer Erhöhung der Blendenzahl verringert.

Ein ähnliches Optimierungsproblem liegt auch bei der Belichtungszeit der Kamera vor. Die Verdopplung der Zeitdauer, in der Photonen in einem Bildelement Ladungen generieren, verdoppelt die Aussteuerung dieses Bildelements. Damit wird jedoch auch die Bewegungsunschärfe verdoppelt.

Eine substantielle Erhöhung der Aussteuerung kann unabhängig von der Belichtungszeit und der Blendenzahl über die Verwendung von Bildelementverknüpfungen erzielt werden. So beinhaltet eine  $2 \times 2$ -Verknüpfung vier Bildelemente und führt demnach zu einer Vervierfachung der Aussteuerung, weil die Ladungen von vier Bildelementen addiert werden. Die letzte Einstellmöglichkeit für die Aussteuerung in der Bilderfassungskette ist die Änderung des Verstärkungsfaktors  $E_{Ver}$ , welchem die Werte 1 oder 5 zugewiesen werden können. Im ersten Fall bleibt der Aussteuerungswert unverändert, wohingegen er im zweiten Fall verfünffacht wird.

Die vorgestellten Einflussmöglichkeiten auf die Aussteuerung anhand der Systempa-

parameter ermöglichen Aussagen über relative Änderungen, jedoch nicht die Vorhersage absoluter Aussteuerungswerte, weil die genauen Angaben zu  $E_{ADU}$  und  $X_{Bias}$  fehlen. Für die quantitative Bestimmung der Aussteuerung sowie des Rauschens wurden deshalb experimentelle Untersuchungen durchgeführt, mit deren Hilfe die fehlenden Systemrandbedingungen wie z. B.  $X_{Bias}$  ermittelt werden können. Dafür wurde das LED-IF-Messsystem am DN80-Optikmodul der FSI-Versuchsanlage installiert, der Druckraum mit Wasser gefüllt und das Glasrohr mit Rhodamin-B-Farbstoff mit einer Konzentration von  $3,3 \text{ mol dm}^{-3}$  gefüllt. In dieser Konfiguration liegen die gleichen optischen Bedingungen wie während des Anlagenbetriebs vor. Bei maximaler Anregungsintensität der LED wurden mit der Kamera 40 Bilder mit einer  $2 \times 2$ -Verknüpfung, Verstärkungsfaktor 1 und Blendenzahl 3,4 aufgenommen. Hierbei muss darauf hingewiesen werden, dass die Auswahl der Systemparameter für diese Kalibrierung unter der Annahme, dass das Kamerasystem ein lineares Übertragungssystem ist, beliebig erfolgen darf.

Für die hellsten Bildelemente (0,99-Perzentil) in den aufgenommenen Bildern der o. g. Konstellation wurde eine maximale Aussteuerung von zirka  $X = 3100 \text{ ADU}$  bestimmt. Ausgehend von diesem Wert können unter Berücksichtigung der beschriebenen Zusammenhänge die Aussteuerungen für unterschiedliche Versuchsparameter bestimmt werden.

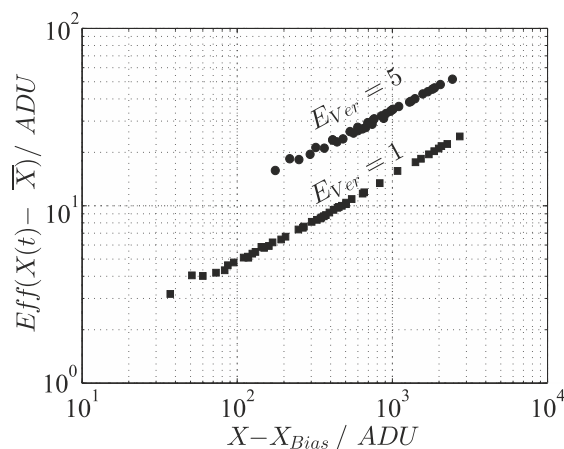
#### 4.4.4 Auflösung, Dynamikumfang und Rauschen

In Abhängigkeit von den gewählten Kameraeinstellungen und der Anregungsintensität der LED-Lichtquelle resultiert eine bestimmte Aussteuerung  $X$  der Bildelemente. Kernstück der Kameraelektronik ist ein hochstabiler und hochlinearer 12-bit Analog-zu-Digital-Umwandler, der das Auslesen der Aussteuerung  $X_{max} = 4095$  Digitalwerte (ADU) bei maximaler Intensität erlaubt. Damit ist gleichzeitig auch die Intensitätsauflösung des Messsystems mit  $1/4096$  festgelegt. Darüber hinaus ist zu berücksichtigen, dass die Messdaten neben dem Bias Rauschanteile beinhalten, die auch ohne Vorliegen einer Lichtintensität größer Null zu einer Aussteuerung  $X_{min}$  führen. Werden die drei o. g. Größen in Relation zueinander gesetzt, resultieren daraus drei Kennzahlen, die das Messsystem charakterisieren:

$$\hat{X}_{rel} = \frac{X}{X_{max}}; \quad \hat{X}_{Dyn} = \frac{X_{max}}{X_{min}}; \quad \hat{X}_{SRV} = \frac{X}{X_{min}}. \quad (4.8)$$

Die sogenannte relative Aussteuerung  $\hat{X}_{rel}$  setzt die Aussteuerung im Bildelement  $X$  ins Verhältnis zur maximalen Aussteuerung  $X_{max}$ . Somit kann sie Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Aufgrund möglicher Leistungsschwankungen der LED sollte dieser Wert unter 0,9 liegen. Die zweite Gleichung definiert die Dynamik  $\hat{X}_{Dyn}$  als das Verhältnis der maximal möglichen Aussteuerung  $X_{max}$  zur rauschbedingten minimalen Aussteuerung  $X_{min}$ . Der Wert ist für reale Systeme immer kleiner als  $X_{max}$ . Er sollte möglichst groß sein, da dies geringe Rauschwerte impliziert. Die Dynamik bzw. der Dynamikumfang ist eine in Datenblättern angegebene Größe, welche im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch nicht durch die Anzahl der Elektronen bestimmt wurde. Von weitaus größerem Interesse ist  $\hat{X}_{SRV}$ , welche die reale Aussteuerung im Bildelement zur minimalen Aussteuerung  $X_{min}$  ins Verhältnis setzt. Dabei ist die minimale Aussteuerung  $X_{min}$  die Summe von Bias  $X_{Bias}$  und Rauschen  $X_{Rausch}$ . Deshalb wird  $\hat{X}_{SRV}$  oft auch als Signal-Rausch-Verhältnis bezeichnet. Um dieses auswerten zu können, muss der Betrag von  $X_{min}$  quantifiziert werden.

Das Rauschen in CCD-Kameras setzt sich aus drei Quellen zusammen: das CCD-Rauschen, das Verstärkerrauschen und das Photonenrauschen. Beim CCD- und Verstärkerrauschen handelt es sich um Rauschquellen, die unabhängig von der gemessenen Intensität sind und auf dem CCD-Chip sowie in der Verstärkerelektronik auftreten. Ihre Summe wird bestimmt, indem Dunkelbilder bei geschlossenem Objektivdeckel aufgenommen werden. Die entsprechende Messung ergibt für die  $2 \times 2$ -Verknüpfung der Bildelemente einen Rauschwert von  $1,95 \pm 0,05$  für den Verstärkungsfaktor  $E_{Ver} = 1$  sowie einen Rauschwert von  $9,3 \pm 0,2$  für den Verstärkungsfaktor  $E_{Ver} = 5$ .



**Abbildung 4.14:** Abhängigkeit des Rauschens von der detektierten Aussteuerung im Bildelement bei maximaler Anregungsintensität der LED.

Das Photonenrauschen hat seinen Ursprung in der zufälligen Natur des Lichteintritts in das Objektiv (Lichtstromvariation) und ist proportional zur gemessenen Intensität. Bestimmt wird es durch Variation der Belichtungszeit, des Verstärkungsfaktors sowie der Bildelementverknüpfung bei gleichzeitig unveränderter Beleuchtung. Der Effektivwert der Aussteuerungsschwankungen  $((X(t) - \bar{X})^2)^{1/2}$  wird berechnet und dem Photonenrauschen  $X_{SRV}$  gleichgesetzt.

In Abb. 4.14 sind alle Aussteuerungswerte für unterschiedliche Parametersätze dargestellt. Während der Unterschied in den Verstärkungsfaktoren zu einer deutlichen Differenz in den Rauschwerten führt, kann der Einfluss der Bildelementverknüpfung ( $1 \times 1$  und  $2 \times 2$ ) vernachlässigt werden. Die Messdaten wurden mittels Potenzfunktionen angenähert. Diese haben für die beiden Verstärkungsfaktoren die folgenden Formen:

$$X_{RMS}(X, E_{Ver} = 1) = Eff(X'(X, E_{Ver} = 1)) = 10^{(0,48251 \cdot \log_{10}(X) - 0,28217)} \quad (4.9)$$

$$X_{RMS}(X, E_{Ver} = 5) = Eff(X'(X, E_{Ver} = 5)) = 10^{(0,45308 \cdot \log_{10}(X) + 0,17675)} \quad (4.10)$$

#### 4.4.5 Wahl der Versuchsparameter

Auf Basis der beschriebenen Bewertungsgrößen können unterschiedliche Messparametersätze sowie die Qualität der mit ihnen erzielbaren Bilddaten beurteilt werden. In Tab. 4.6 wurden vier Parametersätze, P1 bis P4, zusammen mit den unterschiedlichen Aussteuerungsverhältnissen aufgelistet. Tab. 4.7 enthält zusätzlich die Verzerrungsfehler für diese Parametersätze, die sich nach den im Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Gesetzmäßigkeiten berechnen lassen.

**Tabelle 4.6:** Berechnete relative Aussteuerungen  $\hat{X}_{rel}$ , abgeleitet für unterschiedliche Messparametersätze und für vier Bildelementverknüpfungen.

Nr.	Verkn.	$k_{BZ}$	$t_{Bild}$ <i>ms</i>	$E_{Ver}$	$f_{Bild}$ <i>Hz</i>	$X - X_{Bias}$ <i>ADU</i>	$\hat{X}_{rel}$
P1	$1 \times 1$	3,4	3,8	5	12,2	3444	0,89
P2	$2 \times 2$	3,4	0,95	5	16	3444	0,89
P3	$4 \times 4$	3,4	1,2	1	28	3480	0,90
P4	$8 \times 8$	8	1,2	1	45	3480	0,90

Das Ergebnis der Parametervariation hängt von den Gewichtungen der einzelnen Optimierungsgroßen ab. Letzte ist vom Anwender abhängig. Ausgehend von der Bildelementverknüpfung werden die Blendenzahl und die Belichtungszeit variiert, um die



Aussteuerung  $\hat{X}_{rel}$  zu maximieren. Daraus resultiert ein minimales Signal-Rausch-Verhältnis  $\hat{X}_{SRV}$  und leiten sich die Verzeichnungsfehler ab. Die Parametersätze P1 bis P4 stellen jeweils einen optimierten Parametersatz für die jeweilige Bildelementverknüpfung dar. Für die NWLED-IF-Messungen an der FSI-Versuchsanlage wurde auf Basis dieser Daten der Parametersatz P2 gewählt.

**Tabelle 4.7:** Berechnete effektive Aussteuerungen  $\hat{X}_{eff}$ , Signal-Rausch-Verhältnisse  $\hat{X}_{SRV}$  und Verzeichnungsfehler für die Parametersätze P1 bis P4.

Nr.	$\hat{X}_{eff}$	$\hat{X}_{SRV}$	$X_{RMS}$	$\delta_{Bew}$ <i>mm</i>	$\delta_{Scharf}$ <i>mm</i>	$B_{op,res}$ <i>mm</i>
P1	15,7	14,0	60,2	0,51	0,05	30,40
P2	15,7	14,0	60,2	0,13	0,11	41,90
P3	18,1	16,2	26,7	0,16	0,21	53,00
P4	18,1	16,2	26,7	0,16	0,43	53,00

## 4.5 Auswertungsverfahren

### 4.5.1 Kreuzkorrelation

Die quantitative Auswertung der normierten Bilddaten hinsichtlich der Geschwindigkeit und räumlichen Ausdehnung von großräumigen Strukturen basiert auf der Korrelation von digitalisierten Intensitätsinformationen. Die Definition der Kreuzkorrelation zweier zeitlicher Verläufe von Intensitätsskalaren,  $I_1(t)$  und  $I_2(t)$ , lautet [117]:

$$R(\tau_t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t)I_2(t + \tau_t)dt. \quad (4.10)$$

Hierin ist  $\tau_t$  die zeitliche Verschiebung zwischen  $I_1$  und  $I_2$ . Die Bilddaten liefern räumlich und zeitlich diskrete Intensitätsinformationen, d. h. die Intensitätswerte (Aussteuerungswerte)  $X[x, y]$  zu den diskreten Zeitpunkten  $i$  für eine Anzahl von Bildern,  $N_{Bild}$ . Hiermit kann man den Übergang vom Integral zu einer Summe vollziehen. Unter Berücksichtigung einer Normierung mit den Effektivwerten von  $X[x, y]$  über alle Zeitpunkte kann die Korrelation von Bildelementen wie folgt angenähert werden [118]:

$$R(x, y, \Delta x, \Delta y, \tau_t) \approx \frac{\sum_{i=1}^{N_{Bild}} X[x, y, i]X[x + \Delta x, y + \Delta y, i + \tau_t]}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_{Bild}} (X[x, y, i])^2 \sum_{i=1}^{N_{Bild}} (X[x + \Delta x, y + \Delta y, i])^2}}. \quad (4.10)$$

Hierbei wird das Bildelement  $[x, y]$  mit dem Bildelement  $[x + \Delta x, y + \Delta y]$  korreliert. Der Korrelationskoeffizient  $R(x, y, \Delta x, \Delta y, \tau_t)$  kann maximal den Wert 1 und insgesamt  $N_{Bild}$  Werte annehmen.

In der Nachrichtentechnik wird die Kreuzkorrelation genutzt, um Signallaufzeiten zu bestimmen. In gleicher Weise kann die Zeitverschiebung bestimmt werden, die zwischen den Intensitätsänderungen der Bildelemente  $[x, y]$  und  $[x + \Delta x, y + \Delta y]$  vorliegt. Hierfür wird das Maximum der Korrelationsfunktion bestimmt. Der korrespondierende Wert von  $\tau_t$  ist die Zeitverschiebung zwischen diesen Ereignissen [117]. Entsprechend wird der Korrelationskoeffizient  $R_{xy}$  definiert:

$$R_{xy}(x, y) = \max\{R(x, y, \Delta x, \Delta y, \tau_t)\}. \quad (4.10)$$

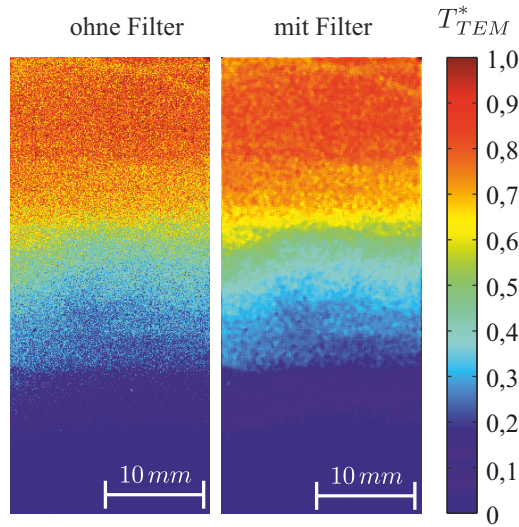
Die Matrix  $R_{xy}$  enthält die maximalen Korrelationswerte für die Korrelationen aller Bildelemente mit dem Bildelement  $[x, y]$ . Dementsprechend wird die Zeitverschiebungsmatrix  $\tau_{t,xy}[x, y]$  als jene Matrix definiert, für die gilt:

$$R_{xy}(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^{N_{Bild}} X[x, y, i]X[x + \Delta x, y + \Delta y, i + \tau_{t,xy}]}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_{Bild}} (X[x, y, i])^2 \sum_{i=1}^{N_{Bild}} (X[x + \Delta x, y + \Delta y, i])^2}}. \quad (4.10)$$

Die Matrix enthält für jedes Bildelement den Zeitverschiebungswert, für den die Kreuzkorrelation bei gegebenen  $x, y, \Delta x$  und  $\Delta y$  maximal ist. Die Division des Abstands zweier betrachteter Bildelemente durch den Zeitverschiebungswert liefert, unter der Annahme einer quasistationären Natur der Mischungszone (Theorie eingefrorener Strukturen), die wahrscheinliche Phasengeschwindigkeit der enthaltenen Strukturen.

#### 4.5.2 Medianfilterung der Bilddaten

Mit dem Ziel, das Rauschen in den Bilddaten zu reduzieren, wird eine zweidimensionale Medianfilterung der digitalisierten Intensitätsverteilungen vorgenommen. Das körnige Bildrauschen, das durch die Variation der individuellen Bildelementeaussteuerung verursacht wird, wird mit einer  $5 \times 5$ -Filtermatrix ausgeglichen (Tiefpass-Filterung), was zu einer Glättung der Temperaturverteilung führt. Durch diese Bildoperation wird die nichtphysikalische Variation der Aussteuerung aus den Daten entfernt, ohne dabei die thermofluidodynamisch bedingte Variation des wandna-



**Abbildung 4.15:** Falschfarbendarstellung der experimentell bestimmten Momentaufnahmen der  $\Delta T_{TEM}$ -normierten Temperaturverteilung mit und ohne Anwendung des Median- $5 \times 5$ -Filters.

hen Temperaturfelds zu ändern. Die Größe der Filtermatrix in Bildelementen muss an die kleinste zu erfassende Struktur angepasst sein. Für einen Abbildungsmaßstab von 0,12 (vgl. Abschnitt 4.4.2) beträgt die räumliche Ausdehnung des  $5 \times 5$ -Filteroperators bei der Highsense-MKII-Kamera zirka  $0,26 \cdot 10^{-3} m$  und wird unter der Annahme angewendet, dass es keine kleineren Strömungsstrukturen von Interesse gibt.

Als repräsentatives Beispiel für die oben beschriebene Vorgehensweise ist die Bildaussteuerung einer beliebigen Momentaufnahme in Temperaturinformationen umgerechnet und in Abb. 4.15 in normierter Form dargestellt. Die Normierung erfolgt analog zu Gl. 1.9, in der an Stelle von Haupt- und Nebenstrangtemperatur die minimale und maximale Temperatur  $T_{TEM}$  von den 24 TE im Thermoelementmodul eingesetzt werden.

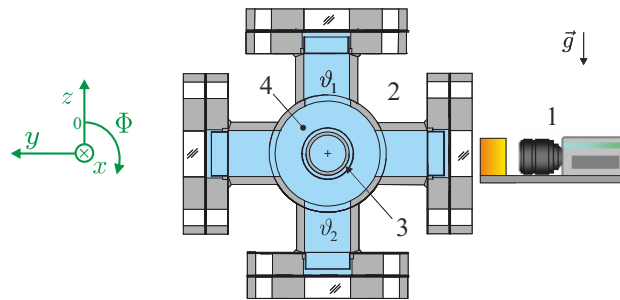
$$T_{TEM}^* = \frac{T_{flu} - \min(T_{TEM})}{\max(T_{TEM}) - \min(T_{TEM})}. \quad (4.10)$$

## 4.6 Messunsicherheit des Messverfahrens

### 4.6.1 Optische Bedingungen im Druckraum

Die Optikmodule mit ihren Schauglasflanschen und wassergefüllten Druckräumen können aufgrund von temperaturbedingten Dichteveränderungen des Fluids einen si-

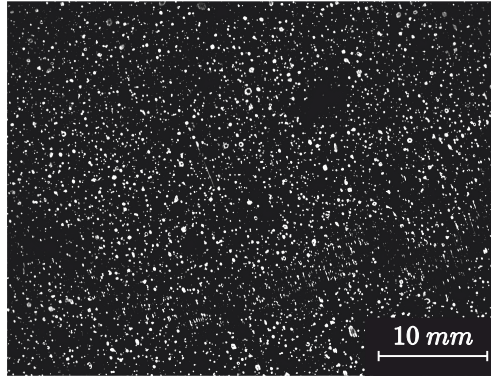
gnifikanten Einfluss auf das Messergebnis haben. Während das DN40-Optikmodul relativ kleinen Temperaturänderungen ausgesetzt ist, wird das DN80-Optikmodul von erwärmtem Fluid durchströmt. Die Erwärmung des Rohrs im Modul während eines Versuchs führt zu einem Temperaturunterschied zwischen seiner Oberfläche und dem Wasser im Druckraum. Wärme wird an das Druckraumfluid abgegeben, wodurch sich eine Naturkonvektion im Modul einstellt. Letztere verursacht eine im zeitlichen Mittel quasistationäre thermische Schichtung und bewirkt darüber hinaus turbulente Temperaturschwankungen. Die Temperatur- bzw. Dichteunterschiede bedingen wiederum Brechungsindexdifferenzen, deren Einfluss auf die Messergebnisse quantifiziert werden muss. In Anlehnung an das Hintergrundschlierenverfahren (siehe z. B. [119]) wurden zufällige Punktmuster für die Bestimmung der Lichtstrahl- ablenkung bei der Durchquerung des Druckraums verwendet.



**Abbildung 4.16:** Schematischer Versuchsaufbau zur Quantifizierung des Einflusses der optischen Bedingungen im Druckraum des DN80-Optikmoduls mittels eines Stahlrohrs und eines Kamerasystems.

Der in Abb. 4.16 dargestellte Kameraaufbau für die Quantifizierung der Lichtstrahl- ablenkung im Druckraum des DN80-Optikmoduls ist derselbe wie für das NWLED- IF-Verfahren. Lichtquelle und Kamera (1) sind coaxial in das Optikmodul (2) eingekoppelt. An Stelle eines Glasrohres leitet ein Stahlrohr (3) das beheizte Fluid durch den Druckraum (4), der mit Wasser gefüllt ist und dessen Oberflächentemperatur mittels zweier TE ( $\vartheta_1$  und  $\vartheta_2$ ) erfasst wird. Mit fluoreszierendem Lack wurde auf die Oberfläche des Stahlrohrs ein zufälliges Punktmuster aufgebracht, auf das die Kamera fokussiert ist.

Die feinen Farbstofftröpfchen sehen den Partikelbildern des PIV-Messverfahrens ähnlich, sodass der Verschiebungsvektor  $\vec{l}$  aus deren scheinbarer Bewegung aufgrund von variierenden Brechungsindexgradienten mittels Korrelationsalgorithmen bestimmt werden kann. Die daraus berechneten Beträge entsprechen der über den Strahlweg integrierten mittleren Lichtstrahlablenkung  $\langle l_x \rangle$  bzw.  $\langle l_y \rangle$  senkrecht



**Abbildung 4.17:** Momentaufnahme der strukturierten Stahlrohroberfläche.

zur Kameraebene. Dies gilt im Weiteren für alle gemessenen Verschiebungswerte, weshalb die verkürzte Schreibweise ohne spitze Klammern gewählt wird.

In Abb. 4.17 ist eine Momentaufnahme der strukturierten Rohroberfläche dargestellt. Der Fokus des Kamerasystems wurde derart gewählt, dass der kameranächste Teil des Edelstahlrohrs scharf abgebildet wurde. Der resultierende Abbildungsmaßstab betrug 0,16, sodass die Hälfte der Rohrhöhe erfasst wurde.

Für den dargestellten Bildbereich wurden die Verschiebungsvektoren für Hauptstrangtemperaturen  $\vartheta_h$  zwischen  $20^\circ\text{C}$  und  $143^\circ\text{C}$  bei einem Systemdruck von  $3\text{ MPa}$  bestimmt. Für jedes Temperaturniveau wurden 1000 Bilder mit einer Bildrate von  $9\text{ Hz}$  aufgezeichnet. Zeitgleich sind die Oberflächentemperaturen auf der Oberseite,  $\vartheta_1$ , und der Unterseite,  $\vartheta_2$ , des Optikmoduls erfasst worden.

**Tabelle 4.8:** Versuchsparameter für die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Lichtstrahlableitung im DN80-Optikmodul mittels eines Stahlrohrs mit strukturierter Oberfläche.

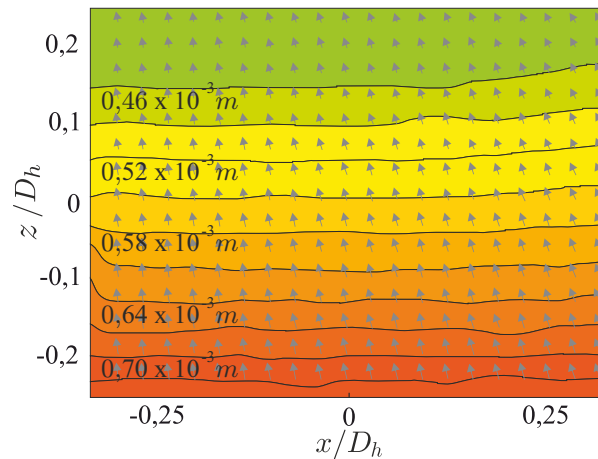
Experiment	$\dot{m}_h$ <i>kg/s</i>	$\vartheta_h$ $^\circ\text{C}$	$\dot{m}_n$ <i>kg/s</i>	$\vartheta_n$ $^\circ\text{C}$	$\vartheta_1$ $^\circ\text{C}$	$\vartheta_2$ $^\circ\text{C}$	$\vartheta_1 - \vartheta_2$ <i>K</i>	$\vartheta_{Modul}$ $^\circ\text{C}$
E1	0,4	26	0,1	21	23	22	1	23
E2	0,4	75	0,1	22	62	44	18	53
E3	0,4	140	0,1	21	109	73	36	91
E4	0,4	142	0,1	21	114	81	33	98
E5	0,5	143	0,1	21	120	91	29	106

Die Versuchsparameter für fünf ausgewählte Experimente sind in Tab. 4.8 in chronologischer Reihenfolge, entsprechend dem Aufwärmvorgang, zusammengefasst worden. Als zusätzliche Größe ist die Modultemperatur  $\vartheta_{Modul}$  angegeben, die wie folgt

definiert wurde:

$$\vartheta_{Modul} = \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} + \vartheta_2. \quad (4.10)$$

An den Messdaten ist zu erkennen, dass in Messung E5 eine maximale Hauptstrangtemperatur von  $\vartheta_h = 143^\circ C$  erreicht wird. Aufgrund des Wärmeverlustes über die Oberfläche des Optikmoduls ist es nicht möglich, den isothermen Zustand der Fluide im Hauptstrang und Druckraum zu erreichen. Die Modultemperatur  $\vartheta_{Modul}$  steigt asymptotisch gegen einen Endwert, sodass sich nach langen Wartezeiten eine konstante Temperaturdifferenz einstellt. Nach der Aufheizphase (E1 und E2) wurde die Hauptstrangtemperatur für zwei Stunden nahezu konstant gehalten (E3 bis E5). Die Temperaturdifferenz  $\vartheta_1 - \vartheta_2$  erreichte ihr Maximum am Ende der Aufheizphase (E3) und fiel anschließend auf einen konstanten Wert von  $29 K$ .

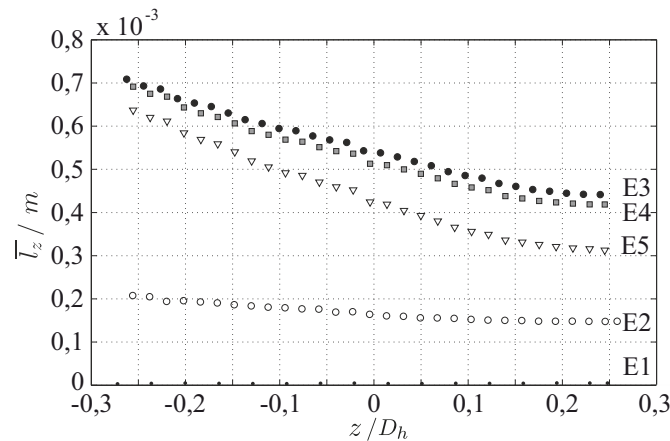


**Abbildung 4.18:** Lokale mittlere Verschiebungsvektoren und Konturdarstellung der lokalen mittleren Verschiebungsvektorbeträge bei Versuch E3.

In Abb. 4.18 ist beispielhaft das zeitlich gemittelte Vektorfeld der optischen Verschiebungen und eine Konturflächendarstellung der Verschiebungsbeträge für den Versuch E5 veranschaulicht. Darin ist die Verschiebung  $l_z$  in vertikaler Richtung deutlich dargestellt. Punkte im unteren Bildbereich erscheinen um  $0,7 \cdot 10^{-3} m$  nach oben verschoben, solche im oberen Bildbereich sind um  $0,4 \cdot 10^{-3} mm$  nach oben versetzt. Am variierenden Abstand der Isolinien ist zu erkennen, dass der Gradient der vertikalen Verschiebungen nicht konstant ist. Letzteres ist ebenfalls an den Verläufen der Verschiebungswerte auf der vertikalen Halbachse der Digitalbilder in Abb. 4.19 sichtbar. Aus den aufgeführten Versuchen ist ersichtlich, dass aus größeren Temperaturunterschieden größere optische Verzerrungen resultieren.

Für die Anwendung des NWLED-IF-Verfahrens können aus den vorliegenden Ver-

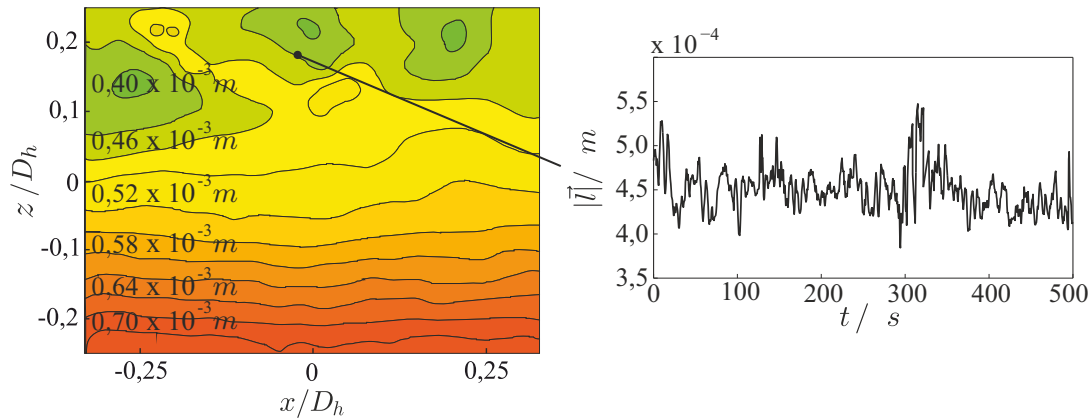
suchsergebnissen folgende Erkenntnisse gewonnen werden: Für Hauptstrangtemperaturen zwischen  $20^\circ\text{C}$  und  $143^\circ\text{C}$  ist von einer zeitlich gemittelten optischen Verschiebung  $\bar{l}_x$  zwischen  $0,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  und  $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  in vertikaler Richtung auszugehen. Die gemittelten horizontalen Verschiebungsbeträge  $\bar{l}_y$  sind im Vergleich kleiner und erreichen maximal  $0,25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ . Die optischen Verschiebungen können nicht korrigiert werden, weshalb die gemessenen Intensitätsinformationen  $X^*$  mit einer lokalen richtungsabhängigen Unschärfe  $\delta$  verknüpft sind. Für Messungen im kartesischen Koordinatensystem mit der vorgestellten Orientierung des Optikmoduls gilt, dass die axialen Positionsangaben einen systematischen Fehler  $\delta_x = {}_{-1}^{+0} \cdot 10^{-3} \text{ m}$  haben. Bei den vertikalen Positionsangaben muss ein systematischer Fehler von  $\delta_z = \pm 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  berücksichtigt werden.



**Abbildung 4.19:** Beträge der mittleren vertikalen Verschiebungen  $\bar{l}_z$  auf der vertikalen Halbchse der Digitalbilder für die Versuche E1 bis E5.

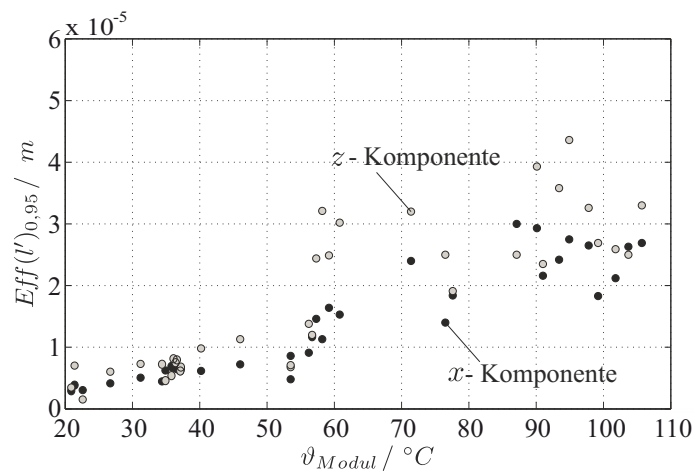
Die Naturkonvektion im Druckraum ist mit turbulenten Schwankungen des Temperaturfelds verbunden. Im Bereich oberhalb der Rohrachse können zusammenhängende Zonen beobachtet werden, in denen die lokalen Verschiebungen vom zeitlichen Mittelwert deutlich abweichen. Diese Regionen werden mit heißen Fluidballen assoziiert, die sich von der beheizten Rohroberfläche ablösen und im Modul aufsteigen. In Abb. 4.20 ist exemplarisch aus dem Experiment E3 ein Standbild des Verschiebungsfeldes mit Fluidballen sowie der zeitliche Verlauf für einen beliebig gewählten Bildbereich in der oberen Bildhälfte wiedergegeben.

Aus den zeitlichen Verläufen können für die einzelnen Betrachtungsbereiche der Korrelation die Verteilungen der Effektivwerte der beiden Komponenten  $Eff(l'_x(x, z))$  und  $Eff(l'_z(x, z))$  von  $\vec{l}(x, z)$  bestimmt werden. Für die quantitative Auswertung aller Versuche werden die Verteilungen der Wahrscheinlichkeitsdichte für die je-



**Abbildung 4.20:** Standbild des instationären Verschiebungsfeldes und zeitliche Änderung der optischen Verschiebungen in einem Bildbereich aus dem Experiment E3.

weiligen Schwankungskomponenten ausgewertet und als Vergleichsgröße die 0,95-Quantile notiert. Für die in Abb. 4.20 dargestellte Verteilung ergibt sich  $Eff(l'_x)_{0,95} = 2,16 \cdot 10^{-5} m$ . Diese Angabe besagt, dass in 95 % aller Bildbereiche die Effektivwerte der Schwankungen kleiner oder gleich diesem Wert waren. Im Vergleich zu einer Maximalwertangabe (höchste Wert im Bildbereich) ist die Angabe des 0,95-Quantils robuster gegenüber Fehlauswertungen und extremen Einzelereignissen.



**Abbildung 4.21:** 0,95-Quantile der Effektivwerte der optischen Schwankungskomponenten  $l'_x$  und  $l'_z$  im Druckraum des DN80-Optikmoduls als Funktion der Modultemperatur, bestimmt mittels eines Stahlrohrs mit strukturierter Oberfläche.

Die Auswertung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Schwankungen im Druckraum bei unterschiedlichen Modultemperaturen  $\vartheta_{Modul}$  ist in Abb. 4.21 dargestellt. In den beiden zugrundeliegenden Versuchsreihen wurde die FSI-Versuchsanlage bis zu einer maximalen Hauptstrangtemperatur von  $\vartheta_h = 143^\circ C$  gefahren. Die Mo-



dultemperatur  $\vartheta_{Modul}$  erreichte hierbei in Versuch E5 ihr Maximum von  $106^\circ C$ . Bei Raumtemperatur sind die Effektivwerte der Schwankungskomponenten kleiner als  $1 \cdot 10^{-5} m$ . Die Werte werden mit steigender Hauptstrang- und Modultemperatur größer und weisen eine lineare Charakteristik auf. Die Steigung der Regressionsgeraden der axialen Schwankungen beträgt  $3 \cdot 10^{-7} m K^{-1}$ . Die vertikalen Schwankungen sind in vielen Messungen größer und besitzen eine Steigung größer als  $4 \cdot 10^{-7} m K^{-1}$ , weshalb allgemein festgehalten werden kann, dass für Modultemperaturen  $\vartheta_{Modul}$  zwischen  $60^\circ C$  und  $110^\circ C$  die Effektivwerte beider Schwankungskomponenten oberhalb von  $1 \cdot 10^{-5} m$  liegen und einen Wert von  $6 \cdot 10^{-5} m$  nicht überschreiten. Die Variation des Hauptstrangmassenstroms  $\dot{m}_h$  zwischen  $0,4 kg s^{-1}$  und  $0,6 kg s^{-1}$  ließ keine Unterschiede in den Schwankungen im Druckraum erkennen.

### Optische Randbedingungen der Optikmodule

Trifft Licht auf Grenzflächen transparenter Körper mit unterschiedlichen Brechungsindizes, so wird ein Teil des Lichts reflektiert. Der transmittierte Anteil ergibt sich aus der Differenz der eingestrahnten und der reflektierten Intensität. Die Optikmodule beinhalten mehrere dieser Grenzflächen. Um beurteilen zu können, welche effektive Anregungsintensität an der Messstelle im Modul zur Verfügung steht und welchen Einfluss Temperaturänderungen haben, muss die Gesamttransmission bestimmt werden.

Für die Anwendung der NWLED-IF-Methode wird die Einfallsrichtung des Anregungslichts mit einem Spiegel senkrecht zum Schauglasflansch ausgerichtet, damit dieses in den Druckraum eindringen kann. In dieser Konfiguration errechnet sich der Transmissionsgrad  $T_I$  an der Grenzfläche zweier Medien mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$  nach folgender Beziehung [78]:

$$T_I = \frac{4 n_2 n_1}{(n_2 + n_1)^2}. \quad (4.11)$$

Für eine grundlegende Abschätzung werden die Absorptions- und Dispersionseigenschaften der Medien vernachlässigt, da die relativen Änderungen der Brechungsindizes für Wellenlängen zwischen  $500 \cdot 10^{-9} m$  und  $700 \cdot 10^{-9} m$  kleiner als zwei Prozent sind. Das Licht der LED tritt von Luft ( $n_{Luft} \approx 1$ ) in das Schauglas aus Borosilikat ( $n_{Borosilikat} \approx 1,473$  [120]) und anschließend in das Wasser  $n_{Wasser}(\vartheta_{Modul})$  im Druckraum ein. Vom Druckraum geht es auf das Glasrohr aus Quarzglas ( $n_{Quarzglas} \approx 1,46$

[120]) über und tritt in das Fluid des Hauptstrangs  $n_{Wasser}(\vartheta_h)$  ein. Wasser besitzt als einziges der genannten Medien eine nicht zu vernachlässigende Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex, weshalb der Transmissionsgrad für unterschiedliche Temperaturen berücksichtigt werden muss. In einem System, in dem alle Medien Umgebungstemperatur haben, errechnet sich aus Gl. 4.11 eine Gesamttransmission von 95,7 Prozent. Geht man in einem zweiten Szenario von einer Hauptstrangtemperatur von  $280^\circ C$  und einer mittlere Temperatur von  $200^\circ C$  für das Fluid im Druckraum aus, so ergibt sich eine Gesamttransmission von 94,8 Prozent. Diese Beispiele zeigen, dass die Temperaturunterschiede der Fluide einen relativ kleinen Einfluss auf die Transmission nehmen. In guter Näherung kann davon ausgegangen werden, dass die effektive Anregungsintensität an der Messstelle im Glasrohr des Optikmoduls unabhängig von der Temperaturrandbedingung ist und zirka 95 Prozent der Ausgangsintensität beträgt.

#### 4.6.2 Bestimmung der Messunsicherheit

Die Messunsicherheit des thermometrischen NWLED-IF-Verfahrens setzt sich aus systematischen Messabweichungen  $\delta$  und zufälligen Messabweichungen  $\sigma$  zusammen. Die Messabweichungen bei der Temperaturbestimmung haben ihren Ursprung in den Messunsicherheiten bei der Detektion der Fluoreszenzintensität  $I_{flu}$  und der Variation der Anregungsintensität  $I_{an}$ . Letztere kann sowohl eine Änderung über die Zeit als auch über den Ort beinhalten.

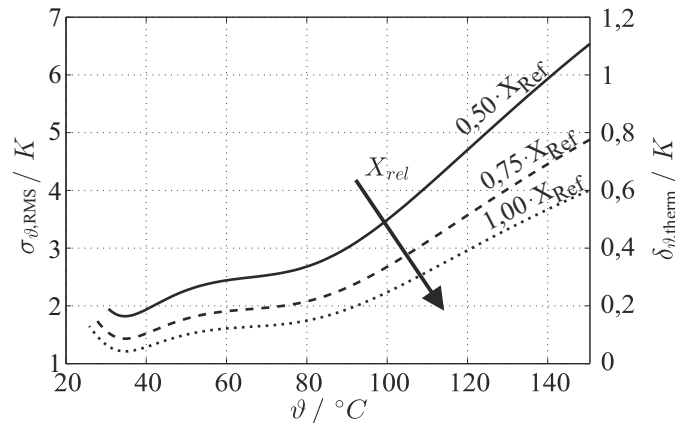
Der Zusammenhang zwischen der normierten Aussteuerung  $X^*$  der Bildelemente in der Kamera und der Temperatur  $\vartheta$  ist durch die Skalierungsfunktion  $f_\vartheta$ , Gl. 4.3.5, approximiert. Die Fortpflanzung der zufälligen Fehler wird aus der Summe der Ableitungen der Skalierungsfunktion nach einer ihrer Abhängigen  $x_i$ , multipliziert mit den jeweiligen Standardabweichungen, berechnet [121]:

$$\sigma_{ges} = \sqrt{\sum_i \left( \frac{\partial f_\vartheta(X^*(x_i))}{\partial x_i} \cdot \sigma_i \right)^2}. \quad (4.12)$$

Für die Bestimmung des Beitrags des Photonenrauschens (siehe Abschnitt 4.4.4) wird  $x_i = X_{RMS}$  gesetzt. Die Berechnung der resultierenden Messabweichung für ein einzelnes Bildelement,  $\sigma_{\vartheta,RMS}$ , bei  $E_{Ver} = 5$  bei drei unterschiedlichen relativen Aussteuerungen ergibt die in Abb. 4.22 dargestellten Kurven, welche eine Unsicher-

heit von zirka  $\pm 0,25 K$  beinhalten.

Für Farbstofftemperaturen unterhalb von  $90^\circ C$  beträgt in den Bildbereichen, die eine relative Aussteuerung  $X_{rel}$  größer als 0,5 beinhalten, die Messunsicherheit weniger als  $\pm 3 K$ . Oberhalb dieser Temperatur ist die Unsicherheit größer und liegt zwischen  $\pm 4 K$  und  $\pm 7 K$ .



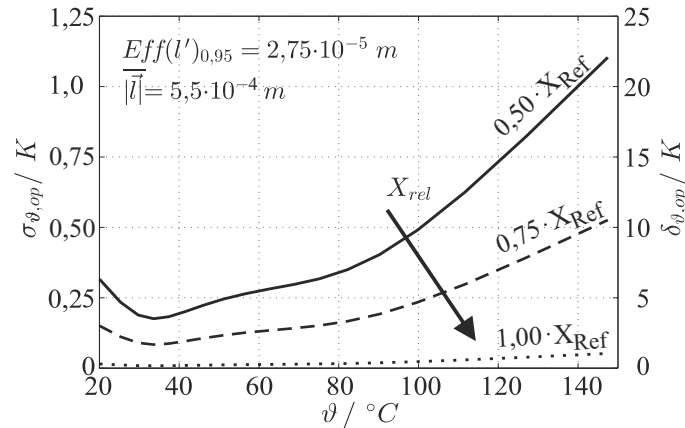
**Abbildung 4.22:** Systematische und zufällige Anteile der Messabweichung des eingesetzten thermometrischen NWLED-IF-Messverfahrens ohne Berücksichtigung der optischen Verschiebungen.

In Bildbereichen mit  $X_{rel} < 0,5$  fallen die Messfehler deutlich größer aus als im Aussteuerungsmaximum, da diese der Funktion  $1/X$  folgen. Bildelemente mit einer relativen Aussteuerung kleiner als 0,5 werden deshalb aus der quantitativen Auswertung ausgeschlossen.

Für die Abschätzung der Wirkung von rauschunterdrückenden Algorithmen, wie z. B. die Mittelung oder die Median-Filterung, kann der Faktor  $1/\sqrt{N_{\square}}$  verwendet werden [79], wobei  $N_{\square}$  die Anzahl der zugrundeliegenden Bildelemente ist. Multipliziert man den Faktor mit den in Abb. 4.22 dargestellten Werten, so erhält man die resultierende Messabweichung in Abhängigkeit von der Anzahl der zugrundeliegenden Bildelemente  $N_{\square}$ .

Die Detektion des Fluoreszenzlichts ist außer mit dem zufälligen rauschbedingten Fehler auch mit einer systematischen Abweichung verknüpft, welche durch eine thermisch bedingte Aussteuerung der Bildelemente verursacht wird. Die Abweichung wird auf Basis der Dunkelbildaufnahmen teilweise kompensiert. Die verbleibende Unsicherheit in der Aussteuerung  $X_{Off}$  beträgt zirka  $\pm 4 ADU$ . Setzt man  $x_i = X_{Off}$  an, so ergibt sich nach Gl. 4.12 ein temperaturabhängiger systematischer Messfehler  $\delta_{\vartheta,therm}$ , wie er in Abb. 4.22 dargestellt ist.

Das Referenzbild, das für die Umrechnung der Aussteuerungswerte in Temperaturmesswerte zugrunde gelegt wird, trägt in zweifacher Weise zum Messfehler bei. Zum einen tritt eine zufällige Messabweichung bei der Normierung mit  $X_{Ref}(U_{Photo})$  aufgrund des Rauschens der Ausgangsspannung  $U_{Photo}$  der Photodiodenmesskette auf. Die resultierenden Temperaturabweichungen betragen weniger als 0,1 Prozent vom berechneten Temperaturmesswert, weshalb dieser zufällige Fehleranteil vernachlässigt wird. Zum anderen liegt im Messbereich ein annähernd linearer Intensitätsgradient vor, der in Kombination mit der scheinbaren örtlichen Verschiebung  $\bar{l}$  zu einem systematischen Umrechnungsfehler  $\delta_{\vartheta,op}$  führt. Auf die Größe der Abweichung nehmen die lokale Farbstofftemperatur sowie die Modultemperaturdifferenz  $\vartheta_1 - \vartheta_2$  und die Anregungslichtverteilung Einfluss. Für den vorgestellten NWLED-IF-Versuchsaufbau kann letztere in guter Näherung durch einen parabolischen Verlauf approximiert werden. Die temperaturabhängige zufällige Messabweichung  $\sigma_{\vartheta,op}$



**Abbildung 4.23:** Systematische und zufällige Anteile zur Messabweichung des NWLED-IF-Messverfahrens, berechnet unter den Annahmen  $Eff(l')_{0,95} = 2,75 \cdot 10^{-5} m$  und  $|\bar{l}| = 5,5 \cdot 10^{-4} m$ .

wurde auf Basis dieser Verteilung unter der Annahme eines mittleren optischen Schwankungseffektivwertes  $Eff(l')_{0,95} = 2,75 \cdot 10^{-5} m$  berechnet und in Abb. 4.23 dargestellt. Ihre Beträge liegen nahezu im gesamten Temperaturbereich der Anwendung unter 1 K. Dem gegenüber steht ein temperaturabhängiger systematischer Messfehler  $\delta_{\vartheta,op}$ . Er wurde beispielhaft für eine Modultemperaturdifferenz  $\vartheta_1 - \vartheta_2$  von 36 K mit einer mittleren optischen Verschiebung  $|\bar{l}|$  von  $5,5 \cdot 10^{-4} m$  berechnet und ebenfalls in Abb. 4.23 eingefügt. Während die Beträge von  $\delta_{\vartheta,op}$  für  $X_{rel} \approx 1$  kleiner als 1,5 K sind, steigen sie für relative Aussteuerungswerte kleiner als 0,75 und Farbstofftemperaturen größer als 100 °C auf Werte über 10 K an. Im Vergleich

zu den anderen Fehlerquellen haben die optischen Verzerrungen damit den größten Beitrag für die resultierende Messabweichung  $\Delta\vartheta$ . Letztere lässt sich für eine spezifische relative Aussteuerung in Abhängigkeit von den thermischen Randbedingungen aus der Summe der systematischen und zufälligen Fehler wie folgt berechnen :

$$\Delta\vartheta = \sqrt{\sigma_{\vartheta,RMS}^2 + \sigma_{\vartheta,op}^2} + \delta_{\vartheta,therm} + \delta_{\vartheta,op}. \quad (4.13)$$



# Kapitel 5

## Partikel-Bild-Messverfahren

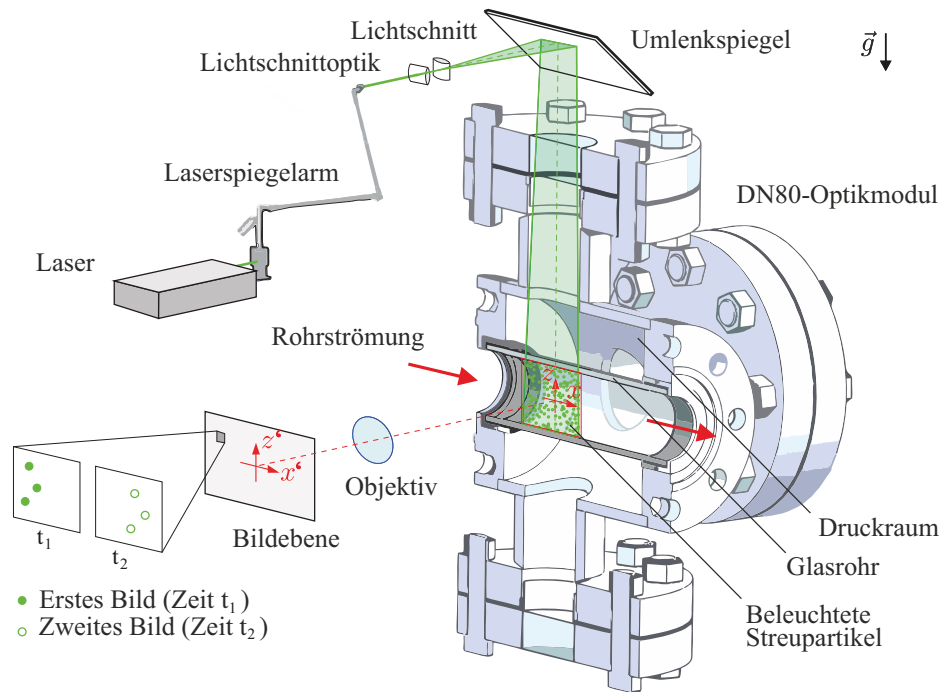
### 5.1 Messparameter und Datenauswertung

Für die Untersuchung der Einströmrandbedingungen in den Zulaufsträngen des T-Stücks der FSI-Versuchsanlage wurde die bildbasierte planare Geschwindigkeitsmessung mittels Streupartikeln angewendet. Der von Adrian [79] im Jahr 1982 vorgeschlagene englische Begriff Particle Image Velocimetry (PIV) ist der etablierte Fachterminus für dieses Messverfahren, der im Weiteren angewendet wird. Die planare Zweikomponenten-PIV ist ein Ganzfeldverfahren, welches durch die Kreuzkorrelation von digitalen Partikelbildern die Bestimmung von zwei Geschwindigkeitskomponenten in einer Messebene ermöglicht. Letztere wird durch einen Laserstrahl definiert, der mittels einer Lichtschnittoptik im Untersuchungsmedium in einer Ebene aufgeweitet wird und die Beobachtung der Verschiebung der Streupartikel in definierten Zeitabständen ermöglicht. In dieser klassischen Form wird das Messverfahren seit mehr als zehn Jahren in unterschiedlichen Bereichen in der Forschung und Industrie angewendet. Beispiele dafür sind unter anderem in [95] und [122] sowie als Zusammenfassung in [123] zu finden.

Die Applikation der PIV in dieser Arbeit basiert auf den Standardwerken von Raffel und Willert [124] sowie Adrian und Westerweel [79]. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 5.1 schematisch dargestellt. Dieser wurde bei allen im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgeführten Messungen der Strömungsgeschwindigkeit eingesetzt.

Die optische Zugänglichkeit der Rohrströmung wird durch die Optikmodule ermöglicht. Das Laserlicht wird mittels des 80X70 Lichtschnittsystems von Dantec Dynamics zu einer Ebene aufgeweitet und mit Hilfe eines Umlenkspiegels vertikal von

oben so in das Modul eingekoppelt, dass die Achse des Glasrohrs in der Laserebene liegt. Senkrecht zu dieser Ebene sind Digitalkameras ausgerichtet, die die Erfassung des Streulichts der Laserebene an der Ober- und Unterseite des Glasrohrs sowie an den in der Rohrströmung enthaltenen Partikeln ermöglichen.



**Abbildung 5.1:** Schematischer Versuchsaufbau des PIV-Messverfahrens am DN80-Optikmodul.

Für die Aufnahme von örtlich hochaufgelösten Strömungsgeschwindigkeitsprofilen über mehrere Minuten wurde das Doppelbild-Einzelbelichtungsverfahren [124] eingesetzt. Die Messungen wurden mittels eines Doppelpulslasers und einer Doppelbild-PIV-Kamera realisiert. Das Messverfahren sowie die mit ihm gewonnenen Messergebnisse werden mit der Abkürzung PIV referenziert.

Ergänzend zu den PIV-Messungen wurden die anlagenspezifischen hochfrequenten Geschwindigkeitsschwankungen im Fluid mit Hilfe des Mehrfachbild-Einzelbelichtungsverfahrens [124] erfasst, welches in der Fachliteratur aufgrund seiner hohen zeitlichen Auflösung als zeitaufgelöste (engl. time-resolved, TR) PIV [79] bezeichnet wird. Für die Anwendung der TR-PIV in der vorliegenden Arbeit wurden ein Dauerstrichlaser und eine Hochgeschwindigkeitskamera verwendet. Zur Abgrenzung dieser messtechnischen Realisierung gegenüber der PIV und zur Kennzeichnung der



zugehörigen Messergebnisse wird die Abkürzung TR-PIV verwendet.<sup>1</sup>

Die Geschwindigkeitsmessung sowohl bei der PIV als auch bei der TR-PIV basiert auf der Kreuzkorrelation von Partikelbildern in einander zugeordneten Digitalbildpaaren. Die Kreuzkorrelation ermöglicht die Bestimmung der Verschiebungsvektoren von Partikelgruppen in sogenannten Auswertefenstern (engl. interrogation areas), mit deren Hilfe, unter Berücksichtigung der bekannten zeitlichen Differenz  $\Delta t$  zwischen den Aufnahmezeitpunkten der Bildpaare und der Annahme eines homogenen Geschwindigkeitsfeldes, der wahrscheinlichste Geschwindigkeitsvektor  $\vec{u}$  der Partikelgruppe berechnet werden kann [124]. Der Unterschied zwischen den beiden Messverfahren besteht lediglich in der Methode der Aufnahme und der Zuordnung der Digitalbildpaare. Die für die PIV verwendete Doppelbildkamera Flowsense 4M speichert die Informationen von zwei Bildern der Messebene, die zu den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  durch die Laserpulse des Litron-Doppelpulslasers beleuchtet wird. Der minimale Zeitabstand  $\Delta t = t_2 - t_1$  ist durch den Laser definiert, der  $134 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  benötigt, um aufeinander folgende Lichtpulse bereitzustellen. Daraus resultiert eine maximale Bildrate von  $f_{Bild} = 14,8 \text{ Hz}$  für den PIV-Messaufbau. Die Digitalbilder müssen bei dieser Bildrate im 20 Gigabyte großen Arbeitsspeicher des Messcomputers gespeichert werden, sodass dieser sowohl die maximale Anzahl  $N_{Bild}$  an aufgenommenen Vollbildern als auch die Gesamtmesszeit  $\Delta t_{Mess}$  beschränkt. Die maximale Vektorrate berechnet sich für dieses Messverfahren aus  $f_{Vektor} = 0,5 \cdot f_{Bild} = 7,4 \text{ Hz}$ .

Im Gegensatz dazu beträgt die maximale Bildrate der Hochgeschwindigkeitskamera für das TR-PIV-Messverfahren  $f_{Bild} = 1000 \text{ Hz}$  und die Messebene wird kontinuierlich von dem Dauerstrichlaser beleuchtet. Aus diesem Grund ist die Anzahl der Bildaufnahmen pro Zeiteinheit ausschließlich durch die Kamera limitiert. Maßgebliche Größe ist dabei die Integrationszeit  $\Delta t_{int}$  des Laserlichts, das auf den Chip der Kamera fällt. Ihre Auswahl stellt einen Kompromiss aus der mittleren Helligkeit der Bilder und der Bewegungsunschärfe der Partikel dar. Die Gesamtmesszeit berechnet sich aus der Integrationszeit und der Größe von drei Gigabyte des internen Speichers der Kamera, der alle Bilder einer Messreihe temporär aufnimmt. Nach jeder Messung werden die Bilder gespeichert und durch die Auswertungssoftware einander zugeordnet, sodass bei einer Zuordnung aufeinanderfolgender Bilder eine maximale Vektorrate von  $f_{Vektor} = 0,5 \cdot f_{Bild} = 500 \text{ Hz}$  resultiert.

---

<sup>1</sup>Die Zusammenstellung der messtechnischen Komponenten für die o. g. Verfahren ist Tab. A.2 Anhang zu entnehmen.

Die Messparameter der beiden Applikationsvarianten der PIV müssen mit Hinblick auf die zu vermessene Strömung so gewählt werden, dass sie den in der Literatur [124] und [79] aufgeführten Richtlinien zur optimalen Anwendung dieses Messverfahrens entsprechen. Die Rohrströmungen im Haupt- und Nebenstrang haben ausgezeichnete Strömungsrichtungen, die in den realisierten Messebenen liegen und als quasi-stationär betrachtet werden können. Damit erfüllen sie die notwendigen Voraussetzungen für den Einsatz der PIV-Messtechnik.

Ausgehend von den maximalen Massenströmen und Temperaturen im Haupt- und Nebenstrang werden die mittleren Volumenströme berechnet. Unter ihrer Berücksichtigung sowie unter Berücksichtigung der realisierten Abbildungsmaßstäbe  $A_{op}$  kann der Zeitversatz  $\Delta t$  bestimmt werden, der notwendig ist, um einen hinreichenden Partikelbildversatz von vier bis acht Bildelementlängen zu erzielen. Die entsprechenden Parameterwerte sind in Tab. 5.1 zusammengefasst.

**Tabelle 5.1:** Zusammenstellung der Messparameter für die Anwendung der PIV und der TR-PIV am DN80- und DN40-Optikmodul bei maximalen Temperaturen und Massenströmen in den jeweiligen Strängen.

Parameter	PIV		TR-PIV	
	DN80	DN40	DN80	DN40
$\dot{m}_{max} / kg s^{-1}$	0,6	0,1	0,6	0,1
$\vartheta_{max} / ^\circ C$	150	20	150	20
$\bar{u}_{Bulk}(\dot{m}_{max}, \vartheta_{max}) / m s^{-1}$	0,17	0,09	0,17	0,09
$A_{op}$	0,15	0,25	0,18	0,26
$\Delta t / 10^{-3} s$	1,2	1,4	1,6	2,0
$f_{Bild} / Hz$	7,4	7,4	644	494
$\Delta t_{int} / 10^{-6} s$	–	–	333	333
$f_{Vektor} / Hz$	7,4	7,4	321	247
Samplingtiefe	12 bit	12 bit	8 bit	8 bit

Eine weitere notwendige Voraussetzung für die Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten mittels des PIV-Messverfahrens ist die Auswahl geeigneter Streupartikel. Diese sollen zwei wichtige Eigenschaften aufweisen: Zum einen sollen sie der Strömung mit geringerem Schlupf folgen, zum anderen muss das von ihnen gestreute Licht eine hinreichende Intensität haben, um vom Bildsensor und der Auswertesoftware detektiert werden zu können. Als Streupartikel wurden Hohlglaskugeln aus Borosilikat (Typ HGS von Dantec Dynamics) verwendet. Ihr mittlerer Durchmesser wurde zum Schutz der Anlage zwischen  $1 \mu m$  und  $5 \mu m$  gewählt. Ihre Dichte beträgt zirka  $1100 kg m^{-3}$  und weist einen relativ kleinen Unterschied zur Dichte des Wassers bei Raumtemperatur auf. Für die Vermessung der Rohrströmung im Haupt- und

Nebenstrang der FSI-Versuchsanlage ist deshalb von einem vernachlässigbar kleinen Schlupf auszugehen [75]. Aufgrund ihrer geringen Größe ist die Streulichtleistung der Partikel relativ klein. In den PIV und TR-PIV Messungen wurden trotzdem hinreichende relative Aussteuerungen von fünfzig Prozent erreicht [79].

Die volumetrische Partikelkonzentration in der Messebene definiert die Abmaße der Auswertefenster, welche für die Korrelationsberechnung in der verwendeten PIV-Software Dynamic Studio 3.14 eingestellt werden müssen. Ausgewertet wurden die Bildbereiche ohne starke Reflexionen im Strömungsbereich. Dafür wurde ein adaptiver Korrelationsalgorithmus mit deformierbaren Auswertefenstern und sogenannter hochgenauer Auflösung der Partikelbildpositionen eingesetzt.<sup>2</sup> Die Auswertefenster wurden unter Berücksichtigung der radialen Geschwindigkeitsgradienten der Rohrströmung in radialer Richtung angepasst und eine fünfzigprozentige Überlappung von aneinandergrenzenden Auswertefenstern eingestellt, so dass die in der Software berechneten Geschwindigkeitsvektoren auf einem Raster von  $16 \times 16$  Bildelementen liegen.

Die berechneten Geschwindigkeiten haben die Maßeinheit Bildelemente pro Sekunde. Ihre Umrechnung in  $m s^{-1}$  erfolgt unter Berücksichtigung des Abbildungsmaßstabs  $A_{op}$  und der Bildelementgröße  $l_{\square}$ . Letztere ist konstant und ausschließlich durch den Bildsensor der Kamera definiert. Der Abbildungsmaßstab  $A_{op}$  ist dagegen sowohl von der Position der Kamera relativ zum Aufnahmeobjekt als auch von den verwendeten optischen Komponenten abhängig. Er wird im Rahmen einer geometrischen Kalibrierung bestimmt, für deren Referenzpunkte die Positionen der Laserlichtreflexionen an der Rohrwand gewählt wurden (vgl. Abb. 5.1).

Standardmäßig wird für die Kalibrierung und Bildentzerrung eine Platte mit einem definiertem Muster aus z. B. äquidistanten Kreisen oder ähnlichem verwendet, die in der Messebene positioniert wird. Die charakteristischen Abmaße der Muster werden der Software zur Verfügung gestellt. Die Methoden der Fotogrammetrie ermöglichen die Ermittlung der statischen optischen Verzerrung durch den Vergleich der originalen und der aufgenommenen Muster. Der Einsatz einer Kalibrierplatte an der FSI-Versuchsanlage ist bei hohen Temperaturen jedoch nicht möglich, weshalb Kalibrierplatten nur bei isothermen Verhältnissen zur Bestimmung der statischen optischen Verzerrung eingesetzt wurden.

---

<sup>2</sup>Die Zusammenfassung der Auswerteparameter und verwendeten Optionen für die Geschwindigkeitsberechnung findet sich in Tab. A.2 im Anhang.

## 5.2 Messunsicherheit des Messverfahrens

### 5.2.1 Messabweichungen ohne thermische Einflüsse

Die Messunsicherheiten der PIV-Messverfahren hängen sowohl von der Präzision der geometrischen Kalibrierung als auch von der numerischen Genauigkeit der Kreuzkorrelation zwischen den Bildpaaren ab [125]. Während die erzielbare Messauflösung bei der Bestimmung der Partikelbildverschiebungen aufgrund spezieller Detektionsalgorithmen bei zirka einem hunderstel der Bildelementauflösung liegt, fallen die Messabweichungen deutlich größer aus. Adrian und Westerweel [79] führen für die zufälligen Fehleranteile, welche mit dem Rauschen der Bilddaten assoziiert werden, Abweichungen in der Größenordnung von 0,1 bis 0,2 Bildelementen an. Den Autoren zur Folge treten aufgrund systematischer Fehler bei der Kreuzkorrelation und der anschließenden Detektion des Maximums in der diskreten Korrelationsfunktion weitere Ungenauigkeiten auf. PIV-Ergebnisse beinhalten demnach systematische Messabweichungen  $\delta$  und zufällige Messabweichungen  $\sigma$ .

Im ersten Schritt der Messfehleranalyse wird von einem isothermen System ausgegangen, wie es sich näherungsweise an der FSI-Versuchsanlage nach dem Entlüften ohne den Betrieb der Pumpen und der Wärmetauscher einstellt. Berücksichtigt werden das Rauschen der Bilddaten, die mit der geometrischen Kalibrierung verbundenen Unsicherheiten und die statischen Verzeichnungen des optischen Messaufbaus. Letztere wurden mit einer Kalibrierplatte an der abgeschalteten FSI-Versuchsanlage erfasst und mit den Methoden der Fotogrammetrie berechnet. Betrachtet wurden ebenfalls die auftriebsbedingte Bewegung der Partikel sowie der Winkelfehler der Kamera relativ zum Rohrleitungssystem. Diese liefern jedoch nur kleine Beiträge, weshalb sie vernachlässigt werden können.

**Tabelle 5.2:** Zusammenstellung der zufälligen ( $\sigma$ ) und systematischen ( $\delta$ ) Messabweichungen der PIV-Messsysteme an den DN80- und DN40-Optikmodulen ohne Berücksichtigung thermisch bedingter Abweichungen.

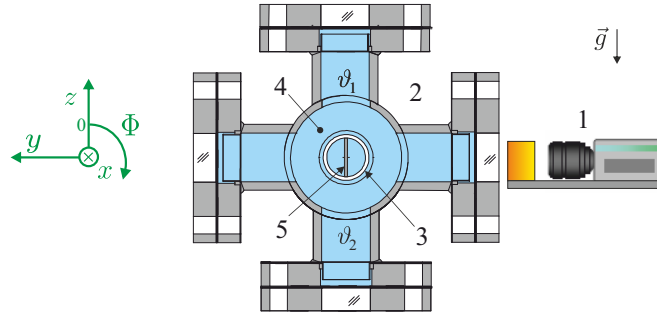
Symbol	Ursache	Komponente				
		DN40	DN80	$x$	$y$	$z$
$\sigma_{u_i, \epsilon}$	Rauschen der PIV	✓	✓	$\sigma_{\square} l_{\square} \cdot (A_{op} \Delta t)^{-1}$ mit $\sigma_{\square} = 0,2$		
$\hat{\delta}_{u_i, Kali}$	Unsicherheit von $A_{op}$	✓		±1,0%		entf.
$\hat{\delta}_{u_i, Kali}$	Unsicherheit von $A_{op}$		✓	entf.	±0,5%	
$\hat{\delta}_{u_i, Stat}$	Statische optische Verzeichnungen	✓	✓	±0,2%		

Hinsichtlich der radialen Gradienten in den Auswertefenstern, deren lineare Anteile durch die ausgewählten deformierbaren Auswertefenster kompensiert werden sollen, können keine quantitativen Aussagen getroffen werden. Das Gleiche gilt auch für weitere systematische Fehler, die in der Literatur z. B. als Biasfehler der finiten Fenstergrößen aufgeführt werden [124]. Diese Abweichungen werden analog zu Adrian und Westerweel [79] als klein gegenüber dem Rauscheinfluss abgeschätzt und demzufolge vernachlässigt. Die signifikanten Messabweichungen für die PIV-Messsysteme an den DN80- und DN40-Optikmodulen sind in Tab. 5.2 zusammengefasst. Der Betrag der rauschbedingten absoluten Abweichung  $\sigma_{u_i, \epsilon}$  hängt für alle Konfigurationen von den Messparametern ab und muss für jeden Versuch bestimmt werden. Für jedes einzelne Bildpaar liegt dieser Wert bei zirka fünf Prozent. Die Summe der relativen systematischen Messfehler  $\hat{\delta}_{u_i, Kali}$  und  $\hat{\delta}_{u_i, Stat}$  beträgt für die Messaufbauten am DN40-Optikmodul  $\pm 1,2\%$  und am DN80-Optikmodul  $\pm 0,7\%$  von den gemessenen Geschwindigkeiten.

### 5.2.2 Thermisch bedingte Messabweichungen

Der Einfluss der instationären Temperaturfelder in den Optikmodulen ist im Hinblick auf den gewählten Messaufbau für die PIV und die TR-PIV von besonderem Interesse. Das DN40-Optikmodul im Seitenstrang der FSI-Versuchsanlage ist Temperaturänderungen kleiner als  $5\text{ K}$  ausgesetzt. Dies erlaubt die Annahme einer stationären Randbedingung für die Geschwindigkeitsmessungen im Seitenstrang und somit die Vernachlässigung thermisch bedingter Brechungsindexänderungen. Dahingegen sind die Temperaturänderungen im Hauptstrang deutlich größer, was eine Untersuchung der Brechungsindizes im DN80-Optikmodul erforderlich macht. Die als Funktion der Temperatur auftretenden optischen Verschiebungen im Modul wurden mittels strukturierter Oberflächen erfasst. Dafür wurde das in Kapitel 4.6.1 dargestellte Verfahren derart adaptiert, dass neben den Verzeichnungen im Druckraum des Moduls auch die thermischen Einflüsse im Glasrohr erfasst werden. Der entsprechende Versuchsaufbau ist in Abb. 5.2 dargestellt.

Die Lichtquelle und die Kamera (1) sind koaxial in das Optikmodul (2) eingekoppelt. Ein Glasrohr (3) leitet das beheizte Fluid durch das Optikmodul, dessen Druckraum (4) mit Wasser gefüllt ist. In dem Glasrohr ist eine  $0,5\text{ mm}$  dicke Stahlplatte (5) positioniert, die mit einer Höhe von  $70\text{ mm}$  geringfügig kleiner als der Rohrdurchmesser ist. Die Oberfläche der Platte ist mittels eines fluoreszierenden Lacks



**Abbildung 5.2:** Versuchsaufbau zur Quantifizierung der thermischen Einflüsse auf die Brechungsindizes im Hauptstrang.

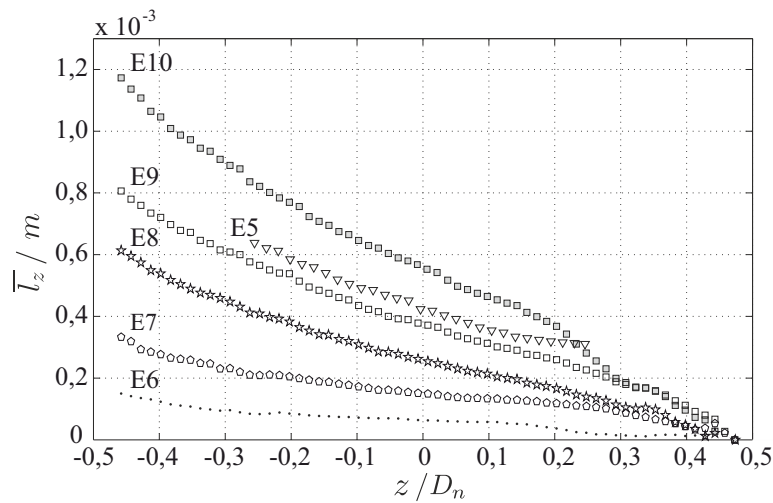
strukturiert. Das resultierende Punktmuster, das PIV-Partikelbildern ähnlich ist, wird von der Kamera erfasst.

**Tabelle 5.3:** Versuchsparameter für die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Lichtstrahlablenkung im DN80-Optikmodul mittels einer strukturierten Stahlplatte.

Experiment	$\dot{m}_h$ kg/s	$\vartheta_h$ °C	$\dot{m}_n$ kg/s	$\vartheta_n$ °C	$\vartheta_1$ °C	$\vartheta_2$ °C	$\vartheta_1 - \vartheta_2$ K	$\vartheta_{Modul}$ °C
E6	0,6	50	0,1	21	31	24	7	28
E7	0,4	72	0,1	22	49	37	12	43
E8	0,6	101	0,1	22	65	49	16	57
E9	0,4	117	0,1	23	81	62	19	72
E10	0,4	148	0,1	24	91	68	23	80

Die scheinbaren Verschiebungsvektoren  $\vec{l}$  zwischen den Punkten des Musters wurden für unterschiedliche Hauptstrangtemperaturen  $\vartheta_h$  mittels Kreuzkorrelation bestimmt. Parallel dazu sind die Oberflächentemperaturen auf der Oberseite,  $\vartheta_1$ , und der Unterseite,  $\vartheta_2$ , des Optikmoduls mit Thermoelementen erfasst worden. Die Versuchsparameter für fünf ausgewählte Experimente sind in Tab. 5.3 zusammengefasst. Analog zur Auswertung in Abschnitt 4.6.1 wurden die Versuche in aufsteigender Reihenfolge der Temperaturdifferenzen  $\vartheta_1 - \vartheta_2$  sortiert. Die Ergebnisse zeigen auf, dass wie bei den Untersuchungen am Stahlrohr mit strukturierter Oberfläche die vertikalen Verschiebungen dominieren. Die entsprechende zeitlich und über die axiale Koordinate  $x$  gemittelte Komponente  $\bar{l}_z$  ist in Abb. 5.3 für verschiedene Temperaturniveaus dargestellt.

Die optischen Verschiebungen in den dargestellten Versuchen E6 bis E10 sind strukturell ähnlich und weisen größere Verschiebungsbeträge für größere Temperaturdifferenzen  $\vartheta_1 - \vartheta_2$  bzw. höhere Modultemperaturen auf. An der unteren Rohrrinnenwand

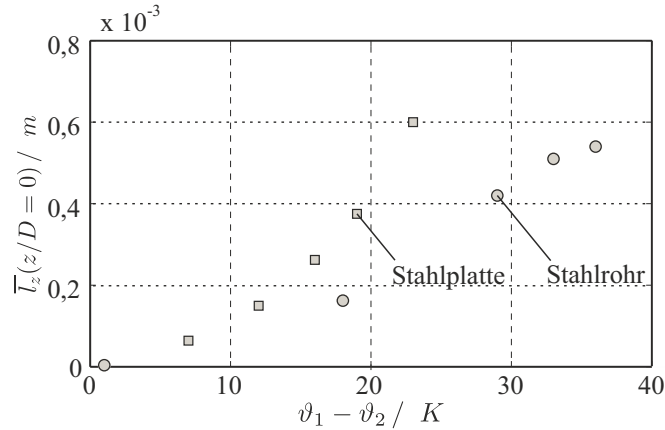


**Abbildung 5.3:** Vertikale Verschiebungsbeträge für unterschiedliche Versuchsparameter für die Versuche mit dem Stahlblech, E6 bis E10, und mit dem Stahlrohr, E5, mit strukturierten Oberflächen.

( $z/D < -0,4$ ) sind die Beträge von  $\bar{l}_z$  am größten. Die Werte fallen in allen Versuchen in Richtung der oberen Rohrwand ( $z/D = 0,5$ ). In weiten Bereichen des Bildes verlaufen die Profile monoton. Im oberen Teil des Rohrs ( $z/D > 0,2$ ) liegen größere radiale Verschiebungen vor, was auf einen steileren lokalen Temperaturgradienten hinweist.

Die in Abschnitt 4.6.1 vorgestellte Stahlrohrmessung E5 ist zum Vergleich mit den Plattenmessungen E6 bis E10 ebenfalls in Abb. 5.3 graphisch dargestellt. Aus der guten qualitativen Übereinstimmung der Verläufe der vertikalen Verschiebungsbeträge für die beiden Messungen ist ersichtlich, dass die mittleren Temperaturfelder in den unterschiedlichen Versuchsreihen qualitativ ähnlich sind. Der quantitative Vergleich zeigt jedoch deutliche Unterschiede auf. Die Versuchsergebnisse von E5 wurden bei  $\vartheta_1 - \vartheta_2 = 29 K$  aufgenommen und liegen in der Nähe der Messpunkte von Versuch E9. Für letzteren wurde jedoch eine Temperaturdifferenz  $\vartheta_1 - \vartheta_2$  von  $19 K$  bestimmt.

Das in Abb. 5.4 gezeigte Diagramm zeigt die vertikalen Verschiebungen in der Mitte des Aufnahmebereichs für die Platten- und die Rohrmessungen, welche in Abhängigkeit von der zugehörigen Temperaturdifferenz dargestellt werden. Es zeigt sich deutlich, dass bei gleicher Differenz  $\vartheta_1 - \vartheta_2$  die mittleren Verschiebungen im Fall der Platte im Glasrohr größer sind als im Druckraum außerhalb des Rohrs. Da der optische Aufbau bei der Aufnahme der Versuchsreihen am Stahlrohr und an der Stahlplatte nicht verändert wurde, lassen sich die Abweichungen in den Verschiebungen



**Abbildung 5.4:** Vergleich der vertikalen Verschiebungen in der Mitte des Bildes für die Platten- und die Rohrmessungen, aufgetragen über der Temperaturdifferenz  $\vartheta_1 - \vartheta_2$ .

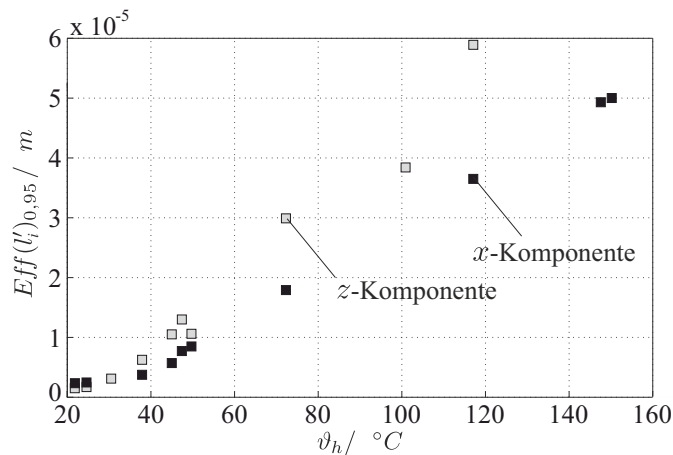
dadurch erklären, dass bei der Stahlplattenmessung die Lichtstrahlen zusätzlich das Hauptstrangfluid zwischen der strukturierten Platte und dem Glasrohr durchlaufen. Es wird davon ausgegangen, dass im Hauptstrang vertikale Brechungsindexgradienten vorliegen, die mindestens den gleichen Betrag wie im Optikmodul haben und dadurch eine Erhöhung der vertikalen Verschiebungsbeträge in der Plattenmessung verursachen.

In Abschnitt 5.1 wurde beschrieben, wie die Innenwand des Glasrohrs als Referenz für die Kalibrierung der PIV verwendet wird. Die gleichen Referenzpunkte erlauben darüber hinaus die anteilige Kompensation der thermisch bedingten optischen Verzerrungen. Für diesen Zweck werden dem Korrelationsalgorithmus nur diejenigen Bilddaten übergeben, welche zwischen den Referenzpunkten liegen und Partikelbilder enthalten, die zur Strömung gehören. Die zeitlich gemittelten vertikalen Verschiebungen  $\bar{v}_z(z/D = 0,5)$  und  $\bar{v}_z(z/D = -0,5)$  dienen somit als Referenzen und die berechneten Vektoren zwischen diesen vertikalen Punkten werden äquidistant verteilt. Ohne präzise Informationen über die tatsächlichen Verzeichnungen können die nichtlinearen Verläufe jedoch nicht kompensiert werden. Dies betrifft sowohl die vertikalen als auch die horizontalen Verzeichnungen, weshalb für beide Komponenten eine zusätzliche örtliche Unschärfe resultiert, die für Hauptstrangtemperaturen bis  $\vartheta_h = 148^\circ C$  mit  $\delta_{z,op} < 0,06 \cdot 10^{-3} m$  und  $\delta_{x,op} < 0,2 \cdot 10^{-3} m$  angenommen werden kann.

Neben der örtlichen Unschärfe eines bestimmten Vektors im Strömungsfeld ist der zeitlich gemittelte Gradient des Verschiebungsfelds bei der Anwendung der PIV von besonderer Bedeutung. Grund hierfür ist die Bewegung der Streupartikel zwischen



den PIV-Aufnahmen. Der von ihnen zurückgelegte Weg erscheint durch die Kamera betrachtet aufgrund der optischen Verzeichnungen verkürzt bzw. verlängert, je nachdem, ob der lokale Gradient in Bewegungsrichtung positiv oder negativ ist. Die Gradienten in axialer Richtung sind sehr klein, weshalb der resultierende systematische relative Messfehler  $\hat{\delta}_{u_x,op} = 0,2\%$  der axialen Geschwindigkeitskomponente beträgt. Die Gradienten in vertikaler Richtung sind deutlich größer, woraus für Hauptstrangtemperaturen bis  $\vartheta_h = 148^\circ\text{C}$  ein systematischer relativer Messfehler von  $\hat{\delta}_{u_z,op} = 4\%$  für die vertikale (radiale) Geschwindigkeitskomponente resultiert. Für die experimentelle Bestimmung von Effektivwerten der Geschwindigkeitsschwankungen unter den genannten Bedingungen muss zunächst bewertet werden, welchen Einfluss die Schwankungen der Brechungsindexverteilung haben. Für die quantitative Auswertung aller Versuche werden die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen für die jeweiligen Schwankungskomponenten ausgewertet und die 0,95-Quantile bestimmt. In Abb. 5.5 sind die entsprechenden Werte für die beiden Komponenten  $Eff(l'_z)_{0,95}$  und  $Eff(l'_x)_{0,95}$  für unterschiedliche Hauptstrangtemperaturen  $\vartheta_h$  graphisch dargestellt. Darin ist der Anstieg der Fluktuationenwerte für höhere Fluidtemperaturen eindeutig erkennbar.



**Abbildung 5.5:** 0,95-Quantile der Effektivwerte der optischen Schwankungskomponenten  $l'_x$  und  $l'_z$  im Glasrohr des DN80-Optikmoduls als Funktion der Hauptstrangtemperatur  $\vartheta_h$ , bestimmt mittels eines Stahlblechs mit strukturierter Oberfläche.

Die beiden Schwankungskomponenten sind bei Umgebungsbedingungen nahezu gleich groß und betragen zirka  $2 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ . Der Anstieg der axialen Komponente kann mit guter Genauigkeit durch zwei Regressionsgeraden approximiert werden. Die Schwankungen im Temperaturbereich zwischen  $\vartheta_h = 20^\circ\text{C}$  und  $\vartheta_h = 45^\circ\text{C}$  weisen eine Steigung von  $1,5 \cdot 10^{-7} \text{ m K}^{-1}$  auf, während im darüberliegenden Temperaturbe-

reich die Steigung  $4,1 \cdot 10^{-7} m K^{-1}$  beträgt. Die radialen Komponenten liegen für Hauptstrangtemperaturen größer als  $35^\circ C$  oberhalb der axialen Komponenten und besitzen eine größere Streuung. Im Temperaturbereich zwischen  $\vartheta_h = 20^\circ C$  und  $\vartheta_h = 40^\circ C$  beträgt ihre Steigung  $3 \cdot 10^{-7} m K^{-1}$ , während sich im darüberliegenden Temperaturbereich ein Steigungswert von  $7,2 \cdot 10^{-7} m K^{-1}$  ergibt.

Die dargestellten Zusammenhänge werden für die Abschätzung des Messfehlers unter der Voraussetzung herangezogen, dass die optischen Bedingungen der verwendeten Messaufbauten mit Stahlrohr und Stahlplatte denen einer partikelbeladenden Rohrströmung ähnlich sind und die gleichen thermohydraulischen Randbedingungen vorliegen. Unter diesen Voraussetzungen kann die Annahme getroffen werden, dass die bestimmten Effektivwerte auch in Geschwindigkeitsmessungen beobachtet werden können und sie deshalb als zufällige Fehler in die Messung eingehen. Es wird festgehalten, dass  $\sigma_{l'_x,op} = Eff(l'_x)_{0,95}(\vartheta_h)$  und  $\sigma_{l'_z,op} = Eff(l'_z)_{0,95}(\vartheta_h)$  die Standardabweichungen der Positionen von Partikelgruppen, gemessen in Metern, sind. Diese Werte müssen für die Bestimmung von Geschwindigkeitsmessfehlern mit dem gewählten zeitlichen Abstand  $\Delta t$  zweier zugeordneter Bilder in die Varianz der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente in  $m s^{-1}$  umgerechnet werden:

$$\sigma_{u_i,op}^2 = \left( \frac{\sigma_{l'_i,op}}{\Delta t} \right)^2. \quad (5.1)$$

**Tabelle 5.4:** Zusammenstellung der zufälligen ( $\sigma$ ) und systematischen ( $\delta$ ) Messabweichungen der PIV-Messsysteme aufgrund thermischer Einflüsse am DN80-Optikmodul.

Symbol	Ursache	Komponente	
		$x$	$z$
$\delta_{l_i,op}$	Mittlere optische Verschiebung	$\pm 0,06 \cdot 10^{-3} m$	$\pm 0,2 \cdot 10^{-3} m$
$\hat{\delta}_{u_i,op}$	Gradient des mittleren Verschiebungsfelds	$\pm 0,2 \%$	$\pm 4 \%$
$\sigma_{u_i,op}$	Schwankungen des Verschiebungsfelds	$\frac{\sigma_{l'_x,op}(\vartheta_h)}{\Delta t}$	$\frac{\sigma_{l'_z,op}(\vartheta_h)}{\Delta t}$

In Tab. 5.4 sind die drei thermisch bedingten Einflussgrößen zusammengefasst. In Kombination mit den in Tab. 5.2 dargestellten Größen ergibt sich ein hinreichend vollständiger Satz an zufälligen und systematischen Messabweichungen, um auf Basis einer Konvergenzbetrachtung eine Aussage über die Messgenauigkeit der PIV-Verfahren für die Anwendung an der FSI-Versuchsanlage zu treffen.

### 5.2.3 Konvergenz der Messfehler

Das über die Zeit gemittelte Geschwindigkeitsprofil einer stationären turbulenten Rohrströmung wird aus den PIV-Daten durch die Mittelung der Korrelationsergebnisse in den jeweiligen Auswertefenstern über eine Sammlung von  $N_{Vektor}$  Vektorfeldern bestimmt. Sofern ein quasistationärer Vorgang und keine systematischen Fehler vorliegen, konvergieren die errechneten Geschwindigkeitswerte  $\bar{u}$  mit wachsender Anzahl  $N_{Vektor}$  gegen die wahre mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u}$  [79]. Die Komponenten der mittleren Geschwindigkeitsvektoren werden wie folgt berechnet:

$$\bar{u}_i = \frac{1}{N_{Vektor}} \sum_{j=1}^{N_{Vektor}} u_{i,j}. \quad (5.2)$$

Die Abweichungen von der wahren Geschwindigkeit sind unter Einbeziehung der systematischen und zufälligen Fehler in Gl. 5.3 angegeben:

$$\bar{u}_i \approx \bar{u}_i \pm \left( \sigma_{\bar{u}_i, ges} \cdot \check{t} + \bar{u}_i \cdot (\hat{\delta}_{u_i, op} + \hat{\delta}_{u_i, Kali} + \hat{\delta}_{u_i, Stat}) \right). \quad (5.3)$$

Bei dem in Klammern gefassten Term in Gl. 5.3 handelt es sich um das Fehlerintervall. Der erste Summand lässt sich aus den Effektivwerten der gemessenen Schwankungen bzw. den empirischen Standardabweichungen der mittleren Geschwindigkeiten berechnen. Dabei ist

$$\sigma_{\bar{u}_i, ges} = \sqrt{\frac{1}{N_{Vektor}} (\sigma_{u_i}^2 + \sigma_{u_i, op}^2 + \sigma_{u_i, \epsilon}^2)}. \quad (5.4)$$

Hierin sind  $\sigma_{u_i}$  die Komponenten der empirischen Standardabweichungen der Geschwindigkeitsschwankungen,  $\sigma_{u_i, op}$  die Beiträge aus den optischen Verzeichnungen und  $\sigma_{u_i, \epsilon}$  das Rauschen des Messsystems. Der in Gl. 5.3 eingefügte  $\check{t}$ -Faktor berücksichtigt die Unsicherheit der Standardabweichung. Für praktische Anwendungen liegen seine Werte für unterschiedliche Vertrauensniveaus und Messwertanzahlen in tabellierter Form vor [118].<sup>3</sup>

Betrachtet man  $\sigma_{u_i, ges}$  in Gl. 5.4 als die mittleren Fehlerkomponenten der mittels Gl. 5.2 bestimmten Geschwindigkeitskomponenten, so ist ersichtlich, dass eine höhere Turbulenz und größere Brechungsindexfluktuationen die Konvergenz nachteilig

<sup>3</sup>Beispiel: Für eine Messreihe mit 300 unabhängigen Geschwindigkeitsvektoren und einem Vertrauensniveau von 0,955 beträgt der Faktor 2.

beeinflussen, während eine größere Anzahl an Vektoren die Messunsicherheit verringert.

Hinsichtlich der Vektoranzahl  $N_{Vektor}$ , die in die Berechnung einbezogen wird, ist zu beachten, dass jeder darin enthaltene Vektor eine statistisch unabhängige Probe darstellen muss und mit den nachfolgenden und vorausgegangenen Vektoren nicht korrelieren darf. Nach Adrian und Westerweel [79] ist dies sichergestellt, falls die Ungleichung  $f_{Vektor}^{-1} \geq 2 \cdot T_\ell$  erfüllt ist. Hierin ist  $T_\ell$  das integrale Zeitmaß, welches sich aus der Division des integralen Längenmaßes  $\ell$  durch die Bulkgeschwindigkeit  $\bar{u}_{Bulk}$  errechnet. Für das integrale Längenmaß einer Rohrströmung wird  $0,5 \cdot D_{in}$  angenommen, sodass auf Basis dieser Annahmen  $f_{Vektor}$  berechnet werden kann. Bei einer Messung im Hauptstrang der FSI-Versuchsanlage mit  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\vartheta_h = 140^\circ\text{C}$  errechnet sich beispielsweise eine maximale Frequenz  $f_{Vektor}$  von  $1,85 \text{ Hz}$ .

Die empirischen Standardabweichungen der Geschwindigkeitsschwankungen können ebenfalls aus den PIV-Messdaten bestimmt werden. Die resultierenden Standardabweichungen ergeben sich aus der Summe aller in den Auswertefenstern erfassten Schwankungen aus:

$$\sigma_{u_i, ges} = \sqrt{\sigma_{\bar{u}_i}^2 + \sigma_{u_i, op}^2 + \sigma_{u_i, \epsilon}^2}. \quad (5.5)$$

Zur Abschätzung der Standardabweichungen wird grundsätzlich die Annahme getroffen, dass  $\sigma_{u_i, ges} \approx \sigma_{\bar{u}_i}$  gilt und somit die Biasfehler der Auswertefenster und das Rauschen vernachlässigt werden können [79]. Unter diesen Voraussetzungen kann das Vertrauensintervall der empirischen Standardabweichung der axialen Geschwindigkeitsschwankungen direkt bestimmt werden. Nach Hoffmann [121] wird das unsymmetrische 95-%-Vertrauensintervall  $\sigma_{u_i} + \Delta_1 \sigma_{u_i}$ ,  $\sigma_{u_i} - \Delta_2 \sigma_{u_i}$  für Messungen mit  $N_{Vektor}$  wie folgt berechnet

$$\Delta_1 \sigma_{u_i} = \sigma_{u_i} \left( 1 - \sqrt{\frac{N_{Vektor} - 1}{\hat{\chi}_{0,95}}} \right), \quad \Delta_2 \sigma_{u_i} = \sigma_{u_i} \left( 1 - \sqrt{\frac{N_{Vektor} - 1}{\hat{\chi}_{0,05}}} \right). \quad (5.6)$$

Die Größen  $\hat{\chi}_{0,95}$  und  $\hat{\chi}_{0,05}$  sind hierbei Auswertungen der  $\hat{\chi}^2$ -Verteilung, deren Näherungsgleichungen und Tabellenwerte u. a. von Hartung [118] veröffentlicht wurden. Für PIV-Messungen am DN40-Optikmodul wird davon ausgegangen, dass die Voraussetzungen für die Anwendung von Gl. 5.6 erfüllt sind. Aufgrund der Existenz

optisch bedingter Fluktuationen im Messaufbau des DN80-Moduls muss für die Anwendung dieser Beziehung hingegen gelten, dass  $\sigma_{u_i}^2 \gg \sigma_{u_i,op}^2$ . Geht man für die Abschätzung von einem Bildabstand  $\Delta t = 2 \cdot 10^{-3} s$  und darüber hinaus von den in Tab. 5.1 zusammengefassten PIV-Messparametern für das DN80-Modul aus, errechnet sich mit einem hypothetischen Turbulenzgrad von 10 % für die axiale Komponente  $\sigma_{u_x}^2$  ein Wert von  $2,6 \cdot 10^{-4} m^2 s^{-2}$ . Für  $\sigma_{u_x,op}^2$  bestimmt sich aus Abb. 5.5 umgerechnet ein Wert von  $6,1 \cdot 10^{-4} m^2 s^{-2}$ , wodurch die Ungleichung nicht erfüllt wird. Geht man stattdessen von Umgebungsbedingungen aus, resultiert für diese Größe ein Wert von  $4,4 \cdot 10^{-7} m^2 s^{-2}$ , was kleiner als die rauschbedingte Standardabweichung  $\sigma_{u_x,\epsilon}^2$  ist und die Forderung erfüllt.

Die Abschätzung zeigt, dass die empirische Standardabweichung der Geschwindigkeitsschwankungen um den Betrag  $\sigma_{u_i,op}^2$  erhöht sein kann. Das Vertrauensintervall wurde mit Gl. 5.5 so umdefiniert, dass die untere Intervallgrenze diese Überschätzung berücksichtigt, also  $\sigma_{u_i,ges} + \Delta_1 \sigma_{u_i,ges}$ ,  $\sigma_{u_i,ges} - \Delta_2 \sigma_{u_i,ges}$  mit

$$\Delta_1 \sigma_{u_i,ges} = \sigma_{u_i,ges} \left( 1 - \sqrt{\frac{N_{Vektor} - 1}{\hat{\chi}_{0,95}}} \right), \quad (5.7)$$

$$\Delta_2 \sigma_{u_i,ges} = \sigma_{u_i,ges} \left( 1 - \sqrt{\frac{N_{Vektor} - 1}{\hat{\chi}_{0,05}}} \right) + \sqrt{\sigma_{u_i,op}^2 + \sigma_{u_i,\epsilon}^2}. \quad (5.8)$$

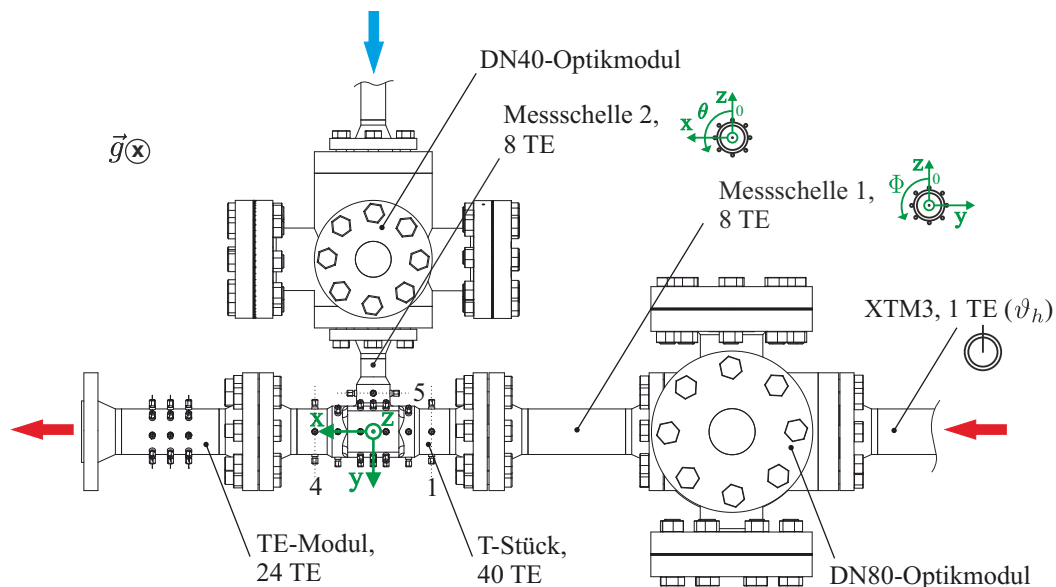


# Kapitel 6

## Experimentelle Untersuchungen an der Versuchsanlage

### 6.1 Thermische Charakterisierung

Die Versuche zur Charakterisierung der FSI-Versuchsanlage wurden mit einer Variante der mehr als einhundert möglichen Modulkonfigurationen durchgeführt. Die gewählte Modulanordnung und die Positionen der Thermoelemente sind in Abb. 6.1 dargestellt (Anlagenmaße sind in Abb. A.2 im Anhang dargestellt).



**Abbildung 6.1:** Instrumentierung der Teststrecke für die Charakterisierung der FSI-Versuchsanlage.

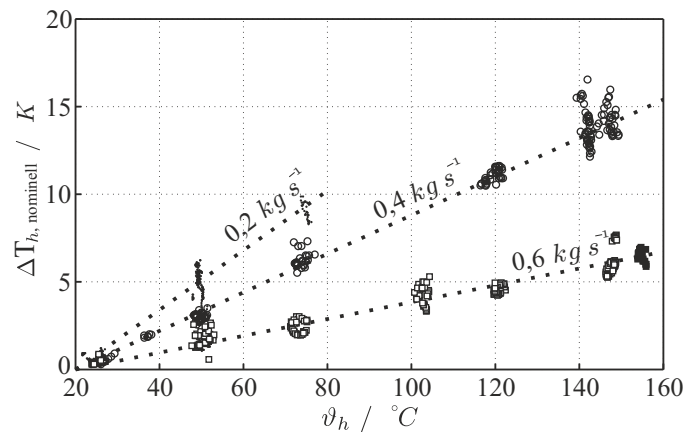
Die beiden optischen Module wurden in den Einlaufsträngen des T-Stücks platziert. Das DN40-Optikmodul wurde direkt an das T-Stück angeschlossen. Dagegen erfolgte die Verbindung zwischen dem DN80-Optikmodul und dem T-Stück im Hauptstrang mittels eines Rohrsegments. Auf der Oberfläche dieses Segments wurde die Temperaturmessschelle Nummer 1 angebracht. Im Nebenstrang wurde die Messschelle Nummer 2 auf dem T-Stück positioniert. Das Thermoelementmodul schließt sich der Versuchsanordnung stromabwärts des T-Stücks an.

Die Temperaturrandbedingungen der Versuchsanlage wurde mittels der Messschellen in den Zulaufsträngen überprüft. Zur Beurteilung der Isothermie der Fluidströme wurden die maximalen Temperaturdifferenzen für die zwei Messpositionen in den Einläufen bestimmt. Erste Versuchsläufe ohne Einsatz der Heizmatten auf den Rohroberflächen wiesen einen Anstieg der Fluidtemperatur im Hauptstrang der Versuchsanlage auf. Dieser wurde auf die Zirkulationspumpe von Hermetica zurückgeführt, welche ihre Abwärme an das Fluid, das sie fördert, abführt. Bei einem Massenstrom von  $0,6 \text{ kg s}^{-1}$  und Raumtemperatur liegt der Wärmestrom bei zirka  $550 \text{ W}$ . Dies führt dazu, dass die Temperatur im Hauptstrang nicht stabil ist und im ungeheizten Betrieb ein steigender Temperaturunterschied zwischen Haupt- und Nebenstrang der FSI-Versuchsanlage zu beobachten ist.

Im geheizten Betrieb liegen die Temperaturdifferenzen  $\Delta T_n$  innerhalb des Nebenstrangs für nominelle Betriebsbedingungen deutlich unter  $3 \text{ K}$ , weshalb für diese Fälle von einer homogenen Temperaturverteilung im Messquerschnitt ausgegangen werden kann. Innerhalb des Hauptstrangs liegt eine horizontale Temperaturschichtung vor, deren Vorhandensein auf die Anordnung der Heizelemente auf der Rohroberfläche zurückzuführen ist. Die resultierenden Temperaturdifferenzen  $\Delta T_h$  variieren in Abhängigkeit vom Massenstrom und der angefahrenen Hauptstrangtemperatur  $\vartheta_h$ . Für drei Hauptstrangmassenströme  $\dot{m}_h$  wurden die  $\Delta T_h$ -Werte in Abhängigkeit von  $\vartheta_h$  erfasst, wobei der Nebenstrangmassenstrom ebenfalls variiert wurde. Für die jeweiligen stationären Betriebspunkte wurden die kleinsten resultierenden Temperaturdifferenzen erfasst. Diese sogenannten nominellen Temperaturdifferenzen  $\Delta T_{h,nominell}$  sind in Abb. 6.2 dargestellt.

Die Temperaturunterschiede im Hauptstrangzulauf steigen zu größeren Hauptstrangtemperaturen hin an und fallen geringer aus, wenn größere Massenströme eingestellt werden. Beide Beobachtungen können auf die Art der Beheizung mit Glühketten auf der Rohroberfläche des Hauptstrangs zurückgeführt werden. Für einen gege-





**Abbildung 6.2:** Gemessene Temperaturunterschiede im Hauptstrangzulauf für  $\dot{m}_h = 0,2 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $0,6 \text{ kg s}^{-1}$  sowie unterschiedliche Hauptstrangtemperaturen  $\vartheta_h$  bis maximal  $155 \text{ }^{\circ}\text{C}$ .

benen Massenstrom und eine konstante Wärmeübertragungsfläche erhöht sich die Wandüberhitzung für größere Hauptstrangtemperaturen. Dies führt zu einer ausgeprägten Temperaturschichtung in vertikaler Richtung. Die flächenbezogene Wärmestromdichte von der Rohrwand ins Fluid hängt maßgeblich vom Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  ab. Er fällt für größere Massenströme größer aus, weshalb die notwendigen Wandüberhitzungstemperaturen geringer sind. Darüber hinaus sind die größeren Massenströme mit höheren Fluidgeschwindigkeiten verbunden, welche die Durchmischung des Fluids und damit die Homogenisierung des Temperaturfelds fördern.

Auf Basis der beschriebenen Zusammenhänge und Beobachtungen lässt sich schlussfolgern, dass das Temperaturprofil stromaufwärts des T-Stücks von den Versuchsparametern Massenstrom und Hauptstrangtemperatur sowie von der Leistungsverteilung der Heizketten abhängig ist. Da letztere beim Aufheiz- und Temperaturhaltungsvorgang unterschiedlich ist, werden nur Messungen berücksichtigt, für welche sich stationäre Hauptstrangtemperaturen bei konstanter Heizleistung eingestellt haben. Die Variation des Nebenstrangmassenstroms in den Experimenten führt in manchen Experimenten zu Temperaturdifferenzen im Haupt- und Nebenstrangzulauf, die um ein Vielfaches höher sind als  $\Delta T_{h, \text{nominell}}$ . Diese Erscheinungen werden mit dem Massenaustausch unterschiedlich warmer Fluide zwischen Haupt- und Nebenstrangzulauf assoziiert. Zwei Strömungsphänomene sind diesbezüglich zu unterscheiden: die Rezirkulation und die Rückströmung.

Als Rezirkulationen sind die innerhalb des T-Stücks auftretenden Strömungszonen

definiert, in welchen Fluid aus dem jeweils anderen Zulaufstrang entgegen der Hauptströmungsrichtung konvektiert und nach einer relativ kurzen Strecke, deren Länge wenigen Rohrdurchmessern entspricht, seine Strömungsrichtung umkehrt. Im Unterschied dazu ist die Rückströmung ist eine Strömungszone, welche sich über eine größere Länge von mehreren Rohrdurchmessern erstreckt und deutlich höhere relative Temperaturunterschiede im jeweiligen Zulaufstrang verursacht. Die experimentelle Unterscheidung dieser beiden Strömungsphänomene erfolgt auf Basis gemessener Temperaturdifferenzen. Die zugrundegelegten Kriterien sind in Tab. 6.1 zusammengefasst.

**Tabelle 6.1:** Unterscheidungskriterien für die Strömungsphänomene im T-Stück.

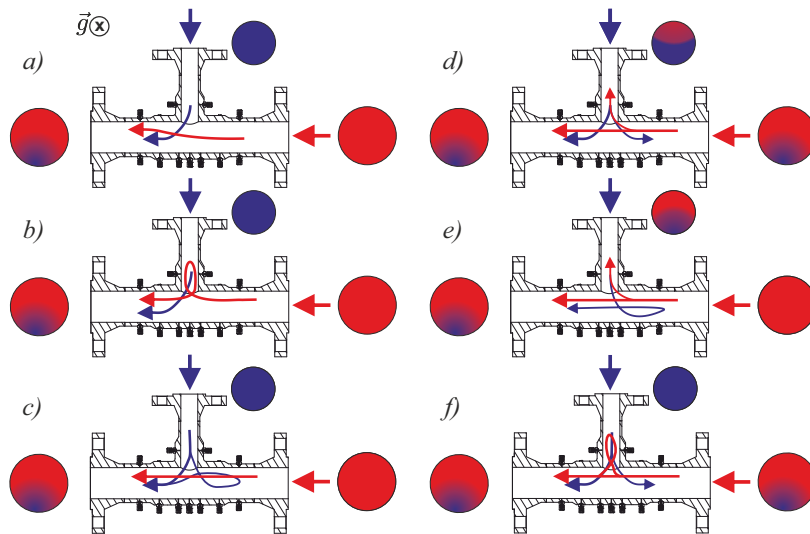
Strömungsphänomen	Kriterium
keine Rezirkulationen / keine Rückströmung	$\Delta T_{5-5} \leq 3 \text{ K}$ $\wedge \Delta T_{1-1} \leq 1,5 \cdot \Delta T_{h,nominell}$
Rezirkulation im Nebenstrang	$\Delta T_{5-5} > 3 \text{ K}$ $\wedge \Delta T_n \leq 0,3 \cdot \Delta T$
Rezirkulation im Hauptstrang	$\Delta T_{1-1} > 1,5 \cdot \Delta T_{h,nominell}$ $\wedge \Delta T_h \leq 0,3 \cdot \Delta T$
Rückströmung im Nebenstrang	$\Delta T_n > 0,3 \cdot \Delta T$
Rückströmung im Hauptstrang	$\Delta T_h > 0,3 \cdot \Delta T$

Im Nebenstrang werden die Temperaturdifferenzen in der Messebene 5 des T-Stücks ( $\Delta T_{5-5}$ ; vgl. Abb. 6.1) und an der Messschelle 2 ( $\Delta T_n$ ) bestimmt. Im Hauptstrang werden die Temperaturen in der Messebene 1 ( $\Delta T_{1-1}$ ) und an der Messschelle 1 ( $\Delta T_h$ ) stromaufwärts des T-Stücks berücksichtigt.

Die Auswertung der Temperaturmessdaten auf Basis der genannten Kriterien erfolgte in MATLAB von MathWorks. Berücksichtigt wurden Versuche aus insgesamt zwanzig Versuchsreihen mit Temperaturunterschieden von  $\Delta T = 25 \text{ K} \pm 5 \text{ K}$ ,  $\Delta T = 75 \text{ K} \pm 10 \text{ K}$  sowie  $\Delta T = 125 \text{ K} \pm 10 \text{ K}$ .

Die Summe der vorliegenden Strömungsphänomene charakterisiert die jeweils etablierte Strömungsform im T-Stück für einen definierten Versuchsparametersatz. In Abb. 6.3 sind die experimentell identifizierten grundlegenden Strömungsformen der FSI-Versuchsanlage für die genannten Bereiche der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zusammengefasst. Bei allen Darstellungen handelt es sich um schematische Abbildungen. Die Auflistung hat keinen Anspruch auf Vollständigkeit und dient in erster Linie der Unterscheidung der wichtigsten Strömungsformen.

In der linken Spalte sind die rezirkulationsfreie *a*-Form sowie die Rezirkulationsformen *b* und *c* dargestellt. In der rechten Spalte sind die Rückströmungsformen gezeigt,



**Abbildung 6.3:** Zusammenfassung der beobachteten grundlegenden Strömungsformen im T-Stück der FSI-Versuchsanlage für Temperaturunterschiede der Fluide zwischen 25 K und 125 K.

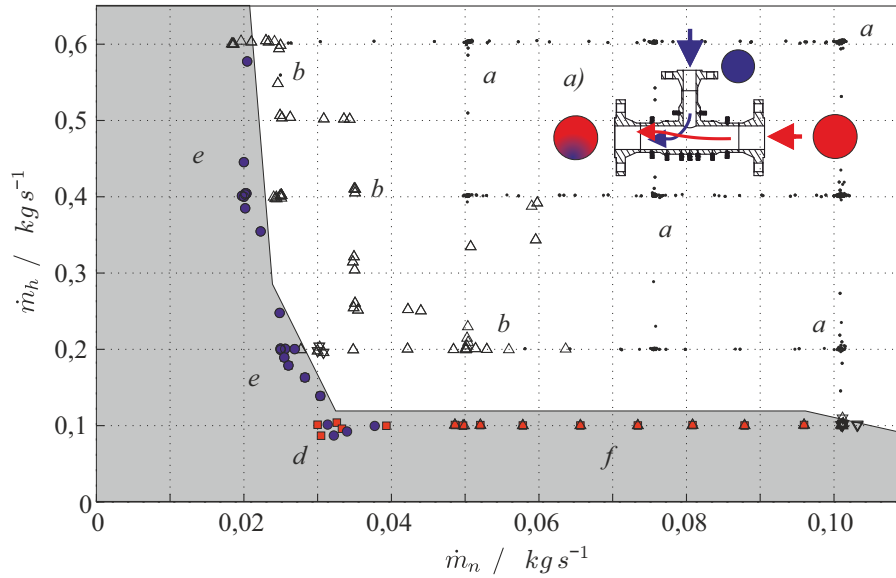
beginnend mit der Rückströmung in beiden Strängen (*d*-Form). Darunter sind die *e*- und *f*-Formen dargestellt, welche jeweils nur die Rückströmung im Neben- bzw. im Hauptstrang aufweisen. In beiden Fällen ist zusätzlich eine Rezirkulation im jeweiligen anderen Strang dargestellt, was jedoch keine notwendige Voraussetzung ist. Diese Strömungsformen können definitionsgemäß auch vorliegen, falls nur eine einzelne Rückströmung vorliegt.

•	Keine Rezirkulation/Rückströmung
△	Rezirkulation im Nebenstrang
▽	Rezirkulation im Hauptstrang
●	Rückströmung in den Nebenstrang
■	Rückströmung in den Hauptstrang

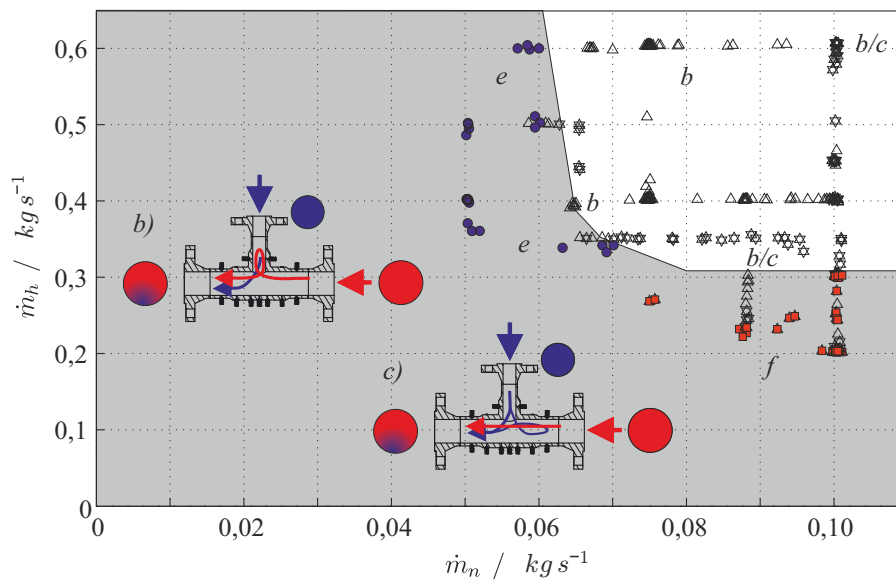
**Abbildung 6.4:** Legende für die Strömungsformenkarten der Rezirkulationen und Rückströmungen.

Die identifizierten Strömungsformen wurden für die drei untersuchten Temperaturbereiche in Strömungsformenkarten zusammengefasst und in Abb. 6.5 bis 6.7 dargestellt. Für die genannten Diagramme werden einheitliche Symbole zur Kennzeichnung der Strömungsformen verwendet, wie sie in Abb. 6.4 aufgeführt sind.

Aus Abb. 6.5 ist ersichtlich, dass bei Temperaturunterschieden von  $\Delta T = 25 \text{ K} \pm 5 \text{ K}$  in der Hälfte des Betriebsbereichs der FSI-Versuchsanlage keine Rückströmungen oder Rezirkulationen auftreten. Die vorliegende Strömungsform wird als *a*-Form



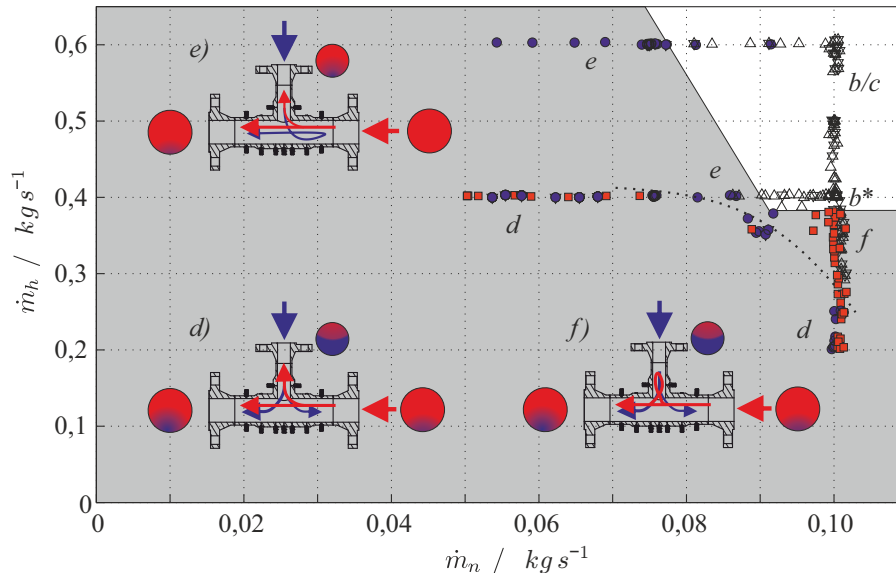
**Abbildung 6.5:** Strömungsformkarte der Rezirkulationen und Rückströmungen für einen Temperaturunterschied der Fluide von  $\Delta T = 25\text{ K} \pm 5\text{ K}$ .



**Abbildung 6.6:** Strömungsformkarte der Rezirkulationen und Rückströmungen für einen Temperaturunterschied der Fluide von  $\Delta T = 75\text{ K} \pm 10\text{ K}$ .

identifiziert. Eine Rezirkulation im Nebenstrang etabliert sich, falls der Nebenstrangmassenstrom von seinem nominellen Wert von  $0,1 \text{ kg s}^{-1}$  reduziert wird (*b*-Form). Die Rezirkulation dehnt sich mit kleiner werdenden Massenströmen aus und geht für  $\dot{m}_n < 0,03 \text{ kg s}^{-1}$  in die Rückströmung im Nebenstrang über (*e*-Form). Das gleiche gilt für den Hauptstrang, in welchem bei  $\dot{m}_h \leq 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  für nahezu alle Nebenstrangmassenströme mit Rückströmung zu rechnen ist. Die Bereiche, in denen für die unterschiedlichen Temperaturdifferenzbereiche mit Rückströmung zu rechnen ist, sind in den Strömungsformenkarten grau hinterlegt.

Der Vergleich von Abb. 6.5 und Abb. 6.6 offenbart eine deutliche Erweiterung des Rückströmungsbereichs hin zu größeren Haupt- und Nebenstrangmassenströmen. Zur Vermeidung von Rückströmung muss mindestens  $\dot{m}_h > 0,3 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n > 0,065 \text{ kg s}^{-1}$  gefahren werden. Im Unterschied zum Experiment mit  $\Delta T = 25 \text{ K}$  gibt es keine *a*-Form mehr, d. h. es liegt in jedem Fall eine Rezirkulation im Haupt- (*c*-Form) und/oder Nebenstrang (*b*-Form) vor. Letzteres ist im gesamten rückströmungsfreien Parameterfenster der Fall. Die *c*-Form etabliert sich für  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  und im Übergangsbereich zur Rückströmung.

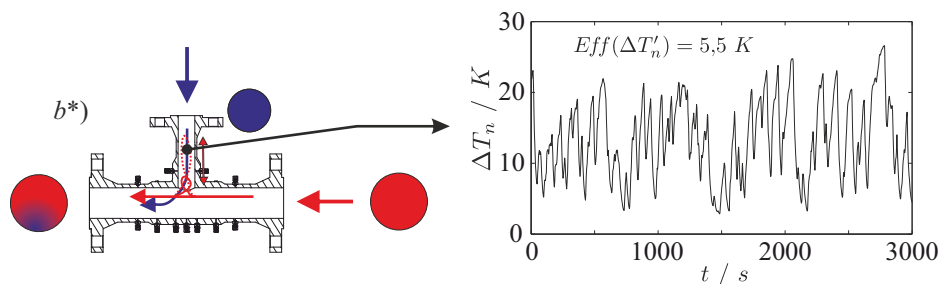


**Abbildung 6.7:** Strömungsformenkarte der Rezirkulationen und Rückströmungen für einen Temperaturunterschied der Fluide von  $\Delta T = 125 \text{ K} \pm 10 \text{ K}$ .

Bemerkenswert für die Fälle  $\Delta T = 25 \text{ K}$  und  $\Delta T = 75 \text{ K}$  ist, dass die Rückströmung im Hauptstrang immer durch eine Rezirkulation im Nebenstrang begleitet wird, während die Rückströmung im Nebenstrang diese Kopplung nicht zeigt.

Im Temperaturdifferenzbereich von  $\Delta T = 125 \text{ K} \pm 10 \text{ K}$  ist das rückströmungsfreie

Parameterfenster stark eingeschränkt. Gefahren werden können nur Hauptstrangmassenströme zwischen  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_h = 0,6 \text{ kg s}^{-1}$  mit einem Nebenstrangmassenstrom  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$ . Wird letzterer reduziert, etabliert sich umgehend die *b*-Form und geht in die *e*-Form über. Im Hauptstrang etabliert sich unterhalb von  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  ebenfalls die Rückströmung, welche durch eine Rezirkulation im Nebenstrang begleitet wird. Werden beide Massenströme unterhalb der jeweiligen Etablierungsgrenzen für die Rückströmung gefahren, bildet sich die *d*-Form aus, welche sich durch eine Rückströmung in beiden Strängen auszeichnet.



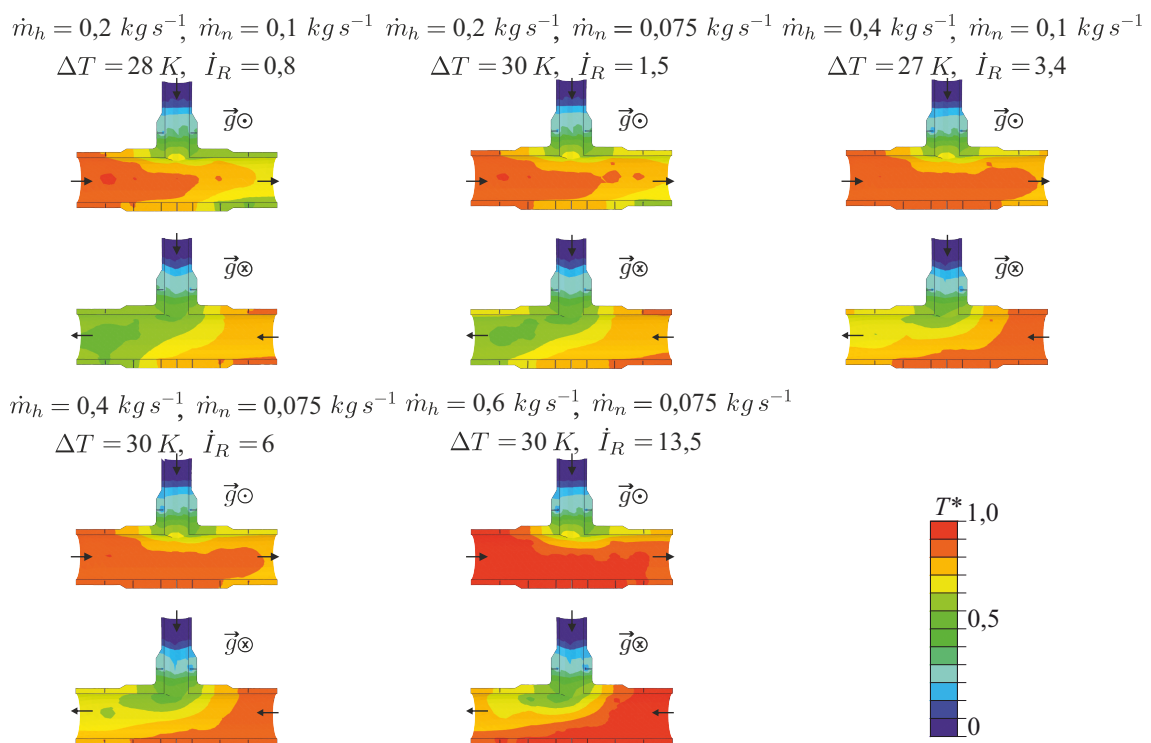
**Abbildung 6.8:** Schematische Darstellung und gemessener zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz  $\Delta T_n$  im Fall einer intermittierenden Rezirkulation (*b*\*-Form) im Nebenstrang des T-Stücks der FSI-Versuchsanlage bei  $\Delta T = 130 \text{ K}$ .

Im Experiment konnte beobachtet werden, dass die Rezirkulation im Nebenstrang des T-Stücks bei einem Massenstromverhältnis von  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  (*b*-Form) instabil wird, wenn die Temperaturdifferenz  $130 \text{ K}$  überschreitet. In Abb. 6.8 ist das als intermittierende Rezirkulation (*b*\*-Form) bezeichnete Strömungsphänomen schematisch dargestellt. Zusätzlich ist ein gemessener zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz dargestellt, der von der Messschelle im Nebenstrang erfasst wurde. Die Extremwerte von  $\Delta T_n$  in der aufgezeichneten Zeitperiode betragen  $26,6 \text{ K}$  respektive  $3,4 \text{ K}$ . Der Effektivwert der Schwankungskomponente auf der Rohraußenoberfläche beträgt  $5,5 \text{ K}$ , wobei keine dominanten Frequenzen auftreten. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass diese Strömungsform in anderen Betriebsfensterbereichen ebenfalls vorhanden ist, jedoch aufgrund ihrer vergleichsweise langen charakteristischen Zeitintervalle nicht erkannt wird.

Die angeführten Beobachtungen können möglicherweise in Verbindung gebracht werden mit aktuellen Untersuchungsergebnissen von Kickhofel [41], welcher das sogenannte Phänomen der turbulenten Penetration untersucht hat. Seine Daten verweisen auf eine Veränderung der thermozyklischen Zonen aufgrund einer künstlich eingebrachten Geschwindigkeitsschwankung im Hauptstrang eines T-Stücks.

## 6.2 Analyse der Temperaturfelder im T-Stück

In Ergänzung zu den Informationen, welche im Rahmen der thermischen Charakterisierung der FSI-Versuchsanlage (siehe Abschnitt 6.1) über die Strömungsformen gesammelt werden konnten, werden für den Vergleich der nichtisothermen und der isothermen Vermischung die Temperaturfelder im T-Stück analysiert. Ausgangspunkt für die weiteren Betrachtungen sind Messreihen, in denen das Impulsstromverhältnis  $\dot{I}_R$  variiert wurde. Die TE-Messdaten dieser Versuche sind als Randbedingungen der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Abaqus-Simulation verwendet worden. Für die Darstellung der damit berechneten Temperaturfelder wird das T-Stück jeweils horizontal geschnitten und das Temperaturfeld der oberen und unteren Hälfte dargestellt. Die Farbdarstellung der Temperaturfelder verwendet jeweils die Minimal- und Maximaltemperatur, auf deren Basis die Temperaturen entsprechend Gl. 1.9 in normierte Werte umgerechnet werden.

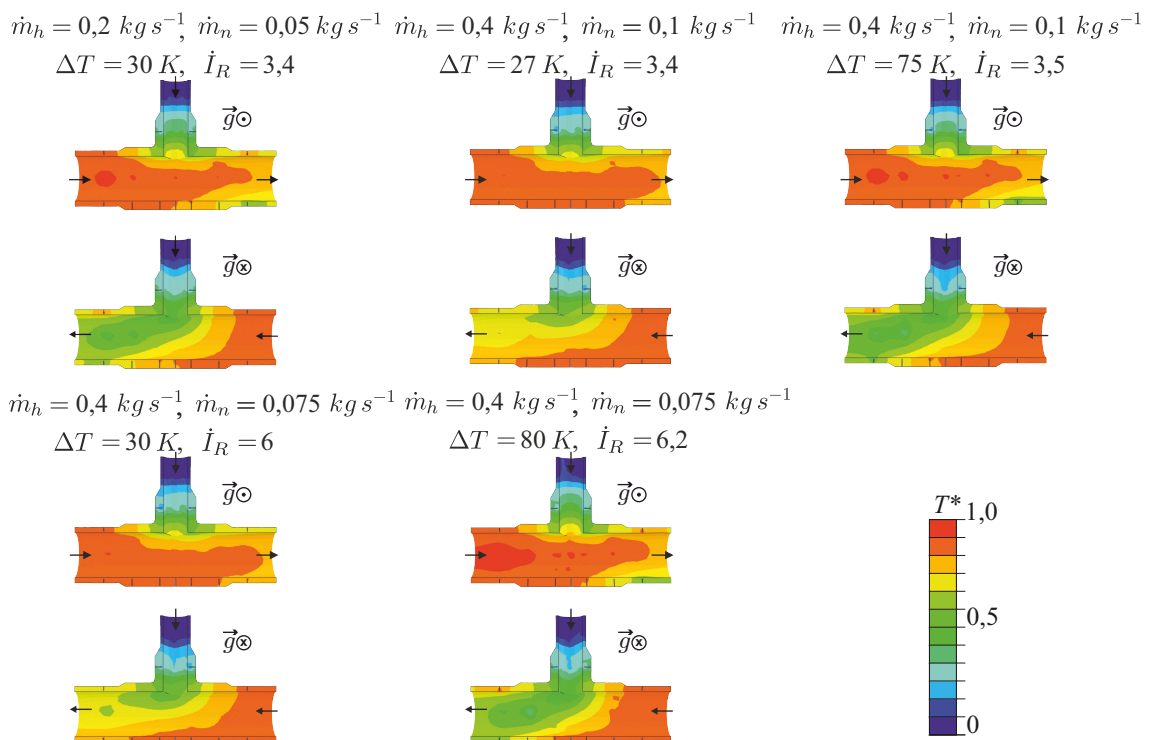


**Abbildung 6.9:** Visualisierungen der Temperaturfelder im T-Stück für Impulsstromverhältnisse im Bereich  $0,8 \leq \dot{I}_R \leq 13,5$ .

Für die in Abb. 6.9 dargestellten, selektierten Versuche wurde ein Temperaturunterschied  $\Delta T$  von zirka 30 K eingestellt und das Impulsstromverhältnis durch die Änderung der Massenströme im Haupt- und Nebenstrang variiert. Hierdurch kann

ten Impulsstromverhältnisse von  $0,8 < \dot{I}_R < 13,5$  erzielt werden.

Die Temperaturfelder sind sich in einigen Aspekten grundsätzlich ähnlich. Die Temperaturverteilungen in den Einläufen sind relativ homogen und weisen relativ kleine azimutale Temperaturgradienten auf.<sup>1</sup> Es können demnach keine Strömungsformen mit Rückströmungen vorliegen. Der Seitenstranganschluss zeigt einen deutlichen axialen Temperaturgradienten, was auf Wärmeleitung in der Struktur und Rezirkulationsströmungen hindeutet. Letztere wurden als Charakteristika der Strömungsformen *b* und *f* identifiziert (vgl. Abb. 6.3). Stromabwärts des Seitenstranganschlusses bildet sich jeweils eine kalte Zone aus, die in Kontakt mit der Struktur steht und auf die Existenz von unvermischem Fluid aus dem Seitenstrang hinweist. Die Form dieser kalten Zone, die durch erhöhte asymmetrische axiale und azimutale Temperaturgradienten charakterisiert ist, hängt von der Wahl der Versuchsparameter ab.



**Abbildung 6.10:** Visualisierungen der Temperaturfelder im T-Stück für die Impulsstromverhältnisse  $\dot{I}_R = 3,5 \pm 0,1$  und  $6,1 \pm 0,1$ .

Die dargestellten Versuche implizieren verschiedene Abhängigkeiten vom Impulsstromverhältnis  $\dot{I}_R$ . So verhält sich die Fläche der kalten Zone umgekehrt proportional zum Impulsstrom. Darüber hinaus ist eine azimutale Verlagerung zu beobachten.

<sup>1</sup>Aufgrund der beschränkten Messstellendichte sind visuelle Artefakte z. B. im Extrapolationsbereich an den T-Stück-Anschlüssen nicht ausgeschlossen.



Bei  $\dot{I}_R = 0,8$  nimmt die kalte Zone die untere Hälfte des T-Stück-Ausflusses ein, während sich für  $\dot{I}_R > 6$  die kalte Zone auf den Winkelbereich<sup>2</sup>  $80^\circ < \Phi < 180^\circ$  stromab des Seitenstranganschlusses beschränkt.

Während die in Abb. 6.9 präsentierten Ergebnisse einen Zusammenhang zwischen Impulsstromverhältnis und Strömungsform vermuten lassen, wie sie bei isothermen Vermischungsvorgängen in T-Stücken beobachtet werden können, sind in Abb. 6.10 Resultate dargestellt, die dies widerlegen. Ausgewählt wurden zwei Versuchsreihen mit nahezu konstanten Impulsstromverhältnissen. In der oberen Reihe sind Ergebnisse für  $\dot{I}_R = 3,4$  und in der unteren Reihe für  $\dot{I}_R = 6$  zu sehen. Zwischen den ersten beiden Versuchen (obere Reihe) wurden die Temperaturrandbedingungen konstant gehalten, während die Massenströme im Haupt- und Nebenstrang derart variiert wurden, dass die Impulsstromverhältnisse konstant blieben.

Der Vergleich der Temperaturfelder zeigt eine deutliche Veränderung der Strömungssituation im T-Stück und eine Verlagerung der kalten Zone. Zwischen den Versuchen 2 und 3 wurde die Temperaturdifferenz von  $\Delta T = 27\text{ K}$  auf  $\Delta T = 75\text{ K}$  erhöht. Die Veränderung dieses Versuchsparameters führt wiederum zu einer deutlichen Variation des Temperaturfeldes. Die Temperaturverteilungen im T-Stück sind bei den Versuchen 1 und 3 sehr ähnlich.

Die genannte Beobachtung motivierte zu weiteren Experimenten, in denen der Einfluss der Temperaturdifferenz auf die Ausbildung des Temperaturfeldes untersucht wurde. Exemplarisch sind in der unteren Reihe der Abb. 6.10 die Ergebnisse der Temperaturvariation bei einem Impulsstromverhältnis von  $\dot{I}_R = 6,1 \pm 0,1$  dargestellt. Wiederum führt die Temperaturänderung zu einer deutlichen Verlagerung der kalten Zone.

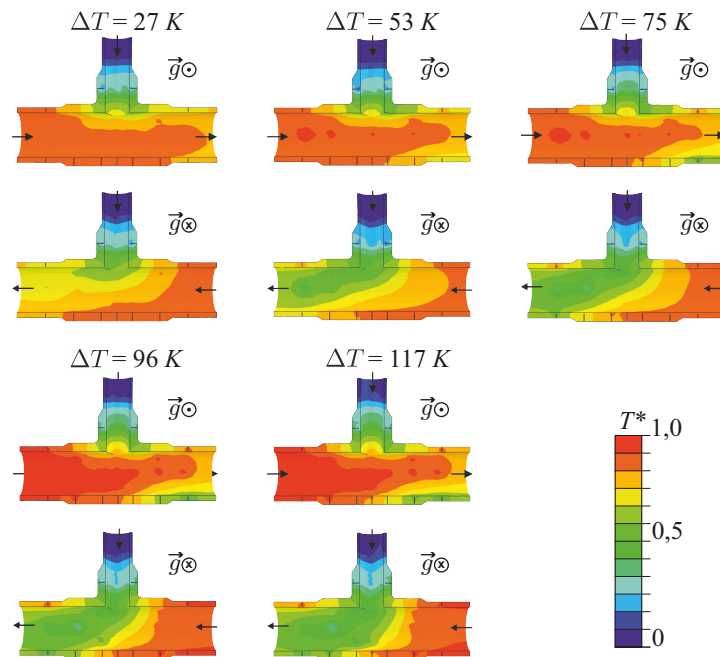
Der Einfluss der Temperaturabhängigkeit wurde in Versuchen mit einem Impulsstromverhältnis von  $\dot{I}_R = 3,5 \pm 0,1$  näher untersucht. Die Ergebnisse der entsprechenden Abaqus-Berechnungen sind in Abb. 6.11 dargestellt. Die Massenströme wurden in den Experimenten konstant bei  $\dot{m}_h = 0,4\text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1\text{ kg s}^{-1}$  gehalten und nur die Temperaturdifferenz im Bereich  $27\text{ K} \leq \Delta T \leq 117\text{ K}$  variiert.

Für  $\Delta T = 27\text{ K}$  ist die Fläche der kalten Zone relativ klein und erstreckt sich stromabwärts über den Winkelbereich  $80^\circ < \Phi < 200^\circ$ . Für  $\Delta T = 53\text{ K}$  sind deutlich größere Temperaturgradienten auf der Rohroberfläche zu erkennen und die kalte Zone erstreckt sich über den Winkelbereich  $90^\circ < \Phi < 270^\circ$  bis in der unteren T-

---

<sup>2</sup>Koordinatensystem entsprechend Abb. 6.1.

Stück-Hälfte. Auch die Rezirkulation im unteren Teil des Hauptstrangzulaufs ist zu erkennen. Für größere Temperaturunterschiede  $\Delta T$  verlagert sich die kalte Zone zu größeren  $\Phi$ -Winkeln hin und nimmt dabei eine zunehmend größere Fläche ein. Für  $\Delta T = 117\text{ K}$  erstreckt sie sich stromabwärts über den Bereich  $100^\circ < \Phi < 350^\circ$  und steht im unteren Teil des T-Stücks mit mehr als der Hälfte der Wandoberfläche in Kontakt. Die dafür verantwortliche Verlagerung des kalten Fluids wird durch Auftriebskräfte bewirkt, die mit zunehmender Temperatur größer werden.

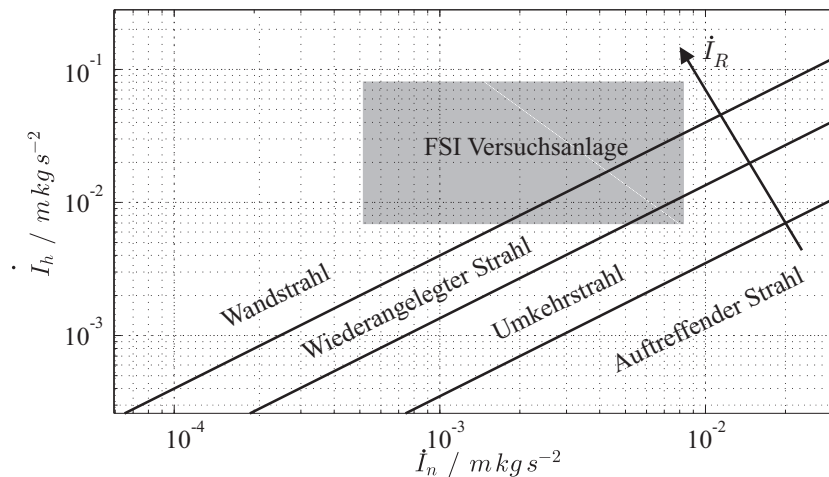


**Abbildung 6.11:** Visualisierungen der Temperaturfelder im T-Stück für das Impulsstromverhältnis  $\dot{I}_R = 3,5 \pm 0,1$  bei konstanten Massenströmen  $\dot{m}_h = 0,4\text{ kg s}^{-1}$ ,  $\dot{m}_n = 0,1\text{ kg s}^{-1}$  und unterschiedlichen Temperaturdifferenzen.

Wie aus Abb. 6.9 ersichtlich kann durch Erhöhung der Impulsströme der auftriebsbedingten Verlagerung der Fluidströme entgegengewirkt werden. Dies ist ein Indiz für das Vorherrschen einer Mischkonvektion, in der die strömungsformenden Kräfte, in Abgrenzung zur Zwangs- und Naturkonvektion, die gleiche Größenordnung haben. Aufgrund der Tatsache, dass für alle in Abb. 6.9 bis 6.11 dargestellten Messungen die Bedingung für eine gemischte Konvektion entsprechend der Strömungsformenkarte der nichtisothermen Rohrströmung (vgl. Abb. 1.5) nicht erfüllt ist, muss aufgrund dieses Widerspruchs geschlussfolgert werden, dass diese Karte in der direkten Umgebung eines T-Stücks keine Anwendung finden kann.

Für die strömungsmechanische Charakterisierung der FSI-Versuchsanlage werden die Impulsstrombeziehungen (s. Gl. 1.8) auf Basis der Betriebsparameter der FSI-

Versuchsanlage ausgewertet. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in Abb. 6.12 zusammengefasst. Wie aus der Darstellung zu entnehmen ist, können mit der FSI-Versuchsanlage bei isothermen Versuchsparametern drei von vier Strömungsformen abgedeckt werden, die aus isothermen Versuchsanlagen bekannt sind. Hierin ist bereits berücksichtigt, dass im Fall eines beheizten Hauptstrangs die Dichte des Fluids bei gleichbleibendem Massenstrom reduziert wird, sodass das Parameterfenster aufgrund der sich erhöhenden Bulkgeschwindigkeit, welche in Gl. 1.8 im Quadrat eingeht, gegenüber dem isothermen Fall nach oben verschoben wird. Der Einfluss auf das Impulsstromverhältnis und auf die Lage des Betriebsfensters der FSI-Versuchsanlage ist im betrachteten Temperaturbereich vernachlässigbar klein.



**Abbildung 6.12:** Strömungsformkarte der Impulsströme der FSI-Versuchsanlage nach aktuellem Wissen über isotherme T-Stück-Vermischungsvorgänge.

Das Betriebsfenster der FSI-Versuchsanlage beinhaltet, nach aktuellem Wissensstand über isotherme T-Stück-Vermischungsvorgänge, die Strömungsformen Wandstrahl, wiederangelegter Strahl und Umkehrstrahl. Letzterer liegt nach Gl. 1.8 vor, wenn das Impulsstromverhältnis bei  $0,35 \leq \dot{I}_R \leq 1,35$  liegt. Die erste Messung in Abb. 6.9 erfüllt diese Bedingung. Wie am Temperaturfeld erkennbar ist, tritt das kalte Fluid in das T-Stück ein, sinkt ab und konvektiert im unteren Teil des Rohrs stromabwärts. Das Fluid steht dabei in ständigem Kontakt mit der Strukturoberfläche, was eine Charakteristik der Wandstrahl-Strömungsform ist und bei der Umkehrstrahl-Strömungsform nicht auftritt. Es ist deshalb davon auszugehen, dass sich die Strömungsformkarte aufgrund der nichtisothermen Verhältnisse in der Art verändert hat, dass die Grenzen zwischen den Strömungsformen zu kleineren Impulsstromverhältnissen hin verschoben sind. Die Versuche mit konstanten Impulsstromverhältnissen

nissen aus Abb. 6.11 haben gezeigt, dass diese Verschiebung mit steigender Temperaturdifferenz größer ausfällt.

## 6.3 Bestimmung von Geschwindigkeitsprofilen

Als Grundlage für CFD-Berechnungen wurden die Eintrittsrandbedingungen des T-Stücks mittels Particle Image Velocimetry (PIV) gemessen. Die zur Verfügung stehenden PIV- und TR-PIV-Systeme wurden für die Vermessung der mittleren vertikalen Profile der axialen Geschwindigkeitskomponenten in den Zulaufstrecken des T-Stücks eingesetzt. Die gewählte Modulordnung (vgl. Abb. 6.1) definierte die axialen Messpositionen für alle erfassten Geschwindigkeitsinformationen. Im Nebenstrang wurden die Messungen  $0,33\text{ m}$  stromaufwärts des T-Stücks durchgeführt, wogegen im Hauptstrang  $0,7\text{ m}$  zwischen der Messposition im Optikmodul und dem T-Stück (Koordinatenursprung) lagen. Für die Messungen wurde, falls nicht anders angegeben, ein Systemdruck von  $3\text{ MPa}$  eingestellt.

### 6.3.1 Profile unter quasiisothermen Bedingungen

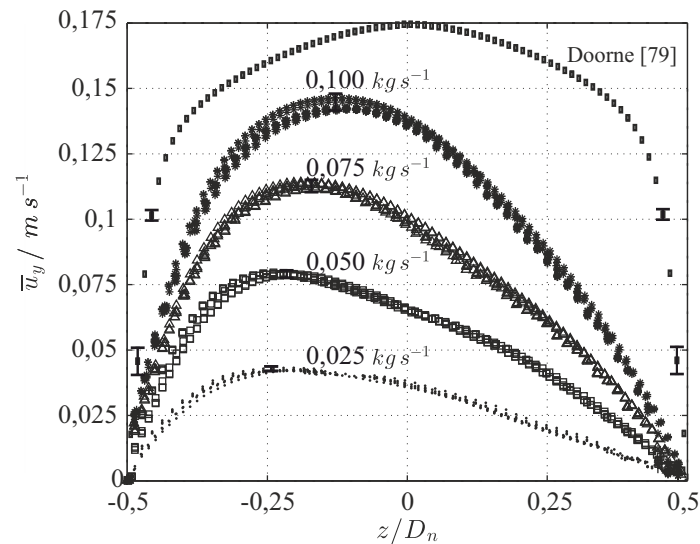
Die Haupt- und Nebenstrangprofile wurden unter quasiisothermen Verhältnissen vermessen. Die Versuchsanlage wurde hierfür mit Wärmetauschern und ohne Glühketten betrieben. Aufgrund der Selbsterwärmung des Hauptstrangfluids wurden nur solche Versuche berücksichtigt, für welche der Temperaturunterschied  $\Delta T$  kleiner als  $11\text{ K}$  war.

**Tabelle 6.2:** Versuchsparameter der PIV-Messungen N1 bis N4 im Nebenstrang unter quasiisothermen Bedingungen.

Exp.	$\dot{m}_n / \text{kg s}^{-1}$	$\vartheta_n / ^\circ\text{C}$	$p / \text{MPa}$	$\rho / \text{kg m}^{-3}$	$\eta / 10^{-3} \text{Pa s}$	$Re_D$
N1	$0,100 \pm 0,001$	$20 \pm 2$	$3\text{ MPa}$	$998,6 \pm 0,5$	$1 \pm 0,005$	$3.370 \pm 130$
N2	$0,075 \pm 0,001$	$20 \pm 2$	$3\text{ MPa}$	$998,6 \pm 0,5$	$1 \pm 0,005$	$2.470 \pm 100$
N3	$0,050 \pm 0,001$	$20 \pm 2$	$3\text{ MPa}$	$998,6 \pm 0,5$	$1 \pm 0,005$	$1.650 \pm 70$
N4	$0,025 \pm 0,001$	$20 \pm 2$	$3\text{ MPa}$	$998,6 \pm 0,5$	$1 \pm 0,005$	$820 \pm 35$

Die mittleren vertikalen Profile der axialen Geschwindigkeitskomponenten  $\bar{u}_y$  im Nebenstrang stromaufwärts des T-Stücks sind in Abb. 6.13 dargestellt. Alle durchgeführten Versuche im genannten Temperaturbereich sind dabei zusammengefasst. Für die Nebenstrangmassenströme  $\dot{m}_n = 0,025\text{ kg s}^{-1}$ ,  $0,05\text{ kg s}^{-1}$ ,  $0,075\text{ kg s}^{-1}$  und  $0,1\text{ kg s}^{-1}$  wurde jeweils ein Hauptstrangmassenstrom  $\dot{m}_h$  von  $0,2\text{ kg s}^{-1}$ ,  $0,4\text{ kg s}^{-1}$

und  $0,6 \text{ kg s}^{-1}$  eingestellt. Die Fehlerbalken sind nach Gl. 5.8 berechnet und jeweils für das Geschwindigkeitsmaximum dargestellt. Als Ergänzung zu den Messungen an der FSI-Versuchsanlage werden PIV-Messergebnisse von Doorne und Westerweel [80] verwendet, die aus Messungen an einem geraden Rohr ( $D_i = 0,04 \text{ m}$ ) bei  $Re_D = 3.000$  und bei  $Re_D = 5.300$  stammen<sup>3</sup>.



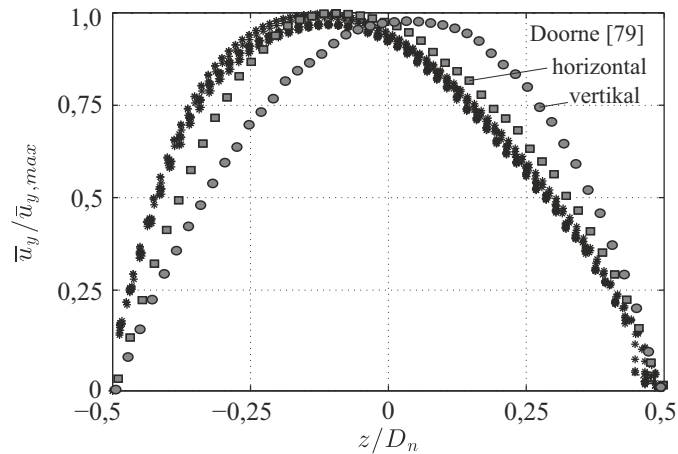
**Abbildung 6.13:** Vertikale Geschwindigkeitsprofile der mittleren axialen Geschwindigkeitskomponente im Nebenstrang,  $8,5 D_n$  stromaufwärts des T-Stücks, aufgenommen sowie Messdaten von einer Rohrströmung bei  $Re_D = 5.300$  nach Doorne [80].

Der Vergleich der Profile der FSI-Versuchsanlage zeigt, dass im betrachteten Betriebsbereich der Hauptstrangmassenstrom keinen signifikanten Einfluss auf die Strömung im Nebenstrang hat. Für die jeweiligen Nebenstrangmassenströme liegen charakteristische asymmetrische Geschwindigkeitsprofile vor, die ihr Maximum unterhalb der Rohrachse haben. Die Geschwindigkeitsmaxima verschieben sich für größere Massenströme in Richtung Rohrachse, wobei die Profilform symmetrischer wird und sich dem turbulenten Geschwindigkeitsprofil der Rohrströmung, wie es von Doorne und Westerweel für  $Re_D = 5.300$  bestimmt wurde, annähert. Aufgrund dieser Eigenschaft kann davon ausgegangen werden, dass die vorliegende Strömung eine Anlaufströmung ist.

Die Messdaten für den Nebenstrangmassenstrom  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  ( $Re_D = 3.370$ ) sind in Abb. 6.14 in normierter Form zusammen mit den Rohrströmungsmessungen von Doorne und Westerweel [80] bei  $Re_D = 3.000$  dargestellt. Letztere weisen eine ähnliche Asymmetrie wie die vorliegenden Messdaten auf. Aufgrund ähnlicher

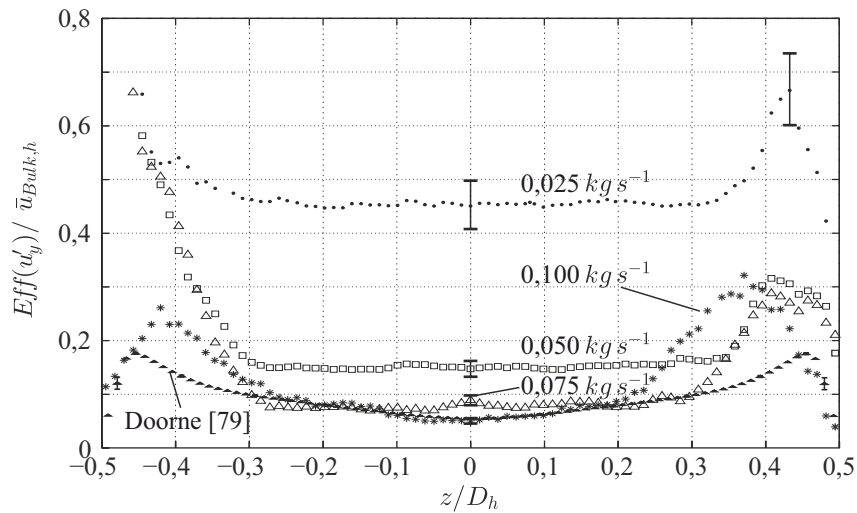
<sup>3</sup>Für die Darstellung wurden die Messdaten an der Rohrachse gespiegelt.

Reynoldszahlen der Messreihen kann geschlussfolgert werden, dass die von Doorne angeführte Sensitivität dieser Strömungsform gegenüber Einflüssen wie z. B. der thermischen Konvektion, der Grund dafür ist, dass sich an der FSI-Versuchsanlage kein symmetrisches Profil im Nebenstrang ausbildet.



**Abbildung 6.14:** Normierte Geschwindigkeitsprofile der mittleren axialen Geschwindigkeitskomponente im Nebenstrang  $8,5 D_n$  stromaufwärts des T-Stücks bei  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  sowie Messwerte von einer Rohrströmung bei  $Re_D = 3.000$  nach Doorne [80].

Die aus den Messdaten berechneten Effektivwerte der axialen Schwankungskomponenten für die Geschwindigkeitsprofile im Nebenstrang sind in Abb. 6.15 zusammen mit den Messdaten von Doorne und Westerweel dargestellt. Die Effek-

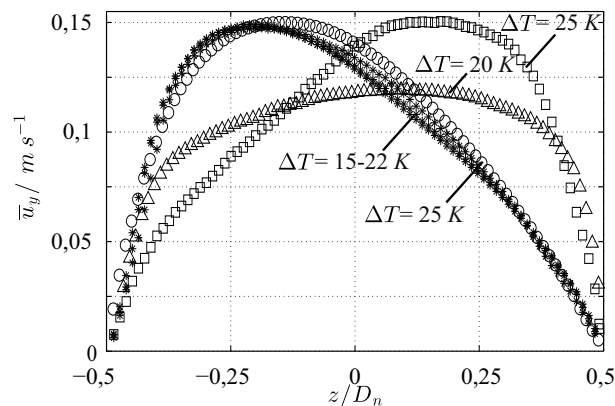


**Abbildung 6.15:** Vertikale Profile der normierten Effektivwerte der axialen Schwankungskomponente im Nebenstrang  $8,5 D_n$  stromaufwärts des T-Stücks sowie Messwerte von einer Rohrströmung bei  $Re = 5.300$  von Doorne [80].

tivwerte der Profile für  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,075 \text{ kg s}^{-1}$  liegen im Bereich

$-0,25 < z/D < 0,25$  auf dem Niveau einer turbulenten Rohrströmung [49]. In Wandnähe haben die vorliegenden Messungen im Vergleich dazu größere Werte. Während die Messwerte aller Messungen im unteren Bereich des Zulaufrohrs ( $z/D < -0,3$ ) mitunter durch Ablagerungen der Streupartikel auf der Rohrwand betroffen sind, erklärt sich der Anstieg in der Nähe der oberen Wand hierdurch nicht. Die Schwankungen der Messungen bei  $\dot{m}_n = 0,05 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,025 \text{ kg s}^{-1}$  sind über der gesamten Rohrhöhe deutlich größer als im turbulenten Fall. Da die vorliegende Strömung als Anlaufströmung identifiziert wurde und die erwarteten Fluktuationenwerte in einer sich natürlich entwickelnden Strömung unter dem Niveau der turbulenten Strömung liegen sollten, ist davon auszugehen, dass eine künstlich erzeugte Schwankungsbewegung der natürlichen Strömung aufgeprägt ist [44].

Die anlagenspezifische Selbsterwärmung des Hauptstrangfluids ohne Einsatz der Heizelemente verhindert Untersuchungen der isothermen Fluidmischung im T-Stück. Vertikale Geschwindigkeitsprofile der mittleren axialen Geschwindigkeitskomponente  $\bar{u}_y$  im Nebenstrang wurden deshalb für Temperaturunterschiede zwischen  $15 \text{ K}$  und  $25 \text{ K}$  aufgenommen.



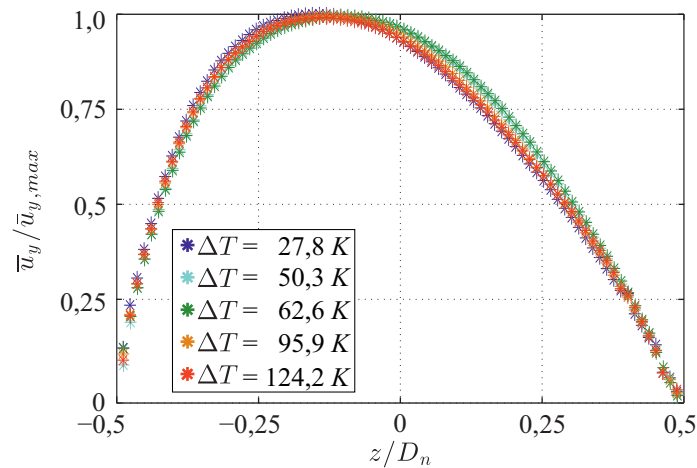
**Abbildung 6.16:** Vertikale Geschwindigkeitsprofile der mittleren axialen Geschwindigkeitskomponente im Nebenstrang  $8,5 D_n$  stromaufwärts des T-Stücks; Profile für unterschiedliche Temperaturunterschiede  $\Delta T$  der Fluide bei  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$ .

Für die in Abb. 6.16 dargestellten Versuche betrug der Massenstrom im Haupt- bzw. Nebenstrang  $0,4 \text{ kg s}^{-1}$  bzw.  $0,1 \text{ kg s}^{-1}$ . Die wiedergegebenen Geschwindigkeitsprofile wurden jeweils über einen Messzeitraum von viereinhalb Minuten beobachtet, konnten jedoch nach Massenstromvariationen und an unterschiedlichen Versuchstagen nicht wieder so gemessen werden. Es wird deshalb geschlussfolgert, dass eine uneindeutige Strömungssituation im angegebenen Temperaturbereich vorliegt. Das gleiche Phänomen konnte bei den PIV-Versuchen im Hauptstrangzulauf des

T-Stücks nachgewiesen werden [126]. Während für Hauptstrangmassenströme von  $0,6 \text{ kg s}^{-1}$  selbstähnliche symmetrische Profile festgestellt werden konnten, lagen für kleinere Massenströme sehr unterschiedliche asymmetrische Profilformen vor. Aufgrund der Tatsache, dass keines dieser Profile reproduzierbar war und diese deshalb für die Validierung numerischer Verfahren nicht in Frage kommen, wurden allen weiteren Versuche unter Einsatz der Heizelemente mit Fluidtemperaturdifferenzen  $\Delta T$  größer als  $25 \text{ K}$  durchgeführt.

### 6.3.2 Profile für beheizte Fluide

Die vertikalen Geschwindigkeitsprofile im Haupt- und Nebenstrang wurden bei beheiztem System untersucht. Die Versuchsparametersätze stammen hierbei aus den rückströmungsfreien Bereichen der Strömungsformenkarten. Exemplarisch sind die vertikalen Geschwindigkeitsprofile der mittleren axialen Geschwindigkeitskomponente im Nebenstrang für die Massenstromkombination  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  im Haupt- bzw. Nebenstrang in Abb. 6.17 dargestellt. Der Temperaturunterschied  $\Delta T$  zwischen den sich vereinigenden Fluiden betrug in den Versuchen zwischen  $27,8 \text{ K}$  und  $124,2 \text{ K}$ .



**Abbildung 6.17:** Normierte vertikale Geschwindigkeitsprofile der mittleren axialen Geschwindigkeitskomponente im Nebenstrang  $8,5$  Durchmesser stromaufwärts des T-Stücks für verschiedene Temperaturdifferenzen  $\Delta T$  der Fluide bei  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$ .

Die gemessenen Profile sind denen aus den quasiisothermen Versuchen ähnlich und unterscheiden sich durch eine geringfügige Verlagerung der Profilmaxima. Letztere liegen immer unterhalb der Rohrachse zwischen  $z/D_n = -0,1$  und  $z/D_n = -0,16$ .



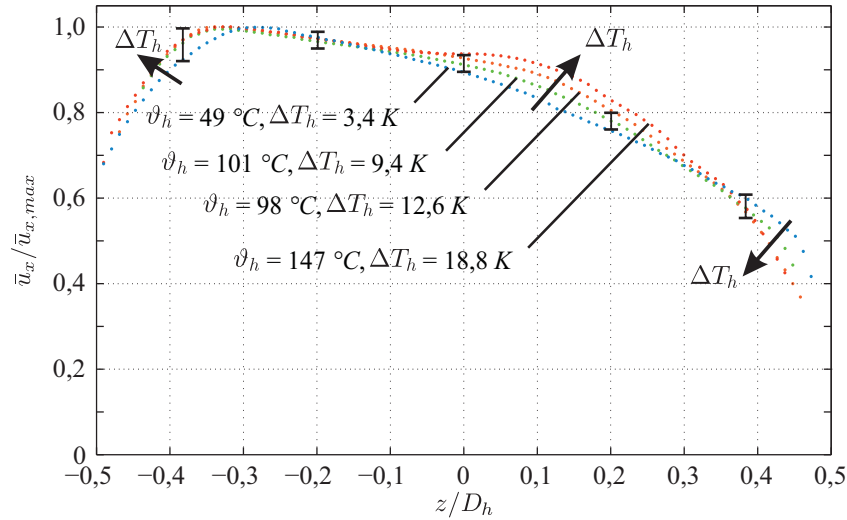
Dabei ist keine eindeutige Richtungsabhängigkeit von der Temperaturdifferenz feststellbar. Die nicht dargestellten Massenstromverhältnissen  $\dot{m}_h = 0,2 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_h = 0,6 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  zeigen die gleiche Charakteristik. Alle Profilmaxima liegen zwischen  $z/D_n = -0,06$  und  $z/D_n = -0,16$ . Davon ausgehend wachsen die Geschwindigkeitsgradienten zu den Wänden hin immer streng monoton an.

Die vertikalen Geschwindigkeitsprofile im Hauptstrang wurden unter den gleichen Bedingungen wie die im Nebenstrang untersucht. Die Versuchsparametersätze stammen wie zuvor aus den rückströmungsfreien Bereichen der Strömungsformenkarten. In Abb. 6.18 sind exemplarisch die vertikalen Geschwindigkeitsprofile der mittleren axialen Geschwindigkeitskomponente im Hauptstrang für die Massenstromkombinationen  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  bzw.  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,075 \text{ kg s}^{-1}$  dargestellt. Der Temperaturunterschied  $\Delta T$  zwischen den sich vereinigenden Fluiden betrug in den Versuchen zwischen  $28 \text{ K}$  und  $123 \text{ K}$ .

Die Profilmaxima sind deutlich zur Rohrunterseite hin verschoben. Sie liegen immer unterhalb der Rohrachse zwischen  $z/D = -0,26$  und  $z/D = -0,33$ . Die Verschiebungen fallen bei den durch die Beheizung erzielten höheren Temperaturunterschieden  $\Delta T_h$  tendenziell größer aus. Im Bereich zwischen  $z/D = -0,12$  und  $z/D = 0,32$  ist eine Ausbeulung der Profile zu beobachten. Zusätzlich weisen sie im oberen Rohrbereich für höhere Temperaturunterschiede  $\Delta T_h$  geringere Geschwindigkeiten in Wandnähe auf. Dadurch schneiden sich die Profile bei zirka  $z/D = 0,36$ . Eine Abhängigkeit der Geschwindigkeitsprofile vom Massenstrom im Nebenstrang konnte nicht festgestellt werden.

Da bei isothermen Bedingungen eingelaufene Rohrströmungen symmetrische Geschwindigkeitsprofile aufweisen und transiente Strömungen bei den vorliegenden Reynoldszahlen zwischen 14.000 und 40.000 nicht vorliegen [47], wird der festgestellte Symmetriebruch aufgrund der Verlagerung der Profilmaxima zu den Wänden mit den dichtebedingten Auftriebseffekten der beheizten Strömung in Verbindung gebracht. Weil diese Auftriebseffekte in Strömungen mit reiner Zwangskonvektion nur einen vernachlässigbar kleinen Einfluss nehmen, kann aus den vorliegenden Befunden geschlossen werden, dass diese Konvektionsform nicht vorliegt.

Die Profile der normierten axialen Schwankungsbewegungen für die Messungen bei  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  sowie bei  $\dot{m}_h = 0,6 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  für die drei zuvor betrachteten Temperaturniveaus sind in Abb. 6.19 dargestellt. Für

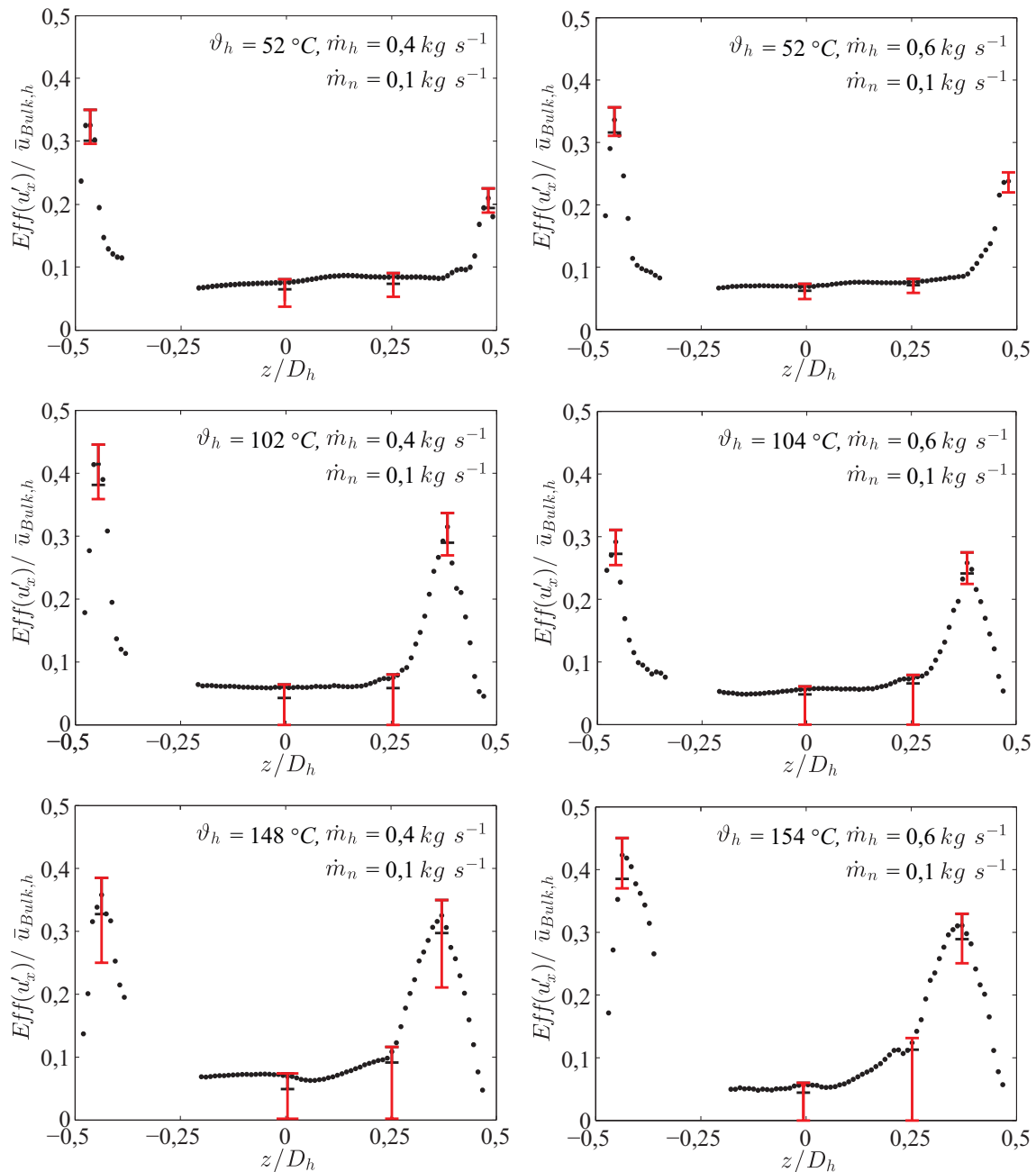


**Abbildung 6.18:** Vertikale Geschwindigkeitsprofile der mittleren axialen Geschwindigkeitskomponente im Hauptstrang 9,7 Durchmesser stromaufwärts des T-Stücks für unterschiedliche Temperaturdifferenzen  $\Delta T$  im Hauptstrang bei  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$ .

die Verläufe wurden diejenigen Datenpunkte nicht berücksichtigt, die aufgrund von starken Laserlichtreflexionen im Bereich  $-0,33 < z/D < -0,21$  oder in Wandnähe (Wandabstand  $< 1 \text{ mm}$ ) eine zu geringe Validität besitzen.

Die radialen Positionen und die Beträge der wandnahen Effektivwertspitzen weisen wie die mittleren axialen Geschwindigkeitenprofile eine charakteristische Asymmetrie auf. Die Effektivwertmaxima im unteren Rohrbereich sind immer größer als auf der oberen Rohrseite, was mit den zeitlich gemittelten Profilen in Abb. 6.18 im Einklang steht, da auch dort nahe der unteren Wand deutlich größere radiale Geschwindigkeitsgradienten zu finden sind. Die Positionsänderung der Effektivwertspitze im oberen Teil des Rohrs folgt ebenfalls der zuvor identifizierten temperaturbedingten Grenzschichtverlagerung in Richtung der Rohrachse.

Die Verlagerung der Effektivwertspitze im unteren Teil folgt hingegen nicht der gleichen Gesetzmäßigkeit. Eine genauere Betrachtung der Beträge und Positionen der Effektivwertspitzen zeigt, dass es einen annähernd linearen Zusammenhang zwischen den mit  $\bar{u}_{Bulk,h}$  normierten Beträgen und den mit  $D_h$  normierten radialen Positionen der Effektivwertspitzen gibt. Demnach wächst der Betrag der Effektivwertspitze, je weiter diese von der Wand entfernt ist. Dies gilt für beide Wandseiten gleichermaßen, wobei der Skalierungsfaktor für die Rohrunterseite 2,7 mal größer ist als für die Rohroberseite. Der Abstand der Effektivwertspitzen von der Rohrwand wird für größere Hauptstrangtemperaturen  $\vartheta_h$  größer und kann für die beiden Rohrseiten

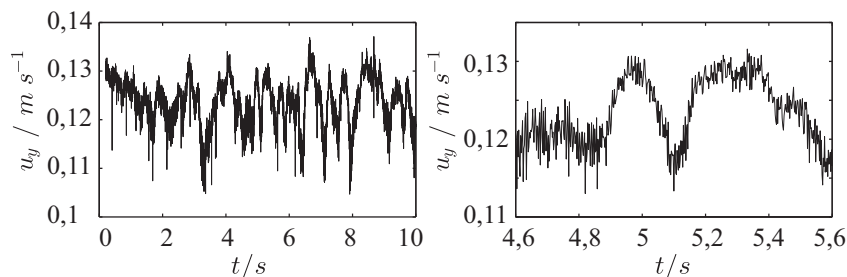


**Abbildung 6.19:** Vertikale Profile der normierten Effektivwerte der axialen Schwankungskomponente im Hauptstrang 9,7 Durchmesser stromaufwärts des T-Stücks, Fehlerbalken berechnet ohne (schwarz) und mit (rot) Berücksichtigung der optischen Fluktuationen bedingt durch Brechungsindexfluktuationen.

ebenfalls mittels linearer Funktionen beschrieben werden. Somit ist ein direkter Zusammenhang zwischen den Beträgen der Effektivwertspitzen in den Profilen und der mittleren Fluidtemperatur identifiziert.

## 6.4 Bestimmung von Geschwindigkeitsspektren

Zur Beurteilung der Turbulenz im DN40- und DN80-Zulaufstrang wurden die Geschwindigkeitsschwankungen mittels TR-PIV erfasst. Die Bildrate für die hierfür verwendete Hochgeschwindigkeitskamera wurde jeweils auf die Massenströme abgestimmt. Die daraus resultierenden maximal auflösbaren Frequenzen im Spektrum

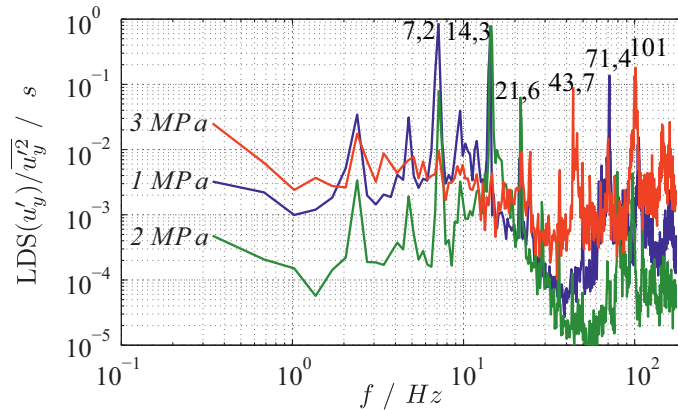


**Abbildung 6.20:** Zeitlicher Geschwindigkeitsverlauf in Höhe der Rohrachse im DN40-Zulaufstrang bei  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$ , experimentell bestimmt mittels Hochgeschwindigkeits-PIV.

liegen zwischen  $125 \text{ Hz}$  und  $250 \text{ Hz}$ . Der Aufnahmebereich der Kamera wurde auf einen schmalen Streifen eingeschränkt, der den gesamten Innendurchmesser gerade noch erfasst, sodass mehr Bilder aufgezeichnet werden konnten. Die Aufnahmezeit lag zwischen  $10,5 \text{ s}$  und  $41,5 \text{ s}$ .

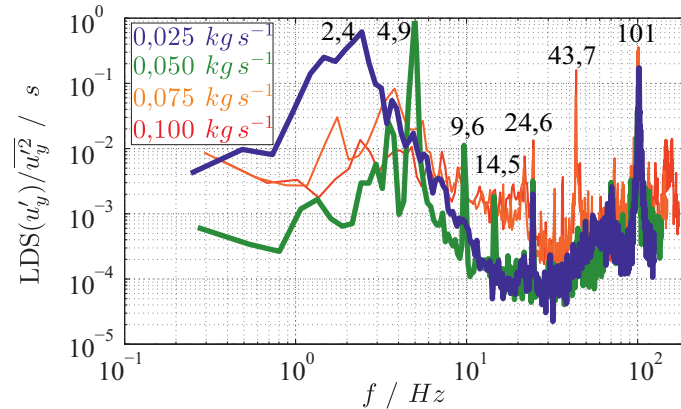
In Abb. 6.20 ist beispielhaft der zeitliche Geschwindigkeitsverlauf in Höhe der Rohrachse im Nebenstrang für einen Massenstrom von  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  dargestellt. Zur Verdeutlichung der zeitlichen Auflösung wurde zusätzlich ein kürzerer Zeitabschnitt desselben Datensatzes abgebildet. Auf der Basis derartiger Zeitverläufe wurden die Leistungsdichtespektren (LDS) der axialen Geschwindigkeitskomponente für unterschiedliche Druckniveaus und Massenströme im Haupt- und Nebenstrang bestimmt. Diese Spektren der axialen Geschwindigkeitskomponente in Höhe der Rohrachse des DN40-Zulaufstrangs, wie sie bei den Betriebsdrücken  $p = 1 \text{ MPa}$ ,  $2 \text{ MPa}$  und  $3 \text{ MPa}$  vorliegen, sind in Abb. 6.21 dargestellt. Die Spektren wurden für jedem Druck aus drei Messreihen mit jeweils 10.392 Einzelbildern berechnet. Alle Versuche wurden unter quasiisothermen Bedingungen und bei  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und

$\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  durchgeführt.



**Abbildung 6.21:** Leistungsdichtespektren der axialen Geschwindigkeitskomponente in Höhe der Rohrachse im DN40-Zulaufstrang bei  $p = 1 \text{ MPa}$ ,  $2 \text{ MPa}$  und  $3 \text{ MPa}$  und  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  sowie  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$

Die Spektren weisen im Vergleich zu den in Abb. 1.4 präsentierten Leistungsdichtespektren turbulenter Rohrströmungen deutlich geringere Frequenzen auf. Zudem gibt es oberhalb des Kurvenabfalls zwischen  $20 \text{ Hz}$  und  $40 \text{ Hz}$  einen Anstieg, der in letzteren ebenfalls nicht enthalten ist. Die Spektren bei  $1 \text{ MPa}$  und  $2 \text{ MPa}$  enthalten zusätzlich dominante Spitzen bei  $7,2 \text{ Hz}$ ,  $14,3 \text{ Hz}$  und  $21,6 \text{ Hz}$ . Darüber hinaus werden weitere Spitzen bei  $71,4 \text{ Hz}$  und  $101 \text{ Hz}$  beobachtet, die sich auch in den Spektren der  $3 \text{ MPa}$ -Messungen finden. Letztere enthalten ferner einen signifikanten Frequenzanteil bei  $43,7 \text{ Hz}$ . Die Strömung im Nebenstrang wurde als Anlaufströmung identifiziert und die Reynoldszahlen liegen deutlich unter  $10^4$ . Dies erklärt, warum kein ausgebildetes Turbulenzspektrum vorzufinden ist [47]. Die spektralen Spitzen sind geradzahlige Vielfache einer Grundfrequenz und treten bei relativ geringen Strömungsgeschwindigkeiten auf. Es ist deshalb davon auszugehen, dass es sich bei diesem Phänomen nicht um eine natürliche Strömungsinstabilität handelt. In Abb. 6.22 sind die Spektren der axialen Geschwindigkeitskomponente in Höhe der Rohrachse im DN40-Zulaufstrang für Massenströme zwischen  $\dot{m}_n = 0,025 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  dargestellt. Das Druckniveau lag in allen Versuchen bei  $3 \text{ MPa}$ . Deutlich zu erkennen ist eine massenstromabhängige Verlagerung der Spitzen im Spektrum. Während bei  $101 \text{ Hz}$  für alle Massenströme eine Spitze zu finden ist, treten diese im unteren Frequenzbereich mit variierenden Amplituden und Frequenzen auf. Für  $\dot{m}_n = 0,075 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  finden sich bei  $43,7 \text{ Hz}$  und  $24,6 \text{ Hz}$  zusätzliche Frequenzen. Letztere wird bei den anderen Massenströmen ebenfalls be-



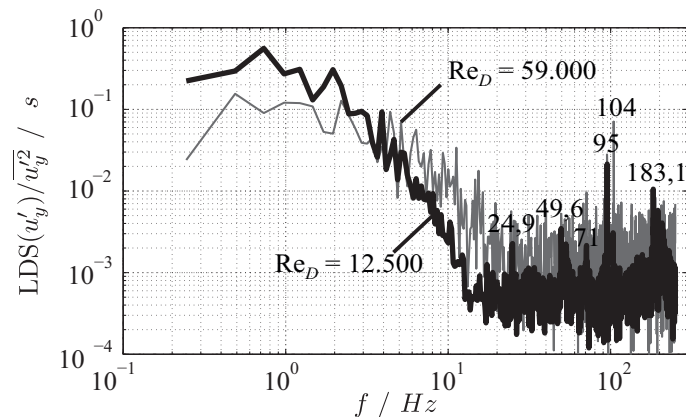
**Abbildung 6.22:** Leistungs dichtespektren der axialen Geschwindigkeitskomponente in Höhe der Rohrachse im DN40-Zulaufstrang für  $\dot{m}_n = 0,025 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $0,05 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $0,075 \text{ kg s}^{-1}$  und  $0,1 \text{ kg s}^{-1}$  sowie  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und einem Druck von  $3 \text{ MPa}$ .

obachtet, tritt dort jedoch mit geringerer Amplitude in Erscheinung. Charakteristisch für den Massenstrom  $\dot{m}_n = 0,05 \text{ kg s}^{-1}$  sind sowohl ausgeprägte Spitzen bei  $14,5 \text{ Hz}$  und  $9,6 \text{ Hz}$  als auch eine dominante bei  $4,9 \text{ Hz}$ . Die genannten Frequenzen sind bei einem Massenstrom von  $\dot{m}_n = 0,025 \text{ kg s}^{-1}$  nicht mehr zu beobachten, jedoch weisen die entsprechenden Spektren einen dominanten Leistungsanteil im Frequenzbereich um  $2,4 \text{ Hz}$  auf.

Die Massenstromabhängigkeit und die relative Lage der Spitzen in den Spektren lassen darauf schließen, dass die Fluidsäule künstlich zum Schwingen angeregt wird. Die in der FSI-Versuchsanlage verbaute Lewa-Membrandosierpumpe erzeugt prinzipbedingt eine pulsierende Strömung, deren Grundfrequenz von der Motordrehzahl und damit vom Massenstrom abhängig ist. Zur Unterdrückung von Pulsationen wurde druckseitig ein Pulsationsdämpfer mit Inertgasfüllung installiert, der aufgrund des konstanten Vordrucks auf ein bestimmtes Druckniveau der Versuchsanlage abgestimmt ist.  $1 \text{ MPa}$  und  $2 \text{ MPa}$  liegen deutlich unter dem nominellen Betriebsdruck, weshalb der Pulsationsdämpfer weniger Wirkung zeigt. Die spektralen Spitzen zwischen  $44 \text{ Hz}$  und  $101 \text{ Hz}$  liegen den Daten zufolge oberhalb des Frequenzbandes, in welchem der Dämpfer effektiv ist. Aufgrund der dominanten Spitzen im unteren Frequenzbereich für  $\dot{m}_n = 0,025 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,05 \text{ kg s}^{-1}$  ist es nicht empfehlenswert, die FSI-Versuchsanlage mit diesen Massenströmen zu fahren, ohne eine Anpassung des Pulsationsdämpfers vorzunehmen.

Aufgrund der Ergebnisse der TR-PIV-Messungen im Seitenstrang wurden die temperatur- und massenstromabhängigen Spektren im Hauptstrang bei einem konstan-

ten Nebenstrangmassenstrom von  $0,1 \text{ kg s}^{-1}$  vermessen. In Abb. 6.23 sind exemplarisch die Leistungsdichtespektren der axialen Geschwindigkeitskomponente in Höhe der Rohrachse für  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  bei  $\Delta T = 27 \text{ K}$  ( $Re_D = 12.500$ ) sowie  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_h = 0,6 \text{ kg s}^{-1}$  bei  $\Delta T = 125 \text{ K}$  ( $Re_D = 59.000$ ) dargestellt.



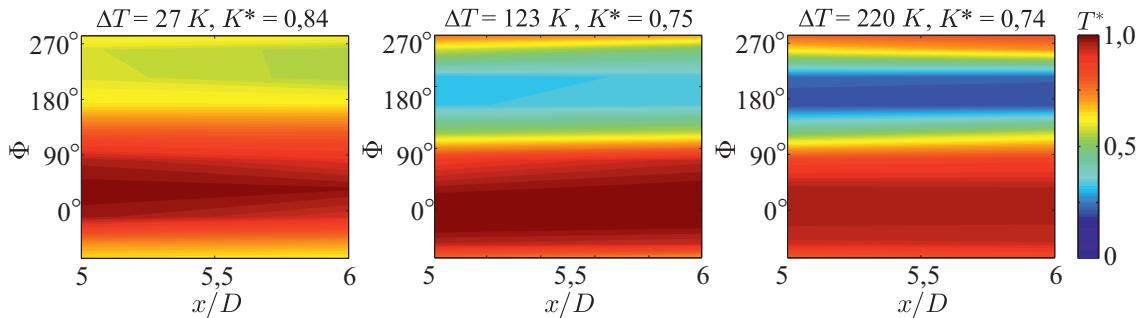
**Abbildung 6.23:** Leistungsdichtespektren der axialen Geschwindigkeitskomponente in Höhe der Rohrachse im DN80-Zulaufstrang bei  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  für  $Re = 12.500$  und  $Re = 59.000$ .

Für Frequenzen unterhalb von  $5 \text{ Hz}$  liegen die spektralen Beiträge deutlich oberhalb von  $0,03$ . Darüber fallen sie bis  $20 \text{ Hz}$  auf Werte unterhalb von  $5 \cdot 10^{-4}$  ab. Die Werte zwischen  $20 \text{ Hz}$  und  $250 \text{ Hz}$  liegen relativ konstant auf diesem Niveau, wobei sich eindeutige Spitzen im Spektrum zeigen. Bei  $Re_D = 12.500$  sind sie deutlich bei  $25 \text{ Hz}$ ,  $50 \text{ Hz}$ ,  $71 \text{ Hz}$ ,  $95 \text{ Hz}$ ,  $104 \text{ Hz}$  und  $183 \text{ Hz}$  zu erkennen. Die Ausprägung dieser Spitzen ändert sich in Abhängigkeit von der Reynoldszahl. So treten bei  $Re_D = 59.000$  weniger Spitzen auf, dafür sind die Amplituden bei  $95 \text{ Hz}$  und  $104 \text{ Hz}$  größer. Die korrespondierende Messung im Nebenstrang enthielt bei den gleichen Versuchsparametern eine Spitze bei  $75,1 \text{ Hz}$ . Aufgrund dieser Tatsache ist nicht davon auszugehen, dass die Lewa-Membranpumpe direkt für die Spitzen in den Hauptstrangspektren verantwortlich ist.

## 6.5 Untersuchung der Mischungszone mit dem Thermoelementmodul

Die Thermoelementmessungen am T-Stück der FSI-Versuchsanlage haben gezeigt, dass sich im Fall der horizontalen Vereinigung von zwei nichtisothermen Fluidströ-

men über eine Distanz von zwei Rohrdurchmessern stromabwärts der Zusammenführung eine Schichtenströmung ausbildet. Diese ist dadurch charakterisiert, dass das warme Fluid über dem kalten strömt, wobei die Ausrichtung der Schichtung im T-Stück u. a. vom Temperaturunterschied  $\Delta T$  der Fluide abhängt (vgl. Abb. 6.11). Die Mischungszone stromabwärts des T-Stücks wurde mit dem TE-Modul untersucht. Die Anordnung des Moduls ist Abb. 6.1 zu entnehmen. Für Versuche mit Hauptstrangtemperaturen  $\vartheta_h$  größer als  $150^\circ\text{C}$  wurden die Optikmodule gegen Dummymodule ersetzt und der Systemdruck von 30 bar auf 75 bar erhöht. In beiden Konfigurationen war das TE-Modul direkt an das T-Stück montiert, sodass die TE-Messebenen in allen Versuchen bei  $x/D_h = 5$ ,  $x/D_h = 5,5$  und  $x/D_h = 6$  positioniert waren.



**Abbildung 6.24:** Experimentell bestimmte Temperaturverteilung in der Mischungszone des T-Stücks für die Temperaturdifferenzen  $\Delta T = 27\text{ K}$ ,  $\Delta T = 123\text{ K}$  und  $\Delta T = 220\text{ K}$  bei  $\dot{m}_h = 0,4\text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1\text{ kg s}^{-1}$ .

Die mittleren interpolierten Temperaturverteilungen auf Basis der jeweils 16 im Fluid befindlichen Thermoelemente des TE-Moduls stromabwärts des T-Stücks sind in Abb. 6.24 für drei unterschiedliche Temperaturdifferenzen der Eingangstränge dargestellt. Für die Visualisierung der Messergebnisse sind TE-Messdaten über der axialen Koordinate  $x$  und dem azimuthalen Winkel  $\Phi$  entsprechend dem in Abb. 2.6 dargestellten Koordinatensystem aufgetragen.

Es ist zu erkennen, dass die Strömung geschichtet ist und das warme Fluid im oberen Teil des Rohrquerschnitts ( $-90^\circ \leq \Phi \leq 90^\circ$ ) über dem kälteren, dichteren Fluid strömt<sup>4</sup>. Die Erhöhung der Temperaturdifferenz führt zu einer größeren Temperaturspreizung im Rohrquerschnitt und dadurch bedingt zu einem größeren azimuthalen Temperaturgradienten. Letzterer wächst für höhere Temperaturdifferenzen

<sup>4</sup>Eine Darstellung der zeitabhängigen geometrischen Lage des Temperaturminimums findet sich in Abb. A.4 im Anhang.



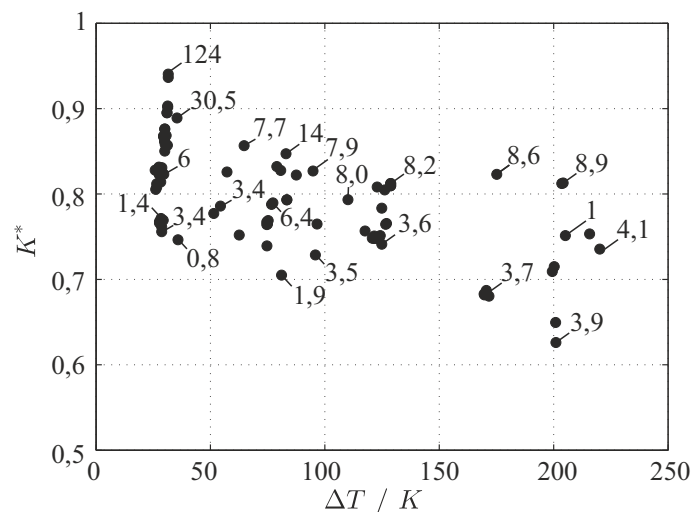
$\Delta T$  überproportional an, da die Temperaturverteilungen bei gleichen Massenströmen nicht selbstähnlich sind, sondern von einer Kosinus- in eine Rechteck-Verteilung übergehen.

Für die systematische Analyse dieses Phänomens wird die skalare Mischungsqualität  $K^*$  als Integral der normierten Temperatur  $T^*$  über den azimutalen Winkel  $\Phi$  definiert

$$K^* = 1 - \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} |\overline{T^*(\Phi)} - T_\infty^*| d\Phi. \quad (6.0)$$

Hierin ist  $T_\infty^*$  jene mit  $\Delta T$  normierte Temperatur, welche bei perfekter Mischung der beiden Fluidströme erreicht werden würde, sofern alle Wärmeverluste null wären. Das Integral wird null, falls  $\overline{T^*(\Phi)} = T_\infty^*$  ist, sodass  $K^*$  im Fall perfekter Mischung gleich eins ist.

Die Mischungsqualität  $K^*$  wurde für die in Abb. 6.24 vorgestellten Versuche berechnet und ist in dieser Grafik wiedergegeben. Die Werte implizieren, dass höhere Temperaturunterschiede  $\Delta T$  der Fluide eine geringere Mischungsqualität zur Folge haben, falls die betrachteten Massenströme die gleichen sind. Die PIV-Untersuchungen der Einlauftrandbedingungen hat gezeigt, dass die Änderung der Temperatur im Hauptstrang einen vergleichsweise kleinen Einfluss auf diese hat. Die beobachtete Reduzierung der Mischungsqualität wird daher auf die Änderung der physikalischen Eigenschaften des Hauptstrangfluids zurückgeführt.



**Abbildung 6.25:** Experimentell mittels TE-Modul bestimmte Mischungsqualität  $K^*$  in der Mischungszone stromabwärts des T-Stücks ( $x/D_h = 5$ ) für verschiedene Massenströme und Temperaturunterschiede; die Zahlen an den Messpunkten geben die zugehörigen  $\dot{m}_r$ -Werte wieder.

Die Änderung der Mischungsqualität in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  der Fluidstränge wurde auf Basis der 84 Versuche, die an der FSI-Versuchsanlage durchgeführt wurden, untersucht. Wie in Abb. 6.25 zu sehen ist, fällt  $K^*$  kleiner aus, wenn  $\Delta T$  erhöht wird. Hierbei zeigt sich zusätzlich der Einfluss der Massenströme. Das Impulsstromverhältnis  $\dot{I}_r$ , welches  $\dot{m}_h$  und  $\dot{m}_n$  beinhaltet, ist für eine beliebige Auswahl an Datenpunkten in das Diagramm eingetragen. Für einen definierten Temperaturbereich fällt  $K^*$  deutlich kleiner aus, wenn  $\dot{I}_r$  reduziert wird. Dies gilt für alle realisierten Impulsstromverhältnisse zwischen 2 und 124. Für Messungen mit  $\dot{I}_r < 2$  reihen sich die resultierenden  $K^*$ -Werte nicht in dieses Muster ein.

Der systematischen Betrachtung der Versuchsergebnisse wurde die Dimensionsanalyse auf Basis der System- und Betriebsparameter  $D_h$ ,  $D_n$ ,  $\vartheta_h$ ,  $\vartheta_n$ ,  $\dot{m}_h$ ,  $\dot{m}_n$  und  $p$  zugrundegelegt. Im betrachteten Parameterbereich kann der Einfluss des Systemdrucks  $p$  und der Temperatureinfluss auf die Temperaturleitfähigkeit  $a$  von Wasser gegenüber den Auswirkungen der Dichte  $\rho$  und der Viskosität  $\nu$  vernachlässigt werden. Aus diesem Grund wurden die Temperaturleitfähigkeit  $a$  und der Wärmeausdehnungskoeffizient  $\beta$  für den Zustand perfekter Mischung (Index  $\infty$ ) als weitere Parameter berücksichtigt. Darüber hinaus wird der Parametersatz um die Temperaturdifferenzen der zuströmenden Fluide  $\Delta T$  und der sich mischenden Fluide  $\Delta T_v$  ergänzt. Für einen vollständigen Parametersatz wäre ebenfalls der Druckverlust  $\Delta p$  mit seinem zugehörigen Widerstandsbeiwert  $c_D$  zu berücksichtigen. Aufgrund der Tatsache, dass keine Druckverlustmesswerte zur Verfügung stehen, kann dieser Parameter nicht einbezogen werden.

Mit den  $N_0 = 4$  Basisdimensionen  $m$ ,  $s$ ,  $K$ ,  $kg$  ergeben sich nach dem Theorem von Buckingham ( $\pi$ -Theorem) [45] mit  $N_B = 12$  dimensionsbehafteten Parametern  $N_B - N_0 = 8$  unabhängige dimensionslose Kennzahlen<sup>5</sup> [43]. Die Determinante der zugrundeliegenden quadratischen Matrix ist ungleich null und das lineare Gleichungssystem eindeutig lösbar, sofern zusätzlich zu  $K^*$  und  $\dot{I}_r$  folgende dimensions-

---

<sup>5</sup>Die Matrix der Dimensionsanalyse ist in Tab. A.6 im Anhang dargestellt.

lose Größen berücksichtigt werden:

$$Pr_h = \frac{\nu_h}{a_\infty}, Pr_n = \frac{\nu_n}{a_\infty}, \quad (6.1)$$

$$Re_{D,h} = \frac{\bar{u}_{Bulk,h} \cdot D_h}{\nu_h}, Re_{D,n} = \frac{\bar{u}_{Bulk,n} \cdot D_n}{\nu_n}, \quad (6.2)$$

$$Gr_v = \frac{g \cdot \beta_\infty \cdot \Delta T_v \cdot D_h^2 \cdot D_n}{\nu_h \cdot \nu_n}, \quad (6.3)$$

$$\hat{\rho} = \frac{\rho_h}{\rho_n}. \quad (6.4)$$

Aufgrund der Verwendung von  $\Delta T_v$  und den Stoffwerten für den Zustand der perfekten Mischung ist die Grashofzahl in Abgrenzung zur Definition in Abschnitt 1.2 mit dem Index  $v$  gekennzeichnet.

Die Kombinationen der dimensionslosen Größen sind wiederum Lösungen des dargestellten Systems, sodass auf Basis von  $Gr_v$  u. a. die Beziehungen für die Richardsonzahl  $Ri_v$  und die Rayleighzahl  $Ra_v$  aufgestellt und für die Lösung des Gleichungssystems berücksichtigt werden können:

$$Ri_v = \frac{Gr_v(\Delta T_v)}{Re_{D,h} \cdot Re_{D,n}} = \frac{g \cdot \beta_\infty \cdot \Delta T_v \cdot D_h}{\bar{u}_{Bulk,h} \cdot \bar{u}_{Bulk,n}}, \quad (6.5)$$

$$Ra_v = Gr_v(\Delta T_v) \cdot Pr_\infty = Gr_v(\Delta T_v) \cdot \frac{\nu_\infty}{a_\infty}. \quad (6.6)$$

In gleicher Weise kann die Reynoldszahl für den Zustand der perfekten Mischung aufgestellt werden:

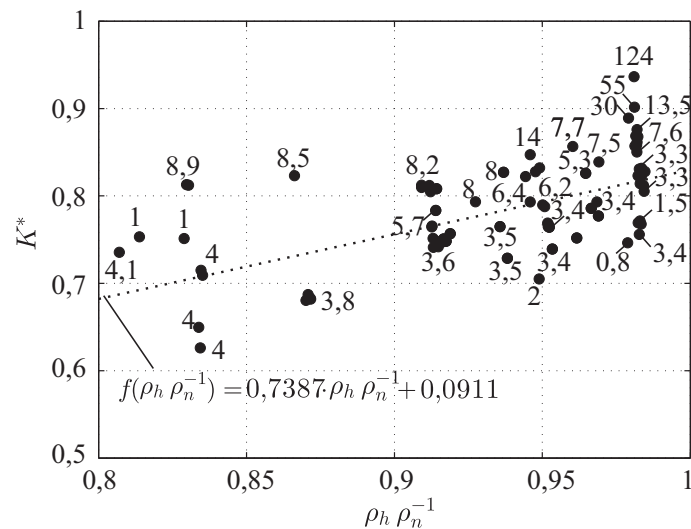
$$Re_\infty = \frac{\bar{u}_{Bulk,\infty} \cdot D_h}{\nu_\infty}. \quad (6.7)$$

Berechnet man die  $Re_\infty$ - und  $Ra_v$ -Zahlen der 84 durchgeführten Messungen und trägt diese in das Diagramm der Strömungsformen der nichtisothermen Rohrströmung ein<sup>6</sup>, so fällt auf, dass einige Messwerte im Übergangsbereich zwischen der turbulenten Zwangs- und Mischkonvektion liegen. Die abweichende Charakteristik der Messungen mit  $\dot{I}_r < 2$  in Abb. 6.25 kann somit möglicherweise durch das Vorliegen einer Mischkonvektion nach der Definition von Matais [52] erklärt werden.

Die Streuung der Messpunkte in der angeführten Abbildung beträgt zirka  $\pm 0,1$ . Mit-

<sup>6</sup>In Abb. A.1 im Anhang ist das Diagramm der  $Re_\infty$ - und  $Ra_v$ -Werte für die durchgeführten Versuche dargestellt.

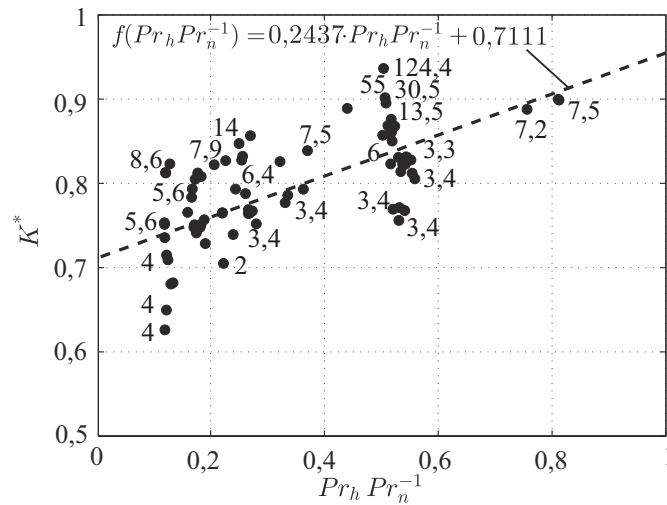
hilfe berechneter Fluiddichten im TE-Modul kann die Streuung reduziert werden. Die entsprechende Auftragung der  $K^*$ -Werte über  $\rho_h \rho_n^{-1}$  ist in Abb. 6.26 dargestellt. Der signifikante Abfall der Mischungsqualität bei größeren Dichteunterschieden im TE-Modul ist ein deutlicher Hinweis auf einen gehemmten Vermischungsvorgang und stützt die These, dass die Auftriebskräfte Einfluss auf die Vermischung nehmen.



**Abbildung 6.26:** Mischungsqualität  $K^*$ , aufgetragen über dem berechneten Dichteverhältnis  $\rho_h \cdot \rho_n^{-1}$  experimentell bestimmt mittels TE-Modul in der Mischungszone stromabwärts des T-Stücks ( $x/D_h = 5$ , zugehörige  $\dot{I}_r$ -Werte sind bei den Messwerten angegeben).

Aufgrund der Tatsache, dass die Stoffgrößen und damit die sie enthaltenden dimensionslosen Größen an der FSI-Versuchsanlage nicht unabhängig voneinander variiert werden können, ist nicht auszuschließen, dass neben der Massendichte  $\rho$  der Fluide weitere Größen signifikanten Einfluss auf die Vermischung nehmen. Zur Verdeutlichung ist in Abb. 6.27 die Mischungsqualität in Abhängigkeit vom Verhältnis  $Pr_h Pr_n^{-1}$  der Prandtlzahlen dargestellt. Aufgrund der Tatsache, dass  $a_h/a_n \approx 1$  ist, wird in dieser Darstellung effektiv die Abhängigkeit vom kinematischen Viskositätsverhältnis präsentiert. Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität von Wasser bei Umgebungsbedingungen liegt bei zirka  $-21\% K^{-1}$  und fällt exponentiell auf  $-0,4\% K^{-1}$  bei  $\vartheta = 240^\circ C$  ab. Aus diesem Grund variiert  $Pr_h Pr_n^{-1}$  im Temperaturbereich der durchgeführten Versuche zwischen 1 und 0,12 und kann nicht als quasikonstant vernachlässigt werden.

Die in Abb. 6.27 dargestellte Messwertverteilung zeigt eine signifikante Abhängigkeit der Mischungsqualität von dem Verhältnis der Prandtlzahlen. Der positive Einfluss



**Abbildung 6.27:** Mischungsqualität  $K^*$ , aufgetragen über dem Verhältnis der Prandtlzahlen  $Pr_h Pr_n^{-1}$  der Fluide in den Zulaufsträngen, experimentell bestimmt mittels TE-Modul in der Mischungszone ( $x/D_h = 5$ , zugehörige  $\dot{I}_r$ -Werte sind bei den Messwerten angegeben) sowie Thermoelementen in den Zulaufsträngen.

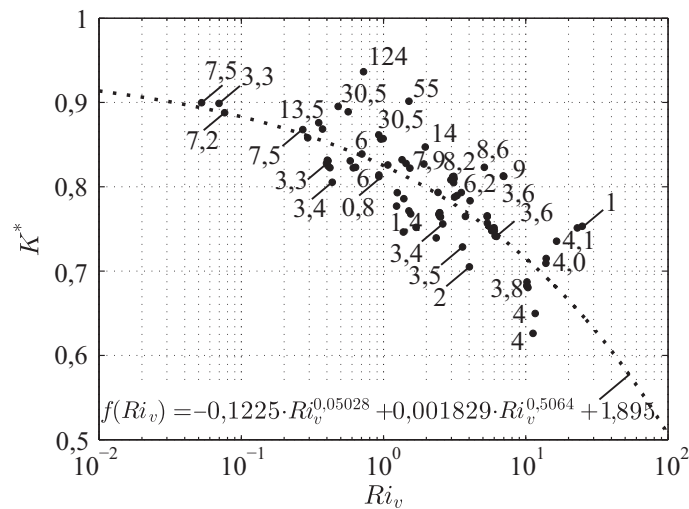
des Impulsstromverhältnisses  $\dot{I}_r$  ist wie in Abb. 6.28 ebenfalls zu erkennen. Größere  $\dot{I}_r$ -Werte führen zu einer höheren Mischungsqualität. Insgesamt kann geschlossen werden, dass der Einfluss der Viskosität auf die Mischung und infolge dessen auf die Ausbildung der Schichtenströmung nicht vernachlässigt werden kann.

Die Korrelationen der Mischungsqualität  $K^*$  mit  $\Delta T$  bzw.  $\rho_h \rho_n^{-1}$  oder  $Pr_h Pr_n^{-1}$  ermöglichen Aussagen über die Mischungszone auf Basis der Randbedingungen in den Zulaufsträngen. Die Einbeziehung der gemessenen resultierenden Temperaturdifferenz  $\Delta T_{TEM}$  im TE-Modul in der Mischungszone erlaubt die präzisere Ermittlung der zugrundeliegenden Zusammenhänge. Diese Temperaturdifferenz wird mit  $\Delta T_v$  gleichgesetzt und auf ihrer Basis werden die Grashof-, Richardson- und Rayleighzahlen bestimmt.

Die in Abb. 6.28 dargestellte Korrelation der Mischungsqualität mit der Richardsonzahl  $Ri_v$  enthält eine in Vergleich zu Abb. 6.26 und 6.27 reduzierte Streuung und stellt damit einen genaueren Zusammenhang zwischen  $K^*$  und den Fluid- sowie Betriebsparametern her. Im Bereich  $0,3 < Ri_v < 5$  (das entspricht  $4,3 \cdot 10^7 < Ra_v < 8,5 \cdot 10^8$ ) ist ebenfalls der positive Einfluss des Impulsstromverhältnisses auf die Mischungsqualität ersichtlich. Daraus kann geschlossen werden, dass die Ausbildung der Mischungszone im genannten Bereich von  $\dot{I}_r$  beeinflusst wird.

Die experimentellen Ergebnisse bestätigen, dass die Zusammenführung zweier nicht-isothermer Fluide im T-Stück zu einer Schichtenströmung in der Mischungszone

dieses Formstücks führt, welche aufgrund der stabilisierenden, Mischungshemmenden Wirkung der Auftriebskräfte durch eine ausgeprägte Temperaturinhomogenität charakterisiert ist. Letztere beinhaltet größere azimuthale Temperaturgradienten und dünnere thermische Trennschichten in der Mischungszone. Für Richardsonzahlen  $0,3 < Ri_v < 5$  hat das Impulsstromverhältnis  $\dot{I}_r$  nachweislich Einfluss auf die Mischung ( $K^*$  steigt mit  $\dot{I}_r$ ) und die Ausbildung der Schichtenströmung.



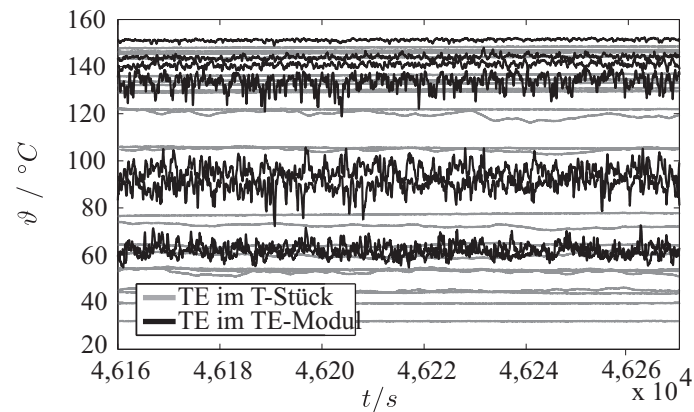
**Abbildung 6.28:** Mischungsqualität  $K^*$ , aufgetragen über  $Ri_v$ , experimentell bestimmt mittels TE-Modul in der Mischungszone stromabwärts des T-Stücks ( $x/D_h = 5$ , zugehörige  $\dot{I}_r$ -Werte sind bei den Messwerten angegeben).

Eine präzise Aussage über die Form der thermischen Trennschichten und die auftretenden Temperaturschwankungen kann auf Basis der beschriebenen TE-Messungen nicht getroffen werden. Die Betrachtung der instationären Komponenten in den Temperaturmessdaten verdeutlicht dies.

In Abb. 6.29 sind die zeitlichen Temperaturverläufe dargestellt, die mit Thermoelementen in der T-Stück-Struktur und in der wandnahen Strömung des TE-Moduls  $x/D_h = 5$  stromabwärts des T-Stücks aufgenommen wurden.

Die in der Struktur aufgenommenen Verläufe weisen relativ geringe Temperaturschwankungen auf, jedoch sind die Temperaturdifferenzen zwischen den einzelnen Messstellen im Vergleich zu denen im TE-Modul wesentlich größer. Bezüglich der instationären Temperaturfelder liefern die in das Fluid hineinragenden TE im TE-Modul demnach aufschlussreichere Daten.

Wie in Abschnitt 3.4 nachgewiesen wurde, können die TE, die zirka einen Millimeter in das Fluid hineinragen, schnellen Temperaturschwankungen mit geringem Messfehler folgen. Die Datenerfassungsrate für die TE des TE-Moduls beträgt  $100 \text{ Hz}$



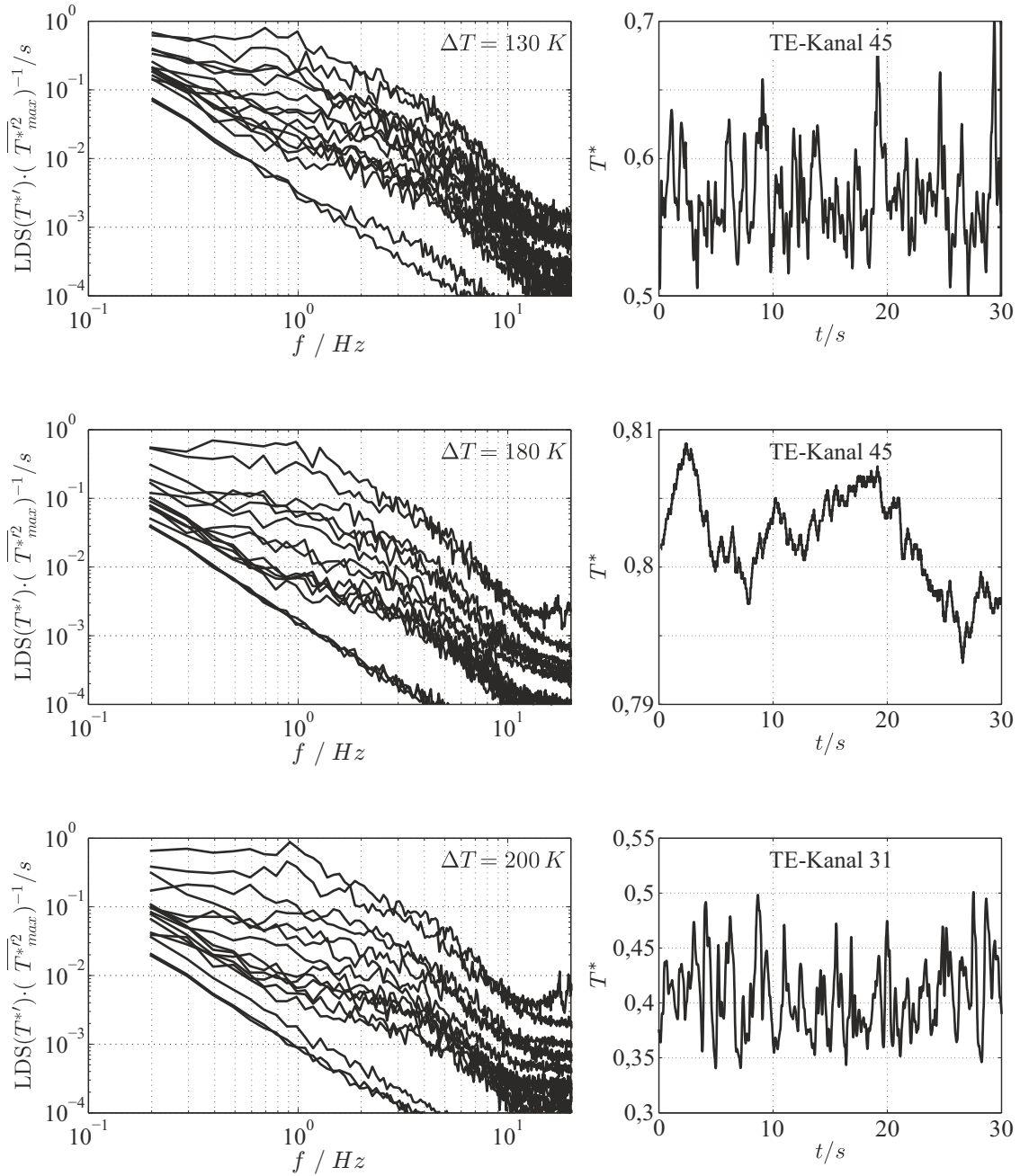
**Abbildung 6.29:** Zeitliche Temperaturverläufe einiger Thermoelemente in der Struktur des T-Stücks und in der wandnahen Strömung im Thermoelementmodul für  $\Delta T = 130 K$ ,  $\dot{m}_h = 0,4 kg s^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 kg s^{-1}$ .

und ermöglicht somit die Bestimmung der Leistungsdichtespektren bis  $50 Hz$ . Für die spektrale Analyse werden jeweils Aufzeichnungen mit einer Dauer von zwei Minuten zugrunde gelegt und die Papoulisfensterung (Filterung) für die schnelle Fouriertransformation angewendet (vgl. Abschnitt 3.4).

In Abb. 6.30 sind die berechneten Leistungsdichtespektren der wandnahen Temperaturschwankungen im TE-Modul für Versuche mit  $\Delta T = 130 K$ ,  $\Delta T = 180 K$  und  $\Delta T = 220 K$  bei Massenströmen von  $\dot{m}_h = 0,4 kg s^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 kg s^{-1}$  im Haupt- bzw. Nebenstrang dargestellt. Zusätzlich sind die zeitlichen Verläufe der normierten Temperatur  $T^*$  für jeweils den Kanal dargestellt, der die höchste Schwankeffektivwerte hat.

Ein Charakteristikum der dargestellten Spektren ist, dass die mittleren effektiven Temperaturschwankungen im oberen Teil des Rohrs stromabwärts des T-Stücks vergleichsweise klein sind. Alle Spektren, die unterhalb von  $1 Hz$  deutlich unter  $0,01$  liegen, sind TE zuzuordnen, die im Winkelbereich  $-55^\circ \leq \Phi \leq 36^\circ$  positioniert sind. Dies ist ein Indiz dafür, dass unter den gegebenen Bedingungen Temperaturschwankungen vermehrt im Temperaturbereich  $\Delta T^* < 0,9$  auftreten. Bei  $\Delta T = 130 K$  ist es interessant, dass an der Messstelle  $x/D_h = 5$ ,  $\Phi = 126^\circ$  (TE-Kanal 45, Abb. 6.30, oben) signifikant größere Temperaturschwankungen als an allen anderen Messstellen vorherrschen. Das Spektrum weist Frequenzmaxima bei  $f = 0,7 Hz$  und  $1 Hz$  auf. Dagegen sind im Spektrum von  $\Delta T = 180 K$  keine derartig dominanten Frequenzen zu erkennen.

Für  $\Delta T = 200 K$  (Abb. 6.30, unten) liegt wiederum ein spektrales Maximum bei zir-

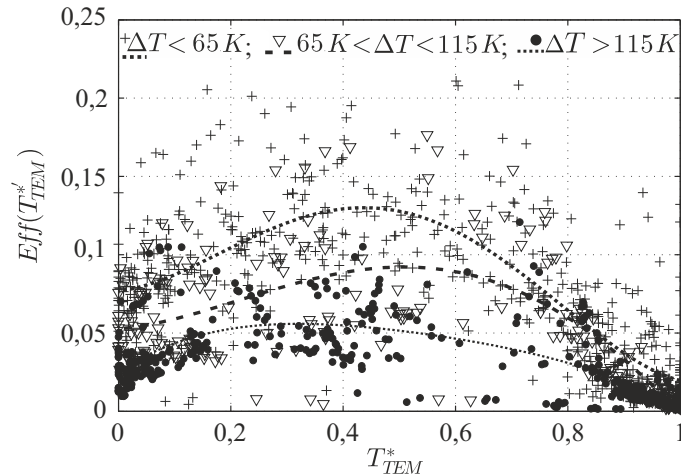


**Abbildung 6.30:** Leistungsdichtespektren der wandnahen Temperaturschwankungen im Thermoelementmodul für  $\Delta T = 130\text{ K}$ ,  $\Delta T = 180\text{ K}$  und  $\Delta T = 200\text{ K}$  bei  $\dot{m}_h = 0,4\text{ kg s}^{-1}$  und  $\dot{m}_n = 0,1\text{ kg s}^{-1}$ .



ka  $0,9 \text{ Hz}$  vor. Im Gegensatz zu  $\Delta T = 130 \text{ K}$  ist dieses jedoch nicht an der Messstelle  $x/D_h = 5$ ,  $\Phi = 126^\circ$  (TE-Kanal 45), sondern bei  $x/D_h = 6$ ,  $\Phi = 215^\circ$  (TE-Kanal 31) lokalisiert.

Die auftretenden dominanten Frequenzen lagen jeweils zwischen  $0,3 \text{ Hz}$  und  $1,1 \text{ Hz}$ . Eine Korrelation dieser Frequenzen und deren Amplitudenbeträge mit den dimensionslosen Kennzahlen erbrachte keine eindeutigen Ergebnisse. Mit den von Kasahara [23] angeführten Frequenzen nach Gl. 1.2 gibt es ebenfalls keine Übereinstimmung. Aus den angeführten Beobachtungen folgt, dass dominante wandnahe Schwankungsamplituden in eng begrenzten Strömungsbereichen auftreten. Eine Temperaturvariation führt zu einer Änderung der Strömungssituation in der Mischungszone, die den Ort der höchsten thermozyklischen Beanspruchung verlagert.



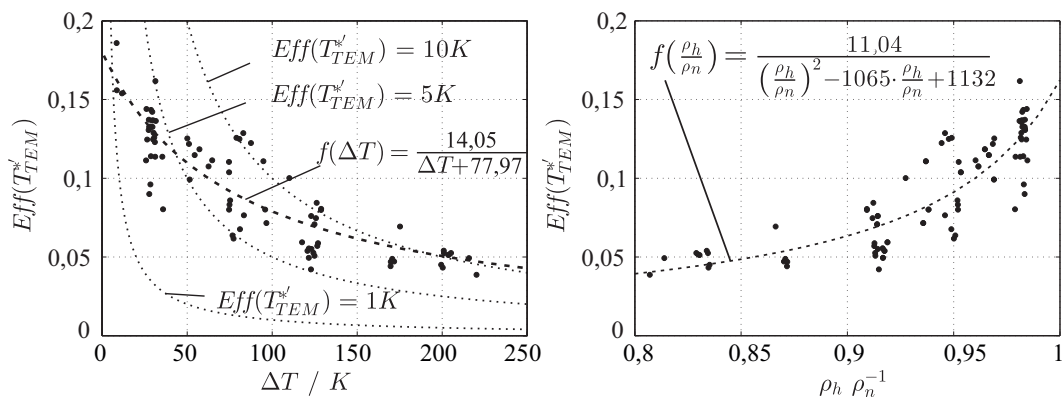
**Abbildung 6.31:** Effektivwerte der gemessenen Schwankungskomponenten  $T_{TEM}^*$ , aufgetragen über der normierten Temperatur  $T_{TEM}^*$ , bestimmt für 84 Versuche und drei  $\Delta T$ -Bereiche an der FSI-Versuchsanlage.

Aufgrund der Tatsache, dass die Messstellendichte der TE nicht ausreicht, um in den Versuchen mit Sicherheit die Zone der höchsten Temperaturschwankungen zu erfassen, erfolgt die Analyse der Temperaturfluktuationen auf Basis der statistischen Auswertung aller an der Versuchsanlage durchgeführten Versuche. Hierfür wird im Weiteren die normierte Temperatur  $T_{TEM}^*$  betrachtet, welche auf Basis von Gl. 1.10 und den Temperaturen im TE-Modul (Index  $TEM$ ) bestimmt wird ( $\vartheta$  wird an der Position des TE-Moduls ausgewertet).

In Abb. 6.31 sind die mit  $\Delta T$  normierten Effektivwerte der Schwankungen der normierten Temperatur im TE-Modul,  $Eff(T_{TEM}^*)$ , über der mittleren normierten Temperatur aufgetragen. Die 84 berücksichtigten Versuche wurden in drei Temperatur-

klassen unterteilt und für jede Temperaturklasse jeweils das Regressionspolynom zweiter Ordnung dargestellt.

Aus der Darstellung ist ersichtlich, dass die Effektivwerte der gemessenen normierten Schwankungskomponenten  $T_{TEM}^{*}$  für höhere Temperaturdifferenzen  $\Delta T$  kleiner ausfallen. Die Verteilungen sind weder symmetrisch noch selbstähnlich, jedoch weisen alle Maxima auf und fallen zu  $T_{TEM}^* = 0$  bzw.  $T_{TEM}^* = 1$  hin ab. Im wärmsten Bereich der Mischungszone treten im Mittel die kleinsten Temperaturschwankungen auf (diese Charakteristika sind in Ansätzen auch in den thermografischen Aufnahmen in Abb. 1.12 zu erkennen). Es gibt in allen Temperaturbereichen vereinzelte Messungen, die in wenig durchmischten Strömungsbereichen relativ große Effektivwerte aufweisen. Es ist festzustellen, dass bis zu vier Thermolemente erhöhte Temperaturschwankungen erfassen. Aus diesem Grund wird für die weiteren Betrachtungen der mittlere Schwankungseffektivwert einer Messung aus der Mittlung der vier größten Effektivwerte aller TE der jeweiligen Messung berechnet.

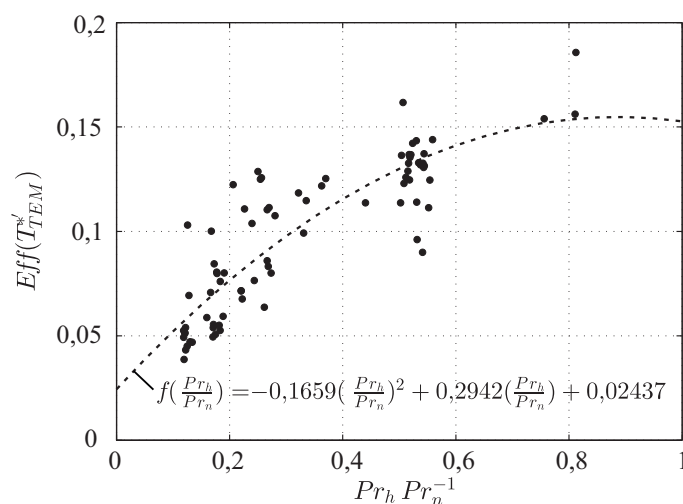


**Abbildung 6.32:** Effektivwerte der gemessenen Schwankungskomponenten  $T_{TEM}^{*}$ , aufgetragen über der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  bzw. dem Dichteverhältnis  $\rho_h \cdot \rho_n^{-1}$  der Fluide in den Zulaufsträngen.

Die Reduktion der relativen Schwankungseffektivwerte in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  ist in Abb. 6.32 auf der linken Seite detaillierter dargestellt. Zusätzlich zu den gemessenen Effektivwerten wurden die Isolinien konstanter relativer Schwankungseffektivwerte aufgetragen. Die Regressionskurve  $f(\Delta T)$  kreuzt die Isolinien für größere Temperaturdifferenzen. Daraus wird geschlossen, dass die absoluten Effektivwerte für größere Temperaturdifferenzen steigen, obwohl die relativen Anteile kleiner ausfallen. Bemerkenswert ist auch, dass die Streuung der Messwerte mit zunehmender Temperaturdifferenz abnimmt. Aufgrund des Abfalls der Regressionskurve kann daraus gefolgert werden, dass die Wahrscheinlichkeit für

größere relative Schwankungseffektivwerte für größere Temperaturdifferenzen deutlich ansteigt.

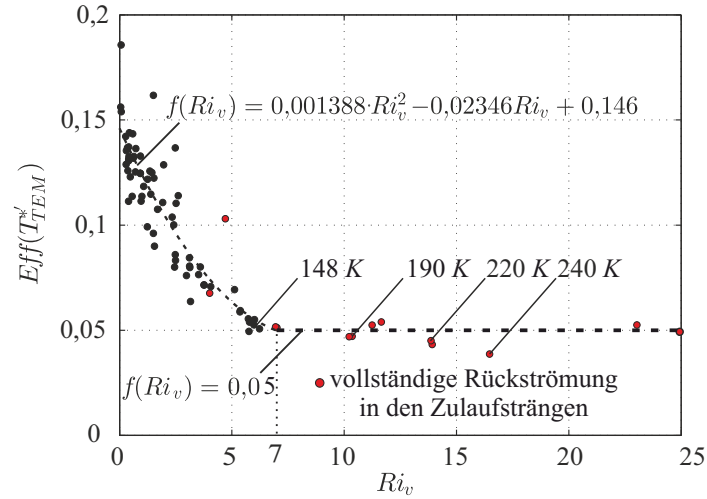
Die Korrelation der beobachteten Zusammenhänge mit dem Dichteverhältnis der Fluide in den Zulaufsträngen ist in Abb. 6.32 auf der rechten Seite dargestellt. Für die Verteilung konnte keine Abhängigkeit von einer der angeführten dimensionslosen Kennzahlen festgestellt werden. Wird allerdings die Streuung der normierten Messwerte um die Regressionskurve betrachtet, so fällt auf, dass diese für kleinere Dichteverhältnisse kleiner ausfällt. Unter der Annahme einer repräsentativen Anzahl an Messungen kann daraus geschlossen werden, dass die Dichteunterschiede in der Mischungszone zunehmend an Bedeutung gewinnen.



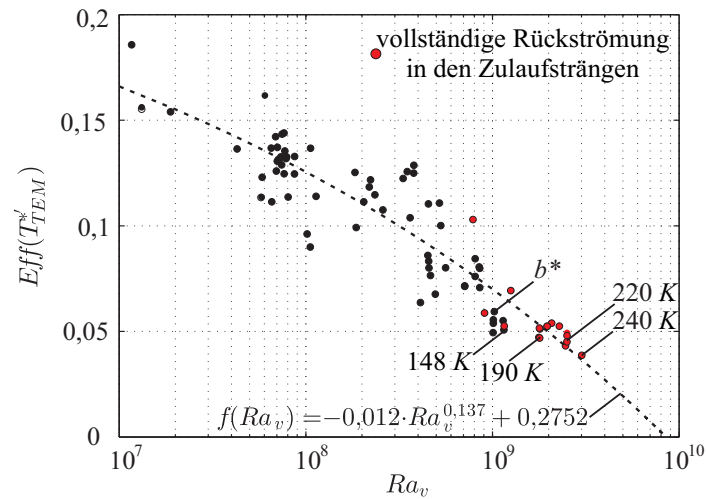
**Abbildung 6.33:** Effektivwerte der gemessenen Schwankungskomponenten  $T'_{TEM}$ , aufgetragen über dem Verhältnis  $Pr_h Pr_n^{-1}$  der Fluide in den Zulaufsträngen.

Die alternative Auftragung der Schwankungseffektivwerte über das Verhältnis der Prandtlzahlen in Abb. 6.33 zeigt weder diesen Zusammenhang noch eine Abhängigkeit von anderen dimensionslosen Kennzahlen. Hieraus wird im Umkehrschluss abgeleitet, dass das Verhältnis der Prandtlzahlen und in weiterer Konsequenz die Viskosität einen kleineren Einfluss als die dichtebedingte Auftriebskraft auf die resultierenden wandnahen Temperaturschwankungen hat.

Unter Einbeziehung der resultierenden Temperaturdifferenzen in der Mischungszone können die Richardsonzahlen und die Rayleighzahlen berechnet werden. Die in Abb. 6.34 dargestellte Verteilung über  $Ri_v$  kann in zwei Bereiche unterteilt werden. Im Bereich  $0 < Ri_v < 7$  fallen die normierten Schwankungseffektivwerte ab. Für größere Beträge der Richardsonzahl bleiben die Werte hingegen auf einem Niveau.



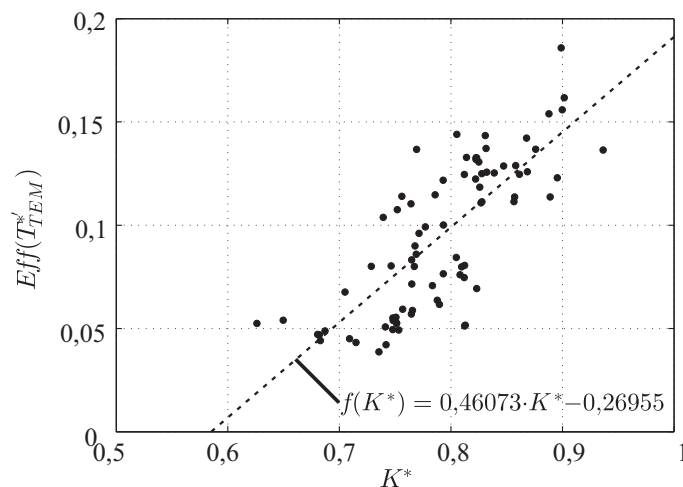
**Abbildung 6.34:** Effektivwerte der gemessenen Schwankungskomponenten  $T_{TEM}^*$ , aufgetragen über der Richardsonzahl  $Ri_v$  der Fluide; für einige Messungen ist die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  ausgewiesen.



**Abbildung 6.35:** Effektivwerte der gemessenen Schwankungskomponenten  $T_{TEM}^*$ , aufgetragen über der Rayleighzahl  $Ra_v$  der Fluide; für einige Messungen ist die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  ausgewiesen.

Aus dem Abgleich der zugrundeliegenden Betriebsparameter der Messpunkte mit den ermittelten Strömungskarten ist ersichtlich, dass in manchen Fällen eine Rückströmung in beiden Zulaufsträngen zu erwarten ist. Die betreffenden Messpunkte wurden rot markiert und es zeigt sich, dass insbesondere die Experimente mit  $Ri_v > 7$  hierdurch betroffen sind.

Auf Basis der vorliegenden Informationen können mit der Richardsonzahl keine Aussagen über die effektiven Temperaturschwankungen für die  $d$ -Strömungsform im T-Stück gemacht werden. In Abb. 6.35 ist die resultierende Verteilung über der Rayleighzahl  $Ra_v$  dargestellt. Im Unterschied zur  $Ri_v$ -Verteilung werden die enthaltenen Datenpunkte in guter Näherung durch eine stetig differenzierbare Kurve beschrieben. Darüber hinaus zeichnen sie sich durch eine vergleichsweise kleine Streuung aus. Die Versuche mit Rückströmung ordnen sich in die Verteilung ein, sodass auf Basis der Rayleighzahl alle T-Stück-Strömungsformen der FSI-Versuchsanlage durch eine stetig differenzierbare Regressionsfunktion erfasst werden können.



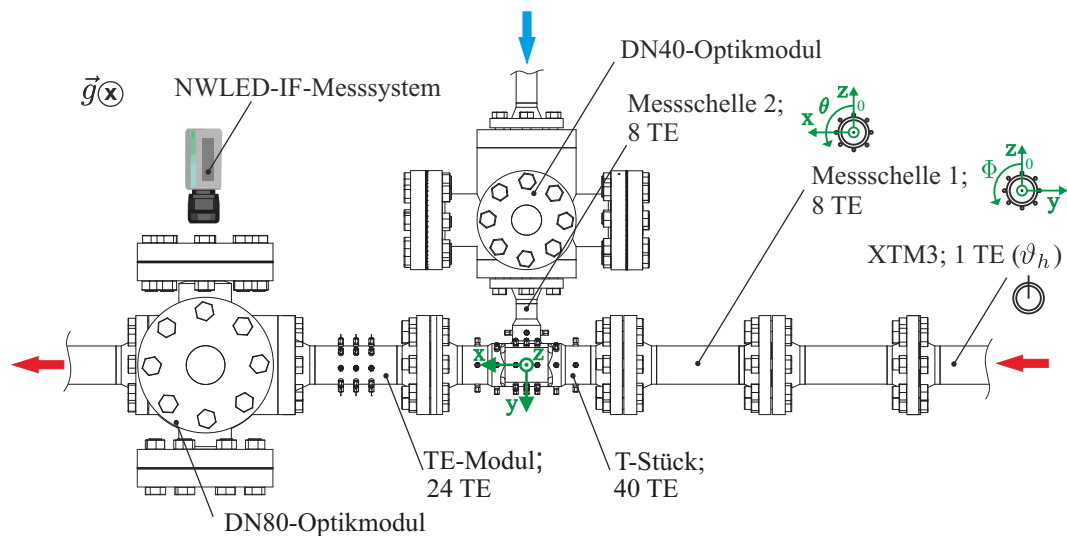
**Abbildung 6.36:** Effektivwerte der gemessenen Schwankungskomponenten  $T_{TEM}^*$ , aufgetragen über der Mischungsqualität  $K^*$ , experimentell bestimmt mittels TE-Modul in der Mischungszone ( $x/D_h = 5$ ) des T-Stücks.

Die Korrelation der gemessenen normierten Schwankungskomponenten  $T_{TEM}^*$  mit der Mischungsqualität  $K^*$  ist in Abb. 6.36 dargestellt. Da sowohl die Mischungsqualität als auch die thermischen Schwankungsintensitäten positiv mit dem Dichteverhältnis der sich vereinigenden Fluide korrelieren, ergibt sich eine positive Steigung der Regressionsgeraden. Die Abbildung veranschaulicht den Zusammenhang zwischen den Temperaturinhomogenitäten im Strömungsquerschnitt und den resultierenden Temperaturschwankungen. Es wurde in der Messwertverteilung kein Muster

gefunden, sodass ein Bezug zu geschwindigkeitsabhängigen Größen nicht hergestellt werden kann. Auf Basis der eingeführten Mischungsqualität  $K^*$  ist es dennoch möglich, eine Aussage über die zu erwartenden effektiven Temperaturschwankungen auf der Basis von gemittelten Temperaturverteilungen zu machen. Letztere können hierfür z. B. aus zeitlich gering aufgelösten Messungen mittels Messschellen oder aus CFD-Simulationen stammen.

## 6.6 Untersuchung der Mischungszone mit dem NWLED-IF-Verfahren

Zur detaillierten Untersuchung der wandnahen Mischungsvorgänge in der thermischen Trennschicht unter Berücksichtigung lokaler Geschwindigkeiten wurde das thermometrische NWLED-IF-Verfahren auf Basis von Rhodamin B in der Mischungszone der FSI-Versuchsanlage eingesetzt.



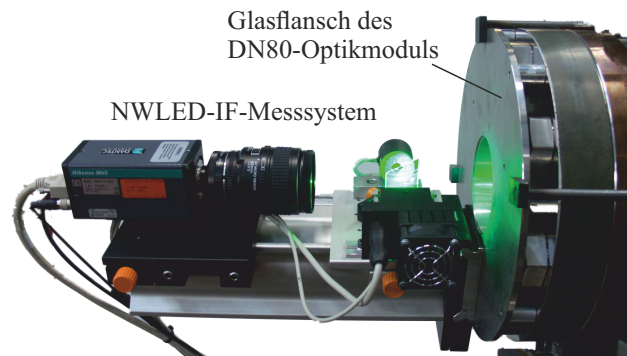
**Abbildung 6.37:** Instrumentierung der Versuchsstrecke zur Untersuchung der Mischungszone mit dem NWLED-IF-Verfahren.

Die in Abschnitt 6.1 beschriebene Modulanordnung wurde unter Beibehaltung der TE-Instrumentierung abgeändert und das DN80-Optikmodul in die Mischungszone stromabwärts des T-Stücks eingebaut. Die realisierte Modulanordnung und Instrumentierung ist der Abb. 6.37 zu entnehmen.

Die NWLED-IF-Messtechnik wurde am DN80-Optikmodul horizontal, in positive  $y$ -Richtung blickend, montiert ( $x/D_h = 13$ ). Eine fotografische Aufnahme des voll-

ständigen Aufbaus ohne die Tageslichtabdeckung ist in Abb. 6.38 zu sehen.

Der resultierende Abbildungsmaßstab betrug  $A_{op} = 0,142$  und somit wurde die Anregungszone über eine Höhe von  $46,6 \text{ mm}$  erfasst. Dies entspricht dem Winkelbereich  $49,5^\circ < \Phi < 130,5^\circ$ . Die Farbstoffkonzentration wurde derart eingestellt, dass die resultierende Penetrationstiefe  $1 \cdot 10^{-3} \pm 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  betrug.



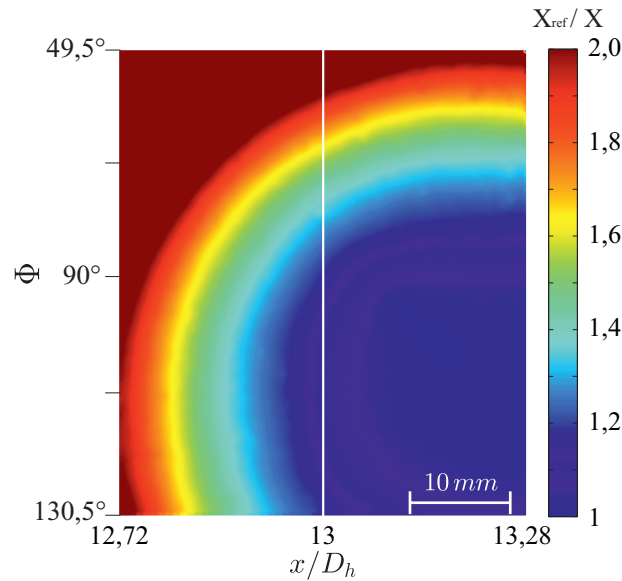
**Abbildung 6.38:** NWLED-IF-Aufbau am DN80-Optikmodul der FSI-Versuchsanlage.

Die experimentelle Durchführung entspricht der in Abschnitt 4.2.3 dargestellten Vorgehensweise mit den in diesem Kapitel abgeleiteten Messparametern.

Die in Abb. 6.39 dargestellte Referenzbildaufnahme wurde zu Beginn der Messreihe bei konstanter Farbstoffverteilung in Anwendungskonzentration bei Raumtemperatur aufgenommen. Es dient zur Kompensation von Helligkeitsvariationen im betrachteten Messbereich und zur Normierung der Aussteuerungswerte nach Gl. 4.2.3. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass das Helligkeitsmaximum in der rechten Bildhälfte unterhalb der Mitte zu finden ist und der Lichtquellencharakteristik entsprechend ein radialer Abfall der Beleuchtungsintensität vorliegt. Aufgrund der in Abschnitt 4.6.2 beschriebenen Gesetzmäßigkeiten ist für die dunklen Bildbereiche mit einem deutlich höheren Messfehler zu rechnen. Aus diesem Grund erfolgt die Bilddatenauswertung der Messungen nur für die rechte Bildhälfte.

Betrachtet wurden zwei stationäre Betriebszustände IF1 und IF2 aus dem rückströmungsfreien Betriebsfenster der FSI-Versuchsanlage. Die Versuchsanlage wurde jeweils zwanzig Minuten bei konstanten Betriebsparametern betrieben, um einen möglichen Einfluss der Aufheiztransiente auf die Messergebnisse zu minimieren. Die Versuchsparameter und Kennzahlen sind der Tab. A.7 im Anhang zu entnehmen. Die zugehörigen Messparameter sind Tab. 4.6 aufgeführt.

In den durchgeführten NWLED-IF-Messungen an der FSI-Versuchsanlage werden teilweise physikalisch nicht nachvollziehbar hohe Temperaturen mit den Farbstof-



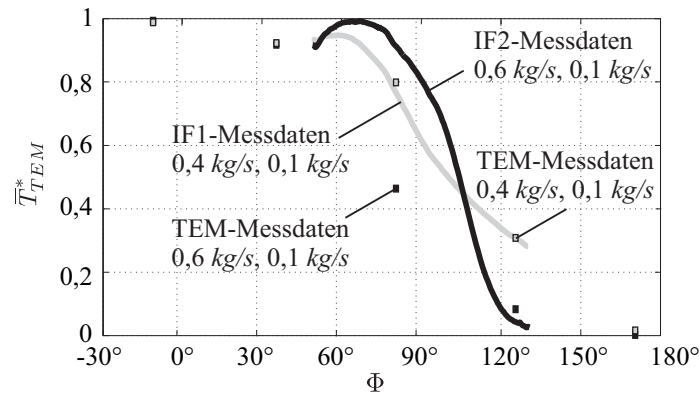
**Abbildung 6.39:** Referenzbild zur Kompensation von Helligkeitsvariationen im NWLED-IF-Messbereich und zur Normierung der Aussteuerungswerte, aufgenommen an der FSI-Versuchsanlage.

fen bestimmt, wobei die systematischen Abweichungen signifikant größer sind als in der Fehlerrechnung vorhergesagt. Dieses Phänomen wurde in keiner Voruntersuchung beobachtet und wird auf veränderte optische Bedingungen zwischen der Messstelle im Optikmodul und der Kamera aufgrund der Aufheizung zurückgeführt. Die Brechungsindexänderungen bedingen, dass immer weniger Licht von der Anregungslichtquelle zum Farbstoff gelangt, sodass die Grundgleichungen des thermometrischen NWLED-IF-Messverfahrens für die Anwendung mit einem fluoreszierenden Farbstoff (siehe Aktiv-System in Tab. 4.1) keine Gültigkeit mehr haben.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass aufgrund der Beobachtungen geschlossen werden kann, dass ein derartiger Einfluss bei der Realisierung eines Zwei-Farbstoff-Systems (siehe Aktiv-Aktiv-System in Tab. 4.1) sehr unwahrscheinlich ist. Zur Korrektur der Messdaten wird ein empirischer Skalierungsfaktor  $C_{emp}$  als Erweiterung der vorliegenden Gleichungen eingeführt. Dieser Faktor, der unter Zuhilfenahme der Temperaturinformationen aus dem stromaufwärts des DN80-Optikmoduls angeordneten TE-Modul bestimmt wird, wird mit der Referenzaussteuerung  $X_{Ref}$  (siehe Gl. 4.2.3) multipliziert.

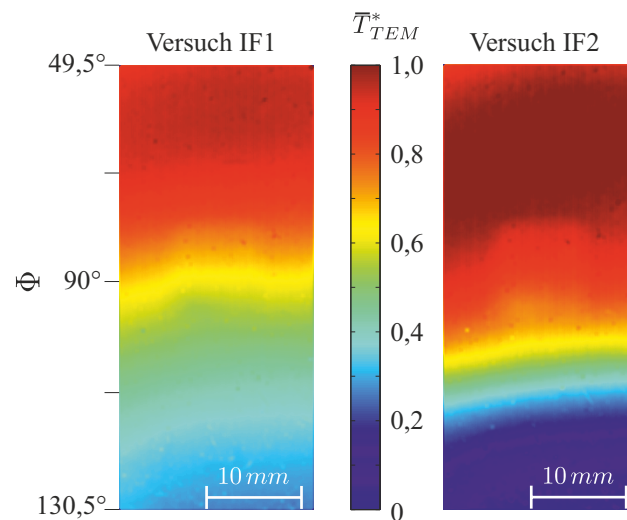
In Abb. 6.40 sind die mit  $C_{emp}$  korrigierten mittleren normierten Temperaturdaten aus den NWLED-IF-Messungen IF1 und IF2 und die korrespondierenden Temperaturen der TE im Winkelbereich  $-30^\circ < \Phi < 180^\circ$  für zwei Versuche dargestellt. Die





**Abbildung 6.40:** Vergleich zwischen TE-Messdaten an der Position  $x/D_h = 6$  und korrigierten Temperaturverläufen des NWLED-IF-Messverfahrens bei  $x/D_h = 13$  für die Versuche IF1 und IF2.

Normierung aller Temperaturen erfolgt auf Basis der Temperaturdifferenzen im TE-Modul nach Gl. 1.10. Die Werte des Skalierungsfaktors der Messungen liegen bei 0,4 bzw. 0,37 und wodurch die errechneten Temperaturverläufe innerhalb physikalisch sinnvoller Grenzen verlaufen.



**Abbildung 6.41:** Experimentell bestimmte und mit  $\Delta T_{TEM}$  normierte Temperaturverteilungen in Wandnähe stromabwärts des T-Stücks für die Versuche IF1 und IF2.

Im Winkelbereich  $\Phi < 70^\circ$  treten in den korrigierten Temperaturverläufen entsprechend den Ausführungen zu Abb. 6.39 systematische Fehler auf, die sich im gesamten oberen Bildaufnahmebereich der NWLED-IF in Abb. 6.41 wiederfinden. In diesem Bereich steigt die Temperatur nicht monoton gegen die maximale Temperatur an, sondern fällt ab. In allen anderen Bildbereichen ist ein derartiger Einfluss nicht zu finden. Wie in Abb. 6.40 zu erkennen ist, sind dem Parameter  $C_{emp}$  enge Grenzen

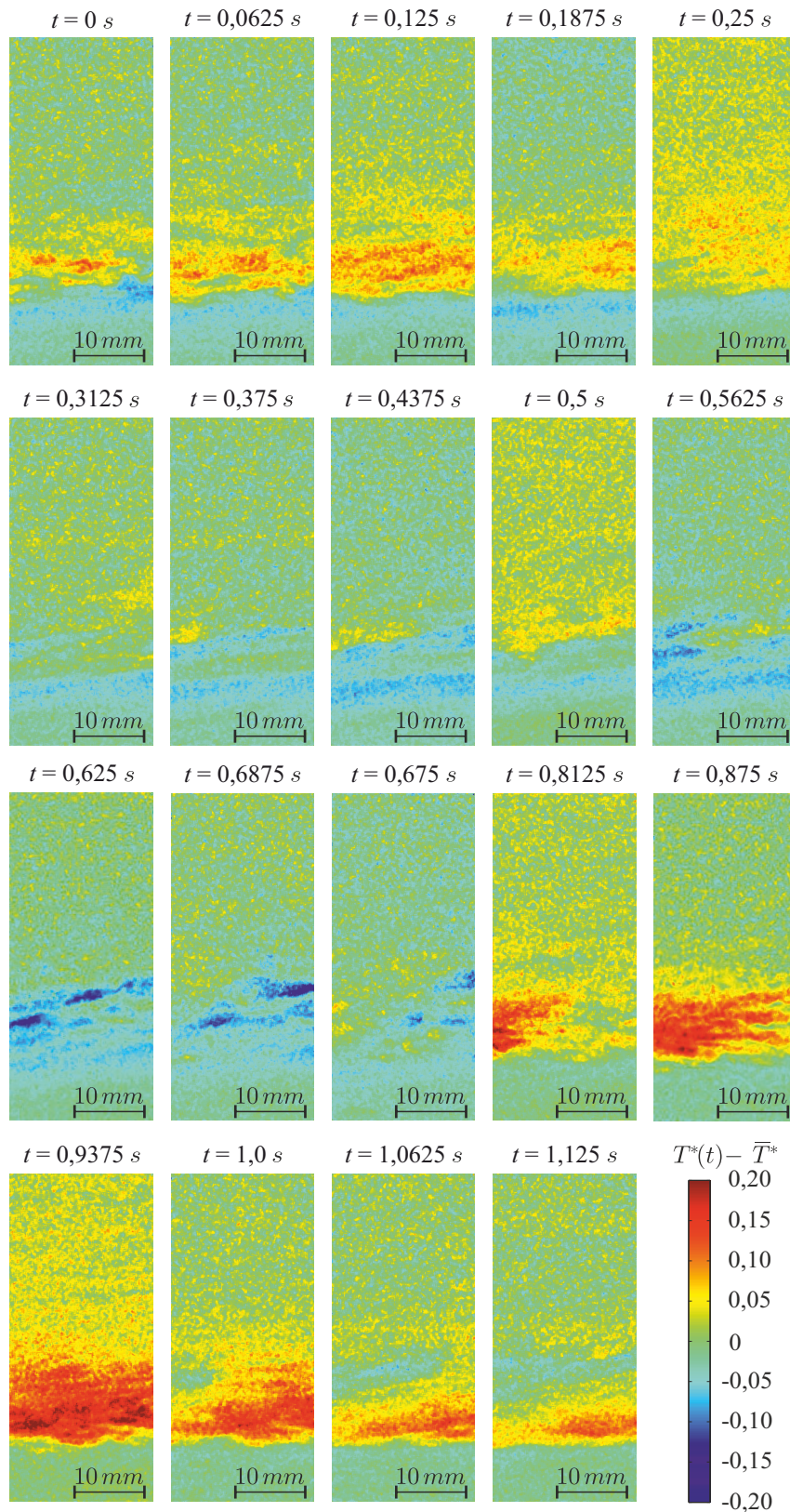
gesetzt, sodass davon auszugehen ist, dass der systematische Fehler aufgrund der Festlegung dieses Faktors gering ist.

Aus Abb. 6.41 und Abb. 6.40 ist zu erkennen, dass die NWLED-IF-Messdaten deutlich steilere azimutale Temperaturgradienten liefern als die TE-Daten. Eine Erklärung hierfür ist, dass die TE-Messstellendichte für die Bestimmung dieser Gradienten viel zu gering ist. Darüber hinaus konnte festgestellt werden, dass die resultierenden azimutalen Gradienten der betrachteten Messungen betragsmäßig deutliche Unterschiede aufweisen. Ausgehend von den normierten Temperaturfeldern (Bezugsgröße ist  $\Delta T_{TEM}$ ) lässt sich für IF1 mit einem Hauptstrangmassenstrom von  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  ein betragsmäßiger maximaler Temperaturgradient von  $0,017/^\circ$  berechnen. Dagegen ist der Gradient für IF2 mit  $\dot{m}_h = 0,6 \text{ kg s}^{-1}$  gleich  $0,031/^\circ$ .

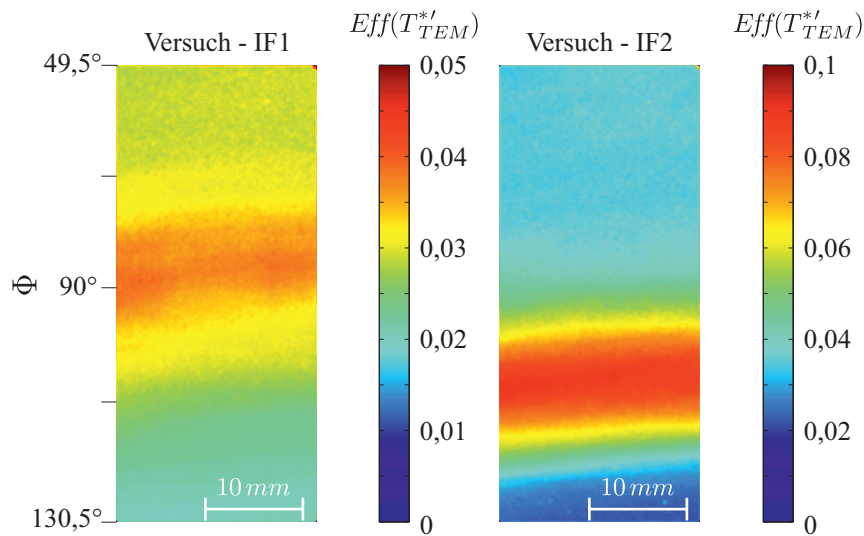
Die Aufzeichnung der wandnahen Temperaturen erfolgte mit  $16 \text{ Hz}$ , sodass die instationären Temperaturfelder detailliert untersucht werden können. In Abb. 6.42 sind die Momentaufnahmen der lokalen Abweichungen von der mittleren normierten Temperatur für den Versuch IF2 über einen Zeitraum von  $1,1 \text{ s}$  dargestellt. In den Momentaufnahmen des wandnahen Bereichs sind langgezogene Strukturen zu erkennen, deren Temperaturen deutlich vom lokalen Temperaturmittelwert abweichen. Über mehrere Aufnahmen wechseln wärmere und kältere Strukturen einander ab, wobei die maximalen normierten Temperaturabweichungen im Bereich von  $\pm 0,2$  liegen.

Die Analyse der Bildfolgen für die Versuche IF1 und IF2 liefert die in Abb. 6.43 dargestellten Effektivwerte der Schwankungskomponenten der normierten Temperaturfluktuationen. Die Ergebnisse unterscheiden sich deutlich voneinander. Bei IF2 treten im Winkelbereich  $100^\circ \leq \Phi \leq 110^\circ$  effektive Schwankungswerte  $Eff(T_{TEM}^*)$  deutlich über  $0,08$  auf. Bei IF1 hingegen liegen die Schwankungswerte bei maximal  $0,04$  in einem Winkelbereich  $80^\circ \leq \Phi \leq 100^\circ$ . Die Zone mit erhöhten Effektivwerten ist im Versuch IF2 klar von der Umgebung abgegrenzt, wogegen diese bei IF1 nicht so eindeutig bestimmt werden kann.

Die zeitliche Änderung der Temperaturfluktuationen ist in Abb. 6.44 anhand von aufeinanderfolgenden Profilverläufen dargestellt. Die einzelnen Profile wurden jeweils für neunzehn Sekunden gemittelt und mit dem jeweiligen Maximum im Betrachtungsbereich normiert. Es ist leicht zu erkennen, dass bei IF2 über die Dauer des Versuchs die Temperaturfluktuationen immer im gleichen Winkelbereich auftreten.

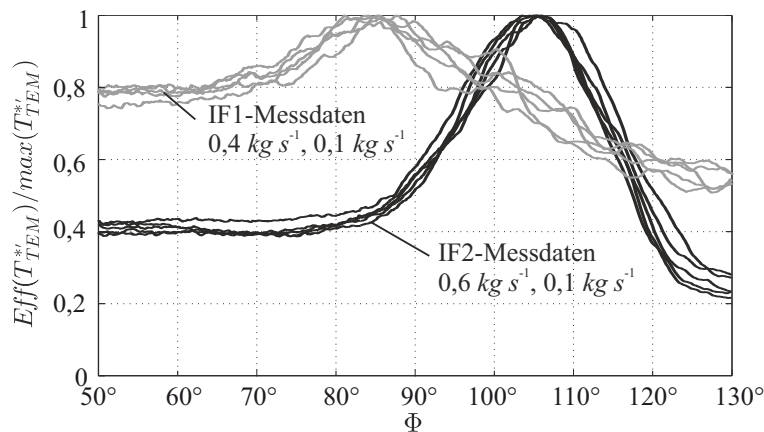


**Abbildung 6.42:** Momentaufnahmen der lokalen Abweichungen von der mittleren normierten Temperatur, aufgenommen im Zeitabstand  $\Delta t = 0,0625 \text{ s}$ ; Strömung von links nach rechts mit  $\dot{m}_h = 0,6 \text{ kg s}^{-1}$ ,  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$  und  $\Delta T = 126 \text{ K}$ .



**Abbildung 6.43:** Effektivwerte der Schwankungskomponenten der normierten Temperaturschwankungen für Versuch IF1 bei  $\dot{m}_h = 0,4 \text{ kg s}^{-1}$  und IF2 bei  $\dot{m}_h = 0,6 \text{ kg s}^{-1}$ , jeweils mit  $\Delta T = 125 \pm 2 \text{ K}$  und  $\dot{m}_n = 0,1 \text{ kg s}^{-1}$ .

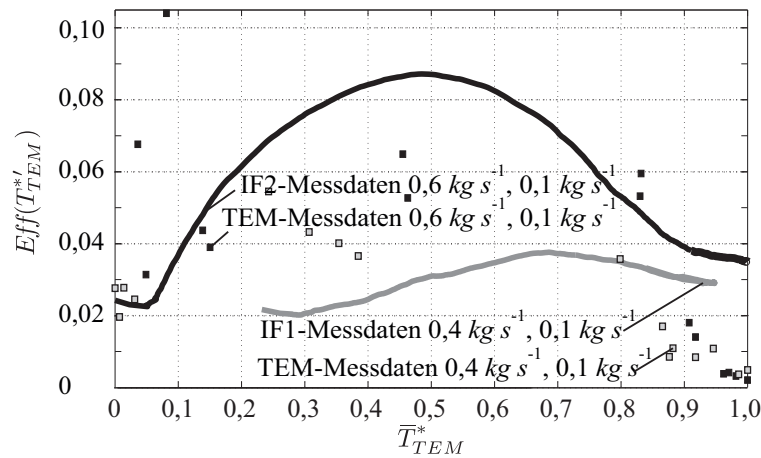
Im Fall IF1 ist eine Konstanz nur im oberen Rohrbereich sichtbar, während unterhalb der Rohrachse deutliche Variationen vorhanden sind. Unter Berücksichtigung der Temperaturverteilung im Rohr stimmen diese Beobachtungen mit den Ergebnissen der TE-Messreihen überein.



**Abbildung 6.44:** Zeitliche Änderung der azimutalen Effektivwertprofile der normierten Temperaturschwankungen für die Versuche IF1 und IF2, jeweils über 19 s gemittelt.

Aufgrund der dargestellten Charakteristika kann festgehalten werden, dass die Messungen zwei zumindest lokal unterschiedliche Strömungssituationen enthalten, die die Temperaturfluktuationen in Wandnähe deutlich beeinflussen. Aufgrund der unveränderten thermischen Randbedingungen wird die signifikante Änderung in den Temperaturfluktuationen auf eine Größe zurückgeführt, die im Zusammenhang mit

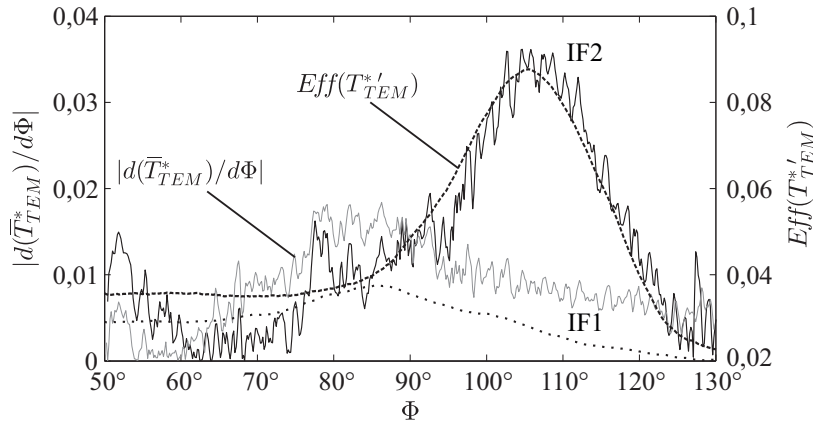
dem Massenstrom steht.



**Abbildung 6.45:** Korrelation der effektiven normierten Temperaturfluktuationenwerte  $Eff(T_{TEM}^*)$  mit den lokalen normierten Temperaturmittelwerten  $\bar{T}_{TEM}^*$ ; dargestellt sind die gemessenen NWLED-IF-Daten und die Messwerte der Thermoelemente aus den Versuchen IF1 und IF2.

Zur weiteren Untersuchung des Phänomens wird die Korrelation der lokalen normierten Temperaturmittelwerten  $\bar{T}_{TEM}^*$  mit den effektiven Schwankungen  $Eff(T_{TEM}^*)$  betrachtet. In Ergänzung zu den entsprechenden NWLED-IF-Messdaten werden in Abb. 6.45 auch die TE-Messdaten derselben Versuche präsentiert. Wie bereits in Abb. 6.40 zu erkennen war, decken die Temperaturen im NWLED-IF-Messbereich im Versuch IF2 alle Temperaturen ab, die auch im TE-Modul stromaufwärts gemessen werden. Die zugrundeliegenden Messdaten wurden über eine Zeitdauer von zwei Minuten gemittelt, sodass ein Vergleich mit den statistischen Ergebnissen in Abb. 6.31 zulässig ist. Alle Charakteristika finden sich in den Messergebnissen der beiden Messmethoden wieder. Die Verteilung der Effektivwerte der Temperaturfluktuationen über den normierten Temperaturmittelwerten ist bei IF2 nahezu symmetrisch mit einem Maximum nahe  $\bar{T}_{TEM}^* = 0,5$ . Die Verteilung entspricht qualitativ den Verläufen der Regressionskurven in Abb. 6.31 mit einem Maximum im mittleren Temperaturbereich und einem Abfall der Temperaturfluktuationen in den unvermischten Strömungsbereichen. Letzteres trifft auch auf den Versuch IF1 zu, dessen Verteilung unterhalb der von IF2 liegt und nur einen Teil der vorhandenen Temperaturmittelwerte abdeckt. Überdies ist die Verteilung asymmetrisch mit einem Maximum bei zirka  $\bar{T}_{TEM}^* = 0,68$  vor. Dies ist auch in Abb. 6.31 zu erkennen. Der Vergleich der NWLED-IF-Messdaten mit den TE-Messdaten aus den Versuchen IF1 und IF2 in Abb. 6.45 zeigt, dass die Temperaturschwankungen beider

Messverfahren in der gleichen Größenordnung liegen. Die Ausbildung von Maxima für Temperaturen nahe  $\bar{T}_{TEM}^* = 0,5$  bzw.  $0,68$  ist in den TE-Messdaten jedoch nicht feststellbar. Dagegen werden Überhöhungen im Bereich  $\bar{T}_{TEM}^* < 0,2$  detektiert, die sich in den NWLED-IF-Messdaten nicht finden. Aufgrund des axialen Versatzes zwischen den beiden Messstellen und der in der Literatur angeführten mäanderähnlichen Struktur (vgl. Abschnitt 1.2) der Schichtenströmung ist davon auszugehen, dass der ursächliche Strömungsbereich außerhalb des erfassten Bildbereichs liegt. Die Beobachtung stützt auch die These, dass es sich bei den Fluktuationsüberhöhungen um ein lokal beschränktes Phänomen handelt.



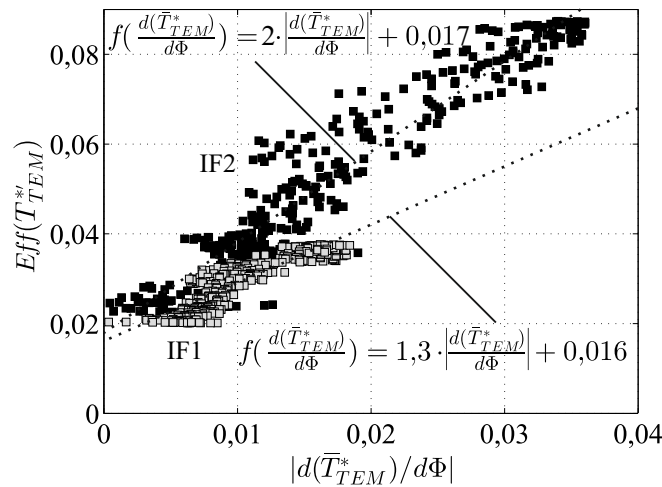
**Abbildung 6.46:** Korrelation der effektiven normierten Temperaturfluktuationen  $Eff(T_{TEM}^*)$  mit den Gradienten der lokalen normierten Temperaturmittelwerte  $|d(\bar{T}_{TEM}^*)/d\Phi|$ ; alle Messdaten bestimmt mit dem NWLED-IF-Verfahren.

Die Ausbildung der Temperaturfluktuationen wurde auf Basis von IF1 und IF2 näher untersucht. Von den zeitlich gemittelten und normierten Temperaturverteilungen  $\bar{T}_{TEM}^*$  wurde die Ableitung  $d\bar{T}_{TEM}^*/d\Phi$  nach der azimutalen Koordinate  $\Phi$  berechnet. Der Vergleich des Betrags der Ableitung mit den normierten Schwankeffektivwerten, berechnet aus denselben Versuchsdaten, offenbart den in Abb. 6.46 dargestellten Zusammenhang.

Die maximale absolute lokale Temperaturschwankung im Versuch IF2 beträgt  $5,4 K$ . Dies entspricht  $Eff(T_{TEM}^*) = 0,088$  und findet sich bei  $\Phi = 105^\circ$ . Die Ableitung  $|d(\bar{T}_{TEM,IF2}^*)/d\Phi|$  hat ihr Maximum wenige Winkelgrad unterhalb dieser Position. Für IF1 wird die gleiche örtliche Übereinstimmung festgestellt, sodass daraus geschlossen wird, dass es einen Zusammenhang zwischen dem mittleren lokalen Temperaturgradienten im Fluid und den lokal auftretenden Temperaturfluktuationen gibt. Die Korrelationen der genannten Größen sind in Abb. 6.47 dargestellt. Es ist



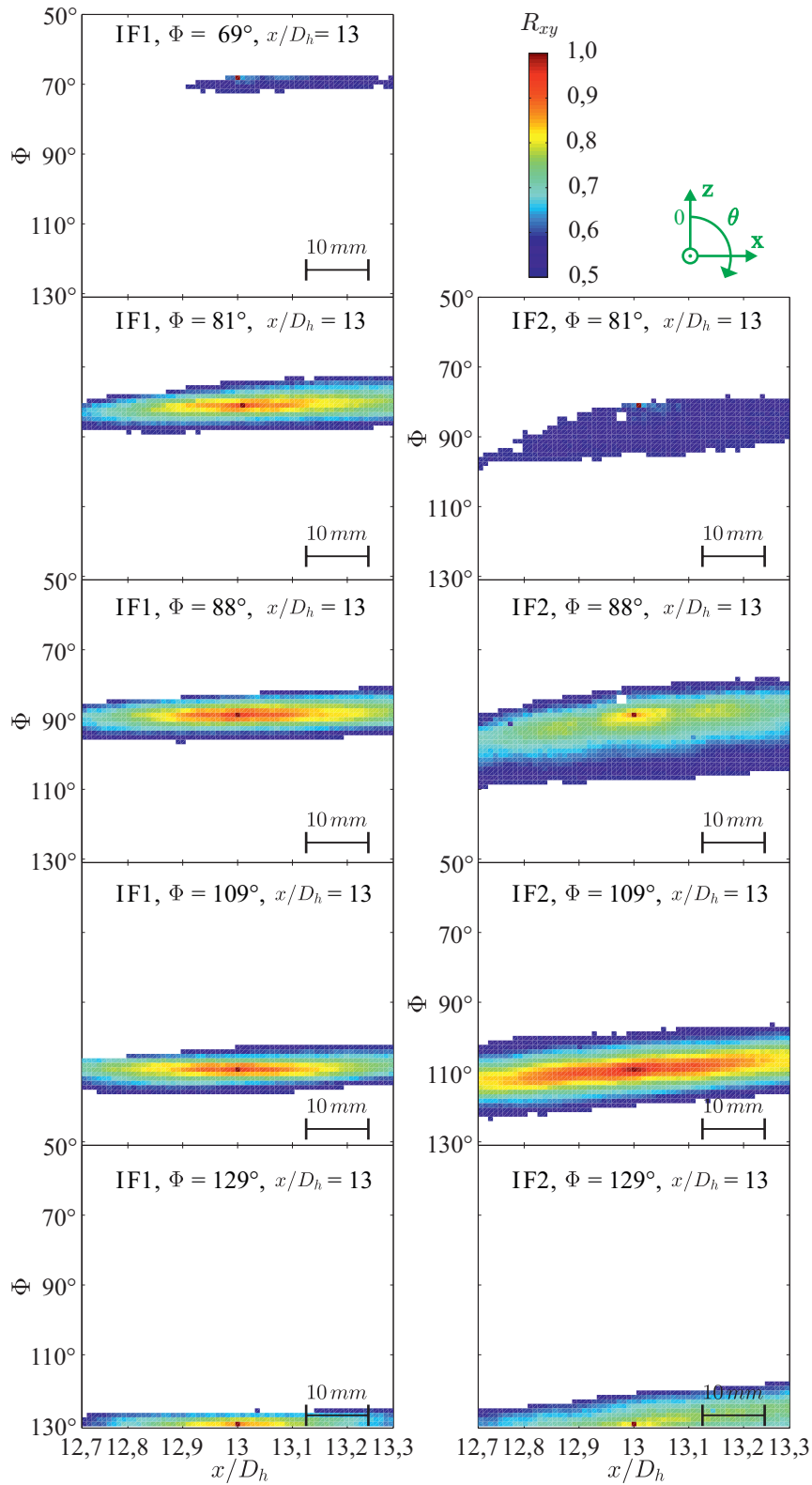
festzustellen, dass die Messdaten aus dem Temperaturbereich  $T_{TEM}^* < 0,9$  in guter Näherung durch Regressionsgeraden abgebildet werden. Die positiven Steigungen zeigen, dass unter den vorherrschenden Randbedingungen größere Temperaturgradienten zu größeren Temperaturfluktuationen führen und ein höherer Massenstrom diese ebenfalls verstärkt. Zur Untersuchung der Geschwindigkeits- und Strukturgrößen aus den Bilddaten der instationären NWLED-IF-Versuche werden auf Basis der in Abschnitt 4.5.1 dargestellten Beziehungen Kreuzkorrelationen berechnet.



**Abbildung 6.47:** Korrelation der effektiven normierten Temperaturfluktuationenwerte  $Eff(T_{TEM}^*)$  mit dem Betrag des azimuthalen Gradienten  $|d(\bar{T}_{TEM}^*)/d\Phi|$  der lokalen normierten Temperaturmittelwerte für  $T_{TEM}^* < 0,9$ .

Die Auswertung des Korrelationskoeffizienten  $R_{xy}$  für insgesamt neun azimuthale Positionen ist in Abb. 6.48 abgebildet. Der dargestellte Wertebereich beschränkt sich auf Korrelationen  $> 0,5$ . Unter Berücksichtigung der Aufnahmedauer kann deshalb davon ausgegangen werden, dass die abgebildeten Strukturen mit hoher Wahrscheinlichkeit keine zufälligen Korrelationsergebnisse darstellen.

In beiden Versuchen, IF1 und IF2, zeigen sich dünne Korrelationsstreifen, welche mit kleinen Anstellwinkeln zur horizontalen Rohrachse ausgerichtet sind und sich über die gesamte Bildbreite erstrecken. In Versuch IF1 sind die Streifen drei bis sechs Millimeter hoch und stehen in einem Winkel von  $-0,6^\circ$  zur Rohrachse. Im Unterschied dazu erstrecken sich bei IF2 die Korrelationsbereiche über einen größeren Winkelbereich  $\Phi$ , wobei die flächenbezogene Mittelung der Korrelationswerte deutlich unter der von IF1 liegt. Der Bereich mit den höchsten mittleren Beträgen  $R_{xy}$  liegt im Winkelbereich  $\Phi = 109^\circ \pm 5^\circ$  und deckt sich mit der Zone der höchsten Temperaturfluktuationen (vgl. Abb. 6.48). Die beobachteten Korrelationsstreifen sind zehn bis



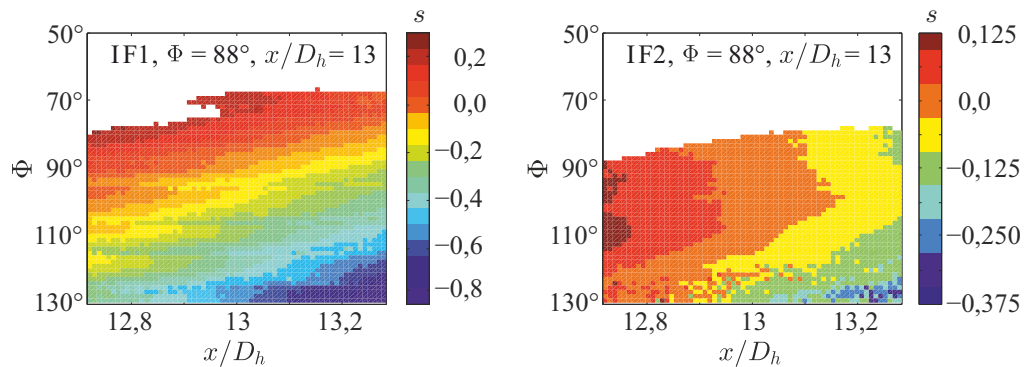
**Abbildung 6.48:** Korrelationsflächen für neun azimutale Positionen, bestimmt mittels Kreuzkorrelation, angewendet auf die NWLED-IF-Messdaten der Versuche IF1 und IF2.



fünfzehn Millimeter hoch und sind in einem Winkel von circa  $-4,5^\circ$  zur Rohrachse ausgerichtet.

Unter Berücksichtigung der These einer mäanderähnlichen Struktur der Schichtenströmung in der Mischungszone der FSI-Versuchsanlage kann aufgrund der Lagenänderung gefolgert werden, dass die Struktur der Mäander sich grundlegend geändert hat.

Auf Basis der Kreuzkorrelation können die mittleren Geschwindigkeiten der beobachteten Strukturen bestimmt werden. Die zugrundeliegenden Gleichungen zur Berechnung von Zeitverschiebungswerten sind in Abschnitt 4.5.1 dargelegt.



**Abbildung 6.49:** Zeitliche Verschiebungswerte, bestimmt mittels Kreuzkorrelationsberechnungen aus den NWLED-IF-Messdaten (Referenzpunkt:  $\Phi = 88^\circ, x/D_h = 13$ ).

In Abb. 6.49 sind die Zeitverschiebungswerte für die Versuche IF1 und IF2 für die jeweiligen Bildbereiche dargestellt, welche Korrelationsbeträge größer als 0,5 enthalten. Die Verschiebungswerte beider Messergebnisse wurden auf die jeweiligen Werte in der Bildmitte bezogen. Positive Werte drücken aus, dass Informationen in diesem Bildbereich vorlagen, bevor sie in der Bildmitte detektiert wurden. Aus den Darstellungen kann deshalb geschlossen werden, dass die Ausbreitung der Strukturen in Richtung der kälteren Schichten und quer zur Rohrachse erfolgt. Ausgehend von der Hypothese, dass die Ausbreitungsrichtung senkrecht zu den Isochronen (Linien gleicher Zeitverschiebung) in Abb. 6.49 liegt, errechnet sich für IF1 eine mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Strukturen von  $0,036 \pm 0,025 \text{ m s}^{-1}$ , während unter der gleichen Annahme für IF2 ein Wert von  $0,165 \pm 0,012 \text{ m s}^{-1}$  resultiert. Der Abgleich dieser Werte mit den Betriebsparametern für die NWLED-IF-Versuche (siehe Tab. A.7 im Anhang) zeigt, dass im Fall IF2 die Strukturen mit der Bulkgeschwindigkeit im Hauptstrang ( $\bar{u}_{Bulk,IF2} = 0,162 \text{ m s}^{-1}$ ) durch den Temperaturgradienten transportiert werden, während bei IF1 eine deutlich geringere Geschwindigkeit vor-

liegt ( $\bar{u}_{Bulk,IF1} = 0,107 \text{ m s}^{-1}$ ).

Aus den vorliegenden Ergebnissen wird geschlossen, dass über die Verlagerung der mäanderähnlichen Schichtenströmung hinaus auch eine signifikante Änderung der lokalen Geschwindigkeitsverhältnisse stattfindet. Das Auftreten von erhöhten Temperaturschwankungen ist demnach ein lokal sehr eingegrenztes Phänomen, das durch eine Vielzahl von Einflussfaktoren bestimmt wird. Das NWLED-IF-Messverfahren hat sich diesbezüglich als leistungsfähiges messtechnisches Werkzeug erwiesen, mit dem in Hinblick auf die Erstellung und die Validierung von Modellen der numerischen Strömungsmechanik zielgerichtet detaillierte Informationen aus dem wandnahen Temperaturfeld erfasst werden können. Die dargestellte alternative Anwendungsvariante dieses Messverfahrens unter Einsatz zweier fluoreszierender Farbstoffe im Fluid erlaubt die praktisch vollständige Elimination des Einflusses der optischen Randbedingungen und führen somit zu einer wesentlichen Erhöhung der Messgenauigkeit.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

In thermischen Energieanlagen wie Kernkraftwerken treten Strömungs-Struktur-Interaktionen auf, die einen fundamentalen Einfluss auf die Betriebssicherheit und Lebensdauer der Anlagen haben. Die Beschreibung und die Analyse dieser Interaktionen basieren auf Berechnungsmodellen, welche die Methoden der numerischen Strukturmechanik und der numerischen Strömungsmechanik koppeln. Die Validierung der strömungsmechanischen Modelle benötigt hochqualitative Messdaten, welche die Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder einschließlich der wandnahen Temperaturschwankungen der nichtisothermen Strömungen in Kernkraftwerken realitätsnah abbilden.

Die Fluid-Struktur-Interaktions-Versuchsanlage der Universität Stuttgart stellt die im Kühlkreislauf eines Kernkraftwerks auftretenden Randbedingungen nach. Die Anlage wurde für die Untersuchung von Strömungs-Struktur-Interaktionen bei hohen Temperatur- und Dichteunterschieden errichtet. Sie ist als geschlossener Kreislauf konzipiert, in dem erwärmtes und kaltes Wasser unter einem Druck von maximal  $8 \text{ MPa}$  sowie einem maximalen Temperaturunterschied von  $260 \text{ K}$  in einem horizontal ausgerichteten und scharfkantigen T-Stück vermischt werden. Das kältere Fluid wird hierbei über den DN40-Seitenstrang rechtwinklig an den DN80-Hauptstrang herangeführt.

Die strömungsmechanische Teststrecke der Anlage wurde für die Untersuchung der thermischen Vermischung im Rahmen der vorliegenden Arbeit errichtet. Im Hinblick auf einen möglichst flexiblen Einsatz der Messtechnik zur Charakterisierung der Strömung im T-Stück wurde die Teststrecke modular konzipiert. Wohldefinierte Einlaufbedingungen für das T-Stück wurden mittels horizontal ausgerichteter

und technisch glatter Rohrleitungen sichergestellt, deren Gesamtlänge größer als das Sechzigfache des jeweiligen Rohrlinnendurchmessers ist und in die das Wasser durch Wabenmodule eingeleitet wird.

Für die strömungsmechanischen Untersuchungen wurde für den DN40- und den DN80-Strang jeweils ein Optikmodul gebaut. Diese Module ermöglichen den Einsatz nichtinvasiver optischer Messtechnik. Die Module wurden für einen Druck von  $3\text{ MPa}$  ertüchtigt und ermöglichen die visuelle Erfassung der Strömung aus insgesamt acht Perspektiven für Temperaturen bis zu  $150^\circ\text{C}$ . Sie können zusammen mit dem Thermoelementmodul (TE-Modul), flexibel um das T-Stück angeordnet werden. Das Thermoelementmodul ist mit insgesamt 24 Mantelthermoelementen ausgestattet, wovon 16 die Messung der wandnahen Fluidtemperaturen ermöglichen und die restlichen die Temperatur der Struktur in der Nähe der Innenoberfläche erfassen. Im Hinblick auf hochqualitative Messungen der instationären Temperaturänderungen im System wurde das Ansprechverhalten der verwendeten Thermoelemente numerisch und experimentell untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass die Thermoelemente in der Struktur eine Ansprechzeit von mehr als eine Minute haben und deshalb nur sehr langsamen Temperaturänderungen folgen können, während die Thermoelemente im Fluid Schwankungsfrequenzen bis zu  $20\text{ Hz}$  mit einem geringen Messfehler erfassen können. Letzterer kann durch die Korrektur der spektralen Messdaten mithilfe der ermittelten Dämpfungskurven der Thermoelemente reduziert werden.

In Ergänzung zum Thermoelementmodul wurden zwei Thermoelement-Messschellen mit jeweils acht über den Umfang verteilten Mantelthermoelementen sowie zusätzlich 40 Thermoelemente im T-Stück zur Erfassung des globalen Temperaturfeldes eingesetzt. Die Abtastrate für die Thermoelemente im T-Stück und im Thermoelementmodul betrug  $100\text{ Hz}$ , für alle anderen betrug sie  $0,45\text{ Hz}$ .

Bei der Charakterisierung der Temperaturrandbedingungen an der Versuchsanlage wurde eine homogene Temperaturverteilung im Seitenstrang und eine massenstromabhängige thermische Schichtung  $\Delta\vartheta_h$  im Hauptstrangzulauf dokumentiert. Die Hauptstrangtemperatur  $\vartheta_h$  wurde durch Beheizen des Hauptstrangfluids stromaufwärts des T-Stücks eingestellt. Dies bewirkt eine Temperaturinhomogenität  $\Delta T_h$  im Zulaufstrang, welche für einen gegebenen Massenstrom eine lineare Abhängigkeit von  $\vartheta_h$  aufweist. Darüber hinaus wurde festgestellt, dass im DN80-Optikmodul signifikante Brechungsindexvariationen auftreten. Diese sind auf den Wärmetransfer zwischen dem Hauptstrangfluid und dem Fluid im DN80-Optikmodul zurückzuführen.

Die Brechungsindexvariationen verursachen instationäre optische Verschiebungen, deren Einfluss für den Einsatz der planaren laseroptischen Geschwindigkeitsmess-technik (engl. particle image velocimetry, PIV) quantifiziert werden musste. Dies wurde in Anlehnung an das Hintergrundschlierenverfahren mittels einer strukturier-ten Oberfläche realisiert. Die so erstellte Datenbasis wurde zur Bestimmung des von der Hauptstrangtemperatur  $\vartheta_h$  und von der Modultemperatur  $\vartheta_{Modul}$  abhängigen Messfehlers der Geschwindigkeitsmessung mit dem PIV-Messsystem eingesetzt. Da-bei wurde festgestellt, dass der Einsatz von laseroptischen Messtechniken wie der PIV in der Mischungszone des T-Stücks aufgrund der zu großen Brechungsindexva-riationen nicht sinnvoll ist.

Mit dem Ziel, nichtinvasive Temperaturmessungen in der Mischungszone des T-Stücks zu ermöglichen, wurde in der vorliegenden Arbeit das Nahwand-LED-in-duzierte-Fluoreszenz-Messverfahren (NWLED-IF-Messverfahren) entwickelt. Dieses ist ein neues nichtinvasives Verfahren, welches erstmals die zweidimensionale Er-fassung von Strömungsstrukturen in einer millimeterdünnen wandparallelen Fluid-schicht nichtisothermer Strömungen ermöglicht. Aufgrund der kurzen Lichtpfade in dieser Schicht wird die Messung von den temperaturbedingten Brechungsindexgra-dienten im Fluid nicht signifikant beeinflusst. Die Dicke der Fluidschicht wird durch eine definierte hohe Konzentration eines oder mehrerer Farbstoffe eingestellt, wel-che die Lichtausbreitung im Fluid aufgrund ihrer Absorption beschränken. Unter Verwendung fluoreszierender Farbstoffe erschließen sich bei diesem Messverfahren vielfältige Möglichkeiten, mithilfe der induzierten Fluoreszenz Fluideigenschaften wie z.B. die Temperatur zu bestimmen. Der betreffende Farbstoff wird dafür mit einer Matrix aus lichtemittierenden Dioden zur Fluoreszenz angeregt. Die Erfassung der Emission erfolgt über einen koaxialen Kameraaufbau.

Die Auswahl geeigneter Farbstoffe für dieses Messverfahren erfolgte unter Berücksichtigung der Kriterien Sicherheit und Verfügbarkeit der Farbstoffe für den Einsatz an großen Versuchsanlagen. Unter Einbeziehung der notwendigen spektralen Farb-stoffeigenschaften wurden fünf Verbindungen für weiterführende Untersuchungen selektiert. Die Analyse und die Dokumentation ihrer temperatur- und druckabhängi-gen Emissionseigenschaften sowie ihrer Temperaturstabilität erfolgten mithilfe eines speziell entwickelten Druckbehälters mit optischer Zugänglichkeit zur Farbstofflö-sung, der bis zu einem Druck von 10 MPa und Temperaturen bis zirka 290 °C be-trieben werden kann. Die Farbstoffversuche zeigen, dass Rhodamin B der einzige der

untersuchten Farbstoffe ist, der eine hinreichend hohe Zersetzungstemperatur und eine stabile Temperaturabhängigkeit der Farbstoffemission bis ca.  $165\text{ }^{\circ}\text{C}$  aufweist. Daher wurde Rhodamin B für die thermometrischen Untersuchungen bei Temperaturen bis zu  $150\text{ }^{\circ}\text{C}$  und Drücken bis zu  $7,5\text{ MPa}$  ausgewählt.

Der messtechnischen Entwicklung des NWLED-IF-Verfahrens und der Quantifizierung der auftretenden Messfehler folgte die Untersuchung der thermischen Vermischung im T-Stück der Versuchsanlage. Für die Erstellung von CFD-Berechnungsmodellen (engl. computational fluid dynamics, CFD) wurden die Einlauftrandbedingungen des T-Stücks untersucht. Die vertikalen Geschwindigkeitsprofile im Haupt- und Nebenstrang wurden für unterschiedliche Massenströme und Fluidtemperaturen mittels planarer Zweikomponenten-PIV bestimmt. Zusätzlich wurden die Geschwindigkeitsspektren mittels planarer Hochgeschwindigkeits-PIV ermittelt. Es konnte festgestellt werden, dass in den beiden Zulaufsträngen des T-Stücks asymmetrische Geschwindigkeitsprofile vorliegen. Dies wird für den Nebenstrang auf das Vorherrschen einer Anlaufströmung zurückgeführt. Die Verschiebung des Profilmaximums im Hauptstrang zur unteren Rohrwand hin wird mit dem Einfluss der Beheizung für den Zulaufstrang in Verbindung gebracht.

Die Analyse der axialen Geschwindigkeitsschwankungen in Form von Effektivwertprofilen und Leistungsdichtespektren lieferte wichtige Informationen für die Randbedingungen der numerischen Simulation. Durch diese wurde nachgewiesen, dass die Anlaufströmung im Nebenstrang durch dominante Oszillationen im Frequenzbereich zwischen  $1\text{ Hz}$  und  $100\text{ Hz}$  geprägt ist. Dabei hängen die Frequenzen und Amplituden der Maxima in den Spektren der Geschwindigkeitsschwankungen vom Druck und vom Massenstrom ab, was auf das Zusammenwirken der verwendeten Kolbenpumpe und deren Pulsationsdämpfer zurückgeführt wird. Die Effektivwertprofile im Hauptstrang weisen temperatur- und massenstromabhängige Verläufe auf. Anhand der entsprechenden Spektren können die Geschwindigkeitsfluktuationen im Frequenzbereich unterhalb von  $20\text{ Hz}$  der turbulenten Strömung zugeordnet werden. Die Frequenzspitzen zwischen  $25\text{ Hz}$  und  $183\text{ Hz}$  haben dahingegen keinen natürlichen Ursprung, sondern werden ebenfalls auf künstlich angeregte Schwingungen des Systems zurückgeführt.

Als nächster Schritt der Charakterisierung der Strömungsverhältnisse in der Versuchsanlage wurden die experimentellen Thermoelement-Messdaten analysiert. Mithilfe der dokumentierten Temperaturinhomogenitäten  $\Delta T_h$  konnten dabei Kriterien

erarbeitet werden, welche die Bestimmung der Strömungsformen im T-Stück erlauben. Dafür wurden Versuchsreihen bei drei Temperaturniveaus und unterschiedlichen Massenströmen im Haupt- und Nebenstrang durchgeführt. Insgesamt konnten sieben Strömungsformen nachgewiesen werden, die anschließend in drei Strömungsformkarten zusammengefasst wurden. Anhand dieser Karten ist zu erkennen, dass die Auswirkung der Auftriebseffekte auf die Strömung mit zunehmender Temperaturdifferenz erhöht wird. Dadurch bedingt entstehen in weiten Bereichen des Betriebsfensters der Versuchsanlage im T-Stück Strömungsformen mit großen Rezirkulationen und Rückströmungsgebieten.

Die Visualisierung der experimentellen Thermoelement-Messdaten des T-Stücks mittels Abaqus ermöglicht den anschaulichen Vergleich der an der Versuchsanlage ermittelten Strömungsformen mit solchen, die in der Fachliteratur beschrieben sind. Dieser Vergleich zeigt, dass die empirischen Gesetzmäßigkeiten zur Beschreibung isothermer Strömungsformen auf Basis des Impulsstromverhältnisses  $\dot{I}_R$  keine Gültigkeit für die nichtisotherme Vermischung haben. Mit zunehmenden  $\Delta T$  verursachen die im T-Stück dominierenden Auftriebskräfte eine Ablenkung des kalten Nebenstrangmassenstroms nach unten und fördern somit die Ausbildung einer stabilen Schichtenströmung stromabwärts. Die Temperaturabhängigkeit dieses Phänomens wurde in einer Reihe von Experimenten untersucht. Deren Ergebnisse weisen darauf hin, dass eine größere Temperaturdifferenz  $\Delta T$  die Etablierung der Strömungsform Wandstrahl bei kleineren Impulsstromverhältnissen fördert. Im Hinblick auf die thermische Ermüdung von Anlagenkomponenten ist dies von besonderem Interesse, weil diese Strömungsform nach Kasahara die größten schädigungswirksamen Spannungen in den Strukturen verursacht.

Die Untersuchungen der thermischen Vermischung im T-Stück wurden durch die Analyse der wandnahen Temperaturfelder in der Mischungszone komplettiert. Durch eine Dimensionsanalyse wurden die acht maßgeblichen dimensionslosen Größen ( $\dot{I}_r$ ,  $Pr_h$ ,  $Pr_n$ ,  $Re_{D,h}$ ,  $Re_{D,n}$ ,  $Gr_v$ ,  $\rho_h/\rho_n$ ) identifiziert, die zur Beschreibung der System- und Betriebsparameter, einschließlich der normierten Temperaturfluktuationen  $T_{TEM}^{*'}$  und der normierten Mischungsqualität  $K^*$ , notwendig sind. Letztere wurde zur Erhöhung der Aussagekraft der Messergebnisse als Integral der normierten wandnahen Temperatur  $T^*$  über den azimutalen Winkel  $\Phi$  definiert. Für eine gegebene axiale Position in der Mischungszone beschreiben  $K^*$  und  $T_{TEM}^{*'}$  den Mischungsfortschritt und die Temperaturfluktuationen. Im Fall einer perfekten Mischung ist  $K^* = 1$  und

$$T_{TEM}^{*'} = 0.$$

Die Messdaten der Versuche mit  $25\text{ K} \leq \Delta T \leq 220\text{ K}$  zeigen auf, dass die mit steigendem Temperaturunterschied  $\Delta T$  größer werdenden Auftriebskräfte die Mischung der beiden Fluidströme verzögern. Infolgedessen wird die Zone, in der die Mischung maßgeblich stattfindet und in der die größten Temperaturschwankungen zu beobachten sind, dünner. Die Korrelationen mit den dimensionslosen Kennzahlen weisen nach, dass  $K^*$  für  $2 < \dot{I}_R < 124$  mit steigendem Impulsstromverhältnis größer wird. Die Abhängigkeit von  $K^*$  von den Randbedingungen kann mittels einer Funktion auf Basis der Richardsonzahl mit guter Genauigkeit abgebildet werden.

Die Auswertungen der zeitlichen Verläufe der Temperaturschwankungen haben das vereinzelte Auftreten von dominanten Frequenzen bis maximal  $1\text{ Hz}$  bestätigt. Für deren in der Literatur angeführten Abhängigkeit von der Bulkgeschwindigkeit und von der Strouhalzahl konnten indes keine Nachweise gefunden werden. Im mittleren normierten Temperaturbereich,  $0,2 < T_{TEM}^* < 0,7$ , treten höhere Schwankungseffektivwerte  $Eff(T_{TEM}^{*'})$  auf. Letztere sind jedoch auch vereinzelt in Messungen nachweisbar, bei denen gänzlich unvermischte Fluidbereiche betrachtet wurden. Auch die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten größerer Schwankungsamplituden ist temperaturabhängig und wird mit Zunahme der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  und Abnahme der Mischungsqualität  $K^*$  größer. Die Effektivwerte der Temperaturschwankungen lassen sich als Funktion der Rayleighzahl gut beschreiben. Zu diesem Zweck wurde die Prandtlzahl für den hypothetischen Zustand der perfekten Mischung bestimmt. Zur detaillierten Untersuchung der wandnahen Mischungsvorgänge in der thermischen Trennschicht unter Berücksichtigung lokaler Geschwindigkeiten wurde das thermometrische NWLED-IF-Verfahren in der Mischungszone des T-Stücks eingesetzt. Die erfassbare Schichtdicke wurde durch den fluoreszierenden Farbstoff Rhodamin B auf einen Millimeter begrenzt. Das zweidimensionale Temperaturfeld in dieser Schicht wurde über drei Viertel der Rohrhöhe mit dem horizontal orientierten Messaufbau und einer Bildrate von  $16\text{ Hz}$  erfasst. Die Umrechnung der Fluoreszenz-messdaten in Temperaturangaben erfolgte über eine Kalibrierkurve und einen empirisch ermittelten Skalierungsfaktor, der den Verlust von Anregungslicht im Messsystem kompensiert. Der Abgleich der auf diese Weise berechneten Farbstofftemperaturen mit den Ergebnissen der Thermolementenmessungen zeigte eine gute Übereinstimmung und lieferte somit die Validierung der mittels des NWLED-IF-Verfahrens aufgenommenen Temperaturdaten.



Zur Charakterisierung der Temperaturfelder in der wandnahen Schicht wurden zwei Versuche bei einer Temperaturdifferenz von zirka  $150\text{ }^{\circ}\text{C}$  und zwei unterschiedlichen Massenströmen durchgeführt. Anhand der Messdaten konnten sehr detaillierte Informationen sowohl über das zeitlich gemittelte als auch über das instationäre Temperaturfeld in der wandnahen Schicht gewonnen werden. Als Beispiel für letzteres kann die Erfassung von länglichen Strukturen mit einer Größenordnung von wenigen Millimetern angesehen werden. Sie wurden in der wandnahen Mischungszone im Winkelbereich der höchsten Schwankungseffektivwerte detektiert und weisen eine auf den lokalen Temperaturunterschied bezogene Temperaturabweichung von bis zu 20 % auf. Auch ihre Ausbreitung im Fluid konnte verfolgt werden. Die Ergebnisse der dafür verwendeten zweidimensionalen Kreuzkorrelation zeigen, dass sich die Strukturen von der warmen in die kältere Strömungszone ausbreiten.

Darüber hinaus erlaubte die Analyse der NWLED-IF-Messdaten die Quantifizierung des Massenstromeinflusses auf die Temperaturfelder. Es wurde festgestellt, dass eine Massenstromerhöhung um fünfzig Prozent zu einer Verdoppelung des mittleren azimuthalen Temperaturgradienten  $d\bar{T}_{TEM}^*/d\Phi$  über die Schichtung führen kann. Dieselbe Tendenz konnte auch bei den normierten Temperaturschwankungen  $Eff(T_{TEM}^*)$  nachgewiesen werden. Überdies konnte die lineare Abhängigkeit der effektiven Temperaturschwankungen  $Eff(T_{TEM}^*)$  im Temperaturbereich  $\bar{T}_{TEM}^* < 0,9$  von dem Betrag  $|d\bar{T}_{TEM}^*/d\Phi|$  des lokalen azimuthalen Temperaturgradienten aufgezeigt werden.

Die dargestellten Sachverhalte lassen darauf schließen, dass das Auftreten von erhöhten Temperaturschwankungen im T-Stück und in der Mischungszone ein lokal eingegrenztes Phänomen ist, das durch eine Vielzahl von Einflussfaktoren bestimmt wird. Die detaillierte Beschreibung solcher Schwankungen in wandnahen Temperaturfeldern ist in Hinblick auf die Erstellung und die Validierung von qualitativ hochwertigen Modellen der numerischen Strömungsmechanik unentbehrlich. In dem Zusammenhang erweist sich das NWLED-IF-Messverfahren als leistungsfähiges messtechnisches Werkzeug, das die Erfassung solch präziser Daten ermöglicht. Die dargestellte alternative Anwendungsvariante dieses Messverfahrens unter Einsatz zweier fluoreszierender Farbstoffe im Fluid erlaubt die praktisch vollständige Elimination des Einflusses der optischen Randbedingungen und führen somit zu einer wesentlichen Erhöhung der Messgenauigkeit. In Kombination mit mehrdimensionalen Korrelationen von mehreren unabhängigen Kennzahlen ist ein noch tieferer Einblick in die Zusammenhänge im wandnahen Strömungsbereich möglich.



# Anhang

**Tabelle A.1:** Auflistung möglicher Ursachen für das Auftreten zyklischer thermischer Beanspruchungen in Kernkraftwerken [18], [23], [24], [25], [26].

Art der thermischen Beanspruchung	Mögliche Ursache / Wirkmechanismus
Nichtisotherme-Vermischung	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Temperaturfluktuationen in der Mischungszone von Einspeisepunkten (z. B. T-Stücken), bedingt durch eine turbulente Mischung. Fluktuationsfrequenzen im Fluid in einem breiten Frequenzbereich bis über 20 Hz.</li> <li>– Wandern der Zonen mit Temperaturextrema in Mischungszone von Einspeisepunkten. Niederfrequente Verlagerung, assoziiert mit großen Temperaturunterschieden.</li> </ul>
Thermische Schichtung	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Ausbildung dichtebedingter Schichtungen aufgrund geringer Fluidgeschwindigkeiten und/oder ungünstiger Betriebsweise der Anlage. Es liegt ein signifikanter vertikaler, mitunter nichtlinearer Temperaturgradient vor.</li> <li>– Geänderte Betriebsweisen bedingen Lageänderung der thermischen Trennschicht zwischen dem wärmeren oder kälteren Fluid einer vertikalen Schichtung und verursachen eine niederfrequente zyklische Beanspruchung. Dauer der Veränderungen im Bereich von Minuten oder länger.</li> <li>– Variationen der thermischen Trennschicht zwischen dem wärmeren und dem kälteren Fluid einer vertikalen Schichtung und resultierende hochfrequente zyklische Beanspruchung, verursacht durch Vibrationen oder Geschwindigkeitsfluktuationen. Fluktuationsfrequenzen liegen im Bereich weniger Hertz.</li> <li>– Auftreten von Leckageströmungen an Ventilen, welche warmes und kaltes Fluid trennen.</li> <li>– Anregung stabiler Fluidschichtungen aufgrund von Geschwindigkeitsinstabilitäten</li> </ul>
Thermische Transienten	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Einspeisung von wärmeren oder kälteren Kühlmedium mit großer Strömungsgeschwindigkeit führt zu einer Kolbenströmung. Die Temperaturänderung über den Rohrquerschnitt ist gleichförmig.</li> </ul>
Thermoschock unter Druck	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Sehr schnelle Transiente (z. B. Noteinspeisung) mit signifikanten Temperaturunterschieden am Einspeisepunkt.</li> </ul>

**Tabelle A.2:** Zusammenstellung der Komponenten und Parameter der beiden PIV-Systeme.

	PIV	TR-PIV
Bildaufnahmeverfahren	Doppelbild-Einzelbelichtung	Mehrfachbild-Einzelbelichtung
Kameras		
Modell, Lieferant	Flowsense 4M	Phantom Speedsense 9040 V. 9.1
Lieferant	Dantec Dynamics	Dantec Dynamics
Sensortyp	CCD	CMOS
Sensorauflösung	2048 x 2048 Bildelemente	1632 x 1200 Bildelemente
Sensorfläche	15,2mm × 15,2mm	18,8mm × 13,8mm
Bildelementmaße	7,4µm × 7,4µm	11,5µm × 11,5µm
Kontinuierliche Bildrate (max. Auflösung)	7,4 Hz	1000 Hz
Farbtiefe (monocolor)	8-, 12-Bit	8-, 12-, 14-Bit
interner Bildspeicher	2 Bilder	3 GByte
aktive Kühlung	nein	ja
Objektive		
Modell, Hersteller	AF Micro-Nikkor 60 mm, Nikkon, 1:2,8D	AF Micro-Nikkor 60 mm, Nikkon, 1:2,8D
Laser		
Modell, Lieferant	DualPower 135-15, Litron	RayPower 2000, Dantec Dynamics
Betriebsmodus	Doppelpuls	Dauerstrich
primäre Emissionswellenlänge	532 nm ± 1 · 10 <sup>-9</sup> m	532 nm ± 1 · 10 <sup>-9</sup> m
Ausgangsleistung	0,135 J	> 2 W
TEM	nahezu TEM00	nahezu TEM00
M <sup>2</sup>	<2	<2
Bildvorbereitung	ImageMean Substraction	ImageMean Substraction
Korrelationsverfahren	Adaptive Korrelation	Adaptive Korrelation
Auswertefenstergröße		
Horizontal	128 px	128 px
Vertikal	32 px	32 px
Überschneidung		
Horizontal	50%	50%
Vertikal	50%	50%
Berechnungsschritte		
Initiale Berechnung	2	2
Zwischenberechnung	0	2
Finale Berechnung	2	2
Hochgenaue Berechnung	ja	ja
Deformierbare Fenster	ja	ja
Fensteranpassung	zentrale Differenz	zentrale Differenz
Filter	keine	keine
Validierung		
Relative Spitzenhöhe	1,4	1,3
Bereichsprüfung	ja	ja
Durchschn. Validität	> 96 %	> 95 %

**Tabelle A.3:** Literaturangaben zu den relevanten Eigenschaften der Farbstoffe für das NWLED-IF-Verfahren.

Farbstoff	$\lambda_{an}$ für $\epsilon_{max}$ $10^{-9} m$	Lösungsmittel	$\epsilon_{ln}$ $m^2 mol^{-1}$	$\lambda_{em}$ für $F_{flu,max}$ $10^{-9} m$	$M$ $kg mol^{-1}$	spez. Preis $€ kg^{-1}$	Ref.
R6G	530	$C_2H_5OH$	$1,16 \cdot 10^4$	566	0,47901	820	[127]
RB	545	$C_2H_5OH$ $CH_3OH$	$1,06 \cdot 10^4$	565	0,47902	400	[128]
	$553 \pm 1$	$H_2O$	$1,65 \cdot 10^4 - 2,44 \cdot 10^4$ <sup>1</sup>	575			[127]
FL	482,5	$C_2H_5OH$	$9,23 \cdot 10^3$	540	0,37627	310	[129]
	500	alkal. $C_2H_5OH$	k. A.				[127]
	498	$CH_3OH$	$6,39 \cdot 10^3$				
SR1	511	$NaOH$	$4 \cdot 10^3$ <sup>2</sup>	k. A.	0,50942	770	[106]
	500, 525	$NH_4Cl$					[130]
	510,5	$H_2O$					k. A.
CRA	490	$H_2O$	k. A.	entf.	0,49239	130	[105]
					0,60448		

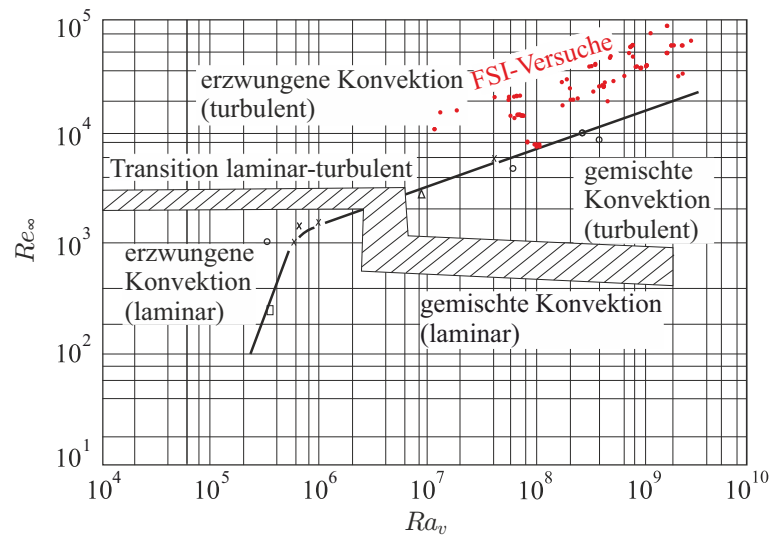
<sup>1</sup> Der angegebene Wertebereich gilt für den untersuchten Konzentrationsbereich zwischen  $3,75 \cdot 10^{-6} mol m^{-3}$  bis  $3 \cdot 10^{-9} mol m^{-3}$ .

<sup>2</sup> Wert wurde anhand von Daten aus der Referenzquelle berechnet.

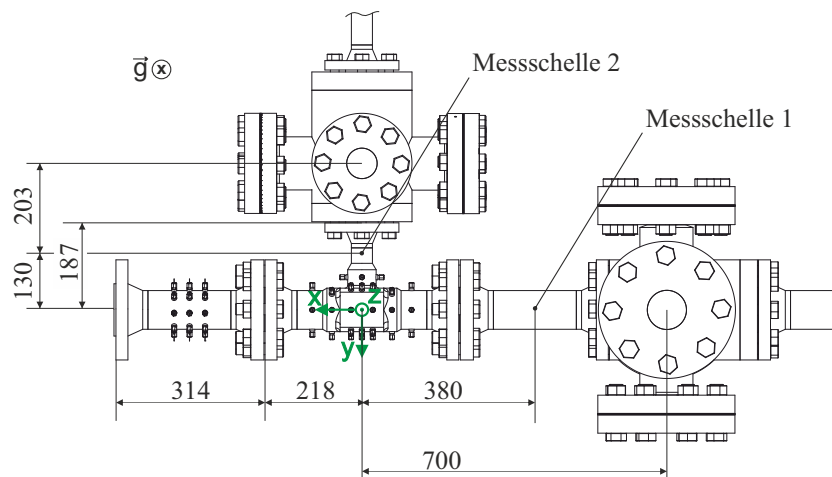
**Tabelle A.4:** Zusammenstellung der optischen Komponenten des Farbstoffmesssystems.

Komponente	Modell & Hersteller / Bezugsquelle	Optische Eigenschaften
Lichtquelle	UHP-Mic-LED-520 Prizmatix Ltd.	Emission bei $520 nm \pm 18 nm$
Anregungsfilter	FF01-525-20-25 Semrock Inc.	Transmission bei $525 nm \pm 20 nm$
Dichroitischer Spiegel	LC-540DCLP Laser Components GmbH	Reflektion zwischen $490 nm$ und $540 nm$ Transmission zwischen $541 nm$ und $780 nm$
Emissionsfilter	9080C0541 Dantec Dynamics GmbH	Langpass Grenzwellenlänge $570 nm$
Objektive	Makro Planar 2/50 Carl Zeiss AG	Brennweite $50 mm$ , fstop 2
CCD-Kamera	C8484-05C, Hamamatsu Photonics K.K.	$\eta_{Kamera} > 60\%$ zwischen $430 nm$ und $650 nm$



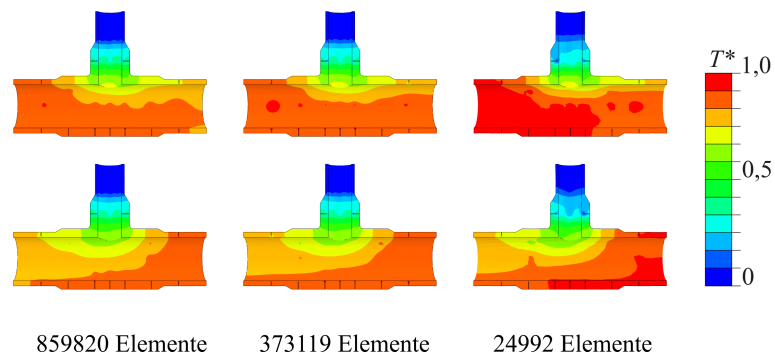


**Abbildung A.1:** Diagramm der  $Re_\infty$ - und  $Ra_v$ -Werte für die durchgeführten Versuche an der FSI-Versuchsanlage.

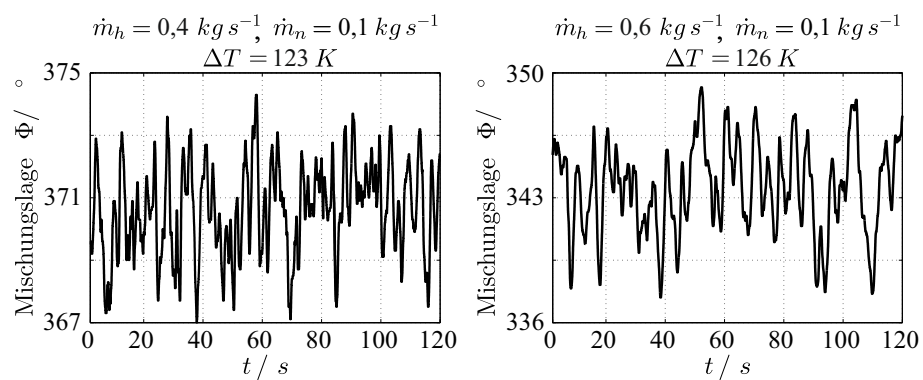


**Abbildung A.2:** Darstellung der Modulabstände und Messpositionen am T-Stück.





**Abbildung A.3:** Netzabhängigkeitsstudie für die Temperaturvisualisierung mit Abaqus; für alle drei Berechnungen wurden die selben Randbedingungen verwendet.



**Abbildung A.4:** Zeitabhängige Schichtungslage in der Mischungszone während der Farbstoffversuche.

**Tabelle A.7:** Betriebsparameter, Stoffwerte und dimensionslose Kennzahlen für die NWLED-IF-Versuche IF1 und IF2.

Versuch	IF1	IF2
Betriebsdruck (absolut) $p$	3 MPa	3 MPa
DN80-Hauptstrang		
Massenstrom $\dot{m}_h$	0,4 kg s <sup>-1</sup>	0,6 kg s <sup>-1</sup>
Temperatur $\vartheta_h$	147 °C	151 °C
Dichte $\rho_h$	924 kg m <sup>-3</sup>	919 kg m <sup>-3</sup>
Bulkgeschwindigkeit $\bar{u}_{Bulk,h}$	0,107 m s <sup>-1</sup>	0,162 m s <sup>-1</sup>
dynamische Viskosität $\eta_h$	0,2 · 10 <sup>-3</sup> Pa s	0,19 · 10 <sup>-3</sup> Pa s
Reynoldszahl $Re_{D_h}$	35.700	56.560
DN40-Nebenstrang		
Massenstrom $\dot{m}_n$	0,1 kg s <sup>-1</sup>	0,1 kg s <sup>-1</sup>
Temperatur $\vartheta_n$	24 °C	25 °C
Dichte $\rho_n$	997 kg m <sup>-3</sup>	997 kg m <sup>-3</sup>
Bulkgeschwindigkeit $\bar{u}_{Bulk,n}$	0,083 m s <sup>-1</sup>	0,083 m s <sup>-1</sup>
dynamische Viskosität $\eta_n$	0,92 · 10 <sup>-3</sup> Pa s	0,89 · 10 <sup>-3</sup> Pa s
Reynoldszahl $Re_{D_h}$	3.530	3.650
DN80-Mischungsstrang		
Massenstrom $\dot{m}_\infty$	0,5 kg s <sup>-1</sup>	0,7 kg s <sup>-1</sup>
Temperatur $\bar{\vartheta}_\infty$	123 °C	135 °C
Dichte $\rho_\infty$	935 kg m <sup>-3</sup>	926 kg m <sup>-3</sup>
Bulkgeschwindigkeit $\bar{u}_{Bulk,\infty}$	0,133 m s <sup>-1</sup>	0,188 m s <sup>-1</sup>
dynamische Viskosität $\eta_\infty$	0,22 · 10 <sup>-3</sup> Pa s	0,2 · 10 <sup>-3</sup> Pa s
Reynoldszahl $Re_\infty$	39.900	61.600
Impulsstromverhältnis $\dot{I}_R$	3,6	8,2
Temperaturunterschied $\Delta\bar{T}_{TEM}$	88 K	65 K
Grashofzahl $Gr_v$	8,22 · 10 <sup>8</sup>	6,63 · 10 <sup>8</sup>
Richardsonzahl $Ri_v$	6,12	3,07
Rayleighzahl $Ra_v$	1,14 · 10 <sup>9</sup>	0,84 · 10 <sup>9</sup>

# Literaturverzeichnis

- [1] ATWOOD, C. L.; SHAH, V. K.; GALYEAN, W. J.: *Analysis of pressurized water reactor primary coolant leak events caused by thermal fatigue*. Tagungsbeitrag, 10. European Safety and Reliability Conf., München, Deutschland, 3.-17. Sept. 1999.
- [2] HOFSTÖTTER, P.; DITTMAR, S.; MAILE, K.; METZNER, K. J.: In service monitoring of piping and vessels in nuclear power plants: report on BMU Study SR 2218. *Nucl. Eng. Des.* 193 (1999), S. 233-241.
- [3] HU, L.-W.; KAZIMI, M.: LES benchmark study of high cycle temperature fluctuations caused by thermal striping in a mixing tee. *Int. Journal of Heat and Fluid Flow.* 27 (2006), S. 54-64.
- [4] PRASSER, H.-M.; MANERA, A., NICENO, B.; SIMIANO, M.; SMITH, B.; WALKER, C., ZBORAY, R.: *Fluid mixing at a T-junction*. Tagungsbeitrag, Workshop on experiments and CFD code application to nuclear reactor safety, Grenoble, France, 10.-12. Sept. 2008.
- [5] KLÖREN, D.; LAURIEN, E.: Large-Eddy Simulations of stratified and non-stratified T-junction mixing flows. In: NAGEL, W. E.; KRÖNER, D. H. ; RESCH, M. M. (Hrsg.): *High Performance Computing in Science and Engineering 2012*. 9. Berlin [u.a]: Springer Verl., 2013. - ISBN 978-3-642-33374-3
- [6] NUCLEAR ENERGY AGENCY: *OECD/NEA Pipe Failure Data Exchange (OPDE) Project*, NEA/CSNI/R(2009)19, 05. Nov. 2009.
- [7] PAFFUMI, E.; NILSSON, K.-F.; TAYLOR, N.G.: Simulation of thermal fatigue damage in a 316 L model pipe component. *Int. J. Press. Vessels Pip.* 85 (2008), S. 798-813.

- [8] KTA 1403: *Alterungsmanagement in Kernkraftwerken*. Kerntechnischer Ausschuss, Deutschland, Nov. 2010.
- [9] KEIM, E.; LIDBURY, D.: *Review of assessment methods used in nuclear plant life management*. Nulife (12) 5, 03. Juli. 2012, Download: [http://www.vtt.fi/proj/nulife/nulife\\_d1\\_d2\\_report\\_master\\_11may2012.pdf](http://www.vtt.fi/proj/nulife/nulife_d1_d2_report_master_11may2012.pdf), 21. Sept. 2013.
- [10] HOFSTÖTTER, P.: *Einsatz von Thermoelementen zur Erfassung der Temperatur von Rohrleitungswandungen im Rahmen der Ermüdungsüberwachung*. Schriftenreihe Reaktorsicherheit und Strahlenschutz, BMU-2004-632, 2004.
- [11] WAKAMATSU, M.; HIRAYAMA, H.; KIMURA, K.; OGURA, K.; SHIINA, K.; TANIMOTO, K.; MIZUTANI, J.; MINAMI, Y.; MORIYA, S.; MADARAME, H.: *Study on high-cycle fatigue evaluation for thermal striping in mixing tees with hot and cold water (1)*. Tagungsbeitrag, 11. Int. Conf. On Nuclear Engineering, Tokyo, Japan, 20.-23. Apr. 2003, ICONE11-36208
- [12] KAWAMURA, T.; SHIINA, K.; OHTSUKA, M.; MIZUNO, T.; KUROSAKI, M.; WAKAMATSU, M.; TANIMOTO, K.; FUKUDA, T.; MINAMI, Y.; MORIYA, S.; MADARAME, H.: *Experimental study on thermal striping in a mixing tee with hot and cold water*. Tagungsbeitrag, 10. Int. Conf. On Nuclear Engineering, Arlington, 14-18. Apr. 2002, ICONE10-22214
- [13] KAMIDE, H.; IGARASHI, M.; KAWASHIMA, S.; KIMURA, N.; HAYASHI, K.: Study on mixing behaviour in a tee piping and numerical analyses for evaluation of thermal striping. *Nucl. Eng. Des.* 239 (2009), S. 58-67.
- [14] CHAPULIOT, S.: *Thermal fatigue in mixing areas, keynote lecture of the kick-off meeting for the OECD/NEA CFD benchmark task*. Areva, OECD/NEA, Issy-les-Moulineaux, France, 20. Mai. 2009. Download: [https://www.oecd-nea.org/nsd/csni/cfd/benchmarks/kickoff-meeting/Keynote%20Lecture\\_Stephane\\_Expose-Thermal-Fatigue-AREVA.pdf](https://www.oecd-nea.org/nsd/csni/cfd/benchmarks/kickoff-meeting/Keynote%20Lecture_Stephane_Expose-Thermal-Fatigue-AREVA.pdf), 18. Aug.2010.
- [15] LYDELL, B.; RIZNIC, J.: OPDE - The international pipe failure data exchange project. *Nucl. Eng. Des.* 238 (2008), S. 2115-2123.
- [16] BREEST, A.; Gott, K.; LYDELL, B.; RIZNIC, J.: *OECD/NEA multi-lateral co-operation in the area of structural integrity aging management*. Tagungsbeitrag,

19. Pacific Basin Nuclear Conference, Vancouver, British Columbia, Kanada, 24.-28. Aug. 2014.
- [17] Ministry of Employment and the Economy, Energy and climate, Finland: *SA-FIER2014 framework plan*. Helsinki, Finland, Okt. 2010. - ISBN 978-952-227-422-9
- [18] DAHLBERG, M.; MLSSON, K.F.; TAYLOR, N.; FAIDY, C.; WILKE, U.; CHAPULIOT, S.; KALKHOF, D.; BRETHERTON, I.; CHURCH, J.M.; SOLIN, J.; CATALANO, J.: *Development of a european procedure for assessment of high cycle thermal fatigue in light water reactors: final report of the NESCThermal Fatigue Project*. EUR 22763 EN, 2007. - ISSN 1018-5593
- [19] KASAHARA, N.; TAKSHO, H.; YACUMPAI, A.: Structural response function approach for evaluation of thermal striping phenomena. *Nucl. Eng. Des.* 212 (2002), S. 281-292.
- [20] LEE, J. I.; HU, L.-W.; SAHA, P.; KAZIMI, M. S.: Numerical analysis of thermal striping induced high cycle thermal fatigue in mixing tee. *Nucl. Eng. Des.* 239 (2009), Nr. 5, S. 833-839.
- [21] KTA 3201.4: *Komponenten des Primärkreises von Leichtwasserreaktoren, Teil 4: Wiederkehrende Prüfungen und Betriebsüberwachung*. Kerntechnischer Ausschuss, Deutschland, Nov. 2011.
- [22] HEINZE, B.; BERGHOLZ, S.; RUDLOPH, J.: Areva Fatigue Concept: Fast Fatigue Evaluation - eine neue Methode für den vereinfachten Ermüdungsnachweis. *atw - Int. Zeitschrift für Kernenergie*. 56 (2011), Nr. 1, S. 22-26.
- [23] KASAHARA, N.: *Development of thermal load and fatigue evaluation methods based on their mechanism*. Tagungsbeitrag, Int. Conf. on NPP Life Management for long term Operations, Salt Lake City, UT, USA, IAEA-CN-194-038, 14.-18. Mai. 2012. Download: [http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/43/130/43130366.pdf](http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/43/130/43130366.pdf), 12. Juni 2013.
- [24] SMITH, B.L: *Assesment of CFD codes used in nuclear safety simulations*. Tagungsbeitrag, 75482, 17. Int. Conf. on Nuclear Engineering, Brüssel, Belgien, 12.-16. Juli 2009.

- [25] SMITH, B.L: Identification and prioritization of generic nuclear safety problems requiring CFD analysis. *Nuc. Eng. and Techn..* 42 (2010), Nr. 4, S. 339-364.
- [26] SCHULER, X.; HERTER, K.-H.; MOOGK, S.; LAURIEN, E.; KLÖREN, D.; KULENOVIC, R.; KUSCHEWSKI, M.: *Thermal fatigue: fluid-structure interaction at thermal mixing events*. Tagungsbeitrag, 38. MPA-Seminar, Stuttgart, Deutschland, 01.- 02. Okt. 2012.
- [27] PAPUKCHIEV, A.; LECHL, G.; WEIS, J.; SCHEURER, M.; AUSTREGESILLO, H.: Mehrskalige Analyse eines Transienten Thermoschock-Druckversuchs mit dem gekoppelten Programm ATHLET-ANSYS CFX. *atw - Int. Zeitschrift für Kernenergie*. 57 (2012), Nr. 6, S. 402-410.
- [28] SELVAM, K.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: *Large-Eddy Simulation of thermal mixing in a T-junction piping system with conjugate heat transfer*. Tagungsbeitrag, Int. Congress on Advances in Nuclear Power Plants, Charlotte, NC, USA, 6.-9. Apr. 2014.
- [29] METZNER, K.-J.; WILKE, U.: European THERFAT project - thermal fatigue evaluation of piping system. *Nucl. Eng. Des..* 235 (2005), Nr. 2, S. 473-484.
- [30] NUCLEAR ENERGY AGENCY: *OECD/NEA Report of the OECD/NEA-Vattenfall T-junction benchmark exercise*, NEA/CSNI/R(2011)5, 12. Mai. 2011.
- [31] HÖHNE, T.: Scale resolved simulations of the OECD/NEA-Vattenfall T-junction benchmark. *Nucl. Eng. Des..* 269 (2014), S. 149-154.
- [32] SANCHEZ, E.: *The NICODEME contract, a new opportunity offered to European research teams or manufacturers*. Download: [https://www.euronuclear.org/e-news/pdf/FI\\_NICODEME.pdf](https://www.euronuclear.org/e-news/pdf/FI_NICODEME.pdf), 09. Okt. 2014.
- [33] CHEN, M.-S.; HSIEH, H.-E.; FERNG, Y.-M.; PEI, B.-S.: Experimental observations of thermal mixing characteristics in T-junction piping. *Nucl. Eng. Des..* 276 (2014), S. 107-114.
- [34] MARCINKIEWICZ, J.; TALER, J.; CEBULA, A.: *Experimental investigation of non-stationary heat transfer between fluid and solid body*. Tagungsbeitrag, 16253, 21. Int. Conf. on Nuclear Engineering, Chengdu, China, 29. Juli - 02. Aug. 2013.

- [35] HERTER, K.-H.; HUBER, H.; MOOGK, S.; SCHULER, X.: *Untersuchungen zur Wechselwirkung zwischen Strömung und Struktur in Leichtwasserreaktoren: Teilprojekt strukturmechanische Modellierung für gekoppelte Strömungs-Struktur-Simulationen*. Projektträger Karlsruhe - Wassertechnologie und Entsorgung(PTKA-WTE), 02NUK009A, 2014.
- [36] LE DUFF, J. A.; TACCINI, B.; STEPHAN, J. M.; TAMPIGNY, R.; FISSOLO, A.; VINCENT, L.: *High cycle thermal fatigue issues in RHRs mixing tees and thermal fatigue test on a representative 304L mixing zone*. Tagungsbeitrag, Pressure Vessels and Piping Conf., Baltimore, ML, USA, 17.-21. Juli 2011, PVP2011-57951
- [37] STEPHAN, J. M.; CURTIT, F., VINDEIRINHO, C.; TAHERI, S.; AKAMATSU, M.; PENIGUEL, C.: *Evaluation of the risk of damages in mixing zones*. Tagungsbeitrag, 22432, 10. Int. Conf. on Nuclear Engineering, Arlington, VA, USA, 14.-18 Apr. 2002.
- [38] STEPHAN, J. M.: *Numerical interpretation of the endurance test on FATHER mixing zone mock-up*. Tagungsbeitrag, Pressure Vessels and Piping Conf., Baltimore, ML, USA, 17.-21. Juli 2011, PVP2011-57537
- [39] HOSSEINI, S. M.; YUKI, K.; HASHIZUME, H.: Classification of turbulent jets in a T-junction area with a 90-deg bend upstream. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*. 51 (2008), Nr. 9, S. 2444-2454.
- [40] NEMATOLLAHI, M.R.; ASMANI M.; NAZIFIFARD M.; HASHIZUMEH H.: Effect of Bend Curvature Ratio on Flow Pattern at a Mixing Tee after a 90 Degree Bend. *Int. J. Eng. Sci.(IJE)*. Nov. 2009, S. 478- 487.
- [41] KICKHOFEL, J.; VALORI, V.; PRASSER, H.-M.: Turbulent penetration in T-junction branch lines with leakage flow. *Nucl. Eng. Des.*. 276 (2014), Nr. 9, S. 43-53.
- [42] TIMPERI, A.: Conjugate heat transfer LES of thermal mixing in a T-junction. *Nucl. Eng. Des.*. 273 (2014), S. 483-496.
- [43] BAEHR, H. D.; STEPHAN, K.: *Wärme und Stoffübertragung*. 7. Heidelberg: Springer, 2010. - ISBN 978-3-642-0550-3

- [44] OERTEL, H. (Hrsg.): *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre*. 13. Wiesbaden: Springer/Vieweg Verl., 2012. - ISBN 978-3-8348-1918-5
- [45] LAURIEN, E.: *Numerische Strömungsmechanik*. 4. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verl., 2011. - ISBN 978-3-8348-1503-3
- [46] Avila, K.; Moxey, D.; de Lozar, A.; Avila, M.; Barkley, D.; Hof, B.: The onset of turbulence in pipe flow. *Science*. 333, Nr. 6039, S. 192-196.
- [47] Gnielinski, V.; KABELAC, S.; KIND, M.; MARTIN, H.; MEWES, D.; SCHABER, K.; STEPHAN, P. (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 10. Berlin [u.a.]: Springer Verl., 2006. - ISBN 978-3-540-25504-8
- [48] HERWIG, H.: *Strömungsmechanik: Einführung in die Physik von technischen Strömungen*. Vieweg+Teubner Verl., 2008. - ISBN: 978-3834803344
- [49] HINZE, J. O.: *Turbulence*. 1. New York City: McGraw-Hill, 1975. - ISBN 978-0-0702-9037-3
- [50] ZIEGLER, A.; ALLELEIN, H.-J. (Hrsg.): *Reaktortechnik*. 2. Berlin [u.a.]: Springer Verl., 2013. - ISBN 978-3-642-33845-8
- [51] Turner, J.S.: *Bouyancy Effects in Fluids*. 1. Cambridge: Cambridge University Press, 1973. - ISBN 978-0-5210-8623-3
- [52] MATRAIS, B.; ECKERT, E. R. G.: Forced, mixed and free convection regimes. *J. Heat Transfer*. 86 (1964), Nr. 2, S. 295-296.
- [53] KTA 3201.2: *Komponenten des Primärkreises von Leichtwasserreaktoren, Teil 2: Auslegung, Konstruktion und Berechnung*. Kerntechnischer Ausschuss, Deutschland, Nov. 2011.
- [54] VGB-R 507: *Rohrleitungsanlagen in Wärmekraftwerken*. VGB PowerTech Service GmbH, Essen, Deutschland, Okt. 2010. - ISBN 978-3-86875-106-2
- [55] QUIAN, S.; FRITH, J.; KASAHARA, N.: *Classification of flow patterns in angled T-junctions for the evaluation of high cycle thermal fatigue*. Tagungsbeitrag, Pressure Vessels and Piping Conf., Bellevue, WA, USA, 18.-22. Juli 2010.



- [56] KÜMMEL, W.: *Technische Strömungsmechanik*. 3. Wiesbaden: Teubner Verl., 2007. - ISBN 978-3-8351-0141-2
- [57] WAKAMATSU, M.; NEI, H.; HASHIGUCHI, K.: Attenuation of temperature fluctuations in thermal striping. *Nucl. Sci. Technol.* 32 (1995), Nr. 8, S. 752-762.
- [58] NAKAMURA, A.; IKEDA, H.; QIAN, S.; TANAKA, M.; KASAHARA, N.: *Benchmark simulation of temperature fluctuation using CFD for the evaluation of the thermal load in a T-junction pipe*. Tagungsbeitrag, NTHAS7: The seventh Korea-Japan Symposium on nuclear thermal hydraulics and safety, Chuncheon, Korea, November 14-17, 2010.
- [59] KLÖREN, D.; LAURIEN, E.: *Coupled Large-Eddy Simulation of thermal mixing in a T-junction*. Tagungsbeitrag, 14. Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, Toronto, Ontario, Kanada, 25.-30. Sept. 2011.
- [60] WALKER, C.; SIMIANO, M.; ZBORAY, R.; PRASSER, H.-M.: Investigations on mixing phenomena in single-phase flow in a T-junction geometry. *Nucl. Eng. Des.* 239 (2009), Nr. 1, S. 116-126.
- [61] CHILDS, P.R.N.: Advances in temperature measurement. *Advances in heat transfer*. 36. London [u.a.]: Elsevier Academic Press Inc., 2002, S. 111-181. - ISBN 978-0-1202-0036-8
- [62] GOLDSTEIN, R.J.; CHEN, P.H.; CHIANG, H.D.: Measurement of temperature and heat transfer. In: RHOSENOW, W.M.; HARTNETT, J.P.; CHO, Y.I. (Hrsg.): *Handbook of heat transfer*. 3. (1998): McGraw-Hill. - ISBN 978-0-0705-3555-8
- [63] DITTMAR, S.; MAILE, K.; HOFSTÖTTER, P.: *Qualifizierung und Bewertung von Konzepten und Verfahren zur Betriebsüberwachung von Rohrleitungen und Behältern in Kernkraftwerken*. TÜV Rheinland, SB 342/94, 1996.
- [64] BERGAGGIO, M.: *THEMFE project*. Kungliga Tekniska högskolan KTH Engineering Sciences, Stockholm, Schweden, NRT 14-09, 24. Nov. 2014.

- [65] ROHDE, U.; KLIEM, S. (Hrsg.); HEMSTRÖM, B.; TOPPILA, T. ; BEZRUKOV, Y.: *FLOMIX-R, Description of the slug mixing and buoyancy related experiments at the different test facilities: Final Report of the FIKSCT WP 2 EU-project.*, FIKSCT-2001-00197, FZR-430, 2005, Download <http://www.fzd.de/publications/007459/7459.pdf>, 13. Juni 2009.
- [66] LUCAS, D.; BEYER, M.; KREPPER, E.; VALEE, C.; Höhne, T.; SEIDEL, T.; SZALINSKI, L.; HAMPEL, U.; SCHMIDTKE, M.; SCHLEICHER, E.; PIETRUSKE, H.; SCHÜTZ, P.; DANCIU, D.; DEENDARLIANTO, H.; ZHANG, D.; BARTHEL, F.; ZIPPE, C.; HÄNSCH, S.; CARL, H.; WIEß, F.-P.: *TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang* . Download: <http://www.hzdr.de/publications/016271/16271.pdf>, 10. Jan. 2015.
- [67] DAMSOHN, M.: *Liquid films and droplet deposition in a BWR fuel element*. Dissertationsschrift, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Schweiz, Nr. 19527, 2011.
- [68] D'AELO, F. P.; PRASSER, H.-M.: Design, calibration and testing of a thin film temperature gauge array for temperature and heat flux measurements in fluid mixing experiments. *Flow Meas. Instrum.*. 24 (2012), S. 29-35.
- [69] MAYINGER, F.; FELDMANN, O.: *Optical measurements*. 2. Berlin [u.a.]: Springer Verl., 2001. - ISBN 978-3-642-56443-7
- [70] KUHN, S.; BRAILLARD, O.; NICENO, B.; PRASSER, H.-M.: Computational study of conjugate heat transfer in T-junctions. *Nucl. Eng. Des.*. 240 (2010), Nr. 6, S. 1548-1557.
- [71] WILLSCH, R.; KAISER, E.; BERNHARD, F. (Hrsg.): *Handbuch der Technischen Temperaturmessung*. 2. Berlin [u.a.]: Springer Verl., 2014. - ISBN 978-3-642-24505-3
- [72] PETURAUD, P.; HAMPEL, U.; BARBIER, A.; DREIER, J.; DUBOIS, F.; HERVIEU, E.; MARTIN, A.; PRASSER, H.-M.: *General overview of the TOPFLOW-PTS experimental program*. Tagungsbeitrag, 14. Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, Toronto, Ontario, Kanada, 25.-30. Sept. 2011.

- [73] KLEIN, C., *Entwicklung eines Messverfahrens zur Bestimmung des Temperaturfeldes in Mikrowärmeübertragerkanälen*. Dissertationsschrift, Universität Karlsruhe, Deutschland, 2008.
- [74] STÜRZEL, T.: *Ultraschnelle 3D-Röntgentomographie zur Untersuchung zweiphasiger Strömungen in porösen Medien*. Dissertationsschrift, Universität Stuttgart, Deutschland, 2013.
- [75] MELLING, A.: Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.* 8 (1997), Nr. 12, S. 1406-141.
- [76] POELMA, C.; WESTERWEEL, J.; *Particle Image Velocimetry*. Tagungsbeitrag, PIV-Seminar 24.-27.10.2011, Delft, Niederlande.
- [77] DURST, F.: Optical Techniques for Fluid Flow and Heat Transfer, *Exp. Therm Fluid Sci.* 3 (1990), Nr. 1, S. 33-51.
- [78] OERTEL, H. sen.; OERTEL, H. jun.; BRAUN, G.: *Optische Strömungsmesstechnik*. 1. Karlsruhe: G. Braun Verl., 1989. - ISBN 978-3-7650-1012-X
- [79] ADRIAN, R. J.; WESTERWEEL, J.: *Particle Image Velocimetry*. 1. New York [u.a.]: Cambridge University Press, 2011. - ISBN 978-0-521-44008-0
- [80] VAN DOORNE, C.W.H.; WESTERWEEL, J.: Measurement of laminar, transitional and turbulent pipe flow using Stereoscopic-PIV. *Exp. Fluids* . 42 (2007), Nr. 2, S. 259-279.
- [81] HISHIDA, K.; SAKAKIBARA, J.: Combined planar laser-induced fluorescence-particle image velocimetry technique for velocity and temperature fields. *Exp. Fluids*. 29 (2000), Nr. 1, S. 129-140.
- [82] ELSINGA, G.; SCARANO, F.; WIENEKE, B.; VAN OUDHEUSDEN, B.: Tomographic particle image velocimetry. *Exp. Fluids*. 41 (2005), Nr. 6, S. 933-947.
- [83] NITSCHKE, W.; DOBRILOFF, C. (Hrsg.): *Imaging measurement methods for flow analysis*. 106. Berlin [u.a.]: Springer Verl., 2009. - ISBN 978-3-642-01105-4
- [84] BERTHE, A.; KONDERMANN, D.; CHRISTINSEN, C.; GOUBERGRITS, L.; GARBE, C.; AFFENFELD, K.; KRETZSCHER, U.: Three-dimensional, three-component wall-PIV. *Exp. Fluids*. 48 (2010), Nr. 6, S. 983-997.

- [85] VALEUR, B.: *Molecular Fluorescence*, 1. Weinheim: Wiley-VCH-Verl., 2002. - ISBN 978-3-527-2991-9
- [86] DEMCHENKO, A. P.: *Introduction to fluorescence sensing*. 1. Netherland: Springer Verl., 2009. - ISBN 978-1-4020-9002-8
- [87] FOKKEN, J.; KAPULLA, R.; GALGANI, G.; SCHIB, O.; PAWA, K.; PRASSER, H.M.: LIF-Measurements and self-similarity considerations in a stably stratified isokinetic turbulent mixing layer. In: EGBERS, C.; RUCK, B.; LEDER, A.; DOPHEIDE, D. (Hrsg.): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. 18. Fachtagung, Dt. Ges. für Laser-Anemometrie, Cottbus, 7.-9. Sept. 2010. - ISBN 978-3-9805613-6-5
- [88] EZEQUIL, J. M.; GARCIA, M. H.: Combined PIV/PLIF measurements of a steady density current front. *Exp. Fluids*. 46 (2009), S. 265-276.
- [89] MELTON, L.A.; LIPP, C.W.: Criteria for quantitative PLIF experiments using high-power lasers. *Exp. Fluids*. 35 (2003), Nr. 4, S. 310-316.
- [90] CHYU, M. K.: Use of a laser-induced fluorescence thermal imaging system for film cooling heat transfer measurement. *Advanced Turbine Systems Annual Program Review*. Morgantown, WV, USA, 17.-19. Okt. 1995.
- [91] WATKINS, A. N.; BUCK, G. M.; LEIGHTY, B. D.; LIPFORD, W. E.; OGLESBY, D. M.: Using pressure- and temperature-sensitive paint on the aftbody of a capsule vehicle. *AIAA Journal*. 47 (2009), Nr. 4, S. 821-829.
- [92] MARTIN, J. E.; GARCIA, M. H.: Combined PIV/PLIF measurements of a steady density current front. *Exp. Fluids*. 46 (2009), S. 265-276.
- [93] LIU, T.; SULLIVAN, J.P.: *Pressure and temperature sensitive paints*. 1. Heidelberg [u.a.]: Springer Verl., 2005. - ISBN 978-3-540-22241-5
- [94] CRIMALDI, J. P.: Planar laser induced fluorescence in aqueous flows. *Exp. Fluids* . 44. (2008), S. 851-863.
- [95] DETERS, T.; GLIEMANN, S.; EGBERS, C.: Particle-Image-Velocimetry unter Einsatz von thermochromen Flüssigkristallen. In: EGBERS, C.; JEHRING, L.; von LARCHER, T. (Hrsg.): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. 13.

- Fachtagung, Dt. Ges. für Laser-Anemometrie, Cottbus, 6.-8. Sept. 2005. - ISBN 978-3-9805613-2-1
- [96] KAPULLA, R.; DYCK, C.; WITTE, M.; FOKKEN, J.; LEDER, A.: Optischer Fluss und Kreuzkorrelation zur Auswertung von Geschwindigkeitsfeldern. In: DELGADO, A.; RAUH, C.; LIENHART, H.; RUCK, B.; LEDER, B.; DOPHEIDE, D. (Hrsg.): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. 17. Fachtagung, Dt. Ges. für Laser-Anemometrie, Erlangen, 8.-10. Sept. 2009. - ISBN 978-3-9805613-5-8
- [97] KTA 3201.1: *Komponenten des Primärkreises von Leichtwasserreaktoren, Teil 1: Werkstoffe und Erzeugnisformen*. Kerntechnischer Ausschuss, Deutschland, Juni 1998.
- [98] ELEKTRONIK SENSOR GMBH, *Technische Daten für Mantelthermoelemente*. Download: [http://www.electronic-sensor.com/attachments/article/130/ti-3\\_technische-daten-fuer-mantelthermoelemente.pdf](http://www.electronic-sensor.com/attachments/article/130/ti-3_technische-daten-fuer-mantelthermoelemente.pdf), 09. Sept.2014.
- [99] TYCHONOV, A. N.; SAMARSKI, A. A.: *Partial Differential Equations of Mathematical Physics*. 1. London: Holden-Day Inc., 1964.
- [100] FLAIG, W.: *Experimentelle und numerische Analysen von Thermoelementmesstechnik zur Untersuchung von Strömungs-/Strukturwechseluntersuchungen*. Diplomarbeit, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, IKE-8-D-32, 2013.
- [101] SKRABAL, P. M.: *Spektroskopie*. 1. Zürich: vdf HochschulVerl., 2009. - ISBN 978-3-8252-8355-0
- [102] KORTÜM, G.: *Kolorimetrie und Spektralphotometrie*. 2. Berlin: Springer Verl., 1948.
- [103] D'ANS, J.; LECHNER, M.D.; LAX, J. (ed.): *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*. Bd. 1, Berlin [u.a.]: Springer Verl., 1992 - ISBN 978-3-5405-2895-4
- [104] KLIKA, Z.; WEISSMANNOVA CAPKOVA, P.; POSPISIL, M.: The rhodamin B intercalation of montmorillonite. *J. Colloid Interface Sci.* 275 (2004), Nr. 1, S. 243-250.

- [105] PERIASAMY, A. P.; HO, Y.-H.; CHEN, S.-M.: Multiwalled carbon nanotubes dispersed in carminic acid for the development of catalase based biosensor for selective amperometric determination of H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> and Iodate. *Biosens. Bioelectron.* 29 (2011), Nr. 1, S. 151-158.
- [106] LI, X.; MA, H.; NIE, L.; SUN, M.; XIONG, S.: A novel fluorescent probe for selective labeling of histidine. *Anal. Chim. Acta.* 515 (2004), Nr. 2, S. 255-260.
- [107] COPPETA, J.; ROGERS, C.: Dual emission laser induced fluorescence for direct planar scalar behaviour measurements. *Exp. Fluids.* 25 (1998), Nr. 1, S. 1-15.
- [108] KARSTENS, T.; KOBBS, K.: Rhodamine B and Rhodamine 101 as reference substances for fluorescence quantum yield measurements. *J. Phys. Chem.* 84 (1980), Nr. 14, S. 1871-1872.
- [109] SMITH, S.; PRETORIUS W.: The conservative behaviour of fluorescein. *Water SA.* 28. (2002), Nr. 4, S. 403-406.
- [110] SCHORR, J.: *Entwicklung und Anwendung von Fluoreszenztracer-Verfahren für die lasergestützte, abbildende Spraydiagnostik*, Dissertationsschrift, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, Deutschland, 2003.
- [111] LOPEZ ARBELOA, F.; RUIZ OJEDA, P.; LOPEZ ARBELOA, I.: Fluorescence self-quenching of the molecular forms of Rhodamin B in aqueous and ethanolic solutions. *J. Lumin.* 44 (1989), Nr. 1, S. 105-112.
- [112] HAMAMATSU PHOTONICS K.K.: *Digital CCD Camera C8484-05C*. Download: [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/sys/e\\_c848405c.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/sys/e_c848405c.pdf), SCAS0031E04, 09. Sept. 2011.
- [113] Carl Zeiss AG, *Datenblatt Makro-Planar T\* 2/50*. Download: [http://www.zeiss.de/content/dam/Photography/new/pdf/en/downloadcenter/datasheets\\_slr/makroplanart250.pdf](http://www.zeiss.de/content/dam/Photography/new/pdf/en/downloadcenter/datasheets_slr/makroplanart250.pdf), 16. Sept. 2013.
- [114] HAFERKORN, H.: *Optik, Physikalisch-technische Grundlagen u. Anwendungen*. 1. Berlin [u.a.]: Harri Deutsch Verl., 1981. - ISBN 978-3-8714-4570-3
- [115] HERING, E.; MARTIN, R.; STOHRER, M.: *Physik für Ingenieure*. 5. Düsseldorf: VDI Verl., 2005. - ISBN 978-3-18-401398-7

- [116] JANESICK, J. R.: *Introduction to scientific charge-coupled devices.*, 1. Bel-  
lingham, WA, USA: SPIE Press, 2001. - ISBN 978-0-819-43698-6
- [117] DUNN, P. F.: *Measurement and Data Analysis for Engineering and Science.*  
1. Boston: McGraw Hill Higher Education, 2004. - ISBN 978-0-07-282538-3
- [118] HARTUNG, J.; ELPELT, B.; KLÖSENER, K.-H.: *Statistik.* 12. München  
[u.a.]: Oldenbourg Verl., 1999. - ISBN 978-3-486-24984-3
- [119] KLINGE, F.: *Vermessung von Wirbeln mit der Hintergrundschlieren-Methode.*  
Dissertationsschrift, Universität Hanover, Deutschland, 2003.
- [120] BACH, H.; NEUROTH, N. (Hrsg.): *The Properties of Optical Glass.* 17. Hei-  
delberg: Springer Verl., 1998. - ISBN 978-3-540-58357-8
- [121] HOFFMANN, J.: *Taschenbuch der Messtechnik.* 3. München: Carl Hanser  
Verl., 2002. - ISBN 3-446-21977-3
- [122] SCHRÖDER, A.: *Untersuchung der Strukturen von künstlich angeregten tran-  
sitionellen Plattengrenzschichtströmungen mit Hilfe der Stereo und Multipla-  
ne Particle Image Velocimetry.* Dissertationsschrift, Georg-August Universität,  
Göttingen, 2001.
- [123] SCHRÖDER, A.; WILLERT, C. E.: *Particle Image Velocimetry,* 1. Heidelberg  
[u.a.]: Springer Verl., 2008. - ISBN 978-3-540-73528-1
- [124] RAFFEL, M; WILLERT, C.; WERELEY, S.; KOMPENHANS, J.: *Particle  
Image Velocimetry- A Practical Guide.* 2. Berlin [u.a.]: Springer Verl., 2007. -  
ISBN 978-3-540-72307-3
- [125] BLUMRICH, F.: *Optische korrelationsbasierte Messtechnik mittels zufälliger  
Punktemuster.* Dissertationsschrift, Universität Stuttgart, Deutschland, 2009.
- [126] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.: *Untersuchungen zur Wechselwir-  
kung zwischen Strömung und Struktur in Leichtwasserreaktoren: Experimentel-  
les Teilprojekt strömungsmechanische Modellierung für gekoppelte Strömungs-  
Struktur-Simulationen.* Projektträger Karlsruhe - Wassertechnologie und  
Entsorgung(PTKA-WTE), 02NUK009B, 2014.

- [127] BIRGE, R. R.: *Kodak Laser Dyes*. Laboratory and Research Products Division, Eastman Kodak Company, JJ-169, 1987.
- [128] EASTMAN AG. *Eastman Laboratory Chemicals Catalog*. 55. Waltham, MA, USA: Fisher Scientific, 1994.
- [129] SEYBOLD, P. G.; GOUTERMAN, M.; CALLIS, J.: Calorimetric, photometric and lifetime determinations of fluorescence yields of fluorescein dyes. *Photochem.Photobiol.* 9 (1969), Nr. 3, S. 229-242.
- [130] BICER, E.; ARAT, C.: Voltametric behaviours of Zn(II) and Ni(II) complexes with acid red 1 at mercury electrode, *J. Chil. Chem. Soc.* 53 (2008), Nr. 4, S. 1734-1739.



# Veröffentlichungen

- [130] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: *Entwicklung von Messtechnik und Untersuchung von thermischen Wechselbeanspruchungsphänomenen bei Kernkraftwerken*. Tagungsbeitrag, Jahrestagung Kerntechnische Gesellschaft e.V., Berlin, Deutschland, 4.-6. Mai. 2010.
- [131] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: Untersuchungen von Fluoreszenzfarbstoffeigenschaften bei hohen Drücken und Temperaturen. In: EGBERS, C.; RUCK, B.; LEDER, A.; DOPHEIDE, D. (Hrsg.): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. 18. Fachtagung, Dt. Ges. für Laser-Anemometrie, Cottbus, Deutschland, 7.-9. Sept. 2010. - ISBN 978-3-9805613-6-5
- [132] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: *Near Wall LED Induced Fluorescence Method*. Tagungsbeitrag, 1. Int. Conference on Applications for Image based Measurements, Großlaupheim, Deutschland, 6.-7. März 2011.
- [133] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: *Novel application of LED-induced fluorescence*. In: THESS, A.; RESAGK, C.; RUCK, B.; LEDER, A. (Hrsg.): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. 19. Fachtagung, Dt. Ges. für Laser-Anemometrie, Ilmenau, Deutschland, 6.-8. Sept. 2011. - ISBN 978-3-9805613-7-2
- [134] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: *Experimental setup for the investigation of fluid-structure interactions in a T-junction*. Tagungsbeitrag, 14. Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, Toronto, Ontario, Kanada, 25.-30. Sept. 2011.
- [135] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: *Influence of weld-seams on the fluid-structure interactions in pipe flows*. Tagungsbeitrag, 2. Fatigue Design Conf., Senlis, Frankreich, 23.- 24. Nov. 2011.

- [136] KUSCHEWSKI, M.; LAURIEN, E.: Entwicklung von Messtechnik zur Untersuchung von Strömungs-Struktur-Interaktionen in Rohrleitungssystemen unter LWR-Bedingungen. *atw - Int. Zeitschrift für Kernenergie*. 57 (2012), Nr. 9, S. 549-552.
- [137] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: Entwicklung und Anwendung der wandnah LED-induzierten Fluoreszenz-Methode. In: THESS, A.; RESAGK, C.; RUCK, B.; LEDER, A. (Hrsg.): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. 20. Fachtagung, Dt. Ges. für Laser-Anemometrie, Rostock, Deutschland, 4.-6. Sept. 2012. - ISBN 978-3-9805613-8-9
- [138] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: Experimental setup for the investigation of fluid-structure interactions in a T-junction. *Nucl. Eng. Des.* 264 (2013), S. 223-230.
- [139] KUSCHEWSKI, M.; KULENOVIC, R.; LAURIEN, E.: *Experimental investigation of stratified pipe flow mixing in a horizontal T-Junction*. Tagungsbeitrag, 5. CFD for Nuclear Reactor, Zurich, Switzerland, Korea, 9.-11. Sept. 2014.

# Werdegang

- 06.1999            Abschluss der Sekundarstufe I, Friedrich-Ebert-Schule, Realschule, Ratingen.
- 06.2002            Erwerb der Allgemeinen Hochschulreife, Heinrich-Hertz-Berufskolleg, Düsseldorf.  
Schwerpunkte: Elektrotechnik, Mathematik.
- 11.2002            Abschluss der Ausbildung zum Staatlich geprüften Elektrotechnischen Assistent, Heinrich-Hertz-Berufskolleg, Düsseldorf.  
Schwerpunkte: Nachrichtentechnik, Mikrocomputertechnik.
- 09.2003 - 11.2008    Diplomstudium der Physikalische Ingenieurwissenschaften an der Technischen Universität Berlin.  
Schwerpunkte: Strömungstechnik, Akustik, Kontinuums- und Strukturmechanik.
- 12.2008 - 06.2013    Promotion am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart.