

**Strömungs- und Transportvorgänge bei kleinen
Reynoldszahlen in gekreuzten Strukturen von
Plattenwärmeübertragern**

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

**Vorgelegt von
Christoph Jörg Günther Schill
aus Biberach/ Riß**

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Volker Kottke

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Manfred Piesche

Tag der mündlichen Prüfung: 23. April 2010

Institut für Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Stuttgart

2010

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Forschungstätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Lebensmittelwissenschaft und Biotechnologie, Fachgebiet Lebensmittelverfahrenstechnik der Universität Hohenheim in den Jahren 2006 bis 2008.

Mein besonderer Dank gilt meinem verehrten Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Volker Kottke. Die Unterstützung meiner Arbeit und die dabei gewährten Freiräume, sowie das in mich gesetzte Vertrauen haben mir ein abwechslungsreiches und herausforderndes Aufgabenfeld ermöglicht. Die zahlreichen Anregungen und Diskussionen haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Manfred Piesche danke ich ebenso für sein Interesse an meiner Arbeit und die freundliche Übernahme des Mitberichtes.

Bei den Kolleginnen und Kollegen im Fachgebiet bedanke ich mich ganz besonders. Hervorheben möchte ich die Kollegen Dr.-Ing. Peter Gschwind und M. Sc. Gongyan Zheng für die erkenntnisreichen Diskussionen und Anregungen zur Arbeit, meiner Kollegin Dipl.-Ing. Svetlana Jesinger, die wertvolle Ratschläge und Hinweise zur Fertigstellung dieser Promotion beisteuerte und schließlich Frau Steffi Pavlov, die Sekretärin des Fachgebietes.

Den Herren Friedrich Körner und Pit Lang sei ebenfalls für ihre wertvolle Hilfe in der Institutswerkstatt gedankt.

Ferner möchte ich Herrn Dr. Klaus Zick von der Firma Bruker BioSpin für die NMR-Messungen danken.

Zu guter Letzt sollen auch die Studenten nicht unerwähnt bleiben, die mich in der Gestaltung meiner Arbeit unterstützt haben. Zu nennen sind Herr Richard Kusch von Bischoffshausen für seine Tätigkeit als wissenschaftliche Hilfskraft, Frau Dagmar Pöchlmann und Herr Peter Salomon für ihre Studienarbeiten.

Meinen Eltern bin ich sehr dankbar dafür, dass sie mir den Mut, die Freiheit und die Unterstützung gaben, diese Arbeit anzufertigen. Abschließend bedanke ich mich bei Frau Caroline Wichmann für die Unterstützung beim Verfassen dieser Arbeit.

Niederuzwil (Schweiz), im November 2009

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	II
Inhaltsverzeichnis	III
Formelverzeichnis und Abkürzungen	V
Summary	XI
Zusammenfassung und Ausblick	XIII
1 Einleitung	16
2 Stand von Forschung und Technik	19
2.1 Plattenwärmeübertrager (PWÜ)	19
2.1.1 Aufbau und Plattenanordnungen	19
2.1.2 Geometrische Beziehungen	24
2.2 Druckverlust, Wärme- und Stoffübergang	26
2.3 Numerische Simulation der Strömungsvorgänge, des Wärme- und Stoffübergangs.....	31
2.3.1 Theoretische Grundlagen.....	31
2.3.2 Dimensionslose Kennzahlen und Modellbeschreibung.....	33
2.3.3 ANSYS-CFX.....	38
3 Aufgabenstellung	44
4 Versuchseinrichtung und Messtechnik	45
4.1 Strömungskanal, Versuchsplatten und Testfluid	45
4.2 Strömungssichtbarmachung	51
4.3 Messmethode konvektiver Stoffübergang	52
4.3.1 Bestimmung des Zusammenhangs zwischen optischem Messwert und örtlicher Belegungsdichte	53
4.3.2 Bestimmung lokaler Stoffübergangskoeffizienten	57
4.3.3 Durchführung der Stoffübergangsversuche.....	58
5 Quantifizierung des Modells anhand von Literatur	61
6 Diffusionskoeffizient von Acidol Blau	63
7 Sichtbarmachung der Strömungs- und Transportvorgänge in Plattenwärmeübertragern	67
7.1 Farbfadenversuche.....	67
7.1.1 Farbfadenversuche mit Wasser.....	68

7.1.2	Farbfadenversuche mit 85%iger-Glyzerin-Wasser-Mischung	73
7.2	Chemisorptionsmethode	82
7.2.1	Strömungsvorgänge in deckenden Plattenanordnungen.....	83
7.2.2	Strömungsvorgänge in hybriden Plattenanordnungen.....	84
8	Numerische Simulation von gekreuzten Strukturen in Plattenwärmeübertragern	87
8.1	Geometrieerstellung	87
8.2	CFX – Mesh	88
8.3	CFX – Pre und CFX – Solver.....	88
9	Plattenwärmeübertrager mit symmetrisch gekreuzter Plattenanordnung	91
9.1.1	Strömungsvorgänge.....	91
9.1.2	Druckverlust	99
9.1.3	Wandschubspannungen	106
9.1.4	Stoffübergang	111
9.1.5	Bewertungskriterien für Stoffübergang und Druckverlust.....	121
9.2	Datenreduktion und Korrelation für den Druckverlust	128
10	Plattenwärmeübertrager mit hybrid gekreuzter Plattenanordnung.....	130
10.1.1	Strömungsvorgänge.....	130
10.1.2	Druckverlust	139
10.1.3	Lokale Wandschubspannungen	139
10.1.4	Stoffübergang	144
10.1.5	Bewertungskriterien für Stoffübergang und Druckverlust.....	149
11	Quantifizierung des Modells anhand des Experiments	153
11.1.1	Grundströmungsarten	153
11.1.2	Druckverlust	154
11.1.3	Stoffübergang	155
	Schrifttum.....	158
	Lebenslauf.....	165

Formelverzeichnis und Abkürzungen

Abkürzungen

CFD	Computational Fluid Dynamics (Numerische Strömungssimulation)
dpi	Dots per Inch (Bildauflösung)
EPDM	Ethylenpropylendien-Kautschuk
FVM	Finite Volumen Methode
HSI	Hue-Saturation-Intensity-Farbraum (Farbton-Farbsättigung-Farbintensität)
NBR	Nitrilbutadien-Kautschuk
NH ₃	Ammoniak
NMR	Nuclear Magnetic Resonance
PFM-NMR	Pulse Field Gradients Nuclear Magnetic Resonance
PA	Polyamid
PTFE	Polytetrafluorethen
PVC	Polyvinylchlorid
PWÜ	Plattenwärmeübertrager
R-COOH	Carboxylgruppe
RGB	Rot-Grün-Blau-Farbraum
R-NH ₂	Amidgruppe
SE	Schnittebene
TIFF	Tagged Image File Format (Bildspeicherformat)

Formelzeichen

Lateinische Buchstaben

a	[m]	Amplitude der Oberflächenwellung
a	[m ² /s]	Temperaturleitfähigkeit
a, b, c	[-]	Regressionskoeffizienten (Formel Martin /37/)
a_j^{nb}	[-]	Koeffizient des linearen Gleichungssystems

a/b	[-]	Höhen-Breitenverhältnis
A	[m ²]	projizierte Plattenoberfläche
$A_{Membran}$	[m ²]	Membranoberfläche
A'	[m ²]	abgewickelte Plattenoberfläche
b	[mg/m ²]	Belegungsdichte
b_x	[mg/m ²]	örtliche Belegungsdichte
b_j	[-]	rechte Seite des linearen Gleichungssystems
B	[m]	projizierte Plattenbreite
B_0, B_1, C_1	[-]	Regressionskoeffizienten (Formel Martin /37/)
B'	[m]	abgewickelte Breite
B/a	[-]	dimensionslose Plattenbreite
c	[kg/m ³]	Konzentration
c	[-]	Regressionskoeffizient
c_f	[-]	Widerstandsbeiwert
c_m	[kg/m ³]	mittlere Konzentration
c_p	[J/kgK]	spezifische, isobare Wärmekapazität
c_{wand}	[kg/m ³]	Wandkonzentration
C_h	[-]	Geometriefaktor
d_E	[m]	äquivalenter Durchmesser (doppelter mittlerer Abstand zweier Platten)
d_h	[m]	hydraulischer Durchmesser
d_s	[mm]	Stabdurchmesser
D_{Acidol}	[m ² /s]	Diffusionskoeffizient
E	[-]	Extinktion
k_B	[J/K]	Boltzmann-Konstante
k_f	[-]	Flächenvergrößerungsfaktor
K_{Ext}	[kg/m ³]	Extinktionskoeffizient
K_i	[N/m ²]	eingeprägte Körperkräfte (für alle drei Ortskoordinaten)
l	[mm]	Küvettendicke

l_s	[mm]	Stablänge
L	[m]	projizierte Plattenlänge
L'	[m]	abgewickelte Plattenlänge
m	[-]	Exponent (Nußeltscher Potenzansatz)
m_i	[kg]	Masse einer Einzelkomponente
\dot{m}	[kg/m ² s]	Stoffstromdichte
\dot{M}_E	[kg/s]	Massenstrom bezogen auf den äquivalenten Durchmesser
MW_i	[g/mol]	Molekulargewicht eines Stoffes
n	[-]	Anzahl der Messwerte
n	[-]	Exponent (Nusseltscher Potenzansatz)
n	[m]	Koordinate normal zur Wand
n_i	[-]	Geschwindigkeitskomponente (für alle drei Ortskoordinaten)
n_q	[-]	Rautenanzahl über die Plattenbreite
O	[m ²]	benetzte Plattenoberfläche
\dot{q}	[W/m ²]	Wärmestromdichte
r	[-]	Exponent (Nusseltscher Potenzansatz)
r^2	[-]	Korrelationsfaktor
r^n	[-]	Residuum
r_a, r_b	[m]	Ellipsenachsen
R	[%]	Remission
R_0	[m]	Molekylradius
s	[m]	Spaltweite des Plattenpakets
S_E	[W/m ³]	Senkenterm in Energiebilanz
S_M	[kg/m ³]	Senkenterm in Massenbilanz
t	[s]	Auswerte bzw. Versuchszeit
T	[°C]	Temperatur
T_K	[°C]	Kerntemperatur
T_m	[°C]	mittlere Temperatur
T_W	[°C]	Wandtemperatur

V	[m ³]	durchströmtes Plattenvolumen
V	[-]	Variationskoeffizient
\dot{V}	[m ³ /s]	Volumenstrom
V_B	[m ³]	Becherglasvolumen
V_L	[m ³]	Flüssigkeitsvolumen
w	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit
w_i	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente (für alle drei Ortskoordinaten)
x	[m]	Lauflänge
x_i	[-]	lokale Messgröße
x^i	[-]	Massenanteil
\bar{x}	[-]	Mittelwert
y^i	[-]	Stoffkonstante zur Wärmeleitfähigkeitsberechnung
x, y, z	[m]	kartesische Koordinatenachsen

Griechische Buchstaben

α	[W/m ² K]	Wärmeübergangskoeffizient
β	[m/s]	Stoffübergangskoeffizient
β_x	[m/s]	örtlicher Stoffübergangskoeffizient
γ	[°]	Zuschnittwinkel der PA-Membran
δ	[°]	Anlegewinkel der PA-Membran
δ	[m]	Grenzschichtdicke
δ_k	[m]	Konzentrationsgrenzschicht
δ_T	[m]	Thermische Grenzschicht
Δc	[mg/l]	Konzentrationsänderung
Δp	[Pa]	Druckverlust
ε	[m ² /kg]	natürlicher Extinktionskoeffizient
θ	[W/m ²]	Intensität des transmittierten Lichts
θ_0	[W/m ²]	Intensität des einfallenden Lichts
ζ	[-]	Druckverlustbeiwert
$\zeta_0, \zeta_l, \zeta_{l,0}$	[-]	Druckverlustbeiwert (Formel Martin /37/)

ζ_0	[-]	Druckverlustbeiwert Rechteckspalt (dimensionslose Pumpenleistung)
ζ_h	[-]	Druckverlustbeiwert bezogen auf den hydraulischen Durchmesser
$\phi_{Diss} \theta$	[-]	Dissipationsterm
η	[Pas]	dynamische Viskosität
η_w	[Pas]	dynamische Viskosität an der Wand
λ	[m]	Wellenlänge der Oberflächenwellung, Wellenlänge des Laserlichtes
λ^*	[m]	Projizierter Abstand zweier Umkehrpunkte in Plattenauflänge
λ	[W/Km]	Wärmeleitfähigkeit
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
ρ	[kg/m ³]	Dichte
ρ^i	[kg/m ³]	Dichte einer Einzelkomponente
σ	[-]	Standardabweichung
τ_w	[N/m ²]	Wandschubspannung
φ	[°]	Anstellwinkel der Oberflächenwellung
Ψ	[-]	Assoziationsfaktor
Ω	[-]	Zustandsgröße

Dimensionslose Kennzahlen

Eu	[-]	Eulerzahl
Le	[-]	Lewiszahl
Nu	[-]	Nußeltzahl
Nu_∞	[-]	Nußeltzahl im eingelaufenen Zustand
Nu_x	[-]	lokale Nußeltzahl
Pr	[-]	Prandtlzahl
Re_E	[-]	Reynoldszahl bezogen auf den äquivalenten Durchmesser
Re_h	[-]	Reynoldszahl bezogen auf den hydraulischen Durchmesser
Re_{krit}	[-]	kritische Reynoldszahl

Sc	[-]	Schmidtzahl
Sh	[-]	Sherwoodzahl
Sh_{∞}	[-]	Sherwoodzahl im eingelaufenen Zustand
Sh_x	[-]	lokale Sherwoodzahl
St	[-]	Stantonzahl
Φ	[-]	dimensionslose Pumpenleistung
x/λ^*	[-]	dimensionsloser Abstand der Umkehrpunkte
λ/a	[-]	dimensionslose Wellenlänge

Summary

The aim of this research work is to examine the flow and the mass transfer processes of viscous fluids in a plate heat exchanger. A better understanding of these flow processes with low processing speeds, as they particularly arise in the food industry, are of special interest for this industry branch. The design of a good plate heat exchanger is quite difficult and linked with great costs. So only few information is published in literature, because of the large complexity of the determination of the necessary design data. Therefore the flow and transportation properties of sinusoidal corrugated structures are examined in a systematic analysis in the range of $0.1 < Re_h < 10$. Both experiments and CFD-simulations are carried out in this analysis.

The visualization of the flow processes shows that the stamping of the plate surface can only exert a very limited influence on the flow characteristics at very low Reynolds numbers. At higher flow rates and in the turbulent regime there are three flow types, as proven by many authors. These authors identify the so-called corkscrew, the so-called channel flow and the combination of these flows – the so-called mixing flow. In contrast to these facts, a new flow type exists in the laminar flow regime, which results from the overlapping corkscrew flow and the channel flow. This new flow type is called sine flow in the present work. The sine flow's amplitude drops with a further reduction of the flow rate. At the end, the corkscrew flow only exists at extremely low flow rates. In the central range of the flow channels the corkscrew flow always prevails and the channel flow is dominant in the valleys of the corrugated plate surface. It can be seen, that a high portion of corkscrew flow has to be the aim for the processing of viscous fluids. The technical important range for this task could be identified and completely covered by the variation of the geometry parameters as the dimensionless wavelength λ/a , the inclination angle φ and the dimensionless distance of the reversal points x/λ^* . The fluid follows the respective flow channels, which are forced by plate stamping. The fluid is slightly accelerated and/or braked due to the surface corrugations and the cross-section reductions nearby the supporting points. Therefore regions develop with a high and/or a low mass transfer. A mixing of the individual streamlines doesn't take place through eddy structures.

For the flow visualization and the determination of the local mass transfer in liquid flows a chemisorption method is used. The transferred mass is added as tracer to the test fluid. The locally transferred mass is visible as color density distribution and the color intensity directly corresponds to the locally transferred mass. Thus, one can draw conclusions from the near-wall flow phenomena in the boundary layer. The color intensity of the light remission is measured with a scanner. With the help of a calibration equa-

tion, the local Sherwood-numbers are calculated. The required diffusion coefficient of the tracer is determined by different methods. The measurements show that each flow form has a distinct influence on the mass transfer. This realization particularly plays an important role in the laminar flow regime, because of the lack of turbulence. The special characteristics of the two base flows realize a homogeneous mass transfer only with difficulties. The examination of the mass transfer's homogeneity confirms this statement.

However, the assigned pressure drop measurements show, that structures with higher mass transfer usually exhibit higher pressure drop. The plate corrugation plays an important role in this context. Improvements in the pressure loss can be obtained by using asymmetric plate arrangements, but which reduces the mass transfer behaviour.

Experiments are time and cost-intensive. Therefore extensive investigations are accomplished with the commercial CFD-code ANSYS CFX. The boundary layer theory forms the physical model for the theoretical determination of the mass transfer in the simulation. The experimentally determined results verify the simulations in outstanding way, so a substantial reduction of the experimental work can be possible in the future.

Keywords: plate heat exchangers, heat and mass transfer, flow phenomena, viscous fluids, laminar flow regime, CFD

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Strömungs- und Transportvorgänge in Plattenwärmeübertragern bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten mit viskosen Modellflüssigkeiten zu untersuchen. Neue Erkenntnisse über die Strömungsvorgänge in Wärmeübertragern bei geringen Verarbeitungsgeschwindigkeiten sind für den hart umkämpften Industriezweig der Lebensmittelbranche von besonderem Interesse. Wegen des bislang großen Aufwands der Bestimmung der notwendigen Daten für die Auslegung dieser Wärmeübertrager sind bisher nur wenige Informationen darüber veröffentlicht worden. Daher werden in einer systematischen Analyse das Strömungs- und Transportverhalten sinusförmig gewellter Strukturen mit gekreuzter Plattenanordnungen bei geringen Reynoldszahlen zwischen $0,1 < Re_h < 10$ sowohl experimentell als auch mit Hilfe der Strömungssimulation untersucht.

Die Sichtbarmachung der Strömungsvorgänge zeigt, dass die Plattenprägung bei sehr kleinen Re_h -Zahlen ihren Einfluss nur in engen Grenzen auf die Strömungsformen ausüben kann. Es liegt nur noch eine Strömungsform vor, die sich aus der Überlagerung der beiden Grundströmungsarten Längsströmung und Talströmung mit jeweils unterschiedlicher Gewichtung ihrer Anteile ergibt. Mit kleinerer Re_h -Zahl überwiegt immer mehr die Längskomponente, bis bei extrem kleinen Re_h -Zahlen – die in dieser Arbeit nicht mehr behandelt werden können – sich nur noch eine reine Längsströmung ausbildet. Bei größeren Re_h -Zahlen und turbulenten Strömungen werden in vorangegangenen Arbeiten die drei Strömungstypen Kanal-, Längs- und Mischströmung nachgewiesen. Bei kleineren Re_h -Zahlen und laminarer Strömung resultiert aus der Überlagerung von Längs- und Kanalströmung der neue Strömungstyp der Sinusströmung, bei der die Amplitude der Sinusströmung mit zunehmender Re_h -Zahl immer kleiner wird, bis sich bei ausgebildeter laminarer Strömung die reine Längsströmung einstellt. Grundsätzlich tritt diese Sinusströmung auch bei der Kanalströmung (Zick-Zack-Strömung) bei hohen Re_h -Zahlen auf. In der Scherfläche zwischen oberer und unterer Platte tritt ein kleiner Fluidteil von der einen zur anderen Platte über. Dieser Anteil ist dort aber so klein, dass er bei der endlichen Breite der bislang untersuchten Platten praktisch keine Rolle spielt. In der Mitte des Strömungskanals zwischen Ober- und Unterplatte, dem Mittelbereich der Platte, herrscht stets die Längsströmung, in den Tälern der Prägung stets die Tal- bzw. Kanalströmung vor. Für die Verarbeitung viskoser Medien hat sich gezeigt, dass ein hoher Anteil der Längsströmung anzustreben ist. Durch die Variation der Geometrieparameter der Plattenstrukturen, nämlich die dimensionslose Wellenlänge λ/a , der Anströmwinkel φ und der dimensionslose Abstand der Umkehrpunkte x/λ^* , kann der für diese Aufgabe technisch interessante Bereich identifiziert und vollständig abgedeckt werden. Das Fluid folgt dem jeweiligen Strömungskanal, der durch die Plattenprägung

vorgegeben wird. Aufgrund der Oberflächenwellung und der daraus resultierenden Querschnittsverengungen im Nahbereich der Berührungspunkte der Platten bei gekreuzter Anordnung (sog. Auflagepunkte) wird das Fluid geringfügig beschleunigt bzw. abgebremst. Aufgrund der dort vorliegenden reinen Scher- und Dehnströmungen entstehen Regionen hohen bzw. niedrigen Stoffübergangs. Ein direktes Vermischen der einzelnen Scherschichten findet durch diese Fluiddeformation nicht statt. Ein erhöhter Wärme- und Stofftransport ist die Folge, wenn in der Scher- und Dehnströmung der Temperatur- bzw. Konzentrationsgradient über Umlagerungsvorgänge lokal erhöht wird.

Mit einer Messmethode konvektiver Stoffübertragung auf der Basis von Chemisorption des Acidol-Blau-Farbstoffs werden die örtlichen übergegangenen Stoffmengen sichtbar gemacht und quantifiziert. Daraus lassen sich Rückschlüsse auf die wandnahen Grenzschichtströmungen ziehen. Mit Hilfe eines funktionellen Zusammenhanges zwischen Belegungsdichte und Remission lassen sich lokale Stoffübergangskoeffizienten bestimmen. Der hierzu benötigte Diffusionskoeffizient des Farbstoffs im verwendeten Versuchsmedium wird mit unterschiedlichen Untersuchungsmethoden und -verfahren bestimmt. Die Messungen ergeben, dass die jeweils vorliegenden überlagerten Strömungsformen (Kanal- und Längsströmung) je nach Scher- und Dehnströmung einen deutlichen Einfluss auf den Stoffübergang haben können. Diese Erkenntnis spielt besonders im laminaren Bereich eine wichtige Rolle, weil dort aufgrund fehlender Turbulenz keine Umverteilungsvorgänge stattfinden. Das besondere Strömungsverhalten der beiden Grundströmungsarten lassen einen homogenen Stoffübergang im laminaren Bereich nur begrenzt zu, wie die Berechnungen der Variationskoeffizienten der lokalen Sh_x -Werte zu den integralen Sh_m -Werten zeigen.

Die zugeordneten Druckverlustmessungen beweisen, dass Strukturen mit höherem Stoffübergang in der Regel höhere Druckverluste aufweisen. Der Plattenprägung kommt eine dominante Rolle zu. Mit Hilfe hybrider Plattenanordnungen kann der Druckverlust reduziert werden, was dann allerdings zu einer deutlich niedrigeren Stoffübertragung führt.

Umfangreiche Simulationsuntersuchungen werden mit dem kommerziellen Strömungssimulationsprogramm ANSYS-CFX durchgeführt. Um eine Berechnung von lokalen Sh_x -Werten zu ermöglichen, wird das physikalische Modell der Grenzschichttheorie in ANSYS-CFX implementiert. Mit dem implementierten Stoffübergangsmodell können ebenfalls die zuvor experimentell bestimmten Kenngrößen sehr gut theoretisch berechnet werden. Dadurch wird in Zukunft eine erhebliche Reduktion des experimentellen Aufwands ermöglicht, der bislang zeit- und kostenintensiv ist.

Für weitere Forschungstätigkeiten auf diesem Gebiet sind Arbeiten über den Einfluss der Viskosität von größerem Interesse. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf newtonsche Fluide. Da Lebensmittel häufig ein nicht-newtonsches Fließverhalten aufwei-

sen, kann die Verwendung eines nicht-newtonschen Rheologiemodells für die lebensmittelverarbeitende Industrie hier neue Aussagen liefern. Besonders bei scherverdünnenden Medien sind hier erhebliche Verbesserungen im Stoff- und Wärmeübergang zu erwarten.

1 Einleitung

Die Erwärmung, die Kühlung, die Pasteurisierung und die Sterilisierung von Lebensmitteln sind sowohl in der Produktion als auch in der Weiterverarbeitung gängige Wärmebehandlungsverfahren. Das Ziel dieser Wärmebehandlungsprozesse ist die Reduktion der im Produkt vorhandenen unerwünschten Mikroorganismen, um die anzugebende Haltbarkeit möglichst ohne eine Qualitätsminderung gewährleisten zu können /1/. Ferner muss sichergestellt werden, dass die jeweils lebensmittelspezifischen Prozesstemperaturen eingehalten werden. Bereits geringe lokale Temperaturerhöhungen können das Fouling (unerwünschte Ablagerungen von Inhaltsstoffen) beschleunigen, temperaturempfindliche Lebensmittel geschmacklich verändern oder sogar die Produktion vollständig zum Stillstand bringen.

Zur Umsetzung dieser Aufgaben werden Wärmeübertrager unterschiedlicher Konstruktionsprinzipien eingesetzt. Ein Wärmeübertrager ist ein Apparat, der von zwei oder mehreren fluiden Medien unterschiedlicher Temperaturen durchströmt wird. Aufgrund des unterschiedlichen Temperaturniveaus der Teilströme kann Energie in Form von Wärme übertragen werden. Dieser Wärmeübergang geschieht bei indirekter Wärmeübertragung durch Konvektion und Wärmeleitung.

Alle Wärmebehandlungsverfahren sind je nach verwendetem Wärmeübertragertyp mit entsprechenden Energiekosten verbunden. Deswegen fordert die Industrie Wärmeübertrager mit einem maximalen Wärmeübergang, einem minimalen Druckverlust, großen Durchsatzmengen, einer hohen Leistungsdichte bei geringer Baugröße, niedrigen Investitionskosten, einem guten Verweilzeitverhalten, einem homogenen Mischverhalten und hohen Standzeiten. Aus der Vielzahl der einsetzbaren Wärmeübertragungssysteme sind Plattenwärmeübertrager (PWÜ) in gekreuzter Anordnung für die zuvor genannten Anforderungen eine vielgewählte Alternative, wenn dünnflüssige Medien bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten verarbeitet werden.

Allerdings werden in der Nahrungsmittelindustrie häufig viskose bis hochviskose und mit Feststoffen beladene Produkte mit häufig nicht-newtonschem Verhalten verarbeitet (z.B. Fruchtsäfte mit Fruchtfleisch, Schokolade, Flüssigei, Joghurt, Ketchup, Pasten, Quark, Senf uvm.), sodass die Prozesse dann bei relativ niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten stattfinden.

Der Wärmetransport in diesem Geschwindigkeitsbereich führt einerseits zu kleinen Wärmeübergangszahlen und andererseits zu einem ungünstigen Verweilzeitverhalten, wenn lediglich eine eindimensionale Strömung in den Apparaten vorliegt. Hier können dann nur Transportvorgänge durch Diffusion (Braunsche Molekülbewegung) und Wär-

meileitung zu einem Ausgleichsvorgang zwischen der Wand- und Kernströmung beitragen [2/, 3/].

Das bereits erwähnte Fouling stellt ein weiteres Problem dar, weil dadurch die Wärmeübergangsleistung des Apparates gesenkt wird [4/, 5/]. Aufgrund der fehlenden homogenisierenden Wirkung der Turbulenz werden diese Foulingeffekte bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten gefördert. Da die genaue Vorhersage von Foulingeffekten nur begrenzt möglich ist, werden vorwiegend bei Röhrenwärmeübertragern z.B. Flächenreserven eingeplant, um bei zunehmendem Fouling noch einen ausreichenden Wärmeübergang gewährleisten zu können. Diese Überdimensionierungen der Röhrenapparate sind jedoch nicht nur mit höheren Investitionskosten verbunden, sondern sie intensivieren das Fouling, da größere Strömungsquerschnitte zu kleineren Strömungsgeschwindigkeiten führen und damit das Fouling beschleunigen. Bei der Auslegung von PWÜs spielen diese Flächenreserven eine untergeordnete Rolle [6/, weil der Strömungsspalt eng und damit die Wandschubspannung höher ist, was dem Fouling entgegenwirkt. Der finanzielle Schaden durch Fouling in der Lebensmittelproduktion wird mit 4,2 – 10 Mrd. US-Dollar pro Jahr angegeben [7/.

Die grundlegende Aufgabe der Wärmeübertragerentwicklung ist, bei gleichbleibendem Leistungseintrag den Wärmeübergang in Wärmeübertragern zu erhöhen [8/. Die Zerstörung bzw. die Reduktion der hemmenden laminaren Grenzschicht ist nach [9/, 10/] mit Hilfe zweier unterschiedlicher Ansätze möglich:

- Aktiv: Die Induzierung von Strömungsinstabilitäten oder Sekundärströmungen
- Passiv: Die Vergrößerung der Oberfläche bzw. die Erhöhung der Oberflächenrauigkeiten; Letzteres entfällt in hochviskosen Strömungen.

Untersuchungen an gekrümmten Rohren zeigen, dass im Bereich kleiner Strömungsgeschwindigkeiten durch Sekundärströmungen eine Steigerung des Wärmeübergangs erzielt werden kann [10/, 11/, 12/, 13/]. Der Grund hierfür ist die Ausbildung von so genannten Dean-Wirbeln, die im Vergleich zur Diffusion einen schnelleren Austausch zwischen der Wand- und der Kernströmung ermöglichen. Infolge einer inhomogenen axialen Geschwindigkeitsverteilung der Fluidelemente treten in der Zentrifugalkraft Unterschiede auf, die zu Wirbelanregungen führen [14/; diese Sekundärströmung ist jedoch mit einem höheren Druckverlust verbunden. Die Dean-Wirbel sind daher eine Folge von Strömungsvorgängen beim Übergang von laminar zu turbulent und treten nur in einem sehr engen, relativ hohen Geschwindigkeitsbereich auf, der weit höher liegt als in viskosen Medien möglich ist. PWÜs kombinieren diese beiden Ansätze und ermöglichen eine Vergrößerung der Oberfläche. Zugleich können die Strömungsumlenkungen zwischen gewellten Oberflächen zu einer Intensivierung des Wärme- und Stoffübergangs, des Mischverhaltens und einer Verbesserung des Verweilzeitverhaltens führen. Durch die gezielte Vorgabe der Oberflächenstrukturen soll die Strömung von der Wand

in die Kernströmung und umgekehrt umgelenkt werden. Dadurch wird die Strömung beschleunigt und wieder verzögert, was die Transportvorgänge innerhalb des Fluids intensiviert. Dadurch lassen sich zugleich die Foulinganfälligkeit einer Wärmeübertragerplatte reduzieren und erhöhte Standzeiten erreichen.

Dennoch liegen über diese Strömungsvorgänge für viskose Medien bislang völlig unzureichende Informationen vor. Daher soll die vorliegende Arbeit einen Beitrag für das bessere Verständnis der Strömungsvorgänge in viskosen Medien in gekreuzten Strukturen von Plattenwärmeübertragern leisten.

2 Stand von Forschung und Technik

2.1 Plattenwärmeübertrager (PWÜ)

2.1.1 Aufbau und Plattenanordnungen

Den Hauptteil eines PWÜs bildet das Paket aus profilierten Blechplatten, die an den Enden eingestanzte Öffnungen haben und nach außen hin mit hochwärmebeständigen Dichtungen (Nitrilbutadien-Kautschuk (NBR), Ethylenpropylen-Dien-Kautschuk (EPDM), Viton Silikon, Neopren, Polytetrafluorethen (PTFE), Graphit und Hartdichtungswerkstoffe) abgedichtet sind. Das Plattenpaket wird in einem Gestell zwischen einer feststehenden Grundplatte und einer beweglichen Druckplatte zusammengepresst. Der Pressdruck wird mit Hilfe von Spannschrauben aufgebracht und so gewählt, dass die Platten gleichmäßig auf den vorgesehenen Druckpunkten aufliegen. Der zwischen den Platten verbleibende Spalt bildet den Strömungskanal für das durchfließende Medium (Abbildung 2.1).

- 1) Gestellkopf mit Anschlüssen
- 2) Anfangsplatte
- 3) Wärmeübertragerplatte links
- 4) Wärmeübertragerplatte rechts
- 5) Plattenpaket
- 6) Schaltplatte links
- 7) Schaltplatte rechts
- 8) Beweglicher Deckel
- 9) Tragwelle oben
- 10) Stütze
- 11) Tragwelle unten
- 12) Spannschraube

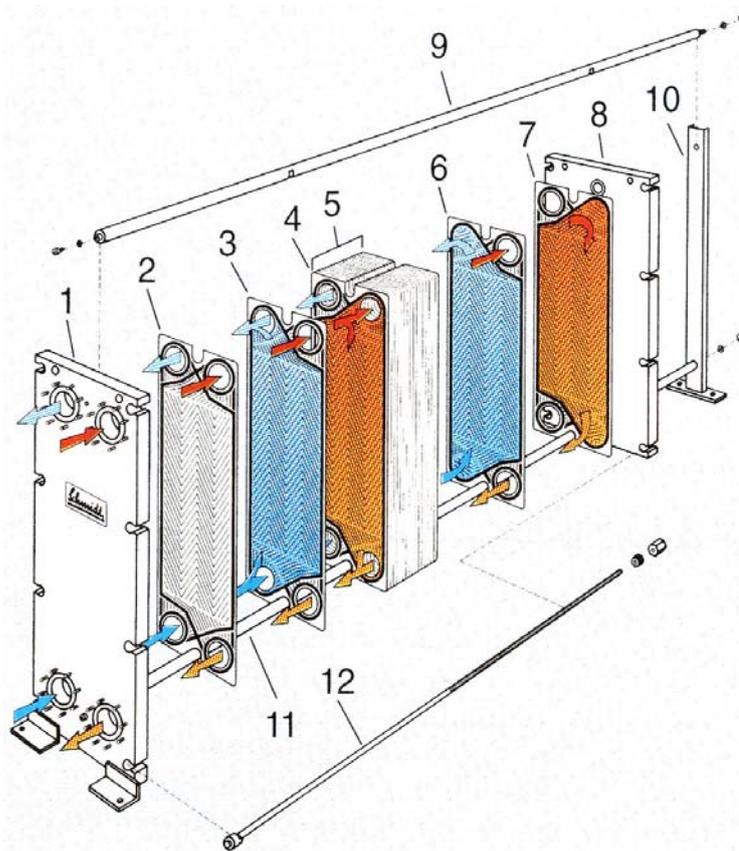


Abbildung 2.1: Explosionsdarstellung eines Plattenwärmeübertragers /15/

Das Herzstück eines Plattenwärmeübertragers stellt die Wärmeübertragerplatte dar. Im Allgemeinen werden die Platten aus dünnem korrosionsbeständigem Blech geprägt. Hierbei finden in der Lebensmittelindustrie vor allem austenitische Edelstähle Verwendung. Üblicherweise werden Blechstärken von 0,4 bis 1,1 mm verarbeitet /15/.

Die Platte selbst kann in folgende fünf Bereiche unterteilt werden (Abbildung 2.2):

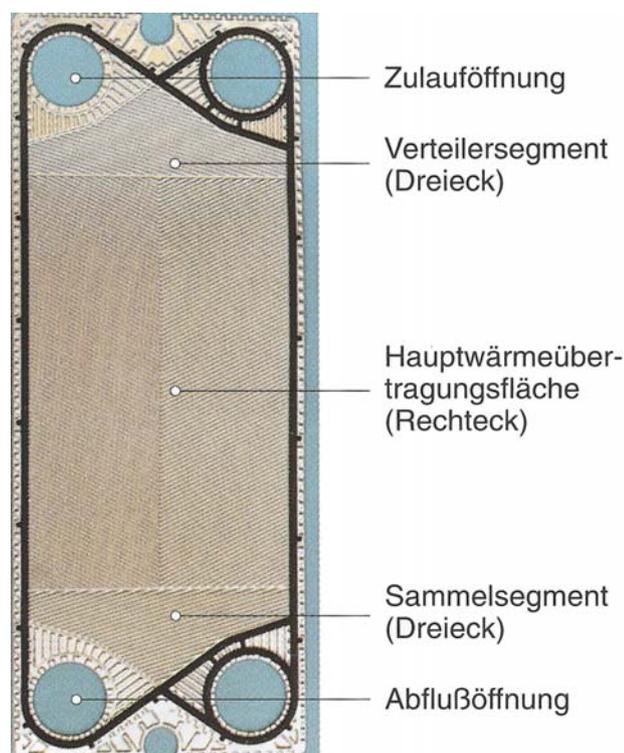


Abbildung 2.2: Aufbau einer Wärmeübertragerplatte /15/

Die Oberflächenstruktur der Hauptwärmeübertragungsfläche kann durch nachstehende Geometrieparameter charakterisiert werden:

- Form der Oberflächenwellung (Sinus, Trapez, Dreieck...)
- Länge L und Breite B der Struktur
- Amplitude a der Oberflächenwellung bzw. Prägertiefe der Platte
- Wellenlänge λ der Oberflächenwellung
- Anstell- oder Anströmwinkel φ , der die Ausrichtung der Oberflächenwellung zur Strömungsrichtung festlegt.
- Spaltweite s_i

Je nach Plattenanordnung kann eine Vielzahl von Schaltungsmöglichkeiten erreicht werden. Die Platten können eine ineinander liegende Anordnung aufweisen (so genann-

te Freistromplatten), d.h. ein „Berg“ der oberen Platte liegt in einem „Tal“ der unteren Platte und umgekehrt (Abbildung 2.3).

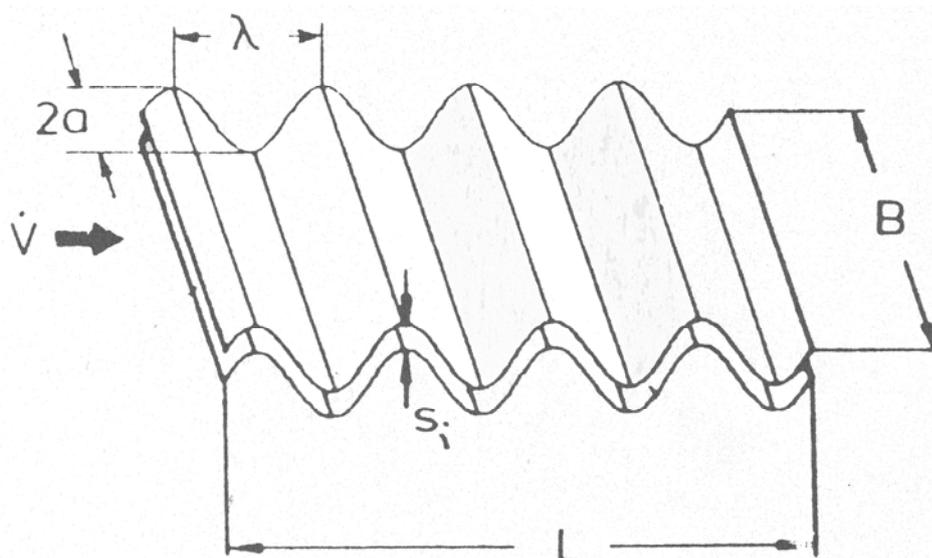


Abbildung 2.3: Ineinander liegende Anordnung

Hierbei tritt die Spaltweite s_i als Geometrieparameter auf. Dieses Konstruktionsprinzip wird heutzutage vorwiegend zur Verarbeitung mit Feststoffen beladener oder höher viskoser Flüssigkeiten eingesetzt [16/, /17/]. Aufgrund fehlender Auflagepunkte sind diese Wärmeübertrager nur für geringe Flüssigkeitsdrücke geeignet (ca. 6 – 10 bar).

Bei der gekreuzten Anordnung (Abbildung 2.4) berühren sich die geprägten Oberflächenstrukturen der beiden Platten lediglich in den Auflagepunkten, dazwischen entstehen Strömungskanäle. Die Amplitude a der Plattenprägung legt die Spalthöhe fest. Wegen des hohen Aufwandes bei der industriellen Herstellung neuer Prägeformen für Plattenwärmeübertrager ist es vorteilhaft, verschiedene bereits vorhandene Prägegeometrien miteinander zu kombinieren. Damit lassen sich in einfacher Weise neue Strukturen mit modifizierten Strömungsvorgängen erzeugen, die hinsichtlich Wärme- bzw. Stoffübergang und Druckverlust im Hinblick auf die gekreuzte Anordnung zu anderen Werten führen. Deswegen werden häufig Platten als Hybride untereinander kombiniert, die bei gleicher Wellenlänge λ unterschiedliche Anstellwinkel φ haben. Prinzipiell lassen sich hybride Anordnungen durch Kombinationen von Platten mit unterschiedlichem Anstellwinkel φ und/ oder unterschiedlicher Amplitude a und/ oder unterschiedlicher Wellenlänge λ herstellen. Solche Hybride können im Rahmen dieser Arbeit nur in einem sehr begrenzten Rahmen untersucht werden, da bereits die Untersuchung von Nicht-Hybriden extrem aufwendig ist.

Plattenkombinationen, bei denen diese Parameter bei beiden Platten des Plattenpaares gleich sind, bilden die gekreuzte Anordnung. Daher kann die gekreuzte Anordnung als ein Sonderfall der hybriden Schaltung angesehen werden.

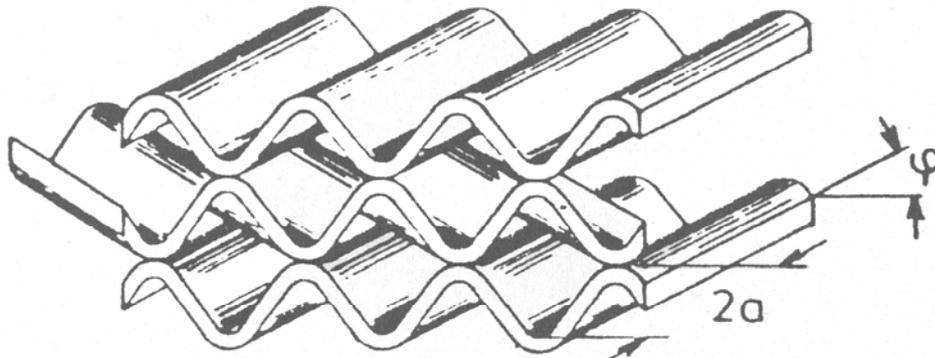


Abbildung 2.4: Gekreuzte Anordnung

Beim Prägevorgang der Platten fließt der Plattenwerkstoff in Richtung des Anstellwinkels, die Platte ist dann nach dem Prägevorgang nicht mehr eben. Um eine möglichst ebene Platte herzustellen, werden je nach Plattenbreite ein oder mehrere Umkehrpunkte vorgesehen, so dass ein sogenanntes Fischgrätenmuster entsteht (vgl. durchgezogene Linie in Abbildung 2.5).

In der gekreuzten Anordnung können die Umkehrpunkte in der Mitte der Platte ebenfalls einen gewissen Abstand zueinander haben, dies kommt im dimensionslosen Plattenabstand $x/\lambda^* \neq 0$ zum Ausdruck. Werden die Platten um $\lambda^* = \lambda / \cos(\varphi)$ in x-Richtung verschoben, so liegen die Umkehrpunkte der beiden gegenüberliegenden Platten aufeinander.

Bei $x/\lambda^* = 0,5$ liegen die Umkehrpunkte der einen Platte mittig zwischen den Umkehrpunkten der gegenüberliegenden Platte.

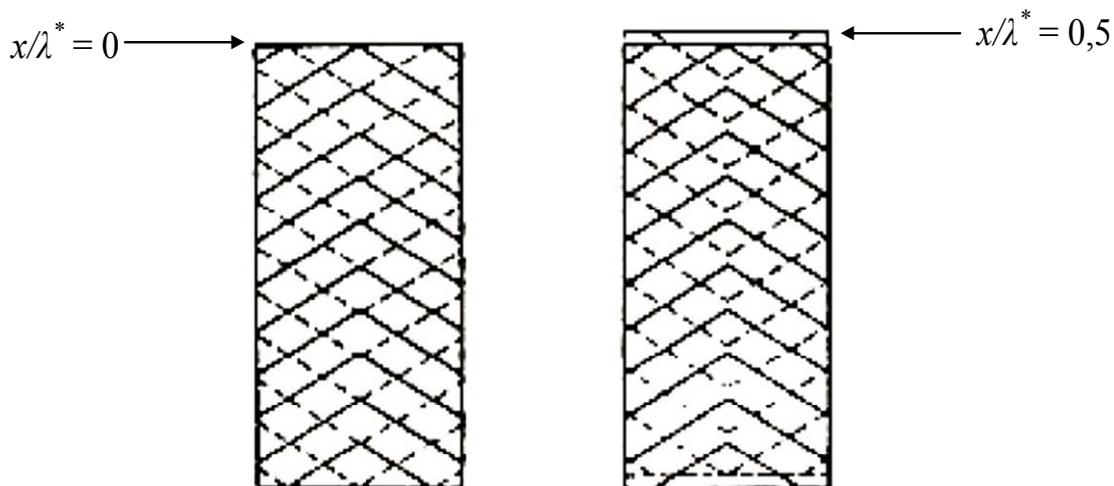


Abbildung 2.5: Gekreuzte Anordnung mit deckenden ($x/\lambda^* = 0$) und verschobenen ($x/\lambda^* = 0,5$) Umkehrpunkten

In turbulenten Strömungen verhindern Umkehrpunkte einen Fluidtransport über die Umkehrpunkte hinaus; es entstehen zwei getrennte Strömungsbereiche links und rechts der Umkehrpunkte. Sind jedoch die Umkehrpunkte um $x/\lambda^* = 0,5$ verschoben, dann ist die Linie der Umkehrpunkte voll durchlässig.

Ferner treten bei den gekreuzten Plattenanordnungen die Begriffe der thermodynamisch harten und der thermodynamisch weichen Platten auf. Eine thermodynamisch harte Platte hat einen kleinen Anströmwinkel, eine kleine Prägertiefe und eine kleine Wellenlänge. Diese Platten weisen einen hohen Turbulenzgrad, einen hohen Wärmeübergangskoeffizienten, eine kleine Wärmeübertragungsfläche und einen hohen Druckverlust auf. Eine thermodynamisch weiche Platte weist einen großen Anströmwinkel, eine große Prägertiefe und eine große Wellenlänge auf, was zu einem niedrigen Druckverlust führt. Daher stellen sich ein geringerer Turbulenzgrad, ein niedrigerer Wärmeübergangskoeffizient, eine größere Wärmeübertragungsfläche und ein geringerer Druckverlust ein /15/.

Bei der Strömungsführung kann der Plattenapparat sowohl im Gleichstrom als auch im Gegenstrom betrieben werden. Der maximale Betriebsdruck für gedichtete Apparaturen mit gekreuzter Plattenanordnung liegt normalerweise bei rund 25 - 30 bar und damit deutlich höher als bei den Freistromplatten /15/.

Mit den oben genannten Parametern kann das thermodynamische Verhalten einer Platte an die jeweilige Wärmeübertragungsaufgabe angepasst werden. Aber wegen der sehr hohen Fertigungskosten der Prägwerkzeuge für eine Platte wird versucht, die Zahl der

Werkzeuge möglichst klein zu halten und dafür Kompromisse beim thermodynamischen Verhalten einzugehen. Dies führt nicht nur zu ungünstigen thermodynamischen Wirkungsgraden, sondern auch insbesondere in der Lebensmittelindustrie zu Abstrichen hinsichtlich einer optimalen Qualität.

Die in der Industrie umgesetzten Prägetiefen liegen derzeit zwischen 1,7 – 6 mm, die Wellenlängen zwischen 5 – 20 mm und bei den Anströmwinkeln zwischen 20 – 70° /15/.

2.1.2 Geometrische Beziehungen

Zur mathematischen Charakterisierung der Oberflächenstruktur regelmäßiger, symmetrisch gewellter Kanäle in gekreuzter Anordnung ohne lichten Abstand zwischen den Auflagepunkten können folgende geometrische Größen und Beziehungen herangezogen werden.

In den Arbeiten [18/, /19/] wird dargelegt, dass die volumetrische Definition des hydraulischen Durchmessers d_h für die Beschreibung komplexer Kanalgeometrien mit Querschnittsänderungen in Strömungsrichtung am sinnvollsten ist:

$$d_h = \frac{4 \cdot V}{O} \quad (2.1)$$

Der Parameter V beschreibt das durchströmte Volumen eines Kanals und O dessen benetzte Oberfläche.

Mit Gleichung (2.1) und den Beziehungen zwischen Volumen und Oberfläche lässt sich für eine hybride Anordnung ohne lichten Spalt die Beziehung

$$d_h = \frac{4 \cdot (a_1 + a_2)}{k_{f1} + k_{f2} + 2 \cdot \left(\frac{a_1}{B} + \frac{a_2}{B} \right)} \quad (2.2)$$

mit den Flächenvergrößerungsfaktoren k_{f1} und k_{f2} , a_1 und a_2 als Plattenamplituden und B als Plattenbreite herleiten /20/.

Für den Sonderfall der gekreuzten Anordnung vereinfacht sich Gleichung (2.2) folgendermaßen:

$$d_h = \frac{4 \cdot a_1}{k_{f1} + 2 \cdot \frac{a_1}{B}} \quad (2.3)$$

Der Flächenvergrößerungsfaktor k_{f1} kann bei bekannter Oberflächenstruktur mit Hilfe eines Oberflächenintegrals berechnet werden.

Er ist wie folgt definiert:

$$k_f = \frac{A'}{A} \quad (2.4)$$

Gemäß obiger Definition beschreibt k_f das Verhältnis der abgewickelten Oberfläche A' (effektive wärme- bzw. stoffübertragende Oberfläche) zur projizierten Grundfläche A der gewellten Plattenstruktur. Der Anstellwinkel φ hat keinen Einfluss auf k_f /18/.

Eine weitere Definition einer charakteristischen Bezugslänge stellt der äquivalente Durchmesser d_E dar /21/. Diese Größe beschreibt den doppelten mittleren Abstand zweier Platten:

$$d_E = 2 \cdot (a_1 + a_2 + s) \quad (2.5)$$

Im vorliegenden Fall der gekreuzten Anordnung vereinfacht sich d_E wie folgt:

$$d_E = 4 \cdot a \quad (2.6)$$

Der Vorteil dieser Definition besteht darin, dass gleiche Strömungsgeschwindigkeiten den gleichen Massenstrom \dot{M}_E bewirken, wenn Strukturen mit gleicher Oberflächenamplitude a zu vergleichen sind; dieser Sachverhalt geht aus der Definition der Reynoldszahl hervor (Gleichung (2.21)).

Da aber d_E weder die Oberflächenvergrößerung k_f noch die endliche Plattenbreite B berücksichtigt, wird in der vorliegenden Arbeit einheitlich die volumetrische Definition des hydraulischen Durchmessers d_h verwendet.

Im Allgemeinen ist es bei laminaren Kanalströmungen nicht möglich, eine einheitliche Beziehung für beliebige Kanalquerschnitte anzugeben. Am Beispiel des Rechteckkanals lässt sich diese Aussage bestätigen. Die Lösung der Potentialgleichung des Geschwindigkeitsprofils hängt von der Geometrie ab, so dass zur eindeutigen Festlegung des gesuchten Profils zwei Längenangaben notwendig sind (z.B. die Seitenlänge und das Seitenverhältnis). Eine Veranlassung zur Einführung von d_h besteht daher formal nicht, aber der praktische Vorteil einer eindeutig charakterisierten und festgelegten Bezugslänge liegt in der besseren Vergleichbarkeit der Ergebnisse /22/.

Um einen Vergleich zwischen verschiedenen Strukturen durchführen zu können, werden die dimensionslose Wellenlänge λ/a (Wellenlängelänge λ zur Amplitude a) und der dimensionslose Abstand der Umkehrpunkte x/λ^* (Abstand x der Umkehrpunkte zum projizierten Abstand λ^* der Umkehrpunkte) als weitere Parameter eingeführt.

In Abhängigkeit des Winkels φ , der Plattenbreite B und der Phasenverschiebung x/λ^* zweier aufeinander liegender Platten bilden sich am Plattenrand vollständige oder un-

vollständige Randkanäle. Diese Randkanäle haben im turbulenten Bereich einen erheblichen Einfluss auf den Druckverlust. Bei gegebener Breite B und Wellenlänge λ ist der Winkel φ daher nicht mehr frei wählbar und unterliegt folgender Beziehung:

$$\varphi = \arcsin\left(n_q \cdot \frac{\lambda}{B}\right) \quad (2.7)$$

Der Parameter n_q beschreibt die Anzahl der gebildeten Rauten in einer Reihe quer zur Strömungsrichtung ($n_q = 0,5; 1,5; 2; \dots$). Ein Vergleich unterschiedlicher dimensionsloser Wellenlängen und Breiten ist bei gleichen Winkeln nicht mehr möglich /18/.

2.2 Druckverlust, Wärme- und Stoffübergang

Einen guten Überblick über verschiedene Wärmeübertragungstypen und deren Berechnung geben Martin /23/ und Wagner /24/.

Wegen des sehr hohen Aufwandes einer experimentellen Analyse von PWÜs werden von der Industrie Forschungsergebnisse in der Regel nicht veröffentlicht.

In diesem Abschnitt werden einfachheitshalber bereits dimensionslose Kennzahlen (Re , Pr , Nu , usw.) verwendet, deren Definitionen und Erläuterungen erst in Abschnitt 2.3.2 angeführt werden.

Seit den 70er Jahren des 20. Jahrhunderts befassen sich Wissenschaftler zunehmend mit der Erforschung der komplexen Strömungsvorgänge in den engen Plattenfließspalten eines PWÜs /25/. Gründe für diese Entwicklung sind die verschärften Wirtschaftsbedingungen auf den globalen Märkten, die Schonung knapper werdender Ressourcen und ein gesteigertes Umweltbewusstsein.

In einer Reihe von Forschungsgruppen ist der Einfluss der Prägeform [/26/, /27/, /28/, /29/, /30/, /31/], der Einfluss des Anstellwinkels φ [/21/, /32/], der Einfluss des Breiten-Höhenverhältnisses /20/ und der Einfluss des lichten Spaltes auf den Wärmeübergang /16/ untersucht worden. In den einzelnen Studien werden die Einflüsse der geometrischen Parameter auf die Nußelt-Zahl (Nu) bzw. Sherwood-Zahl (Sh) in Abhängigkeit der Reynoldszahl (Re) und der Prandtlzahl (Pr) analysiert, um dimensionslose Korrelationen für den Wärmeübergang aufzustellen. Vorwiegend sind Luft und Wasser als Versuchsmedien verwendet worden.

Janßen /33/ schlägt vor, dass die Wärmedurchgangskoeffizienten direkt am Wärmeübertrager im Experiment zu ermitteln wären und mit Hilfe der Kennzahlen beider Fluide und Strömungskanäle beschrieben werden müssten. Eine Verbesserung bestehender Nußeltgleichungen über die Berechnung mittlerer Wärmeübergangskoeffizienten findet er wenig sinnvoll, weil diese Methode zu prinzipiellen Fehlern führen würde, wie er in

seiner Arbeit darlegt. Deswegen haben Geiser /18/ und Zimmerer /19/ örtliche Untersuchungen durchgeführt, mit denen sich die PWÜs gezielt verbessern lassen.

Der Einfluss der Geometrie (Anströmwinkel φ , dimensionslose Wellenlänge λ/a) auf die Strömungsvorgänge ist ausführlich von [18/, /19/] u. a. bei $Re_h = 2000$ untersucht worden. So ist bei einem großen λ/a -Verhältnis und einem kleinem φ der Wärmeübergang nicht homogen, weil das Fluid lediglich eine Längskomponente und keine Breitenkomponente besitzt. Die Strömung fließt im Tal einer Platte in eine Raute hinein und verlässt diese im Tal der zweiten Platte des Strömungskanals; dieser Vorgang wiederholt sich stets. So entstehen spiralförmige Zöpfe in Längsrichtung der Platte (Korkenzieher- bzw. Längsströmung), die durch die Kreuzungspunkte zweier benachbarter Rautenreihen begrenzt werden; dadurch wird das Fluid beschleunigt bzw. verlangsamt. Aufgrund dieser Strömungsform findet auch nahezu keine Vermischung über die Rautenreihen hinweg statt. Bei einem kleinen λ/a -Verhältnis und einem großen φ ist die Strömung über die Platte hinweg ebenfalls inhomogen. Das Medium strömt im Tal eines Plattenkanals bis zur begrenzenden Wand des Plattenwärmeübertragers, wird dort in die zweite Platte gezwungen und fließt abermals in einem Tal dieser Platte quer über die gesamte Plattenbreite. Diese Strömung hat somit nur eine Breitenkomponente (Kanalströmung). Eine Kombination von Korkenzieher- und Kanalströmung führt zur so genannten Mischströmung, die bei einem mittleren λ/a -Verhältnis und bei einem mittleren φ auftritt. Die Strömung im Plattenspalt ist hierbei über die gesamte Platte sehr homogen.

In Abbildung 2.6 sind die Grundströmungsarten für die gekreuzte Plattenkonfiguration mit deckenden Umkehrpunkten exemplarisch dargestellt.

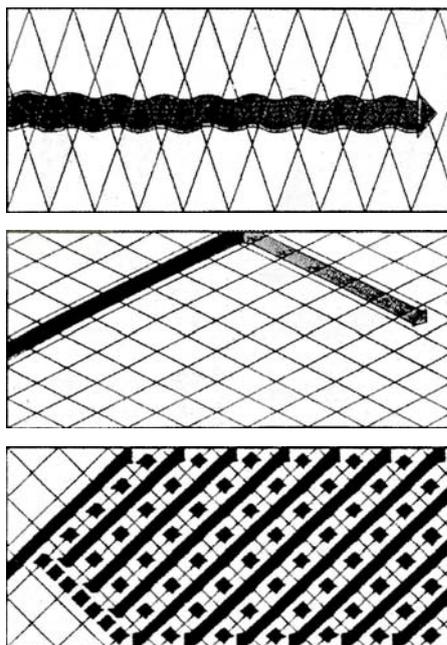


Abbildung 2.6: Darstellung der Grundströmungsarten in PWÜs;
oben: Längsströmung, mittig: Kanalströmung, unten: Mischströmung

Abbildung 2.7 verdeutlicht auf einfache Weise den allgemeinen Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit w [m/s] sowohl auf den Wärmeübergangskoeffizienten α [W/Km²] als auch auf den Druckverlust Δp [Pa]. Diese Abbildung ist allerdings in dieser Form zu einfach. Sie berücksichtigt nämlich nicht, dass die Funktionen in laminaren und turbulenten Strömungen unterschiedlich sind. Auch der Anwendungsbereich ist nicht korrekt, da z.B. die hochviskosen Medien in der Lebensmittelindustrie zwangsweise zu sehr kleinen Strömungsgeschwindigkeiten führen, die Gegenstand dieser Arbeit sind.

Auch zu größeren Geschwindigkeiten lässt sich keine Obergrenze definieren, da z.B. die Geschwindigkeit für Wärmeübertrager in Kraftfahrzeugen von deren Fahrgeschwindigkeit und nicht von den technisch günstigen Vorgaben abhängt.

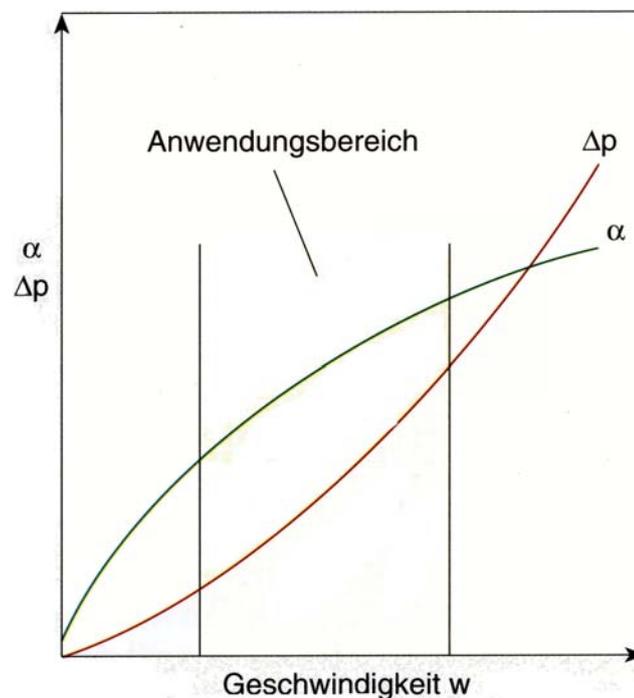


Abbildung 2.7: Allgemeine Abhängigkeit des Druckverlustes Δp und des α -Wertes von der Geschwindigkeit w in einem PWÜ /15/

Da eine gewünschte Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten meist mit einer unerwünschten Erhöhung des Druckverlustes einhergeht, kommt dem durch die eingesetzte Plattenprägung hervorgerufenen Druckverlust eine besondere Bedeutung zu. Zur Bestimmung eines optimalen Anwendungsbereiches in Abhängigkeit der jeweiligen Plattenprägung ist daher ebenso eine Vielzahl von Untersuchungen durchgeführt worden. Als Beispiele seien die Arbeiten [/18/, /34/, /35/, /36/, /37/, /38/] angeführt.

Ausgehend vom L ev eque-Strömungsmodell, welches oftmals nicht die komplizierten Strömungsvorgänge in einem PW  abbilden kann, leitet Martin /37/ Gleichung (2.8) für den Druckverlustbeiwert ζ her.

Sie weist große Ähnlichkeit mit der Berechnung des Gesamtwiderstandes in einer Parallelschaltung der Elektronik aus Einzelwiderständen auf.

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta}} = \frac{\cos \varphi}{\sqrt{b \cdot \tan \varphi + c \cdot \sin \varphi + \frac{\zeta_0}{\cos \varphi}}} + \frac{1 - \cos \varphi}{\sqrt{\zeta_1}} \quad (2.8)$$

Für den laminaren Fall gelten für Gleichung (2.8) die nachstehenden Zusammenhänge:

$$\zeta_0 = \frac{B_0}{Re}, Re < 2000 \quad (2.9)$$

$$\zeta_1 = a \cdot \zeta_{1,0} \quad (2.10)$$

$$\zeta_{1,0} = \frac{B_1}{Re} + C_1, Re < 2000 \quad (2.11)$$

Die Anpassungsparameter werden mit $B_0 = 64$, $B_1 = 597$, $C_1 = 3,85$, $a = 3,8$, $b = 0,18$ und $c = 0,36$ angegeben.

Die Gültigkeit dieser Beziehung wird von Martin für einen Anströmwinkel von $0^\circ < \varphi < 80^\circ$ und die Genauigkeit mit -50% und $+100\%$ angegeben. Diese Genauigkeiten werden durch die nicht veröffentlichten und sehr umfangreichen Arbeiten in /20/ nicht bes-tätigt.

In der üblichen Definition des Druckverlustes

$$\Delta p = \frac{1}{2} \cdot \zeta \cdot \rho \cdot w^2 \cdot \frac{L}{d_h} \quad (2.12)$$

gibt Δp den Druckabfall an der gewellten Struktur, ρ die Dichte des Fluids, w die mittlere Geschwindigkeit im Plattenspalt, L die projizierte Länge des Strömungsweges und d_h den hydraulischen Durchmesser an. Kleemann /35/ gibt für die laminare Strömung folgende Proportionalität an:

$$\Delta p \sim w^{1,1} \quad (2.13)$$

Zusammenfassend ist festzustellen, dass alle veröffentlichten Arbeiten jeweils nur einen sehr kleinen Parameterbereich umfassen, da komplexe Kanalgeometrien zu einer Vielzahl von Einflussfaktoren führen. Unter Berücksichtigung der Kombinationsm oglich-

keiten von verschiedenen Plattenprägungen (hybride Anordnung) ist der Gestaltungsfreiheit kaum eine Grenze gesetzt.

Aus den über 60 Prägungsmöglichkeiten hat sich gezeigt, dass die Sinusprägung thermodynamisch relativ günstig ist und somit heute als Basis für die meisten Wärmeübertragerstrukturen dient [15/, 39/]. Es gibt thermodynamisch günstigere Lösungen, die aber in anderen Bereichen Nachteile aufweisen. Ferner werden die Platten heute fast ausschließlich in der Form gekreuzter Profile mit Umkehrpunkten gefertigt. Die wechselnde Richtung der Prägung und der Umkehrpunkte soll nach dem Prägeprozess zu einer ebenen Platte führen, was sonst bei breiteren Platten nicht gewährleistet ist.

Die meisten Arbeiten gehen bei niederviskosen Fluiden von einem mittleren Plattenprägewinkel φ und einem mittleren dimensionslosen λ/a -Verhältnis aus, in der Annahme, dass der Wärmeübergang, der Druckverlust, das Misch- und Verweilzeitverhalten hier optimal sein sollen. Da die Herstellungskosten für neue Prägwerkzeuge sehr hoch sind, wird versucht, mit wenigen Plattentypen den vielfältigen Anforderungen der Praxis gerecht zu werden. Die spezifischen Anforderungen, z.B. in der Lebensmittelindustrie, lassen sich nicht mit solch allgemeinen Parameterangaben optimal lösen, denn das thermodynamische Optimum bedeutet nicht, dass sich damit auch ein optimales Produkt herstellen lässt.

Der in der Literatur untersuchte Reynoldszahlenbereich für PWÜs beschränkt sich auf den transitionalen bis vollturbulenten Bereich. Wobei hierbei die kritische Reynoldszahl (Re_{krit}) stark von der Plattenprägung abhängt. So gibt 18/ für eine Platte ($\lambda/a = 3,56$ und $\varphi = 69^\circ$) $Re_{krit} \approx 100$ an, für das gleiche λ/a -Verhältnis, aber $\varphi = 18^\circ$ $Re_{krit} \approx 600$. Hölsken 40/ veröffentlicht für Profile $\lambda/a = 7$ und 9 und bei einem Anströmwinkel $\varphi = 45^\circ$ eine kritische Re -Zahl von $Re_{krit} \approx 220$. Kumar 41/ identifiziert bei Anströmwinkeln von 30° bzw. 65° den laminaren Bereich unterhalb von $Re_{krit} < 10$ bzw. $Re_{krit} < 50$ und folgert aus seinen Untersuchungen, dass sich der laminare Bereich mit steigendem Anströmwinkel zu höheren Re -Zahlen verschiebt.

Wie die Ergebnisse von Gaiser 18/ und Zimmerer 19/ zeigen, kann mit dem Übergang von turbulent nach laminar auch ein Wechsel des Strömungstyps im PWÜ verbunden sein, der z.B. zu dramatischen Veränderungen im Mischverhalten führt. Alle Arbeiten zu PWÜs befassen sich mit überkritischen Re -Zahlen, über rein laminare Strömungen sind bisher im PWÜs keine systematischen Untersuchungen bekannt.

Es werden in den Veröffentlichungen [7/, 42/, 43/, 44/] Untersuchungen im laminaren Bereich für konkrete Produkte, wie z.B. Orangensaft, Milch oder Quark, in einem bestimmten Wärmeübertrager vorgestellt. Solche Untersuchungen sind interessant für einen Vergleich mit so genannten thematischen Untersuchungen, gestatten aber keine Aussagen zur Entwicklung optimaler PWÜs für diesen Bereich.

2.3 Numerische Simulation der Strömungsvorgänge, des Wärme- und Stoffübergangs

Aufgrund der zunehmenden Leistungsfähigkeit der Rechner ist die numerische Simulation als Arbeitsmethode in allen Bereichen der modernen Ingenieurwissenschaften von großer Bedeutung. Sowohl in der Forschung und Entwicklung als auch in der Praxis ist die mathematisch-physikalische Beschreibung von Maschinen, Apparaten und Anlagen eine wichtige Entscheidungshilfe für die Beurteilung der optimalen Betriebsbedingungen eines verfahrenstechnischen Prozesses.

Amano et. al /45/ hat 1985 die erste numerische Arbeit auf dem Gebiet der Plattenwärmeübertrager veröffentlicht. In dieser und weiteren Veröffentlichungen zielen die Untersuchungen auf die Bestimmung von Zielgrößen, die experimentell nur schwer oder überhaupt nicht zugänglich sind, das sind beispielsweise Wandschubspannungen, lokale Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen, Massenstromverhältnisse, Rheologie-Modelle oder Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten (α [W/Km²] und β [m/s]) [/18/, /46/, /47/, /48/, /49/, /50/, /51/].

Neben der Optimierung der Wärmeübertragerfläche ist eine bessere Auslegung der Verteilersegmente mit Hilfe moderner numerischer Strömungssimulationsprogramme (sog. *Computational fluid dynamics* (CFD)-Programme) wichtig /52/.

Trotz aller Weiterentwicklungen auf dem Gebiet der numerischen Simulation, müssen sich das Experiment und die Simulation auch weiterhin sinnvoll ergänzen, um eine optimale Anlagen-, Apparate- und Prozessentwicklung sicherzustellen. Denn während im Experiment stets die reale Physik vorhanden ist, aber die gewünschten Versuchs- und Randbedingungen häufig nicht genau genug umgesetzt werden können, ist dies bei numerischen Studien genau umgekehrt: Rand- und Anfangsbedingungen können fast beliebig vorgegeben werden, die zu lösenden Gleichungen stellen aber nur Modelle in Bezug auf die Wirklichkeit dar.

2.3.1 Theoretische Grundlagen

2.3.1.1 Geschwindigkeits-, Temperatur- und Konzentrationsprofile bei laminarer Strömung

Die Berechnung der gesuchten Druck-, Geschwindigkeits-, Konzentrations- und Temperaturfelder bei Strömungsvorgängen erfolgt durch das Lösen der strömungsmechanischen Grundgleichungen (sog. Navier-Stokes-Gleichungen), der Energiegleichung und der Konzentrationsgleichung. Diese Grundgleichungen werden aus der Bilanzierung der Gesamtmasse, des Impulses, der Energie und der Stoffmenge für ein jeweiliges ortsfestes Volumenbilanzelement abgeleitet; Grundlage hierfür ist das physikalische Erhal-

tungsprinzip. Eine genaue Herleitung der Gleichungen wird in der Literatur durchgeführt [/53/, /54/, /55/].

Wird das obige Prinzip auf die Bilanzgrößen angewandt, folgt daraus:

- **Kontinuitätsgleichung:**

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0 \quad (2.14)$$

Die Kontinuitätsgleichung fordert die Erhaltung der strömenden Masse.

- **Impulsbilanz:**

$$\rho \cdot (w_x \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_x}{\partial z}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \cdot (\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2}) + K_x \quad (2.15)$$

$$\rho \cdot (w_x \cdot \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_y}{\partial z}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \eta \cdot (\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2}) + K_y \quad (2.16)$$

$$\rho \cdot (w_x \cdot \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial w_z}{\partial z}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \cdot (\frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2}) + K_z \quad (2.17)$$

Die linke Seite der Gleichung mit der Ableitung erster Ordnung in den nichtlinearen Termen beschreibt die Wirkung der Massenträgheitskräfte. Auf der rechten Seite gehen Druck- und Reibungskräfte sowie eingepreagte Körperkräfte ein. Die Reibungskräfte werden durch die Ableitungen zweiter Ordnung mit der Viskosität η als Proportionalitätsfaktor beschrieben. Das Fluid muss ein ideal viskoses Verhalten aufweisen.

Bei der Vorgabe von Randbedingungen können die Kontinuitätsgleichung und die Impulsbilanz gelöst werden. Die Randbedingungen können feste Werte (Dirichletsche Randbedingung) oder Gradienten (Neumannsche Randbedingung) darstellen.

- **Energiebilanz:**

$$\rho \cdot c_p \cdot (w_x \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial T}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial T}{\partial z}) = \lambda \cdot (\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}) + \phi_{Diss} + S_E \quad (2.18)$$

Die linke Seite der Energiebilanz beschreibt die Temperaturänderung durch konvektiven Energietransport, der mit den Temperaturänderungen durch Wärmeleitung gleichgestellt wird.

Der Term Φ_{Diss} beschreibt die Temperaturerhöhung innerhalb des Fluids, die

durch die Reibung zwischen den einzelnen Fluidschichten hervorgerufen wird. Bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten ist Φ_{Diss} normalerweise vernachlässigbar, weil kein vermehrter Austausch zwischen einzelnen Fluidschichten stattfindet. Mit dem Term S_E werden Wärmequellen bzw. –senken infolge einer möglichen chemischen Reaktion berücksichtigt.

- **Komponentenmengenbilanz:**

$$\rho \cdot (w_x \cdot \frac{\partial n_j}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial n_j}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial n_j}{\partial z}) = \rho \cdot D \cdot (\frac{\partial^2 n_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n_j}{\partial z^2}) + S_M \quad (2.19)$$

Mit dem Fickschen Diffusionsansatz

$$\dot{m} = -\rho \cdot D \cdot (\frac{\partial n_j}{\partial x}) \quad (2.20)$$

wird die Änderung einer Stoffkomponente in einem strömenden Medium in der Materialbilanz beschrieben.

Simultan zur Energiegleichung stellen die Glieder mit den ersten Ableitungen erster Ordnung den konvektiven Stofftransport dar, die höheren Ableitungen zweiten Grades beschreiben den Stofftransport durch molekulare Diffusion. Mit dem Quellterm S_M wird der Abbau oder die Erzeugung der Komponente j berücksichtigt.

2.3.2 Dimensionslose Kennzahlen und Modellbeschreibung

Die Verwendung von dimensionslosen Kennzahlen ist bei der Beschreibung von Wärme- und Stoffübergangsproblemen üblich. Aufgrund der Ähnlichkeitstheorie haben die im vorhergehenden Abschnitt 2.3.1.1 beschriebenen Differentialgleichungen ähnliche Lösungen, wenn bestimmte dimensionslose Kennzahlen identisch sind. Dadurch ist nicht der einzelne Parameter ausschlaggebend, sondern das Verhältnis kombinierter Parameter zueinander. Dies ermöglicht trotz einer Vielzahl von Parametern (Kanalabmessungen, Strömungsgeschwindigkeiten, uvm.) eine einheitliche Beschreibung des Problems.

In der Strömungsmechanik ist die Reynolds-Zahl die wichtigste Kennzahl. Sie beschreibt das Verhältnis der Massenträgheitskräfte zu den Zähigkeitskräften einer Strömung. Die Reynolds-Zahl wird definiert zu

$$Re_h = \frac{w \cdot d_h}{\nu} \quad (2.21)$$

Die Variable w beschreibt die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids, d_h eine charakteristische geometrische Länge und ν die kinematische Viskosität.

Zur Berechnung des Stoffübergangskoeffizienten β dient die Sherwood-Zahl (Sh). In vielen Fällen ist eine Berechnungsgleichung der nachstehenden Form möglich:

$$Sh = f(Re, Sc, T, Geometrie) \quad (2.22)$$

Sh wird definiert als

$$Sh = \frac{\beta \cdot d_h}{D} \quad (2.23)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten D und wiederum einer charakteristischen geometrischen Länge d_h . Sie setzt die konvektiv übergehende Stoffmenge mit der durch Diffusion transportierten Stoffmenge ins Verhältnis.

Eine für den Stoffübergang ebenfalls wichtige Kennzahl ist die Schmidt-Zahl (Sc) aus Gleichung (2.22):

$$Sc = \frac{\nu}{D} \quad (2.24)$$

Sie wird aus dem Verhältnis von kinematischer Viskosität ν zum Diffusionskoeffizienten D des diffundierenden Stoffes gebildet. In laminarer Strömung kennzeichnet die Sc -Zahl das Verhältnis der Geschwindigkeits-Grenzschichtdicke δ zur Konzentrations-Grenzschichtdicke δ_K . Bei sehr großen Sc -Zahlen nimmt die Konzentrations-Grenzschichtdicke nur einen ganz kleinen Teil der Geschwindigkeits-Grenzschicht ein ($\delta_K \ll \delta, Sc \gg 1$) /56/.

Zur Beschreibung des Wärmeübergangs wird die so genannte Nußeltzahl (Nu) eingeführt. Sie ist der Sh -Zahl sehr ähnlich und mit dem Wärmeübergangskoeffizienten α , einer charakteristischen Länge d_h und der Wärmeleitfähigkeit λ folgendermaßen definiert:

$$Nu = f(Re, Pr, T, Geometrie) \quad (2.25)$$

bzw.

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_h}{\lambda} = \frac{d_h}{(T_w - T_m)} \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \quad (2.26)$$

Dadurch lässt sich die Nußeltzahl als dimensionslosen Temperaturgradienten senkrecht in Koordinatenrichtung n interpretieren.

Der Wärmeübergang zwischen Fluid und Festkörper findet ebenfalls in einer dünnen Grenzschicht (sog. Temperaturgrenzschicht) an der Wandoberfläche statt; auch hier treten hohe Gradienten auf. Der Wärmeübergang vom Fluid auf den Festkörper wird durch den Wärmeübergangskoeffizienten α charakterisiert,

$$\alpha(x) = \frac{\dot{q}(x)}{(T_w - T_K)} = -\frac{\lambda}{(T_w - T_K)} \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \quad (2.27)$$

mit der Wärmestromdichte $\dot{q}(x)$ und der Wand- und Kerntemperatur T_w und T_K .

Die Prandtlzahl (Pr) ist in der Wärmeübergangsrechnung ebenfalls eine wichtige Kennzahl, die wie folgt berechnet wird:

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} \quad (2.28)$$

Sie beinhaltet ebenfalls die kinematische Viskosität ν und statt des Diffusionskoeffizienten D die Temperaturleitfähigkeit a . Die Prandtl-Zahl beschreibt das Verhältnis zwischen der durch innere Reibung (Viskosität) erzeugten Wärme und der abgeführten Wärme in einer Strömung. Bei erzwungener Konvektion in laminarer Strömung drückt sie das Verhältnis zwischen der Geschwindigkeits-Grenzschichtdicke δ und der Temperatur-Grenzschichtdicke δ_T aus ($\delta_T \ll \delta$, $Pr \gg 1$) /56/.

Die so genannten Nußeltschen Potenzansätze dienen der Berechnung der oben definierten dimensionslosen Kennzahlen und werden für den Stoffübergang in der Form

$$Sh = C \cdot Re^m \cdot Sc^{n_1} \quad (2.29)$$

und für den Wärmeübergang in folgender Form

$$Nu = C \cdot Re^m \cdot Pr^{n_2} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w} \right)^r \quad (2.30)$$

geschrieben. Der Faktor C und die Potenzen n_1 bzw. n_2 und m müssen mit Hilfe des Experiments bzw. der Simulation bestimmt werden. Die Exponenten n_1 und n_2 liegen im Bereich $1/3 < n_1, n_2 < 1$, sie werden nach /53/ häufig mit $n_1, n_2 \approx 1/3$ korreliert. Sind die beiden Exponenten n_1 und n_2 gleich, können die jeweiligen Sh - bzw. Nu -Werte direkt ineinander umgerechnet werden, wie es die Lewis-Analogie postuliert [/19/, /57/, /58/]. Bei ebenen laminaren Spaltströmungen wird der Wärme- und Stoffübergang nach den Einlaufvorgängen unabhängig von der Kanallänge (siehe später Abbildung 5.1), d.h. die Re - und Pr - bzw. Sc -Zahl werden konstant.

Eine Umrechnung für unterschiedliche Pr - bzw. Sc -Zahlen entfällt, für eine definierte Kanalgeometrie wird

$$Nu = Sh = konst. \quad (2.31)$$

In durchströmten gewellten Kanälen wird der Übergang laminar-turbulent z. T. dramatisch zu kleinen Re -Zahlen verschoben. Zugleich verändern sich die Strömungsvorgänge, so dass zu prüfen ist, ob Gleichung (2.31) für diese Untersuchung schon zutrifft.

Nicht nur zur Beschreibung des eigentlichen Wärme- und Stoffübergangs in einer Struktur werden dimensionslose Kennzahlen benötigt, sondern auch zur Bewertung der Parameter und deren Einflüsse auf den Wärme- und Stoffübergang. Dies ist nötig, um entscheiden zu können, ob der Einfluss der unterschiedlichen Parameter in Verbindung mit dem hervorgerufenen Druckabfall eine Effektivitätssteigerung mit sich bringt oder nicht.

Stephan und Mitrovic /59/ zeigen auf, dass, unter der Voraussetzung konstanter Pumpenleistung und damit bei gleich großen Betriebskosten, ein Vergleich von Wärmeübertragern möglich ist. Das Kriterium bildet sich aus der so genannten Stanton-Zahl (St) und dem Druckverlustbeiwert ζ und lautet St^3/ζ . Die St -Zahl wird folgendermaßen definiert:

$$St = \frac{Sh}{Re \cdot Sc} \quad (2.32)$$

Ein weiteres Kriterium beschreibt das direkte Verhältnis zwischen der Sh -Zahl und dem Druckverlustbeiwert ζ , Sh/ζ /60/.

Blomerius /49/ führt als Bewertungskennziffer die dimensionslose Pumpenleistung Φ ein, die gemäß Gleichung (2.33) gebildet werden soll, wenn die Kennziffern auf den leeren Rechteckspalt bezogen werden:

$$\Phi = \frac{2 \cdot \Delta p}{\rho \cdot L} \cdot \frac{w \cdot d_h^4}{\nu^3} = 96 \cdot \left(\frac{\zeta_h}{\zeta_0} \right) \cdot Re^2$$

mit

$$\zeta_0 = \frac{96}{Re} \quad (2.33)$$

Die oben genannten Bewertungskriterien können sowohl mit der Nu -Zahl als auch mit der Pr -Zahl gebildet werden.

Die Schicht mit dem größten Wärme- bzw. Diffusionswiderstand in turbulenten Strömungen ist die viskose Unterschicht. Da die Wandschubspannung die Dicke dieser Unterschicht sehr stark beeinflusst, ist die lokale bzw. die integrale Wandschubspannung

eine wichtige kennzeichnende Größe für den Wärme- und Stoffübergang [/25/, /39/], wenn die Gültigkeit der Analogie von Wärme-, Stoff- und Impulsübertragung gegeben sind.

Über das Newtonsche Reibungsgesetz ist sie definiert zu:

$$\tau_w = -\nu \cdot \frac{\partial(\rho \cdot w)}{\partial y} \quad (2.34)$$

Die hier beschriebenen Gesetzmäßigkeiten und Abhängigkeiten der Strömungsgrößen voneinander ermöglichen nun eine Modellerstellung für die später durchgeführten Simulationsrechnungen. Da an festen und umströmten Wänden die Haftbedingung grundsätzlich gilt (vgl. Abschnitt 2.3.1.1), kann ein Stoffstrom \dot{m} nur durch Diffusion an eine Wand übergehen. Diese Vereinfachung ist in der Literatur unter dem Begriff der Grenzschichttheorie zu finden, die zur Beschreibung von Stoffübergangsvorgängen an festen Phasengrenzen und in laminarer Strömung geeignet ist /61/.

Mit Hilfe der Fickschen Diffusion und einer Definitionsgleichung für β kann dieser Stoffstrom beschrieben werden:

$$\dot{m} = -D \cdot \left(\frac{\partial c}{\partial n} \right)_{Wand} = \beta \cdot (c_m - c_{Wand}) \quad (2.35)$$

Das treibende Konzentrationsgefälle auf der rechten Seite der Gleichung (2.35) wird mit der gemittelten Konzentration c_m und der Wandkonzentration c_{Wand} gebildet, der Konzentrationsgradient $\partial c / \partial n$ ist normal zur Wand gerichtet und über den Umfang der jeweiligen durchströmten Fläche gemittelt.

Mit dem bekannten Geschwindigkeits- und Konzentrationsverlauf lässt sich die gemittelte Konzentration c_m über den durchströmten Querschnitt berechnen:

$$c_m = \frac{\int w \cdot c \cdot dA}{\int w \cdot dA} \quad (2.36)$$

Ist Gleichung (2.35) nach β aufgelöst und der Stoffübergangskoeffizient in Gleichung (2.23) eingesetzt, wird die Sherwood-Zahl mit Hilfe des Konzentrationsfeldes bestimmbar:

$$Sh = \frac{\beta \cdot d_h}{D} = \frac{-(\partial c / \partial n)_{Wand} \cdot d_h}{(c_m - c_{Wand})} \quad (2.37)$$

Die Sherwoodzahl kann somit als dimensionsloser Konzentrationsgradient aufgefasst werden, dessen Parameter vollständig aus den Simulationsrechnungen zugänglich sind.

2.3.3 ANSYS-CFX

Zur Lösung des vorliegenden Strömungsproblems mit gekoppeltem Wärme- und Stoffübergang findet das Programmpaket ANSYS-CFX Anwendung. Da es sich um ein kommerzielles Simulationsprogramm handelt, wird im Folgenden nur skizzenhaft auf die verwendete Diskretisierungsmethode, den Löser und die Netzerstellung eingegangen. Ausführlichere Hinweise finden sich in [62//63//64/].

2.3.3.1 Die Finite-Volumen-Methode (FVM) und der ANSYS-CFX-Löser

Die Navier-Stokes-Gleichungen, die Energie- und Konzentrationsgleichungen sowie die Kontinuitätsgleichung zur Beschreibung von Impuls-, Stoff- und Energietransportvorgängen können nur in einfachen Sonderfällen analytisch gelöst werden (vgl. Abschnitt 2.3.1.1). Für reale Strömungen existieren lediglich numerische Näherungen, die die exakte Lösung mehr oder weniger genau wiedergeben. Hierfür müssen die differentiellen Transportgleichungen durch eine algebraische Form ersetzt werden, die dann mit numerischen Methoden gelöst werden können.

Eine solche Algebraisierung von Differentialgleichungen wird als Diskretisierung bezeichnet. Der Vorteil der Konservativität, d.h. der exakten Gültigkeit des Erhaltungsprinzips auch bei den diskretisierten Gleichungen, führt zur häufigen Anwendung der Methode der finiten Volumen als Diskretisierungsverfahren. Daher hat sich diese Methode bereits als Standard in der Strömungssimulation etabliert.

Bei der FVM wird das Lösungsgebiet in kleine, aber endliche (sog. finite) Kontrollvolumina aufgeteilt. Die Knotenpunkte liegen jeweils in der Mitte der Kontrollvolumina (Abbildung 2.8). Der Grundgedanke dieser Methode ist ein kleiner, ideal durchmischter Rührkessel.

Der diskrete Wert der zu berechnenden Zustandsgröße Ω wird lediglich am Knotenpunkt in der Volumenmitte berechnet und ist ein Repräsentant für das gesamte Kontrollvolumen.

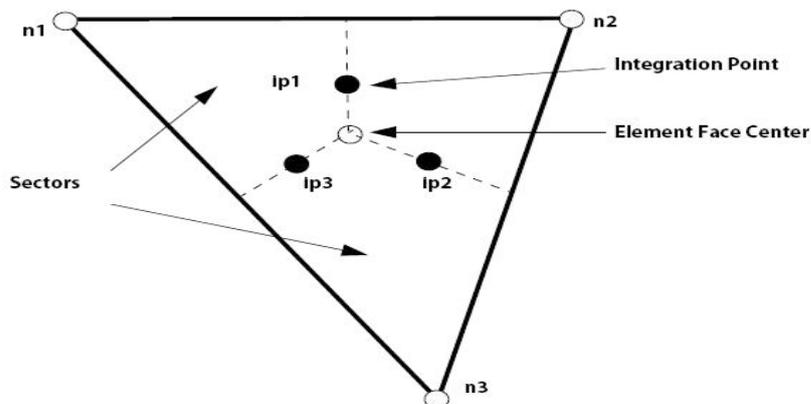


Abbildung 2.8: Aufbau eines zweidimensionalen Netzelementes [62/

Die Ausgangsgleichungen werden nun über das Volumen integriert. Mit Hilfe des Gaußschen Integralsatzes können Volumenintegrale in Oberflächenintegrale überführt werden. Die dadurch erhaltenen flussorientierten Integrodifferentialgleichungen sind nicht mehr mit den Ausgangsgleichungen identisch, aber dennoch exakt. Somit werden bei der FVM die Integrodifferentialgleichungen gelöst und nicht deren Ausgangsgleichungen. Die Änderung einer Zustandsgröße in einem Bilanzelement wird mit Hilfe der zu- und abfließenden, konvektiven und diffusiven Flüsse in Ω beschrieben. Aufgrund dieser Diskretisierungsmethode sind lediglich numerische Werte der Zustandsgröße im Bilanzelement bekannt. Daher ist eine zusätzliche Formulierung für die Flüsse über die Grenzen der Kontrollvolumina hinweg notwendig. Diese Approximationen werden mit verschiedenen Polynominterpolationen unterschiedlicher Ordnung des Abbruchfehlers durchgeführt. ANSYS-CFX bietet folgende Näherungsverfahren an:

- Aufwind-Verfahren (*Upwind-Verfahren*) erster Ordnung
- *Numerical Advection Correction Scheme*
- Zentralfdifferenzen-Verfahren
- Hochauflösendes Verfahren (*High Resolution*)

In den später durchgeführten Simulationen wird zur Annäherung der konvektiven und diffusiven Flüsse das hochauflösende Verfahren benützt. Dieses Verfahren gleicht die Diskretisierung so weit wie möglich einem Verfahren zweiter Ordnung an, jedoch stets unter Berücksichtigung der physikalischen Beschränktheit der Lösung. Dadurch ist dieses Verfahren sowohl exakt als auch beschränkt.

Aus der FVM-Diskretisierung auf alle Elemente im Rechengebiet angewandt, folgt nun ein System linearisierter Gleichungen in nachstehender Form:

$$\sum_{nb_i} a_i^{nb} \cdot \Omega_i^{nb} = b_i \quad (2.38)$$

Im Raum nimmt das gekoppelte Gleichungssystem der Erhaltungsgleichungen die Form einer (4, 4)-Matrix oder eines (4,1)-Vektors gemäß den nachstehenden Gleichungen ein:

$$a_i^{nb} = \begin{bmatrix} a_{w_x w_x} & a_{w_x w_y} & a_{w_x w_z} & a_{w_x p} \\ a_{w_y w_x} & a_{w_y w_y} & a_{w_y w_z} & a_{w_y p} \\ a_{w_z w_x} & a_{w_z w_y} & a_{w_z w_z} & a_{w_z p} \\ a_{p w_x} & a_{p w_y} & a_{p w_z} & a_{pp} \end{bmatrix}_i^{nb} \quad (2.39)$$

$$\Omega_i^{nb} = \begin{bmatrix} w_x \\ w_y \\ w_z \\ p \end{bmatrix}_i \quad (2.40)$$

$$b_i = \begin{bmatrix} b_{w_x} \\ b_{w_y} \\ b_{w_z} \\ b_p \end{bmatrix}_i \quad (2.41)$$

ANSYS-CFX verwendet einen gekoppelten Löser, der die hydrodynamischen Gleichungen in einer Matrix zusammenfasst, d.h. es treten keine unterschiedlichen Lösungsalgorithmen für die Masse und den Impuls auf. Der Vorteil dieser Gleichbehandlung aller Elemente liegt in der Robustheit, Effizienz, Allgemeingültigkeit und Einfachheit. Nachteilig erweist sich der hohe Speicherbedarf für alle Koeffizienten, weil zu jedem Zeitpunkt eine vollständige implizite Diskretisierung aller Gleichungen benötigt wird. Für stationäre Probleme wird die Lösung durch den Zeitschrittparameter beschleunigt. Die notwendigen Iterationsschritte werden somit minimiert, um eine schnellere konvergierende Lösung zu erhalten.

Dennoch erfordert jede Lösung zwei rechenintensive Schritte, nämlich

1. **Koeffizientenerzeugung:** Die nichtlinearen Gleichungen werden linearisiert und in die Lösungsmatrix geschrieben.
2. **Lösung der Gleichung:** Die linearisierten Gleichungen werden mit Hilfe der *Coupled Multi-Grid-Method* gelöst.

Das Lösen der linearisierten Gleichungen erfolgt über die unvollständige „Lower/Upper“ Faktorisierung (sog. ILU-Faktorisierung). Die Gleichungen (2.39), (2.40) und (2.41) können gelöst werden, indem eine geschätzte Lösung Ω^n als Startwert vorgegeben wird, welcher dann um einen gewissen Wert Ω' verbessert wird, um Ω^{n+1} als eine genauere Lösung zu erhalten. Es handelt sich hierbei um einen iterativen Löser, der nach einigen Iterationsschritten zu einem Ergebnis gewünschter Genauigkeit kommt. Mathematisch ausgedrückt

$$\Omega^{n+1} = \Omega^n + \Omega' \quad (2.42)$$

mit Ω' als Lösung aus

$$\dot{A} \cdot \Omega' = r^n \quad (2.43)$$

und r^n als Residuum aus

$$r^n = b - A \cdot \Omega^n \quad (2.44)$$

Das Konvergenzverhalten dieser Matrizen wird mit Hilfe der algebraischen Multigrid-Funktion von ANSYS-CFX gesteigert. Hierbei werden frühere Iterationen auf einem feinen Netz, die späteren auf einem virtuell vergrößertem Netz durchgeführt. Die Ergebnisse des größeren Netzes werden dann auf das feinere Originalnetz zurück geschrieben (vgl. Abbildung 2.9).

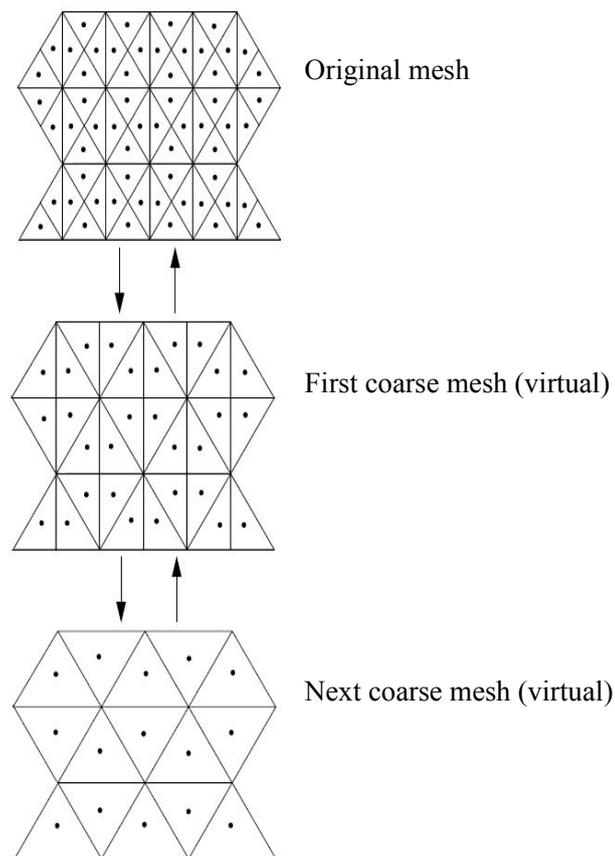


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Multigrid-Funktion in ANSYS-CFX /62/

2.3.3.2 Netzgenerierung

Mit CFX-Mesh bietet das Programm einen automatischen Gittergenerierer an, der das Erstellen von unstrukturierten Rechengittern mit Tetraeder-Elementen ermöglicht.

Für die Oberflächennetzgenerierung wird der Delauny-Triangularisierungsalgorithmus verwendet. Die Volumennetze werden mit der Front-Generierungsmethode (engl. *Advancing Front Method*) erstellt.

Die beiden Algorithmen werden nachstehend kurz erläutert /64/:

- Delauny-Triangularisierung:

Die Delauny-Triangularisierung stellt eine Vernetzungsmethode mit Dreiecken dar, deren Dreiecke den gleichseitigen Dreiecken sehr nahe kommen. Dadurch entsteht ein relativ gleichmäßiges Netz mit möglichst großen Innenwinkeln der Dreiecke. Die Gefahr sehr schlanker Dreiecke wird dadurch minimiert.

Eine vorhandene Delauny-Triangularisierung bildet den Ausgangspunkt des Algorithmus. Neue Punkte werden fortschreitend eingefügt, wobei diese neu gebildeten Dreiecke wiederum Delauny-Eigenschaften besitzen.

Das Einfügen der Dreiecke wird in zwei Schritten realisiert. Zunächst werden diejenigen Dreiecke gelöscht, in deren Umkreis der neue Punkt eingefügt werden soll. Dadurch entsteht eine Lücke innerhalb der anfänglichen Triangularisierung. Im zweiten Schritt werden die Ecken des Volumens mit dem neuen Punkt verbunden. Die gebildeten Dreiecke füllen diese Lücke im Raum wieder vollständig auf. Da der Hohlraum stets konvex ist, kann eine Überschneidung nicht erfolgen, unabhängig von der Einfügereihenfolge des Punktes.

Im Dreidimensionalen sind die Dreiecke durch Tetraeder und die Umkreise durch Kugeln zu ersetzen. Die oben angesprochene Lücke bekommt die Form eines sog. Simplex (Vielflächenkörper).

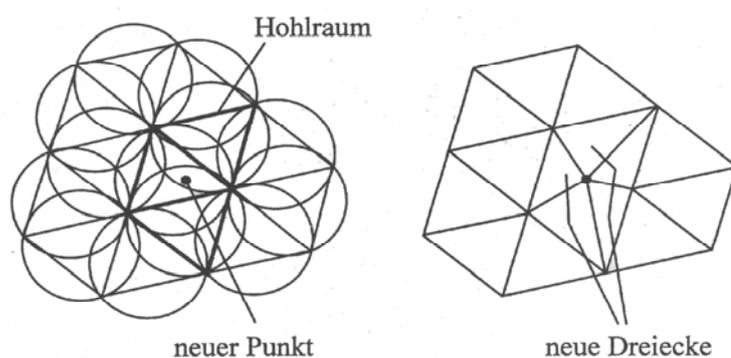


Abbildung 2.10: Prinzip der Delauny-Triangularisierung /64/

- Front-Generierungsmethode:

Ebenso wie bei der Delauny-Triangularisierung wird ein Rechengebiet in Dreiecke bzw. Tetraeder unterteilt. Der Unterschied liegt darin, dass keine Punktmenge zu Beginn vorliegt, sondern die Punkte und Dreiecke simultan erzeugt werden.

Es befinden sich anfangs keine Elemente im Rechengebiet, sondern die Punkte verteilen sich auf der Randkurve des Körpers. Diese generierte Randkurve bildet die so genannte erste Front, entlang dieser die neuen Dreiecke gebildet werden.

Die neu eingefügten Dreiecke sollten vorzugsweise gleichseitig sein. Die Kante eines neuen Dreieckes ist stets ein Stück der voranschreitenden Front. Diese Front ist daher die Grenze zwischen dem Gebiet, das mit Dreiecken bereits abgedeckt ist und dem freien Gebiet. Die Front wandert in das freie Gebiet hinein, bis das gesamte Rechengebiet mit Dreiecken aufgefüllt ist. Um Überschneidungen im Netz zu verhindern, werden zuerst die kleineren Dreiecke und zum Abschluss die großen Dreiecke gebildet.

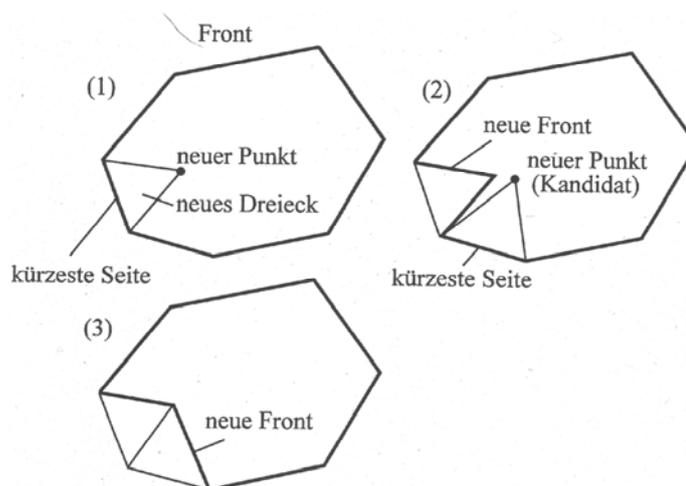


Abbildung 2.11: Netzgenerierung nach der Front-Generierungsmethode /64/

Die Wärmeleitung und die Diffusion sind für den Wärme- und Stoffübergang die wesentlichen physikalischen Vorgänge. Der Temperatur- bzw. der Konzentrationsgradient an den Oberflächen des Wärmeübertragers beeinflussen diese Vorgänge in entscheidendem Maß. Jede Gradientenänderung (als Folge veränderter Strömungszustände und Strömungstypen sowie einer veränderten Geometrie) führt zur Veränderung der konvektiven Wärme- und Stoffübertragung [/65/, /66/]. Für die Auflösung dieser hohen Gradienten in Wandnähe kann keine reine Tetraeder-Vernetzung benutzt werden, weil sich eine nicht mehr akzeptable Zahl von Elementen ergeben würde. Daher ermöglicht CFX-Mesh das Erzeugen von so genannten Prismen-Elementen in Wandnähe. Dabei wird das Oberflächengitter normal zur Wand extrudiert, wobei CFX-Mesh eigenständig darauf achtet, dass sich ein gleichmäßiger Übergang von Prismen- zu Tetraeder-Elementen ergibt.

3 Aufgabenstellung

Wie die Durchsicht der vorliegenden Literatur in Abschnitt 2 zeigt, sind Veröffentlichungen über systematische Untersuchungen mit geringen Strömungsgeschwindigkeiten ($Re < 10$) in Plattenwärmeübertragern mit gekreuzter Plattenanordnung nicht bekannt oder nur spärlich vorhanden. An diesen Fragestellungen setzt die vorliegende Arbeit an, um die Wissenslücke der Strömungs- und Transportvorgänge in Plattenwärmeübertragern im Bereich kleiner Strömungsgeschwindigkeiten zu schließen.

Die vorliegende Dissertation gliedert sich in folgende Arbeitsschritte:

1. Aufbauend auf den früheren Untersuchungen [/18/, /19/] soll ein sinnvoller Untersuchungsbereich identifiziert werden, der eine Behandlung von zähfließenden Lebensmitteln in Plattenwärmeübertragern ermöglicht.
2. Eine systematische Parameteranalyse zum Einfluss der Oberflächenprägung, der Strömungsgeschwindigkeit und der Anordnungsmöglichkeiten der Platten auf das Wärme- und Stoffübertragungsverhalten bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten soll durchgeführt werden.
Diese Aufgabe soll mit dem kommerziellen Strömungssimulationsprogramm ANSYS-CFX umgesetzt werden.
3. Im experimentellen Teil dieser Arbeit sollen die nötigen Messverfahren an die vorliegende Problemstellung angepasst und notwendige stoffspezifische Größen ermittelt werden, um einen Vergleich zwischen theoretisch gefundenen Ergebnissen und dem Experiment zu ermöglichen. Dadurch soll die Zahl der künftigen Experimente deutlich reduziert werden.

4 Versuchseinrichtung und Messtechnik

Für die experimentelle Absicherung der theoretisch gefundenen Simulationsergebnisse werden verschiedene Plattenstrukturen und ein Wasserkanal konstruiert. Der Kanal und die Platten werden zur Messung des integralen Druckverlustes, für die Sichtbarmachung von Strömungsvorgängen und zur Quantifizierung der Stoffübergangskoeffizienten herangezogen.

Die Versuchseinrichtungen und deren Anwendung werden im Folgenden beschrieben.

4.1 Strömungskanal, Versuchsplatten und Testfluid

Der Strömungskanal (Abbildung 4.1) besteht aus zwei Teilen, dem Versorgungsteil und der Messstrecke. Der Versorgungsteil setzt sich aus einem Vorratstank, einer Förderpumpe sowie den Messeinrichtungen für Volumenstrom und Temperatur zusammen. Die Anschlüsse am Kanal erlauben eine Führung des Versuchsmediums sowohl im Kreislauf als auch im Durchlauf.

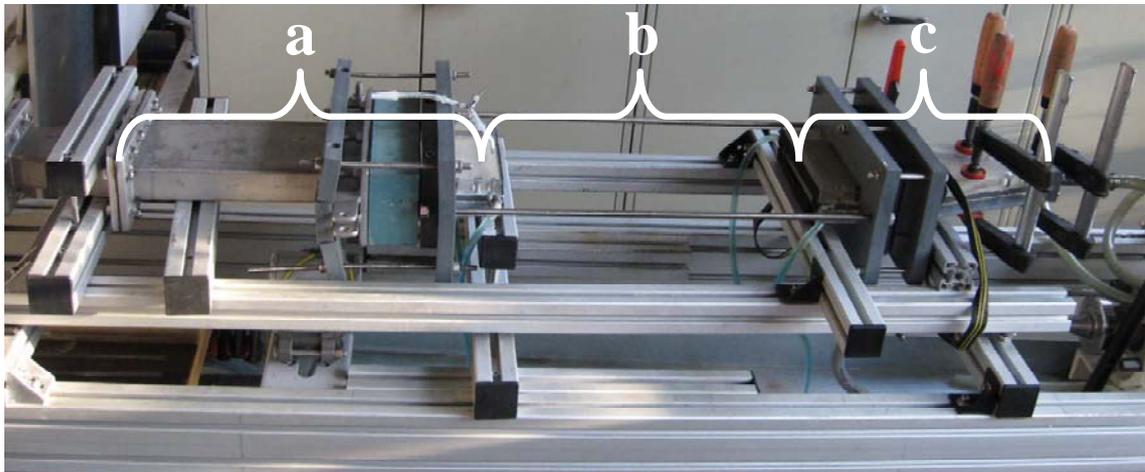


Abbildung 4.1: Im Experiment verwendeter Strömungskanal mit Einlaufstrecke (a), Messstrecke (b) und Auslaufstrecke (c)

Eine schematische Darstellung des vollständigen Versuchstandes ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

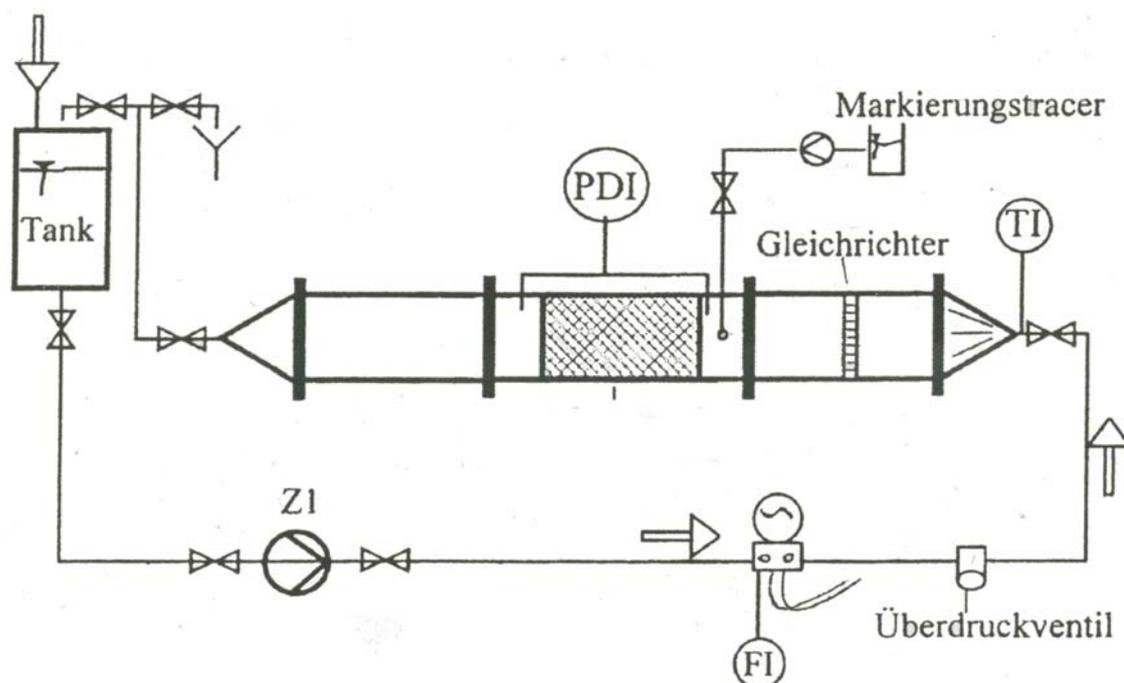


Abbildung 4.2: Schematische Skizze des Versuchstandes

Als Versuchsmedium wird eine 85%ige-Glyzerin-Wasser-Mischung eingesetzt. Aufgrund seiner starken Polarität ist das Glyzerin unbegrenzt in Wasser löslich. Daher kann jede gewünschte Viskosität kleiner als die Viskosität des reinen Glyzerins eingestellt werden, um die gewünschten Strömungsgeschwindigkeiten im Versuchstand umsetzen zu können. Ferner ist Glyzerin ungefährlich, preiswert, einfach zu handhaben und biologisch stabil, was den Umgang mit den großen Mengen während des Versuchs erheblich vereinfacht /67/.

Das 99,5%ige Glyzerin liefert die Firma FAUTH & Co. KG. Zur Herstellung der Mischung wird Wasser ($\text{pH} = 7,91$; Gesamthärte = $8,90 \text{ }^\circ\text{dH}$) benützt. Die Mischung besitzt newtonsches Verhalten. Newtonsche Medien sind dadurch gekennzeichnet, dass die Viskosität unabhängig von der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ ist. Dadurch besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Schubspannung τ und der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma} = \partial w / \partial y$ /69/.

Zur Überprüfung der Stoffwerte des verwendeten Testfluids werden mit dem Rotationsviskosimeter RHEOLAB MC1 (ANTON PAAR GmbH) Viskositätsmessungen und mit dem Biegeschwinger DMA 48 (ANTON PAAR GmbH) Dichtemessungen durchgeführt.

Abbildung 4.3 verdeutlicht am Beispiel der dynamischen Viskosität η in Abhängigkeit der Temperatur T die konstanten Stoffeigenschaften verschiedener Chargen.

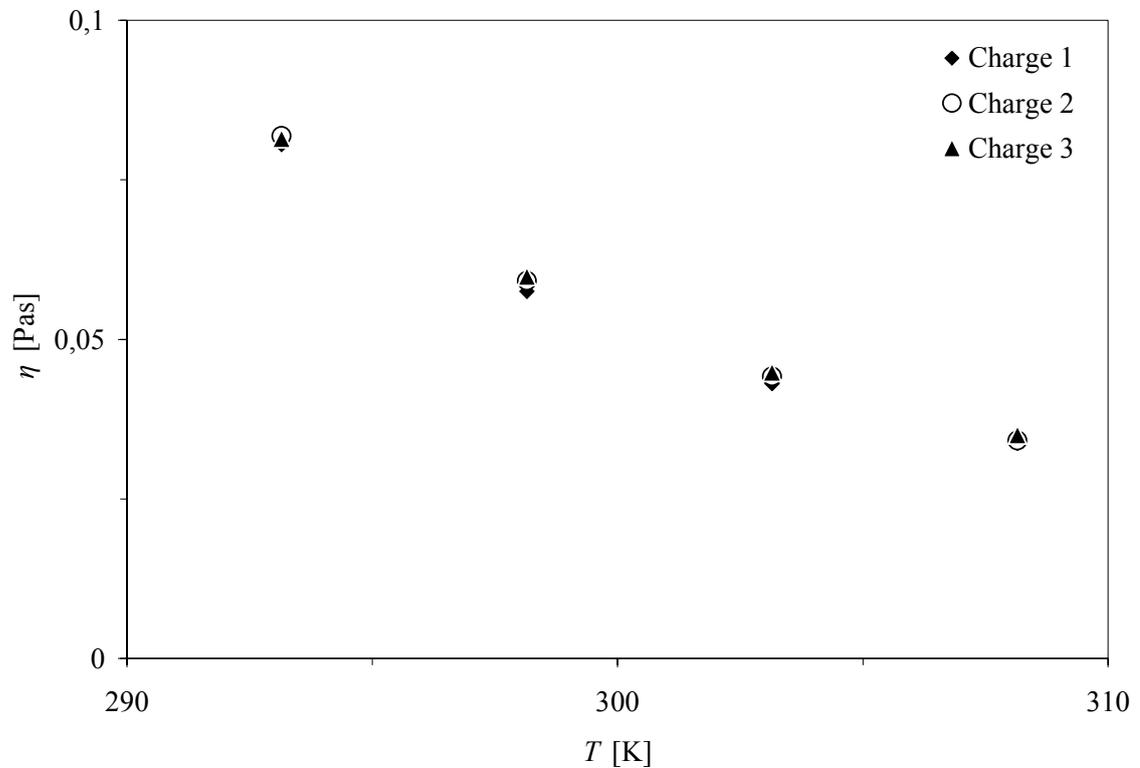


Abbildung 4.3: Viskositäten hergestellter Chargen

Aus allen Chargen kann ein Mittelwert für die dynamische Viskosität und die Dichte ermittelt werden (vgl. Tabelle 4.2).

Die Wärmeleitfähigkeit λ des Gemisches wird nach FUJI /70/ bestimmt:

$$\lambda = y_1^2 \cdot \lambda_{11} + 2 \cdot y_1 \cdot y_2 \cdot \lambda_{12} + y_2^2 \cdot \lambda_{22} \quad (4.1)$$

$$y_i = x^i \cdot \frac{\rho^i}{\rho} \quad (4.2)$$

$$\frac{2}{\lambda_{ij}} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_j} \quad (4.3)$$

und die spezifische Wärmekapazität berechnet sich mit der aus /71/ übernommenen Formel:

$$c_p = c_p^i \cdot x^i + c_p^j \cdot x^j \quad (4.4)$$

Die verwendeten Stoffwerte der Einzelkomponenten stammen aus /72/ (Tabelle 4.1 bei $T = 20^\circ\text{C}$):

Tabelle 4.1: Stoffeigenschaften der Einzelkomponenten

Glyzerin	
Dichte $\rho_{20^\circ\text{C}}$	1260 [kg/m ³]
Dynamische Viskosität $\eta_{20^\circ\text{C}}$	1,760 [Pas]
Kinematische Viskosität $\nu_{20^\circ\text{C}}$	$1,396 \cdot 10^{-3}$ [m ² /s]
Wärmeleitfähigkeit λ	0,290 [W/Km]
Spezifische Wärmekapazität c_p	2,366 [kJ/kgK]
Wasser	
Dichte $\rho_{20^\circ\text{C}}$	998 [kg/m ³]
Dynamische Viskosität $\eta_{20^\circ\text{C}}$	0,001 [Pas]
Kinematische Viskosität $\nu_{20^\circ\text{C}}$	10^{-6} [m ² /s]
Wärmeleitfähigkeit λ	0,6 [W/Km]
Spezifische Wärmekapazität c_p	4,182 [kJ/kgK]

Die Tabelle 4.2 fasst die experimentell bestimmten und theoretisch berechneten Stoffdaten zusammen.

Tabelle 4.2: Stoffeigenschaften der 85%ige-Glyzerin-Wasser-Mischung

Dichte $\rho_{20^\circ\text{C}}$	1219,13 [kg/m ³]
Dynamische Viskosität $\eta_{20^\circ\text{C}}$	0,0799 [Pas]
Kinematische Viskosität $\nu_{20^\circ\text{C}}$	$6,554 \cdot 10^{-5}$ [m ² /s]
Wärmeleitfähigkeit λ	0,3171 [W/Km]
Spezifische Wärmekapazität c_p	2,3684 [kJ/kgK]

Eine Zahnradpumpe der Firma GATHER Industrie GmbH erlaubt im Bereich der notwendigen Volumenströme eine nahezu pulsationsfreie Förderung des verwendeten Fluids durch den Kanal. Der Volumenstrom wird mit einem magnetisch induktiven Durchflussmesser mit Mikroprozessor-Messumformer (MAG-XM2 Serie 2000) der Firma FISCHER & PORTER gemessen.

Um in jeder Versuchsreihe konstante Bedingungen zu garantieren, wird die Temperatur über einen Kryostaten konstant bei $20^\circ\text{C} \pm 0,2^\circ\text{C}$ gehalten, und am Ende der Messstrecke mit einem PT100-Messfühler, der direkt mit dem Kryostaten verbunden ist, ermit-

telt. Zum Einstellen der Versuchstemperatur wird das Fluid für ca. 45 min (abhängig von der Außentemperatur) durch den Strömungskanal im Kreis gefahren. In dieser Zeit wird das Fluid zusätzlich entgast, um eine Messwertverfälschung durch Luftblasen zu vermeiden. Die größeren Luftblasen im Plattenspalt der Messstrecke werden durch das Aufrichten des Kanals entfernt.

Ein Strömungsgleichrichter ermöglicht am Kanaleintritt in das zu untersuchende Plattenpaket definierte Strömungsbedingungen. In halber Kanalhöhe ist eine mittige Dosierstelle für die Zugabe des Markierungsstoffes angebracht, die es erlaubt den Farbstoff sowohl im Tal der oberen Platte als auch direkt vor dem Plattenspalt mittig hinzuzugeben.

Die Druckverlustmessung über die Messstrecke erfolgt mit Hilfe eines Differenzdrucksensors mit Anzeigeeinheit der Firma SMAR/ S.K.I. Entscheidend für die Druckverlustmessung ist, dass - bei einer horizontal ausgerichteten Versuchsanlage - im Ruhezustand ein Nullabgleich des Differenzdrucksensors erfolgt. Da die Drucksensoren direkt vor dem Einlauf in den Strömungskanal und direkt nach diesem in halber Höhe des Spaltes angebracht sind, werden in den Versuchen die Einlaufverluste mitberücksichtigt. Es werden daher ausschließlich Totaldifferenzdrücke mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5$ mbar gemessen.

Die eingesetzten Probekörper bestehen aus zwei Platten, die einen Strömungskanal eines Plattenwärmeübertragers nachbilden. Der Boden besteht aus weißem Polyvinylchlorid (PVC), der Deckel besteht aus transparentem Plexiglas (Abbildung 4.4).

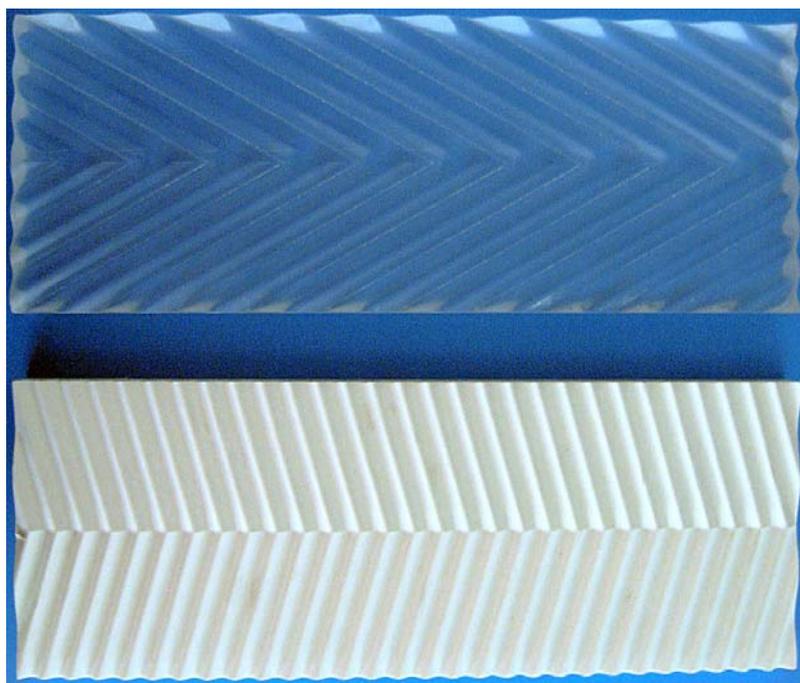


Abbildung 4.4: Beispiele angefertigter Versuchsplatten;
oben: Deckel (Plexiglas; $\lambda/a = 7,45$; $\varphi = 60^\circ$); unten: Boden (PVC; $\lambda/a = 5,5$; $\varphi = 60^\circ$)

Durch den farblichen Unterschied zwischen dem weißen Plattenboden, dem farbigen Markierungstracer und dem transparenten Plattendeckel lassen sich die Strömungsmuster beobachten und fotografieren. Die jeweiligen Oberflächenwellungen der untersuchten Plattenpakete werden mit eigens dafür angefertigten Fräsern hergestellt.

Die Platten werden mit zwei Spansschrauben in den Kanal eingepasst, jeweils vier Schraubzwingen ermöglichen ein Zusammenpressen von Deckel und Boden. Die zwei Seitenwände werden mit vier weiteren Schraubzwingen angebracht. Da die einzelne Versuchsplatte jeweils eine Gesamtdicke von 25 mm aufweist, werden Plattenwölbungen durch das Anziehen der Spansschrauben bzw. Schraubzwingen minimiert.

Aufgrund der Vorarbeiten von /18/ und /19/ kann der für die Verarbeitung viskoser Medien interessante Bereich bereits im Vorfeld eingegrenzt werden (vgl. auch Abbildung 2.6). Für die Verarbeitung viskoser Lebensmittel sind Plattenprägungen notwendig, die dem Fluid eine gerichtete Strömung entlang des Strömungsweges aufprägen. Diese Strömungsform (Korkenzieher- bzw. Längsströmung) stellt sich bei einem großen λ/a -Verhältnis und einem kleinen Anströmwinkel φ ein. Somit werden Platten mit den Abmaßen $L = 400$ mm, $B = 150$ mm und $a = 2,50$ mm, den dimensionslosen Wellenlängen $\lambda/a = 5,5; 7,45; 10$ und den Anströmwinkeln $14^\circ < \varphi < 67^\circ$ (gemäß Gleichung (2.7)) angefertigt. Die gewählten Hauptabmaße der Platten (L und B) ermöglichen eine sehr gute Handhabung beim Ein- und Ausbauen der Platten und beim Belegen der Platten mit der Membran. Ferner wird ein Wölben der Platten durch ihr Eigengewicht ebenfalls ausgeschlossen.

Der Einfachheit halber werden jeweils die gerundeten Gradzahlen in den Schaubildern angegeben (Tabelle 4.3). Die exakten Winkel sind zur Einstellung der vollständigen Randkanäle notwendig.

Tabelle 4.3: Übersicht der gefrästen Gradzahlen zu den gerundeten Gradzahlen

λ/a	φ			
	15°	30°	45°	60°
5,5	15,96	33,37	47,17	66,44
7,45	14,38	29,78	48,16	60,36
10	19,47	30,00	41,81	56,44

Bei den Platten, die zu verschobenen Umkehrpunkten ($x/\lambda^* = 0,5$) führen, ergeben sich in der Regel zwangsweise unvollständige Randkanäle, die sich z.B. bei der Umlenkung der Strömung an den Seitenwänden bemerkbar machen.

Die Lage der Umkehrpunkte variiert im Bereich $0 < x/\lambda^* < 0,5$, denn nur in diesem Bereich ist ein positiver Einfluss in Bezug auf den Druckverlust bei turbulenter Strömung festzustellen /77/.

4.2 Strömungssichtbarmachung

Zur Bestimmung der sich einstellenden Strömungsmuster im Plattenspalt werden zunächst Tintenfadensversuche durchgeführt. Hierzu wird eine Farbstofflösung mit Tinte und der 85%igen-Glyzerin-Wasser-Mischung angesetzt, um keine Viskositätsunterschiede zu erhalten.

Diese Tintenlösung wird über eine Düse sowohl in der Kanalmitte auf halber Kanalhöhe als auch in einer Kanalhälfte im Tal der oberen Platte dazugegeben (Abbildung 4.5).

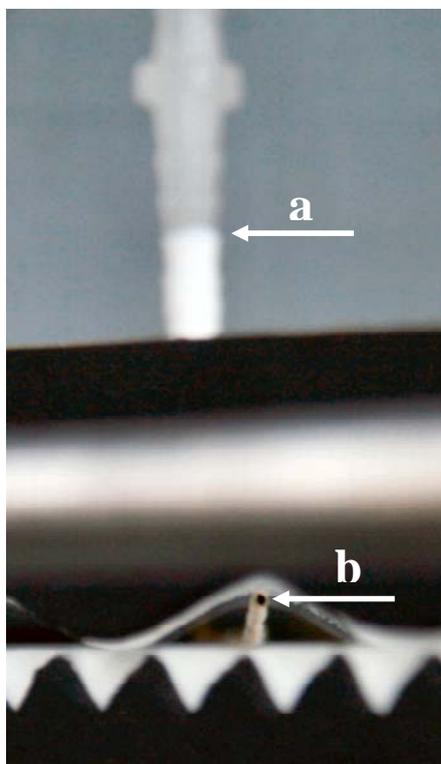


Abbildung 4.5: Zugabedüse der Tintenlösung;

a) Anschluss an den Farbstoffbehälter; b) die Düse im Tal der oberen Platte

Bei der Zugabe der Tinte wird darauf geachtet, dass diese gleichmäßig und mit nahezu gleicher Geschwindigkeit in den Kanal einströmt, um keine Fremdströmungen zu induzieren. Die Geschwindigkeit und Zugabemenge kann über eine Schlauchschelle eingestellt werden.

Die Strömungsmuster werden mit einer handelsüblichen Digitalkamera (CANON A560 POWER SHOT) aufgenommen.

4.3 Messmethode konvektiver Stoffübergang

Ein Grundproblem bei der Bestimmung des lokalen Wärme- und Stoffübergangs aufgrund der wandnahen Grenzschichtströmung bei der experimentellen Messung ist, dass das wandnahe Strömungs- und Temperaturfeld in engen Kanälen nicht durch die eingesetzten Sensoren gestört wird. Eine störungsfreie Untersuchung von Strömungen ist bislang teuer und aufwendig /73/.

Daher haben Kühnel und Kottke /74/ ein Chemisorptionsverfahren entwickelt, um den lokalen Stoffübergang und damit auch die ursächlichen wandnahen Strömungsphänomene in Flüssigkeitsströmungen untersuchen zu können, ohne dass Störungen der Transportvorgänge im untersuchten Kanal stattfinden.

Das Messprinzip beruht auf der Chemisorption des anionischen Azofarbstoffes Acidol Blau 3GX-N 200% (BASF AG) auf einem geeigneten Trägermaterial. Die Farbstoffbindung findet über eine Salzbildung statt, d.h. die farbigen Anionen werden durch elektrostatische Kräfte (Ionenbindung, Coulombkräfte) an das Substrat gebunden /74/. Die Bindungsreaktion erfolgt über die freien NH_2 - und COOH -Gruppen des Polyamids und der Sulfonsäuregruppe des Farbstoffes. Dadurch entsteht eine örtlich und zeitlich feste Bindung. Die Bindung ist schematisch in Abbildung 4.6 dargestellt.

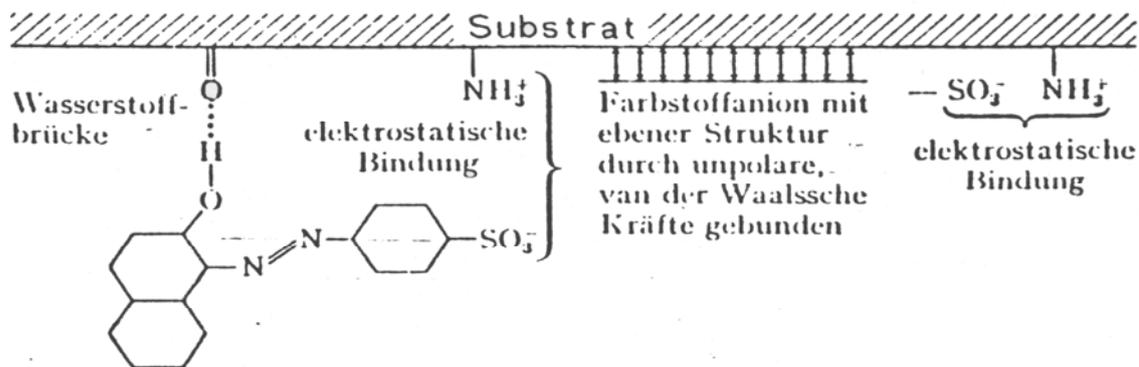


Abbildung 4.6: Darstellung der Farbstoffbindung auf dem Substrat (Polyamidmembran)

Die entsprechend den Strömungsverhältnissen an die Probefläche übergangene Farbstoffmenge wird somit quantitativ gebunden. Je nach gebundener Farbstoffmenge wird das Trägermedium hell- bis dunkelblau gefärbt.

Kühnel /74/ weist in seinen Eignungsuntersuchungen darauf hin, dass Polyamidmembranen (PA-Membran) sowohl für gewellte Oberflächen als auch für das angewandte Messverfahren geeignet sind. Eigene Untersuchungen mit unterschiedlichen Membranmaterialien (Polyamidfolie, Cellulosenitrat, Polyethersulfon, Polycarbonat, Polypropylen und Celluloseacetat) und dem verwendeten Stoffsystem können diese Aussage bestätigen.

Die PA-Membran besteht aus einem Filter- und Stützmaterial. Dadurch weist sie eine geringe Dicke und hohe Biessamkeit auf. Aufgrund der geringen Membrandicke muss eine Spaltverengung nicht berücksichtigt werden. Weitere Vorteile dieser PA-Membran sind die hohe Flexibilität (sie ermöglicht ein oberflächenunabhängiges Aufbringen), die geringe Gefahr der Faltenbildung und eine hohe Reißfestigkeit. Als nachteilig erweist sich der hohe Quadratmeterpreis (ca. 300 €/m²).

In allen Versuchen wird die PA-Membran ULTIPOR- 450 (PALL GmbH) mit der Porenweite 0,45 µm eingesetzt.

4.3.1 Bestimmung des Zusammenhangs zwischen optischem Messwert und örtlicher Belegungsdichte

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, führt eine bestimmte Menge an Acidol Blau zu einer gewissen Blaufärbung auf der Membran. Um aus diesen Farbverteilungen bzw. -intensitäten lokale bzw. integrale Stoffübergangskoeffizienten zu erhalten, muss ein Zusammenhang zwischen der übergegangenen Farbstoffmenge und der gemessenen Farbintensität hergestellt werden.

Die Bestimmung der Konzentration von Acidol Blau in der 85%igen Glycerin-Wasser-Lösung erfordert eine Kalibriergerade. Hierfür wird die Extinktion (E) von Farbstofflösungen unterschiedlicher Farbstoffkonzentration mit Hilfe eines Laborphotometers (HEWLETT PACKARD 8453) bei einer Wellenlänge $\lambda = 653$ nm bestimmt. Die Datenverarbeitung geschieht mit der UV-Visibel ChemStation (AGILENT TECHNOLOGIES). Über das Lambert-Beersche Gesetz wird der Zusammenhang zwischen Extinktion und Konzentration hergestellt:

$$E = \log\left(\frac{\Theta_0}{\Theta}\right) = \varepsilon \cdot l \cdot c \quad (4.5)$$

Nach Auflösung der obigen Gleichung nach der Konzentration c und der Zusammenfassung der Konstanten ε (natürlicher Extinktionskoeffizient) und l (Schichtdicke der verwendeten Küvette, $l = 10$ mm) zu einer Konstanten K_{Ext} folgt:

$$c = \frac{E}{\varepsilon \cdot l} = K_{Ext} \cdot E \quad (4.6)$$

K_{Ext} sollte unabhängig vom untersuchten Stoffsystem sein, falls gegen den jeweiligen Referenzwert gemessen wird und dadurch nur die Absorption des gelösten Farbstoffes berücksichtigt würde.

K_{Ext} kann daher direkt aus /74/ übernommen werden. In /74/ wird lediglich ein Extinktionsbereich bis $E = 0,3$ abgedeckt, somit muss die Gültigkeit dieser Eichbeziehung für höhere Extinktionen mit Messpunkten überprüft werden, da aufgrund des geringeren

Diffusionskoeffizienten mit höheren Farbstoffkonzentrationen (50 mg/l) gearbeitet werden muss.

In Abbildung 4.7 ist die Eichbeziehung aus /74/ mit eigenen Messpunkten und der Extrapolationsgeraden im verwendeten Konzentrationsbereich dargestellt.

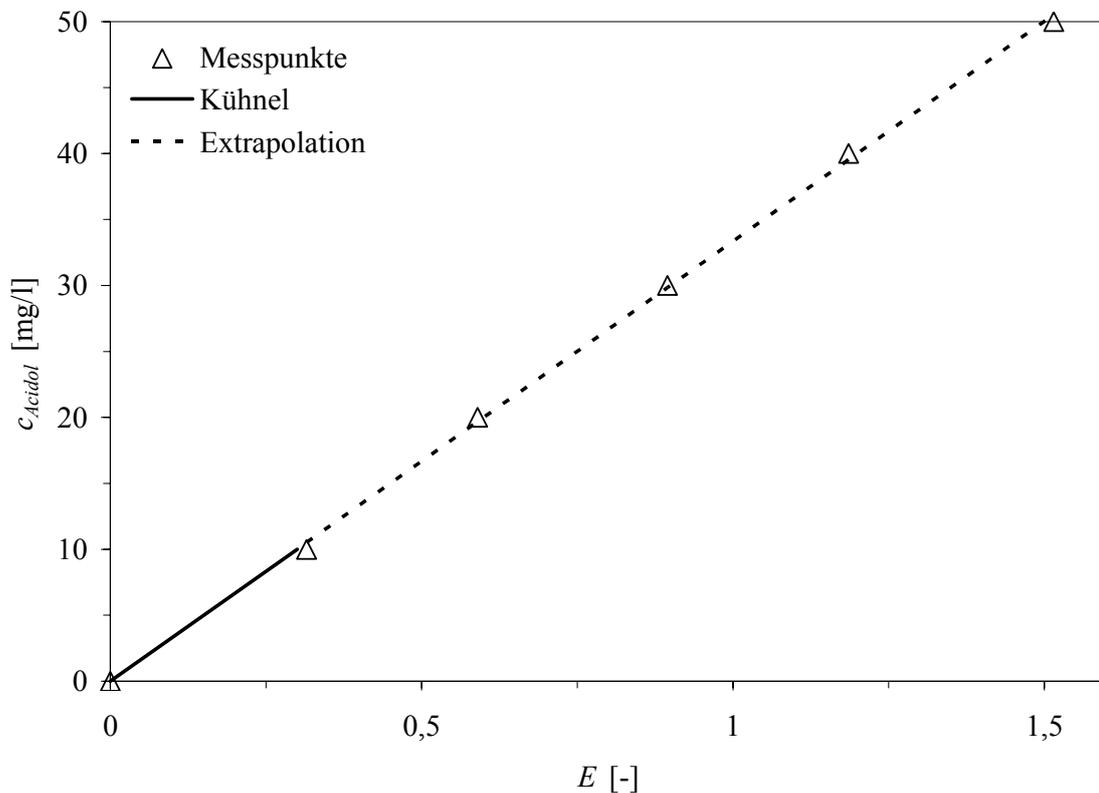


Abbildung 4.7: Zusammenhang zwischen Extinktion und Farbstoffkonzentration

Die Messergebnisse (Abbildung 4.7) zeigen, dass Kühnells Kalibriergerade auch bei höheren Extinktionen verwendet werden kann; das Lambert-Beersche Gesetz ist ebenso gültig. Die Kalibriergerade lautet somit:

$$c = 33,34273 \cdot E \quad (4.7)$$

Ein Korrelationskoeffizient von $r^2 = 0,9995$ bestätigt die gute Näherung zwischen den eigenen Messpunkten und der Kalibriergeraden.

Des Weiteren ist der Zusammenhang zwischen der übergangenen Farbstoffmenge (Belegungsdichte) und der Farbintensität (Remission) zu finden. Dafür werden Becherglasversuche durchgeführt.

In einem Becherglas ($V_B = 1000$ ml) wird die Becherwand mit einer PA-Membran der Länge des Innenumfanges beklebt. Davor wird die Rückseite der Membran mit einem weißen Klarlack auf Kunstharzbasis (OBI Classic (J.W.OSTENDORF)) besprüht, um

sicherzugehen, dass sich kein Farbstoff an die Rückseite der Membran bindet. Danach wird auf diese Seite der Sprühkleber Spray Mount, Fa. 3M (SCOTCH) aufgetragen, um ein Haften der Membran an der Becherglaswand während des Versuches zu garantieren.

Es werden 500 ml Farbstofflösung ($V_L = 500$ ml) mit einer definierten Farbstoffkonzentration in das Becherglas gefüllt. Der Farbstoff wird jeweils in der wässrigen Phase gelöst, um ein schnelles und vollständiges Auflösen zu garantieren. Die Membranen haben jeweils eine Fläche von 320×35 mm². Durch die Variation der Versuchszeit (30 min, 60 min, 90 min, 300 min) und der Farbstoffkonzentration (25 mg/l und 50 mg/l) wird ein breites Spektrum an Farbintensitätsverteilungen erzielt. Zur Steigerung des Stoffübergangs wird ein Blattrührer eingesetzt. In nachstehender Abbildung 4.8 ist der Versuchsaufbau dargestellt.

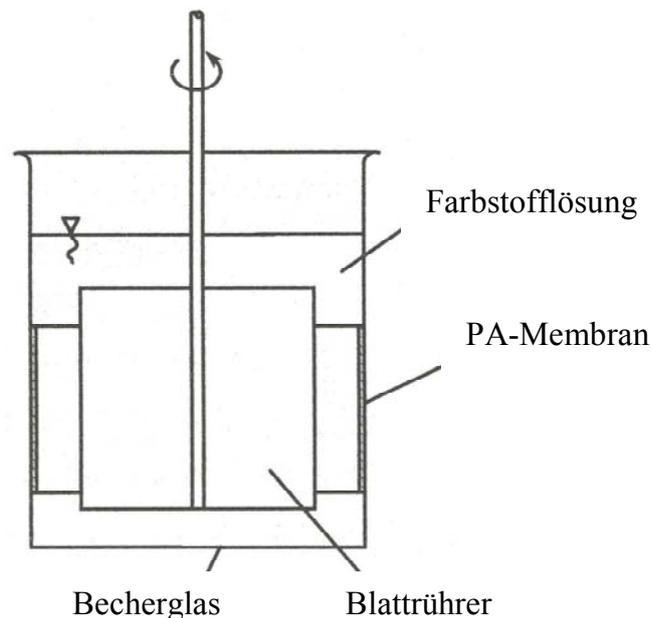


Abbildung 4.8: Darstellung des Versuchsaufbaus

Am Anfang und am Ende des Versuches werden die Konzentrationen mit Gleichung (4.7) bestimmt, die Belegungsichten lassen sich im Anschluss berechnen.

$$m_{\text{Farbstoff}} = \Delta c \cdot V_L = (c_{\text{Anfang}} - c_{\text{Ende}}) \cdot V_L \quad (4.8)$$

Diese Farbstoffmenge (bezogen auf die eingefärbte Membranfläche) ergibt die Belegungsichte b :

$$b = \frac{m_{\text{Farbstoff}}}{A_{\text{Membran}}} \quad (4.9)$$

Die experimentell gefundenen Belegungsdichten b müssen nun in einen funktionellen Zusammenhang mit den entsprechenden Remissionswerten der Proben gebracht werden.

Zuerst werden die gespülten und getrockneten Proben mit dem Scanner Expression 10000 XL (EPSON) und mit dem Programm Silver Fast Epson eingelesen und als *Tagged Image File-Format* (TIFF)-Format im RGB-Farbraum gespeichert. Die Auflösung beträgt 600 dpi (Dots per Inch). Die Proben werden dafür direkt auf die Scanneroberfläche gelegt. Eine Messwertverfälschung durch Streulicht wird durch die Abdeckplatte des Scanners verhindert /75/.

Die Weiterverarbeitung der gescannten Proben geschieht mit dem Bildverarbeitungsprogramm OPTIMAS 6.1 (BIOSCAN). Das eingescannte Bild wird zunächst vom RGB-Farbraum in den HSI-Farbraum umgewandelt. Im Anschluss werden die gemittelten Grauwerte (Intensitäten) der Probe ausgelesen. Zum Auslesen der Intensitätswerte der gefärbten Proben wird mit den programmspezifischen Befehlen ein eigenes Unterprogramm, ein so genanntes Makro, geschrieben, um eine automatisierte Auswertung durchführen zu können. Mit Hilfe des Makros werden an 400 x 400 Punkten die Intensitätswerte bestimmt.

Die Belegungsdichte b wird mit den Remissionswerten (Intensitätswerte) korreliert (Abbildung 4.9). Diese Korrelation ergibt die gesuchte Eichkurve.

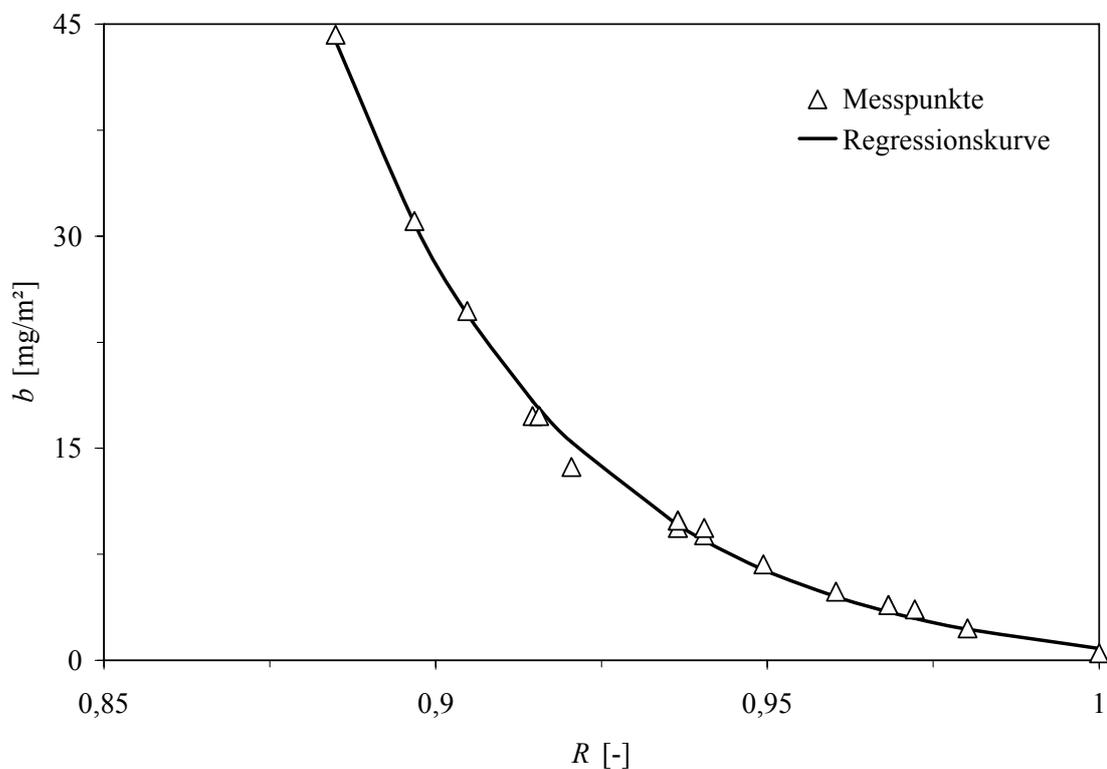


Abbildung 4.9: Zusammenhang zwischen Remission und Belegungsdichte

In Abbildung 4.9 sind sowohl die Messwerte als auch die Regressionskurve zu sehen. Als Funktion erweist sich eine Potenzfunktion als beste Annäherung. Die Regressionsfunktion geht nicht exakt durch den Punkt (1/0), weil die Membranoberfläche einen gewissen Graustich aufweist.

Die Funktion mit den gefundenen Koeffizienten ist nachstehend aufgeführt (Gleichung (4.10)).

$$b(R) = 2,058 \cdot R^{-25,236} - 1,221 \quad (4.10)$$

Da eine Membranseite mit Klarlack besprüht wird und während der Becherglasversuche diese Seite noch mit Sprühkleber an der Behälterwand befestigt wird, muss der Einfluss des Klarlacks und des Sprühklebers auf die Remission der verwendeten Membran geprüft werden. In dem Zeitrahmen ($t = 24 - 48$ h), in dem die Auswertungen durchgeführt werden, kann kein Einfluss auf die Remission festgestellt werden.

Ferner ist der Einfluss des Klarlackes und des Sprühklebers auf die Farbstoffkonzentration untersucht worden. Hierzu wird ein Glasstäbchen ($l_s = 50$ mm, $d_s = 5$ mm) mit Lack und Kleber besprüht. Danach wird dieses Stäbchen in ein Becherglas mit einer Lösung bestimmter Farbstoffkonzentration gegeben. In regelmäßigen Abständen wird eine Probe gezogen und die jeweilige Farbstoffkonzentration mit dem Photometer bestimmt. Es kann kein Einfluss der Klarlack-Sprühkleber-Mischung auf die Farbstoffkonzentration innerhalb der maximalen Versuchszeit (300 min) eines Becherglasversuches festgestellt werden.

Weitere Einflussfaktoren werden von Kühnel /74/ untersucht und bewertet. Diese Empfehlungen und Hinweise werden bei der Versuchsdurchführung in dieser Arbeit berücksichtigt.

4.3.2 Bestimmung lokaler Stoffübergangskoeffizienten

Mit den Vorarbeiten, die im vorhergehenden Abschnitt beschrieben werden, ist es nun möglich, den Stoffübergangskoeffizienten β aus der Belegungsdichte b in gewellten Strukturen experimentell zu bestimmen.

Die Integration der Stoffstromdichte über die Versuchsdauer t liefert den nachstehenden Ausdruck (Gleichung (4.11) (rechte Seite)):

$$\int_0^t \dot{m} \cdot dt = \int_0^t \beta \cdot c_m \cdot dt \quad (4.11)$$

Die Belegungsdichte b ist aus den Farbintensitäten und der zuvor bestimmten Korrelation (4.10) berechenbar.

Mit der Annahme, dass β und c_m für kleine Konzentrationen als konstant betrachtet werden können, besteht keine Abhängigkeit von der Zeit und es folgt:

$$b = \beta \cdot c_m \cdot t \quad (4.12)$$

Da dieser Ausdruck nur für eine bestimmte Ortskoordinate in der durchströmten Struktur gültig ist, muss Gleichung (4.12) umgeschrieben werden. Es gilt somit:

$$\beta_x = \frac{b_x}{c_m \cdot t} \quad (4.13)$$

Da die Konzentrationsabnahme während der Versuche sehr gering ist, ist es möglich die Anfangskonzentration c_0 für c_m einzusetzen. Diese Annahme kann anhand von durchgeführten Konzentrationsmessungen mit dem Laborphotometer nach Versuchsende bestätigt werden.

Wird β_x in die Definitionsgleichung für die Sherwood-Zahl eingesetzt,

$$Sh_x = \frac{\beta_x \cdot d_h}{D_{Acidol}} = \frac{b_x \cdot d_h}{D_{Acidol} \cdot c_m \cdot t} \quad (4.14)$$

werden die örtlichen Sherwood-Werte berechenbar. Der Diffusionskoeffizient D_{Acidol} ist unbekannt und muss bestimmt werden (vgl. Abschnitt 6).

4.3.3 Durchführung der Stoffübergangsversuche

Im Versuch werden die örtlichen Stoffübergangskoeffizienten bestimmt, indem der Boden und der Deckel des Plattenkanals mit PA-Membranen belegt werden.

Die eingesetzten PA-Membranen müssen in der Form eines Parallelogramms zugeschnitten werden. Die Parallelogrammform resultiert aus der Abwicklung der Membran von einer rechteckigen Grundfläche. Das Verhältnis der abgewickelten zur aufgewickelten Fläche wird mit Hilfe des Flächenvergrößerungsfaktors k_f beschrieben (Gleichung (2.4)). Die Winkel des Parallelogramms (γ_1 und γ_2) und der Anlegewinkel werden durch den Anstellwinkel φ und k_f der jeweiligen Struktur festgelegt.

Abbildung 4.10 verdeutlicht die geometrischen Beziehungen zwischen der aufgewickelten und der abgewickelten Oberfläche.

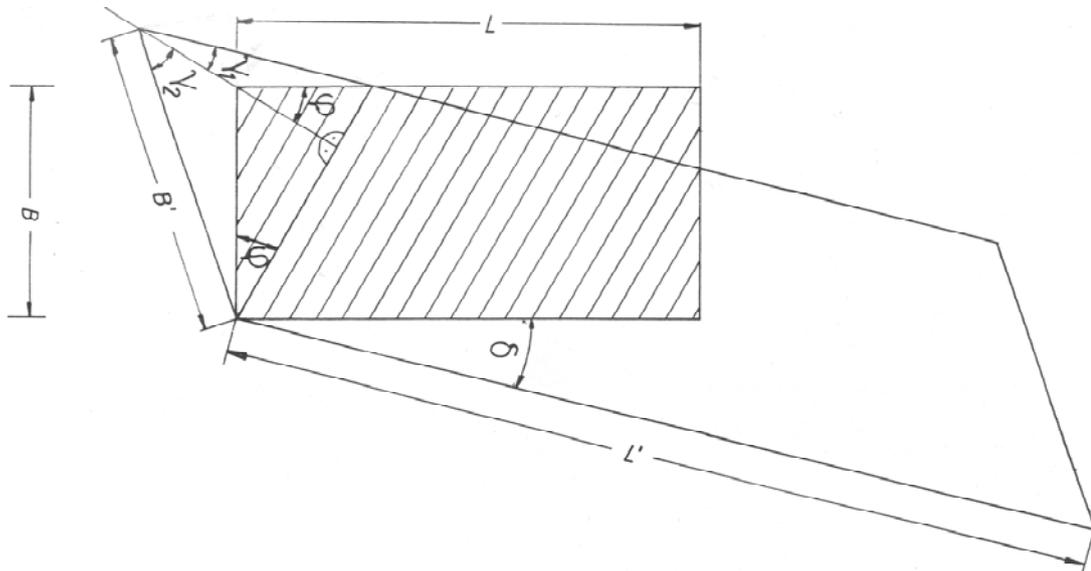


Abbildung 4.10: Skizze der geometrischen Abhängigkeiten zwischen aufgewickelter und abgewickelter Membranoberfläche

Mit der aus Gleichung (2.21) gewonnenen Strömungsgeschwindigkeit wird der einzustellende Volumenstrom \dot{V} aus der mittleren Querschnittsfläche berechnet [76]:

$$\dot{V} = 2 \cdot a \cdot B \cdot w \quad (4.15)$$

Nach der gleichmäßigen Vermischung der Acidol Blau-Lösung im Vorratsbehälter werden Boden und Deckel mit angefeuchteten PA-Membranen belegt.

Beispielhaft werden in Abbildung 4.11 unterschiedliche Strömungsmuster auf einer ganzen Platte gezeigt. Trotz geometrischer Unterschiede in den Plattenprägungen stellen sich beiderseits der Umkehrpunkte in der Plattenmitte jeweils symmetrische Strömungsmuster ein. Damit lässt sich die konvektive Stoffübergangsmethode dahingehend vereinfachen, dass nur eine Plattenhälfte mit PA-Membran zu belegen ist.



Abbildung 4.11: Symmetrische Strömungen im Plattenspalt bei $Re_h = 1$;
links: $\lambda/a = 10$; $\varphi = 15^\circ$; rechts: $\lambda/a = 10$; $\varphi = 60^\circ$

Nach Versuchsende werden die Platten wiederum ausgebaut und die Membrane unter fließendem Wasser abgespült. Nun erfolgt derselbe Auswertungsablauf, wie bei den zuvor durchgeführten Becherglasversuchen (Abschnitt 4.3.1). Aus den örtlichen Belegungsdichten b_x lassen sich die lokalen Stoffübergangskoeffizienten β_x bzw. die lokalen Sherwood-Werte Sh_x bestimmen. Die Versuchsdauer beträgt in jedem Versuch $t = 60$ min. Diese lange Versuchszeit ist notwendig, um eine ausreichende Färbung der Membran zu erreichen.

5 Quantifizierung des Modells anhand von Literatur

Zur Überprüfung des eingesetzten Modells werden mit ANSYS-CFX Validierungsrechnungen an einem ebenen Rechteckspalt durchgeführt. Untersucht wird die Übereinstimmung der Ergebnisse bestimmt mit dem Modell und mit genau bekannten Literaturwerten.

Für die Überprüfung wird ein Kanal mit dem geometrischen Höhen- zu Breitenverhältnis von $a/b = 1/15$ (mit einer Höhe von $a = 10$ mm und einer Breite von $B = 150$ mm) sowie einer Länge von $L = 400$ mm verwendet. Die Validierungsrechnung erfolgt bei $Re_h = 100$. Als Trägermedium wird Luft ($\rho_{Luft} = 1,185$ kg/m³, $\eta_{Luft} = 1,831 \cdot 10^{-5}$ kg/m·s², $Pr = 0,717$) verwendet, Ammoniak ($c_{NH_3} = 0,01$ kg/m³, $D_{NH_3} = 24,35 \cdot 10^{-6}$ m²/s, $Sc = 0,616$) dient als diffundierender Stoff in Luft. Eine konstante Temperatur von 25 °C wird vorgegeben. An allen Wänden liegt die Dirichletsche Randbedingung vor. Für die Quantifizierung wird ein strukturiertes Netz mit 800.000 Knoten erstellt.

Als Vergleichsgröße für den errechneten Druckverlustbeiwert ζ_h dient die von Shah und London /80/ vorgeschlagene empirische Korrelationsgleichung, die für ein beliebiges Seitenverhältnis $\gamma = 2 \cdot b/2 \cdot a$ gilt. Die Beziehung lautet:

$$\zeta_h \cdot Re_h = 96 \cdot (1 - 1,3553 \cdot \gamma + 1,9467 \cdot \gamma^2 - 1,7012 \cdot \gamma^3 + 0,9564 \cdot \gamma^4 - 0,2537 \cdot \gamma^5) \quad (5.1)$$

Die Re_h -Zahl wird gemäß der Definition (2.21) gebildet.

Tabelle 5.1: Vergleich der Druckverlustbeiwerte ζ_h

CFX	Shah und London
0,8879	0,8811

Die berechneten, über die durchströmte Querschnittsfläche senkrecht zur Hauptströmungsrichtung gemittelten Sh_x -Werte, werden in Abhängigkeit der Lauflänge x wiedergegeben (Abbildung 5.1). Geiser /78/ gibt für dieses Stoffsystem in einem ähnlichen Rechteckkanal ($\gamma = 12/150$) mit einem simultanen Einlauf als Grenzwert $Sh_\infty = 6,135$ an. Dieser Grenzwert ist als gestrichelte Linie in Abbildung 5.1 eingezeichnet. Da nicht derselbe Rechteckkanal untersucht wird, ist eine geringfügige Differenz zwischen den berechneten Werten und diesem Grenzwert zu erkennen.

Mit zunehmender Lauflänge nähern sich die mit ANSYS-CFX berechneten lokalen Sherwoodzahlen aufgrund der mit der Lauflänge anwachsenden Grenzschichten asymptotisch dem Sh_∞ -Wert an.

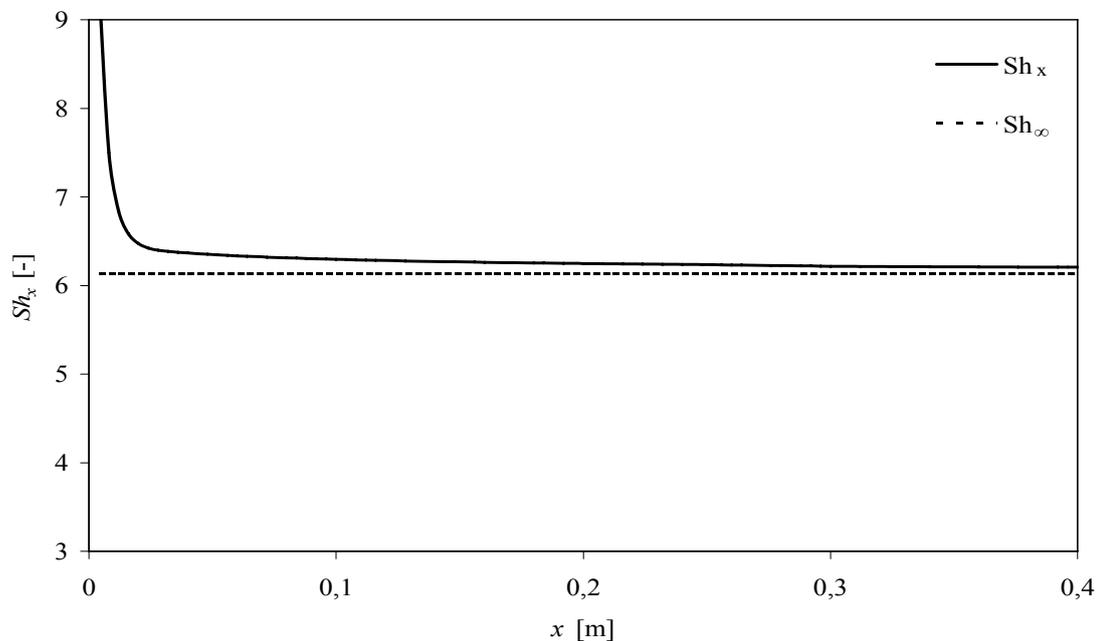


Abbildung 5.1: Berechnete lokale Sh_x -Werte für $Re_h = 100$ im Rechteckspalt

Die gute Übereinstimmung der berechneten Resultate mit der angeführten Literaturstelle zeigt, dass ANSYS-CFX für die vorliegende Problemstellung geeignet ist und die getroffenen Annahmen zur Berechnung der lokalen bzw. integralen Sh -Zahlen gerechtfertigt sind. Darüber hinaus lässt sich der Druckverlust bzw. Druckverlustbeiwert sehr gut mit dem selbst geschriebenen Auswertungsprogramm bestimmen.

6 Diffusionskoeffizient von Acidol Blau

Für die Berechnung von Diffusionskoeffizienten in Flüssigkeiten stehen keine allgemeingültigen empirischen Korrelationen zu Verfügung. Die freie Beweglichkeit der Moleküle wird in Flüssigkeiten durch die intermolekularen Kräfte erheblich eingeschränkt. Diesen Sachverhalt bei komplizierten mehratomigen Molekülen vollständig zu erfassen und theoretisch zu beschreiben, bereitet große Schwierigkeiten /53/. Mögliche Unterschiede zwischen berechneten und experimentell bestimmten Diffusionskoeffizienten von über 20 % und mehr sind daher keine Seltenheit.

Kühnel /74/ bestimmt experimentell den Diffusionskoeffizienten von Acidol Blau in Wasser ($D_{Acidol} = 8,71 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$ bei $T = 20 \text{ °C}$). Vahlbruch /68/ veröffentlicht Diffusionskoeffizienten für Glycerin-Wassermischungen ($\approx 25 - 35 \%$ Glycerinanteil). Er kann aber keinen gemittelten Diffusionskoeffizienten angeben.

Die einfachste Korrelation für Diffusionskoeffizienten in Flüssigkeiten stellt die Stokes-Einstein-Gleichung dar:

$$D = \frac{k_B \cdot T}{c_f} = \frac{k_B \cdot T}{6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot R_0} \quad (6.1)$$

mit c_f als Widerstandsbeiwert, mit k_B als Boltzmann-Konstante, mit η als dynamische Viskosität, der Temperatur T und R_0 als Radius des diffundierenden Stoffes.

Da die Stokes-Einstein-Beziehung als Modellannahme von kugelförmigen Molekülen ausgeht und dies bei den wenigsten Molekülen zutrifft, veröffentlicht Cussler /82/ eine erweiterte Gleichung, bei der das Molekül als Ellipsoid angenommen wird. Die Stokes-Einstein-Gleichung nimmt dadurch folgende Form an:

$$D = \frac{k_B \cdot T}{6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot \frac{\sqrt{r_a^2 - r_b^2}}{\ln\left(\frac{r_a - \sqrt{r_a^2 - r_b^2}}{r_b}\right)}} \quad (6.2)$$

wobei r_a und r_b die Längen der großen bzw. kleinen Molekülachse der Ellipse sind.

Mit der Modellannahme, dass das Acidol-Molekül eine Ellipse darstellt und mit Kühnells Diffusionskoeffizienten für Wasser, ist nun eine Berechnung verschiedener Molekülachsenverhältnisse mit Gleichung (6.2) möglich. Diese werden mit einem eigens hierfür geschriebenen Programm bestimmt. Die gefundenen Achsenverhältnisse des Acidol Blau-Moleküls sind unabhängig vom verwendeten Stoffsystem, daher können

die Stoffwerte der 85%igen-Glyzerin-Wasser-Mischung problemlos in Gleichung (6.2) eingesetzt werden. Der Diffusionskoeffizient bei $T = 20\text{ °C}$ folgt zu:

$$D_{Acidol} = 1,09 \cdot 10^{-11} \frac{m^2}{s} \quad (6.3)$$

In der Literatur wird die Wilke-Chang-Relation sehr oft als gute Näherungsformel für Diffusionskoeffizienten in Flüssigkeiten herangezogen, die eine empirische Abwandlung der Stokes-Einstein-Beziehung darstellt /83/.

Die Wilke-Chang-Relation lautet:

$$D_{AB} = 7,4 \cdot 10^{-8} \cdot T \cdot \frac{\sqrt{\psi_B \cdot MW_B}}{\eta_B \cdot V_A^{0,6}} \quad (6.4)$$

mit A und B als Indizes des gelösten Stoffes (A) und des Lösungsmittels (B). V_A beschreibt das molare Volumen [ml/mol] des gelösten Stoffes an seinem Siedepunkt, MW_B steht für das Molekulargewicht [g/mol] des Lösungsmittels und dessen Viskosität η_B [cP]. Die Variable T steht für die Temperatur [K] und ψ_B [-] ist eine Konstante, die die Wechselbeziehungen des gelösten Stoffes mit dem Lösungsmittel berücksichtigt. Sie nimmt die Werte 1 für ungebundene Lösemittel, 1,5 für Ethanol, 1,9 für Methanol und 2,6 für Wasser an. Der Diffusionskoeffizient D_{AB} ist folgendermaßen dimensionsbehaftet [cm²/s].

Mit Kühnells Diffusionskoeffizienten lässt sich aus Gleichung (6.4) das molare Volumen des Acidol Blau-Moleküls am Siedepunkt zu $V_{Acidol} = 112,89$ [ml/mol] bestimmen.

Das molare Volumen des Lösungsmittels am Siedepunkt wird zu $V_{Glyzerin, Wasser} = 70,61$ [ml/mol] abgeschätzt, indem die molare Masse der 85%igen Glyzerin-Wasser-Mischung aus den Werten der reinen Stoffe berechnet wird, und für die Dichte dieser Mischung ein linearer Verlauf zu Grunde gelegt wird.

Die Autoren Carr und Li /83/ empfehlen allerdings die Verwendung der Scheibel-Näherungsformel, die eine Abwandlung der Wilke-Chang-Formel ohne Assoziationsfaktor ψ_B darstellt:

$$D_{AB} = \frac{8,2 \cdot 10^{-8} \cdot T}{\eta_B \cdot V_A^{1/3}} \cdot \left[1 + \left(\frac{3 \cdot V_B}{V_A} \right)^{2/3} \right] \quad (6.5)$$

V_B ist das molare Volumen [ml/mol] des Lösungsmittels. Ansonsten entsprechen alle weiteren Variablen denen in der Wilke-Chang-Korrelation.

In /85/ ist eine Übersicht über verschiedene Diffusionskoeffizienten mit prozentualer Abweichung zum Experiment zugänglich, die Carrs und Lis Empfehlung /83/ bei vielen Stoffsystemen bestätigt.

Mit Gleichung (6.5) und den angegebenen Stoffwerten wird der Diffusionskoeffizient ($T = 20\text{ °C}$) für Acidol Blau bestimmt zu:

$$D_{\text{Acidol}} = 1,56 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \quad (6.6)$$

Reid et al. /85/ geben noch weitere Korrelationen an, die aber keine nennenswerte Änderung mit sich bringen.

Neben der theoretischen Abschätzung des Diffusionskoeffizienten werden zur Überprüfung der Aussagekraft dieser Korrelationen experimentelle Untersuchungen durchgeführt.

Hierzu werden zunächst Messungen mit der Feldgradienten-NMR (engl. *Nuclear Magnetic Resonance*) als Bestimmungsmethode des Diffusionskoeffizienten durchgeführt. Diese Methode basiert auf der Kernresonanzspektroskopie und eignet sich zur Messung von Fließbewegungen und Eigendiffusionen. Für die Analyse von Diffusionsvorgängen werden Molekülbewegungen in Bezug auf ein örtlich variiertes Magnetfeld während der Abschwächung des NMR-Signals gemessen. Im vorliegenden Fall werden die Feldgradienten in Form kurzer Impulse geschaltet (*Pulse Field Gradients (PFG-NMR)*). Mit dieser Methode können höhere Signalintensitäten und einfachere interpretierbare Signalverläufe erreicht werden /86/.

Die Messungen werden von der Firma BRUKER BIOSPIN durchgeführt. Da in Vorversuchen kein Signal-Stör-Verhältnis in der üblichen 85%igen-Glyzerin-Wasser-Mischung während des Versuchs festzustellen ist, müssen die Messungen mit demselben Mischungsverhältnis mit deuteriertem Glyzerin und deuteriertem Wasser (SPECTRA GASES) durchgeführt werden. Aufgrund der unterschiedlichen Stoffeigenschaften beider Mischungen soll sich der Diffusionskoeffizient um $\pm 20\%$ unterscheiden können /87/.

Mit dieser Vorgehensweise kann für das verwendete Stoffsystem der Diffusionskoeffizient mit

$$D_{\text{Acidol}} = 6 \cdot 10^{-12} \pm 0,5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \quad (6.7)$$

angegeben werden. Die für diese Nachweismethode ungewöhnlich große Toleranz kann damit erklärt werden, dass sehr geringe Mengen an Acidol Blau verwendet werden

mussten ($< 0,1\%$), was zu einem schwachen Signal-Stör-Verhältnis führt /87/, so dass die Ungenauigkeit hier eher größer ist.

Neben der *PFM-NMR* sind noch Experimente mit einer Diffusionszelle und mit einem Verfahren zur Diffusionskoeffizientenbestimmung, das am Institut entwickelt worden ist /74/, durchgeführt worden. Die genaue Beschreibung der theoretischen Grundlagen und der unterschiedlichen Versuchsaufbauten und –bedingungen können aus /88/ entnommen werden. Der aus dieser Arbeit resultierende mittlere Diffusionskoeffizient D_{Acidol} lautet:

$$D_{Acidol, Diffusionszelle} = 3,17 \cdot 10^{-12} \frac{m^2}{s} \quad (6.8)$$

$$D_{Acidol, Stoffübergang} = 4,07 \cdot 10^{-12} \frac{m^2}{s} \quad (6.9)$$

Die theoretisch berechneten und experimentell bestimmten Diffusionskoeffizienten des Acidol Blaus im vorgestellten Stoffsystem unterscheiden sich deutlich. Aus den Experimenten ergibt sich ein mittlerer Diffusionskoeffizient zu:

$$D_{Acidol} = 4,41 \cdot 10^{-12} \frac{m^2}{s} \quad (6.10)$$

Die experimentelle Bestimmung der Diffusionskoeffizienten mit unterschiedlichen Methoden ist sehr zeitaufwendig, daher ist aus ersten Vorversuchen ein Diffusionskoeffizient

$$D_{Acidol} = 5,0 \cdot 10^{-12} \frac{m^2}{s} \quad (6.11)$$

bestimmt worden, der den numerischen Rechnungen zugrunde gelegt worden ist. Der über verschiedene experimentelle Verfahren bestimmte Diffusionskoeffizient (6.10) wird für die Auswertung der durchgeführten Versuche herangezogen. Der systematische Unterschied beträgt $11,8\%$ und ist deswegen für den Vergleich nicht umgerechnet worden.

7 Sichtbarmachung der Strömungs- und Transportvorgänge in Plattenwärmeübertragern

Die Strömungsvorgänge in einem Plattenwärmeübertrager legen sowohl das Wärme- und Stoffübergangsverhalten als auch den Druckabfall bei der Durchströmung der jeweiligen Struktur fest. Vor allem im laminaren Bereich kommt diesen Strömungsvorgängen eine große Bedeutung zu, denn turbulente Schwankungsbewegungen fehlen in der Strömung vollständig. Diese Schwankungsbewegungen führen zu einem wesentlich höheren Stoffübergang, weil sie sowohl die positiven Effekte einer deutlich höheren (effektiven) Wärmeleitfähigkeit als auch ein „völligeres“ Geschwindigkeitsprofil miteinander verbinden [73]. Im laminaren Strömungsbereich kann daher eine homogene Vermischung ausschließlich über die Plattenprägung erreicht werden.

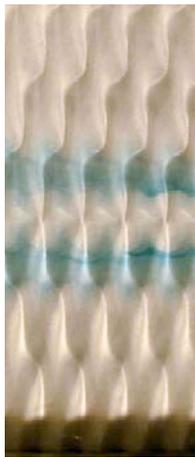
Mit den in den Abschnitten 4.2 und 4.3 beschriebenen Verfahren werden Versuche zur Strömungssichtbarmachung durchgeführt, um das Strömungsverhalten im Bereich kleiner Re_h -Zahlen zu charakterisieren. Hierbei wird die Abhängigkeit der einzelnen Strömungen von der Re_h -Zahl, der dimensionslosen Wellenlänge λ/a , des dimensionslosen Abstandes der Umkehrpunkte x/λ^* und der Viskosität η berücksichtigt.

7.1 Farbfadenversuche

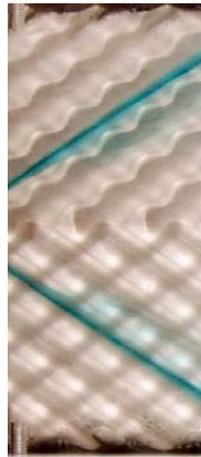
In den Abbildungen der Abschnitte 7.1.1 und 7.1.2 ist eine ganze Platte von oben zu sehen. Da die Ergebnisse der verschiedenen Farbfadenversuche dargestellt werden, sind die Platten nicht mit einer PA-Membran belegt.

Die Tabelle 7.1 fasst die zur Beschreibung der auftretenden Strömungs- und Transportvorgänge verwendeten Begriffe anhand von kleinen Ausschnitten aus einer Gesamtplatte zusammen. Die Strömungsrichtung geht von links nach rechts, die Blickrichtung geht von oben auf das Plattenpaket.

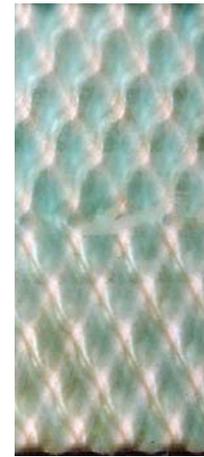
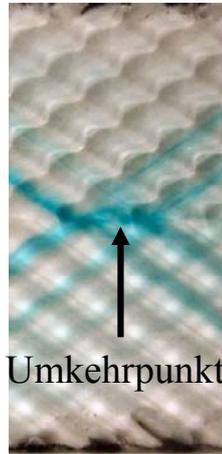
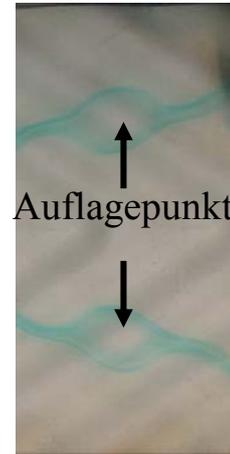
Tabelle 7.1: Begriffsdefinitionen zu den Farbfadenversuchen



Reine Längsströmung



Reine Kanalströmung

Reine Mischströmung bzw.
homogene VermischungUmlenkung an
PlattenwandUmlenkung an Umkehr-
punkten in PlattenmitteAuslenkung bzw. Umströ-
mung an Auflagepunkt

7.1.1 Farbfadenversuche mit Wasser

In einer ersten Versuchsreihe wird Wasser als Versuchsmedium eingesetzt. Somit sind höhere Re_h -Zahlen ($25 < Re_h < 100$) im Plattenspalt einstellbar und die Ergebnisse werden mit Literaturstellen vergleichbar. Dadurch ist eine Überprüfung des Versuchsaufbaus auf seine Richtigkeit möglich.

Die folgenden Abbildungen stellen einen Ausschnitt der Ergebnisse dieser Untersuchungsreihen vor. Die jeweils erste Abbildung zeigt die Ergebnisse der deckenden Anordnung einer bezogenen Wellenlänge, die darauf folgende Abbildung veranschaulicht die Ergebnisse der verschobenen Anordnung der gleichen Wellenlänge.

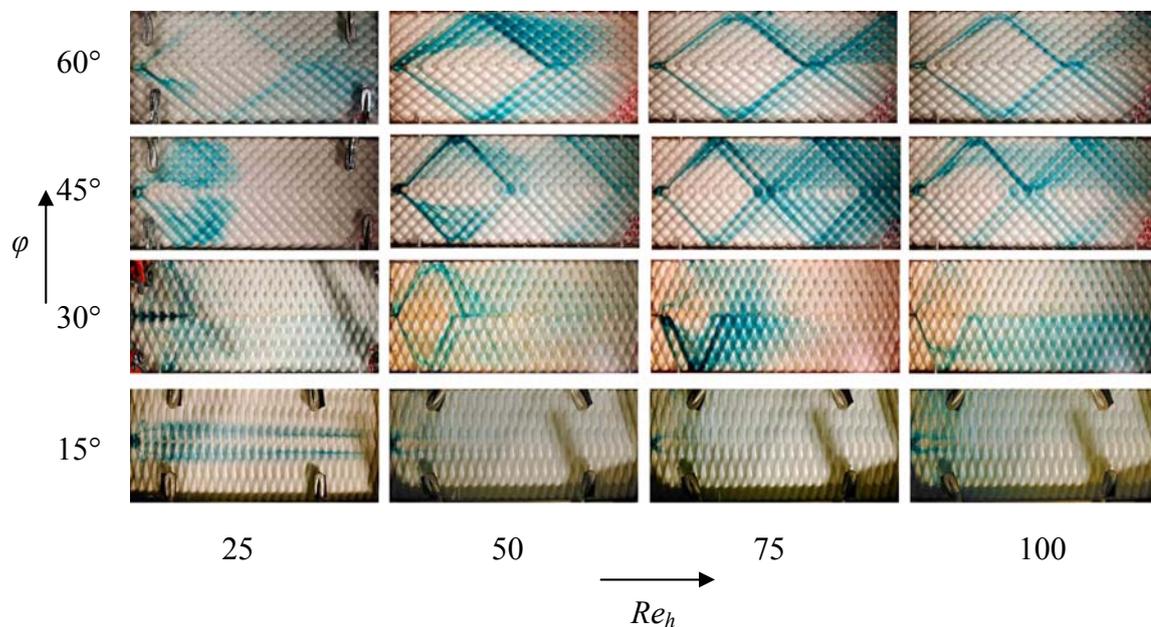


Abbildung 7.1: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 5,5$; $x/\lambda^* = 0$; Wasser

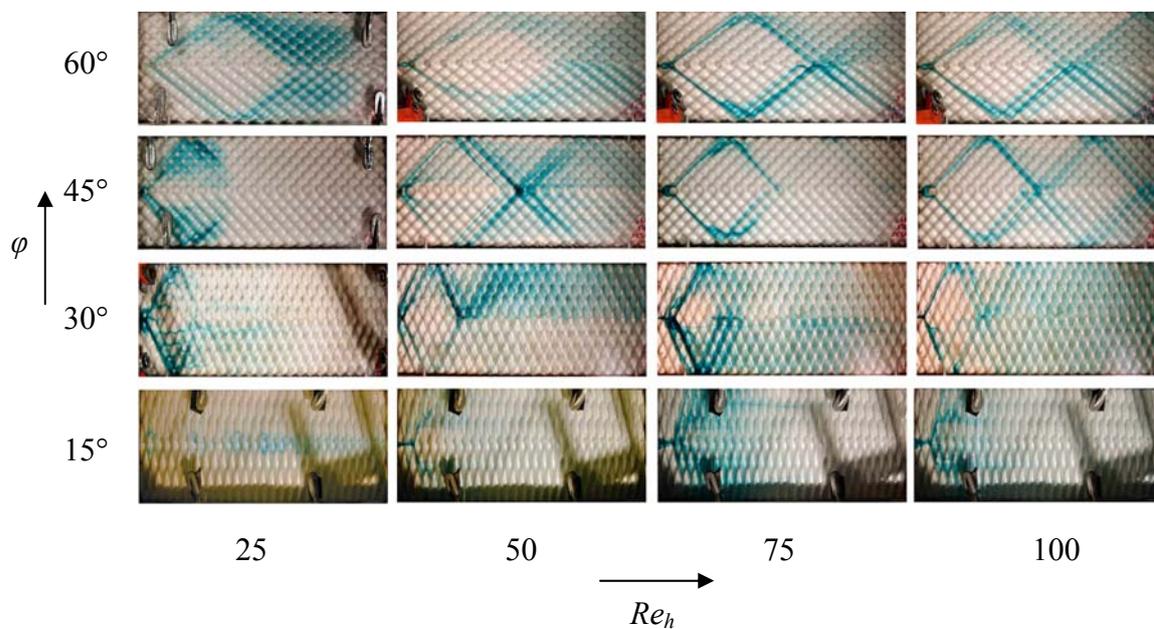


Abbildung 7.2: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung,
 $\lambda/a = 5,5$; $x/\lambda^* = 0,5$; Wasser

In Abbildung 7.1 und Abbildung 7.2 sind deutlich die drei Grundströmungsarten in Abhängigkeit des Anströmwinkels φ bei $Re_h = 25$ zu erkennen, die bereits von zahlreichen Autoren angeführt werden [18/, /19/, /32/]. So stellen sich die Längsströmung bei $\varphi = 15^\circ$, die Mischströmung im Bereich $30^\circ < \varphi < 45^\circ$ und die Kanalströmung bei $\varphi = 60^\circ$ ein. Die Reihen der Umkehrpunkte in der Plattenmitte fungieren in den Versuchen als eine zweite Wand, d.h. einerseits wird ein Vermischen beider Plattenseiten verhindert, andererseits wird bei höherem Anströmwinkel das Umlenken des Fluids von der oberen in die untere Platte ermöglicht (z.B. $Re_h = 75$; $\varphi = 60^\circ$; $x/\lambda^* = 0$). Ein Verschieben der Umkehrpunkte um $x/\lambda^* = 0,5$ beeinflusst die Strömung und das Mischverhalten derart, dass der Barriereeffekt von $x/\lambda^* = 0$ reduziert wird und ein Mischverhalten über die gesamte Plattenbreite ermöglicht. Bei den Re_h -Zahlen > 25 bleiben die Grundströmungsarten weitgehend erhalten. Die Vermischung des Farbfadens über die Plattenbreite verstärkt sich zunehmend. Mit steigender Re_h -Zahl nimmt der Impulsaustausch zwischen den einzelnen Rauten zu, sodass sich die Grundströmungsarten zunehmend vermischen bzw. die eine Strömungsart in die andere übergeht. Ein Vermischen über die Plattenbreite hinweg ist die Folge. Der homogenisierende Effekt der höheren Turbulenz des Fluids macht sich bemerkbar.

In Abbildung 7.3 sind die Ergebnisse der deckenden Plattenanordnung für die dimensionslose Wellenlänge $\lambda/a = 7,45$ dargestellt

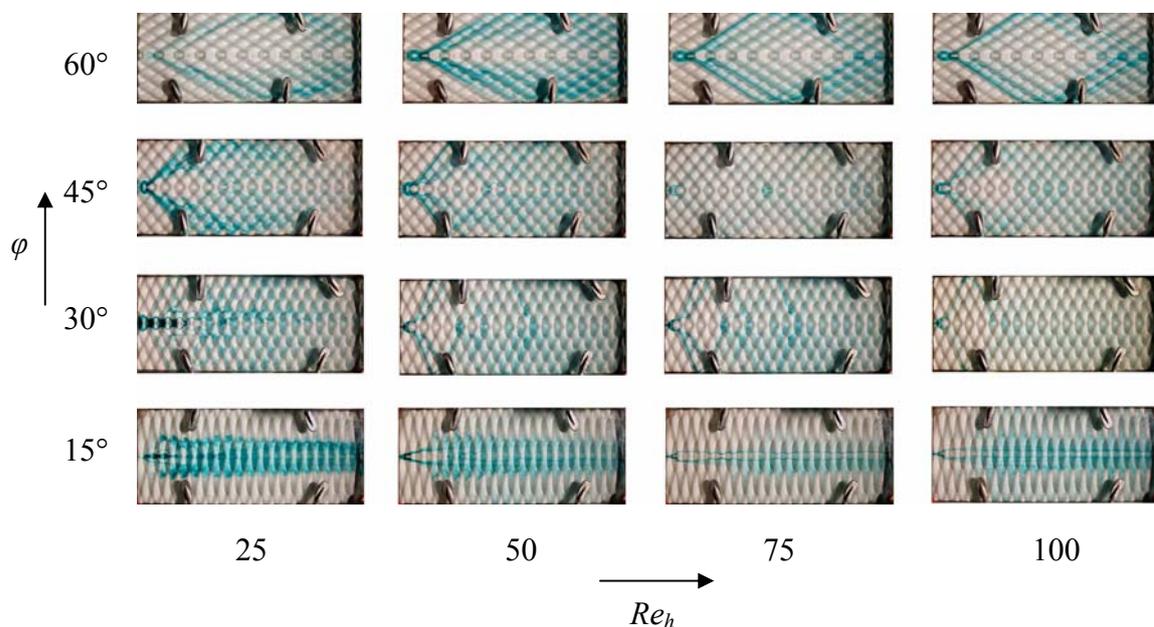


Abbildung 7.3: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 7,45$; $x/\lambda^* = 0$; Wasser

und in Abbildung 7.4 werden die Resultate der verschobenen Plattenanordnung bei derselben dimensionslosen Wellenlänge gezeigt.

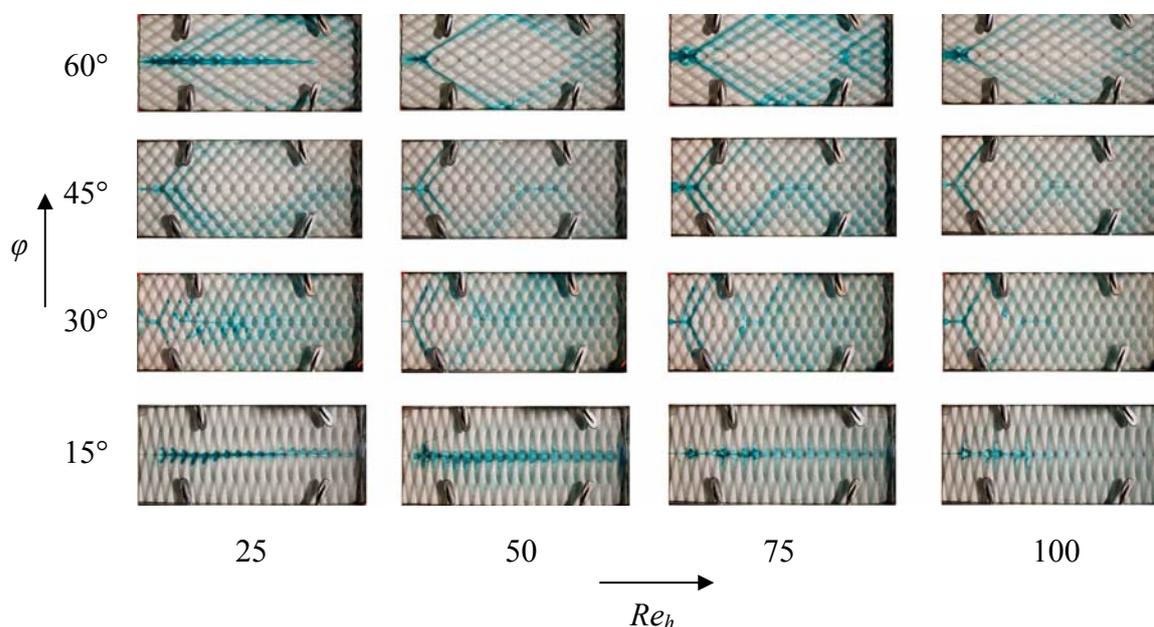


Abbildung 7.4: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 7,45$; $x/\lambda^* = 0,5$; Wasser

Bei einer Vergrößerung der bezogenen Wellenlänge auf $\lambda/a = 7,45$, stellen sich nahezu dieselben Strömungsformen ein, wie bereits bei $\lambda/a = 5,5$ erwähnt. Lediglich die Vermischung der einzelnen Teilströme ist bei höheren Re_h -Zahlen nicht so intensiv wie bei $\lambda/a = 5,5$, weil die kritische Re_h -Zahl für den Übergang zur nächsten Strömungsform hier größer ist. In Abbildung 7.4 wird der Einfluss der verschobenen Umkehrpunkte analog zu $\lambda/a = 5,5$ ersichtlich. Das Fluid strömt vorwiegend parallel zur Strömungsrichtung über die Umkehrpunkte als Längsströmung hinweg ($\varphi = 15^\circ$, $25 < Re_h < 100$), dabei findet kein Austausch über die Umkehrpunkte hinaus statt.

Die größeren Winkel $\varphi > 30^\circ$ liegen analog zu $\lambda/a = 5,5$ im Übergangsbereich von einer Mischströmung zu einer Kanalströmung, wobei die Umkehrpunkte als Barriere bei $x/\lambda^* = 0$ wirken.

Bei $x/\lambda^* = 0,5$ und $\varphi = 15^\circ$ führt die Durchlässigkeit der Umkehrpunkte dazu, dass sich die Strömung nicht mehr in eine Längsströmung beidseitig der Umkehrpunkte aufteilt, sondern dass nunmehr die Umkehrpunkte von der Längsströmung umströmt werden. Bei $\varphi > 30^\circ$ führt die Durchlässigkeit der Umkehrpunkte nicht zu dramatischen Strömungsänderungen gegenüber $x/\lambda^* = 0$, da sich die Strömungsvorgänge ohne Barriere über die gesamte Plattenbreite ausbreiten können. Bei $\varphi = 60^\circ$ und $Re_h = 25$ ist der au-

bergewöhnliche Strömungsverlauf darauf zurückzuführen, dass die Platten nicht exakt aufeinandergelegt sind (vgl. Abbildung 7.11 (Kanalströmung)).

Die Ergebnisse der dimensionslosen Wellenlänge $\lambda/a = 10$ werden für $x/\lambda^* = 0$ in Abbildung 7.5 und für $x/\lambda^* = 0,5$ in Abbildung 7.6 vorgestellt.

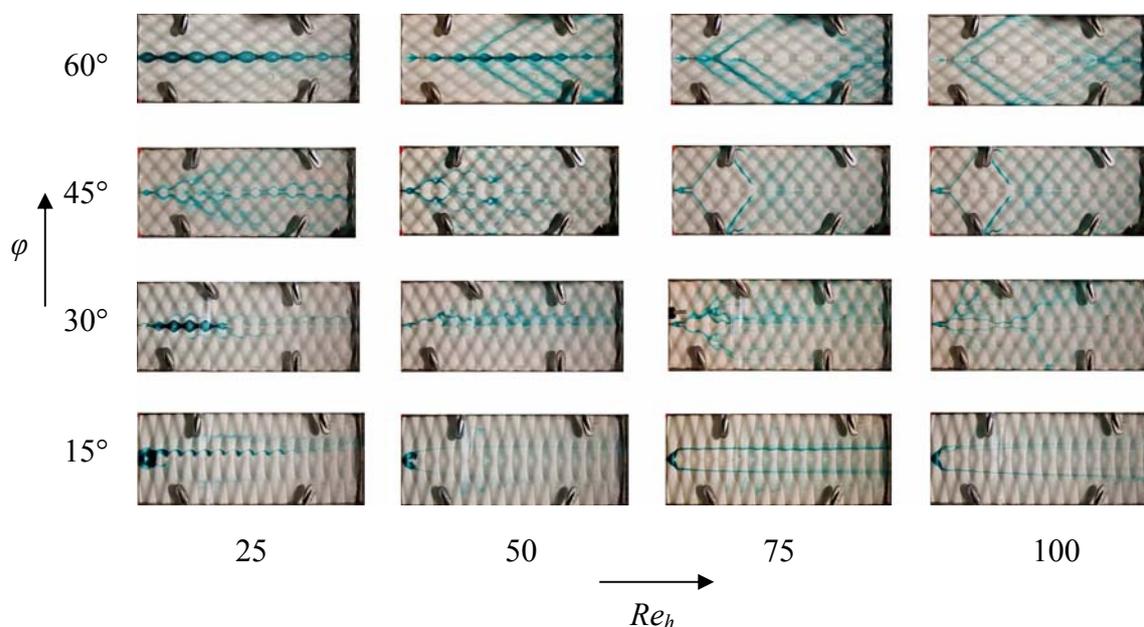


Abbildung 7.5: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 10$; $x/\lambda^* = 0$; Wasser

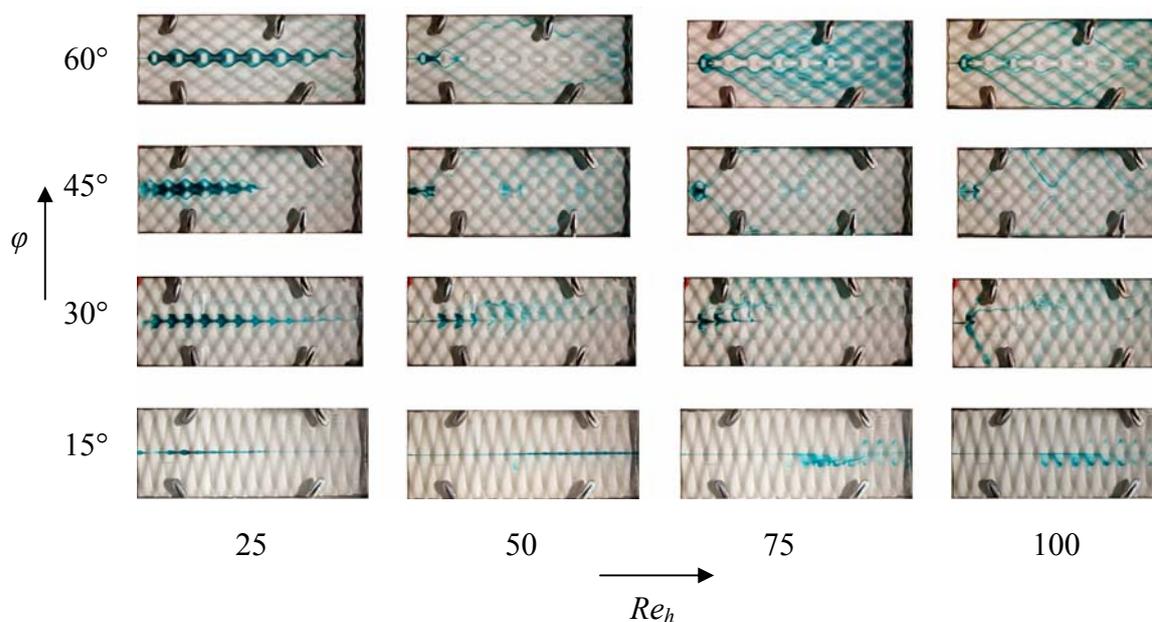


Abbildung 7.6: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 10$; $x/\lambda^* = 0,5$; Wasser

7.1.2 Farbfadenversuche mit 85%iger-Glyzerin-Wasser-Mischung

7.1.2.1 Strömungsvorgänge in deckenden und verschobenen Plattenanordnungen

In einer zweiten Versuchsreihe werden dieselben Plattenpakete mittels der 85%igen-Glyzerin-Wasser-Mischung untersucht. Im Folgenden wird diese Mischung einfachheitshalber nur noch mit Glyzerin bezeichnet. Aufgrund der höheren Viskosität des Glyzerins können sehr viel geringere Reynoldszahlen ($1 < Re_h < 10$) im Plattenspalt eingestellt werden als in den Versuchen mit Wasser ($Re_h > 25$). Somit ist es möglich, die für die Lebensmittelindustrie interessanten Verarbeitungsgeschwindigkeiten zu realisieren und die damit verbundenen Strömungs- und Transportvorgänge in einem Plattenwärmeübertrager zu analysieren und sichtbar zu machen.

Da die späteren Stoffübergangsversuche in wässrigen Medien durchgeführt werden, ist davon abgesehen worden, zur Einstellung noch kleinerer Re_h -Zahlen, Öle zu verwenden.

Die Ergebnisse der Plattenanordnung mit den geometrischen Beziehungen $\lambda/a = 5,5$ und $x/\lambda^* = 0$ werden in Abbildung 7.7 vorgestellt.

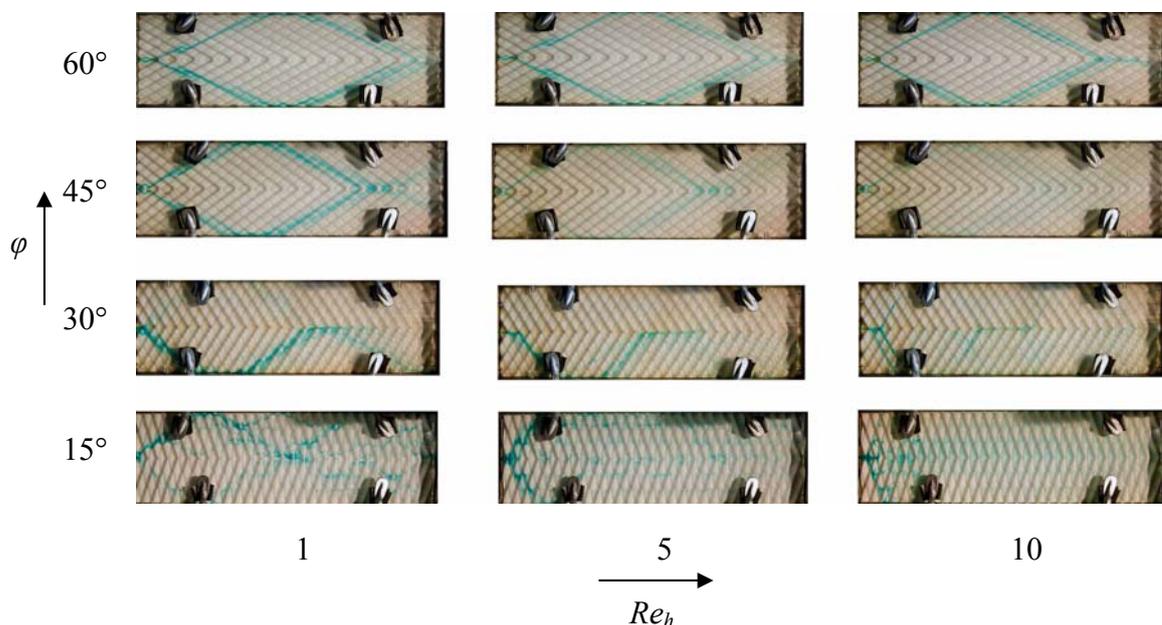


Abbildung 7.7: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 5,5$; $x/\lambda^* = 0$; Glyzerin

Die verschobene Plattenanordnung ($x/\lambda^* = 0,5$) der bezogenen Wellenlänge $\lambda/a = 5,5$ ist in Abbildung 7.8 präsentiert.

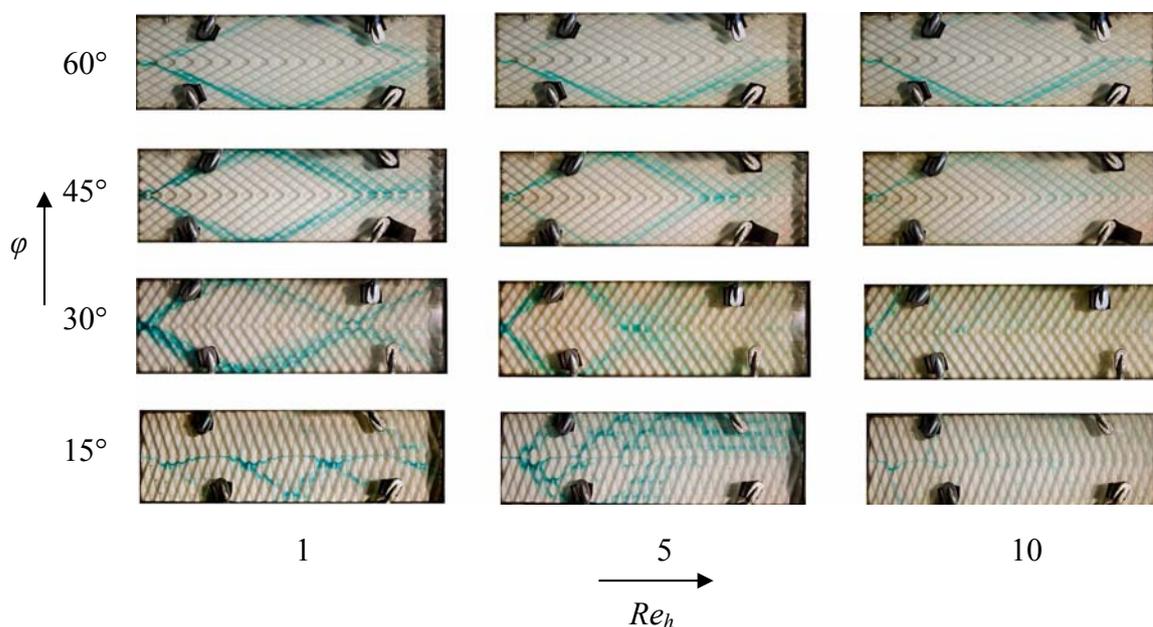


Abbildung 7.8: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 5,5$; $x/\lambda^* = 0,5$; Glycerin

Aufgrund der fehlenden Turbulenz ist in Abbildung 7.7 sehr deutlich zu erkennen, dass sich die Kanalströmung bei einem Anströmwinkel $\varphi > 15^\circ$ jeweils im untersuchten Reynoldszahlenbereich einstellt. Der Farbfaden wird unabhängig von der Re_h -Zahl und vom Anströmwinkel φ sowohl an der Plattenwand als auch an den Umkehrpunkten in der Plattenmitte umgelenkt und folgt den Prägetälern der oberen bzw. der unteren Platte. Lediglich bei dem kleinen Winkel $\varphi = 15^\circ$ und $Re_h = 1$ sind erste Veränderungen zu erkennen, wie sie in Abbildung 7.9 und Abbildung 7.10 später beschrieben werden.

Bemerkenswert ist, dass die Strömungsreflexion an den Plattenrändern nicht sofort umgelenkt wird, sondern erst etwas weiter stromabwärts. Dies ist auf die unvollständigen Randkanäle zurückzuführen, die sich ergeben, wenn nicht für jedes λ/a ein exakter Plattensatz hergestellt wird. Dieser Sachverhalt lässt sich auf das angewandte Herstellungsverfahren der Platten zurückführen. Aufgrund des mechanischen Energieeintrages beim Fräsen kann der Werkstoff PVC ein wenig zu fließen beginnen, was einer exakten Plattenbearbeitung entgegenwirkt.

Bei einem dimensionslosen Abstand der Umkehrpunkte von $x/\lambda^* = 0,5$ stellen sich dieselben Strömungsphänomene ein, wie bereits bei der deckenden Anordnung dargelegt (Abbildung 7.8).

In den nächsten Abbildungen 7.9 und 7.10 werden die Strömungsvorgänge der bezogenen Wellenlänge $\lambda/a = 7,45$, in den Abbildungen 7.11 und 7.12 für $\lambda/a = 10$ vorgestellt.

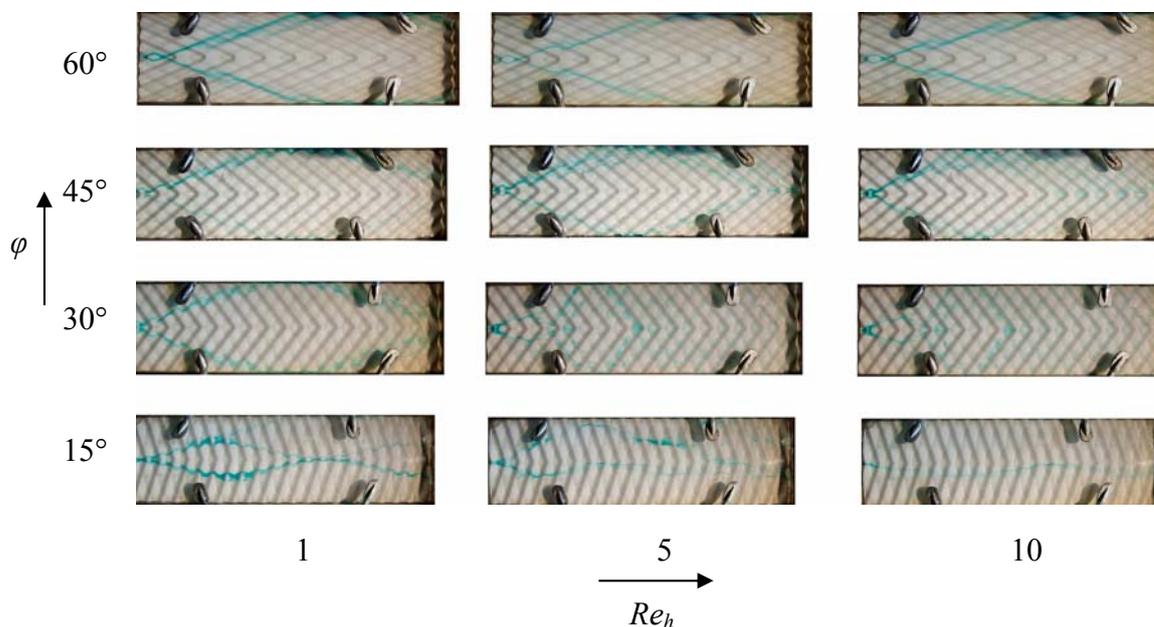


Abbildung 7.9: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 7,45$; $x/\lambda^* = 0$; Glycerin

Abbildung 7.10 zeigt die Strömungsvorgänge in der verschobenen Anordnung mit einem $\lambda/a = 7,45$.

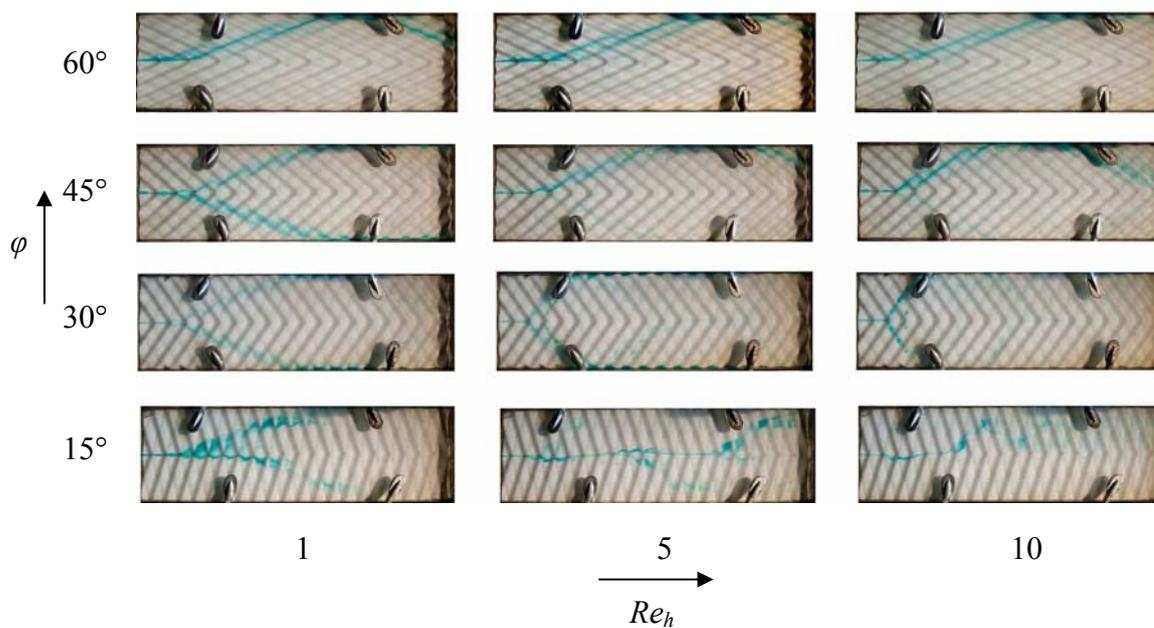


Abbildung 7.10: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 7,45$; $x/\lambda^* = 0,5$; Glycerin

Mit zunehmendem λ/a ergeben sich prinzipiell die gleichen Strömungsvorgänge wie für $\lambda/a = 5,5$ mit der Ausnahme kleiner Winkel φ . Ein Vergleich dieser kleinen Winkel mit denen bei $Re_h > 10$ zeigt, dass die Längsströmung bei $\varphi = 15^\circ$ in einen neuen Strömungstyp übergeht, der dadurch entsteht, dass nun die Strömung nicht mehr der Hauptströmung in den Tälern folgt. Vielmehr strömt das Fluid ein kurzes Wegstück im Tal der Platte, überquert dann den Berg der nächsten Prägewelle usw. Aufgrund dieses Strömungsmusters ergibt sich ein Strömungstyp bei dem die Seitenwände in breiten Platten eine untergeordnete Rolle spielen, weil sich die Strömung nun sinusförmig durch den Plattenspalt bewegt.

In analoger Weise verhält sich die Kanalströmung, wenn zu kleineren Re_h -Zahlen übergegangen wird, wobei die kritische Re_h -Zahl für diesen Übergang jedoch stark geometrieabhängig ist.

Die Kanalströmung verläuft nicht mehr bis zum Plattenrand im Tal der Prägung, sondern überquert schon vorher den Berg der nächsten Prägewelle, verläuft ein Stück im nächsten Tals usw. Die Strömung folgt auch hier nicht mehr der Prägung, sondern bewegt sich in einem gezackt sinusförmigen Verlauf durch den Plattenspalt.

Bei einer Erhöhung der Re_h -Zahl wird die Amplitude dieser Sinusbewegung, sowohl bei einem großen als auch einem kleinen φ , kleiner, sodass als Endströmung für alle hier untersuchten Prägungen eine neue Strömungsart entsteht, bei der die Umkehrpunkte keine große Rolle mehr spielen.

Durch eine geeignete Wahl der Plattengeometrie und der Re_h -Zahl kann durch diese Sinusströmung gegenüber dem ebenen laminaren Spalt eine deutlich bessere Mischwirkung und ein deutlich besserer Wärmeübergang erzielt werden. Zugleich werden die Grenzschichten dünner. Damit lassen sich mit Hilfe von PWÜs auch bei kleinen Re_h -Zahlen positive Auswirkungen beim Erhitzen von viskosen Lebensmitteln erreichen.

Unabhängig davon, ob die Sinusströmung aus der Längs- oder aus der Kanalströmung bei einer Absenkung der Re_h -Zahl heraus entsteht, entwickelt sich hier ein neuer Strömungstyp, wobei die Amplitude dieser Sinusströmung mit zunehmender Re_h -Zahl immer kleiner wird.

Die Ergebnisse der Strömungsuntersuchungen für eine bezogene Wellenlänge $\lambda/a = 10$ werden in Abbildung 7.11 für $x/\lambda^* = 0$ und in Abbildung 7.12 für $x/\lambda^* = 0,5$ vorgestellt.

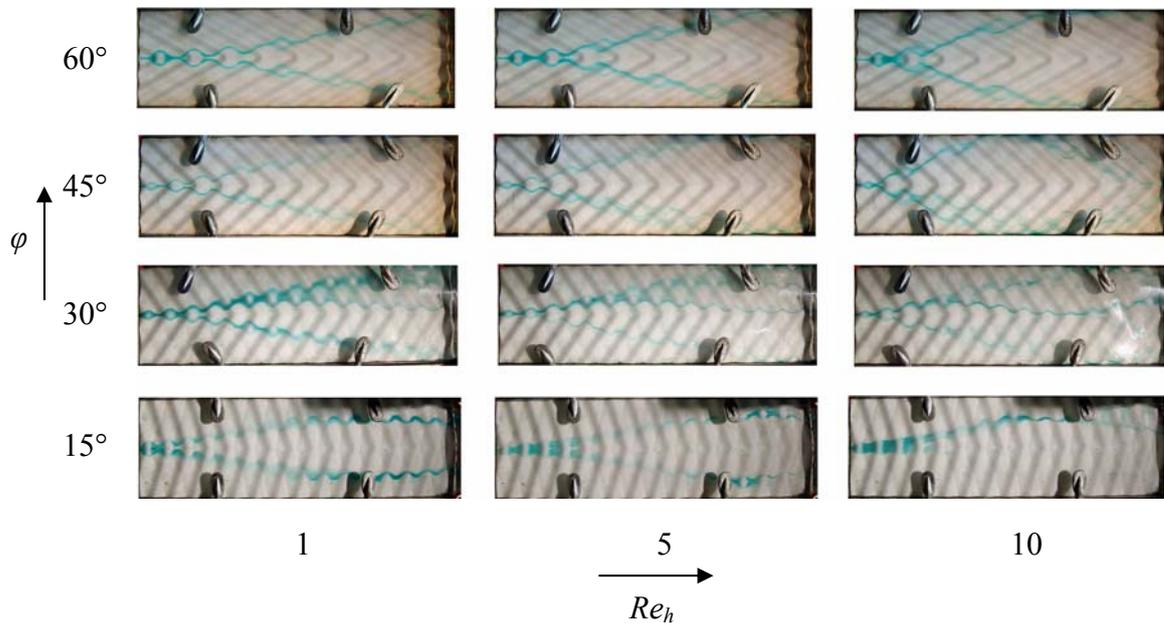


Abbildung 7.11: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 10$; $x/\lambda^* = 0$; Glycerin.

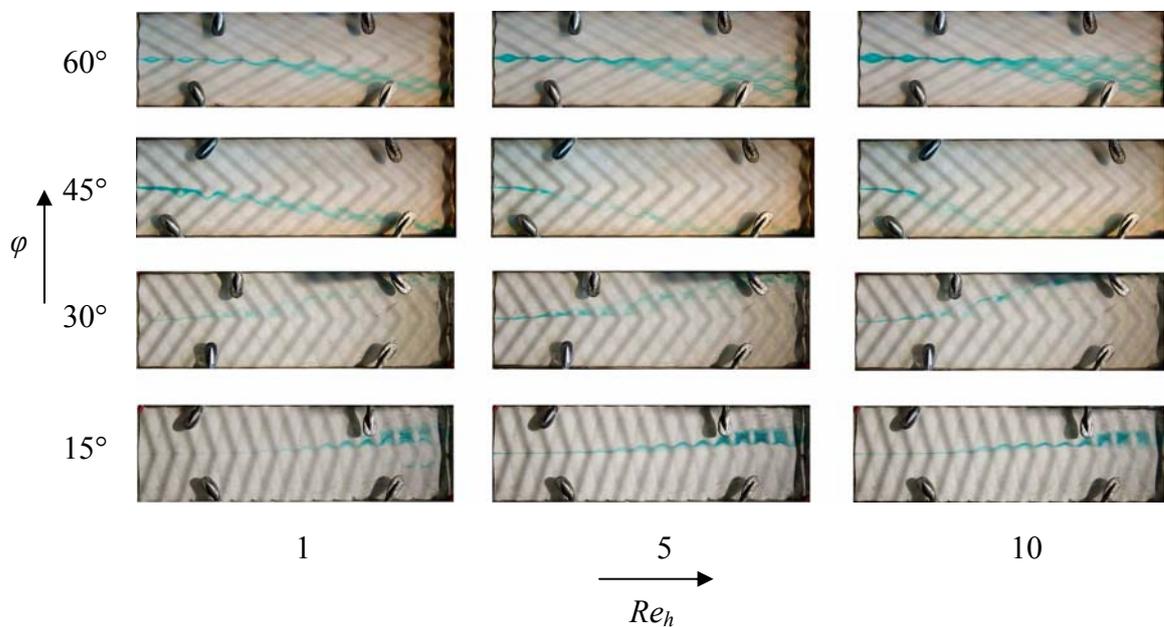


Abbildung 7.12: Einfluss der Re_h -Zahl und des Anstellwinkels φ auf die Strömung;
 $\lambda/a = 10$; $x/\lambda^* = 0,5$; Glycerin

7.1.2.2 Strömungsvorgänge am Plattenrand

Um die Vorgänge an der Wand zu klären, wird eine Seitenwand durch eine Plexiglas-scheibe ersetzt. Dadurch kann die Verteilung nicht nur über die Breite bzw. die Länge der Platte untersucht werden, sondern auch das Strömungsverhalten über die Spalthöhe hinweg. Aufgrund der Symmetrie der Plattenprägung können diese Untersuchungen auch für Strömungsvorgänge im Bereich der Umkehrpunkte in der Plattenmitte herangezogen werden. Diese Untersuchungsmethode ist lediglich bei Platten mit vorwiegender Kanalströmung anwendbar.

Da bei einigen Platten unvollständige Randkanäle vorliegen, weisen diese Bilder nach, dass in mehreren hintereinander liegenden Elementen sich analoge Vorgänge abspielen, die bei vollständigen Randkanälen auf ein bis zwei Elemente begrenzt wären.

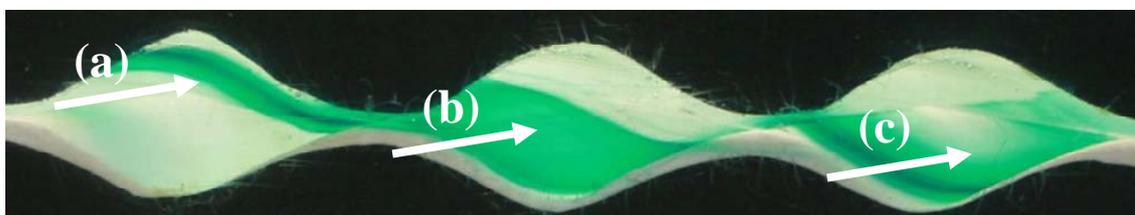


Abbildung 7.13: Seitenausschnitt am Umlenkpunkt,

$$\lambda/a = 5,5; \varphi = 60^\circ; x/\lambda^* = 0; Re_h = 1$$

An der Stelle (a) strömt das Fluid aus der Mitte des Strömungskanals in der oberen Plattenhälfte in Richtung Wand. Kurz vor dem Auftreffen auf die Wand (Stelle (b)) wird es abermals aufgrund des Auflagepunktes kurz ausgelenkt. Das Auftreffen auf die Wand wird durch das Aufweiten des Farbfadens markiert. Man kann deutlich erkennen, dass der Farbfaden beim Auftreffen auf die Wand den Strömungskanal über die Höhe weitgehend ausfüllt. Nach der Wand strömt der Farbfaden um den zweiten Auflagepunkt herum. Aufgrund der Querschnittsverengung in diesem Bereich wird der Farbfaden über die Höhe wieder zusammengeführt und erfährt eine Breitenaufweitung. Nach dem Auflagepunkt (Stelle c) strömt der abgeflachte Faden im unteren Tal der Platte in Richtung Plattenmitte zurück.

Die Wandströmungsvorgänge der verschobenen Plattenanordnung werden in Abbildung 7.14 aufgezeigt.

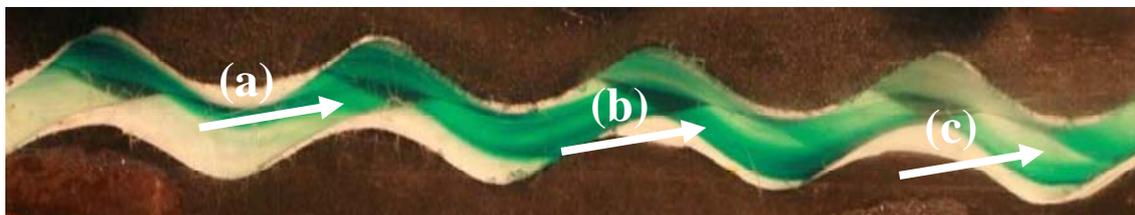


Abbildung 7.14: Seitenausschnitt am Umlenkpunkt,

$$\lambda/a = 5,5; \varphi = 60^\circ; x/\lambda^* = 0,5; Re_h = 1$$

Eine Verschiebung der oberen Platte um $x/\lambda^* = 0,5$ führt zu einem ähnlichen Strömungsverhalten. An der Stelle (a) strömt erneut das Fluid aus der Plattenmitte auf die begrenzende Wand zu. An der Stelle (b) trifft die Tinte auf die Wand auf, was an der Aufweitung des Farbfadens über die gesamte Spalthöhe erkennbar ist. Nach der Wand wird der Strömungsfaden in das Tal der unteren Platten gedrückt, er schnürt sich zunehmend ein, bis dann das Zurückströmen zur Plattenmitte an der Stelle (c) erfolgt.

7.1.2.3 Strömungsvorgänge in hybriden Plattenanordnungen

In einer weiteren Versuchsreihe werden die hybriden Anordnungen bei gleichem λ/a , aber unterschiedlichen Anströmwinkeln φ_1 und φ_2 untersucht. Allerdings wird der Anströmwinkel $\varphi = 60^\circ$ in dieser Versuchsreihe ausgeklammert, weil diese Plattenprägung stets zu einer unerwünschten Kanalströmung führt.

Wie aus einigen Schaubildern der gekreuzten Anordnungen ersichtlich wird, ist es nicht immer möglich gewesen, den Farbfaden in der Mitte des Plattenspaltes symmetrisch hinzuzugeben (z.B. Abbildung 7.12, $Re_h = 1$, $15^\circ < \varphi < 60^\circ$). Durch eine Verlängerung der Zugabedüse in dieser Versuchsreihe kann nun die Tinte direkt im Kanal der oberen Platte in das Fluid eingebracht werden. Da sich symmetrische Strömungsmuster auf jeweils einer Plattenseite einstellen (vgl. Abbildung 4.11), können die Ergebnisse auf die zweite Plattenseite übertragen werden; es wird lediglich eine Plattenhälfte in den nachstehenden Abbildungen 7.15 – 7.17 gezeigt. Die Oberkante der Bilder stellt die Reihe der Umkehrpunkte in der Plattenmitte dar, die Unterkante der Bilder ist die Plattenwand. Ferner kann mit diesem Versuchsaufbau untersucht werden, wie tief die mittlere Austauschzone mit ihrer Längskomponente in die Täler der Plattenprägungen reicht.

Abbildung 7.15 stellt die Ergebnisse der ersten hybriden Plattenanordnung mit $\lambda/a = 5,5$ und verschiedenen Anströmwinkeln vor. Der Winkel der unteren Platte ist mit φ_1 und der Winkel der oberen Platte ist mit φ_2 bezeichnet.

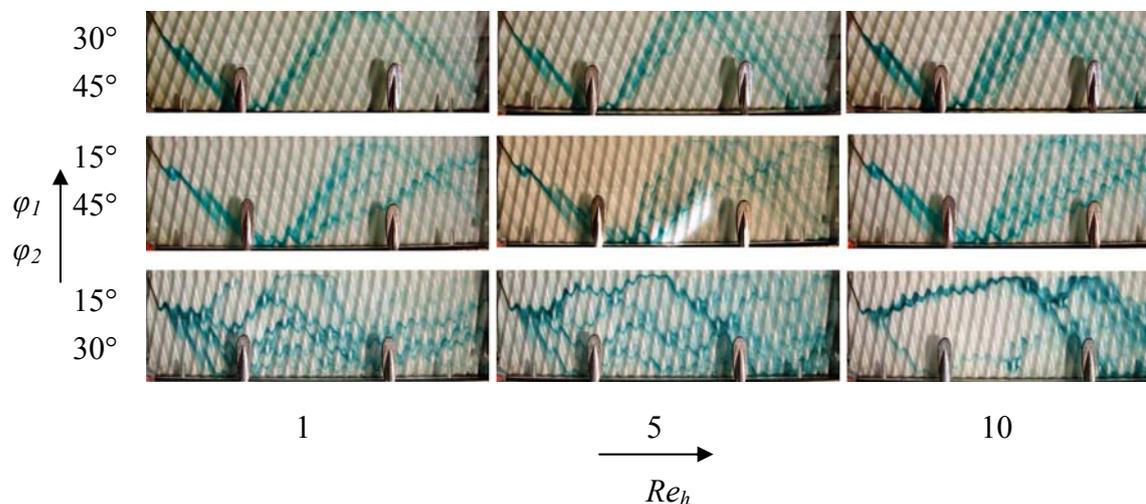


Abbildung 7.15: Einfluss der Re_h -Zahl und der Anstellwinkel φ_1 und φ_2 auf die Strömung, $\lambda/a = 5,5$; hybrid; Glycerin

Werden zwei harte Plattenprägungen ($\varphi_1 = 15^\circ$ und $\varphi_2 = 30^\circ$) mit einem $\lambda/a = 5,5$ kombiniert (Abbildung 7.15), so ist bei den Re_h -Zahlen 1 und 5 eine Vielzahl von Einzelzöpfen zu beobachten, die ein sehr inhomogenes Strömungsbild liefern, aber eine gewisse homogene Vermischung über die Plattenbreite ermöglichen. Erst bei $Re_h = 10$ ist ein gemeinsamer Zopf zu erkennen, der erst nach einer Umlenkung an der Plattenmitte in weitere Einzelzöpfe zerteilt wird und mit denen eine homogene Vermischung über die Plattenbreite erzielt wird. Die Kombination einer harten mit einer weichen Platte führt zu einem differenzierten Strömungsbild. So ist bei $\varphi_1 = 15^\circ$ und $\varphi_2 = 45^\circ$ zunächst der Einfluss des höheren Anströmwinkels in der oberen Platte in Form der Kanalströmung mit Auslenkungen an den Auflagepunkte zu erkennen. Erst nach der Umlenkung am unteren Plattenrand ist der Einfluss der härteren Prägung der unteren Platten zu bemerken, indem der Strömungsfaden in mehrere Einzelzöpfe aufgeteilt wird und dadurch eine Aufweitung erfährt. In der Plattenmitte werden diese Einzelzöpfe wiederum umgelenkt. Mit dieser Plattenprägung hat eine höhere Reynoldszahl nahezu keinen Einfluss auf die Strömungsvorgänge, was an den ähnlichen Strömungsmustern zu erkennen ist. Werden Platten mit den Anströmwinkeln $\varphi_1 = 30^\circ$ und $\varphi_2 = 45^\circ$ miteinander kombiniert, stellen sich sowohl auf der oberen Platte als auch auf der unteren Platte eine Kanalströmung ein, die trotz den Umlenkungen am Plattenrand und in der Plattenmitte beibehalten wird ($Re_h = 1$). Die beiden höheren Reynoldszahlen $Re_h = 5$ und $Re_h = 10$ führen bei den Umlenkungen in der Plattenmitte zu einer Aufteilung der Kanalströmung auf meh-

rere Einzelkanäle, was an dem homogenen Strömungsbild nach dieser Umlenkung zu erkennen ist.

Werden die sich einstellenden Strömungsmuster bei einer dimensionslosen Wellenlänge $\lambda/a = 5,5$ mit zwei unterschiedlichen Anströmwinkeln betrachtet, so fällt auf, dass sich nahezu dieselben Strömungsmuster einstellen, wie in der symmetrischen Plattenanordnung mit $\varphi_1 = \varphi_2$. Bei größeren Anströmwinkeln stellt sich wiederum die Kanalströmung ein, die mit höherem Re_h zunehmend eine Breitenverteilung aufzeigt. Das Verwenden unterschiedlicher Anströmwinkel macht sich jeweils an der Wand bemerkbar, wenn das Fluid von der oberen in die untere Platte bzw. umgekehrt gezwungen wird. Lediglich bei einem kleineren φ_1 und φ_2 ist die Wirkung der Längskomponenten in die Täler hinein so groß, dass bereits kurz nach der Tintenzugabe in den Strömungskanal der Farbfaden aufgeweitet wird und in Einzelzöpfe zerteilt wird. Daraus lässt sich schließen, dass der Anteil der Längsströmung im Mittelbereich beider Platten nur einen geringen Einfluss auf die Kanalströmung in den Tälern der Plattenprägung ausüben kann. Bei höheren Reynoldszahlen ist die homogenisierende Wirkung der höheren Strömungsgeschwindigkeit deutlich sichtbar, besonders nach der zweiten Umlenkung des Farbfadens in der Plattenmitte (Plattenende).

Die Ergebnisse der zweiten untersuchten asymmetrischen Plattenkonfiguration mit einem $\lambda/a = 7,45$ werden in der nachstehenden Abbildung 7.16 vorgestellt.

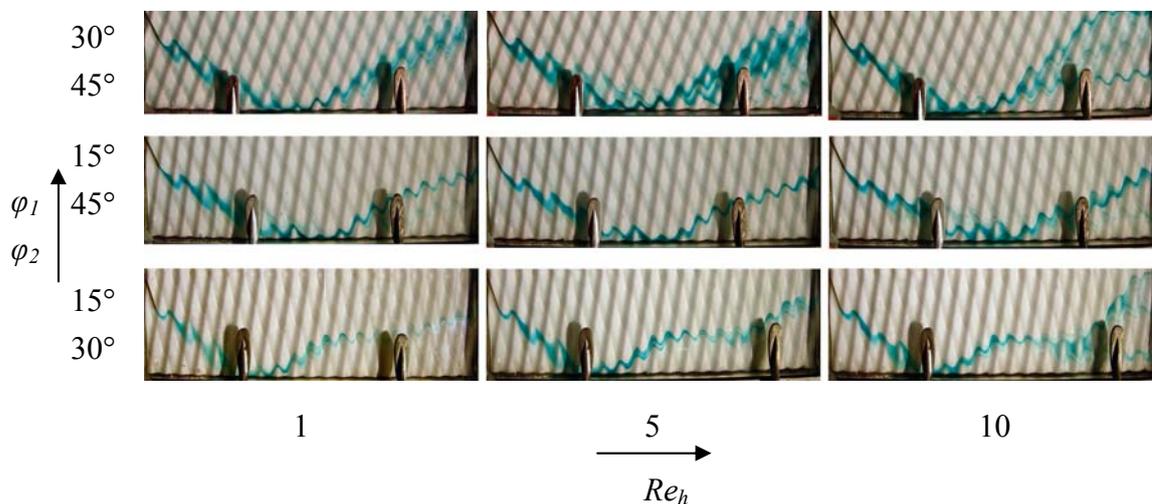


Abbildung 7.16: Einfluss der Re_h -Zahl und der Anstellwinkel φ_1 und φ_2 auf die Strömung, $\lambda/a = 7,45$; hybrid; Glyzerin

Bei einer größeren Wellenlänge der Plattenprägung und der Kombination zweier harter Platten ($\varphi_1 = 15^\circ / \varphi_2 = 30^\circ$) stellen sich folgende Strömungsmuster ein. Bei $Re_h = 1$ ist zunächst in der oberen Platte ($\varphi_2 = 30^\circ$) eine Kanalströmung mit Auslenkungen im Bereich der Auflagepunkte zu erkennen. Nach der Strömungsumlenkung an der Platten-

wand trifft das Fluid auf die Platte mit $\varphi_1 = 15^\circ$ und geht in eine gezackte Sinusströmung über, bei der der Strömungsfaden nicht bis zur Plattenmitte strömt, sondern im Bereich zwischen Plattenrand und der Reihe der Umkehrpunkte verbleibt und bis zum Plattenende strömt. Trotz einer Erhöhung der Re_h -Zahl bleibt dieses Strömungsmuster erhalten. Der Strömungsartenwechsel von der oberen auf die untere Platte bleibt über den gesamten untersuchten Reynoldszahlenbereich erhalten. Lediglich die Plattenkombination mit $\varphi_1 = 30^\circ$ und $\varphi_2 = 45^\circ$ teilt den Farbfaden nach der Wandumlenkung am Plattenrand in mehrere Einzelzöpfe auf, die eine homogenere Vermischung des Farbfadens über den Plattenquerschnitt ermöglicht. In Abbildung 7.16 ergibt sich die gezackte Strömung für alle Plattenkonfigurationen, wobei die Amplitude der Sinusströmung bei kleinem φ schon deutlich kleiner ausfällt.

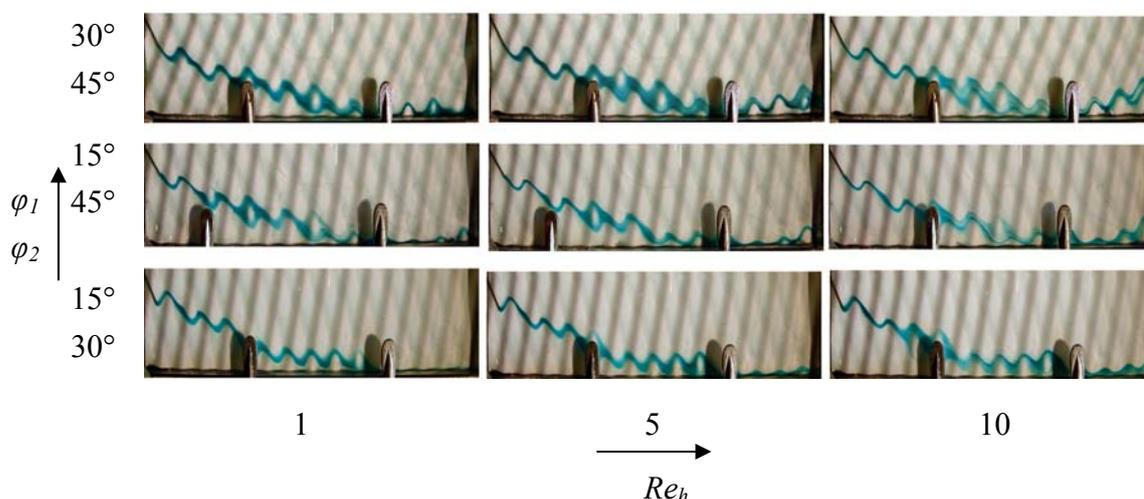


Abbildung 7.17: Einfluss der Re_h -Zahl und der Anstellwinkel φ_1 und φ_2 auf die Strömung; $\lambda/a = 10$; hybrid; Glycerin

Bei der größten bezogenen Wellenlänge $\lambda/a = 10$ liegt jeweils die gezackte Sinusströmung vor.

7.2 Chemisorptionsmethode

Dieses Stoffübergangsverfahren eignet sich wegen der Sichtbarmachung der Wandvorgänge zu Aussagen über die ursächlichen Strömungsvorgänge im Strömungskern.

Bei dieser Methode wird der Stoff Acidol Blau im Gegensatz zum Farbfadenversuch nicht lokal hinzugegeben, sondern homogen zum eintretenden Fluid beigemischt.

Die Farbintensität entspricht direkt dem örtlichen Stoffübergang und über die Analogie auch dem örtlichen Wärmeübergang.

Die Auflagepunkte, die durch die gekreuzte Plattenanordnung der oberen mit der unteren Platte entstehen, treten als runde weiße Bereiche auf den blaugefärbten Membranen hervor, weil in diesem Bereich der Stoffübergang sehr klein ist. Die Anzahl dieser Auflagepunkte variiert mit dem jeweiligen Anströmwinkel. Bei einem kleinen Winkel (harte Prägung) entstehen weniger Kreuzungspunkte als bei einem großen Winkel (weiche Prägung).

7.2.1 Strömungsvorgänge in deckenden Plattenanordnungen

Die vorgestellten Abbildungen zeigen die Grenzschichtvorgänge bei einer einheitlichen Reynoldszahl von $Re_h = 1$. Zur Sichtbarmachung der Stoffübergangsverteilungen wird lediglich die untere Platte des Plattenpakets der deckenden Anordnung gezeigt. Es ist zu beachten, dass für solch qualitative Aussagen nur eine Hälfte einer ganzen Platte mit PA-Membran in den Versuchen belegt wird, daher ist nur eine Plattenhälfte in den Abbildungen dargestellt (vgl. Abschnitt 4.3.3).

Abbildung 7.18 zeigt den Geometrieinfluss auf die lokalen Transportvorgänge in der deckenden Plattenanordnung.

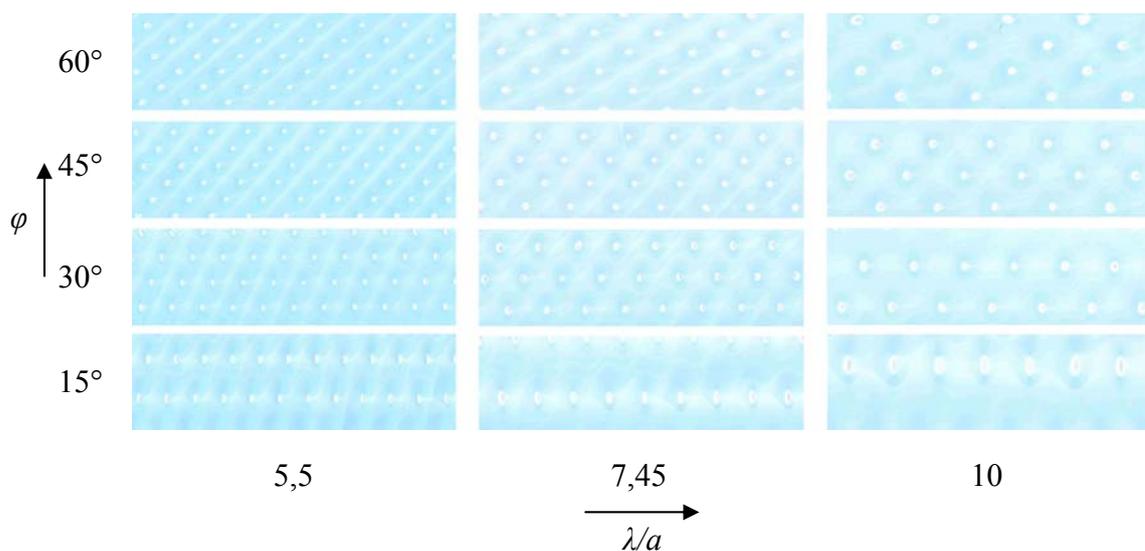


Abbildung 7.18: Geometrieinfluss auf den Stoffübergang; $Re_h = 1$; $x/\lambda^* = 0$

Aus Abbildung 7.18 wird ersichtlich, dass sowohl der Anströmwinkel φ als auch die dimensionslose Wellenlänge einen erheblichen Einfluss auf die Strömungsvorgänge mit dem zugeordneten Stoffübergang ausüben.

Die Strömungsvorgänge sind bei dieser kleinen Re_h -Zahl sehr ähnlich, obwohl bei größeren Re_h -Zahlen Kanal- und Längsströmung vorliegen. Diese Vorgänge in der Strömung zeichnen sich dadurch aus, dass der Stoffübergang um die Auflagepunkte herum deutlich höher ist, und dass in den Tälern ein relativ niedriger Stoffübergang

vorliegt. Der mittlere Stoffübergang über die gesamte Platte hinweg ist umso höher, je kleiner das λ/a ist, da dann der sehr niedrige Stoffübergang unmittelbar an den Auflagepunkten sehr kleine Flächen einnimmt.

Die Umströmung der Auflagepunkte führt bei sehr kleinen Re_h -Zahlen zu keiner Strömungsablösung mehr, sodass der Stoffübergang dort relativ hoch ist. Denn hier herrschen im Nahbereich der Auflagepunkte höhere lokale Geschwindigkeiten, weil die Geometrierengung zu einer Beschleunigung des Fluids führt. Dadurch werden höhere Wandschubspannungen hervorgerufen, die die Grenzschicht stärker reduzieren [38]. Der Rest der Membran ist nur schwach gefärbt.

7.2.2 Strömungsvorgänge in hybriden Plattenanordnungen

Bei der hybriden Plattenschaltung hingegen müssen die gefärbten Membranen beider Platten gezeigt werden, da der Stoffübergang auf beiden Seiten hybrider Plattenanordnungen asymmetrisch ist.

Abbildung 7.19 zeigt die Transportvorgänge, wenn harte Platten miteinander kombiniert werden, Abbildung 7.20 zeigt die Kombination einer harten mit einer weichen Platte.

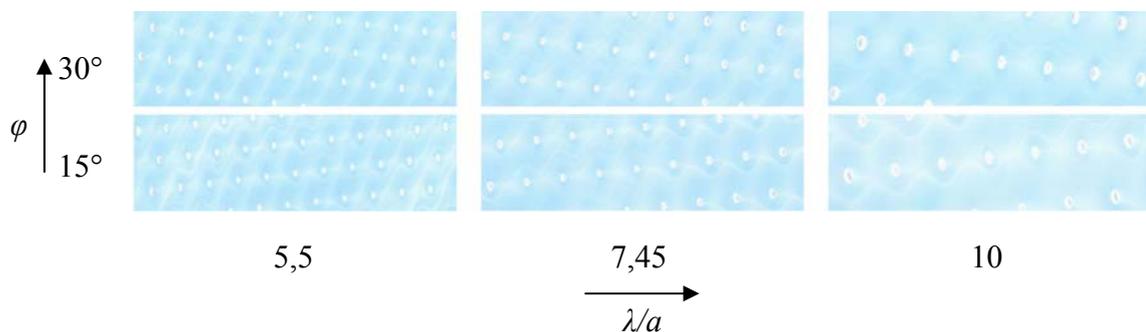


Abbildung 7.19: Geometrieinfluss auf Stoffübergang, $Re_h = 1$, $\varphi_1 = 15^\circ$; $\varphi_2 = 30^\circ$

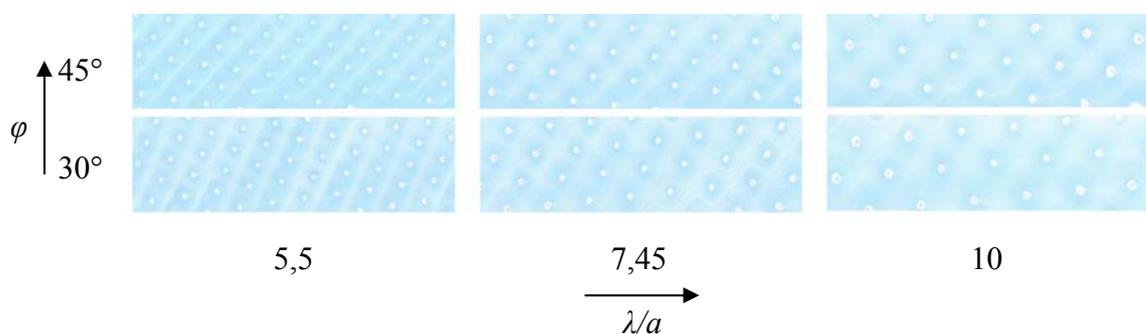


Abbildung 7.20: Geometrieinfluss auf Stoffübergang, $Re_h = 1$, $\varphi_1 = 30^\circ$; $\varphi_2 = 45^\circ$

Trotz einer asymmetrischen Plattenschaltung (Abbildung 7.19 und Abbildung 7.20) treten Strömungen auf, die zu vergleichbaren Stoffübergangsverteilungen führen wie bei symmetrischen Plattenanordnungen.

Alle Geometrien haben die Gemeinsamkeit, dass hinter jedem Auflagepunkt – wenn auch kleine – Bereiche mit geringem Stoffübergang induziert werden, die zum Teil über weite Strecken der gefärbten Membran erhalten bleiben. In Abbildung 7.21 ist eine vergrößerte Raute mit verfälschter Farbgebung dargestellt, um die Bereiche geringen Stoffübergangs (weiße Pfeile) zu verdeutlichen. Sie zeigen, dass die lokalen Strömungsvorgänge dort relativ komplex sind.

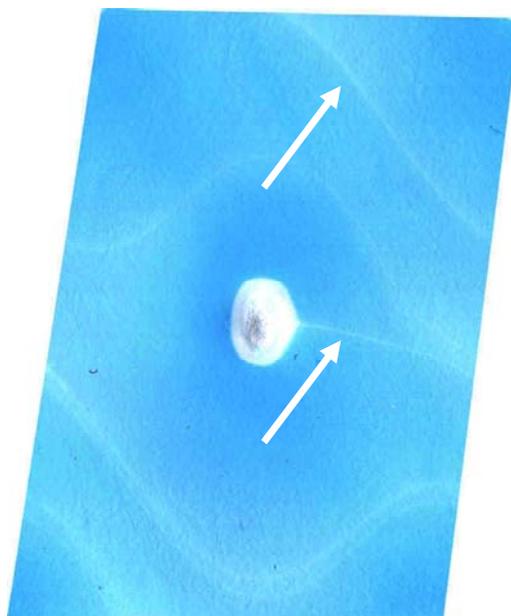


Abbildung 7.21: Raute mit verfälschter Farbgebung;
 $\lambda/a = 7,45$; $\varphi = 30^\circ$; $x/\lambda^* = 0$

Aus den gewonnenen Ergebnissen der Abschnitte 7.1 und 7.2 kann festgehalten werden, dass eine Verarbeitung viskoser Medien in Plattenwärmeübertragern nur in einem sehr begrenzten Parameterbereich vorstellbar ist. Aus den gezeigten Resultaten geht hervor, dass dieser kleine Spielraum nur bei sehr kleinen Re_h -Zahlen, bei großen Anströmwinkeln und kleinen λ/a -Verhältnissen gegeben ist.

Eine Analyse einer dimensionslosen Wellenlänge $\lambda/a < 5,5$ ist unnötig, weil die Talströmung in den Prägetälern dominant würde und eine Vermischung über die Plattenhöhe dadurch stark reduziert wäre. Eine Untersuchung sehr großer λ/a -Verhältnisse ist ebenfalls nicht sinnvoll, weil die Prägewelle extrem flach wäre. In Verbindung mit kleinen Anströmwinkeln würde die flache Prägewelle sehr große Auflageflächen erzeugen, was bei einer ohnehin minimalen Flächenvergrößerung zu einem merklichen Flächenverlust führen würde. Darüber hinaus würde eine sehr flache Oberflächenwellung

einem langsam strömenden Fluid keine gezielte bzw. gewünschte Strömung mehr aufprägen - was bereits bei $\lambda/a = 10$ erkennbar wird.

Die theoretischen Untersuchungen können sich daher auf den bereits festgelegten Parameterbereich mit den nachstehenden Kennzahlen

$$5,5 \leq \lambda / a \leq 10$$

$$15^\circ \leq \varphi \leq 45^\circ$$

$$0 = x/\lambda^* = 0,5$$

konzentrieren; diese Kennzahlen schließen die hybriden Plattenanordnungen mit ein.

8 Numerische Simulation von gekreuzten Strukturen in Plattenwärmeübertragern

Im nachfolgenden Abschnitt soll der Ablauf der durchgeführten Parameterstudie dargestellt werden.

8.1 Geometrierstellung

Zur Reduzierung des Rechenaufwandes werden für die numerischen Berechnungen verschiedene Vereinfachungen an den Geometrien durchgeführt, indem Symmetrien und Strömungseigenschaften ausgenutzt werden.

Aus Symmetriegründen wird als Rechengebiet eine Raute aus der vollständigen Platte herausgeschnitten (Abbildung 8.1). Dies ist möglich, weil sich die Strömungsvorgänge einer Plattenraute auf alle anderen übertragen lassen, wenn sich ein ausgebildetes Strömungsprofil eingestellt hat [18/, /39/, /49/]. Dieses eingelaufene Strömungsprofil gibt die geometrische Periodizität der Plattenprägung wieder [89/, /90/]. Somit lässt sich das Strömungsproblem auf eine einzige Raute reduzieren, und deren Ergebnisse lassen sich auf die komplette Platte übertragen, denn dieselbe Strömungsform liegt in allen Rauten des Plattenquerschnitts vor.

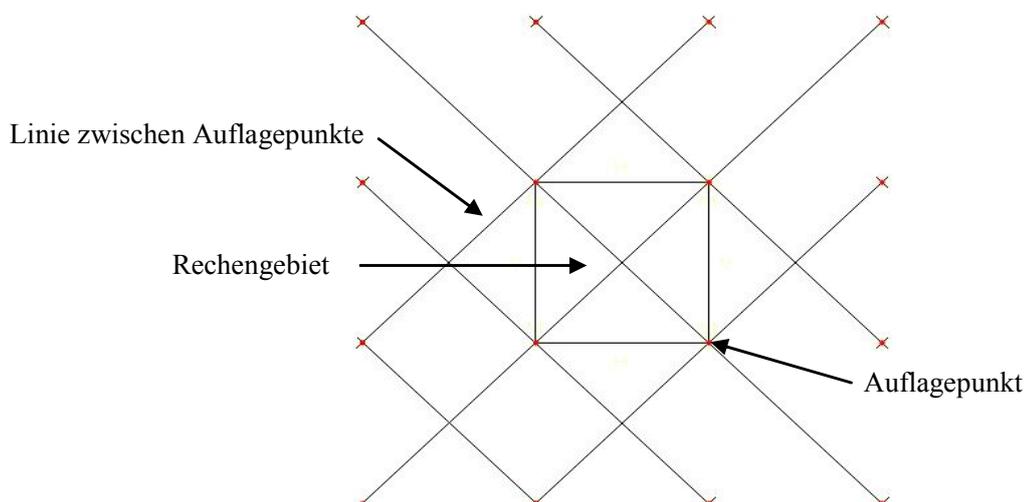


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung des ausgewählten Rechengebietes hier bei deckender Plattenanordnung

Die Auflagepunkte der oberen und unteren Kanalwand befinden sich jeweils in den Ecken der Schnittflächen; bei der versetzten und hybriden Anordnung verschiebt sich dementsprechend das Rechengebiet. Um entartete Elemente mit der Zellenhöhe null

oder sehr stark verzerrte Dreiecke im Rechengebiet zu vermeiden, besteht zwischen den oberen und den unteren Auflagepunkte der untersuchten Plattenpakete ein lichter Spalt von 1 % der mittleren Kanalhöhe /49/.

8.2 CFX – Mesh

Alle untersuchten Geometrien werden im DESIGN-Modeller der ANSYS-Workbench erstellt.

Wie bereits im Abschnitt 2.3.3.2 erwähnt, werden unstrukturierte Netze für die vorliegende Wärme- und Stoffübergangsrechnungen verwendet. Die Rechengebiete werden jeweils mit ca. 800.000 Knotenpunkten vernetzt. Für die Grenzschichten werden so genannte *Inflation Layers* verwendet (vgl. Abschnitt 2.3.3.2). Hierbei findet die Option *First Layer Thickness* Verwendung. Bei der Netzerstellung werden bereits die periodischen Ein- und Auslässe berücksichtigt, indem der Programmpunkt *Periodicity* ausgewählt wird. Dadurch erzeugt der Vernetzer auf diesen Rändern ein identisches Netz, was das spätere Interpolieren zwischen dem Ein- und Auslass der Struktur erleichtert. In Abbildung 8.2 ist ein Beispiel für ein Oberflächennetz dargestellt.

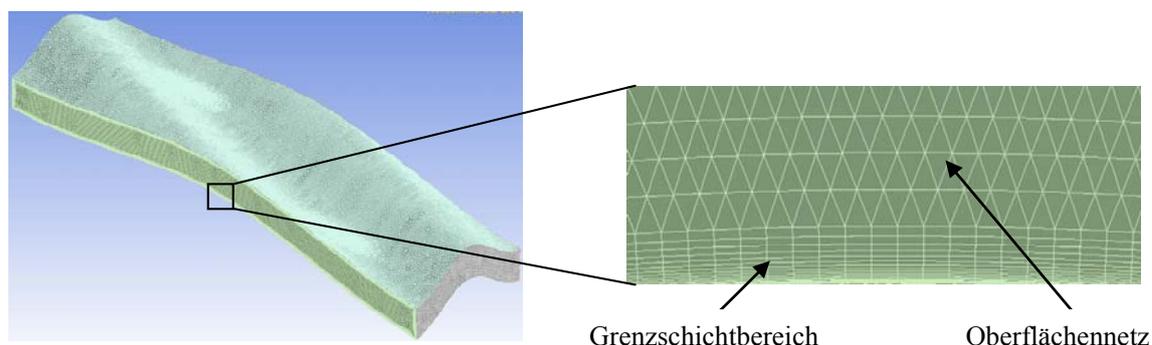


Abbildung 8.2: Oberflächennetz einer Raute mit fein aufgelöstem Grenzschichtbereich

Neben dem fein aufgelösten Grenzschichtbereich ist ebenfalls die Regelmäßigkeit des aus Tetraederelementen aufgebauten Oberflächennetzes erkennbar.

8.3 CFX – Pre und CFX – Solver

In CFX-Pre werden die notwendigen Eingabeparameter für die Simulation eingegeben.

Für die Modellerstellung werden folgende Annahmen getroffen:

- laminares Strömungsmodell
- stationäre Bedingungen

- konstante Temperatur
- keine Quell- und Senkenterme
- kein Einfluss der Schwerkraft

Die simulative Bestimmung des Stoffübergangs ist mit einem Vorteil verbunden. Die Rechnungen können bei konstanter Temperatur durchgeführt werden. Die konstanten Stoffwerte ermöglichen, dass kein zusätzliches Rheologiemodell gelöst werden muss. Hierdurch kann wiederum Rechenzeit eingespart werden.

Ferner werden für das Rechengebiet die folgenden Randbedingungen festgelegt. Dem Ein- und dem Auslass der Geometrie werden zunächst periodische Randbedingungen zugewiesen. An den beiden Seitenwänden der ausgeschnittenen Raute werden die Symmetrieeigenschaften zur gesamten Platte ausgenützt. Die obere und die untere Rautenoberfläche werden als Wände mit der diricletschen Randbedingung formuliert.

In einem ersten Rechendurchgang wird mit Hilfe der periodischen Randbedingungen das eingelaufene Geschwindigkeitsfeld bestimmt. Diese Formulierung der Randbedingung setzt die Kenntnis der Teillösung voraus, nämlich dass sich das Strömungsprofil im Abstand einer Rautenlänge und –breite wiederholt /91/. Dadurch werden keine Einlaufverluste berücksichtigt. Für die Geschwindigkeit ist diese Annahme gerechtfertigt. Für das Konzentrations- und Druckprofil gilt diese Annahme nicht, weil sich diese Variablen nicht periodisch verhalten, d.h. der Druck und die Konzentration ändern sich beim Durchgang durch den Wärmeübertrager. Dieses zuerst berechnete Strömungsprofil wird nun ausgelesen und für eine zweite Rechnung als Startwert verwendet. In einem zweiten Rechendurchgang wird nun auch die Konzentrationsverteilung des Farbstoffes bestimmt; die periodischen Randbedingungen werden nun als Ein- und Auslauf formuliert /92/. Die Ausbildung der Konzentrationsgrenzschicht kann nun bei voll ausgebildeter laminarer Strömung untersucht werden. Die Sherwoodzahl strebt im untersuchten Bereich gegen einen Grenzwert, der eine Funktion der Reynoldszahl, der Geometrie und der Randbedingungen ist.

Die Stoffwerte der verwendeten 85%igen-Glyzerin-Wasser-Mischung (vgl. Abschnitt 4.1) werden in die Stoffdatenbank von CFX-Pre implementiert, so dass ein permanenter Zugriff möglich ist.

Nach /62/ werden die zur Überprüfung vorgeschlagenen Konvergenzkriterien verwendet. Die RMS-Residuen (engl. *Root Mean Square*) dienen als gängigste Überprüfungsmethode. Erreichen diese den Wert 10^{-6} , so werden die Rechnungen automatisch beendet. Der verwendete Wert steht für eine außerordentlich gute Konvergenz. Des Weiteren werden die Werte für Massenstrom, Druck und die lokale Sherwoodzahl über so genannte Monitorpunkte ausgegeben, um die Ergebnisse abzusichern und um zusätzlich zu überprüfen, ob die Lösung tatsächlich auf einen stabilen Wert konvergiert. Ein Bei-

spiel einer Ergebnisausgabe einer durchgeführten Rechnung ist in Abbildung 8.3 dargestellt.

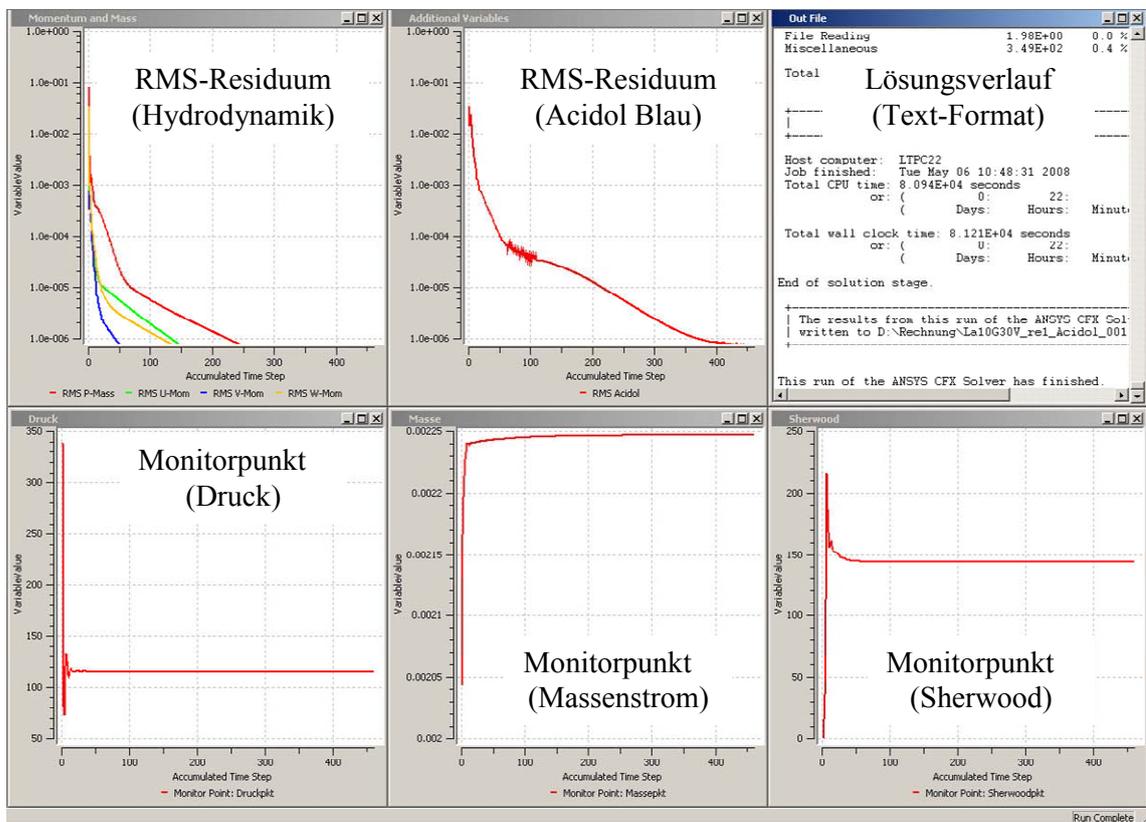


Abbildung 8.3: Beispiel einer Ergebnisausgabe einer fertigen Rechnung mit ANSYS-CFX.

Im Programmpaket CFX – Post werden die Kennwerte Sh_m , Sh_x , τ_w , $\Delta p/L$, $St^3 \cdot L/\Delta p$, $Sh \cdot L/\Delta p$ und Φ mit eigenen Auswerteprogrammen bestimmt, um sowohl eine Charakterisierung der Strömungs- und Transportvorgänge in den Plattenkanälen als auch eine Bestimmung der Effektivität der einzelnen Plattengeometrien zu ermöglichen.

9 Plattenwärmeübertrager mit symmetrisch gekreuzter Plattenanordnung

In den nachstehenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Parameteruntersuchung der deckenden und der verschobenen Plattenanordnungen mit ANSYS-CFX vorgestellt.

9.1.1 Strömungsvorgänge

Abbildung 9.1 zeigt die jeweiligen Schnittebenen (SE) in einer Raute, mit denen die lokalen Strömungsvorgänge im Rechengebiet untersucht werden. Die Schnittebenen werden so gewählt, dass die erste Schnittebene vor dem Auflagepunkt (SE 1), die zweite Schnittebene auf der Höhe des Auflagepunktes (SE 2) und die dritte Schnittebene nach dem Auflagepunkt (SE 3) die Raute schneidet. Dadurch kann sehr einfach geklärt werden, ob sich die für die Verarbeitung viskoser Medien notwendigen und gewünschten Wirbelstrukturen einstellen, da nur mit Hilfe von Wirbeln ein Transport des Fluids von der Kanalwand zur Kanalmitte ermöglicht werden kann, der schneller ist als die einachsige Diffusion in einer laminaren Strömung.

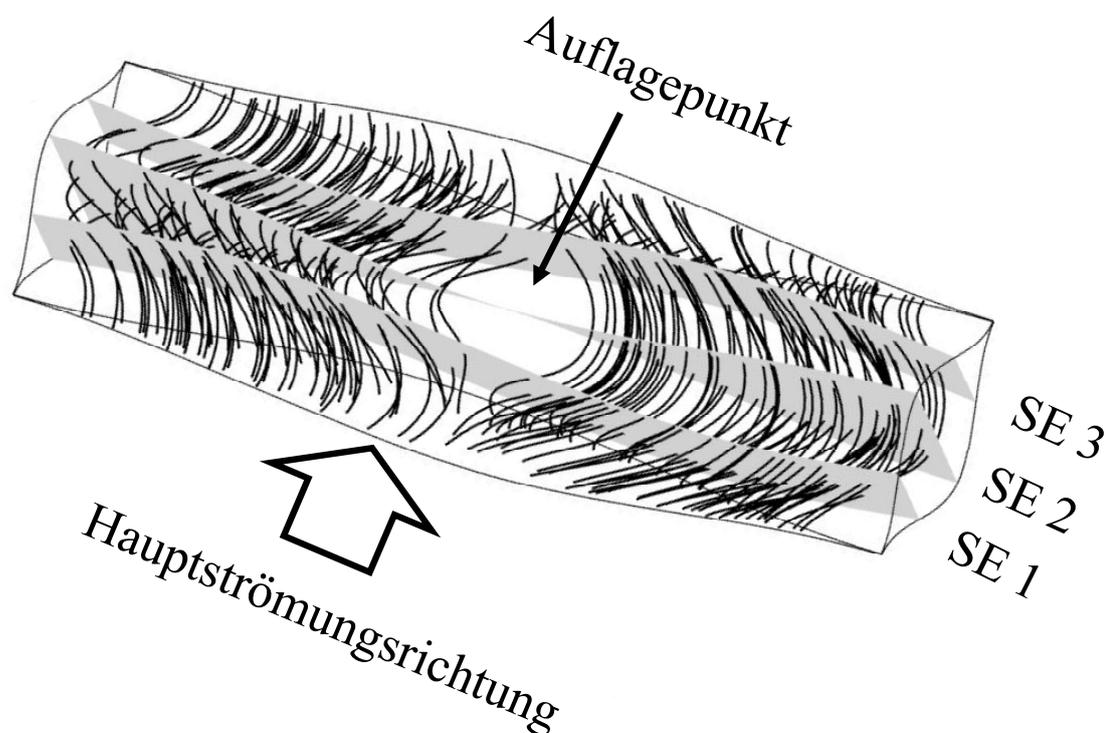


Abbildung 9.1: Schnittebenen in einer Raute, die für die Darstellung der Berechnungsergebnisse ausgewählt werden (deckende Anordnung)

Es hat sich gezeigt, dass sich die Ergebnisse der Strömungsuntersuchung aller untersuchten Plattenprägungen sehr stark ähneln. Die lokalen Strömungsvorgänge aller untersuchten Plattenprägungen lassen sich alle anhand einer dimensionslosen Wellenlänge diskutieren.

In Abbildung 9.2 sind die lokalen Strömungslinien auf den jeweiligen Schnittebenen zu sehen. Die Strömungslinien repräsentieren die lokalen Geschwindigkeitsverteilungen, d.h. in den Bereichen hoher lokaler Geschwindigkeit werden die Linien gestaucht (dunkle Bereiche), in den Bereichen niedriger lokaler Geschwindigkeit ist der Abstand der einzelnen Linien zueinander größer (helle Bereiche).

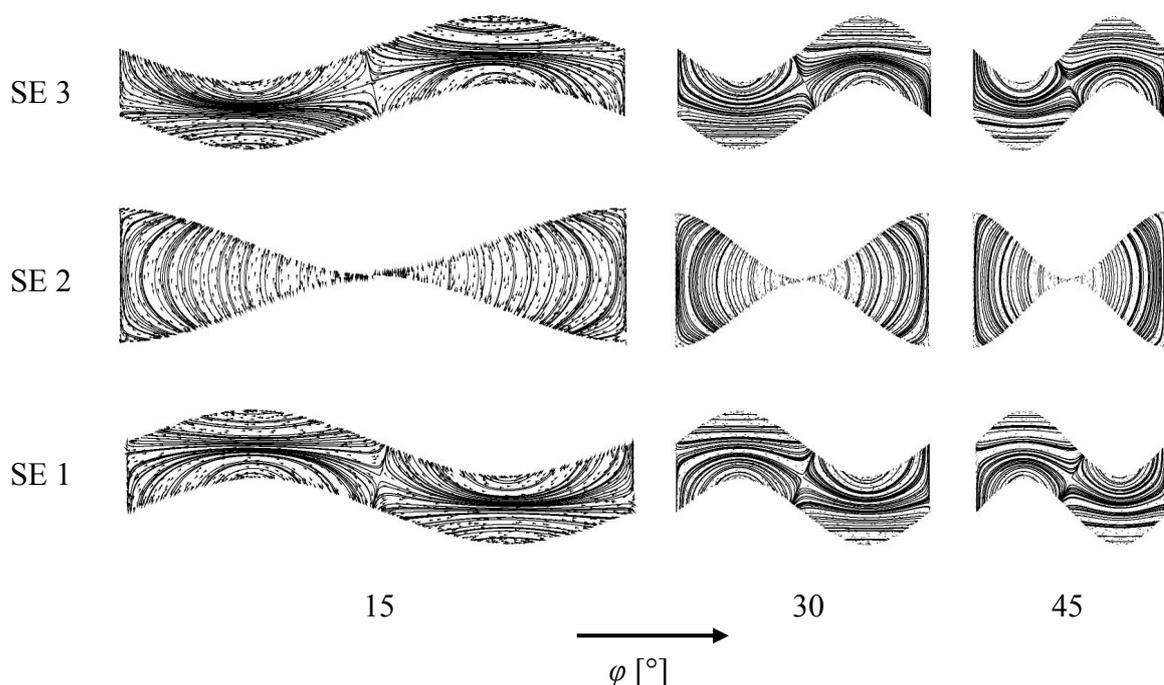


Abbildung 9.2: Geometrieinfluss auf Rautenströmung; $\lambda/a = 5,5$; $x/\lambda^* = 0$; $Re_h = 1$

Aus Abbildung 9.2 geht hervor, dass sich die Gesamtströmung unabhängig vom Anströmwinkel φ vor dem Auflagepunkt in vier Einzelkanäle bzw. Zellen aufteilt (SE 1). Diese Zellen entstehen durch die Prägewellen der oberen und der unteren Platten und sind zum Mittelpunkt der Schnittebene hin punktsymmetrisch. Lediglich in der Kanalmitte zwischen der oberen und der unteren Platte haben diese Zellen Kontakt zueinander (dunkler Bereich). Ansonsten sind keine weiteren Austausch- bzw. Kontaktbereiche zwischen den Einzelkanälen über die Rautenhöhe in der SE 1 zu erkennen. Jeder untersuchte Anströmwinkel weist die höchsten lokalen Strömungsgeschwindigkeiten in dieser Mittelebene auf, ein größeres φ führt in diesem Bereich zu höheren Geschwindigkeiten, was an den engeren Verläufen der Strömungslinien zu erkennen ist. Ferner reicht dieser mittlere Bereich tiefer in die Prägertäler hinein, wenn die Platten mit größerem

Anströmwinkel geprägt werden. Auf der SE 2 ist festzustellen, dass unabhängig vom Anströmwinkel im Nahbereich des Auflagepunktes die niedrigsten lokalen Geschwindigkeiten auftreten (helle Bereiche). Des Weiteren bewirkt der Auflagepunkt ein Abdrängen der Strömungslinien nach außen hin, was mit einer lokalen Geschwindigkeitserhöhung am Rautenrand verbunden ist (dunkle Bereiche). Eine Vergrößerung von φ führt in diesem Rautenbereich zu einer Vergleichmäßigung der lokalen Geschwindigkeiten. Austauschvorgänge zwischen den einzelnen Strömungslinien treten nicht auf. Das Strömungsbild auf der SE 3 ähnelt demjenigen der SE 1. Wiederum sind die vier charakteristischen Einzelzellen zu sehen, die sich im Mittelbereich der Raute berühren. Im Mittelbereich treten abermals die höchsten lokalen Geschwindigkeiten auf. Der einzige Unterschied zwischen der SE 1 und der SE 3 ist, dass die lokalen Strömungslinien eine Richtungsänderung erfahren. Vor dem Auflagepunkt (SE 1) wird die Strömung in zwei Teilströme aufgeteilt und diese werden jeweils nach außen hin abgedrängt, nach dem Auflagepunkt (SE 3) werden diese beiden Teilströme wieder zusammengeführt und die Strömungslinien weisen nach innen.

Ein Austausch zwischen den einzelnen Strömungszellen über Wirbelstrukturen kann innerhalb des untersuchten Geometriebereiches nicht nachgewiesen werden (SE 1 und SE 3). Dadurch wird die Annahme aus Abschnitt 7.2 bestätigt, dass in bestimmten Bereichen der Raute die obere und die untere Platte unabhängig voneinander betrachtet werden können. Dennoch stehen die Zellen in der Mittelebene zwischen der oberen und der unteren Platte in Kontakt, so dass aufgrund der höheren lokalen Geschwindigkeit in diesem Bereich ein gewisser Austausch stattfinden kann, was den erhöhten Stoffübergang (Abschnitt 7.2) erklärt. In der Höhe des Auflagepunktes (SE 2) werden die Einzelzellen in Folge der Geometrie aufgelöst. Eine Wirbelstruktur, die einen Transport von der Wand zur Kanalmitte ermöglichen würde, ist auch in diesem Rautenbereich nicht zu erkennen. Hinter dem Auflagepunkt werden wieder die vier Strömungszellen gebildet und das Fluid erfährt eine Richtungsänderung. Dadurch kommt es hinter dem Auflagepunkt zu dem bereits angesprochenen Bereich mit geringem Stoffübergang. Der lamina-re Charakter der Strömung verhindert ein Vermischen der Strömungslinien untereinander, daher kann die Dicke der für den Stoffübergang hemmenden Grenzschicht nicht reduziert werden, und der Stoffübergang nimmt mit zunehmender Lauflänge ab.

In Abbildung 9.3 sind die Schnittebenen der verschobenen Anordnung zu sehen. Ferner ist zu sehen, dass die Strömung in drei Teilströmungen aufgeteilt wird. Die beiden Teilströme an den beiden Rautenrändern werden nachfolgend als Randgängigkeit bezeichnet.

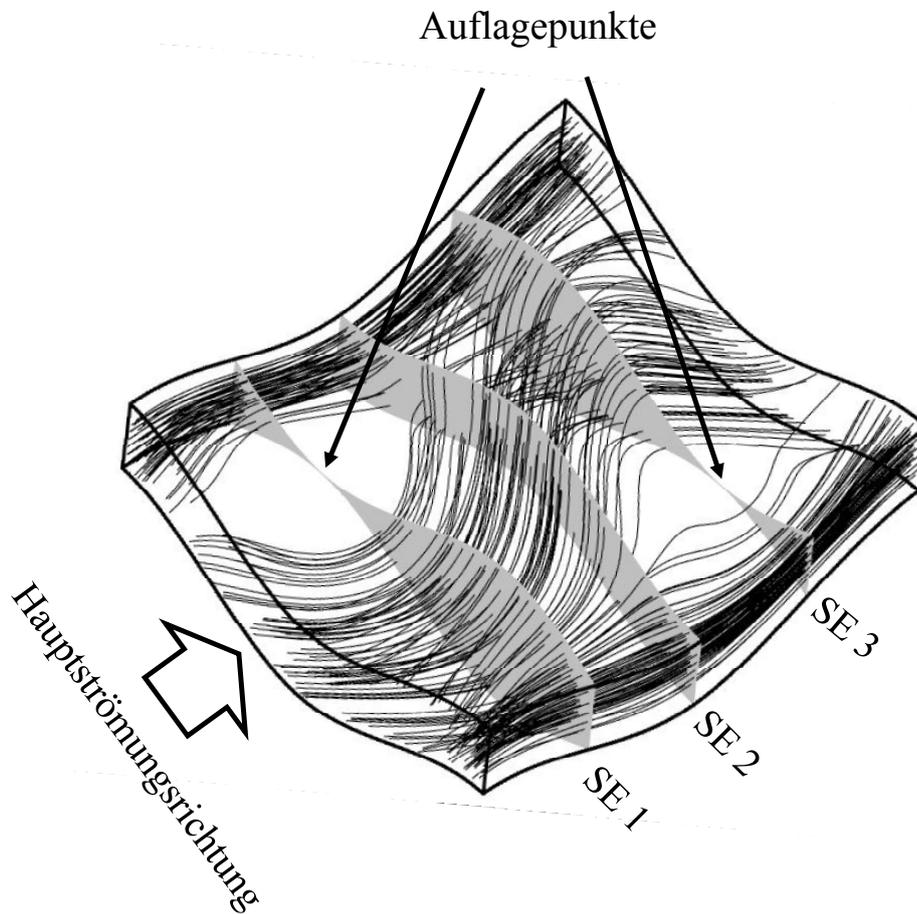


Abbildung 9.3: Schnittebenen in einer Raute, die für die Darstellung der Berechnungsergebnisse ausgewählt werden (verschobene Anordnung)

In Abbildung 9.4 werden die Ergebnisse der verschobenen Plattenanordnung vorgestellt.

Die gezeigten Strömungslinien stellen wieder die lokalen Geschwindigkeitsverteilungen dar (vgl. Abbildung 9.2).

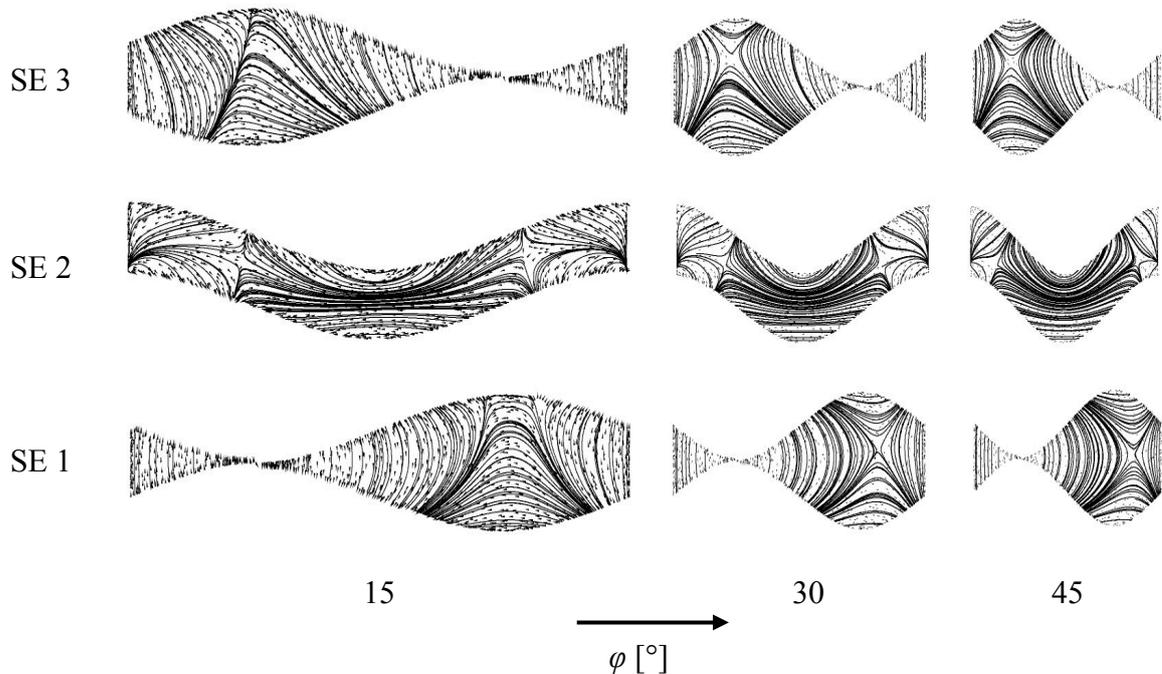


Abbildung 9.4: Geometrieinfluss auf Rautenströmung; $\lambda/a = 5,5$; $x/\lambda^* = 0,5$; $Re_h = 1$

Werden die beiden Platten um $x/\lambda^* = 0,5$ zueinander verschoben (Abbildung 9.4), stellen sich andere Strömungsmuster ein als bei der deckenden Anordnung. In der Höhe der ersten Schnittebene (SE 1) ist festzustellen, dass unabhängig vom Anströmwinkel jeweils auf der linken Seite der untersuchten Rauten ein kleiner Zwickel entsteht, der stets mit einer geringen Strömungsgeschwindigkeit durchströmt wird (heller Bereich). Dieser Rautenbereich stellt den Bereich der Randgängigkeit dar und ist aufgrund des ersten Auflagepunktes vollständig vom Rest der Raute abgetrennt. Auf der rechten Seite, quasi im Hauptteil dieser Schnittebene, finden sich in unmittelbarer Nähe dieses Auflagepunktes ebenfalls Bereiche geringer Geschwindigkeit, die allerdings mit einer Vergrößerung des Anströmwinkels φ reduziert werden können. In diesem Hauptteil der Raute entstehen wiederum vier Zellen, die sich lediglich im Grenzbereich berühren. Da an diesen Kontaktstellen die höchsten lokalen Geschwindigkeiten auftreten, werden wenigstens hier geringe Austauschvorgänge ermöglicht (dunkle Bereiche). Eine Vergrößerung des Anströmwinkels bewirkt sowohl in der SE 1 eine Homogenisierung als auch eine Erhöhung der lokalen Geschwindigkeiten. In der Schnittebene zwischen den beiden Auflagepunkten (SE 2) ist zu sehen, dass die maximalen lokalen Geschwindigkeiten

wiederum im Mittelbereich der beiden Platten auftreten; unabhängig vom Anströmwinkel. Eine Vergrößerung des Anströmwinkels verursacht eine Stauchung dieses Mittelbereiches und führt dadurch zu einer höheren, aber gleichmäßigeren Geschwindigkeitsverteilung. Der Mittelbereich reicht dadurch tiefer in die jeweiligen Täler der Plattenprägung. Dennoch sind deutlich sechs Einzelzellen zu erkennen, die durch die Plattenprägung entstehen. Auf der letzten Schnittebene (SE 3) sind dieselben Strömungsmuster wiederzuerkennen, die bereits auf der SE 1 auftreten.

Das erste Strömungsmuster auf der SE 1 entsteht dadurch, dass der erste Auflagepunkt auf der linken Seite die Strömungslinien in den Hauptteil der Raute auslenkt. Auf der rechten Seite der Raute ist der zweite Teilstrom bzw. die zweite Randgängigkeit zu sehen. Dieser Teilstrom lenkt ebenfalls das Fluid aus, welches dadurch in der Rautenmitte beschleunigt wird. In der zweiten Schnittebene (SE 2) wird der Einfluss der beiden Auflagepunkte innerhalb der Raute sichtbar. Bei deckender Plattenanordnung stellen sich die gleichen Strömungsmuster ein (SE 1, Abbildung 9.2). Aufgrund des zweiten Auflagepunktes weist diese Schnittebene eine Symmetrie auf. Ein Vermischen der einzelnen Strömungslinien über Wirbelstrukturen findet auch mit dieser Plattenanordnung nicht statt. Darüber hinaus wiederholen sich die Strömungsmuster der ersten Schnittebene in der letzten Schnittebene; allerdings punktgespiegelt. Aufgrund des Prägewinkels erfährt das Fluid eine Richtungsänderung, so dass der bereits erläuterte und charakteristische Bereich geringen Stoffübergangs nach den Auflagepunkten induziert wird.

In den vorherigen Abbildungen 9.2 und 9.4 werden die Strömungsvorgänge in den jeweiligen Rautenvolumina dargestellt. Da die Kenntnisse des Strömungsverhaltens in der wärme- und stoffübergangshemmenden Grenzschicht in Wandnähe für die Optimierung von Wärmeübertragern eine ebenso wichtige Rolle spielen wie in den Rautenvolumina, werden die Strömungslinien in der wandnahen Grenzschicht gezeigt (Abbildung 9.5). Da keine nennenswerten Unterschiede zwischen der deckenden und der verschobenen Plattenanordnung zu erkennen sind, lassen sich somit alle Grenzschichtströmungen anhand einer Plattenanordnung beschreiben und erläutern.

In Abbildung 9.5 sind die wandnahen Grenzschichtströmungen der deckenden Plattenanordnung in Abhängigkeit der Geometrieparametern $5,5 < \lambda/a < 10$ und $15^\circ < \varphi < 45^\circ$ dargestellt.

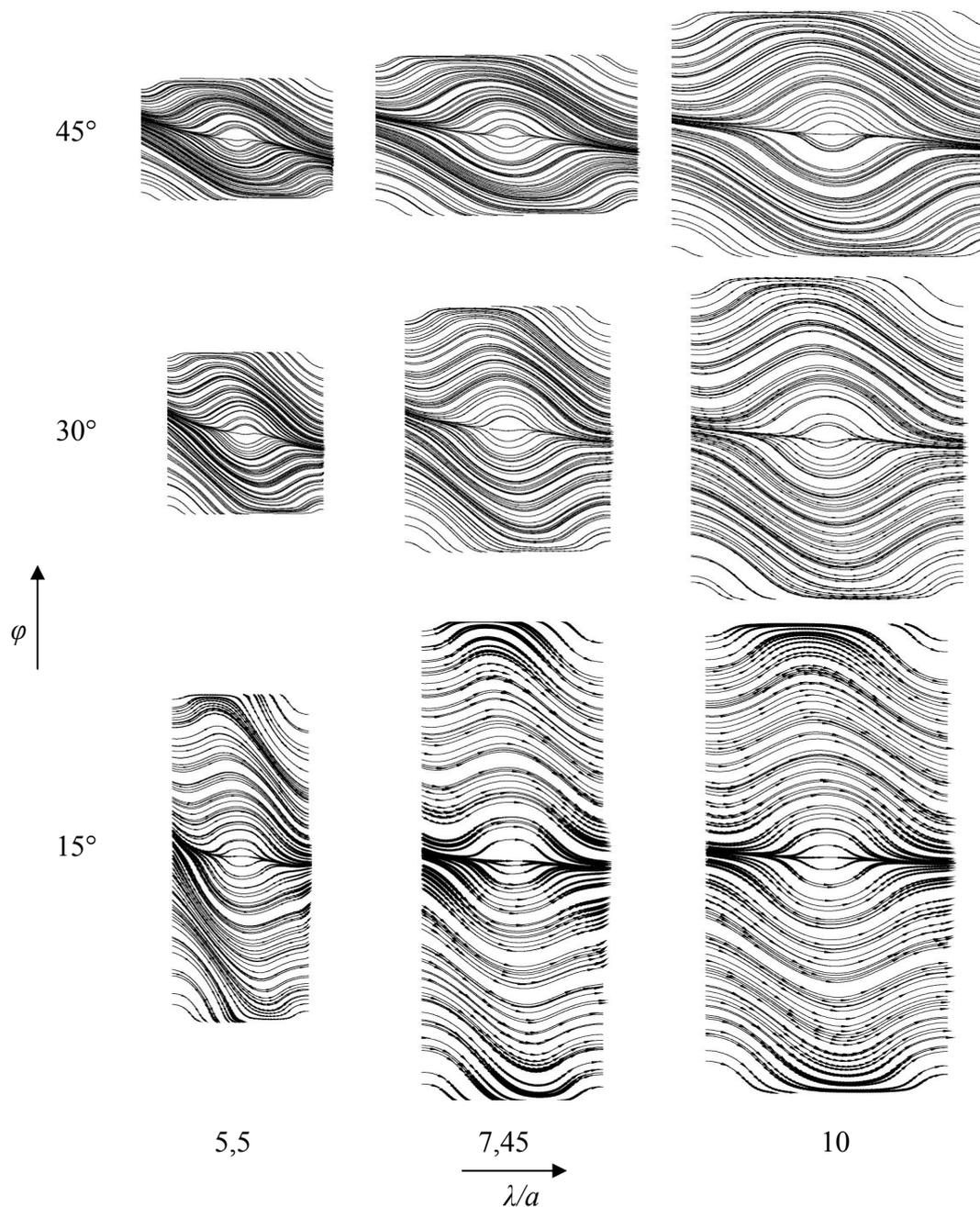


Abbildung 9.5: Geometrieinfluss auf Grenzschichtströmung; $x/\lambda^* = 0$; $Re_h = 1$

Die weißen Regionen in den Ecken der Einzelrauten und in den Rautenmitten sind die jeweiligen Auflagepunkte, die umströmt werden. Die charakteristische Auslenkung der Strömungslinien in der Rautendiagonale (von links oben nach rechts unten) rührt vom überströmten Kamm der Prägewelle her. Das Fluid strömt von links nach rechts. Die

Blickrichtung geht von oben auf die untere Platte der untersuchten Rauten (vgl. Abbildungen 9.1 und 9.3). Die Strömungslinien stellen die lokale Wandschubspannungsverteilung dar.

Aus Abbildung 9.5 geht hervor, dass der Anteil der Längsströmung bei der Vergrößerung des λ/a -Faktors und bei einem konstanten Anströmwinkel ($\varphi = 15^\circ$) zunimmt. Bei $\lambda/a = 5,5$ strömt das Fluid nach der Kammüberströmung direkt in das Tal hinein und erfährt erst an der Wand eine Umlenkung. Bei höheren dimensionslosen Wellenlängen werden die einzelnen Strömungslinien weniger in die Täler ausgelenkt, sondern durchströmen nahezu ohne Auslenkung die gesamte Raute ($\lambda/a = 10$). Eine Vergrößerung des Anströmwinkels φ fördert hingegen die Kanalströmung in der Raute, dies wird besonders deutlich bei $\varphi = 45^\circ$ ($5,5 < \lambda/a < 10$). Alle Strömungslinien folgen vor oder nach der Kammüberströmung dem Tal der Plattenprägung.

Die in Abschnitt 7.2 erwähnte Modellvorstellung der Zylinderumströmung tritt bei den wandnahen Grenzschichtströmungen besonders deutlich in Erscheinung ($\varphi = 15^\circ$; $7,45 < \lambda/a < 10$). Dadurch kann festgehalten werden, dass ein kleiner Anströmwinkel und große dimensionslose Wellenlängenverhältnisse den Anteil der Längsströmung fördern. Darüber hinaus kann der höhere Anteil der Kanalströmung bei größeren Prägewinkeln der Platten ebenfalls nachgewiesen werden ($\varphi = 45^\circ$; $5,5 < \lambda/a < 10$). Ferner findet kein Austausch bzw. keine Quervermischung zwischen den einzelnen Strömungslinien im wandnahen Strömungsfeld statt.

In diesem Abschnitt werden die Strömungsvorgänge sowohl in den jeweiligen Rautenvolumina als auch in den wandnahen Grenzschichten präsentiert. Da keine Turbulenz auftritt und die Trägheitskräfte vernachlässigbar sind, beruht ein Mischvorgang in einer laminaren Strömung auf makroskopischen Platzwechselforgängen, die nur von der Strömungsführung durch die Plattenprägung abhängen. Im Nahbereich der Auflagepunkte treten sowohl eine Scherung als auch eine Dehnung des Fluids auf, weil sich die Rautenquerschnitte in diesem Bereich stark verengen. In einfachen Scher- und Dehnströmungen findet jedoch üblicherweise keine Quervermischung statt, sondern nur eine Deformation einzelner Zonen. Die reine Fluiddeformation in Scher- und Dehnströmungen ist daher nicht ausreichend, um eine effektive Vermischung zwischen Wand- und Kernströmung in kurzer Zeit zu erreichen /93/.

9.1.2 Druckverlust

Zur Darstellung des Druckverlusts von Plattenwärmeübertragern gibt es unterschiedliche Möglichkeiten. Zum einen kann die dimensionslose Darstellung des Druckverlustes mit Hilfe der Eulerzahl (Eu) erfolgen [/38/, /95/]

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho \cdot w^2} \quad (9.1)$$

zum anderen ist der dimensionslose Druckverlustbeiwert ζ_h eine weitere übliche dimensionslose Darstellung des Druckverlusts [/18/, /19/]. Der Druckverlustbeiwert kann aus der üblichen Druckverlustformel (2.12) berechnet werden.

In der vorliegenden Arbeit wird zur Kennzeichnung der unterschiedlichen Strukturen der Druckverlust Δp auf die Rautenlänge L (gemäß Gleichung (2.12)) bezogen /94/. Der Grund für diese Darstellung der Ergebnisse ist, dass sich die Längen der einzelnen Rauten in Abhängigkeit des Winkels in der vorliegenden Arbeit ändern, so dass sowohl der Druckverlustbeiwert ζ_h als auch die Eu -Zahl nur eine geringe Aussagekraft haben. Ein weiterer Vorteil dieser Darstellung ist, dass dadurch ein Vergleich mit den Experimenten ermöglicht wird. Die Plattenlänge im Experiment ist auf $L = 400$ mm festgelegt. Dadurch entstehen am Plattenanfang bzw. –ende in Strömungsrichtung unvollständige Rauten, deren Einfluss bei dieser Vorgehensweise nicht berücksichtigt werden muss. Nachteilig ist bei $\Delta p/L$ aber, dass die gezeigten Ergebnisse dimensionsbehaftet sind [Pa/m].

In den nachfolgenden Abschnitten werden die Ergebnisse des jeweiligen dimensionslosen Wellenverhältnisses λ/a in der deckenden und in der verschobenen Anordnung vorgestellt und in Abhängigkeit von der Re_h -Zahl getrennt diskutiert. Im Anschluss werden die Einflüsse der Oberflächenstruktur bei der einheitlichen Reynoldszahl von $Re_h = 1$ erläutert. Die Ergebnisse werden bei einem konstanten Massenstrom, der sich mit unterschiedlichem λ/a ändert, berechnet. Deswegen sind die zusammengefassten Resultate auf die jeweilige Struktur begrenzt.

Zu beachten ist, dass diese Werte bei einem voll ausgebildeten Strömungsprofil bestimmt werden. Dadurch bleiben Ein- und Auslaufverluste unberücksichtigt, wie es bei längeren Platten von PWÜs zulässig ist.

9.1.2.1 Einfluss von Re_h

In diesem Abschnitt werden die Einflüsse von Re_h auf den jeweiligen Druckverlust in Abhängigkeit der Plattenprägung diskutiert.

Abbildung 9.6 zeigt den Einfluss der Re_h -Zahl auf $\Delta p/L$ für eine dimensionslose Wellenlänge $\lambda/a = 5,5$. Die schwarz ausgefüllten Symbole stehen jeweils für die deckende Anordnung der Platten ($x/\lambda^* = 0$), die weißen Symbole repräsentieren die verschobene Plattenanordnung ($x/\lambda^* = 0,5$).

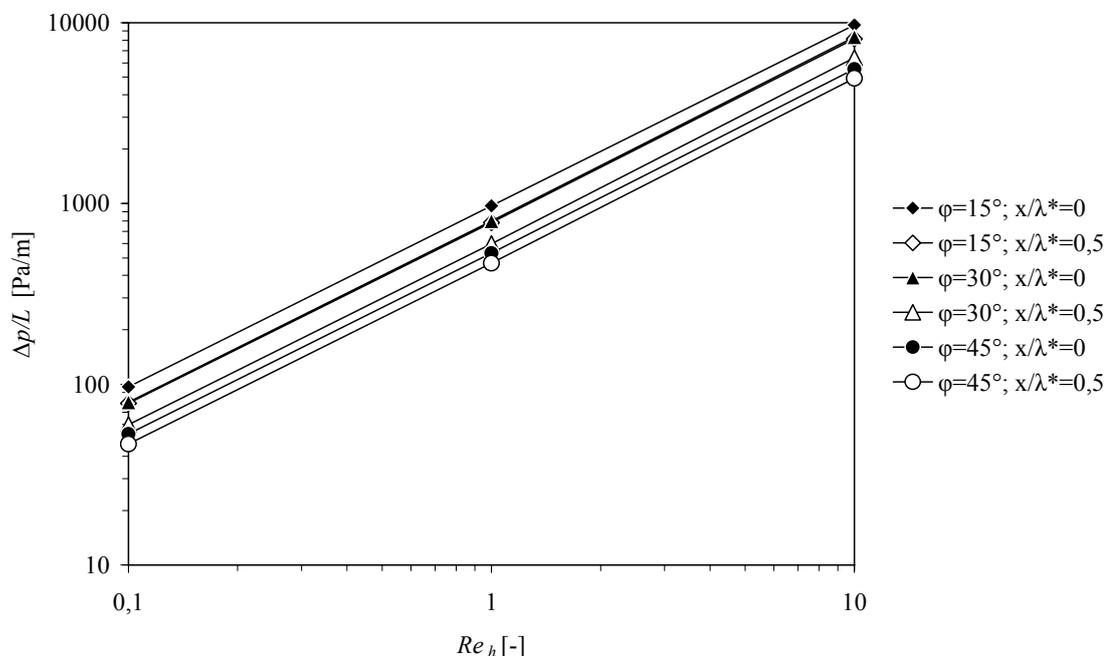


Abbildung 9.6: Einfluss von Re_h auf $\Delta p/L$, $\lambda/a = 5,5$

Aus Abbildung 9.6 geht hervor, dass $\Delta p/L$ linear von der Re_h -Zahl abhängt, wie es der laminaren Strömung entspricht. Die Erhöhung der Reynoldszahl um den Faktor 100 ($0,1 < Re_h < 10$) bewirkt ebenfalls einen Anstieg des Druckverlustes um den Faktor 100 (z.B. für $\varphi = 15^\circ$ und $x/\lambda^* = 0$ von $\Delta p/L \approx 100$ auf $\Delta p/L \approx 10000$). Der Einfluss des Anströmwinkels lässt den Rückschluss zu, dass ein kleinerer Anströmwinkel zu höheren Druckverlusten führt als ein größerer. Es treten sowohl in der deckenden als auch in der verschobenen Plattenanordnung bei $\varphi = 15^\circ$ die höchsten Druckverluste pro Lauflänge auf, für $\varphi = 45^\circ$ jeweils die niedrigsten. Die Werte der verschobenen Plattenanordnung weisen jeweils niedrigere Druckverluste auf als die der deckenden Anordnung.

Der lineare Zusammenhang zwischen der Reynoldszahl und des Druckverlustes pro Lauflänge macht deutlich, dass die Grenze zum transitionalen Bereich nicht überschritten ist; es würde sonst ein Abknicken der Kurven auftreten.

Die Tatsache, dass bei einer Erhöhung des Anströmwinkels der Druckverlust gesenkt werden kann, ist folgendermaßen zu erklären. Der Anteil der Kanalströmung wird bei einer Vergrößerung des Prägewinkels im Hinblick auf die Grundströmung erhöht (Abbildung 9.5). Diese Verschiebung in der Gewichtung der Teilströme führt zu einem energetisch günstigeren Strömungszustand, weil der entstehende Kanaleffekt einer ein-

fachen Rohrströmung ähnelt. Bei kleineren Winkeln erhöht sich der Anteil der Längsströmung und dadurch auch der Druckverlust, weil der spiralförmige Strömungsweg, aufgrund der wiederkehrenden Umlenkungen, zu höheren Reibungsverlusten führt. Bei einer Verschiebung der Umkehrpunkte um den dimensionslosen Abstand $x/\lambda^* = 0,5$ ist der auftretende Effekt einer Drucksenkung zu erkennen. Durch das Verschieben der Platten kommt es zu einer Randgängigkeit zwischen Rautenwand und eines Auflagepunktes innerhalb der untersuchten Raute (Abbildung 9.3). Das Fluid kann über die Umkehrpunkte hinausströmen und wird dort nicht reflektiert, so dass der Druckverlust niedriger ist. Dies ist ein energetisch günstiger Fall, weil das Fluid in diesem Bereich nicht von der Plattengeometrie beeinflussbar ist, was die Strömungsuntersuchungen innerhalb der Raute zeigen (Abbildung 9.4). Deswegen erfahren zwei Teilströme keine Umlenkung durch die Plattenprägung und eine Δp -Reduktion ist die Folge.

Abbildung 9.7 zeigt die Druckverluste pro Lauflänge bei einer bezogenen Wellenlänge von $\lambda/a = 7,45$.

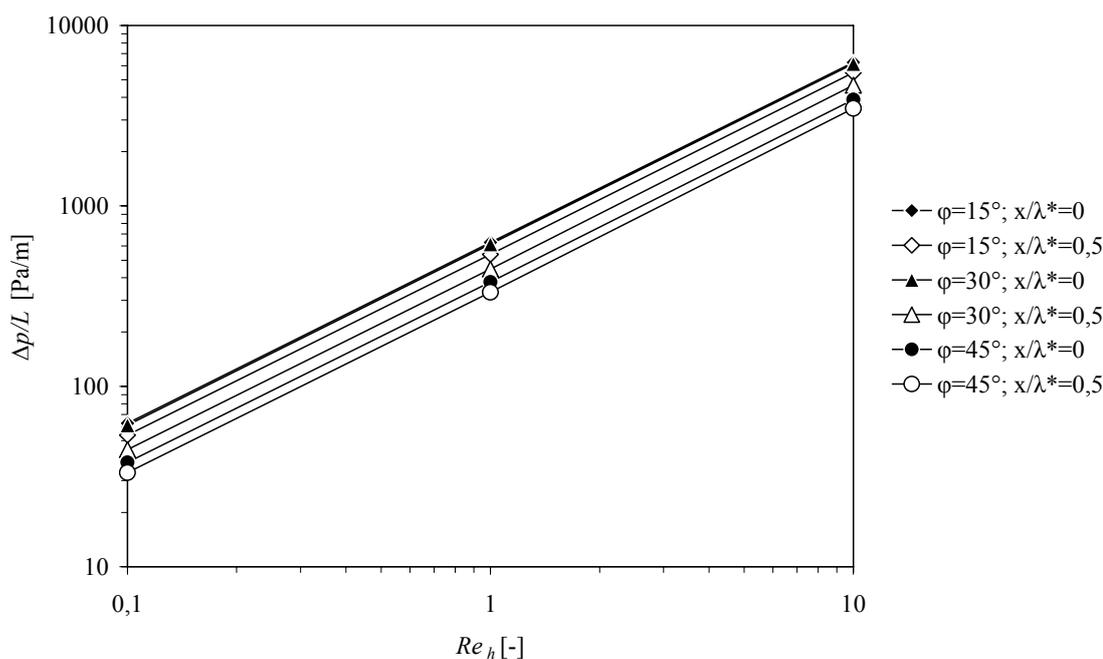


Abbildung 9.7: Einfluss von Re_h auf $\Delta p/L$, $\lambda/a = 7,45$

Auch bei dieser größeren Oberflächenwellung besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Re_h -Zahl und $\Delta p/L$.

Die höchsten Druckverluste werden mit einem Prägewinkel von $\varphi = 15^\circ$ sowohl in der deckenden als auch in der verschobenen Plattenkonfiguration erreicht; die niedrigsten mit $\varphi = 45^\circ$. Ein Anströmwinkel von $\varphi = 30^\circ$ ruft nahezu die gleichen Druckverluste in der deckenden Anordnung hervor, wie der kleinste Anströmwinkel $\varphi = 15^\circ$. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Strömungsumlenkungen bei der Sinusströmung kleiner

sind als bei der Kanalströmung. Auch in diesem Fall führt die verschobene Anordnung im untersuchten Reynoldszahlenbereich zu geringeren $\Delta p/L$ -Werten als die deckende Plattenanordnung.

Werden die $\Delta p/L$ -Werte des Wellenlängenverhältnisses $\lambda/a = 7,45$ mit denen von $\lambda/a = 5,5$ verglichen, so bewirkt eine Erhöhung der Wellenlänge bei konstanter Amplitude eine Reduktion des Druckverlustes und später auch des Stoffübergangs. Ferner nimmt der Einfluss des Winkels mit einem größeren λ/a ab, da die Abstände zwischen den Druckverlustwerten der einzelnen Anströmwinkel bei gleicher Reynoldszahl geringer werden. Auch die Lage der Umkehrpunkte zueinander verliert an Einfluss. Dieses Verhalten ist auf die Oberflächenstruktur der Platten zurückzuführen. Durch eine Vergrößerung der Wellenlänge wird der Anteil der Längskomponente der Strömung gefördert. Ab einem $\lambda/a > 5,5$ liegt hauptsächlich die Längsströmung vor, sodass der Anteil der Kanalströmung in den Tälern der Platte mit Hilfe des Anströmwinkels nur noch geringfügig beeinflussbar wird (Abbildung 9.5). Es herrscht daher fast nur noch eine Strömungsart vor, die für jeden Anströmwinkel einen nahezu ähnlichen Druckverlust hervorruft. Bei einem noch größeren $\lambda/a = 10$ wird dieser Sachverhalt verstärkt und führt zu einer weiteren Reduktion des Druckverlusts pro Lauflänge (Abbildung 9.8).

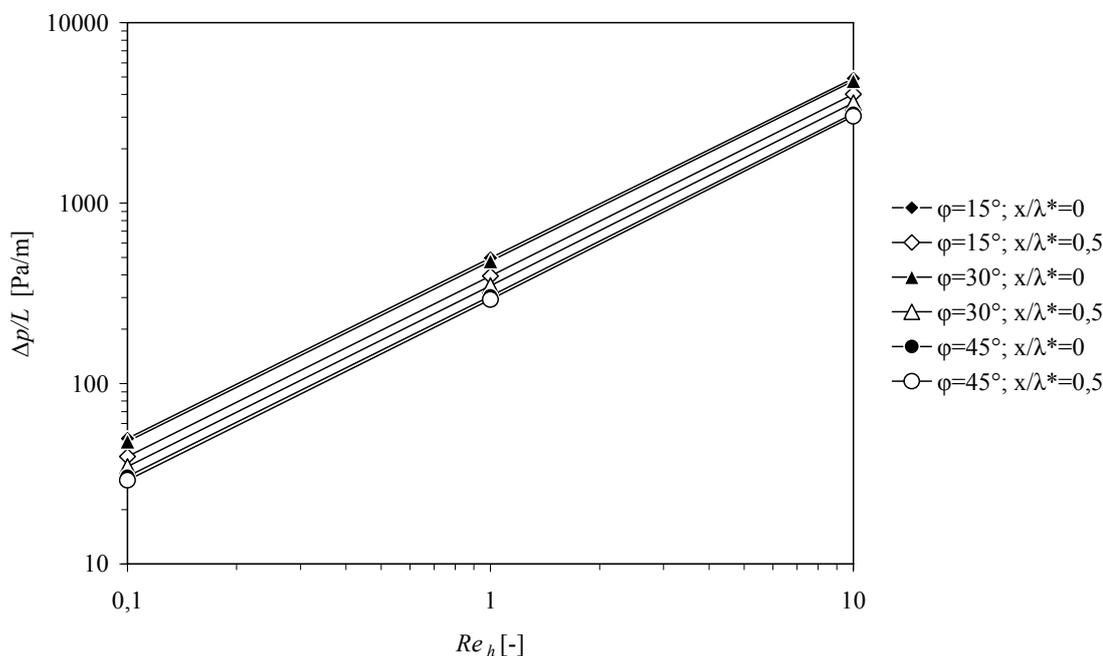


Abbildung 9.8: Einfluss von Re_h auf $\Delta p/L$, $\lambda/a = 10$

Für eine bessere Vergleichsmöglichkeit der vorgestellten Ergebnisse werden jeweils die maximalen ($\varphi = 15^\circ$) und die minimalen ($\varphi = 45^\circ$) Druckverluste pro Lauflänge aller untersuchten bezogenen Wellenlängen der deckenden Plattenkonfiguration in einem Schaubild zusammengefasst (Abbildung 9.9).

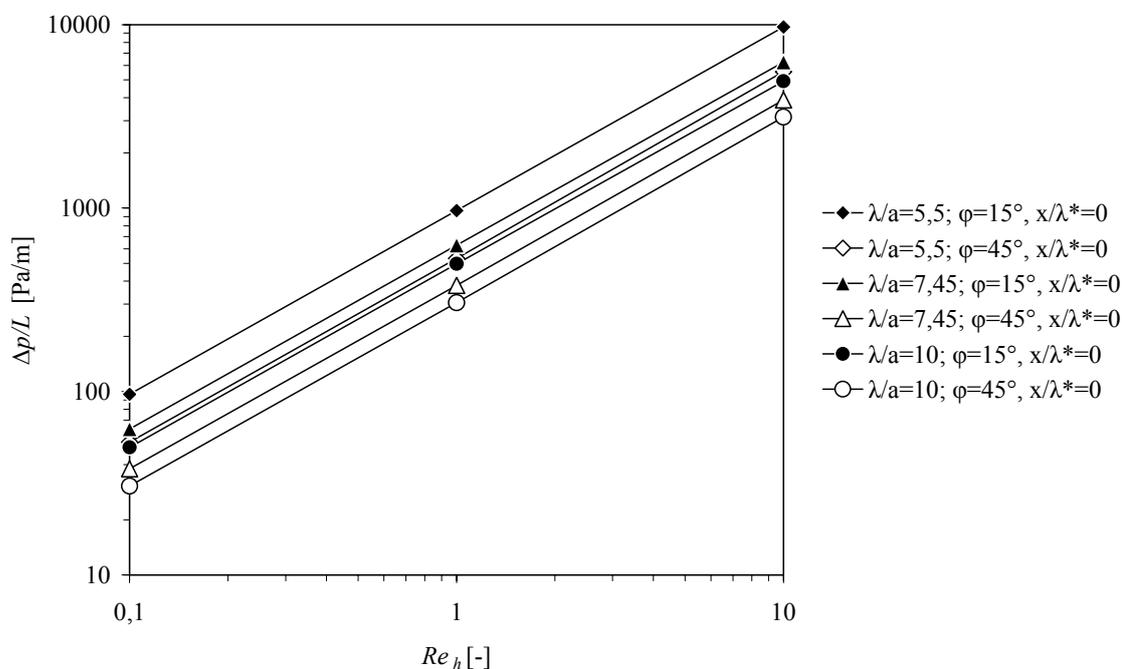


Abbildung 9.9: Zusammenfassung des Einflusses von Re_h auf $\Delta p/L$

9.1.2.2 Einfluss der Geometriefaktoren φ und x/λ^*

Wie bereits eingangs erwähnt, werden für den Vergleich unterschiedlicher Strukturen die Rechnungen bei einer einheitlichen Re -Zahl von $Re_h = 1$ betrachtet. Trotz gleicher Reynoldszahl liegen unterschiedliche Massenströme vor, sodass ein Vergleich nur bedingt möglich ist; prinzipielle Tendenzen können aber trotzdem aufgezeigt werden.

In Abbildung 9.10 ist $\Delta p/L$ über den Anströmwinkel φ aufgetragen.

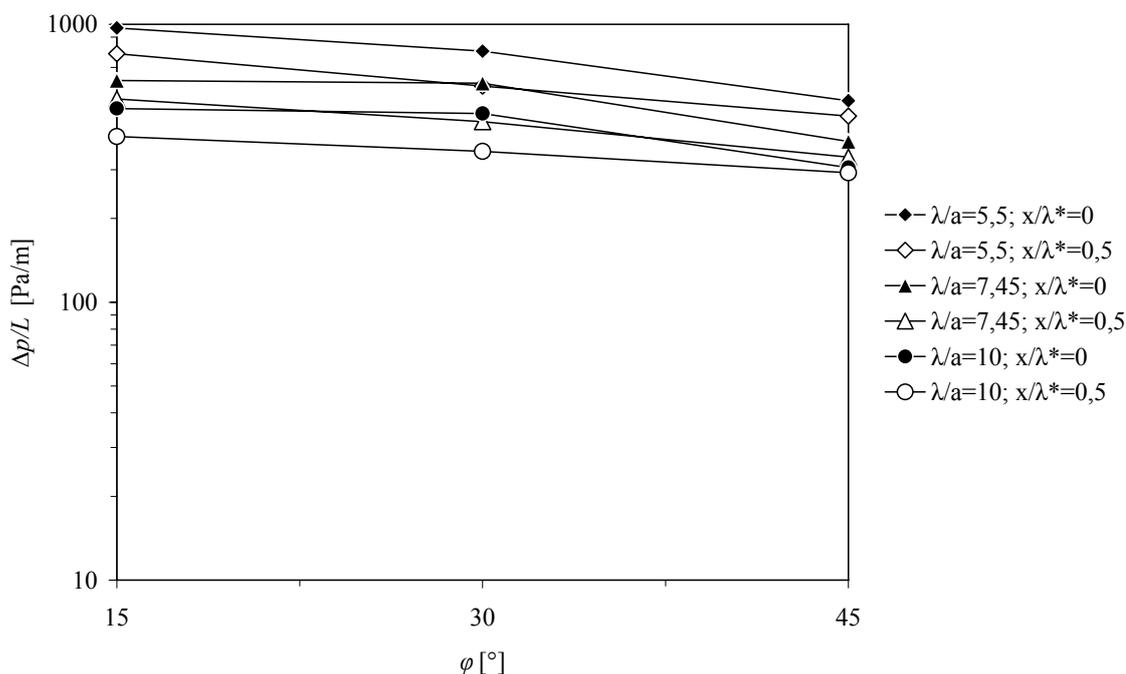


Abbildung 9.10: Einfluss von φ auf $\Delta p/L$, $Re_h = 1$

Gemäß Abbildung 9.10 ist festzuhalten, dass mit Hilfe des Anströmwinkels φ der Druckverlust über die Lauflänge in gewissen Grenzen beeinflusst werden kann. Es ist offensichtlich, dass mit größerem φ der Druckverlust gesenkt werden kann, was am stärkeren Abknicken aller Kurven bei $\varphi > 30^\circ$ in der deckenden Anordnung zu erkennen ist; in der verschobenen Plattenanordnung ist dieser Effekt weniger stark ausgeprägt. Dieser Sachverhalt tritt in allen untersuchten dimensionslosen Wellenlängen auf, obwohl unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten vorliegen. Ferner wird ersichtlich, dass im Bereich höherer dimensionsloser Wellenlängen ($\lambda/a > 5,5$) der Einfluss des Winkels im Bereich $15^\circ < \varphi < 30^\circ$ sehr gering ist. Dieses Resultat wiederholt sich bei $x/\lambda^* = 0,5$ nicht. Dies liegt daran, dass beim Übergang zur Sinusströmung bei gleichem Winkel φ der Druckverlust der Sinusströmung niedriger ist.

Die Druckverlustreduktion in Abhängigkeit des Anströmwinkels lässt sich damit erklären, dass durch einen größeren Winkel der Anteil der Kanalströmung in den Tälern erhöht wird. Dieser Kanaleffekt ähnelt in gewisser Weise einer Rohrströmung. Der geringe Einfluss des Anströmwinkels auf die verschobene Anordnung beruht auf der Randgängigkeit in dem ausgewählten Rechenggebiet. In dieser Anordnung fließt das Fluid am Rand einfach über die Wellen hinweg, so dass der Anströmwinkel nicht von Bedeutung ist (Abbildung 9.4). Dennoch bewirkt auch in dieser Plattenanordnung ein größerer Anströmwinkel einen niedrigeren Druckverlust. Es ist anzunehmen, dass sich die Kurven

ab einem Anströmwinkel $\varphi > 45^\circ$ weiter annähern, um schließlich in eine gemeinsame Kurve zu münden.

9.1.2.3 Einfluss der Geometriefaktoren λ/a und x/λ^*

Die Einflüsse der bezogenen Wellenlänge λ/a auf den Druckverlust werden im Folgenden vorgestellt und diskutiert (Abbildung 9.11).

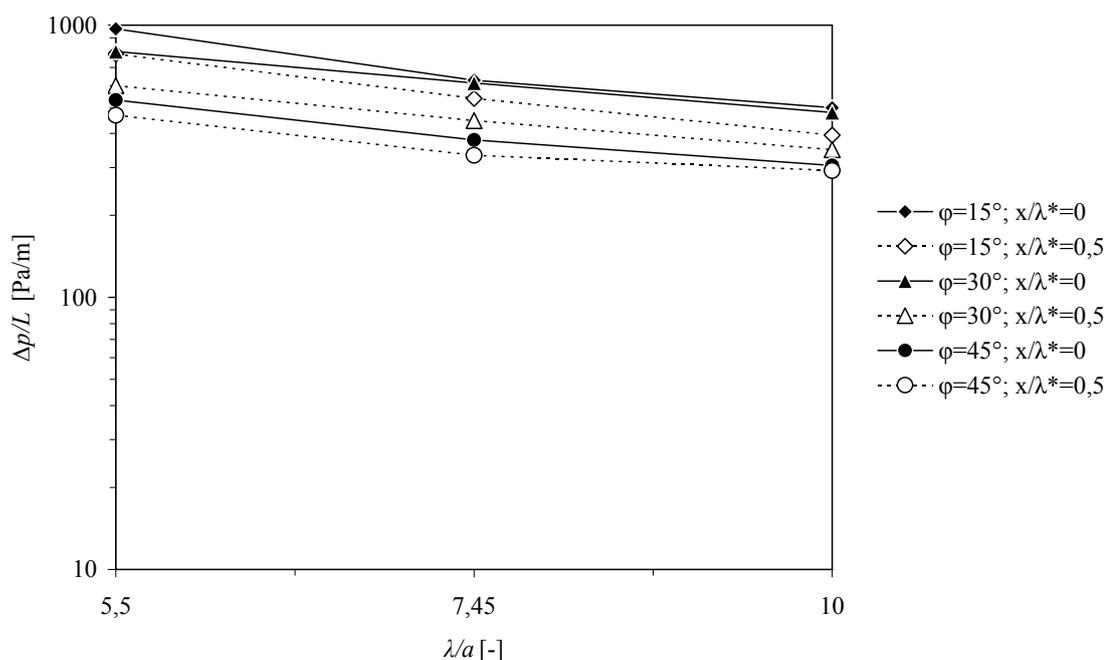


Abbildung 9.11: Einfluss von λ/a auf $\Delta p/L$, $Re_h = 1$

Aus Abbildung 9.11 geht hervor, dass eine Vergrößerung der dimensionslosen Wellenlänge niedrigere $\Delta p/L$ -Werte ergibt. Trotz unterschiedlicher Wellenlängen führen die kleineren Anströmwinkel zu höheren und die größeren Anströmwinkel zu geringeren Druckverlusten. Die verschobene Anordnung führt im Allgemeinen zu niedrigeren $\Delta p/L$ -Werten. Ferner ist festzuhalten, dass im Bereich höherer λ/a -Verhältnisse und kleiner Anströmwinkel nahezu kein Unterschied zwischen den verschiedenen Plattenanordnungen erkennbar ist.

Dieser Sachverhalt ist damit zu erklären, dass die reibende Fläche mit zunehmendem λ/a abnimmt, denn die Oberflächenstruktur nähert sich dem ebenen Kanal an; der k_f -Wert nimmt ab. Die tatsächliche Länge des reibenden Strömungsweges ist im laminaren Bereich für den Druckverlust die entscheidende Größe. Darüber hinaus beeinflusst die Abflachung der Plattenprägung das Strömungsbild insoweit, dass das Fluid wiederum einfach über die einzelnen Berge bzw. Täler hinwegströmt.

9.1.3 Wandschubspannungen

9.1.3.1 Integrale Wandschubspannungen

Da die Wandschubspannung eine wichtige Kenngröße bei Wärme- und Stoffübergangsuntersuchungen darstellt, soll in diesem Abschnitt deren Beeinflussbarkeit durch unterschiedliche Plattenprägungen und –anordnungen diskutiert werden.

Abbildung 9.12 zeigt die Abhängigkeit der integralen Wandschubspannung τ_w vom Anströmwinkel φ .

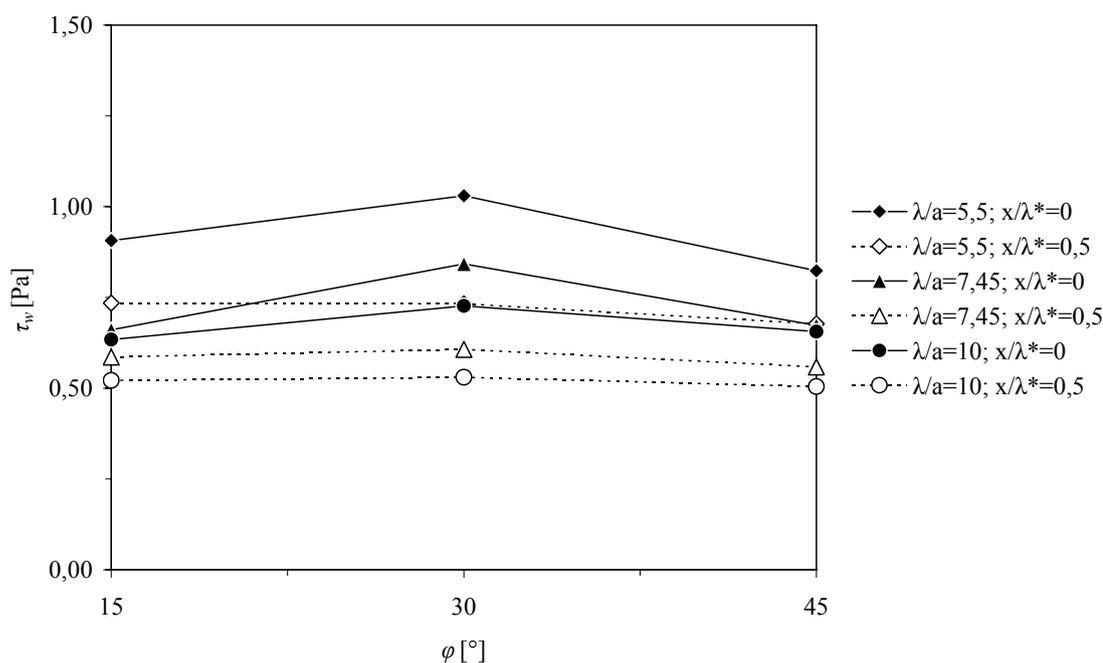


Abbildung 9.12: Einfluss von φ auf τ_w , $Re_h = 1$

Aus Abbildung 9.12 wird ersichtlich, dass unabhängig vom jeweiligen Massenstrom, bei $\varphi = 30^\circ$ die höchsten Wandschubspannungen erzielt werden, wenn eine deckende Plattenkonfiguration verwendet wird. Die Staffelung nach dem dimensionslosen Wellenverhältnis ist Ausdruck der unterschiedlich großen Massenströme. Ein solcher signifikanter Einfluss des Anströmwinkels bei $x/\lambda^* = 0,5$ ist nicht zu erkennen.

Bei größeren Re_h -Zahlen ergäbe sich bei $\lambda/a = 5,5$ und $\varphi = 15^\circ$ die höchste Wandschubspannung. Das jeweilige Abknicken der Kurven von $\varphi = 30^\circ$ zu $\varphi = 15^\circ$ resultiert aus dem Übergang der Kanalströmung in die Sinusströmung, die wenige Strömungsumlenkungen ergibt.

Die integrale Wandschubspannung τ_w wird von λ/a deutlich beeinflusst (Abbildung 9.13).

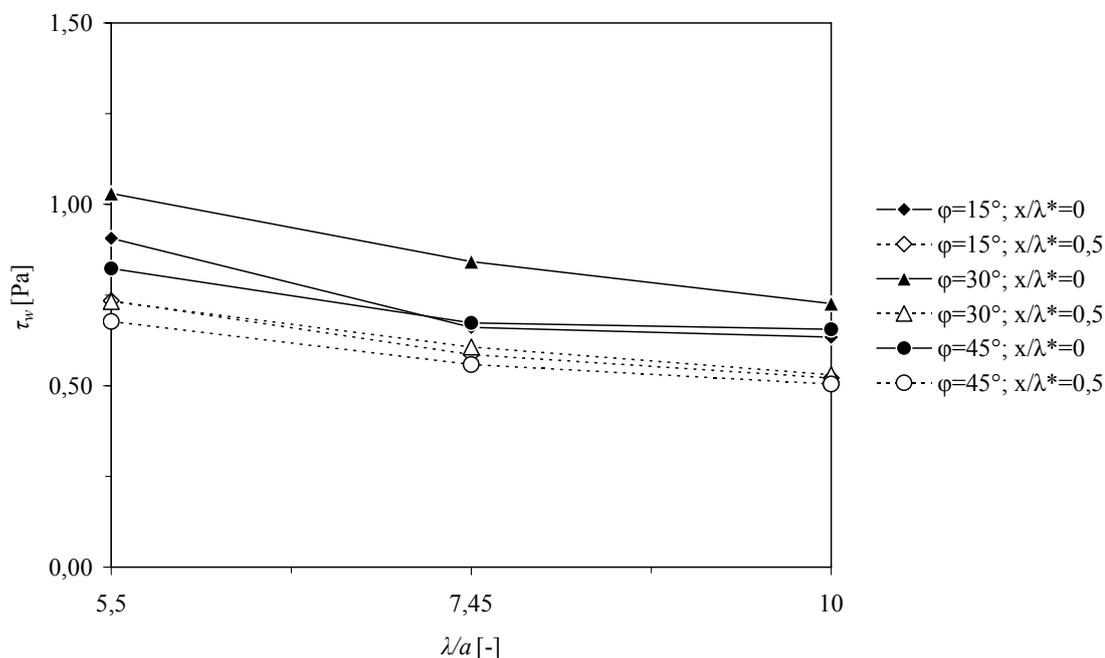


Abbildung 9.13: Einfluss von λ/a auf τ_w , $Re_h = 1$

Eigentlich wäre zu erwarten, dass bei $\varphi = 15^\circ$ die höchsten τ_w -Werte auftreten. Wegen der Sinusströmung liegen diese Werte jedoch bei allen λ/a deutlich niedriger. Da $\varphi = 15^\circ$ und $\lambda/a = 5,5$ knapp unterhalb der kritischen Re_h -Zahl liegen, und die Amplitude der Sinusströmung groß ist, liegt der Wert hier relativ hoch. Bei noch kleineren Re_h -Zahlen ist zu erwarten, dass der Einfluss von λ/a bei allen τ_w -Werte deutlich zurückgeht, wie es bei $\lambda/a = 7,45$ und 10 schon ersichtlich ist.

Abbildung 9.13 verdeutlicht, dass eine höhere bezogene Wellenlänge nicht nur zu einem niedrigeren Druckverlust, sondern auch zu niedrigeren integralen Wandschubspannungen führt. Unabhängig von der Wellenlänge werden für die spezielle Situation mit $\varphi = 30^\circ$ die höchsten integralen Wandschubspannungen erreicht.

Eine Reduktion der Grenzschichtdicke wird mit einem zunehmendem λ/a -Verhältnis schwieriger. Der Grund hierfür ist, dass das Fluid in Folge der engeren Oberflächenwellung (kleines λ/a) stärker über die Kämme der Prägewelle beschleunigt wird als bei einem höheren λ/a -Verhältnis, was zu höheren Wandschubspannungen führt (Abbildung 9.14). Eine Abflachung der Oberfläche führt zu einer Vergrößerung dieser Querschnitte. Eine Annäherung an den durchströmten Rechteckkanal mit geringen Wandschubspannungen ist die Folge. Bei der verschobenen Anordnung ist dieser Effekt ausgeprägter, als bei der deckenden Anordnung; wiederum werden die Effekte der Randgängigkeit bemerkbar.

9.1.3.2 Lokale Wandschubspannungen

Die lokalen Wandschubspannungen werden in Abhängigkeit der untersuchten Plattenprägungen (Abbildung 9.14) dargestellt. Die Farbskalen reichen jeweils von 0 [Pa] (blaue Farbe) bis 3 [Pa] (rote Farbe). Das Fluid strömt von links nach rechts und der Blick ist von oben auf die untere Platte des Plattenpakets gerichtet.

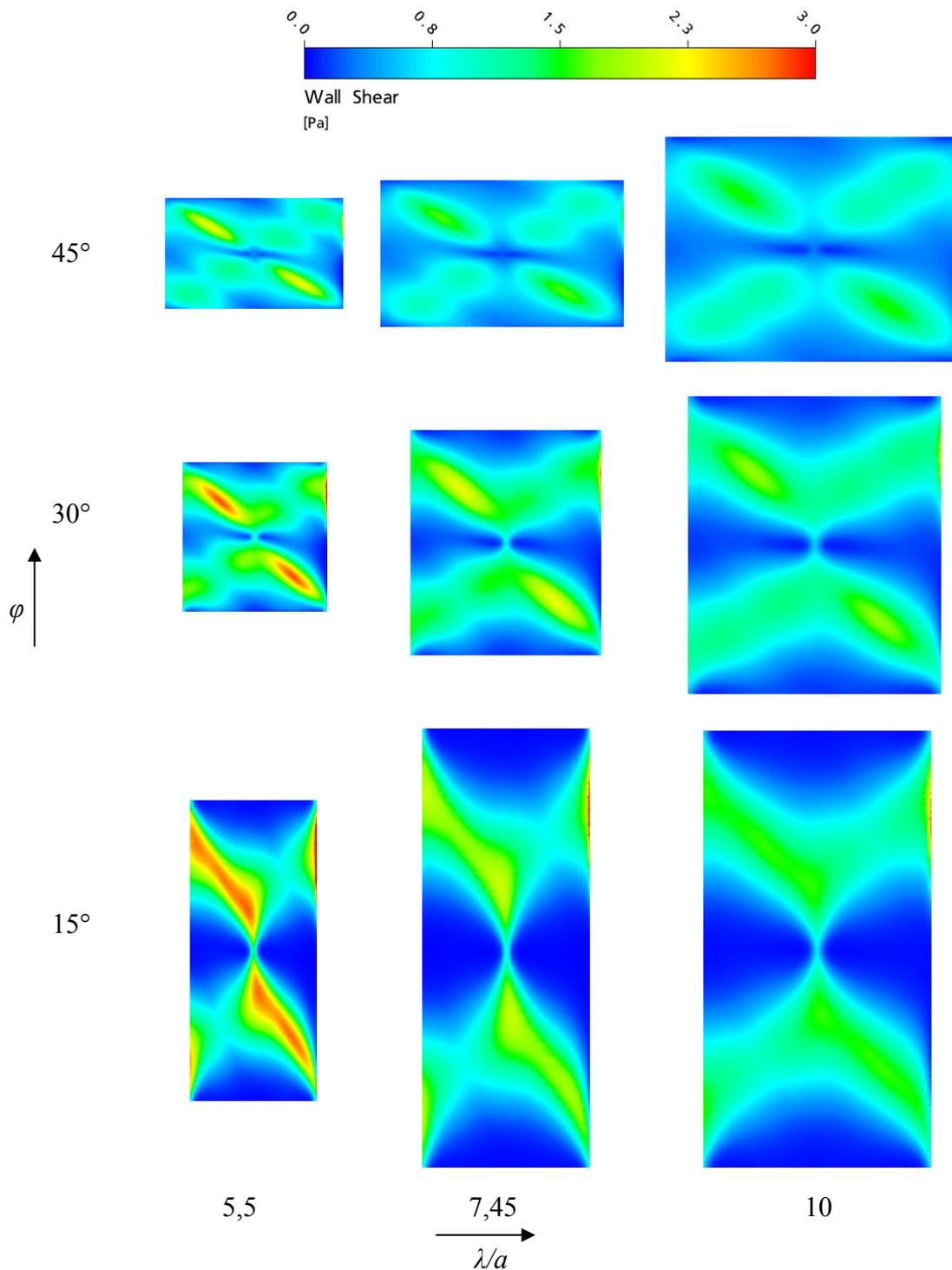


Abbildung 9.14: Geometrieinfluss auf lokales τ_w ; $x/\lambda^* = 0$; $Re_h = 1$

In Abbildung 9.14 ist eine deutliche Inhomogenität in den lokalen Wandschubspannungsverteilungen sichtbar. Bei $\varphi = 15^\circ$ und $\lambda/a = 5,5$ treten maximale τ_w -Werte auf den Kämmen der Prägung auf. Eine Vergrößerung der Wellenlänge führt zu einer Reduktion der maximalen Werte und somit zu einer homogeneren Verteilung auf der unteren Platte. Darüber hinaus werden die charakteristisch durchgehenden Zöpfe der Längsströmung zu beiden Seiten des Auflagepunktes erkennbar ($\varphi = 15^\circ$; $\lambda/a = 7,45$ und 10). Bei der kleinsten bezogenen Wellenlänge sind diese noch unterbrochen. Ein größerer Anströmwinkel ($\varphi = 30^\circ$; $5,5 < \lambda/a < 10$) bewirkt eine gewisse Angleichung der lokalen Wandschubspannungen auf der Platte. Bei $\varphi = 45^\circ$ und $5,5 < \lambda/a < 10$ wird dieser positive Effekt weiter verstärkt.

Aufgrund der stärkeren Querschnittsverengung bei $\varphi = 15^\circ$ wird das Fluid im Kammbereich der Prägung stärker beschleunigt, was zu höheren Geschwindigkeitsgradienten bzw. τ_w -Werten führt; durch die Plattenprägung erfährt das Fluid eine starke Umlenkung. Im Nahbereich der Auflagepunkte erfährt das Fluid sowohl bei größeren Anströmwinkeln als auch bei größeren bezogenen Wellenlängen eine schwächere Umlenkung. Dadurch kann die Aussage bestätigt werden, dass kleinere Anströmwinkel zu höheren integralen Wandschubspannungen (vgl. Abbildung 9.12) führen, soweit sie nicht durch den Übergang zur Sinusströmung wieder reduziert werden. Die Zöpfe der Längsströmung werden aufgrund des zunehmenden Anteils der Kanalströmung ein wenig breiter; dadurch werden auch die maximalen Wandschubspannungen in allen Geometrien reduziert. Es treten dadurch nicht nur punktuell hohe Werte auf, sondern es findet eine gleichmäßigere Verteilung über die Platte hinweg statt.

In Abbildung 9.15 werden die lokalen Wandschubspannungsverteilungen der verschobenen Plattenanordnung dargestellt. Es wird ebenfalls die Farbskala der deckenden Anordnung benützt. Das Fluid strömt wieder von links nach rechts und die Blickrichtung ist ebenfalls von oben auf die untere Platte.

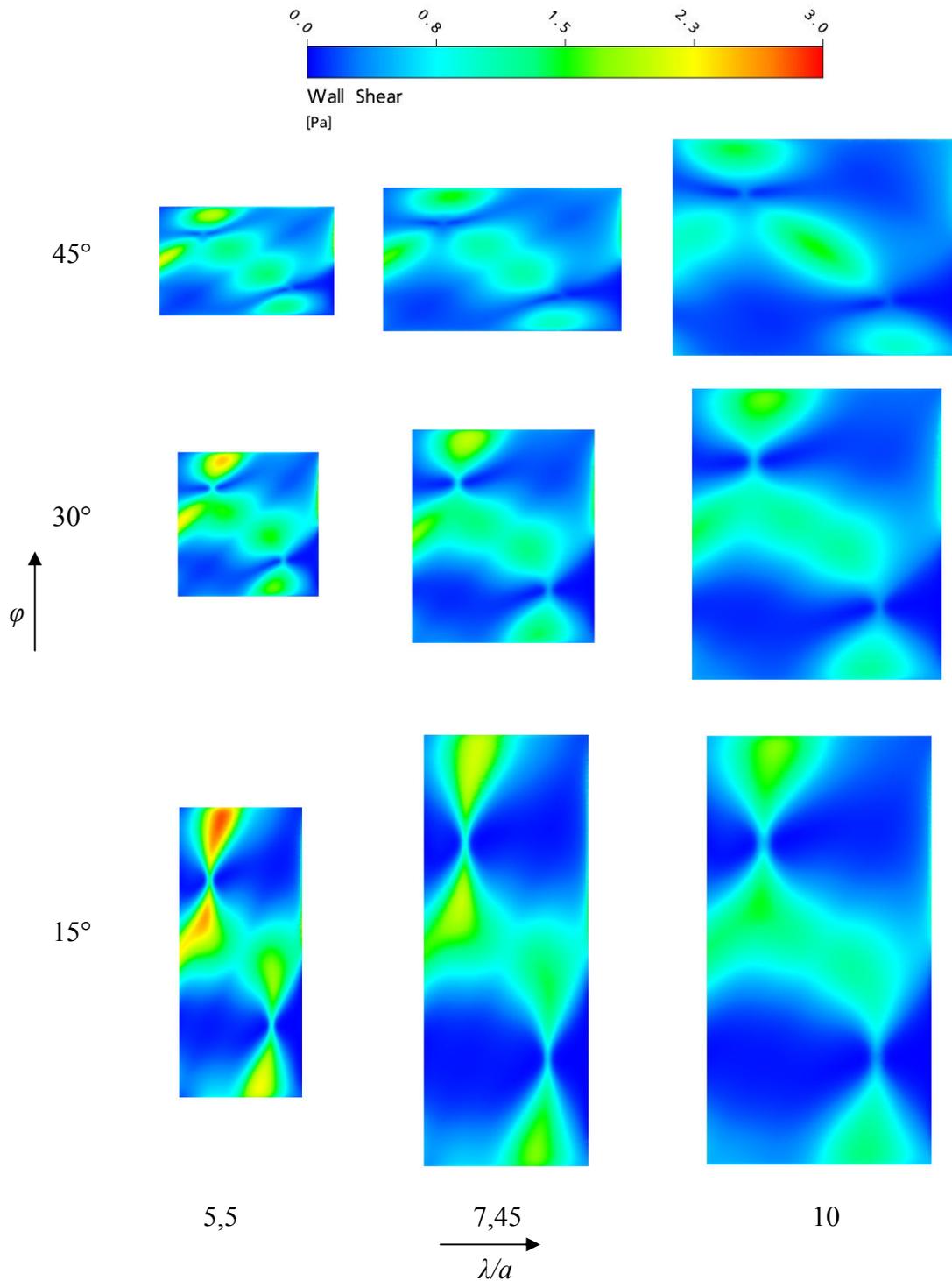


Abbildung 9.15: Geometrieinfluss auf lokales τ_w ; $x/\lambda^* = 0,5$; $Re_h = 1$

Die verschobenen Plattenanordnungen führen ebenfalls zu denselben Wandschubspannungsverteilungen wie die deckende Anordnung, nur mit dem Unterschied, dass sich diese innerhalb einer Raute wiederholen (Abbildung 9.15).

Auffallend ist, dass die Maxima der lokalen τ_w -Werte jeweils auf dem ersten Wellenkamm (erster Auflagepunkt) auftreten. Sowohl eine Vergrößerung des Anströmwinkels als auch eine Vergrößerung der Wellenlänge führen zu einer Abnahme dieser Höchstwerte. Größere Werte von φ und λ/a bewirken eine Steigerung des Anteils der Kanalströmung in der Rautenmitte.

9.1.4 Stoffübergang

Die Kenntnisse des örtlichen bzw. integralen Wärme- und Stoffübergangs und dessen Abhängigkeit von den Strömungs- und Geometrieparametern sind notwendig, um eine Optimierung von technisch relevanten Plattenprägungen durchzuführen.

Die integralen Kennziffern legen die Leistung, die Kompaktheit, die Plattenanzahl und somit den Preis eines Plattenwärmeübertragers fest. Die thermodynamische Güte einer Plattenprägung wird durch die Homogenität dieser Kennziffern beeinflusst. Denn durch einen ungleichmäßigen Wärmeübergang entstehen Temperaturspitzen, die einen erheblichen Einfluss auf die Produktqualität haben.

Zuerst werden die Ergebnisse der Einflussfaktoren Re_h , φ , λ/a und x/λ^* auf den integralen Stoffübergang vorgestellt. Im Anschluss erfolgt die Vorstellung der Ergebnisse der lokalen Stoffübergänge und deren Diskussion in Abhängigkeit der Geometriefaktoren bei einem konstanten $Re_h = 1$.

9.1.4.1 Einfluss von Re_h

Das Darstellen der integralen Sh_m -Werte über Re_h ermöglicht Aussagen über den Einfluss der Reynoldszahl auf den integralen Stoffübergang. Es ist zu beachten, dass in den Diagrammen der Quotient $Sh_m/Sc^{0,33}$ aufgetragen ist, um die Einflüsse des verwendeten Stoffsystems nicht berücksichtigen zu müssen, und um dadurch allgemeingültige Aussagen treffen zu können. Der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Geometriefaktoren auf die wichtigste Kennzahl bei der Wärmeübertragerauslegung wird in den folgenden Schaubildern diskutiert.

In Abbildung 9.16 ist der Quotient $Sh_m/Sc^{0,33}$ in Abhängigkeit der Re_h -Zahl dargestellt. Ferner geht aus dieser Abbildung der Einfluss des Anströmwinkels und der unterschiedlichen Plattenanordnungen hervor.

Die schwarzen Symbole stehen für die deckende Anordnung ($x/\lambda^* = 0$), die weißen Symbole für die verschobene Anordnung ($x/\lambda^* = 0,5$).

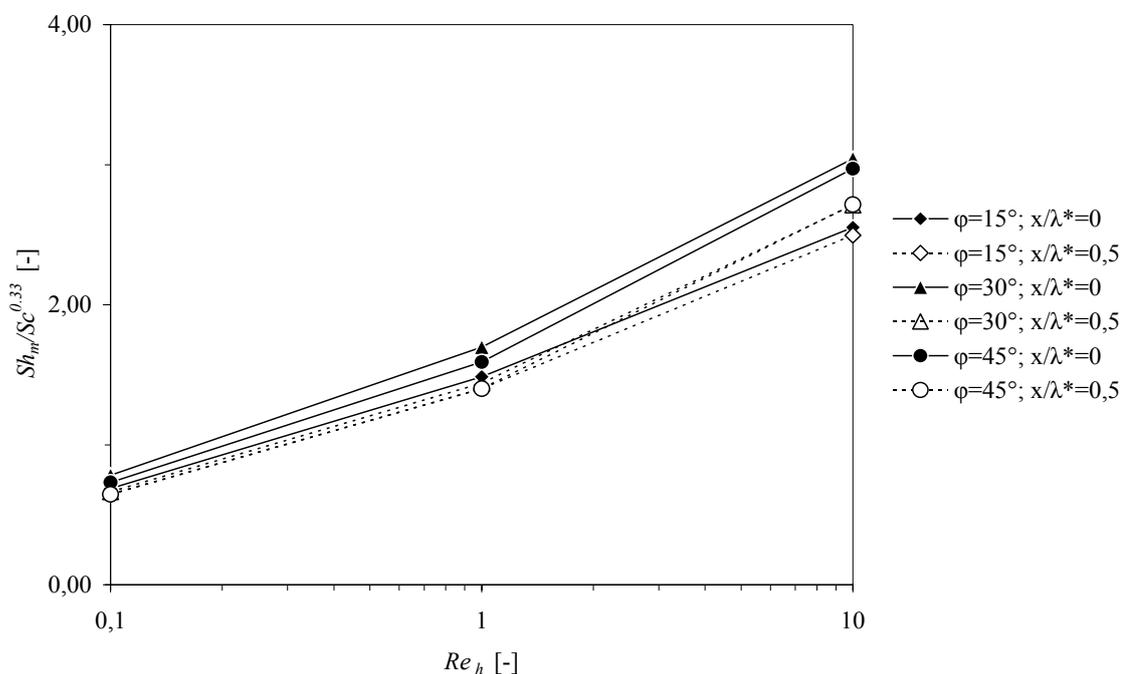


Abbildung 9.16: Einfluss von Re_h auf $Sh_m/Sc^{0,33}$, $\lambda/a = 5,5$

Mit größer werdender Re_h -Zahl nimmt der integrale Stoffübergang zu. Bei $Re_h = 0,1$ liegen die Stoffübergangswerte sehr dicht beieinander, da hier bei allen Werten Sinusströmung vorliegt, deren Amplitude mit zunehmender Re_h -Zahl immer kleiner wird, sodass die Unterschiede im Stoffübergang für unterschiedliche Plattenstrukturen nicht mehr sehr groß sind. Erst eine Reynoldszahl $Re_h > 0,1$ führt zu einer Aufspaltung der Kurven sowohl in der Abhängigkeit des Anströmwinkels als auch in der Abhängigkeit der Plattenanordnung. Die Re_h -Zahl hat einen geringeren Einfluss auf das Stoffübergangsverhalten mit der Plattenanordnung mit $x/\lambda^* = 0,5$ als mit $x/\lambda^* = 0$. Ferner ist aus Abbildung 9.16 ersichtlich, in welcher Weise sich der Anströmwinkel auf den integralen Stoffübergang auswirkt. Im Bereich $30 < \varphi < 45^\circ$ wird der höchste Stoffübergang erzielt. Diese Aussage ist sowohl für die deckende als auch für die verschobene Anordnung der Platten gültig.

Das Ansteigen des Stoffübergangs mit höher werdenden Reynoldszahlen stimmt mit den in Abschnitt 2.3.2 erläuterten Nußeltschen Potenzgesetzen überein. Diese postulieren ein potenzielles Ansteigen der Sh -Werte mit der Reynoldszahl bei konstanten Geometrien und Stoffwerten. Ferner stimmen die Aussagen über die höheren Stoffübergänge mit Anströmwinkeln im Bereich $30^\circ < \varphi < 45^\circ$ mit Ergebnissen von Untersuchungen an Plattenwärmeübertragern überein, die im transitionalen bzw. vollturbulenten Bereich durchgeführt worden sind /18/. In diesem Bereich der Anströmwinkel werden jeweils

ausgeglichene Anteile zwischen der Kanal- und der Längsströmung erzielt; dadurch werden hohe Stoffübergänge ermöglicht. Vom geringen Einfluss der verschobenen Plattenanordnung auf den Wärme- bzw. Stoffübergang wird bereits in /49/ berichtet. In der vorliegenden Arbeit wird dieser Faktor aber herangezogen, da im Vorfeld der durchgeführten Untersuchungen von einer gewissen Quervermischung innerhalb einer Raute bei nicht deckender Plattenanordnung und geringen Strömungsgeschwindigkeiten ausgegangen worden ist.

Abbildung 9.17 zeigt den Einfluss der Reynoldszahl auf den Stoffübergang bei einer dimensionslosen Wellenlänge $\lambda/a = 7,45$.

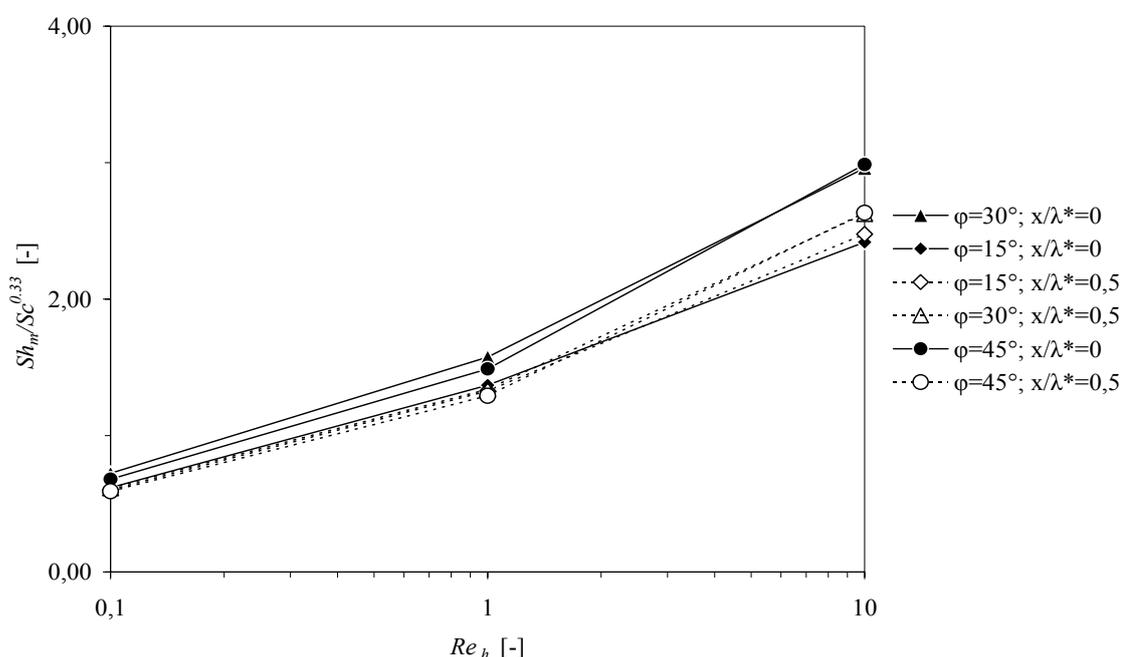


Abbildung 9.17: Einfluss von Re_h auf $Sh_m/Sc^{0,33}$, $\lambda/a = 7,45$

Aus Abbildung 9.17 geht hervor, dass bei einer bezogenen Wellenlänge $\lambda/a = 7,45$ der Stoffübergang mit größer werdender Reynoldszahl gesteigert werden kann. Bei der kleinsten Reynoldszahl im untersuchten Bereich treten keine nennenswerten Unterschiede zwischen den einzelnen Plattenprägungen und -konfigurationen auf. Erst eine Reynoldszahlenerhöhung bewirkt eine Aufteilung der Kurven in der Abhängigkeit von Anströmwinkel und Plattenanordnung ($x/\lambda^* = 0$ oder $x/\lambda^* = 0,5$). Mit einem Anströmwinkel $\varphi > 30^\circ$ werden die höchsten Stoffübergänge erzielt. Dieser Sachverhalt tritt bei beiden Plattenanordnungen auf.

Im Vergleich zu einer bezogenen Wellenlänge von $\lambda/a = 5,5$ ähneln sich diese Kurven sehr stark. Es werden nahezu die gleichen Werte im integralen Stoffübergang erzielt.

Die Schlussfolgerung daraus lautet, dass der Stoffübergang im Bereich sehr kleiner Strömungsgeschwindigkeit unabhängig von der jeweiligen Plattenprägung ist.

Abbildung 9.18 zeigt die Ergebnisse der nächsthöheren dimensionslosen Wellenlänge $\lambda/a = 10$.

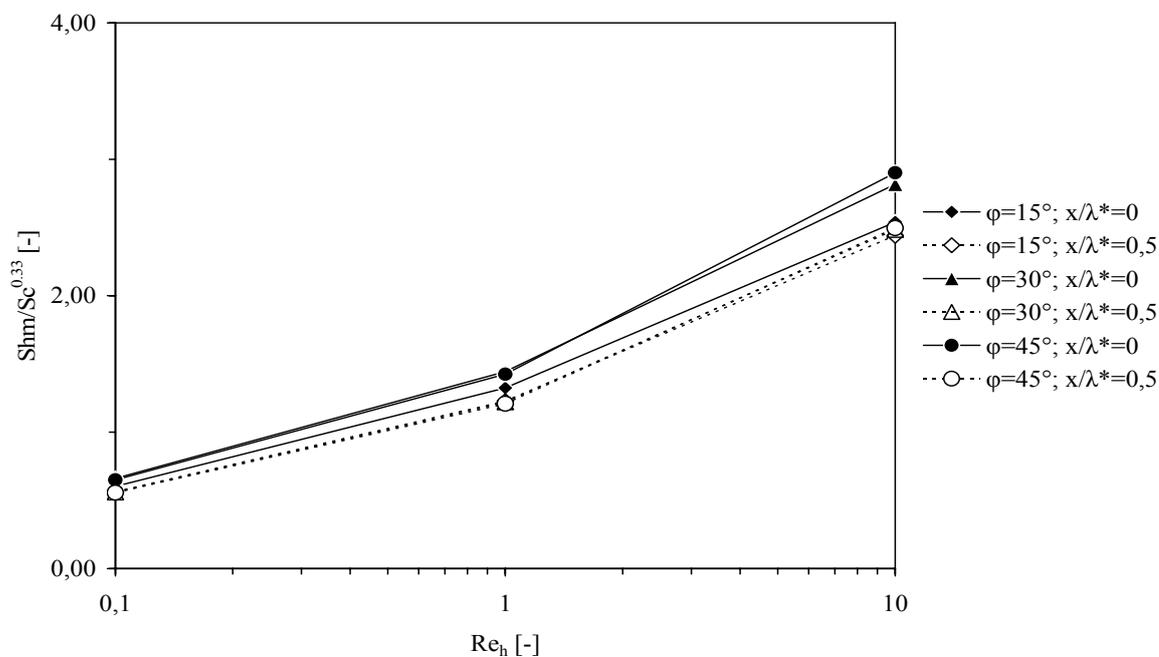


Abbildung 9.18: Einfluss von Re_h auf $Sh_m/Sc^{0,33}$, $\lambda/a = 10$

In Abbildung 9.18 ist zu sehen, dass im Bereich sehr kleiner Reynoldszahlen auch hier der Einfluss der Plattenprägung auf das Stoffübergangsverhalten sehr gering ist. Die Erhöhung der Reynoldszahl bewirkt sowohl eine Steigerung des Stoffübergangs als auch eine Aufspaltung der Kurvenverläufe in Abhängigkeit der Plattenprägung. Im Anströmwinkelbereich $30^\circ \leq \varphi \leq 45^\circ$ werden die höchsten Stoffübergänge erzielt. Bei der untersuchten bezogenen Wellenlänge und einer verschobenen Plattenanordnung ergibt die Reynoldszahl keinen Einfluss auf die jeweilige Plattenprägung.

Wie aus den Abbildungen 9.16 – 9.18 deutlich wird, hat eine Vergrößerung der dimensionslosen Wellenlänge keinen weiteren signifikanten Einfluss auf den Stoffübergang. Alle Kurven ähneln sich sehr stark, sowohl quantitativ als auch qualitativ. Es kommen nur punktuelle Unterschiede vor. Lediglich bei $\lambda/a = 10$ ergibt sich ein Rückgang des Einflusses der Reynoldszahl auf die verschobene Plattenanordnung. Die Plattenanordnungen mit $x/\lambda^* = 0,5$ fallen mit der Plattenprägung $\varphi = 15^\circ$ der deckenden Plattenanordnung zusammen.

Für den einfacheren Vergleich der vorgestellten Ergebnisse werden die Kurven des jeweils niedrigsten und des jeweils höchsten Stoffübergangs der untersuchten λ/a -Verhältnisse in einem Schaubild zusammengefasst.

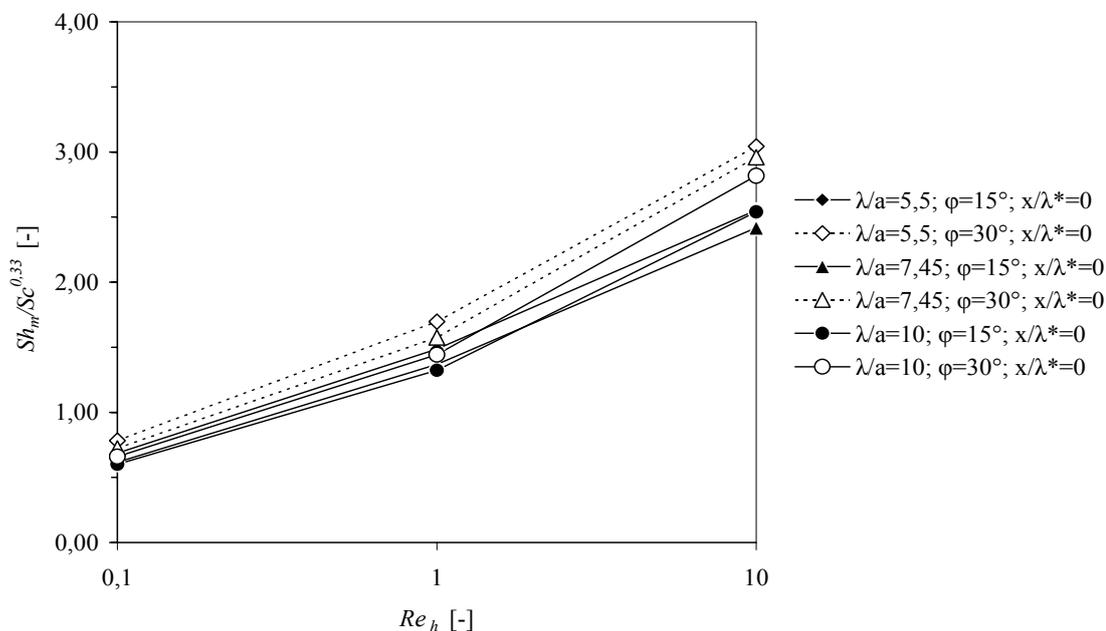


Abbildung 9.19: Zusammenfassung des Einflusses von Re_h auf $Sh_m/Sc^{0,33}$

Aus Abbildung 9.19 wird ersichtlich, dass die höchsten Stoffübergänge mit $\lambda/a = 5,5$ zu erzielen sind, wenn der Anströmwinkel $\varphi = 30^\circ$ gewählt wird; mit zunehmendem λ/a nimmt der Stoffübergang ab. Wird ein Anströmwinkel $\varphi = 15^\circ$ gewählt, so treten Unterschiede nur punktuell auf. Der Stoffübergang ist bei kleineren Anströmwinkeln bereits weitgehend unabhängig von der Plattenprägung.

9.1.4.2 Einfluss der Geometriefaktoren φ und x/λ^*

Im folgenden Abschnitt soll der Einfluss des Anströmwinkels bei der deckenden und bei der verschobenen Plattenanordnung auf den integralen Stoffübergang einer Platte vorgestellt werden.

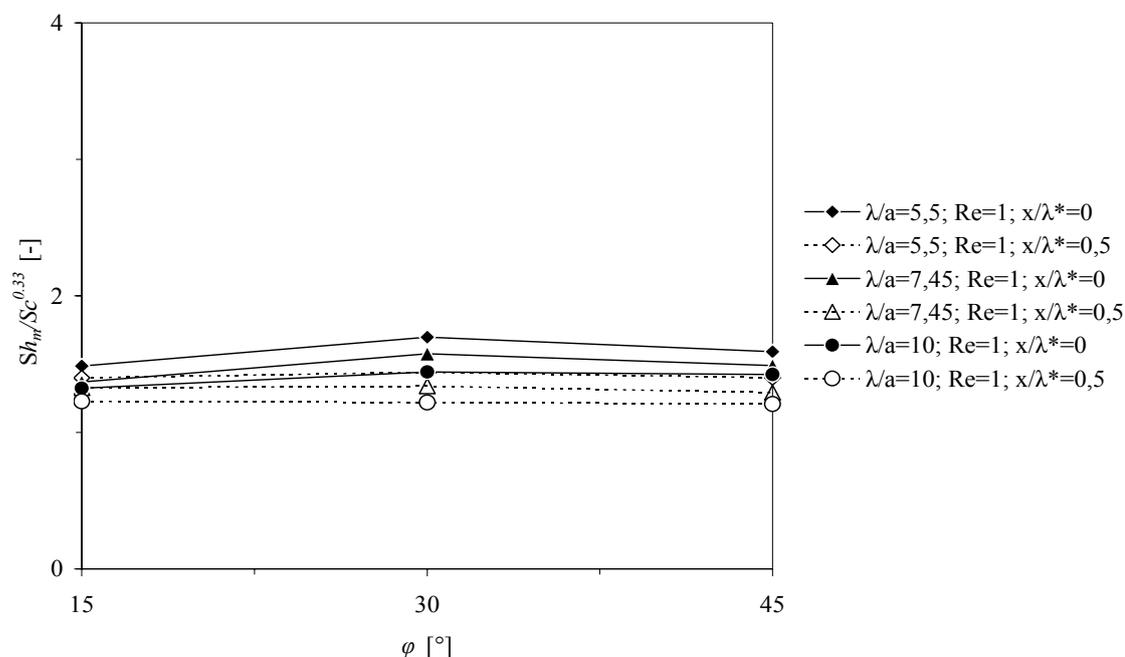


Abbildung 9.20: Einfluss von φ auf $Sh_m/Sc^{0,33}$, $Re_h = 1$

Abbildung 9.20 verdeutlicht den Einfluss des Anströmwinkels φ auf den Stoffübergang bei konstanter Reynoldszahl. Trotz unterschiedlicher Geschwindigkeiten fällt die Steigerung des Stoffübergangs bei $\varphi = 30^\circ$ für alle deckenden Anordnungen auf (schwarze Symbole). Für die verschobene Anordnung der Platten übt der Prägewinkel keinen besonderen Einfluss aus (weiße Symbole), denn der Stoffübergang bleibt trotz einer Änderung der Plattenprägung nahezu konstant.

In den Stoffübergangsverläufen spiegelt sich die integrale Wandschubspannungsverteilung wieder (Abbildung 9.12). Hohe Wandschubspannungen reduzieren den hemmenden Strömungsgrenzschichtverlauf auf den Platten; dadurch kann auch schneller Wärme bzw. Stoff an die Platte gelangen. Der geringe Einfluss des Anströmwinkels auf die Plattenanordnungen mit $x/\lambda^* = 0,5$ kann wieder auf die in den Rechnungen auftretende Randgängigkeit zurückgeführt werden.

9.1.4.3 Einfluss der Geometriefaktoren λ/a und x/λ^*

Der Einfluss von λ/a als zweiten untersuchten Geometriefaktor auf den Stoffübergang wird in Abbildung 9.21 dargestellt.

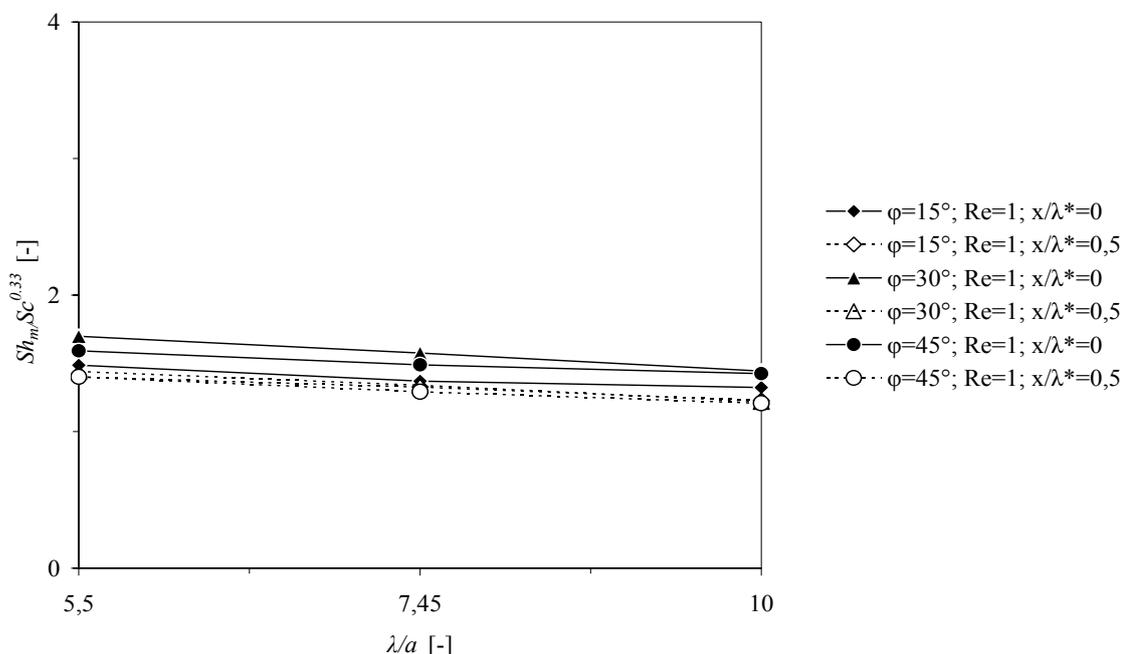


Abbildung 9.21: Einfluss von λ/a auf $Sh_m/Sc^{0,33}$, $Re_h = 1$

Abbildung 9.21 verdeutlicht, dass eine höhere bezogene Wellenlänge zu geringeren Stoffübergängen führt. Dieser Sachverhalt tritt sowohl in der deckenden als auch in der verschobenen Plattenanordnung auf. Dennoch ist festzustellen, dass bei einer Plattenanordnung $x/\lambda^* = 0$ die einzelnen Kurven in Abhängigkeit des Anströmwinkels gestaffelt sind. Ein Anströmwinkel $\phi = 30^\circ$ ermöglicht jeweils die maximalen Stoffübergänge, mit $\phi = 45^\circ$ werden etwas geringere integrale Stoffübergänge erzielt und mit dem kleinsten untersuchten Anströmwinkel $\phi = 15^\circ$ werden in allen dimensionslosen Wellenlängen die minimalen Stoffübergänge erzielt. Eine Staffelung der einzelnen Kurvenverläufe in der verschobenen Anordnung ($x/\lambda^* = 0,5$) ist nicht zu erkennen.

Der Stoffübergang über die dimensionslose Wellenlänge aufgetragen, zeigt, dass wiederum ein direkter Zusammenhang zwischen hohen Wandschubspannungen und hohen Stoffübergängen besteht. Abbildung 9.21 ist ein Abbild der integralen Wandschubspannungsverteilung aus Abschnitt 9.1.3.1. Für die verschobenen Umkehrpunkte übt der Geometrieparameter λ/a keinen bedeutenden Einfluss auf den Stoffübergang aus.

9.1.4.4 Lokaler Stoffübergang

Die Abbildungen 9.16 – 9.21 sind durch Integration aus den lokalen Stoffübergangsverteilungen gewonnen, wie sie in den folgenden Abbildungen 9.22 und 9.23 beispielhaft wiedergegeben sind.

Die Farbskalen reichen jeweils von 0 [-] (blaue Farbe) bis 700 [-] (rote Farbe). Die Strömungsrichtung geht von links nach rechts und die Blickrichtung von oben auf die untere Platte.

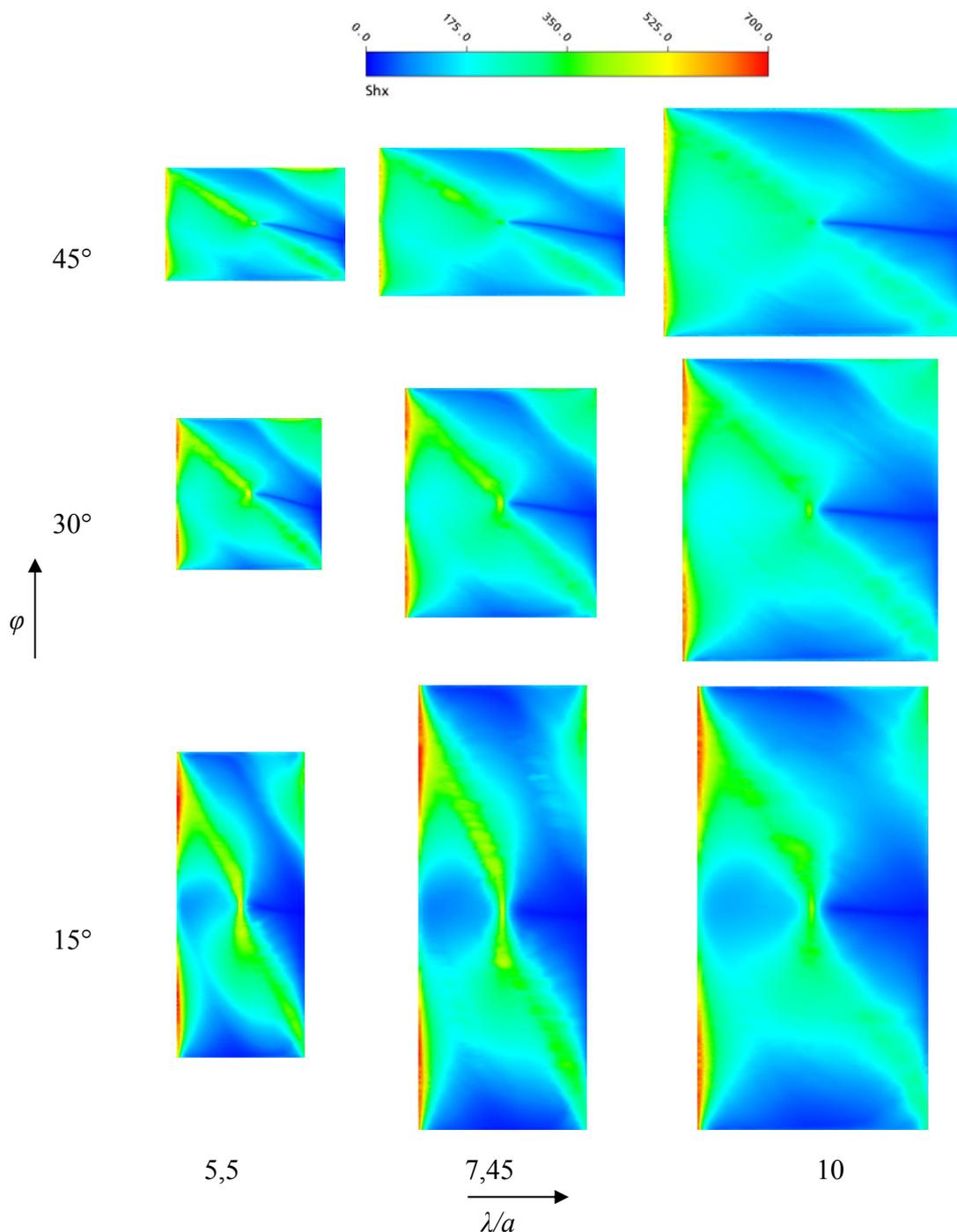


Abbildung 9.22: Geometrieinfluss auf Sh_x ; $x/\lambda^* = 0$; $Re_h = 1$

Aus Abbildung 9.22 lassen sich folgende Aussagen über den lokalen Stoffübergang treffen. Die maximalen Sh_x -Werte werden vor und auf den Kämmen der Prägewelle erzielt. Diese Aussage bezieht sich auf alle untersuchten Wellenlängen.

Ein $\varphi = 15^\circ$ bewirkt bei den untersuchten Wellenlängen eine gewisse Inhomogenität im Stoffübergang. Am Rautenanfang bilden sich sehr hohe lokale Maxima aus, die mit zunehmender Plattenlänge rasch abgebaut werden können. Vor dem jeweiligen Auflagepunkt entsteht ein Bereich geringen Stoffübergangs. Auf der strömungsabgewandten Seite der Prägung machen sich niedrigere Sh_x -Werte bemerkbar, die bei diesem Anströmwinkel nicht signifikant beeinflusst werden können. Bei einem Anströmwinkel $\varphi = 30^\circ$ lässt sich eine Homogenisierung des Stoffübergangs erkennen. Der charakteristische Bereich des geringen Stoffübergangs vor dem Auflagepunkt ($\varphi = 15^\circ$) ist deutlich kleiner. Sowohl die Randbereiche der Raute als auch die der Strömung abgewandte Seite der Prägewelle weisen nun höhere Sh_x -Werte auf, die Maxima der Werte auf dem Wellenkamm werden ebenfalls abgebaut. Ferner lässt sich nun auch der in den vorherigen Abschnitten angesprochene Bereich erkennen, in dem der Stoffübergang Null beträgt. Ein zunehmend flacherer Winkel ($\varphi = 45^\circ$) fördert sowohl die Homogenität als auch eine Reduktion der lokalen Sh_x -Werte in den untersuchten Rauten. Vor allem im strömungsabgewandten Tal der Prägung ist der Stoffübergang gegenüber kleineren Anströmwinkeln reduziert.

Auf der strömungszugewandten Seite der Prägung und auf dem Prägekamm treten die maximalen Werte auf, weil einerseits ein Großteil der Strömung auf die Prägelinie aufprallt, andererseits herrschen im Bereich der Querschnittsverengung höhere lokale Geschwindigkeiten, was zu einer Reduktion der Konzentrationsgrenzschicht führt und weswegen hohe Stoffübergänge erzielt werden können (unabhängig vom Anströmwinkel und von der bezogenen Wellenlänge). Die niedrigeren Sh_x -Werte auf der strömungsabgewandten Seite der Prägung lassen sich mit den bereits diskutierten Strömungscharakteristiken (Längs- bzw. Kanalströmung) erklären.

Die Steigerung des Wärmeübergangs bei $\varphi = 30^\circ$ lässt sich über die vorliegende Strömung erklären. Es liegt ein ausgewogenes Verhältnis zwischen den Anteilen der Längs- und der Kanalströmung vor. Ein Anströmwinkel $\varphi = 45^\circ$ fördert den Anteil der Kanalströmung. Dieser Effekt lässt sich auch mit dem Bereich des geringen Stoffübergangs nach dem Auflagepunkt veranschaulichen, der nun nicht mehr in Strömungsrichtung verläuft ($\varphi = 30^\circ$), sondern abknickt und dem Tal der Prägung folgt.

In Abbildung 9.23 werden die Stoffübergänge der Plattenkonfiguration $x/\lambda^* = 0,5$ dargestellt.

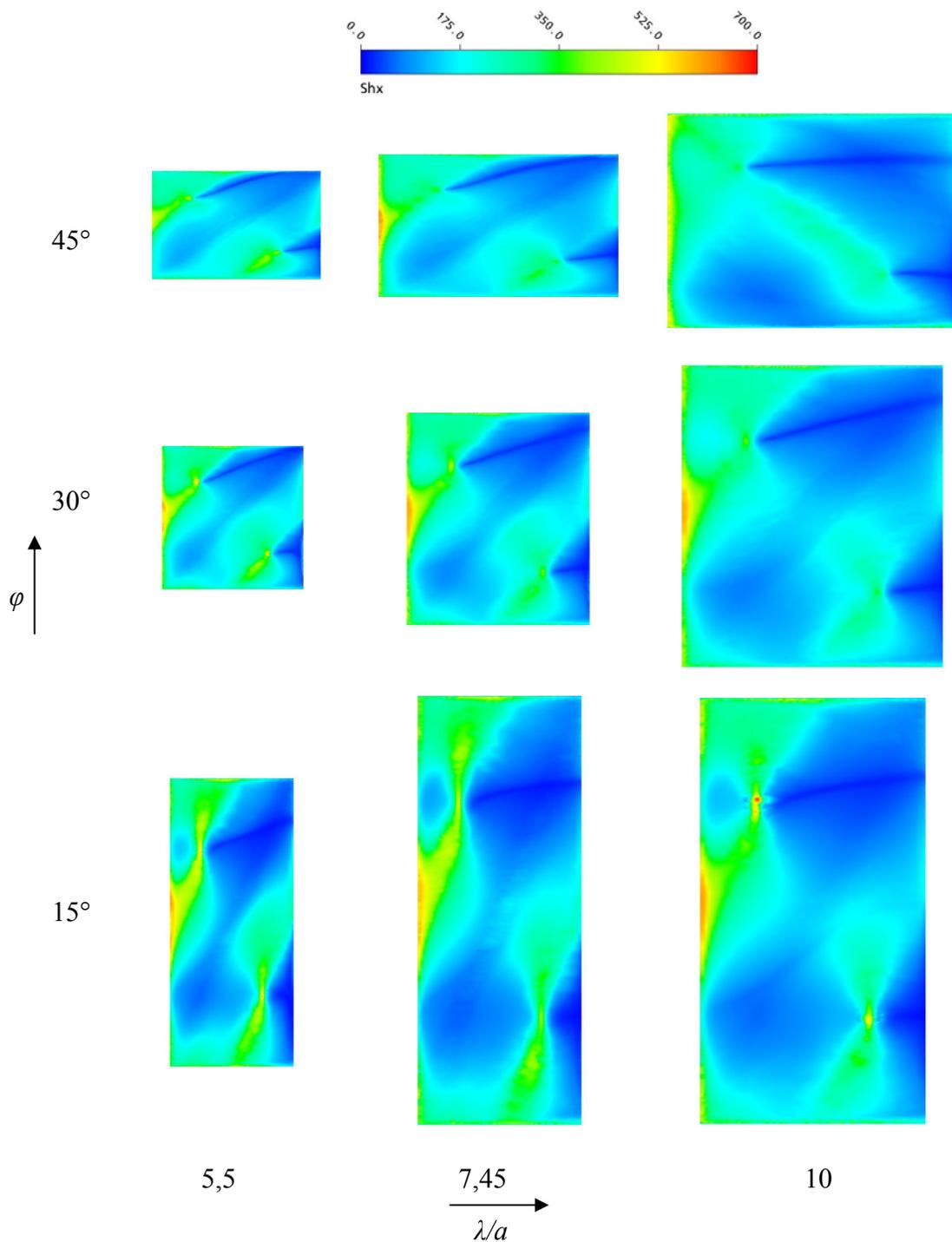


Abbildung 9.23: Geometrieinfluss auf Sh_x ; $x/\lambda^* = 0,5$; $Re_h = 1$

Zusammenfassend ist in Abbildung 9.23 zu erkennen, dass der Stoffübergang im Allgemeinen etwas homogener erscheint und, dass er durch die beiden Geometriefaktoren weniger beeinflusst wird, als bei der deckenden Anordnung (vgl. Abbildung 9.22). Die

getroffenen Aussagen über die Geometrieinflüsse stimmen im Wesentlichen mit denen der deckenden Anordnung überein. Werden die Umkehrpunkte der beiden Platten um $x/\lambda^* = 0,5$ gegeneinander verschoben, lässt sich erneut die Verteilung der Wandschubspannungen im lokalen Stoffübergang erkennen. Der induzierte Bereich geringen Stoffübergangs wird ebenfalls wieder mit Hilfe der CFD-Rechnung abgebildet. Aufgrund der beiden Auflagepunkte tritt er zweimal im untersuchten Rechengbiet auf.

9.1.5 Bewertungskriterien für Stoffübergang und Druckverlust

Wie bereits in den Abschnitten 2.3.2 und 8.3 dargelegt, werden gewisse Kriterien zur Bewertung der Platteneffektivität mit dem hervorgerufenen Druckverlust herangezogen. In den nachstehenden Diagrammen werden die Ergebnisse wiederum bei $Re_h = 1$ diskutiert, weil der Einfluss auf die vorgestellten Ergebnisse sehr gering ist. Die Darstellung der Resultate bei einer konstanten Reynoldszahl erlaubt die einfachere Diskussion der Geometrieinflüsse. Die schwarzen Symbole stehen für die deckende Plattenkonfiguration ($x/\lambda^* = 0$), die weißen Symbole für die verschobene Plattenanordnung ($x/\lambda^* = 0,5$).

9.1.5.1 Bewertungskriterium $St^3 \cdot L/\Delta p$

Zuerst wird das Bewertungskriterium nach Stephan und Mitrovic /59/ angewandt.

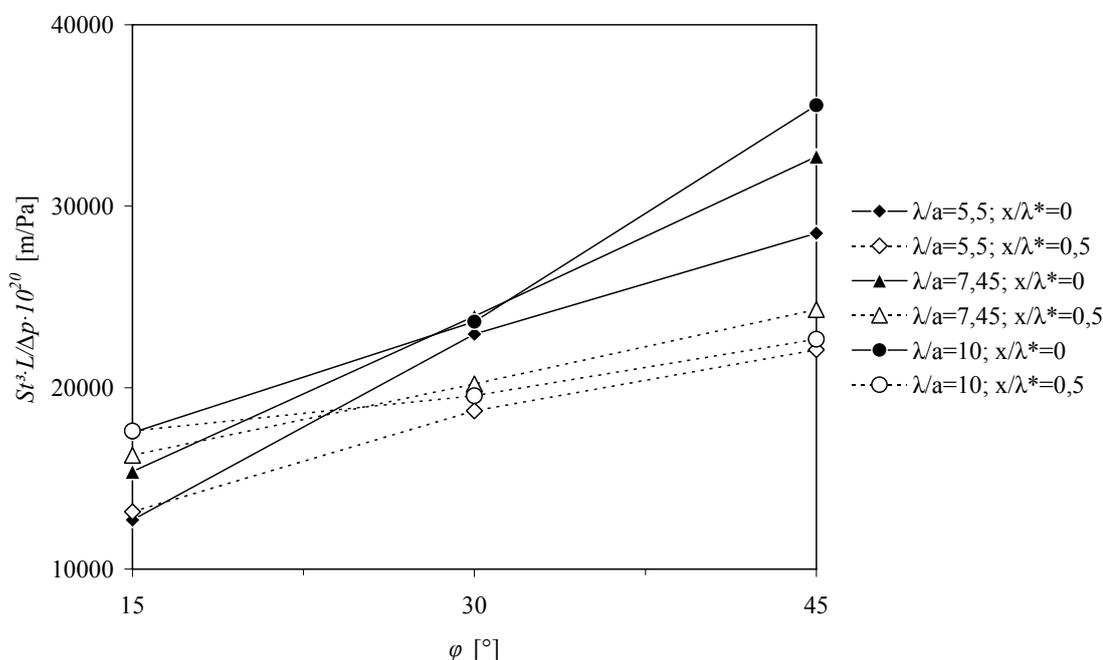


Abbildung 9.24: Einfluss von φ auf $St^3 \cdot L/\Delta p$, $Re_h = 1$

Wird das Bewertungskriterium über den jeweiligen Anströmwinkel aufgetragen, so wird deutlich, dass die jeweils deckende Anordnung effektiver ist als die verschobene. Ferner scheint ein Prägewinkel von $\varphi = 30^\circ$ ein besonders günstiger Winkel zu sein, da er für

alle untersuchten λ/a -Verhältnisse dieselbe Pumpenleistung erfordert. Die beiden anderen Winkel scheinen einen größeren Einfluss auf das Bewertungskriterium zu haben, wobei jeweils eine Staffelung vom kleinsten λ/a zum größten λ/a zu beobachten ist. Im Falle der verschobenen Umkehrpunkte ist der Einfluss von φ weniger ausgeprägt, was auf die geringe Beeinflussbarkeit der abgezweigten Teilströme im Randbereich zwischen Rautenwand und Auflagepunkt zurückzuführen ist.

Für die Interpretation des Schaubildes (Abbildung 9.24) ist aber zu beachten, dass trotz der gleichen Reynoldszahl unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten in den Strukturen vorliegen. Die Erkenntnisse sind daher für einen direkten Vergleich nur bedingt aussagekräftig.

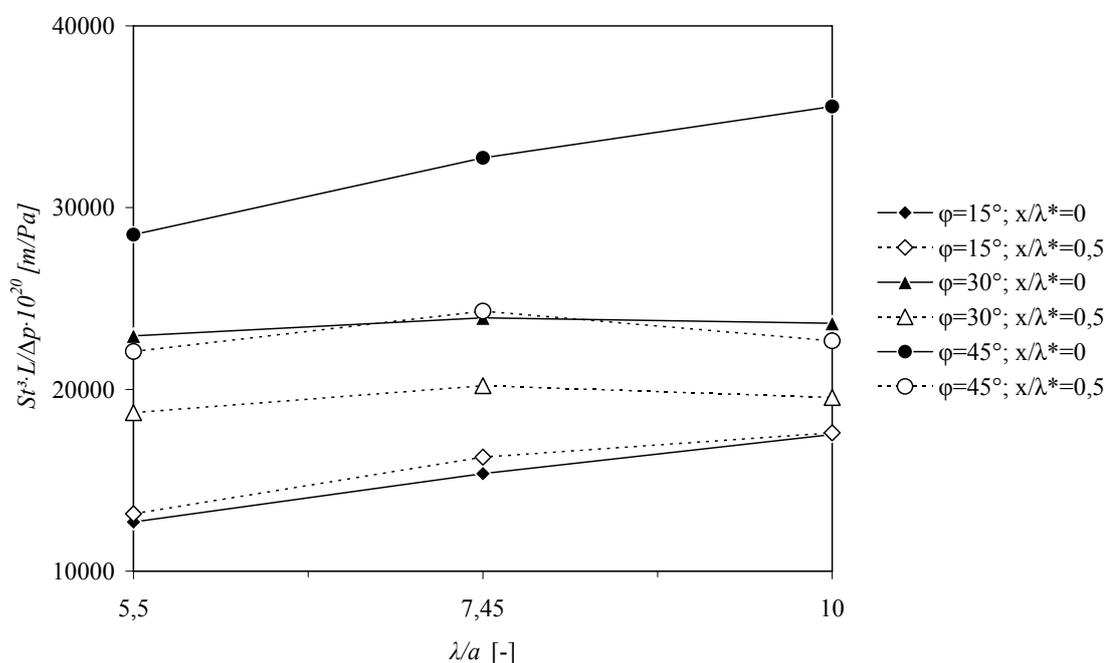


Abbildung 9.25: Einfluss von λ/a auf $St^3 \cdot L/\Delta p$, $Re_n = 1$

Trägt man dasselbe Kriterium in Abhängigkeit von der dimensionslosen Wellenlänge auf (Abbildung 9.25), so ist zu erkennen, dass die Unterschiede zwischen $0 < x/\lambda^* < 0,5$ mit größer werdendem Anströmwinkel zunehmen. Darüber hinaus ist ein Anströmwinkel von $\varphi = 45^\circ$ über alle λ/a -Verhältnisse besonders günstig, aber nur unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten.

9.1.5.2 Bewertungskriterium $Sh_m \cdot L/\Delta p$

In den Abbildungen 9.26 und 9.27 wird das zweite Bewertungskriterium herangezogen.

In Abbildung 9.26 wird das Kriterium über den Anströmwinkel φ aufgetragen.

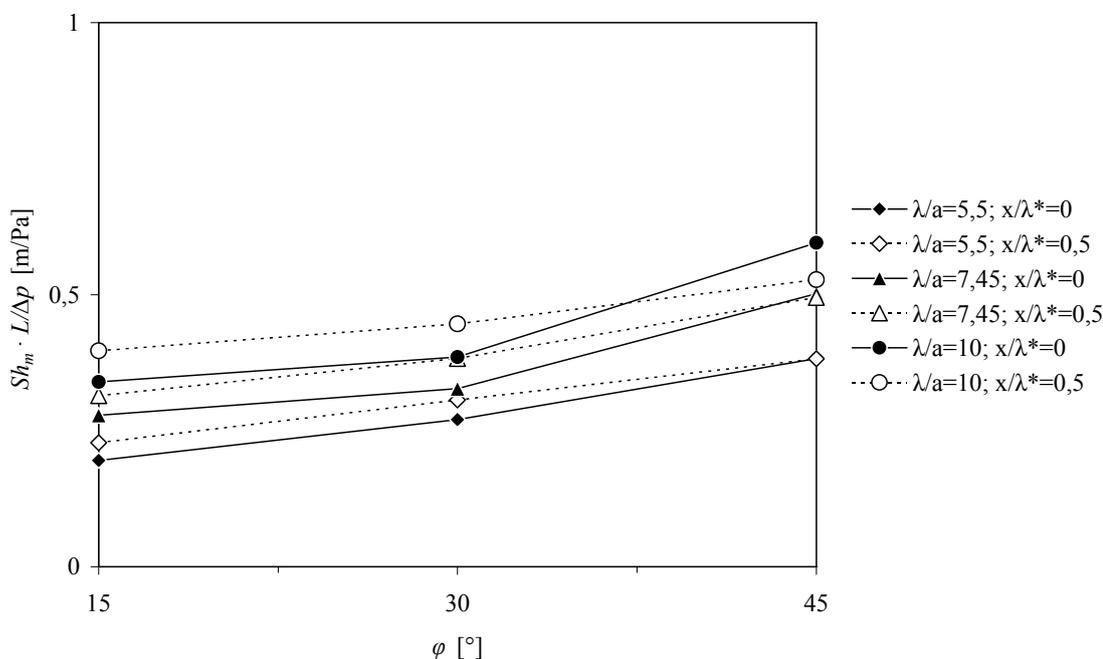


Abbildung 9.26: Einfluss von φ auf $Sh_m \cdot L/\Delta p$, $Re_h = 1$

Das in Abhängigkeit des Prägewinkels angewendete Kriterium verdeutlicht, dass $\varphi = 45^\circ$ eine günstige Plattenprägung darstellt, was über den steilen Anstieg der einzelnen Kurvenverläufe zum Ausdruck kommt. Ferner fällt bei der Anwendung dieses Kriteriums auf, dass die verschobene Plattenanordnung effektiver ist als die Konfiguration mit den deckenden Umkehrpunkten.

Der Unterschied zwischen der deckenden und der verschobenen Plattenkonfiguration ist ein Widerspruch zu $St^3 \cdot L/\Delta p$. Der Grund hierfür ist, dass sowohl der Stoffübergang als auch der Druckverlust pro Länge zu gleichen Anteilen gewertet wird, was eine sehr starke Vereinfachung des komplexen Zusammenspiels zwischen dem Stoffübergang und dem Druckverlust bedeutet. Werden die jeweiligen Kurvenverläufe aus Abbildung 2.7 herangezogen, ist zu erkennen, dass zwischen diesen beiden Kenngrößen Druckverlust und Stoffübergangskoeffizient kein linearer Zusammenhang bestehen kann. Es handelt sich hierbei um ein sehr einfaches Kriterium, dessen Aussagekraft nur sehr begrenzt ist.

Der Einfluss der bezogenen Wellenlänge auf das angewendete Bewertungskriterium wird in Abbildung 9.27 verdeutlicht.

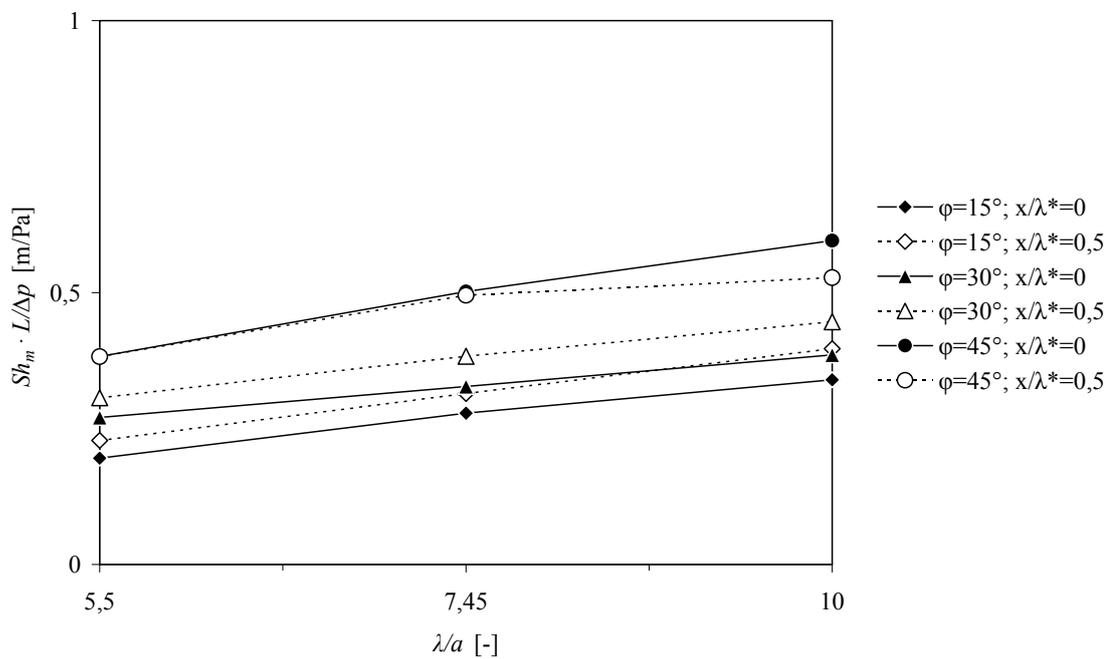


Abbildung 9.27: Einfluss von λ/a auf $Sh_m \cdot L/\Delta p$, $Re_h = 1$

Wird λ/a auf der Abszisse aufgetragen, bestätigt das die Aussage aus der vorangegangenen Abbildung 9.26 und bringt keine neuen Erkenntnisse.

9.1.5.3 Bewertungskriterium Φ

Das von Blomerius /49/ aufgestellte Bewertungskriterium der dimensionslosen Pumpenleistung kommt in den Abbildungen 9.28 und 9.29 zur Anwendung.

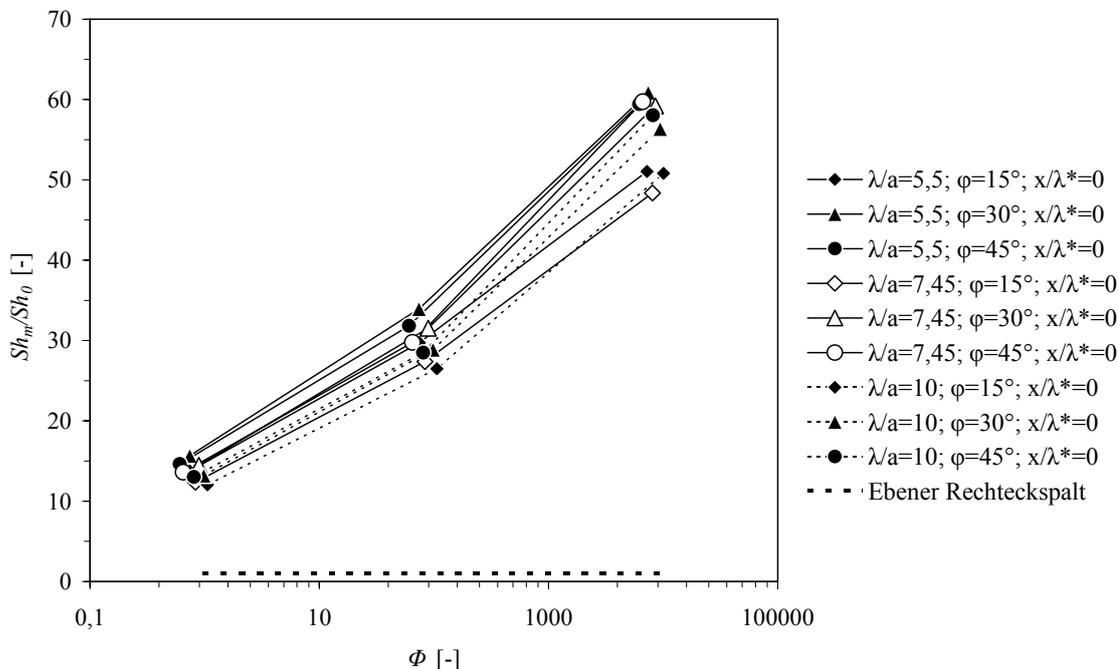


Abbildung 9.28: Einfluss von Φ auf Sh_m/Sh_0 ; $x/\lambda^* = 0$; $Re_n = 1$

Zuletzt wird die dimensionslose Pumpenleistung als Bewertungskriterium für die Effizienz der deckenden Geometrievariation mit dem hervorgerufenem Stoffübergang angewendet (Abbildung 9.28).

Aus obiger Abbildung geht hervor, dass der Geometrieinfluss bei einem kleinen Φ sehr gering ist und es somit keine Rolle spielt, welche Plattenprägung zur Anwendung kommt. Wird aber die dimensionslose Pumpenleistung stückweise erhöht, teilen sich die Kurvenverläufe zunehmend auf, und die unterschiedlichen Prägungen der Platten werden sichtbar. Auffallend ist, dass der Anströmwinkel $\varphi = 15^\circ$ über alle drei bezogenen Wellenlängen zu ungünstigeren Werten führt und zwischen den beiden Anströmwinkeln 30° und 45° nur geringfügige Unterschiede auftreten. Die bezogene Wellenlänge $\lambda/a = 10$ weist vorwiegend die geringsten Werte auf. Als Vergleichswert ist der ebene Rechteckspalt eingezeichnet. Alle Plattenprägungen weisen höhere Werte auf als die des ebenen Rechteckspaltes.

Die dimensionslose Pumpenleistung wird in Abbildung 9.29 auf die verschobene Plattenanordnung angewandt.

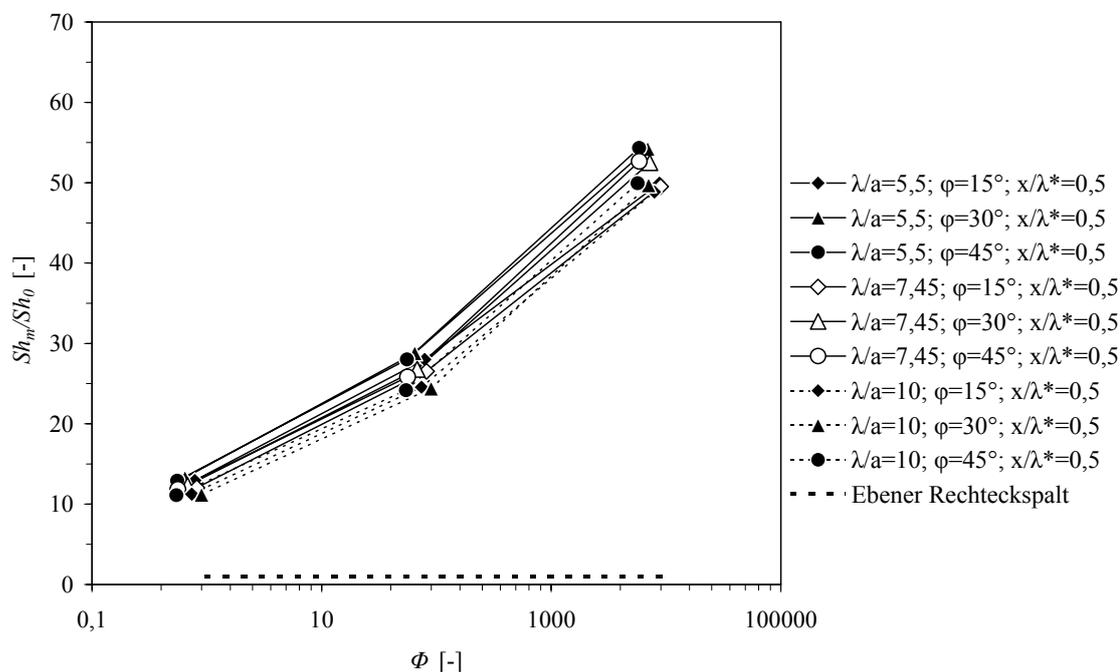


Abbildung 9.29: Einfluss von Φ auf Sh_m/Sh_0 ; $x/\lambda^* = 0,5$; $Re_h = 1$

Wird dasselbe Kriterium auf die verschobenen Plattenanordnungen angewandt, fällt abermals die Unabhängigkeit der Plattenprägung bei kleinen dimensionslosen Pumpenleistungen auf. Eine Erhöhung der Pumpenleistung führt zu einer gewissen Aufweitung der Kurvenverläufe, aber das signifikante Abknicken des Anströmwinkels $\varphi = 15^\circ$ bleibt aus. Ein erneutes Mal weisen die Werte für $\lambda/a = 10$ vorzugsweise Minima auf. Alle Werte liegen im Allgemeinen etwas niedriger als bei der deckenden Anordnung (Abbildung 9.28).

9.1.5.4 Bewertung der Homogenität des Stoffübergangs

Um eine Aussage über die homogene bzw. inhomogene Verteilung des Stoffübergangs innerhalb einer Raute bzw. auf einer Platte treffen zu können, muss diese Verteilung quantitativ erfassbar sein. Nur dadurch kann ein Vergleich zwischen unterschiedlichen Strukturen und deren Optimierung erfolgen.

Die quantitative Beschreibung der Homogenität erfolgt über örtlich gemessene Größen, in diesem Fall die lokalen Sherwoodzahlen (Sh_x) beider Plattenseiten.

Die Standardabweichung σ ist das übliche Maß für die Abweichung der lokalen Messgröße vom arithmetischen Mittelwert und ist folgendermaßen definiert:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n-1}} \text{ mit} \quad (9.2)$$

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (9.3)$$

Aus der Vielzahl von möglichen Kennwerten zur Charakterisierung der Homogenität, wird in dieser Arbeit lediglich der Variationskoeffizient V verwendet. Dieser charakterisiert den jeweiligen Zustand als Abweichung vom Mittelwert \bar{x} . Ist V kleiner als 5 %, liegt ein homogenes Gemisch bzw. eine homogene Verteilung vor.

$$V = \frac{\sigma}{\bar{x}} \quad (9.4)$$

In Abbildung 9.30 wird der Variationskoeffizient V über dem Anströmwinkel φ aufgetragen.

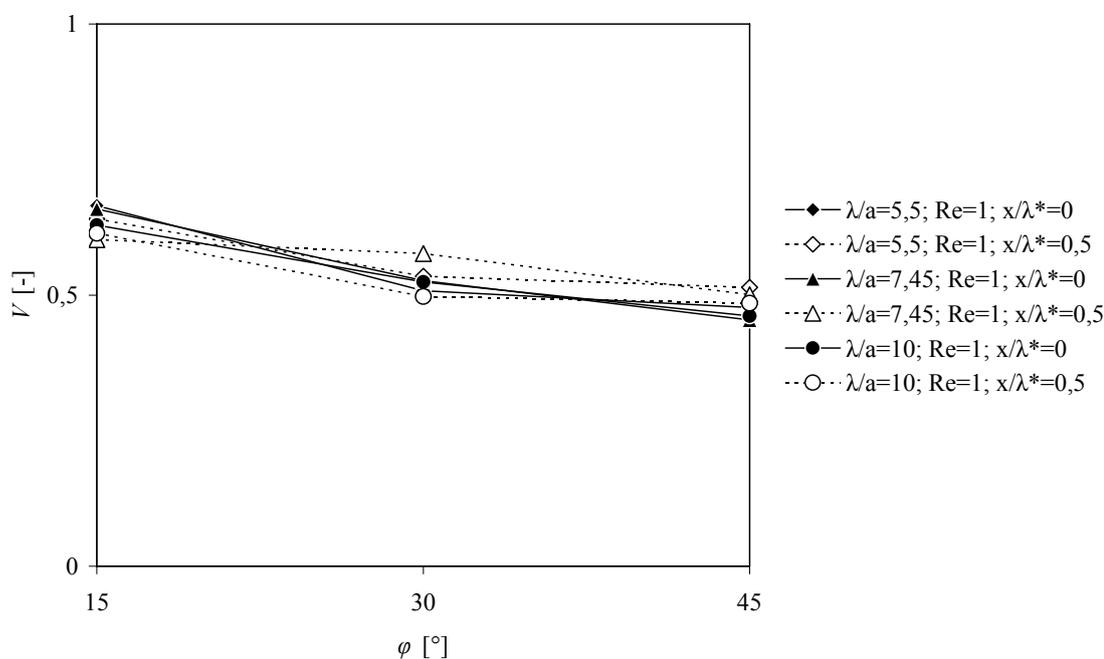


Abbildung 9.30: Einfluss von φ auf V , $Re_h = 1$

Die Homogenität des Stoffübergangs wird nur geringfügig vom jeweiligen Anströmwinkel beeinflusst. Dennoch fördert eine Erhöhung von φ in geringem Maße die

Gleichmäßigkeit des Stoffübergangs in einer Raute. Es zeigen sich ebenso nur minimale Unterschiede zwischen den jeweiligen Anordnungen der Umkehrpunkte zueinander. Ferner ist im Allgemeinen der Stoffübergang über die Platte hinweg sehr inhomogen, was durch den hohen V -Koeffizient von ca. 50 % zum Ausdruck kommt.

Aus Abbildung 9.31 geht der Einfluss der dimensionslosen Wellenlänge auf V hervor.

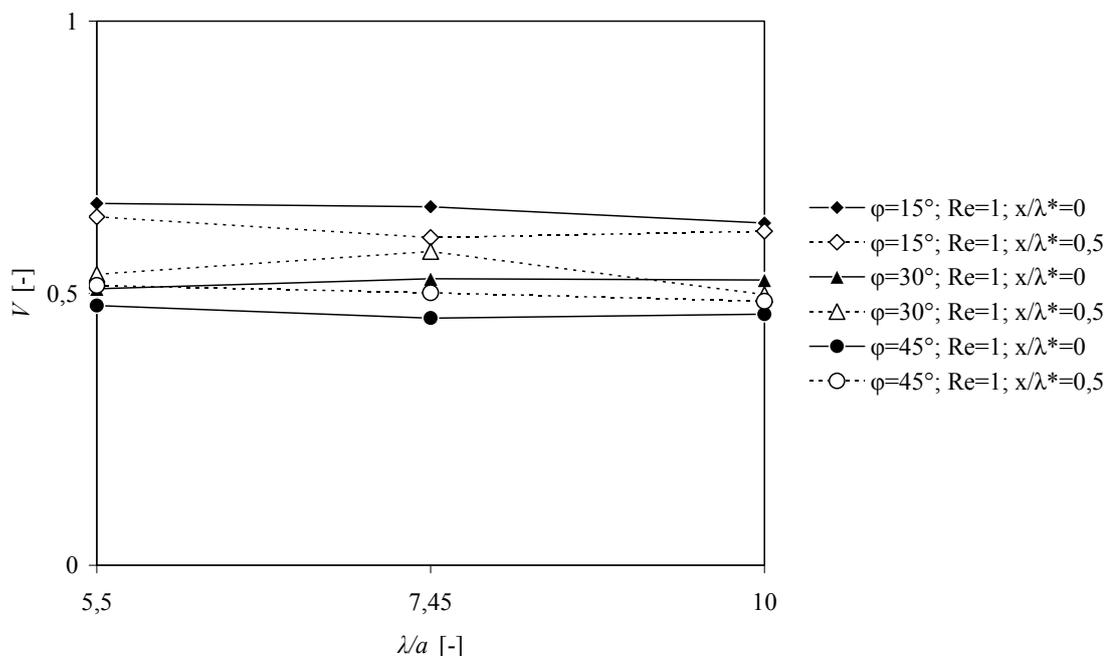


Abbildung 9.31: Einfluss von λ/a auf V , $Re_h = 1$

Die dimensionslose Wellenlänge hat keinen Einfluss auf die Gleichmäßigkeit des Stoffübergangs. Dies ist überraschend, weil dadurch die Plattenprägung eine untergeordnete Rolle im Bereich zähfließender Medien spielt. Der bestimmende Geometriefaktor ist daher lediglich der Anströmwinkel φ .

9.2 Datenreduktion und Korrelation für den Druckverlust

Mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate kann aus den vorgestellten Ergebnissen die Abhängigkeit des Druckverlustbeiwertes ζ_h von der Geometrie (C_h) dargestellt werden.

$$\zeta_h = C_h \cdot Re^{-n} \quad (9.5)$$

Mit den Durchschnittswerten der gefundenen Ergebnisse und der Definition (9.5) des Druckverlustbeiwertes folgt die Proportionalität:

$$\Delta p \sim w^{1,0} \quad (9.6)$$

Diese Proportionalität stimmt sehr gut mit Kleemann /35/ überein, der $n = 1,1$ für die laminare Strömung angibt.

Die Abhängigkeit dieses Faktors vom Anströmwinkel φ ist nachstehend dargestellt (Abbildung 9.32).

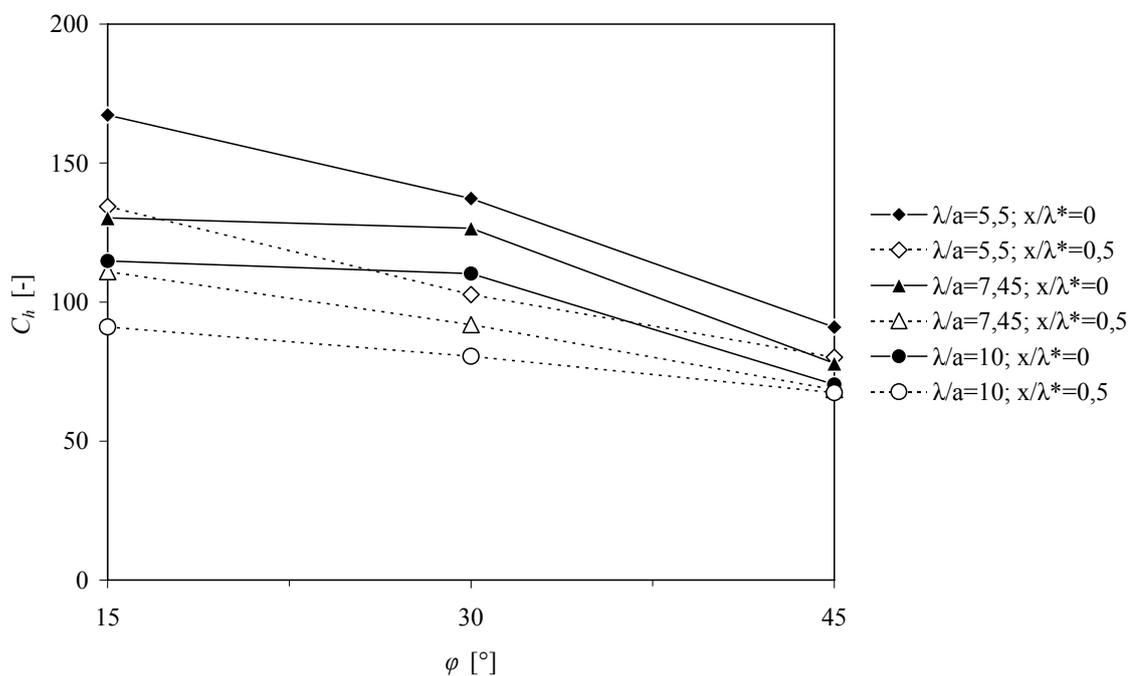


Abbildung 9.32: Einfluss von φ auf C_h ; $5,5 < \lambda/a < 10$; $0 < x/\lambda^* < 0,5$

Zimmerer /19/ erwähnt in seiner Arbeit ebenfalls ein charakteristisches Abknicken der Kurven bei 30° .

10 Plattenwärmeübertrager mit hybrid gekreuzter Plattenanordnung

Aus den Resultaten der symmetrisch gekreuzten Plattenanordnungen (Abschnitt 9) werden nun geeignete hybride Plattenkombinationen abgeleitet.

Die Plattenpaarungen mit den Anströmwinkeln $\varphi_1 = 30^\circ$ und $\varphi_2 = 45^\circ$ werden untersucht, weil diese niedrige Druckverluste mit relativ hohen Sherwoodzahlen in allen dimensionslosen Wellenverhältnissen λ/a verbinden. Diese Winkel werden sowohl bei gleichem λ/a als auch mit unterschiedlichem λ/a kombiniert. Der verwendete Begriff Basisplatte soll verdeutlichen, dass diese Platte stets beibehalten wird und einen Prägewinkel von $\varphi_1 = 30^\circ$ aufweist. Die zweite Platte wird entsprechend den oben angeführten Vorgaben ausgetauscht und wird als Gegenplatte bezeichnet; diese Platte weist einen Winkel von $\varphi_2 = 45^\circ$ auf.

Weitere Ergebnisse über untersuchte hybride Plattenanordnungen können aus /96/ entnommen werden.

Es wird folgende Notation angewandt: $\lambda/a = 10 - 5,5$, d.h. die Basisplatte ist mit einer dimensionslosen Wellenlänge $\lambda/a = 10$ und einem Winkel $\varphi_1 = 30^\circ$ geprägt, die Gegenplatte ist mit einer dimensionslosen Wellenlänge $\lambda/a = 5,5$ und einem Winkel $\varphi_2 = 45^\circ$ geprägt.

10.1.1 Strömungsvorgänge

Da bei hybriden Plattenanordnungen asymmetrische Strömungskanäle auftreten, entstehen schräge Rauten. Folgerichtig weisen sowohl die Basisplatte als auch die Gegenplatte unterschiedliche Längen auf, um eine vollständige Raute zu bilden. Die Länge der Basisplatte wird jeweils als Maßlänge für das untersuchte Rechengebiet (vgl. Abbildung 8.1) zu Grunde gelegt. Die Orientierung an den Maßen der Basisplatten wird bei den Schnittebenenabständen beibehalten. Die Schnittebenen werden in den gezeigten Schaubildern mit SE abgekürzt.

Abbildung 10.1 zeigt eine durchströmte hybride Raute ($\lambda/a = 7,45$; $\varphi_1 = 30^\circ$; $\varphi_2 = 45^\circ$) mit eingezeichneten Schnittebenen (SE) in Abhängigkeit der Basisplatte.

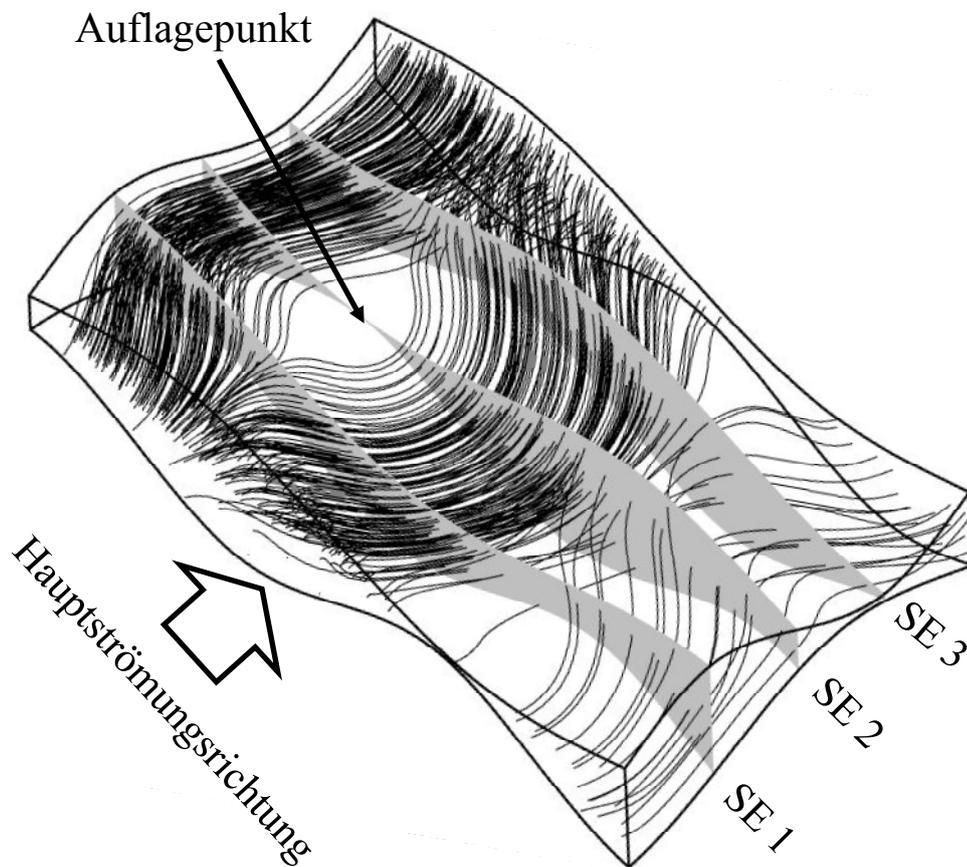


Abbildung 10.1: Schnittebenen in einer Raute, die für die Darstellung der Berechnungsergebnisse ausgewählt werden (hybride Anordnung)

In Abbildung 10.2 werden die örtlichen Strömungsmuster der hybriden Raute mit $\lambda/a = 5,5$ als Basisplatte anhand der drei Schnittebenen dargestellt. Die Strömungslinien stellen die örtliche Geschwindigkeitsverteilung dar, d.h. dass höhere lokale Geschwindigkeiten durch eine Stauchung der Linien (dunkle Bereiche) zu erkennen sind, niedrigere lokale Geschwindigkeiten werden durch hellere Bereiche wiedergegeben.

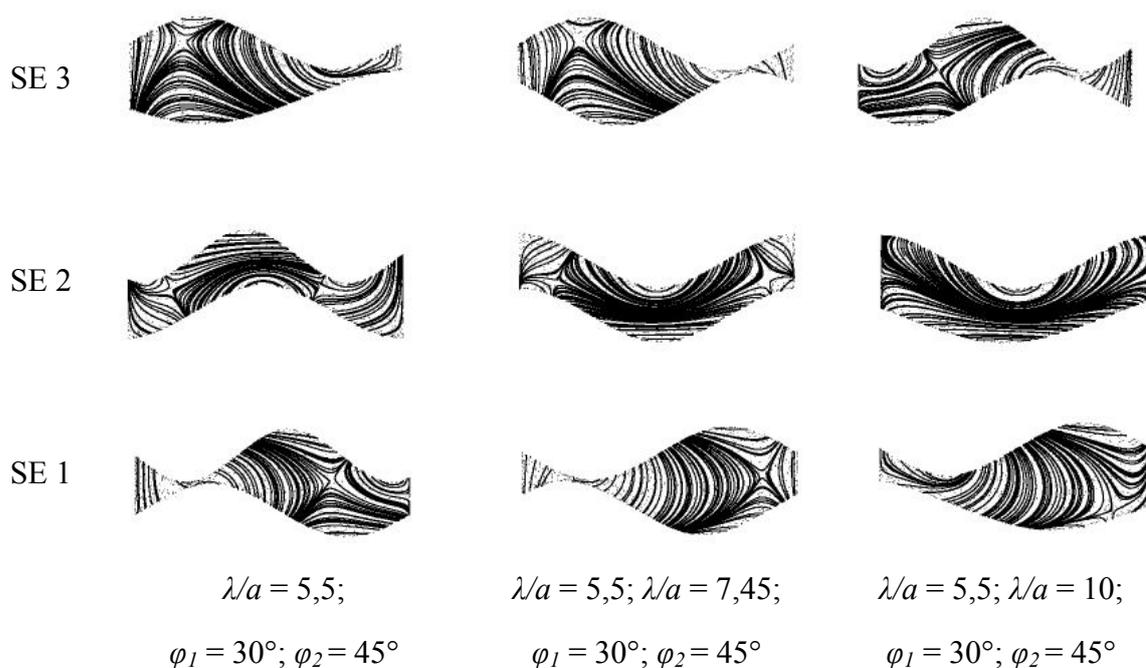


Abbildung 10.2: Geometrieinfluss auf Rautenströmung;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 5,5$

Aus Abbildung 10.2 geht hervor, dass auf der SE 1 bei gleichem $\lambda/a = 5,5$, aber unterschiedlichen Anströmwinkeln, auf der linken Rautenseite eine Zwickelbildung zwischen Rautenwand und Auflagepunkt entsteht, die nahezu vom Rest des Rautenquerschnittes abgetrennt ist. Im Nahbereich des Auflagepunktes treten geringere lokale Geschwindigkeiten auf (helle Bereiche). Beiderseits des Auflagepunktes nehmen die örtlichen Geschwindigkeiten mit größerem Abstand zu (dunkle Bereiche). Dieser Auflagepunkt bewirkt ein Auslenken der Strömungslinien nach rechts; höhere Geschwindigkeiten sind die Folge. Dadurch werden die restlichen Strömungslinien zur rechten Rautenwand abgedrängt, was abermals mit einer lokalen Geschwindigkeitserhöhung verbunden ist. Es entstehen charakteristische Einzelzellen, die über enge Kontaktflächen mit hoher lokaler Geschwindigkeit verbunden sind. Es ist keine Vermischung über Wirbelstrukturen erkennbar. Auf der SE 2 ist zu erkennen, dass die lokalen Maximalgeschwindigkeiten in der Rautenmitte auftreten, jedoch nur im Mittelbereich zwischen Basis- und Gegenplatte. An den Rautenwänden nehmen die Geschwindigkeiten ab. Wiederum stellen sich keine Wirbelstrukturen ein, die ein

Vermischen der Strömungslinien untereinander ermöglichen würden. Auf der letzten Schnittebene (SE 3) treten nahezu die gleichen Strömungsmuster auf, die sich bereits auf der SE 1 einstellen. Das SE 3-Strömungsmuster ist zur SE 1-Ebene punktgespiegelt.

Eine Erhöhung der dimensionslosen Wellenlänge auf der Gegenplatte von $\lambda/a = 5,5$, über $\lambda/a = 7,45$ auf $\lambda/a = 10$ bewirkt zum einen, dass höhere lokale Geschwindigkeiten eintreten und zum anderen, dass der Rautenquerschnitt homogener durchströmt wird. Trotz geometrischer Querschnittsänderungen können in keiner hybriden Plattenanordnung Wirbelstrukturen nachgewiesen werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass diese hybriden Strömungsmuster sehr stark denen der verschobenen Anordnungen (Abbildung 9.4) ähneln. Der Grund hierfür liegt in der geringen Basisplattenbreite, so dass die Einflüsse der größeren dimensionslosen Wellenlängen nicht zur Geltung kommen. Es können daher keine neuen Erkenntnisse gegenüber der deckenden bzw. der verschobenen Anordnung mit dieser Art der asymmetrischen Plattenanordnung gewonnen werden.

Die Verwendung einer Basisplatte mit $\lambda/a = 7,45$ und deren Einfluss auf die Strömungsvorgänge in hybriden Strukturen ist in Abbildung 10.3 zu sehen.

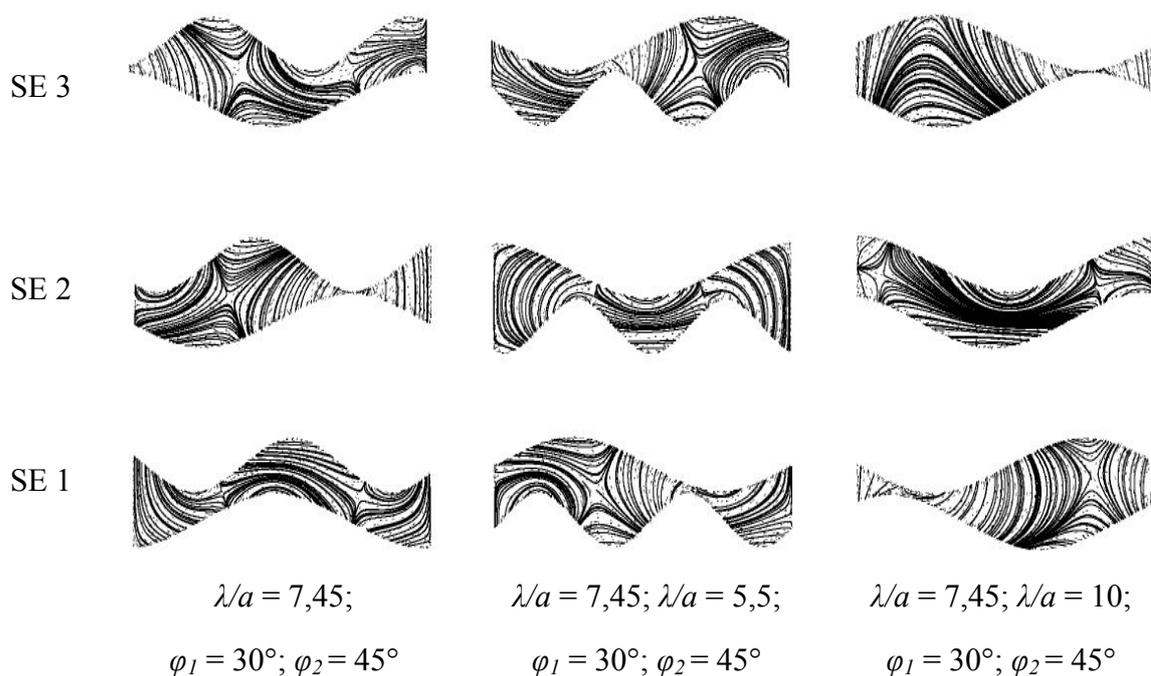


Abbildung 10.3: Geometrieinfluss auf Rautenströmung;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 7,45$

Abbildung 10.3 zeigt auf, dass die Plattenpaarung $\lambda/a = 7,45 - 5,5$ zu sehr interessanten Strömungsmustern auf den drei Schnittebenen führt. Aufgrund der Tatsache, dass drei Prägewellen der kleineren Wellenlänge in eine Prägewelle der größeren Wellenlänge

passen, wird der Gesamtmassenstrom auf mehrere Einzelkanäle mit engen Tälern aufgeteilt (SE 1 und SE 2). Ein Vermischen der einzelnen Strömungslinien über Wirbelstrukturen findet nicht statt. Dennoch wird die Anzahl der Kontaktstellen zwischen der oberen und der unteren Platte erhöht, so dass zumindest in der Rautenmitte ein vermehrter Austausch zwischen beiden Platten stattfinden kann (SE 1 und SE 2). Diese Austauschbereiche reichen tief in die Täler der Gegenplatte und weisen eine höhere lokale Geschwindigkeit auf (SE 2). In den Nahbereichen der Auflagepunkte wird das Fluid jeweils abgebremst und umströmt den Auflagepunkt. Dieses Umströmen bewirkt ein Auslenken der Teilströme.

Die beiden anderen Plattenkombinationen weisen innerhalb der Raute eine Zwickelbildung auf. Diese Randgängigkeit wird lokal mit geringen Geschwindigkeiten durchströmt (vgl. SE 2 und SE 3 bei $\lambda/a = 7,45$ mit $\varphi_1 = 30^\circ$ und $\varphi_2 = 45^\circ$ und SE 1 und SE 3 bei $\lambda/a = 7,45 - 10$). Ferner fällt auf der SE 2 bei $\lambda/a = 7,45 - 10$ der besonders dunkle Bereich im Mittelbereich zwischen der Basisplatte und der Gegenplatte auf, welcher auf besonders hohe lokale Geschwindigkeit schließen lässt. Darüber hinaus stellen sich wiederum keine Wirbelstrukturen ein.

Eine Darstellung der Strömungsmuster einer hybriden Struktur unter der Verwendung einer Basisplatte mit einer dimensionslosen Wellenlänge $\lambda/a = 10$ zeigt Abbildung 10.4.

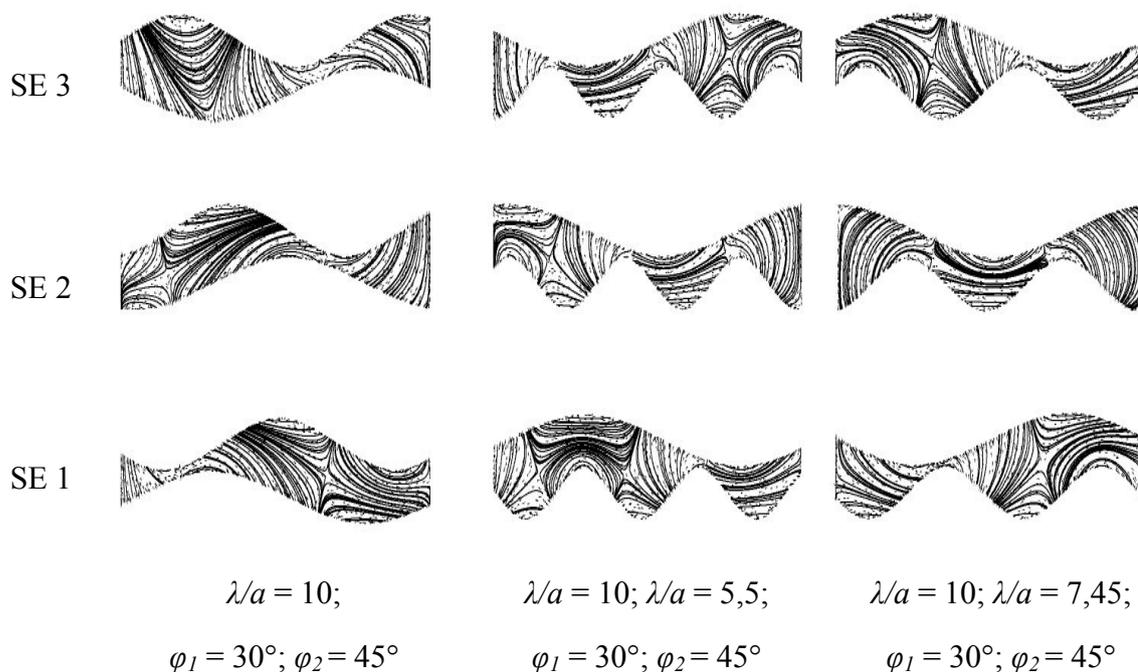


Abbildung 10.4: Geometrieinfluss auf Rautenströmung;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 10$

Die Plattenpaarungen $\lambda/a = 10 - 5,5$ und $\lambda/a = 10 - 7,45$ weisen nahezu die gleichen Strömungsmuster auf. Mit diesen Geometrieparametern findet eine Aufteilung des Fluids auf mehrere Einzelkanäle statt. Dadurch ergeben sich mehrere Kontakt- bzw. Austauschflächen, die die Umverteilungsvorgänge zwischen den einzelnen Platten in der Mittelebene begünstigen (SE 2). Als Folge der Aufteilung in Einzelkanäle treten in beiden Plattenkombinationen lokale Geschwindigkeitserhöhungen auf, die bei der hybriden Plattenanordnung $\lambda/a = 10 - 7,45$ ausgeprägter und gleichmäßiger sind (SE 1 – SE 3). Es sind keine Wirbelstrukturen zu erkennen.

Werden hingegen unterschiedliche Anströmwinkel mit derselben bezogenen Wellenlänge $\lambda/a = 10$ kombiniert, ist eine Zwickelbildung auf der SE 1 zu erkennen. Diese Randgängigkeit weist niedrige lokale Geschwindigkeiten auf. In den Nahbereichen der Auflagepunkte erfährt das Fluid eine Auslenkung und wird abgebremst. Die erwünschten Austauschvorgänge zwischen den einzelnen Strömungslinien über eine Wirbelbildung finden nicht statt.

Aus Abbildung 10.4. geht hervor, dass eine Aufteilung des Fluids die Anzahl der Austausch- bzw. Kontaktflächen erhöht, was sich vielleicht positiv auf den Stoffübergang auswirken kann. Hierbei ist aber darauf zu achten, dass der Unterschied zwischen den einzelnen kombinierten Plattenprägungen nicht zu groß sein darf. Es besteht nämlich die Möglichkeit, dass bei der Wahl einer Basisplatte mit großer Wellenlänge und einer sehr kleinen Wellenlänge auf der Gegenplatte dieser positive Effekt zunichte gemacht wird. In den relativ engen Kanälen der Gegenplatte wird nämlich der Kanaleffekt mit geringen lokalen Geschwindigkeiten begünstigt, was zu einem gehemmten und reduzierten Stoffübergang führt.

In den nachstehenden Abbildungen 10.5 – 10.7 werden die Grenzschichtströmungen der hybriden Plattenpakete visualisiert. Die Strömungsmuster der Basisplatten werden jeweils in den ersten Zeilen der Schaubilder angeordnet, die Strömungsverläufe der Gegenplatten werden in den zweiten Zeilen dargestellt. Die Strömungsrichtung verläuft von links nach rechts und der Blick ist von oben auf die untersuchten Platten gerichtet. Die weißen Regionen in den Ecken der Einzelrauten und in den Rautenmitten sind die jeweiligen Auflagepunkte, die umströmt werden. Die gezeigten Strömungslinien spiegeln die Wandschubspannungsverteilung auf den Platten wider.

Die Sichtbarmachung der wandnahen Grenzschichtströmungen der Plattenanordnungen mit einer Basisplatte $\lambda/a = 5,5$ und ihrer Gegenplatten werden in Abbildung 10.5 vorgestellt.

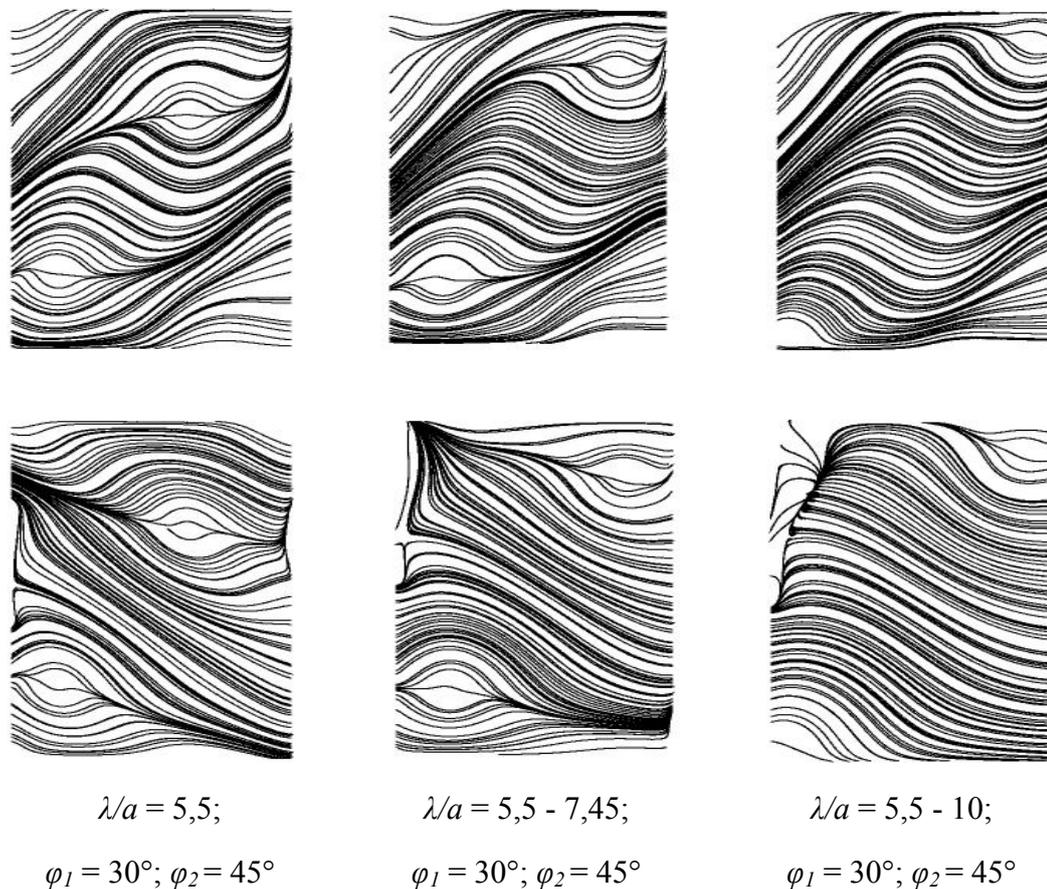


Abbildung 10.5: Geometrieinfluss auf Grenzschichtströmung;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 5,5$

Abbildung 10.5 verdeutlicht die jeweilige Umströmung der beiden Auflagepunkte im gewählten Rechengebiet. Ferner ist die Strömungsaufteilung auf mehrere Einzelkanäle sehr deutlich festzustellen. Deutlich erkennbar ist sowohl die Hauptströmung zwischen beiden Auflagepunkten als auch die Randgängigkeit zwischen den Auflagepunkten und den Rautenseiten im ausgewählten Rechengebiet. Aufgrund des Winkels $\varphi_1 = 30^\circ$ ist der höhere Anteil der Längsströmung auf der Basisplatte sichtbar, dabei tritt der höhere Anteil der Kanalströmung auf der Gegenplatte ($\varphi_2 = 45^\circ$) deutlich in Erscheinung. Die wandnahen Strömungen auf der Basisplatte werden nur geringfügig beeinflusst, obwohl die Grenzschichtströmungen auf der gegenüberliegenden Platte jeweils große Unterschiede aufweisen (Übergang von der Kanalströmung zur Längsströmung).

Die Vermutung geringer Austauschvorgänge innerhalb dieser Plattenanordnung wird bestätigt (Abbildung 10.2).

Wird eine Basisplatte mit der bezogenen Wellenlänge $\lambda/a = 7,45$ gewählt, stellen sich folgende wandnahen Strömungsvorgänge ein (Abbildung 10.6).

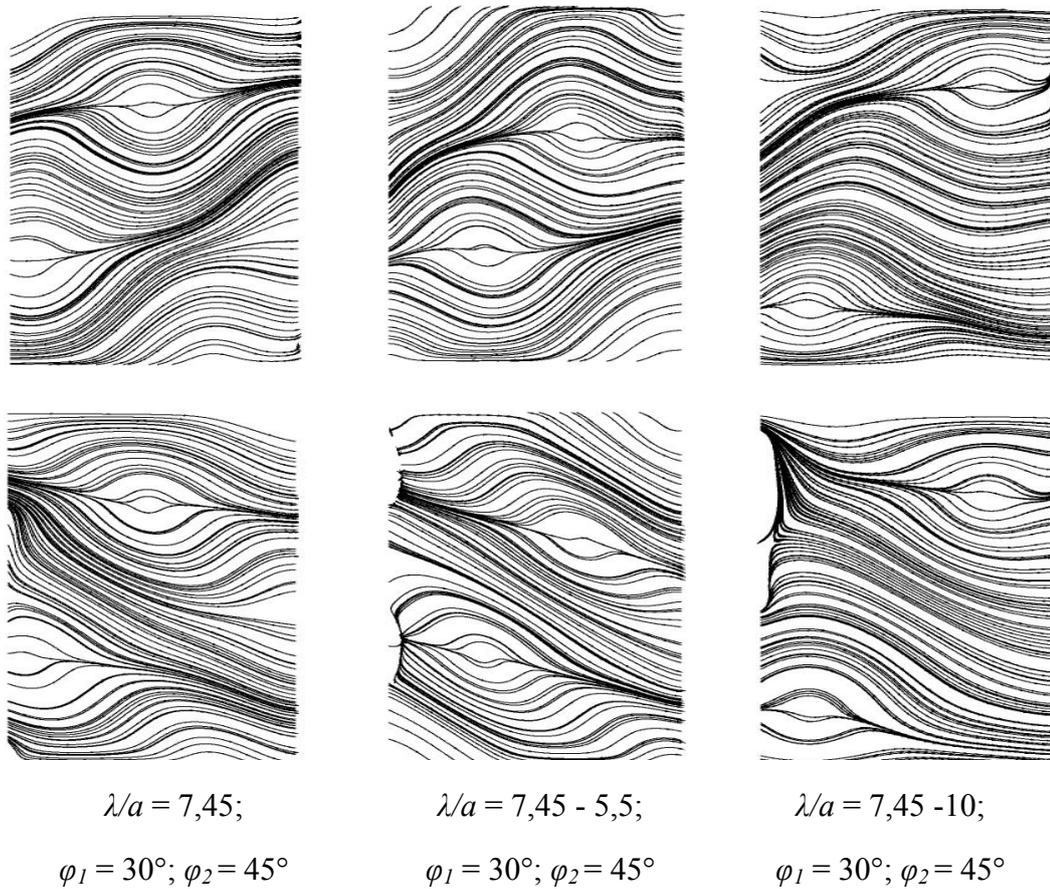


Abbildung 10.6: Geometrieinfluss auf Grenzschichtströmung;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 7,45$

Abbildung 10.6 bestätigt einen hohen Anteil der Längsströmung in der wandnahen Grenzschicht der Basisplatte, was an der Ausrichtung der Linien in Strömungsrichtung zu sehen ist. Auf den geprägten Gegenplatten dieser Plattenkonfigurationen liegt eher die Kanalströmung vor, denn die Strömungslinien folgen vor allem den vorgegebenen Prägetälern.

Die Vorgänge in der wandnahen Grenzschichtströmung einer Basisplatte mit der Oberflächenwellung $\lambda/a = 10$ und ihrer Gegenplatten werden in Abbildung 10.7 dargestellt.

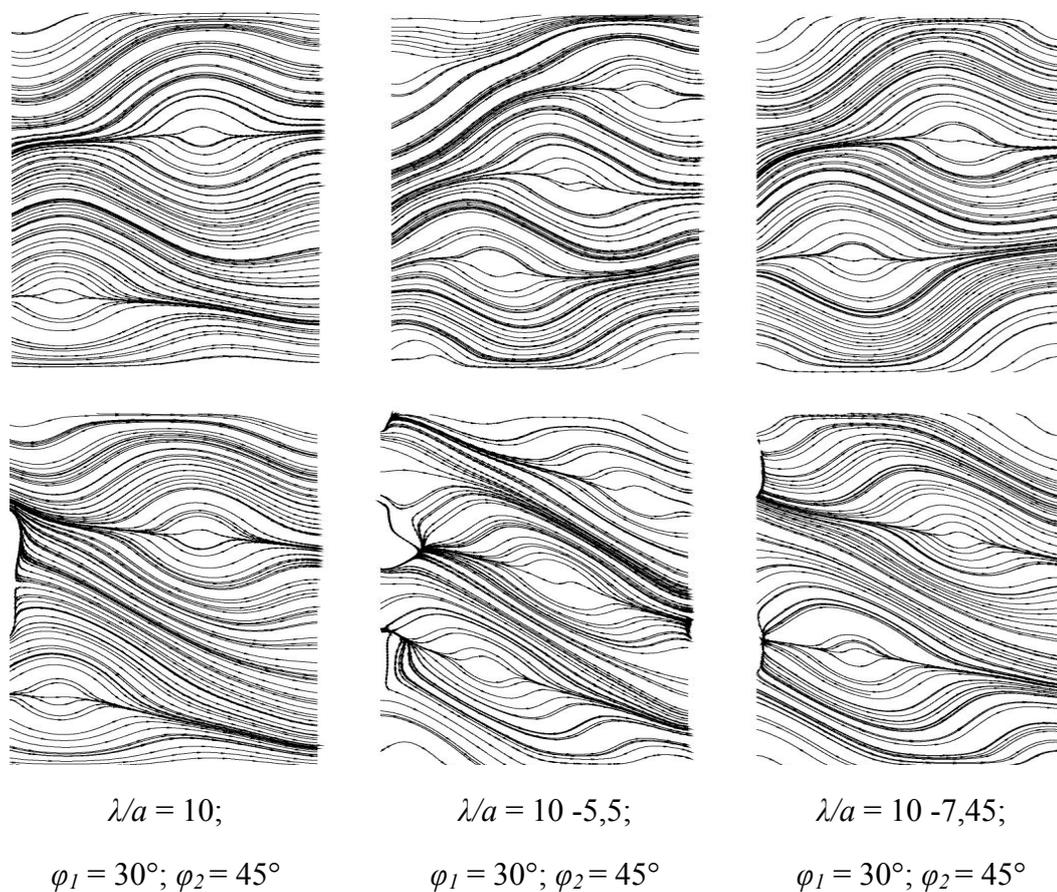


Abbildung 10.7: Geometrieinfluss auf Grenzschichtströmung;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 10$

Die Grenzschichtströmungen der hybriden Plattenkonfigurationen $\lambda/a = 10$ mit den Winkeln φ_1 und φ_2 und $\lambda/a = 10 - 7,45$ sind nahezu identisch, d.h., dass trotz verschiedener Plattenprägungen der Gegenplatte ähnliche Strömungs- und Transportbedingungen vorliegen. Lediglich die Plattenkombination $\lambda/a = 10 - 5,5$ weist eine differenzierte Strömung in der Wandnähe auf. In dieser Plattenkonfiguration ist erkennbar, dass die Basisplatte zu Rautenbeginn einen höheren Anteil der Kanalströmung bildet, welcher nach den Auflagepunkten zugunsten eines höheren Anteils der Längsströmung verschoben wird. Auf der Gegenplatte herrscht in den Tälern jeweils die Kanalströmung vor, was an den nicht ausgelenkten Strömungslinien in den Prägetälern zu erkennen ist.

10.1.2 Druckverlust

Abbildung 10.8 stellt den Druckverlust pro Lauflänge der hybriden Plattenanordnungen in Abhängigkeit der Reynoldszahl dar.

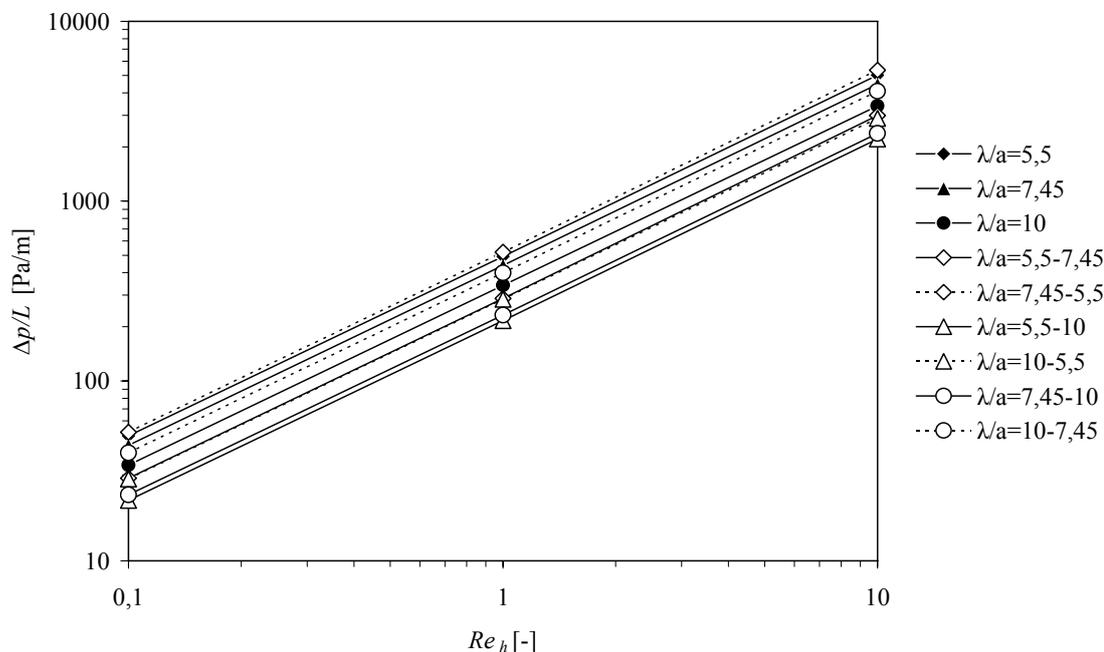


Abbildung 10.8: Einfluss von Re_h auf $\Delta p/L$

Wie aus Abbildung 10.8 hervorgeht liegen die Kurven des Druckverlustes bei hybriden Plattenanordnungen sehr eng beieinander. Dennoch lässt sich festhalten, dass durch die gezielte Auswahl der Anströmwinkel und der Plattenprägung der Druckverlust in gewissen Grenzen über die Reynoldszahl beeinflussbar ist. Es wird deutlich, dass die Basisplatte $\lambda/a = 5,5$ und einem $\varphi_1 = 30^\circ$ zu niedrigeren Druckverlusten führt. Die Plattenprägungen, die das Fluid häufig umlenken, weisen einen höheren Druckverlust auf (z.B. $\lambda/a = 7,45 - 5,5$).

Es kann festgehalten werden, dass eine gezielte Auswahl der kombinierten Plattenprägungen zu niedrigeren Druckverlusten pro Lauflänge führen können als mit der symmetrischen Plattenanordnung. Dies ist einerseits auf den ausgeprägten Kanaleffekt in der Basisplatte zurückzuführen, wenn diese mit einer kleineren dimensionslosen Wellenlänge geprägt ist, andererseits bewirkt ein größeres λ/a der Gegenplatte nach der Wandumlenkung wiederum kleinere $\Delta p/L$ -Werte, so dass der Gesamtdruckverlust sinkt.

10.1.3 Lokale Wandschubspannungen

In diesem Abschnitt werden die lokalen Wandschubspannungsverteilungen der untersuchten hybriden Plattenanordnungen vorgestellt.

Die Farbskalen reichen jeweils von 0 [Pa] (blaue Farbe) bis 3 [Pa] (rote Farbe).

Abbildung 10.9 veranschaulicht die Wandschubspannungsverteilungen der Basisplatte $\lambda/a = 5,5$ (erste Bildzeile) und der jeweiligen Gegenplatten (zweite Bildzeile). Die Strömungsrichtung geht von links nach rechts, die Blickrichtung von oben auf die jeweiligen Platten.

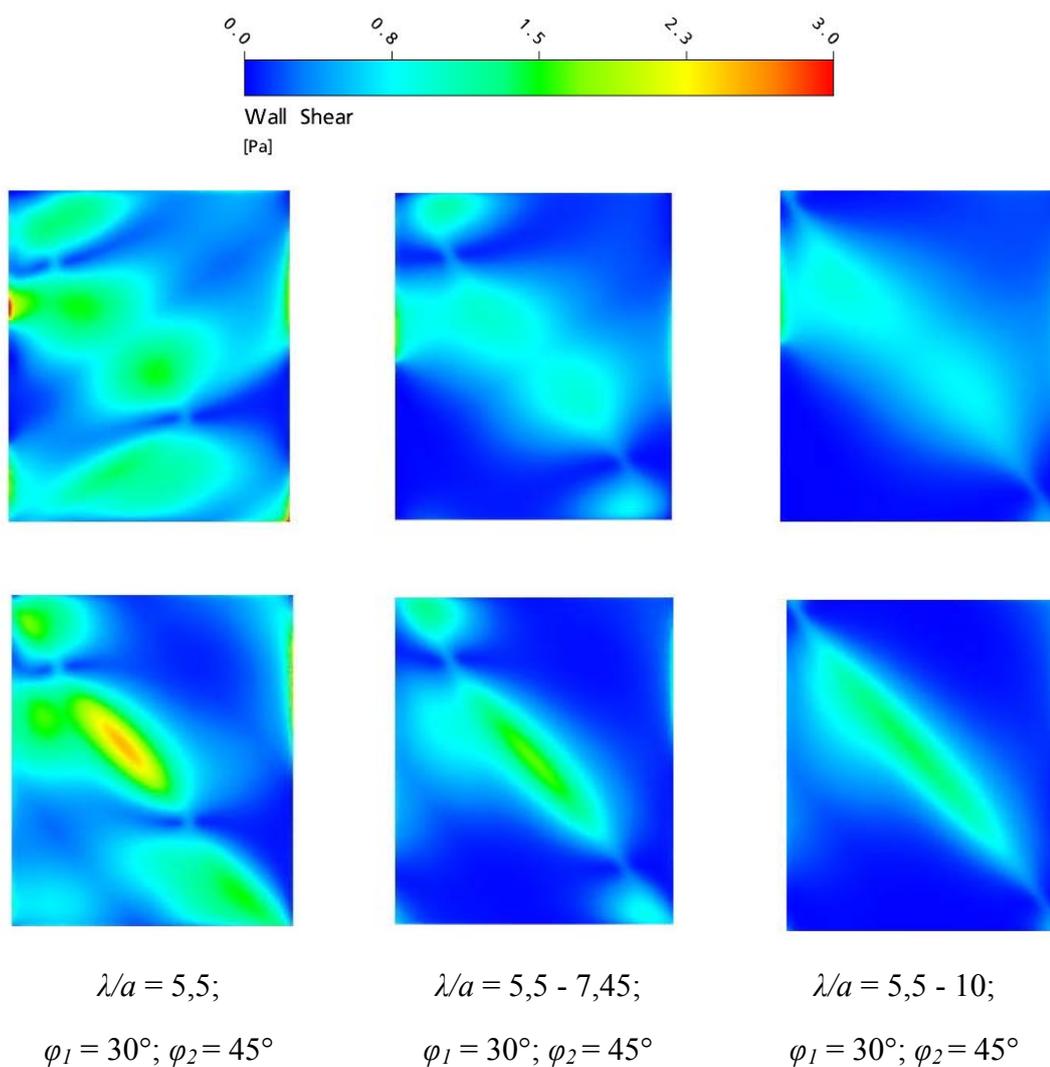


Abbildung 10.9: Geometrieinfluss auf lokales τ_w ;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 5,5$; $Re_h = 1$

Aus Abbildung 10.9 geht hervor, dass auf den Kämmen der jeweiligen Plattenprägungen die höchsten Werte von τ_w erzielt werden, wobei die Basisplatte in jeder Plattenkonfiguration geringere Werte als die Gegenplatte aufweist. Ein Erhöhen der bezogenen Wellenlänge auf der Gegenplatte führt zu einem allgemeinen Abnehmen der Wandschubspannungen auf der Basisplatte.

Diese Wandschubspannungsverteilungen sind sowohl mit dem Einfluss der Kanalströmung auf der Basisplatte als auch mit dem Einfluss der längsgerichteten Strömung auf den Gegenplatten zu erklären. Die verwendeten Gegenplatten prägen dem Fluid eine längsgerichtete Strömung auf, die aufgrund der Querschnittsverengung auf dem Kamm beschleunigt wird, dadurch erhöhen sich die Geschwindigkeitsgradienten in diesem Bereich. Folgerichtig nehmen die lokalen Wandschubspannungen zu. Auf der Basisplatte verbleibt das Fluid vorzugsweise in den Tälern der Prägung und wird nur an den Rautenwänden umgelenkt. Die geringen Beschleunigungen des Fluids führen zu geringen Wandschubspannungen innerhalb der Prägetäler.

Die lokalen Wandschubspannungsverteilungen der Basisplatte $\lambda/a = 7,45$ mit den jeweiligen Gegenplatten veranschaulicht Abbildung 10.10.

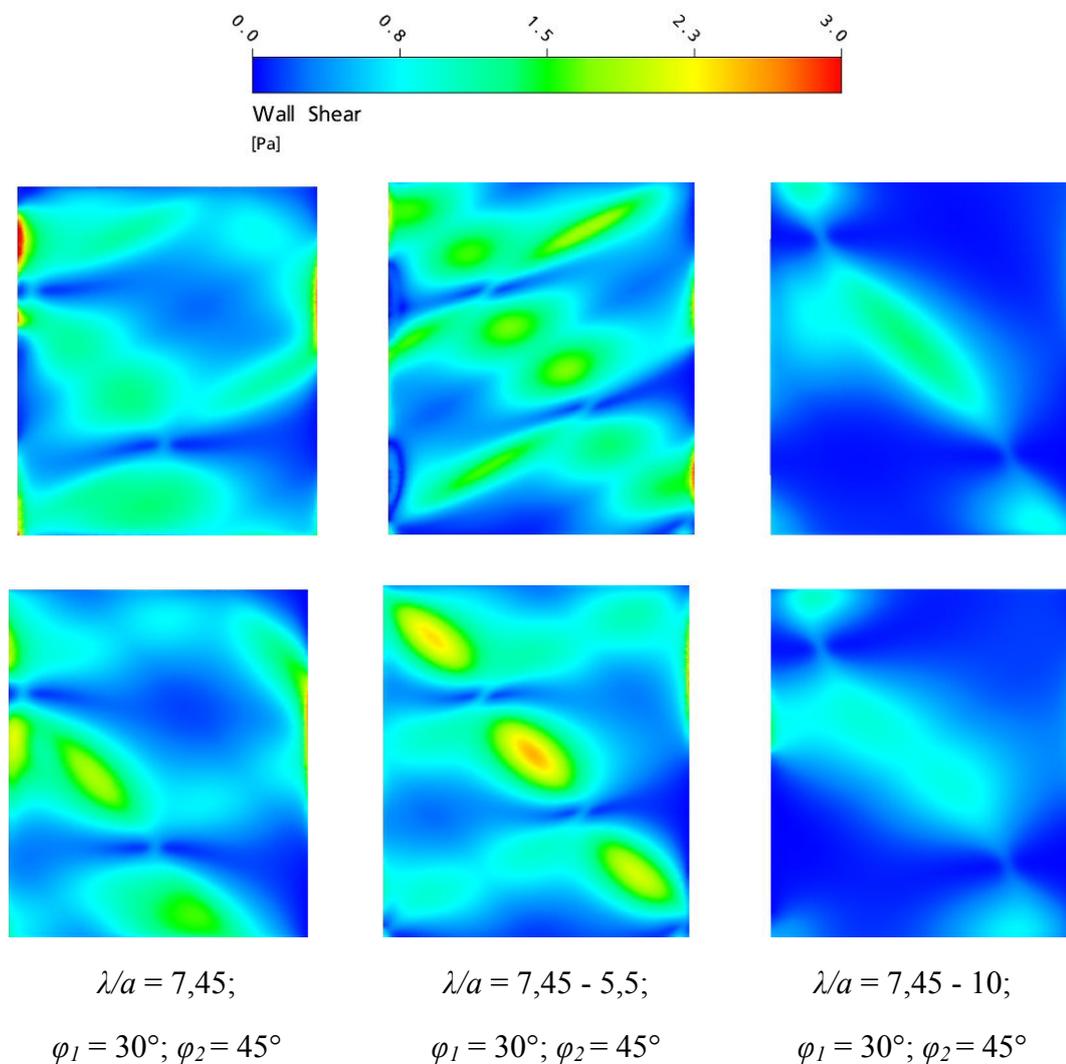


Abbildung 10.10: Geometrieinfluss auf lokales τ_w ;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 7,45$; $Re_h = 1$

Sowohl die Kombination von $\lambda/a = 7,45$ mit jeweils unterschiedlichen Prägewinkeln (φ_1 und φ_2) als auch die Kombination $\lambda/a = 7,45 - 5,5$ heben sich besonders ab (Abbildung 10.10). In beiden Geometrien werden die maximalen Werte der τ_w -Verteilungen erzielt. Ferner beeinflussen die Strömungsvorgänge die Homogenität der lokalen Wandschubspannungen derart, dass eine nahezu homogene Verteilung der τ_w -Werte auf den Platten beider Anordnungen die Folge ist. Die Kombination $\lambda/a = 7,45 - 10$ führt zu einer signifikanten Reduktion der Wandschubspannungswerte und deren homogenen Verteilung.

Im Allgemeinen werden quantitativ höhere Wandschubspannungen erreicht, wenn die Basisplatte mit einer bezogenen Wellenlänge $\lambda/a = 7,45$ geprägt wird (zum Vergleich Abbildung 10.9). Daraus lässt sich schließen, dass sich die jeweiligen Plattenprägungen erheblich beeinflussen. Dieser Sachverhalt ist auf den höheren Impulsaustausch in der Mittelebene zurückzuführen, der in die Täler der Plattenprägung tiefer hineinreicht. Aufgrund der bereits angesprochenen Einzelkanäle (Abschnitt 10.1.1) wird das Fluid in einer Raute mehrmals über die Kämme beschleunigt, was zu einer ausgeprägten Scher- und Dehnströmung führt.

Eine Basisplatte mit $\lambda/a = 10$ und die jeweiligen Gegenplatten führen zu folgenden Wandschubspannungsverteilungen (Abbildung 10.11).

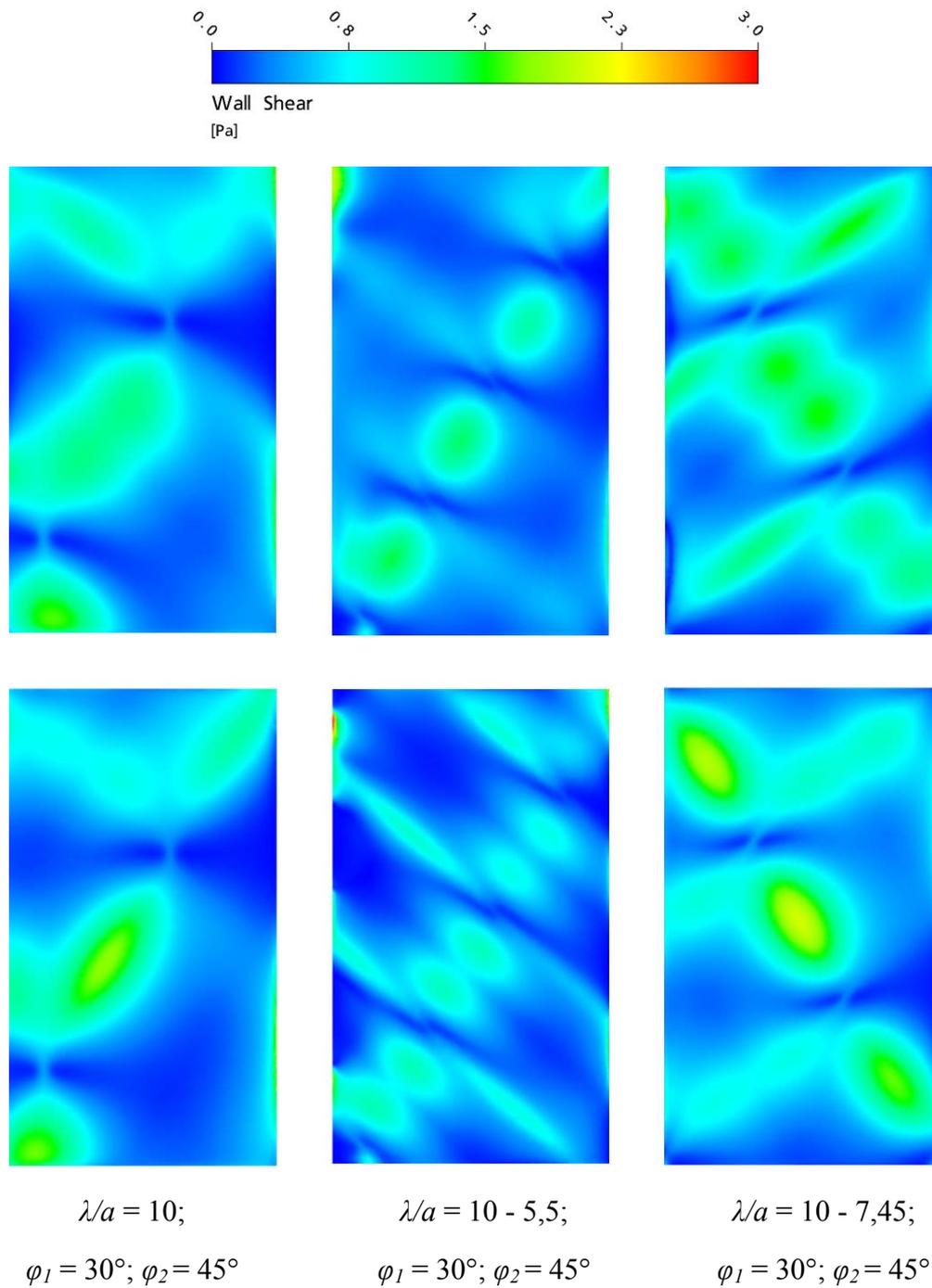


Abbildung 10.11: Geometrieinfluss auf lokales τ_w ;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 10$; $Re_h = 1$

Bei einer Plattenkonfiguration, die mit unterschiedlichen Anströmwindeln und gleichem λ/a geprägt wird (erste Spalte, Abbildung 10.11), ist auf beiden Platten sehr deutlich der Einfluss der Längsströmung zu erkennen (Zopfmuster). Diese Tatsache ist ebenso bei

der letzten Plattenkombination $\lambda/a = 10 - 7,45$ festzustellen. Die maximalen Werte treten auf den Kämmen der Prägung bzw. im Nahbereich der Auflagepunkte auf. Bei beiden Plattenkombinationen ist eine ausgewogene und gleichmäßige Verteilung der lokalen Wandschubspannungen erkennbar. Die deutlichen Strähnenbildungen in der lokalen τ_w -Verteilung der Basisplatte und der Gegenplatte deuten auf den ausgeprägten Charakter der Kanalströmung bei $\lambda/a = 10 - 5,5$ hin. Zusätzlich nehmen in dieser Plattenanordnung sowohl die Gleichmäßigkeit der lokalen τ_w -Verteilung als auch die absoluten Werte ab.

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass im Vergleich zu den anderen lokalen τ_w -Verteilungen dennoch eine ausgewogenere Verteilung vorliegt, wenn die Basisplatte mit $\lambda/a = 10$ geprägt wird. Die lokalen Maximalwerte nehmen jedoch mit dieser Plattenkonfiguration ab.

10.1.4 Stoffübergang

In diesem Kapitel werden sowohl die integralen Stoffübergänge (Abbildung 10.12) als auch die lokalen Stoffübergänge (Abbildung 10.13 - Abbildung 10.15) aller untersuchten hybriden Plattenkonfigurationen vorgestellt.

In Abbildung 10.12 werden die integralen Stoffübergänge ($Sh_m/Sc^{0,33}$) in Abhängigkeit von Re_h dargestellt.

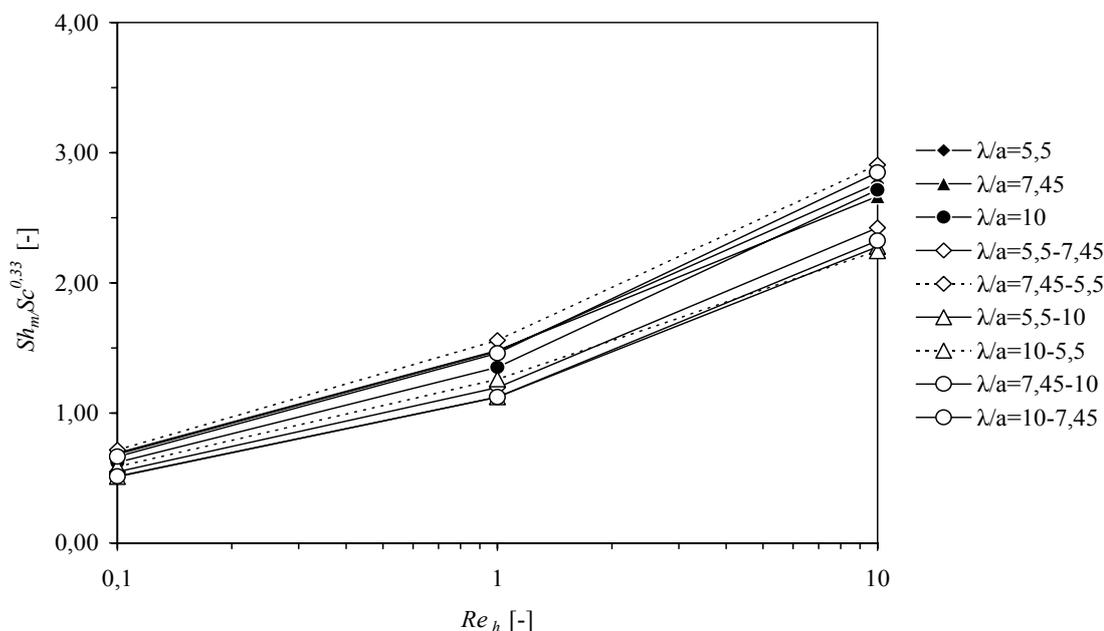


Abbildung 10.12: Einfluss von Re_h auf $Sh_m/Sc^{0,33}$

In vorhergehender Abbildung 10.12 ist eine deutliche Gruppierung der Stoffübergangswerte in Abhängigkeit von den jeweiligen Geometrien zu erkennen. Diese Aufteilung nimmt mit höheren Re_h -Werten zu. Eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit steigert den Stoffübergang. Die maximalen Stoffübergänge werden mit den Plattenkombinationen $\lambda/a = 7,45 - 5,5$ und $\lambda/a = 10 - 7,45$ erzielt, die minimalen Stoffübergänge mit $\lambda/a = 10 - 5,5$.

Im Allgemeinen spiegeln die integralen Stoffübergänge die bereits diskutierten Wand Schubspannungsverteilungen im vorherigen Abschnitt wider. Dennoch werden mit den untersuchten hybriden Plattenstrukturen geringere Stoffübergangswerte als mit den symmetrisch gekreuzten Plattenanordnungen erzielt (Abbildung 9.19). Die positiven Ergebnisse eines geringen Druckverlustes schlagen sich in einem kleineren Stoffübergang nieder; was mit der Theorie (Abbildung 2.7) übereinstimmt.

Da in Abbildung 10.12 nur die gemittelten Sh_m -Werte zu sehen sind, kommen in den folgenden Ergebnissen (Abbildung 10.13 - Abbildung 10.15) die lokalen Stoffverteilungen (Sh_x) auf den Basisplatten sowie auf den Gegenplatten zum Ausdruck.

Die Farbskalen reichen von 0 [Pa] (blaue Farbe) bis 700 [Pa] (rote Farbe). Die Strömungsrichtung ist von links nach rechts gerichtet und die Blickrichtung von oben auf die jeweiligen Platten. In den ersten Bildzeilen wird die Basisplatte gezeigt, die zweiten Bildzeilen zeigen die kombinierten Gegenplatten.

Die lokalen Stoffübergänge der Basisplatte $\lambda/a = 5,5$ und ihrer Gegenplatten zeigt Abbildung 10.13.

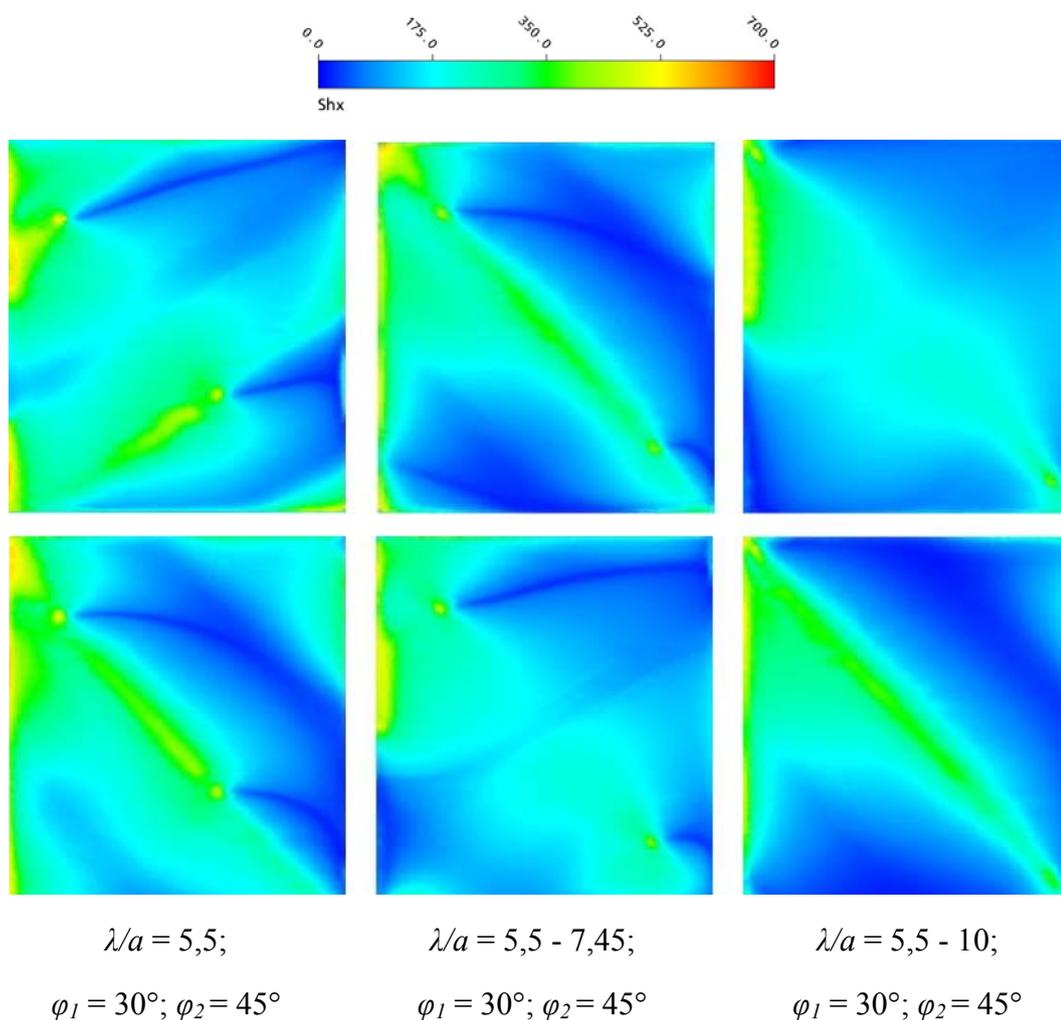


Abbildung 10.13: Geometrieinfluss auf Sh_x ;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 5,5$

Zunächst geht aus Abbildung 10.13 hervor, dass jeder Auflagepunkt einen Bereich mit sehr geringem Stoffübergang induziert. Es wird deutlich, dass die maximalen Stoffübergangswerte direkt vor der Plattenprägung und auf den Plattenkämmen erreicht werden. Die Plattenkombination $\lambda/a = 5,5$ mit $\varphi_1 = 30^\circ$ und $\varphi_2 = 45^\circ$ führt zu einem gleichmäßigeren Stoffübergang. Eine größere dimensionslose Wellenlänge auf der Gegenplatte vermindert diese Homogenität in geringem Maße.

Entsprechend den vorliegenden Grundströmungen auf der Basisplatte und auf den Gegenplatten sind in allen Plattenkombinationen die bereits vorgestellten und diskutierten Wandschubspannungsverteilungen (Abbildung 10.9) erkennbar. Im Bereich hoher loka-

ler Wandschubspannungen treten die maximalen Stoffübergänge auf. Dieser Sachverhalt ist bereits hinlänglich diskutiert worden (Abschnitt 10.1.3).

Die lokalen Sh_x -Werte der Basisplatte $\lambda/a = 7,45$ und der Gegenplatten werden in Abbildung 10.14 wiedergegeben.

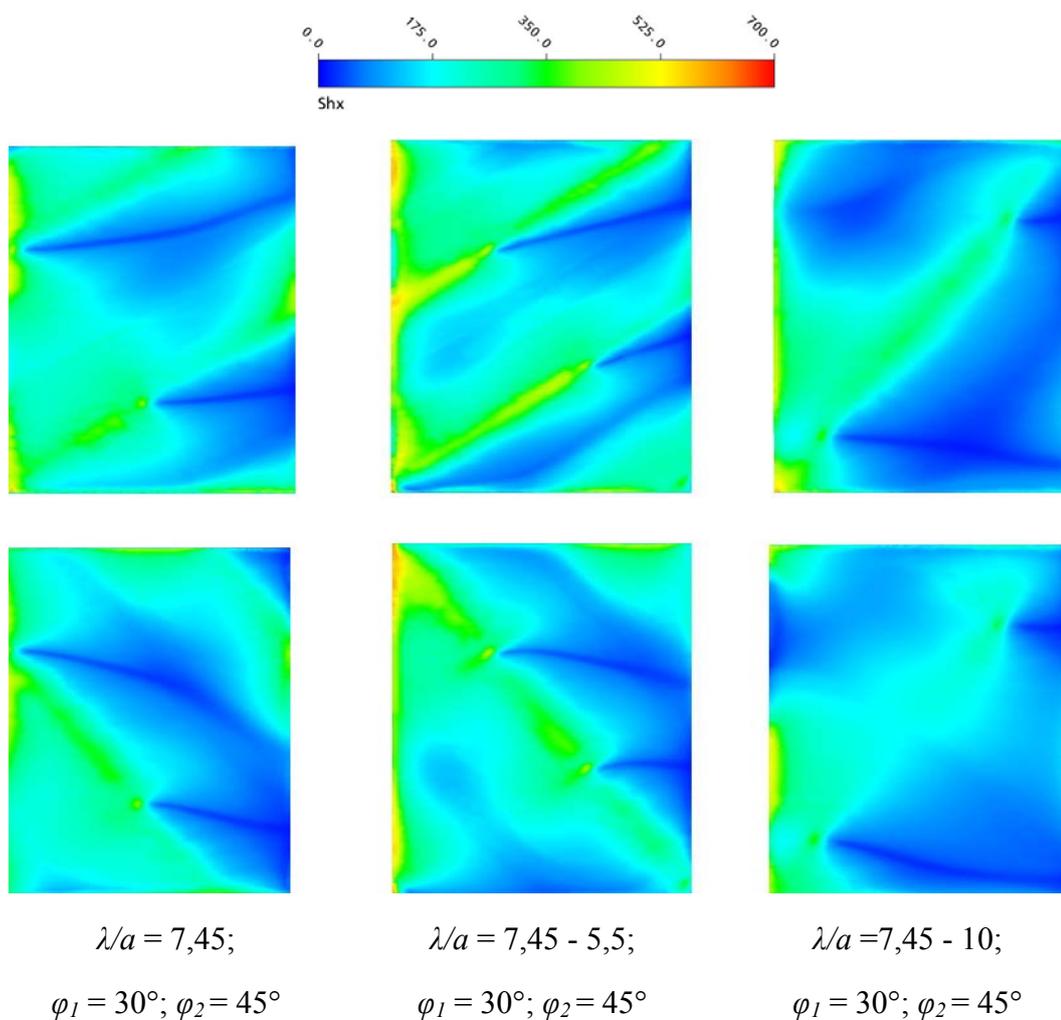


Abbildung 10.14: Geometrieinfluss auf Sh_x ;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 7,45$

Ein hoher und gleichmäßiger Stoffübergang ist mit den Plattenpaaren $\lambda/a = 7,45$ mit φ_1 und φ_2 , sowie mit $\lambda/a = 7,45 - 5,5$ zu erreichen. Dennoch ist der Stoffübergang auf der strömungsabgewandten Seite der Prägewelle kleiner als vor dem Plattenkamm. Diese Bereiche geringen Stoffübergangs vergrößern sich, wenn die Kombination $\lambda/a = 7,45 - 10$ verwendet wird. Der Stoffübergang reduziert sich mit dieser Plattenkombination ebenfalls.

Wie bereits in Abschnitt 10.1.3 erwähnt, führen konsequenterweise höhere Wandschubspannungen zu höheren Stoffübergängen. Die tiefer in die Prägertäler reichenden Aus-

tauschzonen der Mittelebene zwischen der Basisplatte und der Gegenplatte bei $\lambda/a = 7,45 - 5,5$ bewirken einen höheren Stoffübergang.

Eine Prägung der Basisplatte mit einer dimensionslosen Wellenlänge von $\lambda/a = 10$ führt zu folgenden Stoffübergangsverteilungen (Abbildung 10.15).

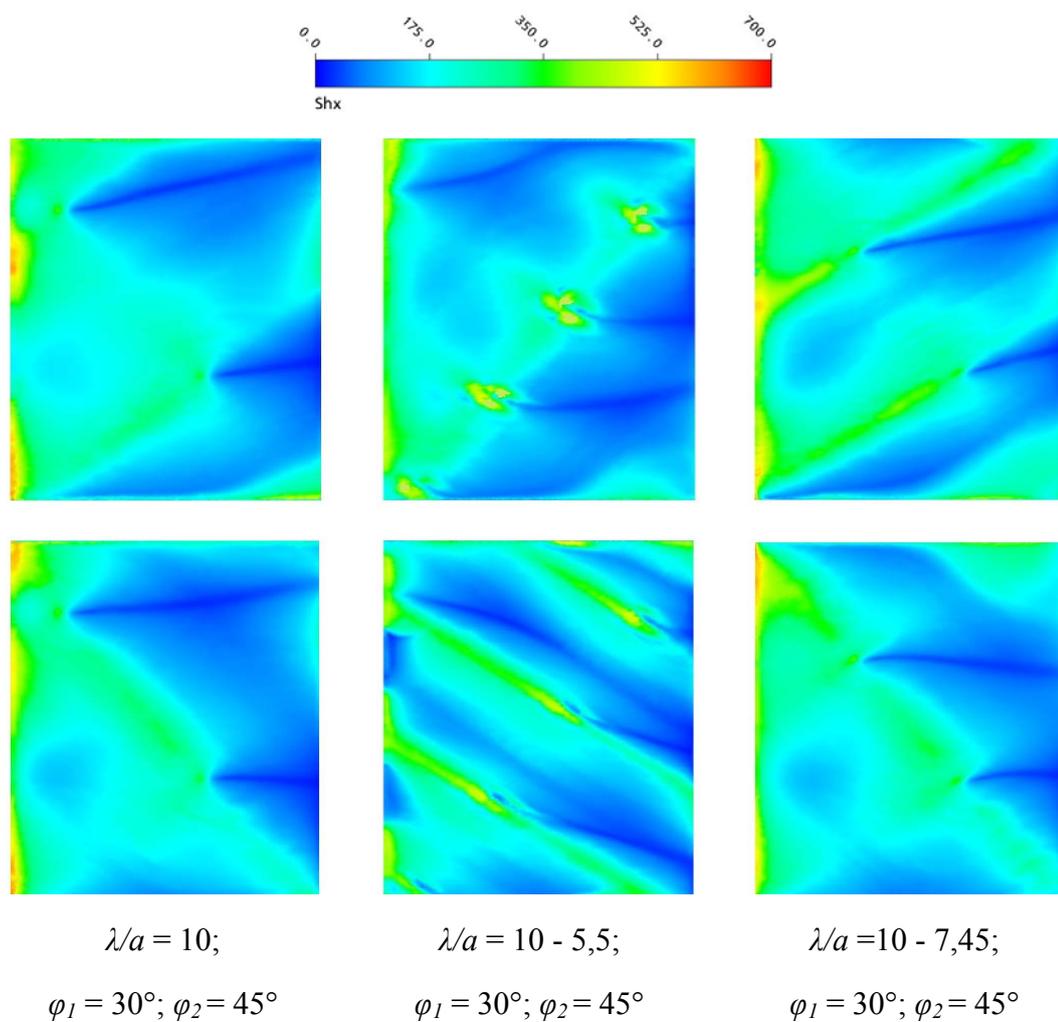


Abbildung 10.15: Geometrieinfluss auf Sh_x ;
hybrid; Basisplatte: $\lambda/a = 10$

Abbildung 10.15 lässt erkennen, dass in allen Plattenkombinationen der Stoffübergang vor den Prägewellen bzw. im Nahbereich der Auflagepunkte und auf den Prägekämmen maximale Werte annimmt. Lediglich mit der Plattenkombination $\lambda/a = 10 - 5,5$ bilden sich deutlich Strähnen eines geringen Stoffübergangs in den Tälern der Gegenplatte aus, die sich von den anderen Plattenkonfigurationen unterscheiden. Die vorgestellten Ergebnisse der Plattenprägungen $\lambda/a = 10$ mit $\varphi_1 = 30^\circ$ und $\varphi_2 = 45^\circ$, sowie $\lambda/a = 10 - 7,45$ zeigen auf, dass sich sowohl die Stoffübergangswerte als auch die Homogenität des Stoffübergangs nur punktuell und wenig unterscheiden.

Die Strähnenbildung bei $\lambda/a = 10 - 5,5$ rührt von einer dominanten Kanalströmung auf der Gegenplatte her. Der Anteil der Kanalströmung wird erhöht, wenn die unterschiedlichen Abstände der Prägewellen beider Platten zu groß sind. Auf der Platte mit der kleineren Oberflächenwelle folgt das Fluid einfach den parallelen Kanälen der Prägung. Mit höheren Reynoldszahlen verstärkt sich dieser Effekt und mündet in niedrigeren Stoffübergängen.

10.1.5 Bewertungskriterien für Stoffübergang und Druckverlust

10.1.5.1 Bewertungskriterium $St^3 \cdot L/\Delta p$

Das bereits vorgestellte Bewertungskriterium $St^3 \cdot L/\Delta p$ in Abhängigkeit von der Reynoldszahl, angewandt auf hybride Strukturen, führt zu folgenden Ergebnissen (Abbildung 10.16).

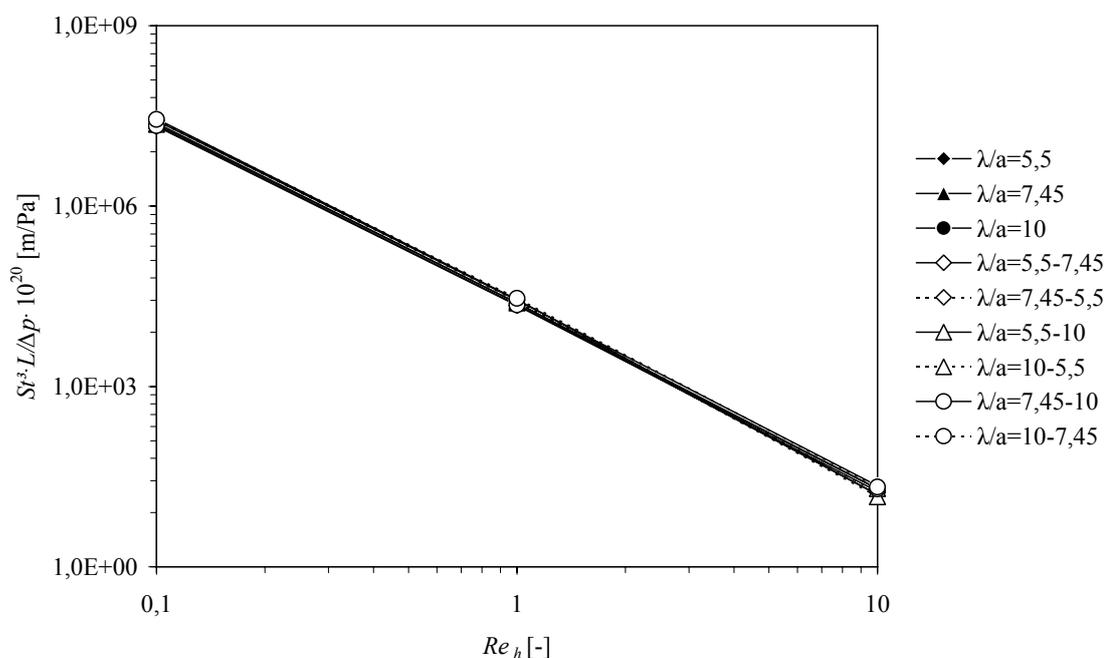


Abbildung 10.16: Einfluss von Re_h auf $St^3 \cdot L/\Delta p$

Auch bei hybriden Strukturen ist der Einfluss der Re_h -Zahl sehr gering und hat somit nur eine marginale Auswirkung auf das angewendete Bewertungskriterium. Es lassen sich daher keine besonders effektiven Plattenanordnungen ermitteln.

10.1.5.2 Bewertungskriterium $Sh_m \cdot L/\Delta p$

Abbildung 10.17 veranschaulicht den Einfluss der Re_h -Zahl auf das zweite Bewertungskriterium $Sh_m \cdot L/\Delta p$.

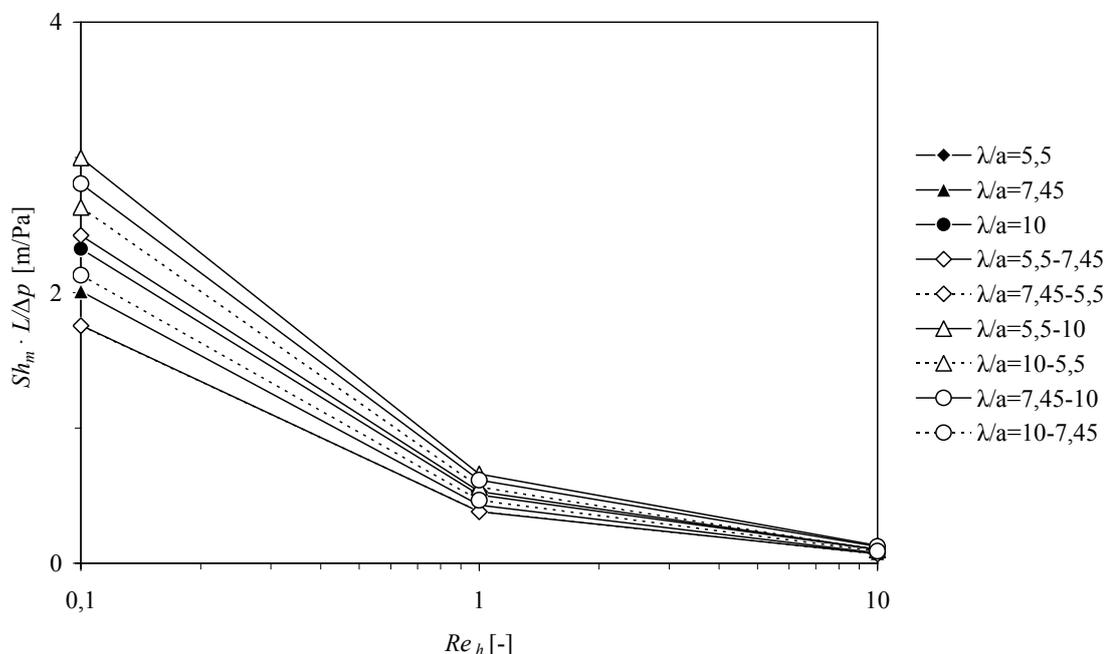


Abbildung 10.17: Einfluss von Re_h auf $Sh_m \cdot L/\Delta p$, $\varphi = 30^\circ - 45^\circ$

Im Bereich sehr kleiner Reynoldszahlen ist ein deutlicher Unterschied zwischen den einzelnen hybriden Anordnungen festzustellen. Die Plattenkombination $\lambda/a = 5,5 - 10$ erzielt die höchsten Werte, dagegen erreichen die Kombinationen $\lambda/a = 5,5$ und $\lambda/a = 7,45 - 5,5$ die niedrigsten Werte. Erst mit höheren Re_h -Zahlen gleichen sich die einzelnen Kurven an.

Das Bewertungskriterium $Sh_m \cdot L/\Delta p$ verdeutlicht, dass im Bereich sehr geringer Strömungsgeschwindigkeiten ($Re_h = 0,1$) effektivere hybride Strukturen möglich sind. Diejenigen Plattenkombinationen weisen die höchsten $Sh_m \cdot L/\Delta p$ -Werte auf, bei denen die Gegenplatte mit einer großen dimensionslosen Wellenlänge ($\lambda/a = 10$) geprägt ist. Bei höheren Reynoldszahlen nehmen die Unterschiede ab und es ist daher zu erwarten, dass keine Effektivitätsunterschiede bzw. -steigerungen bei hybriden Plattenanordnungen mehr auftreten werden.

10.1.5.3 Bewertungskriterium Φ

Die dimensionslose Pumpleistung Φ führt zu folgenden Erkenntnissen (Abbildung 10.18).

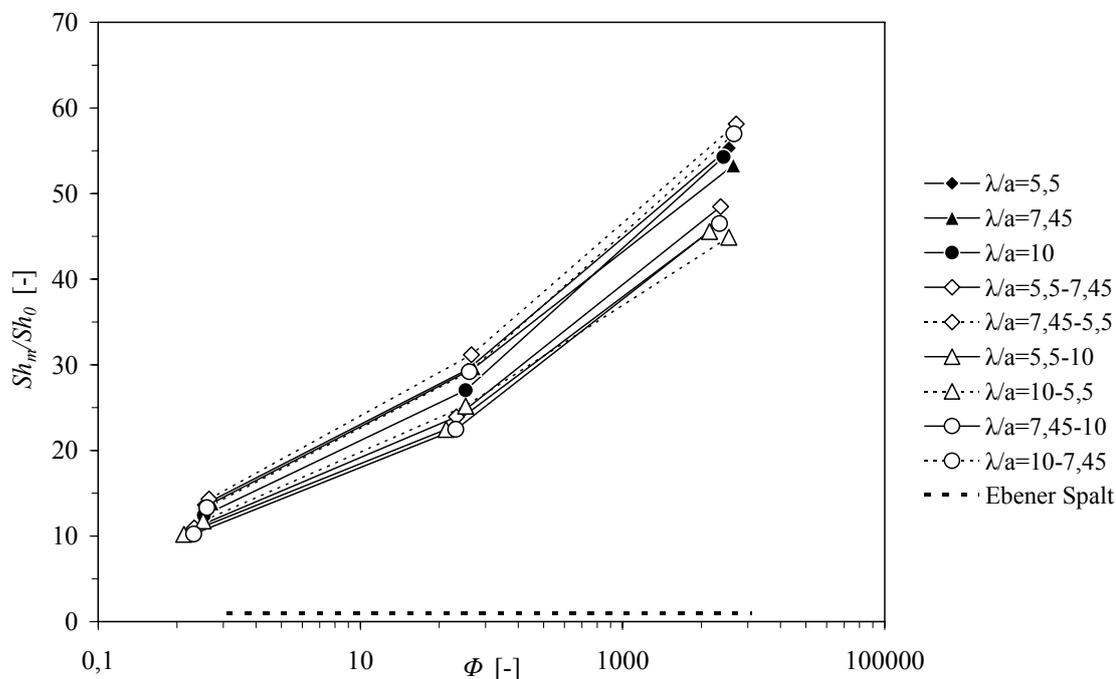


Abbildung 10.18: Einfluss von Φ auf Sh_m/Sh_0 ; hybrid; $\varphi = 30^\circ - 45^\circ$

Abbildung 10.18 lässt erkennen, dass bei niedriger bezogener Pumpenleistung keine nennenswerten Abweichungen zwischen den einzelnen Plattenkonfigurationen bestehen. Der gleiche Sachverhalt ist bei den symmetrischen Plattenanordnungen zu beobachten. Erst bei höheren Werten von Φ spaltet sich die Gruppe von Plattenkombinationen ab, die eine besonders harte Prägung (kleiner Anströmwinkel, kleines λ/a) mit einer besonders weichen Prägung (großer Anströmwinkel, großes λ/a) aufweisen. Dies lässt sich auf die jeweils erhöhten Anteile der Kanalkomponente in den engen und tiefen Prägetälern zurückführen.

10.1.5.4 Bewertung der Homogenität des Stoffübergangs

In Tabelle 10.1 sind die hybriden Plattenanordnungen und die jeweils berechneten Variationskoeffizienten (V , vgl. Abschnitt 9.1.5.4) gegenübergestellt. Der Variationskoeffizient ist ein Maß für die Homogenitäten des Stoffübergangs auf einer Platte.

Um eine Aussage über die gesamte Plattenkombination treffen zu können, werden die einzelnen Variationskoeffizienten der Basisplatten und der Gegenplatten gemittelt.

Tabelle 10.1: Variationskoeffizient V hybrider Strukturen; $Re_h = 1$; $\varphi_1 = 30^\circ$ $\varphi_2 = 45^\circ$

λ/a	V
5,5	0,52
7,45	0,50
10	0,48
5,5-7,45	0,55
7,45-5,5	0,47
5,5-10	0,62
10-5,5	0,54
7,45-10	0,54
7,45-10	0,54
10-7,45	0,46

Auch mit Hilfe der hybriden Plattenanordnungen ist keine besonders homogene Stoffverteilung möglich; dies kommt in einem Variationskoeffizient $V \approx 0,50$ zum Ausdruck. Dennoch führen Plattenkombinationen mit einem regen Austausch in der Mittelebene zu homogeneren Stoffübergängen, besonders dann, wenn diese Austauschflächen bis tief in die Täler reichen. Ein mehrfaches Auftreten einer reinen Scher- und Dehnströmung fördert die Gleichmäßigkeit des Stoffübergangs auf den Einzelplatten.

11 Quantifizierung des Modells anhand des Experiments

Bereits im Abschnitt 5 wird das verwendete Stoffübergangsmodell anhand von Literaturstellen validiert. Da es sich hierbei um Idealbedingungen handelt, soll in diesem Abschnitt noch der direkte Vergleich von Simulationsrechnungen mit experimentellen Ergebnissen der deckenden Plattenprägungen vorgestellt werden.

11.1.1 Grundströmungsarten

In diesem Abschnitt werden die berechneten und in einem Plattenwärmeübertrager experimentell bestimmten Grundströmungsarten, die in dieser Arbeit untersucht werden, gegenübergestellt.

Um die Grundströmungsarten in einer kompletten Platte berechnen zu können, muss ein sehr viel gröberes Rechenetz als in Abschnitt 8.2 verwendet werden. Dieses gröbere Netz eignet sich für die korrekte Lösung der hydrodynamischen Gleichungen. Der Stoffübergang einer kompletten Platte kann mit der verwendeten Netzelementgröße nicht richtig berechnet werden; dies ist mit einigen Beispielrechnungen belegt worden.

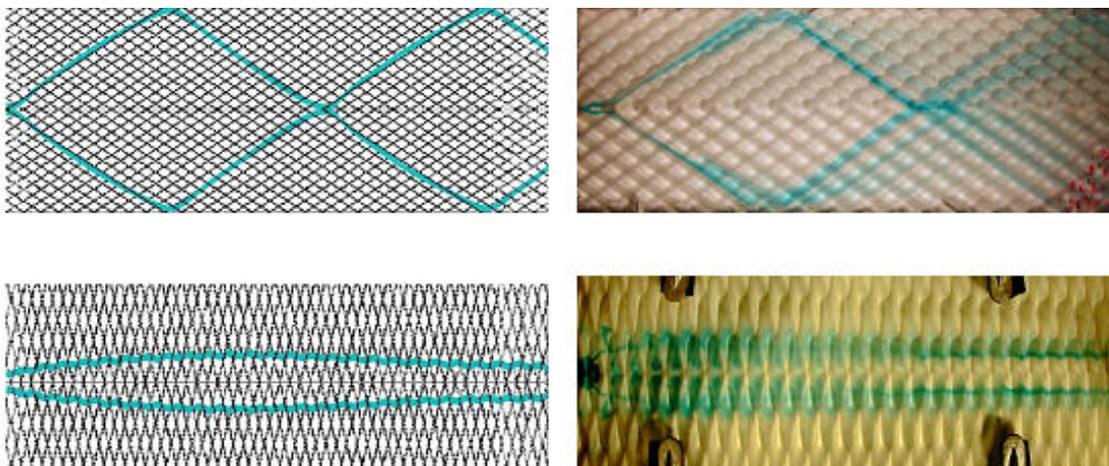


Abbildung 11.1: Vergleich der Grundströmungsarten in einem PWÜ
(links: Simulation, rechts: Experiment)

Oben: $\lambda/a = 7,45$; $\varphi = 60^\circ$; $Re_h = 100$. Unten: $\lambda/a = 5,5$; $\varphi = 15^\circ$; $Re_h = 25$

Die sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment wird aus obiger Abbildung 11.1 deutlich. Somit kann bestätigt werden, dass die hydrodynamischen Grundgleichungen von ANSYS-CFX richtig gelöst worden sind.

11.1.2 Druckverlust

Die experimentell gemessenen Druckverluste sollen zur Überprüfung den theoretisch gefundenen Ergebnissen gegenübergestellt werden.

Es werden bei einer Reynoldszahl $Re_h = 1$ lediglich die Ergebnisse der deckenden Anordnung verglichen (Abbildung 11.2).

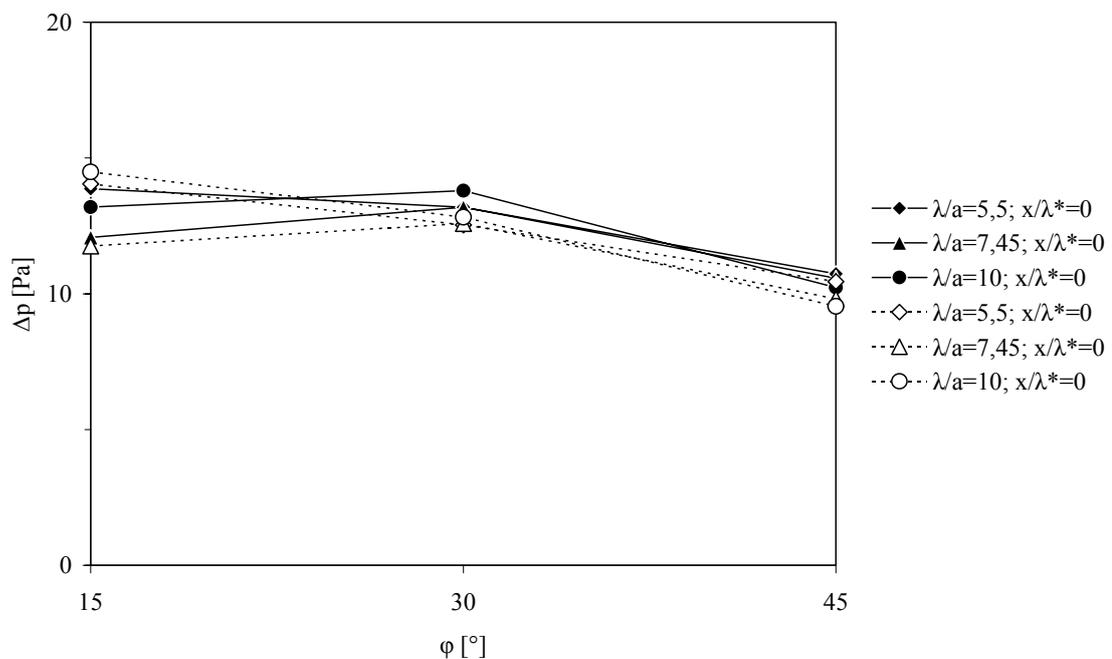


Abbildung 11.2: Vergleich Simulation und Experiment, $Re_h = 1$; $15^\circ < \varphi < 45^\circ$
(schwarz: Simulation, weiß: Experiment)

Der Druckverlust wird ebenfalls mit Hilfe der Simulation realitätsnah wiedergegeben. Die geringen Unterschiede lassen sich darauf zurückführen, dass in den Simulationen der Druckverlust mit einer voll ausgebildeten Strömung bestimmt wird; im Experiment lassen sich nur Totaldruckverluste messen; in der Simulation werden keine Einlaufdruckverluste berücksichtigt.

11.1.3 Stoffübergang

Aus der Gesamtmembran (siehe Abschnitt 7.2) werden Einzelrauten für den einfacheren Vergleich mit den jeweiligen identischen Rechengebieten ausgeschnitten (Abbildung 11.3). Die Rauten weisen eine Parallelogrammform auf, weil sie nur im abgewickelten Zustand dargestellt werden können. Die Abbildungen der Rauten aus der CFD-Rechnung weisen dagegen eine Rechtecksform auf, weil sie direkt von der Rautenoberfläche (aufgewickelter Zustand) abgenommen werden.

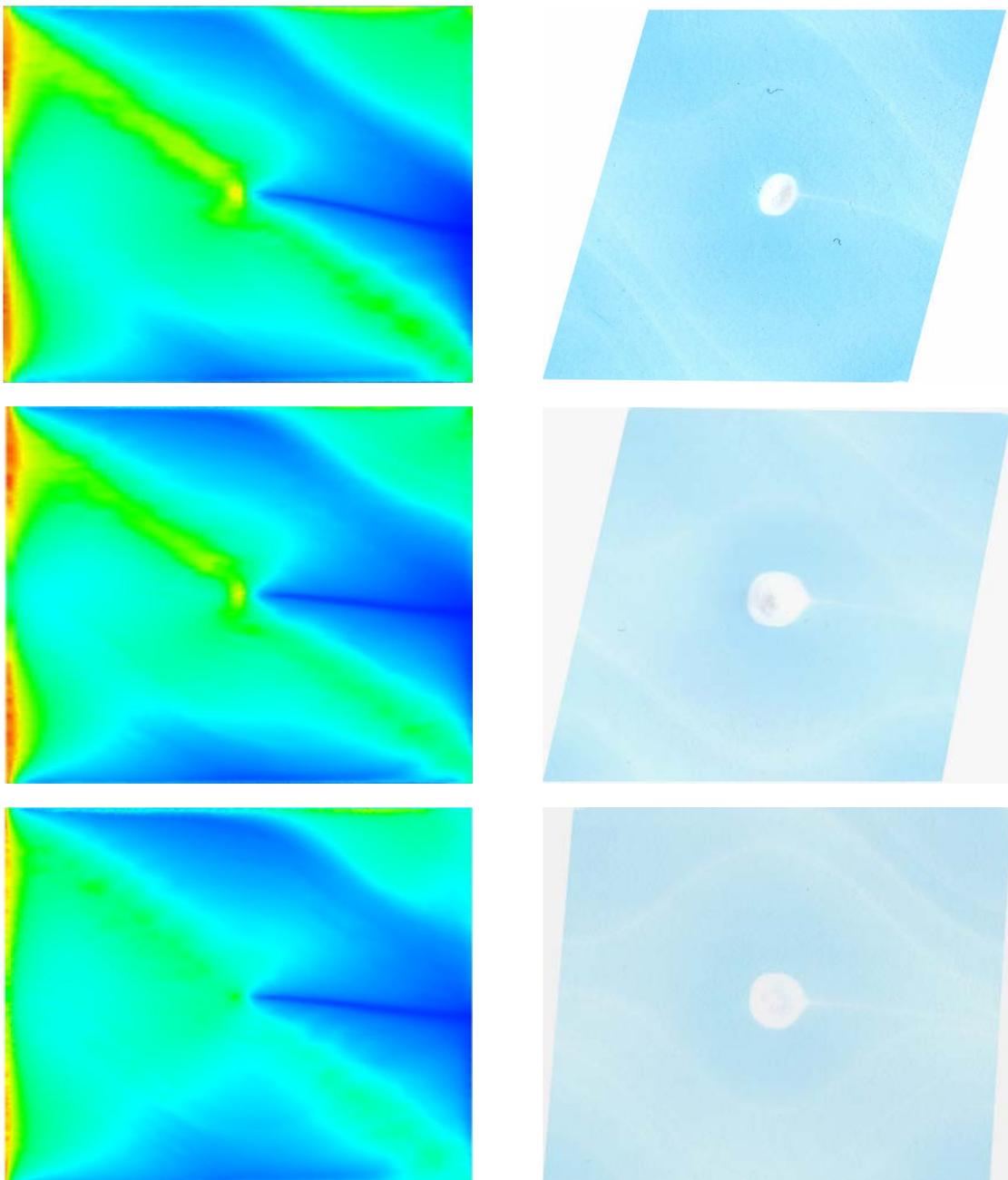


Abbildung 11.3: Gegenüberstellung der Ergebnisse
links: Simulation; rechts: Experiment;
von oben nach unten: $\lambda/a = 5,5; 7,45; 10; \varphi = 30^\circ, Re_h = 1$

Die experimentellen Ergebnisse bestätigen die numerisch bestimmten Resultate sehr gut. Sowohl die Bereiche des hohen Stoffübergangs auf den Kämmen der Prägewelle und im Nahbereich der Auflagepunkte als auch die Bereiche des niedrigeren Stoffübergangs vor den Auflagepunkten und auf der strömungsabgewandten Seite werden mit der CFD-Rechnung korrekt vorausberechnet. Ebenso werden die jeweiligen Bereiche des niedrigen Stoffübergangs hinter den Auflagepunkten numerisch richtig berechnet.

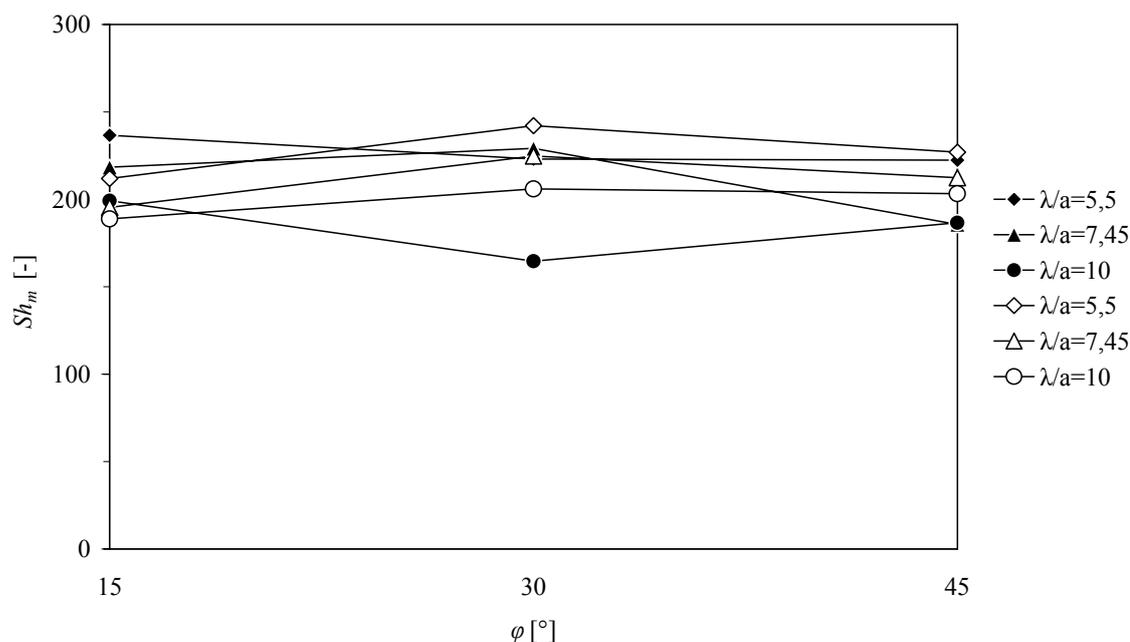


Abbildung 11.4: Vergleich von Sh_m in Abhängigkeit von φ ; $Re_h = 1$, $x^*/\lambda = 0$;
schwarz: Experiment (ganze Membran), weiß: ANSYS-CFX (Einzelraute)

Ist ein quantitativer Vergleich des Stoffübergangs zwischen Experiment und CFD-Rechnung durchzuführen, so bestehen grundsätzlich zwei Möglichkeiten: Entweder werden die vollständigen Membranen aus dem Experiment mit einer Einzelraute aus der Simulation (Abbildung 11.4) verglichen oder es werden jeweils Einzelrauten für den Vergleich herangezogen (Abbildung 11.5). In beiden Abbildungen ist der systematische Unterschied von 11,8 % zwischen den Ergebnissen der Simulation und des Experiments berücksichtigt worden.

In Abbildung 11.4 bestehen noch erhebliche Unterschiede zwischen Experiment und Simulation. Diese Unterschiede lassen sich darauf zurückführen, dass die Auflagepunkte im Experiment (Abbildung 11.3 (linke Seite)) sehr viel größer sind als in der Simulation. In der Geometrieerstellung mit dem DESIGN-Modeller der ANSYS-Workbench ist es möglich, diese Auflagepunkte exakt als einen Punkt zu konstruieren. Im Experiment dagegen lässt sich dies nicht exakt umsetzen (geringe Verformung der Platten durch Anziehdruck, geringes Verrutschen der aufgeklebten Membran udgl.). Die in der

Summe großen weißen Flächen (Abbildung 11.3) verfälschen die Ergebnisse zu geringeren gemittelten Sh_m -Werten.

Lediglich für $\varphi = 15^\circ$ stimmen die Experimente mit den Simulationen sehr gut überein. Dieser Sachverhalt ist damit zu erklären, dass bei einer harten Plattenprägung nur wenige Auflagepunkte über die Plattenbreite auftreten, die die Messergebnisse verfälschen können.

Werden jeweils Einzelrauten aus der vollständigen Membran ausgeschnitten und die weißen Flächen von der Gesamtfläche subtrahiert, stimmen Experiment und Simulation weitgehend überein (Abbildung 11.5).

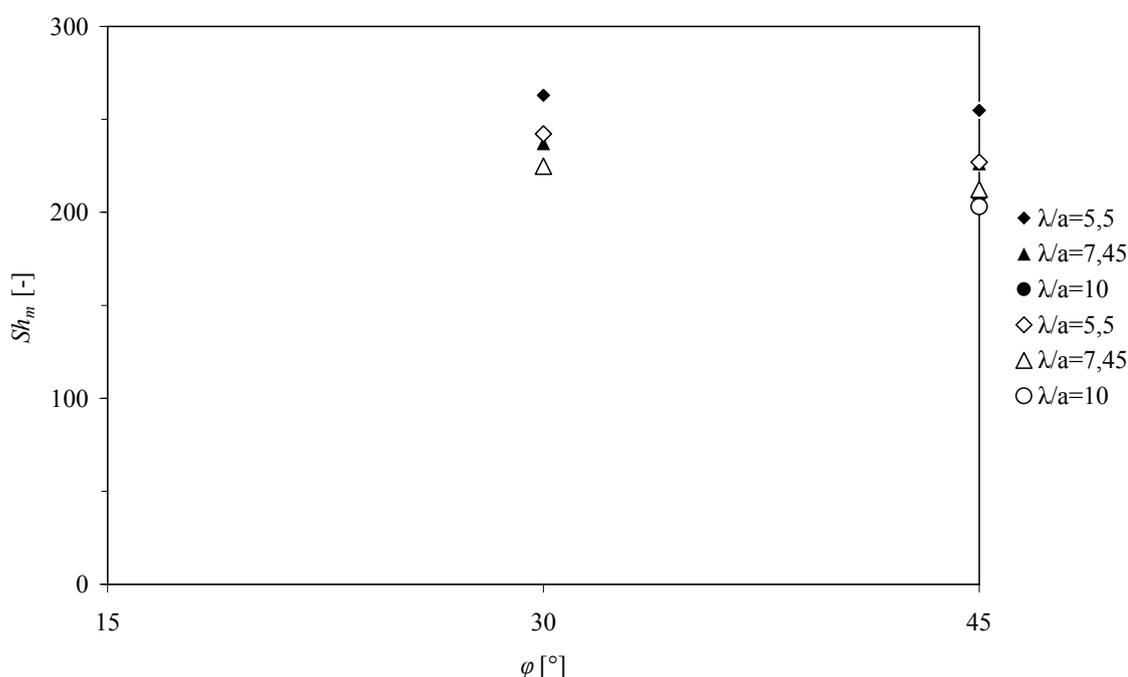


Abbildung 11.5: Vergleich von Sh_m in Abhängigkeit von φ ; $Re_h = 1$, $x^*/\lambda = 0,5$;
schwarz: Experiment (Einzelraute), weiß: ANSYS-CFX (Einzelraute)

Für einen Anströmwinkel $\varphi = 15^\circ$ können leider keine Ergebnisse der Einzelraute vorgestellt werden, weil auf einer Membranseite keine vollständigen Rauten ausgeschnitten werden können.

Die Ergebnisse in Abbildung 11.4 zeigen, trotz einer Auswertung der Gesamtmembran, eine gute Übereinstimmung mit den Simulationen.

Schrifttum

- /1/ CHANGANI, S. D.; BELMAR-BEINY, M. T.; FRYER, P. J.: Engineering and Cleaning Factors Associated with Fouling and Cleaning in Milk Processing. *Experimental and Thermal Fluid Sci.* Vol. 14 (1997) 4, 392-406.
- /2/ KAPLAN, C.R.; ORAN, E.S.; MOTT, D.R.: Computation of Chaotic Flows in Micromixers. *Simulation, Computing and Modelling* (2005) 215-217.
- /3/ STROOCK, A. D. U. A.: Chaotic Mixer for Microchannels. *ScienceMag*, Vol. 295 (2002) 647-651.
- /4/ CROSS, P. H.: Preventing Fouling in Plate Heat Exchangers. *Chem. Engineering*, Vol. 1 (1979) 87-90.
- /5/ CROSS, W. T.; RAMSHAW, C.: Process Intensification, Laminar Flow Heat Transfer. *Chem. Eng. Res. Des.* Vol. 64 (1986) 4, 293-301.
- /6/ EGGERT, J.: Turbulenz in der Black Box. *Chemie Technik* Vol. 31 (2002) 12, 61-64.
- /7/ JUN, S.; PURI, V. M.: 3D Milk-Fouling Model of Plate Heat Exchangers using Computational Fluid Dynamics. *Int. J. of Dairy Technology*, Vol. 58 (2005) 4, 214 – 224.
- /8/ WEBB, R. L.; KIM, N.-H.: *Principles of Enhanced Heat Transfer*. New York: Taylor & Francis (2005).
- /9/ BRODRICK, J.; ROTH, K.; WESTPHALEN, D.: Heat Transfer Enhancement. *ASHRAE J.*, Vol. 48 (2006).
- /10/ NAPHON, P.; WONGWISES, S.: A review of flow and heat transfer characteristics in curved tubes. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Vol. 10 (2006) 5, 463-490.
- /11/ BAUMEISTER, U.: *Laminare Strömung und Wärmetübergang in Rohrwendeln und Rohrspiralen*. Dissertation Technische Universität Berlin (1978).
- /12/ GEIBLER, S.: *Optimierte Wärmetübertragung bei kleinen Reynoldszahlen*. *Verfahrenstechnik*, Vol. 29 (1995) 12, 22-25.
- /13/ CHAGNY, C.; CASTELAIN, C.; PEERHOSSAINI, P.: Comparison of the Performance of a Helical and a Chaotic Advection Effect Heat Exchanger for Very Low and Very High Reynolds Numbers. *Heat Exchangers for Sustainable Development. International Conference 15. – 18. Juni 1998, Lissabon (Portugal)* (1998).
- /14/ NEMETH, J.; UJHIDY, A.; SZEPVOLGYI, J.: Fluid flow in tubes with helical elements. *Chem. Eng. Process* Vol. 42 (2003) 1-7.

-
- /15/ BRENNER, K. U. A.: Plattenwärmeübertrager: Aufbau und Einsatz flexibler Wärmeübertragersysteme. Landsberg/ Lech: Moderne Industrie (2000).
- /16/ GSCHWIND, P.: Strömungs- und Transportvorgänge in gewellten Kanälen mit ineinanderliegender Anordnung der Wände. Dissertation Universität Stuttgart (2001).
- /17/ RINNER, M.: Wärmeübertrager. Chem.-Ing.-Tech., Vol. 78 (2006) 10, 1471-1473.
- /18/ GAISER, G.: Strömungs- und Transportvorgänge in gewellten Strukturen. Dissertation, Universität Stuttgart (1990).
- /19/ ZIMMERER, C. C.: Strömungs- und Transportvorgänge in Kanälen mit gekreuzten Gitterstrukturen. Dissertation, Universität Stuttgart (1998).
- /20/ BLENKE, H.; GAISER, G.; KOTTKE, V.: Zum Druckverlust von Plattenwärmeübertragern. Bericht Universität Stuttgart (1986).
- /21/ FOCKE, W. W.; OLIVIER, I.; ZACHARIADES, J.: The Effect of the Corrugation Inclination Angle on the thermohydraulic Performance of Plate Heat Exchangers. Int. J. of Heat and Mass Transfer 28 (1985) 8, 1469-1479.
- /22/ MERKER, G. P.: Konvektiver Wärmeübertragung. Berlin u.a.: Springer (1987).
- /23/ MARTIN, H.: Wärmeübertrager. Stuttgart/New York: Thieme (1988).
- /24/ WAGNER, W.: Wärmeaustauscher. Würzburg: Vogel (2005).
- /25/ LADWIG, H. P.: Strömung und örtlicher Wärmeübergang in Plattenwärmetauscher. Dissertation, Christian-Albrechts-Universität Kiel (1981).
- /26/ COMB, J. W.; SPARROW, E. M.: Effect of Interwall Spacing and Fluid Flow Inlet Conditions on a Corrugated-Wall Heat Exchanger. Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 26 (1983) 7, 993-1005.
- /27/ GOLDSTEIN JR., L; SPARROW E. M.: Heat/Mass Transfer Characteristics for Flow in a Corrugated Wall Channel. J. of Heat Transfer Vol. 99 (1977) 187-194.
- /28/ HOSSFELD, L. M.; SPARROW, E. M.: Effect of Rounding of Protruding Edges on Heat Transfer and Pressure Drop in a Duct. J. of Heat Transfer Vol. 27 (1984) 10, 1715-1723.
- /29/ IZUMI, R U. A.: Fluid Flow and Heat Transfer in Corrugated Wall Channels – Experimental Study for many Bends. Proc. 19th. JSME National Symp. Of Heat Transfer, Nr. A101.
- /30/ KULLENDORF, A.; ROSENBLAD, G.: Estimating Heat Transfer Rates from Mass Transfer Studies on Plate Heat Exchanger Surfaces. Wärme- und Stoffübertragung 8 (1975), 187-191.

-
- /31/ O'BRIEN, J. E.; SPARROW, E. M.: Corrugated-Duct Heat Transfer, Pressure Drop and Flow Visualization. *J. of Heat Transfer*, Vol. 104 (1982) 410-416.
- /32/ FOCKE, W. W.; KNIBBE, P. G.: Flow Visualization in Parallel-Plates Ducts with Corrugated Walls. *J. Fluid Mech.*, Vol. 165 (1986) 73-77.
- /33/ JANßEN, H.-D.: Untersuchungen zur Wärmeübertragung an strukturierten Plattenelementen und zur Berechnung mittlerer Wärmedurchgangskoeffizienten. Dissertation Technische Universität Braunschweig (1996).
- /34/ BASSIOUNY, M. K.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen über Mengenstromverteilungen, Druckverlust und Wärmeübergang in Plattenwärmeaustauschern. Dissertation Technische Universität Karlsruhe (1985).
- /35/ KLEEMANN, M.: Auslegung eines neuartigen kompakten Rekuperators. Dissertation TH Aachen (1982).
- /36/ KLEUKER, H.-H.: Wärmeübergang und Druckverlust wässriger Tensidlösungen in Plattenwärmeübertragern. Dissertation Universität Dortmund (1992).
- /37/ MARTIN, H.: Druckverlust und Wärmeübergang in Plattenwärmeübertragern. VDI-Wärmeatlas 10, Abschnitt Mm I. Berlin u.a.: Springer (2006).
- /38/ MOLLENHAUER, J.: Wärmeübergang und Druckverlust in Plattenwärmeaustauschern. Dissertation Technische Universität Berlin (1967).
- /39/ DIAS, R. P. U. A.: Laminar Flow in a Chevron-Type Plate Heat Exchangers: CFD analysis of tortuosity, shape factor and friction factor. *Chem. Eng. And Proccessing*, Vol. 46 (2007) 825 – 833.
- /40/ HÖLSKEN, C.: Numerische Untersuchung der Strömungsstruktur und des Wärmeübergangs in Wärmeübertragern mit gewellten Oberflächenstrukturen. Studienarbeit Ruhr-Universität Bochum (1995).
- /41/ KUMAR, H.: The Plate Heat Exchanger: Construction and Design. Proceedings First UK National Conference on Heat Transfer, University of Leeds. Inst. Chem. Symp. Series No. 86 (1984) 1275-1288.
- /42/ GERSTEN, K.; SCHLICHTING, H.: Grenzschicht-Theorie. Berlin/Heidelberg/New York: Springer (1997).
- /43/ JACKSON, B. W.; TROUPE, R. A.: Laminar Flow in a Plate Heat Exchanger. *Chem. Eng. Progress*, Vol. 60 (1964) 7, 62-65.
- /44/ KIM, H. B.; TADINI, C. C.; SINGH, R. K.: Heat Transfer in a Plate Heat Exchanger during Pasteurization of Orange Juice. *J. of Food Eng.* 42 (1999) 79-84.

-
- /45/ AMANO, R. S.: A numerical Study of laminar and turbulent Heat Transfer in a periodically Corrugated Wall Channel. *J. of Heat Transfer*, Vol. 107 (1985) 564-569.
- /46/ AMANO, R. S.: Turbulent Heat Transfer in a Corrugated Wall Channel, *Computer Simulations in Compact Heat Exchangers*. Southampton: WIT Press (1998).
- /47/ ASAKO, Y.; FAGHRI, M.: Finite-Volume Solutions for laminar Flow and Heat Transfer in a Corrugated Duct. *J. of. Heat Transfer*, Vol. 109 (1987) 627-634.
- /48/ BARIGOU, M.; U. A.: Simulation of Yoghurt Flow and Prediction of its End-of-Process Properties using Rheological Measurements. *Trans. Inst. Chem. Eng. Vol.* 77 (1999) Teil C, 33-39.
- /49/ BLOMERIUS, H.: Strömungsstruktur, Wärmeübergang und Druckverlust in Kanälen mit gewellten Oberflächen. *Dissertation Ruhr-Universität Bochum* (1996).
- /50/ KANARIS, A. G; MOUZA A. A.; PARAS, S. V.: Flow and Heat Transfer Prediction in a Corrugated Plate Heat Exchanger using a CFD Code. *Chem. Eng. Technology*, Vol. 29 (2006) 8, 923-930.
- /51/ REBHOLZ, H.: Numerische Untersuchung von Massenstrom- und Temperaturverteilung, sowie des Wärmeübergangs in Plattenwärmeübertragern. *Dissertation Universität Stuttgart* (2003).
- /52/ WAGNER, V.: Exakte Prägung für hohen Wärmeübergang. *Die Ernährungsindustrie*, Vol. 2 (2005) 40-43.
- /53/ BAEHR, H. D.; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. Berlin u. a.: Springer (2006).
- /54/ BOHL, W.: *Technische Strömungslehre*. Würzburg: Vogel (1994).
- /55/ WAGNER, W.: *Strömung und Druckverlust*. Würzburg: Vogel (1997).
- /56/ KESTIN, J.; RICHARDSON, P. D.: Wärmeübertragung in turbulenten Grenzschichten. *Forsch. Ing. Wes. Bd. 29* (1963) 93-104.
- /57/ KOTTKE, V.; BLENKE, H.: Meßmethoden konvektiver Stoffübergang. *Chem.- Ing.-Tech. Vol. 50* (1978) 81-90.
- /58/ KOTTKE, V.; GEISER, P.; HOCHDORFER, E.: Verbesserung der Wärmeleistung von außenberippten Rippenrohr-Wärmeübertragern. *BMFT-Forschungsbericht 0328993A* (1993).
- /59/ MITROVIC, J.; STEPHAN, K.: Maßnahmen zur Intensivierung des Wärmeübergangs. *Chem.-Ing.-Tech., Vol.* 36 (1984) 439-448.
- /60/ LI, H.: Strömungs- und Transportvorgänge in Rohrbündelwärmeübertragern. *Dissertation Universität Hohenheim* (1997).

-
- /61/ MERSMANN, A.: Stoffübertragung. Berlin u.a.: Springer (1986).
- /62/ CFX – HILFE: Auflage 11.0 (2006).
- /63/ DORNSEIFER, T.; GRIEBEL, M.; NEUNHOFFER, T.: Numerische Simulation in der Strömungsmechanik. Braunschweig/Wiesbaden: Vieweg (1995).
- /64/ OERTEL JR., H; LAURIEN, E.: Numerische Strömungsmechanik. Braunschweig/Wiesbaden: Vieweg (2003).
- /65/ GERSTEN, K.; SCHLICHTING, H.: Grenzschicht-Theorie. Berlin/Heidelberg/New York: Springer (1997).
- /66/ HANEL, B.: Einführung in die konvektive Wärme- und Stoffübertragung. Reihe Luft- und Kältetechnik. Berlin: Technik GmbH (1990).
- /67/ GESTIS-STOFFDATENBANK DES BGIA:
<http://biade.itrust.de/biade/lpext.dll?f=templates&fn=main-hit-h.htm&2.0>. Zugriff: 07. April 2008
- /68/ VAHLBRUCH, M.: Eine neue Methode zur Bestimmung des Wärme- und Stoffübergangs an festen Wänden in Flüssigkeiten bei unterschiedlichen Schmidt-Zahlen. Diplomarbeit Universität Hohenheim (1997).
- /69/ ZIEREP, J.; BÜHLER, K.: Strömungsmechanik. Berlin u.a.: Springer (1991).
- /70/ FUJI, T.: Theory of laminar Film Condensation. New York: Springer (1991).
- /71/ HEIDRICH, H.: Numerische Berechnung des Wärme- und Stoffübergangs an welligen Fallfilmen binärer Gemische. Dissertation Technische Universität Berlin (2005).
- /72/ VDI – WÄRMEATLAS 9, Berechnungsblätter für den Wärmeübergang, Abschnitte Dc15, Dc 17, Dc 23, Dc 25. Berlin u.a.: Springer (2002).
- /73/ HERWIG, H.; MOSCHALLSKI, A.: Wärmeübertragung. Wiesbaden: Vieweg (2006).
- /74/ KÜHNEL, W.: Experimentelle Methoden zur Sichtbarmachung und Messung des lokalen Stoffübergangs an festen Wänden. Dissertation Universität Stuttgart (1997).
- /75/ EHNI, E.: Einsatz der digitalen Bildverarbeitung zur Analyse von Strömungs- und Transportvorgängen in der Lebensmittelverfahrenstechnik. Dissertation Universität Hohenheim (1998).
- /76/ SCHMADL, J.; GERKING, J.-U.; HAB, M.; SCHULT, I.; SCHULT, J.: Neuartige Plattenwärmübertrager. Wissenschaftliche Beiträge. Berlin: News & Media Public Relations (2005).

-
- /77/ HEINZMANN, H.: Zum Einfluss der Oberflächengeometrie auf den Wärmeübergang und Druckverlust von Plattenwärmeübertragern. Diplomarbeit Universität Stuttgart (1984).
- /78/ GEISER, P.: Numerische Berechnung und Messung der Transportvorgänge sowie integraler Kenngrößen in quer angeströmten Rippenrohrwärmeübertragern. Dissertation Universität Stuttgart (2003).
- /79/ KERN, H.-J.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Wärme- und Stoffübertragung in Kanälen mit rechteckigem Querschnitt. Dissertation Universität Stuttgart (1997).
- /80/ SHAH, R. K.; LONDON, A. L.: Laminar Flow forced Convection in Ducts. New York/San Francisco/London: ACADEMIC Press (1978).
- /81/ JISCHA, M.: Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch. Braunschweig/Wiesbaden: Vieweg (1982).
- /82/ CUSSLER, E. L.: Diffusion. Mass Transfer in Fluid Systems. Cambridge: Cambridge University Press (1997).
- /83/ CARR, W.; LI, J.: Accuracy of Empirical Correlations for Estimating Diffusion Coefficients in Aqueous Organic Mixtures. Anal. Chem. 69 (1997) 2530-2536.
- /84/ HAYDUK, W.; MINHAS, B.S.; LAN, J.: Correlations for Prediction of Molecular Diffusivities in Liquids. Can. J. Chem. Eng. 60 (1982) 295-299.
- /85/ REID, R. C.; PRAUSNITZ, J. M.; SHERWOOD, T. K.: The Properties of Gases and Liquids. McGraw-Hill Book Company: New York (1977).
- /86/ ANONYMUS: Feldgradienten-NMR. <http://de.wikipedia.org/wiki/Feldgradienten-NMR>. Zugriff am 02. Juni 2008.
- /87/ ZICK, K.: Acidol Blau in Glycerin-Lösung (Versuchsprotokoll) (2008).
- /88/ PÖCHMANN, D.: Bestimmung und Vergleich des Diffusionskoeffizient von Acidol Blau in newtonschen und nicht-newtonsche Medien. Studienarbeit Universität Stuttgart (2009).
- /89/ AMON, C. H.: Numerical Prediction of Convective Heat Transfer in Self-Sustained Oscillatory Flows, AIAA 89 – 0428 (1990).
- /90/ EIBECK, P.A.; GERIMELLA, N. K.: Enhancement of Single Phase Convective Heat Transfer From Protruding Elements Using Vortex Generators. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 34 (1991) 9, 2431-2433.
- /91/ GERSTEN, K.; HERWIG, H.: Strömungsmechanik, Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung aus asymptotischer Sicht. Braunschweig: Vieweg (1992).

-
- /92/ CLARKE, D. S.: #422128 – How do I solve for fully developed flow with a short length of pipe in CFX-5.7.1? (ANSYS Community) (2005).
<http://www1.ansys.com/onyxkb/solutions-cust/soc422128.htm>, Zugriff am 03. Januar 2008.
- /93/ KIRCHHOFF, J.: Mischen und Dispergieren: Grundlagen. In: Der gleichläufige Doppelschneckenextruder (Hrsg: Kohlgrüber, K.) München: Hanser (2007).
- /94/ OKADA, K.; ONO, M.; TOMIMURA, T.; OKUMA, T.; KONNO, H.; OHTANI, S.: Design and Heat Transfer Characteristics of New Plate Heat Exchanger. Heat Transfer – Japanese Research, Vol. 1 (1972) 1, 90-95.
- /95/ RYBINOVA, H.: Contribution to the Problem of Heat Transfer and Pressure Drop in Plate Heat Exchangers. Verfahrenstechnik, Vol. 4 (1970) 9, 413-416.
- /96/ SALOMON, P.: Strömungsform und Druckverlust von Plattenwärmeübertragern bei Kombination verschiedener Prägegeometrien. Studienarbeit Universität Stuttgart (2009).

Lebenslauf

Christoph Jörg Günther Schill,
geboren am 15. 12. 1979 in Biberach/ Riß, Sohn der Eheleute
Dipl.-Volksw. Wolfgang Schill und Dipl.-Volksw. Ingrid
Schill, geb. Reinauer

Schule

- 09/1990 – 06/1999 Isolde-Kurz-Gymnasium, Reutlingen
09/1986 – 09/1990 Grund- und Hauptschule Matthäus-Beger-Schule, Reutlingen

Bundeswehr

- 07/1999 – 04/2000 Grundwehrdienst in Straubing und Feldafing

Studium

- 10/2000 – 04/2006 Studium der Verfahrenstechnik, Universität Stuttgart
05/2005 – 11/2005 Diplomarbeit an der Unidad de Desarrollo Tecnológico, Universidad de Concepción (Chile)
Thema: Study on the Potential of Material and Cost Savings of Injection-molded Foaming Wood-Plastic-Composites Parts
05/2005 – 04/2006 Forschungsstipendium 2005 des Bundes Chilenischer Burschenschaften

Berufstätigkeit

- seit 10/2008 Prozesstechnologe bei der Bühler AG in Uzwil (Schweiz)
05/2006 – 09/2008 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Lebensmittelwissenschaft und Biotechnologie, Fachgebiet: Lebensmittelverfahrenstechnik, Universität Hohenheim
01/2006 – 04/2006 Freier Mitarbeiter an der Unidad de Desarrollo Tecnológico, Concepción (Chile)
12/2003 – 04/2005 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Lebensmittelwissenschaft und Biotechnologie, Fachgebiet Lebensmittelverfahrenstechnik, Universität Hohenheim
12/2002 – 04/2003 Praktikant im Forschungszentrum der DaimlerChrysler AG, Ulm
05/2000 – 07/2000 Praktikant bei der WAFIOS AG, Reutlingen