

Strömungs- und Transportvorgänge in gewellten Kanälen mit ineinanderliegender Anordnung der Wände

Von der Fakultät Verfahrenstechnik und Technische Kybernetik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Peter Gschwind

geboren in Alamogordo, N. Mex., U.S.A.

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. V. Kottke
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. M. Piesche

Tag der mündlichen Prüfung: 17.11.2000

Institut für Lebensmitteltechnologie
Fachgebiet Lebensmittelverfahrenstechnik
der Universität Hohenheim

2000

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Lebensmitteltechnologie der Universität Hohenheim.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. V. Kottke für die großzügige Unterstützung, für sein stetes, förderndes Interesse sowie für wertvolle Hinweise und zahlreiche Diskussionen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Piesche möchte ich für die Übernahme des Koreferates danken. Mein herzlicher Dank gilt den Studenten A. Regele, M. Brieber, M. Sauer, D. Schmid und S. Nourozian, die mich durch Ihre Studien- und Diplomarbeiten tatkräftig unterstützt haben.

Allen Mitarbeitern des Institutes, die mit zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle besonders danken.

Stuttgart, im Januar 2000

Peter Gschwind

Inhaltsverzeichnis	
Inhaltsverzeichnis	3
Verzeichnis der Formelzeichen	6
Zusammenfassung	10
Summary	13
1. Einleitung	16
2. Stand der Forschung und Problemstellung	19
2.1 Zentrifugale Instabilitäten	19
2.1.1 Taylor-, Görtler- und Dean-Instabilität	19
2.1.2 Görtler-Dean-Instabilität	27
2.2 Druckverlust und Wärmeübergang	33
2.2.1 Druckverlust	33
2.2.2 Wärmeübergang	37
2.3 Problemstellung	40
3. Versuchseinrichtungen, Meßtechnik	42
3.1 Wind- und Wasserkanäle	42
3.1.1 Windkanal 1	42
3.1.2 Windkanal 2	44
3.1.3 Wasserkanal	45
3.2 Strömungssichtbarmachung mit dem Laser-Sheet-Verfahren	45
3.3 Messung von Geschwindigkeit und Turbulenz	47
3.4 Meßmethoden konvektiver Stoffübertragung	50
3.4.1 Ammoniak-Luft-System	50
3.4.2 Acidolblau-Wasser-System	50
3.5 Auswertung von Stoffübergangsverteilungen	51
3.5.1 Remissionsphotometrische Auswertung	51
3.5.2 Auswertung mittels digitaler Bildverarbeitung	52
3.6 Geometrische Bezugsgrößen	52
3.7 Bestimmung örtlicher Stoffübergangskoeffizienten	53
3.8 Analogie zwischen Stoff- und Wärmeübergang	55
3.9 Messung des Druckverlusts	56
3.9.1 Inkompressible Medien	56

3.9.2 Kompressible Medien	56
4. Görtler-Dean-Instabilität in Kanälen mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und ineinanderliegender Anordnung	59
4.1 Sichtbarmachung der Strömungsvorgänge in Strömungsrichtung	59
4.2 Sichtbarmachung der Strömungsvorgänge quer zur Strömungsrichtung	63
4.3 Sichtbarmachung der Strömungsvorgänge im Bereich der Seitenwände	68
4.4 Geschwindigkeitsfeld	69
4.5 Sichtbarmachung der Wandvorgänge über den lokalen Stoffübergang	73
4.6 Existenzgrenzen regelmäßiger Längswirbelfelder, Stabilitätsdiagramme	78
5. Strömungsinstabilitäten im Sinuskanal bei größeren Spalthöhen	82
5.1 Sichtbarmachung der Wandvorgänge über den lokalen Stoffübergang	82
5.2 Existenzgrenzen der Querinstabilität im Sinuskanal	85
6. Mechanismus der Querinstabilität	88
6.1 Einseitiger rechteckiger Rücksprung in einer ebenen Kanalwand	88
6.2 Einseitige vorspringende Stufe in einer ebenen Kanalwand	88
6.3 Einzelner Rechteckstab auf einer ebenen Kanalwand	89
6.4 Multiple Rechteckstäbe auf einer ebenen Kanalwand	89
6.5 Kanal mit bogenförmiger Oberflächenstruktur und symmetrischer Anordnung	90
6.6 Literaturangaben zur Wellenlänge der Querinstabilität	90
6.7 Kanal mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und symmetrischer Anordnung	91
6.7.1 Einfluß der Reynoldszahl Re_s	91
6.7.2 Einfluß von s/a	92
6.7.3 Einfluß von λ/a	93
6.8 Kanal mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und gegenüberliegender ebener Wand	97
6.9 Existenzgrenzen der Querinstabilität	97
6.10 Mechanismus der Querinstabilität	98
7. Druckverlust in Kanälen mit ineinanderliegender Anordnung	102
7.1 Sinuskanäle mit glatten Oberflächen	102
7.2 Sinuskanäle mit papierrauen Oberflächen	106
7.3 Vergleich mit Literaturergebnissen	107
7.3.1 Sinuskanäle	107
7.3.2 Dreieckkanäle	110
7.3.3 Trapezkanäle	111

7.3.4 Sinusförmig gewellte Kanäle und biplanare Rundstab-Strukturen in gekreuzter Anordnung	111
7.4 Einfluß der Kanalbreite B/s	113
8. Wärme- und Stoffübergang in Kanälen mit ineinanderliegender Anordnung	116
8.1 Sinuskanäle	116
8.1.1 Einfluß der Reynoldszahl Re_s	116
8.1.2 Einfluß von s/a	119
8.1.3 Einfluß von λ/a	119
8.1.4 Örtliche Inhomogenitäten -Varianz $\Delta b/\bar{b}$	120
8.2 Vergleich mit Literaturergebnissen	121
8.2.1 Sinuskanäle	121
8.2.2 Dreieckkanäle	125
8.2.3 Trapezkanäle	125
8.2.4 Sinusförmig gewellte Kanäle und biplanare Rundstab-Strukturen in gekreuzter Anordnung	125
9. Bewertung der thermischen Leistung von gewellten Kanälen mit ineinanderliegenden Strukturen	127
9.1 Bewertungskriterium Sh_s/ζ_s	127
9.1.1 Einfluß der Reynoldszahl Re_s für unterschiedliche Spalthöhen s/a	127
9.2 Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s	130
9.3 Bewertungskriterium: Verbesserung des Wärme- bzw. Stoffübergangs gegenüber dem ebenen Spalt bei gleicher dimensionsloser Pumpenleistung	134
Literaturverzeichnis	136
Anhang	144

Verzeichnis der Formelzeichen

Lateinische Buchstaben

A	m^2	Projizierte Oberfläche einer Kanalseite
A_2	-	Steigung der Belegungsdichteabnahme
A'	m^2	abgewinkelte Oberfläche einer Strukturseite
a	m	Amplitude
a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
b	g/m^2	Belegungsdichte
B	m	Kanalbreite
d	m	Durchmesser
D_A	m^2/s	Diffusionskoeffizient der Komponente A
d_E	m	äquivalenter Durchmesser, $d_E = 2s$
d_f	m	Interferenzstreifenbreite
d_H	m	hydraulischer Durchmesser
f_d	Hz	Dopplerfrequenz
k_f	-	A'/A Flächenvergrößerungsfaktor
L	m	Länge der Messstrecke
M_A	g	Ammoniakmenge
\dot{m}_A	$kg/(m^2 s)$	Massenstromdichte Ammoniak
p	Pa	Druck
N	-	Anzahl der Wellentäler
R	m	Krümmungsradius der konkaven Wand
R_1	m	kleinerer Krümmungsradius
R_2	m	größerer Krümmungsradius
R_{min}	m	kleinste Krümmung der Sinuswelle
\bar{s}	m	mittlere Spalthöhe
s_{max}	m	größte Spalthöhe
s_{min}	m	kleinste Spalthöhe

s	m	Spalthöhe
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
u	m/s	mittlere Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung
u_1	m/s	Strömungsgeschwindigkeit am inneren Kreiszyylinder
u_p	m/s	Geschwindigkeit eines Partikels
$\sqrt{(u')^2}$	m/s	mittlere Schwankungskomponente der Turbulenz in x-Richtung
v	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in y-Richtung
\dot{V}	m ³ /s	Volumenstrom
w	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in z-Richtung
x	m	Koordinate in Hauptströmungsrichtung
y	m	Koordinate quer zur Hauptströmungsrichtung in Richtung Kanalbreite
z	m	Koordinate quer zur Hauptströmungsrichtung in Richtung Kanalhöhe

Griechische Buchstaben

α_{eff}	W/(m ² K)	mittlerer Wärmeübergangskoeffizient der projizierten Oberfläche über die Plattenlänge L
α	1/m	Wellenzahl
β_x	m/s	örtlicher Stoffübergangskoeffizient an der Stelle x
β	m/s	mittlerer Stoffübergangskoeffizient der abgewickelten Oberfläche bei voll ausgebildeter Strömung über die Kanallänge L
β_{eff}	m/s	mittlerer Stoffübergangskoeffizient der projizierten Oberfläche bei voll ausgebildeter Strömung
δ	m	Grenzschichtdicke
η	Pa s	dynamische Viskosität
λ	m	Wellenlänge des Sinuskanals
λ	m	Wellenlänge des Laserlichts

λ_v	m	Durchmesser zweier Längswirbel, Wirbelwellenlänge
λ_Q	m	Breite der dreidimensionalen Querströmungsstruktur
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
$\bar{\rho}$	kg/m ³	mittlere Dichte
ϕ	°	Halbwinkel zwischen den Strahlen

Dimensionslose Kennzahlen

β	$\alpha\delta$	Wellenzahl
De	$Re_s (s/R_1)^{1/2}$	Dean-Zahl
G	$Re_s (s/R_{\min})^{1/2}$	Görtler-Zahl
Nu _s	$\alpha_{\text{eff}} s/\lambda$	Nußelt-Zahl, bezogen auf die projizierte Oberfläche
Pe	$Re_s Pr$	Peclet-Zahl
Pr	ν/a	Prandtl-Zahl
Re _s	$u s/\nu$	Reynolds-Zahl
Sc	ν/D	Schmidt-Zahl
Sh	$\beta s/ D_A$	Sherwood-Zahl, bezogen auf die abgewickelte Oberfläche
Sh _s	$\beta_{\text{eff}} s/ D_A$	Sherwood-Zahl, bezogen auf die projizierte Oberfläche
Sh _{sx}	$\beta_x s/ D_A$	örtliche Sherwood-Zahl an der Stelle x der abgewickelten Fläche
St _s	$Nu_s/(Re_s Pr)$	Stanton-Zahl
Ta	$(u_1 s/\nu) (s/R_1)^{1/2}$	Taylor-Zahl
ζ_s	$2 \Delta p s/(\rho u^2 L)$	Widerstandsbeiwert

Indizes

a	am Anfang der Meßstrecke
A	Ammoniak
d	Doppler
e	am Ende der Meßstrecke
E	auf den äquivalenten Durchmesser bezogen

eff	effektiv
f	Fläche
f	Interferenz
H	auf den hydraulischen Durchmesser bezogen
L	Luft
max	maximal
min	minimal
mittel	mittel
p	Partikel
Q	Querströmungsstruktur
s	Spalt
v	Wirbel (vortex)
x	in Richtung x
0	auf den ebenen Spalt bezogen
1	am inneren Kreiszyylinder
2	am äußeren Kreiszyylinder

Zusammenfassung

Strömungskanäle aus sinusförmig gewellten Platten in ineinanderliegender Anordnung zeichnen sich aus durch eine nahezu gleichbleibende Spalthöhe. Sie werden deswegen bevorzugt verwendet, wenn sinusförmig gewellte Platten in gekreuzter Anordnung nicht eingesetzt werden können, da dort die Spalthöhe in weiten Grenzen variiert. Gegenüber dem ebenen Spalt wird eine Erhöhung der Wärme- und Stoffübertragung bei moderatem Druckverlust und kompakter Bauweise angestrebt.

Ein weites Anwendungsgebiet finden solche Strukturen z.B. als Plattenwärmeübertrager für Fluide mit faserigen und stückigen Partikeln, wie sie insbesondere im Bereich der Lebensmitteltechnik zu finden sind, aber auch in zahlreichen weiteren technischen Anwendungsgebieten.

In einer systematischen Analyse werden deswegen Strömungsvorgänge, Druckverlust sowie Wärme- bzw. Stoffübergang im technischen Anwendungsbereich dieser Strukturen untersucht. Dabei werden die dimensionslosen Geometrieparameter Wellenlänge λ/a zwischen $3.56 \leq \lambda/a \leq 14.25$ und die Spalthöhe s/a zwischen $1 \leq s/a \leq 4$ in weiten Grenzen variiert. Dabei entspricht a der Amplitude der Sinuswellung und damit der halben Prägertiefe, λ dem Abstand zwischen zwei Wellenbergen bzw. -tälern und die Spalthöhe s dem Abstand zwischen den Kanalwänden. Die experimentellen Untersuchungen werden für Reynolds-Zahlen $50 \leq Re_s \leq 2000$ durchgeführt, da kleinere und größere Re_s -Zahlen zu keinen signifikanten Veränderungen der lokalen Strömungs- und Transportvorgänge mehr führen.

Erste Voruntersuchungen hatten gezeigt, daß im Bereich der konkaven Oberflächenbereiche Längswirbel auftreten können, wie sie durch Zentrifugalkraft längs konkav gekrümmter Wände bekannt sind. Gegenüber den bekannten Taylor-, Görtler- bzw. Dean-Wirbeln unterscheiden sie sich dadurch, daß sie aufgrund der ständig wechselnden konkaven und konvexen Form jeweils angefacht und wieder gedämpft werden, was zu komplexen Strömungsvorgängen führt.

Zunächst werden Strömungsvorgänge und Existenzbereich der Längswirbel in gewellten Spaltströmungen analysiert. Hierzu werden die Laser-Sheet-Technik zur Sichtbarmachung der Strömungsvorgänge sowie die Laser-Doppler-Anemometrie zur Quantifizierung der Geschwindigkeitsfelder eingesetzt. Die Sichtbarmachung der Wandvorgänge über Meßmethoden konvektiver Stoffübertragung in Wind- und Wasserkanälen gestattet eine schnelle Übersicht über den Existenzbereich dieser Längswirbel sowie über die unterschiedlichen Strömungsvorgänge auf den beiden gegenüberliegenden Wänden bei den unterschiedlichen Geometrie- und Strömungsparametern.

Diese Längswirbel treten bei kleineren Spalthöhen paarweise auf, sind bei ihrer Entstehung zunächst klein und wachsen mit der Lauflänge des konkaven Kanals auf eine konstante Größe an. Im darauffolgenden Wandbereich werden sie wieder gedämpft. Dieser Anfachtungs- und Dämpfungsmechanismus führt in den hintereinanderliegenden Wellen dazu, daß sie meist regelmäßig alternierend versetzt

auftreten. Dabei gibt es Bereiche im Kanal, in denen sich die Wirbel auf Ober- und Unterseite gegenüberstehen (in Phase sind) und Bereiche, in denen die Wirbel zueinander versetzt (phasenverschoben) sind.

Bei kleinen Reynolds-Zahlen ist die Strömung zweidimensional. Im Übergangsbereich zur Turbulenz führt die zentrifugale Instabilität über die ganze Kanallänge zur Anfachung von Längswirbeln. Die Zentrifugalkräfte, die den Wirbel anregen, lassen sich durch den Görtler- bzw. Dean-Parameter in einem Stabilitätsdiagramm darstellen. Der Existenzbereich der Wirbel im Görtler-Diagramm ist um so größer, je größer die dimensionslose Wellenlänge λ/a ist. Mit steigendem λ/a vergrößert sich im Meßbereich das maximale s/a , bis zu dem noch Längswirbel möglich sind.

Mit zunehmender Re_s -Zahl wird der Existenzbereich der Längswirbel immer mehr reduziert. Bei großem λ/a und größeren Re_s -Zahlen treten die Wirbel nicht mehr alternierend versetzt in aufeinanderfolgenden Wellen auf. Vielmehr können sie über mehrere Wellenlängen hinwegschließen, wobei größere Wellenlängen λ_v auftreten können, was auf den Übergang zur Turbulenz in den Wirbeln schließen läßt.

Oberflächenrauigkeiten spielen keine wesentliche Rolle bei der Wirbelentstehung. Eingebrachte größere Störungen durch Störelemente klingen rasch wieder ab. Eckwirbel tragen nicht wesentlich zur Entstehung der TG-Wirbel bei. Bei größerem s/a treten Längswirbel nur im Einlaufbereich auf, wenn die Strömung weiter stromab nicht mehr der Kanalform folgt, sondern zwischen den Platten hindurchschießt. Weiter stromab ändern sich dann die Strömungsvorgänge prinzipiell. Die Strömung beginnt, zwischen den Platten hindurchzuschließen. Quer zur Strömungsrichtung ergibt sich dann bei transitionaler Strömung eine sinusförmige Stoffübergangsverteilung mit Maxima und Minima. Der Abstand zwischen zwei Maxima wird als Wellenlänge λ_Q bezeichnet. In hintereinanderliegenden Wellen alterniert das Stoffübergangsmaximum mit jeder Welle um $\lambda_Q/2$. Bei vollturbulenter Strömung verschwindet diese Form der Strömungsinstabilität. Je größer die Wellenlängen λ/a , desto größer die Querwirbelwellenlängen λ_Q/a . Der Existenzbereich für diese Querinstabilität wird angegeben.

Völlig analoge Strömungsvorgänge treten auch bei sinusförmiger Oberflächenstruktur und symmetrischer Anordnung sinusförmig gewellter Oberflächen auf. λ_Q ändert sich bei kleinen Wellenlängen λ/a nicht mit der Re_s -Zahl. Bei größeren Wellenlängen λ/a lassen sich große Veränderungen von λ_Q mit der Re_s -Zahl beobachten. Größere Wellenlängen λ/a ergeben größere Querwirbelwellenlängen λ_Q/a . Der Existenzbereich dieser Querinstabilität wird für verschiedene sinusförmige Oberflächenstrukturen angegeben.

Die Querinstabilität tritt dann in Kanälen auf, wenn in lokalen Ablösegebieten über das Entrainment der Scherschicht Fluid in das Ablösegebiet transportiert wird. Wenn die Kernströmung das Fluid auf die Wände preßt, kann das Fluid nicht über die volle Breite des Kanals aus dem Ablösegebiet abfließen. Vielmehr tritt das Fluid nur an einzelnen Stellen aus dem Querwirbel des lokalen Ablösegebiets aus, so daß ein völlig regelmäßiges Muster entsteht. In einem Literaturvergleich wird gezeigt, daß sich mit

dem Ergebnis dieser Arbeit zugleich die gleichartigen Strömungserscheinungen in Rechtecknuten sowie Kanälen mit ein- oder zweiseitiger Querberippung erklären lassen.

Die Ergebnisse zeigen, daß der Druckverlust ineinanderliegender Strukturen meistens wesentlich kleiner ist als der gekreuzt gewellter Strukturen, wenn bei gleicher Re_s -Zahl und gleichen Spalthöhen verglichen wird. Kleinere Wellenlängen λ/a rufen einen höheren Druckverlust als größere Wellenlängen hervor. Mit abnehmendem Parameter λ/a erfolgt der Übergang zum transitionalen Bereich früher. Der Widerstandsbeiwert fällt mit zunehmender Re_s -Zahl in der Regel stetig ab. Nur bei sehr kleinem λ/a und großem s/a wird der Grenzfall $\zeta_s = \text{const.}$ bei großen Re_s -Zahl erreicht. Die bezogene Kanalbreite B/s stellt analog zum ebenen Spalt einen signifikanten Parameter für den Druckverlustbeiwert dar.

Generell führt eine Zunahme der Spalthöhe bei konstantem Re_s zunächst zu einer stetigen Zunahme des Widerstandsbeiwertes. Ab einem kritischen s/a beginnt die Strömung zwischen oberer und unterer Platte hindurchzuschießen. Dies ist zugleich verbunden mit einem starken Abfall des Widerstandsbeiwerts. Bei sehr großen Spalthöhen geht die ineinanderliegende Anordnung gewellter Oberflächen dann über in den Fall eines ebenen Spalts mit definierter Oberflächenrauigkeit.

Analog lassen sich auch beim integralen Stoffübergang drei Bereiche identifizieren: Laminare Strömung mit konstantem Stoffübergang, transitionale Strömung mit einer deutlichen Steigerung des Stoffübergangs und turbulente Strömung. Bei konstantem unterkritischen s/a steigt der Stoffübergang Sh_s bei konstanter Re_s -Zahl mit abnehmen-den λ/a .

Es werden drei Kriterien verwendet, um die Effektivität des Wärme- bzw. Stoffübergangs in Relation zum Druckverlust zu prüfen. Das Kriterium St_s^3/ζ_s zur Beurteilung des Wärme- bzw. Stoffübertragers bei gleicher Pumpleistung zeigt, daß bei kleinen Re_s -Zahlen der gewellte Spalt kleinere Werte aufweisen kann als der ebene Spalt. Erst bei Erreichen des transitionalen Zustands für $Re_s \geq 200$ wird der Wert des ebenen Spaltes erreicht. Eine erhöhte Effizienz der ineinanderliegenden Strukturen auf Grund der Görtler-Dean-Wirbel läßt sich nicht nachweisen.

Summary

Flow channels consisting of sinusoidal corrugated plates in free-flow arrangement are characterized through an almost constant duct spacing. They are therefore preferred, where sinusoidal corrugated plates with crosswise corrugations can't be used, because of the strong variation of the spacing. The aim is an enhancement of heat and mass transfer at moderate pressure losses and a compact construction, compared to the flat duct.

Such structures find a large field of application i.e. as plate heat exchangers for fluids containing fibers and particles, as they are especially found in the area of food technology, but also in numerous other technical applications.

Therefore in a systematic analysis, flow phenomena, pressure drop as well as heat and mass transfer are analyzed in the technical field of application. The dimensionless geometric parameter wavelength λ/a is varied in a large range between $3.56 \leq \lambda/a \leq 14.25$ and the spacing s/a between $1 \leq s/a \leq 4$. Here λ corresponds to the amplitude of the sinusoidal wave and therefore half the corrugation depth, λ to the distance between two wave crests respectively troughs and the spacing s to the distance between the duct walls. The experimental investigations were executed for Reynolds-numbers of $50 \leq Re_s \leq 2000$, because smaller and larger Re_s -numbers do not lead to a significant change of the local flow and transport phenomena.

First primary investigations had shown, that in the region of the concave surface structure longitudinal vortices appear, which are known from centrifugal forces along concave walls. Compared to the well-known Taylor-, Görtler- respectively Dean vortices, they are distinguished through the effect of being amplified and then again dampened through the constantly changing concave and convex surface shape, which leads to complex flow phenomena.

First flow phenomena and the range of existence of the longitudinal vortices in sinusoidal corrugated ducts are analyzed. Here a Laser-Sheet-Technique for the visualization of the flow as well as Laser-Doppler-Anemometry for the quantification of the velocity fields are applied. The visualization of the near-wall phenomena through methods of convective mass transfer in wind and water channels allows a swift overview over the range of existence of these longitudinal vortices as well as over the different flow phenomena on both opposite walls under various geometrical and flow parameters.

These longitudinal vortices appear in pairs for small spacings, are small after their generation and grow to a constant size along the flow length of the concave channel. In the following wall region they are dampened again. This amplification and dampening mechanism leads to their mostly regular alternating phase shift appearance in two succeeding waves. Specific regions exist in the channel, where the vortices on top and bottom wall oppose each other (are in phase) and other regions exist, where the vortices alternate to each other (have a phase shift).

For small Reynolds-numbers the flow is two-dimensional. In the transition region to turbulence the centrifugal instability leads to an amplification of longitudinal vortices over the whole duct length. These centrifugal forces, which amplify the vortex, can be described through the Görtler or Dean parameter in a stability diagram. The range of existence of the vortices in the Görtler-diagram is the larger, the larger the dimensionless wavelength λ/a is. With increasing λ/a the maximal s/a in the measured region, up to which longitudinal vortices can occur, also increases.

With rising Re-number the range of existence of the longitudinal vortices decreases constantly. For large wavelength λ/a and higher Re_s -numbers the vortices do not alternate between two succeeding waves. On the contrary, they can shoot through a number of wavelengths and larger wavelengths λ_v can appear, from which the transition to turbulence can be deduced.

Surface roughness does not play a significant role for the vortex generation. Introduced larger disturbances through disturbing geometry's are quickly dampened. Corner vortices do not contribute to the generation of the TG-vortices. For larger spacing longitudinal vortices only appear in the entrance region, if the flow further downstream does not follow the channel shape, but shoots through between the plates. Further downstream the flow phenomena changes in principle. The flow begins to shoot through between the plates. In spanwise direction for transitional flow a sinusoidal mass distribution with maxima and minima results. The distance between two maxima is defined as wavelength λ_Q . In succeeding waves the mass transfer maximum alternates with each wave with $\lambda_Q/2$. For fully turbulent flow this form of flow instability disappears. The larger the wavelength, the larger the spanwise wavelength λ_Q/a is. The range of existence for this spanwise instability is given.

Fully analogous flow phenomena appear for the symmetric sinusoidal wavy duct. λ_Q does not change with the Re_s -number for small λ/a . For larger wavelengths λ/a a large variation of λ_Q with the Re_s -number can be observed. Larger wavelengths λ/a result in larger λ_Q/a . The range of existence of this spanwise instability is given for different sinusoidal corrugated structures.

The spanwise instability occurs in channels, when in local separation zones, fluid, over the entrainment of the shear layer, is transported into the separation zone. If the bulk flow presses the fluid onto the wall, it cannot flow out of the separation zone over the whole channel width. Rather the fluid exits out of the spanwise vortex of the local separation zone at discrete points, so that a fully regular flow pattern appears. In a literature review it is shown that, with the results of this work, the analogous flow phenomena over rectangular cavities as well as in channels with one or both sides ribbed can be explained.

The results show, that the pressure drop of the free-flow arrangement mostly is significantly smaller than that of crosswise corrugated structures, if the comparison is made for identical Re_s -number and spacing. Smaller wavelengths λ/a cause a higher pressure drop than larger wavelengths. With decreasing parameter λ/a the shift to the

transitional range occurs earlier. The pressure drop coefficient normally decreases with increasing Re_s -number constantly. Only for very small λ/a and large s/a the borderline case of $\zeta_s = \text{const.}$ for high Re_s -number is reached. The related channel width B/s represents a significant parameter for the pressure drop coefficient, analogous to case of the rectangular duct.

In general an increase in spacing for constant Re_s at first leads to a steady increase of the pressure drop coefficient. Above a critical s/a the flow begins to shoot through between top and bottom. This is at the same time combined with a strong decrease of the pressure drop coefficient. For very large spacing the free-flow arrangement of the corrugated surfaces thus transforms into the case of a rectangular duct with defined surface roughness.

In analogy for the integral mass transfer three regions can be identified: Laminar flow with constant mass transfer, transitional flow with a significant increase of mass transfer and turbulent flow. For constant undercritical s/a the mass transfer Sh_s increases for constant Re_s -number with decreasing λ/a .

Three different criteria are applied, to investigate the efficiency of the heat res. mass transfer in relation to the pressure drop. The criteria St_s^3/ζ_s for the evaluation of the heat exchanger for constant pumping power indicates, that for small Re_s -numbers the corrugated duct can show smaller values than the flat duct. Only after the transitional regime has been reached with $Re_s \geq 200$, the value of the flat duct is attained. An increased efficiency of the free-flow structures through the Görtler-Dean-vortices could not be proven.

1. Einleitung

Eine Optimierung der Wärmeübertragung und des Druckverlusts wärmeübertragender Elemente ist für die Industrie von besonderem wirtschaftlichem Interesse. Ein erhöhter Wärmeübergang ermöglicht Vorteile in vielfacher Weise (Webb /1/), wobei dies immer in Verbindung mit dem damit gekoppelten Druckverlust (Pumpleistung) zu sehen ist:

- Es kann die Baulänge des wärmeübertragenden Apparats verkleinert werden, der Wärmeübertrager kann kompakter gebaut und damit Material eingespart werden.
- Bei gleicher Baulänge kann die treibende Temperaturdifferenz vermindert und die thermodynamische Effektivität erhöht werden, damit können Betriebskosten gespart werden.
- Bei gleicher Baulänge wird bei festen Eingangstemperaturen ein höherer Wärmestrom erreicht.

Zu den passiven Methoden der Wärmeübergangssteigerung zählen die Nutzung spezieller Oberflächengeometrien, die Vergrößerung der Oberfläche, die Destabilisierung der Strömung durch Induktion von Längs- oder Querwirbeln, die Beeinflussung von Grenzschichten durch die periodische Änderung der Strömungsrichtung (Bergles /2/) sowie durch eine Erhöhung der Turbulenz.

Wärmeübertrager mit gewellten Oberflächen in ineinanderliegender Anordnung werden z.B. in der Mikroelektronik zur Kühlung von Hochleistungsrechnern und in der Lebensmittelindustrie zur Pasteurisierung bzw. Sterilisierung von höherviskosen stückigen oder faserhaltigen Fluiden verwendet werden. Abb. 1.1 zeigt einen Plattenwärmeübertrager (PWÜ) mit der sog. "ineinanderliegenden Anordnung", die auch als Freistromplatten bezeichnet werden, in der technischen Realisierung.

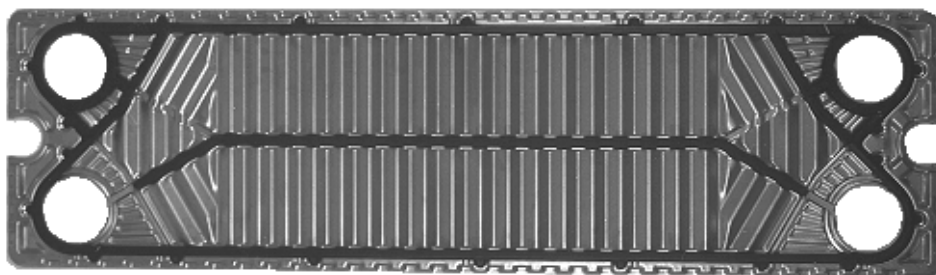


Abb. 1.1: Freistromplatte der Fa. Schmidt-Bretten.

Gewellte Kanäle mit ineinanderliegender Anordnung der Oberfläche zeigt beispielhaft Bild 1.2 mit dreieckiger, trapezförmiger und sinusförmiger Oberflächenstruktur der Wände.

Abb. 1.3 gibt die wesentlichen Geometrieparameter solcher Strukturen wieder.

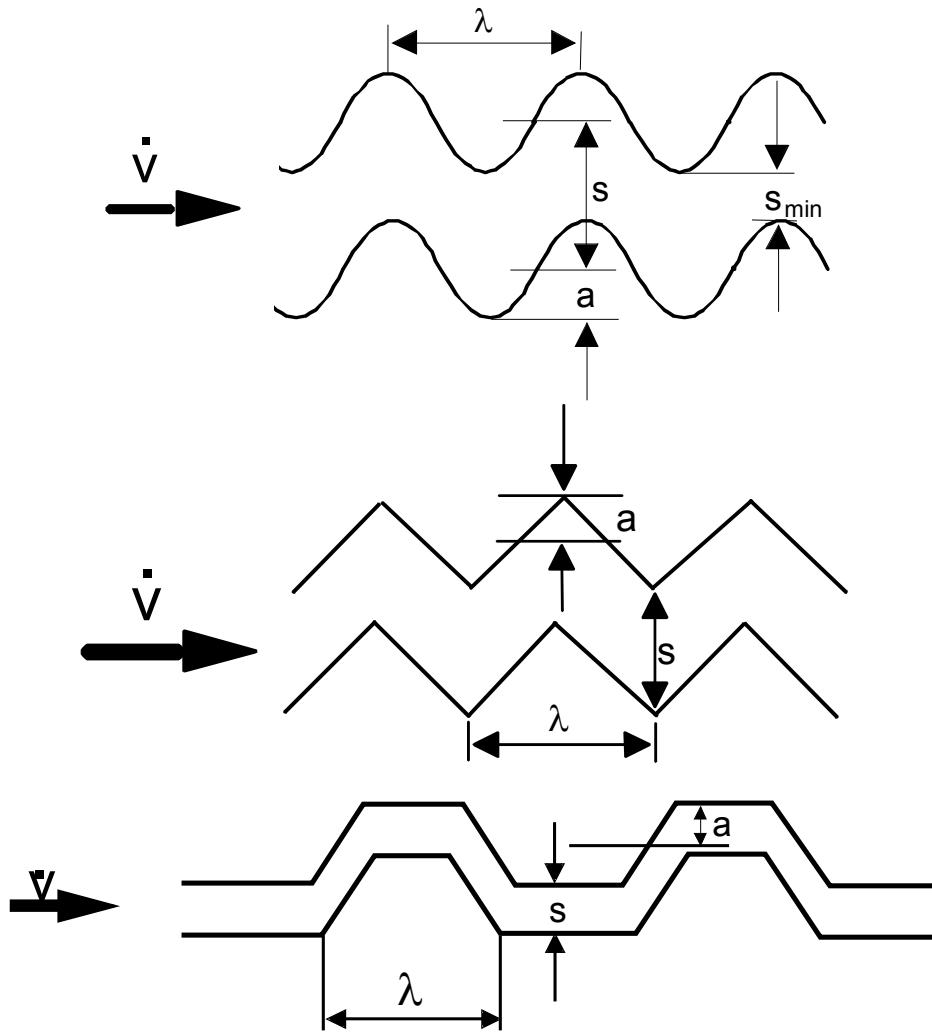


Abb. 1. 2: Geometrieparameter von Sinuskanal, Dreieckkanal und Trapezkanal.

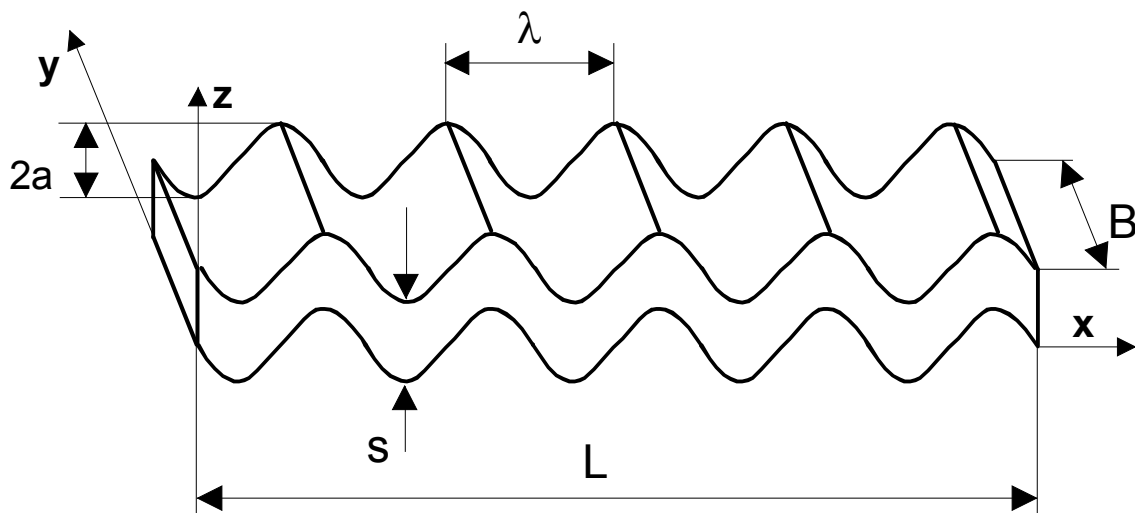


Abb. 1.3: Geometrieparameter gewellter Platten mit ineinanderliegender Anordnung der Platten.

Derartige gewellte Strukturen lassen sich aber auch für eine Vielzahl anderer Fälle benutzen, z. B. zur Wärme- oder Stoffübergangssteigerung bei Rippenrohrwärmeüber-

tragern, als Tropfenabscheider bei Zweiphasenströmungen (s. Abb. 1.4), als Bioreaktoren für die aerobe Abwasserreinigung oder als Katalysatorstrukturen für staubhaltige Medien.

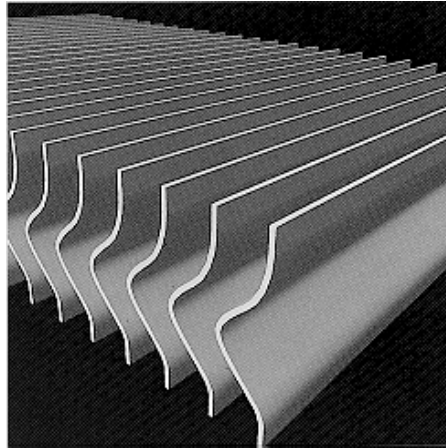


Abb. 1.4: Gewellte Strukturen als Tropfenabscheider. Fa. Munters.

Durch die gewellte Oberfläche wird bei Plattenwärmeübertragern nicht nur eine zusätzliche Druckstabilität gewonnen, sondern es tritt zudem eine für den Wärmeübergang positive Oberflächenvergrößerung auf. Durch die im gewellten Spalt erfolgenden Strömungsumlenkungen findet der Übergang zur Turbulenz schon bei wesentlich kleineren Reynoldszahlen statt als bei der ebenen Spaltströmung.

Wegen des kleinen Druckverlustes sind insbesondere kleine Reynoldszahlen von Interesse. Dabei spielt dann der Übergang von laminarer zur turbulenter Strömung eine wichtige Rolle, wodurch Wärmeübergang und Druckverlust stark beeinflusst werden.

Um den zur Wärmeübergangssteigerung nötigen Druckverlust möglichst klein zu halten, stellt sich die Frage, inwieweit natürlich auftretende Strömungsinstabilitäten zu Wärmeübergangserhöhung genutzt werden können. Dabei spielen insbesondere Längswirbel eine Rolle, die entweder als natürliche Strömungsinstabilitäten bei bestimmten Geometrien auftreten können oder über Turbulatoren gezielt induziert werden können. Über die Relation von Wärmeübergang zu Druckverlust liegen für gewellte Strukturen mit ineinanderliegender Anordnung völlig unzureichende Informationen vor. Aber auch andere Formen von Strömungsinstabilitäten können eine starke Veränderung des Wärmeübergangs bewirken.

Wärmeübergang und Druckverlust in gewellten Strukturen mit ineinanderliegender Anordnung werden durch eine Vielzahl von Parametern wie Strömungsgeschwindigkeit, Geometrie der Wellung (Wellenlänge λ und Amplitude a) sowie Spalthöhe s beeinflusst (s. Abb. 1.2). Voraussetzung für die gezielte technische Anwendung sind genaue Kenntnisse über die Strömungs- und Transportvorgänge in solchen Strukturen. Im Rahmen dieser Arbeit sollen deswegen die Möglichkeiten einer Wärmeübergangssteigerung durch gewellte Strukturen mit ineinanderliegender Anordnung im Hinblick auf ihre Eignung für den technischen Einsatz untersucht werden.

2. Stand der Forschung und Problemstellung

2.1 Zentrifugale Instabilitäten

2.1.1 Taylor-, Görtler- und Dean-Instabilität

Das Auftreten von Strömungsinstabilitäten auf Grund von Zentrifugalkräften ist in der Vergangenheit öfters untersucht worden. Drei wichtige Fälle von Strömungen, die diese Zentrifugalinstabilität aufweisen sind in Abb. 2.1 dargestellt: die Couette- oder Taylor-Strömung zwischen zwei rotierenden Zylindern (a), die Dean-Strömung in einem durchströmten gekrümmten Kanal mit ausgebildetem Geschwindigkeitsprofil (b) und an überströmten Gebilden die Görtler-Strömung an einer konkaven Wand (c) (nach Drazin/Reid /3/). Die Görtler-Instabilität kann auch beobachtet werden, wenn parallel ein Strahl über eine konkave bzw. konvexe Wand geblasen wird (d) (Floryan /4/).

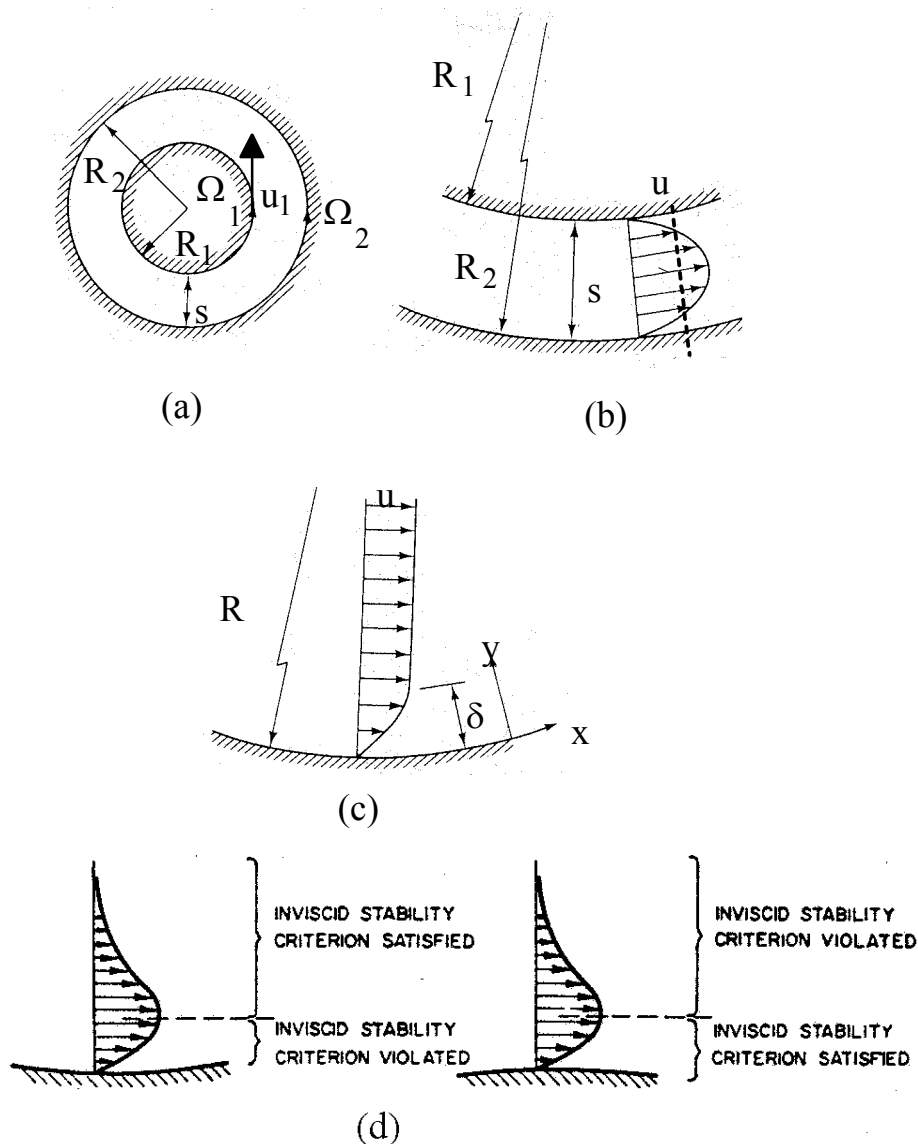


Abb. 2.1: Übersicht über Strömungsinstabilitäten nach Drazin/Reid /3/ mit Couette- oder Taylor-(a), Dean-(b) und Görtler-Strömung (c) und nach Floryan /4/ für einen Strahl über konkav/konvexer Oberfläche (d).

Rayleigh /5/ konnte 1916 für reibungsfreie Strömung ein Kriterium für das Auftreten einer axialsymmetrischen Instabilität aufstellen. Falls eine Krümmung in Strömungsrichtung vorliegt, kann unter folgender Bedingung eine Instabilität auftreten, die zu gegeneinander rotierenden Längswirbeln führt.

$$\frac{d|Ru|}{dR} < 0 \quad (2.1)$$

Anschaulich heißt dies entsprechend der folgenden Grafik nach Saric /6/, Abb. 2.2: Nimmt die Geschwindigkeit einer reibungsfreien Strömung mit steigendem Abstand R vom Krümmungszentrum zu, wie in den Beispielen (a) und (d), ist sie stabil. Nimmt sie dagegen mit einer Zunahme von R ab, wie unten in den Beispielen (b) und (c), wird die Strömung instabil.

Auf die Fluidteilchen wirken Zentrifugalkräfte. Diese stehen mit den Druckkräften im Gleichgewicht. Der Druckgradient richtet sich auf das Krümmungszentrum, die Zentrifugalkräfte wirken in umgekehrter Richtung. Angenommen, ein Teilchen wird ein kleines Stück nach außen verschoben, so bringt es einen Überschuss an Drehimpuls mit, der lokale Druckgradient unter den Bedingungen von Rayleigh reicht nicht aus, um den Überschuss des Drehimpulses zurückzuhalten.

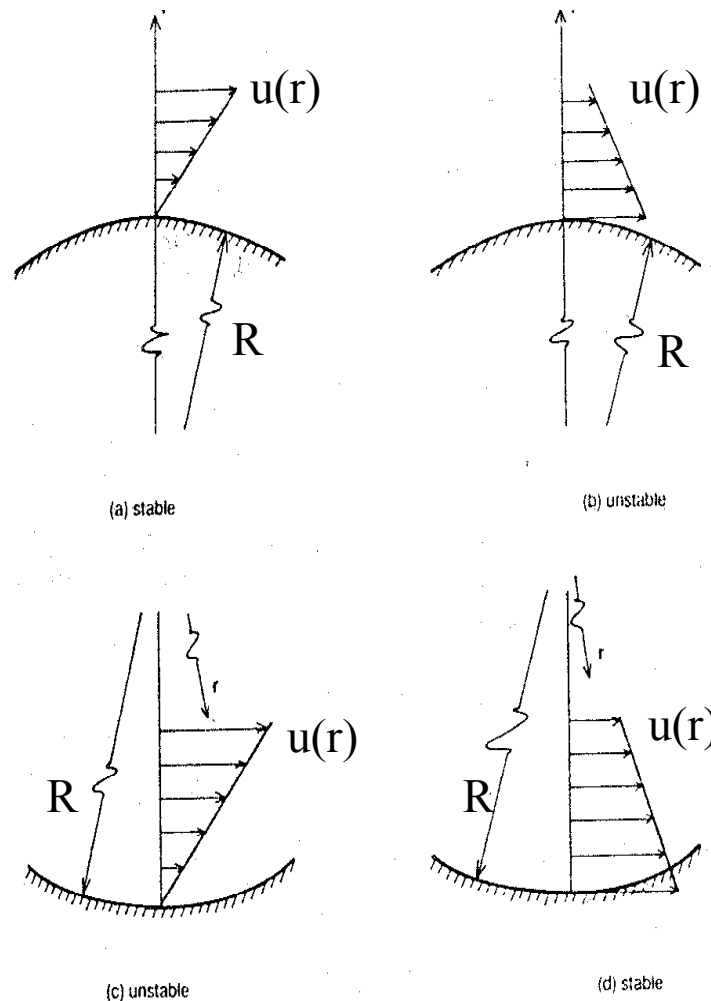


Abb. 2.2: Geschwindigkeitsprofile und Instabilität nach Saric /6/.

In rotierenden Strömungen zwischen zwei Zylindern war es nach Untersuchungen durch Rayleigh [1880, 1916] /5/, /7/, Couette /8/ (innen feststehender Zylinder, außen rotierend) [1890] und Mallock /9/ [1896] (außen feststehender Zylinder, innen rotierend) vor allem Taylor /10/ [1923], der die Gesetze für das Auftreten dieser Instabilitäten formulierte. Bei innen rotierendem Zylinder wird oberhalb eines kritischen Wertes die Strömung durch die Zentrifugalkraft destabilisiert, und es treten regelmäßig angeordnete, axialsymmetrische, gegeneinander rotierende Wirbel (s. Abb. 2.3) auf.

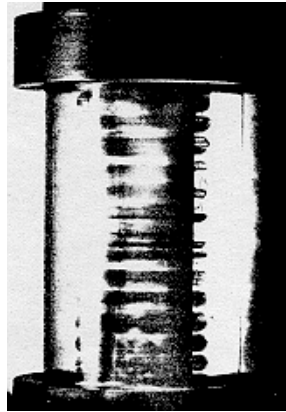


Abb. 2.3: Taylor-Wirbel nach Taylor 1923 /10/.

Als Grenze für die Stabilität konnte Taylor eine Beziehung für den Fall angeben, daß der Innenzylinder mit Radius R_1 rotiert und der äußere Zylinder mit Radius R_2 ruht, wobei die Spalthöhe $s = R_2 - R_1$ ist.

$$\frac{u_1 \cdot s}{\nu} < 41.3 \sqrt{\frac{R_1}{s}} \quad (2.2)$$

Die Strömung ist demnach stabil für

$$Ta = \frac{u_1 \cdot s}{\nu} \sqrt{\frac{s}{R_1}} < 41.3 \quad (2.3)$$

Dean /11/ wendete die Überlegung Taylors auf einen gekrümmten Kanal an und fand einen zur Taylor-Zahl analogen Parameter, die Dean-Zahl De . Hier nimmt bei einer vollentwickelten Kanalströmung das Geschwindigkeitsprofil ab der Kanalmitte mit steigendem Radius ab, die Strömung wird in diesem Gebiet ab einer kritischen Dean-Zahl instabil.

Die kritische Dean-Zahl De beträgt

$$De = \frac{u \cdot s}{\nu} \sqrt{\frac{s}{R_1}} = 54 \quad (2.4)$$

Dabei ist u die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und s die Spalthöhe $s=R_2-R_1$ zwischen äußerem Radius R_2 und innerem Radius R_1 .

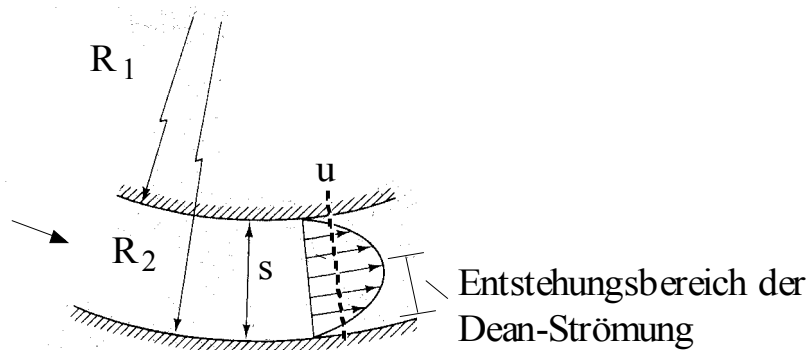


Abb. 2.4: Schema einer Dean-Instabilität nach Drazin/Reid /3/.

An überströmten Gebilden ändert sich die Grenzschicht mit der Lauflänge. Für die konkave Platte mit sehr großem Krümmungsradius R berechnete Görtler /12/ 1940 mit Hilfe eines Störungsansatzes das Auftreten und die Anfachung von Längswirbeln beim Übergang vom laminaren zum turbulenten Grenzschichtzustand. Er gab hierfür ein Stabilitätsdiagramm an mit einem zur Taylor- und Dean-Zahl analogen Görtler-Parameter G . Dabei bezeichnen δ die Grenzschichtdicke und R den Krümmungsradius. Er stellt eine Reynolds-Zahl dar, die hier analog mit dem Verhältnis zwischen Grenzschichtdicke δ zu Krümmungsradius R erweitert und auf die Grenzschichtdicke δ bezogen ist (Index δ).

$$G_\delta = \frac{u \cdot \delta}{\nu} \sqrt{\frac{\delta}{R}} \sim 0.58 \quad (2.5)$$

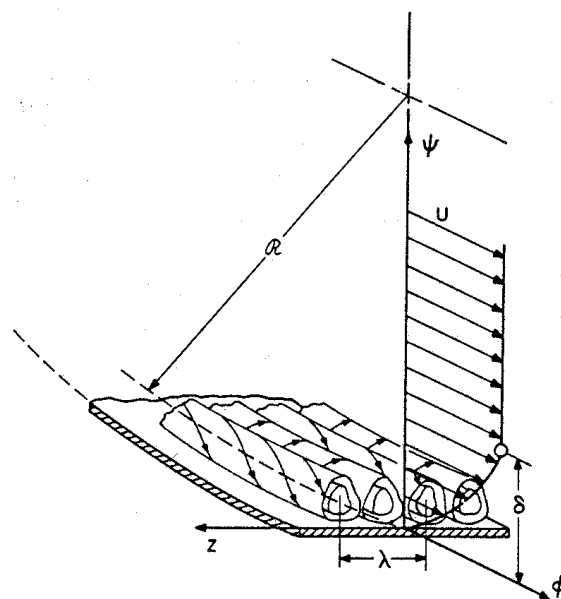


Abb. 2.5: Görtler-Wirbel nach Saric /6/.

Seit den ersten Arbeiten von Görtler haben sich eine Vielzahl von Arbeiten mit dieser Strömungsinstabilität befaßt, wobei insbesondere die theoretischen Arbeiten von Smith /13/, Hämmerlin /14/, Hall /15/, Floryan und Saric /16/ sowie die experimentellen Arbeiten von Clauser und Clauser /17/, Liepmann /18/, Gregory und Walker /19/, Aihara /20/, Tani et al. /21/, /22/, Wortmann /23/, /24/, Bippes /25/ und Peerhossaini und Wesfreid /26/ zu nennen sind.

Bild 2.6 gibt ein Görtler-Diagramm nach Floryan und Saric /16/ wieder. Die neutrale Kurve $\sigma = \beta \delta^2 / \nu = 0$ trennt das stabile vom instabilen Gebiet einer konkaven Plattengrenzschicht. In der Definition der dimensionslosen Wellenzahl $\beta = \alpha \delta$ wird die Grenzschichtdicke δ verwendet. Dabei ist $\alpha = 2\pi / \lambda_v$ die Wellenzahl und λ_v die Wellenlänge der Längswirbelstörung, die jeweils 2 Wirbeldurchmesser umfaßt (s. Abb. 2.5). Die Berechnungen von Görtler wurden für Platten mit sehr großem Krümmungsradius durchgeführt. Dann nimmt weit stromab von der Plattenspitze, wo Längswirbel entstehen, die Grenzschichtdicke nur graduell zu. Der Durchmesser und damit die Wirbelwellenlänge bleibt dann konstant.

Es ergeben sich als Lebenslinien der Wirbel Geraden mit

$$\Lambda = \frac{u \cdot R}{\nu} \left(\frac{\lambda_v}{R} \right)^{3/2} = \text{const} \quad (2.6)$$

die den Weg eines Wirbels mit zunehmender Entfernung von der Plattenspitze beschreiben.

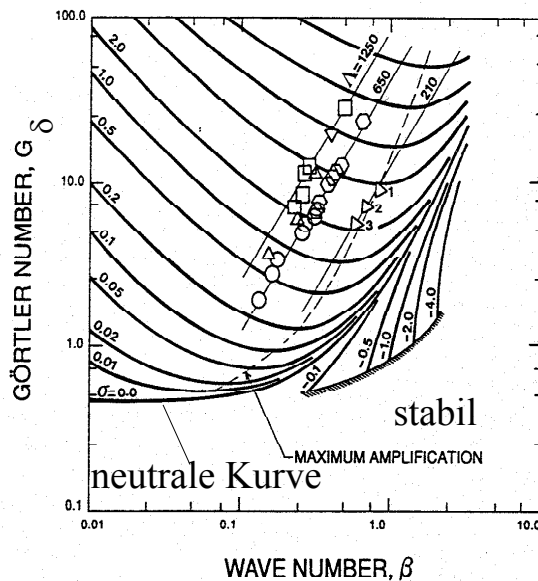


Abb. 2.6: Stabilitätsdiagramm nach Görtler von Floryan und Saric /16/.

Wird der Grenzschichtbereich einer konkaven Wand mit einem Tracer markiert und quer dazu mit einem Lichtschnitt durchleuchtet, ergibt sich für die Görtler-Wirbel eine typische pilzförmige Struktur, die sich über die Lauflänge entwickelt.

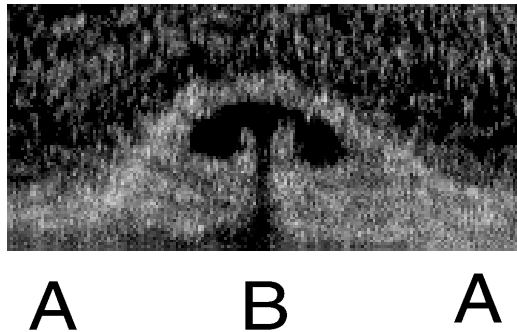


Abb. 2.7: Sichtbarmachung eines Taylor-Görtler-Wirbelpaars.

Ist der Strömung längs einer konkaven Wand eine Wärme- bzw. Stoffübertragung überlagert, so ergeben sich für die Sichtbarmachung des Temperaturfeldes bzw. Konzentrationsfeldes unterschiedliche Situationen: Für $Pr=Sc < 1$ ist die Temperatur- bzw. Konzentrationsgrenzschicht dicker als die Strömungsgrenzschicht, die Pilzstruktur wird größer. Für $Pr=Sc > 1$ ergeben sich um so kleinere Pilzstrukturen, je größer die $Pr=Sc$ -Zahl ist. Die Temperatur- bzw. Konzentrationsgrenzschicht ist dann deutlich kleiner als die Strömungsgrenzschicht (Abb. 2.8), wie experimentell Peerhossaini und Wesfreid /26/ 1988 und numerisch Liu und Lee /27/ 1993 nachgewiesen haben.

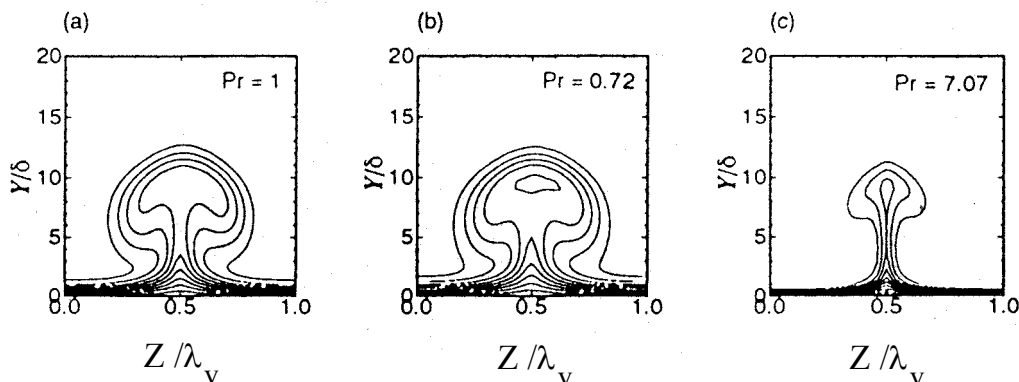


Abb. 2.8: Abhängigkeit der Form von Wirbelpaaren von der Prandtl-Zahl nach Liu und Lee 1993 /27/.

Aufgrund der Längswirbel ergeben sich nach Wortmann /24/ 1969 in Abb. 2.10 Gebiete, bei denen Fluid von der Kernströmung auf die Wand gerichtet ist (Bereich A), und Gebiete, bei denen Fluid von der Wand weg transportiert wird (B).

Im Bereich A werden zudem die Grenzschichten durch die Abwärtsströmung (down-wash) der Wirbel vermindert, was dort zu einem besseren Wärme- bzw. Stoffübergang führt. Im Bereich B wird Fluid mit kleinem Impuls von der Wand weg bewegt (up-wash), der Wärmeübergang ist dann relativ schlecht. Die Gebiete mit up-wash-Richtung sind in Querrichtung kleiner als die Gebiete mit Abwärtsströmung wegen des höheren Druck in Abwärtsrichtung als in Aufwärtsrichtung (Subramanian et al. /29/ für Dean-Wirbel).

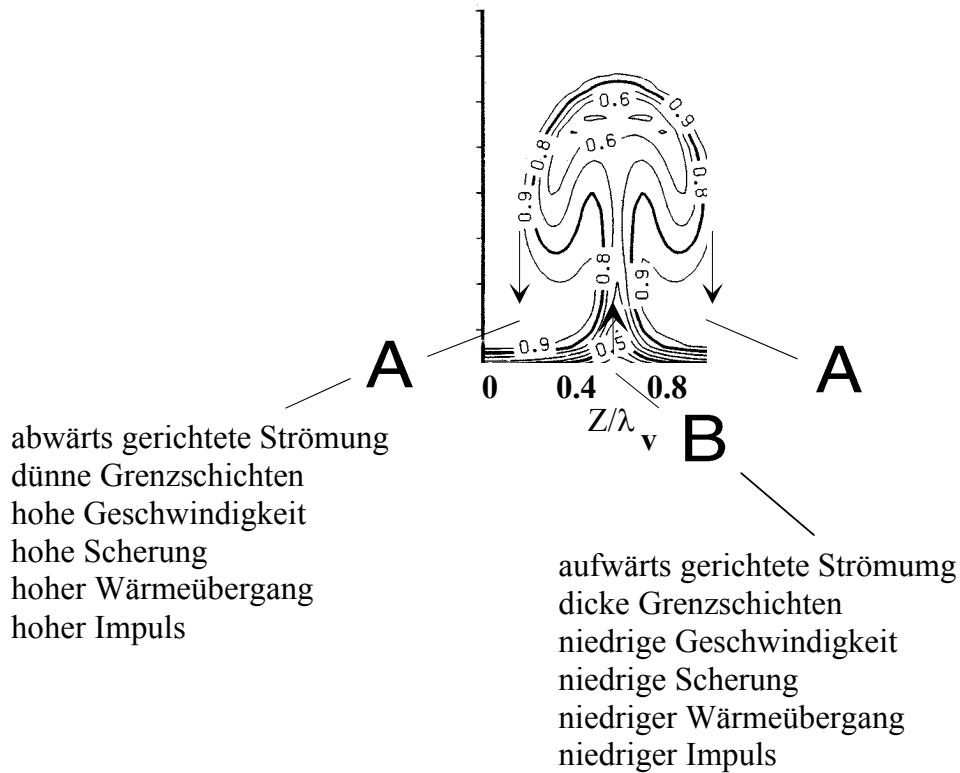


Abb. 2.9: Isotachen in Görtler-Wirbeln nach Liu und Sabry /28/.

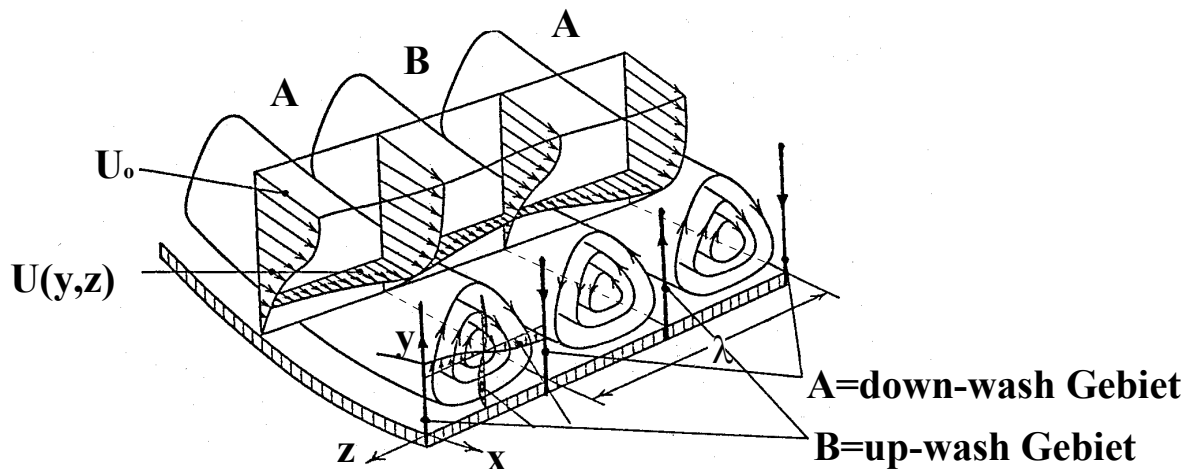


Abb. 2.10: Görtler-Wirbel nach Wortmann /24/ 1969.

Liu und Lee /27/ berechneten numerisch, daß Görtler-Wirbel ähnliche Steigerungen beim Wärmeübergang wie beim Druckverlust bewirken. Im down-wash-Gebiet ergibt sich ein höherer, im up-wash-Gebiet ein niedrigerer Wärmeübergang (Abb. 2.11).

Wie Untersuchungen zum örtlichen Stoffübergang von Kottke /30/ zeigen, führen feinmaschige Gitter, wie sie stromauf als "Beruhigungsgitter" zur Turbulenzdämpfung eingesetzt werden, zu regelmäßigen Geschwindigkeitsverteilungen. Diese Störungen sind zwar absolut sehr klein, aber sehr viel größer als die infinitesimal kleinen

Störungen, wie sie für die Instabilitätsuntersuchungen vorgegeben werden. Diese Störungen klingen stromab des Gitters ab, so daß weit stromab dieser Gitter Strömungen ohne regelmäßige Störungen vorhanden sind. In diesen lassen sich zudem konkave Grenzschichten erzeugen ohne Längswirbel, so daß der Stoff- bzw. Wärmeübergang ohne Längswirbel bekannt ist. Durch Anbringen der konkaven Platte lassen sich die konkaven Grenzschichten regelmäßigen Störungen unterschiedlicher Intensität aussetzen.

Die Ergebnisse zeigen, daß der Einfluß der Längswirbel bei extrem kleiner Anfachung vernachlässigbar klein ist auf den integralen Wärme- und Stoffübergang, wie es theoretisch von McCormack et al. /31/ vorausgesagt wird. Schon kleine regelmäßige Störungen wirken sich aber sehr stark auf eine Erhöhung des integralen Wärme- und Stoffübergangs aus. Eine Erhöhung der Turbulenz wirkt sich dann negativ aus. Sie zerstört regelmäßige Wirbelstrukturen und verkleinert dann den integralen Wärme- und Stoffübergang.

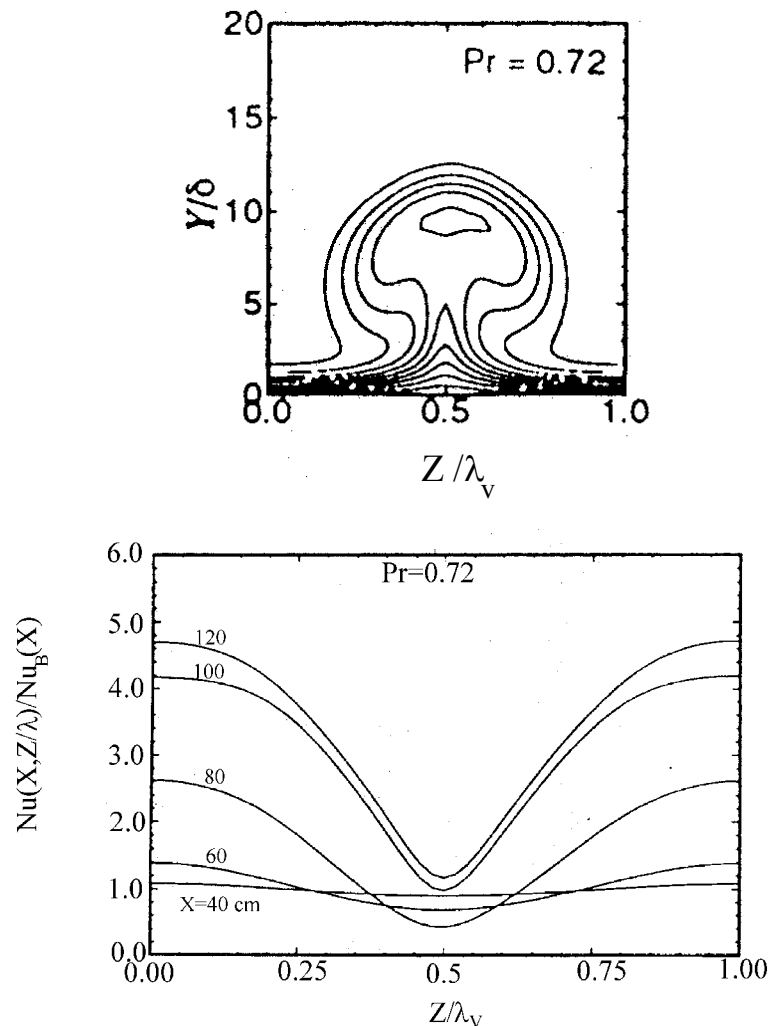


Abb. 2.11: Görtler-Wirbel und lokaler Wärmeübergang nach Liu und Lee /27/ 1993 für Prandtl =0.72.

Demgegenüber ergibt sich an der konvexen Wand eine Abnahme des Wärme- und Stoffübergangs gegenüber dem Wert der ebenen Wand. Kreith /32/ gibt numerisch eine 25-60% Steigerung auf der konkaven gegenüber der konvexen Wand an, Brinich /33/ erhält bei beidseitiger Wandbeheizung eine 22% Steigerung des Wärmeübergangs gegenüber dem flachen Kanal an, McCormack et al. /31/ erhalten für die konkave Wand Steigerungen von 150% für den Stoffübergang. Kelleher et al. /34/, Crane und Umur 1990 /35/, Subramanian et al. 1992 /29/ und Ligrani et al. 1996 /36/ weisen erhebliche Steigerungen des Stoff- bzw. Wärmeübergangs nach.

Dean-Wirbel sind in der Vergangenheit in zahlreichen Arbeiten dazu genutzt worden, in spiralförmig gewendelten Rohren bzw. Schläuchen den Wärme- bzw. Stoffübergang in Wärmeübertragern bzw. an Membranen zu steigern. Bei Dean-Wirbel ermitteln Subramanian et al. /29/ eine Erhöhung des Wärmeübergangs im down-wash-Gebiet, eine Verminderung des Wärmeübergangs im up-wash-Gebiet. Die integrale Zunahme des Wärmeübergangs beträgt allerdings dort nur 6%.

Weiter stromab auf der konkaven Platte geht die Görtler-Instabilität in sekundäre Strömungsinstabilitäten über. Dabei wird die Wirbelbewegung entweder quer zur Strömungsrichtung oder senkrecht zur Wand ausgelenkt, um dann in den turbulenten Strömungszustand überzugehen.

Bippes /25/ führte detaillierte Messungen längs konkaver Plattengrenzschichten durch. Diese ergeben eine Geschwindigkeitsverteilung quer zur Strömungsrichtung mit Geschwindigkeitsspitzen im Bereich A und Geschwindigkeitsminima im Bereich B (s. Abb. 2.11). Füllige Geschwindigkeitsprofile mit wandnaher Scherung im Gebiet A wechseln sich dabei mit Bereichen geringer Scherung im Gebiet B ab, die aber einen Wendepunkt besitzen können und hohe Scherspannungen in der Nähe des Grenzschichtrands haben. Auf dem Weg des Übergangs zur Turbulenz kann es durch den Wendepunkt im Geschwindigkeitsprofil hier zu einer Instabilität nach Rayleigh kommen (Bippes /25/).

Swearingen und Blackwelder /37/ fanden zwei verschiedene Arten einer Sekundärinstabilität, die zu einer welligen oder einer hufeisenförmigen Verformung der Längswirbel führen.

2.1.2 Görtler-Dean-Instabilität

Strömungskanäle mit gewellter Oberfläche weisen bei periodischer Wiederholung der Segmente aufeinanderfolgende konkave und konvexe Stromlinienbereiche auf.

In einem bestimmten Reynoldszahl-Bereich entstehen dann auch hier längs den konkaven Stromlinien Längswirbel, die schon im Bereich der noch nicht ausgebildeten Kanalströmung, vorwiegend jedoch im Bereich der vollausbildeten Kanalströmung auftreten und deswegen eher als Görtler-Dean-Wirbel und weniger als Taylor-Görtler-Wirbel zu bezeichnen sind.

Gegenüber den konkaven Wänden sind die Strömungsvorgänge in gewellten Kanälen aber sehr viel komplexer wegen

- des Auftretens lokaler Ablösungsgebiete,
- dem periodischen Auf- und Abbau der Strömungsstrukturen,
- der Veränderung der Richtung der Zentrifugalkräfte je nach konkavem bzw. konvexem Teil des Kanals.

Auch ist die Krümmung der Strömungskanäle viel stärker, als es den Randbedingungen bislang bekannter Stabilitätsberechnungen für konkave Wandgrenzschichten entspricht. Deswegen ist es nicht möglich, vom Görtler-Diagramm für konkave Wandgrenzschichten auf Instabilitäten in einer ineinanderliegenden Struktur zu schließen.

In Dreieckskanälen mit ineinanderliegender Anordnung (Abb. 2.12) haben Goldstein und Sparrow /38/, /39/ erstmals Längswirbel nachgewiesen, wie sie aufgrund der konkav gekrümmten Stromlinien längs der Oberflächen entstehen.

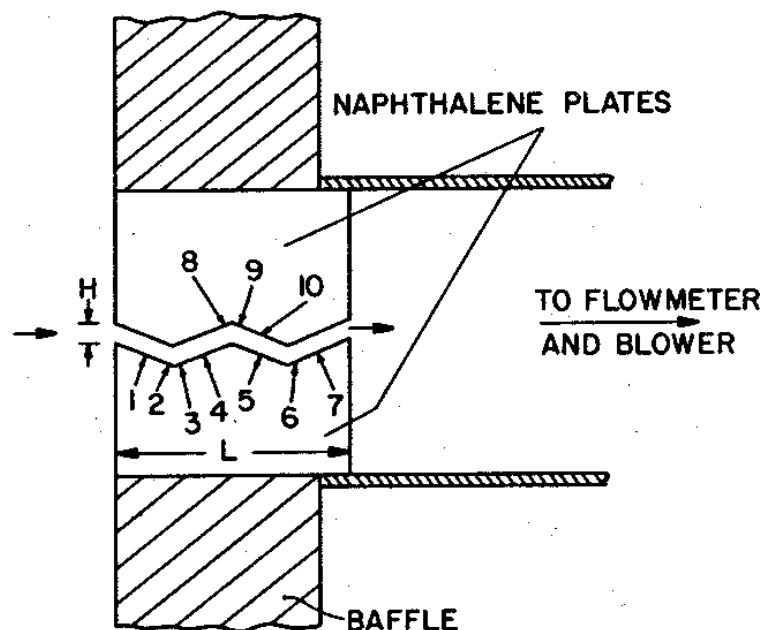


Abb. 2.12: Strömungskanal mit ineinanderliegender Anordnung der dreieckförmig gewellten Oberflächenstruktur nach Goldstein und Sparrow /38/.

Für einzelne Reynoldszahlen geben sie die Wellenlänge λ_v der Wirbel an. Danach ergibt sich mit steigender Reynolds-Zahl eine sinkende Wirbelwellenlänge λ_v , wobei λ_v zwei Wirbeldurchmessern entspricht. Die Autoren geben für die untersuchte Geometrie eine kritische Reynolds-Zahl von $Re_s=185$ an, ab der Sekundärströmungen auftreten.

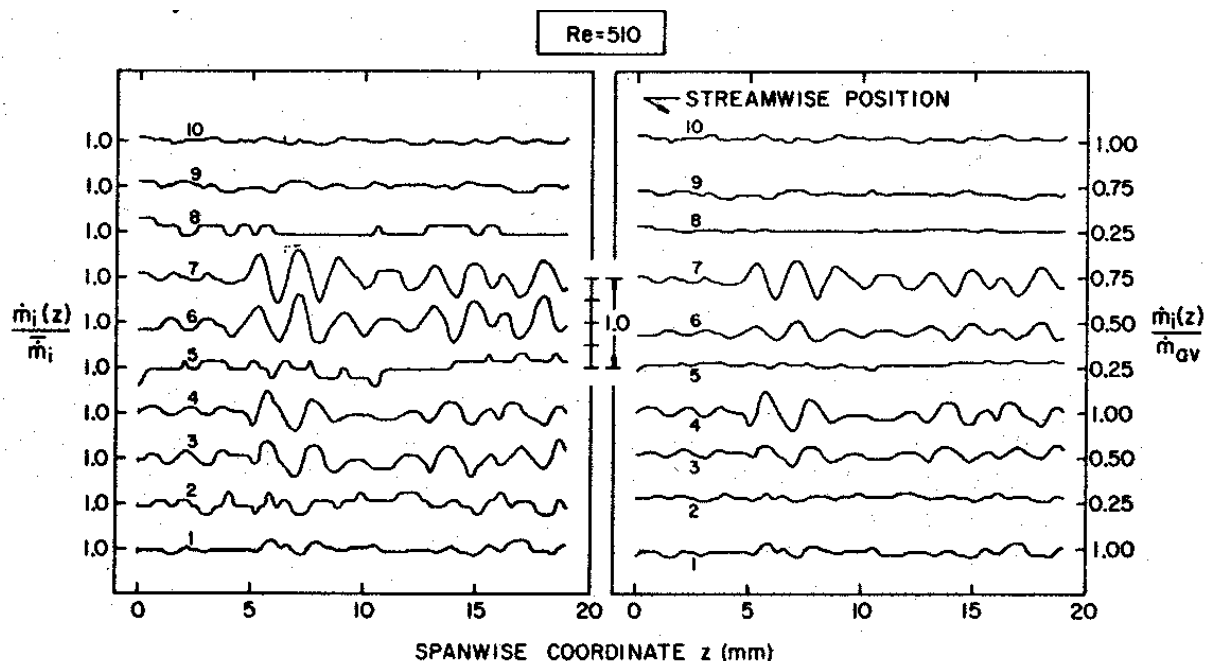


Fig. 3 Spanwise mass transfer distributions, Re = 510

Abb. 2.13: Periodischer Stoffübergang nach Goldstein und Sparrow /38/ bei $Re=510$.

Eine Stoffübergangserhöhung wird dabei sowohl den Längswirbeln als auch dem Auftreffen der Strömung im Bereich des Wiederanlegens zugeschrieben. Auf Grund der Kürze des Kanals ist die Strömung am Ende des Kanals noch nicht ausgebildet.

Ali und Ramadhyani /40/ machten die Strömung in Dreieckskanälen für 2 verschiedene Spalthöhen bei gleichbleibender Kanalgeometrie (Wellenlänge λ) sichtbar. Die Strömung ist noch nicht ausgebildet und befindet sich im laminaren und transitionalen Bereich. Bei kleiner Spalthöhe und einer sehr ähnlichen Geometrie wie /38/, /39/ ergibt sich für die Strömung bei $Re_s \sim 700$ eine drehende Spiralbewegung, die Görtler-Dean-Wirbeln zugeordnet wird. Mit steigender Re-Zahl rückt der Übergang zur Turbulenz immer mehr in Richtung auf den Kanaleintritt zu. Bei der grösseren Spalthöhe wird hauptsächlich das Entstehen von transitionalen lokalen Ablösegebieten beobachtet.

Kottke et al. /41/ sowie Nishimura et al. /42/-/45/ weisen etwa gleichzeitig nach, daß Görtler-Dean-Wirbel auch in Kanälen mit sinusförmig gewellten Oberflächen auftreten, wie sie aufgrund der zentrifugalen Instabilität an der konkaven Wand bedingt sind. Während Kottke u.a. /41/ den Nachweis mit der Sichtbarmachung über Meßmethoden konvektiver Stoffübertragung durchführten, haben Nishimura et al. /43/-/45/ diese Görtler-Dean-Wirbel direkt durch Sichtbarmachung der Strömung mittels Farbtracer nachgewiesen.

Bei kleinen Re-Zahlen ergibt sich dabei keine Strömungsablösung. Eine Steigerung der Re_s -Zahl führt zunächst zu Strömungsablösungen mit Wiederanlegen der Strömung. Bei einer weiteren Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit wird eine kritische Re_s -Zahl erreicht, ab der Görtler-Dean-Wirbel in den konkaven Bereichen der sinusförmigen Kanalströmung entstehen. Die Görtler-Dean-Instabilität entsteht

dabei nicht schon am Eintritt in den Kanal, sondern erst einige Täler weiter stromabwärts. Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit beginnen sie immer weiter stromauf (Abb. 2.14 und 2.15). Je kleiner die dimensionslose Wellenzahl λ/a , desto kleiner ist die kritische Re_s -Zahl.

Nishimura et al. /45/ geben aufgrund von Messungen für drei Werte von λ/a und jeweils mehreren Spalthöhen s/a ein Stabilitätsdiagramm für die Existenz von Längswirbeln an. Die Wirbelwellenlänge λ_v wird in der neunten Welle des Kanals bestimmt, wenn die Strömung ausgebildet ist.

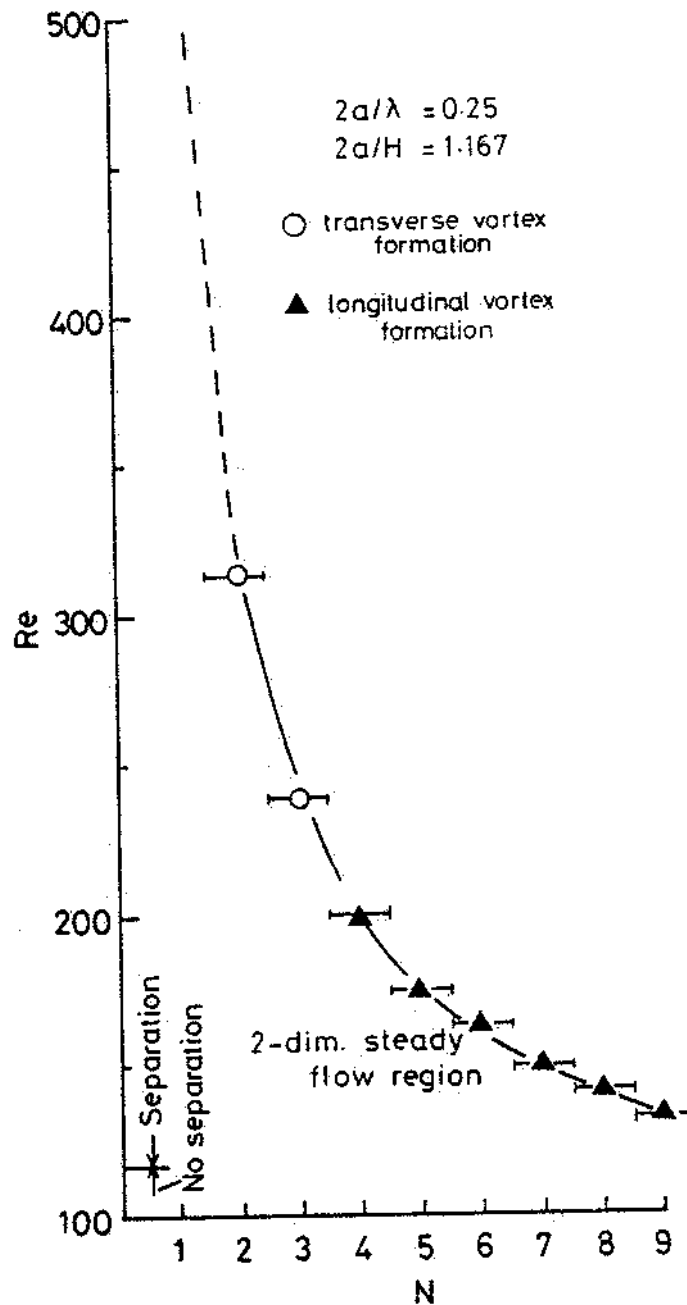


Abb. 2.14: Strömungsformen in gewellten Kanälen mit ineinanderliegender Anordnung nach Nishimura et al. /45/, $Re = Re_s$.

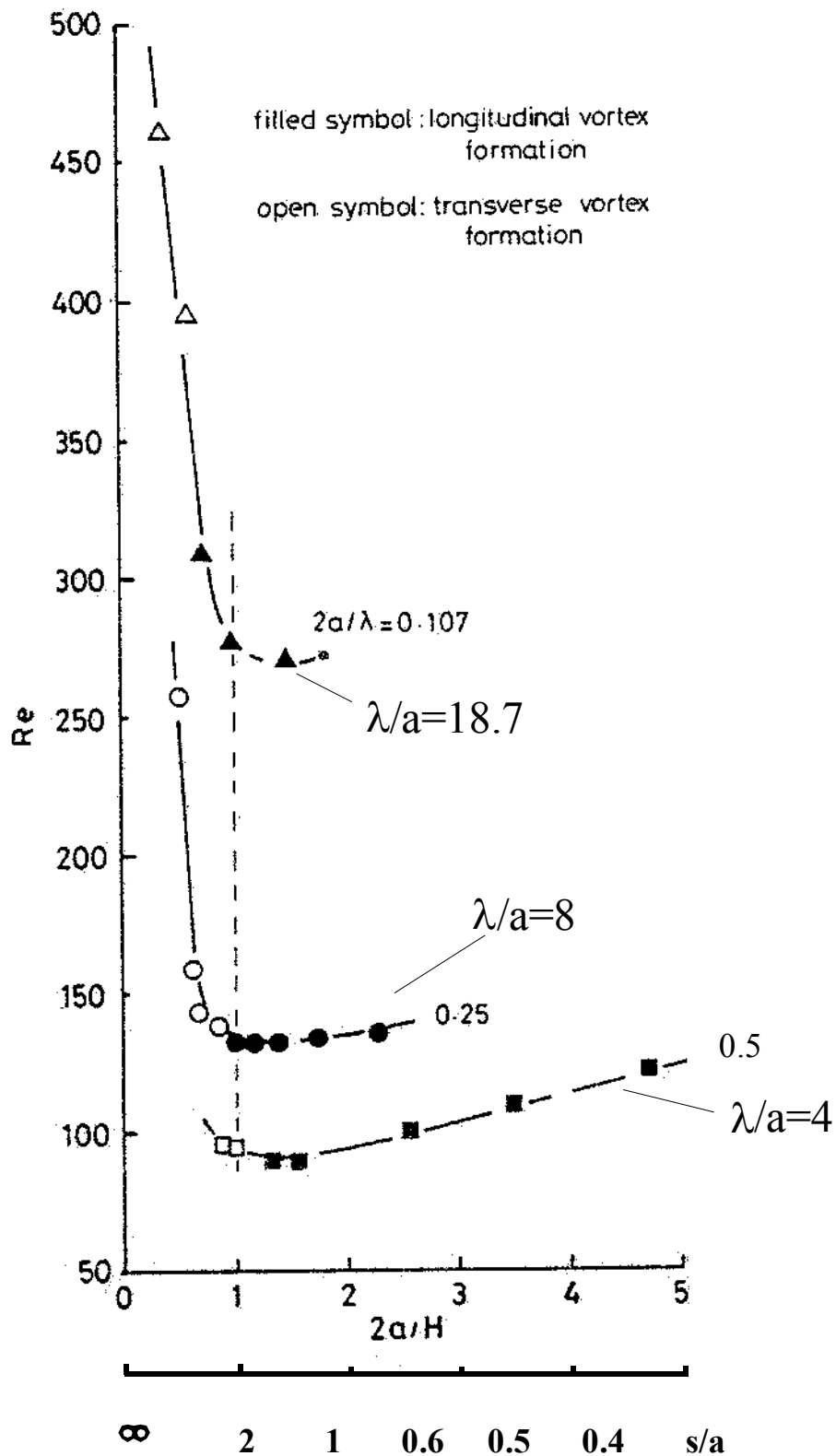


Abb. 2.15: Gemessener Existenzbereich von Längswirbeln für drei Plattenprägungen nach Nishimura et al. /45/, λ/a , $Re=Re_s$, $H=s$.

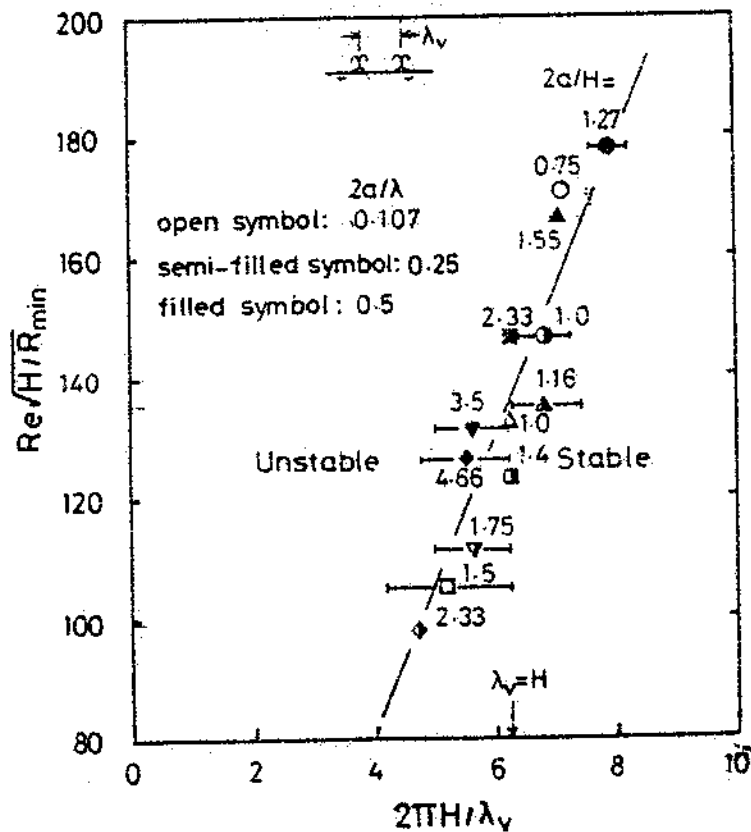


Abb. 2.16: Stabilitätsdiagramm mit neutraler Kurve nach Nishimura et al. /45/, $Re = Re_s$, $H = s$.

Die Ordinate gibt die Görtler- bzw. Dean-Zahl an, wobei

$$Re \sqrt{\frac{H}{R_{\min}}} = Re_s \sqrt{\frac{s}{R_{\min}}}$$

ist und R_{\min} die kleinste Krümmung der Sinuskurve und s die Spalthöhe bezeichnen.

Für die neutrale Kurve ergibt sich in guter Näherung eine lineare Beziehung für die Trennung des Bereichs mit und ohne Längswirbel. Abb. 2.16 zeigt, daß mit steigender Dean-Zahl die Längswirbel kleiner sind.

Ein wesentliches Ergebnis der Sichtbarmachung ist, daß die Längswirbel in zwei hintereinanderfolgenden Oberflächenwellen phasenverschoben auftreten.

Aufgrund dreidimensionaler numerischer Analyse erhält Blomerius /46/ für sinusförmig gewellte Oberflächen Strömungsstrukturen, die auf die Existenz von Längswirbeln schließen lassen.

2.2 Druckverlust und Wärmeübergang

2.2.1 Druckverlust

Für eine vergleichende Zusammenfassung der Literaturergebnisse zum Druckverlust und Wärmeübergang sind im folgenden die dimensionslosen Kennzahlen aus der Literatur so umgerechnet, daß sie mit den im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse unmittelbar vergleichbar sind. Die Reynolds-Zahl Re_s ist auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit u am Eintritt in den Spalt und auf die Spalthöhe s entsprechend Abb. 1.2 bezogen.

$$Re_s = \frac{u \cdot s}{\nu} \quad (2.7)$$

Analog gilt für die Nußelt- bzw. Sh-Zahl

$$Nu_s = \frac{\alpha_{\text{eff}} \cdot s}{\lambda} \quad (2.8)$$

Die dimensionsbehafteten mittleren Wärme- bzw. Stoffübergangskoeffizienten α_{eff} und β_{eff} sind auf die projizierte Oberfläche der Länge L bezogen. Bei den Stoffübergangsmessungen wird der mittlere Stoffübergangskoeffizient β der abgewickelten Oberfläche gemessen, hierfür gilt

$$Sh = \frac{\beta \cdot s}{D_A} \quad (2.9)$$

Die effektiven Sh_s -Zahlen, bezogen auf die projizierte Oberfläche ergeben sich damit mit dem Oberflächenvergrößerungsfaktor k_f (s. Gl. 3.5) zu

$$Sh_s = \frac{\beta \cdot k_f \cdot s}{D_A} = \frac{\beta_{\text{eff}} \cdot s}{D_A} \quad (2.10)$$

Für den Widerstandsbeiwert gilt

$$\zeta_s = \frac{\Delta p}{\rho / 2 \cdot u^2} \cdot \frac{s}{L} \quad (2.11)$$

Die meisten Untersuchungen zu Dreieckskanälen wie von O'Brien und Sparrow /47/, Sparrow und Comb /48/, Sparrow und Hossfeld /49/ und Molki und Yuen /50/ fanden im turbulenten Bereich statt.

Der Effekt des Abrundens der scharfkantigen Dreiecke dieser Kanäle wurde durch Sparrow und Hossfeld /49/ untersucht. Molki und Yuen /50/ sowie Jiao et al. /51/ 1987 bestimmten den Einfluß der Spalthöhe. Weitere Untersuchungen wurden von Izumi et

al. /52/ bzw. /53/ in einem sehr kurzen Kanal mit zwei Rechteckelementen bzw. mit mehreren Rechteckelementen durchgeführt.

In Sinuskanälen untersuchten Izumi /54/, Amano /55/, Asako et al. /56/, Asako und Faghri /57/, Garg und Maji /58/, Xin und Tao /59/, Xiao et al. /60/, Adderley et al. /61/ und Blomerius /46/ unterschiedliche geometrische Anordnungen gewellter Spalte. Im Experiment bekam Izumi et al. /52/ Sekundärströmungen, die er aber über die Voraussetzung zweidimensionaler Strömung bei der Rechnung ausschloß. Garg und Maji /58/ analysierten numerisch einen gewellten Spalt mit den Geometrieparameter $\lambda/a=10$ und 20 sowie $s/a=5$ und 10. Sie erhalten für kleine Reynoldszahlen Nußelt-Werte, die unter den Werten für die eingelaufene Kanalströmung liegen. Blomerius /46/ untersuchte in 2- und 3-dimensionaler numerischer Rechnung vereinzelt Punkte im komplexen Parameterfeld sinusförmig gewellter Kanäle mit ineinanderliegender Anordnung.

Experimentelle Untersuchungen über Sinuskanäle haben zahlreiche Autoren durchgeführt: Lieberam /62/, Beloborodov und Volgin /63/, Okada et al. /64/, Rosenblad und Kullendorf /65/, Binder /66/, Focke et al. /67/, Focke und Knibbe /68/, Nishimura et al. /42/, /43/, /44/, /45/, Oyakawa et al. /69/ und Ektesabi et al. /70/.

In Abb. 2.17 bis 2.19 sind die gemessenen Widerstandsbeiwerte für **Sinuskanäle** nach Ektesabi /70/, Focke et al. /67/ und Nishimura et al. /45/ sowie berechnete Werte von Xin und Tao /59/ und Blomerius /46/ wiedergegeben.

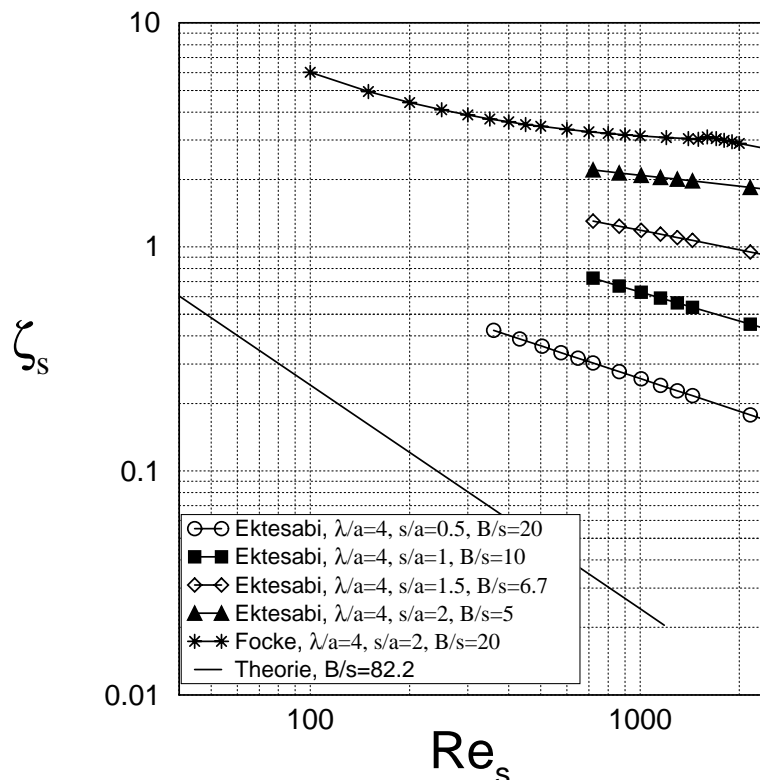


Abb. 2.17: Gemessener Widerstandsbeiwert ζ_s für Sinuskanäle $\lambda/a=4$, nach Ektesabi et al. /70/, $B/a=10$ und Focke et al. /67/ mit $B/a=40$.

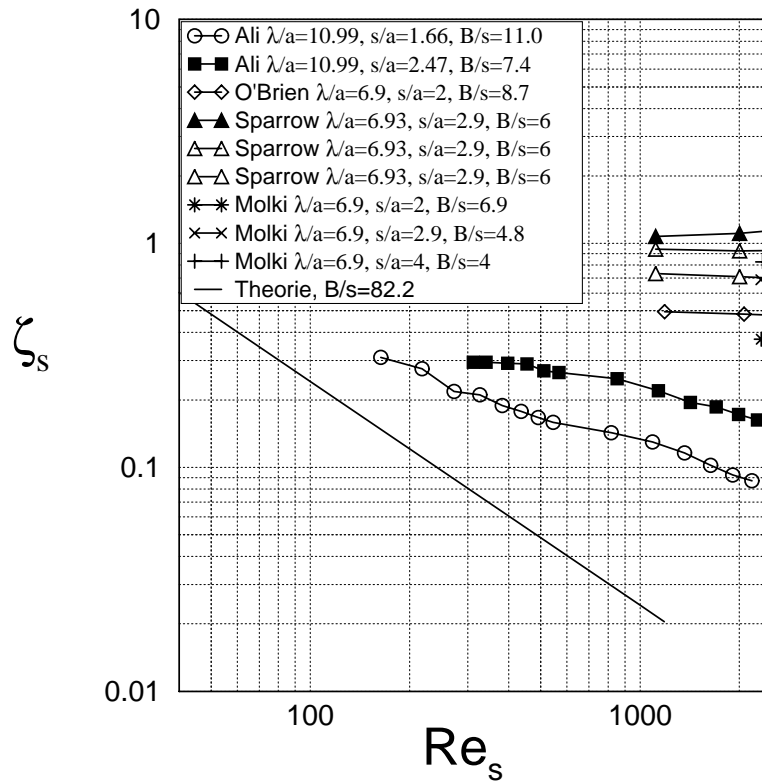


Abb. 2.18: Gemessener Widerstandsbeiwert ζ_s für Sinuskanäle, $\lambda/a=5.33$, nach Ektesabi et al. /70/, $B/a=13.33$.

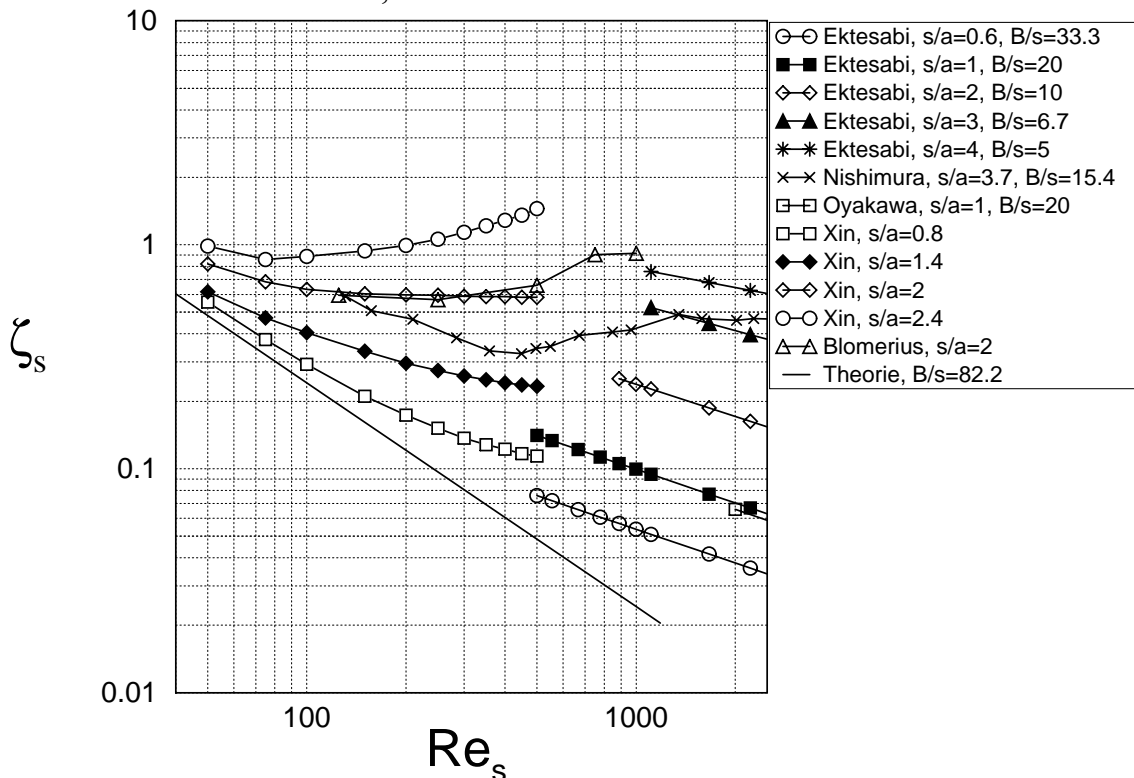


Abb. 2.19: Gemessener Widerstandsbeiwert ζ_s für Sinuskanäle, $\lambda/a=8$, nach Ektesabi et al. /70/, $B/a=20$, Nishimura et al. /45/, $B/a=57.1$, Oyakawa et al. /69/, $B/a=20$, sowie berechnete Werte nach Xin und Tao /59/ und Blomerius /46/.

Bei gleicher Wellenlänge λ/a ergibt sich mit steigendem s/a ein analoger Anstieg des Widerstandsbeiwerts wie bei den anderen Oberflächenstrukturen. Bemerkenswert ist, daß die Meßergebnisse von Focke et al. /67/ bei gleichen Geometrieparametern λ/a und s/a zu deutlich höheren Widerstandsbeiwerten ζ_s führen. Da die Kanäle unterschiedlicher Autoren verschieden lang sind, ergeben kürzere Kanäle höhere Widerstandsbeiwerte, da sie auch den Einlaufbereich enthalten und nicht -wie beim Wärme- und Stoffübergang- nur den Wert der ausgebildeten Strömung angeben können.

In Abb. 2.20 sind die Widerstandsbeiwerte für **Dreieckkanäle** mit ineinanderliegender Anordnung wiedergegeben.

Die Ergebnisse von Molki und Yuen /50/, ($s/a=2-4$) sowie von O'Brien und Sparrow /47/ zeigen, daß der Widerstandsbeiwert ζ_s mit größer werdender Spalthöhe s/a zunimmt. Den Effekt der Abrundung der Dreiecke geben die Messungen von Sparrow und Hossfeld /49/ wieder. Demnach sinkt der Widerstandsbeiwert mit zunehmender Abrundung. Bei Ali und Ramadhanyi /40/ ergeben die größten Wellenlängen λ/a die kleinsten Widerstandsbeiwerte.

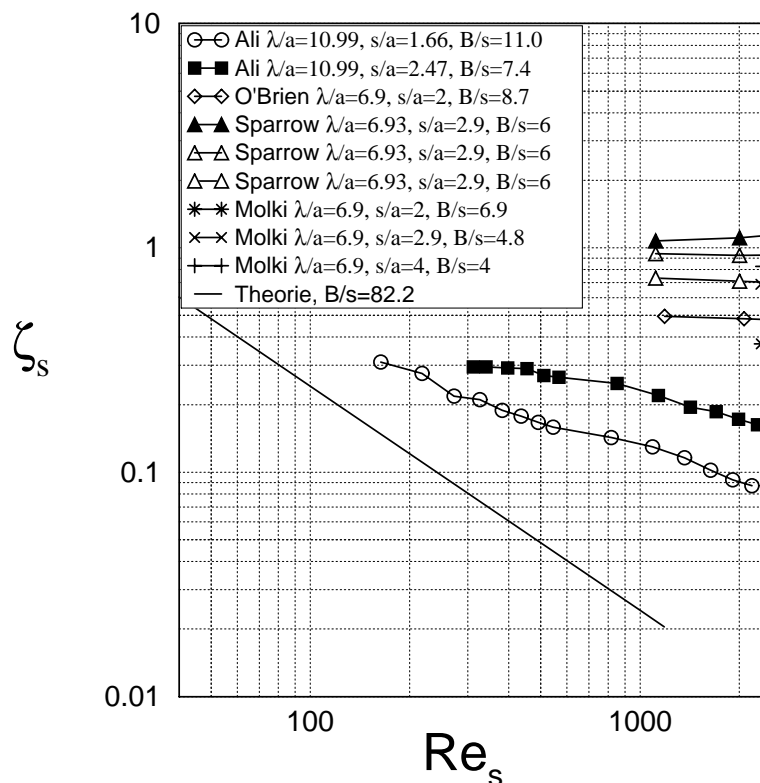


Abb. 2.20: Widerstandsbeiwert ζ_s für Dreieckkanäle. Meßergebnisse nach Ali und Ramadhanyi /40/, $B/a=18.3$, O'Brien und Sparrow /47/, $B/a=17.3$, Sparrow und Hossfeld /49/, $B/a=17.3$, unterschiedliche Abrundungen, Molki und Yuen /50/, $B/a=13.9$.

Abb. 2.21 gibt die Ergebnisse zum Widerstandsbeiwert von Rybinova /71/ für **Trapezkanäle** wieder. Danach steigt der Widerstandsbeiwert bei gleicher Spalthöhe s/a mit fallendem λ/a .

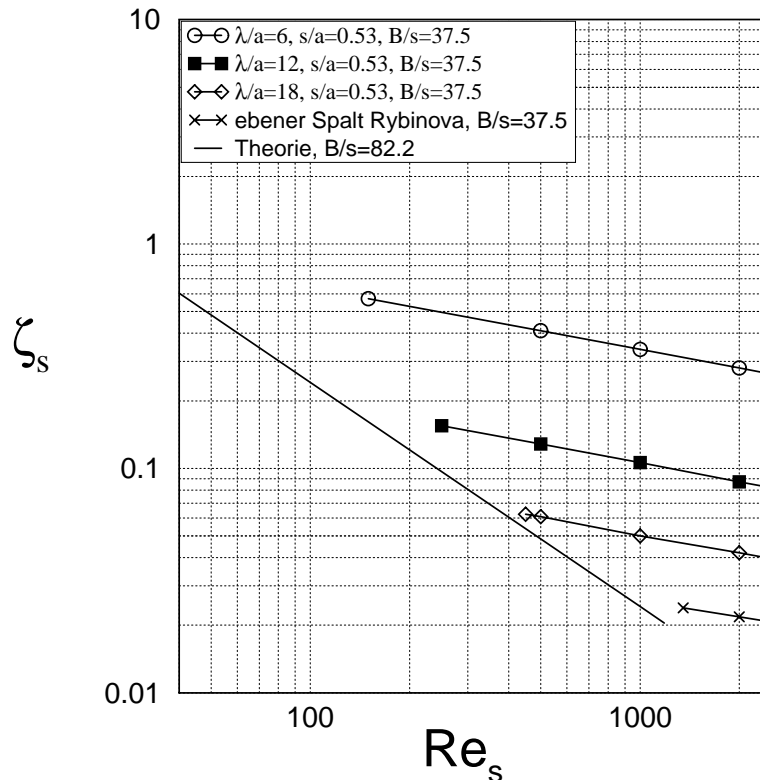


Abb. 2.21: Widerstandsbeiwert ζ_s für Trapezkanäle nach Rybinova /71/, $B/a=20$.
Theoretische Beziehung für den ebenen Spalt, laminar.

Die Ergebnisse zeigen, daß allein durch die Vergrößerung der Spalthöhe s/a eine Erhöhung des ζ_s -wertes gegenüber den berechneten Werten für den ebenen Spalt (Theorie) um nahezu den Faktor 100 erreicht werden kann. Die Ergebnisse von Beloborodov und Volgin /63/ für Sinuskanäle wurden nicht aufgenommen, da die dort angegebenen Definitionen widersprüchlich sind, so daß eine eindeutige Umrechnung der Ergebnisse nicht möglich ist.

2.2.2 Wärmeübergang

Durch die in den gewellten Kanälen auftretenden Strömungsumlenkungen mit Ablösen und Wiederanlegen der Strömung wird die Strömung bei wesentlich kleineren Re_s -Zahlen turbulent als im ebenen Kanal. Dann können schon bei relativ niedrigen Re_s -Zahlen beträchtliche Wärmeübergangserhöhungen erzielt werden.

Zum integralen Wärme- bzw. Stoffübergang in ineinanderliegenden Strukturen liegen zahlreiche Ergebnisse vor: Rybinova /71/, Beloborodov und Volgin /63/, Okada et al. /64/, Goldstein und Sparrow /39/, O'Brien und Sparrow /47/, Sparrow und Comb /48/, Sparrow und Hossfeld /49/, Focke et al. /67/, Nishimura et al. /45/, Molki und Yuen /50/, Jiao et al. /51/, Asako et al. /56/, /57/, Garg und Maji /58/, Ali und Ramadhyani 1992 /40/, Xin und Tao /59/ sowie Blomerius /46/.

Für **Sinuskanäle** gibt es Ergebnisse von numerischen Rechnungen von Asako et al. /56/, /57/, Garg und Maji /58/ und Blomerius /46/ (Abb. 2.22, Abb. 2.23). Wie später der Vergleich mit dem Experiment zeigt, ist im nicht laminaren Bereich die Diskrepanz zwischen Rechnung und Messung noch relativ groß.

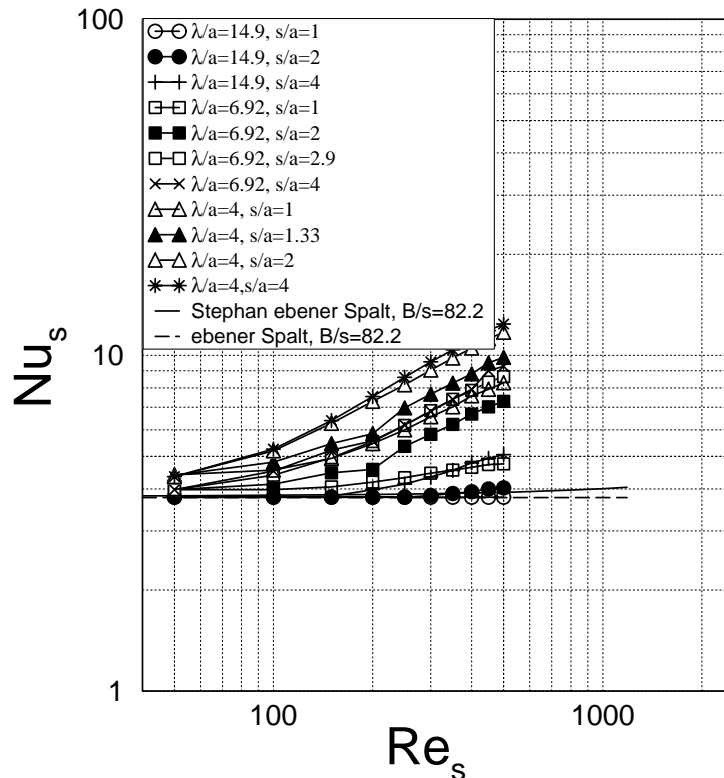


Abb. 2.22: Berechneter integraler Wärmeübergang in Sinuskanälen, Asako et al. /56/, berechnet für $Pr=0.7$, $B/a=\infty$. Vergleich mit ebenem Spalt nach Stephan /72/, $Pr=0.712$, ebener Spalt, $L=400$ mm.

Experimentelle Arbeiten zum integralen Wärmeübergang wurden von Garg und Maji /58/ durchgeführt. Die experimentellen Arbeiten zum Stoffübergang von Nishimura et al. /43/, /45/ (Abb. 2. 24) befaßten sich vor allem mit dem Nachweis von Längswirbeln (Görtler-Dean-Wirbeln). Die dort angegebenen integralen Sh-Zahlen bei einem $s/a=3.7$ gestatten kein Aufschluß über die Auswirkungen dieser Längswirbel auf den integralen Stoffübergang, da der Spaltabstand $s/a=3.7$ für die Existenz von Längswirbeln zu groß ist. In der Darstellung in Abb. 2.24 nach Nishimura sind die Sh-Werte auf die Sc-Zahl (hier $Sc=1570$) mit $Sc^{0.33}$ bezogen, da die Konzentrationsgrenzschicht bei den untersuchten Kanallängen und Sc-Zahlen sehr dünn ist, liegt noch kein eingelaufener Zustand vor.

Dreieckkanäle wurden hinsichtlich des integralen Wärmeübergangs der eingelaufenen Strömung von O'Brien und Sparrow /47/ und Sparrow und Hossfeld /49/ untersucht und in Abb. 2.25 zusammengefaßt.

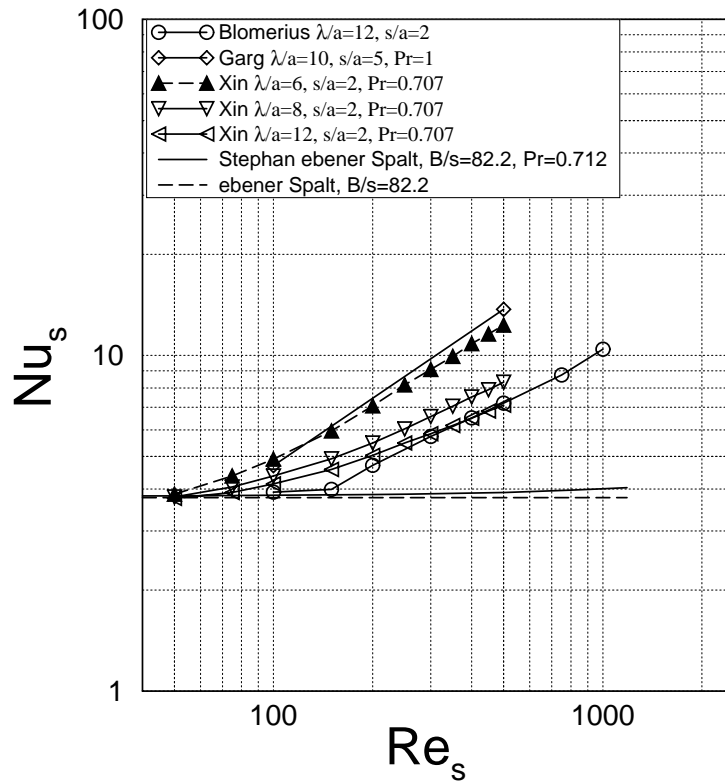


Abb. 2.23: Berechneter integraler Wärmeübergang in Sinuskanälen nach Blomerius /46/, Garg und Maji /58/, $Pr=1$ und Xin und Tao /59/, $Pr=0.707$.

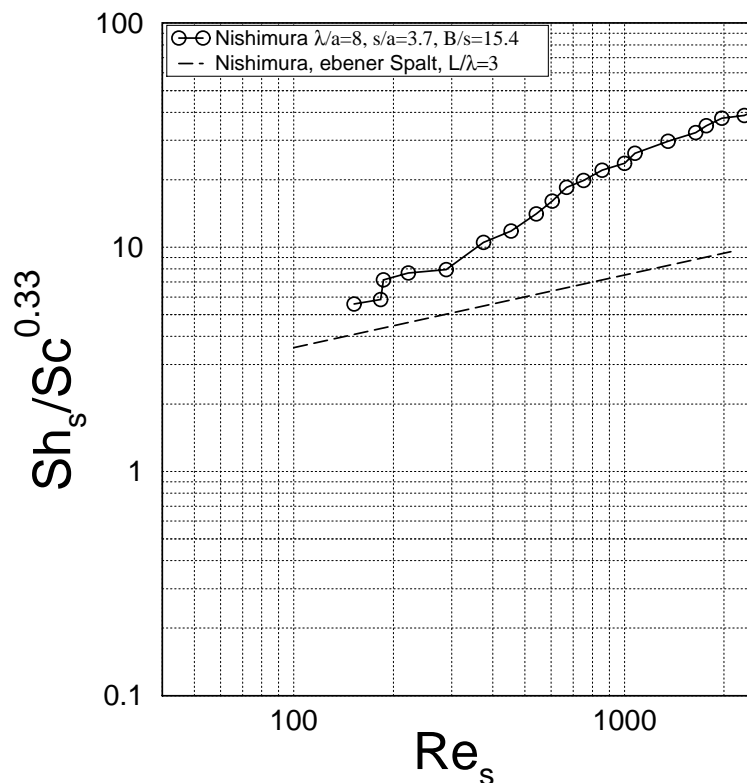


Abb. 2.24: Gemessener integraler Stoffübergang in Sinuskanälen nach Nishimura et al. /43/, für $Sc=1570, B/a=57.1, B/s=15.38$.

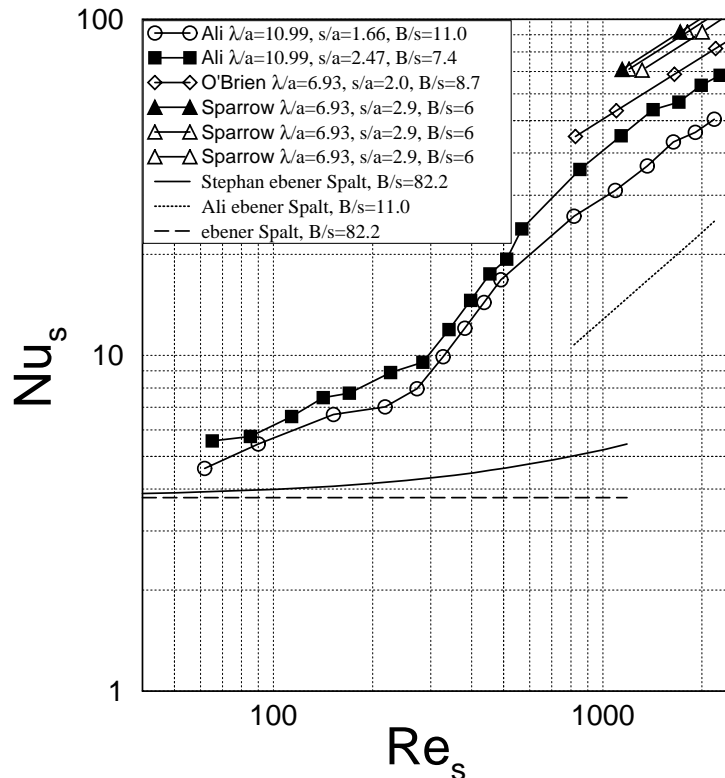


Abb. 2.25: Gemessener Wärmeübergang in Dreieckkanälen nach Ali und Ramadhyani /40/, $B/a=18.3$, O'Brien und Sparrow /47/, $B/a=17.3$, Sparrow und Hossfeld /49/, unterschiedliche Abrundungen, $B/a=17.3$, berechnet für $Pr=7$.

Ali und Ramadhyani /40/ geben über die Platte gemittelte Nu-Werte wieder. Die Ergebnisse von Sparrow und Hossfeld zeigen, daß eine Abrundung der dreieckigen Form den integralen Wärmeübergang nur geringfügig mindert, wie die nicht ausgefüllten Dreiecke zeigen.

Die integralen Messungen von Ali und Ramadhyani /40/ ergeben schon im laminaren Bereich eine deutliche Verbesserung des integralen Wärmeübergangs, der ab dem Übergang zur Turbulenz eine analoge Verbesserung des Wärmeübergangs wie bei der ebenen Spaltströmung ergibt, aber schon bei wesentlich kleineren kritischen Re_s -Zahlen auftritt, so daß die absolute Erhöhung gegenüber dem ebenen Spalt bemerkenswert ist.

Für **Trapezkanäle** liegen Ergebnisse zum integralen Wärmeübergang von Rybinova /71/ vor (Abb. 2. 26):

2.3 Problemstellung

Die Ergebnisse der Literaturübersicht zeigen, daß bislang keine hinreichenden Informationen über Kanäle mit gewellten Strukturen ineinanderliegender Anordnung vorliegen. In einer systematischen Analyse sollen deswegen die Strömungsvorgänge und die zugeordneten Transportvorgänge Druckverlust und Stoffübergang analysiert werden, wie es für einen optimalen Einsatz solcher Strukturen notwendig ist.

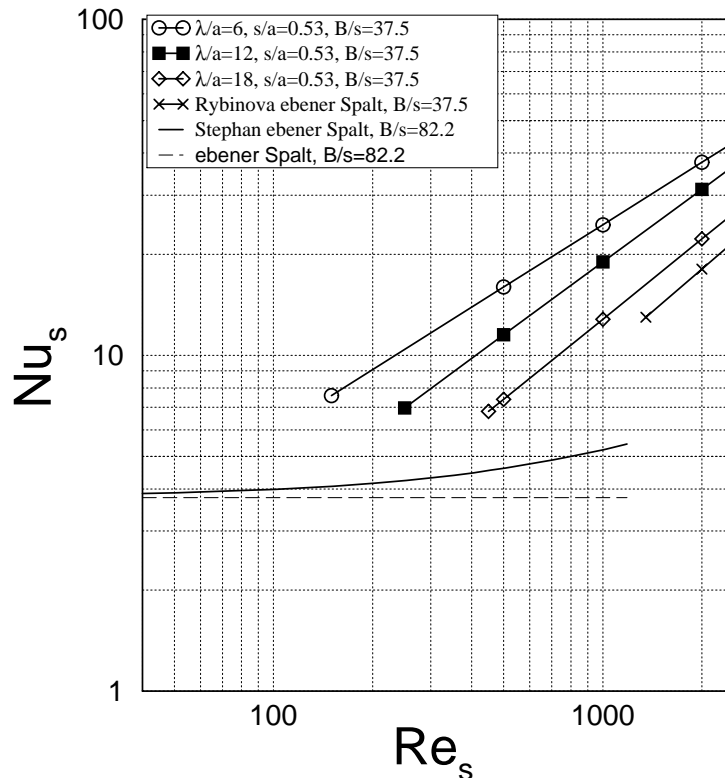


Abb. 2.26: Gemessener Wärmeübergang von Trapezkanälen nach Rybinova /71/, berechnet für $Pr=7$, $B/a=20$. Vergleich mit ebenen Spalt nach Stephan /72/, $Pr=7$, $L=400$ mm.

Der Anstellwinkel der Struktur soll immer senkrecht zur Hauptströmungsrichtung sein und nicht verändert werden, da sich sonst eine asymmetrische Geschwindigkeitsverteilung im Kanal ergibt.

Die Oberflächenwellung wird analog zu vorausgegangenen Arbeiten zu Platten mit gewellten Strukturen in gekreuzter Anordnung gewählt, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Gegenüber diesen sind allerdings bei der ineinanderliegenden Anordnung wesentlich größere und wesentlich kleinere Spaltabstände realisierbar.

Zur direkten Sichtbarmachung der Strömungsvorgänge sind auch wesentlich größere transparente Modelle notwendig, da die Strömungsinstabilitäten zu filigranen Strömungsstrukturen führen, die mit den für Stoffübergangsmessungen verwendeten Abmessungen schwer zu realisieren sind.

Da gewellte Kanäle mit ineinanderliegender Anordnung in der Lebensmitteltechnik insbesondere für Problemfluide sowie für höherviskose Fluide eingesetzt werden, sind Strukturen besonders interessant, die zu einer relativ homogenen Verteilung örtlicher Wärme- und Stoffübertragung führen, die auch das Foulingrisiko reduzieren. Deswegen soll zugleich auch der Bereich kleiner Re_s -Zahlen untersucht werden, bei dem die strukturierten Kanäle nicht unbedingt eine Erhöhung des Wärme- und Stoffübergangs bewirken.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind zugleich Basis für Nicht-Newtonsche Fluide, die hier noch ausgeklammert werden müssen, für die Lebensmitteltechnik aber von besonderer Bedeutung sind.

3. Versuchseinrichtungen, Meßtechnik

3.1 Wind- und Wasserkanäle

Für diese Arbeit wurden drei Strömungskanäle eingesetzt, die für die speziellen Belange angepaßt werden mußten. Dabei werden sowohl Wind- als auch Wasserkanäle verwendet. Wasserkanäle haben nicht nur bei der Sichtbarmachung des Strömungsfelds Vorteile wegen der wesentlich kleineren Strömungsgeschwindigkeiten, die sich dort bei gleicher Re-Zahl ergeben. Bei sehr kleinen Re-Zahlen hat die Meßmethode konvektiver Stoffübertragung in Luft begrenzte Aussagemöglichkeiten wegen des raschen Verbrauchs der anfangs zugesetzten Stoffmenge, so daß damit nur über endliche Längen Aussagen möglich sind. Diese Grenzen haben Meßmethoden konvektiver Stoffübertragung in Flüssigkeiten bei größeren Schmidt-Zahlen nicht. Deswegen wurden in vorausgegangenen Arbeiten von Kühnel und Kottke /73/, /74/ ein neues Verfahren zur Bestimmung örtlicher Stoffübertragung an festen Wänden in Flüssigkeiten entwickelt, das für durchströmte Strukturen große Vorteile hat.

3.1.1 Windkanal 1

Für die Sichtbarmachung von Strömungen mit dem Laser-Sheet-Verfahren und für die Geschwindigkeitsmessungen mit dem Laser-Doppler-Anemometer (LDA) wurde der Windkanal in Abb. 3.1 eingesetzt. Durch eine Einlaufdüse (1) wird Luft mit einem drehzahlgesteuerten Gebläse (3) angesaugt und in die Beruhigungsstrecke (4) gedrückt. Mit den Strömungsgleichrichtern (5), (7) wird das Geschwindigkeitsprofil vergleichmäßig und die Turbulenz reduziert. In Punkt (6) wird für die LDA-Messungen ein Glycerin-Wasser-Gemisch zugegeben bzw. für die Laser-Sheet-Sichtbarmachungen ein Propylendiglykol-Wasser-Gemisch verdampft. An die Beruhigungsstrecke mit Querschnitt 250 mm x 250 mm schließen sich eine Düse zur Querschnittsverringern auf 300 mm x 18 mm und eine 100 mm lange Einlaufstrecke an. An dem Einlaufstück wird in der Mitte der Kanalhöhe die Geschwindigkeit mit einem TSI-air-velocity-transducer (8450) gemessen, die über die Drehzahl des Gebläses stufenlos eingestellt werden kann. Die Sichtbarmachungen mittels Laser-Sheet und die Messungen mit Laser-Doppler-Anemometer wurden in einem von allen Seiten optisch zugänglichen Plexiglaskanal (10) durchgeführt, dessen Seitenwände fest miteinander verklebt sind und dessen Abmessungen in Tab. 3.1 zusammengefaßt sind:

Anzahl der Wellen	$N= 13$
Wellenlänge	$\lambda= 76 \text{ mm}$
Spaltbreite	$B= 300 \text{ mm}$
Spalthöhe	$s= 18 \text{ mm}$
Amplitude	$a= 9 \text{ mm}$
Länge	$L= 1010 \text{ mm}$
dimensionslose Wellenlänge	$\lambda/a= 8.45$
dimensionslose Spalthöhe	$s/a= 2$

Tab. 3.1: Abmessungen des durchsichtigen Strömungskanals.

Hinter der Meßstrecke folgt eine Auslaufstrecke (11) mit der Ausleitung der Luft ins Freie.

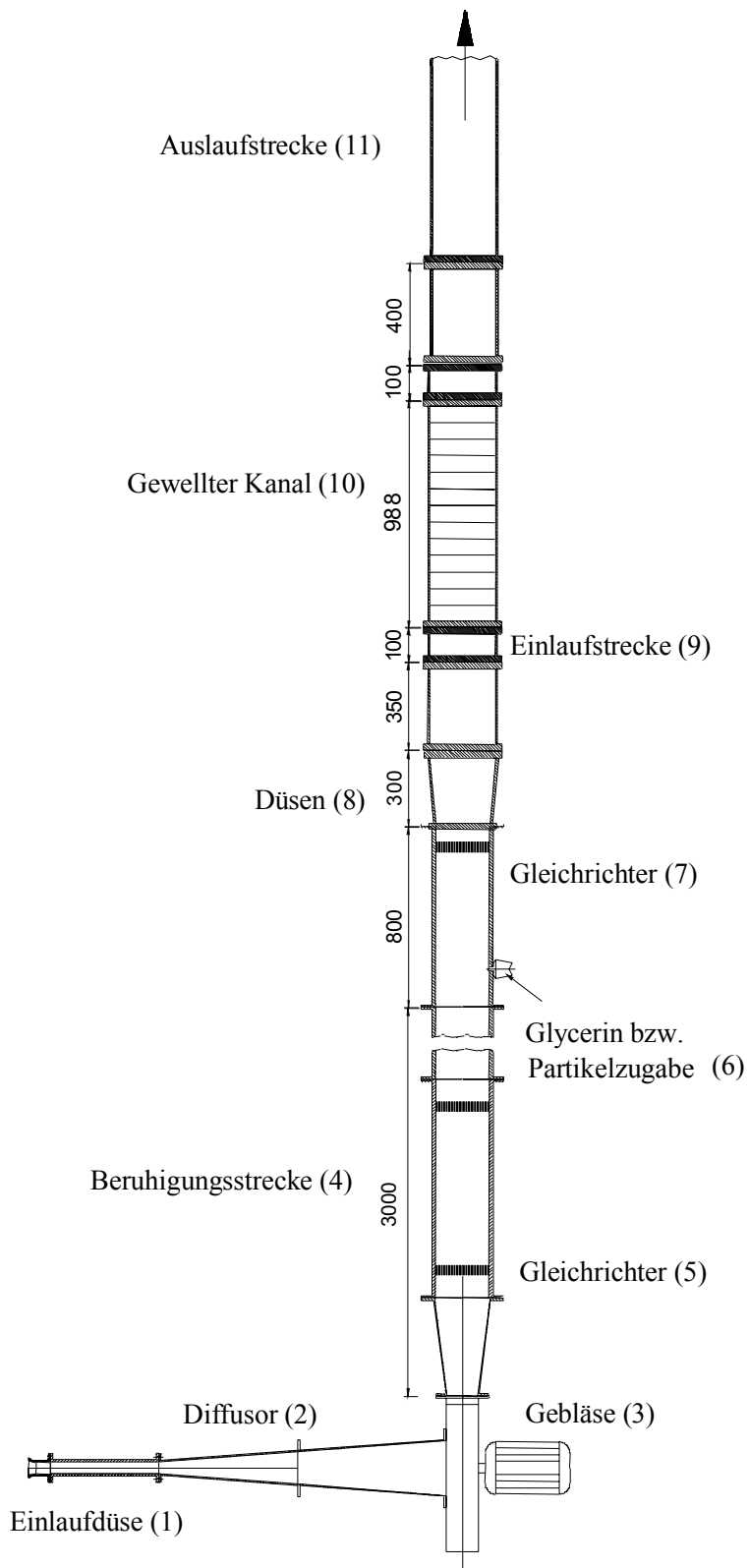


Abb. 3.1: Windkanal 1 für Laser-Sheet- und LDA-Messungen.

3.1.2 Windkanal 2

Für die Analyse der Strömungs- und Transportvorgänge in durchströmten Kanälen wurde ein spezieller Windkanal gebaut (Abb. 3.2), mit dem wesentlich kleinere Volumenströme einstellbar sind und der zugleich die speziellen Vorrichtungen für die eingesetzte Meßmethode konvektiver Stoffübertragung in Luft enthält:

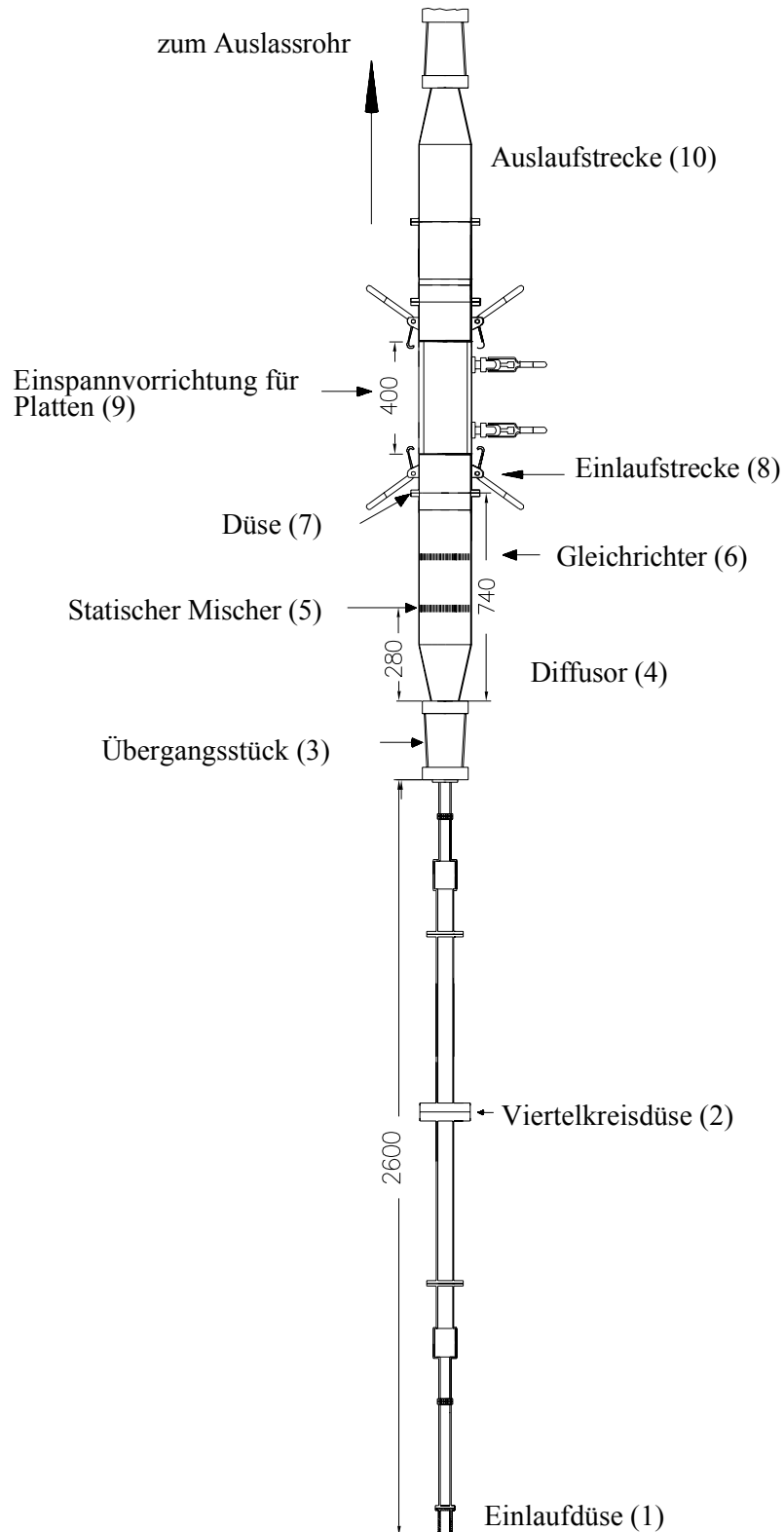


Abb. 3.2: Windkanal 2.

Vor der Einlaufdüse (1) kann dem Luftstrom impulsförmig Ammoniak aus einer Gasflasche mittels eines zeitschaltuhrgesteuerten Magnet-Ventils in sehr kleinen Mengen zugegeben werden. Luft wird mit einem drehzahlgesteuerten Verdichter durch den Kanal gesaugt. Der Volumenstrom wird mittels einer Viertelkreisdüse (2) bestimmt. Zur Erzeugung eines homogenen Ammoniak-Luft-Gemisches in der Meßstrecke sind ein statischer Mischer und ein Honeycomb als Strömungsgleichrichter vorgeschaltet. Die zu untersuchenden Strukturen werden mittels einer Einspannvorrichtung (9) am Ein- und Auslauf der Meßstrecke luftdicht verbunden.

3.1.3 Wasserkanal

Für die Analyse des Stoffübergangs in Wasser wird der Wasserkanal in Abb. 3.3 eingesetzt, wie er von der vorausgegangenen Arbeit von Kühnel /74/ zur Verfügung stand.

Vorratsbehälter

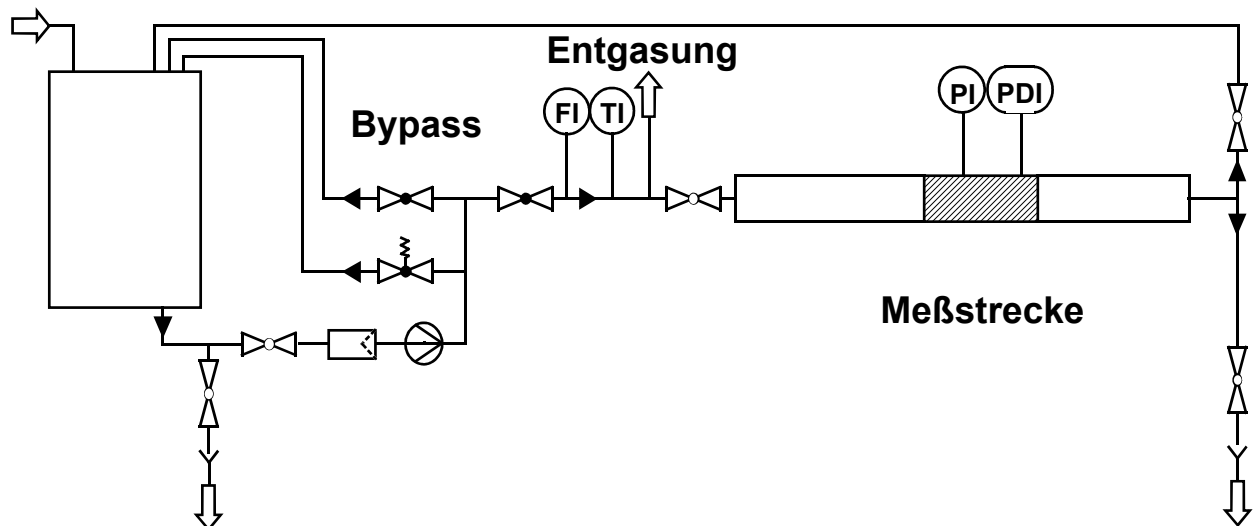


Abb. 3.3: Schemaskizze des Wasserkanals.

3.2 Strömungssichtbarmachung mit dem Laser-Sheet-Verfahren

Das Laser-Sheet-Verfahren ermöglicht die Sichtbarmachung der Strömung über einen kompletten Kanalquerschnitt. Laser-Licht wird über eine Zylinderlinse in einer Ebene aufgeweitet, in den Kanal gelenkt und an Streupartikeln reflektiert, die der Strömung stromauf zugegeben werden.

Das Laser-Sheet wird mit Hilfe eines 150 mW Argonionenlasers durch Aufweitung des zylindrischen Laserstrahles an einem zylindrischem Glasstab mit 5 mm Durchmesser erzeugt. Damit lassen sich sowohl horizontale wie auch vertikale Laserlichtschnitte im Kanal erzeugen. Der Abstand zwischen Kanal und Laser beträgt ca. 250 mm. Der Laser ist parallel zum Kanal auf einer 3 m langen Schiene stufenlos verschiebbar angebracht.

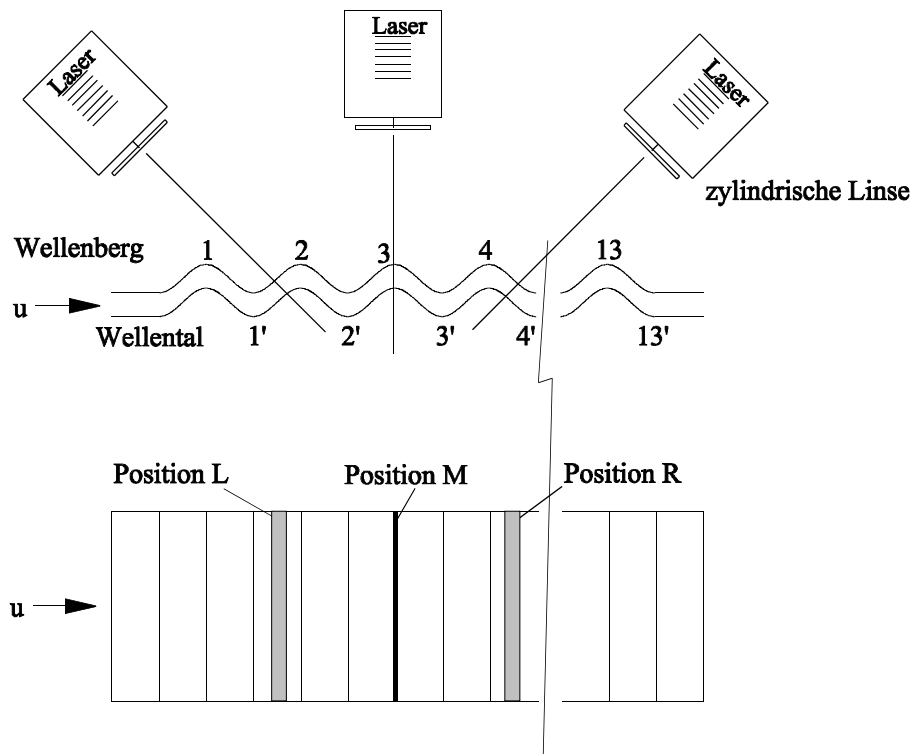


Abb. 3.4: Laser-Sheet-Aufnahmepositionen in der transparenten Meßstrecke aus Plexiglas. Schnittebene quer zur Strömungsrichtung.

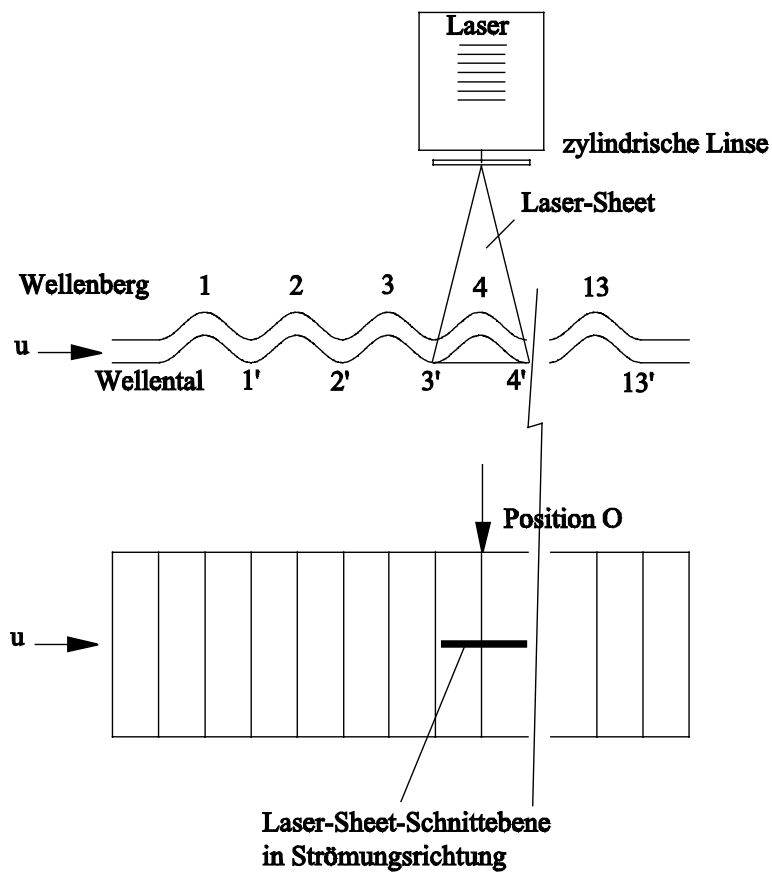


Abb. 3.5: Laser-Sheet-Aufnahmepositionen in der transparenten Meßstrecke aus Plexiglas. Schnittebene in Strömungsrichtung.

Die Streupartikeln wurden durch Verdampfen eines 70%-igen Propylendiglykol-Wasser-Gemisches erzeugt, das vor der Meßstrecke im Punkt (6) zugeführt wird. Zur Verdampfung wurde das Gemisch mittels einer Mikroschlauchpumpe durch ein widerstandbeheiztes Metallrohr von 70 mm Länge und 0.5 mm Durchmesser gepumpt. Der entstehende Dampf wurde in einem Vorratsgefäß gesammelt und von dort mittels eines fein regulierbaren Druckluftstromes dem Kanal isokinetisch zugeführt.

Die Lichtschnitte wurden mit Kleinbildkamera (Ilford HP-5, 400 ASA, Verschlusszeiten 1/125s, Normallinse mit 50 mm, Blende 1:1.4 und davorgesetzter Nahlinse) dokumentiert sowie mit einer Videokamera in Verbindung mit einem VHS-Videorekorder aufgenommen.

Aufnahmen mit Kamera oder Videogerät wurden aus Position L, M und R entsprechend Abb. 3.4 und Abb. 3.5 durchgeführt. Dabei werden folgende Bezeichnungen verwendet: Der Scheitelpunkt eines Wellenbergs wird mit einer ganzzahligen Zahl bezeichnet (z. B. 6.0). Der Scheitelpunkt eines Wellentals eine halbe Wellenlänge stromauf wird entweder mit *.´ (z. B. 6´) oder mit *.5 (z. B. 6.5) bezeichnet. Die Wendepunkte haben die Bezeichnung *.25 und *.75.

Bei der Versuchsdurchführung wurden die verschiedenen Schnittebenen jeweils bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten analysiert:

3.3 Messung von Geschwindigkeit und Turbulenz

Laser-Doppler-Anemometer (LDA) bieten die Möglichkeit, örtliche Geschwindigkeiten, Turbulenzintensitäten sowie eine Reihe anderer Strömungsparameter zu messen, ohne dadurch die Strömung wesentlich zu stören. Die Grundlagen der Laser-Doppler-Anemometrie sind in /75/ eingehend beschrieben, so daß hier nur wesentliche Grundprinzipien wiedergegeben sind.

Bei der Laser-Doppler-Anemometrie werden zwei kohärente Lichtstrahlen endlicher Dicke zum Schnitt gebracht, so daß Interferenzstreifen in einem begrenzten Meßvolumen entstehen.

Der Interferenzstreifenabstand d_f hängt sowohl von der Lichtwellenlänge λ als auch von dem Halbwinkel ϕ zwischen den beiden Strahlen ab, unter dem eingestrahlt wird. Kleinere Winkel ergeben demnach breitere Streifen (Abb. 3.6).

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin \phi} \quad (3.1)$$

In der Strömung mitbewegte Partikeln streuen im Meßvolumen das Licht. Die Eigenbewegung der Teilchen verändert entsprechend des Dopplereffekts die Frequenz des Laserlichtes.

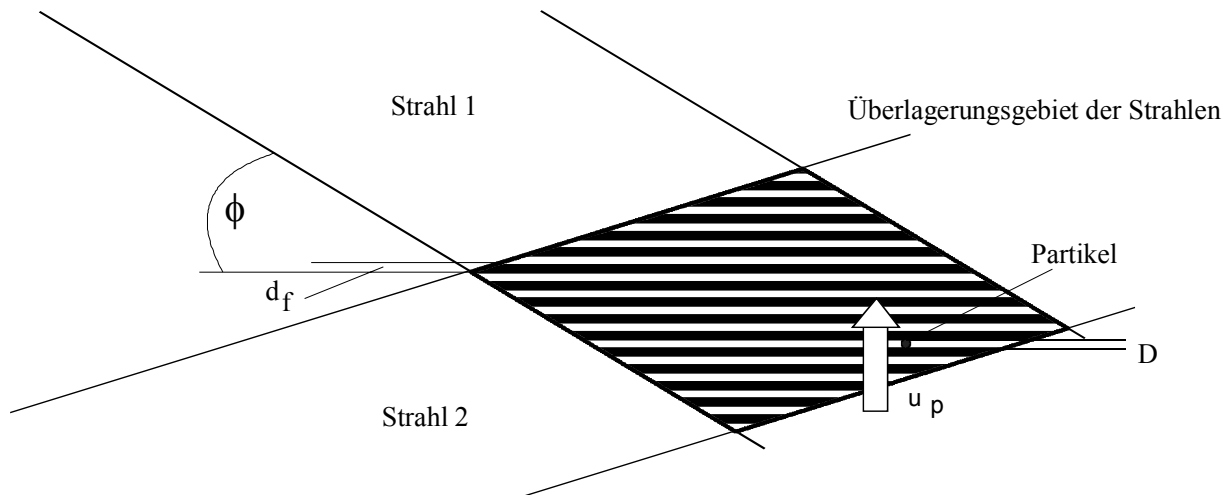


Abb. 3.6: Prinzip der LDA-Geschwindigkeitsmessung.

Die Frequenz des Streulichtes ist zur Geschwindigkeit der Partikeln linear proportional und wird um so höher, je höher die Geschwindigkeit u_p der Teilchen ist.

$$f_d = \frac{u_p}{d_f} \quad (3.2)$$

wobei f_d die Dopplerfrequenz in Hz ist.

Um auch bei sehr kleinen Strömungsgeschwindigkeiten u messen zu können und um zwischen Vorwärts- und Rückwärtsströmung unterscheiden zu können, wird eine Hälfte der Strahlen durch eine sog. Bragg-Zelle in der Frequenz leicht verändert. Die sich ergebende Schwebung hat laufende Interferenzstreifen zur Folge, die auch bei Geschwindigkeiten in der Nähe von Null ein Meßsignal ergeben.

Die Partikelgeschwindigkeit u_p läßt sich danach aus einer einfachen Formel ermitteln:

$$u_p = f_d \cdot d_f \quad (3.3)$$

Zur Messung wird ein 100 mW starker Argon-Ionen-Laser der Firma Omnicrome verwendet. Bei dem vorliegenden 2-Kanal-Doppler-Anemometer (TSI) werden die beiden Laserwellenlängen $\lambda=514,5$ nm (grün) und $\lambda=488$ nm (blau) benützt, um sowohl die Haupt- als auch die Nebenströmungsgeschwindigkeit simultan messen zu können. Das Licht wird im sog. "Colorburst" in einzelne Farben aufgespalten und über Koppellemente (TSI 9271) mittels Glasfaserkabel auf ein Linse mit 250 mm Brennweite gegeben. Das vom Partikel zurückgestreute Licht wird im gleichen optischen Kopf gebündelt und über Glasfaserkabel zu einem Strahlteiler (TSI 9145) geleitet. Im Strahlteiler wird das Streulicht durch einen wellenlängenselektiven Spiegel in die einzelnen Farben getrennt, die danach durch einen hochgenauen wellenlängenspezifischen Filter von Fremdfarben gereinigt werden. Nach dem Filter wird das Licht von Photomultipliern (TSI 9162) aufgenommen und in ein Spannungssignal umgewandelt.

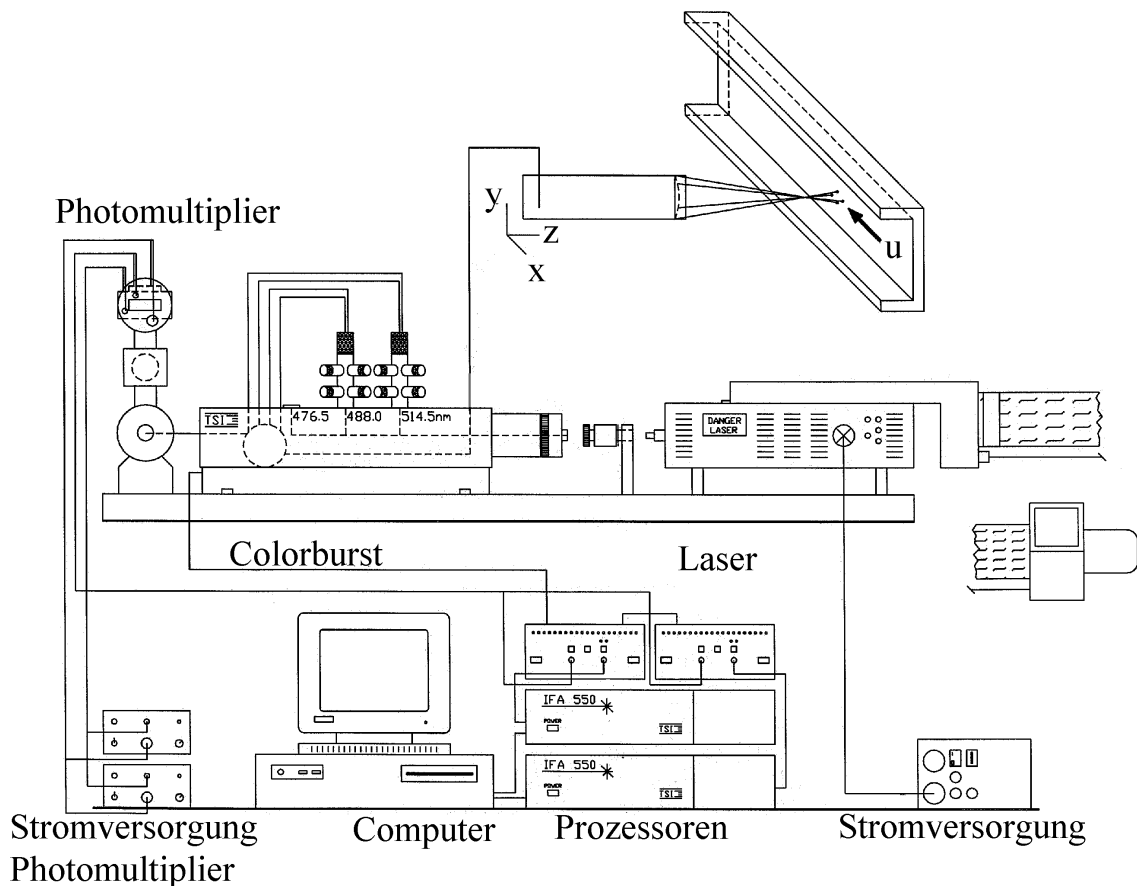


Abb. 3.7: Laser-Doppler-Meßsystem.

In den darauffolgenden Frequency-Shiftern (9186A-4) wird durch ein Hochpassfilter niederfrequentes Rauschen aus dem Signal herausge-filtert, die Frequenz vermindert und das Signal mit Hilfe eines Tiefpassfilters von hochfrequentem Rauschen befreit. In den nachgeschalteten Prozessoren IFA 550 werden die Signale ausgewertet und adressenkodiert an eine Karte im PC mit Direct Memory Access weitergegeben. Die IFA 550 messen die Dopplerfrequenz, indem sie 8 Dopplerzyklen oder 16 Nulldurchgänge messen. Die Zeit dafür wird als Abschätzung für einen Bestätigungsalgorithmus benützt, der in weiteren Messungen überprüft, ob ein kohärentes Signal vorliegt. Falls nicht, wird eine neue Messung mit einem Suchalgorithmus gestartet, bis wieder 16 Halbzyklen gemessen sind, die dem Bestätigungsalgorithmus genügen. Diese bestätigten Rohdaten (pro Meßpunkt üblicherweise 1024 Messungen) werden im PC mit Hilfe von Software und der eingegeben Geometriedaten der Linse zu mittlerer Geschwindigkeit, Turbulenz, Standardabweichung, Scherspannungen usw. umgerechnet.

3.4. Meßmethoden konvektiver Stoffübertragung

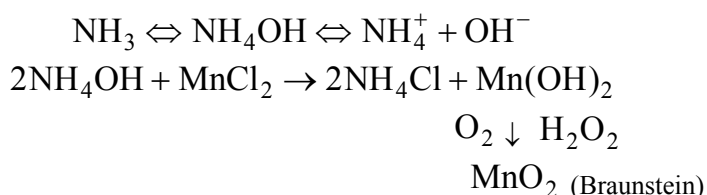
3.4.1 Ammoniak-Luft-System

Die Sichtbarmachung und Bestimmung des örtlichen und integralen Stoffübergangs im Windkanal wird mit einer Methode konvektiver Stoffübertragung durchgeführt, wie sie von Kottke und Blenke /76-82/ beschrieben wurde.

Die Meßmethode beruht auf Absorption, chemischer Reaktion und gekoppelter Farbreaktion und nutzt eine chemische Nachweismethode für den übergehenden Stoff Ammoniak.

Vor Versuchsbeginn wird die Oberfläche der zu untersuchenden Struktur mit Filterpapier belegt, das zuvor mit einer wässrigen Mangan(II)-Chloridlösung getränkt wurde. Die Struktur wird dann in die Meßstrecke eingebaut und die gewünschte Reynoldszahl Re_s am Spalt eingestellt.

Der übergehende Stoff Ammoniak wird impulsförmig über ein Magnetventil vor der Meßstrecke zugegeben, Ammoniak wird in der feuchten Oberfläche absorbiert und reagiert dort über eine chemische Reaktion zu einem zeitlich und örtlich stabilen, farbigen, festen Reaktionsprodukt (Braunstein), entsprechend



Die Ammoniakkonzentration in der Luft wird dabei so klein gehalten, daß Effekte über den Stefanstrom selbst bei hohen Stoffübergangskoeffizienten das Meßergebnis nicht meßbar verfälschen /77/.

Die Farbintensitätsverteilung entspricht der örtlich übergegangenen Stoffmenge. Deswegen lassen sich aus der Farbintensitätsverteilung direkte Aussagen über die der örtlichen Stoffübertragung zugrundeliegenden Strömungsvorgänge machen. Für quantitative Auswertungen werden die Remissionsphotometrie oder die digitale Bildverarbeitung eingesetzt.

3.4.2 Acidolblau-Wasser-System

Zur Sichtbarmachung der Strömung und des Stoffübergangs wurde alternativ auch ein Wasserkanal eingesetzt. Die Sichtbarmachung des Stoffübergangs an festen Wänden in Flüssigkeiten beruht hier auf der Chemisorption eines Farbstoffes an einer festen Oberfläche. Dazu wird ein blauer anionischer Farbstoff (Acidol-Blau 3GX-N 200%, BASF) in der Flüssigkeit gelöst und auf der Oberfläche einer sehr dünnen Membran aus Polyamid oder einer polyamidbeschichteten Chromatographiefolie entsprechend des örtlichen Stoffübergangs /74/ chemisorbiert. Aus der Farbintensitätsverteilung wird analog wie bei der Ammoniak-Methode in Luft mittels Remissionsphotometrie bzw. digitaler Bildverarbeitung der örtliche Stoffübergang bestimmt.

3.5 Auswertung von Stoffübergangsverteilungen

3.5.1 Remissionsphotometrische Auswertung

Zur quantitativen Auswertung werden Filterpapier, Membranfolie oder Dünnschichtchromatographiefolie mittels Sprühkleber auf dem Kreuztisch fixiert. Abb. 3.8 zeigt das eingesetzte Remissionsphotometer, das für diese Stoffübergangsmessungen speziell angepaßt werden mußte. Der Meßkopf ist an einem computergesteuerten Kreuztisch angebracht und kann stufenlos über den Tisch zur Abrasterung der Probe bewegt werden.

Die remissionsphotometrische Messung wird monochromatisch bei einer spezifischen Wellenlänge $\lambda=450\text{ nm}$ durchgeführt. Eine dunkle Färbung führt zu einem niedrigen Remissionsgrad, eine schwache Färbung zu einem hohen Remissionsgrad. Der Zusammenhang zwischen Remissionsgrad R und Belegungsdichte b wird aus einer empirisch gewonnenen Eichkurve /77/ bestimmt.

Da sowohl obere wie untere Seite belegt werden müssen und sich dort bei durchströmten Kanälen unterschiedliche Strömungs- und Transportvorgänge ergeben können, müssen beide Seiten einer durchströmten Struktur ausgewertet werden /74/.

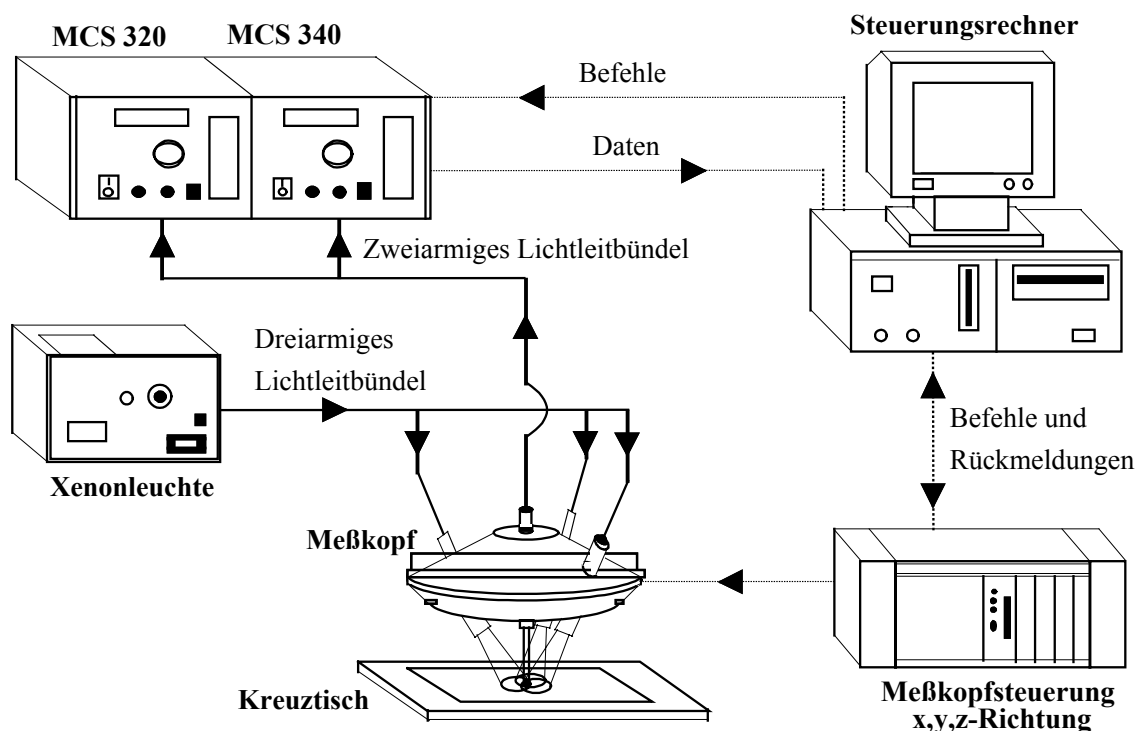


Abb. 3.8: Remissionsphotometer.

3.5.2 Auswertung mittels digitaler Bildverarbeitung

Als Alternative zur zeitaufwendigen remissionsphotometrischen Auswertung bietet sich die digitale Bildverarbeitung an, wie sie für die vorhandenen Meßsysteme in einer parallelen Arbeiten von Kühnel /74/ und Ehni /83/ entwickelt wurde. Die Geschwindigkeit der Auswertung ist hier wesentlich größer. Als Software wird das Programm OPTIMAS 5.2 der Firma BioScan in Verbindung mit Windows 95 und Excel 5.0 verwendet, das für den Einsatz zur Stoffübergangsmessung speziell angepaßt werden mußte. Als Hardware wurde verwendet: eine Sony DXC 930 P Farbvideokamera mit drei CCD-Sensoren, ein PC mit Bildverarbeitungskarte ITI MFG-Board, Color-Modul und 17"-EIZO Monitor (1024 x 768) sowie zur Beleuchtung Osram DULUX L LUMILUX Hochfrequenz-Leuchstoffröhren.

Die Probenlänge wurde stets bei 385 mm belassen. Das für OPTIMAS benötigte ROI (Region of Interest) wurde am Anfang der Messung auf 385 mm kalibriert.

Nach Systemstart, Abgleich und Referenzbildaufnahme wird die Farbverteilung aufgenommen und mit Hilfe eines A/D-Wandlers in binäre Bilddaten umgewandelt. Der Bildinhalt wird als Graphikdatei (*.tif) abgespeichert. Die Umgebung außerhalb des ROI wird als Hintergrund verworfen. Die Proben wurden mit Hilfe eines Makros in der Programmiersprache ALI /83/ ausgewertet. Alle Meßpunkte sind örtlich gemittelt und mit einer Eichkurve in örtliche Belegungsdichten umgerechnet. Über die Probenbreite werden im Regelfall 323 Spuren horizontal und 127 Spuren vertikal ausgewertet. In einer zweiseitigen Excel-Datei wird die über die Breite gemittelte Belegungsdichte und die jeweils zugehörige x-Koordinate abgespeichert. Diese Datei wird dann analog zur photometrischen Messung weiter ausgewertet.

Zur Bestimmung von Variationskoeffizienten werden auch die lokale Belegungsdichten verwendet.

3.6 Geometrische Bezugsgrößen

Bei Platten mit ineinanderliegender Anordnung wird entsprechend Abb. 1.2 bzw. Abb. 3.9 die dimensionslose Spalthöhe s/a und die dimensionslose Wellenlänge λ/a verwendet. Dabei ist die Spalthöhe s und die Wellenlänge λ auf die Amplitude a der Welle bezogen.

Die effektive wärmeübertragende Oberfläche der Platte ergibt sich aus der abgewickelten Oberfläche A' bzw. der abgewickelten Länge L' . Bezeichnet A die projizierte Fläche und L die projizierte Länge, dann ist

$$k_f = A'/A \quad (3.5)$$

Für Strukturen mit Wellung senkrecht zur Strömungsrichtung vereinfacht sich diese Beziehung zu

$$k_f = A'/A = L' \cdot B / L \cdot B = L'/L \quad (3.6)$$

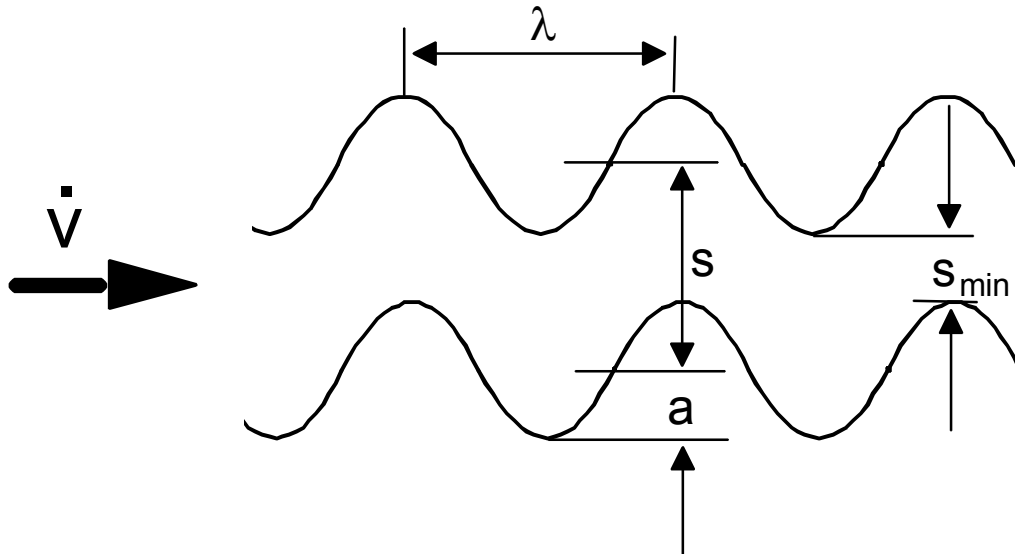


Abb. 3.9: Spalthöhe bei Platten mit ineinanderliegender Anordnung.

In Tabelle 3.2 sind die wesentlichen geometrischen Abmessungen der untersuchten Strukturen zusammen mit dem Flächenvergrößerungsfaktor k_f und dem minimalen Radius R_{\min} im Wellenberg bzw. -tal einer Sinusstruktur zusammengefasst.

Platte	1	2	3	4	5	6	7	8
λ/a	3.56	5.5	5.5	7.45	7.45	10	10	14.25
λ [mm]	17.8	10.04	27.5	13.6	37.25	18.25	50	26
a [mm]	5	1.825	5	1.825	5	1.825	5	1.825
k_f	1.5582	1.2724	1.272	1.1592	1.1592	1.0923	1.0923	1.0469
Wellen N	22.4	40	14.54	29.4	10.73	21.9	8	15.38
R_{\min}	1.605	1.387	3.831	2.567	7.029	4.622	12.665	9.382

Tab. 3.2: Abmessungen der gefertigten sinusförmigen Oberflächenstrukturen.

3.7 Bestimmung örtlicher Stoffübergangskoeffizienten

Zur Bestimmung örtlicher Stoffübergangskoeffizienten auf der abgewinkelten Oberfläche können die über die Breite gemittelten örtlichen Belegungsdichten \bar{b}_x in örtliche Stoffübergangskoeffizienten β_x umgerechnet werden.

$$\beta_x = \frac{\bar{b}_x \cdot \dot{V}}{M_{A(x)}} \quad (3.7)$$

Dabei ist \dot{V} der Luft-Volumenstrom, $M_{A(x)}$ die in ein Segment eintretende gesamte Ammoniakmenge und \bar{b}_x die mittlere Belegungsdichte über die Breite eines Segments.

Bei bekannten Größen Eingangs-Ammoniakmenge $M_{A(x)}$ und Volumenstrom \dot{V} erhält man den über die Spaltbreite gemittelten Stoffübergangskoeffizienten, solange die

Eingangs-Ammoniakmenge durch Stoffübergang nicht meßbar abnimmt. Für die dimensionslose örtliche Sherwood-Zahl auf der abgewickelten Oberfläche gilt dann

$$\text{Sh}_{sx} = \frac{\beta_x \cdot s}{D_A} \quad (3.8)$$

wobei s die Spalthöhe und D_A den Diffusionskoeffizienten von Ammoniak in Luft beinhalten.

Da aber in der Regel in Spaltströmungen die Eingangs-Ammoniakmenge stromab entsprechend der übergegangenen Stoffmenge abnimmt, muß die Ammoniakmenge an der Stelle x durch Stromabwärtsbilanzierung bestimmt werden. Da sich die Eingangs-Ammoniakmenge nur mit begrenzter Genauigkeit bestimmen läßt, können die Fehler bei der Bestimmung örtlicher Stoffübergangskoeffizienten sehr groß werden, wenn die Ammoniakmenge im Spalt in der Größenordnung des Fehlers der Eingangskonzentration liegt.

Deswegen wird für die Bestimmung des Stoffübergangskoeffizienten ein neues Verfahren eingesetzt, bei dem der Gradient der Belegungsdichte nach Kottke und Zimmerer /84/ herangezogen wird.

Dieses Verfahren basiert darauf, daß die Strömungs- und Konzentrationsfelder nach einer gewissen Einlauflänge voll ausgebildet sind. Der Stoffübergangskoeffizient β_i gemittelt über eine Welle wird dann konstant für jede Welle.

$$\beta_0 = \frac{b(x_0) \cdot \dot{V}}{M_A(x_0)} = \frac{b(x_1) \cdot \dot{V}}{M_A(x_1)} = \beta_1 = \beta \quad (3.9)$$

Die Abnahme der Ammoniakmasse zwischen zwei Punkten läßt sich aus einer Stromabwärtsbilanzierung bestimmen, da die an die Oberfläche übergegangene Stoffmenge die verfügbare Konzentration bzw. Ammoniakmenge im Fluid mindert.

$$M_A(x_1) = M_A(x_0) - \int_{x_0}^{x_1} dM_A \quad (3.10)$$

$$\int_{x_0}^{x_1} dM_A = 2B \int_{x_0}^{x_1} b(x) dx \quad (3.11)$$

Die Belegungsdichte nimmt bei ausgebildeter Strömung über der Lauflänge x exponentiell ab. In halblogarithmischer Darstellung ergibt sich deswegen eine lineare Abnahme der Belegungsdichte:

$$b(x) = A_0 \cdot \exp(A_1 + A_2 x) \quad (3.12)$$

Der konstante Stoffübergangskoeffizient β bzw. die Sh-Zahl über die abgewickelte Länge L' kann dann einfach aus der Steigung A_2 der Geraden berechnet werden, wobei B die Kanalbreite und Sc die Sc-Zahl ist. Bei der Ammoniak-Methode ist $Sc=0.616$, bei der Acidolblau-Methode ist $Sc \approx 1150$ /74/.

$$\beta = \frac{\dot{V} \cdot A_2}{2 \cdot B} \quad (3.13)$$

$$\text{Sh} = \frac{\beta \cdot s}{D_A} = \frac{\text{Re}_s \cdot A_2 \cdot s}{2} \cdot \text{Sc} \quad (3.14)$$

Für den auf die abgewickelte Länge übertragenen integralen Massenstrom \dot{M}_A im Bereich der ausgebildeten Strömung gilt dann

$$\dot{M}_A = \beta \cdot A' \cdot (\rho_{AI} - \rho_{AW}) \quad (3.15)$$

wobei A' die effektive, abgewickelte Oberfläche, ρ_{AI} die Partialdichte des Stoffes A im Fluid und ρ_{AW} die Partialdichte des Stoffes A an der Wand ist (hier=0). Der mittlere Stoffübergangskoeffizient β bezieht sich hierbei auf die tatsächlich abgewickelte Fläche A' .

Für die Baugröße des Apparats ist aber die projizierte Grundfläche A entscheidend, wie sie auch den Wärmeübergangsmessungen in der Literatur zugrunde liegt. Damit ergibt sich mit Gl. (3.5)

$$\dot{M}_A = \beta \cdot k_f \cdot A \cdot (\rho_{AI} - \rho_{AW}) \quad (3.16)$$

Damit ergibt sich der auf die projizierte Oberfläche bezogene mittlere Stoffübergangskoeffizient β_{eff} zu

$$\beta_{\text{eff}} = \beta \cdot k_f \quad (3.17)$$

und die auf die projizierte Oberfläche bezogene mittlere Sh_s -Zahl zu

$$\text{Sh}_s = \frac{\beta_{\text{eff}} \cdot s}{D_A} = \frac{\text{Re}_s \cdot A_2 \cdot s \cdot k_f}{2} \cdot \text{Sc} \quad (3.18)$$

3.8 Analogie zwischen Stoff- und Wärmeübergang

Bei überströmten Gebilden ergibt sich aus den Nußeltschen Potenzansätzen für die Analogie der Wärme- und Stoffübertragung

$$\frac{\text{Nu}_s}{\text{Sh}_s} = \frac{\text{Sc}^{n_1}}{\text{Pr}^{n_2}} \quad (3.19)$$

Die Exponenten n_1 und n_2 sind nicht konstant und abhängig von Grenzschichtzustand, dem Grenzschichtprofil, insbesondere aber von der Grenzschichtdicke und damit von der Pr- und Sc-Zahl selbst. Bei laminaren Grenzschichten liegt n zwischen $0.33 \leq n \leq 0.5$.

Bei durchströmten Kanälen mit eingelaufener laminarer Strömung ist die Sh_s bzw. Nu_s -Zahl konstant

$$Sh_s = Nu_s = \text{const.} \neq f(Sc, Pr) \quad (3.20)$$

es liegt also keine Abhängigkeit von der Stoffkennzahl Pr bzw. Sc vor.

Die Analogie kann bei laminarer Strömung in durchströmten Strukturen nur im beginnenden Einlaufbereich angewendet werden, wenn die Grenzschichten noch sehr dünn sind. Der sich anschließende Einlaufbereich ist der Umrechnung mit der Analogie nicht mehr zugänglich. Erst in Spaltströmungen mit turbulentem Strömungszustand kann die Analogie wieder angewandt werden, wobei über den Exponenten n der Schmidt- bzw. Prandtl-Zahl unzureichende Ergebnisse vorliegen, Kühnel /74/. Die Genauigkeit einer Umrechnung von Sh_s -Zahlen in Nu_s -Zahlen hängt davon ab, wie genau der Exponent n bekannt ist.

3.9 Messung des Druckverlusts

3.9.1 Inkompressible Medien

Der Volumenstrom wird nach DIN 1952/VDI 2041 über den Differenzdruck an einer Viertelkreisdüse bestimmt. Die Durchflußkoeffizienten wurden mit Hilfe eines geeichten Massendurchflußmessers (Deguflow) ermittelt.

Für den Widerstandsbeiwert ζ_s gilt dann mit Gl. (2.11)

$$\zeta_s = \frac{\Delta p}{0.5 \cdot \rho \cdot u^2} \cdot \frac{s}{L} \quad (2.11)$$

Darin bezeichnen Δp den Druckverlust, ρ die Dichte des Fluids, u die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Spalt, L die Länge der Meßstrecke (nicht abgewinkelte Länge) und s die Spalthöhe. Diese Beziehung setzt inkompressibles Fluid voraus. Dies ist in Spaltströmungen in Luft nur bei kleineren Reynoldszahlen $Re_s = u \cdot s / \nu$ der Fall. Bei größeren Reynolds-Zahlen muß die Kompressibilität der Luft mitberücksichtigt werden, da sich die Dichte und die Strömungsgeschwindigkeit längs des Strömungswegs ändern. Es genügt dann nicht mehr, nur den Druckverlust vom Platteneintritt zum Austritt als Differenzdruck zu messen, vielmehr muß der Absolutdruck vor oder nach der Platte zusätzlich erfaßt werden.

3.9.2 Kompressible Medien

Es verändern sich längs des Strömungswegs x durch den Strömungskanal

- die Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$,
- der Druck $p(x)$,
- und die Dichte des Fluids $\rho(x)$.

Dann ist $\zeta_s(x)$

$$\zeta_s(x) = \frac{\Delta p}{0.5 \cdot \rho(x) \cdot (u(x))^2} \cdot \frac{s}{L} \quad (3.21)$$

Deswegen wird ein mittlerer Widerstandsbeiwert ζ_s berechnet, der auf der mittleren logarithmischen Druckdifferenz basiert. Für den mittleren Druck \bar{p} im Plattenspalt gilt

$$\bar{p} = \frac{p_a - p_e}{\ln \frac{p_a}{p_e}} \quad (3.22)$$

p_a ist der Druck vor, p_e nach der Meßstrecke. Dann läßt sich \bar{p} aus dem allg. Gasgesetz errechnen

$$\bar{p} = f(\bar{p}, T) = \frac{\bar{p}}{R_L \cdot T_L} \quad (3.23)$$

und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit u

$$u = \frac{\dot{M}}{\bar{\rho} \cdot A_q} \quad (3.24)$$

wobei A_q der Spaltquerschnitt quer zur Strömungsrichtung ist. Damit berechnet sich der mittlere Widerstandsbeiwert ζ_s

$$\zeta_s = \frac{\Delta p}{0.5 \cdot \bar{\rho} \cdot u^2} \cdot \frac{s}{L} \quad (3.25)$$

Bei stationären Versuchsbedingungen ergibt die Kontinuitätsgleichung:

$$\rho \cdot u = \text{const.} \quad (3.26)$$

Damit ist die Re_s -Zahl

$$Re_s = \frac{u \cdot \rho \cdot s}{\eta} \quad (3.27)$$

wegen

$$\eta \neq \eta(p) \quad (3.28)$$

nicht vom örtlichen Druck abhängig. Sie ist damit längs des Weges konstant und entspricht in ihrem Wert der inkompressiblen Strömung.

Die Messung des Druckverlustes wird im Windkanal 2 durchgeführt. Die Druckmeßbohrungen befinden sich 10 mm vor und nach der Meßstrecke und sind in halber Spalthöhe angebracht.

Über diese Bohrungen wird sowohl der Druckabfall der Strukturen als auch der Absolutdruck in der Meßstrecke gemessen. Der Umgebungsdruck, die Umgebungstemperatur und die Temperatur im Kanal werden zur Berechnung der Stoffwerte aufgenommen.

Als Meßinstrument werden vier verschiedene Mikromanometer (FC014-Micromanometer der Firma Furness Control Ltd.) benützt, die einen Meßbereich zwischen 1 Pa und 20 kPa abdecken. Das Meßprinzip beruht auf der Verformung einer Membran, die durch Dehnungsmeßstreifen über eine Brückenverstärkungsschaltung registriert und als Analogsignal ausgegeben wird.