5. Strömungsinstabilitäten im Sinuskanal bei größeren Spalthöhen

5.1 Sichtbarmachung der Wandvorgänge über den lokalen Stoffübergang

Bisher wurden Sinuskanäle untersucht, bei denen die Spalthöhe relativ klein war. Abb. 5.1 zeigt solche Strukturen mit unterschiedlichen Spalthöhen.

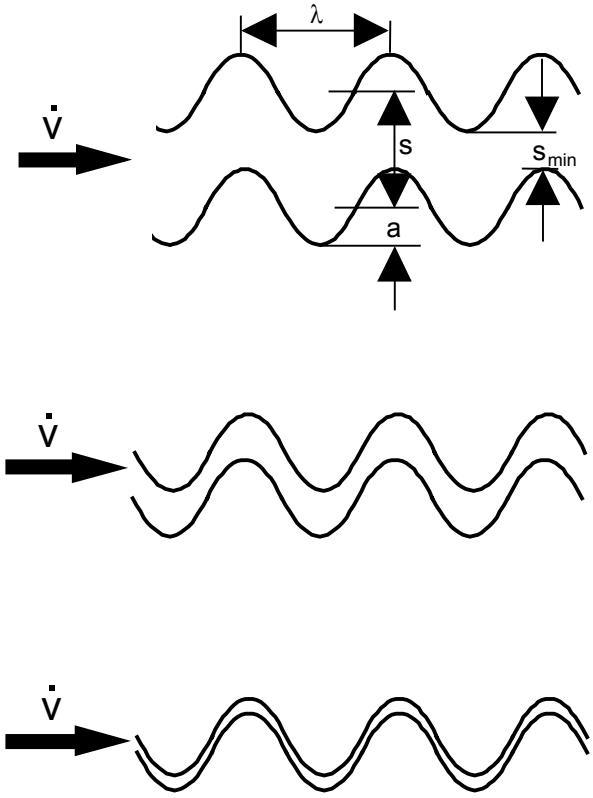

Abb. 5.1: Sinuskanäle mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und ineinanderliegender Anordnung bei unterschiedlichen Spalthöhen.

Ist die Spalthöhe relativ klein, so lassen sich im Bereich der zuvor beschriebenen Grenzen regelmäßige Längswirbelfelder nachweisen, die längs der konkav gekrümmten Stromlinien im Wandbereich entstehen. Wird die Spalthöhe über s/a=2.0 hinaus weiter vergrößert, so entsteht zwischen den Kanalwänden ein freier Spalt. Die Strömung kann dann als Strahl hindurchschießen, so daß sich im Wandbereich völlig andere Strömungs- und Transportvorgänge ergeben.

Für sehr große Spalthöhen wirkt die Oberflächenstruktur wie eine Oberflächenrauhigkeit, so daß für Strömungswiderstand sowie Stoff- und Wärmeübergang analoge Ergebnisse zu rauhen Rohren bzw. Kanälen zu erwarten sind. Im Folgenden sollen nur Kanäle mit größerem s/a behandelt werden, bei denen die Strömung gerade beginnt, durch den freien Spalt hindurchzuschießen. Die Oberflächenwellung hat dann noch wesentliche Auswirkungen auf Strömungs- und Transportvorgänge, die sich deutlich von den bisher behandelten Vorgängen unterscheiden.

Sie sind denen sehr ähnlich, wie sie im Kapitel 6 für Kanäle mit sinusförmiger Oberflächenstruktur mit **symmetrischer** Anordnung behandelt werden. Kanäle mit sehr großen Spalthöhen wurden hier ausgeklammert, da sie den Bau eines neuen Strömungskanals bedingt hätten.

In Abb. 5.2 sind bei **konstanter Spalthöhe** s/a=3.18 und konstantem λ/a=5.5 drei Stoffübergangsverteilungen für unterschiedliche Re_s-Zahlen abgebildet.

- Bei kleinen Re_s-Zahlen Re_s=160 (Bild oben) ist der Stoffübergang im Bereich der Wellenberge sehr hoch, im Bereich der Wellentäler sehr klein. Die durchschießende Strömung tangiert die Wellenberge, während in den Wellentälern lokale Ablösegebiete mit sehr kleiner Zirkulationsgeschwindigkeit und damit sehr kleinem Wärme- und Stoffübergang auftreten.

- Eine Erhöhung der Re_s-Zahl auf Re_s=500 zeigt den Beginn einer zweidimensionalen Stoffübergangsverteilung, die bei einer

- weiteren Erhöhung auf Re_s=2000 zu einer regelmäßigen zweidimensionalen Stoffübergangsverteilung führt.

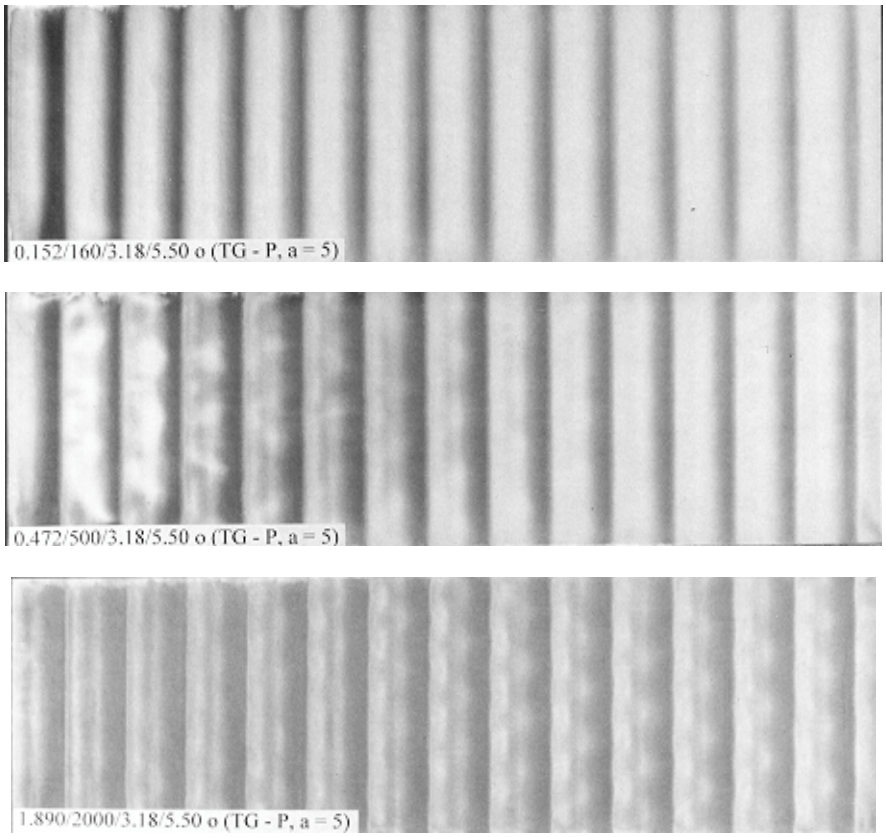

Abb. 5.2: Stoffübergangsverteilungen in einem Sinuskanal, λ/a=5.5; s/a=3.18; Re_s=160, 500, 2000 (von oben nach unten).

Wird bei **konstanter Re_s-Zahl** Re_s=2000 in Abb. 5.3 die Spalthöhe verändert, so erhält man für s/a=1.91 eine eindimensionale Stoffübergangsverteilung. Mit zunehmender Spalthöhe s/a wird die zweidimensionale Stoffübergangsverteilung klar erkennbar. Vor dem Wellenkamm ergibt sich quer zur Strömungsrichtung eine sinusförmige Stoffübergangsverteilung mit Maxima und Minima. Bemerkenswert ist, daß sich in der nächsten Welle eine Phasenverschiebung um eine halbe Wellenlänge $\lambda_Q/2$ der Querinstabilität ergibt. Dabei bezeichnet λ_Q den Abstand zwischen zwei Maxima bzw. Minima.

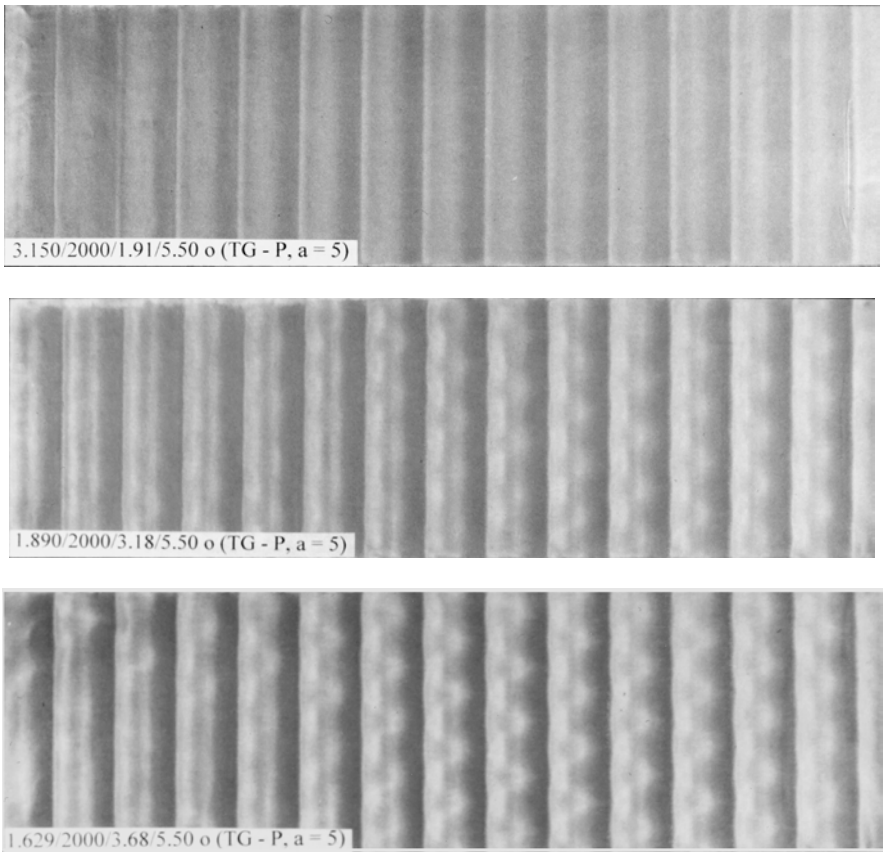

Abb. 5.3: Stoffübergangsverteilungen in Sinuskanälen, λ/a=5.5; Re_s=2000; s/a=1.91; 3.18 und 3.68 (von oben nach unten).

Abb. 5.4 zeigt, daß bei Re_s=2000=const und s/a=3.2=const. größere Wellenlängen λ/a der Oberflächenstruktur zu größeren Querwellenlängen λ_Q/a führen. Zugleich veranschaulicht dieses Beispiel, daß bei Re_s=2000 und λ/a=7.45 keine dreidimensionalen Effekte mehr beobachtet werden können (Abb. 5.4 unten).

Im Bereich kleiner Re_s-Zahlen konnte eine andere Form der Querinstabilität beobachtet werden, bei der die Stoffübergangsmaxima in Strömungsrichtung nicht um eine halbe Querwellenlänge $\lambda_Q/2$ versetzt sind, sondern in Reihe liegen (Abb. 5.5).

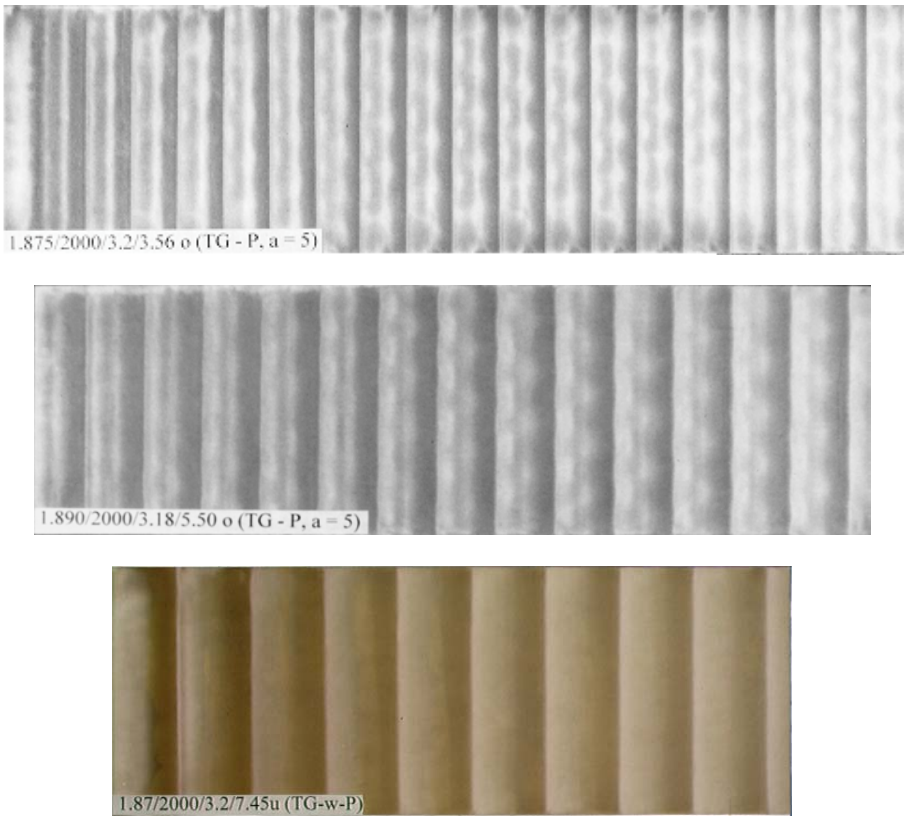

Abb. 5.4: Stoffübergangsverteilungen in Sinuskanälen. Re_s=2000; s/a=3.2; λ/a=3.56, 5.5 und 7.45 (von oben nach unten).

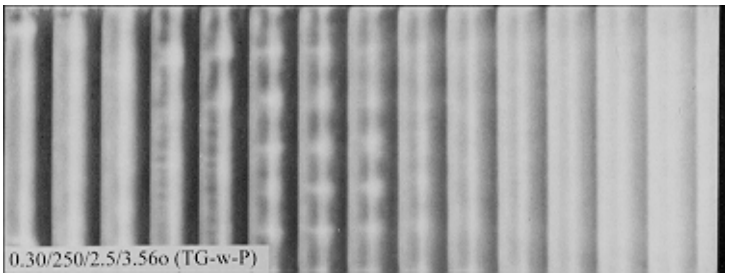

Abb. 5.5: Stoffübergangsverteilung in einem Sinuskanal. λ/a=3.56, Re_s=250, s/a=2.5. Keine Phasenverschiebung der Maxima in Strömungsrichtung.

Wie Abb. 5.6 zeigt, entspricht im Bereich $3.56 \leq \lambda/a \leq 7.45$ die Wellenlänge der Querinstabilität λ_Q/a nahezu direkt der Wellenlänge λ/a der Oberflächenstruktur. Nur bei sehr kleinen Werten λ/a ist λ_Q/a etwas größer. Weder die Re_s-Zahl noch die Spalthöhe s/a haben in dem hier wiedergegebenen Bereich einen wesentlichen Einfluß auf die Querwellenlänge λ_Q/a.

5.2 Existenzgrenzen der Querinstabilität im Sinuskanal

Da die Querinstabilität nicht durch zentrifugale Kräfte bewirkt wird, muß ein Stabilitätsdiagramm den wesentlichen Parametern Re_s-Zahl, Spalthöhe s/a und Ober-

flächenstruktur λ/a genügen. Abb. 5.7 gibt den Existenzbereich der Querinstabilität in einem Re_s-s/a-Diagramm für konstantes $\lambda/a=5.5$ wieder.

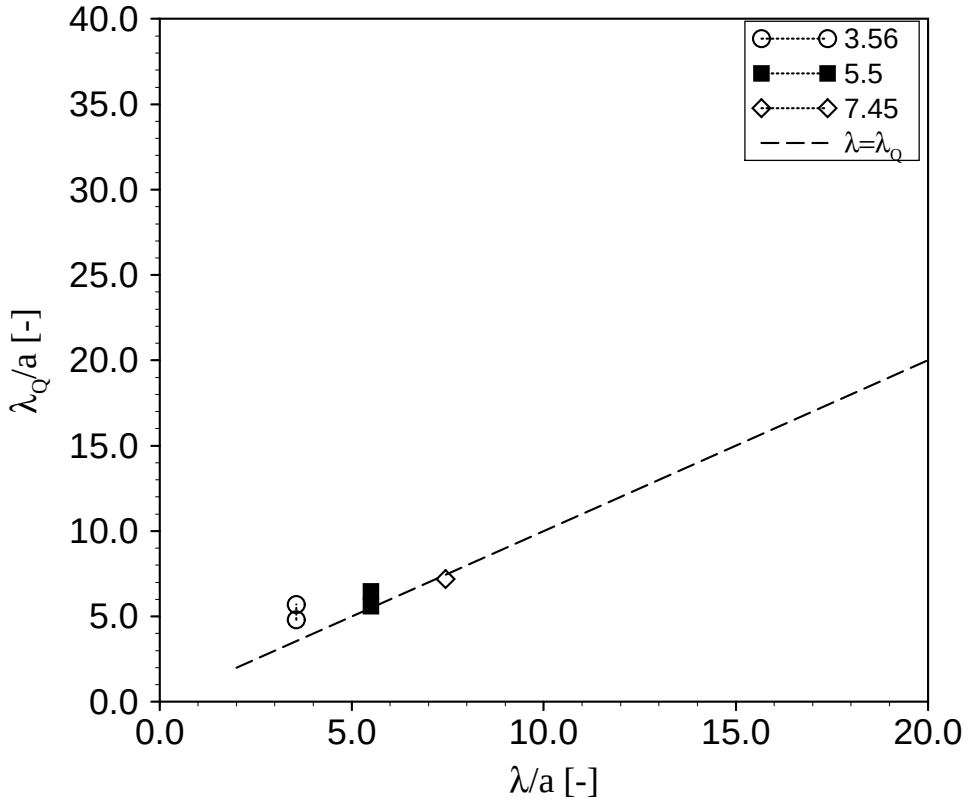

Abb. 5.6: Wellenlänge der Querinstabilität λ_Q/a in Sinuskanälen.

Die Querinstabilität wurde im Bereich $3.2<s/a<3.68$ für $Re_s>1000$ beobachtet. Eine obere Grenze für Re_s läßt sich im Rahmen des Meßbereichs nicht angeben. Mit zunehmender Re_s-Zahl werden zwar die Verteilung des Stoffübergangs und damit auch die regelmäßigen Querstrukturen diffuser aufgrund der zunehmenden Turbulenz im Kanal, die Querinstabilität ist aber im gesamten Meßbereich bis $Re_s=6000$ nachweisbar. Mit eingezeichnet sind die Existenzgrenzen der Görtler-Dean-Instabilität, die zum einen durch die Turbulenz und damit $Re_s<500$, zum anderen durch die Spalthöhe $s/a<2.5$ limitiert wird. Für $s/a<1.0$ existieren Görtler-Dean-Wirbel. Es wurden in diesem Bereich aber keine Messungen durchgeführt, da sich der Wert s/a nicht mehr mit hinreichender Genauigkeit einstellen ließ.

Für $s/a>2$ spielt die Kontur der sinusförmigen Oberflächenstruktur eine immer kleinere Rolle. Die Strömung schießt zwischen Ober- und Unterplatte immer freier hindurch, so daß die konkaven Wände der Oberflächenstruktur an Bedeutung verlieren.

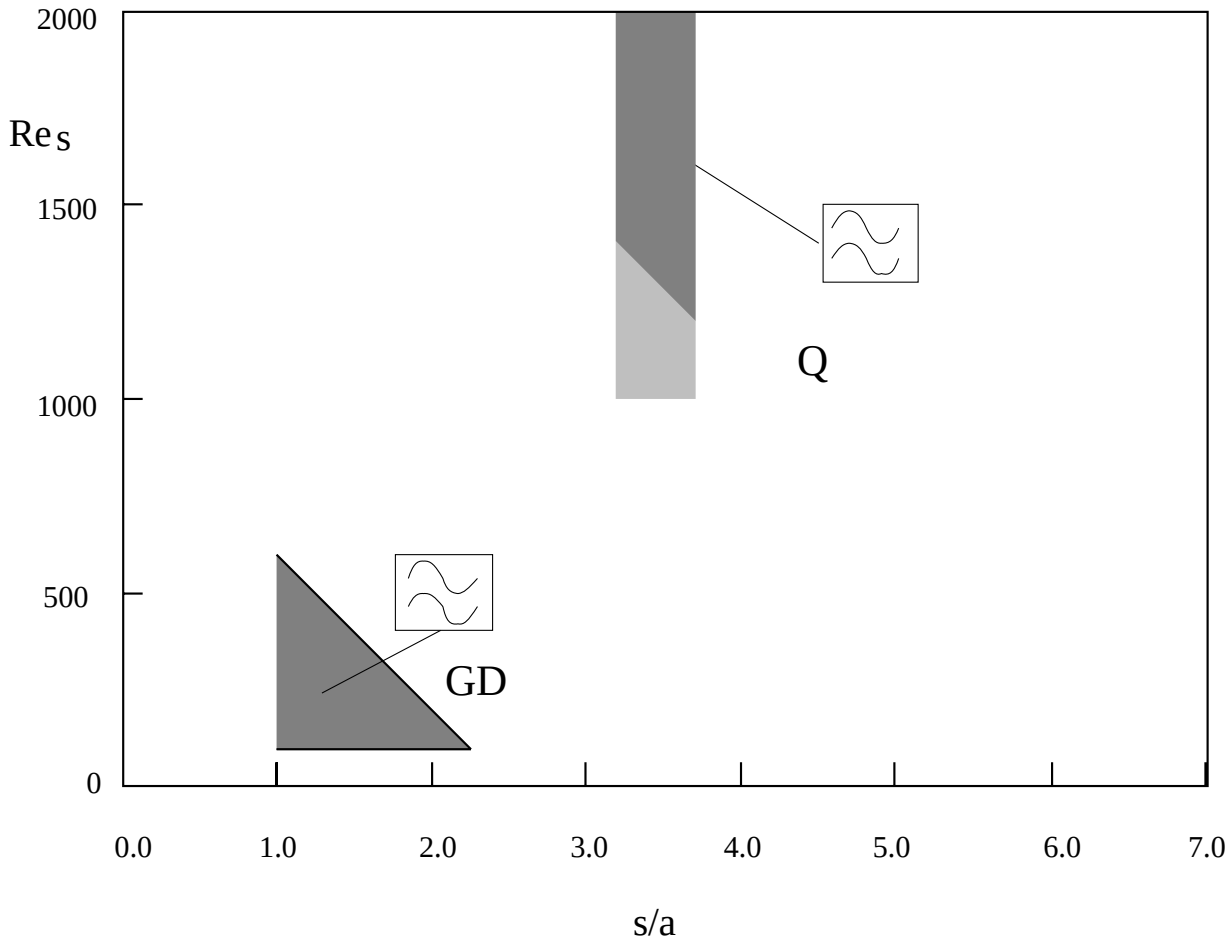

Abb. 5.7: Existenzbereich der Görtler-Dean- sowie der Querinstabilität bei ineinanderliegender Anordnung, $\lambda/a=5.5$.

6. Mechanismus der Querinstabilität

6.1 Einseitiger rechteckiger Rücksprung in einer ebenen Kanalwand

Maull und East 1963 /85/ untersuchten die Überströmung eines einseitigen, rechteckigen Rücksprungs sowie eines halbkreisförmigen Rücksprungs in einer ebenen Kanalwand und erhielten dreidimensionale Strömungserscheinungen.

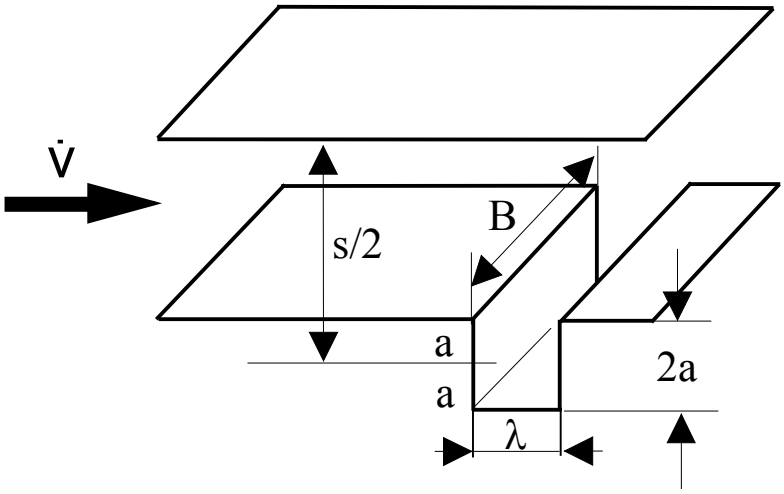

Abb. 6.1: Kanalgeometrie von Maull und East /85/, Kistler und Tan /86/.

Quer zur Strömung ergeben sich Zellen, deren Größe bei kleinen λ/a-Werten weder von der Kanalbreite B noch von der Reynoldszahl Re_s, wohl aber von der Tiefe des Rücksprungs 2a abhängt. Durch eine Veränderung der Breite B senkrecht zur Bildebene wird nur die Anzahl der Zellen, nicht aber deren Größe verändert.
Mit steigendem λ/a nimmt die Zellengröße λ_Q/a zu. Das Auftreten der Zellen ist mit einer periodischen Variation des Drucks über der Kanalbreite verbunden.
Zwischen Zellenbreite λ_Q/a und Rücksprungsbreite λ/a wird folgender Zusammenhang angegeben:

$$\frac{\lambda_Q}{a} = 1.2\frac{\lambda}{a} + 2.4$$

Kistler und Tan /86/ untersuchten 1967 ebenfalls die Überströmung eines einseitigen rechteckigen Rücksprungs. Mit steigendem λ/a steigt λ_Q/a. Für sehr kleine Werte von λ/a ist die Strömung zweidimensional. Die Meßwerte sind in Abb. 6.6 eingetragen.

6.2 Einseitige vorspringende Stufe in einer ebenen Kanalwand

Neuere Untersuchungen von Stüer et al. /87/ vor einer vorspringenden Stufe in einem Rechteckkanal widmen sich dem Mechanismus der Querinstabilität, der in experimenteller und numerischer Untersuchungen analysiert wird.

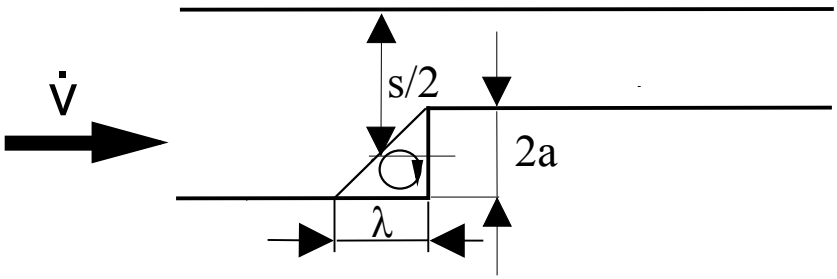

Abb. 6.2: Kanalgeometrie von Stüer et al. /87/.

6.3 Einzelner Rechteckstab auf einer ebenen Kanalwand

Dimaczek et al. /88/ untersuchten die Strömung um einen Rechteckstab in einem ebenen Kanal mit Hilfe des Kristallviolettverfahrens. Sie erhalten dreidimensionale Strukturen quer zur Strömungsrichtung im Ablösegebiet. Die Strukturgröße variiert zwischen 0.8-1.6 der Quadrathöhe.

Werner untersuchte 1991 in seiner Dissertation /89/ (analog zu Dimaczek et al.) mit Hilfe der Grobstruktursimulation die Kanalströmung in einem turbulenten Kanal mit einem Rechteckstab, der die halbe Spalthöhe ausfüllt. Er erhält Strömungserscheinungen, die zwischen dem 1.5 und 2-fachen der Rechteckhöhe liegen.

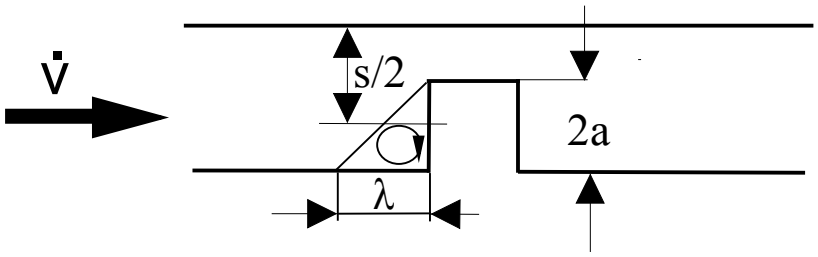

Abb. 6.3: Kanalgeometrie von Werner /89/.

6.4 Multiple Rechteckstäbe auf einer ebenen Kanalwand

Eine Sequenz rechteckiger Vor- und Rücksprünge in einer ebenen Kanalwand führt zu asymmetrischen, einseitig querberippten Kanälen, wie sie von Lorenz /90/ (1996) untersucht wurden.

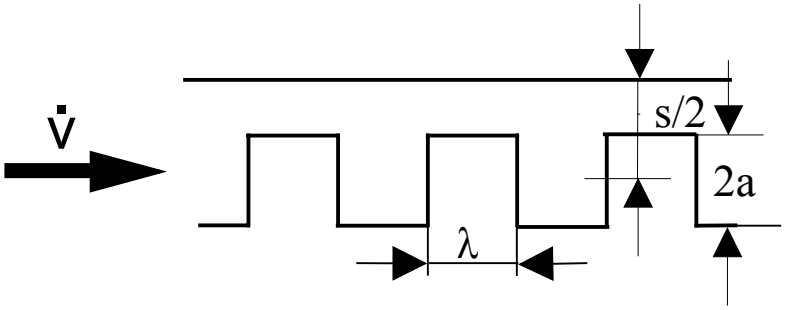

Abb. 6.4: Kanal mit einseitigen rechteckigen Rauhigkeitselementen in regelmäßiger Anordnung nach Lorenz /90/, 1996.

Er findet periodische, z.T. versetzte 3-D-Erscheinungen im Nutgrund für $Re_s \geq 4000$. Aus Wärmeübergangsmessungen ergibt sich für λ_Q/a:

$$5.6 \leq \lambda_Q / a \leq 6.6$$

Die Druckmessungen dagegen ergeben

$$3.2 \leq \lambda_Q / a \leq 5.2$$

Der Unterschied zwischen den Wärmeübergangs- und Druckmessungen dürfte aus verschiedenen Meßorten im Nutgrund resultieren. λ_Q/a wird als unabhängig von der Reynoldszahl Re_s, von der Kanalbreite B/s und von der Spalthöhe s/a angegeben.

6.5 Kanal mit bogenförmiger Oberflächenstruktur und symmetrischer Anordnung

Nishimura et al. /91/ untersuchten Kanäle mit bogenförmiger Oberflächenstruktur in symmetrischer Anordnung entsprechend Abb. 6.5. Während sie bei diesen Strukturen Querinstabilitäten nachweisen konnten, bekamen sie bei sinusförmiger Oberflächenstruktur keine Querinstabilitäten. Sie führen dies auf den früheren Übergang zur Turbulenz durch die schärfere Kante der Bogenform zurück.

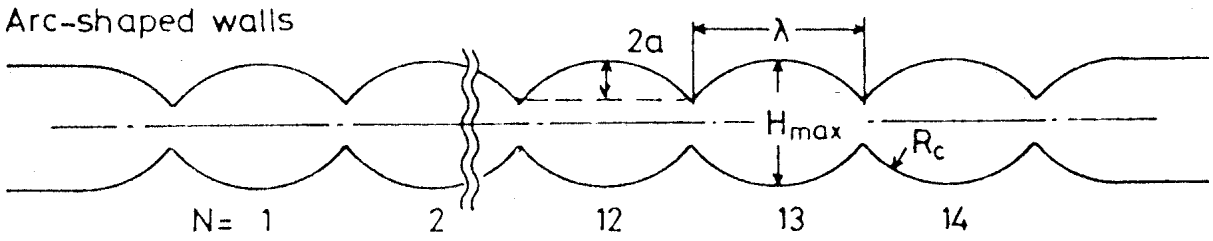

Abb. 6.5: Kanal mit bogenförmiger Oberflächenstruktur, gegenüberliegende Anordnung nach Nishimura et al. /91/.

6.6 Literaturangaben zur Wellenlänge der Querinstabilität

Aus diesen Literaturangaben wurde die Zellenbreite bzw. Wellenlänge λ_Q/a der Querinstabilität in Abb. 6.6 als Funktion der Wellenlänge λ/a zusammengefaßt. Bei vorspringenden Stufen ist die Wellenlänge λ nicht durch die Geometrie vorgegeben. Statt dessen wurde näherungsweise die Größe des lokalen Ablösegebietes genommen, wie in Abb. 6.2 und 6.3 eingezeichnet. Die Zusammenfassung der gemessenen Literaturangaben zeigt, daß die Wellenlänge der Querinstabilität λ_Q/a in etwa proportional zur Wellenlänge der Geometrie λ/a ist.

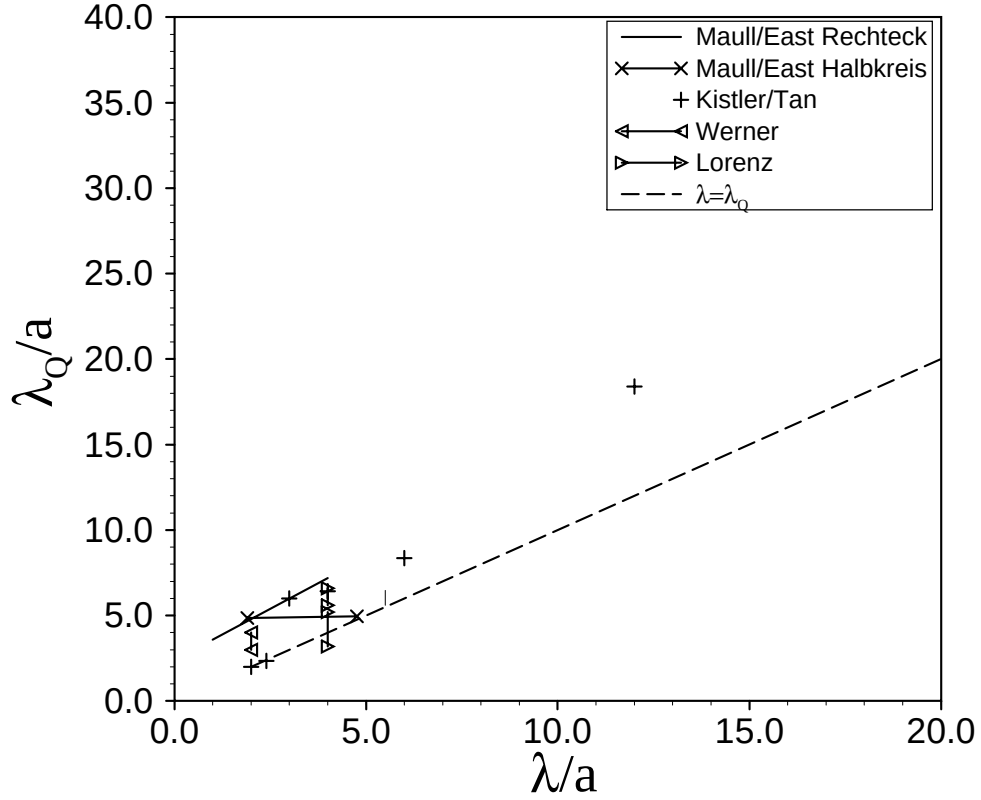

Abb. 6.6: Vergleich mit Literaturergebnissen.

6.7 Kanäle mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und symmetrischer Anordnung

Abb. 6.7 zeigt Kanäle mit sinusförmiger Oberflächenstruktur in symmetrischer Anordnung bei unterschiedlichen Spalthöhen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden /92/, /93/.

Dieselben Strömungserscheinungen wie in Kanälen mit ineinanderliegender Anordnung und bei großen Spalthöhen konnten erstmals auch in Kanälen mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und symmetrischer Anordnung nachgewiesen werden.

6.7.1 Einfluß der Reynoldszahl Re_S

Für $3.56 \leq \lambda/a \leq 14.25$ und Reynoldszahlen zwischen $160 \leq Re_s \leq 6200$ wurden diese Strukturen für s/a>2 untersucht. Wie Abb. 6.8 zeigt, ist bei $\lambda/a=5.5$, s/a=3 und kleiner Reynoldszahl $Re_s=160$ die Strömung zunächst zweidimensional. Bei weiterer Erhöhung der Reynoldszahl tritt ein regelmäßiges zweidimensionales Muster in Form der Querinstabilität auf. Bei weiterer Erhöhung der Re_s-Zahl auf $Re_s=5800$ ist die Querinstabilität immer noch schwach zu erkennen, so daß daraus geschlossen werden kann, daß bei weiterer Erhöhung der Re_s-Zahl über den Meßbereich hinaus die Querinstabilität verschwindet.
Bei kleinerem λ/a und s/a=3 konnte die Querinstabilität schon bei $Re_s=160$ nachgewiesen werden. Bei größerem λ/a tritt die Querinstabilität für $Re_s \geq 300$-500 auf. Bei kleinem $\lambda/a \leq 5.5$ ändert sich die Querwellenlänge λ_Q/a mit der Re_s-Zahl nicht.

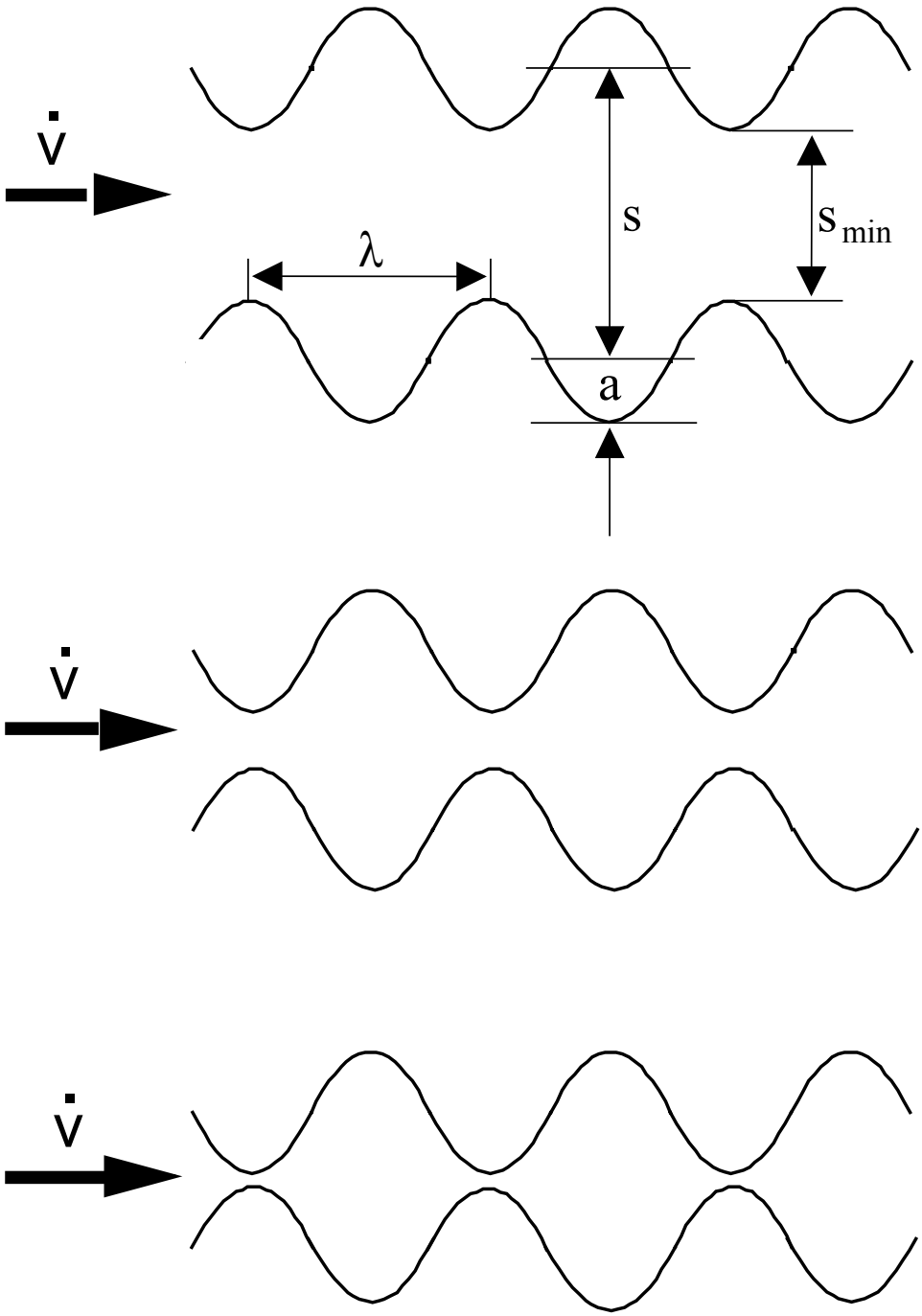

Abb. 6.7: Kanäle mit sinusförmiger Oberflächenstruktur in symmetrischer Anordnung bei unterschiedlichen Spalthöhen.

6.7.2 Einfluß der Spalthöhe s/a

Bei sehr kleinen Spalthöhen und einer Wellenlängen $\lambda/a=14.25$ tritt die Querinstabilität nicht mehr regelmäßig auf wie bislang beschrieben. Vielmehr kann die Querinstabilität im oberen wie unteren Kanalbereich nicht regulär versetzt, sondern komplementär gegenüberliegend auftreten (Abb. 6.9).

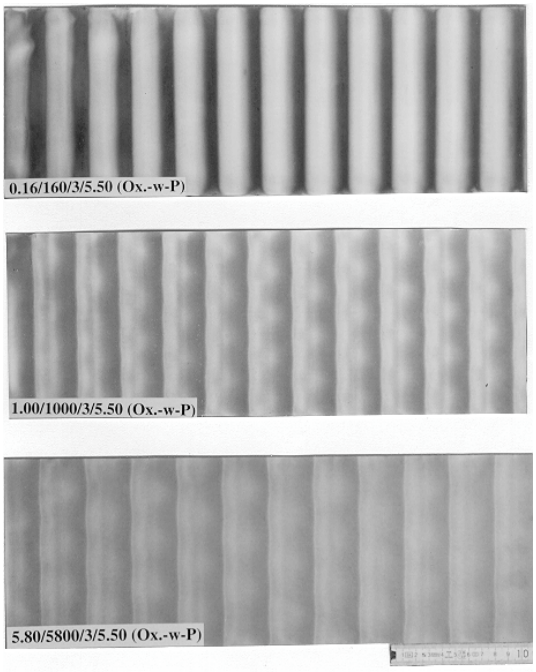

Abb. 6.8: Verteilung des Stoffübergangs in Kanälen mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und symmetrischer Anordnung, $\lambda/a=5.5$, $s/a=3$, $Re_s=160$, 1000, 5800 von oben nach unten.

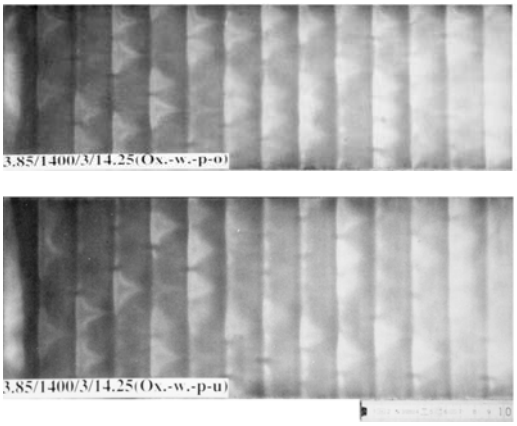

Abb. 6.9: Verteilung des Stoffübergangs in Kanälen mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und symmetrischer Anordnung, $\lambda/a=14.25$, $s/a=3$, $Re_s=1400$, Ober- und Unterseite.

6.7.3 Einfluß der Wellenlänge λ/a

Eine Vergrößerung von λ/a bewirkt bei kleinem λ/a eine proportionale Vergrößerung der Querwellenlänge λ_Q/a (Abb. 6.10).

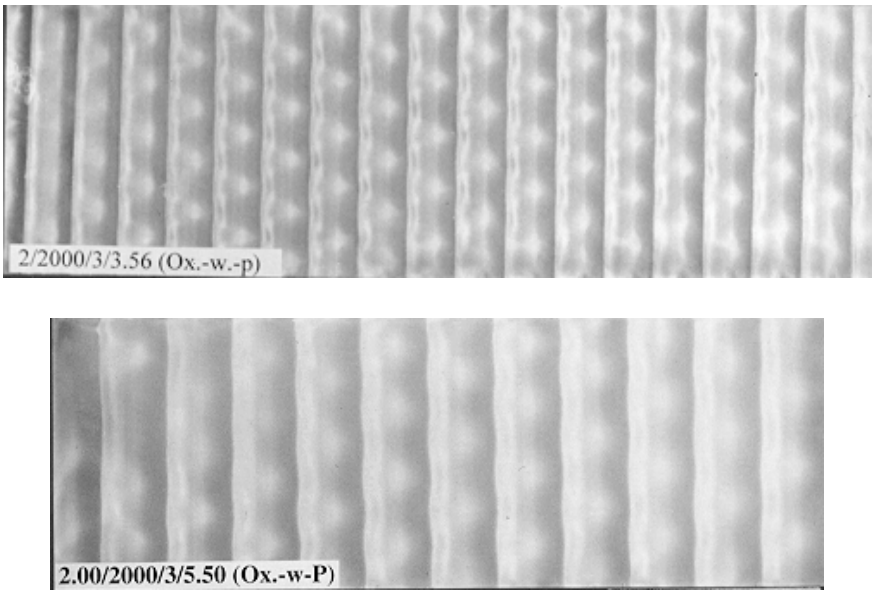

Abb. 6.10: Einfluß der Wellenlänge λ/a auf die Wellenlänge λ_Q/a, Re_s=2000, s/a=3=const, λ/a=3.56 oben, λ/a=5.5 unten.

Eine Vergrößerung der Kanalbreite B/s hat im Meßbereich keinen Einfluß auf die Querwellenlänge λ_Q/a, wie Abb. 6.11 für gleiches λ/a=5.5 und zwei unterschiedliche Kanalbreiten B/s=27.4 (a=1.82 mm) und B/s=10 (a=5 mm) zeigt. Da die Amplitude unterschiedlich ist, ergeben sich zwar absolut unterschiedliche Werte. In dimensionsloser Form ist λ_Q/a identisch.

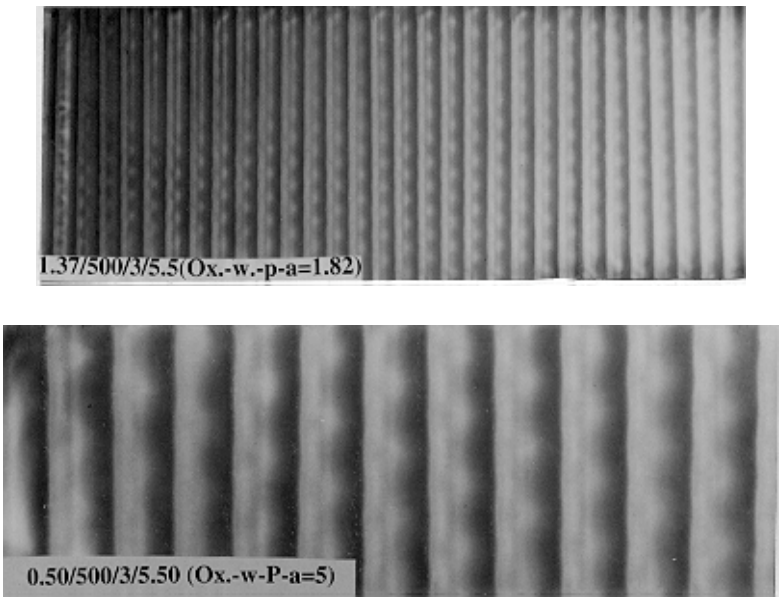

Abb. 6.11: Vergleich zwischen verschiedenen Kanalbreiten B/s=27.4 (a=1.825, oben) und B/s=10 (a=5mm, unten), λ/a=5.5, s/a=3, Re_s=500.

Bei größeren Wellenlängen λ/a>5.5 kann sich die Querwellenlänge λ_Q/a mit der Re_s-Zahl stark ändern, wie Abb. 6.12 für Re_s=160, 1000 und Re_s =2000 zeigt. λ_Q/a nimmt mit Re_s stark zu.

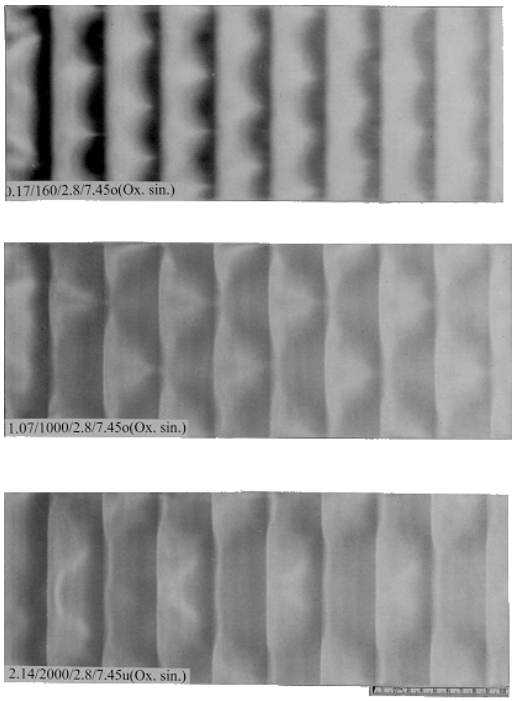

Abb. 6.12: Verteilung des Stoffübergangs in Kanälen mit sinusförmiger Oberflächenstruktur, gegenüberliegende Anordnung, $\lambda/a=7.45$, $s/a=2.8$, $Re_s=160$, 1000, 2000, a=5mm.

Wie Abb. 6.13 zeigt, stellt die Gerade $\lambda=\lambda_Q$ eine untere Grenze für die Wirbelgröße λ_Q dar. Mit steigender Wellenlänge λ der Platten steigt auch mindestens proportional die Wirbelgröße λ_Q der Querinstabilität. Bis zu einer Wellenlänge von $\lambda/a=5.5$ sind Wirbelgröße λ_Q/a und Wellenlänge λ/a sehr gut korreliert.

Bei größeren Wellenlängen λ/a der Plattenstrukturen dagegen sind sehr viel größere Wirbelgrößen möglich. λ_Q/a hängt dann stark von der Re_s-Zahl und der Spalthöhe s/a ab.

Bei $s/a=3$ und $\lambda/a=7.45$ sind sehr viel größere Querwellenlänge λ_Q/a möglich als Kanalwellenlängen λ/a. Bei $s/a=3$ und größeren λ/a geht die Querwellenlänge bei $\lambda/a=14.25$ wieder auf den Wert $\lambda_Q=\lambda$ zurück, die Re_s-Zahl hat dann dort keinen Einfluß mehr. Aus diesen Ergebnissen kann geschlossen werden, daß je größer die Spalthöhe s/a ist, desto größer ist der Wert $\lambda_Q=\lambda$, bei dem die Re_s-Zahl an Einfluß verliert. In Abb. 6.14 sind die Ergebnisse dieser Arbeit zu Sinuskanälen (Abb. 5.6) und zu sinusförmigen Kanälen mit symmetrischer Anordnung (Abb. 6.13) verglichen mit den Literaturwerten in Abb. 6.6. Die Ergebnisse aus Abb. 6.13 erklären prinzipiell auch die Ergebnisse aus Abb. 5.6 und 6.6. Sie zeigen, daß sie auf analoge Ursachen zurückgeführt werden können.

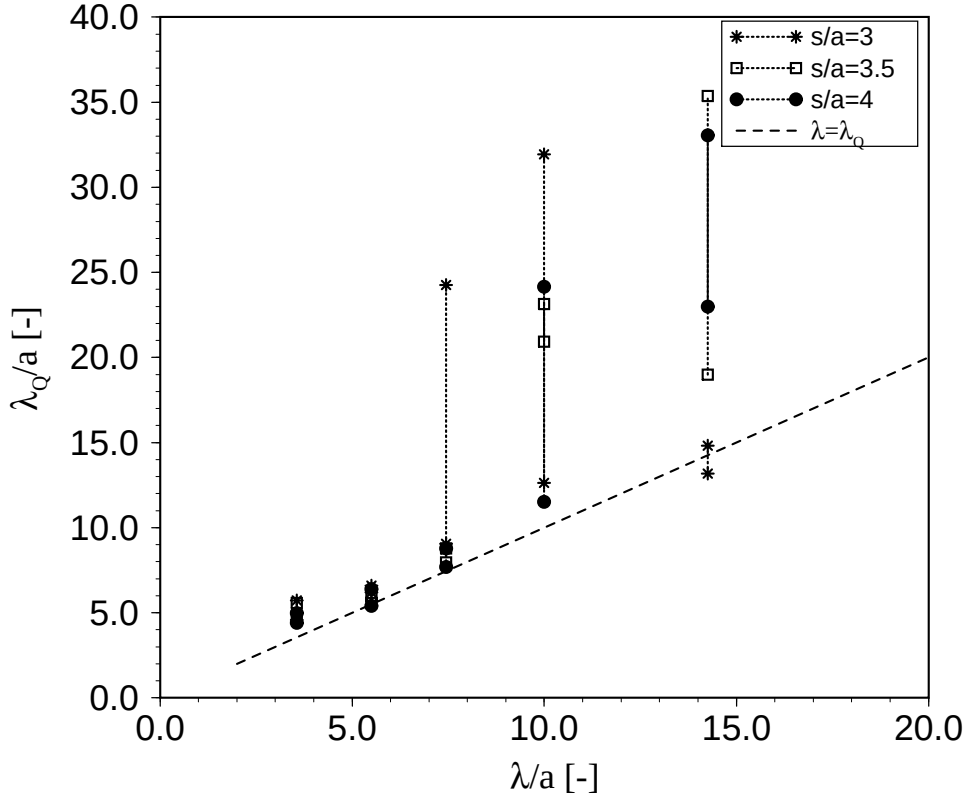

Abb. 6.13: Vergleich zwischen der Querwellenlänge λ_Q/a und Wellenlänge λ/a der Platten, gegenüberliegende Anordnung der Platten.

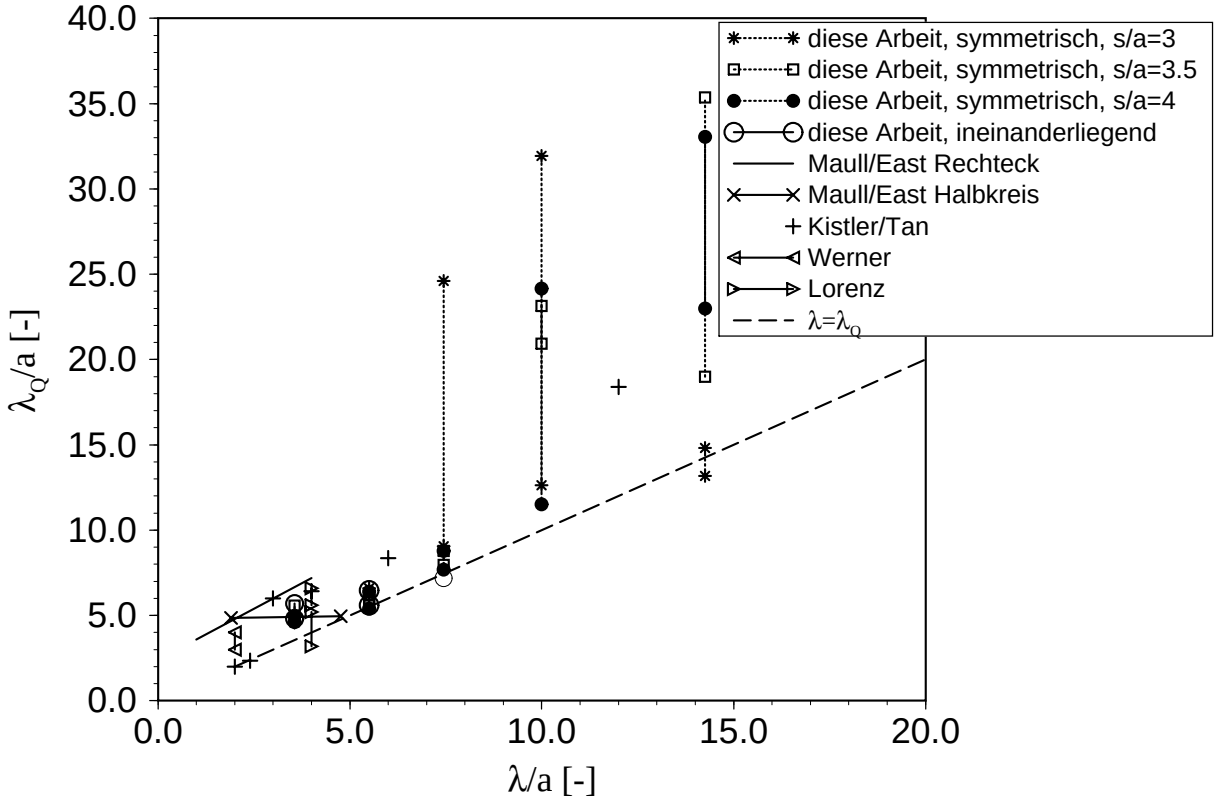

Abb. 6.14: Vergleich mit Literaturergebnissen.

6.8 Kanal mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und gegenüberliegender ebener Wand

In Abb. 6.15 sind die Geometrieparameter für den Kanal mit einseitig sinusförmiger, einseitig ebener Wand dargestellt.

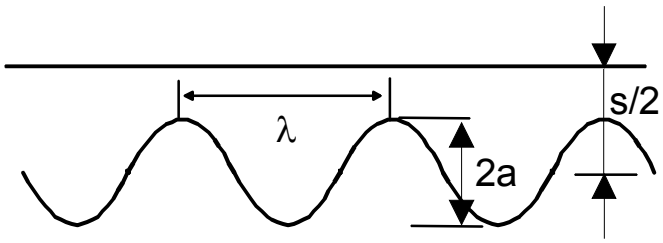

Abb. 6.15: Geometrieparameter beim Sinuskanal mit gegenüberliegender ebener Wand in asymmetrischer Anordnung.

In Abb. 6.16 tritt die Querinstabilität auf der gegenüberliegenden ebenen Wand als regelmäßige dreieckige Strukturen für kleinere Spaltabstände s/a=1.1 auf. Diese Strukturen veranschaulichen die Stellen, an denen Fluid aus dem Ablösegebiet über die Engstelle in das nächste Tal übertritt. Für die sinusförmige Wand gelten ansonsten analoge Aussagen wie für die symmetrische Anordnung.

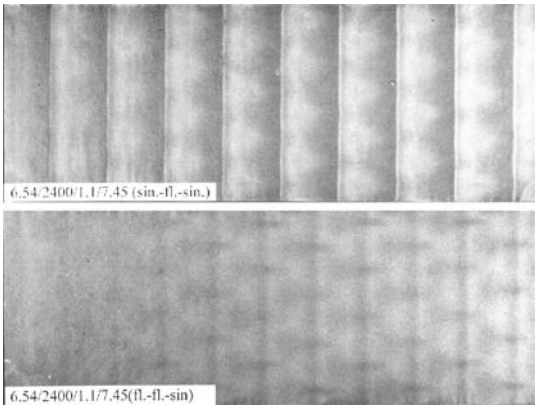

Abb. 6.16: Sinuskanal mit gegenüberliegender ebenen Wand in asymmetrischer Anordnung, λ/a=7.45, s/a=2.2, Re_s=2400, oben gewellt, unten glatt.

6.9 Existenzgrenzen der Querinstabilität

In Abb. 6.17 sind die Ergebnisse für die Kanäle mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und λ/a=5.5 analog zu den Sinuskanälen in Abb. 5.7 zusammengefaßt und mit diesen verglichen.

Dieses Stabilitätsdiagramm zeigt, daß die Querinstabilität erst im Bereich größerer Spalthöhen auftritt, während die Görtler-Dean-Instabilität bei kleinen Spalthöhen und kleinen Reynoldszahlen existiert.
Bei gleichem λ/a=5.5 der Struktur erstreckt sich der Existenzbereich der Querinstabilität bei der symmetrischen Anordnung über einen größeren Bereich als bei den Sinuskanälen mit ineinanderliegenden Anordnung.

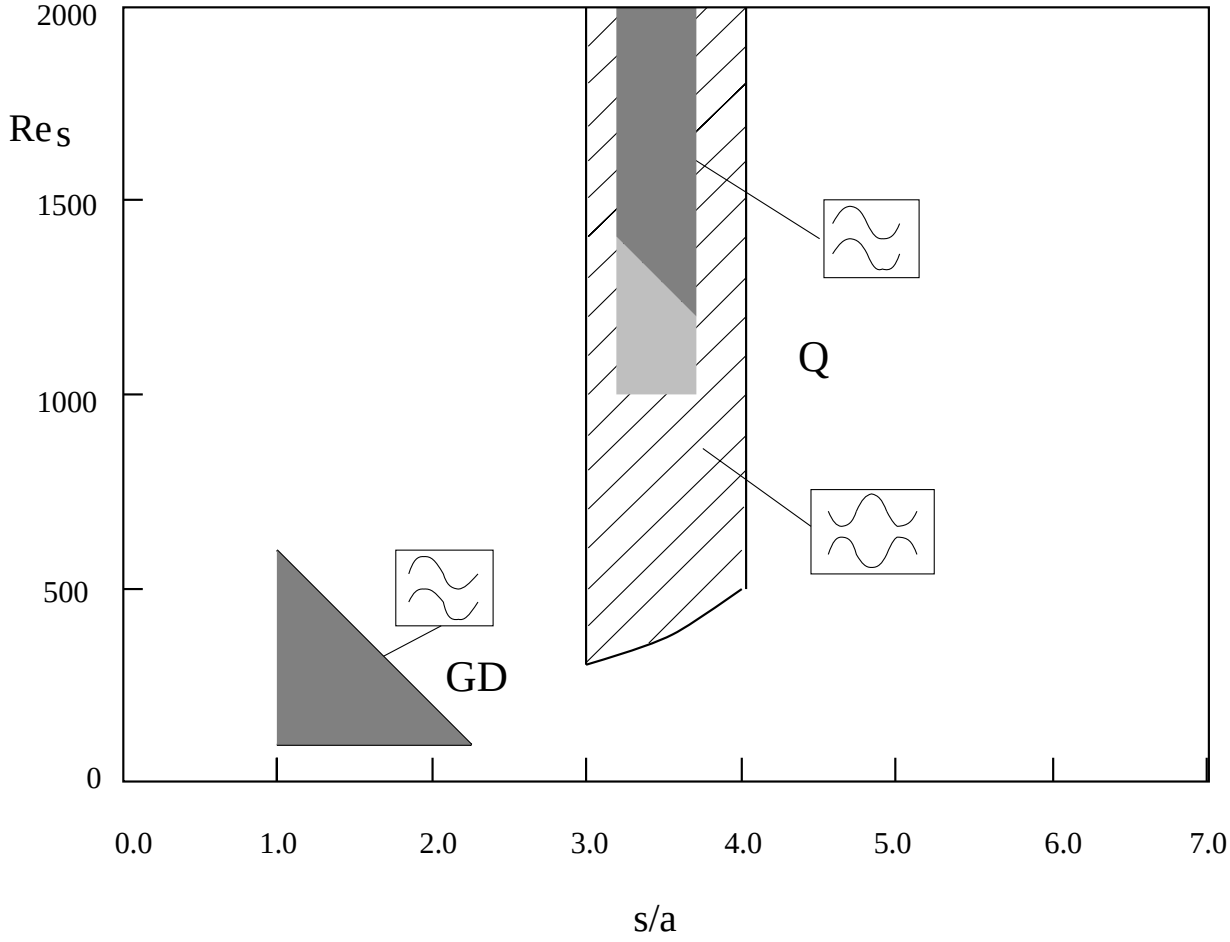

Abb. 6.17: Existenzbereich für λ/a=5.5, GD=Görtler-Dean-Instabilität, Q=Querinstabilität

Der Vergleich zeigt, daß die Querinstabilität in den unterschiedlichen Strukturen in etwa bei dem gleichen s/a auftritt. Die Querinstabilität entsteht bei der symmetrischen Anordnung bei sehr viel kleineren Re_s-Zahlen als bei den Sinuskanälen mit ineinanderliegender Anordnung.

6.10 Mechanismus der Querinstabilität

Nishimura et al. /91/ haben die Strömungsvorgänge bei der Querinstabilität an einer bogenförmigen Oberflächenstruktur in symmetrischer Anordnung entsprechend Abb. 6.18 sichtbar gemacht.

Eine solche direkte Sichtbarmachung mittels Zugabe von Farbtracern ist schwierig zu realisieren, da der Hauptteil des Fluids als Strahl in der Mitte des Kanals hindurchschießt, in dem üblicherweise die Tracersubstanz zudosiert wird. Anstatt die Wand mit einem löslichen Farbtracer zu beschichten, ist es wesentlich einfacher, über Stoffübergangsmessungen die Sichtbarmachung der Wandvorgänge durchzuführen. Sie implizieren allerdings den Nachteil, daß sie integrale zeitgemittelte Informationen liefern.

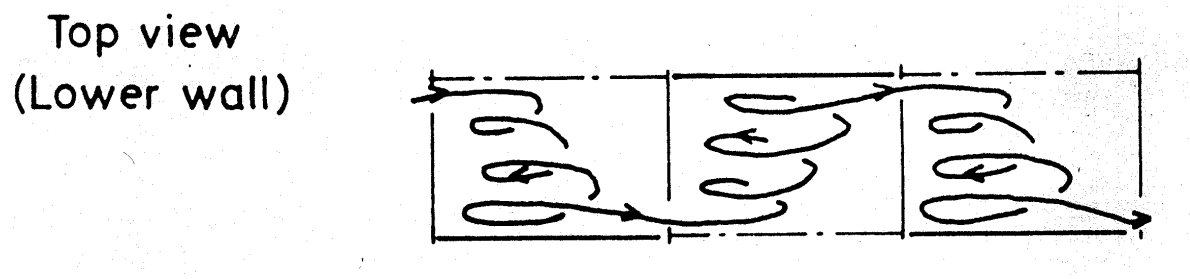

Abb. 6. 18: Strömungsmuster nach Nishimura et al. /91/.

Grosse-Gorgemann /94/ untersuchte numerisch die Strömung in Kanälen mit rippenförmigen Einbauten und stellte die dabei erhaltenen dreidimensionalen Strömungsmuster mit ähnlichem Mechanismus in Abb. 6.19 und Abb. 6.20 dar.

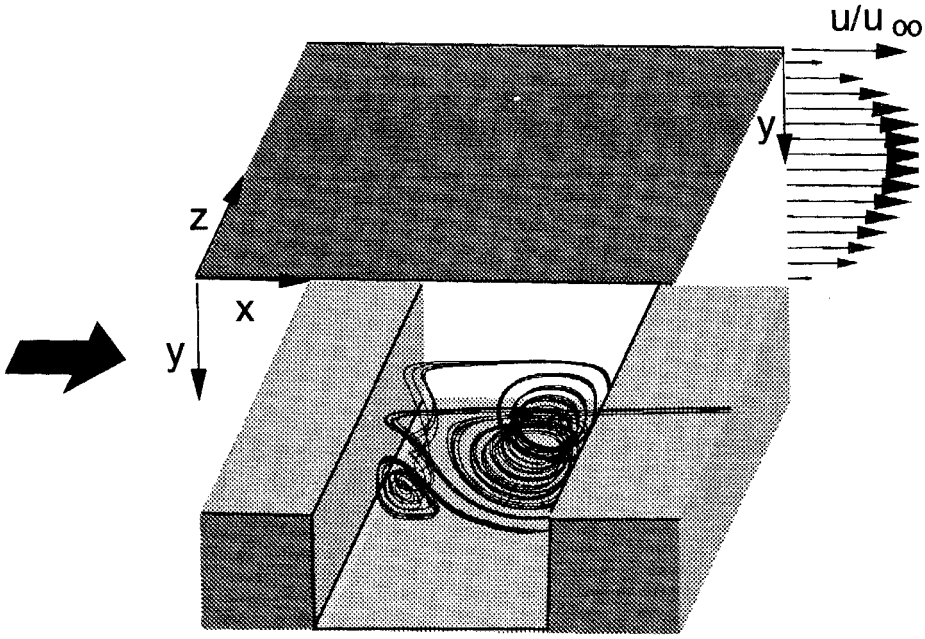

Abb. 6. 19: Strömungsmuster nach Grosse-Gorgemann, /94/, 1995.

Dabei bricht der Querwirbel in einem Tal auf und ergießt sich an einer Stelle in das nächste Tal, wobei ein Versatz der Durchbruchstellen von $\lambda_Q/2$ quer zur Strömungsrichtung zu beobachten ist. Alle Untersuchungen beruhen auf einer phänomenologischen Beschreibung der Strömungsvorgänge und einer Registrierung der Querinstabilität. Über die Ursachen sind keine Angaben in der Literatur zu finden.

Eine plötzliche zweiseitige Erweiterung in einer ebenen Kanalströmung führt nach Abbott und Kline /95/ zu unterschiedlich langen Ablösegebieten auf den beiden gegenüberliegenden Kanalseiten, wie es durch die Helmholtz-Instabilität eines ebenen Freistrahls bedingt ist. Deshalb wäre zu erwarten, daß der Freistrahl, der aus einem Kanal mit sinusförmiger Oberflächenstruktur und gegenüberliegender Anordnung austritt, mehr nach einer der beiden Kanalseiten orientiert ist. Aufgrund solcher Überlegungen wäre zu erwarten, daß in aufeinanderfolgenden Tälern die Strömung zunächst mehr auf der anderen Kanalseite wiederanlegt. Die Hypothese wird durch die

Realität nicht gestützt. Auch tritt die Querinstabilität sowohl vor als auch nach zurückspringenden Stufen auf, ohne daß Symmetrie der Geometrie gefordert wird. Der Mechanismus der Strahlinstabilität nach Abbott und Kline kann deswegen nicht für die Querinstabilität verantwortlich sein.

Eine weitergehende Analyse zeigt, daß die Querinstabilität dann auftritt, wenn in einem Kanal relativ kleiner Höhe ein Vor- oder Rücksprung eingeführt wird, so daß lokale Ablösegebiete entstehen. Durch das Entrainment aus der Kernströmung (Jet) in das Ablösegebiet wird Fluid in die Rezirkulationszone des Ablösegebietes eingesogen und muß aus der Gründen der Kontinuitätsgleichung wieder ausströmen. Wegen des Druckes der Kernströmung ist ein flächiges Ausströmen nicht möglich. Die Strömung tritt dann an einzelnen Stellen aus dem Ablösegebiet aus, es entstehen Zellen der Querwellenlänge λ_O.

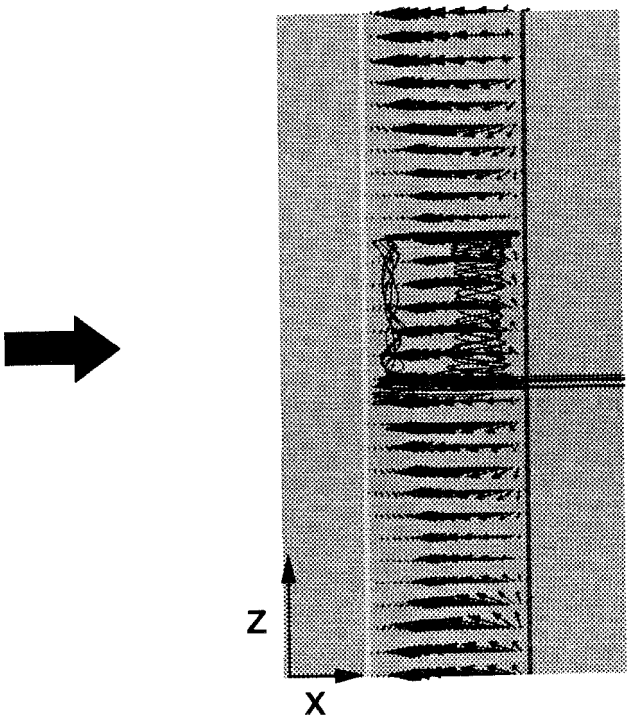

Abb. 6. 20: Strömungsmuster nach Grosse-Gorgemann, /94/, 1995.

Das alternierende Übertreten von Fluid, d.h. der Versatz von $\lambda_Q/2$ von Welle zu Welle, ergibt sich daraus, daß der Austritt des in das Ablösegebiet eingezogene Fluid lokal erfolgt, wodurch nicht die gesamte Scherschicht beim Austritt aus der Rezirkulationszone gegen den Preßdruck des Fluids angehoben werden muß, sondern nur ein Bruchteil des Fluids dort, wo es aus dem Ablösegebiet austritt.

Solange λ/a klein ist, ist die Scherschicht- unabhängig von ihrem Zustand- relativ kurz bis zum Auftreffen im Bereich des nächsten Sinusberges. Dadurch ändert sich die Querwellenlänge λ_Q nur proportional mit der Strukturwellenlänge, aber nicht mit der Re_s-Zahl.

Wird $\lambda/a>5.5$, so wird die Scherschicht länger, das Entrainment wird größer. Mit zunehmender Re_s-Zahl wird die Scherschicht immer näher an der Ablöselinie

turbulent und damit die turbulente Scherschicht beim Wiederanlegen höher, das Entrainment größer. Dies äußert sich in einer Zunahme von λ_Q.

Die Ergebnisse zeigen, daß es unzulässig ist, die Strömungsvorgänge vor vorspringenden Stufen und in strukturierten Kanälen mit lokalen Ablösegebieten generell zweidimensional zu berechnen, wie dies bislang -mit Ausnahme der Arbeitsgruppe von Fiebig in Bochum- in der Literatur zu finden ist.

7. Druckverlust in Kanälen mit ineinanderliegender Anordnung

7.1 Sinuskanäle mit glatten Oberflächen

Zunächst wurden die Messungen mit glattem Kanal durchgeführt, d.h. ohne Papierbelegung wie bei den Stoffübergangsversuchen. In den folgenden Abb. 7.1-7.5 sind die experimentell bestimmten Widerstandsbeiwerte als Funktion der Re_s-Zahl wiedergegeben. In jedem Bild ist die dimensionslose Wellenlänge λ/a der sinusförmigen, glatten Oberflächenstruktur konstant gehalten und die dimensionslose Spalthöhe s/a variiert. Bei den Wellenlängen $3.56 \leq \lambda/a \leq 10$ beträgt die Amplitude der Oberflächenstruktur a=5 mm, bei λ/a=14.25 ist a=1.825 mm, da hier sonst die Anzahl der Wellen pro 400 mm zu klein wäre. Dadurch wird allerdings der Parameter Plattenbreite B/a verändert von B/a=30 bei $3.56 \leq \lambda/a \leq 10$ nach B/a=82.2 bei λ/a=14.25. In diesen Diagrammen ändert sich mit der Spalthöhe s/a zugleich die bezogene Spaltbreite B/s, so daß sich für jede Spalthöhe eine unterschiedliche bezogene Spaltbreite B/s ergibt. Für einen Vergleich mit dem theoretischen Wert „Theorie“ für den ebenen Spalt ergibt sich für jedes B/s des ebenen Spaltes eine getrennte Kurve. In Abb. 7.1 sind die drei Kurven für B/s=10, B/s=30 und B/s=82.2 eingetragen. da sie nur geringfügig auseinanderliegen, ist in den Abb. 7.2-7.5 nur noch die unterste Kurve für B/s=82.2 aufgeführt.

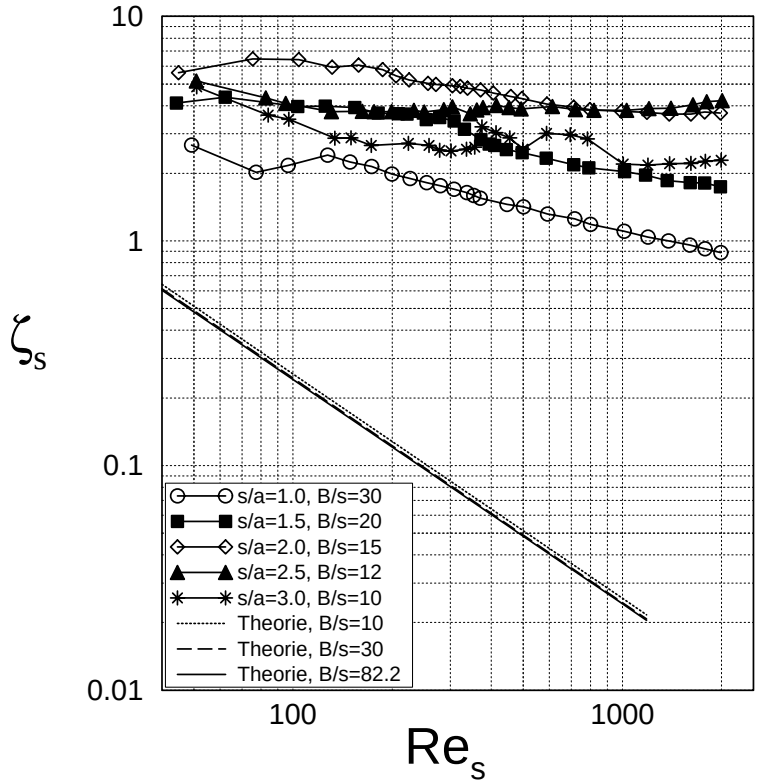

Abb. 7.1: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl, λ/a=3.56, B/a=30, a=5 mm.

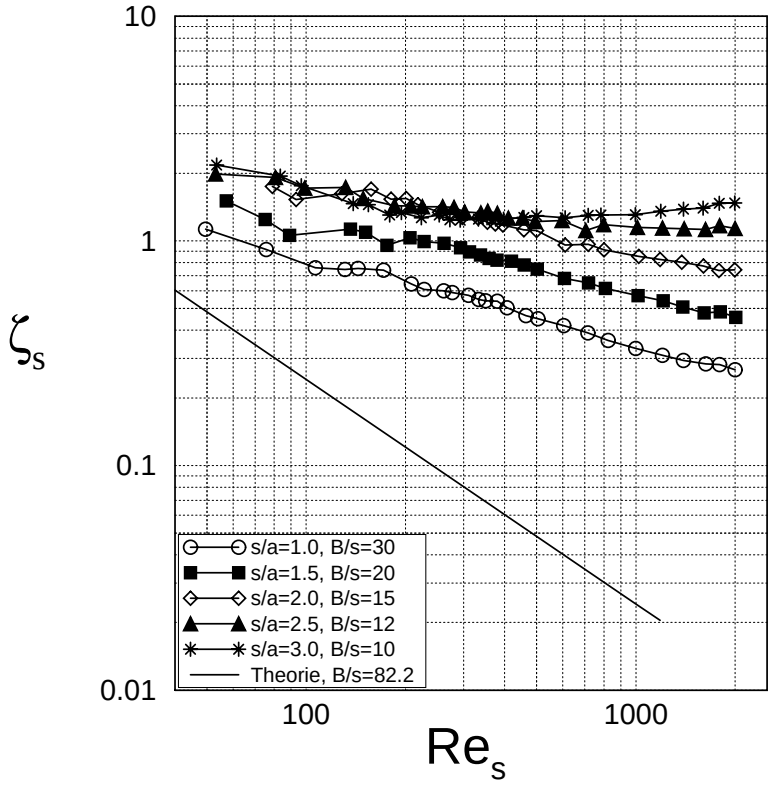

Abb. 7.2: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl, $\lambda/a=5.5$, $B/a=30$, $a=5$ mm.

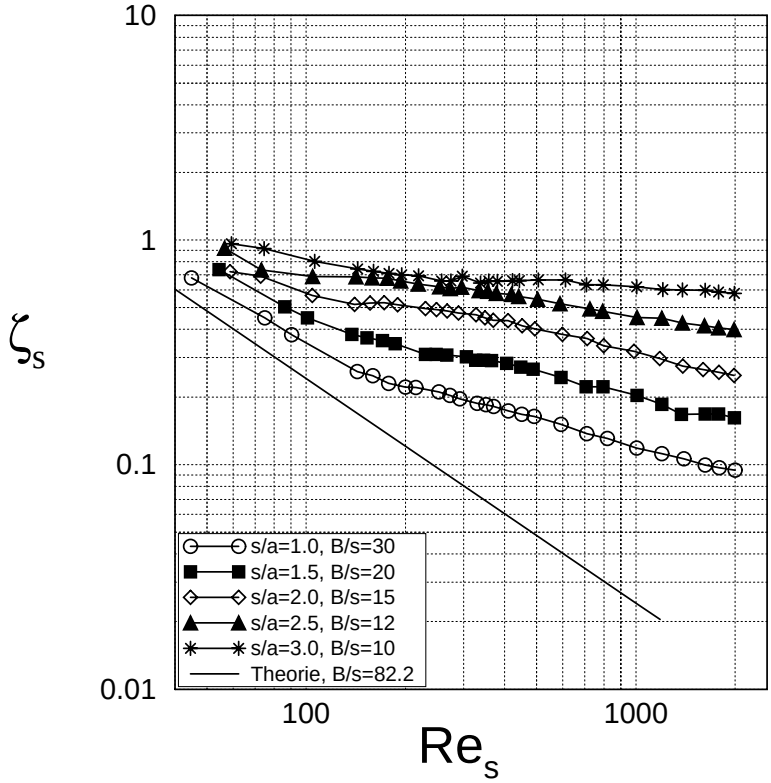

Abb. 7.3: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl, $\lambda/a=7.45$, $B/a=30$, $a=5$ mm.

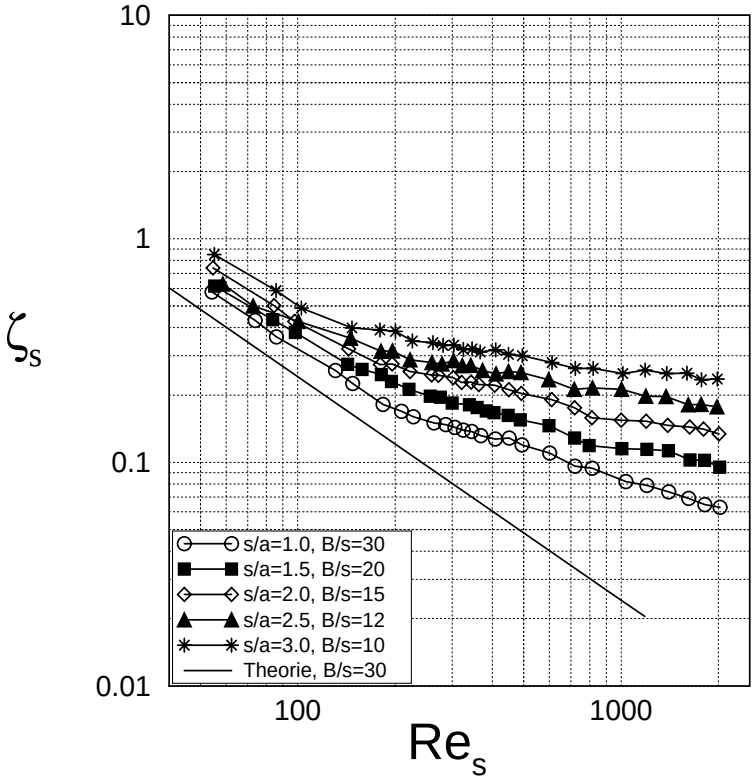

Abb. 7.4: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl, $\lambda/a=10$, $B/a=30$, $a=5$ mm.

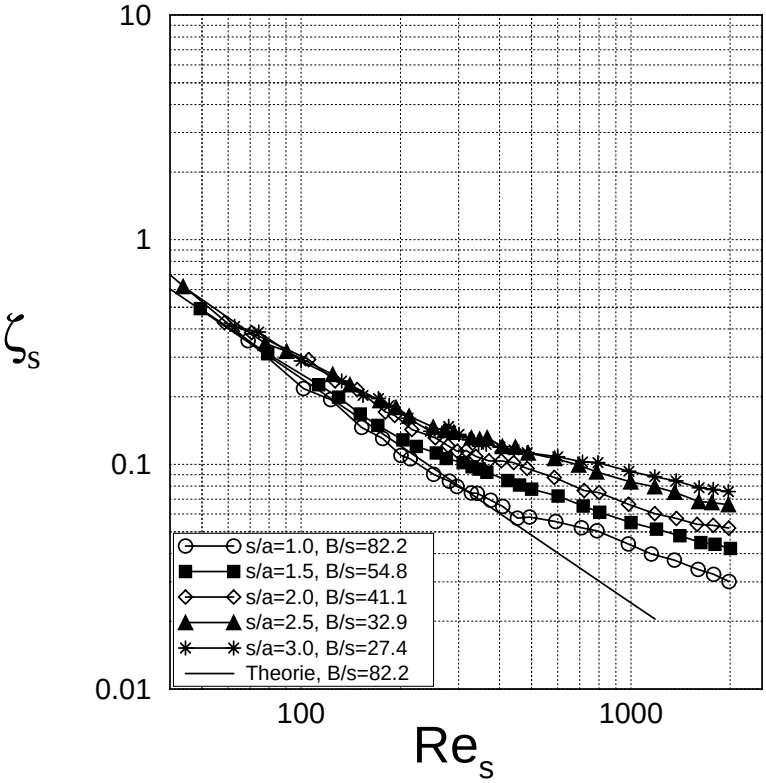

Abb. 7.5: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl, $\lambda/a=14.25$, $B/a=82.2$, $a=1.825$ mm.

Bei dem größten $\lambda/a=14.25$ in Abb. 7.5 bleibt die laminare Spaltströmung ohne Strömungsablösungen relativ lange erhalten. Mit abnehmendem Parameter λ/a erfolgt der Übergang zum transitionalen Bereich früher. Der vollturbulente Bereich mit ζ_s=const. bei großen Re_s-Zahlen wird nur in zwei Grenzfällen bei kleinem λ/a und großem s/a erreicht. Der Übergang zur Turbulenz und damit das Auftreten von Längswirbeln führt in der Regel nicht zu Unstetigkeiten im Kurvenverlauf. Nur bei $\lambda/a=3.56$ und s/a=3 bei sehr großen Spalthöhen ergibt sich in einem Fall ein reproduzierbarer unstetiger Kurvenverlauf.
Generell führt eine Zunahme der Spalthöhe bei konstantem Re_s zunächst zu einer stetigen Zunahme des Widerstandsbeiwertes. Dies veranschaulicht Abb. 7.6. Bei Re_s=2000=const. ist der Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Spalthöhe s/a wiedergegeben.

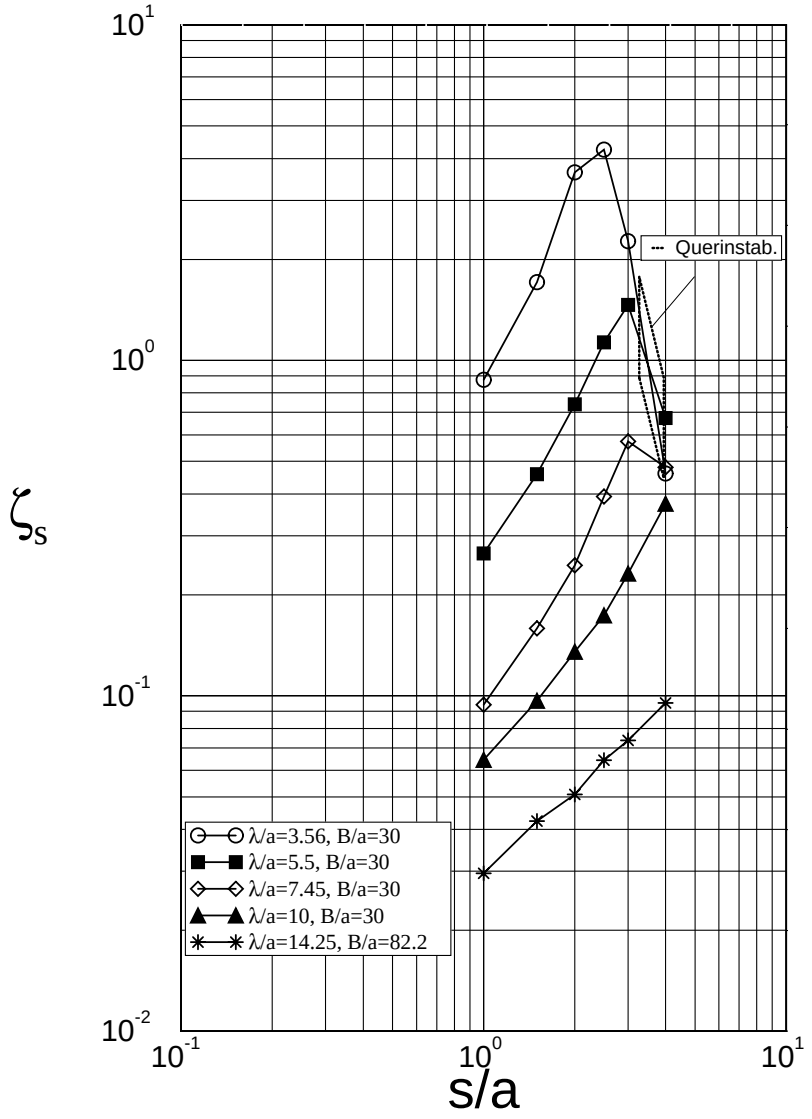

Abb. 7.6: Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts ζ_s von der dimensionslosen Spalthöhe s/a bei Re_s=2000.

Der Strömungswiderstand nimmt mit s/a so lange zu, als die Strömung dem vorgegebenen sinusoidalen Wandverlauf folgt.
Ab einem kritischen s/a beginnt die Strömung zwischen oberer und unterer Platte hindurchzuschießen. Dies ist zugleich verbunden mit einem starken Abfall des Widerstandsbeiwerts. Wird der Spalt sehr groß- was hier experimentell nicht verifiziert wurde- so wird das Verhältnis von Rauhigkeitshöhe zu Kanalhöhe 2a/s immer kleiner, es ergibt sich dann eine Strömung entsprechend einem Rechteckkanal mit rauhen Wänden.
In Abb. 7.6 ist zugleich der Existenzbereich der Querinstabilität $3.2 \leq s/a \leq 3.7$ eingetragen. Die Querinstabilität tritt also dann auf, wenn der Widerstandsbeiwert in Abb. 7.6 das Maximum überschreitet. Dadurch erklärt sich auch der unstete Funktionsverlauf in Abb. 7.1 für s/a=3.

7.2 Sinuskanäle mit papierrauhen Oberflächen

Das für die Stoffübergangsmessungen verwandte Filterpapier weist eine maximale Rauhtiefe von 15 µm auf. Deswegen wurde mittels Membranfolien mit einer maximalen Rauhtiefe von 0.1 µm geprüft, ob sich dadurch eine Veränderung der Strömungsvorgänge, insbesondere hinsichtlich der Induktion regelmäßiger Längswirbelfelder ergibt. Eine Auswirkung auf die Induktion von Längswirbeln konnte nicht nachgewiesen werden.

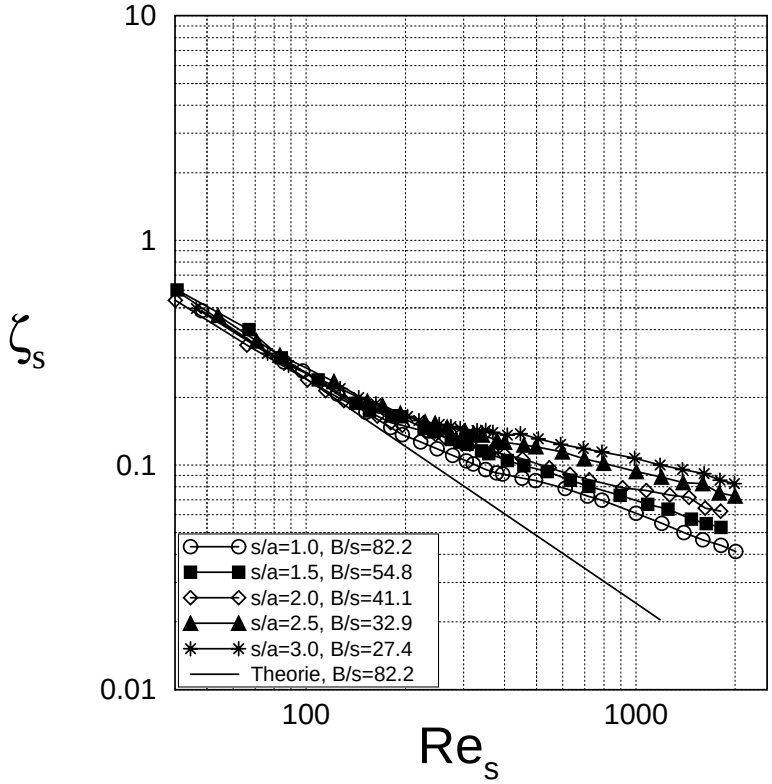

Abb. 7.7: Widerstandsbeiwert ζ_s für Sinuskanäle, $\lambda/a=14.25$, B/a=82.2.

Mit der Benetzung des Filterpapiers ist eine systematische Längenveränderung des Papiers von 3% bzw. 0.5% in die beiden Richtungen des Filterpapierbogens

verbunden.Bei einer Trocknung des Papiers im Windkanal schrumpft das Papier wieder auf das Ausgangsmaß, so daß bei langen Versuchszeiten, wie sie bei Druckverlustmessungen üblich sind, eine Veränderung der Oberflächengeometrie auftritt, was dann mit einer deutlichen Erhöhung des Widerstandbeiwerts verbunden ist. Bei den kurzen Versuchszeiten von ca. 3 Minuten für eine Stoffübergangsmessung spielt das Schrumpfen des Papiers noch keine Rolle, so daß zu klären ist, ob eine erhöhte Rauhigkeit der Oberfläche zu einer Auswirkung auf den Druckverlust bzw. den Stoffübergang führt. Abb. 7.7 für $\lambda/a=14.25$ für papierbelegte Oberflächen zeigt, daß nach kurzen Versuchszeiten und bei kleinen Re_s-Zahlen ein vernachlässigbar kleiner Einfluß der Rauhigkeit vorhanden. Bei größeren Versuchszeiten und hohen Re_s-Zahlen erfolgt der Übergang zur Turbulenz etwas früher, es ergeben sich etwa 10% höhere Widerstandsbeiwerte. Da die Stoffübergangsversuche sehr viel kürzer dauern, sind die ζ_s-Werte für glatte Oberflächen zugleich repräsentativ für die Stoffübergangsmessungen mit Papierbelegung.

7.3 Vergleich mit Literaturergebnissen

7.3.1 Sinuskanäle

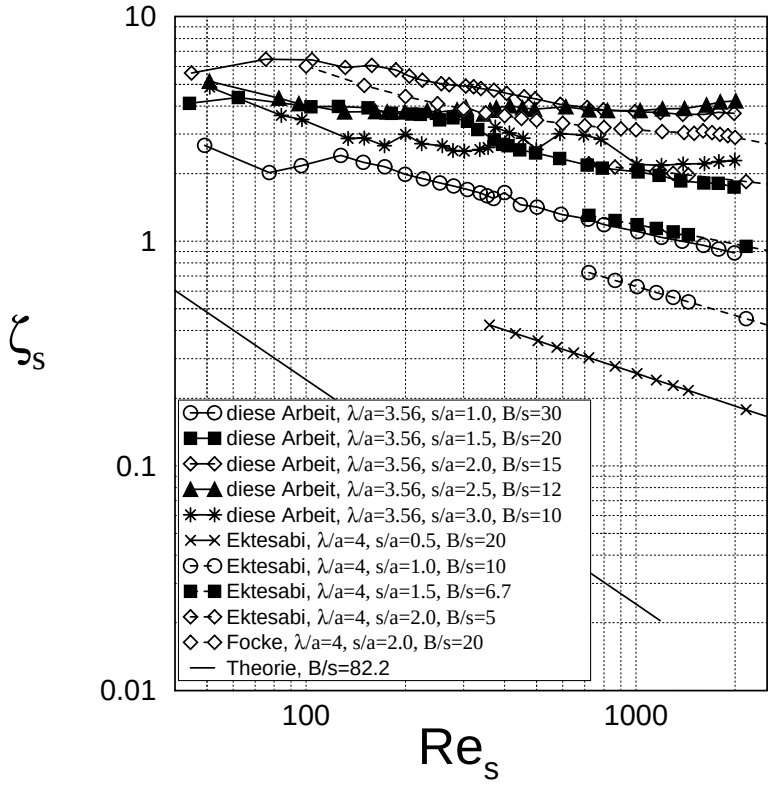

Abb. 7.8: Vergleich der Widerstandsbeiwerte ζ_s für Sinuskanäle, $\lambda/a=3.56$, $B/a=30$, $B=150$ mm mit $\lambda/a=4$, $B=100$ mm nach Ektesabi et al. /70/, $B/a=10$ und Focke et al. /67/, $B/a=40$, $B=100$ mm.

Bei einem Vergleich der Messungen mit Wellenlänge $\lambda/a=3.56$ dieser Arbeit mit Sinuskanälen mit $\lambda/a=4$ von Ektesabi et al. /70/ und Focke et al. /67/ in Abb. 7.8 liegen die Messungen von Ektesabi et al. /70/ deutlich niedriger, während die Messungen von

Focke et al. /67/ gut übereinstimmen, wenn die λ/a-Unterschiede berücksichtigt werden.
Bei einem Vergleich mit Literaturwerten ist zu berücksichtigen, daß Kanäle mit unterschiedlichen Längen verglichen werden. Dabei führen Kanäle mit sehr großem L/a zu kleineren ζ_s-Werten, da hier die höheren Verluste im Eingangsbereich eine relativ kleine Rolle spielen.
Bei λ/a=5.5 in Abb. 7.9 liegen die Werte von Ektesabi et al. /70/ bei kleinerem $s/a \leq 1.5$ wie in Abb. 7.8 unter den Ergebnissen dieser Arbeit. Bei λ/a=5.33 ergibt sich in Abb. 7.6 ein höheres Maximum als das eingezeichnete bei λ/a=5.5. Deswegen liegen die Werte von Ektesabi et al. erwartungsgemäß hier höher. Ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen von Binder /66/ ist nicht möglich, da die Wellenlänge λ/a=6.82 wie auch die Kanalbreite B/a kleiner und die Re_s-Zahlen größer sind.

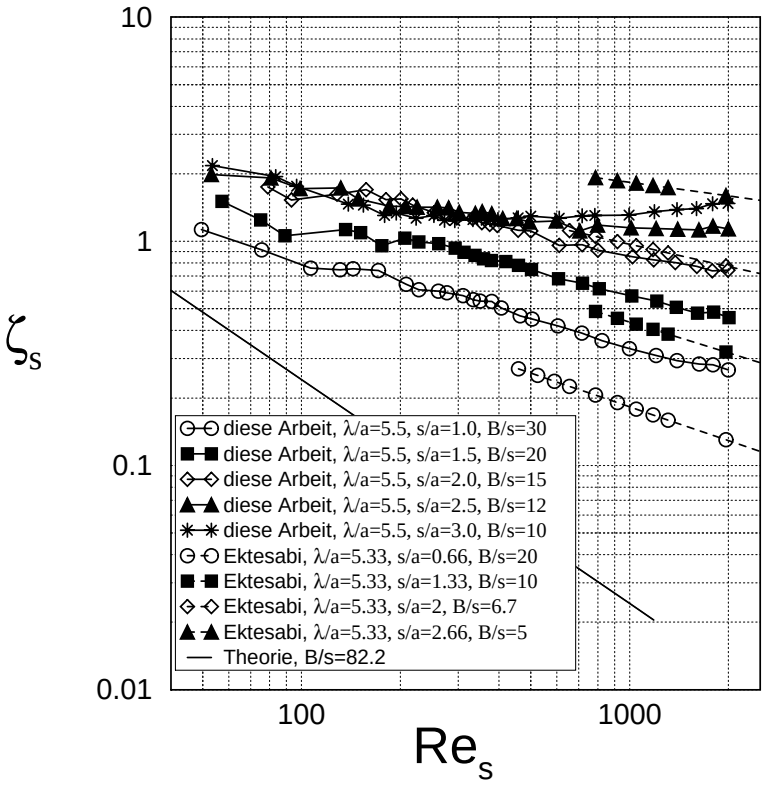

Abb. 7.9: Vergleich der Widerstandsbeiwerte ζ_s für Sinuskanäle als Funktion der Re_s-Zahl, λ/a=5.5, B/a=30, B=150 mm mit λ/a=5.33, nach Ektesabi et al. /70/, B/a=13.3, B=100 mm.

Der Vergleich in Abb. 7.10 unter Berücksichtigung der prinzipiellen Aussagen von Abb. 7.6 ergibt aber relativ gute Übereinstimmung.

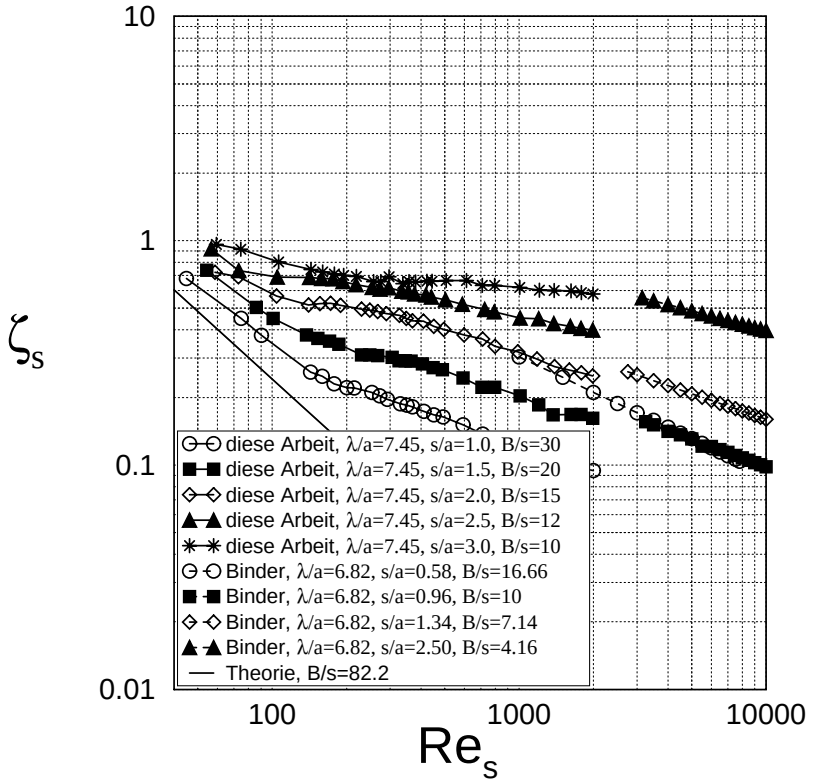

Abb. 7.10: Vergleich der Widerstandsbeiwerte ζ_s für Sinuskanäle als Funktion der Re_s-Zahl, $\lambda/a=7.45$, B/a=30, B=150 mm mit Halbkreiskanälen, $\lambda/a=6.82$, nach Binder /66/, B/a=9.63, B=250 mm.

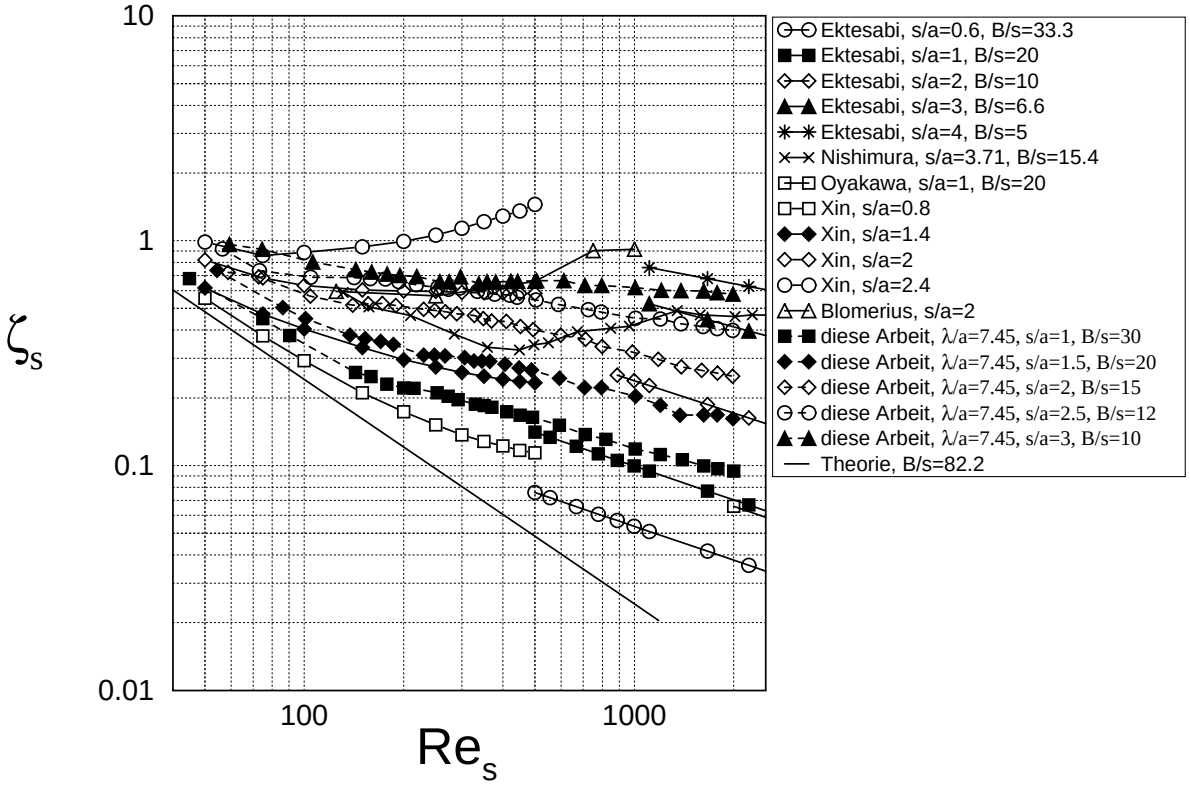

Abb. 7.11: Vergleich der Widerstandsbeiwerte ζ_s für Sinuskanäle mit $\lambda/a=7.45$, B/a=30 dieser Arbeit, mit gemessenen Literaturwerten für $\lambda/a=8$=const. nach Ektesabi et al. /70/, B/a=20, B=100 mm, Nishimura et al. /45/, B/a=57.1, B=200 mm, Oyakawa et al. /69/, B/a=20, B=200 mm, mit gerechneten Werten von Xin und Tao /59/ und Blomerius /46/.

In Abb. 7.11 sind Literaturwerte für Sinuskanäle mit λ/a=8 mit den Ergebnissen dieser Arbeit für λ/a=7.45 verglichen. Mit angegeben ist jeweils der Parameter B/s. Es fällt auf, daß die gerechneten Werte von Xin und Tao /59/ mit zunehmender Re_s-Zahl ansteigen. Sie werden deswegen bei einer nachfolgenden Zusammenfassung unter Einbeziehung des Parameters B/s nicht mehr berücksichtigt.

7.3.2 Dreieckkanäle

Abb. 7.12 gibt eine Zusammenfassung von Ergebnissen in Dreieckkanälen von O'Brien und Sparrow /47/, Sparrow und Comb /48/, Sparrow und Hossfeld /49/ und Molki und Yuen /50/ (λ/a=6.93, s/a=2.9) mit den Ergebnissen dieser Arbeit in Sinuskanälen. Berücksichtigt man die jeweiligen Werte für B/s, so ergibt sich für dreieckige Oberflächenstrukturen nahezu dieselben Ergebnisse wie für Sinuskanäle.
Beim Vergleich in Abb. 7.13 mit den gemessenen Werten in Dreieckkanälen von Ali und Ramadhanyi /40/ mit etwas größerer Wellenlänge λ/a=10.99 sowie s/a=1.66 und 2.47 ergeben sich etwas höhere Werte als für Sinuskanäle mit λ/a=10, s/a=1.5 und 2.5. Die Kanalbreite bei Ali et al. ist schmäler, deswegen ergeben sich etwas größere Werte.

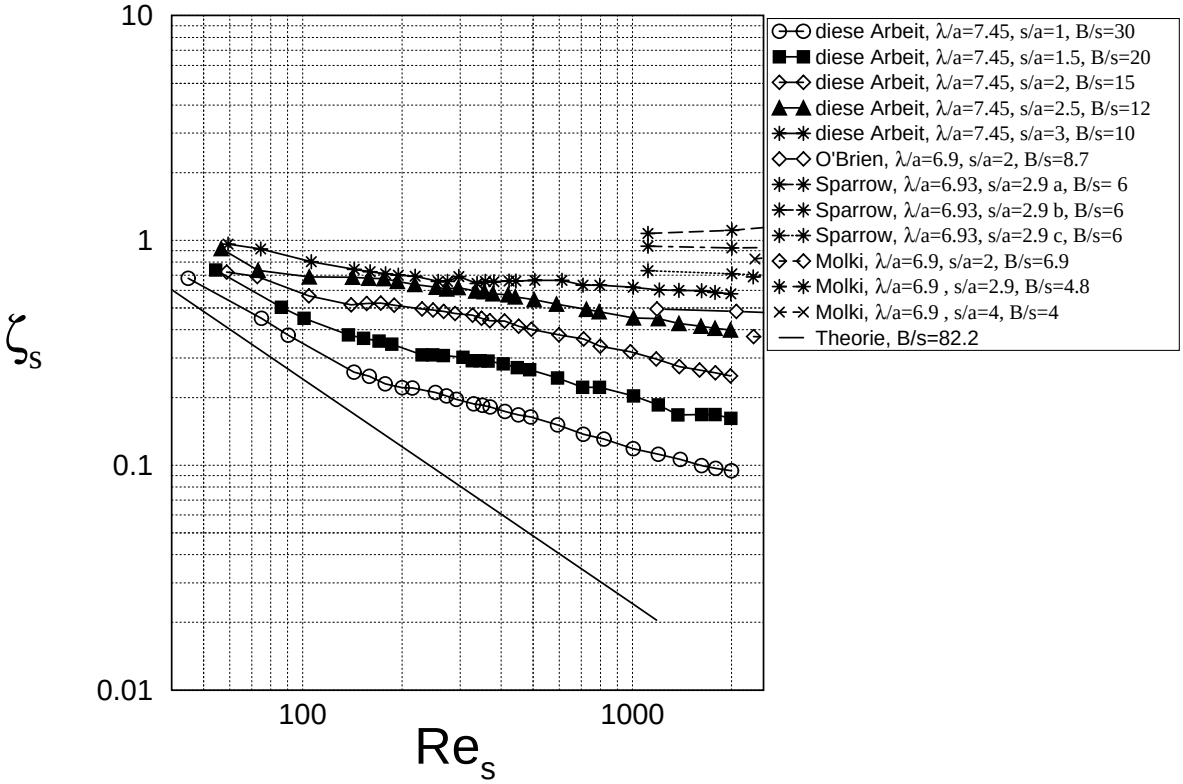

Abb. 7.12: Vergleich der Widerstandsbeiwerte ζ_s für Sinuskanäle mit λ/a=7.45, B/a=30 mit Dreieckkanälen mit λ/a=6.9 nach O'Brien et al. /47/, B/a=17.3, Sparrow und Hossfeld /49/ B/a=17.3, unterschiedliche Abrundungen und Molki und Yuen /50/ B/a=13.9.

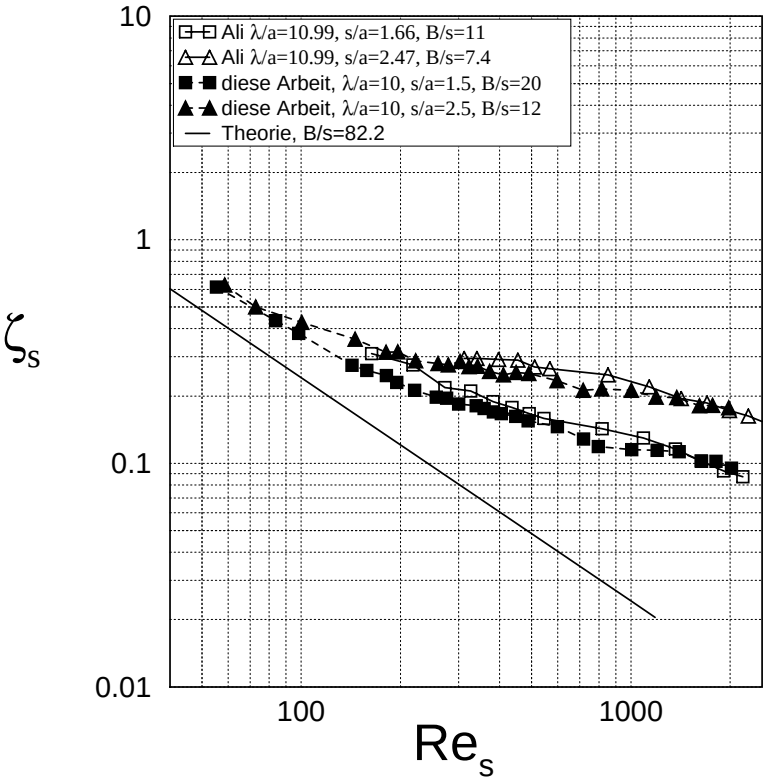

Abb. 7.13: Widerstandsbeiwert ζ_s für Sinuskanäle, $\lambda/a=10$, $B/a=30$, $B=150$ mm und Dreieckkanäle nach Ali und Ramadhyani /40/ mit $\lambda/a=10.99$, $B/a=18.3$, $B=76.2$ mm.

7.3.3 Trapezkanäle

Ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen für Trapezkanäle von Rybinova /71/ ist nicht möglich, da große Unterschiede in Wellenlänge und Spalthöhe bestehen. Die trapezförmigen Oberflächen haben in Abb. 7.14 trotz höherer Wellenlänge λ/a und kleinerer Spalthöhe s/a etwa den gleichen Widerstandsbeiwert wie sinusförmige Strukturen mit deutlich größeren Spalthöhe s/a, damit erzeugen trapezförmige Strukturen einen deutlich höheren Druckverlust.

7.3.4 Sinusförmig gewellte und biplanare Rundstab-Strukturen in gekreuzter Anordnung

Für einen Vergleich unterschiedlicher Strukturen ist es interessant die Ergebnisse für Sinuskanäle mit denen vorausgegangener Arbeiten zu sinusförmig gewellten Strukturen in gekreuzter Anordnung von Gaiser /97/ und biplanar gekreuzten Rundstab-Strukturen von Zimmerer /84/ in Abb. 7.15 zu vergleichen.

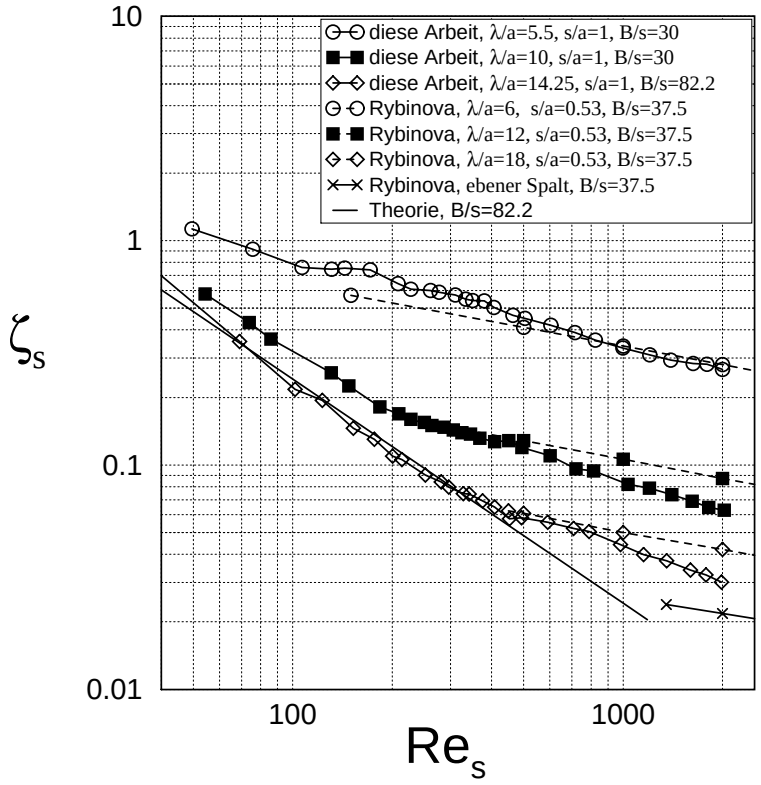

Abb. 7.14: Vergleich der Widerstandsbeiwerte ζ_S für Sinuskanäle, λ/a=5.5, 10, 14.25, B/a=30 dieser Arbeit mit Trapezkanälen λ/a=6, 12, 18 nach Rybinova /71/, B/a=20.

Ein Sinuskanal ist dabei einer der Grenzfälle einer gekreuzt gewellten Struktur mit Anstellwinkel φ=0°. (Der andere Grenzfall führt bei s/a=2 und φ=0° zu einer vollständigen Blockierung des Kanals und entspricht der sinusförmigen Kanalstruktur mit symmetrischer Anordnung entsprechend Abb. 6.7 für s/a=2). ζ_E-Werte und Re_E-Zahlen sind hier auf den äquivalenten Durchmesser d_E bezogen, da diese Werte in der Literatur genau angegeben sind. Der Vergleich zeigt, daß die ineinanderliegende Anordnung bei gleicher Spaltweite nicht zu grundsätzlich kleinerem Strömungswiderstand führt.

Einen Vergleich der extrapolierten Werte dieser Arbeit mit den gekreuzt gewellten Strukturen von Gaiser /97/ und den biplanar gekreuzten Rundstab-Strukturen von Zimmerer /84/ zeigt Abb. 7.16 für Re_H =2000. Dabei sind ζ_H und Re_H jeweils für den hydraulischen Durchmesser gebildet. Der Vergleich zeigt, daß Sinuskanäle (φ=0°) bei λ/a=7.45 einen relativ kleinen Druckverlust gegenüber gekreuzten Strukturen aufweisen, so daß es hier besonders interessant ist, die Relation Wärmeübergang zu Druckverlust zu prüfen.

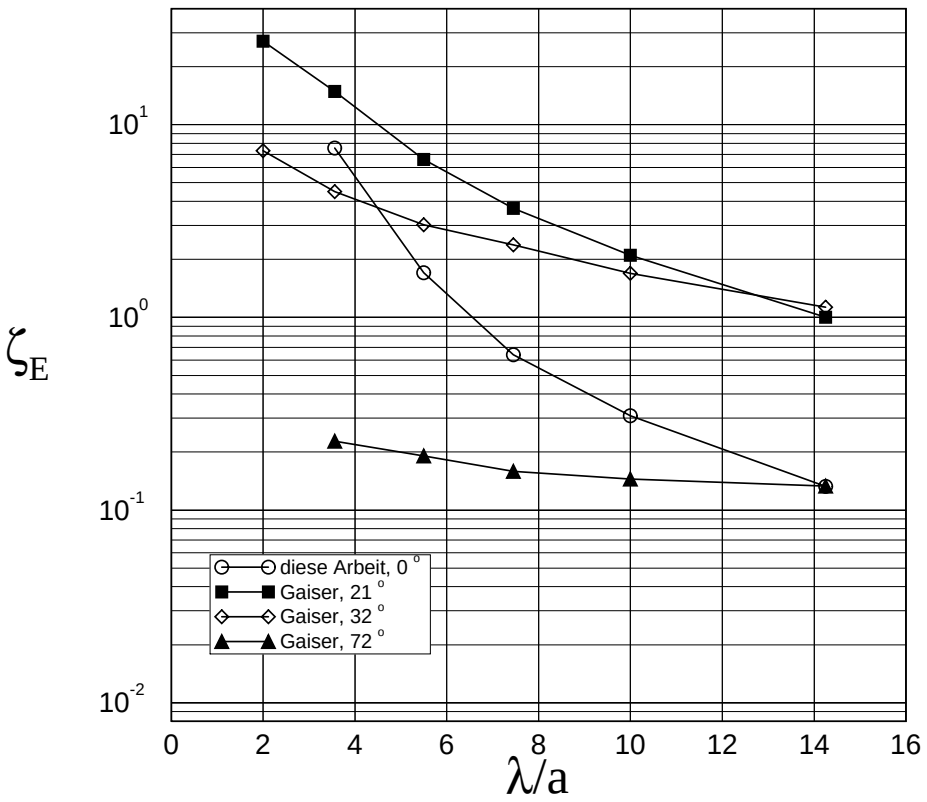

Abb. 7.15: Vergleich der Widerstandsbeiwerte ζ_E für Sinuskanäle dieser Arbeit, B/a=30 (λ/a=3.56, 5.5, 7.45, 10), B/a=82.2 (λ/a=14.25) mit sinusförmig gewellten Strukturen in gekreuzter Anordnung nach Gaiser /97/, s/a=2, Re_E =2000, B/a=15 (λ/a=2), B/a=30 (λ/a=3.56, 5.5), B/a=82.2 (λ/a=7.45, 10, 14.25).

7.4 Einfluß der Kanalbreite B/s

Bei den Messungen dieser Arbeit war die Amplitude a=5mm bei den Wellenlängen $3.56 \leq \lambda/a \leq 10$ konstant gehalten. Nur bei λ/a=14.25 mußte bei der auf L=400 mm begrenzten Kanallänge eine kleinere Amplitude a=1.825 mm verwendet werden.
Um den Einfluß des Parameters B/s untersuchen zu können, wurden zusätzlich Platten für λ/a=5.5 mit a=2.5 mm hergestellt. Damit ergeben sich die in Tab. 7.1 für die jeweilige Spalthöhe zusammengestellten Werte an einstellbaren Kanalbreiten B/s für B=150 mm. In Abb. 7.17 ist für λ/a=5.5 der Einfluß der Kanalbreite B/s für B/a=30 und B/a=15 auf den Widerstandsbeiwert zusammengefaßt. In Abb. 7.18 sind für λ/a=5.5 die Widerstandsbeiwerte ζ_S als Funktion von B/s für Re_S=1000=const. zusammengefaßt und jeweils Linien s/a=const. eingetragen. Als Vergleich wurden hier nur die Literaturwerte für λ/a=5.33 und s/a=2 von Ektesabi /70/ aufgenommen, da sich die Werte bei unterschiedlichem s/a und λ/a durch den steilen Gradienten von ζ_S nach Abb. 7.6 stark verändern. Es lässt sich eine ähnliche Steigung bei unterschiedlichem s/a feststellen, wobei festzuhalten ist, daß die Steigung nur durch zwei Punkte festgelegt wird. Die Ergebnisse zeigen eine der Ursachen für die systematische Streuung der Literaturergebnisse bedingt durch den Einfluß der Kanalbreite. Nur die

Meßergebnisse bei s/a=2.5 weichen hier von der allgemeinen Systematik ab. Hier ist der Druckverlust wenig sensitiv auf Veränderungen der Kanalbreite. Die Strömung beginnt bei s/a=3 gerade, zwischen den Kanalwänden hindurchzuschießen (Maximum in Abb. 7.6). Da die Ergebnisse bei s/a=3 im Maximum eine klare Abhängigkeit ergeben, dürfte das abweichende Verhalten bei s/a=2.5 nicht darauf zurückzuführen sein. Die etwas größere Steigung in Abb. 7.18 für s/a=1 ist auf die Schwierigkeit zurückzuführen, die Spalthöhe hier genau einzustellen.

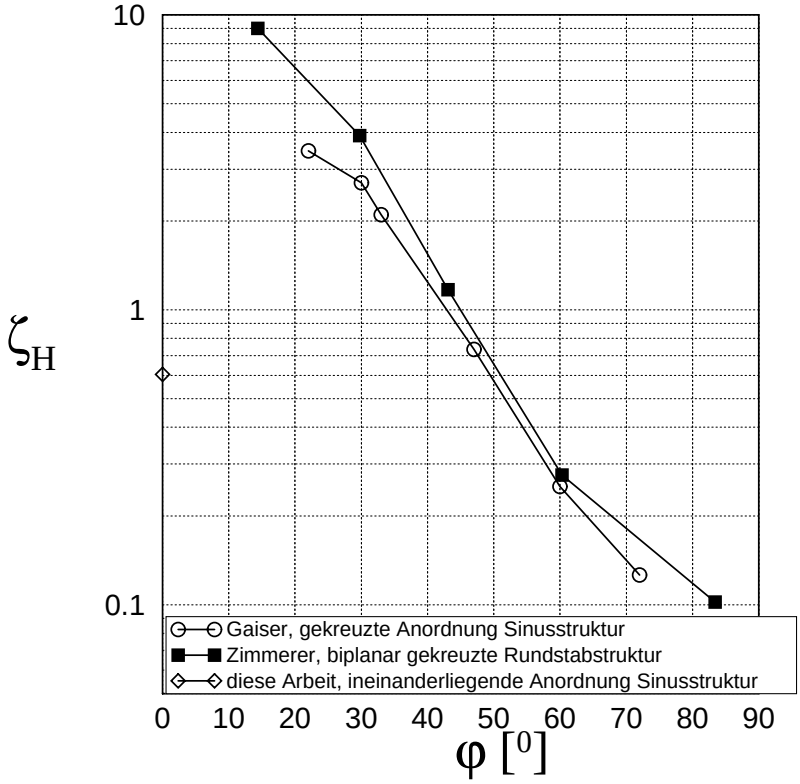

Abb. 7.16: Vergleich der Widerstandsbeiwerte ζ_H für Sinuskanäle dieser Arbeit, B/a=30 mit sinusförmig gewellten Strukturen in gekreuzter Anordnung nach Gaiser /97/, B/a=82.2 und biplanar gekreuzten Rundstab-Strukturen nach Zimmerer /84/, B/a=60, jeweils Re_H =2000, λ/a=7.45 und s/a=2.

s/a	B/s a=5 mm	B/s a=2.5 mm	B/s a=1.825 mm
1	30	60	82.2
1.5	20	40	54.8
2	15	30	41.1
2.5	12	24	32.9
3	10	20	27.4

Tabelle 7.1: Dimensionslose Kanalbreite der untersuchten Sinuskanäle.

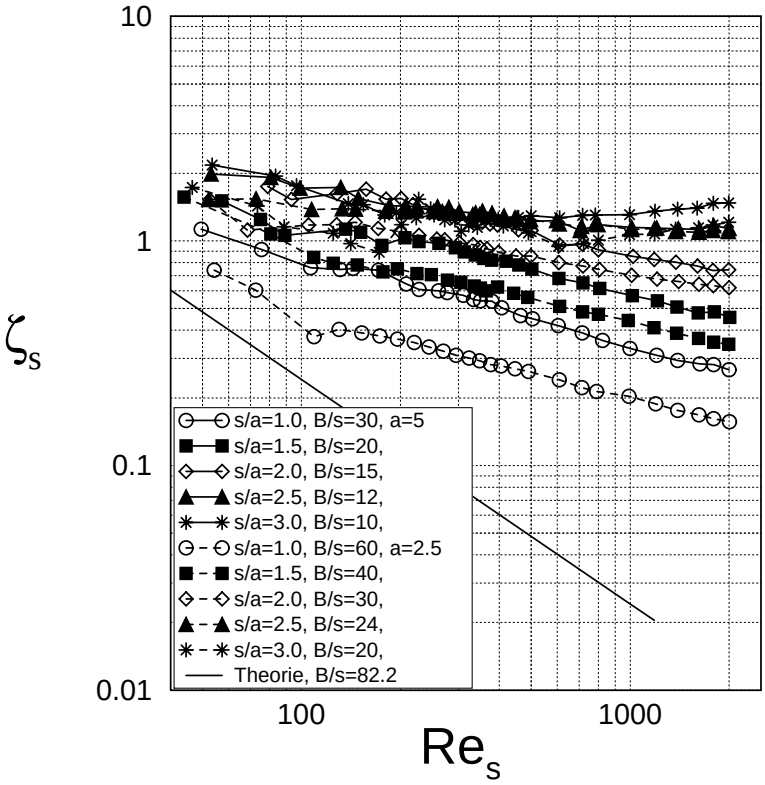

Abb. 7.17: Einfluß von B/s auf den Widerstandsbeiwert ζ_s für Sinuskanäle mit $\lambda/a=5.5$ mit B/a=30 und B/a=15.

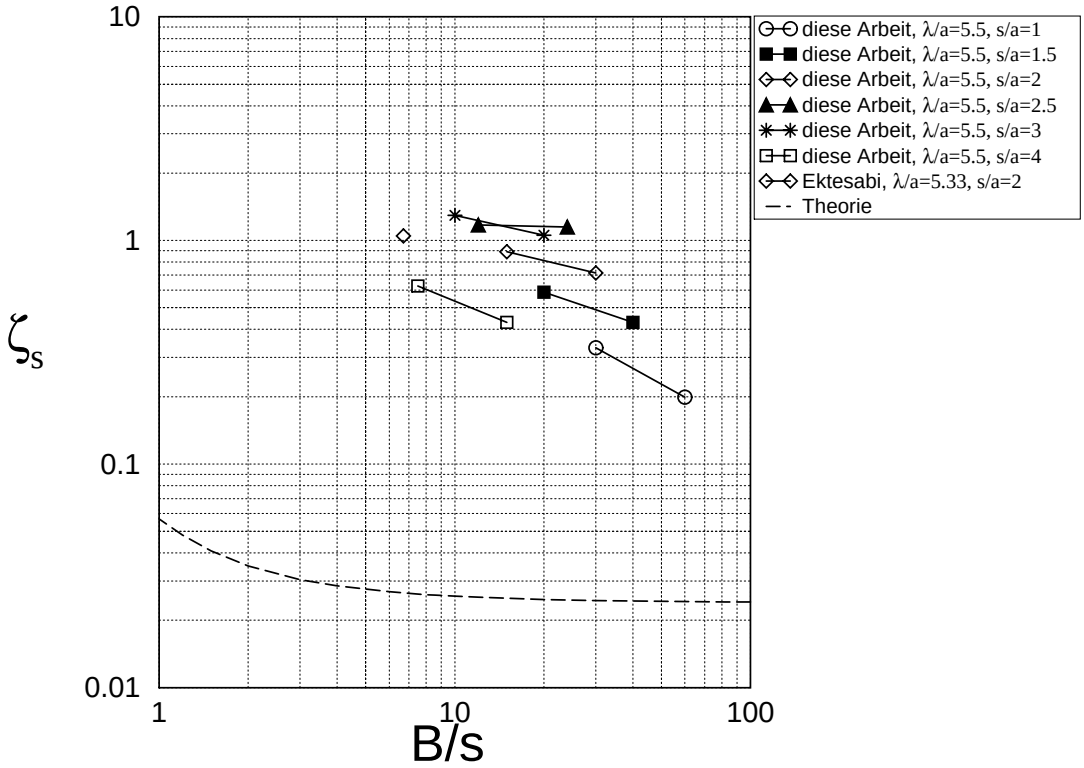

Abb. 7.18: Einfluß von B/s auf den Widerstandsbeiwert ζ_s für Sinuskanäle mit $\lambda/a=5.5$, $Re_s=1000$, B/a=30, B/a=15. Vergleich mit Ektesabi et al. /70/ mit $\lambda/a=5.33$, B/a=13.3. Theoretische Werte nach Shah und London /96/ für den ebenen Spalt.

8. Wärme- und Stoffübergang in Kanälen mit ineinanderliegender Anordnung

8.1 Sinuskanäle

8.1.1 Einfluß der Reynoldszahl Re_s

Die mittleren Sh_s-Werte über die projizierte Oberfläche in den Abb. 8.1 ff. wurden für die eingelaufene Strömung am Ende der Meßstrecke ermittelt. Jeweils mit eingezeichnet ist der Sh_s-Wert der eingelaufenen Strömung des ebenen Spalts mit L=400 mm, B=150 mm und s=1.825 mm. Der Vergleich zeigt, daß bei nicht laminarer Strömung die Sh_s-Zahlen für die vollentwickelte Strömung von der Re_s-Zahl, der Sc-Zahl sowie von den Geometrieparametern λ/a und s/a abhängen. Für sehr kleine Re_s-Zahlen wird die eingedüste Stoffmasse sehr schnell verbraucht. Dadurch wird der Bereich ausgebildeter Strömung nur noch bedingt erreicht, so daß sich dort keine zuverlässigen Angaben mehr über die Sh_s-Werte machen lassen. Je kleiner λ/a ist, desto früher erfolgt der Übergang zur Turbulenz. Da hier vor allem der Übergangsbereich von laminarer zu turbulenter Kanalströmung analysiert wird, ergibt sich für die Zunahme des Stoffübergangs mit der Re_s-Zahl keine einheitliche Steigung.

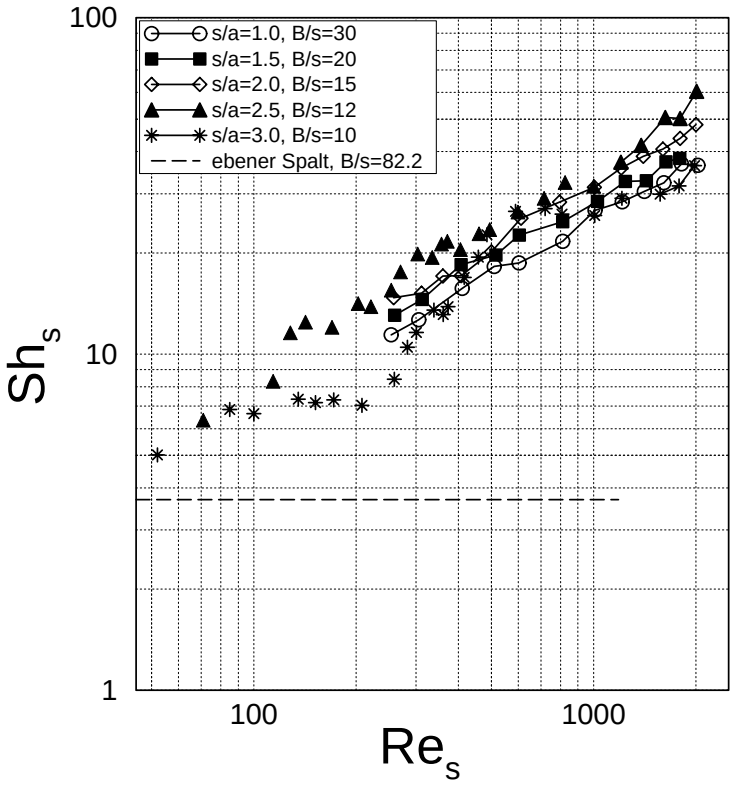

Abb. 8.1: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl für λ/a = 3.56, B/a=30.

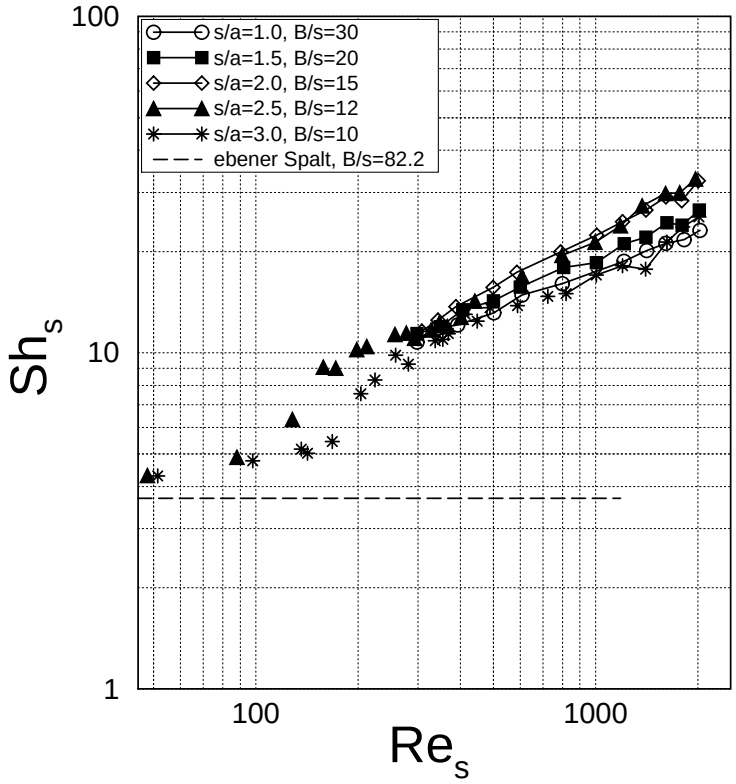

Abb. 8.2: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl für $\lambda/a=5.5$, $B/a=30$.

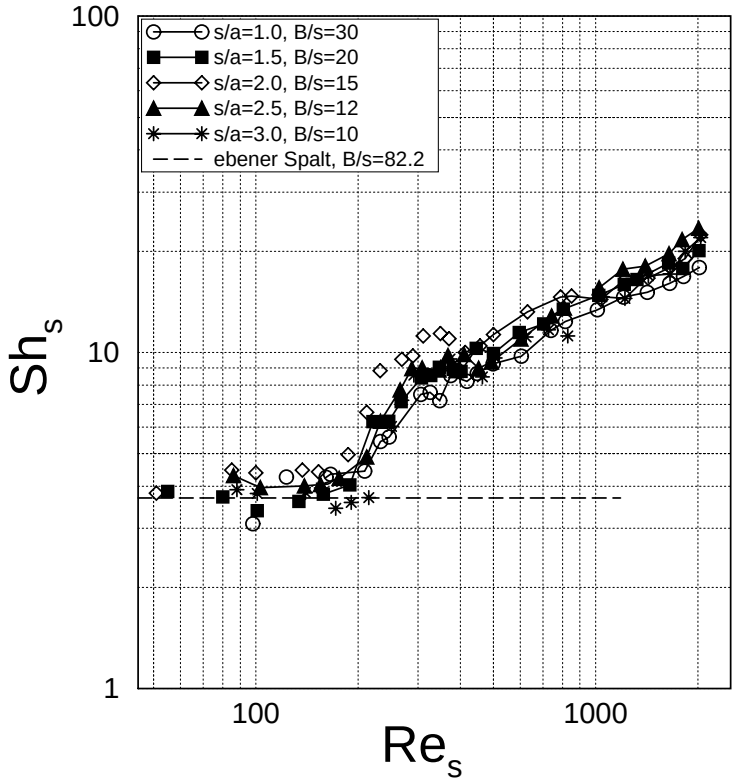

Abb. 8.3: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl $\lambda/a=7.45$, $B/a=30$.

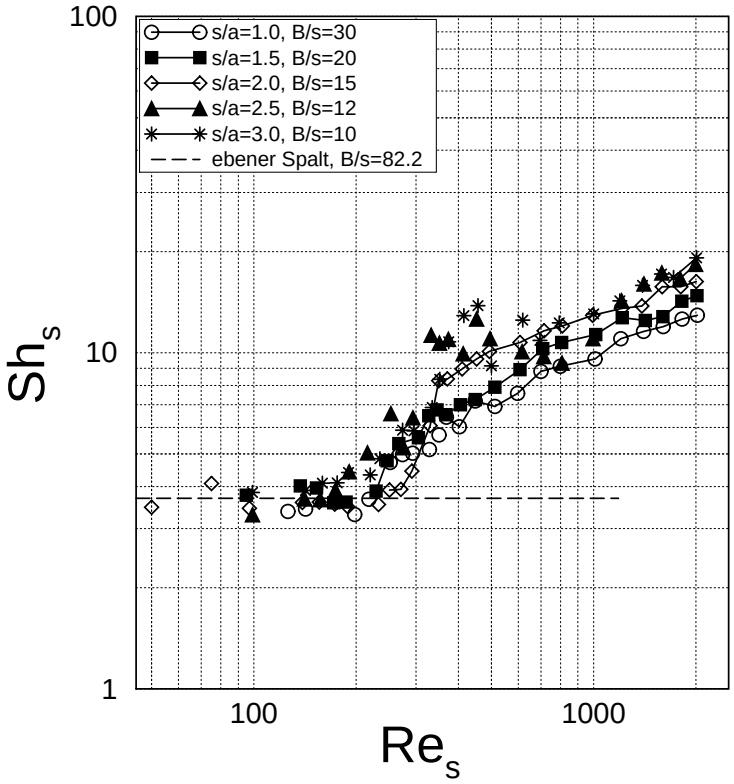

Abb. 8.4: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl für $\lambda/a=10$, $B/a=30$.

Bei kleinem λ/a tritt gegenüber dem ebenen Spalt eine deutliche Steigerung von Sh_s selbst bei kleinen Re_s-Zahlen auf. Mit steigender Spalthöhe s/a ergeben sich bis zu einer Spalthöhe von s/a=2.5 steigende Werte. Danach erfolgt eine Abnahme des Stoffübergangskoeffizienten mit weiter erhöhter Spalthöhe s/a, analog zu den Ergebnissen beim Druckverlust.
Bei großem λ/a tritt im Meßbereich das Absinken des Stoffüberganges für große s/a noch nicht auf. Im Meßbereich führt eine größere Spalthöhe zu einem besseren Stoffübergang. Es ergeben sich drei charakteristische Bereiche für den Stoffübergang:

- der laminare Bereich bei dem die Sherwood-Zahl nahezu konstant bleibt, in Abb. 8.4 bis zu einer Reynolds-Zahl von ca. $Re_s \approx 200$. Für $Re_s<200$ bleiben die gemessenen Werte unter den theoretischen Werten für den ebenen Spalt, bedingt durch die lokalen Ablösegebiete mit sehr kleinem Stoffübergang.

- der Übergangsbereich, bei dem sich eine deutliche Steigerung im Stoffübergang ergibt ($200 \leq Re_s \leq 400$).

- der turbulente Bereich für $Re_s \geq 400$.

Der Bereich zwischen Re 200-400 ist der Bereich, in dem typischerweise Görtler-Dean-Wirbel auftreten.

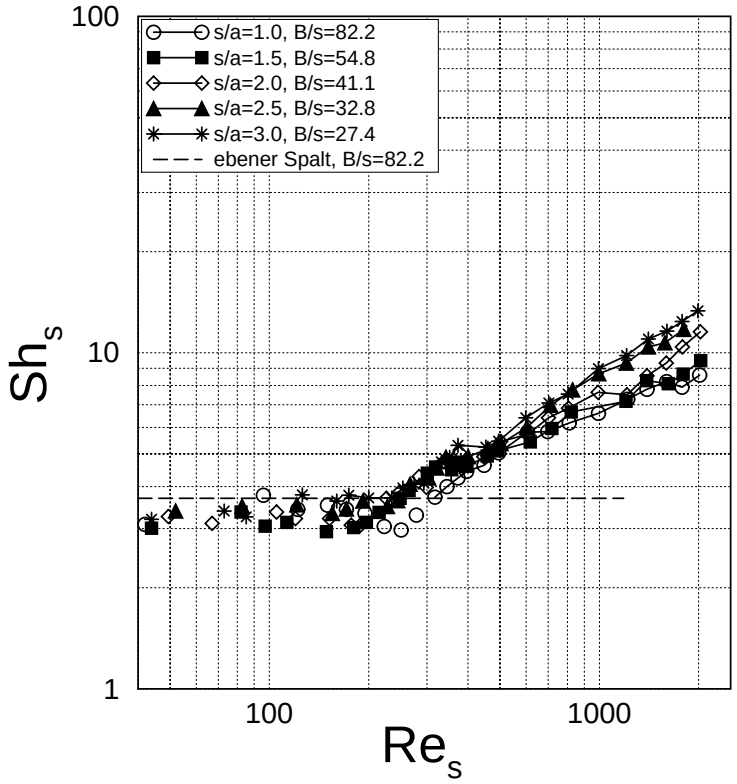

Abb. 8.5: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl, λ/a=14.25, B/a=82.2.

8.1.2 Einfluß von s/a

In Abb. 8.6 ist der Einfluß der dimensionslosen Spalthöhe s/a für Re_s=2000=const. analog zu Abb. 7.6 beim Druckverlust dargestellt. Für λ/a=3.56, s/a=1.5 und λ/a=14.25, s/a=2.5 liegen die letzten Meßwerte knapp unter Re_s=2000 und sind deswegen extrapoliert. Die Ergebnisse zeigen, daß bis zu s/a=2.5 im Meßbereich eine Erhöhung der Spalthöhe s/a zu einer Erhöhung des dimensionslosen Stoffübergangskoeffizienten Sh_s führt. Bei kleinem λ/a ergibt sich für eine dimensionslose Spalthöhe von s/a=2.5 ein Maximum im Stoffübergang, danach fällt der Stoffübergang mit höherer Spalthöhe wieder ab analog zum Reibungsbeiwert ζ_s in Abb. 7.6. Die Sh_s-Zahl kann bei Re_s=2000 durch Vergrößerung der Spalthöhe um etwa 200% erhöht werden wie Abb. 8.6 analog zu Abb. 7.6 zeigt.

8.1.3 Einfluß von λ/a

Im Anhang A1.6-A1.10 sind die Ergebnisse in modifizierter Form nochmals zusammengefaßt, um bei konstanter Spalthöhe s/a den Einfluß der Plattenwellenlänge λ/a darzustellen.
Je kleiner das λ/a desto größer ist die Steigerung des Stoffübergangs, d. h. eine "schärfere" Umlenkung der Strömung ergibt einen besseren Stoffübergang. Der Stoffübergang kann bei s/a=const durch Variation von λ/a um den Faktor fünf erhöht werden.

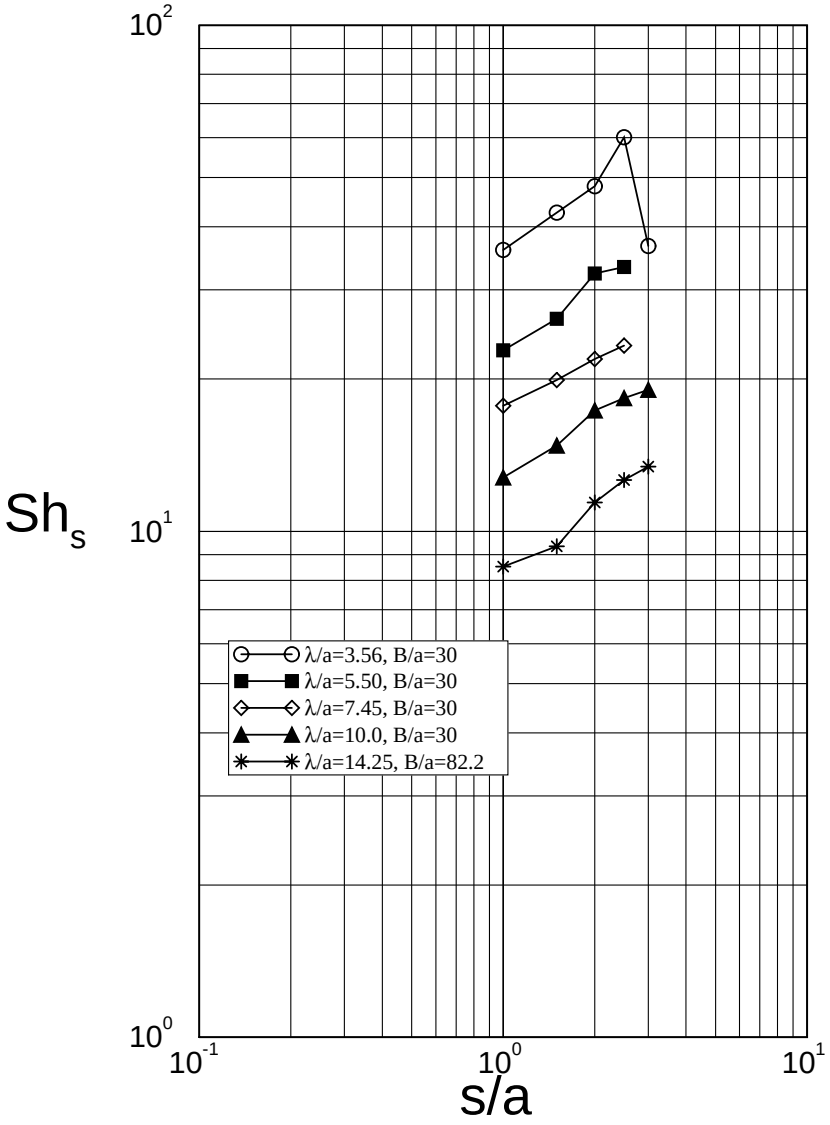

Abb. 8.6: Abhängigkeit des Sherwood-Zahl Sh_s von der dimensionslosen Spalthöhe s/a bei Re_s=2000.

8.1.4 Örtliche Inhomogenitäten -Varianz $\Delta b/\overline{b}$

Als Varianz V wird hier die Standardabweichung Δb am Ort x bezogen auf die über die Breite gemittelte Belegungsdichte $\overline{b}$ bezeichnet.

$$V = \frac{\Delta b}{\overline{b}} \tag{8.1}$$

Wie Abb. 8.7 zeigt, treten an den konkaven Flächen mit Görtler-Dean-Wirbeln deutlich höhere Werte $\Delta b/\overline{b}$ auf. Der nachfolgende konvexe Bereich weist demgegenüber deutlich kleinere Werte $\Delta b/\overline{b}$ auf. Dabei können Varianzwerte $\Delta b/\overline{b}$>30% auftreten. Im Bereich der Görtler-Dean-Wirbel ergibt sich damit örtlich ein deutlich inhomogenerer Stoffübergang. Das Maximum der relativen Abweichung befindet sich kurz vor dem lokalen Maximum der Belegungsdichte.

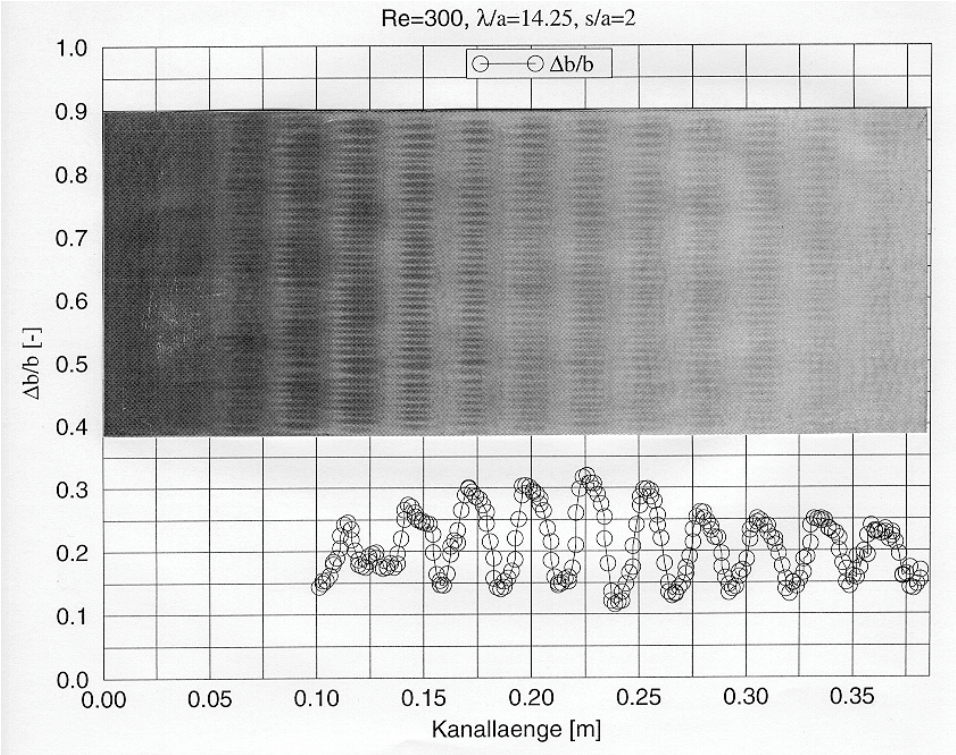

Abb. 8.7: Variation des Stoffübergangs $\Delta b/\overline{b}$ längs der konkaven Oberflächen mit Görtler-Dean-Wirbeln, $\lambda/a=14.25$, $Re_s=300$, $s/a=2$.

8.2 Vergleich mit Literaturergebnissen

Untersuchungen zum Wärme- und Stoffübergang sind in der Literatur wie in Abschnitt 2.2.2 gezeigt wurde nur vereinzelt durchgeführt worden. Sie überdecken alle nur einen kleinen Parameterbereich. Numerische Berechnungen haben Asako et al. /56/, Xin und Tao /59/, Garg und Maji /58/ sowie Blomerius /46/ durchgeführt. Messungen werden von Ali und Ramadhanyi /40/, O'Brien und Sparrow /47/, Sparrow und Hossfeld /49/, Rybinova /71/ sowie Nishimura et al. /44/, /45/ mitgeteilt. Eine Umrechnung über die Pr- bzw. Sc-Zahl wurde nur soweit angegeben durchgeführt. Im Folgenden sind diese Literaturwerte mit den eigenen Messungen verglichen.

8.2.1 Sinuskanäle

Der Vergleich zeigt, daß die gerechneten Ergebnisse von Asako et al. /56/ und Xin und Tao /59/ generell zu niedrig liegen. Die gerechneten Werte von Blomerius /46/ ergeben relativ brauchbare Aussagen, wobei die Rechnung mit dem eingesetzten Turbulenzmodell dem effektiven Strömungsvorgängen offensichtlich noch nicht genau Rechnung trägt. Die berechneten Werte von Garg und Maji /58/ liegen bei höheren Re_s-Zahlen im Trend der anderen Autoren, die bei diesen Pr-Zahlen gearbeitet haben. Bei kleineren Re_s-Zahlen liegen die Werte zu hoch.

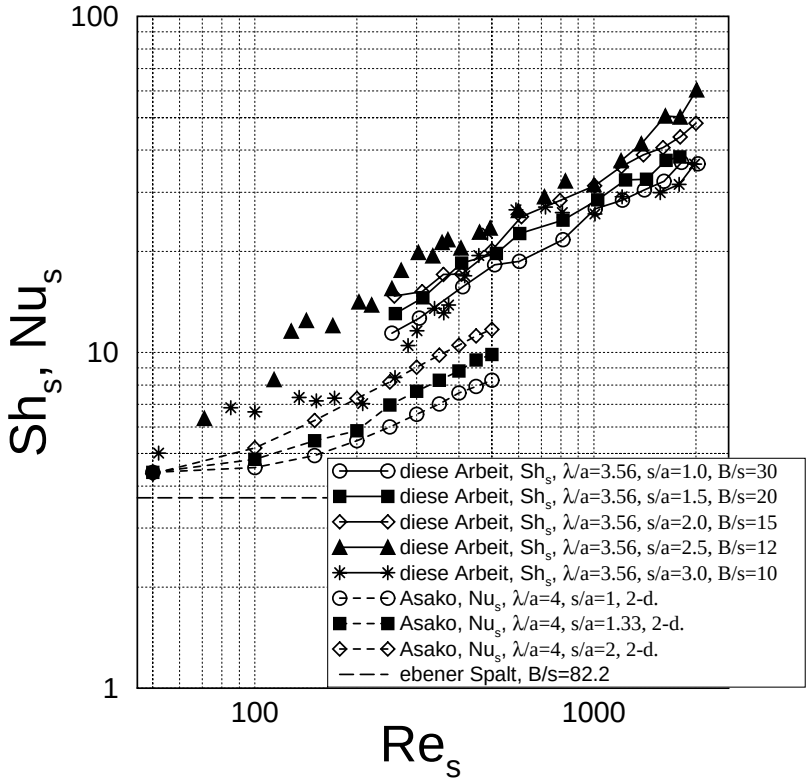

Abb. 8.8: Vergleich der Stoffübergangsmessungen dieser Arbeit für λ/a=3.56, Sc=0.616 mit Berechnungen zum Wärmeübergang von Asako et al. /56/, λ/a=4, Pr=0.7.

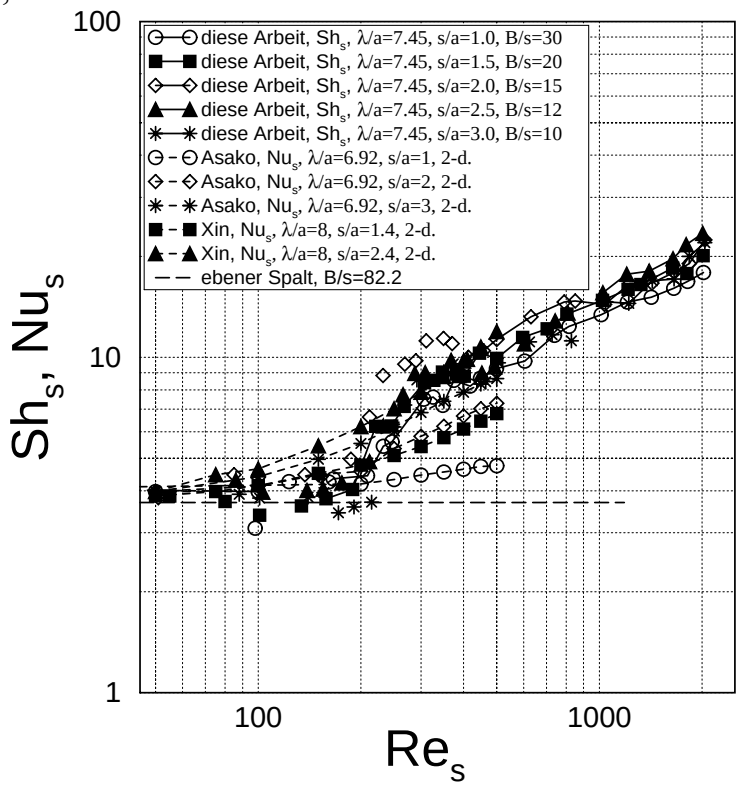

Abb. 8.9: Vergleich der Stoffübergangsmessungen dieser Arbeit für λ/a=7.45, Sc=0.616 mit Berechnungen zum Wärmeübergang von Asako et al. /56/, λ/a=6.92, Pr=0.7 und Xin und Tao /59/, λ/a=8, Pr=0.707.

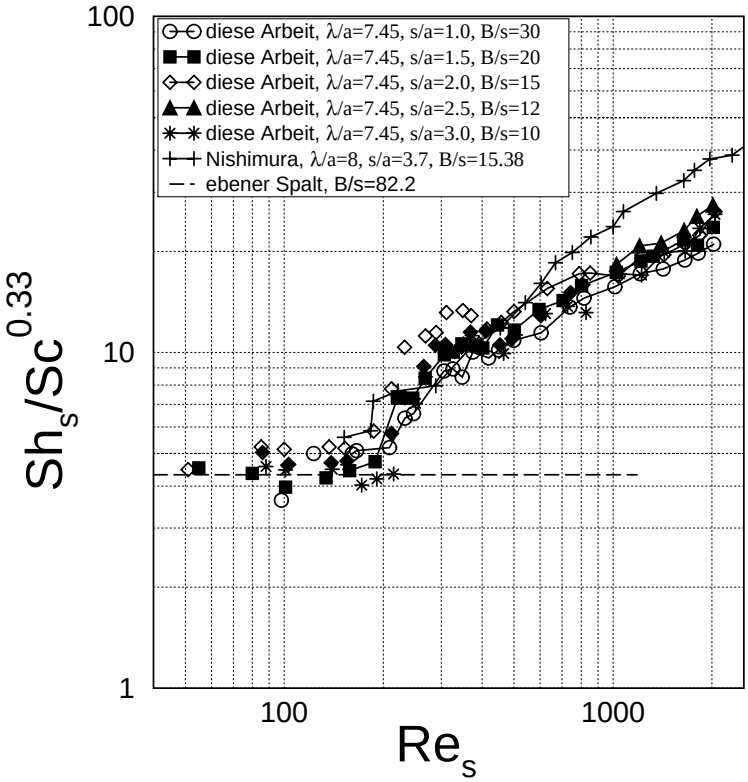

Abb. 8.10: Vergleich der Stoffübergangsmessungen dieser Arbeit für λ/a=7.45, Sc=0.616 mit Stoffübergangsmessungen von Nishimura et al. /45/, λ/a=8, s/a=3.7, Sc=1570. Ebener Spalt bezogen auf Sc=0.616.

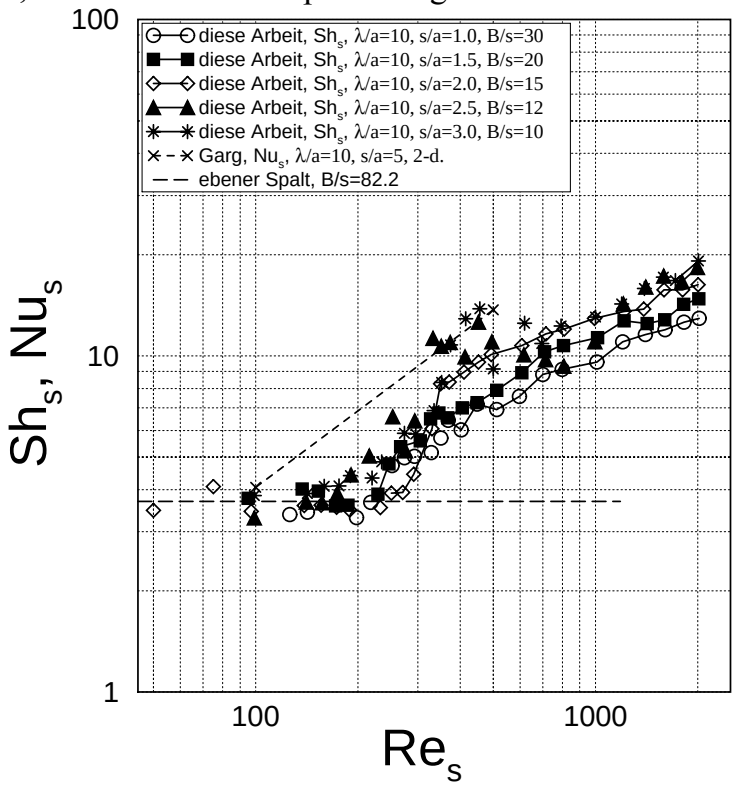

Abb. 8.11: Vergleich der Stoffübergangsmessungen dieser Arbeit für λ/a=10, Sc=0.616 mit berechneten Werten von Garg und Maji /58/, λ/a=10, Pr=1.

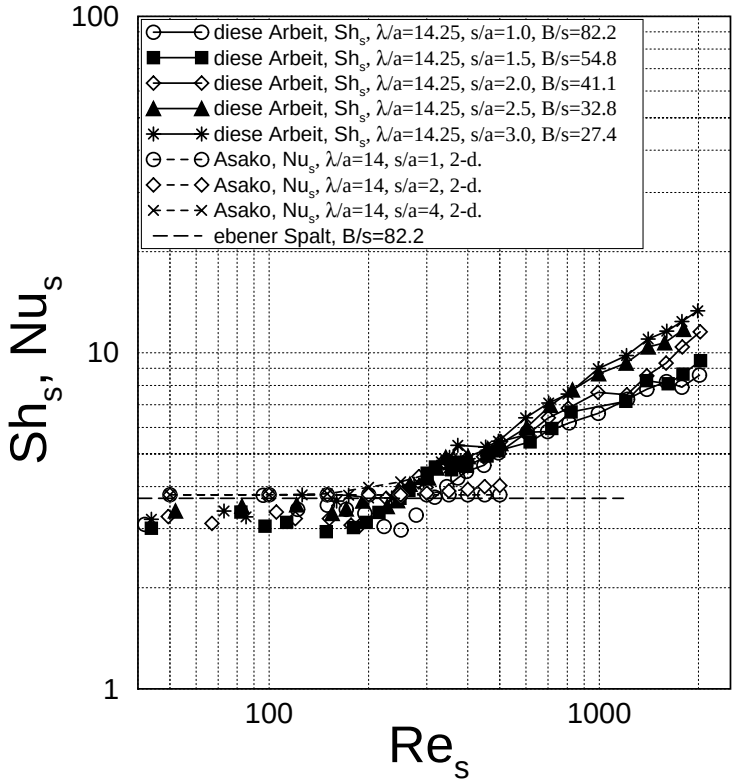

Abb. 8.12: Vergleich der Stoffübergangsmessungen dieser Arbeit für λ/a=14.25, Sc=0.616 mit Berechnungen zum Wärmeübergang von Asako et al. /56/, λ/a=14, Pr=0.7.

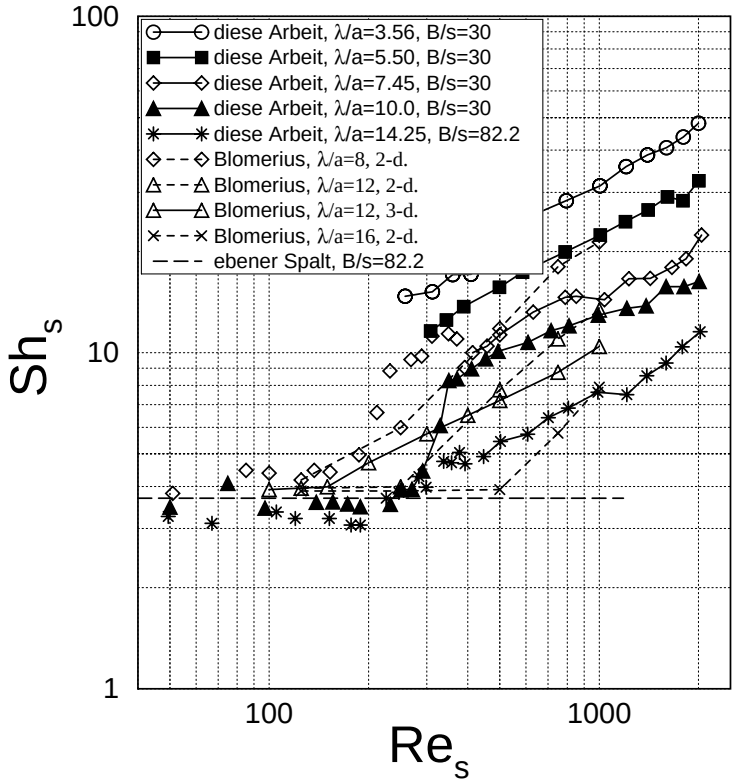

Abb. 8.13: Vergleich der Stoffübergangsmessungen dieser Arbeit für s/a=2, Sc=0.616 mit Berechnungen zum Wärmeübergang von Blomerius, /46/, s/a=2, Pr=0.7.

8.2.2 Dreieckkanäle

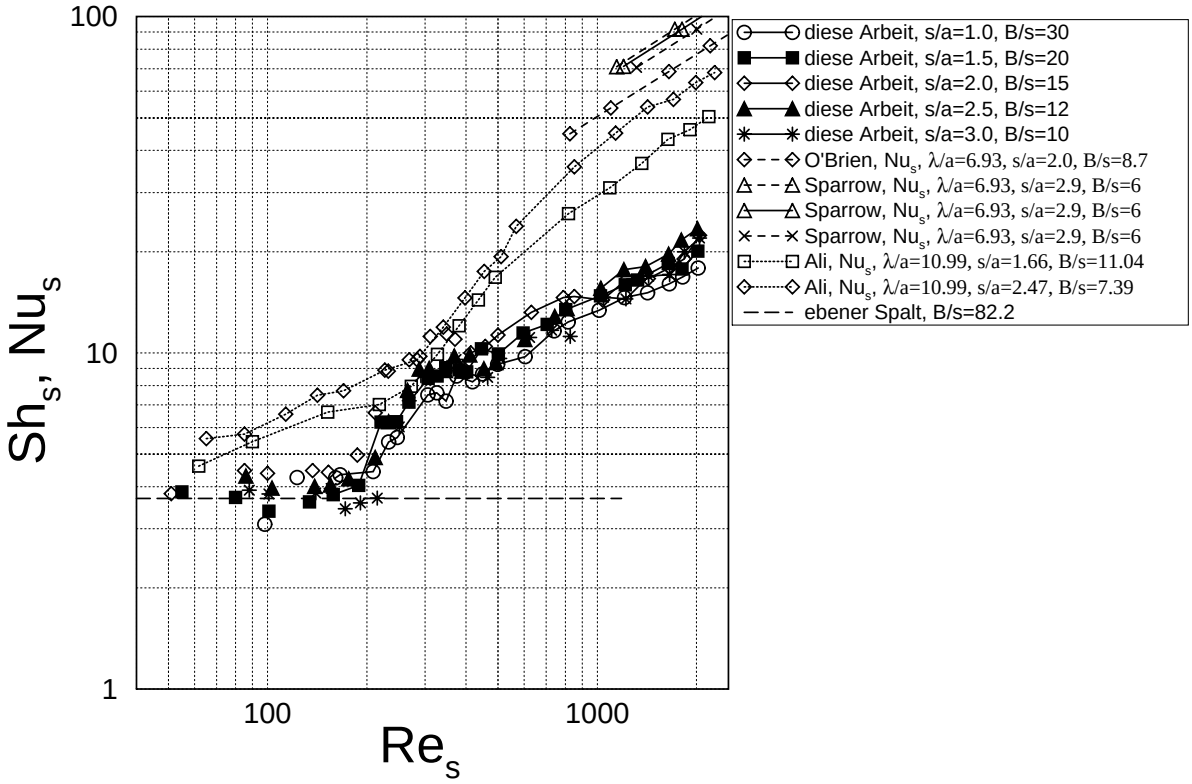

Abb. 8.14: Vergleich der Stoffübergangsmessungen dieser Arbeit für $\lambda/a=7.45$, $Sc=0.616$ mit Messungen zum Wärmeübergang in Dreieckkanälen von O'Brien und Sparrow /47/, $B/a=17.3$, Sparrow und Hossfeld /49/, $B/a=17.3$, $Pr=7$ und Ali und Ramadhyani /40/, $\lambda/a=10.99$, $Pr=7$.

8.2.3 Trapezkanäle

Der Vergleich zwischen den Messungen für Sinuskanälen und Trapezkanälen ist in Abb. 8.15 dargestellt.

8.2.4 Sinusförmig gewellte und biplanare Rundstab-Strukturen in gekreuzter Anordnung

In Abb. 8.16 werden die extrapolierten Ergebnisse dieser Arbeit für Sinuskanäle, $\lambda/a=7.45$ und $s/a=2$ mit den Ergebnissen zu sinusförmig gewellten Kanälen in gekreuzter Anordnung nach Gaiser /97/ und den Ergebnissen zu biplanaren Rundstabstrukturen in gekreuzten Anordnung nach Zimmerer /84/ verglichen.

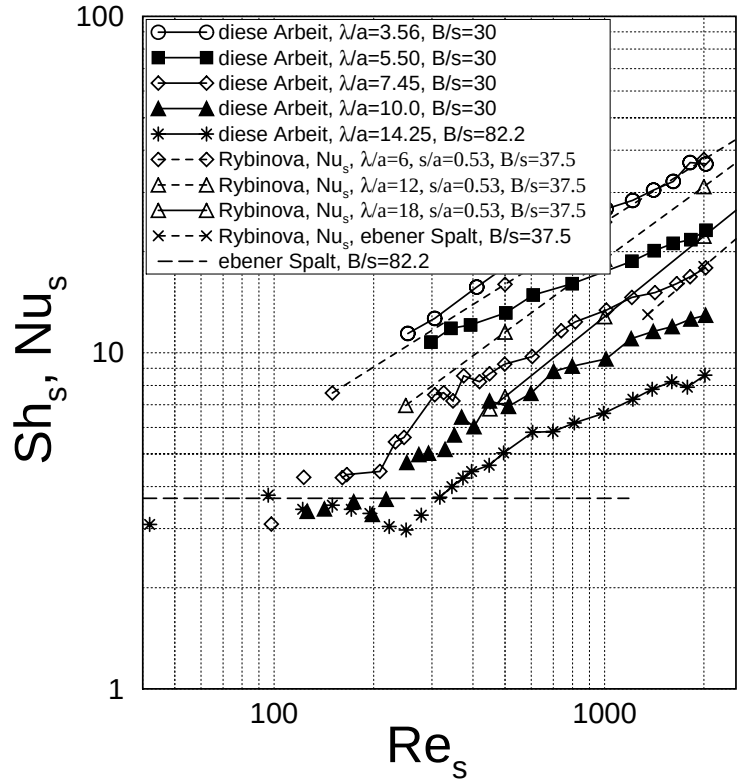

Abb. 8.15: Vergleich der Stoffübergangsmessungen dieser Arbeit für s/a=1, Sc=0.616 mit Messungen zum Wärmeübergang in Trapezkanälen nach Rybinova /71/, s/a=0.53, berechnet für Pr=7.

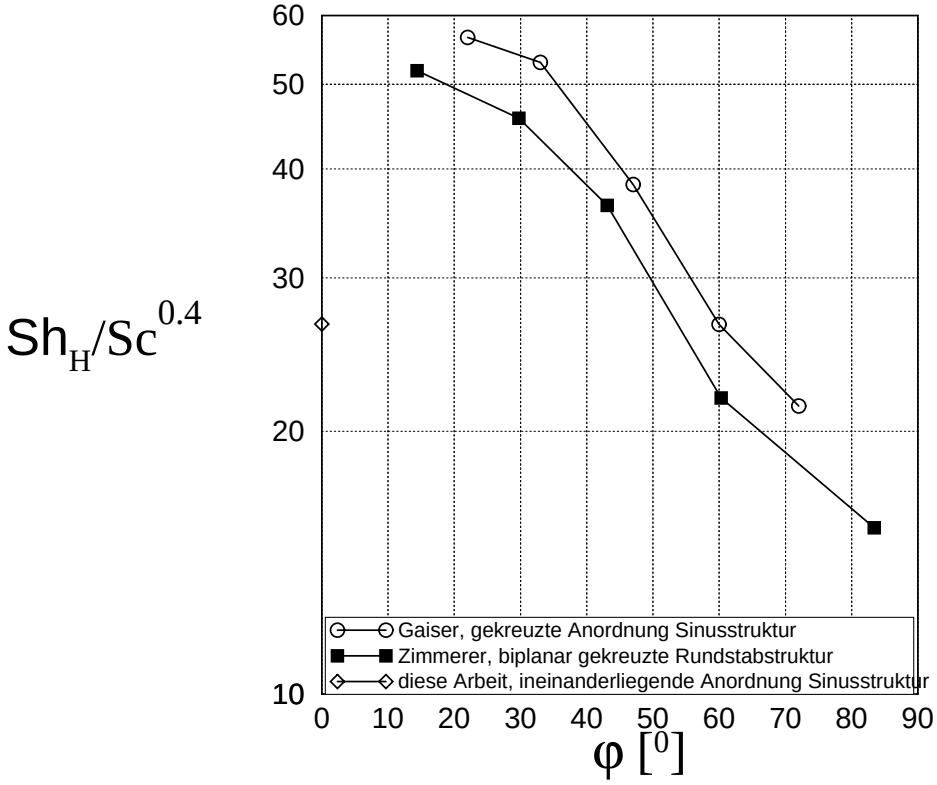

Abb. 8.16: Vergleich der Stoffübergangsmessungen $Sh_H/Sc^{0.4}$ für Sinuskanäle dieser Arbeit, B/a=30 mit sinusförmig gewellten Kanälen nach Gaiser /97/, B/a=30 und biplanar gekreuzten Rundstabstrukturen nach Zimmerer /84/, B/a=60. Re_H =2000, Sc=0.616, λ/a=7.45, s/a=2.

9. Bewertung der thermischen Leistung von gewellten Kanälen mit ineinanderliegenden Strukturen

In der Literatur werden verschiedene Bewertungskriterien für Wärmeübertrager verwendet. Eine Verwendung dieser Kriterien für strukturierte Kanäle hat eine systematische Schwäche.
Beim Wärme- und Stoffübergang sind jeweils die Werte für die ausgebildete Strömung wiedergegeben. Demgegenüber beinhalten die ζ_s-Werte eine Integration des Strömungswiderstandes von x=0 bis x=L am Ende des Kanals. Demnach liegen die ζ_s-Werte zu hoch, so daß dann die Relation von Stoffübergang/Druckverlust zu klein wird gegenüber dem Idealfall, daß sehr lange Kanäle verglichen werden, bei denen der Einlauf einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Höhe des ζ_s-Wertes hat.

9.1 Bewertungskriterium Sh_s/ζ_s

Ein Kriterium, das in der Literatur für Wärmeübertrager benützt wird, ist das Verhältnis zwischen Nußelt- bzw. Sh-Zahl und Druckverlustbeiwert Nu_s/ζ_s bzw. Sh_s/ζ_s. Die Sherwood-Zahl geht hier linear ein, so daß die Ergebnisse in Abb. 9.1 bis 9.5 vom Widerstandsbeiwert dominiert werden.

9.1.1 Einfluß der Reynoldszahl Re_s für unterschiedliche Spalthöhen s/a

Mit steigender Re_s-Zahl ergibt sich in Abb. 9.1 für $\lambda/a=3.56$ insbesondere bei kleinem s/a eine nahezu lineare Steigerung des Sh_s/ζ_s-Wertes bei konstanter Spalthöhe s/a= const. Bei diesem Kriterium sind bei gleicher Reynolds-Zahl und $\lambda/a=3.56$ die Strukturen um so effizienter, je kleiner die Spalthöhe ist. Wenn die Strömung beginnt, bei größerem s/a=2.5 hindurchzuschießen, kehrt sich dieser Trend um und die Struktur wird wieder um so effizienter, je größer s/a ist. Im Vergleich zur theoretischen Geraden liegen die Werte für dieses λ/a deutlich niedriger. Bei Werten mit kleinerer Genauigkeit sind die Symbole als Einzelpunkte ohne Kurvenzug eingetragen.

Mit zunehmendem λ/a bleiben die prinzipiellen Aussagen erhalten, daß Sh_s/ζ_s mit steigendem s/a abnimmt. Ab $\lambda/a=10$ verliert der Spaltabstand zunehmend an Einfluß und hat bei $\lambda/a=14.25$ nur noch einen geringfügigen Effekt. Die Strömungsablösungen mit hohem Druckverlust werden hier immer weniger effektiv, so daß sich die Werte mit zunehmenden λ/a immer mehr der ebenen Spaltströmung nähern.

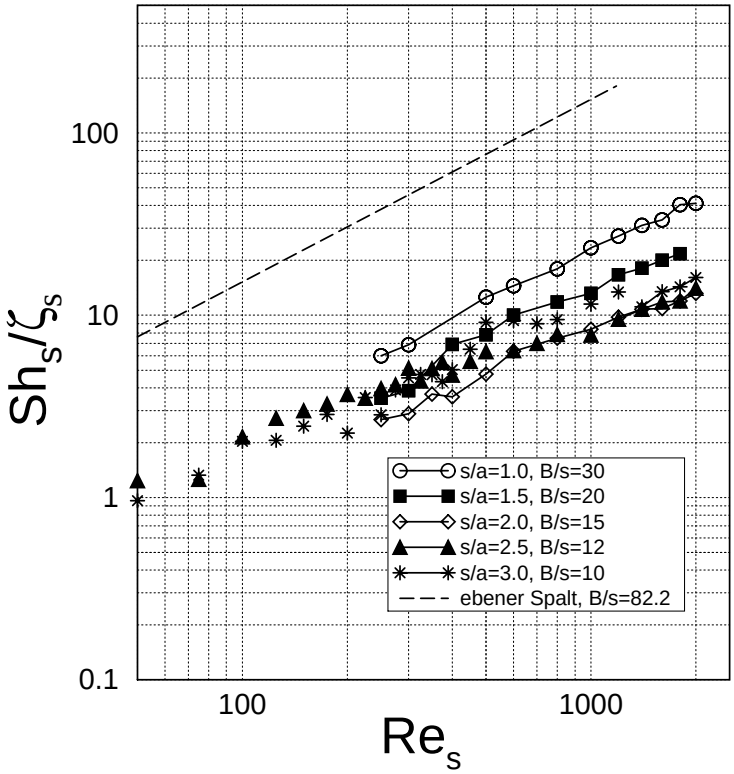

Abb. 9.1: Bewertungskriterium Sh_s/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=3.56$, B/s=10-30, verglichen mit den Werten für den ebenen Spalt bei laminarer, voll ausgebildeter Strömung und B/s=82.2.

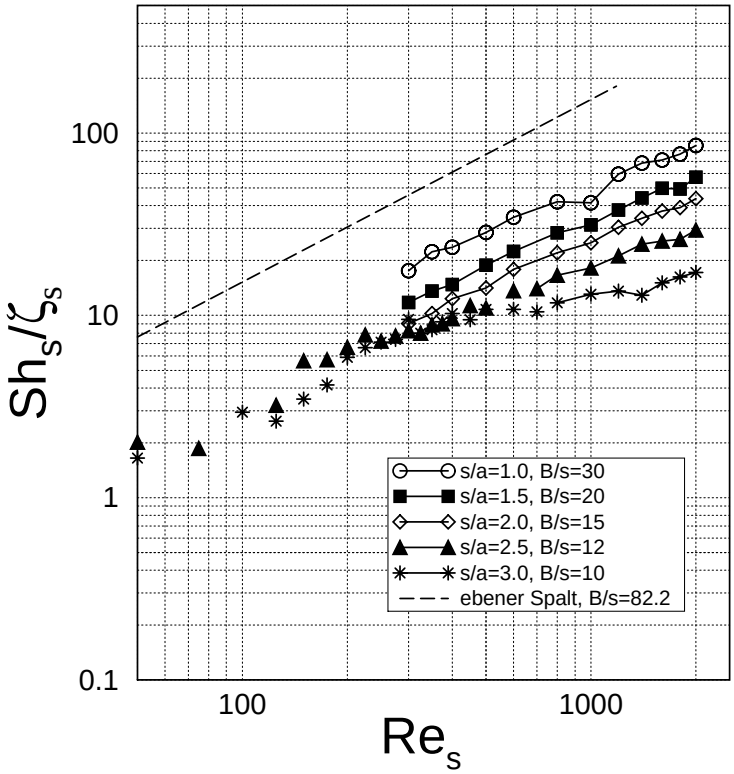

Abb. 9.2: Bewertungskriterium Sh_s/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=5.5$, B/s=10-30, verglichen mit den Werten für den ebenen Spalt bei laminarer, voll ausgebildeter Strömung und B/s=82.2.

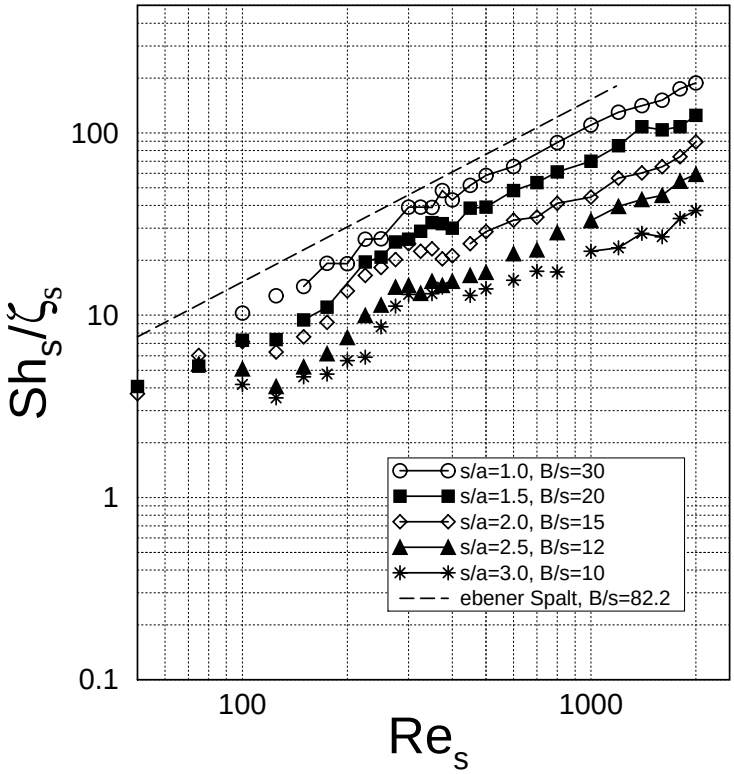

Abb. 9.3: Bewertungskriterium Sh_s/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=7.45$, B/s=10-30, verglichen mit den Werten für den ebenen Spalt bei laminarer, voll ausgebildeter Strömung und B/s=82.2.

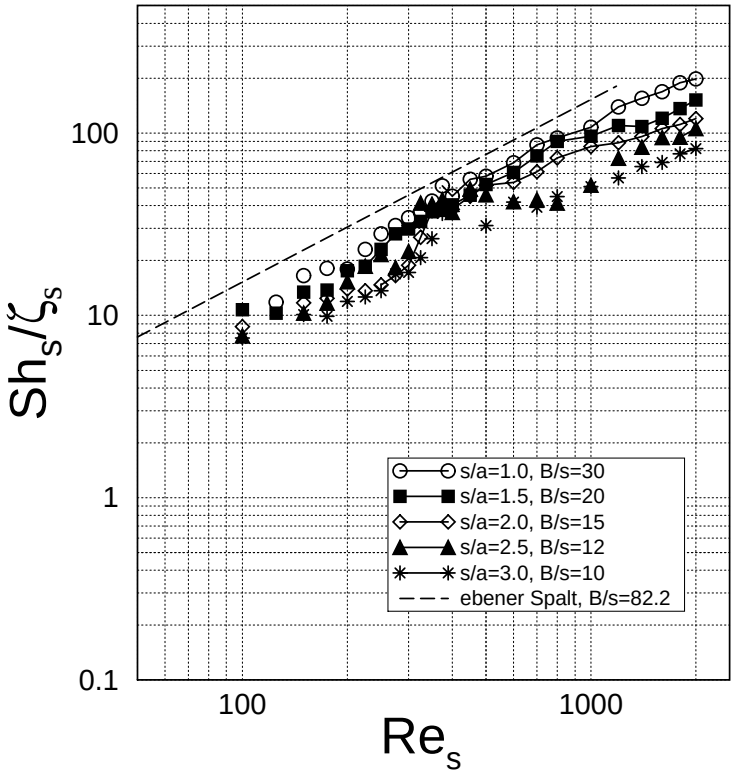

Abb. 9.4: Bewertungskriterium Sh_s/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=10$, B/s=10-30, verglichen mit den Werten für den ebenen Spalt bei laminarer, voll ausgebildeter Strömung und B/s=82.2.

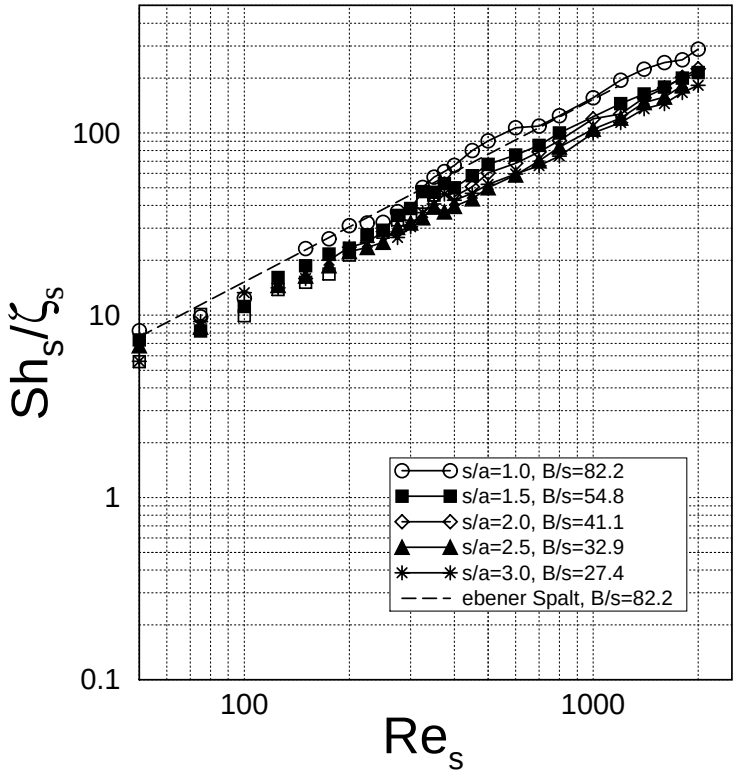

Abb. 9.5: Bewertungskriterium Sh_s/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=14.25$, B/s=10-30, verglichen mit den Werten für den ebenen Spalt bei laminarer, voll ausgebildeter Strömung und B/s=82.2.

9.2 Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s

Stephan und Mitrovic /98/ schlagen als Bewertungskriterium für die thermische Leistungsfähigkeit St_s^3/ζ_s vor. Danach werden Wärmeübertrager bei gleicher Pumpen- oder Gebläseleistung und damit gleich großen Betriebskosten miteinander verglichen. Dann gilt analog für den Stoffübergang

$$\frac{St_s^{\,3}}{\zeta_s} = \left(\frac{Sh_s}{Re_s \cdot Sc}\right)^3 \cdot \frac{1}{\zeta_s} \tag{9.1}$$

Die Schmidt-Zahl beträgt Sc=0.616.

Beim Kriterium St_s^3/ζ_s ergibt sich im laminaren Bereich eine fallende Tendenz mit der Reynolds-Zahl Re_s. Wegen der großen Bereiche abgelöster Strömung mit kleinem Stoffübergang liegen bei kleinen Re_s-Zahlen und laminarer Strömung die Werte unterhalb der Werte für den ebenen Spalt.

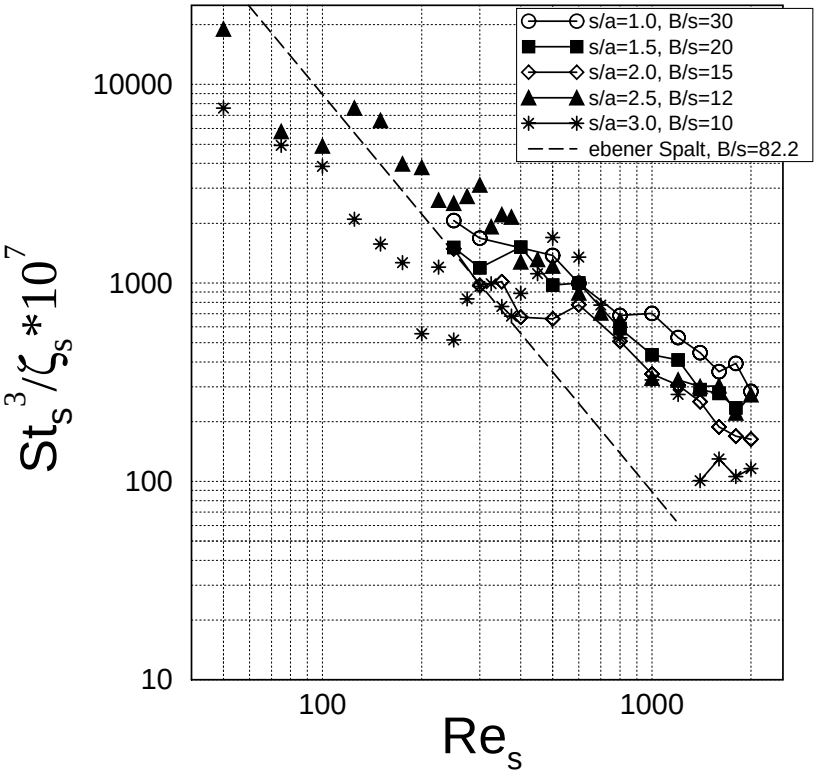

Abb. 9.6: Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=3.56$, B/s=10-30, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

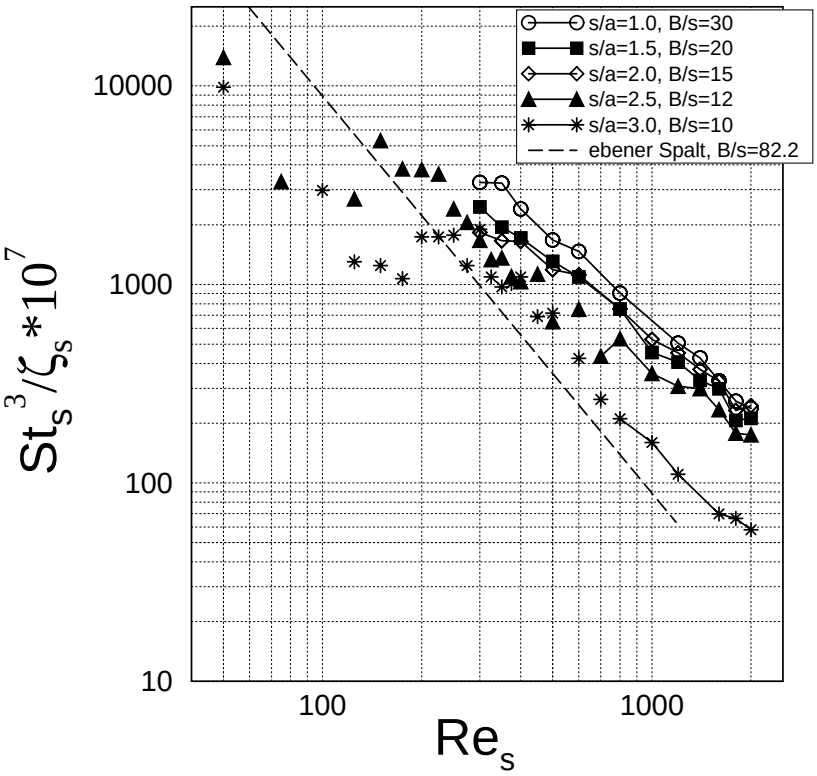

Abb. 9.7: Bewertungskriterien St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=5.5$, B/s=10-30, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

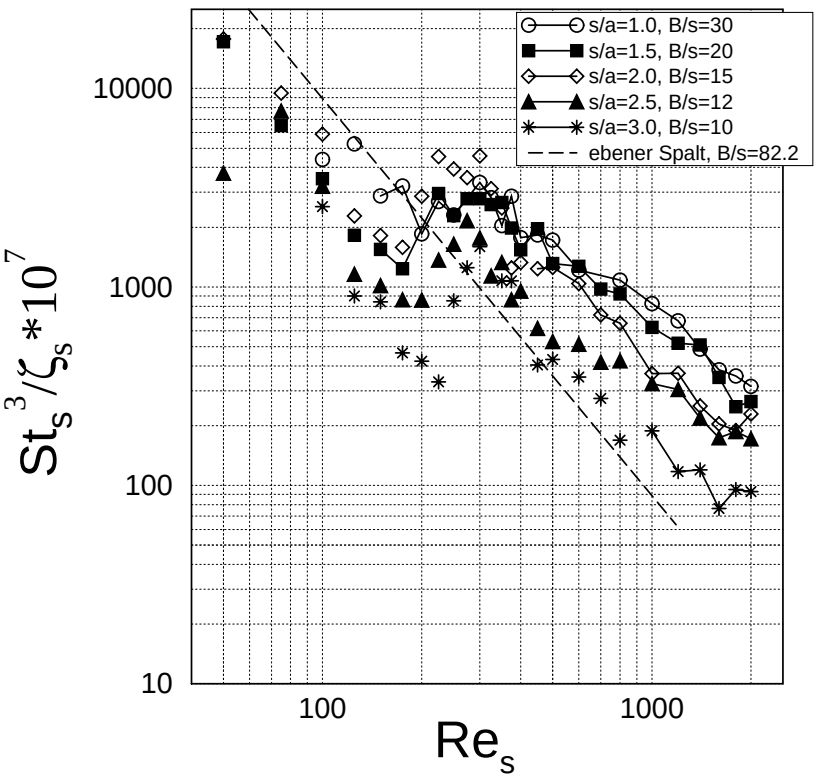

Abb. 9.8: Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=7.45$, B/s=10-30, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

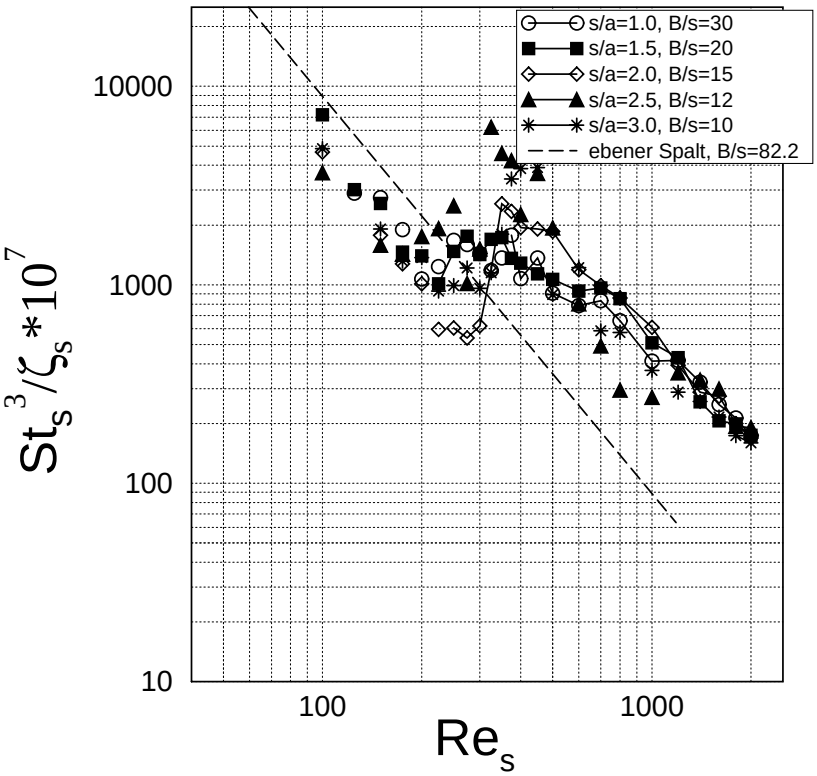

Abb. 9.9: Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=10$, B/s=10-30, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

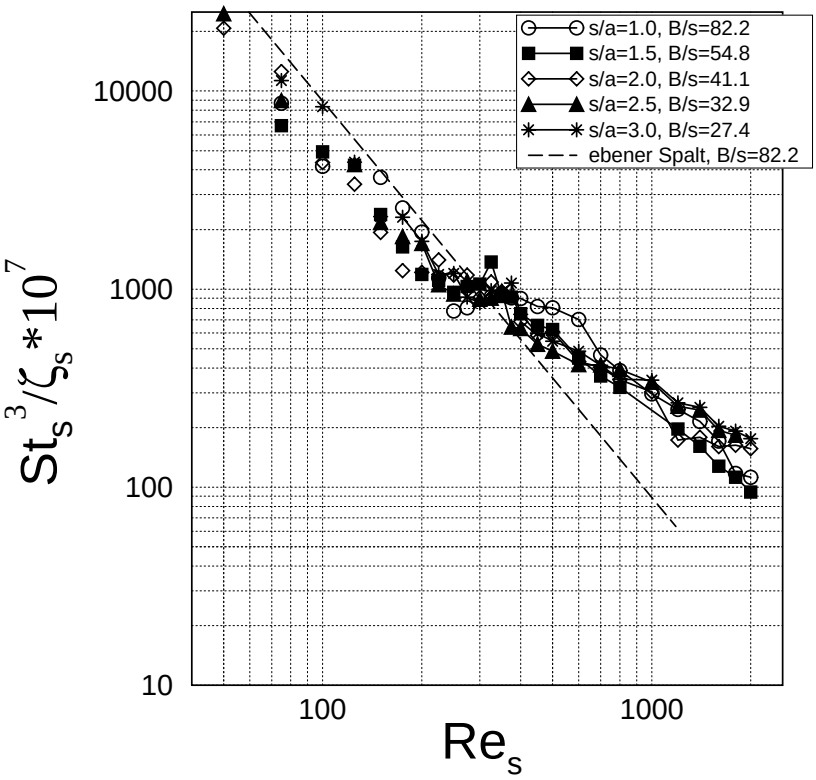

Abb. 9.10: Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für $\lambda/a=14.25$, B/s=10-30, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

Beim Übergang zum transitionalen Bereich liegen die St_s^3/ζ_s-Werte oberhalb der Werte für den ebenen Spalt und sind um so größer, je kleiner die Spaltweite s/a ist. Kann allerdings die Strömung zwischen den Platten hindurchschießen, wie dies bei kleinem $\lambda/a=3.56$ und großem s/a der Fall ist, steigen die St_s^3/ζ_s-Werte wieder an. Bemerkenswert ist, daß die St_s^3/ζ_s-Werte im transitionalen Bereich um so niedriger liegen, je größer λ/a ist.

Die Ergebnisse zeigen, daß das Kriterium St_s^3/ζ_s zu z.T. deutlich anderen Aussagen führt als das Kriterium Sh_s/ζ_s, so daß Sh_s/ζ_s im Folgenden nicht weiter verwendet wird. Der Vergleich zeigt, daß ab $\lambda/a \geq 10$ mit dem Kriterium St_s^3/ζ_s die Spalthöhe s/a kein signifikanter Parameter mehr ist.

Wie Mitrovic und Stephan /96/ bei der Ableitung des Kriteriums St_s^3/ζ_s voraussetzen, gilt das Kriterium für rauhe Oberflächen. Da es sich hier um grobstrukturierte Kanäle handelt, trifft eine wesentliche Voraussetzung nicht zu. Deswegen wird auch mit einem Kriterium dimensionsloser Pumpenleistung nach Blomerius /46/ gearbeitet.

9.3 Bewertungs-Kriterium: Verbesserung des Wärme- bzw. Stoffübergangs gegenüber dem ebenen Spalt bei gleicher dimensionsloser Pumpenleistung

Die Auswertung der Ergebnisse von Molki und Yuen /50/ führt bei identischer Pumpenleistung zu einer Verbesserung des Stoff- bzw. Wärmeübergangs um ca. 30% gegenüber dem ebenen Spalt, ohne daß sich dabei eine große Abhängigkeit von der Spalthöhe ergibt. Für höhere Reynolds-Zahlen ist eine Abhängigkeit von der Spalthöhe vorhanden, mit steigender Spalthöhe steigt die Effizienz. Ab einer Reynolds-Zahl 20.000 für kleinen Spalt, bzw. 34.000 für größere Spalthöhen, kann eine Steigerung nicht mehr beobachtet werden.
Bei den Ergebnissen von Sparrow und Comb /48/ läßt sich keine Bevorzugung zwischen ihren beiden Spalthöhen ermitteln. Bei Oyakawa /69/ ergibt sich die beste Leistung bei gleicher Pumpenleistung bei einem $s/a=4$ für $\lambda/a=8$ und s/a von $1 \leq s/a \leq 6$. Übereinstimmend mit Blomerius /46/ sind nach den Ergebnissen dieser Arbeit bei dem Vergleich mit den Werten des laminaren, ebenen Spalt kleine Wellenlängen λ/a bei gleicher Pumpenleistung günstig, siehe Abb. 9.11. Nach den Ergebnissen dieser Arbeit sind kleine Spalthöhen bei kleinen Wellenlängen nach der Transition günstig.

Dabei ist die dimensionslose Pumpenleistung nach Blomerius /46/ definiert als

$$\Phi = \left(\frac{2\Delta p}{L}\right) \cdot \frac{u \cdot s^4}{\upsilon^3} = 24\left(\frac{\zeta}{\zeta_0}\right) \cdot (Re_s)^2 \tag{9.2}$$

Für $Re_s<1150$ basiert die Kurve auf den Werten der laminaren, vollentwickelten Strömung ($Nu_{s0}=3.77$, $\zeta_0=24/Re_s$) und stellt im Diagramm eine Waagrechte dar.

Für die turbulente Kurve im Bereich $Re_s>1150$ liegen Korrelationen nach Blasius zu Grunde.

$$Nu_s = 0.0186(Re_s^{0.8} - 57.43)\,Pr^{0.4} \tag{9.3}$$

$$\zeta = 0.066 \cdot Re_s^{-0.25} \tag{9.4}$$

Das Bild zeigt anschaulich, daß im Übergangsbereich zur Turbulenz bei relativ kleinen Pumpenleistungen die größten Steigerungen im integralen Wärme- und Stoffübergang erreicht werden. Bei größeren Pumpenleistungen wird die Steigerung gegenüber dem turbulent durchströmten ebenen Kanal immer kleiner.

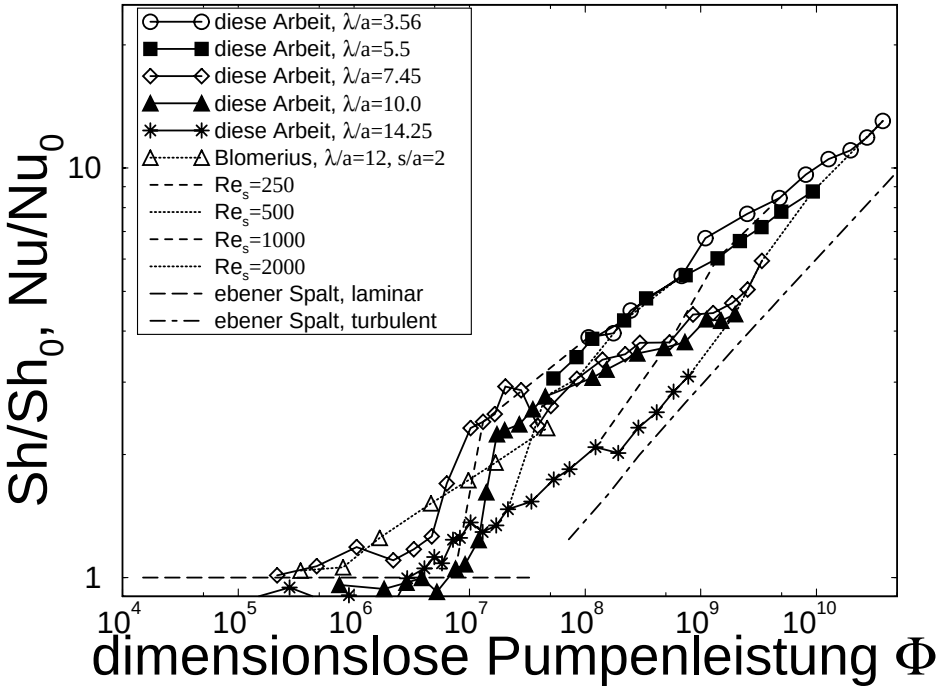

Abb. 9.11: Vergleich der Stoffübergangssteigerung bei gleicher Pumpenleistung dieser Arbeit, s/a=2 mit Berechnungen zum Wärmeübergang von Blomerius /46/ für s/a=2, λ/a=12, bezogen auf den laminaren ebenen Spalt unter Angabe des laminaren und turbulenten ebenen Spalts.

Literaturverzeichnis

/1/ Webb, R., Principles of enhanced heat transfer, New York: John Wiley & Sons, 1994

/2/ Bergles, A., Augmentation of heat transfer in heat exchanger design handbook, Abschnitt 2.5.11 (1983) ed. Spalding, D. B., Taborek, J.

/3/ Drazin, P., Reid, W. H., Hydrodynamic stability, Cambridge: Cambridge University Press, 1981

/4/ Floryan, J. M., Görtler instability of boundary layers over concave and convex walls, Phys. Fluids 29 (1986) 2380-2387

/5/ Rayleigh, Lord, On the dynamics of revolving fluids, Proc. Royal Society of London, A93 (1916) 148-154

/6/ Saric, W., Görtler vortices, Annual Rev. Fluid Mech. 26 (1994) 379-409

/7/ Rayleigh, Lord, On the stability, or instability, of certain fluid motions, Proc. London Math. Soc. 11 (1880) 57-70

/8/ Couette, M., Etudes sur le frottement des liquides, Ann. Chem. Phys. 21 (1890) 433-510

/9/ Mallock, A., Experiments on fluid viscosity, Phil. Trans. Roy. Soc. A 187 (1896) 44-56

/10/ Taylor, G. I., Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders, Phil. Trans. Roy. Soc. A 223 (1923) 289-343

/11/ Dean, W., Fluid motion in a curved channel, Proc. Roy. Soc., Series A, 121 (1928) 402-420

/12/ Görtler, H., Instabilität laminarer Grenzschichten an konkaven Wänden gegenüber gewissen dreidimensionalen Störungen, Z. angew. Math. Mech. 21 (1941) 250-252

/13/ Smith, A., On the growth of Taylor-Görtler vortices along highly concave walls, Quarterly of Applied Mathematics 8 (1955) 233-262

/14/ Hämmerlin, G., Über die dreidimensionale Instabilität laminarer Grenzschichten, Z. angew. Math. Mech. 35 (1955) 366-367

/15/ Hall, P., Görtler vortices in growing boundary layers, Institute for Computer Applications in Science and Engineering, Report No. 89-81 (1989)

/16/ Floryan, J., Saric, W., Stability of Görtler vortices in boundary layers, AIAA 1982, 79-1407R, 20, 316-324

/17/ Clauser, M., Clauser, F., The effect of curvature on the transition from laminar to turbulent boundary layer, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Notes No. 613, 1937

/18/ Liepmann, H., Investigations on laminar boundary layer stability and transition on curved boundaries, National Advisory Committee for Aeronautics Wartime Report, W107, 1943

/19/ Gregory, N., Walker, W. S., The effect of transition of isolated surface excrescenses in the boundary layer, Aeronautic Res. Council Report., R.&M., No. 2779 (1956) 1-10

/20/ Aihara, Y., Transition in an incompressible boundary layer along a concave wall, Bulletin Aeronautic Research Institute, Tokyo University 3 (1962) 195-240, (Abstract in English)

/21/ Tani, J., Sakagami, J., Boundary layer instability at subsonic speeds, Proc. Int. Council. Aerosp. Science, 3rd Cong., Stockholm (1962) 391-403

/22/ Tani, J., Production of longitudinal vortices in the boundary layer along a concave wall, J. Geophysical Research 67 (1962) 3075-3080

/23/ Wortmann, F., Experimental investigations of vortex occurence at transition in unstable laminar boundary layers, Proceedings XI. Int. Congress Appl. Mech. Munich (1964) 815-825

/24/ Wortmann, F., Visualization of transition, J. Fluid Mech. 38 (1969) 473-480

/25/ Bippes, H., Experimentelle Untersuchung des laminar-turbulenten Umschlags an einer parallel angeströmten konkaven Wand, Sitzungsbericht der Heidelberger Akademie des Wissenschaften, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse (1972) 3. Abhandlung

/26/ Peerhossaini, H., Wesfreid, J., On the inner structure of streamwise Görtler rolls, Int. J. Heat Fluid Flow 9 (1988) 12-18

/27/ Liu, J., Lee, K., Scalar transport in developing Görtler vortices, with applications to flow visualization and surface heat and mass transfer, Proc. 31 Eurotherm Seminar, Bochum (1993) 1a-2

/28/ Liu, J., Sabry, A., Concentration and heat transfer in nonlinear Görtler vortex flow and the analogy with longitudinal momentum transfer, Proc. Royal Society of London A 432 (1991) 1-12

/29/ Subramanian, C., Ligrani, P., Tuzzolo, M., Surface heat transfer and flow properties of vortex arrays induced artificially and from centrifugal instabilities, Int. J. Heat and Fluid Flow 13 (1992) 210-223

/30/ Kottke, V., Einfluß des Anströmprofils auf den örtlichen Stoffübergang an Platten endlicher Breite, Dissertation, Universität Stuttgart 1975

/31/ McCormack, P. D., Welker, H., Kelleher, M., Taylor-Goertler-vortices and their effect on heat transfer, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, 92 (1970) 101-112

/32/ Kreith, F., The influence of curvature on heat transfer to incompressible fluids, Trans. ASME 77, Ser.C (1955) 1247-1256

/33/ Brinich, P., Graham, R., Flow and heat transfer in a curved channel, NASA Technical Note D-8464, 1977

/34/ Kelleher, M., Flentie, D., McKee, R., An experimental study of the secondary flow in a curved rectangular channel, ASME paper 79-FE-6, Fluids Engineering & Bioengineering Conference, Niagara Falls, June 18-20 (1979)1-8

/35/ Crane, R., Umur, H., Concave-wall laminar heat transfer and Görtler vortex structure: Effects of pre-curvature boundary layer and favourable pressure gradients, ASME 90-GT-94, Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, June 11-14, Brussels, Belgium (1990)

/36/ Ligrani, P., Choi, S., Schallert, A., Skogerboe, P., Effects of Dean vortex pairs on surface heat transfer in curved channel flow, Int. J. Heat Mass Transfer 39 (1996) 27-37

/37/ Swearingen, J., Blackwelder, R., The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall, J. Fluid Mech. 182 (1987) 255-290

/38/ Goldstein, L., Sparrow, E. M., Mass transfer experiments on secondary-flow vortices in a corrugated wall channel, Int. J. Heat Mass Transfer 19 (1976) 1337-1339

/39/ Goldstein, L., Sparrow, E. M., Heat/mass transfer characteristics for flow in a corrugated wall channel, J. Heat Transfer 99 (1977) 187-195

/40/ Ali, M., Ramadhyani, S., Experiments on convective heat transfer in corrugated channels, Experimental Heat Transfer 5 (1992) 175-193

/41/ Gaiser, G., Schüz, G., Kottke, V., Blenke, H., Zur Verteilung des Wärmeübergangs in Plattenwärmeübertragern. Forschungsbericht ICVT, Universität Stuttgart, November 1986

/42/ Nishimura, T., Kajimoto, Y., Kawamura, Y., Mass transfer enhancement in channels with a wavy wall, J. of Chem. Engineering of Japan 19 (1986) 142-144

/43/ Nishimura, T., Kajimoto, Y., Tarumoto, A., Kawamura, Y., Flow structure and mass transfer for a wavy channel in a transitional flow regime, J. of Chem. Engineering of Japan 19 (1986) 449-455

/44/ Nishimura, T., Yoshino, T., Kawamura, Y., Instability of flow in a sinusoidal wavy channel with narrow spacing, J. of Chem. Engineering of Japan 20 (1987) 102-103

/45/ Nishimura, T., Yano, K., Yoshino, T., Kawamura, Y., Occurence and structure of Taylor-Goertler vortices induced in two-dimensional wavy channels for steady flow, J. of Chem. Engineering of Japan 23 (1990) 697-703

/46/ Blomerius, H., Strömungsstruktur, Wärmeübergang und Druckverlust in Kanälen mit gewellten Oberflächen, Dissertation: Ruhr-Universität Bochum 1996

/47/ O'Brien, J. E., Sparrow, E. M., Corrugated duct heat transfer, pressure drop and flow visualization, J. Heat Transfer 104 (1982) 410-416

/48/ Sparrow, E. M., Comb, J. W., Effect of interwall spacing and fluid flow inlet conditions on a corrugated-wall heat exchanger, Int. J. Heat Mass Transfer 26 (1983) 993-1005

/49/ Sparrow, E. M., Hossfeld, L. M., Effect of rounding edges on heat transfer and pressure drop in a duct, Int. J. Heat Mass Transfer 27 (1984) 1715-1723

/50/ Molki, M., Yuen, C., Effect of interwall spacing on heat transfer and pressure drop in a corrugated-wall duct, Int. J. Heat Mass Transfer 29 (1986) 987-997

/51/ Jiao, Z., Ni, Z., Zang, N., Kung, H.-C., The resistance and heat transfer in zigzag duct and the performance of plate heat exchangers, ASME, Heat Transfer Division 76 (1987) 85-90

/52/ Izumi, R., Kaga, S., Oyakawa, K., Yamashita, H., Fluid flow and heat transfer in corrugated wall channels (2nd report, Experiments in the case where channels are bent perpendicularly two times) Bulletin of the JSME 24 (1981) 2098-2107

/53/ Izumi, R., Yamashita, H., Oyakawa, K., Fluid flow and heat transfer in corrugated wall channels (4th report, Analysis in the case, where channels are bent many times) Bulletin of the JSME 26 (1983) 1146-1153

/54/ Izumi, R., Oyakawa, K., Kaga, S., Yamashita, H., Fluid flow and heat transfer in corrugated wall channels, Bulletin of the JSME 24 (1981) 2098-2106

/55/ Amano, R. S., A numerical study of laminar and turbulent heat transfer in a periodically corrugated wall channel, J. Heat Transfer 107 (1985) 564-569

/56/ Asako, Y., Nakamura, H., Faghri, M., Heat transfer and pressure drop in a corrugated duct with rounded corners, Int. J. Heat Mass Transfer 31 (1988) 1237-1245

/57/ Asako, Y., Faghri, M., Finite-Volume solutions for laminar flow and heat transfer in a corrugated duct, J. Heat Transfer 109 (1987) 627-634

/58/ Garg, V., Maji, P., Flow and heat transfer in a sinusoidally curved channel, International J. of Engineering Fluid Mechanics 1 (1988) 293-319

/59/ Xin, R., Tao, W., Numerical prediction of laminar flow and heat transfer in wavy channels of uniform cross-sectional area, Numerical Heat Transfer 14 (1988) 465-481

/60/ Xiao, Q., Xin, R., Tao, W., Analysis of fully developed laminar flow and heat transfer in asymmetric wavy channels, Int. Comm. Heat Mass Transfer 16 (1989) 227-236

/61/ Adderley, C., Foumeny, E., Griffin, H., The numerical simulation of heat transfer and laminar flow in corrugated ducts, Proc. of the 1995 IChemE Research Event/First European Conference, Edinburgh (1995) 405-407

/62/ Lieberam, A., Heat transfer in corrugated passages, Dissertation: Imperial College London 1967

/63/ Beloborodov, V., Volgin, B., Heat transfer and pressure drop in heat transfer equipment with slot channels of varying cross-section, Intern. Chem. Engineering 11 (1971) 229-233

/64/ Okada, K. et al., Design and heat transfer characteristics of new plate heat exchangers, Heat Transfer-Japanese Research 1 (1972) 90-95

/65/ Rosenblad, G., Kullendorf, A., Estimating heat transfer rates from mass transfer studies on plate heat exchangers, Wärme- und Stoffübertragung 8 (1975) 185-191

/66/ Binder, H., Wärme- und Stoffübergang bei Gegenstrom von Wasser und Luft in senkrechten Kanälen mit gewellten Oberflächen, Dissertation: Universität Stuttgart 1982

/67/ Focke, W. W., Zacharides, J., Olivier, I., The effect of the corrugation inclination angle on the thermohydraulic performance of plate heat exchangers, Int. J. Heat Mass Transfer 28 (1985) 1469-1479

/68/ Focke, W., Knibbe, P., Flow visualization in parallel-plate ducts with corrugated walls, J. Fluid Mech. 165 (1986) 73-77

/69/ Oyakawa, K., Shinzato, T., Mabuchi, I., The effects of the channel width on heat-transfer augmentation in a sinusoidal wave channel, Japanese Society of Mechanical Engineers International J. Series II, 32 (1989) 403-409

/70/ Ektesabi, M., Sako, M. Chiba, T., Fluid flow and heat transfer in wavy sinusoidal channels (part II, pressure drop and flow pattern of turbulent flow field.) Heat Transfer-Japanese Research 18 (1989) 32-43

/71/ Rybinova, H., Contribution to the problem of heat transfer and pressure drop in plate heat exchangers, verfahrenstechnik 4 (1970) 413-416

/72/ Stephan, K., Wärmeübergang und Druckabfall bei nicht ausgebildeter Laminarströmung in Rohren und in ebenen Spalten, Chem.-Ing.-Techn. 31 (1959) 773-778

/73/ Kühnel, W., Kottke, V. An experimental method for visualization and determination of mass transfer at solid walls in liquid flow, Proc. of Eurotherm Seminar 46, Pisa, 3-4 Juli 1995, 61-67

/74/ Kühnel, W., Experimentelle Methoden zur Sichtbarmachung und Messung des lokalen Stoffübergangs an festen Wänden, Dissertation: Universität Stuttgart 1997

/75/ Durst, F., Melling, A., Whitelaw, J., Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie, 1987

/76/ Kottke, V., Blenke, H., Meßmethoden konvektiver Stoffübertragung. Chem.-Ing.-Techn. 50 (1978) 81-90

/77/ Kottke, V., Blenke, H., Schmidt, K. G., Eine remissionsfotometrische Meß-methode zur Bestimmung örtlicher Stoffübergangskoeffizienten bei Zwangskonvektion in Luft, Wärme- und Stoffübertragung 10 (1977) 9-21

/78/ Kottke, V., Verfahren zum Sichtbarmachen von Strömungen. Chem.-Ing.-Techn. 52 (1980) 687-695

/79/ Kottke, V., Blenke, H., Verfahren zur Bestimmung örtlicher Stoff- und Wärmeübertragung an beliebig geformten Oberflächen, verfahrenstechnik 16 (1982) 504-509

/80/ Kottke, V., Schmidt, K.G., Measuring techniques for determination of local mass and heat transfer in industrial scale, Measuring Techniques Heat Mass Transfer, Berlin: Springer 1985, 325-335

/81/ Kottke, V., On the analogy of heat, mass and momentum transfer in separated flows. Proc. Third Symposium on Flow Visualization, Ann Arbor, Flow Visualization III, ed. W. J. Yang. Washington: Hemisphere 1985, 336-341

/82/ Kottke, V., Blenke, H., Schmidt, K.G., Messung und Berechnung des örtlichen und mittleren Stoffübergangs an stumpf angeströmten Kreisscheiben bei unterschiedlicher Turbulenz, Wärme- und Stoffübertragung 10 (1977) 88-105

/83/ Ehni, E., Einsatz der digitalen Bildverarbeitung zur Analyse von Strömungs- und Transportvorgängen in der Lebensmittelverfahrenstechnik, Dissertation: Universität Hohenheim 1998

/84/ Zimmerer, C., Strömungs- und Transportvorgänge in Kanälen mit gekreuzten Gitterstrukturen, Dissertation: Universität Stuttgart 1998

/85/ Maull, D., East, L., Three-dimensional flow in cavities, J. Fluid Mech. 16 (1963) 620-632

/86/ Kistler, A., Tan, F., Some properties of turbulent separated flows, The Physics of Fluids Supplement (1967) 165-173

/87/ Stüer, H., Gyr, A., Kinzelbach, W., 3-D PTV applied to laminar separation on a forward facing step, Proceedings of the 8th International Symposium on Flow Visualization, Sorrento, Italien, September 1-4, 1998, Nr. 13

/88/ Dimaczek, G., Kessler, R., Martinuzzi, R., Tropea, C., The flow over two-dimensional, surface-mounted obstacles at high Reynolds numbers. Proc. 7th Symp. on Turbulent Shear Flows, August 21-23, (1989) Stanford University, 10.1.1-10.1.6

/89/ Werner, H., Grobstruktursimulation der turbulenten Strömung über eine querliegende Rippe in einem Plattenkanal bei hoher Reynolds-Zahl, Dissertation: Technische Universität München 1991

/90/ Lorenz, S., Lokaler Wärmeübergang und Strömungsstruktur bei turbulenter Strömung in einseitig querberippten Kanälen, Fortschrittsberichte VDI Reihe 7 Nr. 285, 1996

/91/ Nishimura, T., Murakami, S., Arakawa, S., Kawamura, Y., Flow observations and mass transfer characteristics in symmetrical wavy-walled channels at moderate Reynolds numbers for steady flow, Intern. J. of Heat Mass Transfer 33 (1990) 835-844

/92/ Gschwind, P., Kottke, V., Regular flow structures in channels with symmetric sinusoidal walls, Proc. 7th Int. Symposium on Flow Visualization, Seattle, September 11-14, 1995, 48-53

/93/ Gschwind, P., Kottke, V., Flow instability in symmetric sinusoidal wavy ducts, Proc. 10th Int. Couette-Taylor workshop, Paris, July 15-18 1997, 77-80

/94/ Grosse-Gorgemann, A., Numerische Untersuchung der laminaren Strömung und des Wärmeübergangs in Kanälen mit rippenförmigen Einbauten, Dissertation: Universität Bochum 1995

/95/ Abbott, D. E., Kline, S. J., Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward facing steps, Trans. ASME, Ser. D, 84 (1962) 317-325

/96/ Shah, R.K., London, A. L., Laminar flow forced convection in ducts, New York: Academic Press 1978

/97/ Gaiser, G., Strömungs- und Transportvorgänge in gewellten Strukturen, Dissertation: Universität Stuttgart 1990

/98/ Stephan, K., Mitrovic, J., Maßnahmen zur Intensivierung des Wärmeübergangs, Chem.-Ing.-Techn. 36 (1984) 427-431

Anhang

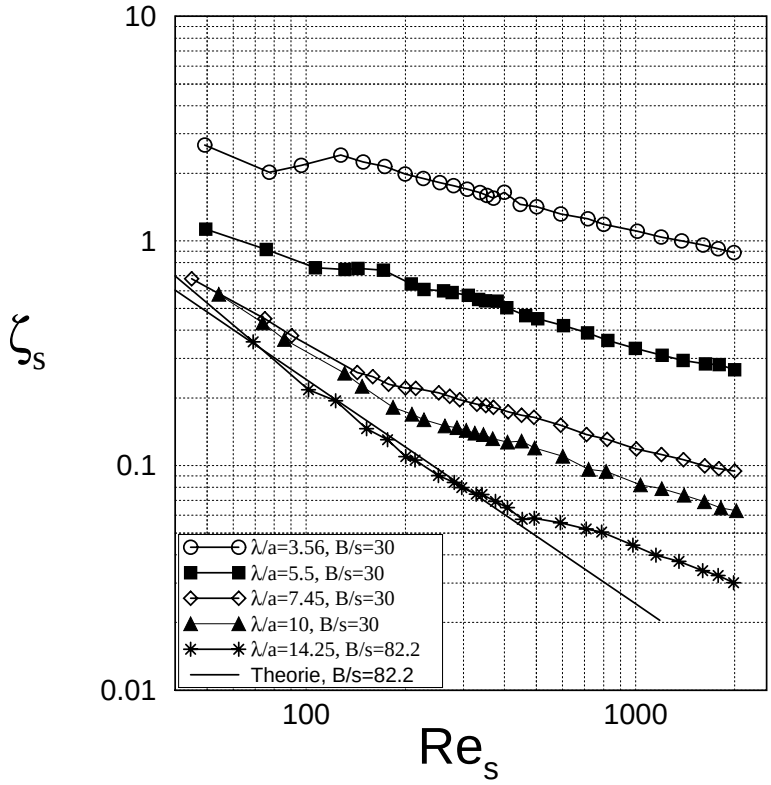

Abb. A1.1: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=1.0.

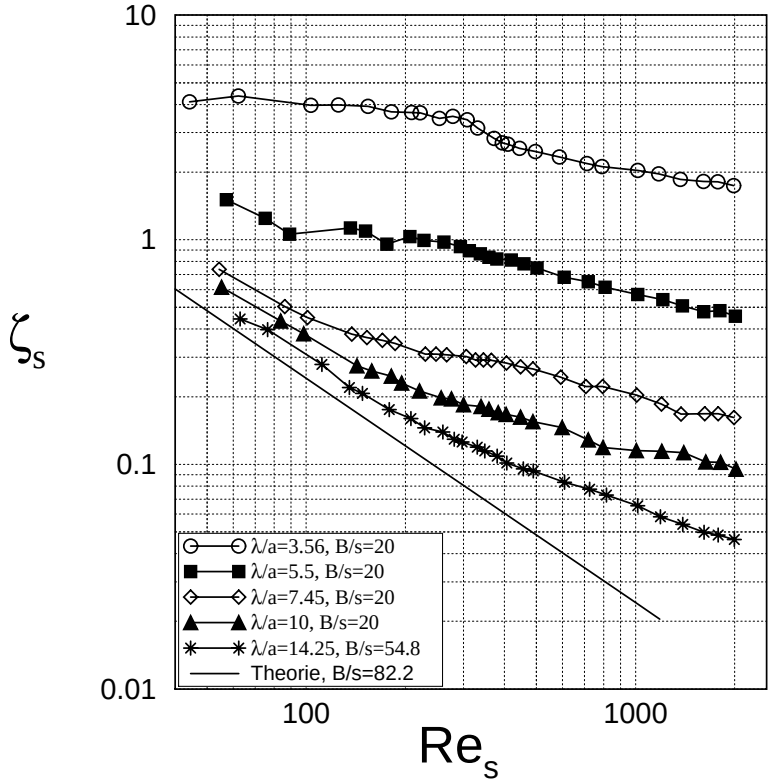

Abb. A1.2: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=1.5.

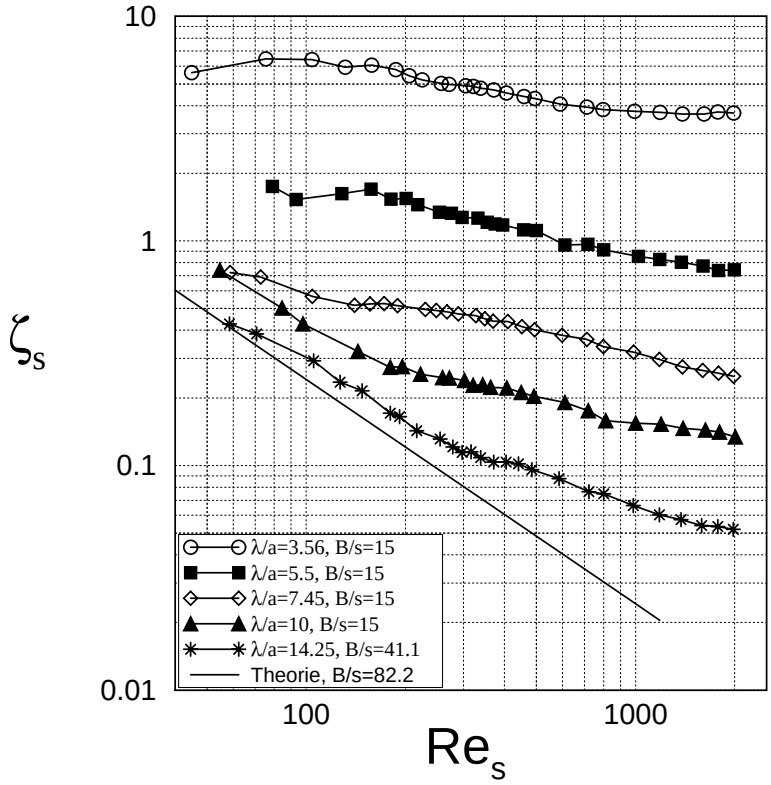

Abb. A1.3: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=2.0.

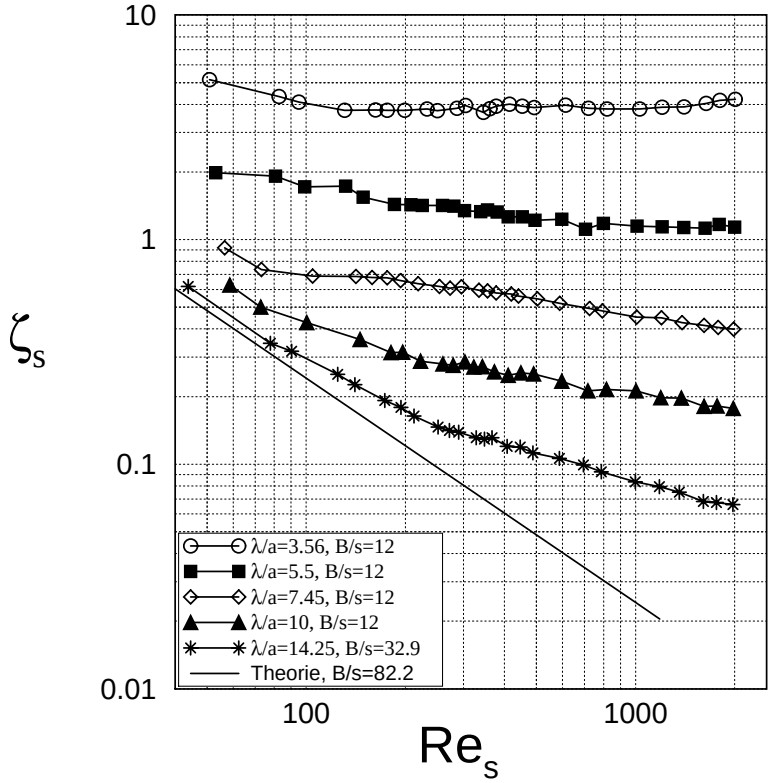

Abb. A1.4: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=2.5.

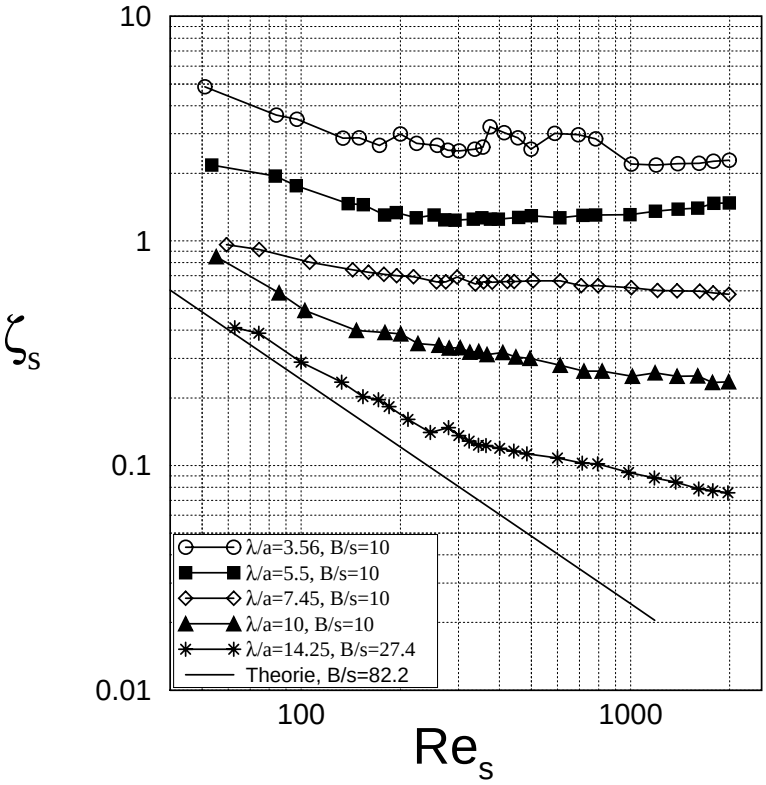

Abb. A1.5: Widerstandsbeiwert ζ_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=3.0.

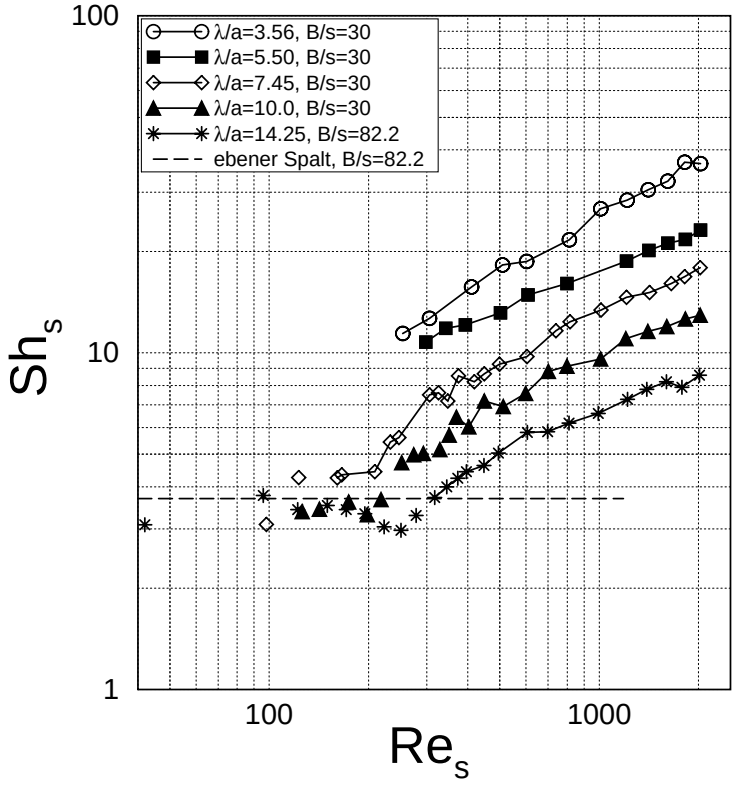

Abb. A1.6: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=1.0.

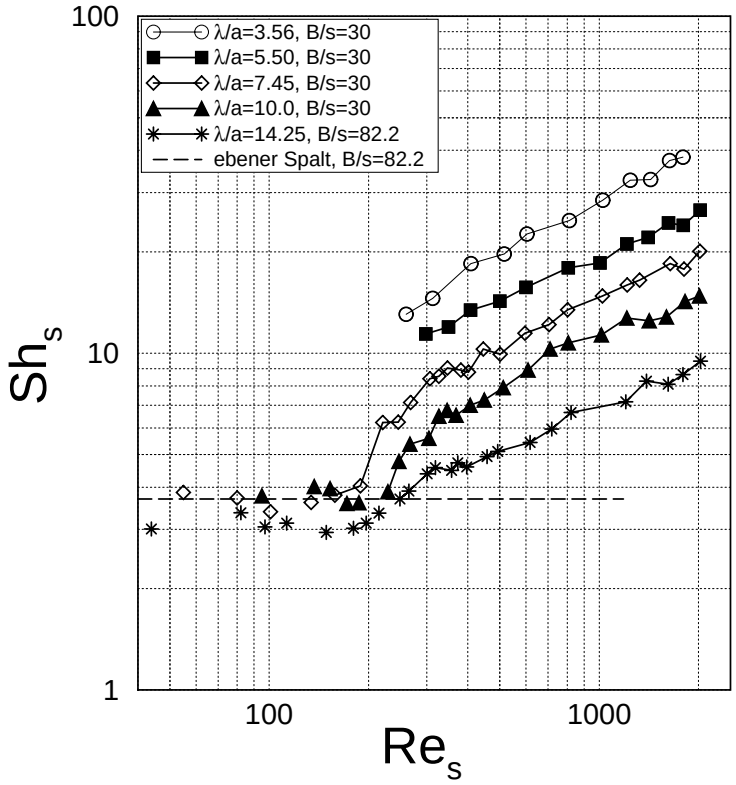

Abb. A1.7: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=1.5.

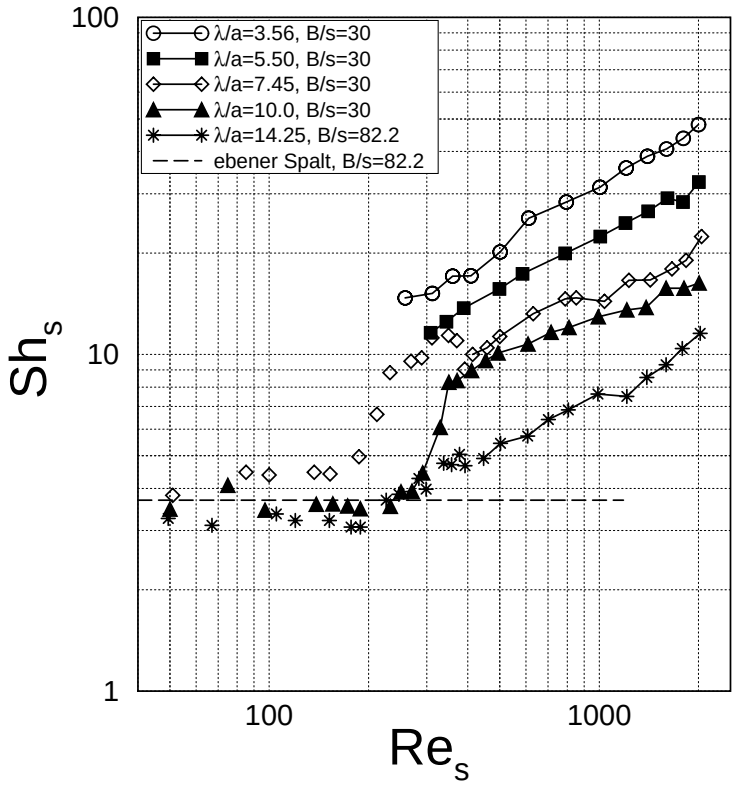

Abb. A1.8: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=2.

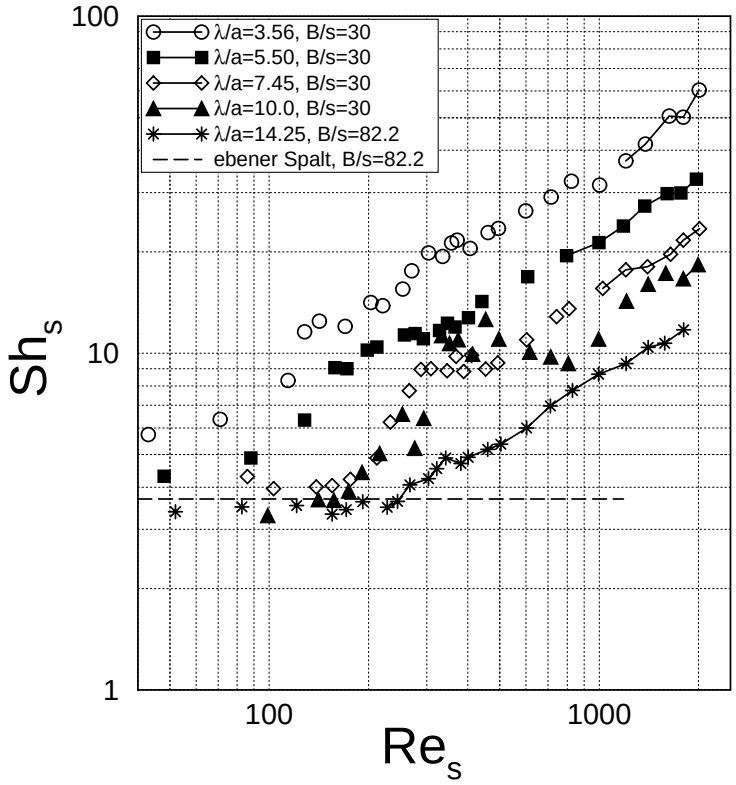

Abb. A1.9: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=2.5.

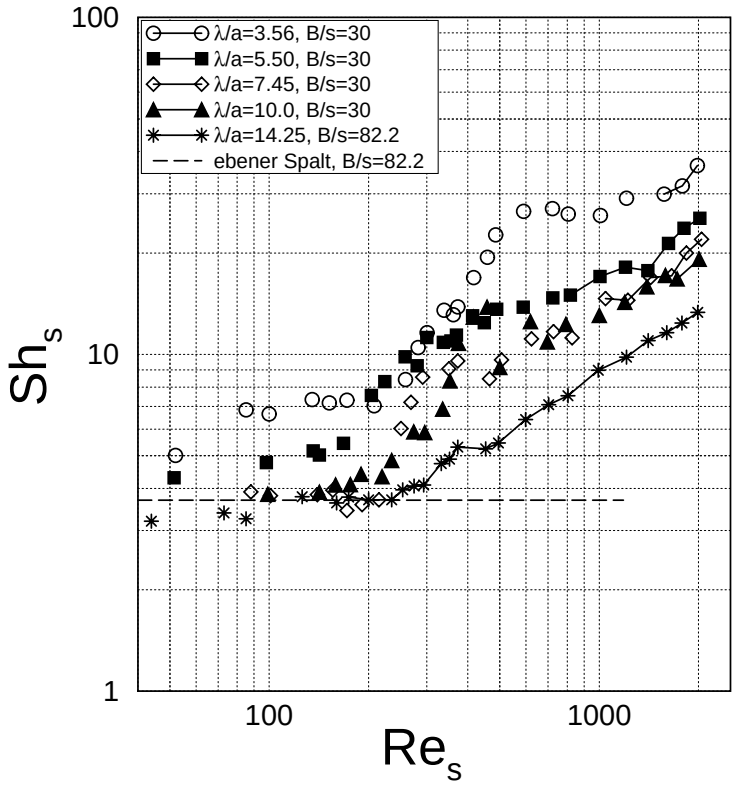

Abb. A1.10: Sherwood-Zahl Sh_s als Funktion der Re_s-Zahl bei konstantem Spaltabstand s/a=3.

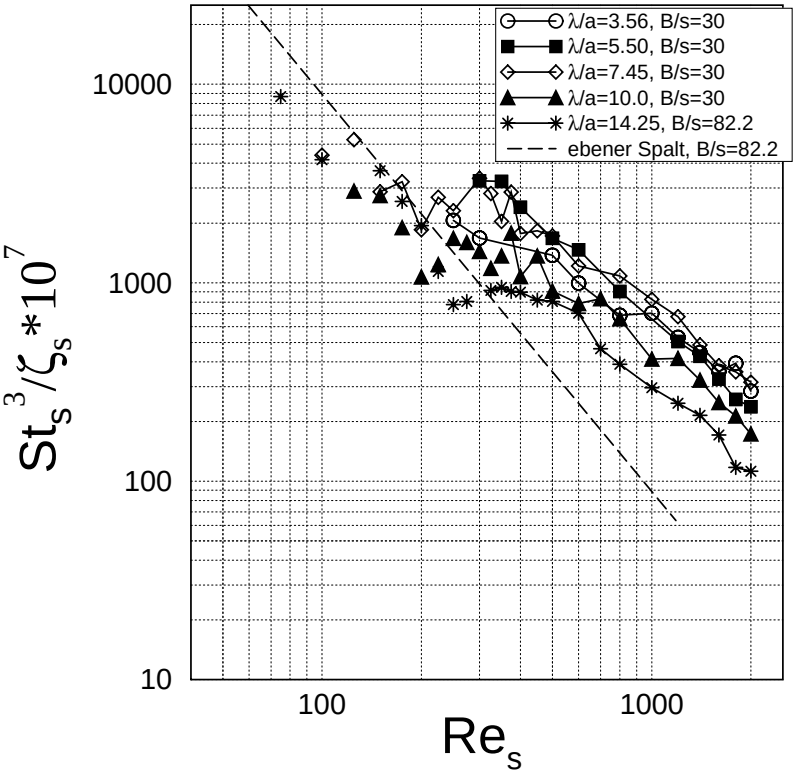

Abb. A1.11: Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für s/a=1, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

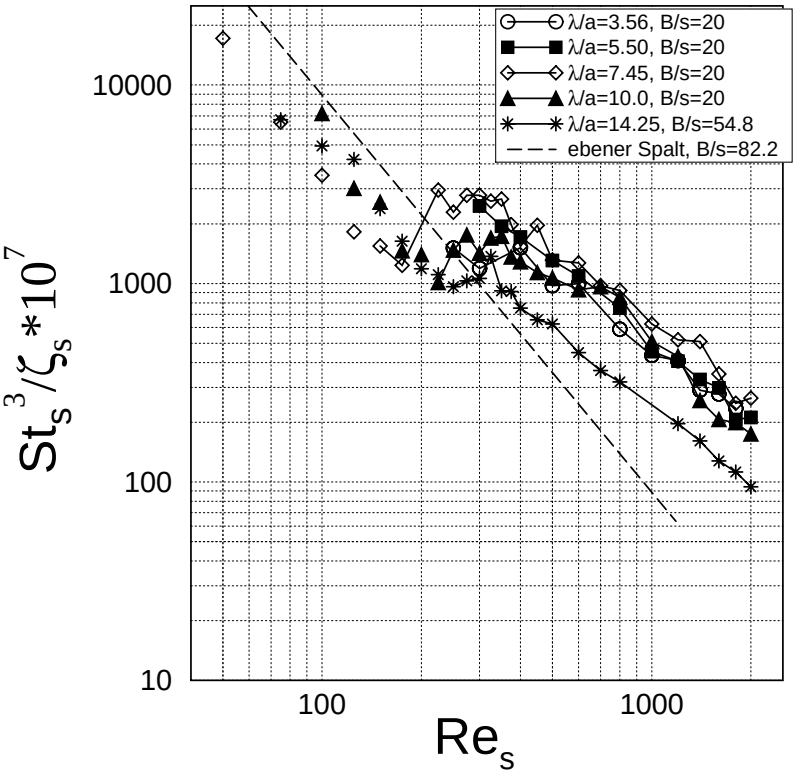

Abb. A1.12: Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für s/a=1.5, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

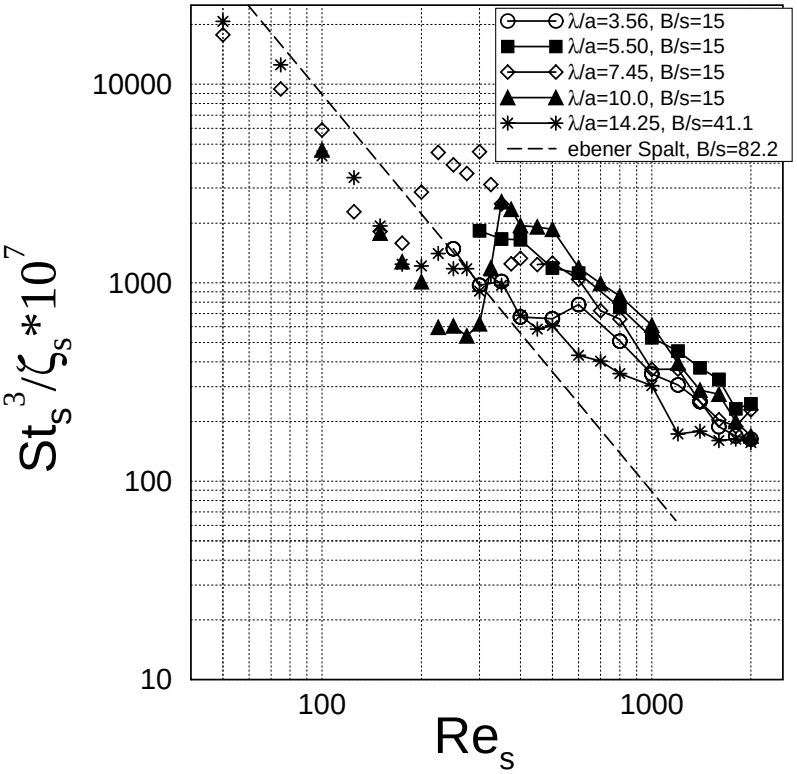

Abb. A1.13: Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für s/a=2, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

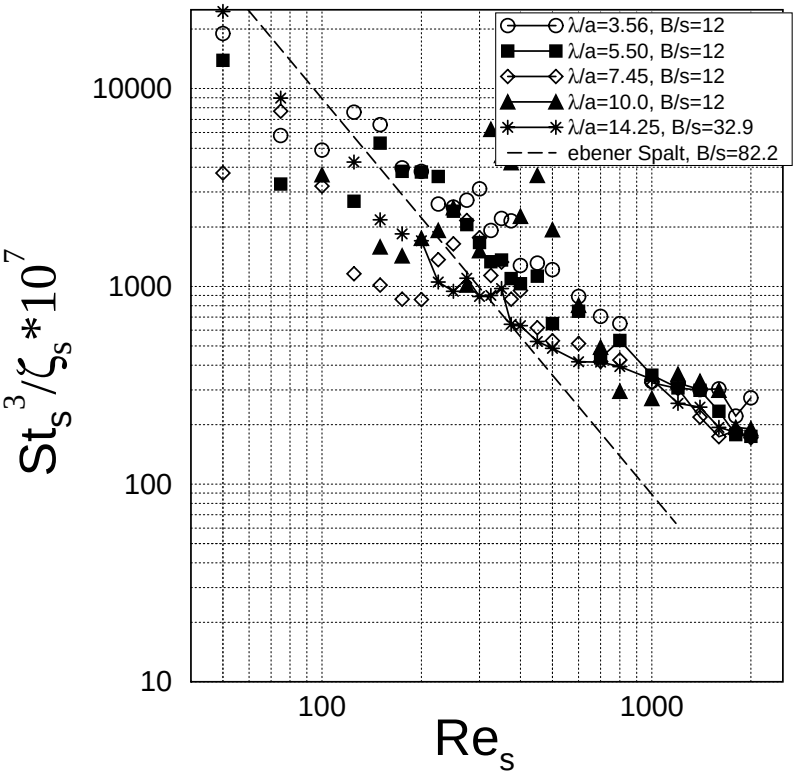

Abb. A1.14: Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für s/a=2.5, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

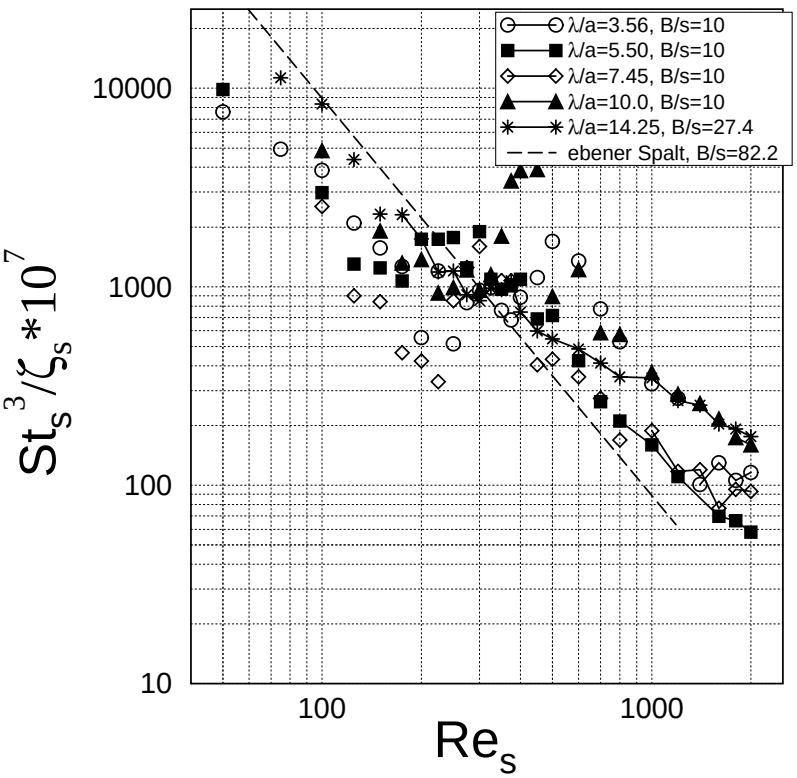

Abb. A1.15: Bewertungskriterium St_s^3/ζ_s in Abhängigkeit von Re_s für s/a=3, verglichen mit dem laminaren ebenen Spalt, B/s=82.2.

Lebenslauf

26.10.1959	Geburt in Alamogordo, New Mexico, U.S.A., als Sohn des Dr.-Ing. Hans W. Gschwind und seiner Ehefrau Eva-Maria Gschwind, geb. Berwald
1965-1966	Tulip Grove Elementary School, Bowie, Maryland
1967-1970	Pestalozzi-Grundschule und Englisches Institut in Heidelberg
1970-1972	Wagenburg-Gymnasium, Stuttgart
1972-1978	Albert-Schweitzer-Gymnasium, Leonberg
1978	Abitur am Albert-Schweitzer-Gymnasium, Leonberg
1978	Studium der Rechtswissenschaft in Tübingen, Abschluss mit dem 1. Staatsexamen, November 1984
1985	Studium der Verfahrenstechnik an der Universität Clausthal-Zellerfeld
1985-1992	Studium der Verfahrenstechnik an der Universität Stuttgart
5.2.1992	Diplomhauptprüfung im Studiengang Verfahrenstechnik an der Universität Stuttgart
1992-1993	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für chem. Verfahrenstechnik, Universität Stuttgart
seit 1993	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Lebensmitteltechnologie, Universität Hohenheim