

1 Motivation und Ziele der Arbeit

„Smaller, Cheaper, Safer Processes“ ist die Motivation, die hinter dem Begriff „Prozessintensivierung“ (PI) steht [Reay, 2008]. Die wesentlichen Ziele einer Prozessintensivierung bestehen darin, Prozesse kostengünstiger, sicherer, sauberer und energieeffizienter zu gestalten [Reay, 2008]. Eine verbreitete Vorgehensweise zur Intensivierung eines Prozesses ist dabei die Miniaturisierung der Anlagenkomponenten bis hin zu Größenordnungen, in denen die charakteristischen Längen weniger als 1 mm betragen. Auf dem Gebiet der Mikroelektronik werden die Vorteile, die eine Miniaturisierung von Bauteilen bietet, bereits seit längerem dazu genutzt, vor allem die Herstellungskosten durch die Einsparung von Material zu senken und den Platzbedarf eines einzelnen Bauteils zu reduzieren. Im Zuge der Prozessintensivierung entstand eine neue Schlüsseltechnologie, die Mikroprozessortechnik, die nicht nur als Bindeglied zwischen den Ingenieurwissenschaften wie der Mikrosystemtechnik, der Prozesstechnik und Chemieverfahrenstechnik fungiert, sondern auch neue Schnittstellen zu fachübergreifenden Disziplinen wie der Informationstechnik, Pharmazie, Biologie und Medizin eröffnet [Kockmann, 2008].

Weitere Vorteile miniaturisierter Apparate sind die kurzen und exakt zu definierenden Transportlängen, kleine Oberflächen und Volumina und zugleich sehr hohe Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnisse [Yarin, 2009], [Kockmann, 2008]. Eines der ersten Anwendungsgebiete, in denen mikrofluidische Bauteile eingesetzt wurden, ist die Mikroelektronik. Die hohen Leistungsdichten elektronischer Bauteile, die gegenwärtig bis zu 100 W/cm^2 betragen und zukünftig auf bis zu 1000 W/cm^2 steigen sollen, erfordern entsprechend hohe Kühlraten auf einem möglichst kleinen Raum, um den uneingeschränkten Betrieb des Bauteils zu gewährleisten [Mudawar, 2001]. Aufgrund der hohen Wärmetransportkoeffizienten und der kompakten Bauweise werden daher bevorzugt mikrofluidische Komponenten zur Kühlung von zum Beispiel halbleiterbasierten Mikroprozessoren oder Laserdioden verwendet [Bowers, 1994], [Copeland, 1997], [Qu, 2003], [Yarin, 2009], [Baelmans, 2010].

Vor dem Hintergrund der Prozessintensivierung liegt es nahe, die thermischen Eigenschaften von mikrofluidischen Komponenten, die zur effizienten Kühlung und Aufheizung eingesetzt werden, durch eine Strukturierung der Übertragungsflächen zu verbessern. Bei der Kühlung von Hochleistungskomponenten wie Computerprozessoren gehört es zum Stand der Technik, dass die Oberfläche der luftgekühlten Aggregate durch Rippen oder Pins vergrößert wird, um möglichst viel Wärme auf möglichst wenig Raum abzutransportieren [Wang, 2009]. Da neben luftgekühlten Aggregaten auch Wasserkühlungen vermehrt zum Einsatz kommen, wird der ohnehin erhöhte Reibungsverlust in kleinen Kanälen durch die



Motivation und Ziele der Arbeit

Strukturierung der Übertragungsflächen nochmals verstärkt und beeinflusst den energetischen Wirkungsgrad des Bauteils entscheidend. Eine wesentliche Herausforderung bei der Auslegung strukturierter, mikrofluidischer Komponenten ist es daher, den Wärmetransport durch die Reduzierung des Wärmeleitwiderstands auf der einen Seite zu erhöhen, gleichzeitig aber zu vermeiden, dass der Druckverlustanstieg, der mit der Strukturierung der Oberflächen einhergeht, überproportional ansteigt.

Die Kühlung und das Aufheizen von Medien und Komponenten sind auch in anderen Bereichen wie der Reaktionstechnik [Hessel, 2004], der Lab-on-Chip-Technologie oder der Brennstoffzellentechnologie [McLean, 2000] essentielle Prozessabläufe, die es energieeffizient zu gestalten gilt. Eine exakte und verlässliche Auslegung mikrofluidischer Komponenten ist daher bereits in einem frühen Stadium der Entwicklung im Hinblick auf eine hohe spezifische Wärmeübertragungsleistung bei gleichzeitig hohem Wirkungsgrad erforderlich und im Hinblick auf einen energieeffizienten Betrieb erstrebenswert.

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher die Bewertung von mikrostrukturierten Oberflächen, um eine exakte und verlässliche Auslegung strukturierter Wärmeübertragerkanäle zu ermöglichen. Neben der eigentlichen Wärmeübergangsverbesserung wird auch die gesamtheitliche Güte der Energieübertragung betrachtet. Es werden zwei Ansätze vorgestellt, mit denen strukturierte Oberflächen anhand von zwei Kriterien bewertet werden. Eine bekannte Größe, mit dem das Potential rauer Oberflächen, die Wärmeübertragung zu verbessern, quantifiziert wird, ist die thermische Effizienz. Ein weiteres Kriterium, die entropische Effizienz, wird eingeführt, um die strukturierten Oberflächen im Hinblick auf eine Minimierung der Entropieproduktion zu vergleichen und zu bewerten.

Die thermische Effizienz einer Oberfläche kann mittels integraler experimenteller Messungen bestimmt werden. Für die Berechnung der spezifischen Entropieproduktionsraten ist hingegen die differentielle Auflösung des Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldes innerhalb des durchströmten Kanals erforderlich. Es werden daher sowohl experimentelle Untersuchungen als auch numerische Berechnungen mittels CFD-Simulation durchgeführt, um verschieden strukturierte Wärmeübertragungsflächen zu bewerten. Die experimentellen Messungen erfolgen in einer modularen Kanalkonstruktion, die den Einbau verschiedener Oberflächen und die Einstellung unterschiedlicher hydraulischer Kanaldurchmesser zulässt. Die Simulationsrechnungen werden anhand von ausgewählten experimentellen Messreihen und anhand von bekannten empirischen Modellgleichungen aus der Literatur validiert.

Der Fokus der Arbeit liegt auf Strömungen in kleinen Kanälen, deren wärmeübertragende Wand mit Strukturen belegt ist, die eine festgelegte Form haben und in definierten Abständen zueinander angeordnet sind. Es werden daher Skalierungseffekte, die bei der konvektiven Wärmeübertragung in Mikrokanälen zu beachten sind, aufgezeigt und ihre Relevanz bei der experimentellen Messung und Simulation der hier untersuchten Kanalströmungen diskutiert. Anhand von Parameterstudien, in denen charakteristische Strukturierungsparameter, wie der periodische Abstand P/e , die relative Rauheit e/H und der

Bedeckungsgrad der Heizfläche, variiert worden sind, werden die thermischen und fluidynamischen Eigenschaften mikrostrukturierter Oberflächen unter laminaren, transienten und turbulenten Bedingungen mittels der oben genannten Bewertungskriterien dargelegt.

Die Wärmeübergangsverbesserung durch die Aufrauung wärmeübertragender Flächen in turbulent durchströmten Kanälen mit makroskopischen Durchmessern ($d_h \gg 1 \text{ mm}$) ist Gegenstand zahlreicher Arbeiten [Bergles, 1996]. Bekannt ist, dass durch die Strukturierung der Oberflächen die laminare Strömung in Wandnähe gestört, der thermische Leitwiderstand herabgesetzt und somit der Energietransport in Wandnähe gesteigert wird. Die Rauheit bestimmt dabei durch ihre Form und Größe den Reibungsverlust, auf dessen Basis die Wärmeübergangsverbesserung und die thermische Effizienz in turbulenten Strömungen bestimmt werden. Die Modellansätze, mit denen die thermische Effizienz unabhängig von Form und Größe der Rauheiten in turbulenten Strömungen approximiert werden kann, werden vorgestellt und mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit verglichen.

Die Miniaturisierung eines Bauteils, die eine Verringerung der charakteristischen Länge erfordert, hat zur Folge, dass insbesondere bei Flüssigkeitsströmungen aufgrund des erhöhten Reibungsverlusts nur geringe Reynolds-Zahlen erreicht werden und die Strömung in kleinen Kanälen vorwiegend laminar ist. Ein weiteres Ziel der vorliegenden Arbeit ist es daher, herauszustellen, ob auch bei geringen Reynolds-Zahlen, die für Strömungen in kleinen Kanälen charakteristisch sind, der einphasige, konvektive Wärmetransport durch eine Strukturierung der Wärmeübertragerfläche maßgeblich und effizient gesteigert werden kann.

2 Stand des Wissens

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

In technischen Prozessen, aber auch in Geräten und Gegenständen des alltäglichen Gebrauchs wie Computern oder Fahrzeugen, sind Wärmeübertrager und Bauteile mit wärmeübertragender Funktion essentielle Bestandteile. Die Anforderungen an wärmeübertragende Komponenten, die vorwiegend zur Wärmekopplung und zum Wärmeabtransport eingesetzt werden, bestehen darin, möglichst effizient Energie in Form von Wärme zu übertragen. Die Effizienz eines Apparates kann anhand unterschiedlicher Wirkungsgrade, die charakteristische Größen wie beispielsweise Energie oder Leistung zweier Zustände gegenüberstellen, definiert werden. In dem konkreten Fall der konvektiven Wärmeübertragung werden häufig der thermische Wirkungskoeffizient, der den Wärmeübergangskoeffizient zweier Zustände in Relation stellt, und der resultierende Druckverlustanstieg ins Verhältnis gesetzt. Die Methoden zur Steigerung der thermischen Effizienz sind vielfältig und werden bereits seit über einem Jahrhundert untersucht und in mehr als 5000 Zeitschriftenartikeln dokumentiert [Bergles, 1996]. Webb und Bergles haben die bekannten Methoden zur Verbesserung der thermischen Eigenschaften von Wärmeübertragern in drei Klassen unterteilt [Webb, 1983]. Die Gruppe der passiven Methoden umfasst Maßnahmen, wie mechanisch und chemisch behandelte sowie raue Oberflächen, aber auch Rohreinbauten, Rohrwendeln oder Bauteile, in denen Drallströmungen erzeugt werden. Passive Maßnahmen bewirken somit eine artifizielle Erhöhung der Turbulenz innerhalb der Strömung, mit der letztendlich der Energietransport zwischen Wand und Fluid intensiviert werden soll. Zu der zweiten Klasse, den aktiven Maßnahmen, zählen u.a. Prallstrahlströmungen, das frequenzangepasste Schwingen von Flächen oder des Fluids sowie das Aufbringen von elektrostatischen Feldern. Der dritten Gruppierung werden Methoden zugeordnet, bei denen aktive und passive Maßnahmen kombiniert werden [Webb, 1983]. Durch die Unterteilung nach den ersten beiden Wirkungsmechanismen wird eindeutig unterschieden, ob für die gewählte Maßnahme wie im Falle der aktiven Methoden eine zusätzliche, externe Leistung aufgewendet werden muss oder, wie im Falle der passiven Methoden, nicht. Um einen Überblick über die für diese Arbeit relevanten Veröffentlichungen geben zu können, werden die zahlreichen Untersuchungen auf jene beschränkt, die sich mit passiven Methoden und darunter speziell mit klar definierten Rauheitsformen befasst haben.

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den Einfluss unterschiedlicher Strukturierungsparameter auf das Wärmeübertragungsverhalten aber auch auf die gesamtheitliche Qualität

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

der Energieübertragung und somit auf die Effizienz der Strukturierungen aufzuzeigen. Bei der Untersuchung von Maßnahmen, die die Funktionsweise eines Apparates effizient verbessern sollen, müssen daher Kriterien gefunden werden, die die gewählten Maßnahmen, das heißt in diesem konkreten Fall die Strukturierung der Oberfläche, bewerten. Es werden dazu zwei Ansätze aus der Wärmeübertragungslehre (Kapitel 2.1.1) und der Thermodynamik (Kapitel 2.1.2) verfolgt sowie Kenngrößen hinzugezogen, die die Effizienz einer strukturierten Oberfläche quantifizieren. Die Wirkungsmechanismen, die zu einer Wärmeübergangsverbesserung und zu einer gesteigerten Effizienz beitragen, werden in den folgenden zwei Unterkapiteln beschrieben.

2.1.1 Wärmeübergangssteigerung und Druckverlusterrhöhung

Bevor in diesem Kapitel konkrete Arbeiten vorgestellt werden, in denen spezielle Strukturierungen untersucht worden sind, die zur Verbesserung der Wärmeübertragung beitragen, wird zunächst erläutert, was es aus der Sicht der klassischen Wärmeübertragungslehre bedeutet, den konvektiven Wärmeübergang zu verbessern.

Damit ein Energietransport in Form von Wärme über eine Systemgrenze stattfinden kann, muss eine treibende Temperaturdifferenz zwischen dem Inneren und dem Äußeren des Systems existieren. Während des Energietransports stellt sich an der Systemgrenze eine Wärmestromdichte ein. In dem Fall einer Kanalströmung ist die Kanalwand die Systemgrenze und die Wärmestromdichte beschreibt die pro Flächeneinheit übertragene Energie pro Zeit mit

$$\dot{q}_W = \frac{\dot{Q}_W}{A} \left[\frac{W}{m^2} \right]. \quad (2.1)$$

Unter der Annahme einer gleichbleibenden treibenden Temperaturdifferenz bedeutet dies, dass mit einer vergrößerten Fläche der übertragende Wärmestrom zunimmt. Die Qualität einer Energieübertragung sollte folglich nur durch eine flächenbezogene Größe quantifiziert werden. Da neben der Bezugsfläche auch die anliegende Temperaturdifferenz die insgesamt übertragene Energie bestimmt, kann die Wärmestromdichte nach Gl. 2.1 nicht als alleiniges Qualitätsmerkmal für die Wärmeübertragung gewählt werden. Erst das Verhältnis aus der Wärmestromdichte \dot{q}_W und der treibenden Temperaturdifferenz ΔT , das als der konvektive Wärmeübergangskoeffizient α , mit

$$\alpha \equiv \frac{\dot{q}_W}{\Delta T} \left[\frac{W}{m^2 K} \right], \quad (2.2)$$

definiert ist, kann als Maß für die Qualität der Wärmeübertragung verwendet werden [Herwig, 2006]. Auf Basis dieser Definition wird die Wärmeübertragung verbessert, indem bei konstanter Temperaturdifferenz die an der Systemgrenze anliegende Wärmestromdichte

2 Stand des Wissens

größer wird oder indem bei konstanter Wärmestromdichte die treibende Temperaturdifferenz geringer wird. Durch die Strukturierungen, die zur Verbesserung des Energietransportes auf der wärmeübertragenden Wand aufgebracht werden, überlagern sich die genannten Effekte. Zum einen wird durch die zusätzliche Strukturierung bei gleichbleibender Grundfläche die zum Energietransport verfügbare Fläche vergrößert und zum anderen bewirken die Strukturierungen eine Verringerung der treibenden Temperaturdifferenz. Die treibende Temperaturdifferenz ergibt sich in dem konkreten Fall einer beheizten Kanalwand, die durch die Kanalströmung gekühlt wird, aus der Differenz zwischen Wandinnentemperatur und mittlerer Fluidtemperatur. Die Strukturen im Inneren des Kanals wirken wie Turbulenzpromotoren, die eine Verwirbelung des Fluides und letztlich den Austausch zwischen dem wärmeren, wandnahen und kälteren, wandfernen Fluid verstärken. Das Resultat ist eine im Mittel geringere Wandinnentemperatur und folglich eine reduzierte Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid. Aufgrund der Überlagerung dieser Effekte ist die Aufrauung und Strukturierung von Wärmeübertragungsflächen (z.B. in CPU-Kühlaggregaten [Baelmans, 2010]) eine bevorzugte Methode, die Wärmetransporteigenschaften eines Apparates zu verbessern. Da ein Vergleich von Wärmeübergangskoeffizienten verschiedener Apparate aufgrund unterschiedlicher Dimensionen oder verschiedener Eigenschaften der Wärmeübertragerfluide nicht aussagekräftig ist, muss eine dimensionslose Kennzahl eingeführt werden. Neben der Wärmestromdichte und der Temperaturdifferenz umfasst der dimensionslose Wärmeübergangskoeffizient, die Nusselt-Zahl, zudem eine für die Geometrie charakteristische Bezugslänge und die spezifische Wärmeleitfähigkeit des Fluids. Durch den Bezug der Nusselt-Zahl einer modifizierten Oberfläche, z.B. in Form von Rauheiten oder Strukturierungen, auf die Wärmeübergangskennzahl einer Referenzoberfläche ergibt sich ein thermischer Wirkungskoeffizient:

$$\epsilon_{Nu} = \frac{Nu_{rau}}{Nu_{Ref}} \quad (2.3)$$

Berücksichtigt man lediglich dieses Verhältnis, so würde sich jede Strukturierung allein bereits aufgrund der vergrößerten Wärmeübertragungsfläche als geeignet erweisen, die Wärmeübertragung im Vergleich zu einer glatten Fläche zu verbessern. Dies würde allerdings nicht zwangsläufig bedeuten, dass die Strukturierung gleichzeitig effizient ist. Da eine Strukturierung einer glatten Fläche immer mit einer Erhöhung des Druckverlusts einhergeht, wird der thermische Wirkungskoeffizient der Druckverlusterhöhung gegenübergestellt. Erst wenn die Wärmeübergangsverbesserung die resultierende Druckverlusterhöhung übersteigt, kann von einer effizienten Strukturierung ausgegangen werden. Durch den erhöhten Druckverlust muss berücksichtigt werden, dass der Betrieb eines Apparates mit strukturierten Bauteilen einen gesteigerten Energieeintrag in Form einer höheren Pumpenleistung erfordert. Bilanziert man den Nutzen, der sich aus der verbesserten Energieübertragung ergibt, mit dem zusätzlichen energetischen Aufwand, den die Förderung des Fluides nach sich zieht, so muss dieser höher sein, damit die strukturierte Oberfläche als energetisch effizient gilt. Das Verhältnis aus der Wärmeübergangssteigerung ϵ_{Nu} und der Druckverlusterhöhung ϵ_{λ} beschreibt die thermische Effizienz einer Oberfläche.

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

$$\eta = \frac{\epsilon_{Nu}}{\epsilon_{\lambda}} = \frac{Nu_{rau}/Nu_{Ref}}{\lambda_{rau}/\lambda_{Ref}} \quad (2.4)$$

Das primäre Ziel bei der Verwendung strukturierter Oberflächen als Maßnahme zur Verbesserung der thermischen Effizienz besteht folglich darin, den Effekt eines verringerten Wärmeleitwiderstands infolge der intensivierten Fluidverwirbelung zu maximieren und den einhergehenden Strömungsdruckverlust zu minimieren. Laut Definition ist die thermische Effizienz eine Funktion der Reynolds- und Prandtl-Zahl sowie des dimensionslosen Reibungskoeffizienten. In [Ceylan, 2003] wird eine Gleichung hergeleitet, mit der in Abhängigkeit der Sandrauheit k und der Prandtl-Zahl die thermische Effizienz η für vollturbulente Strömungen bestimmt werden kann [Ceylan, 2003]. Die thermische Effizienz ergibt sich hiernach aus

$$\eta = \frac{1,15 \cdot Pr^{1/7}}{1 + 0,82 \cdot 10^{-5} \cdot Pr^2} \cdot (1 - 0,106 \cdot k^{+1/4}) \quad (2.5)$$

mit

$$k^{+} = \frac{u^{*} \cdot k}{\nu} = \frac{k}{d} \cdot Re \left(\frac{\lambda_{rau}}{8} \right)^{0,5}, \quad (2.6)$$

wobei u^{*} die Schubspannungsgeschwindigkeit mit $u^{*} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$, k die absolute Höhe der Rauheiten und D der Rohrdurchmesser ist. Die Autoren geben für diese Gleichung einen Gültigkeitsbereich von $1 \leq k^{+} \leq 1000$ und $0,7 \leq Pr \leq 200$ an. Für Stoffsysteme mit geringeren Prandtl-Zahlen ($Pr < 50$) wird eine vereinfachte Korrelation zwischen der thermischen Effizienz, der Prandtl-Zahl und der dimensionslosen Rauigkeitskennzahl vorgeschlagen:

$$\eta = 1,15 \cdot Pr^{1/7} \cdot (1 - 0,106 k^{+1/4}) \quad (2.7)$$

Die Autoren stellen darüber hinaus fest, dass mit steigender Reynolds-Zahl die thermische Effizienz kontinuierlich abnimmt und abhängig von der Prandtl-Zahl sowie dem Rauigkeitsparameter k^{+} der Wert von $\eta = 1$ bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen unterschritten wird.

Eine weitere Gleichung zur Berechnung der thermischen Effizienz resultiert aus der Arbeit von Nunner [Nunner, 1956]. Dieser untersuchte glatte sowie strukturierte Rohre, in denen geschlitzte Ringe verschiedener Größe und Form und in unterschiedlichem Abstand zueinander eingesetzt wurden. Aus den Wärmeübergangs- und Druckverlustmessungen für $500 < Re < 10^5$ entwickelte Nunner die folgende Gleichung zur Berechnung der thermischen Effizienz:

$$\eta = \frac{1 + 1,5 \cdot Re^{-1/8} Pr^{-1/6} \cdot (Pr - 1)}{1 + 1,5 \cdot Re^{-1/8} Pr^{-1/6} \cdot (Pr \cdot \lambda_{rau} / \lambda_{glatt} - 1)} \quad (2.8)$$

Bei den von Nunner verwendeten Ringen handelt es sich nach der Definition von Burck [Burck, 1969] um sogenannte überlagerte Rauheiten. Die Ringe wurden in das Versuchrohr hineingeschoben, wodurch die Innenfläche des Rohres künstlich strukturiert wurde. Die somit erzeugten Rauheiten liegen zwar auf der Rohrrinnenwand auf, sind aber mit dem Material der wärmeübertragenden Wand nicht unmittelbar thermisch leitend verbunden. Der resultierende thermische Kontaktwiderstand zwischen den Strukturierungselementen und der Wärmeübertragungsfläche ist für überlagerte Rauheiten im Vergleich zu integralen Rauheiten, wie zum Beispiel bei gefrästen Rillen oder Rippen aber auch verlöteten Drähte, deutlich höher. Während überlagerte Rauheiten lediglich die Turbulenz im Fluid erhöhen, tragen integrale Rauheiten neben der artifiziell erzeugten Turbulenz auch aufgrund der vergrößerten Wärmeübertragungsfläche zwischen Fluid und Wand zur Wärmeübergangsverbesserung bei. Nunner entwickelte die Berechnungsgleichung zur thermischen Effizienz auf Basis von Messungen, bei denen als Versuchsmedium Luft mit $Pr \approx 0,72$ verwendet wurde. Burck weist darauf hin, dass für höhere Prandtl-Zahlen das Druckverlustverhältnis ϵ_λ immer größer eins ist. Daraus folgt, dass die thermische Effizienz nach Gl. 2.8 für höhere Prandtl-Zahlen immer ≤ 1 ist [Burck, 1969]. Burck zeigt anhand eines Vergleichs von Literaturmessdaten, dass die thermische Effizienz integraler Rauheiten im Mittel als Funktion der dimensionslosen Rauheitskennzahl k^+ unabhängig von Rauheitsform und -abmessung dargestellt werden kann. Auch die Auftragung von Messdaten für überlagerte Rauheiten ergibt eine Funktion, mit der die thermische Effizienz in Abhängigkeit von k^+ beschrieben werden kann. Ein Vergleich beider Funktionen zeigt jedoch, dass die Verläufe für integrale Rauheiten und überlagerte Rauheiten verschieden sind.

Auf Grundlage der von [Dipprey, 1963] vorgeschlagenen Gleichung zur Berechnung der Nusselt-Zahl von voll-rauen Rohren ($k^+ \geq 70$) und der Berechnungsgleichung für die Nusselt-Zahl glatter Rohre von [Petukhov, 1963] gibt Burck eine weitere Modellgleichung an, mit der die thermische Effizienz bestimmt werden kann:

$$\eta = \frac{1,07 + 12,7 \cdot \lambda_{glatt} / 8 (Pr^{2/3} - 1)}{1 + \sqrt{\lambda_{rau} / 8} [5,19 k^{+0,2} Pr^{0,44} - 8,48]} \quad (2.9)$$

Burck zeigt, dass Gl. 2.9 für höhere Prandtl-Zahlen ($5 < Pr < 100$) geeignet ist und die thermische Effizienz auch größere Werte als eins annehmen kann [Burck, 1969]. Die Auftragung der gemessenen und nach Gl. 2.9 approximierten thermischen Effizienzen über der dimensionslosen Rauheitskennzahl ergibt, dass die thermische Effizienz auch eine Funktion der Prandtl-Zahl ist.

Für die Berechnung der thermischen Effizienz für turbulente Strömungen wird daher eine weitere Gleichung für $\eta = \epsilon_{Nu} / \epsilon_\lambda = f(Pr; k^+)$ von Burck angegeben, die den Einfluss der Prandtl-Zahl berücksichtigt:

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

$$\eta = \log \left(\frac{Pr^{0,33}}{k^{+0,243}} \right) - 0,32 \cdot 10^{-3} k^{+} \log Pr + 1,25 \quad (2.10)$$

Die Gleichungen zur Berechnung der thermischen Effizienz von Ceylan (Gl. 2.5, Gl. 2.7) und Burck (Gl. 2.10) sowie die Gleichung für die dimensionslose Rauheitskennzahl k^{+} (Gl. 2.6) gelten lediglich für Sandrauheiten, die ursprünglich von Nikuradse [Nikuradse, 1933] bei der Untersuchung der Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der relativen Rauheit k/D eingeführt wurden. Um die thermische Effizienz auch anderer Rauheiten oder Strukturierungen, die sich von denen sandrauer Rohre unterscheiden, berechnen zu können, wird für die Sandrauhigkeit k eine vergleichbare Größe, die äquivalente Sandrauhigkeit k_s , eingeführt. Die äquivalente Sandrauhigkeit entspricht der Sandrauhigkeitshöhe, die den gleichen Reibungswiderstand erzeugt, wie die tatsächlich betrachtete Rauheit mit der Höhe e . Die vorgestellten Berechnungsgleichungen für die thermische Effizienz beruhen, mit Ausnahme der Arbeit von Nunner, auf Messungen turbulenter Strömungen. Für laminare Strömungen existieren keine vergleichbaren Berechnungsansätze. Für konventionelle Rohre und Kanäle mit makroskopischen Abmessungen kann davon ausgegangen werden, dass Strukturierungen lediglich eine Steigerung der Wärmeübertragung infolge der vergrößerten Oberfläche im Vergleich zu glatten Oberflächen bewirken. Die vorgestellten Gleichungen zur Berechnung der thermischen Effizienz zeigen, dass die thermische Effizienz durch den Reibungskoeffizient bestimmt wird. Der Vorteil dieser Ansätze besteht somit darin, dass allein durch die Messung des Druckverlusts Aussagen über die thermische Effizienz getroffen werden können. Die Gesetzmäßigkeiten des Druckverlusts bei der laminaren und turbulenten Durchströmung von glatten Rohren und Kanälen sind bekannt [Shah, 1978], [Schlichting, 2006]. Für laminare Strömungen, das heißt bis zu einer kritischen Reynolds-Zahl von $Re = 2300$, kann der Druckverlust anhand des Hagen-Poiseuilleschen Gesetzes bestimmt werden. Daraus folgt, dass der Reibungskoeffizient λ umgekehrt proportional zur Reynolds-Zahl ist (siehe Gl. 2.11).

$$\lambda = \frac{Po}{Re}; \quad Po = f(H/B) \quad (2.11)$$

Die Konstante Po ist die Poiseuille-Zahl, deren Größenordnung von der Querschnittsform und im Fall eines Rechteckkanals von dem Verhältnis von Kanalhöhe H zu Kanalbreite B abhängt. In [Shah, 1978] werden u.a. für Rechteckkanäle mit unterschiedlichen Verhältnissen von $0 < H/B < 1$ die entsprechenden Poiseuille-Zahlen angegeben. Für Rohre mit einem kreisrunden Querschnitt ergibt sich eine Konstante von $Po = 64$. Für vollausgebildete Strömungen zwischen $3000 < Re < 10^5$ gilt die Korrelation nach Blasius, nach der der Reibungskoeffizient mit

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (2.12)$$

2 Stand des Wissens

berechnet wird [Wagner, 2008]. Für turbulente Spaltströmungen kann der Druckverlust bis zu 10 % höher sein als in einem glatten Rohr. In [Wagner, 2008] wird für den Grenzfall $H/B \rightarrow 0$ Gl. 2.13 zur Berechnung des Druckverlustkoeffizienten in einem Spalt angegeben.

$$\lambda = \frac{0,348}{Re_H^{0,25}} \quad (2.13)$$

Die Reynolds-Zahl Re_H wird unter Verwendung des hydraulischen Durchmessers $d_h = 2 \cdot H$ gebildet.

Für Strömungszustände mit $5 \cdot 10^3 < Re < 10^7$ gilt das Prandtl'sche-Widerstandsgesetz:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \left(\frac{Re \sqrt{\lambda}}{2,51} \right). \quad (2.14)$$

Mit der von Konakov entwickelten Form der Prandtl'schen Gleichung, die in einem Bereich von $2300 < Re < 10^7$ Gültigkeit besitzt, lässt sich der Widerstandsbeiwert explizit berechnen [Wagner, 2008]:

$$\lambda = \frac{1}{(1,8 \cdot \lg Re - 1,5)^2} \quad (2.15)$$

Um die Auswirkungen von rauen Oberflächen auf die Fluidodynamik und Wärmeübertragung verstehen zu können, werden im Folgenden die Wechselwirkungen zwischen Grenzschichtströmung und rauer Oberflächen und somit das Wandverhalten erläutert. Das Wandverhalten umschreibt nicht, wie man zunächst vermuten könnte, allein die Wandbeschaffenheit sondern einen Strömungszustand, anhand dessen die Wechselwirkungen zwischen Fluid und Wand charakterisiert werden. Die Größe, mit der das Wandverhalten quantifiziert wird, ist der bereits erwähnte Reibungskoeffizient λ .

Unter laminaren Strömungsbedingungen (bis $Re = 2300$) und für makroskopische Rohrabmessungen ($d > 10 \text{ mm}$) kann der Einfluss der Rauheit auf den Reibungskoeffizienten bis zu einer absoluten Rauheit von $k = 0,07 \text{ mm}$ vernachlässigt werden [Kast, 2006]. Bei der turbulenten Durchströmung von Kanälen respektive Überströmung rauer Oberflächen wird der Widerstandsbeiwert im Wesentlichen durch die Rauheit, die durch die äquivalente Sandrauhigkeit k_s ausgedrückt wird, beeinflusst. Dabei werden drei Wandzustände, die in Abbildung 2.1 gezeigt sind, unterschieden. Da diese Zustände und die zugehörigen Druckverlustbeiwerte die Wechselwirkungen zwischen Wand und wandnaher Strömung charakterisieren, ist in Abbildung 2.1 neben den einzelnen Wandzuständen auch die Ausbildung der laminaren und turbulenten Grenzschicht an einer glatten Wand sowie deren grundsätzlicher Aufbau dargestellt.

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

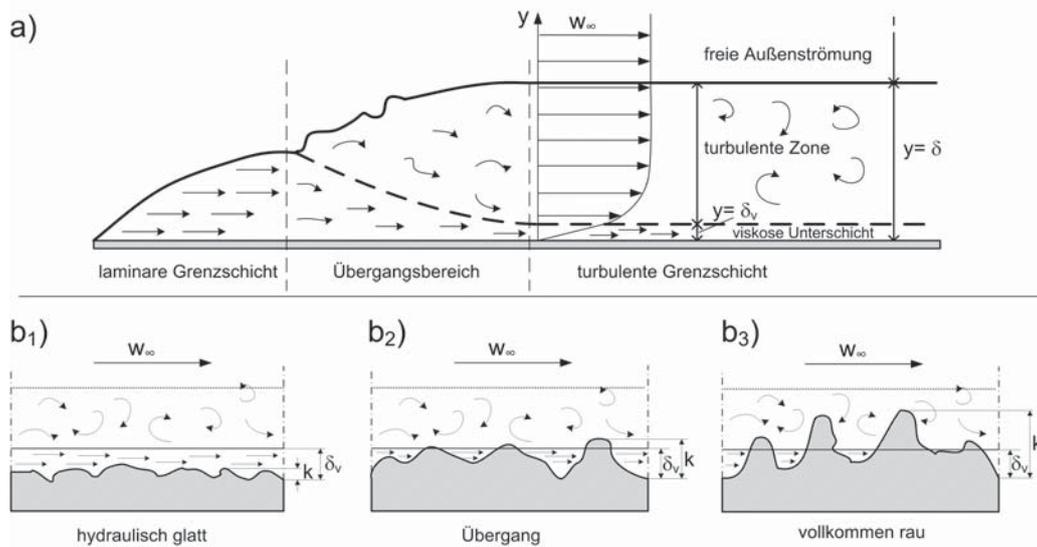


Abbildung 2.1: a) Grenzschichtausbildung b₁) Wandzustand 1: hydraulisch glattes Verhalten b₂) Wandzustand 2: Übergangsverhalten b₃) Wandzustand 3: voll rauhes Verhalten

Die Bilderreihe b₁) - b₃) in Abbildung 2.1 zeigt die Strömung in einer ausgebildeten turbulenten Grenzschicht an rauen Oberflächen. Die turbulente Grenzschicht, die sich nach Durchlaufen eines Übergangszustands einstellt, kann in eine turbulente Zone mit geringem Einfluss der Fluidreibung und in eine rein reibungsbehaftete Zone, die viskose Unterschicht, unterteilt werden (siehe Abbildung 2.1). Während die Strömung in der viskosen Unterschicht rein laminar verläuft, nimmt die Dämpfung der turbulenten Schwankungsbewegungen mit zunehmendem Wandabstand ab und die Wirbelaktivität steigt an. In ausreichendem Abstand von der Wand, außerhalb der turbulenten Grenzschicht, befindet sich die sogenannte Außenströmung, in der der Einfluss der Fluidreibung vernachlässigbar ist. Der Abstand y mit $y = 0$ an der Wand, bei dem die Geschwindigkeit 99 % der Außenströmungsgeschwindigkeit erreicht, wird als Grenzschichtdicke δ bezeichnet. Zu Beginn einer Anströmung bildet sich zunächst eine laminare Grenzschicht aus, in der die Wand Schubspannungen mit zunehmender Lauflänge abnehmen. Dies hat zur Folge, dass die Störungen, die zum Beispiel aufgrund von Welligkeiten oder Rauheiten entstehen, nicht mehr ausreichend stark gedämpft werden und die gesamte Grenzschicht instabil wird (siehe Abbildung 2.1). Dieser Übergang von der laminaren zur turbulenten Grenzschichtströmung hängt sehr stark von der Oberflächenbeschaffenheit der Wand ab. Die kritische Reynolds-Zahl von $Re_{krit} \approx 2300$, die den Übergang vom laminaren zum turbulenten Strömungszustand kennzeichnet, verschiebt sich daher bei rauen Oberflächen in Abhängigkeit der relativen Rauheit k/D zu niedrigeren Reynolds-Zahlen [Wagner, 2008], [Schlichting, 2006]. Während des Übergangs zwischen laminarer und turbulenter Grenzschichtströmung steigt die Grenzschichtdicke δ sprunghaft an. Die Dicke δ_v der rein laminaren viskosen Unterschicht nimmt hingegen mit zunehmender Lauflänge im Übergangsbereich ab und nähert sich, nachdem die turbulente Grenzschicht vollständig ausgebildet ist, einem kon-

2 Stand des Wissens

stanten Wert an. Liegen die Rauheiten innerhalb der viskosen Unterschicht ($k < \delta_v$), sind die Auswirkungen auf die Strömung und folglich auf den Druckverlustkoeffizienten zu vernachlässigen und man bezeichnet diesen Zustand als ein hydraulisch glattes Verhalten (Wandzustand 1 in Abbildung 2.1). Der Widerstandsbeiwert wird durch die Rauheiten im Vergleich zu einem glatten Rohr nicht erhöht und kann weiterhin nach Gl. 2.14 berechnet werden. Ragt der überwiegende Teil der Erhebungen aus der viskosen Unterschicht heraus ($\delta_v < k$) (Wandzustand 3 in Abbildung 2.1) wird dies als voll raues Verhalten bezeichnet. Der Widerstandsbeiwert ist in diesem Zustand unabhängig von der Reynolds-Zahl und wird ausschließlich durch den Formwiderstand der Erhebungen verursacht. Die Berechnungsgleichung zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten für voll raue Rohre lautet nach [Burck, 1969]:

$$\lambda = \frac{1}{\left(2 \lg\left(\frac{d_h}{k_s}\right) + 1,74\right)^2}; \quad \lambda = f\left(\frac{k_s}{d_h}\right) \quad (2.16)$$

Diese Beziehung beruht auf Messungen von Schlichting, der die ursprüngliche Berechnungsgleichung nach Nikuradse (siehe [Kast, 2006]) für regelmäßig angeordnete Rauheiten bei verschiedenen Rauheitsabständen und Formen angepasst hat. Die Gleichung von Nikuradse setzt voraus, dass die Sandkörner bzw. Rauheiten in ihrer dichtesten Packung angeordnet sind. Da dies für die meisten künstlich erzeugten und regelmäßig angeordneten Strukturen nicht zutrifft, wird im Folgenden die Gleichung nach Schlichting [Schlichting, 2006] (Gl. 2.16) verwendet. Der Wandzustand zwischen den beiden erst genannten, bei dem lediglich ein Teil der Erhebungen die viskose Unterschicht durchdringt, wird als Übergangsbereich bezeichnet. Bei diesem Wandverhalten ist der Druckverlustkoeffizient sowohl eine Funktion von Reynolds-Zahl als auch der relativen Rauheit k/d_h . In [Kast, 2006] sowie in [Wagner, 2008] wird eine Formel von Colebrook und White angegeben, die die Gleichungen für hydraulisch glattes und voll raues Verhalten kombiniert und somit den gesamten Bereich abbildet. Für $k \rightarrow 0$ geht Gl. 2.17 in Gl. 2.14 und für $Re \rightarrow \infty$ in Gl. 2.16 für voll raues Verhalten über. Die genannten Gleichungen basieren auf Messungen von sandrauen Rohren. Damit die Beziehungen auch für andere Rauheiten angewendet werden können, wird im Folgenden die absolute Höhe k der Sandrauhigkeit, durch die äquivalente Sandrauhigkeit k_s ersetzt.

$$\lambda = 1,74 - 2 \lg\left(\frac{2 \cdot k_s}{d_h} - \frac{18,7}{Re\sqrt{\lambda}}\right); \quad \lambda = f\left(Re; \frac{k_s}{d_h}\right) \quad (2.17)$$

Die schematisierten Wandzustände in Abbildung 2.1 machen deutlich, dass die Wechselwirkungen zwischen Fluid und rauer Wand eindeutig durch das Verhältnis von k_s zu δ_v bestimmt werden. Ausgehend von der Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht kann die Oberfläche mittels der Rauheitskennzahl $k_s^+ = k_s u^*/\nu$ charakterisiert und die

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

jeweilige Oberflächenrauheit nach den folgenden Kriterien unterteilt werden [Schlichting, 2006], [Schmidt, 1998]:

hydraulisch glattes Verhalten:

$$0 < k_s^+ < 5 \quad (2.18)$$

Übergangsverhalten:

$$5 < k_s^+ < 70 \quad (2.19)$$

voll raues Verhalten:

$$70 < k_s^+ \quad (2.20)$$

Unter Verwendung des gemessenen bzw. simulierten Druckverlusts und des daraus resultierenden Reibungsbeiwerts kann die äquivalente Sandrauheit der Oberflächen bestimmt werden. Durch Einsetzen der äquivalenten Sandrauheit in die Gleichungen von Ceylan (Gl. 2.5), Burck (Gl. 2.10) und Dipprey (Gl. 2.9) kann die thermische Effizienz allein anhand des Druckverlusts ermittelt werden.

Burck zeigt in seiner Arbeit, dass unabhängig von der Form und der Anordnung der Rauheiten die thermische Effizienz $\eta = \epsilon_{Nu}/\epsilon_\lambda$ eine Funktion der Rauheitskennzahl k_s^+ ist. Die thermische Effizienz einer strukturierten Oberfläche wird bislang als Funktion der Rauheitskennzahl beschrieben, welche wiederum eine Funktion des rauen Reibungskoeffizienten und der Reynolds-Zahl ist, da es für die Korrelation zwischen der Erhöhung des Reibungswiderstands und der Rauheitsstruktur bei der Wärmeübertragung kein Analogon gibt.

Die Messungen von Burck, bei denen die Prandtl-Zahl zwischen $4,6 < Pr < 180$ variiert wurde, ergaben, dass die thermische Effizienz in der Form $\eta = f(k_s^+)$ zusätzlich von der Prandtl-Zahl abhängt. Burck begründet diesen Effekt damit, dass die Menge der in Wandnähe transportierten Energie hauptsächlich von dem Wärmeleitvermögen der thermischen Grenzschicht bestimmt wird. Da bei hohen Prandtl-Zahlen die thermische Grenzschicht geringer ist als bei kleinen Prandtl-Zahlen, ist der Wärmeleitwiderstand an der Wand gleichermaßen verringert und die thermische Effizienz in Strömungen mit hohen Prandtl-Zahlen größer als bei kleineren Prandtl-Zahlen [Burck, 1969]. Die identifizierte Abhängigkeit der thermischen Effizienz von der Prandtl-Zahl deutet darauf hin, dass die Verbesserung der Wärmeübertragung durch Oberflächenstrukturierungen, die die Turbulenz im Fluid erhöhen, nicht mehr Energie in die Kernströmung transportieren kann, als die, die durch Wärmeleitung durch die Wandgrenzschicht übertragen wird. Der limitierende Faktor ist demnach die Grenzschichtdicke.

Es ist bekannt, dass durch Rauheiten, die die Wandgrenzschicht vollständig oder auch nur zum Teil durchdringen, der Wärmeleitwiderstand an der Wand herabgesetzt wird und ein besserer Energietransport möglich ist. Die thermische Grenzschicht, in der der

2 Stand des Wissens

Temperaturausgleich zwischen Körper und Fluid stattfindet, ist durch die Strömungsgrenzschichtdicke und die Prandtl-Zahl nach Gl. 2.21 definiert.

$$\delta_{th} = \frac{\delta_v}{\sqrt[3]{Pr}} \quad (2.21)$$

Die Korrelation der Strömungs- und Temperaturgrenzschicht beschreibt somit die gegenseitige Beeinflussung der fluid- und thermodynamischen Vorgänge [Schlichting, 2006].

Es ist allgemein bekannt, dass sich die Strömung bei der Überströmung eines Körpers zunächst ablöst und sich der Fluidstrom im Nachlauf des Körpers respektive dem Wiederanlegegebiet in zwei Ströme aufteilt. Zum einen entsteht unmittelbar hinter dem Körper eine rezirkulierende Strömung und zum anderen findet stromabwärts eine Neuausbildung der Strömungsgrenzschicht statt. Der Bereich, der zwischen Rezirkulationszone und Wiederanlegegebiet liegt, das heißt der Punkt, in dem sich die Geschwindigkeitsvektoren umkehren, wird Umschlags- bzw. Wiederanlegepunkt genannt. Arbeiten, in denen zwei-dimensionale Rauheiten, wie beispielsweise querangeströmte Rippen, untersucht worden sind, zeigen, dass die Wärmeübergangsverbesserung vom Abstand zwischen den hintereinanderliegenden Erhebungen abhängt. Da an dem Wiederanlegepunkt die laminare Strömungsgrenzschichtdicke und folglich die der thermischen Grenzschicht gegen Null geht, steht das kühle Fluid aus der freien Außenströmung in direktem Kontakt mit der beheizten Wand. Der Wärmeübergang erreicht somit am Umschlagspunkt der Strömung ein lokales Maximum [Webb, 1971]. Arbeiten von Hijikata haben gezeigt, dass die Strecke bis zum Wiederanlegen der Strömung unter anderem von dem Rippenquerschnitt abhängt [Hijikata, 1987]. So bewirken zum Beispiel abgerundete Querschnitte auf der Anströmseite der Erhebung eine Verkürzung der Strecke. Es hat sich im Laufe der jahrzehnte langen Forschung auf diesem Gebiet herausgestellt, dass die Wiederanlegung der Strömung im Wesentlichen von der relativen Rauheit e/H , die sich aus dem Verhältnis von Rippen- und Kanalhöhe ergibt, und dem Verhältnis aus Rippenabstand zu Rippenhöhe, dem P/e -Verhältnis, beeinflusst wird [Webb, 1971], [Han, 1978], [Ahn, 2001], [Cavallero, 2002]. Die experimentellen Studien von [Webb, 1971], [Han, 1978] und [Liou, 1998] ergaben, dass ein periodischer Abstand von $P/e = 10$ bei turbulenten Strömungen optimal ist. Bei kleineren Verhältnissen von P/e entsteht zwischen den Erhebungen eine rezirkulierende Zone, die einen intensiven Austausch zwischen wandnahe und kälterem Fluid in der Außenströmung verhindert. Webb gibt an, dass bei einem Verhältnis von $P/e < 8$ keine Wiederanlegung zwischen den Rippen auftritt. Wird der Abstand zwischen den Rippen zu groß, so bildet sich eine neue Grenzschicht aus, durch deren Wärmeleitwiderstand der Wärmeübergang stromabwärts verschlechtert wird. Der lokale Wärmeübergangskoeffizient erreicht in etwa 1- 1,5 Hindernishöhen vor der nächsten Erhebung ein Minimum [Webb, 1985].

[Han, 1978] untersuchten ebenfalls unterschiedliche Rippenstrukturen. Dabei wurden das Verhältnis aus Rippenhöhe und hydraulischem Durchmesser (e/d_h), der Anstellwinkel der Rippen (α), das Abstand-zu-Rippenhöhe-Verhältnis (P/e) und der Rippenquerschnitt von

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

rechteckig zu keilförmig variiert, wobei die keilförmigen Querschnitte nochmals nach ihrem Anstellwinkel unterschieden wurden. Die Messungen fanden in einem rechteckigen Testkanal bei Reynolds-Zahlen für das Medium Luft zwischen $3000 < Re < 30000$ statt. Aus der Publikation geht nicht hervor, ob die Kompressibilität des Gases bei den untersuchten Betriebsbedingungen berücksichtigt wurde. Im Allgemeinen zeigte sich, dass mit ansteigender Reynolds-Zahl der Druckverlustbeiwert bei der Überströmung eines berippten Kanals zunächst zunimmt. Ab $Re = 10000$ nähert sich der Druckverlustkoeffizient einem konstanten Wert an. Es ließ sich weiterhin feststellen, dass mit zunehmender relativer Rauheit e/d_h der Reibungsbeiwert erhöht wird. Mit einer relativen Rauheit von $e/d_h = 0,076$ wurden sowohl der höchste Druckverlust als auch die höchste Stanton-Zahl erzielt. Die Berechnung der Stanton-Zahl erfolgte unter Einbeziehung der tatsächlichen Wärmeübertragungsfläche, bei der die Oberfläche der Rippen mit berücksichtigt wurde. Bei $P/e = 10$ wurde sowohl für den Druckverlustkoeffizienten als auch für die Stanton-Zahl ein Maximum erreicht. Für ein Verhältnis von $P/e > 10$ wurde ein geringerer Druckverlust gemessen als für kleinere periodische Abstände. Dieser Effekt wurde damit begründet, dass sich bei einem geringen Rippenabstand die abgelöste Strömung nicht wieder an der Wand anlegt und bei einem zu großen Abstand eine neue Grenzschicht ausgebildet wird. Mit der sich ausbildenden Grenzschicht nimmt die Scherrate in Strömungsrichtung ab und der über die Kanallänge gemessene Druckverlust, der proportional zur Wandschubspannung ist, ebenfalls.

Aus den experimentellen Ergebnissen entwickelte Han eine entdimensionierte Gleichung zur Berechnung einer Reibungskennzahl, die sowohl von der relativen Rauheit e/d_h , dem dimensionslosen periodischen Abstand P/e , dem Anströmwinkel der Rippe α und dem Anstellwinkel des Rippenquerschnitts ϕ abhängt [Han, 1978]. Für den Wärmeübergang stellte er für verschiedene Werte von e/d_h und einen veränderbaren Anstellwinkel α eine dimensionslose Wärmeübergangskennzahl auf. Anhand der empirischen Gleichungen können der Reibungskoeffizient und der Wärmeübergang für beliebige Rippenstrukturen unter Angabe der genannten Parameter bestimmt werden. Eine aktuelle und ausführliche Zusammenfassung von wissenschaftlichen Arbeiten, die unterschiedlichste Rippenkonfigurationen aber auch versetzte Strukturen im Hinblick auf Druckverlust und Wärmeübergangskoeffizient untersucht haben, sowie eine detaillierte Auflistung von Berechnungsvorschriften von berippten Oberflächen wird in [Kumar, 2010] gegeben.

Die Grenzschichtbetrachtung hat gezeigt, dass der limitierende Faktor bei der konvektiven Wärmeübertragung der Wärmeleitwiderstand in der wandnahen Strömung ist. Durch die Aufrauung bzw. Strukturierung der wärmeübertragenden Oberfläche wird der Wärmeleitwiderstand herabgesetzt, indem die laminare Grenzschicht gestört oder gar zerstört wird. Infolge des verringerten thermischen Widerstands steigt der Temperaturgradient an der Wand und die Energie, die der Wand zugeführt wird, kann besser in das strömende Fluid übertragen werden. Von Nachteil ist, dass die erzielte Wärmeübergangssteigerung unter Verwendung von strukturierten Oberflächen auch eine Vergrößerung des Geschwindigkeitsgradienten an der Wand nach sich zieht. Ein größerer Geschwindigkeitsgradient

geht wiederum mit einer Erhöhung der Wandschubspannung einher, welche proportional zum Druckverlust in der Strömung ist. Durch die Kopplung von Temperatur- und Geschwindigkeitsgradient an der Wand muss für eine verbesserte Wärmeübertragung folglich eine gewisse Druckverlusterhöhung akzeptiert werden. Um einem überproportionalen Druckanstieg entgegen zu wirken, besteht die Option, die strukturierte Wand im Vergleich zu der ursprünglichen, glatten Wand zu verkürzen. Der Effekt eines verminderten Wärmeleitwiderstands bleibt auf diese Weise erhalten und die mit der Strukturierung einhergehende Druckverlusterhöhung kann zugleich verringert werden. Mittels der thermischen Effizienz η , dem Verhältnis aus erzielter Wärmeübergangssteigerung zu resultierender Druckverlusterhöhung, können der Mehrwert und der Mehraufwand gegeneinander abgewogen werden. Obwohl die thermische Effizienz zwar eine Gegenüberstellung jener gekoppelten Faktoren ermöglicht, werden dennoch zwei physikalisch unterschiedliche Größen, der Wärmeübergangskoeffizient α in $[W m^{-2} K^{-1}]$ und der Druckverlust Δp in [Pa] miteinander verglichen. Ob die gewählte Methode zur Verbesserung des Wärmetransports auch im Hinblick auf das Gesamtsystem energetisch effizient ist, kann allein anhand der thermischen Effizienz nicht ausreichend beurteilt werden. Um die Güte eines Prozesses bzw. in diesem Fall die Güte der Methode zur Wärmeübergangssteigerung bestimmen zu können, müssen der gesteigerte Wärmeübergang und der einhergehende Druckverlust in eine gemeinsame physikalische Größe überführt werden. Die übertragene Leistung, die mit der Wärmeübergangsverbesserung erzielt wird, kann ausgehend vom ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei einer definierten Temperatur und Fläche abgeschätzt werden. Für die Auslegung verfahrenstechnischer Apparate in einem frühen Stadium der Entwicklung ist die Gegenüberstellung von gewonnener, übertragener Leistung infolge der Wärmeübergangsverbesserung und der Pumpenleistung, die bei einer Druckverlusterhöhung zusätzlich aufgebracht werden muss, ausreichend. Diese Methode zeigt somit zwar den Energiegewinn bzw. -bedarf auf, lässt aber eine differenzierte Betrachtung der Energieumwandlung, mit der ein Verlust an nutzbarer Energie, der Exergie, und letztendlich der Primärenergiebedarf der Methode zur Wärmeübergangsverbesserung quantifiziert werden kann, nicht zu. Die Größe, mit der unmittelbar auf den Exergieverlust geschlossen werden kann, ist die durch Irreversibilitäten gesteigerte Entropie [Bejan, 1978], [Kock, 2003]. Die zu Grunde gelegte Methode der „Second Law Analysis“ wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

2.1.2 Untersuchungen auf Grundlage der „Second Law Analysis“

Eine verbreitete Methode zur Optimierung thermodynamischer Prozesse ist die sogenannte „Second Law Analysis“ oder auch „Entropy generation minimization (EGM)“-Methode [Bejan, 1996a]. Ursprünglich wurde diese Methode eingeführt, um in den Ingenieurwissenschaften thermodynamische Optimierungen vorzunehmen. Der Ansatz kombiniert die grundlegenden Prinzipien der Thermodynamik, der Wärmeübertragung und der Strömungsmechanik. Die Etablierung und Entwicklung der Methode in ihren Anfängen vor

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

allen auf den Gebieten der Kryo- und Wärmeübertragungstechnik sowie der Solarenergieumwandlung wird von Bejan in einem Übersichtsband in [Bejan, 1982] und in [Bejan, 1996a] beschrieben. Die Methode verfolgt im Allgemeinen das Ziel, die während eines natürlichen, irreversiblen Prozesses entstehende Entropie abzuschätzen und die Apparate durch geometrische Veränderungen oder modifizierte Prozessführungen so zu optimieren, dass möglichst wenig Entropie generiert wird. In diesem Kapitel wird daher die Entropieproduktion bei der konvektiven Wärmeübertragung näher betrachtet. Aufbauend auf den thermodynamischen Grundlagen wird anhand des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik erläutert, welche Bedeutung die Zustandsgröße Entropie bei der Bewertung der Effizienz von strukturierten Oberflächen zur Verbesserung der Wärmeübertragung besitzt.

Es ist an dieser Stelle darauf hinzuweisen, dass es sich entgegen der verbreiteten Terminologie aus thermodynamischer Sicht nicht um eine Entropieentstehung oder -produktion handelt, da in jedem thermodynamischen System, unabhängig von dem vorliegenden Zustand, Entropie existiert. Die Entropie eines Systems kann infolgedessen nie einen Wert von null annehmen. Da die Entropie eines Systems von vorherein existent ist, sollte unter diesem Aspekt nicht von einer Entropieentstehung, sondern lediglich von einer Entropieerhöhung gesprochen werden. Da in der international veröffentlichten Literatur jedoch Bezeichnungen wie „entropy generation“ oder auch „entropy production“ die gebräuchliche Terminologie zur Beschreibung der Energieumwandlung aufgrund von Irreversibilitäten darstellen, werden in der vorliegenden Arbeit auch die Termini „Entropieproduktion“ und „Entropieentstehung“ verwendet.

Laut dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik bleibt die Gesamtenergie eines Systems erhalten. Die Energie kann weder erzeugt noch vernichtet werden. Der 1. Hauptsatz besagt, dass Energie in verschiedenen Erscheinungsformen, der mechanischen, der thermischen, der elektrischen und der chemischen Energie, existiert. Diese Erscheinungsformen sind ineinander umwandelbar und bilden in der Summe die Gesamtenergie, die vollständig erhalten bleibt [Baehr, 2005]. Während der erste Hauptsatz keine weiterführenden Aussagen weder über die Grenzen eines Umwandlungsvorgangs noch die Umkehrbarkeit eines thermodynamischen Prozesses trifft, werden diese im 2. Hauptsatz der Thermodynamik formuliert. Dieser beschreibt das Phänomen der Irreversibilitäten, die während eines natürlichen Prozesses auftreten. Irreversibilität bedeutet, dass nach durchlaufener Zustandsänderung der Ausgangszustand nicht mehr von selbst bzw. ohne ein Zuführen von Energie wieder hergestellt werden kann. Wenn ein System ohne Energieaufwand, das heißt ohne eine Änderung in der Umgebung zu bewirken, wieder in den Ausgangszustand gelangen kann, so spricht man von einem reversiblen Prozess [Geller, 2003]. Reversible und somit uneingeschränkt umkehrbare Vorgänge stellen Grenzfälle natürlicher Vorgänge dar, anhand denen gezeigt wird, welche Zustände maximal existieren könnten [Geller, 2003]. Die Zustandsgröße, anhand der die Aussage des 2. Hauptsatzes beschrieben und somit die Irreversibilität eines Prozesses quantifiziert wird, ist die Entropie S . Die Entropie eines Systems ändert sich laut dem 2. Hauptsatz infolge eines *Wärmetransports*, *Stofftransports* und durch eine *Entropieerhöhung* im Inneren des Systems [Baehr, 2005]. Der in ein Sys-

2 Stand des Wissens

tem transportierte Wärmestrom ist nach Gl. 2.22 mit einem Entropiestrom gekoppelt. Für reversible Prozesse und unter der Annahme eines geschlossenen Systems ist der Entropiestrom durch das Verhältnis aus zugeführtem Wärmestrom \dot{Q} und absoluter Temperatur T definiert.

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\dot{Q}}{T} = \dot{S}_Q \quad (2.22)$$

Aus Gl. 2.22 geht hervor, dass dem System mit dem zugeführten Wärmestrom im gleichen Maße Entropie zugeführt wird. Bei irreversiblen Zustandsänderungen entsteht neben der über den Wärmestrom zugeführten Entropie ein zusätzlicher Entropieanteil, welcher nach Aussagen des 2. Hauptsatzes immer positiv ist. Gl. 2.22 wird somit um einen weiteren Entropieterm erweitert.

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\dot{Q}}{T} + \dot{S}_{irr}, \quad \dot{S}_{irr} \geq 0 \quad (2.23)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Gl. 2.23 entspricht der zu- bzw. abnehmenden Entropie infolge eines Wärmestroms über die geschlossenen und freien Systemgrenzen. Der zweite Term auf der rechten Seite von Gl. 2.23 definiert die Entropie, die durch Irreversibilitäten im Inneren des Systems produziert wird. Die Ursachen für die Irreversibilitäten, die bei der konvektiven Wärmeübertragung entstehen, sind die Wärmeübertragung über finite Temperaturdifferenzen und die Fluidreibung. Weitere Irreversibilitäten, die bei chemischen Reaktionen, dem Mischen von Fluiden oder auch bei elektrischen Flüssen entstehen, sind für die vorliegende Arbeit nicht relevant und werden nicht weiter behandelt.

Gl. 2.23 impliziert, dass es nicht möglich ist, einen Wärmestrom vollständig in mechanische oder elektrische Leistung umzuwandeln, da ein gewisser Teil der Energie auch unter reversibler Prozessführung in Entropie übergeht. Da die mechanische Energie zu den entropiefreien Energieformen gehört, lässt sich diese vollständig in andere Energieformen umwandeln. Die Klassifizierung der Energien nach Energieformen, die uneingeschränkt umgewandelt werden können, und in jene, die aufgrund der Beschränkungen des 2. Hauptsatzes in ihrer Umwandelbarkeit limitiert sind, erfolgte erstmals von Rant [Rant, 1956]. Danach zählen die kinetische und potentielle Energie, die technische Arbeit, die Nutzarbeit sowie die elektrische Energie zu den exergetischen Energieformen. Die Energieformen innere Energie, Enthalpie und die Energietransportform Wärme sind in ihrer Transformierbarkeit beschränkt und setzen sich nach dem Exergie-Anergie-Prinzip aus einem uneingeschränkt umwandelbaren Teil, der Exergie, und einem komplementären Teil, der Anergie, zusammen. Die Anergie einer Energieform ist folglich der Teil, der sich nicht mehr in nutzbare Energien umwandeln lässt. Da die Exergie einer Energie dem Anteil entspricht, der maximal zum Verrichten von Arbeit genutzt werden kann, wird die Exergie auch als „Arbeitsfähigkeit“ bezeichnet [Geller, 2003].

Bei der konvektiven Wärmeübertragung geht aufgrund von Irreversibilitäten, die aus der Fluidreibung und dem transportierten Wärmestrom resultieren, Exergie verloren und der Anteil an nicht nutzbarer Energie, die Anergie, nimmt zu. Die mit den Irreversibilitäten

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

verbundene Entropieerhöhung geht folglich mit einem Exergieverlust und somit mit einer Entwertung der Energie einher. Anhand der irreversibel produzierten Entropie kann der Exergieverlust durch Multiplikation mit der Umgebungstemperatur nach Gl. 2.24 bestimmt werden [Baehr, 2005].

$$\dot{E}_V = T_u \cdot \dot{S}_{irr} \quad (2.24)$$

Die für einen thermodynamischen Prozess erforderliche Exergie wird durch den Einsatz natürlicher Energieträger, der Primärenergie, bereitgestellt. Bei der Optimierung eines thermodynamischen Prozesses ist es daher das Ziel, den Exergieverlust durch Minimierung der produzierten Entropie möglichst gering zu halten, um auch den Primärenergiebedarf zu minimieren. Die produzierte Entropie kann folglich als energetisches Maß genutzt werden, um die Güte einer Maßnahme zu quantifizieren und die Effizienz eines Prozesses zu bewerten.

Eine Übersicht über die Hauptanwendungsgebiete der „Second Law Analysis“ und die grundlegende Vorgehensweise zum Beispiel bei der Optimierung von kryotechnischen Prozessen, Solarenergieanlagen oder auch Wärmeübertragern gibt Bejan in [Bejan, 1996b] und [Bejan, 1996a]. Die Arbeiten, in denen Gesamtsysteme auf Basis der „Second Law Analysis“ untersucht und optimiert sowie ökonomische Studien über thermodynamische Systeme unternommen wurden, werden in [Kock, 2003] zusammengefasst. Im Folgenden werden ausschließlich die Publikationen vorgestellt, in denen die Entropie minimierung von wärmeübertragenden Systemen und insbesondere die von Oberflächenmodifikationen untersucht wurde.

Bei der Untersuchung von Irreversibilitäten in Gas-Gas-Gegenstromwärmeübertragern führt Bejan eine dimensionslose Kennzahl, die Entropieproduktionszahl, die Bejan-Zahl Be ein [Bejan, 1977]. Die Kennzahl entwickelt Bejan auf Grundlage einer globalen Bilanz der ein- und austretenden Flüsse des Wärmeübertragersystems und setzt die Entropieproduktion, die sich bei dem Energietransport in Form von Wärme ergibt, zu der Summe der auftretenden Irreversibilitäten ins Verhältnis (siehe Gl. 2.25).

$$Be = \frac{\dot{S}_{Pro,\Delta T}}{\dot{S}_{Pro,\Delta T} + \dot{S}_{Pro,\Delta p}}; \quad \phi = \frac{\dot{S}_{Pro,\Delta p}}{\dot{S}_{Pro,\Delta T}} \quad (2.25)$$

Die Irreversibilitäten, die bei der konvektiven Wärmeübertragung relevant sind, entstehen zum einen durch den Wärmeleitwiderstand, der in der wandnahen Strömung überwunden werden muss, um die Energie in Form von Wärme abzuführen ($\dot{S}_{Pro,\Delta T}$) und zum anderen durch den Reibungswiderstand des strömenden Fluids ($\dot{S}_{Pro,\Delta p}$). Die Größe ϕ setzt die Entropieproduktion durch Fluidreibung und die produzierte Entropie infolge von Wärmeleitung ins Verhältnis und definiert somit die Verteilung der Irreversibilitäten. Dominieren die Irreversibilitäten infolge von Wärmeleitung, nimmt ϕ einen Wert von $0 < \phi < 1$ an.

2 Stand des Wissens

Für $\phi > 1$ überwiegen die Irreversibilitäten infolge von Fluidreibung [Mahmud, 2003]. In Abbildung 2.2 ist die Bedeutung der Bejan-Zahl noch einmal veranschaulicht. Durch Auftragung der Bejan-Zahl über der Reynolds-Zahl kann bereits im frühen Stadium der Apparateauslegung abgeschätzt werden, bei welchem Strömungszustand welche Irreversibilität überwiegt.

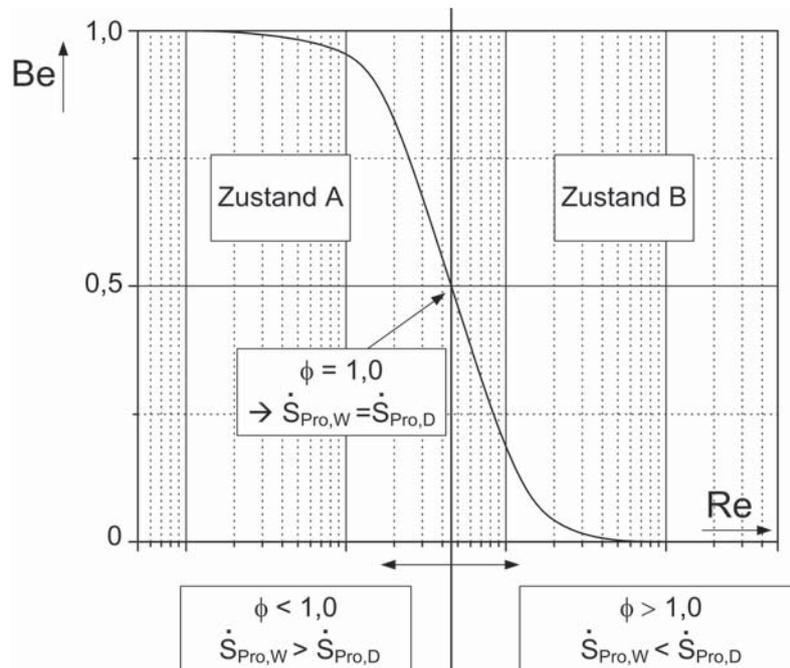


Abbildung 2.2: Bejan-Zahl als Funktion der Reynolds-Zahl

Bei einer Bejan-Zahl von $Be = 0,5$ setzt sich die Gesamtsumme der produzierten Entropie zu gleichen Teilen aus dem konduktiven und dissipativen Entropieproduktionsanteil zusammen und das Irreversibilitätsverhältnis beträgt $\phi = 1$. Im Zustand A, d.h. so lange $\phi < 1$ ist, überwiegt die Entropieproduktion infolge von Wärmeleitung. Durch den Einsatz eines Turbulenzpromotors oder einer Oberflächenstrukturierung mit dem Ziel, den Wärmeleitwiderstand zu reduzieren, wird unter diesen Bedingungen die konduktive Entropieproduktion herabgesetzt. Dadurch, dass der mit der Strukturierung einhergehende Anstieg des Reibungsverlusts und folglich der dissipativ erzeugte Entropieproduktionsstrom im Verhältnis zur konduktiven Entropieproduktion geringer ist, trägt die Reduzierung von $\dot{S}_{Pro,\Delta T}$ primär zur Reduzierung des gesamten Entropieproduktionsstroms bei. Eine Methode zur Verbesserung der Wärmetransporteigenschaften, bei der eine Erhöhung des Reibungsverlusts zu erwarten ist, ist im Hinblick auf die Minimierung der Entropieproduktion effektiv sofern ein Zustand A mit $\phi < 1$ vorliegt.

In einer weiterführenden Arbeit zeigt Bejan, dass die Entropieproduktionszahl auch als Kriterium zur Bewertung beliebiger Wärmeübertrager genutzt werden kann [Bejan, 1978]. Auf Basis der Entropiebilanz eines Einkanalwärmeübertragers mit einer konstanten Wandtemperatur wurde eine Korrelation der Entropieproduktionszahl aufgestellt, die zeigt, dass die Entropieproduktion infolge von Reibungsverlusten und der Wärmeübertragung im

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

Fluid durch die dimensionslose Temperatur $\Delta T/T$ mit $\Delta T = T_{Wand} - T_{Fluid}$ gekoppelt sind. Bejan zeigt in seiner Arbeit, dass eine optimale Temperaturdifferenz $(\Delta T/T)_{Opt.}$ existiert, bei der die produzierte Entropie in dem betrachteten Wärmeübertrager minimal wird. Das Minimum an produzierter Entropie stellt sich ein, sofern sich die Verluste durch Reibung und Wärmeübertragung vollständig aufheben. Bei $\frac{\Delta T}{T} < (\frac{\Delta T}{T})_{Opt.}$ zeigt sich, dass die Energieverluste infolge von Wärmeübertragung im Vergleich zu den reibungsbehafteten Verlusten gering sind und die Reibungsverluste im stärksten Maße zur Entropieproduktion beitragen. In dem Bereich $\frac{\Delta T}{T} > (\frac{\Delta T}{T})_{Opt.}$ ist der Anstieg der Bejan-Zahl mit zunehmender Temperaturdifferenz gering im Gegensatz zu Werten von $\Delta T/T$ unterhalb des Optimums.

In einem zweiten Beispiel führt Bejan eine Optimierung anhand des Verhältnisses von Wärmeübergangskoeffizient und Druckverlust vor, ebenfalls mit dem Ziel, die Entropieproduktion zu minimieren. In Kapitel 2.1.1 wurde bereits beschrieben, dass das Verhältnis aus normiertem Wärmeübergangs- und normiertem Druckverlustkoeffizienten als Bewertungskriterium bei der Verbesserung der Wärmeübertragung verwendet wird. Aus der Studie von Bejan geht allerdings hervor, dass unter thermodynamischen Gesichtspunkten, dass heißt mit dem Ziel, die Entropieproduktion zu minimieren, eine stetige Steigerung des Verhältnisses von Wärme- zu Reibungskoeffizient nicht dazu beiträgt, die energetische Effizienz des Apparates zu verbessern. Es zeigt sich, dass ein Optimum existiert und eine Steigerung des Verhältnisses aus Wärmeübergangskoeffizient und Druckverlust oberhalb des Optimums keine weitere Verringerung der Entropieerhöhung bewirkt. Eine Bewertung der Wärmeübertragungseigenschaften von konkreten Apparaten und Oberflächen ausschließlich anhand des Kriteriums der thermischen Effizienz ist nach Bejan nicht ausreichend [Bejan, 1978].

[Chen, 1988] führen theoretische Betrachtungen der Wärmeübertragung und Druckverlustserhöhung von modifizierten Wärmeübertragungsflächen durch. Auf Basis einer globalen Entropiebilanz und empirischer Ansätze für den Reibungskoeffizienten und die Nusselt-Zahl finden sie in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl ein Optimum, bei dem das Verhältnis aus produzierter Entropie der modifizierten Oberflächen zu der Entropieproduktion an glatten Flächen ein Minimum erreicht.

Den konvektiven Wärmeübergang und die Entropieproduktion bei der turbulenten Überströmung vertikaler Rippen in horizontalen Kanälen untersuchten [Sasikumar, 2002]. Anhand numerischer Berechnungsansätze wurde in Abhängigkeit verschiedener Designparameter, z.B. der Anzahl, Breite und Höhe der Rippen, sowie in Abhängigkeit des Kanaldurchmessers und der Kanallänge ein Maximum für die Wärmeübertragungsrate pro Masseneinheit des Fluids evaluiert. Eine weitere Parameterstudie ergab ein Kanal-Rippendesign, bei dem die erzeugte Entropie minimal wird. Die Designparameter, die sich bei den Studien zur Maximierung der Wärmeübertragungsrate und der Minimierung der Entropieproduktion als optimal erwiesen und für beide Zielgrößen übereinstimmten, bildeten die Basis für eine anschließende ganzheitliche Optimierung des berippten Kanals.

2 Stand des Wissens

Für unterschiedliche Kanaldurchmesser und eine konstante Rippenkonfiguration wurde die prozentuale Steigerung der Wärmeübertragungsrate und die relative Entropieverringerng berechnet. Für den optimalen Kanaldurchmesser wird die Entropieproduktion bis zu 37,43 % verringert und die Wärmeübertragungsrate pro Masseneinheit lediglich um 7,7 % gesteigert [Sasikumar, 2002].

Auf Grundlage der von Webb [Webb, 1972], [Webb, 1981] und Bergles [Bergles, 1974] eingeführten Kriterien zum Entwurf von Wärmeübertragern mit berippten Oberflächen entwickelt Zimparov Korrelationen, anhand derer die Entropieproduktion für die von Webb und Bergles vorgeschlagenen Entwurfskriterien berechnet werden kann [Zimparov, 2001b], [Zimparov, 2001a]. Mit Hilfe der Entwurfskriterien, im Englischen „Performance Evaluation Criteria“ (PEC), wird das Wärmetransportverhalten von rauen Rohren gegenüber glatten Rohren evaluiert. Die Methodik beruht darauf, den Betrieb eines modifizierten Wärmeübertragers im Hinblick auf geringere Betriebs- oder Anschaffungskosten mit Bezug auf den Referenzapparat zu verbessern. Dies erfolgt unter Angabe einer einzigen Zielgröße (z. B. eine verringerte Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Wand oder eine kürzere Wärmeübertragerlänge) und weiteren Randbedingungen, die angeben, welche Parameter (z.B. Pumpenleistung oder durchströmte Fläche) unverändert bleiben und somit denen des Referenzapparats entsprechen. Der Vorteil der Methode besteht darin, dass die Freiheitsgrade beim Entwurf eines Apparats und bei der Wahl einer Methode zur Verbesserung der Wärmeübertragung limitiert sind. Von Nachteil ist, dass die Methode nicht dafür geeignet ist, gleichzeitig zwei oder mehrere Zielgrößen, die unter Umständen nicht unabhängig voneinander sind, zu betrachten [Zimparov, 2001b].

Die Berechnung der Entropieproduktion erfolgt in den genannten Veröffentlichungen anhand der globalen Entropiebilanz und unter Einbindung empirischer Gleichungen für die dimensionslosen Kenngrößen des Druckverlusts und der Wärmeübertragung. Kock weist in seiner Arbeit auf die damit verbundenen Schwächen hin [Kock, 2003]. So können zum Beispiel die konstitutiven empirischen Korrelationen, die meist unter definierten Bedingungen, wie einer speziellen Kanalform oder begrenzten Strömungsbedingungen und Fluideigenschaften, ermittelt wurden, nicht universell verwendet werden. Des weiteren können durch die globale Bilanzierung potentielle Eintritts- und Austrittseffekte unterschätzt bzw. erst gar nicht untersucht werden. In [Kock, 2003] werden daher Berechnungsansätze entwickelt, mit denen auf Basis von partiellen Differentialgleichungen und unter Verwendung der CFD-Simulation Entropieproduktionsraten bestimmt werden können.

Die im Inneren eines Systems durch Irreversibilitäten verursachte Entropieproduktion $\dot{S}_{irr} = \dot{S}_{Pro}$ aus Gl. 2.23 setzt sich bei der konvektiven Wärmeübertragung vorwiegend aus zwei Entropieproduktionsanteilen zusammen.

$$\dot{S}_{Pro} = \dot{S}_{Pro,W} + \dot{S}_{Pro,D} \quad (2.26)$$

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

Einerseits entsteht Entropie infolge des Energietransports in Form von Wärme über finite Temperaturdifferenzen $\dot{S}_{Pro,W}$ und andererseits aufgrund von Fluidreibung bzw. der damit verbundenen Dissipation $\dot{S}_{Pro,D}$. Aus den vorangegangenen Erläuterungen zum 2. Hauptsatz geht hervor, dass ein Energietransport in Form von Wärme bei jedem natürlichen Prozess mit einem Entropiestrom \dot{S} einhergeht. Dieser Strom hängt von den Umgebungsbedingungen ab. Je größer der Temperaturgradient innerhalb des Systems ist, desto größer ist auch der Entropieproduktionsstrom im gesamten Fluid, das sich im Kanal befindet. In den hier untersuchten Strömungskanälen wird auf die untere Kanalwand eine Wärmestromdichte aufgegeben, so dass die Wand im Vergleich zur Umgebung eine höhere Temperatur aufweist. Durch die Überströmung der Wand mit einem kälteren Fluid wird diese gekühlt und die Wärme von der Wand abtransportiert. In dem Kanalquerschnitt existiert demnach ein Temperaturgefälle zwischen der beheizten Wand in Richtung der gegenüberliegenden adiabaten Kanalwand. Dieser Gradient bzw. die finiten Temperaturdifferenzen innerhalb des Systems bestimmen neben der Richtung des Energieflusses auch den Strom der produzierten Entropie. Der Energietransport in Form eines Wärmestroms von der beheizten Wand in die Kernströmung findet in laminaren Strömungen aber auch unter transienten und turbulenten Strömungsbedingungen, dabei insbesondere im Wandbereich, in Form von Wärmeleitung statt. Durch Strukturierungen auf der beheizten Kanalwand wurde bei turbulenten Strömungen in konventionellen makroskopischen Rohren und Kanälen festgestellt, dass die sich ausbildende laminare Grenzschicht gestört und der damit verbundene Wärmeleitwiderstand herabgesetzt und die Wärmeübertragung verbessert wird. In den hier betrachteten Strömungskanälen soll u.a. untersucht werden, ob auch unter laminaren Bedingungen der Queraustausch im Fluid so weit verstärkt werden kann, dass der Wärmeleitwiderstand verglichen zum glatten Kanal signifikant reduziert und folglich die Wärmeübertragung durch Strukturierungen verbessert werden kann. Für die durch Wärmeleitung und in einem 3-dimensionalen Strömungsgebiet auftretende Entropieproduktionsrate $\dot{S}_{Pro,W}'''$ geben [Kock, 2003] und [Herwig, 2007] Gl. 2.27 an.

$$\dot{S}_{Pro,W}''' := \frac{\lambda_f}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (2.27)$$

Die hier betrachteten erzwungenen Strömungen eines Newton'schen Fluides erfordern eine gewisse Pumpenleistung, um eine Strömung überhaupt stattfinden zu lassen. Durch die Fluidreibung wird ein Teil der kinetischen Energie, die laut dem 2. Hauptsatz zu 100 % aus Exergie besteht, irreversibel in thermische Energie bzw. in innere Energie umgewandelt. Die damit umschriebene Dissipation umfasst die pro Zeiteinheit geleistete Arbeit der Pumpe, die aufgrund der Fluidreibung einen irreversiblen Exergieverlust im System bewirkt. Der damit einhergehende Wärmestrom wiederum ist entropiebehaftet und sorgt für den Anstieg der Entropie im Inneren des Systems. Der Anteil der Entropieproduktion, der aus der direkten Dissipation resultiert, kann für laminare Strömungen mit der folgenden Gleichungen berechnet werden [Kock, 2003].

$$\begin{aligned} \dot{S}_{Pro,D}''' &:= \frac{\eta}{T} \left[2 \cdot \left(\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right) \right. \\ &+ \left. \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.28)$$

Der bei der konvektiven Wärmeübertragung in das System eingebrachte Entropieproduktionsstrom setzt sich für laminare Strömungen nach Gl. 2.29 aus dem Entropieproduktionsstrom infolge molekularer Wärmeleitung (Gl. 2.27) und dem Entropieproduktionsstrom infolge von direkter Dissipation (Gl. 2.28) zusammen.

$$\dot{S}_{Pro,lam} = \dot{S}_{Pro,W} + \dot{S}_{Pro,D} \quad (2.29)$$

Für turbulente Strömungen müssen zwei weitere Terme, die die turbulenten Entropieproduktionsströme repräsentieren, berücksichtigt werden:

$$\dot{S}_{Pro,turb} = \dot{S}_{Pro,\bar{W}} + \dot{S}_{Pro,\bar{D}} + \dot{S}_{Pro,W'} + \dot{S}_{Pro,D'} \quad (2.30)$$

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite von Gl. 2.30 entsprechen Gl. 2.27 und Gl. 2.28, wobei lediglich die momentanen Geschwindigkeiten und Temperaturen durch die zeitlich gemittelten Größen \bar{u} und \bar{T} ersetzt werden [Kock, 2003]. Zur Bestimmung der Entropieterme $\dot{S}_{Pro,W'}$ und $\dot{S}_{Pro,D'}$, die die turbulenten Schwankungsgrößen enthalten, schlägt [Kock, 2003] zwei Modellierungsansätze vor. Danach lässt sich die Entropieproduktionsrate durch turbulente Wärmeleitung nach Gl. 2.31 und die Entropieproduktionsrate infolge von turbulenter Dissipation anhand von Gl. 2.32 ermitteln.

$$\dot{S}_{Pro,W'}''' := \frac{a_{turb}}{a} \frac{\lambda}{T^2} \left[\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (2.31)$$

$$\dot{S}_{Pro,D'}''' := \frac{\eta \cdot \rho \cdot \epsilon}{\bar{T}} \quad (2.32)$$

Auf Basis des k- ϵ -Turbulenzmodells gelingt es Kock, die turbulente Dissipationsrate mit Hilfe der Dissipationsrate ϵ zu modellieren [Kock, 2003]. Da ϵ als Feldgröße unter Verwendung des k- ϵ -Modells nach einer CFD-Simulation zur Verfügung steht, lässt sich in einem anschließenden Auswerteschritt die Entropieproduktionsrate nach Gl. 2.32 durch einfaches Einsetzen von ϵ lösen. Die in Gl. 2.32 enthaltene turbulente Temperaturleitfähigkeit kann mit den turbulenten Ergebnisgrößen aus der Simulation berechnet werden. Nähere Ausführungen zur Modellierung der Varianz der Temperaturschwankungen und deren Dissipationsrate werden in [Kock, 2003] gegeben.

2.1 Steigerung der Wärmeübertragung und der Effizienz strukturierter Oberflächen

Herwig stellt einen neuartigen Ansatz zur Bestimmung des Reibungsbeiwerts für raue Kanäle vor [Herwig, 2010]. Darin wird widerlegt, dass der Druckverlust in laminaren Strömungen unabhängig von der relativen Rauheit k_s/d_h ist. Der Reibungsbeiwert, der aufgrund seiner Definitionsgleichung mit

$$\lambda \equiv -2 \cdot d_h \frac{dp/dx}{\rho w^2} \quad (2.33)$$

nach Aussagen von Herwig oft mit dem Begriff „Druckverlustbeiwert“ unpräzise umschrieben ist, beschreibt die spezifische Dissipation mechanischer Energie pro Länge mit $d\varphi/dx$ bzw. φ_{12}/L_{12} .

Durch die numerische Strömungssimulation ist es möglich, die spezifischen Entropieproduktionsraten, wie beispielsweise die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation, in beliebigen Kanalgeometrien lokal und integral zu berechnen. Mit der über das Volumen integrierten Entropieproduktionsrate nach Gl. 2.28 kann die spezifische Energiedissipation nach Gl. 2.34 bestimmt werden.

$$\varphi_{12} \equiv \frac{T \cdot \dot{S}_{Pro,D}}{\dot{m}} \quad (2.34)$$

mit

$$\dot{S}_{Pro,D} = \int_V \dot{S}_{Pro,D}''' dV \quad (2.35)$$

Der Reibungsbeiwert kann dann unter Einbeziehung der spezifischen Energiedissipation berechnet werden [Herwig, 2010], [Gloss, 2010]:

$$\lambda \equiv \frac{\varphi_{12}}{L_{12}} \cdot \frac{2 d_h}{w_m^2}. \quad (2.36)$$

Der Vorteil dieses Ansatzes besteht darin, dass durch die Strömungssimulation nicht nur integrale Informationen erworben werden, sondern lokal aufgelöste Dissipationsraten dazu beitragen, die physikalischen Vorgänge an spezifischen Stellen innerhalb des Kanals zu verstehen. Die Auslegung und Generierung von Oberflächenstrukturierungen kann somit leichter und zielgerichteter erfolgen. Des weiteren führt Herwig an, dass der Druckverlust mit $\Delta p = p_1 - p_2$ bei einer nicht vollständig ausgebildeten Strömung nicht der spezifischen Energiedissipation ϕ_{12} entspricht [Herwig, 2010] und der reale Reibungsverlust nicht anhand einer Druckverlustmessung zwischen Ein- und Austritt des Kanals bestimmt werden kann.

Mit der Simulation von 2-dimensionalen Rauheiten, deren Querschnittsform verändert wurde, und der Berechnung der lokalen Entropieproduktion gelingt es Herwig zu zeigen,

dass die Entropie vorwiegend an den Spitzen der Strukturen entsteht, die in das strömende Fluid hineinragen [Herwig, 2010]. In den Bereichen zwischen den einzelnen Erhebungen konnte hingegen keine Entropieentstehung aufgrund von Dissipation festgestellt werden. Die Konturen der lokalen Energiedissipation zeigen, dass mit steigender Reynolds-Zahl und folglich stärkeren konvektiven Flüssen die Bereiche, in denen Entropie produziert wird, in Strömungsrichtung verschoben werden [Herwig, 2010].

2.2 Fluiddynamik und konvektive Wärmeübertragung in Mikrokanälen

2.2.1 Skalierungsgesetzmäßigkeiten

Erste experimentelle sowie theoretische Untersuchungen von Strömungen in Rohren mit kleinen Abmessungen wurden bereits Anfang des 19. Jahrhunderts unternommen. Systematische Studien, die sich mit den vielfältigen Problemstellungen von mikrofluidischen Strömungen und der Wärmeübertragung darin auseinandersetzen, erschienen dahingegen erst in der Mitte des 20. Jahrhunderts [Yarin, 2009]. Grundlegende experimentelle und theoretische Untersuchungen von kompressiblen und inkompressiblen Fluiden in gleichförmigen und nicht gleichförmigen Mikrokanalstrukturen, mit und ohne Betrachtung der Wärmeübertragung sowie des Phasenwechsels in Mikrokanälen, wurden seitdem unternommen. Seit 1993 sind einige Übersichtsartikel und Bücher erschienen, in denen die wissenschaftlichen Arbeiten, die die grundlegenden Aspekte inkompressibler und kompressibler Strömungen in Mikrokanälen behandeln, zusammengefasst sowie kontrovers diskutiert werden [Gravesen, 1993], [Papautsky, 2001], [Celata, 2004], [Hetsroni, 2005a], [Hetsroni, 2005b], [Rosa, 2008], [Kockmann, 2008] und [Yarin, 2009]. Aus den Untersuchungen zu den grundlegenden Phänomenen der Mikrofluidik ergaben sich neue Aspekte, die es galt zu untersuchen. Eine der wesentlichen Fragestellungen, die sich ergab, war es, welche Relevanz Skalierungseffekte besitzen, deren Auswirkungen in makroskopischen Strömungen unter bestimmten Bedingungen vernachlässigt werden können.

Die gemeinsame Motivation hinter den zum Teil kontrovers diskutierten Arbeiten und Ergebnissen ist, dass sich durch die Miniaturisierung das Verhalten der Fluidströmung ändert. Während bei der Durchströmung von makroskopischen Komponenten volumengebundene Effekte wie die Trägheits- und Schwerkraft dominieren, bestimmen im Mikrobereich oberflächengebundene Effekte wie die Grenzflächenspannung, Reibungskräfte, elektrostatische oder elektrokinetische Kräfte die Fluiddynamik sowie das thermische Verhalten [Nguyen, 2004]. Zur Veranschaulichung der jeweiligen Dimensionen sind die charakteristischen Längenabmessungen des Mikrobereichs und die angrenzenden Größenordnungen noch einmal in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

In [Yarin, 2009] sind für einige der wichtigsten dimensionslosen Kennzahlen der Strömungsmechanik die Skalierungsgesetze hergeleitet. An dieser Stelle werden lediglich die

2.2 Fluidynamik und konvektive Wärmeübertragung in Mikrokanälen

Tabelle 2.1: Technische Größenordnungen

Makrobereich	Mikrobereich	Nanobereich
$1 - 10^{-3} \text{ m}$	$10^{-3} - 10^{-6} \text{ m}$	$10^{-6} - 10^{-9} \text{ m}$

für diese Arbeit relevanten dimensionslosen Größen und deren Skalierungsfaktoren sowie deren Bedeutung bei der Betrachtung von Strömungen in Mikrokanälen erläutert.

Durch die Miniaturisierung von Apparaten wird die räumliche Dimension einzelner Bauelemente, wie z.B. von Strömungskanälen oder Reaktoren, geändert (siehe Tabelle 2.1). Die Dimensionsänderung wird durch den Skalierungsfaktor S quantifiziert. Ausgehend von den physikalischen Grundeinheiten Länge, Zeit und Masse ergibt sich beispielsweise für das Volumen ein Skalierungsfaktor von S^3 , für die Fläche ein Faktor von S^2 und für die Geschwindigkeit ein Faktor von S^0 . Wendet man diese Methodik zur Skalierung strömungsmechanischer Kennzahlen an, so ergeben sich laut Tabelle 2.2 folgende Skalierungsgesetze:

Tabelle 2.2: Skalierungsfaktoren strömungsmechanischer Kennzahlen

Makrobereich	Bedeutung	Definition	Skalierung
Kn	$\frac{\text{freie Weglänge}}{\text{charakt. Geometrie}}$	$\frac{\Lambda}{D_h}$	S^{-1}
Re	$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}}$	$\frac{\rho w d_h}{\eta}$	S
Eu	$\frac{\text{Druckabfall}}{\text{Trägheit}}$	$\frac{\Delta p}{\rho w^2}$	S^{-1}
We	$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Oberflächenkraft}}$	$\frac{\rho w^2 d_h}{\sigma}$	S
Ca	$\frac{\text{Reibungskraft}}{\text{Oberflächenkraft}}$	$\frac{\eta w}{\sigma}$	1
λ	<i>Reibungsfaktor</i>	$\frac{C}{Re}$	S^{-1}

Anhand der Knudsen-Zahl Kn wird bestimmt, ob eine Gasströmung als Kontinuum oder als freie molekulare Strömung betrachtet werden muss. Wenn $Kn < 0,001$ gilt die Kontinuumsbedingung und die Gasströmung kann über die Navier-Stokes-Gleichungen mit Haftbedingung modelliert werden. Mit der Verkleinerung eines Strömungskanals nimmt die Knudsen-Zahl zu und die Gesetzmäßigkeiten zur Berechnung der Gasströmung ändern sich grundlegend. Da in dieser Arbeit ausschließlich Flüssigkeiten untersucht werden, wird an dieser Stelle auf eine ausführlichere Darstellung der Kontinuumstheorie verzichtet und auf [Nguyen, 2004] verwiesen. Da für Flüssigkeiten die freie Weglänge wesentlich geringer ist als für Gase (z.B. $\Lambda_{Wasser} = 0,1 \text{ nm}$ und $\Lambda_{Stickstoff} = 100 \text{ nm}$), ist der kritische Durchmesser, bei dem die Strömung nicht mehr als Kontinuum angesehen werden darf, sehr gering. Für eine Wasserströmung beträgt der kritische Durchmesser, bei dem $Kn < 0,001$ wird, $d_{h,krit} = 0,1 \mu\text{m}$. Bei einer Strömung mit Stickstoff dahingegen läge der kritische hydraulische Durchmesser bereits bei $d_{h,krit} = 0,1 \text{ mm}$.

2 Stand des Wissens

Die Skalierungsfaktoren der in Tabelle 2.2 aufgeführten Kenngrößen wurden unter der Annahme eines Kontinuums bestimmt. Dabei gilt, dass sich die Stoffgrößen, die in den Kenngrößen enthalten sind, mit einer Miniaturisierung nicht ändern. Für die Reynolds-Zahl folgt daraus, dass sie um den gleichen Faktor abnimmt wie die charakteristische Länge. Daraus lässt sich schließen, dass in Mikrokanälen die Reibungskräfte gegenüber den Trägheitskräften dominieren. Aufgrund der großen Reibungskräfte steigt wiederum der Druckverlust in Mikrokanälen und proportional dazu die Euler-Zahl Eu . Die Weber-Zahl We ist von Relevanz, sobald eine Gas-Flüssigkeitsgrenzschicht im System existiert. Die Skalierung dieser Kennzahl zeigt, dass die Oberflächenkräfte im gleichen Verhältnis zunehmen wie die Reibungskräfte in der Reynolds-Zahl. Die Kapillar-Zahl Ca ergibt sich aus dem Verhältnis von Weber- zu Reynolds-Zahl. Da keine räumliche Variable in der Definitionsgleichung für Ca enthalten ist, ändert sich diese mit der Miniaturisierung eines Strömungskanals nicht [Nguyen, 2004].

Die Skalierungseffekte, die beim Wärmeübergang in Mikrokanälen auftreten können und bei der Interpretation von experimentellen Ergebnissen einbezogen werden müssen, werden in [Herwig, 2006] hergeleitet. Die Nusselt-Zahl, die im Makrobereich eine Funktion der Reynolds-, Prandtl- und Grashof-Zahl (relevant bei freier Konvektion) sowie einer dimensionslosen Länge x^* ist, kann bzw. muss unter entsprechenden Bedingungen in mikrofluidischen Strömungen entsprechend Gl. 2.37 erweitert werden [Herwig, 2006].

$$Nu = Nu(x^*, Re, Gr, Pr, Pe, Ec, Ma, \Lambda_k, \Lambda_s, K_n, K_z) \quad (2.37)$$

Darin sind Λ_k und Λ_s dimensionslose Längen, die den Einfluss der Wandrauigkeit k und der Wandstärke s berücksichtigen. K_n ist eine Kenngröße, mit der Gradienten (z.B. der Temperatur) normal zur Wand einbezogen werden, und K_z berücksichtigt entsprechende Gradienten in axialer Richtung. Herwig zeigt, dass mit einer Verringerung der charakteristischen Länge vom Mikro- in den Makromaßstab sechs Skalierungseffekte bei der Wärmeübertragung auftreten können [Herwig, 2006]:

- Reynolds-Zahl: Die Reynolds-Zahl ist im Vergleich zu makroskopischen Strömungen gering, da die Reibungskräfte gegenüber den Trägheitskräften dominieren. Unter der Annahme einer konstanten Strömungsgeschwindigkeit würde mit einer Reduzierung des hydraulischen Durchmessers die Reynolds-Zahl im Mikrokanal verglichen zum Makrokanal geringer sein.
- Péclet-Zahl: Die Péclet-Zahl ($Pe = w d_h/a$) gibt das Verhältnis aus konvektivem zu diffusivem Wärmestrom an. Die Kennzahl wird mit der Verringerung des Durchmessers kleiner, was gleichbedeutend mit der Zunahme der Wärmeleitung ist. Die Wärmeleitung im Fluid sollte daher bei der Interpretation von Wärmeübergangsuntersuchungen berücksichtigt werden.

2.2 Fluidynamik und konvektive Wärmeübertragung in Mikrokanälen

- Eckert-Zahl: Die Eckert-Zahl ist definiert über das Verhältnis aus kinetischer Energie zur Enthalpie der Strömung ($Ec = w^2/(c_p\Delta T)$). Sie steht im Zusammenhang mit viskosen Dissipationseffekten. Da die Reibungskräfte bei kleinen Kanalabmessungen sehr groß werden, wird ein Teil der kinetischen Energie in thermische Energie umgewandelt. Dieser Effekt wird als viskoses Heizen bezeichnet. Durch die hohe Fluidreibung entsteht demnach ein zusätzlicher Wärmestrom, der in das Fluid übertragen wird.
- Λ_s : Im Vergleich zu makroskopischen Rohren ist die Wandstärke in Mikrokanälen im Verhältnis zur charakteristischen Länge (z.B. dem hydraulischen Durchmesser) groß. Anders als in konventionellen Rohren sollte in den angrenzenden Kanalwänden die Wärmeleitung in Abhängigkeit des Wandmaterials für Materialien mit einer hohen Wärmeleitfähigkeit, aber auch für Gasströmungen berücksichtigt werden.
- K_{zT} : Aufgrund der meist laminaren Strömungsverhältnisse in Mikrokanälen ist ein großer Temperaturgradient in Strömungsrichtung des Fluids zu erwarten. Mit den vergleichsweise großen Temperaturgradienten sollten daher bei Fluiden, deren Stoffeigenschaften eine starke Temperaturabhängigkeit aufweisen, beispielsweise Gase, variable Stoffwerte entlang eines Mikrokanals angenommen werden.
- K_{zp} : Aufgrund des hohen Druckverlusts, der in Mikrokanälen auftreten kann, müssen bei Gasströmungen aufgrund der kompressiblen Eigenschaften Dichteänderungen infolge von hohen Druck- und Temperaturänderungen entlang des Mikrokanals berücksichtigt werden.

Bislang uneinig ist man sich darüber, ob der Einfluss der Wandrauheit auch einem Skalierungseffekt unterliegt. Geht man lediglich davon aus, dass das Wandverhalten ausschließlich durch die mittlere Rauigkeitshöhe bestimmt wird, so ergibt sich nach einer Skalierung der Größe $\Lambda_s = k/d_h$ ein Skalierungsfaktor von $S = 1$. Das würde bedeuten, dass der Einfluss der Wandrauheit bei einer Miniaturisierung keinem Skalierungseffekt unterläge und sich das Verhalten im Mikrokanal nicht von dem eines Makrokanals unterscheiden würde. Herwig weist in diesem Zusammenhang darauf hin, dass bislang ungeklärt sei, ob auch die Verteilung und die Form der Rauheit einen wesentlichen Einfluss auf die Wärmeübertragung haben und noch weitere charakteristische Rauheitsparameter in Betracht gezogen werden müssen [Herwig, 2006]. Ein entscheidender Aspekt, der im Vorfeld der vorhergehenden Fragestellung geklärt sein muss, ist, ab welcher Größenordnung von einer glatten Oberfläche ausgegangen werden kann. Untersuchungen von [Morini, 2008] ergaben, dass sich die konvektive Wärmeübertragung in kommerziellen Edelstahl-Mikrorohren, die eine mittlere Rauheit von $3 - 6 \mu m$ und unter Einbeziehung des Durchmessers eine relative Rauheit von weniger als 4 % aufwiesen, nicht von der in makroskopischen Rohren unterscheidet. Dies würde die konventionelle Theorie makroskopischer Kanäle, dass relative Rauheiten von weniger als 4 % als technisch glatt anzunehmen sind, auch für den Mikrodimerionsbereich bestätigen. Neuste Untersuchungen von [Vittoriosi, 2012] über Gasströmungen in Mikrokanälen, die sowohl aus verschiedenen Materialien, aber auch

2 Stand des Wissens

unter Verwendung unterschiedlicher Herstellungsverfahren gefertigt wurden, bestätigen diese Tendenz und zeigen, dass Mikrokanäle bis zu einer relativen Rauheit von 5 % technisch glatt sind.

Weitere Skalierungs- und Nicht-Kontinuumseffekte sowie Forschungsarbeiten zu den einzelnen Mikroskaleneffekten, die für diese Arbeit jedoch nicht relevant sind, sind in [Hausner, 2004] dargestellt.

Im nächsten Abschnitt werden Erkenntnisse aus Publikationen aufgeführt, die sich mit der Fluidodynamik und Wärmeübertragung in glatten Mikrokanälen befassen. Übersichtliche Zusammenfassungen der relevanten Arbeiten sind u.a. in [Celata, 2004] und in [Yarin, 2009] zu finden. Der Literaturüberblick zeigt, dass die Arbeiten zur Fluidodynamik bis auf einzelne Ausnahmen ([Peng, 1994], [Mala, 1999]) darin übereinstimmen, dass das Hagen-Poiseuillesche Gesetz auch für glatte Mikrokanäle Gültigkeit besitzt [Xu, 1999], [Pfund, 2000], [Xu, 2007], [Judy, 2002], [Celata, 2004], [Hetsroni, 2005a]. In den Arbeiten, bei denen dies nicht bestätigt werden konnte, erklärt man die Abweichungen damit, dass die Wandrauheit der untersuchten Materialien nicht, wie zunächst angenommen, vernachlässigt werden kann.

Eine Vielzahl an Untersuchungen zur konvektiven Wärmeübertragung in glatten Mikrokanälen unterschiedlichster Querschnittsform und Abmessungen wurde in den letzten zwei Jahrzehnten unternommen. Einige aktuelle und umfassende Übersichtsartikel, in denen die wichtigsten experimentellen und theoretischen Untersuchungen zu dem Thema der Wärmeübertragung in Mikrokanälen aufgeführt werden, sind [Celata, 2004], [Morini, 2005], [Hetsroni, 2005a], [Hetsroni, 2005b], [Bayraktar, 2006] und [Mokrani, 2009]. Der Literaturüberblick zeigt, dass sowohl für laminare und turbulente Strömungen kein Konsens dahingehend besteht, ob die konventionellen Korrelationen zur Beschreibung der Wärmeübertragung in makroskopischen Kanälen auch für Mikrokanäle verwendet werden dürfen oder andere modifizierte Gesetzmäßigkeiten gelten. In späteren Arbeiten wird darauf hingewiesen, dass die zum Teil widersprüchlichen Untersuchungsergebnisse vorwiegend damit zu erklären sind, dass mögliche Skalierungseffekte, wie beispielsweise eine überlagerte Wärmeleitung in der Wand oder im Fluid, bei der Interpretation der Ergebnisse nicht berücksichtigt worden sind. Oft zeigt sich bei der Prüfung der Versuchsbedingungen, dass die Ursache der von der klassischen Theorie abweichenden Wärmeübergangskoeffizienten nicht neue oder unbekannte physikalische Vorgänge sind, sondern lediglich Effekte, die im Makrobereich vernachlässigt und idealisiert werden können.

[Morini, 2008] vergleicht in einer Arbeit experimentell bestimmte Nusselt-Zahlen mit theoretisch berechneten mittleren Nusselt-Zahlen nach den Gleichungen von [Gnielinski, 2006]. Die Ergebnisse für zwei Flüssigkeitsströmungen bei $Pr = 4$ und $Pr = 12$ durch Mikrorohre mit unterschiedlichen Durchmessern ($146 < d_h < 440 \mu m$) zeigen, dass sich bei sehr kleinen Reynolds-Zahlen ($Re < 100$) die experimentell gemessene mittlere Nusselt-Zahl dem konstanten Wert von $Nu = 4,364$ annähert, der nach Gnielinski [Gnielinski, 2006] unter der

2.2 Fluiddynamik und konvektive Wärmeübertragung in Mikrokanälen

Annahme einer konstanten Wärmestromdichte und einer voll ausgebildeten Strömung erzielt werden sollte. Dass bei den Untersuchungen keine deutlichen Abweichungen zur klassischen Theorie festgestellt wurden, begründet Morini damit, dass Mikroskaleneffekte, wie viskoses Heizen, axiale Wärmeleitung im Fluid und eine konjugierte Wärmeübertragung infolge einer überlagerten Wärmeleitung in der Wand, bei den vorgestellten Messungen vernachlässigt werden konnten. Zur Einschätzung eines zusätzlichen Wärmeeintrags durch viskose Dissipation, der den Wärmetransport verringern kann, wird folgende Bedingung angegeben [Morini, 2008]:

$$\kappa = Br \cdot \lambda \cdot Re < 0,1 \quad (2.38)$$

Die Brinkmann-Zahl ($Br = \eta w_m^2 / (\dot{q}_W d_h)$) steht ebenso wie die Eckert-Zahl ($Ec = Pr Br$) im Zusammenhang mit der Dissipation mechanischer Energie. Gl. 2.38 gibt an, dass viskoses Heizen bei hohen Reynolds-Zahlen und bei einem hohen Reibungsverlust, der u.a. von der Wandrauheit bestimmt wird, zunehmend an Bedeutung gewinnt. Sofern κ aus Gl. 2.38 kleiner als 0,1 ist, kann der zusätzliche Wärmeeintrag infolge von viskosem Heizen vernachlässigt werden [Morini, 2008].

Dass die überlagerte Wärmeleitung in der Kanalwand bei geringen Reynolds-Zahlen die mittlere Nusselt-Zahl ebenso verändern kann, haben bereits [Herwig, 2003] und [Maranzana, 2004] gezeigt. In [Morini, 2008] wird eine Kenngröße, die Maranzana-Zahl, definiert, anhand welcher festgestellt werden kann, ob der Effekt der axialen Wärmeleitung in den Kanalwänden vernachlässigt werden darf oder nicht (siehe Gl. 2.39).

$$M_{Rohr} = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_f} \right) \left(\frac{D^2 - d^2}{d \cdot L} \right) \cdot \frac{1}{Re Pr} < 10^{-2} \quad (2.39)$$

Die darin enthaltenen Größen λ_s und λ_f sind die Wärmeleitfähigkeit des Wandmaterials und die des Fluids. Bei der Durchströmung eines Rohres bezeichnet d den inneren und D den äußeren Durchmesser des Rohres.

Für einen ebenen Kanal wird von [Rosa, 2008] folgende Gleichung zur Berechnung der Maranzana-Zahl angegeben:

$$M_{Kanal} = \frac{\lambda_s A_s}{(\lambda_f A_f Re Pr)} \quad (2.40)$$

Maranzana gelingt es anhand eines analytischen Modells herauszustellen, dass bei kleinen Reynolds-Zahlen die Bulktemperatur der Strömung unter Einbeziehung einer axialen Wärmeleitung in der angrenzenden Kanalwand nicht, wie in konventionellen Theorien angenommen, linear, sondern exponentiell in Strömungsrichtung des Fluids ansteigt [Maranzana, 2004]. Für größere Reynolds-Zahlen ($Re > 500$) sind die Auswirkungen einer axialen Wärmeleitung in der Wand auf den Verlauf der Bulktemperatur nicht mehr feststellbar und die Bulktemperatur verläuft in Abhängigkeit der überströmten Kanallänge

2 Stand des Wissens

linear. Für makroskopische Kanäle erfolgt die Berechnung des dimensionslosen Wärmeübergangskoeffizienten mittels der logarithmischen Temperaturdifferenz (siehe Gl. 3.10, Kapitel 3.10). Da diese einen linearen Verlauf der Fluidtemperatur voraussetzt, wird die Nusselt-Zahl in Mikrokanälen bei geringen Reynolds-Zahlen und unter dem Effekt einer verstärkten Wärmeleitung in der Wand unterschätzt [Maranzana, 2004].

Neben der axialen Wärmeleitung führen auch die Eigenschaften einer thermisch einlaufenden Strömung zu einem nicht idealisierten, linearen Fluidtemperaturverlauf am Beginn einer beheizten Wand. Für laminare Strömungen kann anhand der Graetz-Zahl festgestellt werden, ob sich die betrachtete Strömung noch im thermischen Einlaufgebiet befindet, oder ob die Strömung bereits thermisch ausgebildet ist. Eine thermisch ausgebildete Strömung ist dann gegeben, wenn die folgende Bedingung erfüllt ist [Morini, 2008]:

$$Gz = Re Pr \frac{d_h}{L} \quad (2.41)$$

Im Gegensatz zur thermisch einlaufenden Strömung ist die thermisch ausgebildete Strömung keine Funktion der Reynolds- und Prandtl-Zahl und die mittlere Nusselt-Zahl nimmt einen konstanten Wert an. Der Absolutwert der Nusselt-Zahl einer thermisch ausgebildeten Strömung variiert je nach vorliegender thermischer Randbedingung und ist zudem abhängig von der Kanalquerschnittsform.

Ein weiterer Effekt, der bereits als Mikroskaleneffekt von [Herwig, 2006] identifiziert wurde, ist die axiale Wärmeleitung innerhalb des Fluids. Bei sehr geringen Reynolds-Zahlen kann dies dazu führen, dass das Fluid bereits vor Erreichen der beheizten Zone aufgeheizt wird. Laut [Morini, 2008] kann die axiale Wärmeleitung im Fluid ab $Pe = Re Pr > 50$ vernachlässigt werden.

[Morini, 2008] stellen weiterhin fest, dass die Nusselt-Zahl im laminaren Regime sehr stark von der Prandtl-Zahl abhängt. Für Fluide mit einer höheren Prandtl-Zahl werden größere Wärmeübergangskoeffizienten als für niedrigere Prandtl-Zahlen gemessen. Die untersuchten Mikrorohre wiesen eine relative Wandrauheit von 4 % auf. Eine Beeinflussung der Wärmeübertragung durch die Wandrauheit konnte unter laminaren Bedingungen nicht festgestellt werden. Der Vergleich der experimentell bestimmten Nusselt-Zahlen mit den nach [Gnielinski, 2006] berechneten Wärmeübergangskennzahlen zeigt, dass die experimentellen Werte mit den Korrelationen von Gnielinski ausreichend genau angenähert werden können [Morini, 2008].

Untersuchungen von [Ondruschka, 2002] und [Mokrani, 2009] weisen ebenfalls darauf hin, dass mit den Korrelationen nach [Gnielinski, 2006] die besten Übereinstimmungen mit experimentell ermittelten Nusselt-Zahlen in Mikrowärmeübertragern erzielt werden. Auch in [Reynaud, 2005] werden die nach den klassischen Berechnungsvorschriften ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten durch die experimentellen Daten sowohl für laminare als

2.2 Fluidodynamik und konvektive Wärmeübertragung in Mikrokanälen

auch für turbulente Strömungen bestätigt. In [Ondruschka, 2002] werden noch zwei weitere Korrelationen zur Berechnung der Nusselt-Zahl in Mikrowärmeübertragern vorgestellt, deren Ergebnisse jedoch stark von den experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten abweichen. Eine Korrelation stammt von Beek und Mutzall lautet [Beek, 1980]:

$$Nu = 1,86 (Re Pr)^{1/3} \left(\frac{d_h}{L} \right)^{1/3}. \quad (2.42)$$

Die zweite dargelegte Berechnungsgleichung gilt für $Re > 600$ und berechnet die Nusselt-Zahl nach:

$$Nu = 0,021 (Re Pr)^{0,7}. \quad (2.43)$$

Es wurde bereits erwähnt und in [Herwig, 2006] darauf hingewiesen, dass der Einfluss der Wandrauheit in mikrofluidischen Strömungen noch ungeklärt ist. In dem folgenden Abschnitt werden daher aktuelle Forschungsergebnisse von Arbeiten vorgestellt, die sich mit dem Einfluss der Wandrauheit zum einen auf die Fluidodynamik und zum anderen auf die Wärmeübertragung in Mikrokanälen befassen.

2.2.2 Rauheitseffekte

Die vorangegangene Darstellung der Skalierungsgesetze hat gezeigt, dass mit der Miniaturisierung eines Bauteils die Reynolds-Zahl um den gleichen Skalierungsfaktor abnimmt wie die charakteristische Länge. Daraus folgt, dass die Strömungen in Mikrokanälen vornehmlich laminar sind. Die klassischen Gesetzmäßigkeiten zur Beschreibung der Fluidodynamik in konventionellen Rohren und Kanälen beruhen auf den vor 80 Jahren dokumentierten experimentellen Untersuchungen von Nikuradse. In [Nikuradse, 1933] wird der Einfluss von Wandrauheiten auf den Druckverlustkoeffizienten sowohl für laminare, transiente und turbulente Strömungen in sandrauen Rohren untersucht. Eine Erkenntnis, welche bis heute in der klassischen Fluidodynamik Bestand hat, ist jene, dass unter laminaren Bedingungen „... die Rauigkeit keinen Einfluss auf den Widerstand ...“ hat [Nikuradse, 1933]. Diese Erkenntnis findet sich in jedem klassischen Moody-Diagramm wieder, welches den Reibungskoeffizienten über der Reynolds-Zahl für veränderliche relative Rauheiten zeigt. Während im turbulenten Bereich ($Re > 2300$) für veränderliche Rauheiten eine Kurvenschar zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten erscheint, ist im laminaren Strömungsbereich ($Re < 2300$) der Reibungskoeffizient ausschließlich eine Funktion der Reynolds-Zahl. Aus den Versuchen von Nikuradse geht hervor, dass sich zumindest für relative Rauheiten kleiner als 6,6 % kein Unterschied im Druckverlust verglichen zu dem eines glatten Rohrs feststellen lässt. Aufgrund der verschobenen Aspektverhältnisse von Wandrauheit zu Kanalhöhe in Mikrokanälen, stellt

2 Stand des Wissens

sich die Frage, ob die Unabhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Wandrauheit auch in Mikrokanälen gegeben ist.

Genau dieser Fragestellung gehen [Gloss, 2010] nach und zeigen anhand von neuen experimentellen Untersuchungen, dass der Druckverlustkoeffizient unter laminaren Strömungsbedingungen durchaus eine Funktion der Rauheit ist. Sogar für relative Rauheiten von weniger als 6 % konnte eine Erhöhung des Reibungskoeffizienten im Vergleich zu einem glatten Kanal (Grundsubstrat Silizium mit $R_a < 1 \mu m$) gemessen werden. Es sei darauf hingewiesen, dass die Ergebnisse lediglich für Kontinuumsströmungen Newton'scher Fluide mit Haftbedingung gelten. Die Ergebnisse von [Gloss, 2010] lassen darauf schließen, dass der Einfluss der relativen Rauheit auf den Reibungsbeiwert im turbulenten Bereich zwar größer, aber unter laminaren Bedingungen dennoch nicht zu vernachlässigen ist. Die Druckverlustmessungen wurden in chemisch geätzten Kanälen mit rechteckigem Querschnitt und rechteckförmigen Strukturen auf der Kanalinnenseite durchgeführt. Aus der Arbeit geht leider nicht eindeutig hervor, auf Basis welchen hydraulischen Durchmessers der dimensionslose Reibungskoeffizient ermittelt wurde. Da die Wahl des hydraulischen Durchmessers bei der Berechnung des Reibungskoeffizienten aber entscheidend ist und zu quantitativen Abweichungen führen kann, müssen die Ergebnisse insbesondere vor dem Hintergrund weiterer Veröffentlichungen von [Morini, 2008] und [Vittoriosi, 2012], die Mikrokanäle mit relativen Rauheiten von weniger als 5 % als technisch glatt bezeichnen, kritisch betrachtet werden.

Zu dem Themenaspekt der Fluidodynamik und der Wärmeübertragung in rauen Mikrokanälen existieren insbesondere in den früheren Arbeiten widersprüchliche Ergebnisse und Aussagen. Während auf der einen Seite zum Beispiel in [Qu, 2000] die Rauheit als Ursache für eine zu niedrige Nusselt-Zahl angeführt wird, werden in [Wu, 2003] höhere experimentelle Nusselt-Zahlen im Vergleich zu konventionellen Theorien ebenfalls mit der Rauigkeit der Kanalwände erklärt.

Rosa schlussfolgert in seinem Übersichtsbeitrag zur Wärmeübertragung in Mikrokanälen sogar, dass die bisherigen Versuchsergebnisse bislang nur auf einen zu vernachlässigenden Einfluss der Wandrauheit auf die Wärmeübertragung hinweisen, der quantitativ zudem noch im Messunsicherheitsbereich der experimentellen Technik läge [Rosa, 2008]. Er schlägt daher vor, jedwede Korrektur klassischer Korrelationen kritisch zu hinterfragen, um voreilige Schlüsse im Hinblick auf neue phänomenologische Erkenntnisse zu vermeiden.

Im Gegensatz zu der Fragestellung, welchen Einfluss die Wandrauheit auf die Wärmeübertragung in Mikrokanälen hat, besteht im Hinblick auf die Verschiebung des Umschlagpunktes von laminaren zu turbulenten Strömungsbedingungen ein gewisser Konsens. In [Hetsroni, 2005a] wird diesbezüglich eine Beziehung vorgeschlagen, anhand der eine kritische relative Rauheit abgeschätzt werden kann, um den Umschlag vom hydraulisch glatten zum rauen Wandverhalten zu identifizieren. Die Bedingung für ein glattes Wandverhalten lautet [Hetsroni, 2005a]:

2.2 Fluidynamik und konvektive Wärmeübertragung in Mikrokanälen

$$\frac{k_s}{r} < \frac{5}{1,41 Re^{0,5}}. \quad (2.44)$$

Die Größe k_s entspricht in diesem Fall der absoluten Höhe der Rauheit und r dem Rohrradius. Bei $Re \approx 2000$ ergibt sich daraus, dass bis zu einer relativen Rauheit von $k_s/r = 0,08$ die Strömung noch als hydraulisch glatt angesehen werden kann.

Aufgrund der zahlreichen Veröffentlichungen werden im Folgenden die Publikationen ausführlicher dargelegt, die für den Themenaspekt des Rauigkeitseinflusses in mikrofluidischen Bauteilen relevant und richtungsweisend sind.

[Kandlikar, 2001] untersuchte die Wärmeübertragung und den Druckverlust in Mikrorohren mit einem Durchmesser von $d = 1,067$ mm und $d = 0,62$ mm. Durch chemisches Ätzen wurden unterschiedliche Rauheiten erzeugt. Die resultierenden relativen Rauheiten variierten zwischen 0,178 und 3,55 %. Für das Testrohr mit dem größten Durchmesser von $d = 1,067$ mm konnte für $900 < Re < 3000$ kein Einfluss durch die Rauheit weder auf den Reibungsbeiwert noch auf die Nusselt-Zahl festgestellt werden. Die Messungen in dem kleineren Rohr ergaben dahingegen für einen Strömungsbereich von $500 < Re < 2600$ eine Abhängigkeit des Wärmeübergangs- sowie des Reibungskoeffizienten von der Rauheit. Mit der größten relativen Rauheit von $e/d = 0,0355$ wurde einerseits der höchste Wärmeübergangskoeffizient und andererseits wie erwartet auch der größte Druckverlust erzielt.

In einer weiteren Arbeit von [Kandlikar, 2005] werden drei Parameter, die maximale Profilhöhe R_p , der periodische Peakabstand R_{Sm} und der Abstand zwischen Basislinie und mittlerer Strukturhöhe zur Charakterisierung von natürlichen Rauheiten in Mikrokanälen vorgeschlagen [Kandlikar, 2005]. Auf Basis dieser Parameter wird eine äquivalente Rauheit $\epsilon = R_p + F_p$ bestimmt und anhand derer ein modifizierter Kanaldurchmesser mit $d_{red} = d - 2\epsilon$ definiert, der die Rauheitsstruktur eines vollständig rauen Kanals berücksichtigt. Der Druckverlust einer Luft- und Wasserströmung wurde daraufhin in unterschiedlich strukturierten Rechteckkanälen gemessen. Untersucht wurden zwei sägezahnartige Rippenstrukturen, die auf zwei gegenüberliegenden Kanalwänden quer zur Strömungsrichtung angeordnet waren. Die Sägezahnmuster unterschieden sich dahingehend, dass die Erhebungen zum einen parallel zueinander und zum anderen versetzt zueinander ausgerichtet wurden. Die erforderlichen Rauheitswerte wurden mittels eines Profilometers bestimmt und der charakteristische modifizierte Durchmesser bestimmt. Anhand der gemessenen Druckverluste wurden Reibungsbeiwerte basierend auf dem konventionellen hydraulischen Durchmesser und auf Basis des reduzierten Durchmessers berechnet. Die Ergebnisse zeigen, dass die Reibungswerte auf Basis des konventionellen Durchmessers im laminaren Strömungsgebiet die theoretisch berechneten Reibungsbeiwerte nach [Shah, 1978] übersteigen. Unter Verwendung des modifizierten Durchmessers dahingegen verschieben sich die Ergebniswerte, so dass eine Übereinstimmung von experimentellen und

2 Stand des Wissens

theoretischen Daten mit einer Abweichung von weniger als 5 % erzielt wurde. Für die rauhen Kanäle konnte des weiteren im Gegensatz zum glatten Kanal eine Abhängigkeit der kritischen Reynolds-Zahl von der relativen Rauheit festgestellt werden. Die kleinste kritische Reynolds-Zahl wurde mit einer relativen Rauheit von 14 % bei bereits $Re(d_{red}) = 350$ erreicht [Kandlikar, 2005].

[Croce, 2005] untersuchten mittels CFD-Simulation den Druckverlust und die Wärmeübertragung an gleichförmig verteilten Strukturen unterschiedlicher Form. Die simulierten Reibungskoeffizienten der strukturierten Kanäle mit unterschiedlichem Aspektverhältnis e/H zeigen, dass der Reibungskoeffizient im Vergleich zum glatten Kanal eindeutig ansteigt. Diese Zunahme verhält sich jedoch nicht linear mit zunehmendem e/H -Verhältnis. Es wird weiterhin deutlich, dass ab einer relativen Strukturhöhe von $e/H = 5$ % die Poiseuille-Zahl eine Funktion von der Reynolds-Zahl ist und nicht mehr als Konstante angegeben werden kann. Dieses Verhalten bestätigt sich für alle untersuchten Strukturformen. Die Absolutwerte der Poiseuille-Zahlen und der Reibungsfaktoren hängen zudem davon ab, welche Form die jeweilige Struktur besitzt. Es zeigte sich, dass im Vergleich zu rechteckförmigen Erhebungen Strukturen mit einem dreieckigen Querschnitt den niedrigsten Druckverlustanstieg bewirkten [Croce, 2005].

Für den Wärmeübergang wurde ein ähnliches Verhalten festgestellt [Croce, 2005]. Mit ansteigender Strukturhöhe nimmt auch die Nusselt-Zahl zu. Die Wärmeübergangssteigerung beträgt in einem Bereich von $100 < Re < 1600$ 5 % für die kleinste relative Rauheit von 0,5 % und bis zu 20 % für die größte relative Rauheit, die 5,3 % beträgt. Die Auftragung der lokalen Nusselt-Zahlen entlang des Kanals zeigt, dass die gemittelte Nusselt-Zahl des strukturierten Rechteckkanals höher als die des glatten Kanals ist. Des weiteren stellte sich heraus, dass die Druckverlusterhöhung infolge einer Oberflächenstrukturierung deutlich höher als die erzielte Wärmeübergangsverbesserung ist. Beim Vergleich von gleichmäßig und zufällig verteilten Strukturierungen wird erkennbar, dass der Druckverlust von der Verteilung der Strukturen abhängt, die Wärmeübertragung dahingegen nicht. Eine Gegenüberstellung von quadratischen und dreieckigen Strukturen zeigt, dass die letzteren zwar den geringsten Druckverlustanstieg, aber ebenso die geringste Wärmeübergangsverbesserung bewirken. Die eindeutige Formabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten lässt darauf schließen, dass die Unterschiede und Widersprüche der veröffentlichten Arbeiten dadurch bedingt sind, dass bislang der Einfluss der Strukturform nicht betrachtet wurde. Vergleiche von Wärmeübergangsergebnissen in strukturierten Mikrokanälen sollten daher an identischen Rauheiten erfolgen oder zumindest die Formabhängigkeit bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigen [Croce, 2005].

In [Rawool, 2006] ergaben CFD-Simulationen ebenfalls ein nicht lineares Verhalten des Druckverlustanstiegs mit sich ändernder relativer Rauheit. Dieses Verhalten wird damit begründet, dass durch die Rauheiten die durchströmte Fläche verringert wird und die resultierende Geschwindigkeit an dieser Stelle entsprechend höher ist. Da der Druckverlust entlang einer plötzlichen Querschnittserweiterung bzw. -verengung proportional der ma-

ximalen Geschwindigkeit zum Quadrat ist, verläuft der Anstieg des Druckverlusts in Abhängigkeit der Rauheit nach 2. Ordnung. Der Vergleich unterschiedlicher Strukturformen zeigt weiterhin, dass die resultierende Druckverlusterhöhung ausgehend von rechteckigen Strukturen über dreieckige bis hin zu trapezförmigen Erhebungen geringer wird. Darüber hinaus wird eine Abhängigkeit vom periodischen Abstand zwischen den Erhebungen erkennbar. Mit zunehmendem Abstand wird der Druckverlustanstieg mit Bezug auf den glatten Kanal kleiner [Rawool, 2006].

[Hao, 2006] untersuchten die Auswirkungen von definierten Oberflächenstrukturen auf den Druckverlust in Mikrokanälen anhand von Messungen des integralen Druckverlusts und anhand von lokal aufgelösten Geschwindigkeitsfeldern durch Particle Image Velocimetry. Die in einem glatten Rechteckkanal gemessenen Druckverluste und die daraus resultierenden Reibungskoeffizienten bestätigten die Werte auf Basis der klassischen Theorie nach [Shah, 1978]. Auch der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung wurde wie bei der Durchströmung makroskopischer Kanäle bei einer Reynolds-Zahl von ungefähr $Re_{krit} = 2100$ erfasst. Auf einer der Seitenwände des Kanals wurden würfelförmige Strukturen mit einer Höhe von $50 \mu m$ aufgebracht. Die Messungen der strukturierten Kanäle ergaben, dass sich der Umschlagspunkt zu niedrigeren Reynolds-Zahlen hin verschiebt. Die Aufzeichnung von Geschwindigkeitsprofilen und turbulenten Intensitätsraten mittels mikro-PIV bestätigten die experimentell ermittelten Umschlagspunkte zwischen $900 < Re < 1100$. Eine wesentliche Erkenntnis dieser Arbeit ist, dass die Vermessung der Geschwindigkeitsfelder darauf hindeutet, dass die Strömung innerhalb des strukturierten Kanals für $Re > 1400$ Eigenschaften einer vollständig turbulenten Strömung aufweist [Hao, 2006]. Eine Strukturierung könnte somit bereits auch bei geringen Reynolds-Zahlen dazu beitragen, allein aufgrund der artifiziell erzeugten Verwirbelungen innerhalb des Fluids sowie durch Umlenkung des laminar strömenden Mediums, den Energieaustausch zwischen beheizter Kanalwand und strömendem Fluid zu erhöhen.

2.3 Ansatzpunkte der eigenen Forschung

Zu Beginn wurde dargelegt, dass die Miniaturisierung von wärmeübertragenden Apparaten im Hinblick auf die Intensivierung des Energietransports etabliert ist. Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit konzentrieren sich daher auf Strömungen in Mikro- und Minikanälen, wobei die effiziente Steigerung des Energietransports durch die systematische Veränderung der Strukturierung der beheizten Strömungskanäle im Fokus steht. Um die Qualität einer Maßnahme zur effizienten Steigerung des konvektiven Wärmetransports zu quantifizieren, werden die in Kapitel 2.1 dargelegten Bewertungsansätze verfolgt. Dabei werden zum einen die reinen Mechanismen des Wärme- und Impulstransports gegenübergestellt und zum anderen der spezifische Entropieeintrag betrachtet. Die Arbeit soll in diesem Zusammenhang zeigen, dass durch das Werkzeug der CFD-Simulation weitere Größen, in diesem Fall die spezifischen Entropieproduktionsraten, zugänglich sind und

zur quantifizierenden Bewertung von Maßnahmen zur effizienten Steigerung des Wärmetransports hinzugezogen werden können.

Als Maßnahme zur Verbesserung des Wärmetransports wird die Strukturierung der wärmeübertragenden Kanalwand verstanden. Die systematische Modifizierung festgelegter Strukturierungscharakteristika ist dabei ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit, um unterschiedliche Einflussfaktoren auf die Qualität der Wärmeübergangssteigerung zu identifizieren. Aus der in Kapitel 2.1 aufgeführten Literatur geht hervor, dass zahlreiche Arbeiten existieren, in denen 2-dimensionale Strukturformen, wie zum Beispiel Rippen, Riefen, Ringe etc., und deren charakteristischen Eigenschaften, wie das e/H -Verhältnis und der periodische Abstand P/e , Gegenstand der Untersuchungen sind. In der vorliegenden Arbeit wird anhand von ersten CFD-Simulationen im 2-dimensionalen Raum und somit an 2-dimensionalen Strukturformen überprüft, ob die in der Literatur verzeichneten qualitativen Einflüsse bei Variation des e/H - und P/e -Verhältnisses mit Hilfe der hier gewählten Simulationsmodelle wiedergegeben werden können. Im Zuge der Literaturrecherche hat sich gezeigt, dass Berechnungsmodelle für unterschiedliche Rauigkeitsformen existieren, um die thermische Effizienz nach Gl. 2.4 in Abhängigkeit einer einzigen strömungsmechanischen Größe, der Rauigkeitskennzahl, zu approximieren. Da die Berechnungsmodelle zur Approximierung der thermischen Effizienz lediglich für turbulente Strömungen gelten, wird der konvektive Wärmeübergang in den 2-dimensionalen, berippten Kanälen sowohl für laminare als auch turbulente Strömungsverhältnisse berechnet. Die Einordnung der hier untersuchten Strukturen erfolgt anhand eines abschließenden Vergleichs von Simulation und den in Kapitel 2.1 aufgeführten Modellansätzen.

Aus der Literatur geht außerdem hervor, dass nur wenig systematische Arbeiten existieren, in denen 3-dimensionale, d.h. versetzt zueinander angeordnete, Strukturen und deren Einfluss auf den konvektiven Wärmetransport untersucht worden sind. Aufgrund dessen stehen in der vorliegenden Arbeit die Simulation und experimentelle Messungen in 3-dimensionalen Strömungskanälen, deren Heizfläche mit versetzt zueinander angeordneten Erhebungen modifiziert ist, im Fokus. Die Untersuchungen sollen klären, ob eine Strukturierung der Heizfläche auch in Mikro- und Minikanälen, für die laminare Strömungsbedingungen charakteristisch sind, zur effizienten Wärmetransportsteigerung beitragen kann. Als wesentliches Merkmal der 3-dimensional strukturierten Heizfläche wird der Bedeckungsgrad jener Kanalwand verändert. Dabei wird u.a. die zur Wärmeübertragung verfügbare Oberfläche konstant gehalten, um eine Wärmetransportverbesserung einzig aufgrund der Oberflächenvergrößerung ausschließen zu können. Zur Validierung von Experiment und Simulation werden die Daten gegenübergestellt und wenn möglich mit bekannten Modellen zum Wärmetransport und Druckverlust verglichen und diskutiert. Zur Beurteilung möglicher Abweichungen zwischen Experiment, Simulation und Modell werden zudem Skalierungseffekte, die sich aufgrund der kleinen Kanaldimensionen ergeben, anhand der in Kapitel 2.2.1 vorgestellten Gesetzmäßigkeiten identifiziert und ausgeschlossen.