

LDA-Messungen entlang V-förmiger angehobener Rippen in einem quadratischen Kanal

LDA measurements around V-shaped detached ribs in a square channel

Sebastian Ruck, Frederik Arbeiter, Leon Digel, Isaac Lorenzo Mercado

Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik (INR)
Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344 Eggenstein-Leopoldshafen

Turbulente Scherströmung, strukturierte Oberflächen, Kanalströmung, angehobene Rippen
Turbulent shear flows, structured surfaces, channel flow, detached ribs

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) - Messungen in einem einseitig mit angehobenen V-förmigen Rippen strukturierten Kanal für Strömungen bei einer Reynolds-Zahl von 5.0×10^4 vorgestellt. Das Rippenabstand-Rippenhöhen-Verhältnis war 9, die Verblockungsrate betrug 10% und das Spalthöhe-Rippenhöhe-Verhältnis lag bei 0,5. Die gewonnenen Ergebnisse liefern detaillierte Einblicke in die ablaufenden Strömungsvorgänge. Die gemessenen mittleren Geschwindigkeitsverläufe und Reynolds-Spannungs-Verläufe deuten auf eine ausgeprägte Dreidimensionalität des Strömungsfeldes oberhalb und unterhalb der Rippe hin. Im Strömungsbereich oberhalb der Rippe bildet sich eine Sekundärströmung erster Art aus, deren zur Kanalmittelebene symmetrische, zeitlich gemittelte Struktur durch zwei gegenläufige großflächige Wirbel dominiert wird. Der zusätzliche Fluidtransport oberhalb der Rippe führt in Querrichtung zu unterschiedlichen Entwicklungen der an den Rippenhinterkanten ablösenden Scherschichten, wodurch die Reynolds-Normal- und Scherspannungen erheblich in Querrichtung variieren. Unter der Rippe bildet sich eine Spaltströmung aus, deren Geschwindigkeitsprofile hohe Gradienten aufweisen. In den vorliegenden Reynolds-Spannungs-Verteilungen deutet vieles darauf hin, dass die Ausdehnung der Sekundärströmung nicht auf das Gebiet oberhalb der Rippe begrenzt ist, sondern sich unterhalb der Rippe ebenfalls dreidimensionale Strömungsstrukturen entwickeln.

Einleitung

Eine effektive Kühlung ist für eine Vielzahl an Neu- und Weiterentwicklungen von energie- und wärmetechnischen Anlagen essentiell. Neben der Erhöhung des Carnot-Wirkungsgrads durch Anheben der Temperaturdifferenzen des Arbeitsmediums gilt es häufig, hohe Wärmeflüsse gezielt aus thermisch hoch belasteten oder kritischen Bauteilen abzuleiten. Der Einsatz von Rippenstrukturen zur Steigerung der konvektiven Wärmeübertragung an Wänden hat sich in den letzten Jahrzehnten zu einer bewährten Methode entwickelt, um hohe Wärmestromdichten und hohe Arbeitsfluidtemperaturen unter Einhaltung materialspezifischer Maximaltemperaturen in Wärmetauschern und energietechnischen Anlagenkomponenten zu ermöglichen (Han 2014, Tanda 2014, Ruck et al. 2019). Bei anliegenden Rippen kommt es selbst bei unterschiedlichsten Rippenkonfigurationen und -formen zur Ausbildung von Staupunkten im Bereich der Kontenpunkte bzw. Rezirkulationsströmungen, wobei der dort verminderte Impuls- und Energietransport das Auftreten von Wärmeübertragungsminima begünstigt und im ungünstigsten Fall zur Ausbildung von „Hot-Spot“-Bereichen führen kann (Liou et al. 2000, Ruck

und Arbeiter 2018). Diese Bereiche sind in wärmetechnischen Anwendungen äußerst kritisch, da hier Materialschädigungen auftreten können. Eine Möglichkeit die lokalen Wärmeübertragungsminima abzumildern, ist das Anheben der Rippe um kleine Wandabstände von der thermisch belasteten Wand, wie es für transversal zur Hauptströmungsrichtung orientierte Zylinder und Rippen gezeigt wurde (Marumo et al. 1985, Yao et al. 1989, Liou et al. 1995, Ahn und Lee 2010, He et al. 2016). Durch das Anheben der Rippe lässt sich das Strömungsfeld derart beeinflussen, dass ein stationäres Auftreten von Staupunkt- und Rezirkulationsströmungen infolge des permanenten Wiederanlegens der abgelösten Scherschichten verhindert wird und demzufolge lokale Wärmeübertragungsminima vermindert bzw. vermieden werden. Es darf angenommen werden, dass - ähnlich wie bei anliegenden Rippen - neben dem Rippenhöhen-Rippenabstand-Verhältnis und der relativen Rauheit, die Rippenanordnung und -form für die Entwicklung der turbulenten Strömung und der Wärmeübertragung in strukturierten Kanälen eine entscheidende Rolle spielt. Detaillierte Studien über den Einfluss der Rippenkonfiguration von angehobenen Rippen auf das Strömungs- und Temperaturfeld liegen bis heute nicht vor.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird erstmals über das anhand von mittleren Geschwindigkeitsverläufen und Reynolds-Spannungs-Verteilungen abgeleitete Strömungsbild einer turbulenten Strömung in einem einseitig mit angehobenen V-förmigen Rippen strukturierten Kanal bei einer (für Hochtemperaturanwendungen typischen) Reynolds-Zahl von 5.0×10^4 berichtet.

Experimenteller Aufbau

Versuchsanlage

Die laseroptischen Geschwindigkeitsmessungen wurden in einem geschlossenen Gaskreislauf mit der dazugehörigen Teststrecke durchgeführt, dessen Aufbau in Abb. 1 a skizziert ist. Der Luftmassenstrom wurde durch zwei in Reihe geschaltete Seitenkanalverdichter erzeugt. Die Regelung erfolgte durch die Software NI Lab View mit der Reynolds-Zahl $Re_H = \dot{m} \cdot H^{-1} \cdot \mu(T_{in})^{-1}$ als Führungsgröße, wobei der Massenstrom \dot{m} mit einem Endress & Hauser 80/F80 Coriolis-Durchflussmesser ermittelt wurde, während die dynamische Viskosität für Luft μ anhand der mittels Omega PT100 Temperatursonde gemessenen Einlass-Fluidtemperatur T_{in} durch ein Polynom vierter Ordnung (VDI (2010)) approximiert werden konnte. Die temperaturgeregelten, wassergekühlten Wärmetauscher hinter den Seitenkanalverdichtern ermöglichten nahezu konstante Lufttemperaturen innerhalb der Teststrecke während den Testreihen. Unmittelbar vor der Einlaufstrecke wurde ein Aerosol aus Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) mit Hilfe eines Topas ATM 210/H Aerosol-Generators (mittlere Partikeldurchmesser \varnothing 0,15-0,2 μm) in den Gaskreislauf eingedüst, das den LDA-Messungen als Tracerpartikel diente. Mit Hilfe eines manuellen Auslassventils ließ sich der Druckanstieg infolge des Aerosoleintrags nivellieren, um einen gleichbleibenden Massenstrom zu gewährleisten. Zur Reduktion von Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen befand sich ein Pufferbehälter vor der Einlaufstrecke.

Die Test- und Einlaufstrecke besaßen einen quadratischen Innenquerschnitt mit einer Höhe und Breite von $H = 100$ mm. Zu Beginn der 2470 mm langen Einlaufstrecke war ein Wabengitter (Gitterweite 6,4 mm; Gitterlänge 100 mm) zur Minimierung von Strömungsinhomogenitäten installiert. Die Teststrecke war 2190 mm lang. Die untere Kanalwand (mittlere Oberflächenrauheit $Ra = 0,8$ μm) bestand aus schwarzem Polyamid, während die Kanalseitenwände sowie die obere Kanalwand aus 12 mm dickem transparenten Acrylglas bestanden. Oberhalb der unteren Kanalwand waren quer zur Hauptströmungsrichtung orientierte, V-förmige Rippen mit einem Anstellwinkel von $\beta = 60^\circ$ angebracht. Der Wandabstand zwischen den Rippen und der unteren Kanalwand betrug $c = 5$ mm. Die Rippen besaßen eine Rippenhöhe von $k = 10$

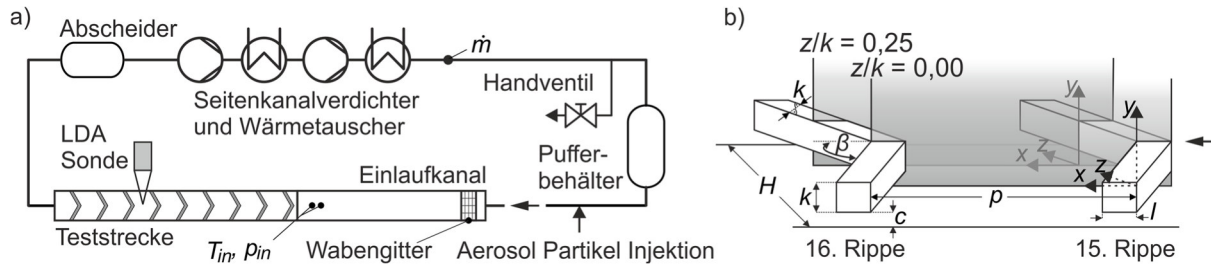


Abb. 1: a) Flusschema des Gaskreislaufs und b) schematische Darstellung der Test- und Einlaufstrecke sowie Nomenklatur des Messbereichs und Festlegung des Koordinatenursprungs für die Ergebnisdarstellung. Der Ursprung des in der Ergebnisdarstellung gewählten kartesischen Koordinatensystems liegt jeweils in der entsprechenden Messebene an der Rippenhinterseite und dem Kanalboden.

mm, eine Rippenlänge von $l = 11,5$ mm und der Rippenabstand betrug $p = 90$ mm. Die Verblockungsrate lag bei $k/H = 10$ %.

Laser-Doppler-Anemometrie-Geschwindigkeitsmessungen

Die axiale Strömungsgeschwindigkeit u in Hauptströmungsrichtung x und die vertikale Strömungsgeschwindigkeit v in Vertikalrichtung y wurden in der Kanalsymmetrieebene bei $z/H = 0,0$ sowie in einer hierzu parallel versetzten Ebene bei $z/H = 0,25$ zwischen der 15ten und 16ten Rippe mittels LDA gemessen. Hierfür kam ein Dantec Dynamics Fiber Flow LDA System (320 mW Spectra-Physics Ar-Ion-Laser mit Braggzelle (488 nm; 514,5 nm), Burst Spectrum Analyzer BSA P/F80 (8 bit FFT Quantisierung; max. Dopplerfreq. 180 MHz; Bandbreite 120 MHz)) zum Einsatz. Es wurde eine 60 mm 2D optische Sonde mit einer Brennweite von $f = 160$ mm verwendet, die seitlich der Teststrecke auf einem 3d-Traversensystem montiert war. Die Achse der Sonde war normal zur Hauptströmungs- und Vertikalrichtung orientiert, sodass die Laserstrahlpaare der Wellenlänge 515,5 nm parallel zur x - z -Ebene und die Laserstrahlenpaare der Wellenlänge 488nm parallel zur y - z -Ebene lagen. Die Durchmesser und Längen der Messvolumina betragen $78 \mu\text{m}$ und $658 \mu\text{m}$ (u) sowie $74 \mu\text{m}$ und $625 \mu\text{m}$ (v).

Die Datenrate variierte je nach Wandabstand von unter 100 Samples s^{-1} in unmittelbarer Wandnähe bis zu 1500 Sample s^{-1} im mittleren Kanalbereich. Die mittlere Datenrate betrug 936 Samples s^{-1} und die Anzahl der Samples pro Messpunkt lag bei 200 000. Der Messaufbau und die gewählte Brennweite der 2D LDA-Sonde ermöglichten Messungen der wandnormalen Geschwindigkeit erst ab einem gewissen Wand- bzw. Rippenabstand, der je nach gewählter Messebene und aufgrund der Rippenpfeilung variierte und zwischen $\Delta y = 0,32 \cdot k$ und $\Delta y = 0,61 \cdot k$ lag.

Messfehler

Die Messunsicherheit der zeitlich gemittelten Größen setzt sich additiv zusammen aus dem systematischen Fehler und der 95%-Vertrauensabweichung $1,96 \cdot \sqrt{\text{var}\{q\}/N}$, mit der Varianz $\text{var}\{\dots\}$ der Messgröße q und der Anzahl der Messwerte N . Die mittlere Unsicherheit für die Reynolds-Zahl lag bei ± 590 . Die stochastischen Fehler der Momente der Geschwindigkeiten wurden für jeden einzelnen Messpunkt ermittelt. Zur Berechnung der entsprechenden Vertrauensintervalle wurden die Varianzen mit den in Benedict und Gould 1996 angegebenen Schätzern für beliebig verteilte Größen ermittelt, wobei eine Residenzzeit-Gewichtung der zeitlichen

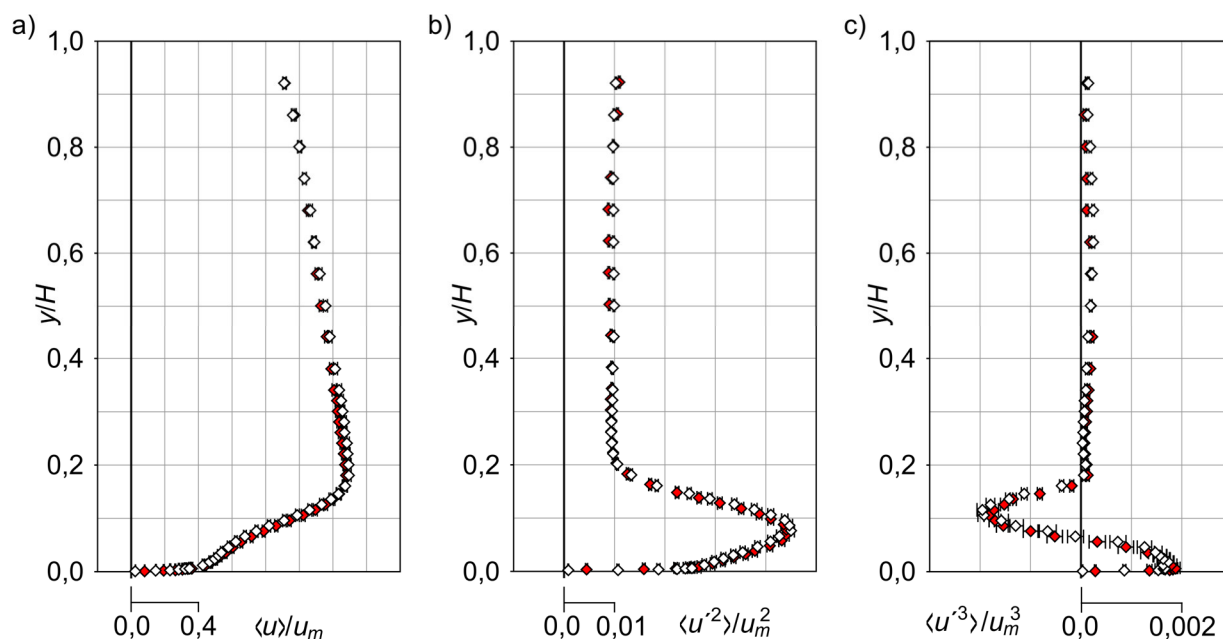


Abb. 2: Verteilung der normierten a) mittlere Geschwindigkeit $\langle u \rangle / u_m$, der dazugehöriger b) Reynolds-Normalspannung $\langle u'^2 \rangle / u_m^2$ und der Tripel-Geschwindigkeit-Korrelation $\langle u'^3 \rangle / u_m^3$ an den Positionen \diamond $x/k = 5,0$ und \blacklozenge $14,0$ in der Messebene $z/H = 0,0$ - Ebene. Messunsicherheit in Balkenform.

Mittelwerte erfolgte. Die Anzahl der LDA-Messwerte für die Berechnung der 95%-Vertrauensabweichung basiert auf statistischer Unabhängigkeit und ergaben sich dementsprechend aus $N = t/2 \cdot T_u$, mit der Aufnahmezeit t und dem integralen Zeitmaß T_u (Tennekes und Lumley 1972). Die Messunsicherheiten sind in den Abbildungen in Balkenform angegeben.

Messbereich

Entsprechend früheren Arbeiten über die turbulente Strömung in Kanälen mit anliegenden bzw. angehoben transversal orientierten Rippen (Sewall et al. 2006, Liou et al. 1997, Ruck und Arbeiter 2021) mit vergleichbaren Rippenparametern k/H und p/k sowie Reynolds-Zahlen ($2 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1 \cdot 10^5$), konnte man davon ausgehen, dass sich nach einer Einlaufänge von $\Delta x/H \geq 10$ innerhalb des berippten Kanalabschnitts eine räumliche Periodizität des Strömungsfelds einstellt. Die räumliche Periodizität ist die entscheidende Voraussetzung, um das Vorliegen einer vollständig entwickelten Strömung sowie die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu gewährleisten und dadurch die erzielten Ergebnisse für ähnliche Strömungssituationen verallgemeinern zu können. Zur Überprüfung dieser Voraussetzung wurden die Geschwindigkeiten und deren Momente höherer Ordnung in zwei aufeinander folgenden Messbereichen an den um einen Rippenabstand p zueinander versetzten Positionen ermittelt und verglichen. Die Verteilungen der normierten mittleren Geschwindigkeit $\langle u \rangle / u_m$, der normierten axialen Reynolds-Normalspannungen $\langle u'^2 \rangle / u_m^2$ sowie der normierten Tripel-Geschwindigkeit-Korrelation $\langle u'^3 \rangle / u_m^3$ an den jeweiligen relativen Positionen innerhalb des Messbereichs zwischen 15ter und 16ter ($x/k = 5,0$) und innerhalb des Messbereichs zwischen 16ter und 17ter Rippe ($x/k = 14,0$) in der $z/H = 0,0$ -Ebene Rippe sind in Abb. 2 zu sehen. Hierbei kennzeichnet der Operator $\langle \rangle$ den Residenzzeit-gewichteten (George et al. 1978) zeitlichen Mittelwert und der Operator $'$ steht für die Schwankung der instantanen Größen um ihren Mittelwert, z. B. $u' = u - \langle u \rangle$. Die Normierungsgeschwindigkeit u_m entspricht der querschnittsgemittelten Geschwindigkeit, die innerhalb der Zeitspanne einer LDA-Messreihe je Messpunkt gemessen wurde. Wie man erkennt, sind die Verteilungen näherungsweise kongruent, wobei - mit Ausnahme einzelner

Messpunkte in Gebieten hoher wandnormaler Gradienten - die Abweichungen zueinander im Bereich der jeweiligen lokalen Messfehler liegen. Aufgrund der guten Übereinstimmung der Verteilungen lässt sich schlussfolgern, dass die räumliche Periodizität im gewählten Messbereich gegeben war. Die Symmetrie des Strömungsfelds innerhalb des Messbereichs zur $z/H = 0,0$ -Ebene wurde durch Messungen der Geschwindigkeitsverteilungen entlang der z -Achse an den Stellen $x/k = 4$ und $y/k = 1,3$ sowie $x/k = 4$ und $y/k = 5,0$ bestätigt, siehe Abb. 4 a.

Ergebnisse

Mittleres Strömungsfeld

Die Verteilungen der zeitlich gemittelten axialen ($\langle u \rangle$) und vertikalen ($\langle v \rangle$) Strömungsgeschwindigkeiten an unterschiedlichen axialen Positionen in den Ebenen $z/H = 0,0$ -Ebene und $z/H = 0,25$ -Ebene sind in Abb. 3 gezeigt. Die $\langle u \rangle$ – bzw. $\langle v \rangle$ - Verteilungen sind in der jeweiligen Ebene für $y/k \geq 4,0$ bzw. $y/k \geq 4,0$ unabhängig von der axialen Position. Das Strömungsbild wird entscheidend durch die angehobenen V-förmigen Rippen geprägt. Vor der Luv-seitigen Rippenoberfläche wird das wandnahe Fluid infolge der Verdrängung durch die Verblockung der Rippen beschleunigt ($x/k = -1,115$). Die höchste positive bzw. negative mittlere vertikale Geschwindigkeit liegt im Bereich der oberen bzw. unteren Rippenvorderkante. Die Fluidbeschleunigung führt zur Ausbildung von Scherschichten mit hohen Geschwindigkeitsgradienten entlang der Rippenober- und Rippenunterseite sowie entlang des unter der Rippe befindlichen Kanalbodens. Die Geschwindigkeitsgradienten der mittleren axialen Geschwindigkeit im Bereich der Rippenoberflächen sind in der $z/H = 0,0$ -Ebene gegenüber der $z/H = 0,25$ -Ebene stets erhöht, was auf eine Zunahme des Fluidtransports durch die Entwicklung einer ausgeprägten Sekundärströmung zurückzuführen ist.

Bei anliegenden V-förmigen Rippen induziert die zur Hauptströmungsrichtung orientierte Rippenanstellung eine laterale Geschwindigkeitskomponente. Hierbei strömt das Fluid von der Rippenspitze stromab- und seitwärts und intensiviert im Bereich der stromabwärtsgelegenen luvseitigen Rippenoberflächen die aufwärtsgerichtete Fluidbewegung, wodurch sich eine Sekundärströmung erster Art ausbildet, deren zeitlich gemittelte Struktur durch zwei gegenläufige großflächige Wirbel mit axial orientierten Drehachsen dominiert wird (Fang et al. 2015). Die in Abb. 3 c und Abb. 4 a gezeigten Verteilungen der mittleren vertikalen normierten Geschwindigkeit bestätigen ähnliche großskalige Wirbelstrukturen für den untersuchten Fall einer angehobenen V-förmigen Rippe im Kanalbereich oberhalb der Rippe. In der Kanalmitte ($z/H = 0,0$ -Ebene) strömt das Fluid abwärts, wohingegen die in Querrichtung abnehmende mittlere vertikale Geschwindigkeit auf eine aufwärtsgerichtete Strömung an den Kanalseitenwänden hindeutet. Die Nulldurchgänge von $\langle v \rangle$ in der $z/H = 0,25$ -Ebene in Abb. 3 b und in Abb. 4 lassen darauf schließen, dass die Foki beider Wirbelstrukturen im Bereich der Kanalmittelachse ($H/2$) nahe der $z/H = 0,25$ -Ebene liegen. Es lässt sich vermuten, dass sich innerhalb des Spalts und unterhalb der Rippe sowie im Nachlauf infolge des lateralen Fluidtransports durch die Rippenanstellung ebenfalls ein weiteres aus entgegengesetzt drehenden Wirbeln bestehende Sekundärströmungsfeld entwickelt, das im Nachlauf maßgeblich das rippennahe Strömungsfeld beeinflusst. Der zusätzliche vertikale Fluidtransport infolge der oberhalb der Rippe gelegenen Sekundärströmung in Richtung der Rippenober- und Rippenunterseite im Bereich der $z/H = 0,0$ -Ebene erhöht die axiale mittlere Geschwindigkeit und führt zu den ausgeprägten Geschwindigkeitsgradienten. Die mittleren Geschwindigkeiten am Spaltaustritt sind gegenüber denen von angehobenen transversal orientierten Rippen mit identischem Spalthöhe-Rippenhöhe-

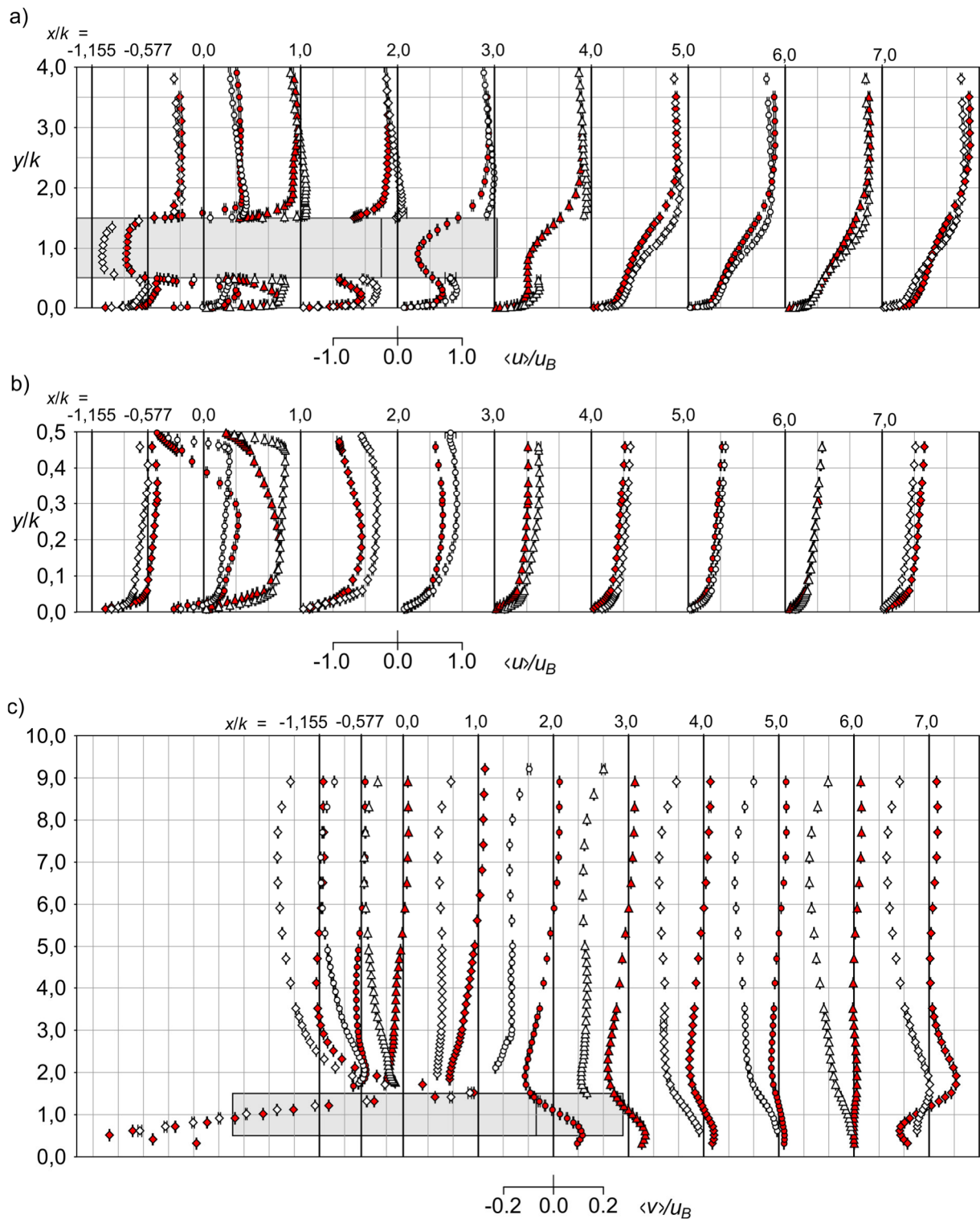


Abb. 3: Verteilung der normierten mittleren a), b) axialen Geschwindigkeit $\langle u \rangle / u_m$ und der vertikalen Geschwindigkeit $\langle v \rangle / u_m$ in der $\diamond \circ \triangle$ $z/H = 0,0$ -Ebene und in der $\blacklozenge \bullet \blacktriangle$ $z/H = 0,25$ -Ebene. Messunsicherheit in Balkenform. Der Übersicht halber sind in a) und c) nur 50% der Messpunkte dargestellt.

Verhältnis erhöht (vgl. Addai et al. 2021). An der oberen und unteren Hinterkante ($x/k = 0,0$, $y/k = 1,5$ und $0,5$) lösen die wandgebundenen Scherschichten ab und gehen in zwei freie Scherschichten über, die sich stromabwärts unterschiedlich entwickeln. Zusätzlich zur geometriein-

duzierten abwärts gerichteten Strömungsbewegung führt die Vergrößerung des Strömungsquerschnittes unmittelbar hinter der Rippe zu einer Abwärtsbewegung des Fluids, womit sich die weitere Zunahme der negativen Vertikalgeschwindigkeit im Bereich $1.5 \leq y/k \leq 3.0$ erklären lässt. Die vertikale Ausbreitung des Fluids aus der Spaltströmung führt hingegen zu einem Anstieg der positiven Vertikalgeschwindigkeit im Nachlauf hinter dem Spalt. Aufgrund der entgegengesetzt gerichteten Fluidbewegung interagieren die freien Scherschichten weiter stromab. Infolge der Vermischung nehmen die positiven und negativen Vertikalgeschwindigkeiten ab, bevor sie vor der nachfolgenden Rippe erneut ansteigen ($x/k = 7.0$). Die minimalen und maximalen Geschwindigkeiten sind in der $z/H = 0,25$ -Ebene gegenüber der $z/H = 0,0$ -Ebene aufgrund der lateralen Fluidverdrängung infolge der Sekundärströmung erhöht. Das bei anliegenden Rippen vorliegende Rezirkulationsgebiet zwischen leeseitiger Rippenoberfläche und der unteren Kanalwand, das sich aufgrund der Wiederanlegung der an der oberen Rippenhinterkante abgelösten Scherschicht bildet (Fang et al. 2017), tritt für die angehobene V-förmige Rippe nicht auf. Die stets positive mittlere axiale Geschwindigkeit an der unteren Kanalwand lässt darauf schließen, dass zum einen kein permanentes Wiederanlegen der abgelösten Scherschichten auftritt und zum anderen keine weitere Strömungsablösung im wandnahen Nachlaufgebiet vorliegt, wie es bei angehobenen transversal orientierten Rippen mit gleichem Spalthöhe-Rippenhöhe-Verhältnis der Fall ist (Ahn und Lee 2010). Die Struktur der Sekundärströmung legt jedoch die Vermutung nahe, dass sich in der Nähe der Kanalseitenwände innerhalb des Rippenzwischenbereichs Staupunkt- und Rezirkulationsströmungen ausbilden können, die in thermischen Anwendungen zu lokalen Wärmeübertragungsminima führen würden.

Turbulente Strömungsgrößen

In Abb. 4 b – 4 e sind die normierten Verteilungen der turbulenten kinetischen Energie $1/2 \cdot (u'^2 + v'^2)/u_m^2 = TKE/u_m^2$ sowie der Reynolds-Spannungen $\langle u'^2 \rangle/u_m^2$, $\langle v'^2 \rangle/u_m^2$ und $-\langle u' \cdot v' \rangle/u_m^2$ in der $z/H = 0,0$ -Ebene und in der $z/H = 0,25$ -Ebene sowie entlang der z-Achse gezeigt. Mit Ausnahme des Wandbereichs der gegenüberliegenden Kanalwand, bleiben die vertikalen Verteilungen in der jeweiligen Messebene oberhalb von $y/k = 3,5$ unverändert. Die Änderungen der Reynolds-Spannungen sind ähnlich wie bei anliegenden V-förmigen Rippen (Fang et al. 2017) und im Gegensatz zu anliegenden transversal orientierten Rippen (Ruck und Arbeiter 2021) auf den rippennahen Wandbereich ($y/k < 2,0$) beschränkt.

Die axiale Reynolds-Normalspannung und die Reynolds-Scherspannung sind innerhalb der rippeninduzierten Scherschichten erhöht, während die vertikale Reynolds-Normalspannung im Nachlaufgebiet hinter der Rippe ansteigt. Die höchsten Reynolds-Spannungen innerhalb des Nachlaufgebiets sind in der $z/H = 0,0$ -Ebene im Bereich $0,0 < x/k \leq 4,0$ und in der $z/H = 0,25$ -Ebene im Bereich $0,0 < x/k \leq 2,0$ zu vermuten. Der eingeschränkte Messbereich erlaubt jedoch keine weitere Konkretisierung. Im Bereich der anliegenden Scherschichten oberhalb und unterhalb der Rippe steigt die axiale Reynolds-Normalspannung erheblich an.

Die lokalen Maxima der axialen Reynolds-Normalspannung in unmittelbarer Nähe zur Ober- und Unterseite der Rippe ($x/k = -0,577; 0,0$) sind von vergleichbarer Größe und (in der $z/h = 0,25$ -Ebene wesentlich) größer als die lokalen Maxima an der unteren Kanalwand. Die globalen Maxima der axialen Reynolds-Spannung treten in den Scherschichten während der forminduzierten Ablösung an den Rippenhinterkanten auf. Anhand der Messdaten lässt sich nicht erkennen, warum die axiale Reynolds-Normalspannung im Spalt in der $z/H = 0,25$ -Ebene gegenüber der $z/H = 0,0$ -Ebene erhöht ist. Man kann jedoch davon ausgehen, dass der Anstieg auf eine laterale Fluidbewegung zurückzuführen ist, welche in der $z/H = 0,0$ -Ebene aus Symmetrie gründen nur einen kleinen Anteil an der Zunahme der axialen Reynolds-Normalspannung ausmacht.

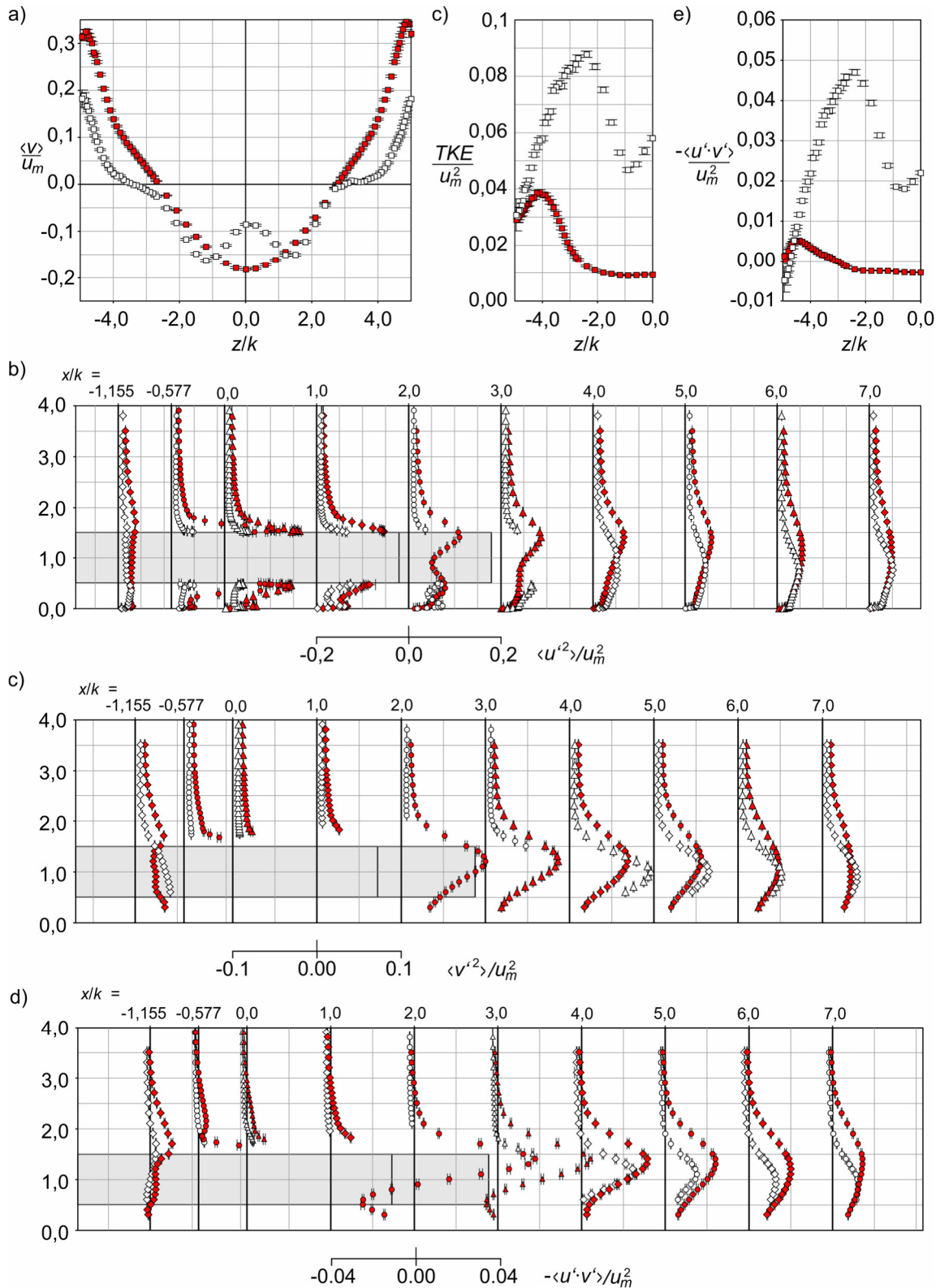


Abb. 4: Verteilung der normierten a) mittleren vertikalen Geschwindigkeit $\langle v \rangle / u_m$, b) axialen Reynolds-Normalspannung $\langle u'^2 \rangle / u_m^2$, c) vertikalen Reynolds-Normalspannung $\langle v'^2 \rangle / u_m^2$, d) und e) Reynolds-Scherspannung $-\langle u' \cdot v' \rangle / u_m^2$ sowie b) turbulenten kinetischen Energie TKE / u_m^2 entlang der z-Achse für \square $x/k = 4,0$; $y/k = 1,3$ und \blacksquare für $x/k = 4,0$; $y/k = 5,0$ und in der $\diamond \triangle$ $z/H = 0,0$ -Ebene und in der $\blacklozenge \blacktriangle$ $z/H = 0,25$ -Ebene. Messunsicherheit in Balkenform. Der Übersicht halber sind in b), c) und d) nur 50% der Messpunkte dargestellt.

Die Dreidimensionalität führt auch in der Nachlaufströmung zu unterschiedlichen Reynolds-Spannungs-Verteilungen in Querrichtung. In der Nachlaufströmung koinzidiert die Lage der lokalen Maxima von axialer Reynolds-Normalspannung in beiden Messebenen mit der Lage der Wendepunkte der primären Geschwindigkeitsscherung ($\partial\langle u \rangle / \partial y$; Abb. 3 a) und den lokalen Maxima der Reynolds-Scherspannung (Abb. 4 d). Infolge der Interaktion der an den Rippenhinterkanten ablösenden Scherschichten verringert sich die axialen Reynolds-Normalspannung stromab. Hinter der Rippe im Bereich $x/k > 3.0$ liegt nur noch ein lokales Maximum von $-\langle u'^2 \rangle / u_m^2$ je axialer Position vor, wobei sich dessen Wandabstand in beiden Messebenen jeweils unterscheidet. Die an der oberen Rippenhinterkante ablösende Scherschicht wird infolge der abwärts gerichteten Fluidbewegung aufgrund des Sekundärströmungsfelds oberhalb der Rippe in unterschiedlicher Weise in Richtung der unteren Kanalwand gedrängt, wodurch sich die Scherschichten stromabwärts verschiedentlich entwickeln und sich die Konfiguration der Nachlaufströmung ändert. So ist in der $z/H = 0,25$ -Ebene die an der unteren Rippenhinterkante ablösende Scherschicht stromab weniger stark ausgebildet als die an der oberen Rippenhinterkante ablösenden Scherschicht, was zu einem lokalen Maximum der axialen Reynolds-Normalspannung oberhalb der Rippenmittelachse führt. Der umgekehrte Fall einer die Nachlaufströmung dominierenden unteren Scherschicht lässt sich für die $z/H = 0,0$ -Ebene anhand der Messdaten in Abb. 4 b nur erahnen. Es zeigt sich jedoch, dass in Wandnähe $y/k < 1,0$ die Reynolds-Normalspannungen in Querrichtung abnehmen, während sie im Bereich darüber in Querrichtung zunehmen (vgl. $x/k \geq 2.0$ in Abb. 4 b und Abb. 4 c zwischen $z/H = 0,0$ - und $z/H = 0,25$ -Ebene). Wie in Abb. 4 c und e dargestellt, steigen auch die turbulente kinetische Energie und die Reynolds-Scherspannung in Richtung der Seitenwände an, bevor sie nach dem Erreichen der lokalen Maxima wieder abfallen.

Zusammenfassung

Die vorgestellten Ergebnisse liefern erste Einblicke in das turbulente Strömungsfeld in einem einseitig mit angehobenen V-förmigen Rippen strukturierten Kanal bei einer Reynolds-Zahl von 5.0×10^4 . Die gemessenen mittleren Geschwindigkeitsverläufe und Reynolds-Spannungs-Verläufe deuten auf eine ausgeprägte Dreidimensionalität des Strömungsfeldes mit beachtlichen Vertikal- und Lateralgeschwindigkeit hin. Im Strömungsbereich oberhalb der Rippe bildet sich eine Sekundärströmung erster Art aus, deren zur Kanalmittelebene symmetrische zeitlich gemittelte Struktur durch zwei gegenläufige großflächige Wirbel mit axial orientierten Drehachsen dominiert wird und deren Foki in der Nähe von $y/k = 5,0$ und $z/H = \pm 0,25$ liegen. Der zusätzliche vertikale und laterale Fluidtransport führt zu Änderungen der Verteilungen der statistischen Momente in Querrichtung und unterscheidet sich gegenüber angehobenen transversal orientierten Rippen. So führt beispielsweise die unterschiedliche Entwicklung der an den Rippenhinterkanten ablösenden Scherschichten infolge des geometrieinduzierten vertikalen Fluidtransports zu Änderungen der Reynolds-Normalspannungen in Querrichtung, wobei die Maxima in Richtung der Kanalseitenwände zunächst ansteigen. Unter der Rippe bildet sich eine Spaltströmung aus, deren Geschwindigkeitsprofile hohe Gradienten aufweisen. In den vorliegenden Reynolds-Spannungs-Verteilungen deutet vieles darauf hin, dass die Ausdehnung der Sekundärströmung nicht auf das Gebiet oberhalb der Rippe begrenzt ist, sondern sich unterhalb der Rippe ebenfalls dreidimensionale Strömungsstrukturen entwickeln, deren lateraler Fluidtransport maßgeblich das Strömungsgeschehen beeinflusst und zu Änderungen der Reynolds-Spannungen in Querrichtung führt.

Im Allgemeinen ist die Intensität und Orientierung der Sekundärströmung für die Steigerung der konvektiven Wärmeübertragung durch Rippenstrukturen in Kühlkanälen ein entscheidender Faktor (Liou et al. 2000), da Sekundärströmungen einen zusätzlichen vertikale und lateralen Fluidtransport bewirken. Die hierdurch gesteigerten Geschwindigkeitskomponenten führen

zu einer erhöhten konvektiven Wärmeübertragung an der berippten Kanalwand und an den angrenzenden Seitenwänden. Inwiefern eine Verbesserung der konvektiven Wärmeübertragung durch das Anheben der V-förmigen Rippen gegenüber anliegenden V-förmigen Rippen erzielt werden kann, wird in naher Zukunft durch komplementäre Thermographie-Studien und numerischen Large Eddy Simulationen weiter untersucht.

Förderung

Die Autoren bedanken sich bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Förderung der Arbeiten im Rahmen des DFG-Projekts RU 2264/2-1.

Literatur

- Addai, S., Fang, X., Mante, A. A., Tachie, M. F., 2021:** "The Wake Dynamics Behind a Near-Wall Square Cylinder", *J. Fluids Eng.*, Vol. 144(5), p. 051305-11
- Ahn, J., Lee, J. S., 2010:** "Large eddy simulation of flow and heat transfer in a channel with a detached rib array", *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 53(1), pp. 445-452
- Benedict, L., Gould, R., 1996:** "Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics", *Exp. Fluids*, Vol. 22, pp. 129–136
- Fang, X., Yang, Z., Wang, B. C., Tachie, M. F., Bergstrom, D., 2017:** "Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow and Structures in a Square Duct Roughened With Perpendicular and V-Shaped Ribs", *Phys. Fluids*, Vol. 29(6), p. 065110.
- Fang, X., Yang, Z., Wang, B. C., Tachie, M. F., Bergstrom, D. J., 2015:** "Highly-Disturbed Turbulent Flow in a Square Channel With V-Shaped Ribs on One Wall", *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 56, pp. 182–197
- George W. K., Beuther, P. D., Lumley, J. L., 1978:** "Processing of Random Signals," *Proc. Dynamic Flow Conference 1978*, Springer, Dordrecht, The Netherlands, pp. 757–800.
- Han, J. C., 2004:** "Recent Studies in Turbine Blade Cooling", *Int. J. Rotating Mach.*, Vol. 10(6), 443-457
- He, C., Liu, Y., Peng, D., Yavuzkurt, S., 2016:** "Measurement of flow structures and heat transfer behind a wall-proximity square rib using TSP, PIV and split-fiber film", *Exp. Fluids*, Vol. 57(165) 2016
- Liou, T. M., Wang, W. B., Chang, Y. J., 1995:** "Holographic Interferometry Study of Spatially Periodic Heat Transfer in a Channel With Ribs Detached From One Wall", *J. Heat Transf.*, Vol. 117(1), pp. 32-39
- Liou, T. M., Yang, C. P., Lee, H. L., 1997:** "LDV Measurements of Spatially Periodic Flows Over a Detached Solid-Rib Array", *J. Fluids Eng.*, Vol. 119(2), pp. 383-389
- Liou, T. M., Chen, C. C., Tsai, T. W., 2000:** "Heat Transfer and Fluid Flow in a Square Duct With 12 Different Shaped Vortex Generators", *J. Heat Transf.*, Vol. 122(2), pp. 327-335
- Marumo, E., Suzuki, K., Sato, T., 1985:** "Turbulent heat transfer in a flat plate boundary layer disturbed by a cylinder", *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 6(4), pp. 241-248
- Ruck, S., Arbeiter, F., 2018:** "Detached eddy simulation of turbulent flow and heat transfer in cooling channels roughened by variously shaped ribs on one wall". *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 118, pp. 388-401
- Ruck, S., Arbeiter, F., Brenneis, B., Hernandez, F., Neuberger, H., Schwab, F., 2019:** "Thermal-hydraulic study on rib and dimple structures for cooling the First Wall of DEMO", *Fusion Eng. Des.*, Vol. 146, pp. 2144-2148
- Ruck, S., Arbeiter, F., 2021:** "LDA Measurements in a One-Sided Ribbed Square Channel at Reynolds Numbers of 50,000 and 100,000," *Exp. Fluids*, 62, p. 232
- Sewall, E. A., Tafti, D. K., Graham, A. B., Thole, K. A., 2006:** "Experimental Validation of Large Eddy Simulations of Flow and Heat Transfer in a Stationary Ribbed Duct," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 27(2), pp. 243–258
- Tanda, G., 2011:** "Performance of solar air heater ducts with different types of ribs on the absorber plate", *Energy*, Vol. 36(11), pp. 6651-6660
- Tennekes, H., Lumley, J. L., 1972:** "A first course in turbulence",. MIT Press, Cambridge, Massachusetts and London
- Yao, M., Nakatani, M., Suzuki, K., 1989:** "Flow visualization and heat transfer experiments in a duct with a staggered array of cylinders", *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 2(2), pp. 193-200