

Forschungsbericht FZKA-BWPLUS

**Synoptische Messung von Druck- und Geschwindigkeitsfeldern  
zur Analyse der Interstitialbelastung**

von

Martin Detert, Prof. G.H. Jirka, Ph.D.

Universität Karlsruhe  
Institut für Hydromechanik (IfH)

Förderkennzeichen: BWR 25003

Die Arbeiten des Programms Lebensgrundlage Umwelt und ihre Sicherung werden mit Mitteln des  
Landes Baden-Württemberg gefördert

November 2006

## Kurzfassung

Im Rahmen des BWPLUS-geförderten Forschungsprojektes BWR 25003 wurden die instationären hydrodynamischen Vorgänge über und innerhalb rauher, poröser Flusssohlen experimentell erfasst. Ziel war eine Identifikation der maßgeblichen Interaktionsmechanismen zwischen Hauptströmung und Interstitial, um zukünftig verbesserte Ansätze zu Sedimentstabilitäts- und Transportfunktionen zu entwickeln. Zur Prozessvisualisierung wurden simultan bis zu 16 miniaturisierte hochsensible Drucksensoren an und innerhalb der Gerinnesohle sowie ein 2-D PIV (Particle Image Velocimetry) System eingesetzt.

Messergebnisse zeigen eine Selbstorganisation der Strömung mit in sich geschlossenen Fluidzonen unterschiedlicher Geschwindigkeit. Diese skalieren mit der Wassertiefe  $h$  in einer Größenordnung von  $0,1$  bis  $3,0 h$ . Bei der Interaktion, d.h. beim „Überholvorgang“ einer schnelleren mit einer langsameren Fluidzone ergibt sich ein typischer Winkel von  $10-30^\circ$  gegen die Sohle für die resultierende Scherzone. Verbunden mit der Passage dieser Scherzone konnte ein signifikanter Druckabfall im Interstitial gemessen werden. Es wird die Hypothese aufgestellt, dass der aus dem Druckabfall resultierenden Liftkraft verbunden mit einer nachfolgenden schnelleren Fluidzone eine zentrale Rolle bei der Initialbewegung eines einzelnen Kieskorns, und demnach der Destabilisierung der Sohle, zukommt. Ein auf der Eulergleichung beruhendes Modell zur Abschätzung der resultierenden Liftkraft bestätigt diese Annahme.

Die gesammelten Messdaten werden in den kommenden Monaten einer weiteren detaillierten Analyse und Bewertung hinsichtlich obiger Hypothese unterzogen. Weiter sollen sie mit CFD Simulationen (LES) über Kugelpackungen verglichen werden, sowohl um die numerischen und physikalischen Ergebnisse gegenseitig zu validieren, als auch um das Prozessverständnis auf messtechnisch schwer oder nicht erfassbare Bereiche zu erweitern.

## Abstract

Within the scope of the research project BWR 25003 the unsteady hydrodynamic processes above and inside rough, porous river beds have been investigated. The objective was to obtain a temporally and spatially highly resolved description of the physical flow and pressure conditions, including the destabilization mechanisms of the upper gravel layer. To visualize the process 16 miniaturized highly sensitive pressure sensors at and within the channel bed as well as a 2-D PIV (Particle Image Velocimetry) system have been used.

Measurements under stable bed conditions show alternating large-scale wedge-like structures of uniform momentum, inclined at an angle of  $10-30^\circ$  to the bed in flow direction. The measurements show a significant pressure drop in regions where fluid with low momentum interacts with fluid of high momentum. This instantaneous pressure drop followed by a sweep event can be interpreted as the initial lift force leading to the erosion of single grains. By identifying the relevant interaction mechanisms improved future approaches to sediment stability and transport capacities can be developed.

Within the next months, the measured data sets will be analyzed and evaluated in more detail. In addition, the obtained measurement data will be compared to results of Large-Eddy-Simulation (LES) to improve the understanding of this mechanism.

## KURZFASSUNG

## INHALTSVERZEICHNIS

<b>1</b>	<b>EINLEITUNG .....</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>PROBLEMSTELLUNGEN IN BADEN-WÜRTTEMBERG .....</b>	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>STAND DES WISSENS.....</b>	<b>5</b>
3.1	Beschreibung der Sohlstabilität durch mittlere Strömungsgrößen .....	5
3.2	Dynamik des Strömungsfeldes – Strömungsstrukturen.....	6
3.3	Dynamik des Strömungsfeldes - Wirkung der Strömungsstrukturen auf die Sohle .....	9
3.4	Fazit.....	11
<b>4</b>	<b>PHYSIKALISCHE MODELLUNTERSUCHUNGEN .....</b>	<b>12</b>
4.1	Versuchsaufbau .....	12
4.2	Piezoresistive Drucksensoren .....	13
4.3	2D Particle Image Velocimetry (PIV).....	14
4.4	1D Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) .....	14
4.5	Messprogramm.....	15
<b>5</b>	<b>ERGEBNISSE .....</b>	<b>18</b>
5.1	Geschwindigkeitsfeld der Hauptströmung .....	18
5.2	Druckschwankungen .....	21
5.3	Synoptische Betrachtung von Geschwindigkeitsfeld und Druck .....	24
5.4	Modellansatz zu Berechnung der Liftkraft.....	27
<b>6</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....</b>	<b>29</b>

## LITERATUR

## ANLAGEN

## 1 Einleitung

Im Übergangsbereich zwischen einer Flusströmung und dem darunter liegenden Porenraum, also an der Sohle, gibt es eine Reihe von Fragestellungen von großer praktischer Relevanz wie Erosion und Sedimentation und die damit verknüpfte Sohlenstabilität, Verlandung und Kolmation sowie Stoffaustausch mit dem Grundwasser. Diese Phänomene werden stark durch die Dynamik der Oberflächenströmung und insbesondere deren Turbulenz sowie der Wechselwirkung mit der Strömung im Porenraum geprägt. Zur Beschreibung des Strömungsfeldes an Gerinnesohlen sind mittlere statistische Größen unzureichend, denn Austausch-, Sedimenttransport- oder Kolmationsprozesse sind stark von dem momentanen Strömungsfeld abhängig. In diesem Zusammenhang spielen turbulente Strömungsstrukturen eine entscheidende Rolle. Die Analyse der vorhandenen Literatur (siehe Kapitel 3) zeigt, dass in der Nähe einer rauen Sohle die Existenz von sogenannten „kohärenten Strukturen“ nicht nur über glatten, sondern auch über rauen Sohlen nachgewiesen werden kann. Befriedigende qualitative oder gar quantitative Aussagen über ihren Einfluss im Übergangsbereich zwischen Außenströmung und dem Porenraum eines Gerinnes gibt es aber bisher nicht.

Die Strömungsbildung im Grenzgebiet zwischen Haupt- und Porenströmung und insbesondere die deren Wechselwirkung wurden im Rahmen dieses Vorhabens in einem Laborversuch erforscht, und zwar speziell an einer Gerinnesohle aus einem kohäsionslosen Einzelkorngerüst mit dazwischen liegenden Porenräumen. Ziel dieses Projektes ist die zeitlich und räumlich hochaufgelöste und simultane Messung der physikalischen Belastungen durch Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen im Übergangsbereich zwischen turbulenter Hauptströmung und darunter liegender poröser Gerinnesohle. Mit Hilfe der Identifikation der maßgeblichen physikalischen Prozesse können so erstmals qualitativ und quantitativ die Interaktionsmechanismen von Gerinneströmung und Porenraum beschrieben werden. Das Projekt BWR 25003 baut auf einem gemeinsamen Projekt „Stabilität von Bundeswasserstrassen“ mit dem Interdisziplinären Zentrum für wissenschaftliches Rechnen (IWR, Heidelberg) und der Bundesanstalt für Wasserbau (BAW, Karlsruhe) (Detert et al., 2004) auf. Parallel wird am IfH ein Projekt "Large-Eddy-Simulation der Strömung an Gerinnesohlen im Übergangsbereich zwischen Oberflächen- und Porenwasserströmung" gefördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) (Stößer et al., 2005).

## 2 Problemstellungen in Baden-Württemberg

Unterstrom der **Staustufe Iffezheim** werden bei Rhein-km 336 bis 338 jährlich 170.000 m<sup>3</sup> Kies benötigt, um das entstandene Geschiebedefizit des Rheins auszugleichen. Im Spitzenjahr 1999 betrug die eingebrachte Menge aufgrund langanhaltenden Hochwassers sogar 275.000 m<sup>3</sup> (WSA, 2004). Die erforderliche Menge wird lediglich nach Peilaußmaß ermittelt, das Körnungsband des Zugabematerials entspricht dabei dem der natürlichen Sohle in diesem Rheinabschnitt. Mit einem verbesserten Verständnis der physikalischen Vorgänge am stabilen Kiesfilter bzw. zu dessen Erosionsverhalten würde eine wissenschaftlich fundiertere Bemessung der erforderlichen Materialmenge und -güte in greifbare Nähe rücken. Ein optimierter Einsatz der verklappten Kiesmenge hätte eine wesentliche Ressourcenschonung auf dem Sektor der Sand/Kies-Gewinnung zur Folge und würde zu einer Kosteneinsparung führen.

**Landes-Pilotgewässerstrecken** wie die Renaturierung der Enz/ Pforzheim oder die Gewässerstrecke Steinheim/ Murr erfahren derzeit ein aufwendiges Monitoring, u.a. hinsichtlich ihrer morphodynamischen Entwicklung. Die gezielte Analyse der Naturmessdaten wird dazu verwendet, um rein empirische, praxisorientierte Empfehlungen bei vergleichbaren, zukünftigen Vorhaben zu geben (Lehmann und Bernhart, 2004). Das Beispiel einer numerischen 2-D Simulation eines Abschnittes der Gewässerstrecke Enz/ Pforzheim zeigt jedoch die aktuellen Grenzen der Anwendbarkeit solcher Empfehlungen: Zwar ist die Numerik mit Hilfe der Monitoring-Daten in der Lage, Erosions- und Sedimentationszonen tendenziell vorherzusagen, allerdings kann selbst ein Ansatz mit fraktioniertem Geschiebetransport die absolute Änderung der Sohlage zur Zeit nur unzureichend berechnen (Imiela, 2003, Diplomarbeit am IfH, in Zusammenarbeit mit IWG, sowie BAW). Die numerische Anwendung verlässlicherer Prognosemodelle, verbessert durch die Identifikation der maßgeblichen hydrodynamischen Prozesse, trügen zu einem optimierterem Eingriff in den Naturhaushalt bei. Der Aufwand wasserbaulicher Unterhaltungsmaßnahmen könnte somit minimiert werden.

Von den bislang in Baden-Württemberg nach **morphologischen Strukturkriterien** erfassten Gewässerstrecken von rund 8500 km können nur etwa 21,7% als naturnah bewertet werden. 30,7% der Gewässerstrecke sind mehr oder minder stark beeinträchtigt. Die restlichen 47,6% sind als naturfern einzustufen (LFU, 2003). Diese starke Beeinträchtigung des Lebensraumes ist vielfach auch der Grund dafür, dass sich trotz der zufrieden stellenden Wasserqualität nicht die naturraumtypischen Lebensgemeinschaften eingestellt haben. Für die zeitlichen und räumlichen Veränderungen im Ökosystem Fließgewässer spielt das hyporheische Interstitial, das mit der fließenden Welle in Verbindung steht, eine wesentliche Rolle. Der Strömungs- und Stofftransport in dieser Zone bestimmt maßgeblich die Wirkungen von chemisch-physikalischer Belastung wie z.B. durch Kläranlagenabläufe. Für die erfolgreiche Entwicklung naturfern ausgebauter Gewässer zu naturnahen Gewässern ist auf Grundlage des Gesamtkonzepts Naturschutz und Landschaftspflege (1989) und der Wassergesetznovelle (01.01.1996) ein fundierteres Wissen um die hydraulischen Austauschprozesse unbedingt erforderlich.

### 3 Stand des Wissens

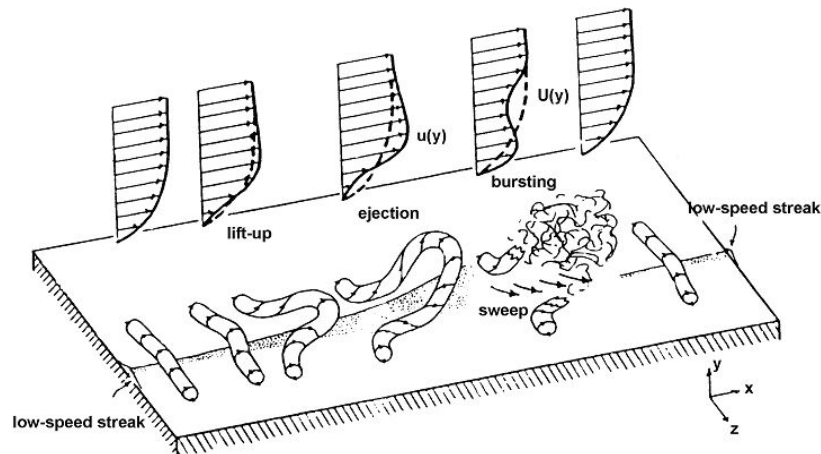
#### 3.1 Beschreibung der Sohlstabilität durch mittlere Strömungsgrößen

Die Wirkung der Strömung auf die Gerinnesohle ist seit über 100 Jahren Gegenstand der Forschung, wobei lange Zeit die Frage der Sohlenstabilität im Vordergrund stand. Schon Du Boys (1879) und nachfolgend Shiels (1936) bzw. Einstein (1937) untersuchten das Stabilitätsverhalten von Gerinnesohlen im Hinblick auf den Einfluss der Außenströmung. Das für die Praxis relevante Ergebnis dieser Untersuchungen ist das bekannte „Shields-Diagramm“. Hierin wird mit mittleren Strömungsgrößen die kritische Sohlenschubspannung ermittelt und somit die Stabilität einer Gerinnesohle abgeschätzt. Das Shields-Diagramm ist streng genommen nur unter den idealisierten Bedingungen eines Laborgerinnes gültig. Sobald in einem Gerinne Sekundärströmungen, Störstellen u. ä. auftreten, ist seine Anwendung nicht oder nur noch bedingt zulässig. Zanke (1999) entwickelte unter Berücksichtigung der auf das Korn wirkenden mittleren Kräfte, einen analytischen Ansatz zur Beschreibung der Stabilität einer Gerinnesohle. Dieser Ansatz erlaubt es zwar, die kritische Sohlenschubspannung zu berechnen, da er aber aus mittleren Strömungsgrößen abgeleitet wird, beschreibt er nicht die tatsächlich an einer Gerinnesohle ablaufenden Einzelprozesse. Diese Prozesse sind durch eine große Dynamik des Strö-

mungsfeldes gekennzeichnet. Selbst wenn die für die Praxis relevanten Auswirkungen der dynamischen Vorgänge auf die Sohlstabilität durch mittlere Strömungsgrößen näherungsweise erfasst werden könnten, so ist eine Erklärung der ursächlichen Wirkung dieser Vorgänge auf die Destabilisierung der Sohle nicht möglich.

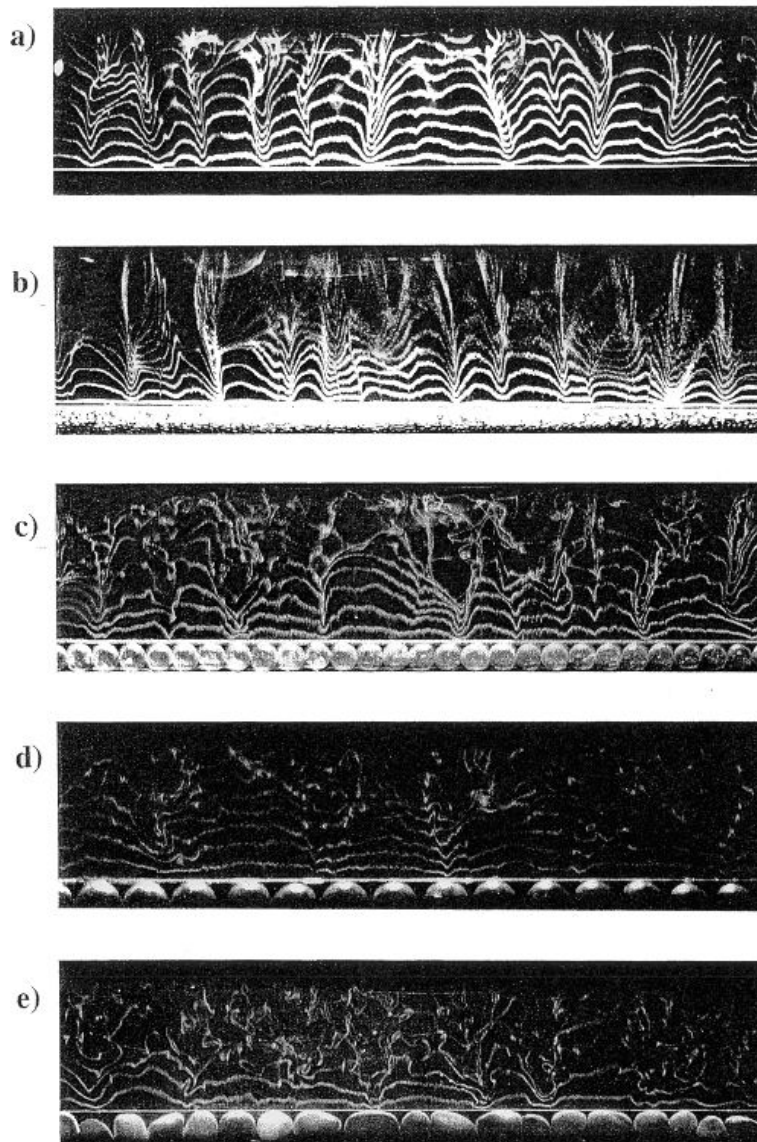
### **3.2 Dynamik des Strömungsfeldes – Strömungsstrukturen**

Dass dynamische Vorgänge auf die Strömungsverhältnisse an einer Gerinnesohle großen Einfluss haben, wird in der Literatur häufig beschrieben. Beispiele hierfür sind Grass (1971, 1996), Garcia (1996), Dittrich (1998, 1999), Dittrich und Träbing (1999) und Sechet et al. (1999). Dittrich zeigt vor allem die Wirkung von „kohärenten turbulenten Strukturen“ auf. Diese Strukturen haben nicht nur Auswirkungen auf die Stabilität des Sohlmaterials. Für sämtliche Prozesse, die im Übergangsbereich zwischen Außenströmung und Kornmatrix ablaufen, sind sie von entscheidender Bedeutung. Sie beeinflussen beispielsweise auch die Kolmationsvorgänge und den Stoffaustausch zwischen Außenströmung und Porenraum bzw. dem Interstitial. Die Strömung in einem Fluss ist praktisch immer turbulent. Die Beschreibung der Strömung durch mittlere Geschwindigkeitsgrößen gibt daher nur bedingt die tatsächlich ablaufenden Strömungsvorgänge wieder. In einem turbulent durchströmten Gerinne verändern sich auch bei global stationärer Strömung (z.B. konstanter Durchfluss) die lokalen Geschwindigkeiten ständig. Die Strömungsgrößen schwanken zeitlich um einen Mittelwert. Maxima und Minima der Geschwindigkeiten und Drücke, deren Einwirkungsdauer, die resultierenden Kraftspitzen und induzierte Strömungsvorgänge können durch mittlere Strömungsgrößen nur bedingt erfasst werden. Gerade die vom Mittelwert abweichenden Größen charakterisieren aber die Dynamik des Strömungsfeldes. Turbulente Schwankungen um mittlere Größen werden in einem Fließgewässer sowohl von der Oberflächenströmung als auch durch sohlnahe kohärente turbulente Strukturen verursacht (Yalin 1992). Vor allem letztere erzeugen Vertikalbeschleunigungen, die für die sohlnahe Strömungsdynamik von großer Bedeutung sind. Dieser Aspekt wird in der Literatur eingehend diskutiert (vgl. Nezu und Nakagawa, 1993; Yalin 1992; Ashworth et al. 1996) und wird im Folgenden näher erläutert. Kohärente turbulente Strukturen sind geordnete Wirbelstrukturen mit einer Lebensdauer, die wesentlich größer als deren Rotationszeit ist. Dies sind zum Beispiel sogenannte „bursts“, wie sie Sutherland (1966) beschreibt. Bursts sind periodische Serien von Ereignissen, bei denen in „sweeps“ beschleunigtes Fluid auf die Sohle zu und in „ejections“ Fluid mit geringerem Impuls von der Sohle weg transportiert wird. Diese kohärenten Strukturen haben einen gewichtigen Anteil an den auf die Sohle wirkenden Druckspitzen, die durch die Strömung verursacht sind. Vor allem die sweeps werden für die Destabilisierung der Sohle verantwortlich gemacht (vgl. Grass 1970, 1971; Drake 1988). In Abbildung 1 ist die dem burst-Prozess zu Grunde liegende Modellvorstellung nach Kline (1967) skizziert.



**Abbildung 1:** Modellvorstellung des „burst“-Prozesses nach Kline (aus Allen, 1985).

In der laminaren Unterschicht von glatten Gerinnesohlen beobachtet Kline (1967) Wirbelstrukturen, die sich in Richtung der Hauptströmung erstrecken und gegeneinander rotieren: die sogenannten „low-speed-streaks“. Zudem bildet sich in der laminaren Unterschicht, quer zur Strömungsrichtung, durch den vertikalen Geschwindigkeitsgradienten eine Wirbelstruktur aus. Während diese sich stromab bewegt, wird sie gestreckt und im Bereich des low-speed-streaks verzögert. Dies führt zur charakteristischen Form eines Haarnadelwirbels ("hairpin vortex"). Im weiteren Verlauf, der „lift-up“-Phase der ejection, hebt sich der low-speed-streak mit der darüber liegenden Wirbelstruktur. Diese beginnt auf einer Höhe von  $y^+ = U_* y / \nu = 8 - 10$  zu schwingen (bei glatten Sohlen). Der Index  $^+$  bezeichnet dimensionslose Größen bezogen auf die Schubspannungsgeschwindigkeit  $U_*$  und die kinematische Viskosität  $\nu$ . Die Schwingungen führen zu einem weiteren Anheben und zur Destabilisierung des streaks. Schließlich zerfällt das Wirbelelement bei  $y^+ = 10-30$ . Aus Kontinuitätsgründen wird nun Fluid beschleunigt und zur Sohle transportiert; es ergibt sich der sweep-Vorgang. Dieser Prozess bestimmt nach Kim (1971) die Produktion turbulenter, kinetischer Energie und die Austauschvorgänge zwischen der sohlnahen „inner zone“ und der äußeren „outer zone“. Der Ablauf des burst-Prozesses über glatten Sohlen wird umfassend von Smith (1996) beschrieben. Die oben genannten Beziehungen wurden zunächst nur für glatte Sohlen nachgewiesen. Für raue Sohlen liegen jedoch bisher nur sehr wenige entsprechende Untersuchungen vor. Zwanzig Jahre nach seinen ersten Untersuchungen konnte Grass (1991) zeigen, dass die in Abbildung 1 dargestellten haarnadelförmigen Wirbel auch über rauhen Sohlen vorhanden sind und in ähnlich engem Zusammenhang mit den sweeps und ejections stehen wie bei glatten Sohlen. Er konnte zudem die für die Entstehung von ejections maßgebenden longitudinalen Streifen identifizieren. Grass (1996) hebt allerdings einen bedeutenden Unterschied hervor. Der laterale Abstand zwischen zwei low-speed-streaks ist über rauhen Sohlen wesentlich größer als über glatten. Sowohl Grass (1996) als auch Defina (1996) konnten im Experiment eindeutig nachweisen, dass der laterale Abstand  $\lambda_z$  über rauhen Sohlen nicht mit dem Sohl- bzw. Energieliniengefälle oder der Fließtiefe korreliert, sondern ausschließlich von der Rauheitsgröße der Sohle abhängig ist. Beide Autoren geben unabhängig voneinander an, dass für den hydraulisch rauhen Fall  $\lambda_z = \sim 3,8 k_s$  gilt, mit  $k_s$  als Rauheitslänge. Für den Übergangsbereich liegt der Abstand der low-speed-streaks laut beider Autoren zwischen  $100 y^+$  und  $3,8 k_s$ . Abbildung 2 zeigt Ergebnisse von Versuchen, die Grass (1996) mit verschiedenen Sohlrauheiten durchgeführt hat.



**Abbildung 2:** Ergebnisse der Versuche von Grass (1996), Blick in Strömungsrichtung. Von Bild a) bis e) nimmt die Größe der Rauheitselemente zu, von glatt ( $k_S \sim 0$ ) bis stark rau ( $k_S = 7,48$  mm).

Die Ergebnisse zeigen die Abhängigkeit des lateralen Abstandes  $\lambda_z$  der low-speed-streaks von der Größe der Rauheitselemente. Die mögliche laterale Ausdehnung der auftretenden bursts entspricht damit ungefähr dem Wert nach Dittrich und Träbing (1999). Die Längenausdehnung der bursts ist schwerer abzuschätzen. Aufgrund von Beobachtungen von Gyr und Müller (1996), die den Einfluss kohärenter Strukturen und speziell des burst-Prozesses auf die Ausbildung von Transportkörpern an einer Flusssohle untersucht haben, kann geschlossen werden, dass das Verhältnis der Längenausdehnung zur Breitenausdehnung der burst-Ereignisse ungefähr den Faktor 2 besitzt. Grass (1991) gibt für die Reichweite der Druckschwankungen  $l_\lambda$ , die ein Maß für die Größe der kohärenten Strukturen darstellt, einen Wert von drei Rauheitslängen  $k_S$ , also  $l_\lambda = 3 k_S$  an. Defina (1996) belegt anhand von eigenen Untersuchungen sowie Daten von Smith et al. (1991), dass die Streckung von "hair-pin vortices" gleichermaßen über glatten wie rauen Sohlen auftritt. Für den lateralen Abstand der low-speed-streaks



gibt Defina einen Wert von ungefähr 4 Rauheitsgrößen ( $\approx 4 k_s$ ) an. Diese Untersuchungen zeigen, dass die Ausdehnung der Wirbelstrukturen nicht mit dem Gefälle oder der Fließtiefe, sondern nur mit der Rauheitsgröße korreliert. Bei einem Verhältnis der Fließtiefe zur Rauheit kleiner 2 werden keine kohärenten Strukturen mehr identifiziert.

Die auftretenden Drücke und die Einwirkungsdauer der kohärenten Strukturen wurden von Dittrich et al. (1992) experimentell untersucht. Der maximal auftretende Unterdruck  $\max(p) = 18 \tau_0$  steht direkt mit der mittleren Sohlschubspannung  $\tau_0 = \rho U_*^2$  in Verbindung. Dittrich und Träbing (1999) entwickelten weiterführende Abschätzungen für das Zeitintervall zwischen den typischen burst-Ereignissen. Diese Resultate bedürfen aber noch weiterer Absicherung.

Die Bedeutung dieser energiereichen Prozesse für die Strömungsdynamik an der Sohle haben Yalin (1992) und Ashworth (1996) hervorgehoben. Beide Autoren geben eine ausführliche Beschreibung der Charakteristiken kohärenter, turbulenter Strukturen und zeigen deren großen Einfluss auf die Stabilität von Gerinnesohlen (siehe auch Hoyal, 1995; sowie Gyr und Müller, 1996). Es liegt nahe, dass burst-Prozesse auch für Kolmationserscheinungen und Austauschvorgänge von großer Bedeutung sind. Bei Dittrich und Träbing (1999) sowie Vollmer et al. (2000) wird dies deutlich. Vollmer stellen auf Grund experimenteller Untersuchungen zusammenfassend dar, dass das sohlnahe Strömungsfeld für die kleinräumigen Austauschprozesse an der Gewässersohle maßgebend ist. Roy und Buffin-Belanger (2000) können mit Ergebnissen von Naturversuchen die hohe Bedeutung der dynamischen Prozesse für das sohlnahe Strömungsfeld belegen. Eine zusammenfassende Darstellung des Wissenstandes über kohärente turbulente Strukturen geben Nezu und Nakagawa (1993), Ashworth et al. (1996). In Adrian et al. (2000) ist eine ausführliche qualitative und quantitative Beschreibung dieser Strukturen über glatten Sohlen zu finden. Während der Stand der Forschung bezüglich glatter Sohlen als befriedigend bezeichnet werden kann, besteht ein eindeutiges Defizit zur Untersuchung der kohärenten Strömungsstrukturen über rauen Sohlen.

### **3.3 Dynamik des Strömungsfeldes - Wirkung der Strömungsstrukturen auf die Sohle**

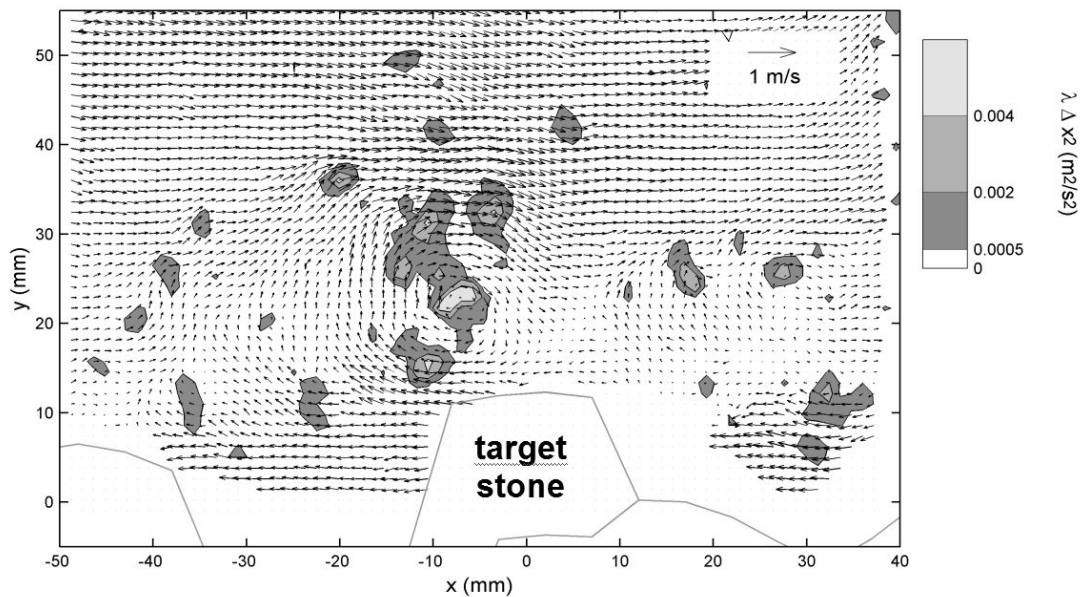
Die Auswirkungen der kohärenten turbulenten Strukturen auf das Mitreißen und den Transport von Partikeln in Gerinneströmungen bei glatten und rauen Sohlen („entrainment“) zeigen Garcia et al. (1995). Die Ergebnisse verdeutlichen den Einfluss der bursts. Sie stehen in direktem Zusammenhang mit dem Transport von Fluidelementen aus der viskosen Unterschicht in die freie Außenströmung. Shen und Lemmin (1999) weisen in ihren Untersuchungen des Geschwindigkeitsfeldes und der Partikelkonzentration einer Rinnenströmung den dominierenden Einfluss der ejection und sweep Prozesse nach. Sie bestätigen damit die Ergebnisse von Garcia. Die energiereichen turbulenten kohärenten Strukturen sind für das Entrainment und die Resuspension von Partikeln entscheidend. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass diese Strukturen die Größe der Reynoldsspannungen im sohlnahen Bereich maßgeblich bestimmen. Den Nachweis hierfür bringen Sechet und Le Guennec (1999). Durch detaillierte experimentelle Untersuchungen können sie den Zusammenhang zwischen den sohlnahen turbulenten Strukturen (bursts) und dem Sedimenttransport nachweisen. Sie zeigen, dass das Mitreißen von ruhenden Partikeln durch die Strömung in direktem Zusammenhang mit den ejections steht und dass der burst-Prozess den Transportbeginn erklärt. Allerdings können sie den Einfluss der sweeps auf den Transport von Sedimentpartikeln nicht eindeutig klären. Der hauptsächliche Nachteil ihrer Untersuchungen ist die beschränkte räumliche Auflösung ihrer Laser Doppler Velocimetry (LDV) Messungen.

Wichtige Ergebnisse von experimentellen Untersuchungen der turbulenten Strömung direkt über einer rauen Sohle wurden von Dancey et al. (2000) veröffentlicht. Die Autoren führten zeitlich hochauflösende dreidimensionale LDV Messungen über einer Sohle aus Glaskugeln mit dem Durchmesser  $d = 8$  mm aus. Die Ergebnisse zeigen die starke Inhomogenität der Turbulenz direkt über den Rauheitselementen, also direkt über der Sohle. Die mittleren vertikalen Geschwindigkeiten sind größtenteils in die Sohle orientiert, während sie nur an wenigen, genau definierten Stellen aus der Sohle heraus gerichtet sind. Ähnliches gilt für den Massen- und den Impulstransport. Der Einfluss dieser Ströme aus bzw. in Richtung der Sohle und deren Auswirkung in Hinblick auf den Stoff- und Sedimenttransport wird von den Autoren klar herausgestellt. Allerdings war es in diesen Untersuchungen nicht möglich, Messungen im eigentlichen Porenraum zu machen oder ein räumlich und zeitlich aufgelöstes Gesamtbild der Strömung zu erstellen. Die Auswertung der Messungen ergibt zwar eine auf statistischen Größen beruhende Interpretation der Strömung. Ein anschauliches, mehrdimensionales Abbild der Strömung kann aber nicht erstellt werden.

Um die Wirkung der Strömung auf die Sohle beschreiben zu können, ist es notwendig an mehreren Stellen gleichzeitig das Strömungsfeld zu bestimmen. Mit dem bildgebenden Messverfahren der Particle Image Velocimetry (PIV) wurden erfolgreich Messungen angestellt. So verwendeten Adrian et al. (2000) und Wells et al. (2001) die PIV-Technik, um die Strömungsstrukturen über glatte Sohlen zu messen.

Nelson et al. (2001) untersuchten die Strömungs- und Kräfteverhältnisse um eine Testkugel mit  $d = 19$  mm mittels simultaner Messungen mit PIV und eines Kraftaufnehmers. Sie konnten eine starke Kopplung zwischen momentanen Schubkräften und der Strömungsgeschwindigkeit in Längsrichtung messen, stellen jedoch auch fest, dass die Liftkraft nur sehr schwach mit der momentanen Strömungsgeschwindigkeit vor bzw. oberhalb der Testkugel korreliert. Die optimalen Bedingungen für eine große Liftkraft liegen demnach bei hoher Strömungsgeschwindigkeit (assoziiert bei geringem Druck) oberhalb der Kugel und niedriger Geschwindigkeit (assoziiert bei hohem Druck) seitlich des Partikels, entsprechend einer Maximierung des Druckunterschiedes. Cameron et al. (2006) untersuchten den Bewegungsbeginn von Kugeln  $d = 11$  mm in Silikonöl, dimensionsäquivalent zu einem  $d = 0,8$  mm von Quarzpartikeln in Wasser. Als Messtechnik verwendeten sie ein zeitlich hochauflösendes PIV-System mit 100 Hz. Sie stellen fest, dass sweep-Strukturen beim Herausreißen einzelner Partikel aus dem Korngefüge dominieren.

Hofland et al. (2004) gelang es ebenfalls mit Hilfe der PIV-Technik, den Bewegungsbeginn eines einzelnen Kornes mit kohärenten Strukturen über rauen Sohlen zu korrelieren. Nach den Beobachtungen von Hofland et al. (2004) führen kleinskalige vertikale Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen gefolgt von einem ausgeprägten sweep-event zum Bewegungsbeginn eines Einzelkornes. Abbildung 3 zeigt die Momentanaufnahme eines typischen Geschwindigkeitsfeldes kurz vor dem Bewegungsbeginn des ‚Ziel‘-Steines. Nach Analyse der Literatur stellen die Ergebnisse von Hofland et al. die bisher qualitativ und quantitativ hochwertigsten Beschreibungen der Strömungsdynamik über rauen Sohlen dar. In diesem Projekt wurden darüber hinaus auch bis zu drei Sonden zur Druckmessung eingesetzt. Die punktuellen Druckmessungen reduzieren sich jedoch auf die oberste Kornschicht. Darstellungen von Druckfeldern sowie eine Korrelation zur Außenströmung können nicht gegeben werden. Weder qualitative noch quantitative Aussagen über die Interaktion im Übergangsbereich zwischen turbulenter Hauptströmung und dem darunter liegender Porenraum sind möglich.



**Abbildung 3:** Detailansicht eines momentanen Geschwindigkeitsfeldes (2-D PIV) mit einem einzelnen Wirbel kurz vor Bewegungsbeginn des „target stone“, nach Hofland et al. (2004). Zur verbesserten Visualisierung wurden dem dargestellten Geschwindigkeitsfeld 65% der mittleren Strömungsgeschwindigkeit abgezogen ( $u - 0,65 U$ ). Die Schattierungen geben mit  $\lambda \Delta x^2$  [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] ein Maß für die Wirbelstärke.

### 3.4 Fazit

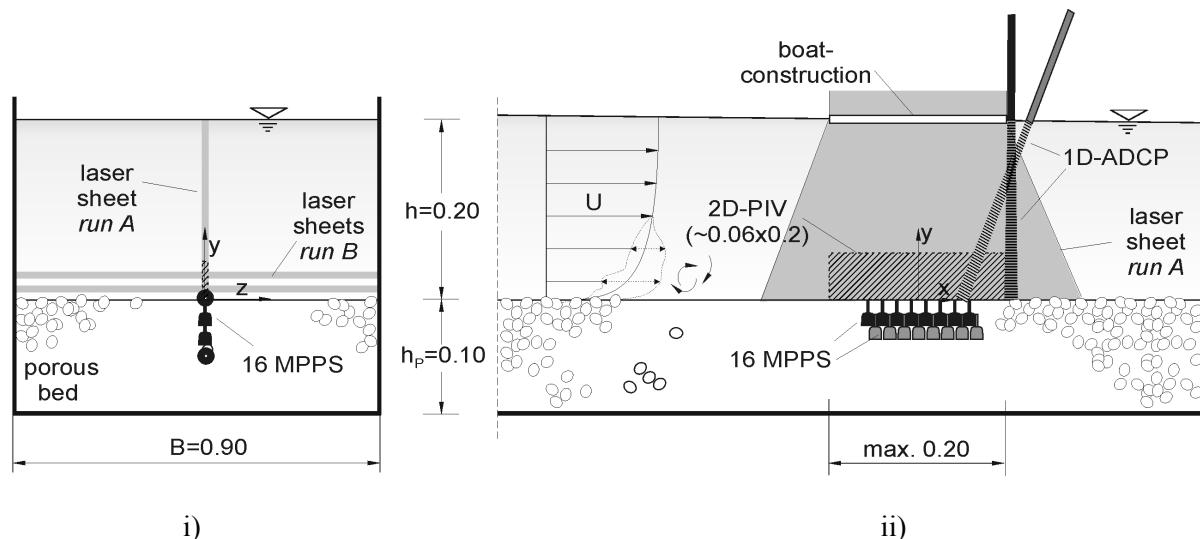
Eine überströmte Sohle erfährt sowohl Belastung infolge stationärer als auch infolge instationärer Strömungsgrößen. Die ingenieurtechnischen Ansätze zur Beschreibung des Sedimenttransportes (Shields, Einstein et al., etc.) beruhen jedoch ausschließlich auf der Beurteilung nach mittleren Strömungsgrößen. Extremwerte der Fluktuationen von Geschwindigkeit und Druck können die Destabilisierung der Kiessohle bzw. ein Auswaschen einer Sandschicht unter der Filterschicht auslösen, obwohl die berechneten Kräfte und Spannungen infolge mittlerer Strömungsgrößen außerhalb des kritischen Bereichs liegen. Neuere Untersuchungen (Grass, 1996; Hofland, 2004) belegen das Auftreten von kohärenten Strukturen auch über rauen Sohlen sowie deren beachtlichen Einfluss auf den Sedimenttransport. Über die Vorgänge innerhalb der obersten Kiesschichten und deren Wechselwirkung mit der turbulenten Hauptströmung und deren instationären Prozessstrukturen ist in der Literatur jedoch sehr wenig bekannt. Sollen verbesserte Ansätze zur Beschreibung der Belastung einer (Fluss-)Sohle und deren Reaktion gefunden werden, so erfordert das zunächst die genaue Beobachtung der instationären physikalischen Prozesse mit Hilfe geeigneter Messtechniken. Das Hauptinteresse experimenteller Untersuchungen besteht darin, die auftretenden kohärenten Strukturen sowie die Fluktuationswerte von Strömungsgeschwindigkeit und Druck mit einer genügenden zeitlichen und räumlichen Auflösung simultan aufzunehmen. Der Untersuchungsbereich sollte dabei sowohl die Vorgänge oberhalb als auch innerhalb der Sohle einschließen.

## 4 Physikalische Modelluntersuchungen

### 4.1 Versuchsaufbau

Die Untersuchungen wurden an einer  $L = 20,00$  m langen Rinne des Instituts für Hydromechanik (IfH) durchgeführt. Die Rinnenbreite wurde durch das Einziehen einer zusätzlichen Wand verschmälert auf  $B = 0,90$  m. Eine zusätzliche Zulaufleitung von DN 300 musste verlegt werden, um den maximal möglichen Durchfluss zu erhöhen auf  $\max(Q) \geq 0,180$  m<sup>3</sup>/s. Sowohl der Einlauf- als auch Ablaufbereich wurden den erhöhten Durchflussbedingungen angepasst. Unterstrom erfolgt die Abflussregelung durch ein Stabwehr.

Abbildung 4 zeigt den Versuchsaufbau. Eine  $h_p = 0,10$  m mächtige, poröse (Kies-)Sohle wird überströmt bei einer Wassertiefe von  $h = 0,20$  m. Die Sohle wurde horizontal ohne Neigung eingebaut. Das resultierende Abflussregime ist daher leicht ungleichförmig mit dem Wasserspiegelverlauf einer H2 Kurve. Die Prozessabläufe innerhalb der Sohle werden erfasst durch bis zu 16 miniaturisierte, piezoresistiven Drucksensoren (MPPS). Die Strömung oberhalb der Sohle wird simultan zu den Druckmessungen mittels 2-D Particle Image Velocimetry (PIV) aufgezeichnet; zum einen als Vertikalschnitt in Strömungsrichtung ( $x$ - $y$  Ebene), zum anderen in mehreren Horizontalschnitten oberhalb der Sohle ( $x$ - $z$ -Ebene). Ergänzt werden die Geschwindigkeitsmessungen durch den Einsatz eines 1-D Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP), wahlweise zur Erfassung eines Profils der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen  $v'(y)$  oder unter  $60^\circ$  zur Horizontalen entgegen der Strömungsrichtung geneigt zur Erfassung des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofils in horizontaler Richtung,  $U(y)$ . Die Arbeitsweisen und Einstellungen dieser Messtechniken werden in den folgenden Kapiteln beschrieben.



**Abbildung 4:** Skizze des Versuchsaufbaus. i) Blick in Strömungsrichtung mit Anordnung des vertikalen und der horizontalen Laserschnitte(s). ii) Seitenansicht mit Drucksensoren und ADCP-Sonde. Abmessungen in [m].

Der ursprünglich im Projektantrag vorgeschlagene zusätzliche Einsatz eines 3-D Particle Tracking Velocimetry (PTV) Systems zur Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit in einer künstlichen Messpore (siehe Klar, 2005) musste wieder verworfen werden. Zwei Gründe waren hierfür ausschlagge-

bend. Zum einen führt die bei der PTV-Technik notwendige Zugabe von Tracerfluid schon bei Temperaturunterschieden im Bereich von  $1/10^\circ \text{C}$  zur Umgebungsströmung zu einem Driftverhalten der Drucksignale. Das Messergebnis der MPPS würde stark verfälscht und somit unbrauchbar. Weiter erzeugt das Tracerfluid beim Austreten aus der Kiessohle eine flächige Überbelichtung der PIV-Kameraaufnahme in Sohlhöhe, so dass eine Auswertung hier gestört und teilweise unmöglich wird. Zu Gunsten der MPPS und der PIV wurde daher auf den Einsatz einer einzelnen, lokalen Geschwindigkeitsmessung innerhalb der Sohle verzichtet.

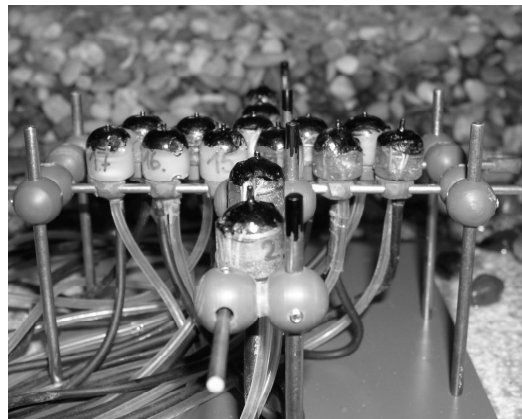
## 4.2 Piezoresistive Drucksensoren

Die angepassten miniaturisierten Drucksensoren arbeiten nach dem piezoresistiven Effekt. Ausgangspunkt ist ein Drucksensorelement aus Silizium, in dessen Biegeplatte Widerstände implantiert sind. Gemessen wird der Differenzdruck gegen den Atmosphärendruck. Abbildung 5 zeigt einen unvergossenen Sensorkopf sowie fertige Sensoren am Fixierungsgitter kurz vor dem Einbau.

Für die erforderliche Entwicklung, den zeitlich aufwendigen Bau und die Kalibrierung von neuen, angepassten Drucksensoren konnte auf umfangreiche Erfahrung aus vorangegangenen Projekten zurückgegriffen werden. Die hochsensiblen Drucksensoren haben ein zeitliches Ansprechverhalten von  $< 10 \text{ ms}$  und eine Auflösungsgenauigkeit von  $< 0,01 \text{ mmWS}$ . Mit ihnen können punktuelle Druckfluktuationen innerhalb und direkt oberhalb der Gerinnesohle erfasst werden. Maximal kamen 16 Sensoren gleichzeitig zum Einsatz, so dass es auch möglich war, räumliche Druckfelder aufzunehmen.



i)



ii)

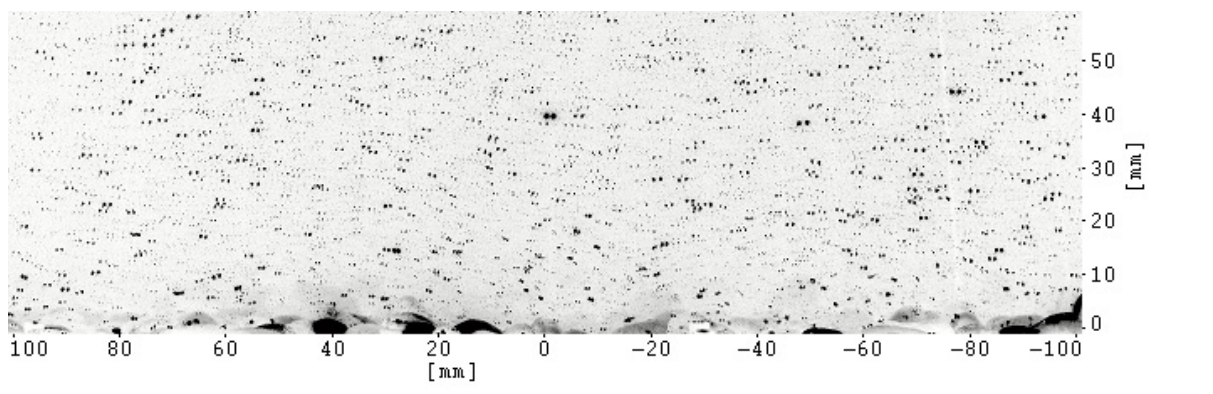
**Abbildung 5:** i) Unvergossener Sondenkopf eines Drucksensors. ii) Miniaturisierte Drucksensoren im vergossenen Zustand, montiert am Fixierungsgitter, kurz vor dem Einbau.

Erste Testmessungen nach der Fertigstellung zeigten Störfrequenzen im Bereich von 2 kHz und 4 kHz, die auf eine bautechnisch bedingte Signalkonditionierung zurückzuführen sind. Daher wurde zusätzlich ein Tiefpassfilter 4. Ordnung mit der Grenzfrequenz  $f = 500 \text{ Hz}$  zwischen Sensor und AD-Karte geschaltet.

### 4.3 2D Particle Image Velocimetry (PIV)

Die Visualisierung der Strömung oberhalb der Kiessohle erfolgte durch den Einsatz eines 2-D PIV Systemes. Prinzipiell wird bei einer PIV-Messung eine dünne Lichtschnittebene erzeugt, die im Strömungsraum positioniert wird. Anschließend streuen in das Fluid eingebrachte Teilchen (Tracer) beim Durchqueren des Lichtschnittes das einfallende Licht, was mit Hilfe einer Kamera aufgenommen wird. Die Idee der PIV-Technik besteht darin, Bildpaare, die in zeitlich definiertem Abstand aufgenommen wurden, auf die von den abgebildeten Partikeln zurückgelegte Strecke hin auszuwerten.

Bei dem vorhandenen System handelt es sich um einen doppelt gepulsten Nd:YAG Laser (25 mJ), kombiniert mit einer CCD Kamera. Für ein Bildfeld von 1024 x 1280 pixel kann die Kamera im „double frame“ Modus lediglich mit 4 Hz betrieben werden. Mit Reduzierung der Anzahl der auszulesenden Bildzeilen lässt sich die Aufnahmefrequenz jedoch erhöhen. Im Rahmen von optimierenden Testmessungen wurde für die Messungen bei *vertikalem* Lichtschnitt mit einem Bildfeld von 384 x 1200 pixel eine Aufnahmezeit von 8,5 Hz erreicht, was einem maximalen Areal von 60 x 200 mm entspricht. Abbildung 6 gibt ein Beispiel einer PIV Aufnahme für diese Bildgröße. Für die Messungen bei *horizontalem* Lichtschnitt wurden die auszulesenden Bildzeilen zugunsten eines breiteren Bildfeldes lediglich auf 800 x 1200 pixel (4,9 Hz) reduziert bzw. das volle Bild aufgenommen (4,0 Hz). Die Möglichkeit zur zeitlichen und räumlichen Auflösung der zu erwartenden maßgeblichen Strukturen des Geschwindigkeitsfeldes wurde somit gegeben.



**Abbildung 6:** Negativ-Bild von zwei überlagerten Aufnahmen der CCD Kamera im „double frame“ Modus für einen Bildausschnitt von  $\sim 60 \times 200$  mm. Zeitlicher Abstand der beiden Bilder  $dt = 2$  ms. Die Verschiebung einzelner Tracerpartikel wird sichtbar anhand der Punktepaare. Strömungsrichtung von rechts nach links.

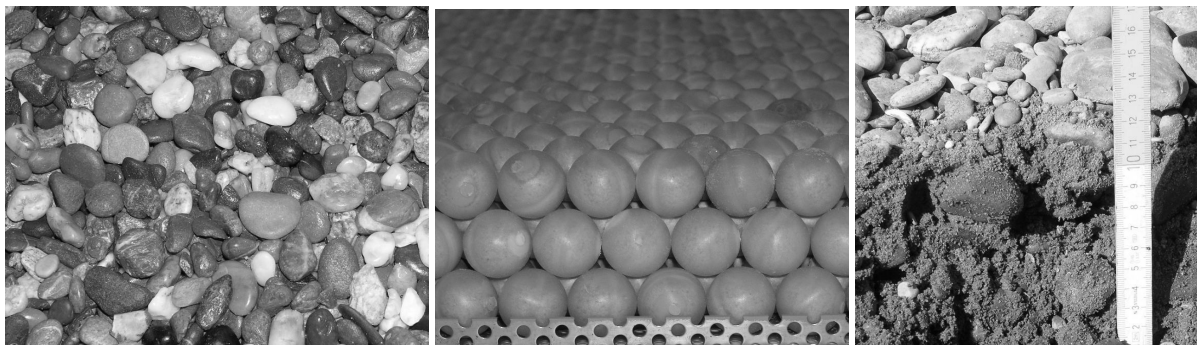
### 4.4 1D Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP)

Unterstützt wurden die Geschwindigkeitsmessungen durch den Einsatz eines 1-D Acoustic Doppler Current Profilers (ADCP). Bei der gepulsten Ultraschall-Echo Technik werden anstelle kontinuierlicher Wellen von einem Sender periodisch Impulse ausgesendet und das zurückkommende Echo kontinuierlich erfasst. Die Partikel-Geschwindigkeiten in Achsenrichtung können aus der Frequenzverschiebung zurückgerechnet werden. Abbildung 7 zeigt eine Skizze zur Funktionsweise der Sonde für einen vertikalen Sohlabstand von  $y = 150$  mm und einen Neigungswinkel von  $\theta = 60^\circ$  entgegen der



Mit den Messungen der Serie 2 wird die spätere Möglichkeit der Adaptierung von numerischen Untersuchungen gegeben. Es erwies sich als preisgünstigste Lösung, Plastik-Hohlkugeln,  $d = 25$  mm zu verwenden. Sie wurden zur Auftriebssicherheit mit Feinsand gefüllt und mit Silikon geschlossen. Das Kugelmateriale wurde von Fa. Weener Plastic Packaging Group zur Verfügung gestellt. Eine hexagonale, dichteste Kugellagerung ergibt einen Porenanteil von  $\varepsilon = 26$  %.

Die Messungen der Serie 3 dienen der Beurteilung der Ergebnisübertragbarkeit auf eine natürliche Kiessohle. Dieses Kiesmaterial wurde bei Rhein-km 349 ca. 15 km unterstrom der Staustufe Iffezheim einer Kiesbank bei Niedrigwasser entnommen. Die Deckschicht hat einen mittleren Korndurchmesser von  $d_{50} = 21$  mm, die darunter liegende Schicht ein zweistufiges Körnungsband mit einem  $d_{50} = 12$  mm. Beim Einbau in das Versuchserinne wurde auf die Reproduktion dieser Schichtenfolge geachtet. Der Porenanteil des eingebauten Deckschichtmaterials wurde in einem gesonderten Versuchsaufbau bestimmt zu  $\varepsilon = 33$  %. Die Sieblinien-Analysen zu beiden Materialien der Serie 1 und 3 werden in Anlage 1 dargestellt.



i) Serie 1 ( $d_{mD} = 10$  mm).

ii) Serie 2 ( $d = 25$  mm).

iii) Serie 3 ( $d_{50} = 21$  mm).

**Abbildung 8:** Im Rahmen des Versuchsbetriebes untersuchte Sohl-Materialien.

**Tabelle 1:** Messreihen der Serien 1, 2 und 3 mit den maßgeblichen Strömungsparametern.

	$Q$ [l/s]	$h^{(1)}$ [m]	$U_{bulk}^{(2)}$ [mm/s]	$Re_h^{(3)}$ [-]	$\tau_0^{(4)}$ [Pa]	$U_*^{(5)}$ [mm/s]	$Re_d^*^{(6)}$ [-]
Serie 1	56,6	200-201	314	62889	0,65	25	255
(Modellkies)	120	200-201	665	133333	3,0	55	548
	180	210-212	948	200000	6,6	81	812
Serie 2	18,6	129	160	20667	0,16	12,6	317
(Kugeln)	56,6	200	314	62889	0,6	24	615
Serie 3	180	209-210	955	200000	5,4	73	1543
(Naturkies)							

- (1) Die Wassertiefe  $h$  bezieht sich auf den theor. Nullpunkt des Geschwindigkeitsprofils  $U(y)$ .
- (2) mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $U_{bulk} = Q / h B$ , mit  $B = 0,90$  m.
- (3) Reynoldszahl  $Re_h = U_{bulk} h / \nu$ , mit  $\nu = 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s.
- (4) Sohlschubspannung  $\tau_0$  wurde abgeschätzt aus  $\max(-\rho(u'v')_m)$ , mit  $\rho = 1000$  kg/m<sup>3</sup>.
- (5) Schubspannungsgeschwindigkeit  $U_* = \sqrt{(\tau_0 / \rho)}$ , mit  $\rho = 1000$  kg/m<sup>3</sup>.
- (6) Korn-Reynoldszahl  $Re_d^* = U_* d / \nu$ , mit  $\nu = 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s.



Tabelle 1 zeigt das Messprogramm. Im Rahmen der Serie 1 wurden drei Strömungszustände untersucht. Dabei entspricht die größte Sohlbelastung bei 180 l/s sog. „low mobility conditions“, d.h. der Strömungsangriff wurde bis zur einsetzender Destabilisierung der Sohle gesteigert. Eine Ziel-Wassertiefe von 200 mm konnte hier aufgrund des leicht ungleichförmigen Abflusses bei horizontaler Sohle nicht erreicht werden. Die beiden weiteren Strömungszustände der Serie 1 geben 1/10 bzw. die Hälfte der Belastung bei einsetzenden Destabilisierung. Schwankungen zur Angabe der Wassertiefe im Bereich von  $\pm 1$  mm resultieren aus Einbautoleranzen beim Versuchsbetrieb: Die einzelne Strömungszustände wurden mehrfach mit unterschiedlichen Arrangements der Drucksensoren in der Sohle vermessen, was jeweils einen Umbau der Sohle zur Folge hatte. Weiter wurden im Rahmen eines messtechnisch optimierten Ablaufes zunächst die Serien 1, 2 und 3 mit vertikalen Lasersheet und nach einem Umbaus des PIV-Systems mit dem horizontalen Sheet vermessen, was ebenfalls eine mehrfache Neuordnung der Sohle nach sich zog.

Die Kugelüberströmung mit 56,6 l/s in Serie 2 stellt eine Wiederholung der geringsten Sohlbelastung aus Serie 1 dar. Ein Herauslösen bzw. „Erodieren“ einzelner Kugeln sollte vermieden werden, die Strömungsgeschwindigkeit wurde daher nicht weiter gesteigert. Die Überströmung mit 18,6 l/s bei  $h = 129$  mm dient als Vergleichsmessung zu einer numerischen Simulationsrechnung mittels LES. Die Rechenzeit bei einer  $Re_h$ -Zahl von 20.667 wurde als gerade noch vertretbar angesehen. Für die Serie 2 wurde der Kies der Serie 1 auf einer Länge von 1160 mm und einer Breite von 300 mm ausgekoffert und durch 3 Lagen in dichtester Kugelpackung ersetzt.

Serie 3 nimmt die größte Sohlbelastung aus Serie 1 auf, um die Strömungsverhältnisse im Rhein nachzustellen. Für diese Messreihe wurde der Kies der Serie 1 im Messbereich auf 4,0 m ausgetauscht, um mit einer Anströmungslänge vom 20-fachen der Wassertiefe die für diesen Rheinkies typischen Strömungsverhältnisse zu garantieren.

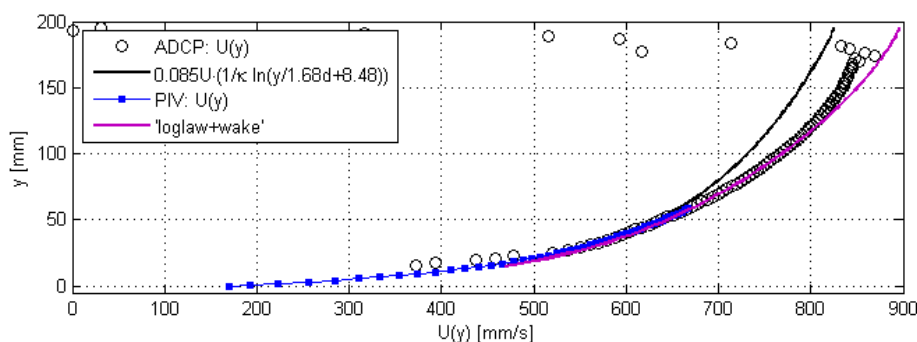
## 5 Ergebnisse

Die Ergebnisdarstellung erfolgt in den folgenden Kapiteln exemplarisch anhand der Messungen zu Serie 1, mittlere Strömungsbelastung des gleichförmigen Kiesmaterials durch  $U_{bulk} = 665 \text{ mm/s}$ ,  $\tau_o = 3,0 \text{ Pa}$ . Für die weiteren Strömungsbelastungen bzw. Sohlmaterialien konnten grundsätzlich ähnliche Resultate erzielt werden. Die gesammelten Messdaten werden in den kommenden Monaten einer weiteren detaillierten Analyse und Bewertung unterzogen.

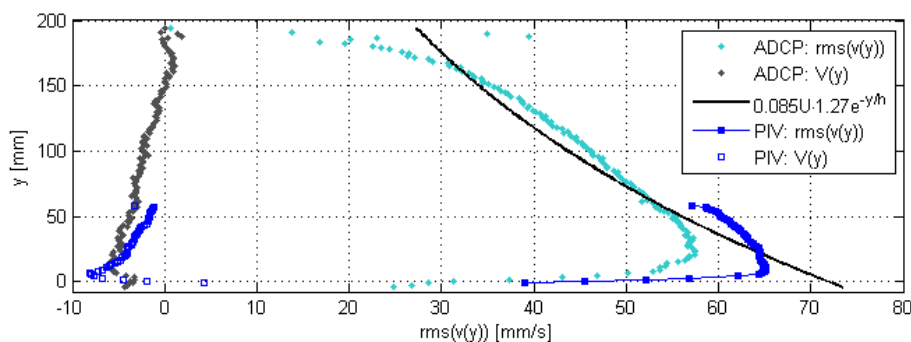
### 5.1 Geschwindigkeitsfeld der Hauptströmung

Abbildung 9 gibt einen Vergleich zwischen gemessenen Geschwindigkeitsprofilen und theoretischen Ansätzen. Die ADCP-Sonde wird zur Beschreibung eines weiten Bereiches der Wassertiefe herangezogen; die PIV-Technik wird genutzt, um eine detaillierte Beschreibung der sohnahen Strömung zu geben.

Abweichende Ergebnisse der ADCP-Messungen für  $U(y)$  außerhalb des Bereiches  $y = 35 - 175 \text{ mm}$  sind auf Fehl-Reflexionen des Ultraschallsignals zurückzuführen. Für eine weitere Betrachtung sind sie als Messfehler zu verwerfen. Innerhalb des Bereiches wird mit der ADCP-Sonde jedoch eine gute Beschreibung von  $U(y)$  erreicht. Das aus den PIV-Messungen ermittelte Profil gibt eine befriedigende Beschreibung der mittlere Geschwindigkeit im sohnahen Bereich von  $y = 0 - 60 \text{ mm}$ .



i)  $U(y)$  aus ADCP-Messung (215,2 s, 39,9 Hz) sowie PIV-Messung (204,7 s, 8,5 Hz)

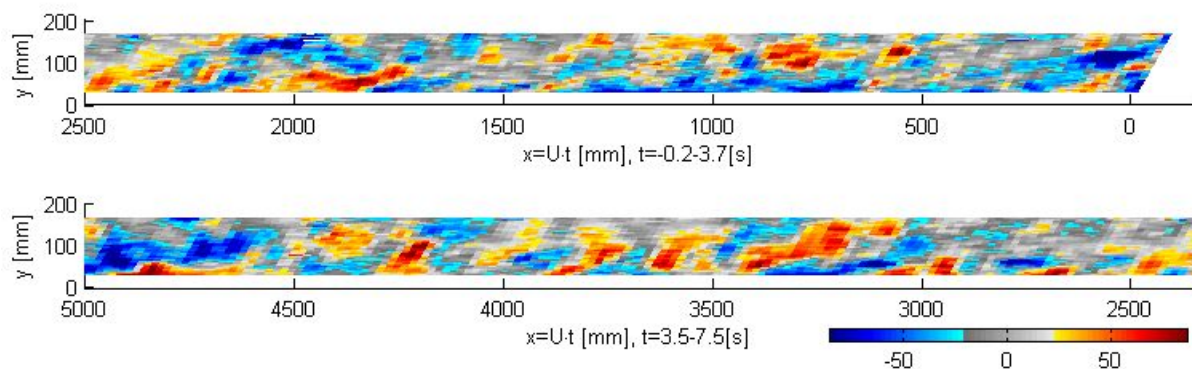


ii)  $rms(v(y))$  und  $V(y)$  aus ADCP-Messung (204,7 s, 39,9 Hz) sowie PIV-Messung (204,7 s, 8,5 Hz)

**Abbildung 9:** Gemessene, zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile über die Vertikale  $y$  im Vergleich zu theoretischen Ansätzen nach Coles (1956) bzw. Nezu (1993).

Die mittels ADCP gemessenen Geschwindigkeitsprofile  $\text{rms}(v(y))$  bzw.  $V(y)$  wurden mit einer unter  $90^\circ$  zur Horizontalen geneigten Sonde aufgezeichnet. Sie entstammen somit einer anderen Messung als der für  $U(y)$ . Ein Vergleich von  $\text{rms}(v(y))$  zur semitheoretischen Beziehung nach Nezu (1993) zeigt, dass sie in der Größenordnung von 30 – 60 mm/s übereinstimmen; allerdings wäre nach Nezu ein konkaver Verlauf zu erwarten, der gemessene Verlauf ist jedoch konvex. Die gemessenen Abweichungen können damit erklärt werden, dass der Gültigkeitsbereich der Nezu-Profile nur für *glatte* Sohlen im mittleren Bereich der Wassertiefe bei  $0,2 > y/h > 0,6$  liegt, die Messungen hier jedoch über *rauer* Sohle durchgeführt wurden. Ein Vergleich der gemessenen sohlnahen Fluktuationsprofile zeigt, dass das Ergebnis der ADCP Sonde bis zu 15% geringere Werte liefert als die PIV Messung. Sohlnah in einer Entfernung von  $\xi = 200$  mm zur Sonde hat sich das akustische Feld des ADCP-Signals bis auf 19,2 mm aufgeweitet, in dem 85% der akustischen Energie enthalten sind. Kleinere Wirbel werden schlecht oder gar nicht erfasst. Im Gegensatz dazu resultiert die Auflösung der PIV-Auswertung hier in einer räumlichen Auflösung von 1,2 mm, d.h. Wirbel im mm-Bereich werden aufgelöst. Daher gibt die PIV im sohlnahen Bereich eine genauere Beschreibung der Geschwindigkeitsfluktuation. Die ADCP-Profile sind jedoch nicht grundsätzlich falsch, sie arbeiten lediglich mit einem stärkeren räumlichen Filter. Das erklärt auch den prinzipiell ähnlichen Kurvenverlauf der gemessenen Profile  $\text{rms}(v(y))$ . Das Profil der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit in vertikaler Richtung,  $V(y)$ , beträgt ohne Sekundärströmungseffekte null (Kontinuitätsgleichung). Beide Messtechniken zeigen jedoch im sohlnahen Bereich einen Wert von  $\sim -5$  mm/s, der innerhalb  $0,2-0,5 h$  auf Null zurückgeht. Der leichte Einfluss einer Sekundärströmung von  $\max(V(y))/U_{bulk} = 5/665 = 0,8\%$  kann für eine weitere Betrachtung als vernachlässigbar klein angesehen werden.

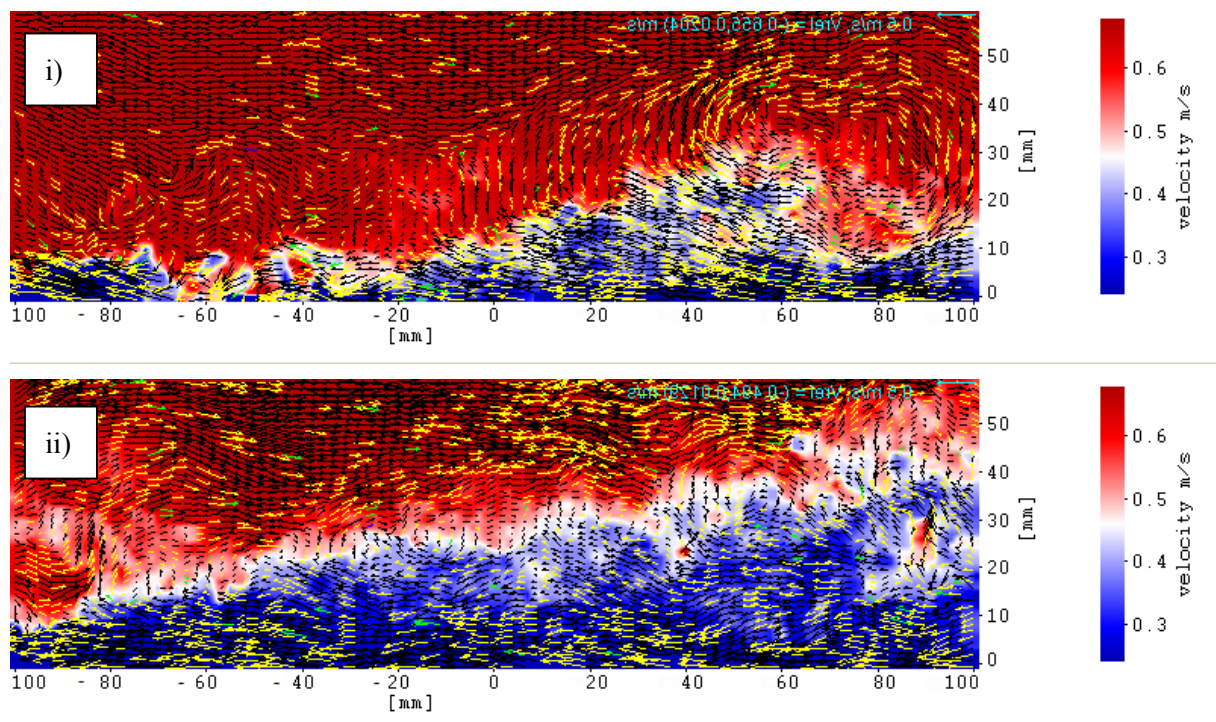
Die ADCP-Sonde misst Geschwindigkeitsprofile entlang ihrer ortsfesten Strahlachse, für die hier beschriebenen Versuche mit einer Frequenz von 15-40 Hz, d.h. mit einem Abstand von 25-67 ms. Unter der Annahme, dass die Strömungsstrukturen eine längere Lebenszeit besitzen als die Dauer der Passage der Sondenachse (frozen turbulence), kann die Zeit durch Multiplikation mit einer über die Tiefe konstanten Transportgeschwindigkeit in eine Längenskala umgewandelt werden. Das Resultat ist nicht eine echte räumliche Darstellung, sondern vielmehr ein Fingerabdruck der Turbulenzstrukturen, die sie beim Passieren des akustische ADCP-Feldes hinterlassen. Abbildung 10 gibt eine quasi räumliche Darstellung der mit Hilfe der ADCP-Sonde gemessenen momentanen Geschwindigkeitsfluktuationen  $u_\xi'$ . Als Geschwindigkeit gewählt wurde hier  $U_{bulk}$ .



**Abbildung 10:** Isoliniendarstellung der Geschwindigkeitsfluktuationen  $u_\xi'(\xi, U_{bulk} \cdot t)$  [mm/s] entlang der unter  $60^\circ$  entgegen der Strömung geneigten ADCP Sondenachse (vgl. Abbildung 7).

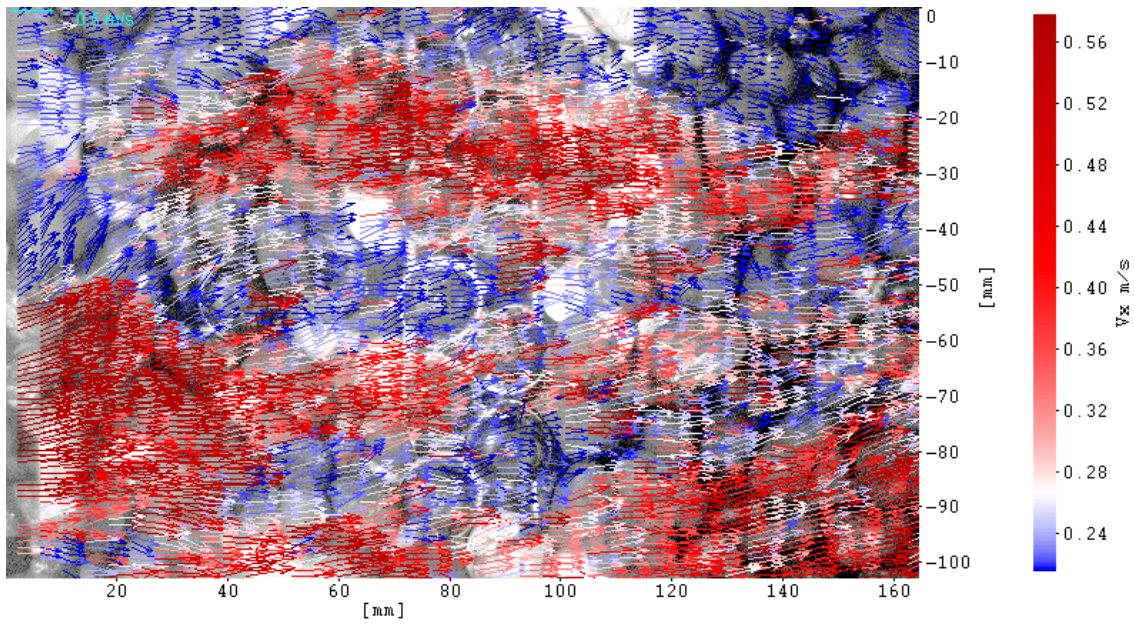
Nach Abbildung 10 können mit dieser Darstellungsweise offensichtlich größere kohärente Strömungsstrukturen mit in sich konstanter Geschwindigkeit nachgewiesen werden, die mit der Wassertiefe skalieren. Sie besitzen eine Größenordnung von  $0,1 h - 3,0 h$ . Eine weitere Auffälligkeit ist die Orientierung der kohärenten Strukturen: in Strömungsrichtung steigen sie typisch unter einem Winkel von rund  $10^\circ - 30^\circ$  zur Horizontalen an. Eine detaillierte Analyse ist nicht möglich, da der Anteil der momentanen Geschwindigkeitsfluktuationen  $u'$  und  $v'$  im ADCP-Messwert  $u_z'$  nicht bekannt ist.

Eine genauere Betrachtung dieser geneigten Strukturen gibt das momentane Geschwindigkeitsfeld der PIV-Messungen in *vertikaler* Ebene. In Abbildung 11 werden exemplarisch zwei Beispiele dargestellt. Abbildung 11 i) gibt ein Beispiel für eine durch einen Makrowirbel dominierte ansteigende Struktur von 100 mm Länge. Der Wirbeldurchmesser beträgt hier mit rund 50 mm in etwa  $0,25 h$ . Die Neigung zwischen der schnelleren und der langsameren Fluidzone beträgt  $22^\circ$ . Die Struktur in Abbildung 11 ii) neigt sich mit  $12^\circ$  unter einem flacheren Winkel, ist mit 250 mm jedoch länger als die in Abbildung 11 i). Sie ist nicht dominiert durch einen Makrowirbel am Kopf, sondern ist gekennzeichnet durch mehrere kleine Wirbel in der Scherzone.



**Abbildung 11:** Zwei Beispiele für ein momentanes sohnnahe Strömungsfeld, gemessen mittels PIV-Vertikalschnitt. Vektoren:  $(u', v')$ , Hintergrund:  $(u, v)$ .

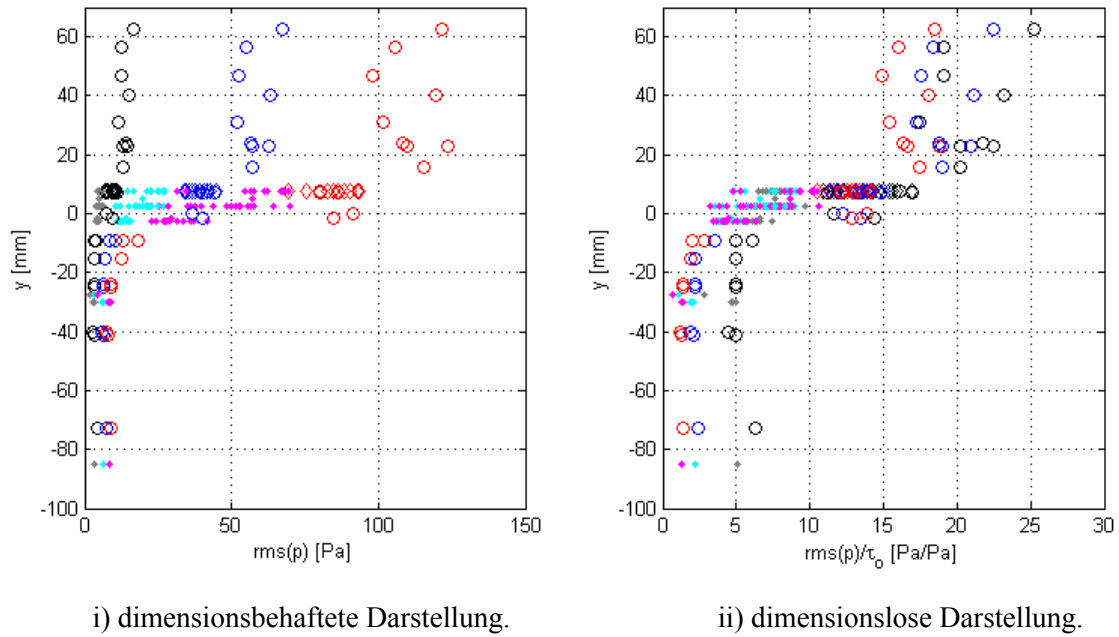
Mit Hilfe der *horizontalen* PIV-Messungen ist es möglich, Aussagen über die transversale Ausdehnung der Strukturen zu geben. Abbildung 12 zeigt eine Darstellung der momentanen Geschwindigkeitsvektoren auf  $y = 7,5$  mm oberhalb der Sohle. Es sind kohärente, streifenartige Strukturen, sog. streaky structures erkennbar, deren Längenausdehnung ein vielfaches ihrer Breite beträgt. Die Geschwindigkeitsdaten aus der PIV werden in den kommenden Monaten einer weiteren detaillierten Analyse und Bewertung unterzogen.



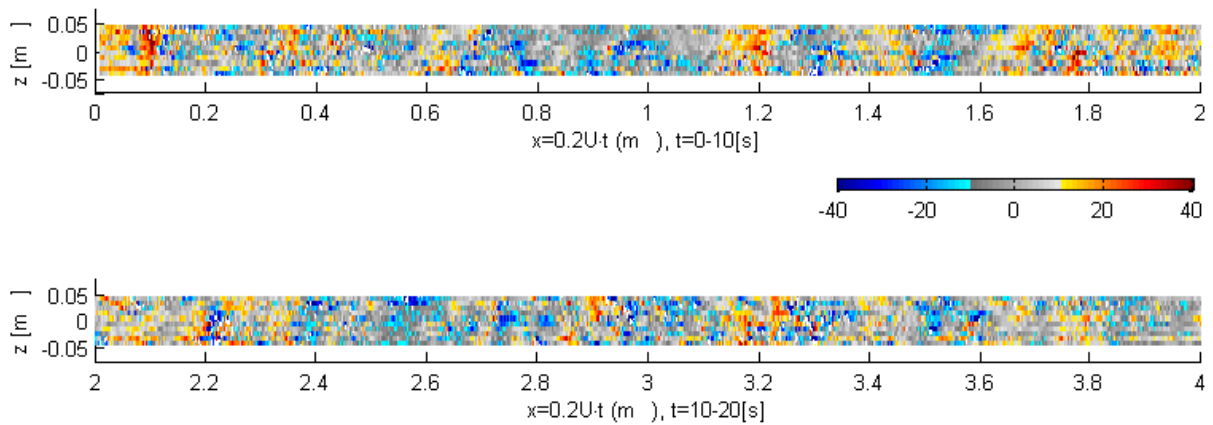
**Abbildung 12:** Beispiel für ein momentanes sohlnahes Strömungsfeld, gemessen mittels PIV-Horizontalschnitt auf  $y = 7,5$  mm (Draufsicht). Vektoren:  $(u, v)$ , Hintergrund: Sohlprofil, mit Drucksensoren (vgl. Abbildung 5 ii).

## 5.2 Druckschwankungen

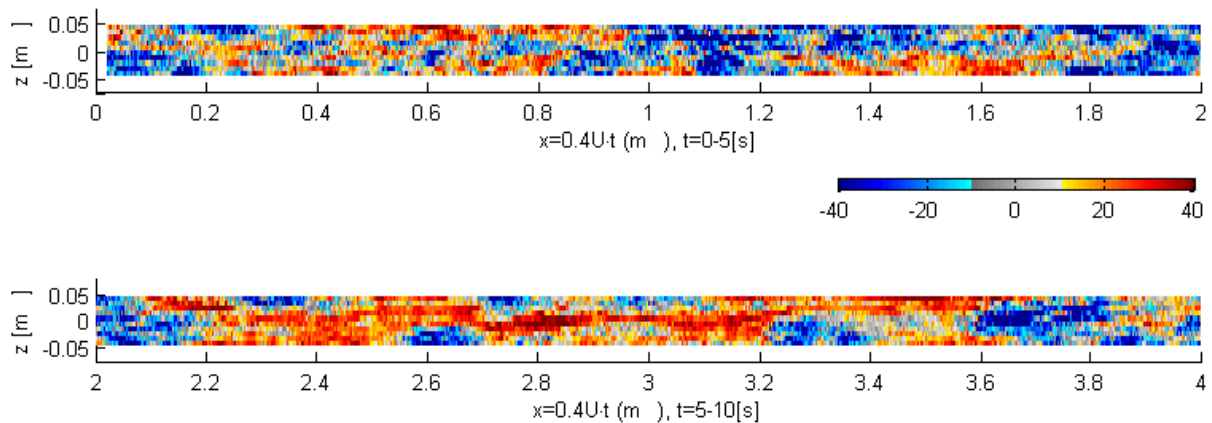
Abbildung 13 i) zeigt den Verlauf der Druckfluktuationen  $\text{rms}(p)$  über die Tiefe der Sohle. Die Daten stammen aus Messungen der Serie 1, sowohl bei geringem und mittlerem Strömungsangriff auf die Sohle (0,65 bzw. 3,0 Pa), als auch bei Strömungsbelastung unter low mobility conditions (6,6 Pa). Die Abnahme über die Tiefe erfolgt exponentiell und erreicht bei  $y = -20$  mm einen Wert, der sich auch mit zunehmender Überdeckung nicht ändert. Die wesentliche Dämpfung findet innerhalb der ersten zwei Kornlagen statt. Die dimensionslose Darstellung in Abbildung 13 ii) zeigt, dass sich die Kurvenverläufe bis zu einer Tiefe von  $y = -10$  mm mit der Schubspannung  $\tau_0$  als typischem Parameter der Hauptströmung skalieren lassen. Offensichtlich werden die maßgeblichen Druckfluktuationen in diesem Bereich durch die Turbulenz der Außenströmung generiert. Tiefer im Kies lässt sich diese Skalenabhängigkeit von  $\tau_0$  nicht mehr grundsätzlich bestätigen, da die entdimensionierten Kurven nicht mehr übereinander liegen. Die Druckfluktuationen müssen durch andere Mechanismen, wie z.B. langwellige Wasserstandsschwankungen oder Filterströmungen, entstehen.



**Abbildung 13:** Vertikale Fluktuationsprofile der Druckschwankungen  $rms(p(y))$  aus Messungen der Serie 1 bei  $\tau_0 = 0,65$  Pa (schwarz), 3,0 Pa (blau) und 6,6 Pa (rot). Kreise kennzeichnen eine Orientierung des MPPS entgegen der Hauptströmungsrichtung (Schubkraft), Punkte kennzeichnen eine vertikale Orientierung (Liftkraft) des MPPS.



**Abbildung 14:** Isolinien der Druckfluktuationen  $p'(z, 0,2U \cdot t)$ , Messdauer von 0-10 s bzw. 10-20 s, Lage der Sensoren auf  $y = 0,0$  mm. Vertikale Orientierung (Liftkraft) der MPPS. Mit  $-40 < p' < +40$  [Pa] gleiche Farbskalierung wie Abbildung 15. Längenskala [m] x [m/s·s].



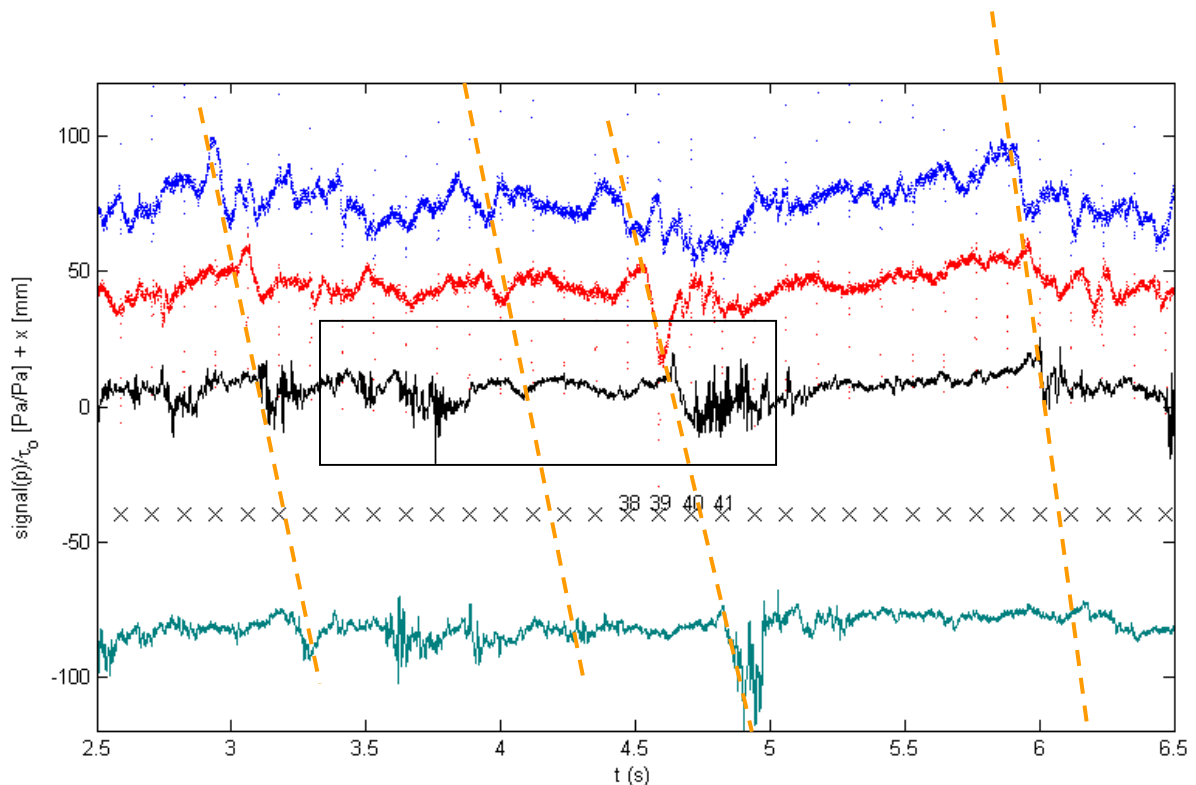
**Abbildung 15:** Isolinien der Druckfluktuationen  $p'(z, 0,4U \cdot t)$ , Messdauer von 0-5 s bzw. 5-10 s, Lage der Sensoren auf  $y = +10$  mm. Vertikale Orientierung (Liftkraft) der MPPS. Mit  $-40 < p' < +40$  [Pa] gleiche Farbskalierung wie Abbildung 14. Längenskala [m] x [m/s·s].

Analog zur Isoliniendarstellung der ADCP-Messungen in Abbildung 10 lassen sich auch die ortsfesten Druckmessungen  $p(t)$  von einer Zeitabhängigkeit in eine Längenskala in Strömungsrichtung übertragen. Abbildung 14 sowie Abbildung 15 zeigen eine solche Darstellung der Druckfelder. Die verwendeten Zeitreihen entstammen elf transversal zur Strömung angeordneten Sensoren (vgl. Abbildung 5 ii), zur Erfassung des Druckes auf  $y = 0$  mm bzw.  $y = 10$  mm. Die Zeitreihen wurden hier mit einer mittleren Transportgeschwindigkeit von  $0,2U$  bzw.  $0,4U$  in eine Längenskala überführt. Beide Darstellungen lassen kohärente Druckfelder erkennen. Dabei sind die Felder für den Horizontalschnitt bei  $y = 10$  mm deutlich in die Länge gezogen, was auf den Einfluss der streaky structures wie in Abbildung 12 schließen lässt. Für Felder des Horizontalschnitt bei  $y = 0$  mm lässt sich dieser Einfluss nicht so deutlich darstellen. Zwar sind ebenso zusammenhängende Felder erkennbar, allerdings weisen diese keine ausgeprägte Streckung in Längsrichtung auf und haben eine durch den Kiesfilter gedämpfte geringere Intensität.

### 5.3 Synoptische Betrachtung von Geschwindigkeitsfeld und Druck

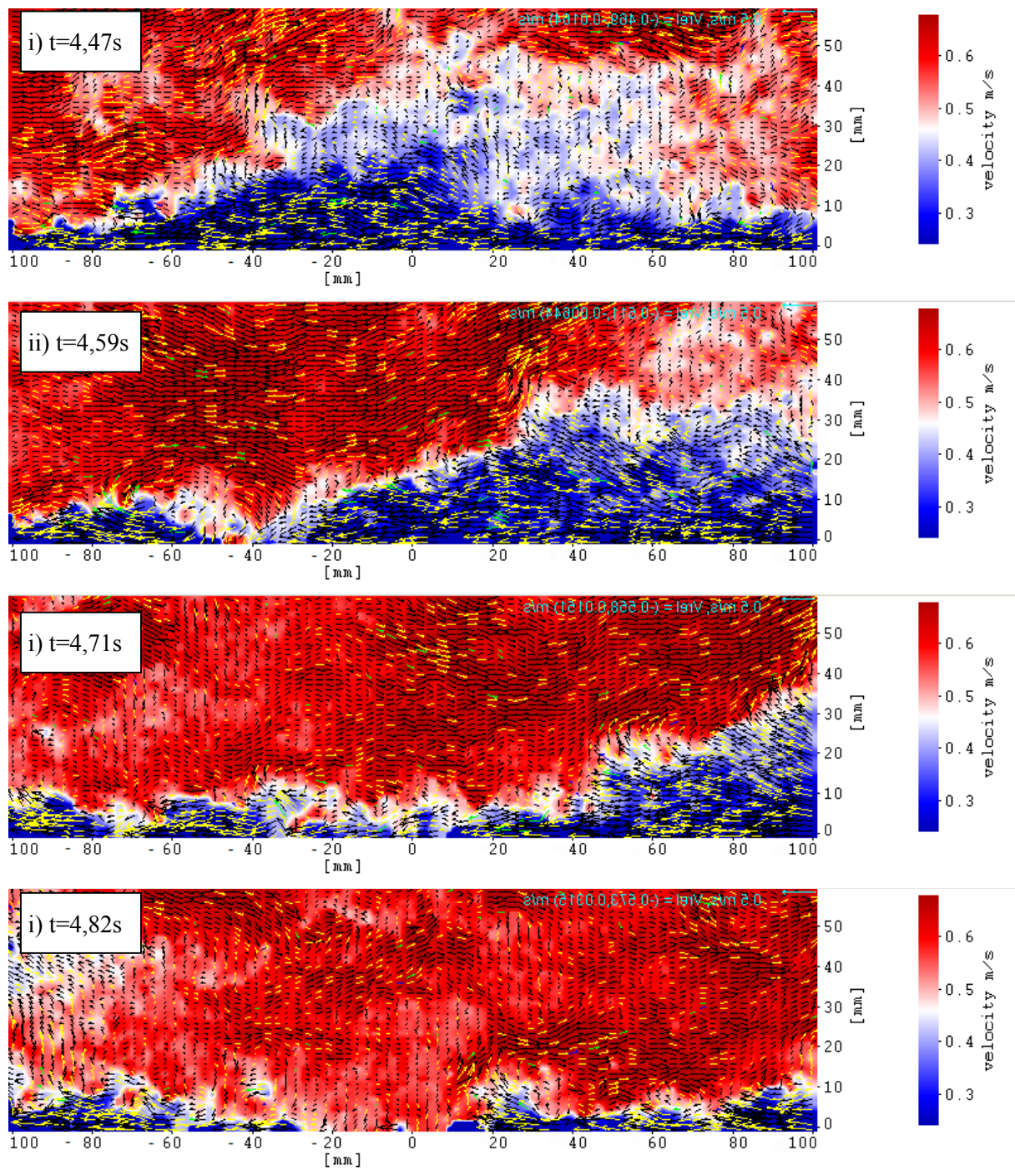
Abbildung 16 zeigt ein Zeitsignal der Druckschwankungen  $p'(t)$  über eine Dauer von 2,5 – 6,5 s. Die vier Drucksensoren waren für eine Messung auf  $y = 0,0$  mm installiert entlang der Rinnenmitte auf den Koordinaten  $x = (-82, -45, -7,5, +82)$  mm. Das Durchwandern von Druckfeldern unterschiedlicher Transportgeschwindigkeit wird deutlich sichtbar, hier verdeutlicht durch die gestrichelten orangen Linien.

Eine nähere Betrachtung konzentriert sich im Folgenden auf die Messzeit 4,47 – 4,82 s. In Abbildung 17 werden die hierzu synchronen Geschwindigkeitsfelder der PIV-Messung dargestellt. Zum Zeitpunkt  $t = 4,47$  s kann eine typische Struktur zweier interagierender Fluidzonen beobachtet werden. Der Winkel der Scherzone beträgt dabei  $20^\circ$ . Ihr Fußpunkt liegt zu diesem Zeitschritt bei  $x = \sim 80$  mm, also auf Höhe des vordersten Drucksensors. Das Drucksignal dieses Sensors erreicht zu diesem Zeitpunkt gerade ein temporäres Druckminimum. Das Signal des Sensors bei  $-42$  mm befindet sich auf einem ansteigenden Ast. Die anderen beiden Sensoren sind unbeeinflusst. Zum Zeitschritt  $t = 4,59$  s passiert der Fußpunkt der Scherzone den Sensor bei  $-42$  mm. Er erreicht sein temporäres Minimum, wie auch zum darauf folgenden Zeitpunkt  $t = 4,71$  s der Sensor bei  $-7,5$  mm und kurz nach  $t = 4,82$  s der Sensor bei  $+82$  mm. Mit dem Wechsel von einer langsamen auf eine schnelle Fluidzone wird mit jedem Sensor ein wesentlicher Druckabfall gemessen.



**Abbildung 16:** Druckschwankungen  $p'(t)/\tau_0 + x$  [mm]. Sensoren auf  $y = 0,0$  mm;  $x = (-82, -45, -7,5, +82)$  mm (blau, rot, schwarz, grün). Die Kreuze zeigen den Zeitpunkt der einzelnen Frames 38-41 der synchronen PIV-Messung (Abbildung 17). Der Kasten kennzeichnet den in Abbildung 18 dargestellten Bereich.



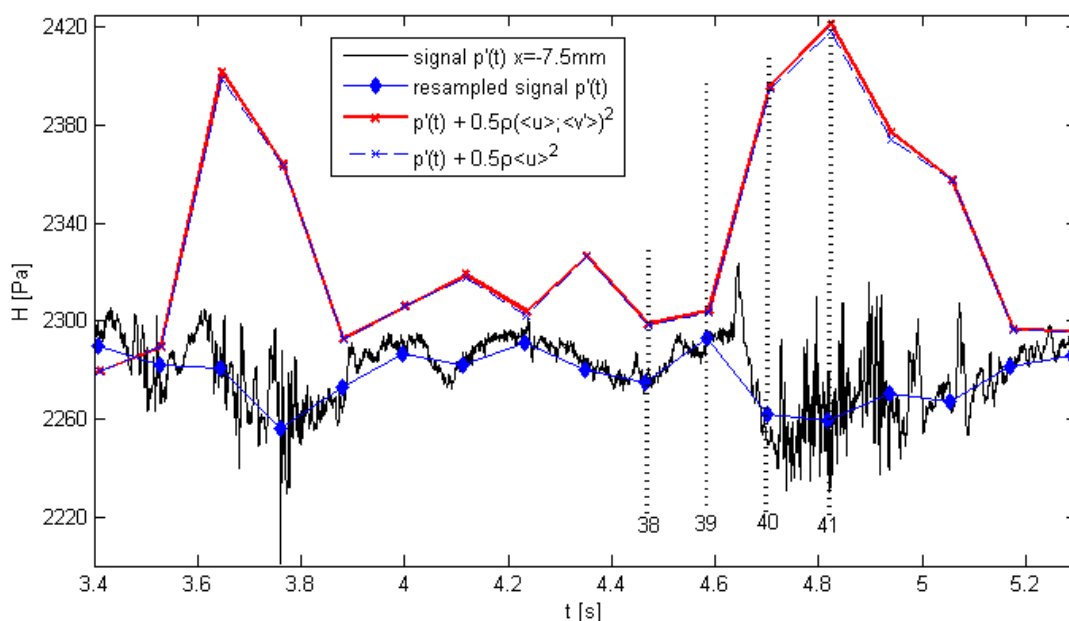


**Abbildung 17:** Zeitliche Abfolge von momentanen sohnnahen Strömungsfeldern, gemessen mittels PIV-Vertikalschnitt. i-iv) Frame 38, 39, 40 und 41. Vektoren:  $(u', v')$ , Hintergrund:  $(u, v)$ .

Eine genauere Betrachtung des Verlaufs eines typischen Druckwechsels wird in Abbildung 18 mit dem Signal des Sensors bei  $-7,5$  mm gegeben. Weiter enthält die Abbildung eine Darstellung der Energielinie, gebildet aus  $1/2 \rho (\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2)$ . Die Geschwindigkeiten  $u$  und  $v$  wurden gemittelt aus einem Fenster von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  direkt oberhalb des Sensors. Aufgrund des logarithmischen Verlaufes des Geschwindigkeitsprofils gibt die so berechnete kinetische Energie tendenziell einen zu hohen Wert, der sich vielmehr auf die vertikale Koordinate  $y = \sim 10/2 = 5 \text{ mm}$  bezieht. Unter dem Einfluss einer langsamen Überströmung  $t = 3,9 - 4,65 \text{ s}$  stagniert das Drucksignal in einem konstanten Bereich

mit  $\pm 5$  Pa. Gegen Ende der Phase der langsamen Überströmung bei  $t = 4,45 - 4,65$  s steigt der Druck leicht an um  $+30$  Pa. Danach kommt es zu einem starken Druckabfall von  $-70$  Pa innerhalb  $t = 4,65 - 4,71$  s. Zeitlich fällt dieser Druckabfall in den Bereich der beschleunigenden Überströmung. Ein Druckabfall von  $-70$  Pa bzw. ein auf den Mittelwert bezogener Druckabfall von  $-70 + 30 = -40$  Pa ist gleichbedeutend mit einer auf ein Einzelkorn wirkenden Liftkraft von  $-40$  Pa. Übersteigt diese Liftkraft die Gewichtskraft eines Kieskorns, so kann der aus dem Druckabfall resultierenden Liftkraft verbunden mit einer nachfolgenden schnelleren Fluidzone eine zentrale Rolle bei der Initialbewegung eines einzelnen Kieskorns zugeschrieben werden. Für einen idealisierten, kugelförmigen Kiesel mit Durchmesser  $d = 10$  mm beträgt die rechnerische Gewichtskraft unter Auftrieb  $\sim 100$  Pa, d.h. die hier gemessene Liftkraft von  $-40$  Pa kann nicht ausreichen, um ein Einzelkorn anzuheben. Bei der hier dargestellten Überströmung durch  $U_{bulk} = 665$  mm/s bzw.  $\tau_0 = 3,0$  Pa konnte während der Messungen dementsprechend kein Transport von Einzelkörnern beobachtet werden. Eine Steigerung des Strömungsangriffes auf „low-mobility“-Bedingungen durch  $U_{bulk} = 948$  mm/s bzw.  $\tau_0 = 6,6$  Pa führt jedoch dann zwangsläufig in Größen der Sohlbelastung, die für einen Bewegungsbeginn ausreichen.

Mit Abklingen der Beschleunigung bzw. im Übergang zur wieder abnehmenden Geschwindigkeit ist im Drucksignal nach Abbildung 18 eine wesentliche Zunahme der Fluktuationen auf  $\pm 20$  Pa zu verzeichnen, was höchstwahrscheinlich auf ein sog. „vortex-shedding“ an den Kieskörnern zurückzuführen ist. Mit dem erneuten Erreichen einer langsamen Überströmung ab  $t = 5,2$  s steigt sowohl der Druck auf das Niveau wie bei  $t = 3,9 - 4,65$  s. Auch die Fluktuationen erreichen wieder geringere Werte von  $\pm 5$  Pa.

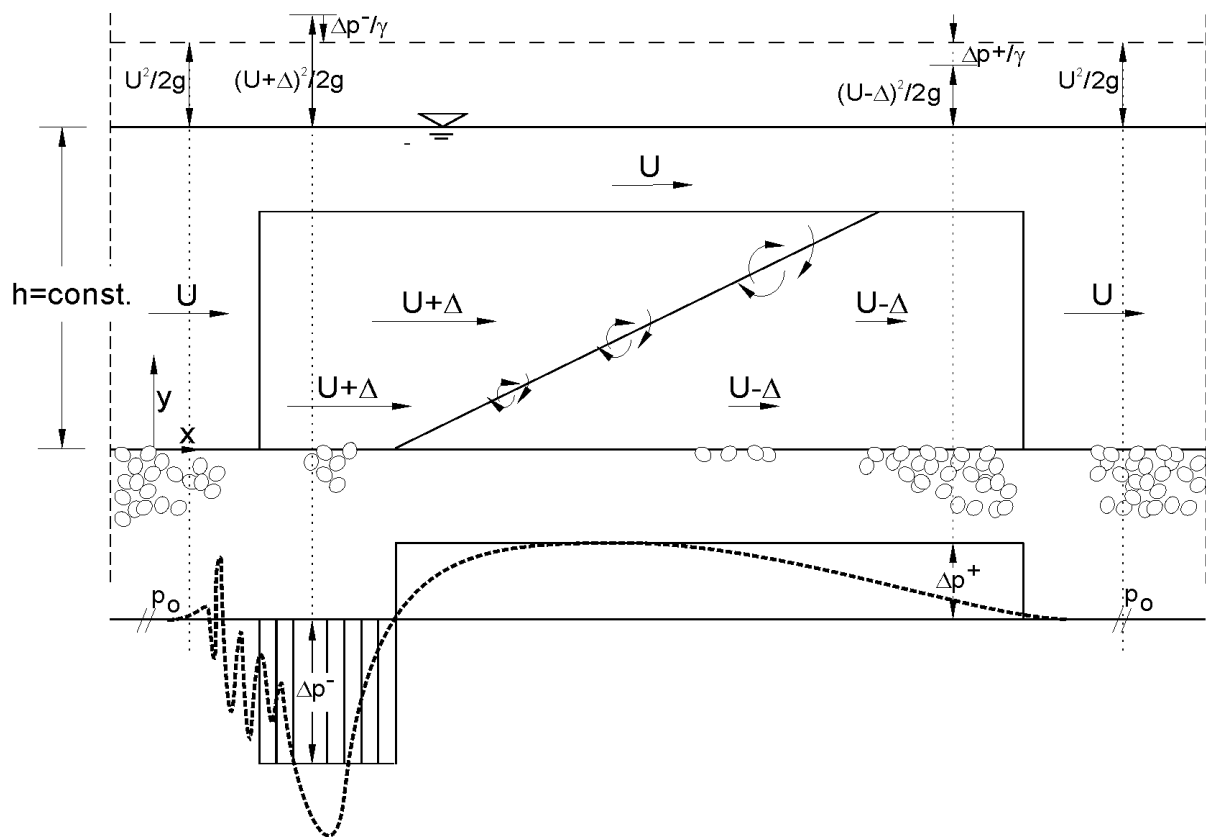


**Abbildung 18:** Druckschwankungen  $p'(t)$  des in der Sohle eingebauten Sensors bei  $(x, y) = (-7,5; 0,0)$  [mm] sowie zugehörige Energielinie. Die Geschwindigkeiten  $u, v$  wurden aus einem Feld von  $10 \times 10$  mm<sup>2</sup> oberhalb des Sensors gemittelt. Die vertikalen, gestrichelten Linien zeigen den Zeitpunkt der einzelnen Frames 38-41 der synchronen PIV-Messung (Abbildung 17).

### 5.4 Modellansatz zu Berechnung der Liftkraft

In Kapitel 5.3 wurde exemplarisch anhand einer Messung die Interaktion zweier unterschiedlich schneller Fluidzonen sowie der resultierende Druckverlauf an der Sohle dargestellt. Demnach führt eine Beschleunigung der Überströmung zu einer Druckabnahme, deren Abweichung bezogen auf das zeitliche Mittel größer ist als eine vorherige Zunahme des Druckes. Im Folgenden wird ein einfaches Modell aufgestellt, das den Größenordnung der Druckschwankung abschätzen kann.

Ausgehend von einer Strömungsgeschwindigkeit  $U$  bei konstanter Wassertiefe  $h$  werden zwei gleichgroße, in Wechselwirkung stehende Fluidzonen unterschiedlicher Geschwindigkeit betrachtet. Der untere, langsamere Fluidbereich habe die Geschwindigkeit  $U-\Delta$ , der obere aus Kontinuitätsgründen  $U+\Delta$ . Die gemeinsame Scherzone bildet einen typischen Winkel von  $\beta$  zur Horizontalen. Der Verlauf der Energielinie sei konstant, d.h. ein möglicher Unterschied im Energieniveau von  $U+\Delta$  zu  $U-\Delta$  wird vernachlässigt. Abbildung 19 gibt eine Ansicht hierzu.



**Abbildung 19:** Modellansatz zur Einwirkung kohärenter Strukturen in der Hauptströmung auf das resultierende Druckfeld im Interstitial.

Der Sohldruck bei ungestörter Überströmung mit  $U$  betrage  $p_0$ . Bei einer verlangsamten Überströmung mit  $U-\Delta$  nimmt der Druck zu um  $\Delta p^+$ , bzw. im umgekehrten Fall ab um  $\Delta p^-$ . Es gilt im eindimensionalen Fall vereinfacht nach der Eulergleichung

$$dp/dx = -\rho U_i/dt \tag{Gl. 1}$$

bzw. nach Umformen und Integration bzw. Summation

$$|\Delta p^+| = 0,5 \rho (-2U\Delta + \Delta^2) \quad (\text{Gl. 2})$$

und analog gilt für die Druckabnahme

$$|\Delta p^-| = 0,5 \rho (+2U\Delta + \Delta^2). \quad (\text{Gl. 3})$$

Die Beziehung von  $\Delta p^+$  zu  $\Delta p^-$  lautet demnach wie folgt

$$|\Delta p^-| = 4U\Delta + |\Delta p^+|. \quad (\text{Gl. 4})$$

Der Betrag der Druckabnahme  $|\Delta p^-|$ , entsprechend einer Liftkraft, ist um  $4U\Delta$  größer als die vorherige Druckabnahme  $|\Delta p^+|$ . Dies erklärt, warum ein Druckabfall extremer ausfällt als eine Druckzunahme, wie z.B. in Abbildung 18.

Der vereinfachte, lineare Verlauf der Sohldruckänderungen ist in obigem Modell ist skizziert. Tatsächlich ist der resultierende lokale Druck jedoch das Ergebnis der gesamten, momentanen Strömungsdomäne, mit einem abklingenden Beitrag einzelner Wirbel bzw. Strömungsstrukturen mit zunehmender Entfernung. Dem wird hier mit einer zusätzlich skizzierten Ausgleichskurve Rechnung getragen. Sie versucht sowohl die jeweilige Sohlnähe der drei Zonen mit  $U$ ,  $U+\Delta$  und  $U-\Delta$  zu berücksichtigen als auch die lokale Strömung durch die Wirbel der Scherzone sowie aufgrund von „vortex-shedding“ einfließen zu lassen.

Für eine ungestörte Umgebungsgeschwindigkeit von beispielsweise  $U = 200$  mm/s und einer Änderung der Geschwindigkeit um  $\Delta = 100$  mm/s wie nach Abbildung 17 ergibt sich nach Gl. 2 und Gl. 3 ein Verhältnis der Druckänderungen von  $|\Delta p^-| : |\Delta p^+| = 167\%$ . Die Liftkraft berechnet sich dabei zu  $\Delta p^- = -50$  Pa. Der Ansatz überschätzt eine tatsächlich gemessene Liftkraft von  $\Delta p^- = -40$  Pa wie in Abbildung 18, gibt jedoch im Rahmen der Modellvereinfachung deren Größenordnung gut wieder.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen des BWPLUS-geförderten Forschungsprojektes BWR 25003 wurden die instationären hydrodynamischen Vorgänge über und innerhalb rauer, poröser Flusssohlen experimentell erfasst. Durch eine Identifikation der maßgeblichen Interaktionsmechanismen einer Flusströmung mit der Strömung in der Sohle sollen zukünftig verbesserte Ansätze zu Sedimentstabilitäts- und Transportfunktionen entwickelt werden. Zur Prozessvisualisierung wurden simultan bis zu 16 miniaturisierte hochsensible Drucksensoren an und innerhalb einer Labor-Gerinnesohe sowie ein 2-D PIV (Particle Image Velocimetry) System eingesetzt.

Das Versuchsgerinne wurde umgebaut. 16 miniaturisierte, piezoresistive Drucksensoren wurden hergestellt. Ein 2-D PIV System wurde installiert. Die geplanten drei Messreihen wurden durchgeführt und exemplarisch analysiert. Messergebnisse zeigen häufig eine wechselnde Passage von in sich geschlossenen Fluidzonen unterschiedlicher Geschwindigkeit. Diese skalieren mit der Wassertiefe  $h$  in einer Größenordnung von  $0,1$  bis  $3,0 h$ . Bei der Interaktion, d.h. beim „Überholvorgang“ einer schnelleren mit einer langsameren Fluidzone ergibt sich ein typischer Winkel von  $10-30^\circ$  für die resultierende Scherzone gegen die Sohle. Verbunden mit der Passage dieser Scherzone konnte ein signifikanter Druckabfall in der Gerinnesohe gemessen werden. Es wird die Hypothese aufgestellt, dass der aus dem Druckabfall resultierenden Liftkraft verbunden mit einer nachfolgenden schnelleren Fluidzone eine zentrale Rolle bei der Initialbewegung eines einzelnen Kieskorns, und demnach der Destabilisierung der Sohle, zukommt. Ein einfaches, auf der Eulergleichung beruhendes Modell zur Abschätzung der resultierenden Liftkraft bestätigt diese Annahme.

Zum Ende des Projektes liegen nunmehr folgende Ergebnisse vor:

- Weiterentwicklung der verwendeten Messtechniken sowie Erschließung neuer Anwendungsgebiete für 2-D-PIV und miniaturisierte piezoelektrische Drucksensoren für eine Messung in „arbeitsfeindlicher“ Umgebung in und an einer überströmten Kiessohle
- Qualitative und quantitative Beschreibung der exponentiellen Dämpfung von turbulenten Druckfluktuationen innerhalb eines Kieskörpers
- Zeitlich und räumlich hochaufgelöste, simultane, qualitative und quantitative Beschreibung von Druck- und Geschwindigkeitsfeldern, sowohl in der Außen- als auch in der Porenströmung zur Erlangung einer synoptischen Sichtweise der hydrodynamischen Prozesse
- Identifikation eines maßgeblichen Interaktionsmechanismus von Außen- auf die Porenströmung unter Berücksichtigung des Auftretens von kohärenten Strukturen in der Hauptströmung inklusive Aufstellung eines Struktur-beschreibenden Modells zur Abschätzung der Liftkraft

Die gesammelten Messdaten werden in den kommenden Monaten einer umfassenden detaillierten Analyse und Bewertung hinsichtlich obiger Hypothese zur Initialbewegung unterzogen. Weiter sollen sie mit CFD Simulationen (LES) über Kugelpackungen verglichen werden, sowohl um die numerischen und physikalischen Ergebnisse gegenseitig zu validieren, als auch um das Prozessverständnis auf messtechnisch schwer oder nicht erfassbare Bereiche zu erweitern.

Bei der zukünftigen Entwicklung von verbesserten Sedimentstabilitäts- und Transportfunktionen sollte die Liftkraft resultierend aus dem Wechsel von langsamer auf schnelle Fluidzone und deren exponentielle Dämpfung über den Kiesfilter berücksichtigt werden.

## LITERATUR

- Adrian, R.J., Meinhardt, C.D., Tomkins, C.D. (2000): „Vortex organisation in the outer region of the turbulent boundary layer“, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 422, pp. 1-54
- Allen, J.R.L., (1985): „Principles of Physical Sedimentology“, George Allen & Unwin, London
- Ashworth, P.J.; Bennett, S.J.; Best, J.L.; McLelland, S.J. (1996): „Coherent Flow Structures in Open Channels“, John Wiley & Sons Ltd, Chichester, England, 1996.
- Cameron, S.M., Coleman, S.E., Melville, B.W., Nikora, V.I. (2006): “Marbels in oil, just like a river?”, In: Ferreira, Alves, Leal & Cardoso, *Proceedings of River Flow 2004*, Lisbon, Balkema Publishers
- Dancey, C.L.; Balakrishnan, M.; Diplas, P.; Papanicolaou, A.N. (2000): „The spatial inhomogeneity of turbulence above a fully rough, packed bed in open channel flow“, *Experiments in Fluids*, 29, pp. 402-410, Springer Verlag, 2000.
- Defina, A. (1996): „Transverse Spacing of Low-speed Streaks in a Channel Flow over a Rough Bed“, in: *Coherent Flow Structures in Open Channels*, John Wiley & Sons Ltd. England.
- Dittrich, A. (1992): „An improved model to determine river bed stability“, 5th International Symposium on River Sedimentation, Karlsruhe, pp. 493-502.
- Dittrich, A.; Träbing, K. (1999): „Turbulenzbedingte Prozesse kl. Fließgewässer“, *Wasserwirtschaft*, Vol. 89, pp. 306-311.
- Dittrich, A (1998): „Wechselwirkung Morphologie/Strömung naturnaher Fließgewässer“, Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe, Heft 198, 1998.
- Dittrich, A (1999): „Sohlenstabilität naturnaher Fließgewässer“, S. 42-49, Statusbericht 1998/1999 der WBW Fortbildungsgesellschaft, 5. Jahrgang, Heidelberg, 1999.
- Drake, T.G.; Shreve, R.L.; Dietrich, W.E.; Whiting, P.J.; Leopold, L.B. (1988): „Bedload transport of fine gravel observed by motion-picture photography“, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 192, pp. 193-217.
- DuBoys, M.P. (1879): "Études du Regime et l'Action Exercée par les Eaux sur un Lit à Fond de Gravier Indefiniment Affouilable", *Annales de Ponts et Chaussées*, Ser. 5, Vol. 18, pp. 141-195.
- Einstein, H.A. (1942): „Formulas for the transportation of bed load“, *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, Vol. 107, pp. 561-597.
- Garcia, M.; Lopez, F.; Nino, Y. (1995): „Characterization of near-bed coherent structures in turbulent open channel flow using synchronized high-speed video and hot-film measurements“, *Experiments in Fluids*, 19, pp. 16-28.
- Grass, A.J. (1970): „Initial instability of fine bed sand“, *Journal of the Hydraulics Division*, Vol. 96, HY 3 pp. 619-632.
- Grass, A.J. (1971): „Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries“, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 50, Part 2, pp. 233-255.
- Grass, A.J.; Stuart, A.J.; Mansour-Tehrani, M. (1991): „Vortical structures and coherent motion in turbulent flow over smooth and rough boundaries“, *Phil. Transactions of the Royal Society, A*, 336, pp. 35-65.
- Grass, A.J.; Mansour-Tehrani, M. (1996): „Generalized Scaling of Coherent Bursting Structures in the Near-wall Region of Turbulent Flow over Smooth and Rough Boundaries“, in: *Coherent Flow Structures in Open Channels*, John Wiley & Sons Ltd. England.
- Gyr, A.; Müller A. (1996): „The Role of Coherent Structures in Developing Bedforms During Sediment Transport“, in: *Coherent Flow Structures in Open Channels*, John Wiley & Sons Ltd., Chichester, England.
- Hofland, B., Booij, R. (2004), "Measuring the flow structures that initiate stone movement", Greco, Carraveta, Della Morte, *Proceedings of River Flow 2004*, Napoli, Balkema Publishers
- Hoyal, D.C.J.D.; Depinto, J.V.; Atkinson J.F.; Taylor, S.W. (1995): „The effect of turbulence on sediment deposition“, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 33, No. 3, pp. 349-359.
- Imiela, M. (2003); „Langfristige mehrdimensionale Feststofftransportmodellierung zum morphologischen Gleichgewichtszustand anhand von Modellversuchen und einer Renaturierungsmaßnahme an der Enz“, Diplomarbeit am Institut für Hydromechanik, In Zusammenarbeit mit dem IWK, beide Universität Karlsruhe, sowie der BAW, (unveröffentlicht)
- Kim, J.; Moin, P.; Moser, R. (1987): "Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number", *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, pp. 133-166.
- Klar, M.; Jehle, M.; Jähne, B.; Detert, M.; Jirka, G.H.; Köhler, H.-J.; Wenka, T. (2004), "Simultaneous 3-D PTV and Micro-Pressure Sensor Equipment for Flow Analysis in a Subsurface Gravel Layer ", Greco, Carraveta, Della Morte, *Proceedings of River Flow 2004*, Napoli, Balkema Publishers

- Kline, S.J.; Reynolds, W.C.; Schraub, F.A.; Rundstadtler, P.W. (1967): „The structure of turbulent boundary layers“, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 30, Part 4, pp. 741-773.
- LFU, „Umweltdaten 2000 online“, <http://www2.lfu.baden-wuerttemberg.de/lfu/abt2/umweltdaten2000/index.htm>
- Nelson, J.M.; Schmeeckle, M.W.; Schreve, R.L. (2001). Turbulence and particle entrainment. In: M. Mosley (ed.) *Gravel Bed Rivers V*, pp. 221-248, Wellington: New Zealand Hydrological Society
- Nezu, I.; Nakagawa, H. (1993): *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR/AIRH Monograph Series, Balkema Publishers, Rotterdam.
- Roy, A.G.; Buffin-Belanger, T. (2000): „Advances in the study of turbulent flow structures in gravel-bed rivers“, *Gravel-bed rivers 2000 – New techniques*.
- Sechet, P.; Guennec, B. le (1999): "Full Papers – The role of near wall turbulent structures on sediment transport", *Water Research*, Band 33, Heft 17.
- Sechet, P.; Le Guennec (1999): „Bursting phenomenon and incipient motion of solid particles in bed-load transport“, *Journal of hydraulic research*, Vol. 37, No. 5, 683-696.
- Shen, C.; Lemmin, U. (1999): „Application of an acoustic particle flux profiler in particle-laden open-channel flow“, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 37, No. 3, pp. 407-419.
- Shields, A. (1936): „Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung“, *Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasserbau*
- Smith, C.R.; Walker, J.D.A.; Haidari, A.H.; Sobrun, U. (1991): "On the dynamics of near-wall turbulence", *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, 336, 131-175.
- Stößer, T., Rodi, W., Fröhlich, J. (2005); „Large Eddy Simulation of Open-Channel Flow over a Layer of Spheres“, In: *Proceedings of 31th IAHR Congress*, Seoul, September 11-16, 2005
- Sutherland, A.J. (1966): "Entrainment of fine sediments by turbulent flows", *California Institute of Technology, Pasadena*, Report KH R 13.
- Vollmer, S.; Träbing, K.; Dittrich, A. (2000): „Turbulence induced penetration of near bottom water into the porous media – experimental study“, *Proceedings of the International Symposium on River Flood Defence*, Kassel, pp. E17-E24.
- Wells, J.C.; Yamamoto, Y. (2001): „Experimental Spatio-Temporal Structure of vortical and straining regions near the wall of open-channel flow“, *Annual Journal of Hydraulic Engineering, JSCE*, Vol. 45.
- WSA; „Geschiebezugabe Iffezheim“, Flyer, 2004
- Yalin, M. S. (1992): „*River Mechanics*“, 1st edition, Pergamon Press Ltd., Oxford, England.
- Zanke, U. (1999): „Zur Physik von strömungsgetriebenem Sediment“, *Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft*, Heft 106, TU Darmstadt.

**ANLAGE 1:**  
**Sieblinienanalysen des Kiesmaterials**



**ANLAGE 2:**

*Impact of Coherent Flow Patterns on a Gravel Bed*

submitted to: RiverFlow 2006, Master Classes, IAHR-Conference in Lisbon 05.09.2006