

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Fachgebiet Hydromechanik

Experimentelle Untersuchung der Auskolkung um einen zylindrischen Brückenpfeiler

Florian E. J. Pflieger

Vollständiger Abdruck der an der Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen der Technischen Universität zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. N. Vogt

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. M. Manhart
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil., Prof. h.c. U. C. E. Zanke,
Technische Universität Darmstadt
3. Prof. Dr.-Ing. O. Link,
Universidad de Concepcion / Chile

Die Dissertation wurde am 16.12.2010 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen am 31.03.2011 angenommen.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden im Labor des Fachgebiets Hydromechanik der Technischen Universität München Experimente zur Kolkentwicklung in der Umgebung eines zylindrischen Brückenpfeilers durchgeführt. Ziel der Versuchsreihe war die Untersuchung der Erosionsvorgänge und der sohnahen Strömungseigenschaften im Kolk und eine Kombination der Messergebnisse, um den Einfluss verschiedener Strömungsgrößen auf den Sedimenttransport identifizieren zu können.

Zur Erfassung der Sedimentbewegungen wurde ein neues Messsystem zur Bestimmung von Kornverlagerungen mittels Bildverarbeitungsmethoden entwickelt und eingesetzt. Die Strömungsgeschwindigkeiten wurden mit einer LDA-Anlage (Laser-Doppler-Anemometrie) gemessen. Die Untersuchungen befassten sich mit der Auskolkung unter einer mittleren Zuströmungsgeschwindigkeit von 80% bezogen auf die Geschwindigkeit im Zustand des Transportbeginns im ungestörten Bereich.

Für diese hydraulischen Randbedingungen umfasst die Versuchsreihe zur Quantifizierung der Sedimentbewegungen die Aufnahme der Erosionsvorgänge zu acht verschiedenen Zeitpunkten im Laufe der Kolkentwicklung von der initialen Kolkbildung bis zum Quasi-Gleichgewichtszustand. Die sohnahen Strömungsgeschwindigkeiten wurden zu einem dieser Zeitpunkte ($t = 60$ min) vermessen. Dafür wurde ein Traversierungssystem entwickelt, das es ermöglicht, durch ein minimal eingetauchtes Zugangsglas von oberhalb der Wasseroberfläche mit einer LDA-Sonde in verschiedenen Richtungen automatisiert zu messen. Auf diese Weise konnten die zeitlich gemittelten Werte der Geschwindigkeiten und der Komponenten des Reynolds-Spannungstensors ermittelt werden.

Die Ergebnisse der Sedimentbewegungsmessungen erlauben eine Analyse der Erosionsprozesse im Kolkloch und deren Entwicklung im Laufe der fortschreitenden Eintiefung des Kolks. Sie zeigen den wachsenden Einfluss des Hufeisenwirbel-Systems auf die Kornbewegungen und die Veränderung der Transportrichtungen. Das sohnaher Strömungsgeschwindigkeitsfeld nach $t = 60$ min weist eine starke Beschleunigung im Vergleich zum ungestörten Gerinne und wesentlich erhöhte Turbulenzintensitäten im Einflussbereich des Hufeisenwirbels auf. Die Untersuchung der Zusammenhänge zwischen Sedimenttransport und Strömungsfeld ergab eine Abhängigkeit der Transportraten von der Turbulenzintensität.

Abstract

Within this thesis experiments on the scour development in the vicinity of a cylindrical bridge pier have been conducted. These series aimed at the investigation of the erosion processes and the near bed flow properties in the scour hole and the combination of the measurement results to identify the influences of the flow quantities on the sediment transport.

For the acquisition of the sediment movements a measurement system for the detection of grain displacements via image processing techniques was developed and applied. The flow velocities were measured by an LDA-System (Laser-Doppler-Anemometry). The investigation was focused on the scouring at a section averaged velocity of 80% based on the velocity at the initial motion in the undisturbed flume.

Under these hydraulic conditions the test series for the quantification of the sediment movement includes the recording of the erosion processes at eight different time stages during the scour evolution between the initial scour hole formation and the quasi equilibrium stage. The near bed flow velocities were measured at one of these times ($t = 60$ min). A traversing system was developed for the automatic measurement in different directions through a slightly submerged optical access from above the water surface with an LDA-probe. Thus the time averaged values of the flow velocities and the components of the Reynolds stress tensor were determined.

The results of the sediment movement measurements allow the analysis of the erosion processes and their evolution during the scour hole development. They show the growing influence of the horse shoe vortex system on the grain movements and the change of the displacement directions in time. The near bed flow velocity field at $t = 60$ min illustrates a strong acceleration compared to the undisturbed flume and significantly increased turbulence intensities in the area of influence of the horse shoe vortex. The analysis of the correlations of the sediment transport and the flow field results in a dependency of transport rates and turbulence intensity.

Vorwort

Die Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs, wie es auf dem offiziellen Titelblatt bezeichnet wird, ist eine langwierige, manchmal sehr zehrende Aufgabe. Diese Arbeit, die ich in den vergangenen knapp fünf Jahren vorangetrieben habe, hätte ich ohne die große Unterstützung einer Reihe von Leuten nicht zum Abschluss bringen können.

Mein größter Dank gilt meiner Frau Christine. Sie hat mich die gesamte Zeit hindurch unterstützt und motiviert und mir vor allem nach der Geburt unseres Sohnes Lorenz in der traditionell stressigen Schlussphase der Promotion hervorragend den Rücken frei gehalten. Vielen, vielen Dank dafür!

Meinen Eltern, meiner Schwester und meinen Großeltern danke ich für alle positiven Einflüsse, die sie mir im Laufe meines bisherigen Lebens mit auf den Weg gegeben haben. Ihre Prägung hat mich zu dem gemacht, was ich heute bin und mir unter anderem ermöglicht, so konzentriert und ausdauernd ein Ziel zu verfolgen, wie es für eine Promotion unbedingt notwendig ist. Das Vertrauen, das sie mir entgegengebracht haben, hat mich immer gestärkt.

Mein Doktorvater Prof. Manhart hat mir in meiner Zeit am Fachgebiet Hydromechanik immer die notwendigen Freiheiten eingeräumt und mich in meiner Arbeit unterstützt. Besonders danke ich ihm auch für das Verständnis, das er den Bedürfnissen eines berufstätigen, werdenden und danach jungen Vaters immer entgegengebracht hat.

Besonders danken möchte ich Christoph Rapp, von dem ich während der letzten fünf Jahre sehr viel lernen konnte und der mir sehr oft im Laufe meiner Arbeit mit Hinweisen und Anmerkungen geholfen hat. Er war in vielen Bereichen mein Vorgänger am Fachgebiet und hat mir durch seine hervorragende Arbeit den Einstieg in meine Tätigkeit sehr erleichtert.

Außerdem möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Fachgebiets herzlich für die schöne gemeinsame Zeit und die sehr gute Zusammenarbeit bedanken. Es war immer sehr angenehm und hilfreich, so viele nette und kompetente Kollegen in der Nähe zu haben. Mein besonderer Dank gilt dabei den Handwerkern im Labor. Erich Lechner, Christian Schmid und Werner Schneider haben mich während meiner Arbeit immer sehr gewissenhaft und mit hervorragenden Ideen unterstützt.

Vielen Dank!

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	I
Abstract	II
Vorwort	III
Inhaltsverzeichnis	VII
Tabellenverzeichnis	IX
Abbildungsverzeichnis	XV
Nomenklatur	XVII
1 Einleitung	1
1.1 Einführung	1
1.2 Problematik der Brückenkolke	2
1.2.1 Hydrologische und hydraulische Bemessung	2
1.2.2 Pfeilergründungen und Nachweise	4
1.2.3 Schlussfolgerungen für die Kolkforschung	6
1.3 Motivation und Ziele dieser Arbeit	7
2 Grundlagen	9
2.1 Turbulente Strömung	9
2.1.1 Allgemeines	9
2.1.2 Wandnahe Strömung	14
2.2 Sedimenttransport	22
2.2.1 Allgemeines	22
2.2.2 Physikalische Grundlagen	24
2.2.3 Ansätze zur Berechnung des Sedimenttransports	26
2.2.4 Fazit	36
2.3 Auskolkung an Brückenpfeilern	37
2.3.1 Strömungssituation und Kolkvorgang	37
2.3.2 Experimentelle Untersuchungen zur Strömungssituation	39
2.3.3 Berechnung und Vorhersage der Auskolkung	41
2.3.4 Fazit	44
3 Messtechnik	46
3.1 Ultraschallsensor	46

3.2	Laserdistanzsensor	46
3.3	Sedimentbewegungsmessungen	47
3.3.1	Grundlagen	47
3.3.2	Auswertalgorithmus	52
3.3.3	Konsequenzen für die Bildaufnahme	57
3.3.4	Ermittlung des räumlich variierenden Maßstabsfaktors	59
3.3.5	Transportraten	62
3.3.6	Parameterstudie und Bewertung der Messgenauigkeit	65
3.3.7	Auflösung des Geschwindigkeitsspektrums	75
3.3.8	Räumliche Auflösung	77
3.3.9	Zusammenfassung	77
3.4	Laser-Doppler-Anemometrie	78
3.4.1	Grundlagen	78
3.4.2	Seeding	85
3.4.3	Messung dreidimensionaler Turbulenzeigenschaften	87
3.4.4	Zusammenfassung	96
3.5	Fazit	96
4	Versuchsprogramm	97
4.1	Kritische Geschwindigkeit	97
4.2	Zeitliche Entwicklung der Kolktiefe	97
4.3	Sedimentbewegungsmessungen	98
4.4	Vermessung der Kolkgeometrie	102
4.5	Einfluss der Plexiglasplatte	103
4.6	Messung der sohnahen Strömungsgeschwindigkeiten	105
4.7	Zusammenfassung	106
5	Versuchsaufbau	107
5.1	Gerinne und Wasserkreislauf	107
5.2	Sediment	108
5.3	Sedimentbewegungsmessungen	109
5.4	Vermessung der Kolkgeometrie	114
5.5	Messung der sohnahen Strömungsgeschwindigkeiten	114
5.5.1	Sedimentoberfläche	114
5.5.2	LDA-Sonde	114
5.5.3	Seedingmaterial	116
5.5.4	Messrichtungen	116
5.5.5	Traversierung und optischer Zugang	118
5.5.6	Ermittlung der Messpositionen der LDA-Sonde	119
5.6	Zusammenfassung	123
6	Ergebnisse der Sedimentbewegungsmessungen	124
6.1	Postprocessing	124
6.2	Zeitlich gemittelte Bewegungsrichtungen	127
6.3	Mittlere Geschwindigkeitsbeträge und Fluktuationen	133
6.4	Auswertung über Scatterplots	138

6.5	Transportintensitäten	141
6.6	Fazit	143
7	Ergebnisse der LDA-Messungen	145
7.1	Bewertung der Messgenauigkeit	145
7.2	Sohlparalleles Vektorfeld	147
7.3	Mittlere Geschwindigkeiten	149
7.4	Schwankungsgrößen	153
7.5	Fazit	158
8	Analyse des Einflusses einzelner Strömungsgrößen auf den Sedimenttransport	159
8.1	Kornbewegungen und mittlere Strömungsgeschwindigkeiten	163
8.2	Kornbewegung und mittlere Schwankungsgrößen	165
8.3	Fazit	171
9	Fazit und Ausblick	173
9.1	Fazit	173
9.2	Ausblick	174
A	Anhang	185
A.1	Geometrie der Kolkoberfläche	185
A.2	Scatterplots der Sedimentbewegungen	188
A.3	Massentransport	193
A.4	Strömungsgeschwindigkeiten im kartesischen Koordinatensystem	197

Tabellenverzeichnis

3.1	Versuchsprogramm, -parameter und -ergebnisse der Transportratenmessungen	64
3.2	Variationsbreiten der untersuchten Parameter der Sedimentbewegungsmessungen	66
3.3	Regelsatz der Parameterstudie	66
3.4	Räumlich gemittelte Abweichungen aller Geschwindigkeitsgrößen	95
4.1	Versuchsreihe der Sedimentbewegungsmessungen	101
5.1	Bodenkennwerte	109

Abbildungsverzeichnis

1.1	Addition der Einzeleffekte des Sedimenttransports	3
2.1	Schematische Auswirkung eines Druckgradienten auf das wandnahe Geschwindigkeitsprofil	19
2.2	Schematische 2D Häufigkeitsverteilung in einer Quadrantenanalyse	20
2.3	Schematische 2D Häufigkeitsverteilungen mit unterschiedlichen $\langle u'w' \rangle$	21
2.4	Häufigkeitsverteilungen der treibenden und widerstehenden Kräfte (nach Hoffmans (1992))	23
2.5	Schema der Kräfte auf ein Sedimentkorn (nach Raudkivi (1967))	24
2.6	Shields-Diagramm (nach Zanke (1982a))	27
2.7	Variablendefinitionen auf doppelt geneigter Ebene (nach Dey (2003))	35
3.1	Aufeinanderfolgende Differenzbilder bei Bewegung von natürlichem Sediment	51
3.2	Zwischenergebnisse der Bildverarbeitung (Beispiel)	53
3.3	Mögliche Fälle zum zweiten Korrelationskriterium	55
3.4	Abbildung eines Kornes bei unterschiedlichen Auflösungen	58
3.5	Ermittlung der durch Brechung bedingten imaginären Kamerahöhe	60
3.6	Eindimensionale Darstellung der Ermittlung der Bildposition der Geometriemessdaten	61
3.7	Eindimensionale Darstellung der Ermittlung der realen Kornposition	61
3.8	Messaufbau zur Bestimmung der Sedimenttransportraten	63
3.9	Zusammenhang zwischen $q_{S,SF}$ und $q_{S,Alg}$	64
3.10	Variation des Parameters $d_{50,B}$	68
3.11	Variation des Parameters <i>bewegung</i>	69
3.12	Variation des Parameters <i>schwelle</i>	70
3.13	Variation des Parameters <i>WSTAT</i>	71
3.14	Variation des Parameters ΔGW_{max}	72
3.15	Variation des Parameters KOR_{min}	73
3.16	Variation des Parameters $ampV_{min}$	74
3.17	Doppler-Effekt mit sich bewegendem Empfänger	78
3.18	Schematisches Messvolumen im Zweistrahilverfahren	79
3.19	Schwebungsfrequenz aus der Überlagerung frequenz-verschobener Einzelsignale	80
3.20	Relevante Geschwindigkeitskomponenten beider Einzelstrahlen	80
3.21	Aufbau einer LDA-Anlage (Rapp (2009))	82
3.22	Idealisierter Burst	83
3.23	Exemplarische Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion 1	90
3.24	Exemplarische Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion 2	90
3.25	Geschwindigkeitsprofile zur Fehlerabschätzung, $\det A = 0,0109$	93

3.26	Geschwindigkeitsprofile zur Fehlerabschätzung, $\det A = 1$	94
4.1	Zeitlicher Verlauf der Kolktiefe an der Pfeilerfront	98
4.2	Messzeitpunkte der Sedimentbewegungsmessungen	100
4.3	Kolkprofil mit und ohne Strömung	103
4.4	Vergleich zwischen gemessenem Geschwindigkeitsprofil mit und ohne Platte und logarithmischem Profil	104
4.5	Draufsicht auf LDA-Messpunkte	105
5.1	Messgerinne	108
5.2	Korngrößenverteilung des verwendeten Sediments	109
5.3	Messaufbau Sedimentverfolgung	110
5.4	Messpositionen Sedimentverfolgung	113
5.5	Draufsicht der horizontalen Messrichtungen	117
5.6	Messrichtungen durch Drehung der Sonde um optische Achse	117
5.7	Auftreffwinkel der Laserstrahlen auf die Kolkoberfläche	118
5.8	Optischer Zugang durch die Wasseroberfläche	119
5.9	Aufhängung von LDA-Sonde und optischem Zugang	120
5.10	Kopplung der Vertikalverschiebung der Sonde mit der Horizontalverschiebung des Zugangsglases	121
5.11	Aufhängung der LDA-Sonde an der 3D-Traversierung	121
5.12	Verschiebung des Messvolumens bei vertikaler Traversierung	122
5.13	Schema des Strahlengangs eines LDA-Laserstrahls	122
6.1	Einteilung und Bezeichnung der Kolkoberfläche	124
6.2	Gemitteltetes Vektorfeld im Kolk nach 720 min bei einer räumlichen Mittelungs- weite von 0,005 m	125
6.3	Gemitteltetes Vektorfeld im Kolk nach 720 min bei einer räumlichen Mittelungs- weite von 0,01 m	125
6.4	Gemitteltetes Vektorfeld im Kolk nach 720 min bei einer räumlichen Mittelungs- weite von 0,02 m	126
6.5	Gemitteltetes Vektorfeld im Kolk nach 30 min ohne Medianfilterung	126
6.6	Gemitteltetes Vektorfeld im Kolk nach 30 min mit Medianfilterung	127
6.7	Gemittelte Vektorfelder nach 5 min und 30 min	128
6.8	Gemittelte Vektorfelder nach 60 min und 120 min	129
6.9	Gemittelte Vektorfelder nach 240 min und 480 min	130
6.10	Gemittelte Vektorfelder nach 720 min und 1200 min	130
6.11	Farblegende zur Kontur der Abbildungen 6.7 bis 6.10	130
6.12	Stromlinien nach 5 min und 30 min	131
6.13	Stromlinien nach 60 min und 120 min	131
6.14	Stromlinien nach 240 min und 480 min	132
6.15	Stromlinien nach 720 min und 1200 min	132
6.16	Betrag der mittleren Geschwindigkeiten nach 5 min und 30 min	134
6.17	Betrag der mittleren Geschwindigkeiten nach 60 min und 120 min	134
6.18	Betrag der mittleren Geschwindigkeiten nach 240 min und 480 min	135
6.19	Betrag der mittleren Geschwindigkeiten nach 720 min und 1200 min	135

6.20	Farblegende zur Kontur der Abbildungen 6.16 bis 6.19	135
6.21	Mittleres Fluktuationsniveau nach 5 und 30 min	136
6.22	Mittleres Fluktuationsniveau nach 60 und 120 min	136
6.23	Mittleres Fluktuationsniveau nach 240 und 480 min	136
6.24	Mittleres Fluktuationsniveau nach 720 und 1200 min	137
6.25	Farblegende zur Kontur der Abbildungen 6.21 bis 6.24	137
6.26	Instantane Sedimentbewegungen nach 5 min	139
6.27	Instantane Sedimentbewegungen nach 60 min	140
6.28	Instantane Sedimentbewegungen nach 1200 min	140
6.29	Normierte Transportraten nach 5 min	142
6.30	Normierte Transportraten nach 60 min	143
6.31	Normierte Transportraten nach 1200 min	143
6.32	Farblegende zur Kontur der Abbildungen 6.29 bis 6.31	143
7.1	Beispielhafte Entwicklung des zeitlichen Mittelwerts mit der Stichprobenanzahl	146
7.2	Beispielhafte Entwicklung der RMS-Werte mit der Stichprobenanzahl	146
7.3	Gemittelttes Vektorfeld der sohlparallelen Strömungsgeschwindigkeitskomponenten	148
7.4	Gemittelttes Vektorfeld der Korngeschwindigkeiten	148
7.5	Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung $\langle u_{GA} \rangle_n$ (Gleichung 7.1)	149
7.6	Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung $\langle v_{GA} \rangle_n$ (Gleichung 7.2)	150
7.7	Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung $\langle w_{GA} \rangle_n$ (Gleichung 7.3)	151
7.8	Verteilung der sohlparallelen Geschwindigkeitsbeträge $\langle (u_{sp}, v_{sp}) \rangle_n$ (Gleichung 7.4)	152
7.9	Q_2 - und Q_4 -Events bei geändertem Vorzeichen der mittleren Geschwindigkeit	153
7.10	Verteilung der Standardabweichung des sohlparallelen Geschwindigkeitsbetrags $\sqrt{\langle (u_{sp}, v_{sp}) ^2 \rangle_n}$ (Gleichung 7.6)	154
7.11	Verteilung der Standardabweichung der sohlnormalen Geschwindigkeit $\sqrt{\langle w_{sp}^2 \rangle_n}$ (Gleichung 7.8)	155
7.12	Verteilung der Reynolds-Spannungen $\langle u'_{sp} w'_{sp} \rangle_n$ (Gleichung 7.10)	156
7.13	Verteilung der Reynolds-Spannungen $\langle v'_{sp} w'_{sp} \rangle_n$ (Gleichung 7.12)	157
7.14	Verteilung der turbulenten kinetischen Energie $\langle k \rangle_n$ (Gleichung 7.13)	158
8.1	Anteile von F_G und F_D am Sedimenttransport auf geneigter Sohle	159
8.2	Räumliche Verteilung der Transportrate Q_s	161
8.3	Räumliche Verteilung der Korngeschwindigkeit \mathcal{V}_P	162
8.4	Räumliche Verteilung der Anzahl bewegter Körner \mathcal{N}	162
8.5	Zusammenhänge zwischen dem sohlparallelen Geschwindigkeitsbetrag \mathcal{V}_{sp} und den Sedimenttransportgrößen Q_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}	163
8.6	Zusammenhänge zwischen der sohlnormalen Geschwindigkeit \mathcal{W}_{sp} und den Sedimenttransportgrößen Q_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}	165
8.7	Zusammenhänge zwischen den sohlparallelen Geschwindigkeitsfluktuationen \mathcal{V}'_{sp} und den Sedimenttransportgrößen Q_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}	166

8.8	Zusammenhänge zwischen sohlnormalen Geschwindigkeitsfluktuationen $\mathcal{W}'_{sp}\mathcal{W}'_{sp}$ und den Sedimenttransportgrößen \mathcal{Q}_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}	167
8.9	Zusammenhänge zwischen den Reynolds-Spannungen $\mathcal{U}'_{sp}\mathcal{W}'_{sp}$ und den Sedimenttransportgrößen \mathcal{Q}_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}	168
8.10	Zusammenhänge zwischen den Reynolds-Spannungen $\mathcal{V}'_{sp}\mathcal{W}'_{sp}$ und den Sedimenttransportgrößen \mathcal{Q}_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}	169
8.11	Zusammenhänge zwischen der turbulenten kinetischen Energie \mathcal{K} und den Sedimenttransportgrößen \mathcal{Q}_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}	170
8.12	Zusammenhänge zwischen der Summe aus sohlparallelem Geschwindigkeitsbetrag und -fluktuation $\mathcal{V}_{sp} + \mathcal{V}'_{sp}$ und den Sedimenttransportgrößen \mathcal{Q}_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}	171
A.1	Geometrie der Kolkoberfläche nach 5 min	185
A.2	Geometrie der Kolkoberfläche nach 30 min	185
A.3	Geometrie der Kolkoberfläche nach 60 min	186
A.4	Geometrie der Kolkoberfläche nach 120 min	186
A.5	Geometrie der Kolkoberfläche nach 240 min	186
A.6	Geometrie der Kolkoberfläche nach 480 min	186
A.7	Geometrie der Kolkoberfläche nach 720 min	187
A.8	Geometrie der Kolkoberfläche nach 1200 min	187
A.9	Farblegende zu den Abbildungen A.1 bis A.8	187
A.10	Instantane Sedimentbewegungen nach 5 min	188
A.11	Instantane Sedimentbewegungen nach 30 min	189
A.12	Instantane Sedimentbewegungen nach 60 min	189
A.13	Instantane Sedimentbewegungen nach 120 min	190
A.14	Instantane Sedimentbewegungen nach 240 min	190
A.15	Instantane Sedimentbewegungen nach 480 min	191
A.16	Instantane Sedimentbewegungen nach 720 min	191
A.17	Instantane Sedimentbewegungen nach 1200 min	192
A.18	Transportraten nach 5 min	193
A.19	Transportraten nach 30 min	193
A.20	Transportraten nach 60 min	194
A.21	Transportraten nach 120 min	194
A.22	Transportraten nach 240 min	194
A.23	Transportraten nach 480 min	195
A.24	Transportraten nach 720 min	195
A.25	Transportraten nach 1200 min	195
A.26	Farblegende zur Kontur der Abbildungen A.18 bis A.25	196
A.27	$\langle u'u' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zu- strömgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$	197
A.28	$\langle v'v' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zu- strömgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$	197
A.29	$\langle w'w' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zu- strömgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$	198
A.30	$\langle u'v' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zu- strömgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$	198

A.31 $\langle u'w' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zu- strömgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$	198
A.32 $\langle v'w' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zu- strömgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$	199

Nomenklatur

Lateinische Großbuchstaben

A	[]	Grauwertmatrix erstes Bild
A_E	[]	Konstante bei Einstein (1950)
A_M	[m ²]	Fläche des Messbereichs
A_{proj}	[m ²]	projizierte Fläche
B_E	[]	Konstante bei Einstein (1950)
B_G	[m]	Gerinnebreite
B	[]	Grauwertmatrix zweites Bild
C	[]	Konstante: Fluktuationen gleichförmige Gerinneströmung
C_h	[m ^{1/2} /s]	Chézy-Koeffizient
C_0	[]	Konstante universelles Wandgesetz
C_1	[]	Konstante universelles Wandgesetz
C_D	[]	Widerstandsbeiwert einer Kugel, Schleppkraftbeiwert
C_L	[]	Liftkraftbeiwert
C_K	[]	Konstante: Fluktuationen einer gleichförmigen Gerinneströmung
C_m	[]	Reibungsfaktor bei Mewis (2002)
D	[m]	Pfeilerdurchmesser
D_i	[]	Konstante: Fluktuationen einer gleichförmigen Gerinneströmung
D_*	[]	sedimentologischer Korndurchmesser
F	[N]	Kraft
F_D	[N]	Schleppkraft
F_G	[N]	Gewichtskraft
F_L	[N]	Liftkraft
FGW	[]	Korrelationsfaktor Grauwertunterschied
FWS	[]	Korrelationsfaktor Bewegung hell auf dunkel
$FSTAT$	[]	Korrelationsfaktor Abweichung vom Mittelwert
GW	[]	Grauwert
H_{imag}	[m]	imaginäre Höhe der Kamera über der Sohle
H_{Platte}	[m]	Höhe der Plexiglasplatte über der Sohle
I	[N s]	Impuls
I_S	[]	Sohlgefälle
I_E	[]	Energieliniengefälle
K	[]	Korrekturbeiwert bei Ikeda (1982)
\mathcal{K}	[]	dimensionslose turbulente kinetische Energie
KOR	[]	Korrelationskoeffizient
KOR_{min}	[]	minimal zulässiger Korrelationskoeffizient

L	[m]	Länge
L_{Boden}	[m]	Länge der Sohle im Bild
L_{Platte}	[m]	Länge der Plexiglasplatte im Bild
L_{px}	[m]	reale Länge eines Pixels
N	[]	Anzahl der im Mittel bewegten Körner im Messbereich
\mathcal{N}	[]	dimensionslose Anzahl der im Mittel bewegten Körner
\mathcal{Q}_S	[]	dimensionsloser Geschiebetrieb
R	[]	Bewegungsrisiko bei Zanke (1999)
Re	[]	Reynolds-Zahl
Re_K	[]	Kugel-Reynolds-Zahl
Re_P	[]	Partikel-Reynolds-Zahl
$Re_{Pfeiler}$	[]	Pfeiler-Reynolds-Zahl
Re_*	[]	Reynolds-Zahl des Korns
RT	[m ² /s ²]	Reynoldsspannungstensor
S	[]	Schwellenwert
S_{ij}	[s ⁻¹]	symmetrischer Anteil des Geschwindigkeitsgradiententensors
S_K	[]	prozentualer Anteil der schwarzen Körner an der Sedimentmischung
St	[]	Stokes-Zahl
T	[]	Transfermatrix in der Matrizenoptik
$\mathcal{U}_{sp}\mathcal{W}_{sp}$	[]	dimensionslose Reynolds-Spannungen
\mathcal{V}_P	[]	dimensionslose Korngeschwindigkeit
\mathcal{V}_{sp}	[]	dimensionsloser sohlparalleler Geschwindigkeitsbetrag
$\mathcal{V}_{sp}\mathcal{V}_{sp}$	[]	dimensionslose sohlparallele Geschwindigkeitsfluktuationen
$\mathcal{V}_{sp}\mathcal{W}_{sp}$	[]	dimensionslose Reynolds-Spannungen
\mathcal{W}_{sp}	[]	dimensionsloser sohlnormaler Geschwindigkeitsbetrag
$\mathcal{W}_{sp}\mathcal{W}_{sp}$	[]	dimensionslose sohlnormale Geschwindigkeitsfluktuationen
$WSTAT$	[]	Wichtungsfaktor Statistikkriterium

Griechische Großbuchstaben

ΔGW	[]	Grauwertunterschied
ΔGW_{max}	[]	maximaler Grauwertunterschied
Ψ_E	[]	dimensionsloser Strömungsparameter bei Einstein (1950)
Π	[]	Wirbelstärkenparameter nach Coles
Φ	[]	dimensionsloser Geschiebetransport
Φ_E	[]	dimensionsloser Geschiebetransport nach Einstein (1950)

Lateinische Kleinbuchstaben

$ampV_{min}$	[]	minimal zulässiges Amplitudenverhältnis
$bewegung$	[]	Faktor zum maximal zulässigen Bewegungsradius im Bild
b_{MV}	[m]	Ausdehnung des LDA-Messvolumens in Querrichtung
c	[m/s]	Ausbreitungsgeschwindigkeit
d	[m]	Kugel-/ Korndurchmesser
d_{50}	[m]	Korndurchmesser bei 50% Siebdurchgang (andere Werte entspr.)
$d_{50,B}$	[px]	minimaler Korndurchmesser im Bild
d_f	[m]	Änderung der effektiven Brennweite
d_m	[m]	maßgebender Korndurchmesser
d_p	[m]	Partikeldurchmesser
$dx B_i$	[px]	Bildkoordinate eines Messpunkts
dx_i	[m]	Realkoordinate eines Messpunkts
$dx B_{Korn}$	[px]	Bildkoordinate eines Sedimentkorns
dx_{Korn}	[m]	Realkoordinate eines Sedimentkorns
d_x, d_y	[m]	Traversierwegabweichungen in x- und y-Richtung
f_a	[Hz]	Aufnahmefrequenz des AD-Wandlers
f_D	[Hz]	Doppler-Frequenz
f_d	[Hz]	LDA-Messfrequenz
f_S	[Hz]	Shiftfrequenz
f_{Sch}	[Hz]	Schwebungsfrequenz
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung
g_i	[m/s ²]	Massenbeschleunigung
h	[m]	Fließtiefe
k	[m ² /s ²]	turbulente kinetische Energie
k_β	[]	Korrekturbeiwert bei Schoklitsch (1914)
k_L	[]	Korrekturbeiwert bei van Rijn (1993)
k_P	[m ² /s ²]	turbulentes Fluktuationsniveau der Kornbewegungen
k_T	[]	Korrekturbeiwert bei Ikeda (1988)
k_S	[m]	äquivalente Sandrauheit nach Nikuradse
k_S^+	[]	dimensionslose äquivalente Sandrauheit nach Nikuradse
l_{MV}	[m]	Länge des LDA-Messvolumens
l_G	[m]	Lauflänge des Laserstrahls in Glas
l_L	[m]	Lauflänge des Laserstrahls in Luft
l_W	[m]	Lauflänge des Laserstrahls in Wasser
m	[kg]	Masse
n	[]	Stichprobenanzahl der FFT
n_G, n_L, n_W	[]	Brechzahlen von Glas, Luft und Wasser
$n_{Z,T}$	[]	Faktor der Turbulenzintensität bei Zanke (2001)
$n_{Z,H}$	[]	Hohlraumanteil des Sediments bei Zanke (1999)
p	[N/m ²]	Druck
p_E	[]	Bewegungswahrscheinlichkeit bei Einstein (1950)
p_{EF}	[]	Bewegungswahrscheinlichkeit bei Engelund und Fredsøe (1976)
$q_{S,FD}$	[kg/m s]	Geschiebetransport durch Schleppekraft
$q_{S,FD,0}$	[kg/m s]	äquivalenter $q_{S,FD}$ auf ebener Sohle
$q_{S,FG}$	[kg/m s]	Geschiebetransport durch Hangabtriebskraft
q_S	[kg/m s]	Geschiebetransport
r	[m]	Strahlabstand in der Matrizenoptik

s	[m]	Dicke der bewegten Sedimentschicht
t	[s]	Zeit
t_E	[]	Integrationsparameter bei Einstein (1950)
t_R	[s]	Reflexionszeit
t_r	[s]	Partikelrelaxationszeit
t_η	[s]	Kolmogorov-Zeitskala
u_D	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit am Druckpunkt des Korns
u_i	[m/s]	Fluidgeschwindigkeit
u_m	[m/s]	querschnittsgemittelte Geschwindigkeit
$u_{m,krit}$	[m/s]	querschnittsgemittelte Geschwindigkeit bei Bewegungsbeginn
u_P	[m/s]	Korngeschwindigkeit
$u_{P,FD}$	[m/s]	Komponente der Korngeschwindigkeit in Richtung der Schleppkraft
$u_{P,FD,0}$	[m/s]	äquivalente $u_{P,FD}$ auf ebener Sohle
$u_{P,FG}$	[m/s]	Komponente von u_P in Richtung der steilsten Sohlneigung
$u_{P,max}$	[m/s]	maximale Korngeschwindigkeit
$u_{P,min}$	[m/s]	minimale Korngeschwindigkeit
u_S	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente eines Seedingpartikels
$u_{s,max}$	[m/s]	maximale Korngeschwindigkeit an der Sohloberfläche
u, v, w	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente in x-, y-, z-Richtung
u', v', w'	[m/s]	Geschwindigkeitsfluktuation in x-, y-, z-Richtung
u_{sp}, v_{sp}, w_{sp}	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente im sohlparallelen Koordinatensystem
u_*	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^+	[]	dimensionslose innere Geschwindigkeit
\vec{v}	[m/s]	Fluidgeschwindigkeit
v_i	[m/s]	Geschwindigkeit in Messrichtung i
v'_i	[m/s]	Geschwindigkeitsfluktuation in Messrichtung i
\vec{v}_S	[m/s]	Geschwindigkeit eines Seedingpartikels
v_E	[m/s]	Geschwindigkeit eines Signalempfängers
v_r	[m/s]	Relativgeschwindigkeit
v_S	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente eines Seedingpartikels
x, y, z	[m]	Koordinate
z^+	[]	dimensionloser Wandabstand, innere Koordinaten
z_D	[m]	Koordinate des Druckpunkts am Korn bei Zanke (1999)
z_{BM}	[m]	vertikale Koordinate des Referenzpunkts
z_{Korn}	[m]	vertikale Koordinate eines Sedimentkorns

Griechische Kleinbuchstaben

α_B	[°]	Winkel zwischen Strömung und Hangneigung bei Brooks (1963)
α_D	[°]	Winkel zwischen Strömung und Richtung der Neigung β bei Dey (2003)
α_{EF}	[]	Beiwert bei Engelund und Fredsøe (1976)
$\alpha_{M,i}$	[°]	Strahlneigung in der Matrizenoptik
α_S	[]	Beiwert bei Bagnold
α_Z	[]	Reibungsbeiwert bei Zanke (1999)
β	[°]	Sohlneigungswinkel
β_L	[°]	longitudinale Sohlneigung
β_T	[°]	transversale Sohlneigung
δ_{ij}	[]	Kronecker Delta
ϵ	[m ² /s ³]	Dissipation
η	[]	Verhältnis von F_L zu F_D
η_0	[]	Konstante bei Einstein (1950)
θ	[°]	Sohlneigungswinkel
κ	[]	von Kármán-Konstante
λ	[m]	Wellenlänge
μ	[N s/m ²]	dynamische Viskosität
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
π	[]	Kreiszahl
ρ	[kg/m ³]	Dichte
ρ_f	[kg/m ³]	Fluiddichte
ρ_p	[kg/m ³]	Seedingpartikeldichte
ρ_S	[kg/m ³]	Kornrohdichte
σ_{ij}	[N/m ²]	viskose Spannung
σ_G	[]	Ungleichförmigkeitszahl
$\tilde{\tau}$	[]	Korrekturbeiwert bei Dey (2003)
τ_{ij}	[N/m ²]	Spannung
τ_T	[N/m ²]	turbulente Schubspannung
τ_w	[N/m ²]	Wandschubspannung
$\tau_{w,0}$	[N/m ²]	Wandschubspannung auf ebener Sohle
$\tau_{w,\beta}$	[N/m ²]	Wandschubspannung auf um β geneigter Sohle
$\tau_{w,krit}$	[N/m ²]	kritische Wandschubspannung bei Bewegungsbeginn
τ^*	[]	dimensionslose Wandschubspannung
τ_{krit}^*	[]	dimensionslose kritische Wandschubspannung
ϕ	[°]	Reibungswinkel
ϕ	[°]	halber Schnittwinkel der LDA Kreuzstrahlen

Allgemeines

⟨ ⟩ [] Zeitliche Mittelung

1 Einleitung

1.1 Einführung

Nach den Gesetzen der Strömungsmechanik werden im Bauingenieurwesen Durchflüsse und Fließtiefen bzw. Wasserstände ermittelt, die als Eingangsgrößen für die Bemessung von Bauwerken fungieren. Dies ist notwendig, sobald ein Bauteil direkt mit Wasser in Berührung kommt. Die daraus resultierenden einwirkenden Kräfte müssen zur Bemessung bekannt sein. In manchen Fällen werden Bemessungsgrundlagen auch durch die Einwirkung einer Strömung verändert. Diese Auswirkungen müssen ebenfalls quantifiziert werden, um die Standicherheit des Bauwerks gewährleisten zu können.

Ein viel untersuchtes Beispiel für die Änderung der Bemessungsgrundlagen durch eine hydrodynamische Einwirkung ist die Auskolkung an flussbaulichen Konstruktionen, die einer Strömung ausgesetzt sind, im speziellen Fall an einem Brückenpfeiler. Ist ein Pfeiler in einem Sedimentbett gegründet, das erodierbar ist, wird das Sediment in der direkten Umgebung des Pfeilers aufgrund der abgelenkten und dadurch beschleunigten Strömung in einem höheren Maße als im ungestörten Bereich in Bewegung gebracht und abtransportiert. Dadurch entsteht am Pfeiler ein Loch, der so genannte Kolk.

Die Aufgabe der Hydromechanik ist in diesem Fall, die maximal erreichbare Tiefe des Kolks unter einer bestimmten Konfiguration vorherzusagen, um diese für die grundbauliche Nachweisführung vorgeben zu können.

Die Beantwortung der sich ergebenden Fragestellung ist sehr komplex. Die Strömungssituation in der Pfeilerumgebung ist hochturbulent und durch den Sedimenttransport und den dadurch wachsenden Kolk ist das Strömungsfeld auch in seiner Ausdehnung zeitlich veränderlich. Trotz zahlreicher Forschungsarbeiten zu dieser Thematik in den letzten Jahrzehnten stoßen die Werkzeuge der Strömungsmechanik bei der Lösung dieser Problemstellung an ihre Grenzen. Eine analytische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen, die allgemein gültig zur Beschreibung hydromechanischer Strömungen verwendet werden können, ist für diese komplexe, dreidimensionale Strömungssituation auch unter stationären Randbedingungen nicht möglich. Die Ermittlung der Kolk-tiefen in Modellversuchen birgt ebenfalls Probleme. Bei der maßstäblichen Übertragung des Auskolkungsprozesses ist nach Ettema u. a. (2006) sowohl die Reynolds- als auch die Froude-Ähnlichkeit einzuhalten, was für die große Anzahl von bestimmenden Parametern nicht erfüllbar ist. Außerdem tritt bei maßstäblichen Versuchen zum Sedimenttransport oftmals das Problem des Kohäsionseinflusses auf, wenn die Korngröße im Modell sehr klein sein muss. Ein häufig beschrittener Weg ist die Durchführung von Laborversuchen unter Variation mehrerer entscheidender Parameter, um deren Einfluss auf die Entwicklung des Kolks herauszufiltern. Aus den Messergebnissen werden in der Regel empirische Parameter mehr oder weniger analytisch hergeleiteter Berechnungsansätze bestimmt. Die daraus resultierenden Berechnungsformeln haben die Eigenheit für einen bestimmten Geltungsbereich die Kolk-tiefe relativ zuverlässig vorhersagen zu können; allgemeine Gültig-

keit erreichen sie aber nicht. Mit der rasanten Entwicklung der Rechnerleistungen in den vergangenen Jahrzehnten wurde immer häufiger versucht, eine Prognose der Kolkentiefe über die numerische Modellierung des Kolkvorgangs zu erstellen. Die Berechnung der Strömung ist dabei mittlerweile auf einem qualitativ sehr hohen und verlässlichen Niveau angekommen. Die Modellierung des Sedimenttransports aus dem Strömungsfeld birgt allerdings weitere, noch nicht vollständig gelöste Probleme. Außerdem ist die Berechnung eines in der Natur vorkommenden Kolkvorgangs durch eine sehr große Spanne an Skalen gekennzeichnet (vom Korndurchmesser bis zur Flussbreite), so dass die Auflösung der kleinsten Skalen bei der Berechnung eines Flussabschnitts trotz der mittlerweile sehr großen Rechnerkapazitäten nicht möglich ist.

Die quantitative Prognose der Kolkentwicklung in der Umgebung eines Brückenpfeilers ist eine noch nicht vollständig gelöste Fragestellung, zu deren Beantwortung die vorliegende Arbeit einen kleinen Schritt beitragen soll.

1.2 Problematik der Brückenkolke

Neben der Einrichtung einer Fährverbindung ist der Bau einer Brücke die am häufigsten angewandte Methode, zwei durch ein Gewässer getrennte Landstriche verkehrstechnisch zu verbinden. Oft muss dabei das Tragsystem der Brücke in mehrere Felder aufgeteilt und somit zwischen den beiden Ufern Auflager vorgesehen werden, die sich im Gewässer befinden. Die Brückenpfeiler müssen folglich in der Flusssohle gegründet und die dafür nötigen grundbaulichen und statischen Nachweise geführt werden. Hierfür ist es notwendig, die maximal auftretende Kolkentiefe am Brückenpfeiler vorhersagen zu können.

1.2.1 Hydrologische und hydraulische Bemessung

Hydrologische Eingangsdaten

Für die hydraulische Bemessung einer Brücke müssen strömungsrelevante Eingangsdaten ermittelt werden. Hydrologische Verfahren spielen dabei bei der Bestimmung der maßgebenden Abflussereignisse eine Rolle. Derzeit ist hierfür kein expliziter Bemessungsabfluss definiert, es können beispielsweise die nach DIN 19700 für Staustufen relevanten Ansätze herangezogen werden. Aufgabe der Hydrologie ist es, für ein entsprechendes Einzugsgebiet und ein Niederschlagsereignis den zugehörigen Wert des Maximalabflusses und den zeitlichen Verlauf der Hochwasserwelle zu prognostizieren. Zur Bestimmung des Maximalabflusses stehen verschiedene statistische Methoden (z.B. Prognose mit Hilfe der Gumbel-Verteilung) zur Verfügung. Der zeitliche Verlauf der Hochwasserwelle kann über Niederschlag-Abfluss-Modelle, wie zum Beispiel die Methode der Einheitsganglinie (Unit hydrograph), abgeschätzt werden.

Hydraulische Bemessung

Berechnung der Wasserspiegellagen Um die Veränderung der Strömungssituation im Gerinne durch den Bau der Brücke erfassen zu können, ist es nötig den Wasserspiegelverlauf im

entsprechenden Bereich zu berechnen. Je nach Verlauf und Form des Gerinnes kann dieser für einfache Fälle durch eindimensionale, für gekrümmte Gerinneverläufe oder unsymmetrische Querschnitte durch zweidimensionale Berechnungen ermittelt werden.

Aus den Ergebnissen kann bestimmt werden, ob der freie Abflussquerschnitt unterhalb der Brücke ausreichend ist, um das Bemessungshochwasser abzuführen, oder ob es zum Zuschlagen des Querschnitts kommen kann. Außerdem ist zu prüfen, ob es im Oberwasser der Brücke zu einem Aufstau und in der Folge unter der Brücke zu einem Fließwechsel mit erhöhten Geschwindigkeiten und einem Wechselsprung im Unterwasser kommen kann.

Sedimenttransport Ziel der Ermittlung der transportierten Sedimentmengen ist die daraus resultierende Lage der Flusssohle. Um den gesamten Sedimenttransport, der im Bereich einer Brücke auftritt, zu erfassen, kann dieser in einzelne erodierende Effekte aufgeteilt werden. Diese sind die langfristige Veränderung der Flusssohle, die allgemeine Kontraktionskolkentwicklung im Bereich der Brücke und der lokale Kolk in der direkten Umgebung von Pfeilern oder Widerlagern. Die daraus resultierende Lage der Flusssohle kann nach Richardson und Davis (2001) und Neill (1973) auf der sicheren Seite liegend durch eine einfache Addition ermittelt werden.

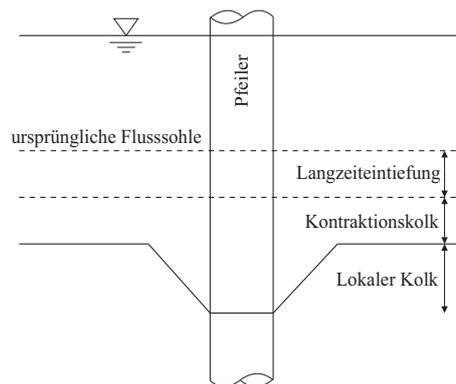


Abbildung 1.1: Addition der Einzeleffekte des Sedimenttransports

Den langfristigen Veränderungen der Flusssohle können sowohl natürliche Vorgänge als auch menschliche Eingriffe zugrunde liegen. Um langfristige Eintiefungs- oder Anlandungstendenzen zu quantifizieren, müssen die Sedimenttransportvorgänge im Fluss unabhängig vom Bau der Brücke betrachtet werden. Das kann sowohl mit Hilfe von möglicherweise vorhandenen Messdaten über den Sedimenttransport im entsprechenden Flussabschnitt als auch über den Ansatz von Transportmodellen erfolgen. Dabei kann in der Literatur auf eine Vielzahl empirischer Berechnungsformeln für verschiedene Anwendungsbereiche zurückgegriffen werden (siehe z. B. Mertens (1994)), die oftmals auch in computergestützten Berechnungsprogrammen implementiert sind. Für die Langzeitabschätzungen müssen auch, soweit dies möglich ist, zukünftige bauliche Änderungen am Flusslauf (Staustrufen, etc.) oder sonstige menschliche Eingriffe einbezogen werden (Richardson und Davis (2001)).

Zur allgemeinen Kolkentwicklung im Bereich der Brücke zählt hauptsächlich der Kontraktionskolk, der durch die Verringerung des Fließquerschnitts durch Widerlager oder Pfeiler entsteht. Die dadurch hervorgerufenen höheren Fließgeschwindigkeiten induzieren erhöhte

Sohlschubspannungen und somit eine erhöhte Transportkapazität. Zusätzliche Abtragungen können zum Beispiel aus Einflüssen von Gerinnekrümmungen (unsymmetrisches Geschwindigkeitsprofil, Sekundärströmungen) entstehen. Für die Berechnung des Kontraktionskolks stehen wiederum etliche empirische Formeln zur Verfügung (siehe z. B. Richardson und Davis (2001)). Die Strömungssituation und der daraus resultierende Sedimenttransport in Gerinnekrümmungen müssen über Modelle in zweidimensionalen numerischen Simulationen erfasst werden.

Lokale Erosionserscheinungen an Pfeilern oder Widerlagern werden durch die Ablenkung der Strömung durch das Bauwerk hervorgerufen. In der direkten Umgebung bilden sich hochturbulente Wirbelsysteme, die zu erhöhten lokalen Geschwindigkeiten und somit zu erhöhten Abtragsraten des Sediments führen. Die genauere Beschreibung des Strömungssystems und der bisher bekannten Berechnungsansätze findet sich in Kapitel 2.3.

Die Thematik der vorliegenden Arbeit bezieht sich auf die isoliert betrachteten Effekte lokaler Erosionen.

1.2.2 Pfeilergründungen und Nachweise

Zur Gründung von Brückenpfeilern in der Flusssohle stehen im Wesentlichen zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Diese sind Flachgründungen und Tiefgründungen (in der Regel als Pfahlgründung). Zusätzlich sind Kombinationen der beiden Methoden (z.B. Kombinierte Pfahl-Plattengründung (KPP)) und sonstige Sonderkonstruktionen möglich. Die Bemessung der Gründungsbauwerke erfolgt nach DIN 1054.

Lastannahmen für Brücken beinhalten sowohl horizontale als auch vertikale Beanspruchungen. Vom Brückenpfeiler aufzunehmende Vertikallasten sind hauptsächlich das Eigengewicht der Konstruktion und auftretende Verkehrslasten. Zusätzlich müssen sowohl horizontale Lasten auf den Überbau der Brücke, wie Windlasten, Temperaturlasten oder Beschleunigungskräfte von auf der Brücke befindlichen Fahrzeugen, als auch Lasten, die direkt auf den Pfeiler wirken, aufgenommen werden. Dazu gehören Erd drücke, Erdbebenlasten, Eislasten, Lasten aus möglichen Schiffskollisionen und Kräfte, die direkt oder indirekt durch die den Pfeiler umgebende Strömung hervorgerufen werden. Dabei müssen der Staudruck an der Pfeilervorderseite, Einflüsse durch Wellenbildung oder durch Verkläuserung eines Brückenfeldes hervorgerufene Stau effekte beachtet werden (Xanthakos (1995)).

Im Folgenden werden kurz die Nachweiskonzepte der beiden Grundarten und die dafür notwendigen kolkrelevanten Überlegungen dargestellt (Möller (2006) und Ziegler (2006)).

Flachgründung

Das äußere Tragverhalten von Flachgründungen muss nach DIN 1054 bemessen werden. Die Kolk tiefe ist dabei für die Nachweise der Grundbruch- und der Gleitsicherheit relevant.

Grundbruchsicherheit Durch eine zu hohe Fundamentlast oder eine zu niedrige seitliche Auflast des Bodens kann ein Versagen durch Grundbruch hervorgerufen werden. Dabei entsteht im Boden unterhalb und seitlich des Fundaments eine kreisförmige Bruchfläche, entlang der der darüber liegende Bodenkörper durch die Last des Fundaments seitlich ausweicht und

nach oben gedrückt wird. Auf dem zur Seite ausweichenden Boden sinkt das darauf stehende Fundament ab.

Der Nachweis der Grundbruchsicherheit vergleicht die einwirkenden Lasten mit dem Grundbruchwiderstand des Fundaments. Der Widerstand wird anhand einer halbempirischen Formel ermittelt. Diese setzt sich im Wesentlichen aus drei Gliedern - Breitenglied, Tiefenglied und Kohäsionsglied - zusammen, deren Beträge sich an den gegebenen Randbedingungen orientieren, und die respektive den Einfluss der Breite des Fundaments, der Einbindetiefe und der Kohäsion des Bodens repräsentieren.

Die Tiefe eines Kolkes an einem flachgegründeten Brückenpfeiler beeinflusst für diesen Nachweis vor allem den Wert des Tiefengliedes. Für die Bemessung muss auf der sicheren Seite die minimale Einbindetiefe des Fundaments und somit die um die maximale Kolkttiefe reduzierte Einbindetiefe angesetzt werden. Durch die verminderte Auflast seitlich des Fundaments wird die Grundbruchsicherheit herabgesetzt. Als Konsequenz muss der Wert der Grundbruchsicherheit durch die Vergrößerung der beeinflussbaren Glieder der Grundbruchformel wieder heraufgesetzt werden. Dies bedeutet eine Verbreiterung des Fundaments oder eine tiefere Einbindung in die Flusssohle.

Zusätzlich treten sowohl im Breitenglied als auch im Tiefenglied Lastneigungsbeiwerte auf, die vom Winkel zwischen der Resultierenden aller Lasten und der Vertikalen abhängig sind. Dabei mindern stärker geneigte Lasten den Grundbruchwiderstand ab. Zur Ermittlung der Lastneigung darf der passive Erdwiderstand an den Seitenflächen eines Fundaments angesetzt werden. Dieser wirkt entgegen der dominanten horizontalen Kräfte und verringert somit den Lastneigungswinkel, wodurch wiederum der Grundbruchwiderstand erhöht wird. Um den passiven Erdwiderstand quantifizieren zu können, ist es ebenfalls notwendig, die maximal auftretende Kolkttiefe am Brückenfundament zu kennen.

Gleitsicherheit Der Gleitsicherheitsnachweis gewährleistet, dass ein Fundament die auftretenden Horizontallasten aufnehmen kann, ohne verschoben zu werden. Als rückhaltende Kräfte beim Gleitsicherheitsnachweis dürfen die Reibungskraft in der Aufstandsfläche und der an den Seitenflächen über die Einbindetiefe auftretende passive Erdwiderstand angesetzt werden (Ziegler (2006)). Die ursprüngliche Einbindetiefe eines Brückenfundaments im Flussbett muss zur Berechnung des passiven Erdwiderstands um die Kolkttiefe abgemindert werden. Gleichzeitig treten im Laufe des Kolkprozesses unterschiedliche Kolkttiefen ober- und unterstrom des Pfeilers auf, wodurch zusätzlich ein einseitiger aktiver Erddruck als Horizontallast auftreten kann.

Pfahlgründung

Finden sich im Bereich der Gründung eines Brückenpfeilers tragfähige Bodenschichten erst in tieferen Lagen unterhalb der Flusssohle, so werden meist Pfahlgründungen eingesetzt. Die Lasten werden dabei sowohl über die Mantelreibung an den Seitenflächen als auch über den Spitzendruck an der Aufstandsfläche des Pfahles abgetragen. Für die Nachweisführung muss das innere und das äußere Tragverhalten eines Gründungspfahls betrachtet werden (Möller (2006)).

Inneres Tragverhalten Das innere Tragverhalten eines Pfahls hängt von der konstruktiven Ausbildung und den Materialeigenschaften des verwendeten Baustoffes ab. Der Nachweis für die notwendige Tragfähigkeit ist anhand der jeweiligen Norm für das eingesetzte Material zu führen. Dabei müssen sowohl die entsprechenden vertikalen und horizontalen Lasten im Pfahl abgetragen werden können als auch ein Knicksicherheitsnachweis für den freistehenden Bereich der Pfähle und den Bereich in Böden mit geringer oder fehlender seitlicher Stützung geführt werden.

Um die freistehende Länge eines Gründungspfahles unter einem Brückenpfeiler in der Flusssohle ermitteln zu können, ist es wiederum notwendig, die maximal auftretende Kolkentiefe möglichst exakt vorhersagen zu können. Durch Kolkbildung freigelegte Bereiche des Pfahles müssen dann ohne seitliche Stützung in den Knicknachweis aufgenommen werden, wodurch möglicherweise die notwendige innere Tragfähigkeit des Pfahles erhöht werden muss (Richardson und Davis (2001)). Außerdem werden durch die fehlende seitliche Bettung des Pfahles im oberen Bereich die Querkräfte und Momente aus am Pfahlkopf angreifenden horizontalen Lasten erhöht.

Äußeres Tragverhalten Das äußere Tragverhalten erfasst die Ableitung der auftretenden vertikalen und horizontalen Lasten über die Pfahlgründung in den Boden. Dabei sind der Pfahlmantel- und der Pfahlfußwiderstand sowie die seitliche Bettung des Pfahles entscheidend.

Ein an der Gründung entstehender Kolk verringert einerseits die Reibungsfläche zwischen Pfahlmantelfläche und umgebendem Boden und somit den Pfahlmantelwiderstand, andererseits wird die seitliche Stützung geschwächt, da sowohl die Übertragungsfläche für horizontale Spannungen als auch deren Verteilung verändert wird.

1.2.3 Schlussfolgerungen für die Kolkforschung

Aus den eben beschriebenen notwendigen Eingangsgrößen zur Bemessung eines Pfeilerfundaments ergeben sich die Ziele der Kolkforschung.

Die maximal zu erwartende Kolkentiefe muss mit einer möglichst hohen Genauigkeit vorhergesagt werden können. Je verlässlicher und allgemeingültiger eine Prognoseformel ist, desto geringer muss der Sicherheitsbeiwert sein, der auf das Ergebnis angesetzt werden muss und desto wirtschaftlicher kann ein Pfeilerfundament geplant und ausgeführt werden.

Da die derzeit zur Verfügung stehenden Kolkformeln, wie später noch genauer beschrieben, für ein und denselben Anwendungsfall oft sehr stark differierende Ergebnisse liefern und die Vorhersagen einzelner Formeln für unterschiedliche Anwendungsbereiche unterschiedlich nahe an Referenzmessungen liegen, können Kolkturen auf dieser Basis nicht mit einer ausreichenden Sicherheit angesetzt werden. Deswegen wird, auf der sicheren Seite liegend, die Kolkentiefe meist aus Erfahrungswerten in möglicherweise sehr unterschiedlichen Strömungs- und Sedimentkonfigurationen angesetzt und oft überschätzt.

Weitere Bemühungen auf dem Feld der Kolkforschung müssen deswegen auf das Ziel hinarbeiten, dem planenden Ingenieur möglichst allgemeingültige Vorgaben an die Hand zu geben, mit denen die zu erwartende Kolkentiefe valide vorhersagbar ist, so dass die Bemessung eines Brückenfundaments dadurch optimiert werden kann.

Um möglichst allgemeingültige Ansätze hervorbringen zu können, ist es notwendig, die physikalischen Grundlagen des Kolkprozesses generell und der Erosionsmechanismen im Detail zu kennen. Durch diese Herangehensweise werden die Vorhersagemöglichkeiten genauer und weniger von verallgemeinerten Randbedingungen abhängig, die auf die einzelnen Anwendungsfälle bezogen starke Vereinfachungen darstellen. Als Beispiel sei hier genannt, dass die experimentell ermittelten Kolkformeln in der Regel in Laborgerinnen mit Rechteckquerschnitten entwickelt wurden, die keine Gerinnekrümmungen aufweisen. Meist wird dabei von einer gleichförmigen Strömung (Normalwasserverhältnisse) ausgegangen. Abweichungen von diesen Konfigurationen, wie sie in natürlichen Gewässern praktisch immer auftreten, führen automatisch zu Ungenauigkeiten in der Vorhersage. Ein allgemeingültiges Modell muss diese speziellen Gegebenheiten einbeziehen und aus der resultierenden Strömungssituation die Auskolkung ermitteln können. Dafür ist neben der detaillierten Ermittlung des Strömungsfeldes eine genaue Beschreibung der ablaufenden Prozesse während der Auskolkung und deren Umsetzung durch eine Modellierung notwendig.

1.3 Motivation und Ziele dieser Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist es, einen tieferen Einblick in die der Auskolkung zugrunde liegenden Erosionsprozesse zu gewinnen, um daraus weitere Schritte auf dem Weg zu detaillierten Modellansätzen gehen zu können.

Die Modelle zur Ermittlung der Sedimenttransportraten in numerischen Simulationen basieren derzeit in der Regel auf dem Shields-Kriterium zum Bewegungsbeginn, das aus Messungen in gleichförmigen Strömungssituationen gewonnen wurde. Auch die Ansätze zur Ermittlung der Transportraten bedienen sich meist Parametern, die aus Experimenten in ungestörten Gerinneströmungen bestimmt wurden. Die Anwendung dieser Ansätze zur Modellierung des Sedimenttransports in einer hochturbulenten Strömungssituation wie in der Umgebung eines ausgekolkten Pfeilers bringt zwangsläufig Ungenauigkeiten mit sich.

Dafür wurden im Rahmen dieser Arbeit die Sedimentbewegungen in der Umgebung eines kreiszylindrischen Pfeilers zu mehreren Zeitpunkten im Verlauf des Kolkvorgangs mit Hilfe von Bildverarbeitungsmethoden gemessen und analysiert. Zusätzlich wurden sohlnahe Geschwindigkeitsmessungen mittels der Laser-Doppler-Anemometrie durchgeführt, analysiert und mit den Messungen der Sedimentbewegung verglichen. Die Proportionalität der Größe einzelner Turbulenzparameter zu den Transportraten gibt nähere Aufschlüsse über die Notwendigkeit der Einbeziehung dieser Größen in mögliche neue Modellansätze.

Des Weiteren können die Ergebnisse der Sedimentbewegungsmessungen und der Geschwindigkeitsmessungen als Validierungsdaten für Ergebnisse numerischer Berechnungen verwendet werden.

2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die für diese Arbeit entscheidenden theoretischen Grundlagen der Strömungsmechanik im Allgemeinen und des Kolkvorgangs im Speziellen zusammengefasst.

Die Kenntnis der Gesetze turbulenter Strömungen vor allem auch im wandnahen Bereich ist für die Durchführung und Analyse von hydromechanischen Geschwindigkeitsmessungen von großer Bedeutung. Die Grundlagen hierfür werden im ersten Teil dieses Kapitels zusammengefasst. Im darauf folgenden Abschnitt wird eine Einführung in die Problematik des Sedimenttransports und eine Übersicht über die zur Verfügung stehenden Methoden der rechnerischen Erfassung von Erosionsvorgängen gegeben. Im letzten Teil dieses Kapitels wird der Stand der Forschung im Bereich der Auskolkung um Brückenpfeiler beschrieben und die dabei verfolgten Ansätze dargelegt.

2.1 Turbulente Strömung

Zur Beschreibung und Vorhersage von Sedimenttransportvorgängen sind die Eigenschaften der sohnahen Strömung entscheidende Eingangsgrößen. In diesem Abschnitt werden die allgemeinen Grundlagen turbulenter Strömungen beschrieben und im Speziellen auf wandnahe Strömungsstrukturen eingegangen. Die einzelnen Größen, die im Hinblick auf den Sedimenttransport eine große Bedeutung haben, werden näher erläutert.

2.1.1 Allgemeines

Strömungen lassen sich allgemein mathematisch über die *Navier-Stokes-Gleichungen* beschreiben. Sie bilden die Verknüpfung der Massenerhaltung, der *Bewegungsgleichung von Cauchy* aus der Kontinuumsmechanik und der konstitutiven Gleichung zur Beschreibung der Materialeigenschaften von *Newton'schen Fluiden*.

Die Gleichungen der Kontinuumsmechanik können angesetzt werden, da sich die im Allgemeinen untersuchten Fluide im Bereich der Größenskalen der Strömung wie ein Kontinuum verhalten. Dies ist dann der Fall, wenn die Längenmaße der molekularen Strukturen des Fluids (etwa der Abstand einzelner Moleküle) kleiner sind als die räumliche Ausdehnung der kleinsten Strukturen des Strömungsfeldes. Dies ist nach Pope (2000) auch für Strömungen mit sehr kleinen Längenskalen bei weitem erfüllt.

Die *Navier-Stokes-Gleichungen* bestehen aus Bedingungen für die Massen-, Impuls- und Energieerhaltung. Für inkompressible Strömungen, wie sie im Bereich der Hydromechanik auftreten, da die Dichte von Wasser als konstant angenommen werden kann, reduziert sich das Gleichungssystem um die Energieerhaltungsgleichung. Im Folgenden werden die beiden restlichen Bedingungen sowie die konstitutive Gleichung am differentiellen Ele-

ment beschrieben und letztendlich die inkompressiblen *Navier-Stokes-Gleichungen* angegeben.

Massenerhaltung

Die Betrachtung der Massenerhaltung an einem differentiellen Element reduziert sich für inkompressible Fluide auf die Bilanzierung der Flüsse über die Elementoberflächen. Dies entspricht der Berechnung der Divergenz des Strömungsfeldes:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

Die Summe aller Zu- und Abflüsse muss null ergeben.

Impulserhaltung

Die Impulserhaltungsgleichung entspricht der *Bewegungsgleichung von Cauchy* in der Kontinuumsmechanik. Sie ist universell für Materialien anwendbar, die die Kontinuumsbedingungen (siehe oben) erfüllen. Sie basiert auf dem zweiten Newton'schen Axiom, das besagt, dass die Änderung des Impulses den einwirkenden Kräften entspricht:

$$\frac{\mathcal{D}\vec{I}}{\mathcal{D}t} = \frac{\mathcal{D}m\vec{v}}{\mathcal{D}t} = \sum F \quad (2.2)$$

Die linke Seite lässt sich als $m \cdot \mathcal{D}\vec{v}/\mathcal{D}t$ schreiben und enthält somit die Beschleunigung eines Fluidteilchens in der Lagrange'schen Betrachtungsweise. Die auf das Element wirkenden Kräfte lassen sich in Massen- und Oberflächenkräfte aufteilen. Die Massenkräfte resultieren aus einwirkenden Beschleunigungen, meist der Erdbeschleunigung, und die Oberflächenkräfte entsprechen den auftretenden Scher- und Normalspannungen. Somit ergibt sich die Gleichung der Impulserhaltung in einem Kontinuum:

$$\frac{\mathcal{D}u_i}{\mathcal{D}t} = -g_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

Dabei steht g_i für den Vektor aller angreifenden Beschleunigungen und τ_{ij} für den Tensor der Oberflächenspannungen.

Konstitutive Gleichung

Die konstitutive Gleichung wird benötigt, um die von vornherein unbekanntenen Komponenten des Spannungstensors τ_{ij} als Funktion des Geschwindigkeitsvektors u_i auszudrücken. Diese Beziehung ist vom untersuchten Material abhängig. Da Wasser ein Newton'sches Fluid ist, wird ein linearer Zusammenhang zwischen Deformationsrate und resultierender Spannung angesetzt. Die Spannungen τ_{ij} werden in Normalspannungen p (entsprechen dem Druck) und

viskose Spannungen σ_{ij} aufgeteilt.

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (2.4)$$

δ_{ij} ist dabei das Kronecker-Delta ($\delta_{ij} = 1$ für $i = j$, ansonsten $\delta_{ij} = 0$) und μ ist die dynamische Viskosität, die die Proportionalitätskonstante für den Zusammenhang von Verformung und Spannung bei Newton'schen Fluiden darstellt.

Navier-Stokes-Gleichungen

Durch das Einsetzen der *Konstitutiven Gleichung* in die Impulserhaltungsgleichung resultiert daraus unter Zuhilfenahme der Massenerhaltung das im Folgenden gegebene Gleichungssystem, die Navier-Stokes-Gleichungen zur Beschreibung isothermer Strömungen inkompressibler Newton'scher Fluide:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - g_i + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2.6)$$

Dabei ist ν die kinematische Viskosität (mit $\nu = \mu/\rho$).

Turbulenz

Fluidbewegungen können grundsätzlich in laminare und turbulente Strömungen unterteilt werden. Als allgemeines Unterscheidungskriterium wird die Reynolds-Zahl verwendet. Durch ihre Bestimmungsgleichung $Re = u \cdot l / \nu$ stellt sie den Verhältniswert der Trägheitskräfte einer Strömung zu deren viskosen Kräften dar. Dabei sind u und l maßgebende Geschwindigkeits- bzw. Längenskalen der Strömung. Für verschiedene Strömungskonfigurationen gibt es verschiedene kritische Reynolds-Zahlen Re_{krit} , unterhalb derer die Strömung laminar und oberhalb turbulent ist.

Ein klassisches Beispiel zur Beschreibung beider Strömungszustände ist die Strömung in einem Rohr mit kreisförmigem Querschnitt. Durch einen solchen Versuch beschrieb Reynolds (1883) den Umschlag einer laminaren in eine turbulente Strömung. Er injizierte einen farbigen Tracer in der Mitte einer Rohrströmung.

Für kleine Geschwindigkeiten mit $Re < Re_{krit}$ bildete sich dabei ein nahezu ungestörter Farbfaden aus. Dies verdeutlicht die Schichtenstruktur einer laminaren Strömung. In diesem Zustand strömen Fluidschichten aneinander vorbei, ohne über die viskose Reibung hinaus in Wechselwirkung miteinander zu treten. Kleinere Störungen im Strömungsfeld, die auch in einem Laborversuch immer auftreten (beispielsweise verursacht durch Wandrauheiten oder äußere Einflüsse), können in einer laminaren Strömung durch die Reibung der Fluidteilchen untereinander ohne größere Auswirkungen abgefangen werden.

Für größere Zuströmgeschwindigkeiten mit $Re > Re_{krit}$ beobachtete Reynolds (1883) nach einer gewissen Strecke in der Rohrleitung die Vermischung des Tracerfadens über den gesamten Strömungsquerschnitt. Die Fluidmoleküle verlassen also bei höheren Reynolds-Zahlen die Schichtenstruktur. Es ergeben sich starke Querbewegungen und Fluktuationen. Die Trägheitskraft eines Teilchens, das durch eine Störung aus seiner Bahn geworfen wird, ist so groß, dass die viskosen Kräfte des Fluids die Ablenkung nicht bremsen können. Die Strömung ist instabil gegenüber Störungen und Unregelmäßigkeiten. Für $Re > Re_{krit}$ wirken sich kleine Störungen deshalb durch die Gesetze der Massen- und Impulserhaltung auf das gesamte Strömungsfeld aus und eine turbulente Strömung entwickelt sich.

Eine turbulente Strömung ist durch den Impulsaustausch quer zur Hauptströmungsrichtung und die damit verknüpfte zeitliche Fluktuation aller Strömungsgrößen gekennzeichnet. Der Impulsaustausch führt dazu, dass, um beim Beispiel der Rohrströmung zu bleiben, Fluidteilchen aus Bereichen größerer Geschwindigkeiten im Kernbereich der Strömung an die Wand transportiert werden und langsamere Teilchen auf umgekehrtem Weg in den Kernbereich. Dies führt zu einer Beschleunigung der Außenbereiche und einer Verlangsamung der Kernströmung, also zu einer Vergleichmäßigung des mittleren Geschwindigkeitsprofils. Durch die Energie, die in den turbulenten Bewegungen enthalten ist, und die erhöhte Wandreibung durch den größeren Geschwindigkeitsgradienten in diesem Bereich ergibt sich ein erhöhter Gesamtenergieverlust in der Strömung beim Übergang vom laminaren ins turbulente Regime.

In einer turbulenten Strömung entwickeln sich Strukturen unterschiedlicher Größenskalen. Die obere Begrenzung für die Ausdehnung eines Wirbels stellen die Abmessungen des Strömungsfeldes dar, die kleinsten Strukturen entsprechen der so genannten *Kolmogorov Länge*, die über die kinematische Viskosität ν und die Dissipationsrate ϵ definiert ist (eine nähere Erklärung dazu findet sich in Kapitel 3.4). Innerhalb der Strömung findet ein Übergang der Energie von den größten zu den kleinsten Strömungsstrukturen, die so genannte Wirbelkaskade, statt (siehe z. B. Pope (2000)). Die strömungstreibende Energie findet sich zuerst in den großen Strukturen wieder und wird dann durch deren Aufbrechen in kleinere Wirbel übertragen. Hauptsächlich in den kleinsten Strukturen wird die Energie dann durch die Viskosität dissipiert. Dadurch wird der Einfluss der kleinsten Wirbel auf das Strömungsfeld deutlich. Sowohl in numerischen Berechnungen als auch bei der Durchführung von Experimenten zur Bestimmung von Turbulenzgrößen ist es somit ersichtlich, dass diese dargestellt bzw. messtechnisch erfasst werden müssen.

Für die Beschreibung des Sedimenttransports sind die turbulenten Strukturen der Strömung durch den Impulsaustausch und die zeitlichen Fluktuationen von großer Bedeutung.

Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen

Die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben zeitlich gemittelte turbulente Strömungen. Da die Analyse turbulenter Strömungen in der Regel anhand gemittelter Profile oder Felder betrieben wird, um die Größe der Fluktuationen beschreiben zu können, und experimentelle Messungen bedingt durch punktuelle Messverfahren ebenfalls häufig lediglich zeitlich gemittelte Felder generieren, werden im Folgenden die Reynolds-Mittelung und die daraus hervorgehenden Größen dargelegt.

Die Grundlage der Reynolds-Mittelung bildet die Aufteilung einer Größe in Mittelwert und

Fluktuation. Am Beispiel eines in Ort und Zeit veränderlichen Geschwindigkeitsvektors bedeutet dies:

$$u_i(x_j, t) = \langle u_i(x_j, t) \rangle + u'_i(x_j, t) \quad (2.7)$$

Wird diese Aufspaltung auf alle Größen der Navier-Stokes-Gleichungen angewandt, ergeben sich unter Berücksichtigung der Rechenregel der Reynolds-Mittelung die so genannten *RANS* (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes-Equations*).

Die Massenerhaltungsgleichung wird zu

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2.8)$$

und die Impulserhaltung ergibt

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} - \langle g_i \rangle + \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_i u'_j \rangle. \quad (2.9)$$

Die Impulserhaltungsgleichung (2.9) wird dabei im Vergleich zur Navier-Stokes-Gleichung (2.6) um den Term $\frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_i u'_j \rangle$ erweitert. Dieser Term resultiert aus der Mittelung des nicht-linearen konvektiven Terms der Impulserhaltung und beinhaltet die so genannten *Reynolds-Spannungen*. In der Impulsgleichung beschreibt er den Einfluss der Geschwindigkeitsfluktuationen auf das gemittelte Strömungsfeld. Sie wirken wie zur viskosen Spannung zusätzlich auftretende turbulente Spannungen (auch *"scheinbare Spannungen der turbulenten Strömung"* (Schlichting und Gersten (2006)) genannt), die durch den turbulenten Impulsaustausch hervorgerufen werden. Wie aus Gleichung 2.10 ersichtlich, umfasst der Reynolds-Spannungstensor die Fluktuationen aller Geschwindigkeitskomponenten und deren Korrelationen. Die Diagonalelemente werden als turbulente Normalspannungen und die Korrelationen als turbulente Schubspannungen bezeichnet.

$$\langle u'_i u'_j \rangle = \begin{pmatrix} \langle u' u' \rangle & \langle u' v' \rangle & \langle u' w' \rangle \\ \langle u' v' \rangle & \langle v' v' \rangle & \langle v' w' \rangle \\ \langle u' w' \rangle & \langle v' w' \rangle & \langle w' w' \rangle \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Die Komponenten beschreiben die turbulenten Eigenschaften einer Strömung als zeitliche Mittelwerte. Im Folgenden werden die Wurzeln der zeitlich gemittelten Quadrate der Fluktuationen $\sqrt{\langle u_i'^2 \rangle}$ auch als RMS-Werte (*Root Mean Square*) bezeichnet. Vor allem in Wandnähe sind die Fluktuationen und deren Korrelationen bei der Betrachtung des Sedimenttransports von entscheidender Bedeutung, wie in den folgenden Kapiteln noch ausführlicher beschrieben wird.

2.1.2 Wandnahe Strömung

Für die Untersuchung des Sedimenttransports haben die sohnahen Bereiche einer Gerinne-strömung die größte Bedeutung. Die Geschwindigkeiten, Drücke und Strömungsstrukturen in der Nähe der Berandung, in der so genannten Grenzschicht, bestimmen die Transportvor-gänge. Deshalb werden im folgenden Kapitel die Grundlagen der Strömungsvorgänge in der Grenzschicht beschrieben.

Für die dimensionslose Beschreibung der Grenzschichtgleichungen sind die Definitionen der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und der so genannten wandnormalen inneren Koordinate z^+ nach den Gleichungen 2.11 und 2.12, sowie der Geschwindigkeit u^+ nach Gleichung 2.13 bedeutend:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.11)$$

$$z^+ = \frac{u_* \cdot z}{\nu} \quad (2.12)$$

$$u^+ = \frac{\langle u \rangle}{u_*} \quad (2.13)$$

Dabei ist τ_w die Wandschubspannung und z die wandnormale Koordinate.

Die folgenden Betrachtungen sind für zweidimensionale Grenzschichten ausgeführt ($\vec{x} = (x, z)$).

Mittlere Geschwindigkeiten

Die Strömung in der Grenzschicht ist durch die Haftbedingung ($u, w = 0$) an der Wand dominiert. Sie wird nach den Eigenschaften der Teilbereiche in mehrere Schichten unterteilt, die im Folgenden einzeln beschrieben werden.

Viskose Unterschicht In unmittelbarer Nähe der Wand gehen alle Geschwindigkeitskomponenten und damit auch deren Fluktuationen gegen null. Dadurch treten keine turbulenten Schubspannungen auf und die Strömung wird ausschließlich durch die Viskosität dominiert. Die Wandschubspannung τ_w ist deshalb definiert zu:

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.14)$$

Durch Einsetzen der vorhergehenden Definitionen ergibt sich daraus als Definition des Geschwindigkeitsprofils:

$$u^+ = z^+ \quad (2.15)$$

Bis zu einem Wandabstand von etwa $z^+ < 5 - 10$ ist diese Definition gültig (Bertin und Smith (1989)).

Überlappungsschicht Mit zunehmendem Abstand von der Wand nimmt der Einfluss der turbulenten Schubspannungen τ_T zu. In der so genannten turbulenten Außenströmung sind die viskosen Spannungen zu vernachlässigen und die Gesamtspannungen ergeben sich in der betrachteten zweidimensionalen Grenzschicht zu:

$$\tau_T = -\rho \langle u'w' \rangle \quad (2.16)$$

Unter Verwendung der *Prandtl'schen Mischungsweglänge* lässt sich τ_T folgendermaßen ausdrücken:

$$\tau_T = \rho \kappa^2 z^2 \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} \right)^2 \quad (2.17)$$

Dabei ist $\kappa = 0,4$ die *von Kármán-Konstante* (z. B. Zanke (1982a)). Durch Integration von Gleichung 2.17 in z -Richtung ergibt sich das so genannte *universelle Geschwindigkeitsgesetz* für gleichförmige Strömungen ($\frac{\partial}{\partial x} = 0$):

$$\frac{\langle u(z) \rangle}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln z^+ + C_0 \quad (2.18)$$

bzw. unter Verwendung der Sandrauheit nach Nikuradse k_S (Zanke (1982a))

$$\frac{\langle u(z) \rangle}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_S} + C_1. \quad (2.19)$$

Die Integrationskonstante C_1 ist abhängig von der Rauheit der Sohle. Sie wurde für die verschiedenen Regime (hydraulisch glatt, hydraulisch rau und Übergangsbereich) aus Rohrströmungsexperimenten durch Nikuradse bestimmt. Somit ergeben sich drei Gleichungen für C_1 (Zanke (1982a)):

Hydraulisch glatt ($u_* \cdot k_S / \nu < 5$):

$$C_1 = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_* \cdot k_S}{\nu} + 5,5 \quad (2.20)$$

Hydraulisch rau ($u_* \cdot k_S / \nu > 70$):

$$C_1 = 8,5 \quad (2.21)$$

Übergangsbereich ($5 < u_* \cdot k_S / \nu < 70$):

$$C_1 = \left(\frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_* \cdot k_S}{\nu} + 5,5 \right) \cdot 3,32 \cdot \frac{\nu}{u_* k_S} + 8,5 \cdot \left(1 - 3,32 \cdot \frac{\nu}{u_* \cdot k_S} \right). \quad (2.22)$$

Im hydraulisch rauen Bereich verschwindet die viskose Unterschicht größtenteils zwischen den Rauheitselementen, die dadurch hauptsächlich durch die logarithmischen Anteile beeinflusst werden. Dies ist für die meisten Anwendungen im Sedimenttransport der Fall. Die Geschwindigkeitsverteilung des *universellen Geschwindigkeitsgesetzes* ist nach verschiedenen Quellen für einen Wandabstand von $z^+ > 70$ gültig (z. B. Gersten und Herwig (1992)). Die obere Grenze der durch die Verteilung erfassten Schicht wird unterschiedlich beschrieben: Bertin und Smith (1989) geben $70 < z^+ < 400$ als Bereich an, für Gerinneströmungen wird die Geschwindigkeitsverteilung häufig über die gesamte Fließtiefe h nach dem *universellen Geschwindigkeitsgesetz* angesetzt (siehe z. B. Zanke (1982a)), wohingegen Nezu und Nakagawa (1993) feststellen, dass die Anwendung der Konstanten aus den Versuchen von Nikuradse für Gerinneströmungen lediglich in Wandnähe ($z < 0,2 \cdot h$) gänzlich gültig ist.

Für Gerinneströmungen kann unter der Annahme der Gültigkeit des *universellen Geschwindigkeitsgesetzes* über die gesamte Fließtiefe durch Integration von Gleichung 2.19 in den Grenzen von $k_S \leq z \leq h$ ein Zusammenhang zwischen profilmittelter Strömungsgeschwindigkeit $\langle u_m \rangle$ und Schubspannungsgeschwindigkeit u_* hergestellt werden (Zanke (2002)):

$$\frac{\langle u_m \rangle}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{h}{k_S} - 1 \right) + C_1. \quad (2.23)$$

Übergangsschicht Zwischen den beiden beschriebenen Bereichen der Grenzschicht existiert eine so genannte Übergangsschicht (engl.: *buffer layer*). Die Geschwindigkeitsverteilung kann hier durch analytische Funktionen beschrieben werden, die einen stetigen Übergang vom linearen Verlauf der viskosen Schicht zum logarithmischen Verlauf der Überlappungsschicht gewährleisten. Einen Ansatz dazu geben beispielsweise Gersten und Herwig (1992) an. Da im Rahmen dieser Arbeit Strömungen im hydraulisch rauen Bereich auftreten und wegen des Verschwindens der viskosen und der Übergangsschicht zwischen den Rauheitselementen lediglich die Übergangsschicht von großer Bedeutung ist, wird auf detaillierte Ausführungen hierzu verzichtet.

Mittlere Schwankungsgrößen

Bei Nezu und Nakagawa (1993) finden sich halb theoretische Bestimmungsgleichungen für die Verteilung der turbulenten Schwankungsgrößen in einer gleichförmigen Freispiegelströmung. Die Konstanten dieser Gleichungen wurden aus experimentellen Untersuchungen bestimmt.

Für eine Strömung über eine glatte Sohle ergeben sich für die Schwankungsgrößen in die drei

Raumrichtungen Relationen der Form

$$\frac{\sqrt{\langle u_i'^2 \rangle}}{u_*} = D_i \cdot e^{-C_k z/h} \quad (2.24)$$

für den turbulenten Außenbereich der Strömung ($z^+ > 50$). In der viskosen Unterschicht ergibt sich aus Experimenten eine Turbulenzintensität in Hauptströmungsrichtung von

$$\frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{u_*} = C z^+. \quad (2.25)$$

Der Übergang zwischen beiden Bereichen kann für die u -Komponente als gewichteter Mittelwert mit Hilfe einer Dämpfungsfunktion Γ beschrieben werden:

$$\frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{u_*} = D_u \cdot e^{-z^+/Re_{*,h}} \cdot \Gamma + C z^+ \cdot (1 - \Gamma) \quad (2.26)$$

mit

$$\Gamma = 1 - e^{-z^+/10} \quad (2.27)$$

und

$$Re_{*,h} = \frac{u_* h}{\nu}. \quad (2.28)$$

Die empirisch bestimmten Konstanten werden zu

$$\begin{aligned} D_u &= 2,30 \\ D_v &= 1,63 \\ D_w &= 1,27 \\ C_k &= 1,0 \\ C &= 0,3 \end{aligned} \quad (2.29)$$

angegeben, wobei u , v , und w die Komponenten in Strömungsrichtung, spannweitisger und vertikaler Richtung darstellen. Aus dem Verlauf des Profils nach Gleichung 2.26 und den experimentellen Daten ergibt sich ein Maximum von $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/u_*$ im Bereich der Übergangsschicht bei $z^+ = 10 - 20$.

Für hydraulisch raue Oberflächen, bei denen die viskose Unterschicht zwischen den Rauheitselementen verschwindet, ergeben sich Unterschiede in der Verteilung der Turbulenzintensitäten. Nezu und Nakagawa (1993) gaben hierfür eine Verteilung von $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ an, die sich

aus den Gleichungen 2.24 und 2.19 ergibt:

$$\frac{\sqrt{\langle w'^2 \rangle}}{\langle u_m \rangle} = \frac{2,30 \cdot e^{-z/h}}{1/\kappa \cdot \ln(z/h) + w(z/h) + A'} \quad (2.30)$$

mit

$$A' = -\frac{1}{\kappa} \cdot \ln(k_S/h) + 8,5 \quad (2.31)$$

und $w(z/h)$ als so genannte *wake function*, die von Nezu und Nakagawa (1993) als Anpassung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils aus Gleichung 2.19 auf die gesamte Fließtiefe vorgeschlagen wird. Sie kann im wandnahen Bereich ($z/h < 0,2$) vernachlässigt werden. Zur Ermittlung der restlichen Turbulenzgrößen im hydraulisch rauen Regime schlugen Nezu und Nakagawa (1993) die Verwendung von Verhältniswerten aus den Gleichungen 2.24 vor. Daraus ergeben sich:

$$\frac{\sqrt{\langle w'^2 \rangle}}{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}} = 0,55, \quad (2.32)$$

$$\frac{\sqrt{\langle v'^2 \rangle}}{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}} = 0,71 \quad (2.33)$$

bzw.

$$\frac{2\langle k \rangle}{\langle u'u' \rangle} = 0,55. \quad (2.34)$$

Wobei $k = 0,5 \cdot (u'u' + v'v' + w'w')$ der turbulenten kinetischen Energie entspricht.

Die Verteilung der Reynolds-Spannungen $\langle u'u' \rangle$ gaben Nezu und Nakagawa (1993) mit Gleichung 2.35 an:

$$-\frac{\langle u'u' \rangle}{u_*^2} = \left(1 - \frac{z}{h}\right) - \frac{1}{\kappa \cdot \left(\frac{u_* h}{\nu}\right)} \cdot \left(\left(\frac{z}{h}\right)^{(-1)} + \pi \Pi \sin\left(\pi \frac{z}{h}\right) \right) \quad (2.35)$$

mit Π als Wirbelstärkenparameter nach Coles, der für hohe Reynolds-Zahlen zu $\Pi = 0,2$ gesetzt werden kann.

Beeinflussung durch Druckgradienten

Alle bisher in diesem Kapitel beschriebenen Gleichungen zur Verteilung der Strömungsgrößen über den Fließquerschnitt gelten unter der Annahme einer gleichförmigen Strömung

ohne Druckgradient in Strömungsrichtung ($\frac{\partial p}{\partial x} = 0$). Da das im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Strömungsfeld ungleichförmige Bereiche und Ablösezone aufweist, wird im Folgenden grundsätzlich die Auswirkung eines Druckgradienten auf wandnahe Strömungsprofile beschrieben.

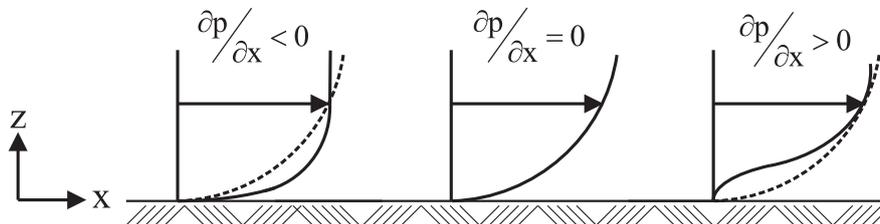


Abbildung 2.1: Schematische Auswirkung eines Druckgradienten auf das wandnahe Geschwindigkeitsprofil

Die schematische Darstellung dreier Geschwindigkeitsverteilungen unter verschiedenen Druckgradienten in Abbildung 2.1 zeigt die Tendenzen des Einflusses einer Druckänderung in Strömungsrichtung. Ein negativer Druckgradient (engl.: *favourable pressure gradient*) erzeugt ein im Verhältnis zur Strömung ohne Druckgradient fülligeres Geschwindigkeitsprofil. Dies belegen beispielsweise Messungen von Escudier u. a. (1998), zumindest für den logarithmischen Bereich der Grenzschicht. Escudier u. a. (1998) zeigten außerdem, dass der negative Druckgradient eine gewisse Stabilisierung der turbulenten Strömung hervorruft und die turbulenten Schwankungsgrößen, bezogen auf die Außenströmung, deutlich verringert werden. Zu den Auswirkungen eines positiven Druckgradienten (engl.: *adverse pressure gradient*) wurden von Simpson u. a. (1981) Messungen durchgeführt. Sie untersuchten Profile unter einem zunehmenden positiven Druckgradienten, die die in der schematischen Skizze dargestellten Tendenzen bis hin zur Ablösung der Strömung und einer wandnahen Rückströmung aufweisen. Im Gegensatz zum negativen Druckgradienten wird dabei die Strömung destabilisiert, was zu erhöhten Turbulenzintensitäten führt.

Von entscheidender Bedeutung ist der Einfluss des Druckgradienten für numerische Simulationen, bei denen das wandnahe Strömungsfeld nicht vom Berechnungsgitter aufgelöst werden kann und Wandschubspannungen aus den wandnächsten Punkten modelliert werden müssen. Wegen der Beeinflussung des Geschwindigkeitsgradienten an der Wand durch den Druckgradienten ergeben sich große Abweichungen der Wandschubspannung bei Ansatz eines linearen oder logarithmischen Profils ohne Druckänderung. Exemplarisch sei hierzu die Arbeit von Manhart u. a. (2008) genannt, in der sowohl ein kurzer Überblick über bisherige Arbeiten als auch ein Ansatz zur Modellierung der Wandschubspannungen bei positivem Druckgradienten dargelegt wird.

Turbulente Sohldruckschwankungen

Das Auftreten von turbulenzinduzierten Druckschwankungen an überströmten Wänden und Sohlen wurde hauptsächlich für glatte Berandungen untersucht. Ein Überblick über die resultierenden Ergebnisse findet sich bei Willmarth (1975) oder auch Hofland (2005). Druckschwankungen auf rauher Sohle, wie für den Sedimenttransport in der Regel von Bedeutung, wurden von Blake (1970) gemessen. Das Spektrum der auftretenden Fluktuationsfrequenzen ähnelt dem über glatten Sohlen vor allem im niederfrequenten Bereich, der hauptsächlich

durch große Strömungsstrukturen beeinflusst wird. Im höherfrequenten Bereich spielen die Rauheitseigenschaften eine wichtigere Rolle. In der Regel wurden die Experimente in gleichförmigen Strömungssituationen durchgeführt.

Die zeitlichen Fluktuationen des Sohldrucks führen zu ebenfalls fluktuierenden räumlichen Druckgradienten, die sich stark auf den Sedimenttransport auswirken (Hofland (2005)).

Analytisch lassen sich die Druckschwankungen über die von Chang u. a. (1999) abgeleitete *Poisson*-Gleichung der Druckfluktuation p' beschreiben:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x_i^2} = -2 \cdot \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u'_i u'_j - \langle u'_i u'_j \rangle) \quad (2.36)$$

In inkompressiblen Medien ergeben sich die Druckschwankungen aus den turbulenten Schwankungen des Geschwindigkeitsfeldes. Aus Gleichung 2.36 geht hervor, dass die Turbulenzstruktur des Strömungsfeldes die Sohldruckfluktuationen und somit die daraus resultierenden Kräfte auf Sedimentkörner bestimmt.

"Sweeps" und "Ejections"

Zur Beschreibung der zweidimensionalen Verteilung instantaner Geschwindigkeitsevents an einem Messpunkt kann die so genannte Quadrantenanalyse herangezogen werden. Dabei wird die untersuchte Ebene in vier Quadranten aufgeteilt. Den Nullpunkt dieses Koordinatensystems bildet der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit an dieser Stelle. In Abbildung 2.2 ist eine fiktive zweidimensionale Häufigkeitsverteilung von Messwerten in einem entsprechenden System dargestellt.

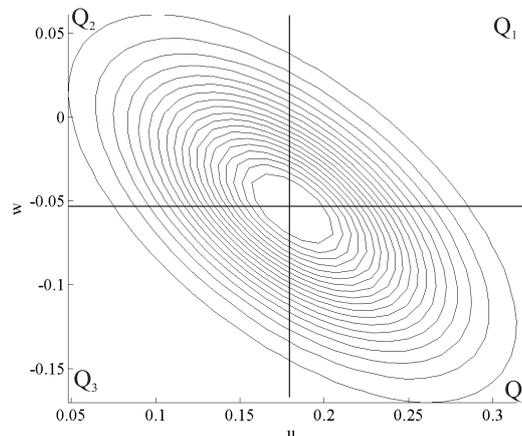


Abbildung 2.2: Schematische 2D Häufigkeitsverteilung in einer Quadrantenanalyse

Die in den einzelnen Quadranten Q_1 , Q_2 , Q_3 und Q_4 auftretenden Geschwindigkeitsevents werden respektive als "outward interaction", "ejections", "inward interaction" und "sweeps" bezeichnet (Raupach (1981)). Die zeitlich gemittelten Komponenten des Reynolds-Spannungstensors entsprechen den Parametern, die die zweidimensionale Verteilung abbilden. $\langle u'w' \rangle$ ist die Korrelation der Fluktuationen beider kartesischer \vec{v} -Komponenten. Das bedeutet, dass bei einer hohen Korrelation betragsmäßig hohe u - bzw. w -Geschwindigkeiten häufig

gemeinsam auftreten und somit die Verteilung wie in Abbildung 2.2 einer geneigten, länglich gestreckten Ellipse entspricht. Absolut unkorrelierte Events ($\langle u'w' \rangle \approx 0$) ergeben eine kreisförmige Verteilung.

In Abbildung 2.3 sind exemplarisch zwei Verteilungen mit unterschiedlichen Werten von $\langle u'w' \rangle$ und gleichen Werten von $\langle u'u' \rangle$ und $\langle w'w' \rangle$ gegenüber gestellt. Es ist zu erkennen, dass bei einer höheren Korrelation $\langle u'w' \rangle$, also der elliptischen Verteilung, betragsmäßig größere Fluktuationen auftreten, die nur durch die gemeinsame Betrachtung der Komponenten des Reynolds-Spannungstensors in einer zweidimensionalen Verteilung ersichtlich werden.

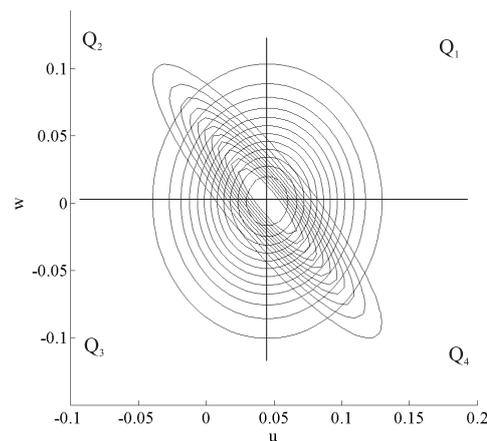


Abbildung 2.3: Schematische 2D Häufigkeitsverteilungen mit unterschiedlichen $\langle u'w' \rangle$

Raupach (1981) untersuchte mit dieser Methode die Reynolds-Spannungen gleichförmiger Gerinneströmungen auf rauher und glatter Sohle. Dabei ergaben sich in Sohlhöhe negative Werte für $\langle u'w' \rangle$, also in die Quadranten Q_2 und Q_4 gedrehte, elliptische Verteilungen. Für raue Oberflächen ist der Beitrag der Q_4 -Events zur turbulenten Schubspannung in Sohlhöhe überproportional hoch im Vergleich zu den Q_2 -Events. Die zweidimensionale Verteilung weist also eine gewisse Schiefe auf, die mit zunehmendem Abstand zur Sohle abnimmt und sich dann in die andere Richtung ausprägt.

Die Einflüsse dieser Q_4 -Events auf den Sedimenttransport untersuchte sehr detailliert Hofland (2005). Er stellte eine deutliche Korrelation zwischen diesen und einem erhöhten Sedimenttransportaufkommen fest, das zum einen durch die mit den Q_4 -Events einhergehenden hohen sohlparallelen Fluktuationen hervorgerufen wird. Zum anderen ergibt sich durch den erhöhten, zur Sohle gerichteten wandnormalen Impulstransport aus Regionen mit höheren Geschwindigkeiten eine größere Schleppkraft.

Die Analyse der zweidimensionalen Verteilung ist deswegen ein hilfreiches Werkzeug zur Analyse des Sedimenttransports in Kombination mit Geschwindigkeitsmessungen.

Einfluss der Außenströmung

Der Turbulenzgrad der Außenströmung stellt eine Einflussgröße auf die Strömungseigenschaften in der Grenzschicht dar. Dazu wurde eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt, zu denen Stefes (2003) einen Überblick gibt. Danach sind die resultierenden Ergebnisse für Grenz-

schichten ohne Druckgradient, dass das logarithmische Geschwindigkeitsprofil scheinbar erhalten bleibt, die Reynolds-Spannungen der Grenzschicht mit steigender Außenturbulenz aber genauso ansteigen wie die Wandschubspannungen. Die Änderungen werden durch direkt oder indirekt auf die Grenzschicht übertragene Störungen beeinflusst.

Fazit

Die wandnahe Struktur von Strömungen ohne Druckgradienten wurde bisher sehr intensiv untersucht. Die Geschwindigkeitsprofile in Abhängigkeit der Wandrauheit sind weitestgehend durch halb empirische Funktionen beschreibbar. Auch der Verlauf der Geschwindigkeitsfluktuationen wurde intensiv untersucht. Funktionen zur Beschreibung von Geschwindigkeitsverteilungen unter zusätzlichen Einflüssen wie Druckgradienten oder veränderten Turbulenzeigenschaften der Außenströmung sind weiterhin Gegenstand aktueller Untersuchungen. Zur Berechnung der Wandschubspannung nicht wandaufgelöster numerischer Simulationen sind diese Fragen von entscheidender Bedeutung, vor allem auch, weil die Wandschubspannung die entscheidende Eingangsgröße zur Modellierung von Sedimenttransportraten darstellt.

2.2 Sedimenttransport

Dieses Kapitel enthält eine allgemeine Einführung in die Problematik des Sedimenttransports sowie einen Überblick zu den wichtigsten ingenieurtechnischen Fragestellungen und Lösungsansätzen dieser Thematik.

Im Hinblick auf die Modellierung des Sedimenttransports mit numerischen Simulationen werden die physikalischen Grundlagen beschrieben. Des Weiteren wird ein Überblick über einige zur Verfügung stehende und in numerischen Berechnungen verwendete, halb empirischen Ansätze zur Erfassung des Bewegungsbeginns und des Geschiebetriebs gegeben, wobei auch Methoden für deren Anwendung auf geeigneten Sedimentoberflächen Eingang finden. Dabei wird ein besonderes Augenmerk auf die Annahmen zur Herleitung bzw. Bestimmung dieser Ansätze gelegt, um deren ursprüngliches Anwendungsgebiet aufzuzeigen.

2.2.1 Allgemeines

Sedimenttransport entsteht durch die Übertragung von Kräften zwischen dem bewegten Wasserkörper eines Gewässers und dessen beweglicher Sohle aus körnigem Material. Die Haftbedingung von Strömungen an festen Oberflächen führt dazu, dass vom strömenden Medium Schubspannungen auf die Berandung ausgeübt werden. Die Größe der Schubspannungen hängt von den Eigenschaften der Strömung ab, die wiederum im wandnahen Bereich stark von der Beschaffenheit der Berandung abhängen. Sind die Sohlschubspannungen groß genug, um einzelne Körner an der Sohle in Bewegung zu bringen, spricht man von Sedimenttransport.

Die analytische und empirische Beschreibung des Sedimenttransports stellt und stellte in den letzten Jahrhunderten ein viel bearbeitetes Thema dar. Die wichtigste Frage, die dabei zu behandeln ist, ist der Beginn der Sedimentbewegung bzw. die dazugehörigen Strömungseigenschaften. Dabei liegt eine große Schwierigkeit darin, dass zum Einen die Eigenschaf-

ten der Strömung, also der treibenden Kräfte, in den meisten Anwendungsfällen starken Schwankungen unterworfen sind; zum Anderen variieren die Widerstandskräfte der Sedimentkörner räumlich, da sie von deren Lagerung abhängen. Dies bedeutet, dass sich keine scharfe Grenze zwischen einem Zustand ohne Sedimentbewegung und einem mit ziehen lässt. Vielmehr ist die für eine Bewegung nötige, so genannte kritische Schubspannung räumlich statistisch verteilt, wohingegen die treibenden Kräfte, die die Schubspannungen erzeugen, in der Regel starken zeitlichen Schwankungen unterworfen sind. Hoffmans (1992) stellte dies durch zwei Häufigkeitsverteilungen, eine für die treibenden Strömungsgrößen und eine für die Widerstandskräfte des Sediments, dar (Abbildung 2.4). Für die Strömung wird dabei die Auftretenswahrscheinlichkeit P einer bestimmten Sohlschubspannung τ_w aufgetragen und für die Sedimenteigenschaften die Häufigkeit der auftretenden Widerstandskräfte. Transport wird nur in den Bereichen stattfinden, in denen die treibenden Kräfte die Widerstandskräfte übertreffen.

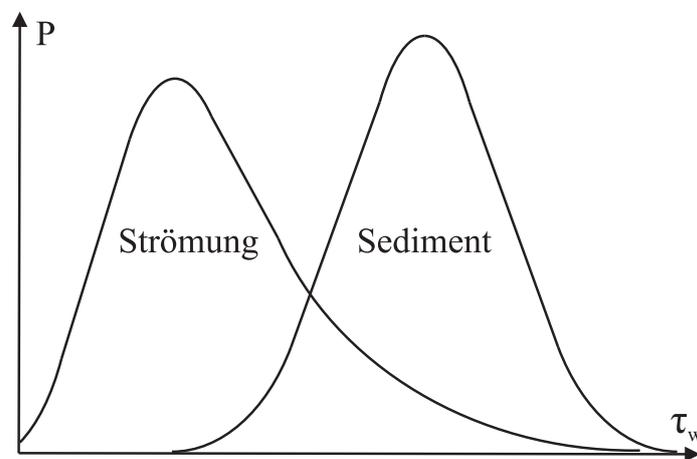


Abbildung 2.4: Häufigkeitsverteilungen der treibenden und widerstehenden Kräfte (nach Hoffmans (1992))

Sowohl die Widerstandskräfte der Körner, als auch die treibenden Kräfte der Strömung sind also sehr starken Schwankungen ausgesetzt, wodurch analytische Ansätze zur Erfassung des Bewegungsbeginns einen starken statistischen Charakter haben und einige Unsicherheiten aufweisen. Zanke (1990) gab beispielsweise an, dass im kritischen Zustand des Shields-Kriteriums (siehe folgende Kapitel) etwa 10% der Körner der obersten Sedimentschicht in Bewegung sind.

Grundsätzlich wird in der Sedimentforschung zwischen dem *Geschiebetransport* und dem *Suspensionstransport* unterschieden. Unter *Geschiebetransport* versteht man die Fortbewegung von Sedimentkörnern in Sohlhöhe mit regelmäßigem Sohlkontakt. Für grobkörniges Material ist dies der vorherrschende Transportzustand. So kann zur Abgrenzung zum Suspensionsstransport, wie bei Zanke (1999) beschrieben, ein kritischer Korndurchmesser bestimmt werden, unterhalb dessen die Körner in Suspension transportiert werden. *Suspensionstransport* beschreibt die Bewegung von Körnern im Wasserkörper. Sie werden durch turbulente Strukturen in der Strömung von der Sohle nach oben gerissen und für eine gewisse Zeit in Schwebelage gehalten und so mit der Strömung konvektiert. Die wichtigste Größe zur Beschreibung des Suspensionstransportbeginns ist die Sinkgeschwindigkeit der Sedimentkörner. Nach Zanke (2002) ist der Suspensionstransport für die geometrische Ausbildung der Gerinnesohle von

geringer Bedeutung, da die suspendierten Körner nur langsam auf Geschwindigkeitsunterschiede reagieren und sich deswegen nur in stark beruhigten Zonen absetzen und bettbildend wirken. Da die in dieser Arbeit untersuchte Auskolkung eines grobsandigen Sedimentbetts fast ausschließlich durch Geschiebetransport entsteht, wird im Folgenden lediglich auf diese Transportart eingegangen.

2.2.2 Physikalische Grundlagen

In diesem Abschnitt werden die an einem Einzelkorn angreifenden Strömungskräfte und Ansätze für deren Berechnung benannt. Des Weiteren wird auf die Auswirkungen turbulenter Strömungsstrukturen auf den Sedimenttransport eingegangen.

Kräfte auf ein Einzelkorn

Eine weit verbreitete Herangehensweise an die analytische Beschreibung des Bewegungsbeginns ist die Kräftebilanz an einem einzelnen Sedimentkorn. Dabei treten die in Abbildung 2.5 schematisch dargestellten Kraftkomponenten auf.

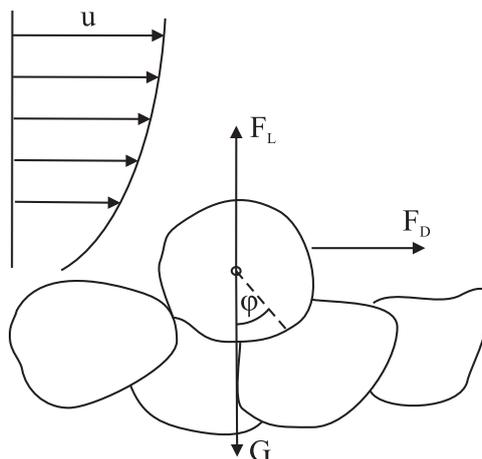


Abbildung 2.5: Schema der Kräfte auf ein Sedimentkorn (nach Raudkivi (1967))

ϕ ist der Reibungswinkel des Sediments, G entspricht der Gewichtskraft, F_D (engl.: *drag force*) der sohlparallelen, strömungsbedingten Komponente, der so genannten Schleppekraft, und F_L (engl.: *lift force*) der sohnnormalen, strömungsbedingten Komponente, auch Liftkraft genannt.

Schleppekraft Der Ansatz für die sohlparallele Kraft auf ein Sedimentkorn ergibt sich aus den Untersuchungen zur Umströmung einer Kugel. Die resultierende Kraft kann unter der Annahme eines kugelförmigen Kornes mit Gleichung 2.37 beschrieben werden:

$$F_D = 1/2 \cdot C_D \rho A_{proj} u |u| \quad (2.37)$$

Dabei ist C_D der Widerstandsbeiwert einer Kugel, A_{proj} die projizierte Fläche der Kugel und u die sohlparallele Geschwindigkeitskomponente. Die Formulierung enthält den Stau-

druck $p_S = \rho u^2/2$ und einen Wichtungsfaktor der Wirkung des Staudrucks C_D , der von der Reynolds-Zahl der Kugel $Re_K = ud/\nu$ abhängig ist (siehe beispielsweise Vollmer (2005)). Die Gleichung bestimmt die instantane, sohlparallele Kraftwirkung einer Strömung ohne sohlparallelen Druckgradienten.

Liftkraft Die vertikale Kraftkomponente F_L entsteht durch Geschwindigkeits- und damit Druckunterschiede über die Höhe eines Kornes sowie die durch das Korn hervorgerufene Stromlinienkrümmung. Für hohe Reynolds-Zahlen $Re_K = ud/\nu > 100$ wirkt sie in der Regel von der Wand weg, für kleinere kann sie für bestimmte Kornpositionen auch in Richtung der Wand wirken (Hofland (2005)). Über den Liftkraftbeiwert C_L kann ein Zusammenhang zwischen dem Staudruck und der daraus resultierenden Liftkraft hergestellt werden:

$$F_L = 1/2 \cdot C_L \rho A_{proj} u^2 \quad (2.38)$$

C_L ist dabei ebenfalls abhängig von Re_K (siehe beispielsweise Vollmer (2005)). Die Liftkraft wirkt also in den meisten Fällen der Gewichtskraft entgegen und macht das Korn dadurch effektiv "leichter". Somit leistet F_L einen Beitrag zum Bewegungsbeginn.

Einfluss der turbulenten Schwankungsgrößen

Die im vorherigen Kapitel beschriebenen Kraftgrößen gelten in der Regel als dauerhafte Einflussgrößen. Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, treten in der Grenzschicht nahe der beweglichen Sohle in den meisten Strömungssituationen auch turbulente Schwankungen auf, die zusätzliche, fluktuierende Krafteinflüsse auf die Körner bedeuten. Die zeitliche Dauer der Krafteinwirkungen spielt dabei eine entscheidende Rolle für deren Wirkung (Hofland (2005)).

Fluktuationen der sohlparallelen Geschwindigkeit Schwankungen der sohlparallelen Geschwindigkeiten führen zu fluktuierenden Sohlschubspannungen und Schleppekraften am Sedimentkorn. Durch die Schwankungsbreite der treibenden Kraft wird somit, wie in Abbildung 2.4 dargestellt, ein weiterer Bereich des Spektrums der widerstehenden Kräfte abgedeckt. Höhere Turbulenzintensitäten vermehren also die Anzahl der bewegten Körner.

Sweeps Sweeps stellen ein korreliertes Auftreten von Events hoher sohlparalleler Geschwindigkeiten und gleichzeitiger zur Sohle gerichteter, wandnormaler Geschwindigkeiten dar. In dieser Konstellation werden Impulsströme wandferner Regionen in den Bereich der Sedimentkörner transportiert, wodurch F_D erhöht wird. Der Vorgang entspricht einer größeren Exposition des Kornes in der Strömung. Hofland (2005) zeigte, dass diese so genannten Q_4 -Events ausschlaggebend für erhöhte Transportraten sind. Nelson u. a. (1995) untersuchten die Korrelation zwischen turbulenten Strukturen und Sedimenttransportraten. Sie stellten einen Zusammenhang zwischen Q_4 -Events und erhöhten Transportraten auf, konstatierten aber ebenfalls, dass auch Q_1 -Events zu verstärkter Kornbewegung führen, obwohl diese die turbulente Sohlschubspannung nach Gleichung 2.16 verringern. In einigen Veröffentlichungen

wurde das Auftreten so genannter *kohärenter Strukturen* in einer Grenzschicht ohne Druckgradient und deren Auswirkung auf den Sedimenttransport untersucht (siehe z. B. Gyr und Kinzelbach (2004) und Niño und Garcia (1996)). Vereinfachend dargestellt entsprechen die Strukturen einer Abfolge von Sweeps und Ejections und rufen dadurch Fluktuationen von Strömungsgrößen und Transportraten hervor.

Sohldruckschwankungen Die für die Entstehung turbulenter Druckschwankungen in Sohlfläche verantwortlichen Strömungsereignisse können von den zuvor erwähnten nicht gänzlich getrennt werden. Wie im Kapitel 2.1 dargelegt, werden sie mathematisch über die *Poisson-Gleichung* beschrieben und durch turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen bedingt. Je nach Ausdehnung der turbulenten Strukturen entstehen dabei Druckgradienten unterschiedlicher Größe. Entsprechend der Auftriebskraft, die aus den hydrostatischen Druckunterschieden hervorgeht, resultieren auch aus turbulenten Druckschwankungen Kräfte auf Sedimentkörner und wirken somit zusätzlich stabilisierend oder destabilisierend auf einzelne Partikel. Hofland (2005) untersuchte diese Auswirkungen in einer Betrachtung am Einzelkorn. Er fand den größten Einfluss der turbulenten Druckschwankungen bei der Bewegung von stark abgeschirmten Körnern. Bei größeren Expositionen spielen Sweeps eine größere Rolle. Er beschreibt, dass kleine, sich über dem Korn bewegende Wirbel mit einem Durchmesser von etwa $1,5 \cdot d$ den größten Einfluss auf den Bewegungsbeginn haben.

2.2.3 Ansätze zur Berechnung des Sedimenttransports

Im folgenden Abschnitt werden einige der in den vergangenen Jahrzehnten entwickelten Ansätze zur Bestimmung des Bewegungsbeginns und der Sedimenttransportraten sowie des Einflusses der Sohlneigung zusammengefasst.

Bewegungsbeginn

Die Bestimmung der Strömungssituation bei Bewegungsbeginn, des so genannten kritischen Zustands, ist eine entscheidende Frage für ingenieurmäßige Anwendungen in Wasserbau und Wasserwirtschaft. Wie schon eingangs beschrieben, bildet dieser Zustand keine scharfe Grenze zwischen Bewegung und Ruhe, sondern ist vielmehr ein fließender Übergang, abhängig von den instantanen und lokalen Strömungs- und Sedimenteigenschaften.

Im letzten Jahrhundert wurde eine Vielzahl von Ansätzen entwickelt, um den Bewegungsbeginn von Sedimentsohlen vorherbestimmen zu können. Die Ansätze lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: Ansätze unter Verwendung einer kritischen mittleren Geschwindigkeit und solche, die eine kritische Schubspannung zur Grundlage haben. Wie Zanke (1982a) ausführte, sind letztere allgemein gültig, wohingegen die erste Gruppe jeweils auf einen gewissen Fließtiefenbereich beschränkt ist. Aus diesem Grund und weil zur numerischen Modellierung des Sedimenttransports, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch behandelt wird, nahezu ausschließlich Schubspannungsansätze verwendet werden, wird im Folgenden nur auf die wichtigsten Arbeiten der zweiten Gruppe eingegangen.

Der bedeutendste und bis heute meist verwendete Ansatz zur Bestimmung des Bewegungsbeginns geht auf Shields (1936) zurück. Dieser führte in einem neigbaren Laborgerinne Versuche zum Bewegungsbeginn verschiedener Sedimente unterschiedlicher Korngrößen, Dicht-

ten und Kornformen in einer gleichförmigen Gerinneströmung durch. Mit Hilfe eines Kräftegleichgewichts zwischen Schleppkraft der Strömung (nach Gleichung 2.37) und Widerstandskraft des Korns zu Bewegungsbeginn entwickelte er einen dimensionslosen Zusammenhang zwischen der Reynolds-Zahl des Korns $Re_* = u_* d / \nu$ und einem ebenfalls dimensionslosen "Schleppspannungsbeiwert" (oft auch als Froude-Zahl des Korns bezeichnet) $\tau^* = \tau_w / ((\rho_S - \rho)gd)$. Unter Verwendung der Versuchsergebnisse entsteht daraus ein Kurvenband, das den Bewegungsbeginn in Abhängigkeit dieser beiden Parameter darstellt (Abbildung 2.6).

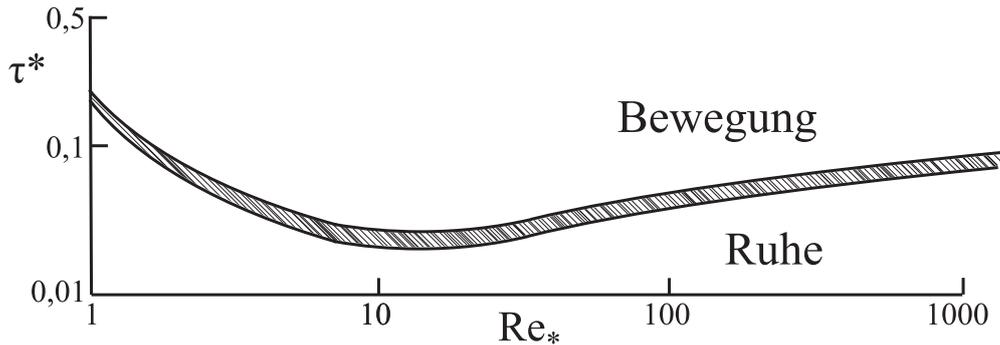


Abbildung 2.6: Shields-Diagramm (nach Zanke (1982a))

van Rijn (1984) gibt eine Parametrisierung des Shields-Kriteriums an, die für überschlägige Handrechnungen verwendet werden kann. Dabei setzt er τ^* ins Verhältnis zum so genannten sedimentologischen Korndurchmesser D_* :

$$D_* = d \cdot \left(\frac{(\rho_S / \rho - 1)g}{\nu^2} \right)^{1/3}. \quad (2.39)$$

Damit ist die dimensionslose kritische Wandschubspannung τ_{krit}^* bereichsweise definiert zu:

$$\begin{aligned} \text{für } D_* \leq 6 &\rightarrow \tau_{krit}^* = 0,109 \cdot D_*^{-0,5} \\ \text{für } 6 < D_* \leq 10 &\rightarrow \tau_{krit}^* = 0,140 \cdot D_*^{-0,64} \\ \text{für } 10 < D_* \leq 18 &\rightarrow \tau_{krit}^* = 0,040 \cdot D_*^{-0,1} \\ \text{für } 18 < D_* \leq 145 &\rightarrow \tau_{krit}^* = 0,013 \cdot D_*^{0,29} \\ \text{für } D_* > 145 &\rightarrow \tau_{krit}^* = 0,055 \end{aligned} \quad (2.40)$$

Die Parametrisierung bietet die Möglichkeit, durch die Eingangsgröße D_* , die ausschließlich von Materialparametern abhängig ist, den Bewegungsbeginn rechnerisch zu bestimmen. Dabei ist im Gegensatz zur Anwendung des Shields-Diagramms keine Iteration nötig.

Mit dieser Vorgehensweise wurden im Laufe der Jahre verschiedene, leicht abweichende Sätze von Bestimmungsgleichungen von unterschiedlichen Autoren vorgeschlagen. Der hier wiedergegebene Ansatz beruht auf dem Ansatz von van Rijn (1984), wurde aber in der vorliegenden Form von Zanke (1990) im Feinkornbereich modifiziert.

Hager und Del Giudice (2001) schlugen eine leicht abweichende Formulierung für die Approximation der Shields-Kurve für Handrechnungen mit den gleichen Parametern wie van Rijn (1984) und Zanke (1990) vor:

$$\begin{aligned} \text{für } D_* < 15 &\rightarrow \tau_{krit}^* = 0,120 \cdot D_*^{-1/2} \\ \text{für } 15 \leq D_* \leq 150 &\rightarrow \tau_{krit}^* = 0,020 \cdot D_*^{1/6} \\ \text{für } D_* > 150 &\rightarrow \tau_{krit}^* = 0,052 \end{aligned} \quad (2.41)$$

Sie gaben die Abweichung der Approximation vom Shields-Kriterium mit unter 10 % an.

Der größte Unterschied zu den davor besprochenen Ansätzen ist die Zusammenfassung des Feinkornbereichs in eine Definitionsgleichung. Er stellt im Vergleich eine weitere Vereinfachung für praktische Anwendungsfälle dar.

Zanke (2001) präsentiert einen Ansatz zur Erfassung des Bewegungsbeginns unter Einbeziehung der Turbulenzeigenschaften. Aus dem Kräftegleichgewicht an einem Einzelkorn wird eine Beziehung für die dimensionslose kritische Schubspannung τ_{krit}^* hergeleitet, die Anteile für den Einfluss turbulenter Schlepp- und Liftkraftschwankungen sowie die Kohäsionswirkung beinhaltet. In Gleichung 2.42 ist die Bestimmungsgleichung ohne den Kohäsionsanteil wiedergegeben, da dieser in der hier vorliegenden Arbeit keine Bedeutung hat.

$$\tau_{krit}^* = \frac{0,7 \cdot \tan(\phi/1,5)}{\left(1 + n_{Z,T} \cdot \frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle} u_*}{u_m}\right)^2 \left(1 + 0,4 \cdot \tan(\phi/1,5) \left(n_{Z,T} \cdot \frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{u_*}\right)^2\right)} \quad (2.42)$$

Für die Relationen

$$\frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{u_*} = 0,31 \cdot k_S^+ \cdot e^{-0,1 \cdot k_S^+} + 1,8 \cdot e^{-0,88d/h} \cdot \left(1 - e^{-0,1 \cdot k_S^+}\right) \quad (2.43)$$

und

$$\frac{u_m}{u_*} = 0,8 + 0,9 \frac{u(z=k_S)}{u_*} \quad (2.44)$$

werden die gegebenen Ansätze aus experimentellen Studien für gleichförmige Gerinneströmungen verwendet. Dabei ist ϕ der Reibungswinkel des Sediments, $k_S^+ = u_* k_S / \nu$ die dimensionslose äquivalente Sandrauheit, d der Korndurchmesser, h die Fließtiefe und $u_{(z=k_S)}$ die Geschwindigkeit in der Höhe k_S .

$n_{Z,T}$ in Gleichung 2.42 ist ein Faktor zur Beschreibung der Turbulenzintensität der Strömung. Für $n_{Z,T} = 1,8$ ergibt Gleichung 2.42 annähernd die Shields-Kurve.

Hager und Oliveto (2002) erweiterten das Shields-Kriterium um einen Faktor, der den Kolkbeginn an Pfeilern und Widerlagern erfasst. Die Quantifizierung basiert auf Versuchsreihen,

in denen das Verhältnis von Bauwerks- und Gerinnebreite (für Pfeiler D/B_G) variiert wurde. Abhängig von diesem Verhältnis kann daraus ein Vorfaktor zur dimensionslosen kritischen Schubspannung τ_{krit}^* ermittelt werden, woraus sich τ^* im ungestörten Gerinnebereich ergibt, ab dem die Auskolkung am betrachteten Bauwerk beginnt.

Quantifizierung der Sedimenttransportraten

Zur Bestimmung des Geschiebetransports q_S in einem Gerinne finden sich in der Literatur eine Vielzahl von Ansätzen. Umfangreiche Zusammenstellungen dazu bieten beispielsweise Zanke (1987) oder Mertens (1994). Im Folgenden werden ausgewählte Arbeiten beschrieben, die vor allem in den später noch diskutierten numerischen Modellansätzen zur Sedimenttransportberechnung in Kolken verwendet werden. Es werden lediglich Methoden behandelt, die eine Modellbildung aus einer berechneten Sohlschubspannung beinhalten, da die experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit auf die Grundlagen dieser Methoden abzielen. Arbeiten zur numerischen Modellierung der Bewegungen einzelner Sedimentkörner durch die Auflösung der Strömung um die Körner (z. B. Schmeeckle und Nelson (2003) oder Grünzner und Rutschmann (2010)) werden aus diesem Grund hier nicht angesprochen.

Meyer-Peter und Müller (1949) entwickelten aus einer umfangreichen Versuchsreihe eine Formel (2.45) zur Berechnung des Geschiebetransports in Abhängigkeit von der Sohlschubspannung. Die Experimente wurden für gleichförmige Strömungen (Normalwasserverhältnisse) durchgeführt und die Parameter der Formel daran angepasst. Die Korndurchmesser der untersuchten Sedimentmischungen lagen zwischen $0,4 \cdot 10^{-3}$ m und $30 \cdot 10^{-3}$ m.

$$q_S = 8 \cdot \sqrt{\frac{\rho_S - \rho}{\rho} g d_m^3 (\tau^* - \tau_{krit}^*)^3} \quad (2.45)$$

τ_{krit}^* wird dabei unabhängig von Re_* zu 0,047 gesetzt. Dies ist nachvollziehbar, da im untersuchten Bereich großer Werte von Re_* auch im Shields-Diagramm die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von Re_* gering ist.

Der Transportansatz von Einstein (1950) basiert auf der Herleitung der Anzahl von erodierten Körnern aus der (strömungsabhängigen) Wahrscheinlichkeit, dass die auftretende Liftkraft größer der Gewichtskraft ist. Aus dieser Überlegung ermittelte er unter Einführung verschiedener Parameter folgende Bestimmungsgleichung für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Korn aus dem Sedimentbett gelöst wird (p_E):

$$p_E = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-(B_E \Psi_E - 1/\eta_0)}^{B_E \Psi_E - 1/\eta_0} e^{-t_E^2} dt_E \quad (2.46)$$

Dies entspricht einer Integration über die Häufigkeitsverteilung der Sohlschubspannung in den Grenzen zwischen dem negativen kritischen und dem positiven kritischen Wert (Malcherek (2009)). B_E und η_0 sind hierbei Konstanten, t_E ist eine Integrationsvariable und Ψ_E

eine von der Strömung abhängige Größe, die zu

$$\Psi_E = \frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F} \frac{d}{R_{HY} I_E} \quad (2.47)$$

definiert ist. Sie enthält über die Größen hydraulischer Radius R_{HY} und I_E die Sohlschubspannung und ist somit ein Wert für die Strömungsintensität. Durch Ansätze zur mittleren Sprungweite und Bewegungsgeschwindigkeit losgelöster Körner stellte Einstein (1950) Gleichung 2.48 zur Ermittlung des Geschiebetransports auf.

$$\frac{p_E}{1 - p_E} = A_E \cdot \Phi_E \quad (2.48)$$

Dabei ist A_E wiederum eine Konstante und Φ_E der dimensionslose Massentransport nach Gleichung 2.49.

$$\Phi_E = \frac{q_S}{\rho_S \cdot g} \left(\frac{\rho_F}{\rho_S - \rho_F} \right)^{(1/2)} \left(\frac{1}{g \cdot d^3} \right)^{(1/2)} \quad (2.49)$$

Die verbleibenden Konstanten A_E , B_E und η_0 bestimmte Einstein aus mehreren Laborversuchsreihen auf der Basis gleichförmiger Gerinneströmungen. Dadurch stecken die Turbulenzintensitäten einer gleichförmigen Gerinneströmung in den empirisch bestimmten Werten. Die Berechnung des Geschiebetransports erfolgt aus der Kombination der Gleichungen 2.46 und 2.48.

In der Arbeit von Engelund und Fredsøe (1976) wurde Gleichung 2.50 zur Bestimmung von q_S ermittelt.

$$q_S = \rho_S \frac{\pi}{6} d^3 \frac{p_{EF}}{d^2} u_P \quad (2.50)$$

Dies repräsentiert die Berechnung des Geschiebetriebs aus dem Produkt der Gewichtskraft eines Sedimentkorns $\rho_S g \frac{\pi}{6} d^3$, der Korngeschwindigkeit u_P und des Anteils von Körnern, die sich pro Flächeneinheit bewegen $\frac{p_{EF}}{d^2}$. Eine Bestimmungsgleichung für u_P wurde aus einem Kräftegleichgewicht am Einzelkorn aufgestellt:

$$u_P = u_* \cdot \alpha_{EF} \left(1 - 0,7 \sqrt{\frac{\tau_{krit}^*}{\tau^*}} \right) \quad (2.51)$$

Für α_{EF} wurde je nach Sediment ein Bereich von 6 bis 10 angegeben.

Die Bewegungswahrscheinlichkeit p_{EF} wurde aus der Überlegung angesetzt, dass die Sohlschubspannung in die kritische Sohlschubspannung $\tau_{w,krit}$ und den darüber hinaus gehenden Anteil aufgeteilt wird. Es wurde angenommen, dass $\tau_{w,krit}$ vom unbewegten Teil des Betts aufgenommen werden kann und dass der verbleibende Schubspannungsanteil auf eine Anzahl

von bewegten Körnern pro Flächeneinheit aufgeteilt wird. Unter Ansatz der zur Bewegung nötigen Schleppkraft wurde daraus die Fraktion der Körner in Bewegung hergeleitet, die zwischen 0 und 1 limitiert ist:

$$p_{EF} = \left[1 + \left(\frac{\tan \phi \frac{\pi}{6}}{\tau^* - \tau_{krit}^*} \right)^4 \right]^{-1/4} \quad (2.52)$$

Die analytische Herleitung der Korngeschwindigkeit u_P beruht auf dem Ansatz von quasi-stationären Schlepp- und Liftkräften. Die Einflüsse von Abweichungen davon sind deswegen mit dieser Methode nicht quantifizierbar.

van Rijn (1984) leitete für Sedimentpartikel mit Durchmessern zwischen $0,2 \cdot 10^{-3}$ m und $2 \cdot 10^{-3}$ m folgende Geschiebetransportformel her:

$$q_S = \rho_S \cdot 0,053 \cdot \sqrt{\frac{\rho_S}{\rho} g - g} \cdot d_{50}^{1,5} \frac{T^{2,1}}{D_*^{0,3}} \quad (2.53)$$

mit dem Mobilitätsparameter

$$T = \frac{\tau_w - \tau_{w,krit}}{\tau_{w,krit}}. \quad (2.54)$$

der die vorherrschende dimensionslose Schubspannung zur kritischen ins Verhältnis setzt.

Die Gleichung beruht auf dem Ansatz, dass die transportierte Sedimentmenge gleich dem Produkt aus Korngeschwindigkeit, Sprunghöhe des Korns und der Konzentration von Sedimentkörnern im sohnahen bewegten Bereich ist. Die Konzentration wurde aus Experimenten bestimmt, Partikelgeschwindigkeit und -sprunghöhe wurden über einen theoretischen Ansatz (Kräftegleichgewicht am Korn) hergeleitet und an Experimenten aus der Literatur verifiziert. Die experimentellen Vergleichsdaten wurden unter gleichförmigen Strömungsbedingungen generiert.

Zanke (1999) erstellte ein Modell, das den Geschiebetrieb aus einer Multiplikation der Dicke der Schicht bewegter Sedimentkörner s und deren mittlerer Geschwindigkeit $u_{s,m}$ ermittelt. Die Schichtdicke s leitete er über ein Kräftegleichgewicht zwischen treibenden und widerstehenden Schubspannungen in Abhängigkeit von der Tiefe in der Sohle her. Die Dicke der bewegten Schicht entspricht dem Bereich der Sohle, in dem die angreifenden Kräfte die bremsenden übersteigen. Aus diesem Ansatz ergibt sich s nach:

$$\frac{s}{h} = \frac{R \cdot \left(1 - R \frac{\tau_{krit,0}^*}{\tau^*} \right)}{(1 - n_{Z,H}) \frac{I_S}{I_E} \left(\frac{\tan \phi}{I_S} \frac{\rho_S - \rho}{\rho} - \frac{\rho_S}{\rho} \right) - n_{Z,H}}. \quad (2.55)$$

Dabei entspricht

$$R = \left[10 \cdot \left(\frac{\tau_{w,0}}{\tau_{w,krit,0}} \right)^{-9} + 1 \right]^{-1} \quad (2.56)$$

dem Risiko für die Bewegung eines Korns, I_S und I_E entsprechen dem Sohl- bzw. Energieliniengefälle und $n_{Z,H}$ dem Hohlraumanteil des Sediments (nach Zanke (1999) bei natürlichem Sediment $n_{Z,H} \approx 0,3$). Der Index 0 bezeichnet Werte an der Sohloberfläche.

Ebenfalls aus einem Kräftegleichgewicht wird die Geschwindigkeit der Sedimente an der Sohloberfläche unter Verwendung der universellen Geschwindigkeitsverteilung hergeleitet. Es ergibt sich:

$$u_{s,max} = \frac{u_D}{u_*} (u_* - \alpha_Z u_{*,krit,0}) \quad (2.57)$$

Dabei ist u_D die Strömungsgeschwindigkeit am Druckpunkt z_D des Korns (Gleichung 2.58 und Gleichung 2.62), α_Z ein Beiwert, der den Reibungszustand der Sohle beschreibt (bei bewegter Sohle kann nach Zanke (1999) $\alpha_Z = 0,7$ angesetzt werden), und $u_{*,krit,0}$ ist die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit nach dem Shields-Kriterium (Gleichung 2.63).

Als universelle Geschwindigkeitsverteilung wird Gleichung 2.58 (Herleitung in Zanke (1996)) zur Berechnung der Geschwindigkeit am Druckpunkt angesetzt.

$$\frac{u(z)}{u_*} = \left[(z^+)^{(-2)} + \left(1 - e^{(-0,08 \cdot z^+)} \right) \left[2,5 \cdot \ln \left(\frac{z}{k_S} \right) + B \right]^{(-2)} \right]^{(-1/2)} \quad (2.58)$$

Darin ist B eine Integrationskonstante für natürliche raue Sohlen

$$B = 2,5 \cdot \ln \left(\frac{1}{0,033 + 0,11/k^+} \right) \quad (2.59)$$

mit

$$k^+ = k_S \frac{u_*}{\nu} \quad (2.60)$$

und dem Ansatz für die äquivalente Sandrauheit

$$k_S = 2 \cdot d_{50} . \quad (2.61)$$

u_D ergibt sich durch die Auswertung von Gleichung 2.58 an der Stelle z_D mit

$$z_D = 0,1125 \cdot d_{50}. \quad (2.62)$$

$u_{*,krit,0}$ berechnet sich nach

$$u_{*,krit,0} = \sqrt{\tau_{w,krit,0}/\rho}. \quad (2.63)$$

Die transportierte Sedimentmasse je Zeiteinheit und Breitenmeter q_S ergibt sich dann zu

$$q_S = u_{s,m} \cdot s \cdot \rho_S (1 - n_{Z,H}). \quad (2.64)$$

Mit einem theoretischen Ansatz zum Verhältnis der mittleren zur maximalen Korngeschwindigkeit $u_{s,m}/u_{s,max}$, hergeleitet aus dem Geschwindigkeitsprofil in der bewegten Sedimentschicht, ergibt sich

$$q_S = u_{s,max} \cdot s \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\left[1 + \frac{2s}{3h} \left(n_{Z,H} + \frac{\rho_S}{\rho} (1 - n_{Z,H}) \frac{I_S}{I_E} \right) - R \frac{\tau_{w,krit,0}}{\tau_{w,0}} \right]}{\left[1 + \frac{1s}{2h} \left(n_{Z,H} + \frac{\rho_S}{\rho} (1 - n_{Z,H}) \frac{I_S}{I_E} \right) - R \frac{\tau_{w,krit,0}}{\tau_{w,0}} \right]} \rho_S (1 - n_{Z,H}). \quad (2.65)$$

Für in der Regel auftretende Werte von $s/h \leq 0,1$ wird q_S vereinfachend zu

$$q_S \approx \frac{1}{2} \cdot u_{s,max} \cdot s \cdot \rho_S (1 - n_{Z,H}). \quad (2.66)$$

Dieser Ansatz basiert auf den physikalischen Grundlagen der Sedimentbewegung und verwendet teilweise empirisch ermittelte Werte und Verteilungen, um daraus eine Formel für q_S herzuleiten. Dabei wurde die Schichtdicke s über einen eindimensionalen Schubspannungsansatz für gleichförmige Gerinneströmungen ermittelt und zur Berechnung der Schleppkraft das universelle Geschwindigkeitsgesetz verwendet.

Geneigte Sohle

Für die Erosionsvorgänge im Bereich einer Auskolkung sind durch die sich einstellenden Geometrien die Auswirkungen der Sohlneigung auf Bewegungsbeginn und Sedimenttransporten von entscheidender Bedeutung. Im Folgenden werden ausgewählte, wiederum in numerischen Modellen verwendete Ansätze zur Erfassung der Auswirkungen aufgeführt.

Bewegungsbeginn Der älteste Ansatz stammt von Schoklitsch (1914). Zur Bestimmung der kritischen Schubspannung auf einfach geneigter Sohle wurde ein Korrekturbeiwert k_β für

die kritische Schubspannung auf ebener Sohle eingeführt:

$$k_\beta = \frac{\sin(\phi \pm \beta)}{\sin \phi} \quad (2.67)$$

Dabei ist β der Sohlneigungswinkel und ϕ der Reibungswinkel des Sediments. Für eine ansteigende Sohle wird addiert, für eine abfallende Sohle subtrahiert. Die kritische Schubspannung auf geneigter Sohle wird durch die Multiplikation des Faktors mit der kritischen Schubspannung auf ebener Sohle berechnet. Dieser Ansatz wird beispielsweise auch von van Rijn (1987) aufgegriffen.

Brooks (1963) präsentierte einen Ansatz zur Ermittlung des Verhältnisses der kritischen Schubspannung auf ebener Sohle und der auf einem geneigten Untergrund. Dabei geht auch der Winkel der Strömungsgeschwindigkeit zur Richtung der steilsten Neigung in die Berechnung ein. Grundlage für die Herleitung bildet ein Kräftegleichgewicht am Einzelkorn. Das Verhältnis der beiden Schubspannungen lässt sich daraus nach Gleichung 2.68 berechnen.

$$\frac{\tau_{w,\beta}}{\tau_{w,0}} = \sqrt{\cos^2 \beta \left(1 - \frac{\tan^2 \beta}{\tan^2 \phi}\right) + \left(\frac{\sin \alpha \sin \beta}{\tan \phi}\right)^2} - \frac{\sin \alpha \sin \beta}{\tan \phi} \quad (2.68)$$

Dabei ist ϕ der Reibungswinkel des Sediments, β der Neigungswinkel und α der Winkel zwischen der Richtung normal zur steilsten Steigung und der Strömung.

Ikeda (1982) führte Versuche mit in spannwitiger Richtung geneigten Sohlen durch. Er leitete einen Ansatz zur Bestimmung der kritischen Schubspannung auf der geneigten Sohle unter Verwendung einer Kräftebilanz auf ein Einzelkorn her. Daraus ergibt sich der Vorfaktor K bezogen auf die Schubspannung auf ebener Sohle:

$$K = \frac{-\eta \tan^2 \phi \cos \beta + (\tan^2 \phi \cos^2 \beta + \eta^2 \tan^2 \phi \sin^2 \beta - \sin^2 \beta)^{0,5}}{(1 - \eta \tan \phi) \tan \phi} \quad (2.69)$$

β ist der spannwitige Sohlneigungswinkel und η das Verhältnis F_L/F_D , das nach Ikeda (1982) im Bereich der von ihm durchgeführten Versuche zu 0,4 angesetzt werden sollte. Aus der Multiplikation von K mit der kritischen Schubspannung auf ebener Sohle erhält man den kritischen Wert auf der um β geneigten Sohle.

Dey (2003) stellte einen umfassenden Ansatz zur Bestimmung des Bewegungsbeginns auf im Bezug auf die Gerinneachse zweifach geneigten Oberflächen vor. Über ein Kräftegleichgewicht bestimmte er den Vorfaktor $\tilde{\tau}$ zur Übertragung der kritischen Schubspannung auf ebener Sohle in die geneigte Oberfläche. Daraus ergibt sich Gleichung 2.70, deren Variablen in

Abbildung 2.7 dargestellt sind.

$$\begin{aligned} \tilde{\tau} = & \frac{1}{(1-\eta \tan \phi) \tan \phi} \left\{ -(\cos \alpha_D \sin \theta + \sin \alpha_D \sin \beta + \eta \tan^2 \phi \sqrt{\cos^2 \theta - \sin^2 \beta}) \right. \\ & + [(\cos \alpha_D \sin \theta + \sin \alpha_D \sin \beta + \eta \tan^2 \phi \sqrt{\cos^2 \theta - \sin^2 \beta})^2 \\ & \left. + (1 - \eta^2 \tan^2 \phi)(\cos^2 \theta \tan^2 \phi - \sin^2 \beta \tan^2 \phi - \sin^2 \theta - \sin^2 \beta) \right]^{0,5} \end{aligned} \quad (2.70)$$

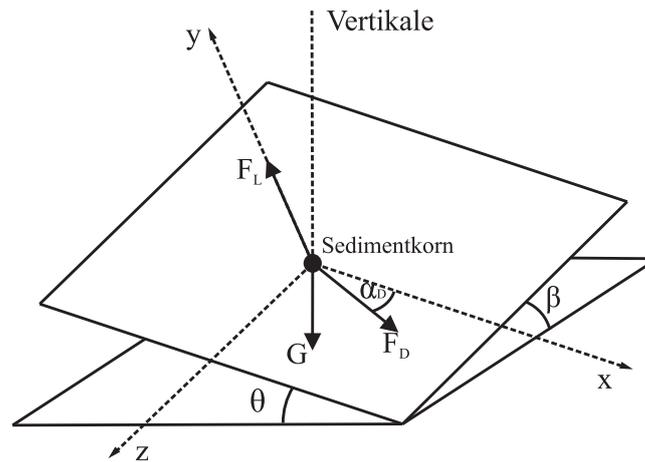


Abbildung 2.7: Variablendefinitionen auf doppelt geneigter Ebene (nach Dey (2003))

Dabei entspricht η dem Verhältnis von F_L/F_D , das nach Vergleichen mit Experimenten nach Dey (2003) zwischen 0,64 und 0,85 variiert. β und θ sind die beiden Neigungswinkel und α_D ist die Abweichung der Strömungsrichtung von der Gerinneachse.

Für Spezialfälle von Sohlneigungen (z. B. $\alpha_D = 0$ oder $\theta = 0$) reduziert sich Gleichung 2.70 auf den Ansatz von Ikeda (1982) und andere Ergebnisse aus der Literatur (siehe Dey (2003)).

Sedimenttransportrate und -richtung Auch für die Berechnung der Transportraten und -richtungen auf geneigten Sohlen findet sich eine Vielzahl von Ansätzen in der Literatur. Wiesemann (2009) gibt einen sehr umfassenden Überblick über die verschiedenen Arbeiten zum Transport quer zur Strömungsrichtung. Im Folgenden werden wiederum lediglich die zur numerischen Modellierung häufig verwendeten Ansätze zusammengefasst.

Longitudinale Neigung Die Änderung der Transportrate durch eine Neigung in Strömungsrichtung wurde beispielsweise von van Rijn (1993) erfasst. Er stellt einen Faktor k_L auf, der mit der Transportrate für eine ebene Sohle multipliziert werden muss. Dieser gilt nur für abwärts geneigte Sohlen.

$$k_L = \frac{1}{2} g^{-0,5} \left(\frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0,2} \cdot C_h \cdot \tan^{0,6} \beta_L \left(\frac{\tau_w}{\tau_w - \tau_{w,krit}} \right)^{0,5} \quad (2.71)$$

Dabei ist β_L die longitudinale Hangneigung und C_h der Chézy-Koeffizient, der den Rauheits-

einfluss in der Fließformel nach *Chézy* darstellt.

Weilbeer (2001) zitierte einen Ansatz von Bagnold, der ebenfalls einen Faktor zur Anpassung des Transports auf ebener Sohle beinhaltet. Dieser ist für Auf- (+) und Abwärtstransport (−) gültig.

$$\alpha_S = \frac{\tan \phi}{\cos \beta_L (\tan \phi \pm \tan \beta_L)} \quad (2.72)$$

Mewis (2002) adaptierte den Geschiebetransportansatz von Zanke (1999) (siehe Gleichung 2.66). Die Berechnung des richtungsgebundenen Geschiebetransports unter Berücksichtigung des Hangabwärtstriebes lautet dann:

$$\vec{q}_S = s \cdot (\vec{u}_P + C_m \cdot \nabla z) \quad (2.73)$$

Dabei ist C_m ein Faktor zur Berücksichtigung der Rauheit und der Dichte.

Transversale Neigung Der Transport quer zur Strömungsrichtung wird von Ikeda (1988) (in einer Arbeit die nicht vorliegt, zitiert bei Goethel (2008)) ebenfalls durch einen Faktor beschrieben:

$$k_T = 1,5 \cdot \left(\frac{\tau_{w,krit,T}}{\tau_w} \right)^{0,5} \tan \beta_T \quad (2.74)$$

$\tau_{w,krit,T}$ ist die kritische Schubspannung auf transversal geneigter Sohle und β_T der entsprechende Sohlneigungswinkel.

Weitere Ansätze sind, wie oben bereits erwähnt, bei Wiesemann (2009) genauer erläutert.

2.2.4 Fazit

Für die beiden wichtigsten hier diskutierten Fragen des Sedimenttransports, den Bewegungsbeginn und den Geschiebetrieb, findet sich in der Literatur jeweils eine Vielzahl von Ansätzen auf der Basis von zeitlich gemittelten Strömungsgrößen. Die resultierenden Bestimmungsgleichungen enthalten alle empirische Anteile, die aus Messungen in Laborexperimenten bestimmt wurden. Dabei wurden in der Regel gleichförmige Gerinneströmungen untersucht, so dass deren Turbulenzeigenschaften und die daraus folgenden Auswirkungen auf den Sedimenttransport zwar erfasst sind, die Verwendung dieser Ansätze in davon abweichenden turbulenten Strömungssituationen allerdings in den meisten Fällen zu ungenügenden Ergebnissen führt. In manchen Ansätzen (z. B. bei Zanke (2001)) sind die Einflüsse turbulenter Fluktuationen enthalten, so dass diese unter Kenntnis der Schwankungsgrößen für eine genauere Modellierung verwendet werden können (siehe z. B. Kraft (2009)).

Mit dieser Zusammenstellung wurden die Möglichkeiten zur Berechnung des Sedimenttransports aus einer Wandschubspannung dargelegt und deren Herleitungen und Anwendungsvoraussetzungen beschrieben, um einen Überblick zu geben, welche Methoden für die numerische Berechnung von Sedimenttransportraten in komplexen Strömungssituationen zur Verfügung stehen und verwendet werden.

Für diese Aufgabenstellungen ergeben sich mehrere Probleme. Die wichtigste Größe ist die Wandschubspannung. Für deren Berechnung aus einer numerisch ermittelten, wandnahen Geschwindigkeit muss ein Geschwindigkeitsprofil angesetzt werden. Hierfür stehen verschiedene Methoden zur Verfügung, ein allgemeingültiger Ansatz, der die Turbulenzeigenschaften der Strömung vollständig erfasst existiert nach dem Wissen des Autors nicht. Die Wandschubspannung ist die Eingangsgröße für die Ermittlung des Bewegungsbeginns und der Sedimenttransportraten. Die kritischen Verhältnisse werden oft nach dem Shields-Kriterium bestimmt, dass in einer gleichförmigen Gerinneströmung ermittelt wurde und über zeitlich gemittelte Größen angesetzt wird. Die schon erwähnte Methode von Zanke (2001) erlaubt die Einbeziehung von Schwankungsgrößen. Bei der Verwendung von zeitlichen Mittelwerten, muss hierfür allerdings der Turbulenzparameter $n_{z,T}$ bekannt sein. Auch für die Bestimmung der Transportraten sind die erwähnten Gleichungen für gleichförmige Gerinneströmungen ausgelegt, so dass abweichende Einflüsse nicht erfasst werden können.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine Modellierung auf der Basis von zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten und den erwähnten Transportansätzen für Konfigurationen, die von einer gleichförmigen Gerinneströmung abweichen, große Ungenauigkeiten in sich birgt. Sind die Schwankungsgrößen der Strömung bekannt, können geeignete Ansätze für eine genauere Modellierung verwendet werden. Allerdings wird auch hier für die Bestimmung der kritischen Verhältnisse in der Regel das Shields-Kriterium mit den erwähnten Unzulänglichkeiten verwendet.

2.3 Auskolkung an Brückenpfeilern

Im folgenden Kapitel werden die bisherigen Erkenntnisse über die im Rahmen dieser Arbeit im Speziellen untersuchten Strömungs- und Erosionsprozesse in der Umgebung eines zylindrischen Brückenpfeilers beschrieben. Dazu wird als Grundlage für die spätere Analyse der Messergebnisse die Strömung und Auskolkung und deren Entwicklung im Laufe der Zeit dargelegt. Außerdem wird eine Übersicht über die in der Literatur verfügbaren experimentellen Untersuchungen des Strömungsfelds gegeben.

2.3.1 Strömungssituation und Kolkvorgang

Im Bereich der Grundlagenforschung hat sich für die Untersuchung der Auskolkung in der Umgebung eines Brückenpfeilers der Zylinder als vereinfachte, aber vergleichbare und reproduzierbare Pfeilerform etabliert. Sowohl die meisten experimentellen als auch einige numerische Arbeiten verwenden diese Geometrie.

Die Struktur des Geschwindigkeitsfeldes in Pfeilernähe unter richtungskonstanter Strömung ist abhängig von den geometrischen Randbedingungen und verändert sich somit im Laufe des Kolkvorgangs. Nach Link (2006) lässt sich der Kolkvorgang und dadurch auch die Ent-

wicklung des Strömungsfeldes in vier Phasen einteilen. Im Folgenden werden die Merkmale dieser Phasen kurz beschrieben. Dabei wird das Hauptaugenmerk auf die vordere Hälfte des Kolkes gelegt, da der Einfluss des Nachlaufwirbelsystems auf die Kolkentwicklung wesentlich kleiner als der des Hufeisenwirbelsystems ist (siehe Link (2006)) und sich nach Dargahi (1989) beide Wirbelsysteme zudem kaum beeinflussen.

Die zeitliche Zunahme der Kolkentiefe kann im gesamten Entwicklungszeitraum durch logarithmische Funktionen sehr gut beschrieben werden. In der Entstehungs- und Anfangsphase kann eine sehr hohe Eintiefungsrate beobachtet werden. In der Folge verlangsamt sich die Entwicklung und kommt in der Endphase nahezu zum Erliegen. Dadurch nähert sich die Kolkentiefe asymptotisch einer Endkolkentiefe an.

I *Entstehungsphase*

Zu Beginn stellt sich eine Strömung um einen Kreiszyylinder auf ebener Sohle ein. Das logarithmische Geschwindigkeitsprofil im Zulauf des Pfeilers erzeugt an der Pfeilervorderseite einen vertikalen Druckgradienten, der eine Abwärtsströmung induziert. Zusätzlich baut sich ein horizontaler Druckgradient in Sohlnähe auf, der zur Ablösung der Grenzschicht vor dem Pfeiler führt. Die daraus resultierende Rezirkulationszone etabliert zusammen mit der Abwärtsströmung an der Pfeilerfront das so genannte Hufeisenwirbelsystem. Durch die tangentialen Geschwindigkeitskomponenten am Pfeiler wird diese Struktur entlang der Zylinderwandung in Strömungsrichtung um den Pfeiler herumtransportiert und tritt in abgeschwächter Form auch an den Zylinderseiten auf. Im Nachlauf des Zylinders bildet sich durch die Ablösung der Grenzschicht an den Zylinderseiten ein Nachlaufwirbelsystem. Die Verhältnisse in diesem Bereich können dabei näherungsweise durch die Strömung um einen unendlich langen Zylinder beschrieben werden. Ohne Einfluss der freien Oberfläche stellt sich dabei für Pfeiler-Reynoldszahlen im Bereich von ca. 40-160 eine periodische Wirbelablösung (von Kármánsche Wirbelstraße) hinter dem Pfeiler ein. Für größere Reynoldszahlen entwickelt sich ein turbulenter Bereich ohne erkennbare kohärente Strukturen (Schade und Kunz (1980)). Strömungen um Brückenpfeiler weisen in der Natur in der Regel Reynoldszahlen im Bereich von 10^4 – 10^6 auf und befinden sich somit im turbulenten Bereich. Nachlauf- und Hufeisenwirbelsystem beeinflussen sich zudem nach Dargahi (1989) praktisch nicht. Zanke (1982b) und Chiew und Melville (1987) beobachteten, dass bereits bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von circa 50% der für den Transportbeginn kritischen Geschwindigkeit im ungestörten Strömungsfeld Sedimentbewegungen am Pfeiler auftreten. Die größten Sedimentabtragsraten sind in der Entstehungsphase an den Zylinderseiten zu finden (Zanke (1982b) und Melville (1975)). In diesem Bereich ist der Kolk anfangs am tiefsten.

II *Anfangsphase*

Die Anfangsphase erstreckt sich zwischen dem Zeitpunkt der initialen Auskolkung an den Zylinderseiten und dem Moment, ab dem sich die tiefste Stelle des Kolkes an der Vorderseite des Pfeilers befindet. Nach Unger und Hager (2007) wird zu Beginn dieser Phase die Auskolkung durch die tangentialen Geschwindigkeitskomponenten am Pfeiler dominiert. Im weiteren Verlauf wird der Kolk auch in der Symmetrieebene vor dem Pfeiler tiefer und gleichzeitig wird der Hufeisenwirbel größer und gewinnt für die

weitere Kolkentwicklung an Bedeutung. Die tiefste Stelle des Kolkes wandert in dieser Phase von den Zylinderseiten hin zur Pfeilerfront.

III *Entwicklungsphase*

Die Entwicklungsphase beginnt nachdem die tiefste Stelle des Kolkes an der Pfeilerfront zu finden ist. Sie ist durch eine langsame Abnahme der Eintiefungsrate charakterisiert. Das Strömungsfeld wird durch das Hufeisenwirbelsystem, das in tangentialer Richtung um den Pfeiler gestreckt wird, dominiert. Die Struktur der Strömung im Nachlauf des Zylinders stellt sich im Wesentlichen wie im Anfangsstadium der Kolkentwicklung dar. Der Sedimenttransport in dieser Phase wurde unter anderem von Melville (1975) und Zanke (1982b) untersucht. Sie beobachteten, dass die Abwärtsströmung an der Pfeiler Vorderseite wie ein Strahl auf die Kolksohle wirkt und dabei Sedimentmaterial entgegen der Hauptströmungsrichtung hangaufwärts transportiert und etwa in der Mitte des Kolkhangs abgelagert wird. Dadurch bildet sich eine Kante in diesem Bereich aus. Die tangentialen Strömungskomponenten schwemmen die aufgewirbelten Sedimentkörner nach hinten aus dem Kolk. Die Intensität des Hufeisenwirbels und somit seine Erosionskapazität nimmt nach dem Anstieg in der Anfangsphase mit zunehmender Kolkentiefe hin zum Gleichgewichtszustand wieder ab (Melville (1975), Zanke (1982b)). Die hangaufwärts gerichteten Sohlschubspannungen des Hufeisenwirbels stabilisieren dabei die Kolkflanken und lassen temporär größere Neigungen als den natürlichen Reibungswinkel des Sediments zu. Turbulente Schwankungen und die Eintiefung am Pfeilerfuß führen allerdings zu unregelmäßigen Hangrutschungen im unteren Bereich der Kolkflanke.

IV *Endphase*

Die Kolkentwicklung nähert sich asymptotisch einem Gleichgewichtszustand an. Dabei wird die Sedimentabtragsrate sehr klein. Allerdings wurden auch nach sehr langen Versuchszeiten weitere, wenn auch sehr geringe, Veränderungen der Kolkentiefe und Kolkgeometrie beobachtet (unter anderem Melville und Chiew (1999)). Deshalb werden für das Erreichen des Quasi-Gleichgewichtszustandes in der Literatur verschiedene Kriterien definiert. Melville und Chiew (1999) nennen beispielsweise eine zusätzliche Eintiefung von kleiner 5% der Kolkentiefe in 24 Stunden. Link u. a. (2006) gehen von einer Sedimentabtragsrate von weniger als einem repräsentativen Korndurchmesser d_{50} pro Stunde aus. Die Struktur des Strömungsfeldes verändert sich im Vergleich zur Entwicklungsphase nicht mehr, allerdings bei stark abgeschwächten Sohlschubspannungen.

2.3.2 Experimentelle Untersuchungen zur Strömungssituation

Die Auskolkung an Brückenpfeilern ist seit langem Gegenstand vieler wissenschaftlicher Untersuchungen. Im Folgenden werden die wichtigsten bisherigen Arbeiten zur Untersuchung des Strömungsfeldes um Pfeiler unter richtungskonstanter Strömung in kohäsionslosem Sediment genannt und die Ergebnisse jeweils kurz zusammengefasst.

Hjorth (1975) untersuchte die Strömung um einen Kreiszyylinder auf flacher Sohle experimentell mit Hilfe der Hitzdrahttechnik. Zusätzlich ermittelte er die Sohlschubspannungsverteilung

lung und fand stark erhöhte Werte an den Zylinderseiten bei circa 45° .

Eine ausführliche Versuchsreihe zur Auskolkung an Brückenpfeilern führten Melville und Raudkivi (1977) durch. Sie untersuchten das Strömungsfeld in der Umgebung des Pfeilers zu drei Zeitpunkten der Kolkentwicklung (bei ebener Sohle, nach 30 min und im Gleichgewichtszustand). Dabei ermittelten sie die Geschwindigkeitsvektoren nahe der Sohle und in vier vertikalen Schnitten bei 0° , 30° , 60° und 90° mit Hilfe eines Hitzdrahtes und benutzten die Wasserstoffblasentechnik zur Visualisierung des Strömungsfeldes. Zusätzlich bestimmten sie die Turbulenzintensitäten und die Sohlschubspannungen aus den Geschwindigkeitswerten. Die Sohlschubspannungsmessungen ergaben lediglich im Anfangsstadium überkritische Werte an den Zylinderseiten.

Dargahi (1989) untersuchte das Strömungsfeld und die Sohlschubspannungen um einen Pfeiler auf ebener und ausgekolkter Sohle für Zuström-Reynolds-Zahlen, basierend auf mittlerer Geschwindigkeit und Fließtiefe, zwischen 6.600 und 65.000. Dabei verwendete er die Wasserstoffblasentechnik zur Strömungsvisualisierung und ein Preston-Rohr für die Schubspannungsmessungen. Er fand ein hoch turbulentes, aus mehreren Wirbeln und gegenläufigen Sekundärwirbeln bestehendes, initiales Hufeisenwirbelsystem in der Symmetrieebene oberstrom des Pfeilers, das sich tangential um den Pfeiler herumzieht. Dabei verhält sich die Anzahl der Wirbel proportional zur Reynolds-Zahl. Die Untersuchung der Nachlaufregion ergab eine periodische Wirbelablösung und keinerlei gegenseitige Beeinflussung mit dem Hufeisenwirbelsystem. Dargahi (1989) beschrieb die Kolkgeometrie in der Symmetrieebene im Anfangsstadium und die zugehörige Wirbelkonstellation, deren Struktur die Ausbildung von drei Bereichen mit unterschiedlichen Neigungen bewirkt.

Mit einer ADV-Sonde (Acoustic-Doppler Velocimetry) untersuchte Sarker (1998) die Strömung im ausgekolkten Zustand in der Symmetrieebene vor und hinter einem Kreiszylinder.

Ahmed und Rajaratnam (1998) untersuchten das Strömungsfeld und die Sohlschubspannungen um einen Pfeiler auf glatter und rauher ebener Sohle und für entwickelte Kolke mittels einer dreirohrigen Pitot-Sonde in der Symmetrieebene und mehreren spannweiten Schnitten. Der Einfluss der Rauheit, die Eigenschaften der Abwärtsströmung an der Pfeilerfront und die Auswirkung der Pfeilerumströmung in spannweitere Richtung wurden ermittelt.

Graf und Yulistiyanto (1998) ermittelten mit Hilfe eines ADVP (Acoustic Doppler Velocity Profiler) das dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld in fünf radialen Schnitten zwischen 0° und 180° von der Symmetrieebene aus gesehen. Das Experiment ergab zeitliche Mittelwerte und Schwankungswerte der drei Geschwindigkeitskomponenten und daraus Reynolds-Spannungen und die Wirbelstärke. Es ergab sich ein Reynolds-Zahl abhängiges Wirbelsystem, das tangential um den Pfeiler herumgestreckt wird und hohe Sohlschubspannungen hervorruft. Dabei konnten mit der ADVP-Technik keine Messungen näher als einen Zentimeter an der Zylinderwand durchgeführt werden und die Messwerte in Sohlnähe sind nach eigenen Angaben als zweifelhaft zu bezeichnen (Graf und Yulistiyanto (1998)).

Graf und Istiarto (2002) führten Experimente zur Ermittlung des Strömungsfeldes für einen Kolk im Gleichgewichtszustand durch. Sie verwendeten ein ADVP-System zur Geschwindig-

keitsmessung und betrachteten die Symmetrieebene vor und hinter dem Pfeiler. Oberstrom des Zylinders zeigen die Ergebnisse den Hufeisenwirbel am Pfeilerfuß und eine Strömungsablösung am oberen Kolktrand. Die turbulente kinetische Energie erreicht in diesen Bereichen ihre maximalen Werte. Aus den sohnahen Geschwindigkeiten (Sohlabstand 4 mm) wurden Sohlschubspannungsverteilungen ermittelt.

Johnson und Ting (2003) untersuchten die Pfeilerumströmung auf glatter Sohle in zwei horizontalen Ebenen 9,3 und 41 mm über der Sohle mit Hilfe eines PIV-Systems (Particle Image Velocimetry). Die Ergebnisse zeigen, dass das Strömungsfeld deutlich stärker von der Pfeiler-Reynolds-Zahl als von der Froude-Zahl abhängt und bei Annäherung an die Sohle immer stärker von der theoretischen Lösung der Potentialtheorie abweicht.

Die Experimente von Muzzammil und Gangadhariah (2003) konzentrieren sich auf die Größe, Frequenz und Stärke des Hufeisenwirbels in der Symmetrieebene vor dem Pfeiler. Es wurde eine Bentonitlösung zur Strömungsvisualisierung und ein rotierendes Metallplättchen für die Wirbelmessungen verwendet. Die Wirbelkonstellation wurde als Kombination eines großen elliptischen Wirbels und eines kleinen "Eckwirbels" am Pfeilerfuß beschrieben. Wirbelgeschwindigkeit und Wirbelstärke nehmen im mittleren Stadium der Auskolkung zu und in Annäherung an den Gleichgewichtszustand wieder ab.

Eine der neuesten Studien zum Strömungsfeld um einen Brückenpfeiler stammt von Unger und Hager (2007) (siehe auch Unger (2006)). Mit Hilfe eines PIV-Systems untersuchten sie die Strömung in der Symmetrieebene vor dem Pfeiler an einem halben Kreiszyylinder, der an der Außenwand einer Rinne befestigt wurde. Zusätzlich wurden zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder in mehreren horizontalen Ebenen aufgenommen. Die Messmethode erlaubt es, instantane Geschwindigkeitsfelder zu mehreren Zeitpunkten der Kolkentwicklung darzustellen. Das Hufeisenwirbelssystem, bestehend aus einem Haupt- und mehreren Nebenwirbeln (abhängig vom Stadium der Auskolkung), wurde in seiner Entwicklung und Bedeutung für den Kolkprozess untersucht.

Dey und Raikar (2007) untersuchten das Strömungsfeld für vier Zustände der Kolkentwicklung in drei Schnitten (0° , 45° und 90°) um den Pfeiler herum mit einer ADV-Sonde. Es werden die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten, die turbulenten Schwankungen und die Reynolds-Spannungen, sowie daraus die Sohlschubspannungen ermittelt. Die Ergebnisse zeigen auch hier ein Anwachsen des Hufeisenwirbels mit zunehmender Kolkentiefe und die höchsten Sohlschubspannungen im mittleren Stadium der Kolkentwicklung. Vor allem am Anfang sind diese an den Zylinderseiten deutlich größer als an der Pfeilervorderseite.

2.3.3 Berechnung und Vorhersage der Auskolkung

Das eigentliche Ziel der Kolkforschung bleibt die möglichst genaue Vorhersage der maximal erreichten Kolkentiefe und der zeitlichen Entwicklung der Auskolkung. Dazu wurde in der Vergangenheit eine Vielzahl von experimentellen und numerischen Ansätzen verfolgt, über die im Folgenden ein kurzer Überblick gegeben wird.

Experimentelle Untersuchungen

Alle bekannten Berechnungsformeln zur Bestimmung der Kolkentiefe basieren zu einem mehr oder weniger großen Anteil auf Ansätzen, deren Parameter durch die Ergebnisse von Laborversuchsreihen bestimmt wurden oder werden müssen. Die Arbeiten lassen sich dabei unterteilen in Formeln zur Vorhersage der maximal erreichten Kolkentiefe und solche zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Kolkentiefe. Bei Link (2006) finden sich eine umfangreiche Zusammenstellung der wichtigsten Formeln beider Gruppen sowie Vergleichsrechnungen mit in der Literatur verfügbaren Messwerten. Die aufgeführten Formeln haben dabei unterschiedliche Anwendungsgrenzen. Grundvoraussetzung ist aber jeweils, dass die hydraulischen Bedingungen über den Prognosezeitraum konstant bleiben.

Link (2006) verglich unter anderem die Ergebnisse folgender Berechnungsformeln für die maximale Kolkentiefe: Breusers u. a. (1977), Jain und Fischer (1980), Zanke (1982b), Johnson (1992), Melville (1997) und Yanmaz und Cicekdag (2001). Es zeigt sich, dass die Ansätze den Trend der Kolkiefenentwicklung qualitativ gut wiedergeben, untereinander aber zum Teil deutliche quantitative Abweichungen (bis zum Faktor fünf) aufweisen. Generell prognostizieren alle Formeln Kolkiefen unter bestimmten Voraussetzungen vergleichsweise gut, während in anderen Zuständen große Abweichungen auftreten. Deswegen steht kein verlässlicher, allgemeingültiger Ansatz zur Vorhersage der Kolkentiefe zur Verfügung.

Der Vergleich der Ansätze zur Berechnung des zeitlichen Verlaufs bezieht sich bei Link (2006) auf folgende Formeln (siehe auch Link und Zanke (2004)): Zanke (1982b), Yanmaz und Altinbilek (1991), Melville und Chiew (1999), Dey (1999), Oliveto und Hager (2002) und Mia und Nago (2003). Die Berechnungen zeigen den logarithmischen Verlauf der Kolkentwicklung mit der asymptotischen Annäherung an einen Quasi-Gleichgewichtszustand klar auf. Dabei treten wiederum zwischen den unterschiedlichen Ansätzen sehr große Abweichungen auf, so dass ebenfalls kein allgemeingültiger Ansatz benannt werden kann. Für die Parameter des in dieser Arbeit durchgeführten Kolkversuchs wurden die prognostizierten zeitlichen Verläufe aus den genannten Formeln berechnet und in Abbildung 4.1 zusammen mit dem gemessenen Verlauf dargestellt. Wie beschrieben, zeigen alle Kurven die Form betreffend einen passenden Verlauf, weichen aber quantitativ stark sowohl vom Messwert als auch untereinander ab.

Generell bleibt festzuhalten, dass die Vorhersagen der unterschiedlichen Ansätze selbst unter sehr ähnlichen und klar definierten Laborbedingungen sehr stark differieren. Für eine Vorhersage unter realen Anwendungsbedingungen ist eine größere Ungenauigkeit zu erwarten.

Numerische Untersuchungen

Mit der Fortentwicklung numerischer Methoden zur Strömungssimulation und schnell wachsender Rechnerkapazitäten wurden in den letzten Jahren einige Arbeiten zur numerischen Berechnung der Kolkentwicklung veröffentlicht. Die wichtigsten Arbeiten und die darin verwendeten Ansätze zur Modellierung des Sedimenttransports werden im Folgenden vorgestellt. Dabei werden im Rahmen dieser Zusammenstellung lediglich Arbeiten zur dreidimensionalen Strömungssimulation an einem Pfeilerkolk berücksichtigt. Sedimenttransportmodellierungen anderer lokaler Erosionserscheinungen oder zweidimensionale Berechnungen, die oftmals ähnliche Transportmodelle verwenden (siehe z. B. Bui u. a. (2004) oder Bui und Rutschmann

(2005)), werden wegen ihrer Vielzahl nicht erwähnt.

Olsen und Melaaen (1993) berechneten die Strömung in der Umgebung eines Zylinders mit einem RANS-Modell unter Vernachlässigung des instationären Terms in einer Hälfte des symmetrischen Strömungssystems. Zur Quantifizierung des Geschiebetriebs wurde das Modell von van Rijn (1984) unter Anwendung einer Konvektions-Diffusions-Gleichung zur Berechnung der Sohlhöhenänderungen (siehe van Rijn (1987)) angesetzt. Dabei wurde die kritische Sohlschubspannung nach Shields berechnet. Über die Berechnung der Sohlschubspannungen aus dem Geschwindigkeitsfeld wurden keine näheren Angaben gemacht.

Unter Verwendung des gleichen Modells zur Quantifizierung des Sedimenttransports nach van Rijn (1984), aber unter Berücksichtigung des instationären Terms, berechneten Olsen und Kjellesvig (1998) numerisch die maximale Kolkentiefe in der Umgebung eines zylindrischen Pfeilers. Die kritische Schubspannung auf geneigter Sohle wurde durch den Ansatz von Brooks (1963) berechnet. Die maximale Kolkentiefe wurde nach einer realen Kolkzeit von 208 h erreicht, die Tiefe lag im Bereich der Werte, die mittels empirischer Formeln errechnet wurden.

Yen u. a. (2001) führten eine Large Eddy Simulation (LES) der Strömung und eine Berechnung des Sedimenttransports in der Umgebung eines zylindrischen Pfeilers durch. Sie verwendeten den Sedimenttransportansatz von van Rijn (1984) und eine eigene Formulierung für die Berechnung der kritischen Sohlschubspannung auf geneigter Sohle. Die Berechnung der Sohlschubspannung aus dem Strömungsfeld erfolgt unter Ansatz eines linearen Geschwindigkeitsprofils in der viskosen Unterschicht. Schubspannungsänderungen durch Veränderungen der Sohlgeometrie wurden über einen Faktor in Verknüpfung mit der Schubspannung auf ebener Sohle ermittelt. Zusätzlich wurde der Einfluss der Abwärtsströmung an der Zylinderfront über einen Modellansatz integriert. Die resultierende maximale Kolkentiefe lag sehr nahe an Versuchsergebnissen, die Kolkgeometrie weicht in manchen Bereichen stark ab.

Weilbeer (2001) simulierte mit Hilfe eines RANS-Ansatzes im Strömungslöser TELEMAC-3D die Auskolkung in der Umgebung eines zylindrischen Pfeilers. Die Sohlschubspannung wurde unter Ansetzung eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils in Wandnähe ermittelt und ging unter Ansatz des Bewegungskriteriums nach Shields in die Sedimenttransportmodelle von van Rijn (1987) und Engelund und Fredsøe (1976) ein. Die kritische Schubspannung auf geneigter Sohle wurde nach dem Ansatz von Schoklitsch (1914) berechnet. Eine Strömungskonfiguration einer experimentellen Kolkuntersuchung wurde nachgerechnet und die Ergebnisse der beiden Geschiebetriebansätze präsentiert.

Roulund u. a. (2005) führten eine experimentelle und numerische Studie der Auskolkung um einen Zylinder durch. Die Strömung wurde über einen RANS-Ansatz berechnet. Zur Bestimmung der Wandschubspannung wurde das *van Driest*-Geschwindigkeitsprofil angesetzt. Das Modell von Engelund und Fredsøe (1976) wurde zur Bestimmung des Geschiebetriebs unter Verwendung der kritischen Schubspannung nach Shields angewendet. Dabei wurde ein weiterführender Ansatz unter Einbeziehung der Hangabtriebskraft für die kritische Schubspannung und die Partikelgeschwindigkeit auf geneigten Flächen verfolgt, der dem Ansatz von Dey (2003) entspricht, wenn die Liftkraft vernachlässigt wird und die longitudinale Neigung null ist. Die Ergebnisse der Strömungsberechnung wurden mit den Arbeiten von Hjorth (1975) und Graf und Yulistiyanto (1998) sowie mit eigenen LDA-Messungen verglichen und

gaben die Verteilungen weitestgehend sehr gut wieder. Die Endkolkttiefe wurde vom numerischen Modell leicht unterschätzt. Die Geometrie wurde im oberstromigen Bereich von den numerischen Berechnungen gut abgebildet, im Zylindernachlauf treten einige Abweichungen auf.

Link (2006) simulierte numerisch die Auskolkung nach den Bedingungen eines von ihm durchgeführten Laborexperiments mit dem morphodynamischen Modell SMOR3D. Er verwendete die RANS-Gleichungen unter Annahme einer hydrostatischen Druckverteilung und die Geschiebetriebformulierung von Meyer-Peter und Müller (1949) unter der Berücksichtigung der Hangabtriebskraft (unter anderem mit dem Ansatz von Mewis (2002)). Zur Berechnung der kritischen Schubspannung auf ebener Sohle wurde das von Zanke (1990) parametrisierte Shields-Kriterium angewendet. Die Sohlschubspannung wurde über den Ansatz eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils aus den sohnächsten Gitterpunkten ermittelt. Die Berechnungen einer 20-stündigen Auskolkungszeit ergaben gute Übereinstimmungen mit dem zeitlichen Verlauf der maximalen Kolkttiefe und der dreidimensionalen Kolkgeometrie.

Goethel (2008) simulierte im RANS-Kontext unter anderem die Auskolkung um einen vertikalen Zylinder über zwei Stunden. Es wurde das Sedimenttransportmodell von van Rijn (1984) unter Ansatz der kritischen Schubspannung nach Shields (parametrisiert von van Rijn (1984)) verwendet. Der Einfluss der Sohlneigung wurde durch die Vorgaben von Schoklitsch (1914) repräsentiert. Die Sohlschubspannung wurde über die logarithmische Geschwindigkeitsverteilung ermittelt. Im Vergleich mit den Labormessungen von Roulund u. a. (2005) wurde der zeitliche Verlauf der Kolkttiefe anfangs etwas unterschätzt und die Endkolkttiefe leicht überschätzt.

2.3.4 Fazit

Die Auskolkung an Brückenpfeilern wurde bisher in einer sehr großen Anzahl von Arbeiten untersucht. Die Beschreibung der Vorgänge im Strömungsfeld liefert eine relativ detaillierte Darstellung der Strukturen. Die Prognose der maximal auftretenden Kolkttiefe kann bisher allerdings weder durch experimentelle Arbeiten noch durch numerische Ansätze allgemeingültig durchgeführt werden. Die experimentellen Arbeiten enthalten alle einen mehr oder weniger großen Anteil an empirisch zu ermittelnden Parametern, die die Anwendung auf einen bestimmten Parameterbereich begrenzen.

Die numerische Modellierung verwendet in der Regel Ansätze zur Berechnung der Wandschubspannung und daraus des Sedimenttransports, die meist aus Versuchen in gleichförmigen Strömungen entwickelt wurden. Daraus ergeben sich Ungenauigkeiten in den Erosionsprozessen und in den Sedimentabtragsraten. Numerische Berechnungen im RANS-Kontext berechnen die zeitlich gemittelten Strömungsgrößen, das Turbulenzspektrum wird komplett modelliert. In diesem Fall müssen zwangsläufig auf Mittelwerten basierende Methoden zur Berechnung der Transportraten verwendet werden, die meist für die spezielle Turbulenzstruktur einer gleichförmigen Gerinneströmung ausgelegt wurden. Simulationen, die das Spektrum der turbulenten Strukturen zumindest zum Teil auflösen (z. B. LES) erlauben durch die Abbildung der lokalen Schwankungsgrößen die Verwendung von Ansätzen, die Fluktuationen der Wandschubspannung einbeziehen (z. B. Zanke (2001)). Allerdings bleiben auch hier die Probleme der Berechnung der Wandschubspannung und der Bestimmung der kriti-

schen Verhältnisse in nicht-gleichförmigen Verhältnissen bestehen. Die vergleichsweise guten Ergebnisse der hier erwähnten numerischen Studien sind durch die Untersuchung einer bestimmten Konfiguration zu erklären, für die in der Regel die Parameter der numerischen Modellierung in mehreren Iterationsschritten angepasst werden können. Diese Methoden können noch nicht zur Vorhersage von Kolk-tiefen in beliebigen Situationen verwendet werden, da in diesem Fall keine Validierungs- und Iterationsmöglichkeiten für die Ergebnisse bestehen. Um dies gewährleisten zu können müssen die zugrunde liegenden Modellansätze weiter verbessert werden, um die Mechanismen des Sedimenttransports für möglichst alle relevanten Strömungssituationen verlässlich wiederzugeben. Dafür ist die genaue Untersuchung des sohnahen Strömungsfelds im Bereich einer Auskolkung und dessen Auswirkungen auf die Erosionsprozesse ein erster notwendiger Schritt.

3 Messtechnik

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen und Methoden der im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Messtechniken beschrieben. Dabei handelt es sich um eine Zusammenstellung einiger bereits etablierter Methoden und eines neu entwickelten Systems zur Messung der Sedimentbewegungen.

Die Fließtiefe im Laborgerinne wurde mit einer Ultraschallsonde aufgenommen und während der Versuche laufend kontrolliert und die Geometrie der Kolkoberfläche mit einem Laserdistanzsensor vermessen. Die Aufnahme und Ermittlung der Sedimentbewegungen erfolgte mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten System durch Bildverarbeitungsmethoden. Alle Strömungsgeschwindigkeiten wurden mit einer LDA-Sonde (Laser-Doppler-Anemometrie) gemessen.

3.1 Ultraschallsensor

Ultraschallsensoren werden häufig zur Abstandsmessung verwendet. Das Messprinzip beruht auf der Messung der Laufzeit t_R eines Ultraschallpulses, der, vom Messgerät ausgesendet, an der nächstliegenden Oberfläche reflektiert und vom Empfangssensor am Gerät wieder detektiert wird. Mit Hilfe der Ausbreitungsgeschwindigkeit c der Ultraschallwelle im umgebenden Medium kann die Länge L zwischen Sonde und Oberfläche bestimmt werden.

$$L = 0,5 \cdot c \cdot t_R \quad (3.1)$$

Zur Fließtiefenmessung wird der Sensor vertikal oberhalb des Gerinnebodens angebracht. Bei gefülltem Gerinne wird somit die Distanz zwischen Sensor und Wasseroberfläche gemessen und durch die Position des Sensors über der Sohle daraus die Fließtiefe berechnet.

3.2 Laserdistanzsensor

Laserdistanzsensoren werden zur hochgenauen Abstandsmessung verwendet. Das Verfahren basiert auf der punktuellen, optischen Distanzmessung mit Hilfe der Lasertriangulation. Dabei wird ein Laserstrahl auf die Oberfläche gerichtet, deren Abstand zum Sensor bestimmt werden soll. Der Laserstrahl wird reflektiert und über eine, unter einem bestimmten Winkel zur Laserstrahlrichtung angeordnete, Empfangslinse am Gerät auf einen ebenso geneigten, ortsauflösenden optischen Sensor fokussiert. Je nach Entfernung der Reflexionsfläche ändert sich dabei der Auftreffpunkt. Aus der Position lässt sich über eine Kalibrierung der Abstand

zur Oberfläche ermitteln.

3.3 Sedimentbewegungsmessungen

In den letzten Jahren wurden einige Arbeiten zur Beschreibung von Sedimentbewegungen mit Hilfe moderner Bildbearbeitungsmethoden verfasst. Sie ermöglichen eine (nahezu) berührungslose, zweidimensionale Beschreibung der Partikeldynamik im Strömungsfeld.

Die dazu veröffentlichten Arbeiten und Messaufbauten wurden in verschiedenen universitären Versuchsanstalten erstellt und angewendet (beschrieben z. B. in: Pilotti u. a. (1997), Keshavarzy und Ball (1999), Malavasi u. a. (2004), Radice u. a. (2006a)). In der vorliegenden Arbeit wurde ein neues Messsystem entwickelt, das in Teilen an die Erfahrungen und Ergebnisse der bekannten Arbeiten angelehnt ist und an die speziellen Anforderungen des Kolkvorgangs am Brückenpfeiler angepasst wurde.

Im folgenden Kapitel wird zuerst das Messprinzip erklärt, dann werden die wichtigsten veröffentlichten Untersuchungen zu diesem Thema zusammengefasst und die jeweiligen Vorgehensweisen beschrieben. Im Anschluss daran wird das im Rahmen dieser Arbeit ausgearbeitete Messsystem und der Auswertalgorithmus dargelegt.

3.3.1 Grundlagen

Messaufbau

Grundlage aller Methoden zur Quantifizierung von Sedimentbewegungen mit Hilfe von Bildbearbeitungstechniken ist die Aufnahme von zeitlich kurz aufeinander folgenden Fotografien des untersuchten Sedimentbetts. Wie in Radice u. a. (2006b) beschrieben, gibt es dabei grundsätzlich zwei Möglichkeiten: Die Sedimentoberfläche kann entweder von der Seite fotografiert werden (dazu ist eine durchsichtige seitliche Gerinneberandung erforderlich) oder das Sedimentbett wird senkrecht von oben aufgenommen. Für die Untersuchung des Kolkvorgangs an einem zylindrischen Pfeiler kommt aus geometrischen Gründen die erstgenannte Methode allerdings nicht in Frage. Deshalb wird im Folgenden lediglich auf die zweite Möglichkeit eingegangen.

Bei einer Aufnahme der Sedimentoberfläche von oben ergeben sich bei Freispiegelströmungen wie der hier untersuchten (Brücken-)Pfeilerumströmung Probleme mit der Lichtbrechung an der Wasseroberfläche. Die auftretenden Oberflächenwellen führen zu unkontrollierbaren Brechungswinkeln und zu einer stark verzerrten, sich ständig ändernden und somit unbrauchbaren Abbildung der Sedimentoberfläche. Um dies zu verhindern und einen definierten optischen Übergang ins Wasser zu gewährleisten, muss beispielsweise eine horizontal gelagerte Plexiglasplatte minimal an der Wasseroberfläche eingetaucht werden. Im Bereich der Plexiglasplatte treten dadurch keine Oberflächenwellen auf. Nachteilig ist, dass in diesem Bereich folglich keine freie Oberfläche mehr vorhanden ist und somit das Strömungsfeld beeinflusst wird. Deshalb muss nachgewiesen werden, dass der Eingriff keine Auswirkungen auf das für den Sedimenttransport entscheidende Strömungsfeld hat.

Oberhalb der Plexiglasplatte wird eine Kamera positioniert, deren optische Achse normal zur Platte ausgerichtet ist.

In dieser Konfiguration werden nun Bildserien mit einer entsprechenden Bildaufnahmefrequenz aufgezeichnet und aus diesen mittels eines Algorithmus die Bewegungen der Sedimentkörner bestimmt.

Bisher veröffentlichte Arbeiten

Im Folgenden wird ein Überblick über bisher veröffentlichte Arbeiten zur Messung von Sedimentbewegungen mit Hilfe von Bildverarbeitungsmethoden gegeben.

Pilotti u. a. (1997) verwendeten eine CCD-Kamera (Charged-Coupled-Device), um die Anzahl der bewegten Sedimentkörner und deren Geschwindigkeit in einem Kontrollquerschnitt in einer Kanalströmung zu erfassen. Der Kontrollquerschnitt war dabei ein Stück unbedeckter Gerinneboden, über den sich die Sedimentkörner bewegen. Die Identifikation von entsprechenden Partikelpaaren in zwei aufeinander folgenden Bildern wurde über das Kriterium kontrolliert, dass sich die Partikelbilder überlappen müssen. Es wurden mit dieser Technik Untersuchungen zum Bewegungsbeginn und zu Transportraten vorgestellt.

Sechet und LeGuennec (1999) kombinierten sohlnahe, zweidimensionale Geschwindigkeitsmessung mittels Laser-Doppler-Anemometrie mit der Aufnahme von Partikeltrajektorien mit Hilfe von Bildverarbeitungsmethoden. Dabei wurde ein Gerinne mit durchsichtigem Boden, über den sich sehr vereinzelt Partikel bewegten, von unten gefilmt. Die Partikel wurden in den Bildern identifiziert, und im nächsten Bild wird eine Entsprechung innerhalb eines maximalen Bewegungsradius gesucht. Dabei bestand die Einschränkung, dass sich im vorgegebenen Bereich im Folgebild lediglich genau ein Partikel befinden darf. Mit Hilfe der Trajektorien und der Geschwindigkeitsmessungen wurde der Einfluss von kohärenten Strukturen in der Grenzschicht auf die Partikelbewegung untersucht.

Auch Keshavarzy und Ball (1999) untersuchten die Zusammenhänge zwischen Turbulenzeigenschaften und Sedimenttransport. Über einen optischen Zugang (Kunststoffolie) wurden Aufnahmen einer natürlichen Sedimentoberfläche in einem Laborgerinne gemacht. Durch die Subtraktion zweier aufeinander folgender Bilder wurden Differenzbilder erstellt und in diesen die Partikel in Bewegung per Hand gezählt. Die Bewegungsgeschwindigkeiten der Partikel wurden über die Korrelation des untersuchten Bereiches in aufeinander folgenden Differenzbildern, ähnlich wie in gängigen Particle-Image-Velocimetry Algorithmen (PIV), ermittelt.

Papanicolaou u. a. (1999) führten eine Untersuchung zum Bewegungsbeginn und zum quantitativen Sedimenttransport in Abhängigkeit von der Exposition der obersten Kornschicht mit Hilfe einer Videokamera durch. Dabei wurde ein oben bedecktes Gerinne unter Vollfüllung verwendet. Als Sediment wurden Glaskugeln mit einem Durchmesser von 8 mm eingesetzt. Auf dem Gerinneboden wurden in mehreren dicht gepackten Schichten farblose Kugeln und darauf in unterschiedlichen Packdichten eine Schicht gefärbte Kugeln platziert. Bei der Auswertung der Bildserien wurden durch einen Schwellenwert lediglich die gefärbten Kugeln sichtbar gemacht und über Differenzbilder deren Bewegung ermittelt.

In mehreren Veröffentlichungen seit 2004 stellte eine Forschergruppe am Politecnico di Milano und an der Università degli Studi di Trieste die Entwicklung eines Systems zur Verwendung von Bildbearbeitungsmethoden zur Untersuchung von Sedimentbewegungen vor.

Malavasi u. a. (2004) ermittelten durch die Auswertung von Bildserien der natürlichen Sedimentoberfläche in der Umgebung eines Brückenwiderlagers räumlich aufgelöste Bewegungsintensitäten und analysierten deren Zeitreihen und die Veränderungen im Laufe des Kolkprozesses. Zur Bestimmung der Bewegungsintensitäten wurde über Differenzbilder und einen Algorithmus zur Erkennung von Partikeln in den Differenzbildern die Anzahl der in Bewegung befindlichen Körner bestimmt. Zusätzlich wurden durch die Überlagerung mehrerer aufeinander folgender Bilder Partikelpfade dargestellt.

In der Veröffentlichung von Radice u. a. (2004) wurde ein ähnliches Experiment wie bei Malavasi u. a. (2004) vorgestellt. Die Analyse der Sedimentbewegung am Widerlager wurde hier allerdings um die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeiten nach dem PIV-Prinzip erweitert. Rechteckige Bereiche (Interrogation Areas) zweier aufeinander folgender Differenzbilder wurden korreliert und daraus die wahrscheinlichste Verschiebung des Partikelmusters ermittelt. Die Daten wurden als Mittelwertbilder und in einer horizontalen Quadrantenanalyse dargestellt und ihre Änderung im Verlauf der Auskolkung verglichen. Auch hier wurde mit natürlichem Sediment gearbeitet.

Für die Analyse eines Widerlager-Kolkversuchs in Radice u. a. (2006a) wurden die beiden zuvor vorgestellten Techniken kombiniert. Dadurch wurde es möglich, aus dem Anteil von bewegten Körnern und der Korngeschwindigkeit den Massentransport zu berechnen. Der Versuch wurde in einem Kanal ohne freie Oberfläche und mit zylindrischen PVC-Partikeln als Sediment durchgeführt. Die ermittelten Größen wurden für unterschiedliche Widerlagerformen und Kolkzustände analysiert.

In einem weiteren Versuch von Radice u. a. (2006b) wurde mit denselben Techniken der Massentransport auf einem natürlichen Sedimentbett in einer gleichförmigen Freispiegelströmung mit einer Plexiglasplatte auf der Wasseroberfläche des Messbereichs bestimmt. Dabei wurde die Anzahl der bewegten Körner mittels Handzählung in einem definierten Testquerschnitt validiert und die Partikelgeschwindigkeiten mit in der Literatur vorhandenen Messdaten verglichen. Die Messergebnisse aus der Bildverarbeitungsmethode ergaben dabei einen Messfehler von maximal 25%. Die ermittelten Daten wurden außerdem in Zeitreihen und Quadrantenanalysen untersucht.

Radice u. a. (2008) stellten eine Untersuchung der Sedimentkinematik in einem Widerlagerkolk in einer Freispiegelströmung unter Verwendung von natürlichem Sediment vor. Im Messbereich wurde die Wasseroberfläche durch eine Plexiglasplatte abgedeckt. Dabei wurden wiederum die in den früheren Veröffentlichungen beschriebenen Methoden zur Bestimmung von Bewegungsintensitäten und Partikelgeschwindigkeiten angewendet und für verschiedene Kolkzustände in den ersten 700 s eines Kolkversuchs analysiert. Es wurden Zeitreihen, Quadrantenanalysen und mittlere Felder der gemessenen Größen gezeigt und deren Veränderung im Laufe des Kolkprozesses diskutiert.

Bildverarbeitung

Allgemeines Das Grundprinzip der Auswertung der Bildsequenzen ist die Subtraktion der Grauwertintensitäten aufeinander folgender Bilder. Werden dabei die Intensitäten jeweils entsprechender Pixel voneinander abgezogen, ergibt sich im Idealfall an den Stellen, an denen keine Bewegung stattgefunden hat, der Wert null. Im Bereich sich bewegnender Körner weichen die Differenzwerte von null ab. Wie später noch beschrieben wird, führen allerdings weitere Einflüsse, wie zum Beispiel leicht veränderte Lichtintensitäten oder das elektronische Rauschen des Kamera-Chips, zu von null abweichenden Ergebnissen der Subtraktion, auch wenn keine Kornbewegung auftritt. Ohne diese Einflüsse werden ausschließlich alle bewegten Körner durch Pixel repräsentiert, deren Werte nicht null sind. Diese wieder auftauchenden Muster oder Pixelcluster können durch verschiedene Korrelationsmethoden ausgewertet werden, so dass die Kornverschiebung zwischen zwei Bildern ermittelt werden kann.

Methoden zur Bildung von Differenzbildern Die Subtraktionsschritte der Bildverarbeitung können je nach Algorithmus auf verschiedene Arten durchgeführt werden. Werden in einem Differenzbild alle von null abweichenden Werte beachtet, taucht ein bewegtes Partikel sowohl in der Startposition als auch in der Zielposition auf. Auf diese Weise ist keinerlei Information über die Bewegungsrichtung im Differenzbild enthalten. Möglich ist auch die Verwendung lediglich aller positiven bzw. negativen Grauwertdifferenzen. Dies führt in Versuchsaufbauten mit klarem Kontrast zwischen verfolgten Körnern und Hintergrund zu einer Richtungsinformation, da die beiden Positionen unterschiedliche Vorzeichen haben. Wie im nächsten Abschnitt beschrieben, entstehen allerdings bei der Messung mit natürlichem Sediment Kontrastprobleme. Keshavarzy und Ball (1999), Radice u. a. (2004), Radice u. a. (2006a), Radice u. a. (2006b) und Radice u. a. (2008) verwendeten die Differenzbilder mit allen von null verschiedenen Werten zweier aufeinander folgender Bildpaare. Ein bewegtes Partikel taucht somit in beiden Differenzbildern in zwei Positionen auf, wodurch eine Richtungsinformation enthalten ist. In den genannten Arbeiten wurden auf dieser Grundlage mit Hilfe von Kreuzkorrelationen einzelner Interrogation Areas, wie bei der Auswertung klassischer PIV-Aufnahmen, Verschiebungen ermittelt.

Bewegung von natürlichem Sediment In natürlichen Sedimentoberflächen treten häufig sehr niedrige Grauwertunterschiede zwischen bewegtem Korn und Hintergrund auf, die in den Differenzbildern nicht immer vom bereits beschriebenen Rauschen der Grauwertintensitäten unterschieden werden können. Außerdem entstehen Probleme, da sich sowohl dunklere Körner über hellerem Grund als auch hellere Körner über dunklerem Grund bewegen. Das resultiert in unterschiedlichen Vorzeichen der von null verschiedenen Werte in den Differenzbildern. Bei der Bewegung eines Kornes über eine Sequenz von drei Bildern können dabei je nach Auswertungsmethode die in Abbildung 3.1 dargestellten Kombinationen von Partikelpositionen in den Differenzbildern auftreten. Im oberen Teil (a) ist die Bewegung des Kornes über drei Positionen mit allen möglichen Kombinationen von Helligkeitsverhältnissen zum Hintergrund dargestellt. In den Unterabbildungen b, c und d werden die resultierenden Differenzbilder der verschiedenen Methoden angegeben, mit denen die von null abweichenden Pixelcluster behandelt werden. Entweder werden alle Nicht-Null-Werte verwendet (b), oder es werden nur die positiven (c) oder nur die negativen (d) mit einbezogen. Die in den Differen-

zenbildern auftauchenden Nicht-Null-Werte sind in Abbildung 3.1 weiß dargestellt. In den beschriebenen Arbeiten werden verschiedene dieser Methoden eingesetzt. Radice u. a. (2006b) verwenden beispielsweise lediglich positive Differenzen.

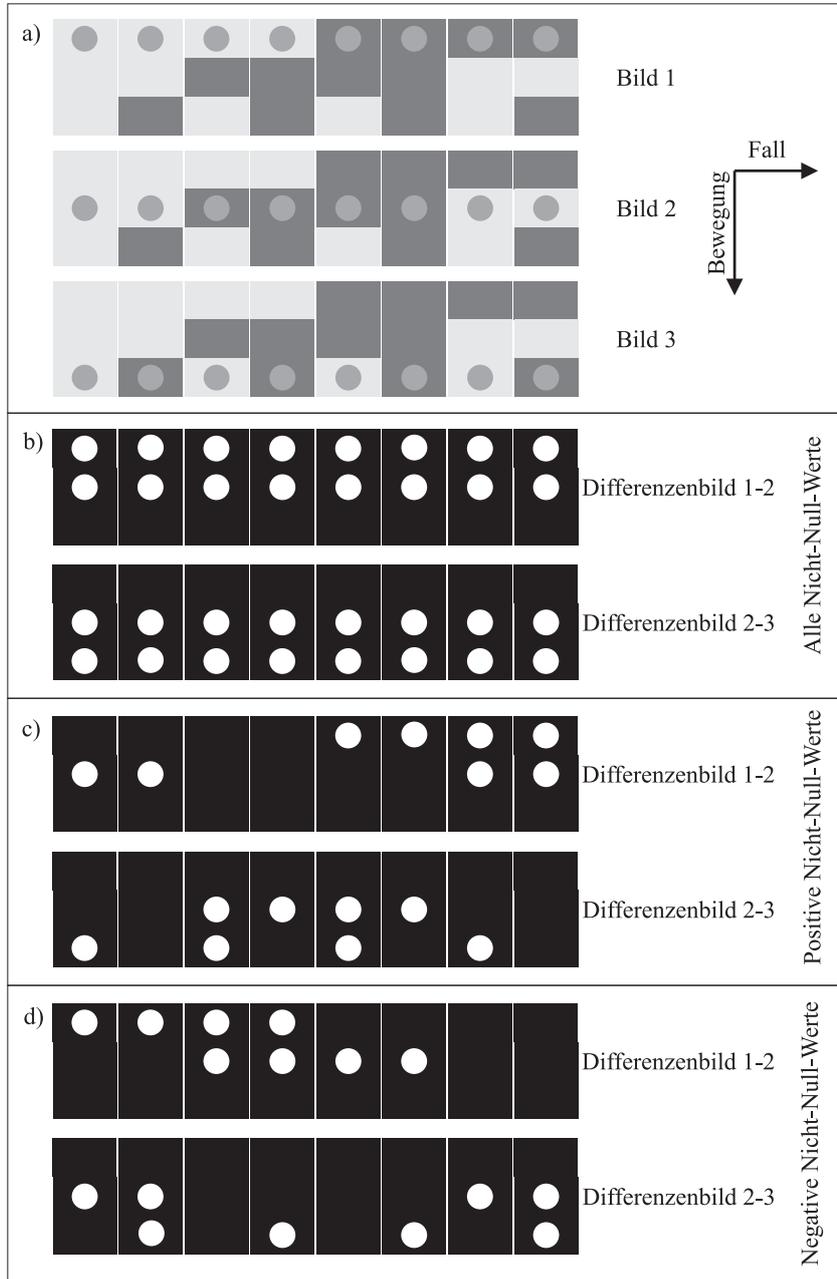


Abbildung 3.1: Aufeinanderfolgende Differenzbilder bei Bewegung von natürlichem Sediment

Es ist ersichtlich, dass aus der Farbverteilung von natürlichem Sediment Ungenauigkeiten für die Korrelationen der Differenzbilder resultieren. Wenn lediglich positive oder negative Differenzen verwendet werden, taucht das bewegte Partikel wie zufällig in manchen Positionen auf. Teilweise ist es in einem der Bilder gar nicht sichtbar, wodurch eine Korrelation unmöglich wird. Auch wenn das Korn in einem Bild einfach und im anderen doppelt erscheint, ist der resultierende Korrelationswert nicht eindeutig. Wenn in beiden Bildern das Partikel jeweils einmal zu sehen ist, muss als Zeitspanne für die Berechnung der Geschwindigkeit der einfache Abstand zwischen den Aufnahmen zweier Bilder verwendet werden, da die weißen Pixelcluster nie in den Positionen 1 und 3 auftauchen.

Dies gilt auch für die Methode mit allen Nicht-Null-Werten (b). Hier wird im Idealfall eine Verschiebung von Position 1,5 nach Position 2,5 aus der Korrelation hervorgehen und somit die Hälfte der real während der drei Bilder zurückgelegten Distanz. Diese Methode ergibt für gleichförmige Bewegungen eindeutigere Korrelationswerte als die zuvor genannten, allerdings unter der Voraussetzung, dass das Korn während der drei Aufnahmen seine Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung nicht verändert. In diesen Fällen würde das Grauwertmuster einer Interrogation Area verzerrt und tordiert, so dass die resultierende Korrelation weniger eindeutig ausfällt.

Grundsätzlich lässt sich für alle Methoden festhalten, dass für die Ermittlung jeder Geschwindigkeit, also für jede Interrogation Area, mehrere bewegte Körner notwendig sind, um die beschriebenen systematischen Abweichungen zu kompensieren. Für einen Näherungswert lassen sich Anhaltsgößen der klassischen PIV-Messtechnik heranziehen. Von Raffel u. a. (1998) werden hierfür acht Partikel pro Interrogation Area genannt. Das bedeutet, dass die Größe der Korrelationsbereiche der jeweiligen Transportintensität angepasst werden und außerdem ein Vielfaches des maßgeblichen Korndurchmessers betragen muss. Da gleichzeitig die räumlichen Gradienten der Bewegungsrichtungen und -geschwindigkeiten im Bereich einer Interrogation Area nicht groß sein dürfen, entstehen für die Untersuchung des Erosionsvorgangs in der Umgebung eines Brückenpfeilers mit einem PIV-Verfahren große Probleme.

3.3.2 Auswertalgorithmus

Allgemeines

Der im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte Bildverarbeitungs- und Evaluierungsalgorithmus basiert in Teilen auf Methoden von Papanicolaou u. a. (1999), Radice u. a. (2004), Radice u. a. (2006a), Radice u. a. (2006b) sowie Radice u. a. (2008). Das Messsystem und die Vorgehensweise der Bildverarbeitung wurden auf die Anforderungen der Untersuchung einer lokalen Auskolkung in der Umgebung eines Pfeilers in natürlichem Sediment ausgelegt.

Infolge der im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Überlegungen ist der Algorithmus als Particle-Tracking-System ausgelegt. Dadurch ist es nicht notwendig, während der Auswertung auf Interrogation Areas zurückzugreifen, wodurch eine bessere Auflösung räumlicher Gradienten möglich wird. Außerdem wurden 20% der Sedimentkörner schwarz gefärbt, um die beschriebenen Kontrastprobleme mit der Bewegung von natürlichem Sediment zu beheben. Es werden lediglich die Verschiebungen der schwarzen Körner verfolgt. Die Färbung der Körner garantiert, dass die gesuchten Körner dunkler sind als ihre Bildumgebung, solange

sie sich über einen natürlichen Sedimenthintergrund bewegen. Diese Voraussetzung wird bei der entwickelten Bildverarbeitungsmethodik verwendet, um die Körner in ihren Ausgangs- und Endpositionen lokalisieren zu können.

Bildverarbeitung

Der Auswertalgorithmus verarbeitet jeweils ein Paar aufeinander folgender Aufnahmen der Bildsequenz. Im Folgenden wird die Grauwertmatrix des ersten Bildes mit A bezeichnet, die des zweiten Bildes mit B. Die Ergebnisse der unten beschriebenen einzelnen Bearbeitungsschritte sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

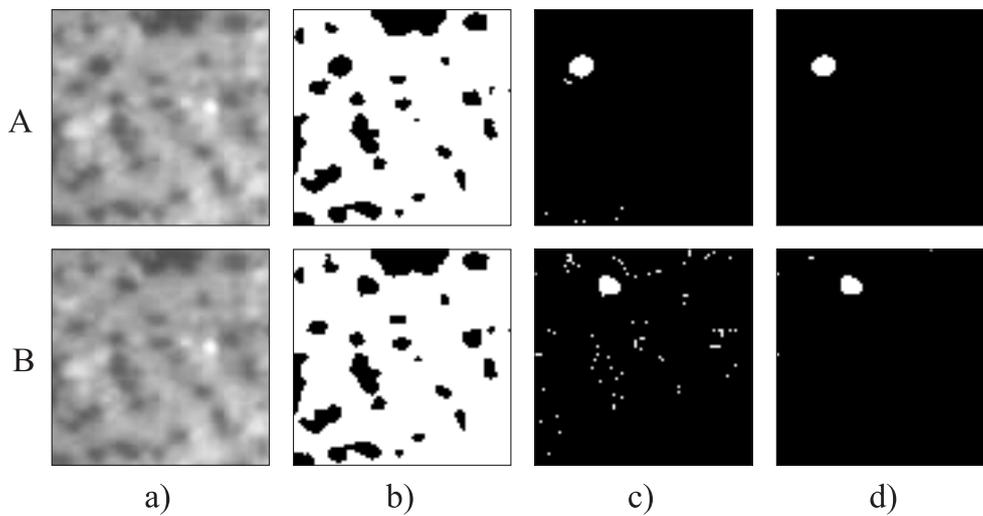


Abbildung 3.2: Zwischenergebnisse der Bildverarbeitung (Beispiel)

Wie auch bei Papanicolaou u. a. (1999) wird von beiden Bildern zuerst ein Schwellenwert S abgezogen, der bewirkt, dass lediglich die schwarzen Partikel in der Ergebnismatrix zu sehen sind. Der Schwellenwert wird dafür so angepasst, dass nach dessen Subtraktion alle Pixel, die schwarze Körner darstellen, einen negativen Wert aufweisen, alle anderen Pixel einen positiven. Abbildung 3.2 (b) resultiert daraus, wenn alle negativen Werte zu null gesetzt werden, alle positiven auf 255 (mathematisch für das erste Bild ausgedrückt in Formel 3.2). Dabei ist zu beachten, dass sich die Grauwerte der Pixel bei einer 8-bit Auflösung zwischen 0 (schwarz) und 255 (weiß) bewegen.

$$A(b)_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{für } A(a)_{ij} - S < 0 \\ 255 & \text{für } A(a)_{ij} - S > 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Aus diesen beiden Grauwertmatrizen werden zwei Differenzbilder ($A(c)$ und $B(c)$) gebildet. $A(c)$ berechnet sich aus der Differenz von $B(b)$ und $A(b)$, wobei alle negativen Einträge der Ergebnismatrix auf null gesetzt werden (3.3). $B(c)$ wird aus den positiven Werten der umgekehrten Differenz gebildet (3.4).

$$A(c)_{ij} = \max((B(b)_{ij} - A(b)_{ij}), 0) \quad (3.3)$$

$$B(c)_{ij} = \max((A(b)_{ij} - B(b)_{ij}), 0) \quad (3.4)$$

Auf diese Weise ergeben Bereiche, die in Bild A(b) schwarz sind (also schwarze Körner) und in Bild B(b) nicht, positive Werte in A(c), und Bereiche, die in Bild B(b) schwarz sind und in Bild A(b) nicht, positive Werte in B(c). Bewegte Körner tauchen also in A(c) in ihrer Ausgangsposition und in B(c) in ihrer Endposition auf. Alle unbewegten Körner erscheinen in den beiden Bildern in (c) nicht mehr. Somit sind im Vergleich zu den zuvor beschriebenen PIV-Methoden lediglich zwei aufeinander folgende Bilder notwendig, um eine Richtungsinformation zu erhalten.

Auf die beiden Bilder A(c) und B(c) wird in einem letzten Schritt ein räumlicher Medianfilter angewendet (siehe auch Papanicolaou u. a. (1999)). Dadurch werden kleinere weiße Punkte, die durch das oben beschriebene elektronische Rauschen des Kamera-Chips entstehen, entfernt (siehe 3.2 (d)).

Partikelverfolgung

Die aus den beschriebenen Bildbearbeitungsschritten hervorgegangenen Grauwertmatrizen werden mit Hilfe eines Partikelverfolgungsalgorithmus weiterverarbeitet.

Die verbleibenden nicht-schwarzen Pixelcluster werden über das Kriterium einer minimalen Größe analysiert (siehe auch Radice u. a. (2006b)). Alle Bereiche aus zusammenhängenden nicht-schwarzen Pixeln, die kleiner sind als ein an Korndurchmesser und Abbildungsmaßstab angepasster Grenzwert, werden verworfen.

Für alle übrigen Cluster wird im Folgenden für jedes Partikel in Bild A(d) ein korrespondierendes Partikel in Bild B(d) gesucht. Dabei wird zuerst ein maximaler Bewegungsradius eines Kornes während des Zeitraums zwischen den beiden untersuchten Bildern definiert, der an der Spanne der auftretenden Korngeschwindigkeiten und der Bildaufnahmefrequenz orientiert ist.

Für alle Partikel, die sich im Bild B(d) innerhalb dieses Bereichs befinden, wird ein Korrelationskoeffizient gebildet, der die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein Partikel dem in Bild A(d) betrachteten entspricht. Hierfür werden drei Kriterien herangezogen, aus denen jeweils Faktoren zwischen 0 (keine Korrelation) und 1 (perfekte Korrelation) gebildet werden.

- **Mittlerer Grauwertunterschied**

Das erste Kriterium betrifft den mittleren Grauwertunterschied ΔGW der Pixel, die in den Rohbildern die Partikel in beiden Positionen repräsentieren. Der zugehörige Faktor FGW bildet sich aus

$$FGW = \max\left(1 - \frac{\Delta GW}{\Delta GW_{\max}}, 0\right). \quad (3.5)$$

Hierbei ist ΔGW_{\max} die als maximal angesetzte Differenz, die den Aufnahmeverhältnissen angepasst werden muss. Ist ΔGW größer als ΔGW_{\max} , wird FGW zu null gesetzt.

- **Bewegung heller Körner auf schwarzem Hintergrund**

Durch dieses Kriterium wird ausgeschlossen, dass die Bewegung von hellen Körnern auf schwarzem Grund als entgegengesetzte Bewegung eines schwarzen Korns auf hellem Grund gewertet wird. In Abbildung 3.3 ist für acht verschiedene Fälle jeweils der Bildausschnitt dargestellt, in dem sich das untersuchte Korn in den Bildern A und B in den Positionen 1 und 2 befindet. Der Ausschnitt wird jeweils über eine Sequenz von vier aufeinander folgenden Bildern betrachtet ($A - 1$ bis $B + 1$). Im rechten Abschnitt sind die aus dieser Bewegung resultierenden Differenzbilder ($B - A$ und $A - B$) abgebildet.

	A-1	A	B	B+1	B-A	A-B
a)		●			●	■
Position 1		●			●	■
Position 2			●		■	●
b)	●	●			●	■
Position 1	●	●			●	■
Position 2			●		■	●
c)		●		●	●	■
Position 1		●		●	●	■
Position 2			●	●	■	●
d)	●	●		●	●	■
Position 1	●	●		●	●	■
Position 2			●	●	■	●
e)			●		●	■
Position 1			●		●	■
Position 2		●			■	●
f)			●		●	■
Position 1			●		●	■
Position 2	●	●			■	●
g)			●	●	●	■
Position 1			●	●	●	■
Position 2		●			■	●
h)			●	●	●	■
Position 1			●	●	●	■
Position 2	●	●			■	●

Abbildung 3.3: Mögliche Fälle zum zweiten Korrelationskriterium

Wie zu erkennen ist, ist die Grauwertinformation dieser Bewegungen in den Differenzbildern nicht voneinander zu unterscheiden. Die Fälle (a)-(d) mit der Bewegung eines schwarzen Korns ergeben dieselben Differenzbilder ($B - A$) und ($A - B$) wie die Fälle (e)-(h) mit der Bewegung eines hellen Korns auf schwarzem Grund in entgegengesetzter Richtung. Um diese Fälle auszuschließen, werden die beiden Bilder in die Auswertung mit einbezogen, die das untersuchte Bildpaar in der Bildsequenz um-

rahmen ($A - 1$ und $B + 1$). Dafür werden die Pixel, die in den Differenzbildern das bewegte Partikel repräsentieren, in den Rohbildern $A - 1$ bis $B + 1$ untersucht. Für (a)-(d) weisen diese Bereiche in den Bildern A und $B + 1$ immer unterschiedliche Grauwerte in Position 1 und in den Bildern $A - 1$ und B in Position 2 auf. Dagegen findet sich bei den Fällen (e)-(f) für mindestens eine der beiden Positionen kein Grauwertunterschied zwischen den besagten Bildern. Deshalb wird der zweite Faktor FWS des Korrelationskoeffizienten zu null gesetzt, wenn mindestens eine der beiden Grauwertdifferenzen gegen null geht. Andernfalls ist der Faktor eins.

$$FWS = \begin{cases} 0 & \text{für } |GW(A, Pos1) - GW(B + 1, Pos1)| \leq \text{eps} \\ & \text{oder } |GW(A - 1, Pos2) - GW(B, Pos2)| \leq \text{eps} \\ 1 & \text{für } |GW(A, Pos1) - GW(B + 1, Pos1)| > \text{eps} \\ & \text{und } |GW(A - 1, Pos2) - GW(B, Pos2)| > \text{eps} \end{cases} \quad (3.6)$$

Die Ausnahme bildet Fall (h), also ein helles Partikel, das in Position zwei liegt, sich nach Position eins bewegt und liegen bleibt. Das beschriebene Kriterium erfasst diese Bewegung nicht. Deshalb werden alle Körner, die der Beziehung 3.6 genügen, einer weiteren Prüfung unterzogen. Es wird zusätzlich für Position 1 die Grauwertdifferenz zwischen $A - 1$ und A und für Position 2 zwischen B und $B + 1$ berechnet. Wenn beide Werte gegen null gehen, wird FWS zu null gesetzt, andernfalls bleibt der Faktor eins (Gleichung 3.7). Dadurch werden auch Bewegungen nach dem Muster von Fall (d) ausgeschlossen, was jedoch durch diese Methode nicht vermieden werden kann.

$$FWS = \begin{cases} 0 & \text{für } |GW(A - 1, Pos1) - GW(A, Pos1)| \leq \text{eps} \\ & \text{und } |GW(B, Pos2) - GW(B + 1, Pos2)| \leq \text{eps} \\ 1 & \text{für } |GW(A - 1, Pos1) - GW(A, Pos1)| > \text{eps} \\ & \text{oder } |GW(B, Pos2) - GW(B + 1, Pos2)| > \text{eps} \end{cases} \quad (3.7)$$

- **Wahrscheinlichste Bewegungsrichtung**

Das dritte Korrelationskriterium benötigt eine iterative Vorgehensweise. Auf Basis der ersten beiden Kriterien wird eine vorläufige Auswertung einer kompletten Bildserie vorgenommen. Der untersuchte Bereich wird in Interrogation Areas eingeteilt, für die dann jeweils die Mittelwerte u_{mittel} und v_{mittel} der beiden kartesischen Geschwindigkeitskomponenten u und v und deren Standardabweichungen σ_u und σ_v berechnet werden. Im zweiten Iterationsschritt werden die Ergebnisse dieser statistischen Auswertung in den Korrelationskoeffizienten mit einbezogen. Für jedes Korn innerhalb des maximal zulässigen Bewegungsradius wird die Abweichung von der mittleren Bewegungsrichtung und -weite aus dem ersten Iterationsschritt berechnet und daraus der dritte Faktor $FSTAT$ gebildet. Durch die Normierung der Abweichung mit der entsprechenden Standardabweichung wird der Faktor in Bereichen, in denen große Variationen der Bewegungsrichtung auftreten (z. B. im Nachlauf des Zylinders) geschwächt. Zusätzlich wird ein frei wählbarer Wichtungsfaktor $WSTAT$ eingeführt, der je nach

Bedeutung dieses Kriteriums in der untersuchten Situation angepasst wird. $FSTAT$ wird jeweils getrennt für beide Geschwindigkeitskomponenten berechnet und anschließend gemittelt. In Gleichung 3.8 ist die Formel für $FSTAT(u)$ beispielhaft angegeben.

$$FSTAT(u) = \max\left(1 - WSTAT \cdot \left| \frac{u_{mittel} - u}{\sigma_u} \right|, 0\right) \quad (3.8)$$

Der resultierende Korrelationskoeffizient KOR wird aus der Multiplikation der drei beschriebenen Faktoren gewonnen.

$$KOR = FGW \cdot FWS \cdot FSTAT \quad (3.9)$$

Als Endposition des untersuchten Korns wird die Position des Pixelclusters mit dem höchsten Korrelationswert ausgewählt. Dieser maximale Wert muss dabei größer sein als ein zu definierender Minimalwert. Außerdem wird das Verhältnis des höchsten zum zweit höchsten Korrelationswert überprüft. Um eine möglichst hohe Eindeutigkeit der ermittelten Verschiebung zu gewährleisten, muss dieser Verhältniswert oberhalb eines angepassten Niveaus liegen.

Wird für ein Partikel im Bild A ein Pixelcluster in Bild B gefunden, das alle beschriebenen Kriterien erfüllt, werden die Bildpositionen der beiden Körner über deren Schwerpunkte bestimmt und daraus die Verschiebung, und über den zeitlichen Abstand die Geschwindigkeit berechnet.

3.3.3 Konsequenzen für die Bildaufnahme

Die Eigenschaften des Bildverarbeitungsalgorithmus, wie sie oben beschrieben sind, stellen Anforderungen an die Aufnahme der Bildsequenzen. Maßgebliche Einstellungen des Aufnahmesetups müssen daran angepasst werden. Im Folgenden werden diese beschrieben.

Bildaufnahmefrequenz

Die Bildaufnahmefrequenz muss an die auftretenden Korngeschwindigkeiten angepasst werden. Für eine bestimmte Geschwindigkeit führt eine sehr geringe Aufnahmefrequenz zu sehr weiten Bewegungen. Dadurch muss der maximal zulässige Bewegungsradius erweitert werden, wodurch sich eine größere Anzahl von möglichen Positionen des Korns im zweiten Bild ergibt. Somit wird die Eindeutigkeit der Positionsbestimmung verringert. Wird die Aufnahmefrequenz für die gleiche Geschwindigkeit sehr hoch angesetzt, resultieren daraus sehr kleine Verschiebungen der Körner zwischen zwei Bildern. Ist die Bewegung kleiner als der Partikeldurchmesser, überlappen sich die beiden Abbildungen des Korns in aufeinander folgenden Aufnahmen. In den Differenzbildern wird dann nur der Teil des Korns sichtbar, der nicht überlappt. Dieser ist kleiner als die eigentliche Kornfläche und kann unter Umständen das Größenkriterium des Algorithmus nicht mehr erfüllen. Die Bildaufnahmefrequenz muss an diese beiden limitierenden Faktoren angepasst werden, um das relevante Spektrum der zu

untersuchenden Korngeschwindigkeiten abdecken zu können.

Abbildungsgröße eines Sedimentkorns

Die Größe eines Sedimentkorns im aufgenommenen Bild in Bezug auf die Anzahl der Pixel, durch die es dargestellt wird, ist ein weiterer wichtiger Wert. Im Detail betrachtet wird ein Korn von mehreren Pixeln repräsentiert, von denen die Randpixel sowohl das schwarze Korn als auch den umgebenden Hintergrund einbeziehen. Da in diesen Fällen ein Teil der vom Randpixel abzubildenden Fläche heller ist als das schwarze Korn, wird der Grauwert dieser Bildpunkte größer sein als der eines Pixels im Zentrum des Korns. Abbildung 3.4 zeigt die Darstellung eines Korns für unterschiedliche Auflösungen. Je größer die Pixel im Verhältnis zum Korndurchmesser sind, desto weniger Pixel bilden einen starken Grauwertkontrast zum Hintergrund. Somit wird bei der Schwellenwertoperation eingangs der Bildbearbeitung ein kleinerer Flächenanteil des Korns erkannt und die Unterscheidung eines Korns von Pixeln, die durch das Rauschen sonstiger Einflüsse in den Differenzbildern auftauchen, wird schwierig bis unmöglich. Im Grenzfall eliminiert der Medianfilter auch die bewegten Partikel und die minimal nötige Anzahl an Pixeln, die erforderlich ist, damit ein Pixelcluster als Korn erkannt wird, muss gegen eins gehen. Beides bewirkt, dass die Kriterien des Algorithmus keine realistischen Entscheidungen herbeiführen.

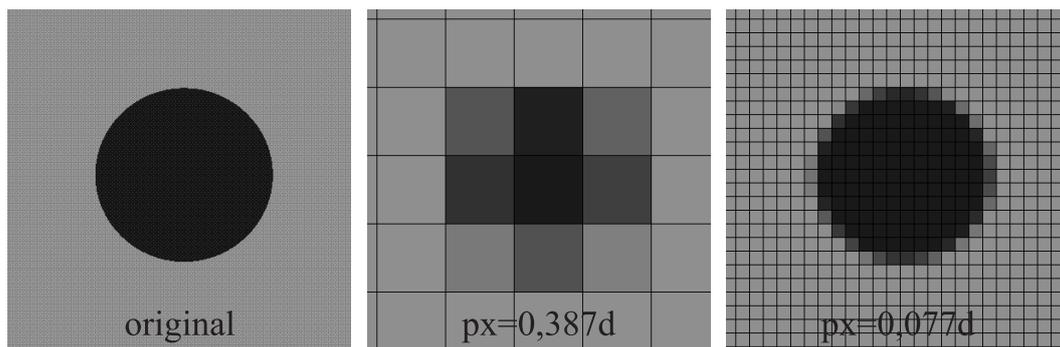


Abbildung 3.4: Abbildung eines Korns bei unterschiedlichen Auflösungen

Beleuchtung

Die Beleuchtung spielt eine entscheidende Rolle für die Qualität und somit die Auswertbarkeit der Aufnahmen. In Abstimmung mit der Belichtungszeit der Kamera besteht eine optimale Einstellung darin, dass im Bildbereich möglichst die komplette Grauwertskala besetzt ist, ohne an den oberen und unteren Grenzen Informationen zu verlieren. Wie in den vorhergehenden Paragraphen ausführlich erklärt wurde, können die hier implementierten Bildbearbeitungsmethoden durch größere Grauwertunterschiede wesentlich effektiver und genauer angewandt werden. Vor allem Schwellenwerte können durch eine weitere Aufspaltung der Grauwertverteilung gezielter gesetzt werden.

Die Blende der Kamera muss den Lichtverhältnissen angepasst werden. Dabei bleibt zu beachten, dass eine größere Helligkeit der Sandoberfläche eine größere Blendenzahl ermöglicht, wodurch eine größere Schärfentiefe erreicht werden kann (Feininger (2001)).

Weiterhin ist es wichtig, dass die Lichtintensität an der Sedimentoberfläche im gesamten Bildbereich möglichst gleich ist. Veränderte Lichtverhältnisse bedeuten eine Verschiebung der Grauwertverteilung und führen somit zu Ungenauigkeiten bei Schwellen- oder Grenzwertoperationen, da die gewählten Grenzen in der Regel im gesamten Bildbereich konstant gehalten werden.

3.3.4 Ermittlung des räumlich variierenden Maßstabsfaktors

Durch die dreidimensionale Geometrie der Kolkoberfläche wird diese in den vertikal von oben aufgenommenen Bildern verzerrt dargestellt. Um die reellen Positionen und Bewegungen der vom Algorithmus detektierten Sedimentkörner bestimmen zu können, muss die Geometrie der Oberfläche bekannt sein und mit Hilfe dieser Information die Verzerrung herausgerechnet werden.

Das Ergebnis der Geometriemessung ist ein möglichst genaues Raster der Höhenlagen der Kolkoberfläche. Zusätzlich muss die Größe des aufgenommenen Bildausschnitts und deren Veränderung mit dem Abstand zur Kamera bestimmt werden. Aus diesen Informationen lassen sich die wahren Positionen der bewegten Körner, wie im Folgenden beschrieben, ermitteln.

Durch die Lichtbrechung am Übergang zwischen Luft und Plexiglasplatte bzw. Plexiglasplatte und Wasser ist der Strahlengang zwischen Sedimentoberfläche und Kamera keine Gerade. Deshalb wird in einem ersten Schritt eine imaginäre Kameraposition bestimmt, die sich aus der Neigung des Strahlengangs unter Wasser ohne Phasenübergänge ergeben würde (siehe Abbildung 3.5). Dafür müssen die Ausmaße des von der Kamera aufgenommenen Bildausschnitts in zwei unterschiedlichen Höhenlagen unter Wasser bestimmt werden. Daraus ergeben sich beispielsweise die in Abbildung 3.5 dargestellten Längen L_{Boden} und L_{Platte} (an deren Unterseite), mit Hilfe derer zusammen mit der Höhe der Plexiglasplatte über der Sohle H_{Platte} die Neigung der Begrenzungsstrahlen des Bildausschnitts und somit die imaginäre Höhe der Kamera H_{imag} bestimmt werden können (Gleichung 3.10). Dieser Wert geht in die folgenden Strahlensatzbetrachtungen ein.

$$H_{imag} = \frac{H_{Platte}}{1 - \frac{L_{Platte}}{L_{Boden}}} \quad (3.10)$$

In einem zweiten Schritt werden über den Strahlensatz in zwei Raumrichtungen die Bildpositionen der Geometriemesspunkte ermittelt. In Abbildung 3.6 ist die geometrische Situation für zwei Messpunkte eindimensional dargestellt und die im Strahlensatz verwendeten Längen sind beispielhaft für einen Punkt angegeben. Als Referenzpunkt für die Bildebene wird der Schnittpunkt der optischen Achse der Kamera und der Kolkoberfläche verwendet. Die Wahl der Höhenlage der Bildebene ist dabei frei möglich, wichtig ist nur, dass die reelle Größe eines Pixels für die gewählte Höhenlage bestimmt wird und alle Bildpositionen auf diesen Maßstabsfaktor bezogen werden. Über die gezeigten Größen wird mittels des Strahlensatzes in zwei Raumrichtungen separat die Position der Geometriemesspunkte in der Bildebene bestimmt (Berechnung in x-Richtung in Formel 3.11).

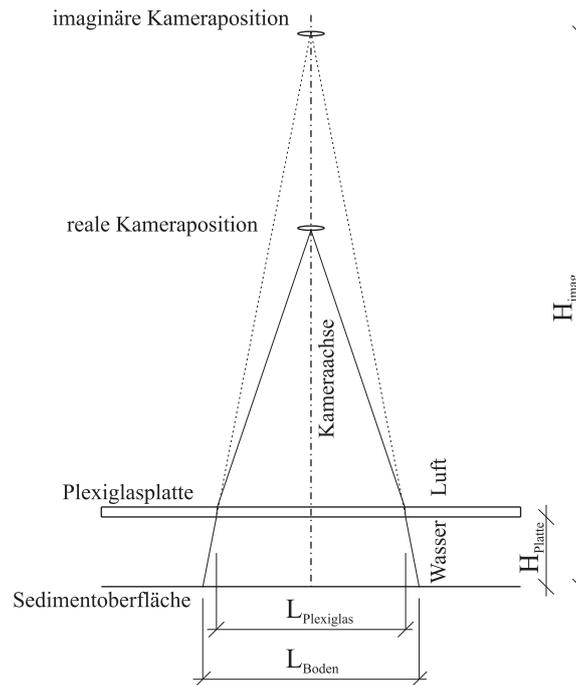


Abbildung 3.5: Ermittlung der durch Brechung bedingten imaginären Kamerahöhe

$$dx_{B_i} = \frac{(H_{imag} + z_{BM}) \cdot dx_i}{H_{imag} + z_i} \quad (3.11)$$

Hierbei entsprechen dx_{B_i} der x-Position des Messpunktes in der Bildebene, z_i der Höhenlage des Messpunktes, dx_i der realen x-Position des Messpunktes und z_{BM} der Höhenlage des Referenzpunktes in der Bildmitte.

Nachdem diese Operation in zwei Raumrichtungen für alle Geometriemesspunkte durchgeführt wurde, erhält man ein diskretes Feld mit Höheninformationen in der Bildebene. Aus diesem Feld werden zur Bestimmung der Höhenlage eines bewegten Kornes die vier in der horizontalen Projektion nächsten Höhenpunkte ermittelt. Aus diesen vier Werten wird die Höhe des Kornes z_{Korn} zweidimensional linear interpoliert. Zusammen mit der Bildposition des Kornes $dx_{B_{Korn}}$ wird wiederum über den Strahlensatz in beiden Raumrichtungen die reale Position des Kornes dx_{Korn} ermittelt. Dieser letzte Schritt ist in Abbildung 3.7 und Gleichung 3.12 jeweils beispielhaft in x-Richtung dargestellt.

$$dx_{Korn} = \frac{(H_{imag} + z_{Korn}) \cdot dx_{B_{Korn}}}{H_{imag} + z_{BM}} \quad (3.12)$$

Als Ergebnis der beschriebenen Operationen stehen am Ende die realen Start- und Endpositionen der detektierten Sedimentkörner, unter der Voraussetzung, dass sich die Körner entlang der Sohle bewegen und nicht aufgewirbelt werden.

3.3.5 Transportraten

Um aus den Ergebnissen der Auswertung des Algorithmus auf den Massentransport schließen zu können, ist es notwendig die Anzahl der bewegten Körner pro Zeiteinheit und deren mittlere Geschwindigkeit zu kennen. Aus diesen beiden Größen und einigen weiteren Sedimentparametern läßt sich der Massentransport berechnen.

Aufgrund der Eigenschaften des oben beschriebenen Algorithmus ist es nicht möglich alle auftretenden Kornbewegungen schwarzer Körner sicher zu erfassen. Vor allem bei steigenden Transportraten ist es ersichtlich, dass die Anzahl der Körner, die im zweiten Bild im entsprechenden Umkreis auftauchen, wächst und somit auch die Anzahl der möglichen Endpositionen. Daraus ergibt sich, dass die Validierungskriterien des Algorithmus enger gesetzt werden müssen, was automatisch zur Missachtung einiger "richtiger" Korrelationen führt. Zusätzlich fallen immer Kornbewegungen heraus, wenn sich schwarze Körner über schwarzen Hintergrund bewegen.

Um den Anteil der vom Algorithmus erkannten Körner an den real bewegten Körnern in Abhängigkeit der Transportrate abschätzen zu können, wurden Messungen der bewegten Sedimentmasse bei gleichzeitiger Aufzeichnung von Bildsequenzen zur Auswertung im Algorithmus durchgeführt.

Die Messungen wurden in einer ungestörten Gerinneströmung durchgeführt. Am Ende der in Kapitel 5.1 beschriebenen Sedimentstrecke wurde dazu ein Sandfang quer zur Strömungsrichtung eingebaut. Die Oberkante des Sandfangs schloss mit der Sedimentoberfläche bündig ab. Die Kamera wurde wie für die Sedimentbewegungsmessungen beschrieben vertikal über der Rinne platziert. Für den kontrollierten optischen Zugang zur Sedimentoberfläche wurde eine Plexiglasplatte leicht eingetaucht an der Wasseroberfläche positioniert. Der sichtbare Bildausschnitt wurde in der Mitte der Rinne zentriert. Im Sandfang wurde der der Breite des Bildausschnitts entsprechende Abschnitt in Querrichtung durch zwei Trennwände separiert, um die im von der Kamera betrachteten Bereich der Rinnenbreite transportierte Sedimentmenge getrennt messen zu können. Über die mittleren 0,40 m der Rinnenbreite wurde über die gesamte Länge der Sedimentstrecke ein mit 20 % schwarzen Körnern versetztes Korngemisch aufgetragen. Dadurch, dass auch oberstrom der eigentlichen Messstrecke schwarze Körner ins Sediment gemischt wurden, konnte über die Messdauer von einem Gleichgewichtszustand des Mischverhältnisses in den oberen Sedimentschichten ausgegangen werden, weil die hinein transportierte Sedimentmischung gleich gemischt war. Generell wurde durch die Länge der Sedimentstrecke erreicht, dass im Messbereich das Sohlniveau während der Messdauer durch das Transportgleichgewicht nicht abgesunken ist.

Eine Draufsicht des Messaufbaus ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

Mit diesem Versuchsaufbau wurden für verschiedene mittlere Geschwindigkeiten und Sohl Schubspannungen gleichzeitig Messungen der real transportierten Sedimentmenge mit Hilfe eines Sandfangs gemacht und Bildserien für die nachträgliche Auswertung mit dem unter Kapitel 3.3 beschriebenen Algorithmus zur Bestimmung von Sedimentbewegungen aufgezeichnet. Die Versuchsreihe umfasste fünf Versuche mit mittleren Zuströmgeschwindigkeiten zwischen der kritischen Geschwindigkeit bei Bewegungsbeginn (siehe Kapitel 4.1) und der 1,4-fachen dieser Geschwindigkeit.

Die Messungen mit beiden Methoden wurden zeitgleich und im selben Breitenabschnitt des Gerinnes durchgeführt. Es wurden Bildserien von jeweils 10.000 Bildern aufgenommen. Dies

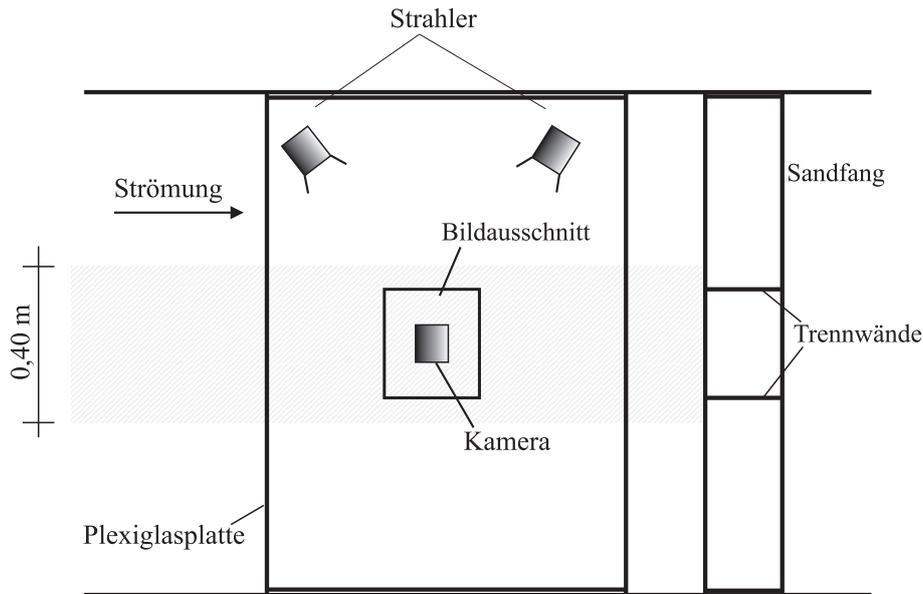


Abbildung 3.8: Messaufbau zur Bestimmung der Sedimenttransportraten

entspricht bei einer Aufzeichnungsfrequenz von 27 Hz einer Messzeit der Sandfangmessung von 6 min und 10 s.

Nach der Messung wurden die aufgefangenen Sedimentkörner aus dem Sandfang entnommen und einige Wochen zum Trocknen gelagert, bevor ihre Trockenmasse mit einer Waage bestimmt wurde.

Die Auswerteeinstellungen des Sedimentbewegungsalgorithmus entsprachen exakt denen, die auch für die Messungen im Kolk ausgewählt wurden.

Zur Vergleichbarkeit wurden die Messergebnisse jeweils in einen Geschiebetrieb pro Breitenmeter in $\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}$ umgerechnet. Aus der Auswertung der Bildserien wurden dabei die Werte der durchschnittlich pro Doppelbild transportierten Anzahl von Körnern N und deren mittlere Geschwindigkeit $\langle u_P \rangle$ entnommen. Über Gleichung 3.13 wurde daraus der Geschiebetrieb pro Breitenmeter und Sekunde $q_{S,Alg}$ berechnet.

$$q_{S,Alg} = \frac{1}{A_M \cdot S_K} N \langle u_P \rangle \frac{d_{50}^3 \pi}{6} \rho_S \quad (3.13)$$

Hierin ist A_M die Fläche des Messbereichs, S_K der Anteil von schwarzen Körnern in der Sedimentmischung und ρ_S die Kornrohichte.

In Tabelle 3.1 sind die einzelnen Versuche mit mittlerer Geschwindigkeit und Sohlschubspannung, jeweils normiert auf deren Werte zu Transportbeginn (siehe Kapitel 4.1) und die Ergebnisse der beiden Messmethoden zusammengefasst. In Abbildung 3.9 ist das Ergebnis der Sandfangmessung über das Ergebnis der Auswertung der Bildserien aufgetragen.

Die Ergebnisse zeigen deutlich, dass die Auswertung mit dem Algorithmus die Transportraten bei Weitem unterschätzt. Die Gründe hierfür liegen in der Methodik, die eine sehr restriktive Überprüfung der Korrelationskoeffizienten erfordert, um valide Kornbewegungen

Versuch	$u_m/u_{m,krit}$	$\tau_w/\tau_{w,krit}$	$q_{S,SF}$ kg/ms	$q_{S,Alg}$ kg/ms
1	1,0	1,0	$1,37 \cdot 10^{-4}$	$0,03 \cdot 10^{-4}$
2	1,1	1,19	$4,98 \cdot 10^{-4}$	$0,20 \cdot 10^{-4}$
3	1,2	1,41	$1,73 \cdot 10^{-3}$	$1,31 \cdot 10^{-4}$
4	1,3	1,64	$7,11 \cdot 10^{-3}$	$6,25 \cdot 10^{-4}$
5	1,4	1,89	$1,51 \cdot 10^{-2}$	$1,09 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.1: Versuchsprogramm, -parameter und -ergebnisse der Transportratenmessungen

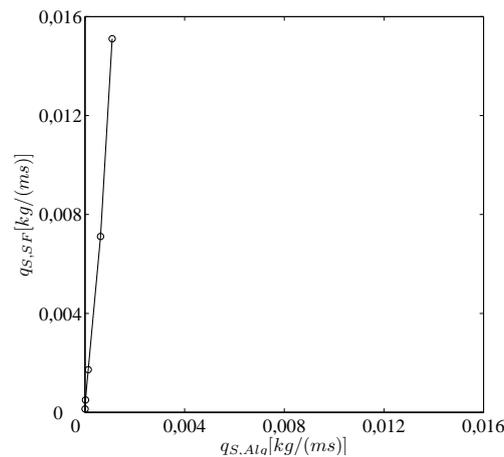


Abbildung 3.9: Zusammenhang zwischen $q_{S,SF}$ und $q_{S,Alg}$

zu detektieren. Dadurch werden eine Vielzahl von Bewegungen verworfen. Dieses Problem ist unter anderem durch den relativ hohen Anteil schwarzer Körner an der gesamten Sedimentmasse verursacht. Wesentlich weniger schwarze Körner würden weniger strenge Kriterien für den Korrelationskoeffizienten erlauben. Auch die Wahrscheinlichkeit, dass sich schwarze Körner über einen Hintergrund ebenfalls schwarzer Körner bewegen, würde verringert. Allerdings würde auch die räumliche Auflösung der Messmethode stark reduziert. Somit ist der gewählte Anteil ein Kompromiss zwischen diesen Abwägungen.

Das Resultat der Messungen macht deutlich, dass eine Bestimmung der Transportraten auch durch eine Kalibrierung mit Hilfe der gemessenen Zusammenhänge sehr großen Unsicherheiten unterliegt, da lediglich zwischen 1/10 und teilweise 1/20 der tatsächlichen Transportmenge vom Algorithmus erfasst wird. Eine Definition einer Umrechnungsfunktion aus den beschriebenen Messergebnissen birgt somit die Gefahr einer Potenzierung von Messabweichungen. Allerdings ist deutlich sichtbar, dass die Transportraten relativ zueinander richtig wiedergegeben werden. Somit können räumliche und zeitliche Unterschiede der Erosionsraten im Kolk erfasst werden. Auch für die Untersuchung von proportionalen Abhängigkeiten zwischen Strömungsgrößen und Sedimenttransportraten können die Ergebnisse der Sedimentbewegungsmessungen verwendet werden. Eine genaue Messung des Massentransports ist allerdings in dieser Konfiguration nicht möglich.

3.3.6 Parameterstudie und Bewertung der Messgenauigkeit

Um den Einfluss der wichtigsten Parameter des Auswertalgorithmus auf dessen Ergebnisse besser bewerten zu können, wurde eine Parameterstudie mit der Variation folgender Parameter durchgeführt: Minimal notwendigen Korndurchmessers im Bild $d_{50,B}$, maximaler Bewegungsradius *bewegung*, Schwellenwert S , Wichtungsfaktor des Statistikkriteriums $WSTAT$, maximaler Grauwertunterschied ΔGW_{max} , minimaler Korrelationskoeffizient KOR_{min} und minimales Verhältnis zwischen höchstem und zweit höchstem $KOR \text{ amp } V_{min}$. Die Auswirkungen der Parameter wurden dabei jeweils nur einzeln untersucht.

Als Testfall wurde eine Bilderserie aufgesetzt, in der auf der Abbildung einer realen Sedimentoberfläche mit 20% schwarzen Körnern numerisch Grauwertmuster von Körnern und deren Bewegungen eingefügt wurden. Die Größe der künstlichen Körner wurde an die der realen Sedimentkörner angepasst, die Form wurde kreisförmig angesetzt. Die Grauwertverteilung eines künstlichen Kornes entspricht der eines Rotationsparaboloiden, um den Effekt der nach außen hin zunehmenden Grauwertintensität bei realen, schwarzen Körnern abzubilden (siehe Abschnitt *Konsequenzen für die Bildaufnahme*). Die Größe der Partikel und die Grauwertintensität werden zufällig im Bereich von $\pm 20\%$ zwischen den einzelnen Aufnahmen variiert, um nachzubilden, dass sich die abgebildete Form realer, nicht sphärischer Körner durch Drehungen und deren Grauwertintensität durch Änderungen der Lichtintensität (vor allem im Kolk) verändern können. Die Bewegungen der künstlichen Körner werden ebenfalls zufällig im Rahmen einer vorgegebenen maximalen Bewegung mit einer Standardnormalverteilung angesetzt. Dabei wurden in verschiedenen Bildbereichen unterschiedlich starke Bewegungstendenzen vorgegeben, so dass Bereiche ohne klare Richtung der gemittelten Geschwindigkeiten und solche mit eindeutiger Richtung auftreten. Die Grauwertverteilungen der so aufgesetzten Partikel werden an den entsprechenden Stellen in die Grauwertmatrix des Grundbildes eingefügt. Während der gesamten Bildserie wurden zwei Hintergrundbilder verwendet, die einer realen Aufnahme einer Sedimentoberfläche im Laborgerinne entsprechen. Dabei wurden die leichten Lichtintensitätsschwankungen, die in realen Messungen auftreten, nicht ausgeglichen, um eine möglichst gute Vergleichbarkeit zur Messreihe zu gewährleisten.

Auf diese Weise wurde ein Testfall aufgesetzt, der die Probleme der Bildauswertung weitestgehend beinhaltet und zusätzlich ein Referenzergebnis für diese liefert.

Die erzeugte Bildserie besteht aus 1.000 Bildern mit insgesamt 47.771 Kornbewegungen.

Der Durchmesser der künstlichen Körner wurde zu $d_{50,B} = 6 \mu x \pm 10\%$ gewählt. Der Grauwert liegt zwischen 70 in der Mitte und 110 in den Randbereichen des Kornes und variiert um $\pm 20\%$. Die maximale Bewegung der Sedimentkörner wurde bei $2,8 \cdot d_{50,B}$ limitiert.

Trotz der beschriebenen Variationen der künstlichen Korneigenschaften, ist die Auswertung der Referenzdaten nicht gänzlich mit den Verhältnissen einer bewegten natürlichen Kornoberfläche unter Laborbedingungen vergleichbar. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, durch diese Studie einen optimalen Satz von Parametern für die Labormessungen zu generieren. Das Ziel ist deshalb die Sensitivität des Auswertalgorithmus auf die einzelnen Parameter zu ermitteln. Des Weiteren werden Erkenntnisse zur Auswirkung einer restriktiven Parameterauswahl auf die Anzahl von Messwerten und damit auf die statistische Basis der Messung und auf die Anzahl von fehlerhaften Messungen und deren Einfluss auf die Messgröße gewonnen. Aus den Ergebnissen können Rückschlüsse für die Laboranwendung

gezogen werden.

Parametervariationen

Wie eingangs in diesem Kapitel beschrieben, wurden die isolierten Einflüsse der sieben wichtigsten Parameter untersucht. Die Parameter und deren angesetzte Variationsbereiche sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Parameter	Variationsbreite
$d_{50,B}[px]$	3 / 5 / 7 / 9 / 11
$bewegung \cdot d_{50,B}[px]$	2 / 3 / 4 / 5 / 6
S	80 / 100 / 110 / 120 / 130
$WSTAT$	0,1 / 0,2 / 0,3 / 0,4 / 0,5
ΔGW_{max}	5 / 10 / 15 / 20 / 25
KOR_{min}	0,5 / 0,6 / 0,7 / 0,8 / 0,9
$ampV_{min}$	1,0 / 1,1 / 1,15 / 1,2 / 1,3

Tabelle 3.2: Variationsbreiten der untersuchten Parameter der Sedimentbewegungsmessungen

Da die Auswertung aller Testbilder bereits für einen Satz von Parametern lange Zeit in Anspruch nimmt, wurde auf die Kombination aller möglichen Parameterzusammenstellungen ($5^7 = 78.125$ Möglichkeiten) verzichtet. Als Alternative wurde ein Satz von Regelparametern definiert, jeweils nur ein Parameter verändert und somit dessen Einfluss isoliert betrachtet. Die Regelwerte entstammen wiederum den Erfahrungen aus der Entwicklungsphase des Algorithmus. Sie sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Den einzelnen Auswertungen wurden für das Statistikkriterium jeweils die Referenzmittlerwerte und -standardabweichungen zugrunde gelegt.

Auswirkungen auf Stichprobenanzahl und Messgenauigkeit

In den folgenden Abbildungen (3.10 bis 3.16) sind die Auswirkungen der Variationen auf den Anteil der richtig bzw. falsch erkannten Vektoren an allen auftretenden Bewegungen und auf die Abweichung der Geschwindigkeitswerte von den Referenzdaten dargestellt; sie werden in den entsprechenden Abschnitten diskutiert.

Der Anteil von erkannten Vektoren und Fehlvektoren wird jeweils prozentual bezogen auf alle auftretenden Vektoren aufgetragen. Zusätzlich werden räumlich und zeitlich gemittelte Geschwindigkeiten und deren ebenfalls gemittelte Schwankungsgrößen betrachtet und die Einflüsse der Parameter darauf abgeschätzt. Er werden die über den Messbereich gemittelte

$d_{50,B}[px]$	$bewegung \cdot d_{50}[px]$	S	$WSTAT$	ΔGW_{max}	KOR_{min}	$ampV_{min}$
7	4	110	0,3	15	0,7	1,15

Tabelle 3.3: Regelsatz der Parameterstudie

prozentuale Abweichung der mittleren Geschwindigkeitsbeträge $\Delta|\vec{v}|$ und die der mittleren Fluktuationen der u -Komponente $\Delta\langle u'u' \rangle^{0,5}$ dargestellt. Die Abweichungen der weiteren Schwankungsgrößen weisen vergleichbare Tendenzen und Absolutwerte auf, so dass hier stellvertretend lediglich $\Delta\langle u'u' \rangle^{0,5}$ abgebildet wird.

Minimaler Korndurchmesser $d_{50,B}$ Aus dem vorgegebenen Parameter $d_{50,B}$ wird über die Formel der Kreisfläche die minimale Anzahl von zusammenhängenden Pixeln berechnet, die ein sich bewegendes Sedimentkorn darstellen. Diese wird noch mit einem Vorfaktor multipliziert, so dass die minimale Fläche verkleinert wird, um Effekte wie Überlappungen oder den Ausschluss von Randpixeln durch den Schwellenwert zu kompensieren. Wie zu erwarten zeigt die Parameterstudie, dass mit zunehmendem Minimaldurchmesser weniger Partikel erkannt werden. Bei einem Durchmesser von 9 px werden nur noch wenige Dutzend Bewegungen erkannt. Mit zunehmendem Durchmesser wird allerdings auch die Anzahl der Fehlvektoren geringer, da mit der Zunahme der nötigen Anzahl von Pixeln die Wahrscheinlichkeit, ein durch Lichtintensitätsschwankungen oder elektronisches Rauschen hervorgerufenen Cluster als Korn zu identifizieren, abnimmt. Die Veränderung der Geschwindigkeitsabweichungen spielt sich im Zehntelprozentbereich ab. Lediglich für $d_{50,B} = 7$ ergibt sich sowohl für die Mittelwerte als auch für die Schwankungsgrößen ein lokales Maximum. Dies zeigt, dass die Genauigkeit der Messung trotz einer kleineren Anzahl von Fehlvektoren geringer sein kann, wenn die statistische Basis im Vergleich zu kleineren Werten von $d_{50,B}$ kleiner wird. Für große Werte von $d_{50,B}$ wurde eine so geringe Anzahl von Vektoren gefunden (vgl. Abbildung 3.10), dass eine Analyse der Messgenauigkeit nicht sinnvoll ist und somit die Werte in den Diagrammen zu null gesetzt wurden.

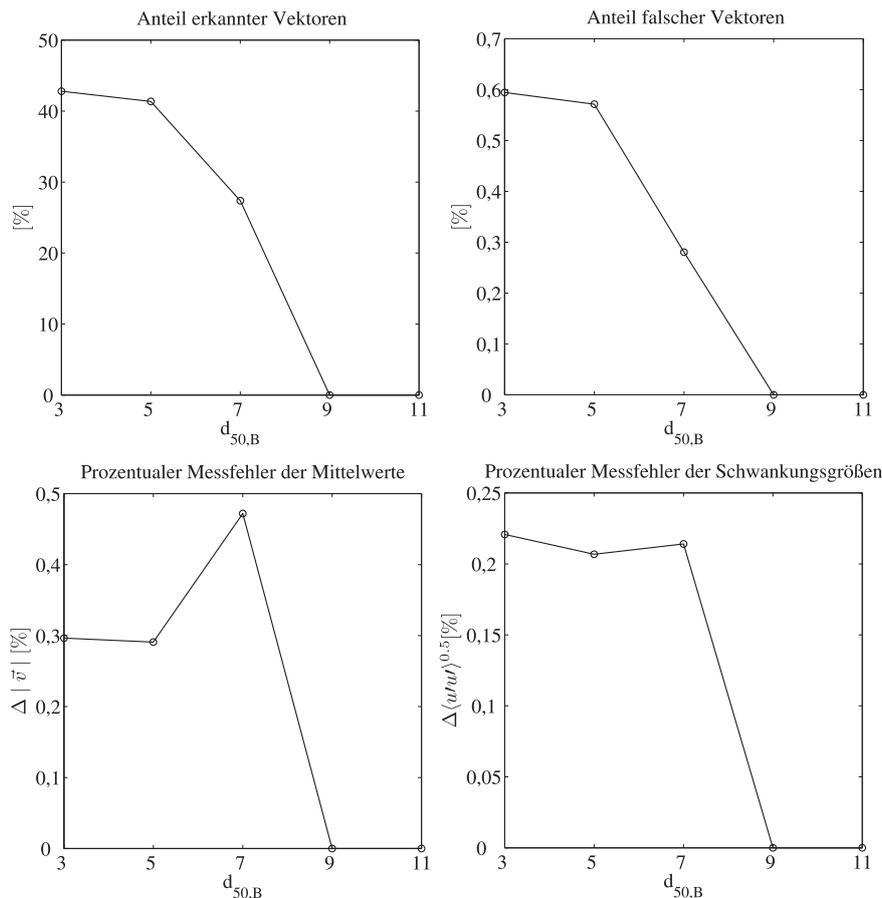


Abbildung 3.10: Variation des Parameters $d_{50,B}$

Maximale Bewegungsweite *bewegung* Der in Abbildung 3.11 aufgetragene Parameter entspricht dem Faktor, mit dem der minimale Durchmesser $d_{50,B}$ multipliziert wird, um die maximal erlaubte Bewegung zwischen zwei Bildern zu berechnen. Diese Vorgehensweise wurde gewählt, um die Bewegungsweite mit dem Bildmaßstab in Relation zu setzen. Die Auswirkungen dieses Parameters auf die Anzahl der erkannten Vektoren bzw. der Fehlvektoren ist bis auf den sehr engen Bewegungsradius gleich null. Das bedeutet, dass der Einfluss des Korrelationskoeffizienten auf die Bestimmung der Endposition des Kornes sehr groß ist und dabei vor allem durch das Statistikkriterium und dessen Faktor $FSTAT$ der zulässige Bewegungsspielraum ohnehin stark eingeschränkt wird. Die Messabweichungen in Abhängigkeit des Parameters *bewegung* liegen ebenfalls nahe null. Dies resultiert daraus, dass *bewegung* nahezu keinen Einfluss auf die Anzahl der erkannten Vektoren hat, wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben. Die dargestellten Ergebnisse legen nahe, dass die für verschiedene Werte von *bewegung* erkannten Vektoren immer nahezu exakt dieselben sind und sich somit auch keine Änderung der Messgenauigkeit ergeben kann.

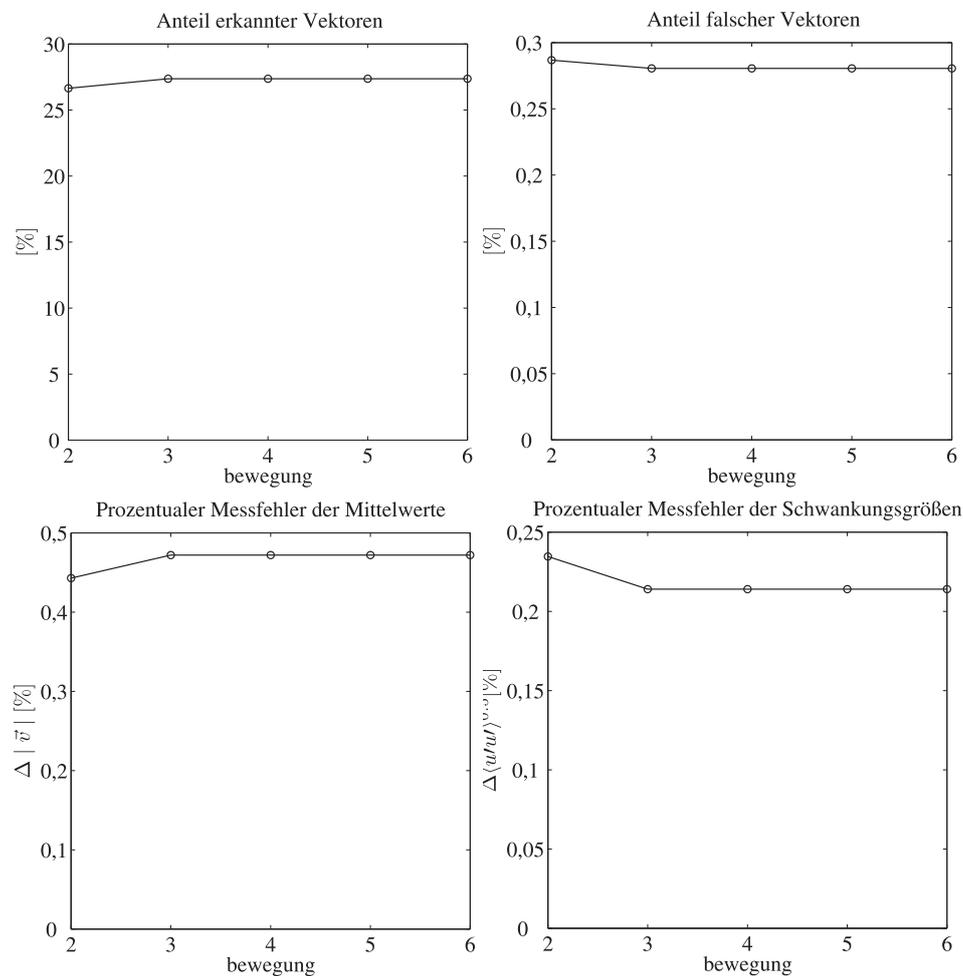


Abbildung 3.11: Variation des Parameters *bewegung*

Schwellenwert S Der Schwellenwert S bezeichnet die Grenze, unterhalb der alle Pixel für potentielle schwarze Partikel gehalten werden und oberhalb der alle als Hintergrund betrachtet werden. Die Ergebnisse der Parameterstudie zeigen, dass sehr kleine Schwellenwerte, die also lediglich sehr dunkle Körner zulassen, zu einer geringeren Anzahl von Vektoren bei gleichzeitig geringer Fehleranfälligkeit führen. Mit steigendem S werden mehr Vektoren erkannt. Bei einem Grauwert von 130 geht die Zahl bei weiter steigender Fehlerquote wieder zurück. Dieser Effekt kann darauf zurückgeführt werden, dass bei einem größeren Schwellenwert mehr Korrelationspartner zur Verfügung stehen, somit die Korrelationen weniger eindeutig sind und dadurch einige nicht mehr als valide angesehen werden. Des Weiteren werden die einzelnen Partikel größer und deshalb gehen die Randpixel, die den größten Variationen zwischen den beiden Bildern unterworfen sind, mit in die Korrelation ein und führen in manchen Fällen über den Faktor FGW zu geringeren KOR -Werten. Die resultierende Abweichung ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Für sehr kleine Schwellenwerte steigt der Messfehler sowohl des Mittelwertes als auch der Schwankungsgrößen deutlich an. Als Grund hierfür kann die gleichzeitig fallende Anzahl von erkannten Vektoren und somit Stichproben genannt werden. Für die übrigen Schwellenwerte zeigen sich nur sehr kleine Änderungen.

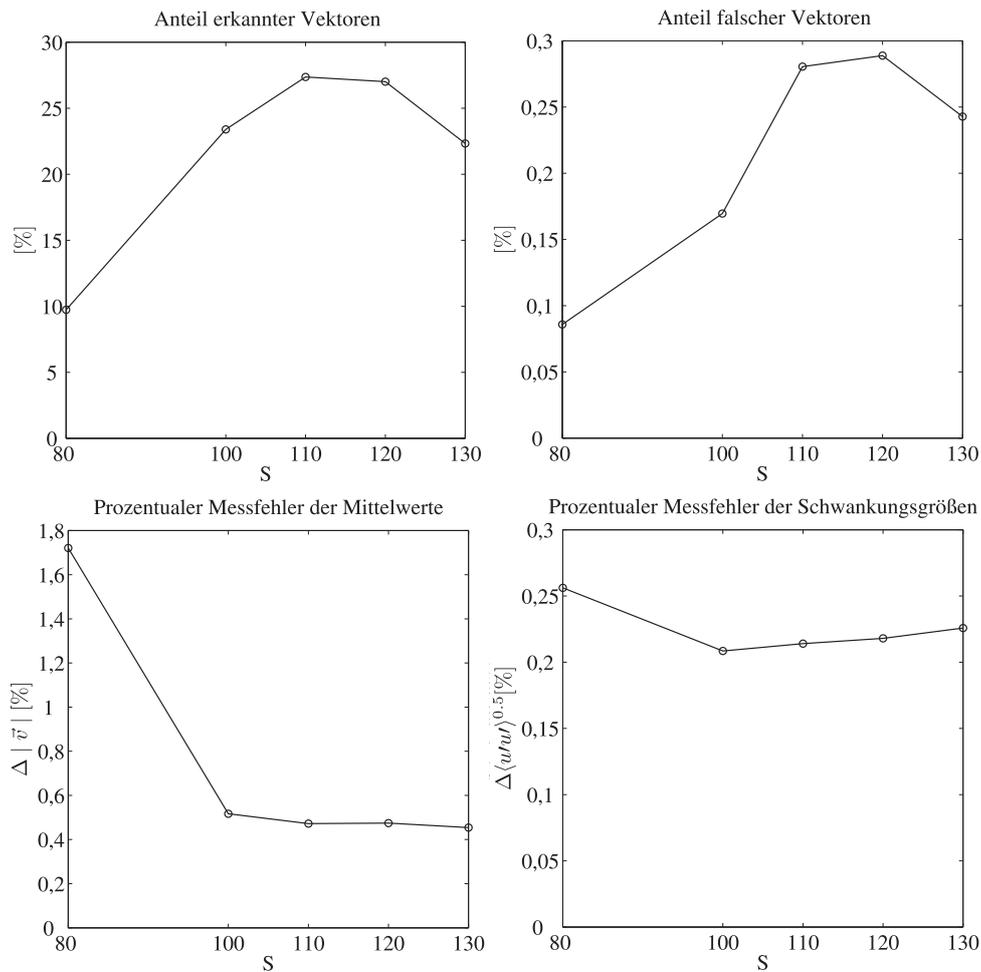


Abbildung 3.12: Variation des Parameters *schwelle*

Statistik-Wichtung $WSTAT$ Abbildung 3.13 zeigt die Auswertung der Parameterstudie für den Faktor zur Statistik-Wichtung $WSTAT$. Zunehmende Werte von $WSTAT$ bedeuten dabei ein größeres Gewicht der Abweichung von der mittleren Geschwindigkeit im Korrelationskriterium. Es ist zu erkennen, dass große Werte zu einer Abnahme der erkannten Vektoren und gleichzeitig der Fehlvektoren führen. Der Einfluss von $WSTAT$ auf die Anzahl von Fehlmessungen ist dabei so stark wie bei keinem der übrigen Parameter. Auf der anderen Seite nimmt die Messgenauigkeit mit zunehmender Wichtung der Statistik verhältnismäßig stark ab. Grund hierfür ist wiederum die abnehmende Stichprobenanzahl, die zur Mittelung zur Verfügung steht. Lediglich die Genauigkeit der Schwankungsgrößen zeigt bei $WSTAT = 0,2$ ein lokales Minimum und somit einen positiven Einfluss der zunehmenden Gewichtung. Zusammenfassend hat $WSTAT$ eine sehr starke Auswirkung auf die Anzahl der Fehlvektoren, verfälscht aber auch die Messungen bei zu hohen Werten.

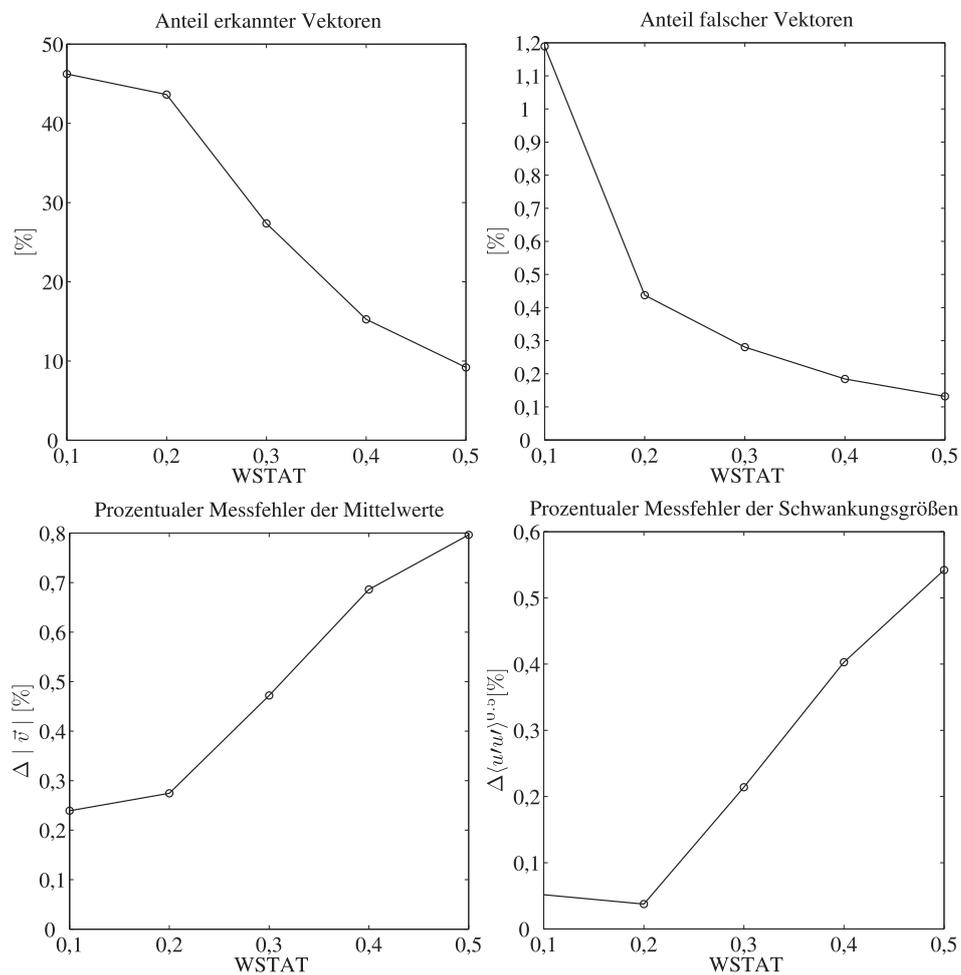


Abbildung 3.13: Variation des Parameters $WSTAT$

Maximaler Grauwertunterschied ΔGW_{max} Die Auswirkungen der Variation von ΔGW_{max} sind in Abbildung 3.14 dargestellt. Wie zu erwarten ergeben kleinere erlaubte Grauwertunterschiede eine geringere Anzahl von Messwerten, aber auch von Fehlvektoren. Der Einfluss dieses Parameters ist aber relativ gering. Für die Messgenauigkeit sind keine klaren Tendenzen zu erkennen, weil sich die Messwertbasis für die Mittelung nicht sehr stark verändert. Dies erlaubt die Verwendung relativ kleiner Werte von ΔGW_{max} , um die Fehleranzahl zu minimieren.

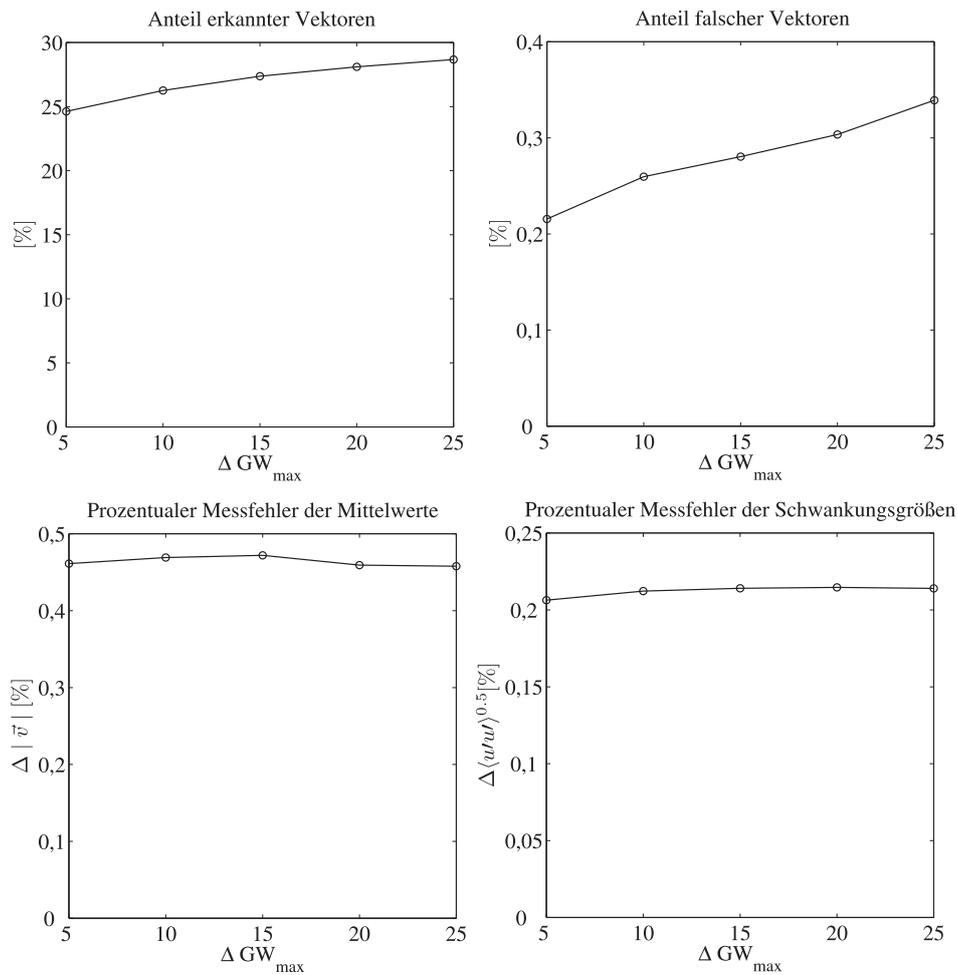


Abbildung 3.14: Variation des Parameters ΔGW_{max}

Minimale Korrelation KOR_{min} Die Festsetzung des minimal notwendigen Korrelationswertes hat, wie in Abbildung 3.15 zu sehen ist, große Auswirkungen auf die Anzahl der erkannten Vektoren. Diese geht mit steigendem KOR_{min} sehr stark zurück. Gleichzeitig verringert sich auch die Anzahl der falsch erkannten Vektoren, allerdings in geringerem Maße. Es werden zu einem großen Prozentsatz durch die Erhöhung von KOR_{min} auch korrekte Vektoren verworfen. Dies bringt eine Abnahme der Messgenauigkeit mit sich. Die größten Abweichungen treten auf, wenn nur noch 3 – 4 % der Vektoren erkannt werden. Die Festsetzung des Wertes muss immer im Zusammenspiel mit den Parametern ΔGW_{max} und $WSTAT$ gesehen werden, da KOR_{min} nicht als Absolutwert vorhergesagt werden kann, sondern stark von den beteiligten Faktoren abhängt.

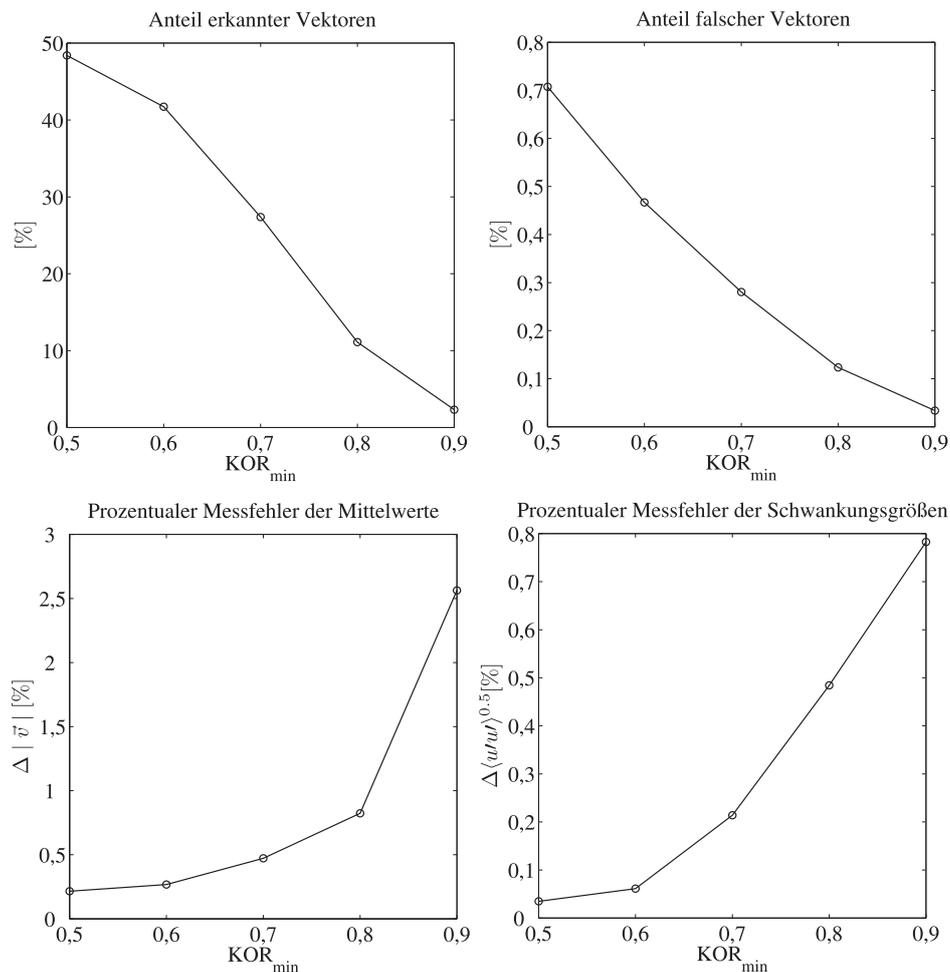


Abbildung 3.15: Variation des Parameters KOR_{min}

Minimales Amplitudenverhältnis $ampV_{min}$ überprüft die Eindeutigkeit des maximalen Korrelationswertes, indem dieser mit dem zweithöchsten Wert ins Verhältnis gesetzt wird. Abbildung 3.16 zeigt, dass die Validitätsprüfung Wirkung zeigt. Durch eine Erhöhung von $ampV_{min}$ werden die erkannten Vektoren geringfügig weniger, gleichzeitig nimmt auch die Fehleranfälligkeit in einem ähnlichen Maße ab. Im Gegensatz zu den Variationen der übrigen Parameter werden durch ein restriktiveres Amplitudenverhältnis fast nur falsche Vektoren eliminiert, so dass die Zahl der dabei verworfenen richtigen Messungen sehr gering bleibt. Die Variation der Messgenauigkeit in Abhängigkeit von $ampV_{min}$ ist wie auch die des Anteils erkannter Vektoren sehr gering. Es kann wegen der geringen Änderung der Messwertbasis kein entscheidender Einfluss festgestellt werden.

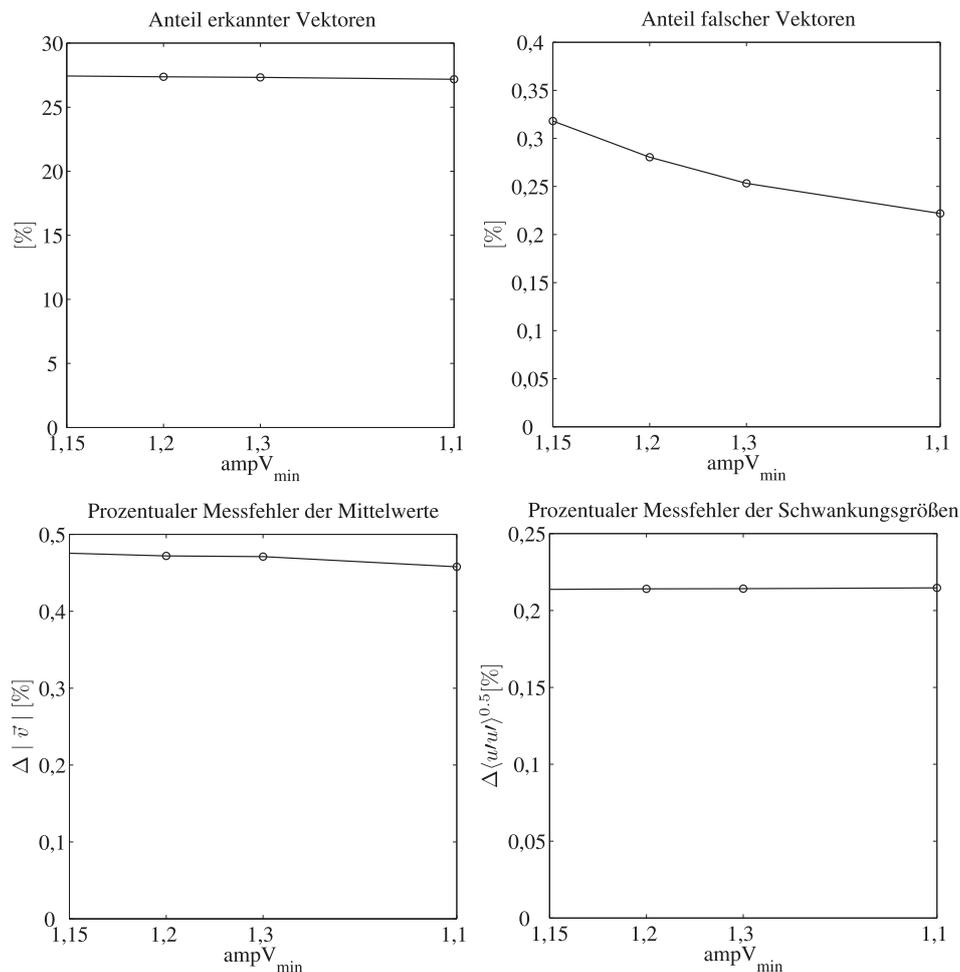


Abbildung 3.16: Variation des Parameters $ampV_{min}$

Zusammenfassung der Parameterstudie

Generell kann aus der Studie geschlossen werden, dass die einzelnen Parameter unterschiedlich starke restriktive Wirkungen auf die Anzahl der erkannten Vektoren haben. Diese Einschränkung geht in allen Fällen mit einer Abnahme des Anteils von Fehlmessungen einher. Dabei weisen die Parameter stark variierende Abnahmen der Stichprobenanzahl bei vergleichbarem Rückgang der Fehlvektoren auf. So geht beispielsweise durch restriktivere Werte des Parameters KOR_{min} die Zahl der erkannten Vektoren um 15 – 20% zurück, um eine Verringerung der Fehlvektoren im Bereich von 0,15% zu erreichen. Die gleiche Reduktion ist mit $ampV_{min}$ mit einem viel geringeren Stichprobenverlust (etwa 1%) möglich. Im Falle der Messgenauigkeit ist zu erkennen, dass bei einer geringen Anzahl von Messwerten starke Restriktionen zwar zu weniger Fehlmessungen führen, die verringerte Breite der statistischen Basis allerdings einen stärkeren negativen Einfluss auf die Genauigkeit hat und diese dadurch kleiner wird. Auf der anderen Seite ist der Rückgang der Fehlerquote für die Betrachtung instantaner Transportevents, wie sie in den später folgenden Analyse-Kapiteln noch behandelt wird, von großer Bedeutung. Hier verfälscht das Auftreten nicht sinnvoller Bewegungen das Bild der Verteilung der Erosionsvorgänge sehr stark. Diese Mechanismen müssen je nach Zielsetzung einer Anwendung gegeneinander abgewogen werden.

In einer Laboranwendung kann auf die Erfahrungen dieser Studie zurückgegriffen werden, um die Auswirkungen von Parameteranpassungen besser abschätzen zu können. Außerdem muss ein Mittelmaß zwischen der Eliminierung von Fehlvektoren und dem Erhalt einer ausreichenden statistischen Basis gefunden werden, um die optimale Genauigkeit der zeitlichen Mittelwerte zu erreichen.

3.3.7 Auflösung des Geschwindigkeitsspektrums

Im Folgenden werden Möglichkeiten zur Abschätzung der minimal und maximal auftretenden Korngeschwindigkeiten ausgeführt. Die Kenntnis über dieses Spektrum ist notwendig, um anhand der Einstellungen des Messsystems nachweisen zu können, dass alle Geschwindigkeiten im messbaren Bereich liegen und somit deren Häufigkeitsverteilungen nicht am oberen oder unteren Rand abgeschnitten werden.

Auftretende Geschwindigkeiten

van Rijn (1984) leitete eine Bewegungsgleichung für Sedimentkörner im Geschiebetransport her. Er verwendete dabei Kräftegleichgewichte am Einzelkorn in longitudinaler und vertikaler Richtung. Die Gleichungen beschreiben die Kornbewegung zwischen zwei Auftreffpunkten auf dem Sedimentbett (3.14 und 3.15).

$$m\ddot{x} - F_L \left(\frac{\dot{z}}{v_r} \right) - F_D \left(\frac{u - \dot{x}}{v_r} \right) = 0 \quad (3.14)$$

$$m\ddot{z} - F_L \left(\frac{u - \dot{x}}{v_r} \right) - F_D \left(\frac{\dot{z}}{v_r} \right) + F_G = 0 \quad (3.15)$$

Hierin entsprechen m der Masse des Partikels, v_r der Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Strömung, \dot{x} und \dot{z} den Komponenten der Partikelgeschwindigkeit in x - und z -Richtung und \ddot{x} und \ddot{z} den zugehörigen Beschleunigungen. F_L , F_D und F_G repräsentieren die Lift-, Schlepp- und Gewichtskräfte. Zur Lösung dieses Differentialgleichungssystems ist es notwendig, die initialen horizontalen und vertikalen Korngeschwindigkeiten zu kennen, also die Geschwindigkeitskomponenten, mit denen die Bewegung beginnt. Hierfür verwendete van Rijn (1984) Abschätzungen aus experimentellen Untersuchungen: Diese liegen bei einer initialen Geschwindigkeit von 1 bis $2,5u_*$ (White und Schulz (1977)). Die Lösung der Gleichung führt ausgehend von der Startbedingung zu einer Beschleunigung des Korns durch die Bewegung in Bereiche höherer Strömungsgeschwindigkeiten. In Gleichung 3.14 nimmt dabei der Term der Schleppkraft zu. In vertikaler Richtung wird das Korn bis zu einem Maximum gehoben und sinkt dann wieder auf den Boden zurück. Die Korngeschwindigkeit nimmt beim Sinkvorgang wieder ab, bleibt aber nach van Rijn (1984) zu jedem Zeitpunkt über der Anfangsgeschwindigkeit.

Des Weiteren zeigt van Rijn (1984) eine Abschätzung der mittleren Partikelgeschwindigkeit entlang einer Bewegungslinie eines Sprungvorgangs. Dabei wird seine Gleichung mit den Ergebnissen einer experimentellen Arbeit von Fernandez Luque (1974) (liegt nicht vor) und von Experimenten von Francis (1973) verglichen. Sowohl die Berechnungen als auch die Messungen ergeben in allen Fällen mittlere Partikelgeschwindigkeiten von $u_P/u_* > 3$.

Somit bleibt als Näherung zur Abschätzung der minimal auftretenden Geschwindigkeit die Initialbedingung der Differentialgleichung:

$$u_P \geq u_* \quad (3.16)$$

Die maximal auftretende Korngeschwindigkeit $u_{P,max}$ kann nach Zanke (1999) über Formel 2.57 abgeschätzt werden (siehe Kapitel 2.2). Zur Berechnung der maximal im Messbereich auftretenden Korngeschwindigkeiten muss u_* aus der erwarteten maximalen Sohlschubspannung berechnet werden.

Messbare Geschwindigkeiten

Wie bereits in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, ist die minimal messbare Geschwindigkeit wegen der Berechnung von Differenzbildern im Laufe des Algorithmus von der Bildaufnahmefrequenz abhängig. Die Bewegung zwischen zwei Bildern muss so groß sein, dass sich der Bereich des Korns in der zweiten Position, der nicht mit dem Abbild des Korns in der ersten Position überlappt, in den Differenzbildern von den Pixelclustern, die durch das Intensitätsrauschen entstehen, unterschieden werden kann. Innerhalb des Algorithmus kann die Minimalgröße durch einen Vorfaktor zur Berechnung der Partikelgröße angepasst werden. Dieser muss somit auf die Bildaufnahmefrequenz, die Anzahl der Pixel, die ein Korn repräsentieren, und die auftretenden minimalen Geschwindigkeiten abgestimmt werden.

Die maximal messbaren Geschwindigkeiten werden durch die maximal zulässige Bewegungsweite, die im Algorithmus definiert wird, begrenzt. Diese Größe lässt sich leicht an die Gegebenheiten anpassen, allerdings führt eine große Aufweitung des Bewegungsradius zu einem

Zuwachs von möglichen Kornpositionen und somit zu größeren Messunsicherheiten. Auch hierfür muss in Vorversuchen eine vernünftige Abwägung getroffen werden.

3.3.8 Räumliche Auflösung

Die räumliche Auflösung des Messsystems muss die Kinematik des Bewegungsfeldes wiedergeben können. Im Folgenden werden die Eigenschaften des beschriebenen Messsystems im Hinblick darauf besprochen.

Die kleinste räumliche Ausdehnung im Messbereich ist der Korndurchmesser, der die Auflösung nach unten hin begrenzt. Die nach dem Messprinzip minimal notwendige räumliche Ausdehnung ist ebenfalls der Korndurchmesser, da während des Auswertevorgangs keinerlei räumliche Mittelungen notwendig sind, sondern die Bewegungen einzelner Körner ermittelt werden können. Dies ist im Vergleich zu einer an die PIV angelehnten Methode unter der Verwendung von Interrogation Areas ein großer Vorteil. Dort ist es, wie beschrieben, notwendig, eine bestimmte Anzahl bewegter Körner in einer Interrogation Area zu haben, um eine eindeutige Korrelation zu erhalten, wodurch die maximal mögliche Auflösung bestimmt ist. Nach dem hier beschriebenen Messprinzip können einzelne Kornbewegungen aufgelöst werden und die maximale Auflösung ist nur durch den Korndurchmesser gegeben.

Allerdings wurden im Rahmen dieser Arbeit in den dargestellten Abbildungen im Postprocessing räumliche Mittelungen vorgenommen, um das Bewegungsfeld repräsentativ darzustellen. Auch für die Berechnung zeitlicher Mittelwerte ist eine gewisse räumliche Mittelung notwendig, da Kornbewegungen an exakt gleichen Positionen nie auftreten.

Eine weitere Limitierung der räumlichen Auflösung ist durch das Mischverhältnis von schwarz gefärbten und natürlichen Körnern gegeben. Das Messprinzip beruht auf der Bewegung von dunklen Körnern auf hellem Hintergrund. Daher dürfen die benachbarten Körner eines bewegten Korns nicht schwarz und deren Bewegung somit nicht messbar sein. Dadurch ergibt sich eine minimale Auflösung zumindest bei kleinen Geschwindigkeiten von zwei Korndurchmessern, so dass im Durchschnitt alle Nachbarn eines schwarzen bewegten Korns hell sind. Für höhere Geschwindigkeiten mit großen Bewegungsweiten muss die Verteilung von schwarzen Körnern weiter ausgedünnt werden, da ansonsten zu viele Korrelationspartner je Korn zur Verfügung stehen und so die Fehleranfälligkeit steigt.

3.3.9 Zusammenfassung

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messsystem zur Sedimentbewegungsmessung mit Hilfe von Bildverarbeitungsmethoden ermöglicht eine nahezu berührungslose Quantifizierung der Sedimentbewegungen komplexer Erosionsprozesse. Die eindeutige Identifikation bewegter Körner wird durch die Färbung eines Anteils von 20% der Partikel und den dadurch erreichten klaren Kontrast zum Hintergrund gewährleistet. Das Bewegungsfeld kann durch die Anwendung eines PTV-ähnlichen Auswertungsalgorithmus räumlich hoch aufgelöst werden. Die Abdeckung des auftretenden Korngeschwindigkeitsspektrums erfolgt über die Anpassung von Kamera- und Algorithmusparametern. Die durchgeführte Parameterstudie zeigt die Wirkung der einzelnen Möglichkeiten, innerhalb des Algorithmus fehlerhafte Korrelationen auszuschließen und die Auswirkungen der Restriktionen auf Stichprobenanzahl und

Messgenauigkeit.

3.4 Laser-Doppler-Anemometrie

Die LDA (Laser-Doppler-Anemometrie) ist eine Messtechnik zur punktuellen Messung von Strömungsgeschwindigkeiten. Das Prinzip basiert auf dem Doppler-Effekt, der durch die Reflexion von Laserlicht an sich in der Strömung mitbewegenden, so genannten Seedingpartikeln ausgelöst wird. Das grundlegende Messprinzip ermöglicht die Aufnahme eindimensionaler Geschwindigkeitskomponenten, die Messsysteme können allerdings für mehrdimensionale Messungen ausgelegt werden. Die LDA ist eine hoch genaue, je nach Versuchsaufbau nahezu berührungslose und zeitlich hochauflösende Messtechnik, die sich für die Aufnahme des sohnahen Strömungsfeldes in einem Kolk, vor allem auch im Vergleich zu anderen Methoden, sehr gut eignet. Im Folgenden werden die Grundlagen von Messtechnik und Auswertung beschrieben.

3.4.1 Grundlagen

Doppler-Effekt

Der Doppler-Effekt beschreibt in der Physik die Frequenzverschiebung eines Wellensignals, die ein Empfänger wahrnimmt, wenn eine Relativbewegung zwischen ihm und dem Signalsender besteht. Bewegt sich beispielsweise der Empfänger auf den Sender zu (siehe Abbildung 3.17), verkürzt sich der zeitliche Abstand zwischen zwei beim Empfänger eintreffenden Wellenbergen. Somit ist die wahrgenommene Frequenz des Signals höher. Bei entgegengesetzter Bewegungsrichtung ergibt sich eine entgegengesetzte Frequenzverschiebung.

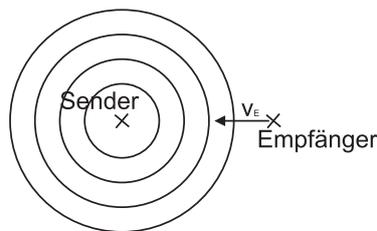


Abbildung 3.17: Doppler-Effekt mit sich bewegendem Empfänger

Für den beschriebenen Fall einer Bewegung des Signalempfängers relativ zum Sender wird die vom Empfänger wahrgenommene Frequenz f_D nach Bohrmann u. a. (1993) durch Gleichung 3.17 beschrieben.

$$f_D = \frac{c \pm v_E}{\lambda} \quad (3.17)$$

Dabei ist c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle im umgebenden Medium, v_E die Geschwindigkeit des Empfängers und λ die Wellenlänge. Bei einer Bewegung aufeinander zu ist die Gleichung mit $+$ zu berechnen, umgekehrt mit $-$.

Doppler-Effekt in der LDA

In der Strömungsmechanik wird das Prinzip des Doppler-Effekts auf verschiedene Arten zur Geschwindigkeitsmessung verwendet. Dabei ist allen Methoden gemein, dass in der Strömung mitschwimmende Partikel ausgesendete Wellen mit einer Doppler-verschobenen Frequenz reflektieren. Dieses Signal wird wiederum aufgenommen und daraus die Geschwindigkeit der Partikel bestimmt. Dabei ist das Vermögen der Partikel, der Strömung zu folgen, von entscheidender Bedeutung, da die Partikelbewegung die Messgröße für die Fluidbewegung ist (eine nähere Erörterung dieser Thematik findet sich im folgenden Abschnitt).

Im Fall der Laser-Doppler-Anemometrie ist es notwendig, monochromatisches Laserlicht mit kohärenten Phasenbeziehungen zur Geschwindigkeitsmessung zu verwenden (Ruck u. a. (1990)).

Grundsätzlich gibt es verschiedene LDA-Verfahren (siehe Ruck u. a. (1990)), von denen allerdings in den letzten Jahrzehnten hauptsächlich das Zweistrahlverfahren (wie auch in dieser Arbeit) verwendet wurde. Deshalb beschränken sich die nachfolgenden Erläuterungen auf diese Anordnung.

Beim Zweistrahlverfahren wird ein Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, die wiederum von einer Linse im so genannten Messvolumen unter dem Winkel 2ϕ zur Überschneidung gebracht werden. Dieser Überschneidungsbereich stellt das Raumvolumen dar, in dem Partikelgeschwindigkeiten gemessen werden (Abbildung 3.18). Innerhalb dieses Messvolumens bildet die Überlagerung der beiden Laserstrahlen ein so genanntes Interferenzstreifenmuster, das aus parallel zur Winkelhalbierenden der beiden Strahlen verlaufenden Streifen hoher und niedriger Lichtintensität besteht.

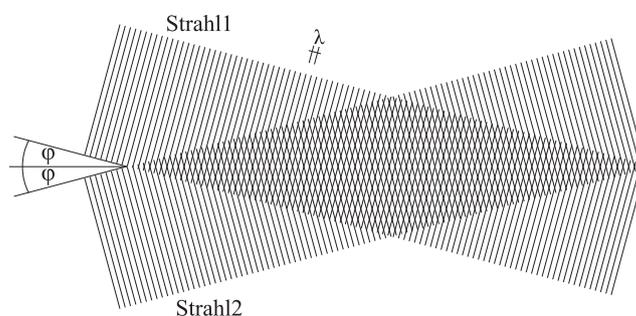


Abbildung 3.18: Schematisches Messvolumen im Zweistrahlverfahren

Bewegt sich ein Partikel durch das Messvolumen, reflektiert es das Licht der beiden Laserstrahlen als Doppler-Empfänger mit unterschiedlichen Frequenzverschiebungen, da diese proportional zur Bewegungskomponente in der jeweiligen Strahlachse sind. Auf Grund der hochfrequenten Lichtwellen (etwa 10^{14} Hz) ist es nicht möglich, mit modernen Signalaufnehmern die Doppler-verschobenen Frequenzen der beiden Einzelstrahlen aufzulösen. Da aber die Frequenzverschiebungen durch die unterschiedlichen Strahlrichtungen leicht voneinander abweichen, ergibt sich aus der Überlagerung der beiden reflektierten Lichtwellen ein Signal, das eine so genannte Schwebungsfrequenz enthält. In Abbildung 3.19 ist die Überlagerung zweier beliebiger, leicht frequenzverschobener Schwingungen dargestellt. Die Einhüllende der Signalamplitude der Überlagerung schwingt mit der Schwebungsfrequenz. Rechnerisch ergibt sich diese aus Gleichung 3.18 (Dobrinski u. a. (2006)).

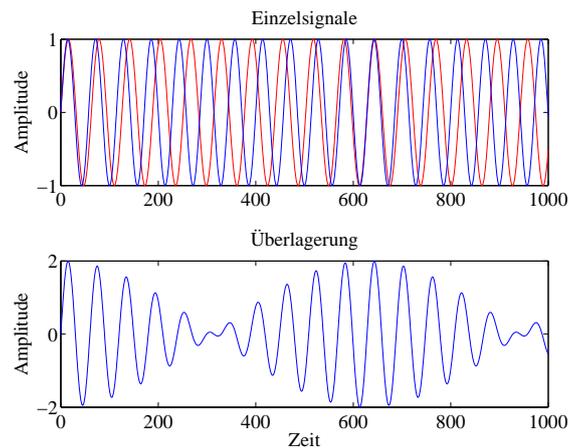


Abbildung 3.19: Schwebungsfrequenz aus der Überlagerung frequenz-verschobener Einzelsignale

$$f_{Sch} = f_2 - f_1 = \Delta f \quad (3.18)$$

Hierin entsprechen f_{Sch} der Schwebungsfrequenz sowie f_1 und f_2 den Einzelfrequenzen. Daraus ergibt sich, dass die im LDA-Signal auftretende Schwebung dem Unterschied der Dopplerverschiebungen der Partikelreflexionen aus beiden Strahlen entspricht. In Abbildung 3.20 sind die zur Berechnung relevanten Geschwindigkeitskomponenten eines beliebigen Partikeldurchgangs dargestellt.

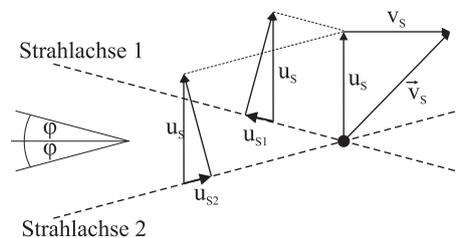


Abbildung 3.20: Relevante Geschwindigkeitskomponenten beider Einzelstrahlen

Wird der Geschwindigkeitsvektor \vec{v}_S des betrachteten Partikels in eine, bezogen auf die Winkelhalbierende, senkrechte und eine parallele Komponente (u_S , v_S respektive) aufgeteilt, wird klar, dass v_S zwar eine Dopplerverschiebung bewirkt, diese allerdings für beide Strahlen gleich ist und somit in der relevanten Schwebungsfrequenz nicht auftritt. Lediglich die senkrechte Komponente u_S trägt zur Schwebung bei und ist die Messgröße der LDA. Die Beträge der Dopplerelevanten Komponenten von u_S für beide Laserstrahlen entsprechen

$$u_{S1} = u_{S2} = u_S \cdot \sin \phi. \quad (3.19)$$

Werden beide Komponenten in Gleichung 3.17 und darauffolgend in Gleichung 3.18 einge-

setzt, ergibt sich für die LDA-Messfrequenz f_d

$$f_d = f_{Sch} = \frac{c + u_S \cdot \sin \phi}{\lambda} - \frac{c - u_S \cdot \sin \phi}{\lambda} \quad (3.20)$$

bzw.

$$u_S = f_d \frac{\lambda}{2 \sin \phi} . \quad (3.21)$$

Somit lässt sich aus der aufgenommenen Frequenz unter Kenntnis des Schnittwinkels und der Wellenlänge direkt ohne Kalibrierung die Partikelgeschwindigkeit berechnen.

Gleichung 3.21 kann auch aus der elektromagnetischen Feldtheorie (siehe z. B. Ruck u. a. (1990)) oder über geometrische Überlegungen anhand des Interferenzstreifenmusters (angedeutet in Abbildung 3.21) und den Abstand der Intensitätsmaxima δx im Messvolumen hergeleitet werden.

Shiftfrequenz

Aus den vorhergehenden Überlegungen zur Berechnung der Geschwindigkeit lässt sich ableiten, dass die aufgenommene Frequenz zwar Informationen über den Geschwindigkeitsbetrag, nicht aber die Richtung beinhaltet. Zwei betragsmäßig gleiche, entgegengerichtete Bewegungen würden in Gleichung 3.20 zwar ein unterschiedliches Vorzeichen von f_d ergeben, das allerdings physikalisch und für die Messung der Frequenz nicht relevant ist. Die Messung von "negativen" Geschwindigkeiten wird durch eine Frequenzverschiebung eines der beiden Laserstrahlen um die so genannte Shiftfrequenz f_S ermöglicht. Daraus ergibt sich für ein ruhendes Partikel im Messvolumen eine Schwebungsfrequenz, die der Shiftfrequenz entspricht. Die Messfrequenz f_d berechnet sich dadurch analog zu Gleichung 3.20 zu

$$f_d = f_S + \left(\frac{c + u_S \cdot \sin \phi}{\lambda} - \frac{c - u_S \cdot \sin \phi}{\lambda} \right) . \quad (3.22)$$

Eine Vorzeichenänderung des Klammerausdrucks bewirkt somit nun eine Betragsänderung von f_d . Solange f_S größer gewählt wird als die maximal auftretende "negative" Schwebungsfrequenz, ergeben sich für entgegengesetzte Bewegungen unterschiedliche Messfrequenzen. u_S berechnet sich folglich aus

$$u_S = (f_d - f_S) \frac{\lambda}{2 \sin \phi} . \quad (3.23)$$

Aufbau einer LDA-Sonde

Der Aufbau einer LDA-Sonde ist in Abbildung 3.21 schematisch dargestellt. Der vom Laser emittierte Strahl wird in einer so genannten Bragg-Zelle in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Parallel zur Aufspaltung wird einer der Strahlen in der Bragg-Zelle um die Shiftfrequenz verschoben. Die Bragg-Zelle besteht aus einem kristallinen Medium, in dem akustische Wellen und somit Dichteunterschiede erzeugt werden. Wird der Laserstrahl durch den Kristall geleitet, führen die Dichtewellen zur Beugung und Frequenzmodulation. Die genaue Funktionsweise der Bragg-Zelle ist in Ruck u. a. (1990) beschrieben. Die beiden Laserstrahlen werden parallel auf eine Linse geleitet, in deren Brennpunkt sie sich im Messvolumen schneiden. Das rückgestrahlte Licht wird wiederum mit einer Empfangslinse fokussiert und auf einen Photomultiplier geleitet, der das Licht proportional zur Intensität in ein Spannungssignal umwandelt.

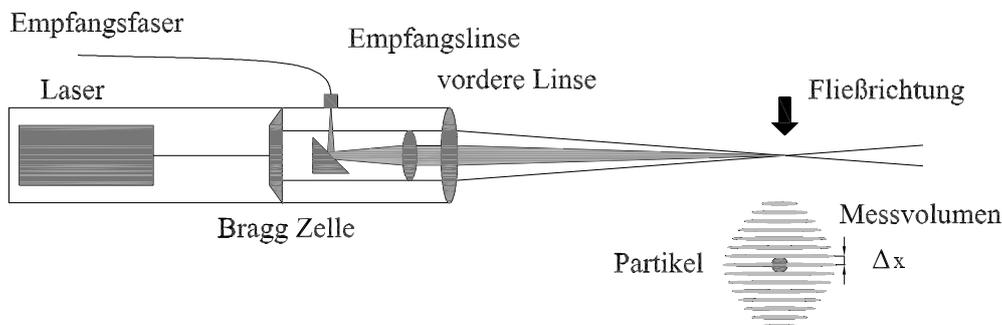


Abbildung 3.21: Aufbau einer LDA-Anlage (Rapp (2009))

Signalverarbeitung

Der Photomultiplier produziert ein kontinuierliches Spannungssignal, das in der Folge mit dem Ziel aufbereitet wird, die Reflexionen durch das Messvolumen strömender Partikel, die so genannten Bursts, zu isolieren. In der Regel werden zuerst mit Hilfe eines analogen Bandpass-Filters dem Signal hochfrequente und sehr niederfrequente Moden entnommen. Die herauszufilternden hohen Frequenzen sind in der Regel auf elektronisches Rauschen oder ungewollte Reflexionen an Wänden oder der Sohle zurückzuführen. Die bedeutendste niederfrequente Schwingung ist das so genannte *Pedestal*, das dem Anwachsen und Abnehmen der Streulichtintensität der Partikelreflexion auf Grund der Gauß-förmigen Intensitätsverteilung in Strahlquerschnitt und somit auch im Messvolumen entspricht.

Die weitere Signalverarbeitung erfolgt in der Regel nach einer Digitalisierung softwaretechnisch. Dabei ist es unbedingt notwendig, dass die Aufnahmefrequenz f_a des Analog-Digital-Wandlers mindestens dem Doppelten der maximal auftretenden Messfrequenz $f_d + f_s$ entspricht ($f_a > 2 \cdot (f_d + f_s)$), damit das so genannte Nyquist-Kriterium erfüllt und somit

sichergestellt ist, dass alle Frequenzen eindeutig und ohne Aliasing-Effekte wiedergegeben werden (Meyer (2006)).

Ein Burst (idealisierte Darstellung siehe Abbildung 3.22) kann nun durch eine Triggerung der Signalamplitude identifiziert werden. Daraufhin wird das Signal in der Umgebung des Burst isoliert betrachtet. Eine definierte Anzahl von digitalisierten Signalstichproben wird herausgetrennt und die vorherrschende Frequenz $f_d + f_s$ durch eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) identifiziert. Daraus wird nach Gleichung 3.23 die Partikelgeschwindigkeit berechnet. Bei der Ausführung der FFT werden so genannte Fensterfunktionen (z. B. *Hamming*, *Hanning* oder *Blackwell*) verwendet, um den Fehler zu verringern, der bei der FFT durch die Nicht-Periodizität des Burstsignals entsteht (Rapp (2009)).

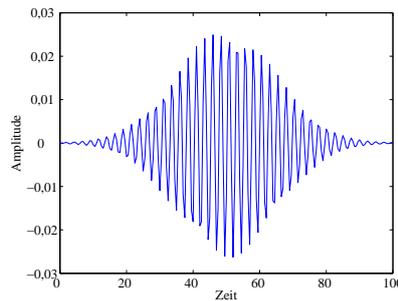


Abbildung 3.22: Idealisierter Burst

Das Ergebnis der FFT ist das Frequenzspektrum des betrachteten Signalabschnitts. Dabei wird der Bereich zwischen den Frequenzen 0 und $f_a/2$ dargestellt und mit der halben Stichprobenanzahl n der FFT aufgelöst. Somit ergibt sich der Unterschied zwischen zwei diskreten Frequenzwerten des Spektrums zu:

$$\Delta f = \frac{f_a/2}{n/2} = \frac{f_a}{n} \quad (3.24)$$

Δf entspricht nach Gleichung 3.21 einem Unterschied in der Partikelgeschwindigkeit von

$$\Delta u = \Delta f \frac{\lambda}{2 \sin \phi}. \quad (3.25)$$

Wie bei Rapp (2009) beispielhaft ausgeführt, liegt Δu für realistische Parameter der Signalverarbeitung im Bereich einiger cm/s . Durch die Einbeziehung der beiden Nachbarfrequenzen des Maximums in eine Interpolation mit Hilfe einer Wichtungsfunktion (z. B. Gauß'sche Glockenkurve) kann die Messgenauigkeit erheblich erhöht werden.

Auswertung

Aus den ermittelten Frequenzen können nach Gleichung 3.23 die entsprechenden instantanen Geschwindigkeiten berechnet werden. Für die weitere Auswertung, wie die Mittelwertbildung bzw. die Berechnung der mittleren Schwankungsgrößen, muss der Effekt des *Biasing* beachtet werden (Ruck u. a. (1990), Rapp (2009)).

Die Datenrate einer LDA-Messung wird vor allem durch die Anzahl der Partikel beeinflusst, die pro Zeiteinheit durch das Messvolumen strömen. Geht man von einer gleichmäßig verteilten Partikeldichte pro Volumeneinheit Wasser aus, bedeutet dies, dass bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten ein höherer Volumenstrom pro Zeiteinheit und somit mehr Seedingpartikel pro Zeiteinheit durch das Messvolumen strömen als bei niedrigen Geschwindigkeiten. Somit ergeben sich statistisch mehr Messwerte pro Zeiteinheit für hohe Geschwindigkeiten als für niedrige. Dies führt bei einer Ensemblemittelung zur Übergewichtung der hohen Geschwindigkeiten und somit zu einer Überschätzung des Mittelwerts, die sich auch auf die Berechnung der Schwankungsgrößen auswirkt.

Verschiedene Methoden der Eliminierung des *biasing errors* werden in Rapp (2009) näher beschrieben. Als bestes Verfahren ergibt sich hierbei die Methode nach Barnett und Bentley (1974), die eine Zeitintegration des Geschwindigkeitssignals und damit eine Wichtung der Messwerte mit der Partikelverweilzeit im Messvolumen vorschlagen. Daraus resultieren mit einem numerischen Verfahren zweiter Ordnung die Gleichungen 3.26 und 3.27 für die Berechnung von Mittelwert und zeitlich gemittelten Schwankungsgrößen.

$$\langle u \rangle = \frac{1}{t_0} \int_{t=0}^{t_0} u_i dt \approx \frac{1}{t_0} \sum_{i=1}^N u_i \Delta t_i = \frac{1}{t_0} \sum_{i=1}^N u_i \cdot (t_{i+1} - t_{i-1})/2 \quad (3.26)$$

$$\langle u'u' \rangle = \frac{1}{t_0} \int_{t=0}^{t_0} (u_i - \langle u \rangle)^2 dt \approx \frac{1}{t_0} \sum_{i=1}^N (u_i - \langle u \rangle)^2 \Delta t_i = \frac{1}{t_0} \sum_{i=1}^N (u_i - \langle u \rangle)^2 \cdot (t_{i+1} - t_{i-1})/2 \quad (3.27)$$

Dabei entspricht t_0 der gesamten Messdauer, der Index i bezeichnet die einzelnen Messwerte und N die Anzahl der einbezogenen Messwerte.

Brechung

Bei LDA-Messungen in Wasserkanälen wird die Sonde (wenn sie nicht dazu geeignet ist ins Wasser eingetaucht zu werden) außerhalb des Kanals platziert. Somit erfolgt der Strahlengang durch die Kanalwand in den Wasserkörper. Dabei werden die Laserstrahlen nach den Gesetzen der Lichtbrechung aufgrund der veränderten Ausbreitungsgeschwindigkeit c abgelenkt, wodurch sich der Schnittwinkel ϕ im Messvolumen ändert ($\sin \phi_2 = \sin \phi_1/n_{1,2}$, mit $n_{1,2} = c_1/c_2$). Gleichzeitig ändert sich beim Übertritt die Wellenlänge der Lichtstrahlen durch die veränderte Ausbreitungsgeschwindigkeit bei gleichbleibender Frequenz: $\lambda = c/f$. Somit ist $\lambda_2 = c_1/(n_{1,2}f) = \lambda_1/n_{1,2}$. Durch das Einsetzen der beiden veränderten Größen in Gleichung 3.21 zeigt sich, dass sich wegen der Veränderung beider Größen der Einfluss auf die Messfrequenz f_d herauskürzt.

$$f_d = u_P \frac{2 \sin \phi_2}{\lambda_2} = u_P \frac{2 \sin \phi_1/n_{1,2}}{\lambda_1/n_{1,2}} = u_P \frac{2 \sin \phi_1}{\lambda_1} \quad (3.28)$$

Somit muss bei der Geschwindigkeitsberechnung der Einfluss der Brechung nicht beachtet werden. Sehr entscheidend für die Messgenauigkeit ist allerdings, dass die optische Achse der

Sonde senkrecht auf die Kanalwand gerichtet wird, da ansonsten Messabweichungen durch die resultierende Verzerrung des Interferenzstreifenmusters entstehen.

Für die Positionierung der LDA-Sonde ist allerdings der Einfluss der Brechung auf den Winkel ϕ zwischen den Laserstrahlen und die dadurch bedingte Änderung der Brennweite zu beachten. Bei einem Übergang von Luft durch Glas in Wasser wird ϕ kleiner und die effektive Brennweite somit größer. Auf diese Problematik wird im Kapitel 5.5 genauer eingegangen.

3.4.2 Seeding

Für LDA-Messungen müssen der Strömung geeignete Partikel zugegeben werden, das so genannte Seeding. Da die eigentliche Messgröße die Partikelgeschwindigkeit ist, muss gewährleistet sein, dass die Partikel den vorherrschenden Strömungsstrukturen möglichst unverzögert folgen. Zum anderen müssen sie so beschaffen sein, dass das Laserlicht in ausreichender Intensität reflektiert wird. Diese beiden Eigenschaften werden im Folgenden näher betrachtet.

Partikelfolgevermögen

Die wichtigste Kennzahl zur Abschätzung des Folgevermögens eines Partikels in einer Strömung ist die Stokes-Zahl. Sie ist definiert zu

$$St = \frac{t_r}{t_\eta}, \quad (3.29)$$

mit der Partikelrelaxationszeit t_r und der Kolmogorov-Zeitskala t_η .

t_r ist dabei eine Zeitskala bezogen auf die Eigenschaften eines Partikels in einem bestimmten Medium. Sie repräsentiert die Trägheit der Partikel und deren Reaktionsvermögen auf Änderungen der Strömungsgeschwindigkeiten. Unter der Voraussetzung, dass durch die Partikelbewegung kein Einfluss auf die Fluidströmung entsteht und dass die Partikel-Reynolds-Zahl ($Re_p = d_p |u_p - u_f| \nu^{-1}$ mit u_p und u_f gleich Partikel- und Fluidgeschwindigkeit) kleiner eins ist, also eine schleichende Strömung um das Partikel vorliegt, lässt sich das Zeitmaß für sphärische Partikel nach Gleichung 3.30 berechnen. Die Herleitung aus einem Kräftegleichgewicht am Partikel ist in Rapp (2009) näher beschrieben.

$$t_r = \frac{\rho_p d_p^2}{\rho_f 18\nu} \quad (3.30)$$

Hierin stehen ρ_p bzw. ρ_f für die Dichten von Partikel und Fluid und d_p für den Partikeldurchmesser.

Die Kolmogorov-Zeitskala ergibt sich aus den Kolmogorov-Hypothesen (Pope (2000)). Sie besagen, dass in turbulenten Strömungen mit genügend hoher Reynolds-Zahl die statistischen Eigenschaften der kleinskaligen Strömungsstrukturen ähnlich und lokal isotrop sind. Die Information der Begrenzungen des Strömungsfeldes, die die großskaligen Wirbel dominiert, geht beim Übergang der Energie zu den kleineren Wirbeln verloren. Das Verhalten dieser

Wirbel ist dann ausschließlich durch die kinematische Viskosität ν und die Dissipationsrate ϵ bestimmt. Das Zeitmaß bestimmt sich zu

$$t_\eta = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{1/2}. \quad (3.31)$$

Die Dissipationsrate ϵ ist eine skalare Feldgröße, die aus dem symmetrischen Anteil des Geschwindigkeitsgradiententensors S_{ij} berechnet wird:

$$\epsilon = 2\nu S_{ij}S_{ij} \quad (3.32)$$

Somit ist auch das Kolmogorov-Zeitmaß im Raum veränderlich und findet sein Minimum an der Stelle der maximalen Dissipationsrate.

Ist nun die Relaxationszeit der Partikel t_r kleiner als das kleinste Kolmogorov-Zeitmaß des Strömungsfeldes t_η , also die Stokes-Zahl kleiner eins, können die Partikel näherungsweise auch den kleinsten Strukturen folgen und somit ist gewährleistet, dass gemessene Partikelgeschwindigkeiten die umgebenden Strömungsgeschwindigkeiten repräsentieren.

Rückstreuverhalten

Zur Beschreibung des Streuverhaltens von Partikeln, deren Größe im Bereich der Wellenlänge des gestreuten Lichts ($d_p \approx \lambda$) liegt, kann die Theorie von Mie herangezogen werden (Zinth und Zinth (2008)). Mit ihrer Hilfe wird in Abhängigkeit des Verhältnisses der Brechungsindizes von Partikel und umgebendem Medium, der Partikelgröße und der Lichtwellenlänge die polare Intensitätsverteilung des vom Partikel gestreuten Lichts berechnet (Raffel u. a. (1998)). Für die Verwendung von Seedingpartikeln für LDA-Messungen ist dabei in der Regel die Intensität des rückgestreuten Lichts von Interesse. Die polare Verteilung ist vom Verhältnis zwischen Partikeldurchmesser und Wellenlänge abhängig. Dabei steigt mit zunehmendem Durchmesser die Fluktuation der Lichtintensitäten mit Veränderung des Winkels. Damit einher geht die Zunahme der Vorwärtsstreuung im Verhältnis zur Rückwärtsstreuung. Der Absolutwert der Intensitäten steigt ebenfalls mit zunehmender Partikelgröße. Genauere Ausführungen hierzu finden sich bei Rapp (2009) und eine mathematische Herleitung der Mie-Theorie bei van de Hulst (1957).

Das Verhältnis der Partikelgröße zum Interferenzstreifenabstand im Messvolumen ist laut Ruck u. a. (1990) aus einer theoretischen Herleitung für die Signalqualität der Messfrequenz zu beachten, in einer realen Anwendung allerdings von sehr geringer Bedeutung. Durst u. a. (1987) leitet für ein Teilchen mit angenommener quadratischer Projektionsfläche und einer Seitenlänge, die dem Interferenzstreifenabstand entspricht, her, dass die Streulichtintensität des Partikels im Messvolumen ortsunabhängig ist, da in jeder Partikelposition jeweils die eine Hälfte des Teilchens in einem Bereich hoher und die andere im Bereich niedriger Lichtintensität zu liegen kommt. Für die reale Anwendung hat dieser Sonderfall lediglich eine geringe Bedeutung, da der Effekt durch eine kreisförmige Projektionsfläche stark abgemindert wird. Zum anderen weisen Seedingpartikel immer eine gewisse Korngrößenverteilung auf, so dass diese Restriktion lediglich für einen Bruchteil der Körner relevant ist. Außerdem wird der Effekt dadurch verringert, dass die Intensität der Interferenzstreifen über das gesamte Mess-

volumen Gauß-förmig verteilt ist und somit zusätzlich Variationen der Lichtintensität der einzelnen Streifen auftreten.

3.4.3 Messung dreidimensionaler Turbulenzeigenschaften

Messung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeitskomponenten

Mit Hilfe einer 1D-LDA-Sonde kann lediglich eine Geschwindigkeitskomponente gemessen werden. Um den räumlichen Geschwindigkeitsvektor zu ermitteln, sind somit drei 1D-Messungen an einem Messpunkt notwendig. Dabei können allerdings nur zeitlich gemittelte Werte der Vektorkomponenten errechnet werden, da nicht alle drei Komponenten gleichzeitig aufgezeichnet werden können. Da die drei Messungen aus geometrischen Gründen selten entlang der in der Regel gesuchten kartesischen Koordinatenachsen möglich sind, ist im Laufe der Auswertung eine Koordinatentransformation notwendig. Dies geschieht unter der Verwendung des Skalarprodukts (siehe Gleichung 3.33), das der Projektion des gemittelten Geschwindigkeitsvektors \vec{v} auf eine Messrichtung \vec{n}_i entspricht. v_i bezeichnet den Betrag der in der Richtung i gemessenen Geschwindigkeit und $\alpha_{j,i}$ den Winkel, den der Normalenvektor n_i der Messrichtung i mit der jeweiligen Koordinatenachse (x, y, z) einschließt.

$$\langle v_i \rangle = \langle \vec{v} \rangle \circ \vec{n}_i = \begin{pmatrix} \langle u \rangle \\ \langle v \rangle \\ \langle w \rangle \end{pmatrix} \circ \begin{pmatrix} \cos \alpha_{x,i} \\ \cos \alpha_{y,i} \\ \cos \alpha_{z,i} \end{pmatrix} = \langle u \rangle \cos \alpha_{x,i} + \langle v \rangle \cos \alpha_{y,i} + \langle w \rangle \cos \alpha_{z,i} \quad (3.33)$$

Aus drei Messungen ($i = 1, 2, 3$) in linear unabhängigen Raumrichtungen ergibt sich ein Gleichungssystem mit drei Gleichungen und drei Unbekannten, den mittleren Geschwindigkeitskomponenten in den kartesischen Koordinatenrichtungen ($\langle u \rangle, \langle v \rangle, \langle w \rangle$), die daraus berechnet werden können.

Messung der dreidimensionalen Schwankungsgrößen

Wie in Kapitel 2 beschrieben, sind für die Charakterisierung der Turbulenzeigenschaften einer Strömung die Schwankungsgrößen der auftretenden Geschwindigkeiten von entscheidender Bedeutung. Dabei interessieren nicht nur die zeitlichen Fluktuationen der einzelnen Komponenten, sondern auch die Korrelation der Schwankungsgrößen in die unterschiedlichen Raumrichtungen, die so genannten Reynolds-Spannungen. Alle hierbei auftretenden Kombinationen finden sich im Reynolds-Spannungstensor (Gleichung 2.10).

Um die einzelnen, instantanen Anteile des Tensors messen zu können, ist es notwendig die entsprechenden Komponenten simultan aufzuzeichnen. Dazu müssen in der jeweiligen Ebene, in der die Komponenten liegen, zwei Richtungen zeitgleich gemessen werden. Da dies auch mit mehrdimensionalen LDA-Systemen geometrisch oft nicht möglich ist - wie auch im Fall der hier behandelten Messungen im Bereich eines Pfeilerkolks -, kann mit der im Folgenden beschriebenen Methode mit Hilfe von mehreren eindimensionalen LDA-Messungen der zeitlich gemittelte Reynolds-Spannungstensor ermittelt werden (Durst u. a. (1987)).

Werden sowohl die gemessene Geschwindigkeit v_i als auch die gesuchten kartesischen Geschwindigkeitskomponenten in Mittelwert und Fluktuation aufgeteilt und in Gleichung 3.33 eingesetzt, ergibt sich Gleichung 3.34:

$$\langle v_i \rangle + v'_i = \langle \vec{v} \rangle \circ \vec{n}_i + \vec{v}' \circ \vec{n}_i \quad (3.34)$$

Und daraus ergibt sich wiederum unter Verwendung von Gleichung 3.33:

$$v'_i = \vec{v}' \circ \vec{n}_i = u' \cos \alpha_{x,i} + v' \cos \alpha_{y,i} + w' \cos \alpha_{z,i} \quad (3.35)$$

Durch die Quadrierung von Gleichung 3.35 erhält man:

$$\begin{aligned} v_i'^2 &= u'^2 (\cos \alpha_{x,i})^2 + v'^2 (\cos \alpha_{y,i})^2 + w'^2 (\cos \alpha_{z,i})^2 + \\ &\quad + 2u'v' \cos \alpha_{x,i} \cos \alpha_{y,i} + 2u'w' \cos \alpha_{x,i} \cos \alpha_{z,i} + 2v'w' \cos \alpha_{y,i} \cos \alpha_{z,i} \end{aligned}$$

Das Gleichungssystem 3.36 enthält sechs unbekannte Größen. Um dieses lösen zu können, ist es notwendig, sechs entsprechende Gleichungen ($i = 1..6$) zur Verfügung zu haben und somit in einem Punkt der Strömung Geschwindigkeitskomponenten in sechs verschiedene, linear unabhängige Raumrichtungen zu messen. Da, wie oben beschrieben, wiederum nicht alle Kombinationen von instantanen Schwankungsgrößen gemessen werden können, wird Gleichung 3.36 zeitlich gemittelt.

Somit ergibt sich folgendes Gleichungssystem zur Ermittlung der zeitlich gemittelten Schwankungsgrößen:

$$\begin{pmatrix} \langle v'_1 v'_1 \rangle \\ \langle v'_2 v'_2 \rangle \\ \langle v'_3 v'_3 \rangle \\ \langle v'_4 v'_4 \rangle \\ \langle v'_5 v'_5 \rangle \\ \langle v'_6 v'_6 \rangle \end{pmatrix} = A \circ \begin{pmatrix} \langle u' u' \rangle \\ \langle v' v' \rangle \\ \langle w' w' \rangle \\ \langle u' v' \rangle \\ \langle u' w' \rangle \\ \langle v' w' \rangle \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

mit der Matrix

$$A = \begin{pmatrix} (\cos \alpha_{x,1})^2 & (\cos \alpha_{y,1})^2 & (\cos \alpha_{z,1})^2 & 2 \cos \alpha_{x,1} \cos \alpha_{y,1} & 2 \cos \alpha_{x,1} \cos \alpha_{z,1} & 2 \cos \alpha_{y,1} \cos \alpha_{z,1} \\ (\cos \alpha_{x,2})^2 & (\cos \alpha_{y,2})^2 & (\cos \alpha_{z,2})^2 & 2 \cos \alpha_{x,2} \cos \alpha_{y,2} & 2 \cos \alpha_{x,2} \cos \alpha_{z,2} & 2 \cos \alpha_{y,2} \cos \alpha_{z,2} \\ (\cos \alpha_{x,3})^2 & (\cos \alpha_{y,3})^2 & (\cos \alpha_{z,3})^2 & 2 \cos \alpha_{x,3} \cos \alpha_{y,3} & 2 \cos \alpha_{x,3} \cos \alpha_{z,3} & 2 \cos \alpha_{y,3} \cos \alpha_{z,3} \\ (\cos \alpha_{x,4})^2 & (\cos \alpha_{y,4})^2 & (\cos \alpha_{z,4})^2 & 2 \cos \alpha_{x,4} \cos \alpha_{y,4} & 2 \cos \alpha_{x,4} \cos \alpha_{z,4} & 2 \cos \alpha_{y,4} \cos \alpha_{z,4} \\ (\cos \alpha_{x,5})^2 & (\cos \alpha_{y,5})^2 & (\cos \alpha_{z,5})^2 & 2 \cos \alpha_{x,5} \cos \alpha_{y,5} & 2 \cos \alpha_{x,5} \cos \alpha_{z,5} & 2 \cos \alpha_{y,5} \cos \alpha_{z,5} \\ (\cos \alpha_{x,6})^2 & (\cos \alpha_{y,6})^2 & (\cos \alpha_{z,6})^2 & 2 \cos \alpha_{x,6} \cos \alpha_{y,6} & 2 \cos \alpha_{x,6} \cos \alpha_{z,6} & 2 \cos \alpha_{y,6} \cos \alpha_{z,6} \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

Abschätzung der räumlichen Häufigkeitsverteilung

Der gemittelte Reynolds-Spannungstensor beinhaltet die Varianzgrößen der dreidimensionalen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der instantanen Geschwindigkeiten am zugehörigen Messpunkt. In der Hauptdiagonale befinden sich die Standardabweichungen der Hauptachsenrichtungen und in den Nichtdiagonalelementen deren Kovarianzen. Die Kovarianzen zeigen an wie hoch die Korrelation zwischen dem Auftreten von Ereignissen hoher oder niedriger Geschwindigkeiten in den beiden Komponentenrichtungen ist. Der Reynolds-Spannungstensor wird deshalb als *Kovarianzmatrix* bezeichnet.

Somit lässt sich eine zwei- oder dreidimensionale Wahrscheinlichkeitsverteilung unter Annahme einer Verteilungsfunktion aus den Werten des Reynolds-Spannungstensors ermitteln. Dieses ist notwendig, um aus den eindimensionalen Messungen Fluktuationen von Geschwindigkeitsbeträgen ermitteln zu können. Dafür muss eine Verteilungsfunktion angesetzt werden, die aus den Komponenten des zeitlich gemittelten Reynolds-Spannungstensors eine räumliche Auftretenswahrscheinlichkeit von Geschwindigkeitsevents vorgibt. Dadurch kann neben dem zeitlich gemittelten Betrag auch dessen Fluktuation gebildet werden. Da Betragsschwankungen für die für den Sedimenttransport relevante Analyse des Strömungsfeldes eine wichtige Größe sind, wird in diesem Kapitel die Genauigkeit des Ansatzes einer Standardnormalverteilung in einer vergleichbaren Strömungssituation abgeschätzt.

Im Folgenden werden anhand eines Geschwindigkeitsprofils einer numerischen Strömungssimulation in einem Pfeilerkolk von Gobert u. a. (2010) aus den Komponenten des Reynolds-Spannungstensors zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen ermittelt und mit den Verteilungen der einzelnen Geschwindigkeitsereignisse aus der numerischen Berechnung verglichen. Es wurde ein repräsentatives Profil in der Symmetrieebene vor dem Pfeiler im Bereich des Hufeisenwirbels ausgewählt, innerhalb dessen die Werte der zeitlich gemittelten Reynolds-Spannungen $\langle u'_i u'_j \rangle$ bis zu drei Prozent der quadrierten Zuströmgeschwindigkeit erreichen. Aus den Ergebnissen der numerischen Berechnung wurden Geschwindigkeitswerte aus 10.000 Zeitschritten verwendet. Für die dargestellten zweidimensionalen Verteilungen wurde die vertikale Symmetrieebene ausgewählt. Als Verteilungsfunktion wurde die zweidimensionale Standardnormalverteilung gewählt. Diese berechnet sich im zweidimensionalen Fall nach Gleichung 3.38:

$$f(u, w) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\det RT}} \cdot e^{-1/2 \left(\begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \langle u \rangle \\ \langle w \rangle \end{pmatrix} \right)^T RT^{-1} \left(\begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \langle u \rangle \\ \langle w \rangle \end{pmatrix} \right)} \quad (3.38)$$

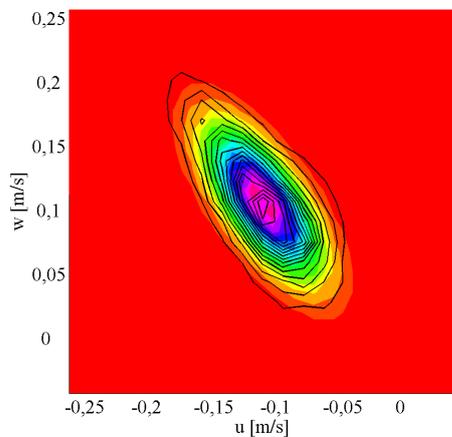
mit

$$RT = \begin{pmatrix} \langle u'u' \rangle & \langle u'w' \rangle \\ \langle u'w' \rangle & \langle w'w' \rangle \end{pmatrix}, \quad (3.39)$$

dem entsprechenden zweidimensionalen Anteil des Reynolds-Spannungstensors.

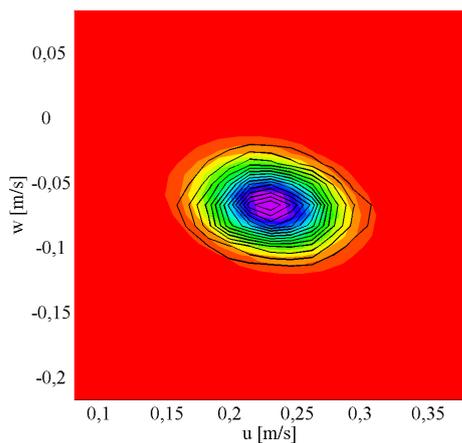
In den Abbildungen 3.23 und 3.24 sind beispielhaft zwei Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen dargestellt. Als Contour-Plot sind die aus den zeitlich gemittelten Varianzen berechneten Normalverteilungen zu sehen, die schwarzen Höhenlinien stellen die Verteilung der

instantanen numerischen Berechnungsergebnisse dar. Rechts neben den Abbildungen sind die Kovarianzmatrizen RT gegeben.



$$RT = \begin{pmatrix} 0,8521 & -0,7930 \\ -0,7930 & 1,4646 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$$

Abbildung 3.23: Exemplarische Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion 1



$$RT = \begin{pmatrix} 1,0926 & -0,2342 \\ -0,2342 & 0,5435 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$$

Abbildung 3.24: Exemplarische Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion 2

Abbildung 3.23 zeigt eine länglich gestreckte Verteilung, wohingegen 3.24 eine etwas rundere Verteilung darstellt. Dies zeigt sich in den Nichtdiagonalelementen der Reynolds-Spannungstensenoren. Die betragsmäßig größeren Werte in Beispiel 1 ergeben sich durch eine hohe Korrelation zwischen Ereignissen betragsmäßig großer vertikaler und horizontaler Geschwindigkeiten. Durch diese Korrelation ergibt sich eine gestreckte Form. Im Gegensatz dazu sind die Ereignisse großer Geschwindigkeitskomponenten im Beispiel 2 weniger korreliert. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zeigt somit keine starke Tendenz in eine Richtung. Das Vorzeichen der Nichtdiagonalelemente bestimmt die Drehung der mehr oder weniger gestreckten Ellipse. Treten hauptsächlich Ereignisse in den Quadranten Q_2 und Q_4 auf, ist der Wert negativ, für Q_1 und Q_3 ergeben sich positive Werte.

Die beiden dargestellten Beispiele sind repräsentativ für das untersuchte Profil im Bereich des Hufeisenwirbels. Die Abbildungen, dass sowohl die Orientierung als auch Form

und Ausdehnung der aus den instantanen Werten gebildeten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen durch Standardnormalverteilungen, berechnet aus den Einträgen des zeitlich gemittelten Reynolds-Spannungstensors, als sehr gute Näherung wiedergegeben werden können.

Fehlerabschätzung

Durch die Koordinatentransformationen, die im vorhergehenden Kapitel beschrieben wurden, ergibt sich für ungünstige Kombinationen der sechs Messrichtungen die Problematik, dass kleine Abweichungen der Messrichtungen durch die Umrechnung zu erheblichen Abweichungen der transformierten Messwerte führen können. Um die resultierenden Abweichungen abschätzen zu können, wurde die Methodik zur Ermittlung von Mittelwerten und Reynolds-Spannungen aus eindimensionalen LDA-Messungen mit einem kleinen Fehler in den Messrichtungen anhand der Ergebnisse der im vorhergehenden Abschnitt erwähnten numerischen Strömungssimulation in einem Pfeilerkolk von Gobert u. a. (2010) überprüft.

Für alle Zeitpunkte wurden in allen Messpunkten die Geschwindigkeitskomponenten bestimmt, die mit der LDA-Anlage in den sechs Messrichtungen unter Annahme eines Winkelfehlers gemessen werden würden. Aus diesen Zeitreihen wurden Mittelwerte und zeitlich gemittelte Schwankungsgrößen berechnet und diese nach Gleichung 3.33 und Gleichung 3.37 in die mittleren kartesischen Geschwindigkeitskomponenten und die Komponenten des Reynolds-Spannungstensors umgerechnet. Diese Profile können dann mit den direkt aus den numerischen Ergebnissen berechneten Größen verglichen werden.

In Abbildung 3.25 sind die numerischen Profile neben den Profilen der imaginären LDA-Messung für alle gesuchten Größen dargestellt. Den "Messwerten" liegt dabei die Anordnung der sechs Messrichtungen zugrunde, die auch im Rahmen der LDA-Messungen in dieser Arbeit angewendet wurde (genauere Beschreibung in Kapitel 5.5). Alle Werte wurden auf die mittlere Zuströmgeschwindigkeit u_m bzw. deren Quadrat normiert.

Die Determinante der Matrix A aus Gleichung 3.37 ist ein Maß für die lineare Unabhängigkeit der sechs Messrichtungen. Für einen idealen Messaufbau, der aus den drei Hauptachsenrichtungen und den drei Winkelhalbierenden der durch die Hauptachsen aufgespannten Ebenen besteht, ist $\det A = 1$. Zum Vergleich und zur Darstellung des Einflusses der Messrichtungen sind in Abbildung 3.26 die Profile einer imaginären LDA-Messung mit $\det A = 1$ und einer Winkelabweichung der gleichen Größenordnung wie in Abbildung 3.25 dargestellt.

In Tabelle 3.4 sind die über das Profil gemittelten Abweichungen, normiert auf die mittlere Zuströmgeschwindigkeit u_m bzw. deren Quadrat, aufgeführt.

Die Ergebnisse beruhen auf Berechnungen, bei denen in vier von sechs Messrichtungen eine Ungenauigkeit von einem Grad angenommen wurde. Diese Fehlerkonfiguration hatte sich nach Überprüfung verschiedener Abweichungskonstellationen als die ungünstigste herausgestellt, da in diesem Fall das Vektorensystem verzerrt und nicht wie bei einer Abweichung in allen Komponenten in sich stabil gedreht wurde.

Aus Tabelle 3.4 ist erkennbar, dass sich Winkelabweichungen gleicher Größenordnung in einem System von Messrichtungen, dessen Determinante kleiner ist, zu einem wesentlich höheren Prozentsatz bemerkbar machen.

Die größten Fehler treten im angewendeten Messsystem dabei in der kartesischen Raumrichtung auf, deren minimaler Winkel zu allen Messrichtungen am größten ist. In diesem Fall (genauere Beschreibung in Kapitel 5.5) wird die w -Komponente aus geometrischen Gründen unter einer minimalen Abweichung von 60° zur z -Richtung bestimmt. Daraus ergeben sich die in Abbildung 3.25 zu sehenden Unterschiede vor allem bei den Größen

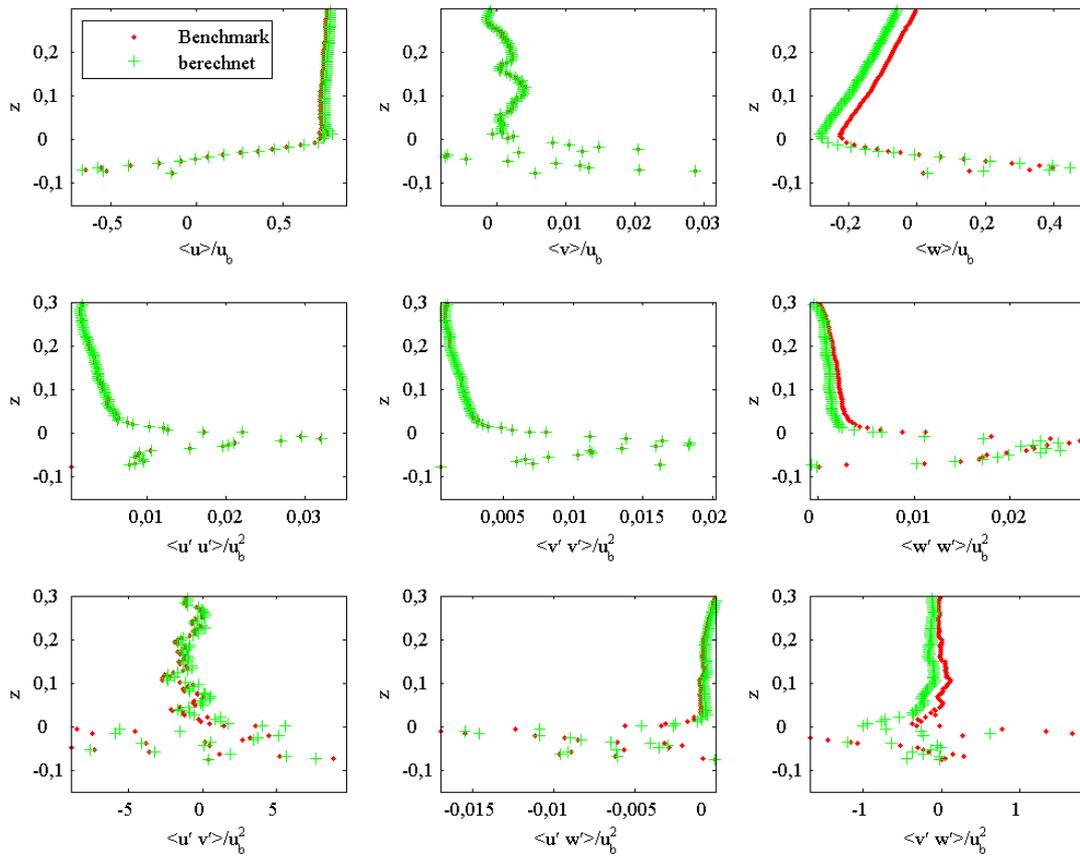


Abbildung 3.25: Geschwindigkeitsprofile zur Fehlerabschätzung, $\det A = 0,0109$

$\langle w \rangle / u_m$, $\langle w' w' \rangle / u_m^2$, $\langle u' w' \rangle / u_m^2$ und $\langle v' w' \rangle / u_m^2$. Wesentlich kleiner sind die Abweichungen der v -Komponente, die direkt gemessen wird. Der Fehler in dieser Komponente ist in diesem Fall deshalb gleich null, weil für diese Messrichtung keine Winkelabweichung angesetzt wurde.

Im Rahmen der Genauigkeit des Messsystems bleibt der Messfehler nach dieser Abschätzung auch für die ungünstigsten Komponenten unter fünf Prozent. Die Form der Profile bleibt in allen Fällen erhalten.

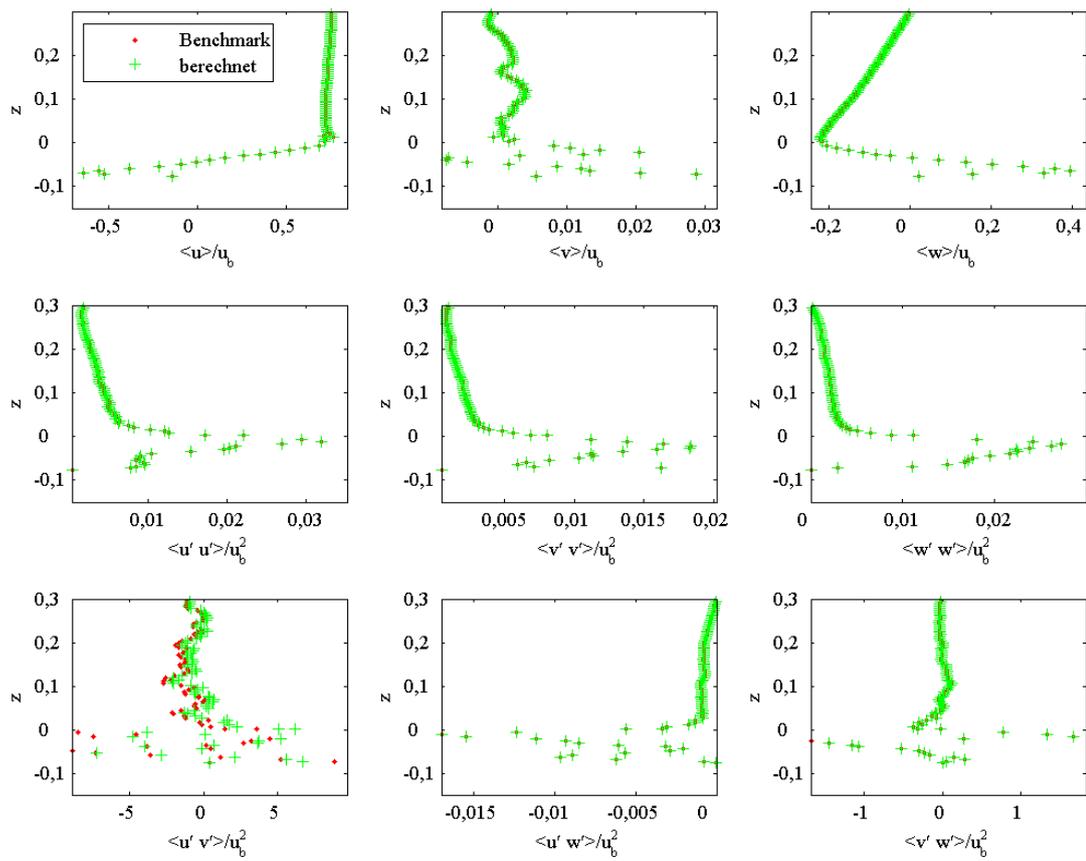


Abbildung 3.26: Geschwindigkeitsprofile zur Fehlerabschätzung, $\det A = 1$

	$\det A = 0,0109$	$\det A = 1$
$\overline{\Delta\langle u \rangle / u_m}$	0,0198	0,0000
$\overline{\Delta\langle v \rangle / u_m}$	0,0000	0,0000
$\overline{\Delta\langle w \rangle / u_m}$	0,0495	0,0000
$\overline{\Delta\langle u'u' \rangle / u_m^2}$	0,0001	0,0000
$\overline{\Delta\langle v'v' \rangle / u_m^2}$	0,0000	0,0000
$\overline{\Delta\langle w'w' \rangle / u_m^2}$	0,0011	0,0000
$\overline{\Delta\langle u'v' \rangle / u_m^2}$	0,0001	$0,1485 \cdot 10^{-4}$
$\overline{\Delta\langle u'w' \rangle / u_m^2}$	0,0003	0,0000
$\overline{\Delta\langle v'w' \rangle / u_m^2}$	0,0003	0,0000

Tabelle 3.4: Räumlich gemittelte Abweichungen aller Geschwindigkeitsgrößen

3.4.4 Zusammenfassung

Die Laser-Doppler-Anemometrie ist eine hoch genaue und berührungslos verwendbare Messmethode, mit der punktuell Strömungsgeschwindigkeiten ermittelt werden können. Sie basiert auf dem Doppler-Effekt, der durch Lichtreflexionen an Seedingpartikeln hervorgerufen wird. Die Voraussetzung für eine genaue Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit ist deshalb, dass die Partikelgeschwindigkeiten für diese repräsentativ sind. Die Umrechnung des Messsignals in eine Geschwindigkeit kann aus den geometrischen Randbedingungen hergeleitet werden, weswegen die LDA keine Kalibrierung benötigt und deshalb häufig für Referenzmessungen verwendet wird. Da im Rahmen dieser Arbeit aus geometrischen Gründen lediglich eindimensionale Messungen durchgeführt werden konnten, sind für die Bestimmung der Schwankungsgrößen Messungen in sechs Raumrichtungen notwendig. Aus diesen Daten können dann auch die zeitlich gemittelten Komponenten des Reynolds-Spannungstensors mit einer hohen Genauigkeit bestimmt werden.

3.5 Fazit

In diesem Kapitel wurden die wichtigsten Messmethoden beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit Anwendung gefunden haben.

Die Ultraschallmesstechnik ermöglicht eine ständige Kontrolle der Fließtiefe im Gerinne. Mit Hilfe eines Laserdistanzsensors können Oberflächenformen aufgezeichnet und damit die Kolkgeometrie genau vermessen werden.

Die entwickelte Methode zur Quantifizierung von Sedimentbewegungen generiert Messwerte über Bewegungsgeschwindigkeiten, -richtungen und -intensitäten von Körnern mit einer hohen räumlichen Auflösung.

Strömungsgeschwindigkeiten können punktuell, nahezu berührungslos und sehr genau mit Hilfe der LDA erfasst werden.

Durch die Kombination dieser Techniken können in dieser Arbeit die Erosionsvorgänge und das sohlnahe Geschwindigkeitsfeld im Kolk aufgenommen und in den späteren Kapitel analysiert werden.

4 Versuchsprogramm

Im folgenden Kapitel wird das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Versuchsprogramm beschrieben. Dies umfasst vorbereitende und unterstützende Versuche, um beispielsweise Messbereich oder Messzeitpunkte festzulegen, Validierungsversuche, um den Einfluss von Eingriffen in die Strömung abzuschätzen, und die Versuchsreihen der zentralen Messungen deren Ergebnisse in den darauf folgenden Kapiteln analysiert werden.

4.1 Kritische Geschwindigkeit

Um die hydraulischen Bedingungen zu Bewegungsbeginn des Sediments zu bestimmen, wurde ein Vorversuch im Messgerinne bei einer ungestörten, gleichförmigen Gerinneströmung durchgeführt. Dabei wurde bei ebener Sohle und konstanter Fließtiefe, die jener in den späteren Versuchen entsprach, der Durchfluss gesteigert, bis sich etwa 10 % der Körner der obersten Sedimentschicht bewegten. Dies ist nach Zanke (1990) das Kriterium für den Bewegungsbeginn im Shields-Diagramm.

Dabei ergaben sich die kritischen Verhältnisse zu Transportbeginn bei einem Durchfluss von $Q = 0,081 \text{ m}^3/\text{s}$ und einer Fließtiefe von $h = 0,15 \text{ m}$. Das entspricht einer querschnittgemittelten Geschwindigkeit von $u_{m,krit} = 0,46 \text{ m/s}$. Unter Annahme eines vollentwickelten logarithmischen Geschwindigkeitsprofils (Gleichung 2.19, mit $k_S = 2 \cdot d_{50} = 2 \cdot 0,0019 \text{ m}$ nach van Rijn (1984)) entspricht dies einer kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit von $u_{*,krit} = 0,0303 \text{ m/s}$ und einer kritischen Sohlschubspannung (Gleichung 2.11) von $\tau_{w,krit} = 0,92 \text{ N/m}^2$. Eine Berechnung von $\tau_{w,krit}$ über das Moody-Diagramm unter Ansatz des vierfachen hydraulischen Radius für den Durchmesser (siehe z. B. Zanke (2002)) und der äquivalenten Sandrauheit wie oben beschrieben, ergibt eine kritische Wandschubspannung von $\tau_{w,krit} = 0,93 \text{ N/m}^2$.

Die Auswertung des Shields-Kriteriums für die Versuchsbedingungen resultiert in einer kritischen Sohlschubspannung von $\tau_{w,krit,Shields} = 1,22 \text{ N/m}^2$ (berechnet über die Parametrisierung nach van Rijn (1984)). Dies bedeutet, dass das Shields-Kriterium die kritische Wandschubspannung überschätzt. Da die Übertragung auf unterschiedliche Versuchsbedingungen bei Formeln zum Sedimenttransport immer Probleme in sich birgt, bewegt sich die Abweichung allerdings in einem annehmbaren Rahmen.

4.2 Zeitliche Entwicklung der Kolktiefe

In einem Vorversuch wurde die zeitliche Entwicklung der maximalen Kolktiefe unter den Versuchsbedingungen über 20 h aufgezeichnet. Der Versuch wurde unter den Bedingungen der späteren Sedimentbewegungsmessungen durchgeführt (Fließtiefe $h = 0,15 \text{ m}$, $u_m = 0,36 \text{ m/s} = 0,8 \cdot u_{m,krit}$).

Die Kolktiefe wurde mittels eines Laserdistanzsensors (genauere Beschreibung des Versuchsaufbaus in Kapitel 5.4) an der Pfeilerfront in der oberstromigen Symmetrieebene vertikal von oben durch die Plexiglasplatte vermessen. Aus geometrischen Gründen lag der Messpunkt 0,0075 m oberstrom der Zylinderoberfläche. Da sich in der direkten Umgebung des Pfeilers eine kleine Rinne ausbildet, sich also der Sand zur Pfeilerwand leicht anböscht, kann der Messpunkt als repräsentativ für die maximale Kolktiefe an der Pfeilerfront angesehen werden. Der ermittelte zeitliche Verlauf ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

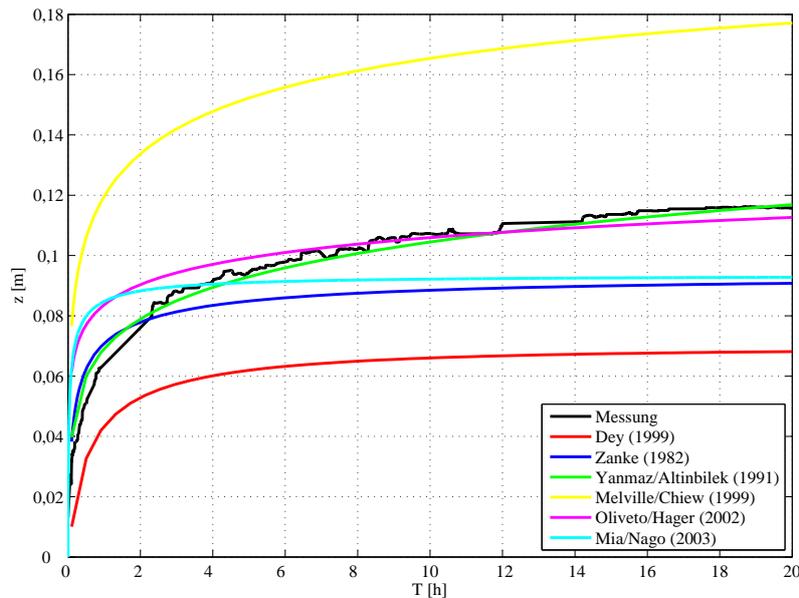


Abbildung 4.1: Zeitlicher Verlauf der Kolktiefe an der Pfeilerfront

Zusätzlich zu den Messwerten sind die Vorhersagen einiger gängiger Formeln zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung der maximalen Kolktiefe für die im Laborversuch herrschenden Bedingungen dargestellt. Die Messwerte zeigen den typischen logarithmischen Verlauf, der auch in anderen Forschungsarbeiten beschrieben wird und sich in den Prognoseformeln widerspiegelt. Die verwendeten Formeln sind in Link (2006) beschrieben. Im Rahmen der Arbeit von Link (2006) wurden auch die Abweichungen der einzelnen Formeln von Messergebnissen beschrieben, wie sie ähnlich in Abbildung 4.1 sichtbar sind.

Das Messergebnis zeigt, dass nach 20 Versuchsstunden die Bedingung zum Erreichen des Quasi-Gleichgewichtszustands nach Link u. a. (2008) erfüllt ist, da die Zunahme der Kolktiefe pro Stunde kleiner d_{50} ist.

Anhand des zeitlichen Verlaufs wurden die Messzeitpunkte der Sedimentbewegungsmessungen festgelegt. Die Auswahl ist in Abbildung 4.2 in Kapitel 4.3 dargestellt.

4.3 Sedimentbewegungsmessungen

Ziel dieser Versuchsreihe war die Messung und Analyse der Erosionsprozesse in einem Kolkloch in der Umgebung eines zylindrischen Brückenpfeilers und deren Entwicklung im Verlauf der Auskolkung. Im Folgenden wird das dafür durchgeführte Versuchsprogramm und die Vorgehensweise bei der Versuchsdurchführung beschrieben.

Hydraulische Bedingungen

Die Versuchsreihe wurde bei 80% der querschnittsgemittelten Strömungsgeschwindigkeit bei Bewegungsbeginn im ungestörten Bereich durchgeführt. Die Fließtiefe betrug 0,15 m. Unter Annahme eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils entspricht diese Bedingung etwa 64% der kritischen Sohlschubspannung $\tau_{w,krit}$, die im Vorversuch (siehe 4.1) ermittelt wurde. Der so errechnete Absolutwert der Sohlschubspannung in der Zuströmung beträgt $0,59 \text{ N/m}^2$. Mit einer Reynolds-Zahl des Korns von $Re_* = u_* \cdot k_S / \nu = 85$ kann die Strömung dem hydraulisch rauen Bereich zugeordnet werden. Durch den Einfluss der Plexiglasplatte an der Wasseroberfläche ergaben sich unterhalb dieser Strömungsverhältnisse, die einer um etwa 10% erhöhten mittleren Geschwindigkeit entsprachen. Eine detaillierte Beschreibung dieser Problematik findet sich in Abschnitt 4.5.

Versuchsprogramm

Nach einer Analyse der zeitlichen Entwicklung der Kolkentiefe aus dem im Voraus durchgeführten Versuch wurden acht Messzeitpunkte für die ersten 20 Stunden der Kolkentwicklung ausgewählt. Vom Start der Auskolkung auf flacher Sohle wurden die Kornbewegungen nach

- 5 min,
- 30 min,
- 60 min,
- 120 min,
- 240 min,
- 480 min,
- 720 min und
- 1200 min

aufgezeichnet. Die Zeitpunkte sind in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt. Sie orientieren sich an den Veränderungen der Kolkentwicklung. Im anfangs sehr schnell wachsenden Kolk wurden kürzere Abstände gewählt, um die Auswirkungen der geometrischen Änderungen erfassen zu können. Zwischen den Zeitpunkten nach 120 min und 240 min tritt eine spürbare Verlangsamung des Prozesses auf, so dass eine Analyse der Prozesse vor und nach diesen nötig ist. Im späteren Kolkverlauf werden die Abstände größer. Nach 1200 min nähert sich die Kolkentwicklung einem Quasi-Gleichgewichtszustand an. Die Erosionsprozesse sind selbst in diesem Stadium nicht vollständig zum Erliegen gekommen, was für eine Messung der Bewegungen auch unbedingt notwendig ist.

Der Zeitpunkt der ersten Messung 5 min nach dem Start ist den Zwängen der Versuchsdurchführung geschuldet. Wie im Folgenden noch genau beschrieben wird, war es wegen des Einschaltvorgangs nicht möglich, die Messungen zu einem früheren Zeitpunkt zu starten.

Wenn man die Messzeitpunkte in die Phaseneinteilung nach Link (2006) aus Kapitel 2.3 einordnet, zeigt sich, dass wegen des Einschaltvorgangs, wie eben erwähnt, keiner der Messzeitpunkte in der ersten Phase (Entstehungsphase) liegt. Repräsentativ für die Anfangsphase (etwa zwischen 2 und 120 min) sind die ersten vier Messzeitpunkt. Im weiteren Verlauf bis etwa 900–1000 min erstreckt sich die Entwicklungsphase, in der die Messungen nach 240, 480

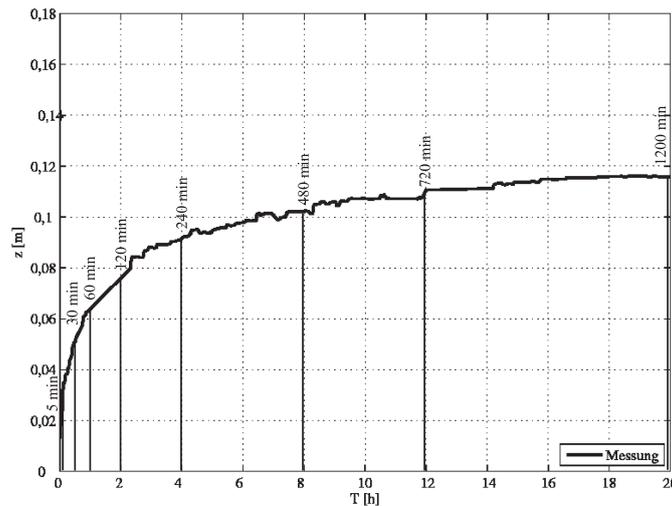


Abbildung 4.2: Messzeitpunkte der Sedimentbewegungsmessungen

und 720 min liegen. Die letzte Messung, nach 1200 min, bildet die Vorgänge der Endphase ab.

Im Rahmen der Vorversuche wurde ermittelt, dass für eine ausreichend eingelaufene Statistik der Sedimentbewegungsmessungen 40.000 bis 50.000 Bildpaare notwendig sind. Dies ist sowohl durch die teilweise sehr geringen Transportraten in manchen Bereichen des Kolkes bedingt, die zu wenigen Messwerten pro Zeiteinheit führen, als auch durch den relativ geringen Anteil von Kornbewegungen der durch den Algorithmus erkannt wird. Wie in Kapitel 5.3 noch detailliert beschrieben wird, bedeutet diese Anzahl eine Messdauer von 26 bis 32 min bei der verwendeten Bildaufnahmefrequenz von 27 Hz. Da vor allem in den Anfangszuständen die Geometrieänderungen und somit die Veränderungen des Strömungsfeldes und der Erosionsprozesse sehr groß sind, wurde der Kolkversuch mehrmals durchgeführt und die einzelnen Messungen in den frühen Zuständen auf 10.000 Bilder oder 6,5 min begrenzt, um eine möglichst gleiche Geometrie im gesamten Messzeitraum gewährleisten zu können. Zu den späteren Zeitpunkten ($t \geq 240$ min) wurden mit zunehmender Dauer mehr Bilder aufgenommen.

Die Messungen zu den einzelnen Zeitpunkten wurden mit den in Kapitel 4.4 beschriebenen Versuchen zur Vermessung der Kolkgeometrie kombiniert. In Tabelle 4.1 sind alle Einzelversuche zur Sedimentbewegungsmessung aufgelistet. Bei allen Versuchen wurden zu allen untersuchten Zeitpunkten vor dem Abbruchzeitpunkt Bildserien aufgenommen.

Wie in Kapitel 5.3 noch begründet wird, musste der Messbereich von zwei Kamerapositionen aus aufgenommen werden. Zu den frühen Zeitpunkten ($t \leq 240$ min) konnte aufgrund der schnellen Kolkentwicklung pro Versuch jeweils nur eine Position aufgenommen werden. Zu den späteren Zeitpunkten wurde die Kamera verfahren und eine zweite Messung gestartet. Alle Messungen sind ebenfalls Tabelle 4.1 zu entnehmen.

Versuchsdurchführung

Alle Versuche wurden jeweils von einer ebenen Sedimentoberfläche aus gestartet. Während des Füllvorgangs wurde der Zufluss zur Rinne langsam gesteigert, um eine Erosion bei kleinen

Kamera-Position 1								
Versuch	Zeitpunkt							
	5 min	30 min	60 min	120 min	240 min	480 min	720 min	1200 min
V-1200-1	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000
V-5								
V-30	10.000	5.000						
V-60								
V-120-1	10.000	10.000	10.000	5.000				
V-120-2		10.000	10.000	5.000				
V-240-1	5.000							
V-240-2								
V-480	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000	20.000		
V-720							20.000	
V-1200-2	10.000	10.000	10.000	10.000	20.000	20.000	20.000	30.000
<i>Summe</i>	55.000	55.000	50.000	40.000	40.000	50.000	50.000	40.000

Kamera-Position 2								
Versuch	Zeitpunkt							
	5 min	30 min	60 min	120 min	240 min	480 min	720 min	1200 min
V-1200-1						10.000	10.000	10.000
V-5								
V-30								
V-60	10.000	10.000	5.000					
V-120								
V-120-2								
V-240-1	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000			
V-240-2	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000			
V-480	5.000							
V-720	10.000	10.000	10.000	10.000	20.000	20.000	20.000	
V-1200-2						20.000	20.000	30.000
<i>Summe</i>	45.000	40.000	35.000	30.000	40.000	50.000	50.000	40.000

Tabelle 4.1: Versuchsreihe der Sedimentbewegungsmessungen

Fließtiefen zu vermeiden. Der endgültige Durchfluss wurde zuerst bei einer Fließtiefe größer der Versuchsfließtiefe eingestellt, damit die Strömungsgeschwindigkeiten zu klein sind, um die Auskolkung zu starten. Um daraufhin die Endfließtiefe einzustellen, wurde das Schütz am Ende der Rinne weiter geöffnet als für die finale Versuchseinstellung notwendig und dadurch die Rinne schnell bis auf das gewünschte Niveau entleert. Bei Erreichen der gewünschten Fließtiefe wurde das Schütz in die Endposition gebracht. Die Auskolkung startet bei der Annäherung an die Fließtiefe von oben zu einem etwas früheren Zeitpunkt unter nicht genau definierten Zuständen. Auf diese Weise ist es allerdings am schnellsten möglich, die gewünschte hydraulische Situation im Versuch einzustellen und somit definierte Kolkbedingungen zu schaffen.

Sobald die Endfließtiefe eingestellt war, wurde die Plexiglasplatte auf die Wasseroberfläche abgelassen und die Aufnahme der ersten Bildserie gestartet. Der Zeitraum zwischen der initialen Kolkbildung und dem Starten der ersten Bildserie beträgt etwa 2 min. Der gemittelte Zeitpunkt des sechs-minütigen Messzeitraums der ersten Messung ist somit 5 min.

Bei den später folgenden Bildserien wurde die Aufnahmedauer jeweils zeitlich um den bezeichneten Messzeitpunkt zentriert.

4.4 Vermessung der Kolkgeometrie

Die dreidimensionale Kolkgeometrie wurde zu den verschiedenen untersuchten Kolkzuständen der Sedimentbewegungsmessungen vermessen, um die dreidimensionalen Verzerrungen in den Bildserien herausrechnen zu können. Dazu wurde jeweils ein Versuch bis zum entsprechenden Zeitpunkt durchgeführt und abgeschaltet. Während der Versuche wurden Bildserien für die Sedimentbewegungsmessungen aufgezeichnet. Die einzelnen Versuche sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Die Oberfläche wurde punktweise jeweils in einem horizontalen, äquidistanten, kartesischen Raster von 0,05 m im gesamten Messbereich der Sedimentbewegungsmessungen aufgenommen. Durch den Zeitbedarf der punktweisen Vermessung ist die Notwendigkeit begründet, den Versuch für die Vermessung des Kolks abubrechen.

Durch die kugelförmige und mehrfarbige Sedimentoberfläche traten an manchen Messpunkten Probleme bei der Distanzmessung auf. Bei solchen Strukturen kann die Qualität der Reflexion des Laserstrahls so schlecht sein, dass kein Messwert gewonnen werden kann. In solchen Fällen wurden die Koordinaten der fehlenden Punkte im Messraster im Nachhinein durch eine Interpolation aus den Nachbarpunkten berechnet.

In verschiedenen Veröffentlichungen zum Thema Pfeilerkolk wird berichtet, dass die durch den Hufeisenwirbel stabilisierten Kolkflanken nach Abschalten der Strömung zusammenfallen und einen flacheren Neigungswinkel einnehmen. In einem Vorversuch wurde ein Kolkprofil in der Symmetrieebene vor dem Pfeiler mit dem Laserdistanzsensor bei eingeschalteter Strömung kurz vor dem Abschalten vermessen und zum Vergleich danach die Messung ohne Strömung wiederholt. Abbildung 4.3 zeigt die beiden Profile.

Es ist zu erkennen, dass in weiten Bereichen keine signifikanten Unterschiede in den beiden Profilen auftreten. Dies bestätigt die Messungen von Zanke (1982b), der angab, dass die maximale Kolktiefe für mittlere Zuströmgeschwindigkeiten kleiner der 2,5-fachen kritischen mittleren Zuströmgeschwindigkeit ($u_m < 2,5 \cdot u_{m,krit}$) durch den Ausschaltvorgang

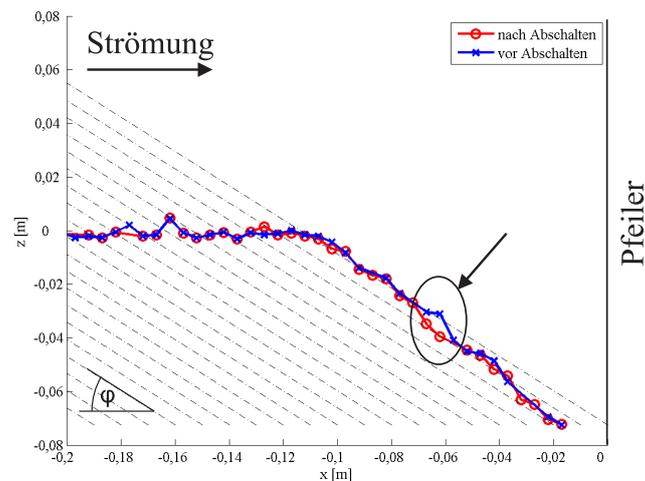


Abbildung 4.3: Kolkprofil mit und ohne Strömung

und die dadurch bedingte Destabilisierung und das Abrutschen des Hanges nicht verändert wird. Dadurch ist unter diesen Bedingungen im Umkehrschluss auch keine bedeutende Geometrieänderung im Bereich der Kolkflanken zu erwarten. Lediglich im mittleren Bereich der Kolkhänge (siehe Markierung in Abbildung 4.3) ist ein deutlicher Abtrag nach dem Ausschalten zu beobachten. In diesem Bereich findet sich bei laufendem Versuch ein in vielen Veröffentlichungen beschriebener, sehr steiler Abschnitt und eine oberhalb gelegene Kante, die durch den Hufeisenwirbel stabilisiert wird (siehe beispielsweise Link u. a. (2008)).

Die Ergebnisse der Geometriemessungen zu den untersuchten Zuständen sind in Anhang A.1 zusammengefasst.

4.5 Einfluss der Plexiglasplatte

Wegen der immer leicht welligen Wasseroberfläche einer Gerinneströmung ist es notwendig, für die Kameraaufnahmen der Sedimentoberfläche von oben, eine leicht eingetauchte Plexiglasplatte an der Wasseroberfläche zu positionieren. In diesem Abschnitt des Gerinnes stellt sich dadurch ein Abfluss unter Druck ein. Die Auswirkungen dieser Maßnahme auf die Strömungsstruktur wurden durch die Vermessung eines Geschwindigkeitsprofils unter der Platte unter den hydraulischen Bedingungen der restlichen Versuchsreihe abgeschätzt. Dazu wurde der Pfeiler ausgebaut und die Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung in der Kanalmitte an der eigentlichen Position der Pfeilerfront in einem vertikalen Profil zwischen der Sedimentoberfläche und der Plexiglasplatte einmal mit Platte und einmal ohne mit Hilfe einer LDA-Sonde aufgenommen. Die sich ergebenden Geschwindigkeitsverteilungen sind in Abbildung 4.4 der theoretischen logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung nach den Gleichungen 2.19 und 2.21 gegenübergestellt. Die Strömung befindet sich im hydraulisch rauen Bereich. Das theoretische Profil ist für die mittlere Geschwindigkeit des gemessenen Profils ohne Platte berechnet. Es repräsentiert die Verhältnisse einer gleichförmigen, eingelaufenen Gerinneströmung, die als Grundvoraussetzung der meisten Kolkversuche angenommen wer-

den. Somit stellt es eine sinnvolle Vergleichsverteilung dar.

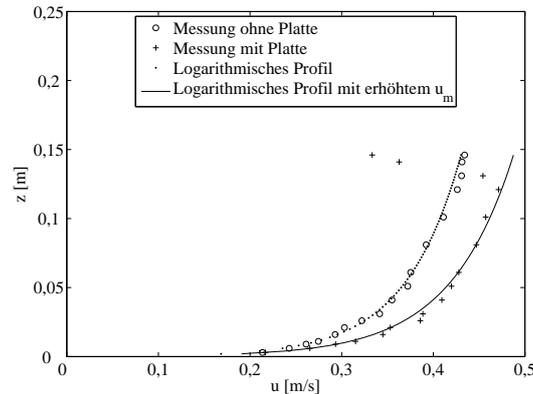


Abbildung 4.4: Vergleich zwischen gemessenem Geschwindigkeitsprofil mit und ohne Platte und logarithmischem Profil

Die Geschwindigkeiten des Profils mit Platte liegen in allen Bereichen über denen der Verteilung ohne Platte. Dies ist auf den leichten Staueffekt zurückzuführen, der durch das Eintauchen der Platte an der Wasseroberfläche entsteht. Der Fließquerschnitt wird verkleinert und dadurch die mittlere Geschwindigkeit erhöht. Im oberen Bereich ist der direkte Einfluss der Plattengrenzschicht im deutlichen Abfall der Geschwindigkeiten zur Platte hin zu sehen, wodurch die Geschwindigkeit im restlichen Bereich zusätzlich erhöht wird.

Die Geschwindigkeitsverteilung ohne Platte liegt sehr nahe an der theoretischen. Dies bestätigt, dass die Strömung an der Position des Pfeiler eingelaufen und die Vorlaufstrecke des Gerinnes ausreichend dimensioniert ist.

Durch die Beschleunigung im Bereich der Platte stellen sich im Vergleich zur Freispiegelströmung höhere Geschwindigkeiten im Bereich des Pfeilers ein. Dadurch ergibt sich eine erhöhte Wandschubspannung unter der Platte und somit ein leicht verändertes Verhältnis zu $\tau_{w,krit}$. Das mit etwa 10% erhöhter mittlerer Geschwindigkeit u_m dargestellte logarithmische Profil gibt die Messungen mit Platte weitestgehend gut wieder. Daraus lässt sich schließen, dass die Abweichung der hydraulischen Bedingungen, die durch die Platte hervorgerufen werden, die Form des Profils und damit der Struktur der Zuströmbedingung nicht verändern, durch den Staueffekt und die Entwicklung der Plattengrenzschicht allerdings eine Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit im Bereich von etwa 10% bedingt wird. Wegen der Notwendigkeit der Platte kann der Effekte der Plattengrenzschicht nicht vermieden werden und auch eine Eintauchtiefe von einigen Millimetern ist nach den Erfahrungen der Messungen notwendig, da andernfalls immer wieder Lufteinschlüsse unter die Platte gezogen werden und an deren Unterkante durch den Bildbereich wandern, wodurch die Partikelverfolgung mit den beschriebenen Methoden stark verfälscht werden würde. Aus diesen Gründen muss der Einfluss der Platte für die Sedimentbewegungsmessungen in Kauf genommen werden.

Die höhere mittlere Geschwindigkeit bedingt auch eine Erhöhung der Pfeiler-Reynolds-Zahl $Re_{Pfeiler} = u_m \cdot D / \nu$. Diese liegt ohne Platte bei etwa 36.000 und steigert sich durch deren Einfluss auf 39.600. Da sich $Re_{Pfeiler}$ in beiden Fällen nicht im kritischen Reynolds-Zahlenbereich für die Pfeilerumströmung befindet, kann davon ausgegangen werden, dass sich die Strömungsstruktur in der direkten Umgebung durch den Einfluss der Platte nicht

verändert.

4.6 Messung der sohnnahen Strömungsgeschwindigkeiten

Das sohnnahe Geschwindigkeitsfeld wurde für den Kolkzustand nach 60 min unter den gleichen hydraulischen Verhältnissen wie in den Sedimentbewegungsmessungen (siehe Kapitel 4.3) vermessen. Die räumliche Verteilung der Messpunkte ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Das Punkteraster deckt eine Hälfte des oberstromigen Teils des symmetrischen Kolks ab. Es entspricht der vertikalen Projektion eines horizontalen, kartesischen Gitters auf die dreidimensionale Kolkoberfläche. Der Punktabstand beträgt in beiden horizontalen Raumrichtungen 0,01 m, der vertikale Abstand der Messpunkte vom mittleren Sohlniveau 0,004 m. Dies entspricht einem Wandabstand in inneren Koordinaten von $z^+ = 97$ bezogen auf die Zuströmbedingungen. Die horizontalen Gitterabmessungen orientieren sich an der Größe des Messrasters im Postprocessing der Sedimentbewegungsmessungen, wodurch an allen Messpunkten sowohl Messungen der Strömungsgeschwindigkeiten als auch der Sedimentbewegungen erfasst wurden. Die Gesamtzahl der Messpunkte ergibt sich daraus zu 141.

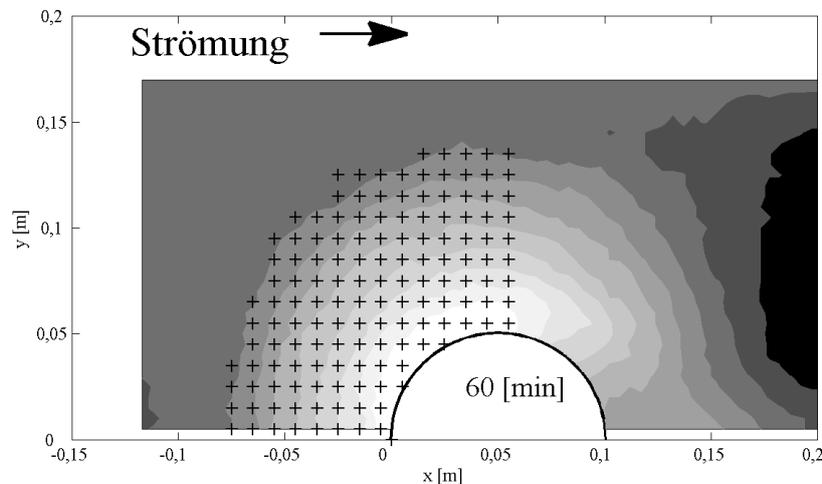


Abbildung 4.5: Draufsicht auf LDA-Messpunkte

Der Abstand zur Sohle ist der im Rahmen dieser Versuchsreihe minimal mögliche, der noch eine annähernd akzeptable Datenrate für die LDA-Messungen ermöglicht. Für kleinere Abstände zur Berandung sind die Reflexionen der Laserstrahlen an der Wand so groß, dass sich die Signalamplitude der meisten Bursts nicht mehr vom dadurch erzeugten Rauschen abhebt. Dabei gab es durch die sehr unregelmäßige Geometrie der Sedimentoberfläche im Kolk und den dadurch stark veränderlichen Auftreffwinkel der Laserstrahlen auf die Körner der Sedimentoberfläche räumliche Unterschiede (siehe Beschreibung des Versuchsaufbaus in

Kapitel 5.5). Der letztlich verwendete Abstand von 0,004 m stellt den Kompromiss zwischen einer hohen Datenrate in möglichst allen Regionen und einer möglichst sohlnahen Geschwindigkeitsmessung dar.

Das Ziel der Messung des sohlnahen Geschwindigkeitsfeldes waren die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitskomponenten sowie die zeitlich gemittelten Komponenten des Reynolds-Spannungstensors. Dazu wurden, wie in Kapitel 3.4 und Kapitel 5.5 beschrieben, eindimensionale Messungen in sechs linear unabhängige Raumrichtungen durchgeführt.

Die Datenrate der LDA-Messungen variierte, wie oben beschrieben, sehr stark für die unterschiedlichen Messpunkte und -richtungen. Aus diesem Grund wurde die Messzeit in den einzelnen Punkten auf maximal 10 min und eine Stichprobenanzahl von maximal 3.000 Messwerten begrenzt, je nachdem was zuerst erreicht wurde. Dies begründet sich zum Einen mit der Konvergenz der Mittelwerte und Schwankungsgrößen nach weniger als 3.000 Messwerten, wie später noch gezeigt wird. Zum Anderen spielt die Begrenzung der Messzeit eine Rolle. Zehnminütige Messungen in allen Punkten und in alle Richtungen bedeuten, dass pro Punkt 60 min und insgesamt 8.460 min gemessen wird. Dies entspricht einer reinen Messdauer von 141 h oder 5,83 vollen Tagen bzw. etwa 18 Arbeitstagen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde aus diesen Überlegungen heraus sowohl die Anzahl der Messpunkte und somit der Messbereich, als auch die Messdauer pro Punkt und Richtung in einem vertretbaren Rahmen begrenzt. Das Untersuchungsgebiet wurde dabei auf den oberstromigen Teil des Kolkes gelegt, weil dort die Erosionen stark durch das Auftreten des Hufeisenwirbels beeinflusst sind. In diesem Bereich weichen die sohlnahen Strömungsverhältnisse am stärksten von den Zuständen ab, bei denen die gängigen Sedimenttransportformeln ermittelt wurden. Somit ergeben sich hier die größten Probleme bei der Modellierung der Abtragungsraten.

Die Geschwindigkeitsmessungen wurden jeweils in allen Punkten für eine Messrichtung durchgeführt, bevor die LDA-Sonde in den weiteren Richtungen justiert wurde.

4.7 Zusammenfassung

Das durchgeführte Versuchsprogramm umfasst die Bestimmung der kritischen Geschwindigkeit zur Einordnung der hydraulischen Bedingungen. Außerdem wurde vorab die zeitliche Entwicklung der Kolktaufe erfasst, um die Messzeitpunkte der Sedimentbewegungsmessungen sinnvoll festlegen zu können. Die Sedimentbewegungsmessungen selbst wurden aufgrund der hohen notwendigen Anzahl von Doppelbildern in einer Reihe von äquivalenten Kolkversuchen durchgeführt. Zusätzlich wurden die Kolkgeometrien für die Maßstabsberechnung und Geschwindigkeitsprofile mit und ohne Plexiglasplatte vermessen. Die Messungen der sohlnahen Strömungsgeschwindigkeiten wurden wegen des enormen Aufwands auf einen Kolkzustand und den nach oberstrom gewandten Bereich einer symmetrischen Kolkhälfte begrenzt.

5 Versuchsaufbau

Im folgenden Kapitel wird der Versuchsaufbau und Einzelheiten der Versuchsdurchführung der Experimente beschrieben, die das im vorhergehenden Abschnitt aufgeführte Versuchsprogramm enthält.

5.1 Gerinne und Wasserkreislauf

Die in dieser Arbeit beschriebenen Versuche wurden im Laboratorium des Fachgebiets Hydromechanik an der Technischen Universität München durchgeführt.

Das verwendete Gerinne (siehe Abbildung 5.1) hat eine Gesamtlänge von 31 m, eine Breite von 1,17 m und eine Tiefe von 1 m. Am Ende der Rinne befindet sich ein 1,5 m langer Sandfang. Oberstrom des Sandfangs wurde auf einer Länge von 12 m ein um 0,3 m erhöhter Boden aus PVC eingezogen. In diesem Bereich, 7 m unterstrom vom Beginn der Erhöhung, befindet sich in der Mitte der Rinne ein zylindrischer Plexiglas Pfeiler mit einem Durchmesser von $D = 0,1$ m. In der Umgebung des Pfeilers ist die erhöhte Sohle durch einen 0,28 m tiefen, mit Sediment gefüllten Kasten unterbrochen, der die Ausbildung eines Kolkes am Pfeiler erlaubt.

Ab 6 m oberstrom bis etwa 1,5 m unterstrom des Pfeilers wurde auf dem erhöhten Boden eine 0,02 m dicke Sedimentsohle eingebracht, um die Ausbildung eines der Rauheit der Sohle entsprechenden Geschwindigkeitsprofils im Vorlauf des Pfeilers zu gewährleisten.

Der Zulauf zum Gerinne erfolgt über eine Rohrleitung mit 0,3 m Durchmesser, die aus einem Hochbehälter gespeist wird. Der Durchfluss in der Rohrleitung wird über einen Schieber geregelt. Kurz nach der Einleitung ist ein grobmaschiger Strömungsgleichrichter (Öffnungsweite 0,20 m, Länge 1,3 m) angeordnet. Darauf folgt eine 12 m lange Beruhigungsstrecke mit großer Fließtiefe bis zur erhöhten Sohle. Direkt nach der Stufe zum erhöhten Bereich sind zwei aufeinanderfolgende, engmaschige Lochbleche (Öffnungsweite 0,01 m) angeordnet. Durch den Einsatz der beiden Gleichrichter wird der Einfluss von Strömungsstrukturen, die am Zulauf zur Rinne entstehen, verkleinert. Der Ausfluss erfolgt über ein stufenlos regelbares Schütz. Der Gerinneboden ist horizontal ausgerichtet.

Das Gerinne wird in einem Kreislaufsystem betrieben. Nach dem Schütz fließt das Wasser über eine Rohrleitung in ein Rücklaufgerinne. An dessen Ende befindet sich der Pumpensumpf, von wo aus das Wasser in den Hochbehälter gepumpt wird, der wiederum über die genannte Rohrleitung die Rinne speist.

Der Zufluss zum Gerinne wurde über eine magnetisch-induktive Durchflussmessung (MID) in der Zulaufleitung bestimmt. Durch die Regelung von Schieber im Zulauf und Schütz am Auslauf der Rinne konnten somit die gewünschten Durchflüsse und Fließtiefen eingestellt und kontrolliert werden.

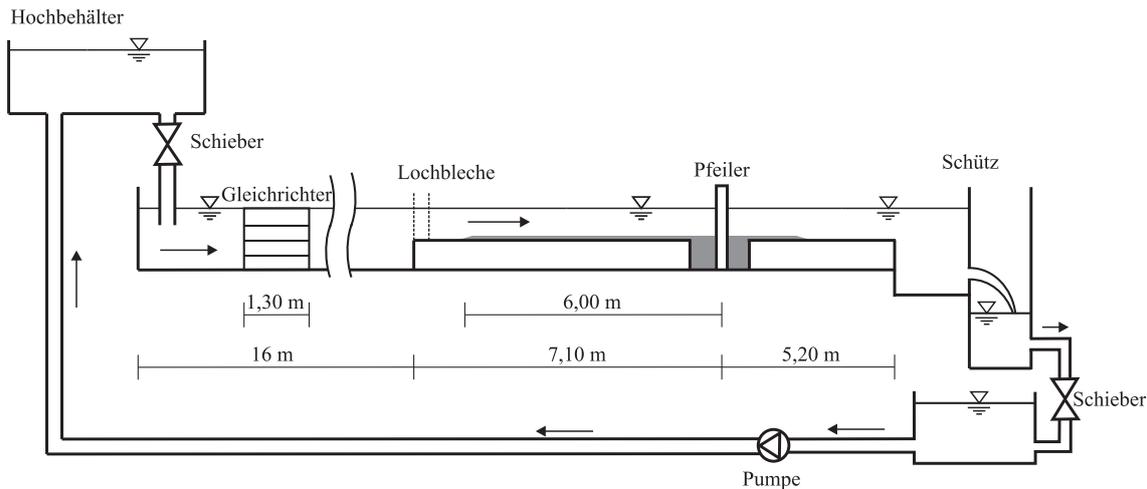


Abbildung 5.1: Messgerinne

Die Fließtiefe wurde nach dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Prinzip mit einer Ultraschallsonde gemessen. Das verwendete Gerät der Firma General Acoustics kann Abstände zwischen 0,3 und 0,6 m aufnehmen. Die Messfrequenz beträgt 200 kHz bei einer Auflösung von 0,18 mm und einer Messgenauigkeit von $\pm 0,15\%$ (Rapp (2010)).

Um den Einfluss der durch den Pfeiler induzierten Auskolkung absolut isoliert von sonstigen Strömungseinflüssen betrachten zu können, müssen nach Istiarto (2001) bestimmte Verhältniswerte der Größen Pfeilerdurchmesser D , Gerinnebreite B_G , Fließtiefe h und Korndurchmesser d_{50} eingehalten werden.

Der Einfluss der Strömungskontraktion durch die Querschnittsverengung (*Kontraktionskolk*) kann nach Istiarto (2001) vernachlässigt werden, wenn $B_G/D > 8$ ist. Der Einfluss der Seitenwände in zu engen Gerinnen kann ebenfalls nach Istiarto (2001) vernachlässigt werden, wenn $B_G/h > 7$ ist. Beide Werte sind in der verwendeten Konfiguration eingehalten: $B_G/D = 1,17\text{ m}/0,1\text{ m} = 11,7$ und $B_G/h = 1,17\text{ m}/0,15\text{ m} = 7,8$.

5.2 Sediment

In allen Versuchsreihen dieser Arbeit wurde derselbe gleichförmige Grobsand verwendet. Die zugehörige Sieblinie ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Tabelle 5.1 enthält die wichtigsten Bodenkennwerte. Sowohl die Sieblinie als auch die Kennwerte wurden am Lehrstuhl und Prüfamnt für Grundbau, Bodenmechanik, Felsmechanik und Tunnelbau der Technischen Universität München ermittelt.

Die Sieblinie ordnet das Sediment im Bereich der groben Sande ein. Die Ungleichförmigkeitszahl σ_g , berechnet aus den Durchmessern $d_{84,1}$ und $d_{15,9}$, entspricht 1,14. Hierfür wird als Grenzwert im Bereich der Kolkforschung meist $\sigma_g < 1,4$ für gleichförmiges Sediment angegeben.

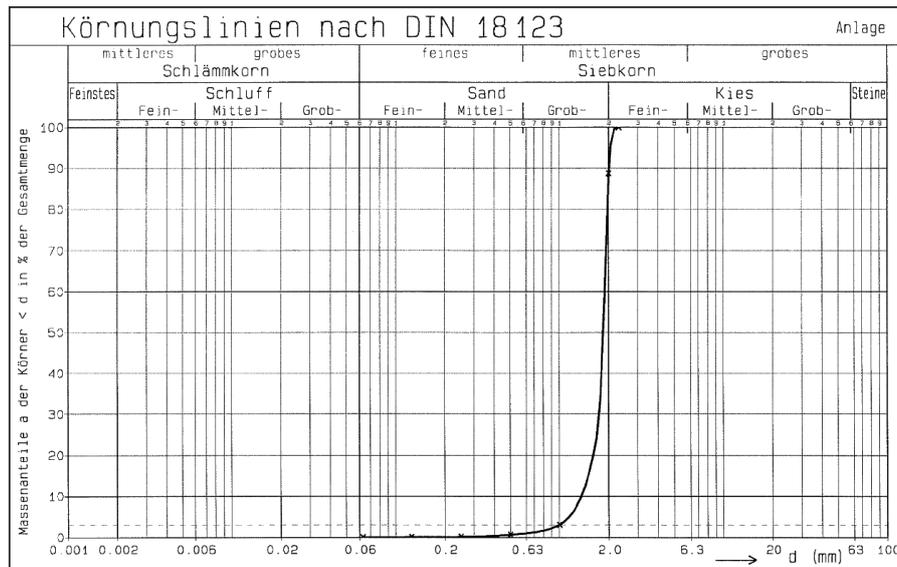


Abbildung 5.2: Korngrößenverteilung des verwendeten Sediments

Kornrohddichte ρ_S	2.660 kg/m ³
Reibungswinkel ϕ	32,5°
d_{50}	1,9 mm
$d_{84,1}$	1,95 mm
$d_{15,9}$	1,5 mm
Ungleichförmigkeitszahl σ_g	$\sqrt{d_{84,1}/d_{15,9}} = 1,14$

Tabelle 5.1: Bodenkennwerte

5.3 Sedimentbewegungsmessungen

Die Messungen der Sedimentbewegungen im Bereich der Auskolkung am Pfeiler wurden nach den Beschreibungen in Kapitel 3 durchgeführt.

Aufbauten am Gerinne

Die Versuchsrinne im Bereich des Pfeilers wurde mit Hilfe von schwarzen Vorhängen abgedunkelt, um für die Aufnahme der Bildserien die Reproduktion der Lichtverhältnisse zu ermöglichen und Intensitätsschwankungen zu vermeiden.

In der Umgebung des Pfeilers wurde über die gesamte Rinnenbreite eine Plexiglasplatte so abgehängt, dass deren Unterkante für die gewählte Fließtiefe von 0,15 m minimal ins Wasser eintaucht. Die Platte erstreckte sich bis 0,8 m oberstrom und 0,4 m unterstrom des Zylinders. Der oberstromige Rand wurde strömungsgünstig ausgeführt.

Die Kamera wurde an einer dreidimensionalen Traversiereinheit vertikal über dem Kolk aufgehängt. Somit war eine genaue Einrichtung auf den Messbereich und eine schnelle Positionierung in mehreren Aufnahmepunkten möglich.

In Abbildung 5.3 ist der Versuchsaufbau dargestellt.

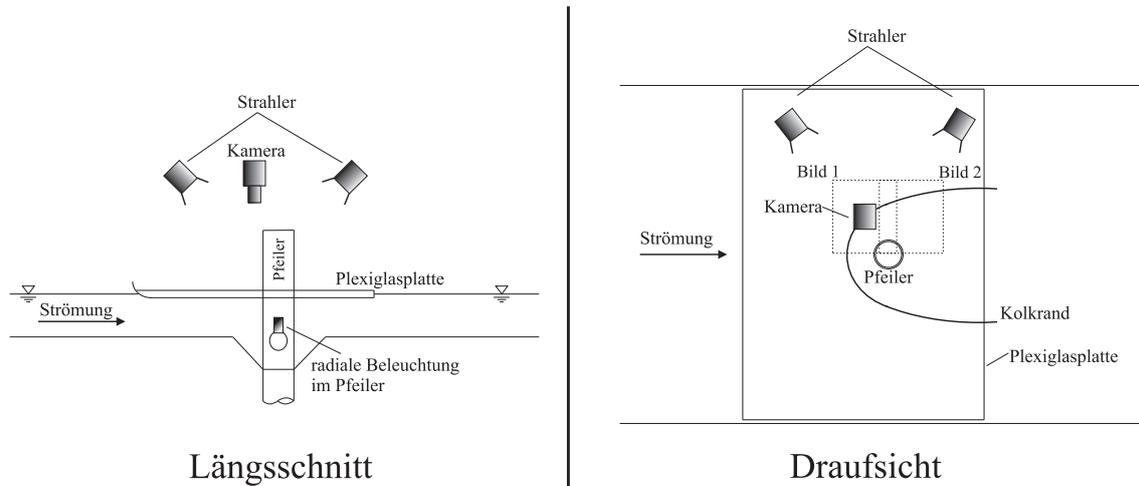


Abbildung 5.3: Messaufbau Sedimentverfolgung

Beleuchtung

Die Beleuchtung der Sandoberfläche erfolgt kontinuierlich. Um eine gleichmäßige Ausleuchtung der Sohle zu gewährleisten, ist es im Falle des Pfeilerkolks bei der Aufnahme einer Hälfte des symmetrischen Kolklochs notwendig, von mindestens zwei Positionen zu beleuchten, um Abschattungen durch den Pfeiler zu vermeiden. In dieser Arbeit wurden zwei 600 W Strahler, die die Oberfläche von schräg oben beleuchten, an den in Abbildung 5.3 dargestellten Stellen befestigt. Im fortgeschrittenen Kolkstadium wurden die Kolkhänge aus geometrischen Gründen über diese beiden Lampen weniger beleuchtet als die restliche Sandoberfläche. Deshalb wurde eine zusätzliche Lichtquelle im Inneren des durchsichtigen Plexiglaspfeilers angeordnet, die die Lichtintensität auf den Kolkflanken erhöht.

Die Aufnahmen erfolgen vertikal von oben durch eine Plexiglasplatte. Das bedeutet, dass die Lichtquellen so am Versuchsstand positioniert werden müssen, dass sie erstens nicht selbst die Aufnahme behindern und zweitens auch Reflexionen an der Plexiglasplatte nicht von der Kamera erfasst werden.

Kamera

Für diese Arbeit wurde eine CMOS-Kamera (Complementary-Metal-Oxide-Semiconductor) der Firma SUMIX verwendet. Der Hauptunterschied zwischen einer CCD- und einer CMOS-Kamera liegt in der Verarbeitung der Lichtintensität die auf ein Pixel trifft (Litwiller (2001)). Beim CCD-Prinzip werden die Ladungen der einzelnen Pixel über mehrere Stationen zu einem für alle Pixel gemeinsamen Wandler transportiert und dort in eine Spannung konvertiert. Dieser Vorgang geschieht in CMOS-Kameras gesondert auf jedem Pixel mit dessen eigenem Wandler. Dadurch ergeben sich für CCD-Kameras Vorteile im Bereich der Bildqualität, allerdings bietet die CMOS-Technik eine höhere Flexibilität im Bereich der Bildaufnahme-frequenz.

Die Bildinformationen entsprechen Grauwertintensitäten und können mit der verwendeten Kamera sowohl mit 8 bit als auch mit 10 bit Genauigkeit aufgenommen werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Bilder mit 8 bit Genauigkeit verwendet, so dass die gespeicherten Grauwerte zwischen 0 (schwarz) und 255 (weiß) liegen. Nach Untersuchungen von Raffel u. a. (1998) für PIV-Anwendungen ist durch eine Steigerung der Grauwertauflösung von 4 auf 8 bit keine Erhöhung der Messgenauigkeit zu erwarten. Obwohl das entwickelte System mehr einem PTV-Verfahren ähnelt, bei dem die Grauwertauflösung von größerer Bedeutung ist, wurden die Messungen mit 8 bit Genauigkeit durchgeführt, da die höhere Datenmenge bei 10 bit die Bildaufnahmefrequenz durch die Übertragungsrate zum Computer zu stark begrenzt hätte.

Die Ansteuerung und das Auslesen der Kamera erfolgt über eine USB-Schnittstelle. Die hierfür zur Verfügung stehende Software SMX-Control und SMX-View ermöglichen die Einstellung von relevanten Aufnahmeparametern, wie z. B. der Belichtungszeit oder der Bildaufnahmefrequenz, und einiger Bildbearbeitungsgrößen, wie z. B. Kontrast oder Helligkeit. Eine detaillierte Beschreibung zur Anwendung der Software und der Kamera findet sich im zugehörigen Handbuch (Sumix Corporation (2007)).

Die maximale Bildauflösung der Kamera beträgt 1280×1024 px. Die maximal erreichbare Bildfrequenz hängt von der Größe des ausgewählten Bildausschnitts ab, da das Übertragen und Speichern der Bildinformationen durch die Leistungsfähigkeit der USB-Schnittstelle und des angeschlossenen Rechners limitiert ist.

Es wurde ein Objektiv mit verstellbarer Brennweite verwendet. Somit kann die Größe des Bildausschnitts nicht nur durch die Höhe der Kamera über der Sandoberfläche sondern auch über die Einstellung der Brennweite erfolgen.

Messeinstellungen und -positionen

Die wichtigsten Messeinstellungen der Kamera sind die Größe des aufgenommenen Bildausschnitts und die Bildaufnahmefrequenz. Durch die beschriebenen Limitationen der Datenübertragung des verwendeten Systems hängen beide Größen voneinander ab.

Größe des Messbereichs Die bestimmende Größe des Versuchsaufbaus ist die Ausdehnung des Messbereichs. Um eine symmetrische Hälfte des Kolklochs zu allen Entwicklungszuständen des Kolkes aufnehmen zu können, ist ein Bildbereich von 0,21 m oberstrom der Pfeilerachse, 0,23 m seitlich und etwa 0,14 m unterstrom notwendig. Die Maße wurden aus dem Versuch zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Kolkentiefe gewonnen. Auf allen Seiten des Messbereichs wurde dabei ein zusätzlicher Randbereich angeordnet, in dem eine valide Auswertung der Verschiebungen durch Bewegungen von Körner aus dem Bildbereich oder deren Auftauchen von außerhalb nicht möglich ist. Die Breite dieses Randes muss sich an den maximal erwarteten Korngeschwindigkeiten orientieren. Im Falle des oberstromigen und seitlichen Kolkrandes ist dieses Problem unter Klarwasserbedingungen gelöst, solange sich der Kolkrand im Bild befindet. Außerhalb treten keine Bewegungen auf.

Bildaufnahmefrequenz Die notwendige Bildaufnahmefrequenz wird durch die maximal erwarteten Korngeschwindigkeiten bestimmt. Als Abschätzung hierfür wird Formel 2.57 ver-

wendet und als maximal auftretende Sohlschubspannung die zwölfwache der Zuströmung unter Berücksichtigung des Platteneinflusses angesetzt. Dieser Maximalwert im Anfangszustand basiert auf Messungen von Hjorth (1975). Die Berechnung der maximalen Korngeschwindigkeit $u_{P,max}$ ergibt für die Parameter dieses Kolkversuchs:

$$u_{P,max} = 0,106 \text{ m/s} \quad (5.1)$$

Die minimal auftretende Korngeschwindigkeit $u_{P,min}$ wird über die Schubspannungsgeschwindigkeit bei Bewegungsbeginn abgeschätzt. Dies entspricht der Strömungssituation mit der minimalen Sohlschubspannung, durch die Kornbewegungen ausgelöst werden. $u_{P,min}$ wird nach Gleichung 3.16 ermittelt. Für $\tau_{w,krit}$ wird der aus dem Ansatz des logarithmischen Profils gewonnene Wert verwendet (siehe Kapitel 4.1). Daraus ergibt sich:

$$u_{P,min} = 0,030 \text{ m/s}. \quad (5.2)$$

Die Bildaufnahmefrequenz wurde in Abstimmung mit der Größe des aufgenommenen Bereiches zu 27 Hz gewählt. Das bedeutet, dass $u_{P,min}$ einer Verschiebung zwischen zwei Bildern von 1,1 mm entspricht und ein Korn mit $u_{P,max}$ 3,9 mm zurücklegt. Der erste Wert entspricht in etwa 60% eines Korndurchmessers und führt somit zu einer Teilüberlappung von Anfangs- und Endposition, die durch eine Verringerung des Parameters $d_{50,B}$ im Algorithmus ausgeglichen werden muss (siehe Kapitel 3.3). Der zweite Wert entspricht in etwa dem Zweifachen des Korndurchmessers und gibt dadurch einen Anhaltswert für den Parameter *bewegung* an.

Größe des Bildbereichs Die Auflösung der Kamera und die realen Abmessungen des aufgenommenen Bereichs definieren die reale Größe eines Pixels. Des Weiteren ist die Darstellung eines einzelnen Sedimentkorns entscheidend für die Qualität der Messung (siehe Kapitel 3.3). In ausführlichen Vorversuchen wurde als Anhaltswert ermittelt, dass ein Korndurchmesser für die Anforderungen des Auswertalgorithmus von mindestens sechs Pixeln repräsentiert werden sollte. Dies bedeutet für das verwendete Sediment eine maximale reale Abmessung eines Pixels von

$$L_{px,max} \leq d_{50}/6 = 0,317 \text{ mm} . \quad (5.3)$$

Um eine Bildaufnahmefrequenz von 27 Hz zu erreichen, kann eine maximale Bildauflösung von 900×698 px ausgewählt werden. Das entspricht der maximal vom System Kamera - Computer aufnehm- und übertragbaren Datenmenge pro Zeiteinheit. Durch die definierte reale Größe eines Pixels ergibt sich somit eine maximale Abmessung des Bildausschnitts von $0,285 \text{ m} \times 0,221 \text{ m}$. Da dieser Ausschnitt nicht ausreicht, um den gesamten Messbereich abzudecken, war es notwendig, wie in Abbildung 5.4 dargestellt, Bilder aus zwei Messpositionen aufzunehmen.

Die Messungen wurden mit einer Pixel Abbild von 0,276 mm durchgeführt. Daraus ergibt sich eine Bildbreite quer zur Strömung bei 900 px von 0,248 m und in Strömungsrichtung

bei 698 px von 0,192 m. Der Messbereich wird dadurch in alle Richtungen um einen Seitenrand überschritten und die Bilder in den beiden Messpositionen überlappen um 0,032 m (Abbildung 5.4).

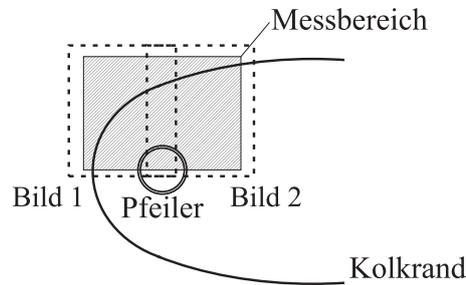


Abbildung 5.4: Messpositionen Sedimentverfolgung

Parameter des Auswertalgorithmus

Die im Rahmen der Parameterstudie (Kapitel 3.3) untersuchten Parameter wurden durch die Ergebnisse in Kombination mit den Erfahrungswerten, die in den Vorversuchen gesammelt wurden, festgelegt:

- $d_{50,B} = 6$ px
- $bewegung = 4,5 \cdot d_{50,B}$
- Schwellenwert $S = 130$
- $WSTAT = 0,3$
- $\Delta GW_{max} = 40$
- $KOR_{min} = 0,8$
- $ampV_{min} = 1,15$.

Die maximal zulässige Bewegungsweite *bewegung* übertrifft die aus den Korngeschwindigkeiten nach Zanke (1999) abgeschätzte, orientiert sich aber zusätzlich an einzelnen Ereignissen aus Vorversuchen, die mit einem Sicherheitsbeiwert erhöht wurden. Der Schwellenwert S ist so gewählt, dass etwa ein Fünftel aller Pixel eines Bildes kleinere Grauwerte aufweisen und orientiert sich damit an der Fraktion der gefärbten Körner. Die Parameter $WSTAT$, ΔGW_{max} und KOR_{min} sind eng miteinander verknüpft und müssen aufeinander abgestimmt sein. Die Auswahl ihrer Belegung wurde aus den Erfahrungswerten der Vorversuche getroffen. Der Wert von ΔGW_{max} weicht von den in der Parameterstudie untersuchten Werten ab. Dies ist damit zu begründen, dass die Grauwerte der realen schwarzen Körner in den Aufnahmen der Sedimentoberfläche durch Änderungen der Lichtintensität teils größeren Schwankungen unterliegen als die künstlichen der Parameterstudie. Der Wert von $ampV_{min}$ wurde ebenfalls aus den Voruntersuchungen gewonnen. Sein Einfluss auf die Auswertung ist in realen Aufnahmen etwas höher zu bewerten als in der Parameterstudie, da durch höhere Schwankungen von Grauwerten und häufigere Überschneidungen von Kornbewegungen in der Regel mehrere Korrelationskoeffizienten berechnet werden und diese durch die größeren Grauwertunterschiede auch variabler ausfallen.

5.4 Vermessung der Kolkgeometrie

Die Geometriemessungen wurden mit einem Laserdistanzsensor der Firma Baumer Electric nach dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Messprinzip durchgeführt. Dieser arbeitet mit Laserlicht der Wellenlänge 675 nm. Der aufgelöste Messbereich liegt zwischen 100 und 500 mm. Die erreichte Messgenauigkeit liegt im Bereich von 0,5 mm.

Die Messungen wurden vertikal von oben bei gefüllter Rinne durchgeführt, um ein mehrmaliges Entleeren und Füllen des Gerinnes zu vermeiden. Zur Gewährleistung definierter optischer Verhältnisse erfolgte der Messvorgang durch die an der Wasseroberfläche leicht eingetauchte Plexiglasplatte (siehe Abbildung 5.3). Um Distanzen durch verschiedene Medien messen zu können, wurde eine Kalibrierung des Ausgangssignals für diese Konfiguration durchgeführt. Für einen festen Abstand zwischen Sensor und Plexiglasplatte wurden verschiedene definierte Abstände zu einer untergetauchten, unter der Plexiglasplatte befindlichen Oberfläche vermessen. Die Kalibrierung ergab einen linearen Zusammenhang zwischen Signal und Distanz.

Die Kolkoberfläche wurde jeweils in einem horizontalen, kartesischen Raster von $0,05 \times 0,05$ m aufgenommen.

5.5 Messung der sohnahen Strömungsgeschwindigkeiten

In den folgenden Unterkapiteln werden die einzelnen Aspekte des Versuchsaufbaus der Experimente zur Messung der sohnahen Strömungsgeschwindigkeiten mit einer LDA-Sonde detailliert beschrieben.

5.5.1 Sedimentoberfläche

Da die Laser-Doppler-Anemometrie ein punktuell Messsystem ist, nimmt die Vermessung des sohnahen Strömungsfeldes im Kolk mit 141 Messpunkten längere Zeit in Anspruch (siehe Kapitel 4.6). Die Sedimentoberfläche im Kolk musste deswegen im untersuchten Kolkzustand verfestigt werden, so dass der Kolkprozess trotz Strömung nicht fortschreitet. Dazu wurde ein Kolkversuch zu den Bedingungen der Sedimentbewegungsmessungen gestartet und im Zustand, zu dem das Strömungsfeld untersucht werden sollte ($t = 60$ min), abgeschaltet. Die Rinne wurde in der Folge entleert. Im ausgetrockneten Zustand wurde die Sedimentoberfläche dann mit mehreren Schichten Lack besprüht. Für die letzte Schicht wurde schwarzer Lack verwendet, um die Reflexionen der Laserstrahlen beim Auftreffen auf die Sedimentoberfläche zu minimieren. Durch dieses Vorgehen wurde gewährleistet, dass keinerlei Kornbewegungen während der LDA-Messzeit auftreten. Außerdem wurden die Struktur der Sedimentoberfläche und somit die Rauheitseinflüsse weitestgehend erhalten.

5.5.2 LDA-Sonde

Es wurde ein Einkomponenten-LDA-Messsystem im Zweistrahlverfahren der Firma Intelligent Laser Applications (ILA) verwendet. Der eingebaute Laser ist ein diodengepumpter Nd:YAG Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung von 75 mW. Das System besitzt keinen über eine Glasfaser abgekoppelten Sondenkopf, weswegen kein Eintauchen

der Optik möglich, aber auch eine geringere Laserleistung erforderlich ist. Der Frequenzshift der beiden Laserstrahlen wird über eine Bragg-Zelle realisiert. Die Empfangslinse ist im Sondengehäuse angeordnet, so dass im Rückstreuverfahren gemessen wird. Das fokussierte Streulicht der Partikel wird über eine Glasfaser auf einen Photomultiplier geleitet, der das Lichtsignal in ein Spannungssignal umwandelt. Der nachgeschaltete Analog-Digital-Wandler hat eine maximale Abtastfrequenz von 50 MHz. Eine detaillierte Beschreibung des Systems findet sich im Handbuch des Messsystems (Intelligent Laser Applications GmbH ILA (2007)).

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden aus geometrischen Gründen (wie später noch beschrieben) mit einer Brennweite von 400 mm durchgeführt. Die Hauptachsen des rotationsellipsoiden Messvolumens haben dadurch eine Länge von $l_{MV} = 3,01 \cdot 10^{-3}$ m in Richtung der optischen Achse und $b_{MV} = 0,17 \cdot 10^{-3}$ m quer dazu. Der Berechnungsgang zu den Messvolumenabmessungen ist in Rapp (2009) beschrieben.

Die Einstellungen der digitalen Signalaufzeichnung und -bearbeitung mussten den speziellen Anforderungen von sohnahen Messungen angepasst werden. Dabei stellen die starken Reflexionen der Laserstrahlen beim Auftreffen auf die Sohle das größte Problem dar. Als Shiftfrequenz wurde $f_S = 1$ MHz ausgewählt. Die dadurch begrenzte, maximal messbare negative Geschwindigkeit beträgt 4,74 m/s (berechnet durch Einsetzen von $f_d = f_S$ in Gleichung 3.21). Dies entspricht etwa dem 13-fachen der mittleren Zuströmgeschwindigkeit. Negative Geschwindigkeiten dieser Größenordnung werden deshalb nicht erwartet. Die Aufzeichnungsfrequenz des AD-Wandlers wurde zu $f_a = 5$ MHz gesetzt, wodurch das in Kapitel 3.4 beschriebene Nyquist-Kriterium bei Weitem erfüllt wird. Die Anzahl n der digitalen Signalwerte, die, nachdem die Signalamplitude die Triggerschwelle überschritten hat, für die Durchführung einer FFT verwendet wird, musste mit $n = 512$ sehr klein gewählt werden. Dies ist im hohen Rauschanteil bei sohnahen Messungen begründet. Um einen möglichst hohen Anteil des Streulichtsignals am Gesamtsignal zu erhalten, muss die zeitliche Ausdehnung des analysierten Signals möglichst auf den Burst beschränkt werden, um den Einfluss des umrahmenden Rauschsignals für die FFT gering zu halten. Die gewählte Anzahl entspricht bei der Einstellung der Aufzeichnungsfrequenz f_a einer Zeitspanne von $t_{FFT} = n/f_a = 0,102 \cdot 10^{-3}$ s. Dies ist in etwa die zeitliche Länge eines Burstsignals bei einer Geschwindigkeit von 1 m/s. Da im Messbereich in der Regel deutlich kleinere Geschwindigkeiten auftreten, wird unter diesen Einstellungen lediglich ein zentraler Teil des Bursts analysiert und dadurch der Rauscheinfluss minimiert. Des Weiteren war es notwendig, zu Validierungszwecken ein relativ hohes Amplitudenverhältnis von $Amp1/Amp2 = 4$ anzusetzen. Das bedeutet, dass die Amplitude des zweithöchsten Peaks des FFT-Spektrums maximal ein Viertel des höchsten Peaks betragen darf. Dadurch konnten Signale, die hauptsächlich aus Hintergrundrauschen bestanden, herausgefiltert werden. Die gewählten Einstellungen bezüglich f_a und n ergeben nach Gleichung 3.24 eine Auflösung des Frequenzspektrums von $\Delta f = 9.766$ Hz oder einem Geschwindigkeitsunterschied von $\delta u = 0,046$ m/s. Dies ist ein relativ großer Wert, der den Notwendigkeiten der sohnahen Messungen geschuldet ist (kleines n). Die Berechnung der Zwischenwerte des FFT-Spektrums erfolgte mit einer Gauß-Interpolation.

5.5.3 Seedingmaterial

Als Seedingmaterial wurden so genannte *hollow glass microspheres* verwendet. Der Durchmesser der hohlen Glaskügelchen betrug zwischen $d_p = 11 \mu\text{m}$ bis $d_p = 18 \mu\text{m}$, bei einer Rohdichte von $\rho_p = 1,1 \text{ g/cm}^3$. Wie die Erfahrungen am Fachgebiet im Umgang mit Seedingmaterial zeigen, haben Glaskügelchen Vorteile im Vergleich zu Polyamid-Material, weil sie beim Mischen mit Wasser nicht aneinander haften und bessere Streulichteigenschaften aufweisen (Rapp (2009)).

Folgeverhalten

Mit Hilfe der bereits erwähnten Large Eddy Simulation eines Kolkes um einen zylindrischen Pfeiler von Gobert u. a. (2010) konnte ein Näherungswert für die kleinste Zeitskala t_η der Strömung im Kolk angesetzt werden. t_η wird minimal für den Maximalwert der Dissipationsrate ϵ . Geometrie und hydraulische Randbedingungen der Simulation unterscheiden sich allerdings von der im Laborversuch untersuchten Konfiguration ($D_{Sim} = 0,20 \text{ m}$, $u_{m,Sim} = 0,30 \text{ m/s}$). Da dies aber die einzige Ansatzmöglichkeit für die Bestimmung von ϵ ist und die Pfeiler-Reynolds-Zahl (basierend auf der mittleren Zuströmgeschwindigkeit und dem Pfeilerdurchmesser) beider Versuche die gleiche Größenordnung haben, werden die Ergebnisse dieser Simulation zur Abschätzung des Partikelfolgevermögens herangezogen ($Re_{Pfeiler,LES} = 60.000$, $Re_{Pfeiler,Exp} = 36.000$). Da die Dissipation mit u^3/L skaliert (Rapp (2009)), wird die im Experiment auftretende Dissipationsrate durch den Ansatz der LES-Werte auf der sicheren Seite liegend überschätzt. Die maximale Dissipationsrate, die im zeitlich gemittelten Strömungsfeld der Simulation auftritt, beträgt $\epsilon_{max} = 3,44 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}^3$. Daraus ergibt sich das Kolmogorov-Zeitmaß nach Gleichung 3.31 zu $t_\eta = 5,39 \cdot 10^{-3} \text{ s}$. Das Zeitmaß der Seedingpartikel ergibt sich nach Gleichung 3.30 im ungünstigsten Fall zu $t_R = 1,9 \cdot 10^{-5} \text{ s}$. Daraus berechnet sich eine Stokes-Zahl von

$$St_{Exp} = \frac{t_r}{t_\eta} = 3,53 \cdot 10^{-3} < 1. \quad (5.4)$$

Trotz des starken Abschätzungscharakters der Berechnung kann durch die eindeutige Erfüllung des Stokes-Kriteriums davon ausgegangen werden, dass die Seedingpartikel der Strömung bis in die kleinsten Skalen vollständig folgen.

Partikelzugabe

Die Seedingpartikel wurden in einem Behälter mit Wasser vermischt und einige Meter oberstrom des Pfeilers kontinuierlich über einen Schlauch zugegeben.

5.5.4 Messrichtungen

Die Auswahl der Messrichtungen wurde hauptsächlich durch die geometrischen Limitationen des Versuchsaufbaus bestimmt. Dabei waren vor allem die Gerinnwände und der Pfeiler die entscheidenden Faktoren. Alle in Kapitel 4.6 dargestellten Messpunkte müssen in allen Messrichtungen optisch erreichbar sein. Zusammen mit der Breite des Gerinnes und den

Abmessungen der Sonde waren lediglich die drei in Abbildung 5.5 dargestellten horizontalen Ausrichtungen (0° , 30° und 60° von der Zuströmrichtung aus gesehen) der Sonde möglich. In allen Positionen war die Sonde 60° gegen die Horizontale geneigt (siehe Abbildung 5.6). Wie in Abbildung 5.6 dargestellt, wurde in jeder der drei horizontalen Positionen in den beiden dargestellten Drehungen um die optische Achse gemessen. Die durch die Laserstrahlen aufgespannte Ebene war einmal vertikal und einmal 60° gegen die horizontale geneigt ausgerichtet. Diese 3×2 Messrichtungen spannen ein linear unabhängiges Messsystem (siehe Kapitel 3.4) auf, über das die zeitlich gemittelten Komponenten des Reynolds-Spannungstensors bestimmt werden konnten.

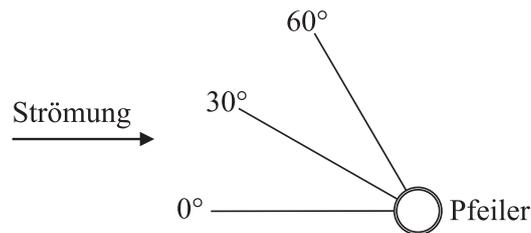


Abbildung 5.5: Draufsicht der horizontalen Messrichtungen

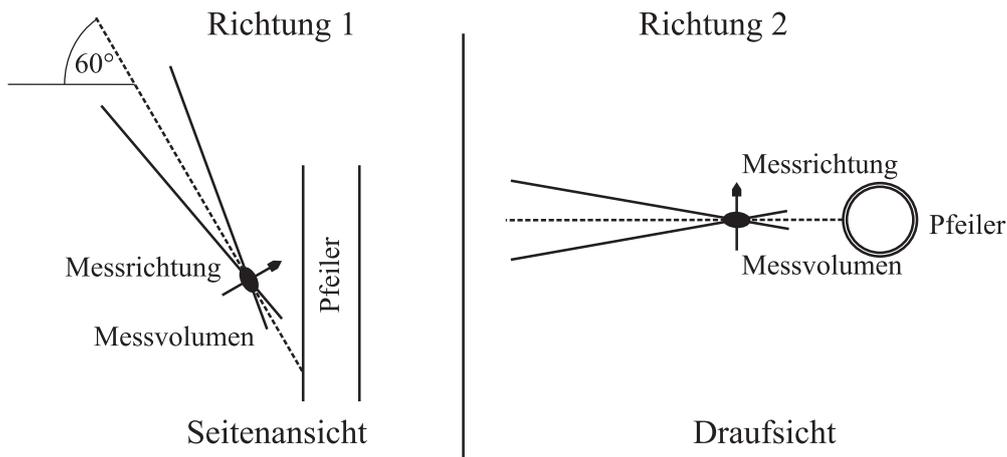


Abbildung 5.6: Messrichtungen durch Drehung der Sonde um optische Achse

Eine flachere Neigung der optischen Achse zur Horizontalen wäre wünschenswert gewesen, denn eine optimale Messung der vertikalen Komponente könnte bei einem Winkel von 0° erfolgen. Außerdem würde ein kleinerer Winkel geringere Reflexionen bei sohnahen Messungen bedeuten, wie aus Abbildung 5.7 ersichtlich. Wie hier dargestellt, liegt der Auftreffpunkt der Strahlen auf der Sohle bei großen Neigungsunterschieden sehr nahe am Messvolumen, wodurch ein großer Teil des durch die Sohle gestreuten Lichts auf den Photomultiplier fokussiert wird und sich somit ein schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis ergibt. Allerdings macht eine flachere Neigung eine größere Brennweite notwendig, weil die Lauflänge der Strahlen im Wasser verlängert wird und die Sonde nicht untergetaucht werden kann. Bei einer Neigung von 30° würde das für die untersten Punkte im Kolk eine Lauflänge in Wasser von etwa 0,55 m bedeuten. Dadurch wäre eine Brennweite von etwa 600 mm nötig, wodurch sich eine Messvolumenlänge parallel zur Sohle im Kolk von 6,7 mm ergäbe. Da dies eine Mittelung

über einen relativ großen Bereich bedeutet und weitere geometrische Zwänge durch die später beschriebene Traversierung des optischen Zugangs und die Rinnenbreite bestehen, wurde eine Neigung zur Horizontalen von 60° angesetzt.

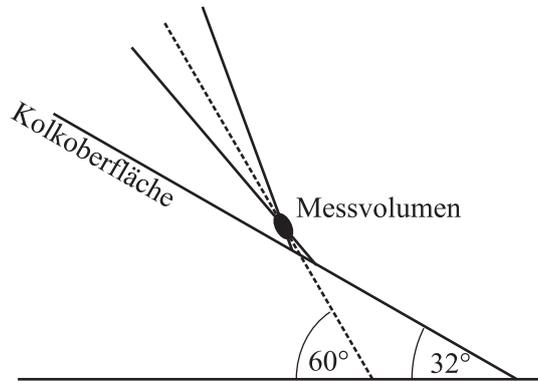


Abbildung 5.7: Auftreffwinkel der Laserstrahlen auf die Kolkoberfläche

5.5.5 Traversierung und optischer Zugang

Aus geometrischen Gründen können sohnahne Geschwindigkeiten im Kolk mit LDA ausschließlich von oben durch die Wasseroberfläche gemessen werden. Dazu ist ein definierter optischer Zugang der Laserstrahlen in den Wasserkörper erforderlich. Dieser wurde durch ein kurzes Stück eines hohlen Plexiglasrohres, bei dem auf einer Seite die Öffnung mit einer Scheibe aus optischem Glas verschlossen ist, erreicht. Dieses Zugangsglas wurde in der optischen Achse der LDA-Sonde positioniert und minimal möglich unter Wasser getaucht, so dass die Laserstrahlen durch die definierte Oberfläche der Glasscheibe in den Wasserkörper geführt wurden, wie in Abbildung 5.8 dargestellt. Der Außendurchmesser des Plexiglasrohres betrug 0,05 m, um im Inneren den Durchgang beider Laserstrahlen (Strahlabstand an der Linse: 0,045 m) in allen Positionen zu ermöglichen. Die Neigung der optischen Achse definiert die Eintauchtiefe der unteren Kante des Glases. Bei einer Neigung von 60° und minimalem Eintauchen am oberen Rand liegt der untere Rand 0,04 m unterhalb der Wasseroberfläche.

Um eine möglichst berührungslose Messung gewährleisten zu können, muss das Zugangsglas immer minimal möglich eingetaucht sein. Dazu darf die vertikale Position des Glases auch bei vertikalen Verfahrenswegen der Sonde, wegen unterschiedlicher Höhenlagen der Messpunkte, nicht verändert werden, weswegen es nicht über eine starre Verbindung mit der LDA-Sonde gekoppelt werden kann. Gleichzeitig muss gewährleistet sein, dass das Zugangsglas immer in der optischen Achse der Sonde positioniert ist. Um diese Voraussetzungen für eine automatisierte Vermessung der sohnahen Messpunkte aus sechs verschiedenen Messrichtungen erfüllen zu können, wurde das im Folgenden beschriebene Traversierungssystem entwickelt. In Abbildung 5.9 ist das System dargestellt.

Für die Traversierung des Zugangsglases wurde ein zweidimensional beweglicher, horizontal ausgerichteter Rahmen über der Wasseroberfläche aufgehängt. Da die LDA-Messungen aus sechs verschiedenen Richtungen ausgeführt werden mussten, wurde der horizontale 2D-Rahmen auf einem Drehkranz gelagert, der eine Drehung um die vertikale Achse ermöglicht

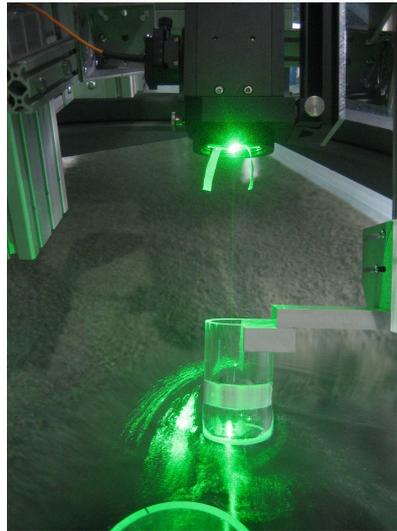


Abbildung 5.8: Optischer Zugang durch die Wasseroberfläche

(siehe Abbildung 5.9). Oberhalb des Gerinnes wurde eine dreidimensionale, automatisiert verfahrbare und mit der Messsoftware der LDA-Sonde angesteuerte Traversiereinheit befestigt, an der die LDA-Sonde angebracht wurde. Beide Systeme wurden über eine Diagonalachse verbunden, an deren unterem Ende das Zugangsglas positioniert war. Diese Achse war parallel zur optischen Achse der weiter oben befestigten LDA-Sonde orientiert. Sie war an der Aufhängung der LDA-Sonde mit dem oberen 3D-Rahmen verbunden. Dabei war sie in Achsrichtung verschiebbar, aber nicht verdrehbar gelagert, am 2D-Rahmen war sie mit einer Schraube fixiert. Dadurch wurde eine Relativverschiebung zwischen Glas und Sonde möglich und es war gleichzeitig gewährleistet, dass das Glas in der optischen Achse verbleibt. Der 2D-Rahmen war immer so ausgerichtet, dass eine Achse parallel zur Ebene der Diagonalachse verlief. Auf diese Weise ist es möglich, dass das Glas auf einem gleichbleibenden Höhenniveau mit den Bewegungen der 3D-Traverse in der optischen Achse verbleibend automatisch mitverfahren wird. Bei vertikalen Bewegungen der LDA-Sonde ändert das Zugangsglas dabei automatisch seine horizontale Position mit der optischen Achse, wie in Abbildung 5.10 dargestellt.

Dabei ergibt sich zwangsläufig eine Relativverschiebung zwischen Sonde und Zugangsglas, die durch die verschiebbare Lagerung der Diagonalachse an der Befestigung der Sonde ermöglicht wird.

Die Aufhängung der Sonde an der 3D-Traverse wurde, wie in Abbildung 5.11 dargestellt, so konzipiert, dass sowohl eine Drehung um eine vertikale als auch um eine horizontale Achse möglich war. Die Lagerung der LDA-Sonde selbst erlaubte eine Drehung um die optische Achse, so dass grundsätzlich Messungen in alle Raumrichtungen möglich waren.

5.5.6 Ermittlung der Messpositionen der LDA-Sonde

Der Nullpunkt des Messkoordinatensystems befindet sich an der Pfeilvorderseite auf Höhe der ursprünglichen Sohle. Um den Nullpunkt des Traversiersystems zu finden, wurde das Messvolumen mit Hilfe eines Justiertargets im Versuchszustand (gefüllte Rinne, Zugangsglas

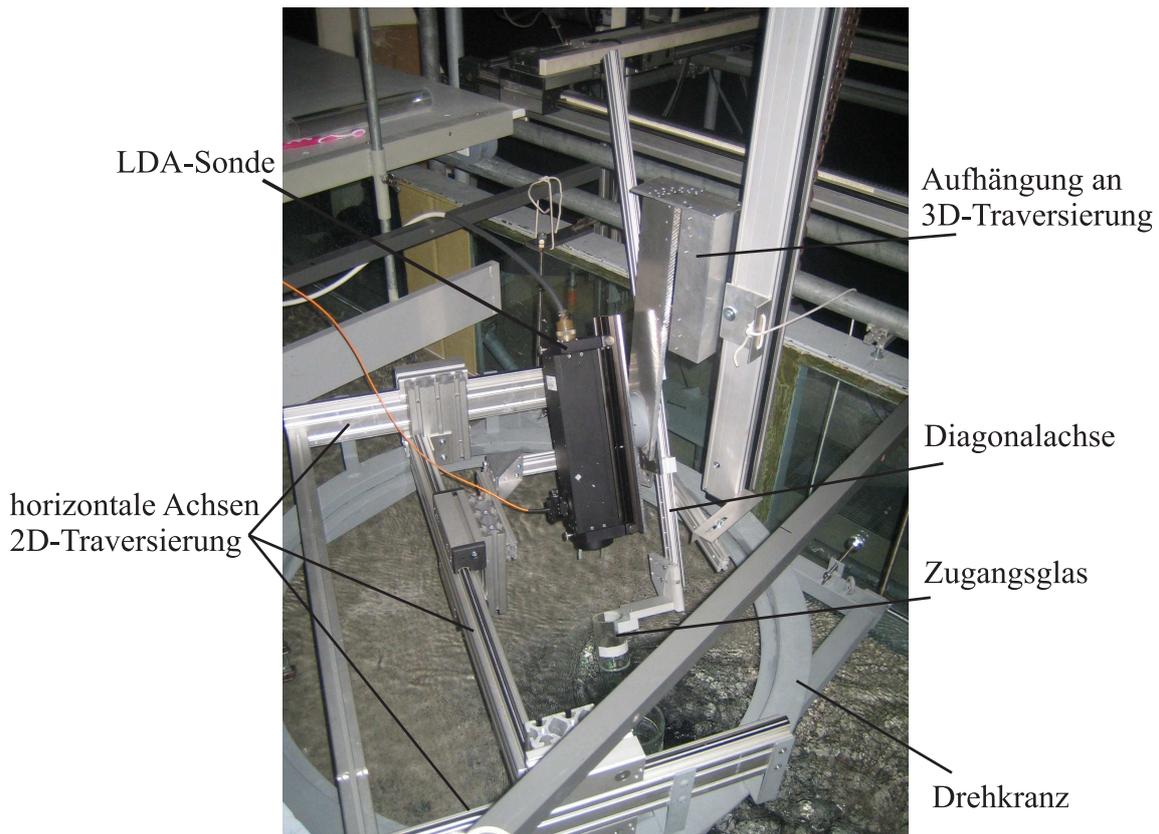


Abbildung 5.9: Aufhängung von LDA-Sonde und optischem Zugang

in vertikaler Position justiert) in den Koordinaten-Nullpunkt gebracht.

Durch die Relativverschiebung zwischen Sonde und Zugangsglas ergeben sich für verschiedene Messpositionen variierende Abstände zwischen Sonde und Messvolumen. Durch die Winkeländerung der Laserstrahlen bei Eintritt ins Wasser verlängert sich die effektive Brennweite im Vergleich zu einer Messung in Luft. Diese Längenänderung ist von der so genannten Schnitttiefe, also der Lauflänge der Strahlen im Wasser, abhängig. Dies musste bei der Traversierung der Sonde in diesem Aufbau berücksichtigt werden. Daraus resultiert, dass bei einer rein vertikalen Bewegung des Messvolumens um Δz nach oben eine kleinere vertikale und gleichzeitig eine horizontale Bewegung der Sonde ausgeführt werden müssen (siehe Abbildung 5.12). Durch die veränderte Schnitttiefe ergibt sich eine Änderung der Brennweite d_f , die durch abweichende Traversierwege in x- und y-Richtung ausgeglichen werden muss.

Mit einer Strahlengangberechnung mit Hilfe der Matrizenoptik für den Verlauf der Laserstrahlen kann von der Position des Messvolumens aus die dazu relative Position der Sondenlinse und damit der Sonde bestimmt werden. Wenn die Position der Sonde im Nullpunkt bekannt ist, können somit für Messpunkte in anderen Positionen die relativen Positionen der Sonde im Vergleich zum Traversierungsnullpunkt berechnet werden. In Abbildung 5.13 ist schematisch der Strahlengang eines der beiden Laserstrahlen bezogen auf die optische Achse dargestellt. Durch die Kenntnis des Austrittswinkels aus der Sonde, des Abstands des Strahls von der optischen Achse, der Dicke der Glasscheibe und der Brechungsindizes kann

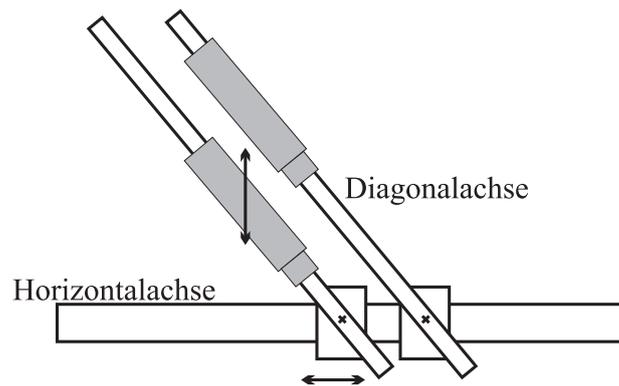


Abbildung 5.10: Kopplung der Vertikalverschiebung der Sonde mit der Horizontalverschiebung des Zugangsglases

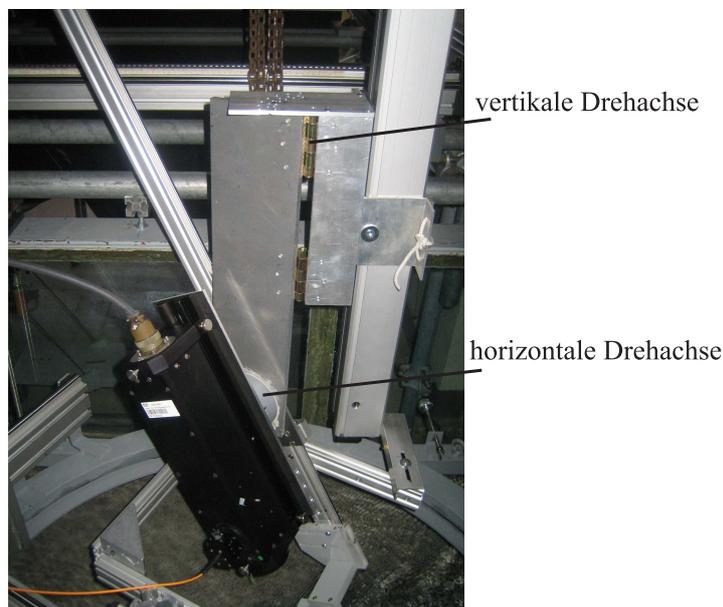


Abbildung 5.11: Aufhängung der LDA-Sonde an der 3D-Traversierung

die effektive Gesamtbrennweite ermittelt werden. Eine genaue Beschreibung der Grundlagen der Matrizenoptik findet sich bei Meschede (2008).

Die Matrizenoptik ist ein Hilfsmittel um Abstand r und Winkel α_M beispielsweise eines Laserstrahls in Bezug auf eine optische Achse mit der Lauflänge l zu berechnen. Dies geschieht über den Einsatz so genannter Transfermatrizen, die jeweils den Durchgang des Strahls durch ein optisches Element beschreiben. r_2 und $\alpha_{M,2}$ nach Durchgang des Elements können über eine Multiplikation der Transfermatrix T mit dem Vektor der Ausgangswerte r_1 und $\alpha_{M,1}$ berechnet werden:

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \alpha_{M,2} \end{pmatrix} = T \cdot \begin{pmatrix} r_1 \\ \alpha_{M,1} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Es existieren Transfermatrizen T für verschiedene optische Elemente, wie z. B. T_T für die

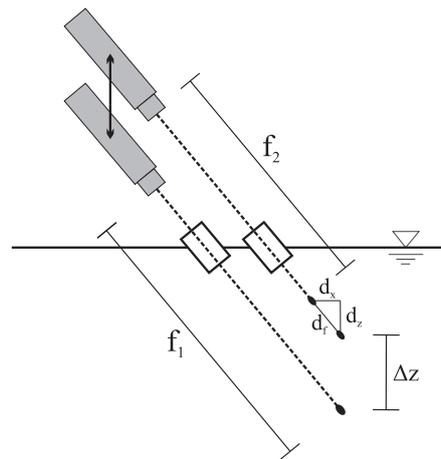


Abbildung 5.12: Verschiebung des Messvolumens bei vertikaler Traversierung

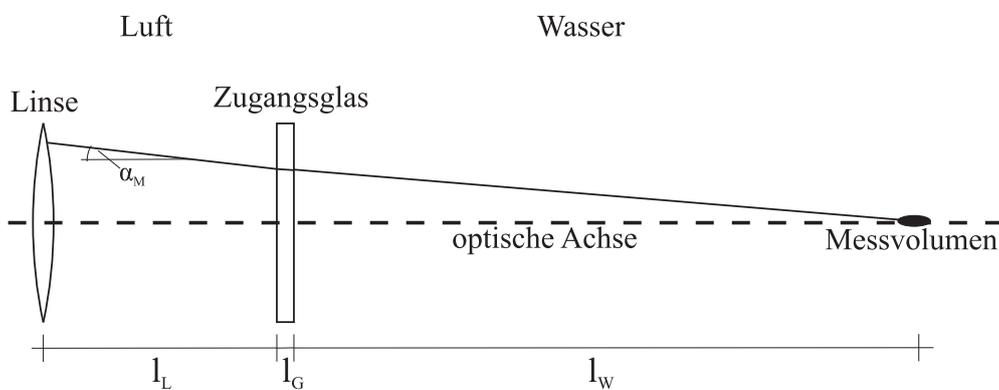


Abbildung 5.13: Schema des Strahlengangs eines LDA-Laserstrahls

Translation in einem Medium und $T_{B,e}$ für die Brechung an einer ebenen Fläche.

$$T_T = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

$$T_{B,e} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Dabei sind n_1 und n_2 die Brechzahlen der nacheinander durchlaufenen Medien. Durch die Kombination mehrerer Matrizen können Strahlengänge durch verschiedene optische Elemente berechnet werden. Dazu wird eine Gesamttransfermatrix aus der Matrizenmultiplikation der Einzelmatrizen nach Gleichung 5.8 erstellt.

$$T_{ges} = T_n \cdot T_{n-1} \cdot \dots \cdot T_2 \cdot T_1 \quad (5.8)$$

Für den in Abbildung 5.13 dargestellten Strahlengang gilt also:

$$T_{ges} = T_{T,Wasser} \cdot T_{B,W-G} \cdot T_{T,Glas} \cdot T_{B,G-L} \cdot T_{T,Luft} \quad (5.9)$$

bzw. ausformuliert:

$$T_{ges} = \begin{pmatrix} 1 & l_W \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_G}{n_W} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_G \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_L}{n_G} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

Zur Berechnung von r_2 und $\alpha_{M,2}$ ergibt sich damit:

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \alpha_{M,2} \end{pmatrix} = T_{ges} \cdot \begin{pmatrix} r_1 \\ \alpha_{M,1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_L + l_G \frac{n_L}{n_G} + l_W \frac{n_L}{n_W} \\ 0 & \frac{n_L}{n_W} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \alpha_{M,1} \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

bzw. die zwei Bestimmungsgleichungen:

$$r_2 = r_1 + \alpha_{M,1} \left(l_L + l_G \frac{n_L}{n_G} + l_W \frac{n_L}{n_W} \right) \quad (5.12)$$

und

$$\alpha_{M,2} = \alpha_{M,1} \frac{n_L}{n_W} \quad (5.13)$$

In Gleichung 5.12 sind die Werte von r_1 , l_G und die verschiedenen Brechzahlen bekannt. Außerdem ist die Schnittweite in Wasser l_W für einen bestimmten Messpunkt und die fixierte vertikale Position des Zugangsglases definiert. Im Messvolumen gilt $r_2 = 0$. Somit lässt sich die Gleichung nach l_L auflösen und zusammen mit dem Winkel der optischen Achse die relative Position der Sendelinse bestimmen.

Wird die Berechnung auch für den justierten Nullpunkt durchgeführt, kann aus dem Unterschied und der Abweichung des Messpunktes vom Nullpunkt die auf den Traversierungsnullpunkt bezogene Position der Sonde ermittelt werden.

5.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Konfigurationen der einzelnen Experimente im Rahmen dieser Arbeit beschrieben. Die Angaben über die Aufbauten und Vorgehensweisen erlauben eine Einordnung dieser Versuchsreihe im Vergleich mit anderen Arbeiten im Bereich der Kolkforschung. Durch die Konfiguration des Gerinnes wurde nach den gängigen Erfahrungswerten der Effekt der lokalen Auskolkung isoliert und in den verschiedenen Versuchsaufbauten störende Einflüsse durch die Messtechnik minimiert. Die Informationen über die verwendeten Messsysteme zeigen die Genauigkeit der Messungen und ihrer Ergebnisse.

6 Ergebnisse der Sedimentbewegungsmessungen

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Sedimentbewegungsmessungen vorgestellt. Zur besseren Orientierung im Messbereich und zur Vereinfachung der Beschreibung der Messergebnisse ist in Abbildung 6.1 die Einteilung der Kolkoberfläche in hydromechanisch und morphodynamisch sinnvolle Bereiche, in denen die Strömungs- und Erosionseigenschaften ähnlich sind, dargestellt. In den weiteren Kapiteln, auch für die Beschreibung der Strömungsmessungen, wird auf diese Einteilung Bezug genommen, wenn die einzelnen Kolkregionen bezeichnet werden.

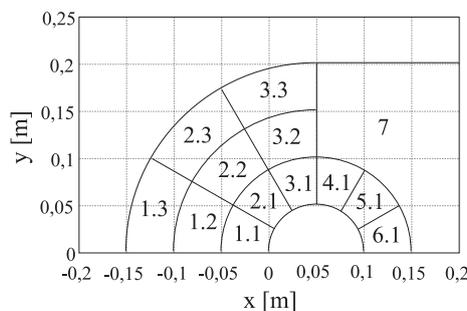


Abbildung 6.1: Einteilung und Bezeichnung der Kolkoberfläche

6.1 Postprocessing

Die aus der in Kapitel 3.3 beschriebenen Auswertung der Sedimentbewegungsmessungen hervorgegangenen Vektoren wurden einem Postprocessing unterzogen, das im Folgenden beschrieben wird.

Räumliche Mittelung

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, ist für die Darstellung zeitlich gemittelter Felder eine räumliche Mittelung der Einzelmesswerte erforderlich. Die Weite der gemittelten Bereiche ist von der Korngröße nach unten und durch die notwendige Auflösung von Gradienten im Vektorfeld nach oben hin begrenzt.

Das Bewegungsfeld der hier untersuchten Erosionen wurde in Bereichen von $0,01 \times 0,01$ m räumlich gemittelt. Dies entspricht einer Ausdehnung von etwa $5 d_{50}$ in beide Raumrichtungen, wodurch sich bei der hohen Anzahl von untersuchten Bildpaaren eine genügende Stichprobenanzahl in den meisten Bereichen des Kolks ergab. In den Abbildungen 6.2, 6.3 und

6.4 sind exemplarisch die Ergebnisse verschiedener räumlicher Mittelungsweiten (0,005 m, 0,01 m und 0,02 m) für die Berechnung zeitlich gemittelter Vektorfelder für die Auskolkung nach 720 min dargestellt.

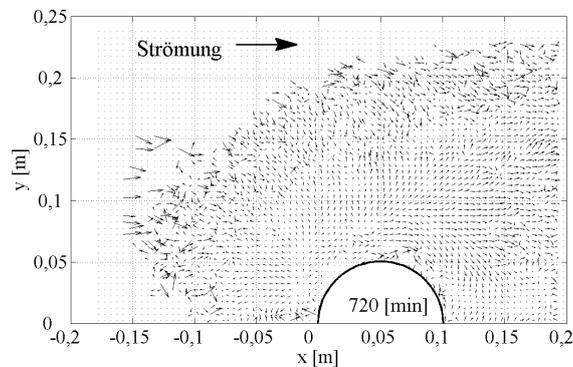


Abbildung 6.2: Gemitteltetes Vektorfeld im Kolk nach 720 min bei einer räumlichen Mittelungsweite von 0,005 m

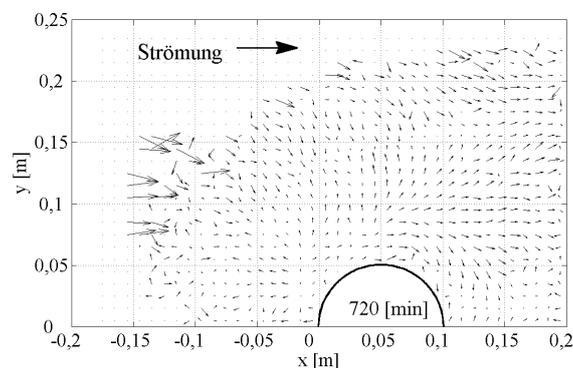


Abbildung 6.3: Gemitteltetes Vektorfeld im Kolk nach 720 min bei einer räumlichen Mittelungsweite von 0,01 m

Es ist zu erkennen, dass für eine genaue räumliche Auflösung in Bereichen kleiner Transportraten (wie z. B. 1.3, 2.3 und 3.3) nicht genügend Stichproben pro Mittelungsgebiet vorhanden sind, und somit in diesen Bereichen das Vektorfeld sehr rau erscheint. Die sehr grobe räumliche Auflösung (0,02 m) ergibt ein vergleichsweise glattes Vektorfeld, bietet aber weniger Genauigkeit in der Darstellung der räumlichen Veränderungen der Erosionsvorgänge. Deswegen wurde ein mittleres Raster von $0,01 \times 0,01$ m gewählt, bei dem sowohl eine weitestgehend ausreichende Stichprobenanzahl als auch die Auflösung der Bewegungsprozesse gewährleistet ist.

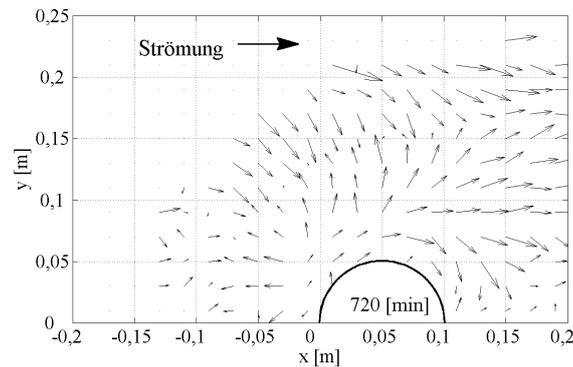


Abbildung 6.4: Gemitteltes Vektorfeld im Kolk nach 720 min bei einer räumlichen Mittelungsweite von 0,02 m

Räumlicher Medianfilter

Für die Darstellung zeitlich gemittelter Werte wurden die Vektorfelder zusätzlich einer räumlichen Medianfilterung unterzogen. Dies ist dadurch begründet, dass zu manchen Zeitpunkten der Kolkentwicklung in bestimmten Bereichen des Kolks nur sehr wenige Kornbewegungen auftreten, und somit lediglich kleine Anzahlen von Stichproben zur Verfügung stehen. Daraus resultieren teilweise raue Vektorfelder. Um diese glatter darzustellen und die Strukturen besser kenntlich zu machen, wurde die Medianfilterung angewendet. Dabei wurden beide Komponenten jedes Vektors mit denen der acht umliegenden Nachbarn verglichen und der Median des jeweiligen Bereichs ermittelt. Diese Werte wurden dann für die untersuchte Interrogation Area als Korngeschwindigkeitskomponenten angesetzt.

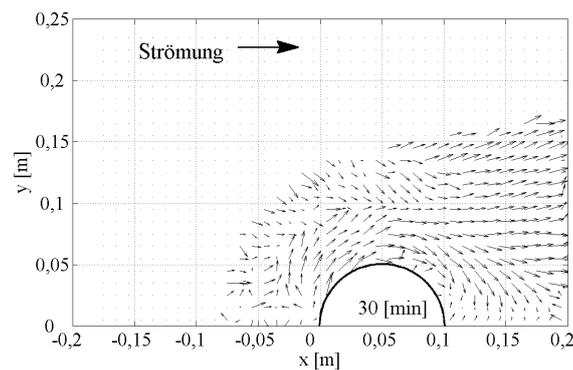


Abbildung 6.5: Gemitteltes Vektorfeld im Kolk nach 30 min ohne Medianfilterung

In den Abbildungen 6.5 und 6.6 ist exemplarisch das gemittelte Vektorfeld des Kolks nach 30 min einmal ohne und einmal mit Medianfilterung dargestellt. Es wird ersichtlich, dass die Medianfilterung das Vektorfeld glättet, die Tendenzen und Strukturen der Rohdaten aber nicht verändert.

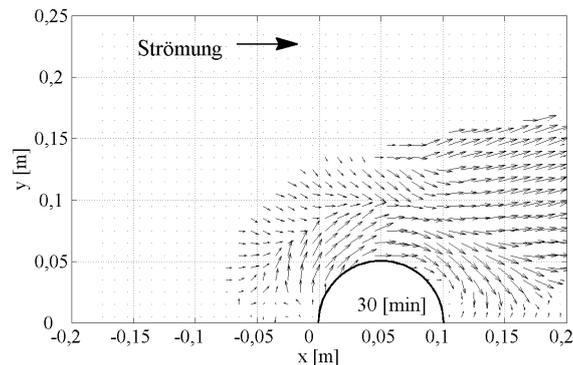


Abbildung 6.6: Gemitteltetes Vektorfeld im Kolk nach 30 min mit Medianfilterung

6.2 Zeitlich gemittelte Bewegungsrichtungen

Im folgenden Abschnitt werden die zeitlich gemittelten Bewegungsrichtungen der Sedimentkörner im Kolk zu verschiedenen Zeitpunkten des Kolkprozesses vorgestellt. Die Analyse erfolgt anhand der Vektorfelder in den Abbildungen 6.7 bis 6.10 und der Stromlinienplots in den Abbildungen 6.12 bis 6.15. Alle Abbildungen sind jeweils auf eine Hälfte des symmetrischen Auskolkungsbereichs begrenzt.

Die Abbildungen der mittleren Vektorfelder sind mit der Kontur der Richtung der Sedimentbewegungen relativ zur Pfeilerachse hinterlegt. Sie entspricht dem Verhältnis der radialen Vektorkomponente zur tangentialen. Die Farblegende findet sich in Abbildung 6.11. Die dunklen Farbtöne stellen eine Bewegung radial in Richtung zur Pfeilerachse dar, helle, weiße Töne Bewegungen in entgegengesetzter Richtung und die dazwischen liegenden grauen Schattierungen Bereiche rein tangentialer Bewegungen um den Pfeiler herum oder Bereiche ohne Kornbewegungen.

Zu Beginn der Auskolkung nach 5 min sind die Erosionsprozesse im oberstromigen Teil des Kolkes hauptsächlich durch tangentiale Bewegungskomponenten dominiert. In den Bereichen 1.1 bis 5.1 treten nahezu keine radialen Komponenten auf. Im Bereich der Symmetrieebene oberstrom des Pfeilers findet sich eine kleine Region mit radial nach außen gerichteten Bewegungen, die auf den entstehenden Hufeisenwirbel (HW) hindeutet. Die vorhandene Rotationsbewegung des Wirbelsystems wird an den Zylinderseiten von den tangentialen Strömungskomponenten so stark überlagert, dass seine Wirkung auf die Kornbewegungen nicht deutlich zu erkennen ist. Das Kornbewegungsmuster stimmt sehr gut mit den Sohlschubspannungs- und Geschwindigkeitsmessungen von Hjorth (1975) und Melville (1975) sowie den Beobachtungen von Zanke (1982b) und Dargahi (1990) überein. Die stärkste Erosionswirkung haben zu diesem Zeitpunkt die tangential beschleunigten Komponenten an den Zylinderseiten. Die Wirkung des Hufeisenwirbels ist erkennbar, allerdings fast ausschließlich in der Symmetrieebene. Dieses Bewegungsmuster passt zu den PIV-Messungen von Unger und Hager (2007), die zeigen, dass die Abwärtsströmung an der Zylinderfront zu Beginn der Auskolkung hauptsächlich tangential um den Pfeiler gelenkt wird. Außerhalb des beschriebenen inneren Rings (also außerhalb von 1.1 - 5.1) bewegen sich die Körner meist in Richtung der Hauptströmung.

Im Nachlauf des Pfeilers sind im Außenbereich leichte Abweichungen der Kornbewegungen von der Hauptströmungsrichtung zu erkennen, die darauf zurückzuführen sind, dass sich hier ein Ablagerungshügel bildet, an dessen seitlichen Hängen die Körner durch die laterale Hangabtriebskraft eine spannbreite Bewegungskomponente erhalten. Im direkten Nachlauf des Zylinders ist ein kleiner Bereich (6.1 und 7.1) sichtbar, der durch die Ablösungszone des Pfeilers dominiert ist. Dort ergeben sich keine klaren mittleren Bewegungsrichtungen. Die Kinematik dieses Bereichs wird später noch bei der Betrachtung der Einzelbewegungen deutlicher. Im übrigen Bereich unterstrom des Pfeilers werden die Körner vergleichsweise gleichmäßig aus dem Kolk heraus transportiert.

Das Bewegungsmuster nach 30 min ist dem Anfangszustand sehr ähnlich. Auch hier dominieren die tangentialen Strömungskomponenten den Sedimenttransport. Der Einflussbereich des HW-Systems in der Nähe der Symmetrieebene wächst langsam an, wie auch von Melville (1975), Zanke (1982b) und Dargahi (1990) berichtet. Im Bereich des oberen Kolkhangs (1.2, 2.2, 3.2) treten durch die fortschreitende Eintiefung des Kolkes erste Hangrutschungen radial zum Pfeiler hin auf.

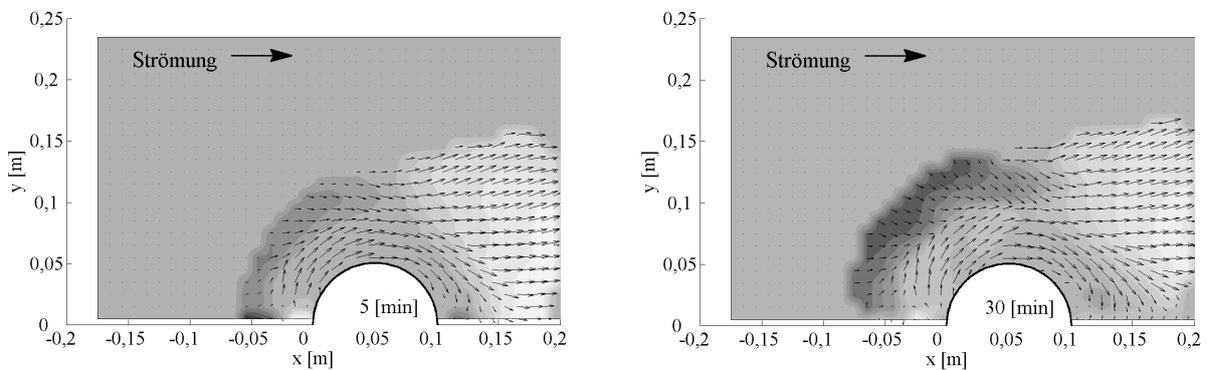


Abbildung 6.7: Gemittelte Vektorfelder nach 5 min und 30 min

Die Felder nach 60 min und 120 min unterscheiden sich ebenfalls kaum vom Muster des Anfangsstadiums. Das Anwachsen des Einflussbereichs des HW-Systems hält an, aber die Bewegung in der Nähe des Pfeilers (1.1 - 5.1) ist weiterhin tangential dominiert. Auch Hangrutschungen treten weiter auf.

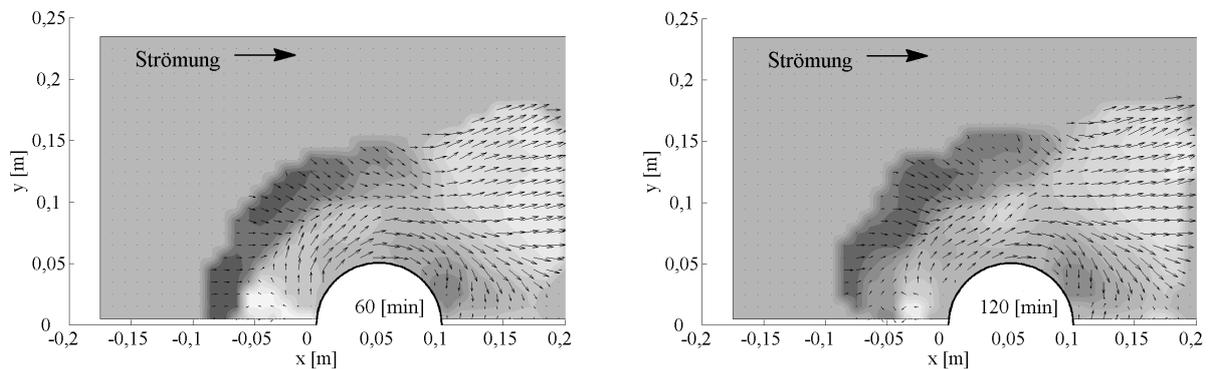


Abbildung 6.8: Gemittelte Vektorfelder nach 60 min und 120 min

Für die Entwicklung der Vektorfelder zwischen 240 min und 1200 min ist eine generelle Entwicklungstendenz zu erkennen. In den Bereichen 1.2, 2.2, 3.2 und 1.3, 2.3 und 3.3 treten radial nach innen gewandte Bewegungen aufgrund von Hangrutschungen auf. Im darunter liegenden Teil des Kolkhangs (1.1, 2.1, 3.1) wächst der Einfluss des HW-Systems auf die Erosionsvorgänge beständig an. Dies wird durch die zunehmende Größe des weißen Bereichs in den entsprechenden Abbildungen deutlich. Mit zunehmender Kolkdauer dehnt sich dieser Bereich um den Pfeiler herum nach unterstrom aus und wird radial breiter. Diese Entwicklung stimmt mit den Messungen der Größe des HW und deren Entwicklung im Laufe des Kolkprozesses von Muzzammil und Gangadhariah (2003) überein. Gleichzeitig wird der Einfluss der tangential beschleunigten Komponenten auf die Kornbewegungen kleiner. Sie werden vom HW-System, das sich im Schutze des Kolkes entwickelt von der Sohle ferngehalten und haben nur noch eine abgeschwächte Wirkung. Direkt in der Nähe der Symmetrieebene reicht der HW-Einfluss bis zum Pfeilerfuß. Dies korrespondiert mit den Messungen der Wirbelstruktur in der Symmetrieebene beispielsweise von Dey und Raikar (2007) sowie Unger und Hager (2007). In der Region zwischen den Hangrutschungen im oberen Bereich und dem radial nach außen gerichteten Bewegungen im unteren Bereich herrschen sehr kleine mittlere Bewegungen vor. Dort treten, wie in der späteren Analyse der instantanen Bewegungsevents noch beschrieben, zeitlich variable Bewegungen in beide vorherrschenden Richtungen auf. Es entsteht eine instabile, ringförmige Kante im Hang (wie auch von Melville und Raudkivi (1977) und bei Messungen von Link u. a. (2008) beobachtet), die je nach Stärke und Stabilität der hangaufwärts gerichteten Schlepplkräfte des HW-Systems zeitweise kollabiert.

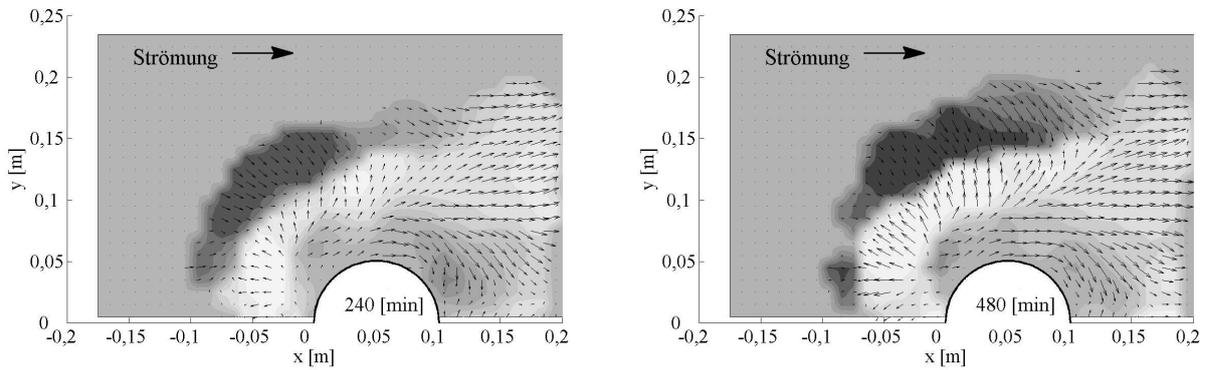


Abbildung 6.9: Gemittelte Vektorfelder nach 240 min und 480 min

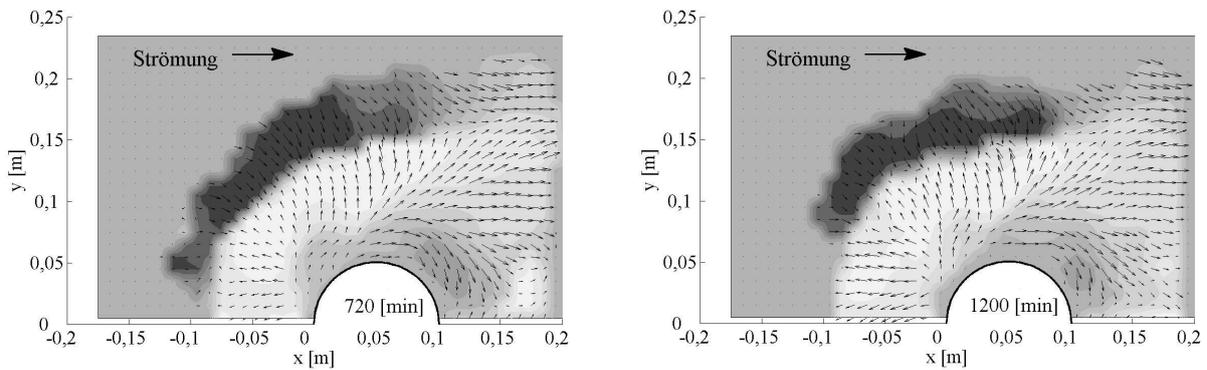


Abbildung 6.10: Gemittelte Vektorfelder nach 720 min und 1200 min

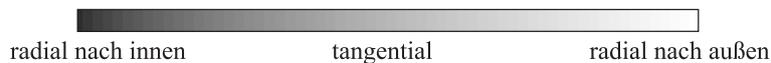


Abbildung 6.11: Farblegende zur Kontur der Abbildungen 6.7 bis 6.10

Die Abbildungen der Stromlinien der Kornbewegungen zu den einzelnen Untersuchungszeitpunkten verdeutlichen die beschriebenen Tendenzen. Die zu erkennenden Muster gleichen den Darstellungen der sohnahen Geschwindigkeitsfelder von Melville (1975) sehr genau.

Nach 5 min ergibt sich ein Stromlinienmuster, das dem einer Zylinderumströmung in der Potentialtheorie sehr ähnlich ist. Die Einflüsse der dreidimensionalen Kolktopographie sind noch nicht sehr stark und der Hufeisenwirbel entfaltet noch keine erkennbare Erosionswirkung. Nach 30 min, 60 min und 120 min wird das Bild zunehmend von den Hangrutschungen im oberen Kolkhang geprägt und weicht hauptsächlich dadurch vom Potentialfeld ab. Die tangentialen Bewegungen dominieren weiterhin in Pfeilnähe.

Ab dem Zeitpunkt 240 min ist der Einfluss des HW-Systems deutlich erkennbar. Im vorderen Kolkbereich finden sich nur noch in unmittelbarer Pfeilernähe tangentielle Strukturen, die restliche Kolkoberfläche ist durch das HW-System und die zunehmenden Hangrutschungen gekennzeichnet. Der Treffpunkt dieser beiden Bereiche entspricht der zeitlich gemittelten Position der Hangkante, die deutlich durch die Zusammenführung der Stromlinien hervortritt. Unterhalb dieser Linie ist im Bereich 3.2 deutlich die stetige Abnahme des Einflusses der tangentialen Strömungsanteile innerhalb der letzten vier Zeitpunkte zu erkennen. Nach 240 min sind die Stromlinien hier noch nach unterstrom ausgerichtet, im Laufe der Zeit dreht sich deren Richtung nach oberstrom. Dies zeigt die zunehmende Abschattung der Sedimentoberfläche durch das HW-System mit wachsender Kolktiefe.

Im Nachlauf des Zylinders (Bereich 7) ergibt sich zu allen Zeitpunkten eine sehr gleichförmige Transportrichtung aus dem Kolk heraus, die nur leichten Abweichungen unterliegt, die durch die sich ändernde Topographie in diesem Bereich bedingt sind.

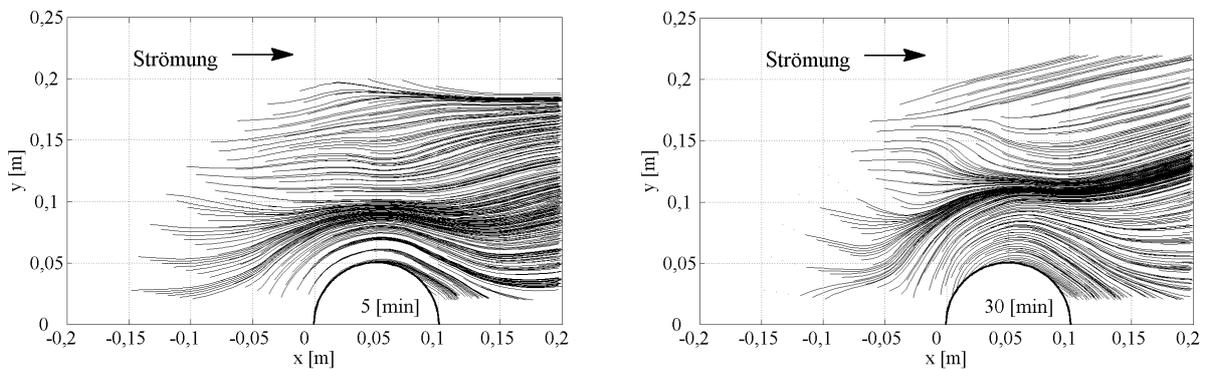


Abbildung 6.12: Stromlinien nach 5 min und 30 min

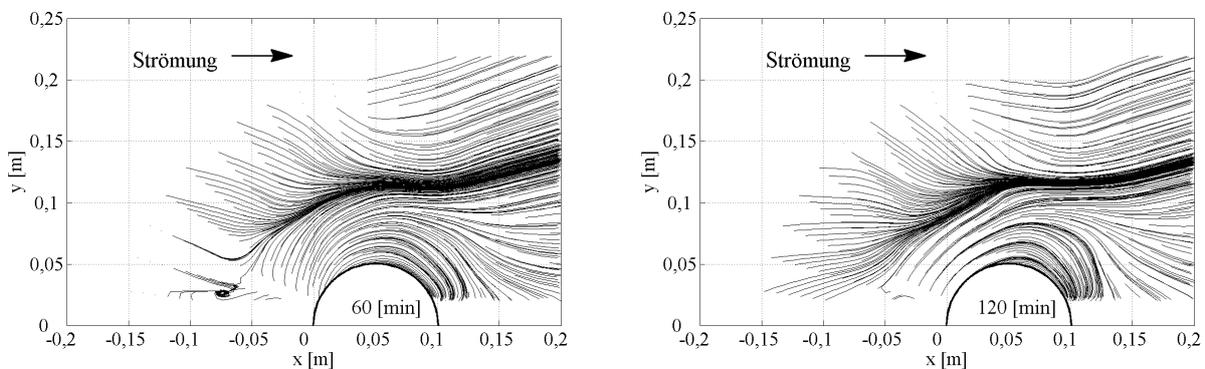


Abbildung 6.13: Stromlinien nach 60 min und 120 min

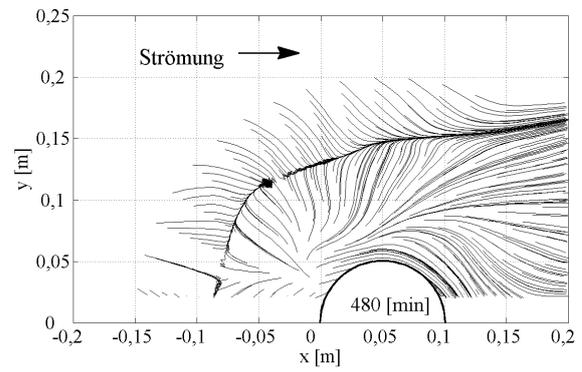
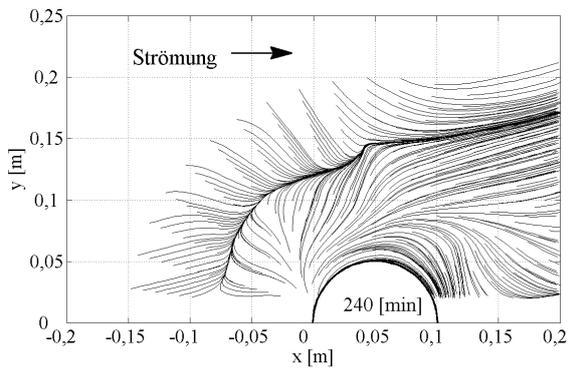


Abbildung 6.14: Stromlinien nach 240 min und 480 min

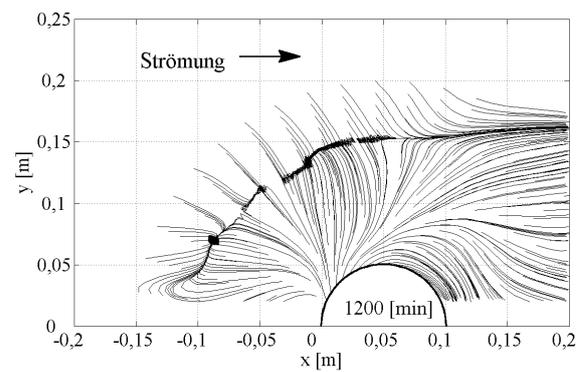
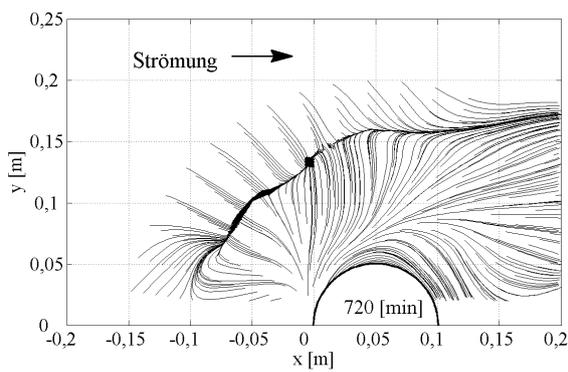


Abbildung 6.15: Stromlinien nach 720 min und 1200 min

6.3 Mittlere Geschwindigkeitsbeträge und Fluktuationen

In diesem Abschnitt werden die Verteilungen der mittleren Korngeschwindigkeitsbeträge $\langle u_P \rangle_n$ und des mittleren Fluktuationsniveaus $\langle k_P \rangle_n$ der Kornbewegungen präsentiert. Alle dargestellten Werte sind auf die zeitlich gemittelte Schubspannungsgeschwindigkeit im ungestörten Zuströmbereich $\langle u_* \rangle = 0,0267$ m/s normiert. Dies entspricht der wegen des Einflusses der Plexiglasplatte um 10% erhöhten Schubspannungsgeschwindigkeit der Freispiegelströmung (siehe Kapitel 4.5). Die zugehörigen Farblegenden sind in den Abbildungen 6.20 und 6.25 dargestellt.

$$\langle u_P \rangle_n = \frac{\langle | (u_{P,x}, u_{P,y}) | \rangle}{\langle u_* \rangle} \quad (6.1)$$

$$\langle k_P \rangle_n = \frac{0,5 (\langle u_{P,x}^2 \rangle + \langle u_{P,y}^2 \rangle)}{\langle u_*^2 \rangle} \quad (6.2)$$

Die Gleichungen beschreiben die Berechnung der dargestellten, normierten Größen (Index n).

Die größten mittleren Geschwindigkeiten treten in den Anfangszuständen auf. Nach 5 min vor allem an den oberstromigen Zylinderseiten (2.1 und 3.1), wo z. B. Hjorth (1975) die höchsten Sohlschubspannungen gemessen hat. Dies wird durch die vielfältigen Messungen und Beobachtungen bestätigt, die den Kolkbeginn auf ebener Sohle in diesem Bereich lokalisieren (siehe z. B. Link u. a. (2008)). Unterstrom des Zylinders im Bereich 7 treten ebenfalls hohe Korngeschwindigkeiten beim Abtransport aus dem Kolk auf.

Bis zum Zeitpunkt 120 min treten große Geschwindigkeiten an den Zylinderseiten bei den tangentialen Kornbewegungen und im Bereich des Abtransports auf. Zu den späteren Zeitpunkten bewegen sich die Körner im oberstromigen Kolkbereich langsamer. Das gilt sowohl für die vom HW-System getriebenen als auch für die den Hang herab rutschenden Partikel. Zwischen diesen Bereichen ist der beschriebene Ring mit sehr kleinen mittleren Geschwindigkeiten zu sehen. Mit zunehmender Kolktiefe werden generell die Körner mit geringeren Geschwindigkeiten transportiert. Dies ist vornehmlich dadurch bedingt, dass die tangential beschleunigten Strömungskomponenten mit zunehmender Kolktiefe nicht mehr bis zur Sedimentoberfläche vordringen. Die Maximalwerte entsprechen in etwa dem Vierfachen von $\langle u_* \rangle$. Der zugehörige Absolutwert liegt sehr nahe an der Abschätzung der maximalen Geschwindigkeiten nach Gleichung 5.1.

Die Abbildungen zum Fluktuationsniveau der Korngeschwindigkeiten zeigen, dass generell die Größe der Geschwindigkeitsschwankungen im Verlauf der Auskolkung zunimmt. In den Anfangszuständen sind die Korngeschwindigkeitsfluktuationen vor allem in den Bereichen 1.1-3.1, in denen der tangential Transport stattfindet, verhältnismäßig gering. Die durch das HW-System zunehmend turbulente und instabile Struktur des Strömungsfeldes im Kolk führt zu den späteren Zeitpunkten zu unregelmäßigeren und stärker schwankenden Korngeschwindigkeiten. Die größten Fluktuationen treten im bereits beschriebenen ringförmigen Bereich in den Kolkflanken auf, der durch niedrige mittlere Geschwindigkeitsbeträge gekennzeichnet ist.

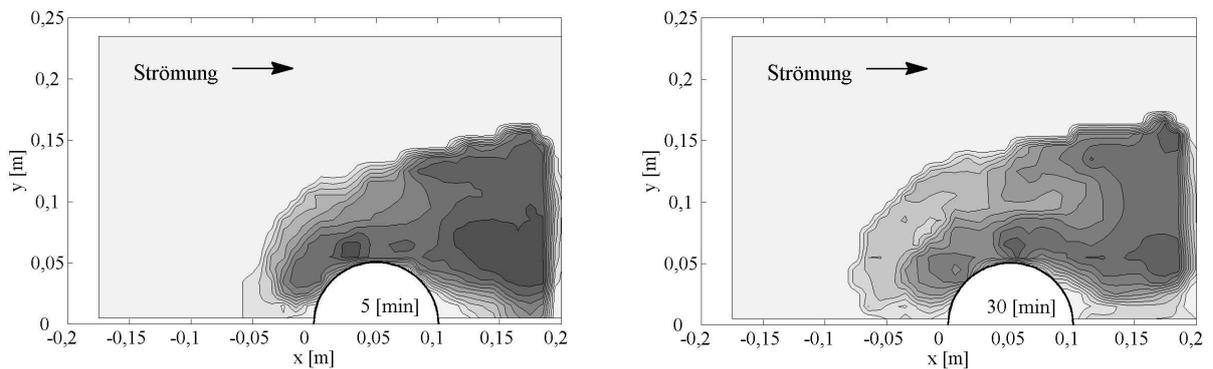


Abbildung 6.16: Betrag der mittleren Geschwindigkeiten nach 5 min und 30 min

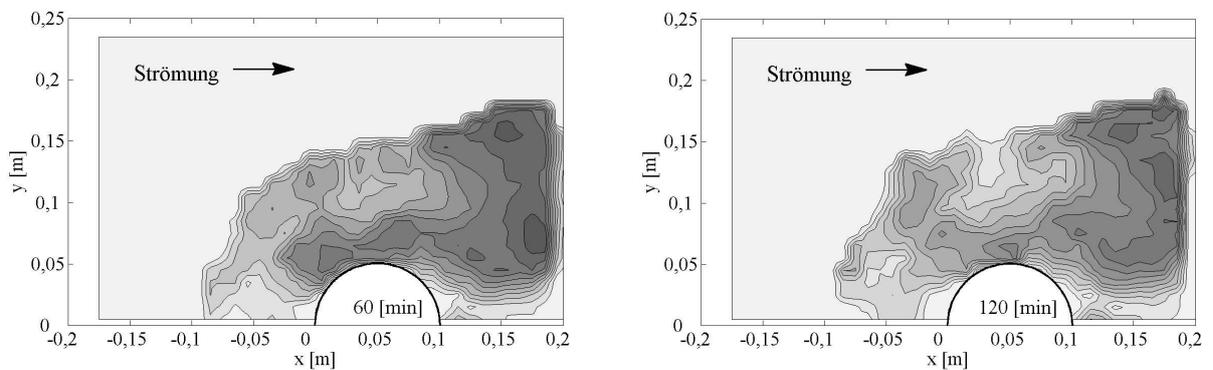


Abbildung 6.17: Betrag der mittleren Geschwindigkeiten nach 60 min und 120 min

Es ist zu erkennen, dass mit zunehmender Versuchsdauer die Felder des Fluktuationeniveaus, aber auch der Geschwindigkeitsbeträge, unregelmäßiger werden. Dies kann auf die in manchen Bereichen sehr kleinen Stichprobenanzahlen innerhalb der räumlichen Mittelungsbereiche zurückgeführt werden. Die Aussagen über die Verteilung der Schwankungsgrößen können deshalb nur als Tendenzen betrachtet werden.

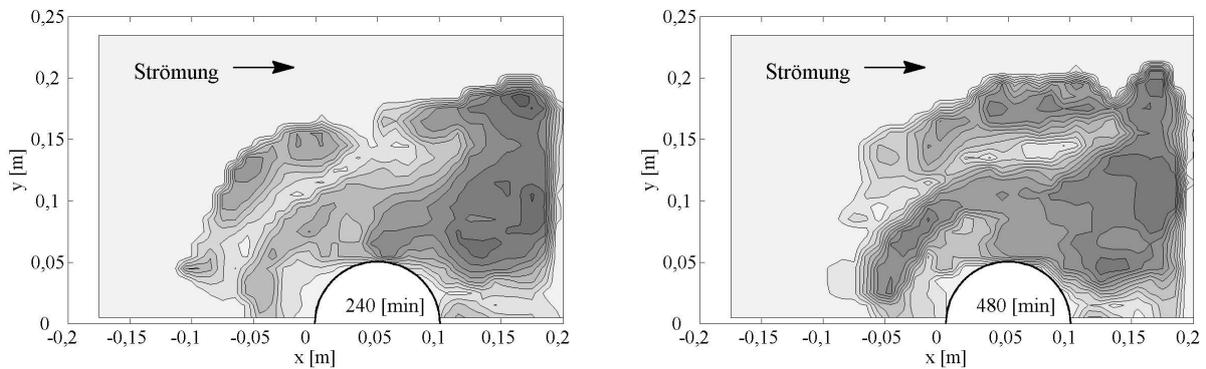


Abbildung 6.18: Betrag der mittleren Geschwindigkeiten nach 240 min und 480 min

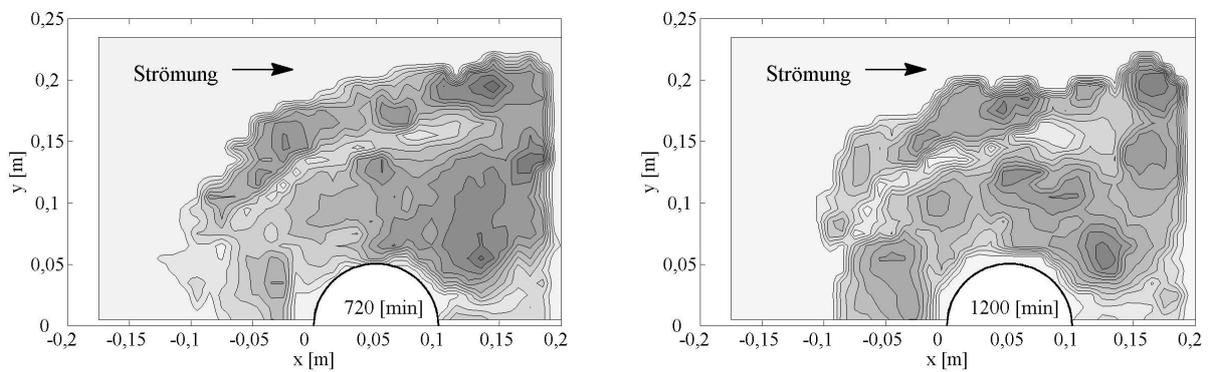


Abbildung 6.19: Betrag der mittleren Geschwindigkeiten nach 720 min und 1200 min

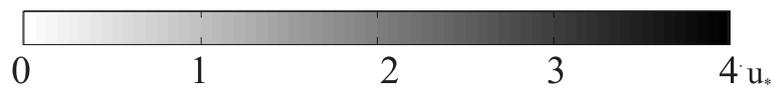


Abbildung 6.20: Farblegende zur Kontur der Abbildungen 6.16 bis 6.19

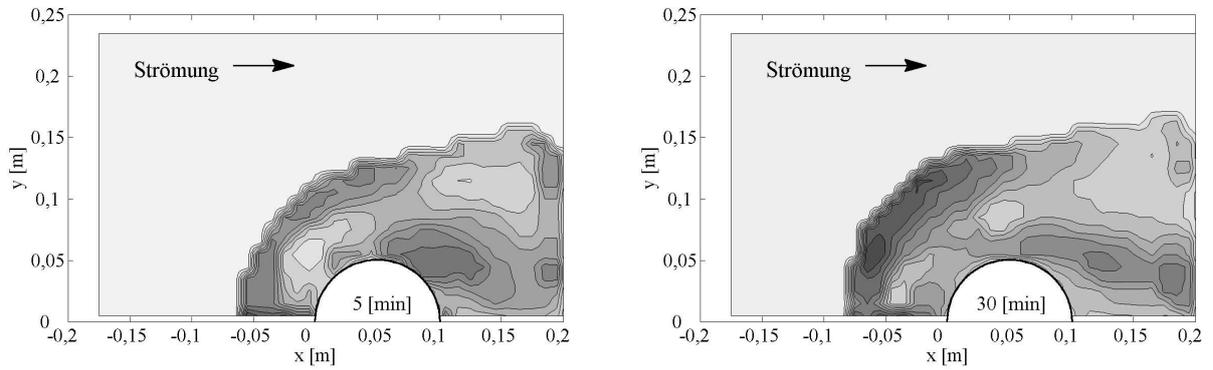


Abbildung 6.21: Mittleres Fluktuationsniveau nach 5 und 30 min

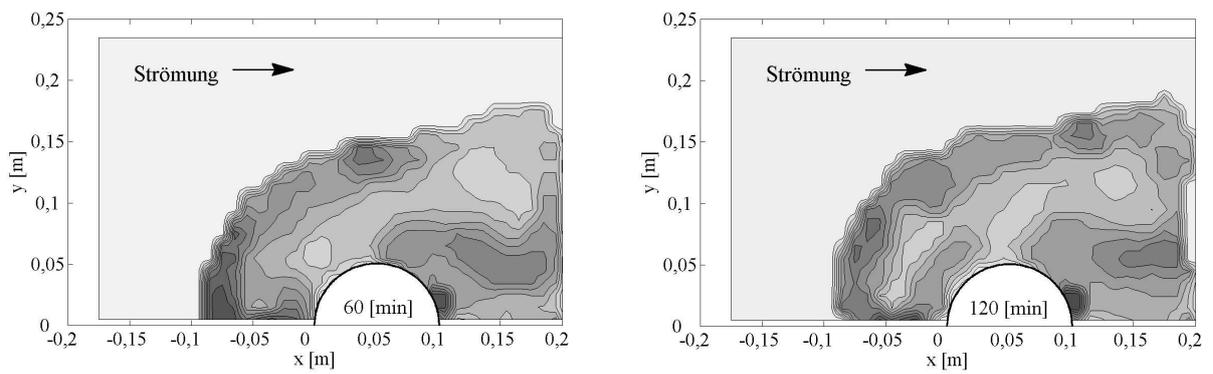


Abbildung 6.22: Mittleres Fluktuationsniveau nach 60 und 120 min

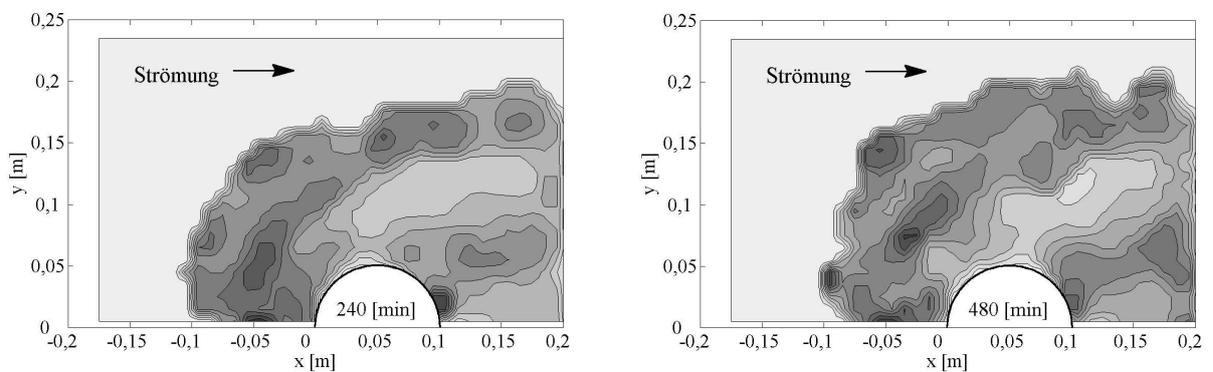


Abbildung 6.23: Mittleres Fluktuationsniveau nach 240 und 480 min

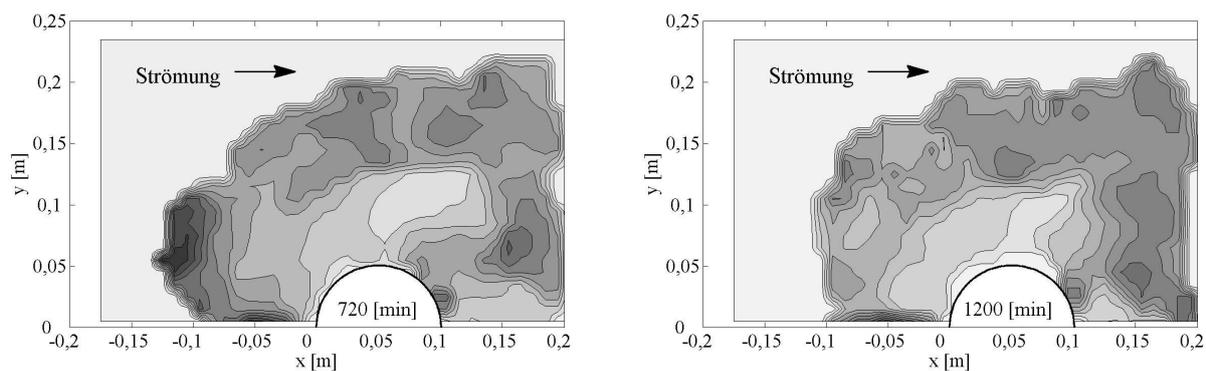


Abbildung 6.24: Mittleres Fluktuationsniveau nach 720 und 1200 min

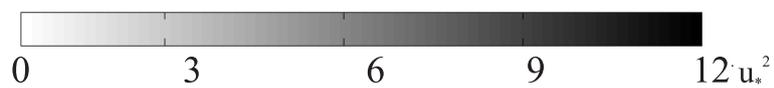


Abbildung 6.25: Farblgende zur Kontur der Abbildungen 6.21 bis 6.24

6.4 Auswertung über Scatterplots

Im folgenden Abschnitt werden so genannte Scatterplots aller während der Messperiode vorkommender Kornbewegungen präsentiert. Dabei ist die Kolkoberfläche wiederum in die, in den vorherigen Kapiteln bereits beschriebenen, räumlichen Mittelungsbereiche ($0,01 \times 0,01$ m) aufgeteilt. Relativ zum Mittelpunkt eines jeden Bereichs werden alle innerhalb dieser Region auftretenden Bewegungen als Punkt dargestellt. Dadurch ergeben sich mehr oder weniger gestreute Punktwolken, die die Fluktuationen und Variationen im betrachteten Bereich repräsentativ erfassen. Durch die Anzahl der Punkte pro Mittelungsbereich ergibt sich auch ein erster Anhaltswert für den in der jeweiligen Region stattfindenden Massentransport. In den Abbildungen wird aus Gründen der Übersichtlichkeit in beiden Richtungen jeweils nur jede zweite Interrogation Area dargestellt.

Innerhalb dieses Kapitels werden lediglich die Scatterplots dreier repräsentativer Zeitpunkte der Kolkentwicklung diskutiert. Eine Darstellung aller acht gemessenen Kolkzeitpunkte findet sich im Anhang (A.2).

Nach 5 min des Kolkvorgangs finden sich vor allem im Bereich der tangentialen Transportprozesse (1.1 - 5.1) sehr uniforme, in eine Richtung zeigende Punktwolken. Wie auch schon im vorherigen Kapitel beschrieben, ist das Fluktuationsniveau in diesen Bereichen nicht sehr groß. Dies deutet auf eine relativ stabile Strömungskonfiguration hin. Auch im Bereich 7, wo die Körner aus dem Kolk transportiert werden, finden sich solche Verteilungen. Weniger eindeutige Richtungen erkennt man am oberstromigen Kolkrand, wo bereits leichte Hangrutschungen auftreten. Die weite Streuung der Bewegungen deutet auf die Auswirkung einer zumindest temporär auftretenden Ablösung bei Eintritt in den zu diesem Zeitpunkt noch flachen Kolk hin. Im Bereich der Symmetrieebene vor dem Pfeiler bewirkt der hier schon dominante Hufeisenwirbel eine größere Fluktuation. Direkt hinter dem Pfeiler, in der Ablösezone, treten sehr viele Kornbewegungen auf, die aber keinerlei eindeutige Richtung haben und dadurch sehr ineffektiv für den gerichteten Massentransport sind.

Nach 60 min Versuchsdauer ist die Streuung der Bewegungen in den tangential dominierten Bereichen 1.1 - 3.1 breiter als zu Beginn. Dies deutet auf höhere Fluktuationen der tangentialen Komponenten hin, was durch den tiefer werdenden Kolk und die daraus resultierende Ablösung am Eintrittsrand und den stärker werdenden HW bedingt sein könnte. Im Bereich 7 treten generell weiterhin stark uniforme, aber deutlich weniger Bewegungen auf als nach 5 min. Dies korrespondiert mit der kleiner werdenden Eintiefungsrate des Kolks. Es ist die Tendenz zu erkennen, dass die meisten Kornbewegungen im oberstromigen Bereich in einer ringförmigen Region zwischen 1.1-3.1 und 1.2-3.2 auftreten. Unterhalb dieses Rings sind relativ wenige Punkte und auch oberhalb ist deutlich weniger Bewegung zu erkennen. Dies deutet auf eine gewisse Abschattung des Pfeilerfußes von den transportwirksamen Tangentialkomponenten durch den Hufeisenwirbel hin.

Im Quasi-Gleichgewichtszustand nach 1200 min ist in nahezu allen Bereichen des Kolks ein deutlich angestiegenes Fluktuationsniveau der Bewegungen zu erkennen. Diese weist auf ein Strömungsfeld im Kolk hin, das generell instabiler ist und eine höhere Turbulenzintensität besitzt. Im Einflussbereich des Hufeisenwirbels sind die radial nach außen gerichteten Bewegungen trotzdem dominant. Der beschriebene Ring mit hohem Bewegungsaufkommen im oberstromigen Teil ist wiederum zu erkennen. In den oberen Bereichen des Kolkhangs

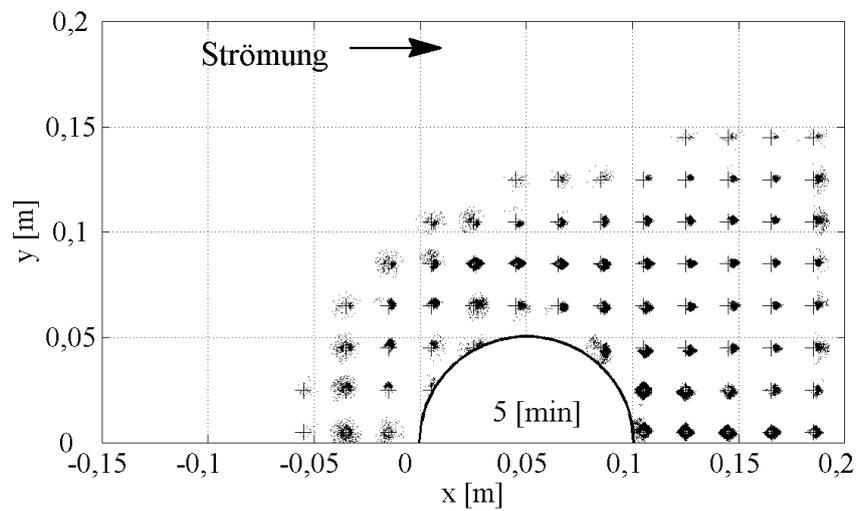


Abbildung 6.26: Instantane Sedimentbewegungen nach 5 min

treten teilweise sehr wenige Bewegungen auf, so dass das Feld der Scatterplots hier deutliche Lücken aufweist. Ähnlich verhält es sich in den Bereichen 2.1-3.1, direkt am Pfeilerfuß. Die generelle Transportrate liegt deutlich niedriger als in den frühen Zuständen, aber trotzdem sind zu diesem *Gleichgewichts*-Zeitpunkt noch sehr viele Körner in Bewegung.

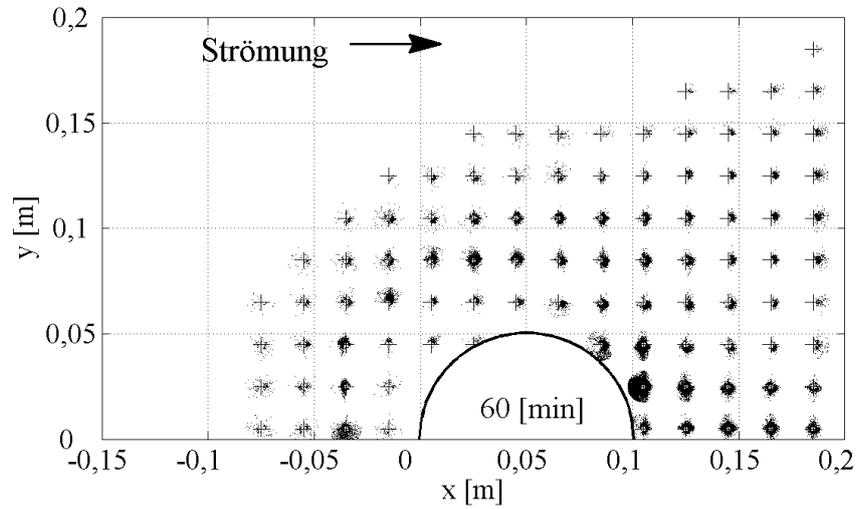


Abbildung 6.27: Instantane Sedimentbewegungen nach 60 min

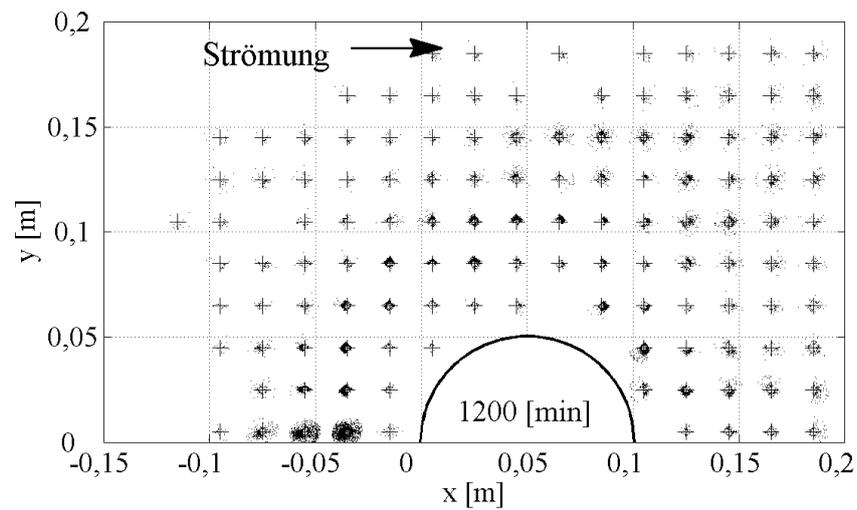


Abbildung 6.28: Instantane Sedimentbewegungen nach 1200 min

6.5 Transportintensitäten

Innerhalb dieses Kapitels werden die räumlichen und zeitlichen Unterschiede der Sedimenttransportraten behandelt. Wie in Kapitel 3.3 bereits erläutert, ist es mit dieser Konfiguration des Messsystems nicht möglich Transportraten exakt zu quantifizieren. Es ist allerdings möglich, räumliche und zeitliche Unterschiede relativ zueinander aufzulösen und darzustellen. In den folgenden Abbildungen werden die Sedimenttransportraten deswegen über das Produkt der Anzahl der erkannten Körner pro Fläche und der im entsprechenden Bereich vorherrschenden mittleren Geschwindigkeit repräsentiert, das über die Funktion F proportional zum Massentransport in $\text{kg}/(\text{m s})$ ist (Gleichung 6.3).

$$q_S \propto \mathcal{F} \cdot \left(\frac{N}{A_M \cdot S_K} \cdot |\langle u_P \rangle| \right) \quad (6.3)$$

Gleichung 6.3 entspricht Gleichung 3.13, wobei \mathcal{F} die übrigen Faktoren und die Umrechnungsfunktion der Ergebnisse der Algorithmusauswertung in einen realen Massentransport, als Funktion von q_S , beinhaltet ($\mathcal{F} = f(\rho_S, d_{50}, f(q_S))$). Auf diese Weise entspricht die Darstellung der Transportintensitäten einer Summenfunktion, weil alle sich in einem bestimmten Bereich bewegendes Körner erfasst werden. In den Regionen, durch die die Körner, die im oberstromigen Teil des Kolks gelöst werden, nach unterstrom aus dem Kolk transportiert werden ergeben sich dadurch die höchsten Werte.

Die ermittelten Transportraten sind auf die maximale Transportrate, die im Untersuchungsgebiet und -zeitraum auftritt, normiert und für repräsentative Zeitpunkte in den Abbildungen 6.29 bis 6.31 dargestellt. In Abbildung 6.32 ist die Farblegende zu allen Diagrammen gegeben. Die Verteilung der Transportraten aller Messzeitpunkte befindet sich in Anhang A.3.

5 min nach Beginn des Kolkprozesses treten die höchsten Transportraten der gesamten Versuchszeit auf. Diese sind an den unterstromigen Zylinderseiten lokalisiert. In diesem Bereich treten sehr viele Kornbewegungen in relativ homogenen Richtungen auf (siehe auch Abbildung 6.26), so dass sich eine hohe, gleichgerichtete mittlere Transportgeschwindigkeit ergibt. Durch diesen Bereich werden die oberstrom losgelösten Partikel durchtransportiert. Folgt man der Zylinderseite weiter in Strömungsrichtung werden die Transportraten wieder kleiner, obwohl sich auch in diesem Bereich sehr viele Körner bewegen, allerdings in nahezu alle Richtungen, wodurch kein effektiver Transport, der zur Eintiefung beiträgt, erreicht wird. Die hohe erosive Kapazität des in diesem Bereich agierenden Nachlaufwirbelsystems entfaltet deswegen lediglich eine vernachlässigbare Wirkung auf die Kolkeintiefung. Allerdings werden durch das turbulente Nachlaufwirbelsystem die hohen hier ankommenden Transportraten auf einen größeren Transportquerschnitt verteilt. Im vorderen Bereich des Kolks ist ein ringförmiger Bereich erkennbar der deutlich höhere Transportraten aufweist als die Umgebung (Bereich zwischen 2.1-4.1 und 2.2-4.2). Hier treten relativ hohe Korngeschwindigkeiten und eine sehr hohe Anzahl von Kornbewegungen auf. Weiter innen, direkt am Pfeiler befinden sich zwar die höchsten Korngeschwindigkeiten, diese Ereignisse kommen allerdings selten vor, so dass der effektive Transport vergleichsweise klein bleibt. Diese Verteilung der Transportraten deutet darauf hin, dass die direkte Pfeilerumgebung zeitweise durch den sich bereits entwickelnden Hufeisenwirbel abgeschottet wird, so dass die erosionswirksamen tan-

gentialen Strömungskomponenten in diesem Bereich die Sedimentsohle nur selten erreichen. In einem gewissen radialen Abstand vom Pfeiler ist diese "Schutzwirkung" nicht mehr vorhanden und die Transportrate dadurch höher. Dabei sammeln sich in diesem Bereich auch Körner, die von der darüber liegenden Kolkflanke abrutschen und dann nach hinten aus dem Kolk geführt werden. Deshalb sind die Transportraten in diesem Bereich höher, obwohl die Sedimentoberfläche sich nicht stärker eintieft. Die Verteilung bestätigt die Darstellungen der Stromlinien der Kornbewegungen (Abbildungen 6.12 bis 6.15). Die Bereiche hoher Transportraten stimmen mit der Region überein, in der die Stromlinien in der Kolkflanke von oben und unten zusammenlaufen. In diesem Kanal werden die Körner nach hinten aus dem Kolk transportiert. Im Bereich 7 treten homogen verteilte Transportraten auf, die unter den eben besprochenen liegen, was durch die Verteilung der Kornanzahl auf einen breiteren Transportquerschnitt zurückzuführen ist.

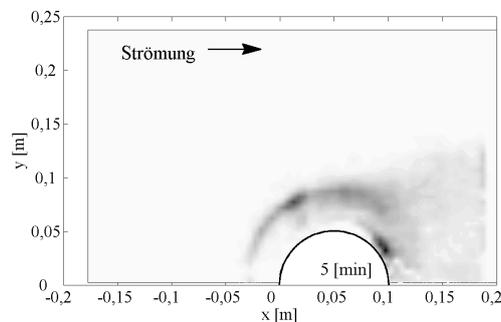


Abbildung 6.29: Normierte Transportraten nach 5 min

Nach 60 min ergibt sich eine sehr ähnliche Verteilung. Wiederum ist ein ringförmiger Bereich hohen Transports zu erkennen und an den unterstromigen Seiten ist weiterhin das Maximum lokalisiert. Generell sind die Transportraten etwas geringer als nach 5 min. Dies korrespondiert mit der verlangsamten Entwicklung der Kolktiefe. Die Konvergenz der Kornbewegungspfade hin zu einer Hauptstromlinie im mittleren Bereich der Kolkflanke, wie es in Abbildung 6.13 zusehen ist, bestätigt wiederum die Verteilung der Transportintensitäten mit dem Maximum entsprechenden Bereich.

Im Gleichgewichtszustand betragen die Transportraten nur noch einen Bruchteil derer der Anfangszustände. Im oberstromigen Teil sind die hohen Bewegungsintensitäten wiederum ringförmig in dem Bereich verteilt, in dem die Stromlinien zusammenlaufen. Im Gegensatz zu den ersten Zuständen, befindet sich das Maximum innerhalb des Rings jetzt in der Symmetrieebene oberstrom des Pfeilers. Dies zeigt wiederum die gestiegene Bedeutung des HW-Systems, das nach 1200 min hauptverantwortlich für die Erosion ist. In dessen Einflussbereich werden die meisten Kornbewegungen detektiert. An den unterstromigen Zylinderseiten ist die Transportrate deutlich zurückgegangen. Dies deutet darauf hin, dass durch die tiefere Lage der Sedimentoberfläche und die Ausdehnung des HW-Systems um den Pfeiler herum die beschleunigten tangentialen Strömungskomponenten nicht mehr an die Sohle vordringen. Auch die erhöhten Bewegungsintensitäten im Einflussbereich des Nachlaufwirbelsystems sind nicht mehr zu beobachten (siehe auch Abbildung 6.28). Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Ablösung der Strömung von der Pfeileroberfläche innerhalb des Kolks durch die Kolk-

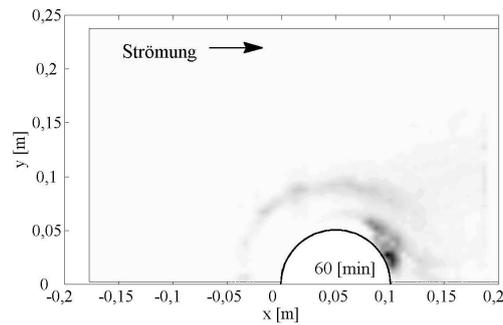


Abbildung 6.30: Normierte Transportraten nach 60 min

geometrie behindert wird, wie auch von Unger und Hager (2007) beschrieben. Dadurch wird die erosive Kapazität in diesem Bereich deutlich vermindert.

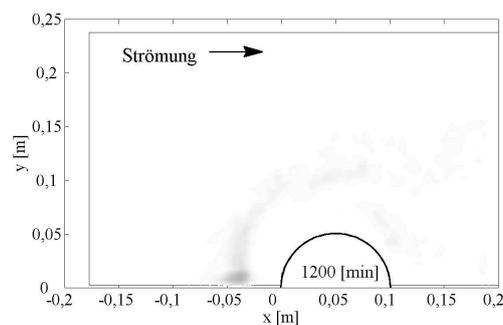


Abbildung 6.31: Normierte Transportraten nach 1200 min



Abbildung 6.32: Farblegende zur Kontur der Abbildungen 6.29 bis 6.31

6.6 Fazit

Die Erosionsprozesse im Kolk werden zu Beginn durch die tangential beschleunigten Strömungskomponenten dominiert. Im Laufe der Auskolkung gewinnt das im Schutz des Kolkes anwachsende HW-System an Bedeutung. Die Erosion im Anfangsstadium ist durch relativ gleichförmige Bewegungsrichtungen der Körner und relativ hohe Bewegungsgeschwindigkeiten gekennzeichnet und führt deshalb zu sehr effektivem Transport. Im Einflussbereich des entwickelten HW-Systems treten ebenfalls vergleichsweise viele Kornbewegungen auf, deren

Richtungen sind allerdings weniger uniform und deswegen sind die mittleren Korngeschwindigkeiten und die Transportraten kleiner als zu Beginn. Der abnehmende Einfluss der Tangentialkomponenten scheint deshalb ein Hauptgrund für die Verlangsamung des Kolkprozesses zu sein. Eine weitere Erkenntnis ist, dass die größten Transportraten im oberstromigen Teil zu Beginn in einem ringförmigen Bereich mit einem gewissen Abstand zum Pfeiler auftreten. Dies ist in Übereinstimmung mit den Stromlinienbildern, die ein Zusammenlaufen der Bewegungsrichtungen in diesem Bereich zeigen. Die Körner werden also zu einem großen Teil von ober- und unterhalb in diese Region hinein und in einem ringförmigen Kanal nach hinten aus dem Kolk transportiert. In den Startbereichen der Stromlinien treten folglich wesentlich kleinere Bewegungsintensitäten auf. Im unterstromigen Bereich des Kolks gehen die Werte wieder zurück, da sich hier der Transportquerschnitt vergrößert, was auch an der Divergenz der Stromlinien in diesem Bereich (vor allem in den Anfangszuständen) zu erkennen ist. Die Bedeutung des Nachlaufwirbelsystems für die effektiven Transportraten ist aufgrund der sehr stark divergierenden Bewegungsrichtungen und der daraus resultierenden kleinen mittleren Geschwindigkeiten gering.

7 Ergebnisse der LDA-Messungen

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der sohnahen Strömungsgeschwindigkeitsmessungen mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie dargestellt und analysiert. Dabei werden sowohl Geschwindigkeitskomponenten in kartesischen, an der Geometrie des Messgerinnes ausgerichteten Koordinaten abgebildet, als auch in jeweils lokale, sohlparallele Systeme transformierte Komponenten. Letztere werden im Folgenden mit dem Index sp bezeichnet. Da, wie in Kapitel 4.5 beschrieben, der Einfluss der Plexiglasplatte auf die Strömungsbedingungen während der Sedimentbewegungsmessungen einer Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit um etwa 10% entsprach, wurden die Geschwindigkeitsmessgrößen (Mittelwerte und Schwankungsgrößen), die in Bezug auf den Sedimenttransport ausgewertet werden, mit dem Faktor 1,1 skaliert. Da die Pfeiler-Reynolds-Zahl nicht im Bereich des kritischen Wertes der Zylinderumströmung lag, lässt sich diese Maßnahme in Rahmen der im Folgenden getroffenen Aussagen rechtfertigen. Die Skalierung wurde notwendig, da die LDA-Messungen im Gegensatz zu den Sedimentbewegungsmessungen ohne Platte durchgeführt wurden. Zum Vergleich mit den sohnahen Strömungsverhältnissen in einer ungestörten, gleichförmigen Gerinneströmung, die für die Entwicklung der in Kapitel 2.2 beschriebenen Bewegungsbeginn- und Transportmodelle angesetzt wurden, wurden die sohlparallelen Strömungsgrößen auf den jeweiligen theoretischen Wert der Größe in diesen Verhältnissen zu Bewegungsbeginn normiert. Diese werden im Folgenden mit dem Index $sp, glf, krit, (z)$ bezeichnet. Der Sohlabstand $z = 0,004\text{ m}$ entspricht dabei immer dem der LDA-Messungen im Kolk. Es wurden die im Vorversuch ermittelten Verhältnisse zu Transportbeginn für die Normierung verwendet (siehe Kapitel 4.1).

7.1 Bewertung der Messgenauigkeit

Die LDA-Messungen wurden, wie bereits beschrieben, in unmittelbarer Sohlnähe durchgeführt. Dadurch ergaben sich bedingt durch die körnige Sedimentoberfläche und die wechselnden Messrichtungen unterschiedliche Reflexionsbedingungen (siehe Kapitel 5.5). Dies führte zu sehr unterschiedlichen Signalqualitäten, die sich stark auf die erreichbare Datenrate und auf die Anzahl von Messwerten je Messpunkt und -richtung auswirkten. Die Anzahl innerhalb der Messzeit schwankte dabei zwischen null und den angestrebten 3000 Werten. In den Abbildungen 7.1 und 7.2 sind Entwicklungen der zeitlichen Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeiten und der zugehörigen RMS-Werte dreier exemplarischer Geschwindigkeitsmessungen an unterschiedlich im Kolk platzierten Messpositionen im Verlauf der Messung von 3000 Samples dargestellt. Es zeigt sich, dass sowohl die Mittelwerte wie auch die Schwankungsgrößen in allen Fällen bereits nach 500 bis 1000 Stichproben mit nur geringen Abweichungen den sich letztlich nach 3000 Messungen einstellenden Wert annehmen. Eine Analyse der erreichten Stichprobenanzahl an den 141 Messpunkten mit sechs Messrichtungen ergab, dass bei einer vorausgesetzten Mindestanzahl von 500 Messwerten in je-

der Messrichtung nur 68 % der Messpunkte verwendet werden können. Da dadurch einige große Lücken im Strömungsfeld auftreten und die Struktur nicht mehr in ausreichendem Maße dargestellt werden kann, wurde als Kompromiss zwischen der Messgenauigkeit und der Möglichkeit zur Analyse des kompletten sohnahen Strömungsfelds eine Mindestanzahl von 250 Stichproben gewählt. Damit werden 88% der Mittelwerte als valide gewertet und es treten keine größeren Bereiche ohne Messwerte im Feld auf. Da sich durch die nicht gänzlich gewährleistete Konvergenz der Messwerte keine glatten Felder ergeben, wurde ein räumlicher Medianfilter eingesetzt, der, wie schon in Kapitel 6.1 für die Sedimentbewegungsmessungen beschrieben, das Feld glättet aber in der Gesamtstruktur nicht gravierend beeinflusst. Eine Analyse von Strukturen, die kleiner als die Filterweite sind, ist dadurch aber nicht mehr sinnvoll.

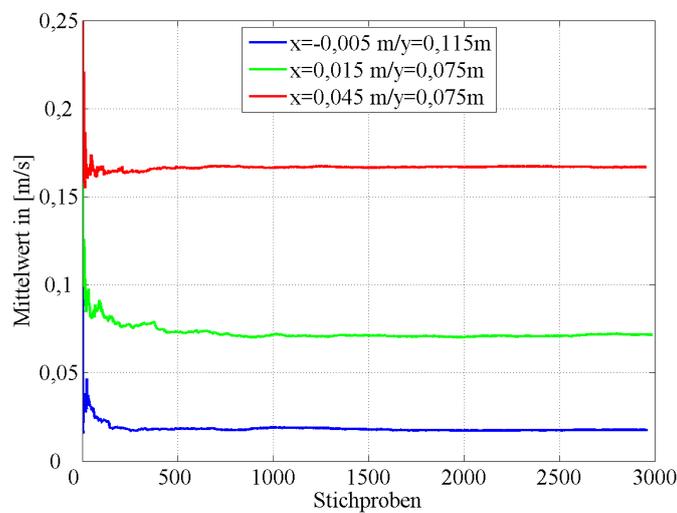


Abbildung 7.1: Beispielhafte Entwicklung des zeitlichen Mittelwerts mit der Stichprobenanzahl

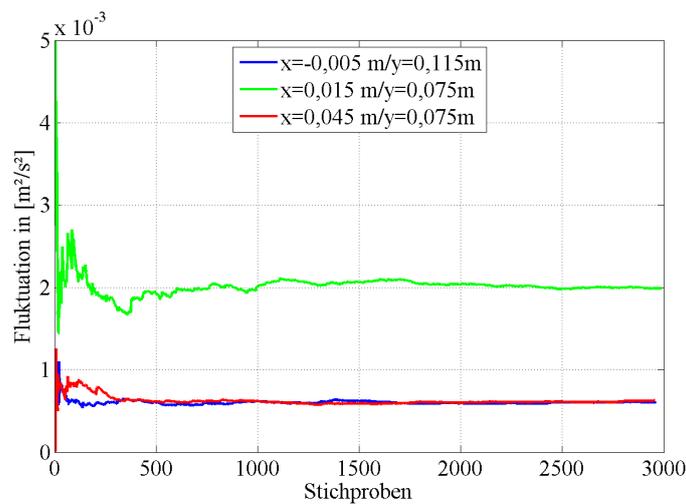


Abbildung 7.2: Beispielhafte Entwicklung der RMS-Werte mit der Stichprobenanzahl

Zur Analyse des Strömungsfeldes im Hinblick auf die Auswirkungen auf den Sedimenttransport ist eine Betrachtung der sohlparallelen Geschwindigkeitskomponenten von entscheidender Bedeutung. Dafür wurde in jedem Messpunkt der lokale Normalenvektor der Sedimentoberfläche in diesem Bereich aus der Geometrie ermittelt. Da die Geometriemessungen mit einem Laserdistanzsensor durchgeführt wurden, dessen Strahlquerschnitt kleiner als der Korndurchmesser d_{50} ist, und dadurch in manchen Punkten zwischen den Körnern und in manchen an der obersten Kante gemessen wurde, bewegt sich die Genauigkeit der aufgenommenen Geometrie im Bereich eben dieser Korngröße $d_{50} = 0,0019$ m. Zur Berechnung wurden die vier nächsten Geometriemesspunkte herangezogen, die im Messraster einen Abstand von 0,005 m haben. In dieser Konfiguration kann die Neigung der Sohle, die aus den vier nächsten Punkten berechnet wird bis zu 20° variieren, je nachdem, ob die Messpunkte auf oder zwischen den Körnern liegen. Um dies zu kompensieren, wurde das Feld der Normalenvektoren wiederum einer räumlichen Medianfilterung unterzogen. Mit Hilfe dieser Richtungen wurden in jedem Punkt die Geschwindigkeitskomponenten in einem sohlparallelen Koordinatensystem ermittelt, dessen sohlparallele Achsen in x- bzw. y-Richtung des ursprünglichen Systems zeigen. Auf diese Weise war die Determinante der Umrechnungsmatrix aus dem Messrichtungssystem (siehe Kapitel 3.4) in allen Punkten groß genug, um eine Potenzierung von Winkelfehlern zu vermeiden. Die minimale Determinante erreichte den Betrag $\det A = 0,0094$ und liegt damit im Bereich der im Kapitel 3.4 untersuchten Konfiguration, bei der die maximalen Abweichungen im Bereich von 5% lagen. Die Transformation in Koordinatensysteme, deren sohlparallele Achsen parallel und senkrecht zur Projektion der lokalen mittleren Strömungsgeschwindigkeit ausgerichtet sind, konnte aus diesem Grund nicht durchgeführt werden. In großen Teilen des Messbereichs ergaben sich sehr ungünstige Winkel zwischen Messkoordinatensystem und Zielkoordinatensystem, so dass die Abweichungen zu einem stark veränderten Vektorfeld führten. Somit musste auf eine quasi-zweidimensionale Analyse der sohlparallelen Komponenten verzichtet werden. Die Korrelationen der Schwankungsgrößen können lediglich zwischen der Normalenrichtung und der sohlparallelen x- bzw. y-Richtung angegeben werden.

Die Genauigkeit des Sohlabstands der Geschwindigkeitsmesspunkte bewegte sich aus den oben beschriebenen Gründen ebenfalls im Bereich der Korngröße. Dazu kommt gewisse Ungenauigkeit aus der räumlichen Interpolation der Sohlhöhe im LDA-Messpunkt aus den Geometriemesspunkten der nächsten Umgebung.

7.2 Sohlparalleles Vektorfeld

In Abbildung 7.3 ist das Vektorfeld der sohlparallelen Geschwindigkeitskomponenten 0,004 m über der Sedimentoberfläche in einer Symmetriehälfte des oberstromigen Teils des Kolks nach 60 min dargestellt. Zum direkten Vergleich ist in Abbildung 7.4 das Vektorfeld der Sedimentbewegungen im gleichen Bereich zum gleichen Auskolkungszeitpunkt gegeben.

Das sohlnahe Strömungsfeld ist hier noch stark von tangentialen Komponenten beeinflusst. Der Einfluss des HW-Systems ist vor allem in der Nähe der Symmetrieebene in der radial nach außen gerichteten Orientierung der Vektoren zu erkennen. In den Regionen 1.1-3.1 im unteren Bereich des Kolkhangs sind ebenfalls radiale Komponenten in den Vektoren enthalten, die auf das Wirbelsystem zurückzuführen sind. Am unterstromigen Rand des Messgebiets weisen die Vektoren teilweise annähernd einen 45° -Winkel zur Symmetrieebene auf.

Am oberstromigen Eintrittsrand in den Kolk sind die Vektoren stark in Hauptströmungsrichtung ausgerichtet. Bei der Annäherung an den Pfeiler treffen diese Komponenten auf den Einflussbereich des HW-Systems und werden abgebremst und um den Pfeiler herum abgelenkt. Zwischen dem Eintrittsbereich am oberen Kolktrand und dem HW-System bildet sich ein ringförmiger Bereich aus, in dem nur sehr kleine mittlere Geschwindigkeiten auftreten. Es entsteht eine Stromlinie, die in tangentialer Richtung nach hinten um den Pfeiler herum führt und auf eine Strömungsablösung hindeutet.

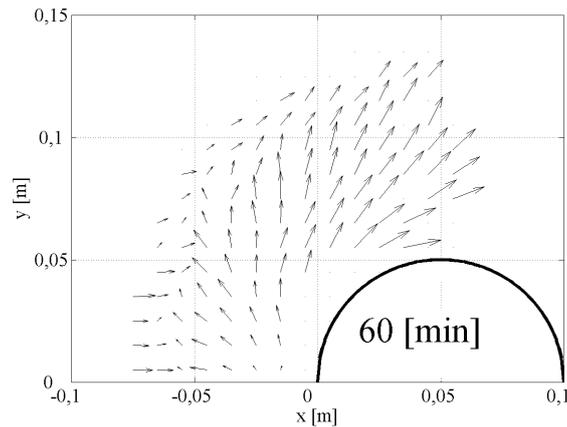


Abbildung 7.3: Gemitteltetes Vektorfeld der sohlparallelen Strömungsgeschwindigkeitskomponenten

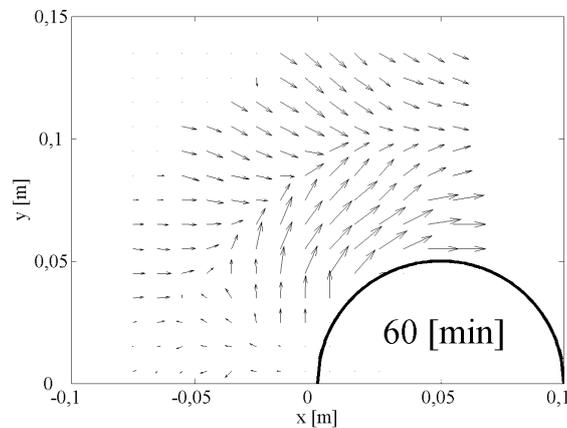


Abbildung 7.4: Gemitteltetes Vektorfeld der Korngeschwindigkeiten

Die Übereinstimmung mit dem Vektorfeld der Kornbewegungen ist groß. Die Strukturen sind sich vor allem in den Bereichen 1.1-3.1 sehr ähnlich. Allerdings sind die Kornbewegungen in diesem Bereich stärker in tangentialer Richtung orientiert. Diese Abweichung wird, wie in Kapitel 2.2 genauer beschrieben, durch die Hangabtriebskräfte an den geneigten Kolkflanken verursacht. Die Sedimentkörner bewegen sich sozusagen wie in einer Steilwandkurve nach hinten aus dem Kolk heraus. Im oberen Bereich des Kolkhangs (1.3-3.3) weichen die Bewegungsrichtungen sehr stark voneinander ab. Hier sind die Erosionsprozesse

se vornehmlich von der Schwerkraft und kaum von der strömungsbedingten Schleppkraft dominiert.

7.3 Mittlere Geschwindigkeiten

Im Folgenden werden die Verteilungen der Beträge der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten dargestellt und diskutiert.

Die Abbildungen 7.5 bis 7.7 zeigen die Beträge der Strömungsgeschwindigkeiten in den kartesischen Koordinatenrichtungen (ausgerichtet an den Gerinneachsen: Hauptströmungsrichtung x , spannweiteige Richtung y und vertikale Richtung z , bezeichnet mit dem Index GA) normiert auf die mittlere Zuströmgeschwindigkeit der Kolkversuche ($\langle u_m \rangle = 0,368 \text{ m/s}$):

$$\langle u_{GA} \rangle_n = \frac{\langle u \rangle}{\langle u_m \rangle} \quad (7.1)$$

$$\langle v_{GA} \rangle_n = \frac{\langle v \rangle}{\langle u_m \rangle} \quad (7.2)$$

$$\langle w_{GA} \rangle_n = \frac{\langle w \rangle}{\langle u_m \rangle} \quad (7.3)$$

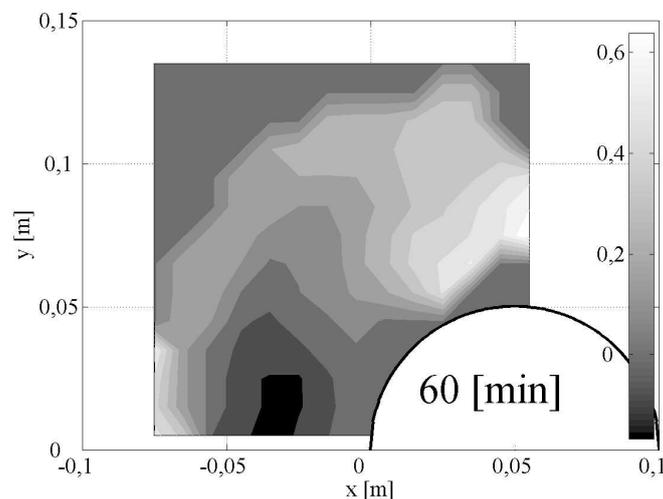


Abbildung 7.5: Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung $\langle u_{GA} \rangle_n$ (Gleichung 7.1)

Die Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung $\langle u_{GA} \rangle_n$ weist in der Nähe der Symmetrieebene negative Werte auf, die auf die Rückströmung im HW-System zurückgehen. Um den Pfeiler herum werden die Werte von $\langle u_{GA} \rangle_n$ immer größer. Nach einem Bereich in dem nahezu keine Strömung in x -Richtung auftritt, nähern sich die Werte bis auf

über 60% der querschnittsgemittelten Zuströmgeschwindigkeit an. Die tangentielle Beschleunigung schlägt sich an den Zylinderseiten auf die u-Komponente nieder. Am oberen Kolkrand befinden sich entlang der gesamten Kante positive u-Komponenten.

Äquivalent dazu ist das Maximum der spannweitenigen Komponente $\langle v_{GA} \rangle_n$ bei etwa 45° von der Anströmrichtung aus lokalisiert. In diesem Bereich zeigen die Geschwindigkeitsvektoren (siehe Abbildung 7.3) fast ausschließlich quer zur Hauptströmung. In der Nähe der Symmetrieebene ist die mittlere v-Komponente aus Symmetriegründen nahe null. An den Zylinderseiten bei 90° wird die v-Komponente wieder kleiner, weil sie durch die Zylindergeometrie nicht mehr forciert wird und von der hier wieder dominanten Hauptströmung überlagert wird.

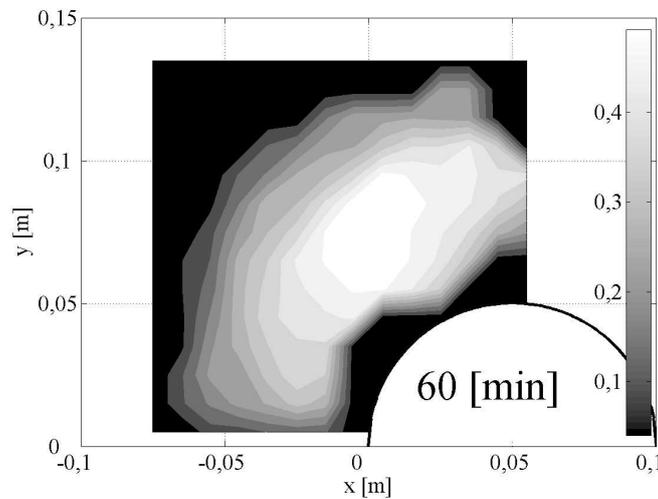


Abbildung 7.6: Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung $\langle v_{GA} \rangle_n$ (Gleichung 7.2)

Die vertikale Geschwindigkeitskomponente $\langle w_{GA} \rangle_n$ ist nahezu im gesamten Messbereich positiv, also nach oben gerichtet. Der Grund hierfür sind die fast ausschließlich hangaufwärts gerichteten Geschwindigkeitsvektoren. Es zeigt sich eine ringförmige Verteilung der maximalen Beträge der vertikalen Komponente, die auf die Form der zuvor beschriebenen Strömungsablösung im oberen Kolkflankenbereich hindeutet, deren Maximum allerdings ein Stück weiter Richtung Pfeiler lokalisiert ist.

Abbildung 7.8 zeigt die sohlparallelen Geschwindigkeitsbeträge, die, wie zuvor bereits beschrieben, zum Vergleich mit den Sedimentbewegungsmessungen mit dem Faktor 1,1 skaliert wurden. Die Beträge wurden auf die entsprechende Größe zu Transportbeginn in einer gleichförmigen Gerinneströmung normiert (Gleichung 7.4).

$$\langle |(u_{sp}, v_{sp})| \rangle_n = \frac{\langle |(u_{sp}, v_{sp})| \rangle}{\langle u_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})} \rangle} \quad (7.4)$$

Dabei wurde zur Ermittlung von $\langle u_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})} \rangle$ das logarithmische Geschwindigkeitspro-

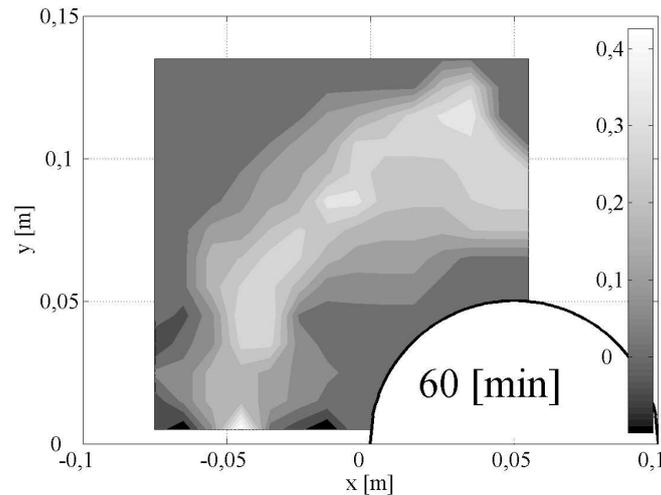


Abbildung 7.7: Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung $\langle w_{GA} \rangle_n$ (Gleichung 7.3)

fil angesetzt. Der resultierende Wert beträgt

$$\langle u_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})} \rangle = 0,270 \text{ m/s} . \quad (7.5)$$

Die maximalen Werte der Verteilung treten an den Seiten des Zylinders auf und betragen annähernd 110% der entsprechenden kritischen Geschwindigkeit $\langle u_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})} \rangle$. Lediglich in der näheren Umgebung des Maximums übertreffen die Werte die mittleren Geschwindigkeiten im kritischen Zustand und somit die kritische Sohlschubspannung im Kontext einer gleichförmigen Gerinneströmung. Unter dem Ansatz dieser Bedingungen würden nur hier Sedimentkörner transportiert werden. Um den Pfeiler herum nach oberstrom nehmen die Beträge der mittleren Geschwindigkeiten sukzessive ab. Wie schon bei der Beschreibung des Vektorfeldes im vorherigen Kapitel erwähnt, bildet sich auch hier sichtbar in der Nähe des oberen Kolkrandes (vor allem in den Bereichen 1.2 und 2.2) ein Bereich sehr kleiner Geschwindigkeitsbeträge aus, der auf das Zusammentreffen der ungestörten Zuströmkomponenten und des HW-Systems im Kolk zurückzuführen ist. In der Nähe der Symmetrieebene vor dem Pfeiler treten sehr kleine Geschwindigkeiten auf, die auf die annähernde Stagnation der mittleren Strömung in diesem Bereich und die starken Fluktuationen und Instabilitäten des HW-Systems hindeuten. Die Schwankungsgrößen werden im nachfolgenden Kapitel noch detaillierter untersucht.

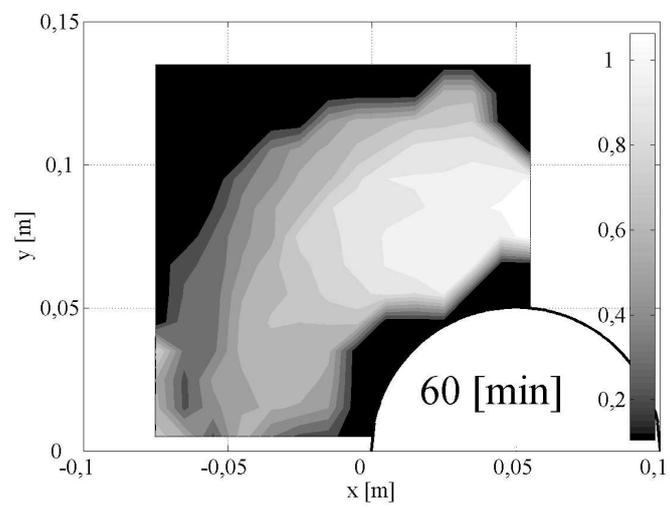


Abbildung 7.8: Verteilung der sohlparallelen Geschwindigkeitsbeträge $\langle |(u_{sp}, v_{sp})| \rangle_n$ (Gleichung 7.4)

7.4 Schwankungsgrößen

Die zeitlich gemittelten Schwankungsgrößen der Strömungsgeschwindigkeiten sind in diesem Kapitel aufgrund der Relevanz für den Sedimenttransport im jeweiligen sohlparallelen Koordinatensystem im Messpunkt dargestellt. Alle Komponenten des Reynolds-Spannungstensors im kartesischen, an den Gerinneachsen ausgerichteten System sind zum Vergleich in Anhang A.4 dargestellt.

Die Reynolds-Spannungen im sohlparallelen/sohlnormalen Koordinatensystem wurden wegen der Bedeutung für die Analyse in Bezug auf den Sedimenttransport (siehe Kapitel 2.2) mit dem Vorzeichen der entsprechenden mittleren sohlparallelen Geschwindigkeitskomponente im jeweiligen Koordinatensystem multipliziert. Dies ist dadurch begründet, dass bei der Betrachtung eines zweidimensionalen Systems (sohlparallele Achse/sohlnormale Achse) negative Reynolds-Spannungen bei einer positiven mittleren sohlparallelen Komponente eine Häufung von Q_2 - und Q_4 -Events bedeutet, während die gleiche Korrelationsgröße bei einer negativen mittleren Geschwindigkeit die effektive Wirkung von gehäuft auftretenden Q_1 - und Q_3 -Events hat (siehe Abbildung 7.9). Da die Verteilung der Auftretenswahrscheinlichkeit, wie in Kapitel 2 beschrieben, einen Einfluss auf den Sedimenttransport hat, wurden die Korrelationen mit dem Vorzeichen der mittleren Geschwindigkeit multipliziert (und somit die Verteilung um 90° gedreht) und dadurch vom Einfluss der relativen Richtung zum Koordinatensystem befreit.

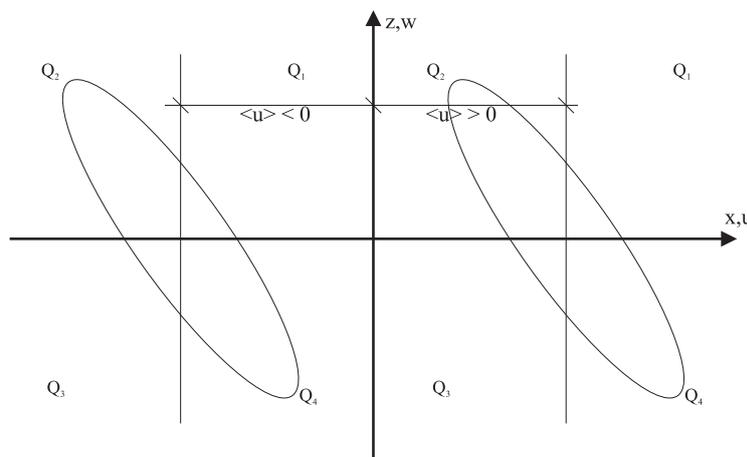


Abbildung 7.9: Q_2 - und Q_4 -Events bei geändertem Vorzeichen der mittleren Geschwindigkeit

Die Schwankungen des Betrags der sohlparallelen Geschwindigkeiten $\sqrt{\langle |(u_{sp}, v_{sp})|^2 \rangle}$ wurden über den Ansatz einer zweidimensionalen Standardnormalverteilung der instantanen sohlparallelen Geschwindigkeiten, wie in Kapitel 3.4 beschrieben, ermittelt.

Generell weisen alle Verteilungen der verschiedenen Schwankungsgrößen eine mehr oder weniger ausgeprägte ringförmige Platzierung ihrer Maxima in den Bereichen 1.2-3.2 auf, die auf den Einflussbereich des turbulenten HW-Systems hindeutet.

Abbildung 7.10 zeigt die Standardabweichung der sohlparallelen Geschwindigkeitsbeträge $\sqrt{\langle |(u_{sp}, v_{sp})|^2 \rangle}_n$ normiert auf die sohlparallele Standardabweichung in Hauptströmungsrich-

tung im kritischen Zustand einer gleichförmigen Gerinneströmung:

$$\sqrt{\langle |(u_{sp}, v_{sp})|^2 \rangle}_n = \frac{\sqrt{\langle |(u_{sp}, v_{sp})|^2 \rangle}}{\sqrt{\langle w'^2 \rangle}_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})}} \quad (7.6)$$

Die Vergleichsgröße $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})}$ wurde nach Nezu und Nakagawa (1993) (siehe Gleichung 2.30) angesetzt:

$$\sqrt{\langle w'^2 \rangle}_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})} = 0,070\text{ m/s} . \quad (7.7)$$

Die Maximalwerte sind in der Nähe der Symmetrieebene im stärksten Wirkungsbereich des HW-Systems zu finden und sind über viermal größer als in der gleichförmigen Gerinneströmung. Der Bereich stark fluktuierenden Beträge zieht sich ringförmig nach hinten um den Pfeiler herum mit leicht abnehmenden Intensitäten.

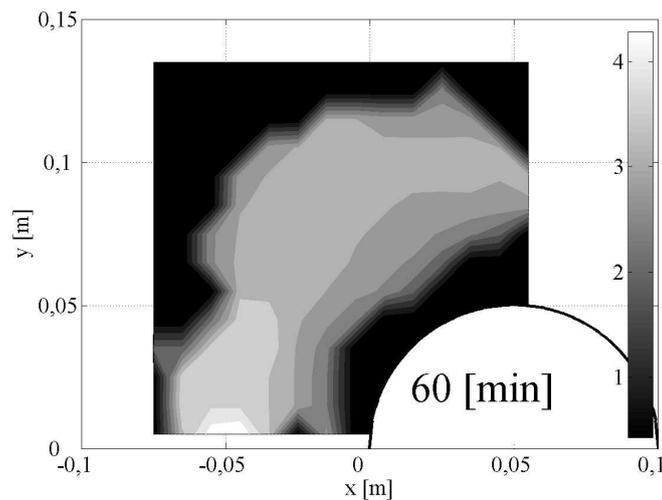


Abbildung 7.10: Verteilung der Standardabweichung des sohlparallelen Geschwindigkeitsbetrags $\sqrt{\langle |(u_{sp}, v_{sp})|^2 \rangle}_n$ (Gleichung 7.6)

Die Schwankungen der sohlnormalen Geschwindigkeiten wurden auf den Vergleichswert der gleichförmigen Strömung im kritischen Zustand nach Gleichung 7.8 und 7.9 normiert.

$$\sqrt{\langle w_{sp}'^2 \rangle}_n = \frac{\sqrt{\langle w_{sp}'^2 \rangle}}{\sqrt{\langle w'^2 \rangle}_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})}} \quad (7.8)$$

Die Vergleichsgröße wurde nach Nezu und Nakagawa (1993) (siehe Gleichung 2.32) angesetzt

und beträgt:

$$\sqrt{\langle w'^2 \rangle}_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})} = 0,0386 \text{ m/s} . \quad (7.9)$$

Generell ähnelt die Verteilung der der sohlparallelen Schwankungen. Sie spiegelt ebenfalls die im mittleren Feld zu diesem Kolkzeitpunkt noch nicht sehr ausgeprägt sichtbaren, aber in den Verteilungen der Turbulenzgrößen sich abzeichnenden Auswirkungen des hochturbulenten HW-Systems wider. Die normierten Werte liegen im Maximum beim über Dreifachen der kritischen Verhältnisse in einer gleichförmigen Gerinneströmung und nahezu im gesamten Bereich über dem kritischen Wert.

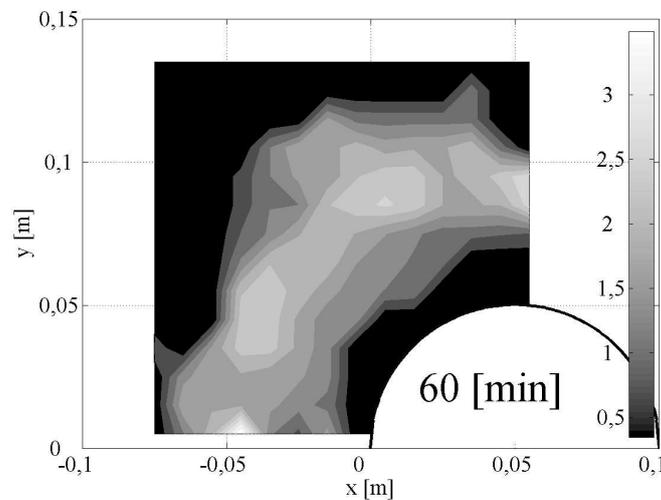


Abbildung 7.11: Verteilung der Standardabweichung der sohlnormalen Geschwindigkeit $\sqrt{\langle w'_{sp}{}^2 \rangle}_n$ (Gleichung 7.8)

Abbildung 7.12 zeigt die nach Gleichung 7.10 und 7.11 normierte Korrelation der sohlnormalen und der sohlparallelen Schwankungen in x-Richtung. Dies entspricht den Reynolds-Spannungen in sohlangepassten Koordinatensystemen.

$$\langle u'_{sp} w'_{sp} \rangle_n = \frac{\langle u'_{sp} w'_{sp} \rangle}{\langle u' w' \rangle_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})}} \quad (7.10)$$

Die Vergleichsgröße wurde wiederum nach Nezu und Nakagawa (1993) (siehe Gleichung 2.35) angesetzt und beträgt:

$$\langle u' w' \rangle_{sp,glf,krit,(z=0,004\text{ m})} = 0,019 \text{ m}^2/\text{s}^2 . \quad (7.11)$$

Dies repräsentiert die Korrelation der sohlnormalen und sohlparallelen Fluktuationen in den quasi-zweidimensionalen Strömungsverhältnissen einer gleichförmigen Gerinneströmung im kritischen Zustand.

Die normierten Werte sind nahezu im gesamten Messbereich negativ, haben also ein anderes Vorzeichen als in den Vergleichsverhältnissen. Dieser Umstand führt durch das von negativen Vorzeichen repräsentierte vermehrte Auftreten von Q_4 -Events nach verschiedenen Untersuchungen (siehe z. B. Hofland (2005), Kapitel 2.2) zu einem erhöhten Sedimenttransport. Das bedeutet, dass die Häufigkeitsverteilung im Vergleich zu den gleichförmigen Verhältnissen gedreht ist. Die Absolutwerte der Reynolds-Spannungen im Kolk sind zwar nicht größer als in den kritischen Verhältnissen, die Verteilung der Geschwindigkeitsevent ist aber in eine für den Sedimenttransport effektivere Richtung orientiert. Die Verteilung der Maximalwerte weist wiederum die oben beschriebene Ringform auf.

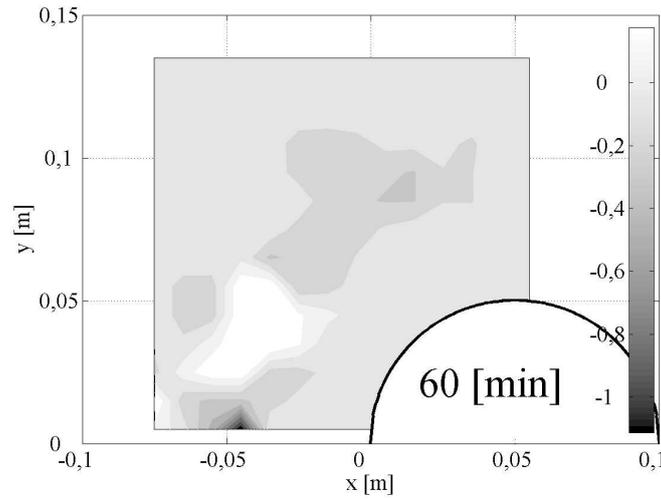


Abbildung 7.12: Verteilung der Reynolds-Spannungen $\langle u'_{sp} w'_{sp} \rangle_n$ (Gleichung 7.10)

Abbildung 7.13 zeigt die normierte Korrelation der sohlnormalen und der sohlparallelen Schwankungen in y -Richtung. Die Normierung ist in den Gleichungen 7.12 und 7.11 beschrieben.

$$\langle v'_{sp} w'_{sp} \rangle_n = \frac{\langle v'_{sp} w'_{sp} \rangle}{\langle u' w' \rangle_{sp, glf, krit, (z=0,004 \text{ m})}} \quad (7.12)$$

Als Vergleichsgröße wurde wiederum $\langle u' w' \rangle_{sp, glf, krit, (z=0,004 \text{ m})}$ nach Gleichung 2.35 (siehe Gleichung 7.11) verwendet.

Im Gegensatz zu $\langle u' w' \rangle_{sp, n}$ weist $\langle v' w' \rangle_{sp, n}$ ausschließlich positive Werte auf. In dieser Richtung treten also hauptsächlich Q_1 - bzw. Q_3 -Events auf. Die Verteilung ist ebenfalls ringförmig, mit zunehmenden Werten im Bereich der Zylinderseiten bei 90° . Die Turbulenzeigenschaften der sohlnahen Strömung in spannweitischer Richtung unterscheiden sich von denen in Hauptströmungsrichtung. Dies kann damit begründet werden, dass die Hauptströmungskomponenten durch den Pfeiler in weiten Bereichen abgebremst werden, also einem positiven Druckgradienten unterliegen, die spannweitigen Komponenten hingegen durch einen negativen Druckgradienten beschleunigt werden. Dies führt, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, zu erhöhten bzw. verringerten Turbulenzintensitäten und somit auch relativ geringen Reynolds-Spannungen.

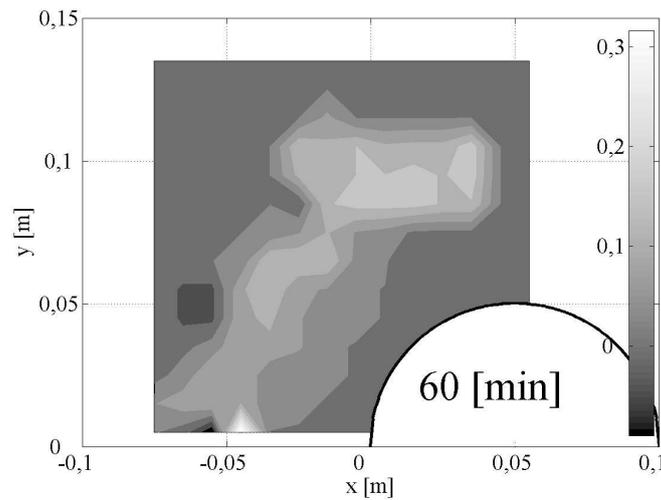


Abbildung 7.13: Verteilung der Reynolds-Spannungen $\langle v'_{sp} w'_{sp} \rangle_n$ (Gleichung 7.12)

Abbildung 7.14 zeigt die Verteilung der normierten turbulente kinetische Energie $\langle k \rangle = 0,5 \cdot (\langle u'u' \rangle + \langle v'v' \rangle + \langle w'w' \rangle)$. Die Messwerte wurden wie für die Größen zuvor auf den entsprechenden Wert einer gleichförmigen Gerinneströmung im kritischen Zustand bezogen (Gleichung 7.13 und 7.14).

$$\langle k \rangle_n = \frac{\langle k \rangle}{\langle k \rangle_{glf,krit,(z=0,004\text{ m})}} \quad (7.13)$$

Die Vergleichsgröße wurde wiederum nach Nezu und Nakagawa (1993) (siehe Gleichung 2.34) angesetzt und beträgt:

$$\langle k \rangle_{glf,krit,(z=0,004\text{ m})} = 0,0089 \text{ m}^2/\text{s}^2 . \quad (7.14)$$

Die turbulente kinetische Energie repräsentiert die Überlagerung der Fluktuationsgrößen der einzelnen Koordinatenrichtungen und damit das Fluktuationsniveau. Die Verteilung ist wiederum ringförmig, allerdings gleichmäßiger als die der Einzelkomponenten. Die Konturstufen zeichnen annähernd konzentrische Kreise und bis auf die Grenzen des Messbereichs sind die Maximalwerte sehr gleichmäßig in diesem Ring verteilt. Die Verteilung zeigt wiederum die Existenz und Platzierung des HW-Systems, das in den Verteilungen der Mittelwerte kaum erkennbar ist. Innerhalb dieses Bereichs treten Werte vom bis zu Dreifachen der turbulenten kinetischen Energie im gleichen Sohlabstand in einer gleichförmigen Gerinneströmung auf.

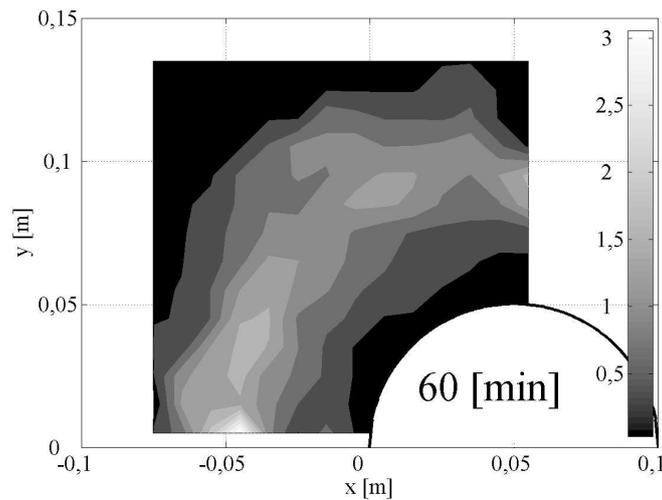


Abbildung 7.14: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie $\langle k \rangle_n$ (Gleichung 7.13)

7.5 Fazit

Die Ergebnisse der Messungen der sohnahen Strömungsgeschwindigkeiten geben näheren Aufschluss über die Turbulenzeigenschaften der Strömung im Kolkloch. Im mittleren Vektorfeld befinden sich im gesamten Messbereich mehr radial orientierte Strömungskomponenten als im Falle einer laminaren Zylinderumströmung (siehe Ergebnisse der Potentialtheorie), die auf die Existenz der HW-Systems zurückzuführen sind. Die Wirbelströmung ist allerdings zu diesem Kolkzeitpunkt noch stark von den tangentialen Komponenten überlagert. Wesentlich deutlicher ist die Form des Hufeisenwirbels in den Verteilungen der Schwankungsgrößen zu erkennen, deren Maxima alle in einem Ring um den Pfeiler herum platziert sind. Die Beträge der mittleren sohlparallelen Geschwindigkeiten liegen fast im gesamten Messbereich unter denen, die in einer ungestörten Gerinneströmung zum Sedimenttransport nötig sind, so dass eine Modellierung ausschließlich über die mittlere Sohlschubspannung aus diesen Werten keine befriedigenden Ergebnisse bringen kann. Im Gegensatz dazu liegen die Werte der zeitlich gemittelten Fluktuationen deutlich über denen einer gleichförmigen Gerinneströmung im kritischen Zustand. Dieses Ergebnis legt die Interpretation nahe, dass die Einflüsse der Turbulenzintensität der Außenströmung auf die wandnahe Strömung im Kolk nicht mit denen vergleichbar sind, die zur Bestimmung des Bewegungsbeginns im Shields-Diagramm und bei der Herleitung der Gleichungen zur Bestimmung der Sedimenttransportraten verwendet wurden. Massentransport in der Pfeilerumgebung tritt unter kleineren mittleren Geschwindigkeiten, allerdings wesentlich erhöhter Turbulenzintensität auf.

8 Analyse des Einflusses einzelner Strömungsgrößen auf den Sedimenttransport

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der sohnahen Geschwindigkeitsmessungen und jene der Messung der Sedimentbewegungen nach einer Auskolkungszeit von 60 min in Zusammenhang gebracht, um die Einflüsse des Geschwindigkeitsfeldes auf den Sedimenttransport näher betrachten zu können.

Wegen der geneigten Sedimentoberflächen im Untersuchungsgebiet ist es dafür notwendig, die Einflüsse von Hangabtriebskraft und Schleppkraft auf den Sedimenttransport zu trennen. Dazu wird, wie in Abbildung 8.1 dargestellt, der Massentransport als vektorielle Größe betrachtet. Die Richtung des Transports entspricht der der mittleren Transportgeschwindigkeit. \vec{u}_P wird dazu in eine Komponente in Richtung der steilsten Neigung β_{max} der Oberfläche $u_{P,FG}$ und eine parallel zur Richtung der Strömungsgeschwindigkeit $u_{P,FD}$ aufgeteilt. Erstere wird durch die Hangabtriebskraft, bzw. die Gewichtskraft F_G , hervorgerufen, letztere durch die Schleppkraft der Strömung F_D . Über die entsprechenden Winkelbeziehungen lässt sich aus der Hangneigung und dem Betrag von \vec{u}_P der strömungsbedingte Anteil $u_{P,FD}$ bestimmen. Die Vorgehensweise entspricht der Ermittlung der Transportrichtung bei Roulund u. a. (2005). Die strömungsbedingte Transportrate $q_{S,FD}$ wird aus der Multiplikation von $u_{P,FD}$ mit der Anzahl der im Mittel bewegten Körner N gebildet.

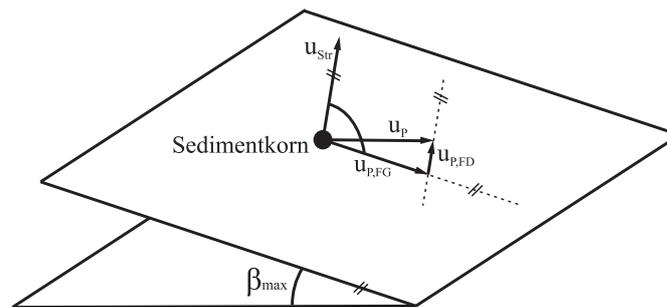


Abbildung 8.1: Anteile von F_G und F_D am Sedimenttransport auf geneigter Sohle

$q_{S,FD}$ und $u_{P,FD}$ wurden dabei nach Gleichung 2.72 entsprechend dem beschriebenen Ansatz von Bagnold mit dem Neigungswinkel der Sohle in Strömungsrichtung gewichtet. Daraus ergibt sich mit Gleichung 8.1 die äquivalente Transportrate auf ebener Sohle $q_{S,FD,0}$ sowie mit Gleichung 8.2 die äquivalente Transportgeschwindigkeit auf ebener Sohle $u_{P,FD,0}$:

$$q_{S,FD,0} = \frac{q_{S,FD}}{\alpha_S} \quad (8.1)$$

$$u_{P,FD,0} = \frac{u_{P,FD}}{\alpha_S} \quad (8.2)$$

N wurde nicht gewichtet, da es keinen effektiven Transport, sondern einen Wert für die Menge der aus dem Sedimentbett losgelösten Körner repräsentiert. Da dieser Mechanismus hauptsächlich von den turbulenten Schwankungsgrößen der Strömung abhängt und weniger von der mittleren Strömungsrichtung wurde hier keine Wichtung vorgenommen.

Die einzelnen Strömungsgrößen der LDA-Messungen werden im Folgenden mit den auftretenden Transportraten $q_{S,FD,0}$ nach Gleichung 6.3, der Anzahl der im Mittel bewegten Körner N und den mittleren strömungsbedingten Korngeschwindigkeiten $u_{P,FD,0}$ in Beziehung gesetzt und auf Proportionalitäten untersucht.

Wegen der nur qualitativ validen Messergebnisse der Transportraten wurden alle Werte (Sedimenttransport- und Strömungsgrößen) in den folgenden Diagrammen auf das jeweils auftretende Maximum der Messgröße im Messbereich normiert (siehe Gleichungen 8.3, 8.4 und 8.5). Die räumlichen Verteilungen der Vergleichsgrößen der Sedimentbewegungsmessungen sind in den Abbildungen 8.2 bis 8.4 dargestellt.

Die normierte, zeitlich gemittelte Transportrate $\mathcal{Q}_{s,i}$ berechnen sich aus

$$\mathcal{Q}_{s,i} = \frac{(\langle u_{P,FD,0} \rangle \cdot \langle N \rangle)_i}{(\langle u_{P,FD,0} \rangle \cdot \langle N \rangle)_{max}}, \quad (8.3)$$

die normierte, zeitlich gemittelte Korngeschwindigkeit $\mathcal{V}_{P,i}$ aus

$$\mathcal{V}_{P,i} = \frac{\langle u_{P,FD,0} \rangle_i}{\langle u_{P,FD,0} \rangle_{max}} \quad (8.4)$$

und die normierte, zeitlich gemittelte Anzahl bewegter Körner \mathcal{N}_i ergibt sich aus

$$\mathcal{N}_i = \frac{\langle N \rangle_i}{\langle N \rangle_{max}}. \quad (8.5)$$

Im Folgenden werden die oben beschriebenen Sedimenttransportgrößen den verschiedenen, an der entsprechenden Position gemessenen Strömungseigenschaften gegenüber gestellt, um deren Zusammenhänge deutlich zu machen. Die einbezogenen Strömungsgrößen werden in den entsprechenden Unterkapiteln genau beschrieben.

Wie in den Abbildungen 8.5 bis 8.12 dieses Kapitels klar wird, streuen die Ergebnisse der einzelnen Zusammenhänge zum Teil sehr stark. Ein Teil dieser Abweichungen ist auf die Unsicherheiten der beiden Messmethoden, die in den vorausgehenden Kapiteln ausführlich beschrieben wurden, zurückzuführen. Auf der anderen Seite ergeben sich für manche Kombinationen keine erkennbaren Abhängigkeiten. Die Quantifizierung der aus den Messungen resultierenden Abweichung ist auf der Basis dieser Daten nicht möglich. Somit können die im Folgenden dargestellten Resultate lediglich als Hinweise auf näher zu untersuchende Beziehungen gewertet werden.

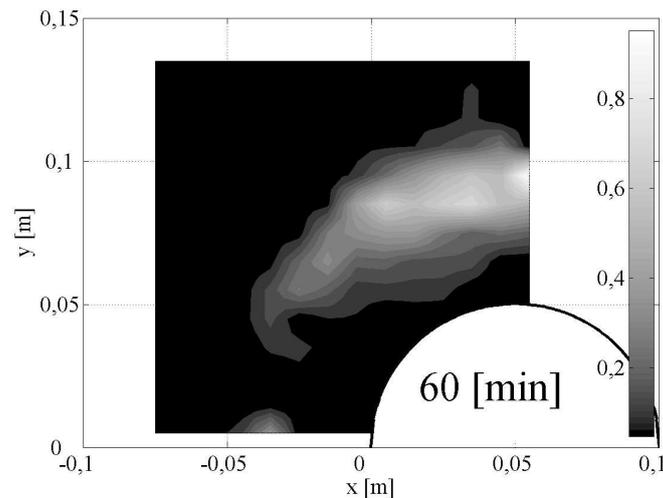


Abbildung 8.2: Räumliche Verteilung der Transportrate Q_s

Zur einfacheren Vergleichbarkeit der einzelnen Abhängigkeiten ist in jedem Diagramm der Verlauf des konditionierten Mittelwerts M_k und der konditionierten Standardabweichung σ_k der jeweiligen Sedimenttransportgröße Y dargestellt. M_k ist dabei der Mittelwert der in y -Richtung aufgetragenen Sedimenttransportmesswerte, die innerhalb eines bestimmten x -Abschnitts $x_{min,k} \leq X < x_{max,k}$ auftreten. σ_k ist die zugehörige Standardabweichung dieser Werte. Mathematisch kann die konditionierte Mittelung durch Gleichung 8.6 ausgedrückt werden.

$$M_k = \frac{1}{\sum_i \chi_i} \cdot \sum_i Y_i \chi_i \quad (8.6)$$

Dabei ist der Parameter χ_i

$$\chi_i = \begin{cases} 0 & \text{für } X_i < x_{min,k} \vee x_{max,k} < X_i \\ 1 & \text{für } x_{min,k} < X_i < x_{max,k} \end{cases} \quad (8.7)$$

σ_m entspricht dem Mittelwert der einzelnen Standardabweichungen σ_k und gibt somit ein übergreifendes Maß für die Eindeutigkeit der Beziehung an.

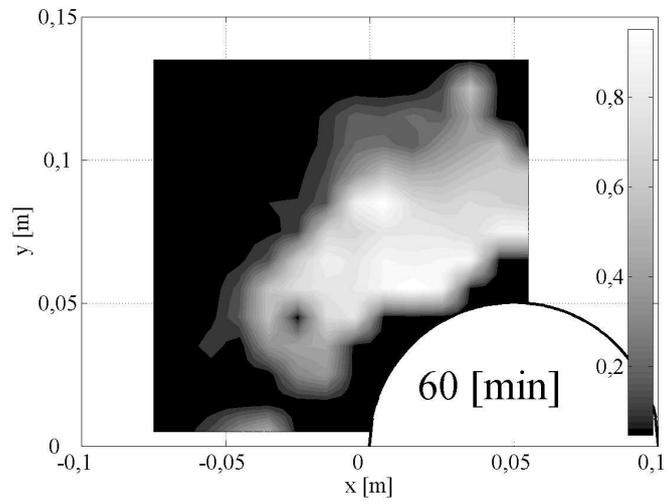


Abbildung 8.3: Räumliche Verteilung der Korngeschwindigkeit \mathcal{V}_P

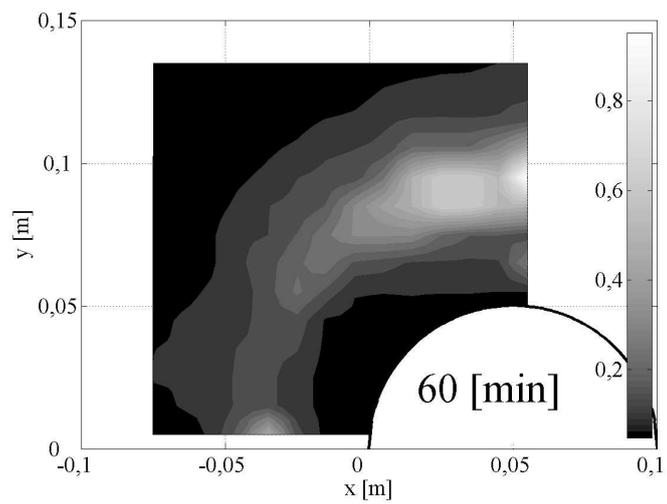


Abbildung 8.4: Räumliche Verteilung der Anzahl bewegter Körner \mathcal{N}

8.1 Kornbewegungen und mittlere Strömungsgeschwindigkeiten

Innerhalb dieses Kapitels werden die Mittelwerte der auf das im Messbereich auftretende Maximum normierten zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten mit den räumlich entsprechenden zeitlich gemittelten Sedimenttransportgrößen in Beziehung gesetzt.

Abbildung 8.5 zeigt die Beziehungen zwischen der dimensionslosen mittleren sohlparallelen Strömungsgeschwindigkeit \mathcal{V}_{sp} (berechnet nach Gleichung 8.8) und den Sedimenttransportgrößen Q_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N} .

$$\mathcal{V}_{sp,i} = \frac{\langle |(u_{sp}, v_{sp})| \rangle_i}{\langle |(u_{sp}, v_{sp})| \rangle_{max}} \quad (8.8)$$

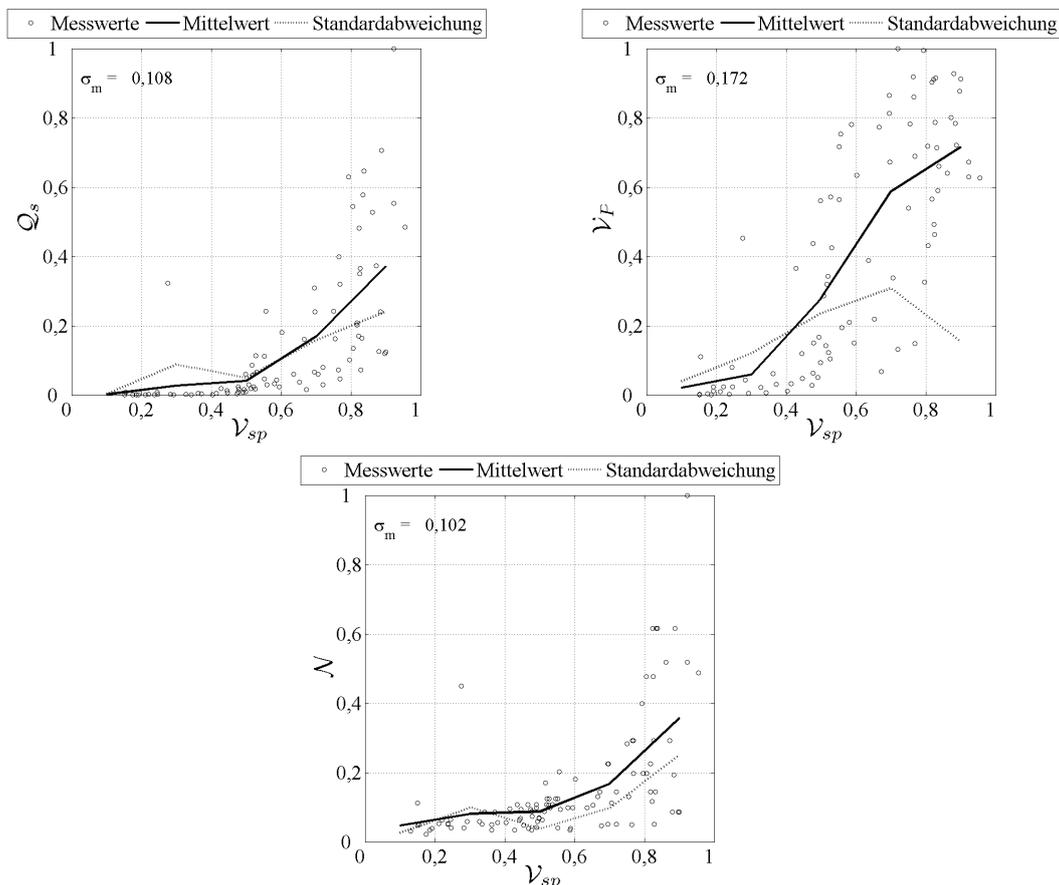


Abbildung 8.5: Zusammenhänge zwischen dem sohlparallelen Geschwindigkeitsbetrag \mathcal{V}_{sp} und den Sedimenttransportgrößen Q_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}

Es zeigt sich, dass der konditionierte Mittelwert aller Sedimenttransportgrößen mit steigendem Geschwindigkeitsbetrag zunimmt. Dies entspricht den gängigen Modellen zur Transportmodellierung. Die Relation zwischen den Strömungs- und den Transportgeschwindigkeiten

streut dabei stärker als der Zusammenhang mit der Anzahl der transportierten Körner. Die Tendenzen der Entwicklung unter einer Veränderung des Geschwindigkeitsbetrags sind in allen Fällen die gleichen. Es werden also bei steigender Strömungsgeschwindigkeit zunehmend mehr Körner mit einer höheren Geschwindigkeit transportiert. Die Abweichungen im Bereich kleiner Geschwindigkeiten sind vor allem für die Transportrate \mathcal{Q}_s sehr gering. Der Verlauf der konditionierten Mittelwerte zeigt einen nicht-linearen Verlauf mit steigendem \mathcal{V}_{sp} .

Insgesamt muss festgehalten werden, dass fast alle hier betrachteten Strömungsgeschwindigkeitsbeträge unterhalb des entsprechenden Wertes im kritischen Zustand in gleichförmiger Strömung liegen und somit nach allen Modellansätzen, die die zeitlich gemittelte kritische Schubspannung als Schwellenwert verwenden, kein Sedimenttransport berechnet werden würde.

Da die Sohlschubspannung unter Ansatz eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils oder des Wandgesetzes von van Driest direkt proportional zur verwendeten sohnächsten Geschwindigkeit ist, sind die Tendenzen aus Abbildung 8.5 auch für die dimensionslose Sohlschubspannung gültig.

Die Abhängigkeiten der Sedimenttransportgrößen von der dimensionslosen wandnormalen Strömungsgeschwindigkeit \mathcal{W}_{sp} sind in Abbildung 8.6 dargestellt (Normierung von \mathcal{W}_{sp} nach Gleichung 8.9).

$$\mathcal{W}_{sp,i} = \frac{\langle w_{sp} \rangle_i}{|\langle w_{sp} \rangle|_{max}} \quad (8.9)$$

Eine Tendenz ist hier nicht so deutlich zu erkennen wie für \mathcal{V}_{sp} . In allen drei Verteilungen tritt ein relatives Maximum im Bereich kleiner negativer Geschwindigkeiten auf. Außerdem werden alle Vergleichsgrößen für größere, von der Wand weggerichtete Geschwindigkeiten klein. Besonders ausgeprägt ist dieses Muster für \mathcal{N} . Die Verteilung der Geschwindigkeiten \mathcal{V}_P streut im gesamten Bereich allerdings sehr stark. Dies deutet auf einen Zusammenhang zwischen einem verstärkten Impulstransport hin zur Sohle und der Loslösung von Sedimentkörnern aus dem Bett hin, kann wegen der starken Varianz der vorliegenden Messwerte und der Abnahme der Bewegungen für weiter steigende negative Geschwindigkeiten nicht eindeutig belegt werden.

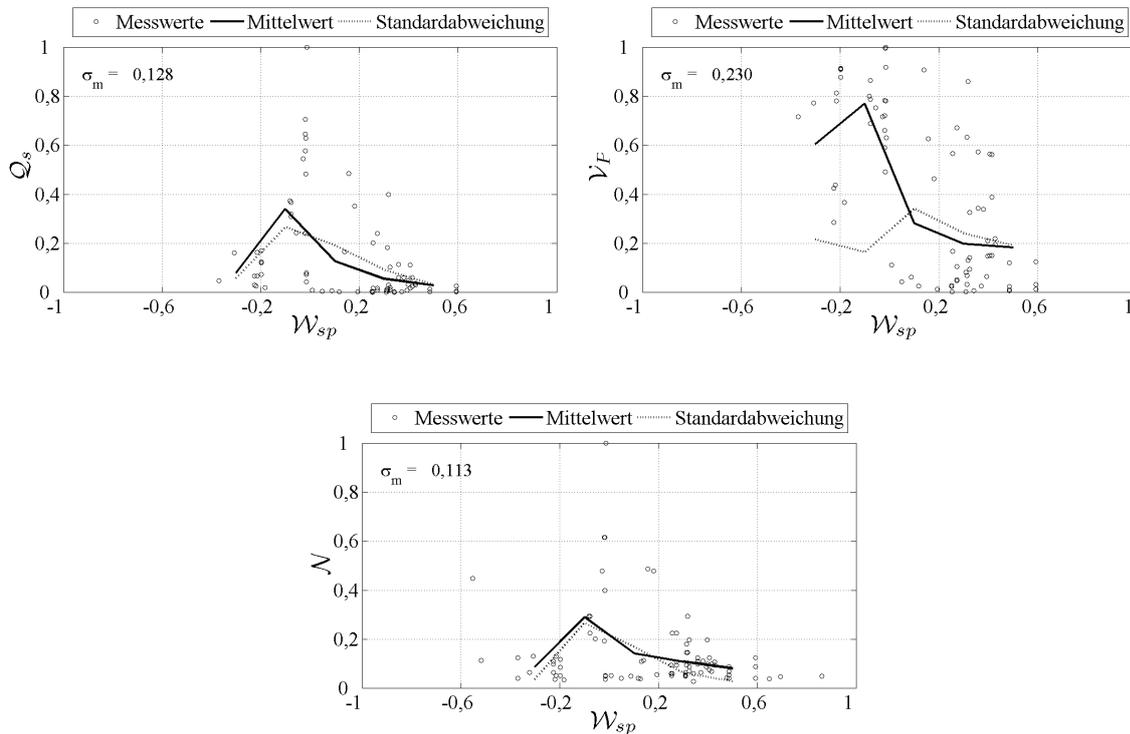


Abbildung 8.6: Zusammenhänge zwischen der sohnnormalen Geschwindigkeit W_{sp} und den Sedimenttransportgrößen Q_s , V_P und N

8.2 Kornbewegung und mittlere Schwankungsgrößen

Im folgenden Kapitel werden die Beziehungen der Schwankungsgrößen des sohnnahen Strömungsfelds mit den Sedimenttransportgrößen untersucht.

In Abbildung 8.7 sind die Zusammenhänge zwischen den Sedimenttransportgrößen und den normierten, zeitlich gemittelten Schwankungen der sohlparallelen Geschwindigkeitsbeträge $\mathcal{V}_{I_{sp}}\mathcal{V}_{I_{sp}}$ dargestellt (Gleichung 8.10).

$$(\mathcal{V}_{I_{sp}}\mathcal{V}_{I_{sp}})_i = \frac{\langle |(u_{sp}, v_{sp})|^2 \rangle_i}{\langle |(u_{sp}, v_{sp})|^2 \rangle_{max}} \quad (8.10)$$

Lediglich im Bezug auf die resultierenden Korngeschwindigkeiten ist für diese Größe eine Tendenz zu erkennen, die allerdings von starken Abweichungen der Messwerte gekennzeichnet ist. Die Abnahme der Korngeschwindigkeiten mit Zunahme von $\mathcal{V}_{I_{sp}}\mathcal{V}_{I_{sp}}$ lässt sich durch die Verteilung im Kolk begründen. Die größten sohlparallelen Schwankungen treten im Bereich kleiner mittlerer Strömungs- und Korngeschwindigkeiten (1.2-2.2) auf (siehe Abbildung 7.10). Somit resultieren große Werte von $\mathcal{V}_{I_{sp}}\mathcal{V}_{I_{sp}}$ nur für gleichzeitig hohe mittlere Geschwindigkeiten in hohen absoluten Beträgen. Sohlparallele Schwankungen unterhalb des für die

Loslösung von Körnern notwendigen absoluten Niveaus sind allerdings für den Transport bedeutungslos, weswegen in den Diagrammen kein eindeutiger Zusammenhang erkennbar ist. In der Beziehung zu \mathcal{N} lässt sich keine signifikante Proportionalität erkennen und im Zusammenspiel der beiden Größen bei Q_s hebt sich die leicht angedeutete Tendenz wieder zur Gänze auf. Generell ist die Variation von $\mathcal{V}_{I_{sp}}\mathcal{V}_{I_{sp}}$ relativ gering, wodurch die Detektion von Proportionalitäten schwierig ist.

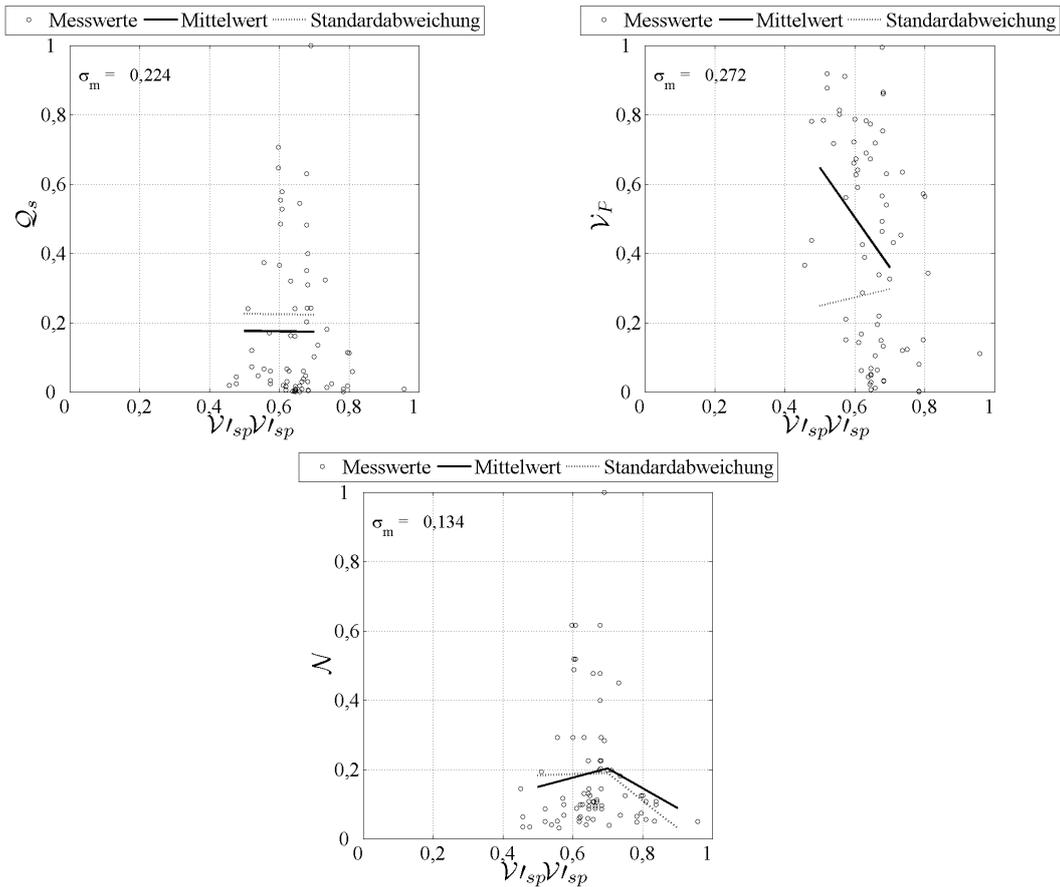


Abbildung 8.7: Zusammenhänge zwischen den sohlparallelen Geschwindigkeitsfluktuationen $\mathcal{V}_{I_{sp}}\mathcal{V}_{I_{sp}}$ und den Sedimenttransportgrößen Q_s , V_F und \mathcal{N}

Die Relation zwischen den normierten sohlnormalen Fluktuationen $\mathcal{W}_{I_{sp}}\mathcal{W}_{I_{sp}}$ (siehe Gleichung 8.11) und den Transportgrößen ergeben relativ eindeutige Tendenzen bei unvermindert großer Streuung der Messwerte (Abbildung 8.8).

$$(\mathcal{W}_{I_{sp}}\mathcal{W}_{I_{sp}})_i = \frac{\langle w'_{sp}w'_{sp} \rangle_i}{\langle w'_{sp}w'_{sp} \rangle_{max}} \quad (8.11)$$

Vor allem die Anzahl der bewegten Körner steigt bei vergleichsweise kleinem σ_m mit zunehmenden sohlnormalen Schwankungen deutlich an. Auch die Transportgeschwindigkeiten zeigen diese Tendenz, allerdings bei einer größeren Varianz. $\mathcal{W}_{I_{sp}}\mathcal{W}_{I_{sp}}$ repräsentiert den instantanen Impulstransport in sohlnormaler Richtung, der, wie im Kapitel 2.2 beschrieben,

in vielen Veröffentlichungen für eine erhöhte Sedimenttransportrate verantwortlich gemacht wird. Die Messwerte deuten auf dadurch intensivierete Loslösungsprozesse hin. Da sich die Bereiche großer sohnnormaler Schwankungen in Teilbereichen mit denen hoher sohlparalleler Strömungsgeschwindigkeiten überlappen, lässt sich dieser Prozess auf der Basis dieser Messdaten nicht deutlich vom Sedimenttransport aufgrund hoher Geschwindigkeitsbeträge trennen. Deswegen besteht auch eine relativ eindeutige Abhängigkeit zwischen $\mathcal{W}l_{sp}\mathcal{W}l_{sp}$ und \mathcal{V}_P obwohl rein aus vertikalen Schwankungen keine hohen Korngeschwindigkeiten entstehen können.

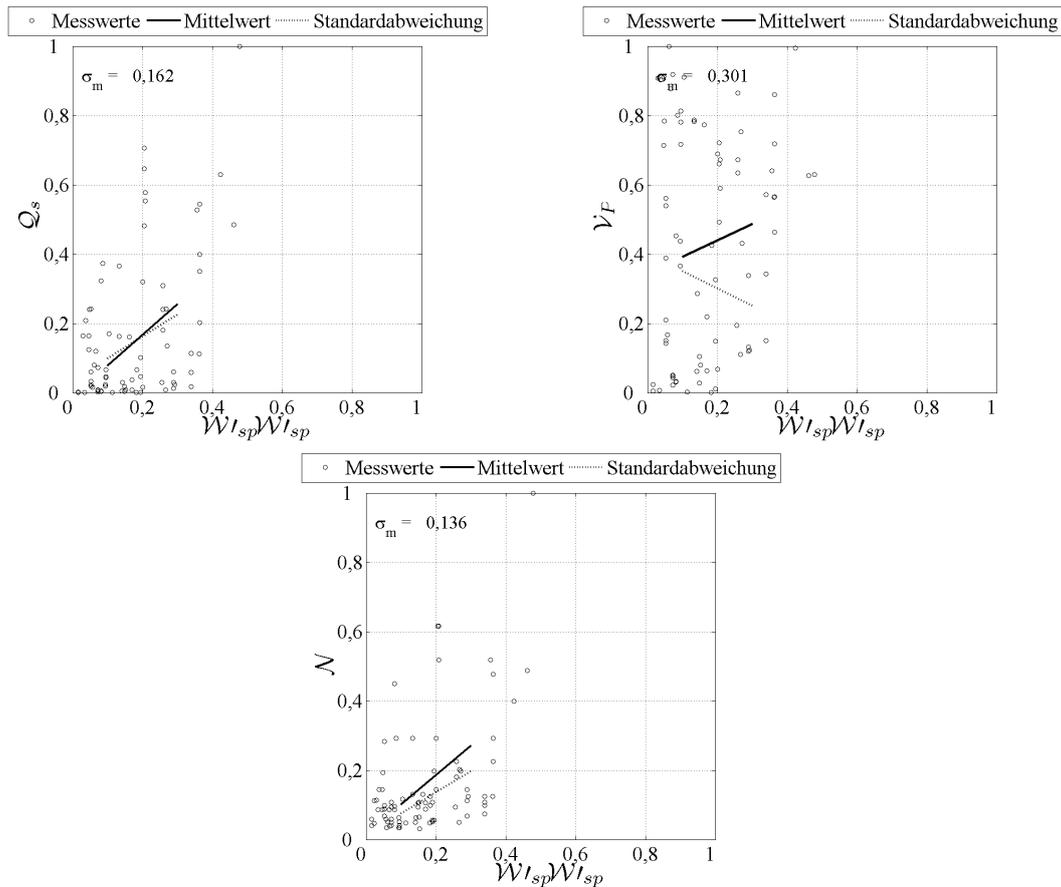


Abbildung 8.8: Zusammenhänge zwischen sohnnormalen Geschwindigkeitsfluktuationen $\mathcal{W}l_{sp}\mathcal{W}l_{sp}$ und den Sedimenttransportgrößen \mathcal{Q}_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}

Die Variation der normierten, zeitlich gemittelten Reynolds-Spannungen in x-Richtung im sohlparallelen Koordinatensystem $\mathcal{U}l_{sp}\mathcal{W}l_{sp}$ im Messbereich ist sehr gering (Normierung siehe Gleichung 8.12).

$$(\mathcal{U}l_{sp}\mathcal{W}l_{sp})_i = \frac{\langle u'_{sp}w'_{sp} \rangle_i}{|\langle u'_{sp}w'_{sp} \rangle|_{max}} \quad (8.12)$$

Deswegen ist kaum ein deutlicher Zusammenhang zu identifizieren. Es zeigt sich ein erwartungsgemäßer Anstieg der Transportgrößen mit zunehmend negativem $\mathcal{U}l_{sp}\mathcal{W}l_{sp}$, also einem

vermehrten Auftreten von Q_2 - und Q_4 -Events, wie oftmals in der Literatur beschrieben (z. B. Hofland (2005)). Allerdings finden sich auch für die negativen Werte Sedimenttransportraten in annähernd der gesamten auftretenden Bandbreite. Auf der anderen Seite ist die Streuung der Größen von Q_s und \mathcal{N} im positiven Bereich sehr gering, so dass die Tendenz trotz der weiten Streuung im negativen Bereich erkennbar ist. Eine Abhängigkeit der Korngeschwindigkeiten von $\mathcal{U}'_{sp}\mathcal{W}'_{sp}$ zeigt sich nicht.

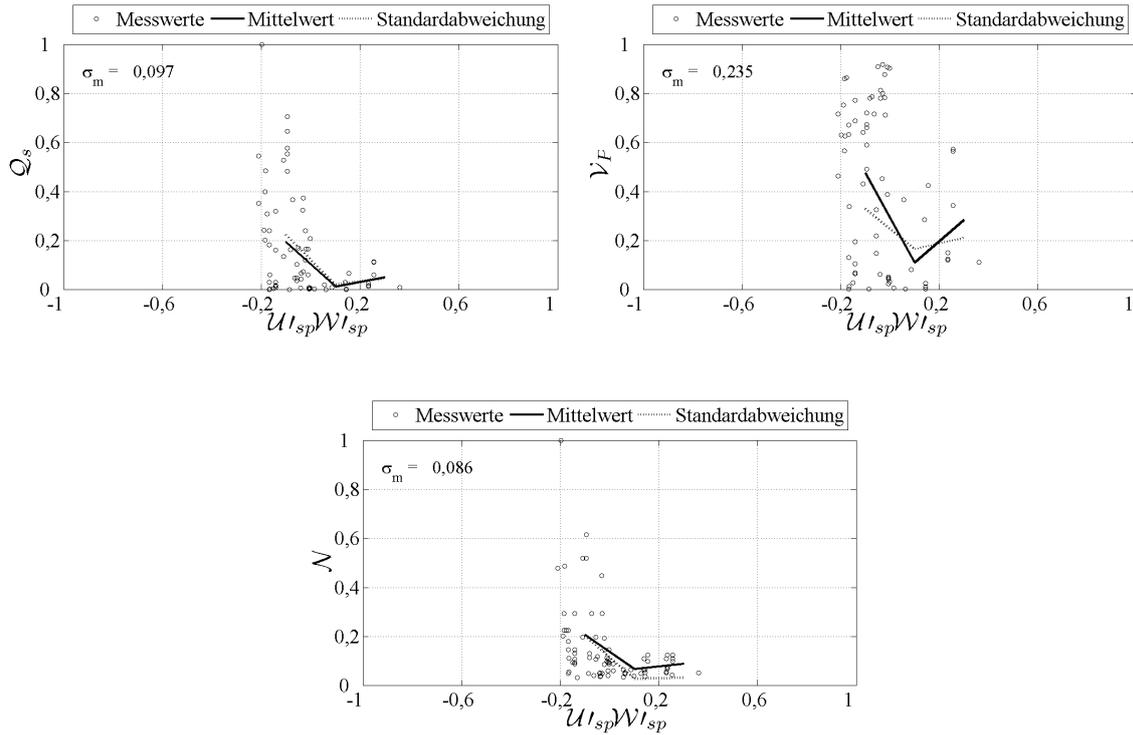


Abbildung 8.9: Zusammenhänge zwischen den Reynolds-Spannungen $\mathcal{U}'_{sp}\mathcal{W}'_{sp}$ und den Sedimenttransportgrößen Q_s , V_F und \mathcal{N}

Abbildung 8.10 zeigt die entgegengesetzte Tendenz für die Reynolds-Spannungen aus den spannweitenigen sohlparallelen und sohlnormalen Schwankungen $\mathcal{V}'_{sp}\mathcal{W}'_{sp}$ nach Gleichung 8.13.

$$(\mathcal{V}'_{sp}\mathcal{W}'_{sp})_i = \frac{\langle v'_{sp} w'_{sp} \rangle_i}{|\langle v'_{sp} w'_{sp} \rangle_{max}|} \quad (8.13)$$

Hier ist ein Anstieg des Sedimenttransports für positive Beträge von $\mathcal{V}'_{sp}\mathcal{W}'_{sp}$ zu erkennen. Auch hier wirkt sich die dabei erhöhte Turbulenzintensität vornehmlich auf die Anzahl der vom Bett losgelösten Körner und weniger auf deren Transportgeschwindigkeit aus. Der Anstieg der Transportraten kann durch die Überlappung von Bereichen generell erhöhter turbulenter Schwankungen mit den Bereichen erhöhter Werte von $\mathcal{V}'_{sp}\mathcal{W}'_{sp}$ erklärt werden.

Die Tendenzen der Relationen sind allerdings weniger eindeutig wie für $U'_{sp}W'_{sp}$, so dass zumindest ein Teil der Abhängigkeit von $U'_{sp}W'_{sp}$ auf deren isolierten Einfluss zurückgeführt werden kann, obwohl auch hier die Überlappung mit dem Bereich generell erhöhter Turbulenzintensitäten vorhanden ist.

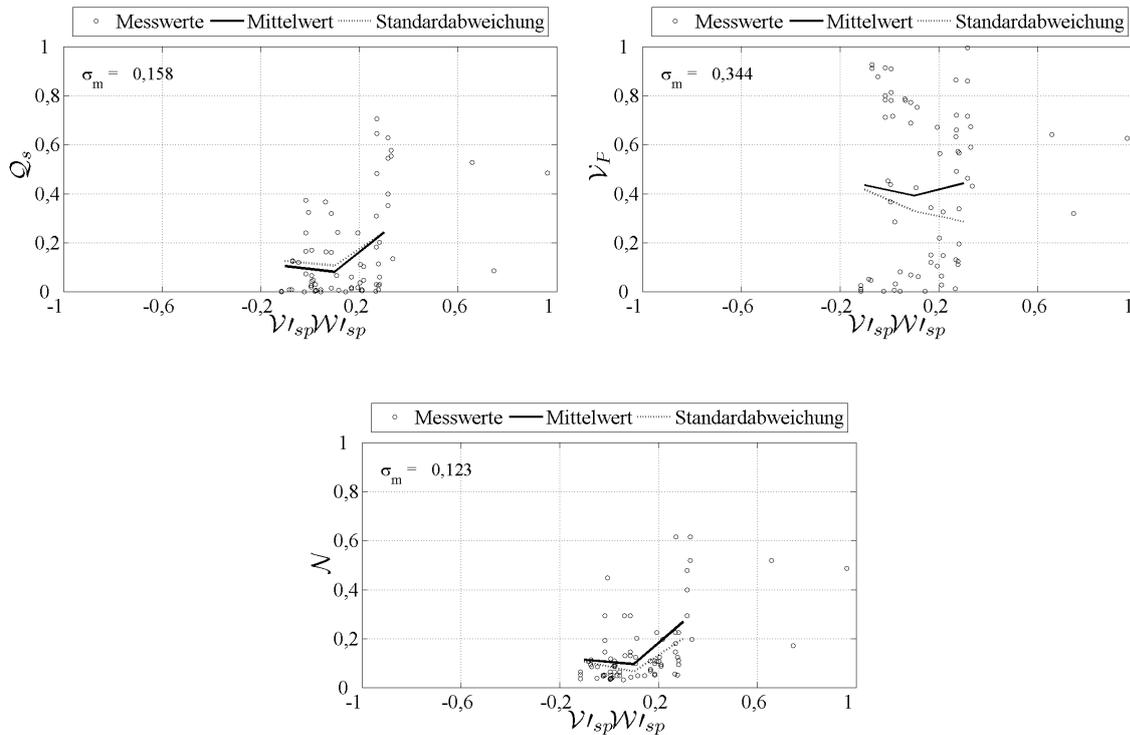


Abbildung 8.10: Zusammenhänge zwischen den Reynolds-Spannungen $V'_{sp}W'_{sp}$ und den Sedimenttransportgrößen Q_s , V_F und N

Die Relationen zwischen der normierten turbulenten kinetischen Energie \mathcal{K} (Gleichung 8.14) und den Sedimenttransportgrößen bestätigen den Zusammenhang zwischen der Anzahl der vom Bett gelösten Körner und der Turbulenzintensität.

$$\mathcal{K}_i = \frac{\langle k \rangle_i}{\langle k \rangle_{max}} \quad (8.14)$$

Es zeigt sich, dass die Transportgeschwindigkeit der Sedimentkörner nicht positiv durch eine erhöhte Turbulenz beeinflusst wird. Für diese Komponente eines effektiven Sedimenttransports ist gleichzeitig eine hohe mittlere Strömungsgeschwindigkeit notwendig, wie in Abbildung 8.5 deutlich wird. Der Mittelwert von N nimmt mit zunehmendem \mathcal{K} deutlich zu, allerdings bei gleichzeitig steigender Standardabweichung. Die Korngeschwindigkeiten sind dagegen im gesamten Variationsbereich der Messgröße \mathcal{K} über die Bandbreite von V_P verteilt.

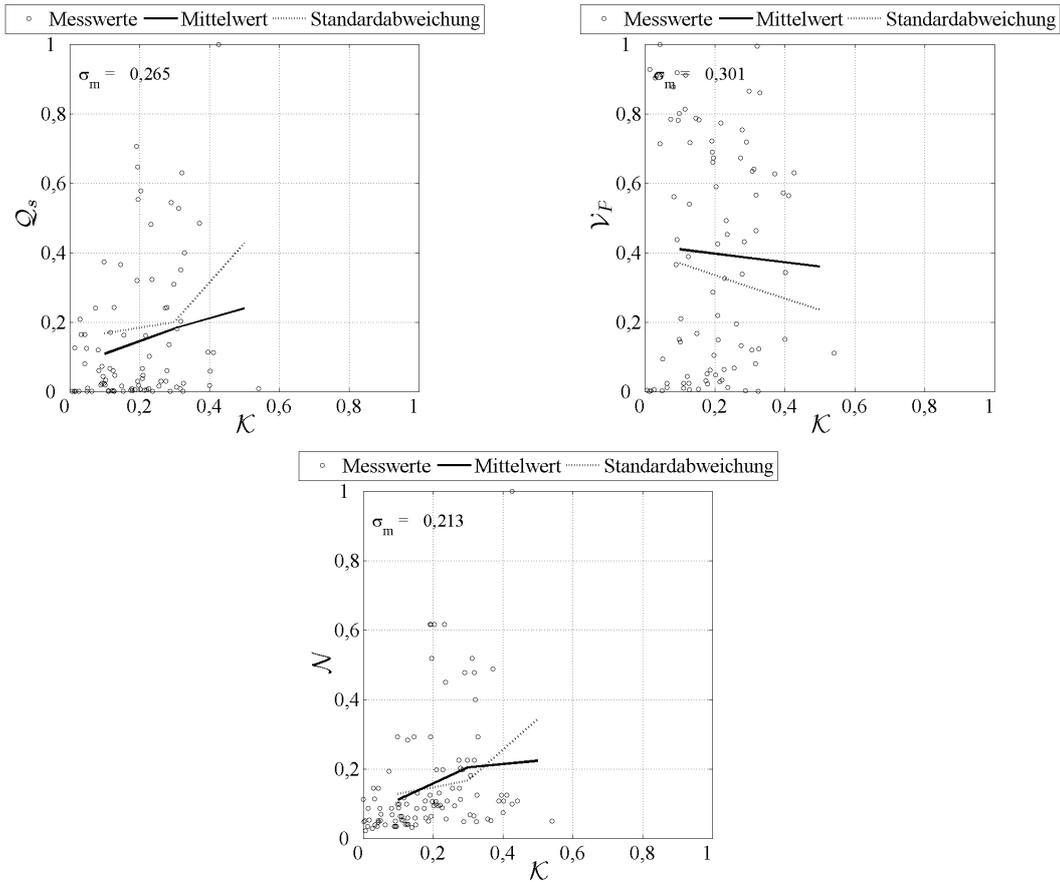


Abbildung 8.11: Zusammenhänge zwischen der turbulenten kinetischen Energie \mathcal{K} und den Sedimenttransportgrößen \mathcal{Q}_s , \mathcal{V}_P und \mathcal{N}

Sehr eindeutige Abhängigkeiten ergeben sich bei der Gegenüberstellung der dimensionslosen Summe aus mittlerer sohlparalleler Geschwindigkeit und deren Standardabweichung $\mathcal{V}_{sp} + \mathcal{V}_{I_{sp}}$ mit den Transportgrößen (Gleichung 8.15).

$$(\mathcal{V}_{sp} + \mathcal{V}_{I_{sp}})_i = \frac{\left(|\langle (u_{sp}, v_{sp}) \rangle| + \sqrt{\langle | (u_{sp}, v_{sp}) |^2 \rangle} \right)_i}{\left(|\langle (u_{sp}, v_{sp}) \rangle| + \sqrt{\langle | (u_{sp}, v_{sp}) |^2 \rangle} \right)_{max}} \quad (8.15)$$

Wie bereits für \mathcal{V}_{sp} beschrieben, ergibt sich auch hier eine eindeutige Steigerung der gemittelten Transportgrößen mit zunehmendem $\mathcal{V}_{sp} + \mathcal{V}_{I_{sp}}$. Die deutliche Abhängigkeit der Größen, repräsentiert durch relativ kleine Werte σ_m , ist dabei für \mathcal{Q}_s und \mathcal{N} größer als für die isoliert betrachtete mittlere Geschwindigkeit. Dies zeigt, dass die Intensität der turbulenten Fluktuationen bei gleicher mittlerer Geschwindigkeit einen verstärkenden Einfluss auf den Sedimenttransport hat. Dabei ist vor allem die Übereinstimmung mit der Verteilung der Anzahl der bewegten Körner hoch. Dies deutet darauf hin, dass die Turbulenzintensität ein entscheidender Faktor für die Loslösung der Körner aus dem Sedimentbett ist, dies aber nur in Verbindung mit einer gleichzeitig hohen mittleren Geschwindigkeit zu effektiven

Kornbewegungen führt.

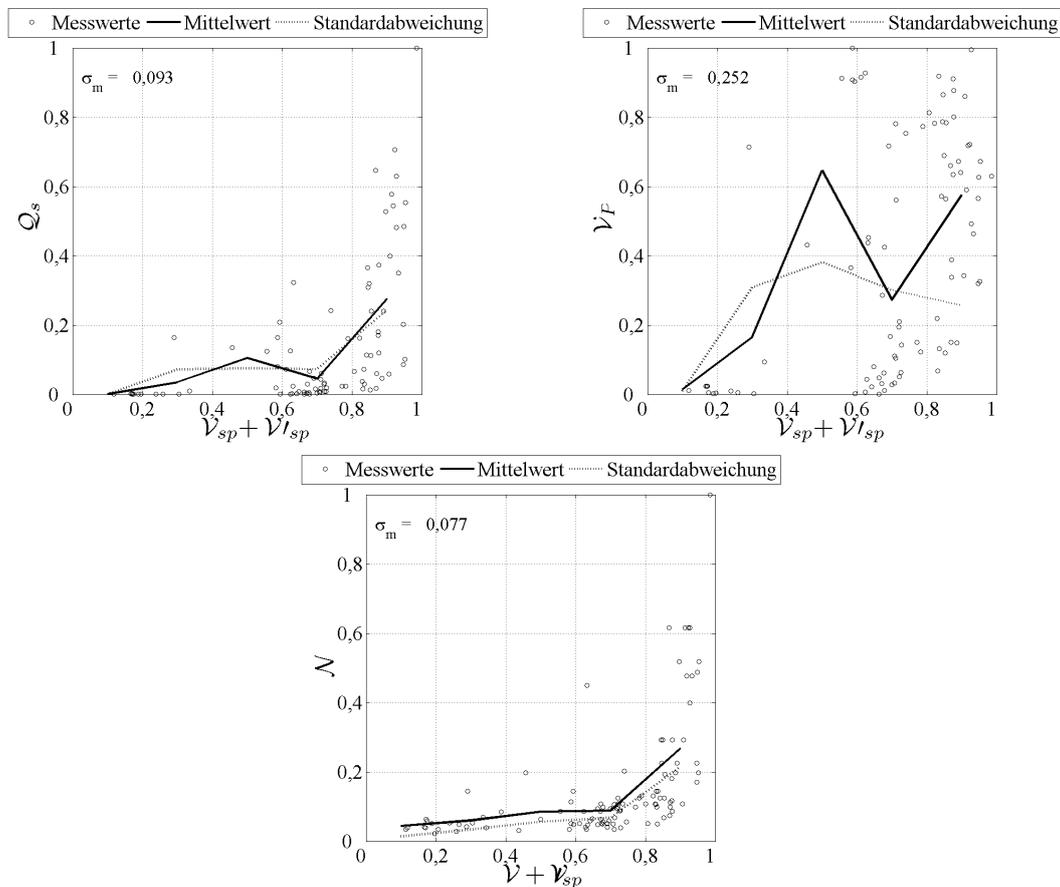


Abbildung 8.12: Zusammenhänge zwischen der Summe aus sohlparallelem Geschwindigkeitsbetrag und -fluktuation $v_{sp} + v_{sp}$ und den Sedimenttransportgrößen Q_s , v_P und N

8.3 Fazit

Die Analyse der Abhängigkeiten von Strömungsgrößen und Sedimenttransportgrößen unterliegt auf der Basis dieser Messreihe generell einer großen Streuung. Trotzdem lassen sich auf dieser Grundlage Schlussfolgerungen ziehen. Zum einen ist auch in der turbulenten Strömungssituation eines sich entwickelnden Kolks ein eindeutiger Zusammenhang zwischen hohen mittleren sohlnahen Strömungsgeschwindigkeiten und hohen Sedimenttransportraten gegeben, auch wenn die Messungen der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten nachweisen, dass nur an wenigen Stellen im Messbereich die kritische Geschwindigkeit bei Bewegungsbeginn im ungestörten Bereich überschritten wird. Zum anderen zeigt sich, dass die turbulenten Schwankungsgrößen eine direkte Proportionalität zur Anzahl der aus dem Bett gelösten Körner aufweisen. Dagegen beeinflussen sie die Entwicklung der Korneschwindigkeiten kaum. Die deutlichste Relation weist die Addition aus mittlerer sohlparalleler Geschwindigkeit und deren mittlerer Schwankungsgröße mit den Sedimenttransportgrößen auf.

Dies zeigt, dass die mittlere sohlparallele Geschwindigkeit und eine daraus berechnete Wandschubspannung die entscheidende Größe zur Modellierung des Sedimenttransports ist, die Hinzunahme der Turbulenzstruktur des Strömungsfeldes in die Modellbildung allerdings vor allem für Abweichungen von gleichförmigen Strömungssituationen für eine aussagekräftige Berechnung notwendig ist.

Die hier beschriebenen Zusammenhänge werden in den dem Autor bekannten numerischen Modellansätzen zur Ermittlung des Sedimenttransports in einem Kolk nicht berücksichtigt. Hier findet in der Regel das Shields-Kriterium unter Ansatz der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit Eingang in die Ermittlung der kritischen Sohlschubspannung und diese wird über das Geschwindigkeitsprofil einer gleichförmigen Gerinneströmung ermittelt. Die Voraussetzungen für beide Vorgehensweisen sind nach den Ergebnissen der durchgeführten Messungen bei der Berechnung einer lokalen Auskolkung nicht erfüllt. Es zeigt sich vielmehr, dass die Kenntnis der Schwankungsgrößen des Strömungsfeldes aus einer numerischen Simulation und deren Einbeziehung in die Modellierung des Sedimenttransports in ungleichförmigen Strömungssituationen von entscheidender Bedeutung ist.

9 Fazit und Ausblick

9.1 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neue Methoden im Bereich der Sedimentbewegungsmessungen und der berührungslosen, dreidimensionalen und sohlnahen Geschwindigkeitsmessungen eingeführt und durch die Ergebnisse neue Einblicke in die Erosions- und Strömungsvorgänge in einem Kolk in der Umgebung eines zylindrischen Pfeilers sowie deren Abhängigkeiten gewonnen.

Die entwickelte Methode zur Messung der Sedimentbewegungen ermöglicht die nahezu berührungslose Aufzeichnung von Kornbewegungsmustern und -geschwindigkeiten in komplexen Erosionssituationen mit einer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung auf einer natürlichen Sedimentoberfläche, sowie die qualitative Betrachtung der Transportraten. Ein auf Bildverarbeitungsmethoden basierendes System mit vergleichbaren Möglichkeiten in Bezug auf die räumliche Auflösung und die Messung auf einer natürlichen Sedimentoberfläche existiert nach dem Wissensstand des Autors bisher nicht. Eine Messung der Erosionseigenschaften und deren Entwicklung im Laufe des Kolkprozesses in der Umgebung eines zylindrischen Brückenpfeilers mit Hilfe von Bildverarbeitungsmethoden ist in der Literatur ebenfalls bisher nicht zu finden.

Zur Messung der sohlnahen Strömungsgeschwindigkeiten mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie wurde ein Messaufbau entwickelt, der eine automatisierte, ebenfalls nahezu berührungslose Messung zeitlich gemittelter, dreidimensionaler Turbulenzgrößen in einer beliebigen Gerinneströmung erlaubt. Auf diese Weise konnte eine Messung der sohlnahen Strömungssituation in einem Pfeilerkolk nach 60 min Auskolkungsdauer durchgeführt werden, wie sie mit so geringen Eingriffen in die Strömungssituation durch die Messtechnik noch nicht bekannt ist.

Die Ergebnisse der Sedimentbewegungsmessungen zeigen die Veränderung der Erosionsprozesse im Kolkloch im Laufe des Auskolkungsvorgangs. Zu Beginn dominieren auf fast noch ebener Sohle tangentiale Kornbewegungen, hervorgerufen durch die tangential um den Pfeiler herum beschleunigten Strömungskomponenten. Der Hufeisenwirbel besteht auch zu diesem Zeitpunkt, allerdings ist seine Wirkung auf den Sedimenttransport noch sehr gering und die radiale Bewegung wird von den tangentialen Komponenten nahezu komplett überlagert. Mit zunehmender Kolktiefe wird der erkennbare Einflussbereich des Hufeisenwirbels sukzessive größer. Die Dominanz des Wirbelsystems für die Erosionsprozesse nimmt immer mehr zu. Die Effektivität der Erosionen im Hinblick auf eine zügige Kolkeintiefung geht durch diese Veränderung zurück, da die turbulente Struktur des Wirbelsystems zu einer stärkeren Variation der Kornbewegungsrichtungen und somit weniger effektivem Transport führt.

Die Messungen der sohlnahen Strömungsgeschwindigkeiten ergaben eine Verteilung der mittleren sohlparallelen Geschwindigkeiten, die nur in sehr begrenzten Teilbereich der vorderen

Kolkhälfte die entsprechende Geschwindigkeit im kritischen Zustand im ungestörten Bereich übersteigt. Dagegen bewegen sich die turbulenten Schwankungsgrößen nahezu im gesamten Messbereich oberhalb der Werte, die in der ungestörten Gerinneströmung erreicht werden. Die Maximalwerte der zeitlich gemittelten Fluktuationen sind dabei ringförmig um den Pfeiler herum platziert. Dies zeigt deutlich, dass das Hufeisenwirbelsystem zu diesem Zeitpunkt vorhanden ist und eine deutliche Steigerung der Turbulenzintensitäten bewirkt, auch wenn die Richtungen der mittleren Kornbewegungen fast ausschließlich auf tangentiale Strömungseinflüsse zurückzuführen zu sein scheinen.

Die Zusammenhänge der einzelnen sohlnahen Strömungsgrößen mit den Sedimenttransportraten unterliegen starken Streuungen, lassen aber trotzdem eindeutige Schlüsse bezüglich der Auswirkungen der Größen zu. Die gemittelte sohlparallele Strömungsgeschwindigkeit weist eine deutliche direkte Proportionalität mit der Sedimenttransportrate auf. Die Intensität der zeitlich gemittelten Schwankungsgrößen hat keinen Einfluss auf die Transportgeschwindigkeiten der Sedimentkörner, aber auf die Anzahl der aus dem Bett gelösten Körner und ermöglicht somit in Kombination mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten eine höhere Erosionsrate. Diese Abhängigkeiten gehen in die meisten erwähnten Ansätze zur numerischen Modellierung des Sedimenttransports im Kolk nicht ein. Andere, wie z. B. das Modell von Zanke (2001), enthalten in der Herleitung die Einflüsse der Turbulenz, der entsprechende Parameter muss aber in Abhängigkeit der Intensität kalibriert werden. Da hierfür keine Messungen zur Verfügung stehen, ist dies in Simulationen derzeit nicht möglich. Alternativ muss die Schwankungsbreite der Wandschubspannungen aus den numerischen Berechnungen bekannt sein.

9.2 Ausblick

Die vorliegende Arbeit kann als erster Ansatz auf dem Weg hin zu einer experimentellen Ermittlung eines allgemeingültigeren Modells für die numerische Modellierung des Sedimenttransports im Bereich lokaler Auskolkungen verstanden werden. Auf dem Weg dorthin sind weiter Verbesserungen und Messungen notwendig.

Die Ermittlung der Sedimenttransportraten ist mit dem bestehenden Messsystem nicht genau genug möglich, um darauf eine Modellentwicklung aufsetzen zu können. Deshalb erscheint zur Bestimmung des Geschiebetransports die Verwendung photogrammetrischer Methoden sinnvoller. Wie bereits einige Vorarbeiten hierzu am Fachgebiet in Zusammenarbeit mit dem Fachgebiet für Photogrammetrie und Fernerkundung der TU München zeigen, besteht auf diese Weise die Möglichkeit die instantane Kolkgeometrie im laufenden Versuch in einer hohen zeitlichen Auflösung aufzunehmen und aus den Unterschieden in zwei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten die Massenbewegungen zu ermitteln. Die Transportrichtungen können getrennt davon oder zeitgleich mit dem entwickelten System zu Sedimentbewegungsmessung erfasst werden.

Sohlnahe und möglichst berührungslose Geschwindigkeitsmessungen stellen generell eine sehr große Schwierigkeit dar. Die Laser-Doppler-Anemometrie ist nach den Erfahrungen aus dieser Arbeit keine ideale Methode dreidimensionale Strömungsfelder aufzunehmen. Dies ist zum einen im hohen zeitlichen Aufwand für die Messungen begründet, zum anderen in den aus den sechs nötigen Messrichtungen resultierenden Ungenauigkeiten. Außerdem ist es in der Nähe einer Sedimentoberfläche nahezu unmöglich, in allen Punkten und Richtungen

die für die Konvergenz der Messwerte notwendig Stichprobenanzahl aufzunehmen. Alternative Messsysteme haben in Sohlnähe allerdings ebenfalls Probleme oder stellen durch das notwendige Eintauchen in das Strömungsfeld eine große Störung dar. Um instantane Felder in Sohlnähe aufzunehmen, gibt es im Falle einer unregelmäßigen natürlichen Sedimentoberfläche im Kolk derzeit keine messtechnischen Möglichkeiten. Aus diesen Gründen stellt nach Meinung des Autors LDA auch für zukünftige Untersuchungen trotz der auftretenden Probleme die bestmögliche Messmethode für diese sehr komplexen Anforderungen dar.

Zur weiterführenden Untersuchung der Einflüsse der Strömungsgrößen könnte die numerische Simulation des experimentellen Versuchs ein hilfreiches Vorgehen sein. Dabei müssen die instantanen Strömungsgrößen mit einer möglichst hohen räumlichen Auflösung berechnet werden, wobei die Simulation wandaufgelöst oder mit einem passenden Wandmodell aufgesetzt sein muss. Das Ergebnis der Strömungssimulation kann unter Berücksichtigung der Ungenauigkeiten durch die Messergebnisse der Strömungsgeschwindigkeitsmessungen validiert werden. Die wesentlich feinere räumliche Auflösung des numerischen Ergebnisses und dessen zeitliche Auflösung der instantanen Strömungsfelder ermöglichen eine zusätzliche, detaillierte Untersuchung der turbulenten Schwankungsgrößen. Dabei ist vor allem auch die Verteilung der turbulenten Druckschwankungen in Sohlnähe von großer Wichtigkeit. Wie durch Gleichung 2.36 ersichtlich, sind die Druckschwankungen von räumlichen Geschwindigkeitsgradienten abhängig, die mit der in der vorliegenden Arbeit verwendeten räumlichen Auflösung der Geschwindigkeitsmessungen nicht zu bestimmen sind. Druckmessungen in der nötigen Auflösung sind im beschriebenen Kolkexperiment nicht möglich. Durch die Validierung der numerischen Ergebnisse könnten sich aus diesem Zusammenspiel neue Möglichkeiten für die Analyse des Strömungsfelds vor allem auch in Bezug auf den Sedimenttransport ergeben.

Eine andere Möglichkeit für weiterführende Untersuchungen ist die gleichzeitige, instantane Messung einer sohlparallelen Geschwindigkeitskomponente und der Sedimentbewegungen mit dem entwickelten System. Eine solche Messung müsste in einer vereinfachten Strömungskonfiguration durchgeführt werden, um das Strömungsmessgerät entsprechend platzieren zu können. Auf diese Weise könnten direkt vergleichbare Zeitreihen der Strömungsgeschwindigkeit und des Transports von Körnern aus dem Sedimentbett generiert und in der Folge analysiert werden.

Generell bleibt festzuhalten, dass diese Arbeit als erster Ansatz zur experimentellen Untersuchung des Sedimenttransports im Hinblick auf die numerische Modellbildung zu sehen ist. Es wurden Werkzeuge entwickelt, die die notwendigen Messgrößen ermitteln können, allerdings noch einer gewissen Verfeinerung bedürfen.

Literaturverzeichnis

- [Ahmed und Rajaratnam 1998] AHMED, F. ; RAJARATNAM, N.: Flow around bridge piers. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 124 (1998), Nr. 3, S. 288–300
- [Barnett und Bentley 1974] BARNETT, D. O. ; BENTLEY, H. T.: Statistical Bias of Individual Realization Laser Velocimeters. In: *Proceedings of the second Intl. Workshop on Laser Velocimetry*. Purdue University, 1974, S. 428–444
- [Bertin und Smith 1989] BERTIN, J. ; SMITH, M.: *Aerodynamics for engineers*. 2nd ed. Prentice-Hall, Inc., 1989
- [Blake 1970] BLAKE, W. K.: Turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations on smooth and rough walls. In: *Journal of Fluid Mechanics* 44 (1970), Nr. 4, S. 637–660
- [Bohrmann u. a. 1993] BOHRMANN, S. ; PITKA, R. ; STÖCKER, H. ; TERLECKI, G.: *Physik für Ingenieure*. 1. Auflage. Frankfurt a. Main : Verlag Harri Deutsch, 1993
- [Breusers u. a. 1977] BREUSERS, H. N. C. ; NICOLLET, G. ; SHEN, H. W.: Local scour around cylindrical piers. In: *Journal of Hydraulic Research* 15 (1977), Nr. 3, S. 211–252
- [Brooks 1963] BROOKS, N. H.: Discussion on "Boundary shear stresses in curved trapezoidal channels. In: *Journal of the Hydraulics Division* 89 (1963), Nr. 3, S. 327–333
- [Bui und Rutschmann 2005] BUI, M. D. ; RUTSCHMANN, P.: Validation of a numerical model for graded sediment transport in open channels. In: *Proceedings of the XXXI International Association of Hydraulic Engineering and Research Congress*. Seoul, 2005, S. 1580–1592
- [Bui u. a. 2004] BUI, M. D. ; WENKA, T. ; RODI, W.: Numerical modeling of bed deformation in laboratory channels. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 130 (2004), Nr. 9, S. 894–904
- [Chang u. a. 1999] CHANG, P. A. ; PIOMELLI, U. ; BLAKE, W. K.: Relationship between wall pressure and velocity-field sources. In: *Physics of Fluids* 11 (1999), Nr. 11, S. 3434–3448
- [Chiew und Melville 1987] CHIEW, Y.M. ; MELVILLE, B.W.: Local scour around bridge piers. In: *Journal of Hydraulic Research* 25 (1987), Nr. 1, S. 15–26
- [Dargahi 1989] DARGAHI, B.: The turbulent flow field around a circular cylinder. In: *Experiments in Fluids* 8 (1989), 10, Nr. 1-2, S. 1–12
- [Dargahi 1990] DARGAHI, B.: Controlling mechanism of local scouring. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 116 (1990), Nr. 10, S. 1197–1214

- [Dey 1999] DEY, S.: Time-variation of scour in the vicinity of circular piers. In: *Proc. Instn. Civ. Engrs. Wat., Marit. & Energy* 136 (1999), S. 67–75
- [Dey 2003] DEY, S.: Threshold of sediment motion on combined traverse and longitudinal sloping beds. In: *Journal of Hydraulic Research* 41 (2003), Nr. 4, S. 405–415
- [Dey und Raikar 2007] DEY, S. ; RAIKAR, R.V.: Characteristics of horseshoe vortex in developing scour holes at piers. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 133 (2007), April, Nr. 4, S. 399–413
- [Dobrinski u. a. 2006] DOBRINSKI, P. ; KRAKAU, G. ; VOGEL, A.: *Physik für Ingenieure*. 11. Auflage. Wiesbaden : Teuber Verlag, 2006
- [Durst u. a. 1987] DURST, F. ; MELLING, A. ; WHITELAW, J.H.: *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*. Karlsruhe : G. Braun, 1987 (Wissenschaft und Technik)
- [Einstein 1950] EINSTEIN, H. A.: The bed-load function for sediment transportation in open channel flow. In: *Technical Bulletin, U.S. Department of Agriculture* 1026 (1950)
- [Engelund und Fredsøe 1976] ENGELUND, F. ; FREDSE, J.: A sediment transport model for alluvial channels. In: *Nordic Hydrology* 7 (1976), S. 293–306
- [Escudier u. a. 1998] ESCUDIER, M. P. ; ABDEL-HAMEED, A. ; JOHNSON, M. W. ; SUTCLIFFE, C. J.: Laminarisation and re-transition of a turbulent boundary layer subjected to favourable pressure gradient. In: *Experiments in Fluids* 25 (1998), S. 491–502
- [Ettema u. a. 2006] ETTEMA, R. ; KIRKIL, G. ; MUSTE, M.: Similitude of large-scale turbulence in experiments on local scour at cylinders. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 132 (2006), Nr. 1, S. 33–40
- [Feininger 2001] FEININGER, A.: *Andreas Feiningers große Fotolehre*. Düsseldorf und Wien : Econ Verlag GmbH, 2001
- [Fernandez Luque 1974] FERNANDEZ LUQUE, R.: *Erosion and transport of bed-load sediment*. Meppel, The Netherlands, Krips Repro B.V., Dissertation, 1974
- [Francis 1973] FRANCIS, J. R. D.: Experiments on the motion of saltating grains along the bed of a water-stream. In: *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences* 332 (1973), Nr. 1591, S. 443–471
- [Gersten und Herwig 1992] GERSTEN, K. ; HERWIG, H.: *Strömungsmechanik*. Braunschweig : Vieweg-Verlag, 1992
- [Gobert u. a. 2010] GOBERT, C. ; LINK, O. ; MANHART, M. ; ZANKE, U.: Discussion of "Coherent Structures in the Flow Field around a Circular Cylinder with Scour Hole" by G. Kirkil, S. G. Constantinescu, and R. Ettema. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 136 (2010), Nr. 1, S. 82
- [Goethel 2008] GOETHEL, O.: *Numerical modelling of flow and wave induced scour around vertical circular piles*, Universität Hannover, Dissertation, 2008
- [Graf und Istiarto 2002] GRAF, W.H. ; ISTIARTO, I.: Flow pattern in der scour hole around a cylinder. In: *Journal of Hydraulic Research* 40 (2002), Nr. 1, S. 13–20

- [Graf und Yulistiyanto 1998] GRAF, W.H. ; YULISTIYANTO, B.: Experiments on flow around a cylinder; the velocity and vorticity fields. In: *Journal of Hydraulic Research* 36 (1998), Nr. 4, S. 637–653
- [Grünzner und Rutschmann 2010] GRÜNZNER, M. ; RUTSCHMANN, P.: Flume LES of a glued shperes layer - Detailed analysis of initial motion of a single grain. In: DITTRICH, A. (Hrsg.) ; KOLL, Ka. (Hrsg.) ; ABERLE, J. (Hrsg.) ; GEISENHAINER, P. (Hrsg.): *Proceedings to Riverflow conference 2010*. Braunschweig, 2010, S. 763–768
- [Gyr und Kinzelbach 2004] GYR, A. ; KINZELBACH, W.: Bed forms in turbulent channel flow. In: *Appl Mech Rev* 57 (2004), Nr. 1, S. 77–93
- [Hager und Del Giudice 2001] HAGER, W. H. ; DEL GIUDICE, G.: Discussion to "Movable bed roughness in alluvial channels". In: *Journal of Hydraulic Engineering* 127 (2001), Nr. 7, S. 627–628
- [Hager und Oliveto 2002] HAGER, W. H. ; OLIVETO, G.: Shields' entrainment criterion in bridge hydraulics. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 128 (2002), Nr. 5, S. 538–542
- [Hjorth 1975] HJORTH, P.: *Studies on the nature of local scour*, University of Lund, Dissertation, 1975
- [Hoffmans 1992] HOFFMANS, G. J. C. M.: *Two-dimensional mathematical modelling of local-scour holes*. Delft University of Technology, Faculty for Civil Engineering, 1992 (Communications on hydraulic and geotechnical engineering)
- [Hofland 2005] HOFLAND, B.: *Rock & Roll: Turbulence-induced damage to granular bed protections*, Delft University of Technology, Dissertation, 2005
- [van de Hulst 1957] HULST, H.C. van de: *Light scattering by small particles*. New York : John Wiley & Sons, Inc., (republished 1981 by Dover Publications, New York), 1957
- [Ikeda 1982] IKEDA, S.: Incipient motion of sand particles on side slopes. In: *Journal of the Hydraulics Division* 108 (1982), Nr. 1, S. 95–114
- [Ikeda 1988] IKEDA, S.: Lateral bed-load transport on side slopes. In: *Civil Engineering Practice 2*. USA : Technomic Publishing Company, 1988
- [Intelligent Laser Applications GmbH ILA 2007] ILA Intelligent Laser Applications GmbH: *Handbook Laser-Doppler-Anemometry fp50 shift*. 2007. – Version 3.1
- [Istiarto 2001] ISTIARTO, I.: *Flow around a cylinder in a scoured channel bed*, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, Dissertation, 2001
- [Jain und Fischer 1980] JAIN, S. C. ; FISCHER, E. E.: Scour around bridge piers at high flow velocities. In: *Journal of the Hydraulics Division* 106 (1980), Nr. HY11, S. 1827–1842
- [Johnson und Ting 2003] JOHNSON, K.R. ; TING, F.C.K.: Measurements of water surface profile and velocity field at a circular pier. In: *Journal of Engineering Mechanics* 129 (2003), May, Nr. 5, S. 502–513
- [Johnson 1992] JOHNSON, P.: Reliability-based pier scour engineering. In: *Journal of Hydraulic Research* 118 (1992), Nr. 10, S. 1344–1358

- [Keshavarzy und Ball 1999] KESHAVARZY, A. ; BALL, JE.: An application of image processing in the study of sediment motion. In: *Journal of Hydraulic Research* 37 (1999), Nr. 4, S. 559–576
- [Kraft 2009] KRAFT, S.: *Modellierung der Verformung kohäsionslosen Materials durch turbulente Strömungen mit Hilfe der Level Set Methode*, Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2009
- [Link 2006] LINK, O.: *Untersuchung der Kolkung an einem schlanken zylindrischen Pfeiler in sandigem Boden*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2006
- [Link u. a. 2006] LINK, O. ; PFLEGER, F. ; ZANKE, U.: Automatic non-intrusive measurement of scour-hole geometry. In: VERHEIJ, H. (Hrsg.) ; HOFFMANS, G. (Hrsg.): *Proceedings to the Third International Conference on Scour and Erosion*. Gouda, The Netherlands : CURNET, 2006, S. 403–408
- [Link u. a. 2008] LINK, O. ; PFLEGER, F. ; ZANKE, U.: Characteristics of developing scour-holes at a sand-embedded cylinder. In: *International Journal of Sediment Research* 23 (2008), Nr. 3, S. 258–266
- [Link und Zanke 2004] LINK, O. ; ZANKE, U.: Influence of the flow depth on scour at a cylindrical bridge pier in uniform coarse sand. In: *Proceedings to the Second International Conference on Scour and Erosion*. Meritus Mandarin, Singapore, 2004, S. 97–105
- [Litwiller 2001] LITWILLER, D.: CCD vs. CMOS: Facts and Fiction. In: *Photonics Spectra*, Laurin Publishing Co. Inc. (2001)
- [Malavasi u. a. 2004] MALAVASI, S. ; RADICE, A. ; BALLIO, F.: Study of sediment motion in a local scour hole through an image processing technique. In: *Proceedings to Riverflow 2004, II Int. Conf. on Fluvial Hydraulics*. Naples, Italy, 2004, S. 535–542
- [Malcherek 2009] MALCHEREK, A.: *Sedimenttransport und Morphodynamik / Institut für Wasserwesen, Universität der Bundeswehr, Neubiberg. 2009. – Vorlesungsskriptum*
- [Manhart u. a. 2008] MANHART, M. ; PELLER, N. ; BRUN, C.: Near-wall scaling for turbulent boundary layers with adverse pressure gradient. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 22 (2008), Nr. 3-4, S. 243–260
- [Melville 1975] MELVILLE, B. W.: *Local scour at bridge sites*, University of Auckland, Dissertation, September 1975
- [Melville 1997] MELVILLE, B. W.: Pier and abutment scour: integrated approach. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 123 (1997), February, Nr. 2, S. 125–136
- [Melville und Chiew 1999] MELVILLE, B. W. ; CHIEW, Y. M.: Time scale for local scour at bridge piers. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 125 (1999), January, Nr. 1, S. 59–65
- [Melville und Raudkivi 1977] MELVILLE, B. W. ; RAUDKIVI, A.: Flow characteristics in local scour at bridge piers. In: *Journal of Hydraulic Research* 15 (1977), Nr. 4, S. 373–380
- [Mertens 1994] MERTENS, W.: *Hydraulisch-sedimentologische Berechnungen naturnah gestalteter Fließgewässer: Berechnungsverfahren für die Ingenieurpraxis / DVWK. Bonn, 1994 (25). – DVWK-Mitteilungen*

- [Meschede 2008] MESCHEDÉ, D.: *Optik, Licht und Laser*. 3. Auflage. Vieweg und Teubner, 2008
- [Mewis 2002] MEWIS, P.: Morphodynamisch-numerische Modellierung von Flusskurven. In: *Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft Technische Universität Darmstadt* 126 (2002)
- [Meyer 2006] MEYER, M.: *Signalverarbeitung*. 4. Auflage. Wiesbaden : Friedr. Vieweg & Sohn Verlag, 2006
- [Meyer-Peter und Müller 1949] MEYER-PETER, E. ; MÜLLER, R.: Eine Formel zur Berechnung des Geschiebetriebs. In: *Schweizerische Bauzeitung* 67 (1949), Nr. 3
- [Mia und Nago 2003] MIA, F. ; NAGO, H.: Design method of time-dependent local scour at circular bridge pier. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 129 (2003), June, Nr. 6, S. 420–427
- [Möller 2006] MÖLLER, G.: *Geotechnik*. Berlin : Ernst&Sohn, 2006 (Bauingenieur-Praxis)
- [Muzzammil und Gangadhariah 2003] MUZZAMMIL, M. ; GANGADHARIAH, T.: The mean characteristics of horseshoe vortex at a cylindrical pier. In: *Journal of Hydraulic Research* 41 (2003), Nr. 3, S. 285–297
- [Neill 1973] NEILL, C.R.: Guide to Bridge Hydraulics / Roads and Transportation Association of Canada. 1973. – Project Committee on Bridge Hydraulics
- [Nelson u. a. 1995] NELSON, J. M. ; SHREVE, R. L. ; MCLEAN, S. R. ; DRAKE, T. G.: Role of near-bed turbulence structure in bed load transport and bed form mechanics. In: *Water Resources Research* 31 (1995), Nr. 8, S. 2071–2086
- [Nezu und Nakagawa 1993] NEZU, I. ; NAKAGAWA, H.: *Turbulence in open-channel flows*. Rotterdam : Balkema, 1993 (IAHR Monograph Series)
- [Niño und Garcia 1996] NIÑO, Y. ; GARCIA, M. H.: Experiments on particle-turbulence interaction in the near-wall region of an open channel flow: implications for sediment transport. In: *Journal of Fluid Mechanics* 326 (1996), S. 285–319
- [Oliveto und Hager 2002] OLIVETO, G. ; HAGER, W. H.: Temporal evolution of clear-water pier and abutment scour. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 128 (2002), September, Nr. 9, S. 811–820
- [Olsen und Kjellesvig 1998] OLSEN, N. R. B. ; KJELLESVIG, H. M.: Three-dimensional numerical flow modeling for estimation of maximum local scour depth. In: *Journal of Hydraulic Research* 36 (1998), Nr. 4, S. 579–590
- [Olsen und Melaaen 1993] OLSEN, N. R. B. ; MELAAEN, M. C.: Three-dimensional calculation of scour around cylinders. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 119 (1993), Nr. 9, S. 1048–1054
- [Papanicolaou u. a. 1999] PAPANICOLAOU, A. N. ; DIPLAS, P. ; BALAKRISHNAN, M. ; DANCEY, C. L.: Computer vision technique for tracking bed load movement. In: *Journal of Computation in Civil Engineering* (1999), S. 71–79

- [Pilotti u. a. 1997] PILOTTI, M. ; MENDUNI, G. ; CASTELLI, E.: Monitoring the inception of sediment transport by image processing techniques. In: *Experiments in Fluids* 23 (1997), S. 202–208
- [Pope 2000] POPE, S. B.: *Turbulent Flows*. Cambridge : Cambridge University Press, 2000
- [Radice u. a. 2006a] RADICE, A. ; BALLIO, F. ; ARMENIO, V. ; FRANZETTI, S.: Scour development and sediment motion at rectangular and trapezoidal abutments. In: VERHEIJ, H. (Hrsg.) ; HOFFMANS, G. (Hrsg.): *Proceedings to ICSE 3*. Gouda, The Netherlands : CURNET, 2006, S. 547–555
- [Radice u. a. 2004] RADICE, A. ; MALAVASI, S. ; BALLIO, F.: PIV analysis of sediment kinematics in an abutment scour hole. In: *Proceedings to ICSE 2*. Singapore, 2004
- [Radice u. a. 2006b] RADICE, A. ; MALAVASI, S. ; BALLIO, F.: Solid transport measurements through image processing. In: *Exp Fluids* 41 (2006), S. 721–734
- [Radice u. a. 2008] RADICE, A. ; MALAVASI, S. ; BALLIO, F.: Sediment kinematics in abutment scour. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 134 (2008), Nr. 2, S. 146–156
- [Raffel u. a. 1998] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 1998 (Experimental Fluid Mechanics)
- [Rapp 2009] RAPP, Ch.: *Mitteilungen*. Bd. 75: *Experimentelle Studie der turbulenten Strömung über periodische Hügel*. Fachgebiet Hydromechanik, Technische Universität München, 2009
- [Rapp 2010] RAPP, Ch.: *Mitteilungen*. Bd. 77: *Forschung und Lehre im Laboratorium für Hydromechanik der Technischen Universität München*. Fachgebiet Hydromechanik, Technische Universität München, 2010
- [Raudkivi 1967] RAUDKIVI, A. J.: *Loose boundary hydraulics*. 1st. edition. Oxford : Pergamon Press Ltd., 1967
- [Raupach 1981] RAUPACH, M. R.: Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers. In: *Journal of Fluid Mechanics* 108 (1981), S. 363–382
- [Reynolds 1883] REYNOLDS, O.: An experimental investigation on the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 174 (1883), S. 935–982
- [Richardson und Davis 2001] RICHARDSON, E.V. ; DAVIS, S.R.: Evaluating scour at bridges / U.S. Department of Transportation, Federal Highway Administration. 2001 (FHWA NHI 01-001). – Hydraulic Engineering Circular No.18
- [van Rijn 1984] RIJN, L.C. van: Sediment transport, part 1: Bed load transport. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 110 (1984), Nr. 10, S. 1431–1456
- [van Rijn 1987] RIJN, L.C. van: Mathematical modelling of morphological processes in the case of suspended sediment transport. Delft Hydraulics Laboratory, 1987, Kap. no. 382

- [van Rijn 1993] RIJN, L.C. van: *Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas*. Amsterdam : Aqua Publications, 1993
- [Roulund u. a. 2005] ROULUND, A. ; SUMER, B.M. ; FREDSOE, J. ; MICHELSEN, J.: Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile. In: *J. Fluid Mech.* 534 (2005), S. 351–401
- [Ruck u. a. 1990] RUCK, B. ; BAUCKHAGE, K. ; SCHULTE, G. ; DOPHEIDE, D. ; FABER, M. ; LEDER, A. ; LEHMANN, B. ; MERZKIRCH, W. ; SEILER, F. ; SRULIJES, J. ; GEORGE, A. ; SELBACH, H. ; WEITKAMP, C.: *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. Stuttgart : Ruck, B., 1990
- [Sarker 1998] SARKER, A.: Flow measurement around scoured bridge piers using Acoustic-Doppler Velocimeter (ADV). In: *Flow Measurement and Instrumentation* 9 (1998), S. 217–227
- [Schade und Kunz 1980] SCHADE, H. ; KUNZ, E.: *Strömungslehre*. Berlin, New York : Walter de Gruyter & Co., 1980 (de Gruyter Lehrbuch)
- [Schlichting und Gersten 2006] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie*. 10. Auflage. Berlin Heidelberg : Springer Verlag, 2006
- [Schmeeckle und Nelson 2003] SCHMEECKLE, M. W. ; NELSON, J. M.: Direct numerical simulation of bedload transport using a local dynamic boundary condition. In: *Sedimentology* 50 (2003), S. 279–301
- [Schoklitsch 1914] SCHOKLITSCH, A.: *Über Schleppkraft und Geschiebebewegung*. 1914
- [Sechet und LeGuenec 1999] SECHET, P. ; LEGUENEC, B.: Bursting phenomenon and incipient motion of solid particles in bed-load transport. In: *Journal of Hydraulic Research* 37 (1999), Nr. 5, S. 683–696
- [Shields 1936] SHIELDS, A.: Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. In: *Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau* 36 (1936)
- [Simpson u. a. 1981] SIMPSON, R.L. ; CHEW, Y.T. ; SHIVAPRASAD, B.G.: The structure of a separating turbulent boundary layer. Part 1. Mean flow and Reynolds stresses. In: *J. Fluid Mech.* 113 (1981), S. 23–51
- [Stefes 2003] STEFES, B.: *Turbulente Wandgrenzschichten mit und ohne negativen Druckgradienten unter dem Einfluss hoher Turbulenzintensität der Außenströmung*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2003
- [Sumix Corporation 2007] Sumix Corporation (Veranst.): *SMX-155 USB2.0 Camera User Guide*. Revision 2.0. 2007
- [Unger 2006] UNGER, J.: *Strömungscharakteristika um kreiszylindrische Brückenpfeiler*, ETH Zürich, Dissertation, 2006
- [Unger und Hager 2007] UNGER, J. ; HAGER, W.H.: Down-flow and horseshoe vortex characteristics of sediment embedded bridge piers. In: *Exp Fluids* 42 (2007), S. 1–19

- [Vollmer 2005] VOLLMER, S.: *Mitteilungen des Instituts für Wasser und Gewässerentwicklung*. Bd. 231: *Einfluss der Oberflächenströmung auf die permeable Gewässersohle*. Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. mult. Franz Nestmann, Ordinarius, 2005
- [Weilbeer 2001] WEILBEER, H.: Numerische Simulation von Strömung und Kolkung an Wasserbauwerken / Institut für Strömungsmechanik und Elektron. Rechnen im Bauwesen der Universität Hannover. 2001 (66). – Forschungsbericht
- [White und Schulz 1977] WHITE, B. R. ; SCHULZ, J. C.: Magnus effect in saltation. In: *Journal of Fluid Mechanics* 81 (1977), Nr. 3, S. 497–512
- [Wiesemann 2009] WIESEMANN, J.-U.: Zum Sedimenttransport auf quergeneigter Sohle. In: *Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft Technische Universität Darmstadt* 147 (2009)
- [Willmarth 1975] WILLMARTH, W. W.: Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 7 (1975), S. 13–36
- [Xanthakos 1995] XANTHAKOS, P.: *Bridge substructure and foundation design*. New Jersey : Prentice-Hall, Inc., 1995
- [Yanmaz und Altinbilek 1991] YANMAZ, A. M. ; ALTINBILEK, H. D.: Study of time-dependent local scour around bridge piers. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 117 (1991), Nr. 10, S. 1247–1268
- [Yanmaz und Cicekdag 2001] YANMAZ, A. M. ; CICEKDAG, O.: Composite reliability model for local scour around cylindrical bridge piers. In: *Can. J. Civ. Eng.* 28 (2001), S. 520–535
- [Yen u. a. 2001] YEN, C.-L. ; LAI, J.-S. ; CHANG, W.-Y.: Modeling of 3D flow and scouring around circular piers. In: *Proc. Natl. Sci. Coun. ROC(A)* 25 (2001), Nr. 1, S. 17–26
- [Zanke 1982a] ZANKE, U. C. E.: *Gundlagen der Sedimentbewegung*. Berlin : Springer-Verlag, 1982
- [Zanke 1982b] ZANKE, U. C. E.: Kolke am Pfeiler in richtungskonstanter Strömung und unter Welleneinfluss. In: *Mitteilungen des Franzius-Instituts für Wasserbau- und Küsteningenieurwesen der Universität Hannover* 54 (1982), S. 381–416
- [Zanke 1987] ZANKE, U. C. E.: Sedimenttransportformeln für Bed-Load im Vergleich. In: *Mitteilungen des Franzius-Instituts für Wasserbau- und Küsteningenieurwesen der Universität Hannover* 64 (1987), S. 327–411
- [Zanke 1990] ZANKE, U. C. E.: Der Beginn der Sedimentbewegung als Wahrscheinlichkeitsproblem. In: *Wasser & Boden* (1990), Nr. 1
- [Zanke 1996] ZANKE, U. C. E.: Lösungen für das universelle Geschwindigkeitsverteilungsgesetz und die Shields-Kurve. In: *Wasser & Boden* 48 (1996), Nr. 9
- [Zanke 1999] ZANKE, U. C. E.: Zur Physik von strömungsgetriebenem Sediment (Geschiebetrieb). In: *Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft Technische Universität Darmstadt* 106 (1999)

- [Zanke 2001] ZANKE, U. C. E.: Zum Einfluß der Turbulenz auf den Beginn der Sedimentbewegung. In: *Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft Technische Universität Darmstadt* 120 (2001)
- [Zanke 2002] ZANKE, U. C. E.: *Hydromechanik der Gerinne und Küstengewässer*. Berlin : Parey, 2002
- [Ziegler 2006] ZIEGLER, M.: *Geotechnische Nachweise nach DIN 1054*. 2.Auflage. Berlin : Ernst&Sohn, 2006 (Bauingenieur-Praxis)
- [Zinth und Zinth 2008] ZINTH, W. ; ZINTH, U.: *Optik*. 2. Auflage. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2008

A Anhang

A.1 Geometrie der Kolkoberfläche

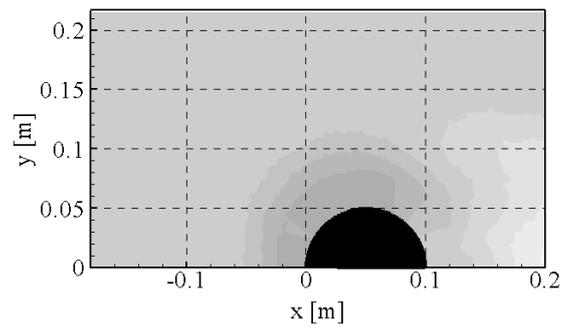


Abbildung A.1: Geometrie der Kolkoberfläche nach 5 min

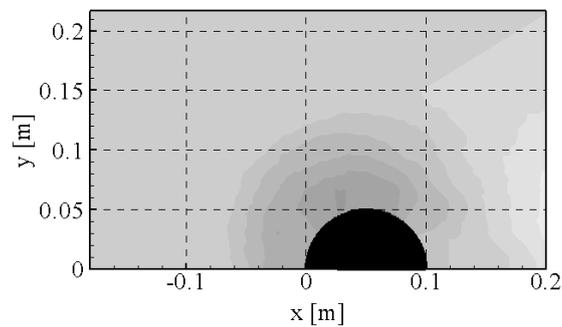


Abbildung A.2: Geometrie der Kolkoberfläche nach 30 min

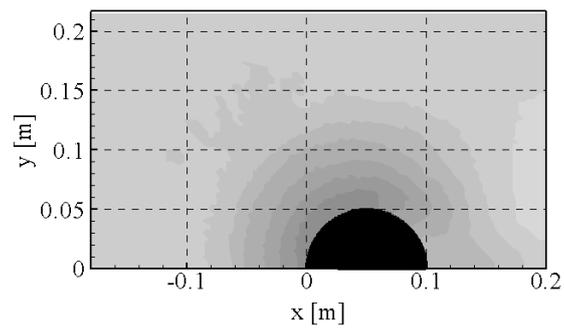


Abbildung A.3: Geometrie der Kolkoberfläche nach 60 min

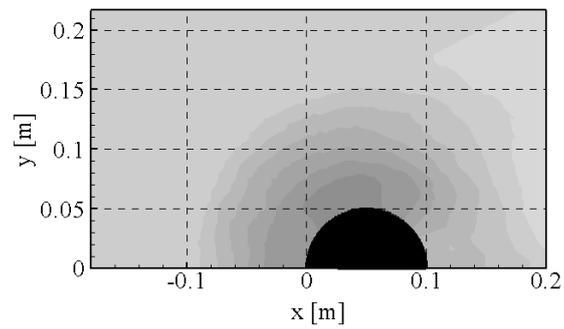


Abbildung A.4: Geometrie der Kolkoberfläche nach 120 min

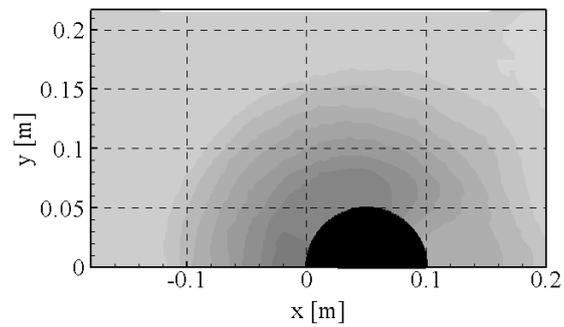


Abbildung A.5: Geometrie der Kolkoberfläche nach 240 min

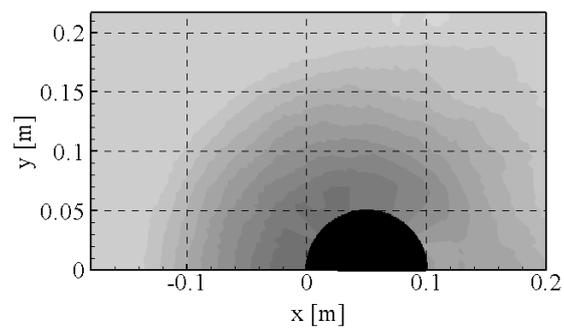


Abbildung A.6: Geometrie der Kolkoberfläche nach 480 min

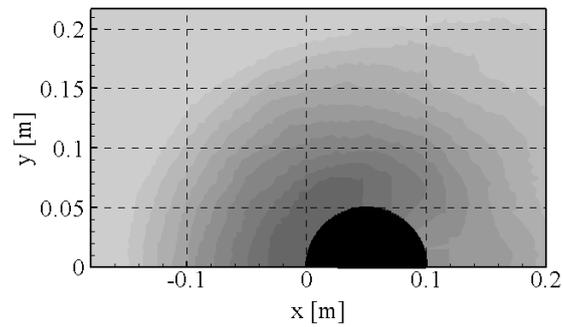


Abbildung A.7: Geometrie der Kolkoberfläche nach 720 min

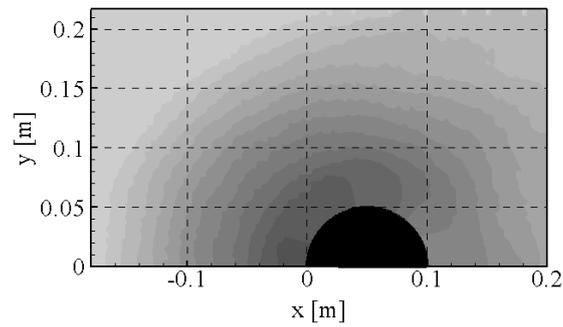


Abbildung A.8: Geometrie der Kolkoberfläche nach 1200 min

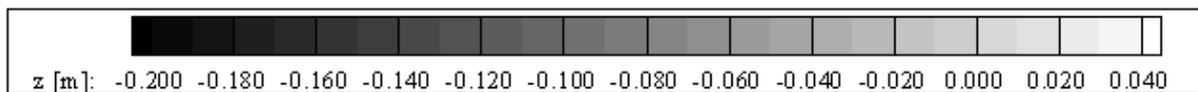


Abbildung A.9: Farblegende zu den Abbildungen A.1 bis A.8

A.2 Scatterplots der Sedimentbewegungen

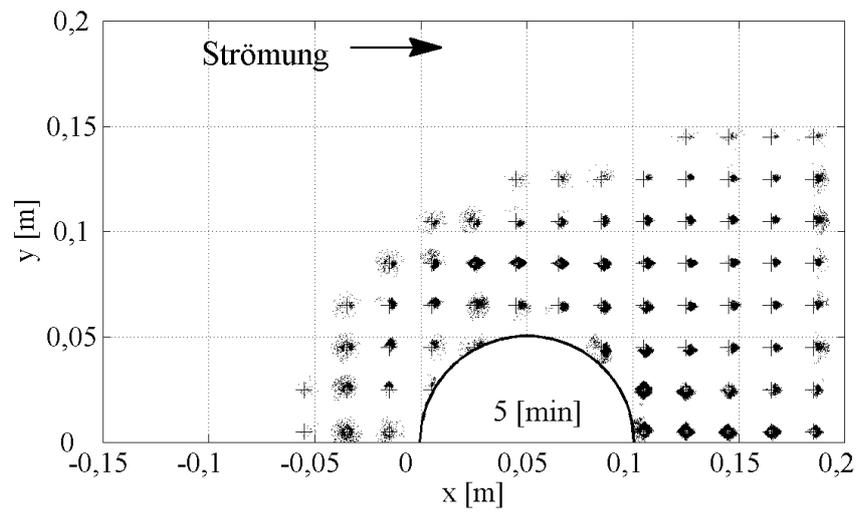


Abbildung A.10: Instantane Sedimentbewegungen nach 5 min

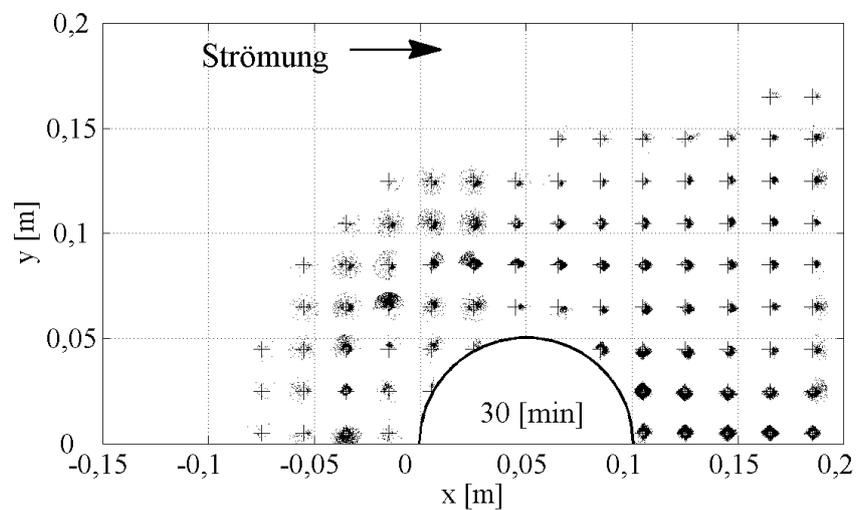


Abbildung A.11: Instantane Sedimentbewegungen nach 30 min

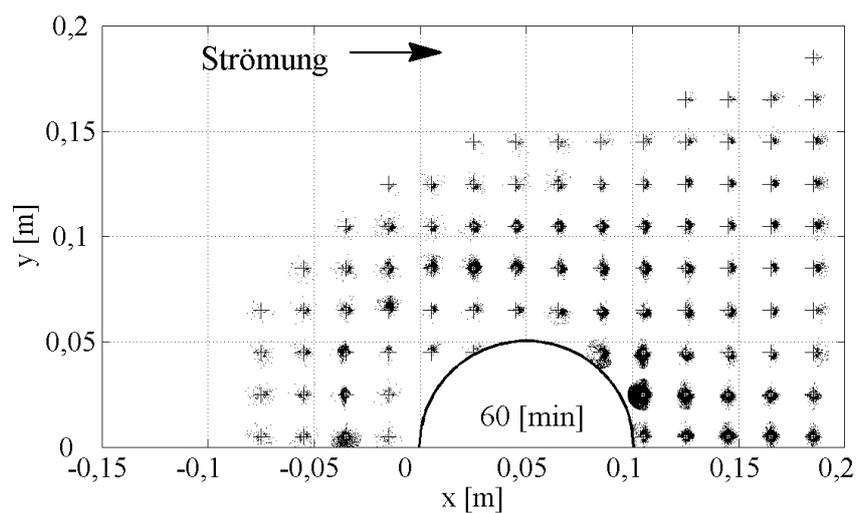


Abbildung A.12: Instantane Sedimentbewegungen nach 60 min

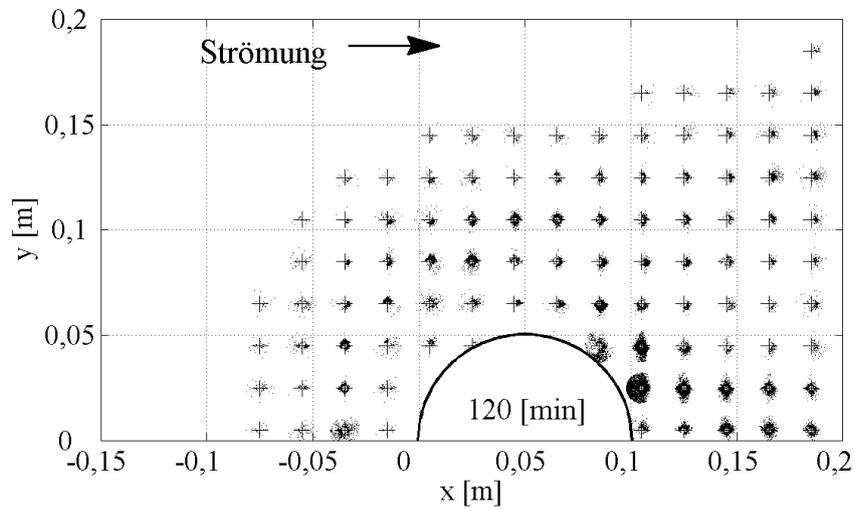


Abbildung A.13: Instantane Sedimentbewegungen nach 120 min

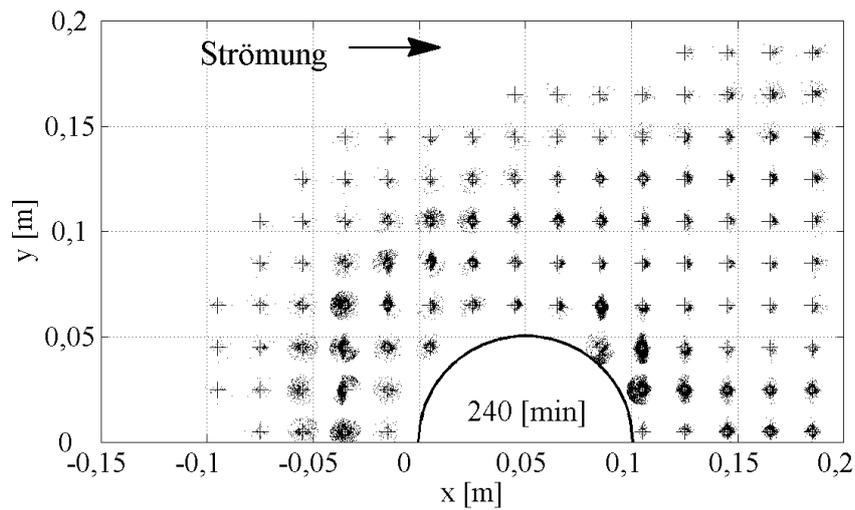


Abbildung A.14: Instantane Sedimentbewegungen nach 240 min

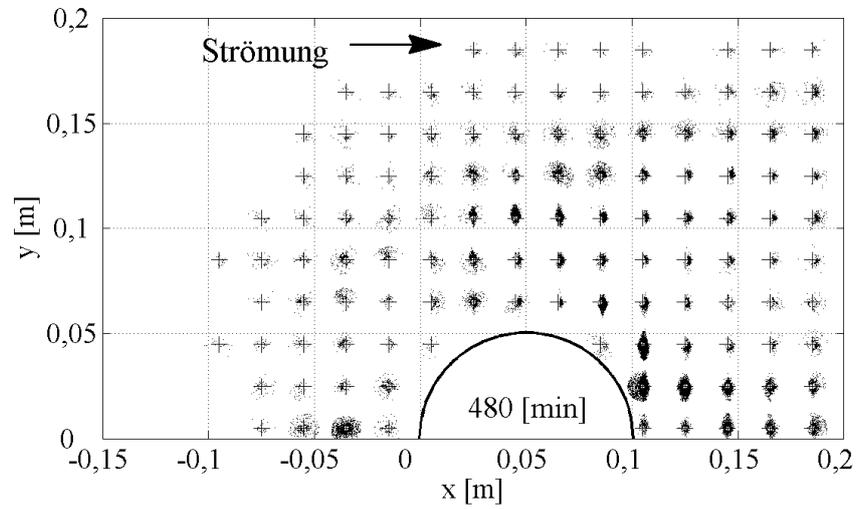


Abbildung A.15: Instantane Sedimentbewegungen nach 480 min

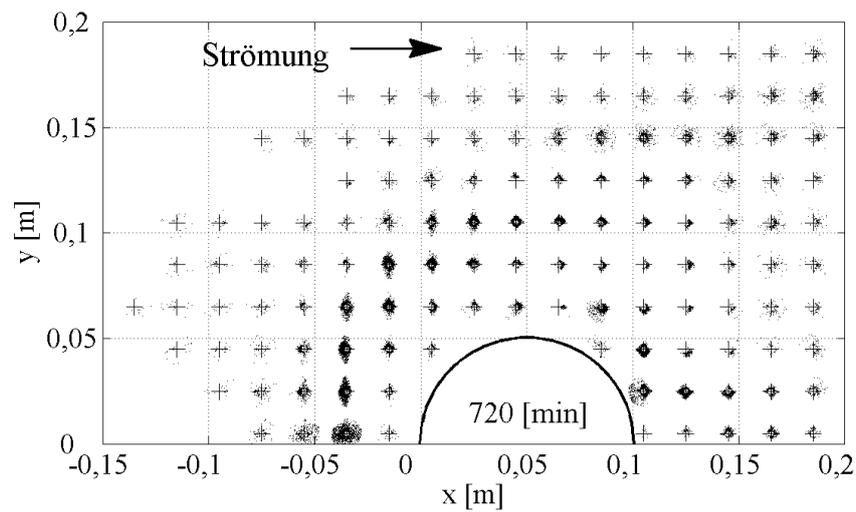


Abbildung A.16: Instantane Sedimentbewegungen nach 720 min

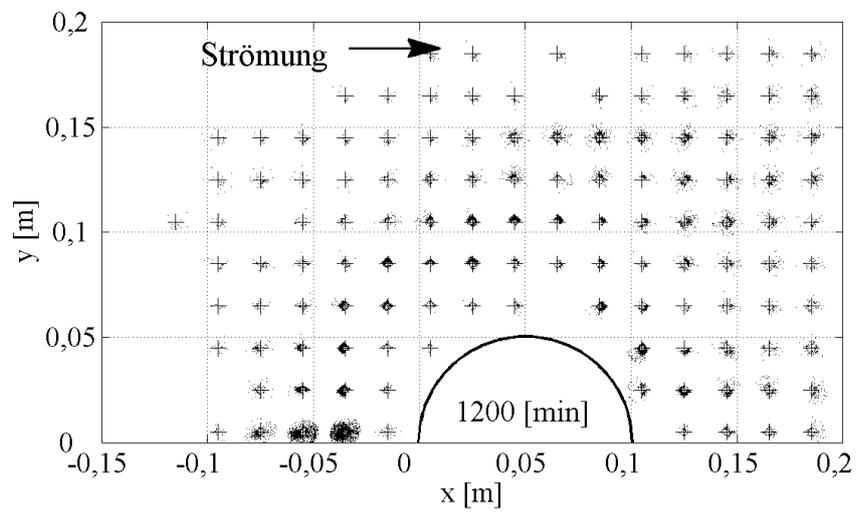


Abbildung A.17: Instantane Sedimentbewegungen nach 1200 min

A.3 Massentransport

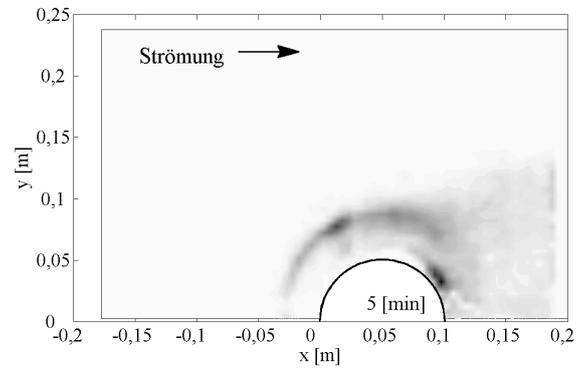


Abbildung A.18: Transportraten nach 5 min

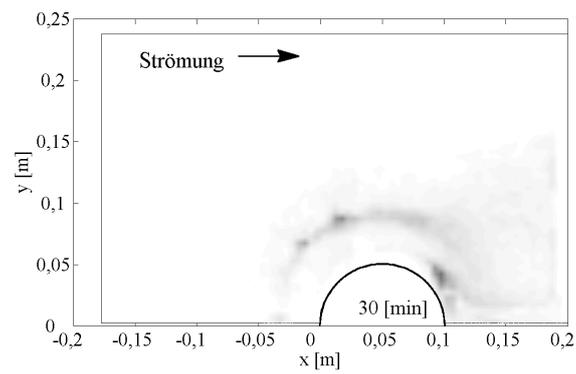


Abbildung A.19: Transportraten nach 30 min

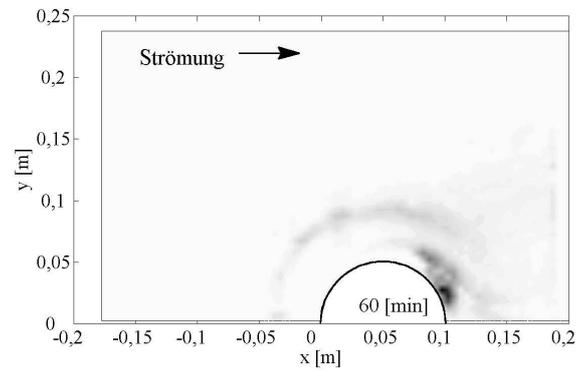


Abbildung A.20: Transportraten nach 60 min

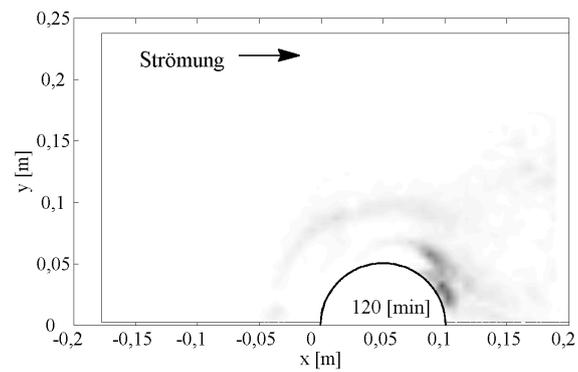


Abbildung A.21: Transportraten nach 120 min

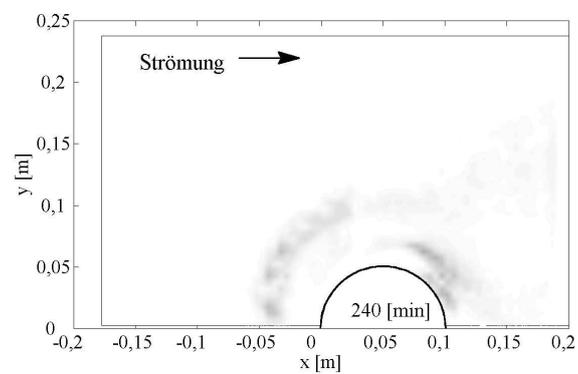


Abbildung A.22: Transportraten nach 240 min

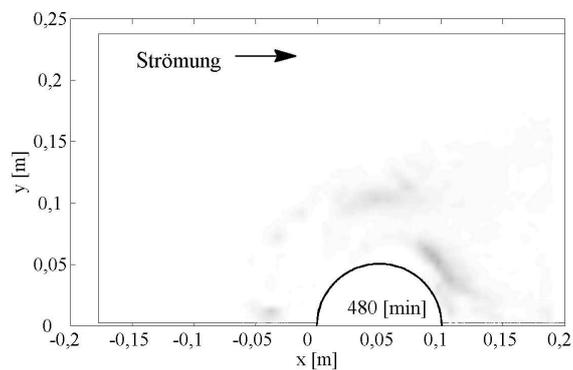


Abbildung A.23: Transportraten nach 480 min

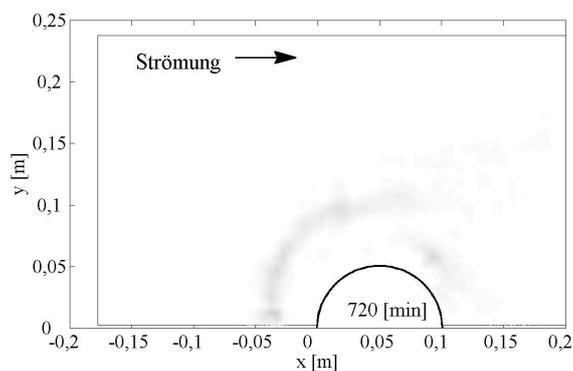


Abbildung A.24: Transportraten nach 720 min

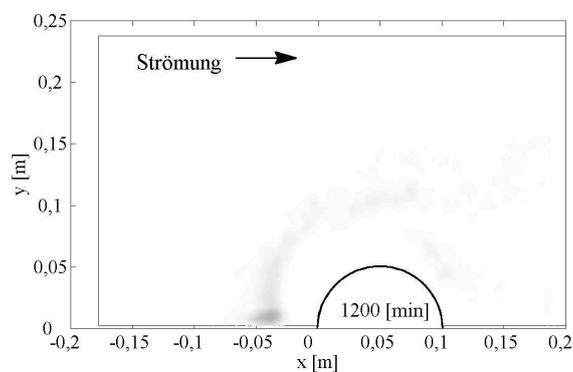


Abbildung A.25: Transportraten nach 1200 min



Abbildung A.26: Farblegende zur Kontur der Abbildungen A.18 bis A.25

A.4 Strömungsgeschwindigkeiten im kartesischen Koordinatensystem

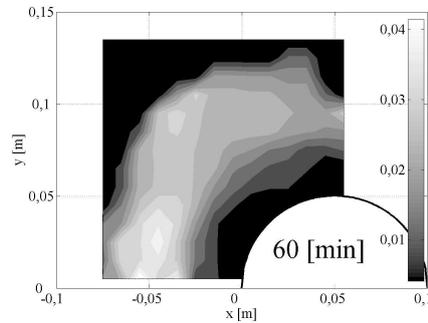


Abbildung A.27: $\langle u'u' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zuströmgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$

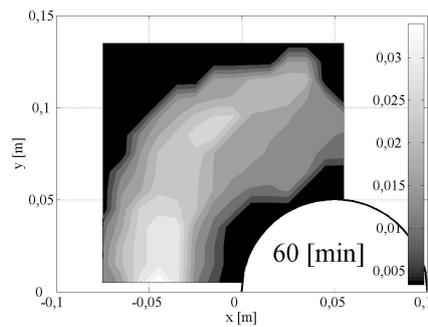


Abbildung A.28: $\langle v'v' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zuströmgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$

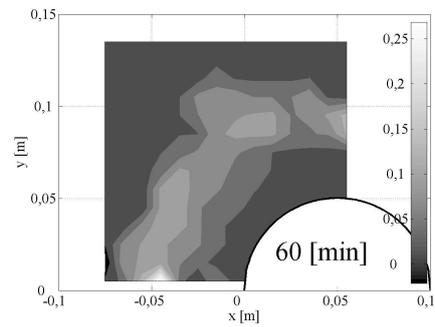


Abbildung A.29: $\langle w'w' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zuströmgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$

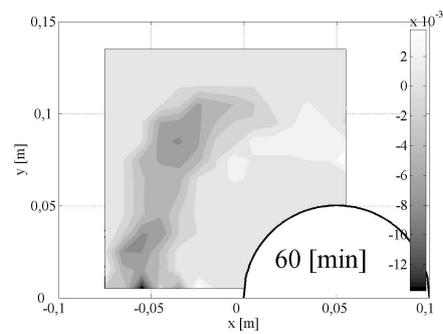


Abbildung A.30: $\langle u'v' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zuströmgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$

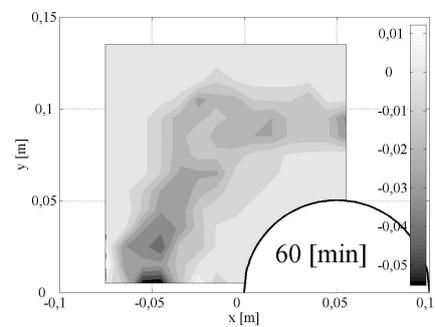


Abbildung A.31: $\langle u'w' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zuströmgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$

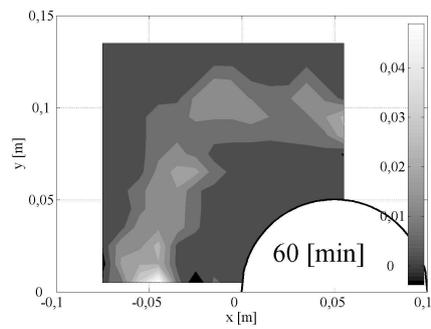


Abbildung A.32: $\langle v'w' \rangle$ in kartesischem Koordinatensystem normiert auf die quadrierte Zuströmgeschwindigkeit $\langle u_m^2 \rangle$