



Institut für Wasserwesen

MITTEILUNGEN

131/2020

Oliver Chmiel

Zur Interaktion der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration in Oberflächengewässern

Möglichkeiten und Herausforderungen experimenteller und numerischer Untersuchungen zur Dynamik von Flüssigschlick

Mitteilungen / Institut für Wasserwesen - Nr. 131

Universität der Bundeswehr München Institut für Wasserwesen Werner-Heisenberg-Weg 39 D-85577 Neubiberg www.unibw.de/wasserwesen

Zur Interaktion der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration in Oberflächengewässern

Möglichkeiten und Herausforderungen experimenteller und numerischer Untersuchungen zur Dynamik von Flüssigschlick

Oliver Chmiel

Referent Prof. Dr.-Ing. Andreas Malcherek Korreferenten Univ.-Prof. Dr. sc. tech. Peter Rutschmann Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jochen Aberle

Tag der Einreichung der Dissertation 06.06.2019 Tag der mündlichen Prüfung 29.04.2020

Copyright 2020



Dieses Werk ist unter einer Creative Commons Lizenz vom Typ Namensnennung – Nicht kommerziell – Keine Bearbeitungen 4.0 International zugänglich. Um eine Kopie dieser Lizenz einzusehen, konsultieren Sie http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/.

ISSN 2700-7332 ISBN 978-3-943207-49-1

Zur Interaktion der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration in Oberflächengewässern

Möglichkeiten und Herausforderungen experimenteller und numerischer Untersuchungen zur Dynamik von Flüssigschlick

Oliver Chmiel

Vollständiger Abdruck der an der Fakultät für Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften der Universität der Bundeswehr München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Gutachter: **Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Malcherek** Universität der Bundeswehr München Fakultät für Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften Institut für Wasserwesen

Univ.-Prof. Dr. sc. tech. Peter Rutschmann

Technische Universität München Ingenieurfakultät Bau Geo Umwelt Lehrstuhl für Wasserbau und Wasserwirtschaft

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jochen Aberle

Technische Universität Braunschweig Fakultät Architektur, Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften Leichtweiß-Institut für Wasserbau

Die Dissertation wurde am 06.06.2019 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften am 20.02.2020 angenommen. Die mündliche Prüfung fand am 29.04.2020 statt.

Vorwort

Durch die zunehmende Vertiefung der Bundeswasserstraßen im Küstenbereich hat sich in den Ästuaren eine erhebliche Verschlickung entwickelt, der nur mit sehr aufwendigen und kostspieligen Unterhaltungsmaßnamen entgegengewirkt werden kann. Vor allem die Tideems weist in großen Bereichen kein reines Meerwasser mehr auf, sondern führt eine so hohe Feststofffracht aus kohäsiven Sedimenten mit sich, dass trübe Flüssigschlicke gebildet werden. Dies wirkt sich nicht nur nachteilig auf die Schifffahrt aus, sondern schädigt durch eine enorme Sauerstoffzehrung vor allem die Ökologie des Gewässers.

Um die Ursachen und Maßnahmen zur Verbesserung dieses Zustands zu untersuchen, werden numerische Simulationsmodelle eingesetzt, mit denen man die Auswirkungen einer geplanten Maßnahme simulieren kann, bevor sie realisiert wird. Zur Entwicklung eines solchen numerischen Modells benötigt man ein konzeptionelles Modell bestehend aus physikalischen Gesetzen, die das Problem beschreiben. In der Ems hat man es mit sehr feinen Sedimenten in unterschiedlichen Konzentrationen zu tun, so dass die so gebildete Suspension mal eher flüssige Eigenschaften, mal eher Bodeneigenschaften aufweist.

Um diesen Übergang zwischen klarem, turbulent-fließenden Wasser auf der einen Seite, der Suspension und dem Flüssigschlick als intermediäre Zustände und dem festen, vielleicht noch konsolidierenden Boden auf der anderen Seite geht es in der vorliegenden Dissertationsschrift von Dr. Oliver Chmiel. Hier entwickelt der Autor zunächst einmal die akustischen Messverfahren so weiter, dass man mit ihnen simultan die Strömungsgeschwindigkeit, die turbulente kinetische Energie und die Sedimentkonzentration ermitteln kann. Dieses Messverfahren wird dann in einem Laborexperiment zum Transport von Feinsedimenten angewendet und so die Auswirkungen der Sedimentkonzentration auf die Turbulenzverhältnisse quantifiziert. Die so gewonnenen Erkenntnisse fließen dann in ein holistisches 1DV-Modell ein, welches die Strömungs-, Turbulenz und Konzentrationsprofile in der Wassersäule ganzheitlich erfasst. Die vielfältigen Aspekte, die in der Dissertationsschrift von Oliver Chmiel behandelt werden, werden sicherlich jedem, der sich mit der Flüssigschlickproblematik beschäftigt, wertvolle Erkenntnisse und Anregungen bieten.

München, im Juli 2020

Prof. Dr. Andreas Malcherek

Von einer nicht mehr ganz so unbekannten Welt: Meine Danksagung

Nach meinem Studium an der TU München hatte ich das Glück, eine Stelle als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Professur für Hydromechanik und Wasserbau der Universität der Bundeswehr München annehmen zu dürfen. Während dieser Zeit lernte ich eine bis dahin für mich unbekannte Welt mit vielen tollen und beeindruckenden Menschen kennen und kann heute auf zahlreiche und unvergessliche Erlebnisse zurückblicken. Mit unbekannter Welt meine ich dabei nicht nur die Wissenschaftler-Welt voller Theorie, wissenschaftlicher Aufsätze und Konferenzen, sondern auch die einzigartige UniBw-Welt, in der ein buntes Durcheinander von Offizieren und Zivilisten täglich aufeinander prallt und nicht immer aber meistens auch zueinander findet. Ich bin sehr stolz darauf, meine Erfahrungen in dieser nun nicht mehr ganz so unbekannten Welt gemacht zu haben und meine Promotionszeit mit der vorliegenden Dissertation abgeschlossen zu haben. Während dieser Zeit haben mich einige Menschen begleitet, ohne die diese Arbeit nicht so wäre wie sie ist.

Zuallererst möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Andreas Malcherek bedanken, der mich als mein Doktorvater nicht nur in die Wissenschaftler-Welt eingeführt, geleitet und begleitet hat, sondern auch durch sein mitreißendes Interesse an neuen Themen und Forschungsbereichen bis zuletzt gefesselt hat. Darüberhinaus bin ich froh und dankbar, dass neben den intensiven Fachgesprächen auch immer noch Zeit für soziale und gesellschaftliche Themen blieb, sodass ich heute das Gefühl habe, nicht nur fachlich sondern auch menschlich einen Schritt weiter gekommen zu sein.

Als junger Student bin ich in den Vorlesungen von Prof. Dr. sc. tech. Peter Rutschmann zum ersten Mal mit dem Thema Wasserbau in Berührung gekommen. Insofern macht es mich besonders froh, dass er sich bereit erklärt hat, als Zweitprüfer zur Verfügung zu stehen. Danke.

Während ich diese Danksagung schreibe, sowie zum Zeitpunkt meiner Verteidigung, wütet auf der ganzen Welt die Corona-Pandemie. Aus diesem Grund war es bisher nicht möglich, meinen Drittprüfer Prof. Dr.-Ing. Jochen Aberle anders als über die Videokonferenz während der Verteidigung kennenzulernen. Ich hoffe, das nachholen zu können und möchte mich sehr für seine Gutachtertätigkeit bedanken. Bei Prof. Dr. rer. nat. Thomas Apel möchte ich mich sehr für sein Engagement als Vorsitzender der Prüfungskommission bedanken.

Besonderer Dank gilt den Mitarbeitern im Labor. Ivo, Hans-Peter, Jürgen, Frank, Alajdin, Brigitte, Ernst, Klaus, Marcus, Yvonne, ohne eure Kreativität, Spontanität, Witz und Tatendrang wären die experimentellen Untersuchungen nicht möglich gewesen. Die gemeinsamen Messkampagnen, Grillfeiern, Mittagessen, Exkursionen und Quartzmehl-Putzaktionen werde ich nicht vergessen. Genauso möchte ich Prof. Dr.-Ing. Steffen Krause und Dr.-Ing. Nancy Beuntner für die Unterstützung mit zusätzlichen Messgeräten danken.

Meinen Projektpartnern Marie Naulin, Julia Benndorf und Holger Rahlf von der Bundesanstalt für Wasserbau in Hamburg danke ich für die lehrreichen, angenehmen und kurzweiligen Projekttreffen und Besuche im Norden. Besonders Marie möchte ich für die hilfreichen Telefonate, Gespräche und Diskussionen danken. Desweiteren danke ich Prof. Frank Thorenz und der Projektgruppe des KFKI für die wertvollen Anmerkungen im Verlauf des Projekts MudEstuary_A.

Es tat immer gut zu wissen, Mitstreiter an seiner Seite zu haben, die ein offenes Ohr für die Probleme eines Doktoranden hatten. Vielen Dank an Eric, Gustavo, Stefan, Bert, Sebastian, Johanna, Alexander, Abebe, Simon, Salomé und Lisa. Ebenso möchte ich Karina für die Unterstützung bei der ein oder anderen Zeichnung danken sowie für die gute Stimmung, die immer aus ihrem Büro kam. Es hat mich besonders gefreut, dass ich sogar Unterstützung von meinen ehemaligen Kommilitonen Helena und Christoph bekam, danke.

Meine wichtigsten Helfer kommen zum Schluss. Herzlichen Dank an meine Eltern Anja und Henryk, ohne die das alles nicht möglich gewesen wäre. Ihr seid mit leeren Händen nach Deutschland gekommen und habt uns alles ermöglicht und alle Türen für die Zukunft geöffnet. Meinem Bruder David danke ich für den ständigen Rückhalt und die selbstverständliche Unterstützung und Hilfsbereitschaft.

Zum Abschluss bleiben diejenigen, die mir tagtäglich zeigen, was das Wichtigste im Leben ist. Stefanie und Felicitas, ihr ward meine ständigen Antreiber, Motivatoren und Fans. Ihr steckt in jeder Zeile dieser Arbeit.

Augsburg, im Juni 2020

Dr.-Ing. Oliver Chmiel

Kurzfassung und Aufbau der Arbeit

Flüssigschlick ist eine Mischung aus Wasser, Feinstsedimenten und organischen Bestandteilen und weist Feststoffkonzentrationen von 10 g/l bis 250 g/l auf, sodass es durch nicht-Newtonsches, viskoplastisches Fließverhalten gekennzeichnet ist. Es kommt typischerweise in Küstengewässern vor, die durch die Gezeiten und durch feinkörnige Sedimente geprägt sind, führt jedoch auch in Binnengewässern zu ökologischen und ökonomischen Problemstellungen. An der Unteren Ems als Beispiel, führt die Schlickproblematik, die sich durch anthropogene Eingriffe in der Vergangenheit verschärft hat, zur Beeinflussung der Tidedynamik, des Abflussverhaltens, der Schifffahrt und letztendlich der Flora und Fauna. Die Bedeutung der dortigen Schlickproblematik für das Ökosystem und für die regionale Wirtschaft spiegelt sich im Masterplan Ems 2050 wieder, der im Jahr 2015 als langfristiges Maßnahmenprogramm zum ökologischen Erhalt der Ems beschlossen wurde. Im Binnenland sind hingegen meist die Staubereiche der Flüsse und die Seen von Schlickansammlungen betroffen, wie beispielsweise der Altmühlsee und der Eixendorfer Stausee in Bayern. Dort lagerten sich entlang der strömungsberuhigten Bereiche Feinstsedimente ab, die die Retentionswirkung sowie die Gewässerstruktur nachteilig beeinflussen. Aufgrund dessen müssen aufwändige Unterhaltungsmaßnahmen geplant und durchgeführt werden, um den Schlick zu entfernen und zu verwerten.

In **Teil I** - **Flüssigschlick** dieser Arbeit wird anhand des Ems-Ästuars erläutert, wie es dort zur heutigen Schlickproblematik gekommen ist. Des weiteren wird in Kapitel 2 beschrieben, was im Speziellen unter Flüssigschlick zu verstehen ist, um in Kapitel 3 die Messkampagnen zur Schlickentnahme an der Ems und am Altmühlsee darzustellen.

Um das Strömungsverhalten von Schlicksuspensionen für ingenieurtechnische Fragestellungen modellieren zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit das Konzept des *erweiterten kontinuierlichen Modellansatzes* erarbeitet und in das numerische *MudEstuary1DV*-Modell implementiert. Die Grundlage dieses Ansatzes ist der kontinuierliche Übergang vom turbulenten zum laminaren Strömungsbereich, der aufgrund der hohen Schwebstoffkonzentrationen durch rheologische Modelle beschrieben wird. Dafür wurde die sogenannte effektive Viskosität eingeführt, die als Bindeglied der turbulenten und der rheologischen Viskosität zu verstehen ist. Der Modellansatz ist in **Teil II - Der kontinuierliche Modellansatz** dargestellt, wobei Kapitel 4 einen Überblick alternativer numerischer Modellansätze gibt. In Kapitel 5 werden die spezifischen Erweiterungen des kontinuierlichen Modellansatzes, insbesondere der Turbulenzmodellierung, dargestellt um in Kapitel 6 die 1D-Simulationsergebnisse zu diskutieren. Zur Validierung des erweiterten kontinuierlichen Modellansatzes wurde der experimentelle Versuchsstand *MudEstuaryExp* auf Grundlage früherer experimenteller Untersuchungen konzipiert, geplant und aufgebaut. In Kapitel 7 aus **Teil III - Die Konzeption und Planung des Versuchsstands** ist ein Literaturüberblick bereits durchgeführter Laborversuche gegeben. Aufgrund dessen wurden zwei Experimente ausgewählt, auf deren Grundlage die Detailplanung und die Konstruktion des Versuchs *MudEstuaryExp* erfolgte, siehe Kapitel 8.

Um die Turbulenz-Schwebstoff-Interaktion im Versuch *MudEstuaryExp* messen zu können, war eine Messmethode nötig, die es ermöglichte, die Strömungsgeschwindigkeit, die Turbulenz und die Schwebstoffkonzentration simultan messen zu können. Nur unter der Bedingung der zeit- und ortsgleichen Messungen können die Effekte der Schwebstoffe auf das Turbulenzverhalten ausgewertet werden. In **Teil IV - Die Messung der Schwebstoffkonzentration** wird die Entwicklung einer akustischen Methode zur Messung der Schwebstoffkonzentration aufgezeigt. Die Methode basiert auf der Sonar-Theorie und der Messung des Signal-Rausch-Verhältnisses (engl.: signal-to-noise-ratio, SNR) mit einer ADV-Sonde. Durch Kalibrierversuche im Rahmen der Messreihe *MudEstuarySNR* konnte die SNR der ADV-Sonde bis zu Schwebstoffkonzentrationen von 50 g/I angepasst werden.

Im darauffolgenden **Teil V** - **Das Turbulenzverhalten in Suspensionen** sind die Messergebnisse des Versuchs *MudEstuaryExp* dargestellt. In Kapitel 10 wird auf die Aufbereitung und die Filterung der Messdaten eingegangen, da die Verfahren zur Datenverarbeitung maßgeblich Einfluss auf die weitere Auswertung haben. In Kapitel 11 werden die Messergebnisse als vertikale Profile über die Messstrecke ausgewertet und über die neu eingeführten Modell-Reynoldsspannungen analysiert. Um den Einfluss der Schwebstoffkonzentration auf die Sohlrauigkeit und somit auf das Turbulenzverhalten darzustellen, wurden die vertikalen Geschwindigkeitsprofile in Kapitel 12 anhand der turbulenten Grenzschichttheorie ausgewertet. Mit Zunahme der Schwebstoffkonzentration konnte eine Reduzierung der Sohlreibung nachgewiesen werden.

Da der Versuch *MudEstuaryExp* mit rein mineralischem Sediment in Leitungswasser durchgeführt wurde, hatte die für Flüssigschlick typische Flockenbildung aufgrund organischer und saliner Wechselwirkungen dabei keinen Einfluss. Die Partikel-Partikel-Wechselwirkungen, die in natürlichen Gewässern zur Flockenbildung führen und für die Bildung von Flüssigschlick mitverantwortlich sind, wurden in den experimentellen Untersuchungen *MudEstuaryRheo* untersucht, die in **Teil VI** - **Das partikuläre Zusammenspiel mechanischer, chemischer und biologischer Einflüsse** beschrieben sind. Dabei wurde insbesondere die anorganische Flockenbildung aufgrund der Salinität anhand rheometrischer Messungen betrachtet. Mit Zunahme der Salinität konnte eine Verringerung der Fließgrenze von Schlick beobachtet werden, wobei die Salinität insgesamt keinen dominanten Einfluss auf das generelle Fließverhalten von Schlick hat.

Im letzten Teil dieser Arbeit, **Teil VII - Fazit**, sind die zehn Haupterkenntnisse dieser Forschungsarbeit zusammengefasst.

Abstract and structure

Fluid mud is a mixture of water, fine sediments and organic constituents and has solid concentrations from 10 g/l to 250 g/l so that it is characterized by non-Newtonian viscoplastic flow behavior. It typically occurs in coastal waters, which are characterized by tides and finegrained sediments, but also leads to ecological and economic problems in inland waters. On the Lower Ems as an example, the fluid mud problem, which has been exacerbated by anthropogenic interventions in the past, leads to the influence of tidal dynamics, runoff behaviour, shipping and ultimately flora and fauna. The importance of the fluid mud for the ecosystem and for the regional economy is reflected in the Masterplan Ems 2050, which was adopted in 2015 as a long-term program of measures for the ecological preservation of the Ems. In inland areas, on the other hand, the reservoir areas of the rivers and the lakes are mostly affected by mud accumulations, such as the Lake Altmühl and the Eixendorf reservoir in Bavaria. There, fine sediments were deposited along the flow-stabilized areas, which adversely affected the retention effect and the structure of the water body. As a result, extensive maintenance measures must be planned and carried out in order to remove and recycle the mud. In Part I - Fluid mud of this work, the Ems estuary is used to explain how the mud problem has arisen there today. Furthermore, chapter 2 describes what is to be understood in particular by fluid mud, in order to present in chapter 3 the measuring campaigns for mud removal at the Ems and at the Lake Altmühl.

In order to be able to model the flow behaviour of high concentrated suspensions for engineering problems, the concept of the *extended continuous modelling approach* was developed and implemented in the numerical *MudEstuary1DV* model. The basis of this approach is the continuous transition from the turbulent to the laminar flow regime, which is described by rheological models due to the high suspended matter concentrations. For this purpose, the so-called effective viscosity was introduced, which is to be understood as the link between turbulent and rheological viscosity. The model approach is described in **Part II** - **The continuous modelling approach**, where chapter 4 gives an overview of alternative numerical modelling approaches. In chapter 5 the specific extensions of the continuous model approach, especially the turbulence modelling, are presented. The discussion of the 1D simulation results is given in chapter 6.

To validate the extended continuous modelling approach, the experimental test rig *MudEstu-aryExp* was designed, planned and built on the basis of earlier experimental investigations.

In chapter 7 from **Part III** - **The concept and planning of the experimental station** a literature overview of laboratory experiments already carried out is given. Two experiments were selected, on the basis of which the detailed planning and construction of the experiment *MudEstuaryExp* took place, see chapter 8.

In order to measure the interaction of turbulence and particulate matter in the *MudEstua-ryExp* experiment, a measurement method was required which made it possible to measure flow velocity, turbulence and suspended solid concentration simultaneously. The effects of suspended matter on turbulence behaviour can only be evaluated under the condition that measurements are taken at the same time and place. In **Part IV** - **The measurement of the suspended solid concentration** the development of an acoustic method for the measurement of the suspended solid concentration is shown. The method is based on sonar theory and signal-to-noise ratio (SNR) measurement with an ADV probe. By calibration tests within the measurement series *MudEstuarySNR* the SNR of the ADV probe could be adjusted up to concentrations of 50 g/l.

In the following **Part V** - **The turbulence behaviour in suspensions** the results of the experiment *MudEstuaryExp* are shown. Chapter 10 deals with the preparation and filtering of the measurement data, since the data processing procedures have a decisive influence on the further evaluation. In chapter 11 the measurement results are evaluated as vertical profiles over the measuring section and analyzed using the newly introduced model Reynolds stresses. In order to show the influence of the suspended solid concentration on the bottom roughness and thus on the turbulence behaviour, the vertical velocity profiles in chapter 12 were evaluated on the basis of the turbulent boundary layer theory. With an increase of the suspended solid concentration a reduction of the bottom friction could be proven.

Since the experiment *MudEstuaryExp* was carried out with pure mineral sediment in tap water, the flocculation due to organic and saline interactions had no influence. The particle-particle interactions, which lead to flocculation in natural waters and are responsible for the formation of fluid mud, were investigated in the experimental investigations *MudEstuaryRheo* described in **Part VI - The particulate interaction of mechanical, chemical and biological influences**. In particular, the inorganic flocculation due to salinity was examined on the basis of rheometric measurements. With an increase in salinity, a decrease in the yield stress of mud could be observed, whereby the salinity overall has no dominant influence on the general flow behaviour of mud.

In the last part of this work, **Part VII** - **Conclusion**, the ten main findings of this research work are summarized.

Inhaltsverzeichnis

Vo	prwort	I		
Da	Danksagung			
Kι	ırzfassung und Aufbau der Arbeit	v		
Ab	ostract and structure	VII		
In	haltsverzeichnis X	ίV		
I	Flüssigschlick	1		
1	Eine kurze Geschichte der Ems1.1Wenn Schlick zum Problem wird	3 3		
2	Was ist Flüssigschlick? 2.1 Charakterisierung von Flüssigschlick 2.2 Das Leben eines Partikels 2.3 Anforderungen an experimentelle Untersuchungen	9 9 12 14		
3	Schlick in Küsten- und in Binnengewässern 3.1 Schlickentnahme an der Ems 3.1.1 Sedimentologische Analyse - Ems 3.2 Schlickentnahme am Altmühlsee 3.2.1 Sedimentologische Analyse - Altmühlsee 3.3 Zusammenfassung zur Schlickentnahme	15 16 19 19 21		
11	Der kontinuierliche Modellansatz	23		
4	Numerische Modellierung von Flüssigschlick	25		

	4.1	Uberbl	ick bekannter Modellierungsansatze	25
	4.2	Weiter	entwicklung des kontinuierlichen Modellansatzes	27
	4.3	Überbl	ick vertikaler 1D-Modelle	28
5	erte kontinuierliche Modellansatz	31		
	5.1	Die rhe	eologischen Eigenschaften von Schlick	33
		5.1.1	Übersicht rheologischer Modelle	33
		5.1.2	Parametrisierung der rheologischen Viskosität von Schlick aus der Ems	34
	5.2	Turbul	enz in Schlicksuspensionen	36
		5.2.1	Laminarisierung der Strömung	36
		5.2.2	Reduktion der Sohlschubspannung	37
		5.2.3	Turbulenzdämpfung durch Dichtegradienten	39
		5.2.4	Der Übergang vom turbulenten zum laminaren Strömungsbereich	40
		5.2.5	Turbulenzmodellierung in Schlicksuspensionen: Das k - ϵ -Modell	41
		5.2.6	Die alleinige Turbulenzdämpfung durch den Dichtegradienten	43
		5.2.7	Turbulenzmodellierung in Schlicksuspensionen: Das k - ω -Modell	45
		5.2.8	Warum ist das k - ω -Modell für laminare Strömungen geeignet?	47
	_	5.2.9	Abschließende Bewertung	49
	5.3	Die eff	ektive Viskosität	49
	5.4	Die Tra	ansportgleichung für Schwebstoffe	50
		541	Rehindertes Absinken	51
		0.1.1		51
6	Das	erweit	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen	55
6	Das 6.1	erweit Beschr	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells	55
6	Das 6.1 6.2	erweit Beschr Gegeni	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells	55 55 56
6	Das 6.1 6.2	erweite Beschr Gegeni 6.2.1	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells	55 55 56 57
6	Das 6.1 6.2	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells	55 55 56 57 59
6	Das 6.1 6.2	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen	55 55 56 57 59 61
6	Das 6.1 6.2 6.3	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen 6.3.1	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen Formation von Flüssigschlick	55 55 56 57 59 61 61
6	Das 6.1 6.2 6.3	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen 6.3.1 6.3.2	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen Formation von Flüssigschlick Turbulenzmodellierung im Schlick	55 55 56 57 59 61 61 62
6	Das 6.1 6.2	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen 6.3.1 6.3.2 6.3.3	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen Formation von Flüssigschlick Turbulenzmodellierung im Schlick	55 55 56 57 59 61 61 62 63
6	Das 6.1 6.2	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen 6.3.1 6.3.2 6.3.3 6.3.4	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen Formation von Flüssigschlick Turbulenzmodellierung im Schlick Die turbulente und die effektive Viskosität Instationäre Modellierung von Flüssigschlick	55 55 56 57 59 61 61 62 63 64
6	Das 6.1 6.2 6.3	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen 6.3.1 6.3.2 6.3.3 6.3.4	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen Formation von Flüssigschlick Die turbulenzmodellierung im Schlick Instationäre Modellierung von Flüssigschlick	55 55 56 57 59 61 61 62 63 64 69
6	Das 6.1 6.2 6.3	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen 6.3.1 6.3.2 6.3.3 6.3.4 Die Ko	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen Formation von Flüssigschlick Turbulenzmodellierung im Schlick Die turbulente und die effektive Viskosität Instationäre Modellierung von Flüssigschlick	55 55 56 57 59 61 61 62 63 64 69
6 III 7	Das 6.1 6.2 6.3	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen 6.3.1 6.3.2 6.3.3 6.3.4 Die Ko	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen Formation von Flüssigschlick Die turbulenzmodellierung im Schlick Instationäre Modellierung von Flüssigschlick	55 55 56 57 59 61 61 62 63 64 69 71
6 7	Das 6.1 6.2 6.3	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen 6.3.1 6.3.2 6.3.3 6.3.4 Die Ko	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen Formation von Flüssigschlick Turbulenzmodellierung im Schlick Die turbulente und die effektive Viskosität Instationäre Modellierung von Flüssigschlick nzeption und Planung des Versuchsstands edeutender experimenteller Untersuchungen ersuche zur Dynamik von Flüssigschlick	55 55 56 57 59 61 62 63 64 69 71 72
6 7	Das 6.1 6.2 6.3	erweite Beschr Gegeni 6.2.1 6.2.2 Anwen 6.3.1 6.3.2 6.3.3 6.3.4 Die Ko rblick t Laborv 7.1.1	erte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen eibung des numerischen Modells iberstellung vergleichbarer Studien Vergleich mit dem COSINUS-Modell Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell dung für hoch konzentrierte Suspensionen Formation von Flüssigschlick Turbulenzmodellierung im Schlick Die turbulente und die effektive Viskosität Instationäre Modellierung von Flüssigschlick nzeption und Planung des Versuchsstands pedeutender experimenteller Untersuchungen ersuche zur Dynamik von Flüssigschlick Experimente zum welleninduzierten Transport	55 55 55 57 59 61 61 62 63 64 69 71 72 72 72

		7.1.3	Experimente zum Transport in Scherströmungen - Längsgerinne .			73
		7.1.4	Experimente zum Transport in Scherströmungen - Kreisgerinne			76
		7.1.5	Zeitliche Entwicklung der Laborversuche			77
_						
8	Plan	ung de	s Experiments			79
	8.1	Konstr	uktion des Versuchsstands	•	·	81
	8.2	Versuc	nsmaterial	•	·	84
	8.3	Messge	räte	•	·	86
		8.3.1	Die Messwerte einer ADV-Sonde	•		87
		8.3.2	Die Messqualität des Vectrino Profiler	•	•	88
	8.4	Der Eir	nfluss der Sekundärströmung			89
	8.5	Ablauf	und Organisation der Messungen	•		89
	8.6	Erkenn	tnisse aus den Vorversuchen	•	•	91
IV	D	ie Me	ssung der Schwebstoffkonzentration			93
9	Akus	stische	Schwebstoffkonzentrationsmessung			95
	9.1	Überbli	ck akustischer Schwebstoffkonzentrationsmessungen			96
	9.2	Die akı	istische Reflektion als Ravleigh-Streuung	_		97
	93	Verlust	e während der Schallausbreitung	•	•	97
	9.5	Die Int	ensität des Streusignals	•	•	99
	9. ч 0.5		r_{r}	•	•	100
	9.5	Die Än	derung der SNR mit der Schwebstoffkonzentration	•	·	100
	9.0 0.7	Dor Vo	reuchestand zur Kalibriorung der ADV Sondo	•	·	102
	9.1		Sodimonto der Kalibrionversucho	•	•	102
		9.7.1		•	•	103
		9.1.2		•	•	104
	0 0	9.7.J	Lighting der ADV-Sonde	•	·	105
	9.0	Ergebn	isse der Versuche: Das akustische Feedback	•	•	100
	9.9		Arwandwarden Canagerlaichung	•	·	100
		9.9.1	Anwendung der Sonargieichung	•	·	108
		9.9.2	Auswertung für verschiedene Sedimente	•	•	110
		9.9.3	Der Einfluss der Korngroßenverteilung	•	·	112
	9.10	Zuverlä	issigkeit und praktische Anwendung	•	·	115
v	Da	as Tur	bulenzverhalten in Schwebstoffsuspensionen			117
10	Expe	eriment	elle Herausforderungen			119
	10.1	Der We	eg der Datenaufbereitung			119

	10.2	Aufbereitung der Messdaten	120
		10.2.1 Ausreißer in den ADV-Zeitreihen - Despiking	121
		10.2.2 Korrektur des Doppler-Rauschens	122
		10.2.3 Profilglättung für die Turbulenzauswertung	124
	10.3	Die Messung der Turbulenz	125
		10.3.1 Die Reynoldsspannungen und die turbulente kinetische Energie	125
		10.3.2 Bestimmung der Mittelungszahl zur TKE-Berechnung	126
	10.4	Die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit	129
		10.4.1 Die Schleppspannungsbeziehung	129
		10.4.2 Die log-Profil-Methode	130
		10.4.3 Die TKE-Methode	130
		10.4.4 Vergleichende Berechnung der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit .	131
11	Dars	stellung der Messergebnisse	133
	11.1	Der Einlaufbereich	133
		11.1.1 Die Fließgeschwindigkeiten im Einlaufbereich	133
		11.1.2 Die turbulente kinetische Energie im Einlaufbereich	135
		11.1.3 Die Schwebstoffkonzentration im Einlaufbereich	139
	11.2	Die Sediment-Messstrecke	140
		11.2.1 Die Entwicklung der Fließgeschwindigkeit	140
		11.2.2 Die Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie	142
		11.2.3 Die Entwicklung der Schwebstoffkonzentration	144
	11.3	Die Modellviskosität	147
		11.3.1 Theoretische Bestimmung der Wirbelviskosität	147
		11.3.2 Experimentelle Bestimmung der Wirbelviskosität	148
		11.3.3 Die Wirbelviskosität im Einlaufbereich	149
		11.3.4 Grenzen der Wirbelviskositätsbestimmung	150
		11.3.5 Die Modell-Reynoldsspannungen entlang der Messstrecke	151
	11.4	Zusammenfassung zur Darstellung der Messergebnisse	153
12	Die	Auswirkung der Schwebstoffkonzentration auf die turbulente Grenz-	
	schio	cnt	155
	12.1		150
	12.2	Die Bedeutung der viskosen Unterschicht für die Schlreibung	158
		12.2.1 Die Sohlreibung aus der Schubspannungsgeschwindigkeit	159
	10.0	12.2.2 Die Kauheit der Messstrecke	100
	12.3	Analyse der turbulenten Grenzschicht	163
		12.3.1 Der Ettekt der Schwebstoftkonzentration auf die Sohlreibung	168
	12.4	Zusammentassung der Versuchsauswertung	170

VI Das partikuläre Zusammenspiel unter mechanischen, schen und biologischen Einflüssen	chemi- 173
13 Wechselwirkungen in granularen Suspensionen	175
13.1 Makroskopie oder Mikroskopie?	175
13.1.1 Kolloide Systeme	176
13.2 Partikel-Partikel-Wechselwirkungen	176
13.2.1 Van-der-Waals-Kräfte	177
13.2.2 Repulsive Wechselwirkung und Lennard-Jones(12,6)-Potenzia	I 177
13.2.3 Doppelschicht-Theorie	178
13.2.4 Die Bedeutung des Zeta-Potenzials	179
13.2.5 Die Debye-Länge	180
13.2.6 Stabilität einer Suspension und DLVO-Theorie	182
13.2.7 Einfluss des Salzgehalts in der DLVO-Theorie	183
13.2.8 Einfluss der Scherrate auf die Flockenbildung	184
13.3 Wechselwirkungen durch organische Bestandteile	184
13.3.1 Mikroskopische Aufnahmen von Ems-Schlick	185
13.3.2 Stabilisierende Wirkung organischer Bestandteile	186
13.3.3 Organische Bestandteile, Sauerstoff und Schlick	187
14 Einfluss der Salinität auf das Fließverhalten	189
14.1 Die Salinität im Worrall-Tuliani-Modell	189
14.2 Rheometrische Untersuchungen	190
14.3 Das Fließverhalten als Funktion des Salzgehalts	192
14.4 Auswertung nach dem erweiterten Worrall-Tuliani-Modell	194
14.4.1 Eine Erweiterung des Worrall-Tuliani-Modells	198
14.5 Inwiefern lässt sich Flockulation durch die Rheometrie beobachten?	199
14.6 Zusammenfassung zum Einfluss der Salinität	200
VII Fazit	201
15 Die Haupterkenntnisse dieser Arbeit	203
VIII Anhang	207
A Entnahme von Schlickproben	209
A.1 Untere Ems	209
A.2 Altmühlsee	210

В	Vergleich der ADV-Sonden Vectrino Profiler und Vectrino ⁺	211
	B.1 Die \bar{u} -Geschwindigkeiten	211
	B.2 Die turbulente kinetische Energie	212
С	Messergebnisse des Turbulenzversuchs	213
	C.1 Die \bar{v} - und \bar{w} -Geschwindigkeiten	213
D	Sohlformen entlang der Messstrecke	215
Ε	Mischung der Sedimentproben für rheometrische Untersuchungen	217
	E.1 Herstellung eines gewünschten Feststoffgehalts	217
	E.2 Herstellung eines gewünschten Salzgehalts	218
F	Viskositätskurven als Funktion des Salzgehalts	221
G	Abkürzungsverzeichnis	
Ab	obildungsverzeichnis	239
Та	Tabellenverzeichnis	
Li	teraturverzeichnis	259

Teil I

Flüssigschlick



Blick auf die Schlickablagerungen in der Unteren Ems bei Weener. Das Foto entstand während der Messkampagne an der Ems im Juli 2015.

Kapitel 1

Eine kurze Geschichte der Ems

Die Ems ist ein 371 km langer Fluss in Deutschland. Sie entspringt in Nordrhein-Westfalen in Schloss Hulte-Stukenbrock und mündet bei Emden in die Nordsee. Der Fluss lässt sich in folgende Bereiche unterteilen: Die Obere Ems zwischen der Quelle und Lingen, die Mittlere Ems zwischen Lingen und Papenburg, die Untere Ems zwischen Papenburg und Gandersum, das Emder Fahrwasser, den Dollart und die Außenems, siehe Abbildung 1.1. Der Dollart stellt eine Besonderheit des Ems-Ästuars dar und ist eine 90 km² große Meeresbucht, die sich ab dem 13. Jahrhundert durch wiederholte Überflutungen und damit verbundene Ausspülungen entwickelte [Naulin u. Juerges, 2014]. 206 km der Ems sind schiffbar, der mittlere Abfluss am Pegel Versen-Wehrdurchstich beträgt 80 m 3 /s und erhöht sich bis zur Mündung auf 125 m 3 /s. Im Vergleich zur Elbe mit einem mittleren Abfluss von 712 m³/s bei Neu Darchau und zur Weser mit einem mittleren Abfluss von 383 m³/s bei ihrer Mündung, ist der Abfluss der Ems gering. Das Ems-Ästuar und die Untere Ems sind von den Gezeiten geprägt, wobei an der Außenems ein mittlerer Tidenhub von 2,3 m und in Papenburg ein Tidenhub von 3,5 m gemessen werden. Der Einflussbereich der Tide reicht etwa 100 km landeinwärts bis Herbrum, wo der Gezeiteneinfluss durch ein Tidewehr gestoppt wird. Wenn im Folgenden von der Schlickproblematik an der Ems gesprochen wird, dann ist der Gewässerabschnitt zwischen der Außenems und dem Tidewehr in Herbrum gemeint.

1.1 Wenn Schlick zum Problem wird

Die World Wide Fund for Nature Deutschland (WWF) beschreibt das Leitbild der ästuartypischen Flusslandschaft durch ihre Vielzahl von Nebenarmen, Prielen, Wattflächen, Tidetümpel, Stillgewäser, Auwälder und ungestörte Röhrichtflächen [Claus u. Konermann, 2014]. Jedoch ist die historische Entwicklung der Ems durch bedeutende anthropogene Eingriffe geprägt. Seit dem Jahr 1795 existiert in Papenburg die Meyer Werft, die sich auf den Bau von Kreuzfahrtschiffen spezialisiert hat und heute zu einer der modernsten Werften weltweit gehört. Mit etwa 3.300 Mitarbeitern ist die Meyer Werft einer der bedeutendsten Arbeitgeber und Wirtschaftsfaktoren der Region [Meyer Werft, 2016]. Seit dem Bestehen der Werft wird die



Abbildung 1.1: Übersichtskarte des Ems-Ästuars (b) in der Deutschen Bucht (a). $^{\odot}$ Open-StreetMap und Mitwirkende, CC-BY-SA

Untere Ems dazu genutzt, die fertiggestellten Schiffe in Richtung Nordsee zu transportieren. Südlich von Papenburg wird das Wehr Herbrum nicht nur für den Schutz vor Sturmfluten, sondern auch zum Aufstau der Unteren Ems genutzt, was wiederum für den Transport der Schiffe benötigt wird.

Bereits in den Jahren 1980 und 1985 wurde in den damaligen Bundesverkehrwegeplänen beschlossen, den Ausbau der Unteren Ems voranzutreiben und sie somit als Wasserstraße und Transportweg konkurrenzfähig zu machen. Dabei hat nicht nur der Schiffsverkehr selbst in den letzten Dekaden einen Aufschwung erlebt, sondern auch die Dimensionen der gebauten Schiffe stiegen an. In den Jahren 1958 bis 1961 wurde der in den 1930er Jahren erbaute Geiseleitdamm zu einer 12 km langen Barriere verlängert. Dieser trennt das Emder Fahrwasser vom Dollart und führte somit zu ersten Vertiefungen der Fahrrinne. Weitere Ausbaumaßnahmen folgten in den Jahren 1984/1985 im Zuge der sogenannten HOMERIC-Vertiefung und beinhalteten Flussbegradigungen, Uferbefestigungen und die Vertiefungen der Fahrrinne für einen Schiffstiefgang von 5,70 m [Bos u. a., 2012]. Da die Energie der Flut von nun an nicht mehr durch den natürlichen Flusslauf gedämpft werden konnte, führten diese Maßnahmen zu einer landeinwärts gerichteten Erweiterung des Gezeiteneinflussbereichs. Dementsprechend dient das Wehr in Herbrum auch dazu, das weitere Eindringen der Flutwelle und des Salzwassers landeinwärts zu verhindern. Mit dem Eindringen von Salzwasser in die Untere Ems erhöhte sich ebenso der Eintrag von Feinsedimenten und von Schlick. Im Zuge weiterer Ausbaumaßnahmen, der sogenannten ZENITH-Vertiefung, im Jahr 1991 wurde die Fahrrinne soweit vertieft, dass Schiffstiefgänge auf 6,30 m erhöht werden konnten. Im Jahr 1993 folgte die Vertiefung auf 6,80 m und in den Jahren 1994/1995 wurde erstmals im Rahmen des Baus des Kreuzfahrtschiffs ORIANA ein Tiefgang von 7,30 m gefordert (ORIANA-Vertiefung), der nach umfangreichen Genehmigungsverfahren umgesetzt wurde [de Jonge, 2010]. In den Jahren 1998 bis 2002 wurde das 476 m breite Emssperrwerk bei Gandersum errichtet, das bei einer Komplettschließung einen zusätzlichen Aufstau für Schiffsüberführungen und somit Schiffstiefgänge von bis zu 8,50 m ermöglicht [Chernetsky, 2012], [NLWKN, 2014].

Die Ausbaumaßnahmen und Fahrrinnenvertiefungen haben dazu geführt, dass die Untere Ems »unter den Flüssen Deutschlands zum größten Sanierungsfall« geworden ist [Claus u. Konermann, 2014]. Laut Umweltbundesamt wird der ökologische Zustand der Unteren Ems als unbefriedigend bewertet [Umweltbundesamt, 2017]. Aufgrund der Ausbaumaßnahmen in und an der Ems hat sich der Tidenhub und die maximale Strömungsgeschwindigkeit erhöht, das Tideniedrigwasser verringert und die Fortschrittsgeschwindigkeit des Tidehochwassers in den letzten 60 Jahren verdoppelt [Naulin u. Juerges, 2014]. Das daraus resultierende Ungleichgewicht aus Ebbe und Flut, nämlich dass der Flutstrom intensiver ist als der Ebbstrom, wird als Tideasymmetrie bezeichnet. Dies führt zu einem erhöhten und weitreichenderem Sedimentund Salztransport, was in einer stetigen Netto-Einfuhr von feinen Sedimenten in die gesamte Untere Ems resultiert. So berichtete Szyska [2017] von einem jährlichen Eintrag von 3,5 Millionen Tonnen Sediment in die Untere Ems. Schwebstoffmessungen an der Ems zeigen eine Wanderung des Trübungsmaximums von Gandersum landeinwärts in die Untere Ems hinein [Borgsmüller u. a., 2016]. Dieser Prozess wurde ebenso von de Jonge u. a. [2014] beschrieben und ist für die Jahre 1954, 1975/76, 1992/93 und 2005/06 in Abbildung 1.2 dargestellt. Folglich hat die Untere Ems heute mit einer beachtlichen Schlickproblematik zu kämpfen. Die Tideasymmetrie wird auch als flood dominance bezeichnet und der positive Nettoeintrag von Schlick als tidal pumping. Die Ansammlungen von Schlick können unter bestimmten Bedingungen Flüssigschlick bilden, welcher aufgrund seiner komplexen Fließbedingungen von hoher Bedeutung für das Systemverständnis an der Ems ist.

Die hohen Schwebstoffkonzentrationen in der Ems führen unter anderem zu ökologischen Problemen, da Bakterien und Kleinstlebewesen die Schwebstoffe als Lebensgrundlage nutzen. Insbesondere in den Sommermonaten findet ein vermehrtes Wachstum der organischen Kulturen unter Zehrung von Sauerstoff statt, sodass der Sauerstoffgehalt im Wasser sinkt und die Ems als Lebensraum für Fische und andere Lebewesen unbewohnbar macht. So beschreibt der Norddeutsche Rundfunk auf Basis eines Berichts des Bundesumweltministeriums, die Ems als Deutschlands »*Schlusslicht unter den Flussgebieten*« [Niedersachsen, 2016]. Krebs u. Weilbeer [2008] beschrieben mittlere Schwebstoffkonzentrationen von etwa 3 g/l bei



Abbildung 1.2: Historische Entwicklung der Schwebstoffkonzentration SSC (engl.: suspended solid concentration) entlang des Ems-Ästuars, abgeändert nach de Jonge u.a. [2014] und Borgsmüller u.a. [2016].

Gandersum und von über 10 g/l bei Leerort. Des weiteren beschrieben sie weitaus höhere Konzentrationen mit zunehmender Tiefe.

Die im Jahr 2000 eingeführte und von der Bundesregierung ratifizierte EU-Wasserrahmenrichtlinie (EU-WRRL) schreibt eine Verbesserung des ökologischen Zustands von Oberflächengewässern im vorgesehenen Bewirtschaftungszeitraum vor. Ein Nichteinhalten dieser Richtlinie kann zu Strafzahlungen an die Europäische Kommission führen. So kündigte die Europäische Kommission im Mai 2014 an, ein formales Vertragsverletzungsverfahren bezüglich der schlechten Gewässerqualität an der Ems gegen das Land Niedersachsen einzuleiten. Dabei prüfte die Europäische Kommission die Verletzung der Fauna-Flora-Habitat-Richtlinie, der Vogelschutzrichtlinie sowie der Wasserrahmenrichtlinie. In Folge dessen wurde Mitte 2014 bis Januar 2015 von Vertretern des Landes Niedersachsen, des Bundesministeriums für Verkehr und digitale Infrastruktur, des Landkreises Emsland, des Landkreises Leer, der Stadt Emden und der Umweltverbände WWF Deutschland, Bund für Umwelt und Naturschutz Niedersachsen e.V. (BUND), des Naturschutzbund Niedersachsen e.V. (NABU) und der Meyer Werft GmbH der Vertrag zum Masterplan Ems 2050 erstellt. Das Ziel des Vertrags ist es, das ökologische Gleichgewicht in der Ems wieder herzustellen, ohne die Funktion der Ems als Bundeswasserstraße oder die Schiffsüberführungen der Meyer Werft zu erschweren [Niedersächsisches Ministerium für Umwelt, Energie und Klimaschutz, 2015]. Wie die Niedersächsische Staatskanzlei am 14.04.2016 berichtete, wurde das Vertragsverletzungsverfahren der EU-Kommission aufgrund der Vertragsschließung des *Masterplan Ems 2050* formell eingestellt. Abbildung 1.3 gibt einen chronologischen Überblick der Ereignisse an der Ems, die für die derzeitige ökologische Situation an der Unteren Ems von Bedeutung sind. Zusätzlich ist die Größenentwicklung der Kreuzfahrtschiffe in Bruttoraumzahl (BRZ) dargestellt, die seit dem Jahr 1986 in der Meyer Werft gebaut wurden.

Aufgrund der Aktualität der Renaturierungsmaßnahmen an der Ems, ist ein vertiefendes Verständnis der physikalischen Prozesse zur Formation und zur Dynamik von Flüssigschlick nötig. Dabei dienen Forschungsarbeiten als Grundlage für eine effektive Planung und Umsetzung des *Masterplan Ems 2050.* Des weiteren kann durch die Erweiterung des Systemverständnisses verhindert werden, dass ähnliche ökologische Probleme auch in anderen Gewässern auftreten.



Abbildung 1.3: Chronologischer Überblick der Ereignisse, die für die heutige Schlickproblematik an der Ems von Bedeutung sind.

Kapitel 2

Was ist Flüssigschlick?

Um langfristig Unterhaltungsstrategien und ökologische Verbesserungen an Gewässern mit Schlickproblemen planen zu können, ist ein allgemeines Verständnis der Zusammensetzung, der relevanten Prozesse und Eigenschaften von Flüssigschlick notwendig. In diesem Kapitel wird beschrieben, was unter Flüssigschlick zu verstehen ist und welche Prozesse bei dessen Entstehung von Bedeutung sind.

2.1 Charakterisierung von Flüssigschlick

Flüssigschlick ist ein natürlich vorkommendes Gemisch aus Wasser, Tonmineralen, Schluffen und organischen Bestandteilen. Die materielle Zusammensetzung von Flüssigschlick variiert mit dem Ort, dem Sedimenthaushalt, der Morphodynamik, sowie Stoffeinträgen in ein Gewässer. Flüssigschlick ist durch Feststoffkonzentrationen von 10 bis 250 g/l gekennzeichnet und bildet in von Schwebstoffen geprägten Gewässern den nicht klar definierbaren Übergang zwischen Wasser und festem Boden [McAnally u. a., 2007]. Da dieser Übergang meist kontinuierlich verläuft und zudem von zahlreichen Einflüssen wie den Gezeiten, der Witterung, dem Abflussverhalten oder der Schifffahrt geprägt ist, existiert keine einheitliche Charakterisierung von Flüssigschlick. Eine Möglichkeit Flüssigschlick zu charakterisieren, ist die Orte zu beschreiben, an denen Problemstellungen bezüglich Flüssigschlick zu bewältigen sind. Flüssigschlick entsteht typischerweise in sohlnahen Bereichen von Seen und Ästuaren und entlang von Trübungszonen, kann jedoch in jeglichen Gewässern mit ausreichend hohem Aufkommen von Feinstmaterial in Kombination mit niedrigen Fließgeschwindigkeiten vorkommen. McAnally u.a. [2007] gaben einen Überblick zu Schlickproblemen an verschiedenen Häfen und Gewässern weltweit, wie beispielsweise im Savannah Hafen (USA), im Europort (Niederlande) oder in der Bucht von San Francisco (USA). Das Auftreten von Flüssigschlick in Küstengewässern wie auch in Binnengewässern führt häufig zu einem erhöhtem Unterhaltungsaufwand sowie zu ökologischen Problemen. Unter erhöhtem Unterhaltungsaufwand sind beispielsweise Baggerungen, die Prävention der Schadstoffakkumulation, sowie technische und strategische Naturschutzmaßnahmen zu verstehen. Ökologische Probleme werden besonders im Fall der Schlickproblematik an der Ems ersichtlich, die unter anderem von Bos u. a. [2012], de Jonge u. a. [2014] und Winterwerp u. a. [2017] analysiert wurden.

Die Formation und die Dynamik von Flüssigschlick hängen einerseits von der äußeren Belastung wie beispielsweise dem Abfluss und den Gezeiten ab und andererseits von den quantitativen und qualitativen Eigenschaften des Sedimentvorkommens [Papenmeier u. a., 2012]. McAnally u. a. [2007] formulierten die relevanten Ursachen für den Transport von mobilem Flüssigschlick als Kombination aus Scherströmungen, Hangrutschungen und wellen- und gezeiteninduzierten Strömungen.

Habermann u. Wurpts [2008] beschrieben das Vorkommen von Flüssigschlick in der Ems als instationären Prozess. Demnach bildet sich Flüssigschlick nur während bestimmter Tidephasen, so etwa während Stauwasser. Zu diesem Zeitpunkt ist die Gewässersohle mit einer mobilen Schlickschicht überzogen, die eine klare horizontale Trennfläche zum darüber liegenden Wasser aufweist. Bei ansteigender Fließgeschwindigkeit wird die Schlickschicht durch die Zunahme der Turbulenz in die Wassersäule aufgewirbelt, sodass sich eine homogene Konzentrationsverteilung über die Tiefe einstellt. Ein solches Verhalten wurde ebenfalls von Becker u. a. [2018] gemessen. Sie zeigten anhand von Langzeitmessungen bei Jemgum in der Unteren Ems, wie sich Flüssigschlick im Laufe eines Tidezyklus verhält. Demnach entsteht Flüssigschlick als entkoppelte Schicht nur zum Ende der Flutphase und zu Beginn der Ebbephase. Das beschrieben sie durch die Analyse des vertikalen Dichtesprungs, der sogenannten Lutokline (lat.: luto = Schlamm). Zu Zeitpunkten maximaler Strömungsgeschwindigkeiten war keine Lutokline erkennbar, da der Schlick aufgewirbelt wurde und sich über die gesamte Wassertiefe verteilte.

Nichols [1985] teilte die vertikale Wassersäule in ein drei-Schichten-Modell auf, nämlich den konsolidierten Boden, eine Zwischenschicht mit hoher und eine obere Schicht mit niedriger Schwebstoffkonzentration. Winterwerp [2004] beschrieb die verschiedenen Schichten der vertikalen Wassersäule als fluid mud layer, high concentrated suspension layer und low concentrated suspension layer. Der fluid mud layer beschreibt dabei die gerade noch mobile Schlickschicht, die in die Tiefe durch den Bereich abgegrenzt wird, der gerade nicht mehr mobil ist. Eine Aufteilung inklusive der unbeweglichen Sohle in vier Zonen erfolgte durch Bruens [2003]. Dabei wurde die vertikale Wassersäule anhand ihres Fließverhaltens beschrieben. Die oberste Schicht, die durch geringe Schwebstoffkonzentrationen gekennzeichnet ist, verhält sich geringfügig anders als Wasser und ist durch turbulentes Fließen charakterisiert. Ebenso fließt die darunter liegende Schicht, die als concentrated benthic suspension bezeichnet wurde, turbulent, obwohl in ihr höhere Schwebstoffkonzentrationen und Schichtungseffekte auftreten. Mit zunehmender Schwebstoffkonzentration wird die Strömung weniger turbulent und das Fließverhalten ist vom viskoplastischen Fließverhalten des Schlicks geprägt, was in der mobilen Schlickschicht der Fall ist. Unterhalb des mobilen Flüssigschlicks befindet sich der konsolidierte Schlick. In der Natur existieren in einem Gewässer jedoch keine klar definierten vertikalen Schichten, sondern kontinuierliche Übergänge, in denen sich die jeweiligen Bereiche gegenseitig beeinflussen können. Mit Zunahme der Schwebstoffkonzentration zum Gewässerboden ändern sich die Fließeigenschaften, die durch eine sich ändernde Viskosität beschrieben werden können. In Abbildung 2.1 sind eine mögliche Einteilung der vertikalen Schichten sowie die Viskositäten zur Beschreibung des Fließverhaltens in einem von Schwebstoffen geprägten Gewässer dargestellt. Die Viskosität ist dabei ein Parameter, mit dem der kontinuierliche Übergang vom turbulenten zum laminaren, viskoplastischen Fließverhalten im Schlick beschrieben werden kann.



Abbildung 2.1: Die Skizze zeigt eine mögliche Einteilung der vertikalen Schichten in einem von Schwebstoffen beeinflussten Gewässer. Durch die Viskosität wird der kontinuierliche Übergang vom turbulenten zum laminaren Strömungsbereich beschrieben. Abgeändert nach Bruens [2003].

Mobile Flüssigschlickschichten können unterschiedliche Dicken erreichen. So wurden beispielsweise in der Ems Schlickschichten von 2 bis 3 m Dicke gemessen [Schrottke, 2006], [Becker u. a., 2018]. Ältere Messungen im Severn Ästuar (UK) ergaben Dicken von wenigen Zentimetern bis zu 3 m [Kirby u. Parker, 1983]. Die Feststoffkonzentrationen, die für Flüssigschlick gelten, variieren in der Literatur. Dabei berichteten McAnally u. a. [2007] von typischen Konzentrationen von 10 bis 250 g/l und mittleren Dichten von 1080 bis 1200 kg/m³. Bereits im Jahr 1957 fanden Untersuchungen an der Themse statt, in denen Flüssigschlick mit Feststoffkonzentrationen von 10 bis 480 g/l beschrieben wurde [Inglis u. Allen, 1957]. Die mittlere Dichte

$$\rho_b = \phi \rho_s + (1 - \phi) \rho_w \tag{2.1}$$

wird mit Hilfe des volumetrischen Feststoffgehalts ϕ , der Feststoffdichte ρ_s und der Dichte des Trägerfluids ρ_w bestimmt [Coussot, 1997]. Der volumetrische Feststoffgehalt ergibt sich

zu

$$\phi = \frac{V_s}{V_s + V_w},\tag{2.2}$$

wobei V_s das Feststoffvolumen und V_w das Wasservolumen sind. Der Zusammenhang des volumetrischen Feststoffgehalts zur Konzentration c ist

$$\phi = \frac{c}{\rho_s}.\tag{2.3}$$

Eine weitere Möglichkeit der Charakterisierung von Flüssigschlick kann anhand der Gel-Konzentration c_{gel} erfolgen. Darunter versteht man die Feststoffkonzentration, ab der die Partikel eine gelartige, zusammenhängende Schlick-Matrix bilden. In dieser Gel-Struktur ist ein Absinken der Partikel weitestgehend gehemmt, sodass diese Struktur in der Strömung bestehen bleibt. Demnach wird Flüssigschlick als nicht konsolidierte, mobile Sedimentansammlung beschrieben, deren Feststoffkonzentration der Gel-Konzentration entspricht. Dabei ist die Struktur von Flüssigschlick noch schwach genug, um durch Scherung zerstört werden zu können [Toorman u. Bi, 2011]. Die Gel-Konzentration wird nach Winterwerp [2004] als

$$c_{gel} = \rho_s \left(\frac{d_p}{d_f}\right)^{3-n_f} \tag{2.4}$$

beschrieben. Darin sind d_f und d_p die Durchmesser der Flocken und der unflockulierten Primärpartikel. Die Form der Flocken wird durch den Koeffizienten n_f beschrieben. Die Prozesse, die zur Flockenbildung führen, werden in Teil VI dieser Arbeit im Detail behandelt.

2.2 Das Leben eines Partikels

Im Folgenden werden die Prozesse und Einflüsse, die zur Bildung von Flüssigschlick führen, am Beispiel der Ems näher betrachtet. Diese werden folgendermaßen unterteilt:

- äußere Einflüsse: Sedimenthaushalt, Gezeiten, Abfluss, Witterung, menschl. Eingriffe
- innere Prozesse: Absetzverhalten, Flockendynamik, Diffusion

Die äußeren Einflüsse sind in Abbildung 2.2 als *Das Leben der Ems* und die inneren Prozesse als *Das Leben eines Partikels* konzeptionell dargestellt. Neben dem Sedimenthaushalt, den Gezeiten- und den Strömungsbedingungen, ist die Bildung von Flüssigschlick an der Ems von charakteristischen Gewässerabschnitten, wie beispielsweise dem Dollart abhängig. Zusätzlich hat das fortwährende Ausbaggern der Fahrrinne Einfluss auf die Morphologie und damit auf lokale Strömungsverhältnisse. Speziell an der Ems führen die regelmäßigen Schiffsüberführungen und der damit verbundene künstliche Aufstau wiederholt zu unnatürlichen Strömungssituationen. Der innere Wirkungskreis gilt für einzelne Sedimentpartikel in der Strömung und



Abbildung 2.2: Die Graphik beschreibt das *Leben eines Partikels* in der Ems als Zusammenspiel verschiedener Faktoren. Dabei entsteht Flüssigschlick als Ergebnis dieser verschiedenen Faktoren sowie gleichzeitig stattfindenden physikalischen Prozessen.

wird durch die folgenden physikalischen Prozesse beschrieben: Absinken, Aufwirbelung und Flockendynamik. Ein Sedimentpartikel, welches eine höhere Dichte hat als Wasser, sinkt im Wasser zum Boden ab. Dabei hat es eine bestimmte Sinkgeschwindigkeit, die unter anderem vom Partikeldurchmesser, der Feststoffdichte, der Kornform, der Interaktion mit anderen Partikeln sowie von den Strömungsbedingungen beeinflusst wird. Das Absinken eines Partikels kann behindert oder beschleunigt werden. Turbulente, vertikale Geschwindigkeitsfluktuationen können der Gravitationskraft am Partikel entgegenwirken und somit zu einem Aufwirbeln und zu einer Durchmischung der Partikel führen. Das bedeutet, dass sich Sedimente in sehr turbulentem Wasser langsam oder gar nicht absetzen.

Partikel können in einer Suspension Flocken bilden, die sich beim weiteren Absinken gegenseitig behindern und somit den Konsolidierungsvorgang verzögern. In der dadurch entstehenden weichen Schlickschicht ist kein Herauspressen des Porenwassers und somit keine Konsolidierung zu beobachten. Des weiteren ist diese weiche Schlickschicht in der Lage zu fließen, jedoch mit komplexen rheologischen Eigenschaften. Durch ihre Gefügestabilität behindern die Flocken die turbulente Vermischung der Suspension. Sobald sich aneinander haftende Flockenstrukturen gebildet haben, ist eine gewisse Turbulenzintensität nötig, um die Flocken zu zerstören und aufzuwirbeln. Die Stabilität der Flocken ist in diesem Zusammenhang durch die Kohäsionskraft beschrieben, welche wiederum in die organische und die anorganische Kohäsion unterteilt wird. Unter der anorganischen Kohäsion versteht man die Partikel-Partikel-Wechselwirkungen, die in Teil VI erläutert werden. Dabei wird die Interaktion abstoßender und anziehender elektrostatischer Kräfte und wie sie beispielsweise durch die Salinität beeinflusst werden können beschrieben [Lekkerkerker u. Tuinier, 2011]. Unter der organischen Kohäsion ist die Flockenbildung unter Einfluss organischen Materials zu verstehen. Dabei sind Biofilme und EPS (engl.: extracellular polymeric substances) von besonderer Bedeutung. Diese werden von Bakterien produziert und führen zu einer Verklebung der Partikel und zur Bildung von Flocken. Organische Bestandteile und der Salzgehalt spielen somit eine bedeutende Rolle bei der Entstehung von Flüssigschlick.

2.3 Anforderungen an experimentelle Untersuchungen

Zur experimentellen Untersuchung der Dynamik von Flüssigschlick wäre ein Versuchsaufbau notwendig, in dem die inneren Prozesse und die äußeren Einflüsse der in Kapitel 2.2 beschriebenen Wirkungskreise nachgebildet werden könnten. In der experimentellen Praxis ist ein solch gesamtheitlicher Versuchsaufbau meist zu komplex und die dabei erzeugten Effekte nicht vollständig kontrollierbar. Die experimentellen Untersuchungen dieser Forschungsarbeit wurden daher in ihrer Komplexität reduziert, indem nur einzelne Teile des Gesamtsystems nachgestellt wurden. Dabei wurden die Interaktion der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration, sowie der Einfluss des Salzgehalts auf die Flockenbildung jeweils in getrennten Versuchen untersucht. Die Interaktion der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration ist Inhalt der Teile III, IV und V, wohingegen die Untersuchung der Flockenbildung unter Salzein-fluss in Teil VI ausgeführt wird.

Kapitel 3

Schlick in Küsten- und in Binnengewässern

Flüssigschlick kommt nicht nur in Küstengewässern vor. Auch in Binnengewässern gibt es Anreicherungen von Feinstsedimenten, die teils zu anderen Problemen und Herausforderungen führen als an der Küste, aber auch Gemeinsamkeiten aufweisen. Im Folgenden wird an ausgewählten Beispielen veranschaulicht, inwiefern Schlick nicht nur ein Küsten- und Ästuarproblem ist, sondern vielmehr als ein gewässerübergreifendes Vorkommnis betrachtet werden sollte. Zudem verdeutlichen diese Beispiele die interdisziplinären Anforderungen an die ingenieurtechnische Bearbeitung und Betreuung von Schlickproblemen.

1. Ökologie & Spülmanagement - Eixendorfer Stausee (Bayern), November 2016:

Der Eixendorfer Stausee ist ein künstlich angelegter Stausee im Landkreis Schwandorf in der Oberpfalz. Er besteht aus einem Hauptdamm und einen Vordamm und dient dem Hochwasserschutz, der Niedrigwasserregulierung sowie der Energieerzeugung durch Wasserkraft. Im Jahr 2016 musste der Vordamm saniert werden, sodass der See abgelassen wurde. Infolgedessen kam es unterhalb der Talsperre zu einem temporären Fischsterben, was vermutlich auf den mobilisierten Schlick zurückzuführen ist [Mardanow, 2016].

2. Verlandung, Hochwasserschutz & Tourismus - Altmühlsee (Bayern), 2015 - 2018:

Der Altmühlsee ist ein künstlich angelegter See im Landkreis Weißenburg-Gunzenhausen in Mittelfranken. Er wurde im Jahr 1985 in Betrieb genommen und dient dem Hochwasserschutz. Die Zu- und Abflüsse des Sees werden durch Querbauwerke geregelt. Bei Hochwasser wird der Altmühlzuleiter geöffnet und Wasser aus der Altmühl in den See geleitet. Auf diese Weise gelangen Sedimente in den See, die sich dort in strömungsberuhigten Bereichen ablagern. Dadurch besteht die Gefahr, dass der See verlandet und somit seine Wirkung als Retentionsraum und als Tourismus- und Naherholungsgebiet verliert. Aus diesem Grund hat das Wasserwirtschaftsamt Ansbach im Jahr 2015 damit begonnen, den Schlick mit einem Schwimmbagger zu entfernen [Keller, 2017].

3. Naturschutz & Hochwasserschutz - Isenwehr in Dorfen (Bayern), März 2018:

Unmittelbar vor dem Dorfener Isenwehr hat sich in den vergangenen Jahren eine etwa 1 m dicke Schlammschicht abgelagert, sodass der Stauraum vor dem Wehr reduziert ist und bei einem möglichen Hochwasser nicht mehr ausreichend Retentionsraum bietet. Um zukünftige Überflutungen zu verhindern, muss der Schlamm ausgebaggert werden. Bei der Schlammentfernung besteht das Problem, dass aufgewirbelter Schlamm flussabwärts zu Kolmation führt und somit Lebensraum und Laichplätze für Makrozoobenthos und Fische verloren gehen. Des weiteren ist der Schlamm an der Isen mit Quecksilber aus Kohlekraftwerken und Altlasten der Kohleverfeuerung verunreinigt, sodass er nicht auf die Felder ausgebracht werden darf, sondern in Deponien entsorgt werden muss [Daller, 2018].

Bei der Bearbeitung von Schlickproblemen ist die interdisziplinäre Zusammenarbeit verschiedener Fachgebiete, wie der Hydraulik, der Geologie, der Wasserwirtschaft, der Hydrologie, dem konstruktiven Wasserbau, der Biologie, der Ökologie, der Chemie oder auch der Rheologie, notwendig. Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurden an zwei Gewässern Schlickproben entnommen und miteinander verglichen. Zum einen an der Unteren Ems und zum anderen am Altmühlsee.

3.1 Schlickentnahme an der Ems

Im Juli 2015 wurden an der Ems zwischen Leerort und Weener (Fluss-km 4 bis 13) während der Ebbephase Schlickproben vom Ufer aus gesammelt. Die Entnahmestellen (WP - Wegpunkte) sind in Abbildung 3.1 und die GPS-Positionen im Anhang in Tabelle A.1 dargestellt. Die Proben wurden in einem Kompressorkühlschrank bei konstanten 6 °C zwischengelagert und an der Universität der Bundeswehr München weiter untersucht. Im Sedimentlabor wurden Korngrößenanalysen im Particle Sizer der Fa. Horiba, Trockendichtebestimmungen im Gaspy-knometer Pycnomatic ATC der Fa. Thermo Scientific sowie Analysen der Probenbestandteile durch Röntgenspektroskopie, durchgeführt.

3.1.1 Sedimentologische Analyse - Ems

Der mittlere Korndurchmesser aller Schlickproben aus der Ems wurde mit Hilfe der Sieblinien in Abbildung 3.2 zu $d_m = 0,015$ mm berechnet. Die einzelnen mittleren Korndurchmesser sind im Anhang in Tabelle A.1 aufgetragen. In der Darstellung der Sieblinien ist zu erkennen, dass das Sediment bezüglich der Korngrößenverteilung homogen über den 4 km langen Flussabschnitt verteilt war.

Vor der Dichtemessung im Pyknometer wurden die nassen Proben im Trockenofen bei 105 °C getrocknet und im Backenbrecher gemahlen. Die Trockendichten sind im Vergleich zu den Messergebnissen aus der zuvor im Jahr 2008 von Malcherek u. Cha [2011] durchgeführten


Abbildung 3.1: Darstellung der Entnahmestellen (WP - Wegpunkte) an der Unteren Ems während der Messkampagne im Juli 2015. Die hellblauen Markierungen zeigen die Positionen der entnommenen Schlickproben bei Ebbeniedrigwasser. [©] OpenStreetMap und Mitwirkende, CC-BY-SA

Messkampagne in Tabelle 3.1 aufgetragen. Im Jahr 2008 wurde das Sediment zwischen Hatzum und Emden mit einem Messboot aus der Fahrrinne entnommen, wobei die im Jahr 2015 gesammelten Proben zwischen Leerort und Weener bei Ebbeniedrigwasser vom Ufer aus gesammelt wurden. Eine mögliche Erklärung für die unterschiedlichen Feststoffdichten ist, dass ufernaher Schlick im Vergleich zu Schlick aus der Fahrrinne, zu einem höheren Anteil mit organischem Material versetzt sein kann.

In einem weiteren Analyseverfahren wurden die entnommenen Schlickproben mit Hilfe der Röntgendiffraktion auf ihre materiellen Bestandteile hin untersucht. Die mineralische Zusammensetzung der im Jahr 2015 entnommenen Proben ist in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die Proben aus der Ems bestanden zum Großteil aus Quarz. Unter *Amorph* sind die Stoffe zusammengefasst, die das Messgerät nicht eindeutig einem bestimmten Mineral zuordnen konnte.

Je nach Entnahmestelle wurden unterschiedliche Anteile organischer Stoffe in den Proben festgestellt. Zur Bestimmung dieser Anteile wurden die Proben nach EN 196-2 im Glühofen bei Temperaturen über 500 °C verglüht, bis kein Massenverlust mehr festzustellen war. Die Proben aus dem Jahr 2008 bestanden zu 6 - 9,5 % aus organischen Bestandteilen, wohingegen die aus dem Jahr 2015 einen Glühverlust von etwa 18 % ergaben. Organische Stoffe haben verschiedene Einflüsse auf die Eigenschaften von Schlick. Die mittlere Trockendichte ist beispielsweise geringer als für reinen quarzhaltigen Schlick, aber auch die partikulären



Abbildung 3.2: Darstellung der Korngrößenverteilungen der entnommenen Schlickproben an der Ems in relativer und kumulativer Darstellung.

Tabelle 3.1: Die Trockendichtebestimmung der Emsproben aus den Jahren 2008 und 2015 wurde in einem Gaspyknometer (Pycnomatic ATC) durchgeführt. Die Zusammensetzung der mineralischen Bestandteile des im Jahr 2015 entnommenen Schlicks aus der Ems wurde mittels Röntgenspektroskopie gemessen.

Material	Dichte $[g/cm^3]$	Mineral	Anteil [%]
Schlick Ems (2008)	2,52 - 2,62		
Schlick Ems (2015)	2,42 - 2,49	Quarz	24,1
		Zinkit	10,0
		Calcit	7,6
		Phengit	7,6
		Albit	4,6
		Kaolinit	2,5
		Muskovit	2,1
		Chlorit	1,4
		Dolomit	1,1
		Rutil	0,9
		Amorph	38,1

Wechselwirkungen können durch organische Bestandteile beeinflusst werden, siehe Kapitel 13. Mikroskopische Aufnahmen der Schlickproben gaben einen Eindruck der organischen Bestandteile im Schlick. In Abbildung 3.3 sind die Größe und Form der Partikel, Flocken und organische Bestandteile dargestellt.



Abbildung 3.3: In den mikroskopischen Aufnahmen des Schlicks von der Ems sind organisch, faserige Bestandteile, Partikelkonglomerate und verschieden große Quarzpartikel erkennbar.

3.2 Schlickentnahme am Altmühlsee

Die Schlickproben vom Altmühlsee wurden im Juni 2017 mit einem Van-Veen-Bodengreifer entnommen. Die drei charakteristischen Entnahmebereiche des Sees, um die Hirteninsel (WP29 - WP34), am nördlichen Ufer des Altmühlzuleiters (WP35 - WP39) und in den südlichen Buchten des Altmühlzuleiters (WP40 - WP45), sind gemeinsam mit den Wegpunkten (WP) in Abbildung 3.4 dargestellt. Die dazugehörigen GPS-Positionsdaten sind im Anhang in Tabelle A.2 aufgelistet. Der Bereich der Hirteninsel beschreibt einen strömungsberuhigten Bereich, in dem sich vermehrt feine Sedimente ablagern. Darüber hinaus konnte durch die Beprobung des Einlaufbereichs am Altmühlzuleiter ein Eindruck über die Spüldynamik und die Sedimentverteilung im See gewonnen werden.

3.2.1 Sedimentologische Analyse - Altmühlsee

Die Schlickproben des Altmühlsees wurden im Sedimentlabor der Universität der Bundeswehr München hinsichtlich den mittleren Korndurchmessern, den Trockendichten sowie den organischen Bestandteilen untersucht. Die Korngrößenverteilungen und die Sieblinien der drei Entnahmegebiete sind in den Abbildungen 3.5 dargestellt. Aus den Sieblinien wurde jeweils



Abbildung 3.4: Übersicht der drei Messgebiete im Altmühlsee: Hirteninsel (WP29 - WP34), Nördliches Ufer des Altmühlzuleiters (WP35 - WP39) und südliche Buchten des Altmühlzuleiters (WP40 - WP45). © OpenStreetMap und Mitwirkende, CC-BY-SA

der mittlere Korndurchmesser d_m interpoliert, der in Tabelle A.2 im Anhang enthalten ist. Die Proben der Hirteninsel zeigten alle ähnliche Korngrößenverteilungen mit einem mittleren Korndurchmesser von $0,01 < d_m < 0,015$ mm. Nach DIN EN ISO 14688-1 entspricht dieser Durchmesser der Gesteinsart Mittel- bis Grobschluff. Aus der ähnlichen Form der Sieblinien und der homogenen Korngrößenverteilung lässt sich schließen, dass der Schlick im Bereich der Hirteninsel homogen verteilt war. Gegenteiliges Verhalten zeigten die Ergebnisse der Proben entlang des nördlichen Ufers des Altmühlzuleiters, der durch ein Einlaufbauwerk vom See getrennt ist. Der Abstand der Entnahmepositionen zum Einlaufbauwerk wurde schrittweise verringert. Das Einlaufbauwerk, welches zum Zeitpunkt der Probennahme geschlossen war, wird im Hochwasserfall geöffnet, um Wasser in den Altmühlsee überzuleiten. Dabei entwickeln sich nahe dem Bauwerk die größten Fließgeschwindigkeiten, die innerhalb des Sees kontinuierlich abnehmen. Dieser Prozess spiegelt sich in den Korngrößenverteilungen wieder. Mit geringerem Abstand zum Einlaufbauwerk steigt der Anteil größerer Körner und das Sediment ist weniger homogen verteilt als an der Hirteninsel. Es wurden jeweils zwei Hauptfraktionen mit den Korngrößen $d \approx 0.015 \,\text{mm}$ und $0.2 < d < 0.5 \,\text{mm}$ gemessen. Die Sieblinien sind dementsprechend flacher als die der Hirteninsel und ergeben mittlere Korndurchmesser im Bereich 0,037 mm $< d_m < 0,253$ mm. Nach DIN EN ISO 14688-1 entsprechen diese Korngrößen Grobschluff bis Mittelsand [DIN, 2013]. Entlang der südlichen Buchten des Altmühlzuleiters zeigten lediglich die Proben WP40 bis WP43 mit $d_m = 0,014$ mm schlickähnliche Korngrößen. Die Trockendichte der Proben vom Altmühlsee war im Bereich 2,37 g/cm³ < ρ_s < 2,59 g/cm³ und der Anteil organischer Stoffe im Bereich 1,58 % bis 9,39 %, siehe Tabelle 3.2.



Abbildung 3.5: Darstellung der Korngrößenverteilungen und Sieblinien vom Schlick der Entnahmestellen an der Hirteninsel (a), am nördlichen Ufer des Altmühlzuleiters (b) sowie in den südlichen Buchten des Altmühlzuleiters (c).

3.3 Zusammenfassung zur Schlickentnahme

Die sedimentologische Untersuchung der Schlickproben aus dem Altmühlsee und der Ems zeigten, dass diese ähnliche Eigenschaften aufweisen. Auch wenn die schlickbezogenen Problemstellungen am Altmühlsee andere sind als an der Ems, konnte gezeigt werden, dass Schlick kein alleiniges Küstenproblem ist, sondern auch in Binnengewässern Gegenstand weiterer Untersuchungen sein sollte. Der Schlick im Bereich der Hirteninsel wurde im Rahmen dieser Forschungsarbeit hinsichtlich des Effekts der Salinität auf die Flockenbildung untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Teil VI beschrieben.

Gebiet	Name	Trockendichte $[g/cm^3]$	Glühverlust [%]
Hirteninsel	WP29	2,51	8,24
	WP30	2,49	9,04
	WP31	2,51	7,65
	WP32	2,49	8,02
	WP33	2,47	7,29
	WP34	2,43	8,27
Zuleiter Nord	WP35	2,44	8,19
	WP36	2,47	6,14
	WP37	2,52	4,71
	WP38	2,59	1,84
	WP39	2,57	1,73
Zuleiter Süd	WP40	2,40	9,39
	WP41	2,39	9,27
	WP42	2,41	8,22
	WP43	2,38	8,26
	WP44	2,57	1,58
	WP45	2,45	5,56

Tabelle 3.2: Auflistung der Trockendichten und der Glühverluste der Sedimentproben vom Altmühlsee.

Teil II

Der kontinuierliche Modellansatz



Blick auf die Schlickablagerungen in der Unteren Ems bei Weener. Das Foto entstand während der Messkampagne an der Ems im Juli 2015.

Kapitel 4

Numerische Modellierung von Flüssigschlick

Flüssigschlick beeinflusst die Dynamik von Gewässern. Besonders in Küstenbereichen sind immer wieder erhöhte Schwebstoffkonzentrationen messbar, die die Schifffahrt, die Ökologie sowie die hydraulischen Eigenschaften der Gewässer nachhaltig beeinflussen. Die Notwendigkeit der numerischen Modellierung von Flüssigschlick wurde bereits in zahlreichen Veröffentlichungen beschrieben, unter anderem in Violeau u.a. [2002], Malcherek [2010], Knoch u. Malcherek [2011] und van Maren u.a. [2015].

Mit dem Masterplan Ems 2050 wurden Maßnahmen zur Verbesserung des ökologischen Zustands der Ems festgelegt, wie beispielsweise die gezielte Tidesteuerung durch das Emssperrwerk und die damit verbundene Reduktion weiterer Sedimenteinträge. Die Wirksamkeit solcher Maßnahmen muss jedoch durch numerische Modelle geprüft werden [Kuchta, 2018]. Der Bedarf an einer Weiterentwicklung numerischer Modellierungsansätze für Flüssigschlick ist hoch, da nur so zukünftige ökologische und ökonomische Fragestellungen an der Ems, aber auch an anderen Ästuaren, nachhaltig bearbeitet werden können.

4.1 Überblick bekannter Modellierungsansätze

Das Zusammenspiel von Turbulenz und Flüssigschlick wird in den numerischen Modellen des Küsteningenieurwesen auf verschiedene Arten beschrieben. Im Rahmen des Projekts MAST2-CT92-0013 wurde ein dreidimensionales Modell für Oberflächengewässer entwickelt, welches ein Modul zur Simulation kohäsiver Sedimente beinhaltete [Le Normant u. a., 1993]. Die Flüssigschlickdynamik wurde darin durch einen tiefengemittelten Ansatz modelliert, indem der Schlick durch eine konstant hohe Viskosität beschrieben wurde [Malcherek u. a., 1996]. Unter Anwendung des Flüssigschlickmoduls, sowie zusätzlicher Module für Erosion, Deposition und Konsolidierung, wurde dieses Modell für die Simulation des Loire Ästuars genutzt [Le Normant, 2000]. Eine ähnliche Lösung zur numerischen Modellierung von Flüssigschlick wurde von Whitehouse u. a. [2000] beschrieben. Sie schätzten die mittlere Dicke der Flüssig-schlickschicht ab und lösten dafür die Impulsbilanz mit einem konstanten Feststoffgehalt. Im Software Paket Delft3D wurde ein Modul zur Flüssigschlickmodellierung auf der Grundlage

der Forschung von Odd u. Cooper [1989] integriert, die ein tiefengemitteltes 2D-Schwebstoffmodell um das plastische Verhalten von Flüssigschlick erweiterten. Delft3D basiert ebenso auf einer tiefengemittelten Schlickschicht, die durch eine rheologische Viskosität beschrieben wird [Winterwerp u. a., 2002a]. Dieser Modellansatz wurde von van Kessel u. a. [2011] um das sogenannte *fluff layer exchange model* erweitert. Dabei wird eine zusätzliche Schicht zwischen Wasser und Flüssigschlick definiert, welche als Austauschschicht der vertikalen Flüsse fungiert. Nichtsdestotrotz sind diese Modelle nur begrenzt für die Simulation von Flüssigschlick geeignet, da sie Viskositätsänderungen aufgrund des Feststoffgehalts und der Scherrate nicht berücksichtigen.

Ein neuartiger Modellierungsansatz für Flüssigschlick wurde in Knoch u. Malcherek [2011] und Wehr [2012] präsentiert. Darin wurde das nicht-Newtonsche Fließverhalten von Flüssigschlick in einem isopyknischen Modell beschrieben. Der Schlick wurde dabei in feinere Schichten gleicher Dichte diskretisiert, sogenannten Isopyknen. Die numerische Modellierung dessen basiert auf einem dreidimensionalen Strömungsmodell in isopyknischen Koordinaten [Casulli, 1997]. Für dieses Modell wurde das viskoplastische Verhalten von Flüssigschlick, sowie das Verhalten der Fließgrenze rheometrisch untersucht. Die rheometrischen Messungen wurden für verschieden Feststoffgehalte durchgeführt, sodass erstmalig eine Formulierung der rheologischen Viskosität in gleichzeitiger Abhängigkeit der Scherrate und des Feststoffgehalts bestimmt werden konnte [Malcherek, 2010], [Malcherek u. Cha, 2011]. Jedoch konnte die vertikale, turbulente Interaktion in diesem Modell nicht korrekt modelliert werden.

Im Gegensatz zu Modellierungsansätzen, in denen die Schlickschicht von der darüber liegenden Wasserschicht getrennt betrachtet wurde, präsentierten Le Hir u. a. [2001] den kontinuierlichen Modellansatz. Die Idee dieser Methode ist es, Wasser sowie gering konzentrierte wie auch hoch konzentrierte Suspensionen, als kontinuierliches Medium zu betrachten. Die Viskosität wurde dabei als Summe der turbulenten und der rheologischen Viskosität numerisch integriert. Die rheologische Viskosität wurde nach dem Fließgesetz von Bingham parametrisiert und die turbulente Viskosität durch ein Mischungswegmodell bestimmt. LeHir u. Cayocca [2002] weiteten ihren kontinuierlichen Modellansatz auf ein dreidimensionales Modell aus und präsentierten vorläufige Ergebnisse der Simulation von Schlickrutschungen unter Wasser. Ein weiteres auf dem kontinuierlichen Ansatz basierendes Modell wurde von Roland u. a. [2012] beschrieben: Das FLMUD-Modul, welches auf kartesischen Koordinaten basiert und qualitativ durch numerisch Experimente validiert wurde. Empirische Vergleiche und reale Anwendungen für Ästuare sind bisher nicht bekannt.

Die Anwendung von Zweigleichungs-Turbulenzmodellen in konzentrierten Suspensionen wurde insbesondere von Toorman u. a. [2002] untersucht, die zur Modellierung von Flüssigschlick eine Modifizierung der Randbedingungen im klassischen k- ϵ -Turbulenzmodell vorschlugen. Sie argumentierten, dass mit zum Boden hin zunehmender Schwebstoffkonzentration das Fließverhalten immer weniger turbulent wird, Turbulenz also vernichtet wird. Mit Hilfe der angepassten Bodenrandbedingungen und verschiedenen Dämpfungsfunktionen sollte die Turbulenzverringerung in geschichteten Suspensionen berücksichtigt werden. Die Bodenrandbedingung für die turbulente kinetische Energie konnte jedoch nicht zu null gesetzt werden, wie es für laminare Strömungen der Fall sein müsste, da das Turbulenzmodell in diesem Fall numerisch instabil wäre.

In kontinuierlichen Modellansätzen wird die Schlicksuspension als Kontinuum betrachtet. Dadurch wird impliziert, dass sich das Fluid und die Partikel jederzeit mit derselben Geschwindigkeit bewegen und Partikel-Partikel-Interaktionen, wie Flockenbildung oder behindertes Absinken, nur durch zusätzliche empirische Modelle berücksichtigt werden können. Alternativ kann eine Suspension auch als Mehrphasenströmung betrachtet werden [Païdoussis u. a., 2010]. Dabei werden die Kontinuitäts- und die Impulsgleichungen jeweils für das Fluid und für den Feststoff bestimmt und über einen Impulsaustauschterm miteinander verknüpft [Villaret u. Davies, 1995]. Toorman [2003b] gab einen kritischen Vergleich des kontinuierlichen Modellansatzes und des Mehrphasenansatzes. Darin beschrieb er den Gebrauch eines kontinuierlichen Ansatzes trotz der Fehleranfälligkeit durch Empirie als zielführend, da für Mehrphasenströmungen die örtliche Diskretisierung für natürliche Gewässer unrealistisch fein gewählt werden müsste. Als Folge der sich stets weiter entwickelnden numerischen Ressourcen, hat sich der Mehrphasenansatz, der als *Smoothed Particle Hydrodynamics* bezeichnet wird, mittlerweile ebenso durchgesetzt [Lobovsky u. Kren, 2007], [Hopkins, 2015].

4.2 Weiterentwicklung des kontinuierlichen Modellansatzes

In dieser Arbeit wird eine Weiterentwicklung des kontinuierlichen Modellansatzes beschrieben, welcher dadurch sowohl für turbulente, als auch für laminare Strömungen von konzentrierten Schlicksuspensionen angewendet werden kann. Dieser Ansatz wird anhand eines vertikalen 1D-Modells, *MudEstuary1DV*, dargestellt. Das Modell ist in der Lage, Flüssigschlick beliebiger Feststoffkonzentrationen zu simulieren, wobei die Turbulenz im Schlick als vollständig gedämpft modelliert wird und das Fließverhalten durch ein rheologisches Modell beschrieben wird. Dabei werden die turbulente und die rheologische Viskosität als effektive Viskosität zusammengefasst. Die rheologische Viskosität wurde durch Malcherek [2010] für Schlickproben aus der Ems parametrisiert und in dieses Modell implementiert. Die Turbulenz wird durch ein weiterentwickeltes k- ω -Turbulenzmodell modelliert, welches in der Lage ist, die vollständige Turbulenzdämpfung in konzentriertem Schlick zu berücksichtigen. Zusätzlich wird die vertikale Konzentrationsverteilung durch die gekoppelte Schwebstofftransportgleichung berechnet. Eine detaillierte Beschreibung des Modells *MudEstuary1DV* folgt in den Kapiteln 5 und 6. Die Erkenntnisse aus dem 1DV-Modell wurden zur Konzeption, zur Durchführung und zur Analyse experimenteller Untersuchungen genutzt. In weiteren Forschungsarbeiten fließen die dadurch erzielten Ergebnisse in die dreidimensionale Modellierung von Schlickströmungen ein [Naulin u. a., 2018]. Dieses interdisziplinäre und methodische Vorgehen ist in Abbildung 4.1 dargestellt.



Abbildung 4.1: Der erweiterte kontinuierliche Modellansatz wird zuerst an einem 1DV-Modell angewendet und analysiert. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse dienen der Konzeption und der Auswertung experimenteller Untersuchungen. Erst in darauffolgenden Schritten wird der erweiterte Modellansatz in ein vollständiges Ästuar-Modell eingebaut.

4.3 Überblick vertikaler 1D-Modelle

Um das MudEstuary1DV-Modell dieser Forschungsarbeit bewerten zu können, wurde es mit zwei ähnlichen vertikalen 1D-Modellen verglichen, deren Modelleigenschaften in Tabelle 4.1 zusammengefasst sind. Als eines der Ergebnisse des COSINUS-MAST3 Forschungsprojekts, präsentierte Winterwerp [2001] ein vertikales 1D-Modell, welches zur Beschreibung des Strömungsverhaltens von Schwebstoffsuspensionen genutzt wurde. Zur Modellierung der Turbulenz wurde das k- ϵ -Turbulenzmodell verwendet, in dem die Turbulenzdämpfung durch Dichtegradienten und durch Dämpfungsterme nach Munk-Anderson berücksichtigt war. Die rheologische Viskosität wurde nach Bingham modelliert und nur dann berücksichtigt, wenn der Schlick konsolidierte [Winterwerp, 2004]. In der Natur entsteht Flüssigschlick mit viskoplastischem Fließverhalten jedoch bereits bevor es zur Konsolidierung kommt, sodass dieses Modell lediglich für gering konzentrierte Suspensionen gültig ist. Winterwerp u. a. [2002b] präsentierten Simulationsergebnisse für eine über die Tiefe homogen verteilte Anfangskonzentration bei unterschiedlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten und konstanter Sinkgeschwindigkeit. Eine weiteres vertikales 1D-Modell beschrieben Le Hir u. a. [2001] mit SAM-1DV. Das Modell basiert auf dem kontinuierlichen Modellansatz und beinhaltet eine sogenannte allgemeine Viskosität, die aus der Summe der turbulenten und der rheologischen Viskositäten besteht. Die rheologische Viskosität wurde nach dem Gesetz von Bingham modelliert. Zur Turbulenzmodellierung verwendeten sie ein Mischungswegmodell mit empirischen Termen zur Berücksichtigung der Turbulenzdämpfung durch Schichtungseffekte. Die Simulationen wurden für eine konstante Sink- und Schubspannungsgeschwindigkeit sowie für variierende über die Tiefe homogen verteilte Anfangskonzentrationen durchgeführt. Die Ergebnisse des Vergleichs der drei vertikalen 1D-Modelle ist in Kapitel 6.2 dargestellt.

	(a) COSINUS	(b) SAM-1DV	(c) MudEstuary1DV
DGL-System	$ar{u} c k \epsilon$	$\bar{u} c$	$ar{u} c k \omega$
Modellansatz	Fluid Layer	Kontinuierlich	Kontinuierlich
Anwendungsbereich:	Bis Gewässersohle bzw. Lutokline	Bis mobiler Schlick	In unbeweglichen Schlick hinein
Viskosität:	$ \mathcal{V}_t $	$ u_t + u_{rh}$	$\nu = f\left(\nu_t,\nu_{rh}\right)$
Rheologie:	Nein	Bingham	[Malcherek u. Cha, 2011]
Fließgrenze:	Nein	$\tau_y = f(c^3)$	$\tau_y = f(c^4)$
Turbulenzmodell	k - ϵ	Mischungswegmodell	k - ω
Turbulenzdämpfung:	Dichtegradient (G) Mod. $Sc_t = f(Ri_g)$ Munk-Anderson	Munk-Anderson Funktionen (empirisch)	Dichtegradient (G -Term) Übergang zu Rheologie Turbulenzdissipationsrate ω
Sinkgeschwindigkeit Behindertes Absinken:	COSINUS: Nein	Ja (if-Abfrage)	Ja - Kont. $w_{ m s}=f(tanh())$
5	Später: Flockenmodell		(1)

29

4.3. Überblick vertikaler 1D-Modelle

Kapitel 5

Der erweiterte kontinuierliche Modellansatz

Modellansätze, die auf definierten Schichten für Schlick oder für Wasser basieren, wie beispielsweise der isopyknische Modellansatz von Knoch u. Malcherek [2011], sind nicht in der Lage, den vertikalen Impulsaustausch zwischen den einzelnen Schichten zu berücksichtigen. Mit dieser Art von Modellen ist es somit nicht möglich, die vertikalen Gradienten unmittelbar an der Lutokline aufzulösen. Wie die Messungen von Becker u. a. [2018] an der Unteren Ems zeigten, bleibt Flüssigschlick während eines Tidezyklus nicht in seiner durch die Lutokline abgetrennten Form, sondern vermischt sich kontinuierlich über die gesamte Wassertiefe. Um die Dynamik von Flüssigschlick vollständig über mehrere Tidezyklen beschreiben zu können, sind somit Modelle notwendig, die sowohl Flüssigschlick als abgetrennte Schicht sowie als kontinuierlich vermischte Suspension simulieren können. Ein kontinuierlicher Modellansatz, in dem Wasser und Schlick als einheitliches Medium betrachtet werden, ermöglicht es, genau dieses Verhalten zu berechnen. Das nicht-Newtonsche Fließverhalten von Flüssigschlick wird üblicherweise durch rheologische Modelle beschrieben, wohingegen die Dynamik des Newtonschen Fließregimes von Wasser durch Turbulenzmodelle, wie beispielsweise dem k- ω - oder dem k- ϵ -Modell nachgebildet wird. Der kontinuierliche Modellansatz ist durch eine gesamtheitliche und kontinuierliche Betrachtung von der Wasseroberfläche bis zur unbeweglichen Sohle gekennzeichnet.

Die Umsetzung des kontinuierlichen Modellansatzes wurde bereits im Jahr 2001 von Le Hir u. a. [2001] vorgestellt. Darin wurde die sogenannte generalisierte Viskosität eingeführt, die einen turbulenten Anteil besitzt, sowie einen Anteil, der das viskoplastische Fließverhalten von Flüssigschlick nach dem Gesetz von Bingham beschreibt. Die turbulente Viskosität wurde mit dem Mischungswegmodell bestimmt.

Eine weitere Anwendung des kontinuierlichen Modellansatzes erfolgte durch Bi u. Toorman [2015]. Sie beschrieben eine sogenannte generische Formulierung der Sohlschubspannung, die sowohl turbulentes als auch laminares Fließverhalten darstellt. Sie betrachteten das vertikale, lineare Profil der Schubspannung $\tau = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$, wobei μ die dynamische Viskosität und $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ der Gradient der mittleren *u*-Geschwindigkeit in x-Richtung ist. Die dynamische Viskosität besteht in deren Modell aus der molekularen Viskosität, der turbulenten Viskosität und einem Anteil, der

die Wirbelstrukturen in den Zwischenräumen der Sohlstruktur wiedergibt. Die rheologischen Eigenschaften wurden dabei in der molekularen Viskosität integriert.

In dieser Forschungsarbeit wird der *erweiterte kontinuierliche Modellansatz* vorgestellt, der die effektive Viskosität $\nu = f(\nu_m, \nu_t, \nu_{rh})$ als Kombination der molekularen Viskosität ν_m , der turbulenten Viskosität ν_t und der rheologischen Viskosität ν_{rh} beschreibt. In der vorliegenden Arbeit ist im erweiterten kontinuierlichen Modellansatz eine parametrisierte rheologische Viskosität von Ems-Schlick, sowie ein erweitertes k- ω -Turbulenzmodell implementiert. Dieses Turbulenzmodell ist bis in den unbeweglichen Boden numerisch stabil berechenbar. Dieser Modellansatz beschreibt somit die Basis für ein ganzheitliches Modellverständnis in der Simulation der Gewässermorphologie. Die Grundzüge des erweiterten kontinuierlichen Modellansatzes sind in Abbildung 5.1 dargestellt. In der Abbildung ist die vertikale Dichteschichtung farblich gekennzeichnet, die Fließgeschwindigkeit, das Spannungsprofil sowie die verschiedenen Viskositäten sind qualitativ als vertikale Profile dargestellt.



Abbildung 5.1: Qualitative Skizze des kontinuierlichen Modellansatzes, in dem die effektive Viskosität als Kombination der molekularen, der turbulenten und der rheologischen Viskosität beschrieben wird. Zusätzlich sind qualitativ die vertikalen Profile der Strömungsgeschwindigkeit und der Schubspannung dargestellt.

Um das Newtonsche und das nicht-Newtonsche Fließverhalten von Wasser und von Flüssigschlick kombiniert zu berechnen, wurde die effektive Viskosität ν in die dreidimensionalen Reynoldsgleichungen

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) + f_i$$
(5.1)

zur Impulserhaltung implementiert. Darin ist \bar{u} die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit und \bar{p} der zeitlich gemittelte Druck. Der Einfluss äußerer Kräfte wird durch f_i berücksichtigt. Die

Anforderungen an die effektive Viskosität stellen sich wie folgt: Ist die Schwebstoffkonzentration gering, muss die effektive Viskosität ν gleich der turbulenten Viskosität ν_t sein, da die rheologische Viskosität in dieser Situation einen vernachlässigbaren Einfluss hat. Mit Anstieg der Schwebstoffkonzentration wird Turbulenz gedämpft, ν_t muss also kleiner werden. Gleichermaßen erhöht sich der Einfluss der rheologischen Viskosität. Ist die Schwebstoffkonzentration so hoch, dass laminare Fließbedingungen herrschen, muss $\nu_t = 0$ sein und das Fließverhalten wird lediglich durch die rheologische Viskosität bestimmt.

5.1 Die rheologischen Eigenschaften von Schlick

Schlick-Wasser-Mischungen weisen im Vergleich zu reinem Wasser eine höhere Viskosität auf. Papenmeier u. a. [2012] differenzierten zwischen niedrig viskosen Schlicken mit Schwebstoffkonzentration von 20 bis 200 g/l und hoch viskosen Schlicken mit Konzentrationen von 200 bis 500 g/l. Flüssigschlick ist durch viskoplastisches Fließverhalten und dem Vorhandensein einer Fließgrenze τ_y gekennzeichnet. Unter der Fließgrenze versteht man die Mindestscherspannung, die nötig ist, um das Fluid in Bewegung zu versetzen. Dabei weist Schlick einen nicht-linearen Anstieg der Schubspannung bei geringen Scherraten und Binghamsches Fließverhalten für hohe Scherraten auf [Toorman, 1995]. Die Viskosität verringert sich mit ansteigender Scherbelastung, was durch das Ausrichten der Partikel, dem Aufbrechen von Flocken und dem Entzerren organischen Materials erklärt werden kann. Schlick ist somit ein scherverdünnendes Fluid, wobei lokal scherverdickendes Fließverhalten durch scherinduzierte Flockenbildung entstehen kann [Faas u. Wartel, 2006], [Malcherek u. Cha, 2011].

5.1.1 Übersicht rheologischer Modelle

Zur Modellierung des Fließverhaltens werden je nach Art des Materials verschiedene Modelle für die Beschreibung der im Fluid wirkenden Schubspannung in Abhängigkeit der Scherrate $\dot{\gamma}$ eingesetzt. In Tabelle 5.1 ist ein Überblick bedeutender rheologischer Modelle und derer Gültigkeitsbereiche dargestellt [Rao, 2013].

Tabelle 5.1: Überblick verschiedener Modelle zur Beschreibung rheologischer Fließkurven. Lediglich das Worrall-Tuliani-Modell ist in der Lage, die Fließgrenze und die Flockendynamik von Schlick zu berücksichtigen.

Modell	Gleichung	Beschreibung
Newton	$ au=\mu\dot{\gamma}$	Newt. Fluide
Bingham	$ au = au_y + \mu_y \dot{\gamma}$	Fließgr., dann Newt.
Herschel-Bulkley	$\tau = \tau_y + K \dot{\gamma}^n$	Fließgr., dann nicht-Newt.
Worrall-Tuliani	$\tau = \tau_y + \mu_{\infty} \dot{\gamma} + \frac{c_{floc} \Delta \mu \dot{\gamma}}{c_{break} \dot{\gamma} + c_{floc}}$	Fließgr., nicht-Newt., Flockendynamik

Für Newtonsche Fluide, als das reines Wasser idealerweise behandelt wird, ist die Viskosität nicht von der Scherrate $\dot{\gamma}$ abhängig, sodass die Schubspannung linear mit der Scherrate ansteigt. Das Bingham-Modell ist ein grundlegendes Modell zur Beschreibung nicht-Newtonscher, scherverdünnender Fluide mit einer Fließgrenze. Es beschreibt nach Überschreitung der Fließgrenze einen linearen Anstieg der Schubspannung gegenüber der Scherrate. Die Viskosität wird nach dem Überschreiten der Fließgrenze als Bingham-Viskosität μ_y bezeichnet. Des weiteren wird im Bingham-Modell angenommen, dass das Fließverhalten nach Überschreitung der Fließgrenze einen Newtonschen Verlauf aufweist, was jedoch durch rheometrische Messungen unter anderem von Malcherek [2010] widerlegt wurde. Das Herschel-Bulkley- und das Worrall-Tuliani-Modell beschreiben für hohe Scherraten einen nicht-linearen Spannungsverlauf, was dem Fließverhalten von Schlick nahe kommt [Coussot, 1997]. Dabei unterscheidet sich das Herschel-Bulkley-Modell durch den Exponenten $n \neq 1$ und den Konsistenzparameter K vom Bingham-Modell, siehe Tabelle 5.1. Lediglich das Worrall-Tuliani-Modell ist jedoch in der Lage, die Fließgrenze als auch die Flockendynamik von Schlick zu berücksichtigen.

5.1.2 Parametrisierung der rheologischen Viskosität von Schlick aus der Ems

Nach Worrall u. Tuliani [1964] besteht die Viskosität granularer Suspensionen aus drei Anteilen

$$\mu(\dot{\gamma}) = \frac{\tau_y}{\dot{\gamma}} + \mu_\infty + \Delta \mu \frac{1}{\frac{c_{break}}{c_{floc}} \dot{\gamma} + 1},$$
(5.2)

von denen der erste Term die Fließgrenze τ_y beinhaltet. Der zweite und der dritte Term beschreiben gemeinsam das scherverdünnende Fließverhalten, wobei der letzte Term die Flockendynamik beschreibt. Ist die Scherrate $\dot{\gamma}$ hoch, sodass alle Flockenstrukturen gebrochen sind, ist der dritte Term vernachlässigbar klein und die Viskosität wird hauptsächlich durch μ_{∞} bestimmt. Somit beschreibt $\Delta \mu$ die Viskosität, die sich aufgrund von Strukturänderungen, wie beispielsweise Flockenbildung ergibt. Flockenwachstum und Flockenzerstörung werden zudem durch die Parameter c_{floc} und c_{break} beschreiben.

Im BMBF-Projekt MudSim wurde das Worrall-Tuliani-Modell um den Einfluss des Feststoffgehalts ϕ erweitert [Malcherek u. Cha, 2011]. Die dynamische Viskosität ist demnach

$$\mu(\dot{\gamma},\phi) = \frac{\tau_y(\phi)}{\dot{\gamma}} + \mu_{\infty}(\phi) + \Delta\mu(\phi) \frac{1}{\frac{c_{break}}{c_{floc}(\phi)}\dot{\gamma} + 1},$$
(5.3)

sodass die Scherspannung

$$\tau(\dot{\gamma},\phi) = \tau_y(\phi) + \mu_{\infty}(\phi)\dot{\gamma} + \frac{c_{floc}(\phi)\Delta\mu(\phi)\dot{\gamma}}{c_{break}\dot{\gamma} + c_{floc}(\phi)}$$
(5.4)

mit den Anpassungsparametern τ_y , μ_{∞} , $\Delta\mu$, c_{floc} und c_{break} für Schlickproben aus der Ems und aus der Weser in Abhängigkeit des Feststoffgehalts angepasst wurde. Dafür wurden die

Schlickproben auf vier verschiedene Feststoffgehalte $\phi = 0,055, 0,07, 0,085$ und 0,1 aufbereitet und bei T = 20 °C mit einem Rotationsrheometer der Fa. Anton Paar im CSS-Modus eines Platte-Platte-Messsystems gemessen. Für die Details dieser Messungen wird auf Malcherek u. Cha [2011] verwiesen. Die Messergebnisse ergaben einen nicht-linearen Anstieg der Fließgrenze gegenüber dem Feststoffgehalt. Ein ähnliches Verhalten der Fließgrenze und des Feststoffgehalts wurde von Kotzé u. a. [2015] für Klärschlamm festgestellt. Des weiteren zeigte Migniot [1968], dass die Fließgrenze mit der vierten Potenz gegenüber des Feststoffgehalts steigt. Die Fließgrenze der Schlickproben aus der Ems und der Weser wurden demnach mit $\tau_{u0} = 6980$ Pa und n = 3,638 durch die Gleichung

$$\tau_y = \tau_{y0}\phi^n \tag{5.5}$$

bestimmt. Für $\phi = 0$ muss μ_{∞} gleich der molekularen Viskosität von Wasser mit $\mu_m = 0,001$ Pa s entsprechen. Somit wurde

$$\mu_{\infty} = \mu_m e^{a_1 \phi} \tag{5.6}$$

mit $a_1 = 20,92$ berechnet. Die Viskosität

$$\Delta \mu = b_2 \phi, \tag{5.7}$$

die für intakte Flockenstrukturen gilt, wurde mit $b_2 = 8,439$ Pas über einen linearen Zusammenhang angepasst. Das Flockenwachstum c_{floc} wurde mit

$$c_{floc} = a_2 \phi^{b_3},\tag{5.8}$$

ebenso als Funktion von ϕ angenommen, wobei $a_2 = 88,1 \text{ Hz}$ und $b_3 = 1,403 \text{ sind}$. Die Flockenzerstörung aufgrund der Scherung wurde mit $c_{break} = 0,2619$ berücksichtigt.

Nach dem Konzept des kontinuierlichen Modellansatzes kann nun die rheologische Viskosität in die effektive Viskosität der Reynoldsgleichungen (Gleichung 5.1) integriert werden, sodass die kinetische rheologische Viskosität

$$\nu_{rh} = \frac{\mu_{rh}}{\rho_b} = \frac{1}{\rho_b} \left(\frac{\tau_y}{\dot{\gamma}} + \mu_m e^{a_1 \phi} + \frac{c_{floc} \Delta \mu}{c_{break} \dot{\gamma} + c_{floc}} \right)$$
(5.9)

ist. Dieses Modell der rheologischen Viskosität ist vom Feststoffgehalt abhängig und ergibt für $\phi = 0$ die molekulare Viskosität von Wasser. Es ist somit gleichermaßen für klares Wasser, als auch für konzentrierte Suspensionen und Flüssigschlick gültig. In numerischen Strömungsmodellen muss somit keine Bedingung programmiert werden, die dieses Viskositätsmodell aktiviert oder deaktiviert.

5.2 Turbulenz in Schlicksuspensionen

In den Projektberichten des Verbundprojekts COSINUS-MAST3 wurde beschrieben, wie die Schwebstoffkonzentration die Geschwindigkeit und die Turbulenz in einer Gerinneströmung beeinflussen kann [Toorman, 2000b], [Toorman, 2000d]. Dabei wurden Strömungen mit Schwebstoffkonzentrationen von 4 mg/l < c < 500 mg/l berücksichtigt und grundsätzlich zwischen zwei möglichen Auswirkungen von Sediment auf die Turbulenz unterschieden: Turbulenzdämpfung und Turbulenzerhöhung. Turbulenzdämpfung findet statt, wenn das Verhältnis der Korngröße d zur Größe der energiereichsten turbulenten Wirbel l_e kleiner als 0,1 ist. Dementsprechend ist für das Verhältnis $\frac{d}{l_e} > 0,1$ mit einer Turbulenzerhöhung zu rechnen. Für Gerinneströmungen kann angenommen werden, dass l_e gleich der Fließtiefe h ist [George, 2013]. Betrachtet man Schlick aus der Ems mit einem mittleren Korndurchmesser von $15 \,\mu$ m, so müsste h < 0.15 mm betragen, um Turbulenzerhöhung beobachten zu können. Für die Suspensionen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, kann somit mit Turbulenzdämpfung als dominanten Effekt der Sediment-Turbulenz-Interaktion ausgegangen werden. Schon in den experimentellen Untersuchungen von Vanoni [1940] wurde erkannt, dass sich das vertikale Geschwindigkeitsprofil in Schwebstoffsuspensionen von dem in klarem Wasser unterscheidet. Vanoni schloss daraus, dass turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen in einer Schwebstoffsuspension unterdrückt werden. Toorman u. a. [2002] spezifizierten die Gründe, warum Turbulenz in einer Schwebstoffströmung gedämpft wird: Turbulenzdissipation durch Partikel-Partikel-Interaktionen, vertikale Dichtegradienten und Erhöhung der Viskosität.

5.2.1 Laminarisierung der Strömung

Kommt es zu einer vollständigen Dämpfung der Turbulenz, so spricht man von einer Laminarisierung der Strömung [Toorman, 2000d]. Dies ist beispielsweise im Flüssigschlick aufgrund der hohen Schwebstoffkonzentrationen der Fall, wobei Turbulenz dabei vollständig gedämpft wird und auch nicht neu entstehen kann [Malcherek u. Cha, 2011]. Toorman u. Bi [2013] erklärten die Laminarisierung durch den verringerten Raum zwischen den Partikeln, der notwendig ist, um turbulente Wirbelstrukturen ausbilden zu können. Mobiler Flüssigschlick fließt somit im laminaren Zustand [Winterwerp, 2004].

Aus der turbulenten Grenzschichttheorie ist die viskose Unterschicht unmittelbar an der Sohle bekannt, in der durch die dissipative Wirkung der Reibung laminare Strömungsverhältnisse angenommen werden können. Im Fall einer Laminarisierung durch hohe Schwebstoffkonzentrationen wird daher von einer Verdickung der viskosen Unterschicht gesprochen [Toorman, 2000d]. Befinden sich Partikel in der laminaren Unterschicht, so sinken sie schneller zu Boden, da sie nicht durch turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen in Schwebe gehalten werden. In den darüber liegenden turbulenten Bereichen werden die Partikel wiederum in Schwebe gehalten und verteilen sich gleichmäßig über die Wassertiefe. Je nachdem, ob es sich bei den Partikeln um kohäsive oder nicht-kohäsive Sedimente handelt, finden unterschiedliche Prozesse zur Bildung der Bodenstrukturen statt. Kohäsive Sedimente bilden Flocken, die sich beim Absinken gegenseitig behindern. Bei entsprechend hoher Schwebstoffkonzentration, kann das zur vollständigen Reduktion der Sinkgeschwindigkeit führen. Die Flocken bilden dabei ein gelartiges Flockengerüst, was auch als Flüssigschlick bezeichnet wird. Im Flüssigschlick wiederum erhöht sich die Viskosität, was zu einer zusätzlichen Turbulenzdämpfung und somit zu einer weiteren Verdickung der viskosen Unterschicht und zu weiterem Absinken von Partikeln führt. Diesen Wirkungskreis bezeichnet Winterwerp [2004] als *snowball effect*. Bei nicht-kohäsiven Sedimenten findet die Flockenbildung und das behinderte Absinken nicht in dem Maße statt, wie es für kohäsive Sedimente der Fall ist. Das Resultat ist, dass sich die Partikel am Boden absetzen und kein Flüssigschlick entsteht. Die abgesetzten Partikel bilden am Boden verschiedene Bodenstrukturen, wie beispielsweise Dünen und Riffel.

5.2.2 Reduktion der Sohlschubspannung

Die Wirkung einer Verdickung der viskosen Grenzschicht ist die Verringerung der Sohlrauigkeit, was auch als Reduktion der Sohlschubspannung bezeichnet wird [Toorman, 2000a], [Li u. Gust, 2000]. Eine Überschätzung der Sohlschubspannung kann erhebliche Folgen in der numerischen Bestimmung der Erosion und der Sohlentwicklung haben, da zahlreiche Berechnungen zur Sohlerosion von einer kritischen Sohlschubspannung ausgehen. Li u. Gust [2000] zeigten in experimentellen Untersuchungen, dass die Sohlschubspannung in Tonsuspensionen mit Schwebstoffkonzentrationen von 4 g/l bis 8 g/l im Vergleich zu klarem Wasser um bis zu 70 % reduziert wurde.

Für klares Wasser mit voll ausgebildeter Turbulenz wird das mittlere vertikale Geschwindigkeitsprofil in der turbulenten Grenzschicht üblicherweise durch den logarithmischen Ansatz

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(\frac{z}{z_0}) \tag{5.10}$$

von Kármán-Prandtl beschrieben. Dabei wird $u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}}$ mit der Sohlschubspannung τ_b als Sohlschubspannungsgeschwindigkeit bezeichnet, κ ist mit 0,41 die Kármán-Konstante und z_0 ist ein Maß für die Sohlrauigkeit. Kommt es zu einer Laminarisierung der Strömung und dadurch zu einer Reduktion der Sohlschubspannung, so muss das durch eine Formänderung des vertikalen Geschwindigkeitsprofils erkennbar sein, da der vertikale Geschwindigkeitsgradient in diesem Fall kleiner wird. Beschreibt man die Sohlschubspannung

$$\tau_b = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \tag{5.11}$$

durch den vertikalen Geschwindigkeitsgradienten $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ und durch die dynamische Viskosität μ , wird dieser Zusammenhang ersichtlich. Toorman [2002] beschrieb einen Korrekturfaktor α_2 , der die Kármán-Prandtl-Gleichung durch eine Korrektur der Rauheit aufgrund von Sediment-

schichtungen anpasst, sodass

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(\frac{z}{\alpha_2 z_0}) \tag{5.12}$$

ist. Dabei wurde

$$\alpha_2 = \exp\left(-\left(1 + \beta_2 \frac{w_s}{u_*}\right) \left(1 - \exp\left(-\beta_3 R i_g^{n_\alpha}\right)\right)\right)$$
(5.13)

nicht empirisch, sondern durch numerische Simulationen bestimmt. Toorman [2000a] bestimmte die Koeffizienten $\beta_2 = 7,7$, $\beta_3 = 1,67$ und $n_{\alpha} = 0,85$. Die Gradient-Richardson-Zahl Ri_q beschreibt das Ausmaß der Schichtung und w_s die Sinkgeschwindigkeit der Partikel.

Des weiteren wird in der Literatur für das Geschwindigkeitsprofil in Schwebstoffsuspensionen eine Korrektur von κ diskutiert [Castro-Orgaz u. a., 2012]. Die Kármán-Prandtl-Gleichung ist entsprechend ihrer Herleitung nur für die turbulente Grenzschicht gültig. Für Gerinneströmungen wird die Grenzschichttheorie oftmals zur Beschreibung der gesamten Wassertiefe verwendet. Coleman [1981] stellte im Jahr 1981 mit dem sogenannten *wake-law* eine Variante der Grenzschichttheorie dar, die durch eine sinusartige Funktion für größere Entfernungen zur Sohle anwendbar ist. Dabei nutzte er einen sogenannten *wake-Parameter*, der wiederum von der Reynoldszahl abhängig ist. An dieser Stelle unterscheiden sich zwei wissenschaftliche Sichtweisen. Die einen versuchen die durch die Schwebstoffkonzentration veränderten Geschwindigkeitsprofile durch die Anpassung des wake-Parameters zu beschreiben und gehen von einem konstanten Wert für κ aus. In der anderen Sichtweise wird argumentiert, dass κ in Sedimentströmungen reduziert werden muss und daher als Formfunktion des vertikalen Geschwindigkeitsprofils zu interpretieren ist [Toorman, 2000d], [Castro-Orgaz u. a., 2012].

Yang [2007] zeigte, dass in Schwebstoffsuspensionen der Mischungsweg l_m für turbulente Wirbel verringert wird und führte dafür

$$l_{m,sed} = l_m \left(1 - 0, 14F_1 \right) \tag{5.14}$$

ein. Dabei ist $l_{m,sed}$ der Mischungsweg in einer Schwebstoffsuspension, c_{max} die maximal mögliche Schwebstoffkonzentration und

$$F_1 = \frac{1}{\left(\frac{c_{max}}{c}\right)^{1/3} - 1}.$$
(5.15)

Mit $l_m = \kappa z$ ergibt sich eine Modifikation der Kármán-Konstante

$$\kappa_{sed} = \kappa \left(1 - 0, 14F_1 \right) \tag{5.16}$$

in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration.

5.2.3 Turbulenzdämpfung durch Dichtegradienten

Unter einer geschichteten Strömung versteht man eine Strömung, die durch einen vertikalen Dichtegradienten gekennzeichnet ist. Ein vertikaler Dichtegradient muss nicht zwingend durch Schwebstoffe induziert sein, sondern kann auch aufgrund unterschiedlichen Salzgehalts oder unterschiedlicher Temperatur entstehen. Die Turbulenzdämpfung einer aufgrund unterschiedlicher Temperaturen geschichteten Strömung wurde durch Violet [1988] beschrieben. Versteht man Turbulenz als den Prozess, übereinander liegende Schichten durch chaotische Wirbel zu vermischen, so wird klar, dass eine erhöhte turbulente Energie nötig ist, um eine schwere Schicht mit einer darüber liegenden leichteren Schicht zu vermischen, als wenn beide Schichten eine geringe Dichte hätten. Je größer der Dichtegradient ist, umso mehr Turbulenz wird gedämpft. Violet [1988] führte die Turbulenzdämpfung

$$G = \beta_G \frac{\nu_t}{Sc_t} g \frac{\partial T}{\partial z}$$
(5.17)

ein, wobei

$$\beta_G = -\frac{1}{\rho_b} \frac{\partial \rho}{\partial T},\tag{5.18}$$

 ν_t die turbulente Viskosität, Sc_t die turbulente Schmidt-Zahl und T die Temperatur ist. Somit ist

$$G = -\frac{1}{\rho_b} \frac{\nu_t}{Sc_t} g \frac{\partial \rho}{\partial z}$$
(5.19)

eine Funktion des vertikalen Dichtegradienten $\frac{\partial \rho}{\partial z}$. Toorman u.a. [2002] diskutierten für den Fall einer sedimentinduzierten Schichtung eine empirische Anpassung der turbulenten Schmidt-Zahl

$$Sc_{t,G} = Sc_t \left(1 + \alpha_G R i_q\right)^{\gamma_G}.$$
(5.20)

Darin sind α_G und 0,8 < γ_G < 1 empirische Konstanten und

$$Ri_g = -\frac{g\frac{\partial\rho}{\partial z}}{\rho\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}\right)^2}$$
(5.21)

die Gradient-Richardson-Zahl. Die Turbulenzdämpfung G kann in dieser Form in die Transportgleichungen der turbulenten kinetischen Energie und der Turbulenzdissipation integriert werden. Unter der Annahme einer stabilen Schichtung wird G in der Dissipationsgleichung üblicherweise vernachlässigt. Es wird argumentiert, dass die Dissipation in einer so kleinen Größenordnung stattfindet, dass Schichtungseffekte während dieses Prozesses keine Bedeutung haben [Uittenbogaard u. a., 1992].

5.2.4 Der Übergang vom turbulenten zum laminaren Strömungsbereich

In der numerischen Anwendung des kontinuierlichen Modellansatzes stellt sich die Frage, ab wann die Turbulenz in einer Suspension so stark gedämpft ist, dass Turbulenzmodelle ihre Gültigkeit verlieren. Eine Möglichkeit ist die Bestimmung einer kritischen Turbulenzintensität mit Hilfe der turbulenten Reynoldszahl Re_t . Unter Anwendung des k- ϵ -Turbulenzmodells mit k als turbulente kinetische Energie und ϵ als Dissipation turbulenter Energie, ist

$$Re_t = \frac{k^2}{\nu_t \epsilon}.$$
(5.22)

Im k- ω -Turbulenzmodell wird die turbulente Reynoldszahl mit der spezifischen Dissipationsrate ω bestimmt, sodass

$$Re_t = \frac{k}{\nu_t \omega} \tag{5.23}$$

ist. Nach Ivey u. Imberger [1991] wird die kritische turbulente Reynoldszahl, ab der mit laminarem Fließverhalten zu rechnen ist, für den Bereich $9,3 < Re_{t,crit} < 18,2$ angegeben. Kranenburg [1999] spezifizierte die kritische turbulente Reynoldszahl $Re_{t,crit} = 15$ und bestimmte sie für ein Mischungswegmodell durch

$$Re_t = \frac{\sqrt{u'u'}l_e}{\nu_m}.$$
(5.24)

Dabei ist l_e die Größe der energiereichen turbulenten Wirbel, u' beschreibt die Fluktuationen der Geschwindigkeit in Strömungsrichtung, sodass $\sqrt{u'u'}$ als Turbulenzintensität in Strömungsrichtung zu verstehen ist. Beim Übergang vom turbulenten zum laminaren Strömungsbereich sinkt die turbulente Reynoldszahl bis zu einem kritischen Wert, ab dem laminare Fließbedingungen gelten. Als zweite Kennziffer für den turbulent-laminaren Übergangsbereich wird die Fluss-Richardson-Zahl Ri_f , Gleichung 5.33, genannt. Nach der Gleichung ist der Übergangsbereich bei einem kritischen Wert von $0,15 < Ri_{f,crit} < 0,2$ zu beobachten. Für eine turbulente Strömung gilt somit $Re_t > Re_{t,crit}$ und gleichzeitig $Ri_f < Ri_{f,crit}$.

Um die Turbulenzdämpfung, die sogenannten *low-Reynolds-Effekte*, durch ein Turbulenzmodell darstellen zu können, entwickelte Kranenburg [1999] ein modifiziertes, vertikales 1D-Mischungswegmodell, in dem die turbulente Viskosität

$$\nu_t = l_m^2(z) \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \tag{5.25}$$

mit Hilfe des Mischungswegs l_m berechnet wurde. In diesem Modell wurde die Suspension als Newtonsches Fluid behandelt und die Laminarisierung durch eine numerische Abfrage erreicht. Die turbulente Viskosität wurde zu null gesetzt, sobald $Re_{t,crit} < 15$ erreicht wurde. Eine derartige Modellierungsstrategie der Turbulenz berücksichtigt zwar den Übergang zum laminaren Bereich, ist jedoch nicht allgemein für jede Art von Strömung anwendbar. Der Mischungsweg muss für jede Strömungssituation entsprechend angepasst werden. Durch den plötzlichen und unstetigen Übergang vom turbulenten zum laminaren Fließen können an diesen Stellen numerische Instabilitäten entstehen. Des weiteren ist die turbulente Viskosität in einem solchen Ansatz nicht von der Strömung des vorherigen Zeitschritts abhängig, sie hat also kein *numerisches Erinnerungsvermögen*.

Um das *Erinnerungsvermögen* der Turbulenz sowie den Transport von Turbulenz in einer Strömung zu berücksichtigen, eignen sich Turbulenzmodelle, wie beispielsweise das k- ϵ - oder das k- ω -Modell. Toorman u. a. [2002] entwickelten ein modifiziertes k- ϵ -Turbulenzmodell, welches für gedämpfte Turbulenz in Schlicksuspensionen anwendbar ist, siehe Kapitel 5.2.5. Dieses Modell berücksichtigte jedoch nicht den Übergang in vollständig laminare Bereiche, sondern war lediglich bis zum Erreichen der Lutokline gültig. Des weiteren schlugen die Autoren vor, ein *low-Reynolds*-Mischungswegmodell im laminaren Schlick und ein *low-Reynolds*-k- ϵ -Modell in der darüber liegenden Suspension zu verwenden.

5.2.5 Turbulenzmodellierung in Schlicksuspensionen: Das k-e-Modell

Inwiefern Turbulenzmodelle in Schlicksuspensionen anwendbar sind, wurde insbesondere durch Toorman [2000c] und Toorman [2002] diskutiert. Dabei untersuchte der Autor mit Hilfe des k- ϵ -Turbulenzmodells die Entwicklung und Dämpfung der vertikalen Turbulenz in Schwebstoffsuspensionen. In diesem Turbulenzmodell wurde die schichtungsbedingte Dämpfung der Turbulenz durch den destruktiven Term G in der Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie berücksichtigt. Toorman u. a. [2002] untersuchten dabei die in den Transportgleichungen für k und für ϵ enthaltenen Dämpfungsfunktionen f_1 , f_2 und f_{μ} und prüften deren Anwendbarkeit für Schwebstoffsuspensionen. Die Transportgleichungen des k- ϵ -Modells sind

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - G - \epsilon$$
(5.26)

und

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\epsilon}{k} \left(f_1 C_{1\epsilon} P_k - f_2 C_{2\epsilon} \epsilon \right).$$
(5.27)

Die Produktion von Turbulenz aufgrund vertikaler Geschwindigkeitsgradienten ist durch

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 \tag{5.28}$$

beschrieben und die turbulente Viskosität wird aus

$$\nu_t = f_\mu c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \tag{5.29}$$

berechnet. Die Konstanten sind: $c_{\mu} = 0,09$, $C_{1\epsilon} = 1,44$, $C_{2\epsilon} = 1,9$, $\sigma_k = 1,0$ und $\sigma_{\epsilon} = 1,3$. Zur Berücksichtigung der Turbulenzdämpfung existieren verschiedene Formulierungen für f_{μ} , f_1 und f_2 , die von Re_t abhängig sind. Nach Launder u. Sharma [1974] sind die Terme

$$f_{\mu} = e^{\frac{-2.5}{1 + Re_t/50}},\tag{5.30}$$

$$f_1 = 1$$
 (5.31)

und

$$f_2 = 1 - 0, 3e^{-Re_t^2}.$$
(5.32)

Es ist zu beachten, dass f_{μ} und f_2 für voll entwickelte Turbulenz und hohe Werte für Re_t gleich 1 werden. Da das k- ϵ -Turbulenzmodell für voll entwickelte Turbulenz entwickelt wurde, in der viskosen Wandgrenzschicht und in hoch konzentrierten Schwebstoffsuspensionen jedoch laminare Fließbedingungen herrschen, zeigte Toorman [2000b], wie die Bodenrandbedingungen des Turbulenzmodells für die numerische Modellierung angepasst werden müssen. Dazu nutzte er die Fluss-Richardson-Zahl

$$Ri_f = -\frac{G}{P_k},\tag{5.33}$$

die das Verhältnis der Turbulenzvernichtung G zur Turbulenzproduktion P_k darstellt. Unter der Annahme, dass Turbulenz nur durch Scherung entstanden ist und nicht durch die Strömung transportiert wurde, gilt bei maximaler Turbulenzdämpfung $|-G| = |P_k|$ und $Ri_f = 1$. Somit ergeben sich die Bodenrandbedingungen

$$k_b = \frac{u_*^2}{\sqrt{c_\mu}}\sqrt{1 - Ri_f} \tag{5.34}$$

und

$$\epsilon_b = \frac{u_*^3}{\kappa z_0} \left(1 - Ri_f \right). \tag{5.35}$$

Durch eine derartige Modifikationen des Turbulenzmodells ist man in der Lage, die Turbulenz bis zur fast vollständigen Turbulenzdämpfung zu simulieren. Es ist zu beachten, dass die Bodenrandbedingungen mit $Ri_f = 1$ zu null werden, was im Turbulenzmodell aufgrund der Division mit k zu numerischen Instabilitäten führt. Ein derart verändertes Turbulenzmodell ist somit nicht bis zur vollständigen Turbulenzdämpfung, wie es in Flüssigschlick der Fall ist, anwendbar.

Hsu u. Liu [2004] sowie Hsu u.a. [2007] stellten eine Variation des k- ϵ -Turbulenzmodells dar, welches durch eine Zwei-Phasen-Betrachtung von Fluid und Sediment bei Zunahme der Schwebstoffkonzentration zu einer kontinuierlichen Abschaltung des Turbulenzmodells führt. In diesem Modell werden k, ϵ und ν_t in Abhängigkeit des volumetrischen Feststoffgehalts ϕ

reduziert. Die Modellgleichungen sind

$$(1-\phi)\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j\frac{\partial(1-\phi)k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\nu_m + \frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial(1-\phi)k}{\partial x_j}\right) + P_k - G - (1-\phi)\epsilon,$$
(5.36)

$$(1-\phi)\frac{\partial\epsilon}{\partial t} + \bar{u}_j\frac{\partial(1-\phi)\epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\nu_m + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial(1-\phi)\epsilon}{\partial x_j}\right) + \frac{\epsilon}{k}\left(C_{1\epsilon}P_k - C_{2\epsilon}\left(1-\phi\right)\epsilon\right)$$
(5.37)

und

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \left(1 - \phi\right). \tag{5.38}$$

Ist $\phi = 1$, handelt es sich um einen Feststoff, in dem keine turbulente Strömung existiert. Nach diesem Ansatz wird die Turbulenz mit Zunahme des Feststoffgehalts linear reduziert. Dadurch kann die Turbulenz im Schlick zwar kontinuierlich reduziert werden, das viskoplastische Fließverhalten wird jedoch nicht berücksichtigt.

5.2.6 Die alleinige Turbulenzdämpfung durch den Dichtegradienten

Für den kontinuierlichen Modellansatz wird ein Turbulenzmodell benötigt, welches nicht nur für gering konzentrierte turbulente Suspensionen gültig ist, sondern bis in den laminaren oder sogar unbeweglichen Schlick anwendbar ist. In diesem Kapitel wird beschrieben, inwiefern das in Kapitel 5.2.5 beschriebene k- ϵ -Modell für hoch konzentrierte Schwebstoffsuspensionen mit viskoplastischem Fließverhalten angewendet werden kann. Dabei wird insbesondere die Turbulenzdämpfung G aufgrund von Dichtegradienten betrachtet und deren Wirkungsweise beschrieben.

Durch den *G*-Term wird die turbulente Viskosität in Abhängigkeit des vertikalen Dichtegradienten reduziert. In einem vertikalen 1D-Modell, welches die eindimensionalen vertikalen Reynoldsgleichungen, die Transportgleichung für Schwebstoffe, die Schlickrheologie sowie das k- ϵ -Modell nach Toorman u. a. [2002] beinhaltet, wurden exemplarisch zwei Testfälle simuliert. Bei einer Sohl- und Wasserspiegelneigung $J = 5 \cdot 10^{-6}$ wurden über die Wassertiefe homogen verteilte Schwebstoffanfangskonzentrationen von $c_0 = 5 \text{ g/I}$ und 6 g/I eingestellt. In Abbildung 5.2 sind die stationären vertikalen Profile der Geschwindigkeit und der mittleren Dichte über die dimensionslose Wassertiefe z/h aufgetragen. Die turbulente, rheologische sowie die effektive Viskositäten sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Dabei ist die effektive Viskosität die Summe der turbulenten und der rheologischen Viskosität. Entsprechend der vertikalen Dichteverteilung steigt die rheologische Viskosität zur Gewässersohle hin an und der Geschwindigkeitsgradient verringert sich. Betrachtet man die Dichteprofile, dann fällt auf, dass die mittlere Dichte am Boden für $c_0 = 6 \text{ g/I}$ geringer ist, als für $c_0 = 5 \text{ g/I}$. Das lässt sich nach Betrachtung der turbulenten Viskosität erklären. An der Stelle des größten Dichtegradienten ist jeweils ein Minimum der turbulenten Viskosität erkennbar. Betrachtet man nun



Abbildung 5.2: Dargestellt sind die Ergebnisse des vertikalen 1D-Modells nach Anwendung des k- ϵ -Turbulenzmodells nach Toorman u. a. [2002]. Links ist das Simulationsergebnis der Geschwindigkeit dargestellt und rechts das der mittleren Dichte.



Abbildung 5.3: Dargestellt sind die Ergebnisse des vertikalen 1D-Modells nach Anwendung des k- ϵ -Turbulenzmodells nach Toorman u. a. [2002]. Links ist das Simulationsergebnis der turbulenten Viskosität dargestellt, in der Mitte die rheologische Viskosität und rechts die effektive Viskosität.

den unteren Bereich des Dichteprofils, also unter der Lutokline, so kann dort kein größerer Dichtegradient beobachtet werden. Dementsprechend verringert sich der Einfluss der Turbulenzdämpfung G in diesem Bereich. Das führt zu neuer Turbulenzproduktion und einem Anstieg der turbulenten Viskosität zum Boden hin, sofern in dem Modell keine zusätzliche Unterdrückung der Turbulenz enthalten ist. Tatsächlich würde man erwarten, dass ν_t unterhalb der Lutokline gegen null geht, da in diesem Bereich die turbulente kinetische Energie ebenso gleich null sein muss. Das erklärt nun auch den Konzentrationsverlauf der Simulation mit 6 g/l. Der Anstieg der turbulenten Viskosität in Sohlnähe ist gleichbedeutend mit einer vertikalen Durchmischung des Sediments, was das Absetzen verhindert oder zumindest verzögert.

Durch diese Analyse kann gezeigt werden, dass die Turbulenzdämpfung G alleine nicht ausreichend ist, um ein Turbulenzmodell für den kontinuierlichen Modellansatz anzuwenden. Auch von zusätzlichen Dämpfungsfunktionen, die meist empirische Gleichungen sind, ist nicht zu erwarten, dass die Turbulenzproduktion im Schlick vollständig gedämpft wird. Zur Lösung dieses Problems existieren verschiedene Ansätze. Ein Ansatz basiert dabei auf der kritischen turbulenten Reynoldszahl, ab der laminares Fließverhalten erzwungen wird. Damit würde man dem kontinuierlichen Modellansatz entgegen wirken und ein Zwei-Schichten-System erhalten. Naturmessungen zeigen jedoch, dass die vertikalen Profile der Schwebstoffkonzentration in einem Ästuar je nach Zeitpunkt verschiedene Formen annehmen können [Becker u. a., 2018]. Es ist somit sinnvoll, am kontinuierlichen Modellansatz festzuhalten und die Weiterentwicklung eines geeigneteren Turbulenzmodells voranzutreiben.

Im Folgenden werden drei Aspekte verfolgt, die dazu führen, ein geeignetes Turbulenzmodell für den kontinuierlichen Modellansatz zu entwickeln. Diese werden im weiteren Verlauf der Arbeit erläutert und sind hier lediglich aufgelistet:

- Weiterentwicklung des k- ω -Turbulenzmodells, da es ohne Modifikationen die gesamte turbulente und viskose Grenzschicht auflösen kann.
- Neuinterpretation der spezifischen Dissipationsrate ω als das Potential der theoretisch möglichen Turbulenzdissipation.
- Einführung der effektiven Viskosität mit einer stetigen Funktion für den Übergang vom turbulenten zum laminaren, viskoplastischen Strömungsbereich.

5.2.7 Turbulenzmodellierung in Schlicksuspensionen: Das k-w-Modell

Unmittelbar an der Gewässersohle oder im hoch konzentrierten Schlick bildet sich keine Turbulenz aus, die turbulente kinetische Energie muss daher gleich null sein. Dies berücksichtigten Toorman u. a. [2002] in den Bodenrandbedingungen mit Hilfe der Fluss-Richardson-Zahl. Das klassische k- ϵ -Modell ist nicht für die viskose Unterschicht numerisch stabil anwendbar, was unter anderem an der ursprünglichen Bodenrandbedingung $\epsilon_b = \frac{u_*^3}{\kappa_{20}}$ erkennbar ist. Darin ist z_0 die Modellgrenze oberhalb der viskosen Grenzschicht. Für die Turbulenzmodellierung im kontinuierlichen Modellansatz wird ein Turbulenzmodell benötigt, das für die Modellierung der viskosen Grenzschicht nicht die Nachteile des k- ϵ -Modells aufweist.

Eine Alternative zum k- ϵ -Modell ist das k- ω -Turbulenzmodell, welches zur Simulation von Grenzschichtströmungen entwickelt wurde. Das k- ω -Modell kann ohne weitere Modifikationen entlang der gesamten Grenzschicht genutzt werden und führt zu einer numerisch stabilen Lösung von ω in laminaren Strömungen [Wilcox, 1994]. Diese Eigenschaft ist eine grundsätzliche Voraussetzungen für die Turbulenzmodellierung in Schlicksuspensionen. Baglietto u. Ninokata [2003] bewerteten die Vor- und Nachteile verschiedener Turbulenzmodelle. Dabei ziehen sie dem k- ϵ -Modell das k- ω -Modell vor, da es für viskose Grenzschichten robust und genau rechnet, sowie nahe der Grenzschicht weniger fein aufgelöst werden muss, als das k- ϵ -Modell.

In der vorliegenden Arbeit wird das k- ω -Turbulenzmodell für eine sedimentbedingt geschichtete, homogene Grenzschichtströmung angewendet. Die Transportgleichungen der turbulenten kinetischen Energie und der spezifischen Dissipationsrate ω sind

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_* \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - G - \beta^* k \omega$$
(5.39)

und

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial\omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_\omega\right) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right) + \alpha_\omega \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2.$$
(5.40)

Die Turbulenzproduktion wird analog zum k- ϵ -Modell durch P_k berücksichtigt, ebenso die Turbulenzdämpfung G. Die Konstanten sind: $\gamma^* = 1$, $\alpha_\omega = 5/9$, $\beta^* = 0.09$, $\beta = 3/40$, $\sigma_* = 0.5$ und $\sigma_\omega = 0.5$ [Wilcox, 1994]. Des weiteren wird angenommen, dass G in der ω -Gleichung vernachlässigbar ist und nur in der k-Gleichung von Bedeutung ist, siehe Kapitel 5.2.3. Die turbulente Viskosität wird durch

$$\nu_t = \gamma^* \frac{k}{\omega} \tag{5.41}$$

bestimmt. Ein Vorteil des k- ω -Modells ist es, die Stokes'schen Wandhaftbedingungen für die Geschwindigkeit und für die turbulente kinetische Energie, $u_b = 0$ und $k_b = 0$, in den Bodenrandbedingungen berücksichtigen zu können. Für die Anwendung im kontinuierlichen Modellansatz, also für eine kombinierte Betrachtung von Schlick und Wasser, muss das Turbulenzmodell, selbst für den Fall, dass die turbulente kinetische Energie gleich null ist, numerisch stabil berechenbar bleiben.

Wie Wilcox [1994] bereits im Jahr 1994 beschrieb, wird ω immer wieder unterschiedlich interpretiert. Sei es die Frequenz der Turbulenzvernichtung oder die Rate der Turbulenzvernichtung pro Zeit und Volumen. Wie im *k*- ϵ -Modell versucht man dabei die Turbulenzdissipation durch eine Transportgleichung zu beschreiben. Physikalisch betrachtet ist das nicht richtig, da die Dissipation keine Stoffgröße ist, die transportiert werden kann. In dieser Arbeit wird ω von nun an als potenzielle Fähigkeit, Turbulenz zu vernichten, interpretiert und nicht als die tatsächlich dissipierte turbulente kinetische Energie. Diese Interpretation ist grundlegend für die Entwicklung eines Turbulenzmodells, welches bis in laminare Schlickbereiche anwendbar ist. Die potenzielle Dissipationsrate ω muss somit in der viskosen Grenzschicht sowie im hochkonzentrierten Schlick hoch sein, um die turbulente kinetische Energie vollständig unterdrücken zu können. Ferner soll ω in einer unbeweglichen Schlickschicht konstant hoch sowie gleich dem Randwert ω_b am Boden sein. Dieser wird durch

$$\omega_b = S_r \frac{u_*^2}{\nu_m} \tag{5.42}$$

beschrieben, wobei hierbei

$$u_* = \sqrt{ghJ},\tag{5.43}$$

J die Neigung der Wasseroberfläche,

$$S_r = \frac{2500}{\left(k_s^+\right)^2},\tag{5.44}$$

$$k_{s}^{+} = \frac{u_{*}k_{s}}{\nu_{m}}$$
(5.45)

und

$$k_s = 3d_m \tag{5.46}$$

ist. Diese Randbedingung wird für den unbeweglichen konsolidierten Boden gesetzt, der unterhalb des hochkonzentrierten Flüssigschlicks liegt. An der freien Oberfläche wird für die turbulente kinetische Energie eine homogene Neumann-Bedingung und für ω_s eine Dirichlet-Bedingung, beispielsweise $\omega_s = 1,2 \,\mathrm{s}^{-1}$, vorgegeben. Ein Nachteil des k- ω -Modells ist die Division durch k in der ω -Gleichung, was zu numerischen Instabilitäten führen kann, wenn k gleich null wird. Dieses Problem wurde in der numerischen Implementierung durch die Einführung einer minimalen turbulenten kinetischen Energie behoben.

5.2.8 Warum ist das k- ω -Modell für laminare Strömungen geeignet?

Vergleicht man die Gleichungen des k- ϵ -Modells mit denen des k- ω -Modells, dann lässt sich nicht unmittelbar erkennen, warum das k- ω -Modell im Gegensatz zum k- ϵ -Modell für laminare Strömungen numerisch stabil ist. Während Wilcox [1994] eine *low-Reynolds*-Formulierung der k- ω -Gleichungen suchte, zeigte er durch Umstellung der Gleichungen, dass das k- ω -Modell trotz k = 0 in der Lage ist, eine stabile, laminare Lösung für ω berechnen zu können. Für eine inkompressible homogene Grenzschicht kann das dreidimensionale k- ω -Modell in die

eindimensionalen Formen

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_* \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 - \beta^* k \omega$$
(5.47)

und

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_\omega\right) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right) + \alpha_\omega \frac{\omega}{k} \nu_t \left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}\right)^2 - \beta \omega^2$$
(5.48)

gebracht werden. Mit $u_t = \gamma^* \frac{k}{\omega}$ ergibt sich

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_* \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \gamma^* \frac{k}{\omega} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 - \beta^* k \omega$$
(5.49)

und

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_\omega \right) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right) + \alpha_\omega \frac{\omega}{k} \gamma^* \frac{k}{\omega} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 - \beta \omega^2, \tag{5.50}$$

was dasselbe ist wie

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_* \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \gamma^* k \omega \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}_{\omega} \right)^2 - \beta^* k \omega$$
(5.51)

und

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_\omega\right) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right) + \alpha_\omega \gamma^* \omega^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 - \beta \omega^2.$$
(5.52)

Nun kann ausgeklammert werden, sodass

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_* \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \left(\frac{\gamma^*}{\beta^*} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 - 1 \right) \cdot \beta^* k \omega$$
(5.53)

und

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_\omega\right) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right) + \left(\frac{\alpha_\omega \gamma^*}{\beta} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 - 1 \right) \cdot \beta \omega^2$$
(5.54)

sind. In dieser Form des k- ω -Modells erkennt man, dass sich die ω -Gleichung von k trennen lässt und somit für k = 0 eine laminare Lösung besitzt. Das klassische k- ω -Turbulenzmodell wird lediglich für $\omega = 0$ instabil, was jedoch durch die Interpretation von ω als die potenziell mögliche Dissipationsrate abgefangen wird. Auch wenn k im Schlick gleich null ist, muss ω im Schlick, dem erweiterten Turbulenzmodell folgend, einen hohen Wert annehmen. Das führt dazu, dass das k- ω -Turbulenzmodell vom klaren Wasser bis in den unbewegten Schlick und sogar in den konsolidierten Boden angewendet werden kann. Für das k- ϵ -Modell hingegen, lässt sich die ϵ -Gleichung nicht unabhängig von k schreiben.

5.2.9 Abschließende Bewertung

Mit dem k- ω -Turbulenzmodell ist man in der Lage, den turbulent-laminaren Übergangsbereich numerisch darzustellen. In einer laminaren Strömung ist die turbulente kinetische Energie und somit auch die turbulente Viskosität gleich null. Die Viskosität wird dann durch die molekulare und durch die rheologische Viskosität beschrieben. Es bleibt zu klären, was genau ω in einer laminaren Strömung ist. In dem für Schlicksuspensionen erweiterten k- ω -Modell ist ω im unbeweglichen Schlick konstant hoch. Dieses Verhalten widerspricht der Idee einer tatsächlichen Dissipationsrate und ist vielmehr als theoretisches Potenzial der Turbulenzdissipation zu verstehen. Wenn die Schwebstoffkonzentration am Boden so hoch ist, dass die Fließgrenze nicht überschritten wird, ist der Schlick unbeweglich, es gilt also $\bar{u} = 0$. Dadurch sind der Geschwindigkeitsgradient und die Turbulenzproduktion ebenso gleich null. Trotzdem liefert das k- ω -Modell, in diesem Fall lediglich die ω -Gleichung, einen hohen Wert für ω . Die somit berechnete turbulente Viskosität wird unterdrückt, wie es in Schlick zu erwarten ist. Durch diese Interpretation von ω ist es somit möglich, das Turbulenzmodell bis in den laminaren Schlick und sogar in den unbeweglichen Boden anzuwenden.

Des weiteren ist es nicht nötig, mit Hilfe der Position der Lutokline oder durch verschiedenste Kennzahlen zwischen Wasser und Schlick zu unterscheiden und dementsprechend das Turbulenzmodell zu verändern. Es ist ebenso nicht nötig, an der Lutokline künstliche Randbedingungen für Turbulenzmodelle einzuführen.

Dadurch, dass das k- ω -Modell ohne weitere Modifikationen für die gesamte viskose Grenzschicht gültig ist und es durch eine neue Interpretation von ω bis in den unbeweglichen Boden angewendet werden kann, ist zu erwarten, dass die beschriebenen Effekte im Flüssigschlick, wie die Laminarisierung und die Verdickung der viskosen Grenzschicht, entsprechend dargestellt werden können. Das k- ω -Modell ist somit die Grundlage der Turbulenzmodellierung in einem erweiterten kontinuierlichen Modellansatz für Schlicksuspensionen.

5.3 Die effektive Viskosität

Im unbeweglichen Schlick ist die turbulente Viskosität nicht vorhanden, die rheologische Viskosität ist in diesem Fall maßgebend. Diese beinhaltet die Fließgrenze, die erst überwunden werden muss, damit sich das Fluid in Bewegung setzen kann. Setzt sich der Schlick in Bewegung, ist das Fließverhalten zuerst laminar. Turbulentes Fließverhalten beginnt, wenn sich der Schlick ausreichend verdünnt hat oder die Scherbelastung ausreichend hoch ist. Die Ausbildung von Turbulenz ist also zum einen von der Viskosität und zum anderen von der Scherrate abhängig. Durch die Einführung einer effektiven Viskosität muss demnach gewährleistet werden, dass die turbulente Viskosität im gering konzentrierten Bereich und im klaren Wasser dominiert, im Schlick hingegen die rheologische Viskosität. In einem ersten Ansatz wurde die effektive Viskosität

$$\nu = \nu_t + \nu_{rh} \tag{5.55}$$

als die Summe der turbulenten und der rheologischen Viskosität angenommen. Da jedoch die turbulente und die rheologische Viskosität in ihren Wirkungen unterschiedlich sind, wäre es sinnvoller, die effektive Viskosität anderweitig darzustellen. Eine hohe rheologische Viskosität steht für eine hohen Zähigkeit aufgrund des Feststoffgehalts, sodass Turbulenz vollständig gedämpft ist. Eine hohe turbulente Viskosität bedeutet ebenso eine hohe Zähigkeit, jedoch auch hohe Turbulenzen. Daher scheint es sinnvoller, eine Umschaltfunktion einzuführen, die aufgrund der mittleren Schwebstoffkonzentration einen kontinuierlichen Übergang zwischen der turbulenten und der rheologischen Viskosität modelliert, sodass

$$\nu = \frac{1}{2} \left(1 - \tanh\left(x_1 \left(\frac{c}{c_{gel}} - 1\right)\right) \right) \left(\nu_t - \nu_{rh}\right) + \nu_{rh}, \tag{5.56}$$

ist. Dabei ist c die Schwebstoffkonzentration und c_{gel} die Gel-Konzentration. Die Intensität der Umschaltfunktion kann durch den Parameter x_1 angepasst werden.

5.4 Die Transportgleichung für Schwebstoffe

Die Konzentrationsverteilung der Schwebstoffe in einer Strömung wird durch die Schwebstofftransportgleichung dargestellt. Darin ist der Konzentrationsfluss $\Phi_c = \bar{u}_{i,s}c - K_t$ grad (c) enthalten, der aus den advektiven und den diffusiven Transportprozessen besteht. Im advektiven Term beschreibt $\bar{u}_{i,s}$ die mittlere dreidimensionale Geschwindigkeit der Sedimentpartikel, wobei für Schwebstoffe üblicherweise angenommen wird, dass die Geschwindigkeitskomponenten in x- und in y-Richtung denen des Wassers entsprechen. Die Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung besteht aus der z-Komponente der Fließgeschwindigkeit sowie der aufgrund der Gravitation wirkenden Sinkgeschwindigkeit w_s eines Partikels [Malcherek, 2016b]. Im diffusiven Term ist die turbulente Diffusivität K_t enthalten. Die Schwebstofftransportgleichung in konservativer Form ist

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\bar{u}_i c - K_t \operatorname{grad}\left(c\right)\right) + \frac{\partial w_s c}{\partial z} = 0.$$
(5.57)

 K_t wird durch die turbulente Viskosität und die turbulente Schmidt-Zahl $Sc_t = \frac{\nu_t}{K_t}$ dargestellt. Sc_t dient in der numerischen Lösung als Bindeglied zwischen der Impulsgleichung, dem Turbulenzmodell und der Schwebstofftransportgleichung. Je turbulenter eine Strömung ist, desto größer ist ν_t und somit auch K_t , was wiederum in einer stärkeren Durchmischung der Sedimente resultiert. Ist die Turbulenz gering, dominiert der advektive Konzentrationsfluss und ein Absetzen der Sedimente kann beobachtet werden. Absi u. a. [2011] zeigten, dass für Partikel der Größe 0,274 mm bis 1,3 mm $Sc_t = 1$ angenommen werden kann. Um Massenverluste an den numerischen Modellrändern zu verhindern, müssen an der Wasseroberfläche als auch an der Gewässersohle sogenannte zero-flux-Neumann-Randbedingungen verwendet werden. Der Konzentrationsfluss Φ_c an den Rändern muss somit null sein, was durch die Bedingung

$$K_t \frac{\partial c}{\partial z} = w_s c \tag{5.58}$$

modelliert wird.

Die Schwierigkeit an der Abschätzung und der Berechnung von w_s ist, dass die Sinkgeschwindigkeit von zahlreichen Parametern und Prozessen abhängig ist, die je nach örtlicher Lage des Gewässers unterschiedlich starke Einflüsse haben. Typische Parameter und Prozesse sind Dichtevariationen, das Sedimentinventar, der Salzgehalt, die organischen Bestandteile, die Flockenbildung und das behinderte Absinken [Whitehouse u. a., 2000]. Zorndt u. a. [2017] zeigten in Simulationsergebnissen des Weser-Ästuars, wie sensibel sich Änderungen in der Sinkgeschwindigkeit auf die Sohlentwicklung auswirken. Ein grundlegender Ansatz zur Berechnung der Sinkgeschwindigkeit basiert auf dem Gleichgewicht der Gewichtskraft, der Auftriebskraft und der Scherkräfte, die auf ein im Wasser frei zu Boden sinkendes Partikel wirken. Unter der Annahme stationärer Bedingungen und sphärisch geformter Partikel, ergibt sich daraus die Stokes'sche Sinkgeschwindigkeit

$$w_s = -\frac{g}{18\nu_m} \frac{\rho_s - \rho}{\rho} d_m^2, \tag{5.59}$$

wobei ν_m die kinematische Viskosität des umgebenden Fluids ist.

5.4.1 Behindertes Absinken

Die Annahme, dass jedes Partikel für sich selbst ungehindert absinkt, ist lediglich eine Modellvorstellung und in natürlichen Gewässern nur dann gültig, wenn die Schwebstoffkonzentration so gering ist, dass keinerlei Interaktion zwischen den Partikeln stattfindet. Sobald zwischen den einzelnen Partikeln eine Interaktion stattfindet, kann es einerseits zur Flockenbildung durch Kohäsion und andererseits zur Flockenzerstörung durch Scherung kommen. Um den Effekt der Flockenbildung in der Schwebstofftransportgleichung wiederzugeben, wird davon ausgegangen, dass die Wahrscheinlichkeit der Flockenbildung mit Zunahme der Schwebstoffkonzentration steigt. Nach Winterwerp [2002] führen in einer Schwebstoffsuspension drei Effekte zu einer Reduktion der Sinkgeschwindigkeit aufgrund von Flockenbildung: Die Behinderung durch Rückströmungen am Partikel, der Anstieg der Viskosität mit der Schwebstoffkonzentration und die Intensivierung des Auftriebs mit Anstieg der Konzentration. In Malcherek [2016b] wird diese Auflistung um die Effekte der Kollision einzelner Partikel und der Konsolidierungsvorgänge ergänzt.

Einer der grundlegenden Ansätze, der in der Berechnung der Sinkgeschwindigkeit den Effekt

der Rückströmung berücksichtigte, ist der von Richardson u. Zaki [1954] mit

$$w_s = w_{s,0} \left(1 - \frac{c}{\rho_s} \right)^{n_{RZ}}.$$
 (5.60)

Dabei ist $w_{s,0}$ die ungehinderte Sinkgeschwindigkeit. Der Exponent wurde empirisch ermittelt und liegt je nach Sediment im Bereich 2,39 < n_{RZ} < 4,65. Darauf aufbauend entwickelte Winterwerp [2002] ein erweitertes Modell zur Berechnung der Sinkgeschwindigkeit, das mit

$$w_s = w_{s,0} \frac{\left(1 - \min\left(1, \phi_{gel}\right)\right) \left(1 - \frac{c}{\rho_s}\right)}{1 + 2,5\phi_{gel}}$$
(5.61)

zusätzlich die Viskositätsänderung sowie den erhöhten Einfluss des Auftriebs beinhaltet. Dabei ist $\phi_{gel} = \frac{c}{c_{gel}}$, wobei die Gel-Konzentration in der Größenordnung 40 g/l < c_{gel} < 120 g/l angenommen wurde. Nach diesem Ansatz findet behindertes Absinken so lange statt, bis die Gel-Konzentration erreicht wird, danach ist $w_s = 0$. Des weiteren beschreibt dieses Modell bereits bei geringen Schwebstoffkonzentrationen eine Verminderung der Sinkgeschwindigkeit. Andere Ansätze, wie beispielsweise von Takács u. a. [1991] und von van Rijn [1993] beschreiben bei geringen Schwebstoffkonzentrationen zunächst einen Anstieg der Sinkgeschwindigkeit bis zu einer kritischen Konzentration, ab der die Behinderung und somit die Verringerung der Sinkgeschwindigkeit einsetzt. Takács u. a. [1991] bestimmten die Sinkgeschwindigkeit als

$$w_{s} = \min\left(w_{s,0}\left(e^{r_{h}c} - e^{-r_{p}c}\right), w_{s,max}\right),$$
(5.62)

wobei r_h , r_h sowie $w_{s,0}$ und $w_{s,max}$ für Klärschlamm in einem Absetzbecken empirisch bestimmt wurden. Im Gegensatz dazu führte van Rijn [1993] eine Fallunterscheidung durch, wonach im Bereich 0.1 g/l < c < 10 g/l

$$w_s = k_{1,vR} c^{n_{1,vR}} \tag{5.63}$$

und im Bereich $c > 10 \,\mathrm{g/l}$

$$w_s = w_{s,0} \left(1 - k_{2,vR} c \right)^{n_{2,vR}}$$
(5.64)

gelten. Die Parameter $k_{1,vR}$, $k_{2,vR}$, $n_{1,vR}$ und $n_{2,vR}$ müssen jeweils angepasst werden. Im kontinuierlichen Modellansatz dieser Arbeit wurde ein neues Modell zur Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit implementiert. Darin wird das behinderte Absinken als Übergangsprozess zwischen dem freien, ungehinderten und dem vollkommen behinderten Absinken modelliert. Der Ansatz basiert auf dem Tangens Hyperbolicus, der als Funktion idealerweise für den stetigen Übergang zweier Grenzwerte geeignet ist. Das nach Malcherek [2017] benannte Modell ist

$$w_s = \frac{1}{2} w_{s,0} \left(1 - \tanh\left(\gamma_1 \left(\frac{c}{c_{gel}} - 1\right) + \gamma_2\right) \right).$$
(5.65)


Abbildung 5.4: Vergleich verschiedener Ansätze zur Modellierung der Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration mit $c_{qel} = 100 \text{ g/l}$.

Der Parameter γ_1 beschreibt die Schärfe der Funktion und γ_2 die Verschiebung. Die beiden empirischen Formparameter können beliebig an experimentelle Daten angepasst werden. In Abbildung 5.4 sind die, aus den genannten Ansätzen, dimensionslosen Sinkgeschwindigkeiten vergleichend dargestellt. Da der Ansatz von Winterwerp [2002] an Messungen aus der Ems angepasst wurde, wurden die Parameter der verbleibenden Ansätze so variiert, dass sie diesem nahe kommen. Durch diese Abbildung kann gezeigt werden, dass unterschiedliche Ansätze für die Sinkgeschwindigkeit durch Anpassung der Parameter ein ähnliches Absetzverhalten dar-

der Sinkgeschwindigkeit.		
Modell	Parameter	

Tabelle 5.2: Auflistung der empirischen Parameter der verschiedenen Modelle zur Bestimmung

Modell	Parameter
Richardson u. Zaki [1954]	$n_{RZ} =$ 4,65
Takács u. a. [1991]	$r_h =$ 0,028; $r_p =$ 10,86;
	$w_{c,max} =$ 0,0164 m/s; $w_{c,max} =$ 0,0201 m/s
van Rijn [1993]	$k_{1,vR} = 2,8 \cdot 10^{-5} \mathrm{m}^4/(\mathrm{kgs}); \ k_{2,vR} = 0,005 \mathrm{m}^4/(\mathrm{kgs});$
	$n_{1,vR} =$ 1,11; $n_{2,vR} =$ 3,43
Malcherek [2017]	$\gamma_1 =$ 4,8; $\gamma_2 =$ 2,7

stellen. Zudem können die Charakteristika der einzelnen Modelle erkannt werden. Die Modelle von van Rijn [1993] und von Takács u. a. [1991] berücksichtigen bei geringen Konzentrationen einen Anstieg von w_s , wobei die Ansätze von Winterwerp [2002] und von Malcherek [2017] lediglich eine Verminderung der Sinkgeschwindigkeit mit Zunahme der Konzentration beschreiben. Die für die Modelle verwendeten Parameter sind für $c_{gel} = 100 \text{ g/I}$ in Tabelle 5.2 aufgelistet.

Kapitel 6

Das erweiterte kontinuierliche 1DV-Modell für Schlickströmungen

Der in Kapitel 5 vorgestellte erweiterte kontinuierliche Modellansatz wurde in ein vertikales 1D-Modell integriert. Das Modell wurde *MudEstuary1DV* genannt und besteht aus den folgenden Komponenten:

- Reynoldsgleichungen für den Impuls,
- Transportgleichung für Schwebstoffe,
- Behindertes Absinken nach Malcherek [2017],
- Modifiziertes *k*-ω-Turbulenzmodell,
- Turbulenzdämpfung aufgrund vertikaler Dichtegradienten,
- Für die Ems parametrisierte rheologische Viskosität in Abhängigkeit der Scherrate und des Feststoffgehalts und
- Effektive Viskosität in Form einer Übergangsfunktion von der turbulenten zur rheologischen Viskosität.

6.1 Beschreibung des numerischen Modells

Um den erweiterten kontinuierlichen Modellansatz in einem vereinfachten numerischen Modell zu testen, wurde das dreidimensionale Ästuar-System entsprechend der vertikalen turbulenten Grenzschichttheorie für ein eindimensionales Modell vereinfacht. Um die Dynamik und die Formation von Flüssigschlick zu untersuchen, wurde die Impulsgleichung durch die turbulente Schmidt-Zahl und die turbulente Viskosität mit der Schwebstofftransportgleichung und dem Turbulenzmodell gekoppelt. Des weiteren wurde die effektive Viskosität ν in die Impulsgleichung integriert, die mit Hilfe einer Übergangsfunktion sowohl die turbulente als auch die

rheologische Viskosität von Schlick beschreiben kann. Das Modell basiert auf der Methode der Finiten Differenzen und wurde nach dem semi-impliziten Crank-Nicolson-Verfahren diskretisiert. Die Massenerhaltung wurde durch eine konstante Fließtiefe erfüllt.

In der homogenen Grenzschichttheorie für Gerinneströmungen wird aus den dreidimensionalen Reynoldsgleichungen aus Gleichung 5.1 die eindimensionale Form

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + Jg.$$
(6.1)

Dabei beschreibt $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$ die zeitliche Änderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} in Hauptströmungsrichtung. Die vertikale Achse wird durch z beschrieben und ist vom Boden zur Wasseroberfläche gerichtet. Jg berücksichtigt die äußeren Kräfte aufgrund der Wasserspiegelneigung J. Die Strömung wird somit durch die Neigung der Wasseroberfläche erzwungen. Die Bodenrandbedingung für die Geschwindigkeit ist $\bar{u}_b = 0$, die Geschwindigkeit an der Wasseroberfläche wurde durch eine homogene Neumann-Randbedingung bestimmt. Die Transportgleichung der mittleren Schwebstoffkonzentration c lautet für die homogene Grenzschichtströmung

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_t \frac{\partial c}{\partial z} \right) - \frac{\partial w_s c}{\partial z}.$$
(6.2)

Für die Schwebstofftransportgleichung wurden sowohl an der Gewässerschle als auch an der Wasseroberfläche zero-flux-Randbedingungen implementiert, siehe Gleichung 5.58. Das eindimensionale k- ω -Turbulenzmodell besteht aus den Gleichungen

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_* \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P_k - G - \beta^* k \omega$$
(6.3)

und

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\nu_m + \nu_t \sigma_\omega\right) \frac{\partial\omega}{\partial z} \right) + \alpha_\omega \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2.$$
(6.4)

Das k- ω -Turbulenzmodell erlaubt es, die turbulente kinetische Energie am Boden als $k_b = 0$ zu setzen. An der Wasseroberfläche wurde eine homogene Neumann-Randbedingung für kimplementiert. In diesem Modellansatz wird ω als das Potenzial der Energiedissipation interpretiert, welches am Boden und im Schlick sehr hoch sein muss. Die Berechnung der Bodenrandbedingung ω_b ist in Kapitel 5.2.7 beschrieben. An der Wasseroberfläche wurde für ω eine Dirichlet-Randbedingung vorgegeben.

6.2 Gegenüberstellung vergleichbarer Studien

Zur numerischen Verifikation des *MudEstuary1DV*-Modells, wurde es mit zwei weiteren 1D-Modellen verglichen. Durch die Vergleiche mit den COSINUS- und dem SAM-1DV-Modellen zeigte sich, dass das *MudEstuary1DV*-Modell sowohl für niedrige als auch für hohe Schwebstoffkonzentrationen angewendet werden kann.

6.2.1 Vergleich mit dem COSINUS-Modell

Das COSINUS-Modell beinhaltete ein k- ϵ -Turbulenzmodell, in dem die Turbulenzdämpfung durch Dichtegradienten berücksichtigt wurde. Die rheologische Viskosität von Schlick wurde nicht implementiert, sodass dieses Modell nur für solche Schwebstoffkonzentrationen angewendet werden konnte, in denen die rheologische Viskosität vernachlässigbar war. Die Ergebnisse, die Winterwerp u. a. [2002b] erzielten, gelten für Anfangskonzentrationen von 37 mg/l, die zum Zeitpunkt t = 0 s homogen über die Wassertiefe verteilt waren. Die Wassertiefe und die Sinkgeschwindigkeit wurden mit h = 16 m und $w_s = -0.5$ mm/s als konstant angegeben. Die Simulationsergebnisse wurden für die verschiedenen Schubspannungsgeschwindigkeiten $u_* = 11.4$ mm/s, 10,0 mm/s, 8,7 mm/s und 7,7 mm/s dargestellt.

Im Folgenden wurden im Modell *MudEstuary1DV* dieselben Modelleinstellungen, wie im *CO-SINUS*-Modell verwendet. Durch die geringe Anfangskonzentration ist zu erwarten, dass beide Modelle vergleichbare Ergebnisse liefern. Die rheologische Viskosität war im *MudEstuary1DV*-Modell durch die geringe Schwebstoffkonzentration vernachlässigbar klein, sodass das Modell automatisch im turbulenten Regime rechnete. In Abbildung 6.1 sind die stationären Simulationsergebnisse beider Modelle für die ausgewählten Schubspannungsgeschwindigkeiten dargestellt. Die Form der Konzentrationsprofile kann für den stationären Zustand durch



Abbildung 6.1: Vergleich der Simulationsergebnisse aus *MudEstuary1DV* (a) mit denen aus dem COSINUS-Projekt (b) [Winterwerp u. a., 2002b]. Es wurden niedrige Schwebstoffkonzentrationen mit den Einstellungen h = 16 m, $w_s = -0.5$ mm/s, $c_0 = 37$ mg/l und variierenden Schubspannungsgeschwindigkeiten $u_* = 11.4$ mm/s, 10.0 mm/s, 8.7 mm/s und 7.7 mm/s simuliert.

das Rouse-Profil

$$c(z) = c_a \left(\frac{h-z}{z} \frac{z_0}{h-z_0}\right)^{-\frac{w_s}{\kappa u_*}}$$
(6.5)

dargestellt werden, wobei z_0 eine Mindesthöhe über dem festen Boden ist, in der die Referenzkonzentration c_a herrscht. Der Exponent der Rouse-Gleichung spiegelt das Gleichgewicht aus Advektion und Diffusion wieder. Mit größer werdendem u_* und gleichbleibendem w_s wird ein Anstieg der turbulenten Diffusivität simuliert, wodurch sich das Konzentrationsprofil homogener über die Wassertiefe verteilt.

Obwohl die Simulationsergebnisse der Schwebstoffkonzentrationen beider Modelle vergleichbar sind, sinken die Partikel im *COSINUS*-Modell weiter zu Boden als im *MudEstuary1DV*-Modell. Dieses Verhalten kann mit Hilfe der turbulenten Viskosität erklärt werden, siehe Abbildung 6.2 (a), in der zusätzlich die analytische Lösung $\nu_t = \kappa u_* z \left(1 - \frac{z}{h}\right)$ für das parabolische Wirbelviskositätsprofil eingezeichnet ist. Die simulierten ν_t -Profile weichen von der analytischen Lösung ab, was auf die Turbulenzdämpfung des *G*-Terms im Turbulenzmodell zurückzuführen ist. Die Ergebnisse aus *MudEstuary1DV* geben dimensionslose turbulente Viskositäten $\nu_t^+ = \frac{\nu_t}{u_*h}$ im Bereich 0,070 < ν_t^+ < 0,078 wieder, wohingegen das *COSINUS*-Modell turbulente Viskositäten im Bereich 0,017 < ν_t^+ < 0,048 berechnete (hier nicht dargestellt). Die niedrigere turbulente Viskosität führt zu geringerer turbulenter Durchmischung und somit verstärkt zu einem Absinken. Aus diesen unterschiedlichen Modellergebnissen lässt sich schließen, dass die Turbulenzdämpfung im *COSINUS*-Modell stärker berücksichtigt wurde als im *MudEstuary1DV*-Modell.

In Abbildung 6.2 (b) ist das vertikale Profil der dimensionslosen rheologischen Viskosität u^+_{rh}



Abbildung 6.2: Vergleich der im *MudEstuary1DV*-Modell simulierten Profile der turbulenten (a) und der rheologischen Viskosität (b). Im linken Bild ist zusätzlich die analytische Lösung des parabolischen Wirbelviskositätsprofils dargestellt. Die Modelleinstellungen sind: h = 16 m, $w_s = -0.5$ mm/s, $c_0 = 37$ mg/l und $u_* = 11.4$ mm/s, 10.0 mm/s, 8.7 mm/s und 7.7 mm/s.

logarithmisch dargestellt. Die Konzentrationsprofile zeigen einen Anstieg der Schwebstoffkonzentration zum Boden hin. Ebenso verhält sich die rheologische Viskosität, die in dieser Simulation zu niedrig ist, um sichtbar Einfluss auf das Turbulenzverhalten zu nehmen. In dem Vergleich konnte gezeigt werden, dass das *MudEstuary1DV*-Modell mit dem erweiterten kontinuierlichen Modellansatz für niedrige Schwebstoffkonzentrationen vergleichbare Simulationsergebnisse liefert, wie das vertikale 1D-Modell aus dem COSINUS-Projekt.

6.2.2 Vergleich mit dem SAM-1DV-Modell

Le Hir u. a. [2001] entwarfen ein vertikales 1D-Modell, welches erstmals auf dem kontinuierlichen Modellansatz basierte. Das Modell wurde für die Anfangskonzentrationen $c_0 = 0,1, 1, 10$ und 30 g/l ausgewertet, somit für höhere Konzentrationen als das Modell des COSINUS-Projekts. Das Turbulenzmodell war ein Mischungswegmodell, welches mit Hilfe empirischer Funktionen die Turbulenzdämpfung berücksichtigte. Die Autoren beschrieben eine generalisierte Viskosität, die aus der turbulenten und der rheologischen Viskosität nach dem Gesetz von Bingham bestand. Die Anfangskonzentration wurde homogen über die gesamte Wassertiefe gewählt, die Sinkgeschwindigkeit wurde mit $w_s = -1 \text{ mm/s}$, die Wassertiefe mit h = 10 mund die Schubspannungsgeschwindigkeit mit $u_* = 0,01 \text{ m/s}}$ angegeben.

Abbildung 6.3 zeigt die stationären Konzentrationsverläufe des *SAM-1DV*-Modells, sowie die des *MudEstuary1DV*-Modells bei gleichen Modelleinstellungen und gleichen Anfangswerten der Schwebstoffkonzentration. Die stationären Simulationsergebnisse zeigen für die vertikalen Konzentrationsverläufe ein ähnliches Verhalten, wobei die Abweichungen zueinander durch die unterschiedlichen Turbulenz- und Rheologiemodelle begründbar sind. Jedoch



Abbildung 6.3: Vergleich der simulierten Konzentrationsverläufe des *MudEstuary1DV*-Modells (a) und des SAM-1DV-Modells (b) für die Anfangskonzentrationen $c_0 = 0,1, 1, 10$ und 30 g/I [Le Hir u. a., 2001]. Die Modelleinstellungen sind: $h = 10 \text{ m}, w_s = -1 \text{ mm/s}$ und $u_* = 0,01 \text{ m/s}$.

sind die Größenordnungen der Konzentrationsprofile vergleichbar und die Bildung einer bodennahen, hochkonzentrierten Sedimentschicht kann in beiden Modellen für $c_0 = 10 \text{ g/I}$ und 30 g/I beobachtet werden.

In Abbildung 6.4 sind die dazugehörigen dimensionslosen Viskositätsprofile des *MudEstua-ry1DV*-Modells dargestellt. Die turbulente Viskosität wird durch einen parabolischen Verlauf beschrieben, der an der Wasseroberfläche und am Boden gleich null ist. Bildet sich am Boden eine Schlickschicht, in der keine Fließgeschwindigkeit herrscht, zeigt das *MudEstu-ary1DV*-Modell vollständige Turbulenzdämpfung unterhalb z/h = 0,05 und z/h = 0,1. Die dazugehörigen vertikalen Profil der rheologischen Viskosität sind in Abbildung 6.4 (b) dargestellt. An den Stellen, an denen die turbulente Viskosität erkennbar. In diesen Bereichen dominiert das viskoplastische Fließverhalten.

Durch den Vergleich der Simulationsergebnisse des *MudEstuary1DV*-Modells mit denen des *SAM-1DV*-Modells und des COSINUS-Modells, konnte gezeigt werden, dass der erweiterte kontinuierliche Modellansatz sowohl für niedrige als auch für hohe Schwebstoffkonzentrationen anwendbar ist. Das *MudEstuary1DV*-Modell erkennt automatisch, ob sich turbulente oder laminare Strömungsverhältnisse einstellen. Des weiteren berechnet das Modell, ob der gebildete Schlick fließt oder nicht, da das Modell inklusive dem Turbulenzmodell bis in den unbeweglichen Boden numerisch stabil anwendbar ist.



Abbildung 6.4: Stationäre Simulationsergebnisse des *MudEstuary1DV*-Modells für die dimensionslose turbulente (a) und rheologische (b) Viskosität. Die Anfangskonzentrationen sind $c_0 = 0,1, 1, 10$ und 30 g/I und die weiteren Modelleinstellungen sind $h = 10 \text{ m}, w_s = -1 \text{ mm/s}$ und $u_* = 0,01 \text{ m/s}.$

6.3 Anwendung für hoch konzentrierte Suspensionen

Um hoch konzentrierten Flüssigschlick an der Gewässersohle zu modellieren, wurde im *MudEstuary1DV*-Modell eine homogen über die Wassertiefe verteilte Schwebstoffkonzentration mit $c_0 = 30 \text{ g/I}$ eingestellt. Die Anfangsbedingungen für die Geschwindigkeit, die turbulente kinetische Energie, die potenzielle Dissipationsrate und die turbulente Viskosität wurden zu null gesetzt. Die weiteren Modelleinstellungen sind eine konstante Wassertiefe von h = 10 m, eine Wasserspiegelneigung von $J = 2 \cdot 10^{-5}$ und eine Gel-Konzentration von $c_{ael} = 250 \text{ g/I}$.

6.3.1 Formation von Flüssigschlick

In Abbildung 6.5 sind die vertikalen Profile der dimensionslosen Geschwindigkeit und der Schwebstoffkonzentration für drei verschiedene mittlere Korndurchmesser $d_m = 15 \,\mu$ m, 30 μ m und 63 μ m dargestellt. Je nach Wahl des Korndurchmessers ergeben sich unterschiedliche Sinkgeschwindigkeiten und somit unterschiedliche Konzentrationsprofile. Für $d_m = 15 \,\mu$ m ist in semi-logarithmischer Achsendarstellung ein Profil erkennbar, das durch die Rouse-Gleichung beschrieben werden kann. Für $d_m = 30 \,\mu$ m und für $d_m = 63 \,\mu$ m ist fortgeschritteneres Absinken zu erkennen, was aufgrund behindertem Absinkens in Bodennähe zur Bildung von Schlick führt. Der hoch konzentrierte Schlick am Boden ist durch die Lutokline im Konzentrations-



Abbildung 6.5: Die Simulationsergebnisse für die stationären, vertikalen Profile der dimensionslosen Fließgeschwindigkeit und der Schwebstoffkonzentration sind vom mittleren Korndurchmesser und der dadurch variierenden Sinkgeschwindigkeit abhängig. Die Modelleinstellungen sind: h = 10 m, $J = 2 \cdot 10^{-5}$, $c_0 = 30 \text{ g/I}$ sowie $d_m = 15 \,\mu\text{m}$, $30 \,\mu\text{m}$ und $63 \,\mu\text{m}$.

profil erkennbar. Da Flüssigschlick nicht eindeutig einer einzigen Konzentration zugeordnet werden kann, wird meist die Lage der Lutokline zur Ortung der Flüssigschlickschicht herangezogen [Dronkers u. van Leussen, 2012]. Der große Konzentrationsgradient im Bereich der Lutokline führt zu einer Dämpfung der Turbulenz, was wiederum das Absinken der Partikel in diesem Bereich begünstigt. Des weiteren ist im Bereich der Lutokline der Übergang vom stationären zum mobilen Flüssigschlick zu finden. Dieser Übergang kann an den hohen Scherraten in den Geschwindigkeitsprofilen identifiziert werden.

Da die Sinkgeschwindigkeit vom Korndurchmesser abhängig ist, ist für $d_m = 63 \,\mu$ m der größte Konzentrationssprung und die dickste Schlickschicht am Boden erkennbar. In diesem Fall ist die Geschwindigkeit im Schlick gleich null, wobei sich für $d_m = 15 \,\mu$ m eine vollständig mobile Schlickschicht einstellt. Der immobile Schlick kann erst in Bewegung versetzt werden, wenn die Fließgrenze durch die wirkende Sohlschubspannung überschritten wird. Die Fließgrenze steigt wiederum mit dem Feststoffgehalt, siehe Kapitel 5.1.

6.3.2 Turbulenzmodellierung im Schlick

In Abbildung 6.6 sind die vertikalen Profile der dimensionslosen, turbulenten kinetischen Energie k und der potenziellen Dissipationsrate ω aufgetragen. In den Bereichen, in denen die Geschwindigkeit null ist, ist k ebenso null. Es ist ersichtlich, dass das Turbulenzmodell vom



Abbildung 6.6: Die Simulationsergebnisse für die stationären, vertikalen Profile der dimensionslosen, turbulenten, kinetischen Energie und der potentiellen Dissipationsrate sind vom mittleren Korndurchmesser und der dadurch variierenden Sinkgeschwindigkeit abhängig. Die Modelleinstellungen sind: h = 10 m, $J = 2 \cdot 10^{-5}$, $c_0 = 30 \text{ g/I}$ und $d_m = 15 \mu \text{m}$, $30 \mu \text{m}$, $63 \mu \text{m}$.

turbulenten über den viskosen, bis in den immobilen Bereich berechenbar ist. Das Maximum von k ist auf Höhe der Lutokline, da hier die Scherrate ihr Maximum erreicht. Die Scherrate geht als die Turbulenzproduktion P_k ins Turbulenzmodell ein. Oberhalb der Lutokline ist k für $d_m = 63 \,\mu$ m höher als für die beiden Simulationen mit $d_m = 30 \,\mu$ m und $d_m = 15 \,\mu$ m. Das ist nicht allein ein Effekt der Turbulenzdämpfung aufgrund von Dichtegradienten, sondern liegt auch am Übergang vom turbulenten zum laminaren Fließverhalten aufgrund der unterschiedlich hohen Schwebstoffkonzentrationen.

In der vertikalen 1D-Betrachtung wird die Entstehung von k lediglich durch P_k , also durch den Geschwindigkeitsgradienten wiedergegeben. Das bedeutet, solange die Scherrate an der Lutokline gleichbleibend ist, hat k an dieser Stelle immer den selben maximalen Wert, der sich nur durch die Höhe z/h unterscheidet.

Innerhalb des unbeweglichen Schlicks ist die turbulente kinetische Energie gleich null. Gleichzeitig ist ω konstant hoch, was für das Szenario mit $d_m = 63 \,\mu$ m erkennbar ist. Hierbei reicht der Schlick bis zur Höhe z/h = 0,08, was ebenso in den Profilen von ω verdeutlicht ist. Die konstant hohen ω -Werte im Schlick führen zu einer Unterdrückung aufkommender Turbulenz. Für $d_m = 15 \,\mu$ m ist eine homogenere Konzentrationsverteilung über die Wassertiefe erkennbar, als für $d_m = 30 \,\mu$ m und $d_m = 63 \,\mu$ m. Dabei entsteht kein immobiler Schlick am Boden, was bedeutet, dass die Fließgrenze durch die wirkende Schubspannung stets überschritten wird. Die turbulente kinetische Energie, die hierbei bis zur Gewässersohle reicht, wirkt diffusiv und führt zu einem zusätzlichem Aufwirbeln der Schwebstoffe. Erst wenn die Turbulenz ausreichend gedämpft wird, kommt es zu einem verstärktem Absinken der Partikel und zur Bildung von Flüssigschlick.

6.3.3 Die turbulente und die effektive Viskosität

In Abbildung 6.7 sind die Profile der turbulenten und der effektiven Viskositäten dargestellt. Die effektive Viskosität ist die Kombination der turbulenten und der rheologischen Viskosität, siehe Kapitel 5.3. Im konzentrierten Schlick ist $\frac{\nu_t}{u_*h} = 0$, wohingegen die rheologische Viskosität dominant ist. In diesem Fall entspricht die effektive Viskosität gleich der rheologischen Viskosität. Der Anstieg der rheologischen Viskosität ist in der semi-logarithmischen Darstellung der effektiven Viskosität für $d_m = 30 \,\mu$ m und für $d_m = 63 \,\mu$ m erkennbar. Des weiteren ist das scherverdünnende Fließverhalten von Schlick in der effektiven Viskosität sichtbar. Im Bereich der Lutokline, wo die maximalen Scherraten aufzufinden sind, zeigt die effektive Viskosität eine Abnahme, bevor sie im Schlick wieder ansteigt. Dies ist für $d_m = 63 \,\mu$ m bei z/h = 0,07, für $d_m = 30 \,\mu$ m bei z/h = 0,05 und für $d_m = 15 \,\mu$ m bei z/h = 0 erkennbar. Die ν_t -Profile zeigen für $d_m = 30 \,\mu$ m und für $d_m = 63 \,\mu$ m eine Trennung zwischen dem turbulenten Regime im oberen Bereich und dem laminaren Regime unterhalb von z/h = 0,05 und z/h = 0,07, wo die turbulente Viskosität gleich null und die rheologische Viskosität hoch ist. Im oberen, turbulenten Bereich beschreibt ν_t ein über die verbleibende Wassertiefe parabolisches Profil mit dem Maximum in etwa der Hälfte der Fließtiefe. Die maximale turbulente



Abbildung 6.7: Die Simulationsergebnisse für die stationären, vertikalen Profile der dimensionslosen, turbulenten und der dimensionslosen, effektiven Viskosität sind vom mittleren Korndurchmesser und der dadurch variierenden Sinkgeschwindigkeit abhängig. Die Modelleinstellungen sind: h = 10 m, $J = 2 \cdot 10^{-5}$, $c_0 = 30 \text{ g/I}$ und $d_m = 15 \mu \text{m}$, $30 \mu \text{m}$, $63 \mu \text{m}$.

Viskosität ist für $d_m = 15 \,\mu\text{m}$ am höchsten und für $d_m = 63 \,\mu\text{m}$ am niedrigsten. Im k- ω -Modell wird die turbulente Viskosität durch $\nu_t = k/\omega$ berechnet. Da ω in dieser Arbeit als die potenzielle Dissipationsrate interpretiert wurde und im Schlick konstant hoch ist, hat dies besondere Auswirkungen auf die Bestimmung von ν_t . Die turbulente Viskosität weist gegenteiliges Verhalten gegenüber des Korndurchmessers auf, als die turbulente kinetische Energie.

Da die Schwebstoffkonzentration am Boden für $d_m = 15 \,\mu$ m geringer ist als für die größeren Partikel, ist die dazugehörige effektive Viskosität ebenfalls niedriger. Für diesen Korndurchmesser ist keine Bildung von Schlick erkennbar, sodass die größten Scherraten direkt am unteren Modellrand zu beobachten sind. Dementsprechend ist die effektive Viskosität für $d_m = 15 \,\mu$ m direkt am unteren Modellrand minimal. Für die größeren Partikel formt sich ein Schlickboden, in dem keine Geschwindigkeitsgradienten vorkommen. Somit ist die effektive Viskosität im Boden für $d_m = 30 \,\mu$ m und $d_m = 63 \,\mu$ m konstant und gleich der rheologischen Viskosität.

6.3.4 Instationäre Modellierung von Flüssigschlick

Die bisherigen Darstellungen zeigten stationäre Simulationsergebnisse, nachdem von einer ruhenden Strömung mit homogen verteilter Anfangskonzentration ausgegangen wurde. Bis

sich jedoch die stationären Verhältnisse einstellen, können im Modell Vorgänge beobachtet werden, die für die Dynamik von Flüssigschlick von Bedeutung sind.

Die Abbildungen 6.8, 6.9 und 6.10 stellen die zeitliche Entwicklung der Profile der Geschwindigkeit, der Schwebstoffkonzentration, der turbulenten kinetischen Energie, der potenziellen Dissipationsrate, der turbulenten Viskosität und der effektiven Viskosität dar.

Die hierfür angewendeten Modelleinstellungen waren: h = 10 m, $J = 2 \cdot 10^{-5}$, $c_0 = 30 \text{ g/I}$ und $d_m = 35 \mu \text{m}$. Die Ausgabe der Simulationsergebnisse erfolgte für t = 2000 s, 3000 s, 5000 s, 12000 s und 20000 s. Zu Beginn der Simulation befand sich die Strömung in Ruhe und die Konzentration wurde homogen über die Wassertiefe verteilt. Alle weiteren Anfangsbedingungen wurden zu null gesetzt.

Die Konzentrationsverläufe in Abbildung 6.8 zeigen die Bildung von hoch konzentriertem Schlick am Boden, was ebenso in den Geschwindigkeitsprofilen wiedergegeben wird. Der Schlick, der sich am Boden formiert, ist unbeweglich und wird auch im Laufe der Strömungsbeschleunigung nicht in Bewegung versetzt. In diesem Szenario wird die Fließgrenze des sich absetzenden Schlicks durch die Sohlschubspannung nicht überschritten. Der weniger konzentrierte Schlick oberhalb der Lutokline wird dagegen in Bewegung versetzt und über die Wassertiefe verteilt. Mit zunehmender Beschleunigung der Strömung ist die Sohlschubspannung nach t = 5000 s ausreichend hoch, um die Fließgrenze an der Lutokline zu überschreiten, was zu einer Bewegung und letztendlich zur turbulenten Diffusion der Schwebstoffe am Boden



Abbildung 6.8: Die zeitlichen Entwicklungen der vertikalen Profile der dimensionslosen Geschwindigkeiten und der Konzentrationen sind für $J = 2 \cdot 10^{-5}$, $c_0 = 30 \text{ g/I}$ und $d_m = 35 \,\mu\text{m}$ dargestellt. Die Auswertung der Simulationsergebnisse erfolgte zu den Zeitpunkten t = 2000 s, 3000 s, 5000 s, 12000 s, 20000 s.

führt. Dieser Effekt spiegelt sich bei t = 12000 s und t = 20000 s in den Konzentrationsprofilen wider, die nun homogener über die Wassertiefe verteilt sind, als zu den vorherigen Zeitpunkten.

Die dazugehörigen Profile für k und für ω sind in Abbildung 6.9 dargestellt. Die turbulente kinetische Energie ist an den Stellen null, wo auch die Geschwindigkeit null ist. Unmittelbar über dem unbeweglichen Schlick ist k am größten, da dort die größten Scherraten vorkommen. Da sich die Strömung mit der Zeit, vom Boden beginnend bis zur Wasseroberfläche ausbildet, ist der Verlauf von k nur im stationären Fall annähernd linear bis zur Lutokline. Die potenzielle Dissipationsrate ist im Schlick konstant hoch, obwohl k dort null ist. Das ist mit der Interpretation von ω als die potenziell mögliche Dissipationsrate vereinbar.

Abbildung 6.10 beschreibt den zeitlichen Verlauf der turbulenten und der effektiven Viskositäten. Anhand der turbulenten Viskosität ist zu erkennen, wie sich die Turbulenz in Abhängigkeit der Scherrate über den zeitlichen Verlauf von unten nach oben zur Wasseroberfläche aufbaut. Nach dem Erreichen des stationären Zustands, bildet sich im Bereich 0,08 < z/h < 1 ein parabolisches Profil aus, wie es von Nezu u. Nakagawa [1993] beschrieben wurde. In den Profilen der effektiven Viskosität können verschiedene Stadien von mobilem und immobilem Schlick beobachtet werden. Der unbewegliche Schlick ist aufgrund der konstant hohen Schwebstoffkonzentration am Boden durch eine hohe effektive Viskosität charakterisiert. Im Schlick ist die effektive Viskosität gleich der rheologischen Viskosität. Sobald der Schlick anfängt sich



Abbildung 6.9: Die zeitlichen Entwicklungen der vertikalen Profile der dimensionslosen, turbulenten, kinetischen Energie und der potentiellen Dissipationsrate sind für $J = 2 \cdot 10^{-5}$, $c_0 = 30 \text{ g/I}$ und $d_m = 35 \,\mu\text{m}$ dargestellt. Die Auswertung der Simulationsergebnisse erfolgte zu den Zeitpunkten t = 2000 s, 3000 s, 5000 s, 20000 s.

zu bewegen, sinkt die rheologische Viskosität und der Schlick verflüssigt sich. Das scherverdünnende Verhalten ist auf Höhe der Lutokline dominant. Die Lutokline steigt im Laufe der Simulationszeit in der Höhe an. Bei t = 2000 s ist sie bei z/h = 0,02 und bei t = 20000 s bei z/h = 0,07 vorzufinden.

Zu den Zeitpunkten t = 2000 s und t = 3000 s ist die effektive Viskosität in der Wassersäule höher, als in Bodennähe. Das liegt daran, dass die turbulente Viskosität zu den Zeitpunkten noch vernachlässigbar klein ist und die rheologische Viskosität über die gesamte Tiefe dominiert. Da die bodennahen Schichten zu strömen beginnen, setzt dort Scherverdünnung ein, was zu einer Verringerung der effektiven Viskosität führt.



Abbildung 6.10: Die zeitlichen Entwicklungen der vertikalen Profile der dimensionslosen, turbulenten Viskosität und der effektiven Viskosität sind für $J = 2 \cdot 10^{-5}$, $c_0 = 30 \text{ g/I}$ und $d_m = 35 \,\mu\text{m}$ dargestellt. Die Auswertung der Simulationsergebnisse erfolgte zu den Zeitpunkten t = 2000 s, 3000 s, 5000 s, 12000 s, 20000 s.

6.3. Anwendung für hoch konzentrierte Suspensionen

Teil III

Die Konzeption und Planung des Versuchsstands



Blick auf die Versuchsrinne im Wasserbaulabor der UniBw München. Im Bild ist der Einlaufbereich, sowie der mit Quarzmehl bedeckte Sedimentbereich zu sehen.

Kapitel 7

Überblick bedeutender experimenteller Untersuchungen

Praktische Untersuchungen und Messungen der Eigenschaften und der Dynamik von Flüssigschlick erfolgen heutzutage oftmals durch technisch aufwändige und über lange Zeiträume angesetzte Messkampagnen in den verschiedenen Untersuchungsgebieten. Bekannte Gebiete, in denen in der Vergangenheit an Flüssigschlick geforscht wurde, sind beispielsweise das Ems- und das Weser-Ästuar in der Deutschen Bucht [Faas u. Wartel, 2006], [Papenmeier u. a., 2012], [Becker u. a., 2018]. Des weiteren wurden Messkampagnen entlang der niederländischen Küste durchgeführt, darunter am Hafen von Rotterdam, in Zeebrugge sowie im Schelde-Ästuar an der Grenze zu Belgien [Fettweis, 2015]. Weitere Messkampagnen fanden an der Garonne in Frankreich statt, wo rheometrische Untersuchungen der kohäsiven Sedimente durchgeführt wurden [Sébastie u. Monnet, 2015], [McAnally u. a., 2007].

Die Vergleichbarkeit und Interpretation von Naturmessungen werden durch die unterschiedlichen äußeren Einflüsse in der Natur erschwert. Diese sind meist nicht vollständig erfassbar und beschreibbar. In experimentellen Versuchen können die äußeren Bedingungen gezielt eingestellt und Störfaktoren beseitigt werden. In der Vergangenheit stießen Laborversuche, insbesondere bei der Untersuchung von konzentrierten Schlicksuspensionen, oftmals an ihre Grenzen. Da Laborrinnen meist longitudinal ausgelegt sind und über Ein-, Ausleitungen und Pumpen betrieben werden, bringt die Zugabe von Sedimenten in ein solches System Schwierigkeiten mit sich. Des weiteren sind stationäre Verhältnisse der Morphologie kaum herstellbar und Maßstabsskalierungen gelten oft nicht für Sedimente [Spork, 1997].

Der Mangel an aussagekräftigen Messergebnissen, die die Dynamik und die turbulente Interaktion granularer Suspensionen beschreiben, wird häufig thematisiert [Toorman u. Bi, 2011]. So auch auf der INTERCOH2015 in Belgien, in dem Toorman [2015] die Notwendigkeit hoch aufgelöster Turbulenzmessungen in konzentrierten, granularen Strömungen herausstellte. Des weiteren beschrieben Mehta u. McAnally [2002] die horizontale Dynamik von Flüssigschlick als signifikant abhängig von den vertikalen Transportprozessen und sahen es als essentiell an, diese sowohl theoretisch, numerisch wie auch experimentell zu untersuchen. Dieses Kapitel gibt einen Überblick in der Vergangenheit durchgeführter Laborversuche, deren Erkenntnisse für die Konzeption eines eigenen Versuchsstands von Bedeutung sind.

7.1 Laborversuche zur Dynamik von Flüssigschlick

Nach McAnally u. a. [2007] beruhen experimentelle Untersuchungen zur Dynamik von Flüssigschlick prinzipiell auf drei Prozessen, die in der Natur zum Transport von Flüssigschlick führen:

- Scherströmungen,
- Gravitative Hangrutschungen und
- Welleninduzierte Druckschwankungen.

Reine Scherströmungen über einer unbewegten horizontalen Sohle sind durch einen großen Geschwindigkeitsgradienten an der Trennfläche geprägt. Aus der Turbulenzmodellierung ist bekannt, dass Scherungen zu Turbulenz und somit zu turbulenter Diffusion führen. Dies führt zu einer Aufwirbelung der Schlickoberfläche und zu einer Vermischung von Schlick und Wasser.

Gravitative Hangrutschungen können beispielsweise in Flüssen an steilen Geländeformationen oder in Ufernähe quer zur Hauptfließrichtung vorkommen. Auf Schlick auf einer schiefen Ebene wirkt durch die Hangabtriebskraft eine Schubspannung, die zu einer Bewegung des Schlicks führt, sobald die Fließgrenze überschritten wird. Eine Erhöhung der im Schlick wirkenden Spannung kann durch zusätzliche Schlickablagerungen, durch die Erhöhung der Neigung der Rutschfläche oder durch strömungsinduzierte Zusatzbelastungen erfolgen.

Welleninduzierter Transport erfolgt durch Druckschwankungen im Schlick, die durch einen stetigen Wechsel der Wassertiefe resultieren. Die Druckfluktuationen führen zu kleinskaligen Strömungen im Schlick, die wiederum zu einer Verflüssigung des Schlicks führen. Der aufgelockerte Schlick kann daraufhin leichter durch die Strömung transportiert werden.

In der Natur ist es nicht möglich, die drei genannten Mechanismen separat zu betrachten, da die Dynamik von Flüssigschlick immer eine Kombination dieser drei Mechanismen ist. Laborversuche, die diese gleichzeitig nachbilden würden, sind in der Durchführung und Erfassung zu komplex, weshalb meist nur ein Mechanismus nachgebildet wird.

7.1.1 Experimente zum welleninduzierten Transport

Im Rahmen des Projekts MAST II wurden im Jahr 1996 Laborversuche zur Dynamik von natürlichem Schlick unter Gezeiteneinfluss durchgeführt [Malcherek u. a., 1996]. Die Versuche wurden in einem 90 m langen und 1 m breiten Wellenkanal der TU Delft durchgeführt. Dabei wurde die Rinne mit einer 8 cm dicken Schlickschicht bedeckt und mit Wasser gefüllt.

Während den Versuchen wurde am Einlauf eine Schwebstoffsuspension mit einer konstanten Konzentration von 200 mg/l zugeführt. Zur Bestimmung der Schwebstoffkonzentration wurden optische Konzentrationsmessgeräte genutzt. Die Strömungsgeschwindigkeit wurde mittels eines EMVM (engl.: electromagnetic velocity meter) aufgenommen. Trotz geringer Fließgeschwindigkeiten, konnte jedoch kein mobiler Flüssigschlick erzeugt werden.

Des weiteren führten van Kessel u. a. [1996] Laborversuche zum Transport von Flüssigschlick auf geneigten Flächen unter Welleneinfluss durch. Dabei erkannten sie, dass für einen horizontalen Transport, die Verflüssigung des Schlicks notwendig ist und dies durch Druckschwankungen aufgrund von Oberflächenwellen erfolgt. Die Schlicksuspensionen wurden mit NaCl angereichert, um die Konzentrationsprofile mittels der Leitfähigkeit bestimmen zu können. Die Verflüssigung der Sedimentsohle wurde durch Spannungssensoren am Boden gemessen. Aktuellere Laborversuche zu welleninduziertem Transport von Flüssigschlick wurden auf der INTERCOH2013 von Pedocchi u. a. [2013] vorgestellt. In einer longitudinalen 14 m langen, 0,5 m breiten und 0,18 m tiefen Rinne wurden Wellen unterschiedlicher Höhen und Perioden erzeugt. Als Sediment wurde Kaolinit genutzt, welches vor Beginn der Wellenversuche zum Absetzen in die Rinne eingebracht wurde. Nach Absetzzeiten zwischen 4 bis 10 Tagen wurden die Versuche gestartet. Eine Probenentnahme an der oberen Schicht des Sediments wurde zur Dichtebestimmung durchgeführt. Die Geschwindigkeitsmessung wurde mit einem Ultraschallmessgerät durchgeführt. Es wurden drei Zustände in Abhängigkeit der Absetzzeit beobachtet: Keine Bewegung des Sediments, Sohlerosion der obersten Sedimentschichten und plötzliche Liquifizierung und Bewegung des gesamten Sediments. Ein ähnliches Verhalten wurde auf der INTERCOH2017 von Soltanpour u. a. [2017] präsentiert. Durch die stetige Wellenbelastung einer Sedimentschicht, konnte die Entstehung von mobilem Schlick visuell dargestellt werden.

7.1.2 Experimente zum gravitativen Transport

In den Experimenten von van Kessel u. a. [1996] wurden die Einflüsse des gravitativen und des welleninduzierten Transports gleichermaßen nachgestellt. Darin wurde China Clay als Versuchssediment auf einer geneigten Fläche aufgebracht, durch die induzierten Wellen fluidisiert und so zum Abrutschen gebracht. Stationäre Messbedingungen konnten dabei jedoch nicht hergestellt werden.

Weitere Versuche basierten auf Hangrutschungen oder Murenabgängen in alpinen Einzugsgebieten. Dafür wurden Sediment-Wasser-Mischungen in einer geneigten Rinne abgelassen und durch Video- und Fotoanalysen untersucht [Parsons u. a., 2001]. Eine solche Murenrinne wurde im Labor der Universität der Bundeswehr München zur Simulation von Murenabgängen genutzt [Queiroz de Oliveira u. a., 2015].

7.1.3 Experimente zum Transport in Scherströmungen - Längsgerinne

Best u. a. [1997] führten experimentelle Untersuchungen zur Turbulenzdämpfung durch fei-

nen Sand durch. Deren Laborrinne war 10 m lang, 0,3 m breit und hatte eine konstante, sehr geringe Fließtiefe von 0,058 m. Über einem rauem Boden, auf den Glasperlen aufgeklebt wurden, wurde eine homogene Strömung eingestellt, in der die Turbulenz durch Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) gemessen wurde. Als Sediment wurden Glasperlen mit einem mittleren Durchmesser von $d_m = 0,22$ mm verwendet, sodass ein optisches Messverfahren zur Geschwindigkeitsmessung angewendet werden konnte. Die Geschwindigkeiten wurden mit Frequenzen zwischen 5 Hz und 50 Hz gemessen. Über die LDA-Messungen konnten die Partikel und deren Größe identifiziert und quantifiziert werden. Daraus wurde der Volumenstrom und der Feststoffgehalt berechnet, der im Bereich von 0,000102 < ϕ < 0,000249 lag. Das Fazit der Untersuchungen war, dass durch Zugabe von Sediment und in Abhängigkeit der Korngröße, Turbulenz sowohl gedämpft, als auch produziert werden kann.

Des weiteren untersuchte Cellino [1998] den Einfluss von granularen Suspensionen auf die Ausbildung des vertikalen Geschwindigkeitsprofils, indem er das vertikale Konzentrationsprofil einer Strömung mit dem theoretischen Rouse-Profil verglich. Seine Analyse war dabei auf die turbulente Diffusivität K_t und die turbulente Viskosität ν_t fokussiert, die er in Form der turbulenten Schmidt-Zahl untersuchte. Zur Messung der Geschwindigkeits- und Konzentrationsfluktuationen nutzte er einen selbst entworfenen Acoustic-Particle-Flux-Profiler (APFP), der beide Messgrößen zeitgleich aufnehmen konnte. Als Sediment benutzte er feinen Sand mit mittleren Durchmessern von 0,135 mm $< d_m < 0,230$ mm bei Schwebstoffkonzentrationen von 2,05 < c < 6,29 g/l. Zur Messung der sohlnahen Schwebstoffkonzentration wurden Proben entnommen und durch Trocknen und Wiegen charakterisiert. Die Versuche wurden in einer 16,8 m langen, 0,6 m breiten und 0,12 m hohen Längsrinne durchgeführt, siehe Abbildung 7.1. Die ersten drei Meter der Rinne waren mit rauem Beton bedeckt, um eine gleichmäßige Turbulenz zu erzeugen. Das Sediment wurde vor der Messstrecke in die Strömung injiziert



Abbildung 7.1: Skizze und Foto des Versuchsaufbaus nach Cellino [1998].

und im Auslass der Rinne herausgefiltert. In dieser Untersuchung konnten sowohl Aufschlüsse über die horizontale, wie auch über die vertikale Turbulenzentwicklung gewonnen werden. Dabei unterschied sich die Dynamik der horizontalen Turbulenz kaum von der in reinem Wasser, die vertikale jedoch erheblich. Es zeigte sich, dass die vertikale Turbulenzintensität in Schwebstoffsuspensionen geringer ist als in klarem Wasser.

Einen weiteren bedeutenden Versuch zur Turbulenzentwicklung führten Wissmann u. Bruens [2000] ohne die Verwendung von Sediment durch. In deren Experiment wurde eine geschichtete Salzwasser-Strömung erzeugt, sodass die Geschwindigkeits- und Turbulenzmessungen mit einem optischen Messverfahren durchgeführt werden konnten. Die Ergebnisse wurden durch Toorman u. a. [2002] veröffentlicht. Dieser Versuch wurde zur Untersuchung der Turbulenzdämpfung aufgrund von Schichtungseffekten durchgeführt. Dabei argumentierten Toorman u. a. [2002], dass sich geschichtete Salzwasser-Strömungen ähnlich verhalten, wie geschichtete Schwebstoff-Strömungen. Der schematische Versuchsaufbau ist in Abbildung 7.2 dargestellt. In einer 30 m langen, 1 m breiten und 0,3 m tiefen Längsrinne mit einer 6 m langen Rampenkonstruktion, wurde unter konstanter Salzwasser-Zugabe eine geschichtete Strömung erzeugt. Die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen wurden an sechs Positionen in Längsrichtung mittels Laser-Doppler-Velocimetry (LDV) mit einer Messfrequenz von 100 Hz gemessen. Dabei wurden die Geschwindigkeiten mit einer vertikalen Diskretisierung von 2 bis 3,5 cm bis zu einem Abstand von 1,4 cm von der Sohle gemessen. Die Salinität wurde über konduktometrische Sonden gemessen und in die Dichte umgerechnet. Die maximale mittlere Geschwindigkeit betrug 0,15 m/s, was bei der angegebenen Geometrie einem maximalen Durchfluss von 0,023 m³/s entsprach. Die Experimente zeigten, dass sich die Turbulenz in horizontaler Richtung abbaute, was durch die Turbulenzdämpfung aufgrund der Schichtung erklärt wurde.



Abbildung 7.2: Schematischer Längsschnitt des Versuchaufbaus zur Untersuchung der Turbulenz in geschichteten Salzströmungen [Toorman u. a., 2002]. Hall [2014] erkannte in seiner Arbeit, dass es verschiedene Möglichkeiten gibt, mobilen Flüssigschlick zu erzeugen. Er unterschied zwischen gravitativem Transport und scherinduziertem Transport. Zu scherinduzierten Transportvorgängen erklärte er, dass es noch kein Experiment gab, das den scherinduzierten Transport von Flüssigschlick bewies. Somit führte er seine Versuche zur Prüfung der Existenz dieses Mechanismus durch. Dabei verwendete er eine 15,2 m lange, 0,3 m breite und 0,3 m tiefe Längsrinne mit einer Neigung von J = 0,001. In die Rinne wurde ein doppelter Boden eingebaut, der in der Mitte über eine Rampe zum ursprünglichen Rinnenboden zulief. Gegenüber wurde eine entgegengesetzte Rampe eingebaut, die wieder auf die Höhe des erhöhten Bodens führte, sodass der tiefer gelegte Abschnitt ein Dreiecks-Profil aufwies. In diese Vertiefung wurde Sodium-Bentonit als Ersatz-Flüssigschlick eingebracht. Die Suspension wurde dafür manuell mit einem Mixer auf Konzentrationen von 20 g/l und 80 g/l vorbereitet und mit einer Pumpe in die Vertiefung der Rinne gepumpt. Nach dem Befüllen mit dem Ersatz-Schlick, wurden verschiedene Durchflüsse eingestellt und durch Videoanalyse ausgewertet. Als Fazit der Versuche wird beschrieben, dass Schlick durch reine Scherströmung und ohne unkontrolliertes Aufwirbeln lediglich bei sehr kleinen Durchflüssen, hier $1.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$, in Strömungsrichtung bewegt werden kann.

7.1.4 Experimente zum Transport in Scherströmungen - Kreisgerinne

Ein Kreisgerinne stellt ein »unendlich« langes Gerinne ohne Einlauf und Auslauf dar. Besonders zur experimentellen Untersuchung von morphodynamischen Prozessen, bei denen das Sediment in Längsrinnen in das Pumpensystem gelangt oder aufgefangen und wieder neu eingebracht werden muss, bieten Kreisgerinne Vorteile [Spork, 1997]. Ein Nachteil des Kreisgerinnes ist die erzeugte Sekundärströmung. Die dadurch entstehenden vertikalen Geschwindigkeitskomponenten können das Strömungsfeld ändern, sodass die natürlichen Verhältnisse im Modell nicht mehr genau nachgebildet werden können. Bei morphodynamischen Untersuchungen können die durch Sekundärströmungen erzeugten vertikalen Geschwindigkeitskomponenten Einfluss auf das Sedimentations- und das Erosionsverhalten haben. Im Gegensatz zu linearen Rinnenanordnungen, in denen die Strömung meist durch ein Gefälle erzeugt wird, wird die Strömung im Kreisgerinne durch Rotation erzeugt. Meistens wird dafür eine rotierende Platte auf Höhe der Wasseroberfläche installiert, die den Wasserkörper in Bewegung versetzt. Um den Einfluss der Sekundärströmung zu minimieren, entwickelte Booij [1994] die Methode, das Gerinne selbst auch drehbar zu lagern und den Deckel und das Gerinne entgegengesetzt rotieren zu lassen. Durch einen solchen Betrieb entstehen zwei entgegengesetzt orientierte Sekundärströmungen über die Tiefe, die sich gegenseitig abbremsen [Spork, 1997]. Zur Untersuchung ästuariner Sedimente bezüglich ihrer Erodierbarkeit, wurden im Jahr 1991 von HR Wallingford Untersuchungen an einem Kreisgerinne durchgeführt [Ockenden u. Delo, 1991]. Dabei wurden die durch die Strömung entstehenden Sohlschubspannungen gemessen und mit der Dichte des sich abgesetzten Sediments in Verbindung gebracht. Das dafür genutzte Kreisgerinne hatte einen Durchmesser von 6m, eine Rinnenbreite von 0,4m und eine einstellbare Tiefe von 0,35 m. Das Sediment wurde vor den Versuchen mit der gewünschten Schwebstoffkonzentration und Salzgehalt angerührt und danach in das Kreisgerinne eingebracht.

Weitere experimentelle Untersuchungen mit einem Kreisgerinne wurden an der TU Delft unternommen. Dabei untersuchte Bruens [2003] die vertikale Struktur von konzentrierten Suspensionen. Das Gerinne hatte einen Außendurchmesser von 4 m, eine Gerinnebreite von 0,3 m und eine maximale Tiefe von 0,25 m. Eine hoch konzentrierte Suspension aus China Clay wurde in einem Mischbehälter angerührt und in das Kreisgerinne gefüllt. Daraufhin wurde das Kreisgerinne zum Rotieren gebracht, um das Absetzverhalten während des Anlaufens der Geschwindigkeit beobachten zu können. Das Ziel dieser Untersuchungen war es, die Übergänge zwischen den vertikalen Schichten zu erkennen und diese zu analysieren. Dabei bestand die Untersuchung aus der Charakterisierung der Schichten durch ihre Schwebstoffkonzentration und ihrer Fließverhältnisse [Winterwerp u. a., 2002b]. Zur Messung der Geschwindigkeit wurden an zwei Positionen EMF (engl.: electromagnetic flow meter) installiert. Zusätzlich wurden zur Dichtebestimmung an vier Stellen Proben entnommen und mit einem tragbaren Dichtemessgerät gemessen. Detaillierte Geschwindigkeits- und Konzentrationsprofile konnten aufgrund der wenigen Messstellen nicht erstellt werden.

7.1.5 Zeitliche Entwicklung der Laborversuche

Es ist auffällig, dass die Laborversuche zur Untersuchung der Dynamik von Schlicksuspensionen insbesondere in den 1990er Jahren und in den frühen 2000er durchgeführt wurden. Dabei versuchte man häufig die Dynamik von Flüssigschlick ganzheitlich, also unter Berücksichtigung möglichst aller Einflussfaktoren zu untersuchen. Daher wurden die Versuche in komplexen Wellenkanälen, Kreisgerinnen oder anderen wasserbaulichen Rinnen durchgeführt. Mit dem Verständnis, dass die Entstehung von Flüssigschlick von einer Vielzahl komplexer Einflussfaktoren abhängt, änderte sich der Fokus der Versuche. In den vergangenen 10 bis 15 Jahren rückte man von der gesamtheitlichen Untersuchung der Dynamik von Schlick ab und versuchte die einzelnen Teilprozesse genauer zu verstehen. Versuche zur Flockenbildung, zum Absetzverhalten oder zur Rheologie von Schlick gewannen nicht zuletzt durch den Fortschritt der Messtechnik an Bedeutung. Messungen zur Dynamik von Schlick fanden meist nur noch durch in-situ Naturmessungen statt, aber nicht unter kontrollierten Laborbedingungen.

Aus Sicht des Autors sollte heute mit dem Wissen über die einzelnen Teilprozesse und mit dem Fortschreiten der Messtechnik wieder in Richtung ganzheitlicher Laborversuche geforscht werden. Dabei ist eine Vereinfachung der realen Bedingungen weiterhin notwendig, jedoch mit dem Ziel, eine künstliche Laborsituation schrittweise komplexer zu gestalten. 7.1. Laborversuche zur Dynamik von Flüssigschlick

Kapitel 8

Planung des Experiments

In der vorangegangenen Literaturanalyse wurden die Experimente von Wissmann u. Bruens [2000] und von Cellino [1998] vorgestellt, die zur Messung und Analyse der Dynamik von Flüssigschlickströmungen als geeignet erschienen. Im Folgenden werden die Charakteristika dieser beiden Forschungsarbeiten dargestellt, auf deren Basis ein neuer Versuchsstand für diese Forschungsarbeit aufgebaut wurde. In Tabelle 8.1 ist ein Überblick der beiden Experimente gegeben.

Das Ziel beider Arbeiten war die Messung und Untersuchung von Turbulenz, wobei Wissmann u. Bruens [2000] die Turbulenzdämpfung aufgrund von Dichteschichtungen untersuchten und Cellino [1998] das Turbulenzverhalten in granularen Suspensionen. Wissmann und Bruens erzeugten die vertikalen Dichteunterschiede mit Salzwasser, welches an einer Rampe injiziert wurde. Daraufhin wurde die Turbulenz in verschiedenen Abständen zur Rampe mittels optischer LDV-Messtechnik gemessen. Cellino [1998] erzeugte in einer kürzeren Rinne durch stetige Zugabe von feinem Sand eine homogene granulare Suspension. Sein Ziel war die Erzeugung möglichst hoch konzentrierter Schwebstoffsuspensionen. In diesen Strömungen konnte er mittels akustischer Messverfahren sowohl die Geschwindigkeit, als auch die Schwebstoffkonzentration messen. Durch die Auswertung der Geschwindigkeitsfluktuationen war er in der Lage, die Reynoldsspannungen zu bestimmen. Des weiteren konnte er mit dem APFP die Fluktuationen der Schwebstoffkonzentration bestimmen und somit die turbulente Schmidt-Zahl untersuchen.

Der für diese Forschungsarbeit aufgebaute Versuchsstand, *MudEstuaryExp* genannt, kombiniert die Vorteile beider Experimente. Die bauliche Gestaltung orientierte sich am Versuch von Wissmann u. Bruens [2000], mit dem Unterschied, dass nach der Rampe kein Salzwasser, sondern Ersatz-Schlick eingebracht wurde. Ebenso wurden an mehreren Messpositionen in Fließrichtung vertikale Profile gemessen. Entsprechend der Experimente von Cellino [1998], basierte die verwendete Messtechnik auf dem akustischen Messprinzip, welches sowohl für die Geschwindigkeits-, als auch für die Schwebstoffkonzentrationsmessung geeignet ist. In Tabelle 8.2 sind die charakteristischen Eigenschaften des Versuchs *MudEstuaryExp* dargestellt, in dem die Sohlneigung und die mittlere Korngröße der Sedimente ästuartypischeren Bedingungen Tabelle 8.1: Gegenüberstellung der charakteristischen Eigenschaften der Laborversuche von Wissmann u. Bruens [2000] (ExpWB) und Cellino [1998] (ExpC).

	ExpWB	ExpC
Ziel der Untersuchung		
	Einfluss der	Einfluss der Konzentration
	horizontalen Dichte-	auf die Turbulenz.
	schichtung auf die Turbulenz.	
Versuchsrinne		
Art:	Längsrinne	Längsrinne
Länge:	30 m	16,8 m
Breite:	1 m	0,6 m
Fließtiefe:	0,15 m / 0,30 m	0,12 m
Sohlneigung:	n.b.	0,03 % - 0,3 %
Material		
Art:	Salzwasser	Feiner Sand (nicht-kohäsiv)
Durchmesser:		$d_m =$ 0,135 - 0,230 mm
Zugabe	Rampe - Salz liegt vor.	Kont. Zugabe in d. Strömung
Messgerät:		
Geschwindigkeit:	LDV (optisch)	ADV (akustisch - 39 Hz)
Turbulenz:	LDV	ADV (39 Hz)
Konzentration:		APFP (16 Hz)
räuml. Auflösung:		2D
Messpositionen:	6 horizontal + Profilmessung	1 horizontal $+$ Profilmessung
max. Konzentration:	·	6,29 g/l

entsprach, als in Cellino's Versuchen. Das Experiment dieser Forschungsarbeit zur Untersuchung des turbulent-laminaren Strömungsübergangs aufgrund der Schwebstoffkonzentration am Beispiel der Ems, ist somit eine konsequente Weiterentwicklung der beiden vorgestellten Versuche. Detaillierte Beschreibungen zu *MudEstuaryExp* folgen in den anschließenden Kapiteln.

	MudEstuaryExp
Rinne	
Art:	Längsrinne
Länge:	30 m
Breite:	1 m
Fließtiefe:	0,2 m
Durchfluss:	40 - 90 l/s
Sohlneigung:	0,0001 %
Sediment	
Art:	Quarzmehl
Durchmesser:	$d_m {=}$ 0,018 - 0,025 mm
Zugabe	Rampe,
von Sediment	Quarzmehl liegt bereit
Messtechnik	
Geschwindigkeit:	ADV (100 Hz)
Turbulenz:	ADV (100 Hz)
Konzentration:	ADV (100 Hz)
Räumliche Messauflösung:	3D
Messpositionen:	9 horiz. $+$ vert. Profile

Tabelle 8.2: Überblick der charakteristischen Eigenschaften des Experiments MudEstuaryExp.

8.1 Konstruktion des Versuchsstands

Der Versuchsaufbau im Wasserbaulabor der Universität der Bundeswehr München sah eine Strömungsrinne vor, die durch den Einbau zweier Rampen in drei Abschnitte geteilt wurde: Den Einlaufbereich, die Messstrecke und den Auslaufbereich. Eine konzeptionelle Skizze des Versuchs ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Am Einlass wurde klares Wasser eingeleitet, welches nach dem Einlaufbereich über eine Rampe auf den Sedimentboden traf und diesen aufwirbelte. In der so entstandenen Suspension wurden die Fließgeschwindigkeiten, die Turbulenz und die Schwebstoffkonzentrationen gemessen. Die Strömungsrinne hatte eine Länge von 30 m,



Abbildung 8.1: Längsschnitt des Versuchsstands *MudEstuaryExp* mit kontinuierlichem Einund Auslaufbereich sowie dazwischen liegender Sediment-Messstrecke (nicht skalierbar).

eine Breite von 1 m und eine Höhe von 0,90 m. Die Länge der Einlaufstrecke wurde mit 8 m so gewählt, dass sich ein voll entwickeltes, turbulentes Geschwindigkeitsprofil ausbilden konnte. Dies wurde im Rahmen von Vorversuchen mit der Messung vertikaler Geschwindigkeitsprofile und deren Anpassung an die Kármán-Prandtl-Gleichung bestätigt. Bereits einen Meter vor Ende des Einlaufbereichs konnten voll entwickelte Geschwindigkeitsprofile gemessen werden. Die Höhe des aufgeschütteten Sediments war mit 0,15 m gleich der Höhe der Rampen, die aus PVC der Stärke 1,5 cm gefertigt wurden. Vor dem 2 m langen Auslaufbereich wurde eine Rampe entgegengesetzt zur Fließrichtung eingebaut. Dadurch konnte beim Befüllen und Anlaufen des Versuchs ein unkontrolliertes Ausschwemmen des eingebrachten Sediments verhindert werden. Entlang der Sedimentstrecke wurden an neun Messpositionen, M1 bis M9, vertikale Profile der Geschwindigkeit, der turbulenten kinetischen Energie sowie der Schwebstoffkonzentration gemessen. Die geneigten Rampensegmente hatten jeweils eine Länge von 2 m und eine stetige Steigung. Die Boxen des Ein- und Auslaufbereichs waren innen hohl





Abbildung 8.2: Fotos des Versuchaufbaus: Einbau der Boxen, hier ohne Deckplatte (a). Eine Rampe dient dem kontinuierlichen Übergang des Einlaufbereichs zum Sedimentbereich (b). Zur Erhöhung der Rauigkeit wurde der Einlaufbereich mit Steinfolie beklebt (c). Nahaufnahme der Steinfolie (d).

und wurden mit Längsstreben am Boden der Rinne befestigt, siehe Abbildung 8.2 (a). Der Hohlraum der Boxen wurde im Versuchsbetrieb mit Wasser gefüllt, sodass kein Stabilitätsversagen durch Auftrieb entstehen konnte. Abbildung 8.2 (b) zeigt den Übergang von der Box zur Rampe während eines Probebetriebs mit Wasser. Zur Verbesserung des Einlaufbereichs, wurde dessen Oberfläche mit Steinfolie beklebt, eine Teichfolie, die gleichmäßig mit Kies der Stärke 3 mm bedeckt ist, siehe Abbildung 8.2 (c) und (d). Eine rauere Oberfläche führte zu einer früheren Ausbildung des voll entwickelten Geschwindigkeitsprofils und verminderte Sekundärströmungen, die im Einlauf entstehen konnten.

8.2 Versuchsmaterial

Aufgrund der organischen Bestandteile des natürlichen Ems-Schlicks, ist dieser für Laborversuche in einem offenen Wasserkreislauf aus hygienischen Gründen nicht verwendbar. Daher wurden für die Wahl des Versuchssediments Schlickproben aus der Ems bezüglich ihrer materiellen Zusammensetzung, ihrer Korngrößenverteilung, ihrer Dichte und ihres Anteils an organischen Bestandteilen untersucht, siehe Kapitel 3.1. Durch die sedimentologische Analyse der Schlickproben sollte ein Material gefunden werden, welches den Schlick aus der Ems im experimentellen Laborversuch optimal nachbildet. Die Ergebnisse der Röntgenspektroskopie



Abbildung 8.3: Vergleichende Korngrößenverteilungen vom Quarzmehl (links) und einer Schlickprobe der Ems (rechts) aus dem Jahr 2015.

und der Korngrößenanalyse zeigten, dass die entnommenen Proben aus der Ems größtenteils aus Quarz mit mittleren Korndurchmessern im Bereich 11 μ m $< d_m < 30 \,\mu$ m bestanden. Ähnliche mittlere Korngrößen wurden für Quarzmehl mit $d_m = 18 \,\mu$ m festgestellt, siehe Abbildung 8.3, in der die Korngrößenverteilungen von Quarzmehl und Schlick aus der Ems vergleichend aufgetragen sind. Es ist erkennbar, dass die Verteilungen ähnlich sind, wobei die Schlickproben ein deutlicheres Maximum im Bereich von 13 μ m aufweisen, als das Quarzmehl. Durch Interpolation ergaben sich die jeweiligen mittleren Korndurchmesser $d_{m,Ems} = 20 \,\mu$ m und $d_{m,QM} = 18 \,\mu$ m.

Die Trockendichte von Quarzmehl wurde zu 2,64 g/cm³ bestimmt und befindet sich somit in derselben Größenordnung wie die Trockendichte der Schlickproben, die zu 2,42-2,49 g/cm³ gemessen wurde. Aufgrund der Korngrößenverteilung und der Trockendichte hat sich Quarzmehl als geeignetes Versuchssediment erwiesen. Jedoch ist zu beachten, dass zwischen Quarzmehl und natürlichem Schlick bedeutende Unterschiede, sowohl in der Kornform als auch im Anteil organischer Bestandteile bestehen.

Mit Hilfe von mikroskopischen Aufnahmen wurde insbesondere die Kornform beider Materialien verglichen und analysiert. Quarzmehl wird üblicherweise aus groben Quarzblöcken aus Steinbrüchen hergestellt. Die Blöcke werden mit Brechern und Hammermühlen in Quarzsplitt zerkleinert, welcher wiederum in gepanzerten Rohrmühlen zu Quarzmehl gemahlen wird [Quarzwerke Gruppe, 2017]. Durch die mechanische Herstellung von Quarzmehl entstehen kantige Kornformen, siehe Abbildung 8.4 (a). Im Vergleich dazu, durchlaufen die Körner des natürlichen Schlicks den gesamten geomorphologischen Zerkleinerungsprozess über die Flüsse bis in die Ozeane. Durch die gleichmäßige Abnutzung der Partikel entstehen runde Kornformen, wie es in Abbildung 8.4 (b) zu erkennen ist.



Abbildung 8.4: Vergleichende Mikroskopaufnahmen vom Quarzmehl (a) und einer Schlickprobe der Ems aus dem Jahr 2015 (b).

8.3 Messgeräte

Zur experimentellen Untersuchung der Turbulenzinteraktion in Schwebstoffsuspensionen sind vertikale Profilmessungen der dreidimensionalen Strömungsgeschwindigkeit und der Schwebstoffkonzentration nötig, wobei die Turbulenzgrößen aus den Geschwindigkeitsfluktuationen ermittelt werden können. Zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit und deren Fluktuationen wurden in diesem Versuch ADV-Sonden (Acoustic-Doppler-Velocimetry) eingesetzt. Voulgaris u. Trowbridge [1998] zeigten in ihren Untersuchungen, dass die turbulente kinetische Energie und die Reynoldsspannungen mit ADV-Sonden mit hoher Genauigkeit zu den theoretischen Werten bestimmt werden können. Im Rahmen der Vorversuche wurden Messungen mit einer 100 Hz-Sonde, dem Vectrino Profiler und einer 200 Hz-Sonde, der Vectrino⁺ der Fa. Nortek, durchgeführt, siehe Abbildung 8.5. Die Geschwindigkeitsbestimmung bei diesen Sonden basiert auf dem Prinzip der Dopplerverschiebung. Dabei wird ein akustisches Signal, hierbei mit F = 10 MHz, aus dem zentral angeordneten Transmitter ausgesendet und an den Schwebstoffen im Messvolumen reflektiert. Das reflektierte Signal wird von vier Empfängern aufgenommen und durch die Frequenzverschiebung des empfangenen Signals in die Strömungsgeschwindigkeit umgerechnet. Siehe Nortek [2004] und Nortek [2012] für nähere Informationen zur Funktionsweise der ADV-Sonden.

Bei der ADV-Messung wird die Geschwindigkeit über ein Messvolumen gemittelt. Je größer



Abbildung 8.5: Die ADV-Sonden der Fa. Nortek waren während den Messungen an einem Messwagen montiert.

8.3. Messgeräte

das Messvolumen ist, desto gröber wird die Messung räumlich gemittelt, sodass kleinskalige turbulente Strukturen in der Erfassung verloren gehen [Doroudian u. a., 2010]. Zur Turbulenzmessung ist somit eine hohe räumliche, wie auch zeitliche Auflösung von Bedeutung. Die Vectrino⁺-Sonde misst mit 200 Hz bei einem Messvolumen von 5 bis 7 cm Höhe. Der Vectrino Profiler hingegen misst mit 100 Hz, das Messvolumen lässt sich jedoch in Millimeter-Schritten diskretisieren.

Der experimentelle Aufbau der Vorversuche sah die Verwendung beider ADV-Sonden vor, um Dysfunktionen einer Sonde auszuschließen. Wie es in Abbildung 8.5 dargestellt ist, wurden beide Sonden nebeneinander an einem Messwagen installiert. Ein gleichzeitiger Betrieb war aufgrund der gegenseitigen Beeinflussung nicht möglich. Im direkten Vergleich der durch beide Sonden gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten und turbulenten kinetischen Energien, wurden vergleichbare Ergebnisse erzielt, sodass Dysfunktionen der Sonden ausgeschlossen werden konnten, siehe Abbildungen B.1 und B.2 im Anhang. Da die Messergebnisse des Vectrino Profilers durch die feinere räumliche Auflösung für die Analyse der Versuche geeigneter waren, basiert die weitere Auswertung in dieser Arbeit auf den Messdaten des Vectrino Profilers.

8.3.1 Die Messwerte einer ADV-Sonde

Die ADV-Sonden dieser Forschungsarbeit messen vier Größen: Die dreidimensionale Strömungsgeschwindigkeit, die Amplitude, das Signal-Rausch-Verhältnis (engl.: signal-to-noise ratio, SNR) und die Korrelation. Die drei letztgenannten dienen der Auswertung und Quantifizierung der Messqualität.

Die Amplitude gibt die Intensität des akustischen Signals an, welches jeweils von den vier Empfängern registriert wird. Diese wird je nach Sonde in digitalen Zählern, sogenannten *counts*, oder in Dezibel ausgegeben.

Die SNR ist das Verhältnis der Intensität des absolut empfangenen Signals (Amplitude) und der des Hintergrundrauschens und wird als Qualitätsmaß eines eingehenden Signals genutzt. Ein empfangenes Signal wird als qualitativ hochwertig interpretiert, wenn es einen Mindestwert der SNR nicht unterschreitet. Dieser Mindestwert ist vom Messgerät abhängig und liegt für die Vectrino⁺ bei 10 dB und für den Vectrino Profiler bei 30 dB [Røstad, 2016]. Die SNR wurde in dieser Forschungsarbeit dazu verwendet, die Schwebstoffkonzentration zu bestimmen, sodass neben der ADV-Sonde kein weiteres Messgerät zur Konzentrationsmessung nötig war. Die dafür entwickelte Methode wird in Teil IV erläutert.

Unter der Korrelation wird die Kreuzkorrelation der Phasenverschiebung zweier zeitverschobener Empfangssignale verstanden. Ist die Korrelation beider Signale hoch, kann von einer hohen Datenqualität ausgegangen werden. Die Korrelation nimmt Werte zwischen 0 % und 100 % an und sollte stets über 90 % liegen [Nortek, 2015]. Um die Qualität der gemessenen Daten zu garantieren, wurde empfohlen, Messwerte mit einer Korrelation <70 % oder einer SNR < 5 dB auszuschließen [Ali u. Lemckert, 2009].

8.3.2 Die Messqualität des Vectrino Profiler

Der Vectrino Profiler eignet sich aufgrund seiner Messart besonders für die Messung vertikaler Profile. In den hierbei benutzten Sondeneinstellungen wurden 35 übereinander liegende Positionen in einem 3,5 cm hohen Messprofil zeitgleich mit einer Messfrequenz von 100 Hz gemessen. Eine Messung ohne zeitlichen Versatz ist insbesondere in der Turbulenzmessung von Nutzen, da die Messungen eines Messprofils somit räumlich korreliert werden können. Im Folgenden wird gezeigt, inwiefern die Qualität der Messergebnisse eines Messprofils für die Gesamtauswertung verlässlich war.

Abbildung 8.6 beschreibt eine gemessene Zeitreihe der *u*-Geschwindigkeit (a) und der Korrelation (b) für die 35 Messzellen nebeneinander aufgetragen. In der Darstellung der Geschwindigkeit fällt auf, dass der obere Bereich des Messprofils, Zellen 1 bis 6, von den Messungen im restlichen Messprofil abweicht. Des weiteren ist am unteren Ende, Zellen 28 bis 35, eine zunehmende Fluktuation der Messdaten zu erkennen. Das klarste Signal liefert die Messung im sogenannten *Sweet Spot* in Zelle 11 [Nortek, 2015]. Die Messabweichungen der obersten 6 Zellen konnten durch keine akustische Fehlerquelle erklärt werden, da die Abweichungen weder in der Korrelation, noch in der SNR sichtbar waren. Für die Zellen 28 bis 35 zeigt die Korrelation jedoch niedrige Werte unterhalb des Grenzwerts von 70 %. Diese Analyse führte dazu, dass das Messprofil für die weitere Verwendung um die Randbereiche gekürzt wurde. Die Auswertung der weiteren Messungen fand lediglich in der neu definierten *Sweet Area* statt, die die Messzellen 7 bis 27 umfasste.



Abbildung 8.6: Die Zeitreihen der *u*-Geschwindigkeit (a) und der Korrelation (b) sind für die 35 Messzellen in einem Messprofil des Vectrino Profiler dargestellt. Die Bereiche *Sweet Spot* und *Sweet Area* sind farblich markiert.
8.4 Der Einfluss der Sekundärströmung

Sogenannte Sekundär- oder Kurvenströmungen entstehen beispielsweise in Flusskrümmungen, wo es durch unterschiedliche Fließgeschwindigkeiten in den Außen- und Innenkurven zu einer helixartigen Zirkulation der Strömung kommt. Zirkulierende Querströmungen können jedoch auch in gerade verlaufenden Gerinnen vorkommen und werden durch die seitliche Reibung verursacht. Dabei entstehen zwei zirkulierende Strömungen quer zur Hauptströmungsrichtung, die zu einer zusätzlichen vertikalen Vermischung von Schwebstoffen führen können. Im Experiment MudEstuaryExp sollte dieser Effekt verhindert werden. Nezu u. Nakagawa [1993] beschrieben, dass die Intensität der Sekundärströmungen vom Verhältnis der Breite B zur Fließtiefe h abhängt und gaben ein optimales Verhältnis von B/h > 5.2 vor. Um dieses Verhältnis einhalten zu können, wäre für die Versuchsrinne mit der Breite B = 1 meine maximale Fließtiefe von $h_{max} = 0,19$ m möglich. Zur experimentellen Überprüfung, wurde mit dem Vectrino Profiler die Ausbildung von Sekundärströmungen für h = 19 cm, sowie für h = 30 cm bei einem Durchfluss von Q = 40 l/s untersucht. Dafür wurden sechs vertikale Geschwindigkeitsprofile gemessen, die in gleichmäßigen Abständen von 10 cm lateral versetzt waren. Die Abbildungen 8.7 (a) und (b) zeigen die mittleren Geschwindigkeiten \bar{u} , \bar{v} und \bar{w} in der yz-Ebene für $h = 19 \,\mathrm{cm}$ und für $h = 30 \,\mathrm{cm}$. Aus Gründen der Symmetrie wurde nicht die gesamte Breite des Gerinnes vermessen. Da das Messprofil 4 cm unterhalb der Sonde beginnt und die Sonde mindestens 2 cm im Wasser eingetaucht sein muss, sind in den Abbildungen reduzierte Wassertiefen dargestellt. Jeweils die oberste Abbildung beschreibt die Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung, die mittlere in y-Richtung und die untere in z-Richtung. Für beide Fließtiefen ist der laterale, abbremsende Effekt erkennbar, sowie die maximale Strömungsgeschwindigkeit in etwa der Mitte des Gerinnes. Ebenso ist zu erkennen, dass die dominierende Strömung in x-Richtung stattfindet und die Geschwindigkeitskomponenten der y- und z-Richtungen im Vergleich dazu vernachlässigbar sind. Bei der geringeren Fließtiefe ist eine homogenere Strömung über die Breite darstellbar, was durch das optimale B/h-Verhältnis zu erwarten war. Für h = 30 cm ist anhand der \overline{w} -Geschwindigkeit eine Sekundärströmung erkennbar, sodass für die weiteren Versuche eine maximale Fließtiefe von $h = 20 \,\mathrm{cm}$ festgesetzt wurde.

8.5 Ablauf und Organisation der Messungen

Nach Abschluss der Vorversuche wurde das Quarzmehl im Versuchsstand zwischen der Einlaufund der Auslauframpe im trockenen Zustand eingebracht. Das Sediment wurde im gesamten Bereich zwischen den Rampen so hoch aufgeschüttet, dass es bündig zur Einlaufbox lag, siehe Abbildung 8.8. Für die Durchführung der Messungen wurde eine konstante Fließtiefe von h = 0,2 m mit einem Wehr am Ende der Rinne eingestellt. Durch die Variation der Durchflüsse von Q = 401/s, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s (Q40 bis Q90), wurden verschiedene





Abbildung 8.7: Im Contour-Plot der yz-Ebene der Strömungsrinne sind jeweils die \bar{u} -, \bar{v} - und \bar{w} -Geschwindigkeiten für h = 19 cm (a) und h = 30 cm (b) dargestellt.



Abbildung 8.8: Foto des Versuchsstands mit kompletter Sedimentbefüllung.

Fließgeschwindigkeiten erzeugt. Die Sediment-Messstrecke war 16 m lang und wurde an 9 Messpositionen, M1 bis M9, mit dem Messwagen und der ADV-Sonde angefahren. Die Messpositionen waren jeweils in einem Abstand von $\Delta x = 1,80$ m zueinander entfernt, wobei sich die Position M1 noch im Einlaufbereich befand, siehe Abbildung 8.1. Tabelle 8.3 gibt einen Überblick zur Organisation und zum Ablauf der Messungen. Des weiteren sind darin die primären und die daraus ableitbaren Messgrößen, die Messpositionen sowie die Messdauer pro Sondenposition aufgelistet. Die primären Messwerte einer ADV-Sonde sind die Geschwindigkeiten, die Amplitude, die SNR und die Korrelation. Aus den primären Messwerten wurden weitere Größen, wie die Schwebstoffkonzentration c, die Geschwindigkeitsfluktuationen u', v' und w', die turbulente kinetische Energie k, sowie die Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ abgeleitet. Die Methoden und Verfahren, die genutzt wurden, um die ableitbaren Größen zu erhalten, werden in den folgenden Kapiteln beschrieben.

8.6 Erkenntnisse aus den Vorversuchen

Für die optimale Ausführung der experimentellen Untersuchungen waren Vorversuche nötig, deren Erkenntnisse im Folgenden zusammengefasst sind:

- Als Ersatzmaterial für Ems-Schlick wurde Quarzmehl verwendet.
- Die ADV-Sonden Vectrino Profiler und Vectrino⁺ ergaben vergleichbare Messergebnisse der Geschwindigkeit und der Turbulenz, sodass die Wahrscheinlichkeit einer Sonden-Dysfunktion minimiert werden konnte. Aufgrund der höheren räumlichen Auflösung, wurden für die weitere Auswertung die Messergebnisse des Vectrino Profiler verwendet.

- Die Ausbildung von Sekundärströmungen wurde durch ein optimales B/h-Verhältnis unterdrückt.
- Der Einlaufbereich benötigte eine Mindestlänge und eine gewisse Rauigkeit, damit sich bis zur Messstrecke ein voll entwickeltes, turbulentes Geschwindigkeitsprofil ausbilden konnte.
- Die Sediment-Messstrecke sollte so lang wie möglich sein. Je länger die Erosionsstrecke ist, desto höhere Schwebstoffkonzentrationen können im Experiment erwartet werden.

Tabelle 8.3: Übersicht zur Organisation und zum Ablauf der Messungen.

	Charakteristika des Versuchs MudEstuaryExp
Fließtiefe	konstant 20 cm
Durchfluss/Fließgeschwindigkeit	40-901/s (Q40-Q90)
Messgeräte	ADV - Vectrino Profiler (100 Hz)
Originäre Messgrößen	u, v , w , Amp, SNR, Korrelation
Ableitbare Messgrößen	\overline{u} , \overline{v} , \overline{w} , u' , w' , w' , c , k , $\overline{u'w'}$
Messpositionen in x-Richtung	9, M1 - M9, mittig positioniert
	M1: Steinfolie / M2 - M9: Schlickstrecke
Messpositionen in z-Richtung	11, $\Delta z = 0,01 \mathrm{m}$
Messdauer	6 sec je Sondenposition

Teil IV

Die Messung der Schwebstoffkonzentration



Der Versuchsstand zur Kalibrierung der SNR und der Schwebstoffkonzentration im Wasserbaulabor der UniBw München.

Kapitel 9

Akustische Schwebstoffkonzentrationsmessung

Mit Hilfe der schematischen Darstellung des *Lebens eines Partikels* wurde in Kapitel 2.2 gezeigt, dass für die Untersuchung der Schlickdynamik die simultane Messung der Strömungsgeschwindigkeit, der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration notwendig ist. Mit einer ADV-Sonde kann die dreidimensionale Strömungsgeschwindigkeit direkt in der Strömung gemessen werden. Des weiteren können die Geschwindigkeitsfluktuationen, entsprechend der zeitlichen Auflösung der Messwerte, dazu genutzt werden, die Turbulenz auszuwerten. Jedoch besitzen ADV-Sonden keine integrierte Funktion zur Bestimmung der Schwebstoffkonzentration, sodass diese üblicherweise durch andere Messgeräte gemessen wird. Zur Untersuchung der turbulenten Schwebstoffinteraktion sollte die Schwebstoffkonzentration orts- und zeitgleich, also simultan zur Geschwindigkeit und zur Turbulenz gemessen werden.

Salehi u. Strom [2011] sowie Guerrero u. a. [2017] gaben eine Zusammenfassung dreier Messprinzipien zur Bestimmung der Schwebstoffkonzentration in einer Strömung. (1) Diese kann durch die Entnahme von Proben in definierten Fließtiefen und die anschließende Analyse, (2) durch Streuung und Reflexion optischer Strahlung oder (3) durch die Reflexion akustischer Signale bestimmt werden. Entnahmeverfahren sind durch die Beeinflussung der Strömung ungenau und fehleranfällig. Des weiteren kann durch Entnahmeverfahren keine Korrelation zwischen der Schwebstoffkonzentration und der Strömungsgeschwindigkeit oder der Turbulenz hergestellt werden. Optische und akustische Messverfahren, die in-situ Messungen ermöglichen und ebenso in der Lage sind, die Strömungsgeschwindigkeit zu messen, stellen die geeigneteren Methoden für diese Anforderung dar. In Untersuchungen von Fugate u. Friedrichs [2002], die zur Bestimmung der Schwebstoffkonzentration in Ästuaren ADV-Sonden nutzten, wurde eine höhere Genauigkeit für akustische Messysteme beschrieben, als für optische.

Akustische Messgeräte, wie beispielsweise ADV-Sonden, zeichnen die SNR auf, welche wiederum von der Schwebstoffkonzentration beeinflusst wird. Findet man eine Funktion für die SNR in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration, so ist es möglich, die Schwebstoffkonzentration, die Geschwindigkeit und die Turbulenz simultan und mit gleich hoher Auflösung zu messen.

9.1 Überblick akustischer Schwebstoffkonzentrationsmessungen

Die Grundlage akustischer Messgeräte ist die Sonar-Theorie, die von Urick [1948] für kleine Partikel in einer Strömung angewendet wurde. Dabei untersuchte er das Absorptionsverhalten von Kaolin- und Schluffpartikeln, während sie mit Schallwellen bestrahlt wurden. Nachdem sich das Messen mit ADV-Sonden, die auf der Sonar-Theorie basieren, zum Standardverfahren der Geschwindigkeitsmessung in Gewässern entwickelt hat, wurden sie ebenso für die Messung von Schwebstoffkonzentrationen angewendet [Lohrmann u.a., 1994]. Jay u.a. [1999] beschrieben Schwierigkeiten bei der Kalibrierung der SNR für Sedimente aus natürlichen Gewässern, da das Material, die Form und die Größe der Partikel Einfluss auf das Streuverhalten haben. Hoitink u. Hoekstra [2005] waren in der Lage, die SNR für Schwebstoffkonzentrationen bis zu 1 g/l zu kalibrieren. Es folgten weitere Untersuchungen zur Kalibrierung akustischer Messgeräte unter Laborbedingungen von Ha u. a. [2009], die Sedimente mit homogenen Kornverteilungen verwendeten. Des weiteren kalibrierten Salehi u. Strom [2011] sowie Guerrero u. a. [2013] die SNR von ADCP-Messgeräten (engl.: Acoustic-Doppler-Current-Profiler) unter Naturbedingungen mit der Schwebstoffkonzentration. Jedoch vernachlässigten die beschriebenen Untersuchungen die Schallabsorption an den Partikeln, obwohl dieser Effekt mit steigender Schwebstoffkonzentration zunehmend an Bedeutung gewinnt, siehe Kapitel 9.3. Decrop u. a. [2015] führten ein Experiment durch, in dem sie Schwebstoffkonzentrationen bis zu 10 g/l mit einer ADV-Sonde messen konnten und die Schallabsorption an Partikeln berücksichtigten. Sie nutzten eine Messfrequenz von 25 Hz, die jedoch zur Auflösung der kleinskaligen turbulenten Wirbelstrukturen zu gering war.

Zur gleichzeitigen Messung der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration führten Best u. a. [1997] Laborversuche durch, in denen die Geschwindigkeit und die Schwebstoffkonzentration einer Strömung mittels LDV (Laser-Doppler-Velocimetry) gemessen wurden. Diese auf dem optischen Messprinzip basierenden Messungen konnten jedoch nur für geringe Konzentrationen von 0,00027 g/l bis 0,00066 g/l angewendet werden. Cellino [1998] benutzte einen *Acoustic-Particle-Flux-Profiler (APFP)* mit einer Messfrequenz von 16 Hz zur Messung der Schwebstoffkonzentration in einer Laborrinne und untersuchte dabei die Turbulenzdämpfung bei ansteigender Sedimentkonzentration. Hurther u. a. [2011] entwickelten einen *Acoustic-Concentration-And-Velocity-Profiler*, mit dem sie ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld und die Schwebstoffkonzentration über ein 25 cm hohes Profil mit einer Messfrequenz von 4,9 Hz messen konnten. Dieses Gerät wurde von Revil-Baudard u. a. [2015] genutzt, um damit das Fließverhalten in der bodennahen Grenzschicht zu untersuchen.

Durch die Weiterentwicklung der Messgeräte und die Erhöhung der Messfrequenz können mit modernen ADV-Sonden genauere und aussagekräftigere Messungen durchgeführt werden, als mit älteren Geräten. In diesem Teil der Arbeit wird die Methode *MudEstuarySNR* dargestellt, um den Vectrino Profiler mit einer Messfrequenz von 100 Hz zur Kalibrierung und Messung der Schwebstoffkonzentration anzuwenden.

9.2 Die akustische Reflektion als Rayleigh-Streuung

Ein weiteres Prinzip, auf dem die Messtechnik der ADV-Sonden basiert, ist die elastische Molekülstreuung. Dabei werden die Moleküle oder in dem Fall die Sedimentpartikel durch ein akustisches Signal zum Schwingen angeregt und erzeugen dadurch selbst ein akustisches Signal, das in alle Raumrichtungen abgegeben wird. Dies wird als Rayleigh-Streuung bezeichnet. Sie tritt auf, wenn die Partikelgröße kleiner ist als die Wellenlänge des ankommenden akustischen Signals. Die Theorie der Rayleigh-Streuung ist für

$$k_w r < 1 \tag{9.1}$$

und für homogene Korngrößenverteilungen gültig [Salehi u. Strom, 2011]. Dabei ist $k_w = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl, $\lambda = \frac{c_w}{F}$ die Wellenlänge, c_w die Schallgeschwindigkeit im Wasser, F = 10 MHz die Frequenz des ADV-Emitters und r der Partikelradius [Medwin u. Clay, 1997]. Des weiteren gaben Decrop u. a. [2015] an, dass für eine optimale Rückstreuung die zusätzliche Bedingung $k_w r > 0,05$ gelten muss. Zur Kalibrierung des Vectrino Profiler wurden verschiedene Sedimente mit unterschiedlichen mittleren Korngrößen verwendet. Bei einer Emitter-Frequenz von 10 MHz führte das zu Werten im Bereich $0,15 < k_w r < 0,42$, siehe Tabelle 9.1.

Tabelle 9.1: Die unterschiedlichen Sedimente mit verschiedenen, mittleren Korndurchmessern, Feststoffdichten und Ungleichförmigkeitszahlen erfüllten die Bedingung der Rayleigh-Streuung.

Sediment / Herkunft	$d_m \left[\mu \mathbf{m} \right]$	$k_w r$ [-]	$\rho_s \; \rm [kg/m^3]$	U [-]
Quarzmehl	18	0,38	2650	3,81
Bentonit	7	0,15	2600	3,90
Metakaolin	9	0,19	2215	2,01
Chinafill	9	0,19	2673	2,15
Ems 2012	10	0,21	2525	3,20
Ems 2015	18	0,38	2450	4,16
Eixendorfer Stausee	20	0,42	2500	4,61
Altmühlsee	12	0,25	2463	6,49

9.3 Verluste während der Schallausbreitung

Bei der Ausbreitung von Schallwellen in Wasser führen die geometrische Ausdehnung sowie die Absorption akustischer Energie im Ausbreitungsmedium zu einer Abminderung der Schallintensität [Lurton, 2010]. Diese beiden Effekte werden im Folgenden als Transmissionsverluste TL bezeichnet. Die geometrischen Verluste werden in Dezibel als

$$TL_{geo} = 20 \log_{10}\left(R\right) \tag{9.2}$$

angegeben. R ist unter der Annahme einer Punkt-Schall-Quelle die Ausbreitungsentfernung des Schalls, sodass die geometrischen Verluste mit der Entfernung zur Schallquelle zunehmen. Die Verluste

$$TL_{abs} = \alpha R \tag{9.3}$$

aufgrund von Absorption werden durch den Absorptionskoeffizienten α beschrieben. Für Wasser gilt der Absorptionskoeffizient α_w , der sowohl die Schallabsorption aufgrund der Viskosität, sowie aufgrund der Relaxation von molekularen Bestandteilen berücksichtigt. Des weiteren ist die Schallabsorption vom Salzgehalt S, von der Temperatur T, vom Druck p und von der Emitter-Frequenz F abhängig und kann durch

$$\alpha_w = \left(\frac{203 \cdot 10^{-6} S f_T F^2}{f_T^2 + F^2} + \frac{29, 4 \cdot 10^{-6} F^2}{f_T}\right) \left(1 - 6, 54 \cdot 10^{-9} p\right)$$
(9.4)

berechnet werden, wobei $f_T = 21.9 \cdot 10^{6 - \frac{1520}{T}}$ ist [Lurton, 2010], [Lerch u. a., 2009]. Mit Zunahme der Temperatur verringert sich α_w , der Einfluss der Salinität ist hingegen gering, siehe Abbildung 9.1. Für Laborversuche, in denen annähernd konstante Werte für die Tempera-



Abbildung 9.1: Darstellung der Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α_w von der Wassertemperatur T und der Salinität S für F = 10 MHz und h = 0,2 m. Mit steigender Temperatur sinkt α_w .

tur und die Salinität herrschen, wird für eine konstante Emitter-Frequenz der ADV-Sonde $\alpha_w = 26,9 \text{ dB/m}$ angegeben [Lohrmann, 2001].

Die Schallabsorption an Partikeln wird durch den Absorptionskoeffizienten α_p beschrieben. Dieser ist von der Schwebstoffkonzentration c, sowie von weiteren sedimentologischen Parametern abhängig. Urick [1948] entwickelte erstmals einen Ansatz für α_p , der für homogene Sedimentverteilungen gültig ist. Dieser wurde von Salehi u. Strom [2011] und Hoitink u. Hoekstra [2005] für ADCP- und ADV-Messungen in der Form

$$\alpha_{p} = \underbrace{\left(\frac{k_{w}^{4} r^{3}}{96\rho_{s}} + \frac{k_{w}s \left(\Delta\rho - 1\right)^{2}}{2\rho_{s} \left(s^{2} + \left(\Delta\rho + \delta\right)^{2}\right)}\right) \frac{20}{\ln\left(10\right)}}_{Ur} c \tag{9.5}$$

angewendet. Die geräte- und materialspezifischen Konstanten dieser Gleichung wurden als Urick-Koeffizient $Ur \,[m^2/kg]$ zusammengefasst, wobei $\Delta \rho = \rho_s / \rho_w$ die spezifische Dichte ist. Zusätzlich wurden die Hilfsvariablen

$$s = \frac{9}{2\beta r} \left(1 + \frac{2}{\beta r} \right), \tag{9.6}$$

$$\delta = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{9}{\beta r} \right) \tag{9.7}$$

und

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi F}{\nu_m}} \tag{9.8}$$

eingeführt.

9.4 Die Intensität des Streusignals

Die Intensität S_v des Rückstreusignals steigt mit der Anzahl n_b der streuenden Partikeln im Messvolumen und deren akustischem Streuquerschnitt σ_{bs} . Unter der Voraussetzung, dass das Streusignal unidirektional reflektiert wird, zeigten Medwin u. Clay [1997], dass der akustische Streuquerschnitt eines Partikels durch

$$\sigma_{bs} = 4\pi r^6 k_w^4 \Upsilon \tag{9.9}$$

berechnet werden kann. Dabei ist

$$\Upsilon = \left(\frac{\Delta E - 1}{3\Delta E}\right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta \rho - 1}{2\Delta \rho + 1}\right)^2 \tag{9.10}$$

ein Materialparameter mit $\Delta E = E_s/E_w$ als das Verhältnis der Elastizität eines Partikels zu der von Wasser. Die Stärke des gestreuten Signals kann in Abhängigkeit von n_b und von σ_{bs} angegeben werden und wird als volume scattering coefficient

$$s_v = n_b \sigma_{bs} \tag{9.11}$$

bezeichnet. Dieser ist ein Maß für die Rückstreuintensität an Partikeln innerhalb eines Streuvolumens. Um die Rückstreuintensität in Dezibel anzugeben, gaben Medwin u. Clay [1997] und Hoitink u. Hoekstra [2005]

$$S_v = 10 \log_{10} \left(n_b \sigma_{bs} \right) \tag{9.12}$$

an. Unter der Annahme kugelförmiger Partikel mit der Masse $M = \frac{4}{3}r^3\pi\rho_s$, kann die Anzahl der Streupartikel durch die Konzentration

$$c = Mn_b \tag{9.13}$$

beschrieben werden. Führt man die Gleichungen 9.9, 9.12 und 9.13 zusammen, so ergibt sich für die Intensität des reflektierten Signals in Abhängigkeit der Konzentration im Messvolumen

$$S_v = 10 \log_{10} \left(\frac{3r^3 k_w^4 \Upsilon}{\rho_s} c \right).$$
(9.14)

Dabei ist zu beachten, dass S_v nicht die Schallintensität ist, die von den Empfängern des ADV-Gerätes registriert wird, sondern die Schallintensität, die unmittelbar nach der Streuung am Partikel im Messvolumen detektiert werden würde. Bevor das Signal empfangen wird, muss es noch den Abstand zur Sonde überwinden und ist auf dieser Strecke Absorptionsverlusten ausgesetzt.

9.5 Die Systemgleichung für aktives SONAR

SONAR steht für **So**und **Na**vigation and **R**anging und wurde während des Ersten Weltkriegs zur Ortung von U-Booten entwickelt und angewendet [Urick, 1983]. Dabei unterscheidet sich die Ortung von U-Booten prinzipiell nicht von der eines Partikels durch die ADV-Sonde. Bei der Ortung eines U-Boots ist dessen Position in der Regel nicht bekannt, sodass in alle Richtungen gesendet und empfangen wird. Bei der ADV-Messung sollen nur Signale aus einem bekannten Messvolumen empfangen werden, somit wird nur in diese Richtung gesendet und durch geometrische Ausrichtung der Empfänger der gewünschte Empfangsbereich eingestellt. Abbildung 9.2 gibt einen Überblick der akustischen Situation während einer ADV-Messung, dem sogenannten aktiven Sonar. Dabei sind die Schallintensitäten in Dezibel angegeben. Der von der ADV-Sonde ausgesandte Schall mit der Intensität *SL* ist auf dem Weg zum



Abbildung 9.2: Skizze der akustischen Situation während einer Messung mit einer ADV-Sonde, dem sogenanntem aktiven Sonar.

Messvolumen sowie auf dem Rückweg zu den Empfängern den Transmissionsverlusten 2TL ausgesetzt. Der reflektierte Schall wird durch das spezifische Verhalten der Partikel beeinflusst, was in der Reflexionsstärke TS berücksichtigt wird. Die von einer ADV-Sonde absolut empfangene Schallintensität, inklusive des Hintergrundrauschens NL, wird als SE (engl.: signal excess) bezeichnet [Lerch u. a., 2009]. SE kann in Form einer Speichergleichung beschrieben werden, die aus ihren Einzelkomponenten besteht, sodass

$$SE = TS - 2TL + NL \tag{9.15}$$

ist. Um SE eindeutig der Streuung im Messvolumen zuordnen zu können, muss SE größer als NL sein. Ersetzt man TS durch S_v , 2TL durch $40 \log_{10}(R) + 2\alpha R$ und führt C_{ADV} als Parameter zur Berücksichtigung gerätespezifischer Eigenschaften ein, führt das zu

$$SE - NL = S_v - 40 \log_{10}(R) - 2\alpha R + C_{ADV}.$$
(9.16)

R ist der Abstand des Emitters zum Messvolumen. (SE-NL) ist die empfangene Schallintensität unter Ausschluss des Hintergrundrauschens, was als das Signal-Rausch-Verhältnis, also die SNR, bekannt ist. Die Absorptionsverluste bestehen, wie in Kapitel 9.3 beschrieben, aus zwei Anteilen, sodass

$$\alpha = \alpha_w + \alpha_p \tag{9.17}$$

ist. Gleichung 9.16, als die Sonargleichung, wurde in verschiedenen Arbeiten in äquivalenter

Form, jedoch mit unterschiedlicher Bezeichnung angewendet, siehe [Deines, 1999], [Kim u. Voulgaris, 2003], [Hoitink u. Hoekstra, 2005] oder [Salehi u. Strom, 2011].

9.6 Die Änderung der SNR mit der Schwebstoffkonzentration

Da S_v von der Schwebstoffkonzentration abhängig ist, siehe Gleichung 9.14, ist die SNR nach Gleichung 9.16 ebenso eine Funktion der Konzentration. Die Schwebstoffkonzentration wirkt sich dabei auf zwei Arten auf die SNR aus. Zum einen vergrößert sich durch die Zunahme der Konzentration der Streuquerschnitt im Messvolumen, was zu einem Anstieg der SNR führt. Zum anderen steigen die partikulären Absorptionsverluste durch eine Konzentrationszunahme, was wiederum zu einer Verringerung der SNR führt. Kombiniert man Gleichungen 9.14 und 9.16, berücksichtigt, dass $2\alpha R = 2\alpha_p R + 2\alpha_w R$ ist und führt den anzupassenden Korrekturfaktor Π_1 ein, erhält man

$$log_{10}(Ac) = 4log_{10}(R) + \frac{1}{10}\Pi_1 SNR - \frac{C_{ADV}}{10} + \frac{1}{5}\alpha_w R + \frac{2R}{10}\alpha_p,$$
 (9.18)

mit

$$A = \frac{3r^3 k_w^4 \Upsilon}{\rho_s} \tag{9.19}$$

und

$$\Pi_1 SNR = SE - NL. \tag{9.20}$$

Für den Bereich niedriger Schwebstoffkonzentrationen, beispielsweise bis 1 g/l, schlugen Salehi u. Strom [2011] vor, den Absorptionsterm α_p zu vernachlässigen. Durch diese Vereinfachung wird Gleichung 9.18 zu

$$log_{10}(Ac) = 4log_{10}(R) + \frac{1}{10}\Pi_1 SNR - \frac{C_{ADV}}{10} + \frac{1}{5}\alpha_w R.$$
 (9.21)

Diese Vereinfachung ist nur für die Schwebstoffkonzentrationen gültig, für die der Einfluss der partikulären Schallabsorption vernachlässigbar klein ist. Bei höheren Schwebstoffkonzentration muss α_p jedoch berücksichtigt werden.

9.7 Der Versuchsstand zur Kalibrierung der ADV-Sonde

Zur Kalibrierung der SNR und der Schwebstoffkonzentration wurde der Versuchsstand *Mu-dEstuarySNR* entwickelt, in dem es möglich war, eine homogen verteilte Schwebstoffkonzentration zu erzeugen und die dazugehörige SNR zu messen. Die Experimente wurden mit verschiedenen Sedimenten, siehe Kapitel 9.7.1, durchgeführt, wobei die Methodik der Kalibrierung lediglich für Quarzmehl beschrieben wird. Die Ergebnisse der verbleibenden Sedimente werden in Kapitel 9.9.2 dargestellt.

9.7.1 Sedimente der Kalibrierversuche

Um beurteilen zu können, inwiefern sich ADV-Konzentrationsmessungen für verschiedene Sedimente oder auch für natürliche Gewässer eignen, wurden die Kalibrierversuche mit vier natürlichen und vier maschinell hergestellten Sedimenten durchgeführt. Die natürlichen Sedimente stammten aus dem Ems-Ästuar aus den Jahren 2012 und 2015, aus dem Eixendorfer Stausee und aus dem Altmühlsee. Die maschinell hergestellten Sedimente waren Quarzmehl, Bentonit, Metakaolin und Chinafill. In Tabelle 9.1 sind die mittleren Korndurchmesser d_m , die Feststoffdichten ρ_s , sowie die Ungleichförmigkeitszahlen $U = d_{60}/d_{10}$ der jeweiligen Sedimente zusammengefasst. In Abbildung 9.3 sind die Sieblinien der maschinell hergestellten Sedimente dargestellt und in Abbildung 9.4 die der natürlichen Sedimente. Die maschinell hergestell-



Abbildung 9.3: Die Korngrößenverteilungen der vier maschinell hergestellten Sedimente sind als Histogramme und als Summenkurven dargestellt. Dabei ist in (a) die Verteilung für Quarzmehl, in (b) für Bentonit, in (c) für Metakaolin und in (d) für Chinafill dargestellt.

103



Abbildung 9.4: Die Korngrößenverteilungen der vier natürlichen Sedimente sind als Histogramme und als Summenkurven dargestellt. Dabei ist in (a) die Verteilung für Schlick aus der Ems aus dem Jahr 2012, in (b) für Schlick aus der Ems aus dem Jahr 2015, in (c) für Schlick aus dem Eixendorfer Stausee und in (d) für Schlick aus dem Altmühlsee dargestellt.

ten Sedimente wurden im trockenen Zustand verwendet, sodass keine Vorbehandlung der Sedimente nötig war. Die natürlichen Sedimente mussten vorher getrocknet, zerkleinert und gesiebt werden.

9.7.2 Versuchsaufbau

Abbildung 9.5 zeigt eine Skizze, sowie ein Foto des Versuchaufbaus zur Kalibrierung der ADV-Sonde. Der Aufbau bestand aus einer 0,96 m breiten und 0,80 m langen, rechteckigen Box, die auf einem Stahlboden montiert wurde. Die Box wurde bis zu einer Höhe von 0,30 m mit Leitungswasser gefüllt. Zwei Rührgeräte garantierten homogene Mischungsverhältnisse über



Abbildung 9.5: Skizze und Foto des Versuchsstands MudEstuarySNR.

die Tiefe. Die Vectrino Profiler ADV-Sonde wurde an einem Messwagen installiert, sodass sie mittig in der Box auf verschiedene Messhöhen gebracht werden konnte. Vor der Sedimentzugabe wurden Nullmessungen der SNR durchgeführt, um die Grundverunreinigung des Leitungswassers zu berücksichtigen. Die verschiedenen Sedimente wurden mit einer Feinwaage abgewogen und in die Box hinzugegeben. Die Schwebstoffkonzentration wurde schrittweise von c = 0,001 g/l bis 50 g/l erhöht. Um die Flockenbildung der Partikel zu verhindern, wurden für die Sedimentzugabe ein Sieb benutzt und unmittelbar vor der Messung starke Turbulenzen mit dem Rührgerät erzeugt. Die Messungen wurden in verschiedenen Tiefen durchgeführt, um eine homogene Sedimentverteilung zu verifizieren. Jede Messung dauerte 6 Sekunden, wobei das zeitlich fluktuierende SNR-Signal zur weiteren Auswertung gemittelt wurde.

9.7.3 Eignung der ADV-Sonde

Vor Beginn der Kalibrierversuche wurde geprüft, ob die SNR-Messdaten der ADV-Sonde prinzipiell für Konzentrationsmessungen verwendbar sind. Diese Messungen wurden exemplarisch für Quarzmehl durchgeführt und wurden für alle weiteren Sedimente als gültig erachtet. Um eine möglichst eindeutige Zuordnung der SNR zu den Konzentrationswerten vorzunehmen, war zum einen ein möglichst eindeutiges, wenig streuendes Messsignal und zum anderen eine möglichst geringe Abweichung der Messwerte zwischen den einzelnen Empfängern der Sonde notwendig. Dafür wurden für eine Testmessung die SNR-Verteilungen aller vier Empfänger des Vectrino Profiler in einem Boxplot dargestellt, siehe Abbildung 9.6. Die Streuung innerhalb der Quartile ist für alle vier Empfänger und für drei Messwiederholungen ähnlich und beträgt 2 bis 3 dB. Dabei fällt auf, dass der Empfänger 4 im Vergleich zu den anderen Empfängern niedrigere Werte und der Empfänger 1 im gleichen Maße höhere Werte misst. Für die dritte



Abbildung 9.6: Eine gemessene Zeitreihe der SNR ist als Boxplot für je einen Empfänger und für drei Messwiederholungen dargestellt. Es sind nur geringfügige Abweichungen zum Median der einzelnen Verteilungen erkennbar.

Messwiederholung sind die Messwerte in Abbildung 9.7 jeweils für die vier Empfänger als Histogramme aufgetragen. Durch die Anpassung einer Gauss-Verteilung wurde der Mittelwert \overline{SNR} , sowie die Standardabweichung σ_{SNR} der jeweiligen Verteilungen bestimmt. Für die Empfänger 2 und 3 ergaben sich mit $\overline{SNR_2} = 44,96 \, \text{dB}$ und $\overline{SNR_3} = 44,61 \, \text{dB}$ ähnliche Werte. Diese lagen zwischen den Werten der Empfänger 1 mit $\overline{SNR_1} = 46,03 \, \text{dB}$ und Empfänger 4 mit $\overline{SNR_4} = 43,08 \, \text{dB}$. Die Standardabweichungen der SNR-Verteilungen waren im Bereich von 2,5 bis 2,7 dB. Aufgrund der geringen Streuung der Quartile, der geringen Anzahl von Ausreißern, ähnlichen Mittelwerten sowie niedrigen Standardabweichungen während den Testmessungen, wurde davon ausgegangen, dass die zugrunde liegende ADV-Sonde für die Kalibrierversuche geeignet war.

9.8 Ergebnisse der Versuche: Das akustische Feedback

Nach der zeitlichen Mittelung der SNR-Messdaten der vier Empfänger, wurde die SNR gegen die Schwebstoffkonzentration, hier beispielhaft von Quarzmehl, in semi-logarithmischer Achsenskalierung aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.8 dargestellt, wobei die SNR für zwei Messhöhen $z_1 = 19$ cm und $z_2 = 15$ cm über der Sohle aufgetragen ist. Obwohl die Messwerte der verschiedenen Höhen einen Schwankungsbereich von bis zu 5 dB aufweisen, ist kein systematisches Verhalten gegenüber der Messhöhe erkennbar. Aus diesem Grund



Abbildung 9.7: Die SNR-Zeitreihen sind als Histogramme dargestellt, die die Häufigkeit der gemessenen SNR darstellen. Die Häufigkeitsdarstellungen wurden durch Gauss'sche Verteilungen beschrieben und hinsichtlich ihrer Mittelwerte und Standardabweichungen analysiert.

konnte angenommen werden, dass das Sediment in diesen Experimenten homogen über die Tiefe verteilt war. Bis zu etwa c = 1 g/I ist ein logarithmisch-linearer Anstieg der SNR mit der Schwebstoffkonzentration erkennbar. Für höhere Konzentrationen konnte kein solcher Zusammenhang festgestellt werden. Auf Grundlage der Messergebnisse für Quarzmehl, wird eine Einteilung in drei charakteristische Bereiche eingeführt. (I) Whispering-Zone: Dieser Bereich ist dadurch charakterisiert, dass aufgrund der niedrigen Konzentration das akustische Signal im Messvolumen nur schwach reflektiert wird. Dabei sind die SNR-Messdaten besonders anfällig gegenüber kleinsten Schwankungen der Schwebstoffkonzentration. Das logarithmischlineare Verhalten der SNR gegenüber der Schwebstoffkonzentration ist in diesem Bereich beschränkt, da das Messgerät immer einen Minimalwert der SNR misst. (II) Audibility-Zone: In diesem Bereich wird ein klares Rückstreusignal empfangen. Dabei können Schallabsorptionsverluste an Partikeln als vernachlässigbar erachtet werden. Es ist üblich α_p bis zu einer Schwebstoffkonzentration von etwa 1 g/l zu vernachlässigen. (III) Muffling-Zone: Aufgrund der hohen Schwebstoffkonzentration sind die Intensität des Rückstreusignals und die partikulären Absorptionsverluste hoch, sodass α_p in diesem Bereich nicht vernachlässigt werden darf, siehe Kapitel 9.6. Ab einer charakteristischen Konzentration, die am Scheitelpunkt des SNR-Verlaufs ist, ist mit einer Verringerung der SNR zu rechnen.



Abbildung 9.8: Die zeitlich gemittelten SNR-Messungen des Vectrino Profilers wurden in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration von Quarzmehl für zwei verschiedene Messtiefen aufgetragen. Zur Interpretation der Messergebnisse wurde der gesamte Messbereich in drei Zonen unterteilen.

Da α_p eine Funktion der Schwebstoffkonzentration ist, wird dessen Einfluss kontinuierlich berücksichtigt, sodass eine Vernachlässigung von α_p nicht notwendig ist. Zur praktischen Anwendung wird lediglich eine stetige Funktion für die SNR in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration benötigt.

9.9 Modellierung des Signal-Rausch-Verhältnisses

Zur Modellierung der SNR wurde die angepasste Sonargleichung, Gleichung 9.18, verwendet. Die darin enthaltenen Parameter mussten für jedes Sediment separat angepasst werden.

9.9.1 Anwendung der Sonargleichung

Stellt man Gleichung 9.18 nach der SNR um, dann ist

$$SNR = \frac{10}{\Pi_1} \left(log_{10} \left(A c \right) - 4 log_{10} \left(R \right) + \frac{C_{ADV}}{10} - \frac{1}{5} R \alpha_w - \frac{2R}{10} \alpha_p \right),$$
(9.22)

mit den drei Anpassungsparametern Π_1 , C_{ADV} und $\alpha_p = \Pi_2 Ur_{analyt.}c. \Pi_2$ ist dabei ein Korrekturfaktor für den analytisch bestimmten Koeffizienten $Ur_{analyt.}$, der nach Urick [1948] nur für ideal homogene und sphärische Partikel gültig ist, siehe Gleichung 9.5. Abbildung 9.9 zeigt exemplarisch die Messergebnisse für Quarzmehl, sowie die des Sonar-Modells auf Grundlage von Gleichung 9.22. Mit steigender Schwebstoffkonzentrationen beschreibt das Sonar-Modell einen flacher werdenden Verlauf, gefolgt von einem Scheitelpunkt sowie einem weiteren abnehmenden Bereich. Dieses Verhalten hängt vom Einfluss von α_p ab. Für geringe Schwebstoffkonzentrationen ist α_p vernachlässigbar klein, sodass der Anstieg der Konzentration lediglich zu einer Erhöhung des Rückstreuquerschnitts σ_{bs} und somit zu einem Anstieg der SNR führt. Ab einer charakteristischen Konzentration wird α_p jedoch dominant, sodass dann ein weiterer Anstieg der Konzentration zu einer verstärkten Dämpfung der Streuintensität und somit zu einer abnehmenden SNR führt.

Die Parametrisierung des Sonar-Modells wurde mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate des MATLAB[®] *Curve-Fitting-Tools* durchgeführt. Mit den Werten $\Pi_1 = 1,71$, $\Pi_2 = 4,34$ und $C_{ADV} = 42,08$ dB konnte die bestmögliche Übereinstimmung zwischen der Messung und dem Modell erzielt werden. Für Quarzmehl ergibt sich nach Gleichung 9.5 die analytische Lösung $Ur_{analyt.} = 1,73 \text{ m}^2/\text{kg}$ für den Urick-Koeffizienten, welcher zum modellierten Wert $Ur_{Sonar} = Ur_{analyt.} \Pi_2 = 7,51 \text{ m}^2/\text{kg}$ abweicht.



Abbildung 9.9: Die für Quarzmehl gemessene SNR ist gemeinsam mit dem Ergebnis des Sonar-Modells in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration dargestellt. Das Sonar-Modell gibt den logarithmisch-linearen Anstieg der SNR für geringe Konzentrationen und die Abnahme der SNR bei hohen Konzentrationen wieder.

9.9.2 Auswertung für verschiedene Sedimente

Zusätzlich zu Quarzmehl, wurden die Kalibrierversuche mit sieben weiteren Sedimenten durchgeführt, die in Kapitel 9.7.1 beschrieben wurden. Die für die Sonargleichung benötigten Materialparameter $Ur_{analyt.}$, Υ und A sind in Tabelle 9.2 für jedes der verwendeten Sedimente dargestellt. Darin sind ebenso die Werte der Anpassungsparameter enthalten, die nach Durchführung der Kalibrierversuche berechnet wurden. Die Ergebnisse des zugehörigen Sonar-Modells sind in den Abbildungen 9.10 und 9.11 dargestellt.

Für die maschinell hergestellten Sedimente fällt auf, dass die Messung im logarithmischlinearen Bereich (Zone II) nicht optimal durch das Sonar-Modell abgebildet werden können. Mit zunehmender Konzentration werden die Abweichungen jedoch geringer. Des weiteren



Abbildung 9.10: Die SNR-Messungen sind in Abhängigkeit der Konzentration verschiedener maschinell hergestellter Sedimente dargestellt: Quarzmehl (a), Bentonit (b), Metakaolin (c), Chinafill (d). Zusätzlich ist das jeweilige Ergebnis des Sonar-Modells eingezeichnet.

Tabelle 9.2: Durch die sedimentologischen Eigenschaften der verschiedenen Sedimente wurden die Ur-Koeffizienten sowie die Materialparameter A und Υ bestimmt. Π_1 , Π_2 und C_{ADV} sind die Anpassungsparameter des Sonar-Modells und müssen für jedes Sediment angepasst werden.

Sediment	$Ur_{analyt.} \ [m^2/kg]$	Υ[-]	$A \left[m^{-1} \right]$	Π_1 [-]	Π_2 [-]	C_{ADV} [dB]	R^2 [%]
Quarzmehl	1,73	0,129	0,33	1,71	4,34	42,08	96,34
Bentonit	4,07	0,129	0,02	1,89	0,94	57,06	88,91
Metakaolin	2,79	0,123	0,05	1,72	4,57	54,98	91,02
Chinafill	3,26	0,129	0,04	1,89	3,08	55,54	92,99
Ems 2012	2,85	0,128	0,06	1,44	4,47	38,84	96,32
Ems 2015	1,65	0,127	0,35	1,24	7,40	20,62	95,69
Eix. Stausee	1,54	0,130	0,47	1,07	11,06	10,97	88,34
Altmühlsee	2,36	0,127	0,10	0,92	3,37	6,27	96,59

ist für alle Sedimente bei höheren Konzentrationen eine Abnahme der SNR erkennbar, wobei sich der Übergang von der steigenden zur abnehmenden SNR je nach Art des Sediments unterscheidet.

Obwohl die natürlichen Sedimente bezüglich ihrer materiellen Zusammensetzung komplexer sind, als die maschinell hergestellten Materialien, ist das Sonar-Modell trotzdem in der Lage, die SNR für die natürlichen Sedimente zu modellieren. Des weiteren ist erkennbar, dass die Messdaten der natürlichen Sedimente in den Bereichen geringer Konzentration (Zone II), weniger Ausreißer aufweisen und somit eher dem logarithmisch-linearen Verlauf aus der Sonargleichung folgen. Das ist durch das durchwegs hohe Bestimmtheitsmaß im Bereich von $88,34\% < R^2 < 96,59\%$ gekennzeichnet.

Alle getesteten Sedimente weisen prinzipiell einen ähnlichen SNR-Verlauf in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration auf, die Ergebnisse der natürlichen Sedimente verhalten sich jedoch ähnlicher zueinander, als die Ergebnisse der maschinell hergestellten Materialien. Einer der Unterschiede zwischen den natürlichen und den maschinell hergestellten Sedimenten war die mineralische und sedimentologische Zusammensetzung. Die maschinell hergestellten Sedimente bestanden jeweils nur aus einer Art von Mineral, beispielsweise Quarz, Kaolin oder Montmorillonit. Wohingegen die natürlichen Sedimente aus einer Mischung unterschiedlicher Mineralien bestanden. Ein abnehmender Verlauf der SNR wurde für alle getesteten Sedimente beobachtet, wobei sich die charakteristischen Konzentrationen für das Erreichen des Scheitelpunkts unterschieden. Aufgrund dieser Tatsache konnte davon ausgegangen werden, dass das SNR-Konzentrations-Verhalten von der Art und der Eigenschaften des Sediments abhängig war.



Abbildung 9.11: Die SNR-Messungen sind in Abhängigkeit der Konzentration verschiedener natürlicher Sedimente dargestellt: Eixendorfer Stausee (a), Altmühlsee (b), Ems 2012 (c), Ems 2015 (d). Zusätzlich ist das jeweilige Ergebnis des Sonar-Modells eingezeichent.

9.9.3 Der Einfluss der Korngrößenverteilung

Um zu beurteilen, inwiefern die Zusammensetzung der Sedimente Einfluss auf die Kalibrierkurven hatte, wurden die Parameter Π_2 und C_{ADV} näher analysiert. Dafür wurden die Werte der natürlichen Sedimente mit denen der maschinell hergestellten Sedimente verglichen. In Tabelle 9.2 sind die unterschiedlichen Wertebereiche für Π_2 und C_{ADV} in Abhängigkeit der Art der Sedimente erkennbar. Die Ergebnisse beider Fitparameter wurden in zwei Gruppen aufgeteilt, nämlich in die der natürlichen und in die der maschinell hergestellten Sedimente. Für Π_2 ist das in Abbildung 9.12 und für C_{ADV} in Abbildung 9.13 dargestellt. Π_2 wurde in Form von $\alpha_{p,fit}/\alpha_{p,analyt}$. dargestellt, dem Quotienten der angepassten und der analytisch bestimmten partikulären Schallabsorption. Bei einem Wert von 1, würde das einer vollständi-



Abbildung 9.12: Die maschinell hergestellten Sedimente haben niedrigere Werte für U als die natürlichen Sedimente, mit Ausnahme der *Ems 2012*-Messungen. Das resultiert in niedrigeren Werten für $\alpha_{p,fit}/\alpha_{p,analyt.}$

gen Übereinstimmung der modellierten und der analytisch bestimmten Schallabsorption nach Urick's Ansatz, Gleichung 9.5, entsprechen.

Die maschinell hergestellten Sedimente wurden durch Brecher, Walzen und Mühlen hergestellt und wiesen daher eine homogenere Korngrößenverteilung auf, als die natürlichen Sedimente, die aufgrund ihrer natürlichen Mischung aus einem breiteren Spektrum an Korngrößen bestanden. Daher wiesen die Sieblinien der künstlichen Sedimente steilere Verläufe auf, als die der natürlichen Sedimente. Die Homogenität oder Gleichverteilung einer Sedimentprobe wird durch die Ungleichförmigkeitszahl $U = d_{60}/d_{10}$ beschrieben. Die Korndurchmesser d_{60} und d_{10} sind die Korngrößen, die den 60 %-igen und den 10 %-igen Siebdurchgang darstellen. Dabei beschreibt ein kleinerer Wert von U eine homogenere Probe. Die jeweiligen Werte für U sind in Tabelle 9.1 aufgelistet.

Die im Sonar-Modell implementierte Formel für α_p von Urick [1948] basiert auf der Annahme einer homogenen Korngrößenverteilung. Salehi u. Strom [2011] erwähnten, dass Abweichungen von einer ideal homogenen Korngrößenverteilung Einfluss auf α_p haben können. Für eine ideal homogene Sedimentprobe würde U = 1 sein, was in der Praxis jedoch nicht der Fall ist, wie die Auswertung der hier zugrunde liegenden Sedimente zeigt. Für das Sonar-Modell würde das bedeuten, dass homogen verteilte Sedimente besser durch die Gleichung nach Urick beschrieben werden können, als inhomogen verteilte Sedimente und $\alpha_{p,fit}/\alpha_{p,analyt.}$ somit näher dem Idealwert von 1 käme. In Abbildung 9.12 ist erkennbar, dass $\alpha_{p,fit}/\alpha_{p,analyt.}$ für künstliche Sedimente mit niedrigeren *U*-Werten, geringere Werte annimmt als im Fall natürlicher Sedimente. Die Daten für *Ems 2012* lassen jedoch erkennen, dass der Zusammenhang komplexer ist als bisher beschrieben, da dieser Datensatz mit U = 3,2 und $\alpha_{p,fit}/\alpha_{p,analyt.} = 4,47$ aus dem Schema fällt.

In Abbildung 9.13 sind die Werte für C_{ADV} gegen die jeweiligen Ungleichförmigkeitszahlen aufgetragen. Die Werte für C_{ADV} wurden wieder entsprechend der natürlichen und der maschinell hergestellten Sedimente unterteilt. Für Quarzmehl, Bentonit, Chinafill und Metakaolin befindet sich C_{ADV} im Bereich von 42-58 dB, für die Sedimente aus der Ems, dem Eixendorfer Stausee und dem Altmühlsee ist C_{ADV} im Bereich von 6-39 dB. Die Ergebnisse belegen, dass C_{ADV} nicht ein alleiniger Geräte-Parameter ist, der für ein Messgerät als konstant gesetzt werden kann. C_{ADV} ist vielmehr ein kombinierter Parameter, der sowohl gerätespezifische, als auch sedimentspezifische Einflüsse vereint.



Abbildung 9.13: Die maschinell hergestellten Sedimente haben niedrigere Werte für U als die natürlichen Sedimente, mit Ausnahme der *Ems 2012*-Messungen. Als Resultat ergeben sich im Sonar-Modell höhere Werte für C_{ADV} .

Es konnte gezeigt werden, dass das entwickelte Sonar-Modell sowohl für maschinell hergestellte, als auch für natürliche Sedimente angewendet werden kann. Das charakteristische Verhalten der SNR gegenüber der Schwebstoffkonzentration wurde durch das Modell für jedes Sediment wiedergegeben. Ferner zeigten die Modellergebnisse, dass die Modellparameter von der Korngröße, der Kornverteilung und des Materials abhängig sind.

9.10 Zuverlässigkeit und praktische Anwendung

Um den praktischen Nutzen, die Anwendbarkeit und die Zuverlässigkeit der Schwebstoffkonzentrationsmessung mit ADV-Sonden darzustellen, werden in diesem Kapitel ausgewählte Aspekte der Methode beschrieben und bezüglich der Anwendbarkeit im Labor und in natürlichen Gewässern diskutiert.

Die Ergebnisse des Sonar-Modells hängen sowohl von der Korngröße, der Korngrößenverteilung als auch von der Feststoffdichte ab. Für die praktische Anwendung bedeutet das, dass im Vorfeld der Messung Sediment entnommen und hinsichtlich der morphologischen Größen untersucht werden muss.

Neben diesen Eigenschaften sind die Besonderheiten des Messgeräts zu beachten. Prinzipiell kann das Sonar-Modell ebenso für ADCP-Messgeräte angewendet werden, siehe [Hoitink u. Hoekstra, 2005] oder [Guerrero u. a., 2013]. Die in dieser Arbeit verwendete Vectrino Profiler ADV-Sonde hat einen dynamischen Messbereich (engl.: dynamic range) von 60 dB. Im Vergleich dazu weist die Vectrino⁺-Sonde der Fa. Nortek einen Messbereich von 25 dB auf. Beide Sonden haben eine Emitter-Frequenz von 10 MHz. Nach einer Wiederholung der Kalibriermessungen mit der Vectrino⁺, bei sonst gleichen Geräteeinstellungen, konnte kein Zusammenhang zwischen der SNR und der Schwebstoffkonzentration gemessen werden. Daraus wurde geschlossen, dass das Messgerät einen gewissen Messbereich benötigt, um überhaupt für die Kalibrierung der Schwebstoffkonzentration angewendet werden zu können.

In der experimentellen Durchführung konnte gezeigt werden, dass das Sediment während den Versuchen gleichmäßig im Behälter verteilt war und dass weder die Wände des Behälters noch der Boden die SNR beeinflussten. Das Hintergrundrauschen, welches von äußeren Einflüssen abhängig ist, ist in der SNR nicht mehr enthalten, sodass die SNR für verschiedene Strömungssituationen als allgemein anwendbar erachtet werden kann. Die Amplitude hingegen, die auch eine Messgröße der ADV-Sonde ist, ist das absolut empfangene Signal inklusive des Hintergrundrauschens. Für eine allgemein gültige Kalibrierung ist daher nur die SNR verwendbar. Es ist jedoch zu beachten, dass die SNR nur für akustisch stationäre Bedingungen zur Kalibrierung verwendet werden kann. Ändert sich das Hintergrundrauschen während der Messung, beispielsweise durch Schiffsverkehr oder Wind, wird die Messung der SNR verfälscht. Insbesondere Langzeitmessungen sind von einer Verfälschung der SNR betroffen.

In den Kalibrierversuchen wurde die Flockenbildung der Partikel verhindert, indem die Suspension stetig durchmischt wurde. In der Natur und insbesondere in Ästuaren werden jedoch Flocken verschiedener Größe und Form beobachtet [Dyer u. Manning, 1999]. Flocken sind Verbindungen von einzelnen Partikeln und organischen Stoffen, die in ihrer Größe, mittleren Dichte und Elastizität variieren. Es ist zu erwarten, dass sich die Schallabsorption an Flocken zu der an einzelnen Partikeln unterscheidet. Um ein akustisches Messgerät für flockulierende Suspensionen zu kalibrieren, sind experimentelle Untersuchungen nötig, in denen die Flocken während des Experiments nicht zerstört werden. Durch den parabelförmigen Verlauf der SNR gegenüber der Schwebstoffkonzentration, kann eine SNR zwei Konzentrationen zugeordnet werden. Der Messbereich dieser Methode muss somit eingegrenzt werden, wobei die Grenze jedes Messbereichs die Scheitelpunkt-Konzentration ist. Man erhält somit zwei Kalibrierkurven, eine für den Bereich niedriger Konzentrationen bei positiver Steigung der SNR und eine für die höheren Konzentrationen bei negativer Steigung der SNR. Benutzt man während Messkampagnen in natürlichen Gewässern lediglich ein akustisches Gerät zur Konzentrationsmessung, so ist der Anwender nicht in der Lage zu unterscheiden, in welchem Messbereich gerade gemessen wird. Für den praktischen Gebrauch ist somit ein weiteres Schwebstoffkonzentrationsmessgerät nötig, welches Auskunft über den gerade bemessenen Messbereich gibt. Dann ist es auch in natürlichen Gewässern möglich, beispielsweise mit einer ADV-Sonde die Schwebstoffkonzentration, die Strömungsgeschwindigkeit und die Turbulenz zeit- und ortsgleich zu messen.

Teil V

Das Turbulenzverhalten in Schwebstoffsuspensionen



Blick auf die ADV-Sonde während der Messung in einer turbulenten Quarzmehl-Suspension.

Kapitel 10

Experimentelle Herausforderungen

Das Ziel der Untersuchungen im Versuch *MudEstuaryExp* war es, das turbulent-laminare Übergangsverhalten von Schwebstoffsuspensionen in Gerinneströmungen zu untersuchen, siehe Kapitel 8 für die Versuchsbeschreibung. Die Turbulenzparameter, die dafür herangezogen wurden, sind die dreidimensionalen Geschwindigkeitsfluktuationen, die Reynoldsspannungen, die turbulente Viskosität, die turbulente kinetische Energie und die Schubspannungsgeschwindigkeiten. In diesem Kapitel werden die experimentellen Herausforderungen, Annahmen und Vorgehensweisen dargestellt, die nötig waren, um die Turbulenzparameter zu bestimmen.

10.1 Der Weg der Datenaufbereitung

Zur Auswertung der Geschwindigkeiten, der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentrationen, waren verschiedene Aufbereitungs- und Korrekturschritte notwendig, die in den folgenden Kapiteln beschrieben werden. Das Ziel für die Darstellung der Versuchsergebnisse der MudEstuaryExp-Untersuchungen war es, die einzelnen Messungen pro Messposition (M1-M9) zu stationären vertikalen Profilen zusammenzufassen. Dabei waren insbesondere die Profile der Geschwindigkeit, der turbulenten kinetischen Energie und der Schwebstoffkonzentration von Bedeutung. Der Bearbeitungsprozess von den ungefilterten Zeitreihen der Messdaten bis hin zu den korrigierten, vertikalen Profilen ist in Abbildung 10.1 dargestellt. Um aus den Geschwindigkeitsdaten die turbulente kinetische Energie zu erhalten, waren das Filtern der Ausreißer, das sogenannte *Despiking*, sowie die Ermittlung der Mittelungsgröße n_{av} nötig, siehe Kapitel 10.2.1 und 10.3.2. Um im Anschluss aus den zeitlich fluktuierenden Daten, stationäre Ergebnisse zu erhalten, wurden die Messungen zeitlich gemittelt, und durch eine vertikale Überlappung der Messprofile jeder Messposition als Profile in z-Richtung dargestellt. Dafür wurde das Messprofil des Vectrino Profiler durch die Methoden BottomCut und Top-Cut in die sogenannte Sweet Area eingeteilt, siehe Kapitel 8.3.2. Darüber hinaus wurden die Messprofile bezüglich eines möglichen Doppler-Rauschens und systematischer Messungenauigkeiten korrigiert, siehe Kapitel 10.2.3. Zur Schwebstoffkonzentrationsmessung wurde die zeitlich gemittelte SNR verwendet, was in Teil IV beschrieben wurde.



Abbildung 10.1: Zur Interpretation und Analyse der ADV-Messdaten sind verschiedene Aufbereitungs- und Korrekturschritte notwendig.

10.2 Aufbereitung der Messdaten

Bevor die ADV-Messdaten für die weiteren Auswertungen verwendet werden konnten, mussten Fehlmessungen identifiziert und ausgeschlossen werden. Insbesondere für die Turbulenzauswertung haben Fehlmessungen einen erheblichen Einfluss, da zur Bestimmung der Turbulenzparameter die Fluktuationen der Geschwindigkeit benötigt werden und nicht die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten. Da Messfehler in zeitlich gemittelten Werten nicht immer Auswirkungen haben, in den Fluktuationen jedoch schon, wird die Vorgehensweise der Datenaufbereitung, insbesondere das sogenannte *Despiking*, die Korrektur des Doppler-Rauschens und das nachträgliche Glätten der Messprofile, im Folgenden beschrieben.

10.2.1 Ausreißer in den ADV-Zeitreihen - Despiking

Ein über die Messzeit aufgenommener ADV-Datensatz ist ein fluktuierendes Signal. Da es sich bei der ADV-Messung um ein akustisches Messverfahren handelt, kann das aufgezeichnete Signal von akustischen Störungen oder Interferenzen überlagert sein. Solche Störungen wirken sich als Ausreißer, sogenannte *spikes* aus. Islam u. Zhu [2013] beschrieben mögliche Störungen, wie beispielsweise fehlerhafte Abtastraten, Luftbläschen in der Strömung oder Interferenzen durch die Wände. Die Ausreißer können bei der Bestimmung der Geschwindigkeit zu falschen Werten führen und die Auswertung der turbulenten kinetischen Energie beeinträchtigen. In Abbildung 10.2 sind zwei beispielhafte Zeitreihen der *u*-Geschwindigkeit dargestellt, die aufgrund der Ausreißer auf Messfehler hinweisen. Die obere Zeitreihe ist gering und die untere stark durch Messfehler beeinträchtigt. In Zeitreihen, die gering durch Messfehler verunreinigt sind, ist die Detektion der Ausreißer einfacher möglich, als für Zeitreihen die vollständig von Messfehlern überlagert sind.

Für die automatisierte Verarbeitung der ADV-Messungen ist es nötig, die Ausreißer zu identifizieren und auszuschließen. Goring u. Nikora [2002] unterschieden dabei zwischen verschiedenen Methoden. Zur Erkennung nutzten sie die sogenannte *phase-space-threshold-Methode*, in der ein dreidimensionaler Ellipsoid mit Hilfe der *u*-Geschwindigkeit, sowie dessen erster und zweiter Ableitungen gezeichnet wurde. Die Messdaten, die außerhalb des Ellipsoids lagen, wurden als Ausreißer identifiziert und mit verschiedenen Methoden durch neue Datenpunkte ersetzt. Die Datenersetzung kann durch Extrapolation, Interpolation, das gleitende Mittel oder den Mittelwert der Zeitreihe erfolgen. Islam u. Zhu [2013] beschrieben auf Grundlage der sogenannten *bivariate-kernel-density-function* eine weitere Methode zur Erkennung von Ausreißern, bei der die Messfehler daraufhin durch linear interpolierte Werte ersetzt wurden. In Abbildung 10.2 wurde die Methode nach Islam u. Zhu [2013] für die dargestellten Zeitreihen angewendet. Bei derartigen Korrekturmethoden ist zu beachten, dass neben den Messfehlern auch turbulente Fluktuationen gelöscht werden können.

Solange aus den ADV-Messwerten die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten berechnet werden, hat das Filtern von Ausreißern gegebenenfalls geringe Auswirkungen. Zur Berechnung der Reynoldsspannungen und der turbulenten kinetischen Energie werden die Geschwindigkeitsfluktuationen, also die Abweichungen zum Mittelwert, in allen drei Raumrichtungen bestimmt und mit sich selbst multipliziert. Eine fehlerhafte Messung wird dabei als ausgeprägte turbulente Fluktuation interpretiert, deren Auswirkung sich durch die Potenzierung der Fluktuation noch verstärkt. Für die Auswertungen in dieser Forschungsarbeit wurde der Filter nach Islam u. Zhu [2013] verwendet.



Abbildung 10.2: Beispielhafte Darstellung zweier Zeitreihen der u-Geschwindigkeit vor und nach dem Filtern von Ausreißern. Der angewandte Filter-Algorithmus stammt von Islam u. Zhu [2013].

10.2.2 Korrektur des Doppler-Rauschens

In einem weiteren Aufbereitungsschritt wurden die ADV-Messdaten nach den Verfahren von Hurther u. Lemmin [2001] bearbeitet. Danach ist jede ADV-Messung von einem Doppler-Rauschen überlagert, das sich in den Varianzen und den Kovarianzen der einzelnen Geschwindigkeiten als Messfehler auswirkt. Da die Varianzen und Kovarianzen zur Turbulenzauswertung benötigt werden, entwickelten Hurther und Lemmin eine Methode, um das Doppler-Rauschen zu filtern. Nach deren Methode besteht die Varianz einer gemessenen Geschwindigkeit aus einem wahren Anteil $\overline{x'^2_{wahr,j}}$ und aus einem Teil, der die Varianz des Doppler-Rauschens $< \sigma_i^2 >$ darstellt, sodass

$$\overline{x_{mess,j}^{\prime 2}} = \overline{x_{wahr,j}^{\prime 2}} + \langle \sigma_j^2 \rangle \tag{10.1}$$

ist. Dabei steht *j* für die laufende Nummerierung der Messzellen im Messvolumen, x' für die Fluktuationen einer beliebigen ADV-Messgröße und <.> für die räumliche Mittelung. Um Gleichung 10.1 für die Varianzen der drei Geschwindigkeitskomponenten u, v und w anzuwenden, wurden die geometrischen Korrekturfaktoren

$$a_j^{ADV} = \left[2sin^2 \left(\frac{\alpha_j^{ADV}}{2}\right)\right]^{-1}$$
(10.2)

und

$$b_j^{ADV} = \left[2\cos^2\left(\frac{\alpha_j^{ADV}}{2}\right)\right]^{-1} \tag{10.3}$$

eingeführt, die vom Winkel α_j^{ADV} zwischen dem Sender und den Empfängern abhängig sind. Es wird angenommen, dass α_j^{ADV} für jeden der vier Empfänger gleich ist. Mit a_j^{ADV} und b_j^{ADV} können die Varianzen der drei Geschwindigkeitskomponenten

$$\overline{u_{mess,j}^{\prime 2}} = \overline{u_{wahr,j}^{\prime 2}} + a_j^{ADV} < \sigma_j^2 >,$$
(10.4)

$$\overline{v_{mess,j}^{\prime 2}} = \overline{v_{wahr,j}^{\prime 2}} + a_j^{ADV} < \sigma_j^2 >$$
(10.5)

und

$$\overline{w_{mess,j}^{\prime 2}} = \overline{w_{wahr,j}^{\prime 2}} + b_j^{ADV} < \sigma_j^2 >$$
(10.6)

berechnet werden. Das Ziel dieses Verfahrens ist es, den jeweilig wahren Varianz-Term zu ermitteln, da man diesen für die Bestimmung der turbulenten kinetischen Energie benötigt. Dazu ist es nötig, das Doppler-Rauschen $< \sigma_j^2 >$ zu quantifizieren. Moderne ADV-Sonden mit vier Empfängern messen die *w*-Geschwindigkeit durch zwei verschiedene Empfänger redundant. Hurther und Lemmin zeigten, dass die Kovarianzen der *u*- und der *w*-Geschwindigkeiten für zwei unabhängig voneinander gemessenen *w*-Geschwindigkeiten gleich sind, sodass

$$\overline{u'_{mess,j}w'_{1,mess,j}} = \overline{u'_{mess,j}w'_{2,mess,j}},$$
(10.7)

und

$$\overline{w'_{1,mess,j}} = \overline{w'_{2,mess,j}} \tag{10.8}$$

gilt. Ferner zeigten sie, dass die Kovarianz $\overline{w'_{1,mess,j}w'_{2,mess,j}}$ frei vom Doppler-Rauschen ist, sodass

$$\overline{w_{1,mess,j}'w_{2,mess,j}'} = \overline{w_{wahr,j}'^2}$$
(10.9)

und

$$<\sigma_j>=rac{1}{b_j^{ADV}}\left(\overline{w_{mess,j}^{\prime 2}}-\overline{w_{1,mess,j}^{\prime}w_{2,mess,j}^{\prime}}
ight)$$
(10.10)

sind. Nach dieser Vorgehensweise kann die Varianz des Doppler-Rauschens bestimmt werden und unter Berücksichtigung der Sondengeometrie für die Turbulenzauswertung heraus gerechnet werden. Die turbulente kinetische Energie k wird aus den korrigierten Varianzen oder durch

$$\overline{k_{mess,j}} = \overline{k_{wahr,j}} + \left(a_j^{ADV} + \frac{b_j^{ADV}}{2}\right) < \sigma_j^2 >$$
(10.11)

berechnet. In dieser Forschungsarbeit wurde kein dominanter Einfluss des Doppler-Rauschens festgestellt, die Turbulenz wurde trotzdem mit den korrigierten Werten ausgewertet.

10.2.3 Profilglättung für die Turbulenzauswertung

Für die zeitlich gemittelten vertikalen Profile wurde ein MATLAB[®]-basierter 1D-Glättungsfilter angewendet. Dabei sollten die Messungenauigkeiten, die als systematische Schwankungen im Messdatenprofil erkennbar waren, geglättet werden, ohne dass charakteristische turbulente Strukturen verloren gingen. Abbildung 10.3 beschreibt beispielhaft die vertikalen Profile der turbulenten kinetischen Energie mit und ohne 1D-Filterung für einen Messdurchgang an den neun Messpositionen M1 bis M9. Es ist zu erkennen, dass die Messpunkte nach der Korrektur weniger streuen und die charakteristischen Verläufe erhalten bleiben. Dies erleichterte die weitere Auswertung der Turbulenzmessungen bezüglich der Bildung von Gradienten und dem Anpassen von Funktionen.



Abbildung 10.3: Darstellung der turbulenten kinetischen Energie eines Messdurchgangs mit Q = 40 I/s. Die Ergebnisse sind im Vergleich vor und nach der 1D-Filterung aufgetragen.
10.3 Die Messung der Turbulenz

Als Turbulenzmessung wird die Messung der Bewegungsenergie verstanden, die in den turbulenten Wirbeln der Strömung enthalten ist, die sogenannten turbulente kinetische Energie (TKE). Die Grundlage der Turbulenzbestimmung ist die Reynoldszerlegung der dreidimensionalen Geschwindigkeitsanteile und deren statistische Auswertung.

10.3.1 Die Reynoldsspannungen und die turbulente kinetische Energie

Die dreidimensionale, zeitlich fluktuierende Strömungsgeschwindigkeit \vec{u} kann in ihren Mittelwert $\overline{\vec{u}}$ und in ihre Abweichungen vom Mittelwert, die Fluktuationen \vec{u}' aufgeteilt werden. Das ist als die Reynoldszerlegung

$$\vec{u} = \overline{\vec{u}} + \vec{u}' \tag{10.12}$$

bekannt, sodass die gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten

$$\vec{\vec{u}} = \vec{u} - \vec{\vec{u}}$$
(10.13)

aus der Differenz der Messwerte und der Fluktuationen berechnet werden. Nach der Reynoldszerlegung aller vektoriellen Größen der Navier-Stokes-Gleichungen für inkompressible Strömungen und anschließender Auflösung nach den zeitlich gemittelten Größen, ergeben sich die Reynoldsgleichungen für die Impulserhaltung

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_m \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) - f_i.$$
(10.14)

Darin ist der Reynoldsspannungstensor

$$- \overline{u'_{i}u'_{j}} = -\begin{pmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'w'} \end{pmatrix}$$
(10.15)

enthalten, der aus den Varianzen und Kovarianzen der drei Geschwindigkeitskomponenten besteht. Der Term $\nu_m \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j}$ wird nach dem Wirbelviskositätsprinzip durch $\nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ ersetzt, siehe Kapitel 11.3.1. Turbulenz erzeugt somit zusätzliche Spannungen im Fluid, welche auch als Korrelationen der Fluktuationen bezeichnet werden. Nezu [1977] sowie Nezu u. Rodi [1986] gaben für die vertikalen Profile der Diagonalen des Reynoldsspannungstensors die empirischen Formulierungen

$$\overline{u'^2}^{\frac{1}{2}} = u_* D_u e^{-\frac{z}{h}}, \tag{10.16}$$

$$\overline{v'^2}^{\frac{1}{2}} = u_* D_v e^{-\frac{z}{h}} \tag{10.17}$$

und

$$\overline{w'^2}^{\frac{1}{2}} = u_* D_w e^{-\frac{z}{h}}$$
(10.18)

an, die für klares Wasser gelten. Die Konstanten sind: $D_u = 2,30$, $D_v = 1,27$ und $D_w = 1,63$. Unter der Voraussetzung eines vertikalen, logarithmischen Geschwindigkeitsprofils, siehe Gleichung 5.10, sowie eines parabolischen Wirbelviskositätsprofils der Form

$$\nu_t = u_* \kappa z \left(1 - \frac{z}{h} \right) \tag{10.19}$$

und der Annahme einer Couette-Strömung, bleibt im Reynoldsspannungstensor lediglich

$$-\overline{u'w'} = \nu_t \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \tag{10.20}$$

übrig, was als Reynoldsspannungen bezeichnet wird. Die Ableitung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils ergibt

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z},\tag{10.21}$$

sodass die Reynoldsspannungen durch den linearen Verlauf

$$-\overline{u'w'} = u_*^2 \left(1 - \frac{z}{h}\right) \tag{10.22}$$

über die Wassertiefe h beschrieben werden. Je turbulenter die Strömung ist, desto ausgeprägtere Geschwindigkeitsfluktuationen werden gemessen. Die Intensität der Turbulenz wird durch die turbulente kinetische Energie

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'} \right)$$
(10.23)

beschrieben, welche aus den Varianzen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten besteht. Nezu u. Nakagawa [1993] gaben mit

$$k = u_*^2 D_k e^{\frac{-2z}{h}} \tag{10.24}$$

und $D_k = 4,78$ eine empirische Formulierung für die turbulente kinetische Energie an.

10.3.2 Bestimmung der Mittelungszahl zur TKE-Berechnung

Für die Ermittlung der Geschwindigkeitsfluktuationen ist es entsprechend der Reynoldszerlegung nötig, den Mittelwert einer gemessenen Geschwindigkeitszeitreihe zu bilden. Dabei ist zu beachten, dass grundlegende Strukturen der Zeitreihe nicht gemittelt und somit fälschlicherweise als turbulente Fluktuationen interpretiert werden. Durch das gleitende Mittel wird eine Zeitreihe abschnittsweise gemittelt und je nach Wahl der Abschnittsgröße mehr oder weniger stark geglättet. Bei einem hohen Wert der Abschnittsgröße ergeben sich größere Fluktuationen, als bei einem kleinen Wert der Abschnittsgröße. Die Wahl der Abschnittsgröße hat somit bedeutenden Einfluss auf die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie. Abbildung 10.4 zeigt eine Geschwindigkeitsmessung, die über 6 Sekunden mit einer Messfrequenz von f = 100 Hz aufgenommen wurde, sowie gemittelte Zeitreihen mit unterschiedlichen Abschnittsgrößen n_{av} . Für $n_{av} = 300$ beispielsweise, ist die Grundstruktur der Zeitreihe nicht mehr erkennbar, was dazu führt, dass die gemittelte Grundstruktur fälschlicherweise als Turbulenz interpretiert wird.



Abbildung 10.4: Darstellung einer gemessenen u-Geschwindigkeitszeitreihe ohne zeitliche Mittelung sowie mit unterschiedlichen Abschnittsgrößen n_{av} zur Bildung des gleitenden Mittels. Je nach Größe von n_{av} ist das Ausmaß der Fluktuationen unterschiedlich.

Die Größe von n_{av} soll so gewählt werden, dass diese Grundstruktur nach der Mittelung erhalten bleibt. Daher wurden die Zeitreihen der Strömungsgeschwindigkeiten zur Bemessung von n_{av} durch eine Fourier-Transformation in der MATLAB[®] pwelch-Funktion auf ihre Teilfrequenzen untersucht. Die Fourier-Transformation ermöglicht es, die spektralen Energiedichten P_f der einzelnen Frequenzen aufzuzeigen. Die Frequenzen mit der höchsten Energiedichte werden als die charakteristischen Frequenzen der Grundstruktur der Zeitreihe interpretiert. Abbildung 10.5 zeigt die spektralen Energiedichten $P_{f,u}$, $P_{f,v}$, $P_{f,w}$ der drei Geschwindigkeitskomponenten, die mit dem Vectrino Profiler aufgenommen, mit der Messfrequenz f skaliert und gegen die einzelnen Frequenzen f_w der turbulenten Strömung aufgetragen wurden. Für jedes Spektrum sind die Frequenzen gekennzeichnet, die die höchste turbulente Energiedichte besitzen. Es ist zu erkennen, dass dies für niedrige Frequenzen, also für große Wirbel der Fall ist. Nach dieser Auswertung besitzen die Frequenzen mit 0,4 bis 2 Hz die höchsten Energiedichten. Für die Frequenz f = 2 Hz beispielsweise, ist die Periodendauer $T_p = \frac{1}{f} = 0,5$ s. Unter der Annahme, dass die Grundstruktur einen sinusartigen Verlauf hat und dieser nach der Mittelung erhalten bleiben soll, wurden die Geschwindigkeitsmessungen über die halbe Periodendauer, also über 0,25 s, gemittelt. Das entspricht bei einer Messfrequenz von 100 Hz einer Mittelungszahl von $n_{av} = 25$.



Abbildung 10.5: In den spektralen Energiedichten der drei Geschwindigkeitskomponenten der Messung Q40E und einer Messfrequenz von 100 Hz, sind die Frequenzen f_w mit den höchsten turbulenten Energiedichten farblich markiert.

10.4 Die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit

Zur Bestimmung und Messung der Sohlerosion ist die Sohlschubspannung τ_b ein bedeutender Parameter. Die allgemeine Formulierung der Sohlschubspannung besteht aus dem Produkt der dynamischen Viskosität μ und dem vertikalen Geschwindigkeitsgradienten der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} .

$$\tau_b = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \tag{10.25}$$

Unter der Annahme eines vertikalen logarithmischen Geschwindigkeitsprofils ist die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit als

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} \tag{10.26}$$

definiert. Diese wird üblicherweise zur Auswertung und Darstellung turbulenter Größen verwendet. Dabei kann die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit durch unterschiedliche Methoden bestimmt werden [Biron u. a., 2004], [Pope u. a., 2006], [Bagherimiyab u. Lemmin, 2013]. In diesem Kapitel sind drei für diese Arbeit relevanten Methoden zusammengefasst sowie deren Ergebnisse dargestellt, die aus den experimentellen Untersuchungen resultierten.

10.4.1 Die Schleppspannungsbeziehung

Für ein Kontrollvolumen in einem offenem Gerinne kann die Impulsgleichung unter der Annahme stationärer und gleichförmiger Bedingungen zu

$$0 = Mg \frac{z_1 - z_2}{L} + \mu \left(\nabla \vec{u}_b\right) \vec{A}_b \vec{n}_v$$
(10.27)

vereinfacht werden. Dabei ist Mg die Gewichtskraft, $\frac{z_1-z_2}{L}$ die Neigung der Wasseroberfläche, \vec{u}_b der Geschwindigkeitsvektor an der Gewässersohle, \vec{A}_b die auf die Sohle projizierte Wirkfläche und \vec{n}_v der an der Sohle in z-Richtung zeigende Normaleneinheitsvektor. Für den Spezialfall einer horizontalen Sohle ist $\vec{n}_v = (1, 0, 0)$ und $\vec{A}_b = A_b (0, 0, -1)$, sodass

$$0 = Mg \frac{z_1 - z_2}{L} - \mu A_b \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$
(10.28)

gilt. Nach dem Kürzen der Masse M bleibt

$$\rho gh \frac{z_1 - z_2}{L} = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}.$$
(10.29)

Mit Gleichung 10.25 ergibt sich daraus eine Formel zur Bestimmung der Sohlschubspannung mit der Wasserspiegelneigung $J = \frac{z_1 - z_2}{L}$ und der Wassertiefe h, die als Schleppspannungsbe-

ziehung

$$\tau_b = \rho g h J \tag{10.30}$$

bezeichnet wird. Nach dieser Gleichung ist

$$u_* = \sqrt{ghJ}.\tag{10.31}$$

Dieser Ansatz geht von einem Kräftegleichgewicht der beschleunigenden und bremsenden Kräften aus, was den Normalwasserverhältnissen entspricht [Malcherek, 2016c]. In den experimentellen Versuchen dieser Arbeit wurde die Fließtiefe bei variierenden Durchflüssen konstant gehalten, sodass sich keine Normalwasserverhältnisse einstellten, siehe Kapitel 8.5. Daher wurde diese Methode zur Bestimmung der Sohlschubspannung lediglich zur ersten Abschätzung genutzt.

10.4.2 Die log-Profil-Methode

In der log-Profil-Methode wird die analytische Beschreibung des vertikalen Geschwindigkeitsprofils nach der Kármán-Prandtl-Gleichung genutzt, siehe Gleichung 5.10. Die Grundlage dieser Methode ist somit ein logarithmisches Geschwindigkeitsprofil der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} in vertikaler Richtung z. In dieser Gleichung beschreiben z_0 die Höhe, für die $\bar{u} = 0$ gilt und u_* die Steigung des Geschwindigkeitsprofils. Durch die Anpassung dieser beiden Parameter wird die Kármán-Prandtl-Gleichung an die Messdaten angeglichen. Im Schlick findet durch die hohen Schwebstoffkonzentrationen eine Laminarisierung der Strömung statt, sodass die \bar{u} -Geschwindigkeit keinen logarithmischen Verlauf annimmt. Dieser gilt nur für turbulente Verhältnisse, sodass die log-Profil-Methode zur Bestimmung von u_* keine allgemeine Gültigkeit besitzt.

10.4.3 Die TKE-Methode

Dieses Verfahren basiert auf der turbulenten kinetischen Energie und berücksichtigt somit die Geschwindigkeitsfluktuationen in allen drei Raumrichtungen. Dabei wird die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit durch den empirischen Zusammenhang

$$u_* = \sqrt{\frac{1}{2}C_1\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right)} = \sqrt{C_1k},$$
(10.32)

bestimmt, der mit dem Parameter $0,19 < C_1 < 0,21$ an experimentelle Daten angepasst werden muss. Zur Berechnung der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit wird empfohlen, $\sqrt{C_1 k}$ für z = 0 zu extrapolieren [Nezu u. Nakagawa, 1993], [Bagherimiyab u. Lemmin, 2013].

10.4.4 Vergleichende Berechnung der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit

In Tabelle 10.1 sind die berechneten Sohlschubspannungsgeschwindigkeiten für die Messposition M1 der Messdurchgänge Q40 bis Q90 aufgetragen. Dabei wurde die log-Profil-Methode mit der TKE-Methode verglichen. Position M1 ist durch eine unbewegliche Sohle und durch Schwebstoffkonzentrationen nahe null gekennzeichnet, sodass an dieser Stelle eine Übereinstimmung der Werte beider Methoden zu erwarten ist. Das wird durch die Messergebnisse bestätigt. Alle Methoden, die auf der Auswertung turbulenter Größen, wie der TKE beruhen, beinhalten den potenziellen Fehler der zeitlichen Mittelung, siehe dazu Kapitel 10.3.2. Der Vorteil der log-Profil-Methode besteht darin, dass hierfür lediglich die mittlere Geschwindigkeit benötigt wird und nicht die Geschwindigkeitsfluktuationen. Der Fehler, der durch die Bestimmung der Fluktuationen eingeführt werden kann, ist in der log-Profil-Methode nicht vorhanden. Die log-Profil-Methode ist jedoch nur gültig, solange das vertikale Geschwindigkeitsprofil einem logarithmischen Verlauf entspricht. Sobald das vertikale Geschwindigkeitsprofil von der logarithmischen Form abweicht, ist die TKE-Methode der log-Profil-Methode vorzuziehen.

Tabelle 10.1: Vergleich der berechneten Sohlschubspannungsgeschwindigkeiten der Messdurchläufe Q40 bis Q90 an der Messposition M1. Es werden die Ergebnisse der log-Profil-Methode und der TKE-Methode miteinander verglichen.

Messung an Position M1	$u_{*,log} \ [m/s]$	$u_{*,tke} \; [{\rm m/s}]$
Q40	0,018	0,017
Q50	0,021	0,022
Q60	0,033	0,027
Q70	0,036	0,028
Q80	0,034	0,035
Q90	0,040	0,039

10.4. Die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit

Kapitel 11

Darstellung der Messergebnisse

Die Profilmessungen wurden in der Strömungsrinne mittig an 9 Positionen durchgeführt. Die Messposition M1 befand sich über der festen Sohle im Einlaufbereich, die weiteren Positionen M2 bis M9 wurden entlang der mit Sediment befüllten Messstrecke gesetzt, siehe Abbildung 8.1 in Kapitel 8.5 für die Details der Messorganisation. In diesem Kapitel werden die Messergebnisse der Strömungsgeschwindigkeiten, der turbulenten kinetischen Energie und der Schwebstoffkonzentration dargestellt. Dabei wird zwischen dem Einlaufbereich, der durch Messposition M1 repräsentiert wird und der Sedimentstrecke, die durch die Messpositionen M2 bis M9 abgebildet werden.

11.1 Der Einlaufbereich

Der Einlaufbereich ist durch eine unbewegliche Sohle gekennzeichnet, sodass sich keine Sohlformen bilden und das Fließverhalten beeinflussen können. Des weiteren ist die Schwebstoffkonzentration in diesem Bereich vernachlässigbar, sodass die Strömungssituation an M1 als vollständig turbulente *Klarwasserströmung* angenommen wurde.

11.1.1 Die Fließgeschwindigkeiten im Einlaufbereich

Abbildung 11.1 stellt die Messergebnisse der vertikalen Profile der \bar{u} -, \bar{v} - und \bar{w} -Geschwindigkeiten für die Durchflüsse Q = 401/s, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s dar, wobei eine Fließtiefe von h = 0.2 m eingestellt wurde. Die Daten wurden so aufgenommen, dass sich ein Teil des Messprofils im Boden befand. So konnte sichergestellt werden, dass der sohlnahe Bereich vollständig aufgelöst wurde. Die Strömung ist in Hauptströmungsrichtung dominant, was an den absoluten Messwerten der \bar{u} -Geschwindigkeiten im Vergleich zu den \bar{v} - und \bar{w} -Geschwindigkeiten erkennbar ist. Die \bar{u} -Komponente ist um fast zwei Größenordnungen größer als die \bar{v} - und \bar{w} -Anteile. Des weiteren ist kein charakteristisches Profil der \bar{v} -Geschwindigkeiten beschreiben eine abwärts gerichtete Strömung. Entsprechend der Erhöhung des Durchflusses bei



Abbildung 11.1: Es sind die vertikalen Geschwindigkeitsprofile der \bar{u} -, \bar{v} - und \bar{w} -Komponenten an der Messposition M1 für die Messungen Q40 bis Q90 bei einer gesamten Fließtiefe von h = 0,2 m dargestellt.

gleichbleibender Fließtiefe, ist die Beschleunigung der Strömung anhand der \bar{u} -Komponente erkennbar. Die sich dabei ergebenden vertikalen Geschwindigkeitsprofile wurden durch die Kármán-Prandtl-Gleichung, Gleichung 5.10, beschrieben. Sofern die Geschwindigkeit \bar{u} über die Messtiefe z bekannt ist, können die beiden Parameter u_* und z_0 unter Voraussetzung eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils durch Parameteranpassung berechnet werden. Die Messergebnisse und die angepassten Funktionsverläufe sind für Q40 bis Q90 in Abbildung 11.2 dargestellt.

Des weiteren wurden mit u_* und z_0 die über die Tiefe gemittelte Geschwindigkeit

$$<\bar{u}>=rac{u_{*}}{\kappa}\ln\left(rac{h}{2,718z_{0}}+rac{z_{0}}{h}
ight)$$
 (11.1)

sowie die äquivalente Sohlrauheit

$$k_s = \frac{z_0}{0,033} \tag{11.2}$$

und die Sohlschubspannung

$$\tau_b = \rho u_*^2 \tag{11.3}$$

berechnet [Malcherek, 2015a]. Zusätzlich dienten eine Reihe dimensionsloser Kennzahlen dazu, das Strömungsverhalten während der Versuche zu charakterisieren. Dazu gehörte die Reynoldszahl

$$Re = \bar{u}\frac{h}{\nu},\tag{11.4}$$

die Kornreynoldszahl

$$Re_* = u_* \frac{d_m}{\nu} \tag{11.5}$$

mit dem mittleren Korndurchmesser d_m , sowie die Froude-Zahl

$$Fr = \frac{\bar{u}}{\sqrt{gh}}.$$
(11.6)

Bei einer Kornreynoldszahl kleiner als 10 wird die Sohle als hydraulisch glatt wahrgenommen [Malcherek, 2016b]. Die beschriebenen Werte und Kennzahlen sind für die Messposition M1, also für die *Klarwasserströmung* in Tabelle 11.1 aufgelistet.



Abbildung 11.2: Auswertung der Geschwindigkeitsprofile für die verschiedenen Durchflüsse nach dem logarithmischen Verlauf der Kármán-Prandtl-Gleichung an Position M1.

11.1.2 Die turbulente kinetische Energie im Einlaufbereich

Die turbulente kinetische Energie k besteht aus der Summe der Hauptdiagonalen des Reynoldsspannungstensors $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$, siehe Gleichung 10.23. Diese sind die zeitlich gemittelten Quadrate der Geschwindigkeitsfluktuationen in allen drei Raumrichtungen und werden im Folgenden als Normal-Reynoldsspannungen bezeichnet. Sie sind in Abbildung 11.3 für die verschiedenen Abflüsse 401/s < Q < 901/s dargestellt.

Tabelle 11.1:	Autlistun	ng der durci	ngerunn	ten Messur	igen und d	er jeweiligen ny	/draulisch	en Kennzah	len an de	er Messpo	osition IV
Messung	[%] L	$Q [{ m m}^3/{ m s}]$	$h\left[m ight]$	$u_{*} [{\sf m/s}]$	z_0 [m]	$< ar{u} > [{\sf m}/{\sf s}]$	k_s [m]	$ au_{b} \left[{\sf N} / {\sf m}^2 ight]$	Re [-]	Re_* [-]	Fr[-]
Q40	10^{-3}	0,04	0,2	0,018	0,00029	0,238	0,0088	0,312	47600	3,18	5,89
Q50	10^{-3}	0,05	0,2	0,021	0,00033	0,292	0,0100	0,488	58400	3,98	4,80
Q60	10^{-3}	0,06	0,2	0,033	0,00028	0,356	0,0085	0,684	71200	4,71	3,93
Q70	10^{-3}	0,07	0,2	0,036	0,00029	0,390	0,0088	0,839	78000	5,21	3,59
Q80	10^{-3}	0,08	0,2	0,034	0,00014	0,438	0,0042	0,816	87600	5,14	3,20
Q90	10^{-3}	0,09	0,2	0,040	0,00033	0,459	0,0100	1,212	91800	6,27	3,05

belle
11.1:
Auflist
ung (
der d
urchgef
ührten
Messungen
und d
er je
weilige
n hydraulischen
Kennzahlen
an c
∮er N
/lessposition
M1.



Abbildung 11.3: Die Normalen-Einträge des Reynoldsspannungstensors bilden die turbulente kinetische Energie. Im Vergleich zu $\overline{u'u'}$ und $\overline{v'v'}$, hat die Komponente $\overline{w'w'}$ einen geringeren Anteil an der gesamten turbulenten kinetischen Energie. Mit zunehmendem Durchfluss steigen die Spannungen. Hier sind die Profile der Messposition M1 aufgetragen.

In den Messergebnissen ist erkennbar, dass alle Normal-Reynoldsspannungen mit Anstieg des Durchflusses größer werden, was eine Zunahme der Turbulenz bedeutet. Des weiteren ist zu beobachten, dass $\overline{u'u'}$ und $\overline{v'v'}$ im Gegensatz zu $\overline{w'w'}$, ähnlich geformte Profile ausbilden. Sie weisen einen annähernd linearen Verlauf bis zu ihrem Maximum kurz über der festen Sohle auf, bevor sie zum Boden hin null werden. In $\overline{w'w'}$ kann dagegen kein klares Maximum kurz über der festen Sohle erkannt werden. Betrachtet man die absoluten Werte der drei Komponenten, so fällt auf, dass $\overline{u'u'}$ und $\overline{v'v'}$ etwa eine Größenordnung höher sind, als $\overline{w'w'}$. Wird aus den Normal-Reynoldsspannungen die turbulente kinetische Energie gebildet, so ergeben sich formähnliche Profile, wie sie bereits für $\overline{u'u'}$ und $\overline{v'v'}$ beobachtet werden konnten, siehe Abbildung 11.4. Wie die Normal-Reynoldsspannungen $\overline{u'u'}$ und $\overline{v'v'}$, zeigen auch die TKE-Profile einen annähernd linearen Verlauf über die Wassertiefe. Unterhalb des Maximums beginnt der Bereich, in dem die Sohlreibung dominant und die Turbulenz vollständig dissipiert wird. Der Beginn der festen Sohle ist durch k = 0 gekennzeichnet. Mit Zunahme des Durchflusses ist eine Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie über die gesamte Wassertiefe erkennbar. Nezu u. Nakagawa [1993] gaben eine empirische Gleichung zur Berechnung der vertikalen Profile der turbulenten kinetischen Energie an, siehe Gleichung 10.24. Durch die Anpassung dieser Gleichung kann gezeigt werden, dass die gemessenen Profile bis zum Maximum kurz oberhalb der Sohle durch diese Gleichung beschrieben werden können. Dies ist unter Vertauschung der Achsen in Abbildung 11.4 dargestellt. Unmittelbar über der Gewässersohle zeigen



Abbildung 11.4: Die turbulente kinetische Energie an der Messposition M1 steigt mit dem Durchfluss an und erreicht kurz vor dem Boden ihr Maximum, bevor sie zum Boden hin auf null zurückgeht. Die Profile der turbulenten kinetischen Energie wurden nach Nezu u. Nakagawa [1993] angepasst. Diese Gleichung beschreibt jedoch nicht den Bereich unmittelbar über der Sohle, in dem die turbulente kinetische Energie zu null wird.

die Messergebnisse, dass k zu null wird, was jedoch durch die empirische Gleichung 10.24 nicht abgebildet wird. Mit den bereits bestimmten Werten für u_* aus Kapitel 10.4.4, befindet sich D_k im Bereich 0,33 $< D_k < 0,37$, siehe Tabelle 11.2. Das Bestimmtheitsmaß R^2 der Parameteranpassung lag im Bereich 76,49 % $< R^2 < 95,83$ %.

Tabelle 11.2: Auflistung der Ar	npassungsparameter u	nd des Bestimmtheits	maß R^2 der turbu-
lenten kinetischen Energie nacl	h Nezu u. Nakagawa [[1993] an der Messpo	sition M1.

Messung	$Q[{ m m}^3/{ m s}]$	$h\left[m ight]$	$u_*[{\rm m/s}]$	$D_k[-]$	R^{2} [%]
Q40	0,04	0,02	0,017	0,34	83,24
Q50	0,05	0,02	0,022	0,36	91,85
Q60	0,06	0,02	0,027	0,34	89,29
Q70	0,07	0,02	0,028	0,37	76,49
Q80	0,08	0,02	0,035	0,33	88,68
Q90	0,09	0,02	0,039	0,34	95,83

11.1.3 Die Schwebstoffkonzentration im Einlaufbereich

Da im Einlauf der Versuchsrinne kein Sediment hinzugegeben wurde und die Sedimentstrecke erst nach Position M1 begonnen hat, war an Position M1 mit keiner Schwebstoffkonzentration zu rechnen. Idealerweise sollten die Messergebnisse für jeden Durchfluss über die gesamte Fließtiefe null ergeben. Die an Position M1 gemessenen Konzentrationsprofile zeigen, dass die Schwebstoffkonzentration zwar gering aber nicht null ist, siehe Abbildung 11.5. Das kann durch zwei Aspekte erklärt werden: Durch die akustische Konzentrationsmessung mit der ADV-Sonde ist es nicht möglich, c=0 zu messen. Die zur Umwandlung der SNR in die Schwebstoffkonzentration angewendete Sonar-Theorie basiert auf einer logarithmischer Skalierung, sodass die entwickelte Gleichung nicht für c=0 gültig ist. Das bedeutet, dass die ADV-Sonde immer eine Mindest-Schwebstoffkonzentration misst. Des weiteren wurde durch die zahlreichen Messwiederholungen Quarzmehl aus der Rinne erodiert, in den Tiefbehälter gespült und zum Teil wieder in die Versuchsrinne gepumpt. Dieser Effekt konnte aufgrund der kleinen Korngröße von Quarzmehl nicht vollständig verhindert werden.

Da im Einlaufbereich bei allen Durchflüsse nur geringe Schwebstoffkonzentrationen vorhanden waren und sich keine Konzentrationsgradienten ausbildeten, wurde nicht davon ausgegangen, dass die Strömungsgeschwindigkeit und die Turbulenz an der Position M1 von der Schwebstoffkonzentration beeinflusst wurden.



Abbildung 11.5: Die Schwebstoffkonzentration ist im Einlaufbereich, an Messposition M1, klein. Es bilden sich keine charakteristischen Konzentrationsprofile aus.

11.2 Die Sediment-Messstrecke

Ab der Messposition M2 bestand die Sohle der Versuchsrinne aus Quarzmehl und konnte somit aufgewirbelt und in Suspension gebracht werden. Für die Messpositionen M2 bis M9 wurde der gesamte vertikale Messbereich um 1 cm nach unten versetzt, um bei möglicher Sohlerosion die gesamte Grenzschicht vermessen zu können. Dies ist im direkten Vergleich der Messergebnisse von Position M1 und M2 fälschlicherweise als Versatz des Bodens zu beobachten. Im Laufe der Versuche bildeten sich entlang der Sohle Riffel und Dünen, welche Einfluss auf das Fließverhalten der Strömung hatten. In diesem Abschnitt werden die Messergebnisse entlang der gesamten Messstrecke, M1 bis M9, vorgestellt, wobei die Messung an Position M1 jeweils als Referenzmessung herangezogen wird.

11.2.1 Die Entwicklung der Fließgeschwindigkeit

In Abbildung 11.6 sind die Messergebnisse der Fließgeschwindigkeit in x-Richtung als vertikale Profile für die Messpositionen, M1 bis M9, sowie für die verschiedenen Durchflüsse Q = 401/s, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s aufgetragen. Die dazugehörigen Profile der \bar{v} - und der \bar{w} -Geschwindigkeiten sind im Anhang C.1 enthalten. Diese zeigen, dass die Strömung in \bar{u} -Richtung dominant ist. Des weiteren zeigen die \bar{v} - und \bar{w} -Komponenten keinen Trend bezüglich der Erhöhung des Abflusses, wohingegen die \bar{u} -Geschwindigkeit mit Zunahme von Q ebenso zunimmt. Jedoch sind in den \bar{v} - und \bar{w} -Geschwindigkeiten teilweise ausgeprägte sohlnahe Geschwindigkeiten zu erkennen, was auf lokale Sekundärströmungen hindeutet.

Die \bar{u} -Geschwindigkeiten zeigten an der Position M1 eine regelmäßige Form, die durch die Kármán-Prandtl-Gleichung nachgebildet werden konnte, siehe Kapitel 11.1.1. Sobald ab Position M2 der Sedimentbereich begann, änderten sich die Formen der vertikalen Profile entlang der weiteren Messstrecke, wobei für den Durchfluss Q = 401/s nur geringfügige Veränderungen erkennbar sind. Für Q = 401/s ist lediglich an Position M9 eine Formänderung des Geschwindigkeitsprofils im sohlnahen Bereich sichtbar. Die vertikale Position der Sohle blieb für diesen Durchfluss bestehen, sodass auf Grundlage der gemessenen Sohltiefe keine Sohlerosion darstellbar ist.

Für den Durchfluss $Q = 50 \,\text{I/s}$ sind an den Positionen M2 bis M6 keine Sohlerosion oder auffällige Formänderungen des Geschwindigkeitsprofils erkennbar. An den Positionen M7 bis M9 wurde Sediment abgelagert, was durch eine Erhöhung der Sohle zu beobachten ist. Da jedoch an den vorangegangenen Messpositionen keine Erosion beobachtet wurde, kann darauf geschlossen werden, dass zwischen M6 und M7 Erosion stattgefunden hat. Neben dem Anstieg der Sohle an Position M9 für $Q = 50 \,\text{I/s}$ fällt der lineare Abschnitt im Geschwindigkeitsprofil und die damit verbundene Änderung des Geschwindigkeitsgradienten auf.

Für den Durchfluss Q = 60 I/s ist ein ähnliches Verhalten, wie für Q = 50 I/s zu beobachten. An der Position M8 ist eine Erhöhung der Sohle zu erkennen, jedoch nicht an der Position M9. An Position M9 wurde, im Gegensatz zum niedrigeren Durchfluss, Erosion gemessen.



Abbildung 11.6: In dieser Abbildung sind die vertikalen \bar{u} -Geschwindigkeitsprofile der neun Messpositionen, M1 bis M9, für die verschiedenen Durchflüsse Q = 40 I/s, 50 I/s, 60 I/s, 70 I/s, 80 I/s und 90 I/s dargestellt.

Das Geschwindigkeitsprofil weist an Position M9 im Vergleich zum Profil der Position M1, einen fast über die gesamte Messtiefe veränderten Geschwindigkeitsgradienten auf, was auf eine Interaktion mit dem Sediment schließen lässt.

Die Messergebnisse für Q = 70 l/s zeigen auffällige Veränderungen der Geschwindigkeitsprofile im Vergleich zur Messung an Position M1. Erste Anzeichen einer Veränderung sind an der Position M3 erkennbar. An Position M4 weist die Geschwindigkeit im sohlnahen Bereich dieselben Werte auf, wie für Q = 60 l/s. Erst in größerem Abstand zur Sohle steigt \bar{u} an und unterscheidet sich von dem des niedrigeren Durchflusses. An Position M6 wurde im sohlnahen Bereich eine sichtbare Verringerung des Geschwindigkeitsgradienten gemessen. Dabei ist die sohlnahe Geschwindigkeit niedriger, als während der Durchflüsse Q = 50 l/s und Q = 60 l/s. Des weiteren ist dieses Verhalten an den Positionen M7, M8, und M9 erkennbar, wenn auch schwächer ausgeprägt.

Für Q = 801/s sind Erosionserscheinungen an Position M3 beobachtbar, wobei an keiner anderen Messposition Sedimentablagerungen dargestellt werden konnten. Das kann trotzdem bedeuten, dass sich in Bereichen zwischen den Messpositionen Sediment abgelagert hat. Wahrscheinlicher ist jedoch, dass das Abflussverhalten ab diesem Durchfluss rein erosiv war, sodass das Sediment durchgehend in Suspension gelangt ist und aus der Rinne ausgespült wurde. Dies würde die Sohlvertiefung an Position M9 erklären. An den Messpositionen M6, M7 und M9 sind darüber hinaus im sohlnahen Bereich Verringerungen des Geschwindigkeitsgradienten zu erkennen.

Das Erosionsverhalten nimmt für $Q = 90 \,\text{I/s}$ weiter zu, sodass an den Positionen M3, M4 und M5 erhebliche Sohlabtragungen messbar sind. An diesen Positionen sind ebenso Auffälligkeiten des Geschwindigkeitsprofils darstellbar. Für diesen Durchfluss ist an den meisten Positionen keine nennenswerte Geschwindigkeitserhöhung im Vergleich zu $Q = 80 \,\text{I/s}$ erkennbar.

Grundsätzlich ist erkennbar, dass die deutlichsten Änderungen der Geschwindigkeitsprofile im hinteren Bereich der Versuchsrinne, also im Bereich M5 bis M9 stattfanden. Im Messbereich M2 bis M4 ist zwar eine Erosion der Sohle zu beobachten, Auswirkungen auf das Geschwindigkeitsprofil wurden jedoch erst im hinteren Verlauf der Rinne detektiert. Diese Beobachtung bestätigt die Erkenntnis aus der Planung des Experiments, dass eine möglichst lange Sedimentstrecke nötig ist. Des weiteren zeigten die Versuche, dass mit den gewählten Strömungseinstellungen sowohl keine Erosion, Erosion-Deposition als auch reine Erosion entlang der Messstrecke erzielt werden konnte. Die auffälligsten Änderungen der Geschwindigkeitsprofile wurden für die Durchflüsse Q = 601/s bis Q = 801/s gemessen.

11.2.2 Die Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie

Die zu den Geschwindigkeitsprofilen zugehörigen Profile der turbulenten kinetischen Energie k sind für die neun Messpositionen und die verschiedenen Durchflüsse in Abbildung 11.7 dargestellt. Ausgehend vom jeweiligen k-Profil an Position M1 wird im Folgenden analysiert, ob und inwiefern sich die TKE im Laufe der Messstrecke veränderte. Des weiteren werden die



Abbildung 11.7: In dieser Abbildung sind die vertikalen Profile der turbulenten kinetischen Energie k der neun Messpositionen, M1 bis M9, für die verschiedenen Durchflüsse Q = 40 I/s, 50 I/s, 60 I/s, 70 I/s, 80 I/s und 90 I/s dargestellt.

k-Profile mit den charakteristischen Bereichen der Geschwindigkeitsprofile aus Kapitel 11.2.1 verglichen, um einen Zusammenhang zu untersuchen.

Für den Durchfluss Q = 401/s ist an den Positionen M1 bis M7 das typische k-Profil zu erkennen, wonach k mit der Fließtiefe ansteigt, kurz vor der Sohle das Maximum erreicht und dann zu null wird. An den Positionen M8 und M9 sind Abweichungen erkennbar. An der Position M8 verlagerte sich das Maximum von k in Richtung der Wasseroberfläche und der Abfall zu null geschah weniger plötzlich als an den anderen Positionen. An dieser Stelle ist im Geschwindigkeitsprofil ein Bereich mit verringertem Geschwindigkeitsgradienten erkennbar, der an Position M9 noch deutlicher identifiziert werden kann und jeweils mit einer Dämpfung von k korreliert.

Ein ähnliches Verhalten ist an Position M9 für $Q = 50 \,\text{I/s}$ und an Position M8 für $Q = 60 \,\text{I/s}$ zu beobachten. Die sohlnahen Bereiche der zugehörigen Geschwindigkeitsprofile sind durch verringerte Geschwindigkeitsgradienten gekennzeichnet, was sich in einer Formänderung der k-Profile widerspiegelt. Die k-Profile sind hierbei bauchiger, als bei einem logarithmisch geformten Geschwindigkeitsprofil.

Während dem Durchfluss $Q = 70 \,\text{I/s}$ wurden auffällige Geschwindigkeitsprofile an den Positionen M4, M7, M8 und M9 gemessen. Die Messdaten der turbulenten kinetischen Energie deuten für diese Positionen auf auf eine Turbulenzerhöhung hin. Ein weiterer sprunghafter Anstieg der turbulenten kinetischen Energie ist für diesen Durchfluss an der Position M2 zu erkennen. An Position M2 kann dieser Effekt dadurch erklärt werden, dass sich am Übergangsbereich des Einlaufbereichs zur Messstrecke ein Kolk gebildet hat, der für die dortige Turbulenzerhöhung verantwortlich sein könnte.

Für den Durchfluss Q = 901/s sind an den Positionen M4 und M5 weitere Anstiege der turbulenten kinetischen Energie dargestellt. An den Positionen M2, M7 und M8 hingegen, zeigen die Messdaten eine Abminderung der turbulenten kinetischen Energie und deuten auf Turbulenzdämpfung hin.

Die Messungen der turbulenten kinetischen Energie zeigen, dass das Turbulenzverhalten in der Versuchsrinne komplex war und dass sowohl Turbulenzdämpfung als auch Turbulenzerhöhung nachweisbar sind. Im Fall der Turbulenzdämpfung verändern sich die k-Profile dahingehend, dass sie in Bodennähe bauchiger werden und das Maximum nicht mehr eindeutig einer Höhe zuzuordnen ist. Für den Fall einer Turbulenzerhöhung ist im sohlnahen Bereich eine sprunghafte Erhöhung von k zu erkennen, die scheinbar vom darüber liegenden Teil des k-Profils entkoppelt ist. Die entscheidenden Prozesse, die einen Effekt auf die Turbulenzentwicklung haben, finden den Messergebnissen zu Folge im sohlnahen Bereich statt.

11.2.3 Die Entwicklung der Schwebstoffkonzentration

Die jeweils zugehörigen Schwebstoffkonzentrationen sind in Abbildung 11.8 für die neun Messpositionen und die verschiedenen Durchflüsse dargestellt. Die Schwebstoffkonzentration wurde indirekt über die SNR der ADV-Sonde gemessen, siehe dazu Teil IV. Des weiteren ist hervor-



Abbildung 11.8: In dieser Abbildung sind die vertikalen Profile der Schwebstoffkonzentration c für die neun Messpositionen, M1 bis M9, sowie für die verschiedenen Durchflüsse Q = 40 I/s, 50 I/s, 60 I/s, 70 I/s, 80 I/s und 90 I/s dargestellt.

zuheben, dass die dargestellten Konzentrationsmessungen simultan zu den Geschwindigkeitsund den Turbulenzmessungen durchgeführt wurden und somit auch die gleiche räumliche Auflösung haben.

Die Entwicklung der Konzentrationsprofile zeigt, dass eine gewissen Anlaufstrecke der Strömung nötig ist, um ein erkennbares Schwebstoffkonzentrationsprofil über die Tiefe erzeugen zu können. Mit fortschreitender Länge der Sedimentstrecke erhöhte sich insgesamt die Schwebstoffkonzentration, sodass die höchsten Konzentrationen an den Positionen M6 bis M9 gemessen wurden. Die Referenzsituation ist wiederum durch die Messung an Position M1 gegeben. Da an Messposition M1 kein Sediment zugefügt wurde, bedeutet das, dass die Schwebstoffkonzentrationen, die an den verbleibenden Messpositionen gemessen wurden, ausschließlich durch Erosion entlang der Messstrecke entstanden sind. Des weiteren lässt sich daraus schließen, dass die horizontalen, advektiven Transportprozesse in diesem Versuchsstand einen dominanten Einfluss hatten und die Strömung in x-Richtung nicht homogen war. Das wiederum bedeutet, dass die an einer Messposition gemessene Schwebstoffkonzentration nicht an dieser Position ihren Ursprung haben muss, sondern mit der Strömung heran transportiert worden sein könnte.

Neben der Länge der Messstrecke, haben die Strömungsgeschwindigkeit und die turbulente kinetische Energie maßgeblichen Einfluss auf die vertikale Verteilung der Schwebstoffkonzentration. Die Messergebnisse in Abbildung 11.8 zeigen, dass die Schwebstoffkonzentration mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit zunimmt. Jedoch ist beispielsweise für Q = 901/s keine nennenswerte Erhöhung der Schwebstoffkonzentration zu beobachten, sondern lediglich eine höhere turbulente Durchmischung über die gesamte Wassertiefe. Bei einer längeren Messstrecke ist anzunehmen, dass mehr Sediment erodiert und in Schwebe gebracht werden würde. Dabei ist zu unterscheiden, dass bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten Sedimentablagerungen entlang der Messstrecke zu erwarten sind, sodass dabei die Länge der Messstrecke einen geringeren Einfluss hat als für hohe Strömungsgeschwindigkeiten, die sich rein erosiv auswirken.

Die maximalen sohlnahen Schwebstoffkonzentrationen, die im Versuch *MudEstuaryExp* gemessen wurden, waren bei etwa 2 g/l. Es handelte sich somit nicht um Schwebstoffkonzentrationen, wie sie beispielsweise im Flüssigschlick des Ems-Ästuars vorkommen können. Jedoch repräsentieren die gemessenen Schwebstoffkonzentrationen durchaus den vertikalen Übergangsbereich, in dem das Strömungsverhalten von turbulent zu laminar übergeht. Des weiteren zeigen die Messungen, dass durch reine Scherströmungen über rein mineralischem Sediment kein Flüssigschlick entsteht.

Die Profile der Schwebstoffkonzentration nehmen zur festen Sohle hin asymptotisch zu, was der analytischen Lösung der Schwebstoffkonzentrationsprofile nach Rouse entspricht. In den Konzentrationsprofilen ist zu erkennen, dass an den Stellen, an denen die turbulente kinetische Energie sprunghaft angestiegen ist, wie für $Q = 90 \, \text{I/s}$ an den Positionen M4 und M5 sowie für $Q = 70 \, \text{I/s}$ an Position M6, keine erhöhten Schwebstoffkonzentration zu beobachten sind.

Das ist dadurch zu erklären, dass die höhere Turbulenz zu einer intensiveren Durchmischung der Schwebstoffe führt und somit dem Absetzverhalten entgegen wirkt. Im Gegenzug dazu ist für $Q = 90 \,\text{I/s}$ an Position M6 sichtbar, dass sich ein ausgeprägtes Konzentrationsprofil gebildet hat und die turbulente kinetische Energie gleichzeitig gedämpft wurde.

11.3 Die Modellviskosität

Im Folgenden wird die turbulente Viskosität unter Einfluss der Schwebstoffkonzentration als Modellviskosität bezeichnet. Üblicherweise wird das vertikale Profil der turbulenten Viskosität durch das parabolische Wirbelviskositätsprofil beschrieben, welches für klares Wasser gültig ist [Nezu u. Nakagawa, 1993]. Mit Zunahme der Schwebstoffkonzentration kann sich das Wirbelviskositätsprofil einer Strömung verändern [Cellino, 1998]. Im Fall von Turbulenzdämpfung beschreibt die Modellviskosität somit den Übergang vom turbulenten zum laminaren Fließverhalten.

11.3.1 Theoretische Bestimmung der Wirbelviskosität

Bei der Herleitung der Reynoldsgleichungen aus den Navier-Stokes-Gleichungen entsteht im Spannungsterm der Impulsgleichungen der zusätzliche Anteil $-\overline{u'_i u'_j}$, welcher als Reynoldsspannungstensor bezeichnet wird, siehe Gleichung 10.15 in Kapitel 10.3.1. Um diese zusätzlichen Spannungen, die aufgrund der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen entstehen, modellieren zu können, werden sogenannte Wirbelviskositätsmodelle verwendet. In Wirbelviskositätsmodellen wird die Wirkung der Turbulenz als Erhöhung der Spannung und somit der Viskosität interpretiert. Sie basieren auf einer Erhöhung der molekularen Viskosität ν_m zur turbulenten Viskosität ν_t . Der Spannungsterm der Reynoldsgleichungen, bestehend aus einem molekularen, viskosen und einem turbulenten Anteil, wird nach Einführung der turbulenten Viskosität als

$$\nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \underbrace{\nu_m \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{Viskoser \ Anteil} \underbrace{-\overline{u'_i u'_j}}_{Turbulenter \ Anteil}$$
(11.7)

zusammengefasst. Da die molekulare Viskosität ν_m für Wasser, im Vergleich zur turbulenten Viskosität, gering ist und der Geschwindigkeitsgradient meist ebenso, ist es üblich, den Term $\nu_m \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ zu vernachlässigen. Dadurch wird die turbulente Viskosität durch die Korrelation der Geschwindigkeitsfluktuationen

$$-\overline{u_i'u_j'} = \nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \tag{11.8}$$

beschrieben. Für diese Darstellung der turbulenten Viskosität ist zu beachten, dass durch die Abhängigkeit des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsgradienten, lokale Abhängigkeiten oder die Historie einzelner Wirbel nicht berücksichtigt werden können [George, 2013].

Mit Hilfe der Wirbelviskositätstheorie ist somit die Schubspannung

$$\tau_{zx} = \rho \nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}.$$
(11.9)

Sie gilt für die x-Geschwindigkeitskomponente entlang der vertikalen z-Achse und ist von der Dichte, der turbulenten Viskosität und der Scherrate $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ abhängig. Des weiteren ist das über die Fließtiefe lineare Schubspannungsprofil auch aus der Schleppspannungsbeziehung und der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* ableitbar, wobei

$$\tau_{zx} = \rho u_*^2 \left(1 - \frac{z}{h} \right) \tag{11.10}$$

ist. Werden die Gleichungen 11.9 und 11.10 gleichgesetzt, dann gilt

$$\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = u_*^2 \left(1 - \frac{z}{h} \right). \tag{11.11}$$

Geht man von einem logarithmischen Geschwindigkeitsprofil aus und fügt die Ableitung der Kármán-Prandtl-Gleichung, Gleichung 10.21, für die Scherrate ein, ergibt sich

$$\nu_t = u_* \kappa z \left(1 - \frac{z}{h} \right), \tag{11.12}$$

was als das parabolische Wirbelviskositätsprofil bekannt ist. Diese Funktion für ν_t ist nur gültig, sofern das vertikale Geschwindigkeitsprofil dem logarithmischen Verlauf der Kármán-Prandtl-Gleichung folgt. Mit Zunahme der Schwebstoffkonzentration wird die Turbulenz gedämpft, sodass das Geschwindigkeitsprofil vom logarithmischen und das Wirbelviskositätsprofil vom parabolischem Verlauf abweichen.

11.3.2 Experimentelle Bestimmung der Wirbelviskosität

Zur experimentellen Bestimmung der Wirbelviskosität wird die Gerinneströmung als eine Couette-Strömung vereinfacht. Dabei wird das Fluid in x-Richtung deformiert, sodass

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} & \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} & \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \end{pmatrix}$$
(11.13)

als der dreidimensionale Deformationsratentensor zu

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$
(11.14)

vereinfacht werden kann. Der Deformationsratentensor ist proportional zum Spannungstensor $\tau_{ij} = 2\mu D_{ij}$, sodass für den dreidimensionalen Spannungsterm aus Gleichung 11.7

$$\tau_{ij} = \rho \begin{pmatrix} -\overline{u'u'} & -\overline{u'v'} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} \\ -\overline{v'u'} & -\overline{v'v'} & -\overline{v'w'} \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{w'u'} & -\overline{w'v'} & -\overline{w'w'} \end{pmatrix}$$
(11.15)

gilt. Für Newtonsche Fluide kann angenommen werden, dass in einer Couette-Strömung keine Spannungen in Normalenrichtung sowie in lateraler Richtung entstehen, sodass

$$\tau_{ij} = \rho \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{w'u'} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$
(11.16)

ist. Für die Berechnung der Wirbelviskosität sind somit nur die Fluktuationen u' und w' sowie der vertikale Gradient der mittleren u-Geschwindigkeit nötig, sodass nach Gleichung 11.8

$$\nu_t = -\frac{\overline{u'w'}}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} \tag{11.17}$$

gilt [Malcherek, 2016a]. Dabei sind alle Größen zur Bestimmung von ν_t mit der ADV-Sonde messbar. Sofern die \bar{u} -Geschwindigkeit gegenüber den \bar{v} - und \bar{w} -Geschwindigkeiten dominant ist, ist die Annahme einer Couette-Strömung für den Versuch *MudEstuaryExp* zutreffend. Des weiteren ist aus den Gleichungen 11.11 und 11.17 erkennbar, dass die Reynoldsspannungen

$$-\overline{u'w'} = u_*^2 \left(1 - \frac{z}{h}\right) \tag{11.18}$$

linear über die Fließtiefe verlaufen [Nezu u. Nakagawa, 1993].

11.3.3 Die Wirbelviskosität im Einlaufbereich

Für die Messposition M1 sind in Abbildung 11.9 die vertikalen Profile der Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$, sowie die der Wirbelviskositäten für die Durchflüsse $Q = 40 \,\text{I/s}$ bis $Q = 90 \,\text{I/s}$ aufgetragen. Zur Bestimmung der Profile der Wirbelviskositäten, mussten die Reynoldsspannungen nach Gleichung 11.17 durch den Gradienten der mittleren *u*-Geschwindigkeit geteilt werden. In den Geschwindigkeitsprofilen wurden jedoch für den Geschwindigkeitsgradienten stellenweise negative oder null-Werte berechnet, sodass die Auswertung von ν_t zwischen - ∞ und ∞ schwanken würde. Aus diesem Grund wurde der Geschwindigkeitsgradient aus den nach der Kármán-Prandtl-Gleichung angepassten Geschwindigkeitsprofil ausreichend genau durch die Kármán-Prandtl-Gleichung, Gleichung 5.10, beschrieben wird. An Position M1 zeigten die



Abbildung 11.9: Die Profile der vertikalen Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ für die Durchflüsse Q = 40 I/s bis Q = 90 I/s an Position M1 zeigen einen linearen Verlauf mit der Tiefe (a). Die dazugehörigen Profile der vertikalen Wirbelviskositäten weichen von der erwarteten, parabolischen Form ab (b).

Geschwindigkeitsprofile keine Formänderungen durch eine Sediment-Interaktion, sodass die jeweiligen Wirbelviskositäten mit Hilfe der angepassten Geschwindigkeitsgradienten bestimmt wurden. Trotzdem sind die in Abbildung 11.9 (b) dargestellten Wirbelviskositätsprofile kaum mit den parabolischen Profilen vergleichbar, die durch Gleichung 11.12 prognostiziert werden. Für den Durchfluss $Q = 90 \,\text{I/s}$, ist das analytisch berechnete ν_t -Profil zum Vergleich eingezeichnet.

Im Gegensatz dazu, zeigen die in Abbildung 11.9 (a) dargestellten Profile der Reynoldsspannungen einen annähernd linearen Verlauf über die Fließtiefe z, wie es durch Gleichung 11.18 erwartet wurde. Die Reynoldsspannungen erreichen ihr Maximum kurz oberhalb der Sohle und werden dann innerhalb der viskosen Unterschicht zu null. Mit zunehmender Entfernung zur Sohle gleichen sich die $\overline{u'w'}$ -Profile an. Die maximalen Reynoldsspannungen steigen mit Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit an.

11.3.4 Grenzen der Wirbelviskositätsbestimmung

Unter der Annahme eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils ist es möglich, die Wirbelviskosität mit Hilfe der angepassten Geschwindigkeitsgradienten experimentell auszuwerten. Sobald sich das Geschwindigkeitsprofil jedoch unter dem Einfluss der Schwebstoffkonzentration oder der Sohlformen ändert und dadurch nicht mehr durch das logarithmische Profil beschrieben werden kann, ist diese Methode nicht mehr geeignet. Würde man die Wirbelviskosität in diesem Fall über den Geschwindigkeitsgradienten der angepassten Kármán-Prandtl-Gleichung bestimmen, würden die Informationen aus den Geschwindigkeitsmessungen, die auf die Sediment-Turbulenz-Interaktion zurückzuführen sind, verloren gehen. Des weiteren kann durch die Auswertung der Wirbelviskosität keine Aussage zur Veränderung der viskosen Unterschicht getroffen werden, da diese in den Profilen nicht erkennbar ist. Wie bereits in Kapitel 5.2 beschrieben wurde, ist bei einer Zunahme der Schwebstoffkonzentration mit einer Verdickung der laminaren Grenzschicht zu rechnen. Die Interaktion der laminaren Grenzschicht mit der Schwebstoffkonzentration wird in Kapitel 12 detailliert beschrieben.

11.3.5 Die Modell-Reynoldsspannungen entlang der Messstrecke

Durch die Ausführungen der Kapitel 11.3.3 und 11.3.4 konnte gezeigt werden, dass die Wirbelviskosität als experimentell bestimmbare Modellviskosität für den turbulent-laminaren Strömungsübergang nicht geeignet ist. Um den Einfluss der Schwebstoffkonzentration auf das Turbulenzverhalten darzustellen, darf keine Division mit dem vertikalen Geschwindigkeitsgradienten erfolgen. Gleichung 11.17 kann nach den Reynoldsspannungen umgestellt werden, sodass

$$\overline{u'w'} = -\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \tag{11.19}$$

ist. Die Auswertung der Modellviskosität sollte auf den Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ basieren. Diese können experimentell direkt bestimmt werden, beinhalten die Auswirkungen der Schwebstoffkonzentration und lassen eine Identifizierung der viskosen Unterschicht zu. Selbst für den Vergleich mit numerischen Simulationen ist diese Methode geeignet, da sowohl die turbulente Viskosität, als auch der vertikale Geschwindigkeitsgradient, übliche Ergebnisse einer numerischen Simulation sind. Für den direkten Vergleich von experimentellen Mess- und numerischen Simulationsergebnissen wird die Verwendung der sogenannten Modell-Reynoldsspannungen daher empfohlen. In Abbildung 11.10 sind die Modell-Reynoldsspannungen der neun Messpositionen für die Durchflüsse Q = 401/s bis Q = 901/s dargestellt. Grundsätzlich ist für jede Messposition zu beobachten, dass die maximalen Reynoldsspannungen mit der Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit zunehmen. Ein einheitliches Verhalten gegenüber der Länge der Messstrecke ist nicht erkennbar. Des weiteren zeigen die Messergebnisse der Positionen M2 bis M9, dass die Profile im Laufe der Messstrecke nicht durchgehend ihre lineare Form nach Gleichung 11.18 behalten. Die Messergebnisse für Q = 90 I/s an Position M5 und für Q = 70 I/s an Position M6 beschreiben einen sohlnahen Anstieg der Reynoldsspannungen, was auf Turbulenzerhöhung hindeutet. Andererseits geben die Ergebnisse für $Q = 90 \, \text{I/s}$ an den Position M2, M6 und M7 eine Verringerung der Reynoldsspannungen wieder, was auf Turbulenzdämpfung hinweist. Ähnlich der Auswertung der turbulenten kinetischen Energie in Kapitel 11.2.2, beschreiben die Reynoldsspannungen komplexe Turbulenzverhältnisse entlang der Strömungsrinne, die gleichermaßen Turbulenzdämpfung wie auch Turbulenzerhöhung wiedergeben.



Abbildung 11.10: In dieser Abbildung sind die vertikalen Profile der Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ der neun Messpositionen, M1 bis M9, für die verschiedenen Durchflüsse Q = 401/s, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s dargestellt.

11.4 Zusammenfassung zur Darstellung der Messergebnisse

Die Erkenntnisse, die sich aus der Auswertung der Messungen in der Strömungsrinne ergaben, sind im Folgenden zusammengefasst:

- Die Geschwindigkeitsprofile zeigen im Vergleich zum logarithmischen Profil zum Teil Bereiche mit sichtbar reduzierten Geschwindigkeitsgradienten.
- Die Profile der turbulenten kinetischen Energie, sowie die der Reynoldsspannungen beschreiben sowohl Turbulenzdämpfung als auch Turbulenzerhöhung.
- In den Profilen der turbulenten kinetischen Energie, sowie in denen der Reynoldsspannungen, sind die Bereiche, in denen die Turbulenz null wird, klar erkennbar.
- Die maximale gemessene Schwebstoffkonzentration ist etwa 2 g/l.
- Die im Versuch erzeugten Schwebstoffkonzentrationen spiegeln den Übergangsbereich vom turbulenten zum laminaren Fließverhalten wieder.
- Die Schwebstoffkonzentration nimmt zur Sohle hin zu.
- Die Strömung in der Versuchsrinne ist von horizontalen Transportvorgängen geprägt.
- Die Messergebnisse wurden durch Erosions- und Depositionsprozesse sowie durch Sohlformen beeinflusst.
- Durch eine reine Scherströmung über rein mineralischem Sediment entsteht kein Flüssigschlick.
- Die Auswertung der Wirbelviskosität ist lediglich für die Annahme eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils geeignet.
- An Stelle der Modellviskosität zur Beschreibung des turbulent-laminaren Übergangbereichs, wurden die sogenannten Modell-Reynoldsspannungen eingeführt.

11.4. Zusammenfassung zur Darstellung der Messergebnisse

Kapitel 12

Die Auswirkung der Schwebstoffkonzentration auf die turbulente Grenzschicht

Turbulenzmodelle, wie das klassische k- ϵ -Turbulenzmodell, sind bis zu einem Abstand z_0 zur Sohle gültig. Dabei wird davon ausgegangen, dass oberhalb von z_0 turbulente Verhältnisse herrschen und das vertikale Geschwindigkeitsprofil einem logarithmischen Verlauf folgt. Unterhalb von z_0 befindet sich die viskose Unterschicht, in der das Geschwindigkeitsprofil linear gegen null geht. Mit dem in Kapitel 5.2 neu interpretierten k- ω -Turbulenzmodell ist es möglich, den Übergang zwischen dem turbulenten und dem laminaren Strömungsbereich in numerischen Modellen darzustellen. Das Turbulenzmodell endet dabei nicht im Abstand z_0 zur Sohle, sondern rechnet bis in die viskose Unterschicht und in den unbewegten Boden hinein. Um den turbulent-laminaren Übergang zu untersuchen, ist es nötig, die turbulente Grenzschicht zusammen mit der viskosen Unterschicht in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration zu analysieren.

In verschiedenen Arbeiten wird als Effekt der erhöhten sohlnahen Schwebstoffkonzentration eine Reduktion der Sohlreibung beschrieben, siehe Kapitel 5.2.2. Bi u. Toorman [2015] beschrieben ein weiterentwickeltes Reibungsgesetz für den turbulent-laminaren Übergangsbereich und zeigten dabei, wie sensibel Erosion und Deposition auf die Berechnungsart der Sohlreibung reagieren. Die möglichen physikalischen Gründe für eine Reduktion der Sohlreibung wurden durch Winterwerp u. a. [2009] zusammengefasst:

- Turbulenzdämpfung durch große Konzentrationsgradienten,
- Turbulenzdämpfung durch die Viskositätserhöhung in Flüssigschlick,
- Glättung der Sohlformen, sodass keine zusätzliche Rauigkeit durch Riffel und Dünen entsteht und
- Verdickung der viskosen Unterschicht aufgrund erhöhter viskoser Turbulenzdämpfung.

Die Messergebnisse aus Kapitel 11.2 zeigen keine großen Schwebstoffkonzentrationsgradienten, wie man sie beispielsweise an der Lutokline in der Ems beobachten kann. Vielmehr beschreiben die Konzentrationsprofile eine gleichmäßige Durchmischung der Schwebstoffe über die Tiefe. Ferner hat sich in den Versuchen aufgrund der fehlenden organischen Kohäsion keine Flüssigschlickschicht gebildet, weshalb die ersten beiden Gründe zur weiteren Interpretation der Versuchsergebnisse nicht herangezogen werden können. Eine Glättung der Sohlformen wurde im Experiment ebenso nicht beobachtet. Ganz im Gegenteil, es sind zusätzliche Sohlformen entstanden, siehe Abbildung D.1 im Anhang. Aus diesen Gründen verbleibt lediglich die Untersuchung der viskosen Unterschicht, um eine Veränderung der Sohlreibung aufgrund der Schwebstoffkonzentration zu analysieren.

12.1 Überblick zur Grenzschichttheorie

Der Übergangsbereich vom turbulenten zum laminar, rheologischen Fließverhalten wird in der Regel durch die Lutokline wie beispielsweise in der Ems beschrieben. Im Grunde sind solche Übergangsbereiche in jeder Strömung über einer Schlicksohle vorhanden. Der Übergangsbereich an einer Lutokline in der Ems unterscheidet sich lediglich in seiner Dicke zu dem Übergangsbereich eines anderen Gewässers oder einer anderen Strömungssituation. Interpretiert man den Bereich der Lutokline als Grenzschichtproblem, so erkennt man einen Zusammenhang zu den Untersuchungen von Ludwig Prandtl, der den Übergang von laminaren zu turbulenten Strömungen anhand des sogenannten Ablösepunkts der Strömung untersuchte [Prandtl, 1905]. Im Fall von Flüssigschlick ist jedoch der entgegengesetzte Fall von Interesse, nämlich das Umschlagen vom turbulenten zum laminaren Fließverhalten. In Kapitel 6 wurde das vertikale 1D-Modell *MudEstuary1DV* beschrieben, welches die turbulente Schlickdynamik als vertikales Grenzschichtproblem interpretiert. Diese Annahme wird im Folgenden für die Analyse des turbulent-laminaren Übergangsbereichs beibehalten.

Schlichting u. Gersten [2016] beschrieben die Dicke δ_{BL} der Grenzschicht als indirekt proportional zur Reynoldszahl Re, sowie als direkt proportional zur dynamischen Viskosität μ . Mit Zunahme der Reynoldszahl wird der Übergangsbereich demnach dünner, wobei er mit Zunahme der Viskosität dicker wird. George [2013] bezeichnete die turbulente Grenzschicht als *Constant Stress Layer* und zeigte, dass die Impulsgleichung in unmittelbarer Nähe zur Sohle zu

$$0 = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\overline{u'w'} + \nu_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)$$
(12.1)

vereinfacht werden kann. Innerhalb der turbulenten Grenzschicht besteht der gesamte Spannungsterm aus einem viskosen Anteil $\nu_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ und aus einem turbulentem Anteil $-\overline{u'w'}$, den Reynoldsspannungen. Die turbulente Grenzschicht kann wiederum in verschiedene Teilbereiche unterteilt werden, in denen die viskosen und die turbulenten Spannungsanteile von unterschiedlicher Bedeutung sind. Zur räumlichen Unterteilung der Teilbereiche wird der dimensionslose Sohlabstand $z^+ = \frac{u_* z}{\nu_m}$ und die dimensionslose Geschwindigkeit $u^+ = \frac{u}{u_*}$ eingeführt. Die turbulente Grenzschicht besteht nach George [2013] aus den folgenden Teilbereichen:

1. Viskose Unterschicht: $z^+ < 30$

lineare Unterschicht: $z^+ < 5 | u^+ = z^+ | \bar{u}(z) = \frac{u_*^2}{\nu_m} z$ viskoser Übergangsbereich (*Buffer-Layer*): $5 < z^+ < 30$

2. Inertialschicht: $z^+ > 30 \mid u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln z^+ + C^+ \mid \bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0}\right) + C^+$

 C^+ ist für hydraulisch glatte Bedingungen konstant und liegt im Bereich von 5,0 < C^+ < 5,5 [Nezu u. Nakagawa, 1993]. In der linearen Unterschicht sind die Reynoldsspannungen vernachlässigbar, was durch die Messergebnisse in den Kapiteln 11.3.3 und 11.3.5 bestätigt wurde. Der Spannungsterm, siehe Gleichung 12.1, besteht dabei lediglich aus dem viskosen, laminaren Anteil, sodass

$$\frac{\tau_b}{\rho} = \nu_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$
(12.2)

gilt. Das Geschwindigkeitsprofil kann in diesem sohlnahen Bereich als linear angenommen werden. Im Verlauf der viskosen Unterschicht wächst der Einfluss der Reynoldsspannungen kontinuierlich an, bis sie die Strömung ab $z^+ > 30$ dominieren. Zur Beschreibung des Span-



Abbildung 12.1: Darstellung der Dicke der viskosen Unterschicht in Abhängigkeit der Reynoldszahl. Mit Zunahme der Reynoldszahl wird die viskose Unterschicht vernachlässigbar klein. Für die durchgeführten Laborversuche würden sich für Q = 401/s und für Q = 901/s die Verhältnisse $\frac{\delta_v}{\delta_{BL}} = 0,99\%$ und 1,66% ergeben.

nungsterms kann dann der viskose Anteil vernachlässigt werden, sodass

$$\frac{\tau_b}{\rho} = -\overline{u'w'} \tag{12.3}$$

ist. Dieser Bereich wird als Inertialschicht bezeichnet, in der turbulente Verhältnisse herrschen und das Geschwindigkeitsprofil durch eine logarithmische Form angenähert wird. Der kontinuierliche Übergang von der linearen Unterschicht hin zur Inertialschicht wird als viskoser Übergangsbereich bezeichnet.

Der Anteil der Dicke δ_v der viskosen Unterschicht an der gesamten Grenzschicht wurde durch Schlichting u. Gersten [2016] mit

$$\frac{\delta_v}{\delta_{BL}} = c_\delta \frac{\ln^2 Re}{Re} \tag{12.4}$$

als Funktion der Reynoldszahl beschrieben, wobei c_{δ} ein empirischer Wert ist und für ein Gerinne mit $c_{\delta} = 680$ abgeschätzt wurde. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 12.1 dargestellt. Für große Reynoldszahlen, also turbulente Bedingungen, ist die Dicke der viskosen Unterschicht vernachlässigbar klein, wohingegen δ_v bei Verringerung der Turbulenz zunehmend an Bedeutung gewinnt. Nach dieser Berechnungsmethode wären für die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit viskose Grenzschichtdicken im Bereich 0,99 $\% < \frac{\delta_v}{\delta_{BL}} < 1,66 \%$ zu erwarten.

12.2 Die Bedeutung der viskosen Unterschicht für die Sohlreibung

Eine Turbulenzverringerung in Schwebstoffsuspensionen kann dadurch erklärt werden, dass sich mit dem Anstieg der Schwebstoffkonzentration die mit Wasser gefüllten Zwischenräume verringern, in denen sich turbulente Strukturen ausbilden können. Dabei können die Sedimentpartikel zwar auch durch turbulente Strukturen erfasst werden, jedoch wird durch ihre höhere Dichte eine erhöhte turbulente kinetische Energie dafür benötigt.

Im vertikalen Übergang zwischen Wasser und Schlick führt der Anstieg der Schwebstoffkonzentration zu einer Dämpfung von Turbulenz. In der Grenzschichttheorie wird die Turbulenzdämpfung wiederum als Vergrößerung der viskosen Unterschicht, oder als Verringerung der turbulenten Inertialschicht verstanden. Im Spannungsterm aus Gleichung 12.1 ist zu erkennen, dass sich die Dämpfung der turbulenten Reynoldsspannungen in einer Verringerung der Sohlschubspannung auswirkt. In experimentellen Untersuchungen von Li u. Gust [2000] wurde die Schubspannungsgeschwindigkeit in Schwebstoffsuspensionen durch ein am Boden eingebautes Hitzdraht-Anemometer gemessen und mit weiteren Messdaten verglichen, die sich aus der Anpassung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils ergaben. Dabei erkannten die Autoren, dass die durch das Hitzdraht-Anemometer direkt gemessenen Schubspannungsgeschwindigkeiten geringer waren, als die, die über das logarithmische Geschwindigkeitsprofil abgeschätzt wurden. Die damit nachgewiesene Reduktion der Sohlschubspannung wurde als Bestätigung einer Verdickung der viskosen Unterschicht interpretiert. Eine Reduktion der Sohlschubspannung aufgrund erhöhter Schwebstoffkonzentrationen konnte ebenso in zahlreichen natürlichen Gewässern nachgewiesen werden. Winterwerp u. a. [2009] listen hierfür Untersuchungen im JiaoJiang-Ästuar, im Amazonas-Delta, im Yangtze, in der Ems, in der Loire und im Severn-Ästuar auf.

12.2.1 Die Sohlreibung aus der Schubspannungsgeschwindigkeit

In Kapitel 10.4 wurden die log-Profil-Methode und die TKE-Methode zur Abschätzung der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* beschrieben. Für ideale Strömungen über einer unbeweglichen rauen Sohle, gilt die log-Profil-Methode als hinreichend genau [Bagherimiyab u. Lemmin, 2013]. Sobald es jedoch aufgrund einer erhöhten Schwebstoffkonzentration zu einer Verdickung der viskosen Unterschicht kommt, verliert die log-Profil-Methode ihre Gültigkeit, da das Geschwindigkeitsprofil immer weniger einem logarithmischen Verlauf folgt. In diesem Fall sollte die Schubspannungsgeschwindigkeit durch eine vom Geschwindigkeitsprofil unabhängige Methode, wie beispielsweise der TKE-Methode bestimmt werden. Kommt es zu einer Verdickung der viskosen Unterschicht und somit zu einer Verringerung der Sohlschubspannung, so müsste die TKE-Methode geringere Werte für die Sohlschubspannung ergeben, als die log-Profil-Methode. In Abbildung 12.2 wurden die durch die log-Profil-Methode und die TKE-Methode ermittelten Werte für die Schubspannungsgeschwindigkeit aufgetragen. Die Abbildung beschreibt das Verhalten von u_* in Abhängigkeit der Durchflüsse $Q = 40 \, \text{I/s}$ bis Q = 901/s entlang der Messpositionen M1 bis M9. Es ist zu erkennen, dass beide Methoden ähnliche Werte liefern und insgesamt einen linearen Anstieg der Schubspannungsgeschwindigkeit gegenüber dem Durchfluss wiedergeben. Sofern u_* bekannt ist, kann die Sohlschubspannung τ_b durch Gleichung 10.26 bestimmt werden. Da in diese Gleichung jedoch die mittlere Dichte eingeht, die wiederum eine Funktion der Schwebstoffkonzentration ist, wurde an dieser Stelle lediglich u_* ausgewertet.

Um das Verhalten der Schubspannungsgeschwindigkeit näher zu untersuchen, ist in Abbildung 12.3 die Differenz $\Delta u_* = u_{*,log} - u_{*,tke}$ der jeweils beiden ermittelten Schubspannungsgeschwindigkeiten aufgezeigt. Ein systematisches Verhalten von Δu_* entlang der Messpositionen ist nicht erkennbar. Es fällt jedoch auf, dass die größten Übereinstimmungen beider Werte für $Q = 40 \, \text{I/s}$ beobachtet werden können, wobei die Streuung der Werte mit Zunahme des Durchflusses ansteigt. Während der Versuchsdurchführung wurde mit zunehmendem Durchfluss die Bildung von Dünen und Riffeln beobachtet, welche eine Bedeutung für die Streuung von u_* bei hohen Durchflüssen haben könnten. Dünen und Riffel haben sowohl Einfluss auf die Form des vertikalen Geschwindigkeitsprofils, wie auch auf die Ausprägung der Turbulenz. Diese Rückkopplungen zwischen der Ausprägung der Sohlformen und der Schubspannungsgeschwindigkeit werden jedoch weder in der log-Profil-Methode noch in der TKE-Methode parametrisch berücksichtigt.



Abbildung 12.2: Vergleich der Schubspannungsgeschwindigkeiten u_* aus der log-Profil-Methode und der TKE-Methode für die gemessenen Durchflüsse Q = 40 I/s bis Q = 90 I/s, sowie für die neun Messpositionen M1 bis M9.

12.2.2 Die Rauheit der Messstrecke

Dünen und Riffel erhöhen die Rauheit der Sohle, sodass die Kornrauheit selbst vernachlässigbar klein wird. Die Entstehung von Dünen oder Riffeln ist davon abhängig, ob die Sohle von der Strömung als hydraulisch glatt oder als hydraulisch rau wahrgenommen wird [Malcherek, 2016b]. Die erste Messposition, M1, befand sich über der festen Steinfolie mit einer Körnung von 3 mm, sodass an dieser Stelle keine Sohlformen entstehen konnten. Im Gegensatz dazu war die Sohle entlang der Messstrecke beweglich, sodass sich an den Messpositionen M2 bis M9 sichtbare Sohlformen ausbildeten, siehe Abbildung D.1 im Anhang. Die Formreynoldszahl Re_* kann in Abhängigkeit der Sohlrauheit k_s dazu genutzt werden, die Entstehung von Riffeln und Dünen abzuschätzen. Re_* beinhaltet das Verhältnis der Sohlrauheit zur Dicke δ_v der viskosen Unterschicht. Ist k_s größer als δ_v , dann haben die turbulenten Spannungen unmittelbar Einfluss auf die Sohle, sodass sich Sohlformen bilden können. Im umgekehrten Fall ist δ_v größer als k_s , sodass sich die Rauheitselemente der Sohle innerhalb der viskosen Unter-


Abbildung 12.3: Die Differenzen der Schubspannungsgeschwindigkeiten Δu_* aus der log-Profil-Methode und der TKE-Methode zeigen keinen systematischen Trend gegenüber der Länge der Messstrecke oder der Erhöhung des Durchflusses.

schicht befinden und die Turbulenz nur geringen oder gar keinen Einfluss auf die Änderung der Sohlform hat. Dabei ist

$$Re_* = \frac{u_*k_s}{\nu},\tag{12.5}$$

wobei ν die effektive Viskosität ist, die jeweils über die gemessene sohlnahe Schwebstoffkonzentration mit dem erweiterten Worrall-Tuliani-Modell aus Kapitel 5.1.2 berechnet wurde. Für die Rauheit der Strömung gilt:

- $Re_* < 10 \Rightarrow$ hydraulisch glatt
- $10 < Re_* < 70 \Rightarrow Übergangsbereich$
- $Re_* > 70 \Rightarrow$ hydraulisch rau

Die in der Strömungsrinne entstandenen Sohlformen hatten eine mittlere Wellenlänge von $\lambda_D \approx 0,1 \text{ m}$ und eine mittlere Höhe von $\Delta_d \approx 0,012 \text{ m}$. Der Einfluss der Dünen und Riffel

kann in Form der gesamten Sohlrauheit

$$k_s^s = k_s^g + k_s^d + k_s^r (12.6)$$

berücksichtigt werden, welche die Summe der Kornrauheit k_s^g , der Formrauheit der Dünen k_s^d und der Riffel k_s^r ist [Malcherek, 2016b]. Nach van Rijn [1993] ist

$$k_s^d = 0,77\Delta_d \left(1 - e^{-25\Delta_d/\lambda_d}\right)$$
 (12.7)

und

$$k_s^r = 80...500d_m. (12.8)$$

Die damit ermittelten Werte für Re_* sind für alle Durchflüsse und alle Messpositionen in Abbildung 12.4 links dargestellt. Bis auf wenige Messungen im hydraulischen Übergangsbereich, kann für den Großteil der Messungen davon ausgegangen werden, dass hydraulisch raue Verhältnisse herrschten.



Abbildung 12.4: Darstellung der Formreynoldszahl Re_* für die im Experiment durchgeführten Messungen. Bis auf wenige einzelne Messungen, fanden die Messungen im hydraulisch rauen Bereich statt (links). Der Korrekturfaktor ΔU^+ für hydraulische raue Verhältnisse ist eine Funktion von Re_* (rechts).

12.3 Analyse der turbulenten Grenzschicht

Da die Analyse der Schubspannungsgeschwindigkeiten in Abschnitt 12.2.1 keinen Rückschluss auf die Dynamik der Grenzschicht gegeben hat, wurden die vertikalen Geschwindigkeitsprofile anhand der Grenzschichttheorie ausgewertet. Zur Visualisierung der turbulenten Grenzschicht wurden die gemessenen Geschwindigkeitsprofile in ihren dimensionslosen Größen, u^+ und z^+ ausgewertet. Li u. Gust [2000] beschrieben für hydraulisch glatte Strömungen mit

$$u^{+} = \frac{1}{\kappa} \ln(z^{+}) + C^{+}$$
(12.9)

ein sogenanntes universell gültiges Gesetz für die Form der Geschwindigkeitsprofile im turbulenten Inertialbereich. Für hydraulisch raue Oberflächen zeigten Schultz u. Flack [2007] sowie Flack u. Schultz [2014] auf Grundlage der im Jahr 1933 durchgeführten Untersuchungen von Nikuradse, dass dieses Gesetz mit Hilfe einer Rauheitsfunktion ΔU^+ korrigiert werden muss, wobei

$$u^{+} = \frac{1}{\kappa} \ln(z^{+}) + C^{+} - \Delta U^{+}$$
(12.10)

und

$$\Delta U^{+} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(Re_{*} \right) + C^{+} - C_{2}^{+}$$
(12.11)

sind. C_2^+ wird für hydraulisch raue Oberflächen mit 8,5 angenommen. Die theoretische Rauheitsfunktion nach Gleichung 12.11 ist rechts in Abbildung 12.4 als Funktion der Formreynoldszahl Re_* dargestellt. Des weiteren wurde die Rauheitsfunktion ΔU^+ für die gemessenen Geschwindigkeitsprofile angepasst und exemplarisch für die Messposition M1 gegen Re_* aufgetragen. An Position M1 lässt sich Re_* aufgrund der bekannten Körnung der Steinfolie am genauesten bestimmen. Die Ergebnisse sind ebenso rechts in Abbildung 12.4 dargestellt und beschreiben einen steileren Verlauf im Vergleich zur Theorie von Nikuradse.

In den Abbildungen 12.6 bis 12.8 sind die theoretischen dimensionslosen Geschwindigkeitsverläufe nach den Gleichungen 12.9 und 12.10 dargestellt. Messwerte bei hydraulisch glatten Verhältnissen ergeben ein Geschwindigkeitsprofil im Bereich der Universallösung nach Gleichung 12.9. Für hydraulisch raue Verhältnisse verschieben sich die Geschwindigkeitsprofile dagegen in den Bereich der Universallösung nach Gleichung 12.10. Der Grund dafür ist die Erhöhung der Sohlreibung aufgrund der Rauheit [Flack u. Schultz, 2014]. Die Bedeutung der Verschiebung der dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile ist schematisch in Abbildung 12.5 aufgezeigt. Bei einer Verringerung der Sohlreibung, also einer Glättung der Sohle, würde sich das Geschwindigkeitsprofil dementsprechend in Richtung der Universallösung für hydraulisch glatte Sohlen verschieben. Li u. Gust [2000] beschrieben dimensionslose Geschwindigkeitsprofile, die sogar oberhalb der Universallösung für hydraulisch glatte Verhältnisse lagen und erklärten dies durch eine Verdickung der viskosen Unterschicht.

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile wurden nun aufgrund dieser Erkenntnis ausgewertet.



Abbildung 12.5: Bei einer Erhöhung der Sohlreibung ist im Vergleich zu einer glatten Oberfläche eine nach unten gerichtete Verschiebung des dimensionslosen Geschwindigkeitsprofils zu beobachten. Ein entgegengesetztes Verhalten ist für eine Verringerung der Sohlreibung sichtbar.

In den Abbildungen 12.6 bis 12.8 sind die Messergebnisse der dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile für die verschiedenen Durchflüsse $Q = 40 \,\text{I/s}$ bis $Q = 90 \,\text{I/s}$ aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Messergebnisse der Messposition M1 gut durch die Gleichung 12.10 beschrieben werden können, was für die Versuche auf ideal raue Verhältnisse schließen lässt. Im weiteren Verlauf der Messstrecke sind zum Teil deutliche Abweichungen zur Lösung ideal rauer Oberflächen zu erkennen. Dabei werden im Verlauf der Messstrecke Verschiebungen der Geschwindigkeitsprofile in beide Richtungen dargestellt, was sowohl auf eine Verringerung als auch auf eine Erhöhung der Sohlreibung hindeutet und somit die bisherigen Interpretationen der Messergebnisse bestätigt.

Die Auswertung für den Durchfluss Q = 401/s in Abbildung 12.6 zeigt für alle Messpositionen geringe Abweichungen zur Universallösung. An den Positionen M4, M6 und M7 ist eine Erhöhung der Reibung erkennbar, was auf die Bildung von Sohlformen schließen lässt. Für Q = 501/s können an den Positionen M5 und M8 Verringerungen der Sohlreibungen erkannt werden, wohingegen an Position M9 eine Erhöhung sichtbar ist. In der Auswertung der Messreihe für Q = 601/s in Abbildung 12.7 ist ebenso zu erkennen, dass die größten Änderungen im hinteren Teil der Messstrecke geschahen, wobei eine Verringerung der Reibung für die Positionen M4, M7 und M8 darstellbar ist. Für die Messung mit Q = 701/s wurde keinerlei Verringerung der Reibung nachgewiesen, ganz im Gegenteil, hier wurde durchgehend eine Erhöhung der Sohlreibung festgestellt. Insbesondere an der Messposition M6 ist eine deut-



Abbildung 12.6: Die gemessenen, dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile sind für die Messpositionen M1 bis M9 und für die Durchflüsse Q = 401/s (oben) und Q = 501/s (unten) im Vergleich zu den universellen Verläufen der Grenzschichttheorie für klares Wasser aufgetragen.



Abbildung 12.7: Die gemessenen, dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile sind für die Messpositionen M1 bis M9 und für die Durchflüsse Q = 601/s (oben) und Q = 701/s (unten) im Vergleich zu den universellen Verläufen der Grenzschichttheorie für klares Wasser aufgetragen.



Abbildung 12.8: Die gemessenen, dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile sind für die Messpositionen M1 bis M9 und für die Durchflüsse Q = 801/s (oben) und Q = 901/s (unten) im Vergleich zu den universellen Verläufen der Grenzschichttheorie für klares Wasser aufgetragen.

liche Erhöhung der Sohlreibung erkennbar. Die Messungen für den Durchfluss Q = 80 I/s in Abbildung 12.8 zeigen an den Positionen M4, M5, M7 und M8 eine Erhöhung, wohingegen an Position M6 eine Verringerung der Sohlreibung auffällt. Ein ähnliches Verhalten ist für Q = 90 I/s dargestellt, wobei die Verringerung der Sohlreibung hier an den Positionen M2, M4 und M6 erkennbar ist.

Bei Betrachtung aller durchgeführten Messungen konnte kein eindeutiger Trend gegenüber der Messposition oder dem Durchfluss erkannt werden. Die auffälligsten Änderungen in den Geschwindigkeitsprofilen wurden ab der Messposition M4 erfasst, was darauf schließen lässt, dass die Strömung eine gewisse Anlaufstrecke benötigt, um eine messbare Interaktion mit den Sedimenten einzugehen.

12.3.1 Der Effekt der Schwebstoffkonzentration auf die Sohlreibung

In einem weiteren Analyseschritt wurden die jeweils ausgewerteten Rauheitsfunktionen der Messposition M1 als Referenz interpretiert, um zu überprüfen, ob und wie intensiv sich die Rauheit über der mobilen Messstrecke veränderte und ob dabei ein Zusammenhang mit der Schwebstoffkonzentration bestand. Abbildung 12.9 beschreibt die Differenz $\Delta U_{Mx}^+ - \Delta U_{M1}^+$, sowie die jeweils gemessenen sohlnahen Schwebstoffkonzentrationen der Messungen. Mx steht dabei für jede einzelne Messposition. Die Bedingung $\Delta U_{Mx}^+ - \Delta U_{M1}^+ > 0$ wird als eine Erhöhung der Sohlreibung im Vergleich zur Referenzreibung an M1 interpretiert und die Bedingung $\Delta U_{Mx}^+ - \Delta U_{M1}^+ < 0$ entsprechend als eine Verringerung der Sohlreibung. Durch diese vergleichende Auswertung fällt auf, dass an den Messstellen, an denen eine intensive Verringerung der Sohlreibung nachgewiesen wurde, ebenso die höchsten Schwebstoffkonzentrationen gemessen wurden. Für die Messungen mit Q = 901/s ist dieses Verhalten jedoch nicht zu erkennen.

Trägt man darüber hinaus die gemessenen Schwebstoffkonzentration gegen $\Delta U_{Mx}^+ - \Delta U_{M1}^+$ auf, so kann der Trend erkannt werden, dass eine Zunahme der Schwebstoffkonzentration zu einer Verringerung der Sohlreibung führt, siehe Abbildung 12.10. Nach Li u. Gust [2000] ist eine derartige Reduzierung der Sohlreibung als eine Verdickung der viskosen Unterschicht zu verstehen, die letztendlich zur Laminarisierung der Strömung führt. Die näherungsweise linear abgeschätzte Verringerung der Sohlreibung mit Zunahme der Schwebstoffkonzentration folgt der Gleichung

$$\Delta U_{Mx}^{+} - \Delta U_{M1}^{+} = -2,47 c + 1,64.$$
(12.12)

Geht man davon aus, dass ΔU_{M1}^+ die Rauheitsfunktion der Universallösung rauer Verhältnisse darstellt, also $\Delta U_{M1}^+ = \Delta U^+$ ist, können die in diesem Versuch gemessenen vertikalen Geschwindigkeitsprofile durch die dimensionslose Formulierung

$$u^{+} = \frac{1}{\kappa} \ln(z^{+}) + C^{+} - \left(\Delta U_{Mx}^{+} + 2,47 \, c - 1,64\right)$$
(12.13)



Abbildung 12.9: Für die Messpositionen M1 bis M9 und die Durchflüsse Q = 401/s bis Q = 901/s sind die Differenzen der sich aus den Messungen ergebenden Werte für ΔU^+ (oben), sowie die maximalen, sohlnahen Schwebstoffkonzentrationen (unten) aufgetragen.

in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration dargestellt werden. Dementsprechend ergibt sich die dimensionsbehaftete Formulierung als

$$\bar{u}(z) = u_* \left(\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + C^+ - \left(\Delta U_{Mx}^+ + 2,47\,c - 1,64\right)\right).$$
(12.14)



Abbildung 12.10: Die Verringerung der Sohlreibung kann näherungsweise durch einen linearen Zusammenhang zur sohlnahen Schwebstoffkonzentration beschrieben werden.

12.4 Zusammenfassung der Versuchsauswertung

Durch die mit Hilfe der Grenzschichttheorie analysierten Messergebnisse konnte gezeigt werden, dass eine Zunahme der Schwebstoffkonzentration zu einer Verringerung der Sohlreibung führt. Dabei wurde ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen der Reduktion der Sohlreibung und der Schwebstoffkonzentration beschrieben. Dieser Zusammenhang wurde lediglich bis Schwebstoffkonzentrationen von etwa 2 g/l ausgewertet. Höhere Konzentrationen konnten in dem zugrunde liegendem Experiment *MudEstuaryExp* nicht erzeugt werden. Unter der Annahme, dass die Sohlreibung und die Schwebstoffkonzentration auch bei höheren Konzentrationen korrelieren, sind die Ergebnisse dieser experimentellen Untersuchungen als Bestätigung des kontinuierlichen Modellansatzes zu werten. Mit Zunahme der Schwebstoffkonzentration wird die Sohlreibung und mit ihr die Turbulenz kontinuierlich gedämpft.

Es bleiben jedoch Aspekte zur Diskussion offen. Die in diesem Experiment entstandenen Riffel und Dünen haben erheblichen Einfluss auf die Dynamik der Strömung. Deren Einfluss wurde in Form von Re_* berücksichtigt, wobei die Dimensionen der Riffel und Dünen vereinfachend als örtlich homogen und als zeitlich stationär angenommen wurden. Tatsächlich haben die Versuche gezeigt, dass die Dynamik von Schwebstofftransportprozessen selbst unter vereinfachten Laborbedingungen ein höchst instationärer und komplexer Prozess ist. Sohlformen können zu lokal entstehenden Sekundärströmungen führen, was ebenso in den Profilen der \bar{v} und \bar{w} -Geschwindigkeiten in den Abbildungen C.1 und C.2 erkennbar ist. In der Arbeit von Yang [2007] wurde gezeigt, dass Sekundärströmungen zu einer Abweichung des logarithmischen \bar{u} -Geschwindigkeitsprofils führen können. Da in *MudEstuaryExp* sowohl Variationen des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils, als auch Sekundärströmungen auf die Messergebnisse auswirkten.

Des weiteren ist zu diskutieren, was genau zu einer messbaren Reduktion der Sohlreibung führt. Winterwerp u. a. [2009] argumentierten, dass der Grund dafür die Flockenbildung und die dadurch stattfindende Turbulenzdämpfung ist. Dieses Argument wurde bereits von Li u. Gust [2000] wiederlegt, die die Antwort in der Entstehung kohärenter turbulenter Strukturen suchten. Kohärente turbulente Strukturen, sogenannte *bursting events* und *low-speed streaks*, entstehen nach der turbulenten Grenzschichttheorie als Folge der Strömungsablösung. Sie sind lokale, instationäre und turbulente Phänomene, die eine plötzliche Turbulenzerhöhung oder Turbulenzverringerung als Folge haben können [Toorman, 2003a]. Dabei argumentierten Li u. Gust [2000], dass die Häufigkeit und Intensität der kohärenten Strukturen mit Zunahme der Schwebstoffkonzentration abnimmt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden in der gesamten Versuchsdurchführung und -auswertung stationäre Verhältnisse angenommen, sodass eine Untersuchung der instationären Turbulenzeffekte nicht durchgeführt wurde.

Teil VI

Das partikuläre Zusammenspiel unter mechanischen, chemischen und biologischen Einflüssen



Muscheln im gefrorenen Schlick des abgelassenen Eixendorfer Stausees. Das Foto entstand im Rahmen einer Schlickentnahme am Eixendorfer Stausee im November 2016.

Kapitel 13

Wechselwirkungen in granularen Suspensionen

In der konzeptionellen Darstellung des *Lebens eines Partikels* in Abbildung 2.2 wurde bereits der dynamische Wirkungskreis der Prozesse Absinken, Aufwirbeln und Flockulation beschrieben. In den bisherigen experimentellen Untersuchungen *MudEstuaryExp* wurden insbesondere die Turbulenz und das damit verbundene Absetzverhalten untersucht. In diesem Teil der Arbeit wird der noch fehlende Prozess der Flockenbildung analysiert.

Die Auswertung der Laborversuche *MudEstuaryExp* zeigte, dass mit rein mineralischem Quarzmehl in einer Scherströmung kein Flüssigschlick erzeugt werden konnte, wie er beispielsweise im Ems-Ästuar vorkommt. Ein Grund dafür ist, dass die Flockenbildung im Versuch aufgrund der fehlenden Salinität und organischen Bestandteile nicht ausgeprägt war. Um den Prozess der Flockenbildung näher zu untersuchen, muss das Zusammenspiel einzelner Partikel berücksichtigt werden. Die Partikel-Partikel-Interaktionen werden dabei von der Organik und der Salinität beeinflusst und wirken sich auf die Flockenbildung und somit auf die Stabilität von Flüssigschlick aus.

13.1 Makroskopie oder Mikroskopie?

Zur Beschreibung der Bildung von Flüssigschlick ist zwischen der makroskopischen und der mikroskopischen Ansichtsweise zu unterscheiden. Die makroskopische Ansichtsweise ist dadurch gekennzeichnet, dass die Schwebstoffsuspension kontinuierlich betrachtet wird und durch Kenngrößen, wie beispielsweise der mittleren Dichte, der mittleren Schwebstoffkonzentration oder dem Feststoffgehalt beschrieben wird. Die Suspension wird dabei als Kontinuum betrachtet, was die Grundlage des kontinuierlichen Modellansatzes aus Teil II ist. In der numerischen Modellierung auf Grundlage dieser Methode wird die Flockenbildung durch empirische Modelle der Sinkgeschwindigkeit berücksichtigt.

In der mikroskopischen Ansichtsweise wird jedes Partikel einer Suspension als Individuum betrachtet. Die Modelle dieser Sichtweise beschreiben, wie das Partikel aufgrund äußerer Einflüsse, wie der Strömung, dem Salzgehalt oder der organischen Bestandteile mit anderen Partikeln interagiert.

13.1.1 Kolloide Systeme

Kolloide Systeme sind Mischsysteme, in denen feste oder flüssige Teilchen in einer Trägerphase homogen verteilt sind. Lekkerkerker u. Tuinier [2011] sowie Lauth u. Kowalczyk [2015] gaben die Größenordnung kolloider Teilchen mit einem Teilchenradius im Nanometer- bis Mikrometer-Bereich an. Kolloide Systeme sind nicht nur durch ihre geringe Teilchengröße, sondern auch durch ihre große Oberfläche charakterisiert. Partikel-Partikel-Interaktionen geschehen größtenteils über chemisch-physikalische Anziehungs- und Abstoßungsprozesse, welche von der gesamten Partikeloberfläche abhängig sind.

Eine weitere Charakterisierung von Kolloiden erfolgt über die Dynamik der Teilchen. In kolloiden Systemen hat die Brown'sche Teilchenbewegung Einfluss auf die Dynamik der Suspension. Sie wird durch die thermische Energie k_BT induziert, wobei T die Temperatur und k_B die Boltzmann-Konstante ist. Mit Zunahme der Partikelgröße dominiert jedoch die Gravitationskraft, die die Brown'sche Teilchenbewegung in ihrer Wirkung übertrifft und zum Absinken der Partikel führt. Vergleicht man den thermischen mit dem gravitativem Einfluss, kann die sogenannte Absetzlänge

$$l_{Abs} = \frac{k_B T}{Mg} \tag{13.1}$$

eingeführt werden. Kolloide sind dadurch gekennzeichnet, dass l_{Abs} maximal dem Partikelradius entspricht [Lekkerkerker u. Tuinier, 2011]. Die Masse eines kugelförmigen Teilchens ist $M = \frac{4\pi}{3}(\rho_s - \rho_w)r^3$. Nach den beschriebenen Definitionen von Kolloiden, sind Quarzmehl sowie Flüssigschlick aus der Ems nach Ostwald [1909] den grobdispersen, mechanischen Suspensionen zuzuordnen.

13.2 Partikel-Partikel-Wechselwirkungen

Nach dem 3. Newton'schen Axiom wechselwirken zwei Teilchen in beiden Richtungen miteinander. Die Wechselwirkungstheorie ist dabei unabhängig von der Größe und Art der Teilchen anwendbar. Prinzipiell sind vier Arten der Wechselwirkung bekannt: Die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation [Meschede, 2010]. Interpretiert man beispielsweise zwei Planeten als Teilchen, so wird die gegenseitige Wechselwirkung durch die gravitative Anziehung ihrer beiden Massen beschrieben. Betrachtet man kolloide Partikel einer Suspension, dann sind andere Wechselwirkungskräfte von Bedeutung.

Die gravitative Wechselwirkung kann für kolloide Teilchen vernachlässigt werden. Gleiches gilt für die starke und die schwache Wechselwirkungen, die nur eine sehr kurze Reichweite haben. Die Wechselwirkungen kolloider Teilchen sind somit durch elektromagnetische Einflüsse, wie Dipol-Dipol-Wechselwirkungen geprägt. Die resultierende Wechselwirkungskraft wird dabei in anziehende und abstoßende Komponenten unterteilt [Lauth u. Kowalczyk, 2015].

13.2.1 Van-der-Waals-Kräfte

Bei der Bewegung der Elektronen in der Atomhülle kommt es aufgrund von Ladungsfluktuationen zur Ausbildung von molekularen Dipolen, die sich gegenseitig anziehen können und als van-der-Waals-Kräfte bezeichnet werden. Das van-der-Waals-Anziehungspotenzial

$$\Phi_{vdW} = -\frac{A_H}{6R} \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \tag{13.2}$$

zweier Partikel wird durch die Hamaker-Konstante A_H , die Partikelradien r_1 und r_2 sowie den Teilchenabstand R beschrieben. Die Hamaker-Konstante ist eine Materialkonstante für sphärische Partikel [Lekkerkerker u. Tuinier, 2011]. Das van-der-Waals-Wechselwirkungspotenzial ist somit für kleine Teilchenabstände am größten. Die größten Kräfte entstehen, wenn der Gradient des Potenzials am größten ist. Des weiteren streben alle Systeme einen Zustand geringen Potenzials an, sodass die van-der-Waals-Wechselwirkungskraft

$$F_{vdW} = -\nabla \Phi_{vdW} \tag{13.3}$$

ist. Gäbe es nur anziehende Kräfte, würden die Teilchen irreversibel konglomerieren und sich nicht in einem Gleichgewichtsabstand zueinander aufhalten. Folglich müssen ebenso abstoßende Kräfte existieren.

13.2.2 Repulsive Wechselwirkung und Lennard-Jones(12,6)-Potenzial

Das Resultat anziehender und abstoßender Kräfte ist ein Gleichgewichtsabstand, der sich im ungestörten Zustand zwischen den Teilchen einstellt. Das Potenzial der abstoßenden, also der repulsiven Wechselwirkung kann mit

$$\Phi_{rep} = \frac{C_{rep}}{R^{n_{rep}}} \tag{13.4}$$

in ähnlicher Form dargestellt werden, wie die anziehenden Wechselwirkungen der van-der-Waals-Kräfte. Dabei sind C_{rep} und n_{rep} Materialkonstanten. Eine gemeinsame Formulierung der attraktiven und der repulsiven Kräften wird durch das Lennard-Jones-Potenzial

$$\Phi_R = \epsilon_{LJ} \left[\left(\frac{R_m}{R} \right)^{12} - 2 \left(\frac{R_m}{R} \right)^6 \right]$$
(13.5)

in Abhängigkeit des Partikelabstands R und des Gleichgewichtsabstands R_m beschrieben. Der linke Term der rechten Seite beschreibt den repulsiven und der rechte Term den attraktiven Anteil [Lauth u. Kowalczyk, 2015]. In Abbildung 13.1 ist der Verlauf des Lennard-Jones-Potenzials konzeptionell dargestellt. Darin ist eine Potenzialmulde zu erkennen, die den Gleichgewichtsabstand zweier Wassermoleküle kennzeichnet. Zur Überwindung dieser Potenzialmulde ist eine Mindestenergie ϵ_{LJ} nötig [Malcherek, 2015b]. Das hier beschriebene abstoßende Wechselwirkungspotenzial wirkt sich nur bei sehr geringen Partikelabständen auf die Partikel-Partikel-Interaktion aus [Lagaly u. a., 1997].



Abbildung 13.1: Schematische Darstellung des Wechselwirkungspotenzials nach Lennard-Jones. Durch die Bilanz aus abstoßenden und anziehenden Kräften stellt sich ein Gleichgewichtsabstand zwischen den einzelnen Molekülen ein. Abgeändert nach Malcherek [2015b].

13.2.3 Doppelschicht-Theorie

Gitterstörungen im Kristall von beispielsweise Tonpartikeln führen dazu, dass diese meist negativ geladen sind [Burton u. Liss, 1976], [Lagaly u. a., 1997]. Befinden sich die negativ geladenen Tonpartikel in einer Elektrolytlösung, so lagern sich an deren Oberfläche positiv geladene Teilchen ab. Die Ladungen vermischen sich nicht über die Grenzfläche, sodass es zur Bildung einer elektrisch geladenen Phasengrenzschicht kommt, der sogenannten elektrischen Doppelschicht. Durch die Wirkung dieser Doppelschicht erscheint das Partikel aus größerer Entfernung elektrisch neutral zu sein [Lauth u. Kowalczyk, 2015].

In Abbildung 13.2 sind drei bekannte Modelle zur Beschreibung der elektrischen Doppelschicht dargestellt. Das Modell nach Gouy-Chapman nahm an, dass die Ausprägung der Doppelschicht sowohl vom Kolloid, als auch von der Elektrolytlösung abhängt, die Grenzschicht also diffus ist. Frühere Modelle, die von einer starren Grenzschicht ausgingen, wie das Helmholtz-Modell, verloren damit ihre Gültigkeit. Im Jahr 1924 zeigte Otto Stern, dass das Gouy-Chapman-Modell für stark geladene Doppelschichten nicht angewendet werden kann und kombinierte daher das Helmholtz- mit dem Gouy-Chapman-Modell zum sogenannten Stern-Modell. Nach dessen Theorie existiert unmittelbar am Kolloid eine starre Helmholtz-Schicht, die in eine diffuse Grenzschicht übergeht.



Abbildung 13.2: Die Darstellung drei grundlegender Modelle zur Beschreibung der elektrischen Doppelschicht, sowie deren Potenzialabfälle, abgeändert nach [Lauth u. Kowalczyk, 2015]. Im linken Bild ist das Helmholtz-Modell, im mittleren Bild das Gouy-Chapman-Modell und im rechten Bild das Stern-Modell dargestellt.

Je höher die Elektrolytkonzentrationen im Gouy-Chapman- und im Stern-Modell sind, desto dünner sind die elektrokinetischen Doppelschichten und desto schneller erfolgt der Potenzialabfall in ihnen. Diese Eigenschaft ist für das Flockulationsverhalten von Suspensionen wichtig und wird in Kapitel 13.2.6 näher beschrieben. Neben den drei genannten Modellen existieren noch weitere Modelle zur Beschreibung der elektrokinetischen Doppelschicht, wie das Bockris-Müller-Devanathan-Modell (BMD-Modell), siehe Abbildung 13.3. Im BMD-Modell wurde das Stern-Modell um die starre Stern-Schicht und um eine sogenannte Scherschicht erweitert. Für hohe Elektrolytlösungen beschreibt das Modell somit eine erweiterte starre Grenzschicht (Stern-Schicht), in der das Potenzial ansteigt. In der Scherschicht und in der diffusen Grenzschicht sinkt das Potenzial exponentiell. Das Potenzial zwischen der Scherschicht und der diffusen Grenzschicht wird als Zeta-Potenzial bezeichnet, siehe Kapitel 13.2.4. Die Scherschicht kann durch die Strömung weggerissen werden, sodass die Lage des Zeta-Potenzials nicht nur eine Funktion der Elektrolytkonzentration, sondern auch der Strömung ist [Lauth u. Kowalczyk, 2015].

13.2.4 Die Bedeutung des Zeta-Potenzials

Das Zeta-Potenzial wird oftmals als Maß der Flockenbildung einer kolloidalen Suspension beschrieben, siehe [Chassagne u. a., 2009], [Mietta u. a., 2009a] und [Mietta u. a., 2009b]. Durch die Anziehung gegenteilig geladener Teilchen entsteht am Kolloid eine elektrokinetische Dop-



Abbildung 13.3: Die schematische Darstellung der Grenzschicht um ein Kolloid nach dem Bockris-Müller-Devanthan-Modell, abgeändert nach [Lauth u. Kowalczyk, 2015].

pelschicht, deren Einflussbereich in die Elektrolytlösung hineinreicht, siehe Abbildung 13.3. Inwieweit der Einfluss der Doppelschicht reicht, hängt von der Art der Teilchen und von der Ionenkonzentration ab, die exponentiell mit dem Abstand zum Kolloid abnimmt. Gleichermaßen weist das Potenzial eine exponentielle Minderung mit dem Abstand zum Kolloid auf. Bei einer Erhöhung der Ionenkonzentration in der Lösung, befinden sich mehr Ionen in der Scherschicht, sodass die Ladung des Kolloids nach außen hin stärker abgeschirmt wird [Lekkerkerker u. Tuinier, 2011]. Das ist durch einen größeren Potenzialabfall und somit durch ein kleineres Zeta-Potenzial messbar. Ein kleiner werdendes Zeta-Potenzial ist gleichbedeutend mit einer Abnahme der abstoßenden Kräfte zwischen den Partikeln. Es kommt zu einer stärkeren Anziehung einzelner Partikel und letztendlich zur Flockenbildung. Die Suspension wird in diesem Fall als instabil bezeichnet.

13.2.5 Die Debye-Länge

Der Einflussbereich der elektrokinetischen Doppelschicht wird mit Hilfe der Debye-Länge

$$x_{DL}^{-1} = \left(\sqrt{\frac{e^2 N_A I}{\epsilon_0 \epsilon_r k_B T}}\right)^{-1} \tag{13.6}$$

beschrieben, siehe Abbildung 13.3. Dabei ist e die Elementarladung, N_A die Avogadro-Konstante, k_B die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur, I die Ionenkonzentration, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante im Vakuum und ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante für Wasser. Das Verhalten der Debye-Länge gegenüber der Ionenkonzentration und der Temperatur ist in Abbildung 13.4 aufgetragen. Mit einer Zunahme der Ionenkonzentration in der Elektrolytlösung verringert sich x_{DL}^{-1} , was einer erhöhten elektrokinetischen Abschirmung des Kolloids entspricht. Der Einfluss der Temperatur ist im Vergleich zu I als gering zu bewerten.



Abbildung 13.4: Die Debye-Länge kennzeichnet den Wirkungsbereich der elektrokinetischen Doppelschicht. Die Doppelschicht verkleinert sich mit Zunahme der Ionenkonzentration und mit Zunahme der Temperatur.

Nach Lekkerkerker u. Tuinier [2011] berechnet sich das abstoßende Potenzial bei einer Überlappung der Doppelschichten zweier Kolloide als

$$\Phi_{DR} = B_{DR} \frac{r}{\lambda_B} e^{\left(-R/\left(x_{DL}^{-1}\right)\right)}.$$
(13.7)

Dabei ist B_{DR} im Bereich von $k_BT < B_{DR} < 8 \cdot k_BT$ und

$$\lambda_B = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r k_B T} \tag{13.8}$$

wird als die Bjerrum-Länge bezeichnet.

13.2.6 Stabilität einer Suspension und DLVO-Theorie

Eine Suspension wird als instabil bezeichnet, wenn die abstoßenden Kräfte verringert werden und die anziehenden Kräfte zu einer Flockung führen. Entsprechend ist eine stabile Suspension dadurch gekennzeichnet, dass abstoßende und anziehende Kräfte in einem Gleichgewichtsabstand der Partikel resultieren. Wenn sich in einer Strömung zwei Partikel annähern und sich ihre elektrokinetischen Doppelschichten überlagern, dann bilden die beiden Partikel nur dann keine Flocke, solange die Doppelschichten in der Lage sind, den anziehenden van-der-Waals-Kräften entgegen zu wirken. Eine Schwächung der elektrokinetischen Doppelschicht in Form einer erhöhten Abschirmung kann beispielsweise durch Salzzugabe, also einer Erhöhung der lonenkonzentration, erfolgen. Das bedeutet, dass es eine kritische Salzkonzentration geben muss, ab der die anziehenden Kräfte überwiegen und zu einer instabilen Suspension führen. Dieser Zusammenhang ist als Schulze-Hardy-Regel bekannt [Lauth u. Kowalczyk, 2015], [Lekkerkerker u. Tuinier, 2011].



Abbildung 13.5: Die DLVO-Theorie beschreibt die Partikel-Partikel-Wechselwirkung als Summe der anziehenden und abstoßenden Potenziale.

Zur Berechnung der Stabilität von Suspensionen beschreibt die DLVO-Theorie (Derjaguin-Landau-Verwey-Overbeek-Theorie) die resultierende Wechselwirkung Φ_{DLVO} in einer Suspension aus der Summe der abstoßenden und der anziehenden Potenziale.

$$\Phi_{DLVO} = \Phi_{vdW} + \Phi_{DR} \tag{13.9}$$

Der schematische Verlauf von Φ_{DLVO} ist in Abbildung 13.5 dargestellt und entspricht der Theorie des Lennard-Jones-Potenzials aus Abschnitt 13.2.2. Die Abbildung zeigt zwei Kolloide, die sich im Gleichgewichtsabstand zueinander befinden, sodass die anziehenden Kräfte gleich den abstoßenden Kräften sind. Die DLVO-Theorie beschreibt eine Potenzialbarriere, die es zu überwinden gilt, möchte man die beiden Kolloide zur Flockenbildung bringen. Solange eine Potenzialbarriere existiert, die die Partikel im Gleichgewichtsabstand zueinander hält, spricht man von einer stabilen Suspension. Bei eine Schwächung der elektrokinetischen Doppelschicht werden die abstoßenden Kräfte abgeschirmt, was sich nach der DLVO-Theorie in einer Verkleinerung der Potenzialbarriere auswirkt. Ein solches Szenario ist in Abbildung 13.5 exemplarisch dargestellt. Der Fall (I) beschreibt die Situation ohne Salzzugabe, sodass sich die beiden Partikel im Gleichgewichtsabstand zueinander befinden, der durch das Minimum im Potenzialverlauf gekennzeichnet ist. In diesem Fall spricht man von einer stabilen Suspension. Es ist ein geringer Kraftaufwand nötig, um die Partikel voneinander zu trennen. Umgekehrt ist viel Kraft nötig, um die Potenzialbarriere zu überwinden und die Partikel näher als ihren Gleichgewichtsabstand zu bringen. Sobald die Barriere überwunden wurde, spricht man von Flockenbildung, oder von einer instabilen Suspension [Lauth u. Kowalczyk, 2015].

13.2.7 Einfluss des Salzgehalts in der DLVO-Theorie

Die Schulze-Hardy-Regel beschreibt den Einfluss der Salinität auf die Ausprägung der elektrokinetischen Doppelschicht und somit auf die Stabilität einer Suspension. Sie besagt, dass sich Partikel umso leichter einander nähern können, je dünner die abstoßend wirkende Doppelschicht ist, siehe Kapitel 13.2.4 und 13.2.5. Die Ausdehnung der Doppelschicht ist dabei von der Ladung und der Ionenkonzentration in der Suspension abhängig. Ab einer kritischen Salzkonzentration kommt es zur Flockulation der Partikel.

Kombiniert man die Schulze-Hardy-Regel mit der DLVO-Theorie, dann ist die kritische Salzkonzentration mit den Potenzialkurven aus Abbildung 13.5 erklärbar. Damit eine Suspension instabil wird, muss ihr entweder so viel Energie zugeführt werden, dass die Barriere überwunden werden kann oder aber die Höhe und Breite der Barriere verändert werden. Das Zeta-Potenzial beschreibt dabei die Höhe der Barriere und die Debye-Länge die Ausdehnung der Doppelschicht, also die Breite der Barriere. Der Salzgehalt der Elektrolytlösung hat Einfluss auf beide Größen. In den schematisch dargestellten DLVO-Kurven (I), (II) und (III) aus Abbildung 13.5 ist der Effekt des Salzgehalts aufgezeigt. Erhöht man die Ionenkonzentration der Elektrolytlösung, so sinkt das Zeta-Potenzial und die abstoßenden Kräfte verringern sich. Ab einer kritischen Salzkonzentration wird die Ladung des Kolloids so weit abgeschirmt, dass keine Potenzialbarriere mehr vorhanden ist und die Partikel zu Flocken koagulieren. Die kritische Salzkonzentration ist für einwertige Ionen höher als für zwei- oder mehrwertige Ionen. Das bedeutet, dass bei Verwendung von NaCI eine höhere Salzkonzentration zur Flockenbildung benötigt wird, als beispielsweise unter Verwendung von MgCl₂ [Lauth u. Kowalczyk, 2015].

13.2.8 Einfluss der Scherrate auf die Flockenbildung

Durch die Scherung in einer Strömung wird die Flockendynamik beeinflusst. Mit zunehmender Scherrate erhöht sich die Turbulenz, was zu einer Zerstörung oder einer Verkleinerung der Flocken führen kann. Durch Scherung können die Flocken jedoch auch zueinander gebracht werden, sodass sie sich verbinden und vergrößern, was als scherinduzierte Flockenbildung bezeichnet wird. Winterwerp [1998] beschrieb ein stationäres Modell der Flockendynamik, welches die Flockengröße

$$d_f = d_p + \frac{c_{floc}c}{c_{break}\sqrt{\dot{\gamma}}} \tag{13.10}$$

in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration c, der Scherrate $\dot{\gamma}$, der Primärpartikelgröße d_p und den Parametern c_{floc} für Flockenwachstum und c_{break} für Flockenzerstörung beschreibt. In einem früheren Ansatz untersuchten Worrall u. Tuliani [1964] anhand des Fließverhaltens von Tonsuspensionen die Zerstörung von Flocken bei zunehmender Scherung und den Wiederaufbau der inneren Struktur bei anschließender schrittweiser Reduktion der Scherbelastung. Sie führten dafür den zeitlich veränderlichen Aggregationsparameter λ_s ein, der Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Für vollständige Flockenbildung ist $\lambda_s = 1$, für vollständige Flockenzerstörung ist $\lambda_s = 0$. Die zeitliche Änderung von λ_s ist dabei von der Scherrate, sowie den Parametern c_{floc} und c_{break} abhängig, sodass

$$\frac{\partial \lambda_s}{\partial t} = c_{floc} \left(1 - \lambda_s \right) - c_{break} \dot{\gamma} \lambda_s \tag{13.11}$$

ist. Für den Gleichgewichtszustand zwischen der Bildung und der Zerstörung von Flocken gilt $\frac{\partial \lambda_s}{\partial t} = 0$, sodass

$$\lambda_s = \frac{c_{floc}}{c_{break}\dot{\gamma} + c_{floc}} = \frac{1}{\frac{c_{break}}{c_{floc}}\dot{\gamma} + 1}$$
(13.12)

wird. Dieser Strukturparameter ist im Worrall-Tuliani-Modell zur Viskositätsbestimmung integriert, welches die Grundlage der rheometrischen Untersuchungen dieser Arbeit ist.

13.3 Wechselwirkungen durch organische Bestandteile

In natürlichen Gewässern existieren zahlreiche Arten organischer Bestandteile, die Einfluss auf die Gewässermorphologie haben können. Das sind beispielsweise im Boden lebende Tierchen, Muscheln, Pflanzen, Phytoplankton, Mikrophytobenthos, gelöste organische Substanzen oder Bakterien. Diese haben zum Teil unterschiedliche Wirkungen auf die Morphologie und können in sogenannte *Bio-Stabilisierer* und *Bio-Destabilisierer* unterteilt werden [Whitehouse u. a., 2000], [Winterwerp, 2004]. Kleinstlebewesen und Pflanzen können den Boden beispielsweise auflockern, was zu einer leichteren Erosion des Sediments führt. Dagegen sind Biofilme und Fasergeflechte in der Lage, die Partikel zusammenzuhalten und das Sediment somit vor

Erosion zu schützen. In dieser Ausarbeitung werden lediglich die bio-stabilisierenden Prozesse berücksichtigt.

13.3.1 Mikroskopische Aufnahmen von Ems-Schlick

In mikroskopischen Aufnahmen des Schlicks aus der Ems in Abbildung 13.6 sind verschiedene Arten organischer Bestandteile erkennbar. Bild (b) zeigt zerkleinerte Holzfasern, die ebenso wie Sedimente, den destruktiven Kräften der Natur unterliegen. Des weiteren sind im Bild (a) Diatomeen (Kieselalgen) in länglicher, sogenannter pennater Form dargestellt. Kieselalgen sind Einzeller und werden gemeinsam mit Cyanobakterien, Flagelatten und Pilzen der Lebensgemeinschaft der Mikrophytobenthos zugeordnet [Lund, 1979]. In Bild (b) ist eine zentrische



Abbildung 13.6: Auf mikroskopischen Aufnahmen von Schlick aus der Ems sind unterschiedliche organische Bestandteile, wie Holzfasern und Kieselalgen erkennbar. In Bild (c) sind Kieselalgen aus der Sammlung *Kunstformen der Natur* von Haeckel [1904] dargestellt.

Kieselalge sichtbar, die durch die dreieckige, symmetrische Form erkennbar ist. Bild (c) zeigt ebenfalls eine zentrische Kieselalge aus einer Aufnahme der Sammlung *Kunstformen der Natur* von Haeckel [1904]. Darüber hinaus sind in den Bildern (a) und (b) Flockenagglomerate aufgrund von klebendem Biofilm dargestellt.

13.3.2 Stabilisierende Wirkung organischer Bestandteile

Am Beispiel der Kieselalgen ist der stabilisierende Einfluss der organischen Bestandteile auf die Sedimente gut beschreibbar. Kieselalgen scheiden als Stoffwechselprodukt Schleim aus, der hauptsächlich aus Polysacchariden besteht und als EPS (engl.: extracellular polymeric substances) bezeichnet wird. Der Schleim hydratisiert bei Kontakt mit Wasser und bildet eine gelartige Struktur. Kieselalgen benötigen diesen Schleim um sich darin fortzubewegen und sich vor äußeren Einflüssen wie der UV-Strahlung und der Strömung zu schützen [Wotton, 2004]. Größere Mengen von EPS bilden einen Biofilm, der sich um die Sedimentpartikel legen kann und sie aneinander klebt, was zu einer Stärkung des Flockengefüges führt. Die Untersuchungen von de Brouwer u. a. [2005] mit zwei verschiedenen Arten von Kieselalgen zeigten eine Erhöhung der kritischen Sohlschubspannung, wenn Sediment mit EPS von Kieselalgen überzogen war. Insbesondere Kleinstpartikel werden durch Biofilm stabilisiert und bilden dadurch ein Sediment-Biofilm-Gefüge. Defew u. a. [2002] untersuchten Sedimente in niederländischen und schottischen Ästuaren und prüften die stabilisierende Wirkung von Mikrophytobenthos. Dabei fanden sie heraus, dass die stabilisierende Wirkung zusätzlich von einer Vielzahl lokaler Gegebenheiten abhängt und nicht nur durch die Menge von EPS beschrieben werden kann. [Riethmüller u. a., 2000] diskutierten in ihrer Arbeit, inwiefern die stabilisierende Wirkung von Mikrophytobenthos von der Chlorophyll a-Konzentration abhängt. Als Chlorophyll bezeichnet man den grünen Farbstoff, der durch Photosynthese gebildet wird. In ihrer Arbeit wurde die Chlorophyll a-Konzentration mit Hilfe von Satellitenaufnahmen bestimmt. Sie beschrieben, dass die Stabilisierung des Sediments stark von lokalen Gegebenheiten geprägt ist und nicht allein durch das Chlorophyll a quantifiziert werden kann.

Die Konzentration organischer Bestandteile ist mit etwa 10 mg/l in Küstengewässern um eine Größenordnung höher als mit etwa 1 mg/l in Binnengewässern [Burton u. Liss, 1976]. In Küstengewässern bestehen organische Bestandteile meist aus langkettigen Polymeren, die sich durch sogenanntes *bridging* mit anderen Partikeln verbinden können und somit größere Flocken bilden [Winterwerp, 2004]. Mietta u. a. [2009a] zeigten für eine vollkommen unflockulierte Suspension, bei konstanter Scherrate, dass die Flockengröße linear zum Anteil organischer Bestandteile ansteigt. Weiter erklärten sie, dass für Schlick und Kaolinit kaum Flockenbildung ohne organische Bestandteile zu erwarten sind.

Je nach Lebensraum und den darin vorkommenden Arten, unterscheidet sich das EPS in seiner Zusammensetzung. Das erschwert die experimentelle Untersuchung der morphologischen Auswirkungen von EPS und verhindert eine allgemein gültige Aussage dazu. Eine Möglichkeit zur experimentellen Untersuchung der Wirkung von EPS auf die Stabilität von kohäsiven Sedimenten, wurde von Tolhurst u. a. [2002] beschrieben. Sie mischten kohäsive Sedimente mit Xanthan als Ersatz für natürliches EPS. Xanthan ist ein Polysaccharid und wird in der Lebensmittelindustrie als Verdickungsmittel verwendet. Die Sedimente, die mit Xanthan aufbereitet wurden, erwiesen aufgrund der dadurch erhöhten Gefügestabilität eine niedrigere Erosionsrate als Sedimente ohne dem Polysaccharid.

13.3.3 Organische Bestandteile, Sauerstoff und Schlick

EPS wird nicht nur durch Kieselalgen, sondern auch von einigen Bakterien und den Cyanobakterien (Blaualgen) produziert [Wotton, 2004]. Cyanobakterien zeichnen sich dadurch aus, dass sie ihren Stoffwechsel durch oxygene Photosynthese betreiben, was in den Sommermonaten zu einer verstärkten Blüte der Blaualgen in Gewässern führen kann. Bakterien werden im Ökosystem als Destruenten bezeichnet, da sie für den Abbau von organischen Stoffen verantwortlich sind. Für den Abbau benötigen sie Sauerstoff (aerober Stoffwechsel) und produzieren wiederum zusätzliches EPS, was als Lebensraum neuer Bakterien genutzt wird [Uhlmann, 1988]. Kommt es dazu, dass der gesamte Sauerstoff aufgebraucht ist, findet die Stoffumsetzung anaerob, also ohne Sauerstoff statt. Die auf Sauerstoff angewiesenen Bakterien sterben ab und mit ihnen Teile des EPS, siehe Abbildung 13.7. An ihrer Stelle treten anaerobe Bakterien und Archaeen, die Faulgase als Produkt ihres Stoffwechsels produzieren



Abbildung 13.7: In dieser konzeptionellen Skizze über die Tiefe eines geschichteten Gewässers ist ein Überblick der physikalischen und biologischen Prozesse zur Formation von Flüssigschlick gegeben.

[Habermann u. Wurpts, 2008]. Der dadurch entstehende anoxische Schlick ist durch seine fast schwarze Farbe gekennzeichnet.

Bakterien und Mikrophytobenthos bevorzugen es, sich an Partikel und Sedimente zu haften [Uhlmann, 1988]. Kommt es zu erhöhten Schwebstoffkonzentrationen im Gewässer, wie es im Ems-Ästuar der Fall ist, kann das zu einer Vermehrung der Bakterien und somit zu einer erhöhten bakteriellen Sauerstoffzehrung führen. Des weiteren führen hohe Schwebstoffkonzentrationen zu einer erhöhten Trübung des Wassers, sodass das Sonnenlicht nicht mehr in größere Tiefen vordringen kann. Als Folge dessen reduzieren Wasserpflanzen und Mikrophytobenthos ihre Photosynthese, was zu einer reduzierten Sauerstoffproduktion und letztendlich zum Absterben der Organismen führt [de Jonge u. a., 2014]. Das Zusammenspiel der beschriebenen Prozesse ist in Abbildung 13.7 zusammengetragen.

Kapitel 14

Einfluss der Salinität auf das Fließverhalten

Die Stabilität einer Schwebstoffsuspension wird von der Salinität beeinflusst. Dabei führt eine Erhöhung der Salinität zu einer instabilen Suspension und folglich zur Flockenbildung, siehe Kapitel 13.2.7. Ein weiterer Parameter, der die Flockenbildung beeinflusst, ist die Scherrate. Um den Einfluss des Salzgehalts auf die Viskosität und das Fließverhalten von Schlick zu untersuchen, wurden rheometrische Messungen durchgeführt, in denen die Schubspannung gezielt vorgegeben und die Scherrate gemessen wurde.

14.1 Die Salinität im Worrall-Tuliani-Modell

In Kapitel 5.1 wurde das durch Malcherek u. Cha [2011] erweiterte Worrall-Tuliani-Modell zur Beschreibung des Fließverhaltens von Schlick beschrieben. Danach berechnet sich die aufgrund der Scherrate erzeugte Schubspannung zu

$$\tau(\dot{\gamma},\phi) = \tau_y(\phi) + \mu_{\infty}(\phi)\dot{\gamma} + \frac{c_{floc}(\phi)\Delta\mu(\phi)\dot{\gamma}}{c_{break}\dot{\gamma} + c_{floc}(\phi)}.$$
(14.1)

Rheometrische Untersuchungen von Mietta u. a. [2009a], Mietta u. a. [2009b] und Sami [2016] zeigten, dass die Flockenbildung in Schwebstoffsuspensionen vom Salzgehalt abhängig ist. Die Flockenbildung wird im Worrall-Tuliani-Modell durch den Parameter

$$c_{floc} = a_2 \phi^{b_3} \tag{14.2}$$

berücksichtigt, sodass a_2 und b_3 als Parameter für die elektrokinetischen und biologischen Einflussfaktoren interpretiert werden können. In den Abbildungen 14.1 sind die Viskositäten und die Scherspannungen dargestellt, die sich nach Gleichung 14.1 und der Parametrisierung von Malcherek u. Cha [2011] für $\phi = 0,055, 0,07, 0,085$ und 0,1 ergeben. Für das Modell ist scherverdünnendes Verhalten erkennbar. Die Fließkurven ($\dot{\gamma}$ - τ -Diagramme) beschreiben eine Fließgrenze und folgen in höheren Scherbereichen eher dem Potenzgesetz als einem linearen Bingham-Verlauf. Durch eine willkürliche Änderung des Parameters b_3 zu $b_3/3$ wurde eine fiktive Salzzugabe simuliert, sodass c_{floc} insgesamt erhöht wurde. In den Viskositätskurven ist erkennbar, dass sich eine Erhöhung von c_{floc} erst ab $\dot{\gamma} \approx 10 \, \text{s}^{-1}$ auswirkt und dann zu einer Reduktion des scherverdünnenden Effekts führt. In den Fließkurven ist eine Annäherung an den linearen Verlauf eines Bingham-Fluids sichtbar.

Eine fiktive Salzzugabe im Worrall-Tuliani-Modell resultiert in einer Erhöhung der Viskosität und der Scherspannung, siehe Abbildung 14.1. Dieses Verhalten widerspricht den Messergebnissen von Sami [2016], der bei Salzzugabe eine Verringerung der Viskosität und der Scherspannung beschrieb. Er führte rheometrische Untersuchungen mit Bohrflüssigkeiten durch, die mit MgCl₂ gemischt wurden. Weitere rheometrische Untersuchungen von Hassiba u. Amani [2012] zeigten wiederum eine Erhöhung der Schubspannung bei Salzzugabe. Sie verwendeten die monovalenten Salze NaCl und KCl, berichteten jedoch von einem nicht einheitlichen Verhalten der Fließkurven. Raheem u. Vipulanandan [2015] zeigten eine Verringerung der Fließgrenze von Kaolinit und Bentonit, sobald Salz in die Suspensionen hinzugefügt wurde. Gleiches Verhalten beschrieb Adekomaya [2013] für Bohrflüssigkeiten, nachdem sie mit MgCl₂ versetzt wurden. Die Versuchsergebnisse zeigen, dass die elektrokinetischen Effekte aufgrund von Salinitätsänderungen in der Fließgrenze einer Suspension wiedergegeben werden. Damit ist die Fließgrenze neben dem Feststoffgehalt auch eine Funktion der Salinität *S*.



Abbildung 14.1: In Abbildung (a) werden die Viskositätskurven des erweiterten Worrall-Tuliani-Modells für die Parameter aus Malcherek u. Cha [2011] und eine fiktive Salzzugabe dargestellt. Abbildung (b) beschreibt die dazugehörigen Fließkurven.

14.2 Rheometrische Untersuchungen

Zur rheometrischen Untersuchung des Einflusses der Salinität auf das Fließverhalten von Schlick wurde ein Physica MCR301 Rheometer der Fa. Anton Paar verwendet. Schlick ist

viskoplastisch, scherverdünnend und weist eine Fließgrenze auf. Diese Eigenschaften gelten ab einem Feststoffgehalt von $\phi = 0.03$ bis 0.07 [Berlamont u. a., 1993]. Die in dieser Arbeit beschriebene Versuchsreihe *MudEstuaryRheo* wurde für $\phi = 0.05$, 0.07, 0.085 und 0.1 durchgeführt. Im Anhang E.1 ist die Vorgehensweise zur Herstellung eines gewünschten Feststoffgehalts beschrieben. Für viskoplastische Fluide wird empfohlen, das Rheometer im Rotationsmodus zur Fließgrenzenauswertung zu betreiben [Mezger, 2014]. Das Messsystem war ein Platte-Platte-System (PP60/Ti SN1493) mit einem Durchmesser von 6 cm. Alle Messungen wurden bei einer Temperatur von 18 °C und einem Plattenabstand von 1 mm durchgeführt. Zur Messung und Auswertung der Fließgrenze eignet sich der CSS-Modus (controlled shear stress), da der Fließbeginn nicht durch die Vorgabe einer Scherrate übersprungen werden kann, wie es im CSR-Modus (controlled shear rate) der Fall ist. Die Schubspannungsvorgabe wurde so gewählt, dass Scherraten bis zu 100 s⁻¹ erreicht wurden, siehe Tabelle 14.1. Höhere Scherraten sind für morphologische Fragestellungen nicht von Interesse [Berlamont u. a., 1993]. Des weiteren beschrieben Mietta u. a. [2009a] den Gleichgewichtszustand zwischen Flockenbildung und Flockenzerstörung bei $\dot{\gamma} \approx 23 \, \mathrm{s}^{-1}$.

Um für die Messungen möglichst einheitliche Mischverhältnisse in den Proben zu schaffen, wurde ein einheitlicher Ablauf gemäß Messprotokoll festgelegt. Das Messprotokoll sah vor, dass jede Probe vor Messbeginn 20 sec konstant mit $\dot{\gamma} = 5 \text{ s}^{-1}$ geschert wurde, um nach einer Ruhepause von 30 sec mit der CSS-Messung zu beginnen. Für jede Messung wurden 140 Messpunkte vorgegeben, die in logarithmisch variierender Dauer von anfänglich 5 sec bis zu 1 sec aufgenommen wurden.

Für das Ems-Ästuar haben Krebs u. Weilbeer [2008] typische Werte der Salinität zusammengetragen. Der Salzgehalt wird üblicherweise in PSU angegeben (1 PSU \cong 1 Promille \cong 1 g/l). Bei mittleren Abflussbedingungen gaben sie für Papenburg etwa 0,5 PSU an, für Terborg etwa 3 PSU und für Gandersum 14-16 PSU. Des weiteren wurden für die Nordsee von Harten u. Vollmers [1978] mittlere Werte von 15-35 PSU beschrieben. Aktuelle Messungen von Becker u.a. [2018] zeigten bei Jemgum Salzgehalte von maximal 4,6 PSU. Die ionischen Hauptbestandteile von Meerwasser sind Cl⁻, Na⁺, SO₄²⁻ und Mg²⁺ [Millero u.a., 2008]. Die Schlickproben dieser Arbeit, die zur rheometrischen Auswertung verwendet wurden, stamm-

	Salinität [PSU]		Messprotokoll	
Feststoffgehalt ϕ	$NaCl \mid MgCl_2$	Vorscherung (CSR)	Ruhephase	Messung (CSS)
0,050	0,3,20 0,3,20	ја	ја	$ au{=}$ 3 - 150 Pa
0,070	0,3,20 0,3,20	ја	ja	au = 3 - 230 Pa
0,085	0,3,20 0,3,20	ја	ja	au = 4 - 250 Pa
0,100	0,3,20 0,3,20	ја	ја	$ au \!=\! 10$ - 285 Pa

Tabelle 14.1: Überblick der durchgeführten Messungen und der Vorgabeparameter für die CSS-Messungen am Rheometer.

ten aus dem Altmühlsee von den Positionen WP29 bis WP34, siehe Kapitel 3.2. Sie wurden jeweils mit NaCl als einwertiges und mit MgCl₂ als zweiwertiges Salz aufbereitet. Die Schlickproben vom Altmühlsee wurden verwendet, da sie nicht mit salinem Meerwasser vorbelastet waren, ihre Zusammensetzung jedoch dem Ems-Schlick ähnlich war. Penner u. Lagaly [2001] bestimmten für Montmorrilonit-Suspensionen die kritischen Koagulationskonzentrationen verschiedener Salze und gaben für eine 2 %-ige Suspension 30 mmol/l für NaCl an, was 1,74 PSU entspricht. In den Messungen *MudEstuaryRheo* wurden die Schlickproben für die Salzgehalte 0 PSU, 3 PSU und 20 PSU untersucht. Die so gewählten Salzgehalte befinden sich über dem kritischen Wert von Penner u. Lagaly [2001], sind aber gleichzeitig realistische Werte für den Salzgehalt im Ems-Ästuar. Die Vorgehensweise zur Herstellung der Salz-Schlicksuspensionen ist im Anhang E.2 beschrieben.

14.3 Das Fließverhalten als Funktion des Salzgehalts

Die resultierenden Fließkurven sind in Abbildung 14.2 dargestellt, die dazugehörigen Viskositätskurven sind in Abbildung F.1 im Anhang enthalten. Die Abbildungen zeigen die Ergebnisse für die Schubspannungen je eines Feststoffgehalts bei unterschiedlichen Salzkonfigurationen. Das nicht-Newtonsche, scherverdünnende Fließverhalten und das Vorhandensein einer Fließgrenze kann für jede Messung beobachtet werden. Bevor es zum plastischen Fließen kommt, was in den Fließkurven durch einen starken Anstieg der Scherrate bei geringer Erhöhung der Scherspannung erkennbar ist, zeigen alle Fließkurven einen Bereich geringer Scherraten mit elastischem Fließverhalten. Die inneren Strukturen der Proben halten dabei der aufgebrachten Scherspannung stand, bis die Spannung zu groß wird und das Versagen der inneren Strukturen zu einer Verflüssigung des Schlicks führt. Die Verflüssigung der Proben ist in den Viskositätskurven durch eine Verringerung der dynamischen Viskosität dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass die Viskositätskurven in doppelt logarithmischer Achsenskalierung aufgetragen sind. Je nach Feststoffgehalt, werden unterschiedlich hohe Scherspannungen benötigt, um die Probe zu scheren. Für $\phi = 0,1$ wurden die höchsten Spannungen gemessen und für $\phi = 0,05$ die niedrigsten.

Im Detail sind in Abbildung 14.2 jeweils die Fließkurven für Schlick ohne Salz, sowie die der Mischungen mit NaCl und MgCl₂ bei jeweils 3 PSU und 20 PSU dargestellt. Dabei ist keine eindeutige Änderung der Fließkurven aufgrund der Salinität erkennbar. Es ist jedoch auffällig, dass die Fließkurven bei Salzzugabe für $\phi = 0,1$, $\phi = 0,085$ und für $\phi = 0,7$ geringere Werte für die Schubspannung wiedergeben, wobei kein eindeutiger Trend bezüglich der Salzkonzentration oder der Salzart beschrieben werden kann. Zudem scheint das Salz mit geringer werdendem Feststoffgehalt an Einfluss zu verlieren, sodass für $\phi = 0,05$ nahezu identische Fließkurven im Vergleich zur Probe ohne Salz resultieren. Für die Messung mit 20 PSU NaCl wurden durchgehend die niedrigsten Schubspannungen gemessen. Mietta u. a. [2009a] zeigten, dass zweiwertige Salze zu einer höheren Flockenbildung führen, als einwertige Salze.



Abbildung 14.2: Die Abbildung zeigt die gemessenen Fließkurven für jeweils einen Feststoffgehalt bei unterschiedlichen Salzgehalten und Salzarten. Abbildung (a) zeigt die Ergebnisse für $\phi = 0,1$, (b) für $\phi = 0,085$, (c) für $\phi = 0,07$ und (d) für $\phi = 0,05$.

Demnach wäre zu erwarten, dass die Fließkurven der MgCl₂-Suspensionen niedrigere Schubspannungen darstellen, als die der NaCl-Suspensionen, sofern die Flockenbildung zu einer Verringerung der Viskosität führt. Jedoch zeigen die Fließkurven für 20 PSU MgCl₂ unter den Salz-Messungen jeweils die höchsten Werte. Das widerspricht der These, dass die Flockenbildung lediglich zu einer Verringerung der Viskosität führt. Dieser Effekt kann durch zwei Thesen beurteilt werden: Entweder führen zweiwertige Salze nicht zwingend zu einer erhöhten Flockenbildung, wie es Penner u. Lagaly [2001] durch ein Zusammenspiel von Anionen und Kationen erklärten. Oder, der Effekt der Flockenbildung kann in den rheometrischen Messergebnissen nicht erkannt werden.

14.4 Auswertung nach dem erweiterten Worrall-Tuliani-Modell

Die gemessenen Fließkurven wurden nach dem von Malcherek u. Cha [2011] erweiterten Worrall-Tuliani-Modell ausgewertet. Dafür wurden die Parameter des Modells mit Hilfe des MATLAB[®] *Curve-Fitting-Tools* angepasst. In Abbildung 14.3 sind die gemessenen und die ausgewerteten Fließkurven für Schlick ohne Zugabe von Salz dargestellt. Mit Zunahme des Feststoffgehalts steigt die Scherspannung und somit auch die Fließgrenze. Das grundsätzliche Verhalten des Worrall-Tuliani-Modells gegenüber den Messdaten ist folgendermaßen: Für $\dot{\gamma} < 50$ unterschätzt das Modell die gemessene Scherspannung, für $\dot{\gamma} > 50$ wird sie überschätzt. Dieses Verhalten ist ebenso in den Fließkurven der Schlickproben mit Salzzugabe zu beobachten und ist in Abbildung 14.4 für die vier Szenarien NaCl-3 PSU (a), NaCl-20 PSU (b), MgCl₂-3 PSU (c) und MgCl₂-20 PSU (d) dargestellt.

Das erweiterte Worrall-Tuliani-Modell ist in der Lage, die Messergebnisse nach Zugabe von Salz darzustellen. Als Qualitätsparameter der Modellanpassung sind das Bestimmtheitsmaß R^2 und die Wurzel der Fehlerquadrate RMSE der einzelnen Modellergebnisse im Anhang in Tabelle F.1 aufgelistet. Je näher R^2 an 100 % ist und je kleiner RMSE ist, desto besser stimmen das Modell und die Messungen überein. Dabei liegt der minimale R^2 -Wert bei 87,7 %. Im rheologischen Modell wird das Fließverhalten durch die Parameter τ_y , μ_{∞} , $\Delta\mu$, c_{floc} und c_{break} beschrieben. Diese wurden für die Messdaten angepasst und sind in Tabelle 14.2 dargestellt. Unter der Annahme, dass lediglich die Salinität die Flockenbildung beein-



Abbildung 14.3: Die Fließkurven von Schlick aus dem Altmühlsee ohne Zugabe von Salz bei unterschiedlichen Feststoffgehalten geben Aufschluss über das Fließverhalten. Die Fließkurven wurden mit dem Worral-Tulliani-Modell modelliert.

flusst, sind insbesondere die Flockenparameter c_{floc} und c_{break} von Interesse. Mit Zunahme der Salinität wäre demnach mit einer Vermehrung der Flocken zu rechnen und somit mit einer Erhöhung von c_{floc} . Außerdem können in diesem Fall auch mehr Flocken zerstört werden, was wiederum in einem Anstieg von c_{break} erkennbar wäre. Werden die Flocken jedoch so stark stabilisiert, dass sie durch Scherung kaum noch zerstört werden können, wäre ein höherer Anstieg von c_{floc} gegenüber c_{break} zu erwarten. Nach Auswertung dieser Messungen ergibt sich für $c_{floc}/c_{break} \approx 5,9...20,7$ Hz, was im Folgenden näher beschrieben wird.

Verschiedene Autoren beschrieben eine Verringerung der Fließgrenze bei einer Zugabe von Salz, siehe [Sami, 2016], [Raheem u. Vipulanandan, 2015] und [Adekomaya, 2013]. Die mit



Abbildung 14.4: Die Fließkurven von Schlick aus dem Altmühlsee mit Zugabe von NaCl und MgCl₂ unterschiedlicher Salinität wurden mit dem Worral-Tulliani-Modell modelliert. Die Abbildungen (a) und (b) zeigen die Ergebnisse für NaCl und die Abbildungen (c) und (d) für MgCl₂.

Tabelle 14.2: Bei der Anwendung des Worrall-Tuliani-Modells ergeben sich für die CSS-Messungen mit Schlick aus dem Altmühlsee die verschiedenen Werte der fünf Anpassungsparameter.

ϕ	Salz	$ au_y$ [Pa]	$\mu_\infty~[{\sf Pa~s}]$	$\Delta \mu \; [{\rm Pa} \; {\rm s}]$	$c_{floc} \; [\mathrm{s}^{-1}]$	c_{break} [-]
0,050	kein	17,481	0,009	9,055	3,749	0,271
0,070	kein	19,809	0,023	24,289	2,026	0,314
0,085	kein	24,381	0,013	19,135	3,331	0,319
0,100	kein	34,793	0,019	17,218	3,654	0,311
0,050	NaCI-3 PSU	12,647	0,025	20,853	1,889	0,317
0,070	NaCl-3 PSU	18,971	0,019	13,749	3,214	0,283
0,085	NaCl-3 PSU	25,568	0,018	16,426	3,333	0,298
0,100	NaCI-3 PSU	32,590	0,022	21,969	3,002	0,357
0,050	NaCI-20 PSU	17,461	0,012	12,937	2,744	0,307
0,070	NaCI-20 PSU	18,791	0,014	14,973	2,450	0,247
0,085	NaCI-20 PSU	22,497	0,016	21,074	2,825	0,344
0,100	NaCI-20 PSU	30,943	0,012	9,888	5,183	0,251
0,050	$MgCl_2$ -3 PSU	17,358	0,001	9,668	3,544	0,250
0,070	$MgCl_2$ -3 PSU	17,622	0,005	10,308	4,283	0,246
0,085	$MgCl_2$ -3 PSU	22,959	0,012	12,094	4,285	0,257
0,100	$MgCl_2$ -3 PSU	33,840	0,010	12,521	4,759	0,266
0,050	MgCl ₂ -20 PSU	14,112	0,001	11,296	3,139	0,261
0,070	$MgCl_2$ -20 PSU	17,729	0,014	12,242	3,579	0,275
0,085	$MgCl_2$ -20 PSU	20,417	0,019	17,14	3,237	0,304
0,100	$MgCl_2$ -20 PSU	32,577	0,024	14,558	3,726	0,290
dem Worrall-Tuliani-Modell ermittelten Fließgrenzen des Altmühlsee-Schlicks sind für die verschiedenen Salzkonfigurationen in Abbildung 14.5 aufgetragen. Für jede Probe ist ein Anstieg der Fließgrenze mit dem Feststoffgehalt zu erkennen. Bis auf die Fließgrenze der Messung NaCl-3 PSU für $\phi = 0,085$, sind alle Fließgrenzen niedriger als die der Messung ohne Salzzugabe. Für Schlick scheint sich die Fließgrenze bei Salzzugabe zu verringern, auch wenn sich kein eindeutiger Trend bezüglich der Salzart oder des Salzgehalts darstellen lässt.



Abbildung 14.5: Die Fließgrenze τ_y von Schlick aus dem Altmühlsee ist in Abhängigkeit des volumetrischen Feststoffgehalts ϕ dargestellt. Die Fließgrenze wurde mit Hilfe des Worrall-Tuliani-Modells bestimmt.

Die entsprechenden Diagramme der verbleibenden Parameter sind in Abbildung 14.6 dargestellt. Für μ_{∞} und für $\Delta\mu$ sind keine charakteristischen Trends bei Variation der Salinität erkennbar. Weder die Valenz noch die Konzentration des Salzes scheinen einen Effekt zu haben. Für c_{floc} und für c_{break} deutet sich jedoch ein charakteristisches Verhalten an. In den salinen Proben ist eine Verringerung von c_{break} bei gleichzeitiger Steigerung von c_{floc} erkennbar. Insbesondere für die Suspensionen mit dem zweiwertigen Salz MgCl₂ ist dieser Trend sichtbar. Die stärkste Flockenbildung ist für die Suspension mit 3 PSU MgCl₂ zu beobachten. Es ist hervorzuheben, dass die in den Messergebnissen beschriebenen Effekte gering sind und teilweise keinem eindeutigen Trend folgen. Trotzdem kann durch die Ergebnisse in Abbildung 14.6 gezeigt werden, dass eine erhöhte Flockenbildung durch Salz nicht zwingend zu einer erhöhten Flockenzerstörung führt. Die Verringerung von c_{break} führt zu dem Schluss, dass die Flocken durch das Salz zusätzlich stabilisiert werden.



Abbildung 14.6: Neben der Fließgrenze beinhaltet das Worrall-Tuliani-Modell vier weitere Parameter: μ_{∞} (a), $\Delta \mu$ (c), c_{break} (b) und c_{floc} (d). Für μ_{∞} und $\Delta \mu$ ist kein eindeutiger Trend gegenüber ϕ , dem Salzgehalt und der Salzart erkennbar. Für die Flockenparameter c_{break} und c_{floc} (d) ist eine Stärkung der Flocken, insbesondere für MgCl₂ mit 3PSU, zu beobachten.

14.4.1 Eine Erweiterung des Worrall-Tuliani-Modells

Sollte der Einfluss der Salinität lediglich in c_{floc} wiedergegeben werden, sind Überlegungen nötig, um diesen Parameter zu erweitern. In Kapitel 13.2 wurde gezeigt, welche elektrokinetischen Effekte die Salinität auf die Flockendynamik hat. Berücksichtigt man zusätzlich zu den elektrokinetischen Kennwerten die scherinduzierte Flockenbildung und die Abhängigkeit des Feststoffgehalts, so muss c_{floc} den funktionellen Zusammenhang

$$c_{floc} = f\left(\dot{\gamma}, I, \zeta, Q_{el}, x_{DL}^{-1}, \phi\right)$$
(14.3)

aufweisen. Dabei ist I die Ionenkonzentration, ζ das Zeta-Potenzial, Q_{el} die elektrische Ladung des Kations und x_{DL}^{-1} die Debye-Länge. Stellt man über die Proportionalitäten einen Zusammenhang her, so ergibt sich

$$c_{floc} \propto I, -\zeta, Q_{el}, \frac{1}{\dot{\gamma}}, \frac{1}{x_{DL}^{-1}}, \phi.$$
 (14.4)

Ob die jeweiligen Parameter tatsächlich alle linear wirken, bleibt durch experimentelle Untersuchungen der einzelnen Parameter zu bestimmen.

14.5 Inwiefern lässt sich Flockulation durch die Rheometrie beobachten?

Penner u. Lagaly [2001] beschrieben, wie sie mit einem Rheometer die kritische Koagulationskonzentration von Montmorillonit und von Kaolin für verschiedene Salze bestimmten. Sie beobachteten mit Zunahme der Salzkonzentration erst eine Abnahme und dann einen Anstieg der Viskosität. Die Salzkonzentration, die den Anstieg herbeiführte, wurde als kritische Koagulationskonzentration bezeichnet. Die Untersuchungen von Penner u. Lagaly [2001] zeigen, dass die Flockenbildung offensichtlich eine Verringerung wie auch eine Erhöhung der Viskosität bewirken kann.

Ferner beschrieben sie, dass lediglich die positiv geladenen Kationen in einer Suspension für die Abschirmung der Doppelschicht verantwortlich sind und die negativ geladenen Anionen die Wirkung der Kationen hemmen können. Das Zusammenspiel von Kationen, Anionen und der elektrokinetischen Doppelschicht hängt somit von der Art des Salzes ab und nicht nur von der Valenz der Ionen. Besonders in Meerwasser, wo eine Vielzahl verschiedener Anionen und Kationen vorhanden sind, führt dieses Verhalten zu einer Steigerung der Komplexität und zur Minderung der Aussagekraft der vorgestellten Messergebnisse. Der mögliche hemmende Einfluss der Anionen wurde in dieser Arbeit nicht untersucht.

Neben den elektrokinetischen Faktoren, wird die Flockenbildung ebenso durch die Scherung im Rheometer induziert. Die Partikel werden mechanisch zueinander geführt, sodass die elektrokinetischen Kräfte gegebenenfalls keine Bedeutung mehr haben. Dieser Effekt wird als scherinduzierte Koagulation bezeichnet [O'Brien, 1977], [Spicer u. Pratsinis, 1996]. Gleichzeitig werden die Flocken durch die Scherung auseinander gerissen. In rheometrischen Untersuchungen bleibt somit die Ungewissheit, ob die mechanischen Scherkräfte die elektrokinetischen Einflussfaktoren in ihrer Wirkung übertreffen, sodass die elektrokinetischen Effekte in den Messergebnissen nicht mehr sichtbar sind.

Des weiteren ist ein Anstieg der Viskosität bei hohen Scherraten nicht zwingend auf die Flockendynamik zurückzuführen, sondern kann auch das Einsetzen von Turbulenz bedeuten. Das dabei entstehende scherverdickende Verhalten erklärt sich dadurch, dass die Partikel nun nicht nur der laminaren Strömung in Rotationsrichtung ausgesetzt sind, sondern ebenso den chaotischen, dreidimensionalen Geschwindigkeitsfluktuationen. Das führt zu einer Erhöhung des Impulsaustausches entlang des Geschwindigkeitsgradienten und somit zu einer Erhöhung der Viskosität [Malcherek, 2016b].

In rheometrischen Messungen wird ein geringer Spaltabstand genutzt, um ein lineares Geschwindigkeitsprofil im Messspalt zu gewährleisten. Bildet sich eine Flocke, die einen Teil des Messspalts einnimmt, so ist das lineare Geschwindigkeitsprofil durch sie unterbrochen. Am unteren Teil der Flocke wirkt eine niedrigere Geschwindigkeit als am oberen Teil. Das führt zu einer Rotation oder zur Zerstörung der Flocke. Bleibt die Flocke intakt, ist nicht klar, wie sich die Rotation auf das Fließverhalten auswirkt.

Die Viskositäten und Spannungen, die im Rheometer gemessen werden, werden als Mittelwert über das gesamte Messvolumen bestimmt. Wenn sich an einer Stelle im Messvolumen Flocken bilden und somit zu einer Erhöhung der Viskosität führen sollten, dann muss relativ dazu im Messvolumen ein Bereich mit geringerer Schwebstoffkonzentration entstehen. In diesem Bereich würde man eine Verringerung der Viskosität messen. Es kann nun argumentiert werden, dass sich diese Wirkungen im Mittel ausgleichen, was im Messergebnis zu keiner sichtbaren Änderung führen würde. Ein sichtbarer Effekt im Messergebnis ist daher nur denkbar, wenn die Viskositätserhöhung der Flocken nicht linear proportional zur Viskositätsverringerung aufgrund von Flockenmangel ist.

14.6 Zusammenfassung zum Einfluss der Salinität

Zusammenfassend lässt sich der Einfluss der Salinität auf das Fließverhalten von Schlicksuspensionen anhand der hier durchgeführten Messungen nicht eindeutig beschreiben. Jedoch zeigen die Ergebnisse der rheometrischen Messungen, dass der Einfluss der Salinität gering und für die Modellierung des Fließverhaltens von Schlick nicht primär von Bedeutung ist. Das erweiterte Worrall-Tuliani-Modell liefert für jede Schlickprobe, ob mit oder ohne Salz, hinreichend genaue Ergebnisse.

Teil VII

Fazit



Blick auf die Ems bei Gandersum. Das Foto entstand während der Messkampagne an der Ems im Juli 2015.

Kapitel 15

Die Haupterkenntnisse dieser Arbeit

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurden wesentliche Erkenntnisse erarbeitet, die für das allgemeine Verständnis von Flüssigschlick und dessen Turbulenzverhalten von Bedeutung sind. Es wurden Möglichkeiten, Herausforderungen und neue Ansätze der messtechnischen Erfassung und der numerischen Modellierung von Schlicksuspensionen vorgestellt. Die bedeutendsten Erkenntnisse sind im Folgenden zusammengefasst.

1. Flüssigschlick entsteht als Zusammenspiel des Absetzverhaltens, des turbulenten Aufwirbelns und der organischen und anorganischen Kohäsion.

Das für Ästuare charakteristische Verhalten von Flüssigschlick entsteht durch die Kombination verschiedener Prozesse im Gewässer, die in der Natur parallel geschehen. In dieser Forschungsarbeit wurde herausgearbeitet, wie das Absinkverhalten der Partikel, das Aufwirbeln durch die Turbulenz und die Partikel-Partikel-Interaktionen gemeinsam an der Entstehung von Flüssigschlick mitwirken. Insbesondere der Prozess der Flockenbildung aufgrund organischer Bestandteile ist dabei als entscheidender Faktor für die Bildung von Flüssigschlick zu beachten. Organische Bestandteile führen zu vermehrter Flockenbildung, die wiederum zu einem behinderten Absinkverhalten führt. Flocken erhöhen die Festigkeit des Schlicks, was wiederum dem Aufwirbeln durch Turbulenz entgegenwirkt. Dieser Wirkungskreis ist durch das Konzept *Das Leben eines Partikels* in Kapitel 2.2 dargestellt.

2. Schlick ist kein alleiniges Küstenproblem.

Flüssigschlick und dessen Besonderheiten kommen nicht nur an der Küste vor, sondern führen auch in Binnengewässern zu ökologischen und ökonomischen Problemen und Herausforderungen. Dies wurde am Beispiel des Altmühlsees in Kapitel 3 gezeigt, dessen Sedimentproben im Vergleich zu denen aus der Ems, vergleichbare morphologische Eigenschaften aufwiesen. Aus Sicht des Autors ist es daher sinnvoll, morphologisch-wasserbauliche Fragestellungen vom alpinen Raum bis zum Küstenraum übergreifend zu betrachten. Die Grundlagen des kontinuierlichen Modellansatzes, die einen Übergang vom turbulenten zum laminaren Fließverhalten in Schwebstoffsuspensionen beinhalten, gelten für Sedimente aller Art und sollten nicht nur im Küsteningenieurwesen Anwendung finden.

3. Der kontinuierliche Modellansatz verbindet die Turbulenz mit der Rheologie des Schlicks.

Der kontinuierliche Modellansatz ist die Grundlage für eine numerische Modellierungsstrategie, die in der dreidimensionalen Hydro- und Morphodynamik nicht mehr auf die Kopplung und die Differenzierung verschiedener Module angewiesen ist. Eigene Module für den Sedimenttransport, die Rheologie von Schlick oder die Konsolidierung des Bodens werden somit überflüssig. Das reduziert die Ungenauigkeiten, die durch empirisch geprägte Übergangsfunktionen an den Schnittstellen der jeweiligen Module eingeführt werden. Eine detaillierte Beschreibung des kontinuierlichen Modellansatzes ist in Kapitel 4 gegeben. Die Kapitel 5 und 6 beschreiben die Erweiterung und die numerische Anwendung dieser Modellierungsstrategie.

4. Der kontinuierliche Modellansatz funktioniert lediglich mit einer Neuinterpretation des k- ω -Turbulenzmodells.

Damit das Turbulenzmodell gemäß dem kontinuierlichem Modellansatz, sowohl im turbulenten Regime als auch im stationären Schlick anwendbar ist, wurde die Turbulenzdissipation des k- ω -Modells neu interpretiert. Ursprünglich ist ω als die Rate der tatsächlich dissipierten turbulenten kinetischen Energie zu verstehen. Somit wäre ω im laminar strömenden Schlick gleich null, da dort keine Turbulenz erzeugt wird. Mit $\omega = 0$ ist das Turbulenzmodell jedoch numerisch instabil und somit im Schlick nicht anwendbar. Durch die Interpretation von ω als die potenziell mögliche Turbulenzdissipation, also die Fähigkeit turbulente kinetische Energie zu vernichten, wenn sie denn vorhanden wäre, ist diese Problematik lösbar. Da die Turbulenzdissipation oder auch Turbulenzdämpfung vom Feststoffgehalt abhängt, wurde ω im erweiterten kontinuierlichen Modellansatz als direkt proportional zum Feststoffgehalt beschrieben. Das führt dazu, dass ω im unbewegten Schlick einen konstant hohen Wert einnimmt. Als Resultat wird ω nicht null und das Turbulenzmodell ist bis in den Boden numerisch anwendbar. Das erweiterte k- ω -Turbulenzmodell ist in den Kapiteln 5.2.7 bis 5.2.9 beschrieben.

5. Die Turbulenzdämpfung muss in Abhängigkeit des Feststoffgehalts wirken.

In Zweigleichungs-Turbulenzmodellen, wie dem k- ϵ - oder dem k- ω -Modell, wird Turbulenz üblicherweise durch den Term G gedämpft. Dieser Term ist lediglich vom vertikalen Dichtegradienten abhängig und führt im Schlick zu keiner vollständigen Unterdrückung der Turbulenz, siehe Kapitel 5.2.6. Um die Bildung von künstlich erzeugter Turbulenz im laminaren Schlick zu verhindern, ist eine Funktion nötig um ν_t in Abhängigkeit des Feststoffgehalts zu unterdrücken. Dieser Effekt wurde in Form der effektiven Viskosität und einer kontinuierlichen Übergangsfunktion von der turbulenten zur rheologischen Viskosität eingeführt. Umgekehrt muss die rheologische Viskosität im klaren Wasser nicht ausgeschaltet werden. Durch die parametrisierte Form des erweiterten Worall-Tuliani-Modells wird die rheologische Viskosität für $\phi = 0$ automatisch gleich der Viskosität von Wasser. Das Konzept der effektiven Viskosität ist in Kapitel 5.3 dargestellt und wurde in Kapitel 6 im vertikalen 1D-Modell *MudEstuary1DV* angewendet.

6. Zur simultanen Messung der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration müssen die akustischen Messmethoden weiterentwickelt werden.

Um das Turbulenzverhalten in Schwebstoffsuspensionen untersuchen zu können, sind Messgeräte nötig, die eine simultane Messung der Geschwindigkeit, der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration ermöglichen. Nur wenn die Messwerte gleichzeitig an der selben Position, mit der gleichen Messfrequenz und mit dem selben Messgerät gemessen wurden, kann die Turbulenz-Schwebstoff-Interaktion untersucht werden. Es existieren zahlreiche optische und mechanische Messgeräte zur Messung der Schwebstoffkonzentration, die jedoch nicht in der Lage sind, die Fließgeschwindigkeiten und somit die Turbulenz zu messen. Akustische Messverfahren bieten die Möglichkeit, die Fließgeschwindigkeit und die Turbulenz über den Doppler-Effekt zu messen und gleichzeitig die Schwebstoffkonzentration über das Signal-Rausch-Verhältnis (engl.: signal-to-noise-ratio, SNR) zu bestimmen. Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde mit der Versuchsreihe *MudEstuarySNR* eine Methode entwickelt, um die Schwebstoffkonzentration mit einer ADV-Sonde messen zu können, siehe Kapitel 9.

7. Die Aufbereitung der Messdaten ist für die Interpretation und die Analyse der Messungen essenziell.

Bevor die Rohdaten der ADV-Messungen interpretiert und zur weiteren Auswertung verwendet werden konnten, mussten sie aufbereitet und gefiltert werden. Da die Analyse der Messergebnisse maßgeblich von der Art und Weise der vorangegangenen Datenverarbeitung abhängig ist, wurde die Aufbereitung der Messdaten im Zuge dieser Forschungsarbeit detailliert aufgezeigt. Des weiteren wurden die sich daraus ergebenden experimentellen Herausforderungen ausgearbeitet, siehe Kapitel 10.

8. Die Auswertung der Wirbelviskositäten ist nur über die eingeführten Modell-Reynoldsspannungen möglich.

Die Wirbelviskosität kann experimentell aus den Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ sowie aus dem vertikalen Geschwindigkeitsgradient der zeitlich gemittelten u-Geschwindigkeit bestimmt werden, siehe Gleichung 11.17. Die turbulente Viskosität kann mit dieser Gleichung jedoch nur ausgewertet werden, solange der Geschwindigkeitsgradient nicht null wird. Durch den Einsatz der Vectrino Profiler-Sonde wurden die Messdaten im vertikalen Abstand von 1 mm aufgenommen. Dadurch ergaben sich vertikale Geschwindigkeitsprofile, die aus Abschnitten bestanden, für die die Scherrate null oder negativ war. Insofern war die direkte Auswertung

der Wirbelviskosität nur dann möglich, wenn die Geschwindigkeitsprofile durch die Kármán-Prandtl-Gleichung angepasst wurden und die Scherrate mit der angepassten Funktion berechnet wurde. Diese Methode ist jedoch nur für Strömungssituationen gültig, in denen das Geschwindigkeitsprofil dem logarithmischen Verlauf der Kármán-Prandtl-Gleichung folgt. Unter Einfluss der Schwebstoffkonzentration kann sich die Form der Geschwindigkeitsprofile ändern, sodass diese Methode ihre Gültigkeit verliert. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit die sogenannten Modell-Reynoldsspannungen eingeführt, die es ermöglichen, die Division mit null zu umgehen und trotzdem Aussagen zum Turbulenzverhalten zu treffen, siehe Gleichung 11.19 in Kapitel 11.3.

9. Die Versuchsergebnisse in der Laborrinne ergaben einen Zusammenhang zwischen der Reduktion der Sohlreibung und der Schwebstoffkonzentration.

In der Auswertung der experimentellen Untersuchungen *MudEstuaryExp* wurden die vertikalen Geschwindigkeitsprofile, sowie die vertikalen Profile der turbulenten kinetischen Energie und der Schwebstoffkonzentration ausgewertet und miteinander verglichen. Dabei konnten Abweichungen des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils mit charakteristischen Turbulenzverläufen in Verbindung gebracht werden. Die Turbulenzmessungen deuteten dabei sowohl auf eine Turbulenzerhöhung als auch auf eine Turbulenzverringerung entlang der Messstrecke hin. Dieses komplexe Turbulenzverhalten wurde durch die Analyse der turbulenten Grenzschicht näher untersucht. Dabei wurde insbesondere der Einfluss der im Experiment entstandenen Sohlformen auf die Rauigkeit der Sohle und dessen Einfluss auf die turbulente Grenzschicht analysiert. Dabei konnte gezeigt werden, dass eine Zunahme der Schwebstoffkonzentration zu einer Verringerung der Sohlreibung führen kann. Abschließend wurde ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen der Reduktion der Sohlreibung und der Schwebstoffkonzentration beschrieben, siehe Kapitel 12.

10. Die Salinität ist kein dominanter Einflussfaktor für das Fließverhalten von Schlick.

Mit Hilfe der Doppelschicht-Theorie, der DLVO-Theorie und der Schulze-Hardy-Regel konnte theoretisch und experimentell gezeigt werden, dass der Salzgehalt einer Suspension Einfluss auf die Flockenbildung hat. Die Flockenbildung beeinflusst wiederum das Fließverhalten von Schlick, was durch die Anwendung und Auswertung des erweiterten rheologischen Worrall-Tuliani-Modells dargestellt wurde. Die experimentellen Untersuchungen *MudEstuaryRheo* wurden mit Schlick aus dem Altmühlsee durchgeführt, da dieser keine Salzbelastung aufwies wie beispielsweise Schlick aus der Ems. Dabei wurden die Schlickproben auf verschiedene Feststoffgehalte und verschiedene Salzgehalte aufbereitet. Die Auswertung der Messergebnisse ergab eine Verringerung der Fließgrenze mit Zunahme der Salinität, eine Steigerung der Flockenbildung konnte in den Rheometer-Messungen jedoch nicht eindeutig nachgewiesen werden, siehe Kapitel 13 und 14.

Teil VIII

Anhang

Anhang A

Entnahme von Schlickproben

A.1 Untere Ems

Tabelle A.1: Nummerierungen und Koordinaten der Entnahmestellen an der Unteren Ems, sowie die mittleren Korndurchmesser der Schlickproben.

Gebiet	Name	Breite	Länge	$d_m \; [mm]$
Leerort-Weener	WP3	53°11'34.40''N	7°24'33.01"'E	0,017
	WP4	53°11'44.02"N	7°24'35.10"E	0,013
	WP5	53°11'26.45"N	7°24'36.25"E	0,013
	WP6	53°11'3.44"N	7°24'4.21"'E	0,011
	WP7	53°10'45.84"N	7°23'26.38"E	0,012
	WP8	53°10'44.08"N	7°23'23.75"E	0,013
	WP9	53°10'40.80"'N	7°23'17.63"E	0,012
	WP10	53°10'34.36"N	7°23'4.78"E	0,013
	WP11	53°10'30.32"N	7°22'56.24"E	0,012
	WP12	53°10'28.13"N	7°22'50.16"E	0,014
	WP13	53°10'23.41"N	7°22'39.22"E	0,013
	WP14	53°10'23.63"N	7°22'37.16"E	0,013
	WP16	53°10'20.46"N	7°22'24.78"E	0,030
	WP17	53°10'14.23"N	7°22'19.99"E	0,014
	WP19	53°10'9.44"N	7°22'18.52"E	0,014
	WP20	53°10'1.81"N	7°22'19.24"E	0,013
	WP21	53°9'59.72"N	7°22'18.91"E	0,020
	WP22	53°9'57.96"N	7°22'19.49"E	0,014

A.2 Altmühlsee

Tabelle A.2: Nummerierungen,	Bezeichnungen	und Koordinaten	der l	Entnahmestellen	am Alt-
mühlsee.					

Gebiet	Name	Nummer	Koordinaten N	Koordinaten E	$d_m \; [mm]$
Hirteninsel	WP29	1	49.12047	010.73004	0,011
	WP30	2	49.12037	010.73004	0,013
	WP31	3, 4	49.12036	010.72929	0,011
	WP32	5,6	49.12092	010.73019	0,012
	WP33	7,8	49.12127	010.72972	0,015
	WP34	9, 10	49.12133	010.72959	0,012
Zuleiter Nord	WP35	11, 12	49.14137	010.69589	0,037
	WP36	13, 14	49.14168	010.69450	0,078
	WP37	15	49.14186	010.69332	0,074
	WP38	16	49.14187	010.69338	0,246
	WP39	17	49.14253	010.69121	0,253
Zuleiter Süd	WP40	18, 19	49.14020	010.69473	0,015
	WP41	20	49.14064	010.69414	0,014
	WP42	21	49.14065	010.69419	0,015
	WP43	22, 23, 24	49.13947	010.69703	0,013
	WP44	25	49.13841	010.69800	0,252
	WP45	26, 27, 28	49.13811	010.70073	0,115

Anhang B

Vergleich der ADV-Sonden Vectrino Profiler und Vectrino⁺

B.1 Die \bar{u} -Geschwindigkeiten



Abbildung B.1: In dieser Abbildung sind die vertikalen \bar{u} -Geschwindigkeitsprofile für die neun Messpositionen M1 bis M9 und für die verschiedenen Durchflüsse Q = 401/s, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s dargestellt. Im Vergleich sind die Messergebnisse des Vectrino Profiler und der Vectrino⁺ aufgetragen.

B.2 Die turbulente kinetische Energie



Abbildung B.2: In dieser Abbildung sind die vertikalen Profile der turbulenten kinetischen Energie für die neun Messpositionen M1 bis M9 und für die verschiedenen Durchflüsse Q = 401/s, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s dargestellt. Im Vergleich sind die Messergebnisse des Vectrino Profiler und der Vectrino⁺ aufgetragen.

Anhang C

Messergebnisse des Turbulenzversuchs





Abbildung C.1: In dieser Abbildung sind die vertikalen \bar{v} -Geschwindigkeitsprofile für die neun Messpositionen M1 bis M9 und für die verschiedenen Durchflüsse Q = 401/s, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s dargestellt.



Abbildung C.2: In dieser Abbildung sind die vertikalen \bar{w} -Geschwindigkeitsprofile für die neun Messpositionen M1 bis M9 und für die verschiedenen Durchflüsse Q = 401/s, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s dargestellt.

Anhang D

Sohlformen entlang der Messstrecke



Abbildung D.1: Während der Versuche in der Strömungsrinne wurde beobachtet, wie sich regelmäßige Sohlformen entlang der Messstrecke bildeten.

Anhang E

Mischung der Sedimentproben für rheometrische Untersuchungen

E.1 Herstellung eines gewünschten Feststoffgehalts

Für die rheometrischen Untersuchungen sollten die natürlichen Schlickproben vor dem Messen nicht getrocknet werden. Das Trocknen kann die Eigenschaften und die Beschaffenheit des Materials beeinflussen oder verändern. Es ist jedoch erforderlich, den genauen Feststoffanteil zu kennen und diesen gegebenenfalls definiert verändern zu können. Im Folgenden wird das Verfahren beschrieben, das es ermöglicht, eine Probe mit unbekanntem Feststoffgehalt auf einen definierten Wert aufzubereiten.

Der Feststoffgehalt ϕ beschreibt den volumetrischen Feststoffgehalt einer Mischung als

$$\phi = \frac{V_s}{V_s + V_w} = \frac{V_s}{V_{Ges}},\tag{E.1}$$

sodass das Feststoffvolumen

$$V_s = \phi V_{Ges} \tag{E.2}$$

ist. Entsprechend gilt für das Wasservolumen

$$V_w = (1 - \phi) V_{Ges},$$
 (E.3)

mit

$$V_{Ges} = \frac{M_{Ges}}{\rho_b},\tag{E.4}$$

wobei ρ_b die mittlere Dichte der Mischung ist. Mit

$$\rho_b = \frac{V_s}{V_s + V_w} \frac{M_s}{V_s} + \frac{M_w}{V_w} - \frac{V_s}{V_s + V_w} \frac{M_w}{V_w}$$
(E.5)

wird

$$V_{Ges} = \frac{M_{Ges}}{\phi \rho_s + (1 - \phi) \rho},\tag{E.6}$$

sodass das Einsetzen in Gleichung E.3 zu

$$V_w = (1 - \phi) \frac{M_{Ges}}{\phi \rho_s + (1 - \phi) \rho}$$
(E.7)

führt. Kennt man also den Feststoffgehalt einer Probe durch Trocknen und Wiegen eines separaten Teils, dann ist man in der Lage, das dazugehörige Volumen und die Masse des Wassers

$$M_w = (1 - \phi) \frac{M_{Ges}}{\phi \rho_s + (1 - \phi)}$$
(E.8)

zu berechnen. Dasselbe gilt für das Volumen

$$V_s = \frac{M_{Ges}\phi}{\phi\rho_s + (1-\phi)\rho} \tag{E.9}$$

und die Masse

$$M_s = \frac{M_{Ges}\phi}{\phi\rho_s + (1-\phi)}.$$
(E.10)

des Feststoffs. Möchte man nun einen gewünschten Feststoffgehalt ϕ_{ziel} herstellen, so kann man mit Gleichung E.8 die dafür benötigte Wassermenge

$$M_{w,Ziel} = (1 - \phi_{ziel}) \frac{M_{Ges}}{\phi_{ziel}\rho_s + (1 - \phi_{ziel})}$$
(E.11)

bestimmen. Im Letzten Schritt wird von dieser Wassermenge die bereits in der Suspension enthaltene Wassermenge subtrahiert, sodass die Masse des zuzugebenden Wassers

$$M_{w,Zugabe} = M_{w,Ziel} - M_w \tag{E.12}$$

ist.

E.2 Herstellung eines gewünschten Salzgehalts

Um zusätzlich den gewünschten Salzgehalt in einer Schlickprobe zu erzeugen, wird $M_{w,Zugabe}$ zu einer konzentrierten Stammlösung mit NaCl oder MgCl₂ hinzugegeben. Diese muss genau die Salzkonzentration aufweisen, die nötig ist, um die Schlickprobe mit dem bereits darin enthaltenem Wasser auf die Ziel-Salzkonzentration

$$c_{Ziel} = \frac{M_{Salz}}{V_{w,Ziel}} = \frac{M_{Salz}}{V_{w,0} + V_{w,Zugabe}}$$
(E.13)

zu mischen. Mit $V\!=\!M/\rho$ ergibt sich

$$c_{Ziel} = \frac{M_{Salz}\rho}{M_{w,0} + M_{w,Zugabe}}$$
(E.14)

und somit ist

$$M_{Salz} = \frac{c_{Ziel} \left(M_{w,0} + M_{w,Zugabe} \right)}{\rho}.$$
 (E.15)

E.2. Herstellung eines gewünschten Salzgehalts

Anhang F

Viskositätskurven als Funktion des Salzgehalts

Tabelle F.1: Die Qualitätsparameter R^2 (Bestimmtheitsmaß) und RMSE (Wurzel der Fehlerquadrate) der Anpassungsgeraden verdeutlichen die Übereinstimmung zwischen den Messungen und dem angepassten Worrall-Tuliani-Modell.

ϕ	Salz	S [PSU]	R^2 [%]	RMSE
0,100	kein	0	94,7	17,502
0,085	kein	0	92,6	17,999
0,070	kein	0	93,9	14,931
0,050	kein	0	86,6	14,575
0,100	NaCl	3	96,0	15,18
0,085	NaCl	3	90,9	19,984
0,070	NaCl	3	93,9	14,84
0,050	NaCl	3	87,7	13,501
0,100	NaCl	20	95,4	16,321
0,085	NaCl	20	93,9	16,167
0,070	NaCl	20	91,9	15,669
0,050	NaCl	20	89,1	13,157
0,100	$MgCl_2$	3	92,0	21,502
0,085	$MgCl_2$	3	92,5	18,097
0,070	$MgCl_2$	3	94,2	13,322
0,050	$MgCl_2$	3	89,9	12,633
0,100	$MgCl_2$	20	95,2	15,775
0,085	$MgCl_2$	20	94,1	16,028
0,070	$MgCl_2$	20	93,9	13,616
0,050	$MgCl_2$	20	93,9	9,791



Abbildung F.1: Die Abbildung zeigt die gemessenen Viskositätskurven für jeweils einen Feststoffgehalt bei unterschiedlichen Salzgehalten und Salzarten. Abbildung (a) zeigt die Ergebnisse für $\phi = 0,1$, Abbildung (b) für $\phi = 0,085$, Abbildung (c) für $\phi = 0,07$ und Abbildung (d) für $\phi = 0,05$.

Anhang G

Abkürzungsverzeichnis

A	Materialparameter in der Sonar-Theorie	$[m^{-1}]$
A_b	Projektionsfläche an der Sohle	$[m^2]$
A_H	Hamaker-Konstante	[J]
Amp	Amplitude	[dB]
Amp^{counts}	Amplitude	[counts]
В	Breite	[m]
B_{DR}	Konstante zur Berechnung des abstoßenden Potenzials	[J]
C_{ADV}	Fitparameter in der Sonar-Gleichung	[dB]
C_{rep}	Konstante des repulsiven Potenzials	[-]
C_1	Parameter der TKE-Methode zur u_{st} -Bestimmung	[-]
$C_{1\epsilon}$	$=$ 1,44 - Koeffizient des Standard $k ext{-}\epsilon ext{-}$ Turbulenzmodells	[-]
$C_{2\epsilon}$	$=$ 1,92 - Koeffizient des Standard $k ext{-}\epsilon ext{-}$ Turbulenzmodells	[-]
C^+	Konstante im Modell der Wandgrenzschicht	[-]
C_2^+	Konstante im Modell der rauen Wandgrenzschicht	[-]
D_{ij}	Deformationsratentensor	[m]
D_k	empirischer Parameter zur Beschreibung der k -Profile	[-]
D_u , D_v , D_w	empirische Parameter zur Beschreibung der Reynoldsspannungen	[-]
E_s	Elastizitätsmodul eines Feststoffpartikels	$[N/m^2]$
E_w	Elastizitätsmodul von Wasser	$[N/m^2]$
ΔE	$=E_s / E_w$	[-]
F	Emitter-Frequenz der ADV-Sonde	[Hz]
F_{vdW}	van-der-Waals Wechselwirkungskraft	[N]
F_1	Formfunktion zur Reduzierung von κ	[-]

Froude-Zahl	[-]
Turbulenzdämpfung durch Schichtung	$[m^2/s^3]$
geometrische Höhe, z. B. einer Rinne	[m]
lonenstärke	[-]
Neigung der Wasseroberfläche	[-]
Konsistenzparameter in rheologischen Modellen	$[Pas^n]$
turbulente Diffusivität	$[m^2/s]$
Länge	[m]
Masse	[kg]
Mittlerer Durchfluss	$[m^3/s]$
Avogadro-Konstante	[mol]
Schallintensität des Hintergrundrauschens (Sonar-Gleichung)	[dB]
spektrale Energiedichte	[dB/Hz]
Turbulenzproduktion durch Scherung	$[m^2/s^3]$
Durchfluss	$[m^3/s]$
elektrische Ladung	[A s]
summierter, prozentualer Siebdurchsatz	[%]
Abstand	[m]
Gleichgewichtsabstand zweier Partikel	[m]
Bestimmtheitsmaß	[%]
turbulente Reynoldszahl	[-]
kritische, turbulente Reynoldszahl	[-]
Kornreynoldszahl oder auch Formreynoldszahl	[-]
Fluss-Richardson-Zahl	[-]
kritische Fluss-Richardson-Zahl	[-]
Gradient-Richardson-Zahl	[-]
Salinität	[PSU]
dimensionslose Größe im k - ω -Modell	[-]
Intensität eines akustischen Rückstreusignals	[dB]
turbulente Schmidt-Zahl	[-]
Schallintensität des Emitters (Sonar-Gleichung)	[dB]
Signal-to-Noise Ratio	[dB]
	Froude-ZahlTurbulenzdämpfung durch Schichtunggeometrische Höhe, z. B. einer RinneIonenstärkeNeigung der WasseroberflächeKonsistenzparameter in rheologischen Modellenturbulente DiffusivitätLängeMasseMittlerer DurchflussAvogadro-KonstanteSchallintensität des Hintergrundrauschens (Sonar-Gleichung)spektrale EnergiedichteTurbulenzproduktion durch ScherungDurchflusselektrische Ladungsummierter, prozentualer SiebdurchsatzAbstandGleichgewichtsabstand zweier PartikelBestimmtheitsma8turbulente ReynoldszahlKritische, turbulente ReynoldszahlKritische Fluss-Richardson-ZahlKritische Fluss-Richardson-ZahlGradient-Richardson-ZahlSalinitätdimensionslose Größe im k-ω-ModellIntensität eines akustischen Rückstreusignalsturbulente Schmidt-ZahlSchallintensität des Emitters (Sonar-Gleichung)Signal-to-Noise Ratio

T	Temperatur	[°C]
TL	Transmissionsverluste (Sonar-Theorie)	[dB]
T_p	Periodendauer	[s]
TS	Schallintensität des Streukörpers (Sonar-Gleichung)	[dB]
U	Ungleichförmigkeitszahl zur Beschreibung der Sieblinie	[-]
ΔU^+	Korrekturfunktion für raue Oberflächen	[-]
Ur	Urick-Koeffizient	$[m^2/kg]$
V_s	Feststoffvolumen	$[m^3]$
V_w	Wasservolumen	[m ³]
a_1 , b_2 , b_3	Anpassungsparameter im Worrall-Tuliani-Modell	[-]
a_2	Anpassungsparameter im Worrall-Tuliani-Modell	[Hz]
a^{ADV}	Geometrischer Korrekturfaktor des Doppler-Rauschens	[-]
b^{ADV}	Geometrischer Korrekturfaktor des Doppler-Rauschens	[-]
c	Schwebstoffkonzentration	$[kg/m^3]$
c_a	Referenz-Schwebstoffkonzentration des Rouse-Profils	$[kg/m^3]$
c_{break}	Flockendestruktion im Worrall-Tuliani-Modell	[-]
c_{floc}	Flockenwachstum im Worrall-Tuliani-Modell	[Hz]
c_{gel}	Gel-Konzentration	$[kg/m^3]$
c_{Ion}	Ionenkonzentration	$[kg/m^3]$
c_w	Schallgeschwindigkeit	[m/s]
c_0	Anfangskonzentration der Schwebstoffe zum Zeitpunkt $t = 0$	$[kg/m^3]$
c'	Fluktuationen der Schwebstoffkonzentration	$[kg/m^3]$
c_{δ}	Empirischer Parameter zur Bestimmung Dicke der visk. Unterschicht	[-]
c_{μ}	= 0,09 - Koeffizient des k - ϵ -Turbulenzmodells	[-]
counts	digitale Empfangssignale der ADV-Empfänger	[-]
d	Korndurchmesser	[m]
d_f	Korndurchmesser einer Flocke	[m]
d_m	mittlerer Korndurchmesser	[m]
d_p	Korndurchmesser der Primärpartikel	[m]
d_{10}	Korndurchmesser entsprechend dem 10 $\% extsf{-Siebdurchgangs}$	[m]
d_{30}	Korndurchmesser entsprechend dem 30 $\%$ -Siebdurchgangs	[m]

d_{60}	Korndurchmesser entsprechend dem 60 $\%$ -Siebdurchgangs	[m]
e	Elementarladung	[A s]
f	Messfrequenz der ADV-Sonde	[Hz]
f_{μ} , f_1 , f_2	Dämpfungsfunktion für low-Reynolds-Effekte	[-]
f_T	Koeffizient zur Berechnung von $lpha_w$	[-]
f_w	Frequenz der turbulenten Strömung	[Hz]
g	Gravitationskonstante	$[m/s^2]$
h	Fließtiefe	[m]
k	turbulente kinetische Energie	$[m^2/s^2]$
k_B	Boltzmann Konstante	[J/K]
k_b	turbulente kinetische Energie an der Gewässersohle	$[m^2/s^2]$
k_s	äquivalente Sandrauheit	[m]
k_s^+	dimensionslose Sandrauheit	[-]
k_w	Wellenzahl	$[m^{-1}]$
k_0	turbulente kinetische Energie zu $t=$ 0	$[m^2/s^2]$
$k_{1,vR}$, $k_{2,vR}$	empirische Parameter für w_s nach van Rijn	$[m^4/(kgs)]$
l_{Abs}	Absetzlänge zur Charakterisierung kolloider Teilchen	[m]
l_e	charakteristische Wirbelgröße	[m]
l_m	Mischungsweg nach Prandtl	[m]
$l_{m,sed}$	Mischungsweg in einer Schwebstoffsuspension	[m]
n	Anpassungsparameter in rheologischen Modellen	[-]
n_{av}	Mittelungszahl zur experimentellen Bestimmung von k	[-]
n_b	Anzahl von Streupartikeln im Streuvolumen	$[m^{-3}]$
n_f	Koeffizient zur Beschreibung der fraktalen Dimension von Flocken	[-]
n_{rep}	Materialkonstante der repulsiven Wechselwirkung	[-]
n_{RZ}	Exponent für w_s nach Richardson und Zaki	[-]
n_v	Normaleneinheitsvektor an der Gewässersohle	[-]
$n_{1,vR}$, $n_{2,vR}$	empirische Parameter für w_s nach van Rijn	[-]
n_{lpha}	Koeffizient zur Beschreibung des vert. Geschwindigkeitsprofils	[-]
p	Druck	[Pa]
q_s	prozentualer Siebdurchsatz	[%]
r	Partikelradius	[m]

r_h , r_p	empirische Parameter für w_s nach Takacs	$[m^3/kg]$
s_v	Volumen-Rückstreukoeffizient	$[m^{-1}]$
t	Zeit	[s]
<i>u</i> , <i>v</i> , <i>w</i>	Geschwindigkeitskomponenten in x-, y- und z-Richtung	[m/s]
$ar{u}$, $ar{v}$, $ar{w}$	mittlere Geschwindigkeiten in x-, y- und z-Richtung	[m/s]
u_b	Geschwindigkeit in x-Richtung am Boden	[m/s]
u_0	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung zu $t = 0$	[m/s]
u^+	dimensionslose Geschwindigkeit in der Wandgrenzschicht	[-]
u^\prime , v^\prime , w^\prime	Geschwindigkeitsfluktutionen in x-, y- und z-Richtung	[m/s]
u_*	Sohlschubspannungsgeschwindigkeit	[m/s]
w_s	Sinkgeschwindigkeit eines Partikels	[m/s]
$w_{s,0}$	ungehinderte Sinkgeschwindigkeit	[m/s]
$w_{s,max}$	maximal mögliche Sinkgeschwindigkeit	[m/s]
x, y, z	Ortsvariablen der drei Raumrichtungen	[m]
x_{DL}	Debye-Länge	$[m^{-1}]$
x_1	Parameter zur Beschreibung der effektiven Viskosität	[m]
z_0	Integrationsgrenze des vertikalen Geschwindigkeitsprofils	[m]
z^+	dimensionslose Ortsvariable in der vertikalen Wandgrenzschicht	[-]
Δ_d	Höhe einer Sedimentdüne	[m]
Φ_c	Konzentrationsfluss in der Schwebstofftransportgleichung	$[kg/(m^2 s)]$
Φ_{DLVO}	Potenzial nach der DLVO-Theorie	[N m]
Φ_{DR}	Abstoßendes Potenzial der Doppelschicht-Theorie	[N m]
Φ_R	Lennard-Jones-Potenzial	[N m]
Φ_{rep}	Potenzial der repulsiven Wechselwirkungen	[N m]
Φ_{vdw}	Potenzial der van-der-Waals Wechselwirkungen	[N m]
Π_1 , Π_2	Fitparameter in der Sonar-Gleichung	[-]
Υ	Materialparameter in der Sonar-Gleichung	[-]
α	Gesamter Schalldämpfungskoeffizient ($lpha_w+lpha_p$)	[dB/m]
α^{ADV}	Winkel zwischen ADV-Sender und ADV-Empfänger	$\left[^{\mathrm{deg}}\right]$
α_G	Korrekturfaktor für die turbulente Schmidt-Zahl	[-]

α_p	Energiedämpfungskoeffizient für Feststoffe	[dB/m]
α_w	Energiedämpfungskoeffizient für Wasser	[dB/m]
α_2	Korrekturfaktor für die Karman-Prandtl-Gleichung	[-]
α_{ω}	$=$ 5/9 - Koeffizient des Standard k - ω -Turbulenzmodells	[-]
β	$=$ 3/40 - Koeffizient des Standard k - ω -Turbulenzmodells	[-]
β_G	Term der Turbulenz-Dämpfungsfunktion	[1/(°C)]
eta_2 , eta_3	Korrekturfaktoren für die Karman-Prandtl-Gleichung	[-]
β_*	$=$ 0,09 - Koeffizient des Standard k - ω -Turbulenzmodells	[-]
γ_G	Korrekturfaktor für die turbulente Schmidt-Zahl	[-]
γ_1 , γ_2	Formfaktoren des Sinkgeschwindigkeitsmodells nach Malcherek	[-]
γ_*	$=$ 1 - Koeffizient des Standard $k ext{-}\omega ext{-}$ Turbulenzmodells	[-]
$\dot{\gamma}$	Scherrate	[1/s]
δ	Term für $lpha_p$	[-]
δ_{BL}	Dicke der gesamten Grenzschicht	[m]
δ_v	Dicke der viskosen Unterschicht	[m]
ϵ	Turbulenzdissipation	$[m^2/s^3]$
ϵ_b	Turbulenzdissipation an der Gewässersohle	$[m^2/s^3]$
ϵ_{LJ}	Energie der Potentialmulde des Lennard-Jones-Potenzials	[J]
ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante im Wasser	[As/(Vm)]
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante im Vakuum	[As/(Vm)]
ρ	Dichte	$[kg/m^3]$
$ ho_b$	mittlere Dichte	$[kg/m^3]$
$ ho_s$	Trockendichte Feststoff	$[kg/m^3]$
$ ho_w$	Dichte von Wasser	$[kg/m^3]$
$\Delta \rho$	$= ho_s / ho_w$	[-]
κ	= 0,41 von-Karman-Konstante	[-]
κ_{sed}	durch Schwebstoff modifizierte von-Karman-Konstante	[-]
λ	Wellenlänge	[m]
λ_B	Bjerrum-Länge	[m]
λ_D	Wellenlänge einer Sedimentdüne	[m]
λ_s	Zustandsparameter für die Flockengröße	[-]
ϕ	volumetrischer Feststoffgehalt	[-]

ϕ_{gel}	volumetrischer Feststoffgehalt der Gel-Konzentration	[-]
μ	dynamische Viskosität	[kg/(ms)]
μ_m	molekulare dynamische Viskosität	[kg/(ms)]
μ_y	Viskosität nach Überschreitung der Fließgrenze	[kg/(ms)]
μ_{∞}	Viskosität bei vollständiger Scherung	[kg/(ms)]
$\Delta \mu$	Viskositätsänderung durch die Flockendynamik	[kg/(ms)]
ν	effektive kinetische Viskosität	$[m^2/s]$
$ u_t$	turbulente kinetische Viskosität	$[m^2/s]$
$ u_{t,0}$	turbulente kinetische Viskosität zu $t={\sf 0}$	$[m^2/s]$
$ u_t^+ $	dimensionslose turbulente kinetische Viskosität	[-]
$ u_m$	molekulare kinetische Viskosität	$[m^2/s]$
$ u_{rh}$	rheologische kinetische Viskosität	$[m^2/s]$
$ u_{rh}^+$	dimensionslose rheologische Viskosität	[-]
σ_{bs}	Streuquerschnitt eines Partikel	$[m^2]$
σ_k	$=$ 1 - Koeffizient des Standard k - ϵ -Turbulenzmodells	[-]
σ_*	$=$ 0,5 - Koeffizient des Standard k - ω -Turbulenzmodells	[-]
σ_ϵ	= 1,3 - Koeffizient des Standard k - ϵ -Turbulenzmodells	[-]
σ_{SNR}	Standardabweichung der SNR	[dB]
au	Schubspannung	$[N/m^2]$
$ au_b$	Sohlschubspannung	$[N/m^2]$
$ au_y$	Fließgrenze	$[N/m^2]$
$ au_{y0}$	Anpassungsparameter im Worrall-Tuliani-Modell	[Pa]
ω	potenziell mögliche Dissipationsrate	[1/s]
ω_b	Bodenrandbedingung der Dissipationsrate	[1/s]
ω_s	Oberflächenrandbedingung der Dissipationsrate	[1/s]
ω_0	potenziell mögliche Dissipationsrate zu $t\!=\!0$	[1/s]
ζ	Zeta-Potenzial	[V]
ADV	engl.: Acoustic-Doppler-Velocimetry	
ADCP	engl.: Acoustic-Doppler-Current-Profiler	
APFP	engl.: Acoustic-Particle-Flux-Profiler	
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung	

ANHANG G. ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

BRZ	Bruttoraumzahl	
DLVO-Theorie	Derjaguin-Landau-Verwey-Overbeek-Theorie	
EMF	engl.: Electromagnetic-Flow-Meter	
EMVM	engl.: Electromagnetic-Velocity-Meter	
EPS	engl.: extracellular polymeric substances	
INTERCOH	engl.: International Conference on Cohesive Sediments	
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie	
LDV	engl.: Laser-Doppler-Velocimetry	
PSU	engl.: practical salinity unit	[%]
SSC	engl.: suspended solid concentration	$[kg/m^3]$
TKE	turbulente kinetische Energie	$[m^2/s^2]$
WWF	World Wide Fund for Nature	
WP	Wegpunkt	

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersichtskarte des Ems-Ästuars (b) in der Deutschen Bucht (a). © Open- StreetMap und Mitwirkende, CC-BY-SA	4
1.2	Historische Entwicklung der Schwebstoffkonzentration SSC (engl.: suspended solid concentration) entlang des Ems-Ästuars, abgeändert nach de Jonge u. a.	
	[2014] und Borgsmüller u.a. [2016]	6
1.3	Chronologischer Überblick der Ereignisse, die für die heutige Schlickproble- matik an der Ems von Bedeutung sind	8
2.1	Die Skizze zeigt eine mögliche Einteilung der vertikalen Schichten in einem von Schwebstoffen beeinflussten Gewässer. Durch die Viskosität wird der kon- tinuierliche Übergang vom turbulenten zum laminaren Strömungsbereich be- schrieben. Abgeändert nach Bruens [2003].	11
2.2	Die Graphik beschreibt das <i>Leben eines Partikels</i> in der Ems als Zusammen- spiel verschiedener Faktoren. Dabei entsteht Flüssigschlick als Ergebnis dieser verschiedenen Faktoren sowie gleichzeitig stattfindenden physikalischen Pro- zessen.	13
3.1	Darstellung der Entnahmestellen (WP - Wegpunkte) an der Unteren Ems während der Messkampagne im Juli 2015. Die hellblauen Markierungen zei- gen die Positionen der entnommenen Schlickproben bei Ebbeniedrigwasser. [©] OpenStreetMap und Mitwirkende, CC-BY-SA	17
3.2	Darstellung der Korngrößenverteilungen der entnommenen Schlickproben an der Ems in relativer und kumulativer Darstellung	18
3.3	In den mikroskopischen Aufnahmen des Schlicks von der Ems sind organisch, faserige Bestandteile, Partikelkonglomerate und verschieden große Quarzpar- tikel erkennbar.	10
3.4	Übersicht der drei Messgebiete im Altmühlsee: Hirteninsel (WP29 - WP34), Nördliches Ufer des Altmühlzuleiters (WP35 - WP39) und südliche Buchten des Altmühlzuleiters (WP40 - WP45). [©] OpenStreetMap und Mitwirkende,	
	СС-ВХ-2А	20

3.5	Darstellung der Korngrößenverteilungen und Sieblinien vom Schlick der Ent- nahmestellen an der Hirteninsel (a), am nördlichen Ufer des Altmühlzuleiters (b) sowie in den südlichen Buchten des Altmühlzuleiters (c)	21
4.1	Der erweiterte kontinuierliche Modellansatz wird zuerst an einem 1DV-Modell angewendet und analysiert. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse dienen der Konzeption und der Auswertung experimenteller Untersuchungen. Erst in dar- auffolgenden Schritten wird der erweiterte Modellansatz in ein vollständiges Ästuar-Modell eingebaut.	28
5.1	Qualitative Skizze des kontinuierlichen Modellansatzes, in dem die effektive Viskosität als Kombination der molekularen, der turbulenten und der rheolo- gischen Viskosität beschrieben wird. Zusätzlich sind qualitativ die vertikalen Profile der Strömungsgeschwindigkeit und der Schubspannung dargestellt	32
5.2	Dargestellt sind die Ergebnisse des vertikalen 1D-Modells nach Anwendung des k - ϵ -Turbulenzmodells nach Toorman u. a. [2002]. Links ist das Simulationsergebnis der Geschwindigkeit dargestellt und rechts das der mittleren Dichte.	44
5.3	Dargestellt sind die Ergebnisse des vertikalen 1D-Modells nach Anwendung des k - ϵ -Turbulenzmodells nach Toorman u. a. [2002]. Links ist das Simulations- ergebnis der turbulenten Viskosität dargestellt, in der Mitte die rheologische Viskosität und rechts die effektive Viskosität.	44
5.4	Vergleich verschiedener Ansätze zur Modellierung der Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration mit $c_{gel} = 100 \text{ g/l.}$	53
6.1	Vergleich der Simulationsergebnisse aus <i>MudEstuary1DV</i> (a) mit denen aus dem COSINUS-Projekt (b) [Winterwerp u. a., 2002b]. Es wurden niedrige Schwebstoffkonzentrationen mit den Einstellungen $h = 16$ m, $w_s = -0.5$ mm/s, $c_0 = 37$ mg/l und variierenden Schubspannungsgeschwindigkeiten $u_* = 11.4$ mm/s 10,0 mm/s, 8,7 mm/s und 7,7 mm/s simuliert.	s, 57
6.2	Vergleich der im <i>MudEstuary1DV</i> -Modell simulierten Profile der turbulen- ten (a) und der rheologischen Viskosität (b). Im linken Bild ist zusätzlich die analytische Lösung des parabolischen Wirbelviskositätsprofils dargestellt. Die Modelleinstellungen sind: $h = 16$ m, $w_s = -0.5$ mm/s, $c_0 = 37$ mg/l und $u_* = 11.4$ mm/s, 10,0 mm/s, 8,7 mm/s und 7,7 mm/s.	58
6.3	Vergleich der simulierten Konzentrationsverläufe des <i>MudEstuary1DV</i> -Modells (a) und des SAM-1DV-Modells (b) für die Anfangskonzentrationen $c_0 = 0,1$, 1, 10 und 30 g/I [Le Hir u. a., 2001]. Die Modelleinstellungen sind: $h = 10$ m, $w_s = -1$ mm/s und $u_* = 0,01$ m/s	59
6.4	Stationäre Simulationsergebnisse des <i>MudEstuary1DV</i> -Modells für die dimensionslose turbulente (a) und rheologische (b) Viskosität. Die Anfangskonzentrationen sind $c_0 = 0,1, 1, 10$ und 30 g/l und die weiteren Modelleinstellungen sind $h = 10$ m, $w_s = -1$ mm/s und $u_* = 0,01$ m/s.	60
------------	--	----------
6.5	Die Simulationsergebnisse für die stationären, vertikalen Profile der dimensionslosen Fließgeschwindigkeit und der Schwebstoffkonzentration sind vom mittleren Korndurchmesser und der dadurch variierenden Sinkgeschwindigkeit abhängig. Die Modelleinstellungen sind: $h = 10 \text{ m}$, $J = 2 \cdot 10^{-5}$, $c_0 = 30 \text{ g/l}$ sowie $d_m = 15 \mu\text{m}$, $30 \mu\text{m}$ und $63 \mu\text{m}$.	61
6.6	Die Simulationsergebnisse für die stationären, vertikalen Profile der dimensi- onslosen, turbulenten, kinetischen Energie und der potentiellen Dissipationsra- te sind vom mittleren Korndurchmesser und der dadurch variierenden Sinkge- schwindigkeit abhängig. Die Modelleinstellungen sind: $h = 10 \text{ m}, J = 2 \cdot 10^{-5}$,	
6.7	$c_0 = 30 \text{ g/I}$ und $d_m = 15 \mu \text{m}$, $30 \mu \text{m}$, $63 \mu \text{m}$	62
6.8	$d_m = 15 \ \mu$ m, 30 μ m, 63 μ m	64
6.9	den Zeitpunkten $t = 2000$ s, 3000 s, 5000 s, 12000 s, 20000 s Die zeitlichen Entwicklungen der vertikalen Profile der dimensionslosen, turbulenten, kinetischen Energie und der potentiellen Dissipationsrate sind für $J = 2 \cdot 10^{-5}$, $c_0 = 30$ g/l und $d_m = 35 \mu$ m dargestellt. Die Auswertung der Simulationsergebnisse erfolgte zu den Zeitpunkten $t = 2000$ s, 3000 s, 5000 s,	65
6.10	12000 s, 20000 s	66 67
7.1 7.2	Skizze und Foto des Versuchsaufbaus nach Cellino [1998] Schematischer Längsschnitt des Versuchaufbaus zur Untersuchung der Tur- bulenz in geschichteten Salzströmungen [Toorman u. a., 2002]	74 75
8.1	Längsschnitt des Versuchsstands <i>MudEstuaryExp</i> mit kontinuierlichem Ein- und Auslaufbereich sowie dazwischen liegender Sediment-Messstrecke (nicht skalierbar).	82

8.2	Fotos des Versuchaufbaus: Einbau der Boxen, hier ohne Deckplatte (a). Eine Rampe dient dem kontinuierlichen Übergang des Einlaufbereichs zum Sedi- mentbereich (b). Zur Erhöhung der Rauigkeit wurde der Einlaufbereich mit	
	Steinfolie beklebt (c). Nahaufnahme der Steinfolie (d).	83
8.3	Vergleichende Korngrößenverteilungen vom Quarzmehl (links) und einer Schlick- probe der Ems (rechts) aus dem Jahr 2015	84
8.4	Vergleichende Mikroskopaufnahmen vom Quarzmehl (a) und einer Schlickpro- be der Ems aus dem Jahr 2015 (b)	85
8.5	Die ADV-Sonden der Fa. Nortek waren während den Messungen an einem	
	Messwagen montiert.	86
8.6	Die Zeitreihen der u-Geschwindigkeit (a) und der Korrelation (b) sind für die 35 Messzellen in einem Messprofil des Vectrino Profiler dargestellt. Die	
	Bereiche Sweet Spot und Sweet Area sind farblich markiert	88
8.7	Im Contour-Plot der yz-Ebene der Strömungsrinne sind jeweils die $ar{u}$ -, $ar{v}$ - und	
	$ar{w}$ -Geschwindigkeiten für $h\!=\!19{ m cm}$ (a) und $h\!=\!30{ m cm}$ (b) dargestellt	90
8.8	Foto des Versuchsstands mit kompletter Sedimentbefüllung	91
9.1	Darstellung der Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α_w von der Wassertemperatur T und der Salinität S für $F = 10 \text{ MHz}$ und $h = 0,2 \text{ m}$. Mit stei-	
	gender Temperatur sinkt $lpha_w$.	98
9.2	Skizze der akustischen Situation während einer Messung mit einer ADV- Sonde, dem sogenanntem aktiven Sonar.	101
9.3	Die Korngrößenverteilungen der vier maschinell hergestellten Sedimente sind	
	als Histogramme und als Summenkurven dargestellt. Dabei ist in (a) die Ver-	
	teilung für Quarzmenl, in (b) für Bentonit, in (c) für Metakaolin und in (d)	103
9.4	Die Korngrößenverteilungen der vier natürlichen Sedimente sind als Histo-	100
	gramme und als Summenkurven dargestellt. Dabei ist in (a) die Verteilung	
	für Schlick aus der Ems aus dem Jahr 2012, in (b) für Schlick aus der Ems	
	aus dem Jahr 2015, in (c) für Schlick aus dem Eixendorfer Stausee und in (d)	
	für Schlick aus dem Altmühlsee dargestellt	104
9.5	Skizze und Foto des Versuchsstands <i>MudEstuarySNR</i>	105
9.6	Eine gemessene Zeitreihe der SNR ist als Boxplot für je einen Empfänger und	
	für drei Messwiederholungen dargestellt. Es sind nur geringfügige Abweichun-	
	gen zum Median der einzelnen Verteilungen erkennbar	106
9.7	Die SNR-Zeitreihen sind als Histogramme dargestellt, die die Häufigkeit der	
	gemessenen SNR darstellen. Die Häufigkeitsdarstellungen wurden durch Gauss'sch	ne
	Verteilungen beschrieben und hinsichtlich ihrer Mittelwerte und Standardab-	
	weichungen analysiert.	107

9.8	Die zeitlich gemittelten SNR-Messungen des Vectrino Profilers wurden in Ab- hängigkeit der Schwebstoffkonzentration von Quarzmehl für zwei verschiedene Messtiefen aufgetragen. Zur Interpretation der Messergebnisse wurde der ge- samte Messbereich in drei Zonen unterteilen.	108
9.9	Die für Quarzmehl gemessene SNR ist gemeinsam mit dem Ergebnis des Sonar-Modells in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration dargestellt. Das Sonar-Modell gibt den logarithmisch-linearen Anstieg der SNR für geringe Konzentrationen und die Abnahme der SNR bei hohen Konzentrationen wieder	.109
9.10	Die SNR-Messungen sind in Abhängigkeit der Konzentration verschiedener maschinell hergestellter Sedimente dargestellt: Quarzmehl (a), Bentonit (b), Metakaolin (c), Chinafill (d). Zusätzlich ist das jeweilige Ergebnis des Sonar- Modells eingezeichnet.	110
9.11	Die SNR-Messungen sind in Abhängigkeit der Konzentration verschiedener natürlicher Sedimente dargestellt: Eixendorfer Stausee (a), Altmühlsee (b), Ems 2012 (c), Ems 2015 (d). Zusätzlich ist das jeweilige Ergebnis des Sonar- Modells eingezeichent.	112
9.12	Die maschinell hergestellten Sedimente haben niedrigere Werte für U als die natürlichen Sedimente, mit Ausnahme der <i>Ems 2012</i> -Messungen. Das resultiert in niedrigeren Werten für $\alpha_{p,fit}/\alpha_{p,analyt.}$	113
9.13	Die maschinell hergestellten Sedimente haben niedrigere Werte für U als die natürlichen Sedimente, mit Ausnahme der <i>Ems 2012</i> -Messungen. Als Resultat ergeben sich im Sonar-Modell höhere Werte für C_{ADV} .	114
10.1	Zur Interpretation und Analyse der ADV-Messdaten sind verschiedene Aufbereitu und Korrekturschritte notwendig.	ings- 120
10.2	Beispielhafte Darstellung zweier Zeitreihen der <i>u</i> -Geschwindigkeit vor und nach dem Filtern von Ausreißern. Der angewandte Filter-Algorithmus stammt von Islam u. Zhu [2013]	122
10.3	Darstellung der turbulenten kinetischen Energie eines Messdurchgangs mit $Q = 40 \text{I/s}$. Die Ergebnisse sind im Vergleich vor und nach der 1D-Filterung aufgetragen.	124
10.4	Darstellung einer gemessenen u -Geschwindigkeitszeitreihe ohne zeitliche Mit- telung sowie mit unterschiedlichen Abschnittsgrößen n_{av} zur Bildung des glei- tenden Mittels. Je nach Größe von n_{av} ist das Ausmaß der Fluktuationen unterschiedlich	127
10.5	In den spektralen Energiedichten der drei Geschwindigkeitskomponenten der Messung Q40E und einer Messfrequenz von 100 Hz, sind die Frequenzen f_w mit den höchsten turbulenten Energiedichten farblich markiert.	127

11.1	Es sind die vertikalen Geschwindigkeitsprofile der \bar{u} -, \bar{v} - und \bar{w} -Komponenten	
	an der Messposition M1 für die Messungen Q40 bis Q90 bei einer gesamten	
	Fließtiefe von $h = 0,2 \text{ m}$ dargestellt.	134
11.2	Auswertung der Geschwindigkeitsprofile für die verschiedenen Durchflüsse nach dem logarithmischen Verlauf der Kármán-Prandtl-Gleichung an Position M1.	135
11.3	Die Normalen-Einträge des Reynoldsspannungstensors bilden die turbulente kinetische Energie. Im Vergleich zu $\overline{u'u'}$ und $\overline{v'v'}$, hat die Komponente $\overline{w'w'}$ einen geringeren Anteil an der gesamten turbulenten kinetischen Energie. Mit zunehmendem Durchfluss steigen die Spannungen. Hier sind die Profile der Messposition M1 aufgetragen	137
11.4	Die turbulente kinetische Energie an der Messposition M1 steigt mit dem Durchfluss an und erreicht kurz vor dem Boden ihr Maximum, bevor sie zum Boden hin auf null zurückgeht. Die Profile der turbulenten kinetischen Energie wurden nach Nezu u. Nakagawa [1993] angepasst. Diese Gleichung beschreibt jedoch nicht den Bereich unmittelbar über der Sohle, in dem die turbulente	101
	kinetische Energie zu null wird.	138
11.5	Die Schwebstoffkonzentration ist im Einlaufbereich, an Messposition M1, klein. Es bilden sich keine charakteristischen Konzentrationsprofile aus.	139
11.6	In dieser Abbildung sind die vertikalen \bar{u} -Geschwindigkeitsprofile der neun Messpositionen, M1 bis M9, für die verschiedenen Durchflüsse $Q = 40 \text{ I/s}$,	
11.7	501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s dargestellt	141
11.8	flüsse $Q = 401/s$, $501/s$, $601/s$, $701/s$, $801/s$ und $901/s$ dargestellt In dieser Abbildung sind die vertikalen Profile der Schwebstoffkonzentration c für die neun Messpositionen. M1 bis M9, sowie für die verschiedenen Durch-	143
	flüsse $Q = 401/s$, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s dargestellt.	145
11.9	Die Profile der vertikalen Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ für die Durchflüsse $Q = 401/s$ bis $Q = 901/s$ an Position M1 zeigen einen linearen Verlauf mit der Tiefe (a). Die dazugehörigen Profile der vertikalen Wirbelviskositäten weichen von der erwarteten, parabolischen Form ab (b).	5 150
11.1(In dieser Abbildung sind die vertikalen Profile der Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$	
	der neun Messpositionen, M1 bis M9, für die verschiedenen Durchflüsse $Q = 40 \text{ I}/50 \text{ I/s}$, 60 l/s, 70 l/s, 80 l/s und 90 l/s dargestellt.	s, 152
12.1	Darstellung der Dicke der viskosen Unterschicht in Abhängigkeit der Reynolds- zahl. Mit Zunahme der Reynoldszahl wird die viskose Unterschicht vernachläs- sigbar klein. Für die durchgeführten Laborversuche würden sich für $Q = 40 \text{ I/s}$ und für $Q = 90 \text{ I/s}$ die Verhältnisse $\frac{\delta_v}{\delta_{BL}} = 0,99\%$ und 1,66% ergeben	157

12.2	Vergleich der Schubspannungsgeschwindigkeiten u_* aus der log-Profil-Methode und der TKE-Methode für die gemessenen Durchflüsse $Q = 40 \text{ I/s}$ bis $Q = 90 \text{ I/s}$, sowie für die neun Messpositionen M1 bis M9.	160
12.3	Die Differenzen der Schubspannungsgeschwindigkeiten Δu_* aus der log-Profil- Methode und der TKE-Methode zeigen keinen systematischen Trend gegen- über der Länge der Messstrecke oder der Erhöhung des Durchflusses	161
12.4	Darstellung der Formreynoldszahl Re_* für die im Experiment durchgeführten Messungen. Bis auf wenige einzelne Messungen, fanden die Messungen im hydraulisch rauen Bereich statt (links). Der Korrekturfaktor ΔU^+ für hydrau- lische raue Verhältnisse ist eine Funktion von Re_* (rechts).	162
12.5	Bei einer Erhöhung der Sohlreibung ist im Vergleich zu einer glatten Oberflä- che eine nach unten gerichtete Verschiebung des dimensionslosen Geschwin- digkeitsprofils zu beobachten. Ein entgegengesetztes Verhalten ist für eine Verringerung der Sohlreibung sichtbar.	164
12.6	Die gemessenen, dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile sind für die Messpo- sitionen M1 bis M9 und für die Durchflüsse $Q = 40 \text{l/s}$ (oben) und $Q = 50 \text{l/s}$ (unten) im Vergleich zu den universellen Verläufen der Grenzschichttheorie für klares Wasser aufgetragen.	165
12.7	Die gemessenen, dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile sind für die Messpo- sitionen M1 bis M9 und für die Durchflüsse $Q = 60 \text{I/s}$ (oben) und $Q = 70 \text{I/s}$ (unten) im Vergleich zu den universellen Verläufen der Grenzschichttheorie für klares Wasser aufgetragen.	166
12.8	Die gemessenen, dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile sind für die Messpo- sitionen M1 bis M9 und für die Durchflüsse $Q = 80 \text{I/s}$ (oben) und $Q = 90 \text{I/s}$ (unten) im Vergleich zu den universellen Verläufen der Grenzschichttheorie für klares Wasser aufgetragen.	167
12.9	Für die Messpositionen M1 bis M9 und die Durchflüsse $Q = 40 \text{ I/s}$ bis $Q = 90 \text{ I/s}$ sind die Differenzen der sich aus den Messungen ergebenden Werte für ΔU^+ (oben), sowie die maximalen, sohlnahen Schwebstoffkonzentrationen (unten) aufgetragen.	169
12.10	DDie Verringerung der Sohlreibung kann näherungsweise durch einen linearen Zusammenhang zur sohlnahen Schwebstoffkonzentration beschrieben werden.	170
13.1	Schematische Darstellung des Wechselwirkungspotenzials nach Lennard-Jones. Durch die Bilanz aus abstoßenden und anziehenden Kräften stellt sich ein Gleichgewichtsabstand zwischen den einzelnen Molekülen ein. Abgeändert nach Malcherek [2015b]	178

13.2	Die Darstellung drei grundlegender Modelle zur Beschreibung der elektrischen Doppelschicht, sowie deren Potenzialabfälle, abgeändert nach [Lauth u. Ko- walczyk, 2015]. Im linken Bild ist das Helmholtz-Modell, im mittleren Bild das Gouy-Chapman-Modell und im rechten Bild das Stern-Modell dargestellt 179
13.3	Die schematische Darstellung der Grenzschicht um ein Kolloid nach dem Bockris-Müller-Devanthan-Modell, abgeändert nach [Lauth u. Kowalczyk, 2015].180
13.4	Die Debye-Länge kennzeichnet den Wirkungsbereich der elektrokinetischen Doppelschicht. Die Doppelschicht verkleinert sich mit Zunahme der Ionen- konzentration und mit Zunahme der Temperatur
13.5	Die DLVO-Theorie beschreibt die Partikel-Partikel-Wechselwirkung als Summe der anziehenden und abstoßenden Potenziale
13.6	Auf mikroskopischen Aufnahmen von Schlick aus der Ems sind unterschiedli- che organische Bestandteile, wie Holzfasern und Kieselalgen erkennbar. In Bild (c) sind Kieselalgen aus der Sammlung <i>Kunstformen der Natur</i> von Haeckel [1904] dargestellt
13.7	In dieser konzeptionellen Skizze über die Tiefe eines geschichteten Gewässers ist ein Überblick der physikalischen und biologischen Prozesse zur Formation von Flüssigschlick gegeben
14.1	In Abbildung (a) werden die Viskositätskurven des erweiterten Worrall-Tuliani- Modells für die Parameter aus Malcherek u. Cha [2011] und eine fiktive Salz- zugabe dargestellt. Abbildung (b) beschreibt die dazugehörigen Fließkurven 190
14.2	Die Abbildung zeigt die gemessenen Fließkurven für jeweils einen Feststoffgehalt bei unterschiedlichen Salzgehalten und Salzarten. Abbildung (a) zeigt die Ergebnisse für $\phi = 0,1$, (b) für $\phi = 0,085$, (c) für $\phi = 0,07$ und (d) für $\phi = 0,05.193$
14.3	Die Fließkurven von Schlick aus dem Altmühlsee ohne Zugabe von Salz bei unterschiedlichen Feststoffgehalten geben Aufschluss über das Fließverhalten. Die Fließkurven wurden mit dem Worral-Tulliani-Modell modelliert 194
14.4	Die Fließkurven von Schlick aus dem Altmühlsee mit Zugabe von NaCl und MgCl ₂ unterschiedlicher Salinität wurden mit dem Worral-Tulliani-Modell mo- delliert. Die Abbildungen (a) und (b) zeigen die Ergebnisse für NaCl und die Abbildungen (c) und (d) für MgCl ₂
14.5	Die Fließgrenze τ_y von Schlick aus dem Altmühlsee ist in Abhängigkeit des volumetrischen Feststoffgehalts ϕ dargestellt. Die Fließgrenze wurde mit Hilfe des Worrall-Tuliani-Modells bestimmt

14.6	Neben der Fließgrenze beinhaltet das Worrall-Tuliani-Modell vier weitere Parameter: μ_{∞} (a), $\Delta \mu$ (c), c_{break} (b) und c_{floc} (d). Für μ_{∞} und $\Delta \mu$ ist kein eindeutiger Trend gegenüber ϕ , dem Salzgehalt und der Salzart erkennbar. Für die Flockenparameter c_{break} und c_{floc} (d) ist eine Stärkung der Flocken, insbesondere für MgCl ₂ mit 3 PSU, zu beobachten.	198
B.1	In dieser Abbildung sind die vertikalen \bar{u} -Geschwindigkeitsprofile für die neun Messpositionen M1 bis M9 und für die verschiedenen Durchflüsse $Q = 40 \text{ I/s}$, 50 I/s, $60 I/s$, $70 I/s$, $80 I/s$ und $90 I/s$ dargestellt. Im Vergleich sind die Mess- ergebnisse des Vectrino Profiler und der Vectrino ⁺ aufgetragen	211
B.2	In dieser Abbildung sind die vertikalen Profile der turbulenten kinetischen Energie für die neun Messpositionen M1 bis M9 und für die verschiedenen Durchflüsse $Q = 401/s$, $501/s$, $601/s$, $701/s$, $801/s$ und $901/s$ dargestellt. Im Vergleich sind die Messergebnisse des Vectrino Profiler und der Vectrino ⁺ aufgetragen.	212
C.1	In dieser Abbildung sind die vertikalen \bar{v} -Geschwindigkeitsprofile für die neun Messpositionen M1 bis M9 und für die verschiedenen Durchflüsse $Q = 40 \text{ I/s}$, 501/s 601/s 701/s 801/s und 901/s dargestellt	213
C.2	In dieser Abbildung sind die vertikalen \bar{w} -Geschwindigkeitsprofile für die neun Messpositionen M1 bis M9 und für die verschiedenen Durchflüsse $Q = 401/s$, 501/s, 601/s, 701/s, 801/s und 901/s dargestellt.	213
D.1	Während der Versuche in der Strömungsrinne wurde beobachtet, wie sich regelmäßige Sohlformen entlang der Messstrecke bildeten.	215
F.1	Die Abbildung zeigt die gemessenen Viskositätskurven für jeweils einen Fest- stoffgehalt bei unterschiedlichen Salzgehalten und Salzarten. Abbildung (a) zeigt die Ergebnisse für $\phi = 0,1$, Abbildung (b) für $\phi = 0,085$, Abbildung (c) für $\phi = 0,07$ und Abbildung (d) für $\phi = 0,05$.	222

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Tabellenverzeichnis

3.1	Die Trockendichtebestimmung der Emsproben aus den Jahren 2008 und 2015 wurde in einem Gaspyknometer (Pycnomatic ATC) durchgeführt. Die Zusam- mensetzung der mineralischen Bestandteile des im Jahr 2015 entnommenen Schlicks aus der Ems wurde mittels Röntgenspektroskopie gemessen.	18
3.2	Auflistung der Trockendichten und der Glühverluste der Sedimentproben vom Altmühlsee	22
4.1	Vergleich verschiedener 1DV-Modelle zur Simulation von Schlicksuspensionen: COSINUS (a); SAM-1DV (b); MudEstuary1DV (c).	29
5.2	Auflistung der empirischen Parameter der verschiedenen Modelle zur Bestim- mung der Sinkgeschwindigkeit.	53
8.1	Gegenüberstellung der charakteristischen Eigenschaften der Laborversuche von Wissmann u. Bruens [2000] (ExpWB) und Cellino [1998] (ExpC)	80
8.2	Überblick der charakteristischen Eigenschaften des Experiments <i>MudEstuary-</i> <i>Exp</i>	81
8.3	Übersicht zur Organisation und zum Ablauf der Messungen	92
9.1	Die unterschiedlichen Sedimente mit verschiedenen, mittleren Korndurchmes- sern, Feststoffdichten und Ungleichförmigkeitszahlen erfüllten die Bedingung der Rayleigh-Streuung.	97
9.2	Durch die sedimentologischen Eigenschaften der verschiedenen Sedimente wurden die Ur -Koeffizienten sowie die Materialparameter A und Υ bestimmt. Π_1 Π_2 und C_{ADV} sind die Annassungsparameter des Sonar-Modells und müs-	
	sen für jedes Sediment angepasst werden.	111
10.1	Vergleich der berechneten Sohlschubspannungsgeschwindigkeiten der Mess- durchläufe Q40 bis Q90 an der Messposition M1. Es werden die Ergebnisse der log-Profil-Methode und der TKE-Methode miteinander verglichen	131

11.1 11.2	Auflistung der durchgeführten Messungen und der jeweiligen hydraulischen Kennzahlen an der Messposition M1	136
	$M1. \ldots \ldots$	138
14.1	Überblick der durchgeführten Messungen und der Vorgabeparameter für die CSS-Messungen am Rheometer.	191
14.2	Bei der Anwendung des Worrall-Tuliani-Modells ergeben sich für die CSS- Messungen mit Schlick aus dem Altmühlsee die verschiedenen Werte der fünf	106
		190
A.1	Nummerierungen und Koordinaten der Entnahmestellen an der Unteren Ems, sowie die mittleren Korndurchmesser der Schlickproben.	209
A.2	Nummerierungen, Bezeichnungen und Koordinaten der Entnahmestellen am Altmühlsee	210
F.1	Die Qualitätsparameter R^2 (Bestimmtheitsmaß) und RMSE (Wurzel der Fehlerquadrate) der Anpassungsgeraden verdeutlichen die Übereinstimmung zwischen den Messungen und dem angepassten Worrall-Tuliani-Modell.	221

Literaturverzeichnis

- [DIN 2013] DIN EN ISO 14688-1:2013-12 Geotechnische Erkundung und Untersuchung
 Benennung, Beschreibung und Klassifizierung von Boden Teil 1: Benennung und Beschreibung (ISO 14688-1:2002 + Amd 1:2013); Deutsche Fassung EN ISO 14688-1:2002
 + A1:2013. 2013
- [Absi u. a. 2011] ABSI, R. ; MARCHANDON, S. ; LAVARDE, M.: Turbulent diffusion of suspended particles: analysis of the turbulent Schmidt number. In: *Defect and Diffusion Forum* Bd. 312 Trans Tech Publ, 2011, S. 794–799
- [Adekomaya 2013] ADEKOMAYA, O. A.: Experimental analysis of the effect of magnesium saltwater influx on the behaviour of drilling fluids. In: *Journal of Petroleum Exploration* and Production Technology 3 (2013), S. 61–67. – ISSN 2190–0558
- [Ali u. Lemckert 2009] ALI, A. ; LEMCKERT, C. J.: A traversing system to measure bottom boundary layer hydraulic properties. In: *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 83 (2009), Nr. 4, S. 425–433
- [Bagherimiyab u. Lemmin 2013] BAGHERIMIYAB, F.; LEMMIN, U.: Shear velocity estimates in rough-bed open-channel flow. In: *Earth Surface Processes and Landforms* 38 (2013), Nr. 14, S. 1714–1724
- [Baglietto u. Ninokata 2003] BAGLIETTO, E. ; NINOKATA, H.: Selection of an Appropriate Turbulence Modeling in a CFD code for an Ultra-long Life Core for the IRIS Reactor. In: *Proceedings of the GENES4/ANP2003 Conference, Kyoto, Japan*, 2003
- [Becker u. a. 2018] BECKER, M. ; MAUSHAKE, C. ; WINTER, C.: Observations of Mud-Induced Periodic Stratification in a Hyperturbid Estuary. In: *Geophysical Research Letters* 45 (2018), S. 5461–5469. – ISSN 0094–8276
- [Berlamont u. a. 1993] BERLAMONT, J.; OCKENDEN, M.; TOORMAN, E.; WINTERWERP, J.: The characterisation of cohesive sediment properties. In: *Coastal Engineering* 21 (1993), Nr. 1, S. 105–128

- [Best u. a. 1997] BEST, J.; BENNET, S.; BRIDGE, J.; LEEDER, M.: Turbulence Modulation and Particle Velocities over Flat Sand Beds at Low Transport Rates. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 123 (1997), Nr. 12, S. 1118–1129
- [Bi u. Toorman 2015] BI, Q. ; TOORMAN, E. A.: Mixed-sediment transport modelling in Scheldt Estuary with a physics-based bottom friction law. In: Ocean Dynamics 65 (2015), Nr. 4, S. 555–587
- [Biron u. a. 2004] BIRON, P. M. ; ROBSON, C. ; LAPOINTE, M. F. ; GASKIN, S. J.: Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields. In: *Earth Surface Processes and Landforms* 29 (2004), Nr. 11, S. 1403–1415
- [Booij 1994] BOOIJ, R.: Measurements of the Flow Field in a Rotating Annular Flume / Delft University of Technology. 1994. Report No. 94-2
- [Borgsmüller u. a. 2016] BORGSMÜLLER, C. ; BAULIG, Y. ; QUICK, I.: Application of the hydromorphological assessment framework Valmorph to evaluate the changes in suspended sediment distribution in the Ems estuary. In: SILKE WIEPRECHT, STEFAN HAUN, KAROLIN WEBER, MARKUS NOACK, KRISTINA TERHEIDEN (Hrsg.): *River Sedimentation*, 2016
- [Bos u. a. 2012] BOS, D. ; GÜTTGER, H. ; ESSELINK, P. ; JAGER, Z. ; JONGE, V. de ; KRUCKENBERG, H. ; MAREN, B. van ; SCHUCHARDT, B.: The ecological state of the Ems estuary and options for restoration. Altenburg & Wymenga, 2012. – Rapport 1759
- [de Brouwer u. a. 2005] BROUWER, J. F. C. ; WOLFSTEIN, K. ; RUDDY, G. K. ; JONES, T. E. R. ; STAL, L. J.: Biogenic Stabilization of Intertidal Sediments: The Importance of Extracellular Polymeric Substances Produced by Benthic Diatoms. In: *Microbial Ecology* 49 (2005), Nr. 4, S. 501–512
- [Bruens 2003] BRUENS, A.: Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering -Entraining Mud Suspensions, Delft University of Technology, Report No. 03-1, 2003
- [Burton u. Liss 1976] BURTON, J. D. ; LISS, P. S.: *Estuarine Chemistry*. Academic Pr, 1976. ISBN 0–12–147350–3
- [Castro-Orgaz u. a. 2012] CASTRO-ORGAZ, O. ; GIRÁLDEZ, J. V. ; MATEOS, L. ; DEY, S.: Is the von Karman constant affected by sediment suspension? In: *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* 117 (2012), Nr. F4
- [Casulli 1997] CASULLI, V.: Numerical simulation of three-dimensional free surface flow in isopycnal coordinates. In: International Journal for Numerical Methods in Fluids 25 (1997), Nr. 6, S. 645–658

- [Cellino 1998] CELLINO, M.: *Experimental study of suspension flow in open channels*, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, Diss., 1998
- [Chassagne u. a. 2009] CHASSAGNE, C. ; MIETTA, F. ; WINTERWERP, J. C.: Electrokinetic study of kaolinite suspensions. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 336 (2009), Nr. 1, S. 352–359
- [Chernetsky 2012] CHERNETSKY, A.: *Trapping of sediment in tidal estuaries*, Technische Universiteit Delft, Diss., 2012
- [Claus u. Konermann 2014] CLAUS, B. ; KONERMANN, V. ; T. KÖBERICH (WWF) (Hrsg.): *Ems-Ästuar 2030 Ein Masterplan für die Ems*. 2014
- [Coleman 1981] COLEMAN, N. L.: Velocity Profiles with Suspended Sediment. In: Journal of Hydraulic Research 19 (1981), Nr. 3, S. 211 229
- [Coussot 1997] COUSSOT, P.: Mudflow Rheology and Dynamics. Balkema, 1997. ISBN 9781351429887
- [Daller 2018] DALLER, T. ; SÜDDEUTSCHE ZEITUNG SZ.DE (Hrsg.): Schlamm mit Risikopotenzial. http://www.sueddeutsche.de/muenchen/ erding/wegen-hochwassergefahr-schlamm-mit-risikopotenzial-1.3901538. Version: 2018
- [Decrop u. a. 2015] DECROP, B. ; MULDER, T. de ; TOORMAN, E. ; SAS, M.: New methods for ADV measurements of turbulent sediment fluxes–application to a fine sediment plume. In: Journal of Hydraulic Research 53 (2015), Nr. 3, S. 317–331
- [Defew u. a. 2002] DEFEW, E. C. ; TOLHURST, T. J. ; PATERSON, D. M.: Site-specific features influence sediment stability of intertidal flats. In: *Hydrology and Earth System Sciences* 6 (2002), S. 971–982. – ISSN 1607–7938
- [Deines 1999] DEINES, K. L.: Backscatter estimation using Broadband acoustic Doppler current profilers. In: Proceedings of the IEEE Sixth Working Conference on Current Measurement (Cat. No.99CH36331), IEEE, 1999
- [Doroudian u. a. 2010] DOROUDIAN, B. ; BAGHERIMIYAB, F. ; LEMMIN, U.: Improving the accuracy of four-receiver acoustic Doppler velocimeter (ADV) measurements in turbulent boundary layer flows. In: *Limnology and Oceanography: Methods* 8 (2010), Nr. 11, S. 575–591
- [Dronkers u. van Leussen 2012] DRONKERS, J. ; LEUSSEN, W. van: *Physical Processes in Estuaries*. Springer Science & Business Media, 2012. ISBN 978–3–642–73691–9

- [Dyer u. Manning 1999] DYER, K. R. ; MANNING, A. J.: Observation of the size, settling velocity and effective density of flocs, and their fractal dimensions. In: *Journal of Sea Research* 41 (1999), Nr. 1, S. 87–95
- [Faas u. Wartel 2006] FAAS, R. W. ; WARTEL, S. I.: Rheological properties of sediment suspensions from Eckernforde and Kieler Forde Bays, Western Baltic Sea. In: International Journal of Sediment Research 21 (2006), Nr. 1, S. 24
- [Fettweis 2015] FETTWEIS, M.: SPM dynamics at the marine limit of influence of the Schelde Estuary. 2015. Oral presentation at the Ems Schelde workshop 2015 (Delmenhorst)
- [Flack u. Schultz 2014] FLACK, K. A.; SCHULTZ, M. P.: Roughness effects on wall-bounded turbulent flows. In: *Physics of Fluids* 26 (2014), Nr. 10, S. 17
- [Fugate u. Friedrichs 2002] FUGATE, D. C. ; FRIEDRICHS, C. T.: Determining concentration and fall velocity of estuarine particle populations using ADV, OBS and LISST. In: *Continental Shelf Research* 22 (2002), Nr. 11, S. 1867–1886
- [George 2013] GEORGE, W. K.: Lectures in Turbulence for the 21st Century / Chalmers University of Technology. 2013. Vorlesungsskript
- [Goring u. Nikora 2002] GORING, D. G. ; NIKORA, V. I.: Despiking acoustic Doppler velocimeter data. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 128 (2002), Nr. 1, S. 117–126
- [Guerrero u. a. 2017] GUERRERO, M. ; RÜTHER, N. ; HAUN, S. ; BARANYA, S.: A combined use of acoustic and optical devices to investigate suspended sediment in rivers. In: *Advances in Water Resources* 102 (2017), S. 1–12
- [Guerrero u. a. 2013] GUERRERO, M. ; SZUPIANY, R. N. ; LATOSINSKI, F.: Multi-frequency acoustics for suspended sediment studies: an application in the Parana River. In: *Journal of Hydraulic Research* 51 (2013), Nr. 6, S. 696–707
- [Ha u. a. 2009] HA, H. K. ; HSU, W.-Y. ; MAA, J. P.-Y. ; SHAO, Y. Y. ; HOLLAND, C. W.: Using ADV backscatter strength for measuring suspended cohesive sediment concentration. In: *Continental Shelf Research* 29 (2009), Nr. 10, S. 1310–1316
- [Habermann u. Wurpts 2008] HABERMANN, C. ; WURPTS, A.: Occurrence, behaviour and physical properties of fluid mud. In: *Proceedings des Chinese-German Joint Symposium on Hydraulic and Ocean Engineering (JOINT2008), Darmstadt*, 2008
- [Haeckel 1904] HAECKEL, E. H. P. A.: Navicula bullata & Triceratium robertsianum. In: *Kunstformen der Natur*. Leipzig : Bibliographisches Inst., 1904

- [Hall 2014] HALL, Christopher L.: A model of fluid mud transport, Mississippi State University, Diss., 2014
- [Harten u. Vollmers 1978] HARTEN, H. ; VOLLMERS, H.: Die Ästuarien der deutschen Nordseeküste. In: Die Küste, 32 Die Geschichte des deutschen Küstengebietes-The History of the German Coastal Area (1978), Nr. 32, S. 50–65
- [Hassiba u. Amani 2012] HASSIBA, K. J.; AMANI, M.: The effect of salinity on the rheological properties of water based mud under high pressures and high temperatures for drilling offshore and deep wells. In: *Earth Science Research* 2 (2012), Nr. 1, S. 175
- [Hoitink u. Hoekstra 2005] HOITINK, A. J. F. ; HOEKSTRA, P.: Observations of Suspended Sediment from ADCP and OBS Measurements in a Mud-dominated Environment. In: *Coastal Engineering* 52 (2005), Nr. 2, S. 103–118
- [Hopkins 2015] HOPKINS, P. F.: A new class of accurate, mesh-free hydrodynamic simulation methods. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 450 (2015), apr, Nr. 1, S. 53–110
- [Hsu u. Liu 2004] Hsu, T.-J. ; LIU, P. L.-F.: Toward modeling turbulent suspension of sand in the nearshore. In: *Journal of Geophysical Research* 109 (2004), Nr. C6, S. 14
- [Hsu u. a. 2007] HSU, T.-J. ; TRAYKOVSKI, P. A. ; KINEKE, G. C.: On modeling boundary layer and gravity-driven fluid mud transport. In: *Journal of Geophysical Research* 112 (2007), Nr. C4, S. 14
- [Hurther u. Lemmin 2001] HURTHER, D. ; LEMMIN, U.: A correction method for turbulence measurements with a 3D acoustic Doppler velocity profiler. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 18 (2001), Nr. 3, S. 446–458
- [Hurther u. a. 2011] HURTHER, D. ; THORNE, P. D. ; BRICAULT, M. ; LEMMIN, U. ; BARNOUD, J.-M.: A multi-frequency Acoustic Concentration and Velocity Profiler (ACVP) for boundary layer measurements of fine-scale flow and sediment transport processes. In: *Coastal Engineering* (2011), S. 594–605
- [Inglis u. Allen 1957] INGLIS, C. C. ; ALLEN, F. H.: Maritime Paper No. 38: The Regimen of the Thames Estuary as Affected by Currents, Salinities, and River Flow. In: *Proceedings* of the Institution of Civil Engineers 7 (1957), Nr. 4, S. 827–868
- [Islam u. Zhu 2013] ISLAM, M. R.; ZHU, D. Z.: Kernel density-based algorithm for despiking ADV data. In: Journal of Hydraulic Engineering 139 (2013), Nr. 7, S. 785–793

- [Ivey u. Imberger 1991] IVEY, G. N. ; IMBERGER, J.: On the nature of turbulence in a stratified fluid. Part I: The energetics of mixing. In: *Journal of Physical Oceanography* 21 (1991), Nr. 5, S. 650–658
- [Jay u. a. 1999] JAY, D. A.; ORTON, P.; KAY, D. J.; FAIN, A.; BAPTISTA, A. M.: Acoustic determination of sediment concentrations, settling velocities, horizontal transports and vertical fluxes in estuaries. In: *Proceedings of the IEEE Sixth Working Conference on Current Measurement, 1999* IEEE, 1999, S. 258–263
- [de Jonge 2010] JONGE, V. N.: Governance & Management Aspects of the Ems estuary -Contribution to the EU INTERREG project TIDE. Advice & Research of Estuarine Areas / AREA The Netherlands, 2010
- [de Jonge u. a. 2014] JONGE, V. N. ; SCHUTTELAARS, H. M. ; BEUSEKOM, J. E. E. ; TALKE, S. A. ; SWART, H. E.: The influence of channel deepening on estuarine turbidity levels and dynamics, as exemplified by the Ems Estuary. In: *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 139 (2014), S. 46–59
- [Keller 2017] KELLER, T.: Sedimentmanagement am Altmühlsee. In: DIRK CARSTENSEN, Prof. Dr.-Ing. habil. (Hrsg.): Nürnberger Wasserbau-Symposium 2017 Feststoffprozesse, Dichtungen und Gewässergestaltung, 2017
- [van Kessel u. a. 1996] KESSEL, T. van ; KRANENBURG, C. ; BATTJES, J. A.: Transport of fluid mud generated by waves on inclined beds. In: *Coastal Engineering Conference* Bd. 3 ASCE American Society of Civil Engineers, 1996, S. 3337–3348
- [van Kessel u. a. 2011] KESSEL, T. van ; WINTERWERP, J. C. ; PROOIJEN, B. van ; LEDDEN, M. van ; BORST, W.: Modelling the seasonal dynamics of SPM with a simple algorithm for the buffering of fines in a sandy seabed. In: *Continental Shelf Research* 31 (2011), Nr. 10, S. 124–134
- [Kim u. Voulgaris 2003] KIM, Y. H. ; VOULGARIS, G.: Estimation of suspended sediment concentration in estuarine environments using acoustic backscatter from an ADCP. In: *Proceedings of the Fifth International Conference on Coastal Sediments* Citeseer, 2003
- [Kirby u. Parker 1983] KIRBY, R. ; PARKER, W. R.: Distribution and behavior of fine sediment in the Severn Estuary and Inner Bristol Channel, UK. In: *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences* 40 (1983), Nr. S1, S. 83–95
- [Knoch u. Malcherek 2011] KNOCH, D. ; MALCHEREK, A.: A numerical model for simulation of fluid mud with different rheological behaviors. In: Ocean Dynamics 61 (2011), Nr. 2-3, S. 245–256

- [Kotzé u. a. 2015] KOTZÉ, R ; HALDENWANG, R ; FESTER, V ; ROSSLE, W: In-line rheological characterisation of wastewater sludges using non-invasive ultrasound sensor technology. In: Water SA 41 (2015), Nr. 5, S. 683–690
- [Kranenburg 1999] KRANENBURG, C: Laminarisation in Flows of Concentrated Benthic Suspensions: Computations with a Low-Re Mixing-Length Model / TU Delft, Department of Hydraulic Engineering. 1999. Forschungsbericht
- [Krebs u. Weilbeer 2008] KREBS, M. ; WEILBEER, H.: Ems-Dollart Estuary. In: *Die Küste* 74 (2008), S. 252–262
- [Kuchta 2018] KUCHTA, T. (Hrsg.): *Masterplan Ems 2050*. Bd. *1*. Geschäftsstelle Masterplan Ems 2050 beim Amt für Regionale Landesentwicklung, 2018
- [Lagaly u. a. 1997] LAGALY, G. ; SCHULZ, O. ; ZIMEHL, R.: Dispersionen und Emulsionen: eine Einführung in die Kolloidik feinverteilter Stoffe einschließlich der Tonminerale. Springer-Verlag, 1997. – ISBN 978–3–7985–1087–6
- [Launder u. Sharma 1974] LAUNDER, B. ; SHARMA, B. I.: Application of the energydissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 1 (1974), Nr. 2, S. 131–137
- [Lauth u. Kowalczyk 2015] LAUTH, G. J. ; KOWALCZYK, J.: *Einführung in die Physik und Chemie der Grenzflächen und Kolloide*. Springer, 2015. ISBN 978–3–662–47017–6
- [Le Hir u. a. 2001] LE HIR, P. ; BASSOULLET, P. ; JESTIN, H.: Application of the continuous modeling concept to simulate high-concentration suspended sediment in a macrotidal estuary. In: *Proceedings in Marine Science* 3 (2001), S. 229–247
- [Le Normant 2000] LE NORMANT, C: Three-dimensional modelling of cohesive sediment transport in the Loire estuary. In: *Hydrological Processes* 14 (2000), Nr. 13, S. 2231–2243
- [Le Normant u. a. 1993] LE NORMANT, C ; LEPEINTRE, F ; TEISSON, C ; MALCHEREK, A ; MARKOFSKY, M ; ZIELKE, W: Three dimensional modelling of estuarine processes / MAST Days and Euromar Market. 1993. – Forschungsbericht
- [LeHir u. Cayocca 2002] LEHIR, P. ; CAYOCCA, F.: 3D application of the continuous modelling concept to mud slides in open seas. In: *Fine Sediment Dynamics in the Marine Environment*. Elsevier, 2002, S. 545–562
- [Lekkerkerker u. Tuinier 2011] LEKKERKERKER, H. N. W.; TUINIER, R.: Colloids and the depletion interaction. Bd. 833. Springer, 2011. ISBN 978–94–007–1222–5

- [Lerch u. a. 2009] LERCH, R. ; SESSLER, G. ; WOLF, D.: Technische Akustik: Grundlagen und Anwendungen. Springer-Verlag, 2009. – ISBN 978–3–540–23430–2
- [Li u. Gust 2000] LI, M. Z. ; GUST, G.: Boundary layer dynamics and drag reduction in flows of high cohesive sediment suspensions. In: *Sedimentology* 47 (2000), Nr. 1, S. 71–86
- [Lobovsky u. Kren 2007] LOBOVSKY, L. ; KREN, J.: Smoothed particle hydrodynamics modelling of fluids and solids. In: Applied and Computational Mechanics (2007), Nr. 1, S. 521 – 530
- [Lohrmann 2001] LOHRMANN, A. ; NORTEK (Hrsg.): Monitoring sediment concentration with acoustic backscattering instruments Nortek Technical Note. 2001
- [Lohrmann u. a. 1994] LOHRMANN, A. ; CABRERA, R. ; KRAUS, N. C.: Acoustic-Doppler Velocimeter (ADV) for Laboratory Use. In: DIVISION/ASCE, Hydraulics (Hrsg.): Proceedings of Fundamentals and Advancements in Hydraulic Measurements and Experiments, 1994, S. 351–365
- [Lund 1979] LUND, J. W. G.: The biology of diatoms. In: *Limnology and Oceanography* 24 (1979), Nr. 1, S. 200–200
- [Lurton 2010] LURTON, X.: An introduction to underwater acoustics: principles and applications. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. – ISBN 978–3–540–78480–7
- [Malcherek 2010] MALCHEREK, A.: Zur Beschreibung der rheologischen Eigenschaften von Flüssigschlicken. In: *Die Küste* 77 (2010), S. 135–178
- [Malcherek 2015a] MALCHEREK, A.: Fließgewässer Hydromechanik und Wasserbau / Institut für Wasserwesen, Universität der Bundeswehr München. Neubiberg, 2015 (Version 3.0). – Vorlesungsskript
- [Malcherek 2015b] MALCHEREK, A.: Hydraulik und Wasserbau / Institut für Wasserwesen, Universität der Bundeswehr München. Neubiberg, 2015 (Version 3.0). – Vorlesungsskript
- [Malcherek 2016a] MALCHEREK, A.: Hydrodynamik für Bauingenieure / Institut für Waserwesen, Universität der Bundeswehr München. 2016 (Version 6.5). – Vorlesungsskript
- [Malcherek 2016b] MALCHEREK, A.: Sedimenttransport und Morphodynamik / Institut für Waserwesen, Universität der Bundeswehr München. Neubiberg, 2016 (Version 2). Vorlesungsskript
- [Malcherek 2016c] MALCHEREK, A.: Vorlesung zum Thema Sohlschubspannung. 2016

[Malcherek 2017] MALCHEREK, A.: Vorlesung zum Thema Sinkgeschwindigkeit. 2017

- [Malcherek u. Cha 2011] MALCHEREK, A. ; CHA, H.: Zur Rheologie von Flüssigschlicken: Experimentelle Untersuchungen und theoretische Ansätze / Universität der Bundeswehr München, Institut für Wasserwesen. 2011. – Forschungsbericht
- [Malcherek u. a. 1996] MALCHEREK, A. ; MARKOFSKY, M. ; ZIELKE, W. ; PELTIER, E. ; NORMANT, C. L. ; TEISSON, C. ; CORNELISSE, J. ; MOLINARO, P. ; CORTI, S. ; GREGO, G.: Three Dimensional Numerical Modelling of Cohesive Sediment Transport Processes in Estuarine Environments. 1996. – Final Report to the EC Contract MAS2-CT92-0013
- [Mardanow 2016] MARDANOW, P. ; ONETZ WIR.LEBEN.OBERPFALZ. (Hrsg.): Absenken der Vorsperre am Eixendorfer Stausee sorgt für Empörung - Schlamm spült großen Ärger an. http://www.onetz.de/neunburg-vorm-wald/vermischtes/ absenken-der-vorsperre-am-eixendorfer-stausee-sorgt-fuer-empoerung\ -schlamm-spuelt-grossen-aerger-an-d1697853.html. Version: 2016
- [van Maren u. a. 2015] MAREN, D. S. ; KESSEL, T. van ; CRONIN, K. ; SITTONI, L.: The impact of channel deepening and dredging on estuarine sediment concentration. In: *Continental Shelf Research* 95 (2015), S. 1–14
- [McAnally u. a. 2007] MCANALLY, W. H. ; FRIEDRICHS, C. ; HAMILTON, D. ; HAYTER, E. ; SHRESTHA, P. ; RODRIGUEZ, H. ; SHEREMET, A. ; TEETER, A.: Management of Fluid Mud in Estuaries, Bays, and Lakes. I: Present State of Understanding on Character and Behavior. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 133 (2007), Nr. 1, S. 9–22. – ISSN 1943–7900
- [Medwin u. Clay 1997] MEDWIN, H. ; CLAY, Clarence S.: Fundamentals of acoustical oceanography. Academic Press, 1997. – ISBN 978–0124875708
- [Mehta u. McAnally 2002] MEHTA, A.J. ; MCANALLY, W.H.: Fine-grained cohesive sediment transport. In: AMERICAN SOCIETY OF CIVIL ENGINEERS (Hrsg.): Sedimentation Engineering Bd. 54. 2002
- [Meschede 2010] MESCHEDE, D. ; MESCHEDE, Dieter (Hrsg.): Gerthsen Physik. Springer Berlin Heidelberg, 2010. ISBN 978–3–642–12893–6
- [Meyer Werft 2016] MEYER WERFT: Meyer Werft. http://www.meyerwerft.de/de/ meyerwerft_de/index.jsp. Version: 2016
- [Mezger 2014] MEZGER, T. G.: Angewandte Rheologie Mit Joe Flow auf der Rheologie-Straße. 1. Auflage. Anton Paar GmbH, 2014. – ISBN 978–3200036529
- [Mietta u. a. 2009a] MIETTA, F. ; CHASSAGNE, C. ; MANNING, A. J. ; WINTERWERP, J. C.: Influence of shear rate, organic matter content, pH and salinity on mud flocculation. In: Ocean Dynamics 59 (2009), S. 751–763. – ISSN 1616–7341

- [Mietta u. a. 2009b] MIETTA, F. ; CHASSAGNE, C. ; WINTERWERP, J. C.: Shear-induced flocculation of a suspension of kaolinite as function of pH and salt concentration. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 336 (2009), Nr. 1, S. 134–141
- [Migniot 1968] MIGNIOT, C.: A study of the physical properties of various very fine sediments and their behaviour under hydrodynamic action. In: *Canadian Translation of Fisheries and Aquatic Sciences* (1968), Nr. 4624, S. 44. ISSN 0704–3716
- [Millero u. a. 2008] MILLERO, F. J. ; FEISTEL, R. ; WRIGHT, D. G. ; MCDOUGALL, T. J.: The composition of Standard Seawater and the definition of the Reference-Composition Salinity Scale. In: *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 55 (2008), Nr. 1, S. 50–72
- [Naulin u. Juerges 2014] NAULIN, M. ; JUERGES, J.: Die Unterems im Fokus Ursachen der Verschlickung und mögliche Gegenmaßnahmen. In: *BAWAktuell* (2014)
- [Naulin u. a. 2018] NAULIN, M.; MALCHEREK, A.; CHMIEL, O.; RAHLF, H.; BENNDORF, J.: MudEstuary Die Beeinflussung der Dynamik der Tideästuare durch Flüssigschlick. In: KFKI (Hrsg.): 23. KFKI Seminar 2018, 2018
- [Nezu 1977] NEZU, I.: Turbulent structure in open-channel flows / Kyoto University. 1977. Diss.
- [Nezu u. Nakagawa 1993] NEZU, I. ; NAKAGAWA, H.: Turbulence in Open-Channel Flows. Bd. 269. A. A. Balkema - CRC Press, Taylor and Francis Group, 1993. – ISBN 9054101180
- [Nezu u. Rodi 1986] NEZU, I. ; RODI, W.: Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 112 (1986), Nr. 5, S. 335–355
- [Nichols 1985] NICHOLS, M. M.: Fluid mud accumulation processes in an estuary. In: *Geo-Marine Letters* 4 (1985), Nr. 3-4, S. 171–176
- [Niedersachsen 2016] NIEDERSACHSEN. NDR1 ; NIEDERSACHSEN, NDR1 Ems ist Schlusslicht den Flussgebieten. (Hrsg.): unter http: //www.ndr.de/nachrichten/niedersachsen/osnabrueck emsland/ Ems-ist-Schlusslicht-unter-den-Flussgebieten, ems276.html. Version: 2016
- [Niedersächsisches Ministerium für Umwelt, Energie und Klimaschutz 2015] NIEDERSÄCH-SISCHES MINISTERIUM FÜR UMWELT, ENERGIE UND KLIMASCHUTZ: Vertrag zum Masterplan Ems 2050. 2015
- [NLWKN 2014] NLWKN ; NIEDERSÄCHSISCHER LANDESBETRIEB FÜR WASSERWIRT-SCHAFT, KÜSTEN- UND NATURSCHUTZ (Hrsg.): Das Emssperrwerk - Mehrzweck-Wasserbauwerk an der Unterems. 2014

- [Nortek 2004] NORTEK: VECTRINO velocimeter user guide (Rev. C) / Nortek AS. Norway, 2004. Bedienungsanleitung
- [Nortek 2012] NORTEK: Vectrino II A profiling bi-static acoustic velocimeter / Nortek AS. 2012. Bedienungsanleitung
- [Nortek 2015] NORTEK: Comprehensive Manual / Nortek AS. 2015. Bedienungsanleitung
- [O'Brien 1977] O'BRIEN, R.W.: Shear Induced Coagulation. In: *Fluid Mechanics Conference, Adelaide, Australia*, 1977
- [Ockenden u. Delo 1991] OCKENDEN, M. C. ; DELO, E. A.: Laboratory testing of muds. In: *Geo-Marine letters* 11 (1991), Nr. 3-4, S. 138–142
- [Odd u. Cooper 1989] ODD, N. V. M. ; COOPER, A. J.: A Two-Dimensional Model of the Movement of Fluid Mud in a High Energy Turbid Estuary. In: *Journal of Coastal Research* Special Issue No. 5 (1989), S. 185–194
- [Queiroz de Oliveira u. a. 2015] OLIVEIRA, G. Queiroz d. ; KULISCH, H. ; FISCHER, J.-T. ; SCHEIDL, C. ; PUDASAINI, S. P.: Traking of Laboratory Debris Flow Fronts with Image Analysis. In: EGU General Assembly Conference Abstracts Bd. 17, 2015, S. 11730
- [Ostwald 1909] OSTWALD, W.: *Grundriss der Kolloidchemie*. Verlag von Theodor Steinkopff, 1909
- [Païdoussis u. a. 2010] PAïdoussis, M. P. ; PRICE, S. J. ; DE LANGRE, E.: Fluid-structure interactions: cross-flow-induced instabilities. Cambridge University Press, 2010. – ISBN 9781107652958
- [Papenmeier u. a. 2012] PAPENMEIER, S. ; SCHROTTKE, K. ; BARTHOLOMÄ, A. ; FLEM-MING, B. W.: Sedimentological and rheological properties of the water-solid bed interface in the Weser and Ems estuaries, North Sea, Germany: implications for fluid mud classification. In: *Journal of Coastal Research* 29 (2012), Nr. 4, S. 797–808
- [Parsons u. a. 2001] PARSONS, J. D. ; WHIPPLE, K. X. ; SIMONI, A.: Experimental study of the grain-flow, fluid-mud transition in debris flows. In: *The Journal of Geology* 109 (2001), Nr. 4, S. 427–447
- [Pedocchi u. a. 2013] PEDOCCHI, F. ; MOSQUERA, R. ; GROPOSO, V.: Liquefaction of cohesive sediments by waves, experiments. In: Book Of Abstracts - INTERCOH 2013 (Gainesville, Florida), 2013
- [Penner u. Lagaly 2001] PENNER, D. ; LAGALY, G.: Influence of anions on the rheological properties pf clay mineral dispersions. In: *Applied Clay Science* 19 (2001), S. 131 142

- [Pope u. a. 2006] POPE, N. D. ; WIDDOWS, J. ; BRINSLEY, M. D.: Estimation of bed shear stress using the turbulent kinetic energy approach-a comparison of annular flume and field data. In: *Continental Shelf Research* 26 (2006), Nr. 8, S. 959–970
- [Prandtl 1905] PRANDTL, L.: Über Flüssigkeitsbwegung bei sehr kleiner Reibung. In: Verhandlungen des III. Internationalen Mathematiker-Kongresses, Heidelberg, 1904 (1905), S. 494 – 491
- [Quarzwerke Gruppe 2017] QUARZWERKE GRUPPE: Herstellung von Quarzmehl Persönliche Kommunikation. 2017
- [Raheem u. Vipulanandan 2015] RAHEEM, A ; VIPULANANDAN, C: Effect of Salt Contamination on the Rheological Properties and Electrical Resistivity of Bentonite and Kaolinite Drilling Muds. In: THC-IT-2015 Conference and Exhibition, 2015
- [Rao 2013] RAO, M. A.: *Rheology of Fluid, Semisolid, and Solid Foods*. Springer US, 2013. ISBN 1461492297
- [Revil-Baudard u. a. 2015] REVIL-BAUDARD, T. ; CHAUCHAT, J. ; HURTHER, D. ; BAR-RAUD, P.-A.: Investigation of sheet-flow processes based on novel acoustic high-resolution velocity and concentration measurements. In: *Journal of Fluid Mechanics* 767 (2015), S. 1–30
- [Richardson u. Zaki 1954] RICHARDSON, J. F. ; ZAKI, W. N.: Sedimentation and Fluidization, Part I. In: *Trans. Inst. Chem. Eng* 32 (1954), S. 35–53
- [Riethmüller u. a. 2000] RIETHMÜLLER, R. ; HEINEKE, M. ; KÜHL, H. ; KEUKER-RÜDIGER, R.: Chlorophyll a concentration as an index of sediment surface stabilisation by microphytobenthos? In: Continental Shelf Research 20 (2000), Nr. 10-11, S. 1351–1372
- [van Rijn 1993] RIJN, L. C. ; AQUA PUBLICATIONS (Hrsg.): Principles Of Sediment Transport In Rivers, Estuaries and Coastal Seas. 1993. – ISBN 9080035629
- [Roland u. a. 2012] ROLAND, A. ; FERRARIN, C. ; BELLAFIORE, D. ; ZHANG, Y. J. ; SI-KRIC, M. D. ; ZANKE, U. ; UMGIESSER, G.: Über Strömungsmodelle auf unstrukturierten Gitternetzen zur Simulation der Dynamik von Flüssigschlick. In: *Die Küste* 79 (2012), S. 53–81
- [Røstad 2016] RØSTAD, J.; NORTEK AS KNOWLEDGE CENTER (Hrsg.): Amplitude and correlation calculations for Vectrino II. http://www.nortek-as.com/en/ knowledge-center/forum/vectrinoii/864427573. Version: 2016

- [Salehi u. Strom 2011] SALEHI, M. ; STROM, K.: Using Velocimeter Signal to Noise Ratio as a Surrogate Measure of Suspended Mud Concentration. In: *Continental Shelf Research* 31 (2011), Nr. 9, S. 1020–1032
- [Sami 2016] SAMI, N. A.: Effect of magnesium salt contamination on the behavior of drilling fluids. In: Egyptian Journal of Petroleum 25 (2016), S. 453–458. – ISSN 1110–0621
- [Schlichting u. Gersten 2016] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: Fundamentals of Boundary-Layer Theory. In: *Boundary-Layer Theory*. Springer Berlin Heidelberg, 2016, S. 29–49
- [Schrottke 2006] SCHROTTKE, K.: Dynamik fluider Schlicke im Weser und Ems-Ästuar -Untersuchung und Analysen zum Prozessverständnis. In: *BAW/BfG Kolloqium* (2006)
- [Schultz u. Flack 2007] SCHULTZ, M. P. ; FLACK, K. A.: The rough-wall turbulent boundary layer from the hydraulically smooth to the fully rough regime. In: *Journal of Fluid Mechanics* 580 (2007), S. 381
- [Sébastie u. Monnet 2015] SÉBASTIE, J. ; MONNET, P.: Rheological properties of cohesive sediments from Garonne Estuary. In: Book Of Abstracts - INTERCOH 2015 (Leuven, Belgium), 2015
- [Soltanpour u. a. 2017] SOLTANPOUR, M. ; JABBARI, M. H. ; SHIBAYAMA, T. ; HEJAZI, K. ; NISHIZAKI, S. ; TAKABATAKE, T.: Fluidization in consolidated mud beds under water waves. In: Book Of Abstracts - INTERCOH 2017 (Montevideo, Uruguay), 2017
- [Spicer u. Pratsinis 1996] SPICER, P. T. ; PRATSINIS, S. E.: Shear-induced flocculation: the evolution of floc structure and the shape of the size distribution at steady state. In: Water Research 30 (1996), Nr. 5, S. 1049–1056
- [Spork 1997] SPORK, V.: *Erosionsverhalten feiner Sedimente und ihre biogene Stabilisierung*, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Diss., 1997
- [Szyska 2017] SZYSKA, H. ; NEUE OSNABRÜCKER ZEITUNG (Hrsg.): Projekt des Masterplan 2050 - Drei Modelle für Tidesteuerung in der Ems entwickelt. https://www.noz.de/lokales/ostfriesland/artikel/971333/ drei-modelle-fuer-tidesteuerung-in-der-ems-entwickelt#gallery&0&1& 971333. Version: 2017
- [Takács u. a. 1991] TAKÁCS, I. ; PATRY, G. G. ; NOLASCO, D.: A dynamic model of the clarification-thickening process. In: *Water Research* 25 (1991), Nr. 10, S. 1263–1271
- [Tolhurst u. a. 2002] TOLHURST, T. J.; GUST, G.; PATERSON, D. M.: The influence of an extracellular polymeric substance (EPS) on cohesive sediment stability. In: *Fine Sediment Dynamics in the Marine Environment*. Elsevier, 2002, S. 409–425

- [Toorman 1995] TOORMAN, E. A.: Controlled rate concentric cylinder rheometry of estuarine mud suspensions. In: MAST G8M Coastal Morphodynamics Research Project Report (1995), Nr. HYD148
- [Toorman 2000a] TOORMAN, E. A.: Drag reduction in sediment-laden turbulent flow / Hydraulics laboratory - Katholieke Universiteit Leuven. 2000 (No HYD/ET./00/COSINUS5). – Forschungsbericht
- [Toorman 2000b] TOORMAN, E. A.: Parameterization of turbulence damping in sedimentladen flow / Hydraulics laboratory - Katholieke Universiteit Leuven. 2000 (No. HY-D/ET./00/COSINUS3). – Forschungsbericht
- [Toorman 2000c] TOORMAN, E. A.: Stratification in Fine-grained Sediment-laden Turbulent Flows. In: *Proc. 5th Int. Symp on Stratified Flows*. Vancouver, Canada, 2000
- [Toorman 2000d] TOORMAN, E. A.: Suspension capacity of uniform shear flows / Hydraulics laboratory - Katholieke Universiteit Leuven. 2000 (No HYD/ET./COSINUS4). – Forschungsbericht
- [Toorman 2002] TOORMAN, E. A.: Modelling of turbulent flow with suspended cohesive sediment. In: WINTERWERP, Johan C. (Hrsg.); KRANENBURG, Cees (Hrsg.): Fine Sediment Dynamics in the Marine Environment Bd. 5. Elsevier, 2002. – ISSN 1568–2692, S. 155–169
- [Toorman 2003a] TOORMAN, E. A.: Numerical modelling of sediment concentration effects on flow - WLH Colloquium. Vortrag, 2003
- [Toorman 2003b] TOORMAN, E. A.: On the Validity and Limits of Continuous-Phase Modelling of Sediment Transport in Estuaries and Coastal Zones. In: Sedimentation and Sediment Transport. Springer, 2003, S. 207–210
- [Toorman 2015] TOORMAN, E. A.: *Multiscale numerical modelling of mixed sediment morphodynamics.* Septmeber 2015. – Notes from oral presentation
- [Toorman u. Bi 2011] TOORMAN, E. A. ; BI, Q.: Dealing with benthic high-concentrated layers and fluid mud in cohesive sediment transport modeling. In: *Book Of Abstracts INTERCOH 2011 (Shanghai, China)*, 2011
- [Toorman u. Bi 2013] TOORMAN, E. A. ; BI, Q.: A practical model for drag modulation by suspended sediment with application to the Scheldt estuary. In: *Book Of Abstracts -INTERCOH 2013 (Gainesville, Florida)*, 2013

- [Toorman u. a. 2002] TOORMAN, E. A.; BRUENS, A. W.; KRANENBURG, C.; WINTER-WERP, J. C.: Interaction of suspended cohesive sediment and turbulence. In: WINTER-WERP, Johan C. (Hrsg.); KRANENBURG, Cees (Hrsg.): *Fine Sediment Dynamics in the Marine Environment* Bd. 5. Elsevier, 2002. – ISSN 1568–2692, S. 7 – 23
- [Uhlmann 1988] UHLMANN, D.: Hydrobiologie Ein Grundriß für Ingenieure und Naturwissenschaftler. 3. Gustav Fischer Verlag, 1988. – ISBN 3–437–30580–8
- [Uittenbogaard u. a. 1992] UITTENBOGAARD, R. E. ; VAN KESTER, J. T. M. ; STELLING, G. S.: Implementation of Three Turbulence Models in TRISULA for Rectangular Horizontal Grids: Including 2DV-testcases / Delft Hydraulics. 1992. – Forschungsbericht
- [Umweltbundesamt 2017] UMWELTBUNDESAMT ; UMWELTBUNDESAMT DESSAU-ROSSLAU (Hrsg.): *Gewässer in Deutschland: Zustand und Bewertung.* 2017
- [Urick 1948] URICK, R. J.: The absorption of sound in suspensions of irregular particles. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 20 (1948), Nr. 3, S. 283–289
- [Urick 1983] URICK, R. J.: Principles of Underwater Sound. McGraw-Hill, 1983. ISBN 0–07–066087–5
- [Vanoni 1940] VANONI, V. A.: Experiments on the transportation of suspended sediment by water, Diss., 1940
- [Villaret u. Davies 1995] VILLARET, C. ; DAVIES, A. G.: Modeling sediment-turbulent flow interactions. In: Applied Mechanics Reviews 48 (1995), Nr. 9, S. 601–609
- [Violeau u. a. 2002] VIOLEAU, D. ; BOURBAN, S. ; CHEVIET, C. ; MARKOFSKY, M. ; PETERSEN, O. ; ROBERTS, W. ; SPEARMAN, J. ; TOORMAN, E. ; VESTED, H.J. ; WEILBEER, H.: Numerical simulation of cohesive sediment transport: intercomparison of several numerical models. In: WINTERWERP, Johan C. (Hrsg.) ; KRANENBURG, Cees (Hrsg.): *Fine Sediment Dynamics in the Marine Environment* Bd. 5. Elsevier, 2002. – ISSN 1568–2692, S. 75–89
- [Violet 1988] VIOLET, P. L.: On the Numerical Modelling of Stratified Flows. In: JOB DRONKERS, WIM VAN LEUSSE (Hrsg.): *Physical Processes in Estuaries*. Springer-Verlag, 1988
- [Voulgaris u. Trowbridge 1998] VOULGARIS, G. ; TROWBRIDGE, J. H.: Evaluation of the acoustic Doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 15 (1998), Nr. 1, S. 272–289
- [Wehr 2012] WEHR, D.: An Isopycnal Numerical Model for the Simulation of Fluid Mud Dynamics, Universität der Bundeswehr München Institut für Wasserwesen, Diss., 2012

- [Whitehouse u. a. 2000] WHITEHOUSE, R. ; SOULSBY, R. ; ROBERTS, W. ; MITCHENER, H.: Dynamics of Estuarine Muds. Thomas Telford, 2000. ISBN 978–0727728647
- [Wilcox 1994] WILCOX, D. C.: *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., 1994. – ISBN 9780963605108
- [Winterwerp 1998] WINTERWERP, J. C.: A simple model for turbulence induced flocculation of cohesive sediment. In: *Journal of Hydraulic Research* 36 (1998), S. 309–326
- [Winterwerp 2001] WINTERWERP, J. C.: Stratification effects by cohesive and noncohesive sediment. In: *Journal of Geophysical Research* 106 (2001), Nr. C10, S. 22559–22574
- [Winterwerp 2002] WINTERWERP, J. C.: On the flocculation and settling velocity of estuarine mud. In: *Continental Shelf Research* 22 (2002), Nr. 9, S. 1339–1360
- [Winterwerp u. a. 2002a] WINTERWERP, J. C. ; BALE, A. J. ; CHRISTIE, M. C. ; DYER, K. R. ; JONES, S. ; LINTERN, D. G. ; MANNING, A. J. ; ROBERTS, W.: Flocculation and settling velocity of fine sediment. In: *Proceedings in Marine Science* 5 (2002), S. 25–40
- [Winterwerp u. a. 2002b] WINTERWERP, J. C. ; BRUENS, A. W. ; GRATIOT, N. ; KRANEN-BURG, C. ; MORY, M. ; TOORMAN, E. A.: Dynamics of concentrated benthic suspension layers. In: *Proceedings in Marine Science* 5 (2002), S. 41–55
- [Winterwerp u. a. 2009] WINTERWERP, J. C. ; LELY, M. ; HE, Q.: Sediment-induced buoyancy destruction and drag reduction in estuaries. In: *Ocean Dynamics* 59 (2009), Nr. 5, S. 781–791
- [Winterwerp u. a. 2017] WINTERWERP, J. C. ; VROOM, J. ; WANG, Z.-B. ; KREBS, M. ; HENDRIKS, E. C. M. ; MAREN, D. S. ; SCHROTTKE, K. ; BORGSMÜLLER, C. ; SCHÖL, A.: SPM response to tide and river flow in the hyper-turbid Ems River. In: Ocean Dynamics 67 (2017), Nr. 5, S. 559–583
- [Winterwerp 2004] WINTERWERP, W. G. M. J. C and van Kesteren K. J. C and van Kesteren ; LOON, T. van (Hrsg.): Introduction to the Physics of Cohesive Sediment Dynamics in the Marine Environment. Elsevier, 2004
- [Wissmann u. Bruens 2000] WISSMANN, J. ; BRUENS, A. W.: Experiments on the decay of turbulence due to density stratification. 2000. Forschungsbericht
- [Worrall u. Tuliani 1964] WORRALL, W. E. ; TULIANI, S.: Viscosity changes during the ageing of clay-water suspensions. In: *Trans. Brit. Ceramic Soc.* 63 (1964), S. 167–185
- [Wotton 2004] WOTTON, R. S.: The utiquity and many roles of exopolymers (EPS) in aquatic systems. In: *Scientia Marina* 68 (2004), Nr. S1, S. 13–21

- [Yang 2007] YANG, S.-Q.: Turbulent transfer mechanism in sediment-laden flow. In: *Journal* of Geophysical Research 112 (2007), Nr. F1
- [Zorndt u. a. 2017] ZORNDT, A. ; GRÜNLER, S. ; KÖSTERS, F. ; BECKER, M.: How settling velocity impacts modeled intratidal ssc patterns and residual sediment fluxes. In: Book of Abstracts - INTERCOH 2017 (Montevideo, Uruguay), 2017

Mitteilungen / Institut für Wasserwesen

Heft 1	Darstellung des Instituts für Wasserwesen an der Hochschule der Bundeswehr München, 1978	vergriffen
Heft 2	Ansprachen und Vorträge anlässlich der Inbetriebnahme der Laboratorien des Instituts für Wasserwesen an der Hochschule der Bundeswehr München, 1979	vergriffen
Heft 3	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1980	
Heft 4	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1980	
Heft 5	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1981	
Heft 6	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1982	vergriffen
Heft 7	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1982	vergriffen
Heft 8	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1983	vergriffen
Heft 9	Koch, K. Physikalisch-chemische Messung von Geruchsemissionen auf kommunalen Kläranlagen, 1983	vergriffen
Heft 10	Vogel, G. Instationäre Strömung von Wasser-Feststoff-Gemischen in Druckrohrleitungen, 1983	
Heft 11	Tätigkeitsbericht des Instituts für Wasserwesen, 1983	
Heft 12	Schrimpf, W. und Steinle, E. Untersuchung an horizontal durchströmten Sandfängen zur Verbesserung der Sandabscheidung und Vorreinigung kommunaler Abwässer, 1984	vergriffen
Heft 13	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1984	vergriffen
Heft 14	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1985	vergriffen
Heft 15	Koplitz-Weißgerber, G. Bewirtschaftung von Bewässerungssystemen in semiariden Regio	nen, 1985
Heft 16	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1986	
Heft 17	Keser, G. Der Einfluss der hydrologischen Unsicherheit auf die Versorgung durch Wasserkraftspeicher, 1986	
Heft 18	Färber, K. Stochastische Modelle zur Simulation des Transportes nicht kohäs Sedimente in offenen Gerinnen, 1987	siver
Heft 19	Vetter, M. Der Transport suspendierter Feststoffe in offenen Gerinnen, 1987	vergriffen
Heft 20	Schrimpf, W. Ein Beitrag zur Berechnung der Sedimentation von Feststoffen in horizontal durchströmten Sandfängen, 1987	

Heft 21	Färber, K. Stochastische Modelle der Bewegung suspendierter Partikel in turbulenter Strömung, 1987	
Heft 22	Steinle, E. Untersuchungen zur Energiebilanz konventioneller beheizter Faulbehälter - Konsequenzen für die Bemessung von Faulgasspeichern sowie Faulraumheizungen, 1987	
Heft 23	Hoffmann, H. Die Leistungsfähigkeit von Belebungsverfahren in Kaskadenschal	tung, 1987
Heft 24	Kaiser, K. und Teichmann, H. Vergleichende Geruchsmessungen auf Abwasserreinigungsanlag	<i>vergriffen</i> en, 1987
Heft 25	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1987	
Heft 26	Vetter, M. Gesamttransport von Sedimenten in offenen Gerinnen, 1988	
Heft 27	Tätigkeitsbericht des Instituts für Wasserwesen, 1988	
Heft 28	Grußadressen und Vorträge anlässlich der 10-Jahres-Feier des Instituts für Wasserwesen (1978 - 1989), 1988	
Heft 29	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1989	
Heft 30	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1989	
Heft 31	Montaño Vargas, J. L. Prognose von Niederschlagsfeldern, 1989	
Heft 32	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1989	
Heft 33	Bever, J. G. Die Monodeponie als eine Möglichkeit zur Entsorgung von kommu Klärschlamm, 1989	unalem
Heft 34	Niekamp, O. Der Betrieb von Speichersystemen mit Überleitung unter Berücksichtigung von Nutzungsänderungen, 1989	
Heft 35	Øverland, H. Einfluss der Landnutzung auf Hochwasserabfluss und Schwebstofftransport, 1990	
Heft 36	Patt, H. Hydromechanische Untersuchungen an einem belüfteten Sandfang, 1990	vergriffen
Heft 37	Stein, A. Ein Beitrag zur Bemessung belüfteter Sandfänge kommunaler Kläranlagen, 1990	
Hefte 38	Beiträge der 5. Wissenschaftlichen Tagung "Hydrologie und Wasserwirtschaft": 38a/38b Folgen anthropogener Einflüsse auf den Wasserhaushalt und die Wasserbewirtschaftung, 1990	
Heft 39	Zottmann, W. L. M. Zur Entstehung von Riffeln und Dünen, 1991	vergriffen
Heft 40	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1992	

Heft 41	Norgauer, U. Untersuchung der Abhängigkeit des Wirkungsgrades der Schlammfaulung von der Durchmischung im Faulbehälter, 1992
Heft 42	Vetter, M. Ein Beitrag zur Berechnung des Feststofftransports in offenen Gerinnen, 1992
Heft 43	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1992
Heft 44	Hagen, N. Steuerung von Speichern unter dem Aspekt der Wassergüte, 1992
Heft 45	Kleeberg, HB. und Øverland, H. Möglichkeiten der Abflußmodellierung unter Nutzung von Geoinformationssystemen, 1993
Heft 46	Urbaniak, S. Phosphorelimination durch Vor-, Simultan- und Nachfällung mit Kalk bei Abwasser mit geringer Säurekapazität, 1993
Heft 47	Hagen, N. und Kleeberg, HB. vergriffen Möglichkeiten der Modellierung des großräumigen Stofftransportes auf Landflächen Güte- Simulationsmodelle für stehende Gewässer - Eine Literaturanalyse, 1993
Heft 48	Bechteler, W., Broich, K., Hartmann, S., Kulisch, H., Nuji, M., Otto, A. J. Simulationsmodelle zur Berechnung von Dammbrüchen und 1- bzw. 2-dimensionaler Ausbreitung der Flutwelle im Gelände, 1993
Heft 49	Tätigkeitsbericht des Instituts für Wasserwesen 1988 - 1993, 1993
Heft 50	Sattel, H. vergriffen Wandschubspannung an umströmten Körpern, 1994
Heft 51	Geitz, M. Einfluss der räumlichen Niederschlagsvariabilität auf Ergebnisse von Niederschlag-Abfluss- Berechnungen, 1994
Heft 52	Patt, H. Der naturnahe Gewässerausbau - Grundlagen und Anwendungen, 1995
Heft 53	Mayer, O. vergriffen Auslegung und Simulation photovoltaischer Wechselstrompumpensysteme, 1995
Heft 54	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1995
Heft 55	Kleeberg, HB. und Niekamp, O. Vorstudie zur Formulierung von Forschungen zur Verfügbarkeit von Wasser, 1995
Heft 56	Tagungsband Klimaänderung und Wasserwirtschaft - Internationales Symposium 27./28. November 1995 im Europäischen Patentamt München, 1996
Heft 57	Baier, V. Bestimmung und Beschreibung der Form von Schwebstoffpartikeln mittels Unterwasservideomikroskop und digitaler Bildverarbeitung, 1996
Heft 58	Bechteler, W., Vollmers, HJ., Wieprecht, S. DFG - Rundgespräch Geschiebe am 7./8. 12. 1995 in Würzburg, 1996

Heft 59	Tasdemir, A. Experimentelle und numerische Ermittlung der freien Wasseroberfläche, 1997
Heft 60	Hartmann, S. Entwicklung einer Strategie zur in situ-Ermittlung der kritischen Erosionsgeschwindigkeit, 1997
Heft 61	Broich, K. Computergestützte Analyse des Dammerosionsbruchs, 1998
Heft 62	Nujic, M. Praktischer Einsatz eines hochgenauen Verfahrens für die Berechnung von tiefengemittelten Strömungen, 1998
Heft 63	Shen, Z. Veränderung des Geschiebetransports durch naturnahe Sohleneinbauten, 1998
Heft 64	Urbaniak, S. Belastungsschwankungen und ihre Auswirkungen auf die Leistung von Abwasserreinigungsanlagen, 1998
Heft 65	Tätigkeitsbericht des Instituts für Wasserwesen 1993 -1998, 1998
Heft 66	Festveranstaltung 20 Jahre Institut für Wasserwesen Ehrendoktorwürde Prof. DrIng. Habil. J. Giesecke, 1999
Heft 67	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1999
Heft 68	Vorträge aus dem Wasserwirtschaftlichen Kolloquium, 1999
Heft 69	Günthert, F. W. und Osswald, M. Minimierung des Schlammanfalls auf Kläranlagen durch Desintegration - Bestandsaufnahme auf großtechnischen Anlagen, 1999
Heft 70	Kleeberg, HB. und Mayer, U. Hydrologische Extreme - Gefährdungspotentiale in Fließgewässern durch Trockenperioden, 1999
Heft 71 ¹	Hügel, T. Abflussberechnung mit Hilfe Neuronaler Netze, 2000 ISBN 3-486-26499-0
Heft 72 ¹	Schmid, A. Das Phänomen der "biologischen Resonanz": Basis zur Optimierung biologischer Reinigungsstufen, 2000 ISBN 3-486-26444-3
Heft 73 ¹	Mück, R. Räumliche und zeitliche Verteilung von Starkregen und deren Wahrscheinlichkeiten, 2000 ISBN 3-486-26500-8
Heft 74 ¹	Bechteler, W. und Günthert, F. W. Zerstörungsfreie Dichtheitsprüfung von Grundstücksentwässerungsleitungen, 2001 ISBN 3-486-26517-2
Heft 75 ¹	Wieprecht, S. Entstehung und Verhalten von Transportkörpern bei groben Sohlenmaterial, 2001 ISBN 3-486-26518-0

Heft 76 ¹	Günthert, F. W., Eder, B., Krause, S., Herb, S., Hagmeyer, G. Einsatz von Ultrafiltration zur Trinkwasseraufbereitung von trübstoffhaltigem und mikrobiologisch belastetem Karst-, Grund- und Quellwässern, 2001 ISBN 3-486-26519-9
Heft 77 ¹	Günthert, F. W., Narr, N., Reicherter, E. Beiträge zum Bau von Abwasserleitungen: Zeitaufwand, Kosten und Verlegeverfahren, 2001 ISBN 3-486-26520-2
Heft 78 ¹	Günthert, F. W. et al. Feststoffabtrennung auf Kläranlagen: Theorie und Praxis, 2001 ISBN 3-486-26525-3
Heft 79 ¹	Kulisch, H. Ausbreitung von Dammbruchwellen im physikalischen Modell, 2002 ISBN 3-486-26
Heft 80 ¹	Krause, S. Huminstoffe im Sickerwasser von Klärschlamm-Monodeponien, 2002 ISBN 3-486-26538-5
Heft 81 ¹	Farshi Haghro, D. Two-Dimensional Simulation of Sediment Transport on Unstructured Mesh, 2003 ISBN 3-486-26557-1
Heft 82 ¹	Dick, T. Variabilität hydrologischer Regressionsmodelle, 2003 ISBN 3-486-26540-7
Heft 83 ¹	Maurer, M. Zuverlässigkeit von Berechnungen des Feststofftransports, 2003 ISBN 3-486-26558-X
Heft 84 ¹	Reicherter, E. Untersuchungen zu Kennzahlen als Grundlage für Kostenbetrachtungen in der Abwasserentsorgung, 2003 ISBN 3-486-26553-9
Heft 85	Festveranstaltung zur Verabschiedungvergriffenvon Prof. DrIng. Wilhelm Bechtelerund Prof. DrIng. Hans-B. Kleeberg
Heft 86 ¹	Vestner, R. Leistung und CBS-Bemessung der vorgeschalteten Denitrifikation unter erhöhter Sauerstofflimitierung für Tropfkörper-Anlagen, 2003 ISBN 3-486-26554-7
Heft 87 ¹	Walther, G. In-situ-Versuche zu Planung und Bau von Ver- und Entsorgungsleitungen mit dem Pflugverfahren, 2003 ISBN 3-486-26562-8
Heft 88 ¹	Vogel, S. Ansätze zur Bemessung rauer Rampen in aufgelöster Bauweise, 2003 ISBN 3-486-26563-6

Heft 89	Bofinger, A. vergriffen Das stationäre Transportgleichgewicht natürlicher geschiebeführender Fließgewässer - Empfindlichkeit hydromechanischer Parameter in eindimensionalen Modellen, 2003
Heft 90	Günthert, F. W. Einführung und Umsetzung der getrennten Abwassergebühr, 2004
Heft 91 ¹	Komaei, S. A Robust Implicit Shallow Water Equations Solver on Unstructured Grid, 2004 ISBN 3-486-63072-5
Heft 92 ¹	Eder, B Untersuchungen zur Verbesserung des Stoffstrommanagements auf Kläranlagen - Auslegungsansätze von Ultraschallanlagen zur Klärschlammbehandlung, 2004 ISBN 3-486-63071-7
Heft 93 ¹	Günthert, F. W. und Krause, S. Ultrafiltration zur Trinkwasseraufbereitung, 2004 ISBN 3-486-63067-9
Heft 94 ¹	Khedr, A. M. Socio-Economic Assessment of Water Supply in Rural Egypt, 2006 ISBN 3-8356-3121-7, ISBN 978-3-8356-3121-2
Heft 95	Wolf, M. vergriffen Untersuchung zu Sanierungsstrategien von Abwasserkanalnetzen und deren Auswirkungen auf Wertentwicklung und Abwassergebühren, 2006
Heft 96 ¹	Goebel, H. Entwicklung einer Benchmarking - Methode für die Verbesserung der Gewässerstrukturen von Fließgewässern, 2006 ISBN 3-8356-3111-X, ISBN 978-3-8356-3111-3
Heft 97 ¹	Rapp-Fiegle, S. Ermittlung von Leitkennzahlen als Grundlage zur Optimierung siedlungswasserwirtschaftlicher Prozesse, 2006 ISBN 3-8356-3110-1, ISBN 978-3-8356-3110-6
Heft 98 ¹	Günthert, F. W. Tagungsband zu den Seminaren Wirtschaftliches Handeln in Bayerischen Kommunen und Mikrobiologische Probleme bei Schlammseparation und Schlammbehandlung, 2007 ISBN 978-3-8356-3136-6
Heft 99 ²	Yörük, A. Unsicherheiten bei der hydrodynamischen Modellierung von Überschwemmungsgebieten, 2009 ISBN 978-3-8322-8723-8
Heft 100 ¹	Disse, M., Kalk, M., Rieger, W. Tagungsband zum Seminar Wasserrückhalt in der Fläche - Möglichkeiten und Grenzen des dezentralen Hochwasserschutzes, 2008 ISBN 978-3-8356-3173-1

Heft 101 ²	Schönherr, F.
	Halbtechnische Untersuchungen zum Einfluss des pH-Wertes auf die
	Nitrifikation beim Belebungsverfahren in Abhängigkeit des
	Kohlensäuresystems, 2009
	ISBN 978-3-8322-8888-4

- Heft 102² Günthert, F. W. und Obermayer, A. Tagungsband zum Kanalseminar: Grundstücksentwässerungsanlagen, Fremdwasser und Überflutung, 2009 ISBN 978-3-8322-8628-6
- Heft 103² Cvaci, D. Zustandserfassung und Bewertung von Grundstücksentwässerungsanlagen unter Einbeziehung einer optimierten organisatorischen Vorgehensweise, 2009 ISBN 978-3-8322-8658-3
- Heft 104² Hirschbeck (geb. Schwarz), C. Untersuchungen zur Leistungsfähigkeit von belüfteten Sandfängen auf Kläranlagen, 2010 ISBN 978-3-8322-9093-1
- Heft 105² Günthert, F. W., Obermayer, A., Krause, S. Charakterisierung von Rohwässern bezüglich ihrer Eignung für die Aufbereitung mit Membranverfahren, 2010 ISBN 978-3-8322-9243-0
- Heft 106² Schütter, J. Wissensmanagement in der Wasserwirtschaft - am Beispiel der Planung und Umsetzung des integrierten Hochwasserschutzkonzeptes Obere Iller, 2010 ISBN 978-3-8322-9249-2
- Heft 107² Heinisch, T. Entwicklung eines Entscheidungsunterstützungssystems zur Anpassung an den Klimawandel am Beispiel der Wasserwirtschaft, 2010 ISBN 978-3-8322-9519-6
- Heft 108² Putzar, B., Marques, W., Fernandes, E., Malcherek, A. An Integrated Modeling System for the Patos Lagoon in Brazil - Final Project Report, 2010 ISBN 978-3-8322-9244-7
- Heft 109 Günthert, F. W., Disse, M., Malcherek, A. Tagungsband zum Institutsseminar, Oktober 2010 Risiko und Sicherheit in der Wasserwirtschaft, 2010
- Heft 110² Günthert, F. W., Krause, S., Obermayer, A. Tagungsband zum Seminar Wasserversorgung, 2010 ISBN 978-3-8322-9563-9
- Heft 111² Malcherek, A. und Cha, H. Zur Rheologie von Flüssigschlicken: Experimentelle Untersuchungen und theoretische Ansätze - Projektbericht, 2011 ISBN 978-3-8440-0136-5
- Heft 112² Günthert, F. W., Krause, S., Platschek, C. Tagungsband zum 3. Seminar Wasserversorgung, 2011 ISBN 978-3- 8440-0387-1

Heft 113 ²	Pakosch, S. Development of a fuzzy rule based expert system for flood forecasts within the meso-scale Upper Main basin, 2011 ISBN 978-3- 8440-0611-7
Heft 114 ²	Schaardt, V. Vergleich hydrologischer und hydrodynamischer Modelle und Konsequenzen für die praktische Anwendung, 2012 ISBN 978-3- 8440-1208-8
Heft 115 ²	Wehr, D. An Isopycnal Numerical Model for the Simulation of Fluid Mud Dynamics, 2012 ISBN 978-3- 8440-0860-9
Heft 116 ²	Rieger, W. Prozessorientierte Modellierung dezentraler Hochwasserschutzmaßnahmen, 2012 ISBN 978-3- 8440-1209-5
Heft 117 ²	Günthert, F. W., Krause, S., Platschek, C. Tagungsband zum 4. Seminar Wasserversorgung, 2012 ISBN 978-3- 8440-1294-1
Heft 118 ²	Winter, F. Prozessorientierte Modellierung der Abflussbildung und -konzentration auf verschlämmungsgefährdeten landwirtschaftlichen Nutzflächen, 2013 ISBN 978-3- 8440-2242-1
Heft 119	Günthert, F. W. und Schlederer, S. Tagungsband zum 1. Abfallwirtschaftlichen Seminar: Kommunale biogene Reststoffe als regionale Energieträger, 2013
Heft 120 ²	Günthert, F. W. und Krause, S. Tagungsband zum 5. Seminar Wasserversorgung, 2013 ISBN 978-3-8440-2179-0
Heft 121 ²	Walter, W. K. Recommendations for Small Water Supply Systems in Newly Industrialized Countries on the Example of Assessment in the State of Minas Gerais, Brazil, 2013 ISBN 978-3-8440-2238-4
Heft 122 ²	Günthert, F. W., Krause, S., Platschek, C. Tagungsband zum 6. Seminar Wasserversorgung, 2014 ISBN 978-3-8440-2986-4
Heft 123 ²	Krause, S. Tagungsband zum 7. Seminar Wasserversorgung, 2015 ISBN: 978-3-8440-3806-4
Heft 124 ²	Platschek, C. Technische und organisatorische Strukturuntersuchung von kleinen Wasserversorgungsunternehmen zur Ableitung von unterstützenden Handlungsempfehlungen, 2015 ISBN 978-3-8440-4021-0

Heft 125 ²	Baselt, I.
	Die Steffturbine - Experimentelle und theoretische Untersuchungen
	zu einer Kleinwasserkraftanlage mit Bindegliedfunktion zwischen
	ober- und unterschlächtiger Wirkungsweise, 2016
	ISBN 978-3-8440-4387-7

- Heft 126² Krause, S. Tagungsband zum 8. Seminar Wasserversorgung, 2016 ISBN 978-3-8440-4719-6
- Heft 127² Krause, S. und Schaum, C. Tagungsband zum 9. Seminar Wasserversorgung, 2017 ISBN 978-3-8440-5468-2
- Heft 128² Krause, S. und Schaum, C. Tagungsband zum 10. Seminar Wasserversorgung, 2018 ISBN 978-3-8440-5468-2
- Heft 129² Putzar, B. Simulating Large-Scale Morphodynamics of a Tidally Dominated Mixed Energy Coast Fundamentals - Applications - Limits ISBN: 978-3- 8440-6240-3
- Heft 130³ Schaum, C., et al. Phosphorrückgewinnung bei der Abwasserbehandlung Abschlussbericht im Auftrag des Bayerischen Landesamtes für Umwelt (LfU) ISBN: 978-3-943207-45-3
- Heft 131³ Chmiel, O. Zur Interaktion der Turbulenz und der Schwebstoffkonzentration in Oberflächengewässern ISBN: xxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxx
- Heft 132³ Parra, S. Verfahren zur Bewertung von Trinkwassernetzen als Grundlage der Anpassungsplanung ISBN 978-3-943207-46-0
- Oldenbourg Industrieverlag GmbH Rosenheimer Straße 145 81671 München
- ² Shaker Verlag GmbH Am Langen Graben 15a 52353 Düren

³ Universität der Bundeswehr München AtheneForschung Open-Access-Publikation
www.unibw.de/wasserwesen

ISBN 978-3-943207-49-1