

Transportverhalten kohäsiver Sedimente in turbulenten Strömungen – Untersuchungen im offenen Kreisgerinne

Zur Erlangung des akademischen Grades einer

DOKTOR-INGENIEURIN

bei der Fakultät für

Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Gudrun Hillebrand

aus Hardheim

Tag der mündlichen Prüfung:
5. Dezember 2008

Referent: Prof. Franz Nestmann

Korreferent: Prof. Peter Rutschmann

Karlsruhe 2008

Kurzfassung

Kohäsive Sedimente kommen in allen natürlichen Fließgewässern vor. Angelagerte Schadstoffe oder großflächige Ablagerungen der Feinsedimente in Stillwasserbereichen führen in der Praxis zu ökologischen und ökonomischen Problemen. Charakteristisches Merkmal kohäsiver Sedimente sind die interpartikulären Wechselwirkungen, die beispielsweise vom pH-Wert oder dem Salzgehalt des Wassers beeinflusst werden. Aufgrund der vielschichtigen Eigenschaften der kohäsiven Sedimente und der großen Anzahl an möglichen Einflussfaktoren sind die Transporteigenschaften dieser Sedimente bis heute nicht im Detail verstanden und formelmäßig schwierig zu erfassen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neuartige Versuchsanlage zur Untersuchung des Transportverhaltens kohäsiver Sedimente entwickelt und erprobt. Es handelt sich dabei um ein Kreisgerinne mit freiem Wasserspiegel, bei dem durch eine Rotation der kurveninneren Berandung eine Strömung induziert wird. Die Strömungscharakteristika dieses sogenannten offenen Kreisgerinnes wurden in einem umfangreichen Arbeitspaket im physikalischen und numerischen Modell untersucht. In Versuchsreihen mit kohäsiven Sedimenten wurden die Haupttransportprozesse Transport, Deposition und Erosion abgebildet. Anhand dieser Daten sowie auf Basis der Kenntnis der Hydraulik wurden die Stärken und Schwächen des offenen Kreisgerinnes analysiert. Die Ergebnisse zeigen, dass das offene Kreisgerinne zielführend für Grundlagenuntersuchungen zum Schwebstofftransport eingesetzt werden kann.

Ein weiterer Bestandteil dieser Arbeit ist die eingehendere Untersuchung des Absatzverhaltens kohäsiver Sedimente in einer Strömung. Dabei konnte gezeigt werden, dass die kohäsiven Eigenschaften der Partikel einen signifikanten Einfluss auf die Deposition der Sedimente aufweisen. Die Untersuchungen belegen auch, dass der Einfluss der Kohäsivität den Einfluss der Turbulenz deutlich überschreiten kann, was in der einschlägigen Literatur bisher kaum bzw. nur indirekt berücksichtigt wird. In der Literatur vorhandene Ansätze zur Beschreibung der Sinkgeschwindigkeit kohäsiver Sedimente wurden anhand der Messdaten überprüft. Die Analyse zeigt, dass die Sinkgeschwindigkeit mithilfe der Literaturansätze gut beschrieben werden kann. Allerdings zeigt sie auch die Schwachstelle dieser Ansätze, nämlich den hohen Aufwand zur Kalibrierung der in den Methoden enthaltenen Koeffizienten. Für die Prognose dieser Koeffizienten sind der Literatur bisher wenig Anhaltspunkte zu entnehmen. Für einen der Berechnungsansätze liefert diese Arbeit Orientierungswerte zur Abschätzung der empirischen Parameter in Abhängigkeit der Kohäsivität der Partikel.

Abstract

Cohesive sediments are found in all natural rivers. Adsorbed contaminants or extensive deposition of these sediments in regions with low flow velocities cause ecological as well as economic problems. The most characteristic feature of cohesive sediments is the interparticle interaction which is influenced, for example, by the pH-value or salt content of the ambient water. Due to their complex properties and the high number of possible influencing factors, the transport processes of cohesive sediments are still not completely understood and challenging to comprise within formulae.

In the context of this work, a new test rig for the investigation of the transport of cohesive sediments in a turbulent flow was developed. The test rig consists of an annular flume with a free water surface, whose rotating inner boundary induces the flow within the water column. The hydraulics of this so-called open annular flume is analyzed in the physical model as well as by means of a numerical simulation. Experiments with cohesive sediments complemented this study by successfully reproducing the dominant transport mechanisms erosion, transport and deposition, respectively. These data sets were used to analyze the capabilities and limitations of the open annular flume. The results show that the new annular flume is well suited for fundamental research on cohesive sediment transport.

The second integral part of this work focused on the settling of cohesive sediments in a turbulent flow. The cohesive properties of the particles prove to have a significant influence on the deposition of the sediment. The experiments show that the influence of cohesiveness can outweigh the influence of turbulence by far. As yet, this aspect is only slightly or indirectly considered in literature. The measured data were used to evaluate approaches for the description of the settling velocity of cohesive sediments from literature. The results show that those methods are able to calculate settling velocities sufficiently well. However, extensive calibration of the empirical coefficients of these methods is needed for adequate results. In the literature, indications for a reliable prediction of these coefficients are sparse. For one calculation method, this work provides data sets that help to specify the variation of the empirical parameters depending on the cohesiveness of the particles.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Fragestellung und Relevanz	1
1.2	Aufbau der Arbeit	3
2	Grundlagen des Schwebstofftransports	5
2.1	Charakteristika feiner Sedimente	5
2.1.1	Klassifizierung von Sedimenten	5
2.1.2	Struktur der Tonminerale	7
2.1.3	Interpartikuläre Wechselwirkungen von Feinsedimenten	9
2.2	Prozesse beim Transport kohäsiver Sedimente	14
2.2.1	Erosion	15
2.2.2	Transport und Flockung	17
2.2.3	Deposition	21
2.2.4	Konsolidierung	27
3	Prozesssimulation im physikalischen Modell	29
3.1	Wasserbauliche Modellversuche	30
3.1.1	Ähnlichkeitsbetrachtungen	30
3.1.2	Modellähnlichkeiten beim Feststofftransport	33
3.1.3	Anforderungen an abstrahierende Modelle zum Schwebstofftransport	37
3.2	Versuchsanlagen zum Schwebstofftransport	38
3.2.1	Versuchsanlagen für Absetzuntersuchungen	39
3.2.2	Versuchsanlagen für Erosionsstudien	40
3.2.3	Kreisgerinne – Versuchsanlagen zum Transportzyklus	40
3.3	Kreisgerinne mit freiem Wasserspiegel	41
3.3.1	Gestaltung und Funktionsweise	41
3.3.2	Konstruktion	42

3.4	Hydraulik des offenen Kreisgerinnes	44
3.4.1	Strömungsmessungen	44
3.4.2	Numerische Simulation der Strömung	60
3.4.3	Turbulenz und Sohlschubspannungen	74
3.5	Validierung des Versuchskonzeptes	100
3.5.1	Materialien und Methoden	100
3.5.2	Nachbildung der Schwebstofftransportprozesse im offenen Kreisgerinne	107
4	Absetzverhalten kohäsiver Sedimente	125
4.1	Sinkgeschwindigkeit kohäsiver Sedimente	126
4.1.1	Dimensionsanalytische Überlegungen zur Sinkgeschwindigkeit	127
4.1.2	Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Schwebstoffkonzentration	131
4.2	Deposition kohäsiver Sedimente	144
4.2.1	Theoretische Betrachtung	144
4.2.2	Anwendung auf den Untersuchungsdatensatz	149
5	Zusammenfassung und Ausblick	155

Abbildungsverzeichnis

2.1	Polyederschichten der Tonminerale.	8
2.2	Schematische Darstellung eines Tonpartikels mit negativer Flächenladung in einer wässrigen Ionenlösung.	9
2.3	pH-Abhängigkeit der Ladung verschiedener Minerale.	10
2.4	Ionenverteilung und Konzentrationsverlauf in der elektrischen Doppelschicht eines Kationenaustauschers.	11
2.5	Schematische Darstellung der anziehenden und abstoßenden interpartikulären Kräfte sowie der resultierenden Wechselwirkung bei zwei verschiedenen Salzkonzentrationen.	12
2.6	Schematische Darstellung der am Transport und der Umlagerung von Schwebstoffen beteiligten Prozesse.	14
2.7	Flockenbildung bei kohäsiven Sedimenten: Flockenstruktur der Art Fläche-Kante und Fläche-Fläche.	19
2.8	Mittlere Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Sedimentkonzentration am Beispiel eines natürlichen Sedimentgemisches.	23
2.9	Verlauf der Schwebstoffkonzentration über die Zeit in einem klassischen Kreisgerinne. Repräsentatives Versuchsergebnis aus der Literatur.	25
3.1	Abhängigkeit des Strömungswiderstands der Berandung in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re^* (Nikuradse, 1933).	35
3.2	Schemaskizze des Kreisgerinnes mit freier Wasseroberfläche.	42
3.3	Ansicht des großen Kreisgerinnes mit symmetrisch angeordnetem Innenzylinder.	43
3.4	Schematische Darstellungen der beiden verwendeten Geschwindigkeitssensoren.	45
3.5	Schematische Darstellung des betrachteten Fließquerschnittes im Kreisgerinne.	47
3.6	Konturenplan der Fließgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne in tangentialer Richtung bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$	48
3.7	Tangentialgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne für verschiedene Drehfrequenzen des Innenzylinders.	48

3.8	Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit eines Profils in Gerinnemitte für verschiedene Drehfrequenzen des Innenzylinders im großen Kreisgerinne.	50
3.9	Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit in verschiedenen Schnitten im großen Kreisgerinne.	50
3.10	Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$	51
3.11	Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne für verschiedene Drehfrequenzen des Innenzylinders.	52
3.12	Resultierende Sekundärgeschwindigkeit eines Profils in Gerinnemitte für verschiedene Drehfrequenzen des Innenzylinders im großen Kreisgerinne.	53
3.13	Normalisierte Sekundärgeschwindigkeit in verschiedenen Schnitten im großen Kreisgerinne.	54
3.14	Gegenüberstellung der Fließgeschwindigkeiten in tangentialer Richtung im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und im kleinen Kreisgerinne bei $f = 17,6 \text{ min}^{-1}$	55
3.15	Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit in Gerinnemitte im kleinen Kreisgerinne bei verschiedenen Drehfrequenzen f	56
3.16	Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit in verschiedenen Schnitten im kleinen Kreisgerinne.	56
3.17	Gegenüberstellung der Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und im kleinen Kreisgerinne bei $f = 17,6 \text{ min}^{-1}$, d. h. bei gleicher Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} . Qualitative Darstellung.	57
3.18	Normalisierte Sekundärgeschwindigkeit in Gerinnemitte im kleinen Kreisgerinne bei verschiedenen Drehfrequenzen f	58
3.19	Normalisierte Sekundärgeschwindigkeiten in verschiedenen Schnitten im kleinen Kreisgerinne.	58
3.20	Tangentialgeschwindigkeiten im kleinen Kreisgerinne bei verschiedenen Drehfrequenzen f des Innenzylinders. Ergebnisse der numerischen Modellierung.	61
3.21	Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei verschiedenen Drehfrequenzen f des Innenzylinders. Ergebnisse der numerischen Modellierung.	62
3.22	Tangentialgeschwindigkeiten (oben) und Sekundärgeschwindigkeiten (unten) im großen Kreisgerinne bei einer Drehfrequenz des Innenzylinders von $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$. Gegenüberstellung der Messwerte (links) und der Ergebnisse der numerischen Simulation (rechts).	63
3.23	Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit U_x in Gerinnemitte bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$. Vergleich von Messdaten und Rechnung.	64

3.24	Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit U_x in Gerinnemitte bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$. Vergleich von Messdaten und Rechnung mit zusätzlichen Messwerten der EM-Sonde.	64
3.25	Vergleich der vertikalen Änderung der Tangentialgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ bei verschiedenen Abständen zum Innenzylinder. Dargestellt sind jeweils die Messdaten der EM-Sonde und die Berechnungsergebnisse an den Profilen im oberen Bereich des Gerinnes.	65
3.26	Vergleich der Tangentialgeschwindigkeiten U_x in Gerinnemitte im großen und kleinen Kreisgerinne gleicher Bezugsgeschwindigkeit $U_{ref} = f \cdot 2\pi r$. Ergebnisse der numerischen Modellierung.	67
3.27	Vergleich der Tangentialgeschwindigkeiten U_x in Gerinnemitte im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ für verschiedene Rauheiten der Gerinnewandungen. Ergebnisse der numerischen Modellierung. . .	68
3.28	Konturenplan der Tangentialgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und $h = 14 \text{ cm}$	69
3.29	Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und $h = 14 \text{ cm}$	69
3.30	Konturenplan der Tangentialgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und $h = 56 \text{ cm}$	70
3.31	Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und $h = 56 \text{ cm}$	71
3.32	Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit U_x in Gerinnemitte bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne. Ergebnisse der numerischen Simulation für verschiedene Wassertiefen h	72
3.33	Resultierende Sekundärgeschwindigkeit $U_{res,yz}$ in Gerinnemitte bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne. Ergebnisse der numerischen Simulation für verschiedene Wassertiefen h	73
3.34	Turbulente kinetische Energie im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$	76
3.35	Turbulente kinetische Energie im großen Kreisgerinne bei $f = 3,47 \text{ min}^{-1}$	76
3.36	Turbulente kinetische Energie in verschiedenen Schnitten im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$	77
3.37	Gegenüberstellung der Varianzen in tangentialer und lateraler Richtung im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$	78
3.38	Gegenüberstellung der Varianzen in tangentialer und vertikaler Richtung im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$	78
3.39	Gegenüberstellung der Varianzen kinetischen Energien in lateraler und vertikaler Richtung im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$. . .	79

3.40	Über den Querschnitt gemittelte, turbulente kinetische Energie im offenen Kreisgerinne in Abhängigkeit von der Referenzgeschwindigkeit U_{ref}	79
3.41	Korrelierte Geschwindigkeitsschwankungen $\overline{u'w'}$ im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$	81
3.42	Korrelierte Geschwindigkeitsschwankungen $\overline{u'w'}$ im großen Kreisgerinne bei $f = 3,47 \text{ min}^{-1}$	81
3.43	Vorzeichen der Kovarianzen der Geschwindigkeitsschwankungen.	82
3.44	Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsmessdaten zweier Lotrechter bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne und der angepassten logarithmischen Profile.	90
3.45	Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsmessdaten zweier Lotrechter bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne und der angepassten logarithmischen Profile. Logarithmische Darstellung.	90
3.46	Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurde mit der Methode der Anpassung ans logarithmische Geschwindigkeitsprofil für $z/h < 0,2$ berechnet.	91
3.47	Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsmessdaten zweier Lotrechter bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne und der angepassten Potenzfunktionen.	92
3.48	Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsmessdaten zweier Lotrechter bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne und der angepassten Potenzfunktionen. Logarithmische Darstellung.	93
3.49	Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurde mit der Methode der Anpassung ans Potenzgesetz für $z/h < 0,2$ berechnet.	94
3.50	Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurde mit der Methode der Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ aus einer Höhe von $z/h = 0,1$ berechnet.	94
3.51	Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurde mit der Methode der Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ aus einer Höhe von $z/h = 0,05$ berechnet.	96
3.52	Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurde mit der Methode der turbulenten kinetischen Energie berechnet.	96
3.53	Vergleich der Ergebnisse verschiedener Methoden zur Bestimmung der lokalen Sohlschubspannung τ_0 im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$	97
3.54	Über den Querschnitt gemittelte Sohlschubspannungen im offenen Kreisgerinne in Abhängigkeit von der Referenzgeschwindigkeit U_{ref}	98
3.55	Kornverteilung der Sedimente aus der Wehra aufgeschlüsselt nach Analyseverfahren.	102

3.56	Kornverteilung der Sedimente aus der Rhein-Staustufe Iffezheim.	102
3.57	Schematische Darstellung der Trübungsmessung nach dem Verfahren der 90°-Seitwärtsstreuung.	104
3.58	Korrelation zwischen Trübungswert und Schwebstoffkonzentration.	105
3.59	Konzentrationsverlauf von SiO ₂ in demineralisiertem Wasser bei einer mittleren Sohlschubspannung von $\tau_0 = 0,027 \text{ N/m}^2$	109
3.60	Zusammenhang zwischen Trübung und Schwebstoffkonzentration für SiO ₂ in verschiedenen Dispersionsmedien.	110
3.61	Konzentrationsverlauf von SiO ₂ bei identischen Strömungszuständen in unterschiedlichen Dispersionsmedien.	112
3.62	Zeitlicher Verlauf der Quarzkonzentration in Suspension in demine- ralisiertem Wasser bei verschiedenen Umdrehungsgeschwindigkeiten des Innenzylinders.	112
3.63	Vergleich der in Gerinnemitte im offenen Kreisgerinne gemessenen Konzentrationen von SiO ₂ bei pH=4 und einer Bezugsgeschwindigkeit $U_{ref} = 20,8 \text{ cm/s}$ mit dem Rouse-Profil.	116
3.64	Depositionsgeschwindigkeiten v_{dep} von SiO ₂ in Abhängigkeit von der Zeit Δt nach Versuchsbeginn bei identischen Strömungszuständen in unterschiedlichen Dispersionsmedien.	119
3.65	Kritische Fließgeschwindigkeiten v_c für den Erosionsbeginn in Abhängigkeit vom Korndurchmesser d der Ablagerungen bei einer Fließtiefe von $h=1 \text{ m}$ nach Sundborg (1956).	121
3.66	Entwicklung der Sohlstruktur bei Erosion von konsolidiertem Wehra- Sediment.	123
4.1	Einflussgrößen des Absetzverhaltens von Schwebstoffen	126
4.2	Zusammenhang zwischen Sinkgeschwindigkeit w_s und Schwebstoff- konzentration C . Schematische Darstellung.	132
4.3	Mittlere Sinkgeschwindigkeit von Schwebstoffflocken als Funktion der Schwebstoffkonzentration. In-situ-Messungen verschiedener Autoren.	134
4.4	Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Messwerte und Regressionskurve für Al ₂ O ₃ bei pH4 und $f = 22 \text{ min}^{-1}$	136
4.5	Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskur- ven mit $k = 1$	138
4.6	Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskur- ven mit $m = 1$	138
4.7	Veränderung der Koeffizienten k und m in Abhängigkeit von der Art der Partikelwechselwirkung.	139
4.8	Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskur- ven mit $k = 1$. Industriell aufbereitete Sedimente und natürliche Se- dimentmischungen.	140

4.9	Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskurven mit $m = 1$. Industriell aufbereitete Sedimente und natürliche Sedimentmischungen.	140
4.10	Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Industriell aufbereitete Sedimente und natürliche Sedimentmischungen.	141
4.11	Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskurven mit $k = 1$ für SiO_2 in Leitungswasser bei verschiedenen Drehfrequenzen f	143
4.12	Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskurven mit $m = 1$ für SiO_2 in Leitungswasser bei verschiedenen Drehfrequenzen f	143
4.13	Schematische Darstellung der Berechnungsebenen zur Bestimmung der Depositionsrate.	145
4.14	Vergleich der gemessenen Schwebstoffkonzentrationen von Al_2O_3 und SiO_2 in verschiedenen Dispersionsmedien mit den Berechnungsergebnissen nach dem Potenzgesetz.	151
4.15	Vergleich der gemessenen Schwebstoffkonzentrationen von SiO_2 in verschiedenen Dispersionsmedien mit den Berechnungsergebnissen nach Stokes.	152

Tabellenverzeichnis

2.1	Korngrößenklassifikation nach DIN EN ISO 14688. Darstellung ohne Untergruppen.	6
3.1	Zusammenstellung der untersuchten Kreisgerinne-Konfigurationen. . .	46
3.2	Korrelation zwischen Trübungswert und Schwebstoffkonzentration. Koeffizienten und Bestimmtheitsmaß der Regressionskurve.	105
4.1	Untersuchte Sediment-Fluid-Systeme mit industriell aufbereiteten Sedimenten mit Kurzbezeichnung und qualitativer Beschreibung der Partikelinteraktion.	135
4.2	Koeffizienten der Ausgleichskurven $w_s = k \cdot C^m$ für verschiedene Sediment-Fluid-Systeme bei $f = 22 \text{ min}^{-1}$	137
4.3	Koeffizienten der Ausgleichskurven $w_s = k \cdot C^m$ für die natürlichen Sedimentgemische bei $f = 22 \text{ min}^{-1}$	139
4.4	Ausgewählte Formeln zur Berechnung der Partikelsinkgeschwindigkeit aus der Literatur.	147
4.5	Verwendete Parameter für die Berechnung der Depositionsraten nach Stokes.	153

Symbolverzeichnis

A	Fläche	$[\text{m}^2]$
a	Referenzhöhe der Schwebstoffkonzentration	$[\text{m}]$
B	Breite	$[\text{m}]$
b, n	empirische Koeffizienten	$[-]$
C	Schwebstoffkonzentration	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
C_a	Referenzkonzentration in Sohlhöhe in der Höhe $z = a$	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
C_b	Schwebstoffkonzentration in Sohlhöhe	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
C_D	Widerstandsbeiwert	$[-]$
C_{eq}	Gleichgewichtskonzentration	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
C_{min}	minimale erreichbare Schwebstoffkonzentration	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
D	molekularer Diffusionskoeffizient	$[\text{m}^2/\text{s}]$
d	Korndurchmesser	$[\text{m}]$
d_m	maßgebender Korndurchmesser	$[\text{m}]$
d_{50}	Korndurchmesser bei 50% Siebdurchgang	$[\text{m}]$
D_{turb}	turbulenter Diffusionskoeffizient	$[\text{m}^2/\text{s}]$
F	Kraft	$[\text{N}]$
f	Drehfrequenz des rotierenden Innenzylinders	$[\text{s}^{-1}]$
F_I	Trägheitskraft	$[\text{N}]$
F_V	Reibungskraft	$[\text{N}]$
Fr, Fr^*	Froudezahl	$[-]$
Fr_{dens}	densimetrische Froudezahl	$[-]$
G	Turbulenzparameter	$[1/\text{s}]$
g	Erdbeschleunigung	$[\text{m}/\text{s}^2]$
h	Fließtiefe	$[\text{m}]$
I_0	Sohlgefälle	$[-]$
I_E	Energieliniengefälle	$[-]$
J	Massenfluss	$[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$
$J_{Diff, mol}$	Massenfluss aufgrund molekularer Diffusion	$[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$

$J_{Diff,turb}$	Massenfluss aufgrund turbulenter Diffusion	[kg/m ² s]
J_{Disp}	Massenfluss aufgrund Dispersion	[kg/m ² s]
J_{Advek}	advektiver Massenfluss	[kg/m ² s]
J_{sink}	Massenfluss aufgrund des Eigengewichts	[kg/m ² s]
K	Dispersionskoeffizient	[m ² /s]
k, m	empirische Koeffizienten zur Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit	[-]
k_s	äquivalente Sandrauheit	[m]
KAK	Kationen-Austausch-Kapazität	[mmol/kg]
L	Länge	[m]
L_M	Längenmaß im Modell	[m]
L_N	Längenmaß in Natur	[m]
L_U	benetzter Umfang	[m]
M	Anzahl der Grunddimensionen	[-]
N	Anzahl der dimensionsbehafteten Variablen	[-]
p	Depositionswahrscheinlichkeit	[-]
r	Radius	[m]
R^2	Regressionskoeffizient	[-]
R_h	hydraulischer Radius	[m]
Re, Re^*	Reynoldszahl	[-]
S	Salzgehalt	[ppt]
SF	Formfaktor	[-]
T	Temperatur	[K]
t	Zeit	[s]
TKE	massenbezogene turbulente kinetische Energie	[m ² /s ²]
Tr	Trübungswert	[FNU]
t_M	Zeitskala im Modell	[s]
t_N	Zeitskala in Natur	[s]
T_U	Turbulenzgrad	[-]
U	Geschwindigkeit	[m/s]
u, v, w	Strömungsgeschwindigkeiten in x -, y - und z -Richtung	[m/s]
u', v', w'	Schwankungsgrößen der Strömungsgeschwindigkeiten	[m/s]
u_*	Sohlschubspannungsgeschwindigkeit	[m/s]
U_{ref}	Bezugsgeschwindigkeit	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
v_m	mittlere Fließgeschwindigkeit	[m/s]

$w_0, w_{\text{primär}}$	Sinkgeschwindigkeit des Einzelkorns	[m/s]
w_e	effektive Sinkgeschwindigkeit	[m/s]
w_s	Sinkgeschwindigkeit	[m/s]
w_{max}	maximale Sinkgeschwindigkeit	[m/s]
w_{min}	minimale Sinkgeschwindigkeit	[m/s]
$w_{s,\text{char}}$	charakteristische Sinkgeschwindigkeit	[m/s]
x, y, z	Koordinatenrichtungen	[m]
\tilde{z}	charakteristische Tiefe	[m]
α, β	empirische Koeffizienten	[-]
χ	Kolmogorov-Konstante	[-]
ε	massenbezogene Energiedissipationsrate	[m ² /s ³]
κ	von-Kármán-Konstante	[-]
λ	Maßstabszahl	[-]
λ_{geom}	Maßstabszahl für geometrische Ähnlichkeit	[-]
λ_{kinem}	Maßstabszahl für kinematische Ähnlichkeit	[-]
μ	dynamische Viskosität	[kg/ms]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]
Φ_{dep}	Depositionsrate	[kg/m ² s]
ρ'	spezifische Dichte unter Auftrieb	[-]
ρ_s	Sedimentdichte	[kg/m ³]
ρ_w	Dichte des Wassers	[kg/m ³]
τ, τ_0	Sohlschubspannung	[N/m ²]
$\tau_d, \tau_{\text{crit}}$	kritische Sohlschubspannung für Deposition	[N/m ²]

Kapitel 1

Einleitung

Natürliche Fließgewässersysteme sind dynamische Systeme, die von ständiger Bewegung und Veränderung geprägt sind. Zwischen dem Fluss und dem Gewässerbett gibt es wechselseitige Beziehungen. Das Strömungsverhalten bedingt den Transport von Feststoffen. Kurz-, mittel- und langfristig beeinflussen die transportierten Feststoffe, bzw. erodierte und wieder abgelagerte Sedimente, den Flusslauf und wirken damit wieder auf die Strömung ein.

Natürliche Fließgewässer transportieren mit der Strömung eine große Menge an Feststoffen. Die Sedimente werden entweder entlang der Gewässersohle als Geschiebe oder suspendiert im Wasserkörper als Schwebstoffe transportiert. Mit letzteren beschäftigt sich diese Arbeit.

1.1 Fragestellung und Relevanz

Schwebstoffe stellen einen großen Anteil der in Fließgewässern transportierten Feststoffe. Eine genaue Quantifizierung der transportierten Feststoffe – unabhängig ob als Schwebstoffe oder als Geschiebe transportiert – ist zwar messtechnisch schwierig, dennoch existieren in der Literatur ungefähre Werte, die einen Eindruck der mittleren Frachten vermitteln.

Für die Oder findet man beispielsweise Angaben von etwa 400 000 t transportierten Schwebstoffen pro Jahr (Meyer, 2002) gegenüber einem Geschiebetransport von 200 000 t/a (Löser und Sekścińska, 2005). Hier übersteigt die mittlere jährliche Schwebstofffracht die Geschiebefracht also etwa um das Doppelte. In staugeregelten Flussabschnitten steigt dieses Verhältnis noch deutlich an, da der Geschiebetransport stark eingeschränkt ist.

Schwebstoffe bestehen in der Regel aus mineralischen und organischen Stoffen und enthalten häufig einen hohen Schluff- und Tonanteil. Umlagerungsvorgänge dieser Feinsedimente in Fließgewässern führen in der Praxis zu ökologischen und ökonomischen Problemen. Hohe Sedimentfrachten können Fauna und Flora der Gewässer beeinträchtigen. Eine mit hohen Schwebstofffrachten einhergehende intensive Trübung verringert beispielsweise die Eindringtiefe des Lichts und kann dadurch

unter Umständen die aquatische Flora beeinträchtigen. Kolmation von kiesigen oder sandigen Gewässersohlen führt zu einem Verlust von Lebensräumen, beispielsweise der Laichareale bestimmter Fischarten. Auch die adulten Fische können direkt mechanisch oder indirekt durch erhöhten Stress oder verringertes Nahrungsangebot geschädigt werden (Berry et al., 2003, Portmann et al., 2004). Die organischen Anteile der Schwebstoffe bewirken darüber hinaus bei ihrem Abbau durch Mikroorganismen eine Sauerstoffzehrung, also einen Verbrauch von Sauerstoff, der vor allem die Fischfauna beeinträchtigen kann.

Die Feinstbestandteile der Schwebstoffe sind außerdem in der Lage, Schwermetalle und andere Schadstoffe zu adsorbieren. Bei der Ablagerung werden die Schadstoffe im Sediment fixiert und akkumuliert. Diese Ablagerungen stellen damit eine potentielle Gefährdung der Umwelt dar, da sie im Falle einer Sohlerosion remobilisiert werden. Auch ist nicht auszuschließen, dass Schadstoffe aus den Ablagerungen ins Trinkwasser gelangen und dadurch die Gesundheit des Menschen gefährden. In den Stauhaltungen des Oberrheins abgelagerte Sedimente weisen beispielsweise hohe Belastungen mit Hexachlorbenzol (HCB) auf. Keller (2008) gibt Maximalwerte der gemessenen HCB-Belastung zwischen $400 \mu\text{g}/\text{kg}$ bei Iffezheim und $4100 \mu\text{g}/\text{kg}$ bei Marckolsheim an, jeweils gemessen in der oberen Sedimentschicht (0 bis 1,2 m) im Stauraum.¹ Witt (2004) schätzt für die Stauhaltung Marckolsheim das HCB-Austragspotenzial durch Erosion und Resuspension der abgelagerten Sedimente bei einem 100-jährlichen Hochwasserereignis auf etwa 6 bis 17 kg. Besonders hohe in Schwebstoffen gemessene Belastungswerte in den letzten Jahren stehen eindeutig im Zusammenhang mit Phasen deutlich erhöhten Abflusses und lassen sich damit auf eine solche Remobilisierung kontaminierter Ablagerungen zurückführen (DK Rhein, 2001).

Den ökologischen Auswirkungen stehen die ökonomischen Aspekte hoher Schwebstofffrachten und im Besonderen hoher Sedimentationsraten von Feinsedimenten in strömungsberuhigten Bereichen gegenüber. Die Verlandung von Stauanlagen, Häfen oder Schifffahrtswegen an größeren Flüssen erfordert ständige, kostspielige Unterhaltungsmaßnahmen. Die Weltbank schätzte beispielsweise im Jahr 1987 die ökonomische Konsequenz der Verluste der Speicherkapazität von Wasserkraftanlagen (Dammhöhen ≥ 15 m) auf 6 Milliarden US-Dollar pro Jahr (Mahmood, 1987). Nach Basson (2008) liegen aktuelle Schätzungen bei ca. 13 Milliarden US-Dollar pro Jahr. Auch an kleineren Gewässern können Sedimentablagerungen Probleme verursachen. Aufflandungen auf Vorländern, die durch den Wurzelwuchs bereits nach einer Vegetationsperiode extrem erosionsresistent sind, vermindern den Abflussquerschnitt und können so die Hochwassersicherheit gefährden.

Die Relevanz des Schwebstofftransports in Fließgewässern für Mensch und Natur verdeutlicht den Stellenwert von Werkzeugen, die eine Prognose der Transportprozesse erlauben, die also beispielsweise abschätzen helfen, wann sich wo und wie viel Feinsediment ablagert. Die Zielsetzung kann auch die Bewertung von Maßnahmen sein, die lokal die Ablagerungswahrscheinlichkeit verringern sollen. Für solche Prognosen

¹Die Zielvorgabe der Internationalen Kommission zum Schutz des Rheins liegt zum Vergleich bei 1 ng pro Liter Wasser, was umgerechnet etwa $40 \mu\text{g}$ pro Kilogramm Schwebstoff entspricht (IKSR, 2007).

oder Diagnosen sind jedoch zunächst genaue Kenntnisse der beeinflussenden Faktoren und eine Quantifizierung dieser Faktoren notwendig. Die beteiligten Prozesse sind nach wie vor nicht im Detail verstanden bzw. quantifiziert. Diese Unklarheiten schlagen sich darin nieder, dass Berechnungsverfahren stark empirisch aufgebaut sind. Sie erfassen also die tatsächlichen physikalischen Mechanismen nicht oder nur stark vereinfacht, sondern fassen häufig verschiedene Vorgänge und Einflussfaktoren in Summenparametern zusammen, die aus Experimenten gewonnen oder geschätzt werden müssen.

Gemeinsames Ziel von Sedimenttransportuntersuchungen ist es, ein tiefergehendes Verständnis der beteiligten Prozesse und Mechanismen zu erlangen. Die gewonnenen Erkenntnisse sollen der Verbesserung der Prognose sowie der besseren Einschätzung von Einflussfaktoren auf die Transportvorgänge der Sedimente dienen.

Naturversuche liefern Daten für ganz konkrete Untersuchungsgebiete unter den dort zum Untersuchungszeitpunkt oder -zeitraum anzutreffenden Randbedingungen. Experimente im Labor vereinfachen und abstrahieren dagegen in der Regel das System. Dadurch sind die Laborergebnisse einerseits häufig nicht direkt auf die Natur übertragbar. Andererseits bieten sie verschiedene Vorteile: Randbedingungen lassen sich für verschiedene Versuchsreihen konstant halten oder gezielt steuern. Die Anzahl der möglichen Einflussfaktoren lässt sich durch die kontrollierteren Bedingungen im Labor reduzieren. Laborergebnisse sind dadurch in der Regel reproduzierbarer, was sich positiv auf die Güte der aus den Ergebnissen abgeleiteten Erkenntnisse auswirkt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Versuchsstand für solche Laboruntersuchungen entwickelt. Die in der Arbeit vorgestellten Untersuchungen in dieser Versuchsanlage beschäftigen sich vorrangig mit dem Absinken und Ablagern von Feinsedimenten, um das Prozessverständnis und die formelmäßige Beschreibung der Prozesse zu verbessern. Die Arbeit soll damit einen Beitrag leisten zu einer zukünftig verbesserten Prognose von Umlagerungsvorgängen feiner Sedimente. Die Entwicklung eines solchen Prognosewerkzeuges ist allerdings nicht Gegenstand der Untersuchungen.

1.2 Aufbau der Arbeit

Die Arbeit gliedert sich in zwei zentrale Teile. Nach einem Grundlagenkapitel zum Schwebstofftransport besteht der erste Hauptteil in der Beschreibung und Beurteilung einer im Rahmen der Arbeit entwickelten Laborversuchsanlage zum Schwebstofftransport. Der zweite wichtige Baustein besteht in der Anwendung dieses Versuchsstandes zur Analyse des Absetzverhaltens kohäsiver Schwebstoffe in einer turbulenten Strömung.

Kapitel 2 beschäftigt sich zunächst mit grundlegenden Aspekten des Schwebstofftransports. Dazu werden die speziellen Eigenschaften kohäsiver Sedimente im Detail erläutert. Im Anschluss daran werden der Transportzyklus dieser Sedimente vorgestellt und die Haupttransportprozesse unter Berücksichtigung der kohäsiven Eigenschaften der Schwebstoffe näher betrachtet.

Inhalt von Kapitel 3 ist die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Versuchsanlage, das offene Kreisgerinne. Aus allgemeinen Überlegungen, was die Anforderungen an Laboruntersuchungen zum Schwebstofftransport angeht, wird das Konzept des offenen Kreisgerinnes abgeleitet und mit anderen, ähnlichen Versuchsanlagen in Beziehung gesetzt. Anschließend wird die Strömung im offenen Kreisgerinne im Detail anhand von Strömungsmessdaten und Ergebnissen eines hydrodynamisch-numerischen Modells betrachtet. Zur Beurteilung des offenen Kreisgerinnes hinsichtlich der Abbildung der physikalisch-chemischen Prozesse beim Schwebstofftransport wurden spezielle Untersuchungen durchgeführt. Diese Untersuchungen dienen einer Analyse der Stärken und Schwächen des offenen Kreisgerinnes und schließen Kapitel 3 ab.

In Kapitel 4 werden Grundlagenuntersuchungen zum Absetzverhalten kohäsiver Schwebstoffe vorgestellt, die in der entwickelten Versuchsanlage durchgeführt wurden. Die Versuchsergebnisse werden einerseits dazu verwendet, den Einfluss der Kohäsivität auf die Sinkgeschwindigkeit anhand einer empirischen Beziehung zu analysieren. Andererseits werden verschiedene Ansätze zur Beschreibung der Deposition herangezogen und ihr Potenzial hinsichtlich der Repräsentation der Deposition kohäsiver Sedimente untersucht. Daraus werden Empfehlungen für künftige Forschungsaspekte und Untersuchungsmethodiken abgeleitet.

Die Arbeit schließt in Kapitel 5 mit einer zusammenfassenden Darstellung und Bewertung sowie einem Ausblick auf die künftigen Forschungs- und Entwicklungsaufgaben.

Kapitel 2

Grundlagen des Schwebstofftransports

Der Sedimenttransport in Suspension ist – wie jeder Feststofftransport in Fließgewässern – geprägt von einem Zusammenspiel verschiedener Prozesse. Besonders beim Vorhandensein von Sedimenten der Schluff- und Tonfraktion erhöht sich die Komplexität der Mechanismen durch interpartikuläre Wechselwirkungen, die das Verhalten der Sedimente signifikant beeinflussen.

Im Folgenden werden zunächst die Sedimente und die aus ihren besonderen Eigenschaften resultierenden Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Partikeln beschrieben. Anschließend werden die Transportprozesse der Sedimente betrachtet, wobei ein besonderes Augenmerk auf den speziellen Einfluss dieser Partikelinteraktionen gelegt wird.

2.1 Charakteristika feiner Sedimente

2.1.1 Klassifizierung von Sedimenten

Sedimente lassen sich nach verschiedenen Gesichtspunkten klassifizieren. Eine Unterteilung erfolgt häufig zunächst nach der Genese¹ der Sedimente. Weiter unterteilt wird häufig nach chemischen (z. B. Karbonatgehalt), maßtechnischen (Korngröße, Kornform etc.) oder wiederum genetischen Prinzipien (Kuntze et al., 1994). In der Literatur finden sich beispielsweise auch Klassifizierungen anhand ökotoxikologischer Parameter (z. B. Bioverfügbarkeit von sorbierten Schadstoffen) (Kern und Westrich, 1999).

Einer der wichtigsten maßtechnischen Parameter zur Klassifizierung von Sedimenten ist der Korndurchmesser, genauer gesagt der Äquivalentdurchmesser der Primärteil-

¹Genese bezeichnet die Art der Entstehung von Gesteinen. Fluviatile Sedimente entstehen beispielsweise durch Ablagerung von Gesteinsmaterial, das von einem Fließgewässer mitgeführt und zerkleinert wurde.

chen². Tabelle 2.1 zeigt die Korngrößenklassifikation nach DIN EN ISO 14688, die auf dem dekadischen Logarithmus basiert (2003).³ Neben dieser Korngrößenklassifizierung findet man in der Literatur diverse andere, meist ähnliche Einteilungen, bei denen beispielsweise mehr Untergruppen gebildet werden oder Grenzkorndurchmesser variieren.

Tabelle 2.1: Korngrößenklassifikation nach DIN EN ISO 14688. Darstellung ohne Untergruppen.

Bezeichnung	Durchmesser in mm	Symbol	Bereich
großer Block	> 630	LBo	sehr grobkörniger Boden
Block	> 200 bis 630	Bo	
Stein	> 63 bis 200	Co	
Kies	> 2 bis 63	Gr	grobkörniger Boden
Sand	> 0,063 bis 2	Sa	
Schluff (Silt)	> 0,002 bis 0,063	Si	feinkörniger Boden
Ton	< 0,002	Cl	

Ton bezeichnet nach dieser Klassifizierung ein Sediment mit einem Korndurchmesser kleiner als 0,002 mm. Allerdings zeigen auch Sedimentgemische mit einem Gesamtanteil an Tonfraktionen von unter 20 % noch ein sehr stark vom Tongehalt beeinflusstes Verhalten im Sinne von veränderten bodenmechanischen Eigenschaften ähnlich einem Boden mit hohem Tonanteil, so dass sie aufgrund ihrer Eigenschaften und nicht der vorherrschenden Korngrößen als *tonig* beschrieben werden. Bereits ab einem Tonanteil von 5 bis 10 % sind die Eigenschaften eines Sedimentgemisches nachhaltig von den Tonbestandteilen beeinflusst (Spork, 1997). Tonige Sedimente werden häufig auch als *kohäsive* oder *bindige* Sedimente bezeichnet.⁴

Organische Beimischungen Natürlich vorkommende kohäsive Sedimente enthalten neben den mineralischen Bestandteilen immer einen gewissen Anteil organischen Materials, teilweise auch Gase. Die organische Substanz ist für den Transport kohäsiver Sedimente bedeutsam, da sie zu einer Verfestigung der suspendierten Sedimentflocken und abgelagerter Sedimente ganz erheblich beitragen kann (Spork et al., 1997, Heinzelmann und Wallisch, 1991).

²Der Äquivalentdurchmesser ist eine Hilfsgröße, eine Konvention, um Partikeln gleich welcher Größe und Form einen Durchmesser zuzuordnen. Bei Korntrennung durch Siebung bezeichnet er den Maschenabstand der Siebe („Siebdurchmesser“). Im Bereich der Korntrennung durch Sedimentation entspricht ein Äquivalentdurchmesser dem Durchmesser einer Kugel, die bei der Sedimentation ebenso schnell sinkt wie das betrachtete Korn. (Scheffer, 2002)

³Die DIN EN ISO 14688 ersetzt für die Benennung der Korngrößenfraktionen die DIN 4022, deren (ganz ähnliche) Bezeichnungen im deutschsprachigen Raum noch sehr verbreitet sind.

⁴Um den Einfluss der Oberflächenkräfte bezüglich der Neigung von Sedimentpartikeln zur Flockenbildung zu beschreiben, wird in dieser Arbeit der rein qualitative Begriff *Kohäsivität* weitgehend synonym verwendet mit dem in der Bodenmechanik gebräuchlichen Begriff der *Kohäsion* als dem Zusammenhalt von Bodenteilchen, der in Kombination mit dem Reibungswinkel die Scherfestigkeit eines Bodens quantifiziert.

Der Gehalt an organischer Substanz einer Sedimentprobe kann auf verschiedene Weise bestimmt werden. Ein Maß für den Anteil an organischer Substanz ist beispielsweise der Glühverlust. Der Glühverlust einer Probe ist definiert als der auf die Trockenmasse bezogene Massenverlust, den die Probe beim Glühen erfährt. Nach DIN 18128 (2002) wird dafür die bei 105 °C getrocknete Sedimentprobe bei 550 °C ausreichend lange, d. h. bis zur Massenkonstanz, geglüht und der Gewichtsverlust durch das Glühen bestimmt. Dieser Gewichtsverlust entspricht näherungsweise dem Anteil an organischer Substanz. Da er jedoch auch von adsorbierten Karbonaten oder freiem Eisen beeinflusst wird, sind entsprechende Korrekturen des Ergebnisses notwendig (Winterwerp und van Kesteren, 2004). Scheffer (2002) gibt an, dass der Glühverlust vor allem bei Proben mit über 80 % Sand- und Kiesanteil ausreichend genaue Werte liefert.

Alternativ kann der organische Anteil in einer Sedimentprobe über den Gesamtgehalt an organischem Kohlenstoff (TOC) bestimmt werden. Zur Ermittlung des TOC existieren verschiedene Methoden vor allem aus dem Bereich der Wasser- und Abwasseranalytik.⁵

2.1.2 Struktur der Tonminerale

Mineralogisch handelt es sich bei Sedimenten der Tonfraktion oft – aber nicht ausschließlich – um Tonminerale. Tonminerale gehören zur Gruppe der Phyllosilikate (Schichtsilikate). Sie sind zum großen Teil für die kohäsiven Eigenschaften eines Sedimentgemisches verantwortlich.

Schichtsilikate bestehen aus einer flächenhaften Vernetzung von Silizium-Sauerstoff-Tetraedern mit Schichten von Aluminiumhydroxid- oder Magnesiumhydroxid-Oktaedern. In Abbildung 2.1 sind die beiden Schichten dargestellt, die die Grundstruktur der Tonminerale bilden. Zwei oder mehr Schichten sind über die Sauerstoffatome bzw. die Hydroxylgruppen zu Elementarschichten verbunden. Tonteilchen in der Natur bestehen aus Paketen vieler solcher Elementarschichten.⁶

Der Aufbau der Tonminerale aus Paketen unterschiedlicher Elementarschichten ist für viele ihrer besonderen Eigenschaften verantwortlich. Die blättchenförmige Gestalt und der Schichtaufbau der Tonpartikel haben eine sehr hohe spezifische Oberfläche der Tonminerale zur Folge. Je dünner die Blättchen der Tonminerale sind, desto stärker treten die durch die Masse verursachten Eigenschaften hinter den durch die Oberflächen hervorgerufenen Eigenschaften zurück. Typische spezifische Oberflächen bei Tonen liegen im Bereich von 5 bis 400 m²/g. Im Gegensatz dazu besitzen Schluffe spezifische Oberflächen zwischen 0,1 und 1 m²/g. Die spezifische Oberfläche

⁵Für die Bestimmung des TOC wird die Probe in der Regel zuerst angesäuert, um die anorganischen Verbindungen, Karbonat und Hydrogenkarbonat in Kohlenstoffdioxid (CO₂) umzuwandeln. Danach entfernt ein Luftstrom das gelöste CO₂ aus der Probe. Die verbleibenden organischen Kohlenstoffverbindungen werden nun mit Hilfe hoher Temperatur oder nass-chemisch wiederum zu CO₂ oxidiert. Das enthaltene CO₂ wird mit einem Detektor spezifisch bestimmt. (Gierszewski, 2007)

⁶Kaolinitpartikel bestehen beispielsweise aus 25 bis 80 Elementarschichten, Montmorillonitpartikel aus 5 bis 12 Elementarschichten. (Roehl, 2002)

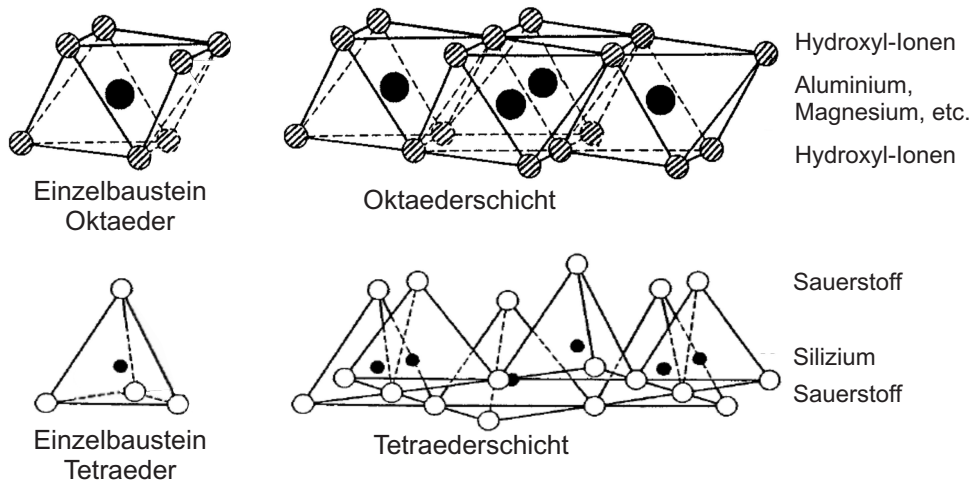


Abbildung 2.1: Modell der Polyederschichten, aus denen die Tonminerale primär aufgebaut sind. Abbildung verändert nach Jasmund (1993).

und der Korndurchmesser korrelieren negativ, d. h. die Größe der spezifischen Oberflächen nimmt für gröbere Sedimente weiter ab.

Für die Kohäsion von Sedimenten sind vor allem elektrische Ladungen auf der äußeren Partikeloberfläche verantwortlich. Diese Oberflächenladungen entstehen zum einen durch sogenannten *isomorphen Ersatz* in der Kristallstruktur des Minerals. Beim isomorphen Ersatz sind höherwertige Zentralkationen der Elementarschichten durch Kationen niedrigerer Wertigkeit ersetzt (oder fehlen ganz). Zum Beispiel können zweiwertige Eisenionen Fe^{2+} die Aluminiumionen Al^{3+} der Oktaederschicht ersetzen. Dadurch ist die Ladung der Schichten nicht mehr ausgeglichen und es entsteht eine Ladung auf der Schichtfläche. Diese Schichtladung ist wegen der niedrigeren Wertigkeit der substituierenden Zentralkationen immer negativ. Sie wird als *permanente Ladung* bezeichnet, weil sie in der Kristallstruktur verankert ist und ihre Größe von äußeren Bedingungen (pH-Wert, Ionengehalt des Wassers etc.) unabhängig ist. Permanente Ladung gibt es praktisch nur bei den Schichtsilikaten.

Die zweite Ladungsart dagegen entsteht an den Kristallkanten. Protonen der funktionellen Gruppen⁷ an den Kanten (z. B. OH-Gruppen) dissoziieren und hinterlassen eine Ladung. Diese Ladung ist vom pH-Wert der Bodenlösung bzw. des Umgebungswassers abhängig, da die Deprotonierung der funktionellen Gruppen pH-abhängig ist. Darüber hinaus können gelöste Stoffe (z. B. Salze) an die Partikelkanten gebunden werden und eine Ladung erzeugen. Man nennt diese Kantenladung pH-abhängige oder allgemeiner *variable Ladung*, da sie außer vom pH-Wert auch von der Ionenstärke der umgebenden Lösung abhängt. Diese Art der Oberflächenladung tritt nicht nur bei Tonmineralen, sondern auch bei vielen anderen Mineralen auf. Abbildung 2.2 zeigt schematisch ein Beispiel eines Tonpartikel mit negativer Flächenladung sowie die Ionen einer umgebenden Lösung.

⁷Unter funktionellen Gruppen versteht man in der Chemie Atome oder Atomgruppierungen, die den übereinstimmenden Charakter ganzer Stoffklassen organischer Verbindungen bedingen.

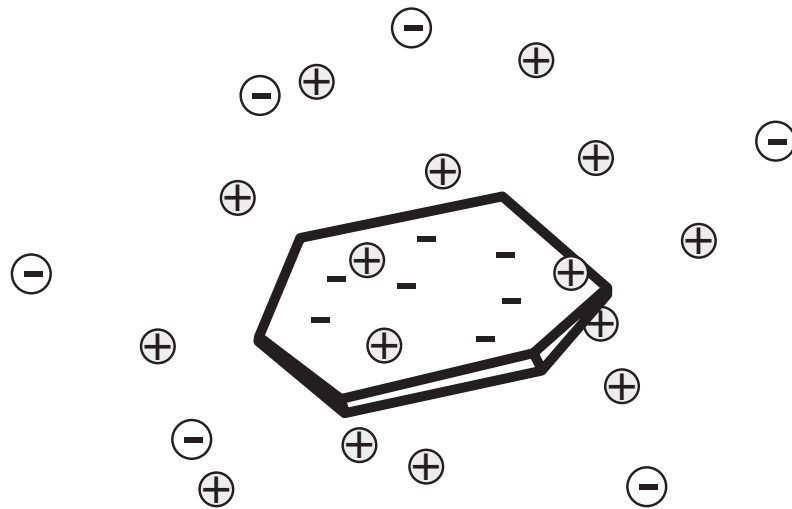


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Tonpartikels mit negativer Flächenladung in einer wässrigen Ionenlösung.

Je nach Art und Zahl der funktionellen Gruppen können Tonmineralpartikel bei einem gegebenen pH-Wert gleichzeitig negative und positive Ladungen tragen. Der pH-Wert, bei dem sich positive und negative Ladungen gerade ausgleichen, also die Nettoladung gleich null ist, heißt Ladungsnullpunkt oder *isoelektrischer Punkt*. Der isoelektrische Punkt stellt einen Punkt dar, an dem sich die Partikel in einem angelegten elektrischen Feld nicht bewegen. Er ist durch minimale chemische Aktivität und maximale Flockungsneigung gekennzeichnet (vgl. Kapitel 2.1.3).

Die Intensität der Ladung eines Minerals lässt sich über die *Ladungsdichte* beschreiben. Die Ladungsdichte bezeichnet die Oberflächenladung des Minerals bezogen auf seine spezifische Oberfläche. Abbildung 2.3 zeigt die Ladungsdichte verschiedener Minerale in Coulomb pro Flächeneinheit in Abhängigkeit vom pH-Wert des Umgebungswassers. Die dargestellten Kurven geben eine Superposition von permanenter und variabler Ladung wieder. Die permanente Ladung der Minerale ist eine vom pH-Wert unabhängige, materialspezifische Konstante und wäre damit in der Darstellung eine horizontale Gerade. Überlagert wird diese permanente Ladung von der pH-abhängigen variablen Ladung, die die unterschiedlichen Kurvenverläufe bedingt. Der Schnittpunkt einer Kurve mit der Nulllinie der Ladungsdichte kennzeichnet also jeweils den Ladungsnullpunkt des Minerals. Die dargestellten Kurven stammen von verschiedenen Forschern, deren experimentelles Vorgehen nicht vergleichbar ist. Deshalb sind die Kurven nur bedingt qualitativ anzusehen als Veranschaulichung vorhandener Trends.

2.1.3 Interpartikuläre Wechselwirkungen von Feinsedimenten

Die geringen Korngrößen der Tonminerale lassen den Einfluss von Massenkräften hinter den der Oberflächenkräfte zurücktreten. Die Oberflächenkräfte, zum Beispiel aufgrund der zuvor erwähnten elektrischen Ladungen, führen zu einer Interaktion

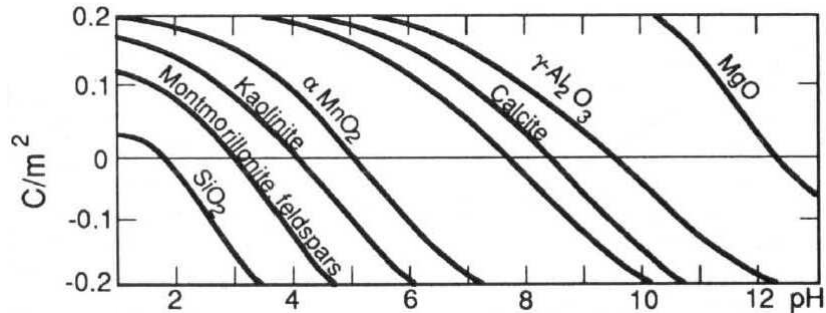


Abbildung 2.3: pH-Abhängigkeit der Ladung verschiedener Minerale (Stumm, 1992).

der Partikel und bestimmen wesentlich Eigenschaften und Verhalten kohäsiver Sedimente.

Für wasserbauliche Fragestellungen relevant ist dabei vor allem die Eigenschaft kohäsiver Sedimentkörner, sich in einer aquatischen Umgebung unter bestimmten Umständen zu größeren Aggregaten zusammenzuschließen, also Flocken zu bilden. Solche Flocken können aus Tausenden von Einzelpartikeln bestehen. Dass solche Partikelwechselwirkungen sich auf das Transportverhalten kohäsiver Sedimente in einer Strömung auswirken, liegt nahe. In Kapitel 2.2 werden die einzelnen Transportprozesse und ihre Beeinflussung durch die Kohäsivität der Sedimente diskutiert.

Um den Einfluss von Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Partikeln oder Partikelgruppen auf den Transport eines Sedimentes zu beurteilen, ist zunächst die Kenntnis der beteiligten Mechanismen erforderlich. Der Zusammenhalt der Partikel eines Aggregates entsteht durch Van-der-Waals-Bindungen und/oder biologische Einflüsse. Die Anziehung muss dabei eventuell vorhandene abstoßende Kräfte übersteigen.

Die Van-der-Waals-Anziehung ist vom Chemismus der Wasserphase unabhängig. Sie entsteht durch eine Wechselwirkung der einzelnen Atome. Die Wechselwirkungsenergie der Van-der-Waals-Bindung nimmt mit etwa der 6. Potenz des Partikelabstands ab. Die anziehenden Van-der-Waals-Kräfte sind also nur bei geringen Partikelabständen von Bedeutung.

Bei geringen Partikelabständen stehen den anziehenden interpartikulären Kräften unter Umständen abstoßende Kräfte gegenüber, die die Aggregation reduzieren oder vollständig verhindern können. Zwischen Partikeln mit gleichgeladenen Oberflächenladungen tritt eine elektrostatische Abstoßung auf, die exponentiell mit dem Partikelabstand abnimmt. Die Größe der abstoßenden Kräfte hängt von der Oberflächenladung der Partikel, damit unter Umständen vom pH-Wert des Wassers, und überdies von der Ionenstärke des Umgebungswassers ab.

Die Oberflächenladung wird im Wasser durch Anlagerung von Ionen gleichhoher und entgegengesetzter Ladung neutralisiert. Die Oberflächen sind also von einer Sphäre umgeben, deren Ionenzusammensetzung sich von der der umgebenden freien Lösung unterscheidet. Um die Tonpartikel bildet sich eine sogenannte *elektrische*

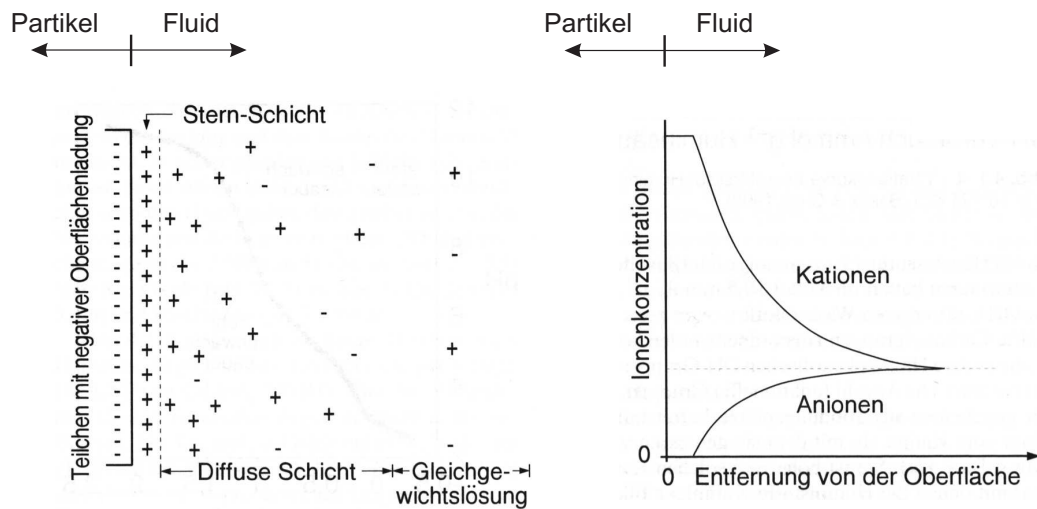


Abbildung 2.4: Ionenverteilung (links) und Konzentrationsverlauf (rechts) in der elektrischen Doppelschicht eines Kationenaustauschers (Scheffer, 2002).

Doppelschicht, in der die Ionenkonzentration von der Partikeloberfläche zur Lösung hin abnimmt.

Abbildung 2.4 zeigt die Ionenverteilung und den Konzentrationsverlauf in der elektrischen Doppelschicht eines negativ geladenen Teilchens. Direkt an der negativ geladenen Partikeloberfläche entsteht eine starre, dicht besetzte Kationenschicht (Stern-Schicht). Um diese innere Schicht bildet sich eine diffuse äußere Schicht, in der die Kationenkonzentration allmählich bis auf einen Wert zurückgeht, der dem Wert der Gleichgewichtslösung entspricht. Gleichzeitig nimmt in der diffusen Schicht die Konzentration der Anionen auf den Gleichgewichtswert hin langsam zu.

Die hohe Kationenkonzentration der beiden Doppelschichten zweier negativ geladener Partikel bewirkt eine Abstoßung der Partikel. Die Dicke der Doppelschicht ist allerdings variabel und nimmt mit zunehmender Ionenstärke des Wassers ab. Bei ausreichend hoher Salzkonzentration im Wasser werden die Ionen näher an die Grenzfläche gedrückt. Die Doppelschicht kann also so dünn werden, dass die Tonpartikel sich so weit annähern können, dass die anziehenden Kräfte dominieren und die Partikel koagulieren. Bei Abnahme der Salzkonzentration geht der geflokkte Zustand wieder verloren. Schon eine geringe Scherung reicht dann aus, um die Primärteilchen wieder voneinander zu trennen. Diese Dispergierung wird auch Peptisation genannt. Gelöste Salze oder andere im Dispergiermedium gelöste Stoffe können an die Partikeloberflächen gebunden werden und dadurch die Oberflächenladung verändern. Je nach Stoff und Stoffkonzentration kann dadurch eine verstärkte Flockung oder eine Stabilisierung der Suspension erfolgen.

Falls die Ionenstärke des Wassers nicht ausreicht, um die Dicke der Doppelschicht soweit zu reduzieren, dass die anziehenden Kräfte überwiegen, ist eine Flockung nur möglich, wenn die Impulsstärke bei einer Kollision der Teilchen groß genug ist, um die Doppelschicht zu überwinden. Die Kollisionsintensität nimmt zum einen mit steigender Temperatur aufgrund der molekularen Eigenbewegung der Teilchen zu. Auch unterschiedliche Sinkgeschwindigkeiten einzelner Partikel können zur Kollision

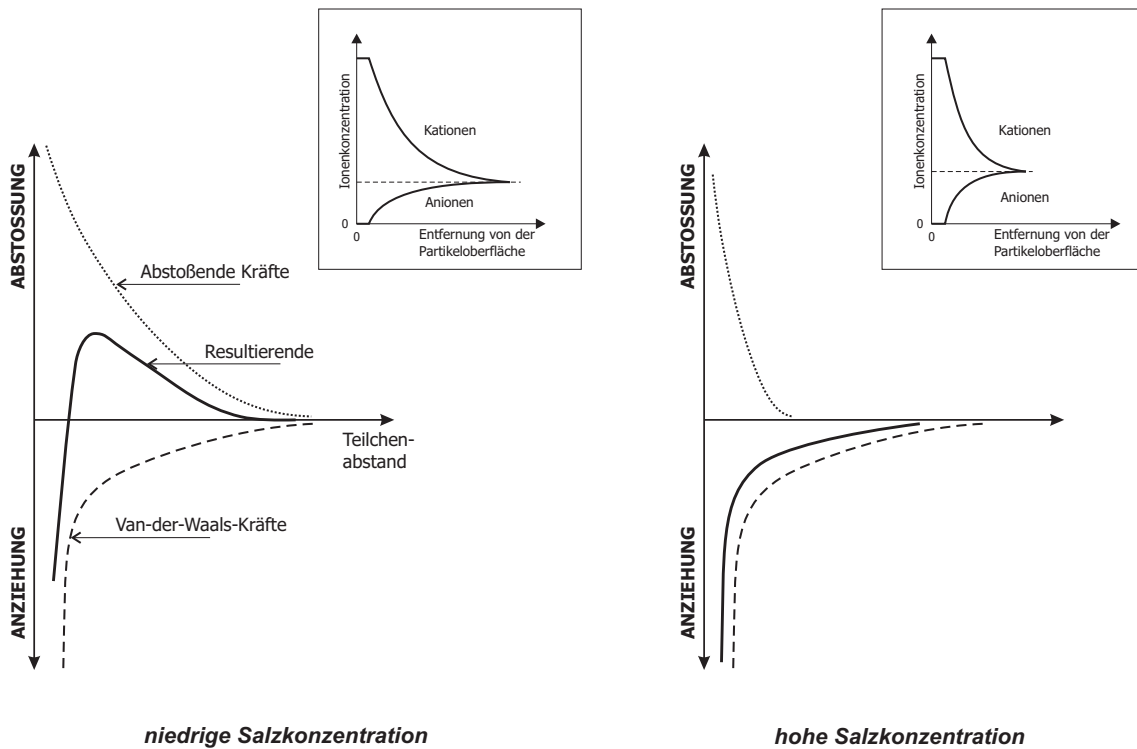


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der anziehenden und abstoßenden interpartikulären Kräfte sowie der resultierenden Wechselwirkung bei zwei verschiedenen Salzkonzentrationen. Die Wirkung der Salzkonzentration auf die Dicke der diffusen Doppelschicht zeigen die Kurven in den Kästen (vergleiche Abbildung 2.4).

führen. Höher zu bewerten ist jedoch der Einfluss der Turbulenz als kollisionsfördernde Einwirkung.

Die Wechselwirkung der anziehenden Van-der-Waals-Kräfte und der abstoßenden Kräfte in Abhängigkeit von der Ionenstärke der Gleichgewichtslösung ist in Abbildung 2.5 qualitativ dargestellt. Wie bereits erwähnt ist die Van-der-Waals-Kraft vom Dispersionsmedium unabhängig. Die elektrostatische Abstoßung resultiert aus der Oberflächenladung der Partikel, wobei die Höhe der gegebenenfalls vorhandenen variablen Ladung vom pH-Wert der Lösung abhängt. Darüber hinaus wird die Netto-Abstoßung stark vom Salzgehalt der Lösung beeinflusst, da die Salzionen die Dicke der diffusen Doppelschicht des Partikels bestimmen.

Die durchgezogene Kurve in Abbildung 2.5 zeigt die Energie, die aufgewendet werden muss, um eine Annäherung gegen die abstoßenden Kräfte zu erzwingen. Die gestrichelten bzw. gepunkteten Kurven stellen die Einzelpotentiale der anziehenden bzw. abstoßenden Kräfte dar. Bei niedriger Salzkonzentration steigt bei Annäherung der Teilchen das Gesamtpotenzial, d. h. die Energie, die zur weiteren Annäherung aufgewendet werden muss, steigt an. Bei weiterer Annäherung nimmt der Einfluss der anziehenden Kräfte zu, so dass die Steigung der Resultierenden abnimmt. Im Maximum der Kurve ist die Steigung gleich null, d. h. die zur weiteren Annäherung erforderliche Energie hat den Wert null. Diese Energiebarriere bzw. der zugehörige Teilchenabstand muss unterschritten werden, wenn sich Flocken bilden sollen.

In Abbildung 2.5 nicht dargestellt ist die sogenannte Born-Kraft als abstoßende Kraft. Ihr Einfluss ist bei größeren Teilchenabständen vernachlässigbar und nimmt erst bei sehr geringen Teilchenabständen stark zu. Sie stellt eine Art geometrischer Abstoßung dar und verhindert das gegenseitige Durchdringen von Partikeln.

Bei hoher Salzkonzentration überwiegen in der Regel die anziehenden Kräfte. Es ist daher auch keine Energiebarriere zu überwinden. Die Flockungsgeschwindigkeit, d. h. die Geschwindigkeit der Flockenbildung, erreicht deshalb bei hoher Salzkonzentration ein Maximum. (Allerdings können sehr hohe Salzkonzentrationen auch wieder zu einer Stabilisierung der Suspension führen, da die extreme Verringerung der Doppelschichtdicke eine so starke Erhöhung der Ladungsdichte der Partikel bewirkt, dass die abstoßenden Kräfte wieder dominant werden.)

Neben der Salzkonzentration ist auch das Verhältnis einwertiger zu höherwertigen Salzionen für die Dicke der Doppelschicht von Bedeutung. Höherwertige Ionen verringern die Dicke der diffusen Doppelschicht. Als Parameter wird hierfür häufig das Natrium-Adsorptionsverhältnis (NAV) verwendet.⁸ Es ist definiert als das Verhältnis der Konzentration einwertiger Natrium-Kationen im Wasser zu den zweiwertigen Calcium- und Magnesium-Kationen.

$$\text{NAV} = \frac{[\text{Na}^+]}{\sqrt{([\text{Ca}^{2+}] + [\text{Mg}^{2+}])/2}} \quad (2.1)$$

wobei

NAV	...	Natriumadsorptionsverhältnis	[-]
$[\text{Na}^+]$...	Konzentration der Natrium-Kationen	[mol/l]
$[\text{Ca}^{2+}]$...	Konzentration der Calcium-Kationen	[mol/l]
$[\text{Mg}^{2+}]$...	Konzentration der Magnesium-Kationen	[mol/l]

Mit steigendem NAV, also mit einem hohen Anteil von einwertigen Natrium-Ionen gegenüber den zweiwertigen Calcium- und Magnesium-Ionen, erhöht sich die Dicke der diffusen Doppelschicht und die Flockenbildung verringert sich.

Um ein Gesamtbild zu erhalten und eine Aussage bezüglich der Kohäsivität eines Sedimentes zu treffen, müssen immer sowohl die Höhe der Partikelladung als solche wie auch die Dicke der diffusen Doppelschicht betrachtet werden.

Als weiterführende Literatur zur Struktur und Bedeutung von Tonmineralen werden die Monographien von Heim (1990) und Jasmund (1993) empfohlen. Nähere Erläuterungen zur Oberflächenchemie in aquatischen Umgebungen finden sich bei Stumm und Morgan (1981), Stumm (1992), Dörfler (1994) oder Lagaly et al. (1997).

⁸Häufig wird auch in der deutschsprachigen Literatur der englische Begriff Sodium Adsorption Ratio (SAR) verwendet.

2.2 Prozesse beim Transport feiner Sedimente in Suspension

Der Transportzyklus der Schwebstoffe lässt sich in vier Hauptabschnitte unterteilen: Erosion, Transport, Deposition und Konsolidierung. Im Englischen wird dieser Kreislauf deshalb auch ETDC-Cycle genannt. In Abbildung 2.6 sind diese Prozesse sowie relevante Zwischenstufen dargestellt.

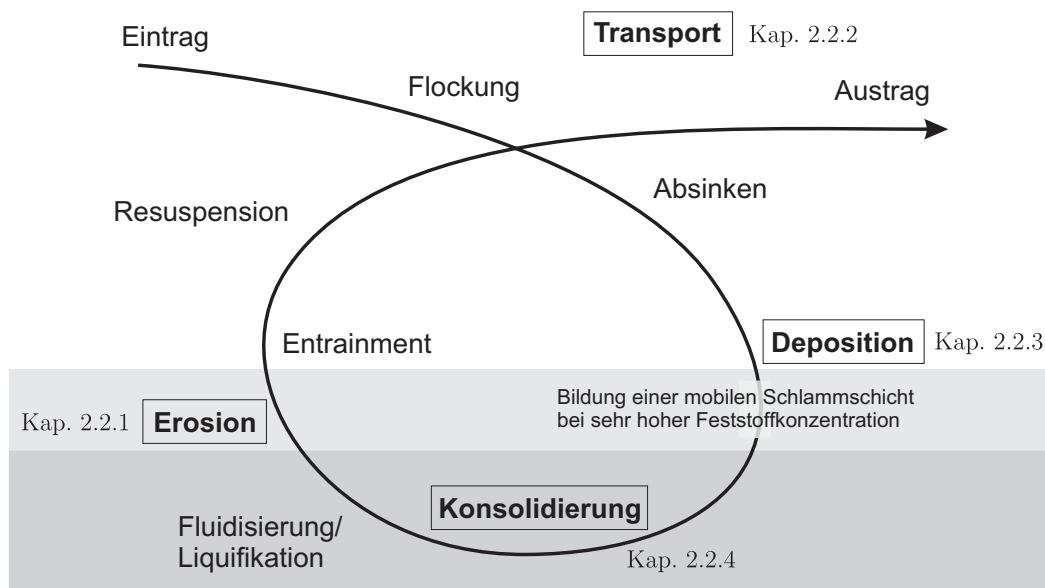


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der am Transport und der Umlagerung von Schwebstoffen beteiligten Prozesse.

Der Transportprozess beginnt mit dem Eintrag von Schwebstoffen in den Untersuchungsraum mit der fließenden Welle oder durch Erosion abgelagerter Sedimente. Der Transport erfolgt bei kohäsiven Sedimenten nahezu ausschließlich in Suspension. Aus der Sohle herausgelöste Aggregate werden durch die Scherspannungen an der Sohle zerkleinert, gehen in Suspension über und werden fortbewegt. In der Wassersäule findet bei kohäsiven Sedimenten ein Flockungsprozess statt. Nehmen Turbulenz und Fließgeschwindigkeit ab, sinken die Partikel wieder ab und sedimentieren schließlich an der Sohle. Wenn keine Störungen auftreten, folgt hierauf aufgrund des Eigengewichts des Sediments die Konsolidierung, also die Verfestigung des abgelagerten Materials. Material, das innerhalb des Untersuchungsraumes nicht abgelagert wird, wird mit der Strömung aus dem Gebiet ausgetragen.

Bei sehr hohen Feststoffkonzentrationen bilden sich an der Sohle hochkonzentrierte mobile Schlammschichten mit einem gelartigen Verhalten aus, deren Zuordnung zu Sohle oder Wasserkörper nicht eindeutig ist und die deshalb einen Zwischenstatus einnehmen. Ein Wiedereinmischen von Sedimentpartikeln aus einer solchen „Fluid Mud“-Schicht nennt man Entrainment. Entrainment kann als Sonderform der Erosion betrachtet werden.

Der Erosion vorausgehen kann eine Verflüssigung eines bereits konsolidierten Bodens. Liquifikation kennzeichnet die Verflüssigung des Sedimentes aufgrund einer mechanischen Störung wie Rühren, Schütteln oder Erdbeben. Fluidisierung bezeichnet die Sohlverflüssigung aufgrund einer Durchströmung des Sedimentes durch ein Fluid (Flüssigkeit oder Gas).

Die vier Hauptabschnitte des Transportzyklus werden im Folgenden näher beleuchtet, wobei ein besonderes Augenmerk auf den Einfluss der Kohäsivität eines Sedimentes gelegt wird.

2.2.1 Erosion

Kohäsive Sedimente unterscheiden sich in ihrem Erosionsverhalten signifikant von gröberen, nichtkohäsiven Sedimenten. In Abhängigkeit von den Eigenschaften der abgelagerten Sedimente und der Scherspannung des Wassers lassen sich verschiedene Erosionstypen unterscheiden:

1. Entrainment:

Entrainment tritt, wie bereits erwähnt, bei sehr weichen Schlammauflagen bzw. mobilen Schlammsschichten auf. Wenn die Wasserschicht turbulent ist, die Schlammsschicht hingegen nicht turbulent, wird Sediment ins Wasser eingemischt. Dies ist zum Beispiel bei sohlbürtigen Sedimenten der Fall, die durch die Einwirkung von Wellen verflüssigt wurden. Wenn beide Schichten turbulent sind, wie es beispielsweise in Flüssen mit sehr hoher Schwebstofffracht auftreten kann, findet eine turbulente Durchmischung beider Schichten statt.

2. Flockenerosion:

Bei der Flockenerosion werden einzelne Aggregate oder Teile davon aus der Sohloberfläche herausgerissen. Diese Erosionsart tritt auf, wenn die Schubspannungsspitzen an der Sohle die Bindungsstärke innerhalb einer Flocke oder zwischen mehreren abgelagerten Flocken überschreiten.

3. Massenerosion:

Bei der Massenerosion werden ganze Aggregatgruppen aus der Sohle herausgerissen. Es kommt zu einem lokalen Versagen des Sohlverbandes, einer Rissbildung. Größere Stücke werden daraufhin aus der Sohle erodiert und teilweise zunächst an der Sohle entlang bewegt, bevor sie zerschlagen und resuspendiert werden. Massenerosion tritt auf, wenn der Strömungsangriff die (undrainierte) Scherfestigkeit der Sohle übersteigt.

Zur Bestimmung der Flocken- und Massenerosion werden Schwellenwertansätze verwendet, nach denen Erosion beginnt, sobald die Sohl Schubspannung einen kritischen Wert überschreitet (Parchure und Mehta, 1985, Maa et al., 1998, Sanford und Maa, 2001, Schweim, 2005). Dieser kritische Wert kann je nach Konsolidierungsgrad und Struktur der Sohle tiefen- und zeitabhängig sein. In verschiedenen Forschungsarbeiten wurde versucht, diese kritische Sohl Schubspannung für Erosion mit bodenmechanischen und anderen physiko-chemischen Parametern zu korrelieren. Eine Zusammenstellung findet sich beispielsweise bei Krier (1983). Ein allgemein gültiger Zusammenhang konnte bisher nicht festgestellt werden.

Einfluss der Kohäsivität auf die Erosion

Mit zunehmendem Tongehalt eines feinen Sedimentgemisches steigt in der Regel sein Erosionswiderstand deutlich an, da die Bindungen zwischen den Tonpartikeln untereinander stärker sind als zwischen Ton- und Sandpartikeln und damit für die Erosion eine größere Energie aufgewendet werden muss (Debnath et al., 2007, Chesher und Ockenden, 1997). Auf der anderen Seite erhöht die Zugabe von Sand zu einem vorwiegend tonigen Material ebenfalls den Erosionswiderstand. Mitchener und Torfs (1996) fanden die niedrigsten Erosionsraten bei einem Sandanteil zwischen 30 und 50 %. Da sich in der Natur aufgrund der unterschiedlichen Sinkgeschwindigkeiten häufig eine Schichtung der Sedimente in den Ablagerungen ergibt, empfehlen Mitchener und Torfs, Erosion in diesem Fall als Abfolge von nacheinander ablaufenden Prozessen der Erosion unterschiedlicher Korngrößen zu modellieren.

Da der Salzgehalt die Flockenstruktur in einer Suspension beeinflusst, liegt die Vermutung nahe, dass der Erosionswiderstand einer Sohle ebenfalls einer gewissen Abhängigkeit vom Salzgehalt unterliegt. In der Literatur finden sich hierzu jedoch widersprüchliche Angaben. Aberle et al. (2004) beobachteten beispielsweise im Salzwasser niedrigere Erosionsraten als im Süßwasser. Der Grund hierfür könnte die kompaktere Flockenstruktur bei höheren Salzgehalten sein, die die Erosion im Vergleich zu einer Situation mit eher großporigen Flocken erschwert. (Die Flockenstruktur und ihre Abhängigkeit vom Sediment und dem Dispersionsmedium wird im Kapitel 2.2.2 diskutiert.) Dieser Effekt verstärkt sich, wenn besonders viele höherwertige Salzionen im Wasser vorhanden sind. Bei einem Überschuss an einwertigen Ionen, also einem hohen NAV (siehe Kapitel 2.1.3), kann allerdings die Anziehungskraft zwischen den Tonpartikeln deutlich abnehmen. In diesem Fall steigen die Erodierbarkeit der Sohle und die Erosionsrate mit steigendem Tongehalt im Salzwasser an (Ariathurai und Arulanandan, 1978).⁹

Bei vielen Tonmineralen steigt der Betrag der Netto-Oberflächenladung mit dem pH-Wert an, d. h. die abstoßenden Kräfte gewinnen an Bedeutung. In Experimenten wurde entsprechend auch eine erhöhte Erosionsrate bei steigendem pH-Wert festgestellt (Ravisangar et al., 2001, Krier, 1983, Winterwerp und van Kesteren, 2004). Mit den Oberflächenkräften gewinnt natürlich die spezifische Oberfläche der Sedimente an Bedeutung. Alle Einflussfaktoren, die die Oberflächenkräfte beeinflussen, wirken sich auf einer größeren spezifischen Oberfläche stärker aus.

Auch ein Einfluss der Temperatur auf die Kohäsion der Sohle und damit deren Erosionswiderstand ist denkbar, da mit zunehmender Temperatur die Bindungsstärke zwischen den Partikeln aufgrund steigender Eigenbewegung abnimmt (Ariathurai und Arulanandan, 1978). Allerdings sind die Ergebnisse von Untersuchungen in dieser Richtung inkonsistent und – zumindest was den Bereich natürlich auftretender Temperaturschwankungen angeht – wenig aufschlussreich (Krier, 1983).

⁹Der NAV kann allerdings als Parameter zu einer Fehleinschätzung führen, da auch andere im NAV nicht erfasste zweiwertige Ionen wie Fe^{2+} und Mn^{2+} im Bodenwasser vorhanden sein und eine Stabilisierung der Sohle bewirken können. In diesem Fall sollte das Gesamtverhältnis von zweiwertigen zu einwertigen Ionen berücksichtigt werden.

Neben den physiko-chemischen Einflussfaktoren spielen auch biogene Effekte bezüglich des Erosionswiderstands einer Sohle eine Rolle. Organismen können durch ein „Verkleben“ der Sohle zu einer Stabilisierung beitragen. Einige Bakterien produzieren beispielsweise extracelluläre polymere Substanzen (EPS), die aus Polysacchariden und Proteinen bestehen und in Verbindung mit dem Wasser Hydrogele bilden, so dass eine schleimartige Matrix entsteht. Solche Biofilme erhöhen den Erosionswiderstand einer Sohle deutlich. Auf der anderen Seite können zum Beispiel Würmer durch ihre Gänge in der Sohle die Erosion fördern. In der Regel überwiegt die stabilisierende Wirkung, so dass bei biogenen Einwirkungen auch von einem kohäsiven Effekt gesprochen wird (Paterson, 1997). Der Einfluss biologischer Faktoren auf die Erosion ist beispielsweise bei Heinzelmann (1991) oder Winterwerp (2004) diskutiert.

2.2.2 Transport und Flockung

Kohäsive Sedimente werden beinahe ausschließlich in Suspension transportiert. Die Ausnahme bilden durch Massenerosion aus der Sohle herausgerissene Sedimentklumpen, die zunächst entlang der Sohle transportiert werden, bis sie zerschlagen werden und in Suspension übergehen. Schwebstoffe werden durch die Advektion der Strömung, durch Diffusion oder Dispersion transportiert. Die Massenflüsse aufgrund der genannten Transportmechanismen werden im Folgenden näher erläutert.

- Die *Advektion* bezeichnet die Bewegung der Partikel mit der Hauptströmung des Wassers. Der advective Stofftransport J einer Konzentration C ist in der folgenden Gleichung beispielhaft für eine Fließgeschwindigkeit U in x -Richtung dargestellt.

$$J_{Advek} = U \cdot C \quad [\text{kg}/\text{m}^2\text{s}] \quad (2.2)$$

- Bei der *Diffusion* unterscheidet man zwischen molekularer und turbulenter Diffusion. Bei der *molekularen Diffusion* bewegen sich Teilchen ohne äußere Energiezufuhr, wenn ein Konzentrationsgradient vorhanden ist. Der Stofftransport erfolgt dabei von der hohen zur niedrigen Konzentration hin. Das sogenannte Ficksche Gesetz (Gleichung (2.3)) beschreibt diesen Zusammenhang zwischen dem Massenfluss $J_{Diff,mol}$ aufgrund der molekularen Diffusion und dem Konzentrationsgradienten, hier dargestellt für die Koordinatenrichtung x . Der Proportionalitätsfaktor D ist eine Stoffgröße und wird Diffusionskoeffizient genannt.

$$J_{Diff,mol} = -D \frac{\partial C}{\partial x} \quad [\text{kg}/\text{m}^2\text{s}] \quad (2.3)$$

Wenn man die Advektion nicht einer uniformen Strömung, sondern einer zeitlich und räumlich variablen Strömung betrachtet, treten zwei Prozesse auf, die von ihrer Auswirkung auf den Stofftransport her der molekularen Diffusion ähnlicher sind als der mittleren Advektion, indem sie nämlich statt der reinen Translation eine Durchmischung verursachen.

Die turbulenten Wirbel einer Strömung, deren Geschwindigkeit zeitlichen Schwankungen, d. h. Abweichungen von einem Mittelwert, unterliegt, verursachen einen Durchmischungsprozess, der in Analogie zur molekularen Diffu-

sion *turbulente Diffusion* genannt wird. Der Stofftransport durch turbulente Diffusion wird analog zur molekularen Diffusion beschrieben. Der turbulente Diffusionskoeffizient D_{turb} ist allerdings keine Stoffgröße, sondern eine Eigenschaft der Strömung bzw. der Turbulenz.

$$J_{Diff,turb} = -D_{turb,x} \frac{\partial C}{\partial x} \quad [\text{kg/m}^2\text{s}] \quad (2.4)$$

Im Vergleich zur turbulenten Diffusion ist die molekulare Diffusion aufgrund der involvierten Zeitskalen in der Regel vernachlässigbar. Nur in stehenden Gewässern ist der Einfluss der molekularen Durchmischung von Bedeutung.

- Die räumliche Variabilität der Strömungsgeschwindigkeiten sorgt ebenfalls für eine Durchmischung, die *Dispersion*. Die Beschreibung des Massenflusses erfolgt ebenfalls in Analogie zum Fickschen Gesetz mit einem Dispersionskoeffizienten K . In der folgenden Gleichung ist der Massenfluss aufgrund der Dispersion exemplarisch für die x -Richtung dargestellt.

$$J_{Disp} = -K_x \frac{\partial C}{\partial x} \quad [\text{kg/m}^2\text{s}] \quad (2.5)$$

Eine differentielle Advektion wird durch laterale turbulente Diffusion asymptotisch zu Dispersion. Turbulente Diffusion und Dispersion werden daher selten getrennt betrachtet, sondern zu einem Prozess mit einem gemeinsamen anisotropen Diffusions- bzw. Dispersionstensor zusammengefasst.

- Suspensierte Sedimente verhalten sich aufgrund ihres Eigengewichtes nicht wie ein idealer Tracer, der der Strömung ideal folgt. Daher ergibt sich ein zusätzlicher Massenfluss proportional zur Sinkgeschwindigkeit w_s der Sedimentpartikel.

$$J_{sink} = w_s \cdot C \quad [\text{kg/m}^2\text{s}] \quad (2.6)$$

Der Transportprozess kohäsiver Sedimente ist eng mit der Aggregation der feinen Bestandteile zu Flocken verknüpft. Die Flocken weisen aufgrund ihrer Größe und Struktur und ihres hohen Wassergehaltes ganz andere Eigenschaften auf als die Primärpartikel und beeinflussen daher den Stofftransport entscheidend. Die Sinkgeschwindigkeit eines Aggregats kann sich beispielsweise signifikant von der Sinkgeschwindigkeit des Primärpartikels unterscheiden.

Die Flockenbildung wird durch Kollisionen und ein darauffolgendes Aneinanderhaften von Primär- und/oder Sekundärteilchen hervorgerufen. Die Partikel können aus verschiedenen Gründen kollidieren:

1. Brown'sche Molekularbewegung:
Bei Temperaturen über 0K führen alle Teilchen auf molekularer Ebene eine Eigenbewegung aus, die mit der Temperatur zunimmt.
2. Unterschiedliche Sinkgeschwindigkeiten:
Partikel können während des Absetzvorgangs aufgrund unterschiedlicher Sinkgeschwindigkeiten kollidieren, wenn ein langsames Teilchen von einem schnelleren „eingeholt“ wird. Dieser Vorgang wird als *differential settling* bezeichnet.

3. Turbulenz:

Die Turbulenz erhöht aufgrund der chaotischen Druck- und Geschwindigkeitschwankungen die Kollisionswahrscheinlichkeit der Partikel und fördert damit eine Flockenbildung. Zu hohe Schubspannungen aufgrund der Turbulenz können allerdings auch wieder Flocken zerbrechen.

Die Brown'sche Molekularbewegung ist als Ursache für eine Partikelkollision in der Regel vernachlässigbar (van Leussen, 1994). Untersuchungen von Stolzenbach et al. (1994) deuten ferner darauf hin, dass die Wahrscheinlichkeit einer Kollision aufgrund unterschiedlicher Sinkgeschwindigkeiten relativ gering ist. Sie beobachteten, dass größere, aber weniger dichte, schnell sinkende Partikel eher um kleine, aber dichte, langsam fallende Partikel herum abgelenkt werden, als dass sie kollidieren. Die Turbulenz kann also in der Regel als Hauptverursacher der Partikelkollision angesehen werden.

Bei der Flockenbildung blättchenförmiger Sedimente können drei Berührungsarten auftreten: Fläche an Fläche, Fläche an Kante und Kante an Kante (Abbildung 2.7). Bei der Anlagerung Fläche-Fläche entstehen dickere Blättchen, während im Fall Fläche-Kante und Kante-Kante eine hohlraumreiche Kartenhausstruktur gebildet wird. Die Bildung einer solchen Kartenhausstruktur ist dadurch möglich, dass an den Seitenkanten der Oktaederschichten positive Ladungen auftreten können, die durch negative Ladungen anderer Tonminerale ausgeglichen werden.

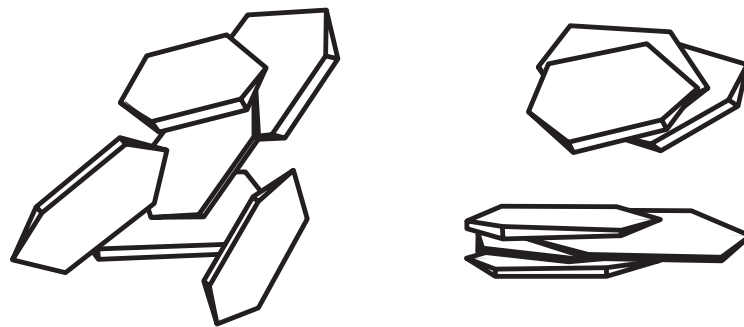


Abbildung 2.7: Aufbau der Flocken. Links: aggregiert Fläche-Kante, rechts: aggregiert Fläche-Fläche.

Die Flockenstruktur beeinflusst zum einen die Sinkgeschwindigkeit. Die Untersuchungsergebnisse von Moudgil et al. (1989) legen nahe, dass zwar die Durchströmung hohlraumreicher Flocken aufgrund ihrer Porosität einen vernachlässigbaren Effekt auf das Absinken hat, dass allerdings die Struktur der Flocken ihre Raumdichte und damit die Sinkgeschwindigkeit nachhaltig beeinflusst.

Zum anderen sind auch die Konsolidierbarkeit und der Erosionswiderstand der Sohle von der Flockenstruktur der abgelagerten Sedimente abhängig. Flocken mit einer Kartenhausstruktur müssen während der Konsolidierungsphase zunächst verdichtet werden, so dass die Konsolidierung mehr Zeit in Anspruch nimmt als bei abgelagerten sehr dichten Flocken oder Primärpartikeln (Moudgil und Vasudevan, 1989). Abgelagerte Flocken der Fläche-Fläche-Struktur konsolidieren schnell und zeigen damit schnell einen hohen Erosionswiderstand. Sobald allerdings die kritische Schub-

spannung für Erosion überschritten ist, werden aufgrund des relativ schwachen Zusammenhalts der Partikel große Mengen an Sedimenten erodiert, so dass sich hohe Erosionsraten ergeben (Ravisangar et al., 2001).

Einfluss der Kohäsivität auf die Flockung

Die Kohäsivität eines Sedimentes wirkt sich entscheidend auf die Flockenbildung aus. Wie in Kapitel 2.1.3 dargestellt, unterstützen alle Faktoren die Flockenbildung, die eine Verringerung der Dicke der elektrischen Doppelschicht zur Folge haben. Dies sind vor allem die Konzentration und Wertigkeit der in der Lösung vorhandenen Ionen. Ferner tritt bei feinen Sedimenten eine starke Aggregation auf, wenn keine oder nur eine geringe Oberflächenladung vorhanden ist. Dies ist im Ladungsnulldpunkt eines Sedimentes der Fall oder auch bei Sedimenten, die aufgrund ihrer Struktur generell nur geringe oder keine Oberflächenladungen tragen (siehe Kapitel 2.1.2).

Die Struktur der Flocken wird maßgeblich durch äußere Einflüsse bestimmt. Flocken der Art Fläche-Kante, also Flocken mit einem großen Porenvolumen, treten vor allem im sauren Milieu auf. Mit steigendem pH-Wert bilden sich zunehmend mehr Flocken der Art Fläche-Fläche, da die positiven Ladungen an den Seitenkanten der Partikel abnehmen (Scheffer, 2002). Auch eine hohe Ionenstärke des Wassers verursacht wegen der verringerten Dicke der elektrischen Doppelschicht generell kompaktere Flocken als ionenarmes Wasser. Mit dem Salzgehalt steigt damit die spezifische Flockendichte zunächst an. Je nach Sedimentmaterial und Ionentyp kann allerdings ab einer gewissen kritischen Ionenkonzentration des Salzes auch wieder eine verstärkte Abstoßungsreaktion der Partikel auftreten. Dies ist der Fall, wenn die Dicke der elektrischen Doppelschicht stark abgenommen hat und Salzionen an die Sedimentpartikel adsorbiert werden. Dadurch treten wieder hohe gleichgerichtete Partikelladungen auf, die eine gegenseitige Abstoßung bewirken. (Stumm und Morgan, 1981)

Die Flockenbildung kann durch im Wasser enthaltene organische Substanzen unter Umständen unterstützt werden. Organische Polymere aus der Zersetzung von Pflanzen haften beispielsweise leicht an Tonpartikeln an, da sie keine Oberflächenladung tragen und dadurch keine Abstoßungskräfte auftreten. Lange Polymerketten können dabei an mehreren Partikeln gleichzeitig haften und darüber Flocken mit einer hohen Bindungsstärke bilden. Typische organische Bestandteile kohäsiver Sedimente wie Pflanzenreste oder Stoffwechselprodukte von Mikroorganismen lassen sich nach Winterwerp et al. (2004) gemäß ihren Auswirkungen auf die Flockungsneigung des Sediments in drei Gruppen einteilen:

- flockungsfördernd
- neutral
- dispergierend

Flockungsfördernd wirken beispielsweise Polysaccharide oder Proteine. Bezüglich der Kohäsion neutral verhalten sich Lipide, Cellulose oder Lignin. Huminsäuren hingegen wirken als Dispergiermittel (Jekel, 1986). Pflanzliche Rückstände in Böden und

Gewässern bestehen überwiegend aus den Zellwandbestandteilen Cellulose, Hemicellulosen und Lignin sowie Lipiden und Proteinen. Mikrobielle Reste enthalten neben Lipiden und Proteinen vor allem diverse Polysaccharide, können also die Flockung massiv verstärken. Insgesamt überwiegt also der flockungsfördernde Aspekt. Wie bei der Betrachtung der Erosion lassen sich auch hier biogene Einwirkungen als eine Art kohäsiven Effekt verstehen.

2.2.3 Deposition

Nehmen Turbulenz und Fließgeschwindigkeit einer Strömung ab, sinken die Flocken ab und sedimentieren schließlich an der Sohle. Eine maßgebende Größe für diesen Vorgang ist die Sinkgeschwindigkeit.

Sinkgeschwindigkeit

Die Sinkgeschwindigkeit eines Einzelpartikels in einem ruhenden Fluid lässt sich aus einem Kräftegleichgewicht am sinkenden Korn bestimmen. Dem Eigengewicht des Partikels stehen der Auftrieb und die Widerstandskraft aufgrund des Fluids entgegen. Für die Sinkgeschwindigkeit eines idealisierten, kugelförmigen Kornes ergibt sich aus dieser Gleichgewichtsbetrachtung folgende Formel:

$$w_s = \sqrt{\frac{1}{C_D} \cdot \frac{4}{3} \cdot d \cdot \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_w} \cdot g} \quad (2.7)$$

wobei

w_s	...	Sinkgeschwindigkeit	[m/s]
C_D	...	Widerstandsbeiwert	[-]
d	...	Durchmesser des Sedimentkorns	[m]
ρ_s	...	Dichte des Sedimentkorns	[kg/m ³]
ρ_w	...	Dichte des Fluids	[kg/m ³]
g	...	Erdbeschleunigung	[m/s ²]

Der Widerstandsbeiwert C_D ist eine Funktion der Reynoldszahl $Re = w_s d / \nu$, d. h. des Korndurchmessers d , der Sinkgeschwindigkeit und der Zähigkeit ν des Fluids. Für den sogenannten *Stokes-Bereich* einer schleichenden Strömung mit $Re < 1$ lautet die auf einer analytischen Betrachtung basierende Lösung nach Stokes (1850):

$$C_D = \frac{24}{Re}, \quad \text{für } Re < 1 \quad (2.8)$$

Für andere Re -Bereiche lassen sich aus Experimenten gewonnene Beziehungen angeben.

Abweichungen von der Kugelform müssen ebenfalls berücksichtigt werden. Die Kornform geht in der Herleitung von Gleichung (2.7) durch das Volumen des Kornes und implizit durch den Widerstandsbeiwert ein. In der Regel werden diese beiden Effekte

gemeinsam durch eine Korrektur des Widerstandsbeiwertes C_D berücksichtigt. Für nichtkohäsive Sedimente schlägt Zanke (1982) beispielsweise eine Anpassung des Koeffizienten C_D in Abhängigkeit eines Formfaktors SF vor, um die Abweichung von der Kugelform zu berücksichtigen. Mit einem mittleren Formfaktor natürlicher nichtkohäsiver Körner von $SF \approx 0,7$ ergibt sich damit für die Sinkgeschwindigkeit:

$$w_s = \frac{11\nu}{d} \left(\sqrt{1 + 0,01 \cdot \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_w} \cdot \frac{gd^3}{\nu^2}} - 1 \right) \quad (2.9)$$

In der angelsächsischen Literatur häufiger zitiert ist eine ebenfalls empirische Korrektur des C_D -Beiwertes von Raudkivi (1998) auf Grundlage experimentell erhobener Daten:

$$C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) \quad (2.10)$$

Unter der Annahme, dass das Fluid beim Absinken nur um die Flocken herum und nicht durch sie hindurch fließt, können Gleichung (2.9) und Gleichung (2.10) eingesetzt in Gleichung (2.7) auch für kohäsive Sedimente verwendet werden.

Diese Annahme ist nicht trivial. Johnson et al. (1996) untersuchten die Durchlässigkeit (künstlicher) grobporiger Aggregate und fanden eine gegenüber undurchlässigen Partikeln deutlich erhöhte Sinkgeschwindigkeit. Unklar ist allerdings die Ursache dieser Beschleunigung, da durch erhöhte Reibungswiderstände eher eine Verlangsamung zu erwarten wäre. Andere Untersuchungen unterstützen jedoch die Anwendbarkeit der Annahme undurchlässiger Flocken zur Berechnung der Sinkgeschwindigkeit kohäsiver Sedimente (Stolzenbach und Elimelech, 1994, Moudgil und Vasudevan, 1989).

Für die Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit einer Flocke muss die Größe der Flocke bekannt sein. Die Flockengröße in Abhängigkeit von Kohäsivität und Turbulenz kann jedoch bisher nur unzureichend prognostiziert werden, weshalb Sinkgeschwindigkeiten in der Regel messtechnisch bestimmt und über eine Korrelation zur Schwebstoffkonzentration beschrieben werden. Die Korrelation wird meist als empirische, nicht dimensionsreine Gleichung in Form eines Potenzgesetzes formuliert (Raudkivi, 1998, Eisma et al., 1997, Burt, 1986):

$$w_s = k \cdot C^m \quad (2.11)$$

Die Koeffizienten k und m müssen für ein gegebenes Sedimentmaterial aus experimentellen Daten bestimmt werden. Abbildung 2.8 zeigt beispielhaft die Abhängigkeit zwischen Sinkgeschwindigkeit und Konzentration für ein bestimmtes, im Feld gewonnenes Sedimentgemisch mit $k = 0,513$ und $m = 1,29$.

Im Bereich von Konzentrationen bis ca. 3 g/l nimmt die Sinkgeschwindigkeit mit steigender Konzentration zu. Als Ursache kommen zwei Effekte in Frage. Mit zunehmender Partikelanzahl im Wasser steigt die Kollisionswahrscheinlichkeit der Teilchen und damit die Flockenbildung. Diese Flocken sinken meist schneller als das (kleinere) Ausgangsmaterial. Auf der anderen Seite nimmt die Konzentration im Wasser in der Regel mit steigender Turbulenz bzw. Fließgeschwindigkeit durch Erosion zu,

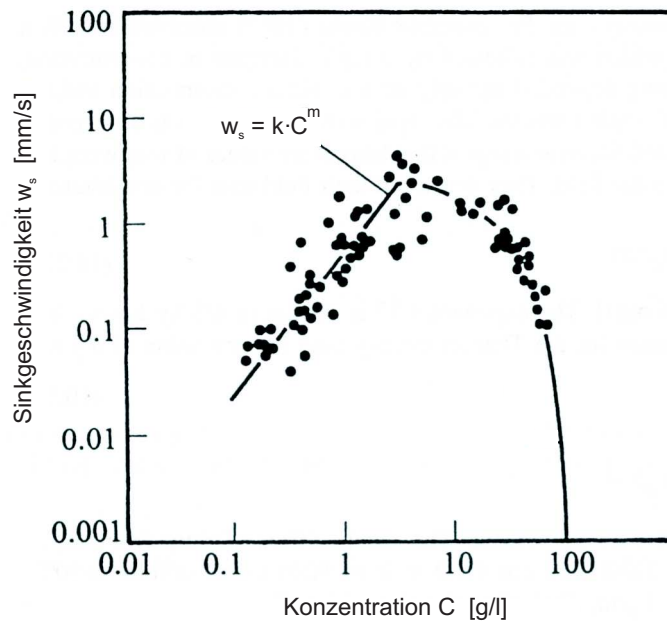


Abbildung 2.8: Mittlere Sinkgeschwindigkeit w_s als Funktion der Sedimentkonzentration C am Beispiel von Daten aus dem Severn Ästuar in England (Raudkivi, 1998).

da die Strömung dann in der Lage ist, auch größere Partikel zu mobilisieren bzw. in Schwebelage zu halten. Mit der Korngröße steigt natürlich die mittlere Sinkgeschwindigkeit, ohne dass dies automatisch auf eine erhöhte Flockenbildung zurückzuführen ist.

Mit weiter ansteigender Konzentration wird ein Abfall der Sinkgeschwindigkeit beobachtet. Zum Ausgleich für das Volumen der absinkenden Partikel muss ein entsprechendes Wasservolumen verdrängt werden. Das Aufsteigen des Wassers wird durch die hohe Partikelkonzentration behindert, so dass die Sinkgeschwindigkeit rapide abnimmt. Dieser Prozess wird behinderte Sedimentation oder *hindered settling* genannt. Der Beginn des *hindered settling* kann abhängig von der Zusammensetzung des Sedimentgemisches zwischen einer Konzentration etwa von 3 g/l und 10 g/l variieren. An dieser Stelle sei auf Kapitel 4.1.2 hingewiesen. Dort wird die Abhängigkeit der Sinkgeschwindigkeit von der Partikelkonzentration in den verschiedenen Konzentrationsbereichen näher erläutert. Insbesondere auf die Beschreibung durch das Potenzgesetz wird noch im Detail eingegangen.

In einer Suspension finden sich Partikel bzw. Aggregate verschiedener Größen und Dichten. Die Verwendung einer mittleren Sinkgeschwindigkeit kann deshalb zur Über- oder Unterschätzung der tatsächlichen Depositionsrate führen. Die Korngrößenverteilung kann darüber hinaus starken räumlichen und zeitlichen Schwankungen unterworfen sein, so dass sich selbst eine fraktionierte Betrachtung schwierig gestalten kann. Für eine bestimmte Fragestellung kann es jedoch möglich bzw. ausreichend sein, eine *charakteristische Sinkgeschwindigkeit* zu definieren, um das Transportverhalten zufriedenstellend beschreiben zu können.

Deposition

Deposition ist definiert als der Massenfluss kohäsiver Sedimente auf die Gewässer-
sohle. Betrachtet wird der Brutto-Massenzuwachs der Sohle durch das Ablagern der
Partikel. Eine Verringerung dieses Massenzuwachses durch Erosion bleibt für diesen
Parameter unberücksichtigt. Die pro Flächen- und Zeiteinheit abgelagerte Sediment-
menge wird als Depositionsrate Φ_{dep} bezeichnet.

Der Massenfluss in Richtung der Sohle aufgrund des Eigengewichtes der Partikel
lässt sich nach Gleichung (2.6) als Produkt der Sinkgeschwindigkeit w_s und der
Konzentration C beschreiben. Da bei sehr niedrigen Schwebstoffkonzentrationen die
Flockenbildung langsam abläuft, variiert die Flockengröße hier nicht signifikant über
die Wassertiefe. Für einen solchen Fall empfehlen Winterwerp et al. (2004), die
Depositionsrate auf der Basis einer charakteristischen Sinkgeschwindigkeit W_s und
einer sohnnahe Konzentration C_b direkt aus dem Massenfluss zu bestimmen.

$$\text{für niedrige Konzentrationen:} \quad \Phi_{dep} = W_s C_b \quad (2.12)$$

Krone (1962) erweiterte den Ansatz des Massenflusses um einen Schwellenwert in
Form einer kritischen Sohlschubspannung τ_d , ab der Deposition auftritt. Die For-
mel geht auf Experimente in einer Längsrinne zurück, in der die Veränderung einer
Schwebstoffkonzentration mit der Zeit erfasst wurde.

$$-\frac{dhC}{dt} = \Phi_{dep} = -W_s C_b \left(1 - \frac{\tau}{\tau_d}\right) \quad \text{für } \tau < \tau_d \quad (2.13)$$

wobei

h	...	Wassertiefe	[m]
C	...	tiefengemittelte Konzentration	[kg/m ³]
W_s	...	charakteristische Sinkgeschwindigkeit	[m/s]
C_b	...	sohnnahe Konzentration	[kg/m ³]
τ	...	Sohlschubspannung	[N/m ²]
τ_d	...	kritische Sohlschubspannung für Deposition	[N/m ²]

Gleichung (2.13) wird international häufig verwendet, wobei die Konzentration C_b
in Sohnähe in vielen Fällen gleich einer tiefengemittelten Konzentration C ge-
setzt wird. Hier liegt die Annahme zugrunde, dass die Konzentration über die Tiefe
annähernd konstant ist. Den Term in der Klammer interpretiert Krone als Wahr-
scheinlichkeit, dass ein Partikel an der Sohle haftet. Nach diesem Ansatz lagert
sich für eine spezifische Strömung mit $\tau < \tau_d$ das gesamte suspendierte Sediment
allmählich ab, was in verschiedenen anderen Untersuchungen so allerdings nicht
bestätigt werden konnte.

Für systematische Depositionsuntersuchungen setzte sich in den folgenden Jahren
das Kreisgerinne durch (siehe Kapitel 3.2.3). Im Gegensatz zu den Experimenten von
Krone wurde hier festgestellt, dass sich nicht das gesamte suspendierte Sedimentma-
terial abgelagert, sondern sich mit der Zeit ein Gleichgewichtszustand einstellt. (Mehta
und Partheniades, 1975, Krishnappan und Engel, 1997, Haralampides et al., 2003)

Abbildung 2.9 zeigt exemplarisch Konzentrationsverläufe für ein gegebenes Sedimentgemisch bei verschiedenen Sohlschubspannungen τ_0 im Kreisgerinne, bei denen das Erreichen eines Gleichgewichtes durch eine asymptotische Annäherung an eine Horizontale erkennbar ist.

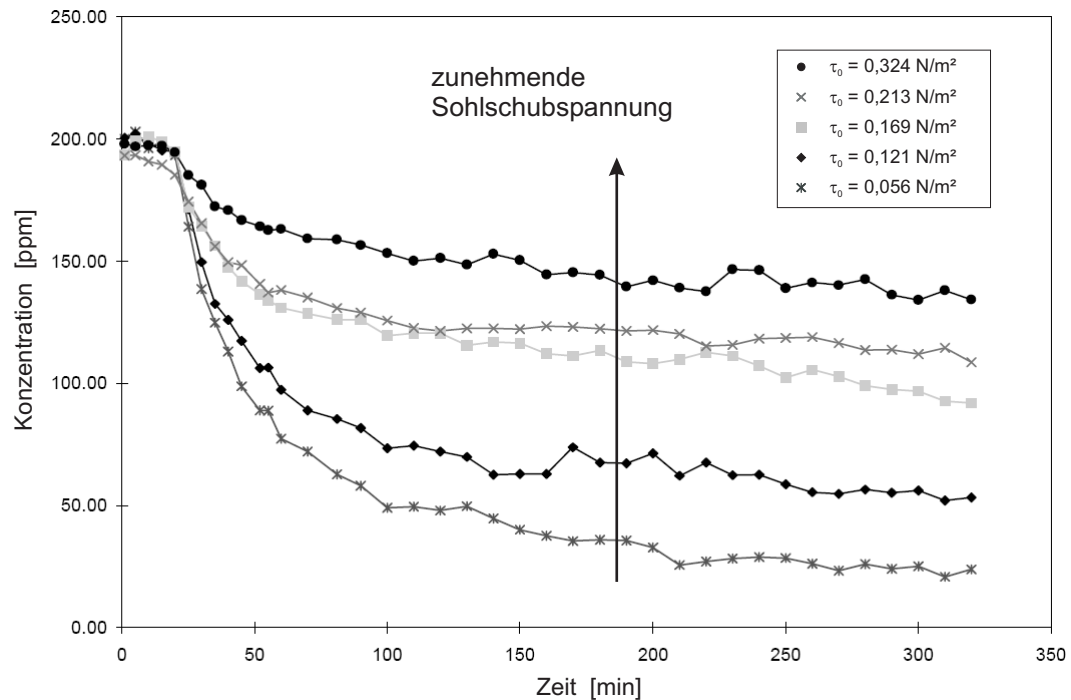


Abbildung 2.9: Verlauf der Schwebstoffkonzentration über die Zeit in einem klassischen Kreisgerinne für verschiedene Strömungszustände, nach Krishnappan und Marsalek (2002).

Für ein gegebenes Sedimentmaterial stellt sich im Kreisgerinne also bei einer spezifischen Strömung eine Gleichgewichtskonzentration C_{eq} größer null ein, die sich über die Zeit nicht mehr ändert. Viele Untersuchungen zeigen, dass der Wert der Gleichgewichtskonzentration proportional ist zur Anfangskonzentration C_0 (Partheniades et al., 1966, Mehta und Partheniades, 1975, Verbeek et al., 1993, Krishnappan und Engel, 1997). Deshalb werden Darstellungen des Konzentrationsverlaufes über die Zeit häufig mit C_0 normalisiert. Das Verhältnis C_{eq}/C_0 hängt für ein gegebenes Sediment-Fluid-System also nur von der Sohlschubspannung τ_0 ab.

Erklärt wird das Auftreten der Gleichgewichtskonzentration damit, dass die Sedimentmischung in Suspension eine bestimmte Korngrößenverteilung aufweist. Größere Flocken setzen sich schnell ab. Kleinere Flocken haben eine geringere Sinkgeschwindigkeit und eine geringere kritische Sohlschubspannung, d. h. eine geringere Sohlschubspannung reicht aus, um die Flocken in Schwebe zu halten. Die Deposition geht deshalb mit abnehmendem mittlerem Flockendurchmesser stark zurück.

Unklar ist bisher, ob Deposition und Erosion bei einem festen Strömungszustand gleichzeitig auftreten können. Partheniades führte dazu Versuche im Kreisgerinne durch, bei denen nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes die Suspension über der Sohle vorsichtig mit klarem Wasser ausgetauscht wurde, wobei die Strömung unverändert blieb. Da das neu eingefüllte Wasser über die weitere Versuchsdauer klar

blieb, schloss Partheniades, dass keine Erosion zeitgleich mit der Deposition auftritt (Mehta und Partheniades, 1975). Vergleichbare Untersuchungen führten auch Parchure und Mehta (1985) durch. Auch sie kamen zu der Schlussfolgerung, dass im Gleichgewichtszustand weder Erosion noch Deposition auftreten.

Dem gegenüber stehen die Ergebnisse einer Depositionsuntersuchung von Krone in einem Längsgerinne (1962, 1993). Einer im Absetzen begriffenen Suspension wurde ein gewisser Anteil von radioaktiv markiertem Sediment zugegeben. Die Sedimentkonzentration im Gerinne nahm wie erwartet mit der Zeit weiter ab. Im Laufe des Experiments beobachtete Krone, dass die Konzentration der radioaktiv markierten Sedimente in Suspension stärker abnahm als die Gesamtkonzentration. Daraus schloss er, dass unmarkiertes Sediment, das sich schon vor der Zugabe der markierten Partikel abgesetzt hatte, wieder in die Suspension eingemischt wurde. Diese Folgerung impliziert ein simultanes Auftreten von Deposition und Erosion. Naturuntersuchungen, die von Sanford und Halka (1993) analysiert wurden, deuten ebenfalls darauf hin, dass prinzipiell Erosion und Deposition unterschiedlicher Kornfraktionen gleichzeitig auftreten können. Die kritische Sohlschubspannung für die Erosion einer bestimmten Korngröße ist dabei deutlich höher als die kritische Sohlschubspannung für Deposition.

Auf der Grundlage der hier vorgestellten Literaturquellen lässt sich nicht eindeutig klären, ob während einer Absetzuntersuchung Teile des sedimentierten Materials wieder in Suspension übergehen. Für die später in Kapitel 4 diskutierten Absetzuntersuchungen wird deshalb die Vorstellung eines Absetzvorgangs zugrunde gelegt, der sich summarisch in einer Abnahme der Konzentration über die Zeit ausdrückt. Ein eventuelles Wiedereinmischen von bereits abgesetztem Material wird als reduzierte Depositionsrate implizit nicht ausgeschlossen, jedoch nicht explizit berücksichtigt.

Einfluss der Kohäsivität auf die Deposition

Die Depositionsrate ist direkt von der Sinkgeschwindigkeit des Sediments abhängig. Da die Sinkgeschwindigkeit stark von der Flockenstruktur und damit von der Kohäsivität des Sediments beeinflusst wird, greifen für die Deposition dieselben Faktoren wie für den Transport und die Flockung. Krone begreift, wie zuvor beschrieben, die Deposition als den Massenfluss der Sedimente in Richtung Sohle multipliziert mit einer Wahrscheinlichkeit, die widerspiegelt, ob die an der Sohle anlangenden Partikel auch dort anhaften. Wie der Massenfluss in Richtung Sohle von der Kohäsivität abhängt, wurde bereits im Kapitel 2.2.2 angesprochen. Inwiefern Kohäsivität die Wahrscheinlichkeit beeinflusst, ob ein abgesunkenes Partikel wieder aufgewirbelt wird oder dauerhaft zu einem Bestandteil der Sohle wird, wurde bisher nicht diskutiert.

Tatsächlich finden sich zu diesem Aspekt vergleichsweise wenig Studien in der Fachliteratur. Mehta und Partheniades (1973) untersuchten beispielsweise den Depositionsprozess von Sedimenten mit unterschiedlicher Kationen-Austausch-Kapazität (KAK). Sie beobachteten, dass mit zunehmender KAK die Sohlschubspannung abnahm, unterhalb derer sich alle suspendierten Sedimente ablagerten. Die KAK ist ein Maß für die Menge an austauschbaren Kationen eines Sedimentes und gibt dadurch

indirekt einen Hinweis auf die Ladungsdichte auf der Oberfläche der Sedimentpartikel.¹⁰ Die Ergebnisse von Mehta und Partheniades lassen sich also dahingehend interpretieren, dass mit zunehmender Oberflächenladung (und damit stärkerem Abstoßungspotential) immer niedrigere Fließgeschwindigkeiten bzw. Sohlschubspannungen ausreichen, um eine bestimmte Sedimentmenge in Suspension zu halten.

Biogene Faktoren beeinflussen die Sinkgeschwindigkeit von Sedimenten, in dem sie die Flockenbildung fördern oder hemmen (siehe Kapitel 2.2.2). Darüber hinaus unterstützen Organismen die Deposition auch in anderer Weise. Vegetation kann beispielsweise durch ein „Auskämmen“ der feinen Sedimente aus der Suspension die Depositionsrate wesentlich erhöhen. Dichter Bodenbewuchs kann nahezu alle Sedimente „einfangen“, die über ihn hinweg bzw. durch ihn hindurch transportiert werden. Dieses Einfangen wird verstärkt, wenn der Bewuchs aufgrund von Populationsdichte, Wuchsform und Steifigkeit in der Lage ist, die kinetische Energie in Sohlnähe signifikant zu reduzieren. Auf der anderen Seite filtern Muscheln mit ihrer Nahrung große Mengen an suspendierten Sedimenten aus dem Wasser und tragen somit zur Deposition bei. Auch die Ausscheidungen anderer Organismen können die Depositionsrate gegenüber der reinen Deposition von eingetragenen Sediment beträchtlich erhöhen (Haven und Morales-Alamo, 1972). Diese Aspekte stellen zwar keinen kohäsiven Effekt dar, sollten in natürlichen Systemen jedoch unbedingt berücksichtigt werden.

2.2.4 Konsolidierung

Als Flocken oder Primärpartikel abgelagerte Sedimente konsolidieren sich infolge einer Auflast. Konsolidierung bedeutet, dass sich die Sohle durch ein Zusammendrücken aufgrund einer Lasterhöhung verfestigt. Beim Sedimenttransport in Fließgewässern wird ausschließlich die Lasterhöhung auf eine Sedimentschicht durch darüberliegende Partikel betrachtet, d. h. die Konsolidierung aufgrund des Eigengewichtes der Sedimente. Die Verdichtung des Bodens erfolgt im Wesentlichen durch ein Zusammendrücken der Porenräume, wobei das Porenwasser ausgepresst wird. Der Grad der Konsolidierung wirkt sich auf den Erosionswiderstand der Sohle aus, weshalb die Erosion häufig auch in Abhängigkeit von der Sohldichte ausgedrückt wird. Während den Beschreibungen der Prozesse Erosion, Transport und Deposition Modellvorstellungen aus der Fluidmechanik zugrundeliegen, erfolgt die Beschreibung der Konsolidierung nach Ansätzen aus der Bodenmechanik (Sills und Elder, 1986). Eine besondere Schwierigkeit gerade für die Modellierung besteht darin, dass der Übergang zwischen hochkonzentrierter Suspension in Sohlnähe und einer „weichen“ Sohle in der Anfangsphase der Konsolidierung fließend ist und nicht mit einer konkreten Konzentration oder Dichte assoziiert werden kann. Mit zunehmender Konsolidierung resultiert das Eigengewicht der Partikel in erhöhten effektiven Spannungen,

¹⁰Kationen-Austausch-Kapazität ist ein Begriff aus der Bodenkunde und beschreibt das Potenzial von Bodenpartikeln, Kationen reversibel zu adsorbieren. Da Bodenteilchen überwiegend negative Ladungen aufweisen, ist die Austauschkapazität für Kationen in Böden weit bedeutender als die für Anionen. Hohe spezifische Oberflächen und hohe Oberflächenladungsdichten führen zu einem hohen Wert für die KAK. Da für die KAK auch die inneren Oberflächen der Schichtsilikate von Bedeutung sind, kann die KAK zu Fehleinschätzungen führen, was die „nach außen sichtbare“ Ladungsträgerzahl angeht, die die Flockenbildung beeinflusst.

da der Aufwärtsstrom des Porenwassers die Körner im Boden nicht mehr „trägt“. Ein Quellen des Bodens, d. h. eine (erneute) Zunahme des Wasseranteils im Boden, erhöht in diesem Fall die Erosionsanfälligkeit der Sohle dadurch, dass der Kornverbund gestört wird (Hayter, 1986). Ursache für ein Quellen der Sohle kann eine Änderung des chemischen Milieus oder physikalischer Natur sein, beispielsweise eine verstärkte Durchströmung der Sohle bedingt durch Druckschwankungen aufgrund von Wellen (Adu-Wusu et al., 2001).

Die Struktur einer Sohle aus frisch abgelagertem Sediment hängt stark von der Ausgangskonzentration der Sedimente in Suspension ab. Sehr hohe Ausgangskonzentrationen führen dazu, dass das Wasser aus der Sohle bzw. der sohlernen Schicht aufgrund einer reduzierten Durchlässigkeit schwerer verdrängt werden kann (Mehta, 1986). Die Konsolidierung läuft hier deutlich langsamer ab, als bei Sedimenten, die sich bei niedrigeren Konzentrationen ablagern. Ein gewisser Sandanteil beschleunigt die Konsolidierung, da die Durchlässigkeit der Sohle erhöht wird, und dadurch das Porenwasser leichter verdrängt wird (Torfs et al., 1996). In Sedimentmischungen mit hohen Ton- und Schluffanteilen und geringen Sandanteilen stellt sich unter Umständen eine Schichtung ein, da die Sohle zunächst noch einen hohen Wasseranteil aufweist und die gröberen Körner noch durch sie hindurch sinken. Solche geschichteten Sohlen konsolidieren sich ebenfalls schneller als eine rein bindige Sohle (Torfs et al., 1996).

Einfluss der Kohäsivität auf die Konsolidierung

Die Deposition von kohäsiven Sedimenten erfolgt in der Regel als Flocken. Die Flocken bilden ein lockeres Gefüge mit einem hohen Wassergehalt. Wenn eine Überlagerung durch neu sedimentierendes Material auftritt, wird das Gefüge zunächst zusammengedrückt. Die Flocken lagern sich um und Wasser tritt aus. Eine weitere Erhöhung der Auflast führt schließlich dazu, dass die Flocken zerbrechen und sich eine kompakte Sohle aus Primärpartikeln bildet.

Aus diesen Überlegungen wird deutlich, dass die ursprüngliche Flockenstruktur in Kombination mit den betrachteten Zeitskalen eine wichtige Rolle für den Prozess der Konsolidierung spielt. Zum Beispiel konsolidieren sich kompakte Flocken schneller, da der Wasseranteil im Boden geringer ist (Moudgil und Vasudevan, 1989). Relevant sind auch hier also wieder alle Faktoren, die die Flockenstruktur beeinflussen. Ein hoher Salzgehalt beispielsweise verringert die Dicke der elektrischen Doppelschicht und reduziert dadurch die Abstoßungskräfte der einzelnen Partikel. Eine Sohle aus solchem Material ist deutlich weniger anfällig für Quellen als eine Sohle aus sich abstoßenden Partikeln, bei der eine geringe Zunahme des Wasseranteils genügt, um den Kornverbund zu schwächen (Hayter, 1986).

Biogene Einflussfaktoren auf die Konsolidierung sind in verschiedener Weise denkbar. Zum einen bewirkt die Bewegung von Kleinlebewesen im Boden eine mechanische Störung des Kornverbundes. Zum anderen bewirken Mikroorganismen häufig eine deutliche Stabilisierung selbst von sandigen Sohlen (Führböter, 1983). Wie zuvor bereits in Bezug auf den Erosionswiderstand angesprochen, überwiegt in aller Regel die stabilisierende Wirkung (Montague, 1986).

Kapitel 3

Prozesssimulation des Schwebstofftransports im physikalischen Modell

Aus den vorangegangenen Kapiteln wird deutlich, welche Erkenntnisse zum Schwebstofftransport bereits vorhanden sind, aber auch, dass noch viele Unsicherheiten und Schwierigkeiten bei der Beschreibung der Prozesse bestehen. Um das Verständnis der Transportvorgänge zu verbessern und damit die Qualität und Aussagekraft von Berechnungsverfahren zu erhöhen, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein neuer Versuchsstand für Laboruntersuchungen zum Schwebstofftransport entwickelt, um gezielt bestimmte Aspekte und Teilprozesse untersuchen zu können.

Vor dem Entwurf steht die Überlegung, welche Charakteristika und Funktionalitäten der geplante Versuchsstand bieten soll. Hierbei gilt es, die Zielsetzung der Untersuchungen zu definieren:

Die Zielsetzung kann einerseits sein, fallspezifisch für ein konkretes Untersuchungsgebiet Aussagen zu treffen. Der dafür ideal geeignete Laborversuch müsste es erlauben, die natürlichen Verhältnisse im Labor exakt nachzubilden. Die exakte Nachbildung der Natur im Maßstab 1:1 im Labor ist jedoch in der Regel schon allein deshalb nicht möglich, weil Flächen von betrachteten Untersuchungsgebieten die Laborgrundfläche überschreiten. Eine Nachbildung im verkleinerten Maßstab stellt bereits eine Vereinfachung dar, bei der sichergestellt sein muss, dass die wesentlichen Prozesse zumindest naturähnlich ablaufen. Darüber hinaus lassen sich die natürlichen instationären Schwankungen verschiedenster Einflussfaktoren des Schwebstofftransportes wie Fließgeschwindigkeit, Schwebstofffracht und -zusammensetzung oder Wassertemperatur im Labor schwer reproduzieren.

Eine andere Zielsetzung kann lauten, in Grundlagenuntersuchungen einzelne Phänomene möglichst individuell und unabhängig von einander zu untersuchen. Hierfür ist es wichtig, dass Randbedingungen konstant gehalten oder aber kontrolliert variiert werden können. Da auch bei solch abstrahierten Grundlagenuntersuchungen das Ziel schließlich eine Übertragung auf natürliche Verhältnisse ist, muss auch hier eine gewisse Vergleichbarkeit oder Ähnlichkeit mit der Natursituation gegeben sein.

Generell werden also bei Laboruntersuchungen immer bestimmte Vereinfachungen getroffen bzw. werden die natürlichen Gegebenheiten abstrahiert.

Im folgenden Kapitel werden zunächst im Wasserbau übliche Vereinfachungen sowie grundsätzliche Überlegungen zur Übertragbarkeit von Laborversuchen auf die Natur beschrieben. Nach den grundlegenden, generellen Betrachtungen werden die Bedingungen speziell für Laboruntersuchungen zum Feststofftransport dargestellt. Kapitel 3.2 geht auf die verschiedenen bereits existierenden Konzepte von Versuchsanlagen zu Transportvorgängen von Schwebstoffen ein, bevor anschließend der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Versuchsstand vorgestellt wird.

3.1 Wasserbauliche Modellversuche

Wasserbauliche Modellversuche haben eine lange Tradition. Sie werden immer dann eingesetzt, wenn komplexe Strömungsverhältnisse untersucht werden sollen, bei denen Naturbeobachtungen oder numerische Simulationen nicht möglich sind oder nicht zweckmäßig erscheinen.

Laboruntersuchungen werden, wie bereits angedeutet, vor allem für zwei Anwendungsfelder verwendet: fallspezifische Modelluntersuchungen und generelle Grundlagenuntersuchungen.

Im ersteren Fall werden Ausschnitte von Gewässerlandschaften maßstabsgetreu verkleinert nachgebildet, um beispielsweise die Auswirkungen von geplanten Bauwerken auf die Strömungsverhältnisse zu untersuchen. Der zentrale Aspekt solcher Modelluntersuchungen ist immer die Übertragbarkeit der im Modell gemessenen Resultate zurück auf den Prototypen bzw. die Natur. Hierzu müssen entsprechende Ähnlichkeitsgesetze formuliert werden.

Grundlagenuntersuchungen auf der anderen Seite werden losgelöst vom konkreten Praxisbeispiel durchgeführt, um zum Beispiel einen gewissen Strömungstyp oder ein Strömungsbauwerk im Detail zu untersuchen und das Strömungsverhalten systematisch zu qualifizieren. Im Labor können dazu Versuchsrandbedingungen festgehalten oder ganz gezielt variiert und gesteuert werden.

3.1.1 Ähnlichkeitsbetrachtungen

Um eine sinnvolle Übertragung der im Labor gewonnenen Erkenntnisse auf die Natur zu ermöglichen, ist sicherzustellen, dass die Modellsituation der Natursituation *ähnlich* ist, d. h. die untersuchten Vorgängen und vorherrschenden Randbedingungen müssen ähnlich sein. Diese Ähnlichkeit besteht aus verschiedenen Stufen:

Geometrische Ähnlichkeit Grundvoraussetzung für wasserbauliche Modellversuche gleich welcher Art ist die maßstabsgetreue Nachbildung der geometrischen Gegebenheiten der Natur im Modell. Längenverhältnisse in Natur und Modell müssen konstant sein, Winkel müssen identisch sein. Die Umrechnung sämtlicher Längen

aus der Natur L_N , beispielsweise Querschnittsabmessungen, Fließtiefen oder Rauigkeiten, in die entsprechende Modellgeometrie L_M erfolgt in einem festen Maßstab mit der Maßstabszahl λ_{geom} ¹:

$$\lambda_{geom} = \frac{L_N}{L_M} = \text{konst} \quad (3.1)$$

Die Maßstabszahl λ_{geom} ist dabei üblicherweise größer als 1, da der Naturzustand im Modell verkleinert nachgebildet wird. Aber auch der umgekehrte Fall – eine Ausschnittsvergrößerung beispielsweise – ist denkbar.²

Kinematische Ähnlichkeit Die kinematische Ähnlichkeit ist der geometrischen Ähnlichkeit übergeordnet. Sie fordert eine Ähnlichkeit des Strömungsfeldes in Natur und im Modell. Das bedeutet, dass Zeitintervalle, in denen Partikel geometrisch ähnliche Strecken zurücklegen, in der Natur (t_N) und im Modell (t_M) in einem konstanten Verhältnis zueinander stehen müssen.

$$\lambda_{kinem} = \frac{t_N}{t_M} = \text{konst} \quad (3.2)$$

Für eine Übertragung der Verhältnisse vom Modell auf die Natur stellt die kinematische Ähnlichkeit (ebenso wie die geometrische Ähnlichkeit) eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung dar.

Dynamische Ähnlichkeit Die dynamische Ähnlichkeit ist der geometrischen und kinematischen Ähnlichkeit übergeordnet und beschreibt die Ähnlichkeit der im Modell und in der Natur wirkenden Kräfte F . Eine volle dynamische Ähnlichkeit zwischen Modell und Natur erfordert, dass die Verhältnisse aller Kraftvektoren (u. a. Trägheitskräfte, Schwerkraft, Reibungskräfte oder Kapillarkräfte) in beiden Systemen gleich sein müssen. Nur diese Ähnlichkeit garantiert, dass Größe und Richtung der Fluidbeschleunigungen - und demnach das ganze Stromlinienbild - in beiden Systemen gleich sind.

Eine volle dynamische Ähnlichkeit in der Modellierung eines Problems ist nur für $\lambda_{geom} = 1$ erreichbar und damit in der Praxis selten realisierbar. Zumindest eine Ähnlichkeit der dominierenden und prozessbestimmenden Kräfte ist jedoch für die Aussagekraft des Modells von entscheidender Bedeutung. Die bei einer speziellen Fragestellung verwendeten Ähnlichkeitsgesetze hängen von den jeweils vorherrschenden Strömungseigenschaften ab. Die Anwendbarkeit der gewählten Gesetzmäßigkeit bedingt damit signifikant die Übertragbarkeit der Ergebnisse, bzw. die Genauigkeit der ermittelten Maßstabszahlen.

¹Der Modellmaßstab entspricht dem Kehrwert der Maßstabszahl.

²Für bestimmte Anwendungsfälle werden auch unterschiedliche Längenmaßstäbe für horizontale und vertikale Längen verwendet. Bei Modellen großskaliger Fluss- oder Küstenlandschaften ist das Verhältnis von Breite zu Tiefe beispielsweise sehr groß, so dass sich im Modell sehr geringe Fließtiefen ergeben würden. Solche Modelle mit unterschiedlichen horizontalen und vertikalen Maßstabszahlen werden *verzerrte* (oder überhöhte) *Modelle* genannt. Ausführungen zu diesem Aspekt findet man beispielsweise bei Press et al. (1966) oder Boltrich (1989)

Hydraulische Fragestellungen werden in vielen Fällen von Trägheitskräften, Schwerkraft und Reibungskräften aufgrund der Zähigkeit des Fluids dominiert. Daraus ergeben sich die beiden wichtigsten Ähnlichkeitsgesetze im wasserbaulichen Versuchswesen:

- **Reynolds-Ähnlichkeit**

Die Reynoldszahl Re beschreibt das Verhältnis von Trägheitskraft F_I zu Reibungskraft F_V .

$$\frac{F_I}{F_V} \propto \frac{UL}{\nu} = Re \quad (3.3)$$

wobei

U	...	charakteristische Fließgeschwindigkeit	[m/s]
L	...	charakteristische Länge	[m]
ν	...	kinematische Viskosität	[m ² /s]

Eine Reynolds-Ähnlichkeit von Natur und Modell ist gegeben für ein gleiches Verhältnis von Trägheits- und Reibungskräften im jeweiligen System.

$$\frac{Re_N}{Re_M} = \frac{F_{IN}/F_{VN}}{F_{IM}/F_{VM}} = 1 \quad (3.4)$$

- **Froude-Ähnlichkeit**

Analog zur Reynolds-Ähnlichkeit stellt die Froude-Ähnlichkeit die Bedingung, dass in Natur und Modell die gleiche Froudezahl Fr vorhanden sein muss. Die Froudezahl ist dabei definiert als das Verhältnis von Trägheitskraft F_I zu Schwerkraft F_G .

$$\frac{F_I}{F_G} \propto \frac{U^2}{gL} = (Fr)^2 \quad (3.5)$$

wobei g ... Erdbeschleunigung [m/s²]

Die Bedingung für die Froude-Ähnlichkeit lautet:

$$\frac{Fr_N}{Fr_M} = \frac{F_{IN}/F_{GN}}{F_{IM}/F_{GM}} = 1 \quad (3.6)$$

Sind in einem System, das von Trägheitskräften, Schwerkraften und Zähigkeitskräften dominiert wird, Froude- und Reynolds-Ähnlichkeit gewährleistet, so resultieren daraus automatisch die richtigen Druckverteilungen.

Eine fehlerhafte Nachbildung der vorhandenen Kräfte kann in einer mangelnden Übertragbarkeit der Ergebnisse resultieren. Dies bezeichnet man als *Maßstabeffekte*.

Neben den zuvor genannten Ähnlichkeitsbegriffen kann auch eine rein qualitative Ähnlichkeit beschrieben werden, bei der lediglich die Ausprägungen von bestimmten wesentlichen Parametern ähnlich sind. Lehmann (2006) verwendet hierfür den Begriff der *situativen Ähnlichkeit*. In der einschlägigen Fachliteratur wird häufig auch von *unähnlichen Modellen* gesprochen. Beispiele für Anwendungsfälle sind Tierbeobachtungen oder die Untersuchung von Feststofftransportvorgängen für den Fall, dass andere Ähnlichkeitsbedingungen nicht eingehalten werden können.

3.1.2 Modellähnlichkeiten beim Feststofftransport

Untersuchungen zum Feststofftransport unterliegen neben den Ähnlichkeitsforderungen hinsichtlich der Hydraulik auch Ähnlichkeitsforderungen bezüglich der verwendeten Modellsedimente und der mit dem Sediment verbundenen Mechanismen. Zum einen ergibt sich auch hier eine Forderung nach geometrischer Ähnlichkeit entsprechend einem geometrischen Maßstab $\lambda_{geom, Sediment}$. Als charakteristische Länge des Sediments eignet sich der Korndurchmesser d . Zum anderen stellt sich auch beim Sediment die Frage nach der kinematischen sowie der dynamischen Ähnlichkeit. Die übergeordnete Ähnlichkeitsanforderung ist auch beim Feststofftransport die Forderung nach dynamischer Ähnlichkeit, d. h. nach einer Ähnlichkeit der wirkenden Kräfte.

Analog zur Modellähnlichkeit der Strömung (vgl. Kapitel 3.1.1) werden für den Feststofftransport als wesentliche Parameter Kräfteverhältnisse aus Trägheitskraft und Zähigkeitskraft in Form einer Reynoldszahl (vgl. Gleichung (3.3)) und Kräfteverhältnisse aus Trägheitskraft und Schwerkraft in Form einer Froudezahl (vgl. Gleichung (3.5)) beschrieben. Als charakteristische Geschwindigkeit werden je nach betrachtetem Prozess für den Geschiebetransport beispielsweise die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit u_* oder für das Absinken von Schwebstoffen die Sinkgeschwindigkeit w_s verwendet. Als charakteristische Länge wird der Korndurchmesser d gewählt. Für die Gewichtskraftkomponente in der Froudezahl ist die Dichtedifferenz zwischen der Sedimentdichte ρ_s und der Dichte des Wassers ρ_w , bzw. die spezifische Dichte unter Auftrieb ρ' , zu berücksichtigen.

Das Kräfteverhältnis Trägheitskraft zu Schwerkraft unter Einbeziehung von Dichteunterschieden wird allgemein als *densimetrische Froudezahl* bezeichnet. Bei Verwendung der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit als charakteristische Geschwindigkeit u_* sowie des Korndurchmessers d als charakteristische Länge werden die sich ergebenden Reynolds- und Froudezahlen häufig als *Kornreynoldszahl* Re^* und *Kornfroudezahl* Fr^* bezeichnet:

$$Fr_{dens} = \frac{u_*^2}{(\rho_s/\rho_w - 1)gd} = \frac{u_*^2}{\rho'gd} = Fr^* \quad (3.7)$$

Soll grobes Geschiebematerial der Natur im Modell geometrisch ähnlich verkleinert nachempfunden werden, kann auf Sedimentmaterial mit feinerer Körnung zurückgegriffen werden. Bei feinerem Naturmaterial oder großen Maßstabzahlen, stößt man

in der Praxis bei der Auswahl der entsprechenden Modellsubstanzen auf Schwierigkeiten.

Sedimente der Schluff- und vor allem der Tonfraktion verhalten sich kohäsiv³ und weisen damit in ihrem Verhalten signifikante Unterschiede zu größerem Material der Sand- und Kiesfraktionen auf, so dass selbst bei Einhaltung der geometrischen Ähnlichkeit keine ähnlichen Transportprozesse stattfinden können. Hier ist keine Übertragbarkeit der im Modellversuch erlangten Erkenntnisse auf die Natursituation möglich. Dies erschwert Modelluntersuchungen zum Feststofftransport deutlich.

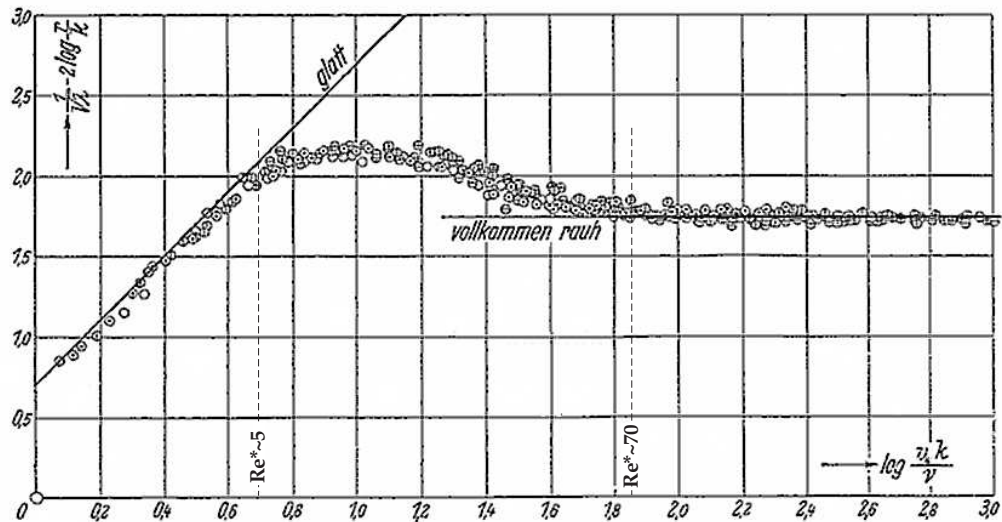
Bei nichtbindigen Sedimentmaterialien besteht die Möglichkeit, nicht (nur) die Korngröße, sondern die Dichte des Sedimentes zu variieren (Dorer, 1984, Yalin, 1971). So kann auch unter Verwendung von Ersatzsedimenten wie Kohle oder Kunststoffgranulaten eine dynamische Ähnlichkeit gemäß der densimetrischen Froudezahl gewährleistet werden:

$$\frac{Fr_{dens N}}{Fr_{dens M}} = 1 \quad (3.8)$$

Dass natürliche Sedimente unter Beibehaltung ihrer mineralogischen Zusammensetzung (bzw. ihrer Dichte) im Modell nicht beliebig verkleinert werden können, lässt sich auch anhand von Überlegungen zu den entsprechenden, notwendigen Modellmaßstäben bei Geschiebetransportmodellen demonstrieren. Für Modelluntersuchungen zum Geschiebetransport ist eine Ähnlichkeit der Strömung vorausgesetzt, die jedoch ihrerseits vom Sohlmaterial wesentlich beeinflusst werden kann. Es ist also notwendig, Überlegungen zur Rauheitswirkung der Sohle auf das Strömungsgeschehen in Modell und Natur anzustellen.

Nikuradse (1933) untersuchte die Verteilung der Fließgeschwindigkeit über unterschiedlich rauen Wandungen und fand drei Bereiche mit wesentlichen Unterschieden in der Wirkung der Rauigkeit auf die Strömung (vgl. Kapitel 3.4.3, S. 85). In Abbildung 3.1 sind die Ergebnisse von Nikuradse wiedergegeben, aufgetragen als Widerstand der Berandung in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Trägheitswirkung zu Zähigkeitswirkung. Die Bereiche werden danach unterschieden, ob die Rauheitselemente der Wandung in die turbulente Strömungszone hineinragen oder mehrheitlich von der viskosen Unterschicht eingehüllt sind. Ein *hydraulisch glattes* Verhalten liegt vor, wenn die Rauigkeit der Berandung relativ gering und die Außenströmung stattdessen von der Viskosität ν der Strömung beeinflusst ist. Für die Modellierung bedeutet dies, dass Zähigkeitskräfte eine wesentliche Rolle spielen und dass deshalb eine Reynoldsähnlichkeit des Feststofftransports gewährleistet sein muss. Wenn andererseits die Rauheitselemente so groß sind, dass sie für den Strömungswiderstand maßgebend werden, spricht man von *hydraulisch rauem* Verhalten. Im hydraulisch rauen Fall tritt der Einfluss der Zähigkeitskräfte also zurück, so dass hier eine Einhaltung der Froudeähnlichkeit entsprechend Gleichung (3.8) ausreichend ist. Zwischen dem hydraulisch glatten und dem hydraulisch rauen Bereich gibt es einen Übergangsbereich. Als relevante Kenngröße zur Unterscheidung der drei Bereiche dient die Reynoldszahl.

³Bezüglich der Beschreibung der Sedimente wird auf Kapitel 2.1 verwiesen.



Abbildungung 3.1: Abhängigkeit des Strömungswiderstands der Berandung in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re^* (Nikuradse, 1933). Die Abszisse kennzeichnet die zunehmende relative Bedeutung der Trägheitskräfte im Vergleich zu den Zähigkeitskräften. Die positive Ordinate zeigt einen steigenden Strömungswiderstand der Berandung an.

Beim Geschiebetransport spielt das Eigengewicht der Sedimente bzw. das Verhältnis von Trägheitskräften zu Schwerkraften eine wesentliche Rolle, woraus eine Ähnlichkeitsforderung entsprechend einem Froude'schen Modellgesetz resultiert. Setzt man also in Gleichung (3.8) die entsprechenden Größen ein, so ergibt sich folgender Ausdruck, aus dem sich unter der Annahme der Versuchsdurchführung im Erdschwerefeld g_N und g_M herauskürzen lassen:

$$\frac{Fr_{dens N}}{Fr_{dens M}} = 1 = \frac{\frac{u_{*,N}^2}{\varrho'_N g_N d_N}}{\frac{u_{*,M}^2}{\varrho'_M g_M d_M}} = \frac{u_{*,N}^2}{u_{*,M}^2} \cdot \frac{\varrho'_M}{\varrho'_N} \cdot \frac{d_M}{d_N} \quad (3.9)$$

Aus dem Modellmaßstab der Strömung ergibt sich automatisch eine Beziehung für das Verhältnis der Sohlschubspannungsgeschwindigkeiten, im Froudemodell beispielsweise ist $\frac{u_{*,N}}{u_{*,M}} = \sqrt{\lambda_{geom}}$. Zur Einhaltung der Froudeähnlichkeit des Feststofftransports kann also entweder das Verhältnis der spezifischen Dichten $\frac{\varrho'_N}{\varrho'_M}$ oder das Verhältnis der Korndurchmesser $\frac{d_N}{d_M}$ frei gewählt werden. Das jeweils andere Verhältnis ergibt sich dann zwingend aus Gleichung (3.9). Bei Verwendung von Modellmaterialien mit gleicher Dichte (wie Sand in Natur und Modell) ergibt sich beispielsweise im Froudemodell ein Modellmaßstab für das Sediment von $\frac{d_N}{d_M} = \lambda_{geom}$. Falls die sich daraus ergebenden Korngrößen zu gering werden, beispielsweise bindiges Material verwendet werden müsste, kann ein alternatives Modellmaterial anderer Dichte gewählt werden.

Bei Reynoldszahlen von $Re^* < 70$ bestimmen entsprechend Abbildung 3.1 Zähigkeitskräfte das Strömungsverhalten entscheidend mit. Hier muss also für den Sedi-

menttransport gleichzeitig zur Froudeähnlichkeit eine Reynoldsähnlichkeit gewährleistet sein:

$$\frac{Re_N^*}{Re_M^*} = 1 \quad (3.10)$$

Setzt man wie zuvor die entsprechenden Größen ein und vereinfacht unter der Annahme, dass das Fluid jeweils Wasser (also $\frac{\nu_N}{\nu_M} = 1$) ist, so erhält man:

$$\frac{Re_N^*}{Re_M^*} = 1 = \frac{\frac{u_{*,N} d_N}{\nu_N}}{\frac{u_{*,M} d_M}{\nu_M}} = \frac{u_{*,N}}{u_{*,M}} \cdot \frac{d_N}{d_M} \quad (3.11)$$

Es ergibt sich also ein klarer Zusammenhang zwischen Größenmaßstab der Feststoffe und Geschwindigkeitsmaßstab der Strömung. Im Beispiel des Froudemodells ergibt sich ein Modellmaßstab $\frac{d_N}{d_M} = \frac{1}{\sqrt{\lambda_{geom}}}$. Da gleichzeitig zur Reynoldsähnlichkeit des Feststofftransports die Froudeähnlichkeit des Feststofftransports gewährleistet sein muss (gleichzeitige Einhaltung der Bedingungen nach Gleichungen (3.8) und (3.10)), fällt hier eine Wahlmöglichkeit der Modellmaßstäbe im Vergleich zur reinen Fr^* -Ähnlichkeit weg. Wählt man Materialien gleicher Dichte (wie Sand in Natur und Modell), ergibt sich daraus zwingend eine Maßstabszahl von 1 sowohl für die Strömung wie auch für das Sediment! Für geringe Korngrößen mit daraus resultierenden niedrigen Reynoldszahlen und großem Einfluss der Zähigkeit lässt sich also selbst bei nichtbindigen Sedimenten mit demselben Material kein verkleinertes, dynamisch ähnliches Modell erstellen.

Bei der Modellierung des Feststofftransports können verschiedene weitere Maßstabseffekte auftreten. Bei der üblichen Verwendung von Sand als Sohlmaterial in Modellen zum Geschiebetransport zeigen sich beispielsweise Maßstabseffekte infolge einer Verletzung der relativen Riffellänge. Die nicht korrekt wiedergegebenen Sohlformen bewirken dabei zu geringe Sohlreibungen und Sickerströmungen (Newe, 2004).

Wie oben gezeigt lässt sich bei nichtbindigem Material durch Verwendung von Modellmaterialien anderer Dichte das Problem der unzulässigen oder aus Ähnlichkeitsgründen nicht sinnvollen Verkleinerung der Natursedimente umgehen. Wenn der maßgebende Korndurchmesser eines Sedimentmaterials in der Natur bereits im Bereich $d_m < 0,08$ mm liegt, also bereits ein bindiges Ausgangsmaterial vorhanden ist, ist prinzipiell auch hier eine Dichteänderung des Modellmaterials denkbar. Transportprozesse sind in diesem Fall jedoch primär von der Partikelinteraktion bestimmt und weniger vom Verhalten des Einzelpartikels. Die für eine dynamische Ähnlichkeit relevanten Kräftepaare sind für Feinsedimente um Oberflächenkräfte wie zum Beispiel die Van-der-Waals-Kräfte zu erweitern. Die Problemstellung wird dadurch außerordentlich komplex, so dass eine maßstabsgetreue Nachbildung der Transportvorgänge von schluffigen und tonigen Sedimenten nur im Maßstab 1:1 zweckmäßig und zielführend ist. Dies schließt die Modellierung konkreter Fallbeispiele im Labor aus Platzgründen praktisch aus.

Laboruntersuchungen zum Transportverhalten von Feinstdimenten sind deshalb meist grundlagenorientiert ausgerichtet. Angestrebt ist ein Versuchsaufbau, der eine systematische Analyse der beteiligten Prozesse erlaubt. Dazu werden Ausschnitte des Wasserkörpers und der Gewässersohle abstrahiert im Labor nachgebildet. Um

aus diesen Grundlagenuntersuchungen Erkenntnisse auch für die Natur ableiten zu können, ist es erforderlich, dass alle für die jeweils betrachtete Fragestellung wesentlichen Prozesse physikalisch gleich bzw. qualitativ ähnlich ablaufen.

3.1.3 Anforderungen an abstrahierende Modelle zum Schwebstofftransport

Die vorangegangenen Überlegungen haben gezeigt, dass für Laboruntersuchungen zum Schwebstofftransport nur Modelle in Frage kommen, die die Natur abstrahieren. Wie bereits erwähnt sollten die für die jeweilige Fragestellung relevanten Prozesse im Laborversuch dennoch mit der Natur vergleichbar sein, um die Anwendung der im Labor erzielten Erkenntnisse auf die Natur zu erleichtern. Diese qualitative oder quantitative Ähnlichkeit zwischen Labor und Natur ist allerdings nicht automatisch eine Grundvoraussetzung, um Einflüsse einzelner Parameter auf die Transportmechanismen zu untersuchen. In der Literatur herrscht Uneinigkeit, was genau die wesentlichen Anforderungen für die Untersuchung der Transportvorgänge kohäsiver Sedimente im Labor sind. Sollte zum Beispiel für Erosionsuntersuchungen die Sohlschubspannung entlang einer Gerinnesohle möglichst gleichverteilt sein (Yang et al., 2000)? Oder genügt eine annähernd gleichmäßige Verteilung der Sohlschubspannungen mit einer Schwankung von im Mittel etwa $\pm 20\%$ (Maa, 1993, Krishnappan, 1993)? Viele Autoren postulieren, dass für Erosionsuntersuchungen die Tangentialgeschwindigkeiten und Sohlschubspannungen über den Querschnitt gleichverteilt sein sollten. Für Depositionsuntersuchungen sehen sie als wichtigstes Kriterium eine Minimierung der Sekundärströmungen. (Mehta und Partheniades, 1973, Parchure und Mehta, 1985, Spork, 1997, Bruens, 2003)

Trotz unterschiedlicher Ansichten und Herangehensweisen bei speziellen Fragestellungen lassen sich einige Randbedingungen formulieren, die für ein *ideales* abstrahierendes Modell zum Schwebstofftransport gelten:

- Für Transport- und Absetzuntersuchungen in einer turbulenten Strömung sind aufgrund der geringen Sinkgeschwindigkeiten feiner Sedimente sehr **lange Fließstrecken** erforderlich, auf denen das Fließen **unbehindert** stattfinden kann.⁴
- Das Modell weist **keine Randeinflüsse** auf.
- In den Versuchsreihen treten **keine Anfangseffekte** auf.
- Die Versuche laufen unter genau **bekanntem Bedingungen** ab.
- Sämtliche bzw. ausgewählte **Einflussparameter** können **konstant** gehalten werden. Zu diesen Parametern gehören z. B. die Wassertiefe, die Temperatur, Eigenschaften der Sedimentmischung (Korngrößen, Oberflächeneigenschaften etc.) oder die Turbulenz der Strömung.

⁴Dies lässt sich an einem einfachen Zahlenbeispiel demonstrieren: Die Sinkgeschwindigkeit eines einzelnen Sedimentkornes mit einem Durchmesser von $d = 0,02$ mm beträgt nach Stokes etwa $0,3$ mm/s. Bei einer angenommenen mittleren horizontalen Fließgeschwindigkeit von $v_m = 0,1$ m/s bräuchte das Korn bereits einen (horizontalen) Fließweg von knapp 70 m, um 20 cm abzusinken.

- Jeder **Einflussparameter** ist einzeln **gezielt steuerbar**.

Die genannten Randbedingungen eines idealen Versuchsstandes lassen sich in einem realen Modellversuch so nicht realisieren. Die eigentlich wünschenswerte, getrennte Variation einzelner Parameter wird beispielsweise dadurch erschwert, dass manche Parameter nicht von einander unabhängig sind. Hohe Schwebstoffkonzentrationen beeinflussen beispielsweise die Strömung, indem sie die Viskosität des Dispersionsmediums Wasser verändern. Auch andere der genannten Voraussetzung für den idealen Modellversuch sind in der Praxis schwer zu verwirklichen. Deshalb müssen geeignete Vereinfachungen getroffen werden. Diese Vereinfachungen sollten so gewählt werden, dass die Aussagekraft der Untersuchung so wenig wie möglich beeinträchtigt wird.

Beispielsweise ist für Erosionsuntersuchungen die lange Fließstrecke weniger ausschlaggebend als für Sedimentationsuntersuchungen. Deshalb werden für Erosionsuntersuchungen häufig auch Versuchsanlagen mit kürzeren Fließwegen verwendet (siehe Kapitel 3.2.2). Für Flockungsuntersuchungen werden teilweise Versuchsanlagen verwendet, die ganz auf eine advektive Strömung verzichten und nur Turbulenz erzeugen. Dadurch werden Strömungseffekte wie die Dispersion gezielt ausgeklammert. Randeffekte sind dann unter Umständen vernachlässigbar, wenn z. B. aufgrund der Größe des Untersuchungsraums der Einfluss der Ränder auf die Versuchsergebnisse sehr gering ist. Bei der Zahl der variablen Einflussparameter lassen sich gewisse sinnvolle Vereinfachungen dadurch treffen, dass viele der Parameter durchweg konstant gehalten werden und nur einige wenige Parameter gezielt variiert werden. Für jede Fragestellung müssen also zunächst die relevanten Einflussgrößen ermittelt werden. Daraus werden die zulässigen Vereinfachungen abgeleitet und mit dem modelltechnisch notwendigen Abstraktionsgrad abgeglichen.

3.2 Versuchsanlagen zur Modellierung des Transportverhaltens von kohäsiven Sedimenten

Über die Jahrzehnte wurden zahlreiche verschiedene Versuchsanlagen entwickelt, um das Transportverhalten von kohäsiven Sedimenten im Labor zu studieren. Die Komplexität der Transportvorgänge stellt dabei hohe Anforderungen an Modelltechnik und -aufbau. Bei Untersuchungen zum Absetzverhalten sollte beispielsweise eine ungestörte Flockenbildung gewährleistet sein, was den Einsatz von Pumpen oder Rührern zur Erzeugung einer Strömung von vornherein ausschließt.

Daneben existiert eine Vielzahl an In-situ-Messgeräten, die Naturuntersuchungen direkt vor Ort ermöglichen. Auf dieses Themengebiet wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen. Eine gute Zusammenstellung verschiedener In-situ-Untersuchungsmethoden findet sich beispielsweise bei Kern und Westrich (1999) oder bei Eisma et al. (1997).

Versuchsanlagen im Labor betrachten häufig einen bestimmten, ausgewählten Teilaspekt des gesamten Transportzyklus feinkörniger Sedimente. Unterschieden wird dabei meist nach Untersuchungen von Depositions- und Erosionsvorgängen mit den jeweils relevanten Einflussparametern.

3.2.1 Versuchsanlagen für Absetzuntersuchungen

Einfachere Absetzversuche verzichten ganz auf die Erzeugung einer Strömung und beschränken sich auf die Beobachtung des Absinkens der Sedimente in ruhendem Fluid. Dazu werden verschiedenste Absetzapparate verwendet wie beispielsweise die *OWEN-Tube* (Owen, 1970), die *BIGDAN-Tube* (Puls und Kühl, 1996) oder einfache Absetzzylinder (Kim, 2004, You, 2004). Häufig werden solche Untersuchungen für die Bestimmung von Sinkgeschwindigkeiten eingesetzt.

Daneben werden Depositionsversuche in turbulenten Medien durchgeführt. Die Verfahren lassen sich danach unterscheiden, ob eine advective Strömung vorhanden ist oder lediglich turbulente Geschwindigkeitsschwankungen generiert werden.

Die sogenannte *Turbulenzsäule* bildet durch horizontal oszillierende Gitterpaare in einer Wassersäule die Turbulenzverhältnisse einer zweidimensionalen Strömung ohne die advective Strömung nach (Kühn, 2004, Maggi, 2005). In solchen Versuchsständen werden vorrangig Untersuchungen zur Flockenbildung durchgeführt. Ein ähnliches Konzept verfolgen zum Beispiel Dupont und Dahl (1995) oder Rasmussen und Larsen (1996) mit einer Absetzsäule mit vertikal oszillierenden Gittern.

Eine neuere Entwicklung für die Untersuchung der Sedimentationsprozesse in einer turbulenten Strömung stellt die sogenannte *Absetzsäule* dar (Reuter et al., 2003). Die Absetzsäule besteht aus zwei vertikalen, koaxialen Rohren, die voneinander unabhängig um ihre gemeinsame Längsachse rotieren. Eine Suspension im Zwischenraum zwischen den beiden Rohrwandungen wird dabei einer ringförmigen Couette-Strömung ausgesetzt.

Vor allem für Untersuchungen mit grobschluffigem und sandigem Suspensionsmaterial werden langsam durchströmte Sedimentationsbecken, wie z. B. in der Abwasserreinigung üblich, verwendet. Die Ausführungen variieren zwischen Flachwasserbecken (Verhältnis von Breite zu Fließtiefe groß, d. h. $B/h \gg 1$) und Längsrinnen (B/h in der Größenordnung von 1 bis 5). Die Depositionsuntersuchungen in einer Längsrinne mit $B/h = 3$ von Krone (1962) führten zur ersten weltweit anerkannten und bis heute verwendeten Depositionsgleichung (siehe Kapitel 2.2.3).

Für Sedimentationsuntersuchungen mit tonigen und schluffigen Materialien mit Korngrößen kleiner 0,02 mm sind solche längsdurchströmten Absetzräume als Laboreinrichtungen nur bedingt geeignet, da die Sinkgeschwindigkeit eines Einzelkorns so gering ist, dass selbst bei niedrigen advectiven Fließgeschwindigkeiten sehr große Rinnenlängen für ein vollständiges Absetzen des Materials erforderlich wären. Am Rinnenende muss also eine Rückführung des Materials erfolgen, wobei Pumpen allerdings stark die Flockenbildung beeinträchtigen. McAnally et al. (2002) stellten in ihren Untersuchungen zum Absetzverhalten von stark kohäsiven Feinsedimenten in einer Längsrinne dazu fest, dass die Flocken, die sich entlang des Fließwegs der Rinne bildeten, beim Rückpumpen vollständig zerstört wurden.

3.2.2 Versuchsanlagen für Erosionsstudien

Frühe Untersuchungen zum Erosionsverhalten von kohäsiven Sedimenten wurden in klassischen Längsrinnen durchgeführt (Abdel-Rahman, 1963, Partheniades, 1965). Untersuchungsgegenstand der Experimente ist in der Regel der Erosionswiderstand einer abgelagerten Sohle in Abhängigkeit von verschiedenen Einflussfaktoren wie dem Konsolidierungsgrad, der Sohlstruktur oder -zusammensetzung.

Daneben wird ähnlich wie bei den Depositionsuntersuchungen bei manchen Erosions- oder Resuspensionsstudien auch ganz oder teilweise auf die Erzeugung einer advektiven Strömung verzichtet. Beispielsweise untersuchte Kim (2004) die Resuspension von schwachkonsolidierten Ablagerungen durch aufsteigende Luftblasen in einer Säule mit ruhendem Fluid, wobei die Luft durch eine Bodenplatte unter dem Sediment eingeblasen wurde.

Für die Bestimmung des Erosionswiderstandes von abgelagerten kohäsiven Sedimenten wird beispielsweise auch der Mikrokosmos bzw. Wassersäulensimulator verwendet (Seibel et al., 2004), in dem ein Rührwerk einen bestimmten Strömungsangriff auf die Sohle erzeugt. Eine Zusammenstellung verschiedener weiterer Erosionsapparate liefert Krier (1987).

3.2.3 Kreisgerinne – Versuchsanlagen zum Transportzyklus

Für umfassendere Modelluntersuchungen zum Transportzyklus von kohäsiven Sedimenten haben sich seit den 1970er Jahren verschiedene Typen von Kreisgerinnen etabliert. Das Wasser wird dabei in einer kreisförmigen Rinne geführt, wobei die Strömung durch eine Rotation der Wandung erzeugt wird. Die Bewegung der Wandung wird durch die Viskosität auf den Wasserkörper übertragen. Dadurch ergibt sich ein quasi unendlich langes Gerinne, in dem das Strömungsfeld bzw. der Sedimenttransport nicht durch Ein- und Auslässe, Pumpen oder ähnliches gestört wird und dessen Länge ausreicht, um auch die Untersuchung zeitlich langwieriger Prozesse in einer turbulenten Strömung zu erlauben.

Die zur Zeit bestehenden Kreisgerinne lassen sich in zwei Kategorien einteilen:

- Typ 1: Gerinne mit Deckel, bei dem entweder Gerinne oder Deckel beweglich sind
- Typ 2: bewegliche Gerinne mit beweglichem Deckel

Beide Anlagentypen bestehen aus einer kreisförmigen Rinne, die in der Regel aus Gründen der Messtechnik und der visuellen Auswertung aus Plexiglas besteht. Auf der Wasseroberfläche in dieser Rinne liegt ein „Deckel“ auf, der ebenfalls aus Plexiglas gefertigt sein kann. Bei Kreisgerinnen des Bautyps 1 rotiert meist dieser Deckel um die Mittelachse des Gerinnes und erzeugt so eine Strömung im Wasser. Ein solches Gerinne verwendete beispielsweise Lau (1994) für seine Untersuchungen zum Temperatureinfluss auf die Deposition von kohäsiven Sedimenten. Alternativ existieren auch Bauweisen, bei denen der Deckel feststeht und das Gerinne rotiert (Partheniades et al., 1966). Kreisgerinne des Bautyps 1 werden bereits seit Mitte der 1960er Jahre verwendet, z. B. auch von Graham et al. (1992) oder als Insitu-Messgerät ohne

Boden von Maa (1993). Bei einer Betrachtung der Strömung in einem solchen Kreisgerinne fallen die relativ hohen Sekundärströmungen im Vergleich zur Strömung in Längsgerinnen und typischen Strömungen in natürlichen Fließgewässern auf.

Beim Typ 2 rotieren Gerinnkörper und Deckel unabhängig voneinander in unterschiedliche Richtung. Durch ein geeignetes Verhältnis der Drehgeschwindigkeiten von Deckel und entgegengesetzt rotierendem Gerinne lassen sich die Sekundärströmungen minimieren, die durch Randeinflüsse und die Krümmung des Gerinnes entstehen (Spork, 1997). Dieser Kreisgerinnetyp geht zurück auf Partheniades, der Mitte der 1960er Jahre und in den 1970er Jahren zusammen mit Mehta diverse Untersuchungen in einem solchen Kreisgerinne durchführte und veröffentlichte (Partheniades et al., 1966, Mehta und Partheniades, 1973, Mehta und Partheniades, 1975). Zurzeit existiert weltweit etwa ein halbes Dutzend solcher Kreisgerinne, beispielsweise an der RWTH Aachen (Spork, 1997), an der TU Delft, Niederlande (vergleiche z. B. Booij (1994)), am National Water Research Institute, Kanada (vergleiche z. B. Krishnappan (1993)) oder am Center for Coastal and Land-Margin Research, Portland, USA (vergleiche z. B. Yang et al. (2000)).

3.3 Kreisgerinne mit freiem Wasserspiegel

Im Kapitel 3.1.3 wurden bereits Überlegungen zu Anforderungen an physikalische Modelle zum Schwebstofftransport angestellt. Da als Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit vor allem das Absetzverhalten kohäsiver Sedimente in einer turbulenten Strömung vorgesehen war, musste der geplante Versuchsstand einen sehr langen Fließweg unbeeinflusst von Pumpen gewährleisten. Aus diesem Grund wurde für die Untersuchungen ein Kreisgerinne gewählt, da es eine quasi unendlich lange, gleichmäßige Fließstrecke bietet.

Die bisherigen Kreisgerinne-Bauformen zeichnen sich allesamt dadurch aus, dass sie keine freie Wasseroberfläche besitzen. Dies erschwert zum einen invasive Messmethoden, da Messsonden durch die Behälterwandung geführt werden müssen. Zum anderen wird an der in der Natur eigentlich freien Wasseroberfläche durch den Deckel Turbulenz induziert, was im Widerspruch zu den natürlichen Gegebenheiten in einem Gewässer steht. Konstruktionsbedingt sind auch Verengungen oder Aufweitungen des Fließquerschnittes nicht zu erreichen, die den Einfluss von Beschleunigungen bzw. Verzögerungen, wie sie beispielsweise in Stauanlagen auftreten, nachbilden könnten. Am Institut für Wasser und Gewässerentwicklung (IWG) – Bereich Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe (TH) wurde deshalb für den Bau eines Kreisgerinnes ein neuartiger Ansatz gewählt: ein Divergenzgerinne mit freiem Wasserspiegel. Hierfür wird synonym der Begriff *offenes Kreisgerinne* verwendet.

3.3.1 Gestaltung und Funktionsweise

An der freien Wasseroberfläche des offenen Kreisgerinnes wird bei dieser Anlage keine Strömung im Wasserkörper induziert. Vielmehr entsteht die Strömung durch

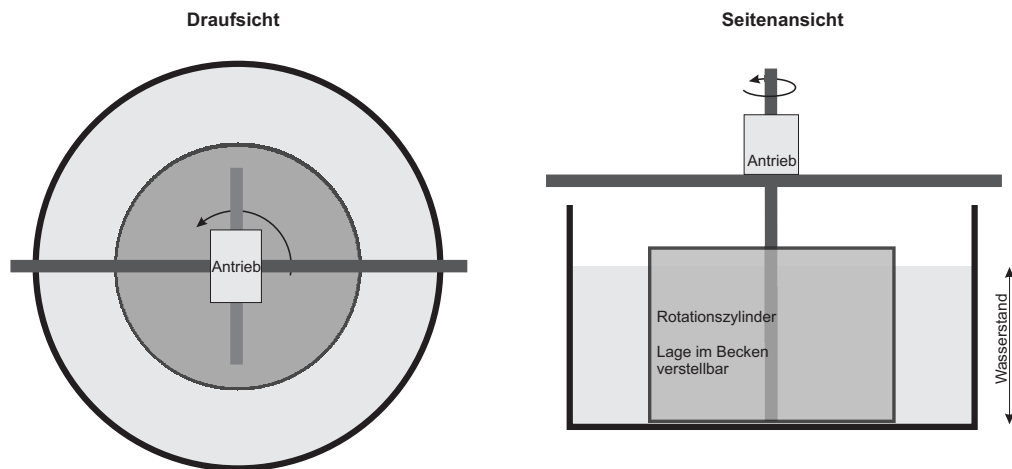


Abbildung 3.2: Schemaskizze des Kreisgerinnes mit freier Wasseroberfläche.

eine Rotation der inneren Gerinnewand. Abbildung 3.2 zeigt eine Schemaskizze des offenen Kreisgerinnes. In einem wassergefüllten Rundbecken befindet sich ein abgeschlossener Kreiszyylinder, der um seine Mittelachse rotiert und über die innere Reibung des Wassers die Strömung erzeugt.

Am IWG sind zwei solche Kreisgerinne in unterschiedlichen Größen vorhanden. Die Gerinnebreite beträgt bei beiden Anlagen 0,375 m. Die Fließtiefe kann jeweils variabel bis maximal 0,65 m eingestellt werden. Die Krümmungsradien der Außenwandungen betragen 0,6 m bzw. 1,8 m. Das kleinere der beiden Kreisgerinne wurde zunächst als Prototyp gebaut. Nach ersten Funktionstests und Anpassungen wurde dann das zweite, größere Gerinne errichtet, um Maßstabeffekte zu untersuchen.

Die beiden Gerinne können auch als Divergenzgerinne betrieben werden. Der Innenzylinder kann dazu jeweils entlang des Radius verschoben werden, so dass sich eine Engstelle bzw. eine Aufweitung im durchflossenen Querschnitt ergibt. Im exzentrischen Fall kann der Fließquerschnitt bis auf 0,20 m verengt werden, an der weitesten Stelle resultiert daraus eine Breite von 0,55 m. Abhängig von der untersuchten Sedimentmischung können so gleichzeitig Erosions- und Depositionsvorgänge auftreten.

3.3.2 Konstruktion

Die Wände des kleinen Kreisgerinnes bestehen vollständig aus Plexiglas, der Boden aus PVC, so dass von einer gleichmäßigen Wandrauheit ausgegangen werden kann. Das Becken des großen Kreisgerinnes wurde aus Kostengründen aus Stahlbeton errichtet und mit einem Schutzanstrich versehen. Der Innenzylinder des großen Kreisgerinnes besteht aus verzinktem Stahlblech und wird aus Gründen der Statik gegen den Auftrieb mit Wasser gefüllt. Dadurch ergibt sich hier eine etwas höhere Wandrauheit als beim kleinen Gerinne. In die Außenwand des großen Kreisgerinnes sind in regelmäßigen Abständen Sichtfenster aus Plexiglas eingelassen. So ist eine foto- und videografische Dokumentation der Versuche von oben und von der Seite

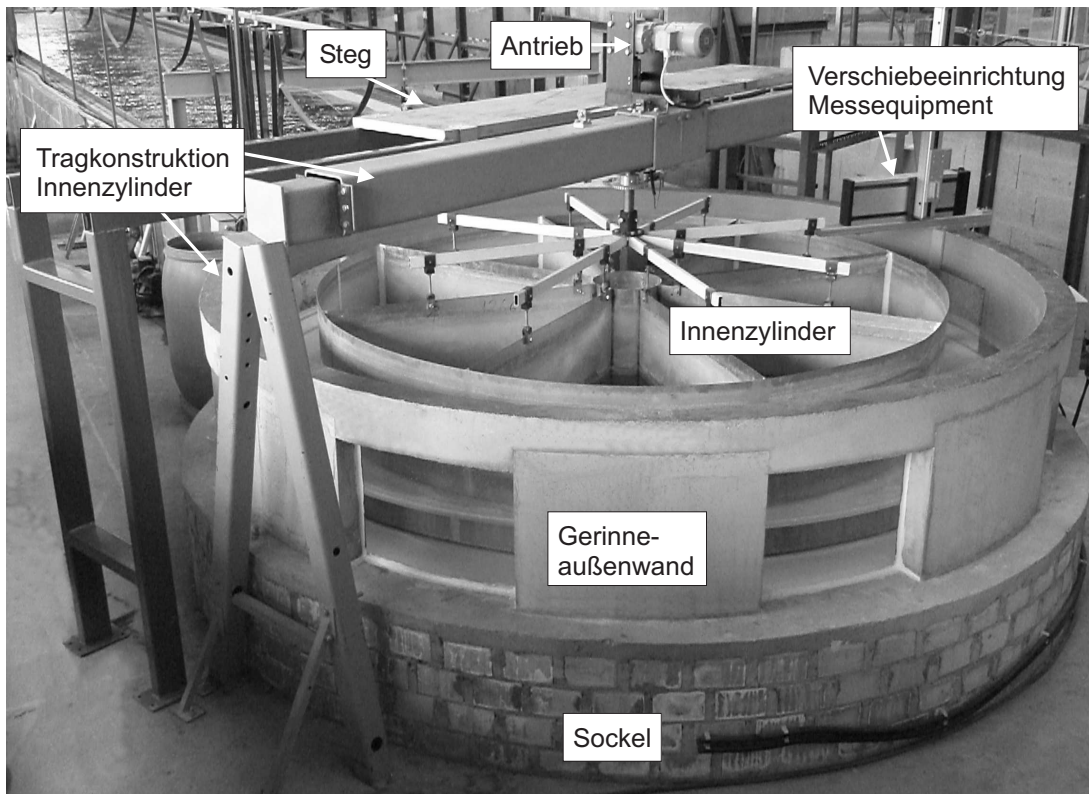


Abbildung 3.3: Ansicht des großen Kreisgerinnes mit symmetrisch angeordnetem Innenzylinder.

möglich. Beide Kreisgerinne sind zur Arbeitserleichterung bei den Experimenten auf einen Sockel gesetzt.

Abbildung 3.3 zeigt eine Fotografie des großen Kreisgerinnes mit Tragkonstruktion und Antrieb. Die Tragkonstruktion des Innenzylinders ist so angeordnet, dass einerseits eine Verschiebung des Zylinders zusammen mit dem Antrieb entlang einer Diagonalen möglich ist. Andererseits muss der Bereich des Gerinnes auf dieser Diagonalen aus messtechnischen Gründen ohne Überbau bleiben. Deshalb überspannt die Tragkonstruktion das Becken etwas versetzt zur Mitte. Zylinder und Antrieb sind seitlich am Träger befestigt. Die Tragkonstruktion ist aus geschraubten Verbindungen gefertigt, so dass die Einzelteile bei Umbau- oder Revisionsmaßnahmen handhabbar bleiben. In der Abbildung ist außerdem ein begehbare Steg zu erkennen, der den Zugang zum Antriebssystem ermöglicht. Am rechten oberen Rand des Kreisgerinnes auf der Fotografie sieht man ferner die automatisierte Verschiebeeinrichtung für das Messequipment.

3.4 Hydraulik des offenen Kreisgerinnes

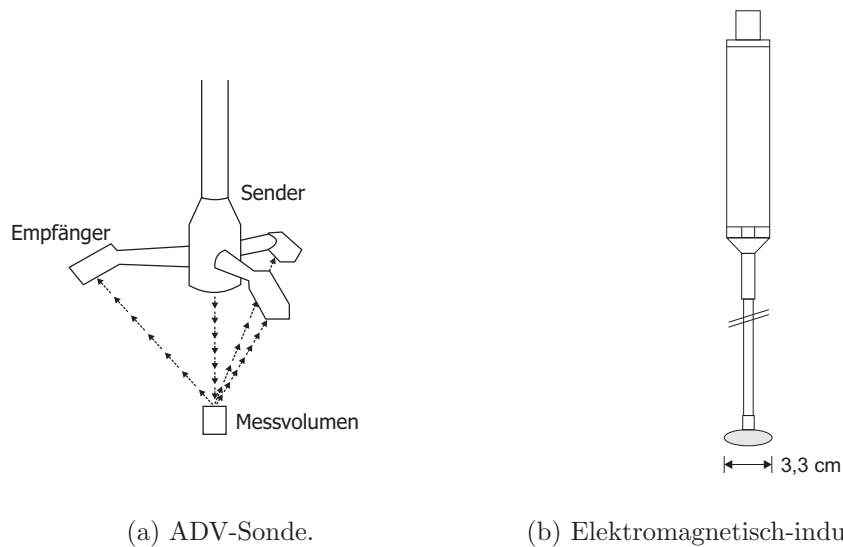
3.4.1 Strömungsmessungen

Da das offene Kreisgerinne keinem bisher verwendeten Gerinnetyp entspricht, stehen weder Messdaten noch Ergebnisse hydrodynamisch-numerischer Simulationen bezüglich des Strömungsfeldes zur Verfügung. Für die Interpretation der Versuchsergebnisse zum Schwebstofftransport sind allerdings detaillierte Kenntnisse sowohl der mittleren Strömung wie auch der Turbulenz unerlässlich. Um diese Größen zu erfassen, wurden daher für verschiedene Zustände im großen wie im kleinen Kreisgerinne räumlich und zeitlich hochaufgelöste Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt. Im Folgenden werden zunächst die verwendeten Messmethoden beschrieben, bevor dann anschließend die Ergebnisse dargestellt werden.

Messtechnik

Aufgrund der Krümmung des Kreisgerinnes ist von vornherein mit signifikanten Sekundärströmungen zu rechnen. Deshalb wurde eine Messmethode verwendet, die eine simultane dreidimensionale und zeitlich hochaufgelöste Erfassung der Fließgeschwindigkeiten ermöglicht. Die Geschwindigkeitsmessungen wurden mit einem Acoustic-Doppler-Velocimeter (ADV) durchgeführt. Das Messprinzip des ADV beruht auf dem Doppler-Effekt. Von einer Quelle in der Mitte der Messsonde wird ein akustisches Signal ausgesendet, das von Partikeln im Wasser reflektiert wird. Drei Empfänger nehmen dieses Echo auf (Abbildung 3.4(a)). Die Relativgeschwindigkeit der Partikel zum Messgerät bewirkt eine Frequenzverschiebung der Schallwelle aufgrund des Doppler-Effektes, die von den Empfängern registriert wird. Aus der Frequenzverschiebung der Schallwelle lässt sich nun die Geschwindigkeit der Partikel und damit der Strömung, aufgelöst in drei Raumrichtungen (x, y, z), errechnen. Das Messvolumen des verwendeten ADV liegt etwa 5 cm unterhalb des Schallwellensenders. Daraus ergibt sich eine notwendige Wasserüberdeckung des Messvolumens von mindestens 5 cm. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass mit dieser Konfiguration in der oberen Wasserschicht keine Fließgeschwindigkeiten gemessen werden können.

Um nahe der Wasseroberfläche dennoch Messdaten zur Strömung zu erhalten, wurde eine zweite Messmethode angewandt. Mit einer elektromagnetisch-induktiven Sonde (EMS, Abbildung 3.4(b)) wurden für gewisse Übergangsbereiche und die oberflächennahe Wasserschicht Fließgeschwindigkeiten ermittelt. Der in der Abbildung grau eingefärbte Teil des Messinstrumentes ist der eigentliche Sensor. Das Gerät erzeugt ein Magnetfeld und misst die vom vorbeiströmenden Wasser als leitender Flüssigkeit induzierte Spannung. Der Aufbau des Gerätes ermöglicht nur eine zweidimensionale Erfassung der Fließgeschwindigkeiten. Die Sonde wurde jedoch vornehmlich für die oberen Randbereiche eingesetzt, in denen horizontale Strömungen vorherrschen, so dass davon ausgegangen werden kann, dass hier zumindest die wesentlichen Strömungsgrößen erfasst wurden.



(a) ADV-Sonde.

(b) Elektromagnetisch-induktive Sonde.

Abbildung 3.4: Schematische Darstellungen der beiden verwendeten Geschwindigkeitssensoren.

Untersuchte Strömungskonfigurationen

In beiden Kreisgerinnen wurden Fließgeschwindigkeiten für verschiedene Konfigurationen gemessen. In der vorliegenden Arbeit werden nur die Fälle mit symmetrischer Anordnung betrachtet, d. h. die Fälle mit konstanter Rinnenbreite, bei denen der Innenzylinder zentrisch im Becken rotiert. Der einzige Freiheitsgrad der unterschiedlichen Konfigurationen ist die Rotationsgeschwindigkeit des Innenzylinders. Die Wassertiefe wurde für alle Messreihen konstant gehalten.⁵

Für die beiden Kreisgerinne wurden mehrere Zustände betrachtet, bei denen die Fließgeschwindigkeit direkt am rotierenden Innenzylinder für beide Kreisgerinne identisch war. Unterschiede im Strömungsbild über den Querschnitt sind dann ausschließlich auf den veränderten Krümmungsradius und unterschiedliche Wandrauheiten zurückzuführen. Auf diesen Aspekt wird im Kapitel 3.4.2 näher eingegangen.

In Tabelle 3.1 sind die symmetrischen Konfigurationen des kleinen und großen Kreisgerinnes (kl.KG bzw. gr.KG) aufgelistet, für die Fließgeschwindigkeiten gemessen wurden. Variiert wurde die Drehfrequenz f des Innenzylinders. Die Variable r bezeichnet den Radius des Innenzylinders, h die Wassertiefe. Die Abstände des Messrasters in horizontaler und vertikaler Richtung sind als Δx und Δz dargestellt. Die Messreihen Nr. 1 und 6, Nr. 2 und 7 sowie Nr. 4 und 10 sind Konfigurationen, bei denen aufgrund der Haftbedingung für beide Kreisgerinne gleiche Fließgeschwindigkeiten direkt am Innenzylinder vorherrschen. Diese Geschwindigkeiten sind in Spalte 4 angegeben und dienen als Bezugswerte für die Fließgeschwindigkeiten über den ge-

⁵Die Ergebnisse der numerischen Simulation zeigen, dass eine Variation der Wassertiefe – zumindest in dem konstruktiv möglichen Bereich bis maximal 65 cm – keinen signifikanten Einfluss auf die Strömungscharakteristik hat (vergleiche Kapitel 3.4.2: Die Beträge der Geschwindigkeiten ändern sich zwar, das grundsätzliche Strömungsbild bleibt allerdings konstant.). Aus diesem Grund wurde für die Untersuchungen nur *eine* Fließtiefe beliebig gewählt.

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der untersuchten Konfigurationen.

Nr.	Gerinne	f [min^{-1}]	$f \cdot 2\pi r$ [cm/s]	h [cm]	Δx [cm]	Δz [cm]
1	kl_KG	22	51,8	28	1,6 bis 2,0	0,7 bis 2,0
2	kl_KG	17,6	41,5	28	2,5	1,0 bis 2,0
3	kl_KG	11	26,0	28	0,5 bis 1,7	2,0
4	kl_KG	5,5	13,0	28	4,0 bis 5,7	1,6 bis 2,0
5	gr_KG	4,6	68,6	28	1,5	0,3 bis 1,5
6	gr_KG	3,47	51,8	28	1,5	1,0 bis 1,5
7	gr_KG	2,77	41,5	28	1,5	0,3 bis 1,5
8	gr_KG	2,08	31,1	28	1,5	0,3 bis 1,5
9	gr_KG	1,39	20,8	28	1,5	0,3 bis 1,5
10	gr_KG	0,87	13,0	28	1,5	0,3 bis 1,5

samten Fließquerschnitt der jeweiligen Konfiguration. Die variablen Abstände Δx und Δz im Messraster ergeben sich daraus, dass in Randbereichen engere Abstände gewählt wurden, da dort hohe Gradienten auftreten. An anderen Stellen wurden die Abstände der Messpunkte hingegen vergrößert, um die Menge der auszuwertenden Daten und die erforderlichen Messzeiten zu reduzieren.

Strömungsstrukturen

Den advektiven Schwebstofftransport im Kreisgerinne bestimmt zunächst das zeitlich gemittelte Strömungsfeld, d. h. die Verteilung der mittleren Fließgeschwindigkeiten über den Fließquerschnitt. Neben der Hauptströmung sind vor allem die Wirbelstrukturen der Sekundärströmung für die Verteilung der Schwebstoffe über den Querschnitt von Bedeutung.

Da keine Ein- oder Auslaufbereiche vorhanden sind, sondern das Kreisgerinne eine quasi unendlich lange Fließstrecke darstellt, ist die Betrachtung eines einzigen Querschnittes normal zur Wand ausreichend, da in jedem anderen Querschnitt dieselben Fließgeschwindigkeiten herrschen. (Diese Hypothese wurde in verschiedenen Messreihen exemplarisch verifiziert.) Die Lage eines solchen Querschnittes ist in Abbildung 3.5 dargestellt. In den folgenden Kapiteln wird jeweils nur dieser Ausschnitt dargestellt.

Im Folgenden wird das mittlere Strömungsfeld betrachtet, zunächst die longitudinale und anschließend die laterale Strömungsrichtung. Auf die Turbulenz im Kreisgerinne, die einen nicht unwesentlichen Einflussfaktor auf den Schwebstofftransport darstellt, wird im Kapitel 3.4.3 eingegangen.

Tangentialströmung Die Hauptströmung im Kreisgerinne entspricht in etwa der Strömung in tangentialer Richtung des Kreisgerinnes, d. h. der Strömung, die normal zum betrachteten Fließquerschnitt ausgerichtet ist. Sie wird im Folgenden mit

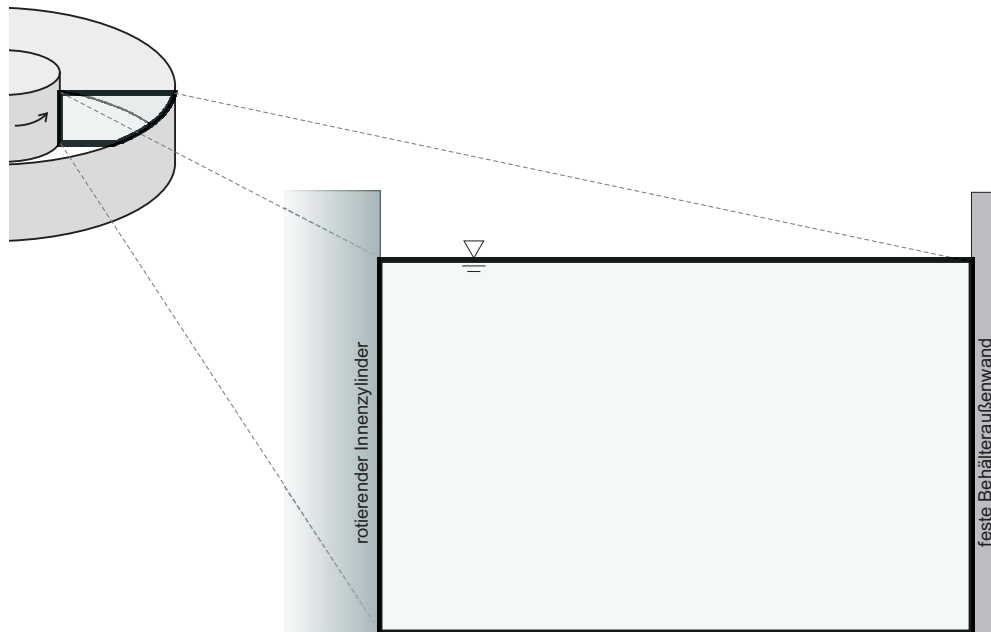


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des betrachteten Fließquerschnittes im Kreisgerinne.

U_x bezeichnet. Abbildung 3.6 zeigt exemplarisch die mit ADV gemessene Tangentialströmung im großen Kreisgerinne bei einer Drehfrequenz des Innenzylinders von $2,77 \text{ min}^{-1}$. Die Koordinatenachsen geben den gesamten Fließquerschnitt des Kreisgerinnes bei der gewählten Wassertiefe wieder. Der Konturenplan stellt Isotachen, d. h. Linien gleicher Geschwindigkeit, der gemessenen Werte dar. Aufgrund der Abmessungen der ADV-Sonde und der notwendigen Wasserüberdeckung des Messvolumens (siehe Seite 44) konnten mit der ADV-Sonde nur im abgebildeten Bereich Geschwindigkeiten erfasst werden. Zwischen den diskreten Messwerten wurde mit einer Auswertesoftware interpoliert, um ein kontinuierliches Geschwindigkeitsfeld darzustellen.

Da die Strömung im offenen Kreisgerinne durch eine Rotation des Innenzylinders erzeugt wird, deren Bewegung sich durch Wandreibung und die Viskosität des Wassers auf den Wasserkörper überträgt, sind am Innenzylinder die höchsten Tangentialgeschwindigkeiten zu erwarten. Abbildung 3.6 bestätigt dies und zeigt eine über weite Teile des Fließquerschnittes gleichmäßige Abnahme der Fließgeschwindigkeiten vom Innenzylinder zur Außenwand hin. An den feststehenden Rändern, d. h. dem Gerinneboden und der Außenwand, ist die Fließgeschwindigkeit aufgrund der Haftbedingung definitionsgemäß gleich null.

Auffällig sind ein lokales Geschwindigkeitsmaximum in einer Höhe von $z \approx 0,2h$ beziehungsweise ein lokales Minimum bei $z \approx 0,35h$. Dieses Phänomen ist kein Spezifikum der dargestellten Konfiguration, sondern tritt auch bei anderen Rotationsgeschwindigkeiten auf. Dies lässt sich in Abbildung 3.7 erkennen, in der die Messwerte im großen Kreisgerinne bei verschiedenen Drehfrequenzen des Innenzylinders dargestellt sind. Zu beachten ist, dass die Graustufen der Isotachenpläne jeweils unterschiedlichen Skalen entsprechen. Sie sind so gewählt, dass die einzel-

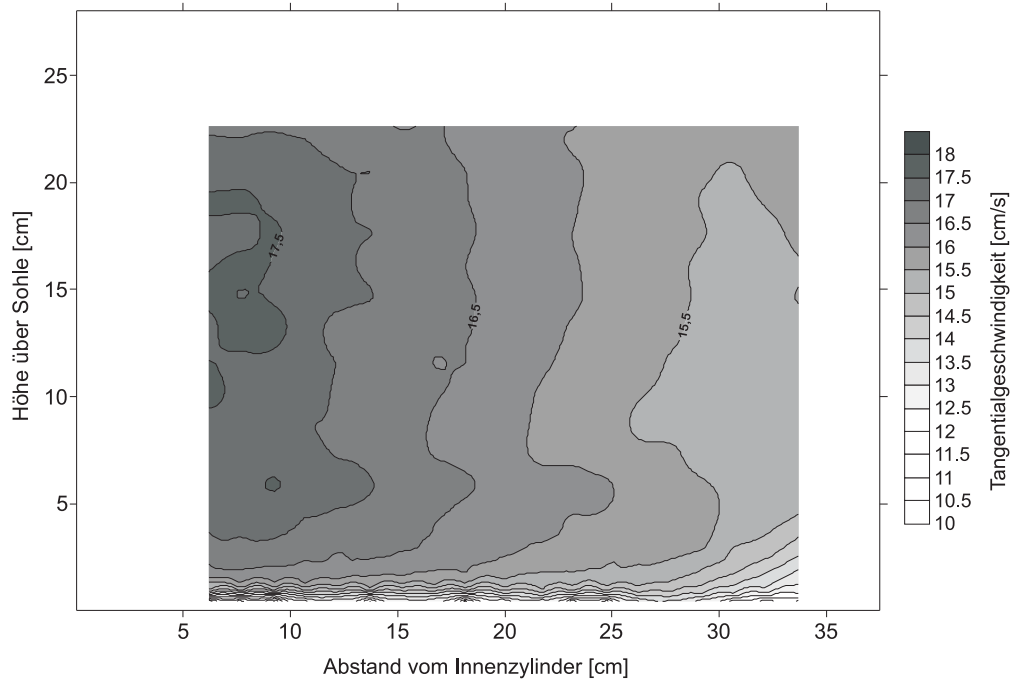


Abbildung 3.6: Konturenplan der Fließgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne in tangentialer Richtung bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$. Dargestellt sind die Messwerte im mit der gewählten Messmethodik erfassbaren Bereich.

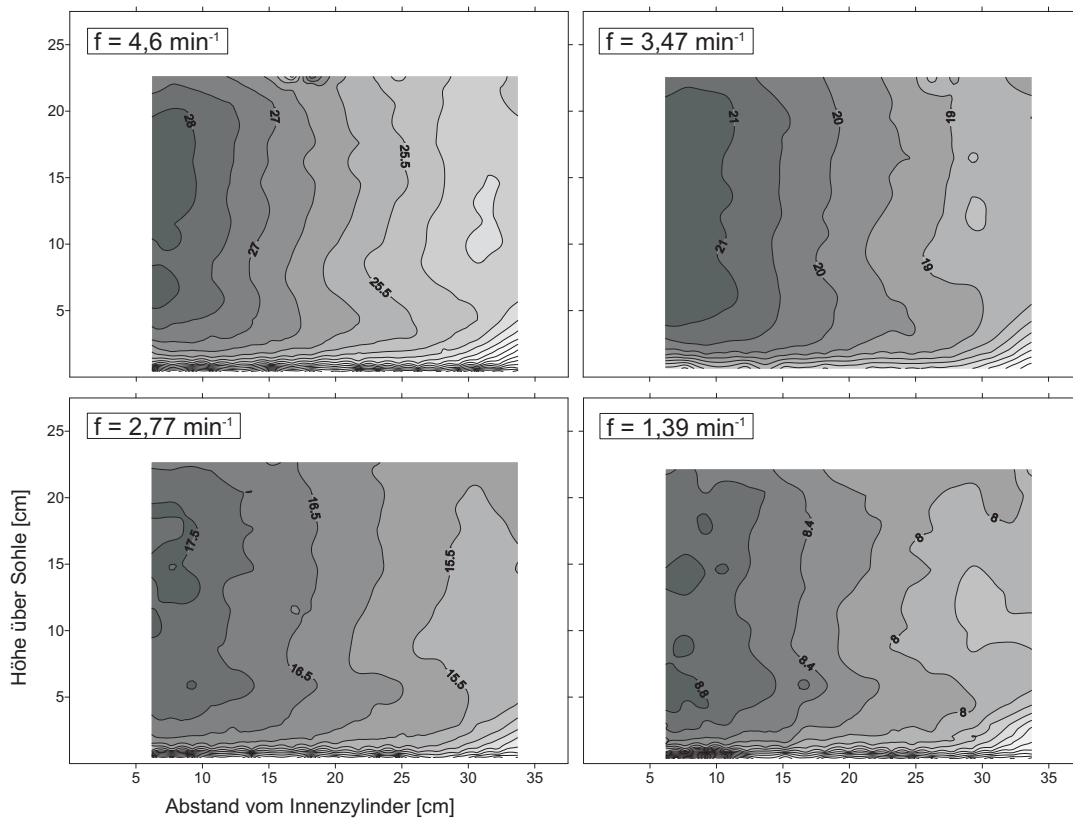


Abbildung 3.7: Tangentialgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne für verschiedene Drehfrequenzen f des Innenzylinders.

nen Grafiken sich leicht im Hinblick auf die Strömungsstruktur und weniger den Betrag der Geschwindigkeiten vergleichen lassen. Die lokalen Extrema sind in jeder Konfiguration erkennbar, allerdings sind sie von ihrem Betrag her nur von geringer Bedeutung. Schon die im Vergleich zu anderen Gerinneströmungen eher untypischen lokalen Geschwindigkeitsextrema sind ein Zeichen für die Komplexität der Strömung. Im offenen Kreisgerinne herrscht offensichtlich keine zweidimensionale Strömung mit logarithmischem Geschwindigkeitsprofil. Noch deutlicher wird die Dreidimensionalität der Strömung bei der Betrachtung der Sekundärströmungen, die im nächsten Abschnitt erfolgt (Seite 51).

Der Vergleich der unterschiedlichen Geschwindigkeitsfelder zeigt, dass die Strömung weitgehend selbstähnlich ist. Bei verschiedenen Fließgeschwindigkeiten treten also annähernd dieselben Strukturen auf. Dies ist für die späteren Schwebstoffuntersuchungen bei verschiedenen Fließgeschwindigkeiten vorteilhaft, da es die Vergleichbarkeit der Untersuchungsergebnisse erleichtert. Die Ähnlichkeit der Tangentialströmung bei verschiedenen Drehfrequenzen des Innenzylinders wird bei einem Vergleich einzelner Geschwindigkeitsprofile noch deutlicher. In Abbildung 3.8 sind die Geschwindigkeitsprofile der Tangentialströmung über die Fließtiefe für verschiedene Drehfrequenzen des Innenzylinders im großen Kreisgerinne jeweils in Gerinnemitte, also bei einem Abstand von $x = 18,75$ cm vom Innenzylinder, dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Profile jeweils mit einer Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} normalisiert. Die vertikale Koordinate ist mit der Wassertiefe h normalisiert, die jedoch für alle dargestellten Zustände konstant ist. Als U_{ref} wurde die Geschwindigkeit der rotierenden Gerinnewandung verwendet. Diese ergibt sich aus der Drehfrequenz f in $[s^{-1}]$ multipliziert mit dem Umfang des Innenzylinders $2\pi r$ in $[m]$. U_{ref} stellt die maximale Geschwindigkeit der am rotierenden Innenzylinder anhaftenden Fluidpartikel dar.

Abbildung 3.8 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den normalisierten Geschwindigkeitsprofilen. Lediglich für $f = 0,87 \text{ min}^{-1}$ weichen die Werte etwas ab. Dies liegt vermutlich eher an messtechnischen Unsicherheiten bei der exakten Bestimmung der Umdrehungsgeschwindigkeit des Innenzylinders als an veränderten hydraulischen Bedingungen. Bei der Normalisierung wirken sich schon kleine Änderungen von f auf die Lage der Kurve aus.⁶ Aus der Abbildung lässt sich ablesen, dass die Geschwindigkeit vom Innenzylinder her bis zur Gerinnemitte auf etwa 40 % der Maximalgeschwindigkeit abnimmt. In Abbildung 3.9 sind für drei Schnitte bei einem Viertel und drei Viertel der Gerinnebreite sowie in Gerinnemitte schematisch die mittleren Fließgeschwindigkeiten der sechs untersuchten Konfigurationen normalisiert dargestellt. Die Grafik verdeutlicht die Abnahme der Fließgeschwindigkeiten vom Innenzylinder zur Gerinneaußenwand hin. Sie zeigt aber auch, dass die Fließgeschwindigkeiten in der Gerinnemitte auf einem Bereich halber Querschnittsbreite nur um etwa $\pm 5\%$ schwanken.

⁶Die Vermutung, dass eine ungenaue Bestimmung der Umdrehungsgeschwindigkeit des Innenzylinders die Ursache für kleinere Abweichungen bei der Lage des normalisierten Geschwindigkeitsprofils darstellen, wird unterstützt durch die Ergebnisse der numerischen Simulation. Hier lässt sich kein solcher Trend feststellen, dass bei niedrigeren Umdrehungszahlen höhere normalisierte Tangentialgeschwindigkeiten auftreten.

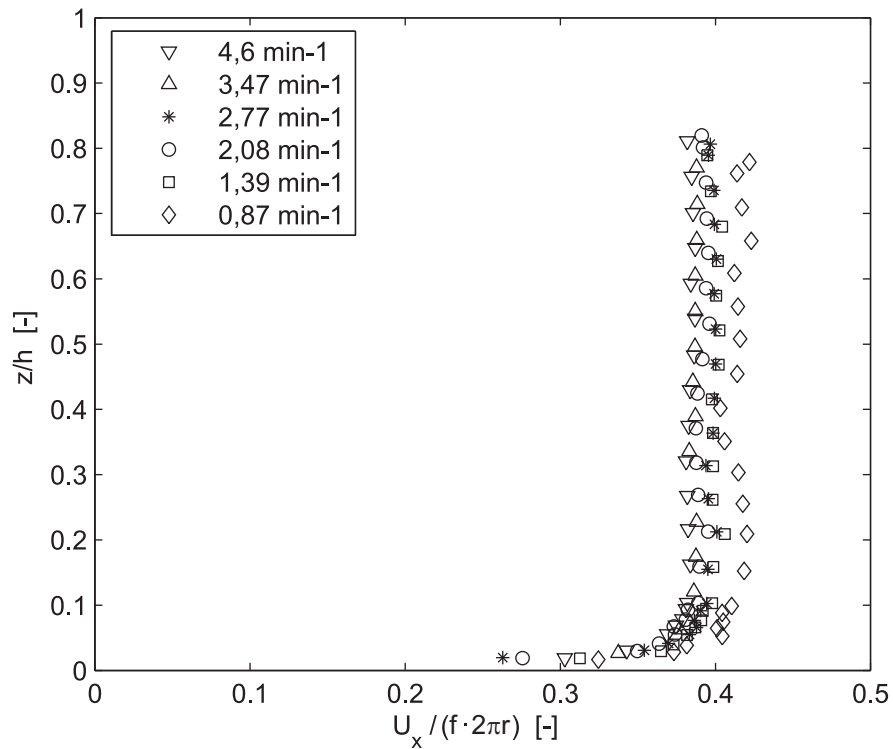


Abbildung 3.8: Tangentialgeschwindigkeit U_x eines Profils in Gerinnemitte für verschiedene Drehfrequenzen f des Innenzylinders im großen Kreisgerinne, normalisiert mit einer Bezugsgeschwindigkeit $U_{ref} = f \cdot 2\pi r$.

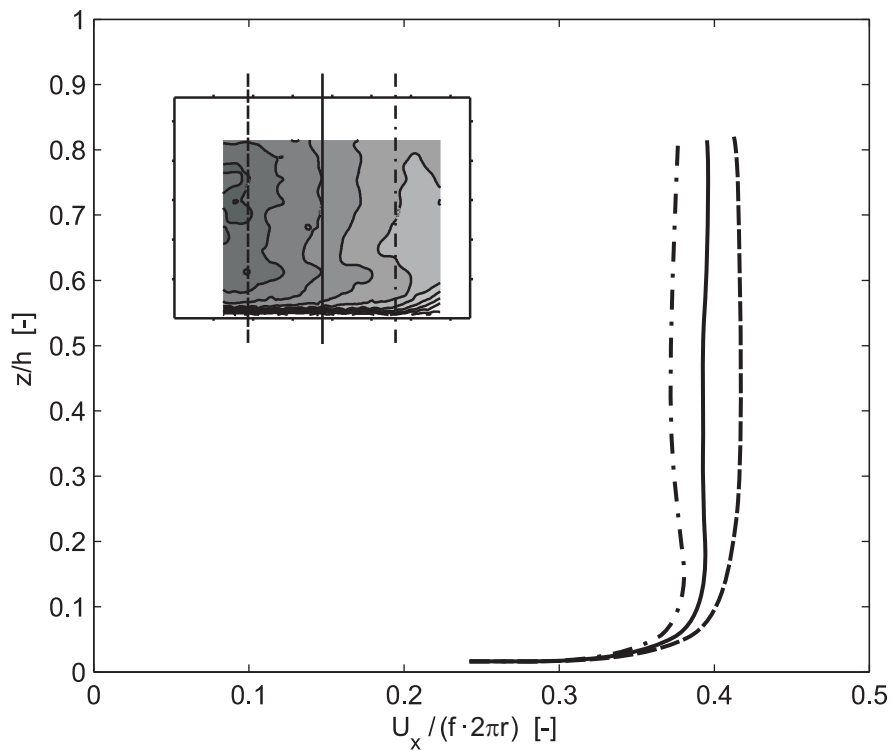


Abbildung 3.9: Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit U_x verschiedener Profile bei 25 %, 50 % und 75 % der Gerinnebreite.

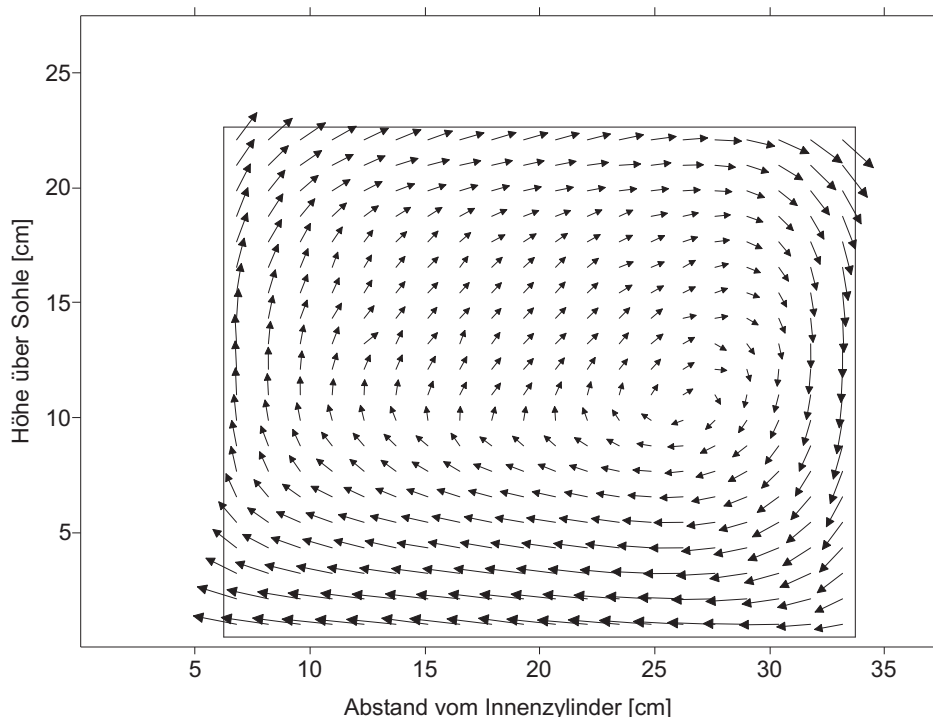


Abbildung 3.10: Sekundärströmungen im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$.

Zur Sohle hin geht die Fließgeschwindigkeit stark zurück. Aufgrund der Haftbedingung gilt für die Höhe $z = 0$ die Fließgeschwindigkeit $U_x = U_y = U_z = 0$. Dieser Wert ist allerdings wegen der räumlichen Ausdehnung des Messvolumens mit der ADV-Sonde nicht messbar. Für $0,2h < z < 0,85h$, also für etwa zwei Drittel der Fließtiefe, ist die Tangentialströmung in Gerinnemitte (bis auf die bereits erwähnten schwach ausgeprägten Extrema) relativ gleichförmig. Ein logarithmisches Geschwindigkeitsprofil wie in einer zweidimensionalen Strömung tritt nicht auf. Ansätze zur Bestimmung von Sohlschubspannungen beispielsweise, die aus dem logarithmischen Geschwindigkeitsprofil abgeleitet sind, sind also nur bedingt anwendbar. Dieser Aspekt wird im Kapitel 3.4.3 ausführlicher diskutiert. Über den Abschnitt in der Nähe der Wasseroberfläche lässt sich aus den Messdaten der ADV-Sonde keine Aussage ableiten. Auf diesen Bereich des Fließquerschnitts wird im Kapitel 3.4.2 noch näher eingegangen.

Sekundärströmung Die Strömungskomponenten in der Ebene des betrachteten Fließquerschnittes, d. h. in lateraler und vertikaler Richtung, werden im Folgenden als Sekundärströmung bezeichnet.

Abbildung 3.10 zeigt die Sekundärströmung im großen Kreisgerinne bei einer Drehfrequenz des Innenzylinders von $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ für den mit der ADV-Sonde erfassbaren Bereich. Die Vektoren geben die Messwerte in Größe und Richtung wieder. Im offenen Kreisgerinne stellt sich ein großer Hauptwirbel ein. An der Wasseroberfläche zeigt die Strömung zum Außenrand der Krümmung, an der Sohle zurück Richtung Innenrand. Die Struktur der Sekundärströmung ähnelt damit einer Kur-

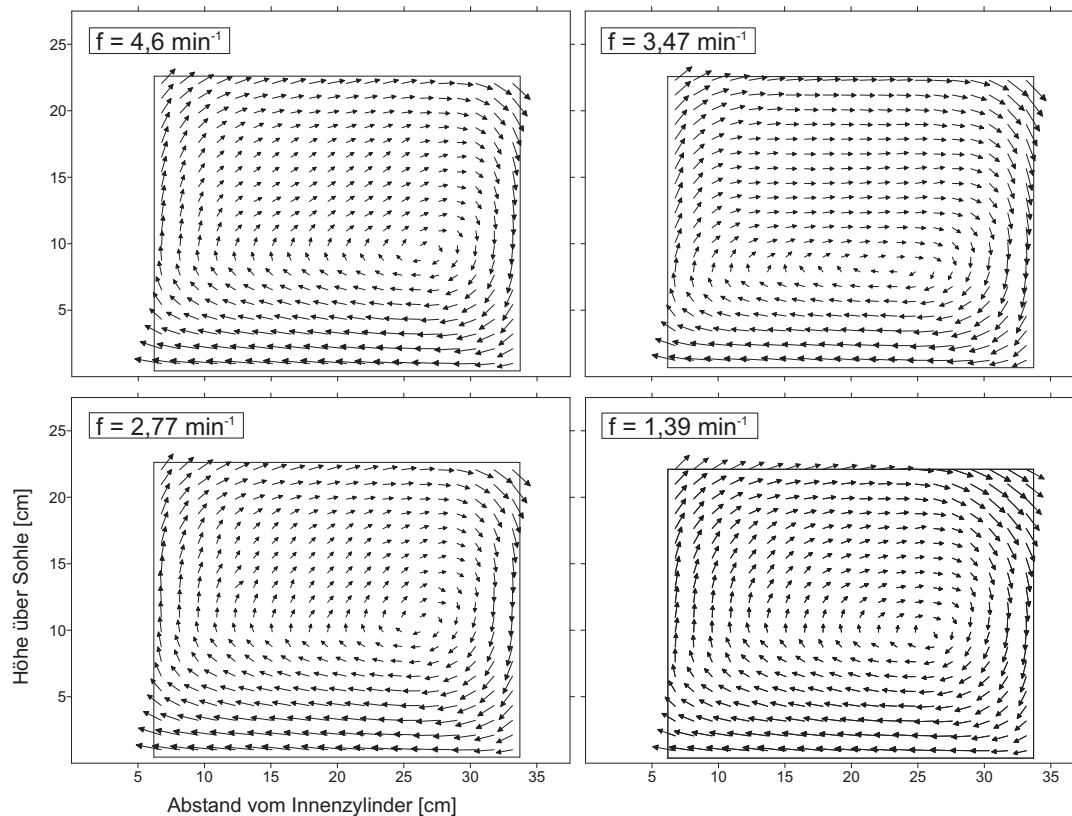


Abbildung 3.11: Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne für verschiedene Drehfrequenzen f des Innenzylinders.

venströmung in natürlichen, offenen Gerinnen. Das Wirbelzentrum liegt etwas unterhalb der Fließquerschnittmitte und etwa ein Drittel der Gerinnebreite vom Außenrand entfernt. Die maximale, gemessene Fließgeschwindigkeit der Sekundärströmung bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ liegt bei $4,2 \text{ cm/s}$, was 24% der maximalen, gemessenen Tangentialgeschwindigkeit entspricht. Abbildung 3.11 zeigt eine Gegenüberstellung der Sekundärströmung im großen Kreisgerinne für verschiedene Drehfrequenzen des Innenzylinders. Der große Hauptwirbel tritt in allen Konfigurationen auf.⁷ Die Lage des Wirbelzentrums ist relativ stabil und weicht nur für $f = 3,47 \text{ min}^{-1}$ geringfügig ab. Die Maximalwerte der gemessenen Sekundärgeschwindigkeiten liegen jeweils etwa um den Faktor 4 unter den Maximalwerten der gemessenen Tangentialgeschwindigkeiten. Die Sekundärströmung ist damit vergleichsweise stark ausgeprägt (siehe Diskussion unten).

Ein Vergleich lokaler Sekundärgeschwindigkeiten in Gerinnemitte für verschiedene Drehfrequenzen des Innenzylinders ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Für die Abbildung wurden die Resultierenden der lateralen und vertikalen Fließgeschwindigkeiten gebildet und mit derselben Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} wie in Abbildung 3.8 normalisiert, d. h. mit der Geschwindigkeit des rotierenden Innenzylinders. Dargestellt sind nur die Beträge dieser resultierenden Sekundärgeschwindigkeit, die Richtung der

⁷Eine vergleichbare Strömungsstruktur mit einem großen Hauptwirbel wurde in sämtlichen untersuchten Konfigurationen – auch den hier nicht dargestellten – beobachtet.

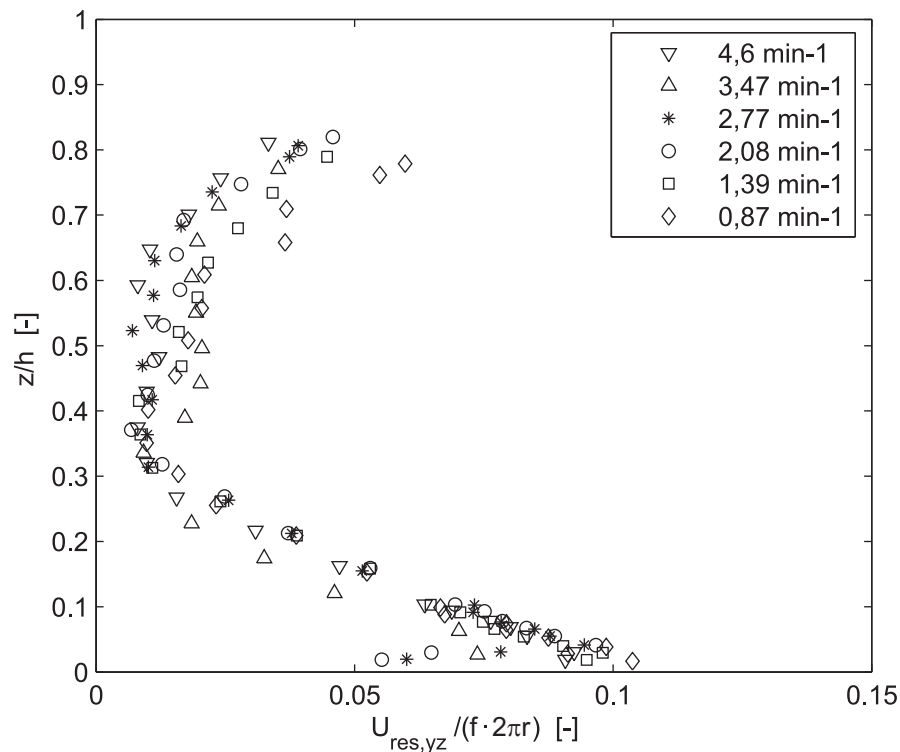


Abbildung 3.12: Resultierende Sekundärgeschwindigkeit $U_{res,yz}$ in Gerinnemitte für verschiedene Drehfrequenzen f des Innenzylinders im großen Kreisgerinne. Dargestellt sind die Beträge der resultierenden Geschwindigkeiten, normalisiert mit $U_{ref} = f \cdot 2\pi r$.

Geschwindigkeit bleibt unberücksichtigt. Für alle Kurven ist ein ähnlicher Trend mit hohen Sekundärgeschwindigkeiten in Sohlnähe und zur Wasseroberfläche hin zu beobachten, wie er auch schon in der Gegenüberstellung der Vektordarstellungen in Abbildung 3.11 zu erkennen ist. Die gemessenen Sekundärgeschwindigkeiten betragen in Gerinnemitte maximal 10 % der Bezugsgeschwindigkeit. Im Vergleich mit Abbildung 3.8 liegen die Maximalwerte der Sekundärströmung damit bei einem Viertel der Maximalwerte der Tangentialströmung. Abbildung 3.13 zeigt, dass dies nicht nur in Gerinnemitte gilt.

In rechteckförmigen Längsrinnen werden in der Regel maximale Sekundärgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 1,5 bis 4 % der Hauptströmungsgeschwindigkeiten beobachtet (Götz, 1975, Nezu und Nakagawa, 1993, Naot, 1984). In einer Mäanderströmung im Labor, die durch ihre Krümmung der Strömung im offenen Kreisgerinne ähnlicher ist, fanden Ishigaki et al. (2002) maximale Sekundärgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 30 % der Hauptströmung. Auch Siebert (1982) ermittelte maximale Querströmungen in einer Größe von etwa 30 % der maximalen Hauptströmung (im selben Querprofil) für 180°-Krümmungen im Labor. Damit ähneln die im offenen Kreisgerinne beobachteten Sekundärströmungen in Größe und Richtung der Kurvenströmung in einem offenen Gerinne, obwohl die Strömung nicht durch einen Potentialunterschied sondern durch die Bewegung einer Berandung erzeugt wird. Die Verteilung der Hauptströmungsgeschwindigkeiten im Kreisgerinne allerdings entspricht nicht derjenigen in einer typischen Kurvenströmung. Eine direk-

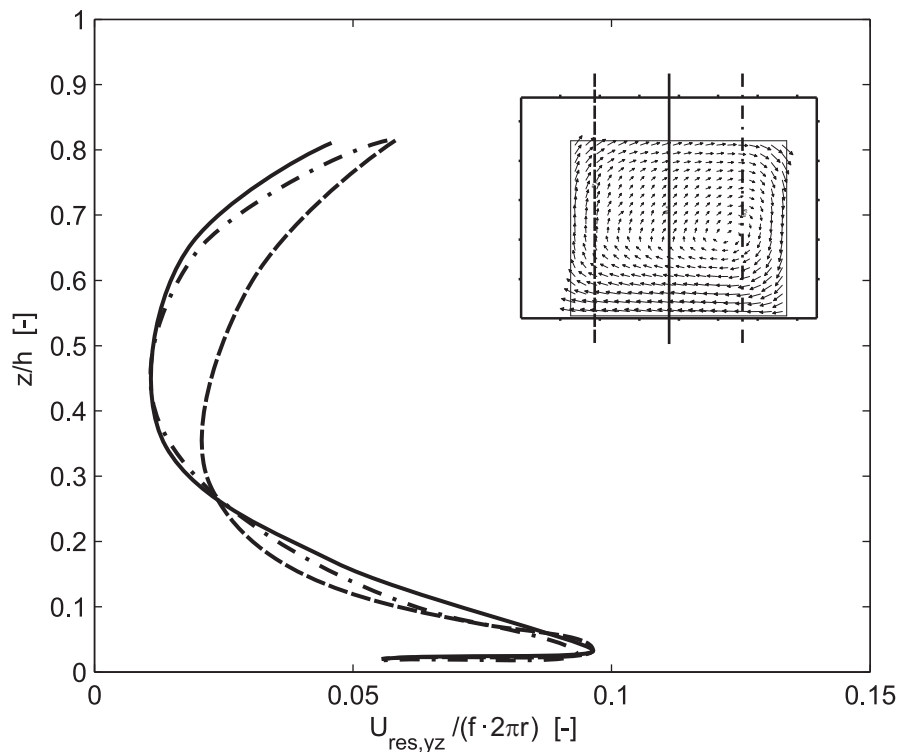


Abbildung 3.13: Normalisierte Sekundärgeschwindigkeit $U_{res,yz}$ verschiedener Profile bei 25 %, 50 % und 75 % der Gerinnebreite. Schematische Darstellung.

te Übertragbarkeit von Versuchsergebnissen – beispielsweise der lokalen Verteilung von Sedimentablagerungen – zwischen Kreisgerinne und Natur ist damit nicht gegeben. Dies gilt im Übrigen für die meisten Versuchsanlagen zum Schwebstofftransport im Labor und ist unter anderem im starken Abstraktionsgrad der Anlagen begründet. Auf die Anwendbarkeit des offenen Kreisgerinnes zur Untersuchung des Schwebstofftransports und die Übertragbarkeit der Versuchsergebnisse auf die Natur wird im Kapitel 3.5.2 näher eingegangen.

Vergleich zwischen großem und kleinem Kreisgerinne Die bisher dargestellten Fließgeschwindigkeiten stammen alle aus Messungen im großen Kreisgerinne. Darüber hinaus wurden auch im kleinen Kreisgerinne Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt. Die einzigen Faktoren, die ein verändertes Strömungsbild im kleinen Kreisgerinne gegenüber dem großen Kreisgerinne bewirken könnten, sind der Krümmungsradius und die Rauheit der Wände. Vermuten lässt sich zunächst, dass die stärkere Krümmung aufgrund des geringeren Krümmungsradius im kleinen Kreisgerinne zu stärkeren Sekundärströmungen führt. Außerdem verringern Umlenverluste die mittlere Strömungsgeschwindigkeit. Auf der anderen Seite unterscheiden sich die beiden Kreisgerinne in der Rauheit der Wandungen. Das kleine Kreisgerinne weist geringere Rauheitswerte auf, da die Kunststoffwände des kleinen Kreisgerinnes (Plexiglas und PVC) glatter sind als die Wände des großen Kreisgerinnes aus verzinktem Stahlblech und überstrichenem Beton. Geringere Rauheiten besonders des Innenzylinders, der die Strömung induziert, sprechen für insgesamt niedrigere

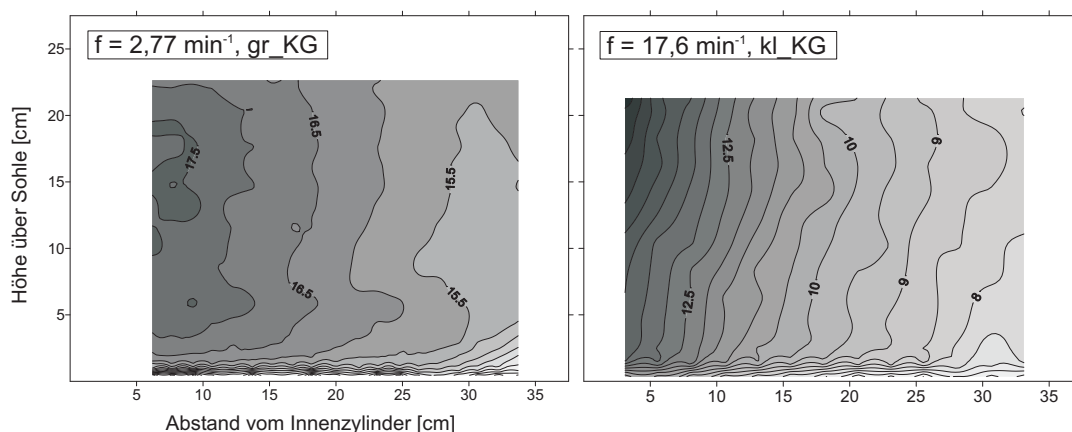


Abbildung 3.14: Gegenüberstellung der Fließgeschwindigkeiten in tangentialer Richtung im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und im kleinen Kreisgerinne bei $f = 17,6 \text{ min}^{-1}$. Die Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} beträgt damit für beide dargestellten Zustände $U_{ref} = f \cdot 2\pi r = 41,5 \text{ cm/s}$. Der Abstand der Isotachen beträgt in beiden Grafiken $0,5 \text{ cm/s}$.

Strömungsgeschwindigkeiten. Einerseits nimmt die Kontaktfläche zwischen Zylinderwand und Fluid mit geringerer Größe der Rauheitselemente ab, so dass die Geschwindigkeit des Zylinders auf eine geringere Fluidmasse übertragen wird und dadurch die Tangentialgeschwindigkeiten vom Innenzylinder her früher abnehmen. Andererseits nimmt die Energie, die zur Erzeugung der konstanten Winkelgeschwindigkeit des Zylinders notwendig ist, mit steigender Rauheit zu, da ein größerer Widerstand überwunden werden muss. Diese Energie wird auf den Wasserkörper übertragen und kann sich als stärkere Turbulenz oder höhere mittlere Fließgeschwindigkeit ausdrücken.

Abbildung 3.14 stellt die Tangentialgeschwindigkeiten im großen und kleinen Kreisgerinne bei gleicher Geschwindigkeit des Innenzylinders, der Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} , dar. Der Unterschied im Betrag der Geschwindigkeiten ist offensichtlich. In Gerinnemitte beträgt die Tangentialgeschwindigkeit im großen Kreisgerinne etwa $16,5 \text{ cm/s}$, im kleinen Kreisgerinne nur etwa 10 cm/s . Außerdem fällt auf, dass der Gradient der gemessenen Fließgeschwindigkeiten in Querrichtung im kleinen Kreisgerinne deutlich größer ist, d. h. dass die Fließgeschwindigkeiten vom Innenzylinder her hier stärker abnehmen. Da der absolute Geschwindigkeitsunterschied zwischen Innen- und Außenwand in beiden Gerinnen derselbe sein muss, lässt sich schließen, dass im großen Kreisgerinne in der Nähe der Außenwand stärkere Gradienten auftreten als im kleinen Kreisgerinne.

Die Tangentialgeschwindigkeiten der untersuchten Konfigurationen im kleinen Kreisgerinne liegen in Gerinnemitte jeweils bei 23 bis 25 % der Geschwindigkeit des Innenzylinders, d. h. der Referenzgeschwindigkeit U_{ref} , wie Abbildung 3.15 zu entnehmen ist. Die Geschwindigkeiten im kleinen Kreisgerinne liegen damit etwa um den Faktor 1,6 unter den Geschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei gleicher Referenzgeschwindigkeit. Abbildung 3.16 verdeutlicht noch einmal den höheren Geschwindigkeitsgradienten zum Innenzylinder hin (Abstand der durchgezogene Linien und der gestrichelten Linie im Vergleich zur durchgezogenen und strichpunktierten Linie).

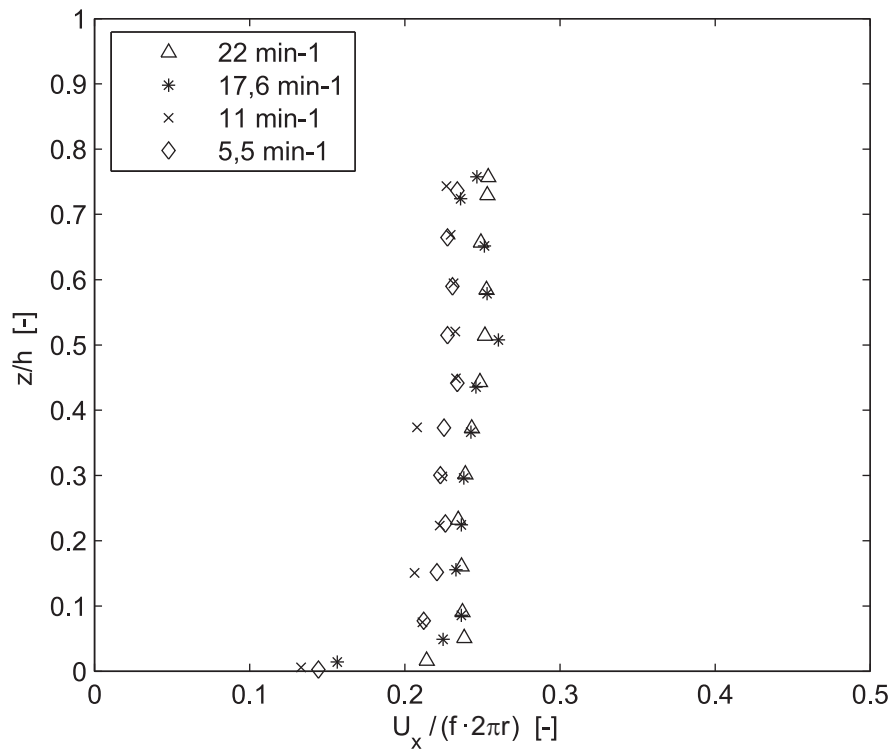


Abbildung 3.15: Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit U_x in Gerinnemitte für verschiedene Drehfrequenzen f des Innenzylinders im kleinen Kreisgerinne.

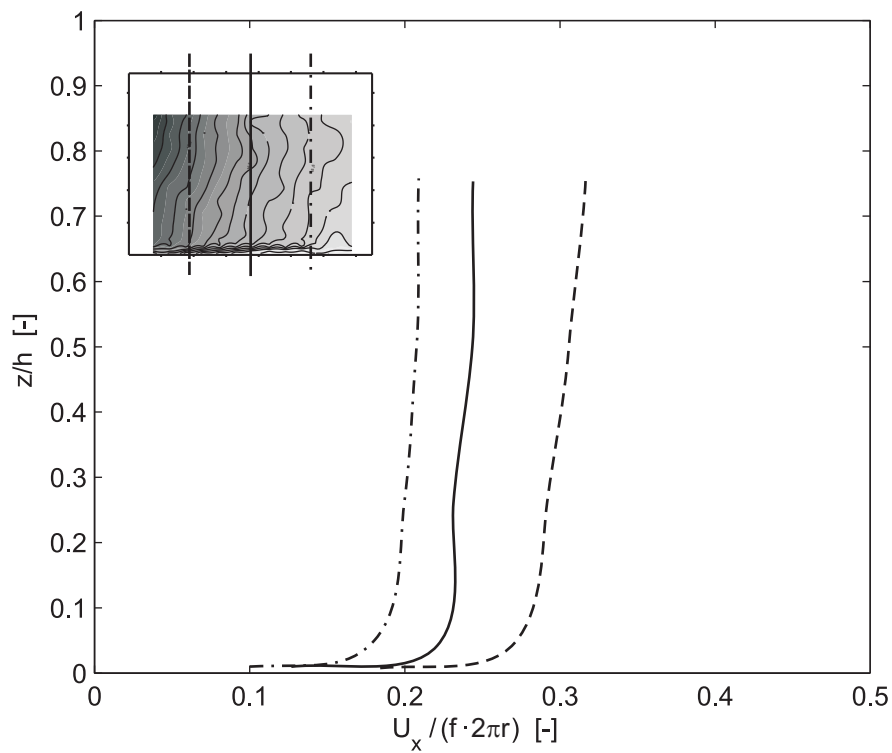


Abbildung 3.16: Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit U_x verschiedener Profile bei 25 %, 50 % und 75 % der Gerinnebreite im kleinen Kreisgerinne.

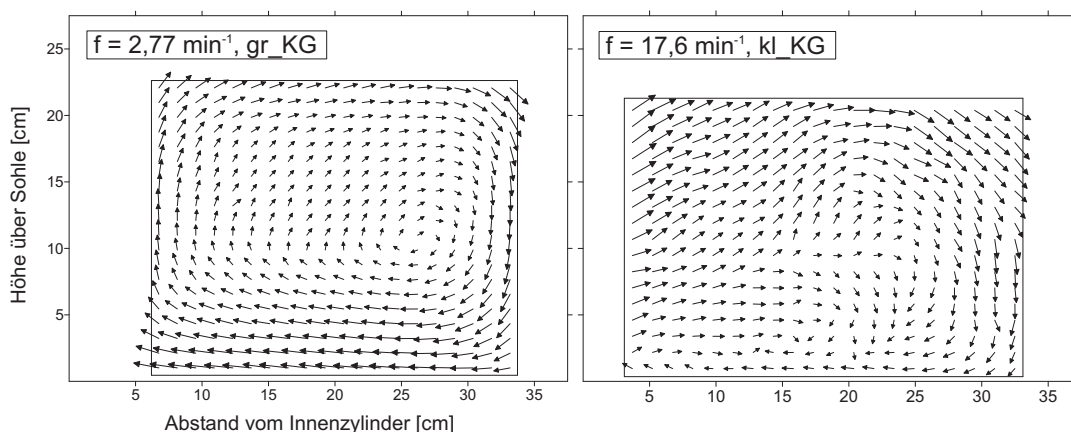


Abbildung 3.17: Gegenüberstellung der Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und im kleinen Kreisgerinne bei $f = 17,6 \text{ min}^{-1}$, d. h. bei gleicher Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} . Qualitative Darstellung.

Es ist davon auszugehen, dass diese im Vergleich zum großen Kreisgerinne etwas ungleichmäßigere Verteilung der Geschwindigkeitsgradienten auch einen veränderten Verlauf der Sohlschubspannungen entlang des Querschnitts verursachen kann. Dies wird im Kapitel 3.4.3 näher untersucht. Der Vergleich der Sekundärgeschwindigkeiten in Abbildung 3.17 zeigt, dass der große Hauptwirbel in beiden Kreisgerinnen auftritt. Im kleinen Kreisgerinne wurden allerdings zusätzliche Wirbelstrukturen gemessen. In der Nähe des Innenzylinders liegt der Wendepunkt der Geschwindigkeiten in lateraler Richtung (Vektorrichtung links-rechts) im kleinen Kreisgerinne deutlich niedriger, wodurch ein kleinerer Nebenwirbel in Sohlennähe entsteht. Die Lage des Zentrums des Hauptwirbels ist im kleinen Kreisgerinne etwas zur Mitte hin verschoben, liegt allerdings auf ähnlicher Höhe wie im großen Kreisgerinne. Zu beachten ist, dass in Abbildung 3.17 die Sekundärgeschwindigkeiten nur qualitativ dargestellt sind, d. h. ein Größenvergleich der Vektoren zwischen linker und rechter Grafik gibt nicht den Größenunterschied der Geschwindigkeiten wieder. Der Betrag der resultierenden Fließgeschwindigkeiten in y - und z -Richtung in Gerinnemitte für die verschiedenen untersuchten Konfigurationen lässt sich in Abbildung 3.18 ablesen. Die maximalen, gemessenen Sekundärgeschwindigkeiten in Gerinnemitte liegen bei etwa 0,05% der Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} und damit etwa um den Faktor 4 bis 5 unter den maximalen, gemessenen Tangentialgeschwindigkeiten in Gerinnemitte. Das Verhältnis von Tangential- zu Sekundärgeschwindigkeiten ist also für die beiden Kreisgerinne ähnlich groß. Wie im großen Kreisgerinne liegen auch im kleinen Kreisgerinne die Sekundärgeschwindigkeiten für einen großen Bereich des Querschnitts in ähnlichen Größenordnungen (Abbildung 3.19).

Die Hypothesen bezüglich der geringeren mittleren Strömungsgeschwindigkeiten im kleinen Kreisgerinne im Vergleich zum großen Kreisgerinne aufgrund des geringeren Krümmungsradius und der niedrigeren Wandrauheit finden sich in den Messergebnissen bestätigt. Da im kleinen Kreisgerinne vom Innenzylinder her, wo die höchsten Fließgeschwindigkeiten herrschen, die Tangentialgeschwindigkeiten schneller abnehmen, ergibt sich hier ein geringerer mittlerer Wert der Geschwindigkeit. Die

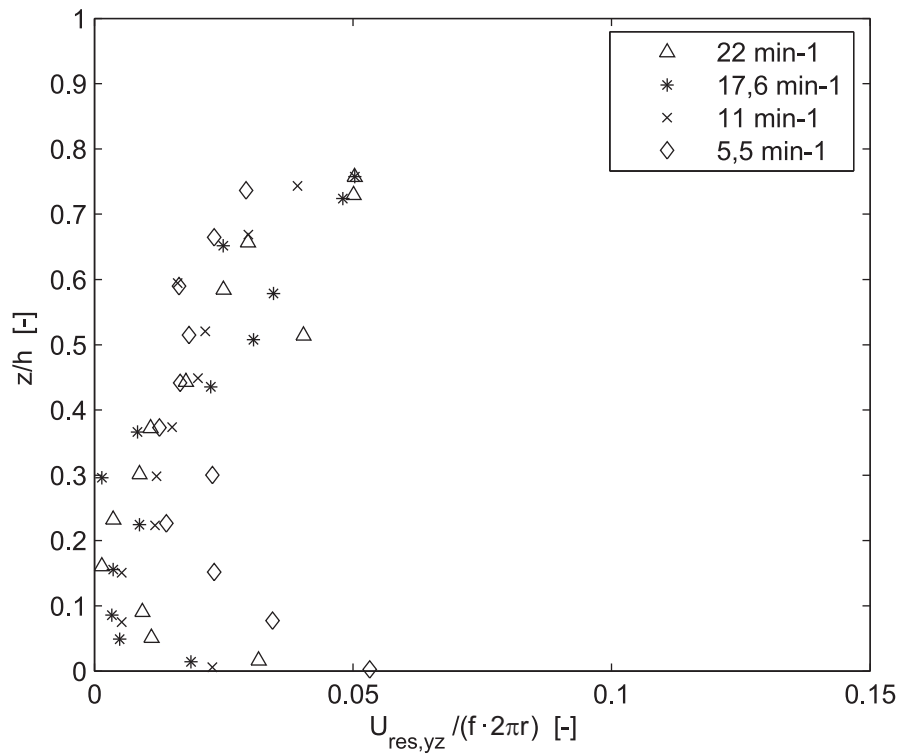


Abbildung 3.18: Resultierende Sekundärgeschwindigkeit $U_{res,yz}$ in Gerinnemitte für verschiedene Drehfrequenzen f des Innenzylinders im kleinen Kreisgerinne. Dargestellt sind die Beträge der resultierenden Geschwindigkeiten, normalisiert mit $U_{ref} = f \cdot 2\pi r$.

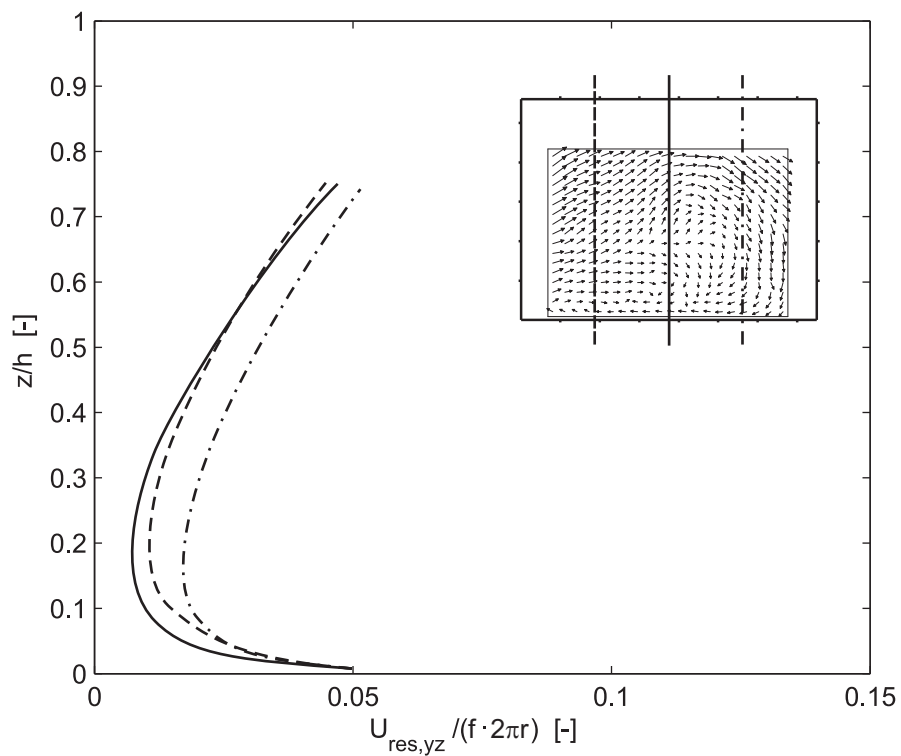


Abbildung 3.19: Normalisierte Sekundärgeschwindigkeiten $U_{res,yz}$ verschiedener Profile bei 25%, 50% und 75% der Gerinnebreite im kleinen Kreisgerinne.

erwartete, (relativ gesehen) stärkere Sekundärströmung wurde jedoch nicht beobachtet. Über die relative Bedeutung der beiden Einflussfaktoren Krümmungsradius und Wandrauheit kann aus den Labordaten allerdings keine Aussage getroffen werden, da sie im Labor nicht getrennt untersucht werden konnten. Im numerischen Modell ist die Sensitivität des Systems hinsichtlich dieser beiden Aspekte leichter zu betrachten. Im Vorgriff auf Kapitel 3.4.2 kann hier schon erwähnt werden, dass die unterschiedliche Krümmung den Betrag der Strömungsgeschwindigkeiten im Vergleich von großem und kleinem Kreisgerinne deutlich stärker beeinflusst als eine Variation der Rauheit um eine Größenordnung.

3.4.2 Numerische Simulation der Strömung

Zusätzlich zur messtechnischen Erfassung der Strömung im Laborversuch wurde eine numerische Simulation der Strömung durchgeführt. Aufgrund der hohen Komplexität der Strömung wurde eine dreidimensionale Strömungsmodellierung gewählt. Das dreidimensionale hydrodynamisch-numerische Modell wurde von Riesterer (2007b) im Rahmen seiner Diplomarbeit zur numerischen Modellierung von Kreisgerinneströmungen erstellt. Seine Ergebnisse werden im Folgenden dargestellt und diskutiert, soweit sie für die vorliegende Arbeit von Interesse sind.

Die numerische Simulation wurde mit dem Berechnungsprogramm Flow3D, einem kommerziellen Programm zur dreidimensionalen Strömungsberechnung, durchgeführt. Das Programm enthält einen speziellen Algorithmus zur Berechnung der Lage von Phasengrenzflächen und eignet sich deshalb besonders für Strömungen mit freier Oberfläche, wie es beim offenen Kreisgerinne der Fall ist. Es löst mit der Methode der Finiten Differenzen die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS-Gleichungen). Zur Schließung dieses Systems der Reynolds-Gleichungen wurde als statistisches Turbulenzmodell bei den hier vorgestellten Berechnungen ein Renormalization-Group-Modell (RNG-Modell) verwendet, das eine Weiterentwicklung des Standard-k- ϵ -Modells darstellt. Das RNG-Modell lieferte bei der Kalibrierung die beste Übereinstimmung mit den Messwerten im Vergleich zu der ebenfalls getesteten Large Eddy Simulation (LES) und einem laminaren Ansatz. Die Formulierung der von Flow3D gelösten Gleichungen, der numerischen Lösungsmethoden sowie Hinweise auf zugrundeliegende und weiterführende Literatur sind Riesterer (2007b) zu entnehmen.

Für den Großteil der Berechnungen wurde nicht das gesamte Kreisgerinne, sondern nur ein Kreissegment simuliert, um die Berechnungszeit zu reduzieren. Zur Verifizierung der Gültigkeit dieser Vereinfachung wurden jedoch auch einzelne Simulationen des gesamten Kreisgerinnes durchgeführt. Als Berechnungsgitter wurde ein strukturiertes Berechnungsnetz mit einer Verdichtung der Zellen in den Randbereichen (Gerinnewandungen und Wasseroberfläche) verwendet. Zur Kalibrierung des numerischen Modells wurden hauptsächlich die Messdaten des großen Kreisgerinnes bei einer Drehfrequenz von $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ verwendet. Für Einzelheiten zur Kalibrierung des numerischen Modells sowie eine Sensitivitätsanalyse zum Einfluss verschiedener physikalischer und numerischer Systemvariablen wird auf Riesterer (2007b) verwiesen.

In den Abbildungen 3.20 und 3.21 sind exemplarisch für das große Kreisgerinne bei verschiedenen Drehfrequenzen f des Innenzylinders die Ergebnisse der numerischen Simulation der Fließgeschwindigkeiten dargestellt. Im Vergleich zu den Messergebnissen fallen zwei Punkte ins Auge: Erstens liegen bei der Berechnung im Gegensatz zu den Messwerten für den gesamten Querschnitt Geschwindigkeitsinformationen vor. Zweitens wirken die Berechnungsergebnisse „glatter“, da Messungenauigkeiten oder störende äußere Einflüsse fehlen. Der gleichmäßigere Verlauf der Geschwindigkeitsprofile in der Simulation sagt allerdings noch nichts darüber aus, ob die Werte plausibel oder fehlerfrei sind. In Abbildung 3.22 sind für einen Zustand die Ergebnisse der Messungen und der Berechnung gegenübergestellt. Die Charakteristika der

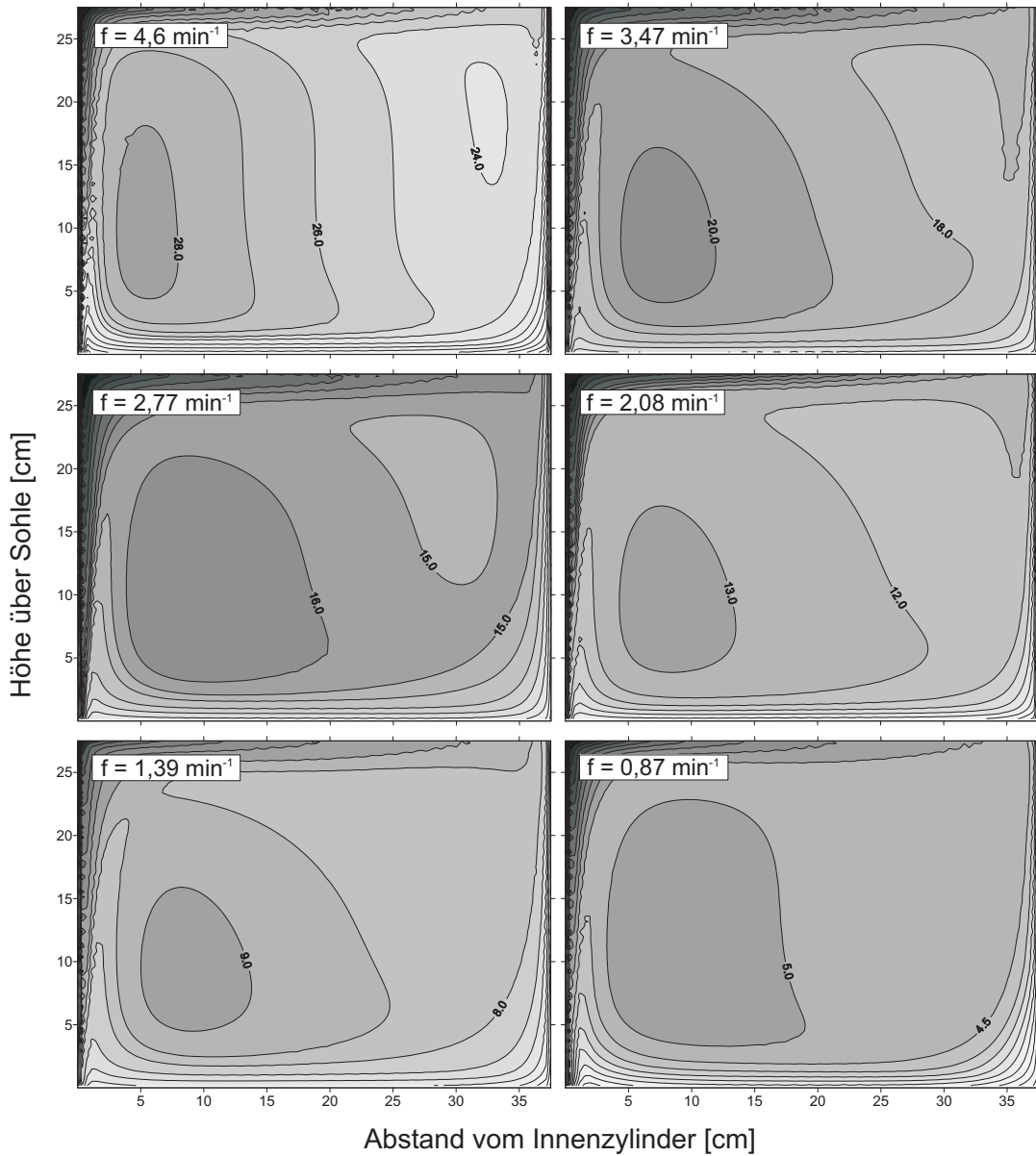


Abbildung 3.20: Tangentialgeschwindigkeiten in $[\text{cm/s}]$ im kleinen Kreisgerinne bei verschiedenen Drehfrequenzen f des Innenzylinders. Ergebnisse der numerischen Modellierung.

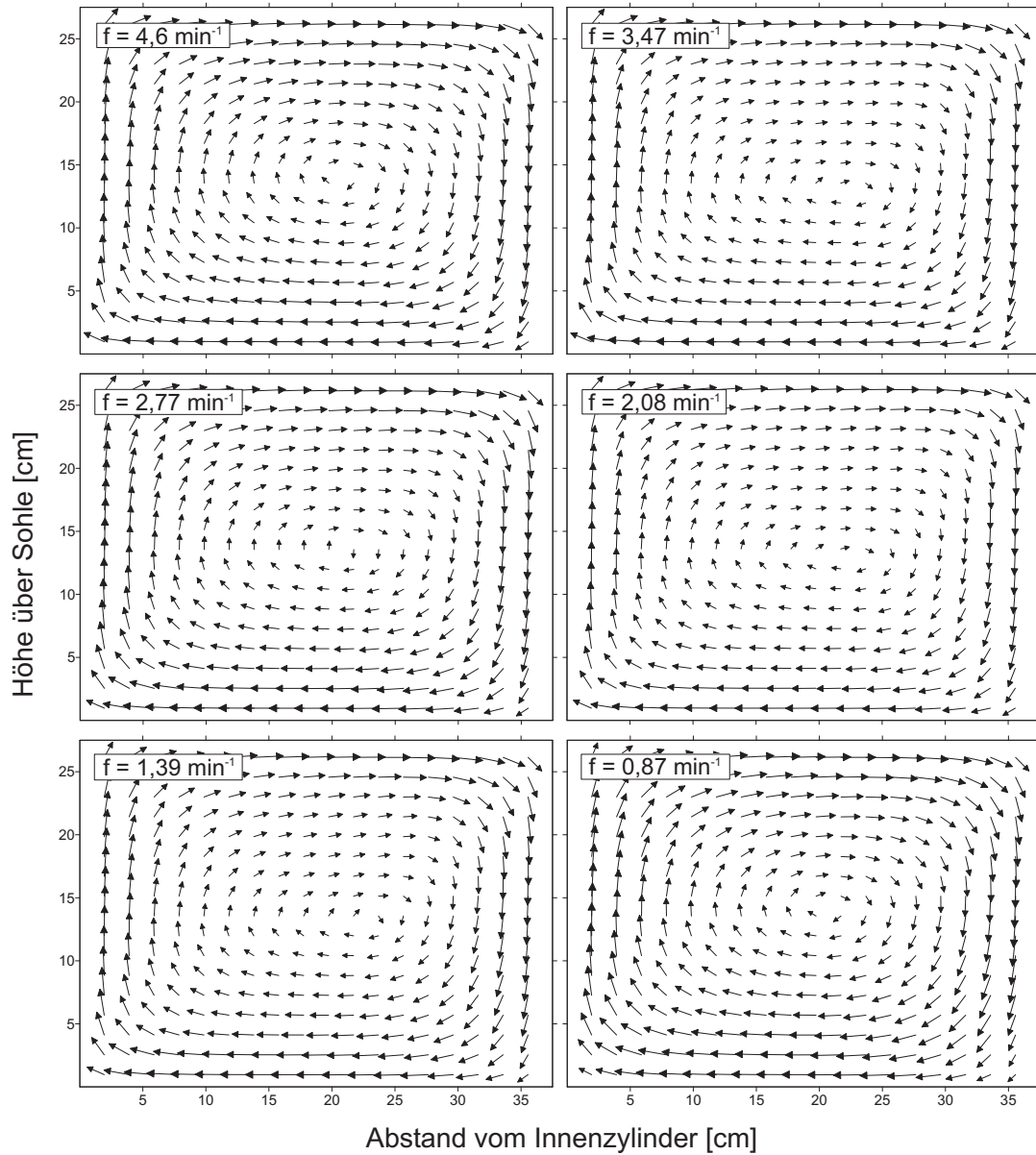


Abbildung 3.21: Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei verschiedenen Drehfrequenzen f des Innenzylinders. Ergebnisse der numerischen Modellierung.

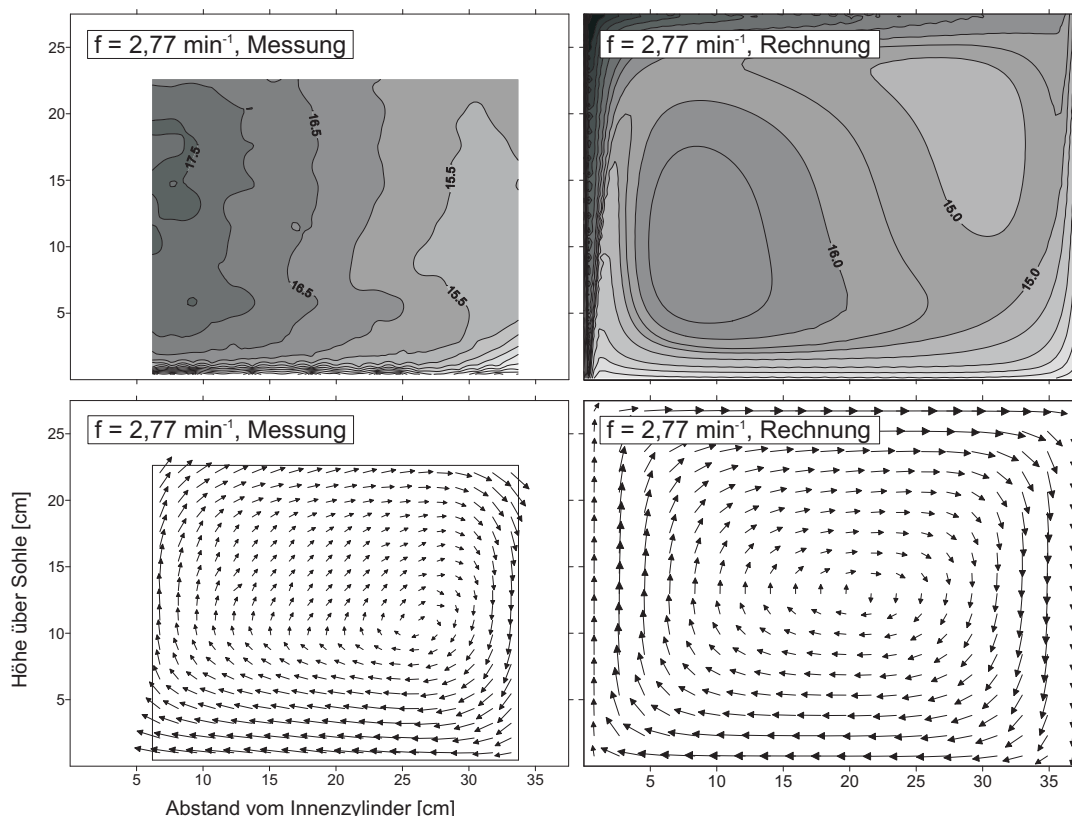


Abbildung 3.22: Tangentialgeschwindigkeiten (oben) und Sekundärströmungen (unten) im großen Kreisgerinne bei einer Drehfrequenz des Innenzylinders von $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$. Gegenüberstellung der Messwerte (links) und der Ergebnisse der numerischen Simulation (rechts).

Strömung werden vom numerischen Modell gut wiedergegeben. Erkennbar ist beispielsweise das geringfügige, lokale Maximum der Tangentialgeschwindigkeiten bei etwa $0,2h$, das auf einem weiten Bereich des Querschnitts auftritt. Auch die große Sekundärwalze ist gut nachgebildet, das Wirbelzentrum liegt in den Berechnungsergebnissen etwas näher am Querschnittsmittelpunkt. Ein Vergleich der Geschwindigkeitsbeträge in Hauptströmungsrichtung in Gerinnemitte ist in Abbildung 3.23 dargestellt. Die berechneten Werte liegen durchgängig etwas niedriger als die gemessenen Geschwindigkeiten. Dies ist auch für alle anderen Profile bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ der Fall, für die der Vergleich möglich ist.⁸ Für alle untersuchten Drehfrequenzen gilt jedoch, dass die Differenzen zwischen Messdaten und Berechnungsergebnissen für die Hauptströmung in der Regel im Bereich von etwa $\pm 5\%$ liegen, was für eine gute Nachbildung der Prozesse im numerischen Modell spricht.

Im oberen Bereich nahe dem Wasserspiegel fällt auf, dass die Simulation eine starke Geschwindigkeitszunahme prognostiziert. Die fehlenden Messdaten in diesem Bereich aufgrund der Einschränkungen des akustischen Messgeräts (ADV) erlauben

⁸Im Rahmen der Kalibrierung kann die Nachbildung der gemessenen Tangentialgeschwindigkeiten durch das Modell noch verbessert werden. Allerdings wurden dann größere Abweichungen im Bereich der Sekundärströmung beobachtet. Deshalb wurde der hier vorgestellte Zustand als bestes Kalibrierungsergebnis angesehen. (Riesterer, 2007a)

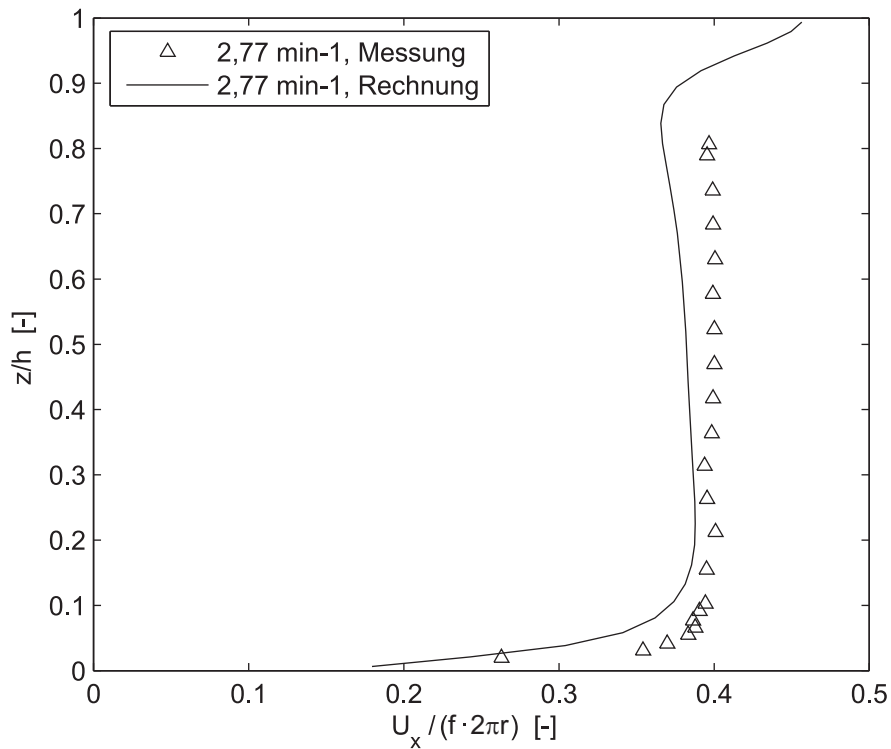


Abbildung 3.23: Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit U_x in Gerinnemitte bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$. Vergleich von Messdaten und Rechnung.

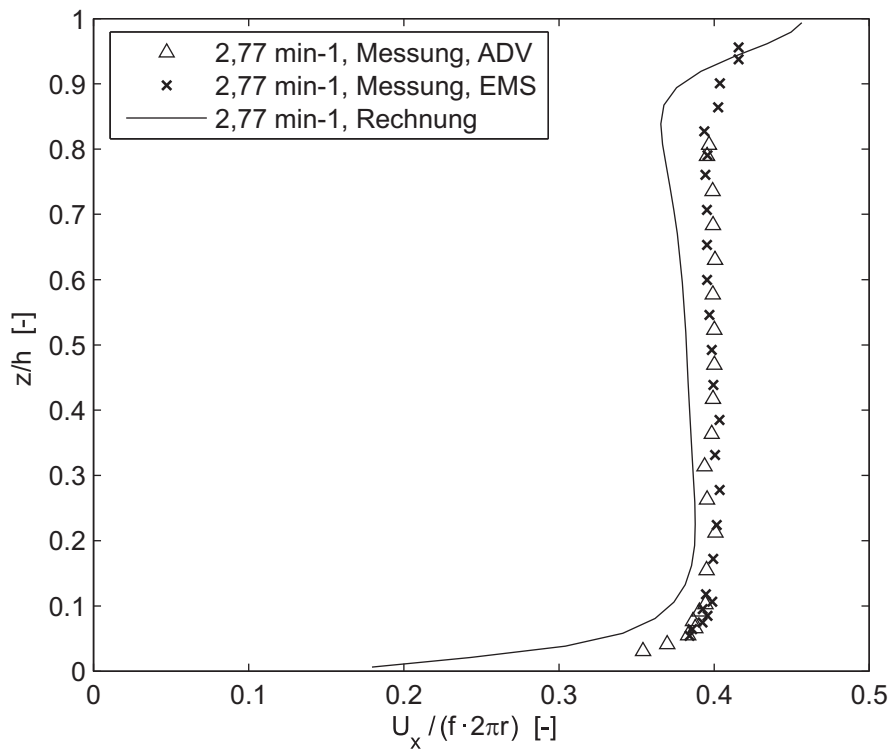


Abbildung 3.24: Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit U_x in Gerinnemitte bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$. Vergleich von Messdaten und Rechnung mit zusätzlichen Messwerten der EM-Sonde.

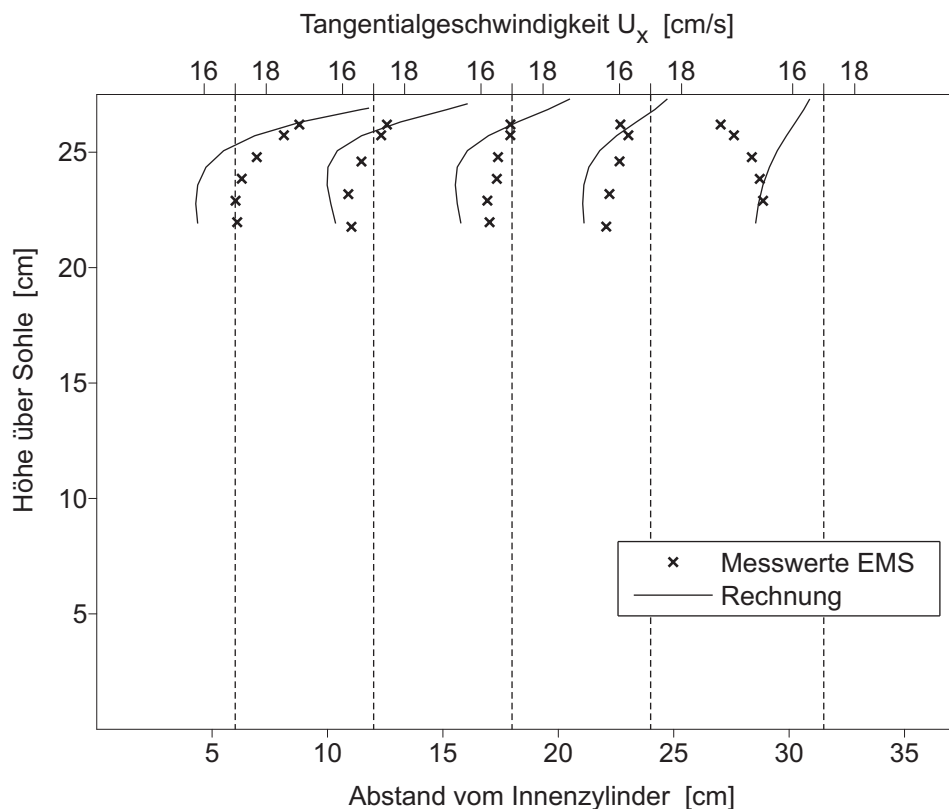


Abbildung 3.25: Vergleich der vertikalen Änderung der Tangentialgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ bei verschiedenen Abständen zum Innenzylinder. Dargestellt sind jeweils die Messdaten der EM-Sonde und die Berechnungsergebnisse an den Profilen im oberen Bereich des Gerinnes.

allerdings keinen Vergleich. Um die Berechnungsergebnisse zu verifizieren, wurden deshalb mit einer anderen Messmethodik (EMS, vergleiche Kapitel 3.4.1, Seite 44) für ausgewählte Zustände zusätzliche Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt. Die zusätzlichen Messwerte sind in Abbildung 3.24 mit eingefügt. Tatsächlich zeigen diese Messdaten auch, dass in Gerinnemitte die Tangentialgeschwindigkeiten zur Wasseroberfläche hin zunehmen. Der Betrag der gemessenen Geschwindigkeiten unterscheidet sich allerdings von den berechneten Werten. Die Simulation zeigt diesen positiven Geschwindigkeitsgradienten für alle Profile über den gesamten Querschnitt. In den Messdaten der EM-Sonde lässt sich dieser Trend nur vom Innenzylinder bis zur Gerinnemitte feststellen. Zur Außenwand hin kehrt sich das Vorzeichen des Gradienten dann um, die Geschwindigkeiten nehmen nach oben hin ab. Die Messdaten der EM-Sonde und die berechneten Werte an verschiedenen Profilen sind in Abbildung 3.25 dargestellt. Die gestrichelte senkrechte Linie gibt jeweils die Lage des Profils und den Geschwindigkeitswert 17 cm/s wieder. Die Abbildung zeigt, dass sich bei den Messergebnissen der Geschwindigkeitsgradient etwa in Gerinnemitte umkehrt. Allerdings kann man auch im numerischen Modell einen Rückgang der Geschwindigkeiten zur Außenwand hin beobachten.

Die starke Zunahme der Hauptströmungsgeschwindigkeit nahe der Wasseroberfläche ist in offenen Gerinneströmungen eher untypisch. Zwar nimmt die Fließgeschwindig-

keit – vor allem in zweidimensionalen Strömungen – aufgrund des zunehmenden Abstands zur „bremsenden“ Berandung nach oben hin zu, starke Gradienten treten in der Nähe des Wasserspiegels allerdings selten auf. In schmalen, kompakten Gerinnen tritt sogar eher ein Abtauchen des Geschwindigkeitsmaximums auf (Naot und Rodi, 1982, Guo und Julien, 2005). Grund dafür sind die ungleichmäßige Schubspannungsverteilung entlang der Berandung und die Anisotropie der Turbulenz, die zusammen eine schwache Sekundärströmung erzeugen. Die Sekundärströmungen tragen wandnahes Fluid mit niedriger Geschwindigkeit an die Wasseroberfläche und in die Gerinnemitte. Die maximale Fließgeschwindigkeit, die üblicherweise an der Wasseroberfläche auftritt, wird dadurch etwas in die Tiefe verlagert. Im offenen Kreisgerinne trägt die Sekundärströmung Fluid mit hoher Geschwindigkeit vom Innenzylinder nach oben und in die Gerinnemitte, wodurch die Fließgeschwindigkeit nahe der Wasseroberfläche über das übliche Maß hin ansteigt. Zum Außenrand hin nimmt dieser Einfluss ab. Mit dem Abtauchen der betragsmäßig größten Sekundärgeschwindigkeiten im äußeren Drittel des Querschnitts verlagert sich auch der Maximalwert der (gemessenen) Tangentialgeschwindigkeiten etwas in die Tiefe. Dieser Randeinfluss wird offensichtlich vom numerischen Modell nicht in dem Umfang abgebildet, wie ihn die Messdaten andeuten.

Maßstabeffekte Im vorangegangenen Kapitel wurden bereits Überlegungen dazu angestellt, wie sich der veränderte Krümmungsradius vom kleinen zum großen Kreisgerinne auf die Strömung auswirkt. Im Labor, d. h. in den Messdaten, wird der Effekt von der konstruktionsbedingt ebenfalls veränderten Rauheit überlagert. Deshalb ist aus den Messergebnissen nicht eindeutig zu identifizieren, wie stark der jeweilige Effekt dieser Randbedingungen auf die Fließgeschwindigkeiten ist. Im numerischen Modell dagegen können Parameter bewusst konstant gehalten werden. Dadurch ist es möglich, den Einfluss einzelner Faktoren besser abzuschätzen.

Abbildung 3.26 zeigt den Vergleich zweier numerisch berechneter Geschwindigkeitsprofile in Gerinnemitte im großen und im kleinen Kreisgerinne. Für beide Simulationen wurden dieselben Rauheitswerte für die Wandungen angesetzt und dieselbe Bezugsgeschwindigkeit verwendet. Die am rotierenden Innenzylinder anhaftenden Fluidteilchen bewegen sich also per definitionem in beiden Fällen mit derselben Geschwindigkeit. Unterschiede in der Abnahme der Tangentialgeschwindigkeiten zum Außenrand hin müssen ausschließlich im unterschiedlichen Krümmungsradius begründet sein, wenn man davon ausgeht, dass kein zusätzlicher Einfluss von den verwendeten numerischen Methoden herrührt. Das Verhältnis der Tangentialgeschwindigkeiten zwischen kleinem und großem Kreisgerinne in Gerinnemitte liegt bei etwa 0,6. Die Geschwindigkeit im kleinen Kreisgerinne ist also um etwa 40 % geringer als die Geschwindigkeit im großen Kreisgerinne. Dasselbe Verhältnis der Tangentialgeschwindigkeiten zeigen die Messdaten aus den beiden Laborrinnen (Kapitel 3.4.1). Dies deutet bereits darauf hin, dass der Einfluss von Rauheitsunterschieden von untergeordneter Bedeutung ist.

Um diese Frage – zumindest für einen hier relevanten Schwankungsbereich der Rauheiten – abschließend zu klären, sind in Abbildung 3.27 Geschwindigkeitsprofile in Gerinnemitte bei Verwendung verschiedener Rauheitswerte im numerischen Modell

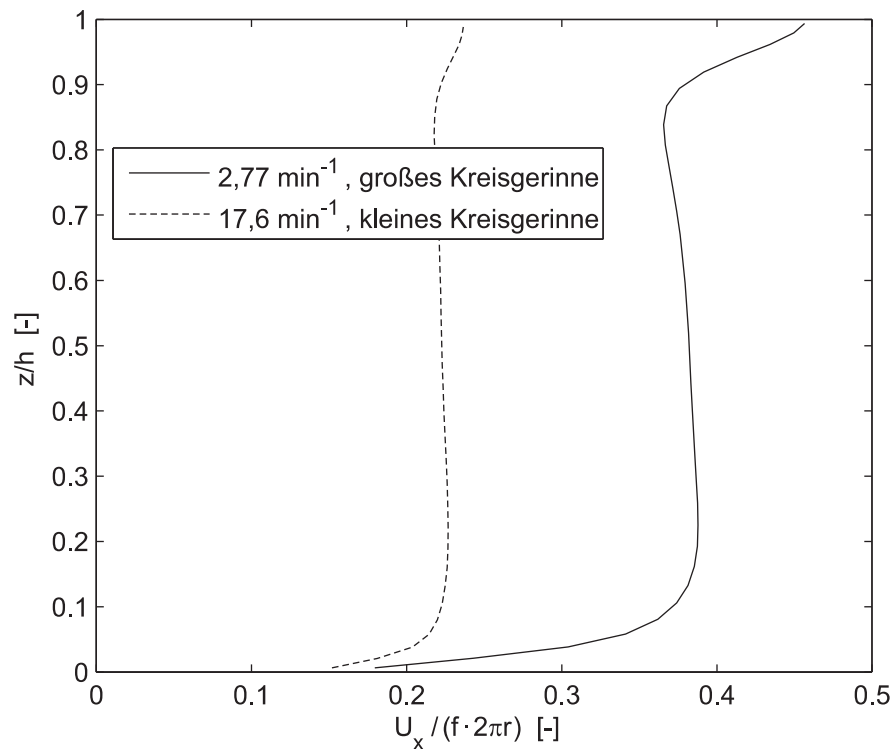


Abbildung 3.26: Vergleich der Tangentialgeschwindigkeiten U_x in Gerinnemitte im großen und kleinen Kreisgerinne gleicher Bezugsgeschwindigkeit $U_{ref} = f \cdot 2\pi r$. Ergebnisse der numerischen Modellierung.

des großen Kreisgerinnes dargestellt. Die Rauheitswerte gehen ein als k_s -Werte mit der Einheit [m] bzw. [mm], d. h. als sogenannte *äquivalente Sandrauheiten* nach Nikuradse (1933). Diese Rauheitslängen beschreiben die Rauheit einer Oberfläche, die mit Sandkörnern gleicher Korngröße k_s dicht beklebt ist. Die Rauheitslänge k_s ist dabei nicht identisch mit der mittleren Höhe k der tatsächlich vorhandenen Rauheitserhebungen der Oberfläche, sondern charakterisiert denselben Fließwiderstand.⁹ Im numerischen Modell ergeben sich für die verwendete Spanne von Rauheitswerten Tangentialgeschwindigkeiten, die um maximal 5% voneinander abweichen.

Der vergleichsweise geringe Einfluss einer Rauheitsänderung ist positiv zu beurteilen im Hinblick auf die Annahme, dass die Geschwindigkeitsverteilung und der Fließwiderstand im Kreisgerinne während der Untersuchungen zum Schwebstofftransportverhalten durch suspendiertes und abgelagertes Sedimentmaterial nicht beeinflusst werden.

In Kapitel 3.4.1 wurde postuliert, dass sich eine Variation der Wassertiefe – zumindest im relevanten Wassertiefenspektrum – im offenen Kreisgerinne nicht signifikant auf die Strömungsstruktur auswirkt. Das bedeutet, dass sich jeweils ein großer Hauptwirbel in der Sekundärströmung ausbildet und dass Geschwindigkeitsprofile der Tangentialgeschwindigkeiten qualitativ ähnlich sind. Quantitativ gesehen wird

⁹Die Bestimmung der geometrischen Rauheitslänge k aus k_s (oder umgekehrt) ist nur näherungsweise möglich. Das Verhältnis k_s/k nimmt Werte zwischen etwa 0,2 und 4 an. Meist übersteigt der Wert von k_s den Wert von k . (Aberle, 2000)

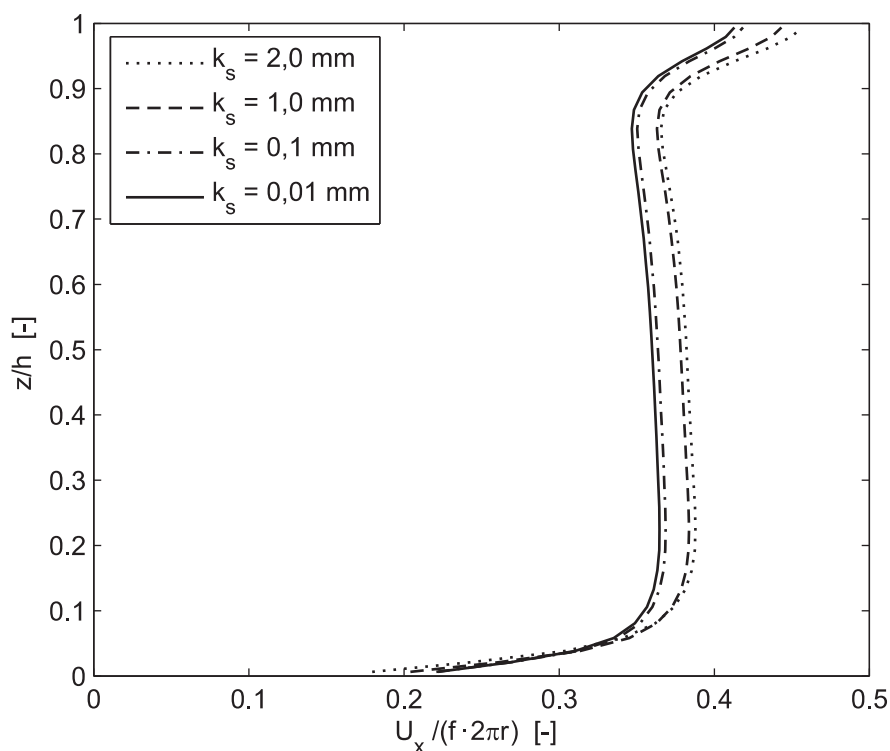


Abbildung 3.27: Vergleich der Tangentialgeschwindigkeiten U_x in Gerinnemitte im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ für verschiedene Rauheiten der Gerinnewandungen. Ergebnisse der numerischen Modellierung.

die Strömungscharakteristik dagegen durchaus von der jeweiligen Wassertiefe beeinflusst. Exemplarisch wurden deshalb im numerischen Modell zwei zusätzliche Fälle mit der doppelten bzw. der halben Fließtiefe der zuvor gewählten Tiefe von $h = 28 \text{ cm}$ untersucht. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 3.28 bis 3.31 dargestellt. Die gleichbleibenden Strukturen der Strömung sind klar erkennbar. Ein quantitativer Vergleich wird mit den Abbildungen 3.32 und 3.33 möglich. Für niedrige Wasserstände liefert das numerische Modell deutlich geringere Tangentialgeschwindigkeiten in Gerinnemitte. Beim niedrigeren Wasserstand nimmt die Geschwindigkeit vom Innenzylinder nach außen hin also schneller ab, was vermutlich auf einen verstärkten Einfluss der Sohlreibung zurückzuführen ist. Die relativ hohe Wassertiefe von 56 cm ergibt im Mittel eine Zunahme der Tangentialgeschwindigkeiten in Gerinnemitte, die allerdings nicht ganz so deutlich ausgeprägt ist. Die Sohlrauheit bzw. das Verhältnis von Wassertiefe zu Rauheitslänge wirkt sich bei einer Wassertiefenänderung ab einer bestimmten Wassertiefe also sehr viel schwächer aus. Bei der Sekundärströmung ist kein solch klarer Trend – je höher die Fließtiefe desto höher die Fließgeschwindigkeiten – zu erkennen. Die Sekundärgeschwindigkeiten liegen alle in einem ähnlichen Wertebereich. Diese Beobachtungen gelten so auch für die anderen Profile im Querschnitt (nicht dargestellt).

Die Betrachtung unterschiedlicher Fließtiefen bestätigt, dass die Strömung für einen weiten Bereich von Wassertiefen ähnliche Strukturen aufweist. Es ist also nicht notwendig oder angezeigt, für eine bestimmte Tiefe besondere Untersuchungen im Hin-

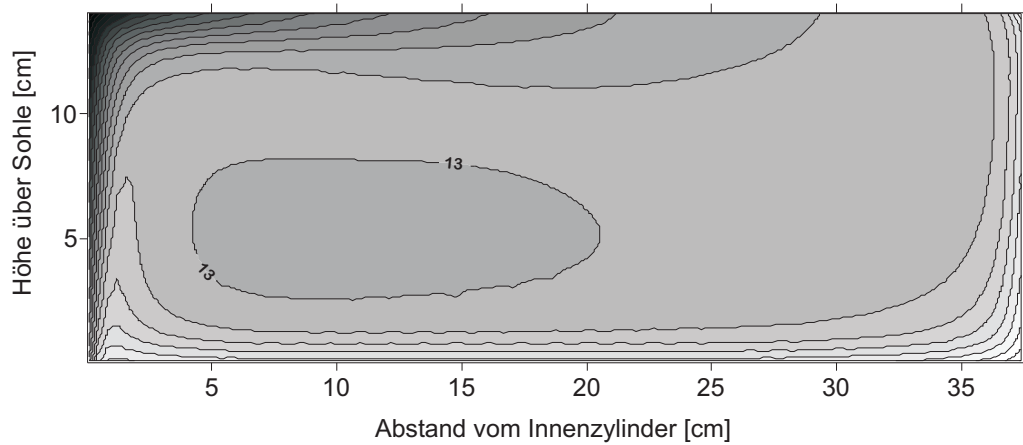


Abbildung 3.28: Konturenplan der Tangentialgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und $h = 14 \text{ cm}$.

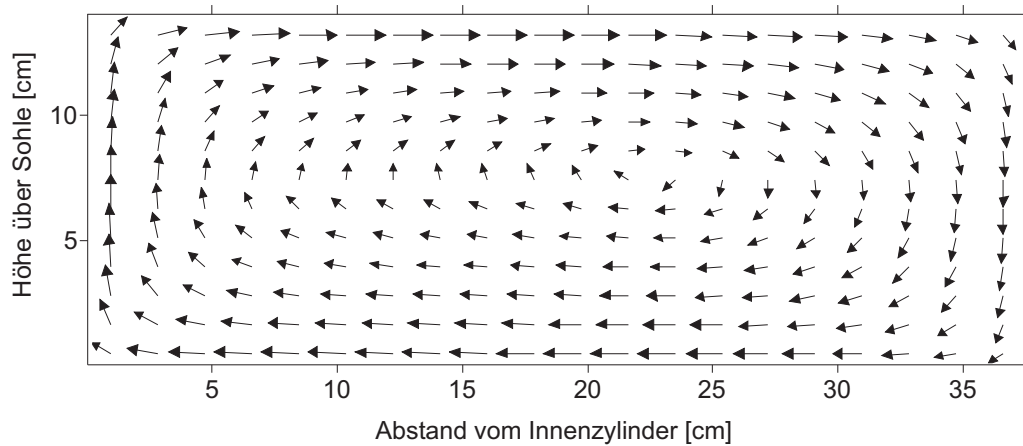


Abbildung 3.29: Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und $h = 14 \text{ cm}$.

blick auf den Schwebstofftransport durchzuführen. Für die Sedimentuntersuchungen wurde deshalb die Fließtiefe von 28 cm analog zu den Geschwindigkeitsmessungen quasi beliebig gewählt.

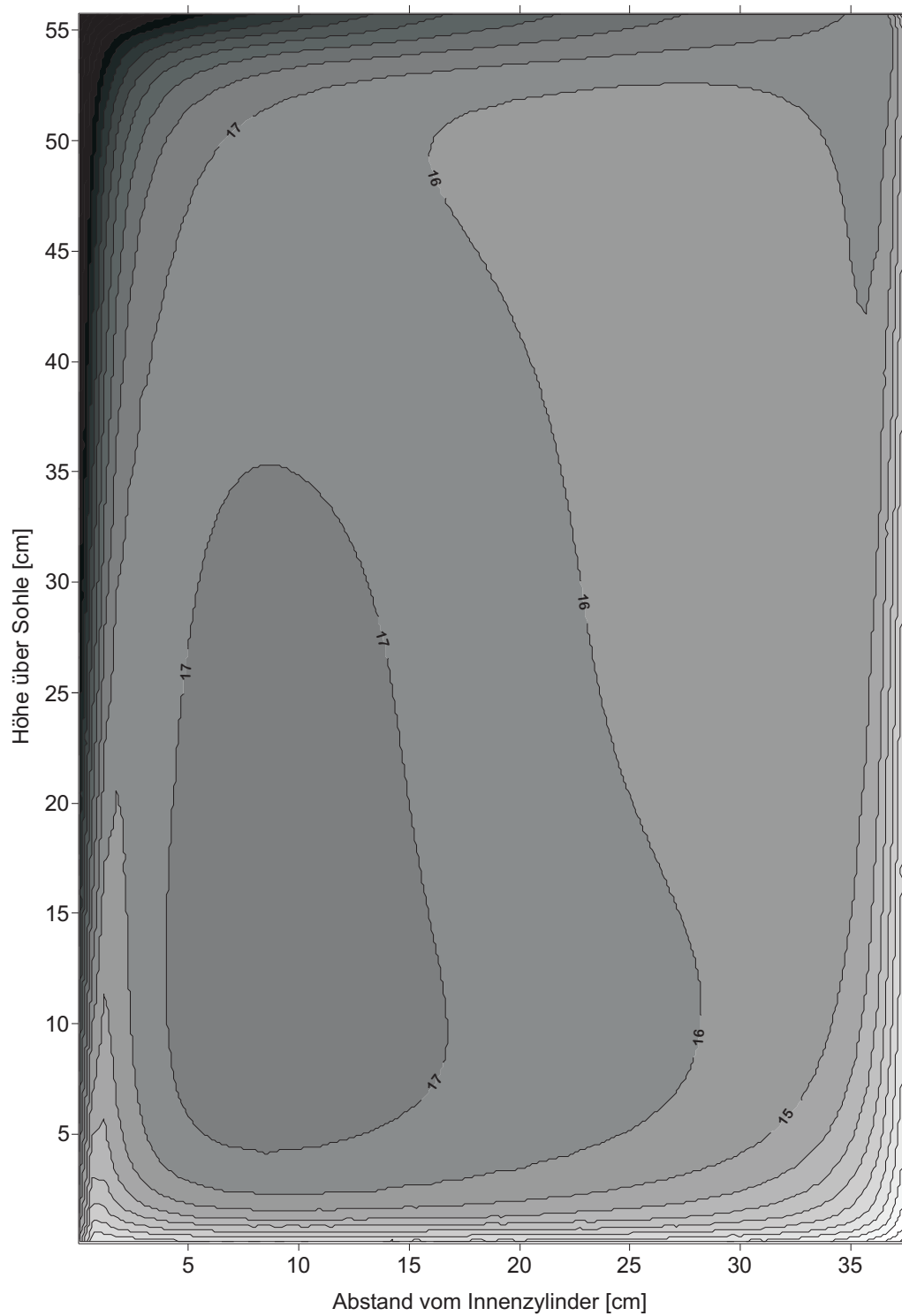


Abbildung 3.30: Konturenplan der Tangentialgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und $h = 56 \text{ cm}$.

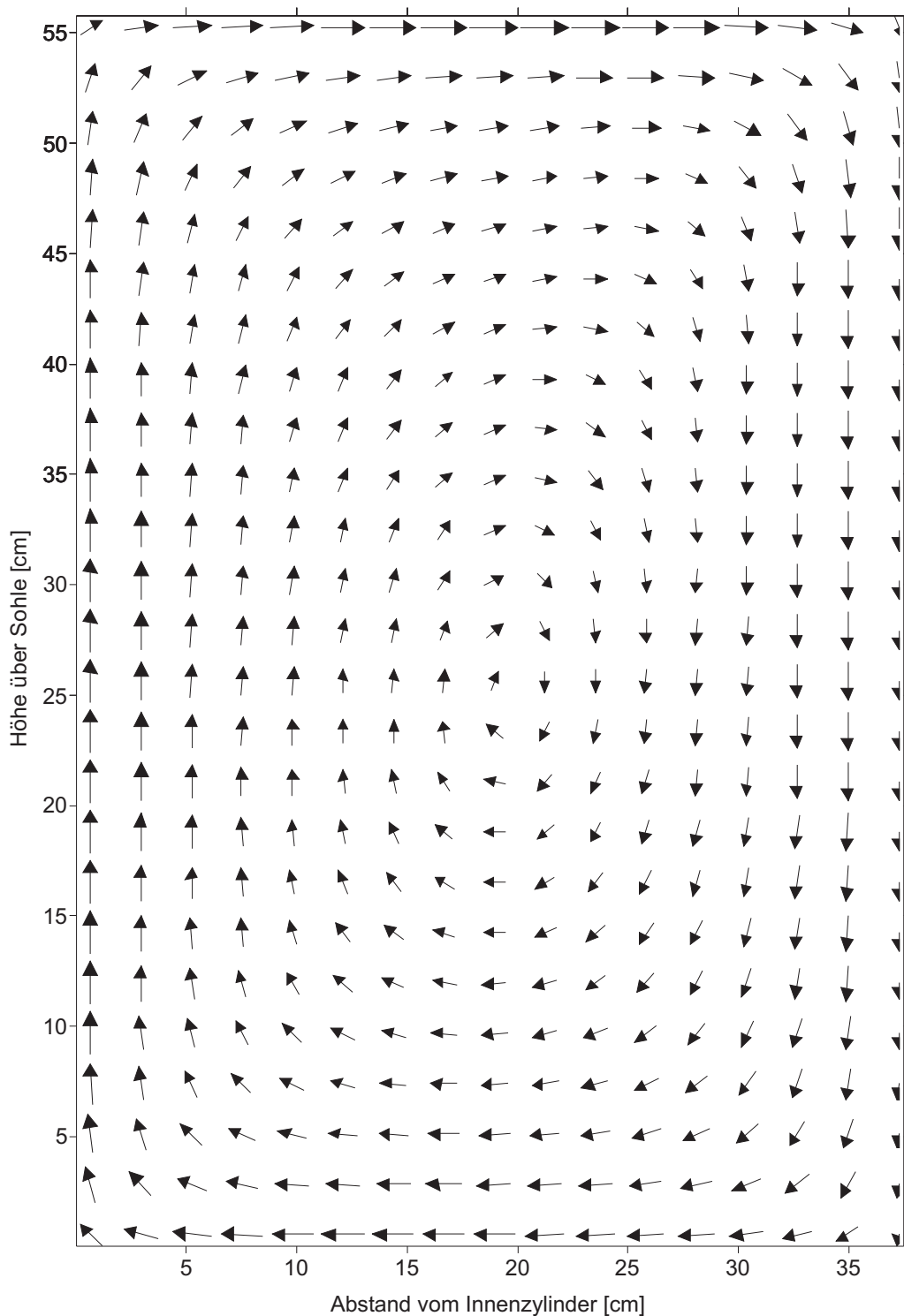


Abbildung 3.31: Sekundärgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ und $h = 56 \text{ cm}$.

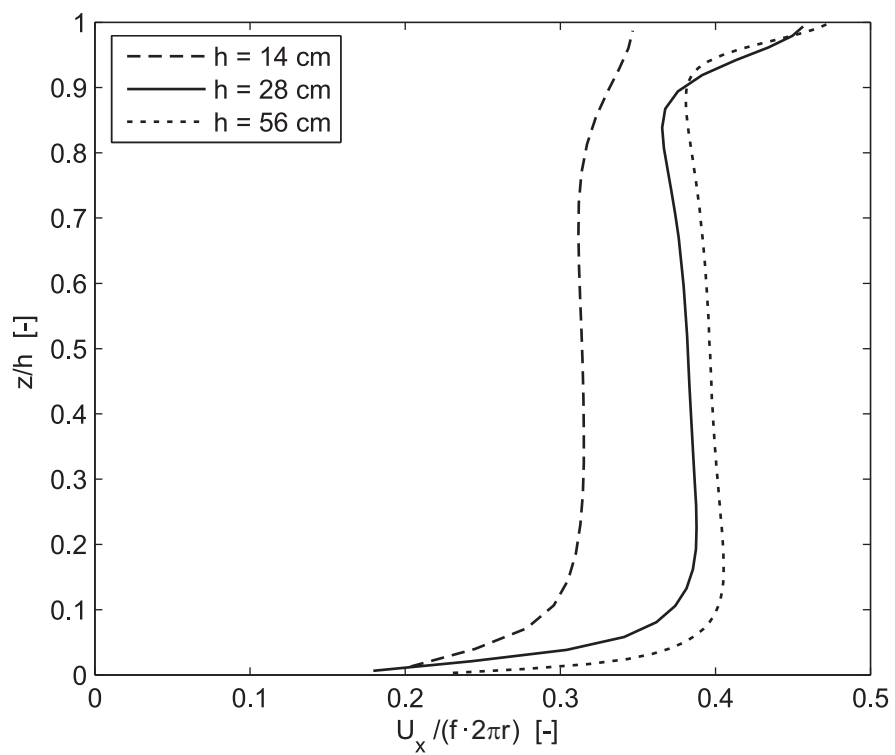


Abbildung 3.32: Normalisierte Tangentialgeschwindigkeit U_x in Gerinnemitte bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne. Ergebnisse der numerischen Simulation für verschiedene Wassertiefen h .

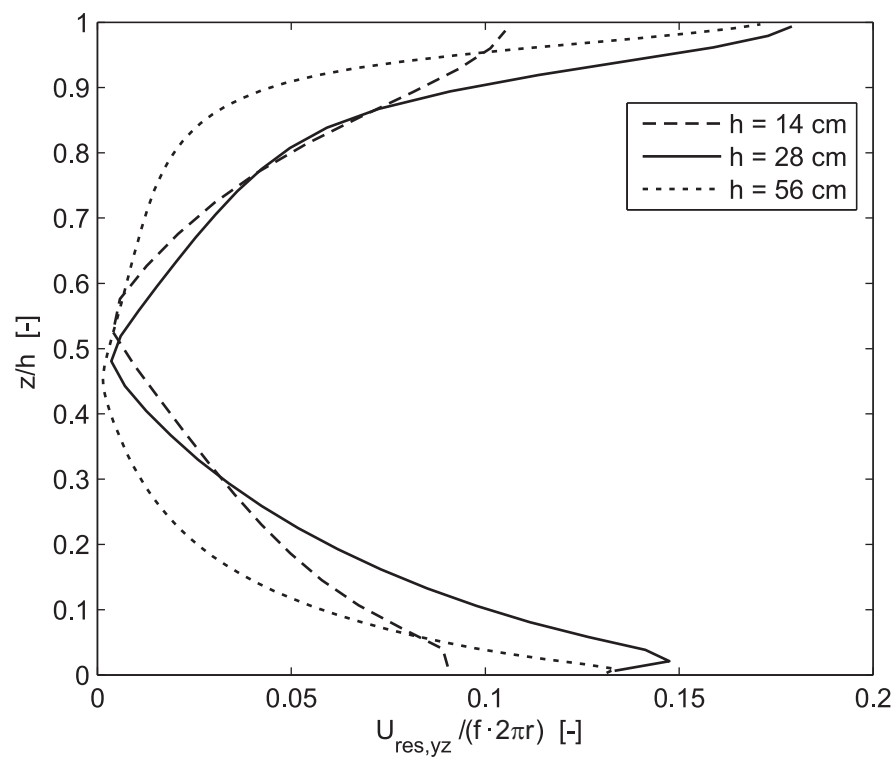


Abbildung 3.33: Resultierende Sekundärgeschwindigkeit $U_{res,yz}$ in Gerinnemitte bei $f = 2,77 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne. Ergebnisse der numerischen Simulation für verschiedene Wassertiefen h .

3.4.3 Turbulenz und Sohlschubspannungen

In Kapitel 2.2.2 wurde bereits angesprochen, dass die Flockenbildung feiner Sedimente in Suspension massiv von der Turbulenz der Strömung beeinflusst wird. Zum einen unterstützt die Turbulenz die Aggregation durch eine erhöhte Kollisionshäufigkeit. Zum anderen bewirken turbulente Scherkräfte eine Segregation, d. h. ein Zerbrechen der Flocken, und limitieren so die maximale Flockengröße. Um ein Sediment-Fluid-System also hinsichtlich dieser Prozesse beurteilen zu können, ist eine genaue Kenntnis der turbulenten Eigenschaften der Strömung notwendig. Es wurde ebenfalls bereits erwähnt, dass die Sohlschubspannung häufig als relevanter hydraulischer Parameter herangezogen wird, um Transportprozesse von Schwebstoffen zu beurteilen oder zu berechnen. Im Folgenden werden deshalb die turbulenten Eigenschaften der Strömung im Kreisgerinne sowie die mit ihr zusammenhängenden Wand- und Sohlschubspannungen detaillierter betrachtet.

Turbulenz

Allgemein beschreibt man die Turbulenz durch die instantanen Schwankungsgrößen u' , v' und w' der Geschwindigkeitskomponenten in x -, y - und z -Richtung.¹⁰ Aus den Geschwindigkeitsschwankungen werden verschiedene zusammengesetzte Parameter abgeleitet. Auf der einen Seite stehen die korrelierten Schwankungsgrößen unterschiedlicher Koordinatenrichtungen, z. B. $\overline{u'w'}$. (Korreliert werden die Schwankungsgrößen am selben Ort zur selben Zeit.) Diese Kovarianzen der Geschwindigkeitsschwankungen beschreiben den turbulenten Impulsaustausch in der Strömung. Analog zum laminaren Impuls- und Stoffaustausch durch die molekulare Viskosität, die durch die laminaren Schubspannungen beschrieben werden, werden die Kovarianzen der Geschwindigkeitsschwankungen deshalb (unter Berücksichtigung der Fluid-dichte) als turbulente Schubspannungen in der Strömung interpretiert. Diese (scheinbaren) turbulenten Schubspannungen werden auch *Reynoldsspannungen* genannt.¹¹ In Gleichung (3.12) ist diese Schubspannung exemplarisch für die xz -Ebene dargestellt:

$$\tau_{turb,xz} = -\rho \cdot \overline{u'w'} \quad (3.12)$$

Auf der anderen Seite stehen die korrelierten Geschwindigkeitsschwankungen gleicher Koordinatenrichtung, z. B. $\overline{u'u'}$. Diese Terme stellen die Varianz der Schwankungen für die entsprechende Raumrichtung dar. Sie werden interpretiert als Energieinhalt der Turbulenz bezogen auf die Masse (Einheit $[J/kg]=[m^2/s^2]$). Ein Vergleich der Varianzen der Geschwindigkeitsschwankungen verschiedener Richtungen erlaubt Aussagen über die Isotropie der Turbulenz. Man spricht von isotroper Turbulenz, wenn die Varianzen der Geschwindigkeitsschwankungen für alle Koordinatenrichtungen gleich sind.

¹⁰Die Zeitreihe eines Signals wie beispielsweise der Geschwindigkeit lässt sich aufteilen in einen Mittelwert und die Abweichung vom Mittelwert zu jedem Zeitpunkt t . Die Geschwindigkeitskomponente u lässt sich damit schreiben als Summe von Mittelwert \bar{u} und Schwankungsgröße u' .

¹¹Benannt nach Osborne Reynolds, der um 1900 auf diesem Gebiet richtungsweisende Forschung betrieb (Reynolds, 1901).

Aus den korrelierten Geschwindigkeitsschwankungen gleicher Koordinatenrichtung werden zwei Größen abgeleitet: Die *turbulente kinetische Energie (TKE)* der Strömung und der *Turbulenzgrad*. Die turbulente kinetische Energie setzt sich zusammen aus den kinetischen Schwankungsenergien aller drei Koordinatenrichtungen. Für die massenbezogene *TKE* in [J/kg] bzw. [m²/s²] ergibt sich folgende Formel:

$$TKE = \frac{1}{2} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.13)$$

Der Turbulenzgrad T_U bezieht die Geschwindigkeitsschwankung der Strömung auf die mittlere Geschwindigkeit einer betrachteten Strömungsrichtung. Dabei ist eine ein-, zwei- oder dreidimensionale Betrachtung möglich. Der Turbulenzgrad beschreibt das Verhältnis von Geschwindigkeitsschwankungen zu mittleren Geschwindigkeiten (z. B. in Prozent). Gleichung (3.14) gibt exemplarisch den Turbulenzgrad in x -Richtung einer dreidimensionalen Strömung wieder:

$$T_U = \frac{1}{\bar{u}} \cdot \sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} \quad (3.14)$$

Der Turbulenzgrad spiegelt also die relative Bedeutung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen im Vergleich zur mittleren Strömung wider, während die *TKE* einen Absolutwert der Schwankungen darstellt.

Nach diesen Vorüberlegungen wird nun die Turbulenz des offenen Kreisgerinnes untersucht. Abbildungen 3.34 und 3.35 stellen exemplarisch für zwei Drehfrequenzen des Innenzylinders die turbulente kinetische Energie im großen Kreisgerinne als zeitgemittelte Werte dar. Beide Abbildungen zeigen ein ähnliches Muster, was die Verteilung der *TKE* angeht. In Sohlhöhe treten relativ hohe Werte auf. Auch für die anderen Ränder (Innenzylinder, Außenwand und Wasserspiegel) lässt sich eine vergleichbare Tendenz erahnen, auch wenn hier die notwendigen Messwerte fehlen, um eine eindeutige Aussage zu treffen. Das Minimum der *TKE* liegt etwa auf der Höhe des Wirbelzentrums der Sekundärströmung (vergleiche Abbildung 3.11). Aus der Lage dieses Minimums sowie den hohen Werten zu den Rändern hin wird deutlich, dass die *TKE* signifikant von der Sekundärströmung beeinflusst ist. Dort, wo die hohen Sekundärgeschwindigkeiten auftreten, werden auch hohe turbulente Schwankungen (aufsummiert über alle Koordinatenrichtungen) beobachtet.

In Abbildung 3.36 ist die *TKE* in drei verschiedenen Schnitten im großen Kreisgerinne bei einer Drehfrequenz des Innenzylinders von $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ dargestellt. Auch hier kann man deutlich die höchsten Werte für die *TKE* in Sohlhöhe und in Richtung des Wasserspiegels erkennen. Im Vergleich zu einer quasi-zweidimensionalen, offenen Gerinneströmung mit logarithmischem Geschwindigkeitsprofil, wie es Darstellungen in der Literatur häufig zugrundeliegt, ergeben sich im offenen Kreisgerinne signifikante Unterschiede, was die Verteilung der *TKE* angeht. In der 2D-logarithmischen Strömung treten die höchsten Werte der *TKE* in Sohlhöhe auf (Nezu und Nakagawa, 1993). Zum Wasserspiegel hin nimmt die *TKE* allerdings kontinuierlich ab, da die Turbulenz an der Sohle eingetragen wird und nach oben diffundiert. Außer an der Sohle tritt in einer zweidimensionalen Strömung kein weiterer Turbulenzeintrag auf, der im Wasserkörper die Turbulenz erhöhen würde. Da im offenen Kreisgerinne drei

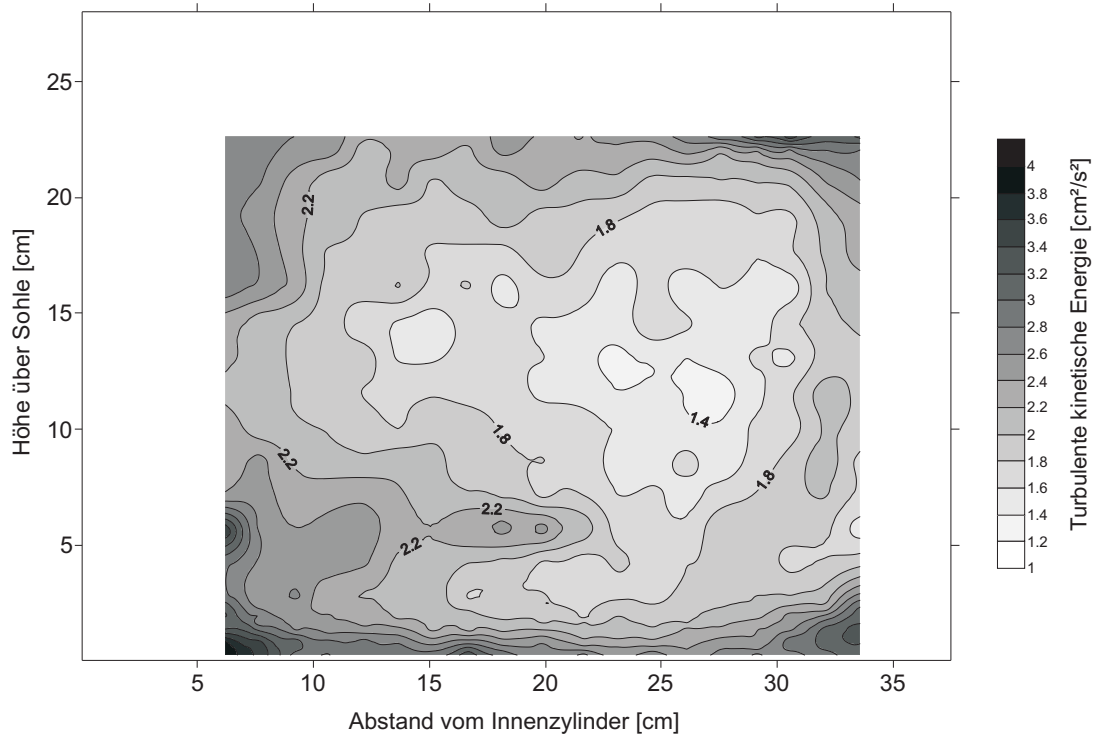


Abbildung 3.34: Turbulente kinetische Energie im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$. Der Abstand der Isolinien beträgt jeweils $0,2 \text{ cm}^2/\text{s}^2$.

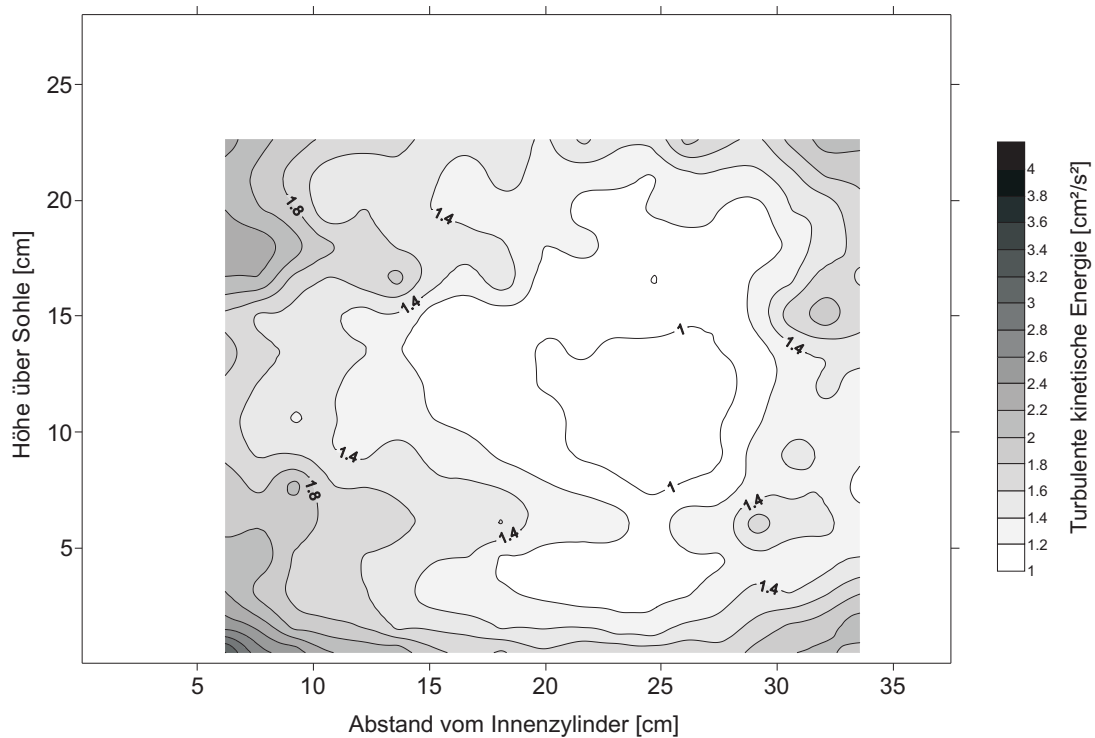


Abbildung 3.35: Turbulente kinetische Energie im großen Kreisgerinne bei $f = 3,47 \text{ min}^{-1}$. Der Abstand der Isolinien beträgt jeweils $0,2 \text{ cm}^2/\text{s}^2$.

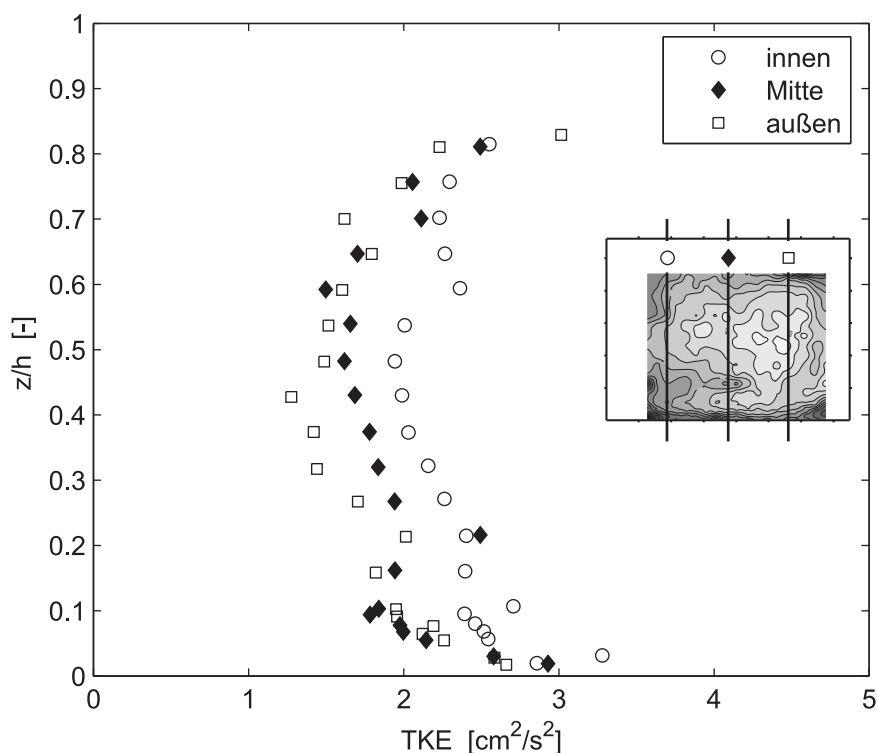


Abbildung 3.36: Turbulente kinetische Energie in verschiedenen Schnitten im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$.

Berandungen (Sohle und Wände) vorhanden sind und der Fließquerschnitt darüber hinaus kompakt ist, wird die Turbulenz viel stärker als in der 2D-Strömung über den Querschnitt verteilt. Dies kann man daran erkennen, dass die TKE auf circa zwei Dritteln der Fließtiefe innerhalb eines Profils nur wenig schwankt. (Diesen Effekt zeigen auch die (hier nicht dargestellten) Ergebnisse des numerischen Modells sehr deutlich.) Aufgrund der Sekundärströmungen nimmt die TKE im offenen Kreisgerinne zur Wasseroberfläche hin sogar wieder zu. Plausibel ist auch, dass die TKE zum Innenzylinder hin größer wird, da hier die Energie ins Kreisgerinne eingetragen wird.

Aus den Abbildungen 3.34, 3.35 und 3.36 lässt sich bereits erkennen, dass die turbulente kinetische Energie über den Querschnitt nicht gleich verteilt ist. Aus den Abbildungen lässt sich noch nicht ablesen, ob die kinetische Energie an einem Punkt in alle Koordinatenrichtungen gleich verteilt ist, d. h. ob beispielsweise hohe turbulente kinetische Energien in x -Richtung mit hohen TKE in y -Richtung einhergehen. In den Abbildungen 3.37, 3.38 und 3.39 sind deshalb jeweils die Varianzen der Geschwindigkeitsschwankungen verschiedener Koordinatenrichtungen gegenübergestellt. Die Winkelhalbierende repräsentiert jeweils den Punkt der lokal isotropen Turbulenz, an dem die Varianzen beider Richtungen identisch sind. In den Abbildungen sind alle Messpunkte des großen Kreisgerinnes bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ enthalten.

Abbildung 3.37 zeigt, dass die Turbulenz in x - und y -Richtung über weite Bereiche isotrop ist. Es gibt in etwa gleich viele Abweichungen in beide Richtungen, also etwa gleich viele Bereiche, in denen die turbulente kinetische Energie in tangentialer

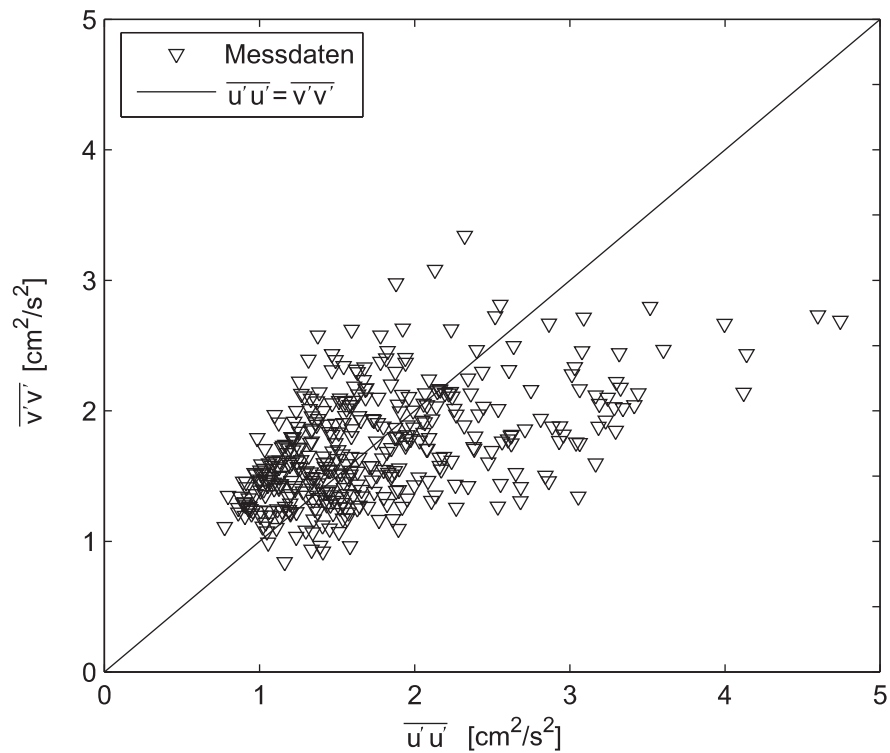


Abbildung 3.37: Gegenüberstellung der Varianzen in tangentialer und lateraler Richtung im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$.

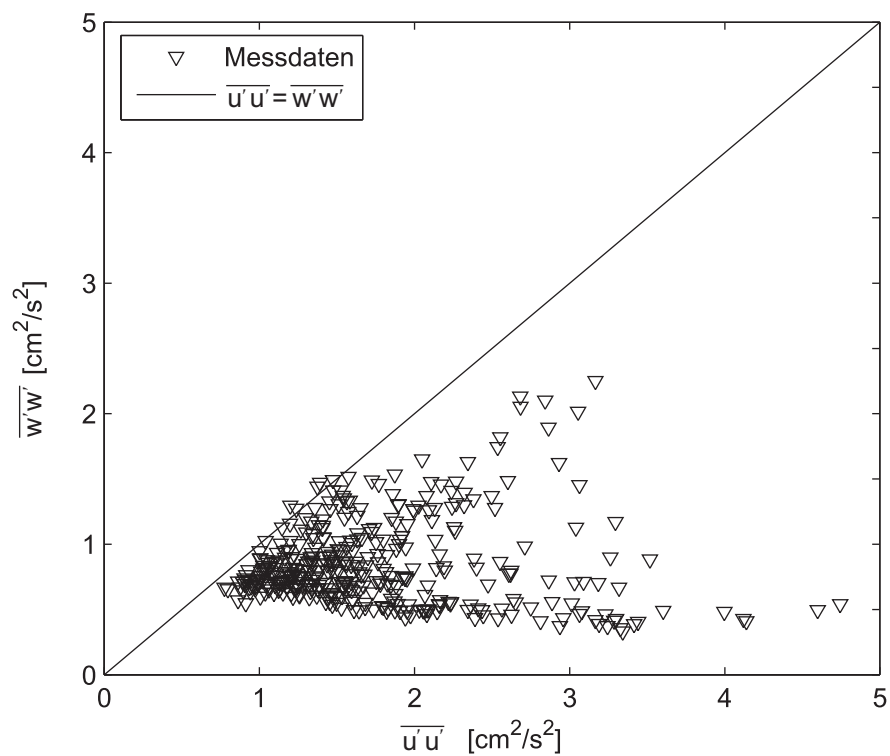


Abbildung 3.38: Gegenüberstellung der Varianzen in tangentialer und vertikaler Richtung im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$.

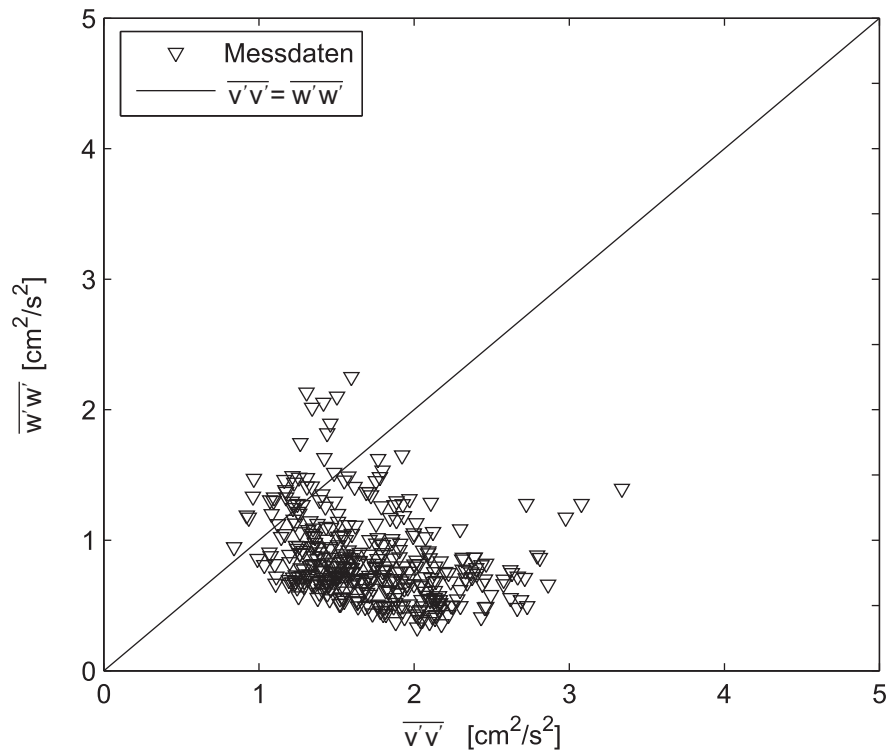


Abbildung 3.39: Gegenüberstellung der Varianzen kinetischen Energien in lateraler und vertikaler Richtung im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$.

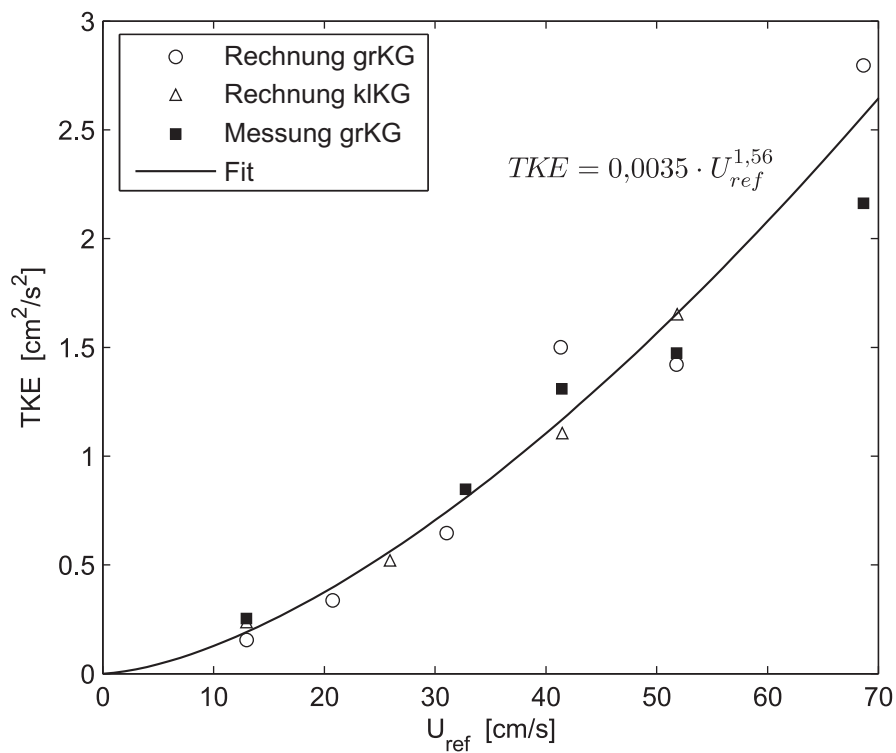


Abbildung 3.40: Über den Querschnitt gemittelte, turbulente kinetische Energie im offenen Kreisgerinne in Abhängigkeit von der Referenzgeschwindigkeit U_{ref} .

Richtung dominiert, wie solche, in denen die TKE in lateraler Richtung überwiegt. Abbildung 3.38 zeigt ebenfalls einige Messpunkte mit lokal isotroper Turbulenz für den Vergleich von x - und z -Richtung. In den meisten Fällen ist die TKE in tangentialer Richtung jedoch deutlich größer als in vertikaler Richtung. Ähnliches gilt für den Vergleich von y - und z -Richtung (Abbildung 3.39).

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die TKE im offenen Kreisgerinne ähnlich wie die mittleren Fließgeschwindigkeiten über einen weiten Bereich des Fließquerschnitts einigermaßen gleichmäßig verteilt ist. Selbst in diesen Bereichen kann jedoch nicht von einer vollständig isotropen Turbulenz ausgegangen werden. In den Randbereichen treten darüber hinaus aufgrund der Sekundärströmungen hohe Gradienten in der TKE auf. Für die gemessenen Werte der TKE wurden zu Vergleichszwecken zwischen den verschiedenen, untersuchten Strömungskonfigurationen im großen und kleinen Kreisgerinne bei den unterschiedlichen, jeweiligen Drehfrequenzen des Innenzylinders Mittelwerte für die TKE errechnet. Für denselben Bereich des Fließquerschnittes und dieselben Konfigurationen wurden ebenfalls mittlere Werte der TKE aus der numerischen Strömungssimulation bestimmt. In Abbildung 3.40 sind diese mittleren Werte in Abhängigkeit von der Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} , d. h. der Geschwindigkeit der rotierenden Gerinnwandung, dargestellt. Die Abbildung zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Messwerten und Simulationsergebnissen (Rechnung). Offensichtlich ist auch, dass die Werte für großes und kleines Kreisgerinne demselben Trend folgen. Die Beziehung zwischen U_{ref} und der mittleren TKE lässt sich durch eine nicht dimensionsreine Potenzfunktion annähern. Aus allen abgebildeten Daten lässt sich folgende Beziehung ableiten, wobei die Bezugsgeschwindigkeit mit der Einheit [cm/s] eingeht und sich die TKE in der Einheit [cm²/s²] ergibt:

$$TKE = 0,0035 \cdot U_{ref}^{1,56} \quad (3.15)$$

Bisher wurden ausschließlich die Varianzen der Geschwindigkeitsschwankungen dargestellt. Abbildungen 3.41 und 3.42 zeigen exemplarisch die Kovarianzen der Geschwindigkeitsschwankungen in tangentialer und vertikaler Richtung für zwei Drehfrequenzen des Innenzylinders im großen Kreisgerinne. Für die Darstellung wurden die Kovarianzen in tangentialer und vertikaler Richtung ausgewählt, da sie den relevanten Komponenten innerhalb einer zweidimensionalen Strömung entsprechen. Zunächst fällt auf, dass bei den Kovarianzen im Gegensatz zu den Varianzen positive wie negative Vorzeichen auftreten. Positive Vorzeichen bedeuten, dass eine positive Korrelation zwischen den Werten u' und w' besteht. Hohe Werte von u' gehen also mit hohen Werten von w' einher, niedrige Werte von u' mit niedrigen Werten von w' . Negative Kovarianzen deuten auf eine negative Korrelation hin, bei der hohe Werte von u' mit niedrigen Werten von w' einhergehen und umgekehrt. Im Umschlagpunkt, also bei $\overline{u'w'} = 0$ besteht keine erkennbare Korrelation zwischen den beiden Zeitreihen u' und w' .

Die Vorzeichen der Kovarianz lassen sich physikalisch begründen. In Abbildung 3.43(a) sind die möglichen Vorzeichenkombinationen der Werte u' und w' dargestellt. In den Bereichen I und III ergibt sich für die Kovarianz ein positives Vorzeichen, in den Bereichen II und IV ist die Kovarianz negativ. Wenn die Schwankungen u' und w' beide positiv sind, handelt es sich um ein fluktuierendes Fluidteilchen,

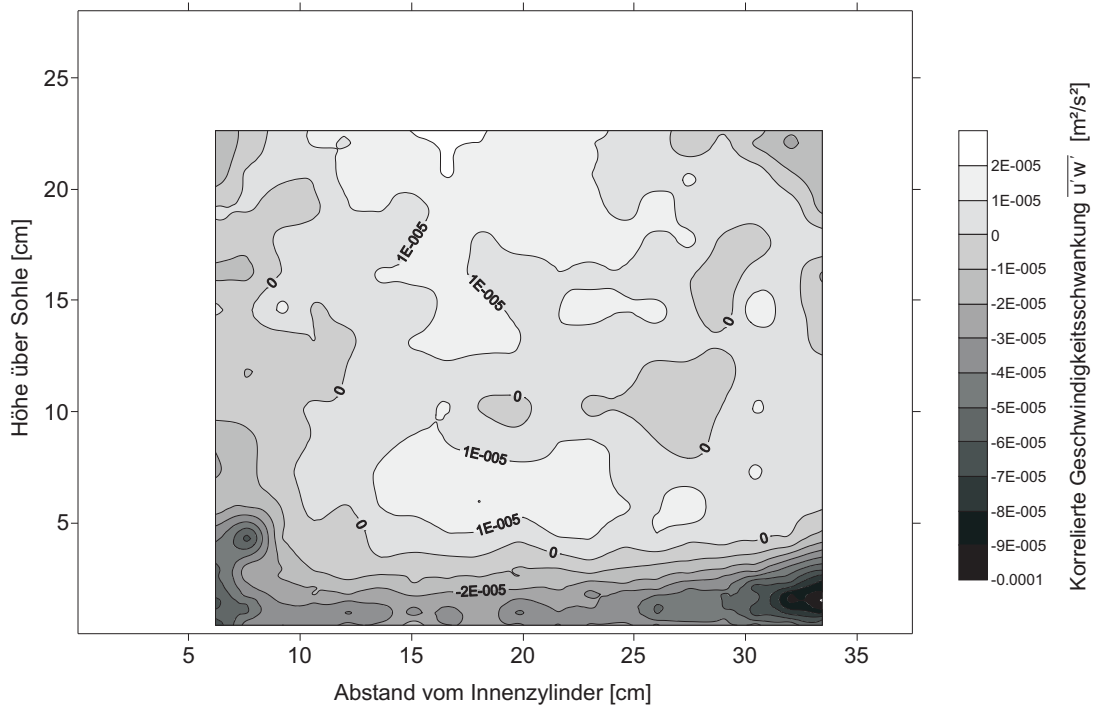


Abbildung 3.41: Korrelierte Geschwindigkeitsschwankungen $\overline{u'w'}$ bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$.

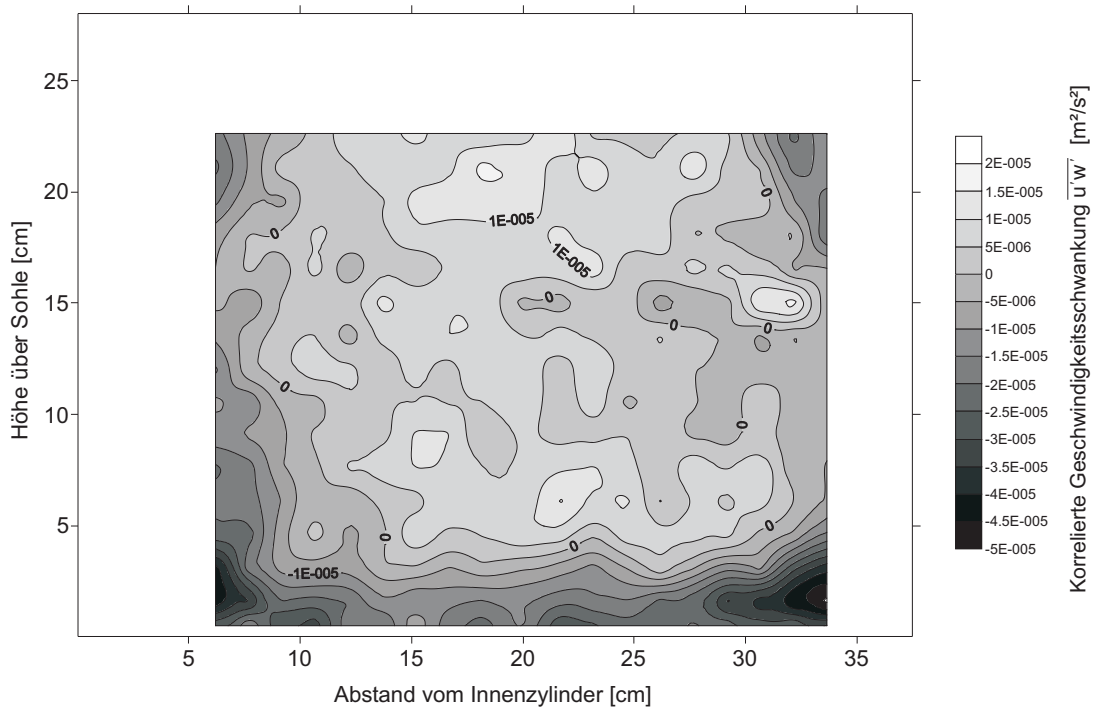
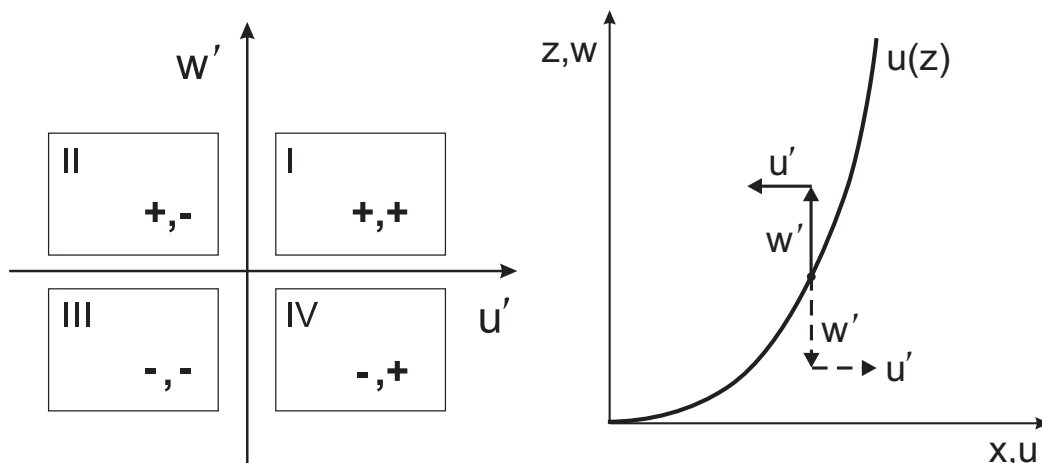


Abbildung 3.42: Korrelierte Geschwindigkeitsschwankungen $\overline{u'w'}$ im großen Kreisgerinne bei $f = 3,47 \text{ min}^{-1}$.



(a) Mögliche Vorzeichenkombinationen für die Kovarianzen der Geschwindigkeitsschwankungen u' und w' .

(b) Beispiel einer Vorzeichenkombination in einer Strömung mit zweidimensionalem, logarithmischem Geschwindigkeitsprofil $u(z)$.

Abbildung 3.43: Vorzeichen der Kovarianzen der Geschwindigkeitsschwankungen.

das sich in positive z -Richtung nach oben bewegt und in positive x -Richtung eine höhere Geschwindigkeit aufweist als die Umgebung. Die negative Kovarianz ist in Abbildung 3.43(b) an einem Beispiel demonstriert. Betrachtet wird der Fall einer zweidimensionalen Strömung mit annähernd logarithmischem Geschwindigkeitsprofil. Eine positive Schwankung w' trägt ein Fluidteilchen nach oben, wo es in einer Schicht landet, in der höhere Geschwindigkeiten u herrschen. Das Fluidteilchen erzeugt durch seine niedrigere Geschwindigkeit dort eine Geschwindigkeitsschwankung in negative x -Richtung. Die Folge ist eine negative Kovarianz. Gleiches gilt für ein Fluidteilchen, das durch eine negative Fluktuation w' nach unten in eine Schicht mit niedrigerer Geschwindigkeit getragen wird und dort eine positive u -Schwankung erzeugt. In einer zweidimensionalen Strömung deuten also negative Kovarianzen auf ein Geschwindigkeitsprofil hin, in dem die Fließgeschwindigkeit in x -Richtung in z -Richtung zunimmt, wie es beispielsweise in einem logarithmischen Geschwindigkeitsprofil der Fall ist. Analog deuten positive Kovarianzen auf eine in positive z -Richtung abnehmende Geschwindigkeit u hin. Überlagert wird dieser Effekt natürlich durch eventuell vorhandene Sekundärströmungen.

Für die Strömung im offenen Kreisgerinne lässt sich aus Abbildung 3.41 also schließen, dass in Sohlhöhe die Tangentialgeschwindigkeit mit dem Abstand zur Sohle zunimmt. Allerdings setzt sich dieser Trend – wie ja auch in Kapitel 3.4.1 bereits diskutiert – im Gegensatz zur quasi-zweidimensionalen Gerinneströmung nicht bis zur Wasseroberfläche fort. In der zweidimensionalen Gerinneströmung treten für die Kovarianz nur negative Werte auf. Da diese Kovarianzen als turbulente Schubspannungen in der Strömung interpretiert werden können, erschließt sich mit diesem Verständnis auch direkt das in Gleichung (3.12) enthaltene negative Vorzeichen, um positive Werte für die Schubspannungen zu erhalten, die per Definition als positi-

ve Schubspannungen am negativen (bzw. positiven) Schnittufer in negative (bzw. positive) Achsrichtung zeigen. In einer zweidimensionalen Gerinneströmung ergeben sich dadurch nur positive Werte für die Schubspannungen. Im offenen Kreisgerinne treten dagegen offensichtlich auch negative, turbulente Schubspannungen $\tau_{turb,xz}$ auf. In Sohlhöhe sind diese Schubspannungen jedoch alle positiv, was für die Bestimmung von Sohl Schubspannungen aus den sohl nahen turbulenten Schubspannungen wesentlich ist. Diese Methode zur Bestimmung von Sohl Schubspannungen wird unter anderen im folgenden Abschnitt diskutiert.

Sohl Schubspannungen

Die Sohl Schubspannung wird häufig als relevanter hydraulischer Parameter herangezogen, um Transportprozesse von Schwebstoffen zu beurteilen oder zu berechnen. Als Maß für die Reibungskräfte entlang der Sohle und für die Scherkräfte in der sohl nahen Strömungsschicht bestimmt die Sohl Schubspannung maßgeblich das Verhalten von Sedimenten an der Gewässersohle und in Sohlhöhe. Die Relevanz für Erosionsvorgänge von Sedimenten liegt auf der Hand. Für die Deposition stellen Schubspannungen einen limitierenden Faktor dar, da sie absinkende Flocken durch ihre Scherwirkung aufbrechen können und damit ein „Wiederaufwirbeln“ und einen Weitertransport feiner Sedimente erleichtern. Sohl Schubspannungen werden auch häufig als relevanter Faktor herangezogen, um Laborergebnisse auf die Natur zu übertragen (Schweim, 2005, Liem et al., 1997, Krishnappan und Engel, 1997). Im Folgenden wird deshalb die Verteilung der Sohl Schubspannungen im offenen Kreisgerinne vertiefend diskutiert.

Zur Bestimmung der Sohl Schubspannungen aus Labormessungen wird jeweils ein mittlerer Bereich von 80 % der Gerinnebreite verwendet. Die restlichen 10 % jeweils am Innen- und am Außenrand werden vernachlässigt, da hier die Wandeinflüsse eine sehr ungleichförmige Verteilung der Geschwindigkeiten und Schubspannungen verursachen. Diese Vorgehensweise entspricht der für Kreisgerinne üblichen Methodik (Spork, 1997, Maa, 1993). Außerdem erschweren die Randeinflüsse die Bestimmung der Sohl Schubspannungen in den Randbereichen deutlich, so dass die Anwendbarkeit einiger Methoden in Frage zu stellen ist. Abgesehen davon liegen im offenen Kreisgerinne für die Randbereiche keine Messdaten vor (vgl. Kapitel 3.4.1), hier könnte nur auf die Ergebnisse der numerischen Simulation zurückgegriffen werden.

Die Bestimmung von lokaler Sohl Schubspannung ist selbst in einem Laborgerinne nicht trivial. Rowiński et al. (2005) stellen verschiedene Methoden zur Bestimmung von Sohl Schubspannungen gegenüber. Gegenüberstellungen und Vergleiche verschiedener Methoden finden sich beispielsweise auch bei Kim et al. (2000) sowie Biron et al. (2004). Die wichtigsten Methoden werden im Folgenden kurz vorgestellt und diskutiert. Berechnungsansätze verwenden in der Regel die *Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit* u_* , die über die Dichte mit der Sohl Schubspannung verknüpft ist:

$$u_* = \sqrt{\tau_0/\rho} \quad (3.16)$$

Den verschiedenen Verfahren liegen unterschiedliche Konzepte und Annahmen zugrunde. Die meisten Methoden verwenden gemessene (oder berechnete) Fließge-

schwindigkeiten, um daraus die Sohlschubspannung als lokalen oder globalen mittleren Wert rückzurechnen. Andere bestimmen die Sohlschubspannung mehr oder weniger direkt über kalibrierte Messsonden. Die Methoden lassen sich in folgende Gruppen unterteilen:

1. *Bilanzierungsansätze:*

A) Kräftegleichgewicht bei Normalabfluss Aus einem Gleichgewicht der antreibenden und haltenden Kräfte an einem Kontrollvolumen bei Normalabfluss ergibt sich die über die gesamte benetzte Fläche gemittelte Sohlschubspannung nach Gleichung (3.17). Für dieses Verfahren werden keine gemessenen oder berechneten Fließgeschwindigkeiten benötigt. Unter der Annahme, dass Normalabfluss herrscht, entspricht das Energieliniengefälle I_E dem Sohlgefälle I_0 . Der hydraulische Radius R_h beschreibt das Verhältnis A/L_U von Querschnittsfläche A zum benetzten Umfang L_U des Querschnitts. Zur Bestimmung von τ_0 genügt also die Kenntnis der Geometrie des Gerinnes und der Fließtiefe.

$$\tau_0 = \rho g R_h I_E \quad (3.17)$$

2. *Verwendung einer über den Fließquerschnitt gemittelten Geschwindigkeit U :*

B) Saint Venant-Methode für instationäre Abflüsse Aus der instationären Bewegungsgleichung für eine eindimensionale Strömungsbetrachtung nach Saint Venant lässt sich eine Gleichung für die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit ableiten (Rowiński et al., 2000), die neben dem gleichförmigen, stationären Term aus Gleichung (3.17) die Variation von Wassertiefe h und mittlerer Fließgeschwindigkeit U mit dem Ort und der Zeit berücksichtigt. In Gleichung (3.18) ersetzt die Wassertiefe den hydraulischen Radius. Randeinflüsse der Gerinneseitenwände oder Uferböschungen werden also vernachlässigt.

$$u_* = \sqrt{gh \left(I_0 + \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{U^2}{gh} - 1 \right) + \frac{U}{gh} \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{1}{g} \frac{\partial U}{\partial t} \right)} \quad (3.18)$$

C) Rohrleitungen Aus der Rohrhydraulik stammt der folgende Ansatz (Gleichung (3.19)). Er ist abgeleitet aus einer Bilanzierung von Reibungskraft und Druckkraft in Kombination mit dem Ansatz nach Darcy-Weisbach für die Verlusthöhe in einer Rohrleitung aufgrund von Reibung (Weisbach, 1865). Der Ansatz enthält einen Widerstands- oder Reibungsbeiwert λ , der für Rohrleitungen aus dem Moody-Diagramm entnommen werden kann (Moody, 1944).

$$\tau_0 = \rho \lambda U^2 \quad (3.19)$$

Dieser Ansatz für Rohrleitungen wird teilweise auch für offene Gerinne-strömungen verwendet, obwohl sich die Verteilung der Schubspannungen

entlang der Berandung für diese beiden Fälle stark unterscheidet und damit Gleichung (3.19) eigentlich nicht mehr gültig ist.

3. Verwendung einer zeitlich gemittelten, aber tiefenabhängigen Fließgeschwindigkeit \bar{u} :

D) Logarithmisches Geschwindigkeitsprofil In einer vollturbulenten, zweidimensionalen Strömung ergibt sich aus der Integration des Prandtl'schen Mischungswegansatzes das *logarithmische Geschwindigkeitsgesetz*. Diese Gleichung gilt für die turbulente Grenzschicht und damit üblicherweise für einen Bereich $z/h < 0,2$.

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln z + C_1 = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{ref}} + C_2 \quad (3.20)$$

In Gleichung (3.20) stellt κ eine empirisch ermittelte, aber universelle Konstante für den oben genannten Strömungstyp dar (von-Kármán-Konstante). Die Integrationskonstante C_1 jedoch hängt von den jeweils dominierenden Prozessen in der sohnnahen Schicht ab. C_1 kann aufgespalten werden in eine neue Integrationskonstante C_2 minus einen Term $\frac{1}{\kappa} \ln z_{ref}$. Die Größe z_{ref} lässt sich so als Referenzhöhe für die unterschiedlichen Regime verstehen.

Eine Berandung wird als *hydraulisch glatt* bezeichnet, wenn ihre Rauigkeit sehr gering ist und die Strömung hauptsächlich von der Viskosität ν beeinflusst wird. Der Referenzabstand z_{ref} beträgt hier ν/u_* :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_* \cdot z}{\nu} \right) + C_2 \quad (3.21)$$

In der Literatur findet man für den hydraulisch glatten Fall Werte für die Integrationskonstante im Bereich von $C_2 \in [5,0, 5,5]$.

Hat die Sohlrauheit in Form der Rauheitslänge k_s (siehe Kapitel 3.4.2) dagegen einen wesentlichen Einfluss, so bezeichnet man die Sohle als *hydraulisch rau*. k_s stellt für diesen Fall die Referenzhöhe z_{ref} dar. Für die Integrationskonstante C_2 wurde aus Experimenten der Wert 8,5 ermittelt. Von einer hydraulisch rauhen Sohle spricht man ab einem Wert der Reynoldszahl $Re^* = \frac{u_* \cdot k_s}{\nu}$ von $Re^* > 70$.

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{k_s} \right) + 8,5 \quad (3.22)$$

Die Anpassung eines gemessenen Geschwindigkeitsprofils an ein solches logarithmisches Geschwindigkeitsgesetz über eine Regression liefert Werte für die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit u_* als Skalierungsfaktor des Geschwindigkeitsprofils. Aus u_* lässt sich mit Hilfe der Gleichung (3.16) die Sohlschubspannung τ_0 bestimmen.

E) Potenzgesetz Das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz aus Gleichung (3.20) kann innerhalb seines Gültigkeitsbereichs durch eine halbempirisch abgeleitete Potenzfunktion angenähert werden (Chen, 1991). Auch beim Potenzgesetz wird durch eine zum logarithmischen Gesetz analoge Parameterisierung von z_{ref} die Art der maßgebenden Reibungseinflüsse berücksichtigt. Dargestellt sei hier die allgemeine Form mit den empirischen Konstanten C_3 und m :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = C_3 \cdot \left(\frac{z}{z_{ref}} \right)^m \quad (3.23)$$

Die Werte der beiden empirischen Konstanten werden im Fall einer hydraulisch glatten Strömung vor allem von viskosen Kräften und im hydraulisch rauen Fall überwiegend von der Sohlrauheit beeinflusst. Aus gemessenen Geschwindigkeitswerten können C_3 und m mithilfe einer Regressionsanalyse ermittelt werden.

4. *Verwendung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen u' , v' und w' :*
Allen Konzepten, die die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen zur Bestimmung der Sohlschubspannung heranziehen, liegt die Vorstellung zugrunde, dass die Sohlschubspannung neben dem mittleren Geschwindigkeitsprofil auch die turbulenten Schwankungen skaliert.

F) Sohlnahe Reynoldsschubspannungen In einer zweidimensionalen Strömung mit logarithmischem Geschwindigkeitsprofil ist nach Tennekes und Lumley (1972) die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit u_* mit den sohlernen Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ korreliert (vergleiche Seite 74).

$$\frac{-\overline{u'w'}}{u_*^2} = 1 - \frac{1}{\kappa u_* z / \nu} \quad (3.24)$$

Der Nenner des letzten Terms der Gleichung (3.24) stellt eine Reynoldszahl dar. Für eine vollturbulente Strömung mit hohen Reynoldszahlen $\gg 1$ reduziert sich die Gleichung zu $u_*^2 = -\overline{u'w'}$, woraus die Sohlschubspannung τ_0 direkt bestimmt werden kann.

G) Turbulente kinetische Energie In turbulenten Grenzschichten besteht eine lineare Beziehung zwischen der turbulenten kinetischen Energie TKE und der Sohlschubspannung (Harsha und Lee, 1970, Alshamani, 1978). Zur Bestimmung der Sohlschubspannung aus gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen wird in der Ozeanographie und der Fließgewässerhydraulik in der Regel der Maximalwert der TKE zugrundegelegt, der in den in der Literatur zu findenden Untersuchungen in einer Tiefe von etwa $z = 0,1h$ liegt (z.B. Biron et al., 2004; Kim et al., 2000). Rowiński et al. (2005) stellten in ihren Untersuchungen fest, dass in Sohlernahe eine Schicht mit weitgehend konstanter turbulenter kinetischer Energie existierte. Für die Bestimmung der Sohlschubspannung wurden daher Messwerte aus einer Höhe von etwa $0,1h$ verwendet, wobei kleinere Abweichungen der

Sondenhöhe vernachlässigbar seien. Für den Proportionalitätsfaktor finden sich in der Literatur Werte im Bereich von $C_4 \in [0,19, 0,21]$.

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \cdot C_4 \cdot \rho \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.25)$$

Als Modifikation dieses Ansatzes schlagen Kim et al. (2000) vor, unter der Annahme einer linearen Beziehung der Varianzen der Geschwindigkeitsschwankungen nur die vertikalen Komponenten zu verwenden. Diese Modifikation wird für Geschwindigkeitsdaten empfohlen, die mit ADV gemessen wurden (vergleiche Kapitel 3.4.1). Sie beruht auf den Beobachtungen von Voulgaris und Trowbridge (1998), wonach die horizontale Komponente der turbulenten Schwankungen in Strömungsrichtung von der Geometrie des Messgerätes beeinflusst wird. Für die Modifikation ergibt sich ein neuer Proportionalitätsfaktor von etwa $C_5 = 0,9$.

$$\tau_0 = C_5 \cdot \rho \cdot (\overline{w'^2}) \quad (3.26)$$

H) Turbulenzspektrum Dem folgenden Ansatz liegt die Annahme zugrunde, dass in einer zweidimensionalen Strömung mit logarithmischem Geschwindigkeitsprofil zwischen Turbulenzproduktion und Energiedissipation ein Gleichgewicht erster Ordnung besteht. Die auf großen Skalen eingebrachte Energie wird zu kleinen Skalen transferiert (von großen Wirbeln zu kleineren Wirbeln) und schließlich durch die Viskosität dissipiert. Diesen Energietransportvorgang nennt man Energiekaskade. Die verschiedenen Skalen lassen sich als Turbulenzfrequenzen im Messsignal der turbulenten Geschwindigkeiten nachvollziehen. Aus der Energiebilanz erster Ordnung und dem Frequenzspektrum der Turbulenz lässt sich unter der Annahme lokal isotroper Turbulenz eine Gleichung zur Bestimmung der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit ableiten. Gleichung (3.27) listet nur die abhängigen Variablen auf, da die Form der endgültigen Gleichung von weiteren Annahmen abhängt, die über die genannten hinausgehen. Eine detailliertere Beschreibung dieses Verfahrens findet sich bei Kim et al. (2000).

$$u_* = f(\bar{u}, z, \kappa, \text{Kolmogorov-Konstante } \chi, \text{Wellenzahl } k, \text{Spektraldichte } \Phi \text{ von } u, v, w \text{ in Abhängigkeit von } k) \quad (3.27)$$

5. Kalibrierte Sedimentmischungen

I) Shields-Methode Eine überschlägige Bestimmung von Sohlschubspannungen ist mit Hilfe von Sedimenten möglich, deren Erosionswiderstand aus anderen Untersuchungen bekannt ist. Dieser Ansatz wird meist in Feststofftransportuntersuchungen verwendet, wenn komplexe oder ungewöhnliche (d. h. von der üblichen Gerinneströmung abweichende) Strömungsstrukturen vorhanden sind. Ein Sediment, für das die kritische

Schubspannung für Erosion bekannt ist, wird in der entsprechenden Versuchsanlage eingebaut. Der Strömungsangriff wird allmählich bis zum Bewegungsbeginn des Sedimentes erhöht. Die korrespondierende Sohlschubspannung wird dann mit der Einstellung des Antriebsmechanismus korreliert. Diese Methode liefert Sohlschubspannungen für Strömungszustände bzw. Versuchsanlagen, für die Geschwindigkeitsmessungen schwierig sind. Allerdings ist die Übertragbarkeit der Sohlschubspannungen über den Bewegungsbeginn eines Sedimentes kritisch zu hinterfragen.

6. Direkte Methoden

J) Kalibrierte Sonden Neben den bisher genannten Methoden besteht auch die Möglichkeit, die Sohlschubspannung über kalibrierte Messsonden direkt zu bestimmen. Dies kann beispielsweise thermoelektrisch über kalibrierte Heißfilmsonden erfolgen, die eben in die Sohle eingebaut werden (Henße et al., 1997, Graham et al., 1992, Gust, 1988). Alternativ zu den Heißfilmsonden werden auch Oberflächenhitzdrahtsonden verwendet (Sturzebecher et al., 2001). Häufig verwendet wird daneben das sogenannte Preston-Rohr, das nach dem System eines Pitot-Rohres den Staudruck in Sohlnähe misst (Wu und Rajaratnam, 2000, Rhodes und New, 2000, Krishnappan, 1993). Über Druckdifferenzmessung an einem (sehr kleinen) Störkörper, einem sogenannten Oberflächenzaun, kann darüber hinaus auch in der laminaren Unterschicht auf die Sohlschubspannung geschlossen werden (von Papen, 2006). Die Wandschubspannung kann außerdem mechanisch über sogenannten Wandschubspannungswaagen gemessen werden, bei denen ein Kraftaufnehmer von der Strömung parallel zur Sohle ausgelenkt wird (Bose, 2002). Die Kalibrierung erfolgt jeweils in einer vollturbulenten, zweidimensionalen Strömung mit logarithmischem Geschwindigkeitsprofil. Diese Auflistung der Messverfahren zur Sohlschubspannung ist nicht vollständig, sondern soll nur einen Eindruck der verschiedenen Möglichkeiten geben. Als weiterführende Literatur sei Nitsche (2006) empfohlen.

Zur Bestimmung der Sohlschubspannungen im offenen Kreisgerinne wurde auf die Anwendung der Methoden **A** bis **C** verzichtet. Diese Methoden liefern ausschließlich einen mittleren bzw. konstanten Wert der Sohlschubspannung über den Querschnitt und berücksichtigen keinerlei Sekundärströmungen. Aufgrund der ausgeprägten Sekundärströmungen im Kreisgerinne, vor allem auch in Sohlnähe, ist hingegen davon auszugehen, dass die Sohlschubspannung von diesen Sekundärströmungen beeinflusst wird. Darüber hinaus ist auch die Hauptströmung in Querrichtung nicht konstant, so dass keine gleichförmige Sohlschubspannungsverteilung zu erwarten ist. Deshalb erscheint die Annahme eines konstanten Wertes oder die Ermittlung eines einzigen mittleren Wertes zunächst nicht sinnvoll. Die Methoden **I** und **J** wurden ebenfalls bisher nicht verwendet, da keine vorkalibrierten Sedimentmischungen oder Sonden zur Verfügung standen.

Aufgrund der komplexen dreidimensionalen Strömung liegt die Vermutung nahe, dass im offenen Kreisgerinne Methoden, die der Bestimmung der Sohlschubspannungen ein lokales Geschwindigkeitsprofil oder lokale Turbulenz zugrundelegen, zweckdienlicher sind als solche, die von einer mittleren Fließgeschwindigkeit für den Querschnitt ausgehen. Aus diesem Grund wurden zu Vergleichszwecken die Methoden **D** bis **G** auf die Geschwindigkeitsmessdaten des Kreisgerinnes angewendet. Auf die Berücksichtigung der Methode **H** wurde verzichtet, da aufgrund der vielen notwendigen Annahmen durch sie kein weiterer Erkenntnisgewinn erwartet wurde. Drei der vier verwendeten Methoden (**D**, **E** und **F**) liegt explizit die Annahme einer zweidimensionalen Strömung mit logarithmischem Geschwindigkeitsprofil zugrunde. Methode **G** berücksichtigt als einzige eine dreidimensionale Strömung. Lediglich in den Werten aus der Literatur für den Proportionalitätsfaktor C_4 kann aus der experimentellen Bestimmung der Werte ein Einfluss eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils implizit enthalten sein.

Die in der Literatur übliche Methode, um in Kreisgerinnen aus gemessenen Geschwindigkeitsdaten Sohlschubspannungen zu berechnen, ist die direkte Auswertung anhand von logarithmischen Geschwindigkeitsprofilen (Methode **D**) (Spork, 1997, Booij, 1994). Auch für das offene Kreisgerinne wurde dieser Ansatz getestet. In Abbildung 3.44 sind exemplarisch für zwei Schnitte bei 30 bzw. 80 % der Gerinnebreite B jeweils die tangentialen Fließgeschwindigkeiten bis zu einer Höhe von etwa $z/h = 0,2$ im großen Kreisgerinne bei einer Drehzahl des Innenzylinders von $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ dargestellt. Für jeden Schnitt wurde über eine Regressionsanalyse ein logarithmisches Geschwindigkeitsprofil angepasst. Diese Anpassung gelingt am besten in einer Beschreibung U_x über $\ln(z)$, da hier das logarithmische Profil zur Geraden wird. In Abbildung 3.45 sind die beiden Profile sowie die zugehörigen Anpassungen auf diese Weise dargestellt. In beiden Abbildungen kann man erkennen, dass die Anpassung eines Log-Profiles zwar möglich ist, der Regressionskoeffizient liegt jedoch stets unter 0,9. Die beiden gewählten Schnitte sind in dieser Eigenschaft repräsentativ für die restlichen Schnitte und Konfigurationen. Die Anpassung eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils erscheint also nur bedingt geeignet. In Abbildung 3.46 ist der nach dieser Methode errechnete Verlauf der Sohlschubspannungen über den Querschnitt exemplarisch für drei verschiedene Drehfrequenzen des Innenzylinders im großen Kreisgerinne dargestellt. Auffallend ist, dass die Werte sehr stark schwanken. Es scheint ein Trend zu höheren Sohlschubspannungen in Richtung des Innenzylinders zu bestehen, was im Hinblick auf die höheren Fließgeschwindigkeiten zum Innenzylinder hin einleuchtend ist. Über den genauen Verlauf lässt sich allerdings keine verlässliche Aussage ableiten. Abbildung 3.46 zeigt darüber hinaus, dass die mit dieser Methode errechneten Sohlschubspannungen nicht – wie erwartet – kontinuierlich mit steigender Drehzahl des Innenzylinders und damit mit steigender Tangentialgeschwindigkeit zunehmen. Hier sind Zweifel an der Anwendbarkeit der Methodik auf die vorliegenden Messdaten angebracht. Dies zeigt auch der Vergleich mit den Ergebnissen anderer Verfahren, was im Folgenden ausgeführt wird.

Als alternative Anpassung der gemessenen Geschwindigkeitsprofile im sohnahen Bereich $z/h < 0,2$ steht das Potenzgesetz zur Verfügung (Methode **E**). Da dieser Ansatz als eine Abwandlung des Log-Profiles bzw. eine Anpassung an das Log-Profil

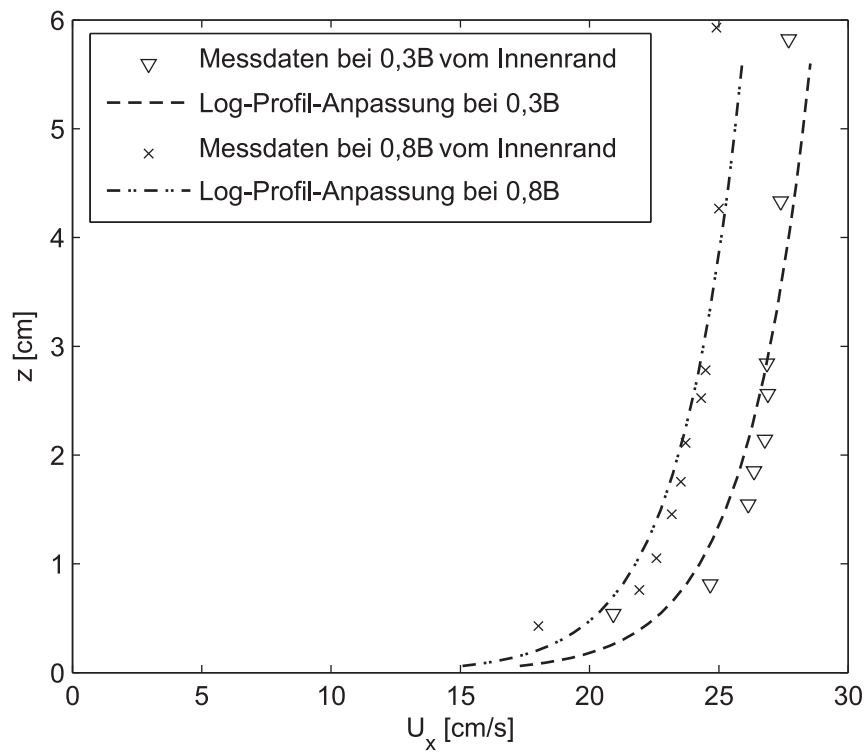


Abbildung 3.44: Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsmessdaten zweier Lotrechter bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne und der angepassten logarithmischen Profile.

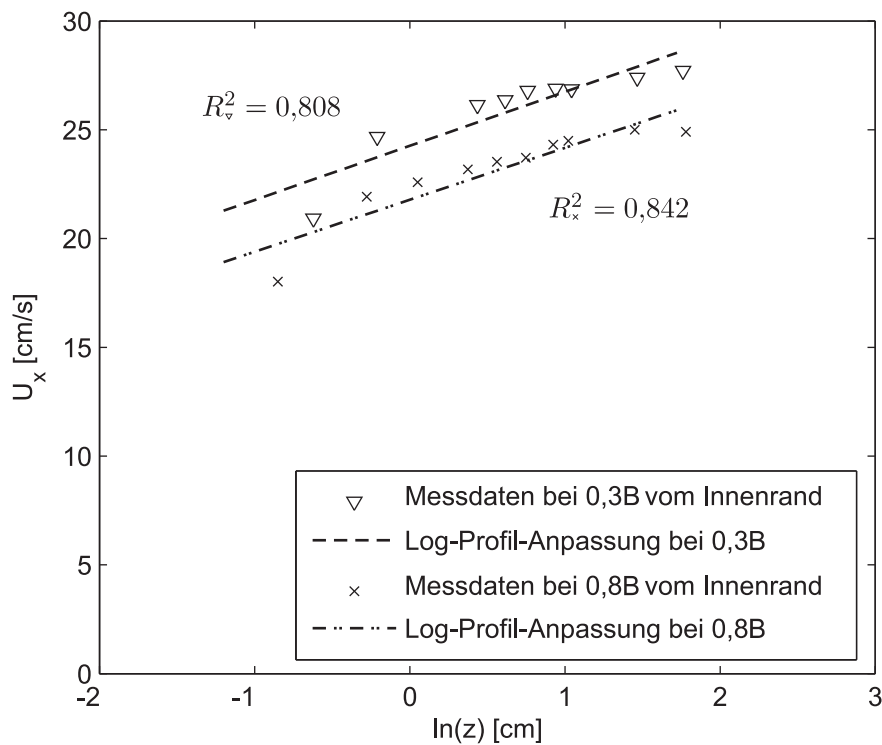


Abbildung 3.45: Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsmessdaten zweier Lotrechter bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne und der angepassten logarithmischen Profile. Logarithmische Darstellung.

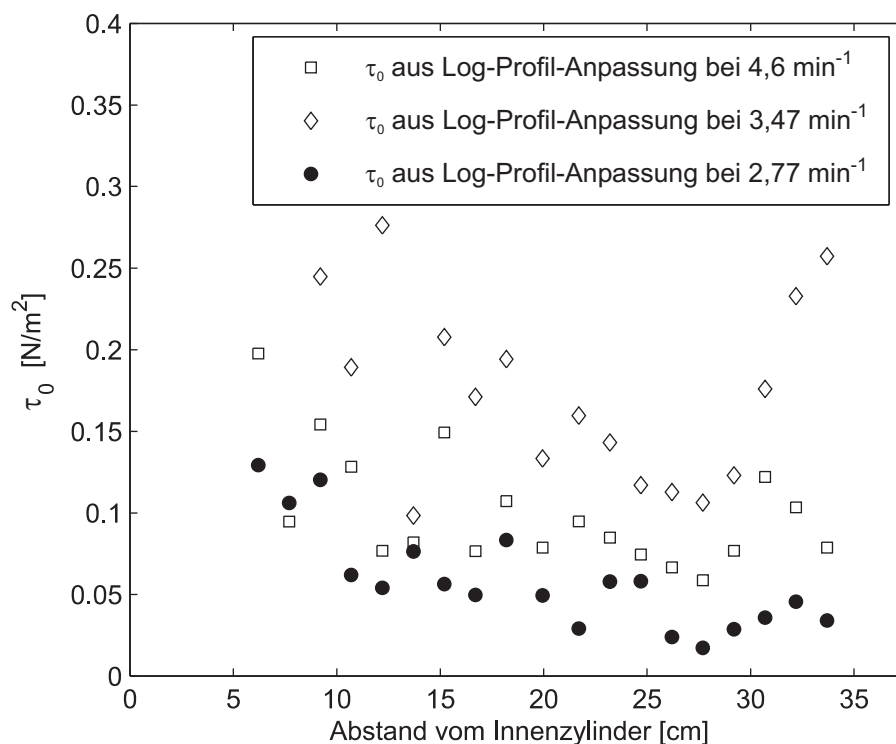


Abbildung 3.46: Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurde mit der Methode der Anpassung ans logarithmische Geschwindigkeitsprofil für $z/h < 0,2$ berechnet.

verstanden wird, stünde zu erwarten, dass die Auswertung der Potenzprofile ähnliche Werte liefert, die von vergleichbarer Güte sind wie beim Log-Profil. In Abbildung 3.47 sind analog zu Abbildung 3.44 gemessene Tangentialgeschwindigkeiten im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ in zwei Schnitten dargestellt sowie jeweils die zugehörigen, über eine Regressionsanalyse angepassten Potenz-Profile. Die Potenzprofile zeigen zunächst eine augenscheinlich bessere Anpassung an die Messwerte als die entsprechenden Log-Profile. (In den Abbildungen 3.44 und 3.47 sind jeweils dieselben Messwerte verwendet.) Eine doppeltlogarithmische Darstellung der Potenzprofile (bzw. die Darstellung von $\ln(z)$ über $\ln(U_x)$ in kartesischen Koordinaten) ergibt jeweils eine Gerade, über die auch die Anpassung durchgeführt wird. In Abbildung 3.48 ist dies für die zwei betrachteten Schnitte durchgeführt. Auch in dieser Darstellung erscheint die Anpassung der Messdaten durch das Potenz-Profil besser gelungen als durch das Log-Profil. Der Regressionskoeffizient sämtlicher Anpassungen liegt im Mittel bei 0,87. Im Gegensatz zur Log-Profil-Anpassung finden sich viele Profile mit einem Regressionskoeffizienten $> 0,95$, was den Augenschein einer besseren Anpassung unterstützt.

In Abbildung 3.49 ist der Verlauf der Sohlschubspannungen über den Querschnitt dargestellt, wie er mit der Potenzgesetz-Anpassung berechnet wurde. Der Verlauf ist deutlich „glatter“ als derjenige, der mit Hilfe der Log-Profil-Anpassung ermittelt wurde (vergleiche Abb. 3.46). Die Werte der Sohlschubspannung zeigen wie bei der Log-Profil-Anpassung einen ansteigenden Trend zum Innenzylinder hin. Mit steigender Drehfrequenz des Innenzylinders steigen außerdem die errechneten Sohlschub-

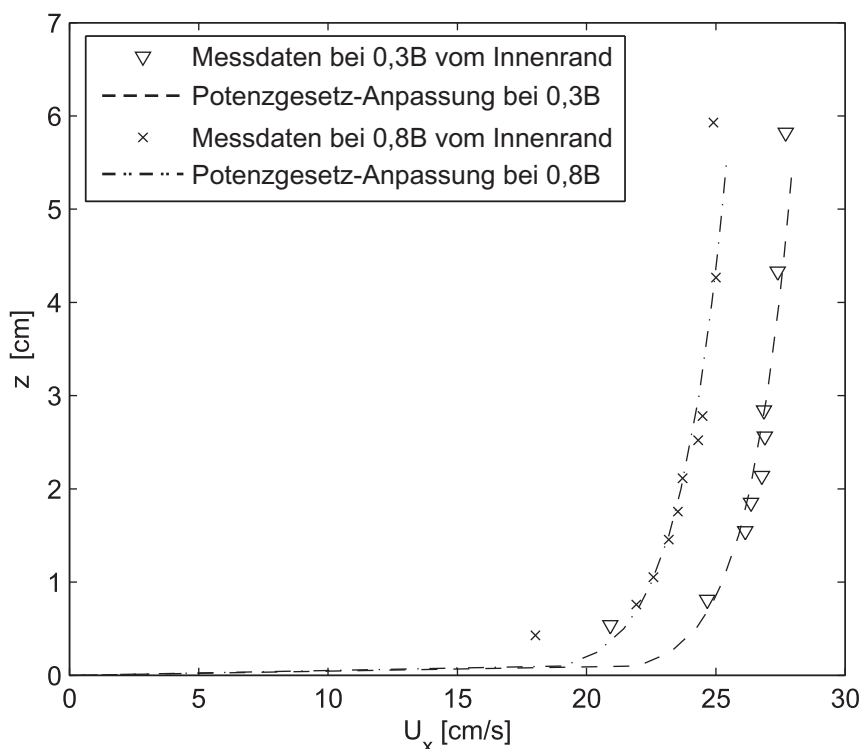


Abbildung 3.47: Exemplanische Darstellung der Geschwindigkeitsmessdaten zweier Lotrechter bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne und der angepassten Potenzfunktionen.

spannungen monoton an. Die Anpassung des Potenzgesetzes liefert damit zunächst glaubhaftere Ergebnisse als die Log-Profil-Anpassung, auch wenn die „wahren“ Werte der Sohlschubspannung unbekannt sind.

Neben den gemessenen, mittleren Geschwindigkeitsprofilen können aufgrund der vorhandenen, mit einer Frequenz von 25 Hz aufgenommenen Daten die Geschwindigkeitsschwankungen zur Bestimmung der Sohlschubspannung verwendet werden. Zunächst wird Methode **F** betrachtet, die von den sohl-nahen Kovarianzen der longitudinalen und vertikalen Fließgeschwindigkeiten ausgeht. Die Annahme einer ausreichend hohen Reynoldszahl im Hinblick auf Gleichung (3.24) ist im offenen Kreisgerinne gerechtfertigt, so dass sich die Gleichung vereinfacht zu:

$$\tau_0 = -\rho \cdot \overline{u'w'} \quad (3.28)$$

Die Kovarianzen der Geschwindigkeitsschwankungen wurden bereits betrachtet (vergleiche beispielsweise Abbildung 3.41). In der Literatur werden als quasi-sohl-naher Reynoldsspannungen die Werte in einer Höhe von $z/h = 0,1$ verwendet. Der sich aus dieser Berechnung ergebende Verlauf der Sohlschubspannungen ist in Abbildung 3.50 für zwei Drehfrequenzen des Innenzylinders exemplarisch dargestellt. Dabei fällt auf, dass die Werte zu den Rändern hin deutlich zunehmen, in Gerinnemitte hingegen sehr klein werden. Im Rückblick auf die Abbildungen 3.41 und 3.42 erkennt man, dass dies an der speziellen Strömung im offenen Kreisgerinne liegt, bei der sich das Vorzeichen der Kovarianzen in Gerinnemitte auf einer Höhe von etwa $z/h = 0,11$ umkehrt. Hier treten also sehr kleine Werte nahe Null für $\overline{u'w'}$ und dadurch nach

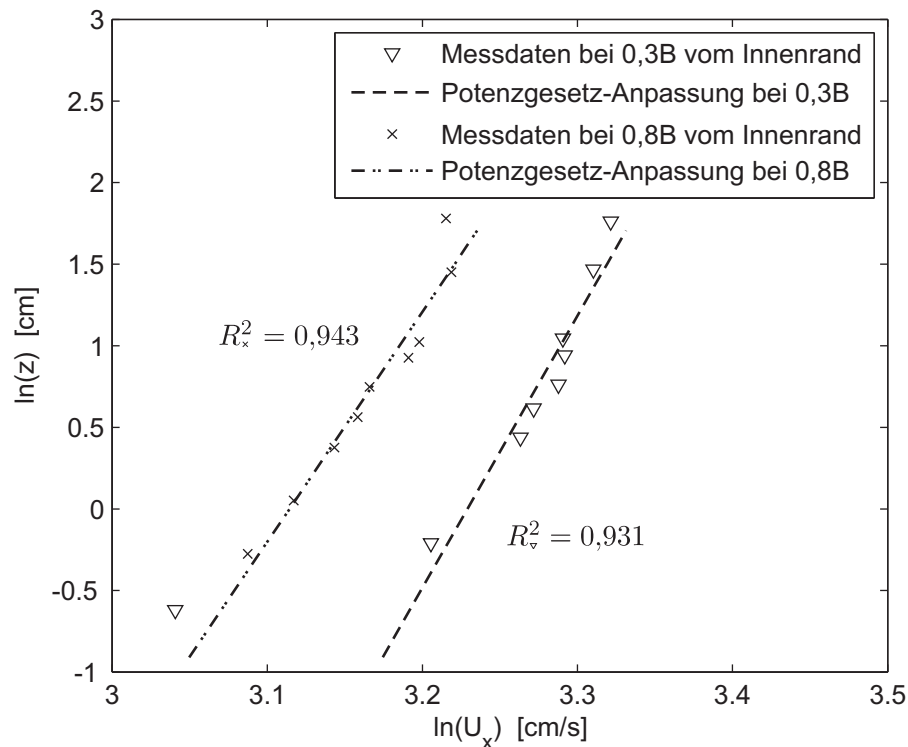


Abbildung 3.48: Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsmessdaten zweier Lotrechter bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$ im großen Kreisgerinne und der angepassten Potenzfunktionen. Logarithmische Darstellung.

der angewendeten Methode auch für die Sohlschubspannungen auf. Die relativ hohen Gradienten der korrelierten Geschwindigkeitsschwankungen im Bereich $z < 0,1h$ lassen jedoch höhere Sohlschubspannungen vermuten, als sie mit der verwendeten Methodik bestimmt wurden. Es liegt also nahe, der Bestimmung der Sohlschubspannungen alternativ Geschwindigkeitsschwankungen zugrunde zu legen, die näher an der Sohle gemessen wurden. Da der „wahre“ Wert der Sohlschubspannungen im offenen Kreisgerinne jedoch unbekannt ist, ist unklar, aus welcher Höhe die Kovarianzen verwendet werden sollten. Abbildung 3.51 zeigt alternativ zu Abbildung 3.50 die sich aus den Geschwindigkeitsschwankungen aus einer Höhe von $z/h = 0,05$ ergebenden Sohlschubspannungen. Gegenüber der Abbildung 3.50 liegen die Werte der Sohlschubspannung hier insgesamt deutlich höher. In beiden Abbildungen ist zu erkennen, dass die Sohlschubspannungen tendenziell (mit Ausnahmen) mit der Drehfrequenz des Innenzylinders ansteigen.

Als weitere Alternative wurde die Bestimmung der Sohlschubspannungen aus der turbulenten kinetischen Energie der Strömung aller Koordinatenrichtungen nach Methode **G** verwendet. Wie bei der Methode der sohlnahen Reynoldsspannungen (Methode **F**) basiert die Bestimmung der Sohlschubspannungen auch hier auf Werten der Geschwindigkeitsschwankungen aus einer Höhe von $z/h = 0,1$. Anders als bei Methode **F** enthält Methode **G** einen Proportionalitätsfaktor, in den Effekte wie Abweichungen vom „üblichen“ Geschwindigkeitsprofil und den daraus resultierenden Schwankungen mit einbezogen werden können. Zunächst wird auch hier

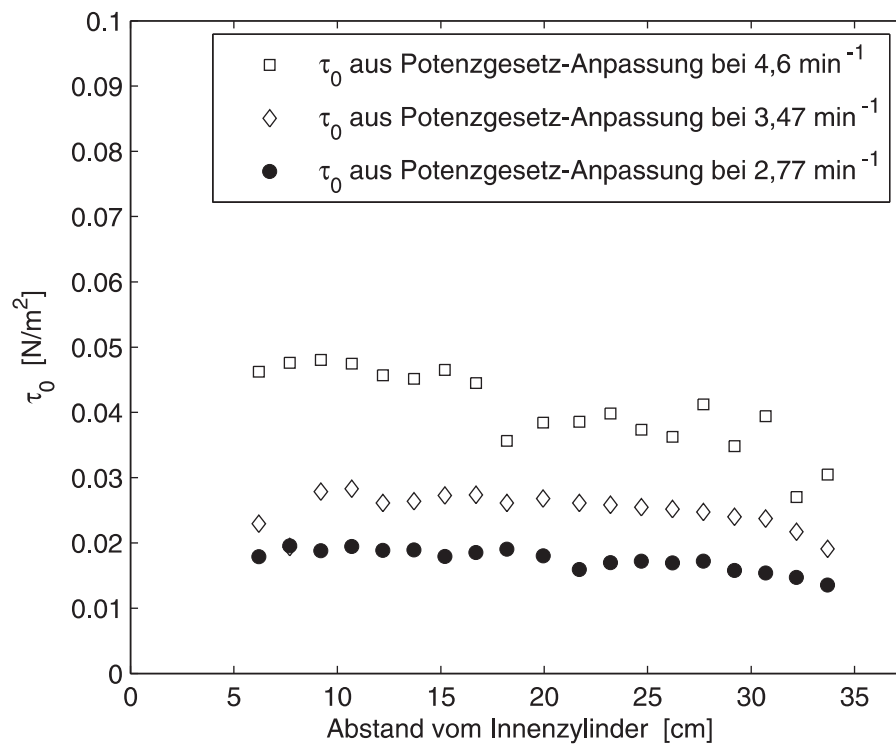


Abbildung 3.49: Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurde mit der Methode der Anpassung ans Potenzgesetz für $z/h < 0,2$ berechnet.

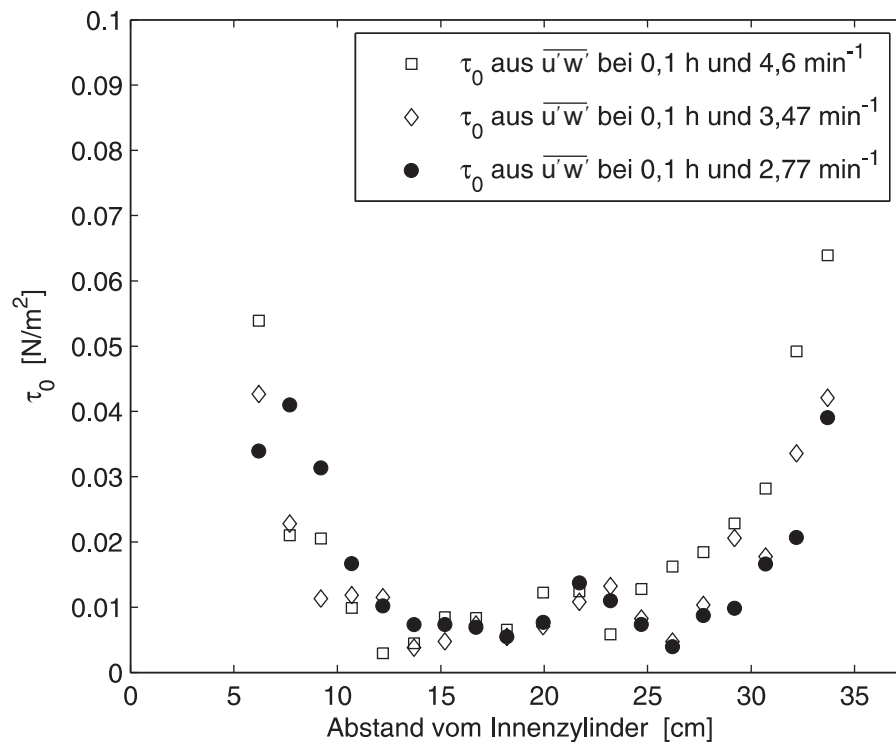


Abbildung 3.50: Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurde mit der Methode der Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ aus einer Höhe von $z/h = 0,1$ berechnet.

mangels Kenntnis der „wahren“ Werte mit einem Literaturwert für den Proportionalitätsfaktor gearbeitet, nämlich $C_4 = 0,19$.¹² Abbildung 3.52 zeigt den Verlauf der Sohlschubspannungen, die aus der *TKE* berechnet wurden, exemplarisch im großen Kreisgerinne bei drei verschiedenen Drehfrequenzen. Auch diese Methode ergibt einen vergleichsweise glatten Verlauf der Sohlschubspannungen über den Querschnitt und eine Zunahme der Sohlschubspannungen zu den Rändern hin. Wie bei den Kovarianzen wäre hier die Verwendung sohnnäherer Geschwindigkeitsschwankungen denkbar. Aus zwei Gründen wird für diese Methode jedoch darauf verzichtet. Erstens sind die Gradienten der *TKE* im angesprochenen Tiefenbereich weniger stark als die der Kovarianzen, so dass die Auswirkung geringer wäre. Zweitens ist die Verteilung der *TKE* in Querrichtung in Sohnähe relativ gleichmäßig, so dass bei Kenntnis der „wahren“ Sohlschubspannungen (z. B. aus direkter Messung) die Anpassung recht einfach über einen veränderten Proportionalitätsfaktor C_4 vorgenommen werden könnte.

Bei der Vorstellung der Methoden wurde eine Modifikation der Methode **G** angesprochen, die speziell für mit ADV erfasste Messwerte empfohlen wird. Zwar wurden die im Rahmen dieser Arbeit erhobenen Werte mit ADV gemessen. Dennoch wird auf den Einsatz dieser modifizierten Methode verzichtet, da der Modifikation die Annahme zugrundeliegt, dass die Varianzen der drei Geschwindigkeitskomponenten in einer linearen Beziehung stehen. Diese Linearität ist bei den im offenen Kreisgerinne gemessenen Werten nicht für alle Punkte in gleichem Maße gegeben, so dass sich kein Mehrwert aus der Verwendung der Modifikation ergibt.

Ein Vergleich der Ergebnisse aller verwendeten Methoden zur Bestimmung der Sohlschubspannungen ist in Abbildung 3.53 dargestellt. Die Resultate der Log-Profil-Anpassung weichen sehr deutlich von denen der anderen Methoden ab. Dieser Effekt tritt auch bei den anderen untersuchten, hier nicht dargestellten Strömungskonfigurationen im großen wie im kleinen Kreisgerinne auf. Die aus den Reynoldsschubspannungen aus einer Tiefe von $z = 0,1h$ bestimmten Sohlschubspannungen sind in Gerinnemitte deutlich niedriger als die Ergebnisse aller anderen Methoden. Drei Methoden ergeben dagegen Werte in derselben Größenordnung, wobei die Potenzgesetz-Anpassung und die Verwendung der *TKE* in ihren Ergebnissen am besten übereinstimmen. Dass diesen beiden Methoden völlig unterschiedliche Ansätze zugrundeliegen, spricht für die Plausibilität der Ergebnisse, auch wenn sie nicht verifiziert sind. Die Vermutung liegt nahe, dass die „wahren“ Werte im Bereich der Resultate der Methoden **E**, **F** bei $z = 0,05h$ und **G** liegen.

Um die aus den Geschwindigkeitsmessungen rückgerechneten Werte zu verifizieren, bieten sich zum einen kalibrierte Messsonden an, mit denen mehr oder weniger direkt lokale Werte der Sohlschubspannung gemessen werden können. Alternativ könnte auch ein Bilanzierungsansatz zum Ziel führen, der die durch den Innenzylinder eingetragene Energie mit der aufgrund der Sohlreibung dissipierten Energie vergleicht. Zu diesem Ansatz wurden Vorversuche am großen Kreisgerinne durchgeführt, bei denen

¹²Der Wert $C_4 = 0,19$ wurde gewählt, da er in der Literatur besonders häufig verwendet wird. Bisher ist unklar, von welchen Faktoren der Wert von C_4 abhängt. Er könnte beispielsweise von der verwendeten Messmethodik, vom vorhandenen Geschwindigkeitsprofil oder von der Sohlstruktur beeinflusst sein.

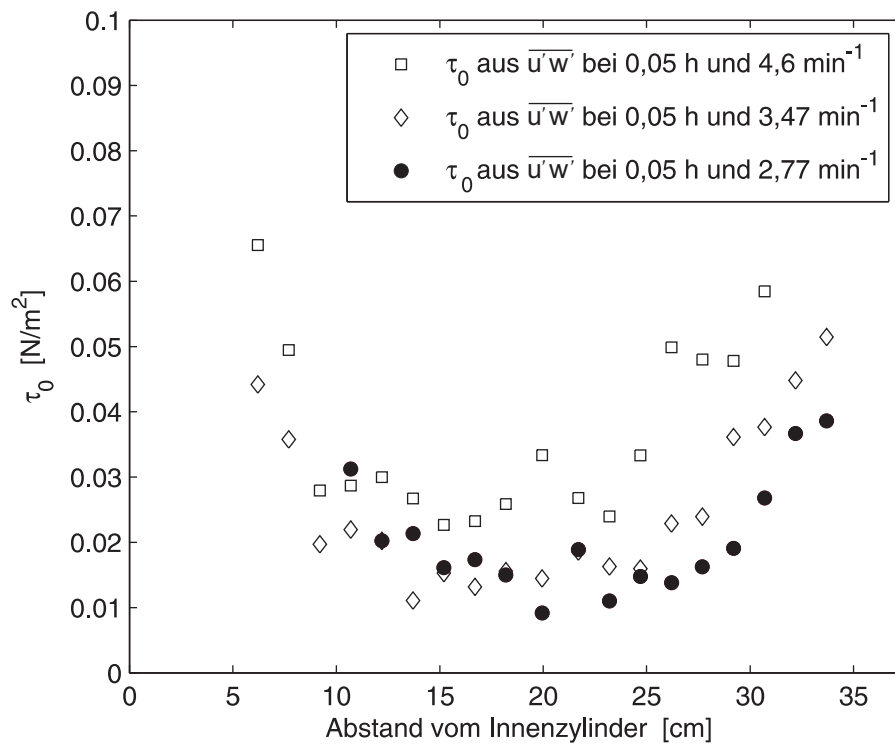


Abbildung 3.51: Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurden mit der Methode der Reynoldsspannungen $\overline{u'w'}$ aus einer Höhe von $z/h = 0,05$ berechnet.

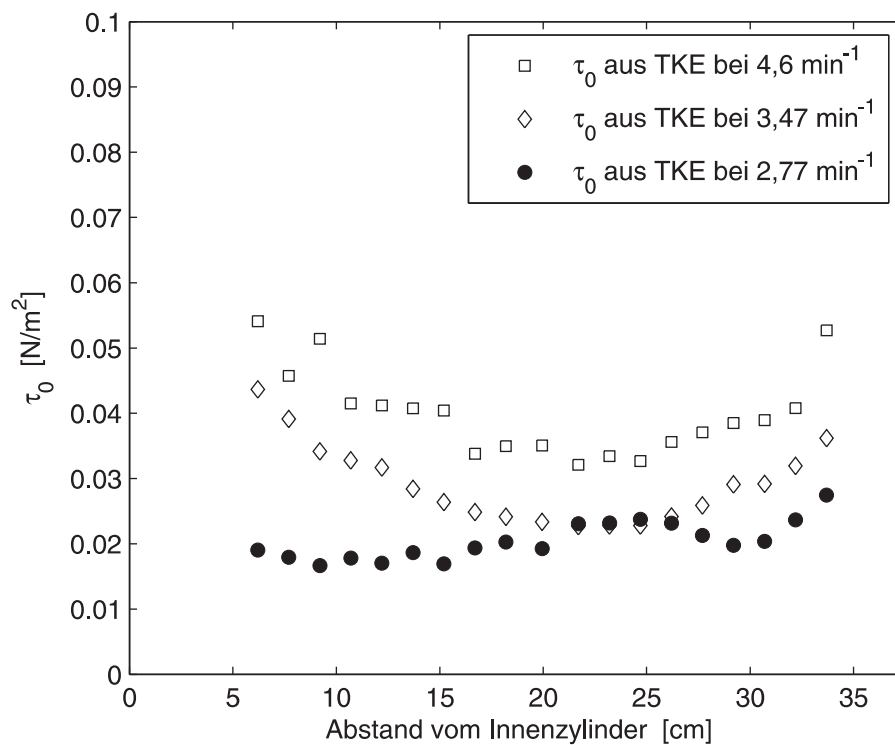


Abbildung 3.52: Verlauf der Sohlschubspannungen entlang der Querschnittsbreite. Die Sohlschubspannungen wurden mit der Methode der turbulenten kinetischen Energie berechnet.

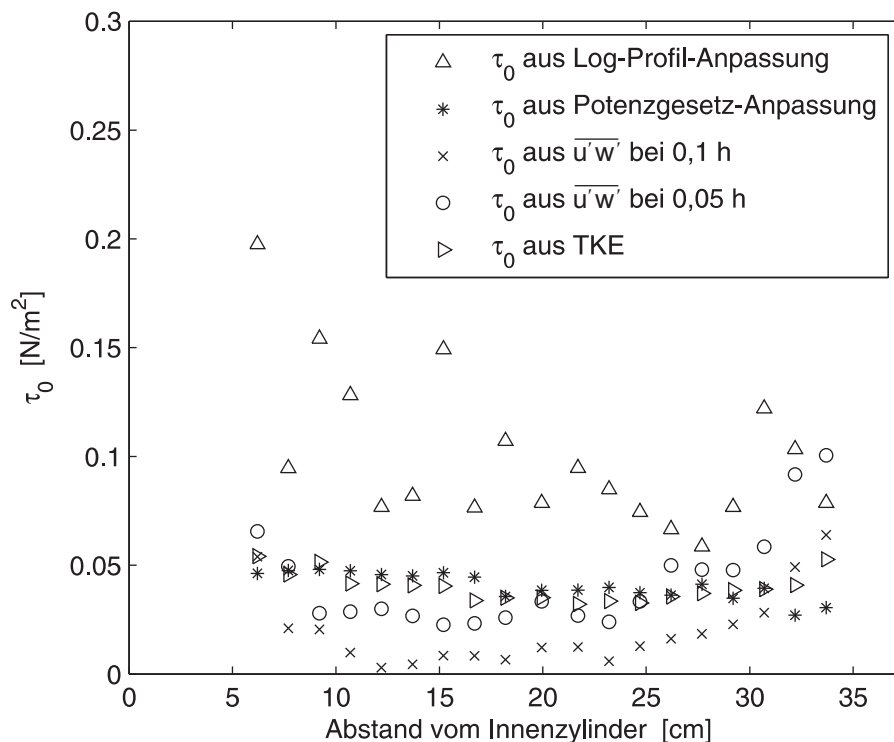


Abbildung 3.53: Vergleich der Ergebnisse verschiedener Methoden zur Bestimmung der lokalen Sohlschubspannung τ_0 im großen Kreisgerinne bei $f = 4,6 \text{ min}^{-1}$.

die Leistung des Antriebsmotors gemessen wurde, um daraus auf das Drehmoment des rotierenden Innenzylinders zu schließen. Das bekannte Drehmoment kann über den Radius (=Hebelarm) des Innenzylinders in eine antreibende Kraft umgerechnet und mit der Reibungskraft verglichen werden. Die Vorversuche zeigten jedoch, dass in der gemessenen Motorleistung zu viele, auch nichtlineare Verluste (beispielsweise durch das Getriebe) enthalten sind, als dass daraus direkt das Drehmoment des Innenzylinders bestimmt werden könnte. Durch eine direkte Drehmomentmessung, die bisher nicht durchgeführt wurde, könnte diese Hürde umgangen werden und damit zumindest das Integral der Schubspannungen über die Wand- und Sohlflächen verifiziert werden.¹³

Für den Vergleich der verschiedenen Strömungszustände wurden aus den errechneten Sohlschubspannungsverläufen für verschiedene Strömungszustände über den Querschnitt gemittelte Werte für die Sohlschubspannung τ_0 bestimmt. Dazu wurden die drei Methoden verwendet, deren Ergebnisse in einem ähnlichen Wertebereich lagen und die dadurch am plausibelsten erschienen (Methoden **E**, **F** (modifiziert) und **G**). In Abbildung 3.54 sind diese mittleren Werte in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der rotierenden Gerinnewandung, der Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} , dargestellt. Zur Erstellung der Ausgleichskurve wurden nur Werte des großen Kreisgerinnes verwendet. Die etwas geringere Datenlage aus dem kleinen Kreisgerinne

¹³In der Vergangenheit wurden Messungen des Energieeintrags durch Rotationskörper in Wasserbecken anhand von Drehmomentmessungen beispielsweise von Nestmann (1984) mithilfe eines drehbar gelagerten Motors und einer Kraftmessung durch Dehnungsmessstreifen durchgeführt.

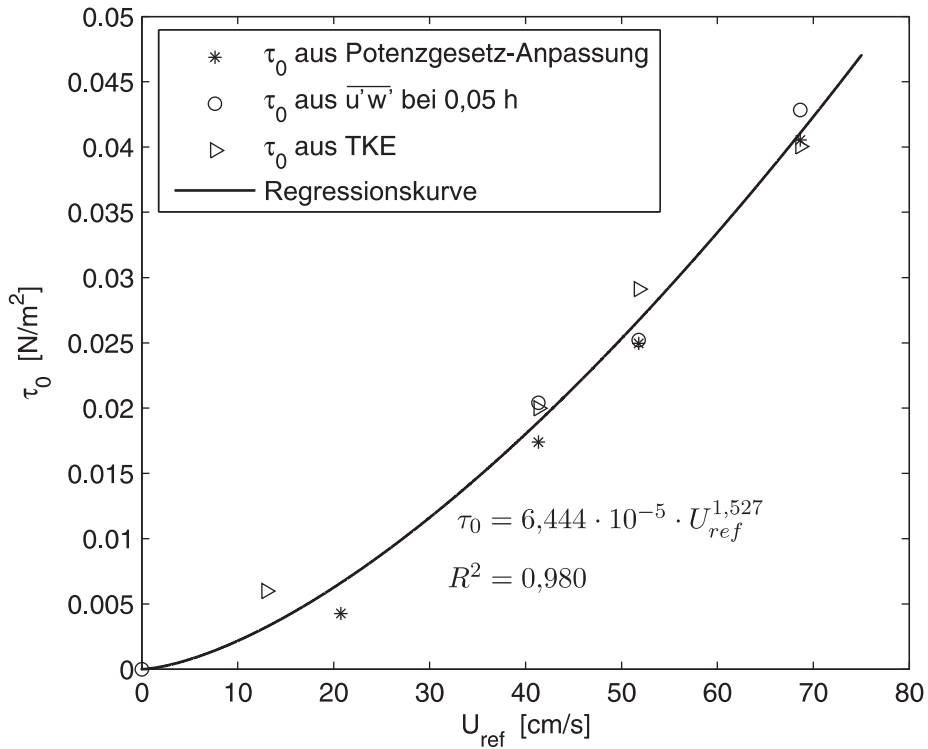


Abbildung 3.54: Über den Querschnitt gemittelte Sohlschubspannungen im offenen Kreisgerinne in Abhängigkeit von der Referenzgeschwindigkeit U_{ref} .

erschwert hier eine zielführende Mittelwertbildung, da der qualitative Verlauf der Sohlschubspannungen nicht bekannt ist. Da die Werte hier um denselben Bereich schwanken, wird für das kleine Kreisgerinne dieselbe Gleichung verwendet, solange keine neueren Erkenntnisse vorliegen. Ähnlich wie bei der über den Querschnitt gemittelten *TKE* lässt sich auch die mittlere Sohlschubspannung durch eine Potenzfunktion annähern:¹⁴

$$\tau_0 = 6,444 \cdot 10^{-5} \cdot U_{ref}^{1,527} \quad (3.29)$$

Auch diese Gleichung ist nicht dimensionsrein, die Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} geht in der Einheit [cm/s] ein, die Sohlschubspannung ergibt sich in [N/m²].

Die Verwendung der mit den genannten Methoden errechneten Sohlschubspannungen für Schwebstofftransportuntersuchungen ist einerseits fragwürdig, da weder der Verlauf der Sohlschubspannungen entlang des Querschnittes noch die Absolutwerte im Detail bekannt sind. Andererseits können die errechneten Werte sehr wohl dazu dienen, unterschiedliche Zustände im Kreisgerinne miteinander zu vergleichen, da hier weniger die Absolutwerte als vielmehr relative Änderungen entscheidend sind. In Kreisgerinnen ermittelte Parameter für Abhängigkeiten zwischen Strömung und Schwebstofftransport sind ohnehin nicht ohne weiteres auf Naturzustände über-

¹⁴Obwohl die Sohlschubspannung unter anderem aus der *TKE* berechnet wurde, ist die Erkenntnis, dass sich τ_0 wie die *TKE* in Abhängigkeit von U_{ref} über eine Potenzfunktion beschreiben lässt, nicht zwangsläufig, da der mittleren Sohlschubspannung ein Mittelwert der *TKE* aus einer Höhe von $z = 0,1h$ zugrundeliegt. Der Mittelwert der *TKE* aus Gleichung (3.15) basiert hingegen auf den Werten des gesamten Querschnitts.

tragbar (Aberle et al., 2006, Schweim, 2005, Maa, 2001). Grundlegende Erkenntnisse über Schwebstofftransportprozesse können allerdings auch ohne die direkte Übertragbarkeit auf die Natur im Labor gewonnen werden, in die Praxis transferiert werden und dadurch der ingenieurpraktischen Anwendung dienen (Ongley et al., 1992). Mit den Verwendungsmöglichkeiten des offenen Kreisgerinnes, Vorzügen und Einschränkungen beschäftigt sich das folgende Kapitel.

Die hier dargestellten Analysen zur Bestimmung der Sohlschubspannungen im Kreisgerinne beantworten letztendlich nicht die Frage, welcher Erkenntnisgewinn mit der Kenntnis von Sohlschubspannungen verbunden ist. Auf der einen Seite sind Sohlschubspannungen häufig aus Gewindigkeitswerten rückgerechnet und führen durch die Berechnungsansätze zusätzliche Unsicherheiten ein. Erscheint in diesem Fall, d. h. in Unkenntnis der „wahren Sohlschubspannungen“, nicht die direkte Verwendung von besser bekannten Strömungsgrößen wie Fließgeschwindigkeiten oder Turbulenz möglicherweise sinnvoller? Auf der anderen Seite ist für manche Untersuchungsgebiete unklar, welcher Mechanismus der Strömung genau der relevante ist. Wird beispielsweise der Bewegungsbeginn von Geschiebe tatsächlich maßgeblich von einer Scherkraft entlang der Sohle bestimmt oder sind Druckspitzen aufgrund sogenannter „burst“-Prozesse die für den Bewegungsbeginn wesentlichen Prozesse (Dittrich et al., 1992, Grass, 1970)? Auch für sehr feine Sedimente stellt sich die Frage, ob für die Deposition beispielsweise, die ja signifikant von der Flockenbildung des Sedimentes beeinflusst wird, tatsächlich die Sohlschubspannung maßgeblich ist, oder ob möglicherweise die Turbulenz in der Wassersäule aufgrund ihres Einflusses auf die Flockung von größerer Bedeutung ist. Die Frage der Relevanz der Sohlschubspannung wird auch im Rahmen dieser Arbeit nicht beantwortet werden. Dennoch soll der Hinweis auf diesen Aspekt hier nicht fehlen.

3.5 Validierung des Versuchskonzeptes

In den vorangegangenen Kapiteln wurde bereits ausgeführt, dass Kreisgerinne prinzipiell aufgrund ihrer Bauart gut geeignet erscheinen, um die Transportprozesse von kohäsiven Sedimenten zu studieren. Im Folgenden wird das offene Kreisgerinne auf seine Stärken und Schwächen bezüglich der Untersuchung der Transportmechanismen analysiert. Die Betrachtung erfolgt anhand des in Kapitel 2.2 vorgestellten Transportzyklus. Eine abschnittsweise Analyse für die einzelnen Transportmechanismen erscheint sinnvoll, da die Anforderungen an eine Versuchsanlage zur Untersuchung der Flockung andere sind als beispielsweise zur Untersuchung der Erosion. Für die verschiedenen Transportprozesse werden im Kapitel 3.5.2 grundlegende Überlegungen zur Verwendbarkeit des Kreisgerinnes anhand der ermittelten Strömungsstrukturen angestellt. Außerdem wurden im Labor zusätzlich Untersuchungen zur Validierung durchgeführt. Die Versuchsergebnisse werden phänomenologisch betrachtet und hinsichtlich der Eignung des Kreisgerinnes zur Untersuchung der beteiligten Transportmechanismen beurteilt. Zuvor werden im Kapitel 3.5.1 die verwendeten Materialien und Messmethoden sowie die Art der Versuchsdurchführung beschrieben.

3.5.1 Materialien und Methoden

Verwendete Sedimente

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen wurden zwei verschiedene künstliche Sedimente sowie zwei im Feld entnommene Sedimentmischungen herangezogen. Die industriell aufbereiteten künstlichen Sedimente haben den Vorteil, dass ihre Eigenschaften gut bekannt und gleichbleibend sind, so dass Ergebnisse reproduzierbar sind. Die Eigenschaften von natürlichen Sedimenten schwanken dagegen stark. Zum einen variiert die Zusammensetzung suspendierter Feinsedimente in natürlichen Fließgewässern stark mit dem Abfluss oder beispielsweise der Jahreszeit. Abgelagerte Feinsedimente andererseits verändern ihre Eigenschaften durch eine Strukturänderungen des Kornverbundes (Konsolidierung, Bioturbation, etc.) oder durch biochemische Prozesse (Abbau von organischen Anteilen, Veränderung der Redox-Verhältnisse etc.). Zum Vergleich werden dennoch auch Untersuchungen mit natürlichen Sedimenten durchgeführt, da die mithilfe der industriell aufbereiteten Sedimente gewonnenen Erkenntnisse letztlich dem Verständnis der Prozesse beim Transport natürlicher Sedimentmischungen dienen sollen.

Industriell aufbereitete Sedimente Als künstliche Sedimente wurden Aluminiumoxid (Al_2O_3) und Quarz (SiO_2) gewählt. Aluminiumoxid wird in der Industrie vor allem in der Keramikherstellung und Quarzmehl beispielsweise als Zusatz für Farben oder Schleifmittel verwendet. Sie stehen mit einer enggestuften, steilen Körnungslinie zur Verfügung. Der mittlere Korndurchmesser des verwendeten SiO_2 liegt laut Herstellerangaben bei $d_{50} = 3,5 \mu\text{m}$, der von Al_2O_3 bei $d_{50} = 0,7 \mu\text{m}$. Das Korngrößenspektrum liegt für beide Minerale in derselben Größenordnung.

Beide Minerale zeigen eine pH-abhängige Oberflächenladung, so dass ihr Verhalten vom Chemismus des Wassers stark beeinflusst wird (vergleiche Kapitel 2.1.3). Seinen Ladungsnullpunkt hat Al_2O_3 etwa bei $\text{pH}=9$ und SiO_2 etwa bei $\text{pH}=2$. In demineralisiertem Wasser bei $\text{pH}=7,0$ zeigt Aluminiumoxid also nur eine schwache Oberflächenladung, wohingegen Quarz stark negativ geladen ist. Aus den gegensätzlichen Oberflächeneigenschaften dieser beiden Sedimente lässt sich schon vorab auf deutliche Unterschiede im Transportverhalten in demineralisiertem Wasser schließen. Die beiden Materialien wurden gewählt, da sie zum einen bei $\text{pH}=7,0$ solche gegensätzliche Charakteristika zeigen und zum anderen wegen der variablen Oberflächenladung durch Änderungen des pH-Werts manipulierbar sind.

Natürliche Sedimentmischungen Für die Untersuchungen wurden im Feld zwei unterschiedliche Sedimentmischungen gewonnen. Zum einen wurden Sedimente aus dem Stauraum der Wehra im Südschwarzwald entnommen, der das Unterbecken des Pumpspeicherwerkes Wehr der Schluchseewerk AG bildet. Zum anderen wurde abgelagertes Sediment aus der Rhein-Staustufe Iffezheim entnommen.

1. **Wehra-Sediment** In das Wehrabcken werden nur feine Sedimente eingetragen, da das Geschiebe in einer Vorsperre zurückgehalten wird. Erkennbar wird dies am Spektrum der vorhandenen Kornfraktionen, das in Abbildung 3.55 dargestellt ist. Bei dem Sediment handelt es sich nach DIN EN ISO 14688 (2003) um einen feinsandigen Schluff mit einem mittleren Korndurchmesser von $d_{50} = 50 \mu\text{m}$. Der Glühverlust bei 550°C wurde im Mittel zu 13,7% bestimmt, was auf einen relativ hohen organischen Anteil des Materials schließen lässt. Eine Inaugenscheinnahme zeigt deutlich faserige Pflanzenreste im suspendierten Material.

Die Korngrößenanalyse wurde nach DIN 18123 (1996) für Korngrößen über $0,063 \text{ mm}$ durch Siebung durchgeführt. Die Verteilung der Feinanteile wurde anschließend durch Sedimentation bestimmt. Die aus dem Wehra-Stauraum entnommenen Sedimente wurden bis zu ihrer Verwendung im Kreisgerinne in feuchtem Zustand in einem geschlossenen Behälter im Labor gelagert.

2. **Rhein-Sediment** In der Stauanlage Iffezheim am Oberrhein lagern sich aufgrund der niedrigen Fließgeschwindigkeiten im Stauraum große Mengen an Sediment ab. Die in den Untersuchungen verwendeten Sedimente wurden aus dem Staubereich bei Rhein-Kilometer 332,7 entnommen. Dieser Bereich liegt mit etwa 500 m Abstand recht nahe an der Staumauer, so dass dort nur noch feines Sediment vorhanden ist. Die Sedimente wurden in feuchtem Zustand bis zu ihrem Einsatz im Kreisgerinne in geschlossenen Fässern gelagert.

Von der Bundesanstalt für Gewässerkunde (BfG) wurde die Korngrößenverteilung dieser Rhein-Sedimente analysiert (Abbildung 3.56). Es handelt sich um einen schluffigen Ton mit einem mittleren Korndurchmesser von etwa $d_{50} = 12 \mu\text{m}$. Der organische Anteil liegt beim Sediment aus der Staustufe Iffezheim in der Größenordnung von 5%, also deutlich niedriger als beim Wehra-Sediment.

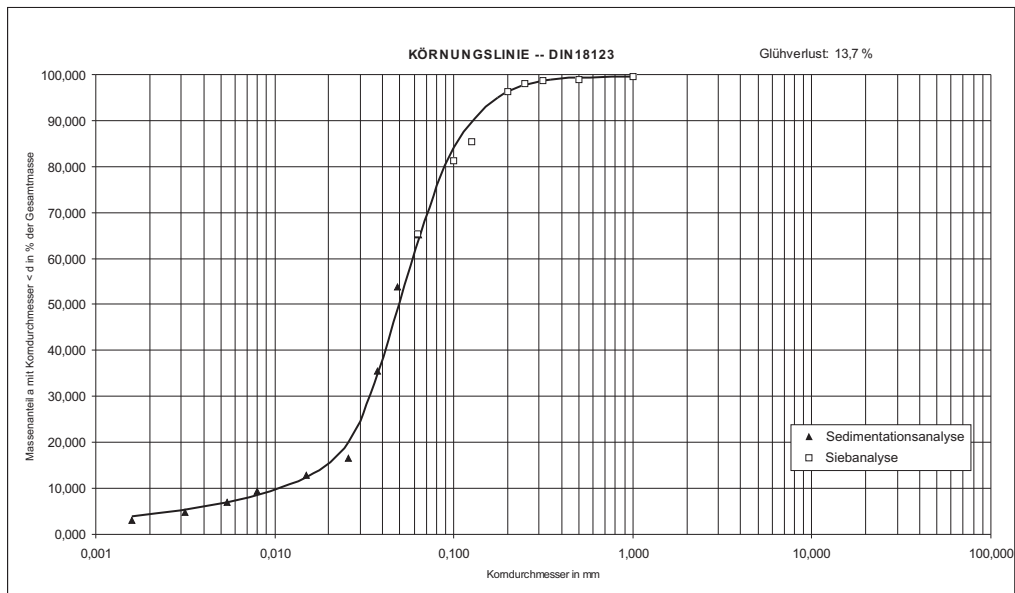


Abbildung 3.55: Kornverteilung der Sedimente aus der Wehra aufgeschlüsselt nach Analyseverfahren.

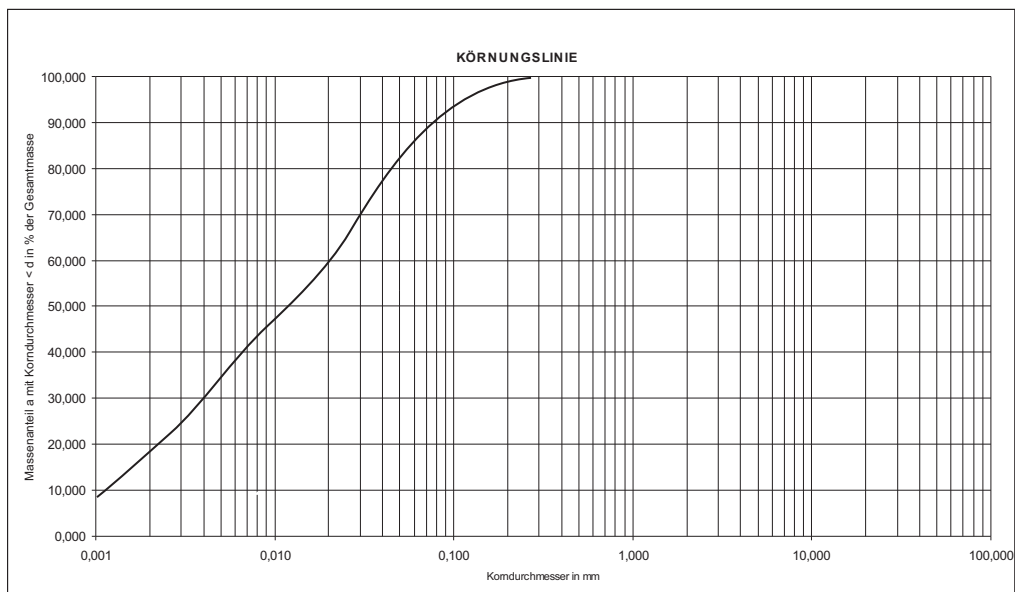


Abbildung 3.56: Kornverteilung der Sedimente aus der Rhein-Staustufe Iffezheim.

Für die Laboruntersuchungen der aus der Natur entnommenen Sedimente wurde Leitungswasser verwendet, da es einen ganz ähnlichen Chemismus wie das Wasser in situ aufweist. Der Abdampfrückstand¹⁵ des filtrierten Wassers von Rhein und Wehra entspricht der Größenordnung des Abdampfrückstands des verwendeten Leitungswassers von circa 450 mg/l. Ebenso liegen pH-Wert und Leitfähigkeit in ähnlichen Größenordnungen. Im Vergleich zum Leitungswasser schwanken diese Werte in natürlichen Gewässern jedoch sehr viel stärker, was für die Laboruntersuchungen wegen der damit einhergehenden eingeschränkten Reproduzierbarkeit der Untersuchungsergebnisse eher unerwünscht ist.

Messmethoden

Die Verteilung der Sedimente in der Suspension sowie die Änderung des Sedimentgehalts der Suspension wird über den Parameter *Schwebstoffkonzentration* beschrieben. Die direkte Bestimmung der Feststoffkonzentration einer Suspension ist allerdings nicht kontinuierlich möglich, da hierzu Proben entnommen und zeitaufwändig analysiert werden müssen. Eng verknüpft mit der Schwebstoffkonzentration ist allerdings die Trübung der Suspension. Diese kann fortlaufend mit optischen Sensoren gemessen werden. Über geeignete Korrelationsfunktionen lässt sich dadurch die Sedimentkonzentration der Suspension durchgehend überwachen. Die Methodik der Trübungsmessung und die Bestimmung der Korrelationsfunktionen werden im folgenden näher beschrieben.

Die Trübung der Suspension wurde während der Versuche kontinuierlich optisch in Gerinnemitte erfasst. Dazu wurde ein Trübungssensor verwendet, der nach dem Verfahren der Seitwärtsstreuung das Streulicht im 90°-Winkel misst. Eine Leuchtdiode sendet einen gebündelten Lichtstrahl aus. Dieser Lichtstrahl wird durch die im Fluid vorhandenen Partikel gestreut. Das so entstehende Streulicht wird von einem Detektor erfasst, der im 90°-Winkel zum Lichtstrahl angeordnet ist (Abbildung 3.57). Je mehr Partikel im Wasser sind, desto stärker wird das Licht gestreut und desto höher ist der Trübungswert. Das Verfahren der 90°-Seitwärtsstreuung eignet sich sehr gut für niedrige bis mittlere Trübungswerte. Steigt der Feststoffgehalt stark an, so beeinflussen sich die Partikel gegenseitig. Durch deren größere Zahl wird nicht jedes Teilchen von der Lichtquelle erreicht bzw. die Streustrahlung erreicht den Detektor nicht, so dass falsche Messwerte ermittelt werden.

Der verwendete Sensor besitzt eine integrierte Ultraschallquelle, die hochfrequente Schwingungen des optischen Messfensters erzeugt. Die damit verbundene Bewegung der Oberfläche verhindert weitgehend die Anlagerung von Verschmutzungen (z. B. Sediment, Kalk oder Luftblasen), die bei optischen Systemen einen Trübungs- bzw. Feststoffgehalt in unbekannter Höhe vortäuschen und damit fehlerhafte Messergebnisse liefern.

Gebräuchliche Maßeinheiten für die Trübung sind TEF (Trübungseinheiten Formazin), FNU (Formazine Nephelometric Units) oder NTU (Nephelometric Turbidity

¹⁵Der Abdampfrückstand eines Wassers bezeichnet die nach Erwärmung verbleibenden, nichtflüchtigen Wasserinhaltsstoffe. Bei filtrierten Proben entspricht der Abdampfrückstand der Summe der gelösten Stoffe im Wasser.

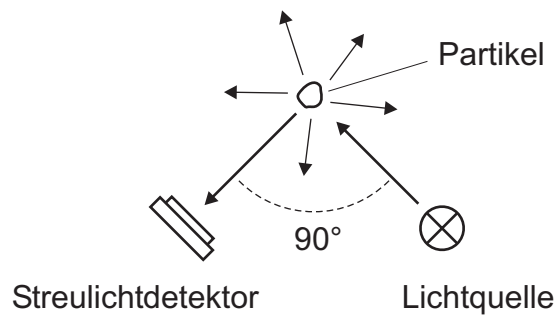


Abbildung 3.57: Schematische Darstellung der Trübungsmessung nach dem Verfahren der 90°-Seitwärtsstreuung.

Units). Die hier erwähnten Trübungseinheiten sind identisch und gehen auf eine werksseitige Kalibrierung der Sensoren mit der Chemikalie Formazin zurück. In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde die Trübung in der Einheit FNU gemessen. Da die Trübungswerte für die weitere Analyse durch eine Kalibrierung in Konzentrationswerte umgerechnet wurden, ist die Wahl der Trübungsmaßeinheit jedoch unerheblich.

Die Trübung hängt neben der Partikelkonzentration, d. h. der Menge der suspendierten Partikel, auch sehr stark von den vorhandenen Korngrößen ab. Eine geringe Massenkonzentration sehr feiner, gut dispergierter Partikel kann denselben Trübungswert verursachen wie eine deutlich größere Massenkonzentration größerer Partikel. Deshalb wurden aus jeder Suspension in regelmäßigen Abständen Proben entnommen, anhand derer die Partikelkonzentrationen nach Eindampfen bei 105°C gravimetrisch bestimmt wurde. Zu jedem Versuch wurde diese Kalibrierung parallel durchgeführt, anstatt wie ansonsten üblich den Trübungssensor im Vorfeld für ein bestimmtes Sediment zu kalibrieren. Damit sollte verhindert werden, dass für dasselbe Sedimentmaterial bei gleicher Konzentration aufgrund unterschiedlicher Flockengrößen (z. B. durch unterschiedliche Strömungsverhältnisse) inkorrekte, unterschiedliche Konzentrationen ermittelt würden.

Die Beziehung zwischen dem Trübungswert Tr und dem Schwebstoffgehalt C lässt sich in der Regel in Form einer Potenzfunktion beschreiben (Reinemann et al., 1982, Sponsolim, 2002):

$$C = a \cdot Tr^b \quad (3.30)$$

Abbildung 3.58 zeigt die Korrelation zwischen Trübungswert und Schwebstoffkonzentration jeweils anhand der gemessenen Werte und einer Regressionskurve nach Gleichung (3.30). Die Koeffizienten der Regressionskurven und das zugehörige Bestimmtheitsmaß der Regressionskurven sind in Tabelle 3.2 dargestellt. Das hohe Bestimmtheitsmaß R^2 der Regressionskurven unterstützt die Annahme einer Korrelation zwischen Trübung und Konzentration in Form einer Potenzfunktion.

Die Beziehung zwischen Trübungswert und Schwebstoffkonzentration hängt vor allem von der Korngrößenzusammensetzung der Partikel ab. Da diese in Fließgewässern mit dem Abfluss variieren, aber auch jahreszeitlichen und wetterbedingten Schwankungen unterliegen, lassen sich in der Natur selbst für einen festen Standort keine eindeutige Abhängigkeit bzw. stark schwankende Korrelationen zwischen

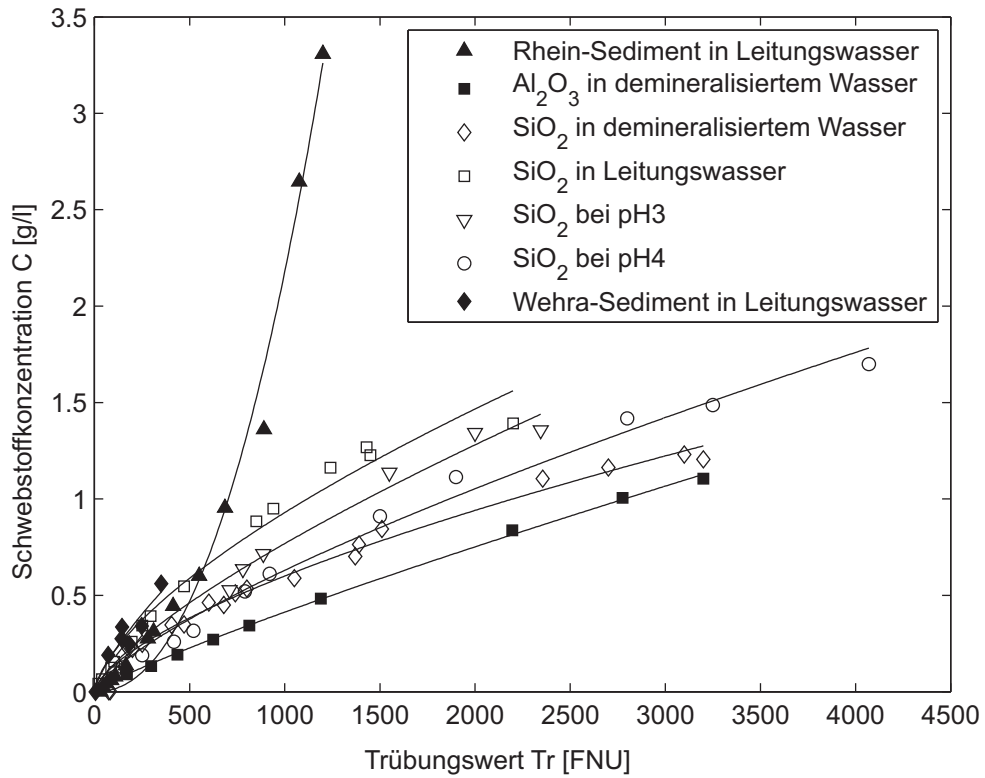


Abbildung 3.58: Korrelation zwischen Trübungswert und Schwebstoffkonzentration.

Tabelle 3.2: Korrelation zwischen Trübungswert und Schwebstoffkonzentration. Koeffizienten a und b und Bestimmtheitsmaß R^2 der Regressionskurve.

Versuchsreihe	a	b	R^2
SiO ₂ , demin. Wasser	0,006806	0,6484	0,9846
SiO ₂ , pH=4	0,003767	0,7411	0,9904
SiO ₂ , pH=3	0,004752	0,7363	0,9688
SiO ₂ , Leitungswasser	0,009875	0,6579	0,9791
Al ₂ O ₃ , demin. Wasser	0,001057	0,8639	0,9989
Rheinsediment, Leitungswasser	0,000000511	2,21	0,9860
Wehrasediment, Leitungswasser	0,00686	0,7378	0,9048

Trübungswert und Schwebstoffkonzentration beobachten (Binderheim-Bankay und Jakob, 1999). Für die Laboruntersuchungen lässt sich hingegen für jedes Sediment-Fluid-System ein belastbarer, funktionaler Zusammenhang ableiten, da parallel zur Versuchsdurchführung in regelmäßigen zeitlichen Abständen Schwebstoffproben zur Ermittlung der Konzentration entnommen wurden.

Versuchsdurchführung

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Laboruntersuchungen zum Transportverhalten kohäsiver Schwebstoffe wurden in den beiden offenen Kreisgerinnen am Institut für Wasser und Gewässerentwicklung der Universität Karlsruhe (TH) mit jeweils zentrisch angeordnetem Innenzylinder durchgeführt (vergleiche Kapitel 3.3). Die Wassertiefe betrug für jede Versuchsreihe 28 cm.

Für die Versuche mit Aluminiumoxid und Quarzmehl wurde zunächst das trockene Sedimentmaterial entsprechend einer zuvor festgelegten Anfangskonzentration abgewogen und dann mit einem Laborrührer im gewählten Dispersionsmedium über mindestens 12 Stunden dispergiert. Als Dispersionsmedien wurden demineralisiertes Wasser, wässrige Säurelösungen und Leitungswasser verwendet. Für die Versuche mit den natürlichen Sedimenten ist die Einstellung einer vorab festgelegten Anfangskonzentration aufgrund des Wasseranteils schwierig. Die Proben wurden deshalb zunächst homogenisiert. Für die homogenisierten Proben wurde der Wassergehalt bestimmt. Mithilfe dieses Wertes konnte dann die notwendige Ausgangsmaterialmenge abgeschätzt werden. Die Natursedimente wurden ebenfalls vor dem Einfüllen ins Kreisgerinne über längere Zeit in Leitungswasser dispergiert. Die Suspension wurde dann vorsichtig der stationären Strömung im Kreisgerinne zugegeben. Die Zugabe erfolgte dabei nahe am Innenzylinder, da hier die höchsten Fließgeschwindigkeiten und Turbulenzen vorherrschen und dadurch die Suspension schnell und gründlich mit dem gesamten Wasserkörper vermischt wird.¹⁶

Die Trübung im Kreisgerinne wurde in Gerinnemitte kontinuierlich aufgezeichnet. Zusätzlich wurden in regelmäßigen Abständen Proben entnommen, um die Schwebstoffkonzentration zu bestimmen. Regelmäßig bedeutet in diesem Zusammenhang keine zeitlich gleichverteilte Probenahme. Stattdessen wurde eine regelmäßige, in etwa der Potenzfunktion angepasste Schrittweite des Trübungsabfalls für die Probenahme herangezogen. Die Korrelation von Trübung und Konzentration ermöglicht damit eine kontinuierliche Beschreibung des Konzentrationsverlaufs im Kreisgerinne.

Im Rahmen der Untersuchungen wurden auch Erosionsversuche durchgeführt. Dafür wurde zunächst eine gleichmäßige Suspension im Kreisgerinne eingestellt. Die Strömung wurde anschließend bis zum Stillstand reduziert, so dass sich das gesamte

¹⁶Bei Vorüberlegungen zur Konstruktion des offenen Kreisgerinnes war unklar, ob sich zugegebenes Sediment im Spalt zwischen Innenzylinder und Gerinneboden ablagern würde und dadurch die Untersuchungsergebnisse verfälschen könnte. Bei der Zugabe konnte jedoch beobachtet werden, dass bei ausreichender Verdünnung der Zugabesuspension nur sehr wenig Sedimentmaterial in den Spalt zwischen Innenzylinder und Gerinneboden transportiert wird. Auch während der Versuchsdauer wurde festgestellt, dass keine signifikanten Sedimentmengen in den Spalt zwischen dem Boden des Beckens und dem Innenzylinder eingetragen wurden.

Sedimentmaterial ablagerte und sich eine gleichmäßige Depositionsschicht entlang der gesamten Gerinnesohle bildete. Nach einer Konsolidierungsphase wurde dann die Fließgeschwindigkeit wieder erhöht, bis Erosion beobachtet werden konnte.

Die Untersuchungen wurden einerseits mit dem Ziel durchgeführt, die Stärken und Schwächen des offenen Kreisgerinnes in Bezug auf die Nachbildung der Transportmechanismen kohäsiver Sedimente in einer turbulenten Strömung zu studieren. Die Ergebnisse sind im folgenden Kapitel dargestellt. Andererseits wurden im offenen Kreisgerinne Untersuchungen durchgeführt, um speziell den Einfluss der Partikelwechselwirkung auf den Transport- und Depositionsprozess kohäsiver Sedimente zu analysieren. Die Erkenntnisse aus diesen Untersuchungen werden im Kapitel 4 vorgestellt und diskutiert.

3.5.2 Nachbildung der Schwebstofftransportprozesse im offenen Kreisgerinne

Ein idealer Versuchsstand, in dem ein bestimmter Transportmechanismus von kohäsiven Sedimenten untersucht werden soll, muss ermöglichen, dass alle relevanten Teilprozesse ablaufen können. Für die Untersuchung der Flockung muss beispielsweise eine ausreichend lange Fließstrecke zur Verfügung stehen. Turbulenzgrößen sollten variiert werden können, um deren Einfluss zu studieren. Bei schwach turbulenter Strömung muss die Fließtiefe ausreichend sein, um eine Flockenbildung zu ermöglichen, bevor sich die Partikel absetzen. Um die im Labor gewonnenen Erkenntnisse auf die Natur zu übertragen, sollten Strömung und Transportprozesse möglichst „naturnah“ abgebildet werden. Ohne vergleichende Untersuchungen in Natur und Modell ist eine direkte Übertragung jedoch problematisch, da ein Versuchsstand zum Schwebstofftransport im Labor immer eine Abstrahierung der Natur darstellt.

Als Neuentwicklung eines Versuchsstands zur Untersuchung des Transportverhaltens von kohäsiven Sedimenten im Labor soll das offene Kreisgerinne im Folgenden daraufhin untersucht werden, ob die relevanten Prozesse nachgebildet werden und wo dabei die Stärken und Schwächen des offenen Kreisgerinnes liegen. Dies wird schrittweise anhand der wichtigsten Stufen des Transportzyklus (Transport/Flockung, Deposition und Erosion) dargestellt.

Transport und Flockung

Um Transport- und Flockungsvorgänge im Labor zu untersuchen, ist zunächst sicherzustellen, dass eine ausreichend lange Fließstrecke vorhanden ist. Flockung ist ein zeitabhängiger Prozess. Typische Zeitskalen sind Minuten für Partikel mit schwachen Abstoßungskräften bis mehrere Stunden für Suspensionen von Partikeln mit sehr hoher Abstoßung (Lewis, 2000, Iler, 1979). Ausgehend von einer dispergierten Suspension, in der vor allem Primärpartikel vorhanden sind, muss also entweder die Wassertiefe ausreichend sein, um eine ausreichende Flockung zu gewährleisten, oder die Turbulenz der Strömung muss die Partikel ausreichend lange in Schwebe

halten können. Dies geht in der Regel mit einer sehr langen, notwendigen Fließstrecke einher. Gewährleistung einer ausreichenden Flockung bedeutet in diesem Zusammenhang, das Sediment mindestens solange in Suspension zu halten, bis ein Gleichgewichtszustand der Flockengrößen erreicht wird, bei dem sich Aggregation und Segregation die Waage halten.

Sobald also eine ausreichend lange Suspendierung der Sedimente garantiert ist, können im Labor Einflussfaktoren wie der Ionengehalt oder pH-Wert des Wassers oder die Zusammensetzung der Sedimente auf die Flockung untersucht werden. Falls darüber hinaus die Intensität der Strömung in der betreffenden Versuchsanlage variiert werden kann, kann auch der Einfluss der Strömung analysiert werden. Um beobachtete Effekte eindeutig einer bestimmten Parametervariation zuordnen zu können, ist es hilfreich, wenn alle anderen Randbedingungen konstant gehalten werden können. Gerade was die Strömungsverhältnisse anbelangt, ist dies jedoch schwierig. Eine Änderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit bringt beispielsweise eine Änderung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung und der Sohlschubspannungen, der Dispersion oder der Wassertiefe mit sich. Die Untersuchung der Auswirkung einer Änderung der Strömungsverhältnisse auf Transportprozesse von Schwebstoffen bedeutet deshalb in der Regel eine summarische Betrachtung der Effekte der Änderung verschiedener Strömungsparameter. Erleichtert wird der Vergleich der Resultate von Untersuchungen bei verschiedenen Strömungszuständen innerhalb einer Versuchsanlage, wenn sich Charakteristika ähnlich verändern, d. h. wenn beispielsweise zwischen der Änderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und der Änderung der Sohlschubspannung ein klarer, idealerweise linearer Zusammenhang besteht.

Das offene Kreisgerinne stellt für die Fluidströmung ein quasi unendlich langes Gerinne dar. Dies ist, wie bei der Motivation der Kreisgerinne in Kapitel 3.2.3 bereits angesprochen, einer der herausragenden Vorteile von Kreisgerinnen zur Untersuchung des Schwebstofftransports. In Kapitel 3.4.1 wurde gezeigt, dass im offenen Kreisgerinne relativ große Sekundärströmungen auftreten. Es lässt sich vermuten, dass diese Sekundärströmungen einen wesentlichen Anteil daran haben, feine Sedimente relativ lange in Schwebelage zu halten. Dies lässt sich anhand der durchgeführten Untersuchungen verifizieren, bei denen festgestellt wurde, dass sich nach einiger Zeit ein Gleichgewichtszustand einstellt, bei dem auch nach sehr langer Versuchsdauer keine weitere Deposition auftrat. Ein solcher Fall ist in Abbildung 3.59 dargestellt.¹⁷ Nach etwa 60 Stunden ist ein Zustand erreicht, für den sich offensichtlich das Absinken der Sedimente und die Aufwärtsbewegung durch lokal positiv nach oben gerichtete Vertikalströmungen die Waage halten, so dass die Konzentration der Schwebstoffe mit der Zeit konstant bleibt. Da auch die Trübung konstant bleibt, kann davon ausgegangen werden, dass zu diesem Zeitpunkt auch ein Gleichgewicht erreicht ist, was die Größe der Sedimentpartikel angeht.

¹⁷In Abbildung 3.59 ist die instantane Konzentration C dargestellt, normalisiert mit der Ausgangskonzentration C_0 . In Kapitel 2.2.3 wurde bereits angesprochen, dass viele Studien gezeigt haben, dass der Wert der Gleichgewichtskonzentration proportional zur Ausgangskonzentration ist. Dies wurde (zumindest im Bereich der untersuchten Konzentrationen) auch im offenen Kreisgerinne festgestellt, weshalb in dieser Arbeit häufig die skalierte Darstellung gewählt wird.

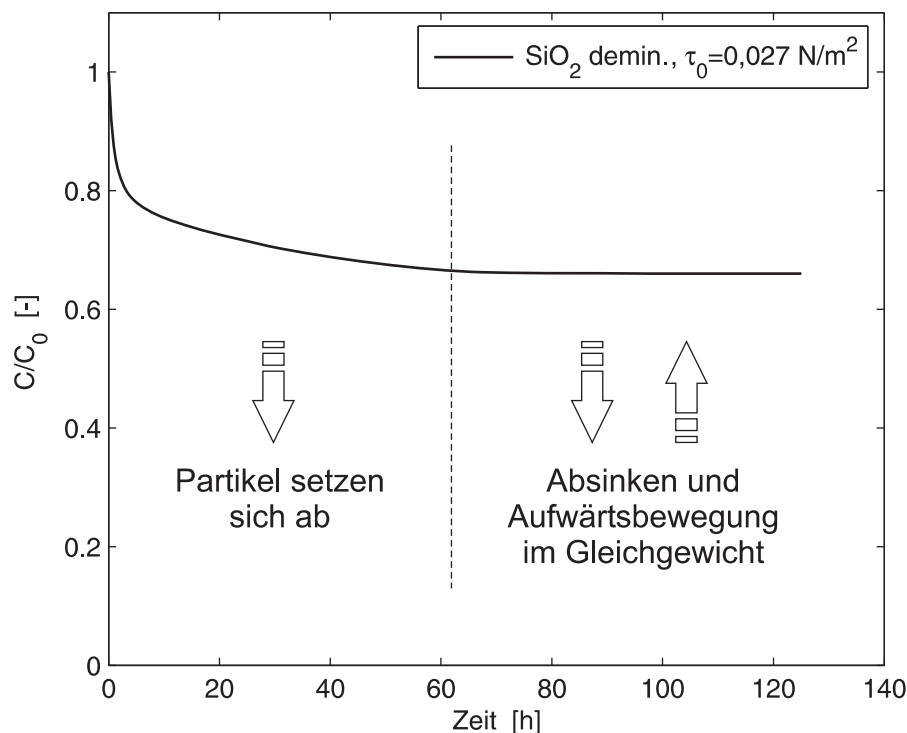


Abbildung 3.59: Konzentrationsverlauf von SiO_2 in demineralisiertem Wasser bei einer mittleren Sohlschubspannung von $\tau_0 = 0,027 \text{ N/m}^2$.

Aus den bisherigen Ausführung lässt sich zwar vermuten, dass eine Flockung der Partikel im offenen Kreisgerinne stattfindet. Allerdings könnte sich der Gleichgewichtszustand in Abbildung 3.59 auch dadurch ergeben, dass zunächst die größeren Primärpartikel absinken, während die kleineren Korngrößen als Primärpartikel in Suspension verbleiben. In den bisher im offenen Kreisgerinne durchgeführten Untersuchungen wurden die Flockengrößen nicht gemessen. Allerdings können Effekte beobachtet werden, die phänomenologisch nur dadurch erklärt werden können, dass Flockungsprozesse ablaufen. Ein Beispiel dafür sind die Korrelationsfunktionen zwischen der Trübung und der Schwebstoffkonzentration desselben Materials in unterschiedlichen Dispersionsmedien. Dieser Effekt wird im folgenden Abschnitt im Detail beschrieben. Darüber hinaus ergeben sich deutliche Unterschiede in der Sinkgeschwindigkeit gleicher Sedimente in unterschiedlichen Dispersionsmedien, die sich ebenfalls nur durch eine unterschiedlich stark ausgeprägte Flockenbildung erklären lassen. Mit der Sinkgeschwindigkeit beschäftigt sich Kapitel 4.1.2 ausführlicher, weshalb auf diesen Aspekt hier nicht näher eingegangen wird.

Korrelation zwischen Trübung und Schwebstoffkonzentration Für einen Versuch mit gleichem Ausgangsmaterial und gleicher Strömung lässt sich die Beziehung zwischen Trübung und Schwebstoffkonzentration bei einer Wiederholung des Versuches sehr gut reproduzieren. Abbildung 3.60 zeigt allerdings, dass bei gleichem Sedimentmaterial SiO_2 und gleichem Versuchsablauf, aber verschiedenen Dispersionsmedien Unterschiede im funktionalen Zusammenhang festzustellen sind. In der Abbildung ist die Beziehung zwischen Trübung und SiO_2 -Konzentration in Leitungs-

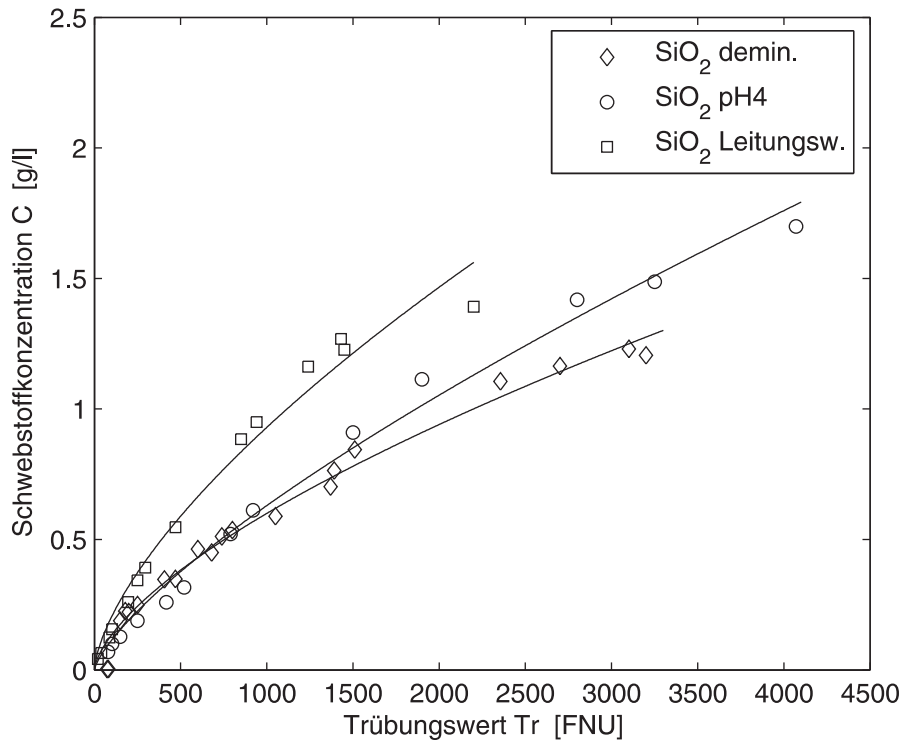


Abbildung 3.60: Zusammenhang zwischen Trübung und Schwebstoffkonzentration für SiO_2 in verschiedenen Dispersionsmedien.

wasser, in demineralisiertem Wasser sowie in demineralisiertem Wasser mit Zugabe von Salzsäure (HCl) bei einem pH-Wert von 4 dargestellt. Die Unterschiede sind dabei nicht auf das jeweilige Dispersionsmedium selbst zurückzuführen. (Die Trübungswerte für klares Leitungswasser, demineralisiertes Wasser und die wässrige Lösung bei pH=4 ohne Sediment sind identisch.)

Die unterschiedlichen, funktionalen Zusammenhänge lassen sich nur mit einer unterschiedlich stark ausgeprägten Flockenbildung erklären. Quarz hat etwa bei pH=2 seinen Ladungsnullpunkt, im demineralisierten Wasser bei pH=7 weisen die Partikel eine starke negative Oberflächenladung auf. Aufgrund der elektrostatischen Abstoßung findet deshalb im demineralisierten Wasser nur eine geringe Flockenbildung statt (vergleiche Kapitel 2.1.3). Die suspendierten Quarzpartikel liegen also als Primärpartikel oder Aggregate von geringem Korndurchmesser vor. Im Leitungswasser sorgen vorhandene Ionen für eine reduzierte Dicke der diffusen Doppelschicht und erhöhen dadurch die Flockenbildungsrate und die Flockengröße deutlich. Bei einem pH-Wert von 4 nimmt die Oberflächenladung der Quarzpartikel ab, die Dicke der diffusen Doppelschicht ist aber aufgrund der geringen Ionenanzahl im Wasser noch recht hoch. Es handelt sich also für SiO_2 phänomenologisch gesehen gewissermaßen um einen Zwischenzustand zwischen demineralisiertem Wasser und Leitungswasser.

Ein und dieselbe Konzentration bedeutet bei unterschiedlicher mittlerer Flockengröße eine veränderte Trübung des Wassers. Wenn dieselbe Anzahl Primärpartikel zu wenigen großen Flocken verbunden ist, erscheint die Suspension sehr viel klarer, als wenn die Primärpartikel selbst oder nur schwach aggregiert vorliegen. Dieser

Effekt ist in Abbildung 3.60 deutlich zu erkennen. Die vergleichsweise stark geflockte Quarzsuspension im Leitungswasser bewirkt bei gleicher Konzentration eine schwächere Trübung als im demineralisierten Wasser. Oder umgekehrt formuliert: Eine bestimmte Trübung der Suspension wird im demineralisierten Wasser durch eine geringere Masse an Partikeln pro Volumeneinheit erzeugt als im Leitungswasser.

Neben dem Chemismus des Wassers beeinflusst auch die Stärke der Turbulenz die Flockengröße. Trübungsunterschiede desselben Sedimentes im selben Dispersionsmedium bei unterschiedlicher Strömung sind in den im Rahmen dieser Arbeit erhobenen Trübungsmessreihen jedoch nicht signifikant genug, um verlässliche Aussagen zu erlauben. Hier könnten künftig parallele Messungen von Konzentration, Trübung und Flockengrößen Aufschluss bringen.

Zeitlicher Verlauf der Schwebstoffkonzentration Der zeitliche Verlauf der Schwebstoffkonzentration ist ebenfalls signifikant von einer Variation des Dispersionsmediums beeinflusst. Auch hier lassen sich die Unterschiede nur durch eine unterschiedlich stark ausgeprägte Flockenbildung aufgrund der Kohäsivität erklären.

In Abbildung 3.61 ist die Konzentration C von suspendierten Quarzpartikeln bezogen auf die Ausgangskonzentration C_0 als Funktion der Zeit bei jeweils der gleichen Strömung dargestellt. Variiert wurde dabei der Chemismus des Wassers. Im demineralisierten Wasser fällt innerhalb der ersten Stunden zu Beginn des Versuchs ein großer Teil der Partikel aus. Dies sind Partikel oder Flocken, deren Eigengewicht so groß ist, dass sie von der Strömung nicht in Schwebe gehalten werden können. Der Konzentrationsabfall geht jedoch bald stark zurück, da die Abstoßung aufgrund der negativen Oberflächenladung dominiert und die Flockenbildung sehr langsam vonstatten geht. Nach einiger Zeit stellt sich eine Gleichgewichtskonzentration auf sehr hohem Niveau ein, ein großer Teil der Partikel verbleibt also in der Suspension.

Bei $\text{pH}=4$ in stark verdünnter Salzsäure nimmt die Oberflächenladung der Partikel ab, so dass die Abstoßungsreaktionen zwischen den Partikeln schwächer werden. Damit steigt die Geschwindigkeit der Flockenbildung an und die Konzentration sinkt schneller und auf ein niedrigeres Endniveau hin ab als in demineralisiertem Wasser. Die im Leitungswasser enthaltenen Ionen verringern die Dicke der elektrischen Doppelschicht um die SiO_2 -Partikel herum soweit, dass die anziehenden Kräfte zwischen den Partikeln überwiegen. Es findet eine schnelle Flockung statt und innerhalb kurzer Zeit hat sich nahezu das gesamte Sedimentmaterial an der Gerinnesohle abgelagert.

Anhand dieser beiden Beispiele kann belastbar gezeigt werden, dass das offene Kreisgerinne geeignet ist, um Flockungsprozesse und wasserchemische wie sedimentologische Einflussfaktoren auf den Transport und die Flockung von Schwebstoffen zu untersuchen. Noch nicht diskutiert ist bisher die Frage, ob auch der Einfluss unterschiedlicher Strömungsverhältnisse beobachtet werden kann. Die Turbulenz fördert einerseits die Flockenbildung, da sie die Kollisionswahrscheinlichkeit der Partikel erhöht. Auf der anderen Seite begrenzt sie auch die maximale Flockengröße, da zu hohe Scherspannungen in der Strömung den Flockenverband wieder aufbrechen können (vergleiche Kapitel 2.2.2).

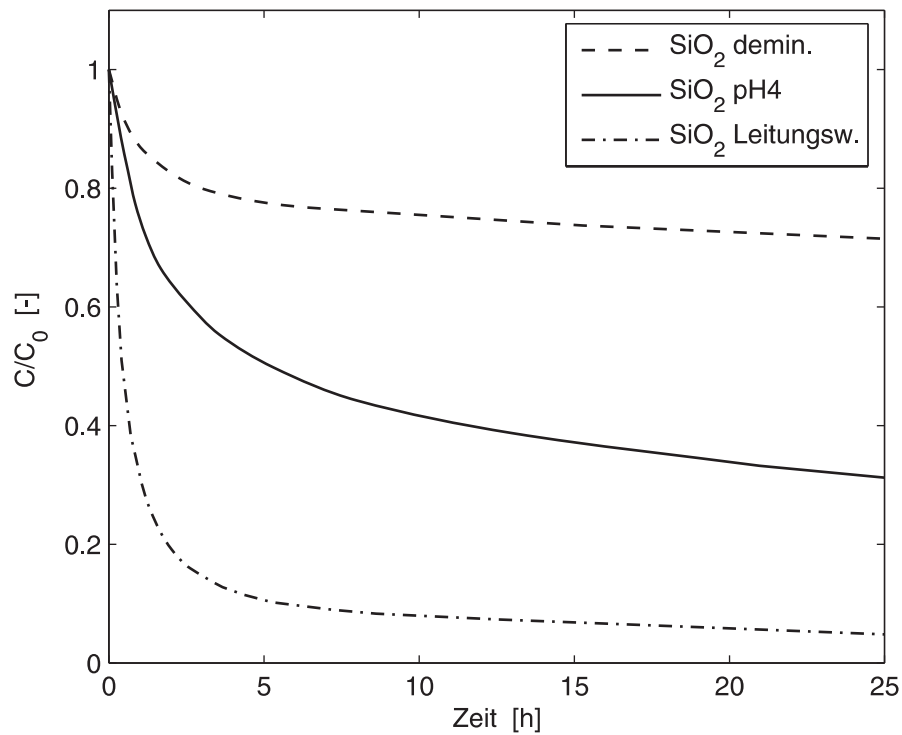


Abbildung 3.61: Konzentrationsverlauf von SiO_2 bei identischen Strömungszuständen in unterschiedlichen Dispersionsmedien.

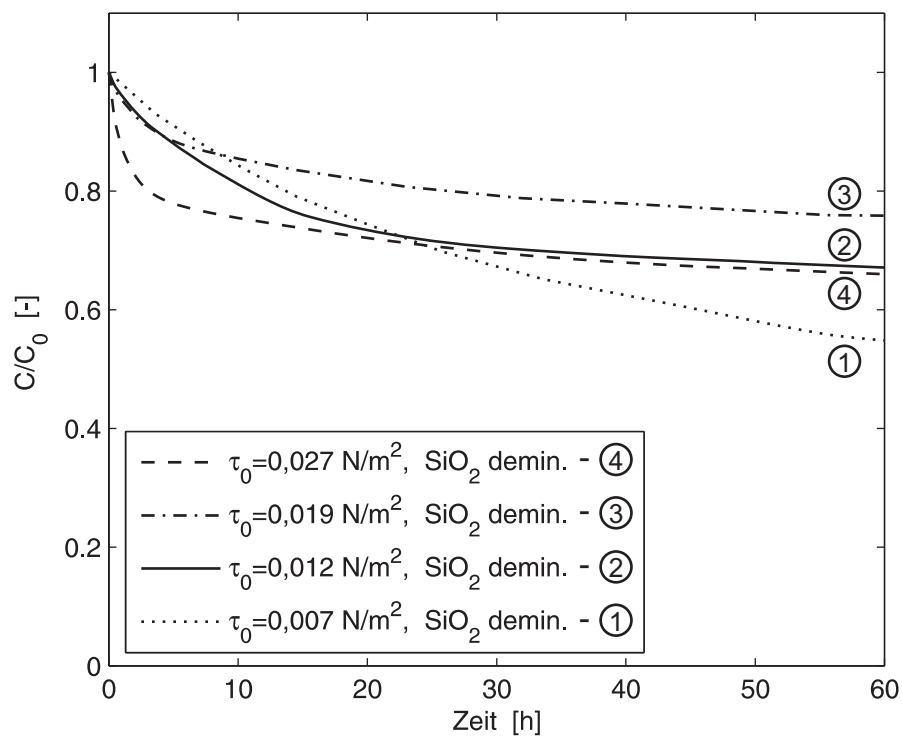


Abbildung 3.62: Zeitlicher Verlauf der Quarzkonzentration in Suspension in demineralisiertem Wasser bei verschiedenen Umdrehungsgeschwindigkeiten des Innenzylinders.

Abbildung 3.62 zeigt exemplarisch den zeitlichen Konzentrationsverlauf von Quarz in demineralisiertem Wasser für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten des Innenzylinders und damit verschiedene Strömungsintensitäten. Als Vergleichsparameter wird hier – wie es in der Literatur üblich ist – die Sohlschubspannung τ_0 verwendet. Ebenso gut könnte stattdessen direkt die Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} oder ein anderer Strömungsparameter herangezogen werden. Die Abbildung zeigt, dass die Konzentration für die Versuchsreihe 1 mit der niedrigsten untersuchten Sohlschubspannung stetig abnimmt. Nach ausreichend langer Versuchsdauer (ca. 1 Woche) setzt sich das gesamte suspendierte Material ab. Bei den höheren Schubspannungen stellt sich nach einer bestimmten Zeit jeweils eine Gleichgewichtskonzentration größer null ein, die über die weitere Versuchsdauer konstant bleibt. (In der Abbildung sind die Versuchsreihen nach 60 Stunden etwa bei Erreichen des Gleichgewichtes der Versuchsreihen 2, 3 und 4 abgeschnitten.)

Bei langsamen Fließgeschwindigkeiten ist die Kollisionswahrscheinlichkeit der Partikel vergleichsweise gering, so dass der Konzentrationsabfall relativ langsam voranschreitet. Die Strömungsintensität ist allerdings so gering, dass letztlich alle Partikel ausfallen (Versuch 1). Mit ansteigender Fließgeschwindigkeit steigt auch die Flockungsgeschwindigkeit, der anfängliche Konzentrationsabfall geht schneller vonstatten. Die Strömung ist allerdings auch in der Lage zunehmend mehr Partikel in Schwebelage zu halten (Versuche 2 und 3), so dass trotz des höheren Konzentrationsabfalls zu Versuchsbeginn insgesamt mehr Sediment in Suspension verbleibt.

Bei Versuch 4 steigt der Gradient des anfänglichen Konzentrationsabfalls weiter an. Allerdings liegt das Niveau der Gleichgewichtskonzentration unterhalb der Werte der Versuche 2 und 3. Als mögliche Erklärung lässt sich die Hypothese formulieren, dass bei Versuchsreihe 4 die Turbulenz relativ große Flocken erzeugt, diese allerdings nicht mehr in Schwebelage halten kann, so dass sich mehr Material absetzt als in den Versuchen 2 und 3. Dieser Effekt wurde auch in weiteren Untersuchungen im offenen Kreisgerinne so beobachtet. Das gezeigte Ergebnis stellt also keinen Einzelfall dar.

Ergebnisse aus der Literatur zeigen, dass mit zunehmender Turbulenz die Flockengröße und die Flockungsgeschwindigkeit ansteigen. Für die Flockengröße wird nach Haralampides et al. (2003) und Stone et al. (2003) allerdings irgendwann ein Punkt erreicht, an dem die Flockengröße maximal ist. Bei weiter ansteigender Turbulenz nimmt die Flockengröße aufgrund der durch die Turbulenz erzeugten hohen Scherspannungen wieder ab. Der Verlauf der Kurven in Abbildung 3.62 legt nahe, dass Versuchsreihe 4 unterhalb dieses Punktes der maximalen Flockengröße liegt, dass nämlich zunehmend größere Flocken erzeugt werden, die Turbulenz allerdings nicht ausreicht, um die großen Flocken in Schwebelage zu halten. Bei weiter ansteigender Turbulenz wird die Flockengröße vermutlich irgendwann abnehmen und die Strömungsintensität hoch genug sein, um wieder mehr Material in Schwebelage zu halten.

Die vermuteten Effekte sind nicht stark genug, um sich auf die Korrelation zwischen Trübung und Konzentration auszuwirken. Für gleiche Sediment-Fluid-Systeme konnte im Rahmen der gegebenen Messgenauigkeit kein signifikanter Einfluss der Turbulenz auf den funktionalen Zusammenhang $C = f(Tr)$ beobachtet werden. Um in diesem Punkt Klarheit zu schaffen, wären Messungen der Flockengrößen während der Versuche hilfreich. Bisher wurden keine solchen Messungen im offenen Kreisgerinne

durchgeführt, da die notwendige Ausstattung nicht vorhanden war. Die Konzentrationsverläufe in Abhängigkeit von der Strömungsintensität zeigen allerdings klar, dass sich teilweise entgegengerichtete Mechanismen überlagern.

Zwar wurden diese Aspekte besonders in Kreisgerinneuntersuchungen beobachtet. Daraus kann jedoch nicht geschlossen werden, dass die nichtlinearen Effekte des Wechselspiels von Strömungsturbulenz und Flockung bzw. Transport der Schwebstoffe ein Spezifikum der Untersuchungen im Kreisgerinne sind. In Kapitel 3.4.3 wurde gezeigt, dass die Turbulenz im offenen Kreisgerinne mit zunehmender Umdrehungsgeschwindigkeit des rotierenden Innenzylinders monoton ansteigt. Die Menge der transportierten Schwebstoffe nimmt jedoch nicht genauso monoton mit der Drehfrequenz des Innenzylinders zu.

Die involvierten Mechanismen mögen teilweise noch unklar sein. Detailliertere Untersuchungen im offenen Kreisgerinne erscheinen aber offensichtlich zweckmäßig oder sogar geboten. Dies zu zeigen, war das Ziel der Vorstellung dieser ungeklärten Aspekte im Rahmen dieser Arbeit. Eine Messung der Flockengrößen parallel zur Konzentrationsmessung könnte hier wichtige Erkenntnisse zur Interaktion von Strömung und Schwebstofftransport bringen. Selbst wenn solche Untersuchungen einen systemspezifischen Einfluss zeigen sollten, der in anderen Versuchsanlagen bzw. in der Natur nicht auftritt, wäre für das Verständnis der Mechanismen einiges gewonnen.

Konzentrationsprofil In allen bis hierher präsentierten Untersuchungsergebnissen wird eine mittlere, für den Querschnitt als repräsentativ angesehene Schwebstoffkonzentration verwendet. Bevor in den nächsten Abschnitten die Prozesse Deposition und Erosion im offenen Kreisgerinne betrachtet werden, wird die Verteilung der Schwebstoffe über den Fließquerschnitt untersucht.

Häufig wird der Beschreibung des advektiven Transports von Schwebstoffen ein vertikales Konzentrationsprofil mit einer mehr oder weniger stark ausgeprägten Schichtung, d. h. höhere Konzentrationen in Sohlhöhe und Abnahme der Konzentration zur Wasseroberfläche hin, zugrundegelegt. Außerdem wird die Annahme getroffen, dass die Strömung zweidimensional ist, Randeffekte also vernachlässigbar sind. Die Schichtung der Schwebstoffe hängt vom Verhältnis des Sedimentationsflusses aufgrund des Eigengewichts zum aufwärtsgerichteten Massenfluss durch das „Aufwirbeln“ der Partikel aufgrund der Turbulenz ab. Als relevante Parameter werden in der Regel die Sinkgeschwindigkeit w_s und die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit u_* verwendet. Da die Strömung im offenen Kreisgerinne eine ausgeprägte Dreidimensionalität besitzt, stellt sich die Frage, ob sich hier ähnliche Konzentrationsverteilungen wie im zweidimensionalen Fall einstellen oder ob deutliche Abweichungen festzustellen sind. Zunächst wird die idealisierte Konzentrationsverteilung aus der Literatur vorgestellt. Anschließend werden die Ergebnisse dieses Ansatzes mit den Messergebnissen im offenen Kreisgerinne verglichen.

Eine weit verbreitete Beschreibung des Konzentrationsprofils über die Tiefe in Abhängigkeit der Variablen w_s und u_* geht auf Schmidt (1925) zurück. Voraussetzungen für die Anwendung dieses Ansatzes sind:

- niedrige Schwebstoffkonzentrationen, so dass keine gegenseitige Beeinflussung von Strömung und Sediment stattfindet;
- weitgehend konstante charakteristische Sinkgeschwindigkeit der Partikel;
- geringe Erosions- und Depositionsraten im Vergleich zum horizontalen Massenfluss;
- niedrige Konzentrationsgradienten in horizontaler Richtung;
- weitgehend zweidimensionale Strömung mit logarithmischem Geschwindigkeitsprofil.

Sind all diese Voraussetzungen erfüllt, so kann das Konzentrationsprofil nach der Diffusionstheorie von Schmidt und erweitert durch Rouse (1937) wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{C}{C_a} = \left(\frac{a}{z} \cdot \frac{h-z}{h-a} \right)^{\frac{w_s}{\kappa u_*}} \quad (3.31)$$

wobei

C	...	Konzentration in Abhängigkeit von z	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
C_a	...	Referenzkonzentration in Sohlhöhe in der Höhe $z = a$	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
a	...	Referenzhöhe über der Sohle	$[\text{m}]$
z	...	Koordinate in vertikaler Richtung	$[\text{m}]$
h	...	Wassertiefe	$[\text{m}]$
w_s	...	charakteristische Sinkgeschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
κ	...	von-Kármán-Konstante	$[-]$
u_*	...	Sohlschubspannungsgeschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$

Im Kreisgerinne kann davon ausgegangen werden, dass sich die Konzentrationsverteilung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Querschnitten nicht unterscheidet, da die Strömung stationär und quasi unendlich bei gleichbleibender Gerinnegeometrie ist. (Die in Umfangsrichtung konstante Konzentrationsverteilung konnte in den Untersuchungen durch Stichproben bestätigt werden.) In den Versuchsreihen im offenen Kreisgerinne konnten darüber hinaus keine signifikanten Konzentrationsgradienten in Querrichtung innerhalb eines Fließquerschnittes festgestellt werden. Zurückzuführen ist dies auf die ausgeprägte Sekundärströmung, die eine starke laterale Durchmischung erzeugt, obwohl die Fließgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung vom Innenzylinder nach außen hin abnehmen.

Mit Ausnahme der Zweidimensionalität der Strömung sind die genannten Voraussetzungen für die Anwendbarkeit des sogenannten *Rouse-Profils* nach Gleichung (3.31) im offenen Kreisgerinne bei einer Suspension im Gleichgewichtszustand erfüllt. Abbildung 3.63 zeigt Messwerte der Konzentrationsverteilung entlang einer Lotrechten im Kreisgerinne. Für das Rouse-Profil wurden eine mittlere Sohlschubspannung τ_0 nach Gleichung (3.29) sowie eine Sinkgeschwindigkeit von $w_s = 0,06 \text{ mm}/\text{s}$ verwendet. Der Wert für w_s stammt aus den Messreihen von Kim (2004) zur Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit von Quarzmehl in Stillwasser.

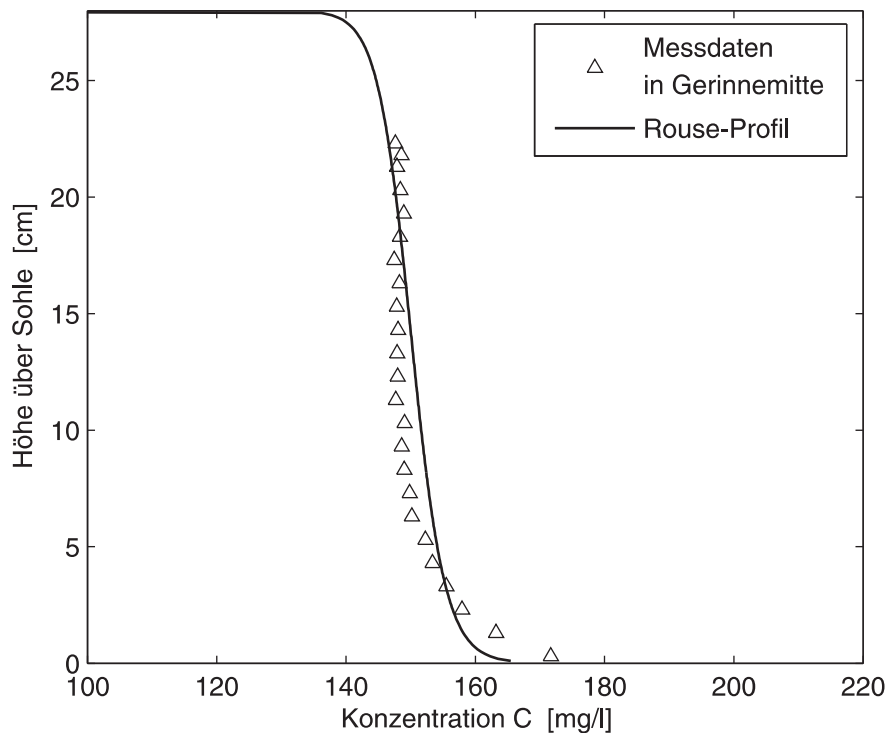


Abbildung 3.63: Vergleich der in Gerinnemitte im offenen Kreisgerinne gemessenen Konzentrationen von SiO_2 bei $\text{pH}=4$ und einer Bezugsgeschwindigkeit $U_{ref} = 20,8 \text{ cm/s}$ mit dem Rouse-Profil.

Abbildung 3.63 zeigt eine gute Übereinstimmung, die Konzentrationsverteilung folgt trotz der Dreidimensionalität der Strömung annähernd dem Rouse-Profil. Wie bereits erwähnt wurden im offenen Kreisgerinne in horizontaler Richtung keine signifikanten Konzentrationsgradienten festgestellt, so dass das Rouse-Profil über den gesamten Querschnitt gute Ergebnisse liefert. Ausgenommen werden müssen die seitlichen wandnahen Bereiche, da hier die stärksten Abweichungen vom zweidimensionalen logarithmischen Geschwindigkeitsprofil in vertikaler Richtung auftreten. Kleinere Abweichungen vom Rouse-Profil treten in Sohlnähe auf, wo der Gradient der gemessenen Konzentrationen größer als der des Rouse-Profils ist. Auf der anderen Seite ist die Konzentrationsverteilung im mittleren Bereich (ca. $0,2h < z < 0,8h$) im offenen Kreisgerinne gleichmäßiger als vom Rouse-Profil vorhergesagt.

Aufgrund der vorangegangenen Überlegungen lässt sich zusammenfassend festhalten, dass das offene Kreisgerinne geeignet erscheint, Prozessstudien zur Flockung und zum Transport kohäsiver Schwebstoffe durchzuführen. Der Einfluss chemischer oder mineralogischer Einflussfaktoren auf die Flockung kann offensichtlich beobachtet werden. Unterstützend sollte über die Installation einer Messmethode zur Erfassung der Flockengrößen nachgedacht werden. Dieser Aspekt ist umso wichtiger, wenn der Einfluss der Turbulenz auf die Flockung im Detail erfasst werden soll.

Der Transportprozess kann für niedrige Schwebstoffkonzentrationen (in der Größenordnung bis etwa 3 g/l) in guter Näherung durch die Rouse-Gleichung beschrieben werden, was zu einer leichteren Übertragbarkeit der Erkenntnisse aus dem offenen

Kreisgerinne in die Natur und zur Vergleichbarkeit der Daten mit anderen Laboruntersuchungen beiträgt.

Deposition

Die Deposition ist eng mit den Prozessen Transport und Flockung verknüpft, denn die Depositionsrate Φ_{dep} ist direkt proportional zum Massenfluss $w_s \cdot C$ in Richtung der Sohle aufgrund des Eigengewichts (vergleiche Kapitel 2.2.3). Für die Untersuchung der Deposition im Labor gelten also ähnliche Randbedingungen wie für Transport und Flockung. Die Sekundärströmungen erhalten nun allerdings ein noch stärkeres Gewicht. Beim Transport ermöglichen die vergleichsweise hohen Sekundärströmungen im offenen Kreisgerinne eine Reduktion der Fließtiefe und sorgen außerdem für eine Vergleichmäßigung der Konzentration über den Querschnitt. Auf die Deposition wirken sich die vertikalen Sekundärströmungen insofern aus, als dass sie das Absinken der Partikel ungleichmäßig beeinflussen. In der Nähe des Innenzylinders ist die Sekundärströmung nach oben in Richtung der Wasseroberfläche gerichtet. Schwebstoffpartikel werden mit ihr nach oben getragen, bzw. in ihrem Absinken behindert. In der Nähe der Außenwand beschleunigt die Sekundärströmung dagegen die Partikel nach unten, bewirkt also eine Verstärkung des Absinkvorganges.

Vertikale Sekundärströmungen und besonders Ungleichmäßigkeiten in der Vertikalströmung werden in der Literatur als Kriterium dafür angesehen, dass eine Versuchsanlage zur Untersuchung der Deposition nicht geeignet ist. Diese Hypothese wurde allerdings nicht verifiziert, weshalb die notwendigen Randbedingungen für Depositionsuntersuchungen hier näher beleuchtet werden sollen. Als Minimalkriterium muss in einer Versuchsanlage zunächst Deposition möglich sein. Dies trifft auf jeden Versuchsstand zu, der keine zu hohen Vertikalgeschwindigkeiten aufweist. Wenn eine Untersuchung der Deposition in einer Strömung (im Gegensatz zum Stillwasser) erfolgen soll, dann muss es möglich sein, dem Wasserkörper bzw. der Ausgangssuspension eine definierte Strömung aufzuprägen, wobei die Form der Strömung zunächst beliebig ist, solange dabei noch Deposition auftritt. Soll die Art der Strömung einer Strömung entsprechen, wie sie häufig in anderen Versuchsanlagen oder in der Natur zu finden ist, so müssen entsprechende, besondere Randbedingungen eingehalten werden.

Um Grundlagenuntersuchungen zu wasserchemischen oder mineralogischen Einflussfaktoren in einer Strömung durchzuführen, ist die Form der Strömung unwesentlich, solange sie konstant gehalten werden kann. Die Motivation, solche Untersuchungen nicht ganz ohne Strömung durchzuführen, ergibt sich aus dem Bestreben, zusätzliche Effekte wie die Flockung aufgrund der Turbulenz mit zu beobachten und möglicherweise auftretende Wechselwirkungen zu analysieren. Dies ist prinzipiell unabhängig von der Form der Strömung möglich, solange die Strömung genau bekannt ist. Um beispielsweise bestimmten Depositionsraten einen spezifischen Wert eines Strömungsparameters zuzuordnen, ist es erstrebenswert, dass dieser Zielparameter innerhalb der gesamten Strömung konstant ist oder zumindest nur wenig variiert. Falls dies nur in begrenztem Umfang umgesetzt werden kann, erscheint es sinnvoll, dass die suspendierten Partikel zumindest alle vor der Deposition eine ähnliche His-

torie von Abfolgen variierender Strömungsbereiche durchlaufen. In diesem Fall muss ein beobachteter Effekt zwar einer Abfolge von Ereignissen zugeordnet werden, allerdings ist diese Abfolge für alle Partikel in der Strömung annähernd gleich und damit für den bestimmten Strömungszustand charakteristisch. Im Lichte dieser Überlegungen erscheint eine Strömung mit starker Durchmischung über den Querschnitt, aber einer geringen Zahl von großräumigen Wirbelstrukturen sinnvoller gegenüber einer ebenfalls dreidimensionalen Strömung mit mehreren, kleineren Wirbelstrukturen, die Partikel in unterschiedlicher Weise beschleunigen oder „einfangen“. Dies ist beispielsweise im Fall eines Kreisgerinnes nach dem Bautyp 2 (Kapitel 3.2.3) nicht auszuschließen.

Wie bereits im vorangegangenen Unterkapitel zum Transport der Schwebstoffe im offenen Kreisgerinne festgestellt wurde, bewirken die Sekundärströmungen eine deutliche Durchmischung und weitgehend gleichmäßige Verteilung der Sedimente innerhalb des Wasserkörpers. Aufgrund der über den Fließquerschnitt variierenden Vertikalströmung erscheint es nicht sinnvoll, lokal Sedimentationsparameter zu ermitteln, wie beispielsweise Sinkgeschwindigkeiten in der Nähe der Außenwand. Als aussagekräftiger wird eine globale Betrachtung angesehen, wie etwa eine Depositionsrate für die gesamte Sohlfläche. Die durchgeführten Untersuchungen zeigen ohnehin eine relativ gleichmäßige Ablagerung der Partikel über den Querschnitt. Zunächst könnte man erwarten, dass die Höhe der Ablagerungen negativ mit der Hauptströmungsgeschwindigkeit korreliert ist, dass also zur Außenwand hin aufgrund der abnehmenden Tangentialgeschwindigkeiten die Höhe der Ablagerungen zunimmt. Diesem Effekt wirkt allerdings die Sekundärströmung insofern entgegen, als sie sohlnahe Schwebstoffe in Richtung des Innenzylinders trägt. In der Summe ergibt sich aus dieser Überlagerung an der Sohle eine annähernd gleichmäßige Schicht aus abgelagerten Schwebstoffen. (Ausgenommen werden muss hier der Bereich sehr nahe am rotierenden Innenzylinder. Der rotierende Innenzylinder verhindert jegliche Deposition in unmittelbarer Nähe, während in kurzem Abstand (ca. 1 cm) zum Innenzylinder eine stärkere Ablagerung auftritt. Grund hierfür ist vermutlich Sediment, das durch die Sekundärströmung entlang der Sohle nach innen getragen wird, bei dem aber die Vertikalgeschwindigkeit nicht ausreicht, um es wieder nach oben zu tragen.)

Die Beispiele aus Abbildung 3.61 und Abbildung 3.62 lassen sich auch für die Betrachtung der Deposition heranziehen, um zu demonstrieren, dass im offenen Kreisgerinne chemische und mineralogische sowie turbulente Einflussgrößen auf die Deposition untersucht werden können. Aus dem zeitlichen Verlauf der Konzentration der Suspension lässt sich die Depositionsrate als Abnahme der Konzentration pro Zeit multipliziert mit der betrachteten Schichtdicke berechnen. Für eine tiefengemittelte Betrachtung mit einer mittleren Konzentration C kann die Depositionsrate als $\Phi_{dep} = -\Delta C \cdot h / \Delta t$ bestimmt werden, wobei die Schichtdicke der Wassertiefe h entspricht. Aufgrund der beobachteten guten Durchmischung im offenen Kreisgerinne erscheint diese Vereinfachung gerechtfertigt.

Die Depositionsrate ist ein Parameter, dessen Größe von der Konzentration und damit indirekt vom Betrag der Anfangskonzentration einer Versuchsreihe abhängt. Da die instantane Konzentration mit der Anfangskonzentration skaliert, bietet es sich an, die Depositionsrate ebenfalls auf die Anfangskonzentration zu beziehen.

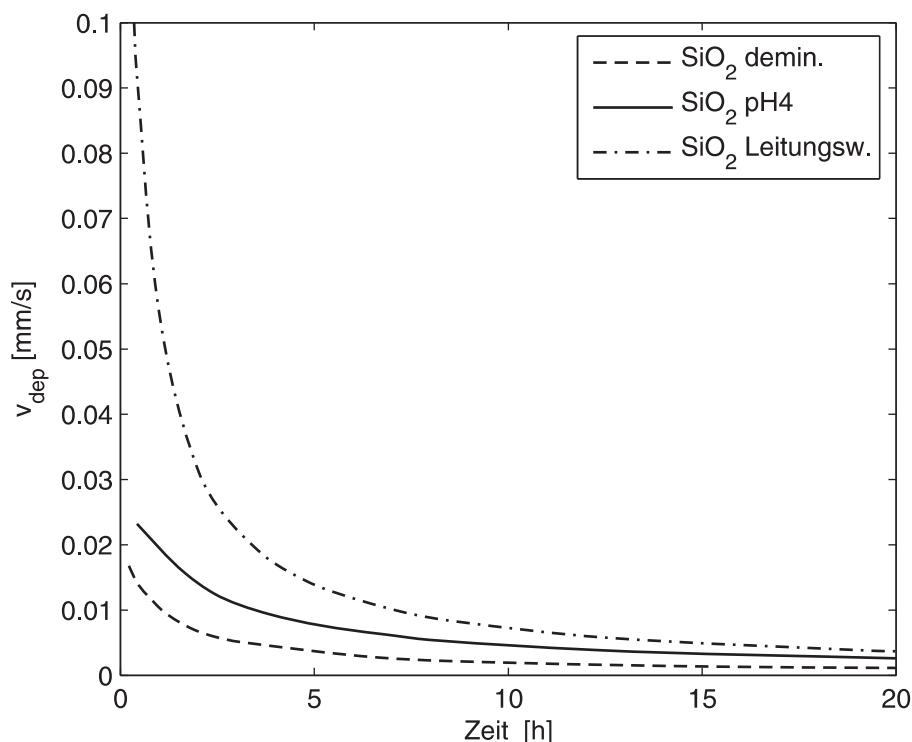


Abbildung 3.64: Depositionsgeschwindigkeiten v_{dep} von SiO_2 in Abhängigkeit von der Zeit Δt nach Versuchsbeginn bei identischen Strömungszuständen in unterschiedlichen Dispersionsmedien.

Die so skalierte Depositionsrate lässt sich dann als Depositionsgeschwindigkeit v_{dep} interpretieren:

$$v_{dep} = -\frac{\Delta C \cdot h}{\Delta t \cdot C_0} = \frac{(C_0 - C_i) \cdot h}{\Delta t \cdot C_0} \quad (3.32)$$

wobei

v_{dep}	...	Depositionsgeschwindigkeit	[m/s]
C_0	...	Anfangskonzentration	[kg/m ³]
C_i	...	Konzentration zum Zeitpunkt t_i	[kg/m ³]
Δt	...	Zeit seit Versuchsbeginn, $\Delta t = t_i - t_0$	[s]
h	...	Wassertiefe	[m]

Die Depositionsgeschwindigkeit v_{dep} stellt damit ein Maß für den Anteil der über eine Zeit Δt seit Versuchsbeginn abgelagerten Sedimente im Vergleich zur Ausgangsmenge der zu Versuchsbeginn suspendierten Sedimente dar. In Abbildung 3.64 sind die zeitlichen Verläufe der Depositionsgeschwindigkeit entsprechend den Konzentrationsverläufen aus Abbildung 3.61 für SiO_2 in verschiedenen Dispersionsmedien, aber bei derselben Strömung dargestellt. Für alle Kurven gilt, dass sich nach Versuchsbeginn zunächst sehr viel Material abgelagert. Nach etwa drei Stunden geht diese Tendenz deutlich zurück. Nach 5 bis 10 Stunden geht die Deposition stark zurück, d.h. bis zu diesem Zeitpunkt hat sich der Großteil des Material abgelagert, der sich in dem entsprechenden Versuch insgesamt ablagern wird. Im Leitungswasser

lagert sich sehr schnell vergleichsweise viel Material ab. Im demineralisierten Wasser sedimentiert dagegen relativ wenig, wie es auch schon bei der Betrachtung von Abbildung 3.61 beschrieben ist. Das Integral unter den v_{dep} -Kurven multipliziert mit der Ausgangskonzentration C_0 ergibt die Summe des bis zum betrachteten Zeitraum pro Flächeneinheit abgelagerten Materials. Wie im Abschnitt zu Transport und Flockung lässt sich eine ähnliche Darstellung auch für dasselbe Sediment-Fluid-System, aber unterschiedliche Strömungszustände ermitteln. Es ließen sich in ähnlicher Weise wie bei Abbildung 3.62 die Überlagerung verschiedener Mechanismen erkennen. Da dieser Aspekt zuvor schon intensiv beschrieben wurde, wird an dieser Stelle darauf verzichtet.

Das offene Kreisgerinne erscheint aufgrund der vorangegangenen Überlegungen geeignet, Prozessstudien zur Deposition kohäsiver Schwebstoffe durchzuführen. Der Einfluss chemischer oder mineralogischer sowie strömungsspezifischer Einflussfaktoren kann offensichtlich beobachtet werden. Kritisch zu betrachten ist hingegen eine quantitative Übertragbarkeit auf andere Strömungstypen, da alle im offenen Kreisgerinne ermittelten Werte den Einfluss der starken Sekundärströmung in sich tragen. Diese Einschränkung gilt jedoch in unterschiedlicher Weise für quasi alle Versuchsanlagen für Depositionsuntersuchungen kohäsiver Sedimente.

Da sich die Frage stellt, ob ein „idealer“ Versuchsstand im Labor überhaupt möglich ist, sollte überlegt werden, ob die Überlegung möglicherweise zielführend ist, insgesamt eine zweigleisige Strategie zu fahren. Diese Strategie könnte aus Untersuchungen zu grundlegenden Zusammenhängen in unvollkommenen Laboranlagen einerseits und großskaligen Untersuchungen in der Natur bzw. in etwas abstrahierenden Kanälen im Feld zur Ermittlung quantitativer Beziehungen andererseits bestehen.

Erosion

Unabhängig vom zu untersuchenden Transportmechanismus scheitert eine direkte Übertragbarkeit von Laborergebnissen zum Transportzyklus kohäsiver Sedimente auf die Natur in der Regel schon daran, dass es schwierig bis unmöglich ist, Sedimente ohne Beeinflussung von der Natur ins Labor zu transferieren. Diese Einschränkung trifft in ganz besonderem Maße auf die Untersuchung der Erosion im Labor zu, da hier neben der Sedimentzusammensetzung die Historie der Ablagerung (Konsolidierungsgrad, „Coating“ durch Biofilme etc.) eine ganz wesentliche Rolle spielt (vergleiche Kapitel 2.2.4). Laboruntersuchungen sind dadurch fast zwangsläufig auf begleitende Naturuntersuchungen angewiesen, wenn Aussagen für eine bestimmte Natursituation getroffen werden sollen. Das Hauptaugenmerk der Laboruntersuchungen liegt deshalb – ähnlich wie bei den anderen Teilprozessen des Transportzyklus – auf Grundlagenuntersuchungen zum Prozessverständnis und den relevanten Einflussfaktoren.

Die triviale, notwendige Randbedingung, um Erosion im Labor zu untersuchen, ist die Forderung, dass der Strömungsangriff ausreichend groß sein muss, um abgelagerte Sedimente zu erodieren. Zur Beschreibung der Erosion werden häufig Schwellenwertansätze verwendet (vergleiche Kapitel 2.2.1). Um kritische Schwellenwerte für bestimmte Sedimente und Erosionsformen im Labor zu ermitteln, ist ein gleichmäßi-

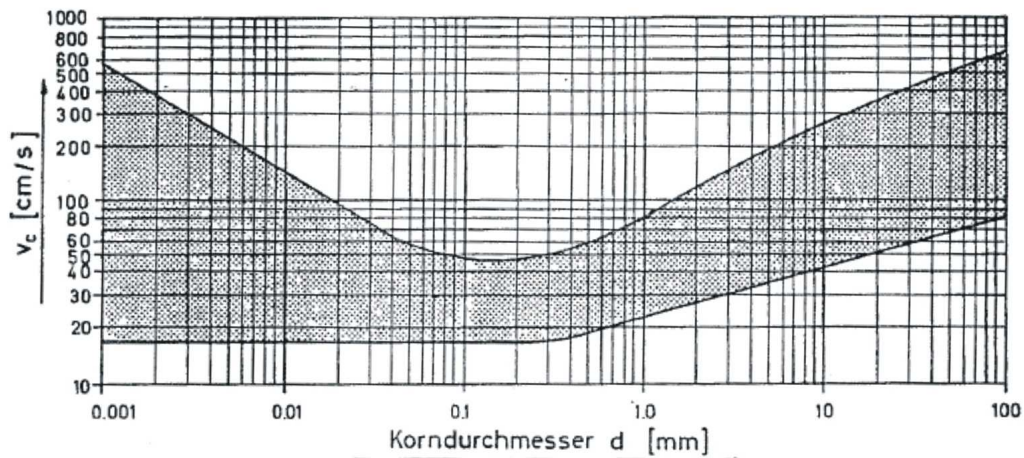


Abbildung 3.65: Kritische Fließgeschwindigkeiten v_c für den Erosionsbeginn in Abhängigkeit vom Korndurchmesser d der Ablagerungen bei einer Fließtiefe von $h=1$ m nach Sundborg (1956).

ger und konstanter Strömungsangriff auf die Sohle dienlich. Ein beobachteter Bewegungsbeginn kann dann direkt einem relevanten Strömungsparameter zugeordnet werden. Aus der Konzentrationsänderung der suspendierten Sedimente kann außerdem in diesem Fall nicht nur auf eine globale, sondern auch auf eine lokale Erosionsrate rückgeschlossen werden.

In Abbildung 3.65 ist ein Beispiel aus der Literatur für kritische Schwellenwerte für Erosion dargestellt. Als relevanter Strömungsparameter ist die mittlere Fließgeschwindigkeit (bei einer gegebenen Wassertiefe) mit dem Sedimentparameter Korndurchmesser verknüpft. Für ein bestimmtes Sediment kann aus der Abbildung die kritische Fließgeschwindigkeit abgelesen werden, bei der der Bewegungsbeginn auftritt. (Der schraffierte Bereich in Abbildung 3.65 gibt die Spanne an, innerhalb derer der Wert für die kritische Fließgeschwindigkeit schwankt. Die große Schwankungsbreite deutet darauf hin, dass entweder der gewählte Strömungsparameter und/oder der gewählte Sedimentparameter nicht alleine ausschlaggebend sind.)

Falls ein konstanter Strömungsangriff in einer Versuchsanlage nicht gewährleistet ist, so ist davon auszugehen, dass der Bewegungsbeginn bevorzugt in den Bereichen des höchsten Strömungsangriffs auftritt. Die Idealvorstellung eines konstanten Strömungsangriffs auf eine völlig homogene Sedimentschicht an der Sohle hingegen geht von einer gleichmäßigen Erosion aus. Die Bestimmung kritischer Schwellenwerte für den Bewegungsbeginn ist auch für eine nur lokal auftretende Erosion denkbar. Sobald sich allerdings die Erosion flächiger ausbreitet, beispielsweise durch den Abbruch entstehender Kanten an Erosionsnestern, ist die Erosion nur noch schwer einem bestimmten Wert eines Strömungsparameters zuzuordnen.

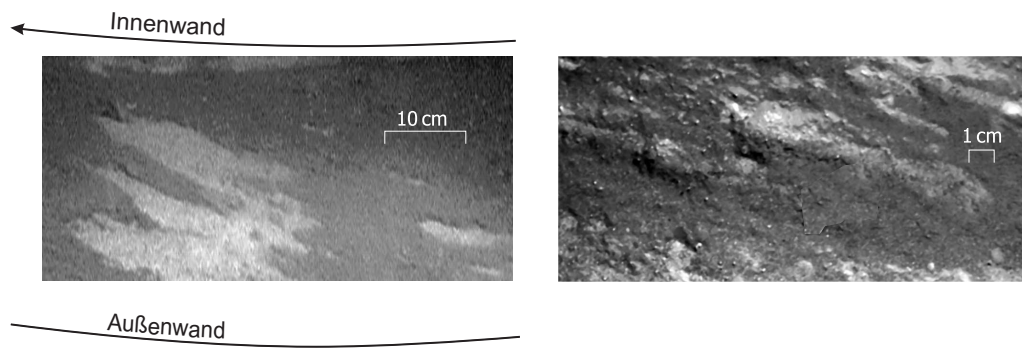
Noch komplexer wird die Situation, wenn der kritische Wert für den Erosionsbeginn überschritten ist und die zeitliche Änderung der erodierten Sedimentmenge erfasst werden soll. Üblicherweise werden Erosionsraten aus der Konzentrationsänderung der Suspension bestimmt. Diese Konzentrationsänderung liefert zunächst einen glo-

balen Wert für die erodierte Sedimentmenge. Da bei variablem Strömungsangriff auf die Sohle allerdings nicht alle Bereiche gleich stark erodiert werden, ist eine globale Erosionsrate nur bedingt aussagekräftig. Alternativ kann die Erosionsrate aus der Änderung der Sohllage beschrieben werden. Die Messung des zeitlichen Verlaufs der Sohllage während einer Erosionsphase muss dann allerdings sehr präzise erfolgen, was nicht zuletzt wegen der zunehmenden Trübung des Wasserkörpers schwierig ist.

Wie genau der Verlauf des Strömungsangriffs im offenen Kreisgerinne auf die Sohle über den Querschnitt aussieht, ist nicht vollständig geklärt. Mittlere Strömungsgeschwindigkeiten und Turbulenz in Sohlnähe nehmen zum rotierenden Innenzylinder hin zu. Die nach verschiedenen Methoden berechneten Sohlschubspannungen (vergleiche Kapitel 3.4.3) zeigen einen ähnlichen Trend, auch wenn der Verlauf nicht eindeutig ist. Es ist also davon auszugehen, dass der Strömungsangriff – welcher Strömungsparameter auch immer der relevante sein mag – ebenfalls über den Querschnitt variiert und zum Innenzylinder hin tendenziell zunimmt. Man kann also vermuten, dass eine abgelagerte Sedimentschicht in der Nähe des Innenzylinders stärker erodiert wird als die anderen Bereiche. Um dies zu überprüfen, wurden rein qualitative Untersuchungen im offenen Kreisgerinne durchgeführt. Dazu wurde zunächst eine gleichmäßige Suspension im Kreisgerinne eingestellt. Die Strömung wurde anschließend bis zum Stillstand reduziert, so dass sich das gesamte Sedimentmaterial abgelagerte und sich eine gleichmäßige Depositionsschicht entlang der gesamten Gerinnesohle bildete. Nach unterschiedlich langen Konsolidierungsphasen wurde dann die Fließgeschwindigkeit wieder erhöht, bis eine Erosion auftrat.

Für einen untersuchten Fall ohne längere Konsolidierungsphase wurde sofort nach Versuchsbeginn ein Entrainment von Sohlmaterial festgestellt. Die noch sehr weichen Sedimentablagerungen wurden sofort ohne merklichen Erosionswiderstand in großem Umfang resuspendiert. Bei etwas länger abgelagerten, teilweise konsolidierten Sedimenten wurde zunächst eine Flockenerosion und schließlich (bei gleichbleibender Fließgeschwindigkeit) eine Oberflächenerosion festgestellt. Dies soll hier beispielhaft für eine Sedimentablagerung des Wehra-Materials gezeigt werden. Zunächst wurde eine gleichmäßige Ablagerung erzeugt. Nach einer Konsolidierungsphase von 2,5 Tagen wurde die Drehgeschwindigkeit des rotierenden Innenzylinders langsam erhöht und schließlich konstant gehalten.

Bei Versuchsbeginn war zu beobachten, dass locker aufliegendes, wenig konsolidiertes Material unmittelbar in Suspension überging. Mit steigender Fließgeschwindigkeit lösten sich allmählich kleine Schollen aus dem Partikelverbund der Sohle heraus. Diese bewegten sich zunächst entlang der Sohle, wurden aber rasch in kleinere Teile zerschlagen, die in Suspension übergingen. Wo der Partikelverbund an der Sohle gestört war, trat nun aufgrund der erhöhten Angriffsfläche für die Strömung eine verstärkte Erosion auf, so dass weitere Agglomerate abtransportiert wurden und sich sogenannte Erosionsnester ausbildeten. Die Bruchkanten am Rand der Erosionsnester waren zu Beginn vergleichsweise scharf, wurden aber zunehmend durch die Strömung geglättet. Die vor Versuchsbeginn plane, gleichmäßige Ablagerung wandelte sich innerhalb von Stunden zu einer unregelmäßigen, unebenen Sohle. Der Versuch wurde beendet, als bei der eingestellten Strömung keine weitere Erosion



(a) Entstehung von Erosionsnestern während des Versuchs (beobachtet durch das Seitenfenster des Kreisgerinnes).

(b) Nahaufnahme der Sohlstruktur (Aufnahme als Draufsicht nach Versuchsende).

Abbildung 3.66: Entwicklung der Sohlstruktur bei Erosion von konsolidiertem Wehra-Sediment.

mehr festgestellt werden konnte. Die Suspension wurde vorsichtig abgelassen, um Aufnahmen von der Sohlstruktur zu machen.

Abbildung 3.66(a) zeigt den Erosionsfortschritt für eine Ablagerung von konsolidiertem Wehra-Sediment nach kurzer Versuchsdauer (ca. 1 Stunde), als die Trübung der Suspension noch gering genug war, um die Sohle von außen zu beobachten. Das Wehra-Sediment enthält etwa ein Drittel Sandanteile, die sich während der Depositionsphase zuerst ablagern und sich durch ihre hellere Färbung von den Feinanteilen absetzen. Die Strömung im dargestellten Versuch reicht nicht aus, um den Sandanteil zu erodieren, weshalb sich in Abbildung 3.66(a) die Erosionsnester im Feinmaterial gut erkennen lassen. In Abbildung 3.66(b) ist deutlich zu erkennen, dass die Sohle auch nach langer Versuchsdauer nicht gleichmäßig erodiert wurde, sondern sich mit der Zeit eine unebene Sohlstruktur einstellte, die schließlich bis zum Versuchsende erhalten blieb.

Auffällig ist eine bevorzugte Orientierung der Strukturen, in Abbildung 3.66 ungefähr diagonal von rechts unten nach links oben. Diese Orientierung entspricht in etwa der Strömungsrichtung an der Sohle. Aufgrund der Sekundärströmungen ist diese Strömungsrichtung nicht identisch mit der Umfangsrichtung (im Bild etwa parallel zum Bildrand von rechts nach links). Der Erosionsbeginn bzw. das Entstehen der Erosionsnester wurde allerdings nicht bevorzugt in der Nähe des Innenzylinders beobachtet. (Ausgenommen der Bereich unmittelbar am rotierenden Rand des Zylinders.) In Abbildung 3.66(a) ist beispielsweise in der unteren, rechten Bildecke ein Erosionsbereich in der Nähe der Außenwand zu erkennen. Bei der Überprüfung der verbliebenen Ablagerungstiefen wurde festgestellt, dass zur Außenwand hin tatsächlich in der Summe etwas weniger Material erodiert wurde als in der Nähe des Rotationszylinders. Aufgrund der festgestellten Sohlstrukturen, die sich während der Erosionsphase ausbilden, ist eine solche globale Aussage aber nur bedingt geeignet, um Erkenntnisse über lokale Erosionsraten abzuleiten.

Zusammenfassend lässt sich für Erosionuntersuchungen im offenen Kreisgerinne festhalten, dass prinzipiell die unterschiedlichen Erosionsphänomene beobachtet werden können. Die Auswirkungen unterschiedlich langer Konsolidierungszeiten sind augenfällig und – relativ zu einander – zahlenmäßig beschreibbar. Es ist davon auszugehen, dass auch der Einfluss der Variation chemischer oder sedimentologischer Parameter untersucht werden kann, ohne dass dies hier im Detail nachgewiesen wurde. Aufgrund der Schwankungen des Strömungsangriffs in lateraler Richtung sind quantitative Aussagen zum Erosionswiderstand einer Sohle allerdings nicht trivial. Dies betrifft besonders die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Strömungszustände. Ohne vergleichende Studien können hier keine verlässlichen Aussagen getroffen werden.

Für die Betrachtung der Nachbildung einzelner Transportmechanismen von Schwebstoffen oder Kombinationen mehrerer Prozesse im Labor gilt generell, wie bereits angeklungen, dass die Übertragung auf die Natur schwierig ist. Der wesentliche Grund hierfür ist, dass es nahezu unmöglich ist, ein natürliches System aus Strömung und Sedimentmaterial im Labor identisch nachzubilden. Für eine Transportuntersuchung müsste beispielsweise naturidentisches Sediment aus dem Feld entnommen werden. Für dieses Sediment müsste gewährleistet sein, dass es mit unveränderten Eigenschaften (Flockengröße, Schichtung im Wasserkörper etc.) im Labor verwendet wird. Abgesehen von der Tatsache, dass Schwebstoffuntersuchungen im Maßstab 1:1 durchgeführt werden müssen, und dass deshalb in der Regel keine fallspezifischen Untersuchungen eines speziellen Gewässerabschnittes im Labor möglich sind (vergleiche Kapitel 3.1.2), wird somit selbst eine direkte Übertragung der Ergebnisse von Grundlagenuntersuchungen auf die Natur schwierig. Nichtsdestotrotz tragen vor allem Grundlagenuntersuchungen im Labor zu einem verbesserten Prozessverständnis bei und unterstützen dadurch die Beurteilung von Situationen im Feld sowie die Möglichkeit von Prognosen.

Im folgenden Kapitel wird das offene Kreisgerinne genutzt, um durch solche Grundlagenuntersuchungen zum besseren Prozessverständnis speziell im Hinblick auf den Einfluss der Kohäsivität auf den Transport, die Flockung und die Deposition kohäsiver Sedimente beizutragen.

Kapitel 4

Absetzverhalten kohäsiver Sedimente

Als Anwendungsfall des offenen Kreisgerinnes wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit Untersuchungen zum Absetzverhalten kohäsiver Sedimente durchgeführt. Das Absinken und Ablagern von feinen Partikeln ist für die Praxis ein ganz wesentlicher Aspekt des Transportzyklus, da es zu ökologischen Problemen führen, kostspielige Baggermaßnahmen erforderlich machen oder indirekt sogar die Gesundheit des Menschen gefährden kann (vergleiche Kapitel 1.1).

Für eine Abschätzung lokaler Ablagerungsmengen in einem bestimmten Bereich eines Gewässers müssen Kalibrierungsdaten aus Natur- oder Laborversuchen gewonnen werden (Lopes et al., 2006, El Ganaoui et al., 2004, Reuter et al., 2003, Shi et al., 2003). Prognosen rein aufgrund der Kenntnis der Strömungsverhältnisse weisen hohe Unsicherheiten auf, so dass sie nur qualitative Schlussfolgerungen erlauben. Dies deutet einerseits darauf hin, dass viele verschiedene Parameter die Sedimentationsvorgänge beeinflussen. Andererseits legt die große Streuung der Daten bei vielen Berechnungsverfahren den Schluss nahe, dass wesentliche Parameter nicht oder nur ungenügend in den Berechnungsansätzen erfasst werden. Ein Parameter, der das Verhalten von Feinsedimenten signifikant beeinflusst, der jedoch nur selten in die Berechnung einbezogen wird, ist die Kohäsivität des Sedimentmaterials. Die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen sind deshalb auf ein tieferes Verständnis der Mechanismen der Kohäsivität im Hinblick auf die Deposition der Sedimente und damit eine bessere Erfassung dieses Einflusses ausgelegt.

Bereits in Kapitel 2.2 wurden diverse Einflussparameter auf das Absetzverhalten kohäsiver Sedimente angesprochen. In Abbildung 4.1 sind die wichtigsten Größen noch einmal aufgelistet und geordnet. Das Absinken eines Einzelkorns ist zum einen von Stoffgrößen des Transportmediums (Viskosität, Dichte) sowie des Sedimentes selbst (Korngewicht, -form etc.) abhängig. In einer turbulenten Strömung wird das Absinken des Einzelkorns darüber hinaus von der Vertikalkomponente der Strömung beeinflusst. Die Sinkgeschwindigkeit eines Einzelkorns unterscheidet sich – vor allem bei hohen Konzentrationen – deutlich von der Sinkgeschwindigkeit einer Korngruppe. Dies gilt sowohl für feines wie auch grobes Sedimentmaterial. Der Absinkprozess wird für feine, kohäsive Schwebstoffe dadurch noch komplexer, dass die Partikel ag-

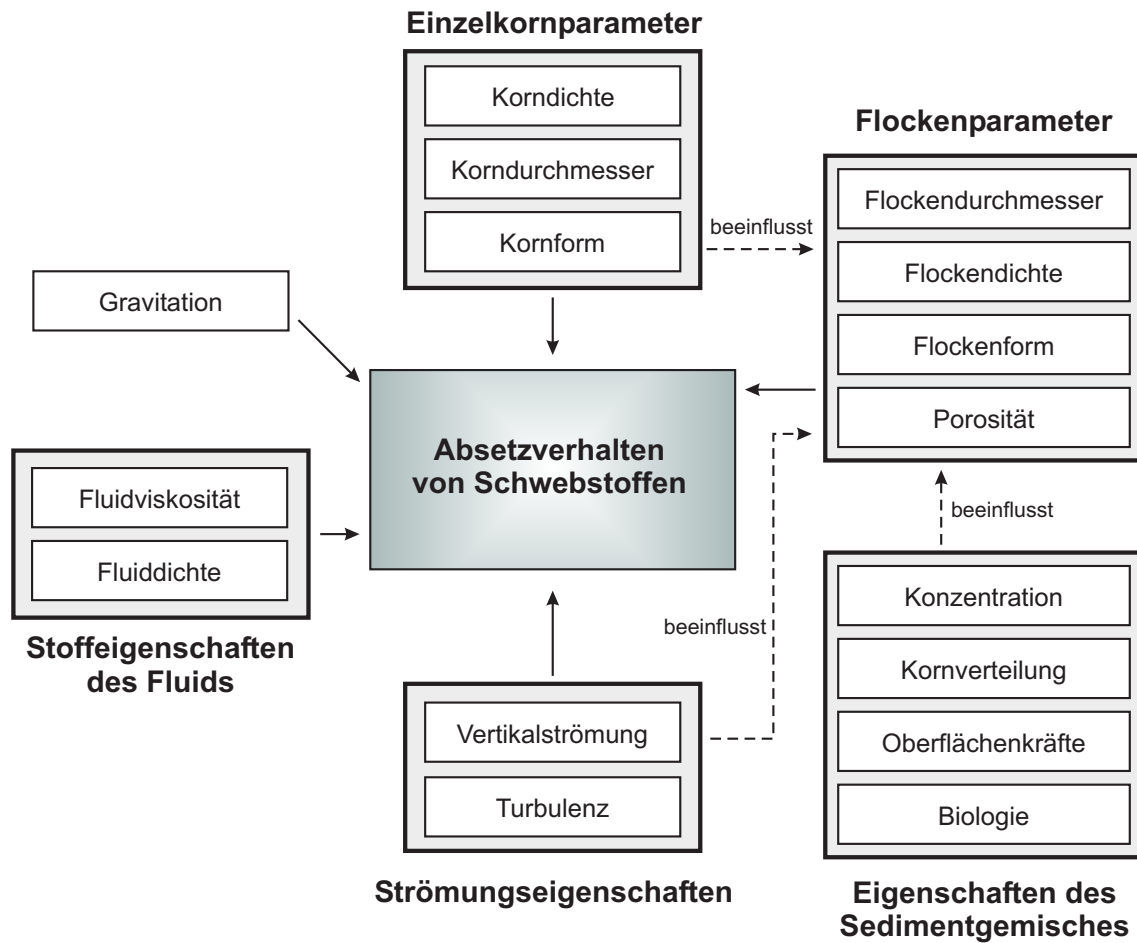


Abbildung 4.1: Einflussgrößen des Absetzverhaltens von Schwebstoffen

gregieren und Flocken bilden können. Es kommen also weitere Parameter ins Spiel, die die Größe der Flocken und die Flockenstruktur beschreiben. Die Flockenbildung wird ihrerseits beeinflusst von den Eigenschaften der Einzelkörner, der Strömung, von der Menge des suspendierten Materials (Konzentration) und den anziehenden oder abstoßenden Oberflächenkräften zwischen den Partikeln. Der Einfluss der Partikelwechselwirkung auf das Absetzverhalten bzw. auf das formelmäßige Beschreiben des Absinkens und Absetzens ist der Inhalt dieses Kapitels.

4.1 Sinkgeschwindigkeit kohäsiver Sedimente

Wie bereits im Kapitel 2.2 erwähnt, dient vor allem die Sinkgeschwindigkeit als charakteristische Größe zur Beschreibung des Absetzverhaltens von Sedimenten. Es wurde ebenfalls bereits darauf hingewiesen, dass der Begriff Sinkgeschwindigkeit vor allem in einer turbulenten Strömung nicht eindeutig ist. Einerseits kann die dem Absinkprozess zugrundeliegende Sinkgeschwindigkeit eines Einzelkorns im Stillwasser gemeint sein. Andererseits kann auch die tatsächliche vertikale Positionsänderung eines Korns, einer Korngruppe oder der Gesamtheit der Körner mit

der Zeit in einer turbulenten Strömung als Sinkgeschwindigkeit bezeichnet werden. Im Folgenden wird – sofern nicht anders angegeben – für letzteres der Begriff *charakteristische Sinkgeschwindigkeit* oder vereinfacht *Sinkgeschwindigkeit* verwendet. Die Sinkgeschwindigkeit eines Einzelkorns im Stillwasser wird als solche kenntlich gemacht.

4.1.1 Dimensionsanalytische Überlegungen zur Sinkgeschwindigkeit

Um die Zusammenhänge zwischen der Sinkgeschwindigkeit und den diversen Einflussfaktoren besser zu verstehen, werden zunächst anhand einer Dimensionsanalyse dimensionslose Kennzahlen ermittelt. Diese dimensionslosen Kennzahlen lassen sich als das Verhältnis relevanter Kräfte interpretieren und geben darüber hinaus Hinweise auf die funktionale Beziehung zwischen den unabhängigen und abhängigen Variablen. Ausgehend von der Sinkgeschwindigkeit eines Einzelkorns im Stillwasser werden die Überlegungen auf die Sinkgeschwindigkeiten von Flocken in einer turbulenten Strömung ausgeweitet.

Sinkgeschwindigkeit des Einzelkorns

Die charakteristische Sinkgeschwindigkeit von kohäsiven Partikeln in einer Strömung hängt von verschiedenen Faktoren ab. Zunächst gelten dieselben Einflussfaktoren wie bei einem nicht-kohäsiven, kugelförmigen Einzelkorn in Stillwasser. Die Sinkgeschwindigkeit w_s ist hier abhängig von der Dichte des Fluids ρ_w , vom Dichteunterschied zwischen Sediment und Fluid $\Delta\rho = \rho_s - \rho_w$, vom Korndurchmesser d , von der dynamischen Viskosität des Wassers μ sowie von der Erdbeschleunigung g . Diese Abhängigkeit lässt sich schreiben als:

$$w_s = f\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_w}, \frac{\mu}{w_s \rho_w d}, \frac{gd}{w_s^2}\right) \quad (4.1)$$

[m/s] [kg/m³] [kg/m³] [m] [kg/ms] [m/s²]

Aus dem Zusammenhang von $N = 6$ dimensionsbehafteten Variablen mit $M = 3$ Grunddimensionen lässt sich ableiten, dass das Problem auf $N - M = 3$ dimensionslose Parameter reduziert werden kann, dass also die Beziehung durch 3 dimensionslose Kennzahlen beschrieben werden kann (Buckingham'sches II-Theorem, (Buckingham, 1914)). Durch geeignetes Umformen ergeben sich die folgenden dimensionslosen Kennzahlen:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_w}, \frac{\mu}{w_s \rho_w d}, \frac{gd}{w_s^2}\right) \quad (4.2)$$

Der erste Term entspricht der *spezifischen Dichte* ρ' . Er lässt sich als Verhältnis der Gewichtskraft des Einzelkorns unter Auftrieb zur Gewichtskraft des verdrängten Wassers interpretieren. Der zweite Term beschreibt das Verhältnis zwischen der Zähigkeitskraft des Wassers und der Trägheitskraft des Wassers beim Absinken des Korns. Der Term $\mu/(w_s \rho_w d) = \nu/(w_s d)$ entspricht damit dem Inversen einer

Reynoldszahl Re . Der dritte Term gleicht dem Inversen einer Froudezahl im Quadrat. Wenn man den Term $gd/(w_s^2)$ durch die spezifische Dichte ϱ' teilt, erhält man eine immer noch dimensionslose *densimetrische Froudezahl*, die das Verhältnis der Schwerkraft, d. h. der Gewichtskraft des Korns unter Auftrieb, zur Trägheitskraft des Wassers beschreibt.¹ Die für das Absinken eines kugelförmigen Sedimentkorns in Stillwasser relevanten dimensionslosen Kennzahlen in (4.2) lassen sich also auch schreiben als:

$$\left(\varrho', \frac{1}{Re}, \frac{1}{Fr_{dens}^2} \right) \quad (4.3)$$

Als funktionale Beziehung ergibt sich aus einem Kräftegleichgewicht am sinkenden Korn die bereits in Kapitel 2.2.3 vorgestellte Formel:

$$w_s = \sqrt{\frac{1}{C_D} \cdot \frac{4}{3} \cdot d \cdot \frac{\varrho_s - \varrho_w}{\varrho_w} \cdot g} \quad (4.4)$$

bzw. mit $C_D = 24/Re$ für $Re < 1$:

$$\frac{w_s^2}{dg} = \frac{Re}{24} \cdot \frac{4}{3} \cdot \varrho' \quad (4.5)$$

Unter Verwendung einer Proportionalitätskonstanten A lässt sich Gleichung (4.5) umformen zu:

$$Fr^2 = A \cdot Re \cdot \varrho' \quad (4.6)$$

Die Umformung zu Gleichung (4.6) macht deutlich, dass Gleichung (4.4) also tatsächlich die Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit der oben genannten Kräfteverhältnisse beschreibt. Die Dimensionsanalyse kann, wie gezeigt, helfen, die Form funktionaler Zusammenhänge verschiedener physikalischer Größen zu bestimmen. Gleichung (4.6) gilt zunächst für ein kugelförmiges Einzelkorn. Abweichungen von der Kugelform werden häufig durch einen dimensionslosen Formfaktor SF oder eine anderweitige Anpassung der Proportionalitätskonstanten A berücksichtigt.

Sinkt das Korn nicht in Stillwasser sondern in einer Strömung ab, muss außerdem die instantane Vertikalgeschwindigkeit w der Strömung miteinbezogen werden. Als zusätzliche, dimensionslose Kennzahl ergibt sich das Verhältnis w/w_s der Vertikalgeschwindigkeit der Strömung zur Sinkgeschwindigkeit in Stillwasser. Der Vektor der Partikelsinkgeschwindigkeit w_s zeigt in Richtung der Gravitation also nach unten zur Sohle hin. In einem Koordinatensystem mit positiver z -Richtung nach oben ist die Sinkgeschwindigkeit also immer negativ. Die vertikale Strömungsgeschwindigkeit kann ein positives wie negatives Vorzeichen aufweisen. Für $w/w_s < 0$ wirkt die Strömung dem Absinkvorgang entgegen, bremst also das absinkende Korn durch einen der Gravitation entgegengerichteten Transport nach oben hin ab. Für $w/w_s < -1$ übersteigt die nach oben transportierende Geschwindigkeit betragsmäßig

¹In den genannten Kräfteverhältnissen ist implizit die Annahme enthalten, dass die Trägheitskräfte des Sediments sehr viel kleiner sind als die übrigen Kräfte, weshalb sie vernachlässigt werden. Als Trägheitskräfte werden nur die des Fluids angesetzt. (US Army Corps of Engineers, 1989, Schuring, 1977)

die Sinkgeschwindigkeit des Korns. Es ergibt sich also eine Nettobewegung des Teilchens nach oben. Für $w/w_s > 0$ ist die Vertikalgeschwindigkeit der Strömung nach unten gerichtet. Das Korn wird also in seinem Absinken durch die Strömung beschleunigt.

Sinkgeschwindigkeit einer einzelnen Flocke

Für die Sinkgeschwindigkeit einer einzelnen Flocke, d. h. eines möglicherweise porösen Kornverbundes, der unbeeinflusst von anderen Partikeln in einer Strömung absinkt, müssen die Korngröße und -form durch die Flockengröße und -form ersetzt werden. Anstelle der Korndichte wird eine Brutto-Flockendichte verwendet, die wegen der offenen Flockenstruktur die Korndichte in der Regel deutlich unterschreitet. Die Porosität einer Flocke bestimmt zum einen die Flockendichte mit. Zum anderen kann durch eine Durchströmung der Flocke der Absinkvorgang beeinflusst werden. Im Kapitel 2.2.3 wurde dieser Aspekt bereits diskutiert. Die Bedeutung einer Durchströmung der Flocken für ihre Sinkgeschwindigkeit ist noch nicht abschließend geklärt. Die in der Literatur dargestellten Untersuchungen weisen jedoch darauf hin, dass die Annahme undurchlässiger Flocken eine gute Näherung dargestellt.

Sinkgeschwindigkeit von Flocken in einer homogenen Suspension

Flocken entstehen in einer Suspension durch Kontakt und „Aneinanderhaften“ einzelner Primärpartikel (und/oder Flocken). Die Flockenparameter hängen deshalb immer von den Charakteristika der in der Suspension vorhandenen Primärpartikel ab. Die Struktur und Größe der Flocken werden daneben aber auch von der Kollisionshäufigkeit der suspendierten Teilchen und der Scherwirkung der Strömung beeinflusst. Die Kollisionswahrscheinlichkeit nimmt mit steigender Konzentration und mit steigender Turbulenz zu. Anziehende und abstoßende Oberflächenkräfte sind schließlich für die Aggregation verantwortlich und bestimmen die Bindungsstärke der Flocken. Auch organische Anteile im Sedimentgemisch beeinflussen den Aufbau der Flocken. Die Wirkung der Oberflächenkräfte, ihre Beeinflussung durch den pH-Wert oder den Salzgehalt des Wassers, durch sedimentspezifische Eigenschaften und die Wirkung der biotischen Faktoren werden zunächst unter dem Begriff Kohäsivität subsumiert.

Damit lässt sich die Abhängigkeit einer charakteristischen Sinkgeschwindigkeit $w_{s,char}$ in einer Suspension aus kohäsiven Sedimenten wie folgt darstellen:

$$w_{s,char} = f(\Delta\rho, \rho_w, d_{i,primär}, \mu, g, C, w, \text{Turbulenz}, \text{Kohäsivität}) \quad (4.7)$$

Der einzelne Primärkorndurchmesser d aus Gleichung (4.1) ist hier für eine Kornverteilung abweichend vom Einkorngemisch durch n einzelne Korndurchmesser $d_{i,primär}$ mit $i = 1, \dots, n$ ersetzt.

Um den Einfluss der Turbulenz in Gleichung (4.7) zu erfassen, kommen unterschiedliche Parameter in Frage. In Kapitel 3.4.3 wurden bereits verschiedene Möglichkeiten

diskutiert, die Turbulenz durch die Varianz oder die Kovarianz von Geschwindigkeitsschwankungen beschreiben. Daneben sind Formulierungen anhand des Turbulenzspektrums, z. B. in Form der Dissipationsrate der *TKE*, gebräuchlich. Aus den gleichberechtigten Ansätzen wird im folgenden exemplarisch die turbulente kinetische Energie (*TKE*) gewählt, um den Einfluss der Turbulenz in Gleichung (4.7) zu beschreiben.²

Da der Parameter *Kohäsivität* in Gleichung (4.7) einen Summenparameter verschiedenster Einflussfaktoren darstellt, die wie der organische Einfluss schwer oder nicht formelhaft zu fassen sind, wird dieser Begriff ohne Zuordnung einer Dimension oder eines Formelzeichens weiterhin (dimensionsbehaftet) in der Gleichung mitgeführt. Die funktionale Beziehung stellt sich nun wie folgt dar:

$$w_{s,char} = f\left(\begin{array}{cccccccc} \Delta\rho, & \rho_w, & d_{i,primär}, & \mu, & g, & C, & w, & TKE, \text{ Koh.} \\ \text{[m/s]} & \text{[kg/m}^3\text{]} & \text{[kg/m}^3\text{]} & \text{[m]} & \text{[kg/ms]} & \text{[m/s}^2\text{]} & \text{[m}^3\text{/m}^3\text{]} & \text{[m/s]} & \text{[m}^2\text{/s}^2\text{]} \end{array} \right) \quad (4.8)$$

Gleichung (4.8) enthält nun $N = 8$ dimensionsbehaftete Variablen. Die Konzentration C ist hier als Volumenkonzentration bereits dimensionslos. Die Kohäsivität bleibt in dieser Betrachtung wie angesprochen außen vor. Wie Gleichung (4.1) enthält diese Gleichung $M = 3$ Grunddimensionen. Durch Umformen ergeben sich also $N - M = 5$ dimensionslose Parameter zusätzlich zur Konzentration und der Kohäsivität:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_w}, \frac{\mu}{w_{s,char}\rho_w d_{i,pr.}}, \frac{g d_{i,pr.}}{w_{s,char}^2}, \frac{w}{w_{s,char}}, \frac{TKE}{w^2}, C, \text{ Koh.} \right) \quad (4.9)$$

Die ersten drei Terme entsprechen von ihrer Struktur her den Kennzahlen aus Gleichung (4.3). Der vierte Term beschreibt das Verhältnis von Vertikalgeschwindigkeit der Strömung zur Sinkgeschwindigkeit der Flocken analog zu den Überlegungen auf Seite 128. Der fünfte Term beschreibt den Turbulenzgrad T_U der Strömung in z -Richtung im Quadrat. Die Gleichung lässt sich also umschreiben zu:

$$\left(\rho', \frac{1}{Re}, \frac{1}{Fr_{dens}^2}, \frac{w}{w_{s,char}}, T_U^2, C, \text{ Koh.} \right) \quad (4.10)$$

Für die Sinkgeschwindigkeit von Flocken in einer homogenen Suspension lassen sich also ähnliche Kennzahlen ableiten wie für das Absinken eines Einzelkorns. Beachtet werden muss dabei, dass die Variablen in den Kennzahlen für die Flocken und für eine fraktionierte Betrachtung verändert sind ($w_s \rightarrow w_{s,char}$, $d \rightarrow d_{i,primär}$). Hinzu kommen Parameter wie die Konzentration C , der Turbulenzgrad T_U und die Kohäsivität,

²Die Literatur ist bisher dahingehend nicht eindeutig, welcher Parameter zur Beschreibung der Turbulenz als Einflussfaktor auf die Sinkgeschwindigkeit von Flocken der relevante ist oder ob mehr als ein Parameter verwendet werden sollte. Winterwerp (2002), Reuter et al. (2003) oder Weilbeer (2005) arbeiten beispielsweise mit der Dissipationsrate. Lehning (2000), Bowers (2003) und Ortmanns (2006) verwenden hingegen die turbulente kinetische Energie. Rutschmann (1988) behält in der Dimensionsanalyse einen zunächst nicht näher bestimmten dimensionslosen Turbulenzterm bei, der für den jeweiligen Untersuchungsgegenstand anhand von Versuchsergebnissen konkretisiert werden muss.

die alle die Flockengröße, -stärke und -struktur und damit die Sinkgeschwindigkeit stark beeinflussen.

Bisher lässt sich keine Formel angeben, die die Sinkgeschwindigkeit von Flocken mit all diesen zusätzlichen Einflussgrößen analytisch oder empirisch in einen funktionalen Zusammenhang stellt. Existierende empirische oder halbempirische Ansätze betrachten bisher jeweils nur Teilaspekte (vergleiche Kapitel 2.2.3 und Kapitel 4.2). Die Kohäsion ist in diesen Ansätzen nicht enthalten. Allenfalls im Wert empirischer Konstanten können kohäsive Einflüsse indirekt enthalten sein. Selbst bei dieser indirekten Berücksichtigung ist jedoch unklar, in welcher Größenordnung sich die Kohäsivität auswirkt, da die empirischen Konstanten als Summenparameter die verschiedensten Faktoren beinhalten. Neben der Kohäsivität können dies beispielsweise mittlere Fließgeschwindigkeiten der Strömung, die Form von Primär- oder Sekundärpartikeln oder die Korngrößenzusammensetzung des Sediments sein. Im folgenden Abschnitt wird deshalb exemplarisch für eine vergleichsweise einfache, empirische, funktionelle Beschreibung der Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Partikelkonzentration speziell der Einfluss der Kohäsivität auf den Wert der empirischen Konstanten untersucht.

4.1.2 Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Schwebstoffkonzentration

Die Schwebstoffkonzentration wird als einer der dominierenden Faktoren bei der Bestimmung von Flockensinkgeschwindigkeiten angesehen (van Leussen, 1994, Burt, 1986). Wie in Kapitel 2.2.3 bereits angesprochen, lassen sich verschiedene Bereiche definieren, in denen die Sinkgeschwindigkeit in unterschiedlicher Weise von der Konzentration beeinflusst wird. Abbildung 4.2 zeigt eine qualitative Darstellung, in der vier Bereiche markiert sind. Die physikalische Bedeutung der Bereiche ist im Folgenden beschrieben:

- I:** Im Bereich I ist die Konzentration so niedrig, dass sich die Partikel beim Absinken gegenseitig nicht beeinflussen, sondern individuell absinken. Die Sinkgeschwindigkeit entspricht also der Sinkgeschwindigkeit der Einzelkörner und ist von der Konzentration unabhängig.
- II:** Im Bereich II sinken nicht mehr Einzelpartikel sondern Flocken ab. Mit zunehmender Konzentration steigen die Kollisionswahrscheinlichkeit der Partikel und damit die Flockungsgeschwindigkeit. Aufgrund ihrer Größe sinken Flocken schneller ab als die Primärpartikel und die Sinkgeschwindigkeit steigt an.
- III:** Der Bereich III stellt einen Übergang zwischen II und IV dar und definiert einen Bereich, in dem die Sinkgeschwindigkeit unabhängig von der Konzentration ist.
- IV:** Der Bereich IV ist der Bereich des *hindered settling*, in dem die Konzentration so hoch ist, dass sich die Partikel beim Absinken gegenseitig behindern. Das verdrängte Wasser muss zwischen den Flocken hindurch nach oben fließen und verringert dadurch die Sinkgeschwindigkeit noch weiter.

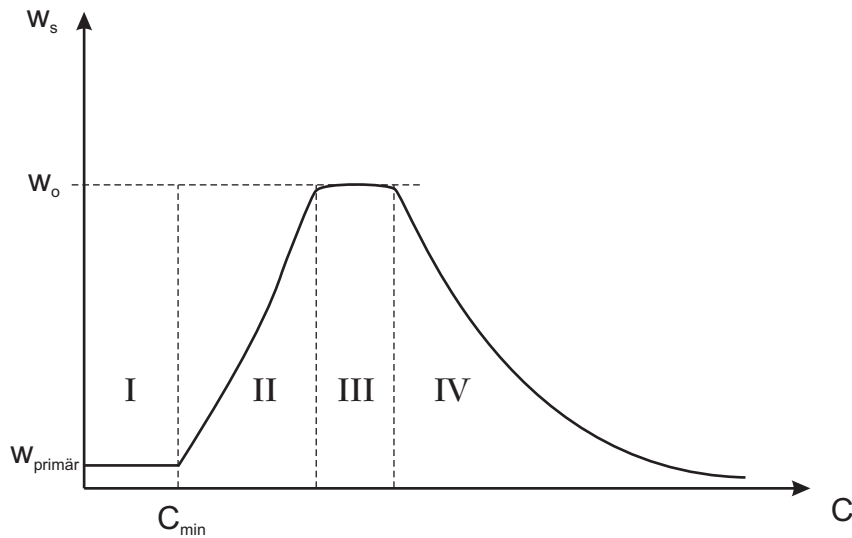


Abbildung 4.2: Zusammenhang zwischen Sinkgeschwindigkeit w_s und Schwebstoffkonzentration C . Schematische Darstellung verändert nach Takács et al. (1991). $w_{\text{primär}}$ bezeichnet die Sinkgeschwindigkeit der Primärkörner, w_0 die maximale Sinkgeschwindigkeit der Flocken.

Die Abgrenzung der Bereiche, z. B. der Wert von C_{min} , ist nicht scharf und hängt stark vom Sedimentmaterial ab. Viele Autoren geben einen Grenzwert von $C_{\text{min}} = 0,3 \text{ g/l}$ für den Übergang von Bereich I und II an (Raudkivi, 1998, Abdel-Mawla et al., 1998, You, 2004). Für den Beginn des „hindered settling“ (Bereich IV) findet man in der Literatur Angaben zwischen $3,0 \text{ g/l}$ (Schweim et al., 2001) und 10 g/l (Sanchez und Delanoë, 2002).

Zur formelmäßigen Beschreibung der Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration werden vor allem zwei Arten funktionaler Beziehungen verwendet:

1. die Potenzfunktion, wie in Kapitel 2.2.3 schon angesprochen
2. die Exponentialfunktion

Bei der Beschreibung über eine Potenzfunktion werden für die zwei konzentrationsabhängigen Bereiche II und IV unterschiedliche Funktionen verwendet:

$$\text{Bereich II: } w_s = k \cdot C^m \quad (4.11)$$

$$\text{Bereich IV: } w_s = w_{\text{primär}} \cdot (1 - C)^\beta \quad (4.12)$$

wobei

w_s	... konzentrationsabhängige Sinkgeschwindigkeit	[mm/s]
$w_{\text{primär}}$... (End-)Sinkgeschwindigkeit eines Einzelpartikels	[mm/s]
C	... Schwebstoffkonzentration	[mg/l]
k, m, β	... empirische Koeffizienten	[–]

Gleichung (4.12) wurde zum ersten Mal von Richardson und Zaki (1954a, 1954b) beschrieben. Neuere Veröffentlichungen multiplizieren die Variable C mit einem zusätzlichen empirischen Koeffizienten k_2 (Eisma et al., 1997, Schweim et al., 2001).

Aus den Einheiten der in den beiden Gleichungen verwendeten Parameter lässt sich erkennen, dass die Gleichungen nicht dimensionsrein sind. Beim Vergleich von unterschiedlichen Untersuchungsergebnissen muss also auf diesen Aspekt geachtet werden. Die Tatsache, dass die Gleichungen nicht dimensionsrein sind, verdeutlicht außerdem, dass die Beziehungen empirisch und nicht physikalisch-analytisch begründet sind.

Vorteilhaft ist dagegen die einfache Form der Gleichungen. In einer doppeltlogarithmischen Darstellung wird Gleichung (4.11) zu einer Geraden mit der Steigung m und dem Ordinatenabschnitt $(\ln k)$. Diese Werte sind vergleichsweise einfach zu ermitteln. Allerdings ist weitgehend unklar, durch welche Faktoren die Werte der Parameter m und k bestimmt werden. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen tragen dazu bei, einige Aspekte dieser Frage zu klären.

Neben der Potenzfunktion werden in der Literatur auch ein exponentielle Beschreibungen für die Beziehung zwischen Konzentration und Sinkgeschwindigkeit verwendet. Die Exponentialfunktion wird vor allem dann eingesetzt, wenn außer der Konzentration noch andere Einflüsse wie die Turbulenz berücksichtigt werden sollen, oder um die Konzentrationsabhängigkeit der Sinkgeschwindigkeit für die Bereiche II und IV gemeinsam in einer Gleichung zu fassen. Je nach Zielsetzung unterscheiden sich deshalb die in der Literatur verwendeten Formeln. Aus der Abwasserreinigung stammend wird häufig der exponentielle Ansatz von Takács et al. (1991) zugrunde gelegt:

$$w_s \propto (e^{a_1 C} - e^{-a_2 C}) \quad (4.13)$$

Der Proportionalitätsfaktor sowie die empirischen Vorfaktoren a_1 und a_2 im Exponenten schwanken sehr stark. Darüber hinaus wird Gleichung (4.13) von vielen Autoren in unterschiedlich abgewandelter Form verwendet und jeweils speziell auf die zu untersuchende Fragestellung angepasst (Rasmussen und Larsen, 1996, Reuter et al., 2003). Damit ist der praktische Nutzen dieser Gleichung zur Prognose der Sinkgeschwindigkeit von Schwebstoffen in der Natur recht eingeschränkt.

Die beiden Potenzfunktionen (4.11) und (4.12) werden zur Betrachtung des Schwebstofftransports häufig verwendet. Für die Praxis in Fließgewässern ist vor allem der Bereich II relevant, weshalb man in der Literatur hierzu Ergebnisse vieler Labor- und Naturuntersuchungen findet. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen liegen ebenfalls alle im Bereich II. Aufgrund der Nachteile von Gleichung (4.13) und der praktischen Bedeutung des Konzentrationsbereichs II wird im Folgenden nur noch die Gleichung $w_s = k \cdot C^m$ (4.11) betrachtet.

Abbildung 4.3 zeigt von van Leussen (1994) zusammengetragene Ergebnisse verschiedener Autoren zur Abhängigkeit der Sinkgeschwindigkeit von der Konzentration. Die Abbildung enthält jeweils nur die Ausgleichsgeraden der Messergebnisse in der doppeltlogarithmischen Darstellung. Der Koeffizient k variiert dabei zwischen $1,2 \cdot 10^{-7}$ und $9,8 \cdot 10^{-3}$, die Steigung m liegt zwischen 0,67 und 2,69.

Physikalisch interpretiert bestimmt der Beiwert k bzw. der Ordinatenabschnitt $(\ln k)$ der Geraden die Größenordnung der Sinkgeschwindigkeit. Je größer k , desto größer ist die Sinkgeschwindigkeit w_s bei einer bestimmten Konzentration C . Die Variation

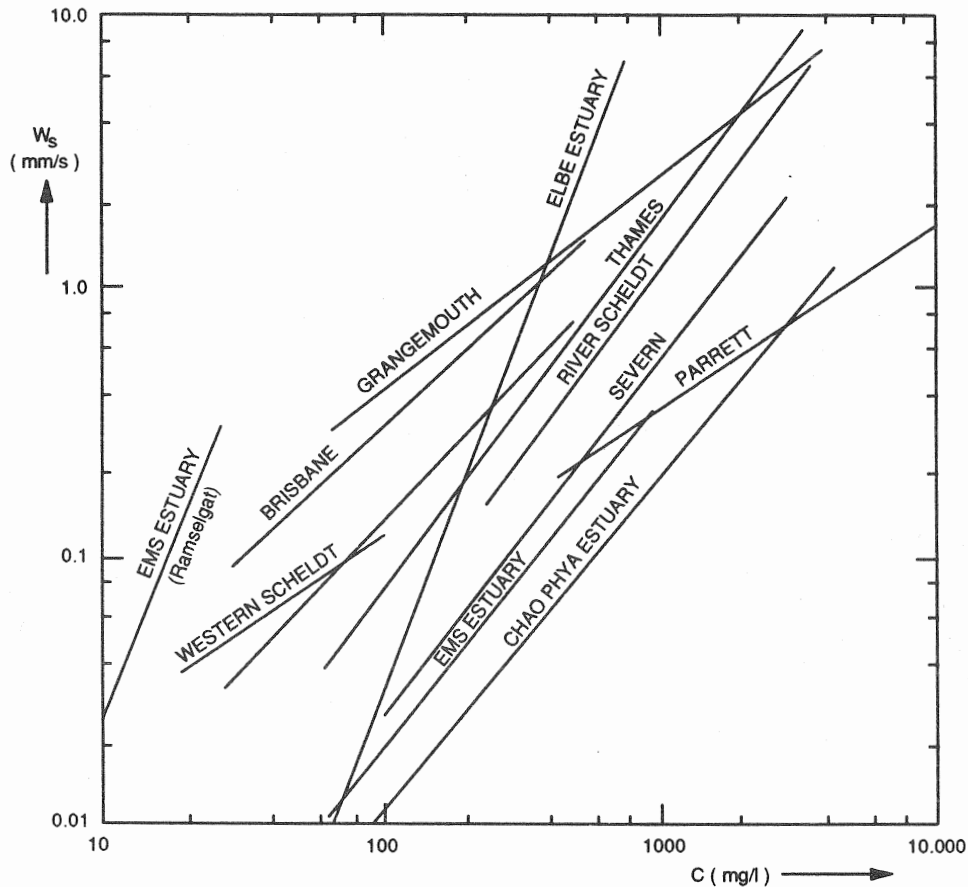


Abbildung 4.3: Mittlere Sinkgeschwindigkeit von Schwebstoffflocken als Funktion der Schwebstoffkonzentration. In-situ Messungen verschiedener Autoren, zusammengetragen von van Leussen (1994).

von $k \in [10^{-7}, 10^{-2}]$ der in der Abbildung dargestellten Beziehungen zeigt, dass die Sinkgeschwindigkeit der Sedimentgemische bei einer bestimmten Konzentration um bis zu fünf Größenordnungen differiert.

Der Exponent $m \in [0,67, 2,69]$, der die Geradensteigung darstellt, spiegelt die Größe des Gradienten $\frac{dw_s}{dC}$ wider. Er beschreibt, wie stark sich in einem bestimmten System eine Konzentrationsänderung dC auf die Sinkgeschwindigkeit w_s auswirkt. Je näher m am Wert 0 liegt, desto geringer ist der Einfluss der Konzentration auf die Sinkgeschwindigkeit. Bei kohäsionslosem Material ist dies beispielsweise der Fall. Kohäsionsloses Sedimentmaterial bildet keine Flocken, weshalb die Partikel immer als Einzelpartikel absinken. Solange die Konzentration nicht so hoch ist, dass sich die absinkenden Partikel gegenseitig behindern oder beschleunigen, ist die charakteristische Sinkgeschwindigkeit stets gleich der mittleren Sinkgeschwindigkeit der Einzelkörner und damit von der Konzentration unabhängig.

Die Überlegungen zur physikalischen Bedeutung der Koeffizienten k und m machen deutlich, dass die Flockung einen bedeutenden Einfluss auf die Abhängigkeit von Sinkgeschwindigkeit und Konzentration hat. Allerdings gibt es bisher wenig

Tabelle 4.1: Untersuchte Sediment-Fluid-Systeme mit industriell aufbereiteten Sedimenten mit Kurzbezeichnung und qualitativer Beschreibung der Partikelinteraktion.

Sediment-Fluid-System	Kurzbezeichnung	Art der Partikelwechselwirkung
SiO ₂ in demineralisiertem Wasser	SiO ₂ demin.	starke Abstoßung
Al ₂ O ₃ in demineralisiertem Wasser + Salzsäure (HCl) bei pH 4	Al ₂ O ₃ pH4	starke Abstoßung
SiO ₂ in demineralisiertem Wasser + Salzsäure (HCl) bei pH 4	SiO ₂ pH4	schwache Anziehung
Al ₂ O ₃ in demineralisiertem Wasser	Al ₂ O ₃ demin.	starke Anziehung
SiO ₂ in Leitungswasser	SiO ₂ Leitungsw.	starke Anziehung
Al ₂ O ₃ in Leitungswasser	Al ₂ O ₃ Leitungsw.	starke Anziehung

Anhaltspunkte, um diesen Einfluss zu quantifizieren. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurden deshalb Sediment-Fluid-Gemische ausgewählt, die sich hinsichtlich der Partikelinteraktion deutlich unterscheiden. In Tabelle 4.1 sind die verschiedenen Konfigurationen und die Art der jeweils dominierenden Partikelwechselwirkung aufgelistet.

Aus dem zeitlichen Verlauf der Konzentration in einer Suspension lässt sich für bestimmte Zeitintervalle eine charakteristische Sinkgeschwindigkeit der suspendierten Partikel rückrechnen. Der Massenfluss der Schwebstoffe in Richtung der Sohle $w_s C_{avg}$ (für eine mittlere Konzentration C_{avg}) entlang einer betrachteten Distanz \tilde{z} innerhalb eines Zeitraums Δt ist gleich der Konzentrationsänderung ΔC über den Zeitraum Δt :

$$\frac{w_s \cdot C_{avg}}{\tilde{z}} = \frac{\Delta C}{\Delta t} \quad (4.14)$$

Unter der Annahme, dass das Konzentrationsprofil mit der Zeit qualitativ konstant bleibt, kann die für die Konzentrationsänderung relevante Distanz \tilde{z} gleich der Wassertiefe h gesetzt werden. Für n diskrete Werte C_i , die zu Zeitpunkten t_i gemessen wurden, lässt sich damit für die Sinkgeschwindigkeit $w_{s,i}$ schreiben:

$$w_{s,i} = \frac{C_i - C_{i+1}}{C_{avg}} \cdot \frac{h}{t_{i+1} - t_i} \quad \text{für } i = 1 \dots n \quad (4.15)$$

Die Sinkgeschwindigkeit $w_{s,i}$ wird damit genau genommen jeweils für den Zeitpunkt $t = (t_i + t_{i+1})/2$ bestimmt. C_{avg} ist der Mittelwert der Konzentrationen $C_{i=1}$ bis C_{i+1} .

Abbildung 4.4 zeigt exemplarisch für Al₂O₃ bei pH4 (in demineralisiertem Wasser mit Salzsäure) und bei einer Drehfrequenz des Innenzylinders von $f = 22 \text{ min}^{-1}$ solche an diskreten Zeitpunkten bestimmte Werte für die Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Konzentration. An diese Daten wurde über eine Regressionsanalyse eine Potenzfunktion angepasst. Das hohe Bestimmtheitsmaß R^2 nahe 1

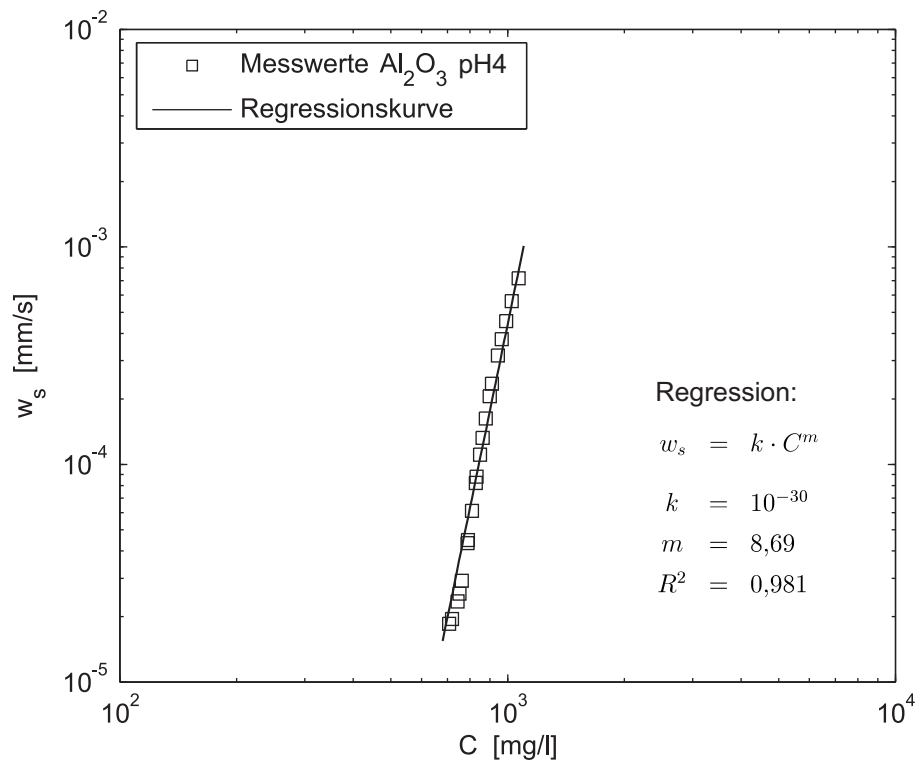


Abbildung 4.4: Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Messwerte und Regressionskurve für Al₂O₃ bei pH4 und $f = 22 \text{ min}^{-1}$.

zeigt die Güte der Anpassung und rechtfertigt die Verwendung der Potenzfunktion als Ausgleichskurve. In den folgenden Diagrammen werden der Übersichtlichkeit halber nur noch die Ausgleichskurven dargestellt.

Diese Ausgleichskurven wurden für alle untersuchten Konfigurationen ermittelt. Tabelle 4.2 listet die Ergebnisse für den Strömungszustand bei $f = 22 \text{ min}^{-1}$ auf. (Dieser Strömungszustand wurde für die Vergleiche bevorzugt verwendet, da hierfür die meisten Messreihen vorliegen.) Die unterschiedliche Kohäsivität der verschiedenen untersuchten Sediment-Fluid-Systeme wirkt sich deutlich auf die Koeffizienten k und m aus. Mit zunehmender Abstoßungsreaktion zwischen den Partikeln steigt m an und k sinkt ab.

Um den Einfluss der unterschiedlichen Kohäsivität der verschiedenen untersuchten Sediment-Fluid-Systeme auf die Koeffizienten k und m deutlich zu machen, ist in den Abbildungen 4.5 und 4.6 jeweils einer der Koeffizienten k und m konstant (gleich eins) gehalten. Für alle Kurven wurde derselbe Wertebereich für C verwendet, wodurch teilweise über die zugrundeliegenden Messbereiche hinaus Werte extrapoliert sind. Mit zunehmender Partikelanziehung steigt k an, d. h. die Sinkgeschwindigkeit bei einer bestimmten Konzentration wird höher. Dies ist mit einer verstärkten Flockenbildung zu erklären. Mit der Anziehungskraft zwischen den Partikeln steigt die Flockungsrate. Die Flocken sinken schneller ab, d. h. die Sinkgeschwindigkeit steigt. Umgekehrt ist der Koeffizient m für Suspensionen mit ausgeprägten Abstoßungsreaktionen zwischen den Partikeln größer als bei sich anziehenden Partikeln. Eine Konzentrationsänderung wirkt sich hier also deutlicher aus. Aufgrund der Absto-

Tabelle 4.2: Koeffizienten der Ausgleichskurven $w_s = k \cdot C^m$ für verschiedene Sediment-Fluid-Systeme bei $f = 22 \text{ min}^{-1}$.

Sediment-Fluid-System	k	m	R^2	Partikelwechselwirkung
SiO ₂ demin.	$2,2 \cdot 10^{-36}$	10,59	0,980	starke Abstoßung
Al ₂ O ₃ pH4	$3,7 \cdot 10^{-30}$	8,69	0,981	
SiO ₂ pH4	$1,6 \cdot 10^{-12}$	3,20	0,978	schwache Anziehung
Al ₂ O ₃ demin.	$7,8 \cdot 10^{-6}$	1,39	0,990	starke Anziehung
SiO ₂ Leitungsw.	$1,4 \cdot 10^{-5}$	1,31	0,958	
Al ₂ O ₃ Leitungsw.	$1,5 \cdot 10^{-5}$	1,45	0,964	

ßung zwischen den Teilchen tritt kaum Flockung auf. Die Wahrscheinlichkeit einer Partikelkollision – und damit der Flockenbildung – nimmt mit steigender Konzentration signifikant zu, was die Abhängigkeit der Sinkgeschwindigkeit von Konzentrationsänderungen erklärt. Abbildung 4.7 fasst den beobachteten Trend von k und m in Abhängigkeit von der Partikelwechselwirkung noch einmal schematisch zusammen.

Natürlich ist die Partikelwechselwirkung neben der Konzentration nicht der einzige Einflussfaktor auf die Sinkgeschwindigkeit. Deshalb ist der direkte Vergleich mit Literaturdaten problematisch, da die Randbedingungen nicht dieselben sind oder nicht genau bekannt sind. Um die Versuchsergebnisse der industriell aufbereiteten Sedimente mit natürlichem Sediment zu vergleichen, wurden im Rahmen der Arbeit auch für zwei natürliche Sedimentmischungen aus den Flüssen Rhein und Wehra analoge Untersuchungen durchgeführt (zu den verwendeten Sedimenten: siehe Kapitel 3.5.1). Die aus der Natur stammenden Sedimente setzen sich aus verschiedenen mineralischen und organischen Bestandteilen zusammen. Deshalb ist zu erwarten, dass keine starke Abstoßungsreaktion auftritt. Da andererseits die meisten Tonminerale im neutralen pH-Bereich vorwiegend negative Ladungen aufweisen, ist auch nicht mit einer sehr starken Anziehung zu rechnen. Erwartet wird ein Verhalten, das zwischen den Extremfällen „starke Anziehung“ und „starke Abstoßung“ liegt.

Bei gleichen Randbedingungen wie zuvor bei den industriell aufbereiteten Sedimenten ergeben sich für die beiden natürlichen Sedimentmischungen tatsächlich Werte für k und m , die im Bereich der schwachen Partikelwechselwirkung liegen (siehe Tabelle 4.3). Dies untermauert die Hypothese, dass der Schwankungsbereich der Koeffizienten (und damit der Sinkgeschwindigkeiten) natürlicher Sedimente – zumindest bei vergleichbaren Korngrößen – durch die industriell aufbereiteten und in verschiedenen Dispersionsmedien suspendierten Sedimente eingegrenzt werden kann. In Abbildung 4.8 und 4.9 sind analog zu den Abbildungen 4.5 und 4.6 die Kurven für die industriell aufbereiteten Sedimente (durchgezogene Linien) sowie die natürlichen Sedimentmischungen (unterbrochene Linien) gemeinsam dargestellt. Hier wird noch einmal grafisch deutlich, dass die natürlichen Sedimente bei ansonsten gleichen Randbedingungen sowohl für k als auch für m zwischen den Extremfällen im Bereich der weniger stark ausgeprägten Wechselwirkungskräfte liegen. Zu beachten ist hierbei, dass dies nicht gleichbedeutend mit „kohäsionslos“ ist, was in Abbildung 4.8 als Horizontale erscheinen würde.

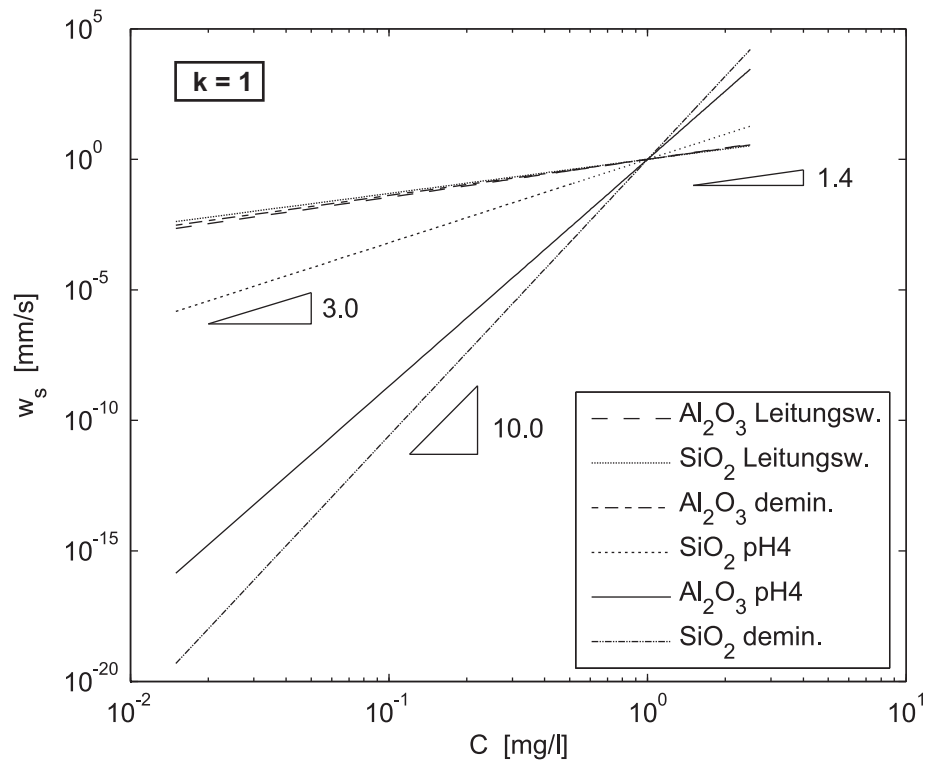


Abbildung 4.5: Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskurven mit $k = 1$.

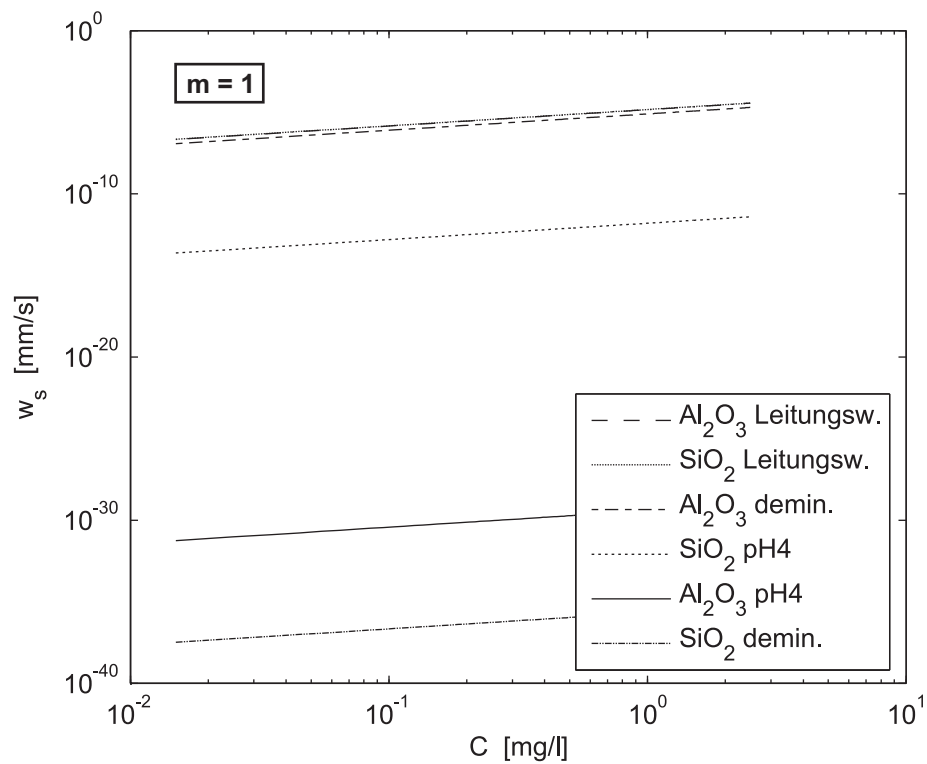


Abbildung 4.6: Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskurven mit $m = 1$.

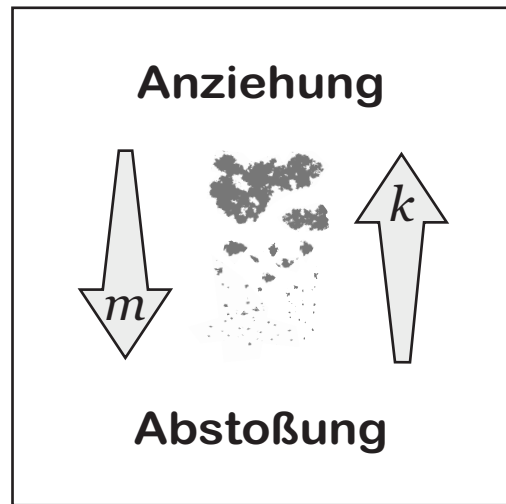


Abbildung 4.7: Veränderung der Koeffizienten k und m in Abhängigkeit von der Art der Partikelwechselwirkung.

Tabelle 4.3: Koeffizienten der Ausgleichskurven $w_s = k \cdot C^m$ für die natürlichen Sedimentgemische bei $f = 22 \text{ min}^{-1}$.

Sediment-Fluid-System	k	m
Rheinsediment Leitungsw.	$6,6 \cdot 10^{-10}$	3,19
Wehrasediment Leitungsw.	$4,3 \cdot 10^{-13}$	4,05

Zum Vergleich der Messergebnisse mit der aus der Literatur entnommenen Abbildung 4.3 sind die Ausgleichskurven in Abbildung 4.10 in ähnlicher Form dargestellt. Die Kurven sind dabei jeweils nur im vorhandenen Wertebereich der Messdaten gezeichnet. In dieser Darstellung ist die Abhängigkeit der Sinkgeschwindigkeit von der Art der Partikelwechselwirkung weniger offensichtlich. Beim Vergleich der beiden Abbildungen 4.3 und 4.10 fallen zwei Aspekte auf: Zum einen fanden die zitierten Autoren Werte für m , die teils noch deutlich niedriger lagen als die in den hier vorgestellten Untersuchungen. Zum anderen liegen die in situ gemessenen Sinkgeschwindigkeiten in vielen Fällen höher als die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Labormesswerte. Letzteres schlägt sich in höheren k -Werten nieder.

Als Ursache kommen zwei Effekte in Frage. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen zeigen, dass stärkere Anziehungskräfte zwischen den Partikeln den Wert von m verringern. Die Erklärung liegt hier, wie bereits erwähnt, in der effektiveren Flockenbildung. Flockung ist immer ein zeitabhängiger Prozess, so dass höhere Flockungsraten bei einem zuvor dispergierten System zu höheren Sinkgeschwindigkeiten führen. Für die Naturmessdaten nach van Leussen (1994) könnte als einerseits eine noch stärkere Partikelanziehung gelten. Allerdings erscheint dieser Effekt nicht ausreichend, um die niedrigen m -Werte zu erklären. Auf der anderen Seite kommt aber auch eine verstärkte Flockenbildung aufgrund der Turbulenz und der durch sie erhöhten Kollisionswahrscheinlichkeit der Partikel als Ursache für die effektivere Flockung in Frage. Neben der starken Flockung kann auch ein erhöhter

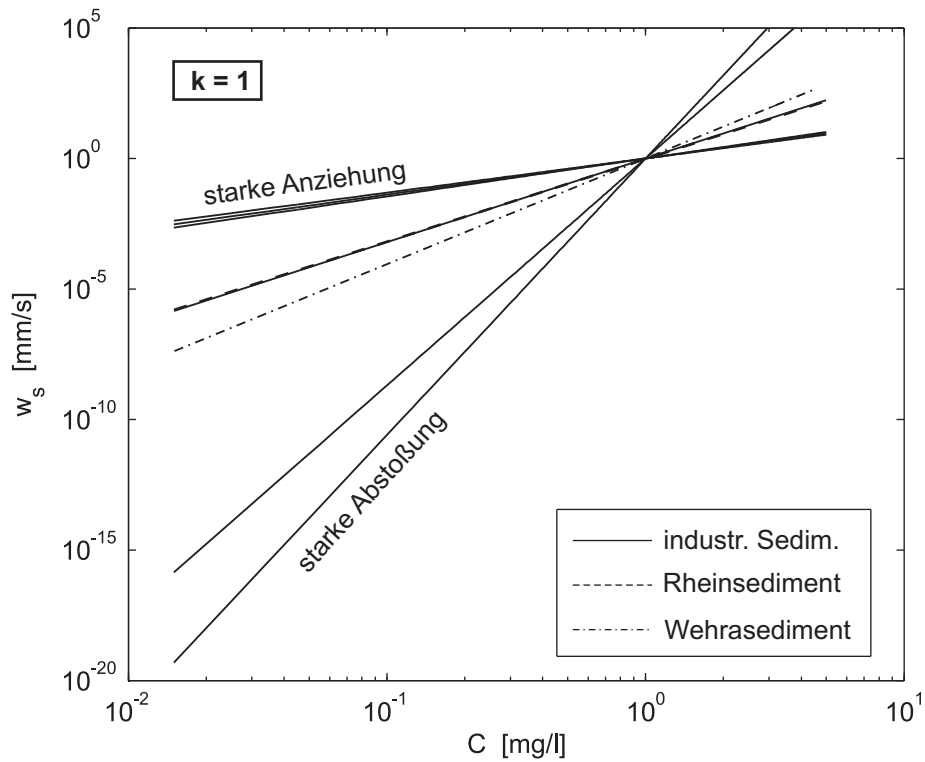


Abbildung 4.8: Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskurven mit $k = 1$. Industriell aufbereitete Sedimente und natürliche Sedimentmischungen.

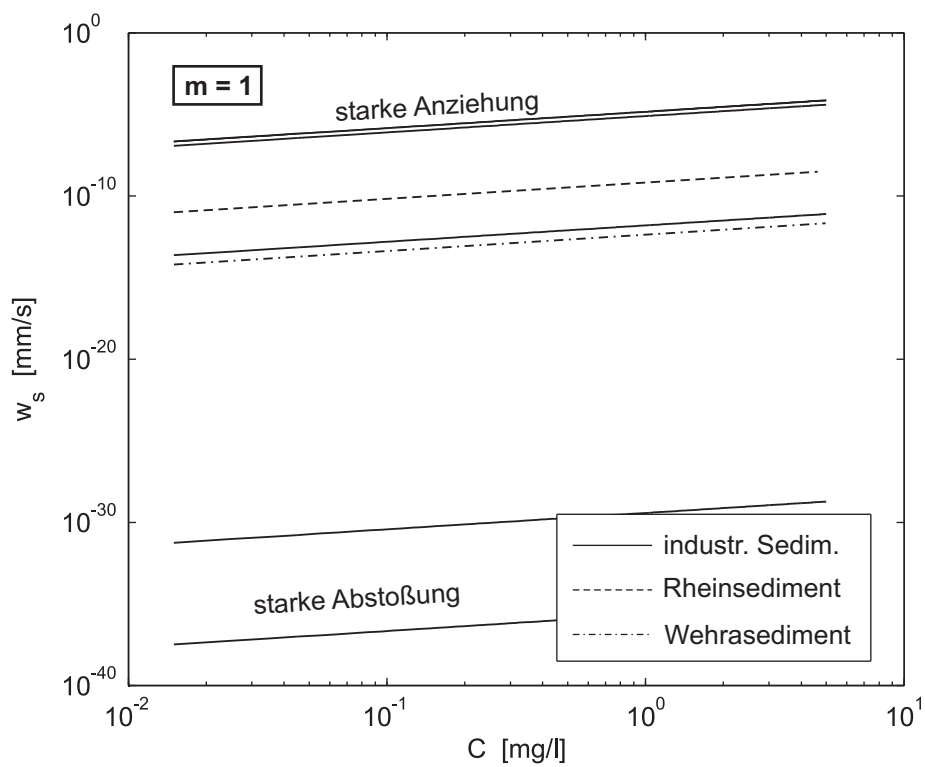


Abbildung 4.9: Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskurven mit $m = 1$. Industriell aufbereitete Sedimente und natürliche Sedimentmischungen.

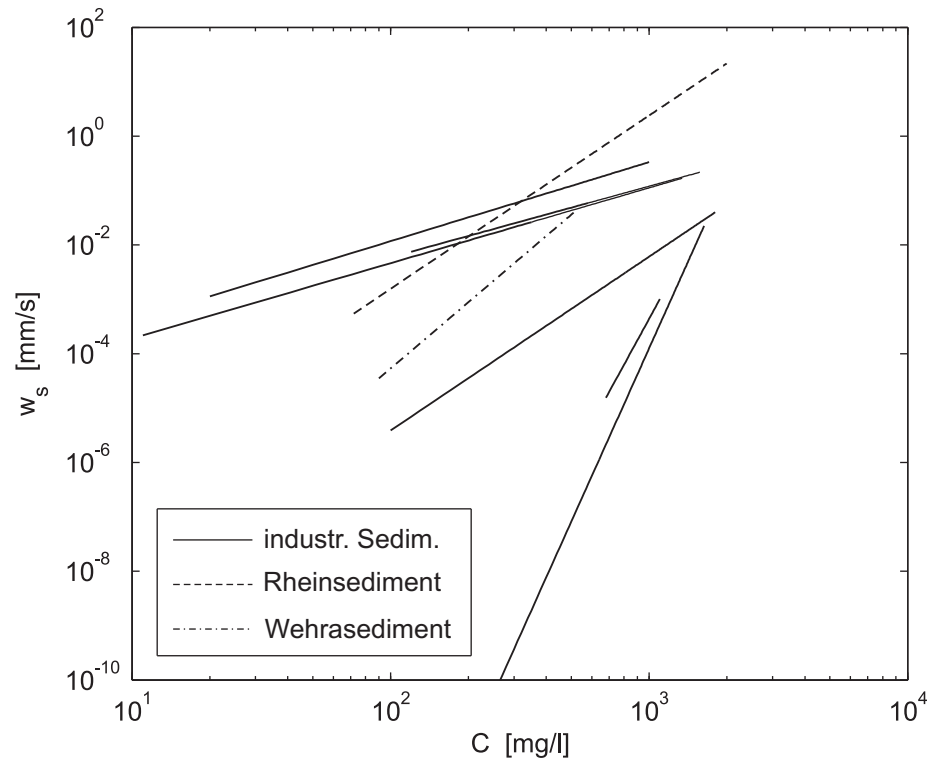


Abbildung 4.10: Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Durchgezogene Linien: industriell aufbereitete Sedimente; unterbrochene Linien: natürliche Sedimentmischungen.

Anteil an kohäsionslosem Material die Sinkgeschwindigkeit zunehmend unabhängiger von der Konzentration machen und damit niedrigere Werte für m verursachen.

Die höheren k -Werte der bei van Leussen (1994) vorgestellten Naturdaten lassen sich ebenfalls zum einen durch verstärkte oder effektivere Flockung vor allem aufgrund der Turbulenz erklären. Eine Verringerung der Sinkgeschwindigkeiten durch eine aufwärtsgerichtete Strömung tritt bei dem verwendeten In-situ-Messverfahren zur Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit nicht auf, da die Untersuchungen in einer von der Gerinneströmung abgetrennten Säule stattfinden. Verstärkte Flockung erhöht den Partikeldurchmesser und damit die Sinkgeschwindigkeit. Eine solche erhöhte Sinkgeschwindigkeit tritt zum anderen aber auch bei größeren Korndurchmessern des Ausgangsmaterials auf. Größere Primärteilchen erhöhen also ebenfalls den Wert von k . Wahrscheinlich ist eine Kombination der genannten Effekte, die sich auf die Konzentrationsabhängigkeit der Sinkgeschwindigkeit, beschrieben durch die Koeffizienten k und m , auswirken und die den Kurvenverlauf in Abbildung 4.3 beeinflussen.

Die vorangegangenen Analysen haben am Beispiel einer einfachen, empirischen Gleichung zur Beschreibung der Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Schwebstoffkonzentration gezeigt, wie groß die Bedeutung der Kohäsivität für die Sinkgeschwindigkeit feiner Sedimente ist. Neben der Kohäsivität wird als maßgebender Parameter außerdem die Turbulenz angesehen. Um deren relative Bedeutung abzuschätzen sind in den Abbildungen 4.11 und 4.12 die nach dem Potenzgesetz ange-

passten Sinkgeschwindigkeiten für Untersuchungen mit SiO_2 in Leitungswasser bei verschiedenen Strömungszuständen gezeigt. Für die Darstellung wurden wie zuvor in Abbildung 4.11 der Parameter k und in Abbildung 4.12 der Parameter m konstant gleich eins gehalten. Die Abbildungen zeigen, dass für die betrachteten Fälle m mit zunehmender Strömungsintensität zunimmt und k abnimmt. k liegt in einem Bereich von $k \in [10^{-6}, 10^{-4}]$, m variiert zwischen $m \in [0,95, 1,4]$. Der Schwankungsbereich von k und m für ein festes Sediment-Fluid-System bei variabler Turbulenz ist also deutlich kleiner als der Schwankungsbereich bei unterschiedlicher Kohäsivität. Dies unterstreicht die Bedeutung einer entsprechenden Berücksichtigung der Partikelwechselwirkung bei der Bestimmung von Sinkgeschwindigkeiten.

Da die Sinkgeschwindigkeit einen dominierenden Einflussfaktor auf das Absetzverhalten von Schwebstoffen darstellt, ist naheliegend, dass sich die Kohäsivität der Sedimente ebenfalls signifikant auf die Depositionsraten auswirkt. Mit der Beschreibung der Deposition kohäsiver Sedimente befasst sich das folgende Kapitel.

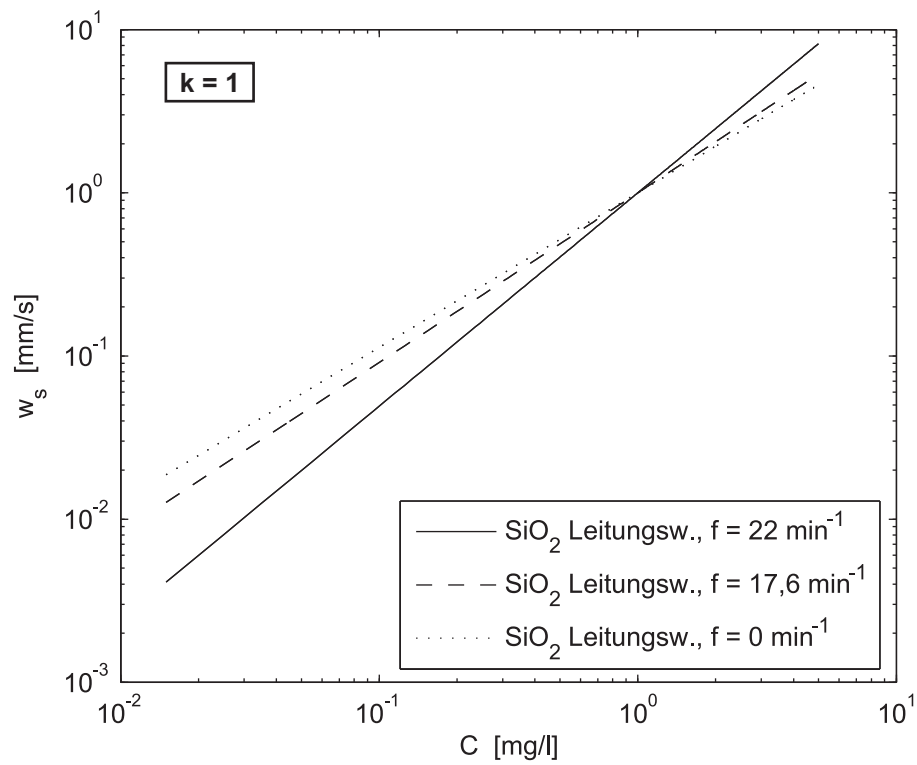


Abbildung 4.11: Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskurven mit $k = 1$ für SiO_2 in Leitungswasser bei verschiedenen Drehfrequenzen f .

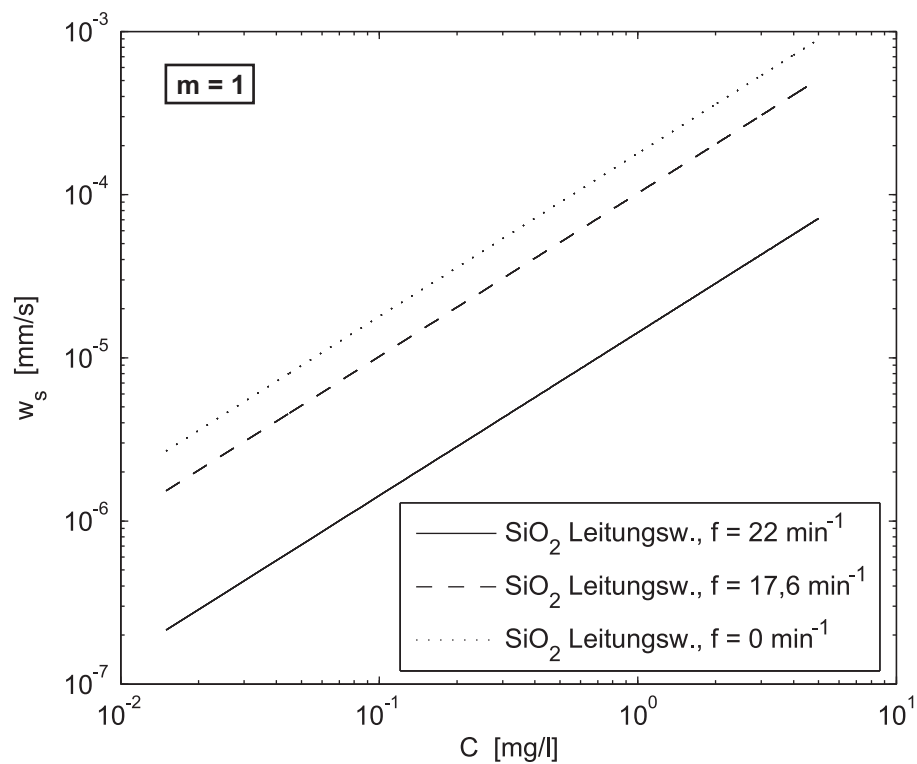


Abbildung 4.12: Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Konzentration. Regressionskurven mit $m = 1$ für SiO_2 in Leitungswasser bei verschiedenen Drehfrequenzen f .

4.2 Deposition kohäsiver Sedimente

Für ingenieurpraktische Anwendungen ist die Sinkgeschwindigkeit eher indirekt von Interesse. Die relevanten Transportprozesse sind hier vor allem die Hauptprozesse des sogenannten ETDC-Zyklus: Erosion, Transport, Deposition und Konsolidierung (vergleiche Kapitel 2.2). Transport und besonders Deposition sind dabei signifikant von der Sinkgeschwindigkeit beeinflusst. Die Deposition kohäsiver Sedimente und ihre Berechnung mithilfe der Sinkgeschwindigkeit sind Inhalt dieses Kapitels.

Zunächst werden die allgemeine Vorgehensweise zur Beschreibung der Deposition erläutert und verschiedene Modelle aus der Literatur gegenübergestellt. Anschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit erhobenen Messdaten bezüglich der Deposition anhand ausgewählter Ansätze analysiert.

4.2.1 Theoretische Betrachtung

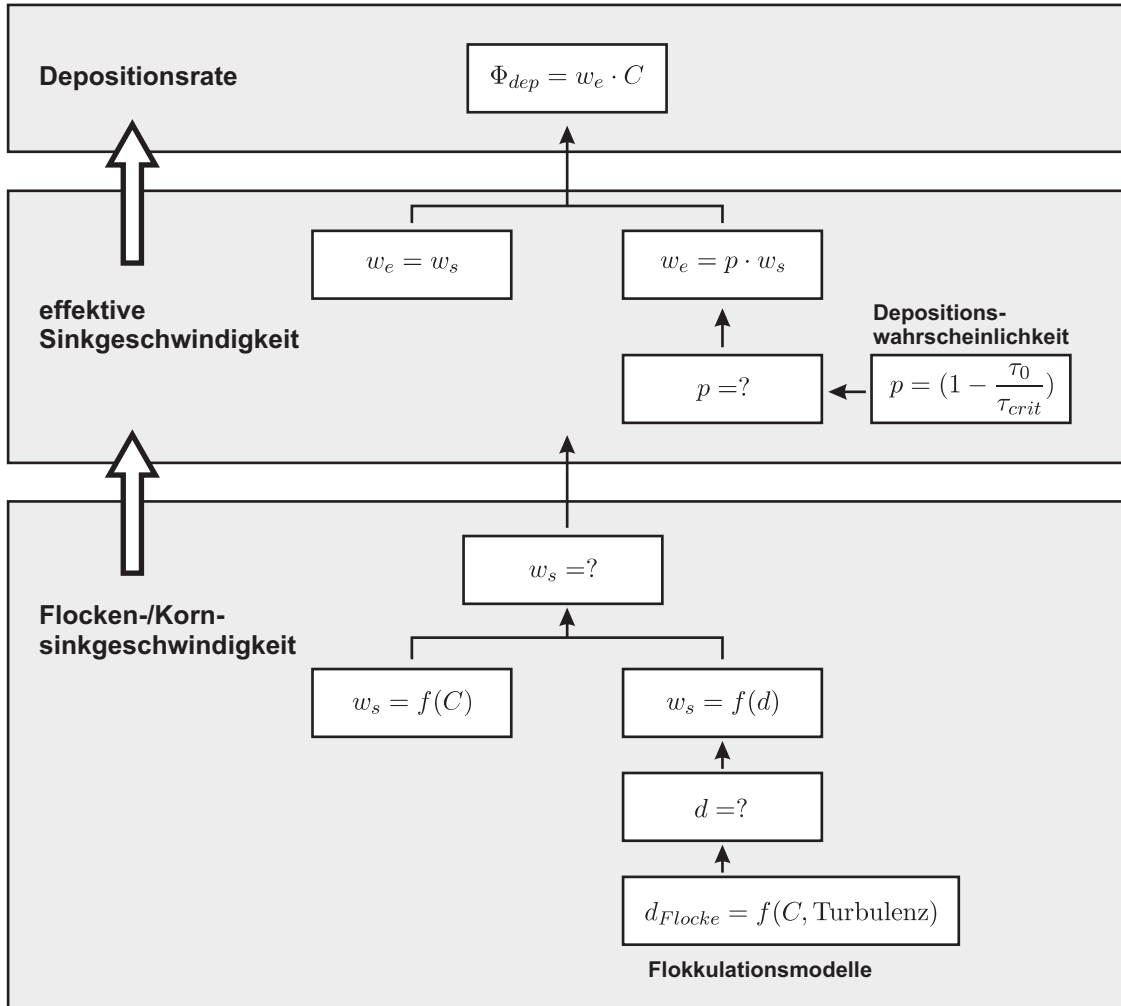
Die Beschreibung der Deposition erfolgt in aller Regel in Form einer *Depositionsrate*. Die Depositionsrate Φ_{dep} entspricht der Menge an Sedimenten, die sich pro Sohlfläche und Zeiteinheit ablagert. Sie berechnet sich aus einer effektiven Sinkgeschwindigkeit w_e und einer zugehörigen Konzentration C :

$$\Phi_{dep} = w_e \cdot C \quad (4.16)$$

Die Depositionsrate ergibt sich als effektiver Massenfluss aus dem Wasserkörper in Richtung Sohle und stellt einen Senkenterm in der Beschreibung des Schwebstofftransports in der Strömung dar. Sie beschreibt, wie stark die Konzentration in Suspension pro Zeiteinheit und bezogen auf die Sohlfläche abnimmt.

Trotz der einfachen formelmäßigen Beschreibung der Depositionsrate ist ihre tatsächliche Berechnung nicht trivial. Zur Ermittlung der effektiven Sinkgeschwindigkeit bzw. dazu notwendiger, nachgeordneter Größen finden sich in der Literatur zunehmend komplexere Ansätze. In Abbildung 4.13 sind die verschiedenen Ebenen bei der Berechnung der Depositionsrate verallgemeinert und schematisch in einer Übersicht dargestellt. Die einzelnen Berechnungsschritte entsprechend dieser Übersicht werden im Folgenden näher betrachtet.

Die Konzentration C in Gleichung (4.16) ist ein Parameter, der entweder vorab bekannt ist, oder der aus einer gegebenen Anfangskonzentration C_0 zu einem bestimmten Zeitpunkt t_0 mithilfe einer Transportgleichung mit Quellen- und Senkentermen (Erosion und Deposition) errechnet wird. Aufbauend auf dieser Anfangsbedingung stellt C den Zielparameter der Transportgleichung dar. Genau genommen muss für eine physikalisch korrekte Beschreibung der Depositionsrate für die Konzentration C ein sohnaher Wert C_B verwendet werden (vergleiche Kapitel 2.2.3). Häufig wird jedoch ein mittlerer Wert C_m angesetzt. Aufgrund der Schichtungstendenz der Konzentrationsverteilung ist C_m in der Regel geringer als der sohnaher Wert C_B . Der Einfluss von Ungenauigkeiten bei Φ_{dep} , die aus dieser Vereinfachung herrühren, wird in Gleichung (4.16) dadurch abgemindert, dass eine entsprechende Korrektur der effektiven Sinkgeschwindigkeit beispielsweise anhand von Messergebnissen erfolgen kann.



wobei

Φ_{dep}	... Depositionsrate	$[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$
C	... Schwebstoffkonzentration	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
w_e	... effektive Sinkgeschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
w_s	... charakteristische Flocken- oder Kornsinkgeschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
p	... Depositionswahrscheinlichkeit	$[-]$
τ_0	... Sohlschubspannung	$[\text{N}/\text{m}^2]$
τ_{crit}	... kritische Sohlschubspannung für Deposition	$[\text{N}/\text{m}^2]$
d	... Partikeldurchmesser	$[\text{m}]$

Abbildung 4.13: Schematische Darstellung der Berechnungsebenen zur Bestimmung der Depositionsrate.

Die effektive Sinkgeschwindigkeit w_e ist ein Maß dafür, mit welcher Geschwindigkeit Sedimente deponieren, d. h. ein Maß für die Zeitskalen, in denen Sedimente nicht mehr als zur Suspension, sondern als der Sohle zugehörig betrachtet werden. Je nach Betrachtungsweise kann die effektive Sinkgeschwindigkeit deshalb direkt gleichbedeutend sein mit einer charakteristischen Sinkgeschwindigkeit des suspendierten Sediments oder gleich der Korn- oder Flockensinkgeschwindigkeit multipliziert mit einer Depositionswahrscheinlichkeit p . Die Depositionswahrscheinlichkeit berücksichtigt, dass nur ein Teil der Sedimente, die bis zur Sohle absinken, auch Bestandteil der Sohle wird und dass ein anderer Teil wieder aufgewirbelt und weitertransportiert wird. Zur Beschreibung der Depositionswahrscheinlichkeit p wird in der Literatur nahezu ausschließlich der Ansatz nach Krone (1962) verwendet:

$$p = 1 - \frac{\tau_0}{\tau_{crit}} \quad (4.17)$$

Krone ermittelt die Depositionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der tatsächlich vorhandenen Sohlschubspannung τ_0 und einer kritischen Sohlschubspannung für Deposition τ_{crit} . Entspricht die Sohlschubspannung τ_0 genau der kritischen Sohlschubspannung τ_{crit} , wird die Depositionswahrscheinlichkeit zu null. Damit wird auch die Depositionsrate zu null, d. h. es lagert sich kein Sediment ab. Solange die tatsächlich vorhandene Sohlschubspannung den kritischen Wert für Deposition unterschreitet ($\tau_0 < \tau_{crit}$) ergeben sich Werte für p im Bereich $p \in (0, 1)$. Für $\tau_0 > \tau_{crit}$ ergeben sich rechnerisch negative Werte für p . Es tritt keine Deposition auf. Zu beachten ist, dass negative Werte für die Depositionsrate nicht gleichbedeutend sind mit Erosion. Die kritische Sohlschubspannung für Erosion ist nicht unbedingt gleich der kritischen Sohlschubspannung für Deposition. Beim Auftreten negativer Werte für die Depositionswahrscheinlichkeit wird deshalb die Depositionsrate zu null gesetzt. Formelmäßig lassen sich diese Überlegungen schreiben als:

$$p = \begin{cases} 1 - \tau_0/\tau_{crit} & , \text{ für } 0 < \tau_0 < \tau_{crit} \\ 0 & , \text{ für } \tau_0 \geq \tau_{crit} \end{cases} \quad (4.18)$$

Der Wert der kritischen Sohlschubspannung für Deposition muss aus Experimenten ermittelt werden. Bisher existieren keine Berechnungsansätze zur Abschätzung von τ_{crit} beispielsweise in Abhängigkeit des Korndurchmessers, der Turbulenz oder der Kohäsivität des Sediments. In Anlehnung an die Überlegungen in Kapitel 3.4.3 sollte auch untersucht werden, ob die Sohlschubspannung hier tatsächlich der geeignetste Parameter ist, um die Depositionswahrscheinlichkeit zu beschreiben.

Unabhängig davon, ob die effektive Sinkgeschwindigkeit mit einer charakteristischen Sinkgeschwindigkeit des suspendierten Sediments gleichgesetzt wird oder ob zusätzlich eine Depositionswahrscheinlichkeit berücksichtigt wird, ist eine Beschreibung der Einzelkorn- oder Flockensinkgeschwindigkeit w_s des suspendierten Sediments notwendig. In Kapitel 2.2.3 wurden bereits verschiedene Ansätze zur Berechnung der Sinkgeschwindigkeit vorgestellt. Generell lassen sich die zahlreichen, in der Literatur zu findenden Methoden danach unterscheiden, ob die Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration C oder des Partikeldurchmessers d (Flocken- oder Einzelkorndurchmesser) ermittelt wird.

Tabelle 4.4: Ausgewählte Formeln zur Berechnung der Partikelsinkgeschwindigkeit aus der Literatur, unterteilt nach Abhängigkeit von der Schwebstoffkonzentration C bzw. vom Partikeldurchmesser d .

Autoren	Formel
Burt (1986), Burban et al. (1990), Eisma et al. (1997), Schweim et al. (2001)	$w_s = k \cdot C^m$
Malcherek (1994), Weilbeer (2005)	$w_s = k \cdot C^m \cdot \frac{1+aG}{1+bG^2}$
Takács et al. (1991)	$w_s = w_{max} \cdot e^{-a \cdot (C - C_{min})} - w_{max} \cdot e^{-b \cdot (C - C_{min})}$
Reuter et al. (2003)	$w_s = (e^{-a \cdot C} - e^{-b \cdot C}) \cdot (e^{-m \cdot G} - e^{-n \cdot G})$
You (2004)	$w_s = w_0 \cdot e^{(a \cdot C - b \cdot C^2)}$
McAnally et al. (2007)	$w_s = a \frac{C^n}{(C^2 + b^2)^m}$
Shrestha et al. (2000)	$w_s = a(CG)^b$
Rasmussen und Larsen (1996)	$w_s = w_{max} \cdot e^{(a \cdot C + b \cdot G)} + w_{min}$
Kajihara (1971), Lick et al. (1992), Lick und Huang (1993)	$w_s = a \cdot d^b$
Stokes (1850)	$w_s = \frac{d^2}{18\nu} \cdot \rho' \cdot g$
Zanke (1977)	$w_s = 10 \cdot \frac{\nu}{d} \cdot \left(\sqrt{1 + 0,01 \cdot \frac{\rho' g}{\nu^2} \cdot d^3} - 1 \right)$
Cheng (1997)	$w_s = \frac{\nu}{d} \cdot \left(\sqrt{25 + 1,2 \cdot \left(\left(\frac{\rho' g}{\nu^2} \right)^{1/3} \cdot d \right)^2} - 5 \right)^{1,5}$

verwendete Formelzeichen:

w_s	Sinkgeschwindigkeit [m/s]
C	Schwebstoffkonzentration [kg/m ³]
a, b, k, m, n	empirische Koeffizienten [-]
$G = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}}$	Turbulenzparameter [1/s]
ε	massenbezogene Energiedissipationsrate [Nm/s·kg] = [m ² /s ³]
ν	kinematische Viskosität [m ² /s]
C_{min}	minimale erreichbare Schwebstoffkonzentration [kg/m ³]
w_0	Sinkgeschwindigkeit des Einzelkorns [m/s]
w_{max}	maximale Sinkgeschwindigkeit [m/s]
w_{min}	minimale Sinkgeschwindigkeit [m/s]
d	Partikeldurchmesser [m]
ρ'	spezifische Dichte unter Auftrieb [-]
g	Erdbeschleunigung [m/s ²]

In Tabelle 4.4 sind exemplarisch einige Berechnungsansätze aus der Literatur aufgelistet. Vor allem die Formeln für die Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Schwebstoffkonzentration C enthalten viele empirische Parameter. Diese Parameter müssen jeweils aus Versuchen bestimmt werden, da bisher keine oder nur ungenügende Prognoseansätze vorhanden sind. In vielen der dargestellten Gleichungen wird versucht, auf die eine oder andere Weise den Einfluss der Turbulenz zu berücksichtigen. Dies geschieht teilweise durch Einbeziehung eines Turbulenzparameters G , der auch „absoluter Geschwindigkeitsgradient“ genannt wird (van Leussen, 1997). In anderen Ansätzen fließt die Turbulenz ebenso wie andere Einflussparameter (Korngrößen, Kohäsivität) in den Wert der Koeffizienten a , b , k , m oder n mit ein. Letztendlich sind all diese Formeln stark empirisch geprägt.

Die Ansätze zur Berechnung der Sinkgeschwindigkeit anhand des Partikeldurchmessers d sind zum Teil für kohäsionslose Einzelkörner abgeleitet. Der klassische Ansatz nach Stokes (1850) ist analytisch abgeleitet für das unbeeinflusste Absinken eines kugelförmigen Einzelkorns bei einer Kornreynoldszahl $Re^* = \frac{u_* \cdot d}{\nu} \leq 1$ in Stillwasser. Dennoch wird dieser Ansatz bei bestimmten Randbedingungen auch für kohäsive Sedimente verwendet (McAnally und Mehta, 2000). Die Methode nach Zanke (1977) stellt eine Erweiterung der Stokes'schen Sinkgeschwindigkeit für abgeflachte, kohäsionslose Partikel dar und ist auch für größere Kornreynoldszahlen gültig. Verwandt mit diesen beiden Ansätzen ist die Gleichung nach Cheng (1997), die empirisch auch auf kohäsive, feinere Sedimente angepasst ist. Stark empirisch geprägt ist die vergleichsweise simple Formel nach Kajihara (1971), die der Form nach analog zu der einfachen Gleichung $w_s = k \cdot C^m$ ist. Bei allen Ansätzen zur Berechnung der Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers d stellt sich die Frage nach der Bestimmung dieses Durchmessers.

Der effektive Partikeldurchmesser kohäsiver Sedimente ist aufgrund der Flockung in der Regel größer als der Durchmesser der einzelnen Ausgangspartikel (Primärpartikel). Der Flockendurchmesser variiert in Abhängigkeit von verschiedenen Randbedingungen wie Schwebstoffkonzentration, Turbulenz und Kohäsivität. Der Prognose dieser Flockendurchmesser dienen sogenannte *Flokkulationsmodelle*. Von Ziegler und Nisbet (1995) stammt beispielsweise der folgende empirische Ansatz mit einem Kalibrierungsfaktor α :

$$d_{Flocke} = \left(\frac{\alpha}{C \cdot G} \right)^{1/2} \quad (4.19)$$

Winterwerp (2002) berücksichtigt in seinem ebenfalls stark empirischen Ansatz zusätzlich den Korndurchmesser der Primärpartikel $d_{primär}$:

$$d_{Flocke} = d_{primär} + \frac{\alpha \cdot C}{\beta \cdot \sqrt{G}} \quad (4.20)$$

McAnally und Mehta (2000, 2002) stellen ein komplexes Modell vor, das teilweise analytisch abgeleitet wurde. Die Autoren versuchen, die als relevant betrachteten physikalischen Teilprozesse weitgehend einzubeziehen. Das vollständige Modell wird

hier nicht dargestellt, die Aufstellung der betrachteten Parameter mag jedoch einen Eindruck der Komplexität der Ansätze geben:

$$d_{Flocke} = f(d_{primär}, \varrho', g, g_0, C, C_0, S, S_0, T, T_0, KAK, KAK_0, \varepsilon, \nu) \quad (4.21)$$

wobei

d_{Flocke}	...	Flockendurchmesser	[m]
$d_{primär}$...	Durchmesser des Primärkorns	[m]
ϱ'	...	spezifische Dichte der Flocken	[-]
g	...	Erdbeschleunigung	[m/s ²]
C	...	Schwebstoffkonzentration	[kg/m ³]
S	...	Salzgehalt	[ppt]
T	...	Temperatur	[°C]
KAK	...	Kationen-Austausch-Kapazität	[mmol/kg]
ε	...	Energiedissipationsrate	[m ² /s ³]
ν	...	kinematische Viskosität	[m ² /s]

Der Index 0 steht jeweils für einen Referenzwert. In den Gleichungen des Modells sind zusätzlich diverse analytisch abgeleitete sowie empirische Konstanten enthalten.

Mithilfe solcher Flokkulationsmodelle sowie spezieller dafür angepasster Modifikationen des Stokes'schen Sinkgeschwindigkeitsgesetzes scheint das Problem der Flocken-sinkgeschwindigkeit bzw. der Deposition kohäsiver Schwebstoffe behoben. Spearman und Roberts (2002) führten eine vergleichende Untersuchung zum Absinkverhalten feiner Sedimente mit verschiedenen Ansätzen zur Ermittlung der Sinkgeschwindigkeit durch. Bezüglich der Flokkulationsmodelle stellten sie fest, dass Modelle, die stärker physikalisch orientiert waren, nicht notwendigerweise bessere Ergebnisse lieferten als stark empirisch geprägte. Die beste Nachbildung der gemessenen Naturdaten konnte mit dem einfachen Potenzgesetz $w_s = k \cdot C^m$ erreicht werden. Die Autoren empfehlen aufgrund ihrer Untersuchungen, für Schwebstofftransportmodellierungen einfache Ansätze zu verwenden und die Komplexität der Modelle nur zu erhöhen, wenn konkrete Anhaltspunkte dafür bestehen.

4.2.2 Anwendung auf den Untersuchungsdatensatz

Nach diesem kurzen Literaturüberblick verbunden mit einigen allgemeinen Überlegungen wird im Folgenden der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erhobene Datensatz im Hinblick auf die Beschreibung der Deposition analysiert. In Kapitel 4.1.2 wurde bereits das einfache Potenzgesetz $w_s = k \cdot C^m$ zur Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit im Detail anhand der erhobenen Messdaten diskutiert. Ähnlich wie in vielen zitierten Untersuchungen ließ sich auch in dieser Arbeit das Verhalten der Schwebstoffe mithilfe dieses Ansatzes gut beschreiben. Deshalb liegt die Vermutung nahe, dass auch die Berechnung der Deposition anhand dieser Gleichung gute Ergebnisse liefert.

Da die charakteristische Sinkgeschwindigkeit, die in der vorliegenden Laboruntersuchung ermittelt wurde, aufgrund ihrer Berechnung aus der Konzentrationsänderung bereits einer effektiven Sinkgeschwindigkeit für Deposition entspricht, muss für die Berechnung der Depositionsrate keine Depositionswahrscheinlichkeit mehr berücksichtigt werden. Damit kann das Potenzgesetz für die Sinkgeschwindigkeit direkt in Gleichung (4.16) eingesetzt werden:

$$\Phi_{dep} = w_s \cdot C = k \cdot C^m \cdot C = k \cdot C^{m+1} \quad (4.22)$$

Für die Darstellung wird aus der so ermittelten Depositionsrate der zeitliche Konzentrationsverlauf in Suspension rückgerechnet. Die Konzentration C_i zum Zeitpunkt t_i ergibt sich aus der suspendierten Sedimentmenge zu einem vorangegangenen Zeitpunkt t_{i-1} (Konzentration C_{i-1} multipliziert mit dem Suspensionsvolumen V) abzüglich der während des Zeitschrittes $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ auf der Sohlfläche A deponierten Sedimentmenge.

$$C_i = \frac{1}{V} \cdot (C_{i-1} \cdot V - \Phi_{dep} \cdot A \cdot (t_i - t_{i-1})) = C_{i-1} - \Phi_{dep} \cdot h \cdot (t_i - t_{i-1}) \quad (4.23)$$

Gleichung (4.22) eingesetzt in Gleichung (4.23) ergibt:

$$C_i = C_{i-1} - k \cdot C_{i-1}^{m+1} \cdot h \cdot (t_i - t_{i-1}) \quad (4.24)$$

In Abbildung 4.14 sind exemplarisch für verschiedene Datenreihen jeweils die Messdaten sowie die nach Gleichung (4.24) berechneten Werte dargestellt. Es zeigt sich, dass die Nachrechnung anhand der jeweils aus einer Regressionsanalyse ermittelten Werte k und m (vergleiche Kapitel 4.1.2) eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten liefert. Signifikante Differenzen treten erst zu dem Zeitpunkt auf, an dem im Versuch keine weitere Deposition mehr auftritt, die Konzentration also konstant bleibt und die effektive Sinkgeschwindigkeit zu null wird (in Abbildung 4.14 deutlich zu erkennen an der Messreihe SiO₂ pH4).

Zum Vergleich wird dieselbe Berechnung des zeitlichen Konzentrationsverlaufs anhand der Gleichung zur Berechnung der Sinkgeschwindigkeit nach Stokes durchgeführt. Zwar liefert die Sinkgeschwindigkeit nach Stokes per se keine effektive Sinkgeschwindigkeit. Dennoch wird im Folgenden durch die Verwendung einer Depositionswahrscheinlichkeit von $p = 1$ die Stokes'sche Sinkgeschwindigkeit einer effektiven Sinkgeschwindigkeit gleichgesetzt, um die Anzahl der Freiheitsgrade zu verringern.

Mit dem Ansatz nach Stokes ergibt sich folgende Beschreibung der Depositionsrate:

$$\Phi_{dep} = w_s \cdot C = \frac{d^2}{18\nu} \cdot \rho' \cdot g \cdot C \quad (4.25)$$

Gleichung (4.25) wiederum eingesetzt in Gleichung (4.23) liefert den Berechnungsansatz für den zeitlichen Verlauf der Konzentration in Suspension:

$$C_i = C_{i-1} - \frac{d^2}{18\nu} \cdot \rho' \cdot g \cdot C_{i-1} \cdot h \cdot (t_i - t_{i-1}) \quad (4.26)$$

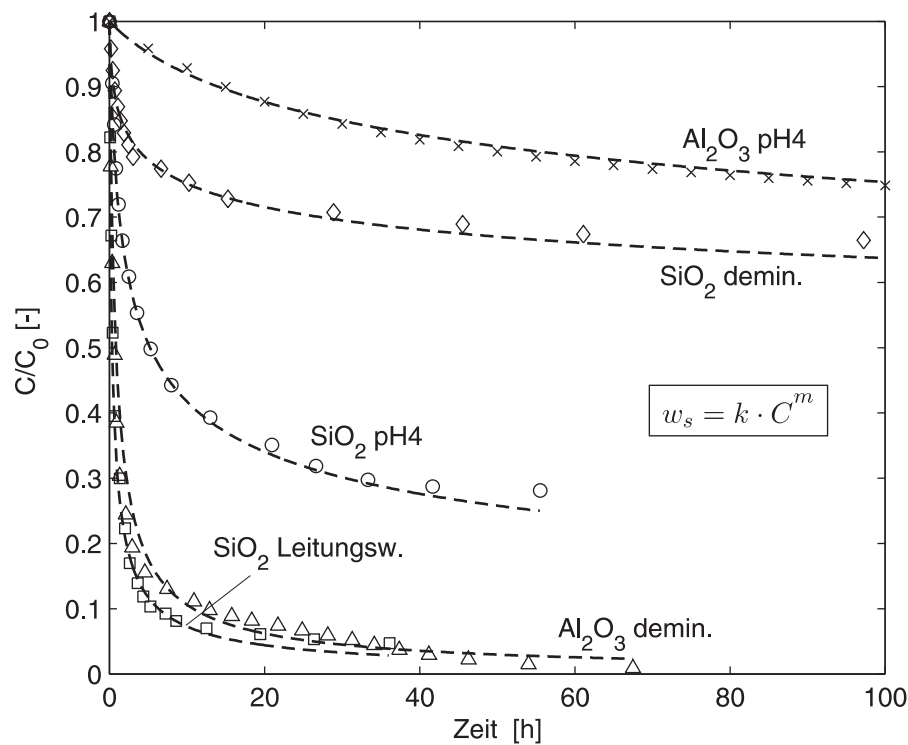


Abbildung 4.14: Vergleich der gemessenen Schwebstoffkonzentrationen (Symbole) von Al_2O_3 und SiO_2 in verschiedenen Dispersionsmedien mit den Berechnungsergebnissen unter Verwendung der Sinkgeschwindigkeit nach dem Potenzgesetz (gestrichelte Linien).

Als unbekannte Größe tritt in Gleichung (4.26) der Partikeldurchmesser d auf. Einfachster Ansatz für d wäre die Verwendung eines Einkorngemisches. Alternativ kann eine fraktionierte Betrachtung erfolgen. In Abbildung 4.15 sind verschiedene Modellergebnisse von SiO_2 sowie die Messdaten in unterschiedlichen Medien gegenübergestellt. Die jeweils für d verwendeten Werte sind in Tabelle 4.5 aufgelistet.

Zunächst wurde als maßgebender Durchmesser ein repräsentativer Korndurchmesser des Ausgangsmaterials (d_{60}) verwendet. Die Verwendung eines einzelnen maßgebenden Korndurchmessers entspricht der Verwendung eines Einkornmaterials. Dieser Ansatz liefert ein Ergebnis für den Konzentrationsverlauf, der mit keiner Messreihe übereinstimmt, also als ungeeignet bezeichnet werden muss.

Alternativ wurde eine fraktionierte Betrachtung durchgeführt, der die Kornverteilung der Ausgangsmischung zugrundeliegt. Es wurden drei repräsentative Fraktionen mit jeweils gleichen Anteilen ausgewählt. Das Berechnungsergebnis zeigt einen vom Einkorngemisch abweichenden Verlauf, kann jedoch ebenfalls die Messergebnisse nicht abbilden. Der stärkere Abfall der Konzentration zu Beginn bei Verwendung der fraktionierten Ausgangsmischung im Gegensatz zum Einkorngemisch ergibt sich daraus, dass die gröbere Fraktion relativ schnell zu Boden sinkt.

Beim Vergleich mit den Messdaten zeigt sich, dass der anfängliche Konzentrationsabfall hier noch deutlich stärker ausgeprägt ist. Dies deutet darauf hin, dass in Suspension tatsächlich ein signifikant höherer Anteil an großen Fraktionen vorhanden ist, als im zugegebenen Sedimentmaterial enthalten war. Dies liegt begründet in der

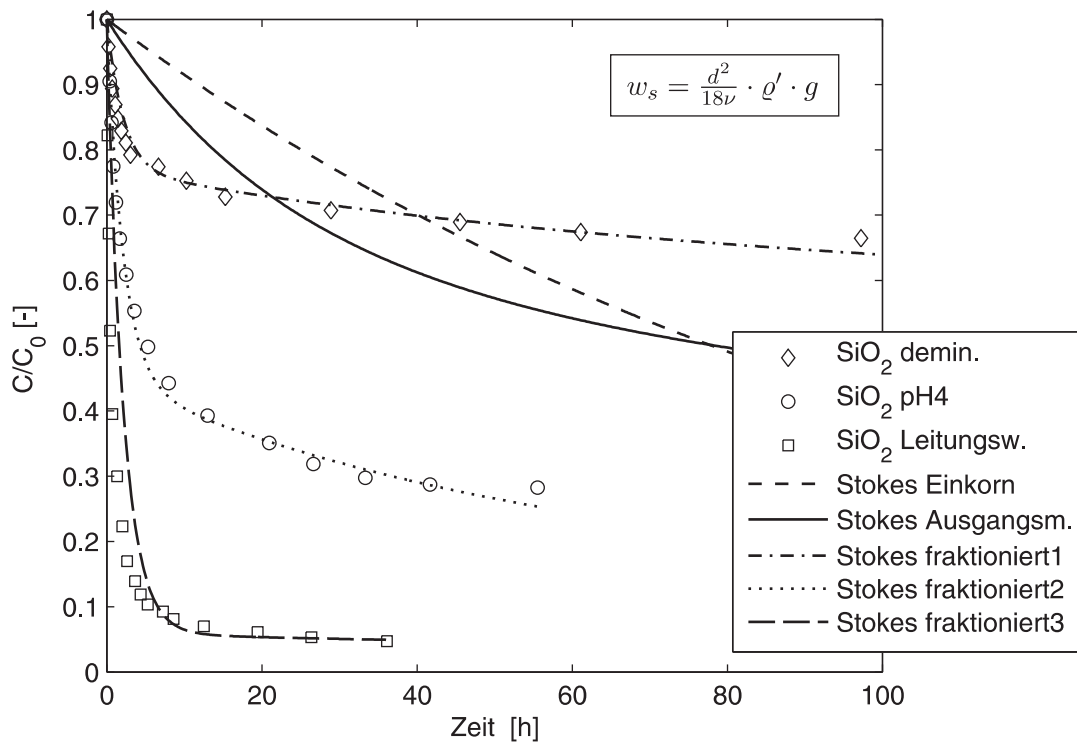


Abbildung 4.15: Vergleich der gemessenen Schwebstoffkonzentrationen von SiO_2 in verschiedenen Dispersionsmedien mit den Berechnungsergebnissen mittels der Sinkgeschwindigkeit nach Stokes.

Flockenbildung, die in den verschiedenen Dispersionsmedien unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Deshalb wurden für einen weiteren Berechnungslauf drei Fraktionen mit größeren maßgebenden Durchmessern frei gewählt. Die Anteile der Fraktionen in Suspension zum Zeitpunkt $t = 0$ wurden dann so angepasst, dass eine möglichst gute Nachbildung der drei dargestellten Messreihen erreicht wurde.

Abbildung 4.15 zeigt, dass mit der kalibrierten Sedimentmischung eine gute Übereinstimmung zwischen Messdaten und Modellierungsergebnis erzielt werden kann. Aus Tabelle 4.5 lässt sich ablesen, dass für SiO_2 in Leitungswasser ein sehr viel höherer Anteil an großen Korndurchmessern angesetzt werden muss als in demineralisiertem Wasser, um eine gute Nachbildung zu erhalten. Es zeigt sich also deutlich der Effekt der Flockenbildung auf den Depositionsprozess. Zum einen kann man den großen Einfluss der Flockung daran erkennen, dass in unterschiedlichen Medien, die die Flockung unterschiedlich stark hemmen bzw. fördern, unterschiedliche Anteile derselben Korn- bzw. Flockenfraktionen auftreten. Zum anderen reichen die in der Ausgangsmischung vorhandenen maximalen Korndurchmesser nicht für eine gute Nachbildung der Messergebnisse aus. Stattdessen müssen Flockendurchmesser gewählt werden, die größer als der maximale Ausgangsdurchmesser sind.

Die Betrachtung hat gezeigt, dass die Deposition im Kreisgerinne auch mit einem Ansatz, der die Sinkgeschwindigkeit mit dem Korn- oder Flockendurchmesser in Beziehung setzt, prinzipiell gut beschrieben werden kann. Aus den Messdaten lassen sich dann Rückschlüsse auf die in der Suspension vorhandenen Flockengrößen

Tabelle 4.5: Verwendete Parameter für die Berechnung der Depositionsraten nach Stokes.

Fall	d_1 [μm]	Anteil [%]	d_2 [μm]	Anteil [%]	d_3 [μm]	Anteil [%]
Einkorn	5	100	-	-	-	-
Ausgangsmischung	0,4	33,3	3,5	33,3	8	33,3
fraktioniert1	1	67	5	10	20	23
fraktioniert2	1	15	5	30	20	55
fraktioniert3	1	4	5	2	20	94

ableiten. Allerdings muss auch darauf hingewiesen werden, dass die nach der dargestellten Methode ermittelten Fraktionen nicht unbedingt mit den tatsächlich vorhandenen Fraktionen übereinstimmen, da einerseits die Stokes-Formel jenseits ihres eigentlichen Gültigkeitsbereichs verwendet wird, und da andererseits die errechnete Sinkgeschwindigkeit (die für kugelförmige Partikel in schleichender Strömung entwickelt wurde) mit der effektiven Sinkgeschwindigkeit für Deposition gleichgesetzt wurde. Da die effektive Sinkgeschwindigkeit immer kleiner oder gleich der Partikel-sinkgeschwindigkeit in Stillwasser ist, folgt, dass die tatsächlich vorhandenen Flockengrößen die aus der Rückrechnung ermittelten tendenziell noch übersteigen.

Wie bereits mehrfach im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, ist die Flockenbildung ein Prozess, der die Deposition feiner Sedimente ganz wesentlich beeinflusst. Die Analysen in den Kapiteln 4.1.2 und 4.2.2 demonstrieren, dass es möglich und wichtig ist, diesen Aspekt in Form von empirischen Konstanten oder in Form von Flockendurchmessern zu berücksichtigen. In den Untersuchungen wurde darüber hinaus gezeigt, dass für die Flockenbildung die Kohäsivität eine ganz entscheidende Rolle spielt und den Einfluss der Turbulenz auf die Deposition unter Umständen deutlich übersteigt.

Die quantitative Beschreibung des Einflusses der Kohäsivität auf den Transportzyklus feinkörniger Sedimente sollte in Zukunft stärker im Fokus der Grundlagenforschung zum Suspensionstransport stehen, als dies bisher der Fall war.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Der Suspensionstransport feiner, kohäsiver Sedimente ist seit langem Gegenstand grundlagenorientierter und anwendungsbezogener Forschung. Die große Varianz der Ergebnisse diverser Berechnungsansätze aus der Literatur deutet allerdings darauf hin, dass die dominierenden Prozesse in den Ansätzen nur ungenügend nachgebildet werden oder nicht ausreichend verstanden sind. Vor allem der Mechanismus der Flockenbildung, der aus den kohäsiven Eigenschaften der feinen Sedimente resultiert, beeinflusst das Verhalten der Schwebstoffe nachhaltig.

Laboruntersuchungen zum Schwebstofftransport können zum verbesserten Prozessverständnis beitragen, da sie zum einen reproduzierbar sind. Zum anderen können Randbedingungen gezielt festgehalten oder verändert werden. Kreisgerinne haben sich seit den 1970er Jahren als Versuchseinrichtung für Untersuchungen zum Transportzyklus von Feinsedimenten bewährt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiger Bautyp eines Kreisgerinnes entwickelt. Die Besonderheit dieser Bauform ist die freie Wasseroberfläche mit der gleichzeitigen Möglichkeit, das Kreisgerinne als Divergenzgerinne einzusetzen.

Die Arbeit besteht aus zwei Säulen: der Entwicklung und Untersuchung dieses offenen Kreisgerinnes einerseits (Kapitel 3), sowie spezieller Untersuchungen zum Absetzverhalten kohäsiver Feinsedimente andererseits (Kapitel 4). Die Betrachtung des offenen Kreisgerinnes als neuartiger Versuchsanlage beinhaltet dabei die Analyse der Strömung sowie die Überprüfung der Tauglichkeit für Schwebstofftransportuntersuchungen.

Aus der speziellen Bauform des offenen Kreisgerinnes ergibt sich ein quasi unendlich langes Gerinne mit einer dreidimensionalen Strömung. Die Hauptströmungsrichtung ist von einem positiven Geschwindigkeitsgradienten in Richtung der Rotationsachse, d. h. zunehmenden Fließgeschwindigkeiten von außen nach innen geprägt. Überlagert wird diese Hauptströmung von einer Sekundärströmung vergleichbar einer Kurvenströmung in Fließgewässern, die eine starke Durchmischung verursacht. Die Hydraulik des offenen Kreisgerinnes wurde mithilfe von Strömungsmessungen und anhand eines hydrodynamisch-numerischen Modells im Detail analysiert.

Im Rahmen der Arbeit wurden diverse Untersuchungen durchgeführt, um die Stärken und Schwächen des offenen Kreisgerinnes in Bezug auf die Nachbildung der

Schwebstofftransportprozesse zu identifizieren und zu bewerten. Die Analyse dieser Untersuchungen wurde gegliedert nach den Hauptprozessen des Transportzyklus:

- **Transport:**

Das quasi unendlich lange Gerinne gewährleistet ein ausreichend langes Suspendieren der Sedimente und damit die Möglichkeit einer Flockenbildung. Die Untersuchungen zeigen den Einfluss wasserchemischer und sedimentologischer Faktoren auf Flockung und Transport der Schwebstoffe. Auch unterschiedliche Strömungsintensitäten im offenen Kreisgerinne zeigen einen quantifizierbaren Effekt. Das offene Kreisgerinne ist also offensichtlich geeignet, um Grundlagenuntersuchungen zum Schwebstofftransport durchzuführen.

In guter Näherung lassen sich darüber hinaus die beobachteten vertikalen Konzentrationsprofile über das Rouse-Profil beschreiben, was die Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit anderen Untersuchungen unterstützt.

- **Deposition:**

Die Deposition ist signifikant von den den Transport und die Flockung beeinflussenden Mechanismen in der Suspension abhängig. Hier gelten deshalb analog die Aussagen von oben. Das offene Kreisgerinne ist für Grundlagenuntersuchungen zur Deposition von Schwebstoffen in einer turbulenten Strömung bzw. zum Einfluss verschiedener physikalischer und chemischer Größen geeignet, da Deposition auftritt und die Strömung gezielt kontrolliert werden kann.

Aufgrund der ausgeprägten Durchmischung sowie sohnaher Sekundärströmungen ergibt sich eine annähernd gleichmäßige Ablagerungsschicht. Da die Hauptströmung jedoch über den Gerinnequerschnitt variiert, erscheinen globale Werte für die Depositionsrate im offenen Kreisgerinne sinnvoller als lokale.

- **Erosion:**

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass im offenen Kreisgerinne verschiedene Erosionsmechanismen (Oberflächenerosion, Bildung von Erosionsnestern, Massenerosion) beobachtet werden können. Der Einfluss unterschiedlich starken Strömungsangriffs sowie weiterer physikalischer und chemischer Faktoren kann beobachtet und quantifiziert werden.

Aufgrund der über den Fließquerschnitt variierenden Hauptströmung ist die Identifikation kritischer Erosionsschwellenwerte schwierig. Da die Übertragung von im Labor ermittelten Zahlenwerten auf Natursituationen jedoch bereits dadurch stark eingeschränkt ist, dass Natursediment nicht unbeeinflusst ins Labor gebracht werden kann, wird dieser Aspekt nicht als bedenklich eingestuft.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass das offene Kreisgerinne zielführend für Grundlagenuntersuchungen zum Schwebstofftransport angewendet werden kann. Die Auswirkungen verschiedener Sedimentmischungen, unterschiedlicher Wassereigenschaften sowie Variationen der Strömung können beobachtet und quantifiziert wer-

den. Generell gilt für alle Laboruntersuchungen mit kohäsiven Feinsedimenten, dass eine direkte Übertragbarkeit der Ergebnisse auf die Natur schwierig ist.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich speziell mit der Deposition kohäsiver Schwebstoffe. Er zeigt, dass die charakteristische Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Schwebstoffkonzentration mithilfe einer einfachen Potenzbeziehung gut beschrieben werden kann. Bemerkenswert ist der beobachtete, signifikante Einfluss der Kohäsivität, der sogar stärker ausgeprägt ist als der Einfluss der Turbulenz. Neben der direkten konzentrationsabhängigen Beschreibung der Sinkgeschwindigkeit ist auch eine Formulierung anhand des Flockendurchmessers möglich, der seinerseits von der Konzentration abhängt. Aus einer Regressionsanalyse der Messdaten lassen sich Rückschlüsse auf die in der Suspension vorhandenen Flockengrößen ableiten.

Die Untersuchungen zeigen, dass die Deposition mit einfachen Ansätzen prinzipiell gut beschrieben werden kann. Voraussetzung ist allerdings eine sinnvolle Abschätzung der entsprechenden empirischen Koeffizienten. Anhaltspunkte dafür werden in der Arbeit geliefert. Die Flockenbildung stellt sich als der wesentliche Mechanismus dar, der die Deposition beeinflusst. Aus den durchgeführten Untersuchungen geht hervor, dass sich die Kohäsivität auf die Flockung von Schwebstoffen mindestens ebenso stark auswirkt wie die Turbulenz.

Ausblick auf zukünftige Forschungsaufgaben

Die Kohäsivität wurde als wesentliches Charakteristikum feinkörniger Schwebstoffe identifiziert, das den Transport grundlegend beeinflusst. Sie sollte künftig stärkere Beachtung finden, auch wenn oder gerade weil ihr Einfluss vergleichsweise komplexer Natur ist. Die Kohäsivität kann in empirischen Koeffizienten berücksichtigt werden oder empirisch oder analytisch in die Beschreibung des Flockendurchmessers einfließen. Um hier zu einer verbesserten Formulierung beizutragen, sollten künftig die Flockengrößen parallel messtechnisch erfasst werden.

Bei den Transportuntersuchungen im offenen Kreisgerinne wurde festgestellt, dass bei variierender Strömungsintensität Prozesse auftreten, die sich teilweise entgegenwirken. Dieser nichtlineare Einfluss der Turbulenz sollte intensiver analysiert werden. Auch hierzu erscheint eine Messung der in der Suspension vorhandenen Flockengrößen geboten.

Die quantitative Übertragung von Laborergebnissen zum Schwebstofftransport auf spezielle Naturzustände ist nur eingeschränkt möglich, da im Labor keine naturidentische Situation nachgebildet werden kann. Deshalb ist eine zweigleisige Strategie unbedingt empfehlenswert, in der parallel grundlagenorientierte Laboruntersuchungen sowie orts- und zeitspezifische Naturuntersuchungen durchgeführt werden.

Literaturverzeichnis

- Abdel-Mawla, S., Matheja, A., und Zimmermann, C.: 1998. Deposition of Cohesive Sediments under Waves. *Proceedings of the 1998 International OTRC Symposium, Houston, Texas*, 454–462.
- Abdel-Rahman, N. M.: 1963. *The Effect of Flowing Water on Cohesive Beds*. Nummer 56 in Mitteilungen aus dem Institut der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich.
- Aberle, J.: 2000. *Untersuchung der Rauheitsstruktur zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen unter Klarwasserabfluß*. Nummer 207 in Mitteilungen der Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik. Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe.
- Aberle, J., Nikora, V., und Walters, R.: 2006. Data Interpretation for In Situ Measurements of Cohesive Sediment Erosion. *Journal of Hydraulic Engineering*, **132(6)**, 581–588.
- Adu-Wusu, C., Yanful, E. K., und Mian, M. H.: 2001. Field evidence of resuspension in a mine tailings pond. *Canadian Geotechnical Journal*, **38(4)**, 796–808.
- Alshamani, K. M. M.: 1978. Correlations among Turbulent Shear Stress, Turbulent Kinetic Energy, and Axial Turbulence Intensity. *AIAA Journal*, **16(8)**, 859–861.
- Ariathurai, R. und Arulanandan, K.: 1978. Erosion Rates of Cohesive Soils. *Journal of the Hydraulics Division*, **104(HY2)**, 279–283.
- Basson, G. R.: 2008. *Reservoir Sedimentation: An Overview of Global Sedimentation Rates and Predicted Sediment Deposition*. International Workshop Erosion, Transport and Deposition of Sediments, Berne, Switzerland, 28 – 30 April 2008.
- Berry, W., Rubinstein, N., Melzian, B., und Hill, B.: 2003. *The Biological Effects of Suspended and Bedded Sediment (SABS) in Aquatic Systems: A Review*. United States Environmental Protection Agency, Office of Research and Development. Internal Report.
- Binderheim-Bankay, E. und Jakob, A.: 1999. Trübungsmessungen zur Abschätzung von Schwebstofffrachten. *gwa*, **79(12)**, 1014–1021.
- Biron, P. M., Robson, C., Lapointe, M. F., und Gaskin, S. J.: 2004. Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields. *Earth Surface Processes and Landforms*, **29**, 1403–1415.
- Bollrich, G. (Herausgeber): 1989. *Technische Hydromechanik*. Verlag für Bauwesen, Berlin.
- Booij, R.: 1994. *Measurements of the flow field in a rotating annular flume*. Communications on hydraulic and geotechnical engineering. TU Delft. Report No. 94-2.

- Bose, S.: 2002. *Vergleichende Wandschubspannungsuntersuchungen in transsonischen Strömungen*. Dissertation an der Fakultät für Verkehrs- und Maschinensysteme der Technischen Universität Berlin.
- Bowers, D. G.: 2003. A simple turbulent energy-based model of fine suspended sediments in the Irish Sea. *Continental Shelf Research*, **23**, 1495–1505.
- Bruens, A.: 2003. *Entraining mud suspensions*. TU Delft. Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering, Report No. 03-1.
- Buckingham, E.: 1914. On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations. *Physical Review*, **4**, 345–376.
- Burban, P.-Y., Xu, Y.-J., McNeil, J., und Lick, W.: 1990. Settling Speeds of Floccs in Fresh Water and Seawater. *Journal of Geophysical Research*, **95(C10)**, 18213–18220.
- Burt, T. N.: 1986. Field settling velocities of estuary muds. In: *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies 14*. Springer-Verlag. Proceedings of a Workshop on Cohesive Sediment Dynamics.
- Chen, C.: 1991. Unified Theory on Power Laws for Flow Resistance. *Journal of Hydraulic Engineering*, **117(3)**, 371–389.
- Cheng, N.-S.: 1997. Simplified Settling Velocity Formula for Sediment Particle. *Journal of Hydraulic Engineering*, **123(2)**, 149–152.
- Chesher, T. J. und Ockenden, M. C.: 1997. Numerical modelling of mud and sand mixtures. In: *Cohesive Sediments*. John Wiley & Sons Ltd.
- Debnath, K., Nikora, V., Aberle, J., Westrich, B., und Muste, M.: 2007. Erosion of Cohesive Sediments: Resuspension, Bed Load, and Erosion Patterns from Field Experiments. *Journal of Hydraulic Engineering*, **133(5)**, 508–520.
- DIN 18123: 1996. *Bestimmung der Korngrößenverteilung*.
- DIN 18128: 2002. *Bestimmung des Glühverlustes*.
- DIN EN ISO 14688-1: 2003. *Benennung, Beschreibung und Klassifizierung von Böden – Teil 1: Benennung und Beschreibung*.
- Dittrich, A., Rosport, M., und Badde, O.: 1992. *Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten von Gerinnesohlen*. Mitteilungen der Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik. Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik.
- DK Rhein: 2001. *Rheingütebericht 2000*. Deutsche Kommission zur Reinhaltung des Rheins.
- Dorer, H.: 1984. *Ähnlichkeit bei flussbaulichen Modellen*, Band 54 der Reihe *Mitteilungsblatt der Bundesanstalt für Wasserbau*. Bundesanstalt für Wasserbau, Karlsruhe.
- Dörfler, H.-D.: 1994. *Grenzflächen- und Kolloidchemie*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim.
- Dupont, R. und Dahl, C.: 1995. A one-dimensional model for a secondary settling tank including density current and short-circuiting. *Water Science and Technology*, **31(2)**, 215–224.
- Eisma, D., Dyer, K. R., und van Leussen, W.: 1997. The in-situ determination of the settling velocities of suspended fine-grained sediment – a review. In: *Cohesive Sediments*. John Wiley & Sons Ltd.
- El Ganaoui, O., Schaaff, E., Boyer, P., Amielh, M., Anselmet, F., und Grenz, C.: 2004. The deposition and erosion of cohesive sediments determined by a multi-

- class model. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, **60**, 457–475.
- Führböter, A.: 1983. Über mikrobiologische Einflüsse auf den Erosionsbeginn bei Sandwatten. *Wasser und Boden*, **3**, 106–116.
- Gierszewski, B.: 2007. *Summenparameter auf dem Prüfstand – Kontinuierliche TOC-Bestimmung in der Umweltanalytik*. Website. <http://www.chemie.de/articles/d/45544/>; Stand: 28.3.2007.
- Graham, D. I., James, P. W., Jones, T. E. R., Davies, J. M., und Delo, E. A.: 1992. Measurement and Prediction of Surface Shear Stress in Annular Flume. *Journal of Hydraulic Engineering*, **118(9)**, 1270–1285.
- Grass, A. J.: 1970. Initial instability of fine bed sand. *Journal of the Hydraulic Division*, **96(HY3)**, 619–632.
- Götz, W.: 1975. *Sekundärströmungen in aufeinander folgenden Gerinnekrümmungen*. Nummer 163 in Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau und Kulturtechnik. Institut für Wasserbau und Wasserwirtschaft, Universität Karlsruhe.
- Guo, J. und Julien, P. Y.: 2005. Shear Stress in Smooth Rectangular Open-Channel Flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, **131(1)**, 30–37.
- Gust, G.: 1988. Skin Friction Probes for Field Applications. *Journal of Geophysical Research*, **93(C11)**, 14,121–14,132.
- Haralampides, K., McCorquodale, J. A., und Krishnappan, B. G.: 2003. Deposition Properties of Fine Sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, **129(3)**, 230–234.
- Harsha, P. T. und Lee, S. C.: 1970. Correlation between Turbulent Shear Stress and Turbulent Kinetic Energy. *AIAA Journal*, **8(8)**, 1508–1510.
- Haven, D. S. und Morales-Alamo, R.: 1972. Biodeposition as a Factor in Sedimentation of Fine Suspended Solids in Estuaries. *Memoir Geological Society of America*, **133**, 121–130.
- Hayter, E. J.: 1986. Estuarial Sediment Bed Model. In: *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies 14*. Springer-Verlag. Proceedings of a Workshop on Cohesive Sediment Dynamics.
- Heim, D.: 1990. *Tone und Tonminerale*. Enke.
- Heinzelmann, C. und Wallisch, S.: 1991. Benthic settlement and bed erosion. A review. *Journal of Hydraulic Research*, **29(3)**, 355–371.
- Henße, J., Müller, V., und Gust, G.: 1997. Dynamic temperature compensation for hot film anemometry in turbulent flows - necessity and realisation. In: *Modern Techniques and Measurements in Fluid Flows*, 212–217. International Academic Publishers. Proceedings of the 3rd International Conference on Fluid Dynamic Measurements and its Applications, October 1997, Beijing, China.
- IKSR: 2007. *Vergleich des Istzustandes des Rheins 1990 bis 2004*. Internationale Kommission zum Schutz des Rheins, Bericht Nr. 159d.
- Iler, R. K.: 1979. *The Chemistry of Silica*. John Wiley & Sons, Inc.
- Ishigaki, T., Shiono, K., und Rameshwaran, P.: 2002. PIV and LDA Measurements of Secondary Flow in a Meandering Channel for Overbank Flow. *Journal of Visualization*, **5(2)**, 153–159.
- Jasmund, K.: 1993. *Tonminerale und Tone*. Steinkopff.
- Jekel, M. R.: 1986. The Stabilization of Dispersed Mineral Particles by Adsorption of Humic Substances. *Water Research*, **20(12)**, 1543–1554.

- Jochen Aberle, Vladimir Nikora, R. W.: 2004. Effects of bed material properties on cohesive sediment erosion. *Marine Geology*, **207**, 83–93.
- Johnson, C., Li, X., und Logan, B.: 1996. Settling Velocities of Fractal Aggregates. *Environmental Science and Technology*, **30(6)**, 1911–1918.
- Kajihara, M.: 1971. Settling Velocity and Porosity of Large Suspended Particle. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, **27(4)**, 158–162.
- Keller, M.: 2008. Contaminated Sediments in the Rhine Basin – Relevant Pollutants and Suspension Risk. In: *Erosion, Transport and Deposition of Sediments*. Proceedings of the International Workshop on Erosion, Transport and Deposition of Sediments, Berne, Switzerland 28-30 April 2008.
- Kern, U. und Westrich, B.: 1999. *Methoden zur Erkundung, Untersuchung und Bewertung von Sedimentablagerungen und Schwebstoffen in Gewässern*. Nummer 128. DVWK-Schriften.
- Kühn, G.: 2004. Turbulenzeinfluss auf die Feinsedimentdynamik. In: *Tagungsband SEDYMO-Workshop. Feinsedimentdynamik und Schadstoffmobilität in Fließgewässern*. Universität Stuttgart, Institut für Wasserbau.
- Kim, J.-W.: 2004. *Mobilisierung und Immobilisierung von mineralischen Feinstkornaggregaten an Gewässersohlen*. Universität Karlsruhe.
- Kim, S.-C., Friedrichs, C. T., Maa, J. P.-Y., und Wright, L. D.: 2000. Estimating Bottom Stress in Tidal Boundary Layer from Acoustic Doppler Velocimeter Data. *Journal of Hydraulic Engineering*, **126(6)**, 399–406.
- Krier, H.: 1983. Erosionsbeginn bei kohäsiver Wasserlaufsohle. In: J. Mock (Herausgeber), *Wasserbau-Mitteilungen*, Band 22. TH Darmstadt, Institut für Wasserbau.
- Krier, H.: 1987. *Zum Langzeit-Erosionsverhalten kohäsiver Fließgewässersohlen*, Band 27 der Reihe *Wasserbau-Mitteilungen*. TH Darmstadt, Institut für Wasserbau.
- Krishnappan, B. G.: 1993. Rotating Circular Flume. *Journal of Hydraulic Engineering*, **119(6)**, 758–767.
- Krishnappan, B. G. und Engel, P.: 1997. Critical shear stresses for erosion and deposition of fine suspended sediments of the Fraser river. In: *Cohesive Sediments*. John Wiley & Sons Ltd.
- Krishnappan, B. G. und Marsalek, J.: 2002. Modelling of flocculation and transport of cohesive sediment from an on-stream stormwater detention pond. *Water Research*, **36(15)**, 3849–3859.
- Krone, R. B.: 1962. *Flume Studies of the Transport of Sediment in Estuarial Shoaling Processes*. University of California, Berkeley. Final Report prepared for San Francisco District Corps of Engineers.
- Krone, R. B.: 1993. Sedimentation Revisited. In: *Coastal and Estuarine Studies 42. Nearshore and Estuarine Cohesive Sediment Transport*. American Geophysical Union.
- Kuntze, H., Roeschmann, G., und Schwerdtfeger, G.: 1994. *Bodenkunde*. Ulmer, Stuttgart, 5. Auflage.
- Lagaly, G., Schulz, O., Zimehl, R., und Beneke, K.: 1997. *Dispersionen und Emulsionen*. Steinkopff.

- Lau, Y. L.: 1994. Temperature effect on settling velocity and deposition of cohesive sediments. *Journal of Hydraulic Research*, **32(1)**, 41–51.
- Lehmann, B.: 2006. Persönliche Mitteilung.
- Lehning, M., Doorschot, J., Raderschall, N., und Bartelt, P.: 2000. *Combining snow drift and SNOWPACK models to estimate snow loading in avalanche slopes*. Taylor & Francis.
- Lewis, J. A.: 2000. Colloidal Processing of Ceramics. *Journal of the American Ceramic Society*, **83(10)**, 2341–2359.
- Lick, W. und Huang, H.: 1993. Flocculation and the Physical Properties of Floccs. In: *Coastal and Estuarine Studies 42. Nearshore and Estuarine Cohesive Sediment Transport*, 21–39. American Geophysical Union.
- Lick, W., Lick, J., und Ziegler, C. K.: 1992. Flocculation and its effect on the vertical transport of fine-grained sediments. *Hydrobiologia*, **235/236(1)**, 1–16.
- Liem, R., Spork, V., und Köngeter, J.: 1997. Investigations on erosional processes of cohesive sediment using an in-situ measuring device. *International Journal of Sediment Research*, **12(3)**, 139–147.
- Lopes, J. F., ao Miguel Dias, J., und Dekeyser, I.: 2006. Numerical modelling of cohesive sediments transport in the Ria de Aveiro lagoon, Portugal. *Journal of Hydrology*, **319**, 176–198.
- Löser, N. und Sekścińska, A.: 2005. *Integriertes Küste-Flusseinzugsgebiets-Management an der Oder/Odra: Hintergrundbericht*. Nummer 14 in IKZM-Oder Berichte. Rostock.
- Maa, J. P.-Y.: 1993. VIMS Sea Carousel: Its Hydrodynamic Characteristics. In: *Coastal and Estuarine Studies 42. Nearshore and Estuarine Cohesive Sediment Transport*. American Geophysical Union.
- Maa, J. P.-Y.: 2001. Discussion on the article „Numerical modeling of flow characteristics in a rotating annular flume“ by Yang, Z., Baptista, A., Darland, J. [Dyn. Atmos. Oceans 31 (2000) 271-294]. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **33**, 321–323.
- Maa, J. P. Y., Sanford, L., und Halka, J. P.: 1998. Sediment resuspension characteristics in Baltimore Harbor, Maryland. *Marine Geology*, **146**, 137–145.
- Maggi, F.: 2005. *Flocculation dynamics of cohesive sediment*. TU Delft. Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering, Report No. 05-1.
- Mahmood, K.: 1987. *Reservoir Sedimentation: Impact, Extent and Mitigation*, Band 71 der Reihe *World Bank Technical Paper*. World Bank, Washington, DC.
- Malcherek, A.: 1994. Numerical Modeling of Cohesive Settling Velocities. *International Journal of Sediment Research*, **9**, 97–106.
- McAnally, W. H., Friedrichs, C., Hamilton, D., Hayter, E., Shrestha, P., Rodriguez, H., Sheremet, A., und Teeter, A.: 2007. Management of Fluid Mud in Estuaries, Bays, and Lakes. I: Present State of Understanding on Character and Behavior. *Journal of Hydraulic Engineering*, **133(1)**, 9–22.
- McAnally, W. H. und Mehta, A. J.: 2000. Aggregation Rate of Fine Sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, **126(12)**, 883–892.
- McAnally, W. H. und Mehta, A. J.: 2002. Significance of Aggregation of Fine Sediment Particles in Their Deposition. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, **54**,

- 643–653.
- Mehta, A. J.: 1986. Characterization of cohesive sediment properties and transport processes in estuaries. In: *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies 14*. Springer-Verlag. Proceedings of a Workshop on Cohesive Sediment Dynamics.
- Mehta, A. J. und Partheniades, E.: 1973. Effect of Physico-Chemical Properties of Fine suspended Sediment on the Degree of Deposition. In: *Proceedings of the IAHR International Symposium on River Mechanics: Jan. 1973, Bangkok, Thailand*, Band 1, 465–476.
- Mehta, A. J. und Partheniades, E.: 1975. An investigation of the depositional properties of flocculated fine sediments. *Journal of Hydraulic Research*, **13(4)**, 361–381.
- Meyer, A.-K.: 2002. *Belastung der Oder, Ergebnisse des Internationalen Oderprojekts*. Universität Hamburg.
- Mitchener, H. und Torfs, H.: 1996. Erosion of mud/sand mixtures. *Coastal Engineering*, **29**, 1–25.
- Montague, C. L.: 1986. Influence of biota on erodibility of sediments. In: *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies 14*. Springer-Verlag. Proceedings of a Workshop on Cohesive Sediment Dynamics.
- Moody, L. F.: 1944. Friction Factors for Pipe Flow. *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, **66**, 671–684.
- Moudgil, B. M. und Vasudevan, T. V.: 1989. Characterization of Floccs. In: *Flocculation and dewatering*. Engineering Foundation, New York. Proceedings of the Engineering Foundation Conferences.
- Naot, D.: 1984. Response of Channel Flow to Roughness Heterogeneity. *Journal of Hydraulic Engineering*, **110(11)**, 1568–1587.
- Naot, D. und Rodi, W.: 1982. Calculation of Secondary Currents in Channel Flow. *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, **108(HY8)**, 948–968.
- Nestmann, F.: 1984. *Sauerstoffeintrag durch Blasen und Entwicklung eines mechanischen Belüftungsverfahrens*. Dissertation. Universität Karlsruhe.
- Nestmann, F.: 1992. Improvement of the Upper Rhine, Tail Water (TW) Iffezheim. In: *Sediment Management*, Band 3, 1130–1152. Proceedings of the 5th International Symposium on River Sedimentation, Karlsruhe, 1992.
- Nestmann, F.: 1996. Eigenschaften und Nutzungen von Fließgewässern. *Wasserwirtschaft*, **86(7/8)**, 378–383.
- Newe, J.: 2004. *Strandprofilentwicklung unter Sturmflutseegang – Methodik für großmaßstäbliche 2D-Experimente und Berechnungsansätze*. Dissertation. TU Braunschweig.
- Nezu, I. und Nakagawa, H.: 1993. *Turbulence in Open-Channel Flows*. IAHR Monograph Series. A.A.Balkema, Rotterdam.
- Nikuradse, J.: 1933. Strömungsgesetze in rauhen Röhren. *Forschungsheft, Beilage zu „Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens“*, **361(4)**, 1–22.
- Nitsche, W. M. und Brunn, A.: 2006. *Strömungsmesstechnik*. VDI Buch. Springer-Verlag, Berlin, 2. Auflage.
- Ongley, E. D., Krishnappan, B. G., Droppo, I. G., Rao, S. S., und Maguire, R. J.: 1992. Cohesive sediment transport: emerging issues for toxic chemical management. *Hydrobiologia*, **235/236(1)**, 177–187.

- Ortmanns, C.: 2006. *Entsander von Wasserkraftanlagen*. Dissertation an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich.
- Owen, M. W.: 1970. *A detailed Study of the Settling Velocities of an Estuary Mud*. Hydraulics Research Station Wallingford. Report INT 78.
- Parchure, T. M. und Mehta, A. J.: 1985. Erosion of Soft Cohesive Sediment Deposits. *Journal of Hydraulic Engineering*, 111(10).
- Partheniades, E.: 1965. Erosion and Deposition of Cohesive Soils. *Journal of the Hydraulic Division*, **91(HY1)**, 105–139.
- Partheniades, E., Kennedy, J. F., Etter, R. J., und Hoyer, R. P.: 1966. *Investigation of the depositional behavior of fine cohesive sediments in an annular rotating channel*. Hydrodynamics Laboratory, MIT. Report No. 96.
- Paterson, D. M.: 1997. Biological mediation of sediment erodibility: ecology and physical dynamics. In: *Cohesive Sediments*. John Wiley & Sons Ltd.
- Portmann, M., Baumann, P., und Imhof, B.: 2004. *Schwebstoffhaushalt und Trübung der Rhone*. EAWAG. Publikation des Rhone-Thur Projektes.
- Press, H. und Schröder, R.: 1966. *Hydromechanik im Wasserbau*. Verlag von Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin.
- Puls, W. und Kühl, H.: 1996. Settling velocity determination using the BIGDAN settling tube and the Owen settling tube. *Journal of Sea Research*, **36**, 119–125.
- Rasmussen, M. R. und Larsen, T.: 1996. A method for measuring sludge settling characteristics in turbulent flows. *Water Research*, **30(10)**, 2363–2370.
- Raudkivi, A. J.: 1998. *Loose Boundary Hydraulics*. A. A. Balkema, Rotterdam.
- Ravisangar, V., Dennett, K. E., Sturm, T. W., und Amirtharajah, A.: 2001. Effect of Sediment pH on Resuspension of Kaolinite Sediments. *Journal of Environmental Engineering*, **127(6)**, 531–538.
- Reinemann, L., Schemmer, H., und Tippner, M.: 1982. Trübungsmessungen zur Bestimmung des Schwebstoffgehalts. *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen*, **26(6)**, 167–174.
- Reuter, C., Wedershoven, C., und Köngeter, J.: 2003. Physical and Numerical Experiments on Turbulence Affected Sedimentation. In: *XXX IAHR Congress, August 2003, ATh, Thessaloniki, Greece; Proceedings. Theme C: Inland Waters: Research, Engineering and Management*, 157–162.
- Reynolds, O.: 1901. *On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion*. Papers on Mechanical and Physical Subjects. Cambridge University Press, London.
- Rhodes, D. G. und New, A. P.: 2000. Preston Tube Measurements in Low Reynolds Number Turbulent Pipe Flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, **126(6)**, 407–415.
- Richardson, J. F. und Zaki, W. N.: 1954a. Sedimentation and Fluidisation: Part I. *Transactions of the institution of chemical engineers*, **32**, 35–53.
- Richardson, J. F. und Zaki, W. N.: 1954b. The sedimentation of a suspension of uniform spheres under conditions of viscous flow. *Chemical Engineering Science*, **3**, 65–73.
- Riesterer, J.: 2007a. Persönliche Mitteilung.
- Riesterer, J.: 2007b. *Numerische Modellierung von Kreisgerinneströmungen*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Wasser und Gewässerent-

- wicklung, Bereich Wasserwirtschaft und Kulturtechnik. Unveröffentlicht.
- Roehl, K. E.: 2002. *Pelite – Bildung, Mineralogie, Analytik, Geotechnik, Lagerstätten*. Universität Karlsruhe (TH). Studienblätter zur Vorlesung und zu den Übungen Sedimentologie II.
- Rouse, H.: 1937. Modern Conceptions of the Mechanics of Fluid Turbulence. *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, **102**, 463–543.
- Rowiński, P. M., Aberle, J., und Mazurczyk, A.: 2005. Shear Velocity Estimation in Hydraulic Research. *Acta Geophysica Polonica*, **53(4)**, 567–583.
- Rowiński, P. M., Czernuszenko, W., und Pretre, J.-M.: 2000. Time-dependent shear velocities in channel routing. *Hydrological Sciences-Journal*, **45(6)**, 881–895.
- Rutschmann, P.: 1988. *Belüftungseinbauten in Schussrinnen – Wirkungsweise, Formgebung und Berechnung von Schussrinnenbelüftern*, Band 97 der Reihe *Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie*.
- Sanchez, M. und Delanoë, Y.: 2002. Mesure de la vitesse de chute des sédiments fins en laboratoire et in situ. In: *VIIèmes Journées Nationales Génie Civil Génie Côtier, Anglet 15-17 Mai 2002*, 519–534. Centre Français du Littoral.
- Sanford, L. P. und Halka, J. P.: 1993. Assessing the paradigm of mutually exclusive erosion and deposition of mud, with examples from upper Chesapeake Bay. *Marine Geology*, **114**, 37–57.
- Sanford, L. P. und Maa, J. P. Y.: 2001. A unified erosion formulation for fine sediments. *Marine Geology*, **179**, 9–23.
- Scheffer, F.: 2002. *Lehrbuch der Bodenkunde / Scheffer/Schachtschabel*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg. 15. Aufl. neubearb. und erw. von Hans-Peter Blume et al.
- Schmidt, W.: 1925. *Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen*. Nummer 7 in Probleme der Kosmischen Physik. Henri Grand, Hamburg.
- Schuring, D. J.: 1977. *Scale Models in Engineering – Fundamentals and Applications*. Pergamon Press.
- Schweim, C.: 2005. *Modellierung und Prognose der Erosion feiner Sedimente*, Band 141 der Reihe *Mitteilungen des Lehrstuhls und Instituts für Wasserwirtschaft der RWTH Aachen*.
- Schweim, C., Prochnow, J. V., und Köngeter, J.: 2001. Combined experimental and numerical investigation of formulae for erosion and deposition of cohesive sediments. *International Journal of Sediment Research*, **16(2)**, 258–267.
- Seibel, A., Gust, G., Müller, V., und Hoffmann, D.: 2004. Der Wassersäulensimulator – ein Flussabschnitt im Labor. In: *Tagungsband SEDYMO-Workshop. Feinsedimentdynamik und Schadstoffmobilität in Fließgewässern*, 21–22. Universität Stuttgart, Institut für Wasserbau.
- Shi, Z., Zhou, H. J., Eittreim, S. L., und Winterwerp, J. C.: 2003. Settling velocities of fine suspended particles in the Changjiang Estuary, China. *Journal of Asian Earth Sciences*, **22**, 245–251.
- Shrestha, P. L., Blumberg, A. F., DiToro, D. M., und Hellweger, F.: 2000. A Three-Dimensional Model for Cohesive Sediment Dynamics in Shallow Bays. In: *Joint Conference on Water Resources Engineering and Water Resources Planning and Management, July 20 - August 2, 2000*.

- Siebert, W.: 1982. *Strömungscharakteristiken in einem Kanal mit 180°-Krümmungen*. Nummer 168 in Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau und Kulturtechnik. Institut für Wasserbau und Wasserwirtschaft, Universität Karlsruhe.
- Sills, G. C. und Elder, D. M.: 1986. The transition from sediment suspension to settling bed. In: *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies 14*. Springer-Verlag. Proceedings of a Workshop on Cohesive Sediment Dynamics.
- Spearman, J. und Roberts, W.: 2002. Comparison of flocculation models for applied sediment transport modelling. In: *Fine Sediment Dynamics in the Marine Environment*. Elsevier. Proceedings in Marine Sciences 5.
- Sponsolim: 2002. *Trübungsdynamik und Schwebstoffkonzentrationen in der Aare bei Brienzwiler*. Amt für Gewässerschutz und Abfallwirtschaft des Kantons Bern. Bericht.
- Spork, V.: 1997. *Erosionsverhalten feiner Sedimente und ihre biogene Stabilisierung*, Band 114 der Reihe *Mitteilungen des Lehrstuhls und Instituts für Wasserwirtschaft der RWTH Aachen*.
- Spork, V., Jahnke, J., Prochnow, J., und Köngeter, J.: 1997. Stabilizing effect of benthic algae on cohesive sediments. *International Journal of Sediment Research*, **12(3)**, 399–406.
- Stokes, G. G.: 1846. *Report on the recent researches in Hydrodynamics*. British Association Report.
- Stokes, G. G.: 1850. *On the Effect of the Internal Friction of Fluids on the Motion of Pendulums*, Band IX der Reihe *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*.
- Stolzenbach, K. D. und Elimelech, M.: 1994. The effect of particle density on collisions between sinking particles: implications for particle aggregation in the ocean. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, **41(3)**, 469–483.
- Stone, M. und Krishnappan, B. G.: 2003. Floc morphology and size distributions of cohesive sediment in steady-state flow. *Water Research*, **37**, 2739–2747.
- Stumm, W.: 1992. *Chemistry of the solid-water interface: processes at the mineral-water and particle-water interface in natural systems*. John Wiley & Sons, Inc.
- Stumm, W. und Morgan, J. J.: 1981. *Aquatic Chemistry – An Introduction Emphasizing Chemical Equilibria in Natural Waters*. John Wiley & Sons, Inc., 2. Auflage.
- Sturzebecher, D., Anders, S., und Nitsche, W.: 2001. The surface hot wire as a means of measuring mean and fluctuating wall shear stress. *Experiments in Fluids*, **31**, 294–301.
- Sundborg, Å.: 1956. The River Klarälven – A Study of Fluvial Processes. *Geografiska Annaler*, 38.
- Takács, I., Patry, G. G., und Nolasco, D.: 1991. A dynamic model of the clarification-thickening process. *Water Research*, **25(10)**, 1263–1271.
- Tennekes, H. und Lumley, J. L.: 1972. *A first course in turbulence*. The MIT Press.
- Torfs, H., Mitchener, H., Huysentruyt, H., und Toorman, E.: 1996. Settling and consolidation of mud/sand mixtures. *Coastal Engineering*, **29**, 27–45.
- US Army Corps of Engineers: 1989. *Environmental Engineering for Coastal Shore Protection*. Engineer Manual No. EM 1110-2-1204.

- van Leussen, W.: 1994. *Estuarine macroflocs and their role in fine-grained sediment transport*. Universiteit Utrecht.
- van Leussen, W.: 1997. The Kolmogorov microscale as a limiting value for the floc sizes of suspended fine-grained sediments in estuaries. In: *Cohesive Sediments*. John Wiley & Sons Ltd.
- Verbeek, H., Kuijper, C., Cornelisse, J. M., und Winterwerp, J. C.: 1993. Deposition of Graded Natural Muds in The Netherlands. In: *Coastal and Estuarine Studies 42. Nearshore and Estuarine Cohesive Sediment Transport*. American Geophysical Union.
- von Papen, T.: 2006. *Ein mikromechanischer Oberflächenzaunsensor zur Messung der Wandschubspannung in Rückströmgebieten*. Dissertation an der Fakultät für Elektrotechnik und Informatik der Technischen Universität Berlin.
- Voulgaris, G. und Trowbridge, J. H.: 1998. Evaluation of the Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) for Turbulence Measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **15**, 272–289.
- Wang, Z. Y., Larsen, P., Nestmann, F., und Dittrich, A.: 1998. Resistance and Drag Reduction of Flows of Clay Suspension. *Journal of Hydraulic Engineering*, **124(1)**, 41–49.
- Weillbeer, H.: 2005. Modellierung des Transports kohäsiver Sedimente. In: *Darmstädter Wasserbauliches Kolloquium 2005 / DWA-Seminar „Feststofftransportmodelle“*. Institut für Wasserbau und Wasserwirtschaft, TU Darmstadt. Heft 139.
- Weisbach, J.: 1865. *Lehrbuch der Statik der Bauwerke und der Mechanik der Umtriebsmaschinen*. Friedrich Vieweg und Sohn, Braunschweig, 4. Auflage.
- Winterwerp, J. C.: 2002. On the flocculation and settling velocity of estuarine mud. *Continental Shelf Research*, **22**, 1339–1360.
- Winterwerp, J. C. und van Kesteren, W. G. M.: 2004. *Introduction to the physics of cohesive sediment in the marine environment*. Nummer 56 in Developments in Sedimentology. Elsevier.
- Witt, O.: 2004. *Erosionsstabilität von Gewässersedimenten mit Auswirkung auf den Stofftransport bei Hochwasser am Beispiel ausgewählter Stauhlatung des Oberrheins*, Band 127 der Reihe *Mitteilungen des Instituts für Wasserbau, Universität Stuttgart*.
- Wu, S. und Rajaratnam, N.: 2000. A simple method for measuring shear stress on rough boundaries. *Journal of Hydraulic Research*, **38(5)**, 399–400.
- Yalin, M. S.: 1971. *Theory of Hydraulic Models*. Macmillan Press Ltd.
- Yang, Z., Baptista, A., und Darland, J.: 2000. Numerical modeling of flow characteristics in a rotating annular flume. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **31**, 271–294.
- You, Z.-J.: 2004. The effect of suspended sediment concentration on the settling velocity of cohesive sediments in quiescent water. *Ocean Engineering*, **31**, 1955–1965.
- Zanke, U.: 1977. *Berechnung der Sinkgeschwindigkeiten von Sedimenten*, Band 46 der Reihe *Mitteilungen des Franzius-Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der TU Hannover*.

- Zanke, U.: 1982. *Grundlagen der Sedimentbewegung*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- Ziegler, C. K. und Nisbet, B. S.: 1995. Long-Term Simulation of Fine-Grained Sediment Transport in Large Reservoir. *Journal of Hydraulic Engineering*, **121(11)**, 773–781.