Untersuchung der Rauheitsstruktur zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen unter Klarwasserabfluß

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für

Bauingenieur- und Vermessungswesen

der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Jochen Aberle

aus Schramberg

Tag der mündlichen Prüfung: 13.07.2000

Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. mult. Franz Nestmann
Korreferenten:	Prof. Dr.-Ing. Helmut Scheuerlein
	Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. Andreas Dittrich

Karlsruhe 2000

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der Rauheitsstruktur von Gebirgsbächen zur Bestimmung des Fließwiderstandes unter Klarwasserabfluß. Ziel der Arbeit ist es, eine verbesserte Beschreibung des Widerstandsverhaltens steiler, natürlicher Fließgewässer durch die Ableitung eines Parameters zur Erfassung der gebirgsbachtypischen Rauheitsstruktur zu erreichen. Einen wichtigen Gesichtspunkt stellt hierbei die Verwendbarkeit dieses Parameters zur Beschreibung der hydraulischen Gegebenheiten dar.

Zur Quantifizierung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen werden zumeist Ansätze aus Flachland- und Mittelgebirgsflüssen herangezogen, die ausschließlich charakteristische Korngrößen als Rauheitsparameter beinhalten. In Gebirgsbächen treten jedoch, neben dem sehr großen Korngrößenspektrum, bei steileren Gefällen ($I_S > 4$ %) ausgeprägte morphologische Strukturen auf. Die hydraulische Wirkung dieser auch als Absturz-Becken Sequenzen bezeichneten Strukturen zeigt sich, bei gleichzeitig geringen relativen Wassertiefen, durch Fließwechsel und einen stark gewellten Wasserspiegel.
Diese Effekte führen dazu, daß die in der Literatur gebräuchlichen Ansätze zur Bestimmung des Fließwiderstandes nicht ohne weiteres auf Gebirgsbäche übertragen werden können. Das Widerstandsverhalten ist in diesem Fall durch die Anordnung der zum Teil sehr großen Rauheitselemente und durch die Rauheitsstrukturen geprägt. Da aber die Rauheitsstruktur in bisherige Ansätze zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen nicht eingeht, müssen diese, auch wenn sie auf dem logarithmischen Geschwindigkeitsgesetz aufbauen, als empirisch angesehen werden. Die ungenügende Erfassung der hydraulischen Wirkung der Rauheitsoberfläche führt des weiteren dazu, daß die Ansätze zumeist stark an dem Datensatz ausgerichtet sind, der ihrer Ableitung zugrunde liegt.

Der Beschreibung des Einflusses des unebenen und gewellten Wasserspiegels auf das Widerstandsverhalten über die Froude-Zahl muß kritisch gegenüber gestanden werden. Anhand von Fallbeispielen aus der Literatur und der Dimensionsanalyse wird gezeigt, daß die Einbindung der Froude-Zahl in Widerstandsgesetze zum Effekt der Eigenkorrelation der Daten (*spurious self correlation*) führen kann. Dieser Effekt tritt auf, wenn ausschließlich integrale Größen des Strömungsfeldes zur Beschreibung des Fließwiderstandes herangezogen werden und liegt in der Definition des Widerstandsbeiwertes λ begründet, der direkt durch die Froude-Zahl ausgedrückt werden kann.

Somit ist es erfolgversprechender, den Einfluß der Rauheitsstruktur durch die Ableitung eines verbesserten Rauheitsparameters zu beschreiben. Die Grundlage hierzu stellen Daten dar, die im Theodor-Rehbock Laboratorium des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe (TH) mittels eindimensionaler Laborexperimente erhoben wurden.

Innerhalb der Ableitung eines neuen Rauheitsparameters werden verschiedene statistische Verfahren zur Auswertung von Längsprofilen herangezogen und ausführlich diskutiert. Da die Auswertung der Längsprofile über die Autokorrelationsfunktion, die Spektralanalyse und die Variogrammanalyse zu identischen Ergebnissen führen sollte, die tatsächlich ermittelten Ergebnisse jedoch voneinander abweichen, können die durch diese Verfahren gewonnenen Erkenntnisse nur qualitativ diskutiert werden.
Unabhängig von den jeweiligen Verfahren geht die Varianz der Längsprofile in alle angewandten statistischen Verfahren ein. Aufgrund dieser Tatsache wird die Standardabweichung s der Rauheitserhebungen, die aus trendbereinigten Längsprofilen berechnet wird, als geometrischer Parameter zur Beschreibung der Rauheitsstruktur identifiziert. In die Berechnung der Standardabweichung s gehen, anders als bei der Bestimmung der Sieblinie, die Höhenwerte der Längsprofile und somit Informationen über die Rauheitsstruktur in vertikaler Richtung ein.

Anhand der in den Untersuchungen gemessenen hydraulischen Daten wird die verbesserte Beschreibung der Rauheitsstruktur durch die Standardabweichung gezeigt. Durch die Einbindung der Standardabweichung in logarithmische Widerstandsgesetze oder auch in Potenzgesetze (zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Abflusses) vermindert sich die Streubreite der Daten gegenüber den Beziehungen, die ausschließlich einen Korndurchmesser als Rauheitsmaß beinhalten, erheblich.
Des weiteren wird für Potenzgesetze im Zuge des Literaturstudiums gezeigt, daß der Exponent n in der Beziehung zwischen der mittleren Fließgeschwindigkeit und dem Abfluß ($u_m \propto q^n$) als Variable zu sehen ist und unter anderem vom Sohlengefälle abhängt. Unter der Annahme, daß die Froude-Zahl mit steigendem Abfluß anwächst, wird eine Unter- und Obergrenze für den Exponenten n in Abhängigkeit der Querschnittsform abgeleitet. Der Vergleich verschiedener Potenzgesetze mit diesen Grenzen deutet darauf hin, daß die aufgeführten Gesetze zum Teil nur bedingt zur Beschreibung der hydraulischen Gegebenheiten geeignet sind.
Diese Ergebnisse führen zur Herleitung eines empirischen Potenzansatzes zur Bestimmung der Fließgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Abflusses. Die enge Verknüpfung zwischen dem Fließwiderstand einer stabilen Sohle und ihrem Bewegungsbeginn als Folge des Strömungsangriffes führt des weiteren zur Ableitung eines verbesserten Stabilitätskriteriums, in das ebenfalls die Rauheitsstruktur Eingang findet.

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zeigen eine Verbesserung der Beschreibung der Rauheitsstruktur steiler Gewässer durch die Verwendung der Standardabweichung der Rauheitserhebungen als Rauheitsparameter. Eine erste Verifizierung der erhaltenen Gleichungen zur Bestimmung der Fließgeschwindigkeiten unter Naturverhältnissen deutet die Übertragbarkeit der Ergebnisse an. Weitere Untersuchungen zu diesem Themengebiet sind nötig, da durch die eindimensionalen Experimente der Einfluß der Breite bewußt vernachlässigt wurde. Die vorliegende Arbeit kann als Grundlage für diese Untersuchungen dienen, da hier die in verschiedenen Literaturstellen angesprochene, aber bisher noch nicht quantifizierte Einbindung eines statistischen Rauheitsparameters in Fließgesetze umgesetzt wurde.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Stipendiat im Rahmen des DFG-Graduiertenkollegs ÖKOLOGISCHE WASSERWIRTSCHAFT am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe (TH).

Dem Sprecher des Graduiertenkollegs Professor Dr.-Ing. h.c. mult. Franz Nestmann möchte ich an dieser Stelle nicht nur für die Übernahme des Hauptreferates, sondern besonders auch für die Unterstützung, die er mir während der Erstellung der Arbeit zukommen ließ, danken. Herrn Professor Dr.-Ing. Helmut Scheuerlein möchte ich für die spontane Übernahme des Korreferates und das fachliche Interesse an meiner Arbeit danken.

Ein besonderer Dank gilt meinem Korreferenten und Mentor Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. Andreas Dittrich, der mir stets die nötigen Freiheiten gab und immer zu fachlichen Diskussion bereit war. Seine fachliche Begleitung bei der Erstellung der Arbeit hatte wesentlichen Einfluß auf meine Entwicklung in der wissenschaftlichen Arbeit.

Weiterhin möchte ich allen Danken, die sich für das Graduiertenkolleg ÖKOLOGISCHE WASSERWIRTSCHAFT einsetzten und so zu dessen gelingen beitrugen. Hierbei ist speziell Frau Dr. rer. nat. Charlotte Kämpf zu nennen, auf deren Hilfe ich stets bei der Lösung von Problemen zurückgreifen konnte. Natürlich gilt mein Dank auch der DFG, ohne deren finanzielle Zuwendung die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Frau Dipl.-Ing. Katinka Koll gebührt mein herzlichster Dank für die zur Verfügung gestellten Daten und die Möglichkeit, weitere Daten im Rahmen des EROSLOPE II-Projektes zu erheben. Die zahlreichen fachlichen Diskussionen mit ihr waren immer eine Bereicherung für mein Wissen. Des weiteren möchte ich den Herren Dipl.-Ing. Sebastian Palt und Dr.-Ing. Klaus Träbing für die stete Gesprächsbereitschaft bei der Erörterung von auftretenden Problemen danken. Mein Dank gilt auch allen übrigen Institutsangehörigen, die durch ihren kollegialen Umgang zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben sowie Dr. James C. Bathurst, der mir einen dreimonatigen Englandaufenthalt ermöglichte und mir weitere, wertvolle Hinweise geben konnte.

Frau cand.-Ing. Carola Wilhelm und Herrn Dipl.-Phys. Dirk Hoffmann danke ich recht herzlich für die kritische Durchsicht des Manuskriptes. Des weiteren Danke ich allen meinen Freunden und Bekannten für die Geduld, die sie mit mir, speziell am Ende der Arbeit, hatten. Dieser Dank gilt natürlich auch meiner Familie, die mir stets den Rücken freigehalten und mich in meiner Arbeit bestärkt hat. Ohne diese Unterstützung wäre die Arbeit nicht möglich gewesen. Um meinen Eltern meinen Dank ausdrücken zu können, möchte ich ihnen diese Arbeit widmen.

Karlsruhe im Mai 2000 Jochen Aberle

Inhaltsverzeichnis

Verwendete Formelzeichen ..... **I**

Abkürzungen ..... **IV**

Datengrundlage ..... **V**

Daten anderer Autoren ..... **V**

Abbildungsverzeichnis ..... **VI**

Tabellenverzeichnis ..... **XI**

1 Einleitung **1**

2 Morphologie steiler Gewässer **6**

2.1 Eigenschaften des Längsprofils 7
2.2 Entstehung von Absturz-Becken Sequenzen 10
2.2.1 Theorie der Geschwindigkeitsumkehr 10
2.2.2 Dispersions- und Sortiertheorie 11
2.2.3 Antidünen Theorie 12
2.2.4 Weitergehende Beobachtungen zur Entstehung von Absturz-Becken Sequenzen 14
2.3 Geometrie von Absturz-Becken Sequenzen 17
2.4 Theorie des maximalen Fließwiderstandes 18
2.5 Eigenschaften des Querprofils 20
2.6 Ermittlung der hydraulischen Größen in Gebirgsbächen 20

3 Strömungsfeld über rauhen Sohlen **22**

3.1 Grundgleichungen für die mittlere Bewegung turbulenter Strömungen 22
3.1.1 Kontinuitätsgleichung 22
3.1.2 Navier-Stokes Gleichungen 23
3.1.3 Reynolds'sche Gleichungen 23
3.1.4 Offene, turbulente Kanalströmung 24
3.2 Getroffene Annahmen zur Beschreibung turbulenter Strömungen 25
3.3 Logarithmisches Wandgesetz 25
3.3.1 Turbulente Strömung mit hydraulisch rauher Sohle 29
3.3.2 Bestimmung der Parameter des vertikalen Geschwindigkeitsprofils 30
3.3.3 Einfluß der Rauheitsstruktur auf das Strömungsfeld 32
3.3.4 Geschwindigkeitsprofil über rauhen Sohlen 33
3.3.5 Über den Fließquerschnitt gemittelte Fließgeschwindigkeit bei hydraulisch rauher Sohle 38

3.4 Darcy-Weisbach Widerstandsbeiwert λ 38
3.5 Abflußformel von De Chézy 40
3.6 Gauckler-Manning-Strickler Formel 41
3.7 Beziehungen zwischen den Widerstands- und Rauheitsbeiwerten 42

4 Datengrundlage 43

4.1 Daten aus den Untersuchungen von ROSPORT (1997) 43
4.2 Zusätzlich erhobene Daten 46
4.3 Auswertung der Längsprofile 46

5 Dimensionsanalyse und Literaturstudium zur Bestimmung des Fließwiderstandes 48

5.1 Dimensionsanalyse 48
5.2 Logarithmische Widerstandsbeziehungen 51
5.2.1 Modifizierte logarithmische Ansätze 55
5.3 Widerstandsbeziehungen in Abhängigkeit der Froude-Zahl 56
5.3.1 Definition der Froude-Zahl 56
5.3.2 Beziehung zwischen dem Widerstandsbeiwert λ und der Froude-Zahl. 57
5.3.3 Ansätze aus der Literatur 58
5.3.3.1 Der Ansatz von ROSPORT (1997) 58
5.3.3.2. Die Ansätze von AFZALIMEHR & ANCTIL (1998) und COLOSIMO ET AL. (1988) 59
5.3.3.3. Der Ansatz von BATHURST ET AL. (1981) 63
5.3.3.4. Der Ansatz von CAO (1985) 65
5.3.4 Dimensionsanalytische Betrachtung des Problems 67
5.4 Potenzansätze zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit 70
5.4.1 Konzept der Hydraulic Geometry 75
5.5 Überlagerungsansätze 79
5.6 Zusammenfassung des Literaturstudiums bezüglich des Fließwiderstandes ... 83

6 Literaturstudium zur Sohlenstabilität steiler Gerinne 85

6.1 Allgemeine Bemerkungen 85
6.2 Modifizierung des SHIELDS-Ansatzes für steile Gewässer 86
6.2.1 Einfluß der Liftkraft auf den Bewegungsbeginn 88
6.2.2 Einfluß des Gefälles 88
6.2.3 Einfluß des betrachteten Korndurchmessers 91
6.3 Berechnungsansätze nach Shields 92
6.3.1 Abhängigkeit vom Gefälle 92
6.3.2 Abhängigkeit von der relativen Rauheit 93
6.3.3 Abhängigkeit vom hydraulischen Rauheitsmaß k_s 93
6.4 Dimensionsanalytische Betrachtung 94
6.5 Ansätze nach Schocklitsch 95

7 Rauheitsparameter und Beschreibung der Sohlengeometrie 100
7.1 Rauheitsparameter aus der Sieblinie 100
7.2 Beschreibung der Sohlenrauheit anhand von Längsprofilen 102
7.2.1 Standardabweichung der Rauheitserhebungen 102
7.2.2 K3-Wert Verfahren 103
7.2.3 Weitere Verfahren zur Beschreibung der Rauheiten anhand von Längsprofilen 104
7.3 Beschreibung der Sohlenrauheit als Folge eines stochastischen Prozesses . 105
7.3.1 Regionalisierte Variablen 105
7.3.2 Stationaritätsbedingungen 105
7.3.3 Schätzwerte für die Momente und die Semi-Varianz 107
7.3.4 Diskretes weißes Rauschen 108
7.4 Prüfung der Daten auf Normalverteilung 109
7.5 Autoregressive Modelle 110
7.5.1 Eigenschaften von AR(1)-Modellen 110
7.5.2 Eigenschaften von AR(2)-Modellen 111
7.5.3 Modellidentifikation, -schätzung, -anpassung und -überprüfung 112
7.5.3.1. Modellidentifikation 112
7.5.3.2. Modellschätzung 114
7.5.3.3. Modellüberprüfung und Auswertung 115
7.5.4 Ergebnisse und Diskussion der AR-Prozesse 117
7.6 Spektralanalyse 122
7.7 Variogrammanalyse 125
7.8 Zusammenfassung der Beschreibung der Sohlenoberflächen 128

8 Datenanalyse zum Fließwiderstand 131
8.1 Logarithmisches Fließgesetz 131
8.2 Potenzgesetze 134
8.2.1 Aufteilung des Datensatzes 134
8.2.2 Ableitung eines Potenzgesetzes 134
8.2.3 Problematik bei der Mehrfachregression 136
8.2.4 Auswertung hinsichtlich der *at-a-site Hydraulic Geometry* 137
8.2.5 Weitergehende Untersuchung bezüglich der at-a-site Hydraulic Geometry 142

9 Datenanalyse zur Sohlenstabilität 146
9.1 Ansatz über den kritischen Abfluß q_{crit} 146
9.2 Ansatz über die kritische Wassertiefe h_{crit} 148

10 Zusammenfassung und Ausblick 150

Literaturverzeichnis 156

Verzeichnis der Anhänge

Verwendete Formelzeichen

a	[-]	Exponent zur Bestimmung der fraktalen Dimension [Kap. 7.6]
a	[-]	Formbeiwert für die Querschnittsgeometrie
a	[-]	Koeffizient [Kap. 5.3.3.2]
a	[-]	Koeffizient der *Hydraulic Geometry* [Kap. 5.41]
a	[-]	universeller Formbeiwert [Kap. 6.2]
$\hat{a}$	[-]	berechneter Zufallswert (Schock)
a_{50}	[m]	mittlere A-Achse eines Korns
a_m	[-]	Koeffizient zur Berücksichtigung der Querschnittsform
a_r	[-]	Koeffizient zur Berücksichtigung der Querschnittsform über einem Riffel
a_t	[-]	Zufallsvariable
A_r	[-]	Parameter [Kap. 5.2.1]
A'	[m^2]	angeströmte Fläche eines Elementes
A	[m^2]	durchflossene Querschnittsfläche
A	[m^2]	Grundfläche eines Elementes [Kap. 3.3.3; Kap. 6.2]
b	[-]	Koeffizient [Kap. 5.3.3.2]
b	[m]	Gewässerbreite
b_{50}	[m]	mittlere B-Achse eines Korns
b_m	[m]	mittlere Gewässerbreite
b_r	[m]	Breite eines Riffels
B	[-]	Konstante [Kap. 3.3.2; Kap. 3.3.5]
B	[-]	Korrekturterm [Kap. 3.3.4]
B_r	[-]	Integrationskonstante
c	[-]	Koeffizient der *Hydraulic Geometry* [Kap. 5.41]
c_1	[-]	Koeffizient bei der Ableitung der turbulenten Schubspannung [Kap. 3]
c_1	[-]	Koeffizient zur Beschreibung der Beziehung von Sohlenformen [Kap.2]
c_1	[-]	Koeffizient zur Bestimmung der *at-a-site Hydraulic Geometry* [Kap. 8]
c_1	[-]	Proportionalitätskonstante [Kap. 5.2.1]
c_2	[-]	Koeffizient zur Beschreibung von Sohlenformen [Kap. 2]
c_2	[-]	Proportionalitätskonstante [Kap. 5.2.1]
c_{50}	[m]	mittlere C-Achse eines Korns
c_{84}	[m]	kürzeste Achse des Korns bei 84 %-Siebdurchgang
c_k	[-]	Rauheitsdichtekoeffizient
$c_{k,e}$	[-]	effektive Rauheitsdichte
c_w	[-]	Widerstandsbeiwert eines eingebetteten Korns
c_δ	[m^2]	geschätzte Kovarianz
cov	[m^2]	Kovarianz
C	[-]	Integrationskonstante [Kap. 3.3]
C_1	[-]	Rauheitsfunktion
C_{Chezy}	[$m^{1/2}$/s]	De Chézy Beiwert
C_d	[-]	Oberflächenwiderstandsbeiwert
C_R	[-]	Rauheitsdichtekoeffizient
d	[m]	Korndurchmesser
d_{16}	[m]	Korndurchmesser der Deckschicht bei 16 % Siebdurchgang (nach Gewicht)
d_{50}	[m]	Korndurchmesser bei 50 % Siebdurchgang (nach Gewicht)
$d_{50,D}$	[m]	Korndurchmesser der Deckschicht bei 50 % Siebdurchgang (nach Gewicht)
d_{84}	[m]	Korndurchmesser bei 84 % Siebdurchgang (nach Gewicht)
$d_{84,D}$	[m]	Korndurchmesser der Deckschicht bei 84 % Siebdurchgang (nach Gewicht)
d_c	[m]	charakteristischer Korndurchmesser
d_m	[m]	maßgebender Korndurchmesser
d_{max}	[m]	maximaler Korndurchmesser
D	[m]	fraktale Dimension [Kap. 7.6]
D	[m]	hydraulische Wassertiefe [Kap. 5.3.1]
D	[m]	Rohrdurchmesser [Kap. 3.4]
E_N	[-]	empirischer Koeffizient
f	[-]	Exponent der *Hydraulic Geometry* [Kap. 5.4.1]
f	[-]	Formbeiwert [Kap. 6.3.3]
f	[-]	Frequenz [Kap. 7.6]
F_L	[N]	Liftkraft

Fr	[-]	Froude-Zahl der Strömung
Fr_*	[-]	Shields-Parameter
Fr_{*C}	[-]	kritischer Shields-Parameter
Fr^2_{max}	[-]	maximale Froude-Zahl für das Auftreten von Antidünen
Fr^2_{min}	[-]	minimale Froude-Zahl für das Auftreten von Antidünen
Fr_s	[-]	kritische Froude-Zahl, ab der Froude-Wellen auftreten
Fτ	[N]	Schubkraft
g	[m/s^2]	Erdbeschleunigung
G'	[N]	Gewicht eines Korns unter Auftrieb
G_N	[N]	Normalkraft
G_P	[N]	Hangabtriebskraft
h	[m]	(mittlere) Wassertiefe
h_{crit}	[m]	kritische Wassertiefe
h_m	[m]	mittlere Wassertiefe
h_r	[m]	Wassertiefe über einem Riffel
H	[-]	Hurst-Exponent [Kap. 7.7]
H	[m]	Absturzhöhe einer Absturz-Becken Sequenz
i	[-]	Koeffizient der *Hydraulic Geometry* [Kap. 5.41]
I	[-]	Sohlengefälle
I_0	[-]	Sohlengefälle im Ausgangszustand der Untersuchungen
I_E	[-]	Energieliniengefälle
I_m	[-]	Energieliniengefälle über einer betrachteten Fließstrecke
I_r	[-]	Energieliniengefälle über einem Riffel
I_S	[-]	Sohlengefälle
k	[-]	Index [Kap. 7]
k	[m]	geometrisches Rauheitsmaß
k´	[m^{-1}]	Wellenzahl zur Beschreibung der Sohlenformen
k_{ges}	[m]	gesamte Rauheitshöhe
k_{korn}	[m]	Rauheitsmaß eines Korns
k_s	[m]	äquivalente Sandrauheit
k_{sohl}	[m]	Rauheitsmaß der Sohle
k_{st}	[m$^{1/3}$/s]	Stricklerbeiwert
$k_{st,W}$	[m$^{1/3}$/s]	Strickler-Wert der Gerinnewand
K	[-]	empirischer Koeffizient
K_3	[m]	Rauheitsparameter
l	[m]	Mischungsweglänge
l_0	[m]	Profillänge
L	[m]	charakteristische Länge [Kap. 5.3.1]
L	[m]	Wellenlänge einer Sohlenform
M	[-]	Koeffizient zur Beschreibung der Sieblinie
n	[-]	Exponent
n	[-]	Exponent der *Hydraulic Geometry* [Kap. 5.41]
n	[-]	Summationsparameter [Kap. 7]
n_1	[-]	Exponent
n_2	[-]	Exponent
p	[-]	Ordnung eines autoregressiven Prozesses [Kap. 7]
p	[N/m^2]	Druck
$\overline{p}$	[m/s]	mittlerer Druck bei der Betrachtung von Turbulenzbewegungen
p'	[m/s]	Schwankungsgröße der turbulenten Druckverteilung
P(f)	[-]	Spektrum
q	[m^2/s]	spezifischer Abfluß pro Breiteneinheit
q_{crit}	[m^2/s]	kritischer bzw. bettformender spezifischer Abfluß pro Breiteneinheit
q_s	[kg/(ms)]	spezifische Transportrate
$q_{\tau max}$	[m^2/s]	spezifischer Abfluß pro Breiteneinheit bei maximaler Sohlenschubspannung
$q_{\tau max}$	[m^{2}s^{-1}]	spezifischer Abfluß bei maximaler Schubspannung
Q	[m^3/s]	Abfluß
Q_{AR}	[-]	Variable für den portmanteau lack of fit test
Q_{crit}	[m³/s]	kritischer bzw. bettformender Abfluß
Q_x	[m³/s]	Bezugswassermenge, die an mindestens x Tagen im Jahr erreicht wird
r(δ)	[-]	geschätzte Autokorrelationsfunktion

R	[-]	Reynolds'scher Spannungstensor [Kap. 3.1.3]
R	[m]	Hydraulischer Radius
R	[N]	stabilisierende Kraft [Kap. 6.2]
Re	[-]	Reynoldszahl
Re_*	[-]	Kornreynoldszahl
R_S	[m]	auf die Sohle bezogener hydraulischer Radius
s	[m]	Standardabweichung der Rauheitserhebungen
S	[-]	Rauheitsstruktur, charakteristische Länge
$S_{AR(1)}$	[m]	charakteristische Länge, aus einem AR(1)-Prozeß ermittelt
$S_{AR(2)}$	[m]	charakteristische Länge, aus einem AR(2)-Prozeß ermittelt
t	[s]	Zeit
u	[m/s]	Fließgeschwindigkeit
u'	[m/s]	Schwankungsgröße der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung
u_*	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit
u_0	[m/s]	tatsächlich vorhandene Fließgeschwindigkeit im Nullpunkt des log.-Profils
$\overline{u}_{max}$	[m/s]	maximale Fließgeschwindigkeit
$\overline{u}$	[m/s]	mittlere Fließgeschwindigkeit bei der Betrachtung von Turbulenzbewegungen
U	[m]	benetzter Umfang
u_m	[m/s]	mittlere Fließgeschwindigkeit
v	[m/s]	Fließgeschwindigkeit in lateraler Richtung
v'	[m/s]	Schwankungsgröße der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung
$\vec{v}$	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor
$\overline{v}$	[m/s]	mittlere Fließgeschwindigkeit bei der Betrachtung von Turbulenzbewegungen
$\overline{w}$	[m/s]	mittlere Fließgeschwindigkeit bei der Betrachtung von Turbulenzbewegungen
w	[-]	Exponent der *Hydraulic Geometry* [Kap. 5.41]
w	[m/s]	Fließgeschwindigkeit in Breitenrichtung
w'	[m/s]	Schwankungsgröße der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung
w	[m]	einmal differenziertes Signal [Kap. 7]
x	[m]	Koordinate
y	[m]	Koordinate zur Höhenangabe bzw. zur Breitenangabe (im Fall 3-D)
y'	[m]	Versatzmaß
y^+	[-]	normierte Schubspannungsgeschwindigkeit
y_{50}	[m]	mittlere Breite eines Rauheitselements
y_c^+	[m]	dimensionsloser Wandabstand
y_R	[m]	Dicke der Rauheitsunterschicht
$\overline{z}$	[m]	arithmetischer Mittelwert
z	[m]	Koordinate zur Höhenangabe
z_0	[m]	Referenzniveau
z_{geod}	[m]	geodätisches Niveau über z_0
Z	[-]	Zufallsfunktion
Δ	[-]	Differenzterm [Kap. 5.3.3.2]
Δ	[-]	Länge der Trennungszone [Kap. 5.5]
Δh_w	[m]	Verlusthöhe infolge Wechselsprung
Δx	[m]	Sample Intervall
Δx_0	[m]	charakteristische Länge aus den Variogrammen
Ψ	[-]	Faktor für die Querschnittsform
α	[-]	materialabhängige Konstante [Kap. 5.2.1]
α	[°]	Neigungswinkel der Sohle
α	[–]	numerischer Koeffizient zur Beschreibung der Querschnittsform [Kap. 5.3.3.2]
α_1	[-]	Formbeiwert zur Beschreibung der Korngeometrie
α_2	[-]	Formbeiwert zur Beschreibung der Korngeometrie
α_3	[-]	Formbeiwert zur Beschreibung der Korngeometrie
β	[-]	materialabhängige Konstante [Kap. 5.2.1]
β	[-]	mittlere absolute Neigung [Kap. 7.5.4]
δ	[-]	Vorschubmaß
δ	[m]	Abstand vom Nullpunkt des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils bis zur Position, an der u_{max} vorliegt [Kap. 3.3.4]
ε_{neg}	[-]	negative mittlere Neigung der Rauheitserhebungen

ε_{pos}	[-]	positive mittlere Neigung der Rauheitserhebungen
ε_R^+	[-]	dimensionslose Wirbelviskosität
χ^2	[-]	Chi-Quadrat
ϕ_1	[-]	Parameter eines autoregressiven Prozesses
ϕ_2	[-]	Parameter eines autoregressiven Prozesses
$\hat{\phi}_{kk}$	[-]	partielle Autokorrelationsfunktion der Ordnung k
$\gamma(\delta)$	[m^2]	Semi-Variogramm
κ	[-]	von Kármán-Konstante
λ'	[-]	Kornwiderstand
λ	[-]	Darcy-Weisbach-Widerstandsbeiwert
λ''	[-]	Formwiderstand
λ_H	[-]	Widerstandsbeiwert zur Berücksichtigung des Energieverlustes durch die Ablösung im Unterwasser des Absturzes
λ_S	[-]	Kornwiderstand an der Sohle
λ_w	[-]	Widerstandsbeiwert für einen Wechselsprung
μ	[N·s/m^2]	dynamische Zähigkeit
ν	[m^2/s]	kinematische Zähigkeit
θ		gemessener Wert (z.B. Fließgeschwindigkeit)
$\hat{\theta}$		berechneter Wert (z.B. Fließgeschwindigkeit)
Π	[-]	Formparameter des Geschwindigkeitsprofils (Wake-Parameter)
ρ	[kg/m^3]	Fluiddichte
$\rho(\delta)$	[-]	Autokorrelationsfunktion
ρ_s	[kg/m^3]	Sedimentdichte
σ	[m]	Standardabweichung
σ^2	[m^2]	Varianz
σ^2_a	[m^2]	Varianz des DWN
σ_s	[-]	Standardabweichung des Sohlenmaterials
τ	[N/m^2]	Schubspannung
$\tau_{*,cr}$	[-]	kritischer Shieldsparameter
$\tau_{*,cr}'$	[-]	modifizierter kritischer Shieldsparameter
τ_0	[N/m^2]	Sohlenschubspannung
τ_{0c}	[N/m^2]	kritische Sohlenschubspannung
τ_l	[N/m^2]	laminare Schubspannung
τ_L	[n/m^2]	Schubspannung infolge Liftkrafteinflüssen
τ_l	[N/m^2]	turbulente Schubspannung
τ_{max}	[N/m^2]	maximale Sohlenschubspannung
τ_t	[N/m^2]	turbulente Schubspannung

Abkürzungen:

AR	autoregressiv
ARIMA	autoregressive integrated moving average processes
DWN	Digitales weißes Rauschen
FFT	Fast-Fourier Transformation
GMS	Gauckler-Manning-Strickler
IDM	Induktive Durchflußmessung
MFF	maximum friction factor
MSP	minimum stream power
MUSP	minimum unit stream power
PAKF	partielle Autokorrelationsfunktion
rms	root mean square
S.E.	standard Error

Datengrundlage

Der vorliegenden Arbeit liegen die Daten aus den Untersuchungen von ROSPORT (1997) und NESTMANN ET AL. (2000) zugrunde. Die Daten werden in Kap. 4 ausführlich beschrieben, wobei in den Abbildungen, die auf diesen Daten basieren, auf die Legende von Abb. 5.2 verwiesen wird. Zur besseren Übersichtlichkeit ist diese Legende hier nochmals angegeben:

Material I: d_{max} = 64 mm

- □ I_S = 2 %
- ○ I_S = 4 %
- ∇ I_S = 8 - 10 %
- x I_S = 8 - 10 %, Zugabeversuche

Material II: d_{max} = 32 mm

- ■ I_S = 2 %
- ● I_S = 4 %
- ▼ I_S = 8 - 10 %

Daten anderer Autoren

Innerhalb der Arbeit werden zur Veranschaulichung verschiedener Sachverhalte auch Daten anderer Autoren verwendet. Diese Autoren und die zugehörigen Abbildungen sind im folgenden zusammengestellt:

BATHURST ET AL. (1981):	Abb. 5.6; Abb. 8.13b
CAO (1985)	Abb. 5.8; Abb. 8.13b
COLOSIMO ET AL. (1988):	Abb. 5.4; Abb. 5.5
EPFL (1984):	Abb. 8.13b
KELLERHALS (1973):	Abb. 8.9; Abb. 8.14
RICKENMANN (1990)	Abb. 8.5b
WHITTAKER (1982):	Abb. 5.12; Abb. 8.13b

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1: Absturz-Becken Sequenz (Lainbach bei Benediktbeuern/Oberbayern, Foto: Aberle) 2

Abb. 2.1: Gliederung eines Wildbachgebiets: Oberlauf mit a) Sammelgebiet;
b) Tobelstrecke; c) Umlagerungsstrecke; d) Schwemmkegel, Ablagerungsgebiet;
e) Mündungsstrecke; f) Sohlental mit Talgewässer; 1) Geschiebeherde;
2) Hanganbruch; 3) Uferanbrüche; 4) transportierte Blöcke
(aus: HODEL 1993, modifiziert) 6

Abb. 2.2: Grundriß und Längsschnitt einer Riffle-Becken Struktur nach SCHÄLCHLI (1991) 9

Abb. 2.3: Grundriß und Längsschnitt einer Absturz-Becken Struktur nach SCHÄLCHLI (1991) 9

Abb. 2.4: Transportmodelle in Sand und Grobgeschiebe (aus: ROSPORT 1997) 13

Abb. 2.5: Klassifizierung von Sohlenformen nach KENNEDY (1963) (aus: ROSPORT 1997).....14

Abb. 2.6: Entwicklung der Schrittlänge L als Funktion des spezifischen Abflusses q
(aus: ROSPORT 1997) 15

Abb. 2.7: Entwicklung der Sohlenschubspannung mit dem bettformenden Abfluß
(aus: ROSPORT 1997) 16

Abb. 2.8: Definition von Absturzhöhe H und Wellenlänge L 17

Abb. 2.9: Vergleich der Untersuchungsdaten von ROSPORT (1997) mit Gl.(2.4)
(aus: ROSPORT 1997) 18

Abb. 2.10: Variation des benetzten Umfanges bzw. der Breite mit dem Wasserstand
(aus: SCHÄLCHLI (1991), modifiziert) 20

Abb. 3.1: Zur Erklärung der Mischungsweglänge *l* 26

Abb. 3.2: Bereichseinteilung des vertikalen Geschwindigkeitsprofils (aus: DITTRICH 1998) 28

Abb. 3.3: Die Rauheitsfunktion C_1 in Abhängigkeit von Re_* (aus: DITTRICH, 1998) 29

Abb. 3.4: Geschwindigkeits- und Schubspannungsverteilung für Gewässer- sohlen mit großer
relativer Überdeckung.....30

Abb. 3.5: Definitionsskizze des Rauheitsdichtekoeffizienten (aus: DITTRICH 1998).....32

Abb. 3.6: Beziehung zwischen dem Rauheitsverhältnis k_s/k und der Rauheitsdichte c_k
(aus: DITTRICH 1998, modifiziert) 32

Abb. 3.7: Die drei Bereiche des vertikalen Geschwindigkeitsprofils nahe der Rauheitselemente
(aus: DITTRICH ET AL. 1996).....34

Abb. 3.8: Der dimensionslose Wandabstand y_c^+ als Funktion der relativen Rauheit k_s/k
(aus: DITTRICH ET AL. 1996).....35

Abb. 3.9: Vertikale Geschwindigkeits- und turbulente Schubspannungsverteilung für
Gewässersohlen und kleine relative Überdeckungen (aus: DITTRICH 1998) 36

Abb. 3.10: Der Widerstandsbeiwert λ als Funktion der relativen Überdeckung h/k und der
Rauheitsdichte c_k (nach LINDNER 1982, aus: ROSPORT 1997) 40

Abb. 3.11: Strömungsverhältnisse über einer Absturz-Becken Sequenz. Die Aufnahme wurde innerhalb der Untersuchungen von ROSPORT (1997) am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe gemacht 41

Abb. 4.1: Sieblinien der verwendeten Materialien 43

Abb. 4.2: Schematischer Versuchsaufbau für den steilen Gefällebereich I_S = 8 % 44

Abb. 4.3: Schematischer Versuchsablauf, dargestellt anhand der Ganglinien für Abfluß und Sedimenttransport 45

Abb. 4.4: Schema zur Aufzeichnung der Längsprofile 46

Abb. 4.5: Schema zur Vorgehensweise zur Analyse der Längsprofile 47

Abb. 5.1: Der Widerstandsbeiwert $(8/\lambda)^{0,5}$ als Funktion der relativen Überdeckung h/k_s (aus: KIRONOTO & GRAF 1994) 52

Abb. 5.2: Der Widerstandsbeiwert $(8/\lambda)^{0,5}$ als Funktion der relativen Überdeckung h/d_{84} 54

Abb. 5.3: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach dem Ansatz von ROSPORT (1997) a) Lösung nach ROSPORT mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt b) analytische Lösung des von ROSPORT angegebenen Gleichungsschemas über Gl.(5.41) 59

Abb. 5.4: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(1/\lambda)^{0,5}$ nach dem Ansatz von COLOSIMO ET AL. (1988) a) Lösung nach COLOSIMO ET AL. mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt b) analytische Lösung des Ansatzes nach Gl.(5.43) (Auftragung mit Originaldaten) 60

Abb. 5.5: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(1/\lambda)^{0,5}$ nach a) Gl.(5.46) mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt b) nach Gl.(5.47) (Auftragung mit Originaldaten) 62

Abb. 5.6: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach a) Gl.(5.52) mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt (entspricht Originalauftragung BATHURST ET AL. 1981) b) nach Gl.(5.52) und iterativer Lösung (Auftragung mit Originaldaten) 64

Abb. 5.7: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach (Gl.(5.52)) für die dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten; Legende wie Abb. 5.2 64

Abb. 5.8: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach a) Gl.(5.57) mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt (entspricht Originalauftragung CAO 1985) b) nach Gl.(5.57) und iterativer Lösung (Auftragung mit Originaldaten) 66

Abb. 5.9: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach Gl.(5.57) für die dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten; Legende wie Abb. 5.2 67

Abb. 5.10: Vergleich der gemessenen und berechneten Fließgeschwindigkeiten nach den Gln.(5.68) und (5.69), Legende wie Abb. 5.2 71

Abb. 5.11: Vergleich der gemessenen und berechneten Fließgeschwindigkeiten nach den Gln.(5.75) und (5.78), Legende wie Abb. 5.2 73

Abb. 5.12: Fließgeschwindigkeits- Abfluß Beziehung nach den Daten von WHITTAKER (1982) 78

Abb. 5.13: Der Widerstandsbeiwert λ als Funktion der relativen Überdeckung $h/d_{m,D}$; Legende wie Abb. 5.2 80

Abb. 5.14: Fließzustände bei deformierter Sohle. W_e entspricht der Eintrittsgeschwindigkeit in den Pool und ist über E_n in Gl.(5.95) erfaßt (aus: EGASHIRA & ASHIDA 1991)....81

Abb. 6.1: Kräftegleichgewicht an einem Korn für steile Gerinnesohlen (aus: ROSPORT 1997)....86

Abb. 6.2: Verhältnis von turbulenzbedingtem Auftrieb τ_L zur Sohlenschubspannung τ_0 als Funktion der relativen Sandrauheit k_s/k (aus: DITTRICH ET AL. 1996) 88

Abb. 6.3: Zur Bedeutung des Gefälles (nach GRAF 1991) 89

Abb. 6.4: Modifizierter Shieldsparameter $\tau_{*,cr}'$ als Funktion der relativen Überdeckung h/d_{50} und des Gefälles I_S (aus: BATHURST ET AL. 1982); die Angabe vor dem Literaturverweis bezeichnet den d_{50} 90

Abb. 6.5: Theoretischer Verlauf von $\tau_{*,cr}'$ als Funktion der relativen Wassertiefe für verschiedene Gefällebereiche nach Gl.(6.10) (ρ_s = 2650 kg/m^3) 91

Abb. 6.6: Gegenüberstellung der Ansätze mit den Daten a) berechnet mit d_{50} b) mit d_m (Ansätze zur Bemessung von rauhen Rampen); Legende wie Abb. 5.2....98

Abb. 7.1: Jeweils ein per Laserscan erhaltenes Sohlenprofil der Versuchsreihen V 9.2 und V 10.2, deren Sohlen den gleichen Korndurchmesser $d_{m,D}$ aufweisen....100

Abb. 7.2: Aus der Sieblinie abgeleitete Rauheitsparameter als Funktion des Gefälles: a) $d_{m,D}$ b) σ_{Sieb}; Legende wie Abb. 5.2....101

Abb. 7.3: a) Standardabweichung der Rauheitserhebungen s und b) mittlerer Korndurchmesser $d_{m,D}$ als Funktion des Sohlengefälles sinα; Legende wie Abb. 5.2....103

Abb. 7.4: Beziehung zwischen dem $K_{3,20}$-Wert (δ = 20) und der Standardabweichung der Rauheitserhebungen s; Legende wie Abb. 5.2....104

Abb. 7.5: Histogramme für die Schätzungen der Kurtosis- (oben) und der Schiefekoeffizienten (unten) aller ausgewerteten Profile; die durchgezogene Linie ist die Normalverteilung..109

Abb. 7.6: Autokorrelationsfunktionen der in Abb. 7.1 dargestellten Profile....112

Abb. 7.7: Autokorrelationsfunktionen der Profile des Versuchs V 18.5 113

Abb. 7.8: Partielle Autokorrelationsfunktionen der in Abb. 7.1 dargestellten Profile V 9.2 und V 10.2....114

Abb. 7.9: Autokorrelationsfunktionen der Residuen der in Abb. 7.1 dargestellten Profile V 9.2 und V 10.2 115

Abb. 7.10: Histogramm zum χ^2-Test für die angepaßten AR(2)-Prozesse, die Prozentzahlen entsprechen dem Signifikanzniveau 116

Abb. 7.11: Histogramm zum χ^2-Test für die angepaßten AR(1)-Prozesse, die Prozentzahlen entsprechen dem Signifikanzniveau 116

Abb. 7.12: Vergleich der Varianzen σ_a^2 der berechneten Residuen des digitalen weißen Rauschens a_i für die angepaßten AR(1)-und AR(2)-Prozesse für alle Sohlenprofile; Legende wie Abb. 5.2 117

Abb. 7.13: Erklärte Varianzen durch die angepaßten AR(1)- und AR(2)- Prozesse in Abhängigkeit vom Sohlengefälle; Legende wie Abb. 5.2....117

Abb. 7.14: Zusammenhang zwischen den Parametern ϕ_1 und ϕ_2 des AR(2)-Prozesses; Legende wie Abb. 5.2 118

Abb. 7.15: Die aus der theoretischen Autokorrelationsfunktion berechneten charakteristischen Längen $S_{AR(1)}$ und $S_{AR(2)}$ als Funktion des Sohlengefälles; a) $S_{AR(1)}$ und b) $S_{AR(2)}$; Legende wie Abb. 5.2 119

Abb. 7.16: Die charakteristische Länge $S_{AR(2)}$ als Funktion der Standardabweichung s; Legende wie in Abb. 5.2 119

Abb. 7.17: Berechnete und theoretische Autokorrelationsfunktionen eines Profils der Versuchsreihe V 18.3 120

Abb. 7.18: Zusammenhang des Rauheitsparameters β und σ_a^2; Legende wie in Abb. 5.2 121

Abb. 7.19: Verlauf der berechneten Leistungsspektren der Profile V 9.2 und V 10.2 123

Abb. 7.20: log-log Auftragung des Leistungsspektrums und des theoretischen Spektrums (ermittelt aus einem AR(2)-Prozeß) für die Profile V 9.2 und V 10.2 124

Abb. 7.21: Variogramme der Profile V 9.2 und V 10.2 125

Abb. 7.22: Fit des Variogramms des Profils V 10.2 über die Verfahren von NIKORA ET AL. (1988) und ROBERT (1988) 125

Abb. 7.23: Verlauf des normierten Variogramms des Profils V 10.2 (bestimmt aus dem theoretischen Verlauf der Autokorrelationsfunktion des AR(2)-Prozesses) und berechnetes Variogramm 126

Abb. 7.24: Vergleich der ermittelten charakteristischen Längen über die Variogramme (Δx_0) und des AR(2)-Prozesses ($S_{AR(2)}$) 127

Abb. 7.25: Profil einer Nullabtastung 130

Abb. 8.1: Vergleich der $(8/\lambda)^{0,5}$-Werte von zwei Versuchen (V 10.1 und V 11.3) mit gleichem $d_{m,D}$ und unterschiedlichem s in Abhängigkeit von a) der relativen Überdeckung $h/d_{m,D}$ und b) des Verhältnisses h/s 131

Abb. 8.2: Vergleich der $(8/\lambda)^{0,5}$-Werte von zwei Versuchen (V 11.2 und V 18.1) mit gleichem s und unterschiedlichem Korndurchmesser $d_{m,D}$ in Abhängigkeit von a) der relativen Überdeckung $h/d_{m,D}$ und b) des Verhältnisses h/s 132

Abb. 8.3: Der Widerstandsbeiwert $(8/\lambda)^{0,5}$ als Funktion von a) $h/d_{m,D}$ und b) h/s; Legende wie Abb. 5.2 133

Abb. 8.4: Vergleich der nach Gl.(8.7) berechneten und der gemessenen Fließgeschwindigkeiten anhand des Validationsdatensatzes ; Legende wie Abb. 5.2 135

Abb. 8.5: Vergleich der berechneten und gemessenen Fließgeschwindigkeiten a) anhand des Validationsdatensatzes nach Gl.(8.8), Legende wie Abb. 5.2 und b) für die Gln.(8.8) und (5.78) angewandt auf einen unabhängigen Datensatz von RICKENMANN (1990) für Klarwasserabfluß und stabile Sohlenbedingungen 136

Abb. 8.6: Vergleich der nach Gl.(8.10) anhand des Validationsdatensatzes berechneten und der gemessenen Fließgeschwindigkeit; Legende wie Abb. 5.2 137

Abb. 8.7: Zur Ermittlung der u_m-q-Beziehung 137

Abb. 8.8: Der Exponent n als Funktion des Gefälles; Legende wie Abb. 5.2 138

Abb. 8.9: Werte des Exponenten n als Funktion des Gefälles nach den Daten von KELLERHALS (1973) 139

Abb. 8.10: Die Vorkonstante c1 als Funktion des Sohlengefälles sinα; Legende wie Abb. 5.2 140

Abb. 8.11: Vergleich der nach Gl.(8.16) berechneten mit den gemessenen Geschwindigkeiten (gesamter Datensatz); Legende wie Abb. 5.2 141

Abb. 8.12: Die direkte Beziehung zwischen den Parametern c_1 und n; Legende wie Abb. 5.2 142

Abb. 8.13: Die Beziehung zwischen der Vorkonstanten c und dem Exponenten n für a) die vorliegenden Untersuchung (Legende wie Abb. 5.2) und b) weiterer Laborversuche 142

Abb. 8.14: c-n Beziehung nach den Daten von KELLERHALS (1973); die jeweiligen Symbole charakterisieren ein Fließgewässer 143

Abb. 8.15: Anwendung von Gl.(8.16) auf unabhängige Naturdaten 144

Abb. 9.1: Der dimensionslose Parameter $q_{crit}/(g^{0,5} \cdot s^{1,5})$ als Funktion des Sohlengefälles; Legende wie Abb. 5.2. 147

Abb. 9.2: Das Verhältnis der kritischen Wassertiefe zur Standardabweichung h_{crit}/s als Funktion des Sohlengefälles; Legende wie Abb. 5.2 149

Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1: Charakteristische Eigenschaften der Sohlenmorphologie von Gebirgsbächen (aus: ROSPORT 1997) 8

Tab. 3.1: Annahmen zur Beschreibung turbulenter Strömungen 25

Tab. 3.2: Ansätze zur Ermittlung von k_s aus unterschiedlichen Kornfraktionen 31

Tab. 3.3: Verknüpfung zwischen den Widerstandsbeiwerten λ, k_{st} und $C_{Chézy}$ 42

Tab. 4.1: Kenngrößen der verwendeten Materialien 43

Tab. 5.1: Zusammenstellung semilogarithmischer Ansätze 53

Tab. 5.2: Minimaler Exponent in Abhängigkeit der Querschnittsform und der Bedingung dFr/dQ > 0 77

Tab. 5.3: Grenzen des Exponenten n in Abhängigkeit vom Sohlenmaterial und von Sohlenformen (aus: BATHURST 1993) 77

Tab. 6.1: Zusammenstellung der Kriterien zum Bewegungsbeginn 98

Tab. 7.1: Charakteristische Werte für die in Abb. 7.1 dargestellten Profile 101

Tab. 8.1: Ermittelte logarithmische Widerstandsbeziehungen für die in Abb. 5.2 und Abb. 8.3 dargestellten Daten 133

Tab. 8.2: Vergleich der Vorkonstanten c_1 und den Exponenten n, die sich für verschiedene Gefällebereiche nach den Gln.(8.11), (8.12) und (8.16) ergeben 141

1 Einleitung

Gebirgsregionen zeichnen sich durch ein sehr sensibles Ökosystem aus, in das der Mensch im Laufe der Zeit erheblich eingegriffen hat und immer noch eingreift. Die Hintergründe hierfür sind vielfältig und reichen von zunehmendem Siedlungsdruck über den Tourismus bis hin zu wirtschaftlichen Interessen. Die Eingriffe bewirken eine Veränderung der natürlichen Bedingungen, wodurch die in Gebirgsregionen zum Teil extremen Naturereignisse noch verstärkt werden. Eine Aufgabe der Wissenschaft ist es, Schutz- und Bewirtschaftungskonzepte für die in diesen Gebieten siedelnden Menschen sowie für die Infrastruktur zu erarbeiten.

Dieselbe Problematik kann auf die Mittelgebirgsregionen übertragen werden. So kam es 1998 zu einem extremen Hochwasserereignis im Nordschwarzwald, das z.B. in Baden-Baden zu großen Schäden führte. Neben den Schäden in den urbanen Regionen müssen allerdings auch die Schäden in den bewirtschafteten und belassenen Naturgebieten Beachtung finden. Bedingt durch dieses Hochwasserereignis kam es in dem von der Universität Karlsruhe im Rahmen des Graduiertenkollegs ÖKOLOGISCHE WASSERWIRTSCHAFT beobachteten Einzugsgebiets des Dürreichbachs, Nordschwarzwald, zu erheblichen Umlagerungsprozessen im Bachverlauf. Diese Umlagerungsprozesse, die mit hohem Sedimenttransportaufkommen verbunden waren, machten sich in der Zerstörung der Zufahrtswege bemerkbar und führten zu weitreichenden Schäden für die Waldwirtschaft (CASPER ET AL. 1999). Somit wird ersichtlich, daß Gebirgs- und Mittelgebirgsbächen und ihrem Gefahrenpotential im Hinblick auf das Transport- und Fließverhalten eine große Bedeutung zukommt. Um entsprechende Schutzkonzepte erarbeiten zu können, müssen jedoch zuerst die grundlegenden hydraulischen Vorgänge und morphologischen Eigenschaften von Gebirgsbächen verstanden werden.

Ein Hauptmerkmal von Gebirgsbächen ist ihre Variabilität in morphologischer und hydraulischer Hinsicht. Infolge des großen Korngrößenspektrums von deutlich weniger als einem Millimeter bis hin zu großen Blöcken mit Kantenlängen größer als einem Meter bilden sich bei genügend großem Sohlengefälle kaskadenartige Sohlenstrukturen, sogenannte *Absturz-Becken Sequenzen*[1] aus (vgl. Abb. 1.1). Diese Strukturen sind durch quer zur Strömungsrichtung verlaufende Riegel aus groben Substratkomponenten gekennzeichnet. Das Auftreten dieser Strukturen ist auf eine vorangegangene Instabilität der Sohle mit der darauf folgenden Wiederabpflasterung der Sohle zurückzuführen (WHITTAKER 1982). Einige Untersuchungen schreiben der Ausbildung von Sohlenformen deshalb eine ähnlich stabilitätserhöhende Wirkung wie der Deckschichtbildung zu (WHITTAKER 1982, EGASHIRA & ASHIDA 1991).

[1] engl.: step-pool system

Abb. 1.1: Absturz-Becken Sequenz (Lainbach bei Benediktbeuern/Oberbayern, Foto: Aberle)

Bedingt durch die Sohlenstrukturen ergibt sich das vielfältige hydraulische Verhalten. Im Niedrigwasserfall bewirken die groben Sohlenelemente und die Absturz-Becken Sequenzen ständige Fließwechsel zwischen strömendem und schießendem Abfluß, wodurch bei kleineren Abflüssen als dem bettformenden die Formrauheit der Sohle dominiert. Im Hochwasserfall hingegen herrscht zumeist ein Fließzustand eindeutig vor, und der Fließwiderstand ist sowohl von der Form- als auch von der Kornrauheit der Sohle beeinflußt.

Im Gegensatz zu Fließgewässern im Flachlandbereich sind die Sedimenttransportprozesse in Gebirgsbächen direkt durch die Geologie und die Morphologie des Einzugsgebiets geprägt. Das transportierte Material kann einerseits direkt aus der Gewässersohle (interne Sedimentquelle) oder andererseits auch aus Hangrutschungen, Murgängen und Oberflächenerosion (externe Sedimentquellen) in das Gewässer eingetragen werden.

Für den Fall, daß die aus den externen Sedimentquellen eingetragene Sedimentmenge nicht mehr ausreicht, das Transportpotential des Gewässers zu sättigen, wird Material aus der Sohle aufgenommen. Je nach Art des vorhandenen Korngrößenspektrums und der Intensität des Strömungsangriffs kommt es somit zu Abpflasterungsprozessen an der Gewässersohle. Die Eigenschaft des Gewässers, sich in gewissen Grenzen selbst stabilisieren zu können, führt dazu, daß die transportierte Geschiebemenge nicht notwendig durch die Transportkapazität der Strömung, sondern durch die Verfügbarkeit an mobilisierbarem Material bestimmt ist. Erst bei hinreichend großem Strömungsangriff, bei dem eine Selbststabilisierung der Sohle nicht mehr möglich ist, ergibt sich durch das Zusammenwirken der externen und internen Sedimentquellen die Voraussetzung für katastrophale Ereignisse.

Aus diesen Ausführungen heraus ergeben sich folgende Aufgabenstellungen für das wasserbauliche Versuchswesen:

⇒ Bestimmung des Fließwiderstandes in steilen Fließgewässern

⇒ Bestimmung der kritischen Belastung der Sohle unter Klarwasserabfluß

⇒ Bestimmung der kritischen Belastung der Sohle unter Berücksichtigung externer Sedimentquellen

⇒ Quantifizierung der Sedimenttransportraten nach Zerstörung der bestehenden Sohle.

Die ersten beiden Punkte sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit, während die Bestimmung der kritischen Belastung unter der Berücksichtigung externer Sedimentquellen und der Quantifizierung der Sedimenttransportraten nach der Zerstörung der Gewässersohle Gegenstand der Untersuchungen von z.B. KOLL & DITTRICH (1998), RICKENMANN (1990) und SMART & JÄGGI (1983) sind.

Speziell im Fall von steilen Gewässern gestaltet sich die Quantifizierung der widerstandserhöhenden Wirkung der großen Rauheitselemente und der auftretenden Sohlenformen schwierig. Selbst für ebene rauhe Sohlen ist bis heute die Fragestellung der Quantifizierung des Fließwiderstandes nicht endgültig verstanden. Generell werden zur Beschreibung des Strömungsfeldes über rauhen Sohlen mit geringen Wassertiefen die grundlegenden Gleichungen von PRANDTL (1933) und die Untersuchungen von NIKURADSE (1933) herangezogen. Die Untersuchungen von BAYAZIT (1982), GRAF (1991), DITTRICH & HAMANN DE SALAZAR (1993), DITTRICH & KOLL (1997) und DITTRICH (1998) zeigen allerdings, daß diese Gleichungen für den Fall rauher Sohlen modifiziert werden müssen.

Neben dem Einfluß extremer Rauheiten auf das Strömungsfeld spielen auch die Einflüsse des Sohlengefälles und der morphologischen Strukturen eine maßgebende Rolle. Die meisten Ansätze zur Quantifizierung des Fließwiderstandes basieren auf Untersuchungen von Gewässern mit moderaten Sohlengefällen ($I_S < 1$ %) und näherungsweise ebenen Sohlen. In Gebirgsbächen ist das Sohlengefälle allerdings um ein Vielfaches höher, und infolge der morphologischen Strukturen kommt es zum oben angesprochenen Effekt der Fließwechsel. Somit scheint eine Übertragbarkeit der bekannten Berechnungsverfahren vom flachen ins steile Gefälle durch eine einfache Koeffizientenanpassung den (gegenüber dem Fall *extrem* rauhe Sohle) nochmals veränderten hydraulischen Randbedingungen nicht gerecht zu werden.

Generell führt der stark unebene Wasserspiegel in Gebirgsbächen zu Problemen bei der hydraulischen Berechnung. In verschiedenen Literaturstellen wird dieser Einfluß über die Froude-Zahl charakterisiert, wobei sich allerdings das Problem ergibt, daß zwischen dem gebräuchlichen Darcy-Weisbach Widerstandsbeiwert λ und der Froude-Zahl eine direkte Beziehung besteht. So zeigen ABERLE ET AL. (1999b) anhand verschiedener Ansätze (ROSPORT 1997, COLOSIMO ET AL. 1988, AFZALIMEHR & ANCTIL 1998), daß die Einbindung der Froude-Zahl in Widerstandsgesetze aufgrund einer Eigenkorrelation der Daten[2] zu unbefriedigenden und physikalisch nicht interpretierbaren Ergebnissen führen kann. Innerhalb dieser Arbeit wird dieser Aspekt weiter behandelt und anhand von weiteren Beispielen aus der Literatur ausführlich dargestellt. An dieser Stelle ist speziell nochmals der Ansatz von ROSPORT (1997) anzuführen, auf dessen Datensatz die vorliegende Arbeit zum Großteil basiert. Da auch diese Arbeit am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe angefertigt wurde, läßt sich eine gewisse Redundanz der Ergebnisse dieser Arbeit und den Ausführungen von ROSPORT nicht vermeiden.

Ein weiterer Punkt, der einer ausführlichen Behandlung bedarf, stellt die Bestimmung eines Rauheitsmaßes in steilen Fließgewässern dar. In der Literatur wird zur Beschreibung der Rauheit zumeist auf einen charakteristischen Korndurchmesser d_c zurückgegriffen. Da sich aber rauhe Gewässersohlen, die durch einen gleichen Korndurchmesser d_c charakterisiert sind, in ihrer Geometrie und somit in ihrer Rauheitswirkung sehr stark unterscheiden können (ABERLE ET AL. 1999a, BRAY 1979), ist die Notwendigkeit einer verbesserten Beschreibung der Sohlengeometrie gegeben. Entsprechende Verfahren zur Bestimmung eines Rauheitsmaßes anhand der Sohlengeometrie wurden bisher z.B. von ROBERT (1988, 1991), ERGENZINGER (1992) und NIKORA ET AL. (1998) angegeben. Bis auf das Verfahren von ERGENZINGER (1992) wurde aber noch keine Verknüpfung der abgeleiteten Rauheitsparameter mit dem Strömungsfeld hergestellt.

Die Änderung der Strömungscharakteristika mit wachsendem Gefälle hat auch Auswirkungen auf die Bestimmung der kritischen Sohlenschubspannung. Bisherige Untersuchungen zeigen, daß mit steigendem Gefälle und größer werdenden Rauheit die kritische Sohlenschubspannung anwächst. Versuche, die Änderung der kritischen Sohlenschubspannung direkt mit dem Gefälle zu verknüpfen (z.B. GRAF 1991), können aufgrund von Vergleichen mit unabhängigen Datensätzen in Frage gestellt werden. Gleiches gilt für Ansätze, welche die Veränderung der Strömungsbedingungen über die relative Wassertiefe zu berücksichtigen versuchen (z.B. SUSZKA 1991). Erfolgversprechendere Ansätze lassen sich auf Ansätze der Form nach SCHOCKLITSCH (1962) zurückführen, welche die Gegebenheiten für steile Gerinne besser erfassen können als Ansätze, die auf den Shields-Parameter zurückgreifen (BATHURST ET AL. 1982).

[2] engl.: spurious self correlation

Um die erwähnten Problemstellungen berücksichtigen und die angesprochenen Zielsetzungen umsetzen zu können, gliedert sich die vorliegende Arbeit wie folgt.

Zunächst werden die verfügbaren Informationen hinsichtlich der Morphologie steiler Fließgewässer aufbereitet, die im direkten Zusammenhang mit hydraulisch relevanten Prozessen stehen. Leitbild- oder Typologie-Aspekte werden nicht behandelt, ebensowenig wie Wechselwirkungen mit der Geologie oder der übergeordneten Geländetopographie. Informationen zu diesen Themen sind z.B. HUMBORG (1995) oder DE JONG (1995) zu entnehmen.

Danach folgt die Aufbereitung der theoretischen Grundlagen zur Beschreibung der Strömungsverhältnisse über rauhen Sohlen, an die sich die Vorstellung der dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten und Auswertungsmethoden anschließt.

Nach einer ausführlichen dimensionsanalytischen Betrachtung der Problematik der Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen, werden entsprechende Ansätze eingehend anhand der theoretischen Grundlagen und unter den Aspekten Übertragbarkeit, Anwendbarkeit, Eigenkorrelation der Daten und Analysemethoden diskutiert. Im Vordergrund stehen hierbei logarithmische Widerstandsgesetze, Ansätze, welche die Froude-Zahl beinhalten, Potenzgesetze sowie Ansätze, die auf einer Überlagerung von Widerstandsbeiwerten basieren. Die gewonnenen Erkenntnisse fließen in die Aufbereitung und Diskussion des Literaturstudiums zur Bestimmung des Bewegungsbeginns ein.

Für die Ableitung eines neuen Ansatzes zur Quantifizierung des Fließwiderstandes bzw. zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit in Gebirgsbächen werden verschiedene statistische Parameter und Verfahren vorgestellt. Anhand dieser soll geprüft werden, inwiefern eine verbesserte Beschreibung der Sohlenoberfläche möglich ist. Die Basis hierfür stellen in Laborversuchen ermittelte Längsprofile dar. Die Parameter und Verfahren werden hinsichtlich der Anwendbarkeit zur Quantifizierung des Fließwiderstandes und des Bewegungsbeginns diskutiert. In einem letzten Schritt werden die durch die Arbeit gewonnenen Erkenntnisse nochmals ausführlich zusammengefaßt und weitere Vorgehensweisen bzw. weiterer Forschungsbedarf herausgearbeitet.

2 Morphologie steiler Gewässer

Kaum ein anderer Gewässertyp ist so stark von der dem Einzugsgebiet zugrundeliegenden Topographie und Geologie geprägt wie Gebirgsbäche. Aufgrund dieser Tatsache wird im allgemeinen eine schematische Gliederung des Längsschnitts in Ober-, Mittel- und Unterlauf vorgenommen. Dieser Gliederung werden zum Teil weitere morphologische und sedimentologische Charakteristika zugeordnet (z.B. HODEL 1993). Des weiteren können in der Literatur verschiedene Arbeiten bezüglich der Beschreibung der gewässermorphologischen Eigenschaften im Zusammenhang mit der Talform gefunden werden (HUMBORG 1995, DE JONG & ERGENZINGER 1995). In Abb. 2.1 ist der Naturraum, mit dem sich die vorliegende Arbeit beschäftigt, kurz umrissen.

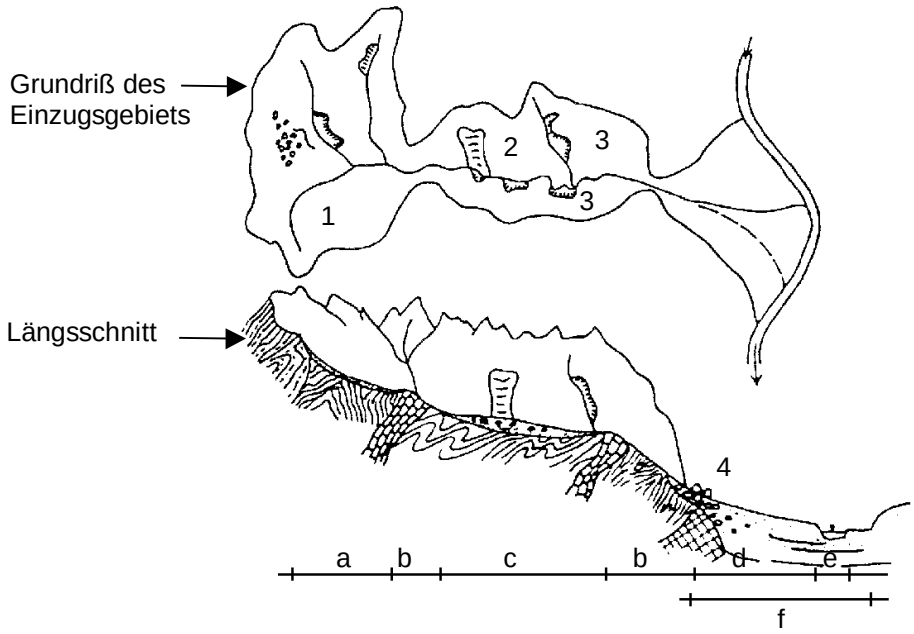


Abb. 2.1: Gliederung eines Wildbachgebiets: Oberlauf mit a) Sammelgebiet; b) Tobelstrecke; c) Umlagerungsstrecke; d) Schwemmkegel, Ablagerungsgebiet; e) Mündungsstrecke; f) Sohlental mit Talgewässer; 1) Geschiebeherde; 2) Hanganbruch; 3) Uferanbrüche; 4) transportierte Blöcke (aus: HODEL 1993, modifiziert)

Der Oberlauf ist das Sammelgebiet für den Abfluß und das Geschiebe, welches dort bereits lagert oder auch neu entsteht (Geschiebeherde). Das Geschiebe wird durch die steileren Abschnitte des Mittellaufs (Tobelstrecke) hindurchtransportiert bzw. in den flacheren Bereichen zwischengelagert (Umlagerungsstrecke). Im Mittellauf sind zumeist weitere Geschiebeherde vorhanden. Der Unterlauf besteht aus einem Schwemmfächer, der sich bis zum Vorfluter ausbreiten kann, sowie der Mündungsstrecke, sofern der Gebirgsbach nicht bis zum Talfuß vorstößt und den Vorfluter verdrängt oder staut (HODEL 1993).

2.1 Eigenschaften des Längsprofils

Die Gliederung des Längsschnitts von Gebirgsbächen (Abb. 2.1) weist bereits unterschiedliche Gefällebereiche auf. Werden weitergehend hinreichend kleinere Teilbereiche des Längsprofils betrachtet, so zeigt sich, daß sich das Gefälle in diesen Bereichen nicht kontinuierlich ändert, sondern zumeist eine periodische Abfolge flacherer und steilerer Abschnitte aufweist. In Gebirgsbächen bildet sich im allgemeinen eine treppenartige Absturz-Becken Struktur aus, die zu Zonen mit größeren (Beckenbereiche) bzw. geringeren Wassertiefen (Absturzbereiche) führt. Für Fließgewässer mit geringeren Neigungen identifizieren LEOPOLD & WOLMAN (1957) ebenfalls solche Strukturen, die als *Riffel-Pool* Strukturen bezeichnet werden.

Die genauere Einteilung der Absturz-Becken Sequenzen geschieht in der Regel über das Sohlenmaterial und das mittlere Sohlengefälle I_S. Tab. 2.1 (entnommen aus ROSPORT 1997) gibt einen Überblick über diese Unterteilungen. Hierbei ist anzumerken, daß der Übergang von einer Struktur zur anderen fließend ist, d.h. daß die Identifizierung der Strukturen im Feld oder auch im Labor stark subjektiv geprägt ist. Dies wird durch die in Tab. 2.1 gegebenen, überlappenden Gefällebereiche deutlich, in denen die verschiedenen Strukturen auftreten können. Eine mögliche Erklärung hierfür kann durch die Ergebnisse von HAYWARD (1980) gegeben werden, der beobachtete, daß sich zwischen größeren Strukturen (*major patterns*) auch kleinere Strukturen (*minor patterns*) ausbilden können.

So ergibt sich z.B. nach SCHÄLCHLI (1991) ein Überlappungsbereich für Riffel-Pool und Absturz-Becken Sequenzen im Bereich von I_S = 3,5 - 7 %, während nach GRANT ET AL. (1990) Riffel-Pool Sequenzen nur bis zu einem Sohlengefälle von I_S = 3,5 % auftreten und bei einem Sohlengefälle von I_S = 7 % bereits die Obergrenze für das Auftreten von Absturz-Becken Sequenzen erreicht ist. Dies zeigt die Unschärfe bei der Definition der verschiedenen Strukturen. Da im Rahmen dieser Arbeit der Gefällebereich von I_S = 2 - 10 % behandelt wird, sind diese beiden Strukturen aber offensichtlich von besonderem Interesse.

Riffel-Pool Sequenzen (Abb. 2.2) zeichnen sich durch eine regelmäßige Anordnung der gröberen Sohlenkomponenten aus. Diese sind entweder alternierend angeordnet oder reichen über das gesamte Querprofil. Speziell im Niedrigwasserfall sind diese Sequenzen sichtbar, mit höheren Geschwindigkeiten über den Riffeln und geringeren Geschwindigkeiten in den Becken. Mit steigendem Abfluß kommt es zu einem zunehmenden Ausgleich der Fließgeschwindigkeiten, bis im Hochwasserfall nahezu gleichförmige Strömungsverhältnisse vorliegen können und die Strukturen nicht mehr unbedingt hydraulisch wirksam sind (SCHÄLCHLI 1991).

Tab. 2.1: Charakteristische Eigenschaften der Sohlenmorphologie von Gebirgsbächen (aus: ROSPORT 1997)

Terminologie der vorliegenden Studie	Beschreibung		Quelle	Nomenklatur der Quelle	Gefälle [%]	Geometrische Daten	
	Morphologie	Strömungsbild (Niedrigwasser)				Charakt. Korn-durchmesser	Stufenhöhe
Rauhe Sohle	Einzelne Blöcke, gleichmäßig über die Gerinnesohle verteilt → Keine klar entwickelten Rippen	nahezu gleich-förmige Strömung mit fast ebener Wasseroberfläche	GRANT ET AL. (1990) SCHÄLCHLI (1991)	Riffles / Pools ausgeglichene Sohle	1,0 - 2,0 1,5 - 5,0	d_{84} d_{max}: 0,5 - 0,7 m	
Riffel-Becken Sequenzen	Anordnung von Blöcken in unregelmäßigen Schnellen: - schräg oder senkrecht zur Fließrichtung - überspannen in der Regel das Gerinne nur teilweise - in Kurven möglicherweise miteinander verbunden Schnellen sind durch kurze Becken voneinander getrennt.	Abwechselnd Strecken mit strömendem und schießendem Abfluß (tumbling flow); Sohlenelemente ragen teilweise durch die Wasseroberfläche	GRANT ET AL. SCHÄLCHLI	Rapids Schnellen Hinterwasser Sequenzen	2,0 - 3,5 1,5 - 7,0	d_{84}: 0,4 - 0,6 m d_{max}: 0,6 -0,9 m	$0,7 \cdot d_{max}$
Absturz-Becken Sequenzen	Anordnung großer Komponenten in Stufen: - senkrecht zur Fließrichtung - über die gesamte Gerinnebreite reichend - bilden einen definierten Überfall Stufen sind getrennt durch kurze Becken und Rückstaubereiche.	tumbling-flow Strömungskonver-genz nach unterstrom Sohlenelemente ragen vereinzelt auch bei Hochwasser durch die Wasseroberfläche	GRANT ET AL. SCHÄLCHLI	Cascades Stufen Hinterwasser Sequenzen	3,0 - 7,0 3,5 - 12,5	d_{84}: 0,6 - 1,2 m d_{max}: 0,9 -1,2 m	$1,0 \cdot d_{84}$ $1,0 \cdot d_{max}$
Rampen	Auftürmen großer Blöcke (Grundgestein Findlinge evtl. Fallholz) bilden einen Wasserfall oder eine Rampe: - senkrecht zur Fließrichtung - über die gesamte Gerinnebreite reichend - wirkt wie ein Wehr Rampen sind durch tiefe Tröge voneinander getrennt.	tumbling-flow auch bei Hochwasser	GRANT ET AL. SCHÄLCHLI	Bedrock-Boulder-Log-Steps Absturz/ Rampen und Becken	4,5 - 40 9,0 - 30	d_{max} >1,5 m d_{max}: 1,1 - 2,0 m	$0,7 - 1,3 \cdot d_{max}$ $1 - 2,5 \cdot d_{max}$

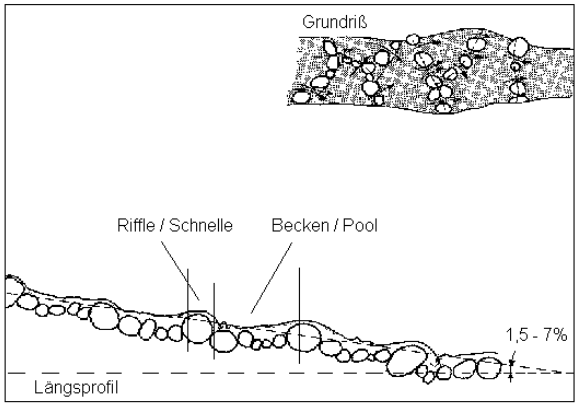


Abb. 2.2: Grundriß und Längsschnitt einer Riffel-Becken Struktur nach SCHÄLCHLI (1991)

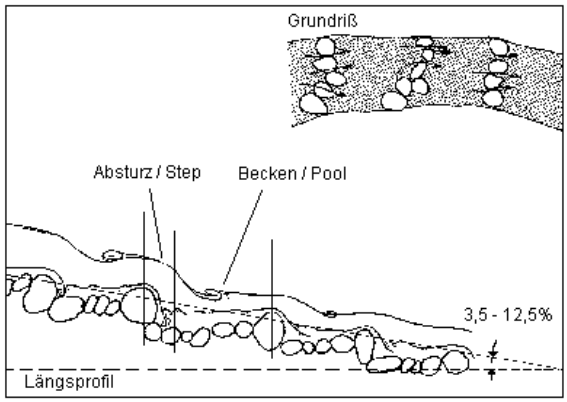


Abb. 2.3: Grundriß und Längsschnitt einer Absturz-Becken Struktur nach SCHÄLCHLI (1991)

Mit zunehmendem Sohlengefälle und zunehmenden maximalen Korndurchmessern bildet sich eine deutlich definierte Überfallkante aus, wobei sich die größeren Blöcke regelmäßiger anordnen und die folgenden Becken relativ kurz sind. Selbst bei größeren Abflüssen bleibt ein deutlicher Gefälleunterschied zwischen Absturz und Becken zu erkennen (Abb. 2.3). In diesem Fall werden die Strukturen als Absturz-Becken Sequenzen bezeichnet.

Mit weiter zunehmender Sohlenneigung und größer werdendem maximalen Korndurchmesser werden die Grobkomponenten zunehmend immobiler, und die Gewässersohle geht über ein Zwischenstadium von sogenannten *Boulder-Steps and Pools* (SCHÄLCHLI 1991, HAYWARD 1980, WHITTAKER 1982) langsam in eine *Rampenform* über.

Bei Boulder-Steps handelt es sich prinzipiell um die gleiche Sohlenform wie bei Absturz-Becken Sequenzen. Der Unterschied zwischen diesen beiden Strukturen besteht darin, daß sich bei Boulder-Steps die größeren Blöcke in 1 - 3 Schichten übereinander quer durch das Gerinne anordnen und Sperren bilden (SCHÄLCHLI 1991). Nimmt die Sohle schließlich eine Rampenform an, sind die Blöcke nicht mehr in Gruppen angeordnet, sondern mehr oder weniger gleich über die Sohle verteilt. Die Grobkomponenten werden vermutlich nur noch infolge größerer Hochwasserereignisse murgangartig in Bewegung gesetzt. Bei Riffel- oder Absturz-Becken Sequenzen hingegen sind die bettformenden Prozesse durch hydraulische Parameter bestimmt (ROSPORT 1997).

Neuere Untersuchungen von KOZLOWSKY & ERGENZINGER (1999) berichten von einer weiteren morphologischen Struktur in Gebirgsbächen im Gefällebereich I_S = 2 - 6 %. Die Autoren identifizieren in Felduntersuchungen sogenannte *Ring-Strukturen*, die hauptsächlich auf Kiesbänken zu beobachten sind, während sie im Hauptfließkanal nicht auftreten. Bei dieser Struktur ordnen sich größere Steine ringförmig an und besitzen somit gegenüber einem Einzelstein eine stabilere Lage. KOZLOWSKY & ERGENZINGER weisen darauf hin, daß die Geometrie der Ring-Strukturen und der Absturz-Becken Sequenzen ähnlich ist und sich nur in ihrer räumlichen Ausdehnung unterscheidet. Aufgrund dieser Aussage kann vermutet werden, daß die Ring-Strukturen eine Vorstufe von Absturz-Becken Sequenzen darstellen.

2.2 Entstehung von Absturz-Becken Sequenzen

Im folgenden wird ein Überblick über verschiedene Theorien zur Entstehung von Absturz-Becken Sequenzen gegeben. Die Ausführungen in diesem Kapitel beziehen sich hauptsächlich auf die Beobachtungen von ROSPORT (1997), der sich ausführlich mit der Entstehung von Absturz-Becken Sequenzen beschäftigte.

Eine wichtige Grundvoraussetzung zur Bildung von Absturz-Becken Sequenzen ist das Vorhandensein einer weit abgestuften Sieblinie mit einem ausreichenden Anteil an Grobkomponenten (LEOPOLD ET AL. 1964), so daß quer zur Strömungsrichtung verlaufende Sperren entstehen können. Die Sohlenformen entstehen zumeist aus einer vorangegangenen Instabilität der Gewässersohle heraus, wobei sie sich nicht bei Niedrigwasserabflüssen bilden, sondern bei mittleren bis größeren Hochwasserabflüssen, die in der Lage sind, auch größere Komponenten des Sohlenmaterials zu bewegen (ROSPORT 1997). Nach WHITTAKER (1982) ist der sohlenformende Prozeß mit der Ausbildung einer Abpflasterungsschicht verbunden. In Analogie zur Deckschichtbildung entstehen Absturz-Becken Sequenzen nur, wenn der Sedimenteintrag von oberstrom vernachlässigbar ist (GRANT 1994). Diese Beobachtung deckt sich mit den Versuchsergebnissen von KOLL & DITTRICH (1998).

2.2.1 Theorie der Geschwindigkeitsumkehr[3]

Diese Theorie kann, obwohl sie von KELLER (1971) für Riffel-Pool Sequenzen entwickelt wird, auch auf Absturz-Becken Sequenzen übertragen werden (WHITTAKER & JÄGGI 1982). Nach dieser Theorie stellt sich mit steigendem Abfluß in den Becken eine größere Zunahme der Fließgeschwindigkeit als über den Riffeln ein. Durch eine Extrapolation seiner Daten kommt KELLER zu dem Schluß, daß ab einem bestimmten Abfluß die Fließgeschwindigkeiten in den Becken größer sein müssen als über den Riffeln. Wenn dieser Fall eintritt, argumentiert KELLER, können gröbere Komponenten besser durch die Becken hindurch transportiert werden als über die Riffel hinweg. Deshalb lagern sich die Grobkomponenten vor den Riffeln (die in diesem Fall wie Quersperren wirken) ab und führen zur Ausbildung einer neuen Struktur.

WHITTAKER & JÄGGI (1982) widersprechen dieser Theorie, indem sie sich auf die Daten von KELLER berufen und feststellen, daß diese keine Geschwindigkeitsumkehr zeigen, sondern eher auf einen Ausgleich der Fließgeschwindigkeiten über den Riffeln und in den Becken hindeuten, was sich mit der obigen Aussage von SCHÄLCHLI (1991) deckt. Des weiteren bemerken WHITTAKER & JÄGGI, daß mit dieser Theorie nicht erklärt werden kann, wie sich Absturz-Becken Sequenzen aus einer ebenen Sohlenoberfläche heraus bilden können.

ROSPORT (1997) merkt zu dieser Theorie an, daß es, die Gültigkeit der Ausführungen von KELLER vorausgesetzt, zu einer Anlagerung des gesamten Sediments im Schnellenbereich (Riffel-Bereich) kommen würde und somit die in Gebirgsbächen beobachtbare Korngrößen-

[3] engl.: velocity reversals

sortierung nicht erklärbar ist. Des weiteren lagern sich nach ROSPORT & DITTRICH (1995) die gröbsten Komponenten des Sohlensubstrats (bei hinreichend großem Korndurchmesser) als Folge der Erosion von feinerem Material und dem damit verbundenen Stabilitätsverlust im Zuge der Bettbildung größtenteils nur um und werden nicht transportiert.

THOMPSON ET AL. (1998, 1999) beobachten die Geschwindigkeitsumkehr in den Beckenbereichen, merken aber an, daß die Geschwindigkeit in den Becken ungleichmäßig verteilt ist. Infolge auftretender Wirbel ermitteln sie höhere Fließgeschwindigkeiten an der oberstrom gelegenen Seite der Becken, welche die Geschwindigkeiten über den Riffeln übersteigen können. Diese Wirbel machen sie für das Auskolken des Beckenbereichs und für die Sedimentbewegung in Richtung Unterwasser des Beckens verantwortlich, die eine Korngrößensortierung nach sich zieht. THOMPSON ET AL. machen darauf aufmerksam, daß ihre Ergebnisse die Theorie der Geschwindigkeitsumkehr durchaus stützen können, aber gleichzeitig auch Verbesserungen und neue grundlegende Bedingungen zur Aufrechterhaltung der Theorie nötig sind.

2.2.2 Dispersions- und Sortiertheorie

YANG (1971) stellt die Theorie auf, daß das Auftreten von Riffel-Pool Sequenzen (und somit auch in Analogie Absturz-Becken Sequenzen) mit dem Bestreben natürlicher Fließgewässer verbunden ist, die potentielle Energie je Zeit- und Masseneinheit zu minimieren[4], wodurch es für ein Gewässer energetisch günstiger ist, alternierend Strecken mit größerem und kleinerem Gefälle auszubilden. Die Kornsortierung, die zur Ausbildung des Riegels führt, erklärt YANG über den von BAGNOLD (1954) beschriebenen Sortierprozeß. WHITTAKER & JÄGGI (1982) merken hierzu an, daß dieser Sortiereffekt nur auftreten kann, falls die Sohle bis zu einer beträchtlichen Tiefe in Bewegung ist. In einem kiesführenden Gewässer ist dies aber nur unter der Bedingung von Murgängen möglich.

Die Ergebnisse von ROSPORT (1997) und SONG & YANG (1979) zeigen in Übereinstimmung, daß die von YANG (1971) versuchte Energiebetrachtung des Entstehungsprozesses deformierter Sohlen nur für geringfügig deformierte Sohlen zutrifft, bei denen der zusätzliche, aus den Sohlen resultierende Widerstand, nahezu vernachlässigt werden kann.

CHERKAUER (1973) diskutiert die von LEOPOLD & LANGBEIN (1962) angegebene Hypothese, daß sich der Abflußzustand in einem Fließgewässer so einstellt, daß sich der Energieaufwand pro Einheitsabfluß[5] minimiert und so konstant wie möglich ist. Dieser Hypothese liegt eine Wahrscheinlichkeitsbetrachtung zugrunde, die sich anhand einer Analogie zwischen dem Energiezustand in Flußsystemen und der thermodynamischen Entropie ableitet. Als Ergebnis dieser Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen kommen LEOPOLD & LANGBEIN zu dem Ergebnis, daß nur die wahrscheinlichsten Werte der abhängigen hydraulischen Größen für einen bestimmten Ort zu einer bestimmten Zeit ermittelt werden können.

[4] engl.: minimum unit stream power

[5] engl.: unit discharge

Für konstante Abflußverhältnisse über einer Sohle mit einheitlichem Gefälle führt diese Hypothese nach CHERKAUER zu gleichförmigen Strömungsverhältnissen. Im Gegensatz dazu führt YANG (1971) aus, daß sich bei gleichförmiger Strömung über einer Sohle mit einheitlichem Gefälle der mechanische Energieaufwand maximiert. Aufgrund dieser sich widersprechenden Aussagen kommt CHERKAUER zu dem Resultat, daß sich das Gewässer in dem Zustand stabilisieren wird, bei dem sich beide Bedingungen annähern.

DAVY & DAVIES (1979) führen aus, daß energiedissipierende turbulente Fließvorgänge hochgradig nichtlinear sind und daß das Prinzip der minimalen Entropieproduktion nur auf lineare thermodynamische Prozesse angewendet werden kann. Für turbulente Strömungen und die damit verbundenen Transportprozesse ist nach HOWARD (1972) das Prinzip der Minimierung der Energieverluste deshalb nicht korrekt.

2.2.3 Antidünen Theorie

Mehrere Autoren sehen in den Absturz-Becken Sequenzen Relikte von Antidünen (z.B. WHITTAKER 1982, GRANT ET AL. 1990), welche sich in Phasen hoher Sedimenttransportraten gebildet haben. Während des Abpflasterungsprozesses und der damit verbundenen Selbststabilisierung der Sohlenoberfläche reduziert sich der Sedimenttransport. Gleichzeitig werden die Kronen der Antidünen durch die groben Sohlenelemente fixiert, wodurch die Bewegung der Sohlenformen zum Stillstand kommt (WHITTAKER 1982).

Antidünen sind jedoch Sohlenformen, die in Natur- und Modelluntersuchungen zumeist nur in Verbindung mit Sand- oder Kiessohlen genannt werden (YALIN 1977, KENNEDY 1963), die keine Tendenz zur Deckschichtbildung zeigen. WHITTAKER (1982) zeigt jedoch, daß die Geometrie und die Strömungsparameter von grobgeschiebeführenden Flüssen mit denen von Flüssen mit einer Sandsohle vergleichbar sind.

Der Transportmechanismus von Dünen ist hinlänglich bekannt. Entlang des Dünenrückens wird Geschiebe aufgenommen, welches sich in der Ablösezone der Dünenkrone wieder ablagert (ZANKE 1982). Durch diesen Mechanismus wandert die Sohlenform kontinuierlich nach unterstrom. Befinden sich hingegen die Sohlen- und die Wasseroberfläche in Phase und treten gleichzeitig größere Froudezahlen Fr auf, so erfolgt eine Akkumulation von Material auf der Luvseite. Bedingt durch diesen Mechanismus werden die sogenannten Antidünen kontinuierlich steiler. In der Regel endet dieser Prozeß mit einer brechenden Oberflächenwelle, einem kurzen Stromaufwandern und anschließendem Auswaschen der Sohlenform. Diese beiden Prozesse sind in Abb. 2.4 dargestellt.

Um über Grobgeschiebesohlen die unterschiedliche Transportgeschwindigkeit zwischen Fluid und den trägen Partikeln des Sediments erklären zu können, gibt ROSPORT (1997) ein weiteres Transportmodell an. Der Transportmechanismus ändert sich durch die groben bis blockigen Sohlenkomponenten in sofern, als diese, werden sie im Trog bzw. an der Luvseite abgelagert, den Transport der übrigen Komponenten zunächst unterbinden. Diese Blockade hält so lange an, bis der Bereich hinter dieser Sperre aufgefüllt ist. Die Strömung unterstrom nimmt hingegen gleichzeitig bereits wieder Sediment auf und zerstört eventuell die nächste, weiter stromab gelegene Sperre. Aufgrund dieser Tatsache kommt ROSPORT zu der Schluß-

folgerung, daß ein Stromaufwandern dieser Sohlenformen ausgeschlossen ist. Dieser Transportmechanismus ist ebenfalls schematisch in Abb. 2.4 dargestellt.

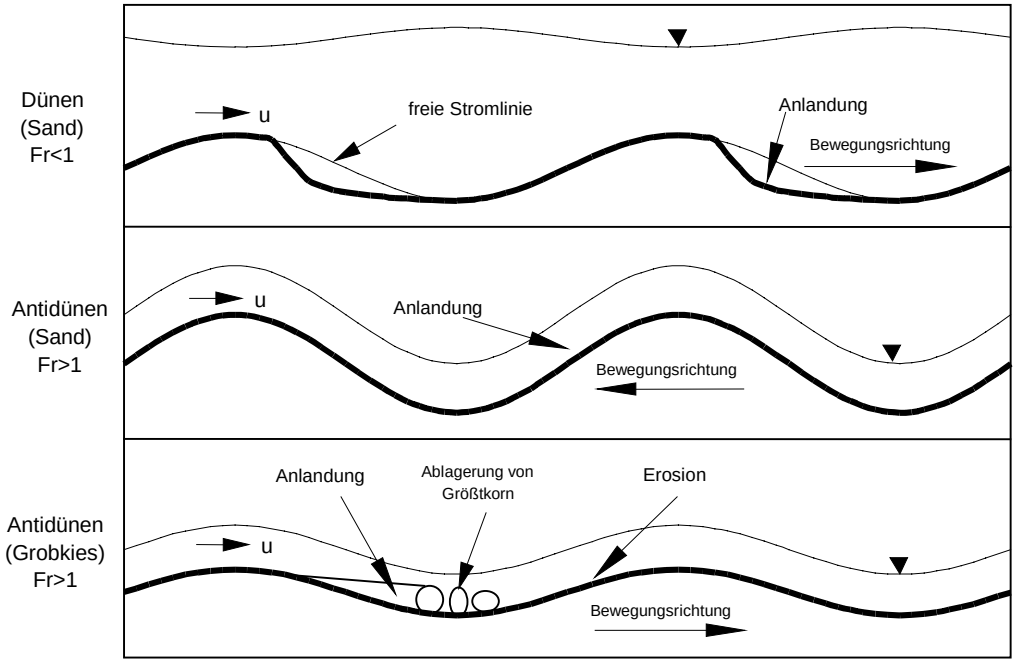


Abb. 2.4: Transportmodelle in Sand und Grobgeschiebe (aus: ROSPORT 1997)

Durch das Transportmodell von ROSPORT läßt sich auch das Auftreten untergeordneter Sohlenstrukturen zwischen den regelmäßiger auftretenden Abstürzen erklären, die von HAYWARD (1980) festgestellt wurden. ROSPORT sieht diese Sohlenstrukturen als Relikte unvollständiger, nicht über die gesamte Gerinnebreite reichender Grobgeschiebeablagerungen an, die im Verlauf der Selbststabilisierung der Sohle nicht abtransportiert wurden.

Insgesamt bestätigen die Untersuchungen von ROSPORT (1997), WHITTAKER & JÄGGI (1982) und WHITTAKER (1982) die Antidünen Theorie als Entwicklungsmechanismus von Absturz-Becken Sequenzen. Die Autoren belegen die Gültigkeit der Antidünen Theorie mit der Analyse der Wellenlänge L der beobachteten Sohlenformen nach dem Modell von KENNEDY (1963). In diesem Modell wird die Froude-Zahl Fr der Strömung mit der Wellenzahl $k' = 2 \cdot \pi / L$ verknüpft. Aus Grenzbetrachtungen gibt KENNEDY als Kriterium für das Auftreten von Antidünen einen Bereich vor, der über eine maximale und minimale Froude-Zahl eingegrenzt ist. Die maximale Froude-Zahl, bei der Antidünen noch auftreten können, definiert sich zu:

$$Fr_{max}^2 = \frac{1}{k' \cdot h} = \frac{L}{2 \cdot \pi \cdot h}, \tag{2.1}$$

und die minimale Froude-Zahl ergibt sich zu:

$$Fr_{min}^2 = \frac{\tanh(k' \cdot h)}{k' \cdot h}, \tag{2.2}$$

wobei h die Wassertiefe bezeichnet. Diese beiden Grenzen sind in Abb. 2.5 mit den Meßwerten von ROSPORT und WHITTAKER dargestellt.

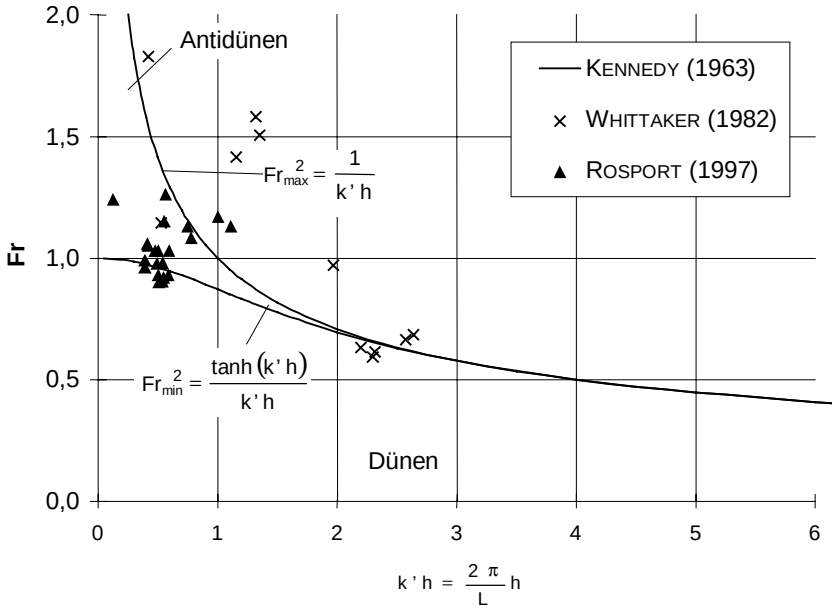


Abb. 2.5: Klassifizierung von Sohlenformen nach KENNEDY (1963) (aus: ROSPORT 1997)

Abb. 2.5 zeigt, daß die Daten von ROSPORT in den Bereich der Antidünenbildung bzw. in die Nähe des Übergangsbereichs fallen, wobei die von ihm ermittelten Froude-Zahlen nahe bei eins liegen oder nur unwesentlich größer sind. Die Daten von WHITTAKER (1982) weisen eine ähnliche Tendenz auf. Nach ROSPORT bilden sich im Zuge der Bettbildung Sohlenstrukturen aus, die möglichst große Fließwiderstände verursachen und die damit verbundene Energie für Erosion und Transport begrenzen (vgl. Kap. 2.4).

Abschließend kann zur Antidünen-Theorie angemerkt werden, daß dieser Ansatz die Entstehung von Absturz-Becken Sequenzen besser erklären kann als die beiden zuvor behandelten Ansätze. Er gibt jedoch keinen Aufschluß über die energetischen Ursachen, die zur Bildung der Sequenzen führen. EGASHIRA & ASHIDA (1991) merken zu dieser Theorie an, daß die Entstehung der Absturz-Becken Sequenzen nicht ausschließlich auf diese zurückgeführt werden kann. ROSPORT kommt zu dem gleichen Ergebnis und verweist in Übereinstimmung mit EGASHIRA & ASHIDA darauf, daß die Deckschichtentwicklung ebenfalls eine große Rolle spielt.

2.2.4 Weitergehende Beobachtungen zur Entstehung von Absturz-Becken Sequenzen

Der Arbeit von ROSPORT (1997) können verschiedene visuelle Beobachtungen hinsichtlich der Entwicklung von Absturz-Becken Sequenzen bzw. der Deckschichtbildung in steilen Gerinnen entnommen werden, aus denen z.B. auch das oben beschriebene Transportmodell abgeleitet wurde.

Um die untenstehenden Ergebnisse besser einschätzen zu können, sei an dieser Stelle darauf verwiesen, daß die Experimente von ROSPORT (vgl. Kap.4.1) so angelegt waren, daß die Sohle mehrere Zyklen von Stabilisierung und Zerstörung durchlaufen mußte. D.h., innerhalb eines solchen Zyklus wurde die jeweilige Sohle bei einem bestimmten Abfluß abgepflastert. Nach erfolgter Abpflasterung wurde der Durchfluß erhöht, so daß die Sohle durch den Strömungsangriff zerstört wurde. Der die Zerstörung hervorrufende Abfluß wurde solange beibehalten, bis sich die Sohle wieder neu stabilisierte.

Anhand seiner Beobachtungen während der Bettbildung verweist ROSPORT darauf, daß die Entstehung von Absturz-Becken Sequenzen wesentlich von der Umlagerung der Grobkomponenten des vorhandenen Sohlenmaterials geprägt ist. Die Ausbildung der Sequenzen ist in seinen Untersuchungen in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von WHITTAKER (1982) nur in den steilen Gefällebereichen ($I_S \geq 8$ %) zu beobachten. Bei geringeren Gefällen ($I_S \leq 4$ %) treten nur vereinzelt Absturz- oder Riffel-Becken Sequenzen auf, wodurch das Gefälle als maßgebender Parameter für die Entstehung von Sohlenformen in Gebirgsbächen bestätigt wird.

Bedingt durch den Versuchsablauf in Zyklen stellt ROSPORT fest, daß die mittlere Schrittlänge zwischen zwei Abstürzen mit größer werdendem bettbildenden Abfluß durch das Verschwinden untergeordneter Strukturen wächst (Abb. 2.6). Ähnliche Beobachtungen gehen auf HAYWARD (1980) und ERGENZINGER ET AL. (1996) innerhalb von Naturuntersuchungen zurück. Weitere Untersuchungen zeigen ebenfalls die Tendenz zur Vergrößerung der Schrittlänge mit der Entwicklung der Sohlenformen (CSVDI 1996). Im Gegensatz zu obiger Beobachtung deuten diese aber auf eine Gesamtadaption des Gewässerbettes an veränderte Abflußbedingungen hin. Auch bezüglich der mittleren Absturzhöhe H stellt ROSPORT eine schwache Tendenz zur Vergrößerung derselben mit steigendem Abfluß fest.

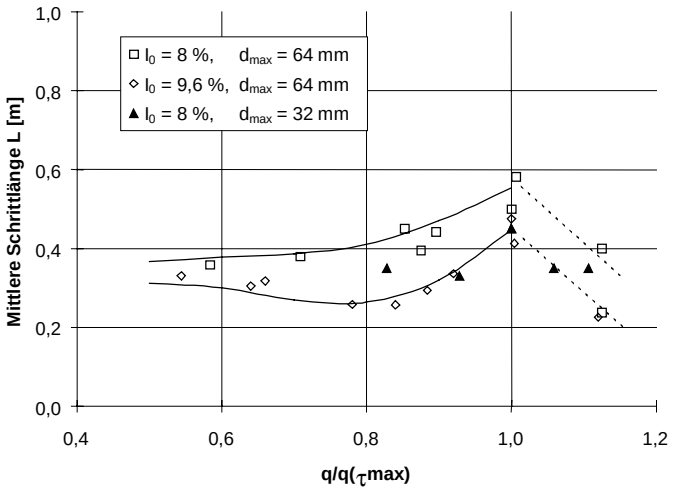


Abb. 2.6: Entwicklung der Schrittlänge L als Funktion des spezifischen Abflusses q (aus: ROSPORT 1997)

Die mittlere Schrittlänge L erreicht ein Maximum bei Erreichen des Stabilitätsmaximums der Sohle. Das Stabilitätsmaximum ist durch den Abfluß gekennzeichnet, für den im Verlauf der verschiedenen Zyklen die größte wirkende Sohlenschubspannung ermittelt wird (vgl. Abb. 2.6, $q/q_{\tau max} = 1$). Gleichzeitig stellt sich für diese Sohlenschubspannung die gröbste Zusammensetzung der Deckschicht ein. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 2.7 dargestellt. Die Linien, welche die Datenpunkte verbinden, zeigen den Verlauf der oben angesprochenen Zyklen von Stabilisierung und Zerstörung.

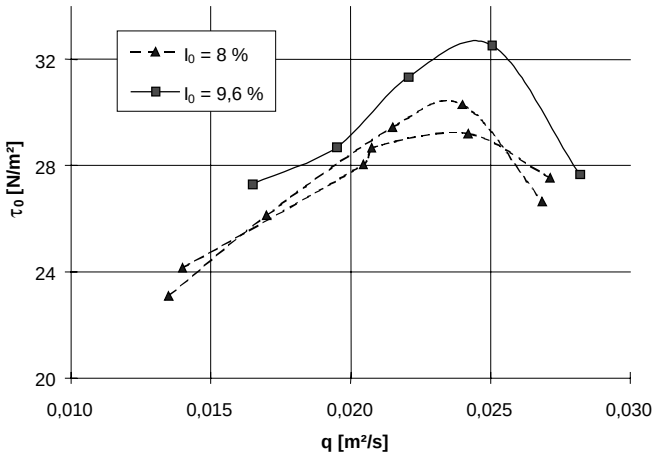


Abb. 2.7: Entwicklung der Sohlenschubspannung mit dem bettformenden Abfluß (aus: ROSPORT 1997)

Nach Überschreiten des Stabilitätsmaximums infolge eines bestimmten kritischen Abflusses restrukturiert sich die Sohle völlig neu. Die Schubspannung geht wieder auf geringere Werte zurück, was sich auf einen überproportional großen Gefälleverlust der Sohle zurückführen läßt. In diesem Zusammenhang spricht ROSPORT davon, "*daß das festgestellte Stabilitätsmaximum der erste mögliche Zustand maximaler Sohlenstabilität ist. Bei weiterer Steigerung der Strömungsbelastung kommt es wieder zur Vergröberung der Deckschicht, was zu einem weiteren Stabilitätsmaximum bei geringerem Gefälle führen wird*." Diese Beobachtung stimmt mit den Ergebnissen von SCHÖBERL (1992) überein, der die Ausbildung des Sohlengefälles als wichtigen Indikator für den Abpflasterungsgrad der Deckschicht ermittelte.

Der Abpflasterungsprozeß während der Bettbildung vollzieht sich nach ROSPORT stets von ober- nach unterstrom, wobei im Verlauf seiner Untersuchungen fast immer die Grenzzusammensetzung der Deckschicht nach GÜNTER (1971) erreicht wird. Das Gedankenmodell zur Ausbildung von Deckschichten im Grenzzustand geht davon aus, daß alle Kornfraktionen am Sedimentaustrag beteiligt sind (GÜNTER 1971, SCHÖBERL 1979, PARKER & KLINGEMANN 1982). Abweichend davon stellt ROSPORT fest, daß sehr grobe Fraktionen nahezu immobil sein können und somit nicht am Sedimentaustrag beteiligt sein müssen. Nach der Abschätzung der Wirkung immobiler Anteile auf die Stabilität von Gewässersohlen nach dem Ansatz von KNAUSS (1995) kommt ROSPORT zu dem Ergebnis, daß die Stabilität der meisten natürlichen Deckschichten in Gebirgsbächen, auch wenn sie sehr große Elemente enthalten, unabhängig von Abschattungseffekten behandelt werden kann.

Die meisten Untersuchungen zur Ausbildung von Absturz-Becken Sequenzen wurden im Labormaßstab durchgeführt, wodurch impliziert wird, daß sich die bettformenden Prozesse in einem Schritt vollziehen (z.B. WHITTAKER 1982, GRANT 1994). Dem stehen allerdings Naturbeobachtungen gegenüber. So restrukturierte z.B. ein Katastrophenhochwasser 1990 die gesamte Sohle des Lainbachs bei Benediktbeuern/Oberbayern (DE JONG 1992). In Übereinstimmung mit den obigen Beobachtungen kam es nach diesem Ereignis zur sukzessiven Rückbildung der Sohlenformen infolge kleinerer Hochwässer (DE JONG 1995, ERGENZINGER ET AL. 1996). Ähnliche Beobachtungen wurden auch von HAYWARD (1980) und CSVDI (1996) gemacht. Die Ergebnisse von ROSPORT zeigen, daß sich die bettbildenden Prozesse in beiden Fällen nicht sonderlich stark unterscheiden und daß die Antidünen-Theorie auch noch im Falle sich sukzessiv entwickelnder Absturz-Becken Systeme Gültigkeit besitzt.

2.3 Geometrie von Absturz-Becken Sequenzen

Absturz-Becken Sequenzen können durch die morphologischen Parameter Absturzhöhe H und Länge L beschrieben werden, wobei diese Parameter stets für eine Sequenz ermittelt werden. Die Wellenlänge L wird hierbei parallel zum mittleren Sohlenwinkel α und die Absturzhöhe H senkrecht zur Horizontalen bestimmt (Abb. 2.8).

Verschiedene Autoren finden in Übereinstimmung, daß sich die Wellenlänge L umgekehrt proportional zum Sohlengefälle einstellt (JUDD 1964, HEEDE 1981, CHIN 1989, GRANT ET AL. 1990, WOHL & GRODEK 1994, ABRAHAMS ET AL. 1995, HUMBORG 1995, CHIN 1999). JUDD (1964) entwickelt zur Beschreibung der Wellenlänge L folgende Beziehung:

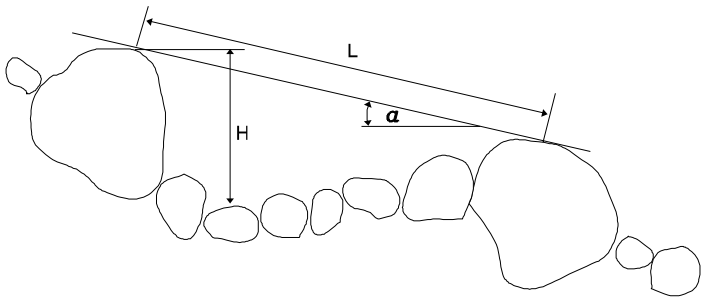


Abb. 2.8: Definition von Absturzhöhe H und Wellenlänge L

$$L = \frac{H}{c_1 \cdot I_S^{c_2}} \quad , \tag{2.3}$$

wobei H eine repräsentative Stufenhöhe darstellt und c_1, c_2 Konstanten sind. WHITTAKER (1987) ermittelt mit den Daten von HAYWARD (1980) H = 0,3113, $c_1 = 1$ und $c_2 = 1{,}188$. Gl.(2.3) zufolge würde dies aber bedeuten, daß die Wellenlänge L für alle Gewässer mit dem gleichen Sohlengefälle I_S konstant ist. Daß dies eher unwahrscheinlich ist, zeigt die Analyse von CHIN (1999) für Absturz-Becken Sequenzen in den *Santa Monica Mountains*, USA, mit $H/c_1 = 2{,}67$ und $c_2 = 0{,}206$. Dem von CHIN gegebenen Hinweis, daß die Unterschiede auf regionale Gegebenheiten zurückzuführen sind, sollte skeptisch gegenüber gestanden werden. Vielmehr sollte davon ausgegangen werden, daß eine geometrische Beziehung zwischen Absturzhöhe H und Wellenlänge L besteht. In diesem Fall muß H als Variable angesehen werden.

Im Fall von Riffel-Pool und Absturz-Becken Sequenzen beträgt die Absturzhöhe H ungefähr das 0,7 - 1,0 -fache des maximalen Korndurchmessers (GRANT ET AL 1990, SCHÄLCHLI 1991). Nach ROSPORT (1997) ist davon auszugehen, daß diese Größe im wesentlichen von den geologischen Randbedingungen des Gewässers abhängig ist und hydraulische Einflüsse wie die Kolktiefe vernachlässigt werden können.

Den Untersuchungen von ABRAHAMS ET AL. (1995) kann folgende Beziehung zwischen der Wellenlänge L, der Absturzhöhe H und dem mittleren Sohlengefälle I_S für Absturz-Becken Sequenzen entnommen werden:

$$L = \frac{H}{1{,}5 \cdot I_S} \quad . \tag{2.4}$$

H stellt hierbei eine variable Größe dar. Gl.(2.4) zufolge ist $c_2 = 1$ (vgl. Gl.(2.3)), und es existiert somit ein linearer Zusammenhang zwischen H/L und dem Sohlengefälle I_S, der bereits von HAYWARD (1980) gefunden wurde. Durch eine geometrische Betrachtung kann unter der Annahme $I_S = \sin\alpha$ eine Kolktiefe von (1/3)·H im Bezug zur Kote des unterwasserseitigen Ende des Beckens angegeben werden. Insgesamt erhält man infolge der durch Gl.(2.4) definierten Kurvenschar bessere Ergebnisse als durch den Ansatz von WHITTAKER (1987). Allerdings sollte in diesem Zusammenhang nicht übersehen werden, daß flußmorphologischen Parametern immer eine gewisse Subjektivität bei der Datenerhebung zugrunde liegt. Dies liegt darin begründet, daß die in Abb. 2.8 angenommene Eindimensionalität in der Natur nicht vorhanden ist.

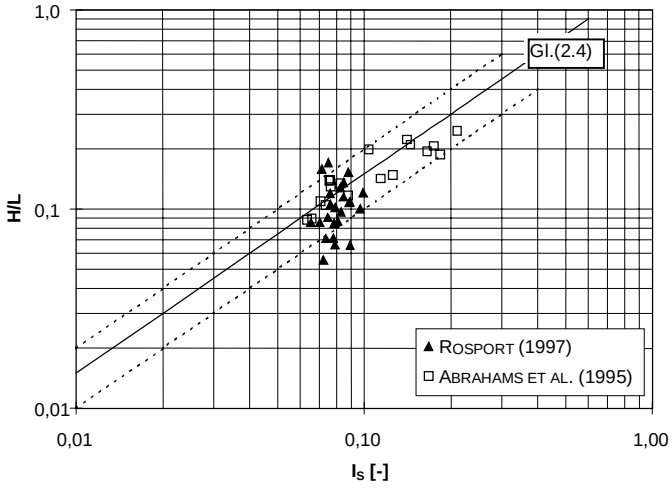


Abb. 2.9: Vergleich der Untersuchungsdaten von ROSPORT (1997) mit Gl.(2.4) (aus: ROSPORT 1997)

Die Untersuchungen von ROSPORT (1997) bestätigen die von ABRAHAMS ET AL. (1995) ermittelte Beziehung (Abb. 2.9). Der Streubereich der Datenpunkte ist größer als der von ABRAHAMS ET AL. angegebene, tendenziell können durch Gl.(2.4) die Daten allerdings korrekt wiedergegeben werden. Ähnliche Resultate erhielt ROSPORT für Naturdaten von CSVDI (1996) und WSL (1996). Im Gegensatz dazu sind Ansätze, welche die Wellenlänge L mit der mittleren Gerinnebreite b_m in Beziehung setzen, eher als willkürlich anzusehen (CHIN 1989, GRANT ET AL. 1990, CHIN 1999). Diese Vermutung wird durch die Ergebnisse von HUMBORG (1995) bestätigt, der für diesen Zusammenhang $L \cong 1{,}5 - 8 \cdot b_m$ ermittelte.

Nach ABRAHAMS ET AL. (1995) bestätigt Gl.(2.4) eine weitere energetische Betrachtung des Fließverhaltens, die sogenannten *Theorie des maximalen Fließwiderstandes*[6] *(MFF),* die von DAVIES & SUTHERLAND (1983) ausführlich beschrieben wird.

2.4 Theorie des maximalen Fließwiderstandes

Nach dieser Theorie reguliert sich ein Fließgewässer in dem Zustand ein, bei dem die maximale Sohlenstabilität und somit der maximale Fließwiderstand gegeben ist (DAVIES & SUTHERLAND 1983). Außer ABRAHAMS ET AL. (1995) finden weitere Autoren Indizien für die Richtigkeit dieser Hypothese (z.B. DAVIES 1980, WHITTAKER & JÄGGI 1982, ROSPORT 1997).

[6] engl: maximum friction factor

Den Ausführungen von DAVIES & SUTHERLAND (1983) kann entnommen werden, daß die Theorie des maximalen Fließwiderstandes bis auf einen Fall zu den gleichen Ergebnissen führt wie die Theorien zur Minimierung des Energieverlustes. Diese wurden von YANG (1971) [Minimum Unit Stream Power (MUSP), vgl. Kap. 2.2.2] und CHANG (1980) [Minimum Stream Power (MSP)] postuliert. Generell implizieren diese drei Theorien folgende Sachverhalte:

$$\text{MSP} \quad \Rightarrow \quad \min\, Q \cdot I_S \tag{2.5}$$

$$\text{MUSP} \Rightarrow \quad \min\, \frac{Q \cdot I_S}{b \cdot h} = u_m \cdot I_S \tag{2.6}$$

$$\text{MFF} \quad \Rightarrow \quad \max\, \frac{b^2 \cdot h^3 \cdot I_S}{Q^2}\ . \tag{2.7}$$

Der einzige Unterschied zwischen den Theorien tritt nach DAVIES & SUTHERLAND in dem Fall auf, wenn der Abfluß Q und die Wassertiefe h die unabhängigen Variablen sind. Da aber im allgemeinen eine dieser beiden Größen gegeben und die andere gesucht ist, ist dieser Fall als eher hypothetisch zu betrachten.

In einem Diskussionsbeitrag zu der Arbeit von ABRAHAMS ET AL. (1995) verweist CHANSON (1996) darauf, daß die Theorie des maximalen Fließwiderstandes für deren Arbeit nur für den Übergangsbereich zwischen zwei bestimmten Fließzuständen aufrechterhalten werden kann. Diese Fließzustände sind einerseits gekennzeichnet durch einen freien Überfall über den Abstürzen ohne auftretenden Wechselsprung (*nappe-flow*) oder durch einen, die Abstürze und Becken überstreichenden Abfluß mit rückwärtsdrehenden Wirbeln in den Becken (*skimming-flow*). ABRAHAMS ET AL. (1996) widersprechen in ihrer Antwort diesen Ausführungen und geben an, daß diese Hypothese durch ihre Daten nicht aufgestellt bzw. überprüft werden kann.

BETTES & WHITE (1987) untersuchen die Anwendbarkeit der Gln.(2.5)-(2.7) zur Bestimmung der Fließgewässerbreite b und verweisen darauf, daß die Theorie des maximalen Fließwiderstandes nicht bestätigt werden kann. Ihren Ausführungen zufolge werden durch die Theorien zur Energieminimierung in diesem Zusammenhang bessere Ergebnisse erzielt. Allerdings verweisen sie auch darauf, daß die Ergebnisse stark von den gewählten Widerstandsgesetzen und Sedimenttransportgleichungen abhängen. Dies zeigt bereits, welche wichtige Rolle diesen zumeist empirisch ermittelten Gleichungen zukommt.

2.5 Eigenschaften des Querprofils

Die Geometrie der Absturz-Becken Sequenzen bzw. die Eigenschaften des Längsprofils machen deutlich, daß die Ermittlung der hydraulischen Größen Wassertiefe h (respektive hydraulischer Radius R = A/U mit A = durchflossene Querschnittsfläche und U = benetzter Umfang), Fließgeschwindigkeit u oder Abfluß Q in steilen, natürlichen Fließgewässern mit Schwierigkeiten verbunden ist. Speziell im Hinblick auf die Bestimmung der Parameter Wassertiefe und Fließgeschwindigkeit führt das variable Abflußverhalten von Gebirgsbächen mit stark schwankenden Fließgeschwindigkeiten und Wassertiefen zu Problemen. Diese liegen darin begründet, daß die Sohlenformen oder auch einzelne große Rauheitselemente örtliche Fließwechsel und damit zusätzliche Energieverluste verursachen. Aber auch die Bestimmung der Gewässerbreite ist in Gebirgsbächen mit Schwierigkeiten verbunden.

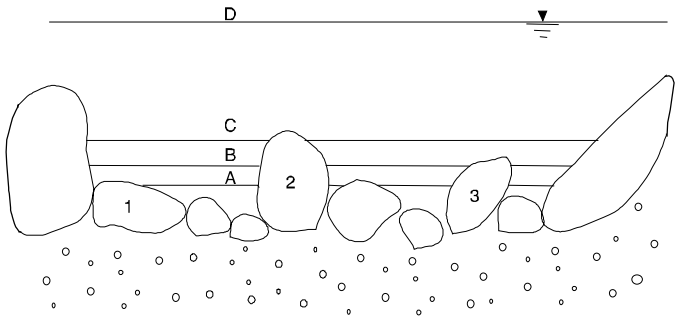


Abb. 2.10: Variation des benetzten Umfanges bzw. der Breite mit dem Wasserstand (aus: SCHÄLCHLI (1991), modifiziert)

Abb. 2.10 zeigt ein typisches Querprofil eines Gebirgsbachs. Aus der Abbildung geht hervor, daß die in der Regel sehr weite Abstufung des Sohlenmaterials dazu führt, daß, je nach Abflußzustand, ein Sohlenelement als querprofilformend oder als Rauheitselement angesehen werden kann. Bei kleineren Abflüssen variiert der benetzte Umfang sehr stark (Anstieg des Wasserspiegels von A nach B). Bei größer werdenden Abflüssen hängt der benetzte Umfang immer weniger von der Wassertiefe ab (Anstieg des Wasserspiegels von B nach C), während ein weiteres Anwachsen der Wassertiefe aus den querprofilformenden Sohlenelementen (1, 2, 3) Rauheitselemente werden läßt.

2.6 Ermittlung der hydraulischen Größen in Gebirgsbächen

Aufgrund der oben angesprochenen Variabilität des Abflußgeschehens erfolgt in Gebirgsbächen die Ermittlung der hydraulischen Größen Abfluß und mittlere Fließgeschwindigkeit zumeist über Tracermessungen. Ein in Gebirgsbächen hierfür geeignetes Verfahren stellt die Salzverdünnungsmethode dar. Die Grundlagen und der Nachweis der Anwendbarkeit der Salzverdünnungsmethode zur Abflußbestimmung können verschiedenen Veröffentlichungen entnommen werden (z.B. LUDER & FRITSCHI 1990, HODEL 1993, GEES ET AL. 1995, SPENCE & MCPHIE 1997). An dieser Stelle sei nur angemerkt, daß die Abflußbestimmung über die Zugabe einer bekannten Tracermenge (z.B. Kochsalz) in das Fließgewässer erfolgt. Über die Ermittlung der Ganglinie der elektrischen Leitfähigkeit und über die Integration derselben, läßt sich unter der Annahme der homogenen Durchmischung des Tracers an der Meßstelle der Abfluß bestimmen.

Die Ermittlung der mittleren Fließgeschwindigkeit erfolgt im allgemeinen während der Abflußmessungen. Durch ein hinreichend kleines Meßintervall der Änderungsrate der elektrischen Leitfähigkeit kann der Schwerpunkt der Ganglinie an der Meßstelle hinreichend genau ermittelt werden. Die mittlere Fließgeschwindigkeit u_m wird dann über die Translationsgeschwindigkeit des Schwerpunktes der Tracerwolke bestimmt (HODEL 1993). Die zugehörige Fließweglänge wird z.B. durch geodätische Vermessungsinstrumente oder durch ein Maßband ermittelt.

Da in Laboruntersuchungen der Abfluß über bestimmte Meßmethoden (z.B. Meßwehre, induktive Durchflußmessung (IDM)) genauer als mit der Salzverdünnungsmethode gemessen werden kann, wird diese in Laboruntersuchungen nur zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit herangezogen. Die Ermittlung der mittleren Fließgeschwindigkeit erfolgt hierbei zumeist über das Leitfähigkeitsmaximum der aufgezeichneten Ganglinien (ROSPORT 1997).

Die mittlere Breite b_m wird in Naturuntersuchungen ebenfalls durch geodätische Vermessungsinstrumente oder durch ein Maßband ermittelt. Hierzu wird die Breite des Fließgewässers an mehreren Stellen ausgemessen und durch Mittelwertbildung die mittlere Breite b_m bestimmt. Die mittlere Wassertiefe ergibt sich dann über die Kontinuitätsbeziehung:

$$h_m = \frac{Q}{u_m \cdot b_m} \quad . \tag{2.8}$$

Speziell im Hinblick auf die theoretischen Grundlagen zur Strömungsbeschreibung in Gebirgsbächen und deren Anwendbarkeit sollte man sich dieser Meßmethoden bewußt sein.

3 Strömungsfeld über rauhen Sohlen

Um das Widerstandsverhalten bzw. das Stabilitätsverhalten von Fließgewässern erfassen zu können, werden im folgenden die Grundlagen zur Beschreibung des lokalen und des integralen Strömungsfeldes aufbereitet, um die Wechselwirkung zwischen Strömungsfeld und Wand bzw. Rauheit aufzuzeigen. Die ausführliche Herleitung der allgemeinen Bewegungsgleichungen kann den Ausführungen von SCHLICHTING & GERSTEN (1997) sowie von DITTRICH (1998) entnommen werden.

3.1 Grundgleichungen für die mittlere Bewegung turbulenter Strömungen

3.1.1 Kontinuitätsgleichung

Unter der Annahme einer inkompressiblen Strömung (Dichte ρ des Fluids ist konstant) kann mit der zusätzlichen Annahme der Massenerhaltung direkt die Kontinuitätsgleichung abgeleitet werden (vgl. Gl.(2.8)):

$$\mathrm{div}\vec{v} = \nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \ , \tag{3.1}$$

wobei x, y und z ein kartesisches Koordinatensystem definieren (x zeigt in Fließrichtung; y beschreibt die Vertikale; z steht senkrecht auf diesen beiden Vektoren) und u, v und w die entsprechenden Komponenten des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}$ darstellen.

Ein Merkmal turbulenter Strömungen ist, daß die Geschwindigkeit und der Druck in einem festen Punkt zeitlichen Schwankungen unterliegen. Deshalb ist es zweckmäßig, die turbulente Bewegung für eine rechnerische Behandlung in eine *mittlere Bewegung* und eine *Schwankungsbewegung* aufzuteilen. Wird der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeitskomponente u mit $\overline{u}$ und die Schwankungsgeschwindigkeit mit u' bezeichnet, so gilt für die Geschwindigkeitskomponenten und den Druck (SCHLICHTING & GERSTEN 1997):

$$u = \overline{u} + u';\ v = \overline{v} + v';\ w = \overline{w} + w';\ p = \overline{p} + p' \ . \tag{3.2}$$

Die Mittelwertbildung ist hierbei über ein hinreichend großes Zeitintervall zu erstrecken, so daß die Mittelwerte unabhängig von der Zeit sind. Die zeitlichen Mittelwerte der Schwankungsgrößen sind dann nach Definition gleich null:

$$\overline{u'} = 0;\ \overline{v'} = 0;\ \overline{w'} = 0;\ \overline{p'} = 0 \ . \tag{3.3}$$

Durch diese Definition ergibt sich die Annahme, daß die mittlere Bewegung unabhängig von der Zeit ist. In diesem Fall spricht man von einer *stationären turbulenten Strömung*, wobei sowohl die zeitlichen Mittelwerte als auch die Schwankungen der Geschwindigkeitskomponenten die Kontinuitätsgleichung erfüllen.

3.1.2 Navier-Stokes Gleichungen

Aus der Anwendung des Newtonschen Kraftgesetztes auf ein Massenelement und der Annahme der Inkompressibilität der Strömung ergeben sich die Navier-Stokes Gleichungen:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - g \cdot \nabla z_{geod} + \nu\Delta\vec{v} \ . \tag{3.4}$$

Innerhalb der rechten Seite von Gl.(3.4) sind die wirkenden Kräfte zusammengefaßt, die sich aus der durch den Druckgradienten erzeugten Kraft (mit p = Druck), der Gravitationskraft (mit z_{geod} = Niveau über einem Referenzniveau z_0) und der Newtonschen Reibungskraft ergeben. Die Newtonsche Reibungskraft ist nach dem Newtonschen Schubspannungsansatz proportional zum Geschwindigkeitsgradienten, wobei die dynamische Viskosität μ die Proportionalitätskonstante darstellt. Die kinematische Viskosität ν ergibt sich aus dem Verhältnis der kinematischen Viskosität und der Dichte ρ des Fluids. Die linke Seite von Gl.(3.4) stellt die Beschleunigung dar und läßt sich in einen zeitlichen und räumlichen Teil zerlegen:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} \ . \tag{3.5}$$

3.1.3 Reynolds'sche Gleichungen

Führt man in Gl.(3.4) für die Geschwindigkeitskomponenten und den Druck die zeitlichen Mittelwerte und ihre Schwankungsgrößen nach Gl.(3.2) ein und bildet gliedweise die zeitlichen Mittelwerte, so erhält man für stationäre Strömungen ($\partial\vec{u}/\partial t = 0$) unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung

$$(\bar{\vec{v}} \cdot \nabla)\bar{\vec{v}} = -\frac{1}{\rho}\nabla\bar{p} - g \cdot \nabla z_{geod} + \nu\Delta\bar{\vec{v}} + \mathrm{div}R \ . \tag{3.6}$$

Die zeitlichen Mittelwerte der Geschwindigkeitskomponenten der turbulenten Bewegung genügen also grundsätzlich denselben Gleichungen wie eine laminare Strömung. Zusätzlich zu den Reibungskräften der laminaren Strömung treten auch die sogenannten scheinbaren Spannungen der Strömung auf. Sie werden in Gl.(3.6) durch den Reynolds'schen Spannungstensor R beschrieben, der sich durch obige Ableitung wie folgt ergibt:

$$R = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} . \tag{3.7}$$

Gl.(3.6), die auch die *Reynolds'sche Gleichung* genannt wird, bildet jedoch kein geschlossenes System. Deswegen müssen für ihre Lösung zusätzliche Annahmen getroffen werden. In der Strömungsmechanik gibt es zwei wichtige Fälle, für die sich Gl.(3.6) wesentlich vereinfacht und somit gelöst werden kann. Diese sind die Kanalströmung und die Grenzschichtströmung. Im folgenden wird auf die offene Kanalströmung eingegangen.

3.1.4 Offene, turbulente Kanalströmung

Der offenen Kanalströmung liegen folgende Annahmen zugrunde:

⇒ die offene Kanalströmung ist eine ebene zweidimensionale Scherströmung, weshalb sich das Strömungsfeld in lateraler Richtung nicht ändert; somit entfallen alle partiellen Differentiale nach z;

⇒ die Grenzschicht ist voll ausgebildet und ändert sich nicht entlang der Fließrichtung; somit entfallen alle partiellen Differentiale nach x bis auf $\partial z_{geod}/\partial x$;

⇒ es gilt die Haftbedingung; somit sind die mittleren Geschwindigkeiten als auch die Schwankungsgrößen an der Sohle (y=0) Null;

⇒ nur die Wassertiefe hat einen Einfluß auf die Hauptströmung; somit gilt: $\overline{u} = \overline{u}(y)$

Mit diesen Annahmen schreibt sich Gl.(3.6) zu:

$$0 = -\rho g \frac{\partial z_{geod}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} - \rho \cdot \overline{u'v'} \right) . \tag{3.8}$$

Wird weiterhin die Schubspannung τ zu:

$$\tau = \tau_l + \tau_t = \mu \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} - \rho \cdot \overline{u'v'} \tag{3.9}$$

definiert, wobei $\tau_l = \mu\left(\partial \overline{u} / \partial y\right)$ die Zähigkeit der laminaren Bewegung und $\tau_t = -\rho \cdot \overline{u'v'}$ die turbulente Schubspannung darstellt, schreibt sich Gl.(3.8) zu:

$$-\rho g \frac{\partial z_{geod}}{\partial x} = \frac{\partial \tau}{\partial y} . \tag{3.10}$$

Der Term $\partial z_{geod}/\partial x$ entspricht der Sohlenneigung und kann vereinfachend zu $I_S = -\tan\alpha$ gesetzt werden. Liegen keine Normalabflußverhältnisse vor, so wird die Sohlenneigung I_S durch das Energieliniengefälle I_E ersetzt (siehe z.B. NAUDASCHER 1992, GRAF & ALTINAKAR 1998).

Die Integration von Gl.(3.10) ergibt:

$$-\rho \cdot g \cdot I_S \cdot y + \text{const.} = \tau . \tag{3.11}$$

Die Integrationskonstante ergibt sich durch die Randbedingung $\tau(h) = 0$ zu null, womit sich Gl.(3.11) umformen läßt:

$$\tau = \rho \cdot g \cdot I_S \cdot \left(h - y\right) . \tag{3.12}$$

Gl.(3.12) zeigt, daß die Schubspannung unabhängig davon ob Turbulenz vorliegt oder nicht, linear mit der Wassertiefe zunimmt (ZANKE 1982). Für die Sohlenschubspannung τ_0 (y=0) ergibt sich somit:

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot I_S \cdot h \ . \tag{3.13}$$

Gl.(3.13) stellt somit eine einfache und praktikable Beziehung dar, mit der die Sohlenschubspannung für ebene Gewässersohlen mittels leicht zu ermittelnder, integraler Größen berechnet werden kann.

3.2 Getroffene Annahmen zur Beschreibung turbulenter Strömungen

In Tab. 3.1 sind nochmals die Annahmen zusammengestellt, die für die Herleitung von Gl.(3.13) getroffen wurden.

Annahme	**Bedingung**
inkompressible Strömung	ρ = const.
Massenerhaltung	$\mathrm{div}\,\vec{v} = 0$
stationäre Strömung	$\partial\vec{v}/\partial t = 0$
ebene zweidimensionale Scherströmung	$\partial/\partial z = 0$; w = 0
ausgeprägte Grenzschicht	$\partial/\partial x = 0$; v = 0
Haftbedingung	u(y=0) = 0
nur die Wassertiefe hat Einfluß auf Hauptströmung	$\overline{u} = \overline{u}(y)$

Tab. 3.1: Annahmen zur Beschreibung turbulenter Strömungen

Anhand von Gl.(3.13) läßt sich vereinfacht die Belastung der Sohle abschätzen, wenn die Größen h und I_S bekannt sind. Hieraus kann ein kritischer Wert τ_c für die Sohlenschubspannung definiert werden, ab dem sich das Sohlenmaterial in Bewegung setzt. Nach Gl.(3.13) ergibt sich des weiteren für ein konstantes Sohlengefälle ein direkt proportionaler Zusammenhang zwischen der Wassertiefe und der Sohlenschubspannung. Allerdings kann durch die alleinige Kenntnis der Wassertiefe nicht direkt auf den Abfluß bzw. die mittlere Fließgeschwindigkeit geschlossen werden, weshalb Fließgesetze benötigt werden.

3.3 Logarithmisches Wandgesetz

Die Entwicklung des logarithmischen Wandgesetzes geht auf Überlegungen von PRANDTL (1933) zurück, in denen er das Konzept der Mischungsweglänge *l* einführt. Das Konzept baut darauf auf, daß im Inneren der Strömung die turbulenten Widerstände praktisch nicht mehr von der Zähigkeit abhängen.

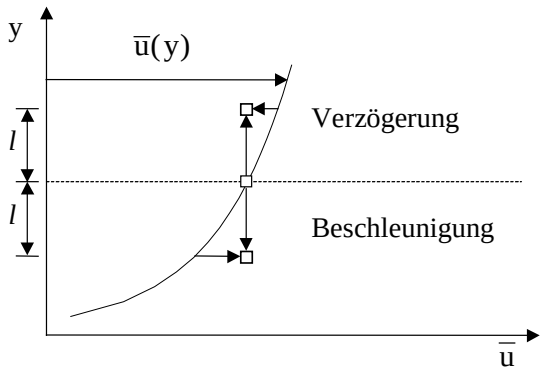


Abb. 3.1: Zur Erklärung der Mischungsweglänge *l*

Schubspannungen (genauer: scheinbare Schubspannungen) kommen in diesem Fall dadurch Zustande, daß zwischen Schichten, die mit verschiedenen Geschwindigkeiten nebeneinander strömen, eine Bewegungsgröße ausgetauscht wird (Abb. 3.1). Eine wichtige Annahme beinhaltet, daß sich Zähigkeitseinflüsse aufgrund der Haftbedingung nur in einer Zone nahe der Wand bemerkbar machen, sofern dieser Einfluß nicht von dem Einfluß einer groben Rauheit überdeckt wird.

Ist u die Geschwindigkeit der Strömung und ist y die Koordinate senkrecht zur Strömung, so ist der Unterschied der Geschwindigkeiten zweier Schichten, die um die Entfernung *l* auseinander liegen in erster Näherung durch:

$$\Delta u = l \cdot \frac{d\bar{u}}{dy} \tag{3.14}$$

gegeben. Ein Element nach Abb. 3.1, welches sich zunächst bei y befindet, hat dann bei (y+*l*) eine kleinere Geschwindigkeit als seine neue Umgebung, in die es hineintransportiert wird. Diese Geschwindigkeitsdifferenz ist ein Maß für die Schwankungsgeschwindigkeit in x-Richtung und ist durch Gl.(3.14) gegeben. Für den Fall des turbulenten Massenaustauschs nimmt PRANDTL an, daß die Austauschgeschwindigkeit die gleiche Größenordnung besitzt wie der Geschwindigkeitsunterschied der beiden um *l* auseinanderliegenden Schichten, da die Flüssigkeitsballen mit Geschwindigkeiten von dieser Größe zusammenprallen. Somit ergibt sich:

$$-\overline{u'v'} = (\Delta u)^2 \ , \tag{3.15}$$

und entsprechend Gl.(3.9) ergibt sich als Ansatz für die turbulenten Schubspannungen:

$$\tau_t = \rho \cdot l^2 \cdot \left(\frac{d\bar{u}}{dy}\right)^2 \ . \tag{3.16}$$

Für die einfache Zähigkeitswirkung sind somit die Schubspannungen proportional zu $(d\bar{u}/dy)$ und für den turbulenten Austausch proportional zu $(d\bar{u}/dy)^2$, wobei die nebenher vorhandene Zähigkeitswirkung vernachlässigt wird.

Die Mischungsweglänge *l* ist nach dieser Ableitung eine Funktion von x und y und kann als typische Turbulenzlänge aufgefaßt werden (SCHLICHTING & GERSTEN 1997). Nach PRANDTL ist der Mischungsweg für große Reynoldszahlen ($Re > 10^5$) praktisch nicht mehr von der Größe der Geschwindigkeit abhängig. Über eine Dimensionsbetrachtung kommt PRANDTL zu folgendem Ansatz:

$$l = \kappa \cdot y \,, \tag{3.17}$$

wobei κ die experimentell zu bestimmende von Kármán Konstante darstellt. Die von Kármán Konstante ist universell und wurde innerhalb vieler Untersuchungen zu $\kappa = 0{,}4$ bestimmt (DITTRICH 1998). Wird des weiteren ein Strömungszustand vorausgesetzt, bei dem die Schubspannung τ konstant ist, so lassen sich durch Integration von Gl.(3.9) Informationen über das Geschwindigkeitsprofil gewinnen.

In unmittelbarer Nähe der Sohle sind die Schwankungsgrößen u' und v' wegen der Haftbedingung und der damit verbundenen Dominanz der viskosen Kräfte äußerst gering. Aufgrund dieser Tatsache wird vereinfachend die Annahme getroffen, daß die viskose Schubspannung über diesen Bereich konstant ist und der Sohlenschubspannung τ_0 entspricht.

Aus der Integration von Gl.(3.9) ergibt sich unter der Vernachlässigung der turbulenten Schubspannungen und der Haftbedingung die Verteilung der mittleren Geschwindigkeit in der viskosen Unterschicht zu:

$$\frac{\overline{u}(y)}{u_*} = \frac{u_* \cdot y}{\nu} = y^+ \,, \tag{3.18}$$

mit der Schubspannungsgeschwindigkeit:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \tag{3.19}$$

und der Normierung:

$$y^+ = u_* \cdot \frac{y}{\nu} \,. \tag{3.20}$$

Dieser Bereich kann Abb. 3.2 entnommen werden, in der die Innenschicht des vertikalen Strömungsfeldes dargestellt ist.

In einem größeren Abstand zur Sohle, jedoch noch in Sohlennähe, kann die viskose Schubspannung gegenüber der turbulenten Schubspannung vernachlässigt werden. Unter der Bedingung, daß trotz des Wandabstandes die Schubspannung den konstanten Wert τ_0 besitzt und unter Verwendung der Gln.(3.17) und (3.16) folgt:

$$\frac{d\overline{u}}{dy} = \frac{u_*}{\kappa \cdot y} \,. \tag{3.21}$$

Nach Integration ergibt sich:

$$\frac{\overline{u}(y)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln y + C \,. \tag{3.22}$$

Die Integrationskonstante C hängt dabei von den Verhältnissen an der Sohle ab (glatte oder rauhe Sohle) und die sich ergebende Geschwindigkeitsverteilung ist an die Geschwindigkeitsverteilung in der viskosen Unterschicht anzuschließen (SCHLICHTING & GERSTEN 1997). Dieser Übergangsbereich ist ebenfalls in Abb. 3.2 dargestellt und ist z.B. ausführlich in ZANKE (1982) beschrieben.

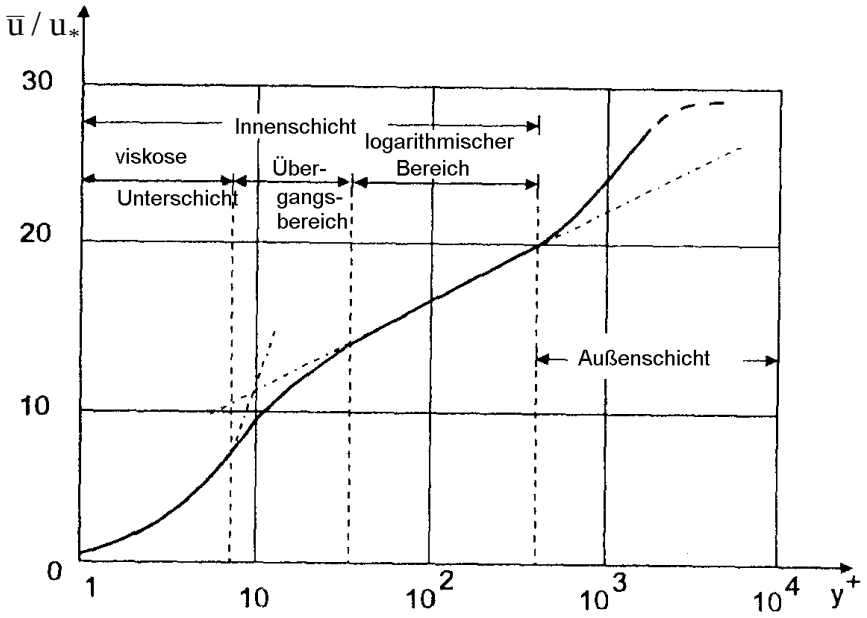


Abb. 3.2: Bereichseinteilung des vertikalen Geschwindigkeitsprofils (aus: DITTRICH 1998)

Wird für die Konstante C der Ansatz gewählt:

$$C = C_1 - \frac{1}{\kappa} \cdot \ln k_s \ , \tag{3.23}$$

wobei k_s die äquivalente Sandrauheit bezeichnet, so schreibt sich Gl.(3.22) zu:

$$\frac{\bar{u}(y)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{k_s}\right) + C_1 . \tag{3.24}$$

Der Ansatz nach Gl.(3.23) folgt nach PRANDTL (1933) aus einer Ähnlichkeitsbetrachtung, der zufolge die Geschwindigkeitsverteilungen in der Wandnähe bei geometrisch ähnlichen Rauheiten auch geometrisch ähnlich sind. Die Korngröße k_s stellt hierfür den Maßstab dar und die Geschwindigkeit im Abstand y ist somit eine Funktion des Verhältnisses y/k_s.

NIKURADSE (1933) hat umfangreiche Untersuchungen bezüglich der Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(3.24) durchgeführt. Aus diesen Untersuchungen resultiert der Begriff der *äquivalenten Sandrauheit* für das Rauheitsmaß k_s, das dem Durchmesser der von NIKURADSE verwendeten Sandkörner entspricht. Entsprechend hängt der Wert der Integrationskonstante somit von den Rauheitsverhältnissen an der Sohle ab. Deswegen wird die Integrationskonstante in Abhängigkeit der mit k_s gebildeten Kornreynoldszahl:

$$Re_* = \frac{u_* \cdot k_s}{\nu} \tag{3.25}$$

empirisch bestimmt. Hintergrund der Bildung der Kornreynoldszahl ist, daß die Vorgänge an der Wand einerseits von der Schubspannung (und somit von der auf diese Schubspannung bezogene Geschwindigkeit u_*) und andererseits vom Rauheitsmaß k_s abhängen (PRANDTL 1933). Durch die Bildung der Kornreynoldszahl können somit die Einflüsse der Zähigkeit in Wandnähe berücksichtigt werden.

Bezüglich der hydraulischen Wirkung der Rauheitselemente können in der Innenschicht drei verschiedene Fälle unterschieden werden, wobei im folgenden ausschließlich der Fall *turbulente Strömung mit hydraulisch rauher Sohle* betrachtet wird. Für weitergehende Ausführungen hinsichtlich der Fälle *turbulente Strömung mit hydraulisch glatter Sohle* und *Übergangsbereich* wird auf ZANKE (1982) verwiesen. Den folgenden Ausführungen liegen die Ergebnisse von NIKURADSE zugrunde (Abb. 3.3).

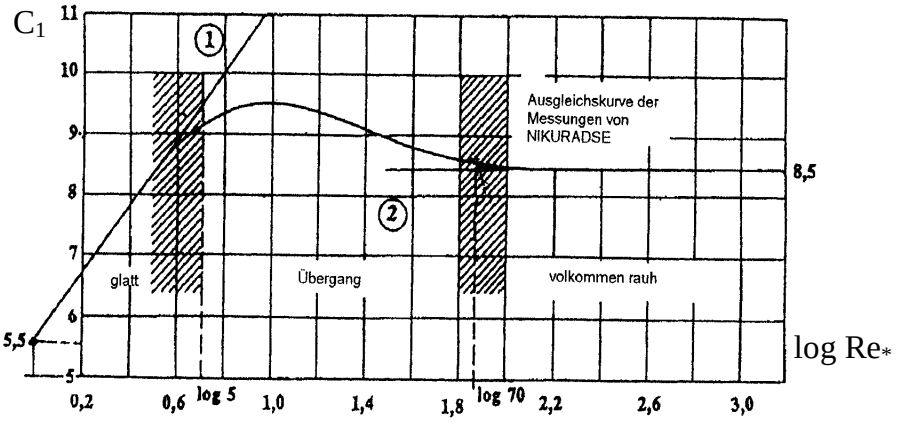


Abb. 3.3: Die Rauheitsfunktion C_1 in Abhängigkeit von Re_* (aus: DITTRICH, 1998)

3.3.1 Turbulente Strömung mit hydraulisch rauher Sohle

Bei einer hydraulisch rauhen Sohle ($Re_* \geq 70$) sind die Rauheitselemente der Strömung voll ausgesetzt und die Stärke der viskosen Unterschicht ist verschwindend gering, weshalb dieser Fall bei natürlichen Fließgewässern im allgemeinen von besonderem Interesse ist. Neben dem vernachlässigbaren Anteil der zähen Schubspannungen werden in diesem Fall hauptsächlich Tangentialkräfte auf die Sohle übertragen, die von den Flüssigkeitsdrücken auf die Rauheitselemente herrühren. Die Turbulenzbewegung der Flüssigkeit wirkt in diesem Fall bis zwischen die Rauheiten, woher auch der Name *vollkommen entwickelte turbulente Strömung* stammt (ZANKE 1982). Für die hydraulisch rauhe Sohle nimmt C_1 den konstanten Wert von 8,5 an, und die Geschwindigkeitsverteilung ist durch folgenden funktionalen Zusammenhang gegeben:

$$\frac{\overline{u}(y)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{y}{k_s}\right) + 8{,}5 \ . \tag{3.26}$$

Während sich bei glatten Sohlen unterhalb des logarithmischen Wandgesetzes eine viskose Unterschicht (getrennt durch einen Übergangsbereich) anschließt (vgl. Abb. 3.2), gilt diese Bereichseinteilung über rauhen Sohlen nicht mehr (DITTRICH 1998). Des weiteren ist bei der Strömung über Sohlen mit natürlichen Rauheiten im allgemeinen weder das Nullniveau des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils noch die Sohlenschubspannungsgeschwindigkeit u_* und die äquivalente Sandrauheit k_s bekannt.

3.3.2 Bestimmung der Parameter des vertikalen Geschwindigkeitsprofils

Zur Bestimmung der oben genannten Parameter können zwei verschiedene Verfahren herangezogen werden. Innerhalb des *theoretischen Ansatzes* werden zu den gegebenen Tiefen y der Meßpunkte über der Oberkante der Rauheitselemente verschiedene Versätze y' addiert (siehe Abb. 3.4). Über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate erfolgt die lineare Anpassung der Geschwindigkeiten u(y) über den natürlichen Logarithmus ln((y+y')/k), wobei die beste Anpassung die Verschiebung des Nullniveaus um y' nach unten gegenüber der Oberkante der Rauheitselemente ergibt. Dieser Punkt entspricht dem Nullniveau des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils. Aus der Steigung der Regressionsgeraden ergibt sich wegen:

$$u(y) = \frac{1}{\kappa} \cdot u_* \cdot \ln\left(\frac{y}{k}\right) + B \cdot u_* \tag{3.27}$$

die Sohlenschubspannungsgeschwindigkeit u_*, und über den zugehörigen y-Achsenabschnitt die Konstante B. Durch Gleichsetzen der Gln.(3.27) und (3.26) kann die äquivalente Sandrauheit k_s bzw. das Verhältnis k_s/k über:

$$\frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{k_s}{k}\right) = 8{,}5 - B \tag{3.28}$$

berechnet werden.

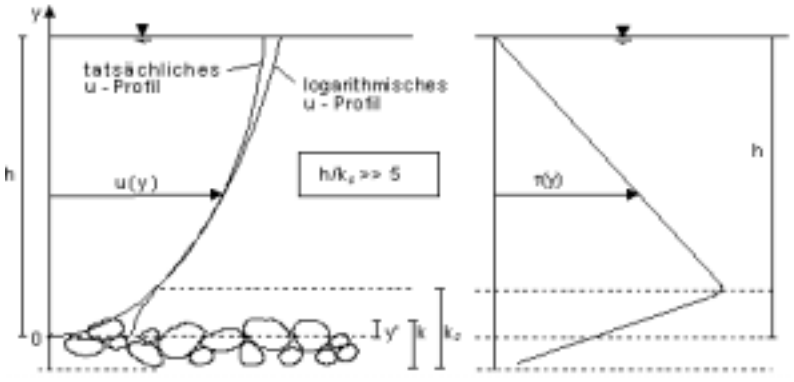


Abb. 3.4: Geschwindigkeits- und Schubspannungsverteilung für Gewässersohlen mit großer relativer Überdeckung

Im Zuge von Stabilitätsbetrachtungen an ebenen Gewässersohlen ist häufig die vertikale Verteilung des lokalen Geschwindigkeitsprofils von geringerem Interesse als die Kenntnis der Sohlenschubspannung. Aus dem Vergleich der Definition der Sohlenschubspannung nach Gl.(3.13) und der vertikalen Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(3.26) folgt mit Gl.(3.19), daß die

integrale, empirische Betrachtungsweise das gleiche Resultat wie die lokale, theoretische Betrachtungsweise liefert, falls die Lage des Nullniveaus des logarithmischen Profils und somit die Wassertiefe h bekannt ist. Unter der Vernachlässigung Wandeinflüssen erhält man in diesem Fall:

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot h \cdot I = \rho \cdot u_*^2 \qquad \text{(mit } u_* \text{ aus Gl.(3.19))}. \tag{3.29}$$

Dieser Ansatz ist um so genauer, je kleiner die Rauheiten (charakterisiert durch k oder k_s) sind. Mit zunehmender Rauheitswirkung auf das Strömungsfeld vergrößert sich die Zone in Sohlennähe, in der das tatsächliche Geschwindigkeitsprofil vom logarithmischen abweicht. In diesem Fall wird der Maximalwert der turbulenten Schubspannungen in Richtung äußeres Strömungsfeld verschoben (DITTRICH 1998).

Da aber natürliche Rauheiten im allgemeinen durch eine weit abgestufte Sieblinie charakterisiert sind, ist die Bestimmung der absoluten Rauheit k und somit auch der äquivalenten Sandrauheit k_s aus geometrischen Größen nur näherungsweise möglich. Um die Reibungsverluste naturnaher Fließgewässer zu beschreiben, wurden deshalb empirische Ansätze entwickelt, um die äquivalente Sandrauheit aus einem charakteristischen Korndurchmesser der Sieblinie des Sohlenmaterials heraus bestimmen zu können. Bei kleinen Rauheiten überwiegen allerdings hauptsächlich die Verluste infolge Oberflächenreibung, wodurch die Variation der Korngrößenverteilung eine untergeordnete Rolle spielt. Dem gegenüber dominiert bei großen Rauheiten der Formwiderstand der großen Körner, wobei neben der Korngröße in diesem Fall die Oberflächenstruktur an Einfluß gewinnt (vgl. Kap. 2.5). Beispielhaft sind einige empirische Ansätze in Tab. 3.2 zusammengestellt, wobei SCHRÖDER (1990) durch die Auswertung mehrerer Datensätze zeigt, daß mit diesen einfachen Beziehungen nur Anhaltswerte gewonnen werden können.

Autor	**k_s**	**Autor**	**k_s**
EINSTEIN (1942)	d_{65}	THOMPSON & CAMPBELL (1979)	$4{,}5 \cdot d_{50}$
ENGELUND & HANSEN (1966)	$2 \cdot d_{65}$	GRAF & ALTINAKAR (1998)	d_{50}
GARBRECHT (1961)	d_{90}	DITTRICH (1998)	$3{,}5 \cdot d_m$ (Kies)
HEY (1979)	$3{,}5 \cdot d_{84}$	DITTRICH (1998)	$3{,}5 \cdot d_{84}$ (Grobkies)

Tab. 3.2: Ansätze zur Ermittlung von k_s aus unterschiedlichen Kornfraktionen

Anzumerken zu Tab. 3.2 bleibt, daß neben den charakteristischen Siebdurchgängen, wie z.B. d_{50}, d_{84} und d_{90} (Durchmesser bei 50 %, 84 % und 90 % Siebdurchgang) auch der maßgebende Durchmesser d_m einer Kornmischung Verwendung findet. Dieser ist nach MEYER-PETER & MÜLLER (1949) wie folgt definiert:

$$d_m = \sum_{i=1}^{n} d_i \cdot \Delta p_i \tag{3.30}$$

mit d_i = mittlerer Korndurchmesser der Fraktion i
Δp_i = prozentualer Anteil einer Kornfraktion.

3.3.3 Einfluß der Rauheitsstruktur auf das Strömungsfeld

Die Vielzahl der empirischen Beziehungen für grobe, natürliche Sohlenrauheiten zeigt die Variabilität und die Unsicherheit bei der Bestimmung von k_s in Verbindung mit einer charakteristischen Korngröße. Für künstliche Rauheiten zeigen SCHLICHTING (1936) und ROUSE (1965), daß das Verhältnis der geometrischen Rauheitserhebung k zur äquivalenten Sandrauheit k_s eine Funktion der Form der Rauheitselemente und deren Anordnung ist. Die Anordnung der Rauheitselemente wird bei geometrisch definierten Rauheiten durch den Rauheitsdichtekoeffizienten c_k beschrieben, der als das Verhältnis der angeströmten Fläche A' eines Rauheitselementes zu seiner Grundfläche A definiert ist (siehe Abb. 3.5). Aus der Definition von c_k wird bereits ersichtlich, daß es äußerst schwierig ist, diesen Parameter für natürliche Sohlenstrukturen zu bestimmen.

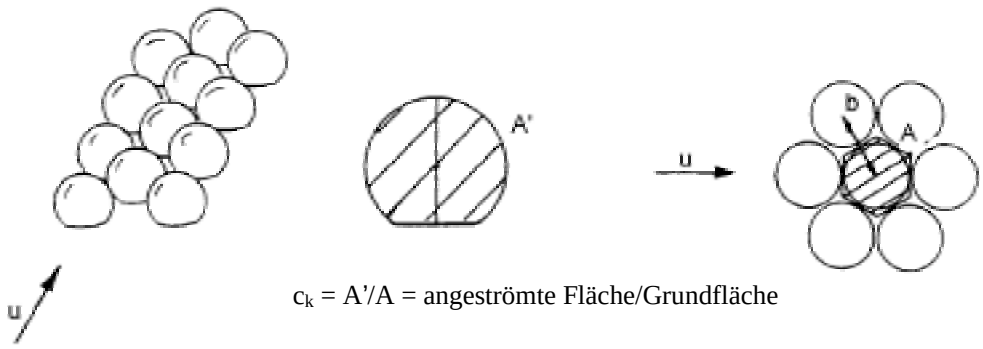


Abb. 3.5: Definitionsskizze des Rauheitsdichtekoeffizienten (aus: DITTRICH 1998)

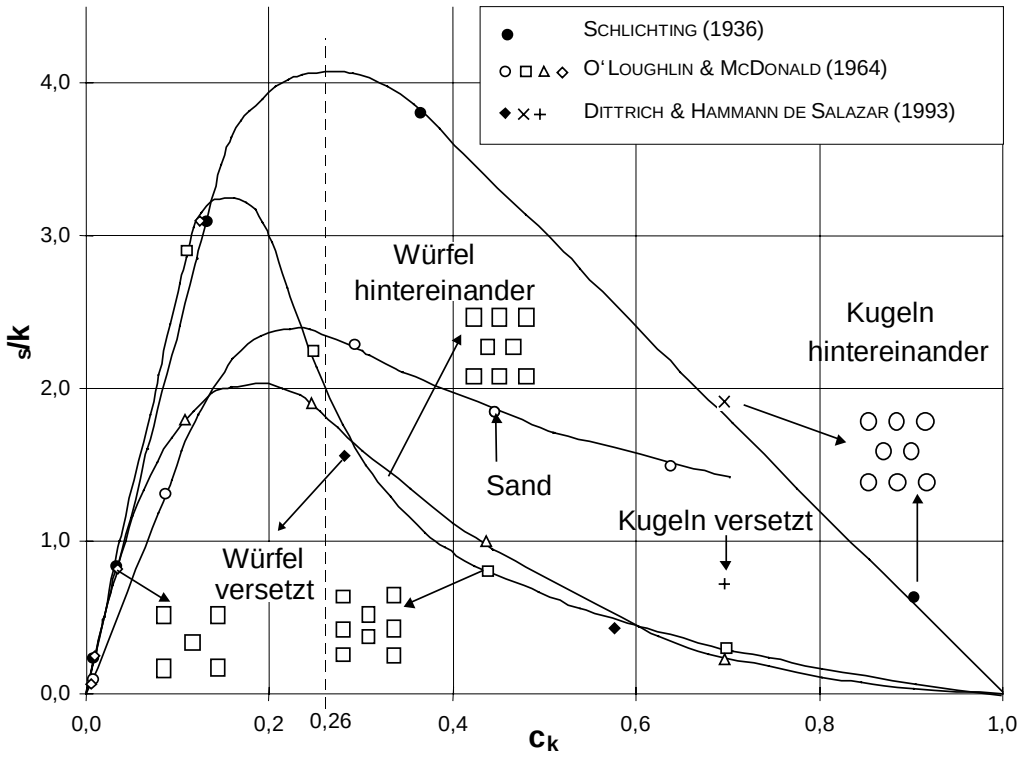


Abb. 3.6: Beziehung zwischen dem Rauheitsverhältnis k_s/k und der Rauheitsdichte c_k (aus: DITTRICH 1998, modifiziert)

Der funktionale Verlauf von $k_s/k = fct.(c_k)$ ist für verschiedene künstliche Rauheitselemente und Rauheitsanordnungen in Abb. 3.6 dargestellt. Im Fall von Untersuchungen mit Kugeln stellt BERTSCHLER (1985) in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von SCHLICHTING (1936) eine Rauheitsdichte von $c_k \cong 0{,}26$ fest, bei der die maximale Schubspannung und somit auch die maximale Rauheit vorliegt. Nach DITTRICH (1998) ist dieser Wert mit der Rauheitsdichte abgepflasterter Sohlen vergleichbar.

3.3.4 Geschwindigkeitsprofil über rauhen Sohlen

In Abhängigkeit von der Wassertiefe h und der äquivalenten Sandrauheit k_s kann das Strömungsfeld über rauhen Sohlen nach DITTRICH ET AL. (1992) bezüglich drei verschiedener Fälle unterschieden werden:

Kleine Rauheiten und große relative Überdeckungen: $h/k_s > 5{,}0$ (3.31a)

Mittlere Rauheiten und relative Überdeckungen: $1{,}0 < h/k_s \leq 5{,}0$ (3.31b)

Große Rauheiten und kleine relative Überdeckungen: $h/k_s \leq 1{,}0.$ (3.31c)

Im Fall von großen relativen Überdeckungen $h/k_s > 5$ kann das sohlennahe Geschwindigkeitsprofil unterhalb des logarithmischen Verlaufs nach DITTRICH ET AL. (1996) in zwei Bereiche eingeteilt werden (Abb. 3.7). Diese Bereiche sind einerseits eine Rauheitsunterschicht (Bereich 2) und andererseits eine zweite Unterschicht (Bereich 3), in der die mittlere Fließgeschwindigkeit zwischen den Rauheitselementen linear abnimmt. In dieser zweiten Schicht ist der Verlauf der Geschwindigkeitsverteilung von der Form, der Anordnung und der Struktur der Rauheitselemente abhängig.

Die Beschreibung des Geschwindigkeitsprofils in der Rauheitsunterschicht (Bereich 2) erfolgt nach NAKAGAWA ET AL. (1988) durch die Beziehung:

$$\frac{\overline{u}(y)}{u_*} = \frac{u_0}{u_*} + \frac{1}{\kappa \cdot \varepsilon_R^+}\left[\frac{y}{h} - \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{y}{h}\right)^2\right] \tag{3.32}$$

mit: $\varepsilon_R^+ = \frac{y_R}{h}\cdot\left(1 - \frac{y_R}{h}\right)$,

wobei u_0 die tatsächlich vorhandene mittlere Geschwindigkeit im Nullpunkt des logarithmischen Profils, y_R die Dicke der Rauheitsunterschicht und ε_R^+ eine dimensionslose Wirbelviskosität innerhalb dieser Schicht ist (vgl. Abb. 3.7).

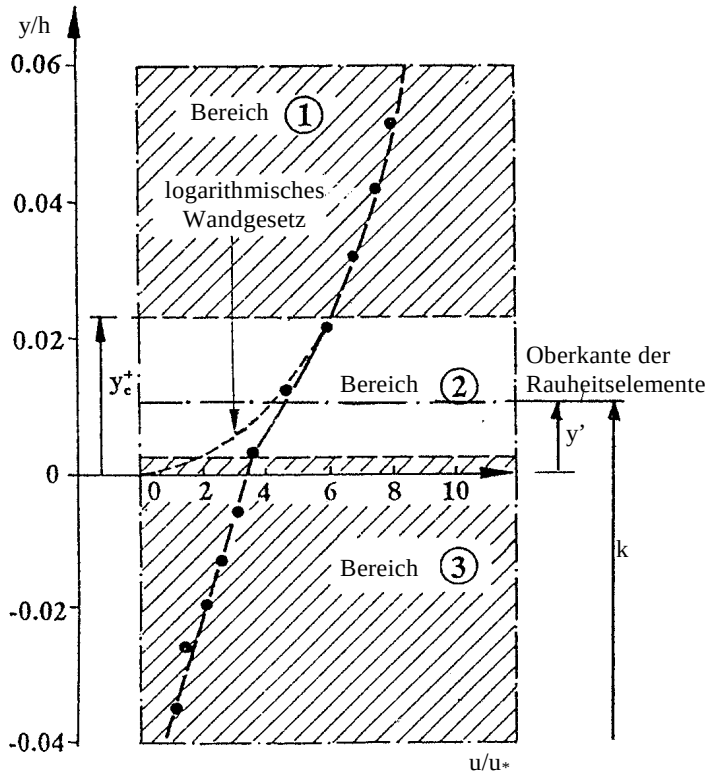


Abb. 3.7: Die drei Bereiche des vertikalen Geschwindigkeitsprofils nahe der Rauheitselemente (aus: DITTRICH ET AL. 1996)

Die Trennung zwischen den Bereichen 1 und 2 erfolgt an der Stelle, an der das tatsächliche Geschwindigkeitsprofil vom logarithmischen Profil abweicht. Die vertikale Position dieser Bereichsgrenze ist durch den dimensionslosen Wandabstand y_c^+ (=$y \cdot \nu/u_*$) festgelegt. Der dimensionslose Wandabstand ist eine Funktion der Rauheitsstruktur und nimmt nach DITTRICH ET AL. (1996), wie in Abb. 3.8 dargestellt, mit zunehmender Rauheit k_s/k zu (k_s bezeichnet das hydraulische und k das geometrische Rauheitsmaß). Durch y_c^+ wird in Erweiterung zur Rauheitshöhe die zusätzliche Wirkung der Rauheitsstruktur auf das Strömungsfeld erfaßt. Die Höhe der Rauheitsunterschicht entspricht näherungsweise dem Wert $y_R \approx y_c^+ \cdot \nu/u^*$.

Obwohl die Gültigkeit von Gl.(3.22) wegen der Annahme τ_t = const. eigentlich nur auf die Wandnähe beschränkt ist, wird im folgenden die Gültigkeit der Gleichung bis zu derjenigen Wassertiefe $y = \delta$ ($\approx h$) erweitert, in der die Geschwindigkeit maximal ist (vgl. Abb. 3.4). Mit $\overline{u} = \overline{u}_{max}$ und $y = \delta$ ergibt sich:

$$\frac{\overline{u}_{max}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \delta + C \ , \tag{3.33}$$

und somit durch Differenzenbildung:

$$\frac{\overline{u}_{max} - \overline{u}}{u_*} = -\frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{y}{\delta} \ . \tag{3.34}$$

Dieses, aus dem Prandtlschen Schubspannungsgesetz abgeleitete, universelle Geschwindigkeitsverteilungsgesetz ist vergleichbar mit dem auf der Basis der Kármánschen Ähnlichkeitshypothese basierenden Gesetz, obgleich PRANDTL von einer konstanten Schubspannung ausgeht und VON KÁRMÁN eine lineare Schubspannungsverteilung zugrundelegt (DITTRICH 1998).

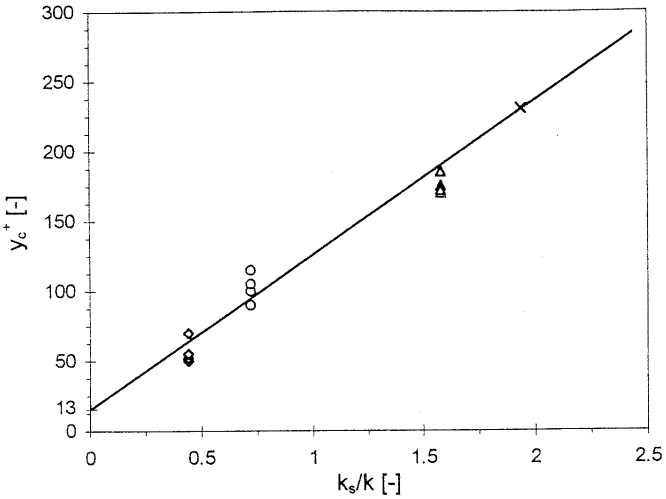


Abb. 3.8: Der dimensionslose Wandabstand y_c^+ als Funktion der relativen Rauheit k_s/k (aus: DITTRICH ET AL. 1996)

Das logarithmische Wandgesetz gilt, wie oben erwähnt, eigentlich nur in Wandnähe. NEZU & RODI (1986) und SONG ET AL. (1994) geben als Gültigkeitsgrenzen y/h = 0,2 an, während HINZE (1975) und GRAF (1991) y/h = 0,15 als Gültigkeitsgrenze angeben. Außerhalb dieser wandnahen Zone (Außenschicht, vgl. Abb. 3.2) wird das turbulente Strömungsfeld durch die freie Wasseroberfläche beeinflußt. Der in diesem Bereich abweichende Verlauf der zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile vom logarithmischen Profil kann auf der Grundlage von Gl.(3.34) mit dem *Wake-Gesetz* nach COLES (1956) beschrieben werden:

$$\frac{\overline{u}_{max} - \overline{u}}{u_*} = -\frac{1}{\kappa} \cdot \ln\frac{y}{\delta} + \frac{2 \cdot \Pi}{\kappa} \cdot \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{y}{\delta}\right) \qquad (3.35)$$

mit: $\overline{u}_{max}$ = maximale Fließgeschwindigkeit
Π = Formparameter des Geschwindigkeitsprofils (*Wake-Parameter*)
δ = Abstand vom Nullpunkt des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils bis zur Position, an der u_{max} vorliegt.

Unabhängig von der Rauheit schwanken die Werte für Π in den Untersuchungen von TU ET AL. (1988) und GRAF (1991) für große relative Rauheiten ($0{,}1 < k/h < 0{,}4$) zwischen 0 und 0,7. Im Gegensatz dazu ermitteln COLEMAN (1981), STEFFLER ET AL. (1985), NEZU & RODI (1986), KIRKGÖZ (1989) und KIRONOTO & GRAF (1994) Π in den Grenzen von 0,08 - 0,2 für glatte Sohlen (*smooth boundaries*). Für kleinere Breiten/Tiefenverhältnisse ($b/h \leq 5$) zeigen KIRONOTO & GRAF (1994), daß die Π- Werte deutlich kleiner sind.

Die geringen Werte von Π = 0,08 - 0,2 für kleine relative Rauheiten lassen nach DITTRICH (1998) die Schlußfolgerung zu, daß der Einfluß der freien Wasseroberfläche auf den Gesamtwiderstand nur gering ist und somit das Strömungsfeld über die gesamte Wassertiefe mit guter Näherung durch das logarithmische Wandgesetz nach Gl.(3.26) erfaßt wird.

Im Fall kleiner relativer Überdeckungen stellt sich hingegen ein unterschiedliches Geschwindigkeitsprofil ein. In Analogie zu den großen Überdeckungen weichen auch in diesem Fall die Fließgeschwindigkeiten in der Rauheitsunterschicht von den durch das logarithmische Gesetz gegebenen ab (siehe Abb. 3.9). Während NAKAGAWA ET AL. (1988) und DITTRICH ET AL. (1996) höhere Geschwindigkeiten in diesem Bereich ermitteln, als es vom logarithmischen Gesetz her zu erwarten wäre, ermittelt BAYAZIT (1982) kleinere Geschwindigkeiten für den Fall geringer relativer Überdeckungen.

Zur Erklärung dieses Unterschieds gibt BAYAZIT (1976, 1982) direkt oberhalb der Rauheitselemente ein verändertes logarithmisches Gesetz mit einer abgeminderten von Kármán-Konstante von $\kappa = 0{,}18$ an. Dieser veränderte Wert wird durch die Untersuchungen von DITTRICH & KOLL (1997) bestätigt.

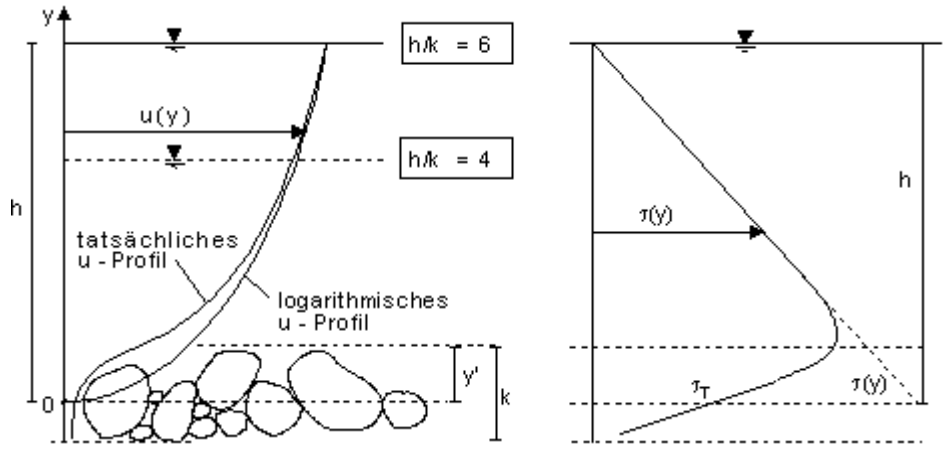


Abb. 3.9: Vertikale Geschwindigkeits- und turbulente Schubspannungsverteilung für Gewässersohlen und kleine relative Überdeckungen (aus: DITTRICH 1998)

Ein weiterer Unterschied zwischen großen und geringen Überdeckungen besteht darin, daß im Fall kleiner relativer Wassertiefen die zweite Rauheitsunterschicht (analog in diesem Fall zu Bereich 3 in Abb. 3.7), in der die Geschwindigkeiten nicht mehr dem logarithmischen Profil genügen und eine Funktion der Rauheitsstruktur sind, direkt an der Oberkante der Rauheitselemente beginnt, wogegen sie in den Untersuchungen mit großen Überdeckungen immer deutlich unterhalb der Oberkante liegt (DITTRICH & KOLL 1997).

Für den in steilen Gewässern maßgebenden Fall kleiner relativer Überdeckungen liegen unterschiedliche Empfehlungen hinsichtlich der Dicke der Rauheitsunterschicht vor. BAYAZIT (1982) gibt für die Dicke dieser Schicht die Beziehung $y_R \approx 2 \cdot d$ an (mit d: Korndurchmesser), und TSUJIMOTO (1991) gibt die Empfehlung, $y_R = 0{,}3 \cdot d - 1{,}2 \cdot d$ zu setzen. In der Rauheitsunterschicht findet bei abnehmender Überdeckung der Rauheitselemente vermutlich eine Interaktion zwischen den an der Sohle erzeugten Wirbeln und der Wasseroberfläche statt. Mit abnehmender Wassertiefe (in Abb. 3.9, z.B. von $h/k = 6$ auf $h/k = 4$) wird das Geschwindigkeitsprofil zunehmend gleichförmiger und nähert sich einer linearen Verteilung über die Tiefe an (DITTRICH 1998).

Abb. 3.9 zeigt weiterhin, daß die turbulenten Schubspannungen im sohlennahen Bereich deutlich zurückgehen. Nach den Untersuchungen von NAKAGAWA ET AL. (1991) und TSUJIMOTO (1991) werden in diesem Bereich die Turbulenzgrößen gedämpft. GRAF (1991) stellt fest, daß bei einer geeigneten Wahl des Nullniveaus die nach Gl.(3.13) aus den integralen Größen berechneten Schubspannungsgeschwindigkeiten bzw. Sohlenschubspannungen gut mit den nach den Gln.(3.36) und (3.37) berechneten übereinstimmen. Die Festlegung des Nullniveaus erfolgte in den erwähnten Untersuchungen jedoch nicht einheitlich. Während BAYAZIT (1982) den Rinnenboden als Bezugsniveau wählte, liegt bei GRAF (1991) das Nullniveau bei ca. 0,5·d unterhalb der Oberkante der Elemente und bei TSUJIMOTO (1991) auf der Oberkante der Rauheiten. Die Bestimmung der Geschwindigkeitsprofile erfolgte in diesen Untersuchungen nicht mit der äquivalenten Sandrauheit, sondern mit dem Korndurchmesser d. Nach GRAF (1991) kann Gl.(3.26) umgeschrieben werden zu:

$$\frac{\overline{u}(y)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{y}{d}\right) + 8{,}5 \quad . \tag{3.36}$$

Durch Differenzenbildung und unter der Annahme, daß bei y = h die maximale Geschwindigkeit u_{max} auftritt, ergibt sich:

$$\frac{\overline{u}_{max} - \overline{u}(y)}{u_*} = -\frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{y}{h}\right) + B \,, \tag{3.37}$$

wobei B einen Korrekturterm bezeichnet, der nach HINZE (1975) zu B = 3,7 angenommen werden kann.

Nach DITTRICH (1998) zeigt der Vergleich der Geschwindigkeitsprofile mit großen und kleinen Überdeckungen, daß die experimentellen Ergebnisse keine einheitliche Tendenz aufweisen und untereinander nicht konsistent sind. Die Ergebnisse von BATHURST (1988) und FERRO & BAIAMONTE (1994) deuten des weiteren darauf hin, daß das Geschwindigkeitsprofil im Fall von geringen Überdeckungen ($1 \le h/d_{84} \le 4$) nicht mehr als logarithmisch, sondern als s-förmig angesehen werden sollte, wobei die s-Förmigkeit des Profils die Existenz der beiden Rauheitsunterschichten generell bestätigt (vgl. Abb. 3.9). Untersuchungen von WIBERG & SMITH (1991) bestätigen ebenfalls die Vermutung, daß die Geschwindigkeitsverteilung im Fall großer relativer Rauheiten nicht mehr einer logarithmischen Funktion folgt.

Des weiteren kann die Gültigkeit der logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung bei geringen Überdeckungen aufgrund der Verletzung der Voraussetzungen des Konzepts der Mischungsweglänge grundsätzlich in Frage gestellt werden. Eine wichtige Annahme dieses Konzepts beinhaltet, daß sich Zähigkeitseinflüsse aufgrund der Haftbedingung nur in einer Zone nahe der Wand bemerkbar machen, sofern dieser Einfluß nicht von dem Einfluß einer groben Rauheit überdeckt wird (PRANDTL 1933). Im Fall von geringen Überdeckungen bzw. großen Rauheitselementen kann diese Annahme bzw. Voraussetzung somit nicht eingehalten werden.

3.3.5 Über den Fließquerschnitt gemittelte Fließgeschwindigkeit bei hydraulisch rauher Sohle

Für kleine relative Rauheiten kann durch Integration von Gl.(3.24) über die Fließtiefe (von k_s bis h) unter der Annahme $h >> k_s$ die mittlere Fließgeschwindigkeit u_m im betrachteten Fließquerschnitt berechnet werden (vgl. ZANKE 1982):

$$\frac{u_m}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{h}{k_s} + B - \frac{1}{\kappa} \quad . \tag{3.38}$$

Wird die Wassertiefe hingegen ab der Oberkante der Rauheitselemente gemessen und gibt y' die Höhe des Versatzmaßes an, wo u(y) = 0 gilt (vgl. Abb. 3.7), so erhält man nach GRAF (1991) als Beziehung für die mittlere Geschwindigkeit, nachdem k_s durch d ersetzt wird:

$$\frac{u_m}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{h + y'}{d} + B - \frac{1}{\kappa} \quad . \tag{3.39}$$

Im Fall großer relativer Rauheiten sollten die Gln.(3.38) und (3.39) aufgrund der obigen theoretischen Betrachtungen und der Integrationsbedingung $h >> k_s$ eigentlich nicht mehr zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit herangezogen werden. Da aber keine weiteren Modelle zur Beschreibung des Strömungsfeldes bei geringen Überdeckungen in der Literatur vorliegen, wird trotzdem oftmals auf diese Gleichungen zurückgegriffen. Speziell in diesem Fall können aber die Voraussetzungen, die zur Ableitung der Gleichungen erforderlich sind, nicht mehr aufrecht erhalten werden. Die erhaltenen Gleichungen (vgl. Kap. 5.2) sind somit als rein empirische Gleichungen anzusehen, da einerseits die Integrationskonstante B bei festem Wert von $\kappa = 0{,}4$ oder aber auch beide Parameter (κ und B) durch Regressionsrechnungen bestimmt werden.

3.4 Darcy-Weisbach Widerstandsbeiwert λ

Ursprünglich für Rohrströmungen abgeleitet, findet der Darcy-Weisbach Widerstandsbeiwert λ auch in offenen Gerinnen zur Abschätzung des Fließwiderstandes Anwendung. Bei Strömungen durch z.B. Kreisrohre ist der Druckgradient dp/dx mit x als Koordinate in Strömungsrichtung durch die dimensionslose Rohrreibungszahl:

$$\lambda = -\frac{D}{\frac{\rho}{2} \cdot u_m^{\,2}} \cdot \frac{dp}{dx} = \frac{4 \cdot \tau_0}{\frac{\rho}{2} \cdot u_m^{\,2}} \tag{3.40}$$

gekennzeichnet (SCHLICHTING & GERSTEN 1997). Dabei bezeichnet D den Rohrdurchmesser, ρ die Dichte, u_m die mittlere Fließgeschwindigkeit im Rohr und τ_0 die Wandschubspannung. Gl.(3.40) kann unter der Annahme $D = 4 \cdot R$ und $(dp/dx)/(\rho \cdot g) = I_E = I_S$ auf Gerinneströmungen übertragen werden:

$$\lambda = \frac{8 \cdot g \cdot R \cdot I_E}{u_m^2} \quad . \tag{3.41}$$

Die Mehrzahl der hydraulischen Gesetze zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gerinnen basieren auf dem Widerstandsbeiwert λ, da er als wissenschaftlich wohlfundiert angesehen wird (NAUDASCHER 1992). Gl.(3.41) kann weiterhin zu:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot R \cdot I_E}} = \frac{u_m}{u_*} \tag{3.42}$$

umgeformt werden, um die Verbindung zu den Gln.(3.38) und (3.39) zu erhalten. In Gewässern, wo das Breiten-Tiefen-Verhältnis $b/h > 10$ ist, kann der hydraulische Radius durch die mittlere Wassertiefe ersetzt werden (CHOW 1959). Des weiteren kann Gl.(3.41) (respektive Gl.(3.42)) nach CHOW (1959) auch auf gleichförmige und leicht ungleichförmige Gerinneströmungen übertragen werden.

In CHANSON (1999) findet sich eine weitere Ableitung des Widerstandsbeiwertes über den Oberflächenwiderstand:

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \cdot C_d \cdot \rho \cdot {u_m}^2 \quad , \tag{3.43}$$

indem der Widerstandsbeiwert $C_d = \lambda/4$ gesetzt wird (mit C_d = Oberflächenwiderstands-beiwert). Durch Einsetzen dieser Beziehung in Gl.(3.43) ergibt sich wiederum Gl.(3.42).

Nach BATHURST (1993) können sich für λ für Gewässer im Gefällebereich $I_S > 0{,}5$ % Werte von 0,05 - 100 einstellen. Eine genauere Zuordnung der λ-Werte hinsichtlich der Rand-bedingungen Gefälle, Rauheitsstruktur, Sieblinie und relative Überdeckung konnte bis heute für steile natürliche Fließgewässer nicht gegeben werden. Die Fortsetzung der von LINDNER (1982) durchgeführten Analyse einer Untersuchung von ROUSE (1965) (Abb. 3.10) bestätigt diese Aussage. Mit abnehmender relativer Überdeckung bzw. mit immer größer werdenden Rauheitselementen ist der Widerstandsbeiwert λ immer stärker von der Rauheitsdichte c_k und damit von der Anordnung der Elemente abhängig. Für $h/k = 1$ beträgt der Variationsbereich von λ als Funktion von c_k sogar eine ganze Größenordnung.

Somit kann die Hypothese aufgestellt werden, daß die Oberflächenstruktur einer rauhen Gewässersohle bzw. deren Einfluß auf das Strömungsfeld (bei geringen Überdeckungen) durch die Angabe eines einzelnen charakteristischen Korndurchmessers d_c unzureichend beschrieben wird. Wie in Kap. 2 angedeutet wurde, ist es nicht möglich, z.B. die Geometrie der Absturz-Becken Sequenzen durch einen charakteristischen Korndurchmesser zu beschreiben. Die unzureichende Erfassung der Rauheitsstruktur kann als Grund dafür angesehen werden, daß sich die meisten Fließgesetze für Gewässer mit Kiessohlen oder Gebirgsbäche nicht ohne weiteres auf andere örtliche Gegebenheiten übertragen lassen. Da in diesen Ansätzen im allgemeinen nur d_c als Rauheitsparameter Verwendung findet, hängen diese Ansätze zumeist stark vom Datensatz ab, der ihrer Ableitung zugrunde liegt, und der

Einfluß der Oberflächenstruktur bleibt unberücksichtigt. Abb. 3.10 verdeutlicht, daß für den Fall $k_s = d_c$ und geringe relative Wassertiefen die hydraulische Wirkung der Oberflächenstruktur infolge mangelnder Angaben zur Rauheitsdichte nur unzureichend erfaßt werden kann und die unterschiedlichen Ergebnisse somit nicht überraschen.

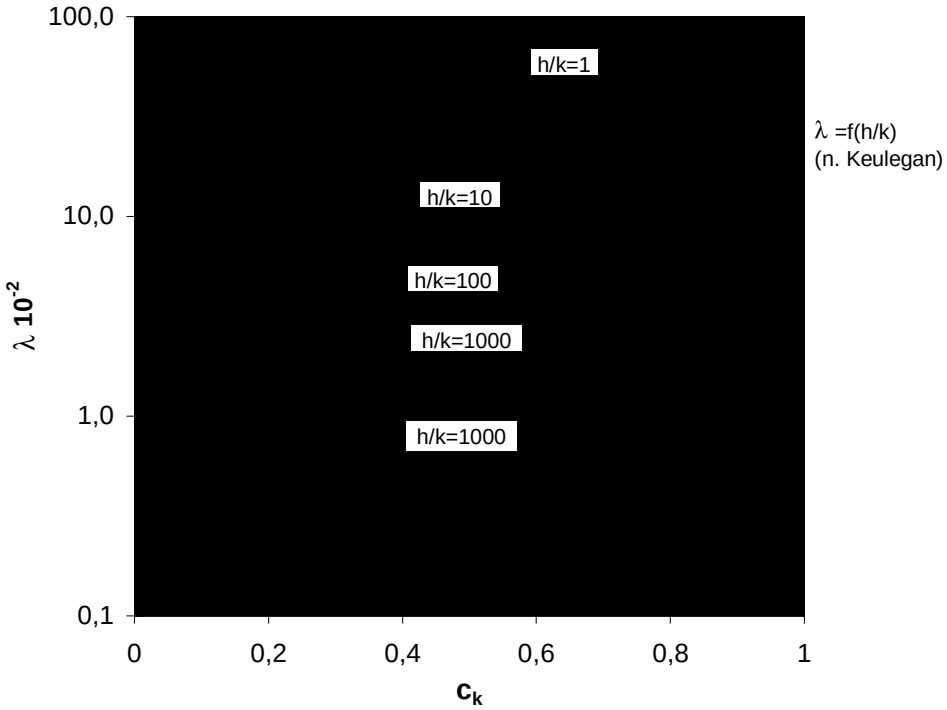


Abb. 3.10: Der Widerstandsbeiwert λ als Funktion der relativen Überdeckung h/k und der Rauheitsdichte c_k (nach LINDNER 1982, aus: ROSPORT 1997)

Um die Ausführungen hinsichtlich der Schwierigkeiten der Charakterisierung der Strömungsverhältnisse über extrem rauhen Sohlen zu visualisieren, zeigt Abb. 3.11 das Bild der Strömung über einer Absturz-Becken Sequenz. In Verbindung mit den getroffenen Annahmen zur Beschreibung dieser Strömungsverhältnisse (Tab. 3.1) wird ersichtlich, daß zwischen den getroffenen Annahmen und den realen Verhältnissen große Unterschiede bestehen, was den empirischen Charakter der Gleichungen für steile Gewässer andeutet.

3.5 Abflußformel von De Chézy

Eines der ältesten Fließgesetze stammt von DE CHÉZY und wird hier der Vollständigkeit halber angegeben:

$$u_m = C_{Chézy} \cdot \sqrt{R \cdot I_E} \ , \tag{3.44}$$

wobei $C_{Chézy}$ den Widerstandsbeiwert nach DE CHÉZY bezeichnet. Gl.(3.44) zeigt, daß $C_{Chézy}$ mit $[m^{1/2}/s]$ dimensionsbehaftet ist. Für den Fall, daß die Fließgeschwindigkeit nicht proportional zu $R^{1/2}$ ist, ist der Chézy-Beiwert eine Funktion des hydraulischen Radius R.

Abb. 3.11: Strömungsverhältnisse über einer Absturz-Becken Sequenz. Die Aufnahme wurde innerhalb der Untersuchungen von ROSPORT (1997) am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe gemacht

3.6 Gauckler-Manning-Strickler Formel

Eine weitere empirische Abflußformel stellt die Gauckler-Manning-Strickler Gleichung (GMS) dar:

$$u_m = k_{st} \cdot R^{\frac{2}{3}} \cdot I_E^{\frac{1}{2}} , \tag{3.45}$$

wobei k_{st} den Stricklerwert zur Charakterisierung der Rauheit bezeichnet. Anhand von Gl.(3.45) wird ersichtlich, daß auch k_{st} [$m^{1/3}/s$] dimensionsbehaftet ist, was seine Ursache in der empirischen Ableitung der GMS-Formel findet. Gl.(3.45) wurde anhand von Messungen nach DARCY und BAZIN (HAGER 1992, CHOW 1959) abgeleitet. k_{st}-Werte für verschiedene Rauheiten können z.B. NAUDASCHER (1992) entnommen werden. Da sich für Gebirgsbäche k_{st}-Werte zwischen 10 und 25 einstellen können, scheint diese Beziehung nicht zur Bestimmung der Fließgeschwindigkeit in Gebirgsbächen geeignet zu sein. Bedingt durch diese Werte kann die vorausgesagte Fließgeschwindigkeit bzw. der vorhergesagte Abfluß um bis zu 100 % vom realen Wert abweichen.

Wie schon für den Chézy-Beiwert gezeigt, ist auch der Strickler-Beiwert k_{st} eine Funktion des hydraulischen Radius, wenn u_m nicht proportional zu $R^{2/3}$ ist. HAGER (1992) gibt als Anwendungsbereich der GMS-Formel 0,004 % < I_S < 2,5 % und 0,037 m < R < 7 m an.

3.7 Beziehungen zwischen den Widerstands- und Rauheitsbeiwerten

Die zuvor beschriebenen Widerstandsbeiwerte lassen sich gemäß Tab. 3.3 ineinander umrechnen.

	$C_{Chézy}$	k_{st}	λ
$C_{Chézy}$	-	$C_{Chézy} = k_{st} \cdot R^{1/6}$	$C_{Chézy} = \sqrt{\frac{8 \cdot g}{\lambda}}$
k_{st}	$k_{st} = C_{Chézy} \cdot R^{-1/6}$	-	$k_{st} = \sqrt{\frac{8 \cdot g}{\lambda}} \cdot R^{-1/6}$
λ	$\lambda = \frac{8 \cdot g}{C_{Chézy}^2}$	$\lambda = \frac{8 \cdot g}{k_{st}^{\ 2} \cdot R^{1/3}}$	-

Tab. 3.3: Verknüpfung zwischen den Widerstandsbeiwerten λ, k_{st} und $C_{Chézy}$

In Analogie zu Tab. 3.2 läßt sich auch eine Beziehung zwischen dem Strickler-Beiwert k_{st} und einem charakteristischen Korndurchmesser angeben. MEYER-PETER & MÜLLER (1949) ist folgender Zusammenhang zu entnehmen:

$$k_{st} = \frac{26}{d_{90}^{\ 1/6}} \ , \tag{3.46}$$

während Strickler die Beziehung:

$$k_{st} = \frac{21}{d_{50}^{\ 1/6}} \tag{3.47}$$

angibt (aus: DITTRICH 1998). Die Beziehungen wurden aus einer näherungsweisen Abschätzung des Logarithmus durch eine Potenzfunktion gewonnen.

Zusammenfassend soll hier nochmals erwähnt werden, daß die obigen Widerstands- bzw. Rauheitsparameter zumeist für Gewässer im Flachlandbereich (I_S im Promillebereich) oder für *technische Strömungen*, d.h. für Rohrströmungen oder für Strömungen in Kanälen, in denen die Rauheit gut erfaßt werden kann, abgeleitet wurden. Während das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz einen wissenschaftlich fundierten Hintergrund besitzt, kann dieser zumindest bei Rauheiten, die in der Größenordnung der Wassertiefe liegen, nicht mehr aufrecht erhalten werden. Die Ansätze, die sich mit der Bestimmung des Fließwiderstandes in steilen Gerinnen beschäftigen und in Kap. 5.2 vorgestellt werden, sollten deshalb als empirisch abgeleitete Beziehungen angesehen werden. Um diese Ansätze direkt und konkret diskutieren zu können, werden im folgenden Kapitel die dieser Untersuchung zugrundeliegenden Daten beschrieben.

4 Datengrundlage

Dieser Arbeit liegt größtenteils der Datensatz der Untersuchungen von ROSPORT (1997) zugrunde. In derselben Versuchsrinne, die in den Untersuchungen von ROSPORT Verwendung fand, wurden weitere Experimente durchgeführt, um die Datengrundlage zu erweitern. Die experimentelle Vorgehensweise dieser Untersuchungen wird im folgenden beschrieben.

4.1 Daten aus den Untersuchungen von ROSPORT (1997)

Die Untersuchungen von ROSPORT wurden in einem eindimensionalen physikalischen Modell im Theodor-Rehbock Laboratorium des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik an der Universität Karlsruhe (TH) durchgeführt. Der genaue Versuchsaufbau und -ablauf ist ausführlich in der Arbeit von ROSPORT beschrieben und wird an dieser Stelle kurz zusammengefaßt.

Um die Eindimensionalität der Versuche zu gewährleisten, wurden die Versuche in einer 20 cm breiten Versuchsrinne durchgeführt. Innerhalb der Experimente wurden die Gefällebereiche *steil* ($I_S \approx 8$ %) und *flach* ($2\ \% \le I_S \le 4\ \%$) untersucht, wobei die größtmögliche Neigung der Rinne aus versuchstechnischen Gründen $I_S = 9{,}6$ % betrug. In den Untersuchungen wurden zwei verschiedene Sedimentmischungen als Ausgangsmaterialien verwendet. Die diesen Materialien zugehörigen Sieblinien sind in Abb. 4.1 dargestellt und die Kenngrößen in Tab. 4.1 zusammengestellt.

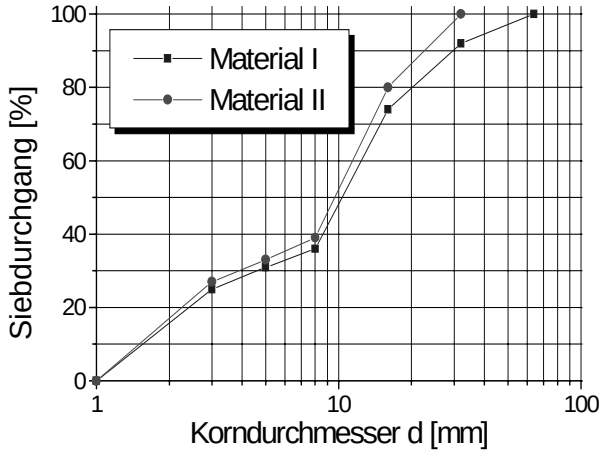


Abb. 4.1: Sieblinien der verwendeten Materialien

	Material I [mm]	Material II [mm]
d_{16}	2,3	2,2
d_{50}	10,9	10,1
d_{84}	24,9	19,2
d_{90}	30,2	24,2
d_{max}	64,0	32,0
d_m	13,8	10,0
$(d_{84}/d_{16})^{0,5}$	3,29	2,95

Tab. 4.1: Kenngrößen der verwendeten Materialien

Die beiden Sieblinien wurden aus einer im Maßstab 1:8 skalierten Sieblinie des Lainbachs bei Benediktbeuern/Oberbayern abgeleitet und besitzen ein Größtkorn von 64 mm (Material I) und 32 mm (Material II). Bei Material II wurde auf das Größtkorn in der Sieblinie verzichtet, um dessen Einfluß auf die Sohlenmorphologie und die Sohlenstabilität zu untersuchen. Als Sediment wurde gut gerundeter Rheinkies mit einer mittleren Korndichte von ρ_s = 2,65 g/cm³ verwendet.

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 4.2 dargestellt. Die Versuche waren so angelegt, daß die Sohle um einen unterstrom gelegenen Fixpunkt rotieren konnte. Die Länge der Rinne betrug in Abhängigkeit vom Gefällebereich zwischen 6,8 - 12 m und die Länge der eigentlichen Meßstrecke 2,40 m. Je nach Gefällebereich wurde die Meßstrecke in verschiedenen Abständen zum Einlaufbereich angeordnet. Der Einlaufbereich war in den Untersuchungen als rauhe Rampe mit sehr grobem Material ausgebildet.

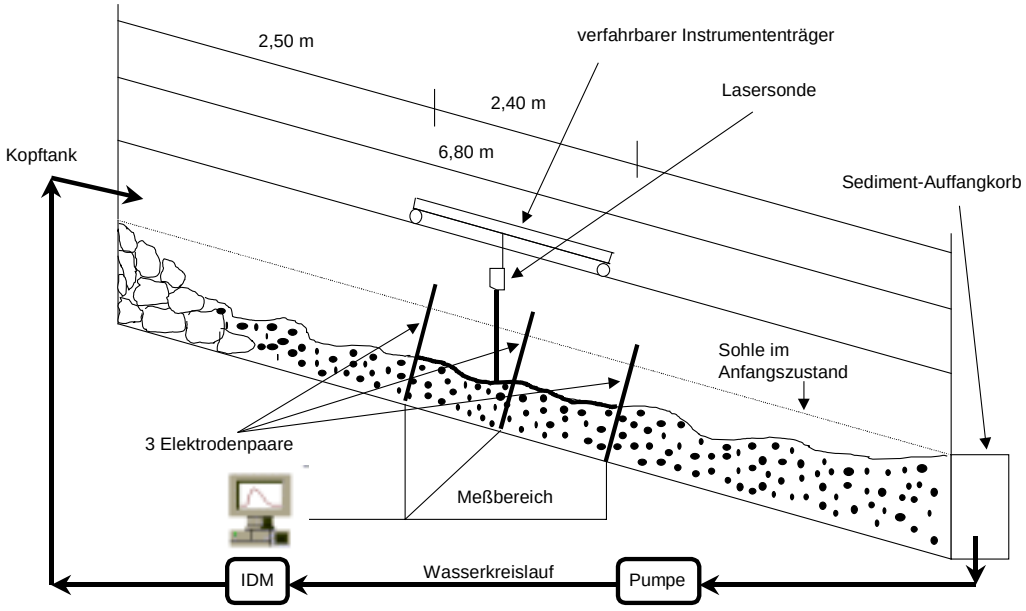


Abb. 4.2: Schematischer Versuchsaufbau für den steilen Gefällebereich I_S = 8 %

Zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit über den 2,4 m langen Meßbereich mittels der Salzverdünnungsmethode wurden drei Sondenpaare (am Anfang, in der Mitte und am Ende der Meßstrecke) in die Rinne eingebracht. Über die Zugabe einer Salzlösung und die Aufzeichnung der Ganglinie der elektrischen Leitfähigkeit wurde die mittlere Fließgeschwindigkeit über das Maximum der Ganglinie der elektrischen Leitfähigkeit bestimmt (vgl. Kap. 2.6). Die mittleren Fließgeschwindigkeiten ergaben sich aus der Mittelwertbildung von drei Messungen (dreimalige Salzzugabe für den gleichen Abfluß). Der Abfluß wurde mittels induktiver Durchflußmessung (IDM) eingestellt, so daß dieser und die Fließgeschwindigkeit über unabhängige Verfahren bestimmt wurden. Die mittleren Wassertiefen wurden über die Kontinuitätsgleichung berechnet (Gl.(2.8)).

Zur Bestimmung der Deckschichtzusammensetzung wurden die jeweiligen Deckschichten an drei repräsentativen Stellen fotografiert und die Fotografien digitalisiert. Die Bestimmung der Deckschichtzusammensetzung erfolgte über die Umrechnung einer Linienzahlanalyse der Deckschicht in eine Flächengewichtsanalyse nach dem Verfahren von FEHR (1987).

Um die Sohlentopographie detaillierter beschreiben zu können, wurden je nach Versuch 10 - 16 Längsprofile in dem 2,40 m langen Meßbereich mit einer Lasersonde aufgenommen. In den Untersuchungen von ROSPORT betrug das Sample-Intervall $\Delta x = 0{,}24$ cm woraus sich jedes Längsprofil aus 1000 Datenpunkten zusammensetzt.

In einer Fehlerbetrachtung kommt ROSPORT zu dem Ergebnis, daß sich, bezogen auf seine gemessenen Daten, ein relativer Fehler von kleiner als 10 % ergibt. Näheres zu den Fehlerbetrachtungen und den konkreten Meßverfahren kann der Arbeit von ROSPORT entnommen werden.

Wie schon in Kap. 2.2.4 erwähnt wurde, mußte die Sohle mehrere Zyklen von Stabilisierung und Zerstörung durchlaufen. Hierzu wurde zu Beginn eines Versuchs das gut durchmischte Sohlenmaterial in einer 15 cm dicken Lage als ebene Sohle in die Rinne eingebracht. Danach wurde der Durchfluß langsam erhöht, bis eine ausgeprägte Sedimentbewegung einsetzte. Von diesem Punkt an wurde der Abfluß konstant gehalten, bis die Transportrate infolge Deckschichtbildung und Gefällereduktion auf null zurückging. Für diesen bettformenden Abfluß Q_{crit} und weitere, geringere Abflüsse $Q < Q_{crit}$ (nach erfolgter Abpflasterung) wurde unter den stabilen Sohlenverhältnissen die mittlere Fließgeschwindigkeit nach dem oben beschriebenen Verfahren bestimmt.

Nach Beendigung der Geschwindigkeitsmessungen wurde der Durchfluß abgestellt, die Sohlenoberfläche fotografiert und mit der Lasersonde gescannt. Im Anschluß daran wurde, je nach Sohlengefälle, der kritische Abfluß Q_{crit} gegenüber dem vorangegangenen kritischen Abfluß um 0,5 bis 2 l/s erhöht, so daß die bestehende Deckschicht aufbrach und sich neu ausbildete (vgl. Abb. 4.3). Nach erneuter Abpflasterung der Sohle wurde der gesamte Meßablauf wiederholt. Die Erhöhung des bettbildenden Abflusses erfolgte so lange, bis die um den Fixpunkt rotierende Sohle im Einlaufbereich den Rinnenboden erreichte. In Anhang A sind die Daten von ROSPORT zusammengestellt.

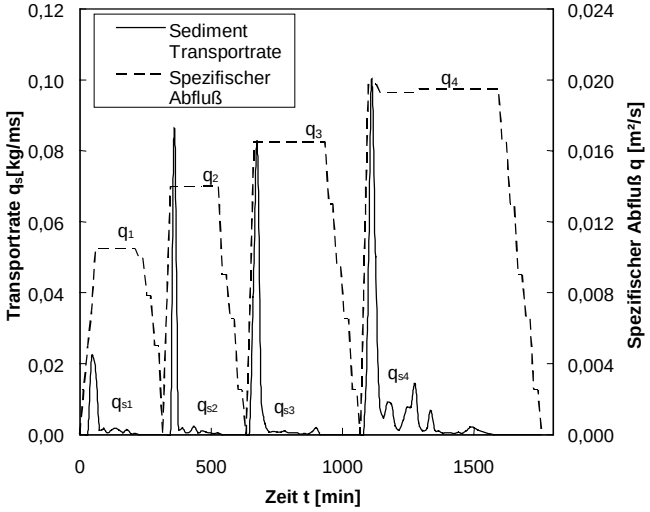


Abb. 4.3: Schematischer Versuchsablauf, dargestellt anhand der Ganglinien für Abfluß und Sedimenttransport

4.2 Zusätzlich erhobene Daten

Um die Datengrundlage in den steilen Gefällebereichen zu erweitern, fließen in die vorliegende Untersuchung weitere Daten ein. Diese wurden im Rahmen eines europäischen Forschungsprojektes (EROSLOPE II) in derselben Versuchsrinne ermittelt, die den Untersuchungen von ROSPORT zugrunde lag und anhand der gleichen Meßprinzipien bestimmt (vgl. hierzu auch NESTMANN ET AL. 2000).

Der Unterschied zwischen den Messungen von ROSPORT und den im folgenden beschriebenen liegt in der Vorgehensweise begründet. Ausgehend von dem Abfluß für den Punkt der maximalen Bettstabilität für das Sohlengefälle $I_S = 9{,}6\ \%$, der sich aus den Untersuchungen von ROSPORT für das gröbere Material I und die Versuchsrinne ergab, wurde die jeweils neu eingebrachte ebene Sohle über eine langsame, kontinuierliche Abflußsteigerung bis zu diesem Abfluß, abgepflastert. Nach erfolgter Abpflasterung für den Zustand der maximalen Sohlenstabilität wurden die zuvor beschriebenen Messungen durchgeführt, wobei den gescannten Längsprofilen, abweichend von der zuvor beschriebenen Vorgehensweise, jeweils 10 Längsprofile mit 960 Punkten zugrunde liegen (Sample-Intervall $\Delta x = 0{,}25$ cm).

Um den Einfluß externer Sedimentquellen auf die Stabilität von steilen Gewässersohlen zu untersuchen, wurden anschließend verschiedene Korngemische über einen längeren Zeitraum (1 h - 2 h) zugegeben (für Zugabemengen und -raten siehe KOLL & DITTRICH 1998 und NESTMANN ET AL. 2000). Nach erfolgter Sedimentzugabe wurde der Abfluß, bei dem die Sedimentzugabe durchgeführt wurde, konstant gehalten, die jeweilige Sohle wiederum abgepflastert und wie oben verfahren. Anschließend wurde der Abfluß so lange erhöht (ohne weitere Sedimentzugabe), bis sich die Sohle nicht mehr selbst stabilisieren konnte. Diese Versuche sind im folgenden als Zugabeversuche gekennzeichnet (vgl. Anhang A), da sich durch das verwendete Zugabematerial teilweise erhebliche Unterschiede in der Sieblinie der Sohlen ergeben. Der Einfluß des Zugabematerials auf die Deckschichtbildung wird im Rahmen dieser Arbeit nur am Rande angesprochen, da diese Daten im Rahmen einer weiteren Arbeit am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik ausgewertet werden.

4.3 Auswertung der Längsprofile

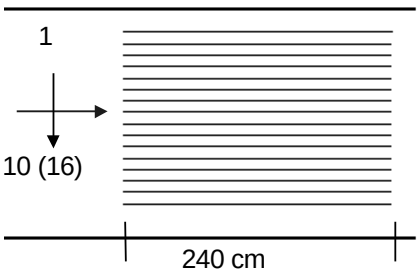


Abb. 4.4: Schema zur Aufzeichnung der Längsprofile

Da in der vorliegenden Arbeit die Laserdaten eine wichtige Rolle spielen, wird deren Auswertung im folgenden aufbereitet. Für alle Sohlen wurden 10 Längsprofile aufgezeichnet, wobei den Versuchen V 7 - V 9 von ROSPORT 16 Längsprofile zugrunde liegen. Der laterale Abstand zwischen den Profilen beträgt in allen Versuchen 1 cm (vgl. Abb. 4.4).

Um die aufgezeichneten Längsprofile statistisch auswerten zu können, wurde diesen der lineare Trend über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate entzogen. Die schematische Vorgehensweise hierzu ist in Abb. 4.5 dargestellt. An dieser Stelle sei angemerkt, daß der Laser parallel zur Rinnenneigung verfahren wurde (vgl. Abb. 4.2). Anhand dieser Profilaufzeichnungen wurde, nachdem eindeutig identifizierbare Fehlmessungen zwischen benachbarten Punkten interpoliert wurden, über die Mittelwertbildung der Steigungen des linearen Trends der einer Sohle zugehörenden Profile das Sohlengefälle I_S bestimmt.

Die weitere Auswertung der Profile erfolgte anhand der ermittelten Residuen. Die statistischen Parameter zur Charakterisierung der Profile wurden anhand aller, einer Sohle zugehörenden Residuenprofile bestimmt und anschließend wiederum gemittelt. Eine zweidimensionale Auswertung der Oberflächen wurde aufgrund des Meßverfahrens und der eindimensionalen Ausrichtung der Versuche nicht durchgeführt, da den 1000 Punkten (respektive 960 Punkten) in Fließrichtung nur jeweils 10 Punkte (respektive 16 Punkte) senkrecht zur Fließrichtung gegenüber stehen.

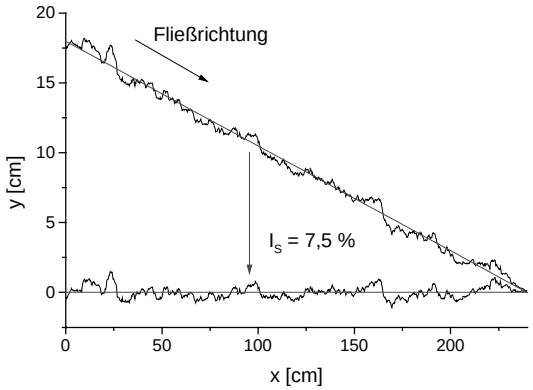


Abb. 4.5: Schema zur Vorgehensweise zur Analyse der Längsprofile

5 Dimensionsanalyse und Literaturstudium zur Bestimmung des Fließwiderstandes

Im folgenden werden die in der Literatur auffindbaren Widerstands- bzw. Fließgesetze, die auch für Gebirgsbäche herangezogen werden können, vorgestellt und anhand des vorliegenden Labordatensatzes validiert und diskutiert. Um die maßgebenden Parameter zu bestimmen, die Einfluß auf den Strömungsvorgang haben, wird vorab eine dimensionsanalytische Betrachtung des Problems durchgeführt. Die Dimensionsanalyse dient an dieser Stelle des weiteren zur Vorbereitung bezüglich der Diskussion verschiedener Ansätze.

5.1 Dimensionsanalyse

Um die Dimensionsanalyse an dieser Stelle durchführen zu können, wird im folgenden ein Parameter, der ausführlich in Kap. 7 diskutiert wird (die Standardabweichung der Rauheitserhebungen s), vorab in die Liste der maßgebenden Parameter aufgenommen. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird des öfteren auf dieses Kapitel Bezug genommen und die hier erzielten Ergebnisse erweitert.

Als maßgebende Parameter zur Bestimmung des Fließwiderstandes können für die vorliegende Arbeit festgehalten werden (in den eckigen Klammern sind jeweils die Grunddimensionen Meter, Sekunde und Kilogramm angegeben):

Sediment:	d_c	[m]	charakteristischer Korndurchmesser
Strömung:	u_m	$[m \cdot s^{-1}]$	mittlere Fließgeschwindigkeit, ermittelt mit der Salzverdünnungsmethode
	Q	$[m^3 \cdot s^{-1}]$	Abfluß
	h_m	[m]	mittlere Wassertiefe
	b	[m]	Breite der Rinne
	μ	$[kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-1}]$	dynamische Zähigkeit des Fluids
	ρ	$[kg \cdot m^{-3}]$	Fluiddichte
	g	$[m \cdot s^{-2}]$	Erdbeschleunigung
Morphologie:	H	[m]	Absturzhöhe
	L	[m]	Absturzlänge
	I_S ($\sin\alpha$)	[-]	Sohlengefälle
	s	[m]	Standardabweichung der Rauheitserhebungen
	S	[-]	Rauheitsstruktur

Aus diesen Größen resultiert folgender funktionaler Zusammenhang hinsichtlich des Fließwiderstandes:

$$fct.(u_m, Q, h_m, b, \mu, \rho, g, d_c, s, H, L, I_S, S) = 0 \,. \qquad (5.1)$$

Durch die Wahl von h_m, g und ρ als wiederkehrende Variablen ergeben sich nach dem π-Theorem nach Buckingham folgende dimensionslose π-Parameter:

$$\text{fct.}\left(\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h_m}}, \frac{Q}{\sqrt{g \cdot h_m^{\,5}}}, \frac{h_m}{b}, \frac{h_m^{1,5} \cdot \sqrt{g}}{\mu / \rho}, \frac{h_m}{d_c}, \frac{h_m}{s}, \frac{H}{h_m}, \frac{L}{h_m}, I_S, S \right) = 0 \ . \tag{5.2}$$

Da es sich im vorliegenden Fall um eindimensionale Untersuchungen handelt, folgt für Gl.(5.2) aus der Kombination der π-Parameter $Q/(g \cdot h_m^{\,5})^{0,5}$ und h_m/b unter der Annahme eines Rechteckgerinnes mit der Beziehung

$$q = \frac{Q}{b} \tag{5.3}$$

folgende Vereinfachung von Gl.(5.2):

$$\text{fct.}\left(\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h_m}}, \frac{q}{\sqrt{g \cdot h_m^{\,3}}}, \frac{h_m^{1,5} \cdot \sqrt{g}}{\mu / \rho}, \frac{h_m}{d_c}, \frac{h_m}{s}, \frac{H}{h_m}, \frac{L}{h_m}, I_S, S \right) = 0 \ . \tag{5.4}$$

Durch die Kenntnis der Beziehung nach Gl.(5.3) darf der π-Parameter h_m/b in Gl.(5.4) nicht mehr berücksichtigt werden, um eine künstliche Erhöhung der Anzahl der π-Parameter zu vermeiden (KOBUS 1974). Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die Parameter H/h_m und L/h_m nicht weiter berücksichtigt, weshalb diese in Gl.(5.4) vernachlässigt werden können. Des weiteren ergibt die Kombination der π-Parameter $u_m/(g \cdot h_m)^{0,5}$ und $h_m^{1,5} \cdot g^{0,5}/(\mu/\rho)$ die Reynoldszahl Re, womit aus Gl.(5.4) folgt:

$$\text{fct.}\left(\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h_m}}, \frac{q}{\sqrt{g \cdot h_m^{\,3}}}, \text{Re}, \frac{h_m}{d_c}, \frac{h_m}{s}, I_S, S \right) = 0 \, , \tag{5.5}$$

oder, durch Multiplikation der π-Parameter $u_m/(g \cdot h_m)^{0,5}$, $q/(g \cdot h_m^{\,3})^{0,5}$ und h_m/s mit h_m/d_c:

$$\text{fct.}\left(\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot d_c}}, \frac{q}{\sqrt{g \cdot d_c^3}}, \text{Re}, \frac{h_m}{d_c}, \frac{d_c}{s}, I_S, S \right) = 0 \ . \tag{5.6}$$

Der letzte Schritt wurde durchgeführt, um die im folgenden behandelten Ansätze besser diskutieren zu können. Vorab sei an dieser Stelle noch der Einfluß der Reynoldszahl diskutiert. Die Reynoldszahl berechnet sich zu:

$$\text{Re} = \frac{u_m \cdot 4 \cdot h_m}{\nu} \ . \tag{5.7}$$

Gl.(5.7) kann entsprechend der vorliegenden Datengrundlage umgeformt werden zu:

$$Re = \frac{u_m \cdot 4 \cdot h_m}{\nu} = 4 \cdot \frac{q}{\nu} \quad . \tag{5.8}$$

Gl.(5.8) zeigt, daß die Reynoldszahl im vorliegenden Fall proportional zum spezifischen Abfluß q ist. Wird nun eine Beziehung der Form u_m = fct.(q) gesucht, so hat die Reynoldszahl nach Gl.(5.8) für einen konstanten Wert der kinematischen Zähigkeit $\nu = \mu/\rho$ und gleiche Randbedingungen (Sohlengeometrie, Sohlengefälle, Temperatur..) generell (d.h. mathematisch gesehen) einen Einfluß auf u_m. Da die Zähigkeit innerhalb der Versuche allerdings nicht variiert wurde, ist es nur schwer möglich, den Einfluß der Reynoldszahl zu quantifizieren. Den Untersuchungen von ROSPORT (1997) und MONZAVI (1972) kann jedoch entnommen werden, daß der Einfluß der Reynoldszahl für $Re > 2 \cdot 10^4$ vernachlässigbar ist, was für den vorliegenden Datensatz eingehalten ist. Deshalb wird im folgenden angenommen, daß es sich bei den untersuchten Strömungen um voll entwickelte turbulente Strömungen handelt auf welche die Zähigkeit keinen Einfluß hat. Somit kann die Reynoldszahl in den Gln.(5.5) und (5.6) vernachlässigt werden.

Die Kontinuitätsbeziehung $q = u_m \cdot h_m$ führt für die Gln.(5.5) und (5.6) zu einer weiteren bekannten Beziehung, die in dem funktionalen Zusammenhang berücksichtigt werden muß. Im Fall von Gl.(5.5) ergibt sich die Kontinuitätsgleichung durch die Verknüpfung der π-Parameter $u_m/(g \cdot h_m)^{0,5}$ und $q/(g \cdot h_m^3)^{0,5}$, weshalb einer dieser beiden Parameter aus Gl.(5.5) eliminiert werden muß. Wird hierfür der Parameter $q/(d \cdot h_m^3)^{0,5}$ gewählt, so ergibt sich:

$$\text{fct.}\left(\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h}}, \frac{h_m}{d_c}, \frac{h_m}{s}, I_S, S \right) = 0 \quad . \tag{5.9}$$

Entsprechend ergibt sich für Gl.(5.6), wenn der Parameter h_m/d_c eliminiert wird:

$$\text{fct.}\left(\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot d_c}}, \frac{q}{\sqrt{g \cdot d_c^3}}, \frac{d_c}{s}, I_S, S \right) = 0 \quad . \tag{5.10}$$

Anhand der Gln.(5.9) und (5.10) wird ersichtlich, warum eine Fallunterscheidung bei der Dimensionsanalyse durchgeführt wurde. Gl.(5.9) gibt den funktionalen Zusammenhang für Ansätze in Abhängigkeit der Wassertiefe an, während Gl.(5.10) den funktionalen Zusammenhang für Ansätze vorgibt, die auf einer Geschwindigkeits-Abfluß Beziehung basieren. Letzteres sind zumeist Potenzansätze, während die Ansätze in Abhängigkeit der relativen Überdeckung zumeist auf logarithmischen Ansätzen basieren.

Nachdem in Kap. 3 die Grundlagen hinsichtlich der Beschreibung des Strömungsfeldes herausgearbeitet wurden, werden im folgenden bestehende Ansätze zur Quantifizierung des Widerstandsverhaltens steiler Fließgewässer aufbereitet. Da zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Flüssen mit einer Kiessohle eine Vielzahl solcher Ansätze gefunden werden können, erfolgt die Diskussion bezüglich der Form der verschiedenen Ansätze (nach den Gln.(5.9) und (5.10)) und hinsichtlich der verschiedenen Parameter, die in den Ansätzen Verwendung finden.

5.2 Logarithmische Widerstandsbeziehungen

Logarithmische Widerstandsbeziehungen basieren generell auf der Kopplung der Gln.(3.38) und (3.42) und sind auf die funktionale Beziehung nach Gl.(5.9) zurückzuführen. Unter der Vernachlässigung des Rauheitsparameters s und der Rauheitsstruktur S erhält man aus Gl.(5.9) (wobei im folgenden $h = h_m$ gesetzt wird):

$$\text{fct.}\left(\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h}}, \frac{h}{d_c}, I_S \right) = 0 \ . \tag{5.11}$$

Gl.(5.11) läßt sich durch die Kombination der π-Parameter $u_m/(g \cdot h)^{0,5}$ und I_S umformen zu:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \text{fct.}\left(\frac{h}{d_c} \right) . \tag{5.12}$$

Gl.(5.12) stellt die Basis für die logarithmischen Widerstandsgesetze dar. Im folgenden wird auf eine scharfe Trennung bezüglich der Verwendung des hydraulischen Radius oder der mittleren Wassertiefe verzichtet.

Entsprechend Gl.(5.12) ergibt sich aus Gl.(3.38) mit den Zahlenwerten $\kappa = 0{,}4$ und $B = 8{,}5$:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2{,}5 \cdot \ln\left(\frac{R}{k_s} \right) + 6{,}0 \ . \tag{5.13}$$

Gl.(5.13) entspricht dem Widerstandsgesetz nach KEULEGAN (1938) für sehr breite Gerinne und große Überdeckungen und ist der Form nach der Colebrook-White Gleichung für vollkommen turbulente Abflußverhältnisse in Rohren ähnlich (vgl. COLEBROOK & WHITE 1937):

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2{,}5 \cdot \ln\left(\frac{R}{k_s} \right) + 6{,}74 \ . \tag{5.14}$$

Mit den Versuchsdaten von BAZIN (1865) ermittelt KEULEGAN (1938) ein Widerstandsgesetz für offene Gerinne in Abhängigkeit der Querschnittsform. In Analogie zu Gl.(5.13) lautet es:

$$\frac{u_m}{u_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2{,}5 \cdot \ln\left(\frac{R}{k_s} \right) + B_r \tag{5.15}$$

mit: $B_r = 6{,}50$ für ein kreisförmiges Rohr
$B_r = 6{,}27$ für Trapezgerinne ($b/h \cong 10$)
$B_r = 6{,}00$ für sehr breite Rechteckgerinne ($R = h$).

Für breite Rechteckgerinne wird für die Konstante B_r häufig der Wert $B_r = 6{,}25$ angenommen (siehe z.B. GRAF 1991, KIRONOTO & GRAF 1994). Laut den Untersuchungen von KEULEGAN gilt der Wert von 6,25 für relative Breiten/Tiefenverhältnisse von b/h ≅ 10 und nach KIRONOTO & GRAF (1994) für große relative Überdeckungen $h/k_s > 20$. Für kleine relative Überdekkungen $h/k_s < 4$ wird von KIRONOTO & GRAF $B_r = 3{,}25$ empfohlen, während zwischen diesen beiden Bereichen eine lineare Abnahme von B_r mit geringer werdender Überdeckung vorgeschlagen wird (Abb. 5.1).

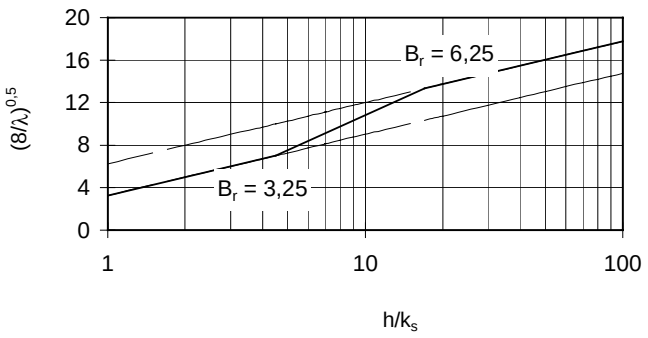


Abb. 5.1: Der Widerstandsbeiwert $(8/\lambda)^{0,5}$ als Funktion der relativen Überdeckung h/k_s (aus: KIRONOTO & GRAF 1994)

Den Untersuchungen von KIRONOTO & GRAF liegt eine Einkornmischung des Durchmessers d zugrunde, woraus die Annahme $k_s = d$ resultiert. Untersuchungen von BAYAZIT (1976) mit geringen relativen Überdeckungen im Gefällebereich $0{,}25\ \% < I_S < 1\ \%$ und mit Glaskugeln als Rauheitselementen führen ebenfalls zu einer Reduzierung der Integrationskonstanten B_r :

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2{,}4 \cdot \ln\left(\frac{h}{k}\right) + 2{,}1 \ , \tag{5.16}$$

wobei k das geometrische Rauheitsmaß bezeichnet. Speziell im Bereich $h/k < 3$ stellt BAYAZIT (1976) eine signifikante Zunahme des Widerstandsbeiwertes fest, was auf das veränderte Strömungsfeld zurückzuführen ist.

Ein Ansatz für natürliche Fließgewässer mit Kiessohlen, in den die Gerinnegeometrie Eingang findet, wird von HEY (1979) angegeben:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2{,}49 \cdot \ln\left(\frac{R}{3{,}5 \cdot d_{84}}\right) + 2{,}49 \cdot \ln(a) \ , \tag{5.17}$$

wobei der Parameter a von der Querschnittsgeometrie abhängt und in den Grenzen zwischen 11,1 (sehr breites Gerinne) und 13,46 (kreisförmiges Rohr) variiert, so daß sich für die Integrationskonstante das Intervall $6{,}0 < B_r < 6{,}47$ ergibt. Aus Gl.(5.17) wird die von HEY empfohlene Beziehung $k_s = 3{,}5 \cdot d_{84}$ (vgl. Tab. 3.2) ersichtlich. BATHURST (1993) merkt zu Gl.(5.17) an, daß sie, wenn die Wassertiefen in der gleichen Größenordnung wie die Rauheitselemente liegen ($R/d_{84} \leq 4$) und 3-D-Effekte die Strömung beeinflussen ($b/h \leq 15$ und in Krümmungen) nicht angewendet werden sollte. Demzufolge ist die Anwendbarkeit von Gl.(5.17) in Gebirgsbächen stark eingeschränkt, speziell wenn die Fließgeschwindigkeit, wie im vorliegenden Fall, über eine längere Fließstrecke durch Tracermessungen ermittelt wird.

BATHURST (1985) ermittelt anhand von Naturdaten folgende Beziehung zur Bestimmung des Fließwiderstandes in steilen Fließgewässern:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2{,}44 \cdot \ln\left(\frac{h}{d_{84}}\right) + 4 \ . \tag{5.18}$$

Der Gültigkeitsbereich von Gl.(5.18) ergibt sich nach BATHURST zu $0{,}4\ \% < I_S < 4\ \%$ und $h/d_{84} < 10$. Entsprechend können noch weitere Fließgesetze der Literatur entnommen werden, die ausschließlich auf der Variation der Integrationskonstante und der Modifikation der von Kármán Konstante basieren. Um die Vielzahl der Ansätze besser miteinander vergleichen zu können, sind diese in Tab. 5.1 zusammengestellt. Hierfür wurden alle Gleichungen auf die Form:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(a \cdot \frac{h}{d_c}\right) \tag{5.19}$$

für den Fall sehr breites Rechteckgerinne umgeformt. Die Parameter κ, a, d_c und B_r (der sich direkt aus a ergibt) sind in der Tabelle angegeben.

Autor	**Gl.**	**d_c**	κ	**a**	**B_r**	**Autor**	**Gl.**	**d_c**	κ	**a**	**B_r**
KIRONOTO & GRAF (1994)	(5.15)	d_{50}	0,40	12,18	6,25	BRAY (1979)	(5.24a)	d_{50}	0,34	1,27	0,7
KIRONOTO & GRAF (1994)	(5.15)	d_{50}	0,40	3,67	3,25	BRAY (1979)	(5.24b)	d_{65}	0,36	1,86	1,72
HEY (1979)	(5.17)	d_{84}	0,40	3,17	2,88	BRAY (1979)	(5.24c)	d_{90}	0,38	3,87	3,56
BATHURST (1985)	(5.18)	d_{84}	0,41	5,16	4,0	GRIFFITHS (1981)	(5.25)	d_{50}	0,41	2,41	2,15
FERRO & GIORDANO(1991)	(5.20)	d_{84}	0,29	1,51	1,41	BAYAZIT (1982)	(5.26)	c_{84}	0,46	3,88	2,95
LIMERINOS (1970)	(5.21)	d_{84}	0,41	3,84	3,28	WIBERG& SMITH (1991)	(5.27)	c_{84}	0,42	2,36	2,04
LEOPOLD ET AL. (1964)	(5.22)	d_{84}	0,40	3,10	2,83	RICE ET AL. (1998)	(5.28)	d_{84}	0,45	14,88	6,0
HAGER (1992)	(5.23)	d_{84}	0,48	5,24	3,45						

Tab. 5.1: Zusammenstellung semilogarithmischer Ansätze

BRAY (1979) (Gln.(5.24a - 5.24c)) stellt in seinen Untersuchungen fest, daß die Wahl des Korndurchmessers d_c als Rauheitsparameter bei den logarithmischen Widerstandsgesetzen nur eine untergeordnete Rolle spielt, und die Integrationskonstante B_r als auch der modifizierte Wert $1/\kappa$ stark davon abhängen, welche Bezugsgröße für d_c gewählt wird. BAYAZIT (1982) (Gl.(5.26)) und WIBERG & SMITH (1991) (Gl.(5.27), ermittelt anhand der Daten von MARCHAND ET AL. 1984) entwickeln Ansätze, in dem sie die kürzeste Achse eines Korns (c_{84}) an Stelle der mittleren Achse als Rauheitsparameter verwenden. Der Ansatz von RICE ET AL. (1998) (Gl.(5.28)) geht auf die Bemessung überströmbarer Dämme aus geschüttetem Material (*loose Riprap*) zurück, wobei die Autoren anmerken, daß der Widerstandsbeiwert für künstliche Gerinne geringer als für natürliche ist.

Durch einen Vergleich der a-Werte aus Tab. 5.1 für diverse in der Tabelle gegebene Ansätze zeigt BETTES (1999), daß die semilogarithmischen Ansätze für verschiedene Rauheitsmaßstäbe $k_s = f(d_c)$ näherungsweise in die Colebrook-White Gleichung (Gl.(5.14) mit $\kappa = 0{,}4$, $a = 14{,}82$ und $B_r = 6{,}74$) übergeführt werden können. Durch diese Vorgehensweise können die unterschiedlichen Ergebnisse jedoch nicht erklärt werden. Wie in Kap. 3 bereits ausgeführt wurde, können sich durch die ausschließliche Wahl eines Korndurchmessers als Rauheitsmaß erhebliche Unterschiede für den Widerstandsbeiwert λ ergeben, wenn die Rauheitsstruktur keine Beachtung findet (vgl. Abb. 3.10). Tab. 5.1 zeigt weiterhin, daß die Konstante B_r in den verschiedenen Untersuchungen stark variiert. Für den Ansatz $d_c = d_{84}$ ergibt sich aus Tab. 5.1 das Intervall $1{,}51 < B_r < 6{,}25$ und die Abhängigkeit von B_r von der Wahl des charakteristischen Korndurchmessers (vgl. BRAY 1979).

Die große Anzahl der Ansätze und die unterschiedlichen Werte für B_r und κ lassen auf den empirischen Charakter der abgeleiteten Beziehungen und die Abhängigkeit vom jeweils zugrundeliegenden Datensatz schließen. So führt keiner der oben beschriebenen Ansätze zu befriedigenden Ergebnissen, wenn die in Kap. 4 beschriebenen Daten zur Validierung der Ansätze herangezogen werden. Dies ist in Abb. 5.2 dargestellt, in der $(8/\lambda)^{0,5}$ gegen die relative Überdeckung h/d_{84} aufgetragen ist. Die Abhängigkeit von $(8/\lambda)^{0,5}$ vom zugrundeliegenden Material (Material I, II, Zugabeversuche) und die sich dadurch ergebende Streubreite der Daten verdeutlichen die unzureichende Erfassung des Widerstandsbeiwertes λ als Funktion von h/d_{84}. Des weiteren weisen bereits die einzelnen Versuchsreihen (Material I, II, Zugabeversuche) in sich eine Streubreite auf. Abb. 5.2 zeigt somit in Übereinstimmung mit der in Kap. 3.4 formulierten Hypothese hinsichtlich der Rauheitsstruktur, daß Ansätze nach Gl.(5.12) die vorliegenden Daten nur unzureichend beschreiben können.

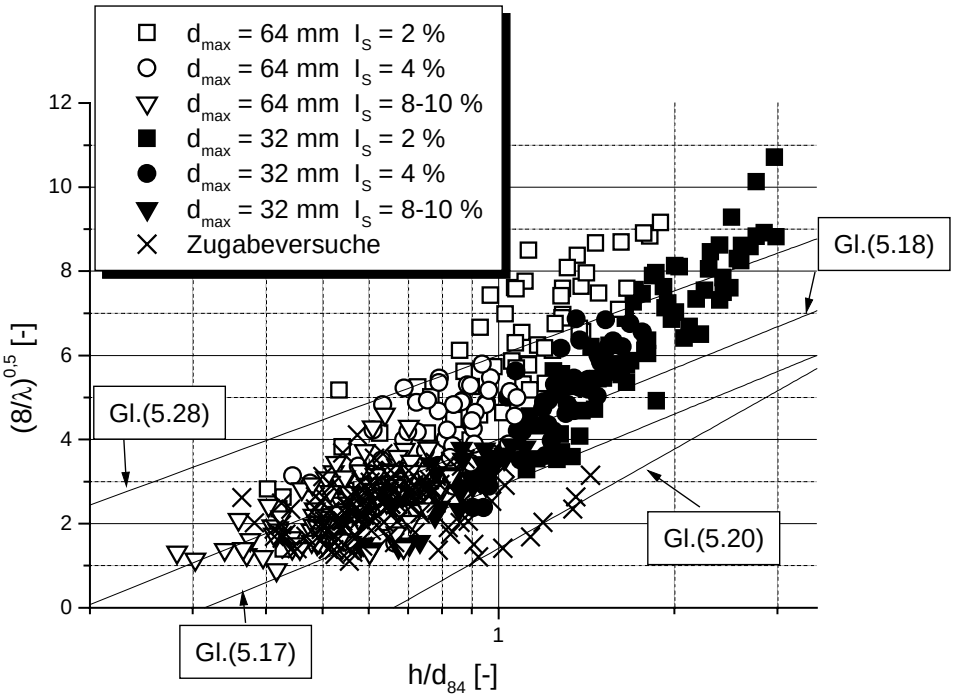


Abb. 5.2: Der Widerstandsbeiwert $(8/\lambda)^{0,5}$ als Funktion der relativen Überdeckung h/d_{84}

5.2.1 Modifizierte logarithmische Ansätze

Um die Streubreite der Daten zu vermindern, sind weitere Fließgesetze in der Literatur zu finden, in denen das logarithmische Widerstandsgesetz weitergehend modifiziert wird. So entwickeln z.B. AGUIRRE-PE & FUENTES (1990) eine Beziehung, die den weiter oben beschriebenen Sachverhalt einer linearen Geschwindigkeitsverteilung nahe der rauhen Sohle berücksichtigt:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{h}{c_1 \cdot d_c}\right) + B_r - \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{c_2 \cdot d_c}{h} . \tag{5.29}$$

Hierbei stellen die Faktoren c_1, c_2 Proportionialitätsfaktoren dar, welche die Ausdehnung des linearen Anteils am Geschwindigkeitsprofil definieren. Innerhalb der Untersuchungen von AGUIRRE-PE & FUENTES variieren die Faktoren c_1 und c_2 für unabhängige Datensätze in den Grenzen $0{,}21 < c_1 < 9{,}1$ und $-1{,}08 < c_2 < 2{,}8$. Die Streubreite der Koeffizienten zeigt bereits, daß sich die Anwendbarkeit der Gleichung als schwierig erweist und die zum Teil negativen Schichtdicken ($c_2 < 0$) deuten darauf hin, daß das Modell noch Schwächen hinsichtlich der physikalischen Interpretierbarkeit aufweist. Ein weiterer Nachteil ist, daß von den Autoren keine Auskunft über den zu verwendenden Korndurchmesser gegeben wird, dessen Wahl aber großen Einfluß auf die Integrationskonstante hat.

Ein weiterer Ansatz mit veränderlicher Integrationskonstante, der auf Untersuchungen in einem 41 m breiten und 308 m langen Kanal mit einem Gefälle von 5,2 % mit großen Rauheitselementen basiert, kann THOMPSON & CAMPBELL (1979) entnommen werden:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 5{,}66 \cdot \left(1 - 0{,}1 \cdot \frac{k_s}{R}\right) \cdot \log\left(12 \cdot \frac{R}{k_s}\right) , \tag{5.30}$$

wobei nach Tab. 3.2 $k_s = 4{,}5 \cdot d_m$ gesetzt wird. Nach THORNE & ZEVENBERGEN (1985) kann k_s sogar zwischen $1{,}5 \cdot d_{50}$ und $8{,}2 \cdot d_{50}$ liegen, was die Unschärfe diese Beziehung zeigt. Wie weiter oben schon festgestellt wurde, wird auch diese Beziehung zu eher unbefriedigenden Ergebnissen führen, da sie ausschließlich die relative Überdeckung als Parameter beinhaltet.

Ebenfalls ein abgewandeltes logarithmisches Fließgesetz kann SMART & JÄGGI (1983) entnommen werden:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2{,}5 \cdot A_r \cdot \ln\left(12{,}3 \cdot \frac{h}{\beta \cdot d_{90}}\right) \tag{5.31}$$

$$\text{mit } A_r = \left(1 - \exp\left(-\alpha \cdot \frac{h}{d_{90} \cdot I_S^{0,5}}\right)\right)^{0,5} .$$

Die Koeffizienten α, β sind materialabhängige Konstanten und wurden innerhalb der Experimente von SMART & JÄGGI zu $\alpha = 0{,}05$ und $\beta = 1{,}5$ bestimmt. Die Gleichung wurde speziell für steile Gerinne ($I_S < 20$ %) mit hohen Sedimenttransportraten entwickelt. Da im Rahmen dieser Arbeit jedoch nur der Fließwiderstand über stabilen Sohlen behandelt wird, wird nicht näher auf diesen Ansatz oder weitere Ansätze eingegangen, die den Fließwiderstand unter der Randbedingung des Sedimenttransports bestimmen.

5.3 Widerstandsbeziehungen in Abhängigkeit der Froude-Zahl

Rauheitselemente, welche bis an die Wasseroberfläche reichen oder sogar durch sie hindurchragen, führen zu Störungen des freien Wasserspiegels, die zusätzliche Energieverluste verursachen. Werden diese Störungen als Schwerewellen interpretiert, so können die Abweichungen vom allgemein ebenen Zustand durch die Froude-Zahl als zusätzlichen Parameter beschrieben werden (NAUDASCHER 1992).

In der Literatur wird des öfteren versucht, diese zusätzlichen Energieverluste durch die Integration der Froude-Zahl in Widerstandsgesetze zu beschreiben (z.B. AFZALIMEHR & ANCTIL 1998, BATHURST ET AL. 1981, CAO 1985, COLOSIMO ET AL. 1988, IWAGAKI 1954, ROSPORT 1997, ROUSE 1963, 1965). ABERLE ET AL. (1999b) zeigen allerdings, daß es je nach Datengrundlage nicht möglich ist, den Einfluß der Froude-Zahl auf den Widerstandsbeiwert λ zu diskutieren. Dieser Sachverhalt wird im folgenden ausführlich behandelt.

5.3.1 Definition der Froude-Zahl

Der Einfluß der Schwerkraft auf den Fließzustand wird durch das Verhältnis zwischen Trägheits- und Schwerekräften dargestellt. Dieses Verhältnis wird durch die Froude-Zahl beschrieben, die wie folgt definiert ist (CHOW 1959):

$$Fr = \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot L}} \quad . \tag{5.32}$$

L bezeichnet hierbei eine charakteristische Länge, die in der Gerinnehydraulik der hydraulischen Wassertiefe D gleichgesetzt wird (CHOW 1959). Diese ist als das Verhältnis zwischen der durchflossenen Querschnittsfläche A (normal zur Fließrichtung) und der Breite b der freien Wasseroberfläche definiert:

$$D = \frac{A}{b} \quad . \tag{5.33}$$

Einsetzen dieser Beziehung in Gl.(5.32) führt zu:

$$Fr = \frac{u_m \cdot \sqrt{b}}{\sqrt{g \cdot A}} \quad . \tag{5.34}$$

Im Falle eines Rechteckquerschnitts ist die hydraulische Wassertiefe D gleich der mittleren Wassertiefe h und Gl.(5.34) vereinfacht sich zu:

$$Fr = \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h}} \quad . \tag{5.35}$$

Gelegentlich findet man in der Literatur auch folgende Definition der Froude-Zahl:

$$Fr = \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot R}} \quad , \tag{5.36}$$

wobei R den hydraulischen Radius bezeichnet.

5.3.2 Beziehung zwischen dem Widerstandsbeiwert λ und der Froude-Zahl

Der Vergleich der Definition von λ nach Gl.(3.41) mit Gl.(5.36) führt zu einer direkten Beziehung zwischen dem Widerstandsbeiwert λ und der Froude-Zahl:

$$\lambda = \frac{8 \cdot g \cdot R \cdot I_E}{u_m^{\,2}} = \frac{8 \cdot I_E}{Fr^2} \quad , \tag{5.37}$$

oder, in einer gebräuchlicheren Schreibweise (mit der Annahme $I_E = I_S$):

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{u_m}{u_*} = \frac{Fr}{\sqrt{I_S}} \quad . \tag{5.38}$$

Die Beziehungen nach den Gln.(5.37) und (5.38) zeigen, daß sich λ mit bekannter Froude-Zahl und bekanntem Gefälle ohne jeden weiteren Ansatz berechnen läßt. Wird z.B. für ein konstantes Gefälle I_S der funktionale Zusammenhang $(8/\lambda)^{0,5}$ =fct.(Fr) bestimmt, so erhält man aus Gl.(5.38) als analytische Lösung eine Gerade mit der Steigung $1/I_S^{0,5}$, und es können keinerlei physikalisch interpretierbaren Ergebnisse gewonnen werden. Diese Art der Darstellung beruht auf einer künstlichen Eigenkorrelation der Daten, die durch die gegenseitige Auftragung verschiedener dimensionsloser Parameter, welche die gleichen Größen beinhalten, auftreten kann (vgl. z.B. BENSON 1965, HICKS 1978, KENNEY 1982).

Wird die Froude-Zahl in Widerstandsgesetze eingebunden, so ergibt sich neben der Gefahr der Eigenkorrelation der Daten folgendes weiteres Problem. Widerstandsgesetze werden abgeleitet, um eine unbekannte hydraulische Größe (z.B. die mittlere Fließgeschwindigkeit u_m) in Abhängigkeit von gegebenen Parametern (z.B. mittlere Wassertiefe h, Gefälle I_S und einem Rauheitsparameter) zu bestimmen. Der Nachteil bei der Verwendung der Froude-Zahl in solchen Gesetzen liegt darin begründet, daß sie nach Gl.(5.35) bereits durch die Größen u_m und h definiert ist. Somit kann sie nicht a priori berechnet werden und Ansätze der Form:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{u_m}{u_*} = \frac{Fr}{\sqrt{I_S}} = \text{fct.(Fr)} \tag{5.39}$$

können für den Fall eines gegebenen Gefälles I_S und einer gegebenen Wassertiefe h nur nach folgendem iterativen Schema gelöst werden:

Zuerst muß für die gegebene Wassertiefe h die Fließgeschwindigkeit u_m geschätzt werden. Mit dieser geschätzten Fließgeschwindigkeit muß die Froude-Zahl nach Gl.(5.35) bestimmt und λ durch das jeweilige Widerstandsgesetz berechnet werden. Nachdem λ auf diese Art und Weise bestimmt wurde, muß die Froude-Zahl anschließend mittels Gl.(5.38) berechnet werden. Ist die eingesetzte und die auf diese Art und Weise berechnete Froude-Zahl nicht identisch, muß die gesamte Prozedur so lange wiederholt werden, bis die beiden Froude-Zahlen übereinstimmen.

5.3.3 Ansätze aus der Literatur

Anhand von mehreren Beispielen aus der Literatur kann gezeigt werden, daß dieses iterative Verfahren zum Teil nicht eingehalten wurde. Ein Großteil dieser Ansätze wird im folgenden diskutiert (vgl. ABERLE ET AL. 1999b).

5.3.3.1. Der Ansatz von ROSPORT (1997)

ROSPORT (1997) ermittelt folgende Beziehung zur Ermittlung der äquivalenten Sandrauheit k_s in Abhängigkeit der Froude-Zahl:

$$\frac{k_s}{d_{m,D}} = 8{,}7 \cdot I_S^{\,-0{,}31} \cdot e^{\left(-0{,}35 \cdot I_S^{\,-0{,}58} \cdot Fr\right)} \cdot \left(\frac{R_s}{d_{84,D}}\right), \tag{5.40}$$

wobei $d_{m,D}$ und $d_{84,D}$ charakteristische Korngrößen der Deckschicht und R_s den auf die Sohle bezogenen hydraulischen Radius darstellen. Nach ROSPORT stellt Gl.(5.40) in Verbindung mit Gl.(5.13) ein iterativ zu lösendes Gleichungsschema dar, wobei aber gezeigt werden kann, daß ROSPORT die Iteration nach dem ersten Schritt abbricht und als Startwerte direkt die gesuchte Größe u_m (ermittelt aus den Messungen) verwendet. Durch diese Vorgehensweise erzielt er ein sehr gutes Ergebnis hinsichtlich der Gegenüberstellung von berechneten und gemessenen Widerstandsbeiwerten, das in Abb. 5.3a dargestellt ist. Das dargestellte Ergebnis beruht allerdings auf einer Eigenkorrelation der Daten, wie im folgenden gezeigt wird.

Direktes Einsetzen von Gl.(5.40) in das logarithmische Widerstandsgesetz (Gl.(5.15)) führt zu folgender analytischer Lösung des von ROSPORT angegebenen Gleichungsschemas:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{\frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{d_{84,D}}{d_{m,D}} \cdot \frac{1}{8{,}7} \cdot I_S^{\,0{,}31}\right) + B_R}{\left(1 - \frac{1}{\kappa} \cdot 0{,}35 \cdot I_S^{\,-0{,}08}\right)} = f(d_{84,D}; d_{m,D}; I_S). \tag{5.41}$$

Gl.(5.41) zufolge ergeben sich für $(8/\lambda)^{0,5}$ über einer stabilen Sohle ($d_{84,D}$, $d_{m,D}$ = const.) und für ein gegebenes Gefälle I_S konstante Werte. Die rechte Seite von Gl.(5.41) ist unabhängig von den hydraulischen Größen, wonach über einer stabilen Sohle unabhängig vom Abfluß nur eine Froude-Zahl auftreten kann. Die über Gl.(5.41) erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 5.3b dargestellt und zeigen, daß der Ansatz nicht zur Quantifizierung des Fließwiderstandes herangezogen werden sollte. Entsprechend lassen sich die in Abb. 5.3a dargestellten Ergebnisse nur durch das Berechnen der Froude-Zahl über die gemessene Fließgeschwindigkeit, direktes Einsetzen derselben in das von ROSPORT angegebene Gleichungsschema und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt erhalten.

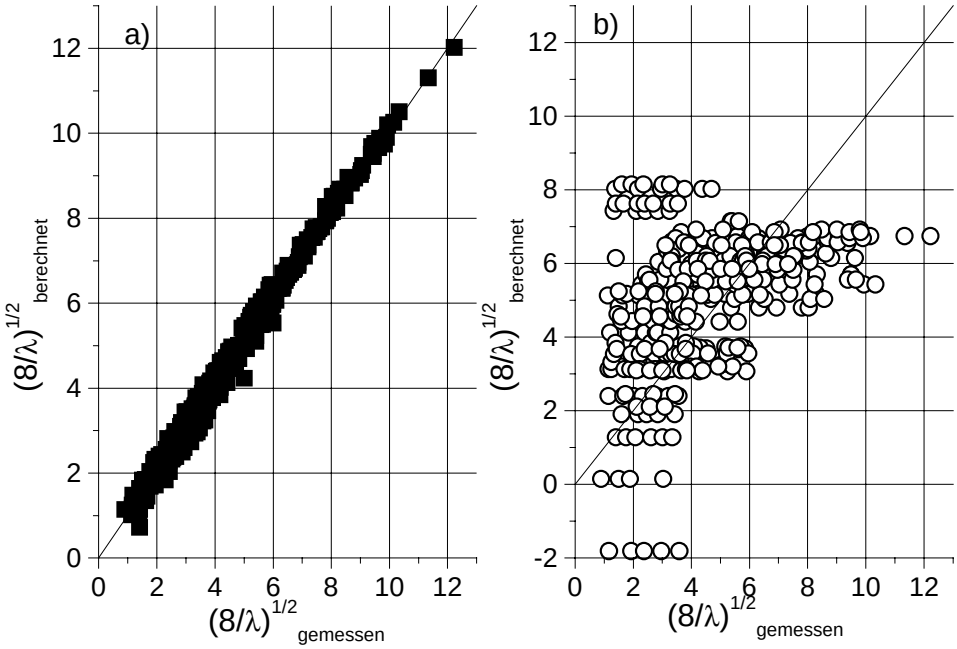


Abb. 5.3: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach dem Ansatz von ROSPORT (1997) a) Lösung nach ROSPORT mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt b) analytische Lösung des von ROSPORT angegebenen Gleichungsschemas über Gl.(5.41)

5.3.3.2. Die Ansätze von AFZALIMEHR & ANCTIL (1998) UND COLOSIMO ET AL. (1988)

Auf der Basis des Ansatzes von COLOSIMO ET AL. (1988) entwickeln AFZALIMEHR & ANCTIL (1998) einen Ansatz, mit dem die Autoren den Einfluß der Froude-Zahl auf den Widerstandsbeiwert λ diskutieren. Dieser Ansatz ist ausführlich in ABERLE ET AL. (1999b) diskutiert, weshalb an dieser Stelle der Ansatz von COLOSIMO ET AL. (1988) diskutiert wird:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2{,}03 \cdot \log\frac{\alpha \cdot h}{M \cdot d_{84}} + \left(2{,}54 \cdot Fr - 1{,}65\right) + \left(0{,}75 - 0{,}68\frac{Fr_*}{Fr_{*C}}\right). \qquad (5.42)$$

Dabei ist α ein numerischer Koeffizient zur Beschreibung der Querschnittsform, M ein Koeffizient zur Beschreibung der Form der Sieblinie, Fr_* der Shields-Parameter und Fr_{*C} der kritische Shields-Parameter. Laut den Autoren wird durch Gl.(5.42) der Einfluß der Froude-Zahl auf den Widerstandsbeiwert λ beschrieben. Allerdings läßt sich Gl.(5.42) mit Gl.(5.38) direkt umformen zu:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \frac{2{,}03 \cdot \log \frac{\alpha \cdot h}{M \cdot d_{84}} - 1{,}65 + 0{,}75 - 0{,}68 \frac{Fr_*}{Fr_{*C}}}{1 - 2{,}54 \cdot \sqrt{8 \cdot I}} \quad . \tag{5.43}$$

Gl.(5.43) zeigt, daß auch durch diesen Ansatz der Einfluß der Froude-Zahl auf λ nicht beschrieben werden kann, da Gl.(5.43) unabhängig von der Froude-Zahl ist. Wie ROSPORT (1997) setzen auch COLOSIMO ET AL. bei der Validierung ihres Ansatzes die gemessenen Fließgeschwindigkeiten (respektive die daraus ermittelten Froude-Zahlen) zur Berechnung von $(1/\lambda)^{1/2}$ ein und beachteten das iterative Verfahren bzw. die analytische Lösung nicht. Dies wird durch Abb. 5.4 verdeutlicht, in der die Lösungen von COLOSIMO ET AL. und die analytische Lösung des Ansatzes nach Gl.(5.43) dargestellt ist. Der Auftragung liegen die Originaldaten von COLOSIMO ET AL. zugrunde.

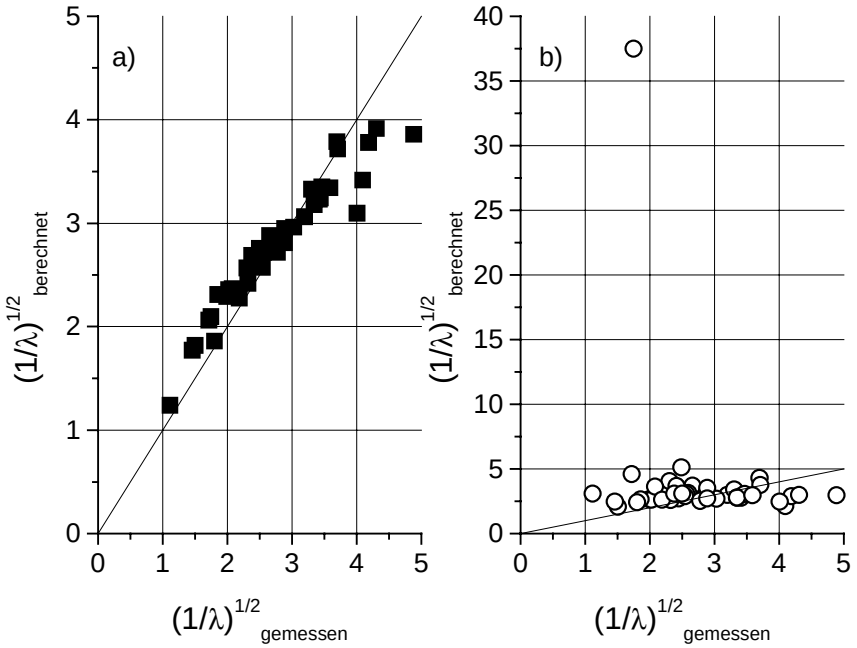


Abb. 5.4: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(1/\lambda)^{0,5}$ nach dem Ansatz von COLOSIMO ET AL. (1988) a) Lösung nach COLOSIMO ET AL. mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt b) analytische Lösung des Ansatzes nach Gl.(5.43) (Auftragung mit Originaldaten)

Abb. 5.4b zeigt zum Teil erhebliche Unterschiede gegenüber den von den Autoren erzielten Lösungen. Anhand der Ableitung des Ansatzes kann nachvollzogen werden, wie die Autoren zu der Auftragung der Daten nach Abb. 5.4a kommen.

Als erste Abschätzung des Fließwiderstandes geben die Autoren folgende, auf dem logarithmischen Widerstandsgesetz basierende, Beziehung an:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\text{geschätzt}}}} = 2{,}03 \cdot \log \frac{\alpha \cdot h}{M \cdot d_{84}} \quad , \tag{5.44}$$

und definieren eine Differenz Δ:

$$\Delta = \frac{Fr}{\sqrt{8 \cdot I}} - 2{,}03 \cdot \log \frac{\alpha \cdot h}{M \cdot d_{84}} \, . \tag{5.45}$$

Anschließend tragen die Autoren Δ gegen Fr auf und führen eine lineare Regressionsrechnung der Form $\Delta = a \cdot Fr + b$ (wobei a und b konstante Faktoren sind) durch. Diese Beziehung wird in Gl.(5.44) eingeführt, um eine verbesserte Beschreibung des Widerstandsbeiwertes zu erhalten:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2{,}03 \cdot \log \frac{\alpha \cdot h}{M \cdot d_{84}} + 2{,}54 \cdot Fr - 1{,}65 \, , \tag{5.46}$$

wobei aber auch diese Gleichung direkt umgeformt werden kann zu:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \frac{2{,}03 \cdot \log \frac{\alpha \cdot h}{M \cdot d_{84}} - 1{,}65}{1 - 2{,}54 \cdot \sqrt{8 \cdot I}} \quad . \tag{5.47}$$

Bei der Validierung dieses Vorgehens tragen COLOSIMO ET AL. anschließend die aus der Definitionsgleichung (Gl.(5.38)) erhaltenen Werte für $(1/\lambda)^{1/2}$ gegen die Werte von $(1/\lambda)^{1/2}$ auf, die sich aus Gl.(5.46) ergeben, wenn ausschließlich die gemessenen Größen zur Berechnung herangezogen werden. Da somit das iterative Verfahren (resp. die analytische Lösung) nicht berücksichtigt wird, ergeben sich bereits an dieser Stelle der Ableitung des Ansatzes erhebliche Unterschiede zur korrekten Lösung, was sich anhand Gl.(5.47) zeigen läßt (Abb. 5.5).

Wird nicht die Regressionsbeziehung für Δ, sondern die Definition von Δ nach Gl.(5.45) zu der rechten Seite von Gl.(5.44) addiert (da alle Größen bekannt sind), so ergibt sich:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\text{geschätzt}}}} = \frac{Fr}{\sqrt{8 \cdot I}} \quad , \tag{5.48}$$

und somit die Definitionsgleichung von λ. In Abb. 5.5a müßte deshalb nach der Vorgehensweise von COLOSIMO ET AL. die Winkelhalbierende die Lösung darstellen, wobei über diese Vorgehensweise allerdings eine allgemein gültige Beziehung abgeleitet wird. Die aus Abb. 5.5a erkennbaren Unterschiede zur exakten Lösung nach Gl.(5.48), sind durch die Einführung der Regressionsbeziehung für Δ zu begründen.

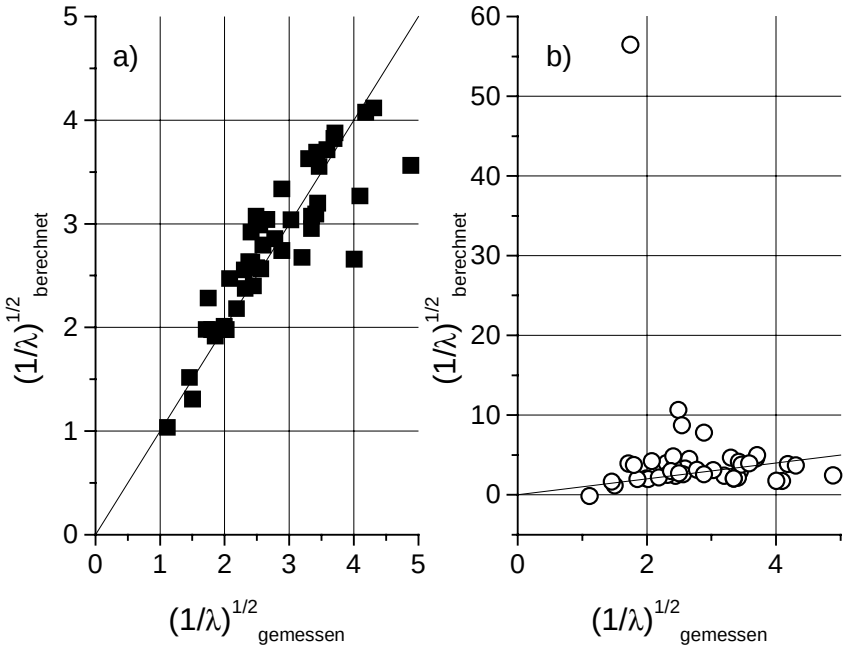


Abb. 5.5: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(1/\lambda)^{0,5}$ nach a) Gl.(5.46) mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt b) nach Gl.(5.47) (Auftragung mit Originaldaten)

Durch die Regressionsbeziehung für Δ wird das Ergebnis ungenauer bzw. verfälscht, da in diesem Fall eine Regressionsbeziehung der folgenden Form aufgestellt wird:

$$\Delta = \frac{Fr}{\sqrt{8 \cdot I}} - 2{,}03 \cdot \log \frac{\alpha \cdot h}{M \cdot d_{84}} = a \cdot Fr + b \quad . \tag{5.49}$$

Da aber, laut der Vorgehensweise der Autoren, die Froude-Zahl und die Wassertiefe h bekannt sind, sind alle Größen zur genauen Berechnung von Δ bekannt, und es wird keine weitere Regressionsrechnung für Δ benötigt (s.o.). Wird die Regressionsrechnung trotzdem durchgeführt, ist das Gefälle nicht mehr variierbar, sondern durch a festgelegt. Dies hat zur Folge, daß in Gl.(5.46), falls das Gefälle $I = 1/(8 \cdot a^2)$ (im vorliegenden Fall ergibt sich $a = 2{,}54$ und somit $I \approx 1{,}94$ %) beträgt, die Gleichung unabhängig von der Fließgeschwindigkeit (resp. der Froude-Zahl) wird. Laut Gl.(5.46) kann sich somit für dieses Gefälle nur eine einzige Wassertiefe:

$$h = \frac{M \cdot d_{84}}{\alpha} \cdot 10^{\frac{1{,}65}{2{,}03}} \tag{5.50}$$

einstellen sowie jede beliebige Fließgeschwindigkeit. Aufgrund dieser Tatsache kann auch der *Ausreißer* in Abb. 5.5b erklärt werden, dem ein Gefälle von 1,9 % zugrunde liegt. Bedingt durch dieses Gefälle wird der Nenner in Gl.(5.47) sehr klein und somit der gesamte Term $(1/\lambda)^{0,5}$ sehr groß.

Wie oben schon erwähnt, kann der Ansatz von AFZALIMEHR & ANCTIL (1998):

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2{,}03 \cdot \log\frac{\Psi \cdot h}{d_{84}} + 2{,}96 \cdot Fr - 0{,}18 \cdot \frac{Fr_*}{Fr_{*C}} - 0{,}83 \qquad (5.51)$$

auf die gleiche Art und Weise diskutiert werden (mit Ψ = Faktor für die Querschnittsform). ABERLE ET AL. (1999b) zeigen entsprechend der obigen Ableitung, daß dieser Ansatz ebenfalls nicht zur Bestimmung des Fließwiderstandes herangezogen werden sollte. FERRO (1999) verweist des weiteren darauf, daß der Einfluß der Froude-Zahl in Gl.(5.51) schon durch das Verhältnis Fr_*/Fr_{*c} beschrieben ist und somit die Einführung der Froude-Zahl in das Widerstandsgesetz zu einer Redundanz führt.

Unabhängig von den vorigen Ausführungen kann der Einfluß des Formbeiwerts Ψ diskutiert werden. Da Ψ laut AFZALIMEHR & ANCTIL (1998) nur in den Grenzen von $1{,}01 \le \Psi \le 1{,}13$ variiert, kann dieser Term vernachlässigt werden, da für diese Grenzen der Logarithmus näherungsweise zu null wird und einen entsprechend kleinen Einfluß auf $(1/\lambda)^{0{,}5}$ aufweist. Eine entsprechende Argumentation ist RENNIE & MILLAR (1999) zu entnehmen.

5.3.3.3. Der Ansatz von BATHURST ET AL. (1981)

BATHURST ET AL. (1981) geben zur Quantifizierung des Fließwiderstandes in Abhängigkeit der Froude-Zahl folgende Beziehung an:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \left(\frac{0{,}28}{c_{k,e}} \cdot Fr\right)^{\log\left(\frac{0{,}755}{c_{k,e}}\right)} \left(13{,}434 \cdot \left(\frac{b}{y_{50}}\right)^{0{,}492} \cdot c_{k,e}^{\,1{,}025\cdot\left(\frac{b}{y_{50}}\right)^{0{,}118}}\right) \cdot \left(\frac{b}{h}\right)^{-c_{k,e}} \qquad (5.52)$$

mit $$c_{k,e} = \left(1{,}175 \cdot \left(\frac{y_{50}}{b}\right)^{0{,}557} \cdot \left(\frac{h}{c_{50}}\right)\right)^{0{,}648\cdot\sigma_s^{-0{,}134}}$$

$$\sigma_s = \log\left(\frac{d_{84}}{d_{50}}\right) .$$

Darin bezeichnet b die Gerinnebreite, $y_{50} = \frac{1}{2}\left(a_{50} + b_{50}\right)$ die mittlere Breite eines Rauheitselementes gebildet aus den mittleren A- und B-Achsen, c_{50} die mittlere C-Achse[7] der Sohlenelemente, σ_s die Standardabweichung des Sohlenmaterials und $c_{k,e}$ die effektive Rauheitskonzentration. Die Froude-Zahl und λ werden in diesem Ansatz mit der mittleren Wassertiefe h berechnet.

Das Verfahren von BATHURST ET AL. wurde bisher als physikalisch fundiert, aber auch als sehr komplexes Verfahren angesehen, da neben der Froude-Zahl auch die Rauheits-

[7] Die A-Achse bezeichnet die längste, die C-Achse die kürzeste Achse eines Korns

anordnung der Rauheitselemente berücksichtigt wird (ROSPORT 1997). Allerdings berücksichtigten BATHURST ET AL. bei der Validierung ihres Ansatzes nicht das iterative Verfahren und brechen die Iteration ebenfalls nach dem ersten Schritt ab. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 5.6 dargestellt, in der die von BATHURST ET AL. berechneten Werte von $(8/\lambda)^{1/2}$ (Abb. 5.6a) und die durch Iteration erhaltenen (Abb. 5.6b) gegen die gemessenen aufgetragen sind. Abb. 5.6 liegen die Originaldaten von BATHURST ET AL. zugrunde.

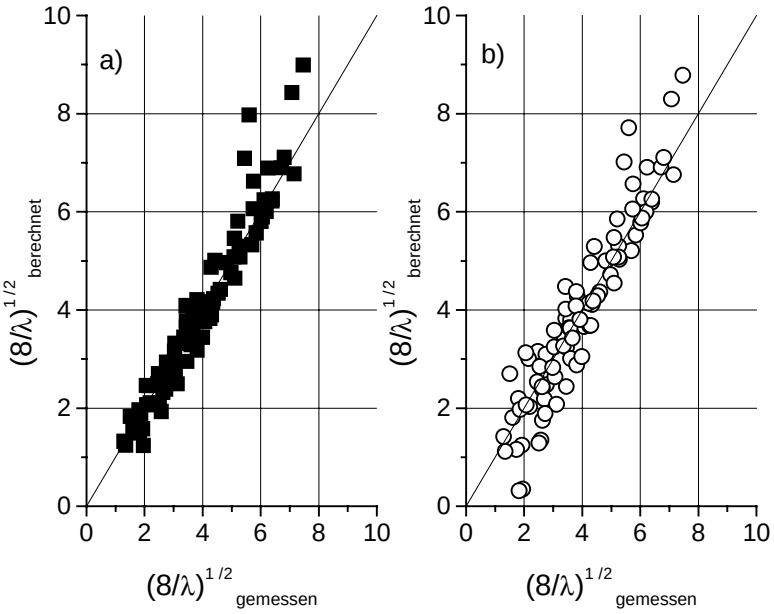


Abb. 5.6: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach a) Gl.(5.52) mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt (entspricht Originalauftragung BATHURST ET AL. 1981) b) nach Gl.(5.52) und iterativer Lösung (Auftragung mit Originaldaten)

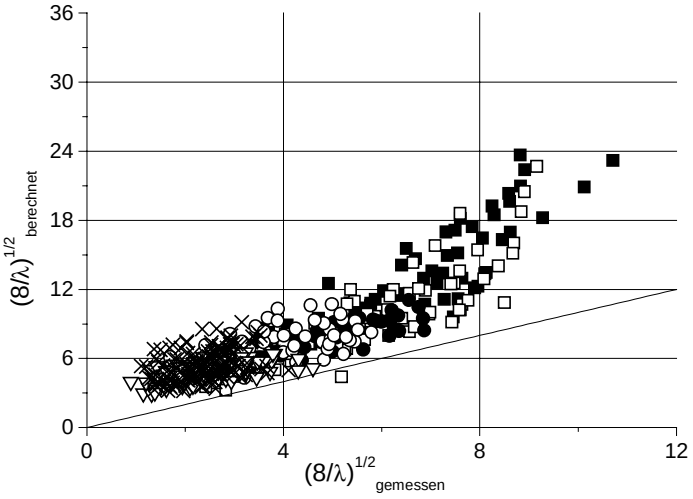


Abb. 5.7: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach (Gl.(5.52)) für die dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten; Legende wie Abb. 5.2

Abb. 5.6 zufolge scheint der Ansatz von BATHURST ET AL. auch bei iterativer Lösung zu zufriedenstellenden Ergebnissen zu führen. Dies kann jedoch dadurch begründet werden, daß in Abb. 5.6 ausschließlich die Daten, die zur Ableitung des Ansatzes verwendet wurden, dargestellt sind. Wird der Ansatz auf den dieser Arbeit zugrundeliegenden Datensatz angewandt (Abb. 5.7), so zeigt sich, daß $(8/\lambda)^{1/2}$ teilweise erheblich überschätzt wird.

5.3.3.4. Der Ansatz von CAO (1985)

Zur Berechnung von $(8/\lambda)^{1/2}$ kann CAO (1985) folgende Gleichung entnommen werden:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \left(1 - e^{-C_R}\right) \cdot \left(2{,}5 \cdot \ln\left(\frac{R_s}{d_{50}}\right) + 6{,}25\right) . \tag{5.53}$$

R_s bezeichnet hier den auf die Sohle bezogenen hydraulischen Radius und C_R einen Rauheitsdichtekoeffizienten, der den Einfluß der Froude-Zahl beschreiben soll und sich über folgende Gleichung berechnet:

$$C_R = c_1 \cdot \left(\frac{R_s}{d_{50}}\right)^{c_2} \cdot Fr^{c_3} \ , \tag{5.54}$$

mit $0{,}843 < c_1 < 0{,}979$, $0{,}318 < c_2 < 0{,}499$ und $0{,}581 < c_3 < 0{,}779$. Durch Einsetzen von Gl.(5.54) in Gl.(5.53) zeigt sich, daß sich die Froude-Zahl auch in diesem Ansatz auf beiden Seiten der Gleichung findet. Allerdings muß dieses Problem hier differenzierter betrachtet werden, da die Froude-Zahl in diesem Ansatz über die mittlere Wassertiefe definiert ist, $(8/\lambda)^{1/2}$ jedoch über den auf die Sohle bezogenen hydraulischen Radius R_s, der über das Verfahren von EINSTEIN (1934) und HORTON (1933) durch folgende Gleichung bestimmt werden kann:

$$R_s = h \cdot \left(1 - 2 \cdot \left(\frac{u_m}{k_{st,W} \cdot \sqrt{I}}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{b}\right) , \tag{5.55}$$

wobei $k_{st,W}$ den Strickler-Wert der Gerinnewand und b die Gerinnebreite bezeichnet.

Um zu zeigen, daß die Froude-Zahl tatsächlich auf beiden Seiten von Gl.(5.53) auftritt, kann in Gl.(5.54) die Froude-Zahl eingeführt werden:

$$R_s = h \cdot \left(1 - 2 \cdot \left(\frac{Fr \cdot \sqrt{g \cdot h}}{k_{st,W} \cdot \sqrt{I}}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{b}\right) , \tag{5.56}$$

woraus folgende, komplexe Gleichung resultiert:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{u_m}{\sqrt{gR_s I}} = \frac{Fr}{\sqrt{I\left(1-2\cdot\left(\frac{Fr\cdot\sqrt{g\cdot h}}{k_{st,W}\cdot\sqrt{I}}\right)^{\frac{3}{2}}\cdot\frac{1}{b}\right)}}$$

$$= \left(1-\exp\left(-c_1\left(\frac{h}{d_{50}}\cdot\left(1-2\cdot\left(\frac{Fr\cdot\sqrt{g\cdot h}}{k_{st,W}\cdot\sqrt{I}}\right)^{\frac{3}{2}}\cdot\frac{1}{b}\right)\right)^{c_2}\cdot Fr^{c_3}\right)\right)\cdot \qquad (5.57)$$

$$\cdot\left(2{,}5\cdot\ln\left(\frac{h}{d_{50}}\cdot\left(1-2\cdot\left(\frac{Fr\cdot\sqrt{g\cdot h}}{k_{st,W}\cdot\sqrt{I}}\right)^{\frac{3}{2}}\cdot\frac{1}{b}\right)\right)+6{,}25\right)$$

Wie zuvor setzt auch CAO bei der Berechnung der Froude-Zahl die gemessenen Größen u_m und h zur Berechnung der Froude-Zahl (und zur Berechnung von R_S) ein und beachtet das iterative Verfahren zur Lösung der Gleichung nicht. Dies ist in Abb. 5.8 dargestellt, in der anhand der Originaldaten von CAO die von ihm angegebenen Lösungen und die durch Iteration der Gl.(5.57) erzielten Lösungen dargestellt sind.

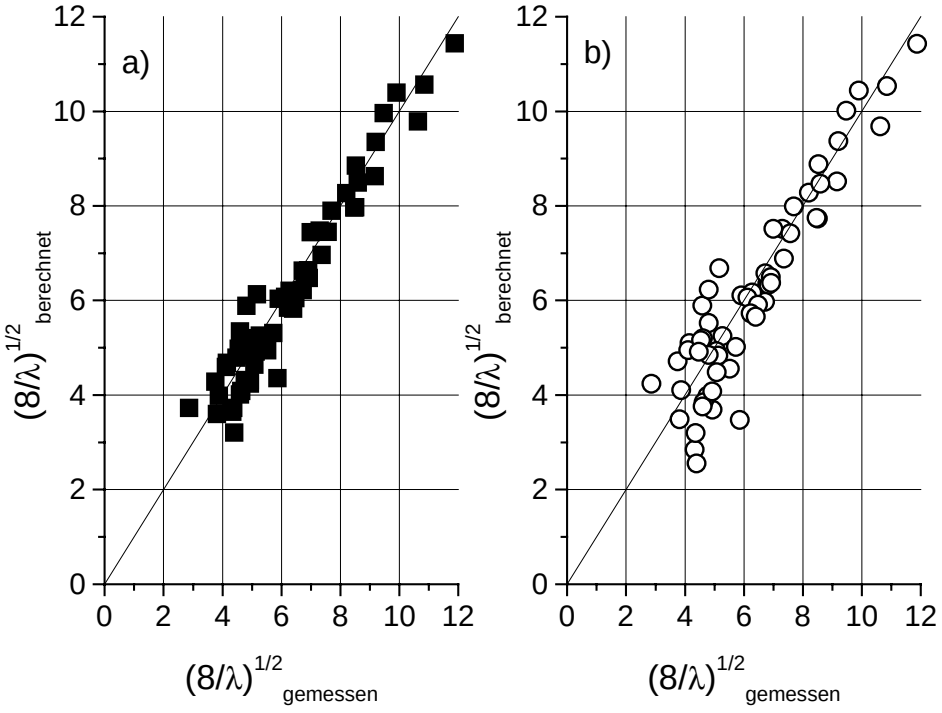


Abb. 5.8: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach a) Gl.(5.57) mit gemessener Fließgeschwindigkeit als Startwert und Abbruch der Iteration nach dem ersten Schritt (entspricht Originalauftragung CAO 1985) b) nach Gl.(5.57) und iterativer Lösung (Auftragung mit Originaldaten)

Auch dieser Ansatz scheint, nach der iterativen Lösung zu urteilen, zu guten Ergebnissen zu führen. Wie schon zuvor wird aber in diesem Fall ebenfalls ausschließlich der der Ableitung zugrunde liegende Datensatz beschrieben. Zusätzlich sind die Ergebnisse für verschiedene Sohlenmaterialien durch die Parameter c_1 - c_3 angepaßt, die laut CAO in Abhängigkeit vom Sohlenmaterial zu wählen sind und für deren Berechnung kein Verfahren angegeben wird. Abb. 5.9 zeigt die Lösung, die erhalten wird, wenn der Ansatz auf den dieser Arbeit zugrundeliegenden Datensatz angewendet wird (mit den Mittelwerten für c_1 - c_3 aus den Untersuchungen von CAO). Wie schon im Fall des Ansatzes von BATHURST ET AL. (1981) können auch hier die Resultate aus Abb. 5.8 nicht bestätigt werden.

An dieser Stelle muß eine kritische Anmerkung bezüglich Ansätzen gemacht werden, die zur Quantifizierung des Fließwiderstandes auf R_s, berechnet nach Gl.(5.55), zurückgreifen. Da die mittlere Fließgeschwindigkeit u_m nicht bekannt ist, müssen solche Ansätze ebenfalls iterativ gelöst werden. D.h., anhand der vorgegebenen Größe h muß eine mittlere Fließgeschwindigkeit abgeschätzt werden, mit der R_s berechnet werden muß. Anschließend muß mittels dieses hydraulischen Radius' $(8/\lambda)^{1/2}$ berechnet werden usw..

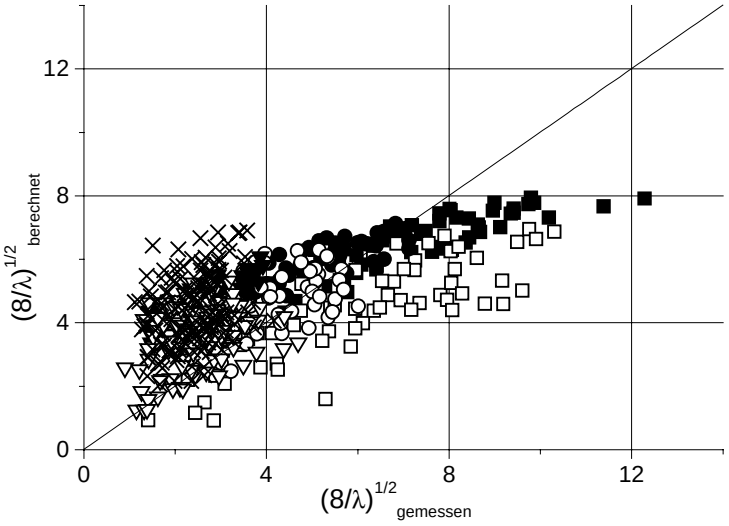


Abb. 5.9: Vergleich der gemessenen und berechneten Werte $(8/\lambda)^{0,5}$ nach Gl.(5.57) für die dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten; Legende wie Abb. 5.2

Für die bisher diskutierten Ansätze in Abhängigkeit der Froude-Zahl konnte anhand der Originaldaten bzw. auf eine analytische Art und Weise gezeigt werden, daß ihre Validation auf einer inkorrekten Vorgehensweise basiert. Dies kann zusätzlich durch eine dimensionsanalytische Diskussion des Problems gezeigt werden.

5.3.4 Dimensionsanalytische Betrachtung des Problems

Die folgende Diskussion schließt sich direkt an Gl.(5.11) an, die auch folgendermaßen geschrieben werden kann:

$$\text{fct.}\left(Fr, \frac{h}{d_c}, I_S \right) = 0 \ . \tag{5.58}$$

Die Kombination der π-Parameter Fr und I_S ergibt den Widerstandsbeiwert λ, wodurch einer dieser beiden Parameter aus der funktionalen Beziehung eliminiert werden muß. Somit ergibt sich folgende Fallunterscheidung:

a) Eliminierung des Gefälles I_S

Die Eliminierung des Gefälles in Gl.(5.58) führt zu:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h \cdot I_S}} = \text{fct.}\left(\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h}}, \frac{h}{d_c} \right) = \text{fct.}\left(Fr, \frac{h}{d_c} \right) . \tag{5.59}$$

Gl.(5.59) zeigt, daß für ein konstantes Sohlengefälle I_S und eine beliebige Sohlengeometrie eine analytische Lösung durch die lineare Beziehung:

$$\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h \cdot I_S}} = \text{const.} \cdot \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h}} = \text{const.} \cdot Fr \tag{5.60}$$

vorgegeben ist, wobei sich als Konstante $1/I_S^{0,5}$ ergeben muß. Entsprechend ist der Einfluß der Froude-Zahl auf den Widerstandsbeiwert in diesem Fall nicht quantifizierbar. Vielmehr reduziert sich in diesem Fall das Problem der Bestimmung des Fließwiderstandes auf die Bestimmung der Froude-Zahl in Abhängigkeit von der relativen Überdeckung. Eine ähnliche Argumentation kann BARR (1966) entnommen werden, der den gleichen Sachverhalt anhand einer Versuchsreihe (unter geometrisch ähnlichen Verhältnissen) diskutiert und zu dem gleichen Ergebnis kommt. Dieser Fall wurde von den oben zitierten Autoren diskutiert, wobei aber der Zusammenhang nach Gl.(5.60) bzw. die direkte Abhängigkeit der Parameter λ und Fr nicht beachtet wurde.

b) Eliminierung der Froude-Zahl $Fr = u_m/(g \cdot h)^{0,5}$

Wird die Froude-Zahl aus Gl.(5.58) eliminiert, so ergibt sich

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h \cdot I_S}} = \text{fct.}\left(I_S, \frac{h}{d_c} \right) . \tag{5.61}$$

Gl.(5.61) läßt sich durch die Anwendung über einer stabilen Sohle (I_S = const.) für verschiedene relative Überdeckungen h/d_c direkt in Gl.(5.12) überführen. Gl.(5.61) zeigt, daß es als nicht sinnvoll erachtet werden kann, Ansätze der Form $(8/\lambda)^{0,5}$ = fct.(I_S) zu entwickeln (also ohne Berücksichtigung von h/d_c), da sich für den Fall einer konstanten Sohlenneigung I_S ein konstanter Widerstandsbeiwert λ ergibt.

Die Gln.(5.61) und (5.59) zeigen somit, daß es, liegen nur integral ermittelte Daten zur Beschreibung des Strömungsfeldes vor, nicht möglich ist, eine funktionale Beziehung der Art

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = f(I_S, Fr) \tag{5.62}$$

physikalisch sinnvoll zu diskutieren, da λ durch diese beiden Größen definiert ist. Speziell im Fall eines vorgegebenen Gefälles zeigt die vorige Diskussion, daß Ansätzen zur Bestimmung des Fließwiderstandes, welche die Froude-Zahl beinhalten, sehr kritisch gegenüber gestanden werden sollte. Unter diesen Aspekten sollten auch verschiedene Ausführungen in der Literatur gesehen werden. So ist z.B. den Ausführungen von CHOW (1959) zufolge im schießenden Abflußbereich mit einem größeren Einfluß der Froude-Zahl auf den Widerstandsbeiwert λ zu rechnen. Hierfür müßte aber das Strömungsfeld entsprechend detailliert beschrieben werden, um Variationen der Froude-Zahl erfassen und quantifizieren zu können. IWAGAKI (1959) und CHEN (1966) geben an, daß die Integrationskonstante des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils B_r eine Funktion der Froude-Zahl ist. Für den Fall, daß ein konstantes Sohlengefälle vorausgesetzt wird, zeigt die obige Diskussion jedoch, daß somit wiederum eine funktionale Beziehung der Form von Gl.(5.59) eingeführt wird, für die eine direkte analytische Lösung existiert bzw. die sich so umformen läßt, daß der Einfluß der Froude-Zahl nicht diskutiert werden kann.

ROUSE ET AL. (1963) diskutieren den Einfluß der Froude-Zahl auf die Stabilität von Strömungen in Gerinnen (auftreten von Froude-Wellen[8]), in der sie zu folgender Beziehung für den Widerstandsbeiwert $(1/\lambda)^{0,5}$ als Funktion der Rauheitsdichte und der relativen Überdeckung kommen:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \cdot \log\left(\frac{0{,}55 \cdot \left(\frac{h}{k} \right)}{c_k{}^{0,9}} \right) . \tag{5.63}$$

Um die Streubreite ihrer Daten zu vermindern, schlagen ROUSE ET AL. vor, die Abszissen-Werte durch das Verhältnis $(Fr/Fr_S)^{2/3}$ zu teilen:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \cdot \log\left(\frac{0{,}55 \cdot \left(\frac{h}{k} \right)}{c_k{}^{0,9} \cdot \left(Fr / Fr_S \right)^{\frac{2}{3}}} \right) , \tag{5.64}$$

wobei Fr_S eine kritische Froude-Zahl darstellt, ab der Froude-Wellen auftreten. Für den Fall, daß nur integral ermittelte Strömungsparameter vorliegen, ist die von ROUSE ET AL. angegebene Verminderung der Streubreite in diesem Fall vermutlich wiederum durch die Eigenkorrelation der Daten zu begründen, da die Autoren nicht auf ein iteratives Lösungssystem aufmerksam machen. Das gleiche trifft auf die Ausführungen von IWAGAKI (1954), BERLAMONT & VANDERSTAPPEN (1981) und ROSSO ET AL. (1990) zu, deren Ansätze im folgenden nicht weiter diskutiert werden.

[8] engl.: roll-waves, die Wellen brechen bei Erreichen einer kritischen Höhe in Fließrichtung

Generell ist es natürlich möglich, Auftragungen der Form λ = fct.(Fr) zu wählen, wobei allerdings beachtet werden muß, welche Größe gesucht ist und ob die erhaltenen Diagramme physikalisch noch sinnvoll zu diskutieren sind (BENSON 1966). Um den Effekt der *spurious self correlation* sicher ausschließen zu können, sollte eine Auftragung gewählt werden, bei der eine Korrelation zweier Parameter mit einer gleichen Variable vermieden wird (KENNEY 1982). Dieser Effekt zeigt somit auch die Grenzen der Dimensionsanalyse auf (HICKS 1974, KENNEY 1982).

5.4 Potenzansätze zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit

In der Literatur finden sich neben den logarithmischen Widerstandsbeziehungen auch eine Vielzahl von Ansätzen zur Bestimmung der Fließgeschwindigkeit oder des Fließwiderstandes, die auf Potenzgesetzen beruhen und aus Gl.(5.10) unter der Vernachlässigung der Parameter s und S folgen:

$$u_m = c_1 \cdot q^n \cdot g^{n1} \cdot d_c^{n2} \cdot I_S^{n3}. \tag{5.65}$$

Ansätze der Form von Gl.(5.65) sind dimensionshomogen, wenn folgende Beziehungen zwischen den Exponenten n, n_1 und n_2 erfüllt sind:

$$n_1 = \frac{1-n}{2} \tag{5.66a}$$

$$n_2 = \frac{1-3\cdot n}{2} \tag{5.66b}$$

oder die Formeln hinsichtlich der Gauckler-Manning-Strickler Gleichung oder der De-Chézy-Gleichung umgeformt werden (aufgrund k_{st} und $C_{Chézy}$). Die Gesetze nach Gl.(5.65) basieren auf einer rein empirischen Ableitung und sind, wie auch schon bei den logarithmischen Gesetzen zu beobachten war, oftmals sehr stark an den zugrundeliegenden Datensätzen ausgerichtet. Zusätzlich genügen nicht alle Ansätze der Bedingung der Dimensionshomogenität nach den Gln.(5.66a) und (5.66b).

Um die im folgenden vorgestellten Ansätze besser miteinander vergleichen und direkt auf den vorliegenden Datensatz anwenden zu können, werden diese auf den Ansatz u_m = fct.(q) umgeformt, da u_m und q in den vorliegenden Messungen direkt und durch unabhängige Meßverfahren bestimmt wurden. Der spezifische Abfluß q wurde aufgrund der eindimensionalen Ausrichtung der Versuche gewählt.

Die Güte der Anpassung an die Daten wird im folgenden über den MAD-Wert[9] ausgedrückt:

[9] MAD: mean absolute deviation

$$MAD = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^{n} \left| \frac{\hat{\theta} - \theta}{\theta} \right| . \qquad (5.67)$$

In Gl.(5.67) bezeichnet n die Anzahl der Meßwerte und θ die gemessenen Werte, wobei das Zirkumflex für den berechneten Wert steht.

An dieser Stelle soll kurz auf die Unterschiede hinsichtlich der Güte der Anpassung der Ansätze an die Daten verwiesen werden, die sich durch die gewählte Umformung ergeben können. Dies wird anhand des Ansatzes von JARRET (1984) veranschaulicht:

$$u_m = 3{,}14 \cdot R^{0{,}83} \cdot I_S^{0{,}12}. \qquad (5.68)$$

Der (nicht dimensionshomogene) Ansatz wurde im Gefällebereich 0,2 % < I_S < 4 % abgeleitet und kann unter der Annahme eines sehr breiten Rechteckgerinnes (R = h = q/u_m) umgeformt werden zu:

$$u_m = 1{,}87 \cdot q^{0{,}45} \cdot I_S^{0{,}07}. \qquad (5.69)$$

Abb. 5.10 zeigt die über die beiden Gleichungen berechneten Fließgeschwindigkeiten. Gl.(5.68) (mit R = h) führt zu geringeren Fließgeschwindigkeiten für den vorliegenden Datensatz als Gl.(5.69) und somit zu einer schlechteren Anpassung (vgl. MAD-Werte in Abb. 5.10). Der Unterschied ist darin zu suchen, daß die Fließgeschwindigkeit einmal in Abhängigkeit der Fließtiefe und einmal in Abhängigkeit des Abflusses berechnet wird. Nur wenn beide Beziehungen den Datensatz perfekt beschreiben (angedeutet durch die Gerade in Abb. 5.10), führen beide Gleichungen zum gleichen Ergebnis bzw. können somit direkt ineinander übergeführt werden. Eine mathematische Begründung für diesen Sachverhalt, auf den hier nicht weiter eingegangen wird, ist in KREYSZIG (1991) gegeben. Unabhängig von diesem Effekt zeigt Abb. 5.10, daß die Beziehungen nach den Gln.(5.68) und (5.69) zu unbefriedigenden Lösungen führen.

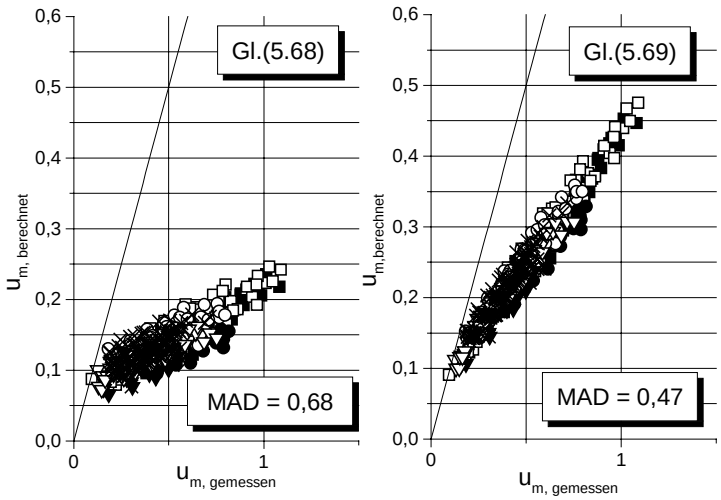


Abb. 5.10: Vergleich der gemessenen und berechneten Fließgeschwindigkeiten nach den Gln.(5.68) und (5.69), Legende wie Abb. 5.2

Weitere, nicht dimensionshomogene Ansätze, die sich sehr ähnlich sind, gehen auf BRAY (1982) (Gl.(5.70)) und BRAY & DAVAR (1987) (Gl.(5.71)) zurück und lauten:

$$u_m = 3{,}67 \cdot q^{0{,}38} \cdot I^{0{,}18} \tag{5.70}$$

$$u_m = 2{,}08 \cdot q^{0{,}4} \cdot g^{0{,}3} \cdot I^{0{,}2} \,, \tag{5.71}$$

RUF (1988) kann ebenfalls ein nicht dimensionshomogener Ansatz entnommen werden, der auf Naturdaten im Gefällebereich von 9 - 48 % beruht:

$$u_m = 1{,}23 \cdot \left(\frac{Q \cdot I}{d_{70}} \right)^{0{,}5} \,. \tag{5.72}$$

Auf eine Darstellung der Ansätze wird aufgrund ihrer dimensionsinhomogenität verzichtet. Neben den nicht dimensionshomogenen Ansätzen sind auch eine Reihe von dimensionsgerechten Ansätzen zu finden. BRAY (1979) gibt folgende Potenzansätze in Abhängigkeit des Rauheitsparameters d_c an:

$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = 1{,}36 \cdot \left(\frac{h}{d_{50}} \right)^{0{,}281} \,, \tag{5.73}$$

oder in Abhängigkeit von d_{90}:

$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = 1{,}78 \cdot \left(\frac{h}{d_{90}} \right)^{0{,}268} \,. \tag{5.74}$$

Die obigen Ansätze können wiederum umgeformt werden zu:

$$u_m = 2{,}13 \cdot g^{0{,}28} \cdot I_S^{\,0{,}28} \cdot d_{50}^{\,-0{,}16} \cdot q^{0{,}44} \tag{5.75}$$

und

$$u_m = 2{,}49 \cdot g^{0{,}28} \cdot I_S^{\,0{,}28} \cdot d_{90}^{\,-0{,}15} \cdot q^{0{,}43} \,. \tag{5.76}$$

Der Vergleich der Gln.(5.75) und (5.76) zeigt, daß der veränderte Rauheitsparameter d_c nur auf die Vorkonstante und nicht auf die Exponenten Einfluß hat.

Ein den Gln.(5.75) und (5.76) ähnlicher Ansatz ist GRIFFITHS (1981) zu entnehmen:

$$u_m = 2{,}10 \cdot g^{0{,}28} \cdot I_S^{\,0{,}28} \cdot d_{50}^{\,-0{,}16} \cdot q^{0{,}44} \,, \tag{5.77}$$

wobei der Vergleich der Gln.(5.77), (5.76) und (5.75) zeigt, daß diese Gleichungen nahezu identisch sind.

Aufbauend auf den Resultaten TAKAHASHI (1978) erhält RICKENMANN (1990, 1991) folgende Beziehung für die mittlere Fließgeschwindigkeit:

$$u_m = 1{,}3 \cdot g^{0{,}2} \cdot I_S^{\,0{,}2} \cdot d_{90}^{\,-0{,}4} \cdot q^{0{,}6} \,. \tag{5.78}$$

Nach RICKENMANN (1990, 1991) erstreckt sich der Gültigkeitsbereich von Gl.(5.78) über den Gefällebereich von 3 % ≤ I_S ≤ 40 %, wobei TAKAHASHI (1978) in seinen Untersuchungen für Debris Flow ebenfalls einen Exponenten von q von 0,6 ermittelte. Wird in Gl.(5.78) in einer ersten Näherung $d_{90} = d_{84}$ gesetzt, ergeben sich die Resultate, die in Abb. 5.11 dargestellt sind.

Abb. 5.11 zeigt, daß der Ansatz nach BRAY (1979) (respektive GRIFFITHS 1981) vom jeweiligen Gefällebereich abhängt und dementsprechend die Fließgeschwindigkeiten über- oder unterschätzt, während der Ansatz nach RICKENMANN (1990, 1991) zur Ermittlung von zu geringen Fließgeschwindigkeiten führt. Des weiteren kann nach Gl.(5.78) (Abb. 5.11) eine Abhängigkeit vom verwendeten Sohlenmaterial identifiziert werden.

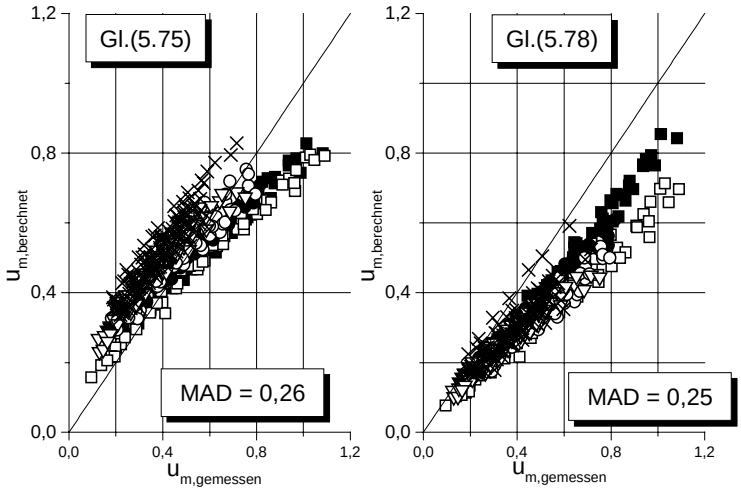


Abb. 5.11: Vergleich der gemessenen und berechneten Fließgeschwindigkeiten nach den Gln.(5.75) und (5.78), Legende wie Abb. 5.2

Ein weiterer Ansatz, in dem der Einfluß der Anordnung der Rauheitselemente und des Fließquerschnitts berücksichtigt wird, wird von BATHURST (1978) auf der Basis des folgenden Ansatzes von JUDD & PETERSON (1969) angegeben:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \text{fct.}(c_k) \cdot \left(\frac{h}{b}\right)^{7\cdot(c_k-0{,}08)} \cdot \left(\frac{h}{d_{50}}\right)^{\frac{1}{3}} . \tag{5.79}$$

Durch die Analyse von Naturdaten kommt BATHURST zu folgender Beziehung zwischen dem Rauheitsdichtekoeffizienten c_k und der relativen Überdeckung R/d_{84}:

$$c_k = 0{,}039 - 0{,}139 \log\left(\frac{R}{d_{84}}\right) , \tag{5.80}$$

wobei bei der Bestimmung von Gl.(5.79) nur diejenigen Rauheitselemente berücksichtigt wurden, die durch den Wasserspiegel hindurchragen. Zur Bestimmung des Fließwiderstandes gibt BATHURST als Resultat seiner Untersuchungen an:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \cdot\left(\frac{R}{0{,}365 \cdot d_{84}}\right)^{2{,}34} \cdot \left(\frac{h}{b}\right)^{7\cdot(c_k-0{,}08)} . \tag{5.81}$$

Dieser Ansatz kann allerdings durch den vorliegenden eindimensionalen Datensatz nicht überprüft werden, da der Einfluß der Breite nicht verifiziert werden kann.

Ein weiterer Potenzansatz geht auf HODEL (1993) zurück. Aus Naturmessungen gibt HODEL zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit in Gebirgsbächen ohne ausgeprägte Kaskadierung:

$$u_m = 0{,}19 \cdot \left(\frac{Q}{Q_x \cdot \sqrt{I_S}} \right)^{0{,}64} \tag{5.82a}$$

und für sehr steile Strecken mit ausgeprägter Kaskadierung:

$$u_m = 0{,}46 \cdot \left(\frac{Q}{Q_x \cdot \sqrt{I_S}} \right)^{0{,}63} \tag{5.82b}$$

an. Hierbei entspricht Q_x [m³/s] einer Bezugswassermenge, die an mindestens x Tagen im Jahr erreicht wird und in etwa dem bettbildenden bzw. bordvollen Abfluß entspricht. Die Bestimmung der Wassermenge Q_x dürfte bei diesem Ansatz die größte Schwierigkeit bereiten.

Ein weiteres Verfahren, das sogenannte *Slope-Area Discharge Gaging* ist ausführlich in BATHURST (1986) beschrieben und ist hier nur der Vollständigkeit halber angegeben. Innerhalb dieses Verfahrens wird der Abfluß in Gebirgsbächen durch geometrische (Ver-) Messungen an mehreren Querschnitten ermittelt, die miteinander in Bezug gebracht werden. Allerdings ist dieses Verfahren zur Bestimmung des Abflusses in Abhängigkeit der Wassertiefe sehr aufwendig.

Ein neuerer dimensionshomogener Ansatz geht auf RICKENMANN (1996) zurück. Er lautet:

$$u_m = 0{,}37 \cdot \frac{g^{0{,}33} \cdot Q^{0{,}34} \cdot I_S^{\,0{,}20}}{d_{90}^{0{,}35}} \qquad \text{für } I_s > 0{,}8\ \% \tag{5.83a}$$

$$u_m = 0{,}96 \cdot \frac{g^{0{,}36} \cdot Q^{0{,}29} \cdot I_S^{\,0{,}35}}{d_{90}^{0{,}29}} \qquad \text{für } I_s < 1{,}0\ \%. \tag{5.83b}$$

Die Beziehungen resultieren aus einer Analyse verschiedener Naturdatensätze für sehr steile Rauhgerinne ($I_{S,max}$ = 63 %). Die Anwendbarkeit der Ansätze nach den Gln.(5.83a) und (5.83b) über einer stabilen Sohle soll im folgenden anhand der sogenannten *at-a-site Hydraulic Geometry* (vgl. z.B. BATHURST 1993) diskutiert werden.

5.4.1 Konzept der *Hydraulic Geometry*

Das Konzept der *Hydraulic Geometry* wurde von LEOPOLD & MADDOCK (1953) eingeführt, um eine quantitative Beschreibung des Zusammenhangs zwischen der mittleren Fließbreite b_m, der mittleren Fließgeschwindigkeit u_m und der mittleren Wassertiefe h_m mit dem Abfluß Q zu erhalten. Generell kann das Konzept auf die Änderungen der gesuchten Größen über die Zeit an einer Stelle (*at-a-site Hydraulic Geometry*) oder auf das gesamte Fließgewässer für einen bestimmten Abfluß (im allgemeinen bordvoller Abfluß) angewandt werden (*downstream Hydraulic Geometry*, wird aber im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt). Die grundlegenden Gleichungen hierzu sind:

$$b_m = a \cdot Q^w \tag{5.84}$$

$$h_m = i \cdot Q^f \tag{5.85}$$

$$u_m = c \cdot Q^n, \tag{5.86}$$

mit folgenden Zusammenhängen, die sich aus der Kontinuitätsgleichung ableiten lassen (LEOPOLD & MADDOCK 1953):

$$Q = b_m \cdot h_m \cdot u_m = a \cdot i \cdot c \cdot Q^{w+f+n}. \tag{5.87}$$

$$a \cdot i \cdot c = 1 \tag{5.88}$$

$$w + f + n = 1 . \tag{5.89}$$

In den Gln.(5.84)-(5.89) sind die einzelnen Koeffizienten gegenüber der englischsprachigen Literatur umbenannt.

Teilweise wird die *Hydraulic Geometry* noch um Parameter wie z.B. die Neigung des Wasserspiegels, den Stricklerbeiwert, den Widerstandsbeiwert λ und die Sohlenschubspannung erweitert (RICHARDS 1982).

BATHURST (1993) macht darauf aufmerksam, daß die *Hydraulic Geometry* eine komplexe Funktion der Sohlen- und Uferrauheit, der Vegetation, des Sedimenttransports wie auch des Abflusses darstellt und somit die Gefahr besteht, daß die Gln.(5.84)-(5.86) in einem gewissen Maß die gesamte Problemstellung zu stark vereinfachen, da die Beziehungen nicht von einem Fließgewässer auf ein anderes übertragen werden können. Anhand der vorigen Ergebnisse hinsichtlich der logarithmischen Fließgesetze und der Potenzgesetze ist diese Aussage allerdings auch auf diese Ansätze übertragbar, weshalb das Thema der *Hydraulic Geometry* hier weiter verfolgt wird.

Mittels eines eindimensionalen Datensatzes kann das Thema der *Hydraulic Geometry* nur hinsichtlich des Einflusses des Gefälles betrachtet werden, wobei der Einfluß der Gerinnebreite aus versuchstechnischen Gründen vernachlässigt werden muß. Trotzdem ist dieses Thema hier von Interesse, da Gl.(5.86), wird diese auf einen stabilen Gewässerquer- oder abschnitt angewandt, mit Gl.(5.65) identisch ist.

Stabil bedeutet in diesem Fall, daß sich während der Messungen die Oberflächenstruktur der Sohle, der maßgebende Korndurchmesser und das Sohlengefälle nicht ändert. Änderungen der *at-a-site Hydraulic Geometry* als Folge morphologischer Änderungen über längere Zeiträume können z.B. MERIGLIANO (1997) entnommen werden und werden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter behandelt.

Das Thema der *at-a-site Hydraulic Geometry* befaßt sich im allgemeinen mit den durch die Gln.(5.84)-(5.86) ermittelten Exponenten und nicht mit den Vorkonstanten. Hinsichtlich der Exponenten sind speziell die in den Gln.(5.85) und (5.86) gegebenen von Interesse, da die Änderungsrate der mittleren Fließgeschwindigkeit mit der mittleren Wassertiefe durch hydraulische Gesetze und Rauheitseigenschaften der Gewässer kontrolliert werden (FERGUSON 1986, RICHARDS 1973). Somit hängt das Verhältnis dieser beiden Exponenten von den Charakteristika des Fließwiderstandes ab. Für den Fall großer Unterschiede des Fließwiderstandes (ausgedrückt z.B. durch eine große Spannweite der λ-Werte) bei geringen und hohen Wassertiefen an derselben Stelle ist anzunehmen, daß der Exponent n größere Werte annimmt als wenn keine solchen Unterschiede zu beobachten sind (BATHURST 1993, KNIGHTON 1975).

Große Unterschiede im Fließwiderstand bei unterschiedlichen Wassertiefen sind hauptsächlich bei Fließgewässern mit grobem Sohlenmaterial, Absturz-Becken oder Riffel-Becken Sequenzen zu finden. Bei geringen Wassertiefen ragen einzelne, große Rauheitselemente durch den Wasserspiegel hindurch und verursachen einen großen Fließwiderstand (*Boulder Drag Flow*). Werden die Rauheitselemente überdeckt, so verringert sich der Einfluß großer Rauheitselemente und die Fließgeschwindigkeit steigt schnell an (BATHURST 1993, RHODES 1977) bzw. der Fließwiderstand verringert sich (vgl. Kap. 2). Deshalb ist nach BATHURST (1993) für diese Gewässertypen mit den größten Exponenten zu rechnen.

Eine weitere Begründung für größere Exponenten ist KELLERHALS (1970, 1973) zu entnehmen, der ebenfalls ein Ansteigen des Exponenten mit zunehmendem Sohlengefälle beobachtet. Als Untergrenze für die Exponenten erhält KELLERHALS (1970) aus der GMS-Gleichung $n = 0{,}4$. Die Obergrenze $n = 0{,}714$ leitet sich laut KELLERHALS (1970) aus der Betrachtung einer Kaskade von parabolischen Wehren ab, wobei er darauf hinweist, daß der Exponent n mit steigendem Sohlengefälle und kleiner werdender Gewässergröße anwächst. Eine ähnliche Beobachtung hinsichtlich der Größe des Exponenten wurde von BEVEN ET AL. (1979) gemacht. Im Gegensatz zur obigen Erklärung über den Fließwiderstand erklärt KELLERHALS die höheren Exponenten über das zunehmende *Speichervolumen pro Längeneinheit*, also über die zunehmende durchflossene Querschnittsfläche A in den Becken.

Entsprechend den Ausführungen von KELLERHALS können erweiterte Grenzen für den Exponenten n über eine Ableitung bezüglich der Gerinnegeometrie und der Froude-Zahl abgeleitet werden. Diese Ableitung wird im folgenden für ein Rechteckgerinne mit b_m = const. durchgeführt.

Die Froude-Zahl für ein Rechteckgerinne ergibt sich aus den Gln.(5.86) und (5.34) zu:

$$Fr = \frac{c \cdot \sqrt{b}}{\sqrt{g}} \cdot Q^{1,5 \cdot n - 0,5} \quad . \tag{5.90}$$

Unter der Annahme, daß die Froude-Zahl mit steigendem Abfluß ansteigt, ergibt sich die Untergrenze für den Exponenten n über Bedingung dFr/dQ > 0. Die einmalige Differenzierung von Gl.(5.90) nach dem Abfluß Q ergibt:

$$\frac{dFr}{dQ} = \frac{c \cdot \sqrt{b}}{\sqrt{g}} \cdot \left(\frac{3}{2} \cdot n - \frac{1}{2} \right) \cdot Q^{1,5 \cdot n - 1,5} \quad , \tag{5.91}$$

woraus sich als Untergrenze n = 1/3 (dFr/dQ = 0) ergibt. In Tab. 5.2 sind die Untergrenzen für ein Rechteck- für ein Dreieck- und ein Parabelquerschnitt zusammengestellt.

Für die Obergrenze kann n = 1 angenommen werden, da sich für diesen Fall aus Gl.(5.91) (und auch aus der Ableitung für die anderen Querschnittsformen heraus) die Bedingung dFr/dQ = const., also ein linearer Anstieg der Froude-Zahl mit dem Abfluß ergibt. Aus diesen Ergebnissen heraus ergeben sich einige interessante Aspekte.

Querschnittsform	Minimaler Exponent n
Rechteck	1/3
Parabel	1/4
Dreieck	1/5

Tab. 5.2: Minimaler Exponent in Abhängigkeit der Querschnittsform und der Bedingung dFr/dQ > 0

Für den Fall, daß n kleiner als die ermittelte Untergrenze ist, würde die Froude-Zahl mit größer werdendem Abfluß abnehmen, entsprechend also der Fließwiderstand mit steigendem Abfluß zunehmen. Dies kann für Gewässer mit Absturz-Becken Sequenzen aus empirischen Beobachtungen heraus ausgeschlossen werden.

Somit folgt für die Gln.(5.83a) und (5.83b) aus Tab. 5.2, daß sie nicht dazu geeignet sind, die Fließgeschwindigkeit in Rauhgerinnen mit einem Rechteckquerschnitt zu bestimmen, da sie mit n = 0,29 und n = 0,34 zu geringe Exponenten aufweisen. Auch für andere Querschnittsformen können die Exponenten als zu gering angesehen werden, wenn man sie mit den von BATHURST (1993) angegebenen, groben Grenzen für den Exponenten n in Abhängigkeit des Sohlenmaterials vergleicht, die in Tab. 5.3 gegeben sind.

Sohlenmaterial/ Sohlenform	Exponent n
Sand	< 0,4
feiner Kies	0,35 < n < 0,45
grober Kies	0,45 < n < 0,55
Riffel-Becken/ Absturz-Becken	> 0,55

Tab. 5.3: Grenzen des Exponenten n in Abhängigkeit vom Sohlenmaterial und von Sohlenformen (aus: BATHURST 1993)

Die Gln.(5.83a) und (5.83b) wurden zwar aus Daten von steilen Fließgewässern abgeleitet, diese stammen jedoch von verschiedenen Autoren und wurden an unterschiedlichen Orten aufgenommen. Demzufolge kann es sich bei der Ableitung des Ansatzes um ein generelles

Problem bei der Analyse der Daten handeln, indem z.B. der Einfluß bzw. die Variation des Gefälles oder des Sohlenmaterials (infolge Gewichtung der Datenpunkte) überschätzt wird. Diese Größen sind, wird nur eine Stelle eines Gewässers betrachtet, nicht variabel. Hierauf wird im Zuge der Ableitung eines neuen Ansatzes und der Problematik bei Mehrfachregressionen nochmals eingegangen. Unter diesen Aspekten sollte auch die Diskussion von HAGER (1998) und (RICKENMANN 1998) bezüglich der Arbeit von RICKENMANN (1996) gesehen werden, in der HAGER z.B. eine Beziehung der Form $u_m \propto Q^{1/3}$ vorschlägt.

Für den Fall n = 1 lautet die Kontinuitätsgleichung:

$$A = \frac{Q}{v} = \frac{Q}{c \cdot Q} = \frac{1}{c} \quad . \tag{5.92}$$

Gl.(5.92) zeigt, daß für n = 1 die durchflossene Querschnittsfläche unabhängig vom Abfluß ist. Dieser Fall entspricht einem sehr großen Wasserspeicher und kann somit als Obergrenze angesehen werden. Dies entspricht den bereits erwähnten Ausführungen von KELLERHALS (1970), der den Anstieg des Exponenten mit einer vergrößerten Querschnittsfläche in Verbindung bringt. In steilen Gewässern kann dieses Retentionsvolumen mit dem Auftreten von Absturz-Becken Sequenzen in Verbindung gebracht werden, in dem die Becken als solche Speicher angesehen werden.

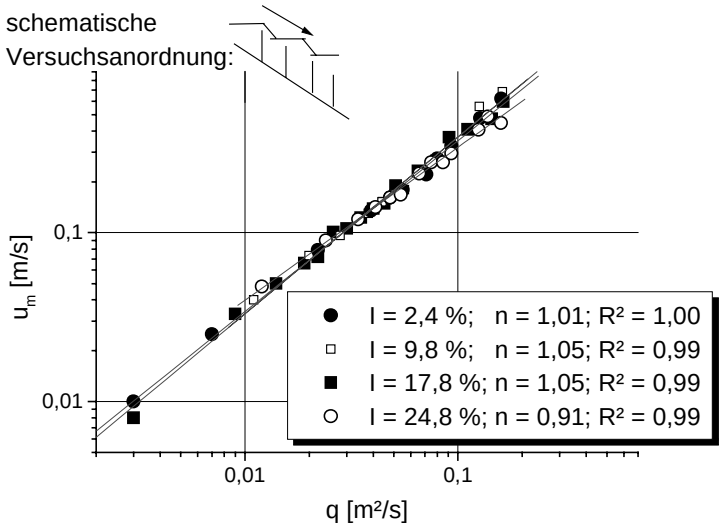


Abb. 5.12: Fließgeschwindigkeits- Abfluß Beziehung nach den Daten von WHITTAKER (1982)

Werden die Daten von WHITTAKER (1982) diesbezüglich analysiert, (Abb. 5.12), kann eine Übereinstimmung mit dieser These gefunden werden. Innerhalb der Experimente von WHITTAKER, in denen die Absturz-Becken Sequenzen in einer Rinne (ohne Sediment) durch vertikale Platten simuliert waren, werden unabhängig vom Gefälle zumeist Exponenten von 1 erreicht. Die etwas größeren Werte als 1 lassen sich durch Meßungenauigkeiten begründen.

Insgesamt weisen die in der Literatur auffindbaren Exponenten für die *at-a-site Hydraulic Geometry* eine sehr große Streubreite auf, auch wenn ausschließlich steilere Fließgewässer betrachtet werden (siehe z.B. PARK, 1976).

Bedingt durch die Variabilität der Exponenten kann wiederum die These aufgestellt werden, daß die verschiedenen oben diskutierten Ansätze zur Bestimmung des Fließwiderstandes oder der mittleren Fließgeschwindigkeit zu stark unterschiedlichen Ergebnissen führen, da innerhalb der Potenzgesetze zumeist von einem festen Exponenten ausgegangen wird, obwohl sich durch die *at-a-site Hydraulic Geometry* zeigt, daß den Randbedingungen (Sohlenmaterial/Morphologie) offensichtlich eine gewichtige Rolle zufällt. Die Ergebnisse von BRAY (1979) deuten darauf hin, daß sich der Exponent n durch die Änderung des Rauheitsparameters d_c nicht ändert, was eine Abhängigkeit von n vom Sohlengefälle und der Breite impliziert, die auch von KELLERHALS (1970, 1973) angesprochen wird.

5.5 Überlagerungsansätze

Die meisten Ansätze zur Bestimmung des Fließwiderstandes gehen größtenteils von ebenen Sohlen aus, wodurch zusätzliche Energieverluste infolge morphologischer Strukturen nicht berücksichtigt werden. In der Literatur finden sich nur wenige Ansätze, in denen versucht wird, diese zusätzlichen Energieverluste zu quantifizieren. Das Prinzip, auf dem diese Ansätze aufbauen, wird im folgenden vorgestellt.

Ausgehend von den Ausführungen von EINSTEIN & BARBAROSSA (1952) bezüglich des Energieliniengefälles I_E kann eine Aufteilung des Widerstandsbeiwertes λ vorgenommen werden:

$$\lambda = \lambda' + \lambda'' , \tag{5.93}$$

wobei λ' den Kornwiderstand und λ'' den Formwiderstand infolge der morphologischen Strukturen bezeichnet. Ähnliche Beziehungen, die auf Gl.(5.93) zurückgeführt werden können, gehen von einer Aufteilung des Gesamtwiderstandes bezüglich des Energieliniengefälles $I_E = I' + I''$ (z.B. PRESTEGAARD 1983, PARKER & PETERSON 1980) oder bezüglich von Einzelschubspannungen τ' und τ'' (z.B. GRIFFITHS 1989) aus.

MILLAR (1999) zufolge, setzt sich für $\lambda'' = 0$ in Gl.(5.93) der Fließwiderstand ausschließlich aus dem Kornwiderstand zusammen. In diesem Fall gilt $\lambda = \lambda'$ und der Fließwiderstand erreicht ein Minimum, das nur in einem geraden Gerinneabschnitt mit einem ebenen Bett und vernachlässigbaren morphologischen Strukturen erreicht werden kann. Jede Komponente des Fließwiderstandes, die sich aufgrund großer Rauheitselemente, Cluster oder morphologischer Strukturen ergibt, resultiert nach MILLAR in einem Anstieg des Widerstandsbeiwertes über dieses Minimum hinaus. Als Untergrenze für den Widerstandsbeiwert kann somit der Wert von λ definiert werden, der sich über die Keulegan-Beziehung mit $k_s = d_{50}$ (respektive d_m) ergibt, da dieser Wert für k_s am besten mit den Untersuchungen von NIKURADSE (1933) bezüglich der Kornrauheit übereinstimmt (und somit mit der Originaldefinition von k_s, MILLAR 1999). Somit berechnet sich λ' zu:

$$\lambda' = \left[0{,}88 \cdot \ln\left(\frac{12{,}2 \cdot h}{k_s'} \right) \right]^{-2} . \tag{5.94}$$

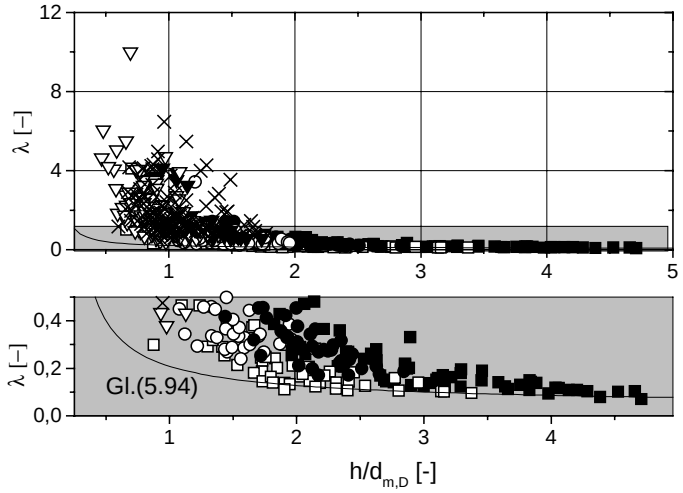


Abb. 5.13: Der Widerstandsbeiwert λ als Funktion der relativen Überdeckung h/$d_{m,D}$; Legende wie Abb. 5.2

Gl.(5.94) ist in Abb. 5.13 zusammen mit den dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten dargestellt und stellt auch in dieser Untersuchung die Untergrenze bezüglich λ dar. MILLAR zufolge sind die Punkte, die einen größeren Widerstandsbeiwert als den durch Gl.(5.94) definierten aufweisen, durch den Formwiderstand infolge großer Körner, Cluster, Kiesbänke, Riffel-Pool oder Absturz-Becken Sequenzen beeinflußt. Die einzelnen Einflußgrößen sind hierbei allerdings nur schwer zu definieren.

Aufbauend auf dieser Untergrenze definieren EGASHIRA & ASHIDA (1991) für steile Gerinne mit Absturz-Becken Sequenzen den Verlustbeiwert für einen Schwingungszyklus der deformierten Sohle. Im Fall von durchgehend gleichen Strömungszuständen (strömend oder schießend) werden die Energieverluste durch die Ablösung im Unterwasser des Absturzes λ_H und durch den Kornwiderstand an der Sohle λ_S bestimmt, der sich über Gl.(5.94) berechnen läßt, indem der konstante Faktor 12,2 durch 11,0 ersetzt wird. Allerdings ist EGASHIRA & ASHIDA keine Angabe über die Wahl von k_s zu entnehmen. Demnach berechnet sich der Widerstand in der Ablösezone zu:

$$\lambda_H = 4 \cdot K \cdot E_N \cdot \frac{H}{h} \ , \tag{5.95}$$

mit den empirischen Koeffizienten $E_N = 0{,}08$ und $K = 6{,}0$, die sich aus einer Turbulenzbetrachtung ergeben. Der Gesamtwiderstand bezogen auf eine Wellenlänge berechnet sich nach EGASHIRA & ASHIDA somit zu:

$$\lambda = \lambda' + \lambda'' = \left(1 - \frac{\Delta \cdot H}{L}\right) \cdot \lambda_s + \frac{\Delta \cdot H}{L} \cdot \lambda_H \ , \tag{5.96}$$

wobei der empirisch zu bestimmende Faktor Δ die Länge der Trennungszone festlegt. Die Vorgehensweise nach diesem Ansatz ist schematisch in Abb. 5.14 dargestellt, in der auch die einzelnen Parameter nach Gl.(5.96) definiert sind.

Die Anwendung von Gl.(5.96) gestaltet sich aufgrund der Vielzahl der Parameter schwierig, da neben der Geometrie der Absturz-Becken Sequenzen auch der Faktor Δ bekannt sein muß, über dessen Bestimmung die Autoren aber keine Angaben machen. Findet zusätzlich noch ein Fließwechsel in der betrachteten Sequenz statt, sollte nach EGASHIRA & ASHIDA zu Gl.(5.96) noch die Widerstandskomponente addiert werden, die sich aus dem Energieverlust des Wechselsprunges ergibt:

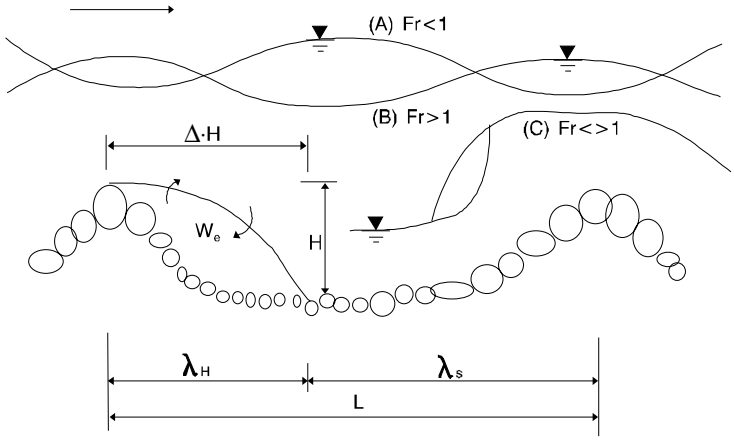


Abb. 5.14: Fließzustände bei deformierter Sohle. W_e entspricht der Eintrittsgeschwindigkeit in den Pool und ist über E_n in Gl.(5.95) erfaßt (aus: EGASHIRA & ASHIDA 1991)

$$\lambda_w = \frac{8}{Fr^2} \cdot \frac{\Delta h_w}{L} \quad , \tag{5.97}$$

wobei Δh_w der Verlusthöhe infolge des Wechselsprunges entspricht. Neben der weiteren zu bestimmenden Größe Δh_w wird somit aber wiederum eine Froude-Abhängigkeit in die Beziehung eingeführt, die von den Autoren nicht weiter diskutiert wird.

Aufbauend auf den Untersuchungen von PRESTEGAARD (1983) bezüglich des Formwiderstandes von Kiesbänken zeigt MILLAR (1999) anhand des Gefälleansatzes:

$$I'' = I - I' \tag{5.98}$$

und der Beziehung:

$$I' = \frac{\lambda'}{8} \cdot Fr^2 , \tag{5.99}$$

wobei λ' wiederum über Gl.(5.94) berechnet wird, daß für $k_s = d_{50}$ eine eindeutige Beziehung zwischen der Kiesbankgeometrie und I'' hergestellt werden kann. Gleichzeitig verweist er darauf, daß diese Beziehung durch die Wahl von $k_s = d_{84}$ nicht erhalten wird. Dies veranlaßt ihn zu der Schlußfolgerung, daß Rauheitsmaßstäbe der Form $k_s = const. \cdot d_{84}$ (vgl. Tab. 3.2) den Fließwiderstand infolge der Kornrauheit überschätzen und somit bereits eine Komponente der Formrauheit beinhalten.

Allerdings ergibt sich nach HEY (1989) das Paradoxon, daß das korrekte Energieliniengefälle I' nur bestimmt werden kann, wenn die mittlere Fließgeschwindigkeit und die mittlere Wassertiefe für den Fall ohne Sohlenformen bekannt sind. Dies setzt aber die Kenntnis von I' voraus, da sich die tatsächliche Wassertiefe aufgrund der vorhandenen Sohlenformen einstellt. Ohne diese Sohlenformen würde sich eine höhere Geschwindigkeit in Verbindung mit einer geringeren Wassertiefe ergeben.

Aufgrund dieser Tatsache entwickelt HEY (1989) ein Verfahren zur Bestimmung des Fließwiderstandes auf der Basis der Addition der Rauheitsmaße:

$$k_{ges} = k_{korn} + k_{sohl} \,, \tag{5.100}$$

wobei er $k_{korn} = 3{,}5 \cdot d_{84}$ setzt (vgl. Gl.(5.17)). Über Kontinuitätsbedingungen und in Verbindung mit Gl.(5.17) kommt er zu folgender Beziehung für die Rauheitshöhe k_{ges}:

$$k_{ges} = a_m \cdot h_m \cdot \left(\frac{k_{korn}}{a_r \cdot h_r} \right)^{\left(\lambda_r / \lambda\right)^{1/2}} \tag{5.101}$$

mit $$\frac{\lambda_r}{\lambda} = \frac{h_r^3 \cdot b_r^2 \cdot I_r}{h_m^3 \cdot b_m^2 \cdot I_m} \,. \tag{5.102}$$

In den Gln.(5.101) und (5.102) sind a_m und a_r Koeffizienten zur Berücksichtigung der Querschnittsform der betrachteten Fließstrecke und eines Riffels, h_m und h_r sind die entsprechenden Wassertiefen, b_m und b_r die entsprechenden Breiten und I_m und I_r die jeweiligen Energieliniengefälle. Der Gesamtwiderstand λ berechnet sich nach HEY unter der Verwendung der Gln.(5.101) und (5.102) zu:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2{,}03 \cdot \log\left(\frac{a_m \cdot h_m}{k_{ges}} \right) \,. \tag{5.103}$$

Allerdings ergibt sich durch Einsetzen von Gl.(5.101) in Gl.(5.103) folgendes Ergebnis:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_r}} = 2{,}03 \cdot \log\left(\frac{a_r \cdot h_r}{k_r} \right) \,. \tag{5.104}$$

Gl.(5.104) entspricht Gl.(5.17) und somit läßt sich keine direkte Angabe zum Fließwiderstand machen. Das gesamte Verfahren nach HEY (1989) basiert nicht auf einer Aufteilung der Kornrauheiten, sondern auf der Kontinuitätsbedingung, indem zuerst (bei bekannten Werten von I_m, I_r, h_m, h_r, b_m, b_r, a_r, a_m, d_{84}) über Gl.(5.104) die Fließgeschwindigkeit u_r bestimmt wird. Über die Kontinuitätsbedingung ergibt sich somit der Abfluß Q (der über dem Riffel und über der Fließstrecke gleich ist) und weiterhin mit h_m und b_m die Fließgeschwindigkeit u_m. Über u_m läßt sich mit Gl.(5.103) k_{ges} berechnen und hieraus wiederum k_{sohl}. Somit läßt sich also dieser Ansatz direkt auf den Ansatz nach HEY (1979) (Gl.(5.17)) zurückführen und enthält keine neuen Erkenntnisse.

Generell kann die Anwendbarkeit von Überlagerungsansätzen im Bereich kleiner relativer Überdeckungen angezweifelt werden. Wie in den vorigen Kapiteln schon des öfteren angemerkt wurde, kann die theoretische Ableitung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils für diesen Fall nicht mehr aufrecht erhalten werden. Da aber die Kornwiderstände über die Keulegan-Beziehung bestimmt werden, die sich aus dieser Ableitung heraus ergibt, ist anzunehmen, daß diese Widerstände nicht korrekt ermittelt werden.

5.6 Zusammenfassung des Literaturstudiums bezüglich des Fließwiderstandes

Im folgenden werden das vorangegangene Literaturstudium und die wichtigsten Schlußfolgerungen kurz zusammengefaßt. Hinsichtlich der Anwendbarkeit von semi-logarithmischen Widerstandsgesetzen wurde bereits in Kap. 3 gezeigt, daß diese im Fall von geringen relativen Überdeckungen als rein empirische Prozeduren angesehen werden sollten (vgl. BATHURST 1988, 1993). Die entsprechenden Ansätze wurden zumeist unter der Annahme einer ebenen Sohle abgeleitet und der Einfluß morphologischer Strukturen somit nicht berücksichtigt. Die Validierung der in der Literatur auffindbaren Ansätze anhand des dieser Arbeit zugrundeliegenden Datensatzes bestätigt diese Vermutung.

Des weiteren sollte der Einfluß von unterschiedlichen Meßverfahren nicht außer Acht gelassen werden. Während die mittlere Fließgeschwindigkeit für die Daten von ROSPORT (1997) und NESTMANN ET AL. (2000) mittels der Salzverdünnungsmethode über eine Fließstrecke bestimmt wurde (vgl. Kap. 4), wird diese in der Literatur oftmals durch Flügelmessungen über einen bestimmten Fließquerschnitt ermittelt. Bedingt durch diese Meßverfahren sind (speziell im Fall von Absturz-Becken Sequenzen) unterschiedliche Ergebnisse zu erwarten, da für diesen Fall die Annahme einer stationären, gleichförmigen Strömung ausgeschlossen werden kann und sich entsprechende Variationen der Fließgeschwindigkeit durch den Einfluß der Gerinnegeometrie ergeben.

Hinsichtlich der Ermittlung des Widerstandsbeiwertes λ zeigt die Auftragung der Daten, daß eine Beschreibung der Form $\lambda = \text{fct.}(h/d_c)$ nicht zu befriedigenden Ergebnissen führen wird. Dies ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß mittels d_c die Rauheitsstruktur der Sohle nur ungenügend erfaßt werden kann (BRAY 1979, ABERLE ET AL. 1999a, MILLAR 1999). Diese hat aber bei geringen Überdeckungen einen großen Einfluß auf den Widerstandsbeiwert (vgl. Abb. 3.10) und führt zu einer Deformation des Geschwindigkeitsprofils. Aufgrund dieser Tatsache sind die in Kap. 5.4 diskutierten Überlagerungsansätze ebenfalls nur bedingt zur Anwendung des Fließwiderstandes in steilen Fließgewässern geeignet. Anhand der Keulegan-Beziehung werden hierbei physikalische Sachverhalte abgeleitet, obwohl diese Beziehung in Gebirgsbächen nach den Erkenntnissen aus Kap. 3 nicht angewendet werden kann.

Ansätze, welche den Widerstandsbeiwertes λ mit der Froude-Zahl verknüpfen, sollten ebenfalls nicht zur Anwendung kommen, da die Froude-Zahl Bestandteil der Definition von λ ist. Speziell für den Fall, daß z.B. die Beziehung zwischen der mittleren Fließgeschwindigkeit und der mittleren Wassertiefe an einem Ort über einer stabilen Sohle bestimmt wird (*at-a-site Hydraulic Geometry*), läßt sich das Problem der Bestimmung des Widerstandsbeiwertes λ auf die Bestimmung der Froude-Zahl zurückführen. Um den Einfluß der Froude-Zahl auf das Widerstandsverhalten charakterisieren zu können, müßte somit eine zeitlich und räumlich hochaufgelöste Betrachtung des Strömungsfeldes erreicht werden, um entsprechende Variationen der Froude-Zahl diskutieren zu können. Hierfür müssen aber zuerst die physikalischen Gegebenheiten von Strömungen mit geringen Überdeckungen und großen Rauheitselementen besser verstanden werden.

Unter der Voraussetzung, daß die maßgebenden Strömungsparameter integral (d.h. durch Mittelwertbildung über die Breite und Messung einer mittleren Fließgeschwindigkeit) ermittelt werden, können für Fließgesetze der Form $u_m \propto q^n$ Grenzen für den Exponenten n in Abhängigkeit der Querschnittsfläche angegeben werden, die sich auf empirische Beobachtungen stützen. Des weiteren ist nach den vorausgegangenen Ausführungen der Exponent n vom Sohlengefälle und der Breite abhängig. Dieser Tatsache sollte in entsprechenden Fließgesetzen Rechnung getragen werden.

Alle oben diskutierten Punkte haben eine Gemeinsamkeit. Die unterschiedlichen Ergebnisse der Verfahren zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit oder des Fließwiderstandes lassen sich darauf zurückführen, daß die Rauheitsoberfläche bzw. der Einfluß der Rauheit auf die Strömung in steilen Gerinnen nur ungenügend durch den charakteristischen Korndurchmesser beschrieben wird. Ziel dieser Arbeit ist es deshalb, einen solchen neuen Rauheitsparameter zu definieren und seine Anwendbarkeit aufzuzeigen.

6 Literaturstudium zur Sohlenstabilität steiler Gerinne

Die folgenden Ausführungen hinsichtlich der Stabilität steiler Gerinne beziehen sich ausschließlich auf den Punkt des Bewegungsbeginns. D.h., ausgehend von einer stabilen Sohle werden Ansätze vorgestellt, die zur Abschätzung eines kritischen Abflusses herangezogen werden können, der zur Zerstörung der bestehenden Sohle bzw. der bestehenden Sohlenstrukturen führt.

6.1 Allgemeine Bemerkungen

Der Großteil der Untersuchungen zur Stabilität von Gewässersohlen basiert im wesentlichen auf Untersuchungen bei geringen Sohlengefällen und großen relativen Wassertiefen. Der klassische Ansatz zur Bestimmung einer kritischen Sohlenschubspannung τ_{0c} geht auf die Untersuchungen von SHIELDS (1936) zurück, der anhand grenzschicht- und ähnlichkeitstheoretischer Überlegungen die Beziehung:

$$\tau_{*,cr} = \frac{\tau_{0c}}{(\rho_s - \rho)\cdot g \cdot d} = \text{fct.}(Re_*) \tag{6.1}$$

ableitet. In Gl.(6.1) bezeichnet $\tau_{*,cr}$ den kritischen Shieldsparameter, d den Korndurchmesser des Einkornmaterials und $Re_* = u_*\cdot d/\nu$ die Kornreynoldszahl. Für den Fall großer Kornreynoldszahlen Re_* ist nach SHIELDS der Schwellenwert für den Übergang von unbewegter zu bewegter Sohle $\tau_{*,cr} = 0{,}06$ eine Konstante, d.h. nicht mehr abhängig von Zähigkeitseinflüssen. Im Gegensatz zu SHIELDS bestimmen MEYER-PETER & MÜLLER (1949) den Grenzwert zu 0,047 und FENTON & ABBOTT (1977) für grobes Material und in Abhängigkeit des Herausragens des Korns aus der Sohle sogar zu 0,01. Allerdings beinhaltet die Definition des Schwellenwerts eine gewisse Art der Subjektivität, die mit der Definition des Bewegungsbeginns verbunden ist. Inwiefern diese Definition den Grenzwert beeinflußt, ist in DITTRICH ET AL. (1992) diskutiert. Eine ausführliche Zusammenstellung kritischer Shieldsparameter ist BUFFINGTON & MONTGOMERY (1997) zu entnehmen.

Ein wesentliches Merkmal von Gewässersohlen aus ungleichförmigem Material mit weit abgestuften Sieblinien besteht in der Ausbildung von Deckschichten. Als Abpflasterungs- oder Deckschichten werden Schichten bezeichnet, welche die Stärke eines Korns (Größtkorn der Mischung) aufweisen. Wie in Kap. 2 schon angesprochen wurde, entstehen diese durch selektive Erosionsprozesse und bewirken dadurch eine sukzessive Steigerung der Stabilität der Gewässersohle, wobei die theoretisch maximale Stabilität von der Kornzusammensetzung des Unterschichtmaterials vorgegeben ist (GÜNTER 1971).

Deckschichten bestehen überwiegend aus gröberen Körnern, welche das darunter befindliche Material vor dem Strömungsangriff schützen. Ihre Sieblinie weist alle Kornfraktionen des Unterschichtmaterials auf mit Peaks im Sand- und Kiesbereich. Die hohen Kornanteile im Sandbereich bewirken hierbei eine optimale Verfüllung der Hohlräume zwischen den gröberen Körnern, wobei der Einfluß der kleineren Körner auf die Stabilität bereits in Kap. 2 angesprochen wurde.

Im folgenden werden Ansätze behandelt, die sich mit der Bestimmung der Sohlenstabilität steiler Fließgewässer beschäftigen. Bezüglich Deckschichtansätzen, die für Gewässer mit moderaten Gefällen abgeleitet wurden, sei an dieser Stelle auf DITTRICH (1998) verwiesen. Ausführungen über die Stabilität von Deckschichten unter Belastung durch Sedimenttransport sind NESTMANN ET AL. (2000) zu entnehmen und sind ebenfalls nicht Gegenstand dieser Untersuchung.

6.2 Modifizierung des Shields-Ansatzes für steile Gewässer

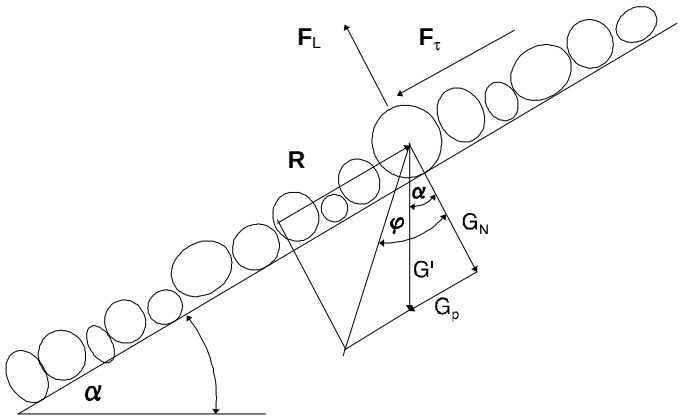


Abb. 6.1: Kräftegleichgewicht an einem Korn für steile Gerinnesohlen (aus: ROSPORT 1997)

Analog zu den Überlegungen von SHIELDS (1936) läßt sich für steile Gewässer der in Abb. 6.1 dargestellte Kräfteansatz aufstellen.

Die stabilisierende Kraft R ergibt sich aus dem Eigengewicht des Korns unter Auftrieb (G') und aus dessen Einbindung in das Sohlenmaterial, ausgedrückt über den Reibungswinkel φ. Dieser Kraft wirken die Schubkraft F_τ, die Liftkraft F_L und die Hangabtriebskraft G_P entgegen.

Die Schubkraft F_τ resultiert aus der Umströmung des Korns sowie im hydraulisch rauhen Fall aus der Wirkung der turbulenten Schubspannungen. Entsprechend ergibt sich für diese Kraft der folgende Ansatz:

$$F_\tau = \frac{1}{2} \cdot c_w \cdot A' \cdot \rho \cdot u(y)^2 \propto \frac{1}{2} \cdot c_w \cdot \left(\alpha_1 \cdot d^2\right) \cdot \rho \cdot u_a^2 \qquad (6.2)$$

mit:
- c_w = Widerstandsbeiwert des eingebetteten Korns
- A' = angeströmte Fläche des Korns = fct.($\alpha_1 \cdot d^2$)
- α_1 = Formfaktor
- d = Korndurchmesser
- ρ = Dichte des Fluids
- u_a = Strömungsgeschwindigkeit in Kornhöhe.

Unter der Annahme großer Reynolds- (c_w = const.) und Kornreynoldszahlen ($u_a \propto u_*$) ergibt sich somit aus Gl.(6.2) (vgl. DITTRICH 1998):

$$F_\tau \propto \rho \cdot d^2 \cdot u_*^2 = d^2 \cdot \tau_0 = \text{fct.}(\alpha_1, c_w) \; . \tag{6.3}$$

Die Liftkraft F_L wird im wesentlichen durch kohärente Fließstrukturen und dynamische Anteile, die aus der Umströmung des Korns resultieren hervorgerufen (DITTRICH ET AL. 1992, 1996, DITTRICH 1998). Da F_L durch Druckkräfte hervorgerufen wird, wirkt sie senkrecht zur Unterlage. In Anlehnung an Gl.(6.2) ist DITTRICH (1998) der folgende Ansatz für die Liftkraft zu entnehmen:

$$F_L = \frac{1}{2} \cdot c_a \cdot A \cdot \rho \cdot u(y)^2 \propto \frac{1}{2} \cdot c_a \cdot \left(\alpha_2 \cdot d^2\right) \cdot \rho \cdot u_a^2 \tag{6.4}$$

mit: c_a = Auftriebsbeiwert
A = Grundfläche des Korns = fct.($\alpha_2 \cdot d^2$)
α_2 = Formfaktor.

Das Eigengewicht des Korns unter Auftrieb ergibt sich zu:

$$G' = \alpha_3 \cdot d^3 \cdot g \cdot (\rho_s - \rho), \tag{6.5}$$

wobei α_3 einen Faktor zur Berücksichtigung der Abweichung der Kornform von einer Kugel darstellt. Somit ergibt sich für die Normalkraft G_N:

$$G_N = G' \cdot \cos\alpha - F_L \tag{6.6}$$

und entsprechend die für Hangabtriebskomponente G_P:

$$G_P = G' \cdot \sin\alpha \; . \tag{6.7}$$

Die stabilisierende Kraft R_G definiert sich zu:

$$R = G_N \cdot \tan\varphi \; . \tag{6.8}$$

Im Grenzfall gilt $G_P + F_\tau = R$, wodurch sich folgende Beziehung ergibt:

$$\tau_{*,cr} = \frac{\tau_{0c}}{(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot d} = \frac{\alpha_3}{a} \cdot \left[\cos\alpha \cdot \tan\varphi - \sin\alpha\right] - \frac{F_L \cdot \tan\varphi}{a \cdot (\rho_s - \rho) \cdot g \cdot d^3} \; . \tag{6.9}$$

Der Faktor a bezeichnet hierbei einen universellen Faktor, der sich aus der Kornform und dem zugehörigen c_w-Wert ergibt. Die linke Seite von Gl.(6.9) entspricht Gl.(6.1) und somit der Shields-Ableitung, während im vorliegenden Fall auf der rechten Seite von Gl.(6.9) Größen berücksichtigt werden (Gefälle und Liftkraft), die von SHIELDS (1936) in der theoretischen Betrachtung vernachlässigt wurden.

6.2.1 Einfluß der Liftkraft auf den Bewegungsbeginn

Aus den turbulenten Schwankungsgrößen bestimmen DITTRICH ET AL. (1996) die Liftkraft F_L, die Sohlenschubspannung τ_0 und das hydraulische Rauheitsmaß k_s. Über die Auftragung des Verhältnisses τ_L/τ_0 (wobei $\tau_L = F_L/A'$) gegen das Verhältnis k_s/k (Abb. 6.2) kommt DITTRICH (1998) zu der Schlußfolgerung, daß mit der Zunahme des Rauheitsmaßes k_s gegenüber k der Einfluß von τ_L geringer wird und es somit zu einer Entlastung der Sohle von hohen Schub- und Druckschwankungen kommt. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ausführungen in Kap. 3, innerhalb derer festgestellt wurde, daß mit zunehmender Rauheitswirkung der Maximalwert der turbulenten Schubspannungen in Richtung äußeres Strömungsfeld verschoben wird.

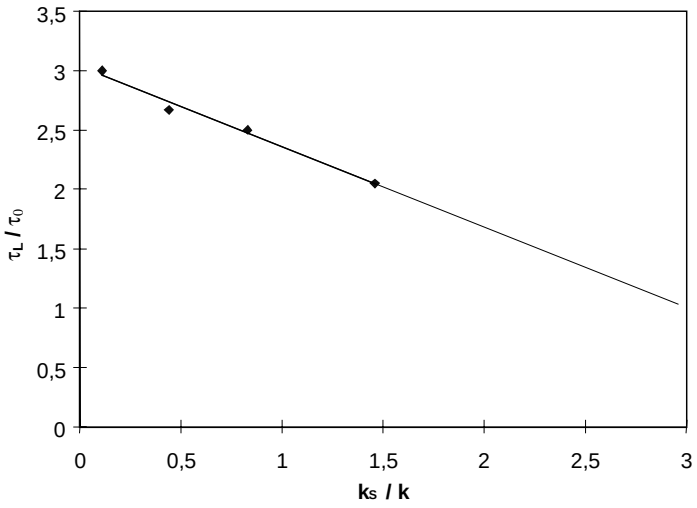


Abb. 6.2: Verhältnis von turbulenzbedingtem Auftrieb τ_L zur Sohlenschubspannung τ_0 als Funktion der relativen Sandrauheit k_s/k (aus: DITTRICH ET AL. 1996)

Somit muß davon ausgegangen werden, daß durch die Bestimmung der Schubspannung τ_0 über integrale Größen (für den Fall großer k_s/k-Werte) große Werte der kritischen Schubspannung und somit auch große Werte für $\tau_{*,cr}$ bestimmt werden (DITTRICH 1998).

Nach DITTRICH (1998) könnten in steilen Gewässern die aus der Sohle herausragenden großen Steine, um die sich eine destabilisierende Nachlaufströmung ausbildet (dynamischer Auftrieb), reduzierend auf die $\tau_{*,cr}$-Werte wirken. Dagegen spricht jedoch die Vermutung, daß die großen Steine die stabilitätsbestimmenden Elemente von Gebirgsbächen darstellen (ROSPORT & DITTRICH 1995) und bei steilen Gewässern die relative Überdeckung h/k gering, $\tau_{*,cr}$ aber infolge des größeren Gefälles groß ist (vgl. Kap. 6.2.2). Bedingt durch das in Kap. 4 beschriebene Meßverfahren kann der Einfluß der Liftkraft auf den Bewegungsbeginn in dieser Untersuchung nicht quantifiziert werden und wird im folgenden bei der Aufbereitung der Formeln vernachlässigt.

6.2.2 Einfluß des Gefälles

Die destabilisierende Wirkung des Gefälles im Bereich großer Sohlengefälle wird bereits aus Abb. 6.1 ersichtlich. Erreicht die Neigung des Gewässers Werte, die im Bereich des inneren Reibungswinkels φ liegen, so nähert sich der mit dem Bewegungsbeginn verbundene Geschiebetransport immer mehr einem murgangähnlichen Verhalten an (DITTRICH 1998, ROSPORT 1997). Abb. 6.3 zeigt den Verlauf des kombinierten Neigungs- und Reibungsterms aus Gl.(6.9) in Abhängigkeit von der Sohlenneigung I_s. Aus dem funktionalen Verlauf wird

ersichtlich, daß ab einem Sohlengefälle $I_s \approx 1$ % mit einem Einfluß des Gefälles auf den Shieldsparameter gerechnet werden muß.

GRAF (1991), TSUJIMOTO (1991), BATHURST ET AL. (1982) und ASHIDA & BAYAZIT (1973) empfehlen, den Gefälleterm in die linke Seite von Gl.(6.9) zu integrieren (unter der Vernachlässigung des Quotienten α_3/a), wodurch sich folgende Beziehung für den modifizierten Shieldsparameter $\tau_{*,cr}'$ ergibt:

$$\tau_{*,cr}' = \frac{\tau_{0c}}{(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot d \cdot [\cos\alpha \cdot \tan\varphi - \sin\alpha]} \tag{6.10}$$

ROSPORT (1997) zufolge führt die Einbeziehung des Gefälleterms in den Nenner zu einer scheinbaren Erhöhung der Schubspannung, die nicht aus einer Reduktion der Strömungsbelastung resultiert. Diese Behauptung leitet er aus einer Grenzbetrachtung für $\alpha \rightarrow \varphi$ ab, wodurch der Gefälleterm in Gl.(6.10) gegen Null strebt und somit nach ROSPORT $\tau_{*,cr}'$ gegen unendlich streben müßte.

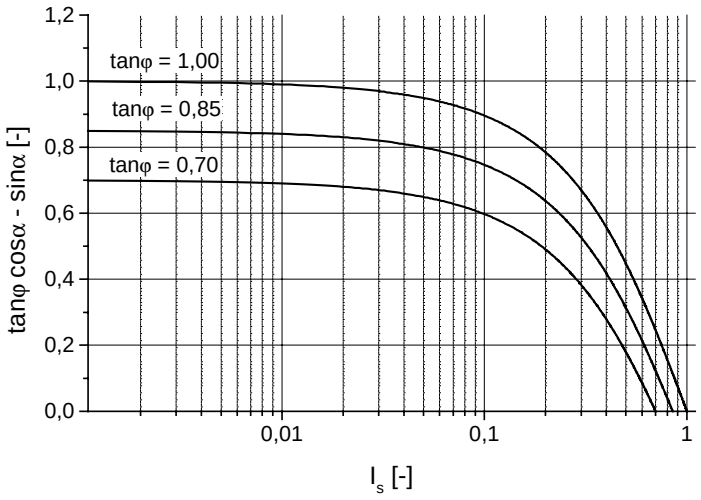


Abb. 6.3: Zur Bedeutung des Gefälles (nach: GRAF 1991)

Dieser Argumentation kann hier nicht gefolgt werden, da für den Fall $\alpha \rightarrow \varphi$ die erforderliche Belastung, die zum Bewegungsbeginn erforderlich ist, ebenfalls erheblich reduziert wird ($\tau_{0c} \rightarrow 0$). Somit ist der Grenzwert nicht mehr mathematisch bestimmbar. Tatsächlich ist für den Grenzfall $\alpha = \varphi$ der Grenzwert $\tau_{*,cr}' = 0$ zu erwarten, da in diesem Fall schon die geringste Belastung zum Zusammenbruch des Systems führt. Einer rein geometrischen Betrachtung des Problems ohne Miteinbeziehung der hydraulischen Größen ist somit skeptisch gegenüber zu stehen.

Auf der Basis der Daten von ASHIDA & BAYAZIT (1973) und weiterer Autoren entwickelten BATHURST ET AL. (1982) das in Abb. 6.4 dargestellte Stabilitätsdiagramm, in dem der modifizierte Shieldsparameter als Funktion der relativen Überdeckung h/d_{50} dargestellt ist. Nach Abb. 6.4 ergeben sich für die verschiedenen Untersuchungen unterschiedliche Abhängigkeiten von $\tau_{*,cr}'$ gegenüber h/d_{50}. Tendenziell wird für die verschiedenen Untersuchungen $\tau_{*,cr}'$ mit steigender relativer Überdeckung h/d_{50} für das jeweils verwendete Sohlenmaterial geringer (vgl. die durchgezogenen Linien in Abb. 6.4).

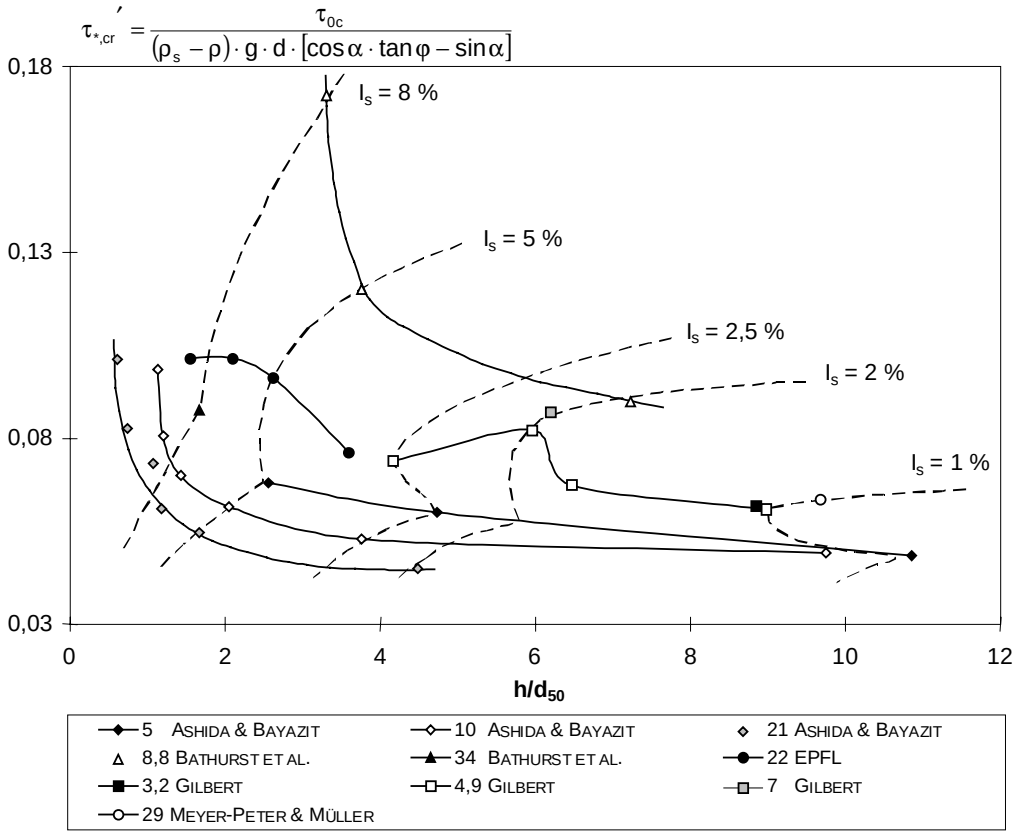


Abb. 6.4: Modifizierter Shieldsparameter $\tau_{*,cr}'$ als Funktion der relativen Überdeckung h/d_{50} und des Gefälles I_S (aus: BATHURST ET AL. 1982); die Angabe vor dem Literaturverweis bezeichnet den d_{50}

Allerdings ist bei der Interpretation dieses Sachverhalts aufgrund der Auftragung Vorsicht geboten. Im vorliegenden Fall handelt es sich um kritische Wassertiefen h_c und die durchgezogenen Linien verbinden jeweils Punkte, die mit dem gleichen Sohlenmaterial ermittelt wurden. Entsprechend kann die Vergrößerung der kritischen relativen Wassertiefe nur über die Verminderung des Sohlengefälles erreicht werden. Nach der Definitionsgleichung von $\tau_{*,cr}'$ (Gl.(6.10)) sind für dasselbe Sohlenmaterial nur das Sohlengefälle I_s und die kritische Wassertiefe h_c die variierenden Größen. Anhand der durchgezogenen Linien wird somit folgender Sachverhalt diskutiert:

$$h_{crit} \cdot \frac{I_s}{[\tan\varphi \cdot \cos\alpha - \sin\alpha]} = \text{fct.}(h_{crit}). \tag{6.11}$$

Das Resultat dieser Diskussion ist, daß die kritische Wassertiefe h_c mit steigendem Sohlengefälle geringer wird, was für ein und dasselbe Sohlenmaterial aufgrund der destabilisierenden Wirkung des Sohlengefälles zu erwarten ist. Die Aussage von ASHIDA & BAYAZIT (1973), daß der kritische Shieldsparameter eine Funktion der relativen Wassertiefe ist und mit steigender kritischer relativer Wassertiefe abnimmt, ist somit mathematisch auf den Einfluß des Gefälles zurückzuführen.

Der unterschiedliche funktionale Verlauf hinsichtlich der verwendeten Sohlenmaterialien kann auf den Einfluß des inneren Reibungswinkels φ, auf unterschiedliche Materialdichten sowie die unterschiedliche Rauheitsstruktur der Sohlenoberflächen (Bettformen, morphologische Strukturen) zurückgeführt werden (vgl. auch BATHURST ET AL. 1982).

Die Richtigkeit des Ansatzes $\tau_{*,cr}' = fct.(h/d_{50})$ vorausgesetzt, sollten in Abb. 6.4 die Datenpunkte, denen das gleiche Sohlengefälle zugrunde liegt, auf eine Linie fallen. Dies ist durch die gestrichelten Linien angedeutet. Der theoretische Verlauf des Zusammenhangs $\tau_{*,cr}' = fct.(h/d_{50})$ ist in Abb. 6.5 für die Gefällebereiche aus Abb. 6.4 dargestellt. Der Verlauf der gestrichelten Linien in Abb. 6.4 weicht zum Teil erheblich von dem theoretischen Verlauf ab und die Linien sind nicht frei von Diskontinuitäten, was wiederum auf die oben angesprochenen Gründe der unterschiedlichen Rauheitsstrukturen und Materialeigenschaften zurückzuführen ist.

BATHURST ET AL. (1982) kommen anhand Abb. 6.4 zu der Schlußfolgerung, daß mit geringer werdender Sohlenneigung der Gradient des Zusammenhangs zwischen dem Shieldsparameter und der relativen Überdeckung abnimmt (vgl. Abb. 6.5). Für Sohlengefälle $I_s < 1$ % machen BATHURST ET AL. (1982) darauf aufmerksam, daß der Gradient so gering wird, daß sich ein Wert von $\tau_{*,cr}'$ zwischen 0,04 und 0,06 einstellt. Diese Werte entsprechen den klassischen Untersuchungen zu dieser Problematik. Somit kann vermutet werden, daß in diesen Untersuchungen die Neigungen gering genug und die relativen Wassertiefen entsprechend groß genug waren, um den Einfluß der Sohlenneigung auf den Shieldsparameter zu überdecken. Auf die fehlende Variation des Sohlengefälles machte bereits SHIELDS (1936) aufmerksam, da seine Untersuchungen bei sehr geringen Gefällen durchgeführt wurden.

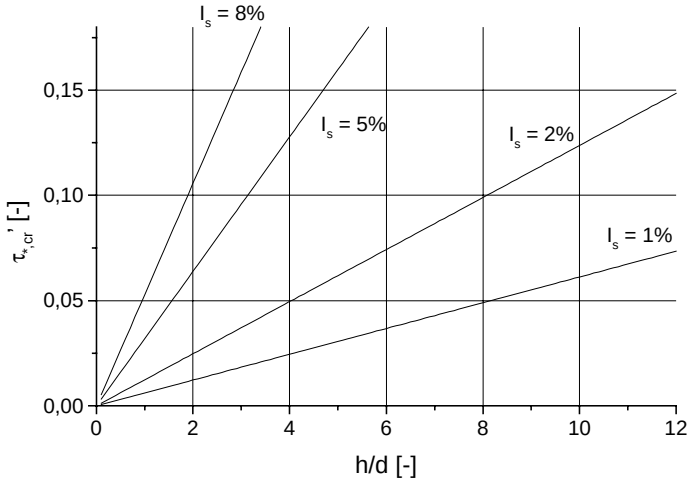


Abb. 6.5: Theoretischer Verlauf von $\tau_{*,cr}'$ als Funktion der relativen Wassertiefe für verschiedene Gefällebereiche nach Gl.(6.10) ($\rho_s = 2650$ kg/m^3)

6.2.3 Einfluß des betrachteten Korndurchmessers

Hinsichtlich des Bewegungsbeginns im Fall von weiten Sieblinien muß auch der Einfluß der betrachteten Korngröße berücksichtigt werden. ROSPORT (1997) zufolge können sich durch die Erosion der Kleinstkörner auch die gröbsten Elemente umlagern. Somit ist zu erwarten,

daß der Bewegungsbeginn näherungsweise unabhängig vom betrachteten Korndurchmesser ist, was auf die Eigenschaften des Sohlenmaterials zurückzuführen ist.

Diese Behauptung kann durch die Untersuchungen von PATEL & RADJU (1999) sowie PARKER ET AL. (1982) gestützt werden. Laut diesen Untersuchungen tendieren alle Fraktionen einer unimodalen Sieblinie dazu, bei der gleichen kritischen Schubspannung instabil zu werden. WIBERG & SMITH (1991) entwickeln ein Modell, nach dem größere Körner eine geringere kritische Schubspannung aufweisen als kleinere. Sie weisen jedoch darauf hin, daß die Änderung des Geschwindigkeitsfeldes infolge der Erosion der großen Körner so schnell vor sich geht, daß es scheint als ob alle Korngrößen zur gleichen Zeit mobilisiert werden.

Anhand dieser Ausführungen kann davon ausgegangen werden, daß der mittleren Korndurchmesser $d_{m,D}$ oder der $d_{84,D}$ zur Bestimmung des Bewegungsbeginns in steilen Gewässern herangezogen werden kann. Der Einfluß morphologischer Strukturen auf die Stabilität kann allerdings durch den Shields-Ansatz nicht erfaßt werden, da keine Parameter zur Charakterisierung dieser Strukturen in Gl.(6.10) enthalten sind. Den Untersuchungen von CHURCH ET AL. (1998) ist zu entnehmen, daß sich infolge der auftretenden Strukturen der Shieldsfaktor um den Faktor 4 gegenüber $\tau_{*,cr} = 0{,}045$ erhöhen kann. Es ist somit zu vermuten, daß sich dieser Effekt auch in Abb. 6.4 wiederfinden läßt. Um diesen Einfluß jedoch direkt quantifizieren zu können, sind detaillierte Kenntnisse hinsichtlich der Abhängigkeit der Sieblinie vom Gefälle (inwiefern ändert sich in natürlichen Gewässern die Sieblinie als Funktion des Gefälles), eine genaue Charakterisierung der Strukturen in Abhängigkeit vom Sohlenmaterial, die detaillierte Beschreibung der Rauheitsstruktur und ihr Einfluß auf die hydraulischen Größen sowie verbesserte theoretische Grundlagen zur Quantifizierung des Strömungsfeldes in steilen Gerinnen nötig (vgl. Kap. 2 und 3).

6.3 Berechnungsansätze nach Shields

Der Literatur können verschiedene Ansätze entnommen werden, die auf der Anwendung des Shieldsparameters basieren. Je nach Ansatz findet hierbei der modifizierte Shieldsparameter (Gl.(6.10)) oder der *klassische* Shieldsparameter (Gl.(6.1)) Anwendung. Des weiteren kann eine Einteilung hinsichtlich der gewählten unabhängigen Größe (Sohlengefälle, relative Überdeckung) vorgenommen werden.

6.3.1 Abhängigkeit vom Gefälle

GRAF & SUSZKA (1987) ist folgender Berechnungsansatz für die Bestimmung des kritischen Shieldsparameters zu entnehmen:

$$\tau_{*,cr} = \frac{\rho \cdot g \cdot R_s \cdot I_s}{(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot d} = 0{,}042 \cdot 10^{2{,}2 \cdot I_s} . \qquad (6.12)$$

Nach Abb. 6.4 ist nicht zu erwarten, daß der Ansatz nach Gl.(6.12) zu befriedigenden Ergebnissen führt, da die dort gezeigte Streubreite der, wenn auch modifizierten, kritischen Shieldsparameter sehr groß für das selbe Gefälle ist (vgl. gestrichelte Linien). Somit kann vermutet werden, daß dieser Ansatz auf der Verwendung ähnlicher Materialien bzw. desselben Materials basiert. Die Übertragbarkeit dieses Ansatzes auf unterschiedliche Gewässer (die durch den gleichen Korndurchmesser charakterisiert sind) scheint nach Abb. 6.4 nicht gegeben zu sein, da für ein und dasselbe Sohlengefälle nach Gl.(6.12) nur ein einziger Wert für $\tau_{*,cr}$ erwartet wird.

6.3.2 Abhängigkeit von der relativen Rauheit

Die Abhängigkeit des Shieldsparameters von der relativen Rauheit wurde bereits in Kap. 6.2.2 diskutiert. Unter den dort angeführten Aspekten ist z.B. der Ansatz von SUSZKA (1991) zu behandeln

$$\tau_{*,cr}' = \frac{\rho \cdot g \cdot h \cdot I_s}{(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot d_{50} \cdot [\tan\varphi \cdot \cos\alpha - \sin\alpha]} = 0{,}085 \cdot \left(\frac{h}{d_{50}}\right)^{-0{,}266} . \qquad (6.13)$$

Offenbar hängt dieser Ansatz ebenfalls vom zugrundeliegenden Material ab und kann Abb. 6.4 zufolge nur eine durchgezogene Linie charakterisieren.

6.3.3 Abhängigkeit vom hydraulischen Rauheitsmaß k_s

ROSPORT (1997) diskutiert den Einfluß des hydraulischen Rauheitsmaßes k_s auf den kritischen Shieldsparameter und gibt für dessen Berechnung folgende Beziehung an:

$$\tau_{*,cr} = 0{,}012 \cdot \frac{k_s}{d_{m,D}} + 0{,}021 . \qquad (6.14)$$

ROSPORT zufolge ist Gl.(6.14) eine von Sohlengefälle und relativer Wassertiefe unabhängige Darstellung des kritischen Shieldsparameters. Diese Behauptung kann in dieser Form allerdings nicht aufrecht erhalten werden, da k_s das hydraulische Rauheitsmaß bezeichnet und somit vom Sohlengefälle und der relativen Überdeckung abhängen muß. Dies wird aus der Berechnungsgleichung offensichtlich, die von ROSPORT (1997) zur Berechnung des Verhältnisses $k_s/d_{m,D}$ angegeben wird:

$$\frac{k_s}{d_{m,D}} = \frac{R_s}{d_{m,D}} \cdot e^{-\left(\kappa \cdot \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot R_s \cdot I_s}} - \ln(4 \cdot 3{,}71 \cdot f)\right)}, \qquad (6.15)$$

wobei sich der Formbeiwert der Gerinnegeometrie f nach ROSPORT folgendermaßen berechnet:

$$f = 0{,}9 - 0{,}2 \cdot e^{-5 \cdot \frac{h_m}{b}} . \qquad (6.16)$$

Die Kombination der Gln.(6.14) und (6.15) führt zu:

$$\frac{\rho \cdot g \cdot R_s \cdot I_s}{(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot d_{m,D}} = 0{,}012 \cdot \frac{R_s}{d_{m,D}} \cdot e^{-\left(\kappa \cdot \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot R_s \cdot I_s}} - \ln(4 \cdot 3{,}71 \cdot f)\right)} + 0{,}021. \qquad (6.17)$$

Diese Gleichung erfordert wiederum eine iterative Lösung, wobei auf die Problematik der Verwendung von R_s in Kap. 5 hingewiesen wurde. Um Gl.(6.17) lösen zu können, wird ein Widerstandsgesetz zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit benötigt. Der entsprechende Ansatz von ROSPORT (1997) zur Bestimmung des Fließwiderstandes wurde bereits in Kap. 5 behandelt und kann in seiner Form nicht angewandt werden. Aufgrund dieser Tatsache sollte der Ansatz nach Gl.(6.17) ebenfalls keine Verwendung finden.

6.4 Dimensionsanalytische Betrachtung

Die obige Diskussion des Shieldsansatzes basiert großteils auf der Ableitung anhand eines Kräftegleichgewichts. Um die maßgebenden Einflußgrößen zu ermitteln, kann entsprechend Kap. 5 auch eine dimensionsanalytische Betrachtung des Problems durchgeführt werden. Ausgehend von Gl.(5.1) und der Einführung der Parameter ρ_s - ρ (zur Berücksichtigung der Sedimentdichte unter Auftrieb) und des inneren Reibungswinkels φ ergibt sich durch die Wahl von d_c, g und ρ als wiederkehrende Größen:

$$\text{fct.}\left(\frac{u_{m,crit}}{\sqrt{g \cdot d_c}}, \frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_c^3}}, \frac{u_{m,crit} \cdot d_c}{\nu}, \frac{h_{crit}}{d_c}, \frac{h_{crit}}{s}, I_S, S, \frac{\rho_s - \rho}{\rho}, \varphi\right) = 0 \ . \qquad (6.18)$$

Die einzelnen Parameter in Gl.(6.18) sind durch Gl.(5.1) definiert, wobei der Index crit hier für die kritischen Strömungsgrößen steht. Entsprechend der in Kap. 5 geführten Diskussion hinsichtlich der Kontinuitätsgleichung müssen in Gl.(6.18) wiederum Parameter eliminiert werden, wobei auch an dieser Stelle eine Fallunterscheidung durchgeführt wird. Wird der Parameter $q_{crit}/(g \cdot d_c^3)^{0,5}$ eliminiert, ergibt sich nach Umformungen:

$$\text{fct.}\left(\frac{u_{m,crit}}{\sqrt{g \cdot d_c}}, \tau_{*,cr}, Re_*, \frac{h_{crit}}{d_c}, \frac{h_{crit}}{s}, I_S, S, \varphi\right) = 0 \ . \qquad (6.19)$$

Hinsichtlich der Bildung von $\tau_{*,cr}$ wurde hier der π-Parameter $(\rho_s - \rho)/\rho$ aus Gl.(6.19) eliminiert. Wird der Parameter $u_{m,crit}/(g \cdot d_c)^{0,5}$, für dessen Ermittlung ein Widerstandsgesetz nötig ist, nicht weiter betrachtet, zeigt Gl.(6.19), daß die Kornreynoldszahl Re_* zuvor nicht diskutiert wurde. Da Re_* aber über die Größen h_{crit}, d_c und I_S definiert ist und somit maßgeblich mit diesen Größen variiert, ist keine Verbesserung des Ergebnisses zu erwarten (vgl. BATHURST ET AL. 1982). Des weiteren sollte in diesem Fall der Effekt der Eigenkorrelation der Daten bei der Ableitung eines Ansatzes unbedingt berücksichtigt werden, da somit generell (für ρ_s, ρ, g, φ, ν = const. und Nichtberücksichtigung der Parameter s, S) folgender Zusammenhang hinsichtlich des Shieldsparameters diskutiert wird:

$$\text{const.} \cdot \frac{h_{crit}}{d_c} \cdot I_s = \text{fct.}\left(\sqrt{h_{crit} \cdot I_s} \cdot d_c, \frac{h_{crit}}{d_c}, I_s \right) . \tag{6.20}$$

Ansätze dieser Art müssen demnach wiederum iterativ gelöst werden, was bereits von SHIELDS (1936) angemerkt wurde. Für den Fall $\tau_{*,cr}$ = const., der offenbar für steile Gewässer nicht gegeben ist, kann die iterative Lösung entfallen. Die Vernachlässigung des in den meisten Untersuchungen konstanten Terms $(\rho_s - \rho)/\rho$ führt des weiteren dazu, daß Gl.(6.20) direkt, ohne jegliche Messungen allgemeingültig gelöst werden kann. Aufgrund dieser Tatsache sollte im Fall der fehlenden Variation der Dichten in Gl.(6.18) anstelle des Parameters $(\rho_s - \rho)/\rho$ entweder der Term h_c/d_c oder I_S eliminiert werden. Somit ergeben sich allerdings wiederum die zuvor diskutierten Fälle.

Wird in Gl.(6.18) der π-Parameter h_{crit}/d_c eliminiert, ergibt sich nach Umformungen:

$$\text{fct.}\left(\frac{u_{m,crit}}{\sqrt{g \cdot d_c}}, \frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_c^3}}, Re_*, \frac{s}{d_c}, I_s, S, \frac{\rho_s - \rho}{\rho}, \varphi \right) = 0 \ . \tag{6.21}$$

Nach BATHURST ET AL. (1982) kann für $Re_* > 10^3$ (was in der vorliegenden Untersuchung der Fall ist), der Einfluß der Kornreynoldszahl vernachlässigt werden. Wird wiederum der Parameter $u_{m,crit}/(g \cdot d_c)^{0,5}$ vernachlässigt, für dessen Bestimmung ein Fließgesetz benötigt wird, so reduziert sich Gl.(6.21) zu:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_c^3}} = \text{fct.}\left(\frac{s}{d_c}, I_s, S, \frac{\rho_s - \rho}{\rho}, \varphi \right) = 0 \ . \tag{6.22}$$

Entsprechend dieser funktionalen Beziehung entwickelte SCHOCKLITSCH (1962) (ohne die Parameter s und S) einen Ansatz zur Bestimmung des kritischen spezifischen Abflusses. Nach BATHURST ET AL. (1982) sollten Ansätze nach Gl.(6.22) für steile Gerinne zu besseren Ergebnissen führen als Shields-Ansätze. Speziell für die vorliegende Untersuchung bieten sich Ansätze dieser Form an, da der spezifische Abfluß direkt gemessen wurde.

6.5 Ansätze nach Schocklitsch

Entsprechend der funktionalen Beziehung nach Gl.(6.22) ergibt sich nach den Untersuchungen von SCHOCKLITSCH (1962) folgender Ansatz zur Bestimmung des kritischen spezifischen Abflusses für Gewässer mit einer Kiessohle:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{40}^3}} = 0{,}083 \cdot \left(\frac{\rho_s - \rho}{\rho} \right)^{5/3} \cdot I_s^{-7/6} \ . \tag{6.23}$$

BATHURST ET AL. (1982) ist auf der Basis von Gl.(6.23) folgender Ansatz für steile Gewässer ($I_s > 2$ %) zu entnehmen:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{50}^3}} = 0{,}114 \cdot \left(\frac{\rho_s - \rho}{\rho} \right)^{0,5} \cdot I_S^{-1,2} \cdot \left[\tan\varphi \cdot \cos\alpha - \sin\alpha \right]^{0,5} \quad . \tag{6.24}$$

Das Sohlengefälle I_s = 2 % stellt laut BATHURST ET AL. (1982) die Grenze zur Charakterisierung der Effekte steiler Gewässer mit großer relativer Rauheit dar.

RICKENMANN (1990) und TSUJIMOTO (1991) geben eine modifizierte Form von Gl.(6.24) an:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{50}^3}} = 0{,}15 \cdot I_S^{-1,12} \quad , \tag{6.25}$$

in der für die Sedimentdichte ρ_s = 2650 kg/m^3 angesetzt wird. Ebenfalls TSUJIMOTO (1991) kann ein Ansatz nach BETTES (1984) (Originalliteratur liegt nicht vor) entnommen werden:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d^3}} = \frac{0{,}134}{I_S} \cdot \log\left(\frac{1{,}221}{I_S} \right) , \tag{6.26}$$

wobei TSUJIMOTO (1991) keine Angabe hinsichtlich des zu wählenden Korndurchmessers macht.

Analoge Formeln finden auch bei der Bemessung von rauhen Rampen in Fließgewässern Anwendung, wodurch sich ein Vergleich mit diesen Stabilitätskriterien anbietet. Hierfür werden im folgenden einzelne, ausgewählte Ansätze kurz vorgestellt, die in der Praxis zur Bemessung von Schüttsteinrampen herangezogen werden.

Aufbauend auf Laboruntersuchungen ist WHITTAKER & JÄGGI (1986) folgender Ansatz zur Bemessung von Schüttsteinrampen zu entnehmen:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{65}{}^3}} = 0{,}257 \cdot \sqrt{\frac{\rho_s - \rho}{\rho}} \cdot I_S^{-7/6} \quad , \tag{6.27}$$

wobei der d_{65} im allgemeinen zur Bemessung von Rampenbauwerken herangezogen wird. Entsprechend vorgegebene Sieblinien in Anlehnung an den d_{65} sind in LFU (1999) gegeben und werden hier nicht weiter betrachtet.

Nach WHITTAKER & JÄGGI (1986) ergibt sich über die Kombination der Gauckler-Manning-Strickler Gleichung, der Kontinuitätsgleichung und unter Einbeziehung des Shields-parameters $\tau_{*,cr}$ folgende Beziehung für den kritischen spezifischen Abfluß:

$$q_{crit} = k_{st} \cdot \left[\frac{\tau_{*,cr} \cdot d_c \cdot \frac{\rho_s - \rho}{\rho}}{I_s} \right]^{5/3} \cdot I_S^{1/2} \quad . \tag{6.28}$$

Unter der Einbeziehung von Gl.(3.58) ($k_{st} = 21/d_{65}^{1/6}$) und unter der Annahme von $\tau_{*,cr} = 0{,}047$ ergibt sich:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{65}{}^3}} = 0{,}129 \cdot \frac{1}{\sqrt{g}} \cdot \left(\frac{\rho_s - \rho}{\rho} \right)^{5/3} \cdot I_S{}^{-7/6} \quad . \tag{6.29}$$

PLATZER (1997) modifiziert einen Ansatz, der von HARTUNG & SCHEUERLEIN (1970) entwickelt wurde und gibt folgende Beziehung an:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{65}^3}} = 1{,}31 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \cos\alpha}{\sigma_{cr}}} \cdot \frac{\frac{\rho_s - \rho}{\rho} \cdot \tau_{*,cr}}{I_s} \, , \tag{6.30}$$

wobei σ_{cr} ein Parameter im Hinblick auf die Luftaufnahme der Strömung darstellt. Der Einfluß der Luftaufnahme der Strömung wurde innerhalb der vorliegenden Messungen nicht bestimmt, weshalb $\sigma_{cr} = 1$ gesetzt werden kann (vgl. PLATZER 1997). Bezüglich des Einflusses der Luftaufnahme auf Strömungen kann hier nur auf weiterführende Literatur (z.B. NESTMANN 1984) verwiesen werden. Über die Annahme $\tau_{*,cr} = 0{,}047$ ergibt sich folgendes Ergebnis:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{65}^3}} = 0{,}06 \cdot \sqrt{2 \cdot \cos\alpha} \cdot \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \cdot I_s^{-1} \quad . \tag{6.31}$$

In Tab. 6.1 sind alle vorgestellten Ansätze nochmals hinsichtlich des verwendeten Korndurchmessers zusammengestellt. Die Vorkonstanten als auch die Exponenten des Sohlengefälles liegen in einem engen Intervall, wobei die Unterschiede bezüglich der Vorkonstanten auf die Verwendung des d_{65} an Stelle des d_{50} zurückzuführen sind. Insgesamt deuten alle Ansätze darauf hin, daß mittels der funktionalen Beziehung nach Gl.(6.22), im Gegensatz zu der Verwendung des Shieldsparameters, übertragbare Ergebnisse erhalten werden.

Der Vergleich der Ansätze mit den hier verwendeten Daten ist in Abb. 6.6 dargestellt. Als kritischer Abfluß wurde hierbei jeweils der Abfluß angenommen, bei dem die Sohlen abgepflastert wurden. Für die Ansätze, in denen der d_{65} als charakteristischer Korndurchmesser benötigt wird, wurde in einer ersten Näherung $d_{65} = d_{m,D}$ gesetzt.

$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{50,D}^3}}$	Gl.	Quelle
$0{,}163 \cdot I_s^{-7/6}$	(6.23)	SCHOCKLITSCH (1962)
$0{,}146 \cdot I_s^{-1{,}2} \cdot [\cos\alpha - \sin\alpha]^{0{,}5}$	(6.24)	BATHURST ET AL. (1982)
$0{,}15 \cdot I_s^{-1{,}12}$	(6.25)	RICKENMANN (1990)
$\frac{0{,}134}{I_s} \log\left(\frac{1{,}221}{I_s}\right)$	(6.26)	BETTES (1984)
$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{65}^3}}$	Gl.	Quelle
$0{,}330 \cdot I_S^{-7/6}$	(6.27)	WHITTAKER & JÄGGI (1986)
$0{,}095 \cdot I_S^{-7/6}$	(6.29)	WHITTAKER & JÄGGI (1986)
$0{,}14 \cdot \sqrt{\cos\alpha} \cdot I_s^{-1}$	(6.31)	PLATZER (1997)

Tab. 6.1: Zusammenstellung der Kriterien zum Bewegungsbeginn

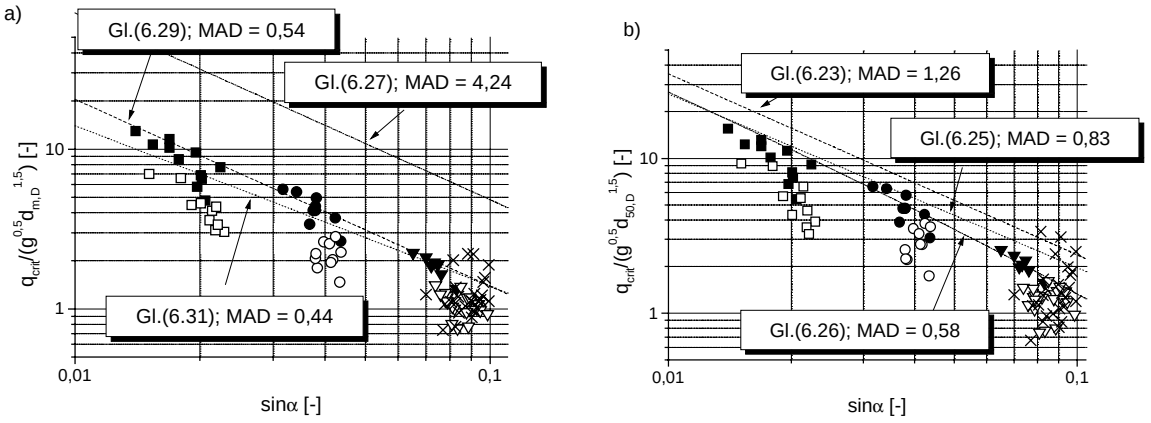


Abb. 6.6: Gegenüberstellung der Ansätze mit den Daten a) berechnet mit d_{50} b) mit d_m (Ansätze zur Bemessung von rauhen Rampen); Legende wie Abb. 5.2

Die dargestellten Ansätze können unabhängig davon, ob sie für natürliches Sediment abgeleitet wurden oder zur Rampenbemessung herangezogen werden, die Daten näherungsweise beschreiben, obwohl in Abhängigkeit vom Sohlenmaterial zum Teil sehr große Werte für q_{crit} ermittelt werden. Eine Ausnahme stellt hierbei allerdings der Ansatz nach WHITTAKER & JÄGGI (1986) dar, nach dem zu große Werte für den kritischen Abfluß erhalten werden. Insgesamt ist an dieser Stelle der von PLATZER (1997) angegebene Ansatz von HARTUNG & SCHEUERLEIN (1970) hervorzuheben, für den die beste Anpassung erzielt wird, falls $d_{65} = d_{m,D}$ gesetzt wird.

Somit scheinen die Daten durch Beziehungen nach Gl.(6.22) besser als durch den Shields-Ansatz beschreibbar zu sein, wobei sich allerdings wiederum eine Abhängigkeit vom verwendeten Sohlenmaterial ergibt, die nicht zu erwarten ist (vgl. Abb. 6.6). Dieser Sachverhalt deutet darauf hin, daß auch die Struktur der Oberfläche zur Quantifizierung des Bewegungsbeginns in Betracht gezogen werden sollte, da für beide in den Untersuchungen verwendeten Materialien ungefähr derselbe innere Reibungswinkel erwartet werden kann. Aufgrund dieser Tatsache steht im folgenden Kapitel die Beschreibung der Sohlenrauheit im Vordergrund.

7 Rauheitsparameter und Beschreibung der Sohlengeometrie

In den vorigen Kapiteln wurde der Bedarf einer verbesserten Beschreibung der Sohlengeometrie steiler Fließgewässer abgeleitet. Im folgenden werden deshalb zuerst nochmals die klassischen Rauheitsparameter hinsichtlich der Möglichkeit der Beschreibung der Rauheitsoberfläche überprüft, bevor verschiedene statistische Methoden angewandt und die abgeleiteten Parameter miteinander verglichen werden.

7.1 Rauheitsparameter aus der Sieblinie

Die klassische Methode, einen Rauheitsparameter einer Gewässersohle zu bestimmen, besteht darin, ein Perzentil (z.B. 50 %, 84 %, ...) aus der Sieblinie des Sohlenmaterials zu wählen und über dieses die äquivalente Sandrauheit k_s näherungsweise zu bestimmen (vgl. Tab. 3.2). Ein Parameter, der die Ungleichförmigkeit des Sohlenmaterials (bzw. der Sieblinie) beschreibt, ist die Standardabweichung der Sieblinie σ_{Sieb}, für die in der vorliegenden Arbeit die folgende Definition gewählt wurde:

$$\sigma_{Sieb} = d_{84,D}/d_{16,D}. \tag{7.1}$$

Abb. 7.1 zeigt zwei Längsprofile unterschiedlicher Versuchsreihen, deren zugehörige Sohlen durch den gleichen charakteristischen Korndurchmesser $d_{m,D} = 16{,}7$ mm und die gleiche Standardabweichung der Sieblinie $\sigma_{Sieb} \approx 3$ charakterisiert sind. Tab. 7.1 können weitere charakteristische Werte wie das Sohlengefälle I_s, der bettbildende Abfluß Q_{crit} und die weiter unten definierte Standardabweichung s der Rauheitserhebungen entnommen werden. Zusätzlich sind die Profilkennwerte für I_S und s angegeben.

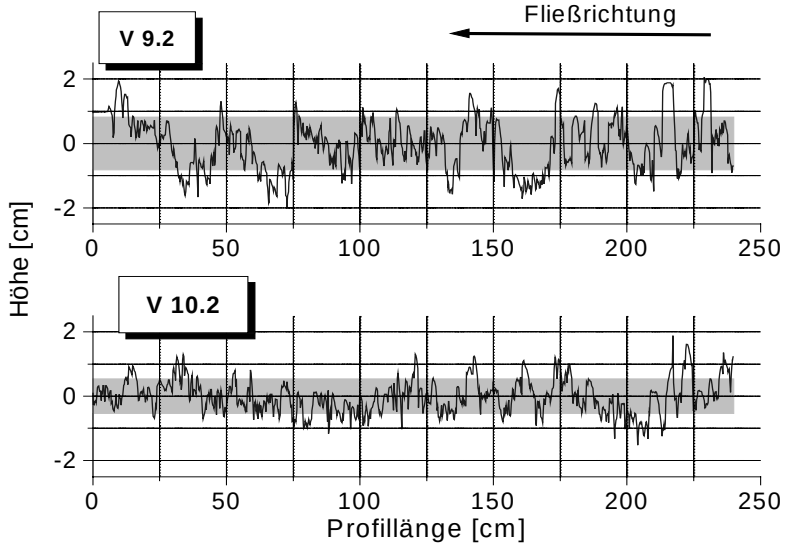


Abb. 7.1: Jeweils ein per Laserscan erhaltenes Sohlenprofil der Versuchsreihen V 9.2 und V 10.2, deren Sohlen den gleichen Korndurchmesser $d_{m,D}$ aufweisen

Abb. 7.1 zeigt, daß die beiden Sohlen eine unterschiedliche Rauheitsstruktur besitzen, obwohl die Sohlen den gleichen charakteristischen Korndurchmesser aufweisen. Das Profil V 9.2 zeigt eine deutlicher ausgeprägte Rauheitsstruktur infolge von Absturz-Becken Sequenzen als das Profil V 10.2. Der einzige geometrische Parameter, der im vorliegenden Fall zur Beschreibung der unterschiedlichen Rauheitsstruktur dienen kann, ist somit das Sohlengefälle I_S (respektive. $\sin\alpha$). Mittels I_S ($\sin\alpha$) können aber keine konkreten Informationen über die Rauheitsstruktur gewonnen werden.

Mittelwerte		**V 9.2**	**V 10.2**
I_S	[%]	7.5	2.0
σ_{Sieb}	[-]	2,9	3,0
$d_{m,D}$	[mm]	16.7	16.7
s	[mm]	7.9	5.4
Q_{crit}	[l/s]	2.5	8.8
Material	[-]	II	II

Profilwerte		**V 9.2**	**V 10.2**
I_{Profil}	[%]	7.5	2.1
s	[mm]	8.2	5.4

Tab. 7.1: Charakteristische Werte für die in Abb. 7.1 dargestellten Profile

Abb. 7.2 zeigt die Auftragung der Rauheitsparameter $d_{m,D}$ und σ_{Sieb} aller untersuchten Sohlen gegen das Sohlengefälle $\sin\alpha$. Speziell im Gefällebereich $\sin\alpha$ = 8 - 10 % sollte der Einfluß der Absturz-Becken Sequenzen erkennbar sein. Allerdings ist nur die Identifikation des jeweiligen Ausgangsmaterials möglich. Der mittlere Korndurchmesser und die Standardabweichung der Sieblinie sind nach Abb. 7.2 unabhängig vom Sohlengefälle und können somit die unterschiedliche Rauheitsstruktur der Sohlen nicht beschreiben.

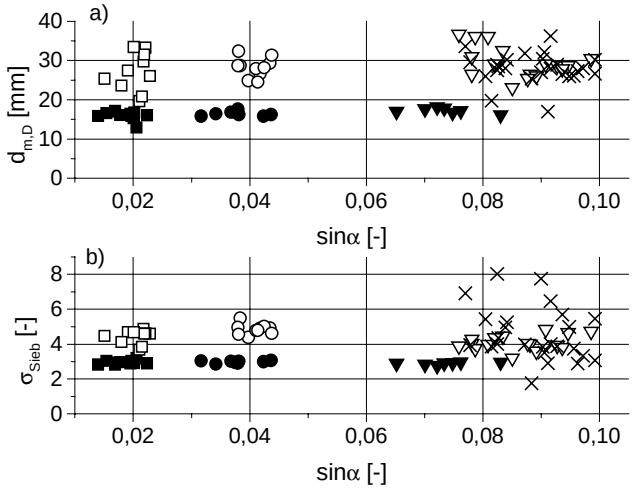


Abb. 7.2: Aus der Sieblinie abgeleitete Rauheitsparameter als Funktion des Gefälles: a) $d_{m,D}$ b) σ_{Sieb}; Legende wie Abb. 5.2

Nach NIKORA ET AL. (1998) kann die Rauheitsstruktur eines Gewässersohle aus kiesigem Material nur in dem Fall ausreichend durch einen charakteristischen Korndurchmesser beschrieben werden, wenn für alle Fließzustände unter anderem folgende Bedingungen für das betrachtete Rauheitsfeld erfüllt sind:

- alle Partikel haben die gleiche Form und die gleiche Ausrichtung
- die Packungsdichte des Materials variiert nicht
- die räumliche Verteilung und die Anordnung des Materials variiert nicht

Dieser Liste können noch weitere Parameter wie z.B. Aussagen über die Form der Sieblinie, Cluster usw. hinzugefügt werden. Diese Bedingungen sind jedoch für steile Gerinne nur schwer einzuhalten, weshalb im folgenden eine Charakterisierung der Rauheitsstruktur über statistische Parameter angestrebt wird.

7.2 Beschreibung der Sohlenrauheit anhand von Längsprofilen

7.2.1 Standardabweichung der Rauheitserhebungen

Unabhängig vom physikalischen Prozeß, der zur Bettbildung führt oder den jeweiligen Längsprofilen zugrunde liegt, ist es möglich, die unterschiedliche Rauheitsstruktur der beiden Residuenprofile in Abb. 7.1 durch die Standardabweichung s der Rauheitserhebungen zu beschreiben (ABERLE 1996, ABERLE ET AL. 1999a, ROSPORT 1997):

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}\left(z_i - \overline{z}\right)^2} \qquad (7.2)$$

mit n = Anzahl der beobachteten Werte
z_i = Höhenwert eines Punktes
$\overline{z}$ = Mittelwert der Rauheitserhebungen.

Für den vorliegenden Fall ergibt sich für das Profil V 9.2 mit s = 8,2 mm eine größere Standardabweichung als für das Profil V 10.2 mit s = 5,4 mm, wodurch die unterschiedliche Rauheitsstruktur zum Ausdruck kommt. Der hinterlegte Bereich der Profile entspricht dem 1 - s Intervall ($0 \pm s$) und dient hier zur Visualisierung dieser Aussage. Erfolgt dieselbe Betrachtung anhand der Mittelwerte der Standardabweichungen der den Sohlen zugehörigen Profile, ergibt sich das gleiche Resultat. Hierfür kann folgende Begründung angegeben werden.

Unabhängig von der gewählten Methode zur Bestimmung der Korngrößenverteilung einer Deckschicht wird immer die gesamte Korngröße herangezogen. Die Form der ermittelten Sieblinie hängt aber stark von größeren, in das Substrat eingebetteten Körnern ab, die nicht mit ihrer vollen Größe zur Sohlenrauheit beitragen. Die Peak-Werte in den Rauheitserhebungen, die z.B. durch Absturz-Becken Sequenzen hervorgerufen werden (vgl. Abb. 7.1, Profil V 9.2), finden somit keine Beachtung bei der Ermittlung der Sieblinie, während sie aber in die Berechnung der Standardabweichung eingehen.

Abb. 7.3a zeigt den Verlauf der Standardabweichung s als Funktion des Gefälles. Die Standardabweichung steigt mit größer werdendem Gefälle an und erreicht ihre Maximalwerte bei den Versuchsreihen, deren Sohlen durch Absturz-Becken Sequenzen charakterisiert sind. Die Standardabweichungen der Versuche, die mit dem gröberen Material I (d_{max} = 64 mm; Symbole: □, ○, ∇ , x) durchgeführt wurden, sind tendenziell größer als die der Versuche, denen Material II (d_{max} = 32 mm; Symbole: ■, ●, ▼) zugrunde liegt. Dieser Sachverhalt kann durch die gröbere Zusammensetzung des Sohlenmaterials erwartet werden und zeigt eine gewisse Abhängigkeit der Standardabweichung vom Sohlenmaterial.

Abb. 7.3b, in welcher der mittlere Korndurchmesser $d_{m,D}$ gegen die Standardabweichung s aufgetragen ist, zeigt die Streubreite der s-Werte für den gleichen $d_{m,D}$ und deutet an, daß diese Sohlen stark unterschiedliche Rauheitsstrukturen besitzen können. Aber auch Sohlen mit stark unterschiedlichen mittleren Korndurchmessern können durchaus gleiche s-Werte und somit eine ähnliche Rauheitsstruktur besitzen. Hierauf wird in Kap. 8 bei der Ableitung eines Fließgesetzes nochmals eingegangen. Der Vorteil bei der Verwendung von s als Rauheitsparameter liegt darin begründet, daß s die Dimension einer Länge besitzt und nicht von einem Bezugsniveau abhängig ist (MONZAVI 1972, FURBISH 1987).

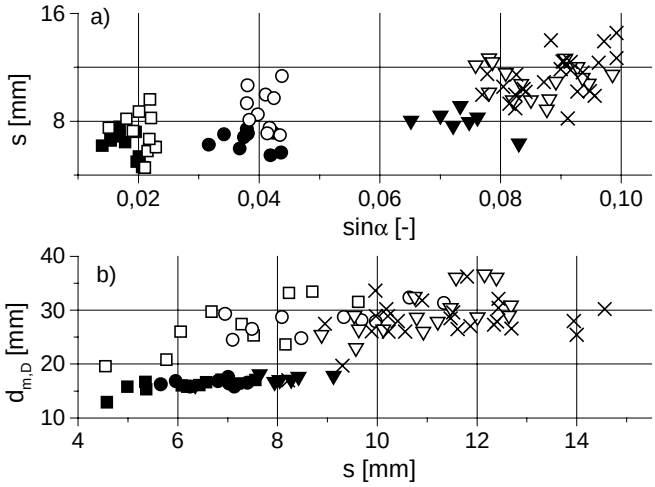


Abb. 7.3: a) Standardabweichung der Rauheitserhebungen s und b) mittlerer Korndurchmesser $d_{m,D}$ als Funktion des Sohlengefälles sinα; Legende wie Abb. 5.2

Abb. 7.3b zeigt weiterhin, daß für die vorliegenden Daten keine materialübergreifende Beziehung zwischen der Standardabweichung und den Parametern der Sieblinie besteht. Diese Tatsache kann durch die ausschließliche Verwendung der beiden Materialien I und II (unter Nichtberücksichtigung der Zugabeversuche) begründet werden. Variationen der Sieblinie, die sich in der Natur durch unterschiedliche Gefällebereiche ergeben, finden somit innerhalb der vorliegenden Untersuchung keine Berücksichtigung.

7.2.2 K_3-Wert Verfahren

In Abhängigkeit eines äquidistanten Sample-Intervalls definiert ERGENZINGER (1992) den Rauheitsparameter K_3 über die fortlaufende maximale Höhendifferenz ΔH dreier, im gleichen Abstand $\delta \cdot \Delta x$ aufeinander folgender Meßpunkte $x_{i-\delta}$, x_i und $x_{i+\delta}$:

$$K_{3,\delta\cdot\Delta x} = \frac{1}{n-2\delta} \cdot \sum_{i=\delta+1}^{n-\delta} \left[\max(H_{i-\delta}, H_i, H_{i+\delta}) - \min(H_{i-\delta}, H_i, H_{i+\delta})\right] \qquad (7.3)$$

mit n = Anzahl der beobachteten Höhenwerte
δ = *Vorschubparameter*[10]
Δx = Sample-Intervall.

[10] engl.: lag

Gl.(7.3) stellt die Definition eines Rauheitsparameters dar, der die Streubreite der Höhenwerte beschreibt (ähnlich einem gleitenden Mittelwert) und somit mit der Standardabweichung s in Verbindung gebracht werden kann. Eine entsprechende Analyse bezüglich des K_3-Wertes für $\delta = 20$ verdeutlicht dies (Abb. 7.4).

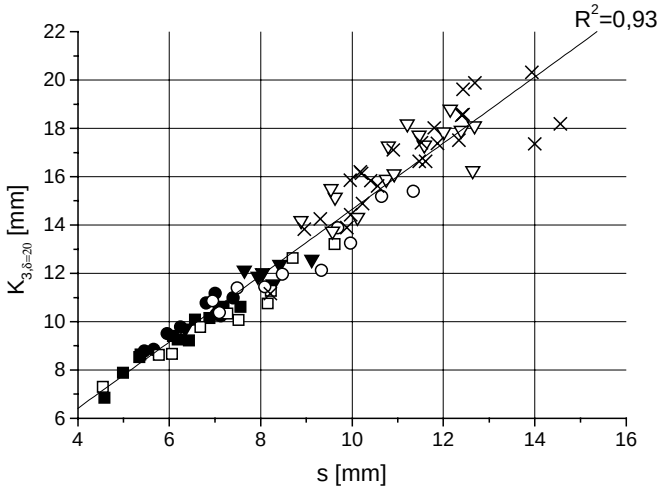


Abb. 7.4: Beziehung zwischen dem $K_{3,20}$-Wert ($\delta = 20$) und der Standardabweichung der Rauheitserhebungen s; Legende wie Abb. 5.2

DE JONG (1995) leitet anhand von Naturuntersuchungen die folgende Beziehung zwischen dem K_3-Wert für $\delta \cdot \Delta x = 20$ cm und dem Stricklerbeiwert k_{st} ab:

$$k_{st} = 1{,}12 \cdot K_{3,20} \; . \qquad (7.4)$$

Die Beziehung nach Gl.(7.4) verdeutlicht die Vermutung, daß die Standardabweichung s als Rauheitsparameter in hydraulische Betrachtungen einbezogen werden kann. Gegenüber dem K_3-Wert besitzt die Standardabweichung den Vorteil, daß zu ihrer Bestimmung kein genau definiertes Sample-Intervall benötigt wird.

7.2.3 Weitere Verfahren zur Beschreibung der Rauheiten anhand von Längsprofilen

GOMEZ (1993) definiert einen, in seiner Form dem K_3-Wert ähnlichen Rauheitsparameter, indem für jedes Korn eines Längsprofils die effektive Rauheitshöhe bestimmt wird. Diese Höhe definiert sich über den Höhenunterschied zwischen dem höchsten Punkt des jeweiligen Sohlenpartikels und der mittleren Höhe der Kontaktpunkte mit dem ober- bzw. unterwasserseitigen Korn. Diese Definition eines Rauheitsparameters erfordert allerdings einen erheblichen Meßaufwand und sollte ebenfalls mit der Standardabweichung der Rauheitserhebungen in Verbindung gebracht werden können.

Für Rohrströmungen definieren KUMAR & ROBERSON (1980) über die Verteilung der Höhenwerte über einem Referenzniveau einen ähnlichen Rauheitsparameter. Ansätze dieser Art, wie auch der Ansatz der Beschreibung der Sohlenrauheit über die Standardabweichung der Rauheitserhebungen, können unter dem Gesichtspunkt der Verteilung der Höhenwerte als Folge eines stochastischen Prozesses gesehen werden.

7.3 Beschreibung der Sohlenrauheit als Folge eines stochastischen Prozesses

Liegen Höhenwerte einer Sohle in diskreter Form mit äquidistanten Abständen vor, kann das Rauheitsfeld über die Verwendung von regionalisierten Variablen oder als Zeitreihe dargestellt werden. Ausführungen über die Grundlagen hierzu können z.B. PLATE (1993), WACKERNAGEL (1998) und HEARN & METCALFE (1995) entnommen werden und sollen an dieser Stelle deshalb nur kurz angesprochen werden

7.3.1 Regionalisierte Variablen

Regionalisierte Variablen sind meßbare Quantitäten, welche die räumliche Verteilung einer Merkmalsausprägung beschreiben. Die regionalisierte Variable ist dabei ein Wert, der für ein Gebiet, dessen Ausdehnung von der Meßdichte abhängt, repräsentativ ist (SCHERELIS & BLÜMEL 1988). Einer regionalisierten Variablen wird durch die formale Bezeichnung $z(x_i)$ der Meßwert (im vorliegenden Fall die Rauheitserhebung) am Ort x_i zugewiesen. $z(x_i)$ wird dabei als Realisation einer Familie von Zufallsfunktionen Z_i angesehen. Somit kann $Z_i(x)$ a priori unterschiedliche Eigenschaften an jedem Punkt einer betrachteten Region aufweisen (WACKERNAGEL 1998). In der vorliegenden Arbeit werden vorzugsweise Längsprofile ausgewertet, weshalb x im folgenden als eindimensionale Variable angesehen wird.

Die genaue Beschreibung eines stochastischen Prozesses erfordert die Spezifikation der gemeinsamen Verteilung von $(Z_1, Z_2, ..., Z_n)$ für die beliebige Punktemenge $\{x_1, ..., x_n\}$. Dies ist in der Praxis nicht möglich, weshalb Vereinfachungen durch Stationaritätsbedingungen nötig werden.

7.3.2 Stationaritätsbedingungen

Ein stochastischer Prozeß wird als strikt stationär bezeichnet, wenn folgende Bedingung für alle gemeinsamen Verteilungen der Punktemenge $\{x_1, ..., x_n\}$ unabhängig vom Ort und für ein beliebiges Vorschubmaß δ erfüllt ist:

$$(Z_1, Z_2, ..., Z_n) = (Z_{1+\delta}, Z_{2+\delta}, ..., Z_{n+\delta}). \tag{7.5}$$

Die Bedingung der strikten Stationarität ist im allgemeinen zu streng, weshalb für die regionalisierte Variable $Z(x)$ und ihre Werte $z(x_i)$, $i = 1, 2, ...,n$ vereinfachend angenommen wird, daß sie nur die Realisation *eines* Zufallsprozesses darstellen. Für diesen Fall wird die Stationarität zweiter Ordnung definiert, d.h. der Prozeß ist stationär bezüglich seiner beiden ersten Momente (Mittelwert und Varianz). Der Erwartungswert des Mittelwertes ergibt sich somit zu:

$$E[Z(x)] = \mu \text{ für alle } x, \tag{7.6}$$

d.h. μ ist konstant und unabhängig von der Position. Für die Kovarianz ergibt sich:

$$\text{cov}(\delta) = E[\{Z(x) - \mu\}\{Z(x+\delta)-\mu\}] = E[Z(x)\cdot Z(x+\delta)] - \mu^2, \tag{7.7}$$

d.h., sie ist nur abhängig vom Vorschubmaß δ. Für $\delta = 0$ ergibt sich die Varianz des Prozesses zu:

$$\sigma^2 = E[Z^2(x)] - \mu. \tag{7.8}$$

Die Bedingungen der Stationarität zweiter Ordnung zeigen, daß ein sogenannter *Gaußscher Prozeß*, der einer *multivariaten* Normalverteilung entspricht, strikt stationär ist, da *multivariate* Normalverteilungen durch den Mittelwert und die Varianz komplett bestimmt sind.

Die Autokorrelationsfunktion definiert sich mit Gl.(7.7) zu:

$$\rho(\delta) = \frac{\mathrm{cov}(\delta)}{\mathrm{cov}(0)} \ . \tag{7.9}$$

Aus Gl.(7.9) folgt direkt $\rho(0) = 1$ und die Achsensymmetrie von $\rho(\delta)$. Weitere Eigenschaften der Autokorrelationsfunktion sind, daß sie ihrem Betrag nach immer ≤ 1 ist und eine periodische Funktion wiederum in eine periodische Funktion abbildet (PLATE 1993).

Eine weitere Stationaritätsbedingung stellt die intrinsische Stationarität dar, über die sich das später zu behandelnde Variogramm definiert. Diese Stationaritätsbedingung wurde eingeführt, da die regionalisierten Variablen nicht unbedingt die Bedingungen der Stationarität zweiter Ordnung erfüllen. D.h., der Mittelwert kann sich von Ort zu Ort ändern, und die Prozeßeigenschaften können unlimitierte Variationsmöglichkeiten haben (OLIVER & WEBSTER 1986). Aufgrund dieser Tatsache definiert sich die intrinsische Stationaritätsbedingung über die Differenzen $Z(x) - Z(x+\delta)$ zu:

$$E[Z(x) - Z(x+\delta)] = 0 \tag{7.10}$$

und

$$\mathrm{var}[Z(x+\delta) - Z(x)] = 2 \cdot \gamma(\delta). \tag{7.11}$$

Die Größe γ stellt hierbei die Semi-Varianz dar, und die Funktion $\gamma(\delta)$ ist das sogenannte Semi-Variogramm:

$$\gamma(\delta) = 0{,}5 \cdot E[(Z(x+\delta) - Z(x))^2] \tag{7.12}$$

Die Existenz der Erwartungswerte und der Varianz der Inkremente bedeutet nicht zwangsweise die Existenz der ersten beiden Momente der Zufallsfunktion. Eine intrinsische Zufallsfunktion kann eine unendliche Varianz besitzen, obwohl die Varianz für jeden Verschiebungsvektor δ endlich ist, und muß somit nicht unbedingt einen konstanten Mittelwert oder eine konstante Varianz aufweisen (WACKERNAGEL 1998). Aufgrund dieser Tatsache kann das Semi-Variogramm auch bei nicht stationären Zufallsfunktionen mit stationären Inkrementen Anwendung finden.

Nach Gl.(7.12) gilt $\gamma(\delta=0) = 0$ und es gilt $\gamma(\delta) \geq 0$ für alle Vorschubmaße δ. Des weiteren ist das Variogramm eine gerade Funktion, d.h. $\gamma(-\delta) = \gamma(\delta)$. Falls der zugrundeliegende Prozeß die Stationarität zweiter Ordnung erfüllt, besteht folgende Beziehung zwischen der Semi-Varianz, der Autokovarianz und der Autokorrelationsfunktion:

$$\gamma(\delta) = \mathrm{cov}(0) - \mathrm{cov}(\delta) = \mathrm{cov}(0)\cdot(1 - \rho(\delta)) \tag{7.13}$$

Ein Zufallsprozeß, der einen Trend beinhaltet oder durch saisonale Effekte geprägt ist, ist nicht stationär. Dieser Tatsache wurde im Rahmen dieser Arbeit durch die Elimination des linearen Trends mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate Rechnung getragen. Aus der Steigung der Trendgeraden wurde das Sohlengefälle I_S ermittelt, wodurch der Trend selbst ein physikalisches Phänomen darstellt (ANDERSON & RICHARDS 1979). Diese Vorgehensweise wurde gewählt, da das Sohlengefälle in der weiteren Auswertung der hydraulischen Daten Berücksichtigung findet.

7.3.3 Schätzwerte für die Momente und die Semi-Varianz

Da der den Profilen zugrundeliegende Prozeß nicht a priori bekannt ist, müssen die Momente der Verteilungen, die Autokorrelationsfunktion und das Semi-Variogramm aus den erhobenen Daten geschätzt werden. Der arithmetische Mittelwert ergibt sich zu:

$$\bar{z} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} z_i \quad . \tag{7.14}$$

Dieser Wert hängt von dem gewählten Bezugsniveau ab und ist dadurch für eine Quantifizierung der Rauheitserhebung nicht geeignet.

Wie bereits angemerkt wurde, gibt die Varianz des Prozesses Auskunft über die Streuung der Daten um den Mittelwert:

$$s^2 = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}\left(z_i - \bar{z}\right)^2 \tag{7.15}$$

Aus Gl.(7.15) folgt direkt die Standardabweichung (Gl.(7.2)) als die positive Wurzel der Varianz. Wird der Mittelwert der Verteilung nicht geschätzt, ergibt sich die Varianz zu:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(z_i - \bar{z}\right)^2 \quad . \tag{7.16}$$

Die Schiefe S der Verteilung kann über das Kumulantenverfahren nach LINDER & BERCHTOLD (1979) bestimmt werden:

$$S = \frac{n\cdot\sum_{i=1}^{n}\left(z_i - \bar{z}\right)^3}{(n-1)\cdot(n-2)\cdot s^3} \tag{7.17}$$

Für den Fall einer Normalverteilung oder einer symmetrischen Verteilung gilt S = 0. Die Kurtosis der Verteilung kann ebenfalls über das Kumulantenverfahren bestimmt werden:

$$K = \frac{n \cdot (n+1) \cdot \left(\sum_{i=1}^{n} (z_i - \bar{z})^4 \right) - 3 \cdot (n-1) \cdot \left(\sum_{i=1}^{n} (z_i - \bar{z})^2 \right)^2}{(n-1) \cdot (n-2) \cdot (n-3) \cdot s^4}. \qquad (7.18)$$

K ist ein Maß dafür, ob eine Verteilung, die zwar symmetrisch ist, stärker überhöht ist als die Normalverteilung oder flacher verläuft. Für die Normalverteilung ist K = 0 (LINDER & BERCHTOLD 1979).

Die Schätzung der Autokorrelationsfunktion ergibt sich nach BOX & JENKINS (1970) zu:

$$r_\delta = \frac{c_\delta}{c_0} \qquad (7.19)$$

$$\text{mit} \qquad c(\delta) = \frac{\sum_{i=1}^{n-\delta} (z_i - \bar{z}) \cdot (z_{i+\delta} - \bar{z})}{n}, \qquad (7.20)$$

wobei in der vorliegenden Arbeit das maximale Vorschubmaß δ_{max} zu n/10 gewählt wurde.

Die Schätzung des Semi-Variogramms ist durch Gl.(7.21) gegeben:

$$\gamma(\delta) = \frac{1}{2 \cdot (n-\delta)} \sum_{i=1}^{n-\delta} (z_i - z_{i+\delta})^2, \qquad (7.21)$$

wobei in diesem Fall das Vorschubmaß δ den Wert n/2 nicht überschreiten sollte.

7.3.4 Diskretes weißes Rauschen

Diskretes weißes Rauschen[11] (DWN) ist definiert durch $\{a_t\}$, wobei a_t eine Sequenz von zusammenhängenden, unabhängigen, identisch verteilten Zufallsvariablen darstellt. DWN ist gekennzeichnet durch einen konstanten Mittelwert und eine konstante Varianz σ_a^2. Für die Autokorrelationsfunktion des DWN gilt $\rho(DWN) = 0$ für alle Vorschubmaße $\delta > 0$. Dem weißen Rauschen fällt eine wichtige Rolle zu, da es den grundlegenden Block für kompliziertere Prozesse darstellt (HEARN & METCALFE 1995).

[11] engl.: digital white noise (DWN)

7.4 Prüfung der Daten auf Normalverteilung

Die Prüfung der Verteilungen der Höhenwerte der einzelnen Längsprofile auf Normalverteilung wurde mittels des Kolmogorov-Smirnov Tests, des Chi-Quadrat Tests (χ^2-Test) und anhand der Schiefe- und Kurtosiskoeffizienten durchgeführt.

Der Kolmogorov-Smirnov Test für individuelle Verteilungen der Profile zeigt, daß für 2/3 der ausgewerteten Profile die Hypothese der Normalverteilung auf einem Signifikanzniveau von 0,01 angenommen werden kann. Die Ablehnung der Hypothese betrifft hierbei nicht alle Profile einer Sohle, sondern jeweils nur einzelne. Wird allerdings der sensitivere χ^2-Test herangezogen, ergeben sich bedeutend geringere Signifikanzniveaus.

Abb. 7.5 zeigt das Histogramm der berechneten (mittleren) Schiefe- und Kurtosiskoeffizienten. In Anhang B sind diese Werte sowie die Variationen für die Profile der jeweiligen Sohlen angegeben. Die gemittelten Werte für beide Koeffizienten liegen relativ nahe bei Null und in vielen Fällen decken die Intervalle $\{S \pm rms^{12}\}$ und $\{K \pm rms\}$ den Null-Wert ab. Somit kann in einer ersten Näherung angenommen werden, daß den Profilen eine der Normalverteilung ähnliche Verteilung zugrunde liegt (NIKORA ET AL. 1998). Für die im folgenden vorgestellten Verfahren, die auf der Stationarität zweiter Ordnung oder der intrinsischen Stationarität aufbauen, wird deshalb ebenfalls angenommen, daß die Profile der Bedingung der jeweiligen Stationarität genügen.

Die Betrachtung der Histogramme in Abb. 7.5 zeigt, daß tendenziell eine positive Schiefe (Mittelwert S = 0,21) vorliegt. Die Kurtosis zeigt ein ähnliches Verhalten mit einem mittleren Koeffizienten von 0,24.

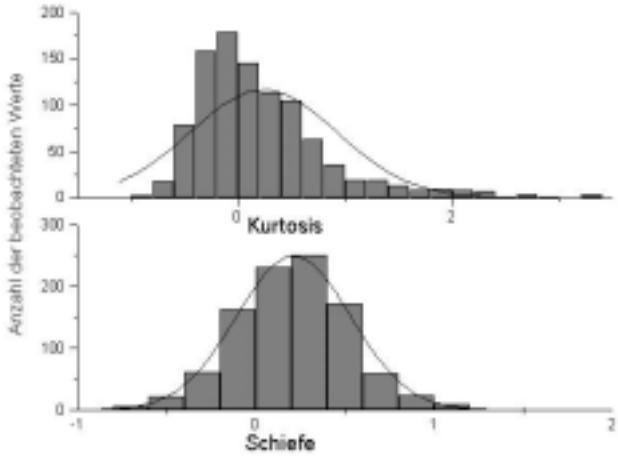


Abb. 7.5: Histogramme für die Schätzungen der Kurtosis- (oben) und der Schiefekoeffizienten (unten) aller ausgewerteten Profile; die durchgezogene Linie ist die Normalverteilung

Die hier erzielten Ergebnisse der Prüfung der Profile auf Normalverteilung decken sich nahezu mit den Ergebnissen von NIKORA ET AL. (1998). Anhand von Feldprofilen nehmen NIKORA ET AL. ebenfalls die Hypothese der Normalverteilung auf der Basis des Kolmogorov-Smirnov Tests für das Signifikanzniveau von 0,01 an und verweisen auf die geringeren Signifikanzniveaus, die sich durch

[12] rms: root mean square

den χ^2-Test ergeben. Des weiteren verhalten sich die von NIKORA ET AL. ermittelten Verteilungen der Schiefe- und Kurtosiskoeffizienten (mit einem mittleren Schiefekoeffizienten von 0,47 und einem mittleren Kurtosiskoeffizienten von 0,11) ähnlich wie in dieser Untersuchung.

7.5 Autoregressive Modelle

Das Verfahren der autoregressiven Modelle entstammt der Familie der ARIMA-Modelle[13], die in BOX & JENKINS (1970) ausführlich beschrieben sind. Die Analyse der Zeitreihe erfolgt durch dieses Verfahren in der *Zeitdomäne* im Gegensatz zu der Analyse im *Frequenzbereich*, die später noch vorgestellt wird. Im folgenden werden ausschließlich autoregressive Modelle vorgestellt und an die Profildaten angepaßt. Ähnliche Analysen, die sich z.B. mit der Beschreibung von Sanddünen, Riffel-Pool Sequenzen oder sehr rauhen Fließgewässern befassen, sind in NORDIN & ALGERT (1966), RICHARDS (1976), ANDERSON & RICHARDS (1979) und FURBISH (1987) zu finden.

Ist a_i weißes Rauschen (DWN) mit dem Mittelwert Null und der Varianz σ^2_a, so ist der Prozeß:

$$z_i = \phi_1 \cdot z_{i-1} + \phi_2 \cdot z_{i-2} + \ldots + \phi_p \cdot z_{i-p} + a_i \qquad (7.22)$$

ein autoregressiver Prozeß der Ordnung p (AR(p)). z_i ist ein gewichteter Mittelwert der p vorhergehenden beobachteten Rauheitserhebungen plus einen unabhängigen Input a_i, dem sogenannten *Schock* (BOX & JENKINS 1970). Für die Analyse wurden die Profile jeweils auf den arithmetischen Mittelwert $\bar{z} = 0$ transformiert und die Analyse wurde auf die Fälle $p \leq 2$ beschränkt. Für einen AR(1)-Prozeß, der auch als Markov-Prozeß erster Ordnung bezeichnet wird, ergibt sich somit:

$$z_i = \phi_1 \cdot z_{i-1} + a_i \; . \qquad (7.23)$$

Entsprechend ergibt sich für einen AR(2)-Prozeß:

$$z_i = \phi_1 \cdot z_{i-1} + \phi_2 \cdot z_{i-2} + a_i \; . \qquad (7.24)$$

7.5.1 Eigenschaften von AR(1)-Modellen

Da in Gl.(7.23) die einzelnen, zufälligen Schocks a_i als DWN angesehen werden und somit unabhängig von z_{i-1} sind, ergibt sich für die Varianz σ^2 des Prozesses:

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_a^2}{1 - \phi_1^2} \; , \qquad (7.25)$$

[13] ARIMA: autoregressive integrated moving average processes

wobei σ_a^2 die Varianz des DWN bezeichnet. Aus Gl.(7.25) folgt die Stationaritätsbedingung eines AR(1)-Prozesses. Diese erfordert, daß σ^2 endlich und nicht-negativ ist. Somit gilt:

$$-1 < \phi_1 < 1 \; . \tag{7.26}$$

Für die Autokorrelationsfunktion ergibt sich nach BOX & JENKINS (1970) folgende Beziehung:

$$\rho(\delta) = \phi_1^{\delta} \qquad \delta \geq 0 \; . \tag{7.27}$$

Gl.(7.27) zufolge strebt die Autokorrelationsfunktion für $\phi_1 > 0$ exponentiell gegen Null. Für $\phi_1 < 0$ strebt sie ebenfalls exponentiell gegen 0, oszilliert aber im Vorzeichen. Für $\delta = 1$ folgt des weiteren aus Gl.(7.27):

$$\rho(1) = \phi_1 \; . \tag{7.28}$$

Nach FURBISH (1987) weisen Profile von Sohlen, die aus grobem Sediment bestehen, eine Autokorrelationsfunktion nach Gl.(7.27) auf.

7.5.2 Eigenschaften von AR(2)-Modellen

Aus Gl.(7.24) ergeben sich nach BOX & JENKINS (1970) folgende Stationaritätsbedingungen für einen AR(2)-Prozeß:

$$\begin{aligned} \phi_1 \; + \; \phi_2 &< 1 \\ -\phi_1 \; + \; \phi_2 &< 1 \\ -1 \; < \; \phi_2 &< 1. \end{aligned} \tag{7.29}$$

Die Autokorrelationsfunktion eines AR(2) Prozesses genügt der Differenzengleichung zweiter Ordnung:

$$\rho(\delta) = \phi_1 \cdot \rho(\delta - 1) + \phi_2 \cdot \rho(\delta - 2) \qquad \delta > 0, \tag{7.30}$$

mit den Anfangswerten $\rho(0) = 1$ und $\rho(1) = \phi_1/(1-\phi_2)$. Für ϕ_1 und ϕ_2 ergibt sich nach BOX & JENKINS (1970) aus den sogenannten Yule-Walker Gleichungen:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{\rho_1 \cdot (1 - \rho_2)}{1 - \rho_1^2} \\ \phi_2 &= \frac{\rho_2 - \rho_1^2}{1 - \rho_1^2} \end{aligned} \tag{7.31}$$

und somit für die Varianz des AR(2)-Prozesses:

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_a^2}{1 - \rho_1 \cdot \phi_1 - \rho_2 \cdot \phi_2} \; . \tag{7.32}$$

Anhand der Parameter ϕ_1 und ϕ_2 demonstrieren BOX & JENKINS (1970), daß, ist die Ungleichung $\phi_1^2 + 4 \cdot \phi_2 \geq 0$ erfüllt, die Autokorrelationsfunktion aus einer Mischung gedämpfter Exponentialfunktionen besteht. Für den Fall $\phi_1^2 + 4 \cdot \phi_2 < 0$ zeigt die Autokorrelationsfunktion ein *pseudo-periodisches Verhalten*, das von Anderson & RICHARDS (1979) für Riffel-Pool Sequenzen verifiziert wurde.

7.5.3 Modellidentifikation, -schätzung, -anpassung und -überprüfung

Um Modelle nach Gl.(7.22) an eine Zeitreihe anzupassen, müssen die entsprechenden Parameter geschätzt werden. Die diagnostische Überprüfung des Modells beinhaltet die Untersuchung der Residuen und kann zur Annahme bzw. zur Verwerfung des Modells führen. Die Informationen, die bei der diagnostischen Überprüfung gewonnen werden, fließen dann in die Erstellung eines verbesserten Modells ein. Innerhalb der diagnostischen Überprüfung werden die Residuen a_i auf fehlende Zufallsverteilung geprüft. Sind die Residuen autokorreliert, wird diese Informationen zur Modifikation des Modells verwendet (CARLSON ET AL. 1970).

7.5.3.1 Modellidentifikation

Zur Identifikation des zu verwendenden Modells wird die Autokorrelationsfunktion und die sogenannte *partielle Autokorrelationsfunktion* (PAKF) herangezogen. Letztere dient dazu, die Ordnung des autoregressiven Modells zu bestimmen. Die PAKF können über die sukzessive Anpassung autoregressiver Prozesse der Ordnung 1, 2, ... über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt werden. Als Schätzungen $\hat{\phi}_{11}, \hat{\phi}_{22} \hat{\phi}_{33}, \ldots$ werden hierbei jeweils die letzten angepaßten Koeffizienten in jeder Stufe gewählt.

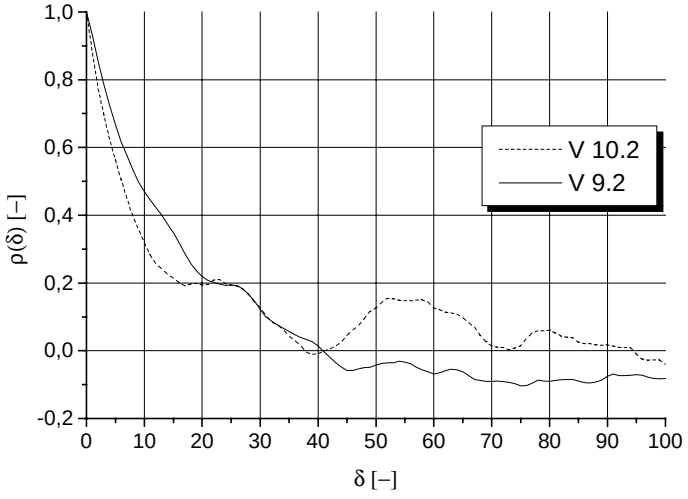


Abb. 7.6: Autokorrelationsfunktionen der in Abb. 7.1 dargestellten Profile

Eine alternative Methode, die innerhalb dieser Arbeit angewendet wurde, besteht darin, die partiellen Autokorrelationen über die Yules-Walker Gleichungen zu bestimmen. Die Schätzung der Parameter für die autoregressiven Prozesse mittels dieser Methode gilt als konsistent (ANDERSON 1970). Näheres hierzu kann BOX & JENKINS (1970) entnommen werden.

Abb. 7.6 zeigt die Autokorrelationsfunktionen der in Abb. 7.1 dargestellten Profile bis zu einem Vorschubmaß von $\delta = 100$ (24 cm). Beide Autokorrelationsfunktionen zeichnen sich dadurch aus, daß sie langsam und exponentiell gegen Null streben, was auf einen AR-Prozeß hindeutet. Bei einem Vorschubmaß $\delta \cong 40$ (9,6 cm) erreichen beide Autokorrelationsfunktionen den Wert null. Erst bei größeren Werten von δ deutet sich eine periodische Struktur an. Die Betrachtung der Autokorrelationsfunktionen aller Profile führt zur gleichen Schlußfolgerung. Unabhängig vom Gefällebereich variiert die angegebene Nullgrenze von $\delta \cong 40$ und wird oftmals erst bei großen Vorschubmaßen erreicht. Dies deutet auf eine hohe Korrelation benachbarter Punkte oder auch auf einen langwelligen Prozeß hin, der im Signal enthalten ist.

Ein generelles Problem hinsichtlich der eindimensionalen Auswertung stellen die unterschiedlichen Verläufe der Autokorrelationsfunktionen der Profile einer Sohle dar. Die Autokorrelationsfunktionen weisen teilweise ein stark unterschiedliches Verhalten auf, wobei die angesprochene Tendenz des exponentiellen Abfalls bei geringen Vorschubmaßen erhalten bleibt.

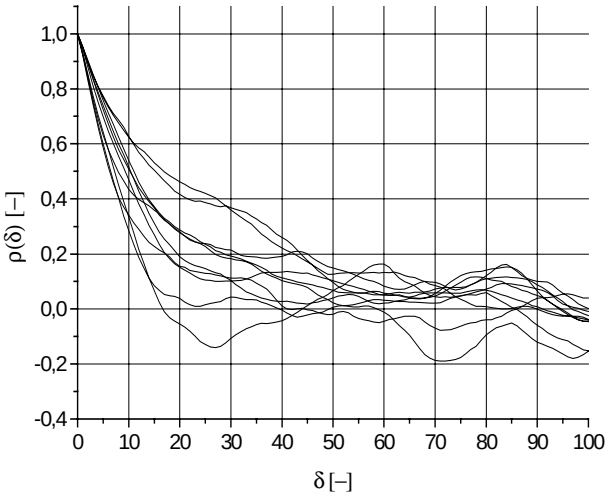


Abb. 7.7: Autokorrelationsfunktionen der Profile des Versuchs V 18.5

Dieser Sachverhalt ist in Abb. 7.7 anhand der berechneten Autokorrelationsfunktionen des Versuchs V 18.5 dargestellt, dessen charakteristische Werte dem Anhang A entnommen werden können. Um die Sohlen trotzdem über dieses Verfahren charakterisieren zu können, wurden jeweils die einzelnen Profile ausgewertet und die bestimmten Parameter anschließend arithmetisch gemittelt.

Zur Bestimmung der Ordnung des anzupassenden Prozesses wurden die PAKF visuell überprüft. Für die schon angesprochenen Einzelprofile der Versuche V 10.2 und V 9.2 sind diese beispielhaft in Abb. 7.8 dargestellt. In Abb. 7.8 sind zusätzlich die sogenannten 2 S.E.[14] Grenzen eingetragen. Diese Grenzen berechnen sich nach BOX & JENKINS (1970) aus der Formel von Quenoille zu:

$$\left[\hat{\phi}_{kk}\right] \cong \frac{2}{\sqrt{n}};\ k \geq p+1 \tag{7.33}$$

[14] S.E.: Standard Error

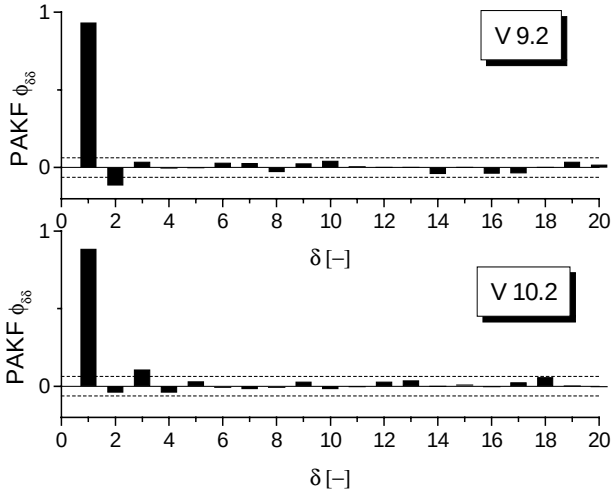


Abb. 7.8: Partielle Autokorrelationsfunktionen der in Abb. 7.1 dargestellten Profile V 9.2 und V 10.2

Nach ANDERSON (1976) liegen 95 % aller PAKF-Werte für k > p innerhalb dieser Grenzen (p bezeichnet die Ordnung des Prozesses).

Für die PAKF V 9.2 zeigt Abb. 7.8, daß $\hat{\phi}_{22}$ signifikant bleibt, was auf einen AR(2)-Prozeß hindeutet. Im Gegensatz dazu ist bei Profil V 10.2 $\hat{\phi}_{33}$ noch signifikant, was die Notwendigkeit der Anpassung eines höheren AR-Prozesses bzw. eines weiteren ARIMA-Modells andeutet.

Die beiden dargestellten PAKF können stellvertretend für alle berechneten PAKF angesehen werden. Allerdings deuten die Mehrzahl der PAKF darauf hin, daß die Anpassung eines AR(2)-Modells als ausreichend angesehen werden kann. Aufgrund dieser Tatsache wird in einem ersten Schritt ein AR(2)-Prozeß angepaßt, bevor diese Ergebnisse mit den Resultaten eines AR(1)-Prozesses verglichen werden.

BOX & JENKINS (1970) empfehlen des weiteren, bei dem hier beobachteten Verlauf der Autokorrelationsfunktionen die Zeitreihe mindestens einmal zu differenzieren, d.h. eine neue Zeitreihe der Form:

$$w_i = z_i - z_{i-1} \tag{7.34}$$

zu generieren, da die obigen Verläufe der Autokorrelationsfunktion auf eine eventuelle Instationarität des Prozesses hindeuten. Dies wird in einem dritten Schritt durchgeführt und die Ergebnisse mit den Ergebnissen aus den AR-Prozessen für die undifferenzierten Analysen verglichen.

7.5.3.2 Modellschätzung

Für einen AR(1)-Prozeß wird ϕ_1 über die Momentenmethode nach Gl.(7.28) geschätzt, indem der Wert der theoretischen Autokorrelationsfunktion ρ_1 durch den geschätzten Wert r_1 nach Gl.(7.19) ersetzt wird. Entsprechend ergeben sich für einen AR(2)-Prozeß die Schätzungen für ϕ_1 und ϕ_2 aus Gl.(7.31), indem ρ_1 und ρ_2 durch r_1 und r_2 ersetzt werden. Aus den Gln.(7.23) und (7.24) können somit die *Schocks* a_i berechnet werden. Hierbei wurde für das AR(1)-Modell $a_1 = 0$ und für das AR(2)-Modell $a_1 = a_2 = 0$ gesetzt, wie von BOX & JENKINS (1970) vorgeschlagen.

7.5.3.3 Modellüberprüfung und Auswertung

Die Modellüberprüfung erfolgt anhand der ermittelten Residuen, deren Autokorrelationsfunktion nach der obigen Bedingung für alle Vorschubmaße $\delta > 0$ Null sein sollte. Entsprechend Gl.(7.33) ergeben sich die 2 S.E. Grenzen für die einzelnen Autokorrelationen zu $2/(n)^{0,5}$. Speziell bei geringen Vorschubmaßen können nach ANDERSON (1976) die geschätzten Autokorrelationen allerdings korreliert und ihre Varianzen bedeutend geringer als 1/n sein. Für einen AR(2)-Prozeß ergibt sich für $\delta = 1$:

$$\mathrm{Var}\left[r_1(\hat{a})\right] \cong \frac{\phi_2^2}{n} \tag{7.35}$$

und für $\delta = 2$:

$$\mathrm{Var}\left[r_2(\hat{a})\right] \cong \frac{\phi_2^2 + \phi_1^2(1+\phi_2)^2}{n}, \tag{7.36}$$

wobei $\hat{a}$ hier die Schocks a_i bezeichnet, die aus den Schätzungen der Parameter ϕ_1 und ϕ_2 berechnet wurden. Für einen AR(1)-Prozeß wird in Gl.(7.35) ϕ_2 durch ϕ_1 ersetzt.

Abb. 7.9 zeigt die Autokorrelationsfunktionen der ermittelten Residuen (DWN) der Profile V 10.2 und V 9.2 bis zum Vorschubmaß $\delta = 100$. Die Werte der Autokorrelationsfunktionen liegen zum Großteil innerhalb der 2 S.E. Grenzen, wobei der Verlauf der Autokorrelationsfunktion der Residuen V 10.2 allerdings eine erhebliche Überschreitung der Standardgrenzen für das Vorschubmaß $\delta = 2$ zeigt.

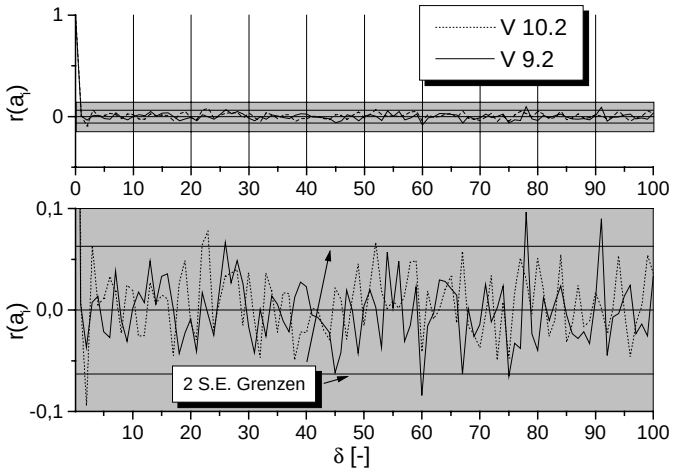


Abb. 7.9: Autokorrelationsfunktionen der Residuen der in Abb. 7.1 dargestellten Profile V 9.2 und V 10.2

Die nach den Gln.(7.35) und (7.36) berechneten 2 S.E. Grenzen verdeutlichen dies. So ergibt sich für das Vorschubmaß $\delta = 1$ die 2 S.E. Grenze zu 0,003, während der beobachtete Wert der Autokorrelationsfunktion 0,01 beträgt. Entsprechend erhält man für $\delta = 2$ die 2 S.E. Grenze zu 0,056 mit einem zugehörigen Wert der Autokorrelationsfunktion von -0,094. Dieses Verhalten kann durch die bereits oben erwähnte eventuell unzureichende Anpassung des AR(2)-Modells für dieses Profil erklärt werden. Da aber die meisten berechneten Autokorrelationsfunktionen des DWN eher dem Verlauf der Autokorrelationsfunktion der

Residuen des Profils V 9.2 folgen und eventuelle Abweichungen auch für reine Zufallsserien auftreten können (BOX & JENKINS 1970), wird von einer angemessenen Anpassung ausgegangen.

Diese Art der Überprüfung, welche die konkrete Überprüfung jedes Profils erfordert, ist allerdings sehr aufwendig. Aufgrund dieser Tatsache wurde die Güte der Modelle über den *portmonteau lack of fit* Test überprüft. Dieser Test geht im Fall eines gut angepaßten Modells davon aus, daß die Variable:

$$Q_{AR} = n \cdot \sum_{i=1}^{n} r_i^2(\hat{a}) \tag{7.37}$$

näherungsweise χ^2 verteilt ist mit (n-p) Freiheitsgraden.

Das Ergebnis dieses Tests für den AR(2)-Prozeß ist in Abb. 7.10 in Form eines Histogramms dargestellt, welches die Anzahl der Profile pro Sohle erkennen läßt, die den Test nicht erfüllen. Für $\chi^2_{0,05;98}$ kann für 92 % aller Profile die Hypothese eines angemessenen Modells angenommen werden und für $\chi^2_{0,1;98}$ für 86 % der Profile.

Bezüglich des AR(1)-Prozesses ist das entsprechende Histogramm in Abb. 7.11 dargestellt. Für $\chi^2_{0,05;98}$ kann die entsprechende Hypothese nur für 62 % und für $\chi^2_{0,10;99}$ sogar nur für 54 % aller Profile angenommen werden. Dies deutet darauf hin, daß das AR(2)-Modell dem AR(1)-Modell vorzuziehen ist.

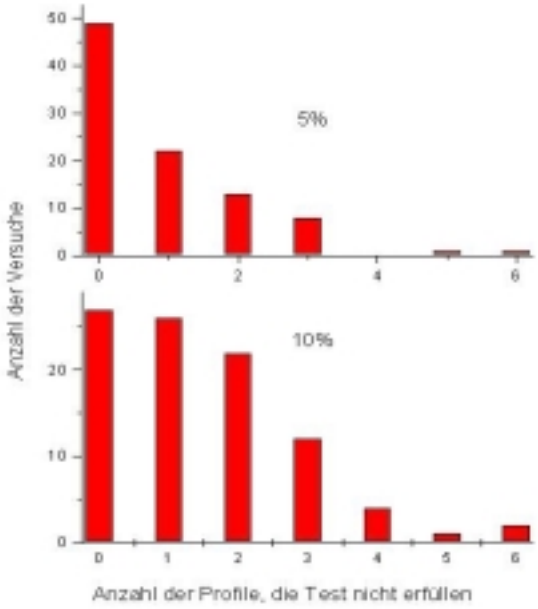


Abb. 7.10: Histogramm zum χ^2-Test für die angepaßten AR(2)-Prozesse, die Prozentzahlen entsprechen dem Signifikanzniveau

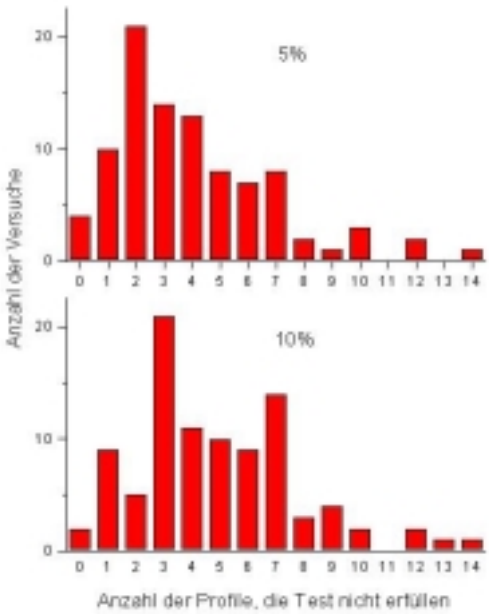


Abb. 7.11: Histogramm zum χ^2-Test für die angepaßten AR(1)-Prozesse, die Prozentzahlen entsprechen dem Signifikanzniveau

7.5.4 Ergebnisse und Diskussion der AR-Prozesse

Die Anpassung beider AR-Modelle führt für alle Profile zur gleichen Varianz σ^2_a. Dies ist in Abb. 7.12 dargestellt, in der die Mittelwerte der Varianzen σ^2_a (für die jeweils einer Sohle zugehörenden Profile) für einen AR(2)-Prozeß gegen die des AR(1)-Prozesses aufgetragen sind. Ein Vergleich mit dem F-Test zeigt, daß die Unterschiede nicht signifikant sind. Im vorliegenden Fall führen somit beide Verfahren zum gleichen Ergebnis hinsichtlich der Varianz σ^2_a (vgl. Anhang B), obwohl die Anpassung des AR(1)-Prozesses verbesserungswürdig erscheint.

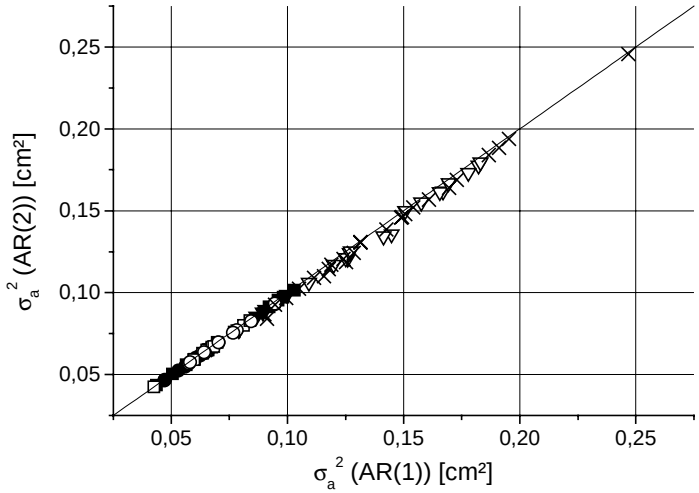


Abb. 7.12: Vergleich der Varianzen σ_a^2 der berechneten Residuen des digitalen weißen Rauschens a_i für die angepaßten AR(1)-und AR(2)-Prozesse für alle Sohlenprofile; Legende wie Abb. 5.2

Abb. 7.13, in der der Ausdruck $1-\sigma^2_a/\sigma^2$ gegen das Sohlengefälle aufgetragen ist, zeigt, daß jeweils ein hoher Prozentsatz (> 76 %) der Varianz der Sohlen durch beide Verfahren erklärt werden kann. In den geringen Gefällebereichen ist für das gröbere Material I im Gegensatz zu dem feineren Material II keine Tendenz hinsichtlich des Sohlengefälles zu erkennen. Da speziell bei den höheren Sohlengefällen auch Absturz-Becken Sequenzen zu beobachten sind, könnte dies als ein Hinweis aufgefaßt werden, daß diese morphologischen Strukturen durch die AR-Prozesse erfaßt werden können.

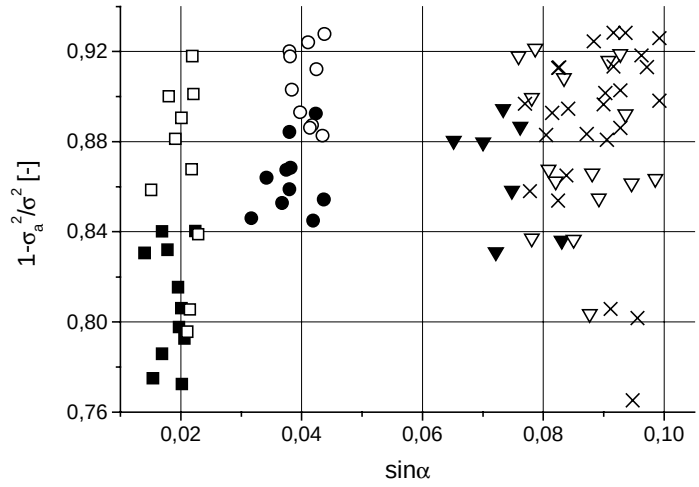


Abb. 7.13: Erklärte Varianzen durch die angepaßten AR(1)- und AR(2)- Prozesse in Abhängigkeit vom Sohlengefälle; Legende wie Abb. 5.2

Der Untersuchung von ANDERSON & RICHARDS (1979), die ebenfalls AR(2)-Prozesse an Sohlenprofile anpassen, ist ein linearer Zusammenhang zwischen den Parametern ϕ_1 und ϕ_2 zu entnehmen. Ein entsprechender Zusammenhang ergibt sich auch für die hier ermittelten Parameter ϕ_1 und ϕ_2, der in Abb. 7.14 dargestellt ist.

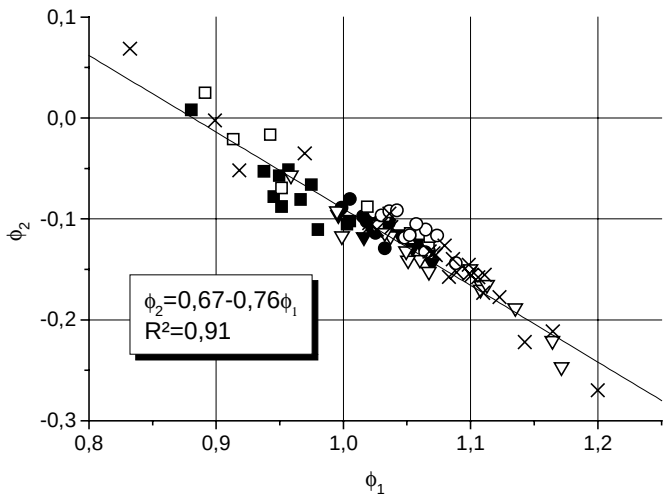


Abb. 7.14: Zusammenhang zwischen den Parametern ϕ_1 und ϕ_2 des AR(2)-Prozesses; Legende wie Abb. 5.2

Allerdings ist die hier ermittelte Beziehung nicht mit der von ANDERSON & RICHARDS vergleichbar. Die Untersuchungen ANDERSON & RICHARDS beziehen sich auf Riffel-Pool Sequenzen und die Autoren können anhand der Parameter ϕ_1 und ϕ_2 ein pseudo-periodisches Verhalten der Autokorrelationsfunktion nachweisen, was für die hier vorliegenden Daten nicht zutrifft.

Dieses Ergebnis ist in sofern überraschend, als periodische Sequenzen infolge der Morphologie (Absturz-Becken Sequenzen) erwartet werden. Für den vorliegenden Fall ergibt sich die theoretische Autokorrelationsfunktion nicht aus einer Mischung einer gedämpften Exponential- und einer Sinusfunktion, sondern nur aus einer Mischung gedämpfter Exponentialfunktionen. Hieraus folgt eine gewisse Ähnlichkeit mit der theoretischen Autokorrelationsfunktion eines AR(1)-Prozesses.

Des weiteren deutet der Zusammenhang zwischen ϕ_1 und ϕ_2 auf einen grundlegenden Prozeß hin, aus dem heraus sich die Oberflächenstruktur ergibt. Inwiefern die eindimensionalen Verhältnisse diesbezüglich eine Rolle spielen, kann hier jedoch nicht geklärt werden.

FURBISH (1987) zufolge können Profile von Sohlen, die aus grobem Material bestehen, durch einen AR(1)-Prozeß beschrieben werden. In seinen Ausführungen leitet er über die theoretisch berechnete Autokorrelationsfunktion infolge der AR(1)-Prozesse eine charakteristische Länge S ab:

$$\int_0^\infty \rho(\delta)\,d\delta = \int_0^\infty e^{\delta \cdot \ln\phi_1}\,d\delta = S_{AR(1)}\,. \tag{7.38}$$

Für den Fall eines stationären AR(1)-Prozesses gilt $|\phi_1| < 1$ und das Integral nach Gl.(7.38) konvergiert, so daß sich für die charakteristische Länge S die folgende Beziehung ergibt:

$$S_{AR(1)} = -\frac{1}{\ln\phi_1}\,. \tag{7.39}$$

Entsprechend kann für die AR(2)-Prozesse das Integral der theoretischen Autokorrelationsfunktion berechnet werden und dem Ergebnis der AR(1)-Prozesse gegenübergestellt werden. Abb. 7.15a zeigt die charakteristische Länge $S_{AR(1)}$, ermittelt durch die AR(1)-Prozesse und Abb. 7.15b das entsprechende Ergebnis, das sich durch die Anpassung der AR(2)-Prozesse als Funktion des Sohlengefälles ergibt.

$S_{AR(1)}$ ist generell größer als $S_{AR(2)}$, obwohl beide Modelle die gleiche Varianz der berechneten Residuen σ_a^2 ergeben. Dies zeigt bereits, daß die Ermittlung der charakteristischen Länge mit Schwierigkeiten verbunden ist, solange der zugrunde liegende Prozeß nicht eindeutig identifiziert werden kann.

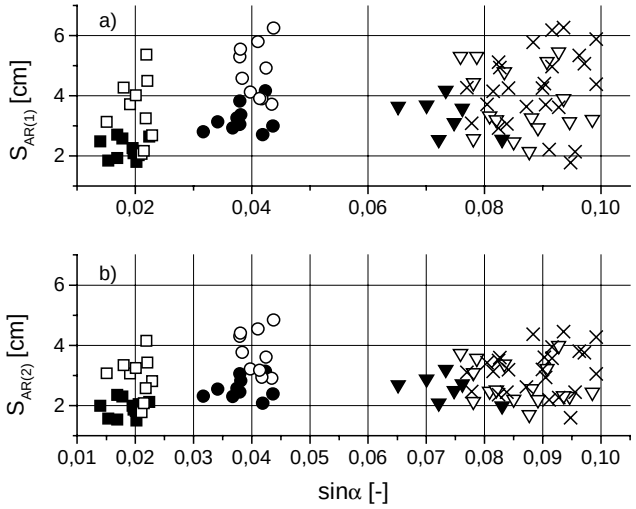


Abb. 7.15: Die aus der theoretischen Autokorrelationsfunktion berechneten charakteristischen Längen $S_{AR(1)}$ und $S_{AR(2)}$ als Funktion des Sohlengefälles; a) $S_{AR(1)}$ und b) $S_{AR(2)}$; Legende wie Abb. 5.2

Unabhängig von diesen Unterschieden ist die jeweilige Fläche unter den theoretischen Autokorrelationsfunktionen für das gröbere Material I größer als für das feinere Material II. Dieser Effekt kann auf das jeweilige Größtkorn und dessen Einfluß auf die Sieblinie zurückgeführt werden. Es kann davon ausgegangen werden, daß es infolge der gröbsten Komponenten d_{max} = 64 mm zu einer höheren Korrelation benachbarter Werte kommt. Im Fall größerer Sohlengefälle ist der Einfluß des Materials nicht mehr zu erkennen. Da in diesem Bereich ausgebildete Absturz-Becken Sequenzen zu beobachten sind, ist somit zu vermuten, daß die Ausbildung dieser Strukturen zu einer Überdeckung des Einflusses des Materials führen.

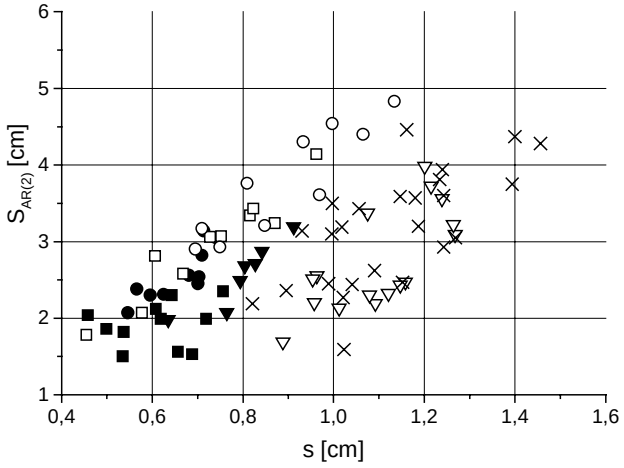


Abb. 7.16: Die charakteristische Länge $S_{AR(2)}$ als Funktion der Standardabweichung s; Legende wie in Abb. 5.2

Generell spiegelt sich in Abb. 7.15 allerdings der in Abb. 7.3a dargestellte Verlauf der Standardabweichung als Funktion des Gefälles wider, da durch die angewandten Berechnungsverfahren die Standardabweichung bzw. die Varianz in die Parameter $S_{AR(1)}$ und $S_{AR(2)}$ eingeht.

Entsprechend kann für die geringeren Gefällebereiche ein Zusammenhang zwischen den beiden Parametern in Abb. 7.16 erahnt werden. Für den Gefällebereich sinα = 8 - 10 % ergibt sich wiederum eine große Streubreite der Daten, die auf unterschiedliche Strukturen in diesem Gefällebereich hindeutet.

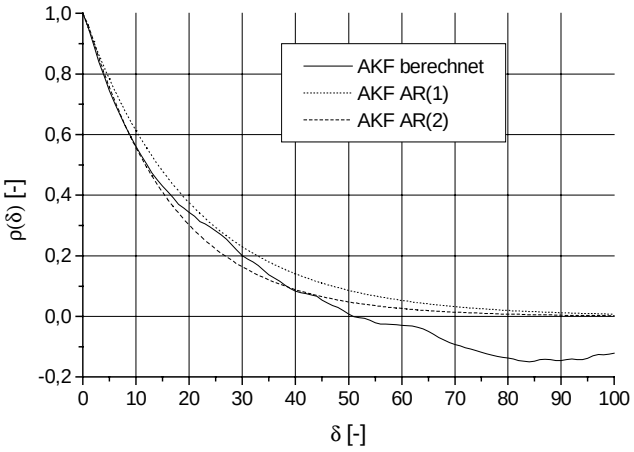


Abb. 7.17: Berechnete und theoretische Autokorrelationsfunktionen eines Profils der Versuchsreihe V 18.3

Abb. 7.17 zeigt den Vergleich der berechneten und der theoretischen Autokorrelationsfunktionen für ein Profil der Versuchsreihe V 18.3. Es zeigt sich, daß beide theoretischen Autokorrelationsfunktionen den Verlauf der berechneten Autokorrelationsfunktionen für geringe Vorschubmaße gut erfassen. Erst bei höheren Vorschubmaßen kommt es zu größeren Abweichungen, die auf instationäre Anteile oder auf langwellige Perioden im Signal zurückzuführen sind und nicht durch die autoregressiven Prozesse erfaßt werden. Der Überprüfung dieser Behauptung anhand der in Abb. 7.1 dargestellten Profile zeigt, daß diese (niederfrequenten) Anteile tatsächlich in der Form einer geschwungenen, sinusähnlichen Periode zu finden sind.

Die Ergebnisse der Analyse hinsichtlich der autoregressiven Prozesse bestätigen die Vermutung von FURBISH (1987) einer exponentiell gedämpften Autokorrelationsfunktion. Im vorliegenden Fall ergeben sich allerdings durch die verschiedenen Prozeßanpassungen unterschiedliche Ergebnisse. Im Gegensatz zu den Ausführungen von FURBISH ist aufgrund der vorliegenden Untersuchungsergebnisse die Anpassung eines AR(2)-Prozesses der eines AR(1)-Prozesses vorzuziehen. Ein möglicher Grund hierfür könnte in der Tatsache begründet liegen, daß FURBISH (1987) Querprofile auswertete und im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich Längsprofile betrachtet werden.

Allerdings bleibt ein Manko bei dieser Art der Analyse, daß die langwelligen periodischen Strukturen in den Signalen offenbar nicht erfaßt werden. Eine Möglichkeit, diese Perioden zu eliminieren, stellt die Analyse des einmal nach Gl.(7.34) differenzierten Signals dar. Durch diese Art der Analyse gehen allerdings Informationen verloren, und der Prozeß wird über die Differenzenbildung einem DWN angenähert. Im vorliegenden Fall zeigt sich dies über einen Vergleich mit einem Rauheitsparameter, der von MONZAVI (1972) vorgeschlagen und als mittlere absolute Neigung β bezeichnet wird:

$$\beta = \frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^{n-1} \left| \frac{z_i - z_{i+1}}{\Delta x} \right| . \qquad (7.40)$$

Aufgrund der Definition des Parameters β ist ein direkter Zusammenhang mit der Varianz des ermittelten DWN zu erwarten, da $\beta \cdot \Delta x$ in direktem Zusammenhang mit den berechneten a_i-Werten steht. Dieser Zusammenhang ist im vorliegenden Fall tatsächlich gegeben und in Abb. 7.18 dargestellt. Allerdings weist Abb. 7.18 zwei Bänder auf.

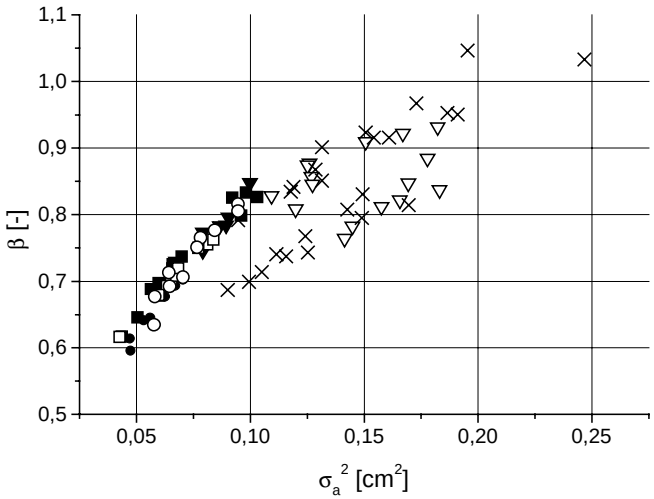


Abb. 7.18: Zusammenhang des Rauheitsparameters β und σ_a^2; Legende wie in Abb. 5.2

Das zweite Band besteht ausschließlich aus Versuchen im Gefällebereich 8 - 10 %, wobei die Analyse der Verteilungen des DWN zeigt, daß die Versuche, die das zweite Band bilden, durch einen Schiefekoeffizienten S < - 2 gekennzeichnet sind. Die Schiefekoeffizienten des ersten Bandes liegen zumeist nahe bei null, wobei einzelne Versuche einen Schiefekoeffizienten bis ca. -1,4 aufweisen. Somit kann vermutet werden, daß sich die Verteilungen des DWN, zumindest in diesem zweiten Band von den Verteilungen im ersten Band unterscheiden. Die Auswertung der Kurtosiskoeffizienten K, die für alle Versuche >> 0 sind, läßt vermuten, daß die Verteilungen des DWN nicht normalverteilt sind.

Des weiteren setzt sich das zweite Band aus Versuchen zusammen, die erst nach den Untersuchungen von ROSPORT (1997) durchgeführt wurden. Mögliche Gründe der Abweichung können demnach auch durch die Versuchsanordnung (Abpflasterung der Sohle direkt bei Q_{crit}, unterschiedliches Sample-Intervall, usw.) oder auch das unterschiedliche Zugabematerial innerhalb der Zugabeversuche sein.

NACH MONZAVI (1972) werden die Werte des Rauheitsparameters β tendenziell geringer, wenn nur wenig große Elemente in der Rauheitsstruktur enthalten sind. Werden in Gl.(7.40) die Betragszeichen aufgelöst, so können zwei weitere Rauheitsparameter abgeleitet werden, die sich über die Neigung in und gegen die Fließrichtung definieren. Der Parameter in Fließrichtung ergibt sich zu:

$$\varepsilon_{pos} = \frac{1}{(n_{pos}-1)} \sum_{i=1}^{n_{pos}-1} \frac{z_i - z_{i+1}}{\Delta x}; \quad z_i - z_{i-1} > 0 \tag{7.41}$$

und der Parameter gegen die Fließrichtung zu:

$$\varepsilon_{neg} = \frac{1}{(n_{neg}-1)} \sum_{i=1}^{n_{neg}-1} \frac{z_i - z_{i+1}}{\Delta x}; \quad z_i - z_{i-1} < 0\,. \tag{7.42}$$

In allen beobachteten Fällen stellte sich hierbei eine Abhängigkeit der Parameter von der Fließrichtung ein, d.h. $\varepsilon_{pos} > abs(\varepsilon_{neg})$. Nach den Ausführungen von MONZAVI kann diese Abhängigkeit erwartet werden. Der Nachteil der Parameter β, ε_{pos} und ε_{neg} ist in ihrer Abhängigkeit vom Sample-Intervall zu sehen. Generell kann davon ausgegangen werden, daß sich der Wert der Parameter mit größer werdendem Sample-Intervall verkleinert. In diesem Zusammenhang muß auch die Aussage von MONZAVI diskutiert werden, daß durch β die Kornform beschrieben werden kann. Um β ausreichend genau definieren zu können und eine Übertragbarkeit des Parameters auf weitere Untersuchungen zu gewährleisten, müßte zuerst ein einheitliches, sehr geringes Sample-Intervall festgelegt werden. Aufgrund der Abhängigkeit von β vom Sample-Intervall wird der Ansatz nach MONZAVI deshalb nicht weiter verfolgt.

Der Vergleich von σ_a^2 mit β deutet darauf hin, daß sich die mikroskopischen Rauheitserhebungen nahezu wie ein Zufallsprozeß mit dem Mittelwert 0 und der Varianz σ_a^2 verhalten, wobei die Varianz σ_a^2 mit dem Gefälle (und somit nach Abb. 7.3a auch mit steigender Varianz des Gesamtprozesses) zunimmt. Die Korrektheit des Modells der AR-Prozesse unterstellt, würde dies bedeuten, daß den mikroskopischen Rauheitserhebungen eine große Bedeutung hinsichtlich des bettbildenden Prozesses zukommt. Dies stimmt mit den Feststellungen aus Kap. 6 überein, nach denen bereits die kleinsten Körner einen Einfluß auf die Stabilität der Sohle haben. Wie weiter oben allerdings schon angedeutet wurde, lassen sich die durch die AR-Prozesse gewonnenen Ergebnisse nur qualitativ und nicht quantitativ beschreiben.

Generell wäre hinsichtlich des Sohlenaufbaus steiler Gerinne infolge der Absturz-Becken Sequenzen mit eindeutig identifizierbaren periodischen Strukturen zu rechnen, die sich aus der Analyse aber nicht ergeben. Dies deutet darauf hin, daß keine dominanten Perioden bzw. Frequenzen im Signal zu finden sind und somit auch keine bevorzugte Länge bezüglich der Absturz-Becken Sequenzen.

7.6 Spektralanalyse

Neben der Darstellung der erhaltenen Signale im Zeitbereich können diese auch im Frequenzbereich dargestellt werden. Da das Leistungsspektrum die Fourier-Cosinus Transformation der Autokovarianzfunktion darstellt, ist die Kenntnis der Autokovarianzfunktion mathematisch äquivalent mit der Kenntnis des Leistungsspektrums und umgekehrt (BOX & JENKINS 1970). Durch das Leistungsspektrum können dominante Frequenzen, die durch das Rauschen im Signal nicht erkennbar sind, identifiziert werden.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Leistungsspektren mittels der mathematischen Software Matlab über einen FFT-Algorithmus berechnet. Die im folgenden dargestellten Leistungsspektren stellen ungeglättete Schätzungen des Leistungsspektrums dar. Die Mathematik zu dieser Art der Auswertung ist in einschlägigen Lehrbüchern (z.B. PLATE 1993) ausführlich beschrieben.

Abb. 7.19 zeigt den berechneten Verlauf des Leistungsspektrums der durchgehend behandelten Profile V 9.2 und V 10.2. Das dargestellte Frequenzband in Abb. 7.19 reicht von einer Wellenlänge von 240 cm bis 2,4 cm.

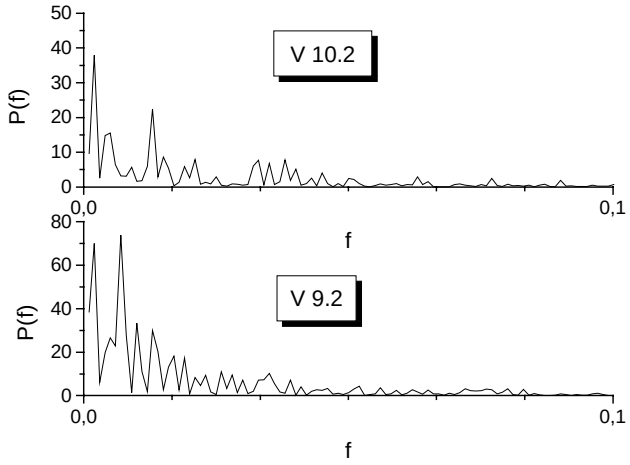


Abb. 7.19: Verlauf der berechneten Leistungsspektren der Profile V 9.2 und V 10.2

Zwar können den Spektren der Profile einzelne Peaks entnommen werden, diese erklären im allgemeinen jedoch nicht mehr als 10 - 20 % der Varianz des jeweiligen Profils. Diese Beobachtung wurde unabhängig vom jeweiligen Gefällebereich gemacht. Abb. 7.19 zeigt des weiteren keine größeren Unterschiede zwischen den beiden Spektren, die auf den zugrundeliegenden unterschiedlichen Gefällebereich schließen lassen. Ähnliche Beobachtungen, daß mittels der Spektralanalyse eine charakteristische Länge von Absturz-Becken Sequenzen nicht identifizierbar ist, sind RICHARDS (1976) und NADEN & BRAYSHAW (1987) zu entnehmen.

Innerhalb der FFT-Analyse zeigt sich, daß die Werte des Spektrums im Bereich der Wellenlängen 80 - 240 cm zusammen teilweise bis zu 50 % der Varianz erklären können. Diese niederen Frequenzen, die ebenfalls innerhalb der Anpassung der AR-Prozesse ermittelt wurden, können wie bereits angemerkt wurde, zum Teil mit bloßem Auge in den Profilen identifiziert werden. Inwiefern diese Frequenzen durch die Elimination verschiedener Trends vermindert werden können oder Teil des physikalischen Prozesses sind, der zur Sohlenbildung führt, bleibt in dieser Arbeit ungeklärt.

Die Tatsache, daß innerhalb der Profile keine vorherrschenden Frequenzen identifiziert werden können, deckt sich prinzipiell mit der Aussage von ABRAHAMS ET AL. (1995), die für das Verhältnis der Höhe zur Länge einer Absturz-Becken Sequenz innerhalb eines Gefällebereichs einen konstanten Wert ermitteln (Gl.(2.4)). Diese Beziehung deutet auf eine gewisse Art der Selbstähnlichkeit bzw. Skaleninvarianz der Absturz-Becken Sequenzen hin.

Über die log-log-Auftragung des Spektrums (Abb. 7.20) kann vermutet werden, daß innerhalb der beobachteten Spektren tatsächlich selbstähnliche Bereiche zu finden sind. Diese können durch einen linearen Bereich in der log-log Auftragung des Spektrums identifiziert werden und sind zumeist in einem mittleren Frequenzband zu finden. Die durchgezogenen Linien in Abb. 7.20 stellen die theoretischen Spektren dar, die aus den Parametern der Anpassung des AR(2)-Modells resultieren.

Da die Werte des DWN unkorreliert sind, muß sich ein flaches Spektrum für das DWN ergeben, d.h., das DWN sollte den Verlauf des Spektrums nicht beeinflussen. Nach Abb. 7.20 kann hiervon ausgegangen werden. Die berechneten theoretischen Spektren passen das beobachtete Spektrum sehr gut an, was wiederum darauf hindeutet, daß über den AR(2)-Prozeß eine Beschreibung der Profile möglich ist.

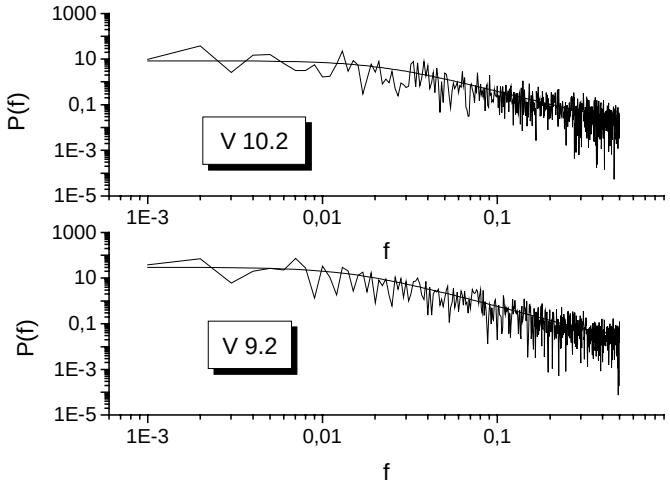


Abb. 7.20: log-log Auftragung des Leistungsspektrums und des theoretischen Spektrums (ermittelt aus einem AR(2)-Prozeß) für die Profile V 9.2 und V 10.2

Ein linearer Verlauf des log-log Spektrums deutet auf einen selbstähnlichen bzw. selbst-affinen Prozeß hin, der mit der Theorie der Fraktale in Verbindung gebracht werden kann. Hierauf soll im folgenden nur kurz eingegangen werden, ohne die Theorie im Detail zu beschreiben. Näheres hierzu kann z.B. MANDELBROT (1991) entnommen werden, da ansonsten der Rahmen dieser Arbeit gesprengt werden würde.

Besteht ein linearer Zusammenhang in der log-log Auftragung zwischen der Frequenz und den Werten des Leistungsspektrums, kann folgender Zusammenhang bzw. folgendes Skalierungsgesetz hinsichtlich der Standardabweichung angegeben werden, da das Integral des Leistungsspektrums der Varianz entspricht (siehe z.B. BROWN & SCHOLZ 1985):

$$s \propto l_0^{2-D}, \tag{7.43}$$

wobei D die fraktale Dimension und l_0 die Profillänge angibt. Wird den Spektren generell unterstellt, daß sie einer Beziehung der Form

$$P(f) \propto f^{-a} \tag{7.44}$$

gehorchen, so läßt sich über die Anpassung einer Geraden in der log-log Auftragung die fraktale Dimension D über die Beziehung

$$D = \frac{5 - a}{2} \tag{7.45}$$

bestimmen. Inwiefern diese Beziehung, speziell in dem angesprochenen mittleren Frequenzband, mit dem Skalierungsgesetz für das Verhältnis der Absturzhöhen zu den Längen der Absturz-Becken Sequenzen in Verbindung zu bringen ist, bleibt weiteren Untersuchungen vorbehalten.

Eine weitere Art der Analyse hinsichtlich fraktaler Dimensionen (über den sogenannten Hurst-Exponent H) kann über die oben bereits angesprochenen Variogramme durchgeführt werden und soll im folgenden kurz vorgestellt werden.

7.7 Variogrammanalyse

Die Analyse der Längsprofile anhand der Variogramme bezieht sich auf Gl.(7.21), wobei der Zusammenhang zwischen dem Variogramm und der Autokorrelationsfunktion bzw. der Kovarianzfunktion für stationäre Vorgänge durch Gl.(7.13) gegeben ist. Aufgrund dieses Zusammenhangs werden deshalb wiederum keine unterschiedlichen Ergebnisse bezüglich der Auswertung erwartet.

Abb. 7.21 zeigt die berechneten Variogramme der Profile V 9.2 und V 10.2 aus Abb. 7.1 in einer log-log Auftragung. Nach NIKORA ET AL. (1998) besitzen die meisten Variogramme (ermittelt anhand von Längsprofilen von Fließgewässern mit Kiessohlen) die gemeinsame Eigenschaft zweier Hauptregionen. Bei geringen Vorschubmaßen verhalten sich die Variogramme wie Potenzfunktionen $\gamma(\delta) \propto \delta^{2H}$ (Skalierungsregion), während sie sich bei genügend großen Vorschubmaßen einem konstanten Wert annähern (Sättigungszone). H entspricht hierbei dem sogenannten Hurst-Exponenten. Die Grenze, welche die Variogramme beschränkt, entspricht der Varianz σ^2 des jeweiligen Profils. Diese Zonen sind in Abb. 7.21 zu sehen.

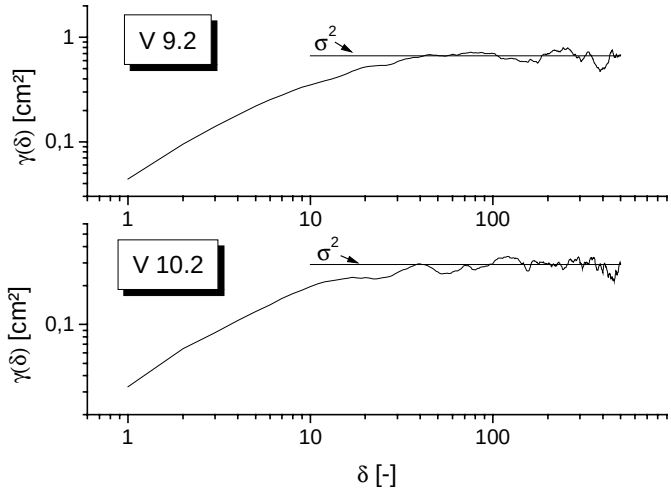


Abb. 7.21: Variogramme der Profile V 9.2 und V 10.2

Im Gegensatz zu NIKORA ET AL. (1998) identifiziert ROBERT (1998, 1991) im Verlauf der log-log Auftragung eine zweite Skalierungsregion, welche sich direkt an die erste anschließt und sich durch einen Gefälle-

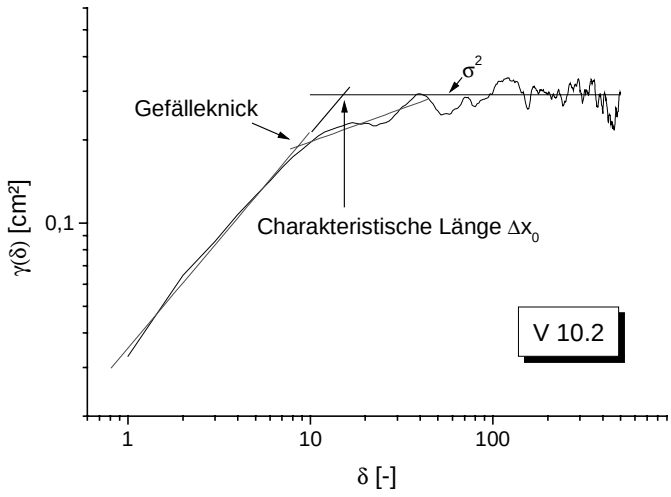


Abb. 7.22: Fit des Variogramms des Profils V 10.2 über die Verfahren von NIKORA ET AL. (1988) und ROBERT (1988)

knick der Geraden in der log-log Auftragung auszeichnet. Dies ist in Abb. 7.22 angedeutet, in welcher der Fit des Variogramms des Profils V 10.2 dargestellt ist. Die dargestellten Geraden wurden über das Prinzip der kleinsten Fehlerquadrate in der Region $\gamma(\delta) < \sigma^2$ angepaßt, wie von ROBERT (1988) vorgeschlagen.

Da das Anpassungsverfahren und die Trendelimination von NIKORA ET AL (1998) nicht explizit erläutert wird, diese aber eine Übergangszone zwischen der Skalierungszone und der Sättigungszone angeben, kann hier nur vermutet werden, daß der Übergangsbereich von NIKORA ET AL. (1998) in ungefähr der zweiten Skalierungsregion von ROBERT (1988) entspricht. Beide Untersuchungen gehen auf Gewässersohlen ohne ausgeprägte morphologische Strukturen zurück, wobei in der vorliegenden Untersuchung ein ähnlicher Verlauf der Variogramme wie bei ROBERT ermittelt wurde. Prinzipiell kann die Existenz der zweiten Skalierungsregion in den Variogrammen auf den Einfluß von langwelligen Perioden zurückgeführt werden (NIKORA, persönliche Kommunikation).

Mit Gl.(7.13) und für den weiter oben behandelten Verlauf einer theoretischen Autokorrelationsfunktion eines AR(2)-Prozesses ergibt sich der in Abb. 7.23 dargestellte theoretische Verlauf des Variogramms des Versuchs V 10.2. Zum Vergleich ist zusätzlich das berechnete Variogramm angegeben. Es zeigt sich, daß der von ROBERT beschriebene Verlauf des Variogramms (zweite Skalierungsregion) durch die Autokorrelationsfunktion eines AR(2)-Prozesses, die sich aus der Überlagerung gedämpfter Exponentialfunktionen ergibt, angenähert wird.

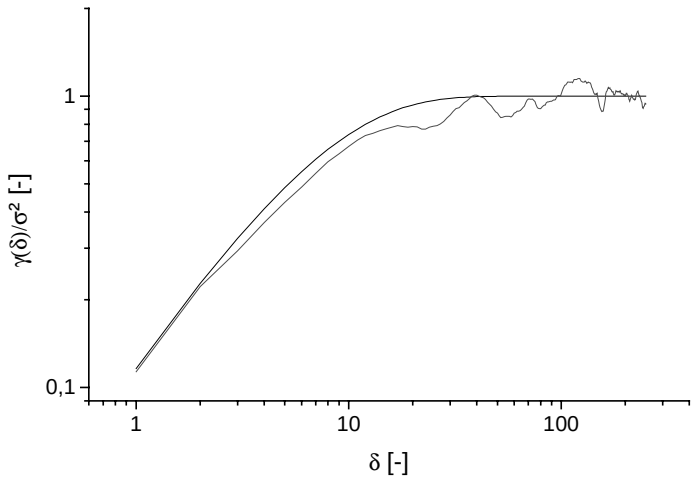


Abb. 7.23: Verlauf des normierten Variogramms des Profils V 10.2 (bestimmt aus dem theoretischen Verlauf der Autokorrelationsfunktion des AR(2)-Prozesses) und berechnetes Variogramm

Der abweichende Verlauf der beiden Variogramme ist wiederum auf den Einfluß der langwelligen Perioden zurückzuführen. Aufgrund dieser Tatsache und der Probleme, die beim Fit der berechneten Variogramme durch diese langwelligen Perioden auftritt (speziell im Übergangs- oder zweiten Skalierungsbereich) wird die Interpretation von ROBERT nicht weiter verfolgt. Des weiteren liegen der Argumentation von ROBERT (1988) nur vier untersuchte Profile zugrunde.

Nach NIKORA ET AL. (1998) kann aus dem Verlauf der Variogramme eine charakteristische Länge ermittelt werden. Diese ist in Abb. 7.22 angedeutet und ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Geraden des ersten Skalierungsbereiches mit der Geraden $y = \sigma^2$ in der log-log-Auftragung. Der Vergleich der charakteristischen Länge, die über dieses Verfahren ermittelt wird, und der charakteristischen Länge, die aus einem AR(2)-Prozeß ermittelt wurde, ist in Abb. 7.24 gegeben. Δx_0 wurde hierbei aus dem gemittelten Variogramm (bezüglich der Variogramme der jeweiligen Sohlen) berechnet, da auch die einzelnen Variogramme einer Sohle einer großen Streubreite unterliegen.

Es ergibt sich eine Beziehung zwischen den beiden Längen, die aufgrund der Zusammenhänge der Verfahren erwartet werden kann. Die hohen Werte von Δx_0 sind auf Probleme hinsichtlich der Anpassung des mittleren Variogramms zurückzuführen.

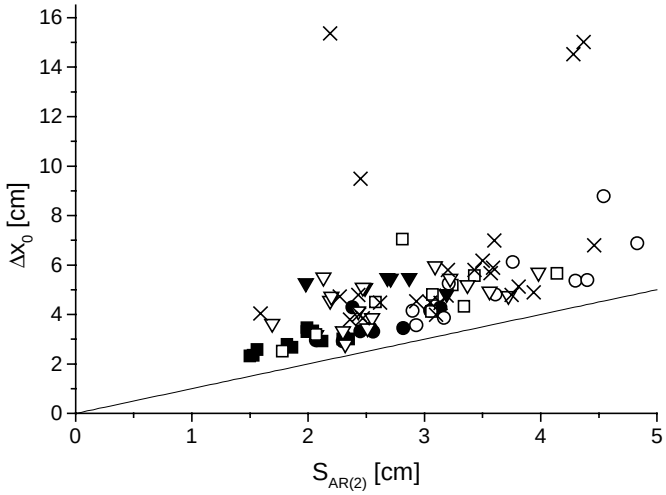


Abb. 7.24: Vergleich der ermittelten charakteristischen Längen über die Variogramme (Δx_0) und des AR(2)-Prozesses ($S_{AR(2)}$)

Im vorliegenden Fall ist Δx_0 größer als $S_{AR(2)}$ (verdeutlicht durch die Gerade $y = x$ in Abb. 7.24). Eine Annäherung der ermittelten charakteristischen Längen kann erreicht werden, wenn statt $S_{AR(2)}$ die charakteristische Länge $S_{AR(1)}$ aufgetragen wird ($S_{AR(1)} > S_{AR(2)}$, vgl. Abb. 7.15). Dieses Ergebnis ist insofern überraschend, da weiter oben ermittelt wurde, daß ein AR(2)-Prozeß zur Beschreibung der Profile einem AR(1)-Prozeß vorzuziehen ist (hinsichtlich der Güte der Anpassung). Insgesamt deutet dies wiederum auf die bereits erwähnte Unsicherheit bei der Ableitung einer charakteristischen Länge in Abhängigkeit der verschiedenen Prozesse hin.

Für die berechneten Werte für H bezüglich der ersten Skalierungsfunktion wurde ein Mittelwert von H = 0,45 berechnet mit einem rms-Wert von 0,05. Nach einer persönlichen Kommunikation mit NIKORA wurden am *National Institute for Water and Atmospheric Research,* Christchurch, Neuseeland, ähnliche Ergebnisse anhand von Labordatensätzen für H erzielt. Der Wert $H \approx 0{,}5$ weicht von dem in NIKORA ET AL. (1998) angegebenen Wert von 0,8 für Naturuntersuchungen ab. Nach GORING & NIKORA (persönliche Kommunikation) deutet dies auf unterschiedliche Bedingungen hinsichtlich der Deckschichtbildung bzw. auf Unterschiede in der Sieblinie hin. Für den Fall, daß Zwischenräume im Interstitial mit feinem Kies oder Sand aufgefüllt sind, ermittelten sie $H \approx 0{,}8$, für die anderen Fälle $H \approx 0{,}5$. Dies deckt sich theoretisch mit den hier erzielten Ergebnissen, da im vorliegenden Fall das Kleinstkorn der Sieblinie d = 1 mm beträgt und somit der Einfluß feinerer Materialien infolge der Laboruntersuchungen von der Betrachtungsweise ausgeschlossen sind.

BAIAMONTE & FERRO (1997) und FERRO (1999) geben ebenfalls ein auf der Variogrammanalyse basierendes Verfahren zur Beschreibung der Sohlengeometrie an, wobei sie aber die Sohlengeometrie nicht über Längsprofile, sondern über die Konzentration großer Rauheitselemente charakterisieren. Hierfür setzten sie grobe Rauheitselemente auf eine aus Einkornmaterial bestehende Sohle. Speziell für natürliche Fließgewässer ist dieses Verfahren allerdings nicht praktikabel, da die Charakterisierung der groben Rauheitselemente in natürlichen Fließgewässern gegenüber einer Sohle aus Einkornmaterial ungleich schwieriger ist.

7.8 Zusammenfassung der Beschreibung der Sohlenoberflächen

Die durchgeführte statistische Analyse der Rauheitsstruktur von (Labor-) Gewässersohlen zeigt, daß durch die verschiedenen Verfahren prinzipiell Parameter zur Charakterisierung der Rauheitsstruktur definiert und diese miteinander in Bezug gebracht werden können. Allerdings deuten die durch die verschiedenen Verfahren erhaltenen, unterschiedlichen Ergebnisse auf bestehende Unsicherheiten bei der Charakterisierung der Sohlengeometrie hin. Eine konkrete Abhängigkeit der Verfahren mit der Sieblinie konnte nicht ermittelt werden. Dies liegt in der Tatsache begründet, daß die dieser Arbeit zugrundeliegenden Untersuchungen ausschließlich mit zwei verschiedenen, grundlegenden Materialien durchgeführt wurden. Somit kann die in der Natur zu beobachtende Abhängigkeit der Sohlenmaterialien vom Sohlengefälle nicht in die Betrachtungen mit einbezogen werden.

Entsprechend den Ergebnissen aus den Untersuchungen von FURBISH (1987), RICHARDS (1976) und ANDERSON & RICHARDS (1979), die generell durch die vorliegende Arbeit bestätigt werden, scheinen die Profile rauher Sohlen durch autoregressive Prozesse beschreibbar zu sein. Während RICHARDS (1976) und ANDERSON & RICHARDS (1979) die Anpassung von AR(2)-Prozessen empfehlen und anhand der abgeleiteten Parameter ein pseudo-periodisches Verhalten der Autokorrelationsfunktionen für Längsprofile von Riffel-Pool Sequenzen identifizieren, empfiehlt FURBISH (1987) die Anpassung von AR(1)-Modellen. Allerdings beziehen sich die Untersuchungen von FURBISH (1987) auf Querprofile.

Im vorliegenden Fall führt die Anpassung eines AR(1)- und eines AR(2)-Prozesses zur gleichen Varianz des weißen Rauschens (DWN). Durch beide Prozesse werden in der vorliegenden Arbeit ausschließlich exponentiell abfallende Autokorrelationsfunktion ermittelt. Ein pseudo-periodisches Verhalten der Autokorrelationsfunktion, das aufgrund der Absturz-Becken Sequenzen vermutet werden könnte, kann nicht identifiziert werden. Die ermittelte lineare Beziehung zwischen den Parametern des AR(2)-Prozesses deutet auf die Ähnlichkeit mit dem AR(1)-Modell hin. Allerdings zeigt die Überprüfung der Modelle und der Verlauf der partiellen Autokorrelationsfunktionen, daß ein AR(2)- dem AR(1)- Modell vorzuziehen ist. Entsprechende Unterschiede sind anhand der aus den AR(1)- und AR(2)-Prozessen abgeleiteten charakteristischen Länge S identifizierbar, was auf Unsicherheiten bei der Bestimmung dieser hindeutet.

Unabhängig von diesen Unterschieden, weist S für beide Modelle in den Gefällebereichen I_S = 2 - 4 % eine gewisse Abhängigkeit vom Sohlenmaterial auf. S ist in diesem Gefällebereich für das gröbere Material I größer als für das feinere Material II. Hieraus kann für die Sohlen, die sich aus Material I zusammensetzen, auf eine höhere räumliche Korrelation benachbarter Meßpunkte infolge des größeren maximalen Korndurchmessers geschlossen werden. Im Gefällebereich I_S = 8 - 10 % ist diese Abhängigkeit nicht mehr gegeben, was darauf hindeutet, daß der Einfluß des Materials zur Bildung von Absturz-Becken Sequenzen eine untergeordnetere Rolle spielt oder durch die Sequenzen überdeckt wird. Beide Aussagen führen letzten Endes zu der Schlußfolgerung, daß das Gefälle einen wichtigen Parameter hinsichtlich der Ausbildung dieser Strukturen darstellt, was durch die Ausführungen in Kap. 2 belegt wird.

Durch beide Verfahren kann jeweils ein hoher Prozentsatz der Varianz der analysierten Profile erklärt werden, was generell die Anwendbarkeit der Prozesse zeigt. Für die absolute mittlere Neigung ß der Rauheiten wurde ein Zusammenhang mit der Varianz des DWN ermittelt, der abhängig von den gemittelten Schiefekoeffizienten der Verteilungen des DWN (für die jeweiligen Sohlen) ist. Da das DWN den grundlegenden Prozeß in AR-Modellen darstellt, kann daraus geschlossen werden, daß den mikroskopischen Rauheitserhebungen ebenfalls eine wichtige Rolle beim Aufbau der Sohlengeometrie zukommt. Dies wird durch die Ergebnisse in Kap. 6 gestützt, wo ausgeführt wurde, daß der Bewegungsbeginn für Sohlen, dessen Material durch eine weite Sieblinie gekennzeichnet ist, unabhängig von einem bestimmten Korndurchmesser ist.

Ungeklärt bleibt allerdings, welchen Einfluß die Verteilung des DWN auf die angepaßten Prozesse bzw. auf die sich einstellende Profilgeometrie hat und inwiefern die Annahme einer der den Profilen zugrundeliegenden Gauß-Verteilung gerechtfertigt ist. Des weiteren kann der Einfluß langwelliger Perioden, die in den Profilen vorhanden sind und auch aus der Literatur berichtet werden, nicht geklärt werden. So führen die AR-Modelle im Bereich geringer Vorschubmaße zu einer relativ guten Übereinstimmung mit den berechneten Autokorrelationsfunktionen, wobei der beobachtete, leicht unterschiedliche Verlauf der theoretischen Autokorrelationsfunktionen infolge der beiden behandelten Prozesse zu den oben angesprochenen Unterschieden in der charakteristischen Länge S führt. Erst bei größeren Vorschubmaßen kommt es zu stärkeren Abweichungen der theoretischen und der tatsächlichen Autokorrelationsfunktionen, die sich auf diese periodischen Anteile zurückführen lassen.

Die Herkunft dieser Frequenzen kann abschließend nicht geklärt werden. Einerseits können sie Artefakte aus den Meß- und Analysemethoden darstellen oder auch durch die Versuchseinrichtung impliziert werden. Tatsächlich weist eine durchgeführte Nullabtastung einer neu eingebrachten Sohle (ohne vorherige Belastung) einen ähnlichen Verlauf auf wie der allgemein beobachtete Profilverlauf, wenn auch in weitaus geringerem Maßstab (Abb. 7.25).

Insgesamt lassen sich durch die angewandten Verfahren keine vorherrschenden bzw. signifikanten Frequenzen in der Profilgeometrie identifizieren. Durch die Spektralanalyse der Profile kann allerdings gezeigt werden, daß die Profile in bestimmten Skalen die Tendenz zur Selbstähnlichkeit aufweisen. Weitere Untersuchungen müssen zeigen, inwiefern diese Bereiche mit den Ausführungen von ABRAHAMS ET AL. (1995) in Verbindung gebracht werden können, denen ein Skalierungsgesetz für Absturz-Becken Sequenzen entnommen werden kann.

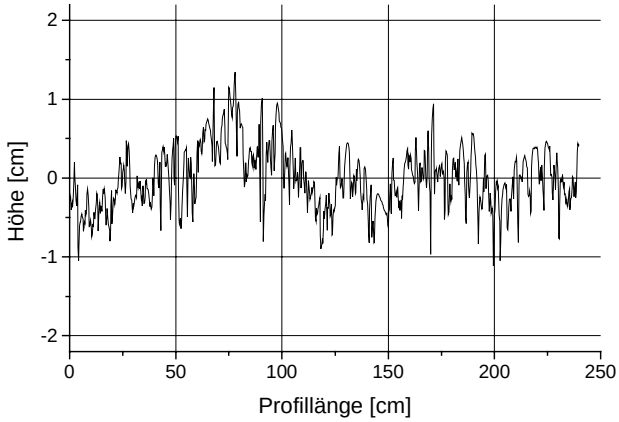


Abb. 7.25: Profil einer Nullabtastung

Infolge der erhaltenen Ergebnisse durch die AR-Modelle, die durch die Variogrammanalyse gestützt werden, kann davon ausgegangen werden, daß innerhalb der vorliegenden Untersuchungen ein Prozeß identifiziert wurde, der bei der Bettbildung eine Rolle spielt. Dieser Prozeß kann allerdings nicht quantifiziert werden, weshalb die erhaltenen Ergebnisse nur qualitativ behandelt werden können. Dies zeigt sich durch die Unterschiede, die sich bei der Bestimmung einer charakteristischen Länge zur Beschreibung der Rauheitsstruktur durch die verschiedenen Verfahren ergeben. Weitere Untersuchungen müssen zeigen, ob diese Ergebnisse auf natürliche Verhältnisse übertragbar sind oder die Meß- und Analysemethoden diesen Prozeß beeinflussen. Ein wichtiger Gesichtspunkt hierbei ist, daß die vorliegenden Ergebnisse auf einer eindimensionalen Versuchsanordnung basieren und somit die Variation der Gewässerbreite (und ihr Einfluß auf die Bettbildung) nicht erfaßt werden kann.

Allerdings stellt die Standardabweichung der Rauheitserhebungen s einen Parameter dar, der in allen oben behandelten Verfahren zur Bestimmung der Sohlenrauheit auftritt (vgl. z.B. Abb. 7.21). Ausgehend von einer stabilen Gewässersohle, kann der Parameter s leicht durch Längsprofile bestimmt werden, die zudem nicht zwangsweise in äquidistanten Abständen aufgenommen werden müssen. Bisher finden sich nur wenige Veröffentlichungen, in denen die Standardabweichung s in Fließgesetze integriert wird. Diesen Ansätzen werden jedoch weitere strukturelle Eigenschaften der Sohle unterstellt (z.B. MONZAVI 1972), deren Gültigkeit nicht unbedingt gewährleistet ist. Weitere Veröffentlichungen (z.B. FURBISH 1987) empfehlen die Integration von s in Fließgesetze, setzen diese jedoch nicht um. Aufgrund dieser Tatsache steht in Kap. 8 die Diskussion des Rauheitsparameters s zur Bestimmung des Fließwiderstandes im Vordergrund.

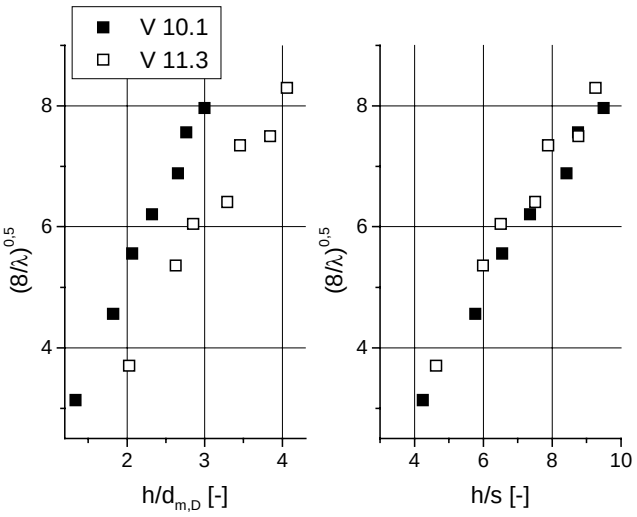
8 Datenanalyse zum Fließwiderstand

Im folgenden werden die Erkenntnisse aus dem Literaturstudium und aus der Analyse der Rauheitsstruktur zur Ableitung eines Fließgesetzes herangezogen. Hierzu wird jeweils auf die verschiedenen Verfahren (logarithmisches Fließgesetz, Potenzgesetz, *at-a-site Hydraulic Geometry*) eingegangen.

8.1 Logarithmisches Fließgesetz

In Kap. 5.2 (Abb. 5.2) wurde bereits gezeigt, daß ein Ansatz der Form $(8/\lambda)^{1/2} = \text{fct.}(h_m/d_c)$ den vorliegenden Datensatz nur unzureichend beschreiben kann. Durch die dimensionslose Auftragung ist die in Abb. 5.2 dargestellte Streubreite der Datenpunkte nicht zu erwarten. Nach den Ergebnissen hinsichtlich der Rauheitsstruktur der Sohlen aus Kap. 7 sollte somit eine Verbesserung der Ergebnisse möglich sein, wenn der Rauheitsparameter s anstelle von d_c Verwendung findet.

Abb. 8.1 zeigt die berechneten Werte von $(8/\lambda)^{0,5}$ für die Versuchsreihen V 10.1 und V 11.3. in Abhängigkeit von $h/d_{m,D}$ (Abb. 8.1a) und h/s (Abb. 8.1b). Beide Versuche wurden mit dem feineren Material II durchgeführt. Die zugehörigen Sohlen zeichnen sich durch das gleiche Sohlengefälle I_S = 2 %, den gleichen charakteristischen Korndurchmesser $d_{m,D} \approx 16$ mm aber einer unterschiedlichen Standardabweichung s aus (V 10.1: s = 5,0 mm, V 11.3: s = 7,2, mm, vgl. Abb. 8.1).

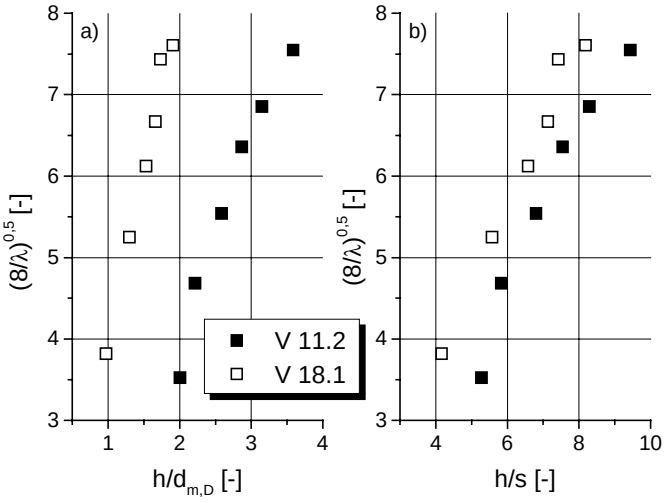


		V 10.1	V 11.3
I_S	[%]	2,0	2,0
$d_{m,D}$	[mm]	15,8	16,4
s	[mm]	5,0	7,2
Q_{max}	[l/s]	7,2	12,5
Mat.	[-]	II	II

Abb. 8.1: Vergleich der $(8/\lambda)^{0,5}$-Werte von zwei Versuchen (V 10.1 und V 11.3) mit gleichem $d_{m,D}$ und unterschiedlichem s in Abhängigkeit von a) der relativen Überdeckung $h/d_{m,D}$ und b) des Verhältnisses h/s

Abb. 8.1a zeigt, daß dasselbe Verhältnis von $h/d_{m,D}$ für V 10.1 zu größeren Werten von $(8/\lambda)^{0,5}$ führt als für V 11.3. Somit ist die Sohle des Versuchs V 10.1 trotz des gleichen $d_{m,D}$ über die hydraulischen Daten als *weniger rauh* zu charakterisieren. Diese Tatsache spiegelt sich in der geringeren Standardabweichung für V 10.1 wider. Werden die Daten der beiden Experimente gegen h/s aufgetragen (Abb. 8.1b), so fallen die Datenpunkte nahezu auf eine Linie, was durch die gewählte dimensionslose Auftragung erwartet wird.

Ein entsprechendes Resultat ergibt sich, wenn die Widerstandsbeiwerte von Versuchen mit gleichem Sohlengefälle I_S und gleicher Standardabweichung s aber unterschiedlichem $d_{m,D}$ verglichen werden. Dieser Vergleich ist in Abb. 8.2 durch die Daten der Versuche V 11.2 und V 18.1 dargestellt. Charakteristische Daten der Versuche können Abb. 8.2 entnommen werden.



		V 11.2	V 18.1
I_S	[%]	2,2	2,3
$d_{m,D}$	[mm]	16,0	26,0
s	[mm]	6,1	6,1
Q_{max}	[l/s]	9,7	8,0
Mat.	[-]	II	I

Abb. 8.2: Vergleich der $(8/\lambda)^{0,5}$-Werte von zwei Versuchen (V 11.2 und V 18.1) mit gleichem s und unterschiedlichem Korndurchmesser $d_{m,D}$ in Abhängigkeit von a) der relativen Überdeckung $h/d_{m,D}$ und b) des Verhältnisses h/s

Für die Auftragung von $(8/\lambda)^{0,5}$ gegen $h/d_{m,D}$ (Abb. 8.2a) ergibt sich ein erheblicher Unterschied hinsichtlich des Fließwiderstandes. Bedingt durch den größeren Korndurchmesser von V 18.1 ($d_{m,D}$ = 26 mm) gegenüber V 11.2 ($d_{m,D}$ = 16 mm) ergeben sich für V 18.1 (für dasselbe Verhältnis von $h/d_{m,D}$) geringere λ-Werte als für V 11.2. Diese Tatsache impliziert eine *glattere* Sohle für das rauhere Material. Wird hingegen die Auftragung des Fließwiderstandes gegen h/s gewählt, kommt es zu einer Annäherung der Datenpunkte. Diese Annäherung kann durch dieselbe Standardabweichung s der beiden Sohlenprofile erwartet werden.

Abb. 8.3 zeigt die Auftragung aller ermittelten Widerstandsbeiwerte $(8/\lambda)^{0,5}$ gegen die relativen Überdeckungen $h/d_{m,D}$ und h/s. In Tab. 8.1 sind die jeweils ermittelten Regressionsbeziehungen bezüglich eines logarithmischen Gesetzes für die Parameter $h/d_{m,D}$, h/d_{84} und h/s angegeben.

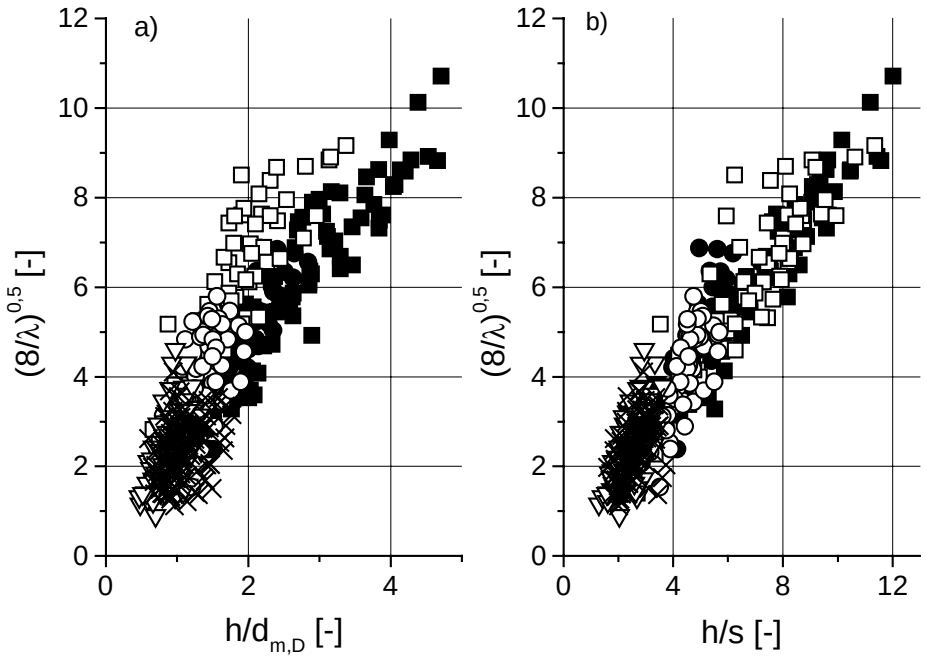


Abb. 8.3: Der Widerstandsbeiwert $(8/\lambda)^{0,5}$ als Funktion von a) $h/d_{m,D}$ und b) h/s; Legende wie Abb. 5.2

Durch die Verwendung von h/s an Stelle von $h/d_{m,D}$ ergibt sich eine eindeutige Verminderung der Streubreite der Daten. Diese Verminderung kann durch obige Ausführungen erwartet werden und wird durch den Regressionskoeffizienten R^2 belegt. Des weiteren ist die Materialabhängigkeit für die Auftragung $(8/\lambda)^{0,5}$ = fct.$(h/d_{m,D})$ (Abb. 8.3a) in der Auftragung $(8/\lambda)^{0,5}$ = fct.(h/s) (Abb. 8.3b) nicht mehr zu finden. Dies zeigt, daß neben einer besseren geometrischen Beschreibung der Sohlenoberfläche durch s auch die Anwendbarkeit von s als Rauheitsparameter gegeben ist.

$\sqrt{\frac{8}{\lambda}}$	R^2	Gl.
$3{,}84 \cdot \ln\left(\frac{h}{d_{m,D}}\right) + 2{,}62$	0,76	(8.1)
$3{,}64 \cdot \ln\left(\frac{h}{d_{84,D}}\right) + 4{,}49$	0,73	(8.2)
$3{,}83 \cdot \ln\left(\frac{h}{s}\right) - 1{,}18$	0,87	(8.3)

Tab. 8.1: Ermittelte logarithmische Widerstandsbeziehungen für die in Abb. 5.2 und Abb. 8.3 dargestellten Daten

In Kap. 5 wurde ausgeführt, daß für den Fall rauher Sohlen mit geringen relativen Überdeckungen die logarithmischen Fließgesetze als empirisch zu betrachten sind. Aufgrund dieser Tatsache stellen die Gln.(8.1-8.3) ebenfalls rein empirisch ermittelte Widerstandsbeziehungen dar. Für die Auftragung von $(8/\lambda)^{0,5}$ gegen h/s ergibt sich im vorliegenden Fall sogar eine leicht bessere Anpassung über eine lineare Beziehung. Dies deutet darauf hin, daß durch die Ermittlung eines Potenzgesetzes eventuell bessere Ergebnisse erzielt werden können, worauf im folgenden eingegangen wird.

8.2 Potenzgesetze

Aufgrund der Eindimensionalität der Versuche und der unabhängigen Messungen von der Fließgeschwindigkeit und des Abflusses (vgl. Kap. 4) wird ein Ansatz der Form u_m = fct.(q) angestrebt. Aus der Dimensionsanalyse (Gl.(5.10)) erhält man somit den folgenden funktionalen Zusammenhang, wobei die charakteristische Länge S optional in die funktionale Beziehung integriert wird:

$$\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot s}} = \text{fct.}\left(\frac{q}{\sqrt{g \cdot s^3}}, \sin\alpha, \frac{s}{d_c}, \frac{s}{S} \right). \tag{8.4}$$

In Gl.(8.4) wurde I_S durch sinα ersetzt, da sich der zu untersuchende Gefällebereich bis zu I_S = 10 % erstreckt.

8.2.1 Aufteilung des Datensatzes

Zur Validierung eines Ansatzes in Abhängigkeit der Standardabweichung s finden sich keine unabhängigen Daten in der Literatur. Deshalb wurde der Datensatz vor der Analyse in einen *Analyseteil* und einen *Validationsteil* aufgesplittet. Mittels eines Zufallsgenerators wurden, ausgehend von den Versuchen die im gleichen Gefällebereich (I_S = 2 %, 4 %, 8 - 10 %) und mit dem gleichen Material (Material I, II, Zugabeversuche) durchgeführt wurden, jeweils die Hälfte der Versuche zur Analyse bzw. zur Validierung ausgewählt. Die genaue Aufteilung der Versuche ist in Anhang C gegeben. Nach dieser Vorgehensweise basiert die folgende Analyse auf 272 und die Validation auf 258 u_m-q Datenpaaren.

8.2.2 Ableitung eines Potenzgesetzes

Eine simultane multiple Regression mit den dimensionslosen Parametern aus Gl.(8.4) (mit $d_c = d_{m,D}$) zur Bestimmung eines Potenzgesetzes anhand des Analysedatensatzes führt zu folgendem Ergebnis:

$$\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot s}} = 0{,}98 \cdot \left(\frac{q}{\sqrt{g \cdot s^3}} \right)^{0{,}64} \cdot (\sin\alpha)^{0{,}27} \cdot \left(\frac{s}{d_{m,D}} \right)^{-0{,}06} \cdot \left(\frac{s}{S} \right)^{-0{,}11} \qquad R^2 = 0{,}97. \tag{8.5}$$

Nach der Analyse ist der Parameter (s/d_c) in Gl.(8.5) nicht signifikant. Eine weitere Analyse ergibt:

$$\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot s}} = 0{,}98 \cdot \left(\frac{q}{\sqrt{g \cdot s^3}} \right)^{0{,}64} \cdot (\sin\alpha)^{0{,}27} \cdot \left(\frac{s}{S} \right)^{-0{,}11} \qquad R^2 = 0{,}97. \tag{8.6}$$

Aufgrund der Unsicherheit bei der Bestimmung der charakteristischen Länge S wird eine weitere Regressionsrechnung ohne den π-Parameter (s/S) durchgeführt, die sich in ihrer Güte hinsichtlich des Regressionskoeffizienten nicht von Gl.(8.6) unterscheidet. In Anlehnung an Gl.(5.65) erhält man somit folgendes Ergebnis:

$$u_m = 1{,}06 \cdot q^{0{,}64} \cdot g^{0{,}18} \cdot (\sin\alpha)^{0{,}26} \cdot s^{-0{,}46} \; . \qquad (8.7)$$

Abb. 8.4 zeigt den Vergleich der nach Gl.(8.7) berechneten und der gemessenen Fließgeschwindigkeiten für den Validationsdatensatz. Der MAD-Wert von 0,05 bestätigt die gute Anpassung.

Interessanterweise ist der Korndurchmesser bei der Ableitung von Gl.(8.7) nicht signifikant, wenn s als zusätzlicher Rauheitsparameter eingeführt wird. Dieses Ergebnis ergibt sich unabhängig davon welcher Korndurchmesser ($d_{m,D}$ oder $d_{84,D}$) zur Analyse herangezogen wird und bestätigt die in Kap. 7 erzielten Ergebnisse bezüglich der Rauheitsstruktur.

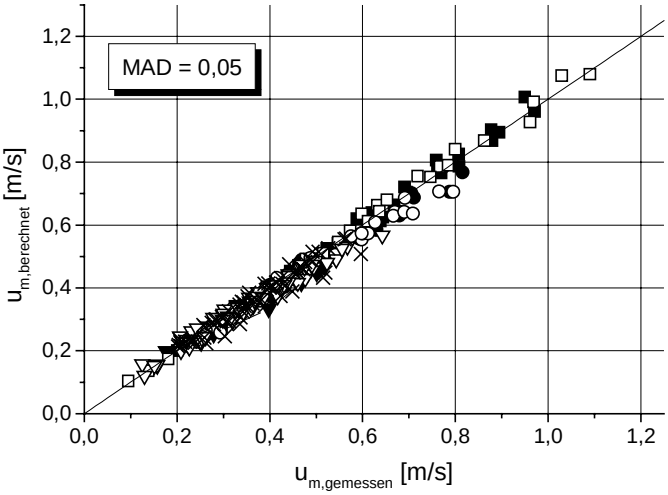


Abb. 8.4: Vergleich der nach Gl.(8.7) berechneten und der gemessenen Fließgeschwindigkeiten anhand des Validationsdatensatzes ; Legende wie Abb. 5.2

Um dieses Resultat zu überprüfen, wird eine zweite Analyse auf der Basis der dimensionslosen Parameter $u_m/(g^{0,5} \cdot d_{84,D}{}^{0,5})$, $q/(g^{0,5} \cdot d_{84,D}{}^{1,5})$ und $\sin\alpha$ (vgl. Gl.(5.10)) durchgeführt. In diesem Fall wird als Korndurchmesser $d_{84,D}$ gewählt, um die erhaltenen Ergebnisse mit Ansätzen aus der Literatur vergleichen zu können.

Entsprechend dieser Vorgehensweise erhält man folgenden Ansatz:

$$u_m = 1{,}34 \cdot q^{0{,}57} \cdot g^{0{,}22} \cdot (\sin\alpha)^{0{,}12} \cdot d_{84,D}{}^{-0{,}35} \qquad (8.8)$$

Gl.(8.8) ist der in Kap. 5 diskutierten Beziehung nach Gl.(5.78) von RICKENMANN (1990) ähnlich. Wird in Gl.(8.8) in einer ersten Näherung $d_{84,D} \approx d_{90}$ gesetzt, so ist der Unterschied zwischen den beiden Beziehungen hauptsächlich auf den Exponenten des Gefälleterms zurückzuführen. Dies wird durch Abb. 8.5a verdeutlicht, in der die nach Gl.(8.8) für den Validationsdatensatz berechneten Fließgeschwindigkeiten den gemessenen gegenübergestellt sind.

Trotz der guten Anpassung nach Gl.(8.8) ist in Abb. 8.5a eine Abhängigkeit bezüglich des verwendeten Sohlenmaterials zu erkennen, die sich nach Gl.(8.7) nicht ergibt. Die Fließgeschwindigkeit wird für das feinere Material II über- und für das gröbere Material I unterschätzt. Entsprechendes gilt für den Ansatz nach RICKENMANN (1990) (Abb. 5.11) der allerdings die mittlere Fließgeschwindigkeit insgesamt unterschätzt.

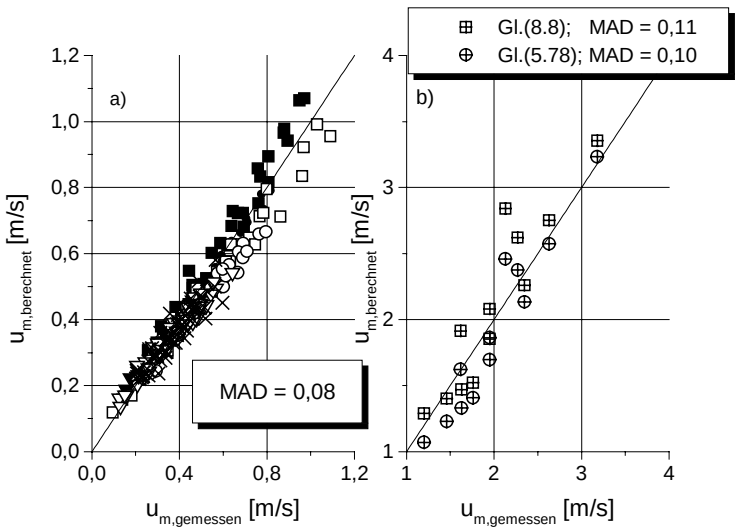


Abb. 8.5: Vergleich der berechneten und gemessenen Fließgeschwindigkeiten a) anhand des Validationsdatensatzes nach Gl.(8.8), Legende wie Abb. 5.2 und b) für die Gln.(8.8) und (5.78) angewandt auf einen unabhängigen Datensatz von RICKENMANN (1990) für Klarwasserabfluß und stabile Sohlenbedingungen

Abb. 8.5b zeigt das Ergebnis der Gln.(8.8) und (5.78) bezüglich unabhängiger Daten von RICKENMANN (1990) für Klarwasserabfluß, stabile Sohlenbedingungen und steile Gefälle ($5\ \% < I_S < 20\ \%$), die Teil der Ableitung von Gl.(5.78) waren. Beide Gleichungen passen die Daten gut an. Nach obigen Ergebnissen kann somit vermutet werden, daß Gl.(8.7) diese Daten ebenfalls gut anpaßt. Allerdings kann diese Behauptung nicht verifiziert werden, da aus dem Datensatz von RICKENMANN der Parameter s nicht hervorgeht.

Generell sind die Exponenten des spezifischen Abflusses q der Gln.(8.7), (8.8) und (5.78) ähnlich. Die einzigen variierenden Größen in den Gleichungen sind die Vorkonstante und der Exponent des Sohlengefälles.

8.2.3 Problematik bei der Mehrfachregression

An dieser Stelle soll auf die in Kap. 5 angesprochene Problematik hinsichtlich der Datenauswertung eingegangen werden. Wird nach Gl.(8.4) eine Regressionsrechnung zur Bestimmung einer Potenzfunktion mit den Parametern $u_m/(g \cdot s)^{0,5}$ und $q/(g \cdot s^{1,5})^{0,5}$ durchgeführt, ergibt sich folgende Beziehung:

$$\frac{u_m}{\sqrt{g \cdot s}} = 0{,}62 \cdot \left(\frac{q}{\sqrt{g \cdot s^3}} \right)^{0{,}51} \quad . \tag{8.9}$$

Der Regressionskoeffizient $R^2 = 0{,}93$ impliziert eine gute Anpassung. Aus Gl.(8.9) ergibt sich aber der Aspekt, daß der ermittelte Exponent des spezifischen Abflusses mit 0,51 bedeutend geringer ist als der in Gl.(8.7) gegebene von 0,64. Eine weitere Regressionsbeziehung mit dem Sohlengefälle bezüglich der Residuen, die sich aus Gl.(8.9) bestimmen lassen, führt zu folgender Beziehung:

$$u_m = 0{,}85 \cdot q^{0{,}51} \cdot g^{0{,}25} \cdot (\sin\alpha)^{0{,}10} \cdot s^{-0{,}25}. \qquad (8.10)$$

Die Anwendung dieser Beziehung für den Validationsdatensatz ist in Abb. 8.6 dargestellt und führt im vorliegenden Fall ebenfalls zu einer guten Anpassung.

Allerdings kann durch die Analyse der Daten hinsichtlich der *at-a-site Hydraulic Geometry* gezeigt werden, daß der Exponent des spezifischen Abflusses q mit 0,51 als zu gering anzusehen ist.

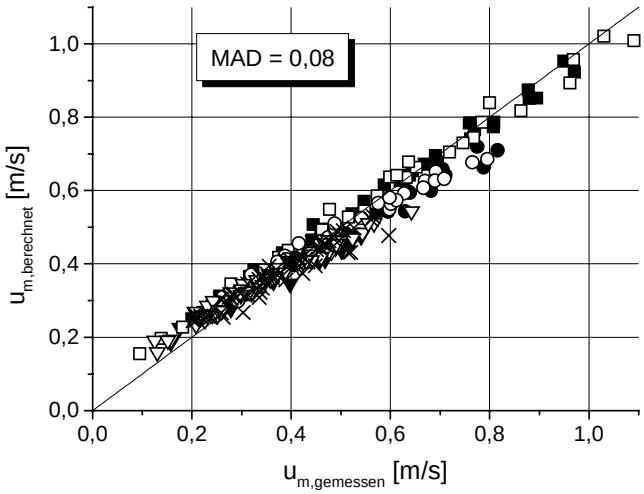


Abb. 8.6: Vergleich der nach Gl.(8.10) anhand des Validationsdatensatzes berechneten und der gemessenen Fließgeschwindigkeit; Legende wie Abb. 5.2

8.2.4 Auswertung hinsichtlich der *at-a-site Hydraulic Geometry*

Der Exponent n aller u_m-q Beziehungen über den jeweils stabilen Sohlen wurde mittels einer linearen Regression über die log-log Auftragung der dimensionslosen Parameter $u_m/(g \cdot s)^{0,5}$ und $q/(g \cdot s^{1,5})^{0,5}$ ermittelt. Für alle bestimmten u_m-q Beziehungen werden hohe Regressionskoeffizienten ermittelt. Die Vorgehensweise ist in Abb. 8.7 stellvertretend für den Versuch V 15.4 dargestellt.

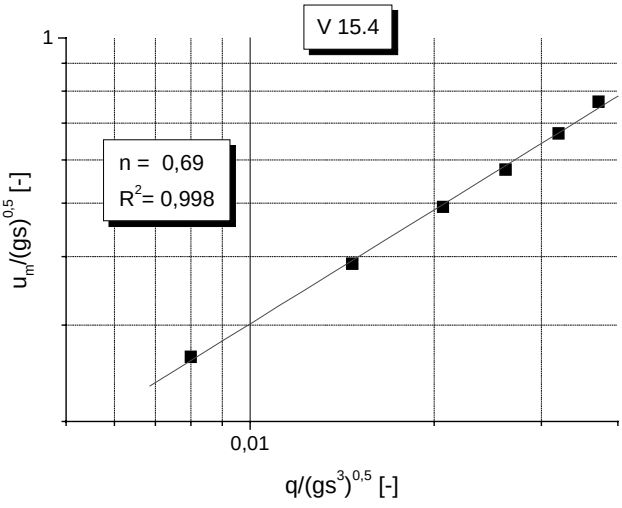


Abb. 8.7: Zur Ermittlung der u_m-q-Beziehung

Durch diese Vorgehensweise kann der Einfluß des Gefälles auf die berechneten Vorkonstanten und den Exponenten untersucht werden. Für die folgende Analyse wurde auf eine Trennung des Datensatzes in einen Analyse- und Validationsteil verzichtet.

Abb. 8.8 zeigt die ermittelten Exponenten n aller Versuche als Funktion der Sohlenneigung $\sin\alpha$. Der Vergleich der einzeln ermittelten Exponenten mit dem Exponenten von q nach Gl.(8.10) (n = 0,51) zeigt, daß alle ermittelten Exponenten größer als dieser Wert sind (0,53 < n < 0,87).

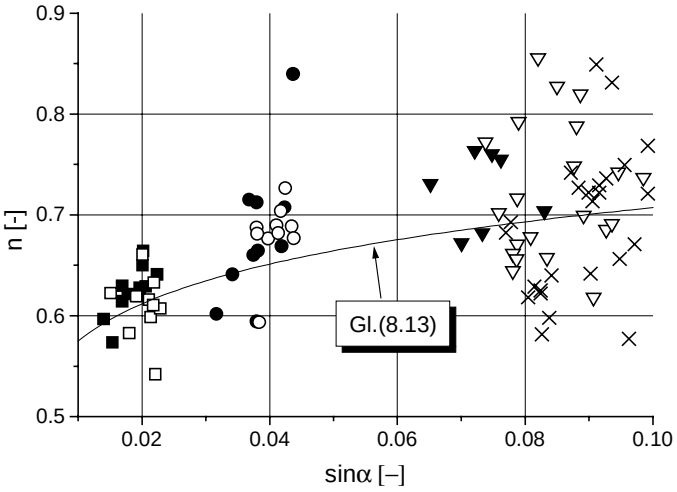


Abb. 8.8: Der Exponent n als Funktion des Gefälles; Legende wie Abb. 5.2

Aufgrund der Unterschätzung des Exponenten sollte Gl.(8.10) nicht zur Berechnung der mittleren Fließgeschwindigkeit herangezogen werden, da die tatsächliche u_m-q Beziehung über den jeweils stabilen Sohlen mittels dieser Gleichung offensichtlich nur unzureichend beschrieben werden kann.

Somit kann an dieser Stelle festgehalten werden, daß die von RICKENMANN (1996) angegebenen Exponenten in Gl.(5.83) entsprechend dieser Vorgehensweise (einer sukzessiven mehrfachen Regression) und somit als zu gering ermittelt wurden. Wie in Kap. 5 bereits gezeigt wurde, führen die von RICKENMANN (1996) ermittelten Exponenten (Gl.(5.78)) für einen Rechteckquerschnitt zu empirisch nicht belegbaren Ergebnissen im Hinblick auf die u_m-q Beziehung. Die Gründe für die Abweichungen sind in der Mathematik zu suchen (Gewichtung der Regressionspunkte,...) und können hier nicht weiter behandelt werden.

Entsprechend den Ausführungen in Kap. 5.4.1 zeigt der Exponent eine Abhängigkeit vom Sohlengefälle $\sin\alpha$. Während im Gefällebereich $\sin\alpha$ = 2 % die geringsten Exponenten zu beobachten sind, steigen diese mit größer werdendem Sohlengefälle tendenziell an ($\sin\alpha$ = 4 %), bevor sich bei den größten Sohlengefällen eine größere Streubreite ergibt.

Die Streubreite der Exponenten bei den hohen Gefällen kann auf die unterschiedliche Morphologie der Sohlen zurückgeführt werden. Werden die jeweiligen Sohlen anhand ihrer zugehörigen Exponenten nach Tab. 5.3 klassifiziert, so zeigt sich, daß alle Sohlen im vorliegenden Fall als Riffel-Becken/Absturz-Becken Sequenzen einzuordnen sind. Der tendenziell größer werdende Exponent deutet des weiteren darauf hin, daß die morphologischen Strukturen mit zunehmendem Sohlengefälle ausgeprägter werden. Nach den Ausführungen aus Kap. 5.4.1 kann dies über die Rauheitswirkung der Sohle und steigende Beckenvolumen begründet werden.

Abb. 8.8 zeigt, die Richtigkeit dieser These vorausgesetzt, daß sich die Strukturen stark unterscheiden können. Allerdings kann diese Vermutung im vorliegenden Fall nicht konkret belegt werden, da sich kein Zusammenhang zwischen dem verwendeten Sohlenmaterial oder den in Kap. 7 abgeleiteten statistischen Parametern und den Exponenten herstellen läßt.

Zwischen der Standardabweichung s und dem Exponenten n besteht kein erkennbarer Zusammenhang, obwohl der visuelle Vergleich zwischen der Auftragung von s gegen $\sin\alpha$ (Abb. 7.3) und Abb. 8.8, (wie auch die Auftragung der in Kap. 7 ermittelten charakteristischen Längen gegen $\sin\alpha$; vgl. Abb. 7.15) einen ähnlichen Verlauf der Graphen zeigt. Für den Neigungsbereich $\sin\alpha$ = 2 % werden jeweils die geringsten Werte für s bzw. für S_{AR} erhalten. Mit größer werdendem Gefälle steigen s bzw. S, bevor wiederum eine vergrößerte Streubreite bei den größeren Gefällebereichen erkennbar ist. Die nicht vorhandene Korrelation deutet darauf hin, daß eine genauere Charakterisierung der auftretenden Strukturen nötig ist, die sich durch die hier durchgeführte eindimensionale Analyse nicht ergibt.

Der Vergleich der ermittelten Exponenten n und dem Sohlengefälle ist in Abb. 8.9 anhand der in Kap. 5 angesprochenen Naturmessungen von KELLERHALS (1973) dargestellt. Anhand dieser Daten kommt KELLERHALS zu der Annahme, daß n mit größer werdender Neigung ebenfalls ansteigt. Allerdings sind die ermittelten n Werte tendenziell geringer als die im Labor ermittelten, was auf den oben angesprochenen Einfluß der Breite des jeweiligen Gewässers hindeutet.

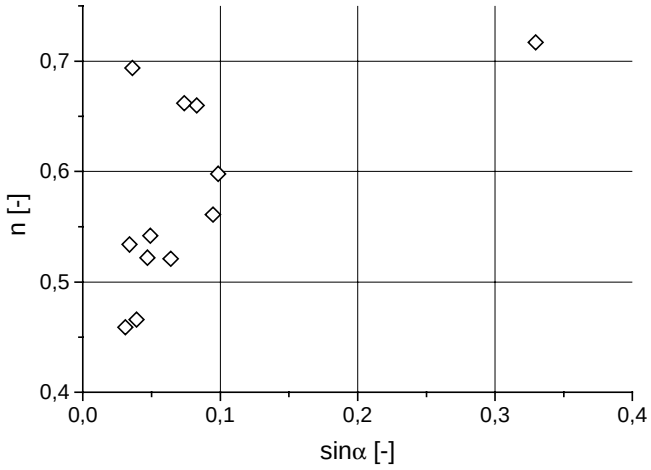


Abb. 8.9: Werte des Exponenten n als Funktion des Gefälles nach den Daten von KELLERHALS (1973)

Durch die Analyse des Exponenten n in Abhängigkeit des Gefälles zeigt sich, daß für den vorliegenden eindimensionalen Datensatz zumindest die unterschiedlichen Gefällebereiche in Gl.(8.7) berücksichtigt werden sollten, in denen sich nach Kap. 2 verschiedene morphologische Strukturen einstellen können. Hierfür können zwei Methoden herangezogen werden.

Einerseits kann eine Regressionsrechnung aller Datenpunkte in den jeweiligen Gefällebereichen durchgeführt werden, d.h., zur Ermittlung der folgenden Gln.(8.11) und (8.12) wurden die Datenpunkte der Gefällebereiche 2 % und 4 % sowie 4 % und 8 - 10 % (ohne Unterscheidung zwischen Validations- und Analysedatensatz) zusammengefaßt. Somit erhält man in Anlehnung an Gl.(8.7) folgendes Ergebnis:

$$u_m = 1{,}14 \cdot q^{0{,}63} \cdot g^{0{,}19} \cdot (\sin\alpha)^{0{,}27} \cdot s^{-0{,}44} \qquad 1{,}5\ \% < \sin\alpha < 4\ \% \qquad (8.11)$$

$$u_m = 1{,}16 \cdot q^{0{,}67} \cdot g^{0{,}17} \cdot (\sin\alpha)^{0{,}29} \cdot s^{-0{,}50} \qquad 4\ \% < \sin\alpha < 10\ \%, \qquad (8.12)$$

wobei der höhere Gefällebereich durch den leicht erhöhten Exponenten erfaßt wird.

Die unterschiedlichen Gefällebereiche lassen sich auch über eine näherungsweise abgeleitete Beziehung zwischen dem Exponenten n und dem Gefälle $\sin\alpha$ erfassen, für die sich anhand der doppelt logarithmischen Auftragung von Abb. 8.8 folgender Zusammenhang ergibt:

$$n = 0{,}87 \cdot \sin\alpha^{0{,}09} \; . \qquad (8.13)$$

Die n-Werte wurden über die Beziehung:

$$u_m = c_1 \cdot q^n \cdot g^{0{,}5 \cdot (1-n)} \cdot s^{0{,}5 \cdot (1-3n)} \qquad (8.14)$$

bestimmt, womit noch der Zusammenhang zwischen der Vorkonstante c_1 und $\sin\alpha$ zu klären bleibt, der in Abb. 8.10 dargestellt ist.

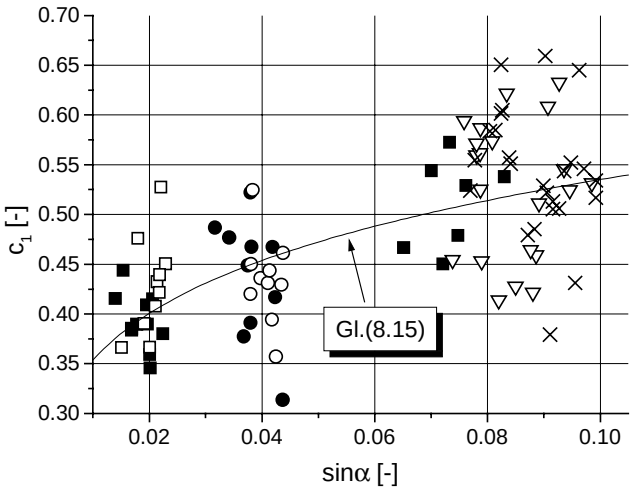


Abb. 8.10: Die Vorkonstante c1 als Funktion des Sohlengefälles $\sin\alpha$; Legende wie Abb. 5.2

Von einer Analyse der ermittelten c_1-Werte hinsichtlich der Standardabweichung s wird abgesehen, da der Einfluß von s auf c_1 schon bei der Ableitung der c_1-Werte berücksichtigt wurde.

Für die Beziehung zwischen der Vorkonstanten c_1 und dem Sohlengefälle $\sin\alpha$ ergibt sich somit:

$$c_1 = 0{,}81 \cdot \sin\alpha^{0{,}18}, \qquad (8.15)$$

und somit, durch Einsetzen von Gl.(8.15) in Gl.(8.14):

$$u_m = 0{,}81 \cdot (\sin\alpha)^{0{,}18}\ q^n \cdot g^{0{,}5 \cdot (1-n)} \cdot s^{0{,}5 \cdot (1-3n)} \qquad (8.16)$$

mit $n = 0{,}87 \cdot (\sin\alpha)^{0{,}09}$.

Gl.(8.16) berücksichtigt die Abhängigkeit der Vorkonstanten und des Exponenten vom Sohlengefälle. Trotz der Streubreite von c1 und n in Abhängigkeit des Gefälles und der geringen Regressionskoeffizienten der Gln.(8.13) und (8.15) (R^2 = 0,30 bzw. 0,45) werden durch Gl.(8.16) sehr gute Ergebnisse erzielt (Abb. 8.11). Ein Vergleich der Formeln zur Ermittlung der mittleren Fließgeschwindigkeit nach Gl.(8.16) und den Gln.(8.11) und (8.12) ist in Tab. 8.2 gegeben. Alle Gleichungen ergeben nahezu identische Werte hinsichtlich der Parameter c_1 und n, wenn das Gefälle direkt in die Gleichungen eingesetzt wird.

sinα	c_1 Gl.(8.11)/(8.12)	n Gl.(8.11)/(8.12)	c_1 Gl.(8.16)	n Gl.(8.16)
2%	0,40	0,63	0,40	0,61
4%	0,48/0,46	0,63/0,67	0,45	0,65
8%	0,56	0,67	0,51	0,69

Tab. 8.2: Vergleich der Vorkonstanten c_1 und den Exponenten n, die sich für verschiedene Gefällebereiche nach den Gln.(8.11), (8.12) und (8.16) ergeben

Zur Berechnung der mittleren Fließgeschwindigkeit können somit die Gln.(8.11) und (8.12) oder das Gleichungssystem nach Gl.(8.16) herangezogen werden. Im Fall von Gl.(8.16) kommt es im Bereich der niederen Gefällebereiche (höhere Fließgeschwindigkeiten) zu leicht größeren Abweichungen zwischen der berechneten und der gemessenen Geschwindigkeit. Die Unterschiede sind auf die Variabilität der Parameter c_1 und n zurückzuführen, die in weiteren Untersuchungen zu klären bleibt.

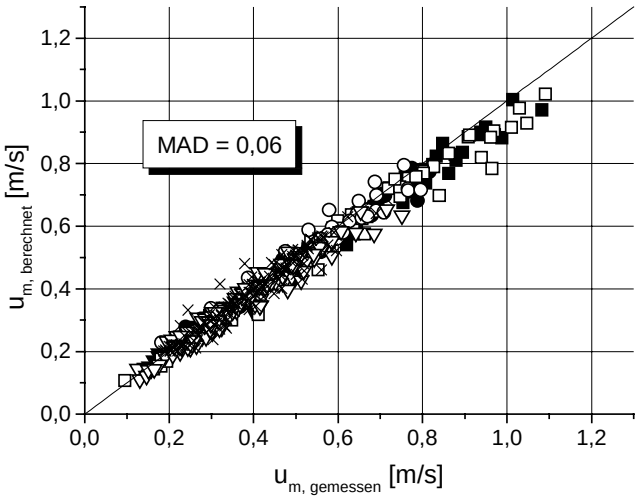


Abb. 8.11: Vergleich der nach Gl.(8.16) berechneten mit den gemessenen Geschwindigkeiten (gesamter Datensatz); Legende wie Abb. 5.2

8.2.5 Weitergehende Untersuchung bezüglich der *at-a-site Hydraulic Geometry*

Der Aufbau der Gln.(8.15) und (8.13) läßt vermuten, daß ein direkter Zusammenhang zwischen den Parametern c_1 und n besteht. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 8.12 dargestellt, in der sich drei Bänder identifizieren lassen. Die Bänder lassen sich eindeutig den jeweiligen Gefällebereichen zuordnen und weisen nahezu den gleichen Gradienten auf.

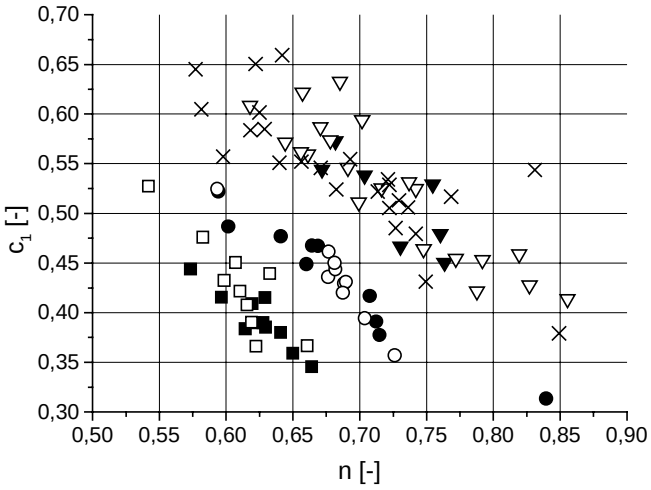


Abb. 8.12: Die direkte Beziehung zwischen den Parametern c_1 und n; Legende wie Abb. 5.2

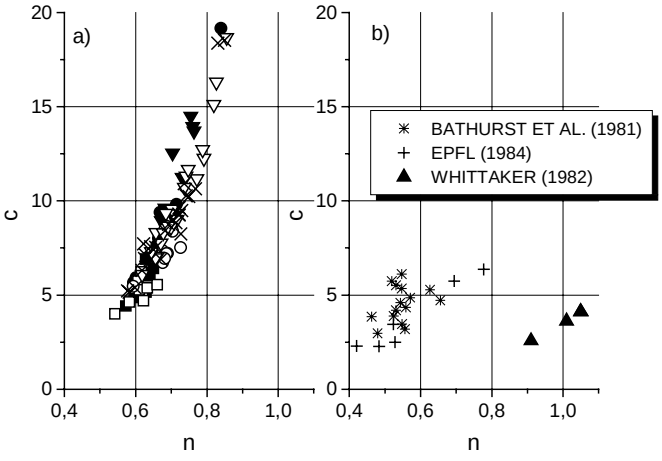


Abb. 8.13: Die Beziehung zwischen der Vorkonstanten c und dem Exponenten n für a) die vorliegenden Untersuchung (Legende wie Abb. 5.2) und b) weiterer Laborversuche

Der Zusammenhang zwischen der Vorkonstante und dem Exponenten wird noch deutlicher, wenn die Geschwindigkeits-Abfluß-Beziehung direkt ermittelt wird, d.h. die Koeffizienten direkt über die Beziehung $u_m = c \cdot q^n$ bestimmt werden, ohne die Dimensionshomogenität der Gleichung zu beachten.

Der Exponent n ändert sich durch diese Art der Analyse nur unerheblich und es ergibt sich der in Abb. 8.13a dargestellte Zusammenhang zwischen n und der Vorkonstanten c.

Generell impliziert dieser Zusammenhang eine Gemeinsamkeit aller durchgeführten Versuche, die auch schon innerhalb Kap. 7 im Zuge der Beschreibung der Sohlenoberflächen gefunden wurde. An dieser Stelle kann nur vermutet werden, daß die Beziehung zwischen den beiden Parametern durch die konstante Rinnenbreite zu erklären ist, da infolge der beiden Materialien und der Zugabeversuche keine Unterschiede erkennbar sind.

Um diesen Zusammenhang näher zu betrachten, wurden die Daten von BATHURST ET AL. (1981), CAO (1985) bzw. EPFL (1984) und WHITTAKER (1980) bezüglich der Beziehung zwischen c und n über

einer stabilen Sohle analysiert (Abb. 8.13b). Auch in diesen Untersuchungen kann ein Zusammenhang zwischen den beiden Parametern c und n erkannt werden. Während die Daten von BATHURST ET AL. (1981) eine große Streubreite aufweisen, ist diese in den Untersuchungen von WHITTAKER (1980) und CAO (1985)/ EPFL(1984) vermindert. Die c-n Datenpaare von BATHURST ET AL. und CAO/EPFL passen sich dem Verlauf der c-n Beziehung der hier zugrundeliegenden Daten an, was durch den Vergleich der jeweiligen Ordinaten überprüft werden kann. Diese Untersuchungen wurden mit gleichförmigerem Material durchgeführt, also ohne ausgebildete Absturz-Becken Sequenzen. Aufgrund dieser Tatsache wurden diese Daten nicht in die vorige Diskussion der Gefälleabhängigkeit eingebunden. Auch für die in Kap. 5.4.1 angesprochenen Untersuchungen von WHITTAKER (1980), die ohne Sediment durchgeführt wurden, ergibt sich offenbar ein Zusammenhang zwischen den Parametern c und n. Dieser beruht allerdings nur auf vier Datenpunkten.

Die in Abb. 8.9 dargestellten Daten von KELLERHALS (1973) können einer entsprechenden Analyse unterzogen werden. In Abb. 8.14 ist die erhaltene Beziehung der beiden Parameter für vier verschiedene Fließgewässer angegeben. Die Untersuchungen wurden für die einzelnen Fließgewässer an verschiedenen Stellen durchgeführt (d.h. an Stellen mit unterschiedlichen Sohlengefällen, Breiten, Längen der Meßstrecken usw.). Die mittlere Fließgeschwindigkeit und der Abfluß wurden in den Untersuchungen von KELLERHALS über die Salzverdünnungsmethode (vgl. Kap. 2) bestimmt und die Breite über Hochwassermarken.

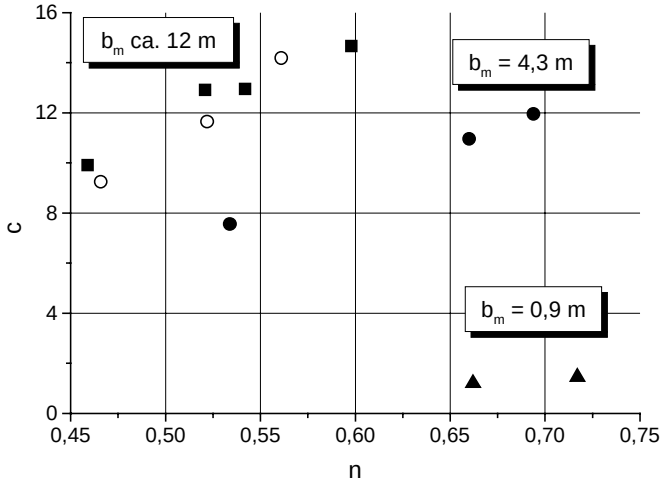


Abb. 8.14: c-n Beziehung nach den Daten von KELLERHALS (1973); die jeweiligen Symbole charakterisieren ein Fließgewässer

Diese Breite wurde hier verwendet, um die Daten der Beziehung $u_m = c \cdot q^n$ anzupassen. Auch hier kann wiederum eine Beziehung zwischen den Datenpaaren für c und n in Abhängigkeit des jeweiligen Gewässers bzw. der angegebenen Breiten identifiziert werden.

Somit kann die Hypothese aufgestellt werden, daß sich die Beziehung zwischen den Parametern c und n als Folge der Randbedingungen der Gewässergeometrie bzw. in Laborversuchen aus der Rinnengeometrie ergibt. Im Hinblick auf diese Aussage kann die Streubreite der Ergebnisse von BATHURST ET AL. (1981) darauf zurückgeführt werden, daß in diesen Untersuchungen die mittlere Fließgeschwindigkeit nicht mittels der Salzverdünnungsmethode, sondern über die Bestimmung der Wassertiefe an verschiedenen Querschnitten bestimmt wurde, was zu unterschiedlichen mittleren Fließgeschwindigkeiten führen kann (vgl. Daten EPFL (1984)).

Da sich für die vorliegende Untersuchung (b = 0,2 m) und den Untersuchungen von BATHURST ET AL. (1981) (b = 1,2 m) und CAO (1985)/EPFL (1984) (b = 0,6 m) ein ähnlicher Zusammenhang zwischen den Parametern c und n einstellt, diesen Untersuchungen aber unterschiedliche Gerinnebreiten und unterschiedliche Sohlenmaterialien zugrunde liegen, bleibt dieser Punkt zu klären.

Abb. 8.15 zeigt die Anwendung von Gl.(8.16) auf Naturdatensätze, die am Dürreichbach/Nordschwarzwald und an einem kleinen Fließgewässer nahe des Flusses Harwood Beck, Pennines, Großbritannien, aufgenommen wurden. Der Meßreihe am Dürreichbach liegen Sohlenvermessungen mit einem Tausendfüßler zugrunde, während die Sohlenparameter in Großbritannien mit einem Nivellier bestimmt wurde. Der Abfluß, die mittlere Fließgeschwindigkeit und die mittleren Breiten wurden über die in Kap. 2 vorgestellten Verfahren ermittelt. Abb. 8.15 deutet die Übertragbarkeit des Verfahrens nach Gl.(8.16) oder den Gln.(8.11) und (8.12) an. Die etwas schlechtere Anpassung der Daten aus Großbritannien kann darauf zurückgeführt werden, daß innerhalb der dort durchgeführten Meßreihe nur sehr geringe Abflüsse gemessen wurden. Dadurch ergaben sich über Riffeln nur sehr geringe Fließbreiten, während die Breiten in den Pools stark variierten. Die Daten zu Abb. 8.15 sind in Anhang D gegeben.

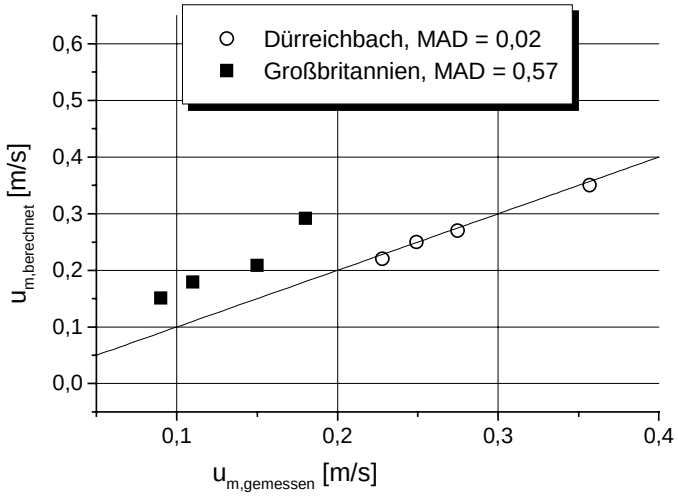


Abb. 8.15: Anwendung von Gl.(8.16) auf unabhängige Naturdaten

Abschließend kann festgehalten werden, daß sich aufgrund der eindimensionalen Versuche der Einfluß der Breite des jeweiligen Fließgewässers nicht klären läßt. Im Gegensatz zu der herkömmlichen Beschreibung des Rauheitsfeldes mittels charakteristischer Korndurchmesser wurde jedoch gezeigt, daß im vorliegenden Fall (von eindimensionalen Untersuchungen) die Standardabweichung der Rauheitserhebungen besser als Rauheitsparameter geeignet ist als z.B. $d_{m,D}$. Dies wurde unabhängig davon festgestellt, ob ein logarithmisches Fließ- oder ein Potenzgesetz zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit herangezogen wird. Weitere Untersuchungen müssen zeigen, inwiefern eine zweidimensionale statistische Beschreibung des Rauheitsfeldes zu einer verbesserten Definition von Rauheitsparametern führen kann.

Bei der obigen Ableitung sollte die Komplexität des Strömungsfeldes und der Morphologie nicht außer Acht gelassen werden. Alternativ zu den abgeleiteten Formeln kann, falls Messungen vor Ort möglich sind, die Beziehung zwischen der Fließgeschwindigkeit und dem Abfluß theoretisch durch zwei Meßpaare u_m-Q bestimmt werden. Nach den obigen Ausführungen kann über diese Vorgehensweise die Beziehung der hydraulischen Parameter ohne Kenntnis eines Rauheitsparameters erhalten werden. Wünschenswert hierbei sind jedoch mehr Meßpunkte und auch Informationen zu den Randbedingungen des jeweiligen Gewässers, um eine genauere Ableitung der u_m-Q Beziehung zu gewährleisten. Des weiteren können somit weitere Erkenntnisse bezüglich der Parameter der Potenzgesetze und ihrer Einflußgrößen gewonnen werden.

Anhand solcher Daten sollten die alternativ zu wählenden Ansätze nach Gl.(8.16) oder den Gln.(8.11) und (8.12) auf ihre Übertragbarkeit hin geprüft werden. Die Übertragbarkeit ist speziell im Hinblick auf die Ableitung der Gleichungen anhand des eindimensionalen Datensatzes und der bewußten Vernachlässigung des Einflusses der Breite von Interesse.

9 Datenanalyse zur Sohlenstabilität

In Kap. 6 wurden die möglichen Ansätze zur Bestimmung der Sohlenstabilität diskutiert. Die dort gewonnenen Erkenntnisse fließen in die Ableitung eines neuen Stabilitätsansatzes ein. Hierbei werden zwei verschiedene Potenzgesetze, eines hinsichtlich des kritischen spezifischen Abflusses q_{crit} und ein weiteres für die kritische Wassertiefe h_{crit} abgeleitet. Die Werte mit dem Index crit stehen für die hydraulischen Größen, bei denen die jeweilige Sohle abgepflastert wurde.

9.1 Ansatz über den kritischen Abfluß q_{crit}

Anhand Abb. 6.6 wurde der funktionale Zusammenhang zwischen dem kritischen Abfluß pro Breiteneinheit, dem charakteristischen Korndurchmesser und dem Sohlengefälle diskutiert und eine Abhängigkeit vom verwendeten Sohlenmaterial festgestellt. Diese Abhängigkeit zeigt sich durch die formelmäßige Aufbereitung der Zusammenhänge aus Abb. 6.6 (Gln.(9.1)-(9.3)).

Für den gesamten Datensatz ergibt sich ohne Berücksichtigung der bereits erwähnten Materialabhängigkeit:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{m,D}{}^3}} = 0{,}079 \cdot \sin\alpha^{-1{,}11} \quad , \tag{9.1}$$

mit einer mittleren absoluten Abweichung von MAD = 0,26. Entsprechend erhält man für das feinere Material II (d_{max} = 32 mm):

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{m,D}{}^3}} = 0{,}104 \cdot \sin\alpha^{-1{,}10} \quad , \tag{9.2}$$

mit der Güte MAD = 0,14. Für das gröbere Modellsediment I (d_{max} = 64 mm) ergibt sich:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{m,D}{}^3}} = 0{,}093 \cdot \sin\alpha^{-0{,}98} \quad , \tag{9.3}$$

mit MAD = 0,13. Da die Zugabeversuche in einem engeren Gefälleintervall gefahren wurden (I_s = 8 - 10 %), wird auf die Angabe einer Beziehung für diese Daten hier verzichtet wird.

Die Abweichungen der Einzelbeziehungen (Gln.(9.2) und (9.3)) gegenüber Gl.(9.1), die inklusive der Zugabeversuche abgeleitet wurde, zeigt die angesprochene Materialabhängigkeit. Da aber, wie in Kap. 6 beschrieben, der Bewegungsbeginn als unabhängig von der gewählten Korngröße betrachtet werden kann, ist mit einem entsprechenden Einfluß der Oberflächenstruktur auf den Bewegungsbeginn zu rechnen.

Aus diesem Grund wird eine Analyse der Daten anhand der funktionalen Beziehung:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot s^3}} = \text{fct.}\left(\frac{s}{d_{m,D}}, \sin\alpha\right) \tag{9.4}$$

durchgeführt. Durch eine simultane multiple Regressionsrechnung ergibt sich:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot s^3}} = 0{,}20 \cdot \sin\alpha^{-1{,}31} \cdot \left(\frac{s}{d_{m,D}}\right)^{0{,}07} . \tag{9.5}$$

Wie bereits bei der Ableitung des Ansatzes zur Bestimmung des Fließwiderstandes stellt sich heraus, daß der Term $(s/d_{m,D})$ nicht signifikant ist. Unter der Vernachlässigung dieses Terms ergibt sich die folgende Beziehung:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot s^3}} = 0{,}20 \cdot \sin\alpha^{-1{,}30} . \tag{9.6}$$

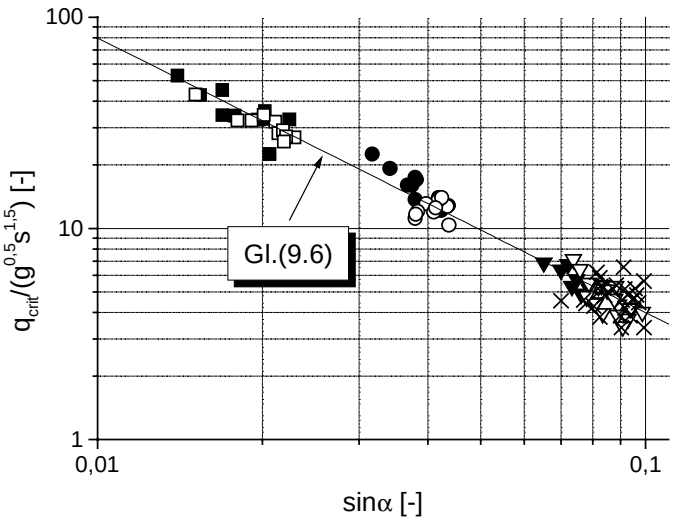


Abb. 9.1: Der dimensionslose Parameter $q_{crit}/(g^{0,5} \cdot s^{1,5})$ als Funktion des Sohlengefälles; Legende wie Abb. 5.2.

Gl.(9.6) ist in Abb. 9.1 dargestellt und zeigt die verbesserte Anpassung der Daten gegenüber Abb. 6.6. Durch die Verwendung von s als charakteristisches Rauheitsmaß verschwindet wiederum die zuvor beobachtete Materialabhängigkeit. Der gegenüber Gl.(9.1) verminderte MAD-Wert von MAD = 0,11 verdeutlicht die verbesserte Anpassung der Daten durch Gl.(9.6).

Die Analyse der Daten hinsichtlich der verwendeten Materialien I und II liefert ähnliche Beziehungen wie Gl.(9.6). Für das feinere Material II ergibt sich:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot s^3}} = 0{,}22 \cdot \sin\alpha^{-1{,}28} , \tag{9.7}$$

mit MAD = 0,10. Entsprechend ergibt sich für das gröbere Material I:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot s^3}} = 0{,}18 \cdot \sin\alpha^{-1{,}31} \quad , \tag{9.8}$$

mit MAD = 0,09. Die Beziehungen nach den Gln.(9.7) und (9.8) sind nahezu identisch mit Gl.(9.6) und verdeutlichen, daß der zuvor beobachtete Einfluß des Materials bzw. die sich dadurch ergebenden Unterschiede in der Rauheitsstruktur durch die Einführung der Standardabweichung s erfaßt werden. Das Ergebnis nach Gl.(9.6) kann des weiteren durch die in Kap. 6 erhaltenen Ergebnisse hinsichtlich der Unabhängigkeit des Bewegungsbeginns von einem bestimmten Korndurchmesser bestätigt werden.

9.2 Ansatz über die kritische Wassertiefe h_{crit}

Über die Verwendung der Kontinuitätsgleichung kann (unter Vernachlässigung der Einflüsse der Wandungen) die kritische Fließtiefe $h_{crit} = q_{crit}/u_{m,crit}$ definiert werden. Da die Standardabweichung s die Streubreite der Höhenwerte um den Mittelwert angibt, kann das Herausragen eines Korns aus der Sohle in einer ersten Näherung proportional zu s gesetzt werden. Wird weiterhin davon ausgegangen, daß die Breite eines angeströmten Korns proportional zu d_c ist, ergibt sich die zugehörige Fläche zu:

$$A' = \alpha_1 \cdot s \cdot d_c \; . \tag{9.9}$$

Unter Vernachlässigung der Liftkraft würde sich durch Einsetzen von Gl.(9.9) in Gl.(6.2) mit dem in Kap. 6 abgeleiteten Kräftegleichgewicht (Gl.(6.10)) ein weiterer, modifizierter Shields-parameter ergeben:

$$\tau'_{m^*,cr} = \frac{\tau_{0c}}{(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot d \cdot [\cos\alpha \cdot \tan\varphi - \sin\alpha]} \cdot \frac{s}{d} \; . \tag{9.10}$$

Da die Zähigkeit, die Dichte des Fluids, die Dichte des Sediments und der innere Reibungswinkel in der vorliegenden Untersuchung nicht variiert wurden, wird es allerdings als sinnvoller erachtet, direkt den folgenden (sich durch Gl.(6.19) ergebenden) Ansatz zu untersuchen, auf den Gl.(9.10) zurückgeführt werden kann:

$$\frac{h_{crit}}{d_{m,D}} = \text{fct.}\left(\frac{s}{d_{m,D}}, \sin\alpha\right) . \tag{9.11}$$

Über eine simultane Mehrfachregressionsrechnung mit den Labordaten ergibt sich somit:

$$\frac{h_{crit}}{d_{m,D}} = 0{,}457 \cdot \left(\frac{s}{d_{m,D}}\right)^{1{,}03} \cdot \sin\alpha^{-0{,}77} \; . \tag{9.12}$$

Gl.(9.12) kann wiederum als unabhängig von $d_{m,D}$ betrachtet werden. Die entsprechende Analyse hinsichtlich des Zusammenhangs $h/s = \text{fct.}(\sin\alpha)$, der aus Gl.(9.12) folgt, führt zu folgendem Ergebnis:

$$\frac{h_{crit}}{s} = 0{,}450 \cdot \sin\alpha^{-0{,}77} \quad . \tag{9.13}$$

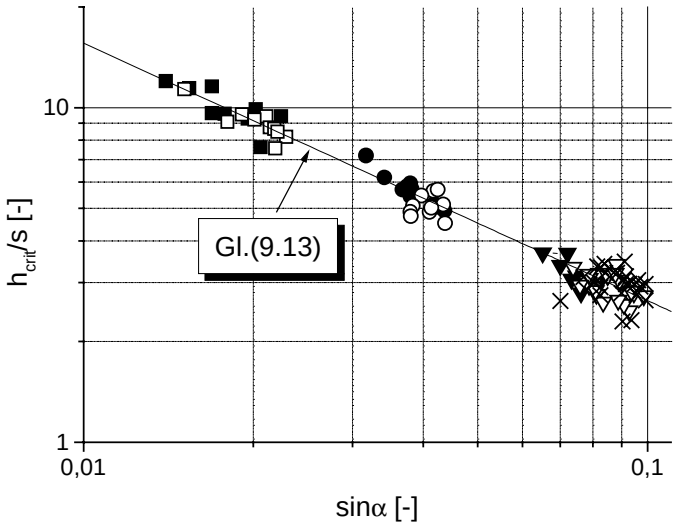


Abb. 9.2: Das Verhältnis der kritischen Wassertiefe zur Standardabweichung h_{crit}/s als Funktion des Sohlengefälles; Legende wie Abb. 5.2

Abb. 9.2 zeigt das Verhältnis der kritischen Wassertiefe zur Standardabweichung h_{crit}/s als Funktion des Sohlengefälles $\sin\alpha$ und die abgeleitete Beziehung nach Gl.(9.13). Wie bereits im Fall von Gl.(9.6) ergibt sich eine sehr gute Anpassung der Daten mit MAD = 0,07.

Die Definition von h_{crit} ($= q_{crit} / u_{m,crit}$) ermöglicht es, Gl.(9.13) umzuformen. Aus dieser Umformung resultiert die folgende Gleichung:

$$u_{m,crit} = 2{,}2 \cdot q_{crit} \cdot s^{-1} \cdot \sin\alpha^{0{,}77} \tag{9.14}$$

Gl.(9.14) stellt somit einen Sonderfall der in Kap. 8 abgeleiteten Beziehungen zur Ermittlung der mittleren Fließgeschwindigkeit dar. Des weiteren ergibt sich für den *klassischen* Shieldsparameter durch Gl.(9.13) folgende Beziehung:

$$\tau_{*,cr} = \frac{\tau_{0c}}{(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot d} = 0{,}45 \cdot \frac{\rho}{(\rho_s - \rho)} \cdot \sin\alpha^{0{,}23} \cdot \frac{s}{d} \quad . \tag{9.15}$$

Gl.(9.15) zeigt nochmals, daß in steilen Gewässern neben dem Sohlengefälle unbedingt die Rauheitsstruktur zu berücksichtigen ist, die in diesem Fall durch s charakterisiert wird.

10 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit ist es, zum besseren Verständnis hinsichtlich der Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen unter Klarwasserabfluß beizutragen. Im Vordergrund steht die verbesserte Beschreibung der Rauheitsstruktur von steilen, natürlichen Fließgewässern und deren Verknüpfung mit den maßgebenden hydraulischen Parametern. Die Grundlage der Arbeit stellen Daten dar, die im Theodor-Rehbock Laboratorium des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe (TH) mittels eindimensionaler Laborexperimente im Rahmen der Arbeit von ROSPORT (1997) und im Rahmen des europäischen Forschungsprojektes EROSLOPE II (NESTMANN ET AL. 2000) erhoben wurden. Die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit werden im folgenden nochmals zusammengefaßt.

Im Gegensatz zu Fließgewässern im Flachlandbereich treten in Gebirgsbächen neben einem sehr großen Korngrößenspektrum bei steileren Sohlengefällen ($I_S > 4$ %) ausgeprägte morphologische Strukturen auf. Diese, auch als Absturz-Becken Sequenzen bezeichneten Strukturen, haben einen großen Einfluß auf die Hydraulik steiler Fließgewässer, finden aber in den Untersuchungen zur Charakterisierung der Strömungsverhältnisse über rauhen Sohlen noch keinen Eingang.

Nach den Ergebnissen dieser Untersuchungen ist das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz, auf dem eine Vielzahl von Widerstandsbeziehungen basiert, für geringe Überdeckungen nicht direkt auf das Strömungsfeld über rauhen, natürlichen Sohlen übertragbar und bedarf gewisser Modifikationen. Ausführungen über den zusätzlichen Einfluß von Absturz-Becken Sequenzen und weiteren morphologischen Strukturen auf das Strömungsfeld sind aufgrund dieser Tatsache kaum zu finden. In Übereinstimmung mit der Literatur wurde deshalb die Schlußfolgerung gezogen, daß die auf dem logarithmischen Widerstandsgesetz basierenden Ansätze zur Bestimmung des Fließwiderstandes in steilen Gerinnen als empirische Ansätze zu behandeln sind.

Des weiteren wird in den bestehenden Ansätzen zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen bisher ausschließlich ein charakteristischer Korndurchmesser als Rauheitsmaß herangezogen. Speziell bei geringen Überdeckungen spielt jedoch die Rauheitsstruktur der Sohle eine wichtige Rolle, die durch die Angabe eines Korndurchmesser nicht ausreichend erfaßt werden kann. Dies zeigte die Validierung bestehender Ansätze anhand des dieser Arbeit zugrundeliegenden Labordatensatzes. Innerhalb dieser Validierung konnte eine Abhängigkeit des Darcy-Weisbach Widerstandbeiwertes λ vom zugrundeliegenden Sohlenmaterial aufgezeigt werden, da innerhalb der Untersuchungen zwei verschiedene Sohlenmaterialien zur Anwendung kamen. Entsprechende Ergebnisse wurden für Potenzgesetze zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit erhalten.

Ansätze, welche den Einfluß der Rauheitsstruktur auf die hydraulischen Parameter über die Froude-Zahl zu erfassen versuchen, muß skeptisch gegenüber gestanden werden. Anhand von Fallbeispielen und der Dimensionsanalyse konnte aufgezeigt werden, daß die Einbindung der Froude-Zahl in Widerstandsgesetze zum Effekt der Eigenkorrelation der Daten (*spurious self correlation*) führen kann. Dieser Effekt tritt auf, wenn ausschließlich integrale Größen des Strömungsfeldes zur Beschreibung des Fließwiderstandes herangezogen werden. Die Eigenkorrelation ergibt sich aus der Definition des Widerstandsbeiwertes λ, der direkt durch die Froude-Zahl ausgedrückt werden kann. Der Effekt wurde unter anderem auch in der Arbeit von ROSPORT (1997) identifiziert, weshalb dessen Daten im Rahmen dieser Arbeit neu ausgewertet wurden.

Diese Feststellungen führten zu der Hypothese, daß die in der Literatur festgestellte unbefriedigende Übertragbarkeit der bisher entwickelten Ansätze auf andere örtliche Gegebenheiten auf die ungenügende Beschreibung der Rauheitsstruktur zurückzuführen ist und zur Beschreibung des Rauheitsfeldes steiler Fließgewässer folglich verbesserte Rauheitsparameter benötigt werden.

Als geometrischer Rauheitsparameter zur Beschreibung der Rauheitsstruktur wurde die Standardabweichung der Rauheitserhebungen s, die aus den trendbereinigten Profilen berechnet wurde, identifiziert. In die Berechnung der Standardabweichung s gehen, im Gegensatz zur Bestimmung der Sieblinie, die Höhenwerte der Längsprofile und somit Informationen über die vertikale Höhenverteilung ein. Des weiteren besitzt die Standardabweichung s die Dimension einer Länge und bietet sich somit zur Integration in Fließgesetze an.

Anhand der Auftragung des Widerstandsbeiwertes λ gegen die relative Überdeckung $h/d_{84,D}$ bzw. gegen das Verhältnis der mittleren Wassertiefe zur Standardabweichung der Rauheitserhebungen h/s konnte gezeigt werden, daß die Rauheit von Sohlen, die durch den gleichen Korndurchmesser beschrieben werden, in der Tat besser durch die Standardabweichung charakterisiert werden kann. Die Streubreite der Daten in Abhängigkeit des Sohlenmaterials wurde durch die Ersetzung des Korndurchmessers mit der Standardabweichung erheblich reduziert. Dies zeigt sich durch den Vergleich der Regressionskoeffizienten der abgeleiteten Beziehungen. Für die ausschließliche Verwendung eines charakteristischen Korndurchmessers ergab sich folgendes Ergebnis für ein Fließgesetzes auf der Basis des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes:

$$3{,}64 \cdot \ln\left(\frac{h}{d_{84,D}}\right) + 4{,}49 \qquad R^2 = 0{,}73\ , \qquad (10.1)$$

wohingegen durch die Einbindung der Standardabweichung der Rauheitserhebungen ein verbessertes Ergebnis erzielt wurde:

$$3{,}83 \cdot \ln\left(\frac{h}{s}\right) - 1{,}18 \qquad R^2 = 0{,}87 \qquad (10.2)$$

Zusätzlich war die zuvor beobachtete Abhängigkeit vom zugrunde liegenden Sohlenmaterial nicht mehr erkennbar.

Durch die Tatsache, daß in den Laborversuchen die Parameter Abfluß und mittlere Fließgeschwindigkeit direkt und über unabhängige Meßverfahren bestimmt wurden, stand die Ableitung eines Potenzansatzes zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit u_m in Abhängigkeit des spezifischen Abflusses im Vordergrund.

Die Analyse bislang vorgeschlagener Potenzgesetze zur Bestimmung der mittleren Fließgeschwindigkeit zeigte, daß der Exponent n in der Beziehung zwischen der mittleren Fließgeschwindigkeit und dem Abfluß ($u_m \propto q^n$) als Variable zu sehen und unter anderem vom Sohlengefälle abhängig ist (*at-a-site Hydraulic Geometry*). Unter der Annahme, daß die Froude-Zahl mit steigendem Abfluß anwächst, wurde eine Unter- und Obergrenze für den Exponenten n in Abhängigkeit von der Querschnittsform abgeleitet. Der Vergleich verschiedener Potenzgesetze mit diesen Grenzen deutete darauf hin, daß die vorgeschlagenen Gesetze zum Teil nur bedingt die hydraulischen Verhältnisse beschreiben können.

Um die Variabilität des Exponenten n mit dem Sohlengefälle zu berücksichtigen, wurden zwei verschiedene Methoden zur Ableitung eines empirischen Fließgesetzes herangezogen. Einerseits wurden die Daten aus den verschiedenen Gefällebereichen verwendet, woraus folgende Beziehungen zur Bestimmung der Fließgeschwindigkeit ermittelt wurden:

$$u_m = 1{,}14 \cdot q^{0{,}63} \cdot g^{0{,}19} \cdot (\sin\alpha)^{0{,}27} \cdot s^{-0{,}44} \qquad \text{für } 1{,}5\ \% < \sin\alpha < 4\ \% \qquad (10.3)$$

$$u_m = 1{,}16 \cdot q^{0{,}67} \cdot g^{0{,}17} \cdot (\sin\alpha)^{0{,}29} \cdot s^{-0{,}50} \qquad \text{für } 4\ \% < \sin\alpha < 10\ \%, \qquad (10.4)$$

wobei $\sin\alpha$ das Sohlengefälle bezeichnet und g die Erdbeschleunigung.

Andererseits wurden die Potenzgesetze, die sich nach der Methode der *at-a-site Hydraulic Geometry* für die einzelnen stabilen Sohlen ergaben, ausgewertet. Diese Auswertung bestätigte die aus der Literatur berichtete Abhängigkeit des Exponenten n vom Gefälle. Hierbei wurde eine wachsende Streubreite des Exponenten mit steigendem Gefälle ermittelt und auf die unterschiedliche Ausbildung und hydraulische Wirkung der im steilen Gefällebereich auftretenden Absturz-Becken Sequenzen zurückgeführt. Diese Streubreite konnte ebenfalls für die Vorkonstanten der jeweiligen Potenzgesetze gefunden werden. Trotz der Streubreite der Exponenten und der Vorkonstanten in Abhängigkeit vom Sohlengefälle wurden durch die abgeleitete Beziehung:

$$u_m = 0{,}81 \cdot (\sin\alpha)^{0{,}18}\ q^n \cdot g^{0{,}5\cdot(1-n)} \cdot s^{0{,}5\cdot(1-3n)} \qquad (10.5)$$

mit $n = 0{,}87 \cdot (\sin\alpha)^{0{,}09}$

sehr gute Ergebnisse für den Vergleich berechneter und gemessener Fließgeschwindigkeiten erhalten (Abb. 8.11). Zwischen den Vorkonstanten und dem Exponenten n der aufgestellten Potenzgesetze konnte eine Beziehung festgestellt werden, die auf die konstante Rinnenbreite zurückgeführt wurde.

Die über die beiden Verfahren abgeleiteten Beziehungen führten zu nahezu identischen Ergebnissen, wobei nach Gl.(10.5) die tendenzielle Abhängigkeit der Parameter des Potenzgesetzes vom Sohlengefälle Berücksichtigung findet. Innerhalb der Herleitung der Potenzgesetze mit der Standardabweichung zeigte sich der Korndurchmesser als Rauheitsgröße nicht signifikant. Diese Tatsache zeigt die verbesserte Beschreibung des Rauheitsfeldes durch die Standardabweichung als charakteristische Höhe.

Für die Ableitung eines Parameters zur Beschreibung der Rauheitsentwicklung in Längsrichtung, also die Bestimmung einer charakteristischen Länge, wurden verschiedene statistische Verfahren zur Auswertung der Längsprofile herangezogen. Neben der Analyse der Autokorrelationsfunktion durch die Anpassung autoregressiver Modelle nach dem Verfahren von BOX & JENKINS (1970) kam auch die Spektral- sowie die Variogrammanalyse zur Anwendung.

Bei geringen Vorschubmaßen konnten für die Profile Autokorrelationsfunktionen in Form einer gedämpften Exponentialfunktion festgestellt werden. Für größere Vorschubmaße kam es hingegen zu Abweichungen von den aus den Daten berechneten und den über die autoregressiven Prozesse angepaßten Autokorrelationsfunktionen. Diese Unterschiede deuten auf die Existenz von Perioden mit niederen Frequenzen bzw. auf instationäre Anteile in den Signalen hin. Die Ableitung einer charakteristischen Länge aus der Integration der Autokorrelationsfunktion gestaltete sich deshalb schwierig. Aus der Anpassung zweier autoregressiver Modelle, resultierten unterschiedliche Werte für die abgeleiteten charakteristischen Längen. Auch die über die Variogrammanalyse abgeleiteten Längen führten zu unterschiedlichen Zahlenwerten, lassen sich aber mit den aus den autoregressiven Modellen ermittelten Längen in Verbindung bringen.

Mittels der Spektralanalyse der Profile waren keine ausgeprägten Frequenzen identifizierbar, welche zur Charakterisierung von Absturz-Becken Strukturen dienen können. Allerdings konnte über die doppelt logarithmische Auftragung des Spektrums die Vermutung aufgestellt werden, daß die Profile, zumindest innerhalb gewisser Frequenzbänder, einen selbstähnlichen bzw. selbstaffinen Charakter aufweisen. Dieses Ergebnis kann mit den Resultaten von ABRAHAMS ET AL. (1995) in Verbindung gebracht werden. Laut dieser Untersuchung besteht zwischen dem Verhältnis der Absturzhöhe zur Beckenlänge eine lineare Beziehung mit dem Sohlengefälle, die eine gewisse Selbstähnlichkeit dieser Strukturen andeutet. Inwiefern diese Ergebnisse zusammengeführt werden können, bleibt weiteren Untersuchungen vorbehalten.

Da alle angewandten Modelle jedoch den selben Sachverhalt beschreiben und somit zum selben Ergebnis führen sollten, wurde aufgrund der Unsicherheit bei der Bestimmung der charakteristischen Länge auf die Einbindung dieser in die Fließgesetze verzichtet. Somit konnten anhand der verwendeten Verfahren nur qualitative Aussagen über die Rauheitsstruktur gemacht werden, die einer weiteren Überprüfung bedürfen. Des weiteren wurden langwellige Perioden in den ausgewerteten Längsprofilen identifiziert, deren Herkunft nicht abschließend geklärt werden konnte. Solche Frequenzen werden auch aus der Literatur berichtet, jedoch ist es ebenso möglich, daß sie über Meß- und Analyseverfahren künstlich in die Signale eingetragen wurden.

Die Problematik des Bewegungsbeginns ist eng mit der Problematik des Fließwiderstandes verbunden. Aufgrund dieser Tatsache folgte aus der Aufbereitung der Stabilitätskriterien in steilen Fließgewässern ebenfalls die Vermutung, daß die Integration eines Parameters zur Beschreibung der Rauheitsstruktur zu verbesserten Ergebnissen führen sollte. Die Ableitung eines Stabilitätskriteriums in Abhängigkeit vom mittleren Korndurchmesser führte zu folgendem Ergebnis:

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot d_{m,D}{}^3}} = 0{,}079 \cdot \sin\alpha^{-1{,}11} \tag{10.6}$$

Durch die Verwendung der Standardabweichung wurde, wie zuvor bei den Fließgesetzen, ein von einem Korndurchmesser unabhängiger Zusammenhang zwischen der Standardabweichung und den hydraulischen Größen ermittelt, der die Daten besser beschreibt als Gl.(10.6):

$$\frac{q_{crit}}{\sqrt{g \cdot s^3}} = 0{,}20 \cdot \sin\alpha^{-1{,}30} \ . \tag{10.7}$$

Für einen Ansatz in Abhängigkeit der Wassertiefe ergab sich entsprechend:

$$\frac{h_{crit}}{s} = 0{,}450 \cdot \sin\alpha^{-0{,}77} \ . \tag{10.8}$$

Allerdings gestaltet sich die Überprüfung der angegebenen Kriterien innerhalb von Naturuntersuchungen als schwierig, da Ereignisse, die zu einer Überschreitung des kritischen Abflusses führen, in der Regel durch sehr kleine Auftretenswahrscheinlichkeiten gekennzeichnet sind.

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zeigen eine Verbesserung der Beschreibung der Rauheitsstruktur steiler Gewässer durch die Verwendung der Standardabweichung der Rauheitserhebungen als Rauheitsparameter. Eine erste Verifizierung der erhaltenen Gleichungen zur Bestimmung der Fließgeschwindigkeiten unter Naturverhältnissen deutete die Übertragbarkeit der Ergebnisse an.

Ein Vorteil von Potenzgesetzen besteht darin, daß theoretisch nur zwei Messungen über ein und derselben Sohle zur Ermittlung des Fließgesetzes für diesen Gewässerabschnitt nötig sind. Mehrere Messungen sind jedoch wünschenswert, um genauere Aussagen zu erhalten. Inwiefern durch solche Messungen die abgeleitete Beziehung nach Gl.(10.5) bestätigt werden kann, müssen weitere, unabhängige Untersuchungen zeigen. Diese sollten auch aufgrund der Tatsache durchgeführt werden, daß dieser Arbeit nur Daten aus eindimensionalen Modelluntersuchungen zugrunde liegen. Somit wurde der Einfluß der Breite auf die Strömungsvorgänge bewußt nicht behandelt.

Ein weiterer Punkt, der in zukünftigen Untersuchungen zu klären bleibt, ist, wie sich die Standardabweichung s mit Kenngrößen der Sieblinie in Verbindung bringen läßt. Ein entsprechender, tendenzieller Zusammenhang konnte in dieser Untersuchung für die beiden verwendeten Ausgangsmaterialien festgestellt werden, indem die Standardabweichungen der Sohlen, die sich aus dem gröberen Material zusammensetzten, größer waren als diejenigen, die sich aus dem feineren Material heraus bildeten. Speziell im Hinblick auf Dimensionierungsaufgaben sollte dieser Zusammenhang unbedingt hergestellt werden, da mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren bisher ausschließlich unveränderliche Sohlen analysiert werden können. Da nur zwei verschiedene Sedimentmischungen als Ausgangsmaterialien Verwendung fanden, konnte die in der Natur vorhandene Variabilität der Sedimentzusammensetzung in Abhängigkeit vom Gefälle nicht berücksichtigt werden.

Insgesamt stellt die Standardabweichung der Rauheitserhebungen einen leicht zu ermittelnden Parameter dar, der im Gegensatz zu den angesprochenen Verfahren zur statistischen Analyse von Längsprofilen, nicht an ein konstantes Sample-Intervall gebunden ist und somit auch ohne besonderen Aufwand innerhalb von Naturuntersuchungen bestimmt werden kann. Speziell im Hinblick auf die digitale Bildverarbeitung ist es denkbar, daß zukünftig über Fotografien der Sohlen digitale Höhenmodelle der Rauheitsstruktur von Gewässersohlen erstellt werden können. Über die Anwendung weiterer statistischer Verfahren wie z.B. einer zwei- bzw. dreidimensionalen Auswertung des Rauheitsfeldes sollte es somit möglich sein, eine weitere Verbesserung der Beschreibung der Rauheitsstruktur zu erreichen, was durch die hier durchgeführte eindimensionale Auswertung nicht möglich war.

Die vorliegende Arbeit kann hierzu als Grundlage dienen, indem die Anwendbarkeit statistischer Methoden diskutiert, deren generelle Anwendbarkeit gezeigt und weiterer Forschungsbedarf herausgearbeitet wurde. Die in verschiedenen Literaturstellen angesprochene, aber bisher noch nicht quantifizierte Einbindung statistischer Rauheitsparameter in Fließgesetze, wurde innerhalb dieser Arbeit umgesetzt.

Literaturverzeichnis

Aberle J. (1996): "Sohlenstabilität steiler Gebirgsbäche - Beschreibung der Sohelnrauheit mit statistischen Methoden", Diplomarbeit, Institut für Wasserbau und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe

Aberle J., Dittrich A., Nestmann F. (1999a): "Description of steep stream roughness with the standard deviation s"; Proceedings of the 28th Congress of the IAHR, Graz, 1999, Papers on CD-Rom

Aberle J., Dittrich A., Nestmann F. (1999b): "Estimation of gravel bed river flow resistance", Discussion, Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 125, HY.12, pp.1315-1319

Abrahams A.D., Li G., Atkinson J.F. (1995): "Step-pool Streams: Adjustment to maximum flow resistance", Water Resources Research, Vol. 31, No. 10, pp. 2593-2602, October 1995

Abrahams A.D., Li G., Atkinson J.F. (1996): "Reply to: "Comment on: Step-pool Streams: Adjustment to maximum flow resistance" by Hubert Chanson", Water Resources Research, Vol. 32, No. 11, pp. 3403-3404, October 1995

Afzalimehr H. & Anctil F. (1998): "Estimation of gravel-bed river flow resistance", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 124, No. 10, October 1998, pp.1054-1058

Aguirre-Pe J. & Fuentes R. (1990): "Resistance to flow in steep rough streams"; Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 16, N0. 11, pp. 1374-1386

Anderson M.G. & Richards K.S: (1979): "Statistical modelling of channel form and process", Statistical Applications in the Spatial Sciences, Ed. by N. Wrigley, Pion Limited, ISBN 0 85086 075 X, pp. 205 - 228

Anderson O.D. (1976): "Time series analysis and forecasting - the Box-Jenkins approach", Butterworths London and Boston, ISBN 0408 706759

Ashida K. & Bayazit M. (1973): "Initiation of motion and roughness of flows in steep channels", Proc. 15th Congress I.A.H.R., Vol. 1, pp. 465-484, Istanbul, Turkey, 1973, pp. A58_1 - A58_9

Bagnold R.A. (1954): "Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a non-newtonian fluid under shear", Proceedings of the Royal Society of London, A, Vol. 225, No. 29, 1954

Baiamonte G. & Ferro V. (1997): "The influence of roughness geometry and Shields parameter on flow resistance in gravel-bed channels", Earth Surface Processes and Landforms, Vol. 22, pp. 759-772

Barr D.I.H. (1966): "Spurious correlation in hydraulics and hydrology", Discussion, Journal of the Hydraulics Division, Vol.92, No. HY 2, March, 1966, pp. 410-415

Bathurst J.C. (1978): "Flow resistance of large scale roughness", Journal of the Hydraulics Division, Vol. 104, No.HY12, December 1978, pp. 1587-1603

Bathurst J.C. (1985): "Flow resistance estimation in mountain rivers"; Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 111, No. 4, April, pp. 625-643

Bathurst J.C. (1986): "Slope-Area Discharge Gaging in Mountain Rivers", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 112, No.5, June, 1984, pp. 376-391

Bathurst J.C. (1988): "Velocity profile in high-gradient, boulder bed channels", Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics 1988, Budapest, Hungary, IAHR, pp. 29-34

Bathurst J.C. (1993): "Flow resistance through the channel network", Channel Network Hydrology, Edited by K. Beven and M.J. Kirkby, 1993, John Wiley & Sons Ltd., pp. 69-98

Bathurst J.C., Graf W.H., Cao H.H. (1982): "Initiation of sediment transport in steep channels with coarse bed maetrial", Euromech 156: Mechanics of Sediment Transport, Istanbul, Turkey, pp. 207-213, 12-14 July 1984

Bathurst J.C., Li R.-H., Simons D.B. (1981): "Resistance equation for Large-Scale Roughness", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 107, No. HY12, December, pp.1593-1613

Bayazit M. (1976): "Free surface flow in a channel of large relative roughness", Journal of Hydraulic Research, Vol. 14, No. 2, pp. 115-126

Bayazit M. (1982): "Flow structure and sediment transport mechanics in steep channels", Mechanics of sediment transort", Proc. of EUROMECH 156, 12.-14.7.1982, Istanbul, Turkey, pp. 197-206

Bazin H.E. (1865): "Recherches hydrauliques, memoires presentes par divers savants", Science Mathematiques et Physiques, Series 2, Vol. 19, Paris, France

Benson M.A. (1965): "Spurious correlation in hydraulics and hydrology", Journal of the Hydraulics Division, Vol.91, No. HY 4, July, 1965, pp. 35-42

Benson M.A. (1966): "Spurious correlation in hydraulics and hydrology", Closure, Journal of the Hydraulics Division, Vol.92, No. HY 6, November, 1966, pp. 204-206

Berlamont J.E & Vanderstappen N. (1981): "Unstable Turbulent Flow in Open Channels", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 107, No. HY4, pp.427-449

Bertschler M. (1985): "Untersuchung der Turbulenzstruktur im offenen Gerinne über glatter Sohle und mit Rauhigkeitselementen", Dissertation Nr. 7648 am Institut für Hydromechanik und Wasserwirtschaft an der ETH Zürich, Zürich

Bettes R. (1984): "Initiation of sediment transport in gravel streams", Proc. Institution of Civile Engineers, No. 77, Part 2, pp. 79-88

Bettes R. & White W.R. (1987): "Extremal hypothesis applied to river regime", Sediment Transport in Gravel-Bed Rivers, Ed. by C.R. Thorne, J.C. Bathurst and R.D. Hey, pp. 767-789, John Wiley & Sons Ltd., 1987

Bettes R. (1999): "Flow resistance equations for gravel bed rivers", Proceedings of the 28th Congress of the IAHR, Graz, 1999, Papers on CD-Rom

Beven K., Gilman K., Newson M. (1979): "Flow and flow routing in upland channel networks", Hydrological Sciences-Bulletin-des Sciences Hydrologiques, 24, 3, 9/1979, pp. 303-325

Box G.E.P & Jenkins G.M. (1970): "Time series analysis - forecasting and control", Holden Day Series in Time Series Analysis, San Fransisco, Cambridge, London, Amsterdam

Bray D.I. & Davar K.S. (1987): "Resistance to flow in gravel-bed rivers", Can. J. Civil Eng., 14, pp. 77-86

Bray D.I. (1979): "Estimating Average Velocity in Gravel-Bed Rivers", Journal of the Hydraulics Division, Vol.105, No. HY9, September, pp. 1103-1122

Bray D.I. (1982): "Flow resistance in gravel bed rivers", Gravel-Bed Rivers, R.D. Hey, J.C. Bathurst and R.C. Thorne (eds.), John Wiley & Sons, New York, pp. 109-133

Brown S.R. & Scholz C.H. (1985): "Broad bandwidth study of the topography of natural rock surfaces", Journal of Geophysiscal Research, Vol.90, No. B14, pp. 12575-12582

Buffington J.M. & Montgomery D.R. (1997): "A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers", Water Resources Research, Vo. 33, N0.8, pp. 1993-2029, August 1997

Cao H.H. (1985): "Résistance hydraulique d'un lit a gravier mobile à pente raide - Etude experimentale", Thèse n 589 Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne

Carlson R.F., Maccormick A.J.A., Watts D.G. (1970): "Application of linear random models to four annual streamflow series", Water Resources Research, Vol. 6, No.4, pp. 1070 - 1078, August 1970

Casper M., Aberle J., Waldenmeyer G.: "Das Hochwasser vom 28./29.Oktober 1999 im Einzugsgebiet der Eyach", In: Symposium Naturkatastrophen in Mittelgebirgsregionen, Karlsruhe, 11./12. Okt. 1999, Tagungsbd. zusammengest.: M. Kohler, F. Schönbein, S. 18 - 20

Chang H.H. (1980): "Geometry of gravel streams", Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 106, No. HY9, September 1980, pp. 1443-1456

Chanson H. (1996): "Comment on "Step-pool streams: adjustment to maximum flow resistance" by Athol D. Abrahams, Gang Li, and Joseph F. Atkinson", Water Resources Research, Vol. 32, No. 11, pp. 3401-3402, November 1996

Chanson H. (1999): "The hydraulics of open-channel flow - an introduction" Arnold, a memberof the Hodder Headline Group, ISBN 0 340 74067 1

Chen C.L. (1966): "Critical analysis of open-channel resistance", Discussion, Journal of the Hydraulics Divison, , Vol.92, No. HY 2, March, 1966, pp. 387-409

Cherkauer D.S. (1973): "Minimization of power expenditure in a riffle-pool alluvial channel", Water Resources Research, Vol. 9, No. 6, December, pp. 1613-1628

Chin A (1999): "The morphologic structure of step-pools in mountain streams", Geomorphology 27 (1999), pp. 191-204

Chin A. (1989): "Step pools in stream channels", Progress in Physical Geography I3: 391-407, London

Chow V.T. (1955): "Open channel hydraulics" McGraw-Hill Book Company, ISBN 0-07-085906-x

Church M., Hassan M.A. and Wolcott J.F. (1998): "Stabilizing self-organized structures in gravel-bed stream channels: Field and experimental observations", Water Resources Research, Vol. 34, No. 11, pp. 3169-3179, November 1998

Coleman N.L. (1981): "Velocity profiles with suspended sediment", Journal of Hydraulic Research, Vol. 19, No. 3, 1981, pp. 211-229

Colebrook C.F. & White C.M. (1937): "Experiments with fluid friction in roughened pipes", Proc. of the Royal Society of London, Series A, Vol. 161, pp. 367-387

Coles D. (1956): "The law of the wake in the turbulent boundary layer", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 1, pp. 191-226

Colosimo, C., Copertino, V.A., Veltri, M. (1988): " Friction factor evaluation in gravel-bed rivers", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 114, No. 18, August 1988, pp.861-876

CSVDI (1996): "Sediment sources, channel morphology, sediment monitoring and analysis in a small representative basin of the Italian alps", Centro Sperimentale Valanghe e Difesa Idrogeologica (CSVDI), Regione Veneto Italia, Final Report Eroslope Project No. EV5V-0179

Davies T.R.H. & Sutherland A.J. (1983): "Extremal hypothesis for river behaviour", Water Resources Research, Vol. 19, No. 1, pp. 141-148, February 1983

Davies T.R.H. (1980): "Bedform spacing and flow resistance", Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 106, No. HY3, March 1980, pp. 423-433

Davy B.W., Davies T.R.H. (1979): "Entropy concepts in fluvial geomorphology: A reevolution", Water Resources Research, Vol. 15, No. 1, pp. 103-106

De Jong C. & Ergenzinger P. (1995): "The interrelations between mountain valley form and river bed arrangement", River Geopmorphology, Ed. by E.J. Hickin, John Wiley & Sons Ltd.

De Jong C. (1992): "A catastrophic flood / multiple debris flow in a confined mountain stream: an example from the Schmiedlaine, southern Germany", Erosions, debris flows and environment on mountain regions, Proceedings of the Chengdu Symposium, July 1992, IAHS Publ. No. 209, 1992, pp. 237-245

De Jong C. (1995): "Temporal and spatial interactions between river bed roughness, geometry, bedload transport and flow hydraulics in mountain streams - examples from Squaw Creek (Monatans, USA) and Lainbach/Schmiedlaine (Upper Bavaria, Germany)", Berliner geographische Abhandlungen, Heft 59, ISBN 3-88009-060-2

Dittrich A. & Hammann de Salazar K. (1993): "Bed instability caused by clear water and hyperconcentrated flow", Bericht des Instituts für Wasserbau und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe, Karlsruhe

Dittrich A. & Koll K. (1997): "Velocity field and resistance of flow over rough surfaces with large and small submergence", International Journal of Sediment Research, Vol. 12, No. 3, pp. 21-33

Dittrich A. (1998): "Wechselwirkung Morphologie/Strömung naturnaher Fließgewässer", Habilitationsschrift, Mitteilungen des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe, Heft 198

Dittrich A., Nestmann, F. Ergenzinger, P. (1996): " Ratio of lift and shear forces over rough surfaces", Coherent Flow Structures in Open Channels, Ed. By P.J. Ashworth, S.J. Best and S.J. McLelland, 1996, John Wiley & Sons Ltd., pp. 125-146

Dittrich A., Rosport M., Badde O. (1992): "Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten von Gerinnesohlen", Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Kulturtechnik, Heft 182, Universität Karlsruhe

Egashira S. & Ashida K. (1991): "Flow resistance and sediment transportation in streams with step-pool morphology", In: Armanini A., Di Silvio G. (Eds.), Lecture Notes in Earth Sciences, Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, pp. 45-48, Springer Verlag 1991

Einstein H.A. & Barbarossa N. (1952): "River channel roughness", Transactions ASCE, Vol. 117, Paper no. 2528, pp. 1121-1146

Einstein H.A. (1934): "Der hydraulische oder Profil-Radius", Schweizerische Bauzeitung 103, Heft 8, pp. 89-91

Einstein H.A. (1942): "Formulas for the transportation of bed load", Transactions of the American Society of Civil Engineers, Vol. 107, pp. 561-597

Engelund F. & Hansen E. (1966): "Investigation of flow in alluvial streams", Acta Polytechnica Scandinavia, Kopenhagen

EPFL (1984): "Hydraulics and sediment transport in a steep flume - data from the EPFL-study" by J.C. Bathurst, H.H. Cao and W.H. Graf, Laboratoire d'hydraulique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausannem CH-1015 Lausanne, Switzerland, 1984

Ergenzinger P. (1992): "Riverbed adjustments in a step-pool system: Lainbach, Upper Bavaria", Dynamics of Gravel-bed Rivers, Ed. by P. Billi, R.D. Hey, C.R. Thorne & P. Tacconi, 1992, John Wiley & Sons

Ergenzinger P., Obenauf P., Oostwoud Wijdenes D., Berner A. (1996): "Studies on slope and river stability in the Schmiedlaine catchment and slope studies in the Draix Erosional Basin (ERB)", Final Report Eroslope Project No. EV5V-0179

Fehr R. (1987): "Geschiebeanalysen in Gebirgsflüssen", Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Nr. 92, 1987

Fenton J.D. & Abbott J.E. (1977): "Initial movement of grains on a stream bed: the effect of relative protrusion", Proceedings of the Royal Society of London, A.352, pp. 523-537, 1977

Ferguson R.I. (1986): "Hydraulics and hydraulic geometry", Progress in Physical Geography, Vol. 10, pp. 1-31

Ferro V. (1999): "Friction factor for gravel bed channel with high boulder concentration", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 125, No.7, July 1999, pp. 771-778

Ferro V., Baiamonte G. (1994): "Flow velocity profiles in gravel-bed rivers", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 120, No.1, January, pp. 60-80

Ferro, V., Giordano, G. (1991): "Experimental Study of flow resistance in gravel bed rivers"; Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 117, No. 10, October, pp. 1240-1246

Furbish D.J. (1987). "Conditions for Geometric Similarity of Coarse Stream-Bed Roughness", Mathematical Geology, Vol. 19, No.4,pp. 291-307

Garbrecht G. (1961): "Abflußberechnung für Flüsse und Kanäle", Die Wasserwirtschaft, 51. Jahrgang, S. 40-45 und S. 72-77

Gees A., Gertsch J., Schenk J., Weingartner, R. (1995): " Abflussmessung nach dem Verdünnungsverfahren", wasser, energie, luft - eau, énergie, air, 87. Jahrgang, Heft 9,pp. 203-206

Gomez B. (1993): "Roughness of stable, armored gravel beds", Water Resources Research, Vol. 29, No. 11, pp. 3631-3642, November 1993

Graf W. & Altinakar M.S. (1998): "Fluvial Hydraulics: Flow and Transport Processes in Channels of Simple Geometry", Laboratoire de recherches hydrauliques, Ecole polytechnique fédérale, Lausanne, Suisse, John Wiley & Sons Ltd.

Graf W. & Suszka L. (1987): "Sediment transport in steep channels", Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering, JSCE, vol. 5, no.1, pp. 11-26

Graf W. (1991): "Flow resistance over a gravel bed: Its consequence on initial sediment movement", In: Armanini A., Di Silvio G. (Eds.), Lecture Notes in Earth Sciences, Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, pp. 17-32, Springer Verlag 1991

Grant G.E. (1994): " Hydraulics and Sediment Dynamics Controlling Step-Pool Formation in High Gradient Streams", Lecture Notes in Earth Sciences, Vol. 52, P. Ergenzinger, K.-H. Schmidt (Eds.), Dynamics and Geopmorpholgy of Mountain Rivers, Springer Verlag Berlin Heidelberg

Grant G.E., Swanson F.J., Wolman M.G. (1990): "Pattern and origin of stepped-bed morphology in high-gradient streams, Western Cascades, Oregon", Geological Society of America, Bulletin 102, pp. 340-352, 10 figs., 5 tables, March 1990

Griffiths, G.A. (1981): "Flow Resistance in Coarse Gravel Bed Rivers"; Journal of the Hydraulics Division, Vol. 107, No.7, pp. 899-918

Griffiths, G.A. (1989): "Form resistance in gravel channels with mobile beds", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 115, No.3, pp. 340-355

Günter A. (1971): "Die kritische mittlere Sohlenschubspannung bei Geschiebemischungen unter Berücksichtung der Deckschichtbildung und der turbulenzbedigten Sohlenschubspannungschankungen", Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Nr. 3, 1971

Hager W.H. (1992): "Fließformeln in Rauhgerinnen", Wasserwirtschaft, Wassertechnik, 8, pp. 381-384

Hager W.H. (1998): "Fliessgeschwindigkeit in Wildbächen und Gebirgsflüssen", Diskussion, Wasser-Energie-Luft 90.Jhg., Heft 5/6, pp.131-132

Hartung F. & Scheuerlein H. (1970): "Design of overflow rockfill dams", Dixième Congrès des Grands Barrages, Montréal 1970

Hayward J.A. (1980): "Hydrology and stream sediments", Ph.D. thesis, University of Canterbury, Tussok Grasslands and Mountain Lands Institute Special Publ. no. 17

Hearn E. & Metcalfe A.V. (1995): "Spectral Analysis in Engineering - Concepts and Cases", Arnold, London, Sidney, Auckland, ISBN 0 340 63171 6

Heede B.H. (1981): "Dynamics of selected mountain streams in the Western United States of America", Zeitschrift für Geomorphologie, Berlin-Stuttgart, Vol. 25, pp. 17-32, März 1981

Hey R.D. (1979): "Flow resistance in gravel-bed rivers", Journal of the Hydraulics Division, Vol. 105, No. Hy4, pp. 365-379

Hey R.D. (1989): "Bar form resistance i gravel bed rivers", Journal of Hydraulic Engineering, Vol.114, No. 12, December 1989, pp. 1498-1508

Hicks B.B. (1978): "Some limitations of dimensional analysis and power laws", Boundary layer Meteorology 14 (1978), pp. 567-569

Hinze, J.O. (1975): "Turbulence", 2nd edition, McGraw-Hill

Hodel H. (1993): "Untersuchung zur Geomorphologie, der Rauheit, des Strömungswiderstandes und des Fliessvorgangs in Bergbächen", Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Diss. ETH Nr. 9830, 1993

Horton R. (1933): "Seperate roughness coefficients for channel bottom and sides", Engineering News-Record, Vol. 111, No.2, pp. 652-653

Howard L.N. (1972): "Bounds on flow qualities", Ann. Rev. Fluid Mechanics, Nr. 4, pp. 473-494

Humborg H.G. (1995): "Typologische und morphologische Untersuchungen an Bergbächen im Buntsandstein-Odenwald", Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe, Heft 192, 1995

Iwagaki Y. (1954): "On the laws of resistance to turbulent flow in open rough channels", Proceedings of the 4th Japan National Congress for App. Mech., 1954, pp. 229-233

Jarret R.D. (1984): "Hydraulics of high gradient streams", Journal of Hydraulic Engineering, Vol.110, No. HY 11, November 1984, pp. 1519-39

Judd H.E. & Peterson D.F. (1969): "Hydraulics of large bed element channels", Report No. PRWG 17-6, Utah Water Research Laboratory, Utah State University, Logan, Utah, 1969

Judd H.E. (1964): "A study of bed characteristics in relation to flow in rough, high gradient natural channels", Ph.D. thesis, Utah State University, Logan, USA, 182 p.

Keller, E.A. (1971): "Areal sorting of bed load material: The hypothesis of velocity reversal", Geological of America Bulletin, Vol. 82, March 1971, pp. 753-756

Kellerhals R. (1970): "Runoff routing through steep natural channels", Journal of the Hydraulics Division, Vol. 96, No. HY11, November 1970, pp. 2201-2217

Kellerhals R. (1973): "Hydraulic performance of mountain streams", Proc. 15th Congress of the I.A.H.R., Vol. 1, pp. 467-473, Istanbul, Turkey, 1973

Kennedy J.F. (1963): "The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 16, Part 4, pp. 521-544, 1963

Kenney B.C. (1982): "Beware of spurious self correlation", Water Resources Research, Vol. 18, No.4, pp. 1041-1048, August 1982

Keulegan, G.H. (1938): "Laws of turbulent flow in open channels"U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, Journal of Research of the National Bureau of Standards, Volume 21, pp. 707-741

Kirkgöz M.S. (1989): "Turbulent velocity profiles for smooth and rough open channel flow", Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 115, No. 11, pp. 1543-1561

Kironoto B.A. & Graf W.H. (1994): "Turbulence characteristics in rough uniform open-channel flow", Proc. Instn Civ. Engrs Wat., Marit. & Energy, 1994, 106, Dec., pp. 333-344

Knauss (1995): "Sohlensicherung an der unteren Isar, Belegung der Sohle mit größeren Steinen in offener Anordnung", Bericht Nr. 76, Institut für Wasserbau und Wasserwirtschaft, Technische Universität München

Knighton A.D. (1975): "Variations in at-a station hydraulic geometry", American Journal of Science, Vol. 275, Feb. 1975, pp. 186-218

Kobus H. (1974): "Anwendung der Dimensionsanalyse in der experimentellen Forschung des Bauingenieurwesens", Die Bautechnik, Heft 3/1974, pp. 88-94, Verlag Ernst & Sohn KG

Koll, K. & Dittrich A. (1998): "Sediment transport and erosion in mountain streams", Modelling Soil Erosion, Sediment Transport and Closely Related Hydrological Processes (Proc. of a symposium held at Vienna, July 1998). IAHS Publ. no. 249, 1998, pp. 309-316

Kozlowski B. & Ergenzinger P. (1999): " Ring structures - a specific new Cluster type in steep mountain torrents", Proceedings of the 28th Congress of the IAHR, Graz, 1999, Papers on CD-Rom

Kreyszig E. (1991): "Statistische Methoden und ihre Anwendungen", 7. Auflage, Vandenhoeck & Ruprecht, 1991, ISBN 3-525-40717-3

Kumar S. & Roberson J.A. (1980): "General algorithm for rough conduit resistance", Journal of the Hydraulics Division, Vol. 106, No. HY11, pp. 1745-1764

Leopold L.B. & Langbein W.B. (1962): "Concept of entropy in landscape evolution", U.S. Geological Survey Professional Paper 500A, 20 pp., 1962

Leopold L.B. & Maddock T. (1953): "The hydraulic geometry of stream channels and some physiographic implications", U.S. Geological Survey Proffesional Paper 252, U.S. Government Printing Office, Washington: 1953

Leopold L.B. & Wolman M.G. (1957): "River channel patterns: braided, meandering and straight", Physiographic and Hydraulic Studies of Rivers, Geological Survey Proffesional Paper 282-B, U.S. Government Printing Office, Washington: 1957

Leopold L.B., Wolman M.G., Müller J.P. (1964): " Fluvial processes in geomorphology", San Francisco, California, Ed. W.H. Freeman, 522 p.

LfU (1999): "Rauhe Rampen in Fließgewässern", Landesanstalt für Umweltschutz Baden-Württemberg; ISSN 1436-7882 (Oberirdische Gewässer, Gewässerökologie, Band 45, 1999)

Limerinos J.T. (1970): "Determination of the Manning coefficient from measured bed roughness in natural channels", Water Suplly Paper 1898-B, US Geological Survey, Washington, 1970

Linder A. & Berchtold W. (1979): "Elementare statistische Methoden", Birkhäuser Verlag, Basel, Boston, Stuttgart 1979, ISBN 3-7643-0905-9

Lindner K. (1982): "Der Strömungswiderstand von Pflanzenbeständen", Mitteilungen des Leichtweiss-Instituts für Wasserbau, TU BRaunschweig

Luder B. & Fritschi B. (1990): "Abflussmessung in offenen Gerinnen - Renaissance der Salzverdünnung", wasser, energie, luft - eau, énergie, air, 82. Jahrgang, Heft 3 / 4, pp. 48-50

Mandelbrot B.B. (1991): "Die fraktale Geometrie der Natur", Einmalige Sonderausgabe - Basel; Boston; Berlin Birkhäuser Verlag, 1991, ISBN 3-7643-2646-8

Marchand J.P. , Jarret R.D., Jones L.L. (1984): "Velocity profile, water surface slope, and bed material size for selected streams in Colorado", Open-File Rep. 84-733, US Geol. Surv., Lakewood, Colorado

Merigliano, M.F. (1997): "Hydraulic geometry and stream channel behaviour: an ucertain link", Journal of the American Water Resources Association, Vol. 33, No. 6, December 1997, pp. 1327-1335

Meyer-Peter E. & Müller R. (1949): "Eine Formel zur Berechnung des Geschiebetriebs", Schweizerische Bauzeitung, 67. Jahrgang, pp. 29-32

Millar R.G. (1999): "Grain and form resistance in gravel-bed rivers", Journal of Hydraulic Research, Vol.37, 1999, No.3, pp. 303-312

Monzavi M.T. (1972): "Widerstandsgesetz auf statistischer Basis für extreme und natürliche Rauhigkeiten in Druckrohren", Institut für Hydraulik und Hydrologie, TH Darmstadt, Technischer Bericht 8

Naden P.S & Brayshaw AC. (1987): "Small- and medium-scale bedforms in Gravel bed rivers"; River Channels - Environment and Process, Ed. by K. Richards, Basil Blackwell Ltd., ISBN 0-631-14577-X

Nakagawa H., Tsujimoto T., Shimizu Y. (1988): "Velocity profile of flow over rough permeable bed", 6th Congress Asian and Pacific Regional Division, IAHR, Kyoto, Japan, pp. 449-456, 20-22 July 1988

Nakagawa H., Tsujimoto T., Shimizu Y. (1991): "Turbulent flow with small relative submergence", Lecture Notes in Earth Sciences, Ed. by Bhattacharji S., Friedmann G.M., Neugebauer H.J. and Seilacher A., Springer-Verlag Berlin, pp. 33-44

Naudascher E. (1992): "Hydraulik der Gerinne und Gerinnebauwerke", 2., verb. Aufl. - Wien; New York : Springer, 1992, ISBN 3-211-82366-2 (Wien)

Nestmann F. (1984): "Sauerstoffeintrag durch Blasen und Entwicklung eines mechanischen Belüftungsverfahrens", 233 S., Karlsruhe, Univ., Diss., 1984

Nestmann F., Dittrich A., Koll K., Aberle J. (2000): " Bed instability in steep mountain streams", Final Report of the Eroslope II Project, No. ENV4-CT96-0247

Nezu I. & Rodi, W. (1986): "Open-channel flow measurements with a laser doppler anemometer", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 112, No. 5, pp. 335-355, May 1986

Nikora V.I., Goring D.G., Biggs B.J.F. (1998): "On gravel-bed roughness characterisation", Water Resources Research, Vol.34, No.3, pp. 517-527

Nikuradse J. (1933): "Strömungsgesetze in rauhen Rohren", Forsch. Arb. Ing.-Wes., Heft 361

Nordin C.F. & Algert J.H. (1966): "Spectral analysis of sand waves", Journal of the Hydraulics Division, Vol. 92, No. HY5, September 1966, pp. 95-114

Oliver M.A. & Webster R. (1986): "Semi-Variograms for modelling the spatial pattern of landform and soil properties", Earth Surface Processes and Landforms, Vol. 11, pp. 491 -504 (1986)

O'Loughlin E.M. & McDonald E.C. (1964): "Some roughness concentration effects o boundary resistance", La Houille Blanche, No.7, pp. 773-782

Park C.C. (1977): "World-wide variations in hydraulic geometry exponents of stream channels: an analysis and some observations"

Parker G. & Klingeman P.C. (1982): "On why gravel bed streams are paved", Water Resources Research, Vol. 18, No. 5, pp. 1409-1423, October 1982

Parker G. & Peterson A.W. (1980): "Bar Resistance of Gravel Bed Streams", Journal of the Hydraulics Division, Vol. 106, No. HY10, pp. 1559-1575

Parker G., Klingeman P.C. and McLean D.G. (1982): "Bed load and size distribution in paved gravel-bed streams", Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 108, No.4, pp. 544-571

Patel, P.L.; Ranga Raju, K.G. (1999): "Critical tractive stress of nonuniform sediments", Journal of Hydraulic Research, Vol. 37, 1999, No.1, pp. 39-58

Plate E.J. (1993): "Statistik und angewandte Wahrscheinlichkeitslehre für Bauingenieure", Ernst & Sohn Verlag, Berlin

Platzer, G. (1997): Zur Steinstabilität in Rauhgerinnen, Österreichische Ingenieur- und Architekten-Zeitschrift (ÖIAZ), 142. Jg., Heft 11-12, pp. 775-782

Prandtl L. (1933): "Neue Ergebnisse der Turbulenzforschung", Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure, Bd. 77, Nr.5, pp. 105-113

Prestegaard K.L. (1983): "Bar resistance in gravel bed streams at bankfull discharge", Water Resources Research, Vol.19, No.2, pp. 472-476

Rennie C.D. & Millar R.G. (1999): "Estimation of gravel bed river flow resistance", Discussion, Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 125, HY.12, pp.1315-1319

Rhodes D.D. (1977): " The b-f-m diagram: Graphical representation and interpretation of at a station hydraulic geometry", American Journal of Science, Vol. 277, January 1977, pp.73-96

Rice, C.E., Kadavy, K.C., Robinson, K.M. (1998): "Roughness of Loose Rock Riprap on Steep Slopes"; Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 124, No.2, pp. 179-185

Richards K. (1982): "Rivers - form and processes in alluvial channels", Methuen & Co. Ltd., London, ISBN 0-416-74900-43

Richards K.S. (1973): "Hydraulic Geometry and Channel Roughness - a non linear system", American Journal of Science, Vol. 273, Dec. 1973, pp. 877-896

Richards K.S. (1976): "The morphology of riffle-pool sequences", Earth Surface Processes, Vol.1, pp. 71-88, (1976)

Rickemann D. (1998): "Fließgeschwindigkeit in Wildbächen und Gebirgsflüssen";Antwort, Wasser-Energie-Luft 90.Jhg., Heft 5/6, pp.133-134

Rickenmann D. (1990): "Bedload transport capacity of slurry flows at steep slopes"; Mitteilungen Nr. 103 der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, ETH Zürich

Rickenmann D. (1991): "Hyperconcentrated flow and sediment transport at steep slopes", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 117, No.11, November, 1991, pp. 1419-1439

Rickenmann D. (1996): "Fließgeschwindigkeit in Wildbächen und Gebirgsflüssen"; Wasser-Energie-Luft, 88. Jahrgang, 1996, Heft 11/12, pp. 298-303

Robert A. (1988): "Statistical properties of sediment bed profiles in alluvial channels", Mathematical Geology, Vol. 20, No.3, 1988, pp. 205-223

Robert A. (1991): "Fractal properties of simulated bed profiles in coarse grained channels", Mathematical Geology, Vol. 23, No. 3, 1991, pp. 367-382

Rosport M. & Dittrich, A. (1995): "Step pool formation and stability - a flume study -", 6th International Symposium on River Sedimentation 1995, New Delhi, India, pp. 525-532

Rosport M. (1997): "Fließwiderstand und Sohlstabilität steiler Fließgewässer unter Berücksichtigung gebirgsbachtypischer Sohlstrukturen", Mitteilungen des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe, Heft 196, 1995

Rosso M., Schiara M., Berlamont, J. (1990): "Flow Stability and Friction Factor in Rough Channels", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 116, No. 9, pp.1109-1119

Rouse H., Koloseus H.J., Davidian J. (1963): "The role of the Froude number in open channel resistance", Hydraulic Research, No. 1, pp. 14-19

Rouse H. (1965): "Critical analysis of open-channel resistance", Journal of the Hydraulics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Vol. 91, No. HY4, pp. 1-25, July 1965

Ruf G. (1988): "Neue Ergebnisse über die Fließgeschwindigkeit in sehr rauhen Gerinnen (Wildbächen)", Proc. Interpraevent, Graz, Bd. 4, pp. 165-176

Schälchli U. (1991): "Morphologie und Strömungsverhältnisse in Gebirgsbächen: Ein Verfahren zur Festlegung von Restwasserabflüssen", Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Nr. 113, 1991

Scherelis G. & Blümel W.D. (1988): "Geostatistik und ihre Anwendungsperspektiven in der Geoökologie am Beispiel des Kriging-Verfahrens", Karlsruher Manuskripte zur mathematischen und theoretischen Wirtschafts- und Sozialgeographie, Heft 92, November 1988, ISSN 0344-7073

Schlichting H. & Gersten K. (1997): "Grenzschicht-Theorie", 9., völlig neu berarbeitete und erweiterte Auflage mit 282 Abbildungen und 22 Tabellen, Springer-Verlag

Schlichting H. (1936) "Experimentelle Untersuchungen zum Rauhigkeitsproblem", Ingenieur-Archiv, 7. Band, 1.Heft, pp. 1-34

Schöberl F. (1979): "Zur Frage der Gefällsausbildung beim Selbststabilisierungsprozeß von erodierenden Flußstrecken", Dissertation, Institut für konstruktiven Wasser- und Tunnelbau, Universität Innsbruck

Schöberl F. (1992): "Prediction methods for grain size distribution and armour layer stability", Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie Nr. 117, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Proceedings International Grain Sorting Seminar, Ascona, Switzerland, pp. 251-271

Schöberl F. (1992): "Upper limits and transition stages of developing armour coats", 5th Internatioal Symposium on River Sedimentation, pp. 671-676, Karlsruhe, 1992

Schocklitsch A. (1962): "Handbuch des Wasserbaus", Wien, Springer Verlag

Schröder R. (1990): "Hydraulische Methoden zur Erfassung von Rauheiten", DVWK Mitteilungen Heft 92

Shields A. (1936): "Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung", Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasser-, Erd- und Schiffbau, Heft 26, Berlin

Smart G.M. & Jäggi M.N.R. (1983): "Sediment transport on steep slopes", Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Nr. 64, 1983

Song C.C.S.& Yang C.T. (1979): "Velocity profiles and minimum stream power", Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 105, No. HY 8, August, pp. 981-998

Song T., Graf W.H., Lemmin U. (1994): "Uniform flow in open channels with movable gravel bed", Journal of Hydraulic Research, Vol. 32, No. 6, 1994, pp. 861-876

Spence C. & McPhie M. (1997): "Streamflow Measurement using salt dilution in Tundra streams, nortwest territories, Canada", Journal of the American Water Resources Association, Vol. 33, No.2, pp. 285-291

Steffler P.M., Rajaratnam N., Peterson A. W. (1985): "LDA measurements in open cannel", Journal of Hydraulic Engineerig, ASCE, Vol. 111, No.1, pp. 119-130

Suszka L. (1991): "Modification of transport rate formula for steep channels", In: Armanini A., Di Silvio G. (Eds.), Lecture Notes on Earth Sciences, Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, pp. 59-70, Springer Verlag

Takahashi T. (1978): "Mechanical characteristics of debris flow", Journal of the Hydraulics Division, Vol. 104, No. HY8, pp. 1153-1169

Thompson D.M, Nelson J.M., Wohl E.E. (1998): "Interactions between pool geometry and hydraulics", Water Resources Research, Vol. 34. No. 12, pp. 3673-3681, December 1998

Thompson D.M., Wohl E.E., Jarrett, R.D. (1999): "Velocity reversals and sediment sorting in pools and riffles controlled by channel constrictions", Geomorphology 27 (1999), pp. 229-241

Thompson S.M. & Campbell P.L. (1979): "Hydraulics of a large channel paved with boulders", Journal of Hydraulic Research, Vol. 17, No. 4, 1979, pp. 341-355

Thorne C.R.& Zevenbergen L.W. (1985): "Estimating mean velocity in mountain rivers", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 111, No. 4, pp. 612-624, March 1985

Tsujimoto T. (1991): "Bed-load transport in steep channels", Lecture Notes in Earth Sciences, Ed. by Bhattacharji S., Friedmann G.M., Neugebauer H.J. and Seilacher A., Springer-Verlag Berlin, pp. 89-102

Tu H., Tsujimoto T., Graf W. (1988): "Velocity distribution in a gravel bed flume", 6th Congress Asian and Pacific Regional Division, IAHR, Kyoto, Japan, 20-22, July, 1988, pp. 425-431

Wackernagel H. (1998): "Multivariate Geostatistics, 2nd, completely revised edition", Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, ISBN 3-540-64721-x

Whittaker J.G. & Jäggi M.N.R. (1982): "Origin of step-pool systems in mountain streams", Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 108, No. HY6, June, pp. 758-773

Whittaker, J., Jäggi, M. (1986): "Blockschwellen", Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, ETH Zürich, Nr. 91

Whittaker J.G. (1982): "Flow and sediment movement in stepped channels", Ph.D.-Thesis, University of Canterbury, Lincoln College, New Zealand

Whittaker J.G. (1987): "Sediment transport in step-pool streams", Sediment Transport in Gravel-bed Rivers, Ed. by C.R. Thorne, J.C. Bathurst and R.D. Hey, pp. 545-579, John Wiley & Sons Ltd., 1987

Wiberg P.L. & Smith J.D. (1991): "Velocity distribution and bed roughness in high gradient streams", Water Resources Research, Vol. 27, No. 25, pp. 825-838, May 1991

Wohl E.E. & Grodek T. (1994): "Channel bed-steps along Nahal Yael, Negev desert, Israel", Geomorphology 9, pp. 117-126

WSL (1996): "Erosion, dlope instability and soli material transport in steep mountain catchments", Eidgenössische Forschungsanstalt für Wald, Schnee und Landschaft (WSL), Final Report Eroslope Project No. EV5V-0179

Yalin M.S. (1977): "Mechanics of sediment transport", 2nd ed., Pergamon Press, Oxford, 1977

Yang C.T. (1971): "Formation of riffles and pools", Water Resources Research, vol.7, no.6, pp. 1567-1574, Dec. 1971

Zanke U. (1982): "Grundlagen der Sedimentbewegung", Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-11672-9

Inhaltsverzeichnis der Anhänge

ANHANG A: DATENGRUNDLAGE A-1

1 Daten aus den Untersuchungen von ROSPORT (1997) A-1
1.1 Kenngrößen der Sieblinie A-1
1.1.1 Gefällebereich I_0 = 2 % A-1
1.1.2 Gefällebereich I_0 = 4 % A-2
1.1.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 % A-2
1.2 Geometrische Daten: Gefälle I_S, Standardabweichung s und mittlere absolute Neigung β A-3
1.2.1 Gefällebereich I_0 = 2 % A-3
1.2.1.1 Material I, je Versuch 10 Längsprofile A-3
1.2.1.2 Material II, je Versuch 10 Längsprofile A-3
1.2.2 Gefällebereich I_0 = 4 % A-4
1.2.2.1 Material I, je Versuch 10 Längsprofile A-4
1.2.2.2 Material II, je Versuch 10 Längsprofile A-4
1.2.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 % A-5
1.2.3.1 Material I, je Versuch 10 Längsprofile A-5
1.2.3.2 Material II, je Versuch 10 Längsprofile A-5
1.3 Hydraulische Daten der Versuche A-6
1.3.1 Gefällebereich I_0 = 2 % A-6
1.3.1.1 Versuche mit Material I A-6
1.3.1.2 Versuche mit Material II A-8
1.3.2 Gefällebereich I_0 = 4 % A-10
1.3.2.1 Versuche mit Material I A-10
1.3.2.2 Versuche mit Material II A-12
1.3.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 % A-15
1.3.3.1 Versuche mit Material I A-15
1.3.3.2 Versuche mit Material II A-17
1.4 Vorkonstanten c1, c und zugehörige Exponenten A-18
1.4.1 Gefällebereich I_0 = 2 % A-18
1.4.1.1 Versuche mit Material I A-18
1.4.1.2 Versuche mit Material II A-19
1.4.2 Gefällebereich I_0 = 4 % A-19
1.4.2.1 Versuche mit Material I A-19
1.4.2.2 Versuche mit Material II A-19
1.4.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 % A-20
1.4.3.1 Versuche mit Material I A-20
1.4.3.2 Versuche mit Material II A-20
2 Daten aus den zusätzlichen Untersuchungen A-20
2.1 Kenngrößen der Sieblinie A-20
2.1.1 Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a) A-20
2.1.2 Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...) A-21

2.2 Geometrische Daten: Gefälle I_S, Standardabweichung s und mittlere absolute Neigung β A-21
2.2.1 Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a) A-21
2.2.2 Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...) A-22
2.3 Hydraulische Daten der Versuche A-23
2.3.1 Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a) A-23
2.3.2 Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...) A-25
2.4 Vorkonstanten c1, c und zugehörige Exponenten A-30
2.4.1 Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a) A-30
2.4.2 Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...) 31

ANHANG B: WEITERE DATEN AUS DER STATISTISCHEN AUSWERTUNG B-1

1 Schiefe- und Kurtosiskoeffizienten B-1
1.1 Gefällebereich I_0 = 2 % B-1
1.2 Gefällebereich I_0 = 4 % B-1
1.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 % B-2
2 Parameter ϕ_1, ϕ_2 und σ_a^2 des AR(2)-Prozesses B-3
2.1 Gefällebereich I_0 = 2 % B-3
2.2 Gefällebereich I_0 = 4 % B-4
2.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 % B-5
3 Parameter ϕ_1 und σ_a^2 des AR(1)-Prozesses B-7
3.1 Gefällebereich I_0 = 2 % B-7
3.2 Gefällebereich I_0 = 4 % B-8
3.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 % B-9
4 Charakteristische Längen B-11
4.1 Gefällebereich I_0 = 2 % B-11
4.2 Gefällebereich I_0 = 4 % B-12
4.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 % B-12

ANHANG C: VERSUCHSAUFTEILUNG C-1

ANHANG D: Daten aus den Naturuntersuchungen D-1

ANHANG A: DATENGRUNDLAGE

1 Daten aus den Untersuchungen von ROSPORT (1997)

Im Gegensatz zu ROSPORT (1997) wurde auf eine Neunumerierung der Versuche verzichtet und die Originalnomenklatur beibehalten. Die entsprechenden Versuchsreihen für die Untersuchungen von ROSPORT ergeben sich, indem die Versuchsnummer um zwei reduziert wird. Des weiteren wurden nur Versuche berücksichtigt, für welche Längsprofile zur Auswertung vorlagen. Eine Ausnahme bildet hier die Versuchsreihe V 6, für welche die Längsprofile nicht vorliegen, die Standardabweichung aber aus den Untersuchungen von ROSPORT entnommen werden konnte.

1.1 Kenngrößen der Sieblinie

1.1.1 Gefällebereich I_0 = 2 %

Material I	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}	**Material II**	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}
Versuch	**[mm]**	**[mm]**	**[mm]**	**[mm]**	**[-]**	**Versuch**	**[mm]**	**[mm]**	**[mm]**	**[mm]**	**[-]**
17.1	8,4	14,7	30,9	19,6	3,68	10.1	8,4	14,2	25,5	15,8	3,04
17.2	8,8	15,2	33,8	20,8	3,84	10.2	8,8	15,2	26,4	16,7	3,00
17.3	10,5	23,3	49,2	27,4	4,69	11.2	8,8	14,3	25,5	16,0	2,90
17.4	9,9	19,3	40,8	23,6	4,12	11.3	9,0	14,7	26,0	16,4	2,89
17.5	10,1	21,0	45,1	25,3	4,47	11.4	8,7	15,1	26,4	16,6	3,03
18.1	10,1	22,0	46,5	26,0	4,60	11.5	9,1	15,7	26,7	17,1	2,93
18.2	10,7	27,0	52,0	29,7	4,86	12.1	6,2	11,8	19,8	12,9	3,19
18.3	11,8	34,0	54,5	33,2	4,62	12.2	8,5	13,7	24,7	15,3	2,91
18.4	11,6	30,4	53,3	31,5	4,59	12.3	8,7	14,5	25,8	16,1	2,97
18.5	11,7	34,8	54,7	33,4	4,68	12.4	9,4	15,3	26,4	17,0	2,81
						12.5	8,9	14,0	25,1	15,8	2,82

1.1.2 Gefällebereich I_0 = 4 %

Material I	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}	Material II	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}
Versuch	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[-]	Versuch	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[-]
15.1	10,5	26,2	51,8	29,3	4,93	13.2	8,5	14,7	26,0	16,2	3,06
15.2	9,9	21,5	48,5	26,5	4,90	13.3	8,8	15,4	26,5	16,8	3,01
15.3	10,1	20,4	44,3	24,8	4,39	13.4	9,0	15,0	26,3	16,5	2,92
15.4	10,5	23,7	50,2	27,9	4,78	13.5	9,3	16,7	27,1	17,6	2,91
15.5	10,2	23,1	51,2	28,1	5,02	13.6	9,1	14,7	25,9	16,4	2,85
16.1	9,4	19,3	45,0	24,5	4,79	14.1	--	--	--	--	--
16.2	9,5	25,0	52,1	28,7	5,48	14.2	8,5	14,2	25,4	15,8	2,99
16.3	10,4	24,8	51,5	28,7	4,95	14.3	9	15,3	26,5	16,8	2,94
16.4	11,5	22,9	53,1	31,3	4,62	14.4	8,6	14,6	25,9	16,2	3,01
16.5	11,8	32,0	53,8	32,3	4,56	14.5	8,4	14,2	25,5	15,8	3,04

Bem.: Für die Versuchsreihe V 14.1 liegen keine charakteristischen Korngrößen vor

1.1.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 %

Material I	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}	Material II	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}
Versuch	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[-]	Versuch	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[-]
6.2	12	31,6	53,6	32,2	4,47	8.1	8,7	14,4	25,7	16,1	2,95
6.3	12,6	32,1	53,8	32,8	4,27	8.2	9	15,6	26,7	17,1	2,97
6.4	12,4	29,6	52,8	31,6	4,26	8.3	9,4	17,2	27,3	17,8	2,9
6.5	14,4	34,2	54,5	34,4	3,78	8.4	9,5	16,3	27	17,6	2,84
6.6	14	32,8	54	33,6	3,86	9.2	9	15,1	26,3	16,7	2,92
7.2	12,1	32	53,8	32,5	4,45	9.3	9,9	17,3	27,3	18,1	2,76
7.3	14	37,7	55,6	36	3,97	9.4	9,2	15,5	26,6	17	2,89
7.4	12,8	28,2	51,7	30,9	4,04						
7.5	14,9	37,3	55,5	36	3,72						
7.6	14,4	38,6	55,9	36,6	3,88						

1.2 Geometrische Daten: Gefälle I_S, Standardabweichung s und mittlere absolute Neigung β

Für die folgenden Daten, die aus den Längsprofilen gewonnen wurden, ist jeweils der Mittelwert, der Minimal-, der Maximalwert sowie der rms-Wert angegeben. Das zugrunde liegende Sample-Intervall beträgt $\Delta x = 0{,}24$ cm. Für die Versuchsreihe V 6 lagen keine Längsprofile zur Auswertung vor, die entsprechenden (mittleren) Parameter wurden direkt von ROSPORT übernommen.

1.2.1 Gefällebereich $I_0 = 2$ %

1.2.1.4. Material I, je Versuch 10 Längsprofile

V	sinα	I_S	min I_S	max I_S	rms I_S	s	min s	max s	rms s	β	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
17.1	0,0211	0,0211	0,0185	0,0221	0,0010	4,55	4,14	5,29	0,360	0,616	0,556	0,664	0,031
17.2	0,0215	0,0215	0,0209	0,0224	0,0005	5,77	5,11	6,78	0,576	0,698	0,606	0,832	0,060
17.3	0,0191	0,0191	0,0171	0,0204	0,0009	7,28	6,13	8,03	0,709	0,693	0,643	0,755	0,034
17.4	0,0180	0,0180	0,0149	0,0211	0,0019	8,16	7,39	9,13	0,549	0,708	0,666	0,760	0,027
17.5	0,0151	0,0151	0,0134	0,0166	0,0009	7,52	6,77	8,14	0,377	0,755	0,681	1,006	0,098
18.1	0,0229	0,0229	0,0212	0,0252	0,0012	6,06	5,65	6,53	0,297	0,678	0,609	0,827	0,071
18.2	0,0218	0,0218	0,0199	0,0260	0,0018	6,68	5,81	7,73	0,596	0,679	0,644	0,731	0,026
18.3	0,0221	0,0221	0,0183	0,0236	0,0016	8,23	7,49	9,04	0,525	0,719	0,649	0,798	0,043
18.4	0,0219	0,0219	0,0186	0,0258	0,0026	9,62	8,83	10,51	0,53	0,750	0,700	0,807	0,035
18.5	0,0201	0,0201	0,0183	0,0216	0,0012	8,70	7,53	9,73	0,65	0,762	0,718	0,819	0,030

1.2.1.5. Material II, je Versuch 10 Längsprofile

V	sinα	I_S	min I_S	max I_S	rms I_S	s	min s	max s	rms s	β	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
10.1	0,0196	0,0197	0,0184	0,0207	0,0007	4,99	4,61	5,73	0,35	0,645	0,611	0,708	0,032
10.2	0,0202	0,0202	0,0193	0,0208	0,0005	5,35	4,51	6,14	0,43	0,725	0,683	0,767	0,026
11.2	0,0224	0,0224	0,0196	0,0233	0,0011	6,08	5,19	7,56	0,82	0,697	0,668	0,743	0,023
11.3	0,0196	0,0196	0,0183	0,0217	0,0012	7,19	5,78	8,59	0,89	0,799	0,762	0,838	0,023
11.4	0,0154	0,0154	0,0136	0,0168	0,0010	6,57	5,57	7,71	0,57	0,833	0,795	0,883	0,029
11.5	0,0169	0,0169	0,0149	0,0189	0,0012	6,88	6,00	7,90	0,67	0,826	0,755	0,863	0,030

V	sinα	l_S	min l_S	max l_S	rms l_S	s	min s	max s	rms s	β	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
12.1	0,0206	0,0206	0,0198	0,0223	0,0008	4,58	3,80	5,04	0,40	0,62	0,596	0,643	0,013
12.2	0,0201	0,0201	0,0189	0,0209	0,0007	5,37	4,61	5,95	0,37	0,688	0,648	0,724	0,026
12.3	0,0178	0,0178	0,0159	0,0191	0,0011	6,43	5,85	6,94	0,37	0,737	0,654	0,803	0,041
12.4	0,0169	0,0169	0,0146	0,0187	0,0013	7,56	7,03	8,39	0,44	0,826	0,801	0,850	0,016
12.5	0,0140	0,0140	0,0116	0,0156	0,0013	6,19	5,68	6,91	0,39	0,719	0,686	0,744	0,017

1.2.2 Gefällebereich I_0 = 4 %

1.2.2.6. Material I, je Versuch 10 Längsprofile

V	sinα	l_S	min l_S	max l_S	rms l_S	s	min s	max s	rms s	β	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
15.1	0,0435	0,0435	0,0411	0,0451	0,0014	6,95	6,40	7,93	0,45	0,635	0,602	0,677	0,027
15.2	0,0418	0,0418	0,0409	0,0423	0,0004	7,49	6,96	8,19	0,40	0,692	0,656	0,724	0,021
15.3	0,0398	0,0398	0,0348	0,0435	0,0030	8,48	7,71	9,45	0,47	0,765	0,722	0,791	0,022
15.4	0,0411	0,0411	0,0386	0,0430	0,0013	9,97	9,09	10,98	0,62	0,751	0,715	0,791	0,029
15.5	0,0425	0,0425	0,0376	0,0484	0,0039	9,69	7,99	11,73	1,01	0,776	0,721	0,825	0,029
16.1	0,0414	0,0414	0,0407	0,0424	0,0006	7,10	6,56	7,64	0,33	0,677	0,631	0,712	0,027
16.2	0,0384	0,0384	0,0356	0,0415	0,0021	8,09	7,09	9,05	0,63	0,713	0,648	0,779	0,039
16.3	0,0380	0,0380	0,0276	0,0405	0,0034	9,33	8,22	10,15	0,57	0,706	0,528	0,759	0,062
16.4	0,0437	0,0438	0,0428	0,0446	0,0006	11,34	9,96	12,66	0,81	0,816	0,769	0,863	0,032
16.5	0,0381	0,0381	0,0354	0,0405	0,0016	10,65	9,15	12,31	0,90	0,805	0,771	0,898	0,036

1.2.2.7. Material II, je Versuch 10 Längsprofile

V	sinα	l_S	min l_S	max l_S	rms l_S	s	min s	max s	rms s	beta	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
13.2	0,0437	0,0437	0,041	0,046	0,0017	5,66	4,80	6,32	0,47	0,596	0,541	0,626	0,024
13.3	0,0367	0,0368	0,035	0,039	0,0013	5,96	5,22	6,38	0,34	0,641	0,599	0,679	0,027
13.4	0,0379	0,0380	0,034	0,041	0,0022	7,40	6,84	7,91	0,34	0,700	0,668	0,730	0,021
13.5	0,0380	0,0380	0,035	0,040	0,0013	7,01	6,19	8,08	0,63	0,702	0,649	0,776	0,038
13.6	0,0341	0,0342	0,033	0,035	0,0007	7,03	6,18	7,67	0,50	0,713	0,657	0,748	0,027

V	sinα	I_S	min I_S	max I_S	rms I_S	s	min s	max s	rms s	beta	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
14.1	0,0419	0,0419	0,0401	0,0434	0,0012	5,46	4,88	6,38	0,49	0,614	0,571	0,640	0,018
14.2	0,0424	0,0424	0,0407	0,0448	0,0013	7,14	6,68	7,50	0,23	0,645	0,607	0,676	0,022
14.3	0,0375	0,0375	0,0355	0,0393	0,0011	6,81	6,07	7,59	0,47	0,677	0,618	0,712	0,028
14.4	0,0381	0,0382	0,0371	0,0398	0,0008	7,10	6,50	7,81	0,45	0,693	0,643	0,735	0,030
14.5	0,0316	0,0317	0,0302	0,0334	0,0009	6,25	5,53	7,39	0,51	0,693	0,651	0,722	0,023

1.2.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 %

1.2.3.8. Material I, je Versuch 16 Längsprofile

V	sinα	I_S	min I_S	max I_S	rms I_S	s	min s	max s	rms s	β	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
7.2	0,0834	0,0837	0,0806	0,0855	0,0014	10,75	8,70	13,19	1,51	0,828	0,753	0,980	0,065
7.3	0,0809	0,0811	0,0793	0,0839	0,0016	11,58	9,53	14,05	1,38	0,931	0,825	1,037	0,062
7.4	0,0780	0,0783	0,0726	0,0856	0,0044	12,68	11,92	13,41	0,44	0,922	0,809	1,082	0,074
7.5	0,0786	0,0789	0,0721	0,0857	0,0045	12,39	10,57	14,40	1,34	0,877	0,798	0,984	0,044
7.6	0,0759	0,0761	0,0733	0,0811	0,0024	12,15	9,34	14,17	1,56	0,874	0,751	0,975	0,063
6.2	0,0886	0,089	--	--	--	11,10	--	--	--	0,833	--	--	--
6.3	0,0790	0,0792	--	--	--	11,70	--	--	--	0,898	--	--	--
6.4	0,0788	0,079	--	--	--	12,50	--	--	--	0,950	--	--	--
6.5	0,0788	0,079	--	--	--	12,80	--	--	--	0,885	--	--	--
6.6	0,0738	0,074	--	--	--	11,40	--	--	--	0,876	--	--	--

1.2.3.9. Material II, je Versuch 16 Längsprofile

V	sinα	I_S	min I_S	max I_S	rms I_S	s	min s	max s	rms s	beta	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
8.1	0,0831	0,0833	0,0817	0,0851	0,0012	6,35	4,82	7,09	0,61	0,729	0,685	0,801	0,033
8.2	0,0762	0,0764	0,0691	0,0819	0,0043	8,27	6,50	10,25	1,19	0,773	0,705	0,838	0,029
8.3	0,0733	0,0735	0,0647	0,0819	0,0054	9,12	8,22	10,55	0,55	0,784	0,730	0,850	0,034
8.4	0,0701	0,0702	0,0617	0,0778	0,0044	8,42	7,53	8,99	0,45	0,783	0,674	0,886	0,047
9.2	0,0748	0,0750	0,0707	0,0790	0,0029	7,94	6,94	8,66	0,56	0,796	0,742	0,852	0,039
9.3	0,0721	0,0723	0,0668	0,0786	0,0039	7,64	6,67	8,58	0,47	0,847	0,789	0,914	0,035
9.4	0,0652	0,0653	0,0637	0,0680	0,0012	8,04	6,83	9,24	0,67	0,745	0,696	0,811	0,030

1.3 Hydraulische Daten der Versuche

1.3.1 Gefällebereich I_0 = 2 %

1.3.1.10. Versuche mit Material I

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
17.1	0,92	0,0046	0,222	0,021	1,06	4,57	0,49	3,38
	2,21	0,0111	0,399	0,028	1,41	6,09	0,76	5,26
	3,71	0,0186	0,548	0,034	1,73	7,44	0,95	6,54
	5,03	0,0252	0,632	0,040	2,03	8,74	1,01	6,97
	6,16	0,0308	0,719	0,043	2,19	9,41	1,11	7,64
17.2	1,10	0,0055	0,239	0,023	1,11	4,01	0,50	3,44
	2,71	0,0135	0,394	0,034	1,65	5,99	0,68	4,64
	3,93	0,0196	0,516	0,038	1,83	6,62	0,84	5,77
	4,80	0,024	0,573	0,042	2,01	7,29	0,89	6,12
	6,14	0,0307	0,653	0,047	2,26	8,20	0,96	6,57
	7,69	0,0385	0,767	0,050	2,41	8,73	1,09	7,48
17.3	1,07	0,0053	0,198	0,027	0,99	3,71	0,38	2,78
	3,87	0,0194	0,424	0,046	1,67	6,27	0,63	4,59
	5,81	0,0291	0,536	0,054	1,98	7,45	0,73	5,32
	7,43	0,0372	0,647	0,057	2,09	7,88	0,86	6,24
	10,47	0,0524	0,827	0,063	2,31	8,70	1,05	7,59
	12,64	0,0632	0,908	0,070	2,54	9,56	1,10	7,96
17.4	0,77	0,0039	0,181	0,021	0,91	2,62	0,39	2,94
	2,38	0,0119	0,348	0,034	1,45	4,19	0,60	4,48
	4,82	0,0241	0,553	0,044	1,85	5,35	0,84	6,30
	6,95	0,0347	0,663	0,052	2,22	6,42	0,92	6,89
	9,98	0,0499	0,763	0,065	2,77	8,02	0,95	7,09
	12,43	0,0622	0,940	0,066	2,80	8,11	1,17	8,69
	14,96	0,0748	1,011	0,074	3,14	9,07	1,19	8,84

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
17.5	0,70	0,0035	0,139	0,025	0,99	3,35	0,28	2,27
	2,09	0,0105	0,279	0,038	1,48	4,99	0,46	3,74
	5,19	0,0259	0,478	0,054	2,15	7,22	0,65	5,33
	7,89	0,0395	0,636	0,062	2,45	8,24	0,82	6,64
	11,97	0,0598	0,800	0,075	2,96	9,95	0,93	7,60
	15,49	0,0774	0,969	0,080	3,16	10,63	1,09	8,91
	17,59	0,088	1,030	0,085	3,38	11,36	1,13	9,16
18.1	1,45	0,0072	0,287	0,025	0,97	4,16	0,58	3,82
	3,09	0,0155	0,457	0,034	1,30	5,58	0,79	5,25
	4,63	0,0231	0,579	0,040	1,53	6,58	0,93	6,12
	5,68	0,0284	0,657	0,043	1,66	7,13	1,01	6,67
	6,73	0,0337	0,747	0,045	1,73	7,43	1,12	7,43
	7,96	0,0398	0,803	0,050	1,91	8,18	1,15	7,61
18.2	0,81	0,004	0,181	0,022	0,75	3,33	0,39	2,63
	2,26	0,0113	0,347	0,033	1,10	4,88	0,61	4,15
	3,69	0,0185	0,463	0,040	1,34	5,96	0,74	5,02
	6,12	0,0306	0,599	0,051	1,72	7,64	0,85	5,73
	7,97	0,0398	0,746	0,053	1,80	7,99	1,03	6,98
	9,96	0,0498	0,863	0,058	1,94	8,64	1,15	7,76
18.3	0,86	0,0043	0,195	0,022	0,66	2,67	0,42	2,82
	2,39	0,012	0,411	0,029	0,88	3,53	0,77	5,18
	5,43	0,0272	0,571	0,048	1,43	5,78	0,84	5,62
	7,52	0,0376	0,655	0,057	1,73	6,98	0,87	5,87
	9,61	0,0481	0,735	0,065	1,97	7,95	0,92	6,17
	12,72	0,0636	0,912	0,070	2,10	8,48	1,10	7,41
18.4	0,73	0,0037	0,163	0,022	0,71	2,33	0,35	2,35
	3,85	0,0193	0,404	0,048	1,51	4,96	0,59	3,99
	7,11	0,0355	0,589	0,060	1,91	6,27	0,77	5,18
	9,59	0,048	0,840	0,057	1,81	5,94	1,12	7,58
	11,57	0,0579	0,965	0,060	1,90	6,23	1,26	8,50
	15,23	0,0762	1,047	0,073	2,31	7,56	1,24	8,38

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
18.5	0,45	0,0022	0,095	0,023	0,70	2,70	0,20	1,40
	3,10	0,0155	0,375	0,041	1,24	4,75	0,59	4,15
	7,20	0,036	0,613	0,059	1,76	6,75	0,81	5,69
	10,73	0,0537	0,784	0,068	2,05	7,86	0,96	6,75
	13,80	0,069	0,962	0,072	2,15	8,25	1,15	8,08
	17,49	0,0875	1,091	0,080	2,40	9,22	1,23	8,67

1.3.1.11. Versuche mit Material II

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
10.1	0,85	0,0043	0,201	0,021	1,34	4,25	0,44	3,13
	1,96	0,0098	0,340	0,029	1,82	5,77	0,64	4,56
	2,89	0,0145	0,442	0,033	2,07	6,55	0,78	5,56
	3,84	0,0192	0,523	0,037	2,32	7,36	0,87	6,20
	5,21	0,0261	0,620	0,042	2,66	8,42	0,97	6,88
	6,07	0,0304	0,695	0,044	2,77	8,76	1,06	7,56
	7,22	0,0361	0,762	0,047	3,00	9,50	1,12	7,96
10.2	1,48	0,0074	0,251	0,029	1,77	5,51	0,47	3,28
	2,97	0,0149	0,453	0,033	1,96	6,12	0,80	5,62
	4,70	0,0235	0,538	0,044	2,62	8,17	0,82	5,78
	6,16	0,0308	0,686	0,045	2,69	8,39	1,03	7,27
	7,49	0,0375	0,773	0,048	2,90	9,05	1,12	7,89
	8,80	0,044	0,832	0,053	3,17	9,88	1,16	8,13
11.2	1,90	0,0095	0,296	0,032	2,01	5,28	0,53	3,52
	2,93	0,0147	0,413	0,035	2,22	5,83	0,70	4,68
	4,37	0,0219	0,528	0,041	2,59	6,80	0,83	5,54
	5,86	0,0293	0,638	0,046	2,87	7,55	0,95	6,36
	7,27	0,0364	0,721	0,050	3,15	8,29	1,03	6,85
	9,73	0,0487	0,848	0,057	3,59	9,44	1,13	7,55

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
11.3	1,97	0,0099	0,296	0,033	2,03	4,63	0,52	3,70
	4,20	0,021	0,487	0,043	2,63	6,00	0,75	5,36
	5,36	0,0268	0,573	0,047	2,85	6,51	0,85	6,04
	7,05	0,0353	0,653	0,054	3,29	7,51	0,90	6,41
	8,68	0,0434	0,766	0,057	3,46	7,88	1,03	7,34
	10,39	0,052	0,824	0,063	3,84	8,76	1,05	7,50
	12,49	0,0625	0,938	0,067	4,06	9,26	1,16	8,29
11.4	1,83	0,0092	0,296	0,031	1,86	4,71	0,54	4,33
	3,86	0,0193	0,460	0,042	2,53	6,38	0,72	5,78
	6,57	0,0328	0,639	0,051	3,10	7,83	0,90	7,24
	9,30	0,0465	0,770	0,060	3,64	9,20	1,00	8,06
	12,06	0,0603	0,877	0,069	4,14	10,46	1,07	8,61
	14,28	0,0714	0,950	0,075	4,53	11,44	1,11	8,91
11.5	1,97	0,0099	0,276	0,036	2,08	5,18	0,47	3,59
	4,56	0,0228	0,507	0,045	2,63	6,54	0,76	5,87
	7,62	0,0381	0,644	0,059	3,46	8,60	0,84	6,50
	10,61	0,0531	0,798	0,066	3,89	9,66	0,99	7,60
	13,49	0,0675	0,938	0,072	4,21	10,45	1,12	8,59
	16,15	0,0808	1,014	0,080	4,66	11,58	1,15	8,82
12.1	2,00	0,01	0,383	0,026	2,03	5,71	0,76	5,26
	3,00	0,015	0,490	0,031	2,37	6,68	0,89	6,24
	4,37	0,0219	0,626	0,035	2,70	7,62	1,07	7,46
12.2	2,05	0,0103	0,325	0,032	2,06	5,87	0,59	4,13
	3,38	0,0169	0,462	0,037	2,39	6,81	0,77	5,44
	5,19	0,0259	0,588	0,044	2,89	8,22	0,89	6,30
	6,58	0,0329	0,691	0,048	3,11	8,87	1,01	7,13
	8,13	0,0406	0,807	0,050	3,29	9,38	1,15	8,10

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
12.3	1,54	0,0077	0,256	0,030	1,87	4,67	0,47	3,54
	2,88	0,0144	0,383	0,038	2,34	5,85	0,63	4,72
	5,03	0,0252	0,548	0,046	2,85	7,14	0,82	6,11
	6,92	0,0346	0,668	0,052	3,22	8,05	0,94	7,03
	9,37	0,0468	0,759	0,062	3,83	9,60	0,98	7,31
	11,03	0,0552	0,895	0,062	3,83	9,59	1,15	8,62
12.4	2,30	0,0115	0,317	0,036	2,14	4,80	0,53	4,08
	4,37	0,0218	0,444	0,049	2,89	6,51	0,64	4,92
	7,21	0,0361	0,644	0,056	3,29	7,40	0,87	6,69
	10,33	0,0516	0,808	0,064	3,76	8,46	1,02	7,85
	12,07	0,0603	0,880	0,069	4,04	9,08	1,07	8,25
	14,15	0,0708	0,971	0,073	4,29	9,64	1,15	8,83
12.5	3,00	0,015	0,394	0,038	2,41	6,14	0,65	5,46
	5,97	0,0299	0,620	0,048	3,05	7,77	0,90	7,63
	8,73	0,0436	0,754	0,058	3,66	9,35	1,00	8,46
	10,84	0,0542	0,862	0,063	3,98	10,15	1,10	9,28
	13,69	0,0685	0,988	0,069	4,39	11,19	1,20	10,13
	16,11	0,0806	1,083	0,074	4,71	12,02	1,27	10,71

1.3.2 Gefällebereich I_0 = 4 %

1.3.2.12. Versuche mit Material I

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
15.1	1,50	0,0075	0,304	0,025	0,84	3,55	0,62	2,97
	2,26	0,0113	0,380	0,030	1,02	4,28	0,70	3,37
	3,10	0,0155	0,491	0,032	1,08	4,55	0,88	4,23
	3,75	0,0188	0,572	0,033	1,12	4,72	1,01	4,83
	4,61	0,0231	0,645	0,036	1,22	5,14	1,09	5,23

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
15.2	1,60	0,0080	0,276	0,029	1,09	3,87	0,52	2,53
	2,60	0,0130	0,400	0,032	1,23	4,34	0,71	3,47
	3,54	0,0177	0,502	0,035	1,33	4,71	0,85	4,17
	4,49	0,0225	0,586	0,038	1,45	5,11	0,96	4,68
	5,48	0,0274	0,649	0,042	1,59	5,63	1,01	4,94
15.3	1,27	0,0063	0,237	0,027	1,08	3,16	0,46	2,31
	2,55	0,0127	0,379	0,034	1,36	3,97	0,66	3,31
	3,41	0,0171	0,475	0,036	1,45	4,23	0,80	4,01
	4,58	0,0229	0,598	0,038	1,54	4,52	0,98	4,89
	5,31	0,0265	0,628	0,042	1,71	4,99	0,97	4,89
	6,41	0,0321	0,692	0,046	1,87	5,46	1,03	5,14
15.4	1,60	0,0080	0,262	0,031	1,09	3,06	0,48	2,37
	2,94	0,0147	0,388	0,038	1,36	3,80	0,64	3,14
	4,13	0,0207	0,492	0,042	1,50	4,21	0,77	3,78
	5,24	0,0262	0,576	0,046	1,63	4,57	0,86	4,25
	6,40	0,0320	0,670	0,048	1,71	4,79	0,98	4,83
	7,45	0,0372	0,765	0,049	1,74	4,88	1,11	5,46
15.5	1,24	0,0062	0,182	0,034	1,21	3,51	0,32	1,53
	2,26	0,0113	0,299	0,038	1,34	3,90	0,49	2,38
	3,32	0,0166	0,387	0,043	1,53	4,43	0,60	2,89
	4,37	0,0218	0,475	0,046	1,64	4,74	0,71	3,43
	5,25	0,0263	0,530	0,050	1,76	5,11	0,76	3,69
	6,17	0,0308	0,579	0,053	1,90	5,50	0,80	3,89
	7,51	0,0375	0,687	0,055	1,94	5,64	0,94	4,55
	8,34	0,0417	0,757	0,055	1,96	5,69	1,03	4,99
16.1	1,38	0,0069	0,287	0,024	0,98	3,39	0,59	2,90
	2,77	0,0139	0,448	0,031	1,26	4,36	0,81	4,00
	3,66	0,0183	0,562	0,033	1,33	4,59	0,99	4,88
	4,68	0,0234	0,656	0,036	1,46	5,02	1,11	5,46

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
16.2	1,36	0,0068	0,293	0,023	0,81	2,87	0,61	3,13
	2,57	0,0129	0,391	0,033	1,15	4,07	0,69	3,51
	3,58	0,0179	0,490	0,037	1,27	4,51	0,82	4,18
	4,74	0,0237	0,601	0,039	1,37	4,87	0,97	4,93
	5,49	0,0275	0,667	0,041	1,43	5,09	1,05	5,35
16.3	1,09	0,0054	0,206	0,027	0,92	2,84	0,40	2,07
	2,24	0,0112	0,320	0,035	1,22	3,75	0,55	2,80
	3,38	0,0169	0,416	0,041	1,42	4,36	0,66	3,38
	4,20	0,0210	0,488	0,043	1,50	4,62	0,75	3,85
	5,28	0,0264	0,612	0,043	1,50	4,62	0,94	4,83
	6,29	0,0315	0,690	0,046	1,59	4,88	1,03	5,30
16.4	2,22	0,0111	0,323	0,034	1,10	3,03	0,56	2,66
	3,18	0,0159	0,409	0,039	1,24	3,43	0,66	3,16
	4,30	0,0215	0,491	0,044	1,40	3,87	0,75	3,57
	5,41	0,0270	0,560	0,048	1,54	4,26	0,81	3,88
	6,50	0,0325	0,670	0,049	1,55	4,28	0,97	4,64
	7,83	0,0392	0,766	0,051	1,63	4,51	1,08	5,17
16.5	1,52	0,0076	0,256	0,030	0,92	2,79	0,47	2,42
	2,86	0,0143	0,372	0,038	1,19	3,61	0,61	3,11
	3,70	0,0185	0,459	0,040	1,25	3,79	0,73	3,74
	4,76	0,0238	0,542	0,044	1,36	4,13	0,82	4,23
	5,80	0,0290	0,598	0,048	1,50	4,55	0,87	4,45
	6,83	0,0342	0,709	0,048	1,49	4,52	1,03	5,28
	8,03	0,0402	0,796	0,050	1,56	4,74	1,13	5,79

1.3.2.13. Versuche mit Material II

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
13.2	1,13	0,0056	0,239	0,023	1,45	4,14	0,50	2,39
	2,04	0,0102	0,438	0,023	1,44	4,12	0,92	4,38
	2,90	0,0145	0,538	0,027	1,66	4,76	1,05	5,01
	3,42	0,0171	0,615	0,028	1,72	4,91	1,18	5,63

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
13.3	1,48	0,0074	0,298	0,025	1,48	4,16	0,60	3,15
	2,29	0,0114	0,401	0,029	1,70	4,79	0,76	3,95
	3,02	0,0151	0,469	0,032	1,91	5,40	0,84	4,36
	3,83	0,0192	0,580	0,033	1,97	5,54	1,02	5,31
	4,63	0,0231	0,682	0,034	2,02	5,68	1,18	6,17
13.4	1,19	0,0059	0,270	0,022	1,34	2,98	0,58	2,98
	1,98	0,0099	0,368	0,027	1,63	3,64	0,72	3,67
	2,82	0,0141	0,436	0,032	1,96	4,37	0,77	3,97
	3,81	0,0191	0,538	0,035	2,15	4,78	0,91	4,68
	4,69	0,0235	0,605	0,039	2,35	5,24	0,98	5,03
	5,47	0,0273	0,680	0,040	2,44	5,44	1,08	5,55
13.5	1,49	0,0075	0,285	0,026	1,48	3,72	0,56	2,89
	2,60	0,0130	0,399	0,033	1,85	4,65	0,71	3,62
	3,74	0,0187	0,530	0,035	2,01	5,04	0,90	4,62
	4,63	0,0231	0,618	0,037	2,12	5,33	1,02	5,24
	5,61	0,0280	0,751	0,037	2,12	5,33	1,24	6,36
	6,41	0,0321	0,770	0,042	2,36	5,94	1,21	6,18
13.6	1,29	0,0064	0,275	0,023	1,43	3,34	0,57	3,10
	2,27	0,0114	0,407	0,028	1,70	3,97	0,78	4,20
	3,20	0,0160	0,507	0,032	1,92	4,49	0,91	4,93
	4,30	0,0215	0,593	0,036	2,21	5,16	0,99	5,37
	5,21	0,0261	0,680	0,038	2,34	5,45	1,11	6,00
	6,22	0,0311	0,788	0,039	2,41	5,61	1,27	6,85
	7,09	0,0355	0,816	0,043	2,65	6,18	1,25	6,76
14.1	1,14	0,006	0,295	0,019	--	3,54	0,68	3,31
	1,99	0,010	0,432	0,023	--	4,21	0,91	4,44
	2,78	0,014	0,537	0,026	--	4,75	1,07	5,20
	3,55	0,018	0,630	0,028	--	5,16	1,20	5,85

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
14.2	1,14	0,0057	0,238	0,024	1,52	3,36	0,49	2,38
	2,08	0,0104	0,377	0,028	1,75	3,87	0,72	3,52
	3,04	0,0152	0,481	0,032	2,00	4,42	0,86	4,20
	3,79	0,0190	0,569	0,033	2,11	4,66	1,00	4,84
	4,60	0,0230	0,637	0,036	2,29	5,06	1,07	5,19
14.3	1,51	0,0076	0,298	0,025	1,51	3,72	0,60	3,09
	2,53	0,0127	0,434	0,029	1,73	4,28	0,81	4,19
	3,22	0,0161	0,510	0,032	1,88	4,63	0,92	4,74
	4,05	0,0202	0,596	0,034	2,02	4,99	1,03	5,32
	4,83	0,0242	0,639	0,038	2,25	5,55	1,05	5,42
	5,62	0,0281	0,711	0,040	2,35	5,80	1,14	5,90
14.4	1,62	0,0081	0,323	0,025	1,55	3,54	0,65	3,33
	2,60	0,0130	0,456	0,029	1,76	4,02	0,86	4,41
	3,63	0,0182	0,560	0,032	2,00	4,57	0,99	5,08
	4,65	0,0232	0,631	0,037	2,28	5,19	1,05	5,37
	5,55	0,0277	0,788	0,035	2,17	4,95	1,34	6,87
	6,37	0,0319	0,783	0,041	2,51	5,73	1,24	6,34
14.5	1,73	0,0086	0,332	0,026	1,65	4,17	0,66	3,69
	2,90	0,0145	0,476	0,030	1,93	4,87	0,87	4,89
	3,87	0,0194	0,564	0,034	2,17	5,49	0,97	5,46
	4,84	0,0242	0,635	0,038	2,41	6,10	1,04	5,83
	5,85	0,0293	0,705	0,042	2,63	6,64	1,10	6,21
	6,96	0,0348	0,775	0,045	2,84	7,19	1,17	6,56

1.3.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 %

1.3.3.14. Versuche mit Material I

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
6.2	0,56	0,0028	0,125	0,022	0,70	2,03	0,27	0,89
	1,24	0,0062	0,231	0,027	0,83	2,44	0,45	1,51
	1,79	0,0090	0,302	0,030	0,92	2,69	0,56	1,88
	2,81	0,0141	0,481	0,029	0,91	2,65	0,90	3,01
6.3	1,43	0,0072	0,243	0,029	0,90	2,51	0,45	1,61
	2,01	0,0101	0,331	0,030	0,93	2,60	0,61	2,15
	2,63	0,0132	0,394	0,033	1,02	2,85	0,69	2,45
	3,28	0,0164	0,467	0,035	1,07	3,00	0,79	2,82
	4,09	0,0205	0,567	0,036	1,10	3,08	0,95	3,39
6.4	0,89	0,0045	0,190	0,023	0,74	1,87	0,40	1,41
	1,40	0,0070	0,256	0,027	0,87	2,19	0,49	1,76
	1,96	0,0098	0,319	0,031	0,97	2,45	0,58	2,07
	2,70	0,0135	0,414	0,033	1,03	2,61	0,73	2,60
	3,34	0,0167	0,487	0,034	1,09	2,74	0,84	2,99
	4,15	0,0208	0,561	0,037	1,17	2,96	0,93	3,31
6.5	0,43	0,0022	0,130	0,017	0,48	1,29	0,32	1,15
	0,64	0,0032	0,158	0,020	0,59	1,58	0,35	1,26
	1,03	0,0051	0,226	0,023	0,66	1,78	0,48	1,70
	1,15	0,0058	0,252	0,023	0,66	1,78	0,53	1,90
	1,74	0,0087	0,320	0,027	0,79	2,12	0,62	2,20
	2,52	0,0126	0,417	0,030	0,88	2,36	0,77	2,72
	3,13	0,0157	0,476	0,033	0,96	2,57	0,84	2,98
	3,87	0,0194	0,544	0,036	1,03	2,78	0,92	3,27
	4,84	0,0242	0,642	0,038	1,10	2,94	1,06	3,76

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
6.6	1,94	0,0097	0,315	0,031	0,92	2,70	0,57	2,11
	2,79	0,0139	0,406	0,034	1,02	3,02	0,70	2,57
	3,40	0,0170	0,478	0,036	1,06	3,12	0,81	2,98
	4,25	0,0212	0,584	0,036	1,08	3,18	0,98	3,60
	5,34	0,0267	0,653	0,041	1,22	3,59	1,03	3,79
	5,43	0,0271	0,715	0,038	1,13	3,33	1,17	4,31
7.2	0,45	0,0022	0,147	0,015	0,47	1,41	0,38	1,32
	1,02	0,0051	0,264	0,019	0,59	1,80	0,61	2,10
	1,41	0,0071	0,324	0,022	0,67	2,02	0,70	2,43
	2,00	0,0100	0,404	0,025	0,76	2,31	0,82	2,83
	2,76	0,0138	0,491	0,028	0,87	2,62	0,93	3,23
7.3	0,87	0,0044	0,208	0,021	0,58	1,81	0,46	1,62
	1,19	0,0060	0,262	0,023	0,63	1,96	0,55	1,95
	1,85	0,0093	0,344	0,027	0,75	2,33	0,67	2,35
	2,75	0,0137	0,460	0,030	0,83	2,58	0,85	2,99
	3,44	0,0172	0,523	0,033	0,91	2,84	0,92	3,24
7.4	0,62	0,0031	0,151	0,020	0,66	1,61	0,34	1,21
	1,26	0,0063	0,254	0,025	0,80	1,96	0,51	1,84
	2,13	0,0107	0,359	0,030	0,96	2,34	0,67	2,38
	2,85	0,0143	0,428	0,033	1,08	2,63	0,75	2,67
	3,55	0,0177	0,475	0,037	1,21	2,95	0,78	2,80
	4,27	0,0214	0,555	0,038	1,24	3,03	0,90	3,23
7,5	0,72	0,0036	0,176	0,020	0,56	1,64	0,39	1,40
	1,13	0,0056	0,229	0,024	0,68	1,97	0,47	1,67
	1,77	0,0088	0,315	0,028	0,78	2,27	0,60	2,14
	2,32	0,0116	0,371	0,031	0,87	2,52	0,67	2,38
	3,11	0,0156	0,440	0,035	0,98	2,85	0,75	2,66
	3,94	0,0197	0,542	0,036	1,01	2,93	0,91	3,23
	4,77	0,0239	0,607	0,039	1,09	3,17	0,98	3,48

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
7.6	0,63	0,0031	0,165	0,019	0,52	1,57	0,38	1,38
	1,36	0,0068	0,287	0,024	0,65	1,95	0,59	2,16
	2,24	0,0112	0,416	0,027	0,74	2,22	0,81	2,93
	3,02	0,0151	0,512	0,029	0,81	2,43	0,95	3,45
	3,86	0,0193	0,585	0,033	0,90	2,71	1,03	3,73
	4,67	0,0234	0,685	0,034	0,93	2,80	1,19	4,30
	5,37	0,0269	0,751	0,036	0,98	2,94	1,27	4,60

1.3.3.15. Versuche mit Material II

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
8.1	0,50	0,0025	0,183	0,014	0,85	2,15	0,50	1,74
	1,00	0,0050	0,308	0,016	1,01	2,56	0,77	2,67
	1,70	0,0085	0,432	0,020	1,22	3,10	0,98	3,41
8.2	0,50	0,0025	0,154	0,016	0,95	1,96	0,39	1,40
	1,10	0,0055	0,303	0,018	1,06	2,20	0,72	2,60
	1,80	0,0090	0,401	0,022	1,31	2,72	0,85	3,09
	2,30	0,0115	0,498	0,023	1,35	2,79	1,05	3,78
8.3	0,50	0,0025	0,157	0,016	0,89	1,74	0,40	1,47
	1,10	0,0055	0,279	0,020	1,11	2,16	0,63	2,34
	1,70	0,0085	0,398	0,021	1,20	2,34	0,87	3,20
	2,40	0,0120	0,468	0,026	1,44	2,81	0,93	3,44
	2,70	0,0135	0,501	0,027	1,51	2,95	0,97	3,59
	2,90	0,0145	0,518	0,028	1,57	3,07	0,99	3,65
8.4	0,50	0,0025	0,157	0,016	0,90	1,89	0,40	1,50
	1,10	0,0055	0,279	0,020	1,12	2,34	0,63	2,39
	1,70	0,0085	0,364	0,023	1,33	2,77	0,76	2,87
	2,40	0,0120	0,460	0,026	1,48	3,10	0,91	3,43
	2,70	0,0135	0,489	0,028	1,57	3,28	0,94	3,55
	3,07	0,0154	0,541	0,028	1,61	3,37	1,02	3,87

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
9.2	0,58	0,0029	0,164	0,018	1,06	2,23	0,39	1,44
	1,23	0,0062	0,295	0,021	1,25	2,63	0,65	2,38
	1,82	0,0091	0,383	0,024	1,42	2,99	0,79	2,90
	2,54	0,0127	0,510	0,025	1,49	3,14	1,03	3,76
9.3	0,67	0,0034	0,176	0,019	1,06	2,51	0,40	1,51
	1,14	0,0057	0,267	0,021	1,17	2,77	0,59	2,18
	1,68	0,0084	0,357	0,024	1,30	3,08	0,74	2,76
	2,17	0,0108	0,457	0,024	1,31	3,11	0,95	3,52
	2,82	0,0141	0,503	0,028	1,55	3,67	0,96	3,57
9.4	0,69	0,0034	0,176	0,020	1,15	2,43	0,40	1,57
	1,29	0,0064	0,282	0,023	1,34	2,82	0,60	2,34
	1,87	0,0094	0,370	0,025	1,49	3,14	0,74	2,91
	2,52	0,0126	0,471	0,027	1,57	3,32	0,92	3,60
	3,10	0,0155	0,525	0,030	1,74	3,67	0,97	3,82

1.4 Vorkonstanten c_1, c und zugehörige Exponenten

1.4.1 Gefällebereich I_0 = 2 %

1.4.1.16. Versuche mit Material I

Versuch	c_1	n	c	n	Versuch	c_1	n	c	n
	[-]	[-]	[-]	[-]		[-]	[-]	[-]	[-]
17.1	0,408	0,616	16,869	0,617	18.1	0,450	0,607	15,327	0,608
17.2	0,433	0,599	13,907	0,598	18.2	0,422	0,610	14,215	0,612
17.3	0,390	0,619	13,611	0,621	18.3	0,527	0,542	9,507	0,541
17.4	0,476	0,583	11,731	0,581	18.4	0,439	0,633	14,776	0,631
17.5	0,366	0,622	12,723	0,621	18.5	0,367	0,661	14,382	0,624

1.4.1.17. Versuche mit Material II

Versuch	c_1	n	c	n	Versuch	c_1	n	c	n
	[-]	[-]	[-]	[-]		[-]	[-]	[-]	[-]
10,1	0,390	0,628	16,776	0,625	12,1	0,415	0,629	19,239	0,631
10,2	0,346	0,664	19,763	0,664	12,2	0,359	0,650	18,008	0,647
11,2	0,380	0,641	16,913	0,647	12,3	0,390	0,621	14,437	0,621
11,3	0,409	0,619	14,190	0,619	12,4	0,385	0,630	14,225	0,630
11,4	0,444	0,573	11,074	0,573	12,5	0,416	0,596	12,772	0,596
11,5	0,384	0,614	13,030	0,614					

1.4.2 Gefällebereich I_0 = 4 %

1.4.2.18. Versuche mit Material I

Versuch	c_1	n	c	n	Versuch	c_1	n	c	n
	[-]	[-]	[-]	[-]		[-]	[-]	[-]	[-]
15.1	0,429	0,689	26,497	0,691	16.1	0,444	0,682	25,584	0,683
15.2	0,394	0,704	26,168	0,705	16.2	0,525	0,593	14,137	0,593
15.3	0,436	0,676	22,071	0,679	16.3	0,420	0,687	22,041	0,690
15.4	0,431	0,690	21,778	0,689	16.4	0,461	0,677	19,984	0,677
15.5	0,357	0,726	24,176	0,726	16.5	0,450	0,681	20,772	0,681

1.4.2.19. Versuche mit Material II

Versuch	c_1	n	c	n	Versuch	c_1	n	c	n
	[-]	[-]	[-]	[-]		[-]	[-]	[-]	[-]
13.2	0,314	0,840	75,097	0,842	14.1	0,467	0,669	27,485	0,669
13.3	0,378	0,715	31,004	0,715	14.2	0,417	0,707	29,199	0,708
13.4	0,522	0,594	14,937	0,597	14.3	0,449	0,660	21,849	0,658
13.5	0,391	0,712	28,270	0,710	14.4	0,468	0,664	23,372	0,665
13.6	0,477	0,641	19,985	0,642	14.5	0,487	0,602	15,729	0,603

1.4.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 %

1.4.3.20. Versuche mit Material I

Versuch	c_1	n	c	n	Versuch	c_1	n	c	n
	[-]	[-]	[-]	[-]		[-]	[-]	[-]	[-]
6.2	0,459	0,819	57,508	0,822	7.2	0,622	0,657	24,741	0,662
6.3	0,453	0,792	42,805	0,788	7.3	0,573	0,678	23,941	0,673
6.4	0,525	0,716	27,967	0,713	7.4	0,559	0,661	20,415	0,661
6.5	0,587	0,671	22,368	0,667	7.5	0,562	0,656	20,008	0,656
6.6	0,454	0,772	38,449	0,771	7.6	0,594	0,702	30,101	0,705

1.4.3.21. Versuche mit Material II

Versuch	c_1	n	c	n	Versuch	c_1	n	c	n
	[-]	[-]	[-]	[-]		[-]	[-]	[-]	[-]
8.1	0,538	0,704	38,900	0,704	9.2	0,479	0,760	47,814	0,762
8.2	0,529	0,755	48,826	0,755	9.3	0,450	0,763	45,239	0,758
8.3	0,572	0,682	28,745	0,682	9.4	0,467	0,730	37,601	0,736
8.4	0,544	0,672	26,491	0,672					

2 Daten aus den zusätzlichen Untersuchungen

Die folgenden Daten wurden alle im Gefällebereich I_0 = 8 - 10 % erhoben. Die Versuche 12c, 13c sowie die Versuchsreihe 17 wurden aufgrund Problemen mit der Meßeinrichtung innerhalb der Auswertung nicht berücksichtigt. Den Versuchen liegt Material I zugrunde.

2.1 Kenngrößen der Sieblinie

2.1.1 Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a)

Material I	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}	Material II	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}
Versuch	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[-]	Versuch	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[-]
12a	10,7	24,3	42,6	26,4	3,98	19a	12,2	23,4	46,3	27,8	3,80
13a	12,0	24,9	52,4	29,0	4,37	20a	10,1	24,3	43,1	26,4	4,27
14a	11,7	23,3	41,9	26,0	3,58	21a	11,0	22,1	53,1	29,0	4,83
15a	11,4	20,7	36,3	23,0	3,18	22a	10,8	29,3	51,1	30,4	4,73
16a	12,3	25,2	48,0	28,7	3,90	23a	10,6	21,4	42,8	25,4	4,04
18a	10,8	25,2	50,2	28,6	4,65						

2.1.2 Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)

Material I	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}	Material II	$d_{16,D}$	$d_{50,D}$	$d_{84,D}$	$d_{m,D}$	σ_{Sieb}
Versuch	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[-]	Versuch	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[-]
12b	11,3	24,3	45,3	27,5	4,01	18b	7,9	25,5	43,1	26,6	5,46
12d	14,5	24,2	41,8	27,3	2,88	18c	7,7	24,5	43,9	26,5	5,70
12e	13,3	25,0	44,2	28,0	3,32	18d	12,5	32,8	49,8	31,8	3,98
12f	17,7	23,9	31,3	25,4	1,77	19b	12,0	27,5	46,6	28,9	3,88
12g	17,0	25,0	52,3	30,2	3,08	20b	7,7	35,9	53,3	33,6	6,92
13b	11,5	23,0	43,0	26,1	3,74	21b	10,0	17,9	49,9	26,0	4,99
13d	11,5	25,0	50,2	28,5	4,37	21c	9,9	24,7	49,2	28,0	4,97
14b	9,6	13,5	27,9	17,0	2,91	21d	14,1	38,4	56,3	36,2	3,99
14c	9,2	14,0	35,6	19,7	3,87	22b	6,7	22,0	51,9	27,0	7,75
15b	7,7	25,6	41,8	26,0	5,43	22c	7,5	26,4	48,5	27,9	6,47
15c	11,9	28,8	47,0	29,6	3,95	23b	6,6	26,4	53,0	28,9	8,03
16b	12,2	32,2	46,9	30,4	3,84	23c	9,5	29,9	49,9	30,2	5,25
16c	14,0	32,8	49,3	32,1	3,52						

2.2 Geometrische Daten: Gefälle I_S, Standardabweichung s und mittlere absolute Neigung β

Für die folgenden Daten, die aus den Längsprofilen gewonnen wurden, ist jeweils der Mittelwert, der Minimal-, der Maximalwert sowie der rms-Wert angegeben. Das zugrunde liegende Sample-Intervall beträgt Δx = 0,25 cm, pro Versuch wurden 10 Längsprofile gescannt.

2.2.1 Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a)

V	$\sin\alpha$	I_S	min I_S	max I_S	rms I_S	s	min s	max s	rms s	beta	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
12a	0,0881	0,0884	0,0850	0,0908	0,0016	9,63	9,12	10,31	0,32	0,857	0,798	0,920	0,032
13a	0,0821	0,0823	0,0773	0,0883	0,0034	9,54	8,58	10,78	0,63	0,845	0,790	0,938	0,047
14a	0,0891	0,0895	0,0854	0,0938	0,0026	10,92	9,33	12,37	0,82	0,884	0,780	1,007	0,063
15a	0,0850	0,0853	0,0816	0,0901	0,0029	9,57	8,07	11,24	1,19	0,909	0,833	0,998	0,055
16a	0,0927	0,0931	0,0878	0,1023	0,0051	12,01	10,22	14,77	1,25	0,808	0,737	0,889	0,048
18a	0,0946	0,0950	0,0933	0,0964	0,0011	10,79	9,73	11,81	0,72	0,821	0,708	0,911	0,069
19a	0,0936	0,0940	0,0920	0,0960	0,0011	11,21	9,80	12,98	0,95	0,782	0,732	0,862	0,048

V	sinα	l_S	min l_S	max l_S	rms l_S	s	min s	max s	rms s	beta	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
20a	0,0780	0,0783	0,0723	0,0839	0,0039	10,12	9,27	10,78	0,49	0,847	0,692	0,978	0,070
21a	0,0907	0,0911	0,0904	0,0917	0,0004	12,64	11,26	13,73	0,70	0,764	0,647	0,964	0,091
22a	0,0985	0,0990	0,0964	0,1016	0,0017	11,47	10,91	12,04	0,34	0,837	0,742	0,938	0,061
23a	0,0876	0,0880	0,0852	0,0915	0,0020	8,88	7,28	9,65	0,70	0,812	0,696	0,907	0,070

2.2.2 Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)

V	sinα	l_S	min l_S	max l_S	rms l_S	s	min s	max s	rms s	beta	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
12b	0,0824	0,0827	0,0777	0,0878	0,0033	8,95	8,23	10,38	0,60	0,842	0,760	0,939	0,059
12d	0,0962	0,0967	0,0936	0,0983	0,0014	12,34	11,69	13,20	0,45	0,867	0,807	0,914	0,035
12e	0,0972	0,0976	0,0962	0,0996	0,0010	13,94	13,15	14,72	0,49	0,967	0,890	1,027	0,043
12f	0,0883	0,0887	0,0877	0,0896	0,0006	14,00	12,98	14,96	0,68	0,923	0,869	0,975	0,031
12g	0,0992	0,0997	0,0963	0,1022	0,0015	14,56	13,28	15,58	0,72	0,915	0,873	0,962	0,030
13b	0,0956	0,0960	0,0900	0,1009	0,0037	9,89	8,96	10,98	0,68	1,047	0,935	1,192	0,083
13d	0,0826	0,0829	0,0800	0,0850	0,0017	11,47	9,51	13,14	1,13	0,835	0,790	0,915	0,039
14b	0,0912	0,0915	0,0838	0,0984	0,0054	8,21	7,12	9,15	0,59	0,902	0,794	0,988	0,047
14c	0,0814	0,0817	0,0805	0,0833	0,0008	9,30	8,07	10,25	0,72	0,792	0,746	0,860	0,036
15b	0,0805	0,0807	0,0774	0,0844	0,0020	10,56	8,78	11,89	1,00	0,851	0,788	0,907	0,036
15c	0,0777	0,0780	0,0764	0,0804	0,0015	11,52	9,91	12,59	0,84	0,951	0,861	1,020	0,048
16b	0,0902	0,0906	0,0873	0,0947	0,0029	12,43	10,97	13,29	0,72	0,916	0,787	1,045	0,084
16c	0,0906	0,0909	0,0883	0,0927	0,0014	12,43	11,45	13,68	0,65	0,953	0,848	1,059	0,065
18b	0,0993	0,0997	0,0967	0,1024	0,0020	12,69	11,49	13,50	0,67	0,814	0,738	0,882	0,036
18c	0,0936	0,0940	0,0921	0,0969	0,0015	11,61	9,80	12,94	0,87	0,699	0,655	0,758	0,026
18d	0,0872	0,0875	0,0836	0,0898	0,0023	10,90	10,15	12,63	0,82	0,808	0,703	0,914	0,062
19b	0,0927	0,0931	0,0905	0,0941	0,0010	10,21	8,95	11,99	0,91	0,743	0,697	0,799	0,033
20b	0,0770	0,0772	0,0748	0,0809	0,0019	9,96	9,04	11,97	0,85	0,714	0,660	0,757	0,027
21b	0,0947	0,0952	0,0878	0,0989	0,0040	10,23	8,99	11,48	0,75	1,033	0,928	1,203	0,086
21c	0,0838	0,0841	0,0815	0,0903	0,0026	10,41	9,50	12,68	0,94	0,831	0,742	0,936	0,054
21d	0,0916	0,0920	0,0902	0,0941	0,0014	11,80	10,68	12,76	0,52	0,768	0,733	0,801	0,023
22b	0,0899	0,0903	0,0865	0,0930	0,0021	11,87	10,55	13,96	0,97	0,795	0,708	0,844	0,040
22c	0,0916	0,0920	0,0881	0,0946	0,0022	12,40	10,51	14,33	1,22	0,738	0,663	0,808	0,048

V	sinα	I_S	min I_S	max I_S	rms I_S	s	min s	max s	rms s	beta	min β	max β	rms β
	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
23b	0,0824	0,0827	0,0777	0,0877	0,0039	9,97	9,21	11,10	0,58	0,687	0,633	0,729	0,032
23c	0,0841	0,0844	0,0814	0,0889	0,0022	10,18	9,58	10,75	0,37	0,740	0,674	0,797	0,038

2.3 Hydraulische Daten der Versuche

2.3.1 Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a)

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
12a	1,00	0,005	0,195	0,026	0,97	2,66	0,39	1,31
	1,50	0,008	0,268	0,028	1,06	2,91	0,51	1,72
	2,09	0,011	0,363	0,029	1,09	2,99	0,68	2,29
	2,59	0,013	0,410	0,032	1,20	3,28	0,74	2,48
	3,15	0,016	0,481	0,033	1,24	3,40	0,85	2,86
13a	1,12	0,006	0,218	0,026	0,88	2,69	0,43	1,52
	1,50	0,008	0,286	0,026	0,91	2,75	0,56	1,96
	2,11	0,011	0,374	0,028	0,97	2,95	0,71	2,48
	2,40	0,012	0,452	0,027	0,92	2,79	0,88	3,08
	3,10	0,016	0,509	0,030	1,05	3,19	0,93	3,25
14a	3,10	0,016	0,467	0,033	1,28	3,04	0,82	2,73
	2,79	0,014	0,440	0,032	1,22	2,90	0,79	2,64
	2,26	0,011	0,375	0,030	1,16	2,76	0,69	2,31
	1,56	0,008	0,278	0,028	1,08	2,57	0,53	1,77
	1,04	0,005	0,222	0,023	0,90	2,15	0,46	1,55
15a	3,00	0,015	0,498	0,030	1,31	3,14	0,92	3,14
	2,54	0,013	0,441	0,029	1,25	3,01	0,83	2,84
	1,95	0,010	0,356	0,027	1,19	2,87	0,69	2,35
	1,54	0,008	0,300	0,026	1,12	2,68	0,60	2,05
	1,03	0,005	0,206	0,025	1,09	2,61	0,42	1,43

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
16a	3,07	0,015	0,519	0,030	1,03	2,46	0,96	3,16
	2,52	0,013	0,481	0,026	0,91	2,18	0,95	3,11
	2,05	0,010	0,414	0,025	0,86	2,06	0,84	2,76
	1,48	0,007	0,319	0,023	0,81	1,93	0,67	2,20
	1,01	0,005	0,250	0,020	0,70	1,68	0,56	1,85
18a	2,96	0,015	0,491	0,030	1,05	2,79	0,90	2,93
	2,46	0,012	0,441	0,028	0,98	2,59	0,84	2,73
	2,06	0,010	0,373	0,028	0,97	2,56	0,72	2,33
	1,54	0,008	0,310	0,025	0,87	2,30	0,63	2,04
	1,00	0,005	0,220	0,023	0,79	2,10	0,47	1,52
19a	3,10	0,016	0,490	0,032	1,14	2,82	0,88	2,87
	2,47	0,012	0,414	0,030	1,07	2,66	0,77	2,50
	2,01	0,010	0,362	0,028	1,00	2,47	0,69	2,27
	1,55	0,008	0,295	0,026	0,95	2,35	0,58	1,89
	1,00	0,005	0,225	0,022	0,80	1,98	0,48	1,57
20a	3,02	0,015	0,495	0,030	1,15	3,01	0,91	3,24
	2,47	0,012	0,431	0,029	1,09	2,83	0,81	2,90
	2,09	0,011	0,386	0,027	1,02	2,67	0,75	2,68
	1,56	0,008	0,315	0,025	0,94	2,44	0,64	2,29
	1,10	0,006	0,259	0,021	0,80	2,10	0,57	2,03
21a	3,05	0,015	0,469	0,033	1,12	2,57	0,83	2,75
	2,45	0,012	0,395	0,031	1,07	2,45	0,72	2,37
	1,99	0,010	0,350	0,028	0,98	2,25	0,66	2,20
	1,52	0,008	0,297	0,026	0,88	2,03	0,59	1,96
	1,07	0,005	0,244	0,022	0,76	1,73	0,53	1,74
22a	3,08	0,015	0,491	0,031	1,03	2,74	0,88	2,81
	2,45	0,012	0,414	0,030	0,97	2,58	0,77	2,44
	2,00	0,010	0,368	0,027	0,90	2,37	0,71	2,26
	1,50	0,008	0,299	0,025	0,83	2,19	0,60	1,91
	0,99	0,005	0,212	0,023	0,77	2,04	0,44	1,41

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
23a	2,42	0,012	0,428	0,028	1,11	3,19	0,81	2,73
	2,05	0,010	0,380	0,027	1,06	3,03	0,74	2,49
	1,52	0,008	0,308	0,025	0,97	2,78	0,63	2,11
	1,04	0,005	0,227	0,023	0,90	2,58	0,48	1,61

2.3.2 Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
12b	3,10	0,016	0,596	0,026	0,95	2,90	1,18	4,11
	2,55	0,013	0,520	0,025	0,89	2,74	1,06	3,68
	1,92	0,010	0,423	0,023	0,82	2,53	0,90	3,12
	1,54	0,008	0,342	0,023	0,82	2,51	0,73	2,53
	1,00	0,005	0,303	0,016	0,60	1,84	0,75	2,62
12d	4,16	0,021	0,552	0,038	1,38	3,05	0,91	2,92
	3,53	0,018	0,499	0,035	1,30	2,87	0,85	2,72
	3,02	0,015	0,471	0,032	1,17	2,60	0,84	2,70
	2,39	0,012	0,404	0,030	1,08	2,40	0,75	2,41
	2,04	0,010	0,379	0,027	0,99	2,18	0,74	2,37
	1,48	0,007	0,319	0,023	0,85	1,88	0,67	2,15
	1,09	0,006	0,248	0,022	0,80	1,78	0,54	1,72
12e	4,60	0,023	0,565	0,041	1,45	2,92	0,89	2,86
	3,75	0,019	0,487	0,039	1,38	2,76	0,79	2,53
	2,58	0,013	0,356	0,036	1,30	2,60	0,60	1,91
	1,99	0,010	0,312	0,032	1,14	2,28	0,56	1,79
	1,53	0,008	0,261	0,029	1,05	2,11	0,49	1,55
	1,03	0,005	0,210	0,025	0,88	1,76	0,43	1,37

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
12f	5,60	0,028	0,623	0,045	1,77	3,21	0,94	3,15
	4,30	0,022	0,507	0,042	1,67	3,03	0,79	2,64
	3,76	0,019	0,449	0,042	1,65	2,99	0,70	2,35
	2,73	0,014	0,366	0,037	1,47	2,66	0,61	2,03
	2,10	0,011	0,296	0,036	1,40	2,54	0,50	1,68
	1,50	0,008	0,236	0,032	1,25	2,27	0,42	1,42
	1,11	0,006	0,192	0,029	1,14	2,07	0,36	1,21
12g	6,20	0,031	0,716	0,043	1,43	2,98	1,10	3,48
	5,63	0,028	0,690	0,041	1,35	2,80	1,09	3,46
	4,90	0,025	0,590	0,042	1,37	2,85	0,92	2,93
	4,41	0,022	0,575	0,038	1,27	2,63	0,94	2,97
	3,83	0,019	0,514	0,037	1,23	2,56	0,85	2,69
	3,22	0,016	0,457	0,035	1,17	2,42	0,78	2,47
	2,54	0,013	0,391	0,033	1,08	2,23	0,69	2,19
	2,05	0,010	0,323	0,032	1,05	2,18	0,58	1,84
	1,55	0,008	0,253	0,031	1,01	2,10	0,46	1,46
	1,09	0,006	0,188	0,029	0,96	2,00	0,35	1,11
13b	3,20	0,016	0,587	0,027	1,05	2,76	1,13	3,66
	2,80	0,014	0,379	0,037	1,42	3,74	0,63	2,03
	2,28	0,011	0,320	0,036	1,36	3,60	0,54	1,75
	1,66	0,008	0,245	0,034	1,30	3,43	0,42	1,37
	0,90	0,005	0,200	0,022	0,86	2,27	0,43	1,37
13d	4,10	0,021	0,537	0,038	1,34	3,33	0,88	3,04
	3,59	0,018	0,499	0,036	1,26	3,13	0,84	2,92
	3,14	0,016	0,476	0,033	1,16	2,88	0,84	2,91
	2,62	0,013	0,408	0,032	1,13	2,80	0,73	2,53
	2,14	0,011	0,353	0,030	1,06	2,64	0,65	2,25
	1,47	0,007	0,296	0,025	0,87	2,16	0,60	2,08
	1,01	0,005	0,243	0,021	0,73	1,81	0,54	1,87

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
14b	3,05	0,015	0,535	0,028	1,68	3,47	1,01	3,35
	2,67	0,013	0,466	0,029	1,68	3,49	0,88	2,91
	2,15	0,011	0,396	0,027	1,60	3,31	0,77	2,53
	1,52	0,008	0,307	0,025	1,46	3,02	0,62	2,06
	1,15	0,006	0,227	0,025	1,49	3,09	0,46	1,51
14c	3,49	0,018	0,559	0,031	1,58	3,35	1,01	3,54
	3,26	0,016	0,530	0,031	1,56	3,31	0,96	3,37
	2,60	0,013	0,467	0,028	1,41	2,99	0,89	3,12
	2,25	0,011	0,419	0,027	1,36	2,89	0,82	2,86
	1,63	0,008	0,354	0,023	1,17	2,48	0,74	2,60
	1,11	0,006	0,270	0,021	1,04	2,21	0,60	2,10
15b	2,91	0,015	0,460	0,032	1,22	2,99	0,83	2,91
	2,54	0,013	0,428	0,030	1,14	2,81	0,79	2,79
	1,98	0,010	0,362	0,027	1,05	2,59	0,70	2,46
	1,50	0,008	0,307	0,024	0,94	2,31	0,63	2,21
	0,99	0,005	0,238	0,021	0,80	1,97	0,53	1,86
15c	3,42	0,017	0,518	0,033	1,12	2,87	0,91	3,26
	3,08	0,015	0,501	0,031	1,04	2,67	0,91	3,27
	2,46	0,012	0,405	0,030	1,03	2,64	0,74	2,66
	1,98	0,010	0,353	0,028	0,95	2,43	0,67	2,41
	1,48	0,007	0,294	0,025	0,85	2,18	0,59	2,12
	0,97	0,005	0,220	0,022	0,74	1,91	0,47	1,70
16b	2,94	0,015	0,515	0,029	0,94	2,30	0,97	3,23
	2,49	0,013	0,449	0,028	0,91	2,23	0,86	2,86
	2,03	0,010	0,389	0,026	0,86	2,10	0,77	2,56
	1,53	0,008	0,335	0,023	0,75	1,84	0,71	2,35
	1,05	0,005	0,263	0,020	0,66	1,61	0,59	1,97

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
16c	3,98	0,020	0,526	0,038	1,18	3,04	0,86	2,87
	3,49	0,018	0,497	0,035	1,09	2,83	0,85	2,80
	3,07	0,015	0,462	0,033	1,04	2,67	0,81	2,68
	2,54	0,013	0,389	0,033	1,02	2,63	0,69	2,28
	2,03	0,010	0,339	0,030	0,93	2,41	0,62	2,07
	1,50	0,008	0,267	0,028	0,88	2,26	0,51	1,68
	1,06	0,005	0,210	0,025	0,79	2,03	0,42	1,40
18b	3,04	0,015	0,451	0,034	1,27	2,66	0,78	2,48
	2,49	0,013	0,393	0,032	1,19	2,50	0,71	2,23
	2,00	0,010	0,346	0,029	1,09	2,28	0,65	2,06
	1,53	0,008	0,275	0,028	1,05	2,19	0,53	1,66
	0,99	0,005	0,204	0,024	0,91	1,91	0,42	1,32
18c	3,02	0,015	0,561	0,027	1,02	2,32	1,09	3,56
	2,47	0,012	0,466	0,026	1,00	2,28	0,92	2,98
	1,99	0,010	0,405	0,025	0,93	2,12	0,82	2,69
	1,50	0,008	0,332	0,023	0,85	1,95	0,70	2,30
	1,05	0,005	0,228	0,023	0,87	1,99	0,48	1,56
18d	3,69	0,019	0,526	0,035	1,10	3,22	0,90	3,03
	3,06	0,015	0,465	0,033	1,04	3,02	0,82	2,76
	2,54	0,013	0,397	0,032	1,01	2,93	0,71	2,40
	1,99	0,010	0,343	0,029	0,91	2,66	0,64	2,18
	1,53	0,008	0,284	0,027	0,85	2,47	0,55	1,87
	1,05	0,005	0,206	0,025	0,80	2,34	0,41	1,39
19b	3,14	0,016	0,516	0,030	1,05	2,98	0,94	3,09
	2,55	0,013	0,439	0,029	1,01	2,85	0,82	2,69
	2,06	0,010	0,373	0,028	0,95	2,70	0,72	2,35
	1,58	0,008	0,313	0,025	0,87	2,47	0,63	2,06
	0,95	0,005	0,214	0,022	0,77	2,18	0,46	1,50

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
20b	2,85	0,014	0,459	0,031	0,92	3,12	0,83	2,99
	2,53	0,013	0,415	0,030	0,91	3,06	0,76	2,73
	2,00	0,010	0,373	0,027	0,80	2,70	0,73	2,61
	1,47	0,007	0,313	0,024	0,70	2,36	0,65	2,34
	0,99	0,005	0,218	0,023	0,68	2,28	0,46	1,66
21b	2,99	0,015	0,493	0,030	1,17	2,97	0,90	2,93
	2,50	0,013	0,424	0,029	1,13	2,88	0,79	2,56
	1,99	0,010	0,352	0,028	1,09	2,76	0,67	2,17
	1,48	0,007	0,297	0,025	0,96	2,44	0,60	1,94
	0,97	0,005	0,235	0,021	0,79	2,02	0,52	1,69
21c	3,50	0,018	0,492	0,036	1,27	3,41	0,83	2,87
	3,09	0,016	0,442	0,035	1,25	3,36	0,76	2,60
	2,48	0,012	0,389	0,032	1,14	3,06	0,70	2,40
	1,97	0,010	0,340	0,029	1,04	2,79	0,64	2,19
	1,49	0,008	0,282	0,026	0,94	2,54	0,55	1,91
	0,99	0,005	0,233	0,021	0,76	2,05	0,51	1,75
21d	4,15	0,021	0,561	0,037	1,02	3,13	0,93	3,07
	3,70	0,019	0,505	0,037	1,01	3,10	0,84	2,78
	3,14	0,016	0,469	0,034	0,93	2,84	0,82	2,69
	2,50	0,013	0,399	0,031	0,86	2,65	0,72	2,38
	1,99	0,010	0,335	0,030	0,82	2,52	0,62	2,05
	1,44	0,007	0,257	0,028	0,77	2,37	0,49	1,62
	1,03	0,005	0,207	0,025	0,69	2,11	0,42	1,38
22b	3,13	0,016	0,472	0,033	1,23	2,79	0,83	2,76
	2,50	0,013	0,411	0,030	1,13	2,56	0,75	2,51
	2,00	0,010	0,351	0,029	1,06	2,40	0,66	2,20
	1,48	0,007	0,280	0,026	0,98	2,23	0,55	1,83
	0,95	0,005	0,202	0,023	0,87	1,98	0,42	1,40

Versuch	Q	q	u_m	h	$h/d_{m,D}$	h/s	Fr	$(8/\lambda)^{0,5}$
	[l/s]	[m^2/s]	[m/s]	[m]	[-]	[-]	[-]	[-]
22c	3,63	0,018	0,493	0,037	1,32	2,97	0,82	2,70
	3,26	0,016	0,477	0,034	1,23	2,76	0,82	2,71
	2,65	0,013	0,417	0,032	1,14	2,56	0,75	2,46
	2,10	0,011	0,340	0,031	1,11	2,49	0,62	2,04
	1,50	0,008	0,273	0,028	0,99	2,22	0,52	1,73
	0,98	0,005	0,192	0,025	0,91	2,05	0,38	1,27
23b	2,38	0,012	0,434	0,027	0,95	2,75	0,84	2,91
	1,97	0,010	0,382	0,026	0,89	2,58	0,76	2,64
	1,52	0,008	0,337	0,023	0,78	2,26	0,72	2,49
	1,05	0,005	0,259	0,020	0,70	2,03	0,58	2,02
23c	3,11	0,016	0,476	0,033	1,08	3,21	0,84	2,90
	2,48	0,012	0,413	0,030	0,99	2,95	0,76	2,62
	1,99	0,010	0,363	0,027	0,91	2,69	0,70	2,41
	1,50	0,008	0,298	0,025	0,83	2,47	0,60	2,07
	0,97	0,005	0,228	0,021	0,71	2,09	0,50	1,71

2.4 Vorkonstanten c_1, c und zugehörige Exponenten

2.4.1 Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a)

Versuch	c_1	n	c	n	Versuch	c_1	n	c	n
	[-]	[-]	[-]	[-]		[-]	[-]	[-]	[-]
12a	0,422	0,788	46,092	0,791	19a	0,546	0,691	26,397	0,691
13a	0,414	0,856	74,351	0,856	20a	0,571	0,644	20,816	0,646
14a	0,511	0,699	26,657	0,700	21a	0,608	0,618	16,242	0,616
15a	0,427	0,827	59,447	0,821	22a	0,531	0,737	34,169	0,732
16a	0,632	0,685	27,584	0,682	23a	0,464	0,748	39,383	0,750
18a	0,524	0,742	37,310	0,742					

2.4.2 Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)

Versuch	c_1	n	c	n	Versuch	c_1	n	c	n
	[-]	[-]	[-]	[-]		[-]	[-]	[-]	[-]
12b	0,650	0,622	21,134	0,623	18b	0,534	0,721	28,686	0,715
12d	0,645	0,577	13,064	0,575	18c	0,544	0,831	68,296	0,827
12e	0,546	0,671	19,880	0,667	18d	0,480	0,742	32,929	0,737
12f	0,485	0,727	26,140	0,724	19b	0,506	0,736	36,641	0,731
12g	0,517	0,768	36,024	0,765	20b	0,524	0,682	24,632	0,678
13b	0,431	0,749	34,206	0,749	21b	0,552	0,656	21,165	0,652
13d	0,605	0,581	12,825	0,577	21c	0,557	0,598	13,754	0,593
14b	0,379	0,849	72,070	0,847	21d	0,505	0,722	28,992	0,719
14c	0,585	0,629	19,073	0,624	22b	0,529	0,722	30,074	0,718
15b	0,584	0,618	16,675	0,614	22c	0,513	0,729	30,944	0,731
15c	0,555	0,693	25,933	0,688	23b	0,602	0,625	18,358	0,620
16b	0,659	0,642	20,631	0,637	23c	0,551	0,640	18,808	0,636
16c	0,522	0,713	27,984	0,714					

ANHANG B: WEITERE DATEN AUS DER STATISTISCHEN AUSWERTUNG

1 Schiefe- und Kurtosiskoeffizienten

1.1 Gefällebereich I_0 = 2 %

Material I									Material II								
V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}	V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}
17.1	0,40	0,06	0,64	0,17	0,31	-0,40	1,66	0,62	10.1	0,31	-0,06	0,83	0,23	0,35	-0,05	1,32	0,42
17.2	0,15	-0,30	0,36	0,20	0,27	-0,31	2,69	0,84	10.2	0,34	-0,16	0,49	0,18	0,39	-0,18	2,70	0,80
17.3	0,40	-0,06	0,87	0,35	0,56	-0,55	2,21	0,95	11.2	0,38	-0,27	0,80	0,34	0,96	-0,37	1,95	0,66
17.4	0,41	0,17	0,57	0,12	0,34	-0,20	0,75	0,28	11.3	0,42	0,10	0,74	0,23	0,46	0,08	0,98	0,24
17.5	0,52	0,16	0,97	0,27	0,46	-0,32	1,86	0,71	11.4	0,66	0,39	1,06	0,22	1,21	0,00	2,80	0,85
18.1	0,08	-0,29	0,48	0,22	0,29	-0,16	0,97	0,37	11.5	0,70	-0,01	1,12	0,34	1,64	-0,23	3,29	0,96
18.2	0,19	-0,02	0,73	0,21	-0,06	-0,45	1,60	0,57	12.1	0,53	0,19	1,03	0,29	0,90	-0,20	2,80	1,05
18.3	0,29	0,03	0,75	0,20	0,35	-0,33	0,94	0,42	12.2	0,52	0,23	0,69	0,15	0,33	-0,31	0,83	0,28
18.4	0,19	-0,17	0,68	0,27	0,11	-0,54	0,91	0,38	12.3	0,32	0,03	0,57	0,16	0,17	-0,47	0,57	0,32
18.5	0,57	0,09	0,90	0,27	0,39	-0,18	1,30	0,43	12.4	0,31	0,15	0,53	0,12	0,06	-0,33	0,76	0,34
									12.5	0,46	0,24	0,74	0,14	0,60	-0,02	1,56	0,47

1.2 Gefällebereich I_0 = 4 %

Material I									Material II								
V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}	V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}
15.1	-0,13	-0,62	0,31	0,25	0,01	-0,47	0,79	0,36	13.2	-0,07	-0,24	0,11	0,10	0,08	-0,65	1,24	0,52
15.2	0,15	-0,07	0,44	0,18	-0,10	-0,57	0,14	0,23	13.3	0,42	0,08	0,80	0,24	0,29	-0,20	1,04	0,35
15.3	0,16	-0,16	0,44	0,21	-0,03	-0,28	0,43	0,19	13.4	0,02	-0,11	0,12	0,08	0,04	-0,27	0,45	0,22
15.4	0,21	0,06	0,37	0,09	-0,20	-0,71	0,48	0,39	13.5	0,45	0,08	0,60	0,16	0,10	-0,19	0,63	0,24
15.5	0,11	-0,20	0,31	0,16	0,04	-0,45	0,62	0,33	13.6	0,35	0,02	0,81	0,25	0,25	-0,35	0,79	0,38

Material I									Material II								
V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}	V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}
16.1	0,04	-0,29	0,41	0,24	-0,22	-0,50	-0,02	0,16	14.1	0,38	0,09	0,59	0,17	0,08	-0,29	1,23	0,49
16.2	0,34	0,06	0,80	0,24	0,03	-0,49	1,13	0,48	14.2	0,21	-0,13	0,59	0,23	0,28	-0,47	1,00	0,47
16.3	0,30	-0,38	1,81	0,57	0,71	-0,38	7,63	2,31	14.3	0,23	-0,08	0,87	0,25	0,34	-0,56	2,31	0,81
16.4	0,48	0,16	1,25	0,35	1,27	0,53	3,21	0,79	14.4	0,36	0,16	0,65	0,18	0,28	-0,36	0,82	0,36
16.5	0,63	0,38	1,19	0,25	0,70	-0,02	1,85	0,60	14.5	0,31	0,10	0,51	0,12	0,26	-0,08	0,66	0,23

1.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 %

Material I									Material II								
V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}	V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}
7.2	0,04	-0,32	0,43	0,23	-0,13	-0,43	0,32	0,18	8.1	-0,03	-0,49	0,48	0,27	-0,04	-0,72	0,65	0,37
7.3	0,25	-0,01	0,64	0,20	-0,10	-0,90	0,96	0,58	8.2	-0,02	-0,70	0,65	0,38	0,43	-0,31	1,48	0,48
7.4	0,23	-0,47	0,65	0,37	-0,30	-0,73	0,01	0,18	8.3	0,13	-0,17	0,45	0,19	0,11	-0,51	0,76	0,38
7.5	0,39	0,05	0,72	0,19	-0,11	-0,44	0,48	0,24	8.4	0,27	-0,10	0,57	0,20	0,29	-0,55	1,71	0,59
7.6	0,40	0,08	0,66	0,15	-0,12	-0,56	0,46	0,30	9.2	0,24	-0,19	0,72	0,25	-0,10	-0,66	0,59	0,36
									9.3	0,22	-0,13	0,62	0,25	0,27	-0,34	1,16	0,47
									9.4	0,17	-0,21	0,77	0,31	0,22	-0,58	1,60	0,64

Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a)																	
V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}	V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}
12a	0,32	0,02	0,68	0,18	0,35	-0,32	2,06	0,67	19a	0,11	-0,13	0,49	0,18	0,07	-0,31	0,82	0,35
13a	-0,07	-0,47	0,11	0,17	0,32	-0,45	0,73	0,37	20a	0,05	-0,35	0,39	0,24	0,43	-0,22	1,37	0,45
14a	0,09	-0,15	0,44	0,16	-0,29	-0,64	0,78	0,38	21a	0,06	-0,38	0,51	0,31	0,15	-0,47	1,33	0,60
15a	-0,18	-0,57	0,17	0,22	0,36	-0,61	1,63	0,65	22a	-0,09	-0,55	0,43	0,28	0,28	-0,34	1,13	0,45
16a	0,26	-0,05	0,52	0,19	0,17	-0,16	0,65	0,25	23a	-0,22	-0,69	0,19	0,27	1,15	-0,55	3,27	1,25
18a	0,34	-0,16	0,69	0,24	0,83	-0,30	2,35	0,85									

Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)																
V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}	V	S	S_{min}	S_{max}	S_{rms}	K	K_{min}	K_{max}	K_{rms}
12b	0,15	-0,36	0,55	0,29	0,77	-0,05	2,92	0,94	18b	0,40	-0,16	0,81	0,38	0,10	-0,27	0,72	0,31
12d	-0,05	-0,32	0,11	0,15	0,09	-0,43	0,76	0,42	18c	0,03	-0,32	0,19	0,15	0,09	-0,54	1,38	0,52
12e	-0,01	-0,41	0,42	0,25	0,03	-0,49	0,48	0,34	18d	0,09	-0,21	0,30	0,14	0,11	-0,65	2,06	0,79
12f	0,08	-0,50	0,57	0,33	0,07	-0,55	1,01	0,50	19b	0,28	-0,11	0,57	0,22	-0,21	-0,58	0,23	0,25
12g	-0,20	-0,35	0,06	0,14	-0,43	-0,85	0,11	0,30	20b	0,22	-0,16	0,40	0,17	0,10	-0,35	0,65	0,29
13b	-0,46	-0,78	-0,16	0,17	0,76	-0,43	2,65	0,82	21b	-0,40	-0,63	-0,05	0,17	0,90	0,26	1,68	0,56
13d	0,10	-0,31	0,54	0,26	-0,11	-0,47	1,03	0,40	21c	0,23	-0,10	0,65	0,24	0,52	-0,24	1,32	0,53
14b	0,00	-0,23	0,59	0,23	0,50	-0,49	3,24	1,11	21d	0,26	0,07	0,58	0,16	-0,21	-0,49	0,35	0,22
14c	0,32	-0,17	0,77	0,27	0,44	-0,35	1,90	0,65	22b	0,18	-0,19	0,44	0,17	0,03	-0,45	0,94	0,37
15b	0,09	-0,45	0,62	0,36	-0,01	-0,39	0,83	0,35	22c	0,15	0,00	0,40	0,11	-0,20	-0,62	0,47	0,33
15c	0,51	0,03	1,12	0,33	0,41	-0,47	2,10	0,77	23b	-0,01	-0,20	0,34	0,18	0,37	-0,13	0,81	0,29
16b	0,24	-0,05	0,52	0,20	-0,06	-0,61	0,31	0,28	23c	0,11	-0,47	0,82	0,40	0,30	-0,65	1,54	0,58
16c	0,06	-0,25	0,27	0,16	-0,23	-0,69	0,41	0,35									

2 Parameter ϕ_1, ϕ_2 und σ_a^2 des AR(2)-Prozesses

2.1 Gefällebereich I_0 = 2 %

Material I												
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}	ϕ_2	ϕ_{2min}	ϕ_{2max}	ϕ_{2rms}
	[cm^2]	[cm^2]	[cm^2]	[cm^2]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
17.1	0,042	0,034	0,051	0,005	0,95	0,92	1,00	0,02	-0,07	-0,10	-0,04	0,02
17.2	0,065	0,046	0,091	0,014	0,91	0,74	1,02	0,07	-0,02	-0,12	0,17	0,07
17.3	0,063	0,050	0,076	0,008	1,02	1,00	1,05	0,02	-0,09	-0,11	-0,06	0,02
17.4	0,067	0,061	0,078	0,006	1,05	0,98	1,10	0,03	-0,11	-0,15	-0,06	0,03
17.5	0,080	0,060	0,139	0,025	0,94	0,69	1,04	0,11	-0,02	-0,11	0,20	0,10
18.1	0,059	0,044	0,079	0,011	0,89	0,70	1,01	0,10	0,03	-0,09	0,22	0,10
18.2	0,059	0,051	0,075	0,007	1,03	0,96	1,08	0,04	-0,11	-0,16	-0,04	0,03
18.3	0,067	0,055	0,079	0,007	1,07	0,98	1,14	0,05	-0,13	-0,19	-0,06	0,04
18.4	0,076	0,066	0,091	0,009	1,07	0,99	1,13	0,04	-0,12	-0,18	-0,05	0,04
18.5	0,083	0,071	0,111	0,011	1,03	0,98	1,08	0,03	-0,10	-0,14	-0,03	0,04

Material II												
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}	ϕ_2	ϕ_{2min}	ϕ_{2max}	ϕ_{2rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
10.1	0,050	0,043	0,062	0,006	0,94	0,87	0,99	0,04	-0,05	-0,09	0,01	0,03
10.2	0,065	0,052	0,084	0,009	0,95	0,86	1,02	0,05	-0,09	-0,15	-0,02	0,04
11.2	0,059	0,054	0,071	0,006	1,01	0,96	1,07	0,03	-0,10	-0,15	-0,07	0,03
11.3	0,095	0,078	0,113	0,011	0,95	0,86	0,99	0,04	-0,06	-0,15	-0,01	0,04
11.4	0,097	0,074	0,112	0,011	0,95	0,86	1,01	0,04	-0,08	-0,15	0,04	0,05
11.5	0,101	0,076	0,128	0,015	0,98	0,91	1,04	0,04	-0,11	-0,17	-0,05	0,03
12.1	0,044	0,038	0,052	0,004	0,88	0,84	0,97	0,04	0,01	-0,07	0,06	0,04
12.2	0,056	0,050	0,065	0,006	0,97	0,90	1,01	0,04	-0,08	-0,13	-0,02	0,03
12.3	0,069	0,051	0,078	0,008	0,96	0,87	1,02	0,04	-0,05	-0,10	0,03	0,04
12.4	0,091	0,081	0,110	0,008	0,97	0,92	1,06	0,04	-0,07	-0,16	-0,02	0,04
12.5	0,065	0,057	0,073	0,005	1,00	0,93	1,07	0,04	-0,11	-0,16	-0,03	0,04

2.2 Gefällebereich I_0 = 4 %

Material I												
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}	ϕ_2	ϕ_{2min}	ϕ_{2max}	ϕ_{2rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
15.1	0,057	0,044	0,087	0,012	1,05	0,78	1,12	0,09	-0,12	-0,19	0,14	0,09
15.2	0,063	0,055	0,073	0,007	1,06	1,00	1,11	0,03	-0,13	-0,19	-0,07	0,03
15.3	0,077	0,066	0,088	0,006	1,05	0,96	1,11	0,04	-0,12	-0,16	-0,03	0,04
15.4	0,075	0,062	0,094	0,010	1,06	0,99	1,11	0,03	-0,11	-0,15	-0,04	0,03
15.5	0,083	0,071	0,096	0,008	1,09	1,06	1,12	0,02	-0,14	-0,18	-0,11	0,02
16.1	0,057	0,051	0,065	0,005	1,03	0,98	1,11	0,04	-0,10	-0,17	-0,04	0,04
16.2	0,063	0,051	0,076	0,008	1,04	0,96	1,13	0,05	-0,09	-0,18	-0,03	0,05
16.3	0,070	0,060	0,077	0,006	1,04	0,99	1,10	0,04	-0,09	-0,14	-0,04	0,04
16.4	0,093	0,080	0,107	0,009	1,07	1,02	1,20	0,05	-0,12	-0,24	-0,07	0,05
16.5	0,093	0,085	0,124	0,011	1,06	1,01	1,14	0,04	-0,11	-0,18	-0,06	0,04

Material II												
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}	ϕ_2	ϕ_{2min}	ϕ_{2max}	ϕ_{2rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
13.2	0,047	0,038	0,060	0,006	1,02	0,97	1,09	0,04	-0,11	-0,17	-0,06	0,04
13.3	0,052	0,048	0,058	0,003	1,03	0,99	1,08	0,03	-0,11	-0,17	-0,07	0,03
13.4	0,063	0,054	0,070	0,005	1,04	1,00	1,08	0,02	-0,10	-0,13	-0,08	0,02
13.5	0,069	0,055	0,089	0,009	1,02	0,94	1,07	0,04	-0,10	-0,15	-0,04	0,04
13.6	0,067	0,054	0,074	0,006	1,02	0,93	1,10	0,05	-0,10	-0,17	0,00	0,05
14.1	0,046	0,039	0,052	0,004	1,03	0,98	1,09	0,03	-0,13	-0,17	-0,09	0,02
14.2	0,055	0,047	0,060	0,004	1,07	1,00	1,12	0,03	-0,13	-0,18	-0,06	0,04
14.3	0,062	0,052	0,078	0,008	1,03	0,97	1,09	0,04	-0,11	-0,18	-0,07	0,04
14.4	0,066	0,049	0,078	0,010	1,01	0,94	1,08	0,04	-0,08	-0,16	-0,02	0,04
14.5	0,060	0,050	0,070	0,006	1,00	0,96	1,03	0,03	-0,09	-0,13	-0,05	0,03

2.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 %

Material I												
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}	ϕ_2	ϕ_{2min}	ϕ_{2max}	ϕ_{2rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
7.2	0,106	0,077	0,185	0,032	1,11	1,01	1,21	0,05	-0,17	-0,25	-0,08	0,04
7.3	0,178	0,095	0,283	0,062	1,06	0,97	1,16	0,05	-0,14	-0,22	-0,07	0,04
7.4	0,162	0,100	0,257	0,051	1,11	0,96	1,19	0,06	-0,17	-0,24	-0,03	0,05
7.5	0,121	0,083	0,164	0,019	1,13	1,03	1,19	0,05	-0,19	-0,24	-0,11	0,04
7.6	0,121	0,079	0,150	0,020	1,11	1,03	1,23	0,05	-0,17	-0,27	-0,09	0,05

Material II												
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}	ϕ_2	ϕ_{2min}	ϕ_{2max}	ϕ_{2rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
8.1	0,066	0,054	0,080	0,008	1,02	0,95	1,07	0,04	-0,12	-0,20	-0,06	0,04
8.2	0,078	0,065	0,094	0,008	1,05	0,98	1,15	0,04	-0,13	-0,22	-0,05	0,04
8.3	0,088	0,069	0,116	0,013	1,06	0,98	1,16	0,04	-0,12	-0,22	-0,04	0,04
8.4	0,085	0,062	0,116	0,013	1,04	0,99	1,13	0,04	-0,12	-0,21	-0,06	0,04
9.2	0,089	0,072	0,124	0,013	1,02	0,96	1,08	0,03	-0,10	-0,16	-0,05	0,03
9.3	0,099	0,084	0,121	0,010	1,00	0,92	1,08	0,04	-0,10	-0,17	0,00	0,04
9.4	0,077	0,069	0,094	0,007	1,07	1,01	1,13	0,03	-0,14	-0,20	-0,07	0,03

Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a)												
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}	ϕ_2	ϕ_{2min}	ϕ_{2max}	ϕ_{2rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
12a	0,124	0,088	0,164	0,020	1,04	0,96	1,16	0,05	-0,12	-0,22	-0,07	0,05
13a	0,125	0,087	0,181	0,029	1,03	0,94	1,09	0,05	-0,11	-0,17	-0,04	0,05
14a	0,173	0,097	0,272	0,051	1,05	0,91	1,12	0,06	-0,14	-0,22	-0,04	0,05
15a	0,150	0,120	0,207	0,028	0,96	0,83	1,05	0,07	-0,06	-0,12	0,02	0,05
16a	0,117	0,083	0,164	0,025	1,10	1,01	1,21	0,06	-0,15	-0,24	-0,06	0,05
18a	0,161	0,100	0,231	0,049	1,07	0,97	1,26	0,09	-0,15	-0,34	-0,05	0,08
19a	0,136	0,079	0,204	0,036	1,17	1,05	1,30	0,08	-0,25	-0,35	-0,11	0,08
20a	0,167	0,091	0,258	0,046	0,99	0,84	1,12	0,09	-0,09	-0,21	0,03	0,08
21a	0,134	0,064	0,255	0,054	1,16	1,03	1,26	0,08	-0,22	-0,33	-0,12	0,07
22a	0,180	0,131	0,231	0,035	1,05	0,99	1,16	0,04	-0,13	-0,24	-0,08	0,04
23a	0,155	0,086	0,271	0,056	1,00	0,85	1,13	0,08	-0,12	-0,21	0,01	0,06

Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)												
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}	ϕ_2	ϕ_{2min}	ϕ_{2max}	ϕ_{2rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
12b	0,117	0,083	0,185	0,036	1,02	0,88	1,13	0,09	-0,11	-0,21	0,01	0,08
12d	0,124	0,104	0,149	0,012	1,11	0,93	1,25	0,08	-0,16	-0,31	0,00	0,08
12e	0,169	0,128	0,206	0,022	1,09	0,97	1,17	0,05	-0,14	-0,23	-0,04	0,05
12f	0,148	0,123	0,177	0,016	1,08	1,01	1,15	0,04	-0,13	-0,19	-0,06	0,04
12g	0,157	0,122	0,191	0,024	1,10	1,05	1,13	0,03	-0,15	-0,19	-0,09	0,03
13b	0,194	0,128	0,310	0,054	0,83	0,74	0,89	0,04	0,07	0,03	0,14	0,03
13d	0,114	0,089	0,192	0,028	1,10	0,93	1,20	0,08	-0,15	-0,24	0,00	0,07
14b	0,131	0,096	0,203	0,029	0,90	0,78	0,98	0,06	0,00	-0,09	0,10	0,05
14c	0,093	0,075	0,125	0,015	1,07	0,97	1,17	0,06	-0,13	-0,22	-0,03	0,05
15b	0,131	0,096	0,190	0,027	0,97	0,88	1,05	0,07	-0,03	-0,13	0,05	0,06
15c	0,188	0,139	0,271	0,045	1,02	0,97	1,07	0,04	-0,10	-0,14	-0,05	0,03
16b	0,152	0,099	0,194	0,034	1,04	0,93	1,18	0,08	-0,09	-0,22	0,00	0,07
16c	0,184	0,120	0,235	0,036	1,04	0,99	1,11	0,04	-0,11	-0,16	-0,04	0,04

Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)												
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}	ϕ_2	ϕ_{2min}	ϕ_{2max}	ϕ_{2rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
18b	0,164	0,107	0,241	0,038	1,11	1,00	1,24	0,07	-0,17	-0,29	-0,06	0,07
18c	0,097	0,082	0,118	0,012	1,11	1,06	1,16	0,03	-0,16	-0,20	-0,10	0,03
18d	0,138	0,067	0,191	0,035	1,08	1,02	1,31	0,08	-0,16	-0,36	-0,07	0,08
19b	0,119	0,076	0,149	0,021	1,14	1,09	1,20	0,04	-0,22	-0,27	-0,16	0,03
20b	0,102	0,071	0,143	0,021	1,09	0,97	1,17	0,06	-0,15	-0,23	-0,04	0,06
21b	0,246	0,172	0,340	0,050	0,92	0,82	0,97	0,05	-0,05	-0,10	0,01	0,04
21c	0,146	0,113	0,178	0,020	1,03	0,89	1,19	0,08	-0,11	-0,26	0,03	0,08
21d	0,121	0,100	0,156	0,016	1,10	0,99	1,19	0,06	-0,16	-0,24	-0,05	0,05
22b	0,146	0,115	0,191	0,029	1,07	0,98	1,15	0,06	-0,13	-0,21	-0,04	0,06
22c	0,110	0,066	0,170	0,031	1,16	0,99	1,30	0,09	-0,21	-0,36	-0,04	0,09
23b	0,087	0,060	0,121	0,018	1,12	0,99	1,22	0,08	-0,18	-0,27	-0,03	0,08
23c	0,109	0,074	0,145	0,018	1,07	1,00	1,17	0,05	-0,14	-0,23	-0,06	0,05

3 Parameter ϕ_1 und σ_a^2 des AR(1)-Prozesses

3.1 Gefällebereich I_0 = 2 %

Material I								
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]
17.1	0,043	0,034	0,051	0,005	0,89	0,88	0,92	0,01
17.2	0,065	0,046	0,093	0,014	0,89	0,84	0,92	0,02
17.3	0,063	0,051	0,076	0,008	0,94	0,91	0,95	0,01
17.4	0,068	0,062	0,079	0,006	0,94	0,93	0,96	0,01
17.5	0,081	0,061	0,145	0,026	0,93	0,87	0,95	0,02
18.1	0,060	0,044	0,083	0,012	0,91	0,88	0,94	0,02
18.2	0,060	0,052	0,075	0,007	0,93	0,91	0,95	0,01
18.3	0,068	0,057	0,080	0,007	0,95	0,93	0,96	0,01
18.4	0,077	0,067	0,092	0,009	0,96	0,94	0,97	0,01
18.5	0,084	0,072	0,112	0,011	0,94	0,92	0,95	0,01

Material II								
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]
10.1	0,051	0,044	0,062	0,006	0,89	0,86	0,92	0,02
10.2	0,066	0,053	0,084	0,009	0,87	0,84	0,92	0,02
11.2	0,060	0,055	0,072	0,006	0,91	0,89	0,94	0,02
11.3	0,096	0,078	0,114	0,011	0,90	0,85	0,93	0,02
11.4	0,098	0,074	0,114	0,012	0,88	0,84	0,90	0,02
11.5	0,103	0,077	0,131	0,016	0,88	0,83	0,92	0,02
12.1	0,044	0,038	0,052	0,004	0,89	0,86	0,90	0,02
12.2	0,056	0,050	0,065	0,005	0,89	0,86	0,91	0,02
12.3	0,070	0,052	0,078	0,008	0,91	0,89	0,93	0,01
12.4	0,092	0,082	0,112	0,009	0,91	0,90	0,93	0,01
12.5	0,066	0,057	0,074	0,005	0,91	0,88	0,92	0,01

3.2 Gefällebereich I_0 = 4 %

Material I								
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]
15.1	0,058	0,044	0,085	0,012	0,94	0,92	0,95	0,01
15.2	0,065	0,056	0,075	0,007	0,94	0,93	0,96	0,01
15.3	0,078	0,068	0,088	0,006	0,94	0,93	0,96	0,01
15.4	0,077	0,063	0,094	0,010	0,96	0,94	0,97	0,01
15.5	0,084	0,072	0,098	0,008	0,95	0,94	0,96	0,01
16.1	0,058	0,051	0,067	0,005	0,94	0,93	0,95	0,01
16.2	0,064	0,051	0,076	0,008	0,95	0,93	0,96	0,01
16.3	0,070	0,061	0,078	0,006	0,95	0,95	0,96	0,01
16.4	0,095	0,081	0,108	0,010	0,96	0,95	0,97	0,01
16.5	0,095	0,086	0,124	0,011	0,96	0,95	0,96	0,01

Material II								
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]
13.2	0,047	0,039	0,061	0,006	0,92	0,91	0,93	0,01
13.3	0,053	0,049	0,059	0,003	0,92	0,90	0,93	0,01
13.4	0,064	0,055	0,071	0,005	0,94	0,92	0,95	0,01
13.5	0,070	0,056	0,090	0,010	0,92	0,90	0,93	0,01
13.6	0,068	0,057	0,076	0,006	0,93	0,91	0,94	0,01
14.1	0,047	0,040	0,053	0,004	0,91	0,88	0,94	0,02
14.2	0,056	0,047	0,061	0,005	0,94	0,93	0,95	0,00
14.3	0,063	0,052	0,079	0,007	0,93	0,91	0,95	0,01
14.4	0,067	0,050	0,078	0,010	0,93	0,92	0,94	0,01
14.5	0,061	0,051	0,070	0,006	0,92	0,90	0,94	0,01

3.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 %

Material I								
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]
7.2	0,109	0,081	0,187	0,033	0,95	0,93	0,98	0,01
7.3	0,182	0,098	0,293	0,064	0,93	0,89	0,96	0,02
7.4	0,167	0,104	0,269	0,051	0,95	0,91	0,96	0,01
7.5	0,126	0,089	0,168	0,019	0,95	0,93	0,97	0,01
7.6	0,125	0,081	0,160	0,021	0,95	0,94	0,97	0,01

Material II								
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]
8.1	0,067	0,056	0,082	0,008	0,91	0,87	0,93	0,02
8.2	0,079	0,066	0,095	0,008	0,93	0,90	0,96	0,02
8.3	0,089	0,070	0,118	0,013	0,94	0,92	0,96	0,01
8.4	0,087	0,063	0,117	0,012	0,94	0,92	0,95	0,01
9.2	0,090	0,073	0,124	0,013	0,92	0,90	0,94	0,01
9.3	0,100	0,085	0,122	0,010	0,91	0,88	0,94	0,01
9.4	0,079	0,070	0,096	0,007	0,94	0,92	0,94	0,01

Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a)								
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]
12a	0,127	0,093	0,165	0,019	0,93	0,90	0,95	0,01
13a	0,127	0,091	0,181	0,028	0,93	0,91	0,94	0,01
14a	0,178	0,099	0,273	0,052	0,92	0,88	0,95	0,02
15a	0,151	0,121	0,207	0,027	0,91	0,84	0,95	0,03
16a	0,120	0,085	0,165	0,024	0,96	0,94	0,97	0,01
18a	0,166	0,105	0,235	0,048	0,93	0,90	0,95	0,02
19a	0,145	0,091	0,213	0,035	0,94	0,92	0,96	0,01
20a	0,169	0,093	0,258	0,046	0,91	0,85	0,95	0,03
21a	0,141	0,070	0,259	0,055	0,95	0,92	0,98	0,02
22a	0,183	0,133	0,234	0,035	0,93	0,91	0,95	0,01
23a	0,157	0,087	0,274	0,055	0,89	0,84	0,94	0,03

Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)								
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]
12b	0,119	0,087	0,185	0,035	0,92	0,88	0,95	0,02
12d	0,129	0,107	0,149	0,011	0,95	0,93	0,96	0,01
12e	0,173	0,131	0,209	0,022	0,95	0,94	0,97	0,01
12f	0,151	0,128	0,179	0,015	0,96	0,95	0,96	0,00
12g	0,161	0,126	0,195	0,025	0,96	0,95	0,97	0,01
13b	0,195	0,128	0,312	0,055	0,89	0,85	0,93	0,02
13d	0,118	0,094	0,192	0,027	0,95	0,93	0,97	0,01
14b	0,131	0,096	0,203	0,030	0,90	0,87	0,92	0,02
14c	0,095	0,078	0,125	0,014	0,94	0,93	0,96	0,01
15b	0,131	0,097	0,190	0,027	0,94	0,91	0,96	0,01
15c	0,191	0,139	0,274	0,046	0,92	0,89	0,95	0,02
16b	0,154	0,104	0,195	0,033	0,95	0,92	0,97	0,02
16c	0,187	0,124	0,236	0,037	0,94	0,91	0,96	0,02

Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)								
V	σ_a^2	$\sigma_{a\,min}^2$	$\sigma_{a\,max}^2$	$\sigma_{a\,rms}^2$	ϕ_1	ϕ_{1min}	ϕ_{1max}	ϕ_{1rms}
	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[cm²]	[-]	[-]	[-]	[-]
18b	0,170	0,116	0,243	0,037	0,95	0,93	0,96	0,01
18c	0,099	0,083	0,121	0,012	0,96	0,95	0,97	0,01
18d	0,143	0,078	0,201	0,035	0,94	0,91	0,96	0,02
19b	0,125	0,082	0,155	0,021	0,93	0,92	0,96	0,02
20b	0,105	0,075	0,144	0,020	0,94	0,93	0,97	0,01
21b	0,247	0,174	0,342	0,049	0,87	0,82	0,91	0,03
21c	0,149	0,114	0,178	0,021	0,92	0,91	0,95	0,01
21d	0,124	0,104	0,156	0,014	0,95	0,94	0,96	0,01
22b	0,149	0,117	0,197	0,029	0,94	0,93	0,97	0,01
22c	0,116	0,074	0,170	0,029	0,96	0,95	0,97	0,01
23b	0,090	0,065	0,129	0,018	0,95	0,94	0,96	0,01
23c	0,111	0,079	0,146	0,018	0,94	0,93	0,96	0,01

4 Charakteristische Längen

4.1 Gefällebereich I_0 = 2 %

Material I				Material II			
V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0	V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0
	[cm]	[cm]	[cm]		[cm]	[cm]	[cm]
17.1	2,07	1,78	2,51	10.1	2,09	1,86	2,67
17.2	2,17	2,07	3,19	10.2	1,80	1,50	2,32
17.3	3,71	3,06	4,12	11.2	2,64	2,12	2,92
17.4	4,27	3,34	4,32	11.3	2,26	1,99	3,30
17.5	3,13	3,07	4,80	11.4	1,85	1,56	2,58
18.1	2,68	2,81	7,04	11.5	1,93	1,53	2,35
18.2	3,24	2,58	4,50	12.1	2,03	2,04	3,34
18.3	4,49	3,43	5,57	12.2	2,16	1,82	2,78
18.4	5,36	4,14	5,65	12.3	2,57	2,30	3,00
18.5	4,01	3,24	5,18	12.4	2,71	2,35	3,01
				12.5	2,48	1,99	3,46

4.2 Gefällebereich I_0 = 4 %

Material I				Material II			
V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0	V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0
	[cm]	[cm]	[cm]		[cm]	[cm]	[cm]
15.1	3,71	2,90	4,15	13.2	3,00	2,38	4,29
15.2	3,89	2,93	3,56	13.3	2,93	2,30	2,91
15.3	4,12	3,21	5,24	13.4	3,81	3,05	4,15
15.4	5,79	4,54	8,77	13.5	3,05	2,45	3,32
15.5	4,92	3,61	4,81	13.6	3,12	2,54	3,42
16.1	3,91	3,17	3,85	14.1	2,71	2,07	2,96
16.2	4,58	3,76	6,11	14.2	4,16	3,14	4,27
16.3	5,28	4,30	5,36	14.3	3,25	2,56	3,30
16.4	6,25	4,83	6,87	14.4	3,36	2,82	3,45
16.5	5,54	4,40	5,39	14.5	2,80	2,31	3,12

4.3 Gefällebereich I_0 = 8 - 10 %

Material I				Material II			
V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0	V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0
	[cm]	[cm]	[cm]		[cm]	[cm]	[cm]
7.2	4,79	3,37	5,19	8.1	2,54	1,98	5,25
7.3	3,32	2,47	5,08	8.2	3,57	2,71	5,45
7.4	4,42	3,09	5,94	8.3	4,17	3,19	4,82
7.5	5,30	3,56	4,93	8.4	3,68	2,87	5,47
7.6	5,30	3,72	4,74	9.2	3,10	2,49	5,07
				9.3	2,53	2,07	3,16
				9.4	3,63	2,68	5,47

Abpflasterung nach Einbau der Sohle (Index a)							
V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0	V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0
	[cm]	[cm]	[cm]		[cm]	[cm]	[cm]
12a	3,25	2,55	3,86	19a	3,90	2,32	2,79
13a	3,19	2,51	3,44	20a	2,56	2,13	5,49
14a	2,93	2,19	4,55	21a	5,13	3,22	5,44
15a	2,46	2,20	4,71	22a	3,21	2,43	4,12
16a	5,45	3,98	5,68	23a	2,14	1,69	3,62
18a	3,13	2,30	3,32				

Zugabeversuche (Index b) und weitere Durchflußerhöhung (Indizes c - ...)							
V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0	V	$S_{AR(1)}$	$S_{AR(2)}$	Δx_0
	[cm]	[cm]	[cm]		[cm]	[cm]	[cm]
12b	2,92	2,36	3,79	18b	4,38	3,05	4,48
12d	5,33	3,81	5,13	18c	6,26	4,46	6,80
12e	5,06	3,75	4,79	18d	3,64	2,62	4,48
12f	5,78	4,37	15,01	19b	3,62	2,27	4,73
12g	5,88	4,28	14,52	20b	4,27	3,10	3,99
13b	2,15	2,45	9,49	21b	1,77	1,59	4,04
13d	4,93	3,59	5,88	21c	3,06	2,44	4,00
14b	2,21	2,19	15,36	21d	4,96	3,57	5,67
14c	4,15	3,14	4,46	22b	4,26	3,20	5,80
15b	3,72	3,43	5,79	22c	6,18	3,94	4,89
15c	3,08	2,47	3,85	23b	5,12	3,50	6,17
16b	4,41	3,60	6,98	23c	4,26	3,19	4,77
16c	3,70	2,93	4,53				

ANHANG C: VERSUCHSAUFTEILUNG

Ableitungsdaten				Validationsdaten			
V		V		V			
10.2	**Material II I = 2%**	6.4	**Material I I = 8-10%**	10.1	**Material II I = 2%**	6.2	**Material I I = 8-10%**
11.2		6.6		11.4		6.3	
11.3		7.2		12.2		6.5	
11.5		7.5		12.3		7.3	
12.1		7.6		12.5		7.4	
12.4		12a				Z14a	
13.2	**Material II I = 4%**	13a		13.3	**Material II I = 4%**	Z15a	
13.4		16a		13.6		Z18a	
13.5		19a		14.1		Z20a	
14.2		21a		14.3		Z22a	
14.4		23a		14.5			
15.1	**Material I I = 4%**	12d	**Zugabe-versuche I = 8-10%**	15.3	**Material I I = 4%**	Z12b	**Zugabe-versuche I = 8-10%**
15.2		12f		15.4		Z12e	
15.5		12g		16.2		Z15b	
16.1		13b		16.3		Z16b	
16.4		13d		16.5		Z18b	
17.3	**Material I I = 2%**	14b		17.1	**Material I I = 2%**	Z18d	
17.4		14c		17.2		Z20b	
18.1		15c		17.5		Z21b	
18.3		16c		18.2		Z21c	
18.4		18c		18.5		Z21d	
8.1	**Material II I =8-10%**	19b		8.3	**Material II I =8-10%**	Z22b	
8.2		22c		8.4		Z23b	
9.2				9.3		Z23c	
9.4							

ANHANG D: Daten aus den Naturuntersuchungen

Großbritannien							
Q	**Q**	**q**	**b_m**	**u_m**	**s**	**I_S**	**sinα**
[l/s]	**[m^3/s]**	**[m^2/s]**	**[m]**	**[m/s]**	**[m]**	**[-]**	**[-]**
66,8	0,0668	0,02474	2,7	0,18	0,043	0,051	0,05093
38,3	0,0383	0,01502	2,55	0,15	0,043	0,051	0,05093
25,1	0,0251	0,01195	2,1	0,11	0,043	0,051	0,05093
12,5	0,0125	0,00926	1,35	0,09	0,043	0,051	0,05093

Dürreichbach							
Q	**Q**	**q**	**b_m**	**u_m**	**s**	**I_S**	**sinα**
[l/s]	**[m^3/s]**	**[m^2/s]**	**[m]**	**[m/s]**	**[m]**	**[-]**	**[-]**
96	0,096	0,03491	2,75	0,25	0,101	0,058	0,0579
84	0,084	0,03055	2,75	0,22	0,101	0,058	0,0579
179	0,179	0,05967	3	0,35	0,101	0,058	0,0579
111	0,111	0,04036	2,75	0,27	0,101	0,058	0,0579

Lebenslauf

Name:	Jochen Egon Aberle
Geburtsdatum:	13.10.1969
Geburtsort:	Schramberg
Nationalität:	deutsch
Familienstand:	ledig

Schulbildung

1976 - 1980	Grundschule Schramberg
1980 - 1989	Gymnasium Schramberg
25. April 1989	Abitur

Zivildienst

Mai 1989 - Dezember 1990	Zivildienst bei der Arbeiterwohlfahrt Schramberg

Hochschulbildung

Oktober 1990 - September 1996	Studium des Bauingenieurwesens an der Universität Karlsruhe
20. September 1996	Diplom-Hauptprüfung, Vertiefungsrichtung Wasserbau
April 1997 - März 2000	Doktorand im Rahmen des Graduiertenkollegs Ökologische Wasserwirtschaft am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe

Tätigkeiten während des Studiums

Oktober 1991 - März 1993	wissenschaftlicher Hilfsassistent am Institut für Mechanik
Dezember 1994 - Juni 1996	wissenschaftlicher Hilfsassistent am Institut für Wasserbau und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe
Oktober 1996 - Dezember 1996	wissenschaftlicher Hilfsassistent am Institut für Wasserbau und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe
Juli 1999 - März 2000	wissenschaftlicher Hilfsassistent am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe

Berufserfahrung

April 2000 -	wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe