

Aus dem Institut für Umweltingenieurwesen  
der Agrar- und Umweltwissenschaftlichen Fakultät

# **Strömungsstrukturen kleiner naturnaher Fließgewässer unter Berücksichtigung von Turbulenztheorie und Dispersionsmodellen**

Dissertation

zur

Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

an der Agrar- und Umweltwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Rostock

vorgelegt von

Christian Noß, geb. am 27.04.1977 in Gummersbach  
aus Rostock

Rostock, 02.01.2009

**URN:** urn:nbn:de:gbv:28-diss2009-0001-9

Gutachter:

Prof. Dr. Isidor Storchenegger, Universität Rostock

Prof. Dr. Andreas Dittrich, Technische Universität Braunschweig

Prof. Dr. Pertti Vakkilainen, Helsinki University of Technology

Tag der mündlichen Prüfung: 10.10.2008

Tag der öffentlichen Verteidigung: 20.11.2008

# Vorwort

Die gesellschaftspolitische Forderung nach mehr Naturnähe der Fliessgewässer und die rechtlich verbindliche Forderung der EU-Wasserrahmenrichtlinie nach einem ökologisch guten Zustand aller Gewässer zwingt einerseits zur Ermittlung der hydraulischen Parameter naturnaher Gewässer und erfordert andererseits klare Kriterien zur Beurteilung des guten Zustandes. Die Arbeit von Herrn Noß will zur Lösung beider Problemkreise durch die Untersuchung von Widerstandbeiwerten und Dispersionskoeffizienten an mehr oder weniger naturnahen Gewässern beitragen.

Gestützt auf die Theorie der turbulenten Strömungen und der Stoffausbreitung hat Herr Noß ein neuartiges Messkonzept und eine neuartige Versuchsanordnung entwickelt. Erst beides zusammen gewährleistete, die besonderen, von Laborversuchen abweichenden Bedingungen zu berücksichtigen und so die wissenschaftlich einwandfreie Feldbeobachtung kleiner Fließgewässer zu realisieren. Mit geschickter Versuchsplanung und organisatorisch zweckmässiger Versuchsdurchführung gelang es ihm, die zum Teil unerwarteten Schwierigkeiten zu überwinden

Die Auswertung der Messergebnisse im Lichte der Turbulenztheorie gestaltete sich jedoch weit anforderungsreicher und komplizierter als aufgrund der publizierten Laboruntersuchungen zu erwarten war und stellte somit eine besondere Herausforderung dar. Während die Sekundärströmungen bei den bisher fast ausschließlich untersuchten Rohr- und Kanal-Strömungen der Versuchslabore unberücksichtigt bleiben können, musste Herr Noß auf diesem Gebiet Neuland beschreiten, was einer besonders intensiven Beschäftigung einerseits mit der Theorie und andererseits mit den auf diesem Gebiet zurzeit vorliegenden Arbeiten bedurfte. Dies führt auch zur Erkenntnis, dass Erhellung der Fliess- und Ausbreitungsvorgänge in naturnahen Fliessgewässern nur über eine stärkere wissenschaftliche Beschäftigung mit den Sekundärströmungen erfolgen kann.

Herr Noß gelingt es, eine Beziehung zwischen der Dispersion und dem Widerstandsbeiwert aufzuzeigen. Er gelangt doch zur Erkenntnis, dass die Beziehung zwischen der Dispersion und der Strukturvielfalt der Gewässer nicht eindeutig ist und deshalb als Kriterium der Strukturgüte nur beschränkt verwendbar ist.

Die sorgfältige Auswertung der Rohdaten zu physikalischen Messgrößen ermöglichen weitere Auswertungen, als dies der zeitliche Rahmen eines Promotionsverfahrens erlaubt

(Übereinstimmung der Impulsänderung mit der Geschwindigkeitsänderung, Geschwindigkeitsverteilung und Dispersion). Es ist Herrn Noß zu wünschen, dass sich ihm in seiner weiteren Laufbahn die Gelegenheit dazu bieten wird.

Prof. Dr. Isidor Storchenegger

# Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Umweltingenieurwesen der Universität Rostock.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. sc. techn. Isidor Storchenegger für die intensive fachliche Betreuung, die Freiheiten, die mir bei der Anfertigung dieser Arbeit gewährt wurden und nicht zuletzt für meine Arbeitsstelle bei der Professur für Kulturtechnik und Gewässerregelung.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Dittrich danke ich für sein großes Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme der Gutachtertätigkeit. Viele Gespräche, die Begleitung der Feldmessung und die Messungen am Leichtweiß-Institut verhalfen wesentlich der Entwicklung in meiner wissenschaftlichen Arbeit.

Bei Herrn Prof. Dr. sc. techn. Pertti Vakkilainen bedanke ich mich ebenfalls für die Übernahme der Gutachtertätigkeit.

Mein herzlichster Dank gilt allen Kollegen des Institutes für Umweltingenieurwesen. Im besonderen bedanke ich mich bei Herrn Dr. Thomas Salzmann für unzählige Gespräche, Diskussionen und seine richtungsweisenden Anmerkungen. Für die Hilfe bei den Messungen unter allen Wetterbedingungen, zur Tages- und Nachtzeit, möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. Christian Franck, Herrn Jan Dittrich, Herrn Johannes Poppe und Herrn Frank Lippstreu bedanken. Bei Frau Dipl.-Ing. Barbara Bohne, Herrn Dr. Alexander Sukhodolov, Frau Dr. Katinka Koll, Herrn Dr. Jochen Aberle und Herrn Prof. Dr. Klaus Bohne möchte ich mich für viele kleinere und größere Hilfestellungen bedanken. Für die freundliche Leihgabe des ADV-Messgerätes bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Pfeiffer und der Hochschule Wismar.

Meinen Eltern danke ich für Ihre Unterstützung, solange ich denken kann und mir ermöglichten, das Fach meines Interesses zu studieren.

Mein größter Dank gilt allerdings meiner Familie. Ohne ihre Unterstützung hätte ich niemals diesen Weg beschreiten können.



# Abstract

This study deals with the stream, the resistance and the dispersion at small near-natural flows. Differences between the transport processes in natural and flume flows are worked out on basis of fundamental theory and model applications. Measurements of stream and turbulence as well as the dispersion were carried out in small rivers under the assumption that every exchange of momentum means an exchange of mass.

The field experiments are performed at two small flows in the north german lowlands. Additional measurements are taken for comparison at river sections and at a flume. Acoustic Doppler velocimeter (ADV) are used to measure mean velocities and turbulence. Surveys of the dispersion are performed through dye-tracer experiments with Uranin and an in-situ fibre-optic fluorimeter (LLF).

The focus of the data acquisition lays on handling the natural measurement conditions and on the data processing. Acquired ADV data are filtered by a modified „Phase-Space-Threshold“ method and LLF data are detrended to avoid misinterpretations. The raw ADV data must be transformed to ensure precise primary and secondary currents above irregular bedforms.

All measured cross-sections are related to the flow types number three and four. The velocities, Reynolds-stresses and further turbulence parameters are non-uniform distributed and are not in agreement with conventional models of the boundary-layer theory. The shear stresses within the flow field are calculated with a novel method and indicate the huge influence of secondary currents due to the momentum flux.

The impact of secondary currents on longitudinal dispersion at small natural flows will be discussed. Methods for parametrisation the tracer distributions are applied and evaluated in respect to their applicability to quantify the stream diversity. A novel parameter, the dispersivity factor is introduced. The dispersivity factors of the investigated river sections and the flume could be used to separate the stream diversities and hence establish a new methodology to evaluate the success of renaturation projects.



# Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Strömung, dem Widerstand und der Dispersion in kleinen naturnahen Fließgewässern. Dabei werden die Unterschiede zwischen den Transportprozessen in Naturgerinnen und in idealisierten Gerinnen auf Basis grundlegender Theorien und Modellvorstellungen herausgearbeitet. Ausgehend von der Vorstellung, dass jeder Impulsaustausch mit einem Massenaustausch einhergeht, werden sowohl die Turbulenz und die Strömung als auch die Stoffausbreitung in kleinen Fließgewässern betrachtet.

Untersuchungsgegenstand sind zwei Fließgewässer des norddeutschen Tieflandes. An Vergleichsabschnitten und in einem Laborgerinne erfolgten ergänzende Messungen. Akustische Doppler Geschwindigkeitsmessgeräte (ADV) dienen zur Aufzeichnung der Strömungen und der Turbulenz. Die Dispersion wird durch Fluoreszenztracermessungen mit Uranin und In-Situ Lichtleiterfluorometern (LLF) gemessen.

Die Schwerpunkte der Prozessfassungen liegen auf der Bewältigung natürlicher Messbedingungen und bei der Datenaufbereitung. Die Gefahr von Fehlinterpretationen infolge von Ausreißern und systematischen Störungen in den ADV-Daten können mittels modifizierter „Phase-Space-Threshold“-Filterung und in den LLF-Daten mittels Trendbehebung verringert werden. Erst die Transformation der ADV-Daten in Fließrichtung ermöglicht eine korrekte Wiedergabe von Primär- und Sekundärströmungen in ungleichförmigen Naturgerinnen.

Alle Messprofile entsprechen den Fließtypen drei und vier. Die Geschwindigkeiten, Reynoldsspannungen und weitere Turbulenzparameter sind ungleich über die Profile verteilt und entsprechen nicht den konventionellen Modellen der Grenzschichtströmung. Über eine neuartige Methode werden die Schubspannungsverteilungen innerhalb der Strömungsfelder ermittelt und der erhebliche Einfluss von Sekundärströmungen auf den Impulstransport nachgewiesen.

Die Bedeutung von Sekundärströmungen auf die longitudinale Dispersion an kleinen naturnahen Fließgewässern und auf Stofftransportmodelle wird erörtert. Methoden zur Parametrisierung der Konzentrationsverteilungen werden hinsichtlich ihrer Eignung zur Strukturgütebewertung analysiert. Ein neuer Proportionalitätsfaktor zwischen der Dispersion und des Geometrie- und Widerstandseinflusses, der Dispersivitätsfaktor, wird vorgestellt. Die vorliegenden Messergebnisse zeigen, dass sich mithilfe dieses Faktors die Strömungsdiversität und damit ein Renaturierungserfolg bewerten lässt.



# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	xiv
Tabellenverzeichnis	xix
Abkürzungen und Symbole	xxi
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretischer Hintergrund</b>	<b>5</b>
2.1 Einleitung . . . . .	5
2.2 Impulstransport . . . . .	5
2.2.1 Fluidbewegung . . . . .	5
2.2.2 Grundgesetze der Fluidmechanik NEWTON'scher Flüssigkeiten . . .	6
2.2.3 Turbulente Fluidbewegung . . . . .	7
2.2.4 REYNOLDS-Gleichungen . . . . .	9
2.2.5 Doppelt gemittelte NAVIER-STOKES-Gleichung . . . . .	10
2.2.6 Modellapproximation der offenen Gerinneströmung . . . . .	12
2.2.7 Modellkonzept der Wirbelviskosität . . . . .	13
2.2.8 Grundlage höherwertiger Modellkonzepte . . . . .	14
2.3 Geschwindigkeitsverteilungen der Grenzschicht . . . . .	15
2.3.1 Hydraulisches Verhalten und Rauheitsmaße . . . . .	15
2.3.2 Viskose Unterschicht . . . . .	18
2.3.3 Rauheitsschicht . . . . .	18
2.3.4 Logarithmische Übergangsschicht . . . . .	19
2.3.5 Fließtypen mittlerer und geringer Überdeckung . . . . .	22
2.3.6 Integration zum logarithmischen Widerstandsgesetz . . . . .	23
2.3.7 Fließgesetze . . . . .	26
2.4 Stoffausbreitung . . . . .	26
2.4.1 Diffusionsgesetze . . . . .	26
2.4.2 TAYLOR-Analyse zur turbulenten Diffusion . . . . .	28
2.4.3 TAYLOR-Analyse zur longitudinalen Dispersion . . . . .	30
2.4.4 Analytische Lösung des FICK'schen Modells . . . . .	32
2.4.5 Mechanismen der longitudinalen Dispersion . . . . .	33

2.4.6	Perioden und Felder turbulenter Stoffausbreitung . . . . .	35
2.4.7	Räumliche Grenzen des Nah- und Mittelfeldes . . . . .	38
2.4.8	Erweiterte Modelle zur longitudinalen Dispersion . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Prozesserfassung</b>	<b>43</b>
3.1	Untersuchungsabschnitte . . . . .	43
3.1.1	Wahl der Gerinneabschnitte . . . . .	43
3.1.2	Laborgerinne . . . . .	43
3.1.3	Charakterisierung des Hellbachabschnittes . . . . .	44
3.1.4	Charakterisierung der Nebelabschnitte . . . . .	49
3.2	Messtechnik . . . . .	55
3.2.1	Strömungsmesstechnik . . . . .	55
3.2.2	Tracermesstechnik . . . . .	59
3.3	Messung . . . . .	60
3.3.1	Vorbereitung und Ablauf . . . . .	60
3.3.2	Zeitbedarf . . . . .	61
3.4	Datenaufbereitung . . . . .	65
3.4.1	ADV-Datenfilterung . . . . .	66
3.4.2	Koordinatentransformation . . . . .	71
3.4.3	Trendbereinigung der LLF-Daten . . . . .	74
3.4.4	Transformation und Filterung der Fluoreszenzwerte . . . . .	79
3.5	Fazit aus der Prozesserfassung . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Charakteristik der Gewässerabschnittsskala</b>	<b>83</b>
4.1	Einleitung . . . . .	83
4.2	Longitudinale Stoffausbreitung . . . . .	84
4.2.1	Statistische Beschreibung . . . . .	84
4.2.2	Bestimmung von Modellparametern an Konzentrationsganglinien . . . . .	92
4.2.3	Dispersionskoeffizient, Dispersivität und Dispersivitätsfaktor . . . . .	101
4.3	Kennwerte des Fließ- und Widerstandsverhaltens . . . . .	104
4.3.1	Hydraulische Kennwerte der Querprofile . . . . .	104
4.3.2	Energieliniengefälle und Beiwerte . . . . .	111
4.4	Fazit der Gewässerabschnittscharakterisierung . . . . .	118
<b>5</b>	<b>Strukturen der Profilskala</b>	<b>121</b>
5.1	Einleitung . . . . .	121
5.2	Impulskonvektion und turbulente Schubspannung . . . . .	122
5.2.1	Impulstransport in Querprofilen kleiner Fließgewässer . . . . .	122
5.2.2	Bestimmungsmethoden zur Sohlschubspannung . . . . .	131
5.3	Strömungs- und Turbulenzstruktur . . . . .	138
5.3.1	Fließgeschwindigkeiten . . . . .	138
5.3.2	Sekundärströmungen . . . . .	143
5.3.3	Turbulenzcharakteristik . . . . .	147

---

5.4	Fazit der Profilanalysen . . . . .	164
<b>6</b>	<b>Schlußfolgerungen und Ausblick</b>	<b>165</b>
	Literaturverzeichnis	167
<b>A</b>	<b>Messtechnik</b>	<b>179</b>
<b>B</b>	<b>Bootstrapping</b>	<b>183</b>
<b>C</b>	<b>Messablauf</b>	<b>189</b>
C.1	ADV-Profilmessung . . . . .	189
C.2	Dispersionsmessung . . . . .	191
<b>D</b>	<b>Fehlerbetrachtung</b>	<b>197</b>
D.1	Fehler der Profilmessungen . . . . .	197
D.2	Fehler der Erfassung des Stofftransportes . . . . .	202
<b>E</b>	<b>Ergebnistabellen</b>	<b>211</b>
E.1	Tabellen globaler Widerstands- und Geschwindigkeitsbeiwerte . . . . .	211
E.2	Tabellen der Tracermodellierungen . . . . .	219
<b>F</b>	<b>Ergänzungen zu den Profilanalysen</b>	<b>223</b>
F.1	Phänomenologie der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten . . . . .	223
F.2	Primärströmungsprofile . . . . .	240
F.3	Profile der Schubspannungsverteilungen . . . . .	245
F.4	Korrelation zwischen Geschwindigkeitsgradient und Schubspannung . . . . .	254
<b>G</b>	<b>Programme</b>	<b>257</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Spannungen und Spannungsänderungen über $dx$ eines Fluidvolumens . . .	7
2.2	Komponenten des Orts- und des Geschwindigkeitsvektors . . . . .	10
2.3	Mischungswegkonzept nach PRANDTL . . . . .	13
2.4	Hydraulisches Verhalten . . . . .	16
2.5	Strömungsfeld über hydraulisch rauen Sohlen . . . . .	16
2.6	Rauheitswirkung in Abhängigkeit der Rauheitsdichte . . . . .	17
2.7	Momente von $u$ über hydraulisch rauen Sohlen . . . . .	19
2.8	Widerstandsverhalten der Fließtypen . . . . .	24
2.9	Änderung des diffusiven Fluxes über $dx$ . . . . .	27
2.10	Stoffausbreitung über den Fließquerschnitt . . . . .	30
2.11	Beispiel einer Chatwin-Transformation . . . . .	33
2.12	Differenzierte Ausprägung dispersive Teilmechanismen . . . . .	34
2.13	Felder turbulenter Stoffausbreitung . . . . .	37
2.14	Beispielresultat des Transient Storage Modells . . . . .	41
3.1	Untersuchungsabschnitte am Hellbach und an der Nebel . . . . .	44
3.2	Laborgerinne . . . . .	44
3.3	Mittlere Durchflüsse an der Nebel und am Hellbach . . . . .	45
3.4	Querprofile am Hellbach . . . . .	46
3.5	Untersuchungsabschnitt: Hellbach . . . . .	47
3.6	Querprofile an der Nebel . . . . .	50
3.7	Untersuchungsabschnitt: Nebel ‚neu gestaltet‘ . . . . .	51
3.8	Untersuchungsabschnitt: Nebel ‚naturnah‘ . . . . .	52
3.9	Untersuchungsabschnitt: Nebel . . . . .	53
3.10	Sensor und Signalwege des ADV . . . . .	56
3.11	Duales Impulspaar-Schema . . . . .	57
3.12	Zeitlicher Signalverlauf . . . . .	57
3.13	Tracer-Messsystem . . . . .	59
3.14	Mindestmesszeit für mittlere longitudinale Geschwindigkeiten . . . . .	64
3.15	Mindestmesszeiten turbulenzstatistischer Parameter . . . . .	65
3.16	Beispiel einer Geschwindigkeitsaufzeichnung . . . . .	68
3.17	Pointcaré-Plot der v-Komponente . . . . .	69
3.18	Koordinatentransformation . . . . .	72

3.19	Linearer Fluoreszenztrend . . . . .	74
3.20	Korrekturfaktor nach Gleichung 3.13 . . . . .	75
3.21	Fluoreszenzwert-, Temperaturverlauf und Trend . . . . .	76
3.22	Fluoreszenzwertverläufe mit Fehlern . . . . .	78
3.23	Fluoreszenzwertverläufe vom 01.09.2005 . . . . .	78
3.24	Fluoreszenzwertkalibrierung vom 12.12.2006 . . . . .	80
3.25	Beispiele für Konzentrationsmessungen . . . . .	81
4.1	Schema zur Gewässerabschnittscharakterisierung durch Tracermessungen . . . . .	84
4.2	„Frozen Cloud“-Approximation . . . . .	85
4.3	Parameter der zeitlichen Konzentrationsverteilungen (Hellbach) . . . . .	88
4.4	Tracergeschwindigkeit und Varianzsteigung über Fließstrecke . . . . .	88
4.5	Parameter der zeitlichen Konzentrationsverteilungen (Nebel) . . . . .	89
4.6	Chatwinparameter für ausgewählte Tracorexperimente am Hellbach . . . . .	94
4.7	Chatwinparameter für ausgewählte Tracorexperimente an der Nebel . . . . .	95
4.8	Chatwinparameter für die Vergleichsgerinne an der Nebel . . . . .	95
4.9	Chatwinparameter der Labormessungen . . . . .	95
4.10	Routing einer Konzentrationsverteilung . . . . .	96
4.11	Segmente in OTIS . . . . .	98
4.12	Beispiele der Modellierung mit der HAYAMI-Lösung und dem TSM . . . . .	99
4.13	Ausbreitungsparameter und Durchfluss am Hellbach . . . . .	100
4.14	Ausbreitungsparameter und Durchfluss an der Nebel . . . . .	100
4.15	Zusammenhang zwischen $k_x$ und $u/\sqrt{I_E}$ . . . . .	103
4.16	Zusammenhang zwischen $k_{x,TSM}$ , $\eta$ , $\varepsilon$ und $u_c/\sqrt{I_E}$ . . . . .	103
4.17	Wasserstands- und Durchfluss-Querschnittsbeziehung an der Nebel . . . . .	106
4.18	Wasserstandsbeziehungen an den Hellbach- und Nebelstationen . . . . .	107
4.19	Profil mit Teilquerschnitten . . . . .	108
4.20	Unterabschnitte der Hellbachstationen . . . . .	110
4.21	Vergleiche an den Unterabschnitten . . . . .	111
4.22	Wasserspiegellagen der Nebelmessungen . . . . .	112
4.23	Energieliniengefälle der Nebelabschnitte . . . . .	113
4.24	Wasserspiegellagen der Hellbachmessungen . . . . .	114
4.25	Energieliniengefälle der Hellbachabschnitte . . . . .	114
4.26	Schubspannungsgeschwindigkeiten der Messstationen . . . . .	115
4.27	Quotienten $u_c/\sqrt{I_E}$ der Hellbach- und Nebelmessungen . . . . .	118
4.28	Ausgewählte Parameter der Gewässerabschnitte und der Stützprofile . . . . .	120
5.1	Skizze zur Schubkraftherläuterung eines Turbulenzballens . . . . .	123
5.2	Stromröhren . . . . .	123
5.3	Wirkungsebene der Schubspannung $\tau_{un}$ . . . . .	125
5.4	Betrag und Richtung der Schubspannungskomponenten . . . . .	125
5.5	Schubspannungskomponenten . . . . .	128
5.6	Profilgemittelte Schubspannungsbeträge . . . . .	130

5.7	Reynoldsschubspannungen und Schubspannungsverteilung nach TKE . . .	136
5.8	Verhältnisse der Reynoldsschubspannungen an Hellbach und Nebel . . . .	137
5.9	Vergleich der Kovarianz und TKE . . . . .	138
5.10	$\bar{u}$ -Verteilung über Riffelrauheiten . . . . .	140
5.11	$\langle \bar{u} \rangle_r$ an Hellbachstation Nr.8 . . . . .	143
5.12	Sekundärströmungsausbildung in Krümmungen . . . . .	145
5.13	Vertikale Verteilung der transversalen Geschwindigkeit . . . . .	146
5.14	Longitudinale Turbulenzintensität am Hellbach . . . . .	149
5.15	Longitudinale Turbulenzintensität an der Nebel . . . . .	149
5.16	Koeffizienten longitudinaler und transversaler Turbulenzintensitätsmodelle	151
5.17	Koeffizienten vertikaler und kinetischer Turbulenzintensitätsmodelle . . . .	151
5.18	Boxplot der Energieverhältnisse $\langle K/E \rangle$ . . . . .	152
5.19	Boxplots der Turbulenzintensitätsverhältnisse . . . . .	153
5.20	Beispiel für Autokorrelationsfunktionen . . . . .	154
5.21	Abhängigkeit der Korrelation zwischen $\tau_t$ und $\bar{u}$ mit $\langle \bar{u} \rangle$ . . . . .	156
5.22	Integrale Zeitskala ( $\tau_t$ ) an der Hellbachstation Nr.12 . . . . .	159
5.23	Integrale Längenskala ( $\Lambda_x$ ) an den Hellbachstationen . . . . .	161
5.24	Integrale Längenskala ( $\Lambda_x$ ) an den Nebelstationen . . . . .	163
A.1	Seilanlage zur Fixierung eines ADV-Messgerätes . . . . .	180
A.2	Fördervorrichtung zur Tracermessung im LLF . . . . .	181
B.1	Schema des Bootstrappings . . . . .	184
B.2	Bestimmungsmethode der optimalen Aufzeichnungslänge . . . . .	184
B.3	„Bootstrap“ der mittleren Fließgeschwindigkeit . . . . .	186
B.4	„Bootstrap“ der mittleren longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeit . .	186
B.5	„Bootstrap“ der mittleren longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeiten	187
D.1	Rauschkomponenten in Abhängigkeit der Aufzeichnungsfrequenz . . . . .	200
D.2	Fehleranteil durch Rauschen an Reynoldsspannungen . . . . .	201
D.3	Datenausschnitt der v-Komponente mit „Spikes“ . . . . .	201
D.4	Beispiel des Aliasings . . . . .	202
D.5	Uraninzerstörung durch Chlor . . . . .	204
D.6	Uraninzerstörung durch Lichteinfluss . . . . .	204
D.7	Differenzen zwischen $Q_{ADV}$ und $Q_c$ . . . . .	207
D.8	Widerfindungsraten ausgewählter Messtermine . . . . .	207
D.9	Normierte Widerfindungsraten mit Dispersionsstrecken . . . . .	208
D.10	Standardabweichungen und Mittelwerte der Durchflussergebnisse . . . . .	209
F.1	Primär- und Sekundärströmung der Hellbachstation Nr.5 . . . . .	225
F.2	Primär- und Sekundärströmung der Hellbachstation Nr.6 . . . . .	226
F.3	Primär- und Sekundärströmung der Hellbachstation Nr.8 . . . . .	230
F.4	Primär- und Sekundärströmung der Hellbachstation Nr.12 . . . . .	231
F.5	Primär- und Sekundärströmung der Nebelstation Nr.1 . . . . .	235

F.6	Primär- und Sekundärströmung der Nebelstation Nr.3 . . . . .	238
F.7	Primärströmungsprofile der Hellbachstation Nr.5 . . . . .	240
F.8	Primärströmungsprofile der Hellbachstation Nr.8 . . . . .	241
F.9	Primärströmungsprofile der Hellbachstation Nr.12 . . . . .	242
F.10	Primärströmungsprofile der Nebelstation Nr.1 . . . . .	243
F.11	Primärströmungsprofile der Nebelstation Nr.3 . . . . .	244
F.12	$\tau_{\overline{un}}$ an der Hellbachstation Nr.5 . . . . .	245
F.13	$\tau_{\overline{un}}$ an der Hellbachstation Nr.6 . . . . .	246
F.14	$\tau_{\overline{un}}$ an der Hellbachstation Nr.8 . . . . .	247
F.15	$\tau_{\overline{un}}$ an der Hellbachstation Nr.12 . . . . .	249
F.16	$\tau_{\overline{un}}$ an der Nebelstation Nr.1 . . . . .	251
F.17	$\tau_{\overline{un}}$ an der Nebelstation Nr.3 . . . . .	253
F.18	Strömungsverteilung und Schubspannungsverteilung . . . . .	255

# Tabellenverzeichnis

2.1	Ungefähre Wertebereiche für $\alpha_x$ und $\alpha_t$ . . . . .	39
3.1	Messstationen am Hellbachabschnitt . . . . .	49
3.2	Parameter verwendeter ADV-Sonden . . . . .	58
3.3	Erfahrungswerte der Impfmengen an Hellbach und Nebel . . . . .	61
3.4	Mindestmesszeit nach Müller (1990) . . . . .	63
3.5	Visuelle Trendanalyse der Basiskonzentrationen . . . . .	77
3.6	Statistische Trendanalyse der Basiskonzentrationen . . . . .	79
4.1	Volumenanteil des Stillwasserbereiches . . . . .	91
4.2	Näherungsweise Bestimmung von $\lambda_x$ . . . . .	93
4.3	Hydraulische Radien der Messstationen und Unterabschnitte . . . . .	109
5.1	Schubspannungsbetrag und Anteil . . . . .	129
5.2	Zusammenfassung der Sohlschubspannungsmethoden . . . . .	132
5.3	Literatur vergleichender Schubspannungsanalysen . . . . .	134
5.4	Sekundärströmungsanteile an Nebel- und Hellbachstationen . . . . .	147
C.1	Basisdaten der ADV-Messungen . . . . .	190
C.2	Kontrolle zur Tracervermischung im Messsystem . . . . .	192
C.3	Kalibrierungskoeffizienten der LLF . . . . .	194
D.1	Trendeinfluss auf die Basiskonzentrationen . . . . .	205
D.2	Trendeinfluss auf die zeitlichen Schwerpunkte . . . . .	205
D.3	Trendeinfluss auf die zeitlichen Varianzen . . . . .	205
D.4	Trendeinfluss auf die Dispersionskoeffizienten . . . . .	206
E.1	Hydraulische Parameter der Hellbachstationen . . . . .	212
E.2	Hydraulische Parameter der Nebelstationen . . . . .	214
E.3	$\lambda$ und $k_{St}$ zwischen den Laborstationen . . . . .	215
E.4	Hydraulische Parameter der Unterabschnitte . . . . .	216
E.5	$u_c/\sqrt{I_E}$ der Hellbachabschnitte . . . . .	217
E.6	$u_c/\sqrt{I_E}$ der Nebelabschnitte . . . . .	217
E.7	$u_c/\sqrt{I_E}$ der Vergleichsabschnitte . . . . .	218

E.8	Parameter des HAYAMI-Modells für den Hellbachabschnitt . . . . .	219
E.9	Parameter des Transient Storage Modells für den Hellbachabschnitt . . . .	220
E.10	Parameter des HAYAMI-Modells für den Nebelabschnitt . . . . .	221
E.11	Parameter des Transient Storage Modells für den Nebelabschnitt . . . . .	221
E.12	Parameter des HAYAMI-Modells für die Vergleichsabschnitte . . . . .	222
E.13	Parameter des Transient Storage Modells für die Vergleichsabschnitte . . .	222
F.1	Korrelationskoeffizienten zwischen Geschwindigkeitsgradienten und Impuls- übertragung . . . . .	255

# Abkürzungen und Symbole

Abkürzung	Bedeutung
ADV	‚Acoustic Doppler Velocimeter‘
Bsp.	Beispiel
bzw.	beziehungsweise
ca.	zirka
CORR	‚Correlation‘
DGM	Digitales Geländemodell
d.h.	das heißt
engl.	englisch
EUWRRL	Wasserrahmenrichtlinie der Europäischen Union
hor.	horizontal
IDM	Induktives Durchflussmessgerät
LDV	‚Laser Doppler Velocimeter‘
LLF	Lichtleiterfluorometer
long.	longitudinal
N-A-Modell	Niederschlags-Abfluss-Modell
PIV	‚Particle Image Velocimetry‘
RSS	‚Residual Sum ofSquares‘
SNR	‚Signal to Noise Ratio‘
sog.	sogenannte
StAUN	Staatliches Amt für Umwelt und Natur
TSM	‚Transient-Storage-Model‘
u.a.	unter anderem
vert.	vertikal
Vgl.	Vergleiche
z.B.	zum Beispiel
z.T.	zum Teil

Symbol	Einheit	Bedeutung
$A$	$[m^2]$	Fläche
$a$	$[m^{-1}]$	Rauheitsdichte, volumenbezogen $a = A_{\perp}/V_R$
$a_x$	$[m]$	Longitudinale Dispersivität
$a_x^*$	$[m]$	Dispersivitätsfaktor
$A_i$	$[1]$	Koeffizient
$a_{ij}$		Element der Transformationsmatrix $A_T$
$A_f$	$[m^2]$	Fließquerschnittsfläche
$A_G$	$[m^2]$	Grundfläche eines Rauheitselementes
$A_T$		Transformationsmatrix
$A_R$	$[1]$	Verhältnis Fließfläche zu Schnittfläche der Rauheits- elemente einer x-y Fläche, $A_R = \frac{A_{f,z}}{A_0}$
$A_S$	$[m^2]$	Schnittfläche
$A_{EZG}$	$[m^2]$	Einzugsgebietsfläche
$A_{\perp}$	$[m^2]$	Anströmfläche eines Rauheitselementes
$B$	$[1]$	Faktor der Rahmenbedingungen bei Tracerexperimenten nach Käss (1992), Oberflächen oder unterirdische Gerinne mit raschem Durchfluß = 0,1–0,9
$b$	$[m]$	Breite
$B_r$	$[1]$	Integrationskonstante des logarithmischen Wandgesetzes nach Nikuradse (1933) $B_r = 8,607$
$C$	$[1]$	Konstante, Koeffizient
$c$	$[kg\ m^{-3}]$ oder $[g\ l^{-1}]$	Konzentration
$c^*$	$[s^{1/2}]$	CHATWIN-Parameter
$C_W$	$[1]$	Widerstandszahl
$C_{H_2O}$	$[m\ s^{-1}]$	Schallgeschwindigkeit im Wasser
$C_K$	$[1]$	Koeffizient
$c_k$	$[1]$	Rauheitsdichte, $c_k = A_{\perp}/A_G$
$C_R$	$[1]$	Steigungsmaß der Fließgeschwindigkeit in der Rauheitsschicht
$C_X$		Kovarianz
$D$	$[1]$	Koeffizient
$d$	$[m]$	Durchmesser
$div$	$[m^{-1}]$	Divergenz
$D_K$	$[1]$	Koeffizient
$d_m$	$[m]$	Maßgebender Korndurchmesser, $d_m = \sum p_i \cdot d_i$
$E$	$[kg\ m^2\ s^{-2}]$	Kinetische Energie
$e_m$	$[m^2\ s^{-1}]$	Molekularer Diffusionskoeffizient
$e_t$	$[m^2\ s^{-1}]$	Turbulenter Diffusionskoeffizient
$F$	$[N]$	Kraft
$f$	$[s^{-1}]$	Frequenz

Symbol	Einheit	Bedeutung
$F_R$	[N]	Reibungskraft
$f_R$	[m s <sup>-2</sup> ]	Spezifische Reibungskraft
$f_r$	[1]	Formbeiwert
$F_S$	[N]	Schubkraft
$f_s$	[1]	Ungleichförmigkeitsbeiwert der Querschnittsform und der Linienführung
$F_T$	[N]	Trägheitskraft
$FL$	[1]	relative Fluoreszenz
$Fr$	[1]	FROUDE-Zahl, $Fr = \langle \bar{u} \rangle / \sqrt{g \cdot \bar{h}}$
$g$	[m s <sup>-2</sup> ]	Erdbeschleunigung, $g \approx 9,81 \text{ m/s}^2$
$grad$	[1]	Gradient
$h$	[m]	Abflusstiefe
$h_m$	[m]	Mittlere Abflusstiefe, nach Dracos (1990): $h_m = A_f / b_{Wsp}$
$h_R$	[m]	Reibungsverlusthöhe
$h_u$	[m]	Geschwindigkeitshöhe, $h_u = u_m^2 / (2 \cdot g)$
$I$	[N s]	Impuls
$I_c$	[1]	Sohlgefälle in Gerinnemitte
$I_E$	[1]	Energieliniengefälle
$I_R$	[1]	Reibungsliniengefälle
$I_S$	[1]	Sohlliniengefälle
$J_{bc}$	[kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	Dispersiver Flux als Randbedingung
$J_m$	[kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	Molekularer Flux
$J_t$	[kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	Turbulenter Flux
$J_d$	[kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	Dispersiver Flux
$K$	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	Turbulent kinetische Energiedichte je Masseneinheit
$k$	[m]	geometrisches Rauheitsmaß
$K_{S.E.}$	[1]	Schwellenwert, Verhältnis $K_{S.E.} = S.E. / S.E._{opt}$
$k_c$	[1]	Markierungsmittelbeiwert nach Käss (1992), für Uranin = 1
$k_S$	[m]	Sandrauheit, äquivalente Sandrauheit
$k_{St}$	[m <sup>1/3</sup> s <sup>-1</sup> ]	Geschwindigkeitsbeiwert nach MANNING-STRICKLER
$k_t$	[m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]	Transversaler Dispersionskoeffizient
$k_T$	[K <sup>-1</sup> ]	Temperaturkorrekturfaktor
$k_V$	[m]	Rauheitsmaß überströmter Vegetation
$k_x$	[m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]	Longitudinaler Dispersionskoeffizient
$L$	[km]	Länge bis zur Konzentrationsmessstation
$l$	[m]	Längenmaß
$l_m$	[m]	Mischungsweglänge, nach PRANDTL
$l_R$	[m]	Mischungsweglänge, rauheitsinduziert
$l_U$	[m]	Benetzter Umfang
$M$	[1]	Anzahl Stichprobenwerte zur Mittelung eines ADV-Wertes

Symbol	Einheit	Bedeutung
$m$	[kg]	Masse
$M_i$	[1]	Koeffizient
$m_\Delta$	[s <sup>-1</sup> ] oder [K <sup>-1</sup> ]	Trend mit Messzeit oder mit Temperatur
$m_{Kal}$	[g l <sup>-1</sup> ]	Steigung der Fluoreszenzkalibrierung
$N$	[1]	Serienstärke des ‚Bootstrappings‘
$n$	[1]	Anzahl
$N_i$	[1]	Koeffizient
$P$	[N m <sup>-2</sup> ]	Druck
$p$	[1]	Gewichtungsfaktor
$Q$	[m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> ]	Durchfluss
$q$	[1]	Exponent, empirisch
$R$		Reynoldsspannungstensor
$r$	[m]	Radius
$r_{XY}$	[1]	Korrelationskoeffizient zwischen den Variablen X und Y. Über die Standardabweichungen normierte Kovarianz (Bronstein et al. 1993): $r_{XY} = \frac{C_{XY}}{\sigma_X \sigma_Y}$
$\vec{r}$		Ortsvektor
$r_c$	[m]	Radius in Gerinnemitte
$r_m$	[m]	Radius, bei dem $\langle \bar{u} \rangle_r = u_m$
$Re$	[1]	REYNOLDS-Zahl, $Re = F_T / F_R$
$r_{Hy}$	[m]	Hydraulischer Radius, $r_{Hy} = A_f / l_U$
$RL$	[1]	Aufzeichnungslänge (Stichprobenumfang), ‚Record Length‘
$rot$		Rotation
$S$	[1]	Sinuosität, Verhältnis Gerinnelänge zu Luftlinie
$Sc$	[1]	SCHMIDT-Zahl
$S.E._X$		Standardabweichung des ‚Bootstrappings‘ mit Einheit von $X$
$Sk$	[1]	Schiefekoeffizient
$T$	[°C] oder [K]	Temperatur
$t$	[s]	Zeit
$T_m$	[s]	Zeitspanne einer Stichprobenmessung
$t_S$	[s]	Schwerpunktlaufzeit einer Konzentrationsverteilung nach Tracereingabe
$t_P$	[s]	Laufzeit einer Konzentrationsspitze
$u$	[m s <sup>-1</sup> ]	Longitudinale, kartesische und longitudinale, polare Geschwindigkeitskoordinate
$u^*$	[m s <sup>-1</sup> ]	Schubspannungsgeschwindigkeit, $u^* = \sqrt{\tau_0 / \rho}$
$u_c$	[m s <sup>-1</sup> ]	Mittlere Tracergeschwindigkeit
$u_m$	[m s <sup>-1</sup> ]	Querschnittsgemittelte Fließgeschwindigkeit
$u_P$	[m s <sup>-1</sup> ]	Geschwindigkeit der Konzentrationsspitze
$u_{Tr}$	[m s <sup>-1</sup> ]	Transformationsgeschwindigkeit

Symbol	Einheit	Bedeutung
$V$	$[\text{m}^3]$	Volumen
$\vec{v}$	$[\text{m s}^{-1}]$	Geschwindigkeitsvektor
$v$	$[\text{m s}^{-1}]$	Laterale, kartesische Geschwindigkeitskoordinate
$V_R$	$[\text{m}^3]$	Volumen eines Rauheitselementes
$v_{Range}$	$[\text{cm s}^{-1}]$	Geschwindigkeitsbereich
$W$	[1]	Gewichtungsfaktor
$w$	$[\text{m s}^{-1}]$	Vertikale, kartesische Geschwindigkeitskoordinate
$X$		Variable
$x$	[m]	Longitudinale, kartesische Raumkoordinate
$y$	[m]	Laterale, kartesische Raumkoordinate
$z$	[m]	Vertikale, kartesische Raumkoordinate
$z_R$	[m]	Rauheitsschichtgrenze
$z_v$	[m]	Vertikaler Versatz
$\alpha$	$[\circ]$	Winkel zur Koordinatentransformation
$\alpha_d$	[1]	Proportionalitätskonstante
$\alpha_t$	[1]	Quermischungsziffer
$\alpha_x$	[1]	Koeffizient der advektiven Längenskala, Längsmischungsziffer
$\beta$	$[\circ]$	Winkel zur Koordinatentransformation
$\beta_R$	[1]	Parameter der Rauheitsschicht
$\Delta$	[1]	Differenz
$\delta$	[m]	Abstand Geschwindigkeitsnullpunkt zur Kote der Maximalgeschwindigkeit
$\delta$	[m]	Distanz, räumlich
$\delta_l$	[m]	Dicke der laminaren Unterschicht
$\epsilon$	[1]	relativer Fehler
$\varepsilon$	$[\text{s}^{-1}]$	Austauschkoeffizient zur Totzone
$\eta$	[1]	Verhältnis
$\eta_m$	[1]	Widerfindungsrate der Tracermasse
$\eta_{Stag}$	[1]	Volumenanteil der Stillwasserbereiche eines Gewässerabschnittes, $\eta_{Stag} = V_{Stag}/V_{ges}$
$\eta_{Sek}$	[1]	Verhältnis Sekundär- zu Gesamtströmung, $\eta_{Sek} = \langle  \vec{n} / \vec{v}  \rangle$
$\Theta$	$[\circ]$	Drehwinkel der Schwellenwertellipse für $u' - \Delta^2 u'$ -Wertepaare
$\theta$	$[\circ]$	Sohlneigungswinkel
$\theta_r$	$[\circ]$	Krümmungswinkel
$\kappa_K$	[1]	VON KÁRMÁN'sche Konstante, nach Nikuradse (1933) $\kappa_K = 0,407$
$\lambda$	[1]	Widerstandsbeiwert
$\Lambda_x$	[m]	Integrale Längenskala

Symbol	Einheit	Bedeutung
$\lambda_t$	[m]	Transversale Längenskala
$\lambda_x$	[m]	Länge der advektiven Zone, longitudinale Längenskala
$\lambda_z$	[m]	Längenskala der vertikalen Vermischung
$\mu$	[kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	Dynamische Viskosität
$\mu_t$	[kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	Wirbelviskosität nach BOUSSINESQ, $\mu_t = \nu_t \cdot \rho$
$\mu_p$	[m <sup>p</sup> ]	räumliches Zentralmoment $p$ -ter Ordnung
$\nu$	[m s <sup>-2</sup> ]	kinematische Viskosität, $\nu = \mu/\rho$
$\nu_R$	[m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]	rauheitsinduzierte Wirbelviskosität
$\nu_t$	[m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]	Turbulente Wirbelviskosität
$\nu_q$	[s <sup>q</sup> ]	zeitliches Zentralmoment $q$ -ter Ordnung
$\Pi$	[1]	Nachlaufstärke (wake-strength)
$\rho$	[kg m <sup>-3</sup> ]	Dichte des Wassers, $\rho \approx 1000$ kg/m <sup>3</sup>
$\sigma_X$		Standardabweichung von und mit Einheit von $X$
$\sigma_X^2$		Varianz von und mit quadrierter Einheit von $X$
$\tau$	[N m <sup>-2</sup> ]	Schubspannung
$\tau$	[s]	Zeitdistanz
$\tau_0$	[N m <sup>-2</sup> ]	Wandschubspannung, Sohlschubspannung
$\tau_t$	[s]	Integrale, makroturbulente Zeitskala
$\xi$	[m]	Transformationslänge, $\xi = x - \langle u \rangle_c \cdot t$
$\zeta$	[m]	(minimaler) Wandabstand eines ADV-Messpunktes
$\zeta^*$	[1]	relativer Wandabstand, $\zeta^* = \zeta/\zeta_{max}$
$\zeta'_n$	[1]	relativer Wandabstand des fortlaufenden Mittels, $\zeta'_n = 1/n \sum_n \zeta^*$
$\bar{X}$		zeitlicher Mittelwert von $X$
$X'$		zeitliche Fluktuation von $X$
$\langle X \rangle$		räumlicher Mittelwert von $X$
$\tilde{X}$		räumliche Fluktuation von $X$

---

Indizes    Zusatzbedeutung

<i>A</i>	Anfang
<i>ADV</i>	Aus ADV-Messungen, bzw. Sensor
<i>c</i>	Aus Tracer-Messungen
<i>cal</i>	Rechnerisch
<i>E</i>	Ende
<i>Empf.</i>	Empfänger
<i>F</i>	Form
<i>gem</i>	Gemessen
<i>ges</i>	Gesamt
<i>I</i>	Impfung
<i>i</i>	Imaginär
<i>Kal</i>	Kalibrierung
<i>korr</i>	Korrekt
<i>krit</i>	Übergang, kritisch
<i>max</i>	Maximal
<i>ortho</i>	orthogonal zur Stromlinie, bzw. zum Stromfaden
<i>S</i>	Sohle
<i>Stag</i>	Totzone, Bereich stagnerter Fließgeschwindigkeit
<i>turb</i>	Turbulent
<i>lam</i>	Laminar
<i>opt</i>	Optimum
<i>R</i>	Rauheitsschichtgrenze
<i>r</i>	Real
<i>r.m.s.</i>	„Root mean square“
<i>U</i>	Umfang
<i>Veg</i>	Vegetation
<i>Wsp</i>	Wasserspiegel
<i>z</i>	Höhe in x-y Ebene
0	Basis

# Kapitel 1

## Einleitung

Nach einem ökologisch guten Zustand der Fließgewässer besteht der gesellschaftliche Wunsch und politische Wille. Dieser Wunsch, niedergelegt in Gesetzen, erstreckt sich auch auf Fließgewässer in Kulturlandschaften. Ein großes Renaturierungspotential im Sinne der EUWRRL liegt in den kleinen Fließgewässern. Im Gegensatz zu mittleren und großen Flüssen mit dicht besiedelten Achsen besteht hier ein größerer Gestaltungsspielraum. Zumal zählt der Großteil aller Fließgewässer zu den kleinen Fließgewässern. In Mecklenburg-Vorpommern z.B. sind 80 % aller Fließgewässer als Bäche mit Einzugsgebieten  $A_{EZG} = 10 \dots 100 \text{ km}^2$  und 13 % als kleine Flüsse mit Einzugsgebieten  $A_{EZG} = 100 \dots 1000 \text{ km}^2$  zu kennzeichnen (LUNG 2008).

Die meisten Aufgaben, die der Wasserbauer an natürlichen und naturnahen Gerinnen zu lösen hat, beruhen auf der Kenntnis der Fließgeschwindigkeit und des beanspruchten Fließquerschnittes für einen gegebenen Durchfluss. Die Ermittlung dieser beiden Kenngrößen nach konventioneller Hydraulik basiert auf der Annahme prismatischer bzw. pyramidenförmiger Wasserkörper in offenen Gerinnen und der Kenntnis des Widerstandsverhaltens des Gerinnes gegenüber dem Wasserfluss. Die Form des Wasserkörpers in natürlichen und naturnahen Gerinnen lässt sich als Aneinanderreihung von Pyramidenstumpfen auffassen. Ihre Formen ändern sich an kleinen naturnahen Fließgewässern längs des Laufes in so rascher Folge, dass der Aufwand zu deren geometrischer Erfassung bei der Lösung vieler Aufgaben als unverhältnismäßig erscheint.

Wo die Bedeutung der Aufgabe den Aufwand rechtfertigt, werden die Nachweise der hydraulischen Leistungsfähigkeit von Fließgewässern mit den physikalisch begründeten Ansätzen der konventionellen Hydraulik geführt. In dieser Hydraulik dient das Fließgesetz von DARCY und WEISBACH zur eindimensionalen Berechnung selbst äußerst komplizierter Abflüsse, wie es PASCHE zur Berechnung der Trennflächenrauheit zu Vorländern mit Bewuchs (Pasche und Rouvé 1987) oder das Verfahren nach MERTENS unter Zuhilfenahme gegliederter Querschnitte und fiktiver Trennwände zeigen (Mertens 2004). Die heutige Rechnerleistung ermöglicht mittlerweile sehr detaillierte Ergebnisse und befreit von allzu groben Annahmen, führt aber zu einer oft verkannten Scheingenauigkeit, die nur durch Feldbeobachtungen aufgedeckt werden kann.

Bei vielen Aufgaben des Hochwasserschutzes und der Havariebekämpfung genügt zur

grobe Abschätzung des Hochwasserwellenverlaufs, der Lage des Hochwasserspiegels und der Stoffausbreitung in renaturierten Gewässern die Kenntnis des Zusammenhanges zwischen Durchfluss einerseits und Fließgeschwindigkeit und Dispersion andererseits. Tracer-Experimente von Kellerhals (1970) und Storchenegger (1984) haben gezeigt, dass die Fließgeschwindigkeit in natürlichen und naturnahen Gerinnen straff mit dem Durchfluss korreliert. Dem gegenüber leitet die aktuelle Hydraulik das Widerstandsverhalten der rauen Gerinne aus dem Impulsaustausch im Innern des Strömungskörpers her. Ein Impulsaustausch schließt jedoch immer einen Massenaustausch ein. Das legt den Versuch nahe, den funktionalen Zusammenhang zwischen diesen Größen zu erforschen.

Zur Beschreibung der Impuls- und Austauschvorgänge bedient sich die Hydrodynamik der NAVIER-STOKES-Gleichung, bzw. der REYNOLDS-Gleichungen. Auf dieser Grundlage wurden und werden in den wasserbaulichen Versuchsanstalten Versuche durchgeführt, ausgewertet und dadurch die Kenntnisse über die turbulenten Strömungen erweitert. Die Versuche zur Klärung der Zusammenhänge zwischen Widerstandsbeiwert und Material-, bzw. Strömungskonstanten wurden zuerst an Rohrströmungen durchgeführt, die den PRANDTL'schen Ansatz des Impulsaustausches bestätigten und die es Nikuradse (1933) ermöglichten, die maßgeblichen Material und Strömungskonstanten für Rohrleitungen zu bestimmen.

Beobachtungen an offenen Gerinneströmungen deckten jedoch den Bedarf an Erweiterungen des phänomenologischen Ansatzes von PRANDTL auf. Viele dieser Erweiterungen beschreiben die Wirkungsweise naturnaher Strukturen auf das Strömungs- und Widerstandsverhalten in offenen Gerinnen. Dem Autor sind jedoch keine Arbeiten zugänglich, die zur Erweiterung der Theorie auf das Strömungsfeld in kleinen naturnahen Fließgewässern führen. So besitzen die Fließgesetze für den Großteil offener Gerinneströmung nur Näherungscharakter (Naudascher 1992) und die Vergleichbarkeit der im Labor gewonnenen Erkenntnisse darf in Frage gestellt werden.

Diese Arbeit hat sich zum Ziel gesetzt,

- zu klären, ob der funktionale Zusammenhang zwischen dem Widerstand und der Dispersion quantifiziert werden kann und
- ob dieser Zusammenhang bzw. die daraus gewonnenen Parameter ein objektives Maß für die Strukturgüte eines Gewässers bilden können, sowie
- den Impulsaustausch und weitere mit dem Widerstand und der Dispersion in Verbindung stehende Phänomene zu untersuchen.

Trotz der fragwürdigen Vergleichbarkeit und der hohen Komplexität entschloss sich der Autor dazu, seine Messungen in natürlichen Gerinnen in Analogie zu den Labormessungen durchzuführen. Um die Besonderheit natürlicher und naturnaher Gerinne kennenzulernen, wurden für die Messungen einerseits ein naturnahes bis natürliches Gewässer und andererseits ein Gewässer ausgewählt, das anthropogen in dem Sinne verändert wurde, dass der Nachweis der hydraulischen Leistungsfähigkeit mit der konventionellen Hydraulik zuverlässig geführt werden konnte. In beiden Gewässern wurde versucht, die Strömungsstruktur mit ADV-Messungen gepaart mit Tracerversuchen zu erfassen.

Aufgrund dieser Ausgangslage, sowie den daraufhin durchgeführten Beobachtungen und Auswertungen ist die Arbeit wie folgt gegliedert:

Die theoretischen Grundlagen, die zu den Modellen des Widerstandsverhaltens und des Stofftransportes führen, werden im Kapitel 2 behandelt. Zusätzliche Erörterungen zu den Prozessen und Erkenntnissen aus neueren Experimenten verdeutlichen die Problematik der Anwendbarkeit theoretischer Grundlagen und der Rohrhydraulik auf die offene Gerinneströmung. Die Untersuchungsgegenstände, die Messtechniken und Messmethoden, sowie die Aufbereitung der Daten werden im Kapitel 3 vorgestellt. Die Beschreibungen der Analysemethoden, die Analysen selbst und ihre Interpretationen erfolgen auf der Gewässerabschnitts- und auf der Profilskala. Neben den eigenen Untersuchungen werden Forschungsergebnisse, speziell des Strömungs- und Ausbreitungsverhaltens in natürlichen Fließgewässern, beigezogen und soweit möglich miteinander verglichen. Die Reihenfolge der Strömungscharakterisierung entspricht der Ingenieurmethode ‚vom Groben ins Detail‘, beginnt bei der integralen Betrachtungsweise der Gewässerabschnitte (Kapitel 4) und endet bei den Modellen räumlich aufgelöster, jedoch zeitlich gemittelter Prozesse des Strömungsfeldes (Kapitel 5). Die Arbeit schließt mit einer Schlußbetrachtung und einem Ausblick (Kapitel 6) ab.



# Kapitel 2

## Theoretischer Hintergrund

### 2.1 Einleitung

Dieses Kapitel verschafft dem Leser einen Überblick über die physikalisch-mathematische Beschreibung der Strömung und der Stoffausbreitung in Fließgewässern. Für umfangreiche Erörterungen zur Hydraulik sei auf Dracos (1990) und Malcherek (2005), zur Stoffausbreitung in Fließgewässern auf Fischer et al. (1979) und Rutherford (1994) und für eine Vertiefung in die Thematik der Messung und Analyse von Zufallsdaten auf Bendat und Piersol (1971) sowie Nielsen und Wendroth (2003) verwiesen. Die mathematischen Herleitungen und Zusammenhänge sowie die physikalischen Bedeutungen erfolgen ausführlicher für die Prozessbeschreibungen, auf denen die Analysen der Kapitel 4 und 5 basieren. Die Gleichungen der Fluidbewegung und die Grundgesetze der Fluidmechanik werden in der platzsparenden Vektorschreibweise präsentiert. Ab den REYNOLDS-Gleichungen erfolgt die Darstellung zur Verdeutlichung der Mittelungswirkung und der Dimensionsreduzierung in der Komponentenschreibweise.

### 2.2 Impulstransport

#### 2.2.1 Fluidbewegung

Die Hydraulik bedient sich zur Beschreibung der Bewegung von und in Fluiden zweier Betrachtungsweisen. Die Euler'sche Betrachtung beschreibt die Bewegungsänderung für jeden Punkt der Strömung, dessen Lagepunkt durch den Ortsvektor  $\vec{r}$  gegeben ist. Im Lagrange'schen System beginnt die Betrachtung an einem Ortsvektor  $\vec{r}_0$  zu einem Zeitpunkt  $t_0$ , aus der jede weitere Lage  $\vec{r}$  bestimmt wird.

$$\vec{r} = f(\vec{r}_0, t_0)$$

Will man die Beschleunigung eines Fluidteilchens im Euler'schen System

$$\vec{a}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{v}(\vec{r}, t)}{\partial t}$$

entlang einer Bahnlinie betrachten, so ist das totale Differential zu bilden.

$$d\vec{v} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{s}} d\vec{s} + \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} dt$$

Mit der materiellen Ableitung (Dracos 1990) kann die Beschleunigung in das Lagrange'sche System transformiert werden

$$\vec{a}(\vec{r}(t), t) = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{s}}.$$

Die Beschleunigung besteht aus einem Term, der die Stationarität und einem Term, der die Gleichförmigkeit beschreibt. Zerlegt man die Beschleunigung an einer Stelle  $\vec{s}$  der gekrümmten Bahnlinie in einen tangentialen und einen hierzu orthogonalen Anteil, erhält man mit den partiellen Ableitungen der kartesischen Raumkoordinaten die Komponenten des Rotationsvektors und infolge die materielle Beschleunigung (Dracos 1990).

$$\vec{a} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \text{grad} \left( \frac{|\vec{v}|^2}{2} \right) - (\vec{v} \times (\text{rot } \vec{v}))$$

### 2.2.2 Grundgesetze der Fluidmechanik NEWTON'scher Flüssigkeiten

Als Grundgesetze der Fluidmechanik (Dracos 1990) bezeichnet man die Sätze der

- Massenerhaltung
- Impulserhaltung
- Energieerhaltung.

Der Volumenstrom einer NEWTON'schen Flüssigkeit ist konstant (Kontinuitätsgesetz).

$$\text{div } \vec{v} = 0 \quad (2.1)$$

Dem Gesetz nach NEWTON zufolge beschleunigt ein Fluidvolumen proportional zu den angreifenden spezifischen (massenbezogenen) Gewichts-, Druck- und Reibungskräften.

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -g \cdot \text{grad } z - \frac{1}{\rho} \cdot \text{grad } P + \vec{f}_R \quad (2.2)$$

$g$  ist die Erdbeschleunigung,  $\rho$  die Dichte,  $P$  der Druck und  $\vec{f}_R$  die spezifische Reibungskraft. Das Integral der (reibungsfreien) Euler'schen Bewegungsgleichung entlang einer Stromlinie ergibt das Gesetz der Energieerhaltung nach BERNOULLI.

$$g \cdot z + \frac{P}{\rho} + \frac{|\vec{v}|^2}{2} = C \quad (2.3)$$

Die spezifische Reibungskraft in der Gleichung 2.2 entspricht der Änderung normaler und tangentialer Spannungen am betrachteten Fluidvolumen, hervorgerufen durch die Zähigkeit

des Fluids. Die Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch die Spannungsänderungen in longitudinale Richtung  $x$ . In der Einheit der spezifischen Reibungskraft, einer Kraft je Masseneinheit, lassen sich die Spannungsänderungen über die Strecken  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$  als Spannungstensor zusammenfassen. Zwischen dem Spannungstensor und dem Deformationstensor besteht eine stoffspezifische Beziehung, die dynamische Viskosität<sup>1</sup>  $\nu$ . Die Bewegung reibungsbehafteter Fluide beschreibt die NAVIER-STOKES-Gleichung.

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -grad \left( gz + \frac{P}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) + (\vec{v} \times (rot \vec{v})) + \nu div grad \vec{v} \quad (2.4)$$

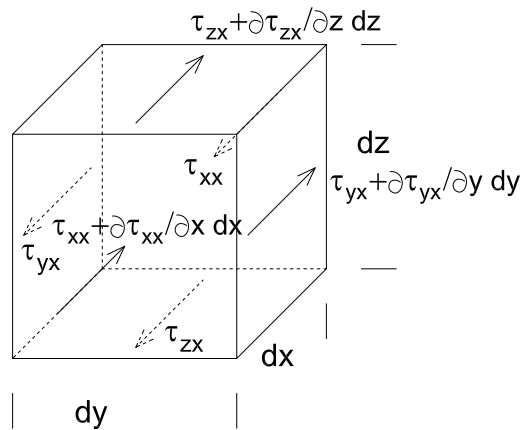


Abbildung 2.1: Spannungen und Spannungsänderungen über  $dx$  eines Fluidvolumens

### 2.2.3 Turbulente Fluidbewegung

Die Gesamtheit vieler kleiner, sich gegenseitig beeinflussender, jedoch selten kompensierender Störungen kann im zeitlichen Verlauf einen makroskopischen Wert annehmen. Die Beschreibung dieses Bewegungszustandes ist, neben der theoretischen Betrachtung durch die Gleichung von NAVIER-STOKES (Gleichung 2.4), ein Problem der mathematischen Statistik (Baumert und Rische 1981). Baumert und Rische (1981) zufolge ist die turbulente Strömung:

- Stark Anisotrop
- Ergodisch
- Homogen
- Stationär im weiteren Sinn
- Markoffsch

---

<sup>1</sup> $\nu = 1,31 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  bei  $T=10^\circ\text{C}$ , im Folgenden als konstant erachtet

Isotropie ist infolge differenzierter Charakteristika in longitudinaler, lateraler und vertikaler Richtung nicht gegeben, wird aber meistens in vielen Modellen turbulenter Bewegung (Vgl. Kapitel 2.4.1) vorausgesetzt. Die Zeitskala der (Makro-) Turbulenz, kurz integraler Zeitmaßstab (Vgl. Kapitel 5.3.3), ist kürzer als die Zeitskala von Durchfluss- oder mittleren Konzentrationsänderungen. Betrachtet man turbulente Prozesse in einer Zeitspanne, die einem Vielfachen des integralen Zeitmaßstabes entspricht, jedoch kleiner als die Zeitskala der Instationaritäten ist, kann von einer Stationarität im weiteren Sinn ausgegangen werden. Die gleichen Überlegungen führen auch zur Ergodizität, d.h. die Mittelwertbildung einer Turbulenzgröße  $X$  über den Raum

$$\mu_X(t) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int_0^V X_t(V) dV \quad (2.5)$$

entspricht der Mittelwertbildung über die Zeit (Bendat und Piersol 1971; Malcherek 2005)

$$\mu_X(x) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau X_x(t) dt \quad . \quad (2.6)$$

Natürliche Prozesse sind in der Regel instationäre Prozesse. Die Aufzeichnung über ein Zeitfenster  $T_m$  erlaubt diesen als ergodisch stationären Prozess aufzufassen. Das Zeitfenster muss ein Vielfaches der Zeitskala der Makroturbulenz, kurz integraler Zeitmaßstab (Vgl. Kapitel 5.3.3) betragen, jedoch kürzer als die Zeitskala der Instationarität sein. Unter der Randbedingung, dass die Startzeit  $t_1$  keine Auswirkung besitzt, gilt

$$\mu_X(x) = \frac{1}{T_m} \int_{t_1}^{t_1+T_m} X_x(t) dt$$

und über eine Stichprobe, bzw. das Datenensemble (Bendat und Piersol 1971; Malcherek 2005):

$$\mu_X(x) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_x(t_i) \quad . \quad (2.7)$$

Im Weiteren kennzeichnen  $\bar{X}$  den zeitlichen Mittelwert und  $\langle X \rangle$  den räumlichen Mittelwert oder den Ensemblemittelwert einer Stichprobe. Da jeder zukünftige nur vom gegenwärtigen Zustand, aber nicht von der Vergangenheit abhängt, spricht man bei der Turbulenz von einem markoff'schen System.

Der Vergleich mechanisch ähnlicher Strömungen, bezogen auf die Geometrie ihrer Begrenzung und ihrer Stromlinien, gelingt mit Hilfe der REYNOLDS-zahl.

$$Re = \frac{u_m \cdot l}{\nu} \quad (2.8)$$

$u_m$  ist die mittlere Fließgeschwindigkeit in einem Querschnitt und  $l$  ein Längenmaß. Die REYNOLDS-zahl zeigt das Verhältnis zwischen Trägheits- und molekularer Reibungskraft. REYNOLDS wies nach, dass sich ab einem kritischen Verhältnis,  $Re \geq Re_{krit}(l = 4 \cdot r_{Hy}) \approx 2320$ , in der Strömung offener Gerinne, nach einer Störung Turbulenz einstellt.

### 2.2.4 REYNOLDS-Gleichungen

Bei der Reynoldsmittelung wird ein Momentanwert  $X$  in einen zeitlichen Mittelwert  $\bar{X}$  und eine Fluktuation  $X'$  zerlegt und anschließend über die Zeit gemittelt:

$$\bar{X} = \overline{\bar{X} + X'} = \bar{X}, \quad \text{da} \quad \overline{X'} = 0 \quad .$$

Die Reynoldsmittelung der Produkte zweier physikalischer Größen  $X_1$  und  $X_2$  lautet

$$\begin{aligned} \overline{X_1 X_2} &= \overline{\bar{X}_1 \bar{X}_2} + \overline{\bar{X}_1 X'_2} + \overline{X'_1 \bar{X}_2} + \overline{X'_1 X'_2} \\ &= \bar{X}_1 \bar{X}_2 + \overline{X'_1 X'_2} \end{aligned} \quad (2.9)$$

und dient der Beschreibung des zeitlich mittleren Impulstransportes inkompressibler Fluide (Malcherek 2005). Für die zeitlich gemittelte Kontinuitätsgleichung erhält man nach Reynoldsmittelung der Gleichung 2.1:

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}} &= 0 \\ \text{und} \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} &= \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad . \end{aligned} \quad (2.10)$$

Als REYNOLDS-Gleichungen bezeichnet man die nach Gleichung 2.9 zeitlich gemittelte NAVIER-STOKES-Gleichung 2.4.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( g_i z + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left( g_i z + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \overline{v'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{v'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \overline{v'w'} \right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left( g_i z + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} - \overline{w'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} - \overline{w'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \overline{w'w'} \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

$g_i$  kennzeichnet den Anteil der Erdbeschleunigung. Die Komponenten beziehen sich auf ein kartesisches Koordinatensystem (Abbildung 2.2). Die Gradienten von Druck und Lage, sowie die Gradienten der viskosen Schubspannungen und der Geschwindigkeitskorrelationen wurden zusammengefasst und die turbulenten Dichtekorrelationsterme vernachlässigt.

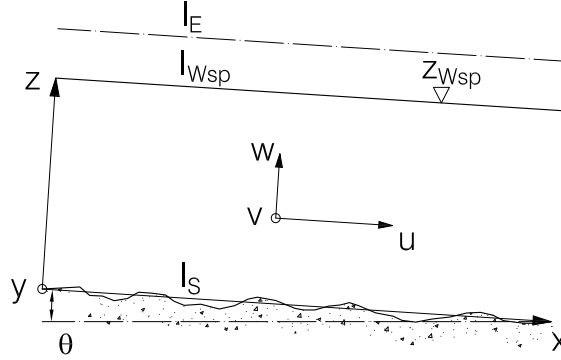


Abbildung 2.2: Komponenten des Orts- ( $\vec{r}(x, y, z)$ ) und des Geschwindigkeitsvektors ( $\vec{v}(u, v, w)$ )

Die Kovarianzen<sup>2</sup>  $\overline{v'_i v'_j}$  in den REYNOLDS-Gleichungen entstehen durch die Reynolds-mittelung der advektiven Terme<sup>3</sup>

$$\overline{v_i \frac{\partial v_j}{\partial x_i}} = \bar{v}_i \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} + \overline{v'_i \frac{\partial v'_j}{\partial x_i}}$$

und durch die Anwendung von Produktregel und Kontinuitätsgleichung 2.10:

$$\begin{aligned} \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \overline{v' \frac{\partial u'}{\partial y}} + \overline{w' \frac{\partial u'}{\partial z}} &= \frac{\overline{\partial u' u'}}{\partial x} + \frac{\overline{\partial u' v'}}{\partial x} + \frac{\overline{\partial u' w'}}{\partial x} - \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} - \overline{u' \frac{\partial v'}{\partial y}} - \overline{u' \frac{\partial w'}{\partial z}} \\ &= \frac{\overline{\partial u' u'}}{\partial x} + \frac{\overline{\partial u' v'}}{\partial x} + \frac{\overline{\partial u' w'}}{\partial x} \end{aligned}$$

Gegenüber der NAVIER-STOKES-Gleichung besitzt die REYNOLDS-Gleichung daher einen symmetrischen Reynoldsspannungstensor

$$R = \begin{pmatrix} -\rho \overline{u' u'} & -\rho \overline{u' v'} & -\rho \overline{u' w'} \\ -\rho \overline{v' u'} & -\rho \overline{v' v'} & -\rho \overline{v' w'} \\ -\rho \overline{w' u'} & -\rho \overline{w' v'} & -\rho \overline{w' w'} \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

dessen Elemente der Hauptdiagonalen Normalspannungen und die übrigen Elemente Schubspannungen beschreiben (Schlichting und Gersten 1997).

### 2.2.5 Doppelt gemittelte NAVIER-STOKES-Gleichung

Die Verknüpfungen von Rauheitsparametern mit den Reynoldsgleichungen 2.11-2.13 erbringen nach Koll (2002) für unregelmäßige Rauheiten keine zufriedenstellende Lösungen.

<sup>2</sup>Als Kovarianz wird der Erwartungswert der gemeinsamen Variabilität zweier Zufallsfunktionen bezeichnet Bronstein et al. (1993):  $C_{XY} = E[(X - \mu_X)(Y - \mu_Y)]$ .

<sup>3</sup>In dieser Schreibweise gilt die Konvention, dass über doppelte Indizes zu summieren ist.

Hilfreich ist daher die räumliche Mittelung von Strömungs- und Rauheitsparametern. Der Mittelwert einer Strömungsgröße  $X$  der horizontalen  $x - y$ -Fläche in der Höhe  $z$  entspricht:

$$\langle X \rangle(x, y, z, t) = \frac{1}{A_{f,z}} \iint_{A_f} X(x, y, z, t) dx dy$$

Die Ausdehnung der Mittelungsfläche ( $dx, dy$ ) sollte ein Vielfaches der Rauheiten betragen, jedoch kleiner als die makroskaligen Größen des Gewässers sein (Nikora et al. 2007a). Die räumliche Mittelung der Strömungsgrößen  $X$  erfolgt auf analogem Weg zu den Gleichungen 2.9 der Reynoldsmittelung. Ein zeitlicher Mittelwert besteht aus einem räumlichen Mittelwert  $\langle \bar{X} \rangle$  und einer räumlichen Fluktuation  $\tilde{X}$ .

$$\bar{X} = \langle \bar{X} \rangle + \tilde{X} \quad (2.15)$$

Die Reihenfolge der Mittelungsprozedur ist zeitlich-räumlich und wird ausführlich bei Nikora et al. (2007a) diskutiert. Nach Nikora et al. (2001) lauten die räumlich gemittelten REYNOLDS-Gleichungen 2.11-2.13 für das turbulente Strömungsfeld über den Rauheitserhebungen:

$$\frac{\partial \langle \bar{v}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{v}_i \rangle \frac{\partial \langle \bar{v}_j \rangle}{\partial x_i} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{P}_j \rangle}{\partial x_i} - \frac{\partial \langle \bar{v}_i' \bar{v}_j' \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle \tilde{v}_i \tilde{v}_j \rangle}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{v}_i \rangle}{\partial x_j^2} \quad , \quad (2.16)$$

sowie innerhalb der Rauheitserhebungen (Abbildung 2.5):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \bar{v}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{v}_i \rangle \frac{\partial \langle \bar{v}_j \rangle}{\partial x_i} &= g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{P}_j \rangle}{\partial x_i} - \frac{1}{A_R} \frac{\partial A_R \langle \bar{v}_i' \bar{v}_j' \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{A_R} \frac{\partial A_R \langle \tilde{v}_i \tilde{v}_j \rangle}{\partial x_j} + \\ &\quad \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{v}_i \rangle}{\partial x_j^2} + \nu \left\langle \frac{\partial^2 \tilde{v}_i}{\partial x_j^2} \right\rangle - \frac{1}{\rho} \left\langle \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} \right\rangle \\ \text{mit} \quad A_R &= \frac{A_{f,z}}{A_0} \quad . \end{aligned} \quad (2.17)$$

Gegenüber den REYNOLDS-Gleichungen 2.11-2.13 beinhaltet die Gleichung 2.16 durch Anwendung der Produktregel und der räumlich gemittelten Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \langle \bar{v}_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad ,$$

die zusätzlichen Schubspannungsterme

$$\tau_{\langle \tilde{v}_i \tilde{v}_j \rangle}(z) = \rho \cdot \langle \tilde{v}_i \tilde{v}_j \rangle \quad , \quad (2.18)$$

die als Rauheits- (Koll 2002), dispersive oder forminduzierte Schubspannungen (Sukhodolov et al. 2006a; Nikora et al. 2001) bezeichnet werden.

### 2.2.6 Modellapproximation der offenen Gerinneströmung

Das zeitabhängige dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld enthält die vollständige Beschreibung der Strömung, jedoch in solch einer Fülle, dass die Daten immer durch Vereinfachungen reduziert werden müssen (Müller 1990). Nach der zeitlichen Mittelung des Strömungsfeldes, bedingen die Korrelationsterme eine Unterbestimmung des Reynoldsgleichungssystems (Gleichungen 2.11 bis 2.13). Zu ihrer Lösung verhelfen u.a. die Annahmen der offenen Gerinneströmung (Aberle 2000). Diese umfassen für Strömungen NEWTON'scher Flüssigkeiten:

- Stationäre Strömung,  $\partial/\partial t = 0$ ;
- Ausgebildete Grenzschicht (Gleichförmigkeit),  $\partial/\partial x = 0$  bis auf  $\partial z_S/\partial x = I_S \neq 0$ ;
- Kein transversaler Massenaustausch,  $\partial/\partial y = 0$  und  $v = w = 0$ ;
- Haftbedingung an der Wandung  $\vec{v}(z = 0) = 0$ ;

Unter den Annahmen der offenen Gerinneströmung reduzieren sich die REYNOLDS-Gleichungen. Aus Gleichung 2.11 wird:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} \right) - g \cdot \sin \theta \quad . \quad (2.19)$$

Aus Gleichung 2.13 wird:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - g \cdot \cos \theta \quad . \quad (2.20)$$

Mit Substitution der Lösung von Gleichung 2.20 (hydrostatische Druckverteilung) in Gleichung 2.19 erhält man für kleine Sohlneigungswinkel  $\theta$  (Malcherek 2005):

$$g \cdot \frac{\partial z_S}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} \right) \quad . \quad (2.21)$$

Auf die Gerinnewandung wirkt eine Schubspannung, die mittlere Sohl- oder Wandschubspannung  $\tau_0$ , welche dem NEWTON'schen Gesetz zufolge im Gleichgewicht zur Schwerkraftkomponente des Wasserkörpers steht (Naudascher 1992).

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot I_S \cdot r_{Hy} \quad (2.22)$$

$I_S$  ist das Sohlgefälle. Für breite Gerinne, bei denen die Wasserspiegelbreite  $b_{Wsp} \geq 10 \cdot h_m$  und somit für den hydraulischen Radius  $r_{Hy} \approx h_m$  gilt, lautet die Gleichung 2.21 nach Integration über die Abflusstiefe  $h$  bei vernachlässigbarer Windschubspannung an der Wasseroberfläche und mit der Schubspannungsgeschwindigkeit

$$\begin{aligned} u^* &= \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \\ g \cdot I_S \cdot h &= -u^{*2} \quad . \end{aligned} \quad (2.23)$$

Man erkennt aus den Gleichungen 2.21 und 2.22, dass die Wandschubspannung aus einem laminaren und einem turbulenten Anteil besteht.

$$\begin{aligned}\tau &= \tau_{lam} + \tau_{turb} \\ \tau_{lam} &= \rho \cdot \nu \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\end{aligned}\tag{2.24}$$

$$\tau_{turb} = -\rho \cdot \overline{u'w'}\tag{2.25}$$

### 2.2.7 Modellkonzept der Wirbelviskosität

In Analogie zur stoffspezifischen viskosen Zähigkeit führte Bussinesq (1877) in Malcherek (2005) den Ansatz der strömungsspezifischen turbulenten Viskosität  $\mu_t$  ein.

$$\tau_{turb} = \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\tag{2.26}$$

Das Prinzip dieser Wirbelviskosität bildet einen grundlegenden Schließungsansatz, der in der Hydromechanik verwendeten Turbulenzmodelle (Malcherek 2005). Es besagt, dass die turbulenten Schwankungen proportional zu den Scherungen der mittleren Geschwindigkeiten sind. Da die turbulente Viskosität a priori nicht bekannt ist (Dracos 1990), sind Beziehungen zu ihrer Bestimmung aufzustellen.

In Analogie zur freien Weglänge von Gasen, verfasste Prandtl die Mischungsweghypothese zur Beschreibung der kinematischen Viskosität. Die Ungewissenheit, ob Wirbel sich in gleicher Weise wie Gasmoleküle verhalten und das große Wirbelspektrum, welches keinen eindeutigen Wert der Mischungsweglänge vermuten lässt (Rutherford 1994), bilden Kritikpunkte dieser Hypothese. Ihre Beschreibung durch einen turbulenten Längenmaßstab und der turbulenten Geschwindigkeit ist aber naheliegend. Das PRANDTL'sche Mischungswegkonzept betrachtet den Zusammenhang zwischen Geschwindigkeitsänderungen und den hierzu erforderlichen Wegstrecken (Abbildung 2.3).

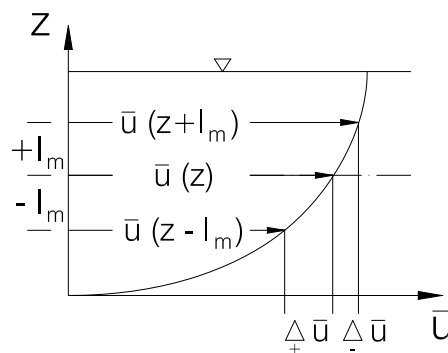


Abbildung 2.3: Mischungswegkonzept nach PRANDTL

Bollrich (2000) erläutert das Mischungswegkonzept wie folgt: Wird ein Fluidvolumen mit einer mittleren Geschwindigkeit  $\bar{u}(z)$  aus seiner vertikalen Position befördert, verursacht dieses an der neuen Position  $z \pm l_m$  je nach Vorzeichen eine Beschleunigung oder eine

Verzögerung um  $\pm\Delta\bar{u}$ :

$$\begin{aligned}\bar{u}(z) &= \bar{u}(z + l_m) - \Delta\bar{u} \\ \bar{u}(z) &= \bar{u}(z - l_m) + \Delta\bar{u} \quad .\end{aligned}$$

Entwickelt man die positive, bzw. die negative Beschleunigung in eine Taylorreihe und betrachtet nur das Glied erster Ordnung, vernachlässigt also die Krümmung an der Position  $z$ , erhält man:

$$\Delta\bar{u} = l_m \frac{d\bar{u}(z)}{dz} \quad .$$

Eine axiale Geschwindigkeitsfluktuation kann als arithmetisches Mittel der positiven und negativen Geschwindigkeitsänderung aufgefasst werden.

$$\begin{aligned}u' &= \frac{1}{2}(\Delta_+ \bar{u} + \Delta_- \bar{u}) \\ &= l_m \frac{d\bar{u}(z)}{dz}\end{aligned}$$

Aus Kontinuitätsgründen verursacht eine axiale Fluktuation auch eine vertikale Fluktuation in gleicher Größenordnung. Der Faktor zwischen beiden Fluktuationen wird, da der Mischungsweg eine unbekannte Größe darstellt, in diese einbezogen. Mit dem PRANDTL'schen Mischungswegkonzept und der linearen Abhängigkeit der Mischungsweglänge  $l_m$  vom Wandabstand  $z$

$$l_m = \kappa_K \cdot z \tag{2.27}$$

ergibt sich die turbulente Schubspannung

$$\tau_{turb} = \rho \cdot (\kappa_K \cdot z)^2 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \tag{2.28}$$

und für die Wirbelviskosität

$$\mu_t = \rho \cdot l_m^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad .$$

$\kappa_K$  ist die VON KÁRMÁN'sche Konstante.

### 2.2.8 Grundlage höherwertiger Modellkonzepte

Aus der Differenz der REYNOLDS-Gleichungen 2.11-2.13 und der NAVIER-STOKES-Gleichung 2.4 erhält man die Transportgleichungen der Geschwindigkeitsfluktuationen. Am Beispiel der Geschwindigkeitsfluktuation in Fließrichtung enthält diese Transportgleichung Terme

der Advektion (1), der Produktion (2), des Drucks (3), der Diffusion (4) und der Reynoldsspannungen (6).

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} + & \underbrace{u \frac{\partial u'}{\partial x} + v \frac{\partial u'}{\partial y} + w \frac{\partial u'}{\partial z}}_{(1)} + \underbrace{u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_{(2)} = \\ & \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial x}}_{(3)} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2}}_{(4)} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}}_{(5)} \end{aligned}$$

Die Produktionsterme zeigen, dass der Grad der Turbulenz besonders an solchen Orten verändert wird, an denen die mittlere Strömungsgeschwindigkeit große Gradienten aufweist, das Fluid also einer großen Scherung ausgesetzt ist. Die Multiplikation der Transportgleichungen der orthogonalen Geschwindigkeitsfluktuationen miteinander ergibt die Reynoldsspannungsgleichungen. Ihre Herleitung führt zu weiteren Unbekannten, so dass sie der Lösung des unterbestimmten Gleichungssystems nicht dienlich sind. Sie helfen jedoch die Natur der Turbulenz zu verdeutlichen (Malcherek 2005) und dienen der Turbulenzmodellierung (Schließungsmodelle zweiter Ordnung, wobei sich ‚Schließung‘ auf die Unterbestimmung der Gleichungssysteme bezieht).

## 2.3 Geschwindigkeitsverteilungen der Grenzschicht

Die Theorie des asymptotischen Verhaltens von Strömungen hoher Reynoldszahlen wird Grenzschichttheorie genannt (Schlichting und Gersten 1997). Diese untergliedert das Strömungsfeld in eine theoretisch viskositäts- und turbulenzfreie Außenströmung und eine Grenz- oder Reibungsschicht (Prandtl (1904) in Schlichting und Gersten (1997)), welche die Haftbedingung,  $\vec{v} = 0$ , an der Wandung erfüllt.

### 2.3.1 Hydraulisches Verhalten und Rauheitsmaße

Die Untergliederung der Grenzschicht erfolgt einerseits auf Basis der dominierenden Impulsübertragungsform, andererseits aufgrund der hydraulischen Wirkung der Gerinnewandung. Man bezeichnet eine Wand ‚hydraulisch glatt‘, wenn die Rauheitserhebungen nicht in die turbulente Kernzone eindringen. Bei einer ‚hydraulisch rauen‘ Wand werden alle Rauheitserhebungen von der turbulenten Kernzone erfasst. Dazwischen befindet sich der ‚Übergangsbereich‘ (Abbildung 2.4). Die Grenzen werden mit der dimensionslosen REYNOLDSzahl der (äquivalenten) Sandrauheit (Vgl. Kapitel 2.3.4)

$$k_S^+ = \frac{k_S}{l_\nu}, \quad (2.29)$$

mit dem viskosen Längenmaßstab  $l_\nu = \nu/u^*$  (Dracos 1990), ermittelt (Schlichting und Gersten 1997) und betragen  $k_S^+ \approx 5$  zwischen hydraulisch glatt und dem Übergangsbereich und  $k_S^+ \approx 70$  zwischen dem Übergangsbereich und der hydraulisch rauen Strömung.

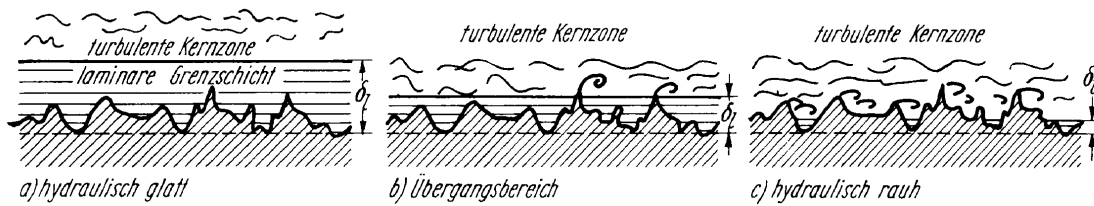


Abbildung 2.4: Hydraulisches Verhalten, aus Bollrich (2000)

Malcherek (2005) zufolge sind hydraulisch glatte Strömungen nur über technischen Laborwänden und nicht an natürlichen Gerinnen anzutreffen. Im Folgenden wird ausschließlich die Grenzschicht hydraulisch rauher Strömungen behandelt. Die Abbildung 2.5 verdeutlicht deren schematische Untergliederung in Unterschichten. Für Aspekte des Porenraumes, der laminaren Grenzschicht und der Grenzschicht über glatten Wandungen und des Übergangsbereiches sei auf Malcherek (2005); Schlichting und Gersten (1997); Dracos (1990) verwiesen.

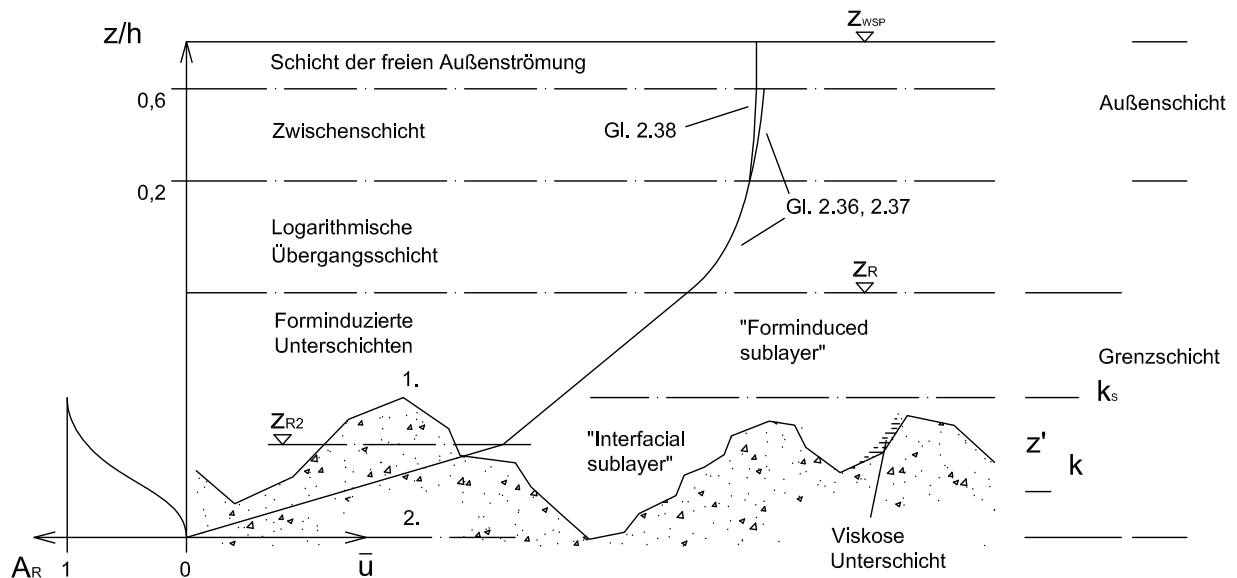


Abbildung 2.5: Strömungsfeld über hydraulisch rauen Sohlen

Die Sandrauheit  $k_s$  ist ein Maß der Oberflächenrauheit und entspricht dem einheitlichen Durchmesser von Kugeln, welche in dichtester Packung eine gleichmäßig geformte Oberfläche belegen (Nikuradse 1933). Oberflächen sowohl von technischen als auch von natürlichen Wandungen weisen nur selten eine einheitliche Rauheitserhebung auf. Es lässt sich mittels hydraulischer Versuche jeder technischen, bzw. betrieblichen oder natürlichen Rauheit eine äquivalente Sandrauheit zuordnen. Bei der Ermittlung der äquivalenten Sandrauheit sind durch Kreisrohrversuche, Formbeeinflussungen zu vermeiden (Söhngen 1987). Colebrook (1938) in Schlichting und Gersten (1997) zeigte, dass im hydraulisch glatten

Bereich die Werte der Rauheitswirkung, im Übergangsbereich sogar der Verlauf der Rauheitsfunktionen zwischen Sandrauheit und technischer Rauheit voneinander abweichen. Im hydraulisch rauen Bereich, wenn die Rauheiten voll wirksam sind, entspricht die äquivalente Sandrauheit, bzw. die technische Rauheit der Sandrauheit. Bei einer enggestuften Kornfraktion kann die „Kornrauheit“ (Schröder und Zanke 2003) durch den maßgebenden Korndurchmesser  $d_m$  ersetzt werden. Für ungleichförmige Sieblinien des Sohlenmaterials ist bei der Ermittlung der äquivalenten Sandrauheit die Proportionalität

$$k_S = \alpha_d \cdot d_m \quad (2.30)$$

zu wählen. Werte für  $\alpha_d$ , die sich auf den maßgebenden oder auf den charakteristischen Korndurchmesser ( $d_{50} \dots d_{90}$ ) beziehen und entweder aus der Deckschicht oder aus der Sohlenunterschicht erhoben werden (Storchenegger 2005), befinden sich in Schröder und Zanke (2003); LfU (2002a).

Das Verhältnis der äquivalenten Sandrauheit  $k_S$  zur absoluten Rauheitserhebung  $k$  steht im funktionalen Zusammenhang mit der Form der Rauheitselemente und ihrer Anordnung (Rouse 1965). Eine Zusammenstellung der Rauheitsverhältnisse verschiedener Körper und Anordnungen zu der Rauheitsdichte  $c_k$  präsentiert Dittrich (1998). Die linksschiefer Funktionsverläufe verdeutlichen das weite Spektrum der Rauheitswirkungen (Abbildung 2.6), welche von Morris (1955) in Abhängigkeit der Einzel- oder Gruppenwirkung als isolierte Rauheitsströmung, Wirbelüberlagerungsströmung bis zur quasi-glatten Strömung gekennzeichnet werden. Der maximale Rauheitseinfluß wird je nach Element bei Rauheitsdichten  $c_k = 0,15 \dots 0,25$  erreicht (Rouse 1965).

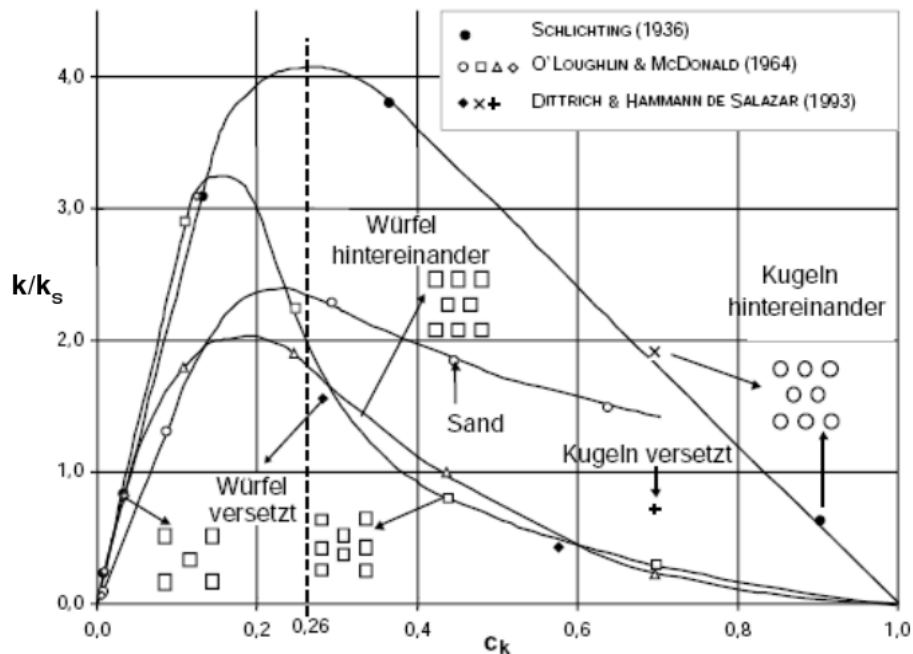


Abbildung 2.6: Rauheitswirkung in Abhängigkeit der Rauheitsdichte, aus Aberle (2000)

### 2.3.2 Viskose Unterschicht

Zwischen dem Haftwasser ( $u = 0$ ) an der Oberfläche der festen Phase und dem turbulenten Strömungsfeld befindet sich eine dünne viskose Unterschicht, auch laminare Grenzschicht genannt. In dieser Schicht wirken die laminaren Schubspannungen, turbulente Schubspannungen sind vernachlässigbar. Die Geschwindigkeitsverteilung entspricht der Geschwindigkeitsverteilung einer laminaren Grenzschicht. Das Integral von Gleichung 2.24 führt mit der Randbedingung  $u(z = 0) = 0$  zu der Geschwindigkeitsverteilung:

$$\bar{u}(z) = \frac{\tau}{\rho \cdot \nu} \cdot z \quad .$$

Mit der Annahme einer konstanten Sohlschubspannung in dieser Unterschicht und unter Verwendung der normierten Größen  $u^+ = \bar{u}/u^*$  und  $z^+ = zu^*/\nu$  erhält man den Ausdruck des Wandgesetzes (Schlichting und Gersten 1997):

$$u^+ = z^+ \quad .$$

Die Dicke der viskosen Unterschicht beträgt

$$\delta_l = 5 \dots 11 \cdot l_\nu$$

und wurde experimentell bestimmt (Dracos 1990).

### 2.3.3 Rauheitsschicht

Die viskose Unterschicht und die Übergangsschicht hydraulisch glatter Wandungen, in denen viskose Zähigkeiten Bedeutung besitzen, werden bei hydraulisch rauen Strömungen meist vernachlässigt oder sind nicht existent. An ihre Stelle treten im Übergang vom Porenraum bis zur logarithmischen Schicht die Rauheitsschicht, bzw. die Rauheitsschichten (Nikora et al. 2001; Koll 2002). Nikora et al. (2001) bezeichnen in dieser Schicht den Bereich unterhalb der Rauheitserhebung als ‚interfacial sublayer‘ und den Bereich oberhalb der Rauheitserhebung als ‚forminduced layer‘. Die räumlich gemittelte Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Rauheitsschichten geben Nikora et al. (2001) a priori nicht an, sondern unterscheiden die Geschwindigkeitsverteilungen der Grenzschicht nach Fließtypen in Abhängigkeit der relativen Überdeckung  $h/k_S$  (Vgl. Kapitel 2.3.5). Allen Fließtypen ist jedoch eine lineare Geschwindigkeitsverteilung gemein. Koll (2002); Dittrich et al. (1996) untergliedern die Rauheitsschicht auf Basis linearer Steigungswerte, von der logarithmischen Schicht aus gesehen, als erste und zweite forminduzierte Unterschicht. In beiden wird anstelle der (turbulenten) Wirbelviskosität  $\nu_t$  eine rauheitsinduzierte Wirbelviskosität  $\nu_R$  verwendet, welche die Überlagerung von Ablösungen an Rauheitselementen und die Turbulenzen des freien Strömungsfeldes vereinigen.

$$\nu_R = l_R \cdot u^*$$

Mit dem Wirbelviskositätsersatz und der Integration der Gleichung 2.26 ergibt sich für die Geschwindigkeitsverteilung über der Gerinnwandung in der zweiten ( $z = 0 \dots z_{R2}$ ) und ersten ( $z = z_{R2} \dots z_R$ ) forminduzierten Unterschicht (Abbildung 2.5):

$$\begin{aligned} \frac{\bar{u}(z)}{u^*} &= \frac{z - z_{R2}}{l_{R2}} + \frac{u_{R2}}{u^*} \\ \frac{\bar{u}(z)}{u^*} &= \frac{z - z_R}{l_R} + \frac{u_R}{u^*} \end{aligned} .$$

Die Integrationskonstanten ergeben sich aus den Geschwindigkeiten an den Schichtgrenzen ( $u_R = \bar{u}(z_R)$ , bzw.  $u_{R2} = \bar{u}(z_{R2})$ ). Die obere Begrenzung der Rauheitsschicht bildet den Übergang zur logarithmischen Übergangsschicht. An diesem Übergang befindet sich nach Dittrich et al. (1996) das Maximum der relativen Turbulenzintensität und weitere markante Punkte höherer Momente (Abbildung 2.7). Die Gewässeroberfläche bildet die obere Begrenzung, sollte sich keine logarithmische Schicht ausbilden können.

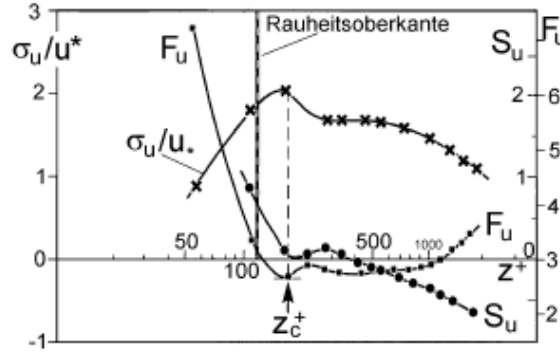


Abbildung 2.7: Momente von  $u$  über hydraulisch rauen Sohlen (S: Schiefe, F: Kurtosis), aus Koll (2002)

### 2.3.4 Logarithmische Übergangsschicht

In der logarithmischen Übergangsschicht hydraulisch rauer Strömungen dominieren die turbulenten Schubspannungen. Die laminaren Schubspannungen sind vernachlässigbar. Die Ausbildung der logarithmischen Übergangsschicht benötigt eine ausreichende relative Überdeckung. Nikora et al. (2001) benennen einen Wert von  $h/k_S > 5$ . Die positive Lösung der Gleichung 2.28 des Geschwindigkeitsgradienten lautet:

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u^*}{\kappa_K \cdot z} .$$

Nach Integration ergibt sich:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u^*} = \frac{1}{\kappa_K} \cdot \ln z + C \quad . \quad (2.31)$$

Die Bestimmung der Integrationskonstanten  $C$  erfolgt aus Überlegungen zu dem hydraulischen Verhalten und den geometrischen Randbedingungen der logarithmischen Schicht. Allen Bestimmungsansätzen der Integrationskonstanten ist gemein, dass die Geschwindigkeitsverteilung einen, wenn auch theoretischen, Nullpunkt besitzt. Dieser befindet sich an einem Längenmaßstab multipliziert mit einem (empirischen) Faktor. In Schlichting und Gersten (1997); Dracos (1990) findet man als Längenmaßstab die Sandrauheit, bzw. die äquivalente Sandrauheit, so dass die Integrationskonstante

$$C = -\frac{1}{\kappa_K} \cdot \ln(c_S \cdot k_S)$$

lautet. Unter Einbezug der äquivalenten Sandrauheit in den Logarithmus des Wandabstandes verbleibt eine Integrationskonstante

$$B_r = 1/\kappa_K \cdot \ln(c_S) \quad ,$$

die zusammen mit der VON KÁRMÁN'schen Konstante  $\kappa_K$  erstmals von Nikuradse (1933) an Strömungen in hydraulisch rauen Rohren bestimmt wurde<sup>4</sup>.

$$\frac{\bar{u}(z)}{u^*} = \frac{1}{\kappa_K} \cdot \ln \frac{z}{k_S} + B_r \quad (2.32)$$

Die VON KÁRMÁN'sche Konstante gilt in der Literatur vielfach als universell (Dittrich 1998; Jirka 2004) und wurde laut Schlichting und Gersten (1997); Bezzola (2002) in vielen Messungen bestätigt. Nezu und Nakagawa (1993) fordern die immerwährende Neubestimmung der VON KÁRMÁN'schen Konstante und der Integrationskonstante an experimentellen Daten des wandnahen Bereiches. Den Messungen von Nikora und Goring (2000) ist zu entnehmen, dass der Wert  $\kappa_K = 0,4 \pm 0,03$  für fixierte Sohlen gilt, während über dem gleichen, aber in Bewegung befindlichen Material, ein Wert  $\kappa_K = 0,29 \pm 0,03$  ermittelt wurde. Koll (2002) diskutiert ausführlich die ‚Universalität‘ der VON KÁRMÁN'schen Konstanten auf Basis einer Vielzahl von Messergebnissen über verschiedenen Oberflächen und stellt diese, infolge der differenzierten Ausbildung der kohärenten Struktur des Haarnadelwirbels (Nezu und Nakagawa 1993), infrage. Auf den funktionalen Zusammenhang der VON KÁRMÁN'schen Konstanten mit dem Schwebstoffgehalt der Strömung verweisen u.a. Dracos (1980); Graf (2002).

Bei der Analyse über rauen Sohlen natürlicher Gerinne stellt sich beim Vergleich mit den Messungen von Nikuradse (1933) das Problem der Wahl des Bezugshorizontes und der Rauheitskenngröße (Bezzola 2002; Nikora et al. 2001). Eine Lösung besteht darin, die absolute Rauheitserhebung  $k$  und einen vertikalen Versatz  $z_v$  ab der Rauheitsoberkante zu verwenden (Aberle 2000), so dass die Gleichung 2.32 durch

$$\begin{aligned} \frac{\bar{u}(z)}{u^*} &= \frac{1}{\kappa_K} \cdot \ln \frac{z + z_v}{k} + B_{r,neu} \\ \text{mit} \quad B_{r,neu} &= 8,5 - \frac{1}{\kappa_K} \cdot \ln \frac{k_S}{k} \end{aligned} \quad (2.33)$$

---

<sup>4</sup>Nikuradse (1933):  $B_r = 8,607 \approx 8,5$  und  $\kappa_K = 0,407 \approx 0,4$

zu ersetzen ist. Lamarre und Roy (2005) lehnen den Gebrauch des vertikalen Versatzes zur Strömungsanalyse über Kiessohlen ab, da dieser im Vergleich zur Sohlstruktur eine untergeordnete Bedeutung besitzt und zu willkürlichen Werten der Rauheitslänge und der Wandschubspannung führen kann. Nikora et al. (2001) beziehen die logarithmische Geschwindigkeitsverteilung auf die obere Grenze der Rauheitsschicht. Besitzt die Rauheitsschicht keinen Einfluß auf die logarithmische Schicht, so lautet das logarithmische Wandgesetz nach Koll (2002):

$$\frac{\bar{u}(z)}{u^*} = \frac{1}{\kappa_K} \cdot \ln \frac{z - z_v}{z_R - z_v} + \frac{u_R}{u^*} \quad ,$$

und mit Einfluß der Rauheitsschicht:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u^*} = \frac{1}{\kappa_K} \cdot \ln \frac{l_R + \kappa_K \cdot (z - z_v)}{l_R + \kappa_K \cdot (z_R - z_v)} + \frac{u_R}{u^*} \quad .$$

Die Grenze der logarithmischen zur Außenschicht wird in der Literatur vielfach mit  $z/h \approx 0,15 \dots 0,2$  angegeben (Nezu und Nakagawa 1993; Jirka 2004). Nikora und Goring (2000) identifizierten die Grenze zur ‚wake‘-Schicht zwischen  $z/h = 0,3 \dots 0,4$ , welches dem Zweifachen üblicher Literaturwerte entspricht. Der Übergang in die ‚reibungsfreie‘ Grenzlösung der freien Außenströmung gestaltet sich kontinuierlich bis zu einer relativen Höhe  $z/h \approx 0,6$  (Abbildung 2.5). Die Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilung in diesem wandfernen Bereich ( $h > \delta$ ) gelingt mit der Erweiterung des logarithmischen Gesetzes um die ‚Nachlaufsfunktion‘ (wake function) von Coles (1956).

$$\begin{aligned} w(z) &= \frac{2 \cdot \Pi}{\kappa_K} \cdot \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{z}{\delta} \right) \quad , \\ \text{so dass} \quad \frac{\bar{u}_{max} - \bar{u}(z)}{u^*} &= -\frac{1}{\kappa_K} \cdot \ln \frac{z}{\delta} + \frac{2 \cdot \Pi}{\kappa_K} \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{z}{\delta} \right) \quad . \end{aligned} \quad (2.34)$$

Dieses Nachlaufgesetz ist ein indirektes Turbulenzmodell und beschreibt die Geschwindigkeitsverteilungen in Quasi-Gleichgewichtsgrenzschichten (Schlichting und Gersten 1997) zwischen der abgelösten Grenzschicht, bei der die Wandschubspannung überall verschwindet, und der anliegenden Grenzschicht (Abbildung 2.5). Die empirische Bestimmung und Variation der ‚Nachlaufstärke‘ (wake strength), sowie ihre generelle Anwendung wird ausführlich von Wang et al. (2001) diskutiert. Söhngen (1987) betont die Voraussetzung makroskopischer Turbulenzen, bedingt durch die Außenströmung, zur Entwicklung einer großen Nachlaufstärke. Coles (1956) selber gibt einen Wert für die ‚Nachlaufstärke‘ mit  $\Pi = 0,55$  an. Fehlt eine Interaktion aufgrund fehlender Außenströmung, ist mit einem entsprechend kleinen Wert zu rechnen. Für offene Gerinneströmungen ermittelte Dittrich (1998) Werte zwischen  $\Pi = 0,08$  und  $\Pi = 0,20$ . Nikora und Goring (2000) zufolge, ist  $\Pi$  abhängig von der Ungleichförmigkeit und führt zu kleinen bis negativen Werten in beschleunigten und zu positiven Werten in verzögerten Strömungen. Ihre Messungen über Kies erbrachten bei geringem, verzögertem Abfluss  $\Pi = 0,23$ , bei mittlerem Abfluss  $\Pi = 0,20$  und bei hohem, beschleunigten Abfluss mit bewegter Sohle  $\Pi = 0,00$ . Für Strömungen über

fixierten Riffeln benötigen Sukhodolov et al. (2006b) zur Behebung von Differenzen zur logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung eine Nachlaufstärke von  $\Pi = 0,45$ , während über mobilen Riffeln mit  $\Pi = 0,00$  die besten Resultate erzielt wurden und damit die Ergebnisse von Nikora und Goring (2000) bestätigen. Söhngen (1987); Wang et al. (2001) berichten sogar von negativen Nachlaufstärken (Söhngen (1987):  $\Pi = -0,20$ ). Ein Ansatz von Söhngen (1987) verhilft der Vermeidung negativer Nachlaufstärken, soll hier jedoch nicht weiter behandelt werden.

### 2.3.5 Fließtypen mittlerer und geringer Überdeckung

Die Schichtung gemäß Abbildung 2.5 und der Kapitel 2.3.3 und 2.3.4 setzt eine relative Überdeckung voraus, die die Ausbildung einer logarithmischen Übergangsschicht erlaubt. Ist die logarithmische Schicht nicht voll ausgebildet, werden weitere Fließtypen in Abhängigkeit der relativen Abflusstiefen differenziert. Die Gliederung umfasst drei (Nikora et al. 2001; Dittrich 1998) bis vier (Nikora et al. 2007b) Fließtypen.

- **Fließtyp 1**, mit  $h/k_S > 5$  und einer Schichtengliederung entsprechend der Kapitel 2.3.2 bis 2.3.4
- **Fließtyp 2** entsprechend Fließtyp 1, jedoch ohne vollkommene Ausbildung der logarithmischen Schicht.
- **Fließtyp 3**, mit  $1 \dots 2 < h/k_S \leq 5$  und einer Rauheitsschicht bis zur Gewässeroberfläche.
- **Fließtyp 4**, mit  $h/k_S \leq 1 \dots 2$  und alleiniger Ausbildung der zweiten forminduzierten Unterschicht („interfacial sublayer“).

Ab dem Fließtyp zwei besitzen die Rauheiten der zweiten forminduzierten Unterschicht, mit Form und Anordnung, Einfluss auf die Geschwindigkeitsverteilung des gesamten Strömungsfeldes (Vgl. Kapitel 2.3.4). Nikora et al. (2007b) unterscheiden drei prinzipielle Modelle zur Beschreibung der räumlich gemittelten Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des „interfacial sublayers“ in Abhängigkeit der Rauheitsausbildung. Das Modell eins liefert eine konstante Geschwindigkeitsverteilung zwischen vertikal homogenen Rauheitselementen ( $dA_R/dz = 0$ ), wenn das Produkt aus Rauheitsdichte  $a(z)$  und Widerstandszahl  $C_W(z)$  unabhängig von  $z$  ist.

$$\langle \bar{u} \rangle = \left( \frac{g \cdot I_S}{0,5 \cdot C_W(z) \cdot a(z)} \right)^{0,5}$$

Das zweite Modell, basierend auf einer exponentiellen Geschwindigkeitsverteilung, wird an Strömungen mit geringen Gefällen und dominierend zur Wandung gerichtetem Impulsstrom angewendet (Nikora et al. 2007b).

$$\langle \bar{u} \rangle_z = \langle \bar{u} \rangle_{z_R} \cdot \exp[\beta_R(z - z_R)]$$

Diese Geschwindigkeitsverteilung ist z.B. bei Überströmungen von Pflanzen anzutreffen.

Über einen weiten Bereich von Rauheitstypen, über künstliche und natürliche, fixierte und mobile Rauheiten, können lineare Geschwindigkeitsverteilungsmodelle angepasst werden (Vgl. Kapitel 2.3.3). Nikora et al. (2001) geben hierfür unter Ausschluß des Fließtyps vier die allgemeine Form:

$$\frac{\langle \bar{u} \rangle}{u^*} = C_R \cdot \frac{z - z_v}{z_R} \quad (2.35)$$

an.  $C_R$  ist das Steigungsmaß der Geschwindigkeitsverteilung in der Rauheitsschicht.

$$C_R = \frac{\langle \bar{u} \rangle_{z_R}}{u^*}$$

Die Steigungswerte variieren mit Rauheitsform, Anordnung und relativer Überdeckung (Vgl. Abbildung 2.6). Koll (2002) erhielt aus Gerinneexperimenten über künstlichen (Würfeln und Kugeln), naturähnlichen (Kiessohlen in Laborgerinnen) und natürlichen (Wienfluss) Sohlenformen einen Wertebereich  $C_R = 3,43 \dots 8,60$ .

Das Widerstandsverhalten der vier Fließtypen (Abbildung 2.8) zeigt, dass Gerinne mit Abflusstiefen nahe der Rauheitserhebungen die größten Widerstandsbeiwerte besitzen (McLean und Nikora 2006). Der Widerstandsbeiwert in der Definition nach DARCY-WEISBACH (Gleichung 2.36) ist hierfür mit der räumlich- und tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit (McLean und Nikora 2006) zu bestimmen.

$$\langle \bar{u} \rangle_h = \frac{1}{h_{max}} \cdot \int_0^{h_{max}} \langle \bar{u} \rangle(z) \cdot A_R(z) dz$$

$A_R(z)$  entspricht der Gleichung 2.17. Die Geschwindigkeit ist gleichzusetzen mit der mittleren Querschnittsgeschwindigkeit  $u_m$  (Gleichung 4.19), so dass:

$$\lambda = \frac{8 \cdot u^{*2}}{u_m^2}$$

für alle Fließtypen gilt.

### 2.3.6 Integration zum logarithmischen Widerstandsgesetz

Die logarithmischen Fließ- und Widerstandsgesetze wurden mittels hydraulischer Experimente an Rohrströmungen entwickelt und begründen den folgenden Exkurs zur Anwendung auf die offene Gerinneströmung.

DARCY und WEISBACH gaben nach Dimensionsbetrachtung eine empirische Formel zur Berechnung der Reibungsverlusthöhe für Strömungen in Rohren mit dem Durchmesser  $d$  und der Länge  $l$  an (Dracos 1990).

$$h_R = \lambda \cdot \frac{u_m^2}{2 \cdot g} \cdot \frac{l}{d} \quad (2.36)$$

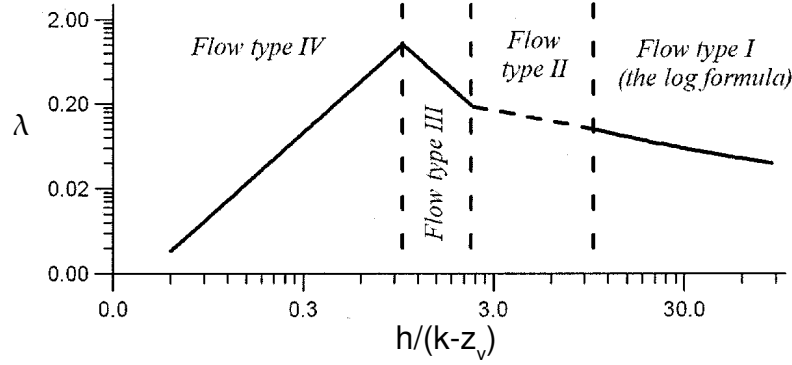


Abbildung 2.8: Widerstandsverhalten der Fließtypen, verändert aus McLean und Nikora (2006)

Mit  $r_{Hy} = d/4$  und dem Energieliniengefälle  $I_E$  anstelle des Sohlengefälles  $I_S$  lässt sich die Wandschubspannung (Gleichung 2.22) mit dem Widerstandsbeiwert und der mittleren Querschnittsgeschwindigkeit berechnen:

$$\tau_0 = \frac{\lambda}{8} \cdot \rho \cdot u_m^2 \quad . \quad (2.37)$$

Bilden die Isotachen eine Funktion des Wandabstandes, so kann die Fließgeschwindigkeit  $\bar{u}(r)$  über den Wandabstand integriert werden. Am Beispiel der vollgefüllten Rohrströmung erhält man eine mittlere Querschnittsgeschwindigkeit  $u_m$  aus dem Integral über den Radius  $r$

$$u_m = \frac{2}{r_0^2} \cdot \int_{r=0}^{r_0} \bar{u}(r) \cdot (r_0 - r) \, dr \quad .$$

Unter Verwendung des Mittengesetzes von PRANDTL (Dracos 1990)

$$\bar{u}_{max} - \bar{u}(r) = \frac{u^*}{\kappa_K} \cdot \ln\left(\frac{r_0}{r}\right) \quad (2.38)$$

ergibt sich für

$$u_m = \bar{u}_{max} - \frac{2u^*}{r_0^2 \kappa_K} \cdot \int_{r=0}^{r_0} \ln\left(\frac{r_0}{r}\right) \cdot (r_0 - r) \, dr \quad , \quad (2.39)$$

und im Weiteren durch die entsprechenden Integrationsregeln:

$$u_m = \bar{u}_{max} - \frac{3}{2\kappa_K} \cdot u^* \quad . \quad (2.40)$$

Der Bezug zwischen dem Widerstandsbeiwert und der VON KÁRMÁN'schen sowie der Integrationskonstanten wird deutlich, wenn man die Gleichung 2.32 für die maximale Geschwindigkeit  $\bar{u}_{max}$  in die Gleichung 2.40 einsetzt (Storchenegger 2008 (im Druck)).

$$\frac{u_m}{u^*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{1}{\kappa_K} \cdot \left( \ln\left(\frac{r_0}{k_S}\right) + \frac{2 \cdot B_r \cdot \kappa_K - 3}{2} \right) \quad (2.41)$$

Analoge Gleichungen können für offene Gerinnströmungen erstellt werden, wenn

- kein Einfluß der Querschnittsform besteht,
- die Rauheitsschichten vernachlässigbar sind,
- die Isotachen bilden eine integrierbare Funktion vom Wandabstand,
- das Integral von der Wand zum Geschwindigkeitsmaximum die Fließfläche ergibt und
- $d = 4 \cdot r_{Hy}$  gilt.

Diese Randbedingungen werden nur von dem Kreisquerschnitt und von dem sehr breiten Rechteckgerinne erfüllt. Nach Naudascher (1992) sind alle übrigen Fließverteilungen nicht eindeutig von der Wandschubspannung, der Zähigkeit und der Höhe der Wandrauheit abhängig und somit die Fließquerschnitte nicht exakt integrierbar. Bei Storchenegger (2005) findet man aus der Integration für das breite Rechteckgerinne eine zur Gleichung 2.41 analoge Beziehung

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{1}{\kappa_K} \cdot \left( \ln \left( \frac{h}{k_S} \right) + B_r \cdot \kappa_K - 1 \right) \quad ,$$

sowie mit den Werten von (Nikuradse 1933), bezogen auf den dekadischen Logarithmus, den Widerstandsbeiwert

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log \left( \frac{12,2 \cdot r_{Hy}}{k_S} \right) \quad .$$

Die Modifikation durch einen Formbeiwert  $f_r$  berücksichtigt die kombinierte Widerstandswirkung des freien Fluidspiegels und der abweichenden Querschnittsform offener Gerinne vom Kreisquerschnitt, aber nicht den Einfluß aus Ungleichförmigkeit und Instationarität (Vgl. Kapitel 4.3.2). Söhngen (1987) zufolge, liefert das MARCHI'sche Formbeiwertkonzept, im Vergleich zu denen von SCHRÖDER und KAZEMIPUR, die beste Approximation des Widerstandsverhaltens in Rechteckgerinnen.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log \left( \frac{f_r \cdot 4 \cdot r_{Hy}}{k_S} \right)$$

Söhngen (1987) betont die Notwendigkeit korrekt ermittelter  $k_S$ -Werte aus Rohrversuchen, damit makroskopische Geometrien des Strömungsträgers die Universalität der wandnahen Geschwindigkeitsverteilung nicht beeinflussen. Obwohl die Parameter des ‚universellen‘ Wandgesetzes empirischer Natur sind, sollen die Formbeiwerte ausschließlich abweichende Geometrieeinflüsse repräsentieren. Formbeiwerte  $f_r$  befinden sich u.a. bei Bollrich (2000); LfU (2002a); Schröder und Zanke (2003).

Den bisherigen Erörterungen zur Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht und deren Integrale liegt die Annahme einer konstanten Schubspannungsverteilung äquivalent der Wandschubspannung zugrunde. Aus der Gleichgewichtsbetrachtung nach Gleichung 2.22 geht jedoch eine lineare Schubspannungsverteilung, unabhängig von der Strömungsform, hervor. Für breite Rechteckgerinne mit  $r_{Hy} \approx h$  gilt demnach:

$$\tau = \tau_0 \cdot \left( 1 - \frac{z}{h} \right) \quad . \quad (2.42)$$

Die Integration des ‚wake‘-Gesetzes zur Berechnung mittlerer Fließgeschwindigkeiten wird an dieser Stelle nicht erörtert und auf entsprechende Literatur (u.a. Wang et al. (2001); Nezu und Nakagawa (1993)) verwiesen.

### 2.3.7 Fließgesetze

Mit dem Energieliniengefälle  $I_E = h_R/l$  und dem hydraulischen Radius  $r_{Hy} = d/4$  erhält man nach Umstellen der Gleichung 2.36 das Fließgesetz nach DARCY-WEISBACH.

$$u_m = \sqrt{\frac{8 \cdot g}{\lambda}} \cdot \sqrt{I_E \cdot r_{Hy}} \quad (2.43)$$

Dieses entspricht der generellen Form der Potenzgesetze:

$$u_m = C \cdot I_E^m \cdot r_{Hy}^n$$

Eines der ältesten Fließgesetze stammt von BRAHMS und DE CHEZY mit den Exponenten der DARCY-WEISBACH-Gleichung. Aus den Mängeln, die sich mit der Anwendung dieses Fließgesetzes auf die Gerinneströmung ergaben (Bollrich 2000), wurden eine Vielzahl empirischer Ansätze des Geschwindigkeitsbeiwertes entwickelt und die Exponenten näher untersucht. Ein sehr bekanntes Resultat ist das Fließgesetz von GAUCKLER, MANNING und STRICKER:

$$u_m = k_{St} \cdot I_E^{1/2} \cdot r_{Hy}^{2/3} \quad (2.44)$$

Der dimensionsbehaftete MANNING-STRICKLER-Beiwert  $k_{St}$  steht mit dem Widerstandsbeiwert  $\lambda$  in der Beziehung:

$$k_{St} = \sqrt{\frac{8 \cdot g}{\lambda}} \cdot \frac{1}{\sqrt[6]{r_{Hy}}}$$

## 2.4 Stoffausbreitung

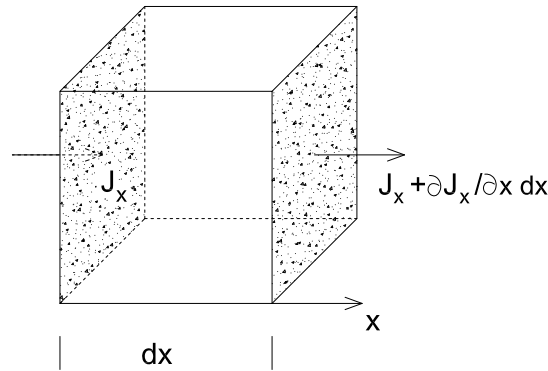
### 2.4.1 Diffusionsgesetze

In Analogie zur Wärmediffusion entlang eines Metallstabes wurde das erste FICK'sche Diffusionsgesetz für die Ausbreitung von Salz in Wasser aufgestellt. Es beschreibt den molekularen diffusiven Flux  $J_x$  in Abhängigkeit eines räumlichen Konzentrationsgradienten und einem isotropen molekularen Diffusionskoeffizienten  $e_m$  (erstes oder lineares FICK'sches Diffusionsgesetz).

$$J_m = -e_m \cdot \frac{\partial c}{\partial x_i} \quad (2.45)$$

Betrachtet man den eindimensionalen diffusiven Flux durch zwei Flächen, orthogonal zur  $x$ -Achse (Abbildung 2.9), so ist es leicht nachvollziehbar, dass die Differenz  $\partial J_x / \partial x \, dx$  eine Änderung der Konzentration, bzw. der Masse in dem eingeschlossenen Volumen  $V$  entspricht.

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial c}{\partial t} = 0$$

Abbildung 2.9: Änderung des diffusiven Fluxes über  $dx$ 

Befindet sich das Fluidvolumen in Bewegung, ist im LAGRANGE'schen System zusätzlich der advective Flux  $J_x = u \cdot c$  zu berücksichtigen, so dass

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u \cdot c) = e_m \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}$$

gilt. Die Beschreibung der zeitlichen Konzentrationsänderung über alle drei Raumrichtungen bezeichnet man als dreidimensionales FICK'sches Diffusionsgesetz (Zweites FICK'sches Gesetz).

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} = e_m \cdot \left( \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) \quad (2.46)$$

Die momentane Konzentration eines Stoffes setzt sich bei turbulenten Transportprozessen aus einem zeitlichen oder räumlichen Mittelwert und einer turbulenzbedingten Fluktuation zusammen. Für die Mittelung der physikalischen Größe Konzentration gelten die Reynolds-mittelungsgleichungen (2.9). Nach zeitlicher Mittelung der Gleichung 2.46 für turbulente Strömungen erhält man, unter Anwendung der Massenerhaltung und der Produktregel, eine zu den REYNOLDS-Gleichungen des Impulstransportes analoge Gleichung der molekularen und turbulenten Stoffausbreitung.

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = e_m \cdot \left( \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'c'}) - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'c'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'c'}) \quad (2.47)$$

Soweit nicht besonders gekennzeichnet entspricht im Folgenden  $c = \bar{c}$ . Die Differenz zwischen den Gleichungen 2.46 und 2.47 besteht in den Kovarianzsterme  $-\partial/\partial x_i \overline{v'_i c'}$ . Diese beschreiben die turbulente Stoffausbreitung. Analog zur Mittelungsperiode der REYNOLDS-Gleichungen 2.11 bis 2.13, ist eine Zeitspanne größer des turbulenten Zeitsmaßstabes ( $T_m > \tau_t$ ) jedoch kleiner des Zeitsmaßstabes der Konzentrationsänderung zu wählen. Die Gleichung 2.47 kann mit einem turbulenten Diffusionskoeffizienten  $e_t$  (Gleichung 2.53) neu formuliert werden:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} = (e_m + e_t) \cdot \left( \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) \quad (2.48)$$

Eine Begründung hierfür liefert die TAYLOR-Analyse zur turbulenten Diffusion (Kapitel 2.4.2). Die Kovarianzterme der Gleichung 2.47 entsprechen

$$e_t \frac{\partial^2 c}{\partial x_i^2} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{v'_i c'} \quad , \quad (2.49)$$

welches in Analogie zum ersten Fick'schen Diffusionsgesetz steht.

$$J_t = -e_t \frac{\partial c}{\partial x_i} \quad (2.50)$$

Die Gleichungen 2.48 bis 2.50 werden als FICK'sches Modell der turbulenten Diffusion bezeichnet.

### 2.4.2 TAYLOR-Analyse zur turbulenten Diffusion

Taylor (1921) in Rutherford (1994) eröffnet mit seiner Analyse der turbulenten Stoffausbreitung<sup>5</sup> eine Theorie zur Lösung der unterbestimmten Gleichung 2.47. Ausgehend von der turbulenten Bewegung und des turbulenten Transportes, ist die Position einer Tracerteilchens zum Zeitpunkt  $t_1$

$$x(t_1) = \int_{t=0}^{t_1} u'(t) dt \quad .$$

Die mittlere Ausbreitung (Ensemblemittel) individueller Tracerteilchen entspricht der mittleren Ausdehnung von Stoffwolken, so dass eine Stoffwolke durch

$$x^2(t) = \int_{t_1=0}^t \int_{t_2=0}^t u'(t_1) u'(t_2) dt_1 dt_2$$

und im Weiteren mit dem Doppelintegral der LAGRANGE'schen Autokorrelationsfunktion nach der Zeit beschrieben werden kann (Rutherford 1994):

$$\langle x^2 \rangle = \int_{t_1=0}^t \int_{t_2=0}^t r_x(t_2 - t_1) dt_1 dt_2$$

mit  $r_x(t_2 - t_1) = \frac{\langle u'(t_1) u'(t_2) \rangle}{\langle u'^2 \rangle} \quad .$

TAYLOR ersetzte dieses mit

$$\tau = t_2 - t_1 \quad , \quad t = \frac{t_1 + t_2}{2}$$

durch ein einfaches Integral nach der Distanz:

$$\langle x^2 \rangle = 2 \langle u'^2 \rangle \cdot \int_{\tau=0}^t (t - \tau) r_x(\tau) d\tau \quad . \quad (2.51)$$

---

<sup>5</sup>Bei Malcherek (2005) findet man diesbezüglich den Begriff der Fourieranalyse.

Diese Manipulation basiert auf keiner vorhergehenden Hypothese oder physikalischen Feststellung (Fischer et al. 1979).

Die LAGRANGE'sche Autokorrelationsfunktion besitzt bei identischen Korrelationswerten den Wert eins, während sie sich bei einer Distanz gegen unendlich asymptotisch null nähert. Für kleine Zeitskalen und Distanzen nahe null ergeben sich, mit dem Wissen dieser generellen Form, ein Wachstum der Varianz mit dem zeitlichen Quadrat.

$$\langle x^2 \rangle = \langle u'^2 \rangle \cdot t^2$$

Für große Zeitspannen und große Distanzen wird Gleichung 2.51 zu:

$$\langle x^2 \rangle \rightarrow 2\langle u'^2 \rangle \cdot \tau_t \cdot t + C \quad . \quad (2.52)$$

Die Gleichung 2.52 zeigt, dass ab einer gewissen Zeitspanne nach Eingabe einer Stoffmenge, unter der Bedingung stationärer homogener Turbulenz, die Zunahme der Varianz aufgrund turbulenter Diffusion der Zunahme der Varianz aufgrund molekularer Diffusion formal gleicht. Die Lösung des zweiten FICK'schen Gesetzes<sup>6</sup> molekularer Diffusion ergibt eine Gaussverteilung, deren Varianz  $\sigma_x^2$  mit der Zeit  $t$  linear steigt. Der LAGRANGE'sche Zeitmassstab gibt demnach an, ab wann die Periode des linearen Zusammenhangs zwischen Varianz und Zeit beginnt und der turbulente Diffusionskoeffizient

$$e_t = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\langle x^2 \rangle}{dt} = \langle u'^2 \rangle \cdot \tau_t \quad (2.53)$$

verwendet werden kann.

Da turbulente Wirbel sowohl Impuls als auch Masse transportieren, findet man für die Wirbelviskosität und die turbulente Diffusion in der Literatur häufig den gemeinsamen Begriff ‚Diffusivität‘, obwohl es sich im Fall der Wirbelviskosität ausschließlich um einen strömungsspezifischen Parameter handelt. Im Fall der turbulenten Diffusion können stoffspezifische Einflussfaktoren eine Rolle spielen. Bei Stoffen mit Grenzschichteffekten, bzw. bei großen Schwebstoffkonzentrationen, ist diese Äquivalenz nicht haltbar. In solchen Fällen dient die SCHMIDT-Zahl<sup>7</sup> (Malcherek 2005) der Übertragung.

$$e_t = Sc \cdot \nu_t$$

Bei einem konservativen<sup>8</sup> Stoff entspricht die Wirbelviskosität dem turbulenten Diffusionskoeffizienten. Fischer et al. (1979) beschreibt diesen Zusammenhang mit dem Begriff der ‚Reynoldsanalogie‘. Betrachtet man den turbulenten Diffusionskoeffizienten (Gleichung 2.53) und transformiert den integralen Zeitmaßstab  $\tau_t$  mit einer Übertragungsgeschwindigkeit  $u_{Tr}$  zum integralen Längenmaßstab  $\Lambda_x$  (Kapitel 5.3.3), so erhält man eine Gleichung analog zur PRANDTL'schen Mischungsweghypothese (Gleichung 2.27).

$$\begin{aligned} e_t &= u_{Tr} \cdot \Lambda_x \\ \nu_t &= u_{Tr} \cdot l_m \end{aligned}$$

<sup>6</sup>Genauer: Die Lösung des Integrals der analytischen Gleichung des zweiten FICK'schen Gesetzes (Fischer et al. 1979)

<sup>7</sup>Bzw. die ROUSÉ-Nummer (Graf 2002) bei Schwebstoffen. Die reziproke Schmidt-Zahl wird turbulente PRANDTL-Zahl genannt.

<sup>8</sup>Chemisch unbeteiligter Stoff, der sich wie das Wasser verhält (Trettin und Mallén 1999).

### 2.4.3 TAYLOR-Analyse zur longitudinalen Dispersion

Der Begriff ‚Dispersion‘ wurde von Taylor (1953), zitiert in Fischer et al. (1979) zur Beschreibung der Partikelverteilung in einer laminaren Rohrströmung verwendet. Das laminare Geschwindigkeitsprofil entscheidet über die Vergrößerung der Molekülabstände in longitudinaler Richtung. Eine Vermischung der Partikel über den gesamten Fließquerschnitt besteht aufgrund der molekularen Diffusion (Abbildung 2.10). Ohne diffusive Mechanismen ergibt, nach Impfung des gesamten Fließquerschnittes, das Produkt  $u_{max} \cdot \Delta t$  die Länge der theoretischen Konzentrationsverteilung (Abbildung 2.10). Taylor (1954), zitiert in Chatwin (1980), wies die Gültigkeit dieses Modells auch für turbulente Strömungen nach, unter den Restriktionen,

1. ausreichende Zeit nach Injektion (Vgl. Kapitel 2.4.1),
2. von Ort und Zeit unabhängige Gerinnegeometrie,
3. statistisch stationäre Turbulenz und
4. passiver Stoff.

Der Bedeutungswandel des Diffusionskoeffizienten und die Geschwindigkeitsverteilung turbulenter, gegenüber laminarer Strömungen besitzen keine Auswirkung auf die Analyse zur longitudinalen Dispersion.

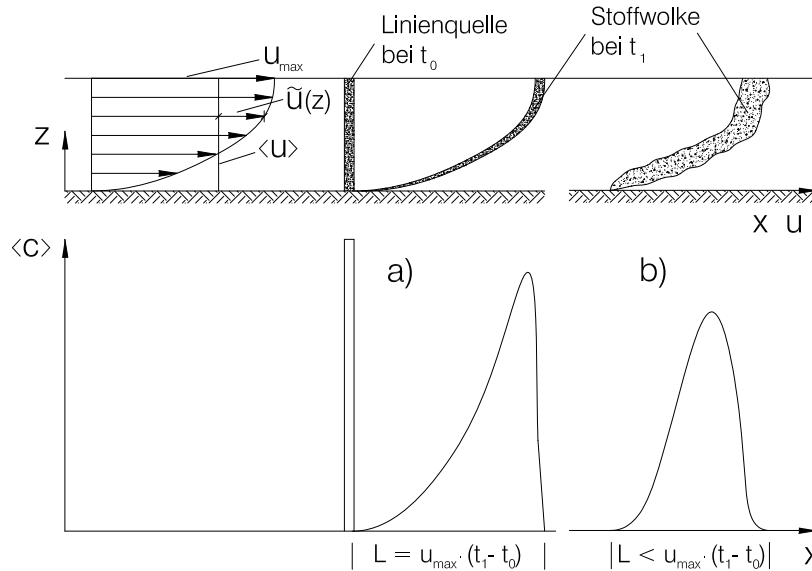


Abbildung 2.10: Stoffausbreitung über den Fließquerschnitt (a) ohne und (b) mit Diffusion

Zerlegt man die Größen der Gleichung 2.46 in Querschnittsmittelwerte ( $\langle c \rangle$ ,  $\langle u \rangle$ ) und räumliche Fluktuationen ( $\tilde{c}$ ,  $\tilde{u}$ ), so erhält man für eine laminare Strömung über einer ho-

horizontalen Sohle ( $\partial/\partial y = 0$ ) in longitudinaler Richtung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\langle c \rangle + \tilde{c}) + (\langle u \rangle + \tilde{u}) \frac{\partial}{\partial x}(\langle c \rangle + \tilde{c}) = e_m \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2}(\langle c \rangle + \tilde{c}) + \frac{\partial^2 \tilde{c}}{\partial z^2} \right) . \quad (2.54)$$

Durch Transformation der Gleichung 2.54 mit  $\xi = x - \langle u \rangle_c \cdot t$  und unter Vernachlässigung der molekularen Diffusion beschreibt die Gleichung

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} + \tilde{u} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial \xi} + \tilde{u} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial \xi} = e_m \frac{\partial^2 \tilde{c}}{\partial z^2} \quad (2.55)$$

die Konzentrationsänderung in einem, sich mit der Strömung bewegendem Fluidvolumen. Taylor führte abermals eine Manipulation ohne physikalische Begründung durch, indem er drei der fünf Terme von Gleichung 2.55 vernachlässigte (Fischer et al. 1979).

$$\tilde{u} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial \xi} = e_m \frac{\partial^2 \tilde{c}}{\partial z^2} \quad (2.56)$$

Fischer et al. (1979) bestätigen diese Vernachlässigbarkeit auf Basis von Größenordnungsvergleichen für langsame Konzentrationsänderungen mit der Fließstrecke. Zahlreiche Messungen haben gezeigt, dass sich  $\langle c \rangle$  nur langsam verändert und  $\tilde{c}$  aufgrund ausgeglichener Querschnittskonzentrationen sehr klein ist.

Aus der zweifachen Integration der Gleichung 2.56 über  $z$  mit den Randbedingungen  $\partial \tilde{c} / \partial z = 0$  bei  $z = 0$  und  $z = h$  erhält man:

$$\tilde{c}(z) = \frac{1}{e_m} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial \xi} \int_0^z \int_0^z \tilde{u} \, dz \, dz + \tilde{c}(0)$$

Die dispersive Transportrate (über einen Querschnitt, der sich in Strömungsrichtung bewegt,) beträgt

$$\begin{aligned} \int_0^h \tilde{u} \tilde{c} \, dz &= \frac{1}{e_m} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial \xi} \int_0^h \tilde{u} \int_0^z \int_0^z \tilde{u} \, dz \, dz \, dz \quad , \\ \text{da} \quad \int_0^h \tilde{u} \{ \tilde{c}(0) \} \, dz &= 0 \quad . \end{aligned}$$

Es resultiert ein analoges Ergebnis zur molekularen Diffusion: Der Massentransport und die Konzentrationsgradienten in Fließrichtung sind proportional. Gegenüber der molekularen Diffusion handelt es sich hierbei um eine integrale Betrachtung über das gesamte Strömungsfeld. Ein umfassender Transportkoeffizient, der Dispersionskoeffizient  $k_x$ , kann eingeführt werden.

$$\begin{aligned} J_d &= -k_x \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial \xi} \\ k_x &= \frac{1}{h e_m} \int_0^h \tilde{u} \int_0^z \int_0^z \tilde{u} \, dz \, dz \, dz \end{aligned}$$

Nach Rücktransformation auf die LAGRANGE'sche Betrachtungsweise erhält man die eindimensionale Dispersionsgleichung:

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \langle u \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x} = k_x \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial x^2} \quad ,$$

bzw. für das turbulente Strömungsfeld:

$$\frac{\partial \langle \bar{c} \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u} \rangle \frac{\partial \langle \bar{c} \rangle}{\partial x} = k_x \frac{\partial^2 \langle \bar{c} \rangle}{\partial x^2} \quad . \quad (2.57)$$

Die Gleichung 2.57 wird auch FICK'sches Modell der longitudinalen Dispersion genannt. Die Ausbreitung der Stoffwolke nach Erreichen des Gleichgewichtes (Gleichung 2.56) entspricht der einer Normalverteilung, so dass analog zur molekularen Diffusion die Varianzzunahme mit

$$\frac{\partial \sigma_x^2}{\partial t} = 2 k_x$$

erfolgt.

#### 2.4.4 Analytische Lösung des FICK'schen Modells der longitudinalen Dispersion

Unter den Annahmen:

1. Vernachlässigung der advektiven Zone<sup>9</sup>
2. Konstante mittlere Querschnittsgeschwindigkeit
3. Konstanter Dispersionskoeffizient
4. Instant-Punktinjektion des Stoffes<sup>10</sup>

existiert eine analytische Lösung für das FICK'sche Modell der longitudinalen Dispersion, die sog. TAYLOR-Lösung (Rutherford 1994).

$$c(x, t) = \frac{m_I}{A_f \sqrt{4\pi k_x t}} \cdot \exp \left[ -\frac{(x - \langle \bar{u} \rangle t)^2}{4k_x t} \right] \quad (2.58)$$

Erweitert man die TAYLOR-Lösung, um  $x = \langle \bar{u} \rangle \cdot t$ , so erhält man die HAYAMI-Lösung:

$$c(x, t) = \frac{m_I \cdot x}{A_f \langle \bar{u} \rangle t \sqrt{4\pi k_x t}} \cdot \exp \left[ -\frac{(x - \langle \bar{u} \rangle t)^2}{4k_x t} \right] \quad . \quad (2.59)$$

---

<sup>9</sup>Die advektive Zone entspricht der Strecke bis sich ein Gleichgewicht zwischen Advektion und turbulenter Diffusion einstellt.

<sup>10</sup>In Form eines DIRAC'schen Stoßes

Die HAYAMI-Lösung besitzt gegenüber der Gleichung 2.58 den Vorteil, dass sie zur Modellierung zeitlicher Konzentrationsverteilungen nicht die ‚Frozen Cloud‘ Approximation (Siehe Kapitel 4.2.1 und Kapitel 4.2.2) benötigt.

Auf Chatwin (1980) geht folgende Substitution der Gleichung 2.58 zurück.

$$c^* = \sqrt{t \ln \left( \frac{a}{c\sqrt{t}} \right)} = \frac{x}{2\sqrt{k_x}} - \frac{\langle \bar{u} \rangle}{2\sqrt{k_x}} \cdot t \quad (2.60)$$

mit  $a = \frac{m_I}{A_f \cdot \sqrt{4\pi k_x}}$

$c^*$  wird als ‚Chatwin-Parameter‘ bezeichnet (Rutherford 1994). Trägt man  $c^*$  gegenüber  $t$ , bzw. wenn  $t > t_{max}$ :  $-c^*$  gegenüber  $t$  auf, so ergibt eine normalverteilte Konzentrationsverteilung eine lineare Funktion mit der Steigung  $-\langle \bar{u} \rangle / (2\sqrt{k_x})$  und der Konstanten  $x / (2\sqrt{k_x})$  (Abbildung 2.11). Der Parameter  $a$  in Gleichung 2.60 ist für eine Konzentrationsverteilung a priori nicht bekannt, kann nach Chatwin (1980) jedoch durch die Annahme  $a \approx c_{max} \cdot \sqrt{t_{max}}$  ersetzt werden.

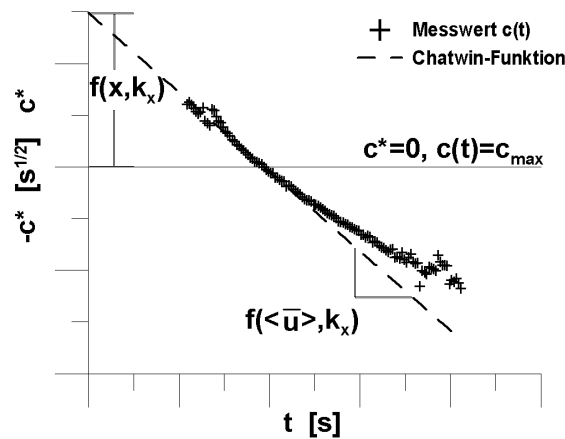


Abbildung 2.11: Beispiel einer Chatwin-Transformation

### 2.4.5 Mechanismen der longitudinalen Dispersion

Zur Verdeutlichung der Mechanismen longitudinaler Dispersion wird auf diese am Beispiel eines Tracers eingegangen: Der advective Transport eines Tracerteilchens auf einer Stromlinie unterscheidet sich von dem des benachbarten Tracerteilchens und bedingt das Auseinanderdriften der gesamten Tracermasse durch die Vielzahl der Stromlinien<sup>11</sup> (Abbildung 2.10). Die turbulente Diffusion bezeichnet einen summarischen Prozess aus molekularer Diffusion und kleinskaliger Advektion. Da Fluktuationen unter stationären Bedingungen immer zu Querbewegungen und infolge zu Quertransporten führen, kann gesagt werden,

<sup>11</sup>Engl.: velocity shear. Bei Wernli (2003): Scherströmung

dass die Teilmechanismen, Advektion und turbulente Diffusion, entgegengesetzte Wirkungen besitzen (Rutherford 1994). Der (theoretische) Einfluss beider Teilmechanismen auf das Ausbreitungsmaß Dispersionskoeffizient ( $k_x$ ) soll an drei Situationen erläutert werden:

- **Breite und flache Gerinne** mit großen vertikalen Geschwindigkeitsgradienten besitzen, infolge geringer Transversalvermischung und großer advektiver Transportdifferenzen, große Dispersionskoeffizienten (Abbildung 2.12a).
- **Enge und mäandrierende Gerinne** besitzen große Sekundärströmungen (Makroturbulenzen) über den gesamten Fließquerschnitt und führen zu niedrigen Dispersionskoeffizienten, sowie zu einem frühen Erreichen des Fernfeldes (Abbildung 2.12b).
- **Stillwasserbereiche** hinter Strukturelementen oder an Altarmen wirken wie große Geschwindigkeitsgradienten und bedingen große Dispersionskoeffizienten (Abbildung 2.12c).

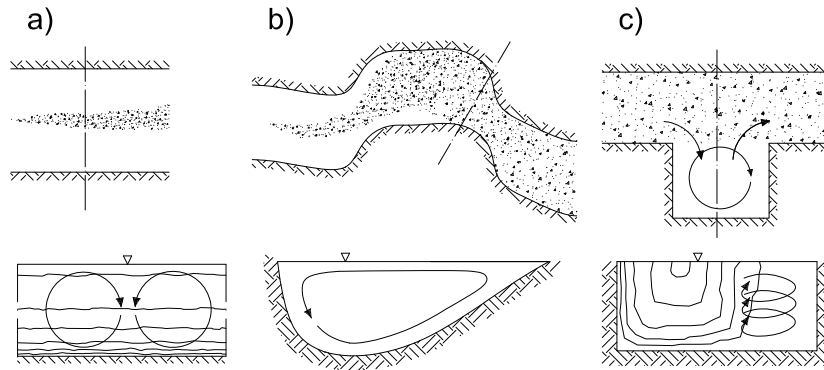


Abbildung 2.12: Differenzierte Ausprägung disperse Teilmechanismen

Neben der Turbulenz und der häufig vernachlässigbaren molekularen Diffusion tragen Sekundärströmungen zur Stoffausbreitung bei. Weibel und Schatzmann (1983) in Grimm-Strele (1983) untersuchten in geraden Laborgerinnen den Einfluss turbulenz erzeugter Sekundärströmungen auf den transversalen Dispersionskoeffizienten. Sie stellen fest, dass die sohl erzeugte Turbulenz der maßgebende Ausbreitungsmechanismus und die Art der Rauigkeitselemente unerheblich ist. Der normierte transversale Dispersionskoeffizient, kurz Quermischungsziffer  $\alpha_t$  (Gleichung 2.63), erweist sich bei diesen Messungen allein von dem Widerstandsbeiwert  $\lambda$  abhängig und beträgt im vollrauen Strömungszustand  $\alpha_t = 0,13$ . Aufgrund der Vergrößerung von Makrowirbeln im Übergangsbereich und über glatten Sohlen steigt auch die Quervermischung. Boxhall et al. (2003) bestimmten die transversalen Dispersionen und die Schubspannungsgeschwindigkeiten in einem von der Strömung geformten mäandrierenden Laborgerinne. Die Quermischungsziffern umfassen dabei den gesamten Bereich der Werte aus Tabelle 2.1. Demnach erfolgt die Quervermischung in einem geraden Abschnitt zwischen zwei Krümmungen in gleicher Weise wie die Quervermischung in vollkommen geraden Laborgerinnen. Die minimale Ausdehnung der Sekundärströmung

in diesem Abschnitt besitzt die turbulente Längenskala gleich der Abflusstiefe  $h$  und wird ausschließlich durch den Sohlwiderstand hervorgerufen. In den Krümmungen hingegen werden die größten Dispersionskoeffizienten festgestellt und stehen nach Boxhall et al. (2003) in Verbindung mit dem Krümmungsradius, bzw. der Stärke der Sekundärströmung. Die Abflusstiefe und die Schubspannungsgeschwindigkeit reicht ihrer Meinung nach nicht zur Normierung des Dispersionskoeffizienten aus. Die Abhängigkeit des transversalen Dispersionskoeffizienten von der Sekundärströmungsstärke stellt auch Grimm-Strele (1983) durch Messungen im Rhein fest. Die Quermischungsziffer variiert hier zwischen  $\alpha_t = 0,15 \dots 8,0$ , wobei Werte  $\alpha_t > 3$  in Verbindung mit Dünenbildungen der Flusssohle stehen. Grimm-Strele (1983) schlußfolgert, dass in diesen Bereichen die forminduzierten Sekundärströmungen gegenüber den krümmungsinduzierten Sekundärströmungen wesentlich intensivere Querströmungen verursachen.

Die Quervermischung durch turbulente Diffusion, bzw. Sekundärströmungen wirkt der longitudinalen Ausbreitung einer Konzentrationsverteilung durch die Geschwindigkeitsgradienten im Querschnitt entgegen (Vgl. Kapitel 2.4.3). Gewässerstrukturen, die den transversalen Dispersionskoeffizienten erhöhen, verringern die longitudinale Dispersion. Marion und Zaramella (2006) bestätigen die Proportionalität  $kx \sim 1/k_t$  durch die longitudinale Dispersionsanalyse der Versuche von Boxhall et al. (2003). Hinter dem Scheitelpunkt einer Krümmung wurden große, hinter dem Wendepunkt zweier Bögen kleinere Gradienten der Fließgeschwindigkeit gemessen. Die Ausbreitungswirkung wird jeweils von der transversalen Dispersion, mit dem Maximalwert kurz hinter dem Scheitelpunkt und dem Minimalwert am Bogenanfang, dominiert. Zwischen dem Scheitelpunkt und dem Wendepunkt sind die longitudinalen Dispersionskoeffizienten kleiner als über der Strecke zwischen Wendepunkt und Scheitelpunkt. Der Vergleich zwischen Mäanderströmungen durch gleichförmige Trapez- und durch ungleichförmige natürlich gebildete Querprofilformen offenbart eine Reduzierung des longitudinalen Dispersionskoeffizienten um das Zweifache (Marion und Zaramella 2006).

Anhand dieser Zusammenhänge wird deutlich, dass die Frage, ob longitudinale Dispersionskoeffizienten der Gewässerstrukturgütebewertung dienen können, differenziert zu betrachten ist. Strukturkomponenten, wie z.B. Totholz oder überströmte Buhnen, die Turbulenzen und Sekundärströmungen verstärken, reduzieren den Dispersionskoeffizienten. Strukturkomponenten, wie z.B. niedrig überströmte Kiesbänke und Stillwasserbereiche führen zu großen Geschwindigkeitsdifferenzen und infolge zur Erhöhung des Dispersionskoeffizienten. Die Bewertung der Strukturgüte allein durch den Dispersionskoeffizienten erscheint wenig, in Verbindung mit weiteren hydraulischen Kennwerten jedoch sehr vielversprechend.

### 2.4.6 Perioden und Felder turbulenter Stoffausbreitung in Gerinneströmungen

Baumert und Rische (1981) beschreiben sechs Perioden der turbulenten Stoffausbreitung:

1. **Initialperiode**, in der eine Wechselwirkung zwischen turbulenter und molekularer Diffusion besteht.

2. **Periode der freien turbulenten Diffusion**, in der dreidimensionale Diffusion stattfindet und die Stoffwolke sich noch nicht über die gesamte Fließtiefe ausbreiten konnte.
3. **Diffusions-Dispersions-Periode**, in der die Stoffwolke sich über die gesamte Fließtiefe ausgebreitet hat.
4. **TAYLOR-Periode**, die Übergangsperiode zur Translations-Diffusionsperiode, in der der Stoff die gesamte Flussbreite einnimmt.
5. **Translations-Diffusions-Periode**, in der der transversale Konzentrationsgradient sehr schwach wird und nur noch longitudinale Dispersion zur weiteren Vermischung beiträgt.
6. Und eine **6. Periode**, in der das Translations-Diffusionsmodell ungültig wird.

Baumert und Rische (1981) charakterisieren die Diffusions-Dispersions-Periode mit der Vernachlässigbarkeit des vertikalen Konzentrationsgradienten. Dieses bleibt infolge von immerwährenden Geschwindigkeitsgradienten in Flussströmungen ein theoretischer Fall (Rutherford 1994). Das Ende der Translations-Diffusions-Periode wird durch die Änderung des Abflussregimes erreicht.

Eine räumliche Einteilung (Abbildung 2.13) in sogenannte Felder umfasst

- das Nahfeld,
- das Mittelfeld
- und das Fernfeld.

Das Nahfeld kennzeichnet den Bereich, innerhalb dessen sich ein Stoff, sei er als instantane oder kontinuierliche Punkt- oder horizontale Linienquelle eingebracht, über die gesamte Abflusstiefe ausbreitet, bis die vertikalen Konzentrationsgradienten vernachlässigbar werden. Im Mittelfeld sind vertikale Konzentrationsgradienten bereits vernachlässigbar und der Stoff breitet sich über die gesamte Gewässerbreite aus, bis schließlich auch die transversalen Konzentrationsgradienten vernachlässigbar werden. Im Fernfeld entsprechen Punktwerte in guter Näherung dem Querschnittsmittel. Das Fernfeld schließt sich im Fall einer horizontalen Linienquelle an das Nahfeld, im Fall einer Punkt- oder vertikalen Linienquelle an das Mittelfeld an. Eindimensionale Gleichungen vermögen den weiteren Verlauf der Stoffausbreitung einer instantanen Quelle zu modellieren. Entsteht die Konzentration einer konstanten Quelle, so verbleibt diese im Fernfeld bei gleichmäßigem Abflussregime, konstant.

Aus den Definitionen der Perioden und Felder turbulenter Stoffausbreitung ist leicht ersichtlich, dass das Nahfeld die Initialperiode und die Periode der freien turbulenten Diffusion enthält. Die räumliche Ausdehnung des Mittelfeldes wird durch die zeitlichen Perioden der Diffusions-Dispersions-Periode und der Taylorperiode beschrieben, während das

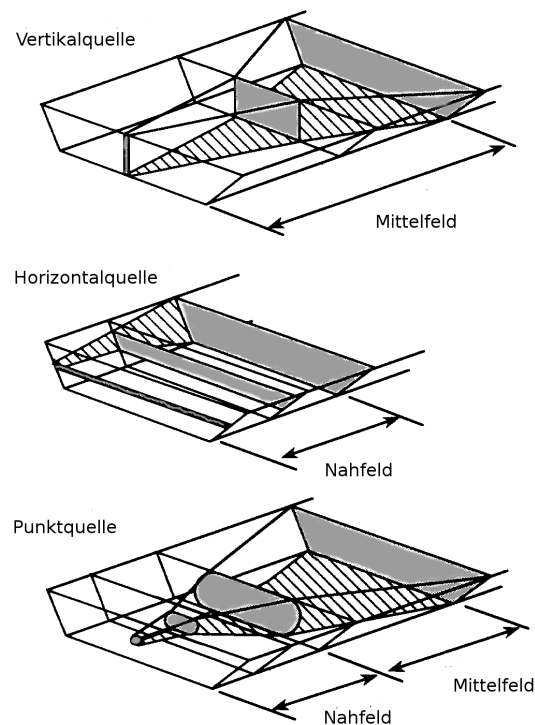


Abbildung 2.13: Felder turbulenter Stoffausbreitung, verändert aus Rutherford (1994)

Fernfeld ohne räumliche Begrenzung der Translations-Diffusion-Periode und der 6. Periode entspricht.

Neben diesen Perioden und Zonen wird häufig noch die zeitliche und räumliche Distanz nach einer Impfung bestimmt, die zu einer normalverteilten Konzentrationsganglinie führt. Breitet sich ein Stoff idealerweise nach Gleichung 2.47 aus, entspräche seine räumliche und zeitliche Verteilung zu allen Zeitpunkten der Translations-Diffusions-Periode einer Gaussverteilung. Zwei Faktoren widersprechen jedoch: Der Einfluss der Geschwindigkeitsprofile in der advektiven Zone und nicht an der Strömung beteiligte Wasservolumina<sup>12</sup> führen zu einer Asymmetrie der Konzentrationsverteilung. Die Auswirkung der Eingabeart wird dem Einfluss der Geschwindigkeitsverteilung zugeordnet. Ein stetiges Wachstum der Konzentrationsverteilungsvarianz reduziert diese Asymmetrien. Den extrapolierten Simulationsergebnissen von Sayre (1968) zufolge, kann eine Gaussverteilung ab  $t/\tau \approx 10$  erwartet werden. Rutherford (1994) fasst diesbezüglich eine Vielzahl von Ergebnissen zusammen. Demnach sind Normalverteilungen der Konzentration nach einer Dispersionsstrecke ab dem 2,5 fachen bis zum 50 fachen der advektiven Längenskala (Siehe Gleichung 2.62) beobachtbar.

<sup>12</sup>Der Begriff für diesen Bereich sehr geringer Strömung ist vielfältig: Stillwasser, stagnante Zonen, im engl. ‚Dead zones‘, übersetzt Totzonen; In der DIN 4044 findet man den Begriff „Totwasser“ im Zusammenhang mit Ablösungsgebieten (DIN 1991a), nicht zu verwechseln mit Stauwasser nach DIN 4049; Im Folgenden werden die Begriffe Totzone und Stillwasser synonym verwendet.

Im Folgenden wird nur der Transportprozess der Translations-Diffusions-Periode, bzw. des Fernfeldes behandelt. Für Aspekte der Stoffausbreitung im Nah- und Mittelfeld sei u.a. auf Naudascher und Fink (1983); Fischer et al. (1979) verwiesen.

### 2.4.7 Räumliche Grenzen des Nah- und Mittelfeldes

Die Anwendung longitudinaler Dispersionsmodelle zur Analyse von Konzentrationsverteilungen setzt voraus, dass sich der erste Messpunkt bereits im Fernfeld befindet. Die Grenze zwischen Nah-, bzw. Mittelfeld zum Fernfeld kann über empirische Gleichungen, die auf Konstante-Koeffizienten-Modelle (Rutherford 1994) basieren, näherungsweise bestimmt werden. Die Länge der vertikalen Vermischung, d.h. bis sich über die Abflusstiefe ein Quotient  $c_{min}/c_{max} = 0,98$  einstellt, beträgt hinter einer Punktquelle in Gerinnemitte an der Oberfläche oder an der Sohle

$$\lambda_z = 0,536 \cdot \frac{u_m \cdot h^2}{e_t} \quad ,$$

bzw. hinter einer Punktquelle in der Querschnittsmittle

$$\lambda_z = 0,134 \cdot \frac{u_m \cdot h^2}{e_t} \quad .$$

Unter Voraussetzung der Reynoldsanalogie und einer logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung entspricht  $e_t = 0,067 \cdot h \cdot u^*$  (Fischer et al. 1979) und somit

$$\lambda_z = 2 \cdot \frac{\langle \bar{u} \rangle}{u^*} \cdot h \quad , \quad (2.61)$$

und im Bezug zum Widerstandsbeiwert:

$$\lambda_z = 2 \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \cdot h \quad .$$

Die Länge der transversalen Vermischung, d.h. bis  $c_{min}/c_{max} = 0,98$ , einer Linienquelle in Gerinnemitte beträgt

$$\lambda_t = 0,134 \cdot \frac{\langle \bar{u} \rangle \cdot b^2}{e_t} \quad ,$$

bzw. einer Linienquelle am Ufer

$$\lambda_t = 0,536 \cdot \frac{\langle \bar{u} \rangle \cdot b^2}{e_t} \quad .$$

Für die Länge der advektiven Zone kann eine Gleichung in Analogie zur transversalen Längenskala aufgestellt werden (Rutherford 1994).

$$\lambda_x = \alpha_x \cdot \frac{\langle \bar{u} \rangle \cdot \lambda_t^2}{k_t} \quad (2.62)$$

Die transversale Längenskala  $\lambda_t$  entspricht dem Abstand zwischen dem Punkt der maximalen Fließgeschwindigkeit zum entferntesten Uferpunkt. In symmetrischen Gerinnen ist dieses  $\lambda_t \approx 0,5 \cdot b_{Wsp}$ , in natürlichen Gerinnen findet man den Wertebereich  $\lambda_t = 0,7 \cdot b_{Wsp}$  (Rutherford 1994) bis  $\lambda_t = b_{Wsp}$  (Sukhodolova et al. 2006). Nach Day (1975) ist  $\lambda_t$  abhängig von der Injektionsposition. So beträgt  $\lambda_t = 0,5 \cdot b_{Wsp}$  bei Injektion in Gewässermitte und  $\lambda_t = 0,75 \cdot b_{Wsp}$  bei einer Injektion im Uferbereich. Der transversale Dispersionskoeffizient wird mit der Längenskala der Turbulenz und der Schubspannungsgeschwindigkeit normiert:

$$\alpha_t = \frac{k_t}{h \cdot u^*} \quad . \quad (2.63)$$

In Naturgerinne haben Messungen von Elder (1959), zitiert in Fischer (1967) die Quermischungsziffer  $\alpha_t = 0,23$  ergeben. Der Koeffizient der advektiven Längenskala, kurz Längsmischungsziffer,  $\alpha_x$  in Gleichung 2.62 gibt an, ab wann eine normalverteilte Konzentration vorzufinden ist. Somit ist die Längsmischungsziffer ein empirischer Koeffizient, dessen Wert von den Schiefe verursachenden Randbedingungen abhängt. Die Gültigkeit der eindimensionalen Dispersionsgleichung erstreckt sich nach Fischer (1967) über die longitudinale Längenskala

$$\lambda_x = 1,8 \cdot \frac{\lambda_t^2}{r_{Hy}} \cdot \frac{\langle \bar{u} \rangle}{u^*} \quad . \quad (2.64)$$

Eine umfangreiche Zusammenstellung der Koeffizienten  $\alpha_x$  und  $\alpha_t$  in Gleichung 2.62 findet man bei Rutherford (1994). Die Tabelle 2.1 enthält Werte, die sich aus Messungen an rauen Gerinneströmungen ergaben.

Tabelle 2.1: Ungefähre Wertebereiche für Längsmischungsziffer  $\alpha_x$  und Quermischungsziffer  $\alpha_t$  mit Werten aus Rutherford (1994)

Längsmischungsziffer		Quermischungsziffer	
$\alpha_x$	Ergebnis aus	$\alpha_t$	Ergebnis aus
1,4	Laborgerinne, 4% Totzone	0,13-0,3	gerade Gerinne
>5	kleine, sehr raue Gerinne	0,3-1,0	mäandrierende Gerinne
>10	Bewässerungskanal, 27-38% Totzone	1,0-3,0	stark gekrümmte Gerinne

Die fortwährende Abweichung einer Konzentrationsverteilung nach ‚Erreichen‘ des Fernfeldes von einer Normalverteilung kann zwei grundlegende Ursachen besitzen:

- Die Konzentrationsverteilung wurde an einem Ort über die Zeit gemessen.
- Es wurden eine oder mehrere Annahmen verletzt, unter denen die TAYLOR’sche Analogie zwischen molekularer Diffusion und Dispersion gültig ist (Kapitel 2.4.3).

Chatwin (1980) eröffnet mit der Gleichung 2.60 für zeitlich aufgezeichnete Konzentrationsverteilungen eine Anwendbarkeitsprüfung des longitudinalen Dispersionsmodells (Gleichungen 2.57 und 2.58). Zu Beginn des Fernfeldes sind häufig initial bedingte Schiefen zu

erkennen, die aufgrund der Eingabe und der Advektion des Stoffes im Nah- und im Mittelfeld entstehen. Erfolgt die weitere Stoffausbreitung entsprechend einer Gaussverteilung, so verringert sich die Schiefe proportional zu  $\sqrt{t}$ . Neben dem Stoffaustausch zwischen turbulenten und viskosen Strömungsbereichen, der nur in glatten Rohren und Laborgerinnen beachtenswerte Größenordnungen annimmt, führen auch Austauschprozesse mit Totzonen zu Schiefen in den Verteilungskurven. Der Austauschprozess mit Totzonen kann bereits einer Verletzung der zweiten und dritten Restriktion des Kapitels 2.4.3 zugeordnet werden und wird ausführlicher in den Kapiteln 2.4.8 und 4.2.2 behandelt. Mit der Fließstrecke und der Zeit variierende Gerinnepprofile verhindern die Beschreibung der Partikelgeschwindigkeit als stationär zufällige Funktion (Chatwin 1980), so dass die Gleichung 2.58 ungültig wird.

In zahlreichen Untersuchungen der longitudinalen Dispersion in Flüssen wurde festgestellt, dass sich die Schiefe auch nach vollkommener Vermischung des Stoffes über den Querschnitt vergrößert. Beispielsweise treffen Van Mazijk und Veling (2005) für den Rhein die Aussage: „[...] aufgrund der Nebenflüsse und seitlichen Kanäle, genauso wie durch die morphologische Variabilität entlang des Flusses, gibt es eine permanente advective Zone“. Als eindimensionale Näherungslösung besteht nach Rutherford (1994) in dieser Zone nur die pragmatische Anwendung der Dispersionsgleichung mit größter Übereinstimmung zu gemessenen Konzentrationsverteilungen. Der Dispersionskoeffizient ist in diesen Fällen nicht konstant, sondern von der Strecke abhängig.

## 2.4.8 Erweiterte Modelle zur longitudinalen Dispersion

Dem vorhergehenden Kapitel ist zu entnehmen, dass das FICK'sche Modell der longitudinalen Dispersion streng für viele natürliche Fließgewässer nicht gilt. Um der Ungleichförmigkeit der Profile Rechnung zu tragen, kann die Gleichung 2.57 erweitert werden:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \langle \bar{u} \rangle \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} \left( A k_x \frac{\partial c}{\partial x} \right)$$

Hierbei, wie im Folgenden, wird davon ausgegangen, dass die Konzentration  $c$  dem Profilmittelwert  $\langle \bar{c} \rangle$  entspricht. Nach Chatwin (1980) beschreibt diese Gleichung näherungsweise die Konzentrationsverteilung an Gerinnen mit langsam wechselnden Profilformen. Sie vermag jedoch, analog zur Gleichung 2.57, nur normalverteilte Konzentrationen zu berechnen. Zusätzlich bestehen nach Rutherford (1994) Zweifel an der Gültigkeit, da die Annahme homogener Turbulenz als Grundlage der TAYLOR-Analogie verletzt wird.

In vielen Studien zur longitudinalen Dispersion an natürlichen Fließgewässern (u.a. bei Godfrey und Frederick (1970); Valentine und Wood (1979); Adler et al. (1993)) wurde festgestellt, dass die Schiefen der Konzentrationsverteilungen nicht ausschließlich durch die Geschwindigkeitsgradienten in den advektiven Zonen verursacht werden. Zuflüsse und Stillwasserbereiche, die sich z.B. im Strömungsschatten hinter Rauheiten oder in Altarmen der Fließgewässer bilden (Abbildung 2.12c), verhindern die Entwicklung einer normalverteilten Konzentrationswolke. Die Advektion und die turbulente Diffusion befinden sich in diesen Abschnitten auch nach dem theoretischen Erreichen des Fernfeldes nicht im Gleichgewicht.

Teilweise wurden konstante Schiefen, in manchen Fällen sogar deren Vergrößerung, festgestellt (Godfrey und Frederick 1970). Da das Modell der longitudinalen Dispersion die Eigenschaft einer Näherungslösung besitzt, wird dieses für eine bessere Anpassungsfähigkeit an beobachtete Verteilungen vielfach um Terme erweitert. Beispiele sind das ‚Transient Storage‘, das ‚Cells in Series‘ oder das ‚Aggregated Dead Zone‘ Modell (Rutherford 1994), sowie weitere Modelle für nicht-konservative Stoffe mit Produktions-, Sorptions- und Abbautermen. Von diesen soll nur das ‚Transient Storage‘ Modell (TSM) für konservative Stoffe weiter betrachtet werden:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \langle \bar{u} \rangle \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} \left( A k_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \varepsilon (c_{Stag} - c) \quad (2.65)$$

$$\frac{d c_{Stag}}{d t} = \varepsilon \frac{A_f}{A_{Stag}} (c - c_{Stag}) \quad (2.66)$$

$\varepsilon$  ist der Austauschkoeffizient und  $c_{Stag}$  die Konzentration in den Stillwasserbereichen. Die Gleichung 2.65 beschreibt den Stofftransport und die Ausbreitung im Hauptgerinne. Die Gleichung 2.66 beschreibt die Konzentrationsänderung in den stagnanten Zonen (Abbildung 2.14). Für die Herleitung des TSM sei auf Rutherford (1994) verwiesen. Das Modell stützt sich auf die Voraussetzungen:

- longitudinale Dispersion und Totzonenaustausch
- gleichverteilte Totzonen,
- vernachlässigbare Reaktionen des Stoffes,
- kein Zu- und Abfluss,
- vernachlässigbare Advektion und Dispersion des Stoffes in den Totzonen.

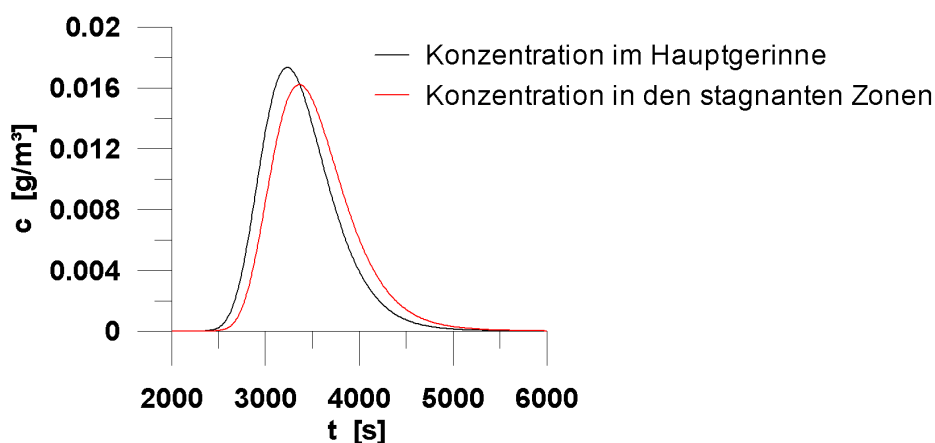


Abbildung 2.14: Beispielresultat des Transient Storage Modells



# Kapitel 3

## Prozesserfassung

### 3.1 Untersuchungsabschnitte

#### 3.1.1 Wahl der Gerinneabschnitte

Die Wahl der Untersuchungsabschnitte fiel auf zwei Fließgewässer Mecklenburg-Vorpommerns und ein Laborgerinne des Leichtweißinstitutes an der TU Braunschweig. Die Naturmessungen erfolgten an Abschnitten des Hellbaches und der Nebel (Abbildung 3.1). Der Hellbachabschnitt erfuhr bereits in den Jahren 1995 bis 1996 umfangreiche Sanierungsmaßnahmen (Jüppner 1995), welches naturnahe Strömungsverhältnisse erwarten lässt. Die Messungen an der Nebel wurden größtenteils an einem im Jahr 1972 zu Meliorationszwecken ausgebauten und begradigten Abschnitt durchgeführt. Dieser strukturarme Abschnitt stellte eine Unterbrechung des ansonsten naturnahen Nebelverlaufes in diesem Bereich dar. Im Rahmen einer Strukturverbesserungsmaßnahme zur Erreichung des guten ökologischen Zustandes nach Wasserrahmenrichtlinie fand im Jahr 2006 die Umlegung in ein neu gestaltetes Gewässerbett und der Rückbau des Untersuchungsabschnittes statt (Kaussmann und Mehl 2005). In dem neu gestalteten Gewässerabschnitt und in einem naturnahen Abschnitt im Unterlauf der Nebel erfolgten Messungen zu Vergleichszwecken und ermöglichen den Beginn eines ‚strömungsmechanischen‘ Monitorings. Die Strömung und damit das Dispersionsverhalten in der Rinne war von Makrorauheiten unbeeinflusst und dient dem Vergleich zu den betrachteten Fließgewässerabschnitten.

#### 3.1.2 Laborgerinne

Die Labormessungen erfolgten in einer nicht kippbare Rinne aus Plexiglas mit den Abmessungen 26 m Länge, 0,6 m Breite und 0,8 m Höhe (Abbildung 3.2). Zur Reduzierung der Fließgeschwindigkeit wurde ein gleichförmiges Sohlenmaterial  $d_{50} = 30$  mm eingebaut und der Rinnenauslass mit einem Überfallwehr gestaltet. Die Messstrecke innerhalb des Laborgerinnes erstreckte sich ab  $x = 8$  m nach dem Rinneneinlauf über  $\Delta x = 11,5$  m. In diesem Bereich konnten die Einflüsse durch die Staulinie des Überfalls am Rinnenende und durch die Strömungshindernisse am Rinnenanfang ausgeschlossen werden. Die Strömungshinder-

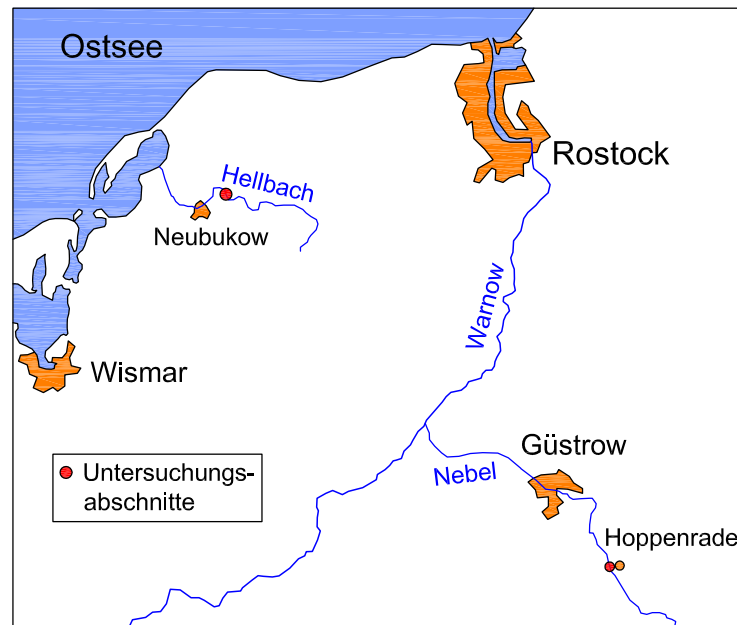


Abbildung 3.1: Untersuchungsabschnitte am Hellbach und an der Nebel

nisse am Rinnenanfang dienten der Verkürzung des Mittelfeldes (Vgl. Kapitel 2.4.6) hinter der Tracerinjektionsstelle bei  $x \approx 0$  m. Die Tracereingabe erfolgte als instantane horizontale Linienquelle. Der Durchfluss ließ sich per Schieber und IDM aus dem Hochbehälter regulieren. Die Wasserspiegellage konnte an fünf Messstationen mittels mechanischer Abtaster gemessen werden.

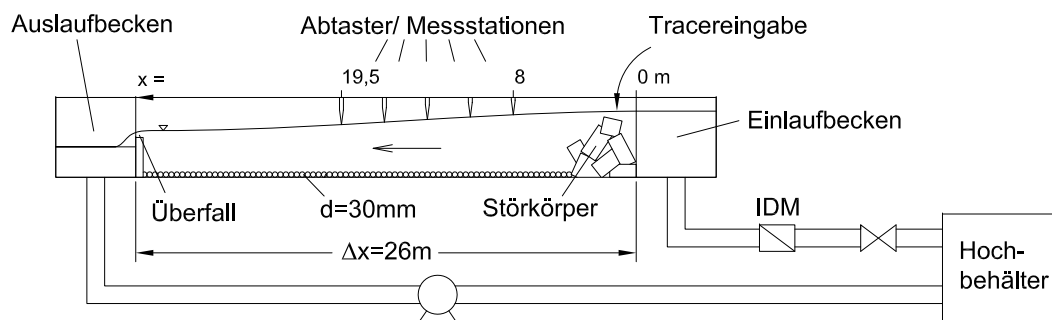


Abbildung 3.2: Laborgerinne

### 3.1.3 Charakterisierung des Hellbachabschnittes

Der Untersuchungsabschnitt am Hellbach befindet sich bei Flusskilometer 12+600 km vor der Mündung in das Salzhaff, östlich von Neubukow (Mecklenburg-Vorpommern). In unmittelbarer Nähe zum Untersuchungsabschnitt (260 m oberstrom) befindet sich der Pegel

Jörnstorf (1955 bis 2005<sup>1</sup>). Dessen 42jährige Messreihe ergibt einen mittleren Durchfluss von  $MQ = 0,693 \text{ m}^3/\text{s}$  (Wieland 2003). Die mittleren Monatswerte zeigen einen großen Schwankungsbereich zwischen Sommer- und Winterdurchflüssen (Abbildung 3.3). Im Jahr 1996 wurde der begradigte Verlauf in einen Altarm zurückverlegt. Die Sinuosität<sup>2</sup> erhöhte sich durch diese Maßnahme von  $S \approx 1$  auf  $S = 1,74$ . Dieser Gewässerabschnitt bildet das Untersuchungsgerinne und wurde mit 14 Profilen, die im Folgenden als Messstationen bezeichnet und nummeriert werden, erfasst. Die Messstationen sind der Abbildung 3.5 zu entnehmen.

Eine Untergliederung des Untersuchungsabschnittes auf Basis der Sinuosität ergibt für den Teilabschnitt zwischen den Messstationen Nr.1 bis Nr.5:  $S = 1,06$  und für den Teilabschnitt zwischen den Messstationen Nr.5 bis Nr.14:  $S = 2,02$ . Auf Basis der Korngrößenanalysen des Sohlmaterials an allen Messstationen von Wenske (2007) kann ein maßgeblicher Korndurchmesser<sup>3</sup>  $d_m = 11,04 \text{ mm}$  für den Gewässerabschnitt gemittelt werden. Der Hellbachabschnitt besitzt eine hohe Strukturgüte mit vielen Strukturkomponenten, wie Buchten, freigespülten Wurzelballen, Störsteinen, Totholzansammlungen, Totzonen, Rauschen, Kolken und Sturzbäumen, die das Fließgeschehen beeinflussen. Die Verteilung der Komponenten ist heterogen. Eine durchgängige Beschattung verhindert das Aufkommen von Makrophyten im Strömungskörper. Wiederholte Vermessungen der Profilgeometrien zeigen den großen Einfluß morphodynamischer Prozesse. Für weitere Informationen bezüglich der Naturraumanalyse des Hellbaches sei auf Wieland (2003) verwiesen.

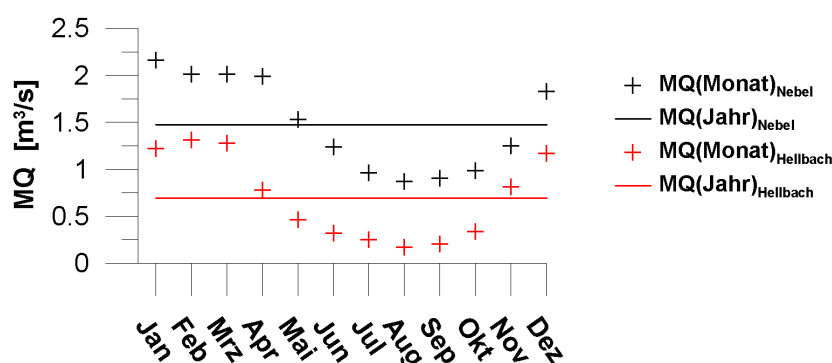


Abbildung 3.3: Mittlere Durchflüsse an der Nebel (Pegel Ahrenshagen) und am Hellbach (Pegel Jörnstorf)

An vier Messstationen wurden die Geschwindigkeiten in 22 Aufnahmen zur Strömungscharakterisierung des Gewässerabschnittes aufgezeichnet (Abbildung 3.4). Die Messstation Nr.5 repräsentiert den ersten Teilabschnitt mit gestrecktem Verlauf und geringer Fließtiefe (Tabelle E.1). Kleinere Buchten findet man an diesem Gewässerabschnitt ebenso wie kleine Kiesbänke und vereinzelt Störsteine. Das Profil der Messstation Nr.6 befindet sich

<sup>1</sup>Zeitspanne ohne Werte: 1980 bis 1989

<sup>2</sup>Verhältnis des Talwegs zur Luftlinie.

<sup>3</sup> $d_m = \sum_i d_i \cdot p_i$  mit dem mittleren Korndurchmesser  $d_i$  der  $i$ -ten Fraktion und dem Gewichtsanteil  $p_i$

in einer Linkskrümmung mit flachem Gleit- und tiefem Prallhang. Unmittelbar vor dieser Messstation hat sich ein größerer Stillwasserbereich mit Totholzansammlung, das bis in das Strömungsfeld ragt, gebildet. In Fließrichtung folgt eine Rausche und hinter dem Wendepunkt eine Rechtskrümmung mit kleinem Innen- und großem Außenradius, welche die Messstation Nr.8 erfasst. Der Hellbach konnte in diesem Bereich mehrere Wurzeln freispülen. Eine Engstelle schließt den Krümmungsbereich ab. Die Messstation Nr.12 befindet sich an einem gestreckten Abschnitt mit größeren Fließtiefen (Tabelle E.1) und geringem Sohlgefälle. Vor diesem Profil verringert eine Wurzel am linken Uferbereich den Fließquerschnitt. Die Tabelle 3.1 fasst Profilkennwerte und Messungen der Stationen zusammen.

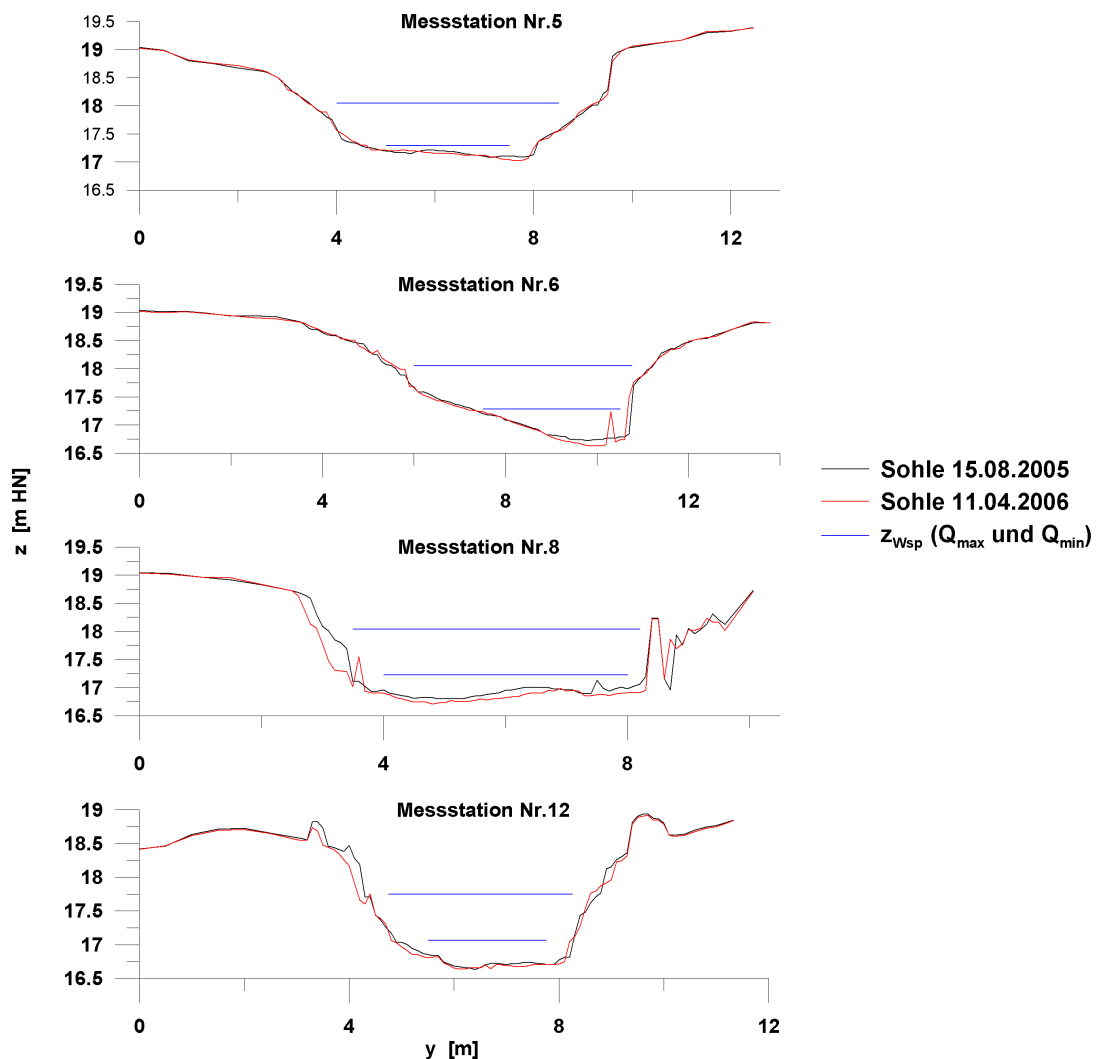


Abbildung 3.4: Querprofile ausgewählter Messstationen am Hellbach mit Wasserspiegeln des größten und kleinsten gemessenen Ereignisses

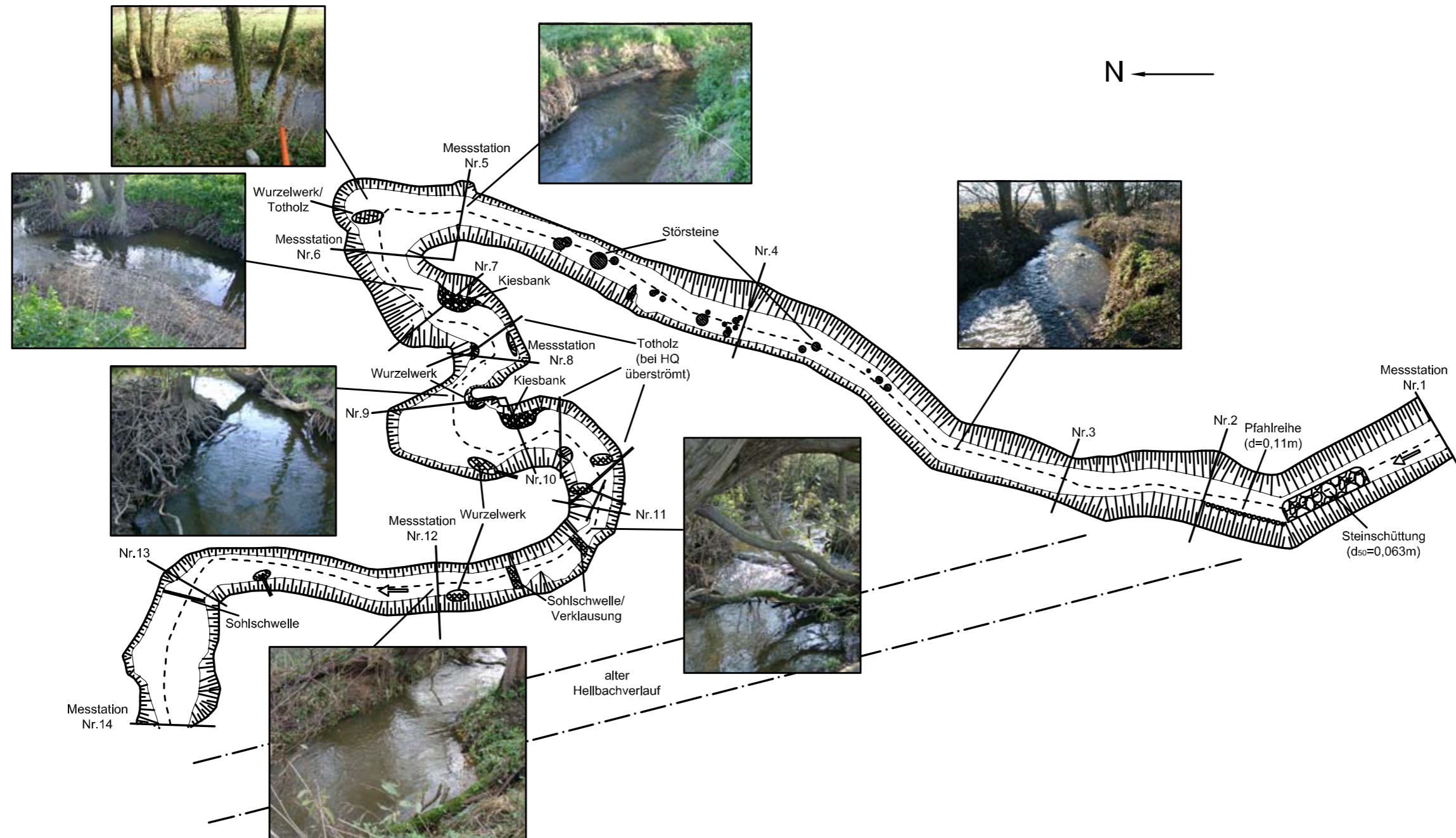


Abbildung 3.5: Untersuchungsabschnitt: Hellbach, verändert aus Wenske (2007)

Tabelle 3.1: Messstationen am Hellbachabschnitt

Messstation Nr.	$^4I_S$	Material	Messungen	
	[%]	$^5d_m$ [mm]	Anzahl der Strömungsprofile	Geometrie
5	1,36	7,63	5	Profil und $^6$ DGM
6	0,50	4,71	3	Profil
8	2,75	8,42	6	Profil und DGM
12	0,37	3,77	8	Profil und DGM

### 3.1.4 Charakterisierung der Nebelabschnitte

Die Untersuchungsabschnitte an der Nebel befinden sich in dem Naturschutzgebiet ‚Nettelbruch‘ bei Hoppenrade, südlich von Güstrow (Mecklenburg-Vorpommern). Kaussmann und Mehl (2005) konnten über eine Regressionsanalyse für den Untersuchungsabschnitt Hauptzahlen aus den umgebenden Pegeln Güstrow und Ahrenshagen ableiten. Der jährlich mittlere Durchfluss beträgt demnach  $MQ = 1,62 \text{ m}^3/\text{s}$ . Die mittlere jahreszeitliche Schwankung um diesen Wert lässt sich der Abbildung 3.3 entnehmen.

Der Nebelverlauf in dem begradigten Abschnitt (Abbildung 3.9) besitzt eine sehr geringe Sinuosität von  $S = 1,02$ . Die Breitenvarianz ist gering, die Tiefenvarianz ist gering bis mäßig (Mehl und Thiele 1995). Alternierende Bänke mit Rohrkolben und Süßwassergräsern verursachen in dem ausgebauten Gewässerbett jedoch einen pendelnden Stromstrich. Der Mäandrierungsbeginn konnte an einer Stelle mit deutlicher Seitenerosion beobachtet werden. Die Strömung erscheint mit einer überwiegend glatten Wasseroberfläche homogen. Eine Ausnahme bildet der Bereich mit einer uferbefestigenden Steinschüttung zur Sicherung einer Messbrücke. Die geringe Beschattung durch den lichten Uferbewuchs lässt die Entwicklung von Makrophyten im Wasserkörper zu. Es konnten große Fluren des flutenden Hahnenfußes (*Ranunculus fluitans*) beobachtet werden, die dichte Bestände über die gesamte Fließtiefe bilden. Während des Untersuchungszeitraumes erfolgte keine Krautung. Das Sohlmaterial besteht aus sandigem Material und besitzt nach (Mehl und Thiele 1995) eine Kornverteilung<sup>7</sup> mit  $d_{90} = 20 \text{ mm}$ . Drei Messstationen über eine 567 m lange Untersuchungsstrecke dienen der Charakterisierung dieses Abschnittes (Abbildung 3.6). An der Messstation Nr.1 erfolgten acht Aufnahmen der Geschwindigkeitsverteilung. Diese Messstation besitzt gegenüber der Messstation Nr.3 einen etwas breiteren und flacheren Fließquerschnitt, sowie dichtere Makrophytenbestände während der Vegetationszeit. Der abflusswirksame Querschnitt wird an beiden Messstationen durch verlandete Schilfbereiche

<sup>4</sup> $I_S$  aus dem Talweg  $\Delta x$  der umgebenden Messstationen; Nr.5: 51,42 m, Nr.6: 24,26 m, Nr.8: 18,85 m, Nr.12: 54,92 m

<sup>5</sup>Aus Wenske (2007), Mittelwert aus jeweils drei Sohlenproben

<sup>6</sup>DGM der Messstationsumgebungen in Abbildung 4.20.

<sup>7</sup>Es ist unbekannt, ob die Probennahme aus der Deck- oder aus der Unterschicht erfolgte

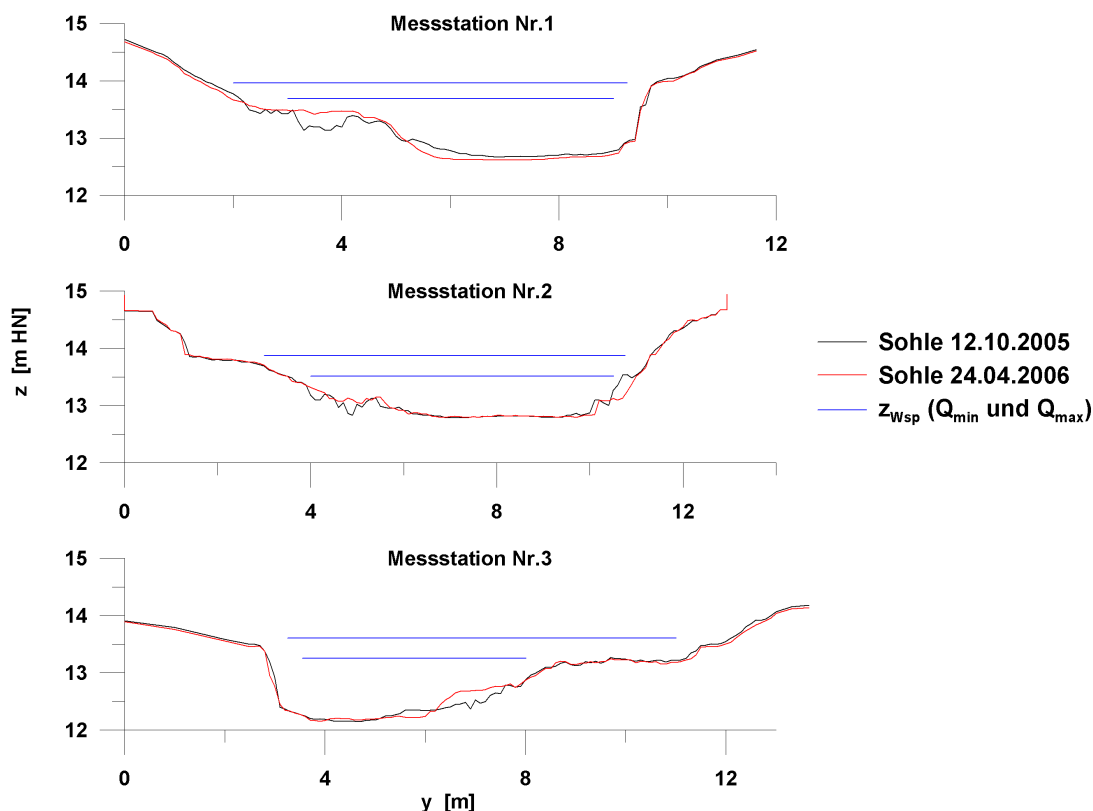


Abbildung 3.6: Querprofile der Messstationen an der Nebel mit Wasserspiegeln des größten und kleinsten gemessenen Ereignisses

verringert und lässt eine Überdimensionierung des ursprünglich ausgebauten Trapezprofils vermuten. Die Messstation Nr.2 befand sich an der ehemaligen Messbrücke des StAUN Rostock. Die Strömung an dieser Messstation wurde durch die Uferbefestigung (Blockwurf zur Sicherung der Messbrücke) beeinflusst und entsprach nicht der Charakteristik des übrigen Abschnittes. An dieser Messstation wurden nur die Sohl- und Wasserspiegellagen sowie die Konzentrationsverteilungen gemessen. Aus den tiefsten Sohlpunkten der drei Messstationen lässt sich für die Messstation Nr. 1 ein Sohlgefälle  $I_S = -0,75\text{‰}$  (über  $\Delta x = 240\text{ m}$ ) und für die Messstation Nr.3  $I_S = 1,95\text{‰}$  (über  $\Delta x = 327\text{ m}$ ) bestimmen.

Das ‚neu gestaltete‘ Gewässerbett der Nebel (Abbildung 3.7) führt zu einer Laufverlängerung von 1475 m auf 2450 m. Das mittlere Sohlgefälle außerhalb von Sohlgleiten erhöht sich in Abhängigkeit vom Gefälle des Geländes von  $I_S = 0,3\text{‰}$  auf  $I_S = 0,7 \dots 1,2\text{‰}$ . Die Sohlbreiten wurden mit  $b_S = 1,2 \dots 2,5\text{ m}$  projektiert, die Gerinnetiefen betragen zwischen 0,9 m bis 1,3 m, so dass ein  $MQ$  in den Profile des ungleichförmig gestalteten Gerinnes nahezu bordvoll abfließt (Kaussmann und Mehl 2005). An dem neuen Gewässerlauf wurde eine Fließstrecke über 544 m untersucht (Abbildung 3.7). Die Sinuosität dieses Teilstückes beträgt  $S = 1,76$ . Die erste Messung erfolgte sechs Monate nach Fertigstellung. Die Rauheit des Gerinnes entstammt zu diesem Zeitpunkt ausschließlich der Gestaltung der Lauflinie und des Gewässerbettes ohne künstliche oder natürliche Struk-

turkomponenten (Abbildung 3.7). Das Sohlenmaterial besteht aus dem für Niedermooere typischem Torf. Vereinzelt werden Sandlinsen durchflossen.

Der ‚naturnahe‘ Untersuchungsabschnitt (Abbildung 3.8) befindet sich im Anschluß an den ‚neu gestalteten‘ Gewässerabschnitt. Dieser besitzt einen überwiegend mäandrierenden Verlauf ( $S = 1,44$ ) und, vergleichbar mit dem Hellbachabschnitt, eine Vielzahl an Strukturkomponenten. Die Breiten- und Tiefenvarianz ist groß, die Substratverhältnisse sind heterogen und Erlenwurzeln, die in das Gewässer ragen prägen das Strömungsbild (Mehl und Thiele 1995). An dem 659 m langen ‚naturnahen‘ und an dem 545 m langen ‚neu gestalteten‘ Untersuchungsabschnitt wurden ausschließlich das Dispersionsverhalten und die Wasserspiegellagen aufgezeichnet.

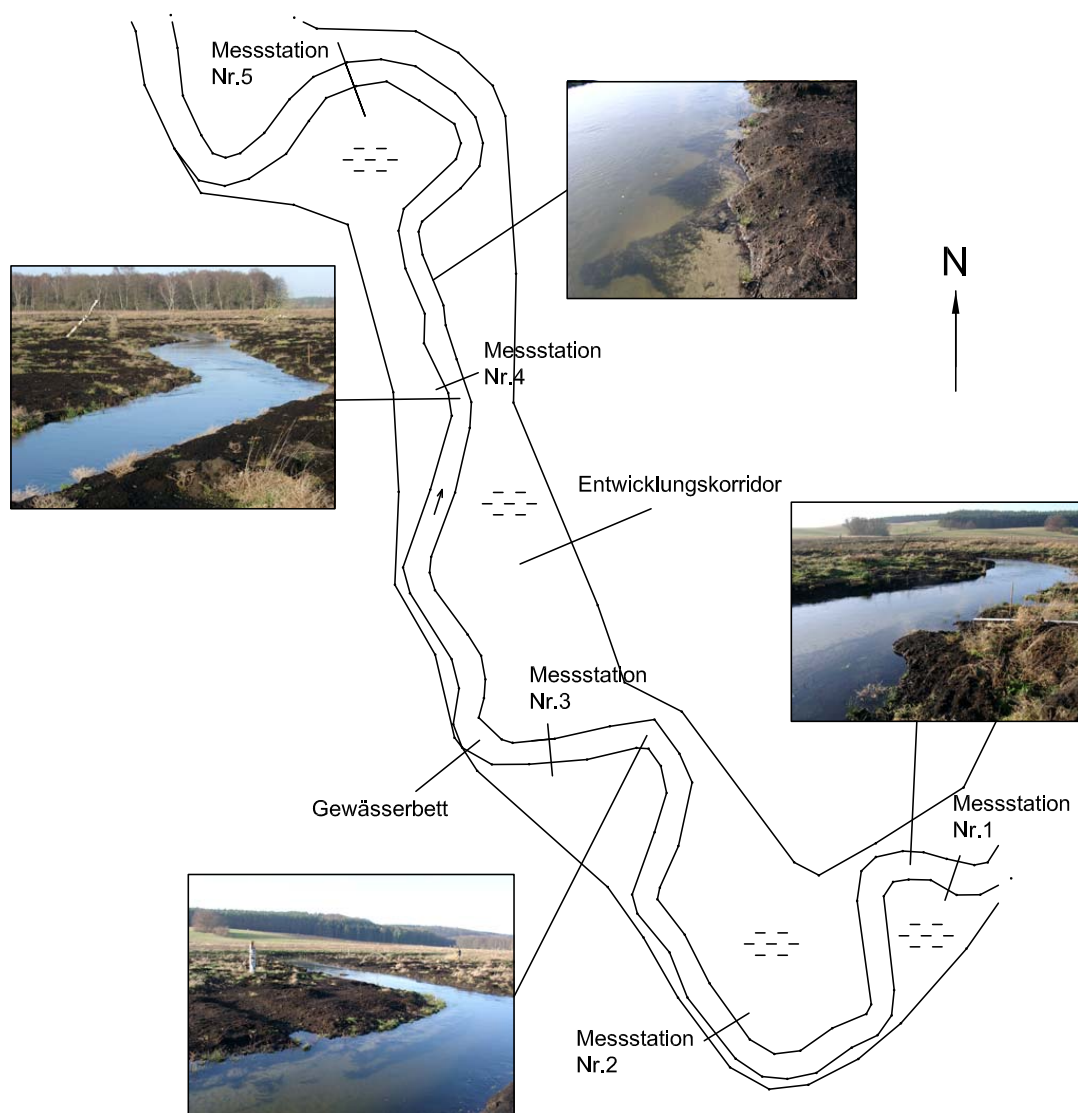


Abbildung 3.7: Untersuchungsabschnitt: Nebel ‚neu gestaltet‘

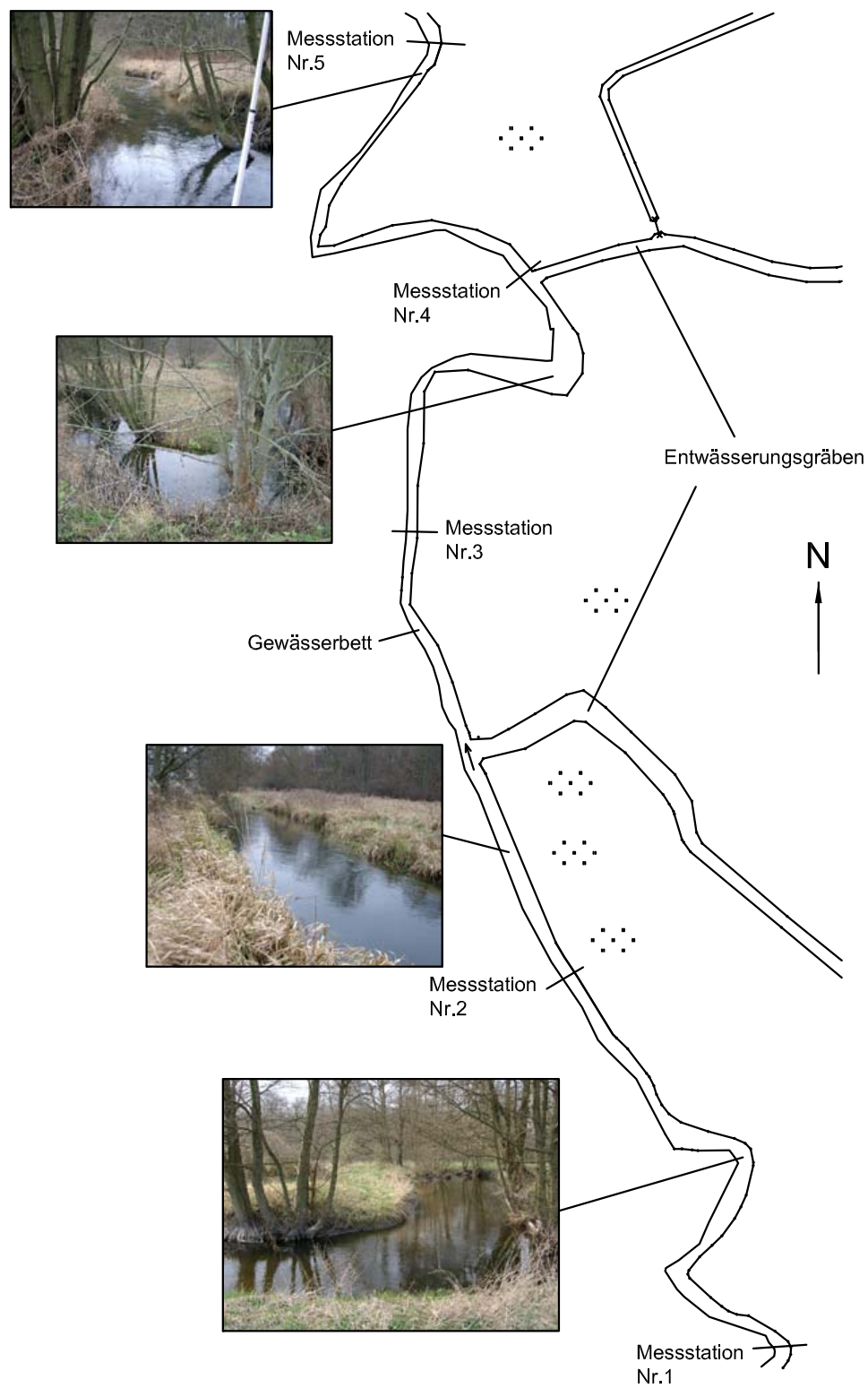


Abbildung 3.8: Untersuchungsabschnitt: Nebel ,naturnah‘

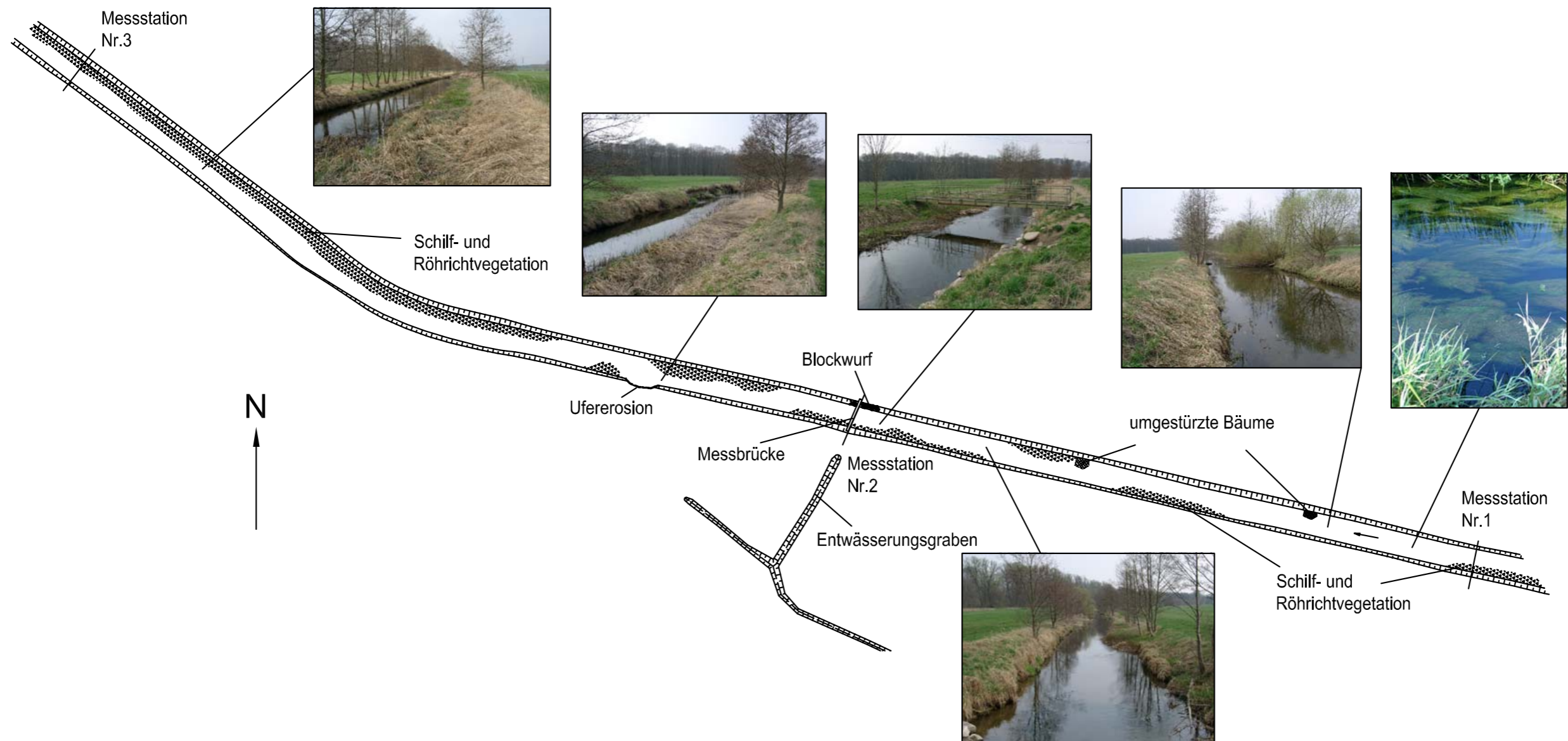


Abbildung 3.9: Untersuchungsabschnitt: Nebel

## 3.2 Messtechnik

Die Untersuchungen erfordern Messtechniken sowohl zur Erfassung der Geschwindigkeits- und Konzentrationsverteilungen als auch zur Aufnahme der Wasserspiegellagen und des Gewässerbettes. Die Wasserspiegellagen und die Querprofile am Hellbach und der Nebel wurden mit dem Nivellier Ni025 von VEB Carl-Zeiss-Jena erfasst. Zur Anbindung der Querprofile an das Landesnetz (Lage und Höhe) dienten die Tachymeter TC 600 und TCR 307 von Leica. Die Wasserspiegellagen in den Laborgerinnen wurden mit mechanischen Wasserspiegelabtafeln gemessen.

### 3.2.1 Strömungsmesstechnik

Die Ermittlung von Turbulenzparametern erfordert nach Lohrmann et al. (1995) eine Geschwindigkeitsaufzeichnung mit den Kriterien:

- Dreidimensional,
- hohe Genauigkeit und
- hohe Aufzeichnungsrate.

Seit Mitte der 1990er Jahre erfüllen in Gerinnen akustische Strömungsmessgeräte (ADV) diese Anforderungen. Zuerst zur Untersuchung von Laborströmungen konstruiert (Lohrmann, A. and Cabera, R. and Nicholas, C. K. 1994), werden diese mittlerweile in einer Vielzahl von Turbulenzuntersuchungen an Naturströmungen genutzt. Der Vorteil der ADV-Messtechnik besteht in der störungsfreien<sup>8</sup> Geschwindigkeitsaufzeichnung, ist im Vergleich zur Laser Doppler Velocimetrie (LDV) verhältnismäßig unanfällig gegenüber Trübung und besitzt kompakte Abmessungen.

Das Messprinzip der ADV-Messung wird an dieser Stelle nur kurz wiedergegeben. Ausführliche Beschreibungen befinden sich in McLelland und Nicholas (2000); SonTek (2001). Der Sensor besteht aus vier Komponenten, einem Sender und drei Empfängern (Abbildung 3.10). Der Durchmesser des nahezu zylindrischen Kontrollvolumens entspricht ungefähr dem Durchmesser des keramischen Impulstransmitters (Sender). Die Höhe des Kontrollvolumens wird neben der Empfangsgeometrie durch die wählbare Länge des Empfangsfensters bestimmt (Tabelle 3.2). Die empfangene Signalvarianz steigt mit abnehmender Höhe (Lohrmann, A. and Cabera, R. and Nicholas, C. K. 1994). Partikel und Luftbläschen, deren Geschwindigkeiten näherungsweise der umgebenden Strömung entsprechen, reflektieren den akustischen Impuls des Senders in Richtung der Empfänger. Über das Prinzip der Dopplerverschiebung (McLelland und Nicholas 2000) wird die Geschwindigkeit in drei Richtungen, jeweils  $15^\circ$  ( $30^\circ/2$ ) zur Achse des entsendeten Signals aufgezeichnet. Hieraus ergibt sich, dass die Genauigkeit der Geschwindigkeiten orthogonal zum Signalweg des Senders ungefähr vier mal geringer ist ( $\tan(15^\circ) = 0,27$ ), als in Senderrichtung. Die Geschwindigkeitswerte  $\vec{v}_{Empf.}$  werden über eine Transformationsmatrix (Gleichung 3.1) mit

---

<sup>8</sup>Das Messinstrument verursacht einen vernachlässigbaren hydraulischen Widerstand am Messpunkt (Nikora und Goring 1998).

den ADV-spezifischen Elementen der Empfängergeometrien in Geschwindigkeiten eines kartesischen Sensorkoordinatensystems ( $x_{ADV}y_{ADV}z_{ADV}$ ) oder eines globalen Koordinatensystems (SonTek-ADV: Ost-Nord-Hochwert) übertragen. Die Winkel zur Transformation auf das globale Koordinatensystem erfassen Neigungssensoren und ein elektronischer Kompass. Die Transformation erfolgt systemintern mit der Messwertaufzeichnung (SonTek 2001).

$$\vec{v}_{ADV} = A_{T,ADV} \cdot \vec{v}_{Empf.} \quad (3.1)$$

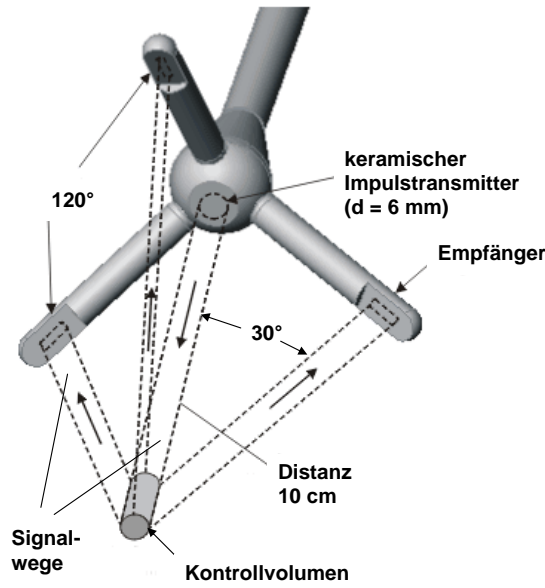


Abbildung 3.10: Sensor und Signalwege des ADV

McLelland und Nicholas (2000) zufolge wird nicht die Dopplerverschiebung der gesendeten Frequenz ( $f_{ADV} = 10$  MHz) zur Ermittlung der Geschwindigkeit benutzt, sondern die Doppler-verschobene Phase  $d\phi$  eines dualen Impulspaarsignals.

$$v_i = \frac{C_{H_2O}}{4\pi f_{ADV}} \frac{d\phi}{dt} \quad (3.2)$$

$C$  ist die Schallgeschwindigkeit,  $i$  kennzeichnet die Empfangsrichtung. Das duale Impulspaarschema (Abbildung 3.11) besteht aus zwei Impulspaaren, deren jeweilige Impulse unterschiedliche Wiederholungszeiten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  besitzen.  $\tau_1$  und  $\tau_2$  ergeben sich aus den gewählten Geschwindigkeitsbereichen. Die Impulspaare werden durch eine Verweilzeit  $\tau_D$  voneinander getrennt. Aus Wiederholungs-, Verweil- und einer zusätzlichen Instrumentenzeit, die zur Berechnung und Konfiguration dient, summiert sich die Messzeit<sup>9</sup> eines Wertes einer Empfangsrichtung. Je geringer die Aufzeichnungsfrequenz und je höher der

<sup>9</sup>Die Werte der Zeiten in Abhängigkeit der Geschwindigkeitsbereiche befinden sich in McLelland und Nicholas (2000)

Geschwindigkeitsbereich gewählt werden, desto mehr Messwerte dienen der Mittelung zu einem Geschwindigkeitswert und Verringern das Rauschen. Der Schalldruckverlauf eines emittierten Impulses führt neben der Reflektion an den Partikeln zu einer zweiten Spitze durch die Reflektion an der Gerinnewandung (Abbildung 3.12). Befindet sich die Gerinnewand in einem Abstand zwischen 1 . . . 30 cm, so kann aus dieser Spitze die Distanz gemessen werden. Die Parameter der verwendeten ADV<sup>10</sup> (Tabelle 3.2) sind den Handbüchern der Gerätehersteller entnommen (Nortek 2000; SonTek 2001). Die verwendeten Einstellungen sind durch eckige Klammern gekennzeichnet.

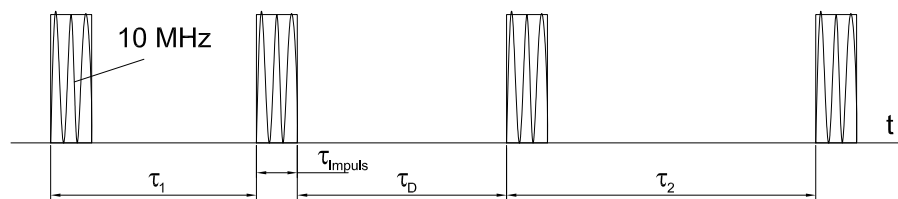


Abbildung 3.11: Duales Impulspaar-Schema

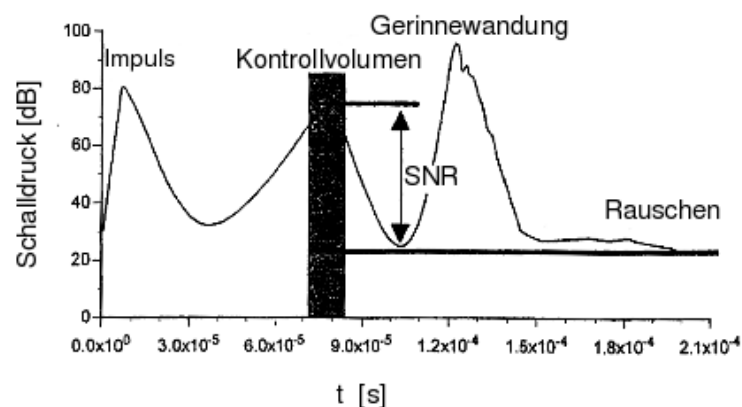


Abbildung 3.12: Zeitlicher Signalverlauf, verändert aus McLelland und Nicholas (2000))

Bei der Erfassung von Turbulenzstrukturen sind Störungen der Strömung durch das Messinstrumentarium, sowie durch die Einrichtung der Messstation zu vermeiden. Für die Untersuchung der Turbulenzstrukturen der Gewässerabschnitte von Nebel und Hellbach ergeben sich weitere Erschwernisse für die Befestigungsapparatur der ADV:

- Unwegsames Gelände,
- begrenzte Messzeit,
- Gewässerbreiten  $b_{Wsp} \leq 10$  m,

<sup>10</sup>Messungen mit dem SonTek-ADV erfolgten nach Oktober 2006.

<sup>11</sup>Maximale und minimale Messwerte der Geschwindigkeitsbereiche s. SonTek (2001); Nortek (2000)

<sup>12</sup>Nach Voulgaris und Trowbridge (1998)

Tabelle 3.2: Parameter verwendeter ADV-Sonden

Hersteller	Nortek	Sontek
Modell/Frequenz	10 MHz ADV	10 MHz ADV
Aufzeichnungsraten	0,1–[25] Hz	0,1–[25] Hz
Distanz zum Kontrollvolumen	5 cm	10 cm
Höhe Kontrollvolumen	3, 6, [9] mm	9 mm
Geschwindigkeitsbereiche <sup>11</sup>	3, [10], [30], [100], 250 cm/s	3, 10, [30], [100], 250 cm/s
Koordinatensystem	kartesisch	kartesisch, geographisch
Neigung/Kompas	—	2 Hz
Genauigkeit der Geschwindigkeiten <sup>12</sup>	1%	1%
Genauigkeit der Distanzmessung	2–3 mm	1 mm

- Gewässertiefen  $h_{max} \leq 2$  m,
- vollkommen rückbaubar nach Beendigung der Messungen<sup>13</sup>.

Hieraus lassen sich folgende Anforderungen ableiten:

- Leicht,
- kompakt,
- stabil,
- störungsunanfällig,
- kurze Auf- und Abbauzeiten,
- ohne Beeinflussung der Gewässersohle,
- minimale Festinstallationen.

Auf Basis dieser Anforderungen wurde eine mobile Seilanlage konstruiert (Anlage A.1).

---

<sup>13</sup>Forderung des StAUN Rostock.

### 3.2.2 Tracermesstechnik

Die Tracermesstechnik hatte sich nach folgende Anforderungen zu richten:

- Einsatz in unwegsamem Gelände,
- Verwendung eines umweltverträglichen Tracers,
- hohe zeitliche Auflösung der Konzentrationsverteilung und
- niedrige Nachweisgrenze des Tracers.

Aufgrund der positiven Umweltverträglichkeit (Käss 1992), der sehr geringen Sorptivität (Behrens 1999) und der niedrigen Nachweisgrenze ( $0,002 \mu\text{g/l}$ ) entfiel die Wahl auf den Fluoreszenztracer Uranin ( $\text{C}_{12}\text{H}_8\text{O}_5\text{Na}_2$ ). Zur Detektion wurde ein In-Situ-Messsystem, bestehend aus einem Lichtleiterfluorometer (LLF), einer Messzelle und einer Probenförderung, verwendet (Abbildung 3.13). Der Vorteil dieser In-Situ-Messtechnik besteht, gegenüber der üblichen Probenabfüllung in Braunglasflaschen und anschließender photometrischen Laboranalyse (z.B. Adler et al. (1993)), in der zeitgenauen Fluoreszenzwertbestimmung bei hoher Messfrequenz bis  $0,2 \text{ Hz}$ . Photolysen und Oxidationen zwischen Entnahme und Analyse der Probe sind auszuschließen.

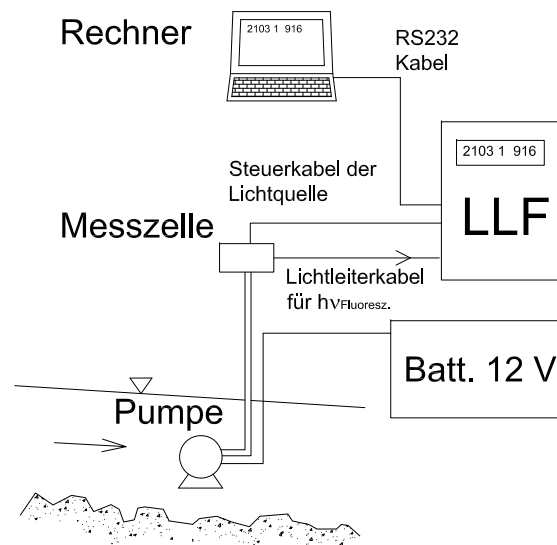


Abbildung 3.13: Tracer-Messsystem

Das Messprinzip der Fluoreszenzmessung soll kurz mit dem Weg des Tracers und des Fluoreszenzlichtes im Messsystem erläutert werden: Der Tracer wird mittels einer Pumpe durch eine Messzelle gefördert (Vgl. Anlage A.2). In der Messzelle wird das Uranin mit einem Lichtblitz (492 nm) zur Fluoreszenz (513 nm) angeregt. Das Fluoreszenzlicht gelangt über ein Lichtleiterkabel zu dem Lichtleiterfluorometer. Dort wird über ein Farbfilter das Fluoreszenzlicht auf eine Photokathodenschicht weitergeleitet und löst entsprechend

der Lichtquanten Elektronen aus. Am Ende eines Photomultipliers erhält man ein elektrisches Signal und somit einen relativen Fluoreszenzwert. Der relative Messwertebereich liegt zwischen 0 und 65535. Die Beschleunigungsspannung des Photomultipliers kann zwischen 300 V und 1000 V gewählt werden. Das Zeitinkrement  $\Delta t$  zwischen den Messwerten ist zwischen 5 s und 65535 s einstellbar (Hermes 2007).

## 3.3 Messung

### 3.3.1 Vorbereitung und Ablauf

Die Vorbereitung der Tracer- und ADV-Messungen umfasst folgende Punkte:

- Prüfung der Funktionstüchtigkeit von Messsystem und Stromversorgung,
- Erstellung der Impf- und Kalibrierungslösung,
- Reinigung des Kalibrierungsmaterials und
- Vollständigkeitsprüfung der Materialliste.

Eine Gleichung zur Bestimmung der einzusetzenden Uraninmenge an Fließgewässern liefert Käss (1992):

$$m = L \cdot k_c \cdot B$$

$L$  ist die Länge bis zur Konzentrationsmessstation.  $k_c$  ist der Markierungsmittelbeiwert nach Käss (1992) und  $B$  ein Faktor der Rahmenbedingungen des Tracerexperimentes. Erste Messungen mit dieser empfohlenen Impfmenge zeigten eine Überdimensionierung, so dass in Abhängigkeit von den erwarteten Durchflüssen Impfmengen entsprechend der Richtwerte von Tabelle 3.3 eingebracht wurden. Die genaue Impfmenge des pulverförmigen Tracers ist durch eine Laborwaage<sup>14</sup> zu bestimmen und zu notieren. Zur Eingabe in das Gewässer hat sich die Anfertigung einer Impflösung bewährt. Eine Störung der Stationarität ist aufgrund der hohen Löslichkeit ( $> 600$  g/l nach BASF (2004)) zu vernachlässigen und der Tracer befindet sich mit der Impfung bereits in Lösung. Die Bestimmung und Notierung der Kalibrierungsmenge erfolgt auf gleichem Wege. Aufgrund der Wiegegenauigkeit ( $\pm 1 \cdot 10^{-4}$  g), sollten keine Kalibrierungsmengen unter 1 g abgewogen werden. Bei gängigen Titrierstufen zwischen 1 ml und 5 ml erbringt eine Kalibrierungslösung (5 l) mit  $c_{Kal} \approx 0,2$  g/l eine ausreichende Anzahl an Titrationsschritten zur Bestimmung der Kalibrierungsfunktion. Hinsichtlich der Kalibrierungsgenauigkeit ist auf eine sorgfältige Reinigung des Kalibrierungsmaterials zu achten (Kapitel D.2).

Die Messabläufe der Turbulenz- und Dispersionsmessung der Naturmessungen werden ausführlich anhand ihrer chronologischen Arbeitsschritte in der Anlage C.1 und C.2 erläutert. Die nachfolgenden Stichpunkte vermitteln nur einen Überblick. Die Turbulenzprofilmessung umfasst:

---

<sup>14</sup>Verwendetes Modell: Ohaus Explorer

Tabelle 3.3: Erfahrungswerte der Impfmengen an Hellbach und Nebel

<b>Durchfluss</b>	<b>Hellbach</b> ( $\Delta x = 534$ m)	<b>Nebel</b> ( $\Delta x = 1016$ m)
hoch	15 – 20 g	25 – 30 g
mittel	10 – 15 g	15 – 25 g
gering	5 – 10 g	10 – 15 g

1. Die Messstelleneinrichtung
2. Die Höhenmessung des Anfangswasserstandes, Einmessung der Seilanlage
3. Die Messung der Salinität und der Temperatur des Fließgewässers
4. Die Gerätekonfiguration und Geschwindigkeitsmessung mit dem ADV
5. Die Höhenmessung des Endwasserstandes
6. Den Messstellenabbau.

Die Dispersionsmessung umfasst:

1. Die Rohwasserentnahme
2. Die Messstelleneinrichtung
3. Die Impfung und Konzentrationsmessung
4. Die Kalibrierungseinrichtung und Kalibrierung
5. Den Kalibrierungs- und Messstellenabbau.

### 3.3.2 Zeitbedarf

Bei Feldmessungen gilt es Zielkonflikte methodisch zu bewältigen, die sich aufgrund der natürlichen Rahmenbedingungen und mit überwiegend instationären Prozessen ergeben. Ein solcher Zielkonflikt besteht mit der Messzeit. Für die gemeinsame ADV- und Tracer-messung bestimmt die Annahme des stationären Durchflusses ( $t_Q$ ), bei der ADV-Messung zusätzlich das Tageslicht ( $t_d$ ), die verfügbare Messzeit ( $t_M$ ). Die benötigte Zeitspanne der Arbeitsschritte nach Kapitel 3.3.1 setzt sich zusammen aus:

- Zeit für die Messstelleneinrichtung ( $t_{ADV}, t_{LLF}$ ) einschliesslich der Vermessung,
- Zeit für eine ADV-Punktausrichtung ( $t_A$ ),
- Zeit für eine ADV-Punktmessung ( $t_{MP}$ ),

- Zeit für die Tracermessung ( $t_C$ ) und
- Zeit für den Transport, zur Störungsbehebung und Sonstiges ( $t_{Zus}$ ).

Je nach Anzahl der Messstationen ( $n_{ADV}, n_{LLF}$ ) und der Messpunktanzahl ( $n_{MP}$ ) ergibt sich folgende Bilanz:

$$\sum_{i=1}^{n_{ADV}} (t_{ADV} + n_{MP} \cdot (t_A + t_{MP})) + \sum_{i=1}^{n_{LLF}} t_{LLF} + t_C + t_{Zus} \leq \begin{cases} t_d & \text{für } t_d > t_{Qs}, \\ t_Q & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.3)$$

Bis auf die Dauer des Tageslichtes sind die Größen der Gleichung 3.3 zu Beginn einer Messkampagne unbekannt. Die Größenordnungen lassen sich jedoch mit zunehmender Messerfahrung abschätzen. Die Messstelleneinrichtung einer ADV-Messstation benötigt ca. 1 h, die einer Tracermessstation ca. 0,5 h. Die Zeit zur ADV-Punktausrichtung darf mit 10 s geschätzt werden. Der Zeitbedarf einer Tracermessung ergibt sich aus der Untersuchungsstrecke, dessen mittlerer Fließgeschwindigkeit und der Dispersionseigenschaft. An Hellbach und Nebel dauert eine Tracermessung, in Abhängigkeit von Durchfluss und Vegetation, zwischen ca. 1,5 h (große Durchflüsse) und 3 h (geringe Durchflüsse). Die zusätzlich einzuplanende Zeit für Transport, Störungsbehebung und Sonstiges beträgt bei unwegsamem Gelände ca. 2 h bis 3 h. Möchte man die Zeitspanne eines quasistationären Durchflusses zur gegebenen Messzeit prognostizieren, benötigt man neben einer umfangreichen Datengrundlage ein hinreichend genaues N-A-Modell. Diesbezüglich sei auf die Fachliteratur der Hydrologie verwiesen (z.B. Dyck und Peschke (1995)).

Hinsichtlich der Mindestmesszeit an einem Messpunkt stellt sich die Frage: Wie lange müssen Geschwindigkeitskomponenten aufgezeichnet werden, um (statistisch) gesicherte Parameter der zeitlich gemittelten Strömungs- und Turbulenzverhältnisse im Kontrollvolumen zu erhalten? Nach Tennekes und Lumley (1992) ist die Genauigkeit der statistischen Momente zweiter Ordnung folgendermaßen zu bestimmen:

$$\epsilon^2 = \frac{\overline{X^2} - \bar{X}^2}{\bar{X}^2} \frac{2\tau_1}{T_m} \quad (3.4)$$

Nach Sreenivasan et al. (1978) gilt mit  $F_{2n} = \overline{X^{2n}} \cdot \overline{X^{2n}}$  und  $F_n = \overline{X^n} / \overline{X^{2n}}^{1/2}$  für die mittleren quadratischen Fehler von Momenten  $n$ -ter Ordnung:

$$\epsilon^2 = \left( \frac{F_{2n}}{F_n^2} - 1 \right) 2 \frac{\tau_n}{T_m} \quad .$$

Die Gleichung 3.4 besagt, dass die Differenz zwischen geschätztem und wahren Punktmittelwert proportional zur Standardabweichung dividiert durch die Anzahl unabhängiger Messungen ist. Die Anzahl unabhängiger Messungen ergibt sich aus dem Verhältnis der Messzeit  $T_m$  zum doppelten integralen Zeitmaßstab  $\tau_t$  (Gleichung 5.22).

Müller (1990) wertete die Untersuchungen von Sreenivasan et al. (1978) hinsichtlich der erforderlichen Messzeiten der mittleren Hauptströmungsgeschwindigkeiten und der Turbulenzintensitäten aus.

$$\begin{aligned}\Delta \bar{u} &= \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\sqrt{\frac{T_m}{2\tau_t}}} \\ \Delta \sqrt{\overline{u'^2}} &= \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\sqrt{\frac{T_m}{3\tau_t}}} \\ \Delta \sqrt{\overline{w'^2}} &= \frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{\sqrt{\frac{T_m}{0,77\tau_t}}}\end{aligned}$$

Für die Fehlerabschätzung der Reynoldsschubspannung muss die Messzeit das zehnfache des integralen Zeitmaßstabes betragen, um eine unabhängige Messung zu erhalten (Sreenivasan et al. 1978).

$$\Delta \overline{u'w'} = \frac{\overline{u'w'}}{\sqrt{\frac{T_m}{10\tau_t}}}$$

Leider fehlt sowohl bei Müller (1990), als auch bei Sreenivasan et al. (1978) eine ausführliche Begründung der Zusammenhänge zwischen dem integralen Zeitmaßstab und der Anzahl unabhängiger Messungen. Die Tabelle 3.4 verdeutlicht beispielhaft die notwendigen Messzeiten, mit denen 25 %ige und 10 %ige Fehleranteile erhalten werden. Die Größenordnungen der Mindestmesszeiten zeigen, dass die Reynoldsspannungen bei Naturmessungen nur mit großen Unsicherheiten bestimmbar sind. Die relative Abweichung der mittleren Fließgeschwindigkeiten an den Messstationen betragen nach Gleichung 3.4 durchschnittlich 7 %.

Tabelle 3.4: Mindestmesszeit nach Müller (1990) an Beispielmessungen des Hellbachabschnittes

Messung Datum / Station	$\epsilon$ [%]	$\tau_t$ [s]	$T_{X,min}$		
			$X = u'_{r.m.s.}$ [min]	$X = w'_{r.m.s.}$ [min]	$X = \overline{u'w'}$ [min]
07.11.2006 / Nr. 12	25	3,67	2,94	0,75	9,79
	10	3,67	18,36	4,71	61,21
09.11.2006 / Nr. 8	25	5,81	4,65	1,19	15,49
	10	5,81	29,03	7,45	96,78
20.11.2006 / Nr. 5	25	4,75	3,80	0,98	12,67
	10	4,75	23,76	6,10	79,19

Lesht (1980) untersuchte die erforderliche Messzeit zur Erfassung von Geschwindigkeitsprofilen und zur Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit, bzw. dem Rauheitsmaß durch die Betrachtung unterschiedlicher Aufzeichnungslängen in der benthischen Grenzschicht. Die Grundlage seiner Analyse bildet das logarithmische Wandgesetz (Gleichung 2.32). Er betrachtet die Anteile logarithmischer Geschwindigkeitsprofile<sup>15</sup> an der Gesamtheit aller Profile einer Untersuchung in Abhängigkeit von der Profilmesszeit ( $\eta(T_m) = n_{r \geq 0,95}/n_{ges}$ , Abbildung 3.14a). Eine Normierung dieser Anteile erfolgt durch den höchsten Anteil aller Untersuchungen ( $\eta^* = \eta/\eta_{max}$ ) und der Profilmesszeit durch den integralen Zeitmaßstab ( $T_m/\tau_t$ ). Diese normierten Wertepaare werden zusammen mit der normierten Gleichung 3.4

$$1 - \frac{\sqrt{\Delta \bar{u}^2}}{\bar{u}_m} = 1 - \frac{\sqrt{2u'^2 \frac{\tau_t}{T_m}}}{\bar{u}_m} \quad (3.5)$$

aufgetragen (Abbildung 3.14b). Das Ergebnis dreier Untersuchungen ergab Schnittpunkte zwischen den Messwertverläufen und dem Verlauf der Gleichung 3.5 bei dem 20fachen der integralen Zeitskala. Die Überprüfung der erforderlichen Messzeiten des Rauheitsmaßes und der Schubspannungsgeschwindigkeit mittels F-Test erbrachten ebenfalls einen Mindestwert 20fach der integralen Zeitskala.

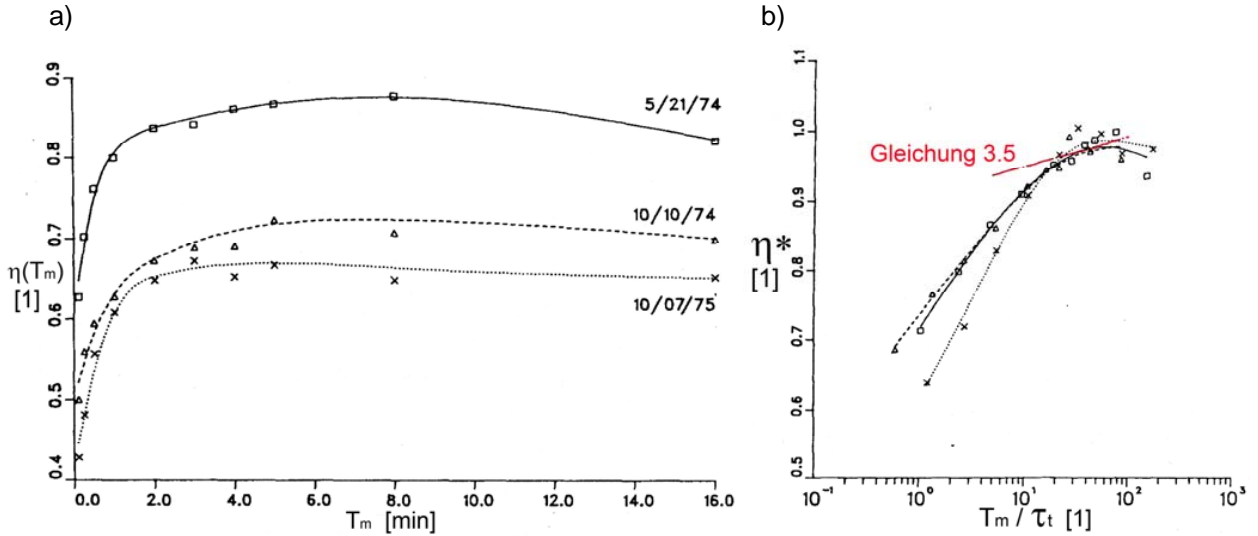


Abbildung 3.14: Mindestmesszeit für mittlere longitudinale Geschwindigkeiten, verändert aus Lesht (1980)

Buffin-Bélanger und Roy (2005) bestimmten für eine Vielzahl von ADV- und ECM-Datensätzen, mit Aufzeichnungslängen zwischen 20 min und 60 min, eine optimale Aufzeichnungslänge turbulenzstatistischer Parameter (Abbildung 3.15). Die Methode des ‚Bootstrappings‘, welche Buffin-Bélanger und Roy (2005) verwenden und eine Modifikation des

<sup>15</sup>Lesht (1980) sieht ein Profil als logarithmisch an, wenn  $r_{u_{gem}, u_{cal}} \geq 0,95$

Autoren werden in der Anlage B erklärt. Anhand von Beispieldatensätzen war festzustellen, dass weder die Methode nach Buffin-Bélanger und Roy (2005) (Abbildung B.3) noch die des Autors (Abbildungen B.4 und B.5) der Bestimmung optimaler, bzw. minimaler Messzeiten dienlich sind.

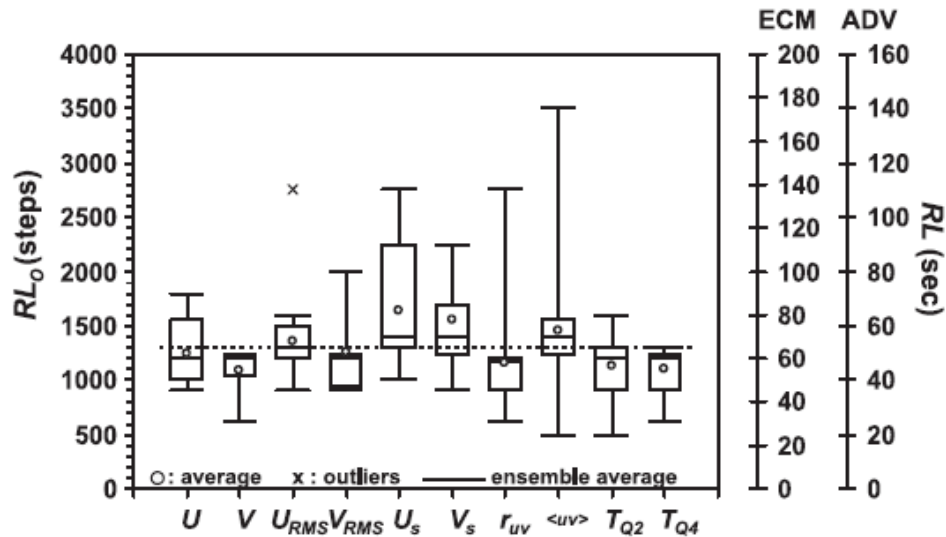


Abbildung 3.15: Mindestmesszeiten turbulenzstatistischer Parameter, 'Boxplot'-Darstellung, aus Buffin-Bélanger und Roy (2005)

Es wird festgehalten, dass die Frage nach der erforderlichen Punktzeitmesszeit einen Zirkelbezug aufdeckt. Die Strömungs- und Turbulenzcharakteristik an einem Punkt der Strömung kann erst nach einer gewissen Messzeit erhalten werden, bestimmt aber gleichzeitig die Mindestmesszeit. Die große Variabilität der integralen Zeitskalen über einen Profilquerschnitt (Abbildung 5.22) und mit dem Durchfluss (Vgl. Kapitel 5.3.3) läßt nur bedingt Erfahrungswerte entstehen. Die Mindestmesszeiten der vorliegenden Messungen betragen 70 s in turbulenzarmen und zwischen 90 s und 120 s in turbulenten Profilbereichen und entsprechen üblicherweise (u.a. von Lamarre und Roy (2005)) gewählten Zeitspannen. Nach Müller (1990) ist die Frage nach der Mindestpunktdichte auf analogem Weg zur Mindestmesszeit an einem Punkt zu beantworten. Hierfür benötigt man allerdings die räumliche Autokorrelation und für diese wiederum zu einem Zeitpunkt eine hohe räumliche Auflösung des Strömungsfeldes. Die räumliche Auflösung konnte mit dem verfügbaren Instrumentarium nicht erfasst werden.

### 3.4 Datenaufbereitung

Die Aufbereitung der Messdaten dient der Fehlerkorrektur (Vgl. Anlage D) und der Datenformatierung. Die Erläuterungen erfolgen anhand des Datenflusses. Der ADV-Datenfluss verläuft über

- die ADV-Rohdatenauslesung,
- die Datenfilterung zum Ausscheiden von Rausch- und Ausreißeranteilen,
- die Koordinatentransformation bis zur
- Datenablage und Datenergänzung.

Die Daten der ADV-Sonden werden komprimiert aufgezeichnet. Mit der Datenerfassungssoftware sind diese unter Wahl der auszugebenen Parameter und des Dateiformates auszulesen. Nach der Filterung (Kapitel 3.4.1) und der Transformation (Kapitel 3.4.2) der Geschwindigkeitszeitreihen werden die extrahierten Werte mit der horizontalen und vertikalen Lage des Messpunktes in einer Datei zusammengefasst. Die horizontale Lage ergibt sich aus dem Ordnernamen, in dem die Geschwindigkeitsdateien gespeichert werden (Vgl. Kapitel 3.3.1). Die vertikale Lage wird, soweit vom ADV-Sensor erfasst, der Kontrolldatei entnommen oder manuell über die Eingabemaske des Programms ADDV (Vgl. Anlage G) eingegeben.

Die Datenaufbereitung der relativen Fluoreszenzwerte umfasst

- die Trendanalyse und die Trendbereinigung,
- die Transformation von Fluoreszenz zu Konzentrationswerten,
- die Datenfilterung und
- die Ergänzung und Zusammenfassung.

Der Schwerpunkt der Datenaufbereitung liegt auf der Trendanalyse, der Trendbereinigung (Kapitel 3.4.3) und der Transformation und Filterung der Fluoreszenzwerte (Kapitel 3.4.4). Die Kalibrierung der relativen Fluoreszenzwerte erfolgt mit dem EXCEL-Programm „Kalibrierung“, die Trendbereinigung, die Wertetransformation, die Datenfilterung und die Zusammenstellung mit der EXCEL-Datei „Dispersionsanalyse“ (Vgl. Anlage G). In diesem ist der Zeitpunkt des Impfens  $t_I$  für jede Tracermessstation die Entfernung zum Impfquerschnitt, das stationierte Messgerät, die Startzeit und die relative Startzeit anzugeben. Bei der Startzeit beginnt die Fluoreszenzmessung eines LLF. Die relative Startzeit ist der Zeitpunkt, an dem die Tracerwolke den Messpunkt erreicht. Der Zeitpunkt  $t_i$  eines Konzentrationswertes  $c(x, t_i)$  wird relativ zur Impfzeit  $t_i = t - t_I$  betrachtet.

### 3.4.1 ADV-Datenfilterung

Aus der Anlage D.1 wird ersichtlich, dass die Geschwindigkeitsmesswerte vielfach mit Rauschanteilen und Ausreißern, sog. Spikes, versehen sind. Die messwertbezogene Filterung des Rauschanteiles nach Gleichung D.2, wie es Nikora und Goring (1998) vorschlagen, ist aufgrund der Abhängigkeit des Rauschens von den Geräte- und Strömungsparametern (McLelland und Nicholas 2000) mit erheblichem messtechnischem Aufwand verbunden. An Messergebnissen aus Naturmessung ist diese Filterung nicht durchführbar. Die Hersteller

von ADVs liefern Orientierungswerte zur Bestimmung ausreichender Datengüte (SonTek 2001; Nortek 2000). Der Analyse mittlerer Geschwindigkeitswerte sollen einerseits ein Signal zu Rauschverhältnis  $SNR > 5$  dB und andererseits eine Korrelation<sup>16</sup>  $CORR > 30$  % zugrunde liegen. Für die Analyse von Turbulenzparametern erhöhen sich die Werte auf  $SNR > 15$  dB und  $CORR > 70$  %. Bei den Angaben bleibt leider ungeklärt, ob es sich um Mittelwerte oder um die individuellen Werte der Empfänger handelt. In der gängigen ADV-Software WinADV von Wahl (2003) sind beide Varianten als Filteralgorithmus wählbar. Eine kartesische Geschwindigkeitskomponente ( $v_x, v_y, v_z$  oder  $v_E, v_N, v_U$ ) nach Gleichung 3.1 entsteht aus den drei Geschwindigkeiten der Empfangsrichtungen ( $v_1, v_2, v_3$ ). In Abhängigkeit von den Elementen der Transformationsmatrix kann theoretisch eine ausreichende Qualität der kartesischen Geschwindigkeitskomponenten erhalten werden, obwohl nicht alle Empfangswerte den Orientierungswerten genügen. Auf der ‚sicheren Seite‘ liegt, wer die Herstellerempfehlung als Grenzwerte der Empfänger versteht. Niedrige Werte des  $SNR$  sind überwiegend dem Mangel an Reflektoren im Kontrollvolumen zuzuordnen. Niedrige Korrelationswerte erhält man bei Defekten des Messgerätes und in stark turbulenten Zonen mit hohem Gasanteil (SonTek 2001). Die Schwebstoffgehalte natürlicher Gewässer, wie sie Hellbach und Nebel führen, stellen in der Regel ausreichendes Reflektormaterial zur Verfügung. Turbulenzen, die zu Lufteinträgen und Kavitationen führen, konnten an den Messstationen nicht beobachtet werden. Niedrige  $SNR$  und  $CORR$  stimmen oftmals mit dem Auftreten von Ausreißern überein (Abbildung 3.16).

Goring und Nikora (2002) untersuchten fünf verschiedene Filtermethoden, die ‚RC‘ Filtermethode, die ‚Tukey 53H‘ Methode, die ‚Acceleration-Threshold‘ Methode, die ‚Wavelet-Threshold‘ Methode und eine von ihnen entwickelte ‚Phase-Space-Threshold‘ Methode zur Identifizierung von Ausreißern, sog. ‚Spikes‘. Eine Bewertung nach Parameteranzahl, Iterationsanzahl, identifizierten Spikes und resultierender Standardabweichung anhand von Beispielmessungen erbrachte den Vorzug für die ‚Phase-Space-Threshold‘ Methode. Diese Methode umfasst die Darstellung eines Messwertes in einem Pointcaré-Plot, welcher neben der Fluktuation die Auftragung der lokalen Steigung und Krümmung an einer Stützstelle beinhaltet (Abbildung 3.17). Wird ein Schwellenwertellipsoid um das Messwertellipsoid gelegt, können Ausreißer identifiziert und entfernt werden. Der Schwellenwert entspricht unter Annahme eines normalverteilten Datensatzes dem Produkt aus der Standardabweichung und dem universellen Kriterium (Gleichung 3.6). Es ist ein iterativer Algorithmus.

Wahl (2003) merkte an, dass die ‚Phase-Space-Threshold‘ Methode nur Ausreißer außerhalb der ‚Knobby Sphere‘<sup>17</sup> identifiziert und schlägt vor, anstelle kartesischer sphärische Koordinaten zur Beschreibung des Ellipsoids zu verwenden. Anstelle des iterativen Algorithmus plädiert er für die einmalige Anwendung des CHAUVENET-Schwellenwertes mit dem Median anstelle des Mittelwertes und dem Median der absoluten Abweichung anstelle der Standardabweichung. Das Fehlen visueller und iterativer Ausreißeridentifikation führt zur Ablehnung des WAHL-Algorithmus. Der Anteil unberücksichtigter Ausreißer auf-

<sup>16</sup>Korrelation zwischen gesendetem und empfangenem Signal.

<sup>17</sup>Volumenkörper, der sich aus der Verschneidung der Hohlkörper, deren Grundflächen den Projektionsflächen des Ellipsoids entsprechen.

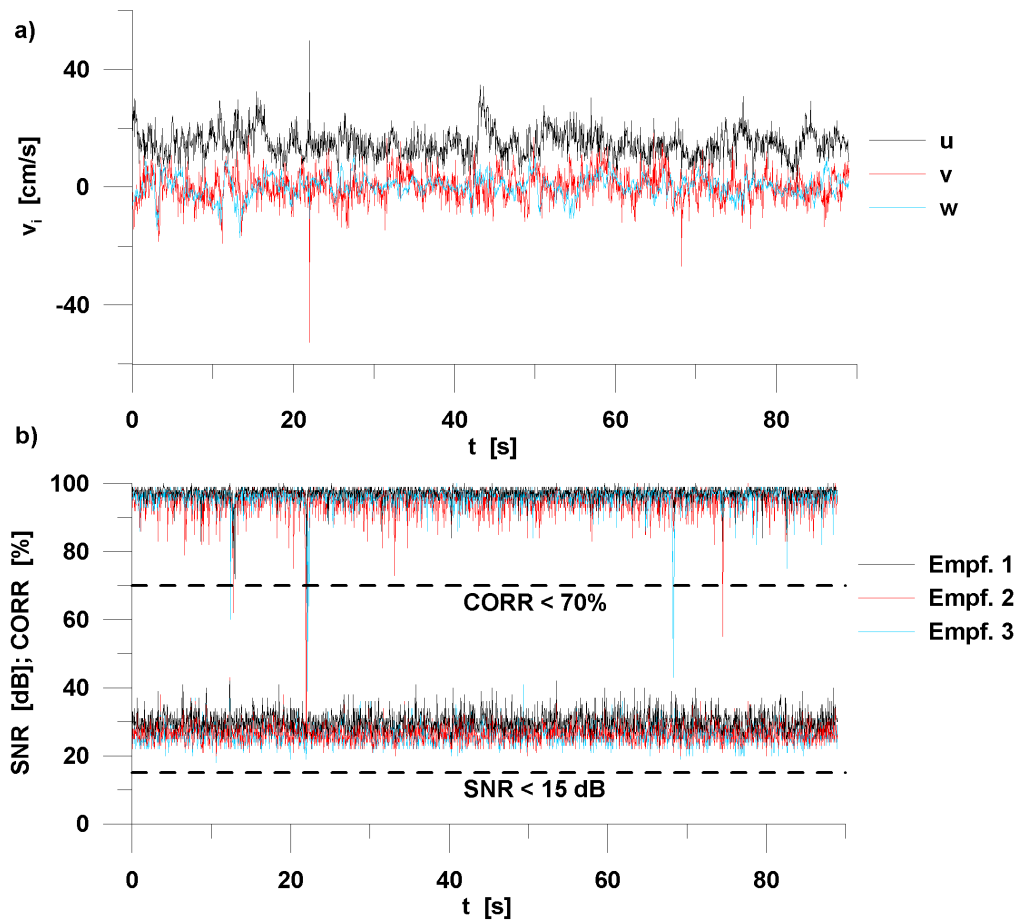


Abbildung 3.16: Beispiel einer Geschwindigkeitsaufzeichnung (a) mit zugehörigen CORR- und SNR-Werten (b)

grund der ‚Knobby-Sphere‘ darf, durch die Nähe zu den richtigen Messwerten, als gering eingeschätzt werden. Ausserdem wurde durch die Anwendung beider Verfahren an einem Datensatz ohne Ausreißer nach dem WAHL-Algorithmus eine höhere Anzahl solcher identifiziert (Wahl 2003).

Wurden die Ausreißer erfolgreich identifiziert und entfernt, liegt eine nicht geschlossene Datenreihe vor. Der überwiegende Teil der Analysemethoden turbulenter Strömungen, wie z.B. die Bestimmung der integralen Zeitskala, der Reynoldsspannung und der Energiespektren, setzen lückenlose Datenreihen voraus. Bei Naturmessungen sind Spikes kaum vermeidbar. Die Lücken werden interpoliert (Abbildung D.3). Goring und Nikora (2002) bevorzugen Interpolationspolynome dritten Grades, welche anhand von je zwölf Messwerten beiderseits der Lücke konstruiert werden. Die Interpolation erfolgt am Ende eines jeden Iterationsschrittes.

Die angewandte Spikefilterung und die anschließende Interpolation orientieren sich an der ‚Phase-Space-Threshold‘ Methode, weichen allerdings von dem Algorithmus nach Goring und Nikora (2002) ab:

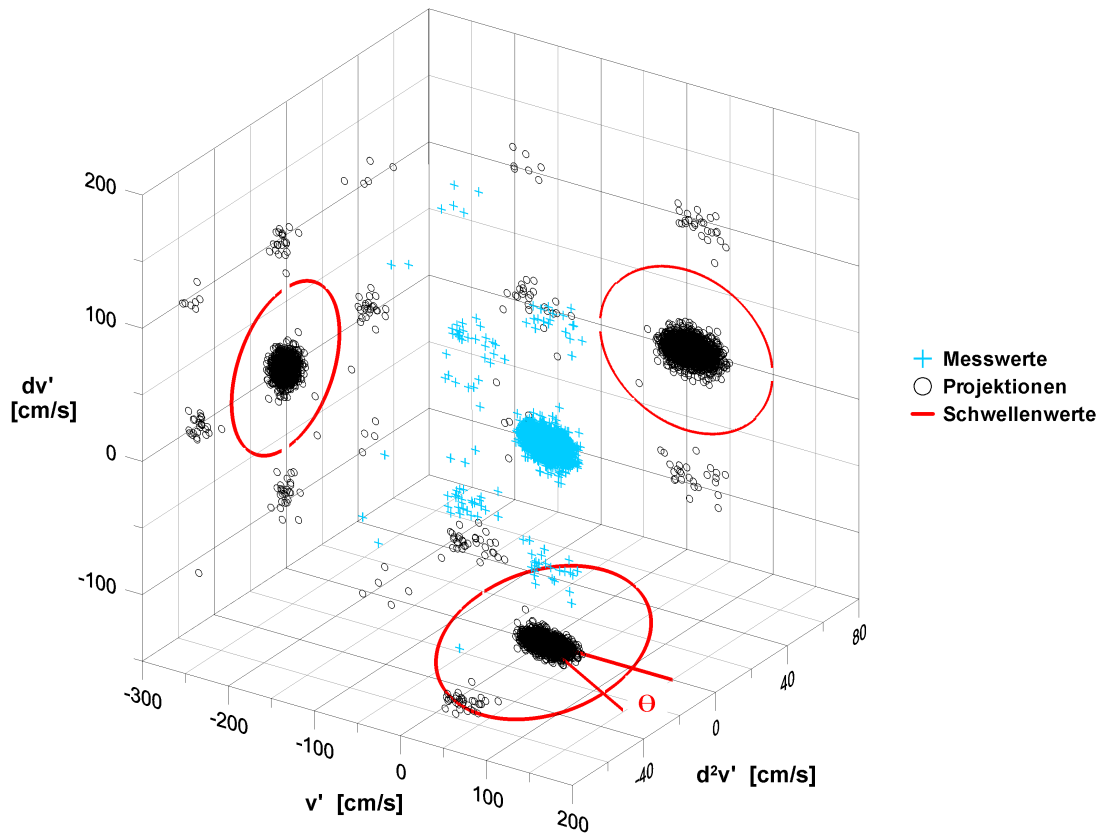


Abbildung 3.17: Pointcaré-Plot der  $v$ -Komponente mit den Schwellenwerten nach Gleichung 3.6 um ihre Projektionen

Für  $i = 1, \dots, n$  Messwerte der Geschwindigkeitskomponente  $u$ ,  $v$  oder  $w$ :

1. Ermittlung der Fluktuationen nach Gleichung 2.9 als Datengrundlage der folgenden Schritte.
2. Berechnung der Differenzen

$$\begin{aligned}
 \text{mit } i &= 2, \dots, n-1 \\
 \Delta u'_i &= \frac{u'_{i+1} - u'_{i-1}}{2} \\
 \text{bzw. mit } i &= 3, \dots, n-2 \\
 \Delta^2 u'_i &= \frac{\Delta u'_{i+1} - \Delta u'_{i-1}}{2} .
 \end{aligned}$$

3. Berechnung der Schwellenwerte aus den Standardabweichungen  $\sigma_{u'}$ ,  $\sigma_{\Delta u'}$ ,  $\sigma_{\Delta^2 u'}$  und den universellen Schwellenwerten  $\lambda_{u'}$ ,  $\lambda_{\Delta u'}$ ,  $\lambda_{\Delta^2 u'}$ .

$$\begin{aligned}
 K &= \sigma \cdot \lambda \\
 \text{mit } \lambda &= \sqrt{2 \ln n}
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

4. Berechnung des Rotationswinkels  $\Theta$  der Ellipsenachsen der  $u' - \Delta^2 u'$ -Projektion über den Schwerpunkt.

$$\Theta = \tan^{-1} \left( \frac{\sum u_i \Delta^2 u_i}{\sum u_i^2} \right)$$

5. Berechnung der Halbachsen der Ellipsen aus dem Produkt des universellen Kriteriums mit der Standardabweichung. Die Halbachsen  $a$  und  $b$  der gedrehten  $u' - \Delta^2 u'$  Ellipse ergeben sich mit

$$\begin{aligned} a &= \frac{u'_{max}}{\cos \Theta - b \cdot \tan \Theta} \\ b &= \frac{u'_{max} \cdot \tan \Theta - \Delta^2 u'_{max}}{\sin \Theta \cdot \tan \Theta - \cos \Theta} \end{aligned} .$$

6. Darstellung der drei Pointcaré-Projektionen  $\Delta u' - u'$ ,  $\Delta^2 u' - \Delta u'$ ,  $\Delta^2 u' - u'$  mit den Schwellenwerten und der Messreihe.
7. Identifikation und Elimination der Ausreißer und des Rauschens.
8. Abschließende Interpolation der Datenlücken mittels kubischer Splineinterpolation (Gleichung 3.7) nach der iterativen Ausreißeridentifikation und Eliminierung.

Anstelle der dreidimensionalen Messwertdarstellung und der Ausreißeridentifizierung durch einen Ellipsoiden erfolgt die Überprüfung anhand von Projektionswerten und Schwellenwertellipsen. Die Schritte drei bis sieben erfolgen iterativ, bis die visuelle oder die mathematische Überprüfung auf Ausreißer ein negatives Resultat erbringt. Eine detaillierte Erläuterung vom Programmalgorithmus ist der Anlage G zu entnehmen. Die Differenzen zu dem Algorithmus von Goring und Nikora (2002) bestehen durch die zusätzlichen Kriterien *SNR* und *CORR* (Abbildung 3.16) und dem Ausschluß der Interpolation von der Iterationsschleife. Die Steigungs- und Krümmungswerte an den Stützstellen ändern sich nicht durch den Iterationsprozess. An den Randbereichen identifizierter Ausreißer ergeben sich somit keine neuen Steigungs- und Krümmungswerte und die Schwellenwerte sind von ‚künstlichen‘ Interpolationswerten unbeeinflusst.

Es wird angenommen, dass der Impulsaustausch ein stetig differenzierbarer Prozess ist. Diese Annahme liegt der Dateninterpolation zugrunde. Die kubische Splineinterpolation besitzt die Eigenschaft der abschnittswisen Linearität der zweiten Ableitung und erfüllt damit das Erfordernis der Kontinuität über die Abschnittsgrenzen hinweg. In dem Programm ‚PST‘ wurde eine kubische Splineinterpolation mit dem Quellcode nach Press et al. (1994) implementiert:

$$u = D_1 \cdot u_i + D_2 \cdot u_{i+1} + D_3 \cdot u''_i + D_4 \cdot u''_{i+1} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned}
\text{mit} \quad D_1 &= \frac{t_{i+1} - t}{t_{i+1} - t_i} \\
D_2 &= 1 - D_1 \\
D_3 &= \frac{1}{6}(D_1^3 - D_1)(t_{i+1} - t_i)^2 \\
\text{und} \quad D_4 &= \frac{1}{6}(D_2^3 - D_2)(t_{i+1} - t_i)^2
\end{aligned}$$

Die zweiten Ableitungen der Geschwindigkeiten nach der Zeit, kurz  $u''$ , lassen sich aus den Steigungen an den Lückenrändern berechnen (Press et al. 1994). Bei großen Steigungen entgegengesetzter Vorzeichen beiderseits einer Datenlücke können die interpolierten Werte zu neuen Ausreißern führen. Dieses ist in einem erneuten Programmdurchlauf zu prüfen. Spikes, deren Ausdehnung mehr als zehn Werte betreffen, sollten nicht über die Splinefunktion interpoliert werden. Die Gefahr einer Phasenverschiebung besteht auch mit der Splineinterpolation. Oberschwingungen infolge von fouriertransformierten unstetigen Übergängen sind jedoch auszuschließen. Ab einem interpolierten Gesamtanteil von 10 % der Datenreihe wird ein Messpunkt für die weitere Analyse verworfen.

### 3.4.2 Koordinatentransformation

Eine erste Transformation der Geschwindigkeitsmesswerte erfolgt nach Gleichung 3.1 aus den Empfangsrichtungen auf ein kartesisches, bzw. kartesisch-globales (Ost-Nord-Hoch) Koordinatensystem des Messpunktes (Index:  $ADV$ ). Es folgt eine zweite Transformation mit der Transformationsmatrix (McLelland und Nicholas 2000; Kim et al. 2000):

$$\begin{aligned}
\vec{v}_{ortho} &= A_T(x, y, z) \cdot \vec{v}_{ADV} \\
\text{mit} \quad A_{T,xyz} &= \begin{pmatrix} \cos \beta \cos \alpha & \cos \beta \sin \alpha & \sin \beta \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ -\sin \beta \cos \alpha & -\sin \beta \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} .
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Der Winkel  $\alpha$  dreht um die gemessene  $z$ -Achse, der Winkel  $\beta$  um die neue  $y$ -Achse (Abbildung 3.18).

Bei ozeanographischen Messungen können die Transformationswinkel aus der theoretischen Wellenübertragung abgeleitet werden (Lohrmann et al. 1995). Eine solche Methode existiert nicht für die Transformation in Fließgewässern. Roy et al. (1996) betrachten die Transformation individueller Messpunkte. Sie empfehlen eine Koordinatentransformation nur durchzuführen, um die Messwerte der Sensorstellung auf die Oberflächengeometrie auszurichten ( $u_{ortho}$  und  $v_{ortho}$  schließen mit der  $z$ -Richtung einen rechten Winkel ein), damit die Interpretation der Ergebnisse in Bezug zu dieser erfolgen kann. Bei komplizierten Oberflächenstrukturen nehmen Roy et al. (1996) an, dass der mittlere Geschwindigkeitsvektor eines Messpunktes parallel zur Wandung verläuft und eine Fehlstellung mit dem Drehwinkel<sup>18</sup>  $\alpha = \arctan(\bar{v}_{ADV}(x, y, z)/\bar{u}_{ADV}(x, y, z))$  zu korrigieren ist. Die Koordinatensysteme benachbarter Messpunkte können demnach unterschiedlich ausgerichtet sein.

<sup>18</sup>Beispiel für den Drehwinkel einer zweidimensionalen Messung.

Wurde der Sensor auf die Oberflächegeometrie ausgerichtet, ist nach Roy et al. (1996) keine Transformation der Geschwindigkeitsdaten durchzuführen. Der Winkel zwischen der Sensorstellung und des Geschwindigkeitsvektors dient dann ausschließlich der Ermittlung von Fehleranteilen  $\epsilon$ .

$$\epsilon_{\overline{u'w'}} = \frac{\overline{u'w'}_{ADV} - \overline{u'w'}_{ortho}}{\overline{u'w'}_{ADV}} \cdot 100 \quad (3.9)$$

Roy et al. (1996) ist zu entnehmen, dass der Fehleranteil der Reynoldsschubspannung je Winkeleinheit der Sensorfehlstellung mit der Strömungskomplexität zunimmt. Aus Strömungsmessungen über einer natürlichen Kiessohle erhielten sie Werte zwischen  $\epsilon_{\overline{u'w'}} = -13 \%$  und  $+7 \%$ , an einem Zusammenfluss von Laborgerinnen Werte zwischen  $\epsilon_{\overline{u'w'}} = -200 \%$  und  $+164 \%$ .

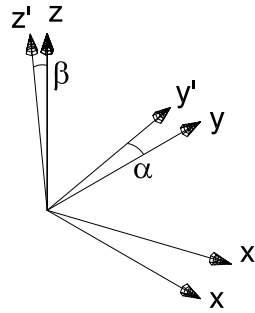


Abbildung 3.18: Koordinatentransformation

Gegenüber dieser messpunktbezogenen Transformation führt der Parameterbezug innerhalb eines Fließquerschnittes zu einer hiervon abweichenden Betrachtungsweise: Strömungs- und Turbulenzuntersuchungen an Fließgewässern beziehen sich überwiegend auf Koordinatensysteme, deren  $y - z$  Ebene orthogonal zum Stromfaden des Fließquerschnittes<sup>19</sup> ausgerichtet ist (Abbildung 2.2). Die Rotationswinkel zur Transformation der Hauptachsen aus dem kartesischen Sensorsystem, bzw. aus dem kartesisch-globalen System auf das lokale System ergeben sich unter den Randbedingungen:

- Stationäre Strömungen,  $\partial/\partial t = 0$ .
- Kein Zu- und Abfluss ( $\sum v = \sum w = 0$ ) über Gerinnewandung und Wasserspiegel.
- Zeitspanne der Punktmessungen größer der Mindestmesszeit für zeitliche Mittelwerte.
- Messpunktdichte größer der Mindestdichte für räumliche Mittelwerte.
- Identische Sensorausrichtung aller Messpunkte einer Messebene ( $y' - z'$  Ebene).
- Normale der Messebene und der Stromfaden schließen einen kleinen Winkel ein.

<sup>19</sup>Stromfaden der Stromröhre mit Mantelfläche aus benetztem Umfang und Wasserspiegel (DIN 1991b).

Unter Berücksichtigung dieser Randbedingungen erhält man eine Transformationsmatrix zur Rotation aller Geschwindigkeitskomponenten eines Messprofils (Vgl. Programm ‚KOT‘, Anlage G), die von der Gleichung 3.8 abweicht:

$$\vec{v}_{ortho} = A_T(x) \cdot \vec{v}_{ADV} \quad (3.10)$$

$$A_T(x) = \begin{pmatrix} \beta \cdot \cos \alpha & \beta \cdot \sin \alpha & \sin \beta \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ -\beta \cdot \cos \alpha & -\beta \cdot \sin \alpha & \cos \beta \end{pmatrix}$$

Die Rotationswinkel,  $\alpha$  in der  $y - z'$  Ebene und  $\beta$  in der  $x - z$  Ebene entstammen den Ensemblemittelwerten der Geschwindigkeitskomponenten aller Messpunkte in der Schnittebene.

$$\alpha = \arctan \left( \frac{\langle v_{ADV} \rangle}{\langle u_{ADV} \rangle} \right)$$

$$\beta = \arctan \left( \frac{\langle w_{ADV} \rangle}{\langle u_{ADV} \rangle \cdot \cos \alpha + \langle v_{ADV} \rangle \cdot \sin \alpha} \right)$$

An naturnahen Gewässerprofilen darf das Ensemblemittel nicht aus einzelnen Vertikal- und Horizontalprofilen oder gar aus Einzelmesspunkten gewonnen werden. Der verwendete Algorithmus widerspricht somit den Empfehlungen von Roy et al. (1996). Folgende Überlegung rechtfertigt die Transformation nach Gleichung 3.10:

Die Orthogonale der ausgerichteten  $y - z$  Ebene nähert sich dem tatsächlichen Stromfaden des Profils mit der Übereinstimmung von gemessenen und tatsächlichen mittleren Geschwindigkeiten der Messebene. Weicht die Richtung des Stromfadens von der  $u$ -Koordinate der Geschwindigkeitsdaten ab, werden Primärströmungen unterbestimmt, Sekundärströmungen überbestimmt. Die Sekundärströmungen enthalten dann Anteile der Primärströmung. Lokale Störungen können sich an kleineren Gewässern über den gesamten Querschnitt auswirken (Järvelä und Helmiö 2004). Strömungstrennungen, Strömungsvereinigungen, Aufweitungen und Verengungen in Fließrichtung führen zu Sekundärströmungen, die sich über einen vertikalen und horizontalen Schnitt nicht ausgleichen müssen. Demnach reicht es nicht aus, nur vertikale oder horizontale Profilschnitte zur Bestimmung der Rotationswinkel heranzuziehen. Ausserdem lassen die Gerinnewandungen der Untersuchungsprofile weder in longitudinaler noch in transversaler Richtung die von Roy et al. (1996) empfohlene orthogonale Ausrichtung des Sensors zu. Streng genommen führt die Koordinatentransformation zu einem Bezugsverlust zur Geometrie des Messquerschnittes. Dieser Verlust wirkt sich nur auf die Darstellung des Analysewertes und auf die Durchflussbestimmung negativ aus, dürfte im Vergleich zur Qualitätserhöhung der Punktinformation bei kleinen Transformationswinkeln jedoch vernachlässigbar sein. Somit lassen sich im Umkehrschluss nach Gleichung 3.9 die Fehlergrößen bestimmen, die ohne Koordinatentransformation Einzug erhalten würden.

### 3.4.3 Trendbereinigung der LLF-Daten

Der Trend im mathematisch statistischen Sinne ist meist ein systematischer Effekt mit steigender oder fallender Grundtendenz. Theoretische Überlegungen zu den Steigungen zeitlich linearer Trends und den Differenzen von Basisfluoreszenzen zwischen Kalibrierung und Tracermessung führen zu folgenden qualitativen Aussagen und Korrekturen. Die Skizze 3.19 verdeutlicht eine Steigungstendenz der Fluoreszenz mit der Messzeit. Positive Steigungen verursachen beispielsweise gerätebedingte Faktoren, die Zunahme von Trübstoffen oder natürlichen Fluoreszenzen (Vgl. Anlage D.2). Negative Steigungen entstehen zum Beispiel infolge von Ablagerungen auf dem optischen Messsystem oder durch die Reduktion von Streulichteinfall.

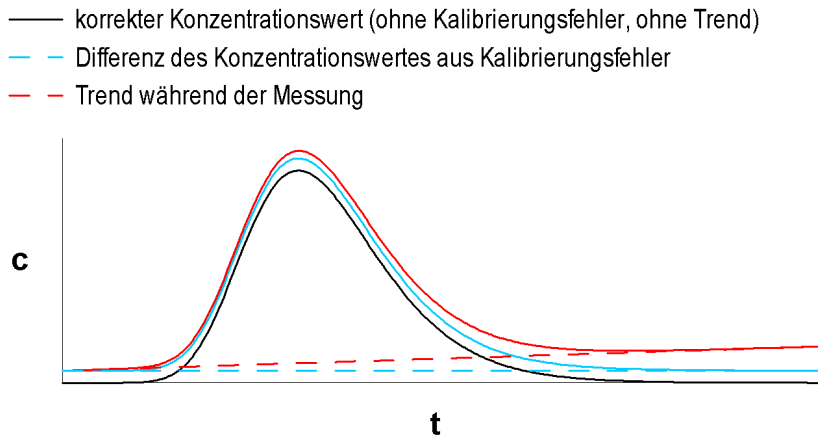


Abbildung 3.19: Linearer Fluoreszenztrend

Unter den folgenden Annahmen und Voraussetzungen ergeben sich die Funktionen zur Fluoreszenzwertkorrektur:

- Die Differenzen der Basiskonzentrationen entstehen aufgrund von Zu- oder Abnahme natürlicher Fluoreszenzen des Gewässers. Erfolgte eine Kalibrierung vor der Tracermessung und ohne gerätebedingten Trend oder nach der Tracermessung bei Übereinstimmung der Basiskonzentration zu Beginn der Tracermessung mit der Basiskonzentration des Kalibrierungskübels:

$$FL = FL_{gem} - m_{\Delta} \cdot t \quad (3.11)$$

$FL$  ist die Fluoreszenz und  $m_{\Delta}$  der Trend.

- Der Trend ist abhängig von der Gerätelaufzeit. Die Kalibrierung erfolgte nach der eigentlichen Tracermessung. Die Basiskonzentration des Kalibrierungskübels entspricht der Basiskonzentration am Ende der Tracermessung. Eine kurzzeitige Unterbrechung zwischen Tracer- und Kalibrierungsmessung unterbricht nicht den Trend:

$$FL = FL_{gem} + m_{\Delta} \cdot (t_{ges} - t) \quad (3.12)$$

Nach Hermes (2007) besteht zwischen dem korrekten Fluoreszenzwert, dem Fluoreszenzmesswert und der Temperatur  $T$  des Photomultipliers in guter Näherung ein linearer Zusammenhang. Demnach müsste der gemessene Fluoreszenzwert einen temperaturbeeinflussten Anteil beinhalten. Man erhält:

$$FL_{gem} = (1 + k_T \cdot T) \cdot FL_{kor} \quad (3.13)$$

mit  $k_T = \frac{FL_{gem,2} - FL_{gem,1}}{T_2 \cdot FL_{gem,1} - T_1 \cdot FL_{gem,2}} \quad .$

Ein Beispiel für den ‚Korrekturfaktor‘ zeigt die Abbildung 3.20.

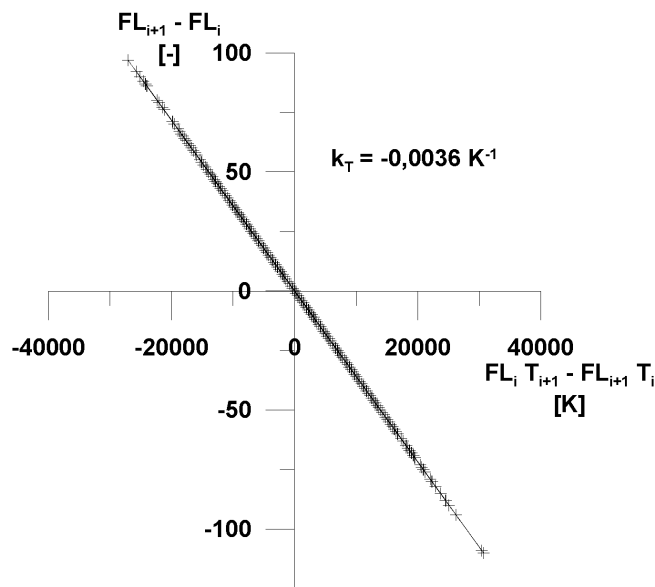


Abbildung 3.20: Korrekturfaktor nach Gleichung 3.13

Das Korrekturverfahren nach Gleichung 3.13 setzt voraus, dass Differenzen benachbarter Fluoreszenzwerte gleicher Konzentration ausschließlich durch Temperaturdifferenzen entstehen. Die Differenzen benachbarter Messwerte sind jedoch überwiegend anderweitiger Streuung zuzuordnen, so dass der ‚Korrekturfaktor‘ überhöhte Werte liefert. Daher führt die Korrektur der Messwerte mit

$$FL_{kor} = \frac{FL_{gem.}}{1 + k_T \cdot T}$$

zu falschen, in dem Fall  $k_T \cdot T < -1$  zu negativen und physikalisch nicht sinnvollen Fluoreszenzwerten. Unter der Annahme, dass in ausreichendem Abstand vor und hinter der Tracerwolke die Basiskonzentration  $c_0$  vorliegt, lassen einige Messwertverläufe eine Korrelation zwischen den Fluoreszenzen und den Temperaturwerten vermuten (Abbildung 3.21). Laut Turner (2000) sinkt die Fluoreszenz bei Erhöhung der Proben temperatur. Gerätespezifische Trendwirkungen der Temperatur sind nicht erkennbar. Die Steigungsraten zwischen den Fluoreszenz- und Temperaturwerten unterschieden sich von Messung zu Messung.

Nach Kreiß und Neuhaus (2006) beginnt die Zeitreihenanalyse mit der graphischen Darstellung und Interpretation. Für die graphische Trendanalyse werden nur die Fluoreszenzwerte der Basiskonzentration vor und hinter der Tracerwolken betrachtet. Die Tabelle 3.5 fasst die Ergebnisse der graphischen Trendanalyse zusammen. Stand ein Messgerät dem Tracerexperiment nicht zur Verfügung oder fiel dieses während der Messung aus, entfällt die Kennzeichnung des entsprechenden Feldes.

Es ist ersichtlich, dass:

1. Kein einheitlicher Trend aller Messungen,
2. an drei Messtagen (14.12.2005, 12.12.2006, 14.12.2006) vergleichbare Tendenzen in den Messungen und
3. selten die gleichen Tendenzen vor und hinter den Tracerwolken vorliegen.

Eine generelle Anwendung der Gleichungen 3.11 und 3.12 ist auszuschließen. Vielfach verhindern Messfehler und Streuungen eindeutige Trendanalysen. Unstetigkeiten (Abbildung 3.22a) und Schwingungen (Abbildung 3.22b) in den Fluoreszenzzeitreihen verweisen auf Defekte der Messtechnik. Der überwiegende Teil aller Messungen beinhaltet Streuungen, die mit abnehmender Konzentration der Tracerwolke zunehmen (Abbildung 3.23). Eine trendbedingte Erhöhung der Basisfluoreszenz kann nur ausgewiesen werden, wenn die Fluoreszenzen hinter der Tracerwolke ausreichend lange aufgezeichnet wurden. Für die Messung der Tracerwolke der Abbildung 3.22c ist dieses beispielsweise nicht der Fall. Die Basisfluoreszenzen vor und hinter den Tracerwolken, sowie innerhalb dieser Teilabschnitte steigen selten monoton. Die Abbildung 3.22d zeigt vor der Tracerwolke einen positiven und hinter der Tracerwolke einen negativen Trend. Eine Begründung hierfür könnte die Verringerung der Proben temperatur und des Streulichtes sein. Erste erhöht und zweite reduziert den Fluoreszenzwert.

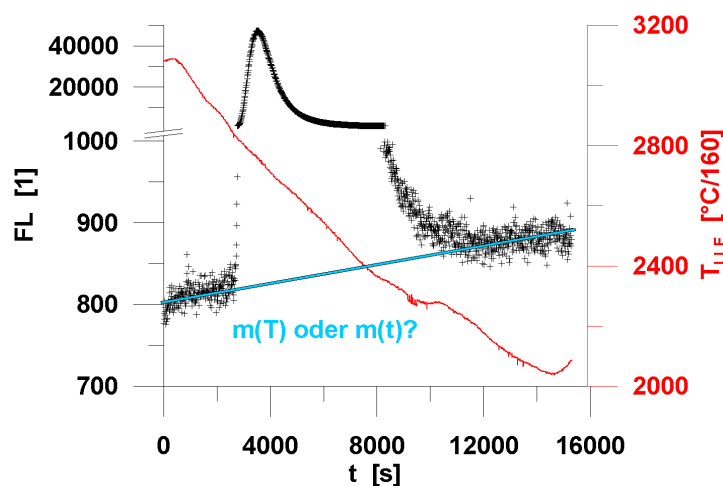


Abbildung 3.21: Fluoreszenzwert-, Temperaturverlauf und Trend

Tabelle 3.5: Visuelle Trendanalyse der Basiskonzentrationen

Messgerät: Messdatum	LLF Nr.1		LLF Nr.2		LLF Nr.3		LLF Nr.4		LLF Nr.5	
	vor	hinter	vor	hinter	vor	hinter	vor	hinter	vor	hinter
<b>Heilbach</b>										
29.08.05	$T_+^+$	$T_+^+$	$t_-^+$	K						
10.10.05	S	$-, \Delta C$	SW, S	$-, \Delta C$						
14.12.05	$t_0^+$	$t_0^-$	$t_-^+$	$t_0^-$		K				
24.02.06	$t_+^+, S$	SW	$-, S$	$-, \Delta C$		$t_0^-$				
16.05.06	$-, GF$	—	SW, S	SW, S		$-, S$				
19.10.06			$t_0^-$	—		$-, K$		$t_+^+$		K
07.11.06			$-, S$	$-, S$		$t_-^+, S$		—		K
26.03.07			$t_-^-, S$	$t_-^-, S$		$-, S$		$t_-^-$		—
<b>Nebel</b>										
01.09.05	$-, GF$	S, K	—	S, K		—				
12.10.05	$T_0^-$	S, K	—	S, K		$-, SW$				
02.11.05	$T_0^-$	$T_0^+, S$	—	S, K						
12.12.05	$T_0^-$	SW	—	—		S				
21.02.06			$t_0^+$	$t_0^-$		$-, S/GF$		$-, S/GF$		
27.02.06						S/GF		S/GF		
28.03.06						—		—		
19.04.06	GF	GF	—	—		$t_+^+, S$		$t_+^+, K$		
09.05.06	S	—	—	S, K		S		S, K		
12.12.06	$T_+^+$	$T_+^-, \Delta C$	$T_+^+$	$T_+^-, \Delta C$		—		$T_+^+$		$t_+^+$
14.12.06	$t_+^+$	$t_+^+$	$t_+^+$	$t_+^+$		$t_-^+, S$		$t_+^+, S$		$t_+^+, \Delta C$

—: kein Trend;  $t_+^+, t_-^-$ : Trend positiv, negativ zur Messzeit;  $T_+^+, T_-^-$ : Trend positiv, negativ zur Temperatur.  
Trendbewertung: - schwach; 0 mäßig; + stark ausgeprägt. Datensätze: S Gestreut;  $\Delta C$  Konzentrationswertversatz; GF Gerätefehler; SW Messdatenschwingungen; K zu kurz

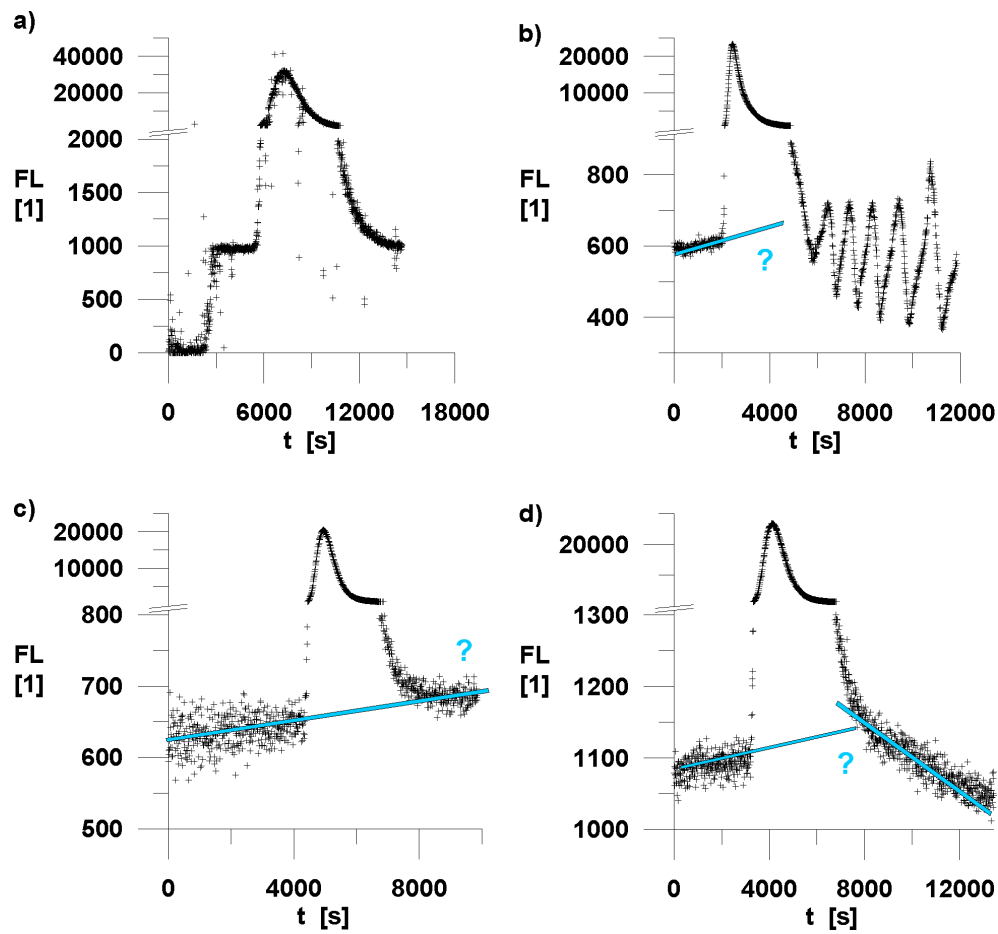


Abbildung 3.22: Fluoreszenzwertverläufe mit a) Gerätefehler (GF), b) Messwertschwingungen (SW), c) zu kurzer Aufzeichnung (K) und d) uneinheitlichen Trends

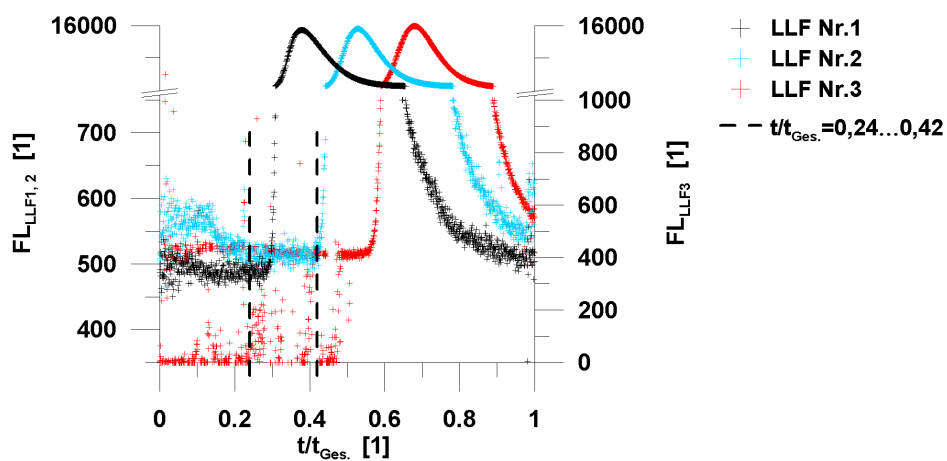


Abbildung 3.23: Fluoreszenzwertverläufe vom 01.09.2005 mit hervorgehobenen Differenzen in den Basiswerten

Nach der visuellen Analyse erfolgt der zweite Arbeitsschritt mit der statistischen Trendanalyse für Datensätze mit eindeutigen Tendenzen zum Temperatur- oder zeitlichen Verlauf. Nach Schlittgen und Streitberg (1999) bildet eine Gerade die einfachste Trendfunktion. Die Koeffizienten der linearen Trendfunktion können unter Annahme normalverteilter Störungen mittels Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt werden. Die Tabelle 3.6 enthält die Korrelationskoeffizienten, bzw. das Bestimmtheitsmaß mit den zugehörigen Steigungswerten.

Tabelle 3.6: Statistische Trendanalyse der Basiskonzentrationen

Datum	Station	Trend mit $X =$	$m(X)$	$r_{FL,X}$	$r_{FL,X}^2$
			[1/s] bzw. [1/K]	[1]	[1]
29.08.05	1	t	0,0058	0,72	0,52
	1	T	-12,6380	-0,72	0,52
19.04.06	3	t	0,0064	0,73	0,53
12.12.06	1	T	-19,0751	-0,45	0,20
	2	T	-71,4638	-0,54	0,29
	4	T	-2,5922	-0,45	0,21
	5	t	-0,0015	-0,79	0,62
14.12.06	1	t	-0,0037	-0,71	0,51
	2	t	-0,0073	-0,71	0,50
	4	t	-0,0016	-0,60	0,36

Nichtlineare- und Regressionsmodelle zur Trendbestimmung bleiben unberücksichtigt. Eine Trendbereinigung erfolgt für Datensätze, deren Korrelationskoeffizienten  $|r| \geq 0,7$ , die Korrelationen also eng bis sehr eng (Dyck und Peschke 1995) sind. Für die Messung vom 29.08.2005 wurden sowohl zwischen der Fluoreszenz und der Messzeit als auch zwischen der Fluoreszenz und der Temperatur enge Korrelationskoeffizienten  $|r| \geq 0,7$  gefunden (Differenz:  $\Delta r = 0,002$  zugunsten der Temperaturkorrelation). Die Trendbereinigung erfolgt für diesen Datensatz über die Temperaturdifferenz zur Starttemperatur  $T_0$ :

$$FL = FL_{gem} - m_T \cdot (T - T_0)$$

Die übrigen Datensätzen wurden nach Gleichung 3.11 mit der Variablen  $X = t$  korrigiert.

### 3.4.4 Transformation und Filterung der Fluoreszenzwerte

Die Transformation von einem Fluoreszenzwert zu einem Konzentrationswert erfolgt über eine Kalibrierungsfunktion. Es existieren keine gerätetypischen Kalibrierungskoeffizienten, so dass für jede Messung alle Messgeräte mit dem Flusswasser zu kalibrieren sind. Die Kalibrierungen sind durch lineare Funktionen ( $r_{c,c(FL)}^2 \geq 0,99$ ) beschreibbar (Beispiel: Abbildung 3.24).

$$c = m_{Kal} \cdot \langle FL \rangle + c_{0,Kal}$$

$m_{Kal}$  ist die Steigung der Kalibrierungsfunktion und  $c_{0,Kal}$  die Basiskonzentration der Kalibrierungslösung.

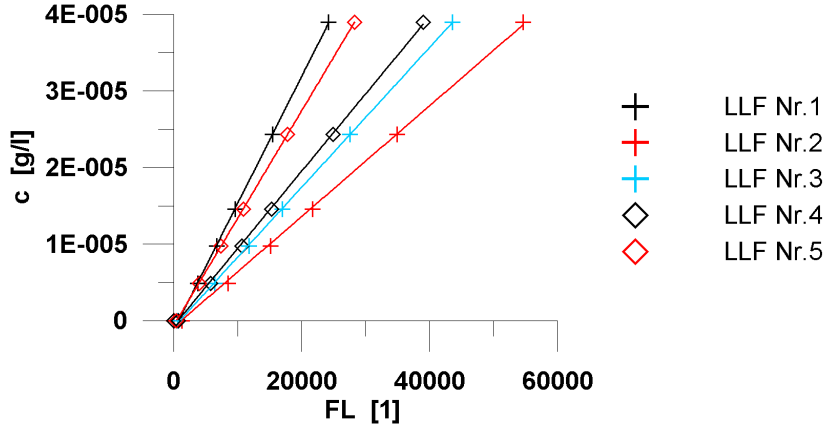


Abbildung 3.24: Fluoreszenzwertkalibrierung vom 12.12.2006

Die Tabelle C.3 enthält die Parameter der Kalibrierungsfunktionen<sup>20</sup>. Die Differenzen zwischen den Basiskonzentrationen des Kalibrierungskübels und des Flusswassers  $\Delta FL_0$  sind bei der Transformation zu berücksichtigen, so dass

$$\begin{aligned} c(FL) &= m_{Kal} \cdot (FL - \Delta FL_0) - m_{Kal} \cdot (FL_{0,Kal} - \Delta FL_0) \\ &= m_{Kal} \cdot FL - m_{Kal} \cdot FL_0 \\ \text{bzw.} \quad &= m_{Kal} \cdot FL + c_0 \quad . \end{aligned}$$

Zur Filterung verrauschter Daten liegen weder Herstellerangaben, noch dem Autor bekannte Untersuchungen vor. Aufgrund der Messwertstreuung müssen die Konzentrationen, bzw. Fluoreszenzen der Kalibrierungskonzentrationen und der Basiskonzentrationen über Ensembles gemittelt werden.

$$\langle FL \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n FL_i$$

Konzentrationen, die im abklingenden Teil der Tracerwolke streuungsbedingt negative Werte annehmen, werden über ein gleitendes Mittel ohne Gewichtung interpoliert, damit dieser statistisch bedeutsame Teil (Rutherford 1994) erfasst bleibt. Die Interpolation erfolgt mit dem Mittelwert der 20 umgebenden Konzentrationen:

$$\langle c(t) \rangle = \frac{1}{21} \sum_{i=-10}^{i+10} c(t_i) \quad .$$

Negative Konzentrationswerte können mit den statistischen Methoden (Kapitel 4.2.1) nicht verarbeitet werden. Die Konzentrationswerte vor und hinter den Tracerwolken werden für die weitere Datenverarbeitung entfernt.

<sup>20</sup>Bestimmt mit der rgp-Funktion der Tabellenkalkulationssoftware EXCEL.

Die Ausreißer der Fluoreszenzmessungen (Abbildung 3.25a) werden durch einfache visuelle Überprüfung identifiziert und entfernt. Handelt es sich bei den Ausreißern um Einzelwerte, so sind diese zu interpolieren. Sind ganze Ausreißerbereiche zu verzeichnen, so sind diese zu löschen und die entsprechenden Lücken zu markieren<sup>21</sup>.

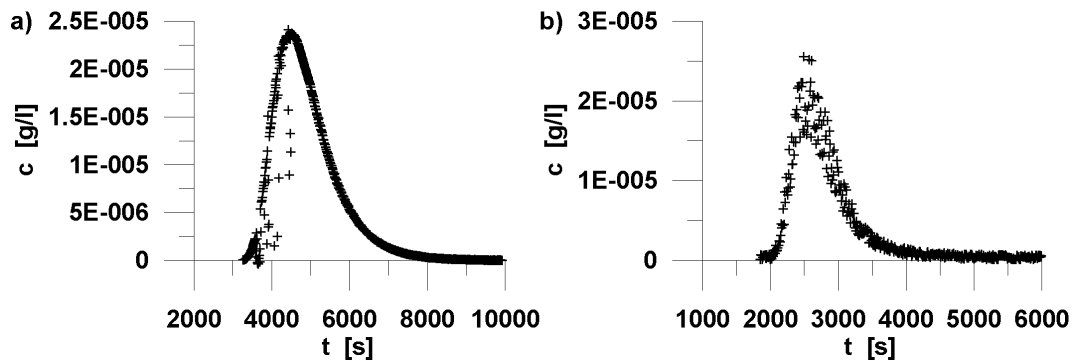


Abbildung 3.25: Beispiele für Konzentrationsmessungen mit Ausreißern (a) und Streuungen (b)

### 3.5 Fazit aus der Prozesserrfassung

Im Vergleich zu Messungen an Regelprofilen und in Laboren besitzen Naturmessungen größere Unsicherheiten und führen zu höheren Fehleranteilen (Kapitel 3.4 und Anlage D). Dieser Hintergrund ist bei allen Resultaten und ihren Interpretationen zu beachten. Zwar erlauben moderne Feldmesstechniken die Strömung und Stoffausbreitung hoch aufgelöst aufzuzeichnen, doch schränken natürliche Randbedingungen die Analyse erheblich ein. Insbesondere begrenzen kurze Zeitspannen quasi-stationärer Zustände die Messzeit. Im Zusammenhang mit der Messzeit besteht außerdem weiterer Klärungsbedarf zur Vorhersage von Mindestmesszeiten und Mindestmesspunktdichten für ADV-Profilmessungen (Kapitel 3.3.2). Es konnten weder auf Basis des ‚Bootstrappings‘ (Anlage B) noch aufgrund der Untersuchung von Lesht (1980) optimale, bzw. minimale Messzeiten vorhergesagt werden, da u.a. keine logarithmischen Geschwindigkeitsverteilungen am Hellbach und an der Nebel vorlagen (Kapitel 5.3.1). Möchte man die Untersuchungen von Müller (1990) und Sreenivasan et al. (1978) zur Zeitvorgabe nutzen, müsste die integrale Zeitskala der entsprechenden Profildaten vorweg bekannt sein. Diese sind jedoch weder innerhalb der Querschnitte noch für die Zeitpunkte der Profilaufnahmen vorhersagbar (Kapitel 5.3.3).

Die ADV-Messung in natürlichen Querschnitten kleiner naturnaher Fließgewässer erfordert weiterhin eine (Koordinaten-) Transformation der Punktwerte. Diese Transformation ist zwingend notwendig, um Primär- und Sekundärströmungen und im Weiteren den Impulstransport, die Schubspannungsverteilung und die Turbulenzcharakteristik richtig bestimmen zu können. Folgt man hingegen den Empfehlungen nach Roy et al. (1996), so werden

<sup>21</sup>Die Markierung erfolgt mit einem Werteeintrag  $c \geq 5$  g/l, welches von dem Algorithmus des ‚hayamimetroplis‘-Programms als Ausreißer erkannt wird (Vgl. Anlage G).

die Sekundärströmungen überschätzt und die Primärströmungen unterschätzt. Die hier empfohlene Transformation kann zu Fehlinterpretationen führen, wenn nicht alle Randbedingungen (Kapitel 3.4.2) gegeben sind. Signifikante Unterschiede zwischen den Ergebnisse der Nortek-ADV-Messungen (ohne Kompass und Neigungssensor) und der SonTek-ADV-Messungen (mit Kompass und Neigungssensor) existieren nicht und es ist von erfüllten Randbedingungen auszugehen.

# Kapitel 4

## Charakteristik der Gewässerabschnittsskala

### 4.1 Einleitung

Die Reynoldsanalogie (Kapitel 2.4.2) verdeutlicht, dass jeder Austausch von Masse auch einen Austausch von Impuls bewirkt. Umgekehrt sollte es möglich sein, aus dem Ausbreitungsverhalten eines konservativen Stoffes entlang eines Gewässerabschnittes, auf dessen Austauschprozesse und im Weiteren auf sein Widerstandsverhalten zu schließen (Abbildung 4.1). Das Kapitel 4.2 beschreibt ausgewählte Methoden zur Quantifizierung der longitudinalen Stoffausbreitung. Einerseits werden die Konzentrationsverteilungen der Tracerexperimente mit Hilfe statistischer Kennwerte untersucht (Kapitel 4.2.1), andererseits durch Parameter von Dispersionsmodellen beschrieben. Der Dispersionskoeffizient spielt diesbezüglich eine zentrale Rolle. Der Ermittlung des Dispersionskoeffizienten und weiterer Modellparameter widmet sich das Kapitel 4.2.2. Den Zusammenhang zwischen den Kennwerten des Fließ- und Widerstandsverhaltens und der Stoffausbreitung verdeutlichen empirische und semiempirische Dispersionsgleichungen. Eine solche Gleichung wird analysiert und unter Einführung eines ‚Dispersivitätsfaktors‘ eine neue Beziehung präsentiert (Kapitel 4.2.3).

Als zweite Möglichkeit, das Widerstandsverhalten eines Gewässerabschnittes zu untersuchen, wird die Integration hydraulischer Kennwerte an Stützstellen betrachtet (Kapitel 4.3). Die Stützstellen sind die Messstationen, bzw. Querprofile der Gewässerabschnitte (Abbildung 3.5 und 3.9) mit ihren Parametern und Kennzahlen als Stützwerte. Das Kapitel 4.3.1 beschreibt die Parameter- und Kennzahlenbestimmungen und erörtert anhand von Messergebnissen die Problematik infolge der Variabilität des Durchflusses, der Morphodynamik und der Vegetationsentwicklung sowie der Interpolationsproblematik durch die starke Ungleichförmigkeit der Querschnittsform und Linienführung. Im Kapitel 4.3.2 wird im Besonderen auf die Beschreibung des Widerstandsverhaltens durch Beiwerte eingegangen.

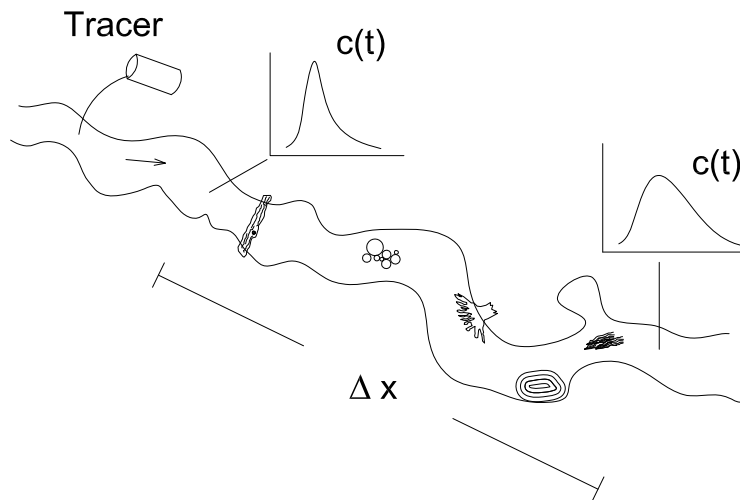


Abbildung 4.1: Schema zur Gewässerabschnittscharakterisierung durch Tracermessungen

## 4.2 Longitudinale Stoffausbreitung

### 4.2.1 Statistische Beschreibung der Konzentrationsverteilungen

Die Erfassung der Konzentrationsverteilung von Tracern nach einer Instant-Injektion ist prinzipiell über zwei Arten möglich:

- An einem Ort  $x_i$  über die Zeit  $t$  und
- zum Zeitpunkt  $t_i$  über die Strecke  $x$ .

Der quantitativen Beschreibung der Stoffverteilung und der Stoffausbreitung im Gewässer dienen die räumlichen und zeitlichen (zentralen) Momente. Nach Rutherford (1994) ergeben sich die räumlichen Momente  $p$ -ter Ordnung mit:

$$\mu_p(t) = \int_{x=-\infty}^{\infty} x^p \cdot c(x, t) dx \quad ,$$

und die zeitlichen Momente  $q$ -ter Ordnung:

$$\nu_q(x) = \int_{t=-\infty}^{\infty} t^q \cdot c(x, t) dt \quad .$$

Aus dem Quotienten zwischen den zeitlichen Momenten  $q$ -ter Ordnung und dem Moment 0-ter Ordnung ergeben sich an einer Messstelle  $x_i$  mit:

$$t_S(x_i) = \frac{\nu_1}{\nu_0} = \frac{\int_{t=-\infty}^{\infty} t \cdot c(x_i, t) dt}{\int_{t=-\infty}^{\infty} c(x_i, t) dt} \quad (4.1)$$

der zeitliche Schwerpunkt und mit

$$\sigma_t^2(x_i) = \frac{\nu_2}{\nu_0} = \frac{\int_{t=-\infty}^{\infty} (t - t_s)^2 \cdot c(x_i, t) dt}{\int_{t=-\infty}^{\infty} c(x_i, t) dt} \quad (4.2)$$

die zeitliche Varianz (Rutherford 1994). Der Schiefekoeffizient einer Konzentrationsverteilung ergibt sich mit

$$Sk_t(x_i) = \frac{\sigma_t^3(x_i)}{\sqrt{(\sigma_t^2(x_i))^3}} \quad (4.3)$$

(Van Mazijk und Veling 2005).

Die ‚Frozen Cloud‘ Approximation besagt, dass eine Tracerwolke über die Messzeit an einem Messort keine Veränderung erfährt. Diese Annahme basiert auf der TAYLOR-Hypothese, die im Kapitel 5.3.3 ausführlich behandelt wird. Mit einer Übertragungsgeschwindigkeit  $u_{Tr}$ , ist es möglich, zeitliche in räumliche und räumliche in zeitliche Konzentrationsverteilungen zu transformieren (Abbildung 4.2):

$$\begin{aligned} c(x_1, t) &= c(x_1 + u_{Tr} \cdot (t_1 - t), t_1) \\ c(x, t_1) &= c(x_1, t_1 + \frac{x_1 - x}{u_{Tr}}) \end{aligned}$$

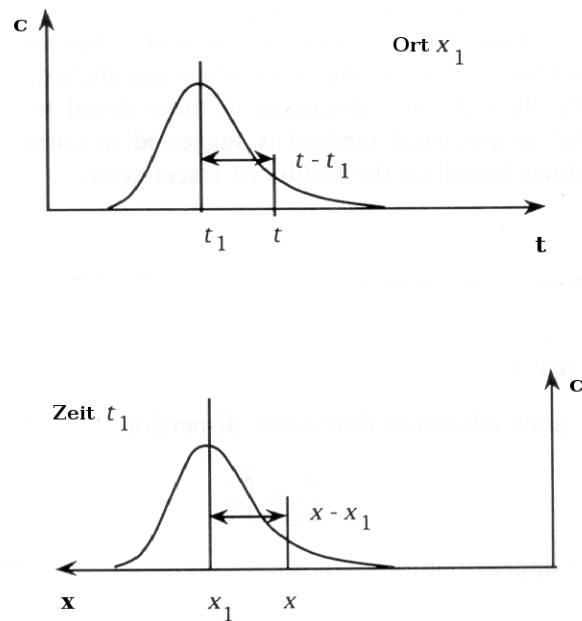


Abbildung 4.2: ‚Frozen Cloud‘-Approximation, verändert aus Rutherford (1994)

Die Bedingung, dass die Konzentrationsverteilung keine Veränderung erfahren darf, setzt die Dominanz der Advektion voraus

$$\frac{x}{u_c} \gg \frac{k_x}{u_c^2} \quad (4.4)$$

und führt an einem Messprofil mit  $u_{Tr} = u_c = u_m$  zu

$$x_S = u_m \cdot t_S \quad .$$

Aufgrund der Stoffausbreitung in Fließgewässern ist nach Rutherford (1994)

$$\sigma_t^2(x) \cdot u_m^2 - \sigma_x^2(t_S) > 0 \quad .$$

Erst in der Gleichgewichtszone wird diese Differenz konstant und mit steigenden Varianzen vernachlässigbar. Unter dem Aspekt, dass  $u_c \neq u_m$  und somit die ‚Frozen Cloud‘ Approximation nicht zutrifft, sind hinsichtlich der Analyse von zeitlichen und räumlichen Momenten zur Charakterisierung der Stoffausbreitung über eine Fließstrecke  $\Delta x$  folgende Überlegungen hilfreich:

- Eine Konzentrationsverteilung nach Tracerinjektion ist ein Integralmaß aller advektiven und diffusiven Prozesse nach einer Zeitspanne  $\Delta t$  oder einer Fließstrecke  $\Delta x$ .
- Die Verteilung eines Stoffes ist maßgeblich von der Strömungs- und Turbulenzstruktur abhängig.
- Die Strömungs- und Turbulenzstruktur resultiert aus den hydraulischen, morphologischen und biologischen Bedingungen.
- Die zeitliche Konzentrationsverteilung repräsentiert abschließend diese Bedingungen zwischen der Eingabe- und der Messstelle, bzw. zwischen den Messstellen.
- Die Differenzen in den Konzentrationsverteilungen nach derselben Fließstrecke lassen auf Veränderungen dieser Bedingungen schliessen.
- Innerhalb der räumlichen Ausdehnung von Konzentrationsverteilungen sind die Ausbreitungsprozesse nicht abgeschlossen.
- Die räumlichen Konzentrationsverteilungen können nur unter Verwendung der Frozen Cloud Approximation den Bedingungen einer Fließstrecke zugeordnet werden.

Demnach ist die zeitliche Erfassung und Analyse der Konzentrationsverteilung an einem Messpunkt zur Charakterisierung einer Gewässerstrecke gegenüber der räumlichen Erfassung und Analyse von Vorteil.

Nach Rutherford (1994) ist die Bestimmung der statistischen Parameter aus Tracermessungen mit praktischen Problemen verbunden. Die drei Faktoren

- Messzeit
- Trends
- Messfehler

können im erheblichem Maß die Analyse beeinträchtigen (Vgl. Anlage D.2) und ihre Fehlerwirkungen sind bei der Interpretation von Messergebnissen zu berücksichtigen. Zur Berechnung der Integrale sind sehr lange Messzeiten notwendig, um auch den statistisch wichtigen Anteil der abklingenden Tracerwolke zu erfassen. Gerade die geringen Konzentrationswerte der abklingenden Tracerwolke werden durch kleine Messfehler massiv beeinflusst und führen zu unzuverlässigen Parametern (Vgl. Kapitel 3.4.3 und Anlage D.2). Van Mazijk und Veling (2005) stützen die Konzentrationsverteilungen, wenn die Konzentration im fallenden Bereich den Schwellenwert  $c = 0,03 \cdot c_{max}$  unterschreitet. Ab dieser Konzentration wird die weitere Verteilung, unter Berücksichtigung der Schiefe mit Polynomfunktionen (u.a. bei Chatwin (1980)) oder durch angepasste exponentielle Funktionen (Van Mazijk und Veling 2005) extrapoliert. Die Bestimmung von Stillwasseranteilen, bzw. von Modellparametern, auf Basis von Momenten dritter Ordnung dieser manipulierten Konzentrationsverteilungen ist jedoch nach Ansicht des Autors fraglich.

Die geringe Anzahl an LLF erlaubt ausschließlich die zeitliche Erfassung der Verteilungen und die Parameterbestimmung über zeitliche Momente. Aufgrund der hohen zeitlichen Messwertdichte werden die Integrale in den Gleichungen 4.1 bis 4.3 näherungsweise über die einfache Trapezregel ermittelt. Die Abbildung 4.3 zeigt die zeitlichen Schwerpunkte, Varianzen und Schiefekoeffizienten der Konzentrationsverteilungen mit dem Durchfluss am Hellbach. Es lässt sich feststellen, dass

- der logarithmierte zeitliche Schwerpunkt und die logarithmierte zeitliche Varianz mit dem logarithmierten Durchfluss abnehmen,
- die Varianzen mit der Messstationsabfolge, bzw. der Fließstrecke zunehmen und
- die Schiefekoeffizienten überwiegend negative, jedoch nicht einheitliche Steigungen besitzen.

Die Abbildung 4.4 zeigt die mittlere Tracergeschwindigkeit

$$u_c = \frac{\Delta x}{\Delta t_S}. \quad (4.5)$$

und die Varianzzunahme innerhalb der Teilabschnitte über  $\Delta x$  mit dem Durchfluss:

- Die Tracergeschwindigkeit zwischen den Messstationen Nr.1 und Nr.5 (Teilabschnitt 1) ist höher als zwischen den Stationen Nr.5 und Nr.14 (Teilabschnitt 2).
- Die Varianzzunahme erfolgt reziprok zum Durchfluss. Die Beziehung

$$\frac{d(\sigma_t^2)}{dx} = C \cdot Q^{-1,01} \quad (4.6)$$

besitzt hohe Bestimmtheitsmaße ( $r^2 = 0,74$  für Teilabschnitt 1,  $0,92$  für Teilabschnitt 2 und  $0,95$  für den gesamten Untersuchungsabschnitt).

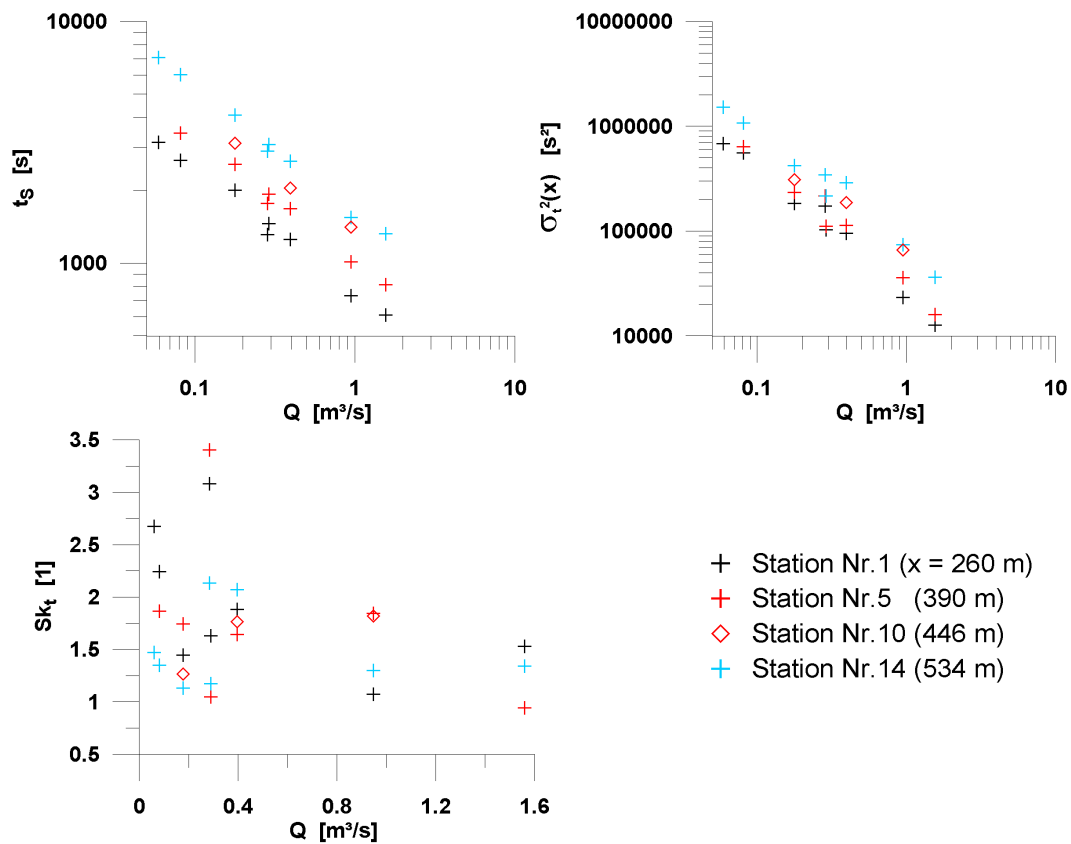


Abbildung 4.3: Parameter der zeitlichen Konzentrationsverteilungen am Hellbach in Abhängigkeit zum Durchfluss

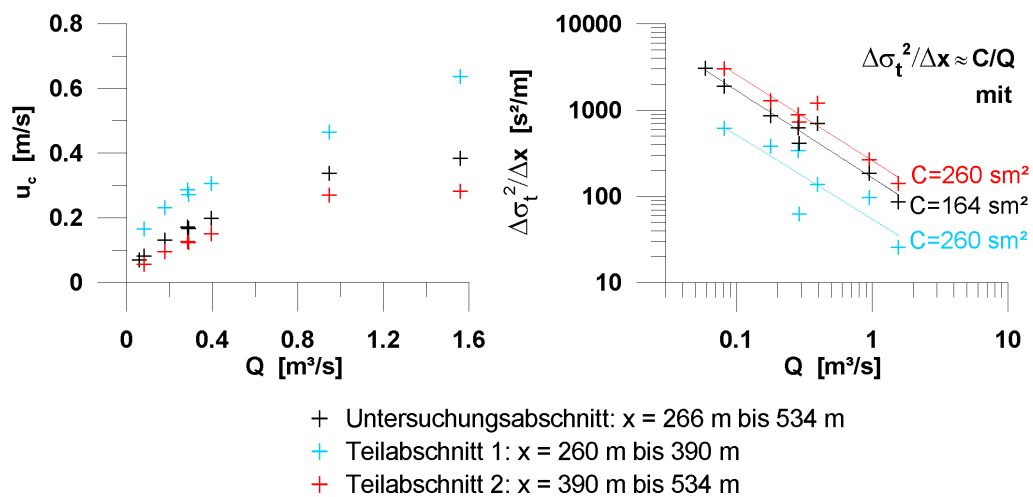


Abbildung 4.4: Tracergeschwindigkeit und Varianzsteigung über die Fließstrecke am Hellbach in Abhängigkeit zum Durchfluss

An der Nebel lassen sich auf Basis der Schwerpunktlaufzeiten und der Varianzen keine eindeutigen Abschnittsdifferenzen in der Stoffausbreitung erkennen (Abbildung 4.5). Die Tracergeschwindigkeiten und die Varianzsteigungen besitzen – vermutlich aufgrund des Vegetationseinflusses – keine zum Hellbach vergleichbare Durchflussabhängigkeit und werden nicht weiter untersucht. In der Abbildung 4.5 befinden sich zusätzlich die statistischen Parameter der Tracerexperimente vom 12.12.2006 des neu gestalteten Gewässerbettes und vom 14.12.2006 des naturnahen Gewässerabschnittes der Nebel. Man erkennt, dass das neu gestaltete Gerinne hohe Tracergeschwindigkeiten, geringe Varianzzunahmen und hohe Schiefekoeffizienten bewirkt. Der naturnahe Gewässerabschnitt verursacht Konzentrationsverteilungen, die denen des Untersuchungsabschnittes entsprechen.

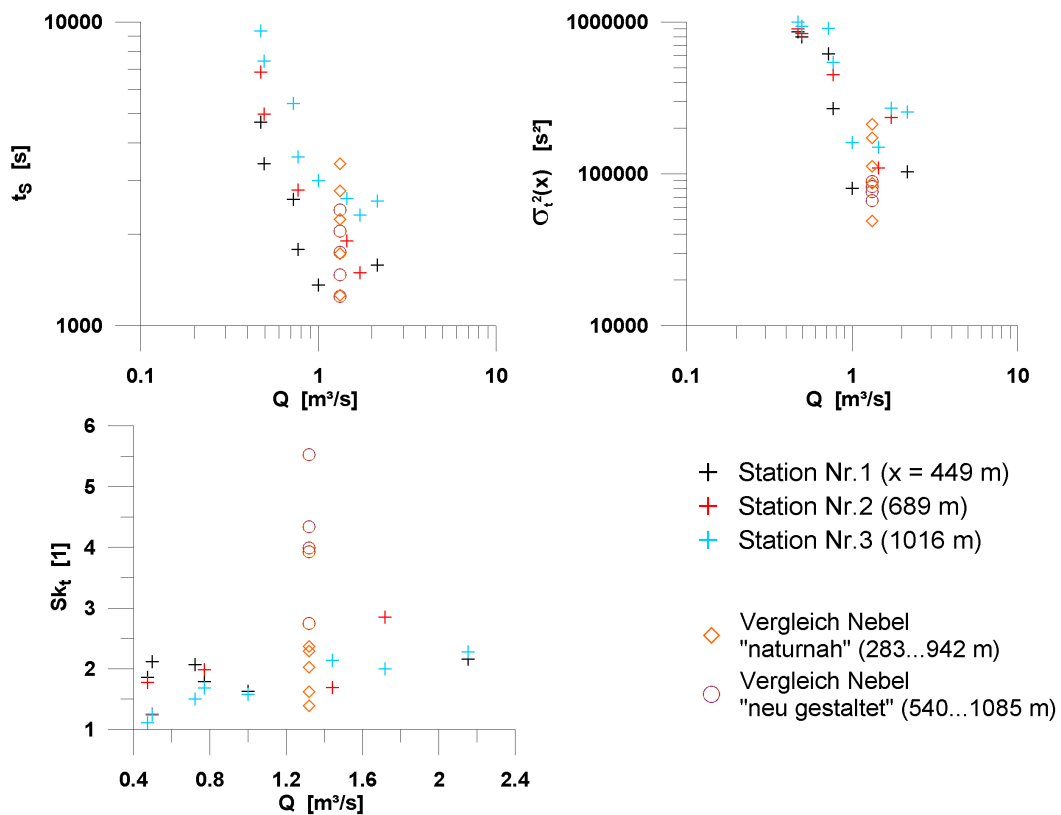


Abbildung 4.5: Parameter der zeitlichen Konzentrationsverteilungen an der Nebel in Abhängigkeit zum Durchfluss

An beiden Gewässerabschnitten sind die Korrelationen zwischen den zeitlichen Varianzen und den zeitlichen Schwerpunkten sehr eng ( $r_{\sigma_t^2, t_s} = 0,99 \pm 0,01$ ), erfüllen die Voraussetzung  $\sigma_t^2 \sim t_s$  der Gleichung 2.52 und damit die Beschreibbarkeit der Stoffausbreitung durch den turbulenten Diffusionskoeffizienten, bzw. durch den Dispersionskoeffizienten. In den meisten Veröffentlichungen zu Tracerexperimenten werden die Ergebnisse in Form von Modellparametern der Stoffausbreitung präsentiert. Nur wenige benennen die zeitlichen Momente, bzw. die statistischen Parameter, so dass ein Vergleich kaum möglich ist. Mes-

sungen von Sukhodolova et al. (2006) an der Spree ergaben Schiefekoeffizienten  $Sk \leq 1,7$  ( $\Delta x = 1100$  m nach Injektion), die mit der weiteren Fließstrecke abnehmen. Den Tracermessungen zum Alarmmodell Rhein (Adler et al. 1993; Van Mazijk und Veling 2005) sind Schiefekoeffizienten zwischen  $Sk = 0,82 \dots 1,47$  (Rhein) zu entnehmen. Die Koeffizienten variieren, wie bei den Messungen am Hellbach und an der Nebel, mit den Experimenten an den Messstationen und über die gesamte Fließstrecke ist keine (einheitliche) Reduzierung zu erkennen.

Aus der rein statistischen Betrachtung lässt sich feststellen, dass die zeitlichen Momente der gemessenen Konzentrationsverteilungen gewässerabschnittstypisch erscheinen. Ihre weitere Verwendung für die Modellierung ist jedoch mit großen Unsicherheiten verbunden.

Neben der rein statistischen Beschreibung kann aus den zeitlichen Konzentrationen der Durchfluss, die mittlere Tracergeschwindigkeit und der Totzonenanteil berechnet werden: Die Durchflussbestimmung aus Konzentrationsmessungen erläutern u.a. Storchenegger und Kern (1987): An einem Querschnitt passiert in einer Zeiteinheit eine Stoffmenge, die dem Produkt aus Durchfluss und mittlerer Konzentration der Zeiteinheit entspricht.

$$\frac{dm}{dt} = Q \cdot c \quad \Leftrightarrow \quad \int_0^m dm = Q \int_{t=0}^t c(t) dt$$

Integriert man die Konzentrationsverteilung nach Instanteingabe einer Tracermasse über die Zeit, so resultiert der Durchfluss und unter stationären Verhältnissen im Mittel über  $n$  Konzentrationsmessstationen zu:

$$Q_c = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{m_I}{\int_{t_A}^{t_E} c(x_i, t) dt} \quad . \quad (4.7)$$

Eine Gegenüberstellung der Durchflussergebnisse zur Bestimmung der Wiederfindungsrate enthält die Anlage D.2.

Die Diffusion eines Tracers in den Stillwasserbereich erfolgt, solange die Konzentration in dem Stillwasserbereich  $c_{Stag}$  kleiner ist, als die Konzentration im Flussschlauch  $c$ . Sobald  $c_{Stag} > c$ , erfolgt die Diffusion zurück in den Flussschlauch und führt zur Verlängerung der advektiven Zone, sowie ab der Translations-Diffusions-Periode zur höheren longitudinalen Dispersion. Stillwasser verursachen demnach, dass die mittlere Tracergeschwindigkeit  $u_c$  kleiner ist als die mittlere Fließgeschwindigkeit im Flussschlauch  $\langle u_m \rangle$ . Nach Rutherford (1994) besteht zwischen beiden die Beziehung

$$u_c = \langle u_m \rangle \cdot (1 - \eta_{Stag}) \quad ,$$

bzw. für den Volumenanteil des Stillwasserbereiches am Gesamtwasservolumen:

$$\eta_{Stag} = \frac{V_{Stag}}{V} = 1 - \frac{u_c}{\langle u_m \rangle} \quad . \quad (4.8)$$

Tabelle 4.1: Volumenanteil des Stillwasserbereiches aus der Differenz zwischen Tracer- und Fließgeschwindigkeit

Datum	$Q_{ADV}$ [m <sup>3</sup> /s]	Station Nr. – Nr.	$u_c$ [m/s]	$\langle u_m \rangle_{cal}$ [m/s]	$\eta_{Stag}$ [1]
19.10.2006	0,178	1 – 5	0,23	0,19	-0,21
		5 – 10	0,10	0,15	0,35
		5 – 14	0,09	0,13	0,28
		10 – 14	0,09	0,12	0,21
		1 – 14	0,13	0,15	0,10
07.11.2006	0,395	1 – 5	0,31	0,30	-0,04
		5 – 10	0,15	0,20	0,26
		5 – 14	0,15	0,19	0,21
		10 – 14	0,15	0,19	0,22
		1 – 14	0,20	0,22	0,12
26.03.2007	1,560	1 – 5	0,64	0,46	-0,37
		5 – 14	0,28	0,35	0,20
		1 – 14	0,38	0,39	0,03

Die Tabelle 4.1 enthält die nach Gleichung 4.8 berechneten Stillwasseranteile aus drei Messungen am Hellbach. Eine Deutung der Stillwasseranteile ist nur unter Vorbehalt möglich, da die gemittelte Fließgeschwindigkeit  $\langle u_m \rangle_{cal}$  aus den 14 Querprofilen von der tatsächlich mittleren Fließgeschwindigkeit  $\langle u_m \rangle$  abweichen kann. An naturnahen Gewässerabschnitten verläuft die Grenze zwischen Stillwasserbereichen und Flussschlauch unscharf und erschwert zusätzlich die Ermittlung von  $\langle u_m \rangle$ . Die ‚negativen‘ Stillwasseranteile des Teilabschnittes 1 (Station Nr.1 bis Nr.5) sind unsinnig und belegen, dass  $\langle u_m \rangle > \langle u_m \rangle_{cal}$ . Betrachtet man nicht die absoluten Werte von  $\eta_{Stag}$ , sondern nur deren Veränderung entlang des Gewässerabschnittes, so erkennt man eine Reduzierung der Stillwasserbereiche, maßgeblich in und hinter den Krümmungen (Stationen Nr. 5–10, bzw. Nr. 5–14) mit steigendem Durchfluss.

Bei Sukhodolov et al. (1997) findet man die Annahme  $u_p \approx \langle u_m \rangle$ , wobei die Geschwindigkeit  $u_p$  mit dem Zeitinkrement  $\Delta t_P$  zwischen den Spitzen zweier Konzentrationsverteilungen gebildet wird. Gegenüber der Tracergeschwindigkeit nach Gleichung 4.5 führt diese nur in den Fällen  $\Delta t_S > \Delta t_P$ , wenn also Stillwasserbereiche und Advektion zu einer Vergrößerung der Schiefe führen, zu einer besseren Annäherung an die mittlere Abschnittsgeschwindigkeit  $\langle u_m \rangle$ .

### 4.2.2 Bestimmung von Modellparametern an Konzentrationsganglinien

Für die weitere Analyse der Konzentrationsverteilungen werden die Modellparameter der longitudinalen Dispersionsmodelle benötigt. Bevor die gemessenen Konzentrationsverteilungen durch Anpassung der Koeffizienten simuliert werden, ist zu prüfen, ob die Voraussetzungen zur Anwendbarkeit der Dispersionsmodelle bei den Messungen gewährleistet sind. Entsprechend dem Kapitel 2.4.7 setzt die Beschreibung der Stoffausbreitung durch die longitudinale Dispersionsgleichung das Gleichgewicht zwischen den Teilprozessen advective Scherströmung und turbulente Diffusion voraus. Die Mindeststrecke hierfür ist die Länge der advektiven Zone. Unter Variation der entsprechenden Bereiche für die Längsmischungsziffer  $\alpha_x$  und für die Quermischungsziffer  $\alpha_t$  (Vgl. Tabelle 2.1) konnten die minimalen und maximalen Längen der advektiven Zonen am Hellbach, an der Nebel und an den Vergleichsgerinnen bestimmt werden (Tabelle 4.2). Die Konzentrationsmessungen erfolgten

- am Hellbach an Messstationen zwischen  $x = 260 \dots 534$  m,
- an der Nebel an Stationen zwischen  $x = 449 \dots 1016$  m (540  $\dots$  1084 m am ‚neugestalteten‘, 283  $\dots$  942 m am ‚naturnahen‘ Abschnitt) und
- im Laborgerinne zwischen  $x = 8 \dots 19.5$  m

hinter der Eingabestelle. Somit befinden sich die Messabschnitte nach Gleichung 2.62 und nach Gleichung 2.64 bei günstiger Parameterkombination überwiegend im Gültigkeitsbereich des longitudinalen Dispersionsmodells.  $\alpha_x$  ist ein Faktor zur Bestimmung der Strecke, ab der die Konzentration normalverteilt erwartet werden darf. Nach Rutherford (1994) verursachen in der advektiven Zone initiierte Schiefen, jedoch auch im Fernfeld, bzw. in der Translations-Diffusions-Periode Abweichungen von der Normalverteilung. Die Gleichungen 2.62 und 2.64 sind demnach als ‚Längen der advektiven Zone‘ kritisch zu betrachten. Da die analytischen Lösungen (Gleichungen 2.58 und 2.59) ausschließlich normalverteilte Konzentrationen beschreiben, entspricht  $\lambda_x$  deren Gültigkeitsgrenze.

Bei den Messungen im Laborgerinne wurde der Tracer mit Hilfe eines geschlitzten Rohres über die gesamte Breite als horizontale Linienquelle eingegeben. Somit grenzt das Fernfeld unmittelbar an das Nahfeld. Nach Gleichung 2.61 beträgt die Längenskala des Nahfeldes  $\lambda_z = 2,37$  m ( $Q = 25$  l/s), bzw.  $\lambda_z = 3,36$  m ( $Q = 49$  l/s). Obwohl nicht alle Voraussetzungen der Gleichung 2.61 bei den Messungen erfüllt sind, darf aufgrund der Ergebniswerte angenommen werden, dass bereits an der ersten Messstation das Fernfeld erreicht wurde.

Die Parametrisierung der longitudinalen Stoffausbreitung kann auf unterschiedlichen Wegen erfolgen. Es werden vier **Methoden** kurz vorgestellt, gegebenenfalls an den gemessenen Konzentrationsverteilungen angewendet und die **Ergebnisse** diskutiert:

<sup>1</sup>Mit  $\langle u_m \rangle \approx u_p = (x_n - x_0)/(t_{p,n} - t_0)$ , wobei 0 die Impfstelle und  $n$  die unterste Messstation bezeichnen.

<sup>2</sup> $k_t = \alpha_t \cdot h \cdot u^*$  mit  $u^* = \sqrt{g \cdot I_E \cdot h}$  und  $h \approx Q/(u_p \cdot b)$

Tabelle 4.2: Näherungsweise Bestimmung der Länge der advektiven Zone  $\lambda_x$ ; für den Hellbach und die Nebel wurden jeweils ein geringer und ein hoher Durchfluss ausgewählt

$Q$	$\alpha_x$	${}^1\langle u_m \rangle$	$\lambda_t$	${}^2k_t$	$\lambda_x$ (Gl. 2.64)	$\lambda_x$ (Gl. 2.62)
[m <sup>3</sup> /s]	[1]	[m/s]	[m]	[m <sup>2</sup> /s]	[m]	[m]
<b>Hellbach</b>						
0.18	5...10	0.14	2.25...4.5	0.024...0.072	53	49...1177
1.56	5...10	0.43	2.75...5.5	0.083...0.250	70	65...1549
<b>Nebel</b>						
0.50	5...10	0.15	3.5...7	0.009...0.030	107	299...7963
2.15	5...10	0.44	3.5...7	0.011...0.035	277	770...20526
<b>Nebel ,neu gestaltet‘</b>						
1.32	1.4...5	0.47	3.5...7	0.005...0.018	595	463...22024
<b>Nebel ,naturnah‘</b>						
1.32	5...10	0.29	3.5...7	0.012...0.041	159	443...11802

**Methode der Momente** Aus den Momenten der zeitlichen Konzentrationsverteilungen lassen sich die mittlere Tracergeschwindigkeit über die Gleichung 4.5 und der Dispersionskoeffizient analog zum turbulenten Diffusionskoeffizienten (Gleichung 2.53) unter der Annahme einer ‚Frozen Cloud‘ näherungsweise mit

$$k_x = \frac{1}{2} \cdot u_c^2 \cdot \frac{d\sigma_t^2}{dt_S} \approx \frac{1}{2} \cdot u_c^2 \cdot \frac{\sigma_{t,2}^2 - \sigma_{t,1}^2}{t_{S,2} - t_{S,1}} \quad (4.9)$$

bestimmen. Der Dispersionskoeffizient nach Momentenmethode ist besonders sensitiv gegenüber Messfehlern (Vgl. Anlage D.2) und dient in der vorliegenden Analyse nur als Startwert der Dispersionsmodellierung über die HAYAMI-Lösung, bzw. des ‚Transient Storage‘ Modells.

**Chatwin-Methode** Mit der Chatwin-Methode können die Tracergeschwindigkeit und der Dispersionskoeffizient auf graphischem Weg ermittelt werden (Vgl. Kapitel 2.4.4). Entspricht die Konzentrationsverteilung im Chatwin-Diagramm keiner Geraden, so empfiehlt Rutherford (1994) die Werte nahe des Konzentrationsmaximums zur Bestimmung einer Ausgleichsgeraden zu nutzen. Die Chatwin-Methode basiert auf der Taylor-Lösung (Gleichung 2.58) und somit auf den Annahmen einer vernachlässigbaren advektiven Zone und ist nur bei Instant-Injektion des Tracers anwendbar.

Die Abbildungen 4.6 bis 4.9 zeigen Resultate der Tracermessungen nach der ‚Chatwin-Transformation‘ (Gleichung 2.60) für die jeweils niedrigsten und höchsten gemessenen Durchflüsse an den Untersuchungsabschnitten. Weicht der Messwertverlauf von einer Geraden ab, so stimmt die Stoffausbreitung nicht mit der theoretischen (Normal-) Verteilung nach Gleichung 2.57 überein. Messergebnisse an Flüssen (Day 1975; Rutherford 1994)

und aus Laborgerinnen (Marion und Zaramella 2006) haben gezeigt, dass selbst in der Translations-Diffusions-Periode die Chatwin-Parameter keine Geraden bilden. Die Verteilungen besitzen häufig einen langen Konzentrationsnachlauf, so dass  $c^*$  in der Umgebung von  $c_{max}$  ( $c^* = 0 \text{ s}^{1/2}$ ) näherungsweise linear, im Weiteren jedoch gekrümmt verläuft. Alle Chatwin-Transformationen der gemessenen Konzentrationsverteilungen sind stark gekrümmt und die Anpassungen an die ‚Chatwin-Geraden‘ können nur in unmittelbarer Umgebung von  $c^* = 0 \text{ s}^{1/2}$  erfolgen. Die Krümmungen nehmen überwiegend im Verlauf der Untersuchungsstrecke ab. Auffällig sind die Chatwin-Diagramme der Nebelstation Nr.1 (Abbildung 4.7): Die Ganglinien der Konzentrationsvariablen  $c$  erscheinen, getrennt durch einen ‚Knick‘, aus zwei Geraden, bzw. Verteilungsformen zusammengesetzt. Da die Verteilungen in den Abbildungen 4.6 bis 4.8 eindeutig nicht der Gleichung 2.58 entsprechen, wird mit Ausnahme der Labormessungen die ‚Chatwin-Methode‘ nicht zur Bestimmung von  $u_c$  und  $k_x$  angewendet. Somit entfällt die Überprüfung des weiteren Kriteriums  $c_{max} \sim 1/\sqrt{t_{max}}$ , bzw.  $c_{max} \sim 1/\sqrt{x}$  (Sukhodolov et al. 1997) zur Gültigkeit der Gleichung 2.58.

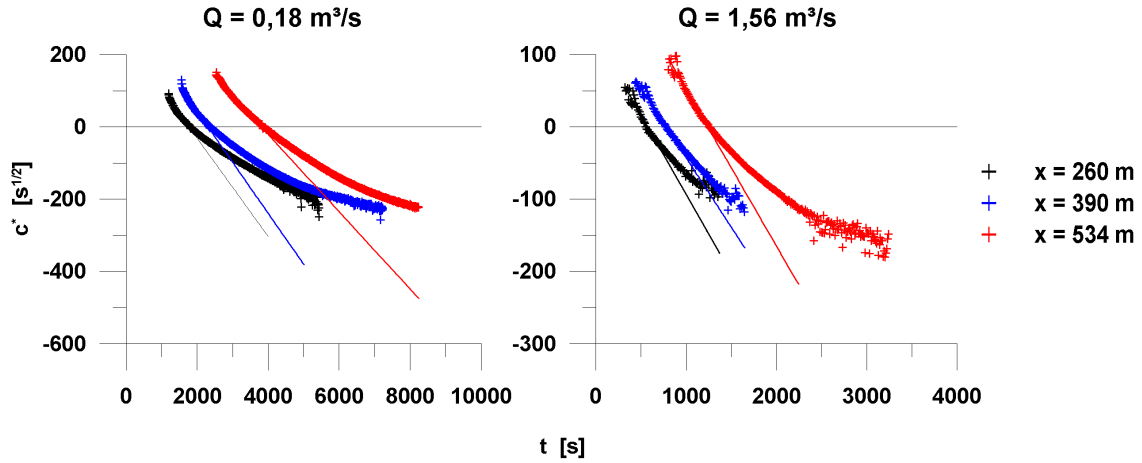


Abbildung 4.6: Chatwinparameter für ausgewählte Tracerexperimente am Hellbach

Die Anwendung der Methode der Momente und der Chatwin-Methode kann in einem Tabellenkalkulationsprogramm erfolgen (Vgl. EXCEL-File: ‚Dispersionsanalyse‘ in Anlage G).

**‚Routing‘** Die Linearität von Gleichung 2.57 ermöglicht eine Faltungsoperation (Rutherford 1994). Nutzt man die HAYAMI-Lösung (Gleichung 2.59) als Übertragungsfunktion zur Verfolgung einer Konzentrationsverteilung (‚Routing‘), so entfällt die Annahme der ‚Frozen Cloud‘ und die Vernachlässigung der advektiven Zone.

$$c(x_2, t) = \int_{\tau=t_{0,1}}^t \frac{c(x_1, \tau)(x_2 - x_1)}{(t - \tau)\sqrt{4\pi k_x(t - \tau)}} \exp \left[ -\frac{[x_2 - x_1 - u_c(t - \tau)]^2}{4k_x(t - \tau)} \right] d\tau \quad (4.10)$$

Liegen an den Orten  $x_1$  und  $x_2$  Messwerte der Konzentrationsverteilungen vor, so können die Parameter über eine Optimierungsfunktion bestimmt werden (Abbildung 4.10).

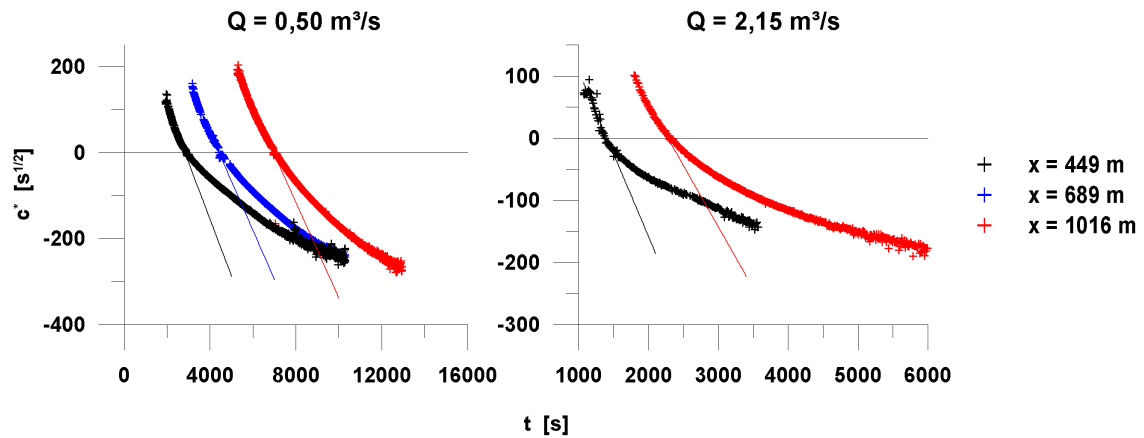


Abbildung 4.7: Chatwinparameter für ausgewählte Tracerexperimente an der Nebel

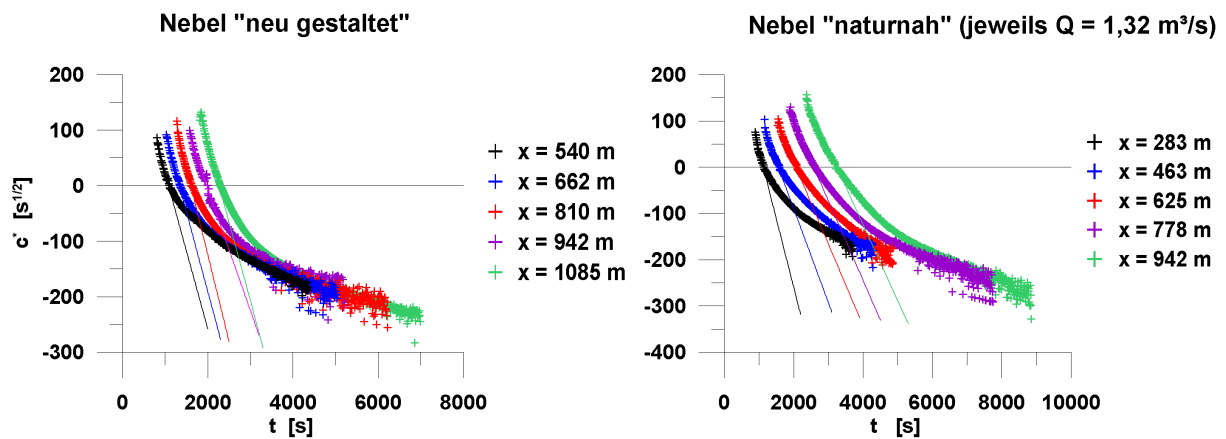


Abbildung 4.8: Chatwinparameter für die Vergleichsgerinne an der Nebel

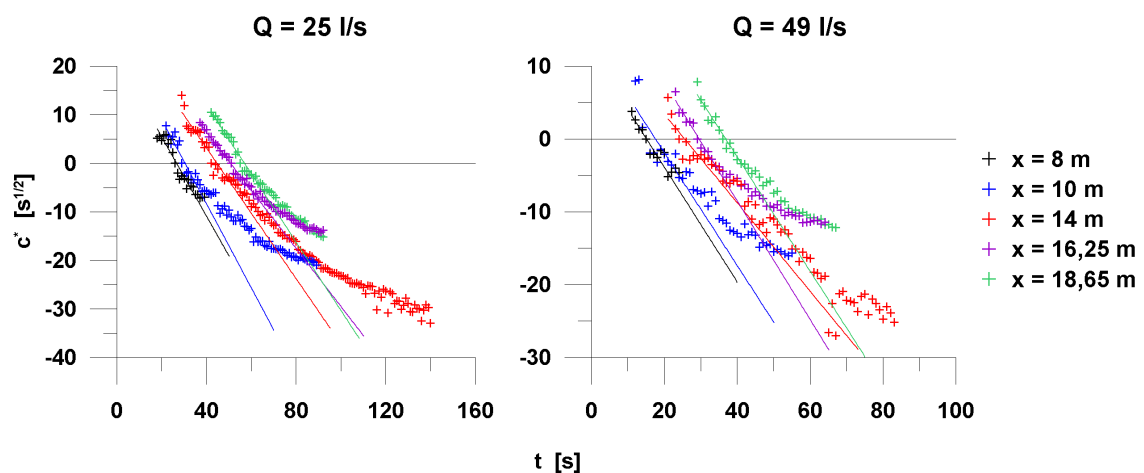


Abbildung 4.9: Chatwinparameter der Labormessungen

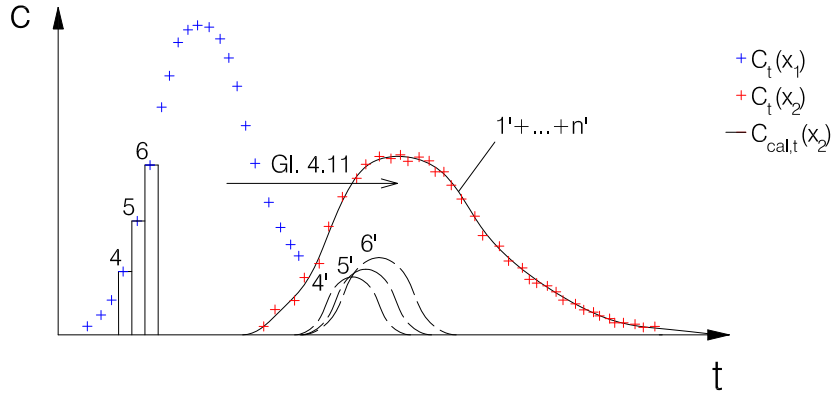


Abbildung 4.10: Routing einer Konzentrationsverteilung aus den Konzentrationswerten einer oberstromseitigen Verteilung

Die Anwendung der Übertragungsfunktion erfordert, aufgrund der Optimierung in Verbindung mit der Superpositionierung, umfangreiche Wiederholungen der Berechnungsschritte. Der Algorithmus des Programms ‚hayamimetropolis‘ (Anlage G) soll knapp wiedergegeben werden: Für  $i = 1, 2, 3, \dots, n$  Messungen von  $c(x_1, t)$  mit den Zeitschrittweiten  $\Delta\tau$ , sowie der Differenz zwischen den relativen Startzeiten  $\Delta t_0$  (Kapitel 3.4) erhält man die Konzentrationswerte  $c_{cal}(t_i)$  als Summe der Teilkonzentrationen:

$$\begin{aligned}
 \text{mit} \quad & t = \Delta t_0 + i \cdot \Delta\tau \\
 \text{und} \quad & c(\tau) = \frac{\eta_m^* \cdot c(x_1, \tau)(x_2 - x_1)}{(t - \tau)\sqrt{4\pi k_x(t - \tau)}} \cdot \exp \left[ -\frac{[x_2 - x_1 - u_c(t - \tau)]^2}{4k_x(t - \tau)} \right] \\
 & c_{cal}(t_i) = \sum_{\tau=1}^t \frac{c(\tau) + c(\tau - \Delta\tau)}{2}
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Gegenüber der Gleichung 4.10, erkennt man in Gleichung 4.11 eine Skalierung mit dem Verhältnis  $\eta_m^* = \eta_{m,2}/\eta_{m,1}$  der Widerfindungsraten  $\eta_{m,1}$  und  $\eta_{m,2}$ , wenn  $\eta_{m,1} \neq \eta_{m,2}$ .  $k_x$ ,  $u_c$  und  $\eta_m^*$  sind zu optimierende Parameter. Als Optimum dienen die kleinsten Fehlerquadrate zwischen gemessener und simulierter Konzentrationsverteilung an der Stelle  $x_2$ . Zur Optimierung wurde das Verfahren ‚Simulated Annealing‘ gewählt. Es handelt sich um ein Gradientenverfahren, das eine Verschlechterung des Folgezustandes mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit akzeptiert (‚Metropolis‘-Algorithmus), mit zunehmender Iterationszahl diese jedoch ablehnt (‚Simulated Annealing‘-Algorithmus). Die Bestimmung eines lokalen Minimums wird somit vermieden. Für weitere Informationen zum ‚Simulated Annealing‘ wird das Skript von Goebels (2007) empfohlen. Das Programm ‚hayamimetropolis‘ erlaubt eine interaktive Veränderung des Zielwertes der summierten Fehlerquadrate, so dass die Iteration der Anpassungsfähigkeit des HAYAMI-Modells entsprechend gesteuert werden kann.

**,Transient Storage'-Simulation** Für das ,Transient Storage'-Modell, kurz TSM (Gleichungen 2.65 und 2.66), existiert keine explizite Lösung. Zwar ist es Nordin und Troutman (1980) gelungen, die Modellparameter des TSM aus den Kennwerten Schwerpunktlaufzeit, Varianz und Schiefekoeffizient zu bestimmen, die Güte der gefundenen Parameter ist bei dieser Methode jedoch maßgeblich von der Qualität der zeitlichen Momente abhängig (Vgl. Kapitel 4.2.1) und wird nicht weiter betrachtet.

Zur numerischen Simulation der Konzentrationsverteilung auf Basis des TSM (Gleichungen 2.65 und 2.66) bietet sich das Simulationsprogramm OTIS („One-dimensional Transport with Inflow and Storage“) von Runkel (1998) an. OTIS basiert auf der Lösung mittels finiter Differenzen und soll, unter Ausschluß der Algorithmen für Zufluß, Sorption und Stoffabbau, kurz vorgestellt werden:

Der zu simulierende Gewässerabschnitt wird in gleich lange Kontrollvolumen, in denen die Erhaltung der Masse betrachtet wird, segmentiert. Die Abbildung 4.11 verdeutlicht die Bezeichnungen der Segmente und an den Segmentgrenzen. In jedem Segment ist die Konzentrationsänderung für die Hauptströmung und für die Totzone zu berechnen. Zur Minimierung der numerischen Dispersion sind die Segmentlängen, bzw. die Segmentanzahl und die Zeitschrittweiten so zu wählen, dass die beiden Kriterien  $\Delta x / \Delta t \geq \langle u_m \rangle$  und  $k_x \cdot \Delta t / \Delta^2 x \leq 1$  eingehalten werden. Aus der Annahme finiter Differenzen folgt für die Terme der partiellen Ableitungen nach dem Ort:

$$\begin{aligned} \langle \bar{u} \rangle \frac{\partial c}{\partial x} &\approx \left( \frac{Q}{A} \right)_i \left( \frac{c_{i+1} - c_{i-1}}{2\Delta x} \right) \\ \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} \left( Ak_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) &\approx \frac{1}{A_i} \left( \frac{(Ak_x)_{i,i+1}(c_{i+1} - c_i) - (Ak_x)_{i-1,i}(c_i - c_{i-1})}{\Delta x^2} \right) . \end{aligned}$$

$\{i, i-1\}$  kennzeichnet den Übergang, bzw. den Querschnitt zwischen den Segmenten  $i-1$  und  $i$ , sowie  $\{i, i+1\}$  den Übergang zwischen  $i$  und  $i+1$ . Zur Lösung des TSM wird die implizite Crank-Nicolson Methode verwendet. Die zeitliche Änderung wird aus dem momentanen  $c^j$  und einem zukünftigen Konzentrationswert  $c^{j+1}$  bestimmt.

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} &\approx \frac{c_i^{j+1} - c_i^j}{\Delta t} \\ \frac{dc_{Stag}}{dt} &\approx \frac{c_{Stag}^{j+1} - c_{Stag}^j}{\Delta t} \end{aligned}$$

Die Trennung der Terme in eine Gleichung (über drei Segmente) mit zukünftigen unbekannten Werten und momentanen bekannten Werten, führt an dem modellierten Gewässerabschnitt zu einem linearen Gleichungssystem, dessen Matrixelemente sich mittels LU-Dekomposition (Press et al. 1994) bestimmen lassen.

Die Lösung des Modells benötigt zwei Randbedingungen. Als obere Randbedingung dienen die Konzentrationswerte  $c_{bc}$ , die in das System eintreten. Für die untere Randbedingung muss der dispersive Flux zwischen dem letzten und einem fiktiven nachfolgenden Segment vorgegeben werden.

$$k_x \frac{\partial c}{\partial x} \Big|_{n,n+1} = J_{bc}$$

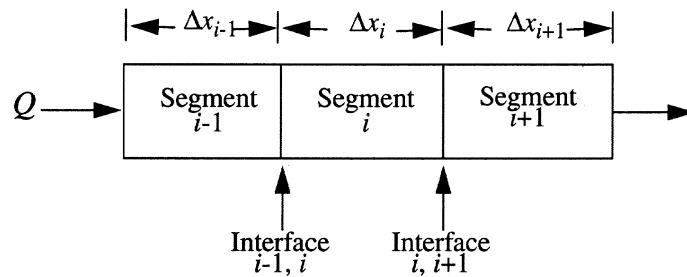


Abbildung 4.11: Segmente in OTIS, aus Runkel (1998)

Wird  $J_{bc} = 0 \text{ g}/(\text{m}^2 \text{ s})$  gewählt, so sind die Konzentrationen des letzten und des fiktiven Segmentes identisch. Der letzte Gewässerabschnitt sollte demnach über die Position der interessierenden Konzentrationsverteilung hinaus modelliert werden. Die modifizierte Version OTIS-P beinhaltet ein Parameterschätzverfahren auf Basis einer ‚nichtlinearen kleinsten Quadrate‘-Technik (‚nonlinear least square‘), mit dem man für gemessene Konzentrationsverteilungen u.a. die mittlere Querschnittsfläche des Strömungsfeldes  $A_f$ , die mittlere Querschnittsfläche  $A_{stag}$  der Totzonen, den Austauschkoeffizient  $\varepsilon$ , und den Dispersionskoeffizient  $k_x$  erhält. Neue Parametersätze werden iterativ über ein Gradientenverfahren aus den vorherigen gewonnen, bis ein Konvergenzkriterium erreicht ist. Bei der Optimierung stellte sich in OTIS-P, anders als beim ‚Simulated Annealing‘, die Wahl der Einheit  $[c] = [\text{mg}/\text{m}^3]$  als vorteilhaft heraus, da diese zu einem Wertebereich zwischen 0 und 100 führt. Die Differenzen in den Wiederfindungsraten wurden durch die Skalierung  $\eta_m(x_0)/\eta_m(x)$  der Messwerte  $c(t, x)$  berücksichtigt. Für detaillierte Informationen zu den Algorithmen in OTIS und OTIS-P sei auf Runkel (1998) verwiesen.

Ein Beispiel der Simulation eines Tracerversuches über die HAYAMI-Lösung und das TSM zeigt die Abbildung 4.12. Die Tabellen E.8 bis E.13 enthalten die Resultate der Simulationen am Hellbach, an der Nebel und an den Vergleichsabschnitten. Bei einigen Simulationen der Tracerverteilung mit dem TSM konnte die Bestimmtheit eines Parameters über das Verhältnis (Runkel 1998)

$$\eta_X = \frac{X}{\sigma_X} \quad (4.12)$$

nicht berechnet werden, obwohl gemessene und simulierte Konzentrationsverteilung gut übereinstimmen und nur kleine Summen quadratischer Abweichungen (RSS: Residual Sum of Squares) einschließen. In diesen Fällen befindet sich in der Spalte für  $\eta_X$  die Kennzeichnung ‚S.C.‘ (‚Singular Convergence‘).

**Ergebnisse** Nach Rutherford (1994) existieren nur wenige Dispersionsmessungen an demselben Gewässerabschnitt bei unterschiedlichen Ablüssen. Positive Steigungen der Dispersionskoeffizienten mit dem Durchfluss stellten das englische Water Research Centers und LeGrand-Marcq und Laudelout (1985) in Rutherford (1994) an kleinen und mittleren

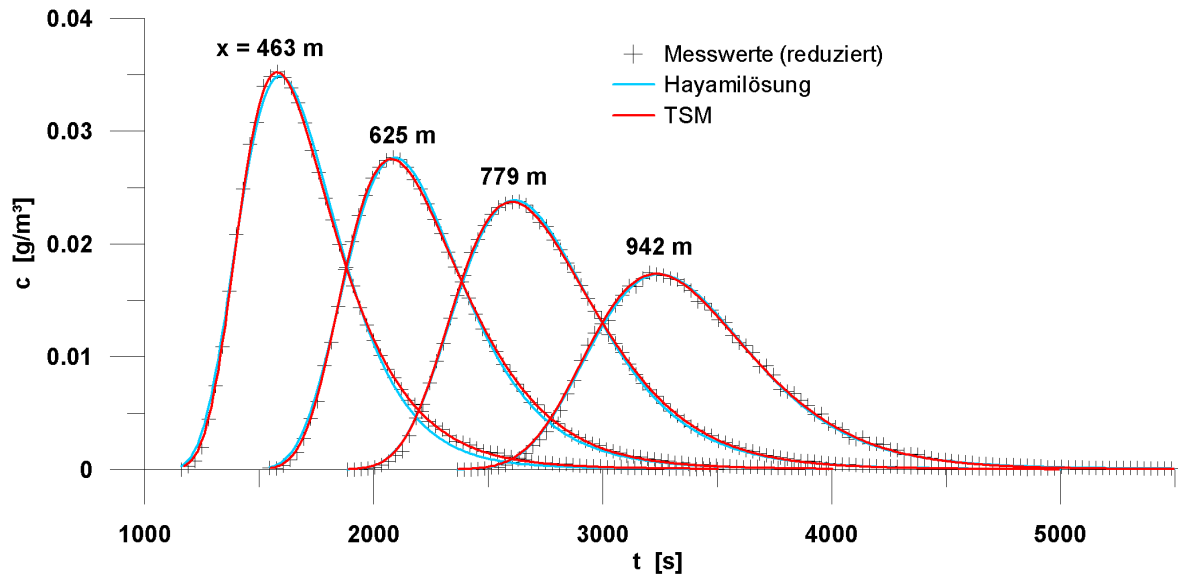


Abbildung 4.12: Beispiele der Modellierung mit der HAYAMI-Lösung und dem TSM (Messung: Nebel, 14.12.06)

Flüssen fest. Die Abhängigkeiten der Ausbreitungsparameter vom Durchfluss verdeutlichen die Abbildungen 4.13 und 4.14. In allen Teilabschnitten des Hellbaches steigen die Dispersionskoeffizienten der HAYAMI-Lösung mit dem Durchfluss (Abbildung 4.13). In den Parametern des TSM der gleichen Abschnitte ist dieser Zusammenhang nicht zu erkennen. Die Verringerungen der Dispersionskoeffizienten im Verlauf der Hellbachstrecke sind auf die höheren Sekundärströmungen im mäandrierenden Teilabschnitt zurückzuführen. Zwischen den Nebelstationen Nr.1 und Nr.2, bzw. zwischen Nr.1 und Nr.3 ist ebenfalls eine positive Steigung mit dem Durchfluss feststellbar. Drei der vier Messungen zwischen den Messstationen Nr.2 und Nr.3 deuten auf eine Reduzierung der Dispersion nach HAYAMI-Lösung mit zunehmendem Durchfluss (Abbildung 4.14) hin. Die gleichen Steigungstendenzen besitzen die Dispersionskoeffizienten des TSM. Eine Reduzierung des longitudinalen Dispersionskoeffizienten mit steigendem Durchfluss ist Rutherford (1994) zufolge auf eine Homogenisierung des Geschwindigkeitsfeldes, bzw. auf die Vergrößerung des transversalen Dispersionskoeffizienten zurückzuführen. Der Stillwasseranteil und der Austauschkoeffizient lassen an der Nebel- und am Hellbachabschnitt keine Funktionalität zum Durchfluss erkennen.

Im Vergleich zu den Fließzeitmessungen der Tracerwolken (Tabelle 4.1), erhält man mit dem TSM für den ersten Teilabschnitt des Hellbaches (Station Nr.1 bis 5), bzw. bei der Messung mit dem höchsten Durchfluss auch in der zweiten Hälfte, erheblich größere Werte der Stillwasseranteile (Tabelle E.9). Die Vermutung, dass in diesem Abschnitt die Anzahl gemessener Stützprofile nicht ausreicht, um die mittlere Fließgeschwindigkeit und infolge den Stillwasseranteil korrekt ( $\langle u_m \rangle = \langle u_m \rangle_{cal}$ ) zu berechnen, wird somit bestätigt. In den übrigen Abschnitten wird der Stillwasseranteil um durchschnittlich 53 % überschätzt.

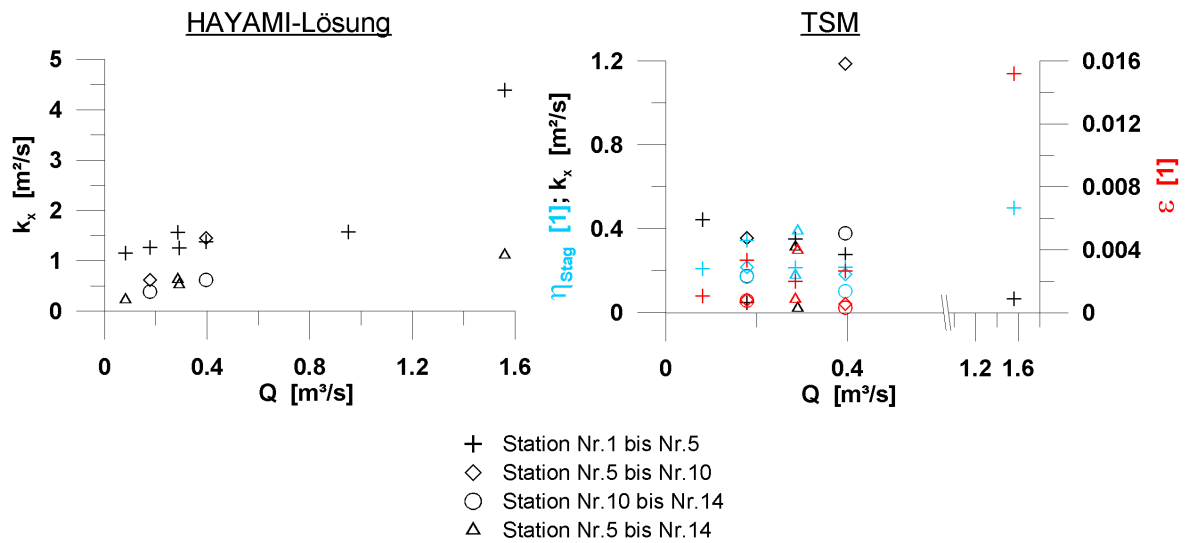


Abbildung 4.13: Zusammenhang zwischen den Ausbreitungsparametern der HAYAMI-Lösung und des TSM am Hellbach zum Durchfluss

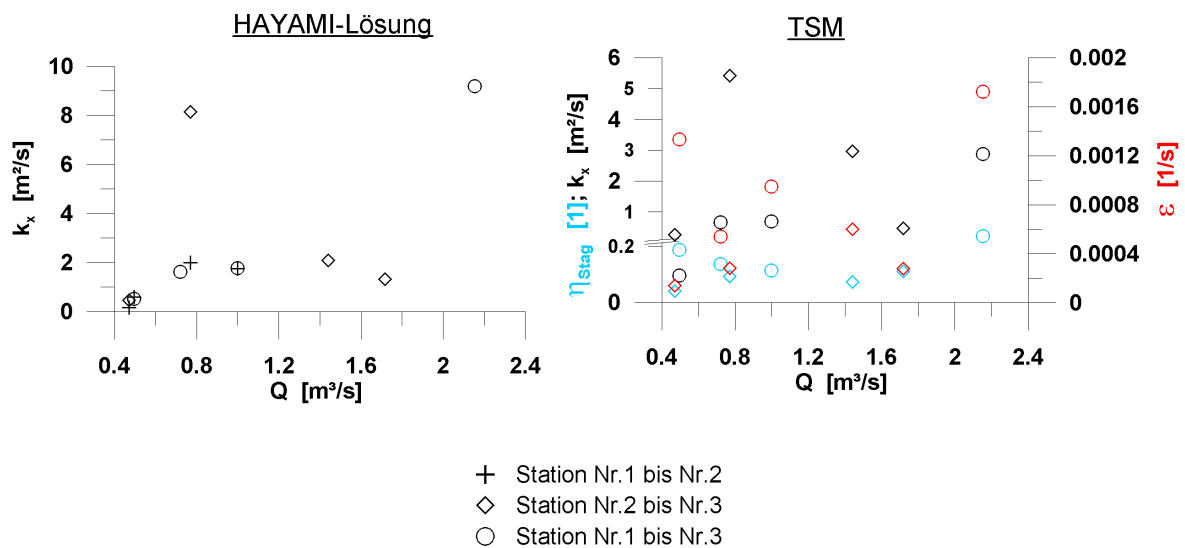


Abbildung 4.14: Zusammenhang zwischen den Ausbreitungsparametern der HAYAMI-Lösung und des TSM an der Nebel zum Durchfluss

Aus den Resultaten der Stofftransportsimulationen lässt sich für beide Modelle festhalten, dass die simulierten gut mit den gemessenen Konzentrationsverteilungen übereinstimmen. Im Besonderen gilt dies für die im Havariefall wichtigen Werte maximale Konzentration und Dauer der Stoffwolke. Der longitudinale Dispersionskoeffizient der HAYAMI-Lösung ist ein Integralmaß aller Ausbreitungsprozesse. Beim TSM werden die Ausbreitungsprozesse auf die Dispersion und den Totzonenaustausch ‚aufgegliedert‘. Anders ausgedrückt: Für die Stofftransportprognose in einem (meist unbekannten) Strömungsfeld benötigt man mit Hilfe der HAYAMI-Lösung einen, mit Hilfe des TSM drei (unbekannte) Koeffizienten. Die Beziehung der Ausbreitungskoeffizienten  $k_x$ , bzw.  $k_x$ ,  $\varepsilon$  und  $\eta_{Stag}$  zum Durchfluss ist straffer bei der HAYAMI-Lösung.

Die Messergebnisse der Tracerexperimente im Laborgerinne können aufgrund zu geringer Messwertanzahl bei gleichzeitig großer Streuung nicht sinnvoll modelliert werden. Der Dispersionskoeffizient und die Tracergeschwindigkeit wurden jedoch auf Basis der Chatwin-Methode ermittelt. Aufgrund der Ungenauigkeit der Methode und der Messergebnisse werden nur die Mittelwerte und die Standardabweichungen präsentiert und nicht auf die einzelnen Stationswerte eingegangen:

- Für  $Q = 0,025 \text{ m}^3/\text{s}$ :  $k_x = 0,05 \pm 0,02 \text{ m}^2/\text{s}$  und  $u_c = 0,32 \pm 0,01 \text{ m/s}$ .
- Für  $Q = 0,049 \text{ m}^3/\text{s}$ :  $k_x = 0,14 \pm 0,04 \text{ m}^2/\text{s}$  und  $u_c = 0,55 \pm 0,01 \text{ m/s}$ .

### 4.2.3 Dispersionskoeffizient, Dispersivität und Dispersivitätsfaktor

Seo und Cheong (1998) geben einen Überblick über empirische und semiempirische Gleichungen zur Beschreibung des Dispersionskoeffizienten in Labor- und Naturgerinnen. Alle Gleichungen zeigen den Dispersionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Rauheits-, bzw. Widerstandsverhalten und von der Geometrie des Gewässerbettes. Auf Basis der Dimensionsanalyse und einer multiplen Regression an 59 Datensätzen von Messungen an 26 Flüssen (u.a. von Godfrey und Frederick (1970)) ermitteln Seo und Cheong (1998)

$$\frac{k_x}{h u^*} = 5,1915 \left( \frac{b_{Wsp}}{h} \right)^{0,62} \left( \frac{u_m}{u^*} \right)^{1,428} . \quad (4.13)$$

Die Regression erfolgte unter Ausschluss von Konzentrationsverteilungen mit erheblichen Schiefen, die nicht dem eindimensionalen Dispersionsmodell entsprechen und unter Vernachlässigung von Faktoren zur Berücksichtigung der Gerinneform und der Sinuosität. Beide Faktoren sind nach Seo und Cheong (1998) an Naturgerinnen schwer zu ermitteln (Vgl. auch Kapitel 4.3). Vereinfacht beinhaltet der Widerstandsterm  $u_m/u^*$  neben der Rauheit alle weiteren nicht quantifizierten Struktureinflüsse (Superpositionierungsprinzip). Ersetzt man  $u_m$  durch  $\sqrt{8/\lambda} \cdot u^*$ , so lässt sich in Gleichung 4.13 die Proportionalität  $k_x \sim 1/\sqrt[4]{\lambda}$  erkennen. Diese stimmt nicht mit den Proportionalitäten ( $k_x \sim 1/\sqrt{\lambda}$ , bzw.  $k_x \sim 1/\lambda$ ) anderer empirischer Dispersionsgleichungen überein, so dass auf Basis empirischer Gleichungen keine einheitliche Beziehung zwischen Widerstands- und Ausbreitungsverhalten in Fließgewässern ersichtlich wird.

Das Gewässerbett des Nebelabschnittes ist deutlich homogener als das Gewässerbett des Hellbachabschnittes, so dass die Parameter der Gleichung 4.13 einfacher zu bestimmen sind. Mit den Parameterwerten der Nebelmessungen (Tabelle E.2 und E.11) ergibt sich nach Gleichung 4.13 ein Dispersionsspektrum  $k_x = 2,14 \dots 38,19 \text{ m}^2/\text{s}$ , welches deutlich über den gemessenen Dispersionskoeffizienten (Tabelle E.10 und E.11) liegt.

Die Dispersivität  $a_x$  ist eine gängige Größe in der Grundwasserhydraulik (Kinzelbach und Rausch 1995; David 1998).

$$a_x = \frac{k_x}{\langle u_m \rangle} \quad (4.14)$$

Diese wird als Mischungsweglänge verstanden und repräsentiert zusammen mit der hydraulischen Leitfähigkeit die Dispersioneigenschaft eines Grundwasserleiters (Wernli 2003). Bei der Makrodispersion, welche in der Natur nach kurzer Fließstrecke erreicht wird, ist die longitudinale Dispersivität vom Einfluss größerer Inhomogenitäten abhängig, d.h. je größeräumiger die Betrachtung, desto größer wird die Dispersivität (Kinzelbach und Rausch 1995). Es ist ungewiß, ob dieser Zusammenhang auch an Fließgewässern vorliegt und dürfte maßgeblich von der Laufentwicklung abhängen. Ohne Änderung der Flussmorphologie bleibt die Dispersivität konstant. Keine der gängigen empirischen Dispersionsgleichungen beinhaltet explizit die Fließstrecke. Wernli (2003) berichtet, dass die Dispersivitäten mit der Fließstrecke in kanalähnlichen Flüssen mit wenig Turbulenz und wenigen Inhomogenitäten sehr klein werden. In einem kleinen Fließgewässer, dessen Rauheit über die Fließstrecke zunimmt, konnte hingegen eine Entwicklung der Dispersivität beobachtet werden, die der Makrodispersion in Grundwasserleitern vergleichbar ist (Wernli 2003).

Die Dispersivität kann, analog zur Charakterisierung von Grundwasserleitern, unter der Annahme eines homogenen Gewässerabschnittes als repräsentatives Maß verstanden werden. Erweitert man die Gleichung 4.14 um  $\sqrt{I_E}$ , so ergibt sich ein Parameter, der im Folgenden als Dispersivitätsfaktor  $a_x^*$  bezeichnet wird.

$$a_x^* = \frac{k_x \cdot \sqrt{I_E}}{u_c} \quad (4.15)$$

Dieser Faktor beschreibt die Proportionalität zwischen dem Dispersionskoeffizienten und dem (umfassenden) Widerstands- und Geometrieinfluß des Gerinnes (Vgl. Gleichung 4.25).

$$\begin{aligned} k_x &= a^* \cdot \frac{u_c}{\sqrt{I_E}} \\ &= a^* \cdot k_{St} \cdot \sqrt[3]{r_{Hy}^2} \\ &= a^* \cdot \sqrt{\frac{8g}{\lambda} \cdot r_{Hy}} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Kennt man an einem Fließgewässer die Abhängigkeit der hydrometrischen Parameter mittlere Fließgeschwindigkeit  $\langle u_m \rangle \approx u_c = f(Q)$ , hydraulischer Radius  $r_{Hy} = f(Q)$  und Energieliniengefälle  $I_E = f(Q)$ , so läßt sich für beliebige Durchflüsse nach Gleichung 4.16 aus der Stoffausbreitung auf den Widerstand des Gewässerbettes und umgekehrt schließen.

In der Abbildung 4.15 erkennt man, dass die Gewässerabschnitte unterschiedliche Dispersivitätsfaktoren besitzen. Die Dispersivitätsfaktoren der Gerinne mit  $k_x$  und  $\langle u_m \rangle$  des TSM weisen größere Streuungen auf. Am Beispiel der Hellbachmessung vom 16.05.2006 erkennt man, dass kein Modellparameter des TSM in enger Beziehung zu  $u_c/\sqrt{I_E}$  steht (Abbildung 4.16) und diese für eine Differenzierung der Gewässerabschnitte keinen Vorteil gegenüber der HAYAMI-Lösung erbringen. Obwohl das TSM gemessene Konzentrationsverteilungen besser wiedergeben kann (Vgl. Abbildung 4.12), werden zur Bestimmung des Dispersivitätsfaktors der Dispersionskoeffizient und die Tracergeschwindigkeit der HAYAMI-Lösung verwendet. Der Dispersionskoeffizient  $k_x$  und die mittlere Tracergeschwindigkeit  $u_c$  der HAYAMI-Lösung repräsentieren dagegen die Charakteristik samt Totzonenanteil und Totzonen austausch des Gewässerabschnittes.

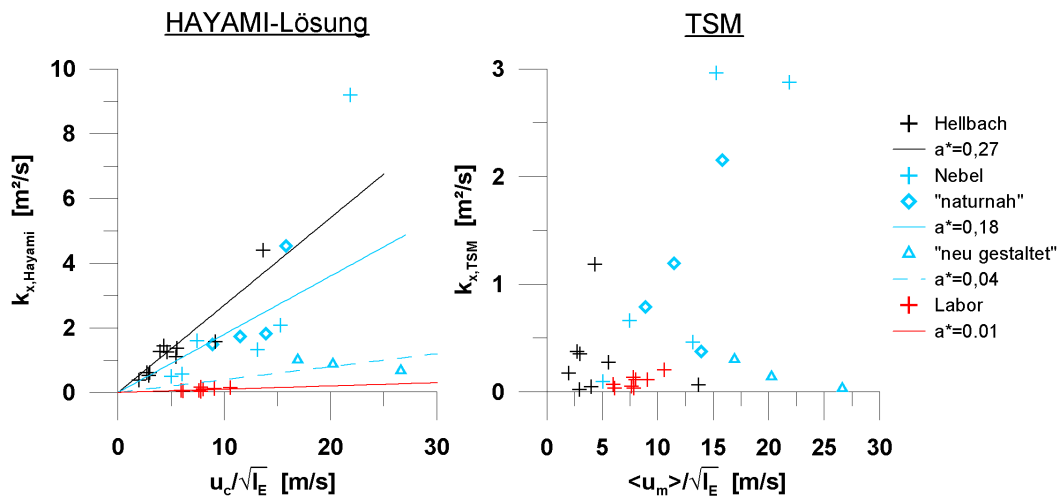


Abbildung 4.15: Zusammenhang zwischen  $k_{x,Hayami}$  und  $u_c/\sqrt{I_E}$ , bzw.  $k_{x,TSM}$  und  $\langle u_m \rangle/\sqrt{I_E}$

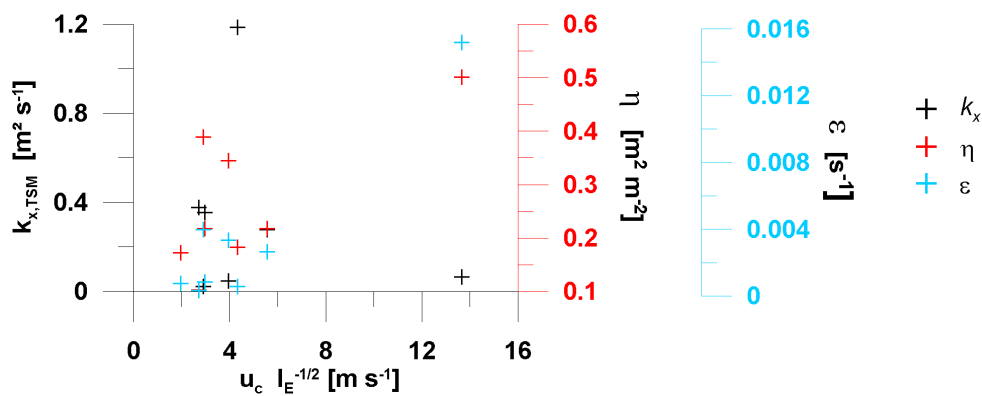


Abbildung 4.16: Zusammenhang zwischen  $k_{x,TSM}$ ,  $\eta$ ,  $\varepsilon$  und  $u_c/\sqrt{I_E}$

Im Mittel beträgt am Hellbach  $a_x^* = 0,27 \text{ m}$ , an der Nebel und an dem naturnahen

Vergleichsabschnitt  $a_x^* = 0,18$  m, an dem neu gestalteten Nebelabschnitt  $a_x^* = 0,04$  m und im Laborgerinne  $a_x^* = 0,01$  m. Im Vergleich zu den Widerstandsbeiwerten der Gerinne (Vgl. Tabellen E.1 bis E.3) ergibt sich eine ähnliche Interpretation (Kapitel 4.3.2). Obwohl die Tracergeschwindigkeiten und die Dispersionskoeffizienten innerhalb des Hellbachabschnittes stark variieren und ein weites Abflussspektrum der Analyse zugrunde liegt ( $Q = 0,08 \dots 1,56$  m<sup>3</sup>/s), ergibt sich eine enge Korrelation ( $r_{a_x^*} = 0,94$ ) zwischen  $k_x$  und  $u_c/\sqrt{T_E}$ . In Anbetracht der durchfluss- und vegetationsbedingten Variation des longitudinalen Dispersionskoeffizienten ( $k_x = 0,51$  m<sup>2</sup>/s (12.10.2005)  $\dots$   $9,19$  m<sup>2</sup>/s (28.03.2006)) ist auch der Wertebereich für den Dispersivitätsfaktor des Nebelabschnittes ( $r_{a_x^*} = 0,54$ ) verhältnismäßig eng. Am ‚neu gestalteten‘ Abschnitt führen die hohen Werte des Quotienten  $u_c/\sqrt{T_E}$  bei gleichzeitig niedrigen Dispersionskoeffizienten zu kleinen Steigungswerten (Abbildung 4.15). Die Ursachen hierfür könnten, da die Messung kurz nach der Umverlegung erfolgte, das Fehlen von Strukturelementen und die Ausbildung von Wirbelüberlagerungen an den besonders rauh gestalteten Böschungen sein. Diese bewirken ein homogenes, schnell fließendes Strömungsfeld mit geringem Dispersionsvermögen.

Die Dispersivitätsfaktoren der Messungen in 59 Flüssen aus Seo und Cheong (1998) umfassen den Bereich von  $a_{x,min}^* = 0,09$  m bis  $a_{x,max}^* = 20,32$  m bei einem Mittelwert von  $\langle a_x^* \rangle = 3,59$  m. Alle untersuchten Abschnitte besitzen demnach eine sehr geringe Dispersivität, obwohl mit  $u_c \approx Q/A_f$  eine Normierung des Dispersionskoeffizienten über den Durchfluss je Querschnittseinheit erfolgt<sup>3</sup>. Eine Skalenabhängigkeit mit niedrigen Dispersionskoeffizienten an kleinen Gerinnen kann demnach auch an Fließgewässern vermutet, mit den erhobenen Messwerten aber nicht ausreichend bestätigt werden.

Die Dispersivität entlang der Untersuchungsstrecken, also von Messstation zu Messstation, ist für die Vergleichsgerinne und an dem Nebelabschnitt aufgrund der wenigen Messstationen nicht quantifizierbar. Am Hellbach verringert sich die Dispersivität entlang der Transportstrecke bei drei von vier analysierbaren Ergebnissen. Für eine Analyse funktionaler Zusammenhänge zwischen der Dispersivität und den Resultaten der Profilmessungen (Kapitel 5) sind die Messdaten leider zu spärlich. Insgesamt bestätigt der Dispersivitätsfaktor jedoch die Proportionalität zwischen dem Fließ-, bzw. Widerstandsverhalten und der Stoffausbreitung und eignet sich zur Differenzierung von Strukturgüten.

## 4.3 Kennwerte des Fließ- und Widerstandsverhaltens

### 4.3.1 Hydraulische Kennwerte der Querprofile

Die Tabellen E.1 und E.2 enthalten die hydraulischen Parameter und die hydromechanischen Kennzahlen der vier Hellbachstationen und der zwei Nebelstationen. Der Durchfluss entspricht dem Integral der Fließgeschwindigkeit über die Querschnittsfläche. Unter den Annahmen der Stationarität, ausreichend langer Punktmesszeiten und ausreichender Messpunktdichte (Vgl. Kapitel 3.3.2) lässt sich dieses Integral näherungsweise mithilfe von

---

<sup>3</sup>Zum Vergleich mit den Messwerten in Seo und Cheong (1998):  $u_c/\sqrt{T_E} = 2,47 \dots 177,09$  m/s.

Punktmessungen in einem Profil bestimmen.

$$Q = \int_{A_f} \bar{u} dA_f \quad (4.17)$$

Bei der Integration wird angenommen, dass  $\bar{u} = 0$  m/s an der Gerinnewandung und  $\bar{u}$  konstant zwischen dem obersten Messpunkt und dem Wasserspiegel sind. Fehler durch die Koordinatentransformation nach Kapitel 3.4.2 bleiben unberücksichtigt. Liegen mehrere ADV-Profilmessungen  $Q_i$  eines Durchflusses  $Q_{ADV}$  vor, so wird dieser nach Gleichung D.1 bestimmt. An den Messstationen des Hellbachabschnittes konnten Durchflüsse zwischen  $0,052 \text{ m}^3/\text{s}$  und  $1,560 \text{ m}^3/\text{s}$  erfasst werden. An der Nebel wurden Abflusssituationen zwischen  $0,472 \text{ m}^3/\text{s}$  und  $2,175 \text{ m}^3/\text{s}$  gemessen und analysiert. Die gemessenen Durchflussspektren entsprechen den mittleren Monatswerten im Jahresverlauf (Abbildung 3.3).

Generelle Anmerkung zur Interpolation über Profilquerschnitte: Zur Integration von Messwerten über den Fließquerschnitt wird die Software SURFER verwendet (Golden 1999). Als Interpolationsverfahren wurde die „Radial Basis Function“ mit multiquadratischer Gewichtung und Glättung ohne Anisotropie gewählt. Die Glättung erweist sich als notwendig, da exakte Interpolationen zu verstärkten Inselpunkten (sog. „Bull-eyes“) führen. Interpolationsverfahren mittels Polynomen oder Splines erbringen unwahrscheinliche Resultate oder benötigen umfangreichere Datensätze. Theoretische Variogramme der Messwerte besitzen erhebliche Unstetigkeiten (sog. „Nugget-Effects“). Daher wird die Gewichtung der Interpolation nach dem Kriging-Verfahren auf Basis von Variogrammanalysen abgelehnt. Für eine ausführliche Dokumentation der verwendeten Interpolationsalgorithmen sei auf Golden (1999) verwiesen. Die Interpolationsgrenzen ergeben sich mit dem Gerinneprofil der geodätischen Profilmessungen und dem Wasserspiegel. Sind weitere Begrenzungen, z.B. des abflusswirksamen Querschnittsanteils, bei der Interpolation zu beachten, werden Bruchlinien der Gewichtung, bzw. der Interpolation (sog. „Breaklines“) einbezogen. Es ist teilweise erforderlich, die Interpolationsgrenzen mit künstlichen Randwerten zu belegen, damit der gesamte Fließquerschnitt interpoliert werden kann. Die Randwerte folgen theoretischen Überlegungen zu den interpolierten Parametern und werden im Einzelnen erörtert.

Die geometrischen Parameter  $A_f$ ,  $b_{Wsp}$  und  $l_U$  können aus den geodätischen Profilmessungen und den Wasserspiegellagen der Messtermine bestimmt werden. Die Definition der mittleren Abflusstiefe lautet (Dracos 1990):

$$h_m = \frac{A_f}{b_{Wsp}} \quad .$$

Die Missachtung der Trennung in Mittelrinne und Vorland kann bei zusammengesetzten Profilen in der Wasserstands-Querschnittsbeziehung Steigungsbereiche mit negativem Vorzeichen verursachen (Abbildung 4.17a). Da der Übergang von Mittelrinne zu Vorland in

der Geometrie der Nebelmessstation Nr.3 nicht eindeutig zu erkennen ist, benötigt man die Wasserstands-Querschnittsbeziehung zur Festlegung der Trennstellen bei  $h_{max} \approx 1,03$  m. Alternativ ließe sich mit einer mittleren Breite

$$b_m = \frac{1}{h_{max}} \int_{h=0}^{h=h_{max}} b(z) dz$$

eine ‚mittlere‘ Wassertiefe

$$h_m^* = \frac{A_f}{b_m}$$

bestimmen und negative Steigungsbereiche der Wasserstands-Querschnittsbeziehung vermeiden.

Eine weitere Besonderheit bilden die Durchfluss-Querschnittsbeziehungen (Abbildung 4.17b), bzw. die Abflusskurven der Nebelstationen. Sowohl bei geringen, als auch bei hohen Durchflüssen können, ohne Wechsel der Fließart, gleiche Wasserspiegellagen vorliegen. In der vegetationsreichen Periode mit Sommer- (01.09.2005) und Herbstmessungen (12.10.-12.12.2005) besitzen die geringen Durchflüsse der Nebel Abflussquerschnitte, die bei Winter- (27.02.2006) und Frühjahrmessungen (19.04.2006) die dreifachen Durchflussmengen abführen (Tabellen E.2 und E.2). Der Vegetationseinfluss verhindert eine mathematische Beschreibung mit polynomialen Funktionen (Abbildung 4.18). Die Wasserstands-Durchflussbeziehungen mit Polynomen zweiten Grades lauten an den Hellbachstationen

$$\text{Hellbachstation Nr.5: } Q = 3,93 \cdot h^2 - 1,02 \cdot h + 0,16 \quad ,$$

$$\text{Hellbachstation Nr.8: } Q = 5,46 \cdot h^2 - 3,86 \cdot h + 0,75 \quad ,$$

$$\text{Hellbachstation Nr.12: } Q = 4,04 \cdot h^2 - 1,82 \cdot h + 0,26 \quad .$$

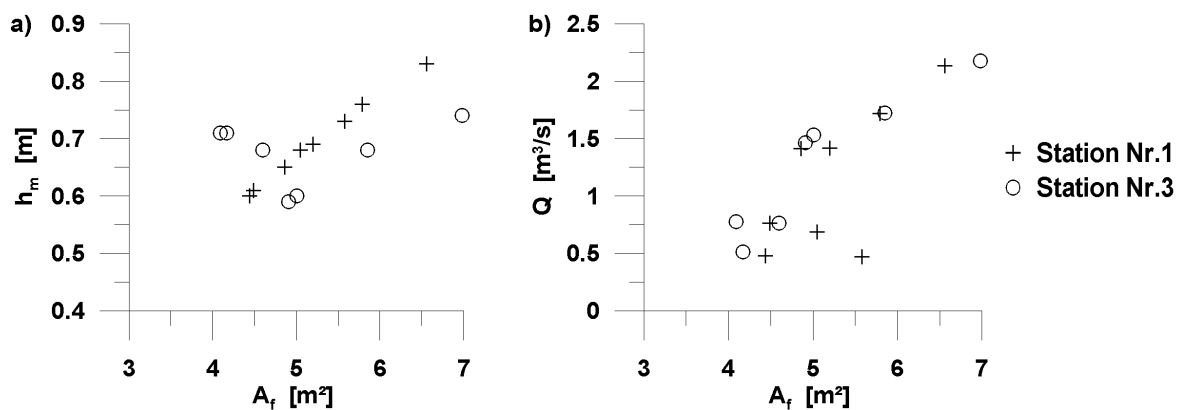


Abbildung 4.17: Wasserstands- (a) und Durchfluss-Querschnittsbeziehung (b) an der Nebel

Der hydraulische Radius eines Fließquerschnittes ist definiert als

$$r_{Hy} = \frac{A_f}{l_U} \quad .$$

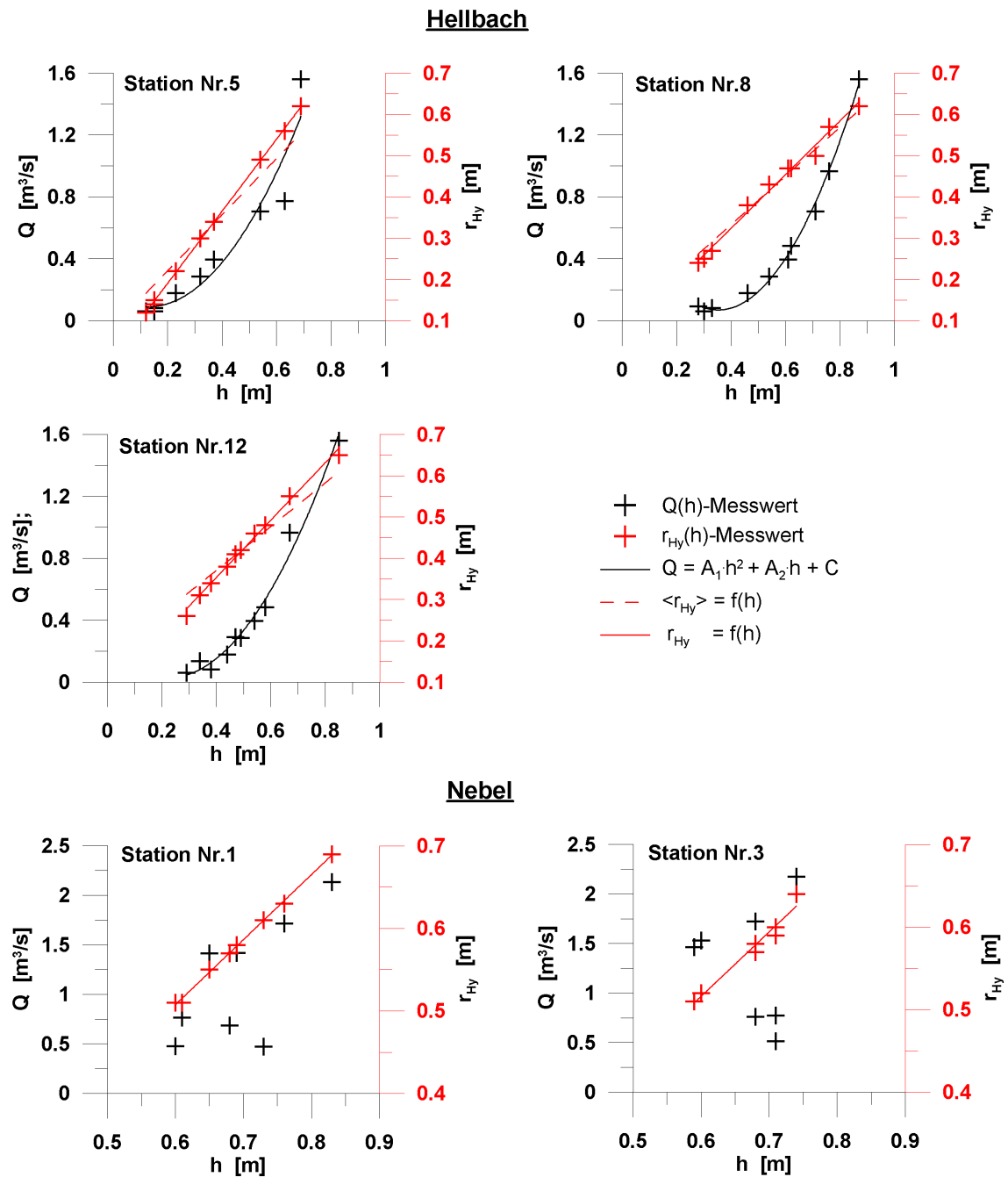


Abbildung 4.18: Wasserstandsbeziehungen an den Hellbach- und Nebelstationen

Die Messwertpaare hydraulische Radien und mittlere Abflusstiefen (Abbildung 4.18) besitzen an allen Messstationen sehr enge Korrelationen ( $|r_{r_{Hy},h}| \approx 1$ ). Im Fall von Profilen, deren Querschnitte sich aus Teilquerschnitten (Abbildung 4.19) zusammensetzen, ergeben sich zwei Möglichkeiten für die Bestimmung des hydraulischen Radius:

$$r_{Hy} = \frac{\sum_n A_i}{\sum_n U_i}$$

oder

$$r_{Hy} = \sum_n \frac{A_i^2}{U_i \cdot A_{ges}} \quad .$$

Die letztgenannte Möglichkeit erscheint aufgrund der Flächengewichtung sinnvoller, wenn die kleineren Teilflächen Stillwasserbereiche darstellen und nur zum geringen Anteil zur Strömungs- und Widerstandscharakteristik des Fließgewässers beitragen. Die Gleichgewichtsbetrachtung zwischen Schwerkraft und Reibung bezieht sich dann überwiegend auf den Hauptquerschnitt. Das Verhältnis  $b_{Wsp}/h_m \geq 10$  liegt an den Messstationen von Hellbach und Nebel nur selten vor und  $r_{Hy}$  wird nicht durch  $h_m$  ersetzt.



Abbildung 4.19: Profil mit Teilquerschnitten

Für die Integration, bzw. Interpolation eines Gewässerabschnittes, z.B. zur Bestimmung seiner hydraulischen Leistungsfähigkeit, ist es u.a. erforderlich den mittleren hydraulischen Radius aus repräsentativen Profilquerschnitten zu erhalten.

$$\langle r_{Hy} \rangle = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_1}^{x_2} \frac{A_f(x)}{l_U(x)} dx \quad (4.18)$$

Zur Bewertung dieser Repräsentanz der sehr ungleichförmigen Querschnittsformen am Hellbach dienen digitale Geländemodelle der Hellbachstationen Nr.5, Nr.8 und Nr.12 und ihrer Umgebungen, im Folgenden ‚Unterabschnitte‘ genannt (Abbildung 4.20). Über zehn bis 16 Schnitte orthogonal zum Gerinneverlauf wurden die mittleren hydraulischen Radien (Gleichung 4.18) als Ensemblemittel berechnet. Eine Gewichtung der Messstationen erfolgt durch lokale Verdichtungen der Schnitte. Die hydraulischen Radien der Unterabschnitte sind in guter Näherung ( $r^2 \geq 0,99$ ) linear vom Wasserstand abhängig. Obwohl kleine Differenzen der Steigungsraten zwischen den profilbezogenen und den unterabschnittsbezogenen Werten bestehen (Tabelle 4.3), besitzen die absoluten Werte der hydraulischen Radien des untersuchten Abflussspektrums nur geringe Unterschiede im [cm]-Bereich (Abbildung 4.21). Der Einfluss der hydraulischen Radien auf die hydraulische Leistungsfähigkeit der Unterabschnitte werden demnach durch die Messstationswerte ausreichend erfasst. Wie

viele Stützprofile benötigt werden, um den hydraulischen Radius des gesamten Gewässerabschnittes zu bestimmen, bleibt ungeklärt, da kein digitales Geländemodell des gesamten Gewässerabschnittes vorliegt.

Tabelle 4.3: Hydraulischer Radius der Messstationen und der umgebenden Unterabschnitte in Abhängigkeit vom Wasserspiegel

Station Nr.	$\mathrm{d}r_{Hy}/\mathrm{d}h$ (Messstation)	$\mathrm{d}\langle r_{Hy} \rangle/\mathrm{d}h$ (Unterabschnitt)
Hellbach		
5	0,87	0,68
8	0,65	0,59
12	0,69	0,53
Vergleich: Nebel		
1	0,79	—
3	0,78	—

Die mittlere Fließgeschwindigkeit in einem Querschnitt ergibt sich aus

$$u_m = \frac{Q}{A_f} \quad . \quad (4.19)$$

Neben dem mittleren hydraulischen Radius  $\langle r_{Hy} \rangle$  ist auch die mittlere Fließgeschwindigkeit eines naturnahen Gewässerabschnittes  $\langle u_m \rangle$  ein Integralmaß der Fließstrecke:

$$\langle u_m \rangle = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_1}^{x_2} u_m(x) \, dx \quad (4.20)$$

Im Kapitel 4.2.1 wurde bereits darauf verwiesen, dass die 14 betrachteten Querprofile des Hellbaches zur Näherungslösung des Integrals in Gleichung 4.20 nicht genügen. Die Unterschiede zwischen den mittleren Fließgeschwindigkeiten an den Hellbachstationen Nr.5 und Nr.8 und den mittleren Fließgeschwindigkeiten der Unterabschnitte  $\langle u_m \rangle$  sind deutlich größer, als die Unterschiede bezüglich der hydraulischen Radien. Die Abbildung 4.21 zeigt, dass die Geschwindigkeiten an der Messstation Nr.12 denen des Unterabschnittes entsprechen. An den Stationen Nr.5 und Nr.8 wurden im Vergleich zu ihren Unterabschnitten viel kleinere Werte gemessen. Die Differenzen bezüglich der Schubspannungsgeschwindigkeiten und der Widerstandsbeiwerte werden im nachfolgenden Kapitel erörtert.

Den hydromechanischen Kennzahlen, FROUDE-Zahl

$$Fr = \frac{u_m}{\sqrt{g \cdot h_m}}$$

und REYNOLDS-Zahl  $Re$  (Gleichung 2.8), der Messstationen ist zu entnehmen, dass alle Abflüsse strömend ( $Fr < 1$ ) und turbulent erfolgten ( $Re = 1 \cdot 10^5 \dots 1 \cdot 10^6 > Re_{krit} = 2320$ ,

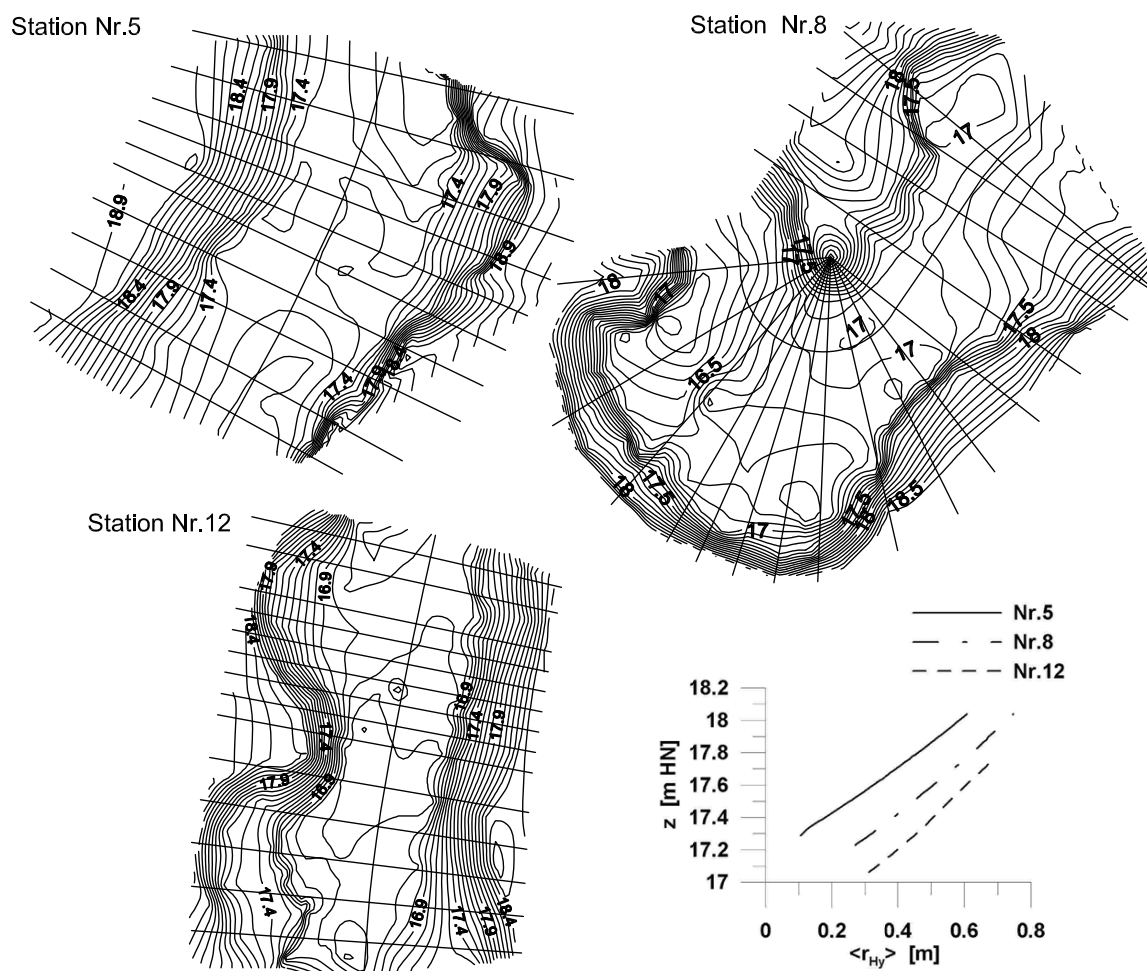


Abbildung 4.20: Unterabschnitte der Hellbachstationen mit Profilschnitten und hydraulischen Radien

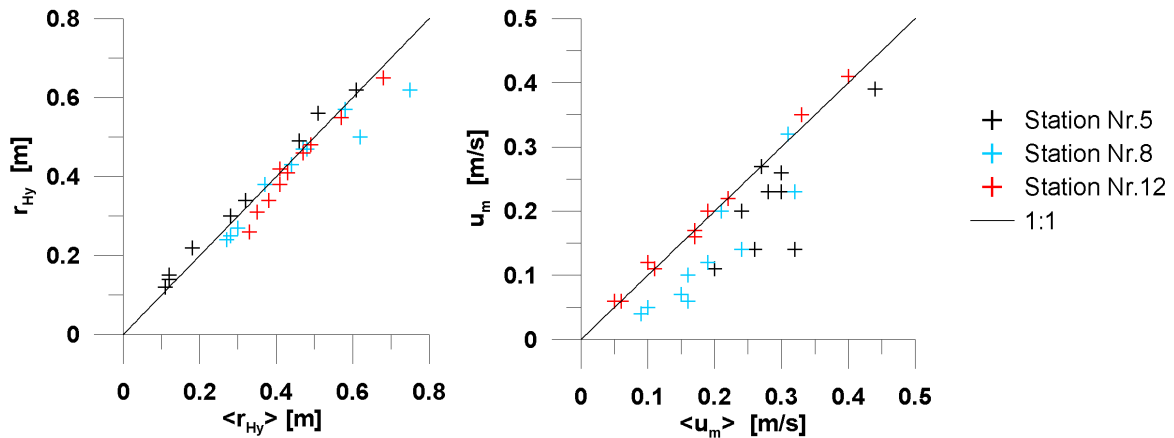


Abbildung 4.21: Vergleich hydraulischer Radien und mittlerer Fließgeschwindigkeiten der Messstationen und der Unterabschnitte des Hellbaches

Tabellen E.1 und E.2). Die relativen Überdeckungen ergaben an den Messstationen durchweg Verhältnisswerte  $k_S/h_m \geq 0,2$ . Die Anhaltswerte der äquivalenten Sandrauheit wurde am Hellbach ( $k_S = 0,01 \dots 0,03$  m) aus dem maßgebenden Korndurchmesser  $d_m$  über die Gleichung 2.30 mit  $\alpha_d = 3,5$  Dittrich (1998) und an der Nebel ( $k_S = 0,02$  m) aus dem charakteristischen Korndurchmesser  $d_{90}$  und  $\alpha_d = 1$  berechnet. Unter der Voraussetzung, dass ausschließlich die Oberflächen des Sohlenmaterials die Gerinnerrauheit verursachen, wären die Strömungsprofile dem Kapitel 2.3.5 zufolge dem Fließtyp 1 zugehörig. Im Vergleich zur Abbildung 2.8 widersprechen die hohen Werte der Widerstandsbeiwerte nahezu aller Messungen (Tabellen E.1 und E.2) dieser Einordnung.

Zanke (2002) betont die begrenzte Genauigkeit bei der Erfassung hydraulischer Parameter für komplexe natürliche Verhältnisse. Ihre Integration und Interpolation zur Charakterisierung eines Gewässerabschnittes stellt bei ungleichförmigen Quer- und Längsprofilen eine weitere Herausforderung dar. Die Erfassung aller ‚Extrempunkte‘, z.B. für die Simulation der eindimensionalen Wasserspiegellage, zwischen denen linear interpoliert werden darf, ist an Gewässerabschnitten wie dem Hellbach aufgrund der Ungleichförmigkeit und der großen Strukturvielfalt kaum möglich.

### 4.3.2 Energieliniengefälle und Beiwerte der Gewässerabschnitte

Der größte Wert für die Geschwindigkeitshöhendifferenz zwischen zwei Messstationen beträgt  $\Delta h_u = 0,13$  mm (Nebel 28.03.2006) und ist damit drei Größenordnungen kleiner als die Wasserspiegellagendifferenzen  $\Delta z_{Wsp}$ . Die Vereinfachung  $I_E = I_R$  ist somit zulässig. Über zwei Wasserspiegelkoten mit Distanz  $\Delta x$  kann nach dem Energieerhaltungssatz von BERNOULLI die Reibungsverlustrhöhe  $h_R$  und somit das mittlere Energieliniengefälle bestimmt werden.

$$I_E \approx \frac{h_R}{\Delta x}$$

Der Nebel-Längsschnitt (Abbildung 4.22) zeigt Wasserspiegellagen, die an den drei

Messstationen aufgenommen wurden. Mit Ausnahme des 12.10.2005 verlaufen alle übrigen Wasserspiegellagen nahezu parallel. Das Gefälle zwischen der Station Nr.1 (449 m) und der Station Nr.2 (689 m) besitzt gegenüber dem zweiten Teilabschnitt von Station Nr.2 bis Station Nr.3 (1016 m) geringere Werte. Der erste Teilabschnitt ist als Beschleunigungs- ( $I_S = -0,75\text{‰} \dots -0,5\text{‰} < I_E = 0,32\text{‰} \dots 0,78\text{‰}$ ), der zweite als Verzögerungsstrecke ( $I_S = 1,95\text{‰} > I_E = 0,8\text{‰} \dots 0,92\text{‰}$ ) zu kennzeichnen. Man erkennt in der Abbildung 4.23 kleinere Energieliniengefälle bei größeren Durchflüssen, sowie das gleiche Verhalten im jahreszeitlichen Verlauf von Herbst (mit voll ausgebildeter Vegetation im Fließquerschnitt) bis Frühjahr (ohne Vegetationseinfluss). Ein linearer Zusammenhang zwischen dem Energieliniengefälle und dem Durchfluss lässt sich mit einem Steigungsmaß  $m = -9,4 \cdot 10^{-5} \text{ s/m}^3$  bei einem Bestimmtheitsmaß<sup>4</sup> von  $r_{I_E, Q}^2 = 0,91$  ermitteln. Die Reibungsgefälle der beiden Unterabschnitte unterscheiden sich in der vegetationsfreien Zeit, bzw. bei hohen Durchflüssen. Bei der Messung vom 12.10.2005 kann dagegen nur eine vernachlässigbare Differenz zwischen den Energielinien festgestellt werden.

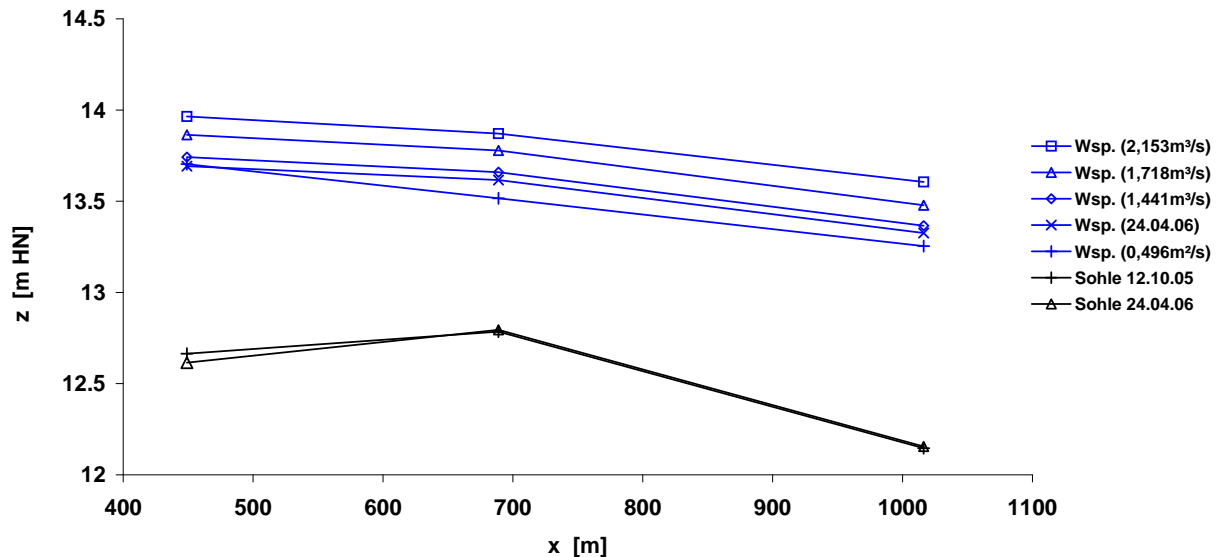


Abbildung 4.22: Wasserspiegellagen der Nebelmessungen, mit Bezug zu  $Q$ , bzw. zum Datum, wenn  $Q$  nicht vorliegt

Die Abbildung 4.24 zeigt, dass der Hellbachabschnitt auf Basis der Wasserspiegellagen in fünf Teilbereiche untergliedert werden kann:

- Teilbereich 1 (Station Nr.1 bis Nr.5) mit  $I_E \approx 2,89\text{‰}$  und nicht rückgestautem Abfluss bei niedrigen und mittleren Durchflüssen, mit Stauwurzel bei hohen Durchflüssen.
- Teilbereich 2 (Station Nr.5 bis Nr.11) mit  $I_E \approx 1,22\text{‰}$  und überwiegend rückgestaut.

<sup>4</sup>Bestimmtheitsmaß zwischen den Wertepaaren von  $Q$ ,  $I_E$  und ihrer linearen Anpassungsfunktion.

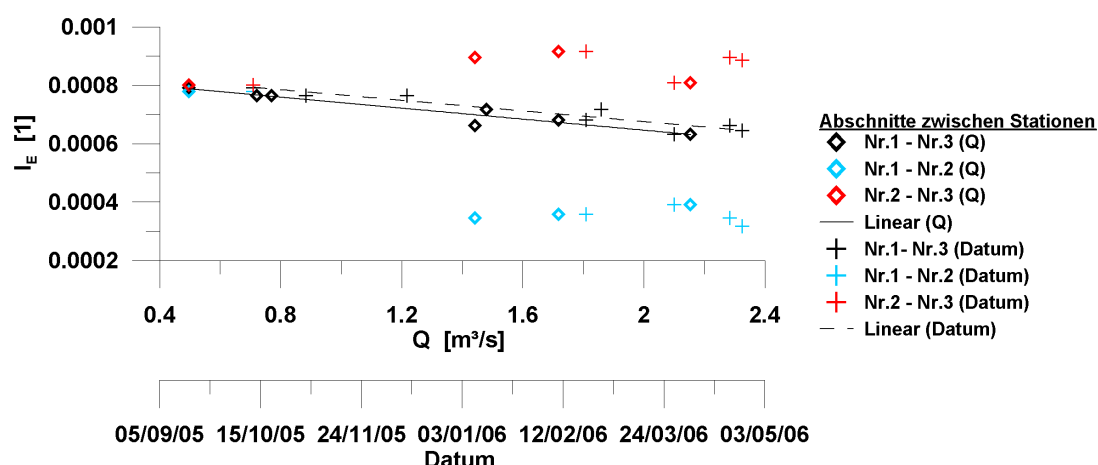


Abbildung 4.23: Energieliniengefälle der Nebelabschnitte

- Teilbereich 3 (Station Nr.11 bis Nr.12) mit  $I_E \approx 15,5\text{‰}$  mit Abflusshindernissen infolge umgestürzter Bäume.
- Teilbereich 4 (Station Nr.12 bis Nr.13) mit  $I_E \approx 0,86\text{‰}$  und rückgestaut.
- Teilbereich 5 (Station Nr.13 bis Nr.14) mit  $I_E \approx 4,3\text{‰}$  mit einem Abflusshindernis.

Der funktionale Zusammenhang zwischen den Energieliniengefällen des gesamten Gewässerabschnittes und den Durchflüssen (Abbildung 4.25) ist nicht so stark ausgeprägt wie an der Nebel. Das Steigungsmaß beträgt  $m = -1,1 \cdot 10^{-4} \text{ s/m}^3$  bei einem Bestimmtheitsmaß von  $r_{I_E, Q}^2 = 0,44$ . Die Energieliniengefälle der Teilbereiche (Teilbereiche 3 und 4 ohne Abbildung) variieren aufgrund der Stauwirkung und Staulänge von Abflusshindernissen mit den Abflussereignissen. Beispiele bilden die Wasserspiegellagen zwischen den Stationen Nr.4 und Nr.5, welche bei höherem Durchfluss kleinere Gefälle besitzen. Darüber hinaus bewirkt die Verengung zwischen den Stationen Nr.8 und Nr.9 erst bei großen Durchflüssen einen ‚Knick‘ im Energieliniengefälle. Die Differenzen der Wasserspiegellagen zwischen den Stationen Nr.11 und Nr.12 lassen Rückschlüsse auf die hydraulische Wirkung des natürlichen Totholzes und des anhaftenden Treibgutes zu.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass die Energielinien des Nebelabschnittes überwiegend vegetationsbeeinflusst sind, die Energielinien des Hellbachabschnittes maßgeblich von der Gerinnegeometrie und von den Strukturkomponenten abhängen. Ungleichförmiger Abfluss ist für beide Gewässerabschnitte kennzeichnend.

Mithilfe der Gleichgewichtsbetrachtung ergibt sich an einem ungleichförmig fließenden Gewässerabschnitt die Schubspannungsgeschwindigkeit durch analoge Anwendung der Gleichungen 2.22 und 2.23:

$$u^* = \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \cdot u_m \quad . \quad (4.21)$$

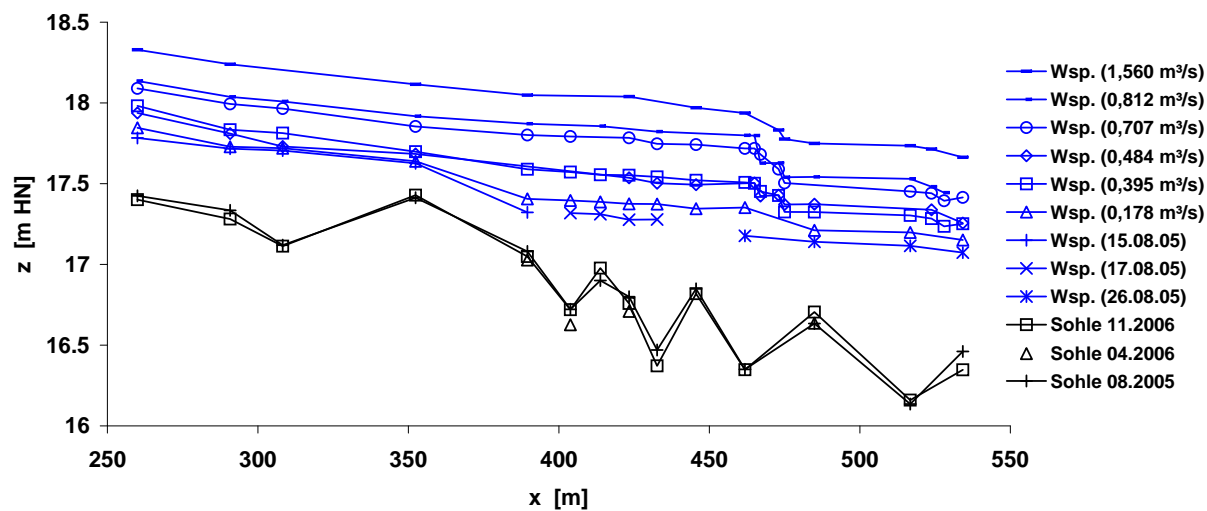


Abbildung 4.24: Wasserspiegellagen der Hellbachmessungen, mit Bezug zu  $Q$ , bzw. zum Datum, wenn  $Q$  nicht vorliegt

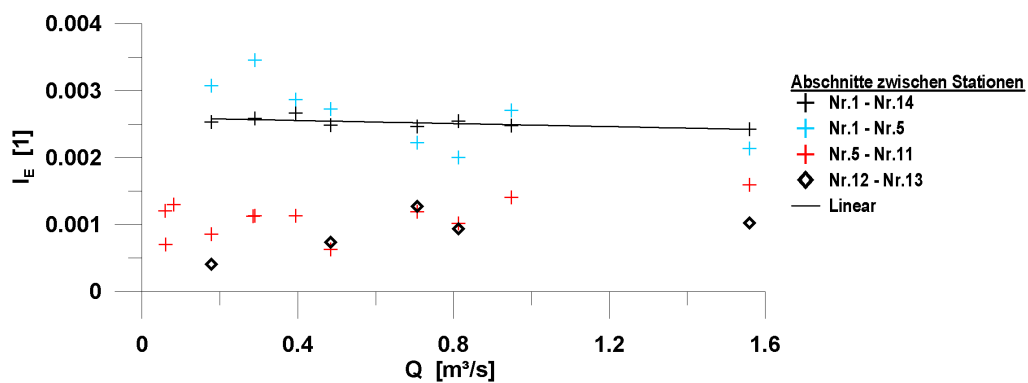


Abbildung 4.25: Energieliniengefälle der Hellbachabschnitte

In der Abbildung 4.26a sind die Schubspannungsgeschwindigkeiten der Hellbachmessstationen denen der umgebenden Unterabschnitte gegenübergestellt. Aufgrund der geringen Differenzen zwischen den hydraulischen Radien (Abbildung 4.21), erkennt man eine gute Übereinstimmung. Des Weiteren ist der Abbildung 4.26b zu entnehmen, dass Schubspannungsgeschwindigkeiten an den Unterabschnitten Nr.8 und Nr.12 mit dem Durchfluss steigen. An dem Unterabschnitt Nr.5 ist, mit Ausnahme eines Messwertes, das Gegenteil zu erkennen. Die Verringerung der Schubspannungsgeschwindigkeit basiert auf der bereits erwähnten Verringerung des Energieliniengefälles bei größeren Durchflüssen.

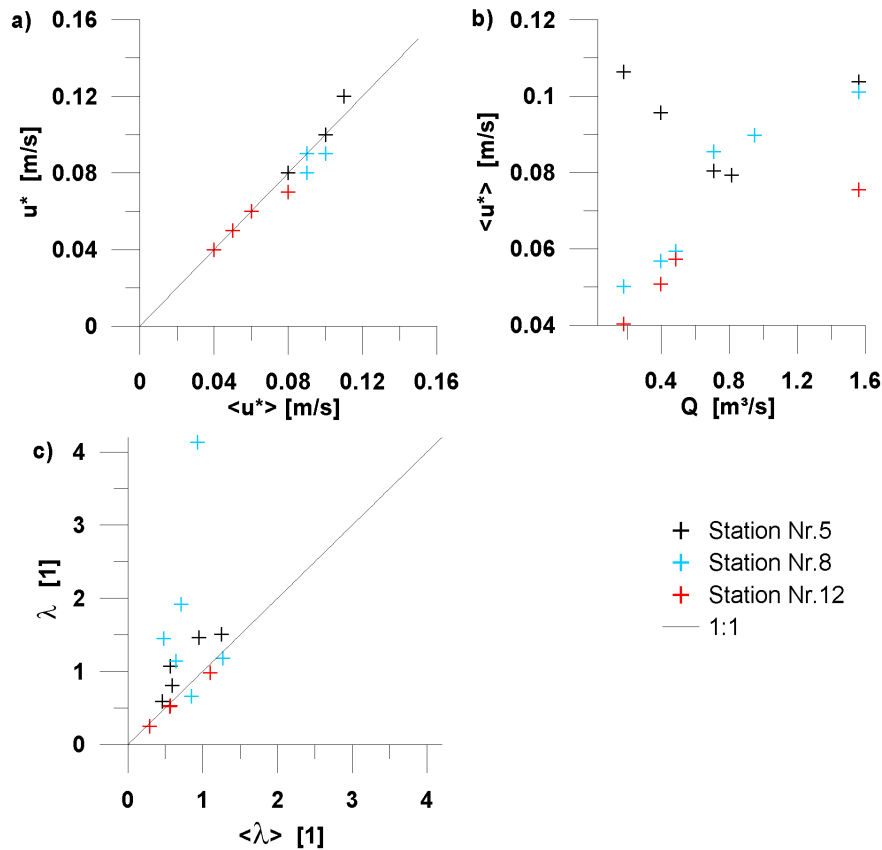


Abbildung 4.26: Schubspannungsgeschwindigkeiten der Messstationen und der Unterabschnitte (a), deren Abhängigkeit vom Durchfluss (b) und Widerstandsbeiwerte der Messstationen und der Unterabschnitte (c)

Den Widerstandsbeiwert  $\lambda$  und den Geschwindigkeitsbeiwert  $k_{St}$  erhält man aus den Gleichungen 2.43 und 2.44:

$$\lambda = \frac{8 \cdot u^{*2}}{u_m^2} \quad (4.22)$$

$$k_{St} = \frac{u_m}{I_E^{1/2} \cdot r_{Hy}^{2/3}} \quad (4.23)$$

Die Fließformeln der offenen Gerinneströmung sind streng genommen nur für den gleichförmigen Abfluss ( $I_E = I_S$ ) gültig. Nach Naudascher (1992) kommt dieser im strikten Sinne auch bei stationärem Durchfluss nicht vor, da jede Ungleichförmigkeit in der Gerinnerrauheit, der Querschnittsform oder der Linienführung zu Abweichungen zwischen Sohl- und Wasserspiegellage führen. Es ist jedoch üblich, die Fließgesetze auch für den leicht ungleichförmigen Fall anzuwenden. Rouse (1965) und Yen (2002) erörtern ausführlich die Bedeutung des Widerstandsbeiwertes. Aus den Einflussfaktoren auf die lokale Widerstandskraft einer stationär offenen Gerinneströmung lässt sich die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes vom Oberflächenwiderstand (1) und vom Form- und Wellenwiderstand (2) ableiten:

$$\lambda = f(\underbrace{Re, \frac{k_S}{h}}_{(1)}, \underbrace{f_r, f_s, Fr}_{(2)}) \quad (4.24)$$

Dieser Widerstandsbeiwert beinhaltet neben dem Formbeiwert der Querschnittsfläche  $f_r$  u.a. einen Formbeiwert  $f_s$ , der die Ungleichförmigkeit der Querschnittsform und der Linienführung berücksichtigt. D.h. der Widerstandsbeiwert berücksichtigt u.a. auch Erweiterungsverluste, die sog. BORDA-CARNOT-VERLUSTE und Krümmungsverluste und wird als „globaler“ Widerstandsbeiwert (Rouse 1965) bezeichnet. Im Gegensatz hierzu beziehen sich die Widerstandsbeiwerte des Kapitels 2.3.6, bzw. der MOODY-Diagramme ausschließlich auf den Widerstand aus Oberflächenrauheit und Querschnittsform unter stationär gleichförmigen Bedingungen, nicht aber auf Einflüsse durch die Ungleichförmigkeit. Naudascher (1992) zufolge ist es zulässig, die Ungleichförmigkeit und sogar die Instationarität im Widerstandsbeiwert „global“, d.h. gesamtheitlich zu berücksichtigen, solange die Konsequenzen hieraus bewusst bleiben. Der Formwiderstand  $\lambda_F$  von regelmäßigen Strukturen, bzw. der homogenen Verteilung von Einzelwiderständen wird üblicherweise in gleichförmigen Strömungen mit bekanntem Oberflächenwiderstand  $\lambda_S$  ermittelt, so dass

$$\lambda = \lambda_S + \lambda_F \quad .$$

Yen (2002) stellt diese lineare Wirkungsweise bei mehreren Formwiderständen in Frage und diskutiert die nicht-lineare Betrachtungsweise. Nach Järvelä und Helmiö (2004) ist eine Superpositionierung der Widerstände nicht zulässig, sobald sich lokale Formwiderstände gegenseitig beeinflussen.

Die Beiwerte der Messstationen wurden mit  $u_m$  und  $r_{Hy}$  der Profile und  $I_E$  der umgebenden Abschnitte ermittelt. Die besonders hohen Widerstandsbeiwerte der Untersuchungsabschnitte sind auf die Formwiderstände und auf die Ungleichförmigkeit der Querschnittsform und der Linienführung zurückzuführen. Die Größenordnung der Widerstandsbeiwerte verwundert auch nicht, wenn man bedenkt, dass ein zweiprozentiger Flächenanteil von Totholz im Längsschnitt bereits 50 % des Gesamtwiderstandes hervorrufen kann (Manga und Kirchner 2000). Darüber hinaus ist davon auszugehen, dass die Rauheiten in unterschiedlichen Größenordnungen Blockadeeffekte bewirken und ihre effektiven Widerstandskoeffizienten (Manga und Kirchner 2000) im Vergleich zu üblichen Werten aus hydraulischen Versuchen bedeutend größer sind. Die vorliegenden Widerstandsbeiwerte sind demnach nicht

mit Ergebnissen unter Normalabflussbedingungen vergleichbar. An den Messstationen war es nicht möglich, die Einflussgrößen der Gleichung 4.24 voneinander zu separieren. Die Tabellen E.1 bis E.3 enthalten die Geschwindigkeits- und Widerstandsbeiwerte der Hellbach- und der Nebelmessstationen, sowie des Laborgerinnes. Für die Unterabschnitte der Hellbachstationen Nr.5, Nr.8 und Nr.12 konnten mithilfe der Gleichungen 4.18 und 4.20 zusätzlich die Widerstands- und Geschwindigkeitsbeiwerte der Unterabschnitte bestimmt werden (Tabelle E.4). An den Hellbachstationen Nr.5 und Nr.12 steigen die Strickler-Beiwerte, bzw. fallen die Widerstandsbeiwerte mit zunehmendem Durchfluss. An den Stationen Nr.6 und Nr.8 ist, vermutlich aufgrund von Rückstauwirkungen der Krümmungen und durch die Verengung hinter der Station Nr.8, keine Steigungstendenz feststellbar. Man erkennt, dass die Widerstands- und Geschwindigkeitsbeiwerte der Hellbachunterabschnitte von den profilbezogenen Werten abweichen. Aufgrund der quadrierten Geschwindigkeitsdifferenzen ( $\langle u_m \rangle - u_m$ )<sup>2</sup> sind besonders große Differenzen bei den Widerstandsbeiwerten  $\langle \lambda \rangle - \lambda$  zu erkennen (Abbildung 4.26c).

Eine weitere Option zur Bestimmung des Widerstandsverhaltens von Gewässerabschnitten bietet der Quotient aus mittlerer Fließgeschwindigkeit und Wurzel des Energieliniengefälles. Dieser entspricht einem Geschwindigkeitsmaß, welches den Einfluss aus Geometrie und Widerstand widerspiegelt.

$$\begin{aligned} \frac{\langle u_m \rangle}{\sqrt{I_E}} &= \sqrt{\frac{8 \cdot g \cdot \langle r_{Hy} \rangle}{\lambda}} \\ &= k_{St} \cdot \langle r_{Hy} \rangle^{2/3} \end{aligned} \quad (4.25)$$

Es wird die Annahme  $\langle u_m \rangle \approx u_c$ , mit  $u_c$  aus Tracerversuchen, getroffen. Somit ist ein Vergleich zu den Gewässerabschnitten möglich, an denen ausschließlich Tracer- und Wasserspiegellagenmessungen, jedoch keine Gerinnebettvermessungen erfolgten (Abbildung 4.27). Die Quotienten  $u_c/\sqrt{I_E}$  des Hellbaches und der Nebel steigen mit zunehmendem Durchfluss. Eine Ausnahme am Hellbach bildet der Teilabschnitt von Station Nr.5 bis Station Nr.14 am 26.03.2007

An der Nebel ist der Einfluss des Messdatums, stellvertretend für den Vegetationseinfluss, in den abschnittsbezogenen Quotienten  $u_c/\sqrt{I_E}$  (Tabelle E.6) und in den profilbezogenen Beiwerten  $k_{St}$  und  $\lambda$  (Tabelle E.2) deutlich zu erkennen. Die Geschwindigkeitsbeiwerte von Schneider (2007) aus Wasserspiegellagenmessungen an einem Nebelabschnitt unterhalb des vorliegenden Untersuchungsabschnittes bestätigen den erhöhten Widerstand durch Makrophyten. Unter gleichzeitiger Beobachtung der Vegetationsentwicklung fand an dem untersuchten Nebelabschnitt eine Verringerung von  $k_{St} = 28,70 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$  auf  $k_{St} = 5,05 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$  statt. Nach LfU (2002b) kann der Geschwindigkeitsbeiwert mit Vegetation durch

$$k_{St,Veg}^{-1} = k_{St}^{-1} + \frac{C_{Veg} \cdot D_{Veg}}{Fr}$$

berechnet werden.  $k_{St}$  bezieht sich dabei auf den Geschwindigkeitsbeiwert ohne Vegetation,  $C_{Veg}$  bildet einen pflanzenspezifischen Faktor und  $D_{Veg}$  entspricht dem Deckungsgrad.

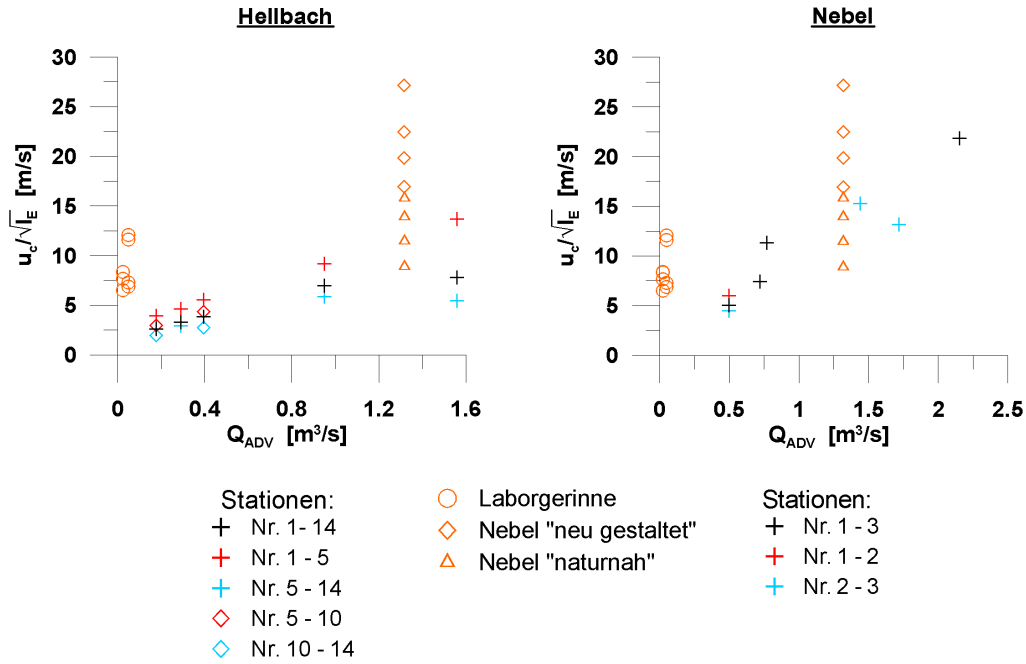


Abbildung 4.27: Quotienten  $u_c/\sqrt{I_E}$  der Hellbach- und Nebelmessungen

Mit der Approximation  $D = 0,0111 \cdot N$  und  $N = 1 \dots 90$  d Wachstumsperiode erreichte Schneider (2007) eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Die Werte des geringsten Widerstandes wurden in der vorliegenden Untersuchung nach dem hohen Frühlingsabfluss (Schneesmelze im März 2006) ohne Vegetation gemessen und bestätigen damit die Beobachtungen bezüglich der Energieliniengefälle. Die maximalen Differenzen betragen  $\Delta(u_c/\sqrt{I_E}) = 16,83$  m/s,  $\Delta k_{St} = 17,53$  m<sup>1/3</sup>/s und  $\Delta\lambda = 2,32$ .

Vergleicht man die Ergebnisse vom Hellbach- und vom Nebelabschnitt mit den Quotienten  $u_c/\sqrt{I_E}$ , bzw. mit den Energieliniengefällen der Vergleichsgerinne (Abbildung 4.27), so lässt sich feststellen, dass das Laborgerinne und der „neu gestaltete“ Nebelabschnitt sich deutlich von den übrigen unterscheiden. Obwohl an dem „neu gestalteten“ Abschnitt eine große Sinuosität vorliegt, der Gewässerverlauf verlängert und bei der Herstellung des Gerinnebettes die Böschungen rauh gestaltet wurden (Vgl. Abbildung 3.7), besitzt der „neu gestaltete“ Gewässerabschnitt bei verringertem Reibungsgefälle eine höhere Fließgeschwindigkeit. Die Quotienten  $u_c/\sqrt{I_E}$  des Nebelabschnittes, des „naturnahen“ Nebelabschnittes und des Hellbachabschnittes sind kaum voneinander zu differenzieren, obwohl sich die Gewässerabschnitte durch ihre Linienführungen, Querschnittsformen und Rauheiten unterscheiden.

## 4.4 Fazit der Gewässerabschnittscharakterisierung

Bei der Analyse des Ausbreitungs- und Widerstandsverhaltens der Gewässerabschnitte stellt sich der Dispersivitätsfaktor  $a_x^*$  als erfolgversprechender Parameter zur Strömungs-

charakterisierung und damit als objektives Maß zur Bewertung der Gewässerstrukturgüte, bzw. zum Nachweis des Renaturierungserfolges heraus. Die Dispersivitätsfaktoren des Hellbaches erscheinen in guter Näherung konstant, obwohl der Gewässerabschnitt sehr ungleichförmig ist und die untersuchten Strömungs- und Widerstandskennwerte stark variieren (Abbildung 4.28). Der Nebelabschnitt besitzt dagegen einen größeren Wertebereich. Es ist jedoch zu bedenken, dass der Einfluss durch Makrophyten über den jahreszeitlichen Verlauf stark variiert und mit ihm die Strömungsdiversität. Mit wenigen Messungen lässt sich der Dispersivitätsfaktor aber auch an der Nebel bestimmen. Die Dispersivitätsfaktoren der naturnahen Gewässerabschnitte grenzen sich klar von den Resultaten des Laborgerinnes und des neu gestalteten Gewässerabschnittes ab.

Zur Berechnung der Dispersivität, bzw. des Dispersivitätsfaktors wird die Verwendung von Modellparametern empfohlen. Obwohl besonders gute Simulationen mit geringen Differenzen zu den Messwerten mit dem ‚Transient Storage‘-Modell erzielt wurden, bietet sich für eine umfassende Strömungscharakterisierung durch nur einen Ausbreitungsparameter der Dispersionskoeffizient  $k_x$  des numerisch-analytischen Modells der HAYAMI-Lösung (als Übertragungsfunktion) an. Die insgesamt gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten und den Modellergebnissen sowie das lineare Wachstum der Tracervarianzen mit den Schwerpunktlaufzeiten dürfen als Indiz für das Erreichen der Fernfelder bei allen Messungen gewertet werden. Die hohen Sekundärströmungen in Gewässern, wie dem Hellbach und der Nebel, führen zu einer intensiven Quervermischung, so dass die Längen der advektiven Zonen im Vergleich zu prismatischen Gerinnen deutlich kürzer sind. Methoden und Modelle, die der ‚Frozen Cloud‘-Hypothese bedürfen, sind an naturnahen kleinen Fließgewässern nicht anwendbar. Die mittleren Querschnittsgeschwindigkeiten  $u_m$  variieren entlang des Stromfadens und entsprechen somit keiner konstanten Übertragungsgeschwindigkeit  $u_{Tr}$ . Es resultieren schiefe Konzentrationsverteilungen mit der Zeit, die nicht der analytischen Lösung des FICK'schen Modells longitudinaler Dispersion entsprechen und deren Parameter sich nicht mithilfe der Chatwintransformation graphisch bestimmen lassen.

Gegenüber der Stofftransportanalyse benötigt die Strömungscharakterisierung durch Stützwertinterpolationen vergleichsweise viele Messungen, damit die zeitliche und räumliche Variabilität ausreichend Berücksichtigung findet und Gewässerabschnitte eindeutig voneinander differenzierbar werden (Abbildung 4.28). Die Charakterisierung des gesamten Widerstandsverhaltens aus gleichförmigen und ungleichförmigen Anteilen durch den Widerstandsbeiwert  $\lambda$  und den Geschwindigkeitsbeiwert  $k_{St}$  wurde ausführlich erörtert. Aufgrund der Abhängigkeit vom Durchfluss und von der Vegetationsentwicklung eignen sich diese Beiwerte nur bedingt zur Strukturgütebewertung. An dieser Stelle sei nochmals betont, dass an keinem Untersuchungsabschnitt Normalabfluss vorlag. Die Ungleichförmigkeit bestimmt die Mindestanzahl der Messungen in räumlicher Hinsicht. Die Dynamiken des Durchflusses, der Morphodynamik und im Speziellen der Vegetationsentwicklung bestimmen die Anzahl der Messungen in zeitlicher Hinsicht.

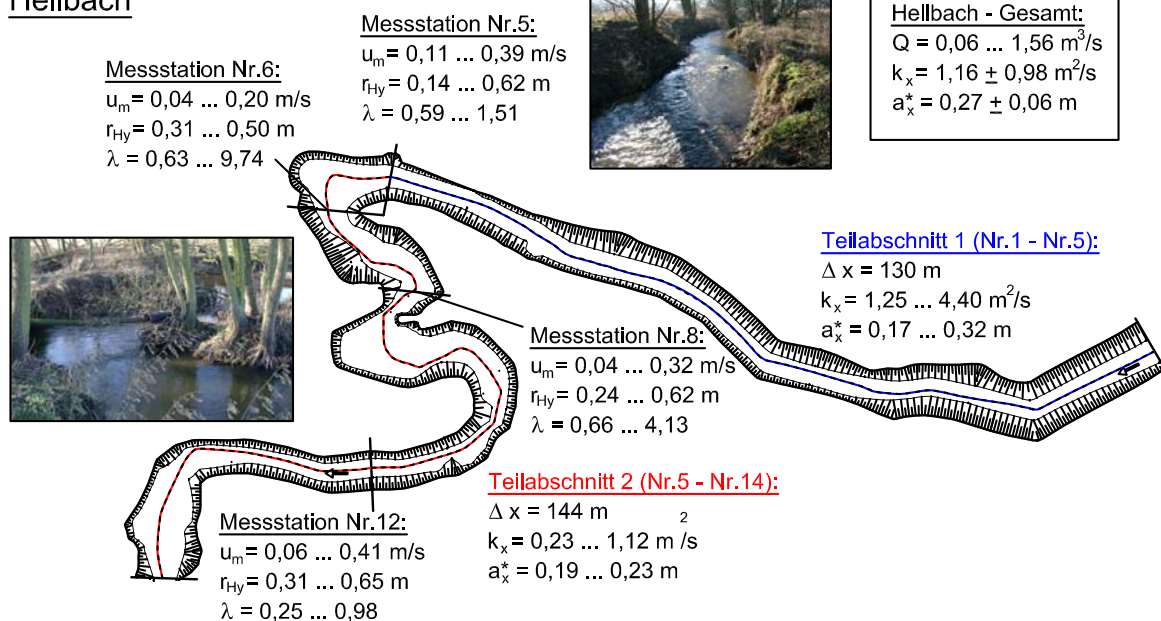
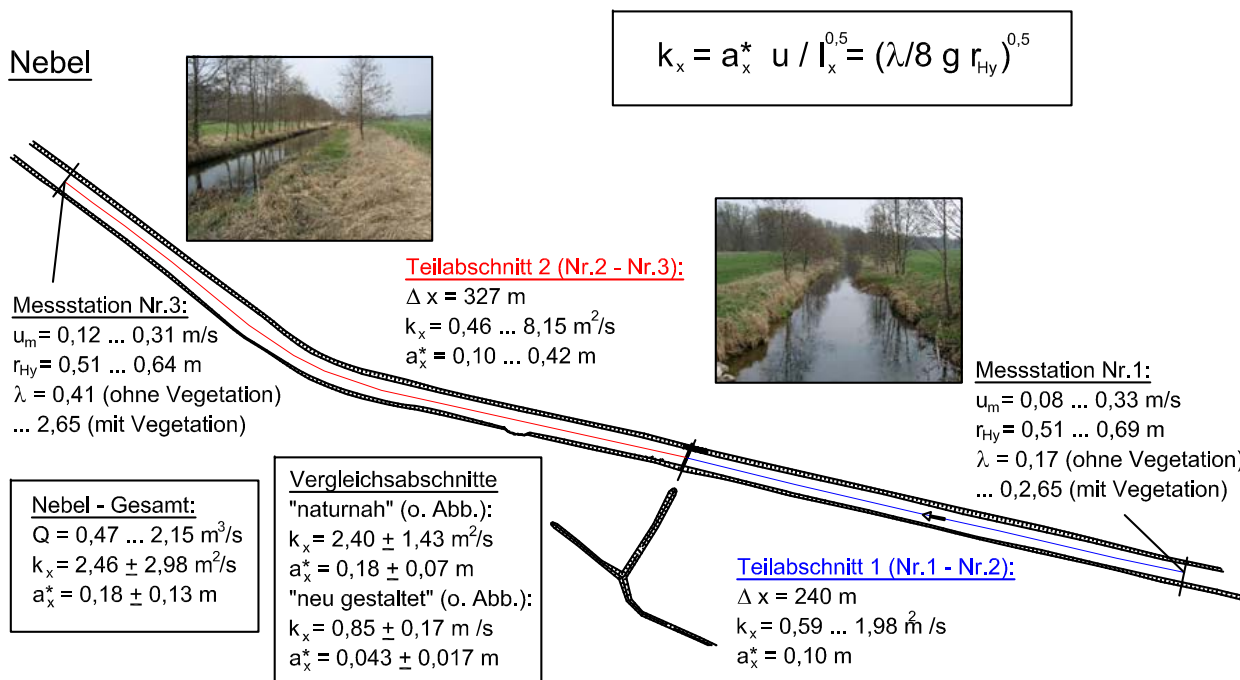
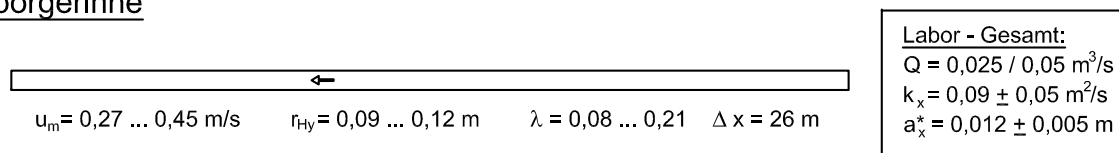
HellbachNebelLaborgerinne

Abbildung 4.28: Ausgewählte Parameter der Gewässerabschnitte und der Stützprofile

# Kapitel 5

## Strukturen der Profilskala

### 5.1 Einleitung

Naturnahe Fließgewässer sind gekennzeichnet von großer Strukturvielfalt und hoher Strukturdichte. Gemäß der LaWa (2000) wird unter der Gewässerstruktur „[...] alle räumlichen und materiellen Differenzierungen des Gewässerbettes und seines Umfeldes verstanden, soweit sie hydraulisch, gewässermorphologisch und hydrobiologisch wirksam und für die ökologischen Funktionen des Gewässers und der Aue von Bedeutung sind. Die einzelnen Strukturkomponenten können natürlicherweise entstanden, vom Menschen geschaffen, in ihrer Entstehung vom Menschen hervorgerufen worden sein.“ Aktuelle Untersuchungen zur offenen Gerinneströmung behandeln, nicht zuletzt aufgrund des wachsenden Interesses an der Renaturierung von Fließgewässern (Stephan und Gutknecht 2002), komplexe hydraulische Situationen. Als theoretische Grundlage dieser naturnahen Strömungen dient überwiegend die Grenzschichtbetrachtung (Kapitel 2.3) mit dem Modell der Wirbelviskosität und dem Lösungsansatz des PRANDTL'schen Mischungsweges (Kapitel 2.2.7). Zur Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilung über naturnahen Strukturen sind gegenüber dem logarithmischen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz (Gleichung 2.32) vielfach Erweiterungen und Anpassungen von Parametern zur Berücksichtigung geometrischer und rauheitsbedingter Einflüsse notwendig. Die Wechselwirkung zwischen den Strukturkomponenten und dem Strömungskörper ist daher gegenwärtiger Untersuchungsgegenstand der Gerinnehydraulik.

In dem Kapitel 5.2 werden die Messprofile hinsichtlich ihres Impulstransportes analysiert. Nach Bradshaw (1987) führen zweidimensionale Turbulenzmodelle bereits bei „milder“ Dreidimensionalität der Strömung über einfachen Grenzschichten zu unbefriedigenden Resultaten. Das Kapitel 5.2.1 befasst sich daher mit der Impulsübertragung durch turbulente Bewegungen und durch Sekundärströmungen und eröffnet eine neue Methode zur Quantifizierung des Impulstransportes innerhalb eines Profilschnittes. Die Sohlschubspannung ist gemäß der Gleichung 2.37 direkt proportional zum Widerstandsbeiwert  $\lambda$ . Des Weiteren dient die Sohlschubspannung häufig als Schubspannungsgeschwindigkeit zur Normierung von Strömungs- und Turbulenzgrößen. Vorläufig ist keine Methode bekannt, die zur Bestimmung dieses zentralen Parameters und des Widerstandsbeiwertes in allen Situationen und für alle Aspekte gleichermaßen dienlich wäre. Im Kapitel 5.2.2 werden fünf

Methoden vorgestellt und ihre Anwendungen, Parameter und Gültigkeitsgrenzen erläutert.

Erkenntnisse ‚naturnaher‘ Strömungen aus (Labor-)Gerinneversuchen werden im Kapitel 5.3 den Strömungs- und Turbulenzstrukturen innerhalb der Hellbach- und der Nebelprofile gegenübergestellt und die Variabilität an den Messstationen analysiert. Im Vergleich zu Gerinneexperimenten, bei denen einzelne Strukturkomponenten betrachtet werden, wird hierbei nicht der Anspruch erhoben, bestehende Modelle zu modifizieren oder Neue zu finden. Es wird vielmehr die Anwendbarkeit von Modellen der Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen auf naturnahe Strömungen überprüft. In den Kapiteln 5.3.1 und 5.3.2 werden ausgewählte Untersuchungen und Ergebnisse zu Strömungsverhältnissen über, bzw. in naturnahen Strukturkomponenten vorgestellt und folgend mit den Ergebnissen der eigenen Messungen verglichen. Die Charakterisierung der Turbulenzstrukturen im Kapitel 5.3.3 beschränkt sich auf die Untersuchung der Turbulenzintensitätsverteilungen, der Turbulenzverhältnisse und auf die Analyse der Makroskala der Turbulenz. Hierbei werden ebenfalls gängige Modelle mit den Messergebnissen verglichen und versucht die Profile des Hellbaches und der Nebel zu interpretieren.

## 5.2 Impulskonvektion und turbulente Schubspannung

### 5.2.1 Impulstransport in Querprofilen kleiner Fließgewässer

Die physikalische Bedeutung einer turbulenten Schubspannung erörtert u.a. Bollrich (2000). Der momentane Impulsstrom eines Turbulenzballens durch die Schnittfläche einer Stromröhre (Abbildung 5.1) ist identisch mit der momentan auf die Umgebung ausgeübten Kraft.

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \frac{dm}{dt} \cdot \vec{v} = \rho \cdot \vec{v}^2 \cdot dA_S \cdot \sin \alpha$$

Der Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  des Turbulenzballens besitzt eine Komponente  $u = |\vec{v}| \cdot \cos \alpha$  in und eine Komponente  $n = |\vec{v}| \cdot \sin \alpha$  orthogonal zur Richtung des Stromfadens ( $x$ ). Nach einfacher Manipulation ergibt sich für die Schubkraft in Strömungsrichtung

$$\frac{dI}{dt} \cdot \cos \alpha = -\rho \cdot u \cdot n \cdot dA_S$$

und für die momentane Schubspannung in der Schnittfläche

$$\tau = -\rho \cdot u \cdot n \quad . \quad (5.1)$$

Nach Bollrich (2000) interessiert weniger die aktuelle Schubspannung, die ein einzelner Turbulenzballen bewirkt, als vielmehr das zeitliche Mittel der Schubspannung in einer Schnittebene. Aus der zeitlichen Mittelung (Gleichung 2.9) der Gleichung 5.1 resultiert

$$\tau = -\rho \cdot (\overline{u'n'} + \bar{u}\bar{n}) \quad . \quad (5.2)$$

Entsprechend der üblichen Konvention entfällt der Mittelungsstrich über dem Symbol der Schubspannung. Bei Betrachtung einer Stromröhre, deren Mantelfläche aus zeitlich gemittelten Stromlinien besteht, entfällt das mittlere Geschwindigkeitsprodukt. Darüber hinaus

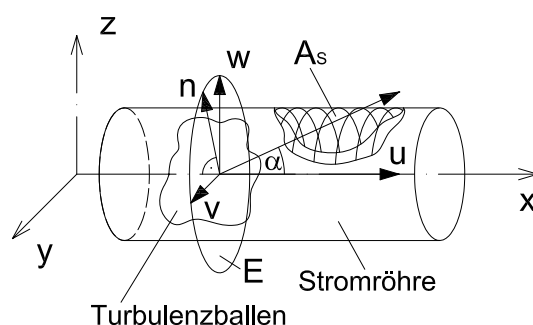


Abbildung 5.1: Skizze zur Schubkrafterläuterung eines Turbulenzballens

entspricht die Schubspannung nach Gleichung 5.2 mit  $n' = -w'$ , der Reynoldsschubspannung nach Gleichung 2.25.

Die zeitlich mittleren Stromlinien sind in einer gleichförmigen, zweidimensionalen Grenzschicht durchweg parallel. In ungleichförmigen und dreidimensionalen Strömungen weichen die Richtungen einzelner Stromlinien von der Richtung des Stromfadens ab. Im Folgenden werden Kreiszylinder betrachtet, die als Primärströmungsröhren zu bezeichnen sind (Abbildung 5.2b). Die Richtung dieser Strömungsausschnitte entspricht der Richtung des Stromfadens, welcher sich aus allen Stromlinien des Fließquerschnittes ergibt. Der Impulsübertrag über die Mantelflächen der Primärströmungsröhren erfolgt durch fluktuierende und mittlere Geschwindigkeitskomponenten und entspricht bei Bezug auf die Durchstoßfläche einer Schubspannung.

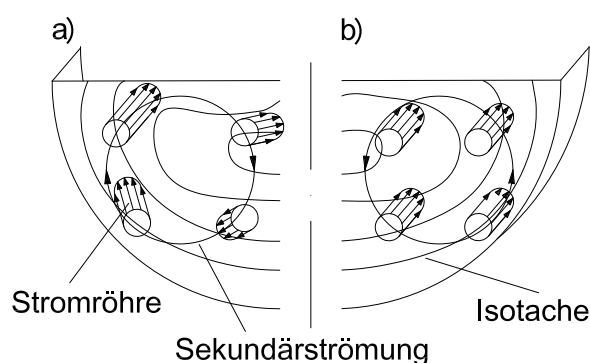


Abbildung 5.2: Stromröhren (a) und 'Primärströmungsröhren' (b) in einem dreidimensionalen Strömungsfeld

Bei klassischen, nicht räumlich gemittelten, zweidimensionalen Turbulenzmodellen erfolgt der Impulsaustausch ausschließlich über Geschwindigkeitsfluktuationen. Bei Fließbewegungen mit Sekundärströmungen wird der Impuls auch von diesen übertragen. In Untersuchungen und Modellen zur Schubspannung mit Sekundär-, bzw. forminduzierten Strömungen werden häufig nur zwei Geschwindigkeitskomponenten betrachtet und die dritte vernachlässigt (Giménez-Curto und Corniero Lera 1996; Nikora et al. 2001; Yang 2005;

Sukhodolov et al. 2006b). So wird z.B. über horizontalen Sohlen der Impulstransport nur durch die longitudinalen  $u$  und vertikalen  $w$  Geschwindigkeitskomponenten betrachtet. Die lateralen Geschwindigkeitskomponenten  $v$  werden vernachlässigt. Analoges gilt für den Impulstransport, bzw. für die Geschwindigkeitskomponenten über Böschungen. Die Begründung erfolgt mit der Annahme einer zweidimensional stationär gleichförmigen Strömungsausbildung in Wandnähe, bzw. aufgrund des Größenordnungsvergleiches zwischen den Schubspannungen mit horizontaler und vertikaler Wirkungsebene (Sukhodolov et al. 2006a), so dass  $n$  in der Gleichung 5.2 durch  $v$  oder  $w$  ersetzt werden kann. Für ungleichförmige und dreidimensionale turbulente Bewegungen und ihre Schubwirkungen in der Mantelfläche von Primärströmungsröhren lässt sich feststellen, dass

- die Turbulenzballen eine bevorzugte Richtung besitzen,
- die Komponente  $n$  in der Schnittebene  $E$  (Abbildung 5.1) alle Richtungen einnehmen kann,
- die Kovarianz  $\overline{u'n'}$  nicht der Kovarianz  $\overline{u'v'}$ , bzw. der Kovarianz  $\overline{u'w'}$  entsprechen muss und
- die Richtung<sup>1</sup> der Kovarianz  $\overline{u'n'}$  von der Richtung der Kovarianz  $\overline{u\bar{n}}$  abweichen kann.

Für die weitere Betrachtung wird die Schubspannung in einen fluktuationsbedingten und einen konvektiven Anteil gegliedert:

$$\tau = \tau_{u\bar{n}} = \tau_{u'n'} + \tau_{u\bar{n}}$$

Bei der Schubspannungsermittlung in einem Strömungsfeld, in dem weder horizontale noch vertikale Geschwindigkeitskomponenten vernachlässigbar sind – demnach auch Sekundärströmungen vorliegen –, ist zu beachten, dass die orthogonale Geschwindigkeit  $n$  aus den Komponenten  $v$  und  $w$

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{v} + v' \\ \bar{w} + w' \end{pmatrix}$$

besteht. Der fluktuationsbedingte Anteil der Schubspannung kann mittels einfacher analytischer Geometrie berechnet werden.

$$|\tau_{u'n'}| = \rho \cdot \sqrt{\overline{u'v'^2} + \overline{u'w'^2}}$$

Die Normale der Wirkungsebene (Abbildung 5.3) dieser Schubspannung mit longitudinaler Kraftrichtung schließt mit der  $y$ -Achse den Winkel

$$\varphi_{u'n'} = \arctan \frac{\overline{u'w'}}{\overline{u'v'}}$$

---

<sup>1</sup>Bezug in einem kartesischen Koordinatensystem.

ein. Für den konvektiven Anteil der Schubspannung gilt analoges, bzw. aufgrund der zeitlichen Mittelwerte vereinfacht

$$|\tau_{\bar{u}\bar{n}}| = \rho \cdot \bar{u} \cdot \sqrt{\bar{v}^2 + \bar{w}^2} \quad .$$

Und für den Winkel

$$\varphi_{\bar{u}\bar{n}} = \arctan \frac{\bar{w}}{\bar{v}} \quad .$$

Es ist zu beachten, dass die Winkellagen  $\varphi_{u'n'}$  und  $\varphi_{\bar{u}\bar{n}}$  im Koordinatensystem von den Vorzeichen der Korrelationen abhängen und keinesfalls identisch sein müssen (Abbildung 5.4). Der mittlere Schubspannungsbetrag in der Schnittfläche einer Primärströmungsröhre ergibt sich mit

$$|\tau_{\overline{un}}| = \rho \cdot \sqrt{(\bar{u}\bar{v} + \overline{u'v'})^2 + (\bar{u}\bar{w} + \overline{u'w'})^2}$$

und der Normalenrichtung

$$\varphi_{\overline{un}} = \arctan \frac{(\overline{u}\overline{w} + \overline{u'}\overline{w'})}{(\overline{u}\overline{v} + \overline{u'}\overline{v'})}.$$

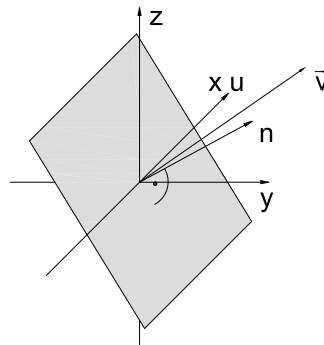


Abbildung 5.3: Wirkungsebene der Schubspannung  $\tau_{\overline{un}}$

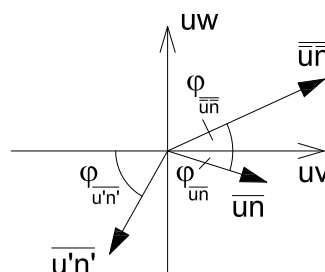


Abbildung 5.4: Betrag und Richtung der Schubspannungskomponenten.

Neben dieser, konnte eine neue Methode zur Bestimmung der Gesamtschubspannung und ihrer Anteile aus Turbulenz und Sekundärströmung, sowie der zugehörigen Normalenrichtungen erarbeitet werden. Diese basiert auf der Transformation der gemessenen Geschwindigkeitskomponenten des kartesischen Koordinatensystems in die komplexe Zahlenebene:

$$\begin{aligned} u &= u_r + 0_i i \\ n &= v_r + w_i i \end{aligned} \quad (5.3)$$

Aus den beiden orthogonal zueinander stehenden Geschwindigkeiten  $u$  und  $n$  können direkt, jedoch unter Beachtung der Richtung von  $n$ , die Kovarianz  $\overline{un}$  errechnet werden. Die Gesetze der Multiplikation und der Addition komplexer Zahlen (Bronstein et al. 1993) lauten:

$$\begin{aligned} u \cdot n &= |u||n| \cdot e^{i(\varphi_u + \varphi_n)} \\ un_1 + un_2 &= (un_{r,1} + un_{r,2}) + (un_{i,1} + un_{i,2})i \end{aligned}$$

Und für

$$\varphi_n = \arctan \frac{w}{v} + \begin{cases} 0 & \text{falls } v > 0 \\ \pi & \text{falls } v < 0, w \geq 0 \\ -\pi & \text{falls } v < 0, w < 0 \end{cases} \quad (5.4)$$

Es ergibt sich die Schubspannung mit dem Betrag und der Normalenrichtung.

$$\tau_{\overline{un}} = |\tau_{\overline{un}}| \cdot e^{i\varphi_{\overline{un}}} \quad (5.5)$$

Diese kann auf gleichem Weg für die Impulsübertragung durch Fluktuationen und durch Konvektion separat ermittelt werden.

Der konvektive Schubspannungsanteil erfasst den lokalen Einfluss einer Sekundärströmung, also die Schubwirkung des Impulstransports aufgrund der Strömungsheterogenität (Nikora et al. 2007a) und entspricht der von Müller (1990) als Impulskonvektion bezeichneten Größe. Diese darf nicht mit der forminduzierten Schubspannung (Gleichung 2.18) verwechselt werden, welche analog zu den Reynoldsspannungen, durch die räumliche Mittelung der advektiven Terme in den REYNOLDS-Gleichungen entstehen. Die forminduzierten Schubspannungen beziehen sich auf sohlparallele Flächen und repräsentieren die mittleren Schubspannungen durch kleinskalige Sekundärströmungen in der Höhe  $z$  über der Sohle. (Nikora et al. 2007a).

Detaillierte Messungen innerhalb, bzw. nahe der Rauheitsoberflächen haben gezeigt, dass die Reynoldsspannungen an der Grenze zwischen Rauheits- und logarithmischer Schicht einen Maximalwert besitzen, der sowohl zur Gewässeroberfläche, als auch zur Sohle hin abnimmt (Nakagawa et al. 1988; Carollo et al. 2002; Sukhodolov et al. 2006b). Die Extrapolation der Reynoldsschubspannung über eine lineare Funktion führt zur Sohlschubspannung  $\tau_0 = \tau_{\overline{u'w'}}(z_S)$ . Die lineare Funktion wird in dem Bereich  $z_{Wsp}$  bis  $z(\tau_{max})$  angepasst. Campbell et al. (2005) betonen im Zusammenhang mit dieser Extrapolation, dass eine zweidimensionale, gleichförmige Strömung im Zentrum des Fließquerschnittes vorliegen und der Impulsaustausch maßgeblich durch  $\overline{u'w'}$  erfolgen muss. Innerhalb der Rauheitsschicht,  $z \leq z_R$ ,

führen forminduzierte Schubspannungen und innerhalb der Rauheitserhebungen zusätzlich die Anteile des Form- (,form drag‘) und des Oberflächenwiderstandes (,viscous drag‘, bzw. ,skin friction‘) zur Abweichung der Reynoldsspannung von einem linearen Verlauf, bzw. zu dessen Reduzierung. Auf die Anteile innerhalb der Rauheitserhebungen wird nicht weiter eingegangen. Ihre Erfassung und Werteverläufe werden ausführlich bei Giménez-Curto und Corniero Lera (1996); Nikora et al. (2007a, b) erörtert. Die forminduzierten Schubspannungen können einerseits durch Geschwindigkeitsmessungen innerhalb der Rauheitsschicht direkt, andererseits als Differenzen zwischen gemessene Reynoldsschubspannung und linearer Extrapolierten (Sukhodolov et al. 2006a) indirekt bestimmt werden.

Entspricht die betrachtete Strömung den Fließtypen zwei bis vier (Vgl. Kapitel 2.3.5), so besitzt die Strömung nicht vernachlässigbare Sekundärströmungen und die Sohlschubspannung kann nicht über den extrapolierten Reynoldsspannungsverlauf gewonnen werden. Nach Coleman et al. (2007) bewirken Sekundärströmungen und Ungleichförmigkeit eine Reduzierung des Impulstransportes durch Reynolds- und forminduzierte Schubspannung. Durch die Erfassung der Konvektion konnten sie nachweisen, dass die Extrapolation der Reynoldsspannung nur die Hälfte des Sohlschubspannungswertes ergeben würde. Selbst unter Berücksichtigung der Sekundärströmung wurden, vermutlich aufgrund der Ungleichförmigkeit und durch Sensorfehlstellung, im Vergleich zur Gravitationsmethode (Kapitel 5.2.2), kleinere Werte ermittelt. Müller (1990) verdeutlicht die Wirkung von Sekundärströmungen, die durch raue Längsstreifen induziert werden, und die denen über abgepflasterten Flußsohlen entsprechen: Selbst kleine Werte der vertikalen Impulskonvektion sind demnach von der gleichen Größenordnung wie der Gradient der Reynoldsschubspannung.

$$\bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \approx \frac{\partial}{\partial z} \overline{u'w'}$$

Ein weiterer Aspekt der schubäquivalenten Wirkung von Sekundärströmungen ist der Impulstransport durch die orthogonal zu den Isotachen stehende ,Falllinie‘, die in fast allen Strömungsprofilen offener Gerinne von einem Uferpunkt zum anderen das wasseroberflächennahe vom gerinnewandungsnahen Strömungsfeld abtrennt. Entlang dieser Linie können aufgrund fehlender Fließgeschwindigkeitsgradienten keine Reynoldsspannungen auftreten. Es ist die „schubäquivalente Wirkung der Sekundärströmungen“ (Söhngen 1987), die den wasserspiegelnahen Teil des oberflächennahen Fließfeldes im Gleichgewicht hält.

Mit den gemessenen Geschwindigkeitskomponenten  $u$ ,  $v$  und  $w$  wurden die Impulstransporte nach Gleichung 5.5 und ihre Komponenten (Gleichung 5.2) für jedes Profil bestimmt. Die Berechnung erfolgte mit dem Programm ,Tau\_Sekund‘ (Anlage G). Zur Ergebnisdarstellung dienen mittels SURFER interpolierte Schubspannungsvektoren, deren Länge den Betrag und deren Richtung die Normalenrichtung der Wirkungsebene angeben. Die Abbildung 5.5 zeigt ein Beispiel der Schubspannungsverteilung und ihrer Komponenten im Strömungsfeld.

Man erkennt den dominierenden Anteil der Impulsübertragung durch die Sekundärströmung gegenüber dem Anteil der Impulsübertragung durch Geschwindigkeitsfluktuationen. Diese Dominanz bestätigt sich an allen Messstationen und zu jedem Messtermin. Die Verhältnisse zwischen den Impulsübertragungen durch Geschwindigkeitsfluktuationen und

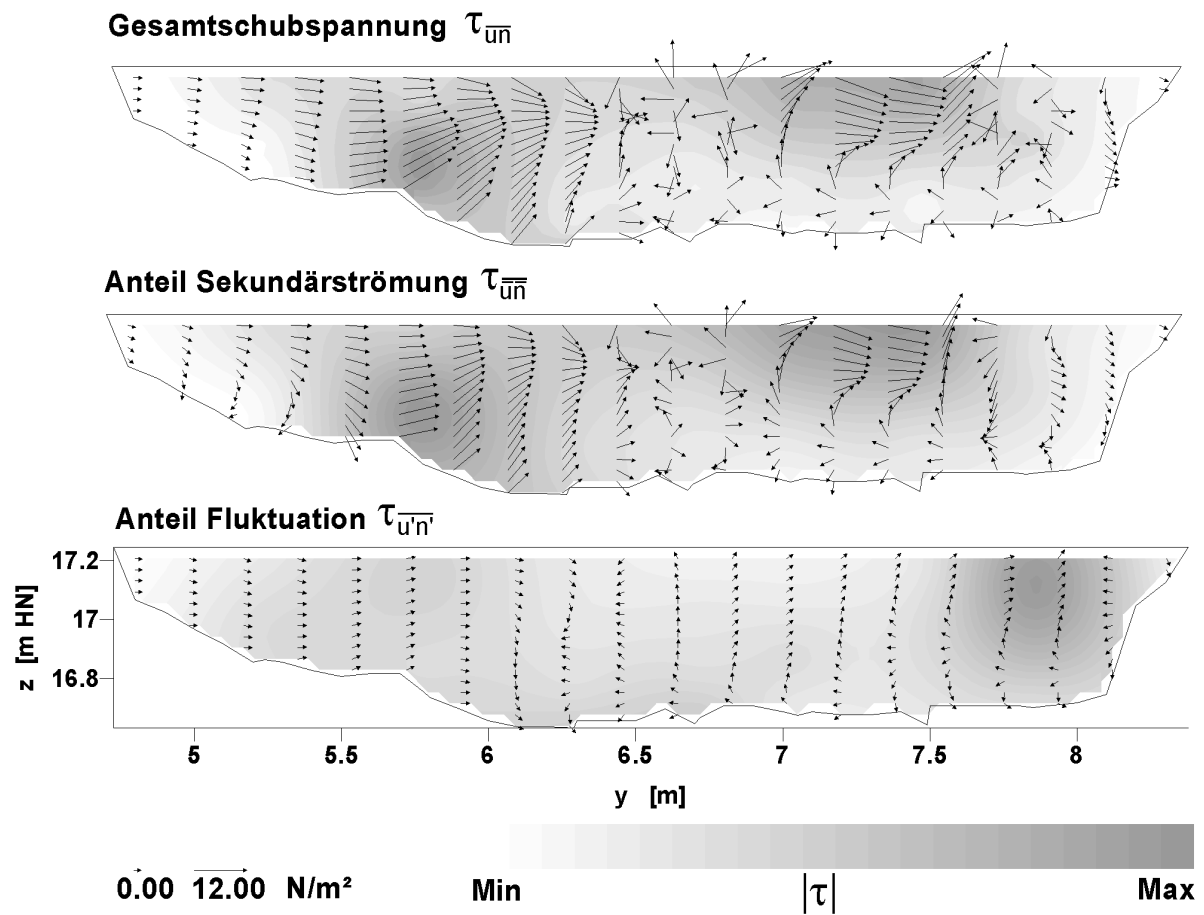


Abbildung 5.5: Schubspannungskomponenten am Beispiel der Hellbachstation Nr.12 vom 16.05.06

durch Sekundärströmungen

$$\eta_\tau = \sqrt{\frac{\prod_{i=1}^n |\tau_{u'n'}|}{\prod_{i=1}^n |\tau_{un}|}} = \frac{\langle |\tau_{u'n'}| \rangle}{\langle |\tau_{un}| \rangle} \quad ,$$

mit  $i = 1 \dots n$  Messpunkten, können der Tabelle 5.1 entnommen werden. Die Verhältnisse liegen weit unter den Werten, die Coleman et al. (2007) über transversale Sohlenformen erhielten. Zwischen den Verhältnissen und den Durchflusswerten ist kein Zusammenhang feststellbar (Abbildung 5.6b). Hingegen erscheinen die Beträge der Gesamtschubspannung deutlich mit dem Durchfluss anzusteigen. Die lineare Anpassungsfunktion  $\langle |\tau_{un}| \rangle = f(Q)$  besitzt an den Stationen Nr.8 und Nr.12 des Hellbachs, bzw. an der Nebelstation Nr.1 Bestimmtheitsmaße  $r^2 > 0,9$  (Abbildung 5.6a). An dem Hellbachabschnitt liegen die mittleren Schubspannungsbeträge über den Beträgen an den Nebelprofilen. Die Werte der Messstation Nr.12 stellen dabei die untere Grenze der Hellbachmessungen dar, welches die Übereinstimmung der Strömungscharakteristik zwischen den Nebelstationen und dieser Messstation bestätigt (Vgl. Kapitel F.1).

Tabelle 5.1: Schubspannungsbetrag und Anteil

Datum	$Q$ [m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\langle  \tau_{un}  \rangle$ [N m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\langle  \tau_{un}  \rangle$ [N m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\langle  \tau_{u'n'}  \rangle$ [N m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\eta_\tau$ [1]
<b>Hellbach</b>					
Station Nr.5					
13.07.05	0,060	5,35	4,06	1,29	0,319
29.08.05	0,059	9,68	8,54	0,56	0,066
10.10.05	0,081	8,58	4,30	0,87	0,203
14.12.05	0,285	3,44	2,57	1,02	0,397
20.11.06	0,770	7,07	7,14	1,28	0,179
Station Nr.6					
13.07.05	0,060	0,55	0,55	0,03	0,046
29.08.05	0,059	0,64	0,61	0,03	0,054
10.10.05	0,081	1,49	1,51	0,06	0,042
Station Nr.8					
04.07.05	0,093	1,93	1,84	0,07	0,037
29.08.05	0,059	0,48	0,46	0,06	0,133
10.10.05	0,081	0,53	0,52	0,11	0,214
14.12.05	0,285	5,99	4,77	0,90	0,188
24.02.06	0,948	21,86	19,85	3,46	0,174
09.11.06	0,480	7,50	7,02	1,52	0,217
Station Nr.12					
26.07.05	0,136	1,35	1,26	0,07	0,060
29.08.05	0,059	0,74	0,73	0,02	0,027
10.10.05	0,081	0,79	0,77	0,03	0,041

Fortführung der Tabelle 5.1

Datum	$Q$	$\langle  \tau_{un}  \rangle$	$\langle  \tau_{\bar{u}\bar{n}}  \rangle$	$\langle  \tau_{u'n'}  \rangle$	$\eta_\tau$
14.12.05	0,285	3,67	3,38	0,25	0,074
24.02.06	0,948	8,05	7,26	0,81	0,112
16.05.06	0,290	3,27	2,89	0,41	0,141
07.11.04	0,400	3,64	3,35	0,29	0,085
26.03.07	1,560	12,44	10,08	2,57	0,254

Nebel					
Station Nr.1					
01.09.05	0,472	0,95	0,93	0,10	0,111
12.10.05	0,496	1,16	0,97	0,24	0,248
02.11.05	0,721	2,06	1,81	0,57	0,314
12.12.05	0,770	3,42	3,01	0,52	0,172
21.02.06	1,718	5,24	4,19	0,59	0,142
27.02.06	1,479	6,28	5,63	0,67	0,119
28.03.06	2,153	7,30	6,26	0,99	0,158
19.04.06	1,441	5,30	5,10	0,67	0,131
Station Nr.3					
12.10.05	0,496	2,23	1,95	0,29	0,148
02.11.05	0,721	5,03	4,48	0,59	0,132
12.12.05	0,770	5,29	4,45	0,84	0,189
21.02.06	1,718	7,16	6,54	0,83	0,127
27.02.06	1,479	8,39	8,20	0,74	0,090
28.03.06	2,153	8,14	8,07	0,80	0,099
19.04.06	1,441	11,41	11,35	0,74	0,065

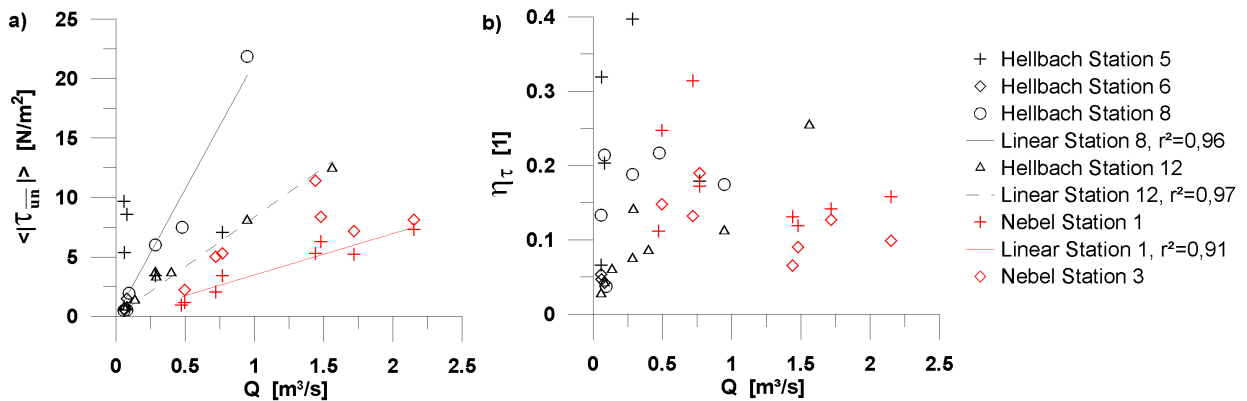


Abbildung 5.6: Profilmittelte Schubspannungsbeträge (a) und Verhältnisse der Schubspannungsanteile (b) an den Messstationen

Die Abbildungen F.12 bis F.17 zeigen die interpolierten Schubspannungsverteilungen an den Messstationen des Hellbaches und der Nebel. An allen Messstationen besteht ein

enger Zusammenhang zwischen den Bereichen hoher Primär- und Sekundärströmungsgeschwindigkeiten zu den Bereichen hoher Schubspannungswerte. Als Beispiel sei die Übereinstimmung zwischen den Isolinien in der Abbildung F.3 und der Schattierung in der Abbildung F.14, welche den Betrag der Schubspannung verdeutlicht, genannt. Die großen Werte der Schubspannungsbeträge lassen sich überwiegend auf die dominierenden Beiträge der Sekundärströmungen zurückführen. So z.B. beträgt an einem Messpunkt der Hellbachstation Nr.5 vom 29.08.2005:  $\bar{u} = 0,59$  m/s und  $\bar{w} = -0,26$  m/s. Infolge ergibt sich unter Vernachlässigung der geringen Vertikalströmung die Impulsübertragung  $|\tau_{\bar{u}\bar{w}}| = 153$  N/m<sup>2</sup> bei einem  $Q = 0,059$  m<sup>3</sup>/s. In, bzw. an den Rändern der Zonen hoher Beträge erkennt man über kleine Distanzen große Änderungen in den Richtungen der Wirkungsebenen. In den strömungsruhigen Teilbereichen verbleiben die Normalen der Wirkungsebenen hingegen nahezu parallel (Bsp.: Linker Uferbereich der Hellbachstation Nr.12, Abbildung F.15). Ein Zusammenhang zwischen der Schubspannung und der Entfernung des Messpunktes zur festen Berandung ist weder aus den Profilbildern der Gesamtschubspannung, noch aus den Schubspannungsverteilungen der turbulenten Anteile erkennbar (Bsp.: Abbildung 5.5).

Für die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den Gradienten der Fließgeschwindigkeiten und den turbulenten Schubspannungen, bzw. den Differenzwerten der Impulsübertragungen durch Sekundärströmungen erscheinen die Messpunktdichten der bisher betrachteten Aufnahmen nicht ausreichend. Zu diesem Zweck wurde am 20.09.2007 eine ergänzende Messung am Hellbach (Station Nr.14) unternommen. Zwischen den Geschwindigkeitsgradienten und den Schubspannungsbeträgen, bzw. Differenzwerten der Impulsübertragung konnten dennoch nur schwache Korrelationen festgestellt werden (Anlage F.4).

### 5.2.2 Bestimmungsmethoden zur Sohlschubspannung

Die Methoden sind mit den Modellgrundlagen, den Konstanten und den erforderlichen Messgrößen in der Tabelle 5.2 zusammengefasst und sollen im Folgenden kurz erläutert werden:

**Gravitationsmethode (G)** Die Wandschubspannung bei Gleichgewicht zwischen Schwerkraft und Reibungskraft wurde bereits im Kapitel 2.2.6 hergeleitet. Ersetzt man in der Gleichung 2.22 das Sohlgefälle durch das Energieliniengefälle, so kann diese auf leicht ungleichförmige, in guter Näherung sogar auf instationär ungleichförmige Strömungen mit kleinen zeitlichen Gradienten des Wasserspiegels angewendet werden (Rowiński et al. 2000). Man erhält für die Schubspannungsgeschwindigkeit den Ausdruck der Gleichung 4.21. Aus dem Kapitel 4.3.2 geht hervor, dass es sich bei der Wandschubspannung nach der Gravitationsmethode um einen Parameter der Profil-, bzw. der Gewässerabschnittsskala handelt, der nicht die kleinskalige Variation entlang der Gerinnewandung (Biron et al. 2004; Rowiński et al. 2005) erfasst. Zur Normierung von Turbulenz- und Strömungsparametern vertikaler Messprofile wird vorrangig, anstelle des hydraulischen Radius, bzw. der mittlere

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Sohlschubspannungsmethoden

Methode	Voraussetzung	Konstanten	Messung
G	Normalabfluss (streng genommen), bzw. stationär ungleichförmig		$I_S, \langle r_{Hy} \rangle$
SV	$b_{Wsp} > 10 \cdot h_m$ langsame Profil- und Wasserspiegellagenänderung		$I_E, \langle r_{Hy} \rangle$ $I_S, \partial h_m / \partial x, \partial h_m / \partial t,$ $\partial u_m / \partial t$
LOG	Normalabfluss $\tau(z) = \tau_0 = \text{const.}$	$\kappa_K, z_0, (B_g,$ bzw. $B_r)$	$\bar{u}(z)$
KOV	s. LOG, bzw. $\tau(z) = \text{linear}$		$u', w', z, z_R$
TKE	s. KOV	$C_1$	$u', v', w', z, z_R$
TKE <sub>w'</sub>	s. KOV	$C_2$	$w', z, z_R$
G – Gravitations, SV – Saint-Venant-Methode, LOG – Logarithmische Methode KOV – Kovarianzmethode, TKE – Tubulent kinetische Energiemethode			

ren Abflusstiefe, die lokale Abflusstiefe verwendet:

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot h(y) \cdot I \quad . \quad (5.6)$$

Wird für  $I = I_E$  betrachtet, enthält die Sohlschubspannung integrale Effekte aus Energieverlusten an Böschungen und Formwiderständen (Sukhodolov et al. 2006b), so dass die Normierung auf die Bedingung des Normalabflusses ( $I = I_S$ ) zu beschränken ist.

**DeSaint-Venant-Methode (SV)** Die Gravitationsmethode ist streng genommen auf stationäre Fälle beschränkt. Für instationäre Strömungen in Gerinnen mit mäßiger Sohlneigung, relativ gleichförmiger Profilabfolge und hydrostatischer Druckverteilung, leiten Rowiński et al. (2000) auf Basis der DeSaint-Venant-Gleichungen die Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{g \cdot h_m \cdot \left[ I_s + \frac{\partial h_m}{\partial x} \left( \frac{u_m^2}{g \cdot h_m} - 1 \right) + \frac{u_m}{g \cdot h_m} \cdot \frac{\partial h_m}{\partial t} - \frac{1}{g} \cdot \frac{\partial u_m}{\partial t} \right]} \quad (5.7)$$

her. Naturmessungen haben gezeigt, dass zwischen den Resultaten nach Gleichung 5.7 und den Wandschubspannungen nach Gleichung 2.22 erhebliche Differenzen bestehen. Zwischen der DeSaint-Venant-Methode und der Gleichung 4.21 wurden maximale relative Fehler  $\epsilon \leq 11 \%$  im Bereich des stärksten Wellenanstieges festgestellt. Ausserhalb dieses Bereiches liegen die relativen Fehler unter  $2 \%$  (Rowiński et al. 2000). Die DeSaint-Venant-Methode bestimmt, wie die Gravitationsmethode, die mittlere Sohlschubspannung entlang des benetzten Umfangs eines Profilquerschnittes.

**Logarithmische Methode (LOG)** Die logarithmische Methode bietet die Möglichkeit, anhand von logarithmischen Geschwindigkeitsprofilen über der Sohle, die dort herrschende Schubspannung zu berechnen (Gleichung 2.31). Dabei kann die Strömung sowohl hydraulisch rauh als auch hydraulisch glatt sein. Aus dem linearen Anstieg der Fließgeschwindigkeit mit dem logarithmischen Wandabstand kann direkt auf die Schubspannungsgeschwindigkeit geschlossen werden<sup>2</sup>:

$$u^* = \kappa_K \cdot \frac{\Delta \bar{u}}{\Delta \ln z} \quad (5.8)$$

Das Prinzip der logarithmischen Methode ist nicht auf Geschwindigkeitsverteilungen linear mit  $\ln(z)$ , bzw. auf den Mischungswegansatz  $l_m = \kappa_K \cdot z$  beschränkt. Jeder hiervon abweichende Ansatz  $l_m(z)$  kann über

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u^*}{l_m(z)} \Rightarrow u(z) = u^* \int \frac{1}{l_m(z)} dz$$

dazu verwendet werden, die Sohlschubspannung aus der Geschwindigkeitsverteilung zu berechnen. Vorausgesetzt, es handelt sich bei  $l_m(z)$  um eine über  $z$  integrierbare Funktion und die Schubspannung ist gleich der Sohlschubspannung und konstant. Kim et al. (2000) verweisen auf die Problematik, dass in natürlichen Strömungen  $z$  nicht eindeutig bestimmt werden kann und eine synchrone Geschwindigkeitsaufzeichnung vertikal parallel angeordneter Sensoren erfordert. Neben dieser Bezugsproblematik ist die Schubspannungsgeschwindigkeit, bzw. die Sohlschubspannung linear von der Konstanten  $\kappa_K$  abhängig, deren Universalität nach Koll (2002) in Frage gestellt werden darf.

**Kovarianzmethode (KOV)** Mit moderner, zeitlich hoch auflösender Messtechnik (LDV, ADV und PIV) ist es möglich, bei gleichzeitiger Aufnahme mehrerer Geschwindigkeitskomponenten, die Kovarianz ihrer Fluktuationen zu ermitteln. Die Kovarianz zwischen den Fluktuationen longitudinal und vertikal zur Stromlinie ist, unter den Annahmen zur offenen Gerinneströmung (Kapitel 2.2.6), nach Gleichung 2.25 proportional zur turbulenten Schubspannung an dem Ort des Messpunktes. Sollte die Annahme einer konstanten Schubspannungsverteilung im wandnahen Bereich stimmen, so kann die Wandschubspannung in diesem Bereich direkt gemessen werden (Kim et al. 2000). Nikora und Goring (2000); Biron et al. (2004) zufolge ist die Wandschubspannung auf Basis der linearen Schubspannungsverteilung (Gleichung 2.42) aus dem gemessenen Schubspannungsverlauf  $\tau_{\overline{u'w'}}(z)$  bis  $z = 0$  linear zu extrapolieren. Hierfür soll die Interpolationsgerade bei offenen Gerinneströmungen in dem Bereich der sohlinduzierten Turbulenzstrukturen (logarithmische Schicht), jedoch oberhalb der forminduzierten Schichten ausgerichtet werden (Sukhodolov et al. 2006a, b).

**Turbulent kinetische Energiemethode (TKE)** Die Methode, aus der turbulenten kinetischen Energie die Schubspannung zu berechnen, entstammt der Ozeanographie

<sup>2</sup>Das Ablesen der Schubspannungsgeschwindigkeit aus der linearen Steigung in der logarithmische Geschwindigkeitsauftragung wird Methode nach CLAUSER genannt.

(Biron et al. 2004). Bei Soulsby (1983) werden Verhältnisse zwischen der Reynoldsspannung und der kinetischen Energie  $\tau_{u'w'}/E = 0,18 \dots 0,20$  präsentiert. Die Werte basieren auf Messungen in den logarithmischen Schichten von Shelfmeeren und der Atmosphäre. Stapelton und Huntley (1995) schlugen vor, das Verhältnis  $C_1 = 0,19$  zur Berechnung der turbulenten Schubspannung zu nutzen:

$$\tau_{TKE} = C_1 \cdot \rho \cdot \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2} \quad . \quad (5.9)$$

Unter der Voraussetzung universeller Turbulenzverhältnisse in der Grenzschicht (Vgl. Kapitel 5.3.3) lässt sich die Gleichung 5.9 mit  $C_2 = 0,9$  reduzieren zu (Kim et al. 2000):

$$\tau_{TKE} = C_2 \cdot \rho \cdot \overline{w'^2} \quad . \quad (5.10)$$

Bevor die Universalität der Konstanten  $C_1$  und  $C_2$  nicht ausreichend betätigt ist, erfordert die Methode der turbulent kinetischen Energie deren Überprüfung (Kim et al. 2000).

Die Wandschubspannung einer stationär gleichförmigen Strömung mit universell ausgebildeter Strömungs- und Turbulenzstruktur im wandnahen Bereich sollte nach allen Bestimmungsmethoden den selben Wert ergeben. Vergleichende Schubspannungsanalysen in offenen Gerinnen und in Tidegewässern haben gezeigt, dass die Resultate in Abhängigkeit von der hydraulischen Situation und der verwendeten Messmethode teilweise weit auseinander liegen. Die Tabelle 5.3 enthält eine Übersicht von verschiedenen Analysen der fünf Methoden des Kapitels 5.2.2 und weiterer hier nicht genannter Methoden. Es können nicht alle Ergebnisse dieser Studien wiedergegeben werden. Als Ursachen des Versagens von Bestimmungsmethoden fallen in Betracht:

- Das Modell ist nicht zutreffend.
- Die Messmethode ist unzureichend.

Tabelle 5.3: Literatur vergleichender Schubspannungsanalysen; Abkürzung: S. Tabelle 5.2

Literatur	Strömung	Sohle, Rauheit	Methodenvergleich
Kim et al. (2000)	Ästuar	Schluff	LOG, KOV, TKE
Rowiński et al. (2000)	Flachlandfluß	Sand	G, SV
Biron et al. (2004)	Laborgerinne	Plexiglas, Sand	LOG, KOV, TKE
		Sand, Deflektoren	KOV, TKE
Rowiński et al. (2005)	Hauptgerinne	glatt, rauh	G, LOG, KOV, TKE
	Vorländer	Vegetation	KOV, TKE
	Laborgerinne	Kies	G, LOG, KOV, TKE

Die Problematik der Parameterbestimmung nach der Gravitationsmethode wurde bereits im Kapitel 4.3.2 erörtert. Rowiński et al. (2005) vergleichen die Schubspannungsgeschwindigkeiten im Hauptgerinne eines gegliederten Profils nach Gleichung 5.6 mit anderen Methoden und stellen wenig Übereinstimmung fest. Die Sohlschubspannung wurde unter Verwendung der lokalen Abflusstiefe und des Sohlgefälles ermittelt, so dass der Einfluss aus den Vorländern und den Böschungen unberücksichtigt blieb. Rowiński et al. (2000) konnten in Naturmessungen mit künstlich erzeugten Abflusswellen zeigen, dass zwischen den Resultaten der Gravitationsmethode (Gleichung 2.22) und der DeSaint-Venant-Methode große Differenzen bestehen. Ausserhalb des Wellenanstieges sind die Differenzen zu den Resultaten nach Gravitationsmethode mit Energieliniengefälle (Gleichung 4.21) hingegen zu vernachlässigen. Leider ist der Studie nicht zu entnehmen, wie groß das Energieliniengefälle bei stationärem Durchfluss ist. Die DeSaint-Venant-Methode erfordert, neben der Bedingung, dass keine plötzlichen Änderungen der Gerinnegeometrie vorliegen, einen großen messtechnischen Aufwand zur Erfassung der räumlichen und zeitlichen Ableitungen der Wasserspiegellagen.

Als Vorteil der logarithmischen Methode gilt die Ermittlung lokaler Schubspannungsgeschwindigkeiten (Biron et al. 2004; Rowiński et al. 2005). Zwingende Voraussetzung ihrer Anwendung sind voll ausgebildete Grenzschichtströmungen (Biron et al. 2004), deren Geschwindigkeits- und Schubspannungsverteilungen geometrisch und nicht strömungsdynamisch bedingt sind. Aus diesem Grund wurde die logarithmische Methode in den Studien der Tabelle 5.3 nicht bei allen Strömungssituationen in Betracht gezogen. Abweichungen vom Normalabfluss und von zweidimensionalen Strömungsverhältnissen, sowie Messungen ausserhalb des logarithmischen Bereiches führen bei Anwendung der Gleichung 5.8 zu falschen Schubspannungswerten. Wendet man das logarithmische Wandgesetz (Gleichung 2.32) in Strömungen mit unregelmäßigen Profilformen an, so sind neben der Schichtgrenze  $z_R$ , die profilbezogenen Konstanten  $\kappa_K$  und  $B_r$  zu ermitteln (Kapitel 2.3.4).

Dieselben Voraussetzungen gelten für die Auswertung der Schubspannung nach der Kovarianzmethode. Nezu und Nakagawa (1993) betonen die Sensitivität gegenüber Abweichungen zur zweidimensionalen gleichförmigen Strömung. Die Kovarianzmethode besitzt gegenüber der logarithmischen Methode den Vorteil, dass sie unabhängig von universellen, bzw. empirischen Konstanten ist. Wird zudem eine konstante Schubspannungsverteilung in der wandnahen Schicht des Messpunktes angenommen, benötigt man für die Kovarianzmethode keine Kenntnis des Wandabstandes. Die Kovarianzmethode vermag jedoch nicht den Impulsaustausch und damit das Widerstandsverhalten des Strömungskörpers (Kapitel 5.2.1) ausreichend zu erfassen, wenn Sekundärströmungen das Fließgeschehen beeinflussen (Coleman et al. 2007). Als weiterer Nachteil dieser direkten Schubspannungsmessung (Kim et al. 2000) gelten Messfehler durch Rauschen (Vgl. Anlage D.1) und Messfehler durch Sensorfehlstellungen (Vgl. Kapitel 3.4.2). Bei den Messungen von Sukhodolov et al. (2006b) über Formrauheiten erkennt man, dass neben der Reynoldsspannung  $-\rho \cdot \overline{u'w'}$ , die Schubspannungskomponenten  $-\rho \cdot \overline{u'v'}$  und  $-\rho \cdot \overline{v'w'}$  gleiche Größenordnungen besitzen. Die Sohlschubspannung wird hier über den extrapolierten Verlauf der zusammengefassten Reynoldsspannungen  $\sqrt{\overline{u'v'^2} + \overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}}$  berechnet. Ein Beispiel der Verteilung von

Reynoldsspannungen am Hellbach zeigt die Abbildung 5.7.

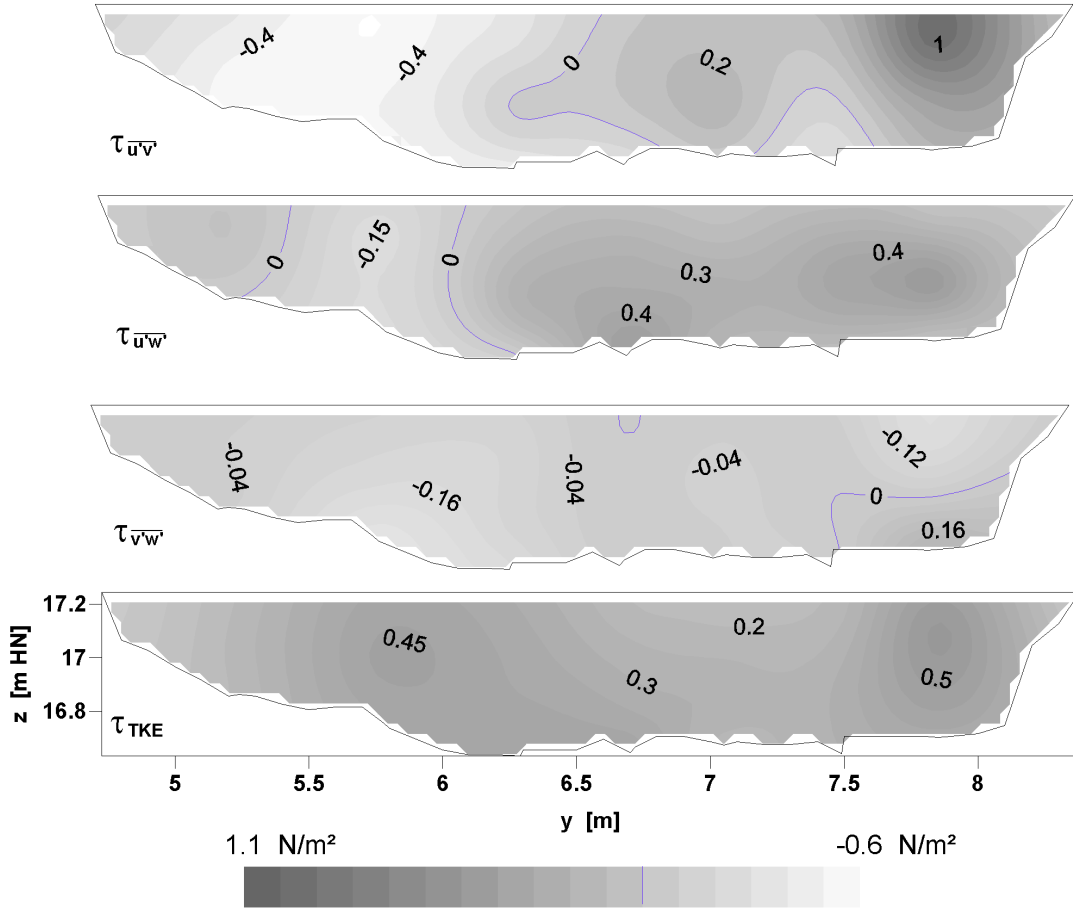


Abbildung 5.7: Reynoldsschubspannungen und Schubspannungsverteilung nach turbulent kinetischer Energiemethode des Hellbachprofils vom 16.05.06

Man erkennt auch hier, dass die Spannungsterme mit horizontalen Geschwindigkeitskomponenten und die Reynoldsspannung gleiche Größenordnungen besitzen. Darüber hinaus weicht die Reynoldsspannungsverteilung  $\tau_{\overline{u'w'}}$  von der Schubspannungsverteilung nach turbulent kinetischer Methode  $\tau_{TKE}$  ab. Untersuchungen in Labor- und Naturgerinnen haben gezeigt, dass in Teilbereichen, z.B. in Böschungsnähe (Stephan et al. 1997) oder vor Deflektoren zur Querschnittsverengung (Biron et al. 2004), negative Reynoldsspannungen dominieren. Alle Messergebnisse der Reynoldsspannungen an Nebel und Hellbach zeigen solche Schubspannungsbereiche mit beschleunigender Wirkung. Die Abbildung 5.8 fasst alle (geometrisch) profilgemittelten Reynoldsspannungsverhältnisse zusammen. An beiden Gewässerabschnitten dominieren überwiegend Schubspannungen, deren Wirkungsebenen in, bzw. orthogonal zu den Böschungen zeigen. Die Reynoldsspannungen mit longitudinal-lateraler Kovarianz scheinen mit dem Durchfluss eine steigende Tendenz zu besitzen. Die Verhältnisse zwischen lateral-vertikaler zu longitudinal-vertikaler Kovarianzen sind, beson-

ders im Bereich niedriger Durchflüsse, bei der Nebel deutlich geringer und konstanter ausgebildet. Beide Phänomene können im Fall der Nebel der Vegetationswirkung zugeordnet werden.

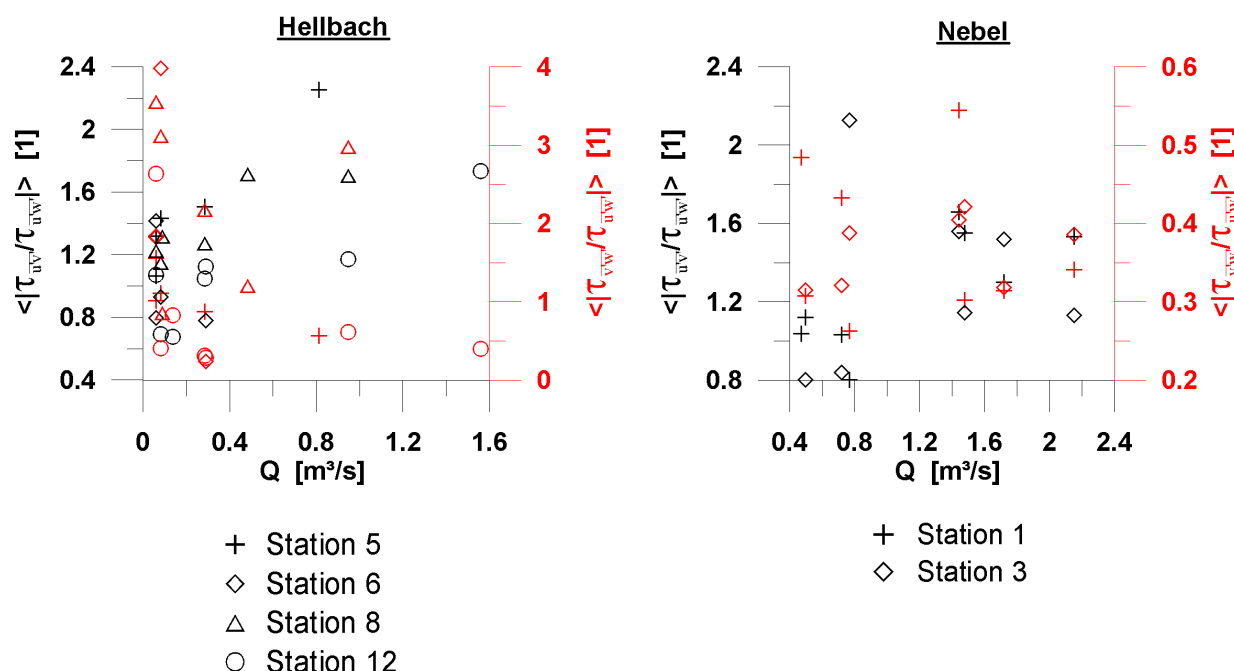


Abbildung 5.8: Verhältnisse der Reynoldsschubspannungen an Hellbach und Nebel

Die Methode, aus der turbulent kinetischen Energie auf die Reynoldsspannung zu schließen, wurde für Strömungen über dem Grund von Shelfmeeren und Ästuaren entwickelt. Die Untersuchung von Soulsby (1983), Stapelton und Huntley (1995) und Kim et al. (2000) haben gezeigt, dass die Proportionalitätskonstante einen engen Wertebereich  $C_1 = 0,18 \dots 0,21$  besitzt. Auf Basis von statistischen Tests schlußfolgert Kim et al. (2000), dass die TKE-Methode die sichersten Resultate der Schubspannung erbringt. Da vertikale Geschwindigkeitsmesswerte  $w$  weniger vom Rauschen betroffen sind, als die horizontalen  $u$  und  $v$  (Voulgaris und Trowbridge 1998), stellt nach Kim et al. (2000) die Gleichung 5.10 eine Modifikation der turbulent kinetischen Energiemethode dar. In dem Vergleich der Gleichung 5.9, bzw. der Gleichung 5.10 mit der Reynoldsschubspannung zeigte sich über glatten und mit Sand belegten Sohlen tatsächlich eine größere Übereinstimmung der Gleichung 5.10 mit der Reynoldsschubspannung (Biron et al. 2004). McLelland und Nicholas (2000) berichten hingegen von nahezu rauschfreien Resultaten<sup>3</sup> der Reynoldsspannungen durch ADV-Messungen (Vgl. Anlage D.1). Anwendungen der turbulent kinetischen Energiemethode in offenen Gerinneströmungen haben gezeigt, dass die Übereinstimmung zur Kovarianzmethode mit der Komplexität der Strömung abnimmt. Während bei einfachen Laborströmungen des Hauptgerinnes gegliederter Profile und bei Strömungen über

<sup>3</sup>Fehleranteile durch Rauschen:  $\epsilon < 1 \%$ .

Kiessohlen nur geringe Differenzen vorliegen, weichen die Resultate in der Interaktionszone<sup>4</sup> zwischen Hauptgerinne und bewachsenem Vorland (Rowiński et al. 2005), sowie hinter Deflektoren (Biron et al. 2004) erheblich voneinander ab. Die Schubspannungsbeiträge aller Messpunkte nach Kovarianzmethode wurden in der Abbildung 5.9 gegenüber den Schubspannungen nach Gleichung 5.9 mit  $C_1 = 0,2$  aufgetragen. Man erkennt in dem Diagramm mit jeweils logarithmierten Achsen eine große Streuung der Werte um die 1 : 1-Linie. Korrelationen zwischen den Schubspannungswerten sind nicht (Nebel Station Nr.1:  $r_{Kov,TKE} = 0,06$ ) bis mäßig (Hellbachstation Nr.12:  $r_{Kov,TKE} = 0,65$ ) vorhanden und liegen mehrheitlich unter den Werten, die Biron et al. (2004) in Laborströmungen ermittelten.

Es lässt sich zusammenfassen, dass die Bestimmung der Sohlschubspannung, bzw. der Schubspannung des Strömungsfeldes mit zunehmender Strömungskomplexität schwieriger wird.

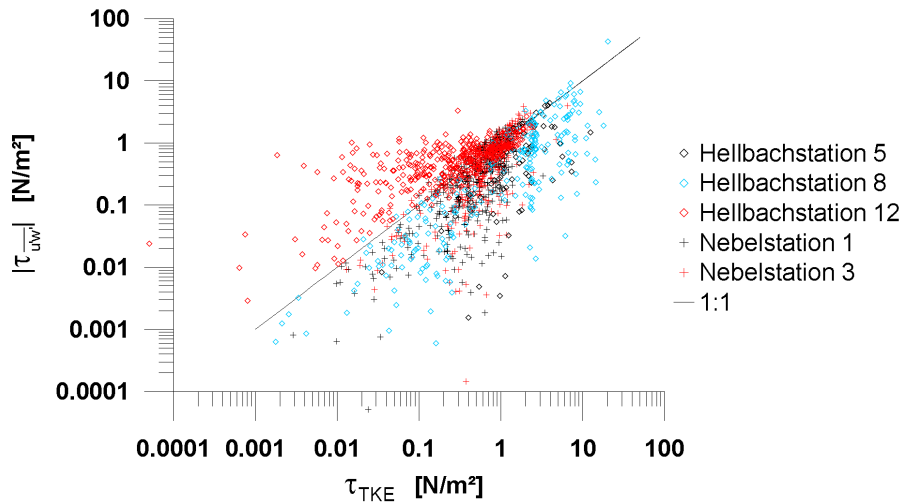


Abbildung 5.9: Vergleich der Kovarianz und turbulent kinetischer Energiemethode zur Schubspannungsbestimmung

## 5.3 Strömungs- und Turbulenzstruktur in Querprofilen kleiner Fließgewässer

### 5.3.1 Fließgeschwindigkeiten

Von den zahlreichen Erkenntnissen zu der Fließgeschwindigkeitsverteilung in Profilquerschnitten können an dieser Stelle nur wenige wiedergegeben. Diese betreffen die Strömung in Wechselwirkung mit naturnahen Strukturkomponenten und werden soweit möglich mit den eigenen Resultaten verglichen. Während die Wandungen und Strukturen in Laborgerinnen

<sup>4</sup>Vielfach auch Austausch-, Übergangs- oder Makroturbulenzzone genannt.

zur gezielten Untersuchung von Strömungs- und Turbulenzstrukturen technisch hergestellt und überwiegend starr sind (z.B. Antonia und Krogstad (2001)), unterliegen natürliche Sohlen einer Dynamik und sind häufig mit Vegetation bedeckt. Stephan und Gutknecht (2002) interpretieren in der wellenförmigen Bewegung überströmter Vegetation und aus den Verhältnissen maximaler relativer Turbulenzintensitäten keine dämpfende Eigenschaft der Vegetation auf die Ausbildung kohärenter Strukturen. In dem Strömungsfeld der Vegetation kann sich daher eine Grenzschicht mit logarithmischer Geschwindigkeitsverteilung ausbilden. Anstelle der äquivalenten Sandrauheit  $k_S$  und des vertikalen Wandabstandes  $z$  der Gleichung 2.32 verwenden Stephan und Gutknecht (2002) die mittlere Vegetationshöhe  $k_V$  und den Abstand  $z_V$  über der Vegetation zur Modellierung der Geschwindigkeitsverteilung. Die Messungen von Carollo et al. (2002) über das gesamte Strömungsfeld belegen ein Drei-Zonen-Profil mit gespiegelt S-förmigem Verlauf der Fließgeschwindigkeit. Die Stammdichte (bezogen auf den Fließquerschnitt) beeinflusst dabei die Krümmung des Drei-Zonen-Profiles, jedoch nicht die Lage des Wendepunktes und die Zonierung. Der Wendepunkt am oberen Rand der Vegetation stimmt mit der Position maximaler Turbulenzintensität, sowie mit der Position maximaler Schubspannung überein und kennzeichnet die Rauheitshöhe der Vegetation  $k_V$ . Eine Analogie zur Wirkung der Rauheitsdichte von Kornrauheiten (Vgl. Kapitel 2.3.1) liegt nahe. Ausgehend von den Randbedingungen bezüglich der Mischungsweglänge und der Schubspannung an dem Wendepunkt, leiten Carollo et al. (2002) eine empirische Gleichung zur Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilung über das gesamte Strömungsfeld her. Eine Gliederung in drei Zonen vollziehen auch Sukhodolov und Sukhodolova (2006). Im Widerspruch zu Stephan und Gutknecht (2002) lehnen Sukhodolov und Sukhodolova (2006) jedoch die Klassifizierung des gesamten Strömungsfeldes als Grenzschichtströmung ab. Sowohl innerhalb als auch oberhalb der Vegetation liegen nach Sukhodolov und Sukhodolova (2006) Schichten mit freien ‚wakes‘ und ‚jets‘, unabhängig von der festen Berandung vor. Es handelt sich demnach um eine „freie Turbulenz“-Strömung, deren Vegetationszone in guter Übereinstimmung mit der Beschreibung als „mixing-layer“ steht.

Messungen über einer fixierten und einer mobilen Kiessohle von Nikora und Goring (2000) haben gezeigt, dass die Geschwindigkeitsverteilung in einem weiten Bereich ( $z/h = 0,035 \dots 0,75$ ) dem logarithmischen Wandgesetz entspricht. Es ergeben sich jedoch Unterschiede bezüglich der VON KÁRMÁN'schen Konstante  $\kappa_K$  und des ‚wake‘-Parameters  $\Pi$  (Kapitel 2.3.4). Die Abweichungen vom logarithmischen Geschwindigkeitsprofil werden für  $z/h > 0,75$  mit Interaktionen an der Wasser-Luft-Grenzschicht und für  $z/h < 0,035$  mit dem Einfluß von Porenwasserströmungen ( $\bar{u}(z_0) \neq 0$  m/s) begründet. Es ist zu beachten, dass die Ergebnisse von Nikora und Goring (2000) auf ein einziges vertikales Geschwindigkeitsprofil in Kanalmitte basieren und Sekundärströmungen vernachlässigt wurden. Untersuchungen von Sukhodolov et al. (2006b) zur Geschwindigkeitsverteilung über alluvialen Sohlen mit mobilen Riffeln zeigen eine gute Übereinstimmung mit der logarithmischen Verteilung zwischen der oberen Grenze der Rauheitsschicht bei  $z/h \approx 0,25$  bis zur Gewässeroberfläche ( $\Pi = 0$ ). Ein Beispiel der Grenzschichtbildung und der theoretischen Geschwindigkeitsverteilung zeigt die Abbildung 5.10. Eine Strömungsseparation durch die Grenzschichtablösung im Strömungsschatten der Formrauheit (Schlichting und Gersten

1997) und die longitudinal wiederkehrende Grenzschichtbildung ist im vertikalen Profil der Primärströmung nicht erkennbar (Sukhodolov et al. 2006b).

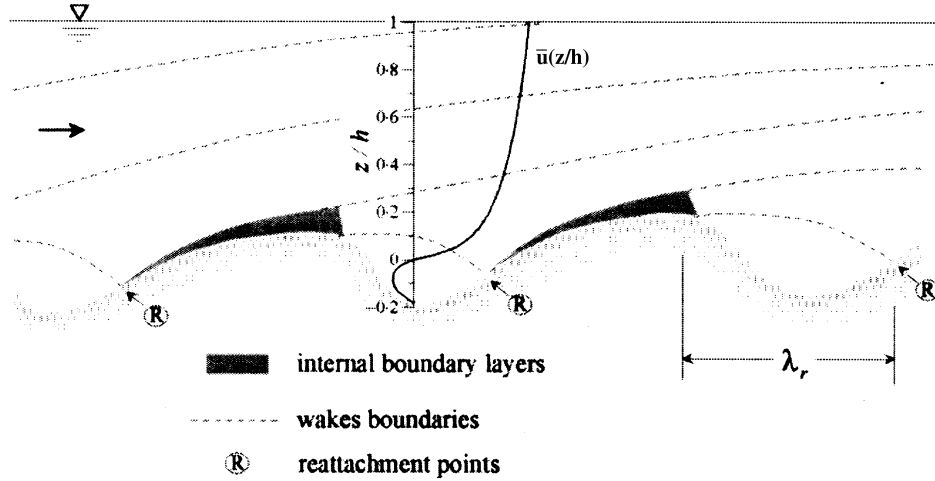


Abbildung 5.10:  $\bar{u}$ -Verteilung über Riffelrauheiten, aus Sukhodolov et al. (2006b)

Nach Nikora et al. (1995) lassen sich die Fließgeschwindigkeiten im der Mitte des Fließquerschnittes mit dem logarithmischen Wandgesetz und in gleicher Güte mit der Potenzfunktion

$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{max}} = \left(\frac{z}{h}\right)^q, \quad (5.11)$$

mit  $q = 0,15 \dots 0,27$  beschreiben. Messwerte nahe der Uferbereiche und der Wasseroberfläche besitzen erhebliche Abweichungen zu den Funktionswerten der Gleichung 5.11. Aus der Variabilität der Werte und Parameter der Gleichungen 2.23, 2.32, sowie 5.11 schließen die Autoren auf die Anzahl zellulärer Sekundärströmungswirbel und begründen mit diesen die festgestellten Differenzen zu theoretischen Verteilungsbildern mit Abhängigkeit vom vertikalen Sohl-, bzw. Wandabstand. Sukhodolov et al. (2006a) erweitern, auf Basis von Naturmessungen an einem gestreckten Flussabschnitt, das logarithmische Wandgesetz um eine parabolische und eine Exponentialfunktion. Mit  $u^* = f(y)$  und  $\bar{u} = f(y, z)$  beschreiben sie ein Geschwindigkeitsprofil, welches vom Uferbereich zur Profilmitte und von der Sohle zur Gewässeroberfläche logarithmisch verteilt ist. Die Auswirkungen von Sekundärströmungen bleiben jedoch hinsichtlich der Fließgeschwindigkeitsverteilung unberücksichtigt.

In Flusskrümmungen können Sekundärströmungen die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung erheblich beeinflussen. Neben diesen, durch Zentrifugalkräfte induzierten Einflüssen, bewirken weitere Phänomene der Bogenströmung, wie z.B. die transversale Differenz des Druckgradienten (Falcón und Kennedy 1983) oder der ‚Potentialströmungseffekt‘ (Leschziner und Rodi 1979), die Abweichung des Primärströmungsbildes von denen an geraden Gewässerabschnitten. Für die tiefengemittelte Längsgeschwindigkeit gibt es mehrere Berechnungsansätze. Von Kikkawa et al. (1976) stammt eine empirische Beziehung für die

tiefengemittelte Fließgeschwindigkeit bei dem Kurvenradius  $r$ .

$$\begin{aligned} \langle \bar{u} \rangle_r &= f(r) \cdot u_m \\ \text{mit } f(r) &= r/r_m \end{aligned} \quad (5.12)$$

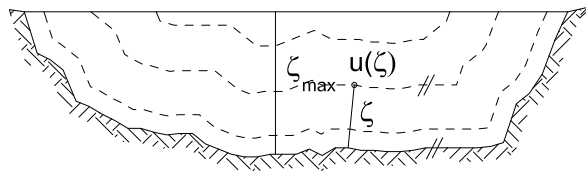
Diese Beziehung gilt im mittleren Strömungsfeld<sup>5</sup> bei einer horizontalen Sohle. Die Funktion  $f(r)$  wurde von Reindl (1994) in Kühner (2003) für bewegliche Sohlen zu  $f(r) = r^3/r_m^3$  und von Odgaard (1981) zu  $f(r) = \sqrt{h(r)/h_c} \cdot r_c/r$  modifiziert. Falcón und Kennedy (1983) leiten die tiefengemittelten Fließgeschwindigkeiten in Krümmungen auf Basis der Darcy-Weisbach-Gleichung ab:

$$\langle \bar{u} \rangle_r = \sqrt{\frac{8}{\lambda} \cdot I_{S,c} \cdot \frac{r_c}{r} \cdot h(r)}$$

Kühner (2003) stellt an Bogenabfolgen bei großen Gefälleverhältnissen ( $I_S \geq 1\%$ ) fest, dass die Lage der maximalen Fließgeschwindigkeit nahezu unabhängig von der Sohlumlagerung ist. Die Geschwindigkeitsverteilung wird aber erheblich von dieser beeinflusst und dann nur vom Odgaard-Ansatz in guter Näherung beschrieben.

Die Primär- und Sekundärströmungsverteilungen an der Nebel und dem Hellbach werden unter Beachtung der Mindestmesszeit (Kapitel 3.3.2) aus den ADV-Datensätzen der Profilaufnahmen ermittelt. Die Profildarstellungen sowie deren messstationsbezogene phänomenologische Auswertung befinden sich in der Anlage F.1.

Um die Resultate an den Untersuchungsabschnitten mit Literaturangaben vergleichen zu können, ist es erforderlich, jedem Strömungswert den Abstand zur Gerinnewand zuzuordnen. An Rohren entspricht dieser der radialen Distanz zur Rohrwandung (Wandgesetz), bzw. zum Zentrum (Mittengesetz). Bei breiten Naturgerinnen ( $b_{Wsp}/h \geq 10$ ), bzw. bei Laborgerinnen mit glatten Seitenwänden wird häufig der vertikale Abstand zur Sohle benutzt. Für unregelmäßig raue Gerinnesohlen wird die vertikale Distanz zu einer einheitlichen Sohlkoordinate mit theoretischem Nullpunkt der logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung bestimmt (Vgl. Kapitel 2.3.4). Unter den Annahmen, gleichförmige offene Gerinneströmung ohne Sekundärströmungen (Kapitels 2.2.6), stellen die Isotachen Schnitte wandparalleler Flächen mit dem Abstand  $\zeta$  zur festen Berandung dar. Jedem Geschwindigkeitsmesspunkt wird somit aus dem kürzesten Abstand zur Gerinnewandung ein relativer Abstand  $\zeta^* = \zeta/\zeta_{max}$  zugeordnet:



Es sei betont, dass diese Annahme die Gleichförmigkeit sowohl der Rauheiten als auch der Quer- und Längsprofile voraussetzt. An den Untersuchungsabschnitten liegen diese nicht vor und sind bei der Interpretation der Verteilungen  $\bar{u}(\zeta^*)$  zu berücksichtigen.

<sup>5</sup>Kikkawa et al. (1976) geben relative Breiten  $0,1 \leq y/b \leq 0,9$  an.

Die Abbildungen F.7 bis F.11 zeigen die mittleren Fließgeschwindigkeiten  $\bar{u}$  und ihre gleitenden Mittelwerte  $\langle \bar{u} \rangle_{\zeta'}$  gegenüber dem relativen Wandabstand  $\zeta^*$ . Die Abhängigkeit der mittleren Fließgeschwindigkeit vom Wandabstand wurde durch die Korrelation  $r_{\bar{u}, \zeta^*}$  und durch die Korrelation  $r_{\bar{u}, \ln(\zeta^*)}$  analysiert. Im Vergleich zu Resultaten aus Labor- und anderen Naturmessungen (u.a. Nezu und Nakagawa (1993); Lesht (1980)) waren die Korrelationen zwischen den Fließgeschwindigkeiten und den Wandabständen sehr schwach<sup>6</sup>. Mit den gleitenden Mittelwerten  $\langle \bar{u} \rangle_{\zeta'}$  lassen sich in einigen Geschwindigkeitsprofilen wenigstens vertikale Abschnitte einheitlicher Steigungsverhältnisse  $\langle \bar{u} \rangle_{\zeta'} = f(\zeta^*)$  gruppieren. Die Messprofile der Hellbachstation Nr.12 vom 29.08.05, 10.10.05, 16.05.06 und der Nebelstation Nr.3 vom 12.12.05 lassen eine Gliederung des Geschwindigkeitsfeldes in zwei Bereiche linearer Steigungen mit  $\zeta^*$  erkennen. Die Trennstellen liegen zwischen  $\zeta^* = 0,15 \dots 0,2$  und somit im Bereich, der üblicherweise als Grenze zwischen wandnaher Schicht und Schicht der freien Außenströmung gilt (Abbildung 2.5). Geschwindigkeitsverteilungen mit  $\bar{u}(\zeta_1) > \bar{u}(\zeta_2)$  und  $\zeta_1 < \zeta_2$  deuten auf den Einfluss gestapelter Nachlaufstrukturen (Sukhodolov et al. 2006b) abgelöster Grenzschichten (Abbildung 5.10) hin. Diese Geschwindigkeitsprofile stehen in keinem funktionalem Zusammenhang mit dem orthogonalen Wandabstand.

Die vorliegenden Messergebnisse lassen keine Kategorisierung der Strömungen in Fließtypen zu, da weder logarithmische (Fließtyp 1) noch lineare (Fließtyp 2 bis 4) Profile zu erkennen sind. Eine Anpassung der logarithmischen (Gleichungen 2.32, 2.33 und 2.34), linearen (Gleichung 2.35) oder exponentiellen (Gleichung 5.11) Geschwindigkeitsverteilungsgesetze an die Messergebnisse erscheint nicht sinnvoll. Beispielsweise können  $u^*$  oder  $z_v$  (z.B. nach Aberle (2000)) nur bestimmt werden, wenn ein logarithmischer Steigungsbereich vorliegt (Vgl. Kapitel 5.2.2). Die Messungen während der Vegetationszeit an den Nebelstationen zeigen weder ein Drei-Zonen-Profil (Carollo et al. 2002), noch Profilbereiche, die als Mischungsschichten (Sukhodolov et al. 2006b) gedeutet werden könnten. Auf Basis der Geschwindigkeitsverteilungen kann die Strömung nicht in Vegetations- und vegetationsfreie Schichten untergliedert werden. Im Widerspruch zu der Phänomenologie lassen sich Geschwindigkeitsverteilungen bei niedrigen Durchflüssen (Hellbach) oder bei gleichzeitig ausgeprägter Vegetation (Nebel) einfacher gruppieren und besitzen eine stärkere Abhängigkeit vom Wandabstand. Diese Beobachtung führt zu der Vermutung, dass die Strömungscharakteristik bei geringen Durchflüssen durch die Profilgeometrie und der Rauheit der Messstation stärker beeinflusst wird, als bei höheren Durchflüssen, bei denen die Geometrien und Rauheiten oberhalb der Messstation eine größere Rolle spielen.

Ein Vergleich der Primärströmungen an der Hellbachstation Nr.8 (Kurvenströmung mit  $r_c = 3,95$  m,  $b = 5,39$  m) mit den Ansätzen der Gleichung 5.12 offenbart nur wenig Übereinstimmung. Lediglich das Resultat der Messung vom 04.07.2005 beschreibt eine transversale Variabilität der Fließgeschwindigkeiten, die dem generellen Verlauf der Ansätze nach Kikkawa et al. (1976) und Reindl (1994) in Kühner (2003) entsprechen (Abbildung F.8). Die

<sup>6</sup>Die stärkste Korrelation beträgt für  $\bar{u}$  zum linearen relativen Wandabstand  $\zeta^*$  bei der Nebelmessung vom 02.11.2005, Station Nr.3:  $r = 0,90$  und zum logarithmischen Wandabstand  $\ln(\zeta)$  bei der Hellbachmessung vom 10.10.2005, Station Nr. 12:  $r = 0,73$ .

Abbildung 5.11 zeigt die Messungen mit den kleinsten (04.07.2005:  $\sum(\Delta u)^2 = 0,054 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ) und den größten Abweichungen (14.12.2005:  $\sum(\Delta u)^2 = 0,4 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ) zu dem Ansatz von Kikkawa et al. (1976). Die geringste Abweichung würde die Wirkung der näherungsweise horizontalen Sohlausbildung bestätigen. Die Ursache für die Abweichungen der gemessenen Primär- und Sekundärströmungen (S. Kapitel 5.3.2) von den Modellbeschreibungen in den Krümmungen mag in den überwiegend bordvollen Abflüssen der Laborversuche (Kühner 2003; Boxhall et al. 2003) liegen. Diese führen zur dominierenden Wirkung der Zentrifugalkraft. Die Bogenströmungen am Hellbach besitzen sehr starke Krümmungsradien, an der Messstation Nr.8 fehlt die typische Profilform mit Prall- und Gleithang, und vor sowie hinter den Messstationen Nr.6 und Nr.8 befinden sich Strömungshindernisse, so dass der Potentialströmungseffekt und die Formrauheiten großen Einfluß haben und keine trägheitsinduzierten Profilbilder vorliegen.

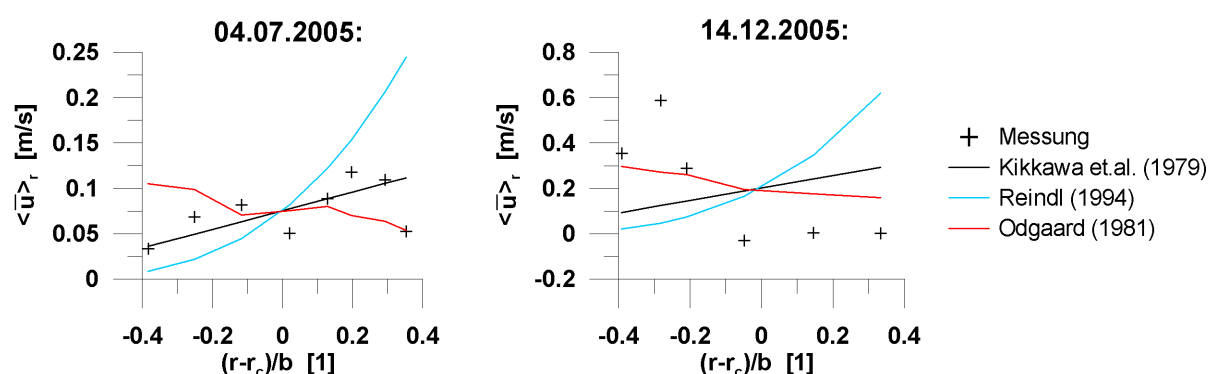


Abbildung 5.11:  $\langle \bar{u} \rangle_r$  an Hellbachstation Nr.8

### 5.3.2 Sekundärströmungen

Naturmessungen zur Erforschung von Sekundärströmungen im gesamten Strömungsfeld sind selten. Teilweise werden Sekundärströmungseffekte durch geschickte Messkonfigurationen umgangen oder sind nach dem Größenordnungsvergleich zur Primärströmung an mittleren und größeren Fließgewässern vernachlässigbar (u.a. Nikora und Goring (2000); Sukhodolov et al. (2006a)). Naturmessungen von Sekundärströmungen an kleinen Fließgewässern sind selten. Die Sekundärströmungen resultieren aus einer Vielzahl von äußeren (z.B. Krümmungen, lokale Unterspülungen und Ausbuchtungen in Kombination) und inneren (z.B. Rauheitsheterogenität an Sohle und Böschung) Einflüssen.

Eine Gliederung der Sekundärströmungen erfolgt auf Basis ihrer Entstehung. Resultieren der Hauptströmung überlagerte Ausgleichsströmungen durch die Trägheit des Strömungskörpers, so bezeichnet man diese als Sekundärströmungen erster Art<sup>7</sup>. Detaillierte Untersuchungen zu Sekundärströmungen erster Art an Naturgerinnen betreffen häufig lokale Strukturen und ihre hydraulische Wirkung. Als Beispiele können die Messungen von

<sup>7</sup>„Secondary currents of Prandtl's first kind“ (Nezu und Nakagawa 1993), die als „Skew induced currents“ (Bathurst et al. 1979) zu charakterisieren sind.

Rhoads und Sukhodolov (2001) an Zusammenflüssen und von Sukhodolov und Engelhardt (2001) an Bühnenfeldern genannt werden. Werden die Ausgleichsströmungen durch Kräfteungleichgewichte innerhalb des Strömungskörpers hervorgerufen, so werden diese Sekundärströmungen zweiter Art<sup>8</sup> genannt. Ihre Entstehung und Ausbildung bei einfachen prismatischen Profilgeometrien und bei idealisierten Rauheitsverteilungen werden ausführlich bei Nezu und Nakagawa (1993) erörtert.

In Krümmungen bilden die Sekundärströmungen erster und zweiter Art gemeinsam mit der Hauptströmung eine Spiralbewegung. In der Literatur findet man bei dieser Strömungssituation häufig die Darstellung der Sekundärströmungen durch Pfeile und die Primärgeschwindigkeiten als Isolinien (u.a. Tominaga und Nezu (1991); Nezu und Nakagawa (1993)). In einem Profilschnitt durch eine Walze (Zanke 2002) mit orthogonaler Rotationsachse zur Hauptströmung ist diese Darstellungsform streng genommen falsch. Bei dieser in Ausbuchtungen, Kolken und Bühnen anzutreffenden Bewegung (Sukhodolov et al. 2002), weist die Sekundärströmung teilweise in und teilweise entgegen der Hauptströmungsrichtung. Eine Abgrenzung zwischen Sekundär- und Hauptströmung erhält man bei Walzenströmungen nur mit dem longitudinal räumlich aufgelösten Strömungsfeld, welches mit der verwendeten Messtechnik nicht erfassbar ist. Daher muss auf die Definition der Sekundärströmung nach Bathurst et al. (1979), als Strömung orthogonal zur Fließrichtung, zurückgegriffen werden.

Die Abweichung des oberflächennahen Strömungsfeldes von der logarithmischen Verteilung und die Lage des Fließgeschwindigkeitsmaximums unterhalb der Gewässeroberfläche sind seit langem bekannte Phänomene. Beispiele zeigen die Untersuchungen von Darcy-Bazin aus dem Jahr 1865, in Dracos (1990). Die Illustrationen der Ergebnisse von Nezu und Rodi (1985) in Nezu und Nakagawa (1993) verdeutlichen, dass die Verschiebung des Geschwindigkeitsmaximums bis  $z/h \approx 0,6$  in Rechteckgerinnen mit  $b/h \leq 2$  unabhängig vom Fließzustand, aber beschränkt auf die offene Gerinneströmung ist. Bis  $z/h \approx 0,2$  und ausserhalb von zellulären Sekundärströmungen des Übergangsbereiches Sohle – Gerinnewand stimmt das logarithmische Wandgesetz (Gleichung 2.32) gut mit den gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen überein. Bis  $z \approx \delta$ , wobei  $\delta$  den Wandabstand zur maximalen Fließgeschwindigkeit angibt, konnte die Anwendbarkeit der Gleichung 2.34 nachgewiesen werden. Für  $\bar{u}(z > \delta)$  liegt Nezu und Nakagawa (1993) zufolge keine etablierte Beschreibung vor. Yang (2005) leitet durch Größenordnungsvergleich eine vereinfachte REYNOLDS-Gleichung ab:

$$\frac{\partial(uv - \tau_{xy}/\rho)}{\partial y} + \frac{\partial(uw - \tau_{xz}/\rho)}{\partial z} = g \cdot I_E \quad ,$$

wobei je nach Distanz zur Sohl- oder Böschungsoberfläche,  $\partial/\partial y = 0$  oder  $\partial/\partial z = 0$  gesetzt wird. Die Fließgeschwindigkeit in einem prismatischen Profil wird zwar unter Berücksichtigung von Sekundärströmungen berechnet, erfordert aber eine Vielzahl geometrischer und empirischer Parameter (Yang 2005).

Zahlreiche Untersuchungen hydraulisch komplizierter Situationen, die u.a. Kombinationen von Sekundärströmungen erster und zweiter Art beinhalten, werden in Laboren

<sup>8</sup>„secondary currents of Prandtl's second kind“ (Nezu und Nakagawa 1993), bzw. „Stress induced currents“ bei Bathurst et al. (1979).

gemessen und mit Hilfe numerischer Lösungen simuliert (z.B. Sanjou et al. (2006); Sanjou und Nezu (2006)). Die Sekundärströmungen in Krümmungen und Mäandern wurden bereits sehr umfangreich untersucht. Einen Überblick der Phänomene zur Charakterisierung von Kurvenströmungen liefert Zanke (2002). Für sanfte Strömungsumlenkungen ( $r \gg h$ ) entwickelt Rozovskii (1957) in Kühner (2003) auf Basis vereinfachter NAVIER-STOKES-Gleichungen in Verbindung mit dem logarithmischen Mittengesetz (Gleichung 2.38) eine Beschreibung der Querströmungsverteilung. Kikkawa et al. (1976) greifen diesen Ansatz auf und erweiterten ihn für starke Krümmungen. Von Falcón und Kennedy (1983); Falcón (1984) stammt eine Beschreibung des vertikalen Sekundärströmungsprofils  $\bar{v}(z)$  in Kurven bei dem Radius  $r$  und der Abflusstiefe  $h$  der betrachteten Lamelle. Demnach resultiert die Sekundärströmung aus dem Ungleichgewicht zwischen dem radialen Druckgradienten und der Zentrifugalkraft in Abhängigkeit des Widerstandskoeffizienten nach Darcy-Weisbach (Abbildung 5.12).

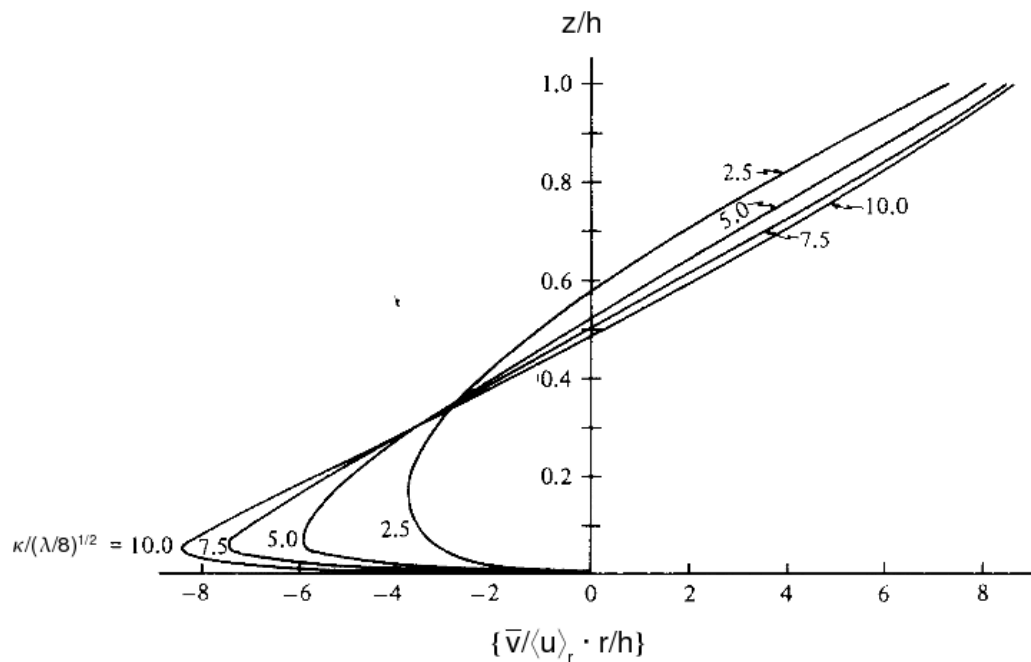


Abbildung 5.12: Sekundärströmungsausbildung in Krümmungen, verändert aus Falcón und Kennedy (1983)

Die gemessenen Transversalströmungen der Hellbachstation Nr.8 stehen in keiner Übereinstimmung mit den Funktionen zur Vertikalverteilung horizontaler Sekundärströmungen von Rozovskii (1957) in Kühner (2003), Kikkawa et al. (1976) oder Falcón und Kennedy (1983). Bathurst et al. (1979) ordnen, auf Basis von Größenordnungsvergleichen, der Zentrifugalkraft und infolge der Sekundärströmung bei mittlerem Abfluss die größte Intensität zu. Niedrige Abflüsse besitzen geringere Fließgeschwindigkeiten und die Strömung damit eine geringere Trägheit. Bei größeren Abflüssen können kürzere Fließwege und ge-

genläufige Sekundärströmungen zweiter Art entlang des Prallufers entstehen und zur Reduzierungen der Zentrifugal(kraft)wirkung führen. Die Sekundärströmungsverteilungen an der Hellbachstation Nr.8 (Abbildung F.3 und 5.13) bestätigen, dass in Krümmungen an natürlichen Gerinnen neben Ausgleichsströmungen von Druck- und Zentrifugalgradienten die Vorgeschichte der Strömung und unregelmäßige Geometrien und Rauheiten (Kühner 2003) maßgebend sind. In der Abbildung 5.13 sind die transversalen Geschwindigkeiten der Lamellen in Profilmitte (mit kleinstem Abstand  $|r_i - r_c|$ ) entsprechend Abbildung 5.12 aufgetragen. Zwischen den theoretischen Verteilungsfunktionen von Falcón und Kennedy (1983) und den Messwerten bestehen keine Übereinstimmungen.

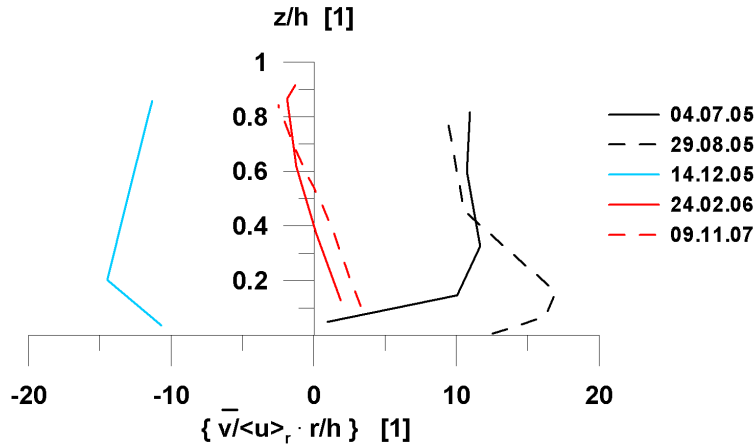


Abbildung 5.13: Vertikale Verteilung der transversalen Geschwindigkeit an der Hellbachstation Nr.8

Nach Zanke (2002) ist es in variablen Gerinnen mit beweglichen Sohlen kaum möglich, Vorhersagen für Sekundärströmungen zweiter Art zu treffen. Bezüglich der Abbildungen F.1 bis F.6 ist dieser Satz auf deren Analyse in naturnahen Strömungen zu erweitern, da in den Profilbildern nicht eindeutig zwischen trägheits- und rauheitsinduzierten Sekundärströmungen unterschieden werden kann. Die vielfach erkennbaren Zonierungen in den Sekundärströmungsbildern verdeutlichen den großen Einfluß von Makrorauheiten und den stetigen Geometriewechsel entlang des Fließweges. Zum quantitativen Vergleich der Sekundärströmungen an den Messstationen, werden neben den absoluten Geschwindigkeitswerten die Anteile der Sekundärströmung an der Gesamtströmung eines Profiles ermittelt.

$$\eta_{Sek} = \left\langle \frac{|\vec{n}|}{|\vec{v}|} \right\rangle \quad (5.13)$$

Die Tabelle 5.4 verdeutlicht die großen Unterschiede in der Variabilität der Sekundärströmungsanteile zwischen den Fließgewässern. Die Sekundärströmungsanteile am Hellbach sind größer als an der Nebel. In beiden Gewässerabschnitten sind die Sekundärströmungen nicht vernachlässigbar und besitzen den Kapiteln 2.4.5 und 5.2.1 zufolge Einfluss auf den Impuls- und Stofftransport.

<sup>9</sup>Station Nr.6 entfällt aufgrund des geringen Datenumfangs

Tabelle 5.4: Sekundärströmungsanteile an Nebel- und Hellbachstationen als Profilmittelwerte aller Messungen und ihrer Standardabweichungen

Gewässer	Station Nr.	$\langle \eta_{Sek} \rangle$ [%]	$\sigma_\eta$ [%]
Hellbach <sup>9</sup>	5	37	14
	8	51	13
	12	17	5
Nebel	1	9	2
	3	15	2

### 5.3.3 Turbulenzcharakteristik

In Laborgerinnen wird die Turbulenz häufig mit Hilfe von Modellen erfasst. Die Anwendbarkeit dieser Modelle wird daher unter Verwendung von Labor- und mit angepassten Koeffizienten getestet. Es folgt eine Analyse der Verhältnisse zwischen den Turbulenzintensitäten der drei Raumrichtungen, sowie zwischen der Turbulenz- und der mittleren Strömungsenergie. Abschließend werden die Größen und Verteilungen der Makroturbulenz durch die integralen Zeit- und Längenskalen untersucht.

Als Turbulenzintensität wird sowohl die Wurzel der turbulent kinetischen Energiedichte  $K = E/m$ :

$$K^{1/2} = \sqrt{\frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}{2}},$$

als auch die Standardabweichung einer Geschwindigkeitskomponente, bzw. der ‚root mean square‘<sup>10</sup> seiner Fluktuation bezeichnet.

$$\sigma_{v_i} = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (v_i(t) - \bar{v}_i)^2 dt} \quad (5.14)$$

$$v'_{i,r.m.s.} = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T v_i'(t)^2 dt} \quad (5.15)$$

Nezu und Nakagawa (1993) leiten auf Grundlage von Turbulenzmodellen und Ähnlichkeitsbetrachtungen semi-empirische Gleichungen der Turbulenzintensität ab:

$$\frac{K}{u^{*2}} = D_K \cdot \exp\left(-2 \cdot C_K \cdot \frac{z}{h}\right) \quad (5.16)$$

und

$$\frac{\sigma_i}{u^*} = D_i \cdot \exp\left(-C_i \cdot \frac{z}{h}\right) \quad (5.17)$$

<sup>10</sup>Im Folgenden mit dem Index ‚r.m.s.‘ gekennzeichnet

Auf Basis vielzähliger Laborergebnisse an glatten Rohren und Gerinnen wurden die Koeffizienten von Nezu und Nakagawa (1993) für den Bereich  $z/h = 0,1 \dots 0,6$  zu  $C_K = C_i = 1$ ,  $D_K = 4,78$ ,  $D_u = 2,3$ ,  $D_v = 1,63$  und  $D_w = 1,27$  bestimmt und deren Universalität bestätigt. Eine nennenswerte Abweichung betrifft die Turbulenzintensität mit vertikaler Ausrichtung ( $D_w = 0,9$ ) in dem Bereich  $z/h < 0,1$ , also innerhalb der Schicht konstanter Schubspannung mit dominierender Turbulenzproduktion. Über rauen Sohlen weichen die Verteilungen bis  $z/h < 0,3$  in Abhängigkeit von der relativen Rauheit von den beschriebenen Koeffizienten ab. Für die longitudinale Turbulenzintensität ist eine Reduzierung mit Vergrößerung der Rauheiten feststellbar. Die Turbulenzproduktion findet demnach nicht mehr in der Übergangsschicht, sondern in der Rauheitsschicht aufgrund von Strömungsseparationen in Verbindung mit ‚sweep‘-Bewegungen<sup>11</sup> statt (Nezu und Nakagawa 1993). Weitere Faktoren, wie der Effekt der freien Wasseroberfläche (Gibson und Rodi 1989), beeinflussen den Turbulenzintensitätsverlauf, werden an dieser Stelle jedoch nicht erörtert.

Nikora und Goring (2000) überprüften die von Kironoto und Graf (1994), zitiert in Nikora und Goring (2000), ermittelten Werte  $C_u = 0,97$ ,  $C_w = 0,76$  und  $D_u = 2,04$ ,  $D_w = 1,14$ , sowie die logarithmischen Ansätze,

$$\left(\frac{\sigma_i}{u^*}\right)^2 = M_i - N_i \cdot \ln\left(\frac{z}{h}\right), \quad i = u, v, w \quad (5.18)$$

$$\frac{K}{u^{*2}} = M_K - N_K \cdot \ln\left(\frac{z}{h}\right) \quad (5.19)$$

an einem Vertikalprofil mit fixierter und einem mit leicht beweglicher Kieselsohle. Die Werte lauten:  $M_K = 1,84$ ,  $M_u = 1,9$ ,  $M_v = 1,19$ ,  $M_w = 0,59$ ,  $N_K = 1,02$ ,  $N_u = 1,32$ ,  $N_v = 0,49$  und  $N_w = 0,22$ . Die Ergebnisse der Anpassungen stimmen nur abschnittsweise mit den Messergebnissen überein. Schließt man die Bereiche nahe der Oberflächen bei der Betrachtung aus, bilden die Ansätze von Nikora und Goring (2000) eine bessere Approximation der zugrunde liegenden Laborwerte. Messungen von Sukhodolov et al. (2006b) über fixierten und mobilen Formrauheiten ergaben die räumlich gemittelten Koeffizienten  $D_i$  der logarithmischen Schicht. Diesen Ergebnissen zufolge erhöhen Sohlformen die Turbulenzintensitäten ( $D_K = 5,5$ ,  $D_u = 2,5$ ,  $D_v = 1,88$  und  $D_w = 1,4$ ). Die Bewegung der Sohlformen besitzt dagegen eine dämpfende Wirkung ( $D_K = 5,4$ ,  $D_u = 2,38$ ,  $D_v = 1,74$  und  $D_w = 1,38$ ). In vertikalen Turbulenzintensitätsprofilen von Strömungen in und oberhalb von Bewuchs, erkennt man bei Ikeda und Kanazawa (1996) deutlich die Maxima von  $\sigma_u/u^*$  und  $\sigma_w/u^*$  in der Vegetationshöhe, dem Wendepunkt der Fließgeschwindigkeitsverteilungen (Vgl. Kapitel 5.3.1). Neben den exponentiellen Verteilungsfunktionen findet man u.a. bei Nezu und Nakagawa (1993); Nikora et al. (1995) Potenzfunktionen zur Beschreibung der mittels Schubspannungsgeschwindigkeit normierten Turbulenzintensität.

Zur Analyse der Turbulenzintensitäten an Nebel und Hellbach werden nur Messergebnisse aus vegetationsfreien Profilen (Nebel) und mit ausreichender Abflusstiefe (Hellbach) verwendet. Während es zulässig ist, mittlere Geschwindigkeiten aus ADV-Daten innerhalb

<sup>11</sup>Strömung einer Fluidmasse mit sohlgerichtetem Vektor und longitudinal positiver Geschwindigkeitsfluktuation.

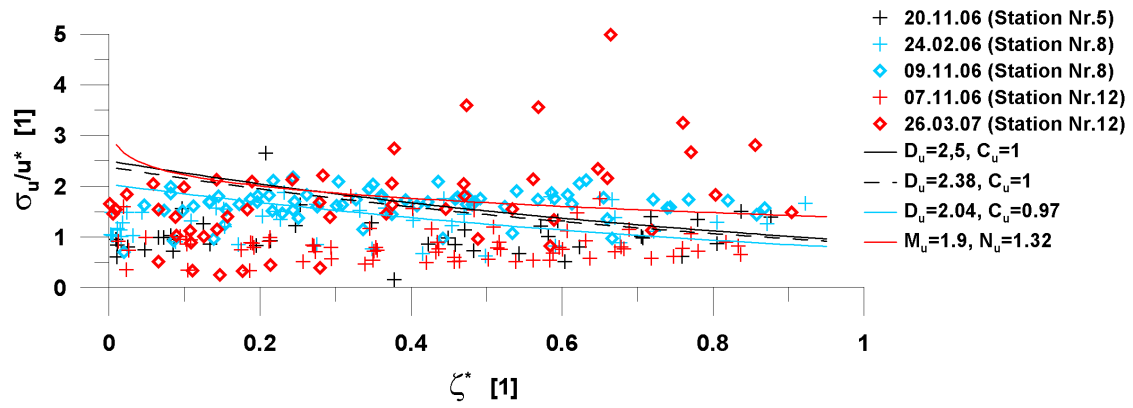


Abbildung 5.14: Longitudinale Turbulenzintensität am Hellbach

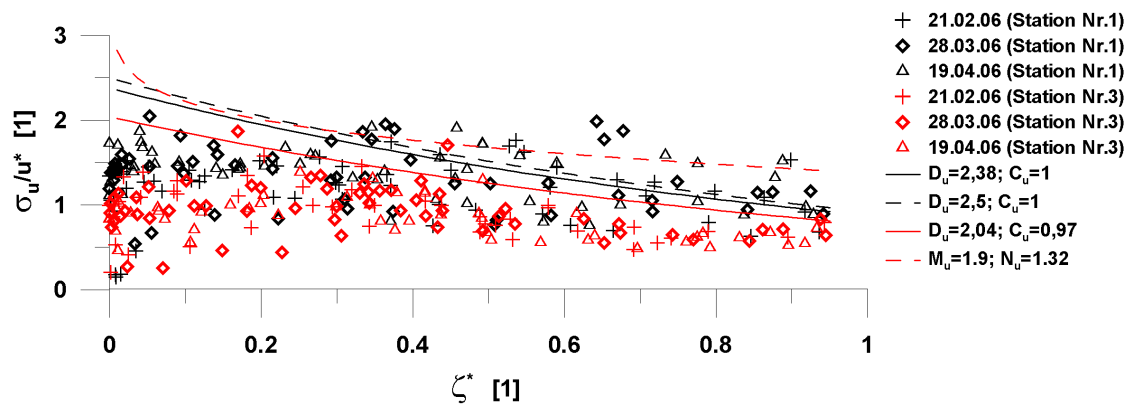


Abbildung 5.15: Longitudinale Turbulenzintensität an der Nebel

des Vegetationsbestandes zu analysieren (Vgl. Anlage D.1), so gilt dieses nicht für Turbulenzanalysen. Zusätzlich müssen für Turbulenzintensitätsanalysen nach den Gleichungen 5.16 und 5.17 die Schubspannungsgeschwindigkeiten der Messprofile vorliegen (Vgl. Kapitel 4.3.1). In zahlreichen Untersuchungen wurden ausschließlich Vertikalprofile der Gerinnettemitte analysiert (Nikora et al. 1995; Nikora und Goring 2000; Sukhodolov und Sukhodolova 2006). Eine Gliederung der Messpunkte nach böschungs- oder sohlbeeinflusster Position ist den Kapiteln 5.2.1 und 5.3.1, sowie der Anlage F.1 zufolge nicht möglich.

Die Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen die vertikalen Verteilungen der longitudinalen Turbulenzintensitäten an den Hellbach- und Nebelstationen, sowie den Funktionsverläufen der oben genannten Gleichungen und Koeffizienten. Man erkennt deutlich, dass die gemessenen Werte nicht mit den Funktionen der Gleichungen 5.17 und 5.18 übereinstimmen. Die Turbulenzintensitäten an den Messstationen belegen zwar unterschiedliche Wertebereiche (Abbildung 5.15: Nr.1 > Nr.3; Abbildung 5.14: Nr.8 > Nr.5), doch ergaben sich bei Messungen an derselben Station zu unterschiedlichen Zeiten auch vollkommen unterschiedliche Turbulenzintensitäten (Hellbachstation Nr.12). Die deutliche Überschätzung durch die Gleichungen 5.16 bis 5.19 in dem Bereich  $\zeta^* \leq 0,3 \dots 0,4$  deuten nach Nezu und Nakagawa (1993) auf die Existenz einer ausgeprägten Rauheitsschicht hin. Die Zunahme der Turbulenzintensität mit dem Wandabstand an der Hellbachstation Nr.12 vom 26.03.2007 lässt vermuten, dass das gesamte Strömungsfeld der Rauheitsschicht entspricht. Des Weiteren ist die Streuung der Turbulenzintensitäten zu beachten, die am Hellbach Werte von  $\sigma_{u'_{r.m.s.}/u^*,min} = 0,30$  (Station Nr.8, 09.11.2006) bis  $\sigma_{u'_{r.m.s.}/u^*,max} = 0,91$  (Station Nr.12, 26.03.2006) annimmt und an der Nebel von  $\sigma_{u'_{r.m.s.}/u^*,min} = 0,23$  (Station Nr.3, 19.04.2006) bis  $\sigma_{u'_{r.m.s.}/u^*,max} = 0,37$  (Station Nr.1, 21.02.2006) deutlich geringer, sowie homogener ausfällt. Die Beschreibung der Turbulenzintensität als Funktion des Wandabstandes führt zu einem konstanten Wert.

Die Koeffizienten der Gleichungen 5.16 bis 5.19 wurden über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Turbulenzwerte zu den Terminen der Abbildung 5.14 angepasst. Aus Unkenntnis der vertikalen Ausdehnung der Gleichgewichtszone beschränkt sich die Anpassung auf den Bereich  $0,3 \leq \zeta^* < 0,8$ . Mittlere ( $|r| > 0,5$ ) und enge ( $|r| > 0,7$ ) Zusammenhänge zwischen den angepassten Modellen und den Messwerten der Turbulenzintensitäten, speziell in longitudinale und vertikale Richtungen, ließen sich nur an der Nebelstation Nr.3 erzielen. Die Ergebnisse dieser Anpassung zeigen die Abbildungen 5.16 und 5.17. Man erkennt, gegenüber den oben genannten Untersuchungen, ein deutlich geringeres Niveau der Turbulenzintensität (kleinere  $D_i$ ), bei gleichzeitig stärkerer Reduzierung mit zunehmendem Wandabstand  $\zeta^*$  (größere  $C_i$ ). Über den Bereich  $0,3 \leq \zeta^* < 0,8$  besitzen die Gleichung 5.17 und die Gleichung 5.18 nahezu identische Verläufe. Die Resultate der übrigen Messstationen werden nur kurz erwähnt: Mit optimierten Koeffizienten werden an der Nebelstation Nr.1 nur schwache bis sehr schwache Korrelationen ( $|r| > 0,2$ ) erreicht. Zwischen den Gleichungen 5.16 bis 5.19 und den Messwerten der Hellbachstationen besteht kaum ein Zusammenhang ( $|r| < 0,2$ ). Die Werte der Koeffizienten  $C_i$ ,  $C_K$ ,  $N_i$  und  $N_K$  sind im Fall der Messergebnisse vom 20.11.2006 (Hellbachstation Nr.5) und vom 26.03.2006 (Hellbachstation Nr.12) negativ und bestätigen den visuellen Eindruck aus Abbildung 5.14 der Intensitätszunahme mit dem Wandabstand.

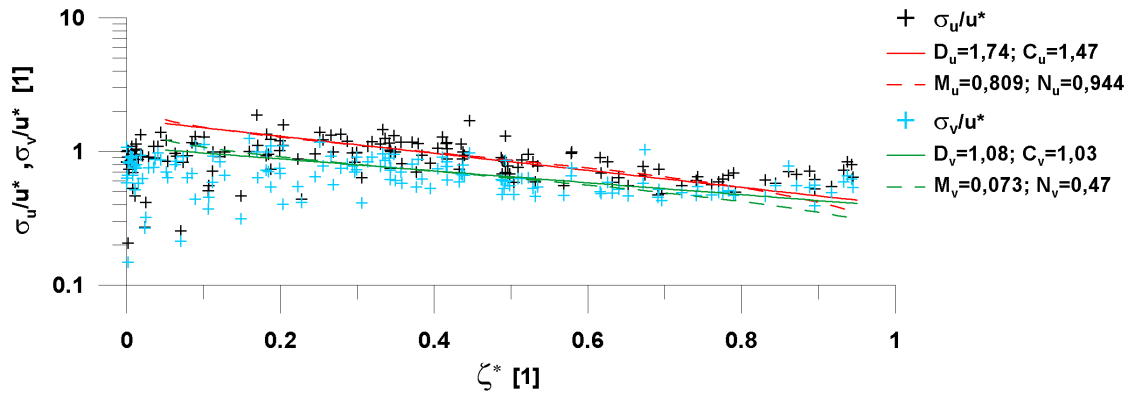


Abbildung 5.16: Koeffizienten für longitudinale und transversale Turbulenzintensitätsmodelle der Nebelstation Nr.3

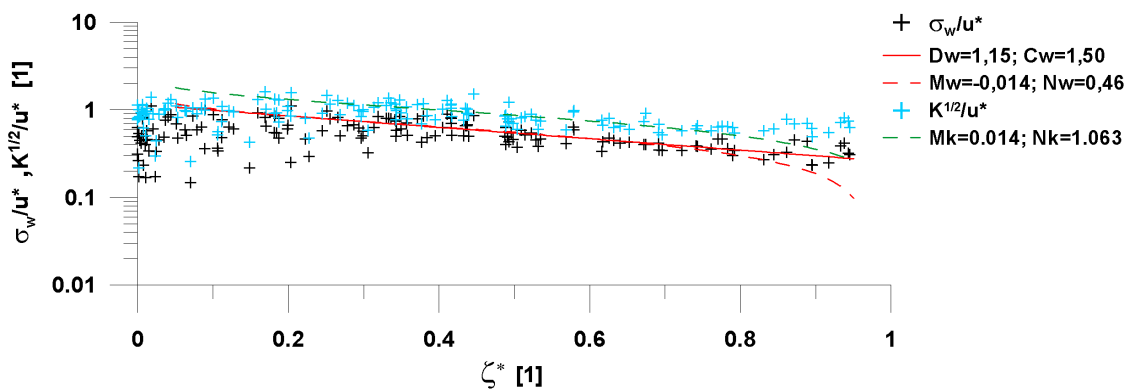


Abbildung 5.17: Koeffizienten für vertikale und kinetische Turbulenzintensitätsmodelle der Nebelstation Nr.3

Zur Charakterisierung der Verhältnisse von Turbulenzenergie und Strömungsenergie dient die Normierung der Turbulenzintensität mit der mittleren Fließgeschwindigkeit (Nikora und Goring 2000):  $\sigma_i/\bar{u}$ , bzw.  $K^{1/2}/\bar{u}$ . Nezu und Nakagawa (1993) leiten durch Einsetzen des integrierten ‚wake‘-Gesetzes (Gleichung 2.34) in die Gleichung 5.17 eine theoretische Intensitätsverteilung ab. Da in den mittleren Geschwindigkeitsprofilen weder eine logarithmische Schicht noch eine Übergangsschicht mit freier Außenströmung entdeckt werden kann (Vgl. Kapitel 5.3.1 und Anlage F.1), verbleibt diese theoretische Intensitätsverteilung im Weiteren unberücksichtigt. Nikora und Goring (2000) gehen von einer Potenzfunktion aus, deren Koeffizienten und Exponenten empirisch zu bestimmen sind:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_i}{\bar{u}} &= A_i \cdot \left(\frac{z}{h}\right)^{-q_i} \\ \frac{K^{1/2}}{|\bar{u}|} &= A_k \cdot \left(\frac{z}{h}\right)^{-q_k} \end{aligned} \quad (5.20)$$

Im Fall dreidimensionaler Geschwindigkeitsverteilungen tragen neben dem longitudinalen Strömungsvektor nicht vernachlässigbare Sekundärströmungen zu der mittleren Strömungsenergie bei, so dass für die Analyse der Hellbach- und Nebelprofile die Gleichung 5.20 umgeschrieben wird:

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{K}{E}} &= A_k \cdot (\zeta^*)^{-q_k} \\ \text{mit } E &= \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}{2} \end{aligned} \quad (5.21)$$

Ein funktionaler Zusammenhang zwischen den Energieverhältnissen und den Messpunktlagen zur Gerinnewandung konnte weder mit den Werten von Nikora und Goring (2000), bzw. mit der besten Anpassung nach Gleichung 5.20, noch nach Gleichung 5.21 entdeckt werden.

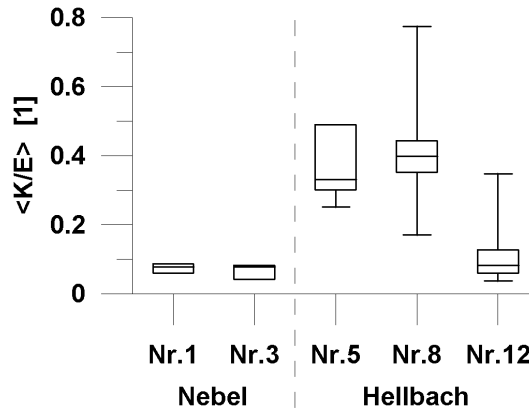


Abbildung 5.18: Boxplot der Energieverhältnisse  $\langle K/E \rangle$

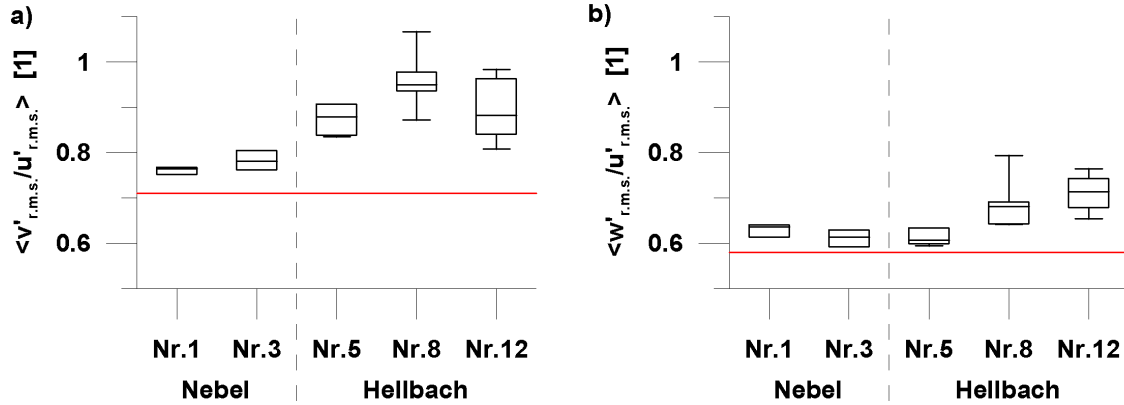


Abbildung 5.19: Boxplots der Turbulenzintensitätsverhältnisse, a)  $\langle v'_{r.m.s.}/u'_{r.m.s.} \rangle$  und b)  $\langle w'_{r.m.s.}/u'_{r.m.s.} \rangle$

Die Verhältnisse  $\langle K/E \rangle$ , die aus dem geometrischen Mittel der Messpunkte zu gewinnen sind, offenbaren Differenzen zwischen den Messstationen, sowie zwischen den Gewässerabschnitten. Die Boxplots<sup>12</sup> der Abbildung 5.18 basieren auf allen Messergebnissen, die nicht vegetationsbeeinflusst sind. Die geringen Datenumfänge an der Hellbachstation Nr.6 ( $n = 3$ ) und der zweidimensionalen Labormessung ( $n = 2$ ) verhindern die Präsentation als Boxplots. Ihre Ergebnisse seien zu Vergleichszwecken jedoch genannt:

- Hellbachstation Nr.6
  - $\langle K/E \rangle = 0,002 \dots 0,013$
  - $\langle v'_{r.m.s.}/u'_{r.m.s.} \rangle = 0,86 \dots 0,98$
  - $\langle w'_{r.m.s.}/u'_{r.m.s.} \rangle = 0,75 \dots 0,81$
- Laborgerinne:  $\langle w'_{r.m.s.}/u'_{r.m.s.} \rangle = 0,60; \quad 0,62$

Unter der Einschränkung des geringeren Datenumfanges bei der Ermittlung von  $\langle K/E \rangle$  (Vgl.: Nebel  $n = 4$ ; Hellbach  $n = 5 \dots 8$ ) und des engeren Abflussspektrums (Vgl.: Nebelprofile  $Q \approx 1,4 \dots 2,1 \text{ m}^3/\text{s}$ ; Hellbachprofile  $Q \approx 0,05 \dots 1,56 \text{ m}^3/\text{s}$ ) fallen die Verhältnisse an den Nebelstationen gegenüber denen der Hellbachstationen homogener und im Vergleich zu den Stationen Nr.5 und Nr.8 deutlich niedriger aus. Ähnliche Resultate erhält man für die Verhältnisse der Turbulenzintensitäten (Abbildung 5.19). An allen Messstationen dominieren die longitudinalen Turbulenzintensitäten. Das Verhältnis  $\sigma_v/\sigma_u = 0,71$  aus Messungen über glatten Laborgerinnen (Nezu und Nakagawa 1993) wird von Nikora und Goring (2000) für die gesamte Fließtiefe bei Strömungen über Kiessohlen bestätigt. Dagegen stimmt das Verhältnis  $\sigma_w/\sigma_u = 0,55$  über Kiessohlen nur in dem Bereich  $z/h \approx 0,2 \dots 0,8$ . Feldmessungen in Ästuaren ergaben für  $\sigma_w/\sigma_u = 0,58 \pm 0,15$  (Nezu und

<sup>12</sup>Boxplot enthält: Median (hor. Linie), 25% und 75%-Quartile (Viereck) und Minima, Maxima (vert. Linie).

Nakagawa 1993). Diese Literaturwerte (rote Linien in Abbildung 5.19) werden von allen gemessenen Verhältniswerten an der Nebel und am Hellbach deutlich übertroffen. Besonders starke Abweichungen zu den Werten von Nezu und Nakagawa (1993) ergaben sich an den Hellbachstationen Nr.8 und Nr.12 bezüglich der  $\langle w'_{r.m.s.}/u'_{r.m.s.} \rangle$ -Verhältnisse und an allen Hellbachstationen bezüglich der  $\langle v'_{r.m.s.}/u'_{r.m.s.} \rangle$ -Verhältnisse.

Neben der Turbulenzintensität und der Turbulenzenergie, sowie ihrer Verhältnisse, dient die Analyse der Turbulenzskalen der Turbulenzcharakterisierung auf der Profilskala. Ohne Turbulenzmodelle zu verwenden, lassen sich aus ADV-Messungen nur die Turbulenzen der Makroskala bestimmen. Der integrale Längenmaßstab kann als mittlerer Durchmesser eines Makroturbulenzballens aufgefasst werden, die integrale Zeitskala als Zeitspanne, die dieser Turbulenzballen benötigt, um einen fixierten Punkt in der Strömung zu passieren.

Das Integral der Autokorrelationsfunktion ergibt den integralen Zeitmaßstab<sup>13</sup>:

$$\tau_t = \int_0^{+\infty} r_u(\tau) d\tau \quad . \quad (5.22)$$

und wird mittels einfacher Trapezregel ( $\Delta\tau = 0.04$  s) berechnet. Die Autokorrelationsfunktion (Gleichung 5.23) einer Geschwindigkeitskomponente gibt Aufschluß über die mittlere Größe einheitlich bewegter Fluidmassen (Schlichting und Gersten 1997). Nach Baumert und Rische (1981) bildet der exponentielle Verlauf ein Kriterium der Markoff'schen Eigenschaft von Turbulenz. Dieser ist in der Abbildung 5.20 näherungsweise ab  $\tau > 0,1$  s zu erkennen.

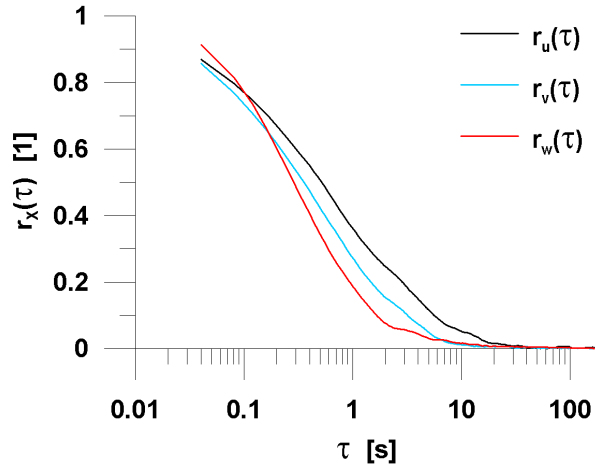


Abbildung 5.20: Beispiel für Autokorrelationsfunktionen der Geschwindigkeitskomponenten eines Messpunktes

<sup>13</sup>Definition bei Müller (1990). Bei Nezu und Nakagawa (1993): macroscale of eddies, Rutherford (1994): Lagrange timescale, Fiedler (2003): Integrale Korrelations- oder Strukturlänge

Der (zeitliche) Autokorrelationskoeffizient, bzw. die Autokorrelationsfunktion für stationäre und instationäre Prozesse wird bei Nielsen und Wendroth (2003); Dyck und Peschke (1995) definiert als:

$$r_X(t, t + \tau) = \frac{C_X(t, \tau)}{\sigma_X(t) \cdot \sigma_X(t + \tau)} \quad . \quad (5.23)$$

Die Autokorrelationsfunktion diagnostiziert die Abhängigkeit benachbarter Ereignisse mit der Distanz  $\tau$  und umfasst den Wertebereich zwischen 1 (identischer Wert) und 0 (unabhängige Werte). Bei stochastischen Signalen mit starker Periodizität können negative Autokorrelationskoeffizienten entstehen (Fiedler 2003). In Anlehnung an Bronstein et al. (1993); Nielsen und Wendroth (2003) werden die Autokorrelationskoeffizienten, bzw. die Autokorrelationsfunktion in der vorliegenden Arbeit entsprechend der Gleichung 5.23 bestimmt. Diese besitzen auch dann Gültigkeit, wenn der tatsächlich erfasste Prozess nicht stationär sein sollte. Die Gleichung der Autokorrelationskoeffizienten für eine Stichprobe mit  $n$  Werten und einer Zeitschrittweite  $\Delta t$  lautet:

$$r_X(t, \tau) = \frac{\frac{1}{n-m} \sum_{i=1}^{n-m} [X(t_i) - \bar{X}(t)][X(t_i + \tau) - \bar{X}(t + \tau)]}{\sqrt{\frac{1}{n-m} \sum_{i=1}^{n-m} [X(t_i) - \bar{X}(t)]^2} \sqrt{\frac{1}{n-m} \sum_{i=1}^{n-m} [X(t_i + \tau) - \bar{X}(t + \tau)]^2}} \quad ,$$

$$\text{mit} \quad \bar{X}(t) = \frac{1}{n-m} \sum_{i=1}^{n-m} X(t_i), \quad \bar{X}(t + \tau) = \frac{1}{n-m} \sum_{i=1}^{n-m} X(t_i + \tau)$$

$$\text{und} \quad m = \frac{\tau}{\Delta t}$$

Die abweichende Darstellung zu der Definition von Nielsen und Wendroth (2003) begründet sich durch die erheblichen Mittelwertänderungen mit großen Zeitdistanzen bei Datensätzen begrenzten Umfangs.

Entsprechend erhält man den integralen Längenmaßstab aus dem Integral über die räumliche Distanz:

$$\Lambda_x = \int_0^{+\infty} r_u(\delta) d\delta \quad .$$

Die Annahme, dass sich die Form einer Turbulenzgröße an einem Ortsvektor über seine Messzeit nicht ändert, diese sozusagen eingefroren ist, bezeichnet man als Taylor-Hypothese (Fiedler 2003), im Fall von Fluidmassen auch als ‚Frozen Turbulence‘ Hypothese und im Fall von Stoff- bzw. Tracerkonzentrationen als ‚Frozen Cloud‘ Hypothese (Abbildung 4.2).

$$\frac{\partial}{\partial t} = -u_{Tr} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \Big|_{x=const.} \quad (5.24)$$

Mit  $u_{Tr} = \bar{u}$  ist es möglich, den integralen Längenmaßstab aus dem integralen Zeitmaßstab zu berechnen. Die Bedingung  $u'_{r.m.s.} \ll \bar{u}$ , bzw.  $\overline{u'^2} \ll \bar{u}^2$ , auf die Gleichung 5.24 basiert, ist hierfür einzuhalten, wird aber oftmals verletzt (Fiedler 2003). Infolge geringer Sekundärströmungsgeschwindigkeiten werden häufig nur longitudinale Längenmaßstäbe untersucht,

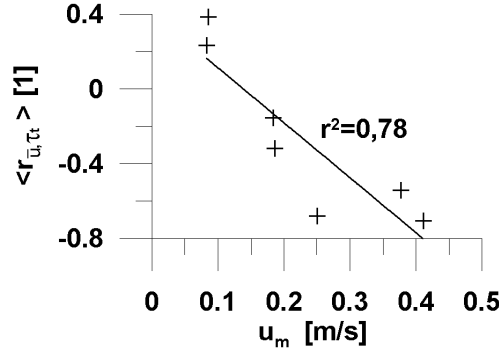


Abbildung 5.21: Abhängigkeit der Korrelation zwischen  $\tau_t$  und  $\bar{u}$  mit  $\langle \bar{u} \rangle$

so z.B. bei Rhoads und Sukhodolov (2004); Lamarre und Roy (2005). Mit dem Grenzwert  $u'_{r.m.s.}/\bar{u} < 0,1$  von Nezu und Nakagawa (1993) können an der Nebel und am Hellbach keine Längenmaßstäbe ausgewiesen werden.

Die Abbildung 5.22 zeigt die Verteilung der integralen Zeitmaßstäbe in longitudinale Richtung am Beispiel der Hellbachstation Nr.12. Bei gesamtheitlicher Betrachtung aller Profile ist kein Zusammenhang der Zeitmaßstäbe zur Profilgeometrie und zum Durchfluss erkennbar. Im Vergleich zu den Fließgeschwindigkeitsprofilen (Abbildungen F.1 bis F.6 lässt sich feststellen, dass bei insgesamt hohen Fließgeschwindigkeiten die Maxima der integralen Zeitmaßskalen im Bereich geringer Fließgeschwindigkeit liegen, während bei insgesamt kleinen Fließgeschwindigkeiten größere Zeitmaßstäbe im Bereich höherer Fließgeschwindigkeiten auftreten (Abbildung 5.21).

Die Abbildungen 5.23 und 5.24 enthalten Profilbilder des integralen Längenmaßstabs, deren geometrische Mittel  $\langle u'_{r.m.s.}/\bar{u} \rangle \leq 0,2$  sind. An einzelnen Messpunkten, vorrangig im wandnahen Bereich (Nezu und Nakagawa (1993) geben den Bereich  $z/h \leq 0,1$  an), wird die Voraussetzung zur ‚Frozen Turbulence‘ Hypothese verletzt und die Analyse der Längenmaßstäbe ist fragwürdig. Die Darstellungen dienen jedoch mehr dem Vergleich von Verteilungen der Längenmaßstäbe und ihrer Größenordnungen, als der detaillierten Werteanalyse. Aufgrund der Fließgeschwindigkeiten erkennt man Übereinstimmungen und Differenzen zwischen den Zeit- und Längenmaßstäben an der Hellbachstation Nr.12 (Abbildung 5.22 und 5.23). Während bei geringen Fließgeschwindigkeiten (29.08.2005, 10.10.2005) die Profile große Analogien besitzen, zeigen diese bei hohen Fließgeschwindigkeiten (24.02.2006, 07.11.2006) entgegengesetzte Ausprägungen und verdeutlichen die Korrelationsbeziehung der Abbildung 5.21. Größere Makroturbulenzen in Bereichen höherer Fließgeschwindigkeiten sind auch an der Hellbachstation Nr.6 und den Nebelstationen festzustellen. Das Verhältnis zwischen den mittleren Abflusstiefen (Tabellen E.1 und E.2) und den mittleren makroturbulenten Längemaßstäben beträgt durchschnittlich:  $1,5 \cdot h_m$  an der Hellbachstation Nr.12,  $1,9 \cdot h_m$  an den Nebelstationen und  $0,77 \cdot h_m$  an der Hellbachstation Nr.6 (ein Wert). Die Werte entsprechen in etwa den Resultaten von Lamarre und Roy (2005) über einer Flußsohle mit Kies ( $0,72 \dots 2,1 \cdot h_m$ ). Größere Differenz besteht zu dem Verhältnis zwischen dem Längenmaßstab und der Abflusstiefe bei den Laborergebnissen

$(4,6 \cdot h_m)$ . Bei mittleren Abflusstiefen von  $h_m = 0,14$  m ( $Q = 25$  l/s), bzw.  $h_m = 0,19$  m ( $Q = 50$  l/s) besitzen die Makroturbulenzen durchschnittliche Längen von  $\langle \Lambda_x \rangle = 0,61$  m, bzw.  $\langle \Lambda_x \rangle = 0,94$  m.

In den Strömungs- und Turbulenzcharakteristiken zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den betrachteten Gewässerabschnitten. Bedingt durch die Differenzen in den Ungleichförmigkeiten der Rauheiten, der Querschnittsformen und der Linienführung und die Variabilitäten sowohl in zeitlicher Hinsicht an der Nebel als auch in räumlicher Hinsicht am Hellbach lassen sich beide Gewässerabschnitte mittels Profilerfassungen voneinander unterscheiden. An beiden Gewässerabschnitten sind hierfür mehrere Messungen über einen großen Abfluss- und jahreszeitlichen Bereich notwendig.

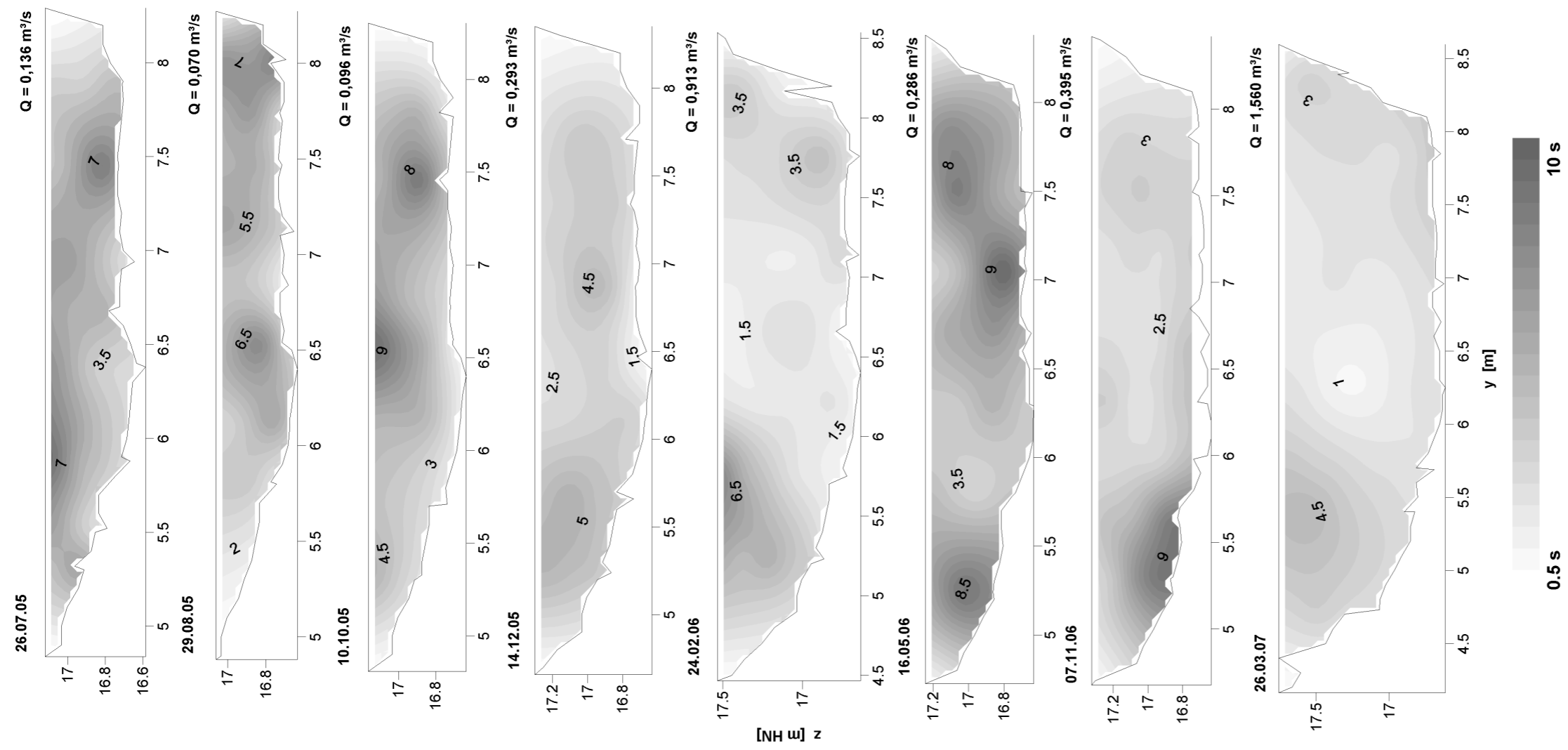


Abbildung 5.22: Integrale Zeitskala ( $\tau_i$ ) an der Hellbachstation Nr.12

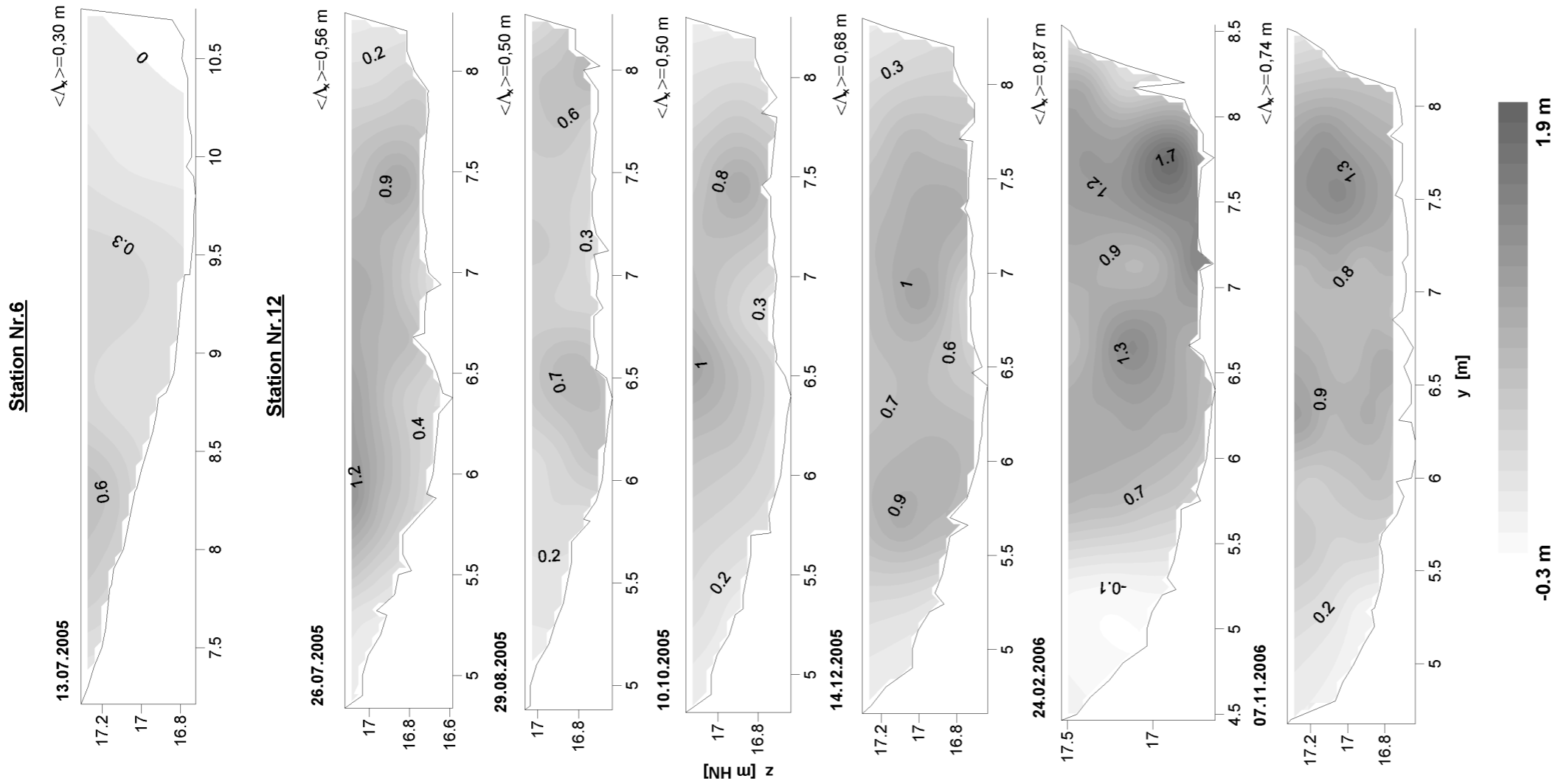
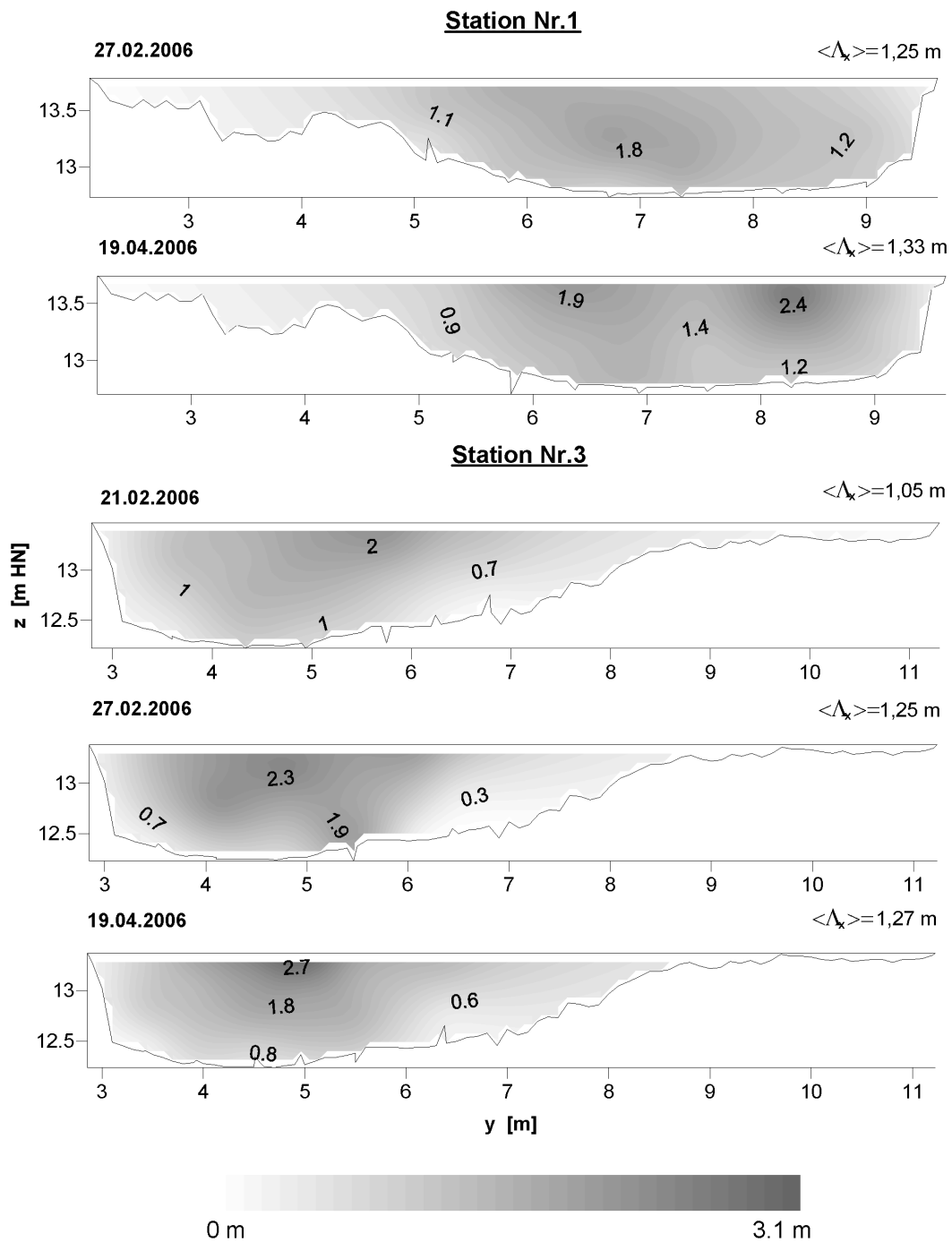


Abbildung 5.23: Integrale Längenskala ( $\Lambda_x$ ) an den Hellbachstationen

Abbildung 5.24: Integrale Längenskala ( $\Lambda_x$ ) an den Nebelstationen

## 5.4 Fazit der Profilanalysen

Die Impulstransporte sowie die Strömungs- und Turbulenzstrukturen der Profile belegen, dass sich an kleinen naturnahen Fließgewässern eine Grenzschicht gemäß den Vorstellungen der konventionellen Gerinnehydraulik (Kapitel 2.2.6) nicht über den gesamten Fließquerschnitt ausbildet. Die vorliegende Analyse hat gezeigt, dass Sekundärströmungen einen erheblichen Einfluss auf den Impulstransport haben. Diesen Einfluss stellen – wenn auch mit kleineren Werten – bereits Bradshaw (1987); Müller (1990) und Coleman et al. (2007) fest. Die Ursachen dafür sind an naturnahen Fließgewässern die Ungleichförmigkeiten in Fließrichtung (Verengungen, Aufweitungen, Mäander, etc.) und Makrorauheiten (Totholz, Kolke, Wurzeln, etc.), welche zu abrupten Fließrichtungsänderungen und somit zu trägheitsinduzierten Sekundärströmungen führen. Im Vergleich hierzu sind Wandrauheiten und Formrauheiten der Wandung von untergeordneter Bedeutung. Alle Indizien deuten darauf hin, dass die untersuchten Strömungsfelder der Rauheitsunterschicht angehören und somit den Fließtypen drei und vier zuzuordnen sind (Kapitel 2.3.5). Ein Nachweis auf Basis der Geschwindigkeitsverteilung, bzw. auf Basis der relativen Überdeckung  $h/k_S$  entfällt, da keine einheitliche Geschwindigkeitsverteilung über der Sohle gemessen wurde. Die äquivalente Sandrauheit  $k_S$  ist an das universelle Wandgesetz gebunden und somit nur in einer voll ausgebildeten Grenzschichtströmung bestimmbar (Söhngen 1987).

Im Hinblick auf die ingenieurtechnische Handhabung dieser Fließgewässer ergeben sich folgende Problemstellungen:

- Es existieren keine (einheitlichen) Geschwindigkeitsverteilungen in Abhängigkeit vom Wandabstand. Gängige Geschwindigkeitsverteilungsgesetze treffen nicht zu (Kapitel 5.3).
- Konventionelle Methoden zur Bestimmung lokaler punkt- und querschnittsbezogener Wandschubspannungen sind nicht anwendbar (Kapitel 5.2.2).
- Es bestehen große Differenzen zu den Ergebnissen und folglich zu den Modellen der Turbulenzcharakteristik und der Turbulenzverteilung aus Labormessungen (z.B. PRANDTL'sche Mischungsweghypothese).

Die Berechnungen der Leistungsfähigkeit und der Gerinnestabilität naturnaher kleiner Fließgewässer über konventionelle Ansätze, z.B. mittels DARCY-WEISBACH-Gleichung und Widerstandsbeiwerten aus Sohl- und Trennflächenrauheiten (Mertens 2004), sind daher kritisch zu betrachten. So hängt z.B. der Wirbelwiderstand und damit die ‚Trennflächenrauheit‘ durch Bewuchs davon ab, ob die Interaktionszonen (Pasche und Rouvé 1987) sich gegenseitig beeinflussen oder durch die Gerinnewandung begrenzt werden. Die Rauheits- und Widerstandswirkungen überlagerter Rauheitsstrukturen sind jedoch wenig bekannt und bedürfen nach Yen (2002) weiterer Untersuchungen. In einem ungleichförmigen Gerinne mit heterogener Gewässer- und Strömungsstruktur erscheint nur die Gravitationsmethode zur Bestimmung der Wandschubspannung sinnvoll. Diese bezieht sich jedoch auf eine Gewässerstrecke  $\Delta x$  und informiert nicht über lokale Wandschubspannungen.

# Kapitel 6

## Schlußfolgerungen und Ausblick

Insgesamt kann gesagt werden, dass die Strömungscharakterisierung an kleinen Fließgewässern eine besondere Herausforderung darstellt. Alle untersuchten Gewässerabschnitte sind, in Abhängigkeit von ihrer Naturnähe, geprägt von der Ungleichförmigkeit und der Dynamik, so dass die Strömungsbilder

- große Sekundärströmungsanteile besitzen und
- einer hohen zeitlichen und räumlichen Variabilität unterliegen.

Hieraus resultiert, dass sich die Strömungscharakterisierung auf der Profilskala schwieriger gestaltet, als auf der Gewässerabschnittsskala. Auf der Profilskala

- treffen viele Modelle für die Strömung in kleinen Fließgewässern nicht zu und
- die Prozesse werden mit größeren Unsicherheiten erfasst.

Im Hinblick auf eine Bewertungsmethode zur Strömungsdiversität und damit zum Renaturisierungserfolg an kleinen Fließgewässern bestehen mithilfe longitudinaler Stofftransportmodelle gute Voraussetzungen, denn die Sekundärströmungen in kleinen naturnahen Fließgewässern stehen nicht im Widerspruch zu grundlegenden Modellannahmen, sondern tragen, analog zur Geschwindigkeitsverteilung und zur turbulenten Diffusion, zur Stoffausbreitung in den Gewässerabschnitten bei (Kapitel 2.4.5). Für zweidimensionale Modellbeschreibungen und Parameter des Widerstands-, Turbulenz- und Strömungsverhaltens sieht dies anders aus. Die Messergebnisse stimmen nicht mit den Grenzschichtströmungen vieler Labor- (Nezu und Nakagawa 1993; Carollo et al. 2002; Boxhall et al. 2003) und Naturmessungen (Sukhodolov et al. 2006a; Stephan und Gutknecht 2002; Nikora und Goring 2000) überein. Diesbezüglich stellen Järvelä und Helmiö (2004) allerdings fest, dass die meisten Untersuchungen der Gerinnehydraulik bordvoll erfolgen, so dass voll ausgebildete Grenzschichtströmungen vorliegen. Untersuchungen der ökologisch bedeutsamen mittleren und kleinen Abflüsse sind selten. Die Anwendung von Fließgesetzen auf Basis dieser Modelle der zweidimensionalen Grenzschichtströmung auf ungleichförmige Strömungen geringer relativer Überdeckung ist zwar in der Praxis üblich, jedoch problematisch. Simulationen des

Hellbachabschnittes von Wenske (2007) haben gezeigt, dass die gemessenen Wasserspiegellagen nur durch äquivalente Rauheiten mit einem Vielfachen gängiger Tabellenwerte und großer Variabilität nachgebildet werden konnten. Die Widerstandsbeiwerte und Hydrometriemessungen des Nebelabschnittes sind maßgeblich von der Vegetationsentwicklung abhängig und unterliegen somit einer großen Variabilität. Nach Ansicht des Autors besteht intensiver Forschungsbedarf in der Analyse ‚überlagerter‘ Rauheitswirkungen unterschiedlicher Strukturkomponenten auf den Widerstandsbeiwert und unterstützt damit die Forderung von Yen (2002), sich dieser Thematik anzunehmen. Des Weiteren wäre die detaillierte Analyse der Wirkung von Sekundärströmungen auf den Widerstand von besonderem Interesse.

Es stellt sich die Frage, wie diese komplexen, mit der konventionellen Hydraulik nicht beschreibbaren Strömungen ingenieurtechnisch handhabbar werden. Vergleiche von profilbezogenen Parametern zu integralen Parametern der umgebenden Gewässerstrecke haben gezeigt, dass der hydraulische Radius und die vom hydraulischen Radius abhängige Schubspannungsgeschwindigkeit durch Einzelprofile gut repräsentiert werden. Größere Abweichungen zwischen Profil- und Unterabschnittsskala bestehen bei der mittleren Fließgeschwindigkeit und dem Widerstandsbeiwert. In diesem Zusammenhang wäre die Ermittlung repräsentativer Gewässerstrecken, innerhalb derer konstante hydraulische Parameter vorliegen, von Interesse. Diese könnten mit dem vorhandenen Strukturinventar, bzw. mit den Strukturkombinationen und Strukturdichten der Gewässerabschnitte in Verbindung gesetzt werden. Die Erfassung jeder Form- und Rauheitsänderung entlang von Fließstrecken und der damit verbundene Aufwand würden somit überflüssig. In einem ersten Schritt wären systematische Analysen dieser repräsentativen Gewässerstrecken unter konstanten Randbedingungen in Laborgerinnen notwendig.

Abschließend kann gesagt werden, dass die parallelen Untersuchungen des Stofftransportes und des Impulstransportes notwendig waren, um einerseits zu klären, ob und welche Methoden zur Quantifizierung der Strukturgüte geeignet erscheinen, andererseits um zu verdeutlichen, inwieweit sich die Strömungen in Gewässern mit hoher Strömungsdiversität von Strömungen in homogenen prismatischen Gerinnen unterscheiden. Es wird die Charakterisierung auf der Gewässerabschnittsskala empfohlen. Die Bestimmung von Dispersivitätsfaktoren  $a_x^*$  durch Tracer- und gleichzeitiger Wasserspiegellagenmessung, bietet die Möglichkeit, mit verhältnismäßig geringem Aufwand, die Strömungsdiversität zu bewerten. Die Beziehung

$$k_x = a_x^* \cdot \frac{u_c}{\sqrt{I_E}}$$

verdeutlicht die Proportionalität  $k_x \sim 1/\sqrt{\lambda}$ , die sich in einigen, jedoch nicht allen empirischen und semi-empirischen Dispersionsgleichungen wiederfinden lässt. Parallel zu Dauerbeobachtungen der Gerinnemorphologie, der Gewässerflora und Fauna könnten an sanierten Gewässerstrecken der Renaturierungsprozess im Sinne zunehmender Strömungsdiversität durch wiederholende Dispersionsmessungen erfasst werden. Die Verfolgung des Renaturierungsprozesses an der Nebel bietet sich durch die bereits vorhandenen Null-Messungen des begradigten Abschnittes und einer ersten Messung an dem neu gestalteten Abschnitt an.

# Literaturverzeichnis

- Aberle, J.: *Untersuchung der Rauheitsstruktur zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen unter Klarwasserabfluß*. Dissertation, Universität Fridericiana zu Karlsruhe, Karlsruhe, 2000.
- Adler, M., Jakob, A., Hanisch, H., Leibundgut, C., Van Mazijk, A., Spreafico, M. und Wiesner, H.: Alarmmodell Rhein: Ein Modell für die operationelle Vorhersage des Transportes von Schadstoffen im Rhein. Bericht der CHR I-12, IKS CHR, Koblenz, 1993.
- Antonia, R. A. und Krogstad, P. Å.: Turbulence structure in boundary layers over different types of surface roughness. In: *Fluid Dynamic Research*, Band 28:S. 139–157, 2001.
- BASF: Sicherheitsdatenblatt Sicomet Uranin S 45350. 2004. Vers.1.
- Bathurst, J. C., Thorne, C. R. und Hey, R. D.: Secondary flow and shear stress at river bends. In: *Journal of the Hydraulics Division*, Band 105:S. 1277–1295, 1979.
- Baumert, H. und Rische, H.: Über Vermischungsprozesse in Fließgewässern unter besonderer Berücksichtigung der transversalen Vermischung. In: *Acta Hydrophysica*, Band 26(H2):S. 109–148, 1981.
- Behrens, H.: Fluoreszenztracer: Eigenschaften, Anwendbarkeit und Nachweistechnik. In: *DVWK-Fortbildung: Markierung von Grundwasser und oberirdischen Gewässern – Planung, Durchführung und Auswertung*. Freiburg im Breisgau, 1999.
- Bendat, J. S. und Piersol, A. G.: *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*. Wiley, New York, 1971.
- Bezzola, G. R.: *Fliesswiderstand und Sohlenstabilität natürlicher Gerinne unter besonderer Berücksichtigung der relativen Überdeckung*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Zürich, 2002.
- Biron, P. M., Robson, C., Lapoint, M. F. und Gaskin, S. J.: Comparing different methods of bed shear stress, estimates in simple an complex flow fields. In: *Earth Surface Process and Landforms*, Band 29:S. 1403–1415, 2004.
- Bollrich, G.: *Technische Hydromechanik*. Verlag Bauwesen, Berlin, fünfte Auflage, 2000.

- Boxhall, J.B., Guymer, I. und Marion, A.: Transverse mixing in sinuous natural open channel flows. In: *Journal of Hydraulic Research*, Band 41(2):S. 153–165, 2003.
- Bradshaw, P.: Turbulent secondary flows. In: *Annual Review of Fluid Mechanics*, Band 19:S. 53–74, 1987.
- Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Musiol, G. und Mühlig, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harry Deutsch, Frankfurt am Main, erste Auflage, 1993.
- Buffin-Bélanger, T. und Roy, A. G.: 1 min in the life of a river: selecting the optimal record length for measurement of turbulence in fluvial boundary layers. In: *Geomorphology*, Band 68:S. 77–94, 2005.
- Campbell, L., McEwan, I., Nikora, V., Pokrajac, D. und Gallagher, D.: Bedload effects on hydrodynamics of rough-bed open-channel flows. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 131(7):S. 576–585, 2005.
- Carollo, F. G., Ferro, V. und Termini, D.: Flow velocity measurements in vegetated channels. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 128(7):S. 664–673, 2002.
- Chatwin, P. C.: Presentation of longitudinal dispersion data. In: *Journal of the Hydraulics Division*, Band 106(HY1):S. 71–83, 1980.
- Coleman, S. E., Nikora, V. I., McLean, S. R. und Schlicke, E.: Spatially averaged turbulent flow over square ribs. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 133(2):S. 194–204, 2007.
- Coles, D.: The law of the wake in the turbulent boundary layer. In: *Journal of fluid mechanics*, Band 1:S. 191–226, 1956.
- David, I.: *Grundwasserhydraulik. Strömungs- und Transportvorgänge*. Vieweg, Wiesbaden, 1998.
- Day, T. J.: Longitudinal dispersion in natural channels. In: *Water Resources Research*, Band 11(6):S. 909–918, 1975.
- DIN, Deutsches Institut für Normung e.V. (Hg.): *Wasserwesen: Begriffe, Normen*, Beuth, Kapitel DIN 4049 T1: Hydrologie, S. 213–262. Zweite Auflage, 1991a.
- DIN, Deutsches Institut für Normung e.V. (Hg.): *Wasserwesen: Begriffe, Normen*, Beuth, Kapitel DIN 4044: Hydromechanik im Wasserbau, S. 5–24. Zweite Auflage, 1991b.
- Dittrich, A.: *Wechselwirkung Morphologie/Strömung naturnaher Fliessgewässer*, Band 198 von *Mitteilungen*. Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe, 1998.
- Dittrich, A., Nestmann, F. und Ergenzinger, P.: *Coherent Flow Structures in Open Channels*, Wiley, Kapitel Ratio of lift and shear force over rough surfaces, S. 125–146. 1996.

- Dracos, T.: *Hydrologie. Eine Einführung für Ingenieure*. Springer, Wien, 1980.
- Dracos, T.: *Hydraulik*. Verlag der Fachvereine, Zürich, dritte Auflage, 1990.
- Dyck, S. und Peschke, G.: *Grundlagen der Hydrologie*. Verl. für Bauwesen, Berlin, dritte Auflage, 1995.
- Falcón, M.: Secondary flow in curved open channels. In: *Annual Revue Fluid Mechanics*, Band 16:S. 179–193, 1984.
- Falcón, M. A. und Kennedy, J. F.: Flow in alluvial-river curves. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 133:S. 1–16, 1983.
- Fiedler, H. E.: *Turbulente Strömungen*. Skript, 2003.
- Fischer, H. B., List, E. J., Koh, R. C. Y., Imberger, J. und Brooks, N. H.: *Mixing in Inland and Coastal Waters*. Academic Press, New York, 1979.
- Fischer, H.B.: The mechanics of dispersion in natural streams. In: *Journal of the Hydraulics Division*, Band 93(HY6):S. 187–215, 1967.
- Gibson, M. M. und Rodi, W.: Simulation of free surface effects on turbulence with a reynolds stress model. In: *Journal of Hydraulic Research*, Band 27(2):S. 233–244, 1989.
- Giménez-Curto, L. A. und Corniero Lera, M. A.: Oscillating turbulent flow over very rough surfaces. In: *Journal of Geophysical Research*, Band 101(9):S. 745–758, 1996.
- Godfrey, R. G. und Frederick, B. J.: Stream dispersion at selected sites: Transport of radionuclides by streams. Geological Survey Professional Paper 433-K, U.S. Department of the interior, Washington, 1970.
- Goebels, R: Simulated annealing - seminar optimierung und entscheidungsunterstützung. <http://ls2-www.cs.uni-dortmund.de/~jansen/seminare/opt2006/renegoebels.pdf>, 2007. Gelesen 26.09.2007.
- Golden, Software: *Surfer 7: User's Guide*. Golden Software Inc., Colorado, 1999.
- Goring, D. G. und Nikora, V. I.: Despiking acoustic doppler velocimeter data. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 128(1):S. 117–126, 2002.
- Graf, W.H.: Suspension flows in open-channels, experimental study. In: *Journal of Hydraulic Research*, Band 40(4):S. 435–447, 2002.
- Grimm-Strele, J.: Diffusion und dispersion in flüssen. In: *Wasserwirtschaft*, Band 73(11):S. 380–385, 1983.
- Hermes, H.: *Bedienungsanleitung: Lichtleiterfluorometer*, 2007.

- Ikeda, S. und Kanazawa, M.: Three-dimensional organized vortices above flexible water plants. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 269:S. 634–640, 1996.
- Järvelä, J. und Helmiö, T.: Hydraulic considerations in restoring boreal streams. In: *Nordic Hydrology*, Band 35(3), 2004.
- Jirka, G.H.: Gerinnehydraulik. Skript, 2004.
- Jüppner, R.: Ausführungsplanung. Erster Renaturierungsabschnitt des Hellbachs nördlich der B105 bei Jörnstorf. Technischer Bericht, IHU Geologie und Analytik mbH, 1995.
- Käss, W.: *Geohydrologische Markierungstechnik*. Gebrüder Borntraeger, Berlin, Stuttgart, 9. Auflage, 1992. ISBN 3-443-01013-X.
- Kaussmann, J. und Mehl, D.: Nebel bei Hoppenrade: Vorbereitung, Planung und Durchführung einer Fließgewässersanierung nach WRRL. In: *Aktuelle Probleme und Lösungen im Kulturtechnischen Wasserbau*. Universität Rostock, Rostock, 2005, S. 48–68.
- Kellerhals, R.: Runoff routing through steep natural channels. In: *Journal of the Hydraulics Division*, Band 96:S. 2201–2217, 1970.
- Kikkawa, H., Ikeda, S. und Kitagawa, A.: Flow and bed topography in curved open channels. In: *Journal of the Hydraulics Division*, Band 102:S. 1327–1342, 1976.
- Kim, S. C., Friedrichs, C. T., Maa, J. P.-Y. und Wright, L. D.: Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic doppler velocimeter data. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 126(6):S. 399–406, 2000.
- Kinzelbach, W. und Rausch, R.: *Grundwassermodellierung*. Gebrüder Borntraeger, Berlin, 1995.
- Koll, K.: *Feststofftransport und Geschwindigkeitsverteilung in Raugerinnen*. Dissertation, Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH), 2002.
- Kreiß, J. P. und Neuhaus, G.: *Einführung in die Zeitreihenanalyse*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, erste Auflage, 2006. ISBN 3-540-25628-8.
- Kühner, W.: *Sohlschubspannung und Bettbildung in Flusskrümmungen unter Beachtung alpiner Gefällsverhältnisse*. Dissertation, Universität Innsbruck, Innsbruck, 2003.
- Lamarre, H. und Roy, A.G.: Reach scale variability of turbulent flow characteristics in a gravel-bed river. In: *Geomorphology*, Band 68:S. 95–113, 2005.
- LaWa (Hg.): *Gewässerstrukturgütekartierung in der Bundesrepublik Deutschland Verfahren für kleine und mittelgroße Fließgewässer*. Länderarbeitsgemeinschaft Wasser, 2000.
- Leschziner, M. A. und Rodi, W.: Calculation of strongly curved open channel flow. In: *Journal of the Hydraulic Division*, Band 105, 1979.

- Lesht, B. M.: Benthic boundary-layer velocity profiles: Dependence on averaging period. In: *Journal of Physical Oceanography*, Band 10:S. 985–991, 1980.
- LfU (Hg.): *Hydraulik naturnaher Fließgewässer - Neue Berechnungsverfahren für naturnahe Gewässerstrukturen*, Band 1. Landesanstalt für Umweltschutz Baden-Württemberg, 2002a.
- LfU (Hg.): *Hydraulik naturnaher Fließgewässer - Neue Berechnungsverfahren für naturnahe Gewässerstrukturen*, Band 2. Landesanstalt für Umweltschutz Baden-Württemberg, 2002b.
- Lohrmann, A., Cabera, R., Gelfenbaum, G. und Haines, J.: Direct measurements of reynolds stress with acoustic doppler velocimeter. In: *Proceedings of the IEEE Fifth Working Conference on Current Measurement*. 1995, S. 205–210.
- Lohrmann, A. and Cabera, R. and Nicholas, C. K.: Acoustic-Doppler Velocimeter (ADV) for laboratory use. In: *Fundamentals and Advancements in Hydraulic Measurements and Experimentations*. 1994, S. 351–365.
- LUNG: Landesamt für Umwelt, Naturschutz und Geologie: WRRL-MV. [www.wrrl-mv.de/pages/co\\_2004\\_fg\\_typo.htm](http://www.wrrl-mv.de/pages/co_2004_fg_typo.htm), 2008. Gelesen 13.03.2008.
- Malcherek, A.: Hydromechanik der Oberflächengewässer. Skript, 2005. Vers.5.
- Manga, M. und Kirchner, J. W.: Stress partitioning in streams by large woody debris. In: *Water Resources Research*, Band 36(8):S. 2373–2379, 2000.
- Marion, A. und Zaramella, M.: Effects of velocity gradients and secondary flow on the dispersion of solutes in a meandering channel. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 132(12):S. 1295–1302, 2006.
- Marsh-McBirney: *Bedienungsanleitung: Flo-Mate, Model 2000*. Marsh-McBirney Inc., 1990.
- McLean, S. R. und Nikora, V. I.: Characteristics of turbulent unidirectional flow over rough beds: Double-averaging perspective with particular focus on sand dunes and gravel beds. In: *Water Resource Research*, Band 42:S. 1–19, 2006.
- McLelland, S.J. und Nicholas, A.P.: A new method for evaluating errors in high-frequency ADV measurements. In: *Hydrological Process*, Band 14(2):S. 351–366, 2000.
- Mehl, D. und Thiele, V.: Ein Verfahren zur Bewertung nordostdeutscher Fließgewässer und deren Niederungen unter besonderer Berücksichtigung der Entomofauna. Nachrichten der Entomologischen Vereins Apollo, Frankfurt am Main, 1995.
- Mertens, W.: Zur Berechnung naturnaher Wasserläufe nach DVWK-Merkblatt 220 und DVWK-Mitteilung 25. In: *Wasserwirtschaft*, Band 3:S. 20–24, 2004.

- Morris, H. M.: Flow in rough conduits. In: *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, Band 120(2745):S. 373–410, 1955.
- Müller, A.: Von der Abflußmessung zur Erfassung von turbulenten Strukturen: Versuch einer Klassifizierung von Meßaufgaben in Gerinneströmungen. In: *Wasserwirtschaft*, Band 80:S. 545–552, 1990.
- Nakagawa, H., Tsujimoto, T. und Shimizu, Y.: Velocity profile of flow over rough permeable bed. In: *6th Congress APD-IAHR*. APD-IAHR, Kyoto, 1988, Band 2, S. 449–456.
- Naudascher, E.: *Hydraulik der Gerinne und Gerinnebauwerke*. Springer, Wien, zweite Auflage, 1992.
- Naudascher, E. und Fink, L.: Ausbreitung bei Einleitungen in Strömungen. In: *Wasserwirtschaft*, Band 73(11):S. 369–379, 1983.
- Nezu, I. und Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*. A.A. Balkema, Rotterdam, 1993.
- Nielsen, D. R. und Wendroth, O.: *Spatial and Temporal Statistics: Sampling Field Soils and their Vegetation*. GeoScience, Reiskirchen, Germany, 2003.
- Nikora, V. I. und Goring, D.: Flow turbulence over fixed and weakly mobile gravel beds. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 126(9):S. 679–690, 2000.
- Nikora, V. I., Goring, D., McEwan, I. und Griffith, G.: Spatially averaged open-channel flow over rough beds. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 127(2):S. 123–133, 2001.
- Nikora, V. I. und Goring, D. G.: Adv measurements of turbulence: Can we improve their interpretation. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 124(6):S. 630–634, 1998.
- Nikora, V. I., McEwan, I., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D. und Walters, R.: Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: Theoretical background. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 133(8):S. 873–883, 2007a.
- Nikora, V. I., McLean, S. R., Coleman, S., Pokrajac, D., McEwan, I., Campbell, L., Aberle, J., Clunie, D. und Koll, K.: Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: Applications. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 133(8):S. 884–895, 2007b.
- Nikora, V. I., Sukhodolov, A., Shalar, G., Kushnir, N. und Arnăut, N.: Flow turbulence characteristics on the section of a small river. In: *Revue Roumaine de Géographie*, Band 39:S. 79–88, 1995.
- Nikuradse, J.: Strömungsgesetze in rauhen Rohren. In: *Forschungshefte des VDI*, Band 4(361):S. 1–22, 1933.

- Nordin, C.F. und Troutman, B.M.: Longitudinal dispersion in rivers: The persistence of skewness in observed data. In: *Water Resources Research*, Band 16(1):S. 123–128, 1980.
- Nortek: *Nortek Velocimeter. Operational and Software Manual*, 2000.
- Odgaard, A.J.: Transverse bed slope in alluvial channel bends. In: *Journal of the Hydraulics Division*, Band 107:S. 1677–1693, 1981.
- Pasche, E. und Rouvé, G.: *Hydraulische Probleme beim naturnahen Gewässerausbau*, VCH, Weinheim, Kapitel Zusammenfassende Darstellung und Bewertung der Forschungsergebnisse – Empfehlungen zur hydraulischen Berechnung naturnaher Fließgewässer, S. 1–39. 2. 1987.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. und Flannery, B. P.: *Numerical recipes in C: the art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne, zweite Auflage, 1994. ISBN 0-521-43108-5.
- Rhoads, B.L. und Sukhodolov, A.N.: Field investigation of three-dimensional flow structure at stream confluences: 1. thermal mixing and time-averaged velocities. In: *Water Resources Research*, Band 37(9):S. 2393–2410, 2001.
- Rhoads, B.L. und Sukhodolov, A.N.: Spatial and temporal structure of shear layer turbulence at a stream confluence. In: *Water Resources Research*, Band 40:S. 1–13, 2004.
- Rouse, H.: Critical analysis of open-channel resistance. In: *Journal of Hydraulic Division*, Band 91(HY4):S. 1–25, 1965.
- Rowiński, P., Aberle, J. und Mazurcyk, A.: Shear velocity estimation in hydraulic research. In: *Acta Geophysica Polonica*, Band 53(4):S. 567–583, 2005.
- Rowiński, P., Czernuszenko, W. und Prtetre, J.M.: Time-dependent shear velocities in channel routing. In: *Hydrological Sciences-Journal*, Band 45(6):S. 881–895, 2000.
- Roy, A.G., Biron, P. und De Serres, B.: On the necessity of allying a rotation to instantaneous velocity measurements in river flows. In: *Earth surface processes and landforms*, Band 21:S. 817–827, 1996.
- Runkel, R. L.: One-dimensional transport with inflow and storage (otis): A solute transport model for streams and rivers. Water Resources Investigation Report 98-4018, U.S. Geologic Survey, Denver, 1998.
- Rutherford, J.C.: *River Mixing*. John Wiley and Sons, New York, erste Auflage, 1994. ISBN 0-471-94282-0.
- Sanjou, M. und Nezu, I.: Large eddy simulation of turbulent structure in meandering compound open-channel flow. In: *River Flow 2006*. Lissabon, 2006, S. 253–260.

- Sanjou, M., Nezu, I., Doi, T. und Quang, H.: Coherent structure of horizontal eddies in meandering compound open-channel flow by using multi-layer scanning piv. In: *River Flow 2006*. Lissabon, 2006, S. 243–252.
- Sayre, R.: *Dispersion of mass in open channel flow*. Dissertation, State University of Colorado, Fort Collins, 1968.
- Schlichting, H. und Gersten, K.: *Grenzschicht-Theorie*. Springer, Heidelberg, Berlin, New York, 9. Auflage, 1997.
- Schlittgen, R. und Streitberg, B. H. J.: *Zeitreihenanalyse*. Oldenburg, München, Wien, 8. Auflage, 1999.
- Schneider, M.: *Einfluss von Parameter-Unsicherheiten auf die Genauigkeit berechneter Wasserspiegellagen*. Diplomarbeit, Universität Rostock, Rostock, 2007.
- Schröder, R. C. M. und Zanke, U.: *Technische Hydraulik: Kompendium für den Wasserbau*. Springer, Heidelberg, zweite Auflage, 2003.
- Seo, I. W. und Cheong, T. S.: Predicting longitudinal dispersion coefficient in natural streams. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 124(1):S. 25–32, 1998.
- Söhngen, B.: Das Formbeiwertkonzept zur Berechnung des Fließwiderstandes in Rohren und Gerinnen. Technischer Bericht 39, Inst. für Wasserbau, TH Darmstadt, Darmstadt, 1987.
- SonTek: *SonTek/YSI, Inc., 6837 Nancy Ridge Drive, Suite A, San Diego, CA 92121-3217 USA*, 2001.
- Soulsby, R. L.: *Johns, B.: Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas*, Elsevier Science, Amsterdam, Band 35 von 2, Kapitel The Bottom Boundary Layers of Shelf Seas. 1983.
- Sreenivasan, K. R., Chambers, A. J. und Antonia, R. A.: Accuracy of moments of velocity and scalar fluctuations in the atmospheric surface layer. In: *Boundary-Layer Meteorology*, Band 14:S. 341–358, 1978.
- Stapelton, K.R. und Huntley, D.A.: Seabed stress determinations using the internal dissipation method and the turbulent kinetic energy method. In: *Earth surface processes and landforms*, Band 20:S. 807–815, 1995.
- Stephan, U. und Gutknecht, D.: Hydraulic resistance of submerged flexible vegetation. In: *Journal of Hydrology*, Band 269(1-2):S. 27–43, 2002.
- Stephan, U., Nachtnebel, H. P. und Gutknecht, D.: Analyse von Strömungskenngrößen in makrophytenbestandenen Gewässerabschnitten. In: *Wasserwirtschaft*, Band 87(10):S. 466–472, 1997.

- Storchenegger, I.: *Orts- und ergebnisbeschreibende Parameter für Niederschlag-Abfluss-Modelle*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Zürich, 1984.
- Storchenegger, I.: Gewässerregulierung. Skript, 2005.
- Storchenegger, I.: In Stüdemann, O.: *Aspekte der Geoökologie*, Weißensee, Kapitel Hydraulik naturnaher Fließgewässer-Geoökotope. 2008 (im Druck).
- Storchenegger, I. und Kern, J.: Abflussmessung mittels Salzverdünnung. Technischer Bericht, ETH Zürich, Institut für Kulturtechnik, Abteilung Wasser und Boden, Zürich, 1987.
- Sukhodolov, A. und Engelhardt, C.: Velocity patterns in the groyne fields. In: *Proceedings of the 2001 International Symposium on Environmental Hydraulics*. ISEH, IAHR, 2001.
- Sukhodolov, A. und Sukhodolova, T.: Evolution of mixing layers in turbulent flow over submerged vegetation: field experiments and measurement study. In: *River Flow*. Lissabon, 2006, S. 525–534.
- Sukhodolov, A., Sukhodolova, T. und Bungartz, H.: *Modeling concepts and decision support in environmental systems*, Studzinski, J. and Hryniewicz, O., Kapitel Turbulence in natural streams. 2006a.
- Sukhodolov, A., Uijttewaal, W. S. J. und Engelhardt, C.: On the correspondence between morphological and hydrodynamical patterns of groyne fields. In: *Earth Surface Processes and Landforms*, Band 27:S. 289–305, 2002.
- Sukhodolov, A. N., Fedele, J. J. und Rhoads, B. L.: Structure of flow over alluvial bedforms: an experiment on linking field and laboratory methods. In: *Earth Surface Processes and Landforms*, Band 31:S. 1292–1310, 2006b.
- Sukhodolov, A. N., Nikora, V. I., Rowiński, P. M. und Czernuszenko, W.: A case study of longitudinal dispersion in small lowland rivers. In: *Water Environment Research*, Band 69(7):S. 1246–1253, 1997.
- Sukhodolova, T., Sukhodolov, A., Kozerski, H. P. und Köhler, J.: Longitudinal dispersion in a lowland river with submersible vegetation. In: *River Flow*. Lissabon, 2006, S. 631–638.
- Taylor, G.I.: Diffusion by continuous movements. In: *Proc., London Math. Soc.*, Band 20:S. 196–212, 1921.
- Taylor, G.I.: Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. In: *Proc., Royal Soc.*, Band 219:S. 186–203, 1953.
- Taylor, G.I.: The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe. In: *Proc., Royal Soc.*, Band 223:S. 446–468, 1954.

- Tennekes, H. und Lumley, J. L.: *A First Course in Turbulence*. The MIT Press, Cambridge, London, 14. Auflage, 1992. ISBN 0-262-20019-8.
- Tominaga, A. und Nezu, I.: Turbulent structure in open-channel flows. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 177(1):S. 21–41, 1991.
- Trettin, R. und Mallén, G.: *Jahresberichte 1998 – 1999*, Umweltforschungszentrum Halle Leipzig, Leipzig, Kapitel Uferfiltrat – eine unverzichtbare Trinkwasserquelle, S. 145–149. 1999.
- Turner: *Bedienungsanleitung: GAT TD10-AU Feldfluorometer*, 2000.
- Valentine, E. M. und Wood, I. R.: Experiments in longitudinal dispersion with dead zones. In: *Journal of the Hydraulics Division*, Band 105(HY8):S. 999–1016, 1979.
- Van Mazijsk, A. und Veling, E. J. M.: Tracer experiments in the rhine basin: evaluation of the skewness of observed concentration distributions. In: *Journal of Hydrology*, Band 307:S. 60–78, 2005.
- Voulgaris, G. und Trowbridge, J. H.: Evaluation of the acoustic doppler velocimeter (adv) for turbulence measurements. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Band 15:S. 272–289, 1998.
- Wahl, T. L.: Discussion of „Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data“ by Goring D. G. and Nikora V. I. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 129(6), 2003.
- Wang, X., Wang, Z., Yu, M. und Li, D.: Velocity profile of sediment and comparison of log-law and wake-law. In: *Journal of Hydralic Research*, Band 39(2):S. 211–217, 2001.
- Wenske, T.: *Untersuchungen zur Gewässerbetterfassung unter Anwendung eindimensionaler Wasserspiegellagensimulation*. Diplomarbeit, Universität Rostock, Rostock, 2007.
- Wernli, H. R.: Einführung in die Tracerhydrologie. Skript, 2003.
- Wieland, P.: *Naturraumanalyse Hellbach*. Diplomarbeit, Universität Rostock, Rostock, 2003.
- Wikipedia: Die freie Enzyklopädie. <http://de.wikipedia.org>, 2008. Gelesen 18.03.2008.
- Witte, B. und Schmidt, H.: *Vermessungskunde und Grundlagen der Statik für das Bauwesen*. Verlag Konrad Wittwer, Stuttgart, 1991.
- WTW: *Bedienungsanleitung: LF 323/SET*. WTW Wissenschaftlich-Technische Werkstätten GmbH, 82362 Weilheim, 1995.
- Yang, S. Q.: Interactions of boundary shear stress, secondary currents and velocity. In: *Fluid Dynamic Research*, Band 36:S. 121–136, 2005.

- 
- Yen, B.: Open channel flow resistance. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, Band 128(1):S. 20–39, 2002.
- Zanke, U. C. E.: *Hydromechanik der Gerinne und Küstengewässer*. Parey, 2002.



# Anhang A

## Abbildungen der Messtechnik

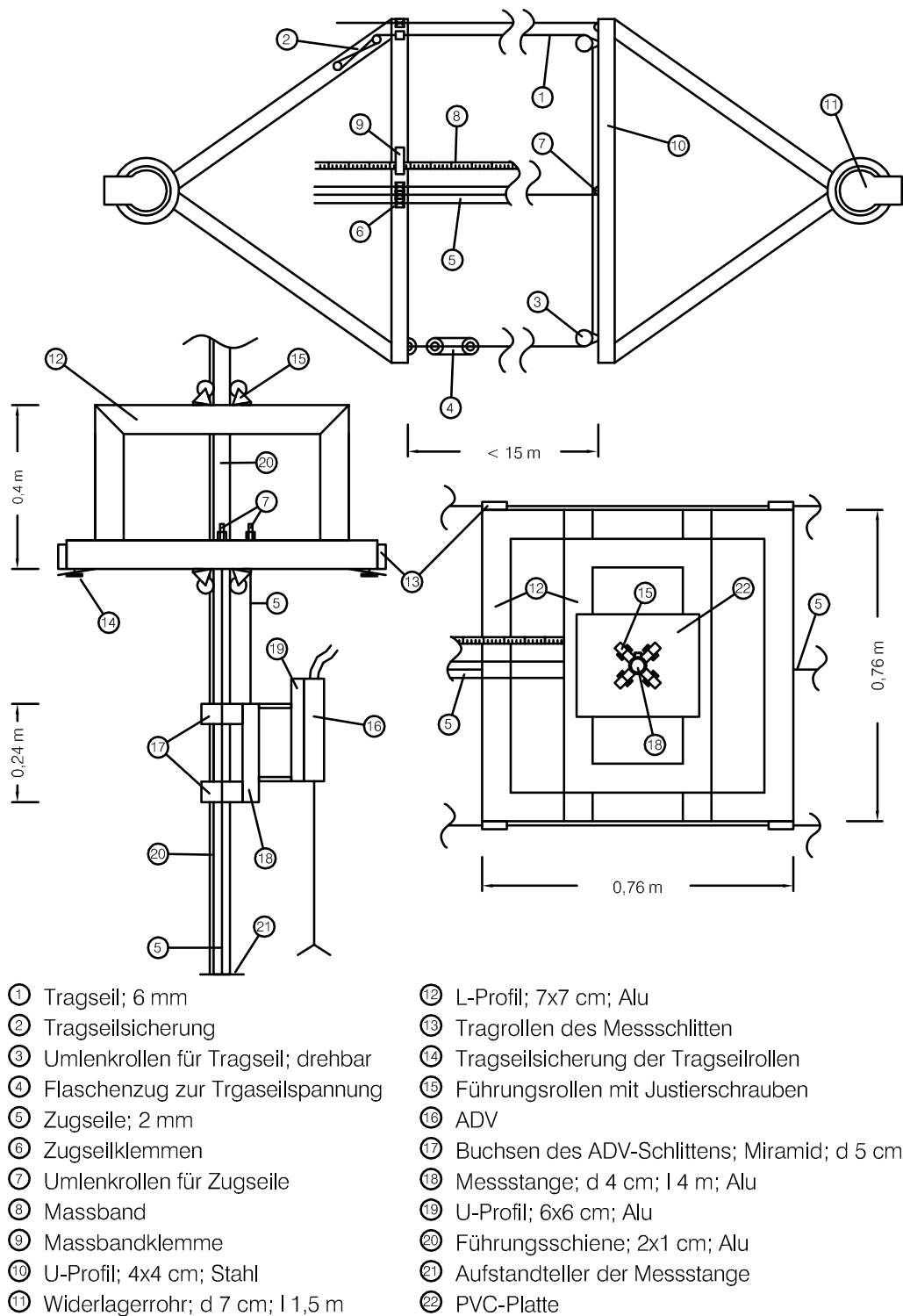
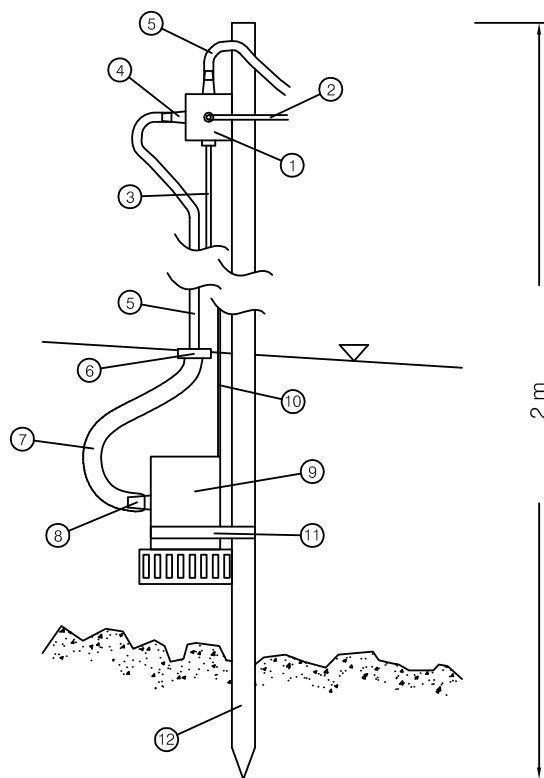


Abbildung A.1: Seilanlage zur Fixierung eines ADV-Messgerätes



- |                       |                         |                       |
|-----------------------|-------------------------|-----------------------|
| ① Messzelle           | ⑤ Schlauch; 3/4"; PVC   | ⑨ Pumpe               |
| ② Kabel vom LLF       | ⑥ Reduzierstück         | ⑩ Stromversorgung     |
| ③ Lichtleiter zum LLF | ⑦ Schlauch; 1 1/4"; PVC | ⑪ Befestigungsschelle |
| ④ Messzellenanschluss | ⑧ Pumpenanschluss       | ⑫ Messstange          |

Abbildung A.2: Fördervorrichtung zur Tracermessung im LLF



## Anhang B

# Bestimmung „optimaler Aufzeichnungslängen“ mittels Bootstrapping

Auf der Basis des ‚Bootstrappings‘ entwickelten Buffin-Bélanger und Roy (2005) eine Methode zur Ermittlung optimaler Aufzeichnungslängen. Die Grundlage bilden Datenreihe von Strömungs- oder Turbulenzmesswerten ( $X$ ) mit großem Umfang  $n_{max}$  (Abbildung: B.1a. Innerhalb dieser Datenreihen werden  $N$  Zeitreihen gebildet, die einen Umfang  $RL$  besitzen (Klasse). Der Startwert der Zeitreihen ist zufällig verteilt. Befindet sich der Startwert am Ende der Datenreihe und führt dazu, dass die Zeitreihenlänge über den letzten Wert der Datenreihe reicht, so wird diese mit ihrem Beginn angehängt. Dieser Schritt wird mit dem Fehlen signifikanter Effekte auf die statistischen Ergebnisse begründet, jedoch nicht nachgewiesen. Für die Klasse wird aus den Zeitreihen die Standardabweichung

$$S.E._X(RL) = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^N (X_i - \bar{X})^2}{N - 1}} \quad (B.1)$$

berechnet.

Mit 30 Klassen, deren Zeitreihen ( $N = 1000$ ) aus  $RL = 20 \dots 15000$  Messwerten bestehen, analysierten sie mittels Bootstrapping zehn turbulenzstatistische Parameter (u.a.  $\bar{u}$ ,  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{u'w'}$ ). Die optimalen Aufzeichnungslängen befinden sich am Krümmungsmaximum der Funktionen  $S.E._X(RL)$  (Abbildung B.2). Zur Krümmungsberechnung dienen lokale Steigungen:

$$\begin{aligned} a(S.E._X(i_{RL})) &= \frac{S.E._X(i_{RL} + 1) - S.E._X(i_{RL} - 1)}{RL_{i+1} - RL_{i-1}} \\ i_{RL} = opt &\iff \frac{a(S.E._X(i_{RL} + 1)) - a(S.E._X(i_{RL} - 1))}{RL_{i+1} - RL_{i-1}} = Maximum \\ \text{mit } i_{RL} &= 1, \dots, 30 \quad . \end{aligned}$$

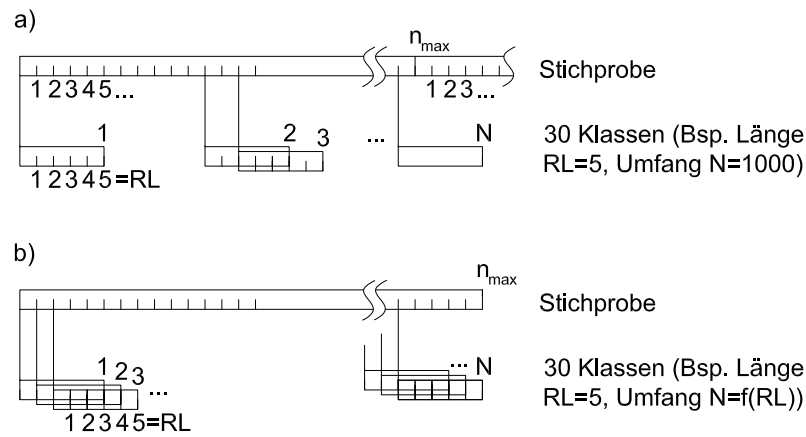


Abbildung B.1: Schema des Bootstrappings nach Buffin-Bélanger und Roy (2005) (a) und mit Modifikation (b)

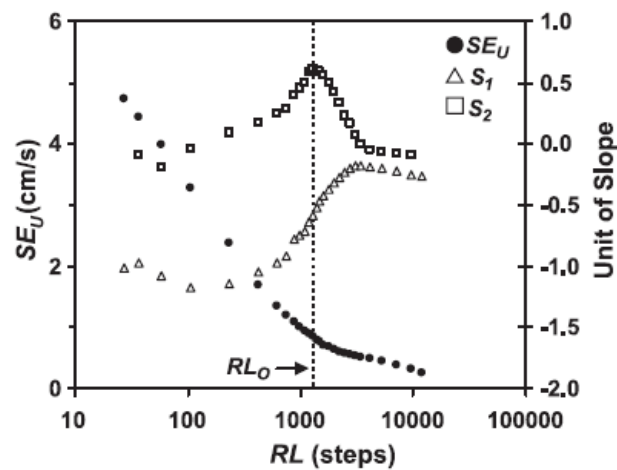


Abbildung B.2: Bestimmungsmethode der optimalen Aufzeichnungslänge über die Standardabweichungen ( $SE_u$ ) und den lokalen Steigungen ( $S_2$ ) zwischen den lokalen Steigungen ( $S_1$ ), aus Buffin-Bélanger und Roy (2005)

Neben diesem Algorithmus wurde vom Autor eine Modifikation erarbeitet und die Anwendbarkeit zur Bestimmung einer optimalen Messzeit getestet (Vgl. Anlage F). Die Unterschiede zum Algorithmus von Buffin-Bélanger und Roy (2005) sind (Abbildung B.1b):

- Die Anzahl  $N$  der Serien werden durch  $n_{RL}$  und  $n_{max}$  bestimmt.
- Es erfolgt keine Zufallsverteilung der Startwerte und keine künstliche Datenreihenverlängerung.

Die Standardabweichungen der 30 Klassen werden demnach aus dem maximal zur Verfügung stehenden Datenumfang gebildet.

$$\begin{aligned}
 n_{RL} &= i_{RL} \cdot \Delta_{RL}; \\
 i_{RL} &= 1, \dots, 30; \\
 \Delta_{RL} &= \frac{n_{max}}{30} \\
 \text{zu} \quad S.E._X(RL) &= \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^{n_{max}-n_{RL}} (X_i - \bar{X})^2}{n_{max} - n_{RL}}} \quad (B.2)
 \end{aligned}$$

Die Methode des Bootstrappings nach Buffin-Bélanger und Roy (2005) und der Modifikation wurde an eigenen Datensätzen angewendet. Buffin-Bélanger und Roy (2005) konnten für die meisten Turbulenzparameter optimale Aufzeichnungslängen in dem Bereich  $RL_{opt} \approx 1000 \dots 1500$  ausweisen (Abbildung 3.15). Die Abbildung B.3 zeigt an einem Beispiel, dass selbst unter Verdoppelung, bzw. Verdreifachung der Klassenanzahl  $N$  mit dem Verfahren von Buffin-Bélanger und Roy (2005) keine eindeutigen Krümmungsmaxima in diesem Bereich vorliegen. Große Differenzen benachbarter lokaler Steigungswerte befinden sich ausschließlich bei  $RL < 500$ . Gegenüber dem Verfahren von Buffin-Bélanger und Roy (2005) besitzen die Standardabweichungen kleinerer Aufzeichnungslängen nach den Gleichungen B.2 eine größere statistische Sicherheit und es wird keine künstliche Datenreihenerweiterung benötigt (Abbildungen B.4). Für größere Klassenlängen können jedoch nur wenige Serien gebildet werden. Gegenüber der Abbildung B.3 enthält die Abbildung B.4 keine monoton fallenden Bootstrap-Verläufe. Buffin-Bélanger und Roy (2005) argumentieren, dass die Datenreihenverlängerung einen vernachlässigbaren Effekt auf die Momente kleinerer Ordnung besitzen. Für Mittelwerte und Standardabweichungen ist dieses nachvollziehbar. Dennoch sollten die Auswirkungen von Phasenverschiebungen, besonders bei Momenten höherer Ordnung, nicht außer Acht gelassen werden. Interessanterweise zeigen ‚Bootstraps‘ künstlicher Datensätze, bei denen analog zu dem Verfahren von Buffin-Bélanger und Roy (2005) die Stichproben verlängert werden, starke Krümmungen mit anschließenden Steigungen an den Nahtstellen (Abbildung B.5). Serien von Aufzeichnungslängen, deren Datenumfang über diese Nahtstelle führen, erhalten erhöhte Werte des ‚Bootstraps‘ und verdeutlichen den Einfluss dieser Erweiterung, obwohl in diesem Algorithmus nur Momente kleiner Ordnung verwendet werden.

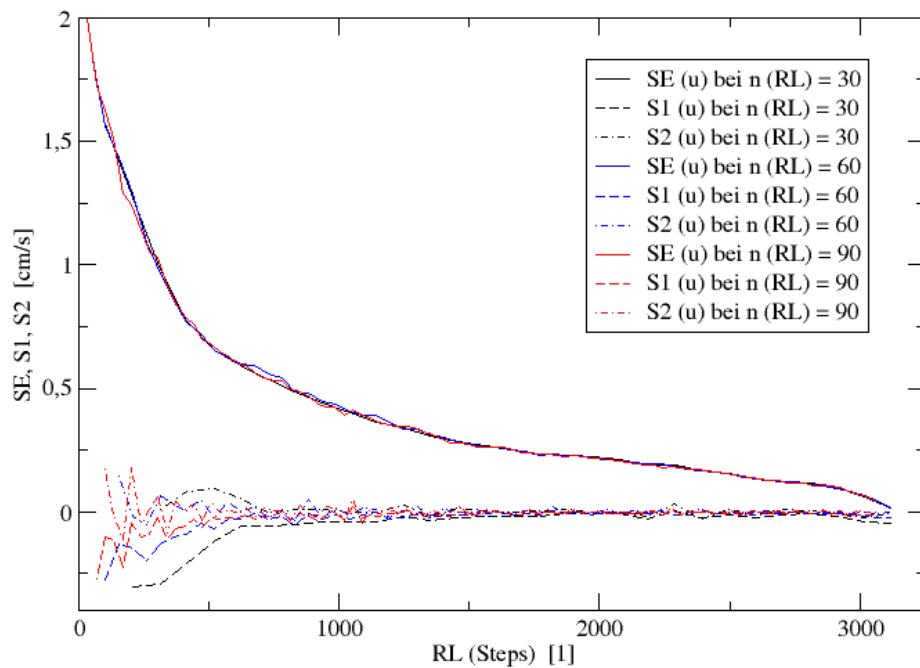


Abbildung B.3: ‚Bootstrap‘ der mittleren Fließgeschwindigkeit (Hellbach, 04.07.2005, Station Nr.8) nach Gleichung B.1

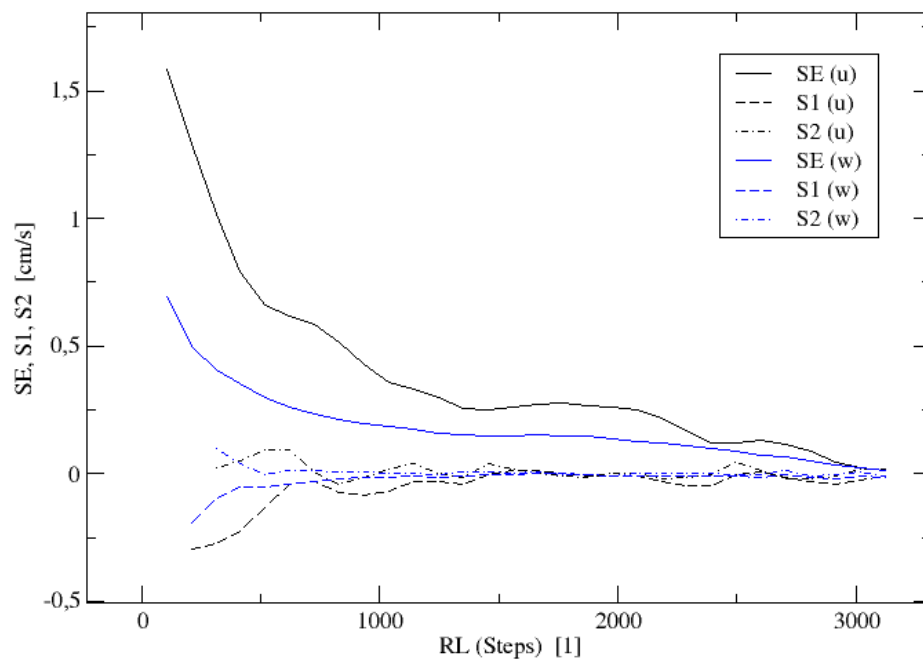


Abbildung B.4: ‚Bootstrap‘ der mittleren longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeit (Messung s.o.) nach Gleichung B.2

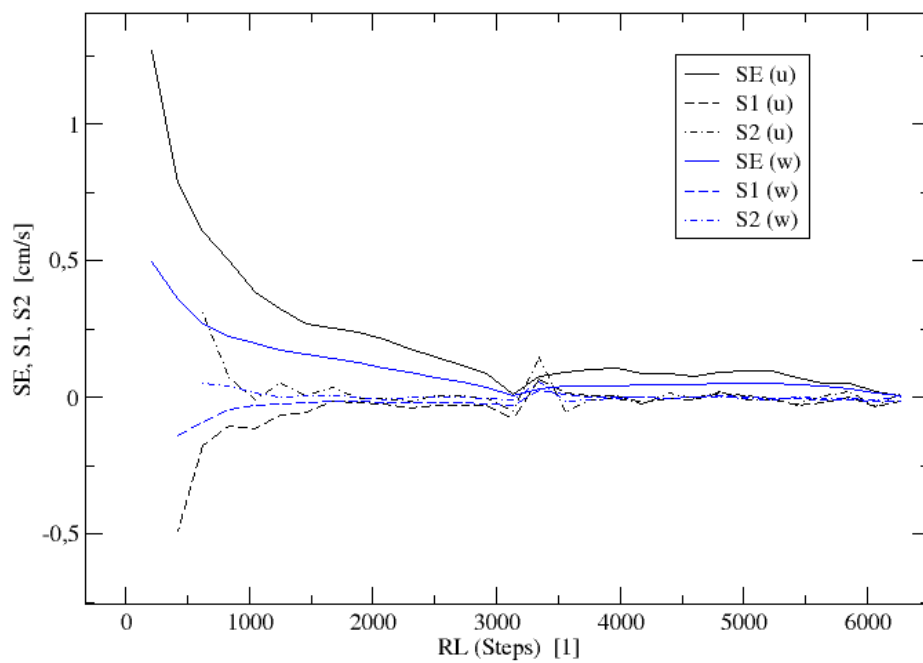


Abbildung B.5: ‚Bootstrap‘ der mittleren longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeiten (Messung s.o.) nach Gleichung B.2 an einem verdoppelten Datensatz



# Anhang C

## Messablauf

### C.1 ADV-Profilmessung

Unter der Messstelleneinrichtung ist die Schaffung der Zugängigkeit, der Aufbau der Seilanlage und der Anschluss des ADV an die Stromversorgung und an den Feldlaptop zu verstehen. Die Nivellierung des Wasserstandes zu Beginn und am Ende der Geschwindigkeitsmessung dient der Kontrolle der Stationarität des Durchflusses während der Messzeit. Neben dem Wasserspiegel muss die horizontale Entfernung zwischen dem Festpunkt der Profilvermessung und dem horizontalen Nullpunkt der ADV-Messung bestimmt werden. An der Nebel ist zusätzlich die Distanz zwischen dem Schilfbewuchs und der nächsten Lamelle zu notieren. Über diese Bezugswerte ist es möglich, ADV-Messpunkte in die aufgemessene Profilgeometrie einzuordnen. Die Schallgeschwindigkeit in Fließgewässern ist abhängig vom Salzgehalt und der Temperatur des Wassers (SonTek 2001). Die Änderung der Schallgeschwindigkeit beeinflusst die Geschwindigkeitsmessung entsprechend der Gleichung 3.2 und infolge die Geometrie des Kontrollvolumens (Kapitel 3.2.1). Zur Korrektur letztgenannter Änderung wird geräteintern eine Näherungslösung verwendet (SonTek 2001):

$$\begin{aligned}u_{xy,korr} &= u_{xy,gem} \cdot (1 + 1,93 \cdot (C_{korr}/C_{gem}) - 1) \\u_{z,korr} &= u_{z,gem} \cdot (1 + 0,94 \cdot (C_{korr}/C_{gem}) - 1)\end{aligned}$$

Salinität<sup>1</sup> und Temperatur wurden mit dem Leitfähigkeitsmessset LF 323/SET (WTW 1995) gemessen und in die Konfigurationsfelder der ADV-Datenerfassungssoftware eingetragen. Die Werte der Wasserspiegelablesungen, der Temperatur und der Salinität der ADV-Messungen befinden sich in der Tabelle C.1.

---

<sup>1</sup>Dimensionsloser Wert bezogen auf das Ostseewasser bei Kopenhagen von 1963 ( $Sal = 35$ ), in der Literatur häufig mit ppt, ‰, g/l gekennzeichnet

Tabelle C.1: Basisdaten der ADV-Messungen

Datum	Station Nr.	Wsp.-Ablesung(Station)		Temperatur [°C]	Salinität [-]
		Beginn [m]	Ende [m]		
Hellbach					
04.07.05	8	3,245	3,235	19,0	0,2
13.07.05	5	—	—	—	—
	6	3,168	3,166	19,0	0,2
26.07.05	12	3,026	3,027	16,5	0,1
29.08.05	5	3,388 (12)	—	—	—
	6	3,405 (12)	—	16,6	0,2
	8	3,405 (12)	—	16,6	0,2
	12	3,400	—	15,0	0,1
10.10.05	5	3,357 (12)	—	—	—
	6	3,355 (12)	—	—	—
	8	3,349 (12)	—	—	—
	12	3,348	—	11,9	0,2
14.12.05	5	3,095	—	5,5	0,2
	8	3,035	—	—	—
	12	2,928	—	—	—
24.02.06	8	2,825	—	—	—
	12	2,705	2,709	1,1	0,1
16.05.06	12	3,088	3,090	11,3	0,1
07.11.06	12	2,830	2,835	9,9	0,2
09.11.06	8	2,838	2,856	8,8	0,2
20.11.06	5	2,750	—	7,7	0,2
26.03.07	12	2,540	2,542	6,1	0,1
20.09.07	14	1,582	1,581	11,9	0,1
Nebel					
01.09.05	1	2,935	2,938	16,1	0,0
	2	2,747	2,750	17,6	0,0
12.10.05	1	2,609	-	12,5	0,0
	3	-	-	-	-
02.11.05	1	2,825	-	9,9	0,0
	3	2,367	-	10,3	0,0
12.12.05	1	2,975	2,975	4,3	0,0
	3	2,448	-	4,5	0,0
21.02.06	1	2,698	2,692	2,2	0,0
	3	2,075	2,079	-	-
27.02.06	1	2,799	2,803	0,8	0,0
	3	2,158	2,162	-	-

Fortführung der Tabelle C.1:

Datum	Station Nr.	Wsp.-Ablesung(Station)		Temperatur	Salinität
		Beginn	Ende		
28.03.06	1	2,522	2,533	5,0	0,0
	3	1,899	1,908	-	-
19.04.06	1	2,724	2,730	8,5	0,0
	3	2,072	-	-	-

Die Differenzen in der Wasserspiegellagenablesung betragen überwiegend wenige Millimeter und sind der Fixierung des Wasserspiegels geschuldet. Ausnahmen betreffen an der Nebel die Messung vom 28.03.2006, sowie am Hellbach die Messungen vom 9.11.2006 und vom 29.08.2005 an der Station 5. Die Differenzen und Beträge an den Nebelstationen (Station Nr.1:  $\Delta z_{Wsp} = -1,1$  cm; Station Nr.3:  $\Delta z_{Wsp} = -0,9$  cm) lassen eine ansteigende Hochwasserwelle vermuten. Der Trend der zeitlich versetzten Durchflussergebnisse (Station Nr.1:  $Q = 2,137$  m<sup>3</sup>/s; Station Nr.3:  $Q = 2,175$  m<sup>3</sup>/s) bestätigt dieses im Vergleich zu anderen Messtagen nicht. Die größten Differenzen der Wasserspiegellagen am Hellbach (09.11.2006 Station Nr.8:  $\Delta z_{Wsp} = 1,8$  cm; 29.08.2005 Station Nr.5:  $\Delta z_{Wsp} = 1,7$  cm) sind als Ablesefehler zu bewerten. Stationäre Strömung wird für alle Messungen angenommen.

Die Geschwindigkeitsmessung eines Messprofils erfolgt über horizontal verteilte Lamellen mit vertikal verteilten Messpunkten. Als Messpunkt wird das Kontrollvolumen der ADV-Sonde (Kapitel 3.2.1) bezeichnet. Die Nummerierung der Messpunkte erfolgt aufsteigend vom sohlennächsten zum wasserspiegelnächsten Punkt. Jede Lamelle wird über den relativen Abstand zum linksseitigem Widerlager gekennzeichnet. Die Datenaufzeichnung erfolgt ausschließlich im ‚Real-Time‘-Modus mittels Datenerfassungssoftware (NORTEK: ‚CollectV‘; SONTEK: ‚HorizonADV‘). Der Beispielspeicherpfad

*Nebel/adv/010905\_1/4\_65/1.adv* zeigt, dass der erste Messpunkt in der Lamelle mit 4,65 m Entfernung zum Widerlager der Seilanlage am 1.9.2005 an der ersten Messstation des Nebelabschnittes aufgezeichnet wurde. Diese Dateistruktur bildet die Grundlage weitergehender Messdatenverarbeitung mit den selbstentwickelten Programmen (Anlage G).

## C.2 Dispersionsmessung

Die Dispersionsmessung beginnt mit der Entnahme und Befüllung des Kalibrierungsbehälters mit 50 l ‚Rohwasser‘ aus dem Gewässerabschnitt. Es folgt die Messstelleneinrichtung der Tracermessstationen mit Einbringung der Messstangen (Kapitel 3.2.2) in die Gewässer-sohle und dem Anschluß der Lichtleiterfluorometer an den Rechner und an die Stromversorgung. Die Entnahmestelle sollte nicht zu nah an Ufer und Sohle gelegen sein, da transversale und vertikale Geschwindigkeitsgradienten geringe transversale Konzentrationsgradienten hervorrufen (Rutherford 1994). Die Fördermengen der Pumpen werden an deren Position im Gewässer durch Ausliterung (Zeitmessung bis  $V = 2,5$  l) bestimmt. Aus dem Pumpendurchfluss lässt sich die mittlere Geschwindigkeit und damit die mittlere Verweilzeit des Tracers in dem Fördersystem berechnen. Im Anschluss wird die Fließgeschwindigkeit des Gewässerpunktes in unmittelbarer Nähe zur Pumpe über ein IDM (Marsh-McBirney

1990) gemessen. Der Vergleich beider Geschwindigkeiten dient der Sicherstellung, dass die aufgezeichnete Tracercerverteilung durch das Messsystem nicht verzerrt wird und mit der tatsächlichen Tracerverteilung übereinstimmt (Tabelle C.2). Das schlechteste Verhältnis  $\bar{u}_{Hellbach}/v_{Messsystem} = 164 \%$  (Hellbachmessung vom 24.02.2006, Station 1) besitzt eine ausreichende Sicherheit gegen Verzerren der Tracerwolke. Möchte man wie in der vorliegenden Arbeit das Dispersionsverhalten eines Gewässerabschnittes bei verschiedenen Abflusssituationen studieren, empfiehlt sich die Beibehaltung der Untersuchungsstrecken und der Impfstelle. Nur so bleiben die Messergebnisse vergleichbar und etwaige Reduzierungen der Schiefen durch Vergrößerungen der Varianz infolge längerer Ausbreitungsstrecken ausgeschlossen.

Tabelle C.2: Kontrolle zur Tracervermischung im Messsystem

Datum	Station Nr.	Zeitmessung [s]	$\bar{u}_{Messsystem}$ [m/s]	$\bar{u}_{Hellbach}$ [m/s]
Hellbach				
29.08.2005	1	40,5	0,79	0,12
	14	46	0,69	0,04
10.10.2005	1	54	0,59	0,16
	5	41	0,78	0,08
	14	43	0,74	0,07
14.12.2005	1	40	0,80	0,29
	5	36	0,88	0,28
	14	43	0,74	0,20
24.02.2006	1	38	0,84	0,51
	5	35	0,91	0,36
	14	38	0,84	0,26
16.05.2006	1	35,5	0,90	0,36
	5	35,5	0,90	0,20
	14	30	1,06	0,16
26.03.2007	1	34	0,55	0,32
	6	32	0,59	0,34
	14	57	0,33	0,28
Nebel				
01.09.2005	1	29	1,10	0,03
	2	30	1,06	0,13
	3	35	0,91	0,10
12.10.2005	1	30	1,06	0,08
	2	38	0,84	0,15
	3	31	1,03	0,06
02.11.2005	1	43	0,74	0,11
	2	38	0,84	0,25

Fortführung der Tabelle C.2

Datum	Station	Zeitmessung	$\bar{u}_{\text{Messsystem}}$	$\bar{u}_{\text{Hellbach}}$
12.12.2005	3	32	0,99	0,04
	1	47	0,68	0,20
	2	44	0,72	0,30
21.02.2006	3	33	0,96	0,30
	1	43	0,74	0,18
	2	30	1,06	0,13
27.02.2006	3	33	0,96	0,15
	1	31	1,03	0,22
	2	31	1,03	0,41
28.03.2006	3	33	0,96	0,25
	1	33	0,96	0,38
	2	37	0,86	0,42
19.04.2006	3	31	1,03	0,47
	1	32	0,99	0,31
	2	30	1,06	0,58
	3	36	0,88	0,45

Die Messstelleneinrichtung endet mit der Konfiguration der Lichtleiterfluorometer. Hierfür eignet sich z.B. die Kommunikationssoftware HyperTerminal. Es hat sich bewährt die Beschleunigungsspannung der oberen Messstationen niedriger, der unteren höher zu wählen, um den geräteinternen Wertebereich optimal auszunutzen. Die Aufzeichnungsrate der Konzentrationswerte an den Messstationen beträgt 0,1 Hz. Der Aufzeichnungsstartpunkt an den Messstationen sollte möglichst nach Abschluss der Einrichtung aller Messstationen, jedoch vor der Tracereingabe gewählt werden. Damit ist sichergestellt, dass einerseits genügend Speicherplatz zur Verfügung steht, andererseits der Impfzeitpunkt bei Konfigurationsproblemen verschoben werden kann. Aufgrund der photochemischen Instabilität von Uranin (Käss 1992) sollte von einer Impfung vor Sonnenuntergang abgesehen werden (Anlage D.2). Nach Impfung und Ablauf der Tracerwolke sind die Daten der Lichtleiterfluorometer auszulesen und der Maximalwert für die anschliessende Kalibrierung zu notieren. Für die Kalibrierung werden die Messsysteme an einer zentralen Kalibrierungsstelle erneut aufgebaut und die relativen Fluoreszenzwerte von der Konzentration des Rohwassers bis zum Maximalwert mittels Kalibrierungslösung und Titrierwerkzeug titriert. Die Fluoreszenzwerte der Konzentrationsverteilungen und der Kalibrierungskonzentrationen werden als Textdateien abgespeichert. Storchenegger und Kern (1987) empfehlen 15 Titrationsschritte. Die Kalibrierungen der verwendeten Messsysteme zeigten streng lineare Zusammenhänge der relativen Fluoreszenzwerte mit den Konzentrationen in dem Bereich bis  $C_{max} = 10$  mg/l (Abbildung 3.24) und lassen eine Reduzierung der Titrationsschritte zu. Bei jedem Titrationsschritt sollten zur arithmetischen Mittelung (je nach Streuung) mindestens 20 Fluoreszenzwerte aufgezeichnet werden. Die Tabelle C.3 enthält die Steigungen der linearen

Kalibrierungsfunktionen, die Basiskonzentrationen<sup>2</sup> im Kalibrierungskübel und im Fluss, sowie deren Differenzen.

Tabelle C.3: Kalibrierungskoeffizienten der LLF

<b>Datum</b>	<b><math>m_{Kal}</math></b> [g/l]	<b><math>c_{0,Kal}</math></b> [g/l]	<b><math>\Delta c_0</math></b> [g/l]	<b><math>c_{0,Fluss}</math></b> [g/l]
<b>LLF Nr.1</b>				
Nebel				
01.09.05	1.84E-09	-1.11E-06	-2.14E-07	-8.95E-07
12.10.05	1.71E-09	-1.13E-06	-2.74E-07	-8.56E-07
02.11.05	1.75E-09	-1.05E-06	-1.80E-07	-8.67E-07
12.12.05	1.37E-09	-1.63E-06	-7.90E-07	-8.37E-07
28.03.06	4.56E-09	-2.52E-06	-8.71E-07	-1.65E-06
09.05.06	4.72E-09	-1.19E-06	-1.91E-07	-9.96E-07
12.12.06	1.66E-09	-1.27E-06	-2.57E-07	-1.01E-06
14.12.06	1.84E-09	-1.47E-06	-4.00E-07	-1.07E-06
Hellbach				
29.08.05	1.72E-09	-2.09E-06	-7.07E-07	-1.39E-06
10.10.05	1.84E-09	-2.10E-06	-3.95E-07	-1.70E-06
14.12.05	1.54E-09	-1.78E-06	-2.21E-07	-1.56E-06
24.02.06	1.92E-09	-1.93E-06	6.71E-09	-1.93E-06
16.05.06	4.47E-09	-2.25E-06	-2.29E-07	-2.02E-06
<b>LLF Nr.2</b>				
Nebel				
01.09.05	1.69E-09	-1.24E-06	-3.75E-07	-8.69E-07
12.10.05	1.63E-09	-1.22E-06	-4.27E-07	-7.94E-07
02.11.05	1.60E-09	-1.29E-06	-4.49E-07	-8.39E-07
12.12.05	1.39E-09	-1.69E-06	-8.78E-07	-8.14E-07
21.02.06	1.61E-09	-9.91E-07	7.67E-08	-1.07E-06
19.04.06	1.71E-09	-1.19E-06	-3.49E-07	-8.43E-07
09.05.06	8.78E-10	-1.48E-06	-3.61E-07	-1.12E-06
12.12.06	7.34E-10	-1.25E-06	-3.82E-07	-8.64E-07
14.12.06	7.98E-10	-1.48E-06	-4.77E-07	-1.00E-06
Hellbach				
29.08.05	1.52E-09	-3.03E-06	-1.57E-06	-1.46E-06
10.10.05	1.64E-09	-2.36E-06	-7.57E-07	-1.61E-06
14.12.05	1.41E-09	-1.94E-06	-3.93E-07	-1.55E-06
24.02.06	1.56E-09	-1.91E-06	-1.38E-07	-1.77E-06
16.05.06	2.05E-09	-2.36E-06	-1.86E-07	-2.18E-06
19.10.06	8.54E-10	-1.82E-06	-4.49E-08	-1.77E-06

<sup>2</sup>Aus der Betrachtungsweise, dass ausschließlich Uranin Fluoreszenz verursacht, erhalten die Basiskonzentrationen negative Vorzeichen.

Fortführung der Tabelle C.3

<b>Datum</b>	<b><math>m_{Kal}</math></b>	<b><math>c_{0,Kal}</math></b>	<b><math>\Delta c_0</math></b>	<b><math>c_{0,Fluss}</math></b>
07.11.06	8.23E-10	-1.99E-06	-1.41E-07	-1.85E-06
26.03.07	7.93E-10	-2.65E-06	-4.35E-07	-2.22E-06
<b>LLF Nr.3</b>				
Nebel				
01.09.05	1.34E-09	-7.20E-07	-1.65E-07	-5.52E-07
12.10.05	1.19E-09	-5.76E-07	-4.26E-08	-5.34E-07
12.12.05	9.14E-10	-1.19E-06	-6.63E-07	-5.24E-07
21.02.06	8.94E-10	-6.45E-07	1.64E-07	-8.08E-07
27.02.06	1.08E-09	-1.41E-06	-4.45E-07	-9.64E-07
28.03.06	1.15E-09	-1.49E-06	-3.73E-07	-1.12E-06
19.04.06	1.05E-09	-8.81E-07	-2.29E-07	-6.52E-07
09.05.06	1.23E-09	-7.42E-07	-6.11E-08	-6.81E-07
12.12.06	9.13E-10	-8.64E-07	-2.60E-07	-6.04E-07
14.12.06	9.48E-10	-8.67E-07	-2.39E-07	-6.28E-07
Hellbach				
10.10.05	1.40E-09	-1.68E-06	-3.17E-07	-1.36E-06
14.12.05	8.91E-10	-1.42E-06	-2.07E-07	-1.21E-06
24.02.06	9.36E-10	-1.72E-06	-1.88E-07	-1.53E-06
16.05.06	1.21E-09	-1.87E-06	-2.92E-07	-1.58E-06
19.10.06	1.28E-09	-2.74E-06	-1.32E-06	-1.41E-06
07.11.06	1.09E-09	-1.72E-06	-1.65E-07	-1.55E-06
26.03.07	1.17E-09	-4.12E-06	-2.29E-06	-1.82E-06
<b>LLF Nr.4</b>				
Nebel				
12.12.06	1.02E-09	-9.89E-07	-3.87E-07	-6.02E-07
14.12.06	1.16E-09	-6.79E-07	-1.04E-07	-5.76E-07
Hellbach				
19.10.06	1.16E-09	-1.31E-06	-2.06E-08	-1.29E-06
07.11.06	8.05E-10	-1.38E-06	-3.75E-07	-1.01E-06
<b>LLF Nr.5</b>				
Nebel				
12.12.06	1.40E-09	-6.42E-07	-1.76E-07	-4.67E-07
14.12.06	1.54E-09	-6.29E-07	-2.30E-07	-3.99E-07
Hellbach				
19.10.06	1.68E-09	-8.31E-07	2.11E-07	-1.04E-06
07.11.06	1.47E-09	-1.12E-06	6.71E-08	-1.19E-06
26.03.07	1.62E-09	-1.32E-06	-3.01E-07	-1.02E-06



# Anhang D

## Fehlerbetrachtung

Als Fehler im Sinn dieses Kapitels werden methodische Fehler und Messabweichungen inklusive der Messgerätefehler betrachtet. Es ist nicht möglich, alle potentiellen Fehlerquellen abschließend zu erörtern. Schwerpunkte bilden die Besonderheiten der Messtechniken und Anwendungsfehler bei Naturmessungen. Fehler, die auf Defekte der Gerätetechnik entfallen, bleiben größtenteils unberücksichtigt. Die Fehler der geodätischen Vermessung werden nicht erörtert. Hierfür sei auf die entsprechende Literatur verwiesen (z.B. Witte und Schmidt (1991)).

### D.1 Fehler der Profilmessungen

Neben Fehlern der Messmethode, im Speziellen der räumlichen und zeitlichen Messwertdichte (Kapitel 3.3.2), können die Fehlerquellen zur Erfassung der Profilgeschwindigkeiten zwei Hauptursachen besitzen:

- Konstruktion des Messsystems
- Messtechnik.

Die Fixierung der ADV-Sonde an einer mobilen Seilanlage ist eine Kompromisslösung (Kapitel 3.2). Im Hinblick auf die Geschwindigkeitsmessung lassen sich mit der mobilen Seilanlage nicht alle negativen Faktoren konstruktiv vermeiden. Ein ungleichmäßig ausgeprägter Durchhang der Tragseile kann zwischen den Lamellen (Kapitel 3.3.1) zu Ausrichtungsdivergenzen des ADV-Sensors führen. Nach Voulgaris und Trowbridge (1998) ist der Fehlstellung von ADV-Sensoren nur eine geringe Fehlerbedeutung zuzuordnen. Das SonTek-ADV besitzt neben dem ADV-Sensor einen Neigungssensor und einen elektrischen Kompass (Tabelle 3.2). Geschwindigkeiten können somit unabhängig von der aktuellen Lage des ADV-Sensors aufgezeichnet werden. Finden Richtungsänderungen nicht schneller als die Aufzeichnungsfrequenz von Neigung und Kompass statt, sind die Geschwindigkeiten hinsichtlich der ADV-Ausrichtung fehlerfrei. Der Vergleich von Profilcharakteristiken, die aus Nortek- und Sontek-ADV-Messungen ermittelt wurden, erbringt keine signifikanten Unterschiede, so dass diese Fehlerquelle vernachlässigbar ist.

ADV-Messungen in Messprofilen mit submersen Makrophyten erfordern den Schutz des Sensors und des Messvolumens durch einen Käfig. Ein Einfluss dieser Messapparatur auf die Strömung kann nicht ausgeschlossen werden, da Pflanzenteile zeitweilig von der Strömung an den Käfig gedrückt werden. Währenddessen können die Pflanzenteile sich nicht den Strömungskräften entsprechend bewegen<sup>1</sup> und produzieren uncharakteristische Geschwindigkeits- und Turbulenzbilder. Kleinere Pflanzenteile, die sich dauerhaft an den Käfig legen, können zur Unterdrückung von Geschwindigkeitsanteilen in horizontaler und vertikaler Richtung führen. Beide Fehlerquellen sind mit dem verfügbaren Messinstrumentarium nicht quantifizierbar. Der Einfluss der Drähte auf die freie Strömung wurde durch kurzzeitig aufeinanderfolgende Messungen an demselben Messpunkt mit und ohne Käfig bestimmt. Der Messpunkt befand sich 22 cm über der Sohle im horizontalen Zentrum eines vegetationsfreien Querschnittes. Die Fließgeschwindigkeit wurde vom Käfig um 7 % (ohne Käfig  $\bar{u} = 23,81$  cm/s, mit Käfig  $\bar{u} = 22,20$  cm/s) reduziert. Die horizontalen Turbulenzintensitäten erhöhten sich um 14 % (von  $u'_{rms} = 3,23$  cm/s auf  $u'_{rms} = 3,69$  cm/s;  $v'_{r.m.s.} = 2,86$  cm/s auf  $v'_{r.m.s.} = 3,27$  cm/s), die vertikale Turbulenzintensität um 4 % (von  $w'_{r.m.s.} = 2,17$  cm/s auf  $w'_{r.m.s.} = 2,26$  cm/s). Messungen ohne Käfig sind aufgrund der hohen Ausreißeranteile nicht analysierbar. Bei Naturmessungen von Sukhodolov und Sukhodolova (2006) in Pflanzenstandorten wurden die Pflanzen in unmittelbarer Nähe zum Kontrollvolumen entfernt. Ikeda und Kanazawa (1996) testeten diesen Strömungseffekt in einem Laborgerinne mit künstlicher Vegetation. Der Vergleich von Messergebnissen in der Vegetation mittels Pitotrohr zu LDV-Ergebnissen, die eine Entfernung der Pflanzen über 7 cm Fließstrecke erforderten, zeigte nur geringe Differenzen. Der Vergleich beschränkte sich allerdings auf mittlere Fließgeschwindigkeiten und umfasste keine Turbulenzparameter. Stephan und Gutknecht (2002) hingegen lehnen ADV-Messungen innerhalb der Pflanzenbestände ab.

Es konnte festgestellt werden, dass Differenzen zwischen den Durchflüssen einzelner ADV-Profilmessungen eines Messtages existieren, obwohl Quasistationarität über die jeweiligen Messzeiträume vorliegt (Vgl. Tabelle C.1). Die Differenzen sind demnach auf Messfehler zurückzuführen. Es wird angenommen, dass die Messfehler proportional zu den Messpunktdichten sind. Die Messpunktdichten  $n_{Pkt}/A_f$  der  $n$  Profilmessungen bestimmen den Gewichtungsfaktor  $W$ .

$$Q_{ADV} = \sum W \cdot Q \quad (D.1)$$

$$\text{mit } W = \sum_n \frac{\frac{n_{Pkt}}{A_f}}{\sum_n \frac{n_{Pkt}}{A_f}}$$

Der Durchfluss nach Gleichung D.1 dient als Bezugsgröße für Analysen des gesamten Gewässerabschnittes.

Fehlerquellen der ADV-Messtechnik entstehen durch

- Rauschen und

---

<sup>1</sup>Ikeda und Kanazawa (1996) berichten von elliptischen Bewegungsformen

- Ausreißer

Zu den ungewünschten Eigenschaften der Geschwindigkeitsmessung auf Basis des Dopplerprinzips gehören die inhärenten Streuungsfehler der Messtechnik (Rauschen). Dieses sollte nach Nikora und Goring (1998) theoretisch alle drei Messrichtungen zu gleichen Teilen betreffen. Sie stellten bei Messungen fest, dass das Autospektrum der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten systematisch von dem Kolmogoroff'schen  $-5/3$ -Gesetz im hochfrequenten Bereichen abweicht, während das vertikale Autospektrum gut mit diesem übereinstimmt. Nach Voulgaris und Trowbridge (1998) entstehen die Differenzen der Rauschanteile in den Turbulenzparametern der drei Raumrichtungen ( $xyz$ ) bei identischer Varianz des Rauschens durch die unterschiedlichen sensorgeometrieabhängigen Elemente der Transformationsmatrix (Kapitel 3.2).

$$\begin{aligned}\overline{u'w'}_{measured} &= \overline{u'w'}_{true} + (a_{11}a_{31} + a_{12}a_{32} + a_{13}a_{33})\sigma_t^2 \\ \overline{u'}_{measured} &= \overline{u'^2}_{true} + (a_{11}^2 + a_{12}^2 + a_{13}^2)\sigma_t^2 \\ \overline{v'}_{measured} &= \overline{v'^2}_{true} + (a_{21}^2 + a_{22}^2 + a_{23}^2)\sigma_t^2\end{aligned}\tag{D.2}$$

Nach Voulgaris und Trowbridge (1998) müsste ein ideal konstruierter Sensor rauschfreie Reynoldsspannungen messen, welches in guter Näherung durch die Messungen von Lohrmann et al. (1995) bestätigt wurde. Die Matrixzeilen der Horizontalkomponenten dagegen, führen zu einem zirka zehnfachen Beitrag der Rauschvarianz zum Messwert.

McLelland und Nicholas (2000) bescheinigen der Rauschvarianz des Messprinzips drei Ursachen:

1. Aufzeichnungsfehler durch die ADV-Hardware
2. Dopplerrauschen durch die Bewegung der Reflektoren (Partikel) und
3. Geschwindigkeitsdifferenzen im Kontrollvolumen.

Der Aufzeichnungsfehler ist ein summarischer Faktor, abhängig vom Impuls-Paar Schema und von den Zeitfenstern der Geschwindigkeitsbereiche (Kapitel 3.2) und folgt einem funktionalen Zusammenhang der Phasenverschiebung. Das Dopplerrauschen bestimmen drei Faktoren:

1. Turbulente Fluktuationen im Kontrollvolumen
2. Veränderung der Partikelzusammenstellung im Kontrollvolumen
3. Strahldivergenz entlang der Signalwege.

Geschwindigkeitsdifferenzen im Kontrollvolumen erweitern das Signal um

$$\sigma_u^2 = \frac{\int_{-\Delta u}^{\Delta u} V^2 du}{\int_{-\Delta u}^{\Delta u} du}.\tag{D.3}$$

Die Geschwindigkeitsdifferenz in Gleichung D.3 soll nach McLelland und Nicholas (2000) innerhalb des Kontrollvolumens über die Gleichung 2.32 in Verbindung mit der Gleichung 5.9 berechnet werden. McLelland und Nicholas (2000), als auch Nikora und Goring (1998) konnten feststellen, dass die beiden horizontalen Rauschkomponenten von gleicher Größenordnung und ca. 30 mal größer sind als die vertikalen Komponenten und in guter Übereinstimmung mit den Transformationsmatrixelementen der ADV-Hersteller stehen. Die Abbildung D.1 verdeutlicht die Anteile des Rauschens radialer Komponenten unter Veränderung der Aufzeichnungsfrequenz, dem Wandabstand und der mittleren Fließgeschwindigkeit (Geschwindigkeitsbereich:  $v_{Range} = 250 \text{ cm/s}$ ). Die Größenordnung der Fehlervarianzen radialer Geschwindigkeiten liegt selbst bei diesem Geschwindigkeitsbereich und den hohen mittleren Fließgeschwindigkeiten um ein bis zwei Potenzen unter den gemessenen Geschwindigkeitsvarianzen. Die Abbildung D.2 zeigt wie die Abbildung D.1 die Veränderung des relativen Fehlers der Reynoldsschubspannungen aufgrund des Rauschens. Der überwiegende Teil erreicht nicht ein Prozent, weist keinen konsistenten Trend auf und darf vernachlässigt werden.

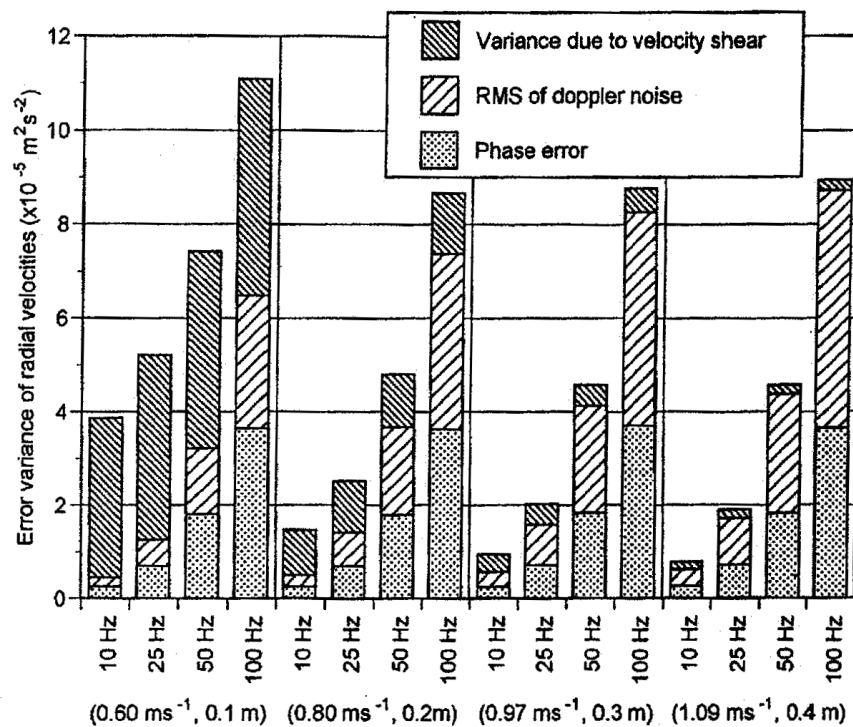


Abbildung D.1: Rauschkomponenten in Abhängigkeit der Aufzeichnungsfrequenz, Fließgeschwindigkeit und Wandabstand, aus McLelland und Nicholas (2000)

Neben dem Dopplerrauschen existiert eine zweite Fehlerquelle, die zu fehlerhaften Werten der Fluidgeschwindigkeit führen. Es handelt sich um Ausreißer, sogenannten ‚Spikes‘, die durch Reflektionen an den Oberflächen von Gerinnewandung, Makrophyten oder mitgeführtem Treibgut entstehen (Abbildung D.3).

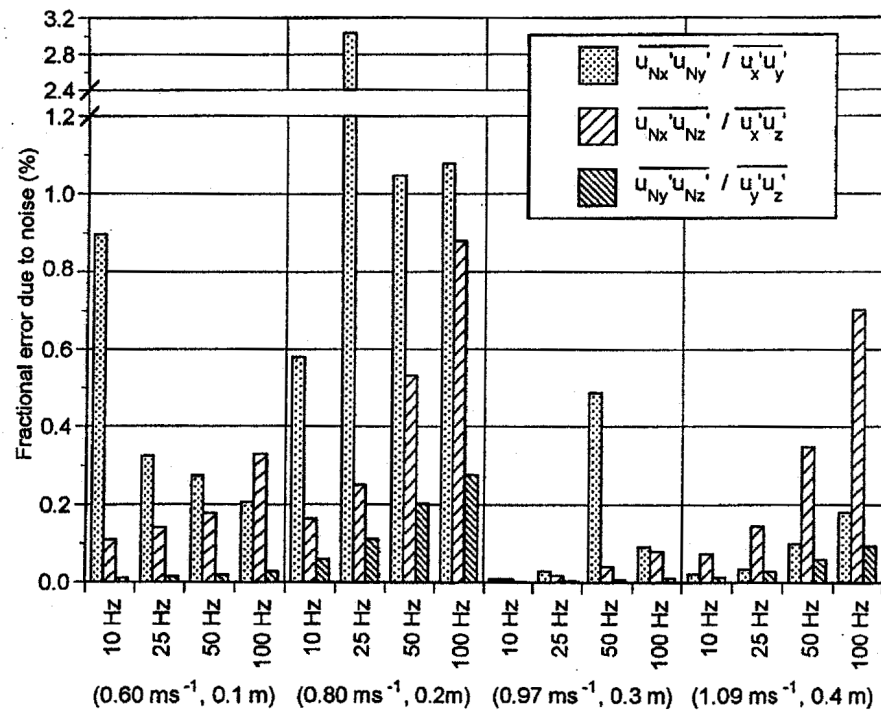


Abbildung D.2: Fehleranteil durch Rauschen an Reynoldsspannungen in Abhängigkeit der Aufzeichnungsfrequenz, Fließgeschwindigkeit und Wandabstand, aus McLelland und Nicholas (2000)

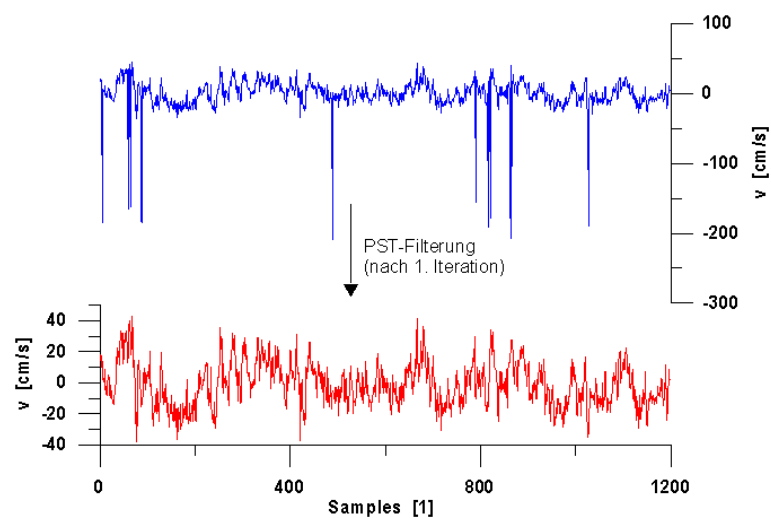


Abbildung D.3: Datenausschnitt der  $v$ -Komponente mit ‚Spikes‘ (blau) und nach Datenfilterung (rot)

Auch die Überschreitung der vorhandenen gegenüber dem eingestellten Geschwindigkeitsbereich führen nach Goring und Nikora (2002) zu Phasenverschiebungen zwischen dem gesendeten und empfangenen Signal. Der ‚Aliasing‘-Effekt entsteht, wenn beim Abtasten eines Signals das Abtasttheorem verletzt wurde (McLelland und Nicholas 2000; Lamarre und Roy 2005). Das Abtasttheorem besagt, dass mit dem abgetasteten Signal nur Frequenzen, kleiner der halben Abtastfrequenz (Nyquist-Frequenz) dargestellt werden können (Abbildung D.4).

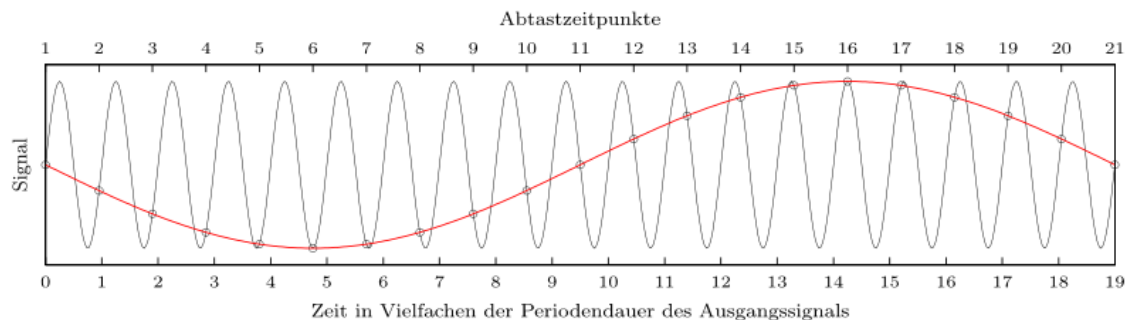


Abbildung D.4: Beispiel des Aliasing: ‚Alias‘-Frequenz (rot) mit verletztem Abtasttheorem der wahren Frequenz (grau), aus Wikipedia (2008)

Neben der akustischen Geschwindigkeitsbestimmung vermögen die ADV akustische Distanzmessungen durchzuführen, die fehlerbehaftet sein können. Die gerätebedingte Genauigkeit der Distanzmessung (Tabelle 3.2) ist mit wenigen Millimetern sehr hoch. Dennoch können durch Reflektionen an Oberflächen oberhalb der Gerinnewandung falsche Sohl-abstände bestimmt werden. Infolge spiegeln interpolierte Profildarstellungen der ADV-Ergebnisse nicht die tatsächliche Profilgeometrie wider. Durch Verschneidung der Messergebnisse mit den Geometriedaten der Profilvermessung reduziert sich dieser Fehler. Änderungen der Gerinnemorphologie bleiben mit dieser Methode jedoch unberücksichtigt

## D.2 Fehler der Erfassung des Stofftransportes

Die Fehlerquellen bei der Erfassung von Stofftransporten lassen sich hinsichtlich

- der Messfehler,
- der Quellen und Senken,
- der Messmethode
  - Kalibrierung und
  - Aufbau und Ablauf

gruppieren.

Eine zu hohe Beschleunigungsspannung des Photomultipliers kann zum Überschreiten des Messbereiches und damit zu Messwertausfällen im Bereich der Konzentrationsspitzen führen. Wird die Einstellung zu niedrig gewählt, registriert das LLF nur höhere Konzentrationen und der untere Bereich einer Konzentrationsverteilung wird unzureichend erfasst. In beiden Fällen, sowie im Fall zu kurz gewählter Messzeiträume verbleiben nicht registrierte Transportanteile. Neben der Beschleunigungsspannung besitzt die Temperatur des Photomultipliers Einfluss auf die Verstärkung des Fluoreszenzsignals. Die Wirkung von Temperaturänderungen über den Messzeitraum behandelt das Kapitel 3.4. Streulichteinfall kann zu einem erheblichen ‚Rauschen‘ der Fluoreszenzwerte führen. Diesem ist durch zusätzliche Abdeckung des Messsystems und durch Messung während der Dunkelheit zu begegnen.

Quellen und Senken können auf die Fluoreszenz oder den Tracer bezogen werden. Quellen von Uranin können vorhergehenden Tracermessungen oder Einleitungen der Lebensmittelchemie entstammen. Diese sind jedoch für die vorliegenden Untersuchungen auszuschließen. Zu den Senken von Uranin zählen Adsorption an der Festphase, Photolyse und Oxidation. Die Eigenschaften von Uranin werden ausführlich bei Käss (1992) und Behrens (1999) erörtert. Uranin wird auf Basis vieler halbquantitativer Untersuchungen eine geringe Sorptivität bescheinigt. Starke Oxidanten und Licht zerstören Uranin. Die Abbildungen D.5 und D.6 zeigen den zeitlichen Abbau der Fluoreszenz, bzw. der Konzentration unter dem Einfluss von Oxidationsmitteln und Licht. Durch Messungen in der Dunkelheit kann die photolytische Zerstörung des Uranins vermindert werden. Bei fluorometrischen Untersuchungen verursachen Trübstoffe aufgrund von Brechung, Beugung und Streuung eine Intensitätserhöhung.

Neben den Trübstoffen führen natürliche Fluoreszenzen zu einer Erhöhung der Intensität. Man unterscheidet drei Arten: grünliche, grünblaue und bläuliche. Die Oberflächenwasserrelevanten sind grünblaue Fluoreszenzen aus Mooren und Abwasseranlagen. Unter der Voraussetzung, dass sich das Wasser des Kalibrierungskübels hinsichtlich Trübung und Fluoreszenzen nicht von dem der freien Strömung unterscheidet, führen die beiden letztgenannten Faktoren zu keiner Erhöhung der Wiederfindungsrate. Als Fluoreszenzsenke ist die Absorption auf dem Weg vom Emittent bis zur Photokathodenschicht zu nennen. Die Fehlerbalken durch Quellen und Senken lassen sich quantitativ für die Messergebnisse mit Trends abschätzen (Vgl. Tabelle 3.5). Der Einfluss von Trends auf die Parameter Basiskonzentration, Schwerpunktlaufzeit, zeitliche Varianz und Dispersionskoeffizient nach Momentenmethode können den Tabellen D.1 bis D.4 entnommen werden. Die Dispersionskoeffizienten sind unter den betrachteten Parametern am stärksten von einem Trendeinfluss betroffen. Die Fraktionen aus Differenzen der Dispersionskoeffizienten zu trendbereinigten Dispersionskoeffizienten benachbarter Messstationen betragen zwischen 0,07 und 2,24, welches die Wirkung des Integrals der quadrierten Schwerpunktlaufzeit (Gleichung 4.2) verdeutlicht. Aus den Steigungsraten der Trendfunktionen und den Differenzbeträgen der Basiskonzentrationen lassen sich keine qualitativen Rückschlüsse auf die Fehlergrößen ableiten.

---

<sup>2</sup>Werte mit größter Differenz bei zwei zwei Nachbarstationen

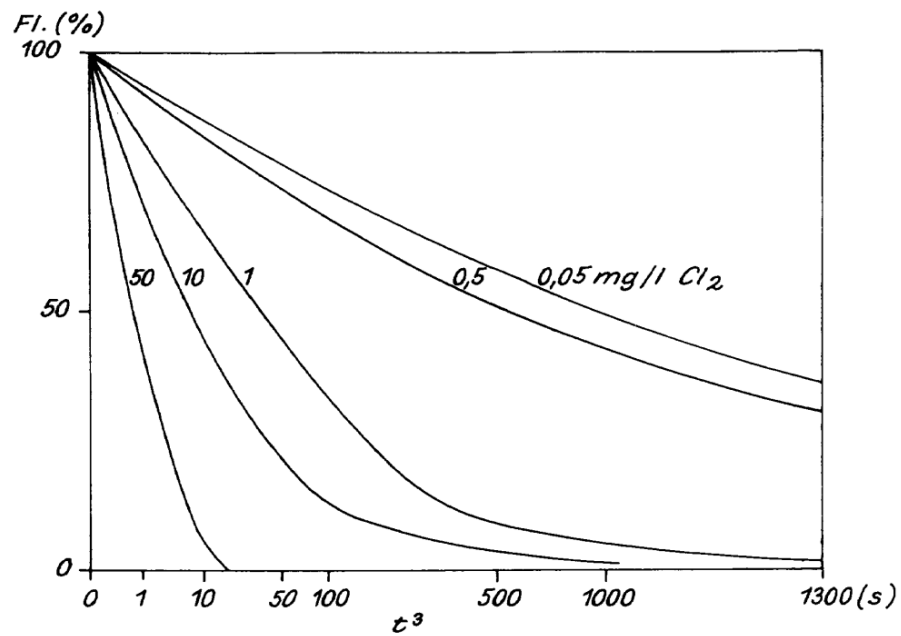


Abbildung D.5: Uraninzerstörung durch Chlor (aus Käss (1992))

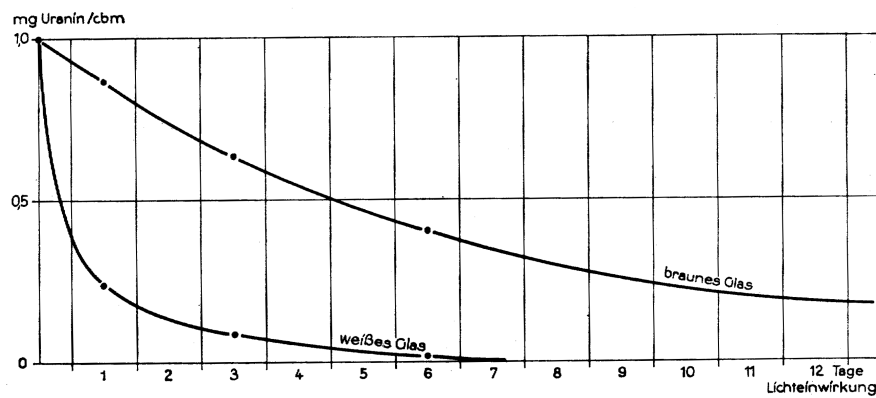


Abbildung D.6: Uraninzerstörung durch Lichteinfluss (aus Käss (1992))

Tabelle D.1: Trendeinfluss auf die Basiskonzentrationen

Datum	LLF Nr.	$C_0$		
		mit Trend [g/l]	trendbereinigt [g/l]	Fraktion [1]
29.08.05	1	$-1,40 \cdot 10^{-6}$	$-1,39 \cdot 10^{-6}$	0,0086
19.04.06	3	$-6,74 \cdot 10^{-7}$	$-6,52 \cdot 10^{-7}$	0,0337
12.12.06	5	$-4,64 \cdot 10^{-7}$	$-4,67 \cdot 10^{-7}$	0,0005
14.12.06	1	$-1,08 \cdot 10^{-6}$	$-1,07 \cdot 10^{-6}$	0,0079
	2	$-9,97 \cdot 10^{-7}$	$-1,00 \cdot 10^{-6}$	0,0064

Tabelle D.2: Trendeinfluss auf die zeitlichen Schwerpunkte

Datum	LLF Nr.	$t_s$		
		mit Trend [s]	trendbereinigt [s]	Fraktion [1]
29.08.05	1	3178,66	3153,51	0,0080
19.04.06	3	2643,11	2622,09	0,0080
12.12.06	5	1245,62	1248,39	0,0022
14.12.06	1	1720,44	1724,81	0,0025
	2	2233,11	2236,25	0,0014

Tabelle D.3: Trendeinfluss auf die zeitlichen Varianzen

Datum	LLF Nr.	$\sigma_t^2$		
		mit Trend [s <sup>2</sup> ]	trendbereinigt [s <sup>2</sup> ]	Fraktion [1]
29.08.05	1	811977,41	680480,1	0,1932
19.04.06	3	236223,38	162941,56	0,4497
12.12.06	5	72900,86	80919,88	0,0991
14.12.06	1	79535,98	86435,61	0,0798
	2	106989,48	112334,23	0,0476

Tabelle D.4: Trendeinfluss auf die Dispersionskoeffizienten

Datum	LLF Nr.	$^2k_x$		
		mit Trend [m <sup>2</sup> /s]	trendbereinigt [m <sup>2</sup> /s]	Fraktion [1]
29.08.05	1	0,44	0,51	0,1399
19.04.06	3	13,66	4,21	2,2427
12.12.06	5	11,12	6,16	0,8069
14.12.06	1	5,03	5,98	0,1592
	2	4,75	4,44	0,0707

Eine weitere Fehlerquelle besteht bei der Kalibrierung. Fehlerhafte Titrationsmengen, falsch bestimmte Konzentrationen der Kalibrierungslösung oder verunreinigtes Kalibrierungsmaterial, z.B. mit Tracerrückständen (Storchenegger und Kern 1987) oder Oxidationsmitteln, führen zu fehlerbehafteten Kalibrierungsfunktionen. Infolge entstehen nach Transformation der relativen Fluoreszenz zu hohe oder zu niedrige Konzentrationswerte. Aber auch geringe Differenzen in den ‚Basiskonzentrationen‘ des Fluss- und des Kalibrierungswassers, die sich aufgrund kleinster Veränderungen bei Naturmessungen nicht vermeiden lassen, können besonders nach der Momentenmethode (Kapitel 4.2.1) hohe Fehleranteile verursachen. Ein Beispiel soll dies verdeutlichen: Die Abbildung 3.23 zeigt drei typische Verläufe der Fluoreszenzwerte zu Beginn einer Tracermessung. Die Basiskonzentration des Gewässers kann nur mit erheblicher Streuung und erst nach einer Anlaufzeit der Messgeräte erfasst werden. Der Messwertverlauf des LLF Nr.3 zeigt zudem Fehlmessungen, die einem Defekt zuzuordnen sind. Die Streuung der Fluoreszenzwerte nimmt bei den überwiegenden Tracermessungen mit steigender Konzentration ab, welches auch in den abklingenden Teilen der Beispiele bestätigt wird. Mittelt man die Basiskonzentration des LLF Nr.2 aus den Fluoreszenzwerten von Aufzeichnungsbeginn bis zum Startpunkt der Tracerwolke ( $t/t_{ges} = 0,42$ ), ergibt sich  $c_0 = -9,03 \cdot 10^{-7}$  g/l. Die zeitliche Varianz (Gleichung 4.2) der somit bestimmten Tracerwolke beträgt  $\sigma_t^2 = 838749$  s<sup>2</sup>. Ermittelt man die Basiskonzentration nur aus den Fluoreszenzwerten von  $t/t_{ges} = 0,24$  bis  $t/t_{ges} = 0,42$ , erhält man  $c_0 = -8,69 \cdot 10^{-7}$  g/l. Die zeitliche Varianz erhöht sich mit dieser Basiskonzentration auf  $\sigma_t^2 = 902236$  s<sup>2</sup>. Der erhebliche Unterschied resultiert aus der Differenz des zeitlichen Schwerpunktes beider Konzentrationsverteilungen ( $\Delta t_S = 6832$  s–6818 s= 14 s), welche in dem Integral der Gleichung 4.2 quadriert eingeht. Der Fehlerbalken des Dispersionskoeffizienten zwischen den Messstationen Nr.2 und Nr.3 nach Momentenmethode beträgt für die ausschließliche Betrachtung der Basiskonzentrationendifferenz des LLF Nr.2:  $\pm \Delta k_x = \pm(0,32 \text{ m}^2/\text{s}-0,53 \text{ m}^2/\text{s}) = \mp 0,21 \text{ m}^2/\text{s}$  und entspricht einer Fehlerfraktion von 0,66.

Die Summe der genannten Fehlerquellen führt in der Regel zu Abweichungen der Wiederfindungsrate  $\eta_m$  von 100 %. Unter der Annahme, dass der tatsächliche Durchfluss näherungsweise dem Ergebnis aus Gleichung D.1 entspricht, kann diese mit der Division

des tatsächlichen Durchflusses durch den gemessenen Durchfluss (Gleichung 4.7) bestimmt werden.

$$\eta_m = \frac{m}{m_I} = \frac{Q_{ADV}}{Q_c}$$

Die Abbildungen D.7 bis D.9 dienen der Klärung, ob die Wiederfindungsrate im funktionalen Zusammenhang zum Gesamtdurchfluss, zur Jahreszeit, stellvertretend für Vegetation oder Helligkeit, sowie zur Dispersionsstrecke steht.

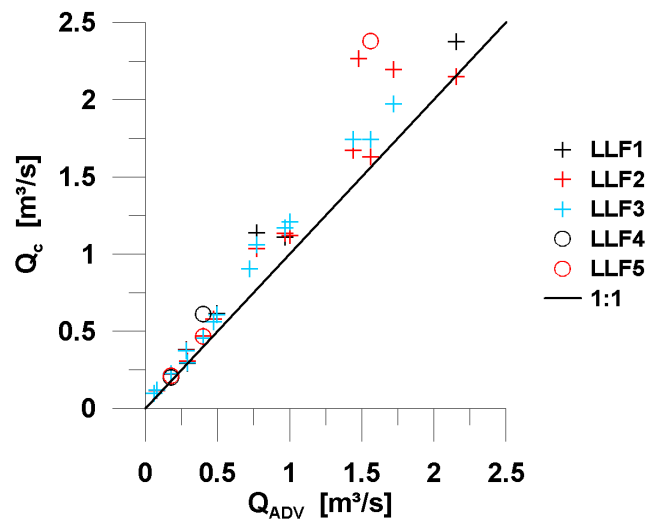


Abbildung D.7: Differenzen zwischen  $Q_{ADV}$  und  $Q_c$

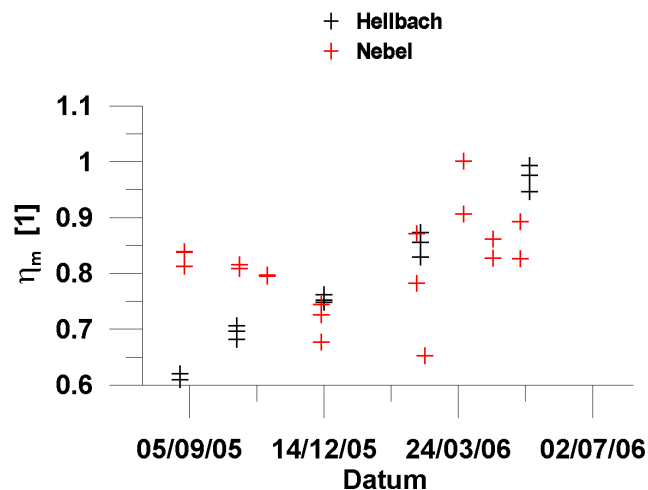


Abbildung D.8: Wiederfindungsraten ausgewählter Messtermine

Die Durchflusswerte nach Tracermethode überschreiten deutlich die Ergebnisse der ADV-Messungen und bedingen somit Wiederfindungsraten kleiner 100 %. Die Streuungen der Differenzen zwischen den Durchflusswerten scheinen nach Abbildung D.7 mit dem

Durchfluss zuzunehmen. Ein jahreszeitlicher Verlauf der Wiederfindungsraten (Abbildung D.8, von August 2005 bis August 2006) kann für beide Gewässer nicht bestätigt werden. Betrachtet man nur die Nebel, ließe sich demnach ein Zusammenhang zur Vegetation interpretieren. Tracerverluste über die Fließstrecke können der Abbildung D.9 zufolge ausgeschlossen werden. Zur Vergleichbarkeit wurden die Wiederfindungsraten über den jeweiligen Maximalwert eines Tracerversuches normiert ( $\eta_m^* = \frac{\eta_m}{\eta_{m,max}}$ ).

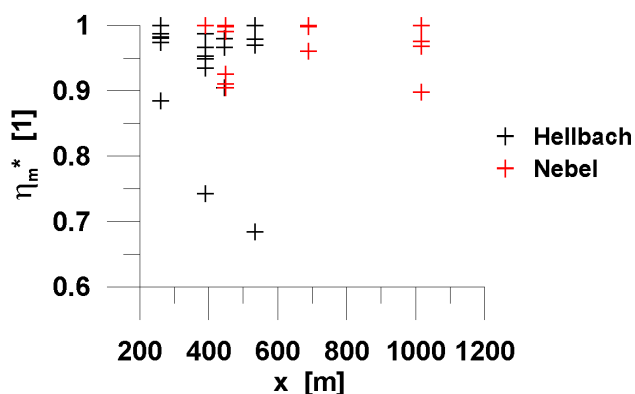


Abbildung D.9: Normierte Wiederfindungsraten mit Dispersionsstrecken

Eine Begründung für die niedrigen Wiederfindungsraten konnte abschließend nicht gefunden werden. Die Impfmenge, die Kalibrierung und die Tracereexperimente wurden sehr sorgfältig hergestellt und durchgeführt. Das Uranin wurde stets in abgedunkelten Behältern befördert und der Versuch bei Dunkelheit durchgeführt. Die Kalibrierungsmaterialien wurden nach jeder Benutzung gereinigt und von Oxidationsmitteln befreit. Interessanterweise besitzen die Wiederfindungsraten an den Messstationen des jeweiligen Tracereexperimentes nur geringe Differenzen und die Standardabweichungen der Durchflussresultate entsprechen, über das Abflussspektrum betrachtet, denen der ADV-Ergebnisse. Die Abbildung D.10 verdeutlicht dies mit den Standardabweichungen der Tracermesstechnik und der ADV-Profilmessungen. Die Frage, welches Verfahren zur Durchflussbestimmung zuverlässiger erscheint, ist demnach berechtigt und lässt sich aus den erhobenen Datensätzen nicht eindeutig beantworten. Es ist jedoch unwahrscheinlich, dass unter Voraussetzung normalverteilter Fehler bezüglich der Ermittlung von  $Q_{ADV}$  ausschließlich überhöhte Durchflusswerte gemessen wurden.

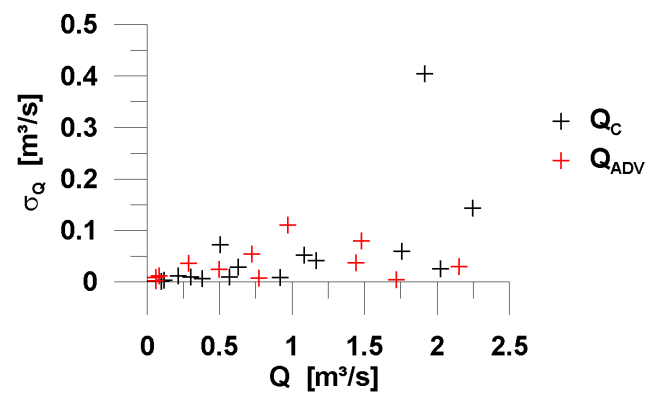


Abbildung D.10: Standardabweichungen und Mittelwerte der Durchflussergebnisse



# Anhang E

## Ergebnistabellen

### E.1 Tabellen globaler Widerstands- und Geschwindigkeitsbeiwerte

---

<sup>1</sup> $I_E$  über die Strecken zwischen den benachbarten Messstationen; nur wenn Messfehler der Wasserspiegellage ausgeschlossen ist.

<sup>2</sup>Station Nr.1:  $I_E$  über die Strecke zwischen Station Nr.1–Nr.2; Station Nr.3:  $I_E$  über die Strecke zwischen Station Nr.2–Nr.3

<sup>3</sup>Bezug auf die Fließstrecke zwischen den Stationen Nr./Nr.; Es wird ein linearer Wasserspiegelverlauf angenommen

Tabelle E.1: Hydraulische Parameter der Hellbachstationen

<b>Datum</b>	<b><math>Q_{ADV}</math></b> [m <sup>3</sup> /s]	<b><math>A_f</math></b> [m <sup>2</sup> ]	<b><math>b_{Wsp}</math></b> [m]	<b><math>h_m</math></b> [m]	<b><math>l_U</math></b> [m]	<b><math>r_{Hy}</math></b> [m]	<b><math>u_m</math></b> [m/s]	<b><math>Re</math></b> [1]	<b><math>Fr</math></b> [1]	<b><math>I_E^1</math></b> [%/∞]	<b><math>u^*</math></b> [m/s]	<b><math>\lambda</math></b> [1]	<b><math>k_{St}</math></b> [m <sup>1/3</sup> /3]
<b>Station Nr.5</b>													
13.07.05	0,060	0,55	3,64	0,15	3,82	0,14	0,11	47982	0,09	—	—	—	—
29.08.05	0,060	0,44	3,55	0,12	3,70	0,12	0,14	49943	0,12	—	—	—	—
10.10.05	0,081	0,56	3,65	0,15	3,83	0,15	0,14	64768	0,12	—	—	—	—
14.12.05	0,285	1,42	4,39	0,32	4,73	0,30	0,20	184151	0,11	—	—	—	—
19.10.06	0,178	0,92	3,92	0,23	4,15	0,22	0,27	182067	0,18	6,27	0,12	1,51	9,27
20.11.06	0,773	3,38	5,38	0,63	6,04	0,56	0,23	390844	0,09	1,27	0,08	1,07	9,43
07.11.06	0,395	1,70	4,62	0,37	4,97	0,34	0,23	242677	0,12	2,94	0,10	1,46	8,77
22.11.06	0,707	2,72	5,00	0,54	5,55	0,49	0,26	388969	0,11	1,43	0,08	0,81	11,06
26.03.07	1,560	4,04	5,82	0,69	6,54	0,62	0,39	728342	0,15	1,80	0,10	0,59	12,55
<b>Station Nr.6</b>													
13.07.05	0,060	1,38	3,55	0,39	4,08	0,34	0,04	44887	0,02	0,70	0,05	9,74	3,40
29.08.05	0,060	1,27	3,47	0,37	3,97	0,32	0,05	46556	0,03	0,70	0,05	7,75	3,85
10.10.05	0,081	1,39	3,56	0,39	4,09	0,34	0,06	60529	0,03	0,70	0,05	5,42	4,56
16.05.06	0,290	1,99	4,26	0,47	5,96	0,33	0,15	148573	0,07	0,91	0,05	1,12	10,04
19.10.06	0,178	1,74	3,99	0,44	5,63	0,31	0,10	96538	0,05	0,78	0,05	1,81	8,01
07.11.06	0,395	2,50	4,60	0,54	6,41	0,39	0,16	188160	0,07	1,39	0,07	1,70	7,94
22.11.06	0,707	3,56	4,99	0,71	7,05	0,50	0,20	306210	0,08	0,63	0,06	0,63	12,48

Fortführung der Tabelle E.1

Datum	$Q_{ADV}$ [m <sup>3</sup> /s]	$A_f$ [m <sup>2</sup> ]	$bw^{sp}$ [m]	$h_m$ [m]	$l_U$ [m]	$r_{Hy}$ [m]	$u_m$ [m/s]	$Re$ [1]	$Fr$ [1]	$^1I_E$ [‰]	$u^*$ [m/s]	$\lambda$ [1]	$k_{St}$ [m <sup>1/3</sup> /3]
Station Nr.8													
04.07.05	0,093	1,46	5,25	0,28	6,21	0,24	0,06	45750	0,04	—	—	—	—
29.08.05	0,060	1,56	5,25	0,30	6,25	0,25	0,04	29560	0,02	—	—	—	—
10.10.05	0,081	1,72	5,26	0,33	6,31	0,27	0,05	39284	0,03	—	—	—	—
14.12.05	0,285	2,87	5,32	0,54	6,75	0,43	0,10	128963	0,04	—	—	—	—
24.02.06	0,966	4,11	5,41	0,76	7,23	0,57	0,23	408082	0,09	1,41	0,09	1,14	9,11
19.10.06	0,178	2,51	5,40	0,46	6,55	0,38	0,07	82979	0,03	0,69	0,05	4,13	5,12
07.11.06	0,395	3,43	5,58	0,61	7,28	0,47	0,12	165674	0,05	0,69	0,06	1,92	7,24
09.11.06	0,484	3,46	5,57	0,62	7,35	0,47	0,14	201179	0,06	0,77	0,06	1,45	8,34
22.11.06	0,707	3,52	4,97	0,71	7,03	0,50	0,20	307081	0,08	1,21	0,08	1,18	9,16
26.03.08	1,560	4,86	5,59	0,87	7,89	0,62	0,32	603721	0,11	1,40	0,09	0,66	11,85
Station Nr.12													
26.07.05	0,136	1,18	3,45	0,34	3,86	0,31	0,12	107610	0,06	—	—	—	—
29.08.05	0,060	0,98	3,39	0,29	3,72	0,26	0,06	49608	0,04	—	—	—	—
10.10.05	0,081	1,33	3,49	0,38	3,95	0,34	0,06	62703	0,03	—	—	—	—
14.12.05	0,285	1,82	3,69	0,49	4,30	0,42	0,16	202163	0,07	—	—	—	—
24.02.06	0,966	2,73	4,07	0,67	4,93	0,55	0,35	597936	0,14	—	—	—	—
16.05.06	0,290	1,71	3,65	0,47	4,23	0,41	0,17	209238	0,08	—	—	—	—
19.10.06	0,178	1,59	3,62	0,44	4,16	0,38	0,11	130652	0,05	0,41	0,04	0,98	10,51
07.11.06	0,395	2,01	3,74	0,54	4,42	0,46	0,20	272875	0,09	0,56	0,05	0,52	14,00
09.11.06	0,484	2,20	3,82	0,58	4,55	0,48	0,22	324805	0,09	0,68	0,06	0,53	13,74
26.03.07	1,560	3,77	4,43	0,85	5,83	0,65	0,41	817463	0,14	0,85	0,07	0,25	18,98

Tabelle E.2: Hydraulische Parameter der Nebelstationen

<b>Datum</b>	<b><math>Q_{ADV}</math></b> [m <sup>3</sup> /s]	<b><math>A_f</math></b> [m <sup>2</sup> ]	<b><math>b_{wsp}</math></b> [m]	<b><math>h_m</math></b> [m]	<b><math>l_U</math></b> [m]	<b><math>r_{Hy}</math></b> [m]	<b><math>u_m</math></b> [m/s]	<b><math>Re</math></b> [1]	<b><math>Fr</math></b> [1]	<b><math>^2I_E</math></b> [%/∞]	<b><math>u^*</math></b> [m/s]	<b><math>\lambda</math></b> [1]	<b><math>k_{St}</math></b> [m <sup>1/3</sup> /s]
<b>Station Nr.1</b>													
01.09.05	0,472	5,58	7,60	0,73	9,13	0,61	0,08	157804	0,03	—	—	—	—
12.10.05	0,496	4,44	7,37	0,60	8,74	0,51	0,11	173305	0,05	0,78	0,06	2,50	6,28
02.11.05	0,721	5,05	7,48	0,68	8,94	0,57	0,14	246494	0,06	—	—	—	—
12.12.05	0,770	4,49	7,38	0,61	8,75	0,51	0,17	268647	0,07	—	—	—	—
21.02.06	1,718	5,79	7,65	0,76	9,22	0,63	0,30	569259	0,11	0,36	0,05	0,20	21,37
27.02.06	1,479	5,20	7,51	0,69	8,99	0,58	0,28	502459	0,11	—	—	—	—
28.03.06	2,153	6,56	7,91	0,83	9,56	0,69	0,33	687590	0,12	0,39	0,05	0,20	21,32
19.04.06	1,441	4,86	7,44	0,65	8,87	0,55	0,30	495953	0,12	0,35	0,04	0,17	23,78
<b>Station Nr.3</b>													
12.10.05	0,496	4,17	5,86	0,71	7,00	0,60	0,12	216409	0,04	0,80	0,07	2,65	5,93
02.11.05	0,721	4,60	6,79	0,68	8,02	0,57	0,16	274712	0,06	—	—	—	—
12.12.05	0,770	4,09	5,79	0,71	6,91	0,59	0,19	340035	0,07	—	—	—	—
21.02.06	1,718	5,85	8,61	0,68	10,00	0,58	0,29	524581	0,11	0,92	0,07	0,49	13,88
27.02.06	1,479	5,01	8,39	0,60	9,69	0,52	0,30	466065	0,12	—	—	—	—
28.03.06	2,153	6,98	9,49	0,74	10,96	0,64	0,31	599893	0,11	0,81	0,07	0,42	14,65
19.04.06	1,441	4,91	8,37	0,59	9,66	0,51	0,29	455398	0,12	0,90	0,07	0,41	15,41

Tabelle E.3:  $\lambda$  und  $k_{St}$  zwischen den Laborstationen

<b>Datum</b>	<b><math>Q_{IDM}</math></b> [m <sup>3</sup> /s]	<b>Station<sup>3</sup></b> Nr./Nr.	<b><math>u_m</math></b> [m/s]	<b><math>r_{Hy}</math></b> [m]	<b><math>I_E</math></b> [‰]	<b><math>\lambda</math></b> [1]	<b><math>k_{St}</math></b> [m <sup>1/3</sup> /s]
23.11.06	0,049	1/2	0,41	0,12	2,00	0,12	37,02
		2/3	0,42	0,12	2,95	0,15	32,29
		3/4	0,44	0,12	1,73	0,08	44,71
		4/5	0,45	0,11	3,22	0,14	34,22
	0,025	1/2	0,27	0,10	1,22	0,13	35,93
		2/3	0,28	0,10	2,15	0,21	28,63
		3/4	0,30	0,10	1,50	0,13	36,36
		4/5	0,31	0,09	2,64	0,21	28,86

Tabelle E.4: Hydraulische Parameter der Unterabschnitte

<b>Datum</b>	<b><math>Q_{ADV}</math></b> [m <sup>3</sup> /s]	<b><math>\langle r_{Hy} \rangle</math></b> [m]	<b><math>\langle u_m \rangle</math></b> [m/s]	<b><math>I_E</math></b> [‰]	<b><math>u^*</math></b> [m/s]	<b><math>\lambda</math></b> [1]	<b><math>k_{St}</math></b> [m <sup>1/3</sup> /s]
Station Nr.5							
13.07.05	0,060	0,12	0,20	—	—	—	—
29.08.05	0,060	0,11	0,32	—	—	—	—
10.10.05	0,081	0,12	0,26	—	—	—	—
14.12.05	0,285	0,28	0,24	—	—	—	—
19.10.06	0,178	0,18	0,27	6,27	0,11	1,25	10,50
20.11.06	0,773	0,51	0,30	1,27	0,08	0,57	13,19
07.11.06	0,395	0,32	0,28	2,94	0,10	0,95	11,03
22.11.06	0,707	0,46	0,30	1,43	0,08	0,59	13,14
26.03.07	1,560	0,61	0,44	1,80	0,10	0,46	14,26
Station Nr.8							
04.07.05	0,093	0,27	0,16	—	—	—	—
29.08.05	0,060	0,28	0,09	—	—	—	—
10.10.05	0,081	0,30	0,10	—	—	—	—
14.12.05	0,285	0,44	0,16	—	—	—	—
24.02.06	0,966	0,58	0,32	1,41	0,09	0,64	12,09
19.10.06	0,178	0,37	0,15	0,69	0,05	0,93	10,82
07.11.06	0,395	0,48	0,19	0,69	0,06	0,71	11,90
09.11.06	0,484	0,47	0,24	0,77	0,06	0,48	14,57
22.11.06	0,707	0,62	0,21	1,21	0,09	1,27	8,51
26.03.08	1,560	0,75	0,31	1,40	0,10	0,85	10,09
Station Nr.12							
26.07.05	0,136	0,35	0,1	—	—	—	—
29.08.05	0,060	0,33	0,05	—	—	—	—
10.10.05	0,081	0,38	0,06	—	—	—	—
14.12.05	0,285	0,41	0,17	—	—	—	—
24.02.06	0,966	0,57	0,33	—	—	—	—
16.05.06	0,290	0,43	0,17	—	—	—	—
19.10.06	0,178	0,41	0,11	0,41	0,04	1,10	9,83
07.11.06	0,395	0,47	0,19	0,56	0,05	0,56	13,45
09.11.06	0,484	0,49	0,22	0,68	0,06	0,57	13,24
26.03.07	1,560	0,68	0,40	0,85	0,08	0,29	17,56

Tabelle E.5:  $u_c/\sqrt{I_E}$  der Hellbachabschnitte

<b>Datum</b>	<b><math>Q_{ADV}</math></b> [m <sup>3</sup> /s]	<b>Station</b> Nr. – Nr.	<b><math>u_c</math></b> [m/s]	<b><math>I_E</math></b> [°/°]	<b><math>u_c/\sqrt{I_E}</math></b> [m/s]
24.02.06	0,950	1 – 5	0,48	2,71	9,16
		5 – 14	0,28	2,27	5,84
		1 – 14	0,35	2,48	6,96
16.05.06	0,290	1 – 5	0,27	3,46	4,62
		5 – 14	0,12	1,81	2,91
		1 – 14	0,17	2,59	3,28
19.10.06	0,178	1 – 5	0,23	3,40	3,96
		5 – 10	0,10	1,09	2,98
		10 – 14	0,09	2,19	1,96
		1 – 14	0,13	2,53	2,60
07.11.06	0,395	1 – 5	0,31	3,03	5,56
		5 – 10	0,15	1,21	4,33
		10 – 14	0,15	3,03	2,73
		1 – 14	0,20	2,66	3,84
26.03.07	1,560	1 – 5	0,64	2,17	13,67
		5 – 14	0,28	2,66	5,47
		1 – 14	0,38	2,43	7,77

Tabelle E.6:  $u_c/\sqrt{I_E}$  der Nebelabschnitte

<b>Datum</b>	<b><math>Q_{ADV}</math></b> [m <sup>3</sup> /s]	<b>Station</b> Nr. – Nr.	<b><math>u_c</math></b> [m/s]	<b><math>I_E</math></b> [°/°]	<b><math>u_c/\sqrt{I_E}</math></b> [m/s]
12.10.05	0,496	1 – 2	0,17	0,78	6,01
		2 – 3	0,13	0,80	4,49
		1 – 3	0,14	0,79	5,03
02.11.05	0,721	1 – 3	0,21	0,77	7,44
12.12.05	0,770	1 – 3	0,31	0,77	11,31
21.02.06	1,718	2 – 3	0,40	0,92	13,14
28.03.06	2,153	1 – 3	0,55	0,63	21,86
19.04.06	1,441	2 – 3	0,46	0,90	15,28

Tabelle E.7:  $u_c/\sqrt{I_E}$  der Vergleichsabschnitte

Datum	$Q_c$ [m <sup>3</sup> /s]	Station Nr. – Nr.	$u_c$ [m/s]	$I_E$ [‰]	$u_c/\sqrt{I_E}$ [m/s]
Nebel „neu gestaltet“					
12.12.06	1,317	1 – 2	0,55	0,60	22,47
		2 – 3	0,55	0,41	27,17
		3 – 4	0,43	0,64	16,94
		4 – 5	0,39	0,39	19,85
		1 – 5	0,47	0,50	20,90
Nebel „naturnah“					
14.12.06	1,318	1 – 2	0,38	0,59	15,82
		2 – 3	0,32	0,52	13,92
		3 – 4	0,28	0,61	11,47
		4 – 5	0,26	0,84	8,90
		1 – 5	0,31	0,64	12,09
Laborgerinne					
23.11.06	0,049	1 – 2	0,52	2,00	11,61
		2 – 3	0,40	2,95	7,29
		3 – 4	0,50	1,73	12,07
		4 – 5	0,39	3,22	6,87
		1 – 5	0,43	2,58	8,52
	0,025	1 – 2	0,29	1,22	8,35
		2 – 3	0,30	2,15	6,52
		3 – 4	0,30	1,50	7,64
		4 – 5	0,43	2,64	8,37
		1 – 5	0,32	1,95	7,25

## E.2 Tabellen der Tracermodellierungen

Tabelle E.8: Parameter des HAYAMI-Modells für den Hellbachabschnitt

Datum	$k_x$ [m <sup>2</sup> /s]	$\eta_k$ [1]	$u_c$ [m/s]	$\eta_u$ [1]	$RSS$ [mg <sup>2</sup> /m <sup>6</sup> ]
<b>Station Nr.1 bis Station Nr.5</b>					
10.10.05	1,157	200,94	0,17	55,88	29,75
14.12.05	1,566	256,78	0,30	38,82	14,91
24.02.06	1,575	316,60	0,49	186,54	1,07
16.05.06	1,250	618,26	0,27	147,00	13,75
19.10.06	1,268	154,12	0,24	23,97	6,94
07.11.06	1,377	901,67	0,31	178,56	4,47
26.03.07	4,395	4257,24	0,64	391,85	1,78
<b>Station Nr.5 bis Station Nr.10</b>					
19.10.06	0,623	46,39	0,10	7,65	8,69
07.11.06	1,447	74,99	0,13	9,44	10,09
<b>Station Nr.10 bis Station Nr.14</b>					
19.10.06	0,381	34,62	0,09	8,20	5,67
07.11.06	0,613	35,26	0,16	14,22	6,29
<b>Station Nr.5 bis Station Nr.14</b>					
10.10.05	0,227	38,68	0,06	24,89	n.m.
14.12.05	0,630	40,06	0,14	8,30	16,76
16.05.06	0,525	63,03	0,13	9,28	15,57
26.03.07	1,117	331,75	0,29	86,05	2,47
<b>Station Nr.1 bis Station Nr.14</b>					
29.08.05	0,395	75,09	0,07	81,97	113,87
n.m. - nicht möglich					

---

<sup>4</sup> $\langle u_m \rangle = Q_{ADV}/A_f$ 
<sup>5</sup>Bezieht sich auf  $A_f$ .<sup>6</sup> $\eta_{Stag} = A_{Stag}/A_f$

Tabelle E.9: Parameter des Transient Storage Modells für den Hellbachabschnitt

Datum	$k_x$ [m <sup>2</sup> /s]	$\eta_k$ [1]	${}^4\langle u_m \rangle$ [m/s]	${}^5\eta_u$ [1]	${}^6\eta_{stag}$ [1]	$\epsilon$ [1/s]	$RSS$ [mg <sup>2</sup> /m <sup>6</sup> ]
<b>Station Nr.1 bis Station Nr.5</b>							
10.10.05	0,442	5,58	0,20	35,98	0,21	1,07E-03	15,08
14.12.05	0,352	13,84	0,34	190,90	0,22	1,99E-03	0,63
24.02.06	1,460	S.C.	0,68	S.C.	0,36	2,10E-02	22,69
16.05.06	1,306	S.C.	0,41	S.C.	0,56	4,24E-02	12,17
19.10.06	0,047	0,78	0,30	54,36	0,34	3,36E-03	1,15
07.11.06	0,277	3,67	0,38	54,75	0,22	2,67E-03	0,86
26.03.07	0,066	0,27	0,93	33,12	0,50	1,52E-02	2,75
<b>Station Nr.5 bis Station Nr.10</b>							
19.10.06	0,355	8,67	0,12	41,02	0,22	8,45E-04	3,35
07.11.06	1,187	12,94	0,18	51,49	0,18	5,62E-04	4,94
<b>Station Nr.10 bis Station Nr.14</b>							
19.10.06	0,174	9,59	0,11	57,80	0,17	7,68E-04	1,15
07.11.06	0,378	15,70	0,17	153,20	0,10	3,31E-04	2,19
<b>Station Nr.5 bis Station Nr.14</b>							
10.10.05	0,050	S.C.	0,07	S.C.	0,20	6,27E-04	90,73
14.12.05	0,314	17,12	0,15	100,30	0,18	8,72E-04	2,46
16.05.06	0,023	3,04	0,17	49,38	0,39	3,97E-03	2,01
26.03.07	0,010	S.C.	0,46	S.C.	0,61	1,34E-02	6,14
<b>Station Nr.1 bis Station Nr.14</b>							
29.08.05	0,150	20,48	0,08	137,20	0,21	5,34E-04	7,15

Tabelle E.10: Parameter des HAYAMI-Modells für den Nebelabschnitt

<b>Datum</b>	<b><math>k_x</math></b> [m <sup>2</sup> /s]	<b><math>\eta_k</math></b> [1]	<b><math>u_c</math></b> [m/s]	<b><math>\eta_u</math></b> [1]	<b><math>RSS</math></b> [mg <sup>2</sup> /m <sup>6</sup> ]
<b>Station Nr.1 bis Station Nr.2</b>					
01.09.05	0,145	37,85	0,10	16,21	1,49
12.10.05	0,579	67,59	0,16	13,93	5,71
12.12.05	1,980	506,56	0,25	118,70	21,47
09.05.06	1,753	181,02	0,35	47,53	-
<b>Station Nr.2 bis Station Nr.3</b>					
01.09.05	0,462	42,92	0,13	14,59	5,18
12.12.05	8,150	244,85	0,40	30,55	1,80
21.02.06	1,323	61,48	0,42	28,36	11,05
19.04.06	2,080	55,17	0,47	40,89	1,34
<b>Station Nr.1 bis Station Nr.3</b>					
12.10.05	0,506	167,26	0,14	52,53	14,75
02.11.05	1,608	90,32	0,20	13,18	8,35
28.03.06	9,192	779,37	0,62	55,74	6,99
09.05.06	1,769	194,04	0,35	57,76	7,95

Tabelle E.11: Parameter des Transient Storage Modells für den Nebelabschnitt

<b>Datum</b>	<b><math>k_x</math></b> [m <sup>2</sup> /s]	<b><math>\eta_k</math></b> [1]	<b><math>{}^4\langle u_m \rangle</math></b> [m/s]	<b><math>{}^5\eta_u</math></b> [1]	<b><math>{}^6\eta_{Stag}</math></b> [1]	<b><math>\epsilon</math></b> [1/s]	<b><math>RSS</math></b> [mg <sup>2</sup> /m <sup>6</sup> ]
<b>Station Nr.1 bis Station Nr.2</b>							
01.09.05	0,146	S.C.	0,17	S.C.	0,59	5,41E-02	1,07
12.10.05	0,585	S.C.	0,18	S.C.	0,16	5,46E-03	2,43
12.12.05	0,564	17,33	0,30	187,30	0,18	7,86E-04	0,71
09.05.06	0,358	S.C.	0,45	S.C.	0,30	5,51E-03	6,22
<b>Station Nr.2 bis Station Nr.3</b>							
01.09.05	0,262	26,19	0,11	310,30	0,04	1,38E-04	0,40
12.12.05	5,421	31,33	0,44	157,20	0,09	2,84E-04	0,44
21.02.06	0,461	1,95	0,43	86,22	0,11	2,79E-04	8,26
19.04.06	2,963	11,49	0,49	142,70	0,07	5,99E-04	0,23
<b>Station Nr.1 bis Station Nr.3</b>							
12.10.05	0,097	0,69	0,17	11,21	0,19	1,34E-03	10,49
02.11.05	0,660	27,82	0,23	218,90	0,14	5,41E-04	0,29
28.03.06	2,876	10,60	0,73	87,56	0,22	1,72E-03	1,22
09.05.06	0,694	15,47	0,39	159,80	0,11	9,48E-04	0,68

Tabelle E.12: Parameter des HAYAMI-Modells für die Vergleichsabschnitte

Abschnitt Stationen	$k_x$ [m <sup>2</sup> /s]	$\eta_k$ [1]	$u_c$ [m/s]	$\eta_u$ [1]	$RSS$ [mg <sup>2</sup> /m <sup>6</sup> ]
<b>Nebel ,neu gestaltet‘, 12.12.2006</b>					
2 – 3	0,68	59,98	0,53	30,16	23,91
3 – 4	1,01	83,19	0,43	87,81	5,84
4 – 5	0,88	79,21	0,41	53,68	1,98
<b>Nebel ,naturnah‘, 14.12.2006</b>					
1 – 2	4,53	304,47	0,39	52,05	11,67
2 – 3	1,83	149,7	0,31	14,83	4,13
3 – 4	1,74	236,02	0,29	17,67	1,74
4 – 5	1,49	209,72	0,26	17,25	1,69

Tabelle E.13: Parameter des Transient Storage Modells für die Vergleichsabschnitte

Abschnitt Stationen	$k_x$ [m <sup>2</sup> /s]	$\eta_k$ [1]	${}^4\langle u_m \rangle$ [m/s]	${}^5\eta_u$ [1]	${}^6\eta_{Stag}$ [1]	$\varepsilon$ [1/s]	$RSS$ [mg <sup>2</sup> /m <sup>6</sup> ]
<b>Nebel ,neu gestaltet‘, 12.12.2006</b>							
2 – 3	0,030	0,18	0,61	14,25	0,14	9,20E-03	0,82
3 – 4	0,301	1,96	0,48	41,69	0,10	1,68E-03	5,47
4 – 5	0,140	4,38	0,45	231,50	0,14	2,01E-03	0,75
<b>Nebel ,naturnah‘, 14.12.2006</b>							
1 – 2	2,155	18,06	0,46	79,24	0,22	1,53E-03	0,61
2 – 3	0,376	3,78	0,38	61,09	0,21	2,04E-03	0,36
3 – 4	1,197	31,05	0,31	289,40	0,08	2,62E-04	0,29
4 – 5	0,792	4,39	0,29	26,50	0,10	4,10E-03	0,69

# Anhang F

## Ergänzungen zu den Analysen der ADV-Messungen an Nebel und Hellbach

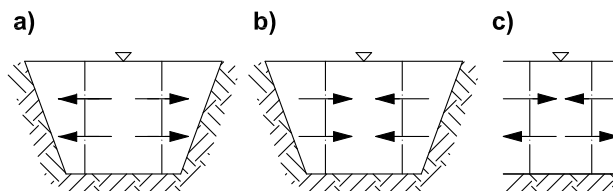
### F.1 Phänomenologie der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten

Die mittleren Geschwindigkeiten der Punktmessungen werden zu Linien gleicher Fließgeschwindigkeiten (Isovelen) und zu Sekundärströmungsvektoren interpoliert (Vgl. Kapitel 4.3.1). Als Randbedingungen zur Interpolation dienen

- die Haftbedingung an den Sohlpunkten einer vertikalen Messlotrechten und
- die Annahme konstanter Geschwindigkeiten zwischen Kontrollvolumen des obersten Messpunktes und dem Wasserspiegel.

Diese Annahmen gebieten besondere Vorsicht bei der Interpretation in den Randbereichen. Die phänomenologische Analyse der Profilbilder erfolgt separat für jede Messstation.

Generelle Anmerkung zu ‚Strömungsaufweitungen‘, ‚Strömungsverengungen‘ und ‚zellulären Sekundärströmungen‘: Die Ergebnisse nach Interpolation der Messpunktdaten zeigen selten geschlossene Spiralen oder über einen vertikalen Schnitt ausgeglichene Horizontalkomponenten der Sekundärströmungen. Die longitudinale Interpretation dieser Phänomene erläutert das folgende Schema horizontaler Sekundärströmungskomponenten:



- a) ‚Aufweitungsprofil‘
- b) ‚Verengungsprofil‘
- c) ‚zelluläre Sekundärströmung‘

**Hellbachstation Nr.5** Die Interpretation der Primär- und Sekundärströmungsbilder vom 13.7.2005, 29.08.2005 und 10.10.2005 ist aufgrund der geringen Messpunktanzahl in den Vertikalen nur eingeschränkt möglich.

Die Isovelen der Messstation Nr.5 besitzen überwiegend elliptische Formen mit nahezu äquidistanten Abständen im mittleren Strömungsfeld. Die Maximalgeschwindigkeiten befinden sich bei allen Messergebnissen im Zentrum der Wasseroberfläche. Auffällig erscheinen die Differenzen zwischen der Messung vom 20.11.2006 ( $Q = 0,812 \text{ m}^3/\text{s}$ ) zu den übrigen Profilbildern ( $Q \leq 0,285 \text{ m}^3/\text{s}$ ). Bis auf die Messung vom 20.11.2006 besitzt der rechte Uferbereich eine Rückströmungszone, deren Grenze sich bei  $y = 7,25 \div 7,75 \text{ m}$  befindet.

Alle Abflusssituationen besitzen ähnliche Sekundärströmungsbilder. Im mittleren Strömungsfeld ( $y = 5,5 \div 6,75 \text{ m}$ ) strömt der Wasserkörper vorrangig von rechts nach links. Diese Bewegung beginnt im Profilschnitt mit einer Abwärtsbewegung und endet, bis auf das Strömungsbild vom 14.12.2005, mit einer Aufwärtsbewegung. Der linke Uferbereich (bis  $y \approx 5,5 \text{ m}$ ) besitzt Sekundärströmungen mit rechts- und aufwärtiger Richtung. Diese Aufwärtsbewegung ist am 14.12.2005 deutlich ausgeprägt und begrenzt am 20.11.2006 die zelluläre Wirbelstruktur des linken Uferbereiches. Am Übergang zur dominierenden Linksströmung kommt es zur Abwärtsbewegung. Den rechte Uferbereich charakterisiert bei allen Messungen eine mit der Abwärtsbewegung eingeleitete Rechtsströmung, welche am 29.08.2005 und am 10.10.2005 den Uferrand erreicht. Zelluläre Wirbel sind aufgrund entgegengesetzter horizontaler Sekundärströmungen der Daten vom 13.07.2005 und vom 14.12.2005 ab  $y = 7,6 \text{ m}$ , bei der Messung vom 20.11.2006 bereits im unteren Strömungsfeld ab  $y = 6,25 \text{ m}$  angedeutet.

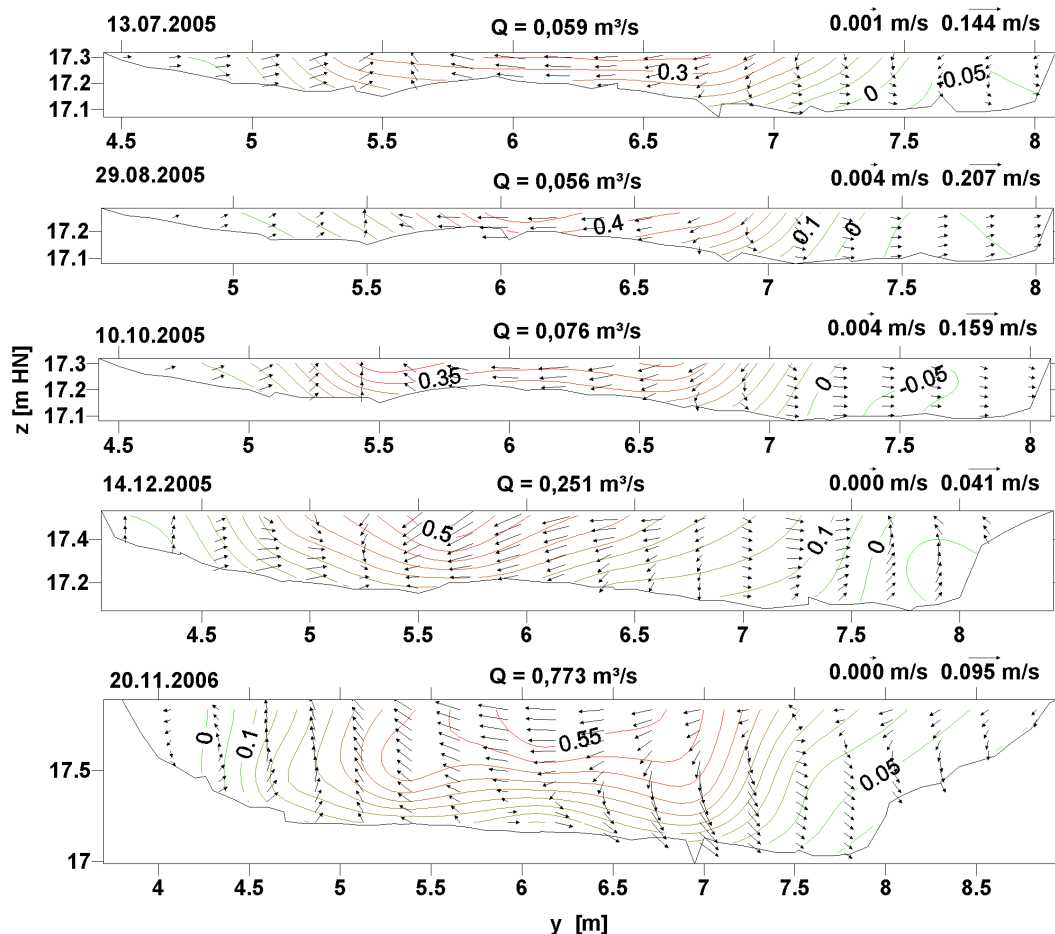


Abbildung F.1: Primär- und Sekundärströmung der Hellbachstation Nr.5

**Hellbachstation Nr.6** Alle Messungen zeigen eine Trennung (bei  $y \approx 8,5$  m) in Bereiche hoher und geringer Fließgeschwindigkeiten. Die Abstände der Isovelen in dem Bereich hoher Fließgeschwindigkeiten sind eng und äquidistant. Deren Interpretation unterliegt aufgrund der geringen Abflusstiefe der gleichen Problematik, wie an der Station Nr.5. Neben dem Geschwindigkeitsmaximum an der Wasseroberfläche im linken (,Gleit-') Uferbereich befindet sich ein Nebenmaxima im Strömungsfeld bei  $y \approx 9,5$  m. Diese Geschwindigkeitsverteilung kann durch zwei Effekte begründet werden. Einerseits befindet sich ein Strömungshindernis in Form eines querliegenden Astes (rechtsseitig bis  $y \approx 8,5$  m) unmittelbar vor der Messstation. Andererseits lässt sich die hohe Fließgeschwindigkeit der Innenkurve durch den ,Potentialströmungseffekt'<sup>1</sup> (Zanke 2002) erklären. Diesem widerspricht jedoch die im Vergleich zur Außenkurve geringe Fließtiefe im Bereich hoher Fließgeschwindigkeit.

Die drei Sekundärströmungsbilder dieser Station besitzen nahezu identische Charak-

<sup>1</sup>Leschziner und Rodi (1979): Größeres Druckgefälle  $\partial P / \partial \theta_r$  und damit größere Stromlinien am Innenradius bei starker Krümmung.

teristiken. Im linksseitigen Uferbereich weist die Sekundärströmung mit leichter Abwärtsbewegung in Kurvenrichtung. Das übrige Strömungsfeld besitzt Sekundärströmungen zum rechten Ufer mit zunehmender Aufwärtsbewegung. Eine Aufweitungstendenz ist in allen Strömungsbildern erkennbar. Die Trennstelle (13.07.2005, 29.08.2005:  $y = 8,75$  m; 10.10.05:  $y = 8,45$  m) befindet sich nahe dem Ende des Strömungshindernisses und damit am Übergang von großer zu geringer Fließgeschwindigkeit. An der Trennstelle zwischen beiden ist eine sohlwärtige Strömungsrichtungen erkennbar. Eine zelluläre Sekundärströmung ist am 10.10.2005 zwischen den vertikalen Grenzen  $y = 8,5$  m und  $y = 9,1$  m mit horizontalem Richtungswechsel entlang der Isovele  $\bar{u} = 0,04$  m/s interpretierbar. Die Sekundärströmungsanteile  $\eta_{Sek}$  (Gleichung 5.13) sind analog zur Station Nr.1 durchflussunabhängig.

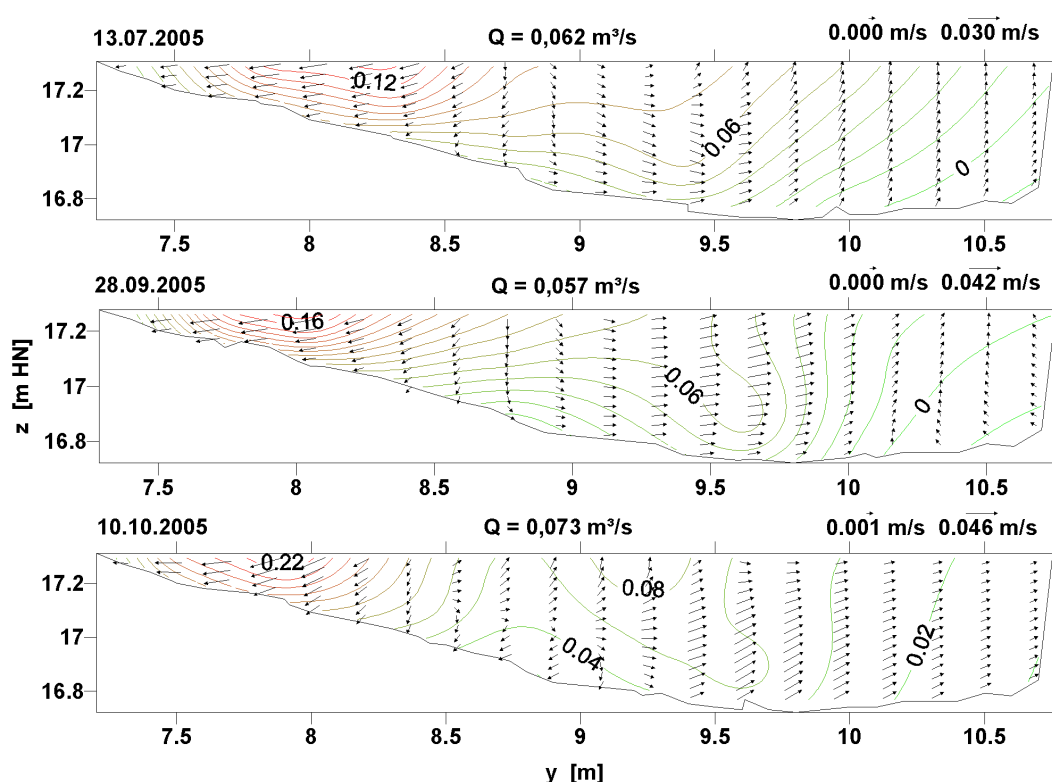


Abbildung F.2: Primär- und Sekundärströmung der Hellbachstation Nr.6

**Hellbachstation Nr.8** An der Station Nr.8 ist zwischen den Profilbildern mit Abflusswirkung des gesamten Strömungsfeldes (04.07.2005, 24.02.2006 und 09.11.2006) und den Profilbildern mit einer Gliederung in Strömungsfeld und Stillwasserbereich (29.08.2005, 10.10.2005 und 14.12.2005) zu unterscheiden. Ein Strömungshindernis, in Form eines querliegenden Baumstammes, befand sich in dem Zeitraum zwischen dem 29.08.2005 bis 09.11.2006 vor der Messstation und bewirkte, vergleichbar zur Messstation Nr.6, bei niedrigen und mittleren Abflüssen eine Abflusskonzentration auf den rechtsseitigen Uferbereich. Bei hohem Abfluss (24.02.2006:  $Q = 0,95$  m³/s) verliert dieses Strömungshindernis die kon-

zentrierende Wirkung und der gesamte Querschnitt wird durchströmt. Die Trennfläche zwischen Stillwasser- und Strömungsbereich tendiert mit zunehmendem Durchfluss zur Profilmitte (29.08.05:  $Q = 0,06 \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $y \approx 7,40 \text{ m}$ ; 10.10.05:  $Q = 0,08 \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $y \approx 7,25 \text{ m}$ ; 14.12.05:  $Q = 0,28 \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $y = 7,10 \text{ m}$ ). Die Geschwindigkeitsmaxima befinden sich bei hohen Durchflüssen in der Profilmitte, bei niedrigen Durchflüssen des Zeitraumes mit Strömungshindernis im rechtsseitigen Uferbereich und bei niedrigem Durchfluss ohne Strömungshindernis (04.07.2005) in der linken Profilhälfte. Bis auf die Messung vom 04.07.2005 ließen sich, vergleichbar zur Station Nr.6, die Primärströmungsverteilungen mit einer dominierenden Wirkung des Potentialströmungseffektes erklären, da der Profilquerschnitt eine nahezu konstante Sohltiefe besitzt und die Kurve zudem sehr stark gekrümmt ist (Leschziner und Rodi 1979).

Äquivalent zu den Bildern der Primärströmungen sind die Profile der Sekundärströmungen anhand der Beeinflussung durch das Strömungshindernis zu unterscheiden. Während die Messung vom 04.07.2005 auf einen Verengungsquerschnitt mit Pfeilrichtungen, die zum Fließgeschwindigkeitsmaximum deuten, handelt es sich bei den Messungen vom 29.08.2005, 10.10.2005 und 14.12.2005 ( $Q = 0,06 \div 0,28 \text{ m}^3/\text{s}$ ) um Aufweitungsquerschnitte, deren Sekundärströmungen vermutlich von dem vorliegenden Baumstamm initiiert wurden. Die Messungen vom 24.02.2006 ( $Q = 0,95 \text{ m}^3/\text{s}$ ) und vom 09.11.2006 ( $Q = 0,48 \text{ m}^3/\text{s}$ ) besitzen über große Bereiche des Strömungsfeldes ausgeglichene Pfeilrichtungen in den vertikalen Schnitten. Die Sekundärströmungsbilder bestätigen somit die reduzierende Wirkung des Strömungshindernisses bei größeren Durchflüssen. In beiden letztgenannten Profilen ist deutlich zu erkennen, dass die oberflächennahen und die sohlernen Strömungen entgegengesetzte Richtungen besitzen. Ein Austausch zwischen diesen findet zu beiden Terminen über drei Bereiche mit entgegengesetzten Vorzeichen und differenzierter Ausdehnung und Intensität statt. Spiralströmungen lassen sich somit interpretieren. Die Sekundärströmungsanteile sind an dieser Station am höchsten und besitzten im Gesamtmittel (51 %) die Größenordnung der Primärströmung.

**Hellbachstation Nr.12** Bezogen auf die Hellbachprofile besitzt die Messstation Nr.12 die größte ‚Nähe‘ zu einem logarithmischen Verteilungsbild. Die Verteilungen der Isotachen zeigen große Gradienten im wandnahen Bereich, welche zum Fließgeschwindigkeitsmaximum hin abnehmen. Die Fließgeschwindigkeitsmaxima befinden sich überwiegend an der Wasserspiegeloberfläche (26.07.2005, 29.08.2005, 10.10.2005, 14.12.2005 und 16.05.2006), bzw. nahe dieser (24.02.2006, 07.11.2006 und 26.03.2007). Die Bereiche hoher Fließgeschwindigkeiten dehnen sich über das Zentrum und den rechten Uferbereich aus. Die Trennungen zum linken Uferbereich sind bei den größeren Abflüssen stärker ausgebildet. Bei den größten Ereignissen (24.02.2006:  $Q = 0,97 \text{ m}^3/\text{s}$ ; 26.03.2007:  $Q = 1,56 \text{ m}^3/\text{s}$ ) stellen sich in diesem Bereich Rückströmungen ein. Der linke Uferbereich bildet eine lokale Aufweitung hinter dem Wurzelgeflecht einer Erle (Abbildungen 3.5 und 4.20).

An der Station Nr.12 lassen sich die Sekundärströmungen mittels acht Aufnahmen beschreiben. Bis auf das Messergebnis vom 26.03.2007 deuten alle Sekundärströmungsprofile auf einen Verengungsquerschnitt hin. In den überwiegenden Teilen der Strömungsfelder do-

minieren Sekundärströmungen mit Strömungsrichtungen zum Profilverzentrum. Bei den Messungen vom 24.2.2006 und 26.03.2007 sind linksseitig ein Bereich bis  $y = 5,5$  m erkennbar, an dem die Sekundärströmungen zum Uferbereich weisen. Hier kann im Zusammenhang mit der Rückströmung vermutet werden, dass bei dem hohem Abfluss eine vertikale Walze in der Aufweitung entsteht. Zelluläre Sekundärströmungswirbel mit unterschiedlichem Ausmaß sind mit Ausnahme der Messung vom 16.05.2006 in allen Profilen angedeutet. Die Messstation Nr.12 besitzt im Vergleich zu den übrigen Hellbachstationen mit  $\eta_{Sek} = 17$  % die kleinsten mittleren Sekundärströmungsanteile. Das gleiche gilt für die Standardabweichung der Anteile:  $\sigma_{\eta} = 5$  % (Tabelle 5.4).

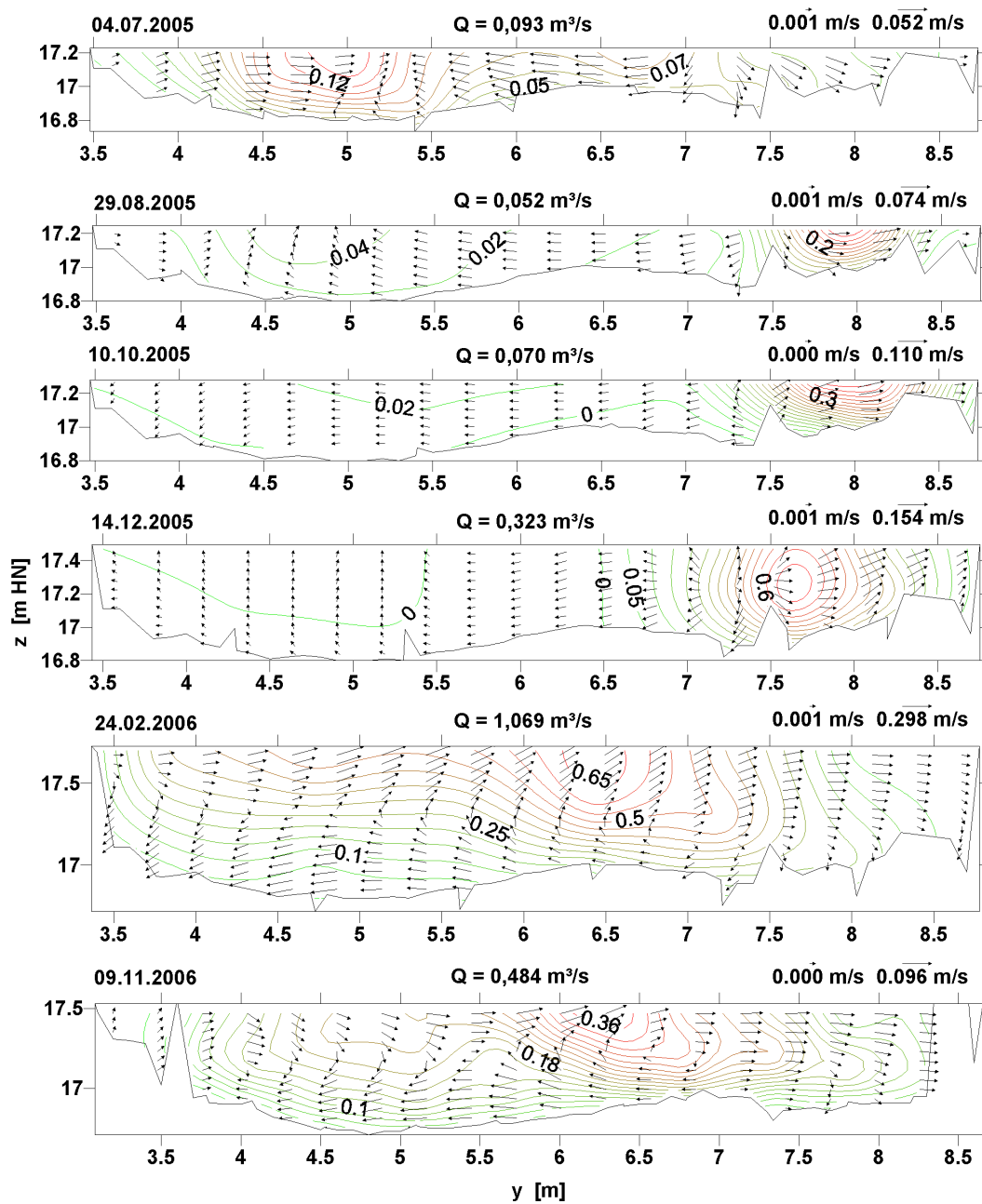


Abbildung F.3: Primär- und Sekundärströmung der Hellbachstation Nr.8

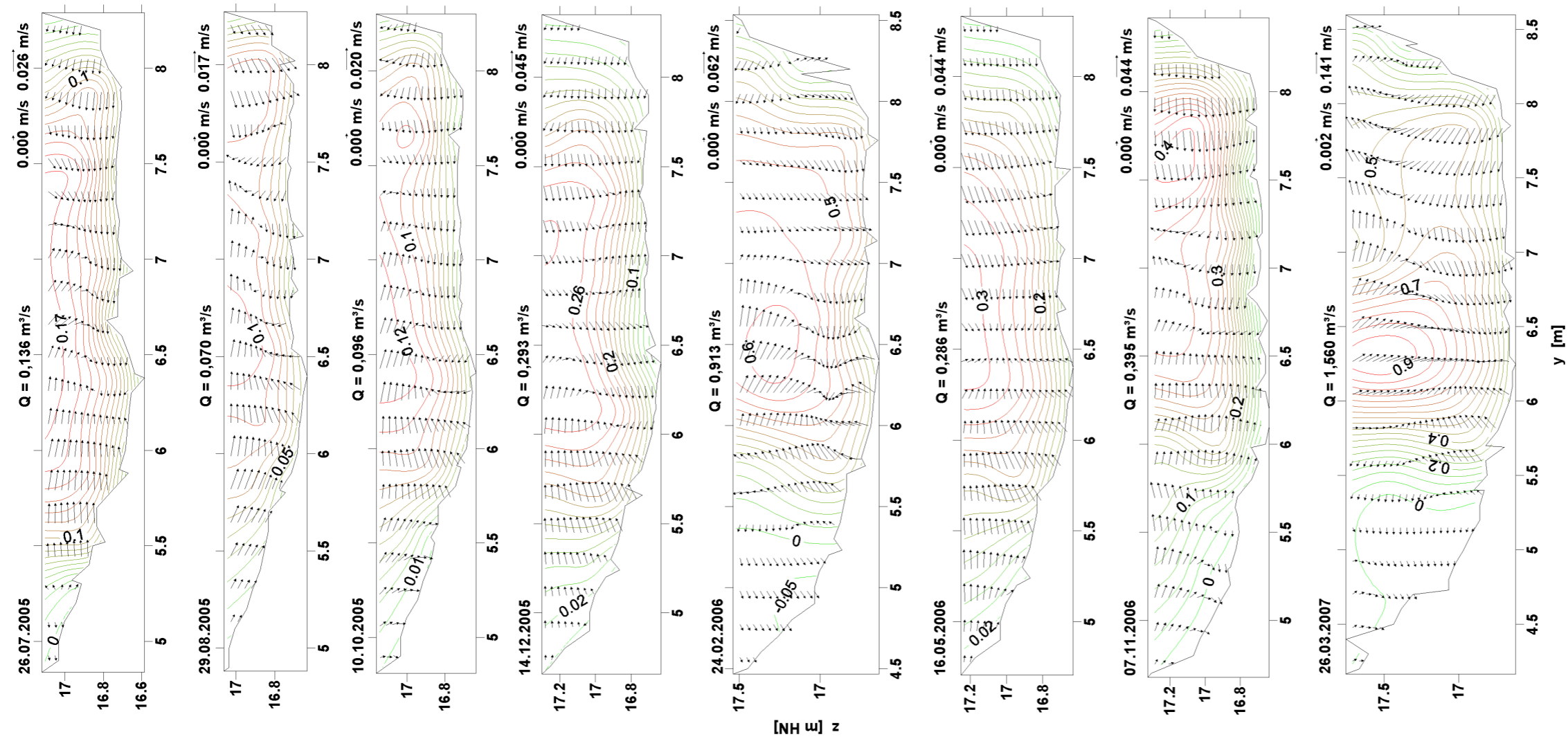
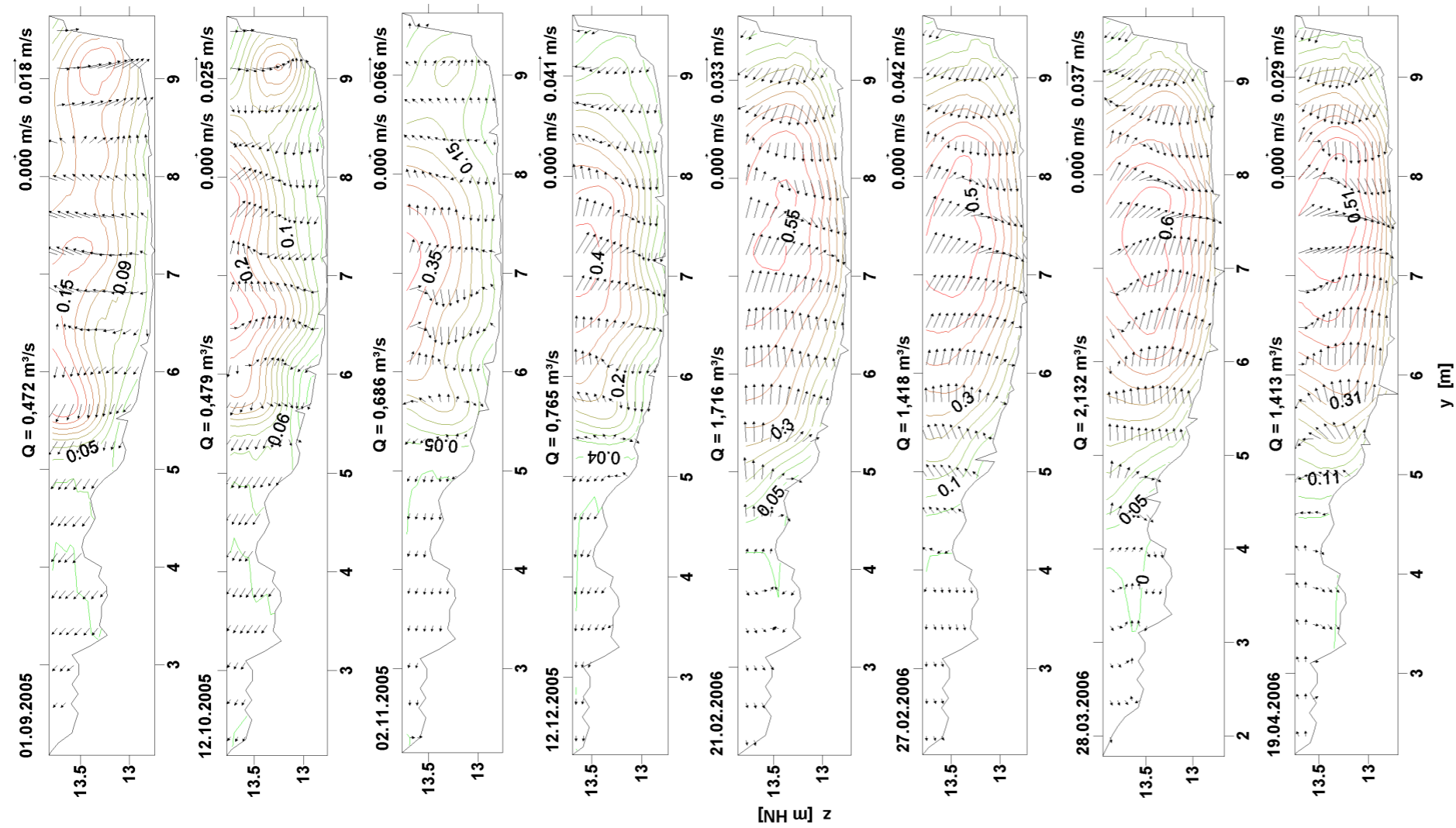


Abbildung F.4: Primär- und Sekundärströmung der Hellerbachstation Nr.12

**Nebelstation Nr.1** Die Fließgeschwindigkeitsprofile der Nebelmessstation Nr.1 können grob in zwei Gruppen eingeteilt werden: Profile mit mehreren Maxima (01.09.2005, 12.10.2005 und 02.11.2005) und Profile mit nur einem Maximum (12.12.2005, 21.02.2006, 27.02.2006, 28.03.2006 und 19.04.2006). Der Fließquerschnitt vom 12.12.2005 besitzt lokal größere Isovelenabstände im Bereich des rechten Ufers. Ein Maximum, analog zu den drei zeitlich zuvor gemessenen Profilen mit Isovelendifferenzen  $\Delta \bar{u} \geq 0,02$  m/s, kann nicht ausgewiesen werden. Die Maxima der letzten Profildaten liegen unterhalb der Gewässeroberfläche in dem Bereich  $y = 7 \div 8$  m. Neben der Anzahl und Lage der Geschwindigkeitsmaxima existiert ein zweites Kriterium für eine Gruppierung mit gleichem Resultat: Die annähernd senkrechten Isovelen der ersten Profildaten (01.09.2005, 12.10.2005 und 02.11.2005) deuten auf eine Trennfläche zum linken Schilfbereich ( $y = 5,3 \div 5,5$  m) hin. Sowohl Maximaanzahl und -lage, als auch der Isovelenverlauf geben Hinweis auf den Vegetationseinfluss (Schilf im Uferbereich; Makrophyten im Strömungsfeld) als massgebliche Gestaltungsquelle der Fließgeschwindigkeitsprofile. Eine phänomenologisch erkennbare Funktionalität zum Durchfluss ist nicht feststellbar.

Die Sekundärströmungsbilder können aufgrund ihrer Übereinstimmung (21.02.2006, 27.02.2006, 28.03.2006 und 19.04.2006), bzw. Individualität (01.09.2005, 12.10.2005 und 02.11.2005) gruppiert werden. Aufgrund der chronologischen Abfolge der Zugehörigkeiten liegt der Zusammenhang zum Vegetationseinfluss nahe. Das Sekundärströmungsprofil vom 12.12.2005 stellt hierbei eine „Übergangsform“ zwischen beiden Gruppen dar. Eine abschließende Erläuterung aller Richtungen und Richtungsänderungen in diesen Profilen ist zu umfangreich. Insgesamt kann aus den enggegliederten gekrümmten Verläufen der Sekundärströmungspfeile auf viele lokale Wirbelstrukturen geschlossen werden. Ab dem 12.12.2005 tendieren die Profile zu Verengungsquerschnitten mit stetiger Abnahme des Sekundärströmungsanteils von  $\eta_{Sek} = 10$  % auf  $\eta_{Sek} = 6$  %. Die deutlich zu erkennenden geneigten Trennflächen zwischen dem nach links strömenden Fluid der rechten Profilhälfte und dem nach rechts strömenden Fluid der linken Profilhälfte verläuft bei allen Messungen ab dem 12.12.2005 zwischen  $y \approx 7$  m und  $y \approx 8,5$  m.



**Nebelstation Nr.3** Die Profilbilder der Fließgeschwindigkeitsverteilungen an der Nebelmessstation Nr.3 sind vergleichsweise einheitlich. Differenzen ergeben sich in der zeitlichen Abfolge bezüglich der Lage der Geschwindigkeitsmaxima und der Geschwindigkeitsgradienten. Während die Messungen vom 12.10.2005 und 02.11.2005 nahezu lineare Geschwindigkeitsverteilungen (äquidistante Isovelen) mit dem jeweiligen Maximum an der Wasserspiegeloberfläche besitzen, bildet das Messergebnis vom 12.12.2005 den Übergang zu den Profilbildern, die ab dem 21.02.2006 große Geschwindigkeitsgradienten in Sohlennähe und kleine Gradienten nahe den Geschwindigkeitsmaxima besitzen. Der rechte Uferbereich ist mit Schilf durchsetzt. Somit darf, in Analogie zur Messstation Nr.1, ein massgeblicher Vergetationseinfluss unterstellt werden. Die Widerstandswirkung des Schilfes verdeutlichen die Messergebnisse bis einschließlich 12.12.2005.

Wie bei der Nebelstation Nr.1 kann bezüglich der Sekundärströmungsbilder, zwischen heterogenen Profilaufnahmen, die den Einfluss der Vegetation im Strömungsfeld wiedergeben (12.10.2005 und 02.11.2005), und fast identischen Profilaufnahmen (21.02.2006, 27.02.2006, 28.03.2006 und 19.04.2006) differenziert werden. Die letztgenannten Profilaufnahmen zeigen Sekundärströmungen, die von dem Fließgeschwindigkeitsmaximum weg überwiegend zur Profilwandung weisen. Die Station Nr.3 ist als Aufweitungsquerschnitt zu kennzeichnen. Den Profilaufnahmen vom 12.12.2005 und 02.11.2005 können spiralförmige Strukturen entnommen werden. Zwischen  $y = 3$  m und  $y = 5$  m befindet sich am 12.12.2005 ein erkennbarer Sekundärströmungswirbel, dessen nach außen größer werdenden Vektoren eine horizontale Walzenströmung interpretieren lassen. Der Sekundärströmungsanteil beträgt an der Nebelmessstation Nr.3 im Mittel  $\eta_{Sek} = 15$  % und liegt damit bei gleicher Standardabweichung ( $\sigma_\eta = 2$  %) 6 % über dem Wert der Nebelstation Nr.1 (Tabelle 5.4). Insgesamt erscheinen die Profilbilder der Nebelstation Nr.3 homogener als an der Station Nr.1.

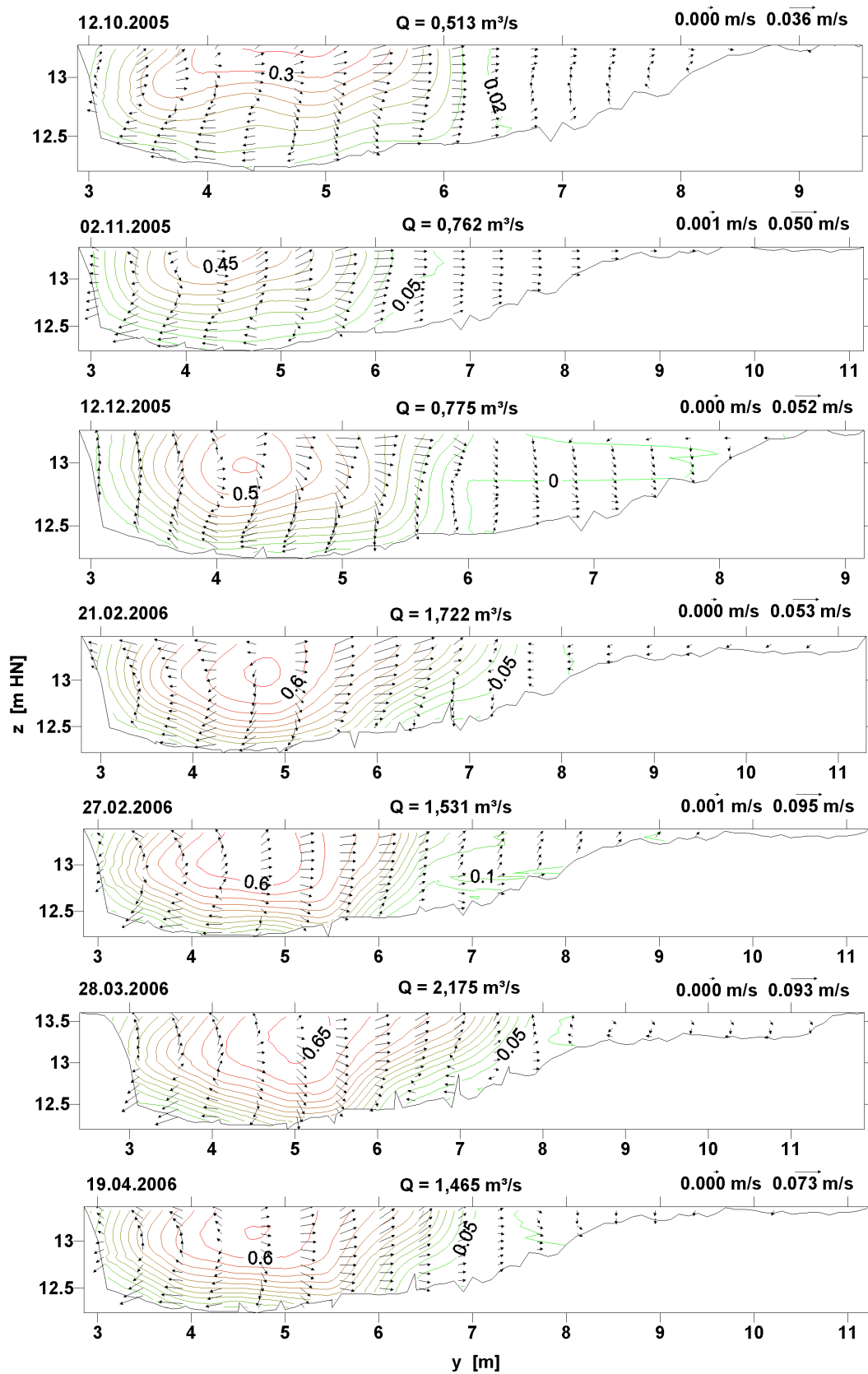


Abbildung F.6: Primär- und Sekundärströmung der Nebelstation Nr.3

zusammengefasst lauten die Resultate der Primärströmungsanalyse:

- Die Isovelenbilder der Messstationen sind für den jeweiligen Profilquerschnitt charakteristisch und lassen Rückschlüsse auf zeitliche Veränderungen von Strömungswiderständen zu.
- Vergleichbare Randbedingungen führen zu ‚ähnlichen‘ Isovelenbildern. Analogien bestehen zwischen:
  - Den Verteilungsbildern der Nebelstationen Nr.1 und Nr.3,
  - während der vegetationsfreien Zeit zwischen den Nebelstationen und der Hellbachstation Nr.12,
  - sowie zwischen den Hellbachstationen Nr.6 und Nr.8 bezüglich der Einflüsse querliegender Strömungshindernisse.
- Die Fließgeschwindigkeitsverteilungen des Nebelabschnittes erscheinen gegenüber dem Hellbachabschnitt homogener.
- Die Abhängigkeit der Isovelenbilder von dem Durchfluss ist nicht einheitlich ausgeprägt.

Und für die Sekundärströmungsanalyse:

- Die Sekundärströmungsbilder der Messstationen sind für den jeweiligen Profilquerschnitt charakteristisch und lassen Rückschlüsse auf zeitlicher Veränderungen abiotischer und biotischer Strömungswiderstände zu.
- Die Geomorphologie der Messstationen ist nicht in den Sekundärströmungsprofilen erkennbar.
- Aufweitungs- und Verengungstendenzen sind vielfach strömungs- und nicht profilabhängig.
- Zelluläre Sekundärströmungen sind teilweise interpretierbar, Sekundärströmungen 2. Art nicht eindeutig ausweisbar.
- Die Sekundärströmungsbilder des Hellbachs besitzen gegenüber denen der Nebel größere Variabilität.
- Die Sekundärströmungsanteile  $\eta_{Sek}$  des Hellbachs sind größer und variieren stärker als an der Nebel (Tabelle 5.4).

## F.2 Primärströmungsprofile

Die Abbildungen F.7 bis F.11 zeigen die mittleren Primärströmungen  $\bar{u}(\zeta^*)$ , sowie ihre fortlaufenden Mittel über  $n$  Werte  $\langle \bar{u} \rangle(\zeta'_n)$ .

$$\langle \bar{u} \rangle(\zeta'_n)_j = \frac{1}{n} \sum_{i=j}^{j+n} \langle \bar{u} \rangle(\zeta^*)_i$$

Für kleine  $n$  entsprechen  $\langle \bar{u} \rangle(\zeta'_n)$  in grober Näherung dem räumlichen Mittel nach Gleichung 2.15, auch wenn  $\zeta_i^* \neq \zeta_{i+1}^*$ . Um die glättende Wirkung des fortlaufenden Mittels zu dokumentieren, werden die Wertepaare für  $n = 3$ ,  $n = 5$  und  $n = 7$  dargestellt.

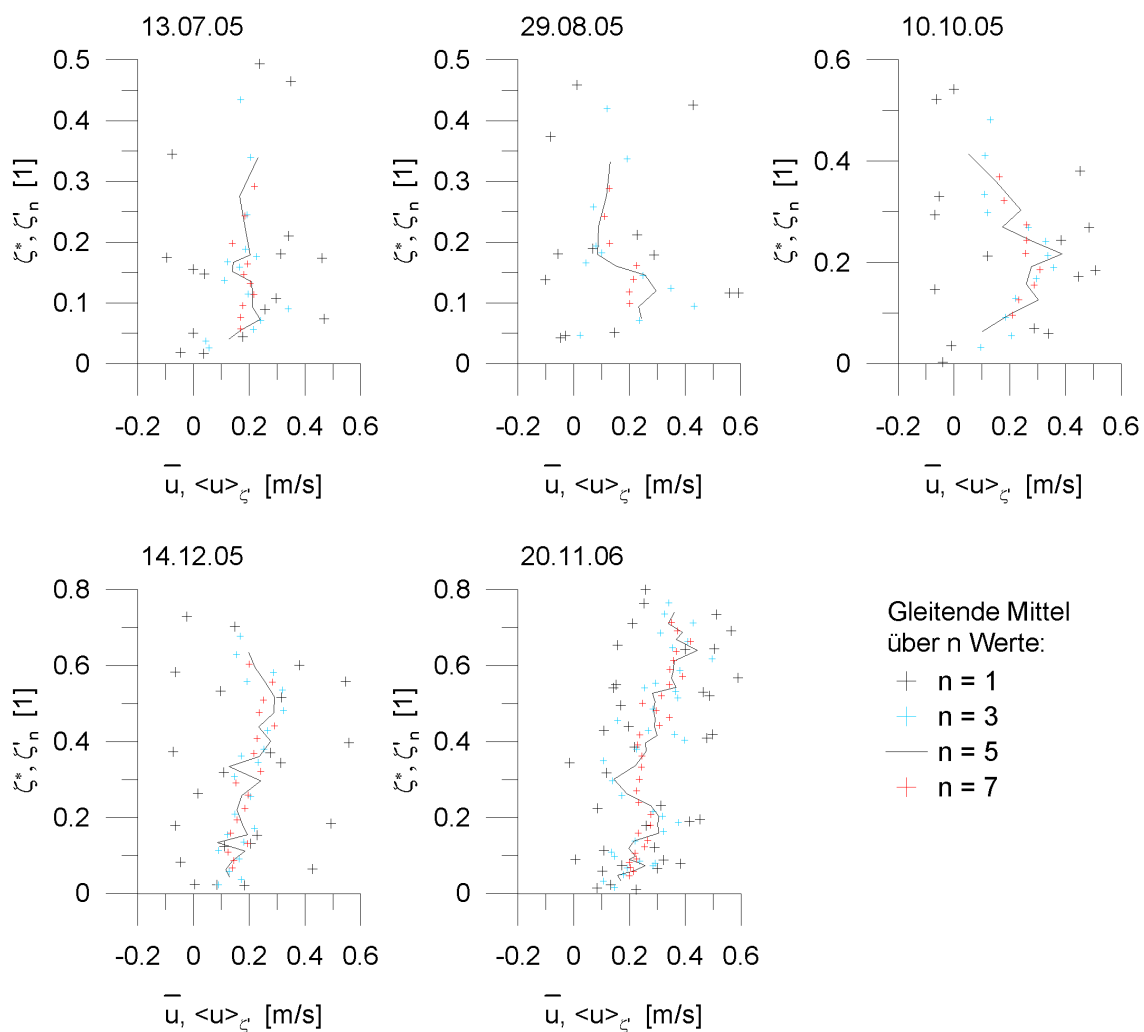


Abbildung F.7: Primärströmungsprofile der Hellbachstation Nr.5

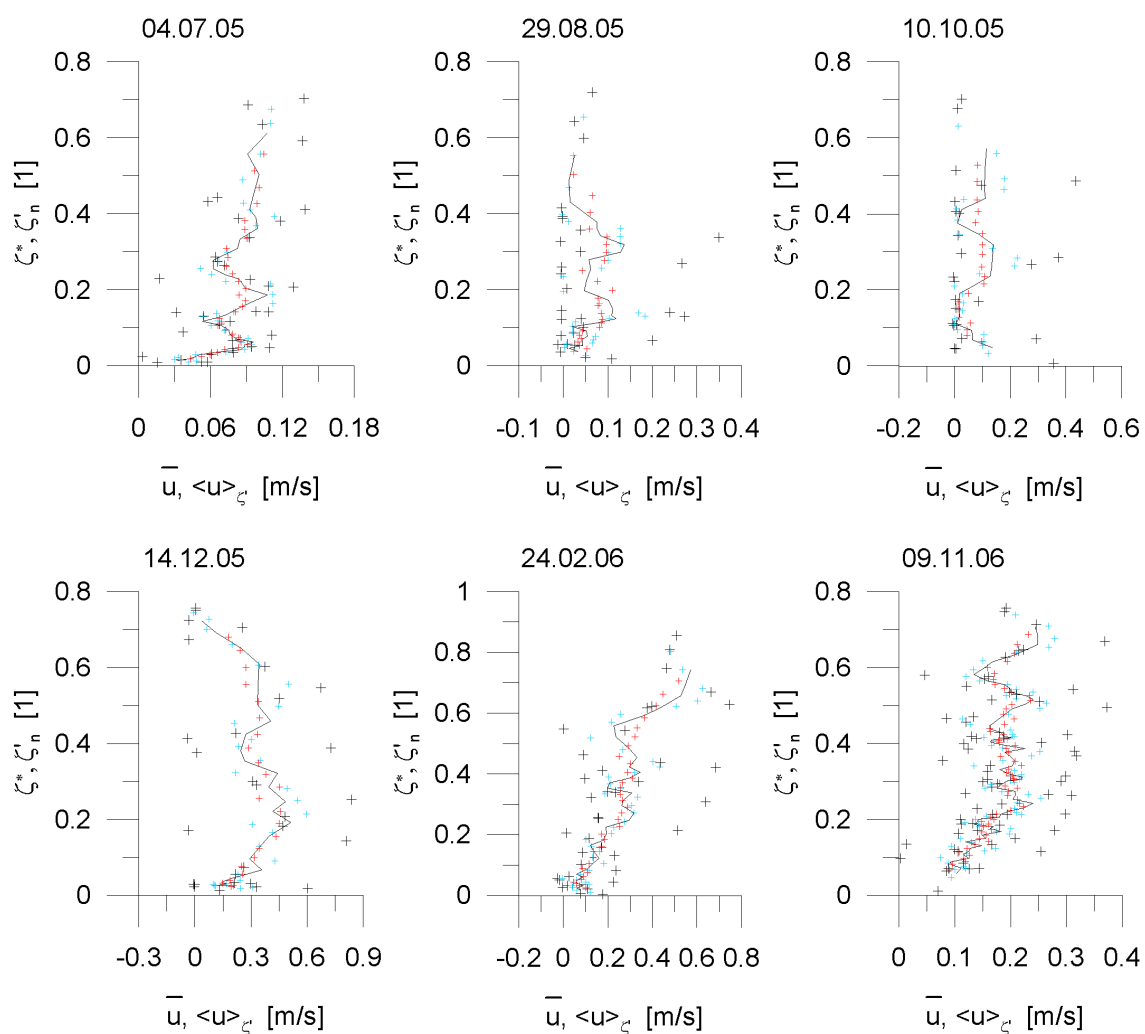


Abbildung F.8: Primärströmungsprofile der Hellbachstation Nr.8, Legende s. F.7

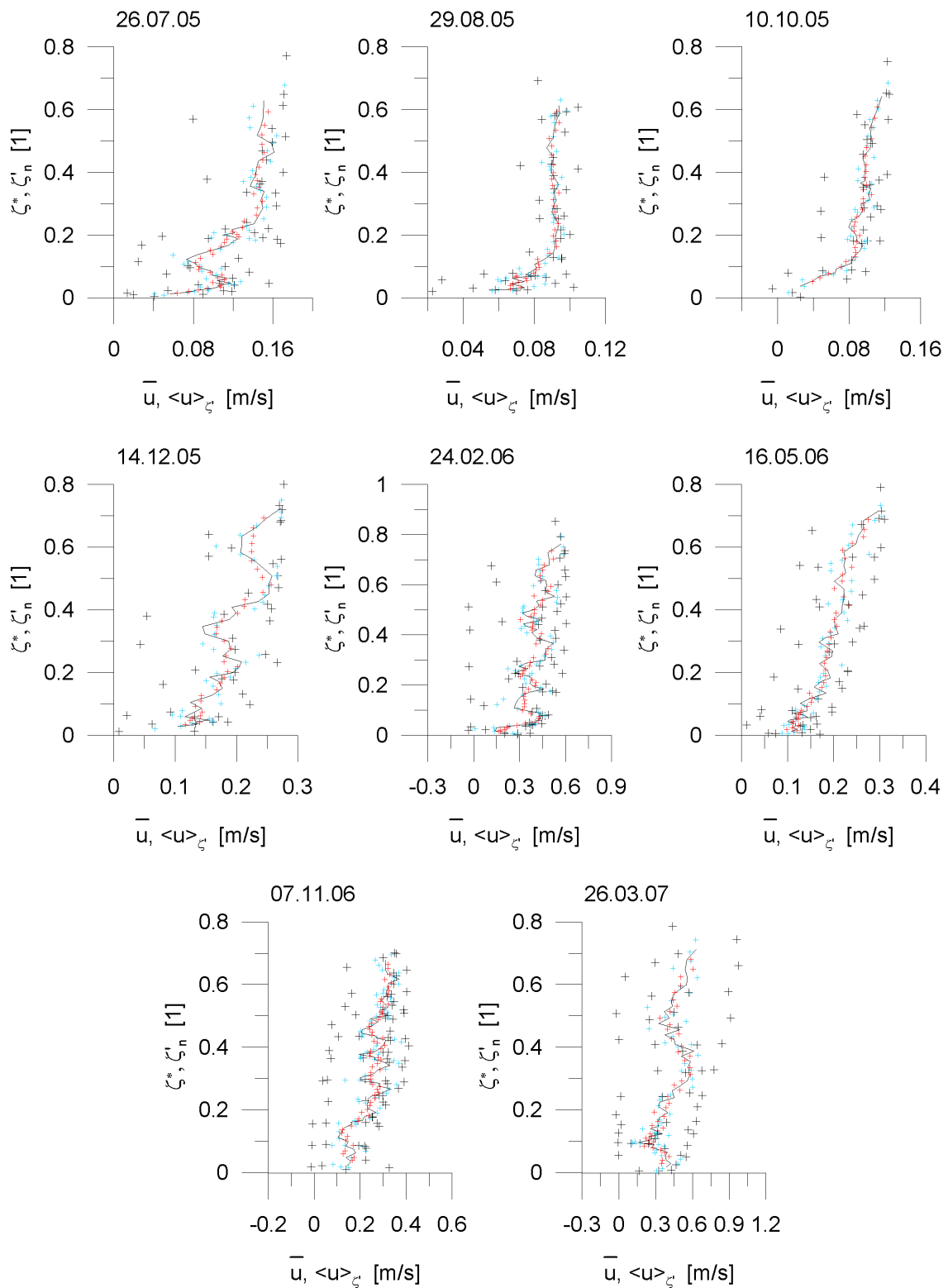


Abbildung F.9: Primärströmungsprofile der Hellbachstation Nr.12, Legende s. F.7

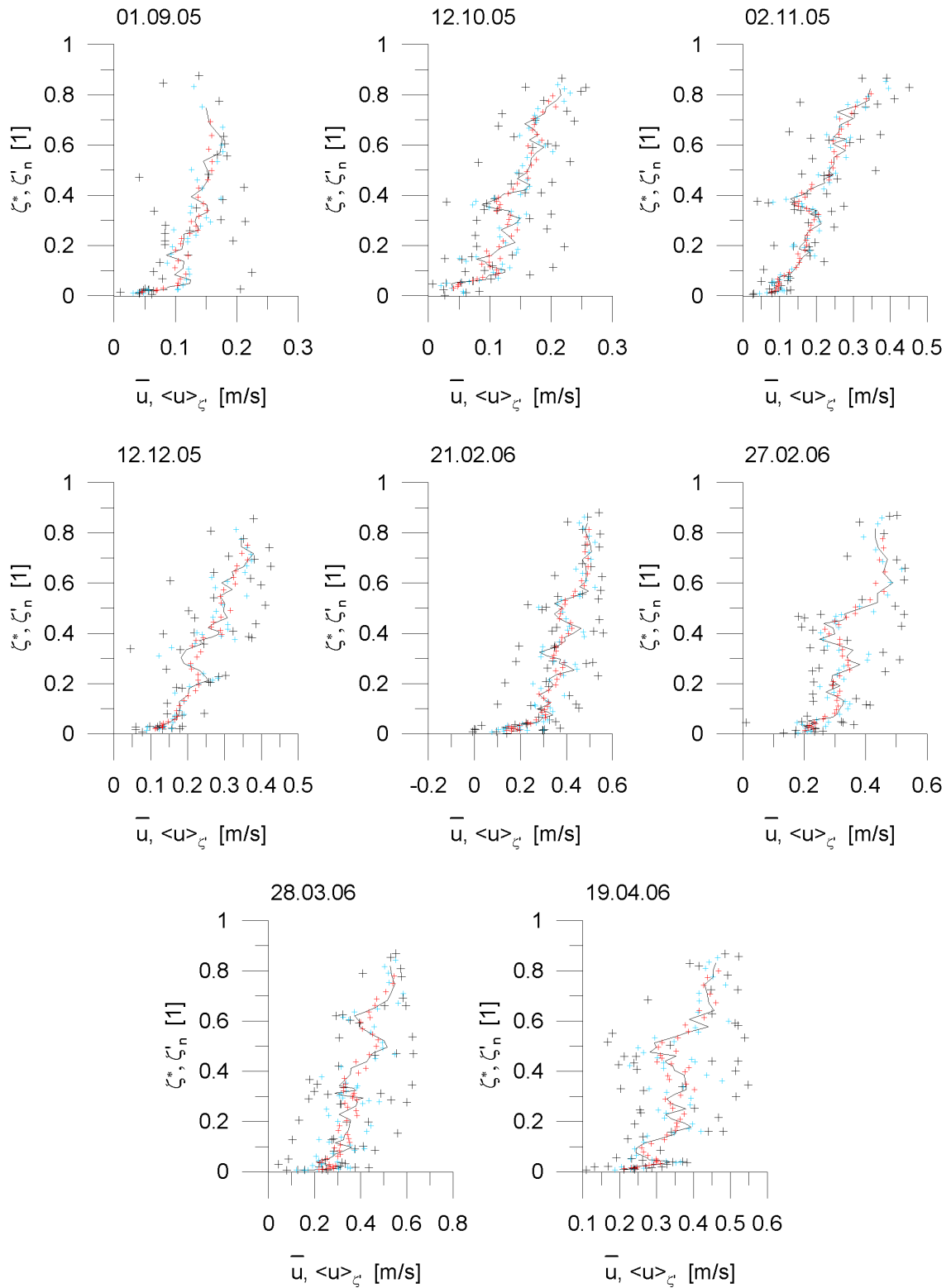


Abbildung F.10: Primärströmungsprofile der Nebelstation Nr.1, Legende s. F.7

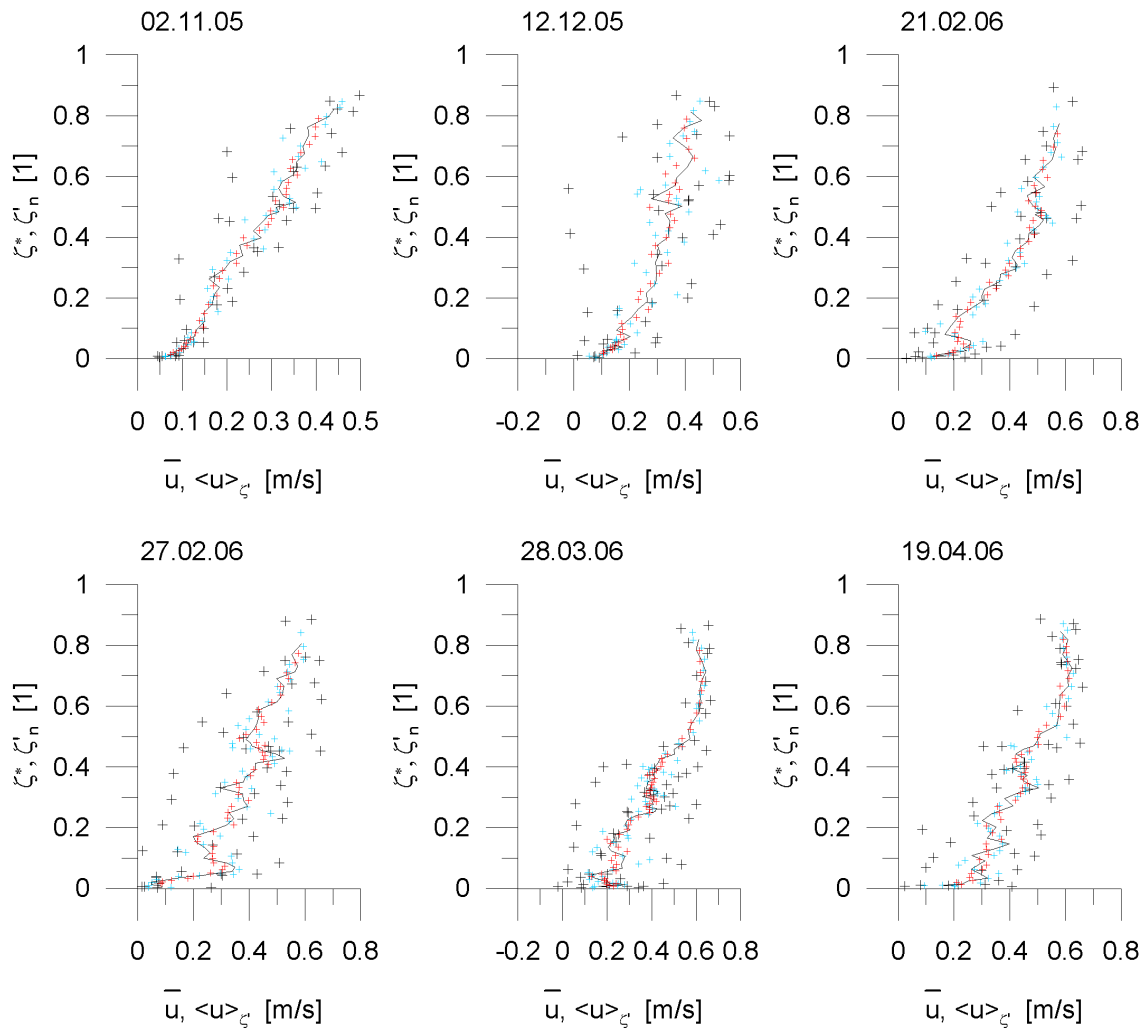


Abbildung F.11: Primärströmungsprofile der Nebelstation Nr.3, Legende s. F.7

### F.3 Profile der Schubspannungsverteilungen

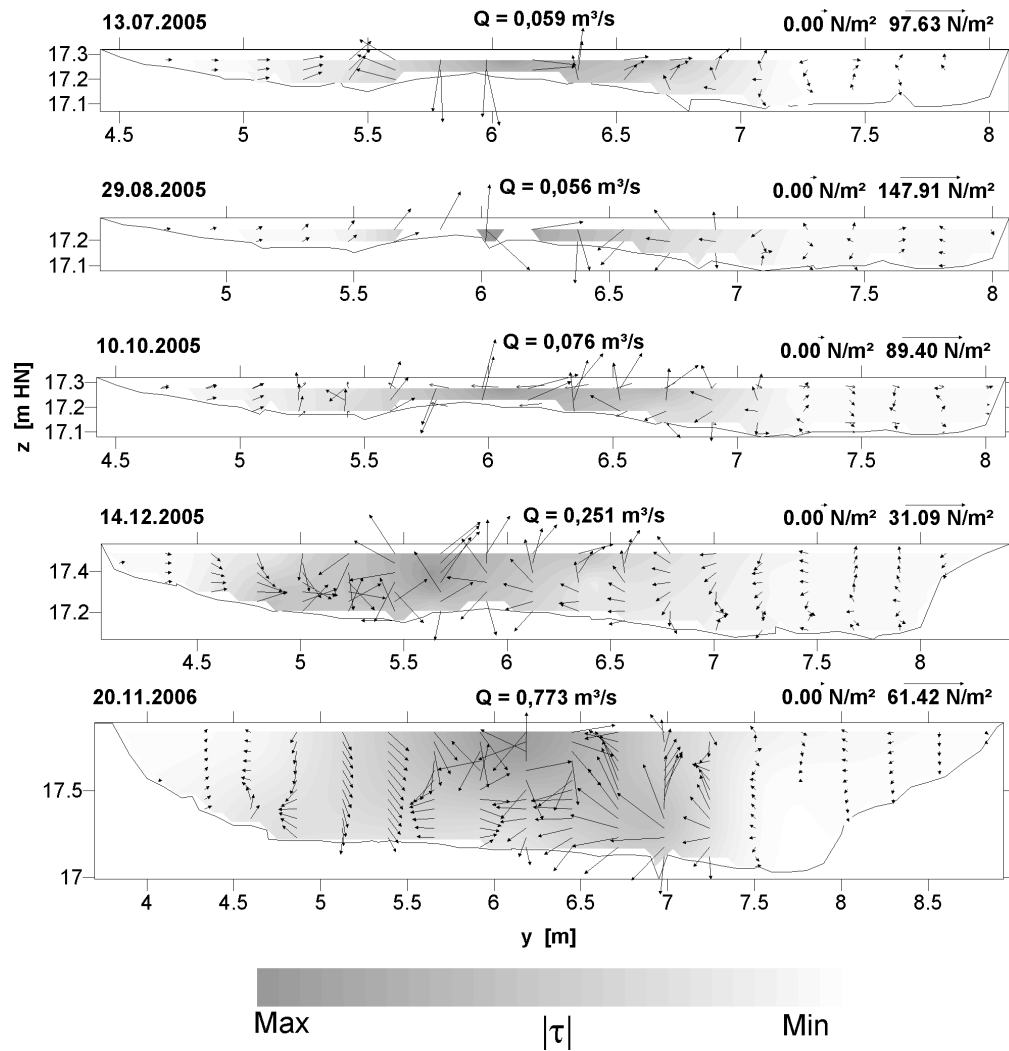
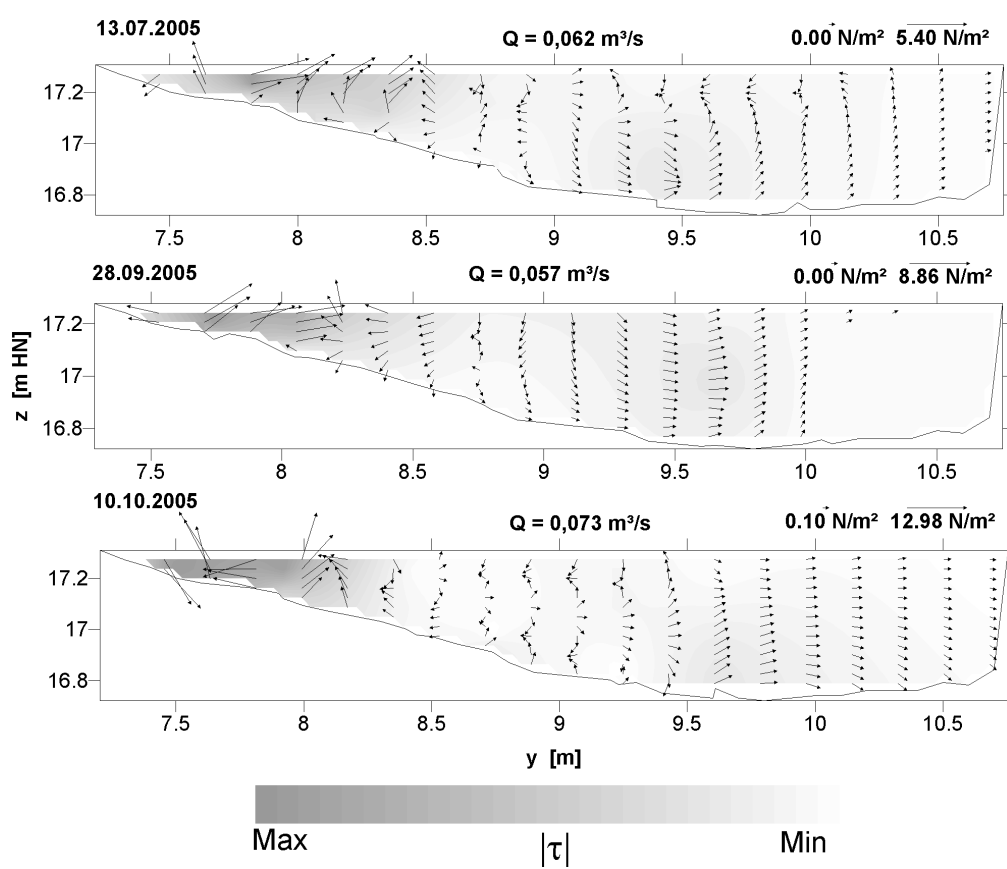
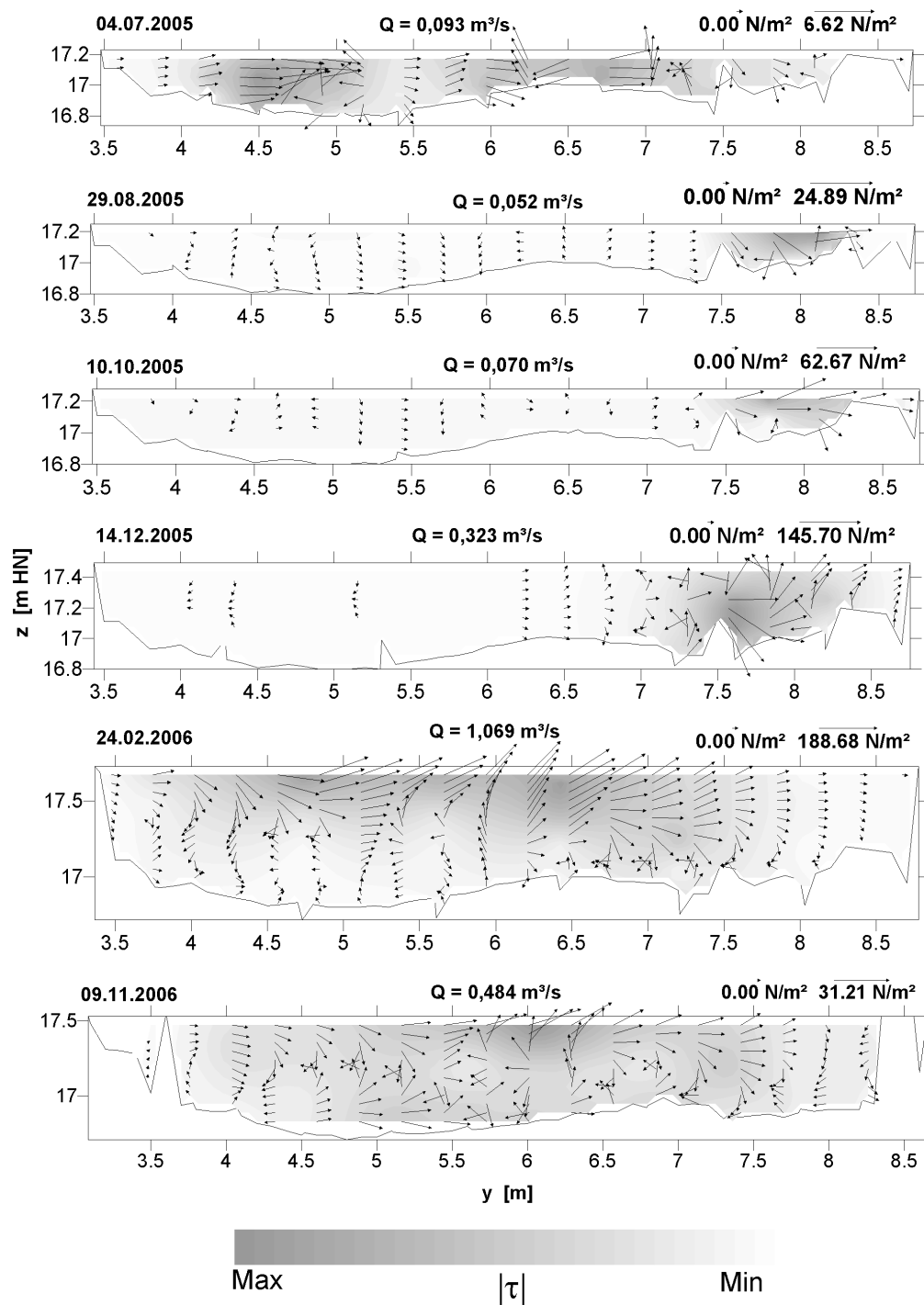


Abbildung F.12:  $\tau_{\overline{u}}$  an der Hellbachstation Nr.5

Abbildung F.13:  $\tau_{\overline{u\overline{n}}}$  an der Hellbachstation Nr.6

Abbildung F.14:  $\tau_{\overline{un}}$  an der Hellbachstation Nr.8

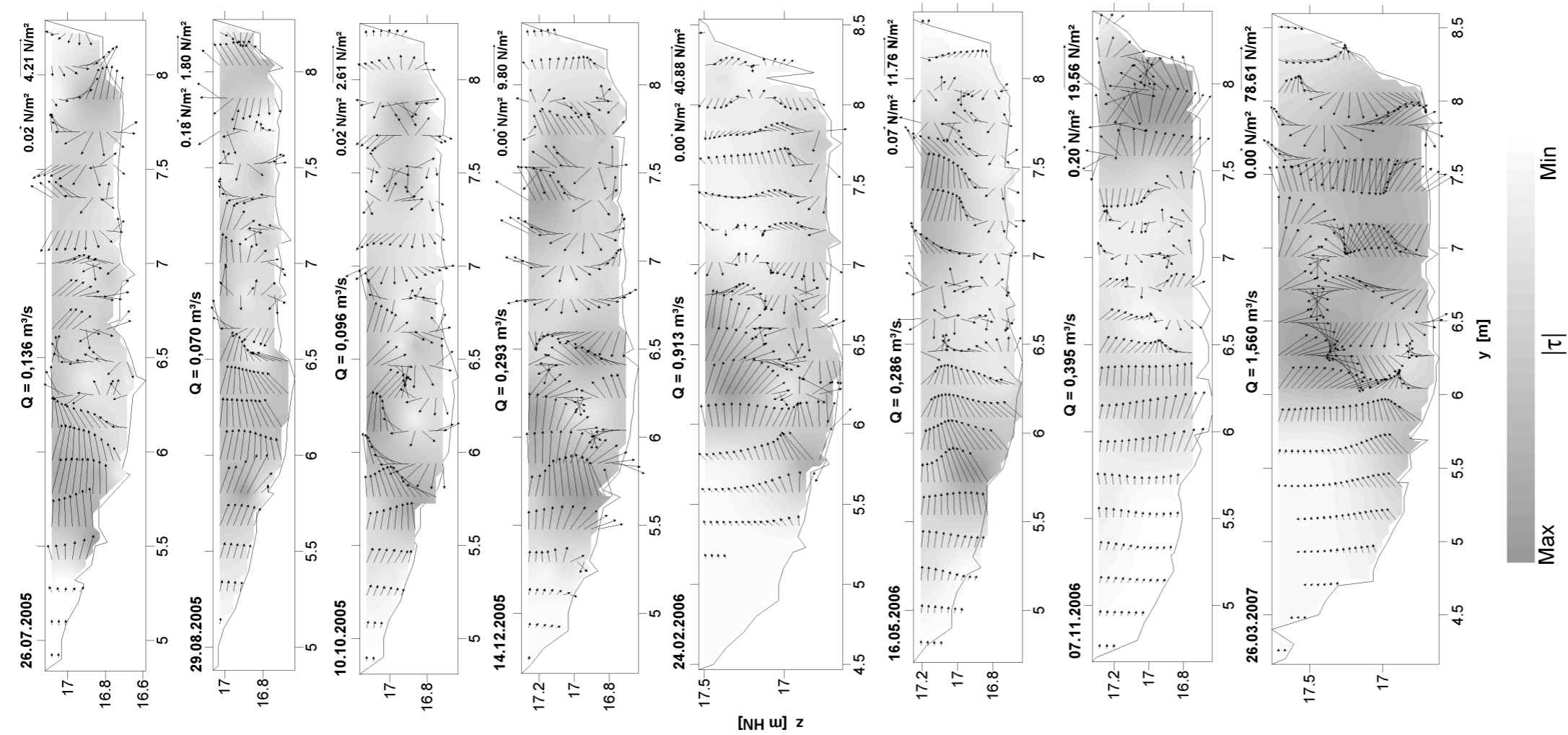


Abbildung F.15:  $\tau_{\overline{u}}$  an der Hellbachstation Nr.12

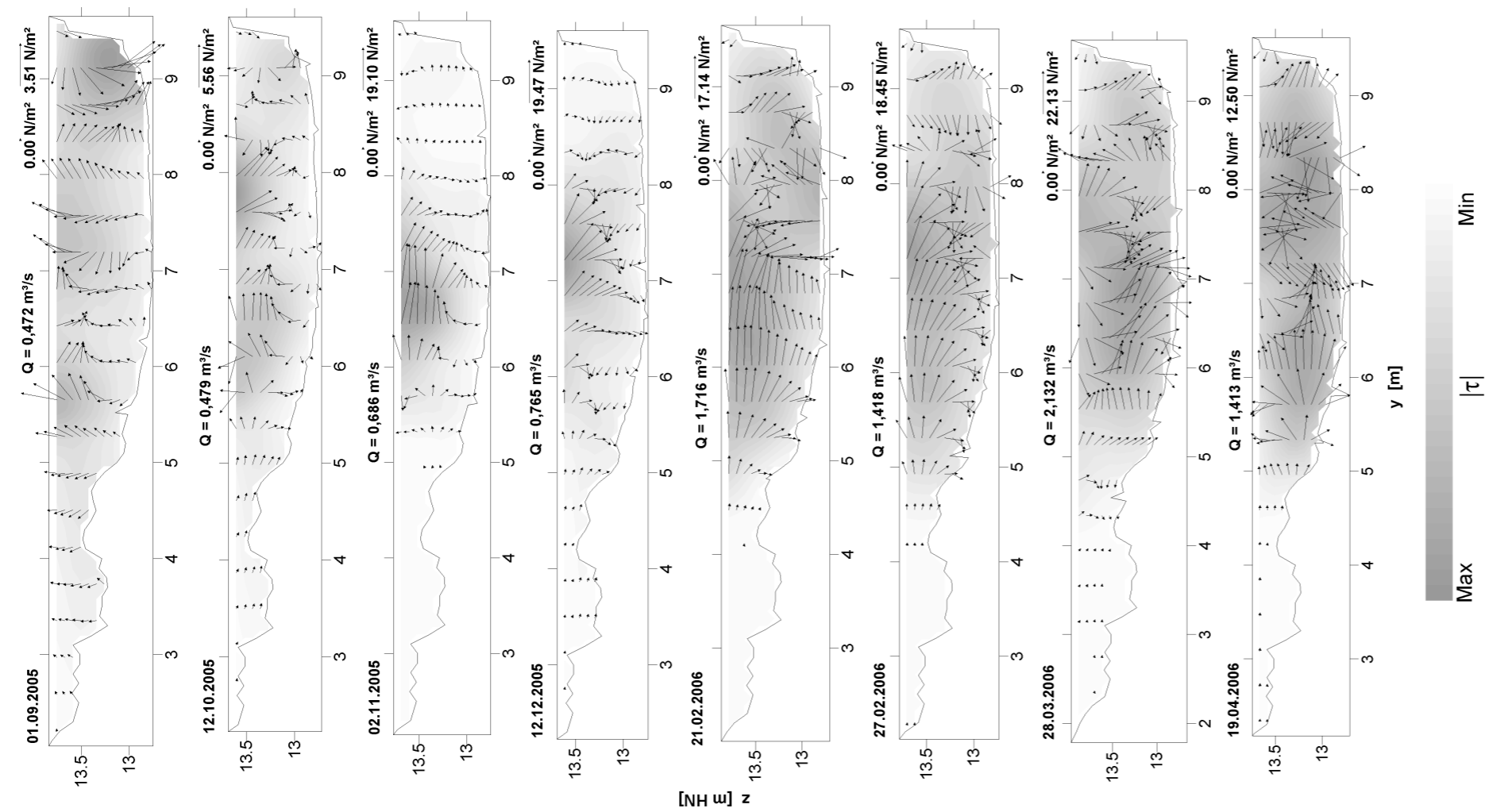
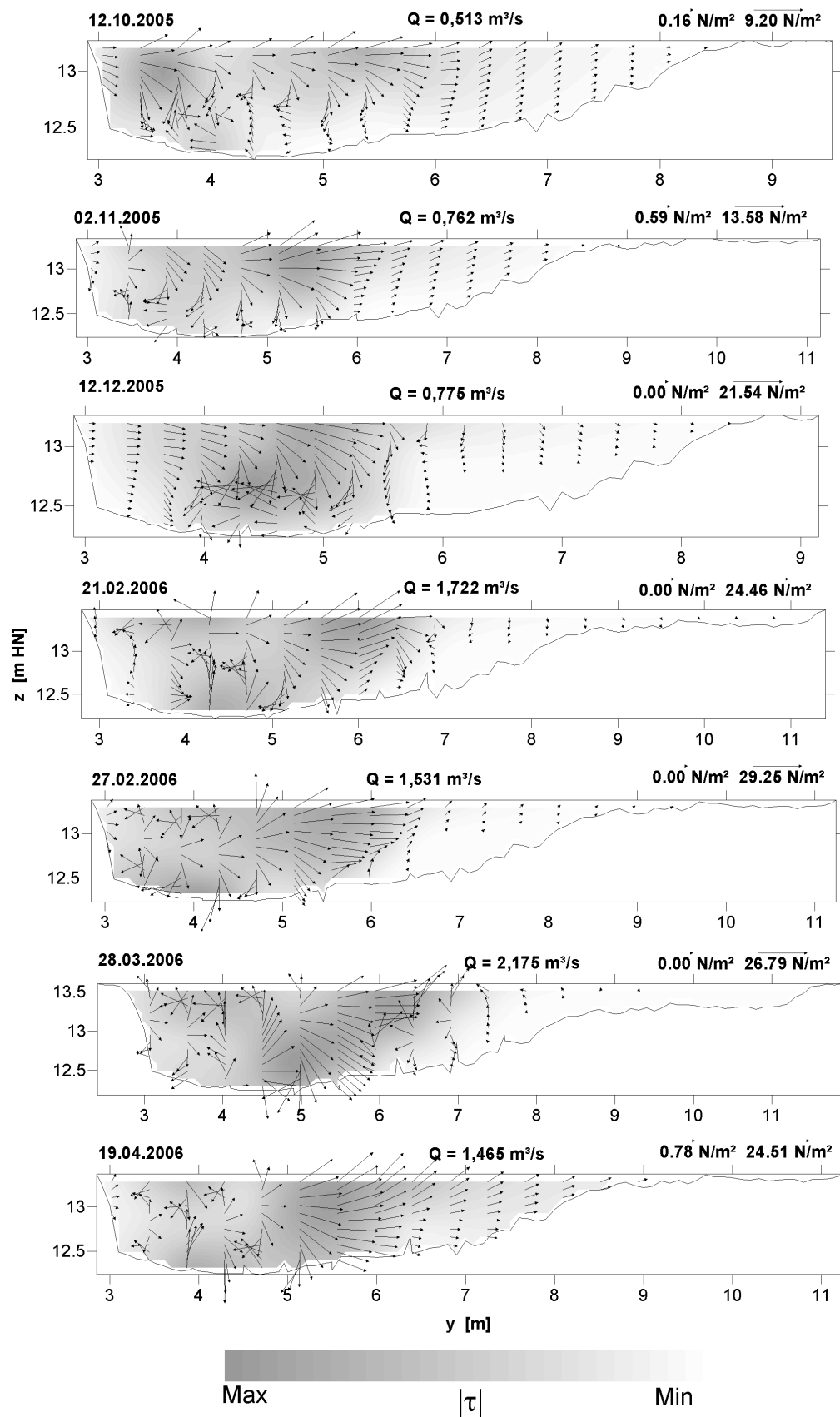


Abbildung F.16:  $\tau_{\overline{m}}$  an der Nebelstation Nr.1

Abbildung F.17:  $\tau_{un}$  an der Nebelstation Nr.3

## F.4 Korrelation zwischen Geschwindigkeitsgradient und Schubspannung

Der Zusammenhang zwischen den Geschwindigkeits- und Schubspannungsverteilungen im Strömungsfeld wurde durch Korrelationen zwischen den Gradienten der Fließgeschwindigkeit  $d\bar{u}/y$ ,  $d\bar{u}/z$ ,  $d\bar{u}/n$  und den Schubspannungsbeträgen  $|\tau_{u'v'}|$ ,  $|\tau_{u'w'}|$ ,  $|\tau_{u'n'}|$ , sowie zu den Differenzen der Impulsübertragung  $|\Delta\tau_{\bar{u}\bar{v}}|$ ,  $|\Delta\tau_{\bar{u}\bar{w}}|$ ,  $|\Delta\tau_{\bar{u}\bar{n}}|$  analysiert. Hierbei wird davon ausgegangen, dass die turbulenten Schubspannungen direkt und bei den Impulsübertragungen durch Sekundärströmungen nur die Differenz entlang der betrachteten Strecke zu einer Geschwindigkeitsänderung führt.

Als Datengrundlage dient die ADV-Messung vom 20.09.2007 an der Hellbachstation Nr.14. Die Primär- und Sekundärströmungen wurden über die Geschwindigkeitsaufzeichnung des gesamten Profils bestimmt (Vgl. Kapitel 5.3; Abbildung F.18a). Zusätzlich wurde in einem Ausschnitt (in Abbildung F.18 blau umrandet) verdichtend gemessen, so dass 17 Messpunkte, mit besonders langer Aufzeichnungslänge ( $RL > 7000$ ), nur geringe Entfernungen zueinander besaßen. Die 17 Messpunkte spannen 19 gleichseitige Dreiecke auf und es ließen sich 12 äquidistante Messpunktpaare mit  $\Delta y$  und 13 äquidistante Messpunktpaare mit  $\Delta z$  auswerten. In den Schwerpunkten der Dreiecke erhält man den Geschwindigkeitsgradienten  $d\bar{u}/dn$

$$\frac{d\bar{u}}{dn} = \sqrt{\left(\frac{d\bar{u}}{dy}\right)^2 + \left(\frac{d\bar{u}}{dz}\right)^2}$$

aus den Geschwindigkeitsgradienten  $d\bar{u}/dy$ ,  $d\bar{u}/dz$  und diese über die einfache linearer Interpolation

$$\Delta\bar{u} = \Delta y \cdot \frac{d\bar{u}}{dy} + \Delta z \cdot \frac{d\bar{u}}{dz} \quad .$$

Es wird angenommen, dass die turbulente Schubspannung  $\tau_{u'n'}$  aus den messpunktbezogenen Werten arithmetisch gemittelt werden darf:

$$|\tau_{u'n'}| = \frac{1}{3} \cdot \sqrt{(\tau_{y,i-1} + \tau_{y,i} + \tau_{y,i+1})^2 + (\tau_{z,i-1} + \tau_{z,i} + \tau_{z,i+1})^2} \quad .$$

Die Differenzen  $\Delta|\tau_{\bar{u}\bar{v}}|$  und  $\Delta|\tau_{\bar{u}\bar{w}}|$ , wurden aus jeweils zwei, die Differenz  $\Delta|\tau_{\bar{u}\bar{n}}|$  aus drei Messpunkten bestimmt und den entsprechenden Geschwindigkeitsgradienten gegenübergestellt.

Die Tabelle F.1 enthält die Korrelationskoeffizienten zwischen den Geschwindigkeitsgradienten und den ‚Schubspannungen‘. Alle Beziehungen sind als schwach zu bewerten. Obwohl die Impulsübertragungen durch die Sekundärströmungen<sup>2</sup> (Abbildung F.18c), nahezu rechtwinklig zum Geschwindigkeitsgradienten (Abbildungen F.18b) erfolgen, korrelieren  $d\bar{u}/dy$  und  $|\Delta\tau_{\bar{u}\bar{v}}|$  kaum. Die Abbildung F.18d verdeutlicht, wie heterogen die Reynoldsschubspannung über solch kleine Distanzen ist.

<sup>2</sup>Bei einem Sekundärströmungsanteil von  $\eta_{Sek} = 2, 13$  nach Gleichung 5.13 im betrachteten Ausschnitt

Tabelle F.1: Korrelationskoeffizienten zwischen Geschwindigkeitsgradienten und Impulsübertragung

Korrelationsgrößen		$ r_{X,Y} $
$X$	$Y$	[1]
$d\bar{u}/dy$	$ \tau_{u'v'} $	0,22
$d\bar{u}/dz$	$ \tau_{u'w'} $	0,30
$d\bar{u}/dn$	$ \tau_{u'n'} $	0,28
$d\bar{u}/dy$	$ \Delta\tau_{\bar{u}\bar{v}} $	0,41
$d\bar{u}/dz$	$ \Delta\tau_{\bar{u}\bar{w}} $	0,28
$d\bar{u}/dn$	$ \Delta\tau_{\bar{u}\bar{n}} $	0,31

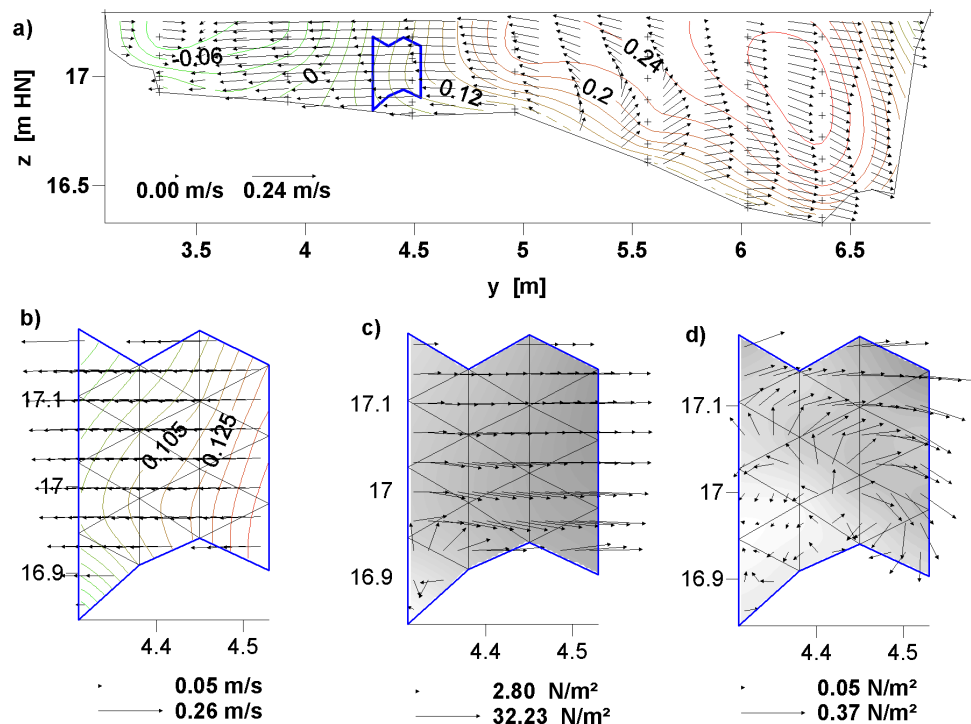


Abbildung F.18: Strömungsverteilung im Gesamtprofil (a), im Ausschnitt (b), Schubspannungsverteilung durch Konvektion (c) und durch Fluktuationen (d).



# Anhang G

## Programme

Die Programme finden Sie unter:  
<http://rosdok.uni-rostock.de>



# Thesen

1. Die Hydraulik naturnaher Fließgewässer gewinnt durch die Forderung der EUWRRL nach Gewässern im ökologisch guten Zustand an Bedeutung. Aufgrund des größeren Gestaltungsspielraumes sind überwiegend kleine Fließgewässer Gegenstand von Renaturierungen. Übliches Ziel der Renaturierungsprojekte besteht in der Erhöhung der Strukturvielfalt. Diese lässt sich bis heute weder bei der Projektierung hydraulisch einwandfrei berücksichtigen, noch liegen objektive Kriterien vor, nach denen diese Vielfalt an einem bestehenden Gewässer objektiv beurteilt werden könnte.
2. Aktuelle Untersuchungen zur Strömung und zur Stoffausbreitung in naturnahen Fließgewässern basieren vielfach auf der Theorie der Grenzschichtströmung. Messungen unter idealisierten Bedingungen dienen dabei der gezielten Erweiterung bestehender Modellkonzepte dieser Theorie. Dagegen sind Messungen in kleinen naturnahen Fließgewässern zur Untersuchung der komplexen Strömungs- und Austauschprozesse, insbesondere zur Überprüfung der Anwendbarkeit und gegebenenfalls der Erweiterung der Modelle, selten.
3. Die vorliegenden Untersuchungen in natürlichen, naturnahen und naturfernen Gerinneabschnitten dienen der Ergründung maßgeblicher Mechanismen der Strömungs- und Ausbreitungsprozesse, der Klärung des funktionalen Zusammenhanges zwischen dem hydraulischen Widerstand und der Dispersion sowie der Ermittlung einer objektiven Bewertungsmethode der Strömungsdiversität. Hierbei wird davon ausgegangen, dass jeder Impulsaustausch mit einem Massenaustausch einhergeht und daher parallele und sich ergänzende Messungen des Widerstands-, Strömungs-, Turbulenz- und Stoffausbreitungsverhaltens der Lösungsfindung dienen. Die Widerstands-, Strömungs- und Turbulenzverhältnisse wurden durch akustische Doppler Geschwindigkeitsmessgeräte (ADV) und Wasserspiegellagenmessungen erfasst. Dispersionsmessungen erfolgten mithilfe von Fluoreszenztracern und Lichtleiterfluorometern (LLF).
4. Im Vergleich zu Labormessungen ist die Prozesserfassung der Strömung in der Natur mit größeren Unsicherheiten behaftet. Sowohl ADV- als auch LLF-Daten müssen vor der weiteren Analyse von systematischen Fehlern und Ausreißern befreit werden. Natürliche Randbedingungen, kurze Zeitspannen quasi-stationärer Zustände und unregelmäßige Profilformen erschweren die Messung und die Analysen der Strömungs- und Turbulenzverhältnisse. Die Mindestmesszeiten und die räumliche Verteilung repräsentativer Stichproben zur Analyse dieser Verhältnisse sind wiederum abhängig

von der Turbulenzintensität und ihrer Verteilung. Darüber hinaus können Fließquerschnitte und hierzu normale Fließrichtungen in unregelmäßigen Profilformen erst mithilfe von Geschwindigkeitsmesswerten bestimmt werden. Eine Festlegung der Fließrichtung anhand der Gewässerbettgeometrie kann zu unterbestimmten Primär- und überbestimmten Sekundärströmungen führen.

5. Die Stoffausbreitung und der hydraulische Einfluss der Gerinnegeometrie und des Widerstandsverhaltens sind in erster Näherung direkt proportional zueinander. Der Dispersivitätsfaktor  $a_x^*$  entspricht dem Verhältnis zwischen dem Dispersionskoeffizienten  $k_x$  und dem Quotienten aus mittlerer Fließ-, bzw. Tracergeschwindigkeit  $u_c$  und Wurzel des Energieliniengefälles  $\sqrt{I_E}$ . In konventionellen Fließgesetzen repräsentiert der Quotient  $u_c/\sqrt{I_E}$  die Kombination aus hydraulischem Radius  $r_{Hy}$  und Widerstandsbeiwert  $\lambda$ , bzw. Geschwindigkeitsbeiwert  $k_{St}$ . Der Dispersionskoeffizient  $k_x$  ist demnach proportional zu  $1/\sqrt{\lambda}$ .
6. Der Dispersivitätsfaktor  $a_x^*$  ist ein geeigneter und quantitativer Parameter zur Bewertung der Gewässerstrukturgüte. Mit wenigen Dispersions- und Wasserspiegellagenmessungen ließen sich an den Untersuchungsabschnitten Dispersivitätsfaktoren bestimmen, die sich deutlich voneinander unterscheiden.
7. Zur Berechnung des Dispersivitätsfaktors  $a_x^*$  wird die Verwendung von Stofftransportparametern der HAYAMI-Lösung empfohlen. Simulationen des numerisch-analytischen Modells der HAYAMI-Lösung (,Routing‘) stimmen gut mit beobachteten Konzentrationsverteilungen überein. Der Dispersionskoeffizient  $k_x$  dieses Modells repräsentiert alle Austauschprozesse und damit die integrale hydraulische Wirkung aller Strukturelemente. Methoden und Modelle auf Basis der ,Frozen Cloud‘-Hypothese sind an naturnahen kleinen Fließgewässern ungeeignet. Die Methode der Momente ist besonders sensitiv gegenüber Messfehlern und kann nicht zur Bestimmung von Stofftransportparametern empfohlen werden.
8. Die Strömungscharakterisierung eines Gewässerabschnitts über Profilaufnahmen erfordert viele Messungen. Die Strömung naturnaher kleiner Fließgewässer unterliegt einer hohen zeitlichen und räumlichen Variabilität. Die Ungleichförmigkeit bestimmt die Mindestanzahl der Messungen in räumlicher Hinsicht. Die Dynamiken des Durchflusses, der Gewässermorphologie und der Vegetationsentwicklung bestimmen die Anzahl der Messungen in zeitlicher Hinsicht.
9. Entgegen den Modellen der Rohr- und Gerinnehydraulik zur Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung erscheinen die Strömungsfelder der Untersuchungsabschnitte unabhängig vom Wandabstand. Die Analysen auf der Profilskala haben gezeigt, dass hohe Anteile der Sekundärströmungen an der Gesamtströmung und am Impulstransport vorliegen. Der Impulstransport aus Turbulenz und Sekundärströmung kann neben der komponentenweisen Erfassung auch über die Anwendung mathematischer Regeln komplexer Zahlen berechnet werden. Alle Strömungsprofile sind gesamtheitlich der Rauheitsunterschicht, bzw. den Fließtypen drei und vier zuzuordnen.

10. Die Anwendung von Methoden und Gesetzmäßigkeiten der konventionellen Hydraulik ist nur eingeschränkt möglich. Die Komplexität der Strömung verhindert die Bestimmung lokaler Wandschubspannungen und infolge die Vorhersage zum Bewegungsbeginn in diesen Bereichen. Für die hydraulische Leistungsfähigkeit eines Gewässerbettes auf Basis gängiger Fließ- und Widerstandsgesetze muss der Einfluss von Rauheiten der Makroskala sowie die Variabilität mit Durchfluss und Vegetationsentwicklung berücksichtigt werden. Die Anwendbarkeit des Superpositionierungsprinzips von Sohl-, Form- und Trennflächenrauheiten in kleinen naturnahen Fließgewässern bedarf weiterer Klärung.