



Institut für Hydromechanik
Universität Karlsruhe (TH)

Bericht Nr. 828

Dreidimensionales Modell zur Berechnung des Sediment- transports bei Ungleichgewicht in Flüssen

Auftraggeber: DFG
Auftragsdatum: 01.04.2004

Karlsruhe, Mai 2006

Dr.-Ing. Dipl.-Math. Bui Minh Duc

Prof. Dr.habil. Wolfgang Rodi

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	2
2. Geschiebetransport bei Ungleichgewicht.	4
3. Weiterentwicklung des Codes zu einem Multiblock-Code	8
4. Rechenergebnisse und Diskussionen.	9
4.1 BAW-Experiment für Einengungserosion in einem geraden Kanal.	9
4.2 Odgaard's Experiment für einen gekrümmten Kanal bei stationärem Abfluss .	13
4.3 Yen's Experiment für einen gekrümmten Kanal bei nichtstationärem Abfluss .	14
5. Schlussfolgerungen	17
6. Literatur	18
7. Abbildungen	21

1. Einleitung

Die zunehmende Bedeutung flussmorphologischer Fragestellungen, u.a. im Kontext mit der Schiffbarkeit von Wasserstraßen, dem naturnahen Gewässerausbau, der Gewässerrenaturierung etc., lassen in jüngster Zeit einen Bedarf an verbesserten Berechnungsverfahren zur Simulation des Sedimenttransports erkennen. Dabei geht es um die Berechnung der Strömung, des Schwebstoff- und Geschiebesedimenttransports und den dadurch verursachten morphologischen Prozessen, welche durch Erosion und Ablagerungen das Flussbett verändern. Diese Berechnungen sind eine besonders schwierige Aufgabe wegen der vielen komplexen und in Wechselwirkung stehenden Phänomene, wie die durch irreguläre und teilweise zeitlich variierende Geometrie hervorgerufenen komplexen Strömungsvorgänge, die starke Turbulenz sowie die besonders komplexen morphodynamischen Prozesse, vor allem auch Nichtgleichgewichtseffekte beim Sedimenttransport. Im Allgemeinen muss ein einsetzbares Rechenmodell dreidimensional sein.

Auf der Basis des Finite-Volumen-Codes FAST3D wurden am Institut für Hydromechanik der Universität Karlsruhe Ansätze entwickelt, um die Strömung und den Sedimenttransport in Flüssen zu modellieren. In diesem Modell werden die 3D Strömungsgleichungen ohne Annahme einer hydrostatischen Druckverteilung gelöst, d.h. es wird auch eine vertikale Bewegungsgleichung gelöst. Das $k-\varepsilon$ Turbulenzmodell wird für die Beschreibung des turbulenten Austausches in alle Richtung verwendet. Die Wasserspiegellage wird jedoch aus Poissons Gleichung mit der Annahme hydrostatischer Druckverteilung berechnet. Im Sedimenttransportmodell wird angenommen, dass das Sediment aus Teilchen einer einzigen mittleren Korngröße besteht. Zur Bestimmung des Schwebstofftransports wird eine 3D Konvektions-Diffusionsgleichung für die Schwebstoffkonzentrationsverteilung gelöst. In dieser tritt ein turbulentes Diffusionsglied auf, das über eine turbulente Austauschgröße (Wirbeldiffusivität) aus dem im Strömungsmodell verwendeten Wirbelviskositätsansatz bestimmt wird. Außerdem tritt ein Sinkgeschwindigkeitsglied auf, wobei die Sinkgeschwindigkeit durch die Korngröße definiert ist. Als Randbedingung zur Lösung dieser Konzentrationsgleichung wird angenommen, dass der Nettosedimentfluss an der Grenze zwischen Schwebstoff- und Geschiebetransportzonen gleich der lokalen Sinkgeschwindigkeit mal dem Unterschied zwischen der dort herrschenden Sedimentkonzentration und der Gleichgewichtskonzentration ist. Im Modell werden Ansätze für das Nichtgleichgewicht des Geschiebetransports verwendet, mit denen das Sohlveränderungsglied in der Massenbilanzgleichung für Geschiebe über eine empirische Anpassungslänge zum Unterschied zwischen aktuellem Geschiebetransport und Gleichgewichtsgeschiebetransport in Beziehung gesetzt wird. Bei der Wahl der Anpassungslänge gibt es jedoch große Unsicherheiten und auch eine Vermischung mit numerischen Effekten, so dass noch großer Klärungsbedarf besteht. Außerdem wird im Modell der Einfluss des durch Schwerkraft bedingten Geschiebetransports bei geneigter Sohle nicht berücksichtigt.

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Abrundung und der Abschluss der Entwicklung des dreidimensionalen Modells FAST3D zur Berechnung der Strömungs- und Sedimenttransportvorgänge in Flüssen. Dabei geht es hauptsächlich um die Klärung von Fragen bzw. die Behebung von Unsicherheiten bei der Behandlung von Nichtgleichgewichtseffekten des Geschiebetransports. Weiter wird das Geschiebetransportmodell auch zur Berücksichtigung des Ein-

flusses der Schwerkraft auf den Geschiebetransport bei geneigten Sohlen erweitert. Um den Anwendungsbereich des Gesamtmodells zu vergrößern, wird das Programm FAST3D aufgrund des LESOCC2 Codes vektorisiert und parallelisiert. Ein wichtiges Element bei diesen Arbeiten ist das ausführliche Austesten des Modells in seinen verschiedenen Varianten an gut dokumentierten Laborsituationen mit ausgeprägten Nichtgleichgewichtseffekten.

Im Folgenden werden die verwendeten Ansätze für das Nichtgleichgewicht des Geschiebetransports und den Einfluss des durch Schwerkraft bedingten Geschiebetransports bei geneigter Sohle erläutert. Die Weiterentwicklung des Codes zu einem Multiblock-Code mit Parallelisierung und Vektorisierung wird kurz beschrieben. Weiter wird die Validierung des neu entwickelten Modells aufgezeigt.

2. Geschiebetransport bei Ungleichgewicht

Die meisten empirischen Formeln des Geschiebetransports wurden auf der Grundlage des Gleichgewichtskonzepts entwickelt und basieren somit auf der Annahme, dass die tatsächliche örtliche Geschiebetransportrate der lokalen Geschiebetransportkapazität der Wasserströmung entspricht. Jedoch gibt es solche Strömungssituationen wie z.B. Kolkung um eine Baustruktur, Sohlerosion in einer Einengungstrecke, Tieferosion in einer Unterstromstrecke von Stauanlage, etc., wo die Instationarität der Strömung und die Inhomogenität der Sohlstruktur die Zeit- und Raumverzögerung zwischen Sedimenttransport und Wasserströmung verursachen können. Da der Gleichgewichtssedimenttransport in diesen Strömungssituationen nicht existiert, kann die Anwendung der Gleichgewichtsformeln zur unrealistischen Rechenergebnissen der Sohlverformung und des Strömungsfelds führen (Minh Duc et al., 2004).

Einstein (1950) argumentierte, dass der Geschiebetransport im Wesentlichen aus zwei Vorgängen, nämlich der Anlandung von Partikeln am Boden und der Erosion der Sohle, besteht. Im Gleichgewichtszustand sind die Anlandungs- und Erosionsrate identisch. Basierend auf der stochastischen Theorie von Einstein haben Tsubaki und Saito (1967) die ersten Gleichungen für Geschiebetransport bei Ungleichgewicht vorgestellt. Dabei ist die Sedimentaus-tauschrate zwischen Gerinnssole und Wasserströmung proportional zur Abweichung zwischen der tatsächlichen Geschiebetransportrate und der Gleichgewichtsgeschieberate und in Bezug auf der s.g. Ungleichgewichtsanpassungslänge L_s . Die Ungleichgewichtsanpassungslänge bezieht sich auf die Charakteristiken der Sedimentbewegung (Strömung und Korngröße) und die Sohlform. Sie haben angenommen, dass die Anpassungslänge mit der Sprunglänge der Sedimentteilchen verknüpft ist. Diese Theorie wurde von anderen wiederaufgenommen, wobei die Anpassungslänge unterschiedlich definiert wurde (siehe Nakagawa & Tsujimoto, 1980; Armanini & Silvio, 1988; Thuc, 1990; Wu et al., 2004).

Ebenfalls basierend auf der stochastischen Theorie von Einstein haben Nakagawa und Tsujimoto (1980) ein anderes Konzept für den Ungeichgewichtssedimenttransport vorgeschlagen, wobei ein stochastisches Modell zur Berechnung der Erosions- und Anlandungsrate verwendet wurde. Die Sedimentbewegung wurde durch die Lösung der Impulsgleichung der Sedimentteilchen definiert. In dem Modell wurde auch die mittlere Sprunglänge der Sedimentteilchen mit weiteren Parametern benutzt (siehe Nakagawa et al., 1986; Nagata et al., 2005).

Durch die Anwendung des ersten Konzepts und die Erweiterung der eindimensionalen Gleichung hat Thuc (1991) eine zweidimensionale Gleichung für den Ungeichgewichtsgeschiebetransport hergeleitet:

$$\frac{\partial \alpha_{bs} Q_b}{\partial s} + \frac{\partial \alpha_{bn} Q_b}{\partial n} = -\frac{1}{L_s} (Q_b - Q_e) \quad (1)$$

wobei α_{bs}, α_{bn} Kosinusrichtungen auf der horizontalen Koordinate sind, welche die Komponenten des Geschiebetransports in Querrichtung n und Hauptströmungsrichtung s definieren. In dieser Massenbilanzgleichung für den Geschiebetransport werden alle Nichtgleich-

gewichtseffekte durch das Modell auf der rechten Seite der Gleichung dargestellt. Dabei sind diese Effekte proportional zur Abweichung zwischen der tatsächlichen Geschiebetransportrate Q_b und der Gleichgewichtsgeschieberate Q_e und bezüglich der Ungleichgewichtsanpassungslänge L_s . Beide Q_e und L_s sind aus den empirischen Formeln hergeleitet. Q_e setzt sich aus den Komponenten in Hauptströmungsrichtung Q_{es} und in Querrichtung Q_{en} zusammen, wobei $Q_e = (Q_{es}^2 + Q_{en}^2)^{1/2}$ ist. Diese Komponenten sind hauptsächlich von der Sohlschubspannung aber auch von den Gravitationseffekten bei Sohlneigung abhängig. Unter der Annahme, dass die Richtung des Nichtgleichgewichtsgeschiebetransports mit der Richtung des Gleichgewichtsgeschiebetransport übereinstimmt, werden die Kosinusrichtungen mit der Gleichung $\alpha_{bs} = Q_{es} / Q_e$ und $\alpha_{bn} = Q_{en} / Q_e$ berechnet.

Zur Berechnung der Gleichgewichtsgeschiebefracht (ohne Gravitationseffekte) Q_e^* existieren verschiedene empirische Transportformeln, z.B. van Rijn, Meyer-Peter Müller, Shields, Kalinske Frijlink, Fukuoka (siehe Minh Duc, 1998). In dieser Arbeit wird Q_e^* für grobes Sohlmaterial mit der Gleichung von Meyer-Peter Müller (1948) berechnet:

$$Q_e^* = 8 \left[\left(\frac{C}{C_{90}} \right)^{3/2} \theta - \theta_{cr} \right]^{3/2} \left(\frac{\rho_s}{\rho_w} g d_m^3 \right)^{-1/2} ; \theta_{cr} = 0.047 \quad (2)$$

Wobei C = Chézy Reibungskoeffizient ; C_{90} = materialbezogener Chézy Koeffizient; θ = Shields Parameter; θ_{cr} = kritischer Shields Koeffizient ; d_m = mittlere Korngröße ; ρ_w = Dichte des Wassers ; und ρ_s = Dichte des Sediments.

Für feines Material wird die Geschiebetransportgleichung von van Rijn (1987) benutzt:

$$Q_{es}^* = 0.053 \left(\frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_w} g \right)^{0.5} \frac{d_{50}^{1.5} T^{2.1}}{D_*^{0.3}} ; D_* = d_{50} \left[\frac{(\rho_s - \rho_w) g}{\rho_w v^2} \right]^{1/3} \quad (3)$$

$$T = \frac{(U_*')^2 - (U_{*cr}')^2}{(U_{*cr}')^2} ; U_*' = \frac{U g^{0.5}}{C_{90}} ; C_{90} = 18 \log \left(\frac{12h}{3d_{90}} \right)$$

wobei D_* = sedimentologischer Korndurchmesser; T = dimensionsloser Transportparameter; U_*' = effektive Schubspannungsgeschwindigkeit; U_{*cr}' = kritische Schubspannungsgeschwindigkeit nach Shields; d_{50}, d_{90} = Korndurchmesser bei 50% bzw. 90% Siebdurchgang; h = Wassertiefe.

Unter Berücksichtigung der Gravitationseffekte auf die Transportrate durch einen Multiplikationsfaktor wird der Gleichgewichtsgeschiebetransport in Hauptströmungsrichtung Q_{es} berechnet:

$$Q_{es} = Q_e^* \left(\cos \delta - \beta_1 \frac{\partial z_b}{\partial s} \right) \quad (4)$$

Für die Gleichgewichtsgeschieberate in Querrichtung Q_{en} wird die von Delft Hydraulics entwickelte Gleichung verwendet (siehe Sekine et al., 1992):

$$Q_{en} = Q_e^* \left(\sin \delta - \frac{(\rho_s - \rho_w) g d_m}{\beta_2 U_*^2 \rho_w} \frac{\partial z_b}{\partial n} \right) \quad (5)$$

wobei β_1, β_2 = dimensionsloser Korrekturkoeffizient von 0 bis 1 variiert (in dieser Arbeit wird für alle Berechnungen der Wert 1 gewählt); und δ = Winkel zwischen Sohlschubspannung und Hauptströmungsrichtung. Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichungen (4) und (5) betrifft die Sohlschubspannung und der zweite Term steht für den Gravitationseffekt bei Sohlneigung.

Wie oben beschrieben bezieht sich die Nichtgleichgewichtsanpassungslänge L_s auf die Sedimentbewegung, die Sohlform und die Gerinnegeometrie. In dem Experiment von Bell und Sutherland (1983) zur Untersuchung der Sohlerosion mit klarem Wasser wurde der Sedimenttransport hauptsächlich von der Sohlkolkung, die unmittelbar nach dem Einlauf entstand und sich mit der Zeit entwickelte, beeinflusst. Sie haben vorgeschlagen, dass die Nichtgleichgewichtsanpassungslänge in bezug zu der Tiefe der Sohlkolkung steht, weswegen sie eine Funktion der Zeit ist. Wenn kleine Transportkörper (wie Riffeln, die v.a. bei Laboruntersuchungen beobachtet werden) die vorherrschende Sohlform sind, kann die Nichtgleichgewichtsanpassungslänge als mittlere Sprunglänge der Sohleilchen oder mittlere Riffellänge angenommen werden. Phillips und Sutherland (1989) haben eine Gleichung für die mittlere Sprunglänge der Sedimentteilchen vorgeschlagen, wobei die mittlere Sprunglänge in Beziehung zur Abweichung zwischen der effektiven materialbezogenen Sohlschubspannung und der kritischen Sohlschubspannung nach Shields steht:

$$L_s = \alpha_p (\theta - \theta_{cr}) d_{50} \quad (6)$$

wobei α_p = konstant (in dieser Arbeit wird $\alpha_p = 4000$ gewählt). Außerdem haben sie angenommen, dass die mittlere Sprunglänge der Sedimentteilchen relativ klein und nicht größer als die Sohlformlänge ist.

Die mittlere Sprunglänge der Sohleilchen L_s kann auch mit einer empirischen Gleichung von van Rijn (1987) berechnet werden:

$$L_s = 3d_{50} D_*^{0.6} T^{0.9} \quad (7)$$

wobei die mittlere Sprunglänge durch die kritische Mobilität des Korns bestimmt wird.

Wenn Sanddünen die vorherrschende Sohlform sind, kann die Nichtgleichgewichtsanpassungslänge L_s als mittlere Dünelänge angenommen werden. Basierend auf zahlreiche Messdaten im Labor und in der Natur hat Van Rijn (1984) eine Formel für die Sohlformlänge vorgeschlagen:

$$L_s = 7.3h \quad (8)$$

Die Gleichung (8) zeigt, dass die Dünelänge sich nur auf die Wassertiefe bezieht. Das berichtete auch Yalin (1972).

Wie oben erwähnt, haben verschiedene Forscher unterschiedliche Werte für die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge verwendet. Rahuel et al. (1989) und Fang (2000) gaben L_s viel größere Werte, z.B. ein- oder zweimal länger als der Gitterabstand. Thuc (1991), Minh Duc (1998), Wu et al. (2000) benutzten die mittlere Riffellänge der Sohlform als die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge in ihren Modellen und Wu et al. (2004) wählten die Sanddünenlänge. Ein Grund für die Unstimmigkeit ist, dass L_s mit dem Maßstab der erforschten Sedimentbewegungen, Sohlformen und Gerinngemetrie eng verbunden ist, die im Labor und in der Natur sehr unterschiedlich ausfallen. Im Laborexperiment sind Sedimenttransportprozesse von kleinerem Ausmaß, wie z.B. Sandhüpfen, Riffeln und Dünen, während sie in der Natur gewöhnlich in größerem Ausmaß und in längeren Perioden vorkommen. Ein weiterer Grund für die Benutzung verschiedener Werte ist, dass L_s ein wichtiger Parameter für die numerische Stabilität ist. Kleine Werte von L_s können zur numerischen Instabilität führen. Bei der Wahl der Anpassungslänge gibt es deswegen große Unsicherheiten und auch eine Vermischung mit numerischen Effekten, so dass noch großer Klärungsbedarf besteht. In dieser Arbeit werden die Auswirkungen der L_s auf die berechneten Ergebnisse ausführlich abgehandelt.

Im Falle von vorherrschendem Geschiebetransport kann die Sohlverformung durch eine zweidimensionale Sedimentkontinuitätsgleichung beschrieben werden:

$$(1 - p') \frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial Q_{bx}}{\partial x} + \frac{\partial Q_{by}}{\partial y} = 0 \quad (9)$$

wobei p' = Porosität des Sohlmaterials; Q_{bx}, Q_{by} = effektiver Geschiebetransport in x- und y-Richtung.

3. Weiterentwicklung des FAST3D-Codes zu einem Multiblock-Code

Mit blockstrukturierten Gittern ist es möglich, beinahe beliebig komplexe Strömungskonfigurationen zu vernetzen. Da FAST3D auf FORTRAN-77 basierte, wurde der Code zuerst überarbeitet und dahingehend erweitert, dass nun Simulationen auf allgemeinen blockstrukturierten Gittern und somit sehr komplexen Strömungsgeometrien möglich sind. Die Programmstruktur des nun auf FORTRAN-90 basierenden neuen FAST3D Codes lehnt sich an die Struktur des LESOCC2 Codes und des alten FAST3D Codes sehr stark an. Dennoch mussten die meisten Routinen im Vergleich zum ursprünglichen Code verändert werden.

Bei der Entwicklung des Codes wurde sowohl auf numerische Effizienz als auch auf Anwendungs- und Wartungsfreundlichkeit geachtet. Für die numerische Effizienz sind vor allem rechenzeitintensive Programmschleifen (z. B. Schleifen über alle Gitterzellen) zu optimieren. Dazu ist es wichtig, innerhalb der Schleifen sog. bedingte Verzweigungen und Unterprogrammaufrufe zu vermeiden. Für den Einsatz des Codes auf Vektorrechnern galt es außerdem, mehrfach geschachtelte Schleifen zu vermeiden und darauf zu achten, dass die Rechenergebnisse innerhalb einer Schleife unabhängig voneinander sind, da ansonsten keine vollständige Vektorisierung der Schleifen erfolgt. Der Zielsetzung, einen wartungsfreundlichen Programmcode zu entwickeln, wurde durch den Einsatz von objektorientierten Datenstrukturen, der Vermeidung von globalen Variablen sowie durch Verwendung von aussagekräftigen Variablennamen und Unterprogrammbezeichnungen Rechnung getragen.

Die Parallelisierung basiert auf dem Verfahren der Gebietszerlegung, wobei die einzelnen Prozessoren über MPI (Message Passing Interface) miteinander kommunizieren. Die Kopplung der einzelnen Blöcke erfolgt durch sich überlappende Schnittstellenzellen an den Blockgrenzen, welche die Variablen von den angrenzenden Blöcken beinhalten. Nach jeder Änderung der Variablen werden die Schnittstellenzellen durch eine Austauschroutine aktualisiert.

Eine ausführliche Algorithmenbeschreibung des Multiblocks und der Codeparallelisierung kann bei Hinterberger (2004) gefunden werden. Basierend auf diesem Konzept wurden die Unterprogramme zur Lösung der 2D-Gleichungen für Freioberfläche, Nichtgleichgewichtsgeschiebe und Sohlverformung auch mit Multiblock restrukturiert und parallelisiert.

4. Rechenergebnisse und Diskussionen

4.1 BAW-Experiment für Einengungserosion in einem geraden Kanal

Das Experiment wurde durchgeführt, um die Auskolkung in einer Rinne durch die Einengung zu untersuchen. Die Rinne wies eine Länge von 16,50m und eine Breite von 1,00m auf. Die Lage und die Abmessung der Einschnürung können der Skizze (Abb. 4.1.1) entnommen werden. Der Querschnitt der Rinne war rechteckig. Die linke Wand bestand aus Ziegelmauerwerk, die rechte abwechselnd aus Glas bzw. Beton. Es war kein Gefälle vorhanden. Der Einlauf bestand aus einem Becken mit einer festen Überlaufschwelle, in deren Nachgang sich Lochziegel befanden, um eine Turbulenzreduktion und damit eine Homogenisierung der Strömung zu erreichen. Der Wasserstand am Auslauf ließ sich über eine mechanisch verstellbare Wehrklappe regeln. Das verwendete Sohlmaterial setzte sich im Wesentlichen aus Feinkies mit geringen sandigen Anteilen zusammen. Die Sedimentschicht war etwa 20cm dick. Der mittlere Korndurchmesser betrug 5,5mm mit einer Standardabweichung von 1,47. Die Rinnesohle wurde am Anfang der Untersuchung als horizontal und glatt angenommen. Die Experimente wurden für drei unterschiedliche hydraulische Bedingungen durchgeführt. Die Tab. 4.1.1 zeigt die Abflüsse, Wassertiefe am Ein-/Auslauf und Durchführungszeiten für verschiedene Untersuchungen. Während jeder Untersuchung wurde kein Sediment zugegeben. Die Messungen der Geschwindigkeit und des Wasserstandes, sowie der Sohlverformung erfolgten am Ende jeder Untersuchung (siehe Abb. 4.1.1). Durchgeführt wurden Versuche bei drei verschiedenen Durchflüssen: $Q = 80 \text{ l/s}$, $Q = 130 \text{ l/s}$, und $Q = 150 \text{ l/s}$. Bei $Q = 80 \text{ l/s}$ fand noch kein Feststofftransport statt, so dass dieser Versuch sich für die Kalibrierung der Hydrodynamik eignete. Bei $Q = 130 \text{ l/s}$ und $Q = 150 \text{ l/s}$ fand Feststofftransport in unterschiedlicher Intensität statt. Vor jedem Versuch wurde die Sohle neu eingeebnet. Eine ausführliche Beschreibung der Versuchsdurchführung kann bei Weise (2002) nachgelesen werden.

Versuchsnummer	Abfluss (l/s) am Einlauftrand	Wassertiefe (m) am Auslauftrand	Versuchdauer (min)
1	80	0,268	150
2	130	0,300	150
3	150	0,312	125

Tab. 4.1.1: verwendeten hydraulischen Randsbedingungen

Den numerischen Berechnungen wurde das unregelmäßige Gitternetz mit 124 Punkten in Hauptströmungsrichtung, 24 Punkten in Querströmungsrichtung und 12 Punkten in Wassertieferichtung zugrundegelegt. Der minimale Gitterabstand betrug 5cm in Hauptströmungsrichtung und 2cm in Querströmungsrichtung im Einschnürungsbereich, wo hohe Gradienten der Strömungs- und Sedimenttransportgrößen erwartet wurden.

Der Simulation lagen die folgenden Randbedingungen zugrunde: Am Einlaufquerschnitt wurden die Fließgeschwindigkeiten und die Turbulenzgrößen vorgegeben. Am Auslaufquerschnitt wurde der Wasserspiegel als annähernd horizontal angenommen und der Wasserstand vorgegeben. Der Geschiebetransport wurde sowohl am Auslaufquerschnitt als auch an den festen Rändern als im Gleichgewicht befindlich angenommen. Am Auslaufquerschnitt wurden Null-Gradienten-Bedingungen in Hauptströmungsrichtung für die Fließgeschwindigkeit und für die Turbulenzgrößen sowie für den Schwebstofftransport festgelegt. Für die Ungleichgewichtsgeschiebetransport- und Bodenevolutionsgleichung wurden an den Seitenwände Null-Gradienten-Bedingungen in Richtung orthogonal zur Wand angenommen. Außerdem wurde an den festen Rändern eine „Undurchlässigkeitsbedingung“ angenommen, d.h. die Geschwindigkeitskomponente orthogonal zur Wand wurde auf Null gesetzt. Zur Berechnung der Wandschubspannungen an den Seitenwände und der Gerinnesohle wurden Standard-Wandfunktionen mit der Rauheitsfunktion nach Cebeci und Bradshaw (1977) verwendet (siehe Wu et al. 2000). In dieser Rauheitsfunktion entsteht die Rauheits-Reynoldszahl, welche sich auf die äquivalente Rauigkeitshöhe k_s von Rinnewänden bezieht. Die äquivalente Rauigkeitshöhe quantifiziert die Auswirkung der Sohlform bzw. der Sohlmaterialien. Das Rauheitsmaß setzt sich nun aus dem Rauheitsbeiwert bezüglich der Sohloberfläche und dem Rauheitsbeiwert bezüglich der Sohlform zusammen. Für glatte Sohle ist $k_s=0$. Für ebene Sohle in Laborexperimente kann k_s aus der charakteristischen Größe der Sohlkorndurchmesser berechnet werden. Für die Fälle mit Sohlformeffekten wird diese äquivalente Rauigkeitshöhe als Sohlformhöhe angenommen.

Zuerst wurde das Modell für die Strömungsberechnung beim ersten Versuch ($Q=80\text{l/s}$) durch die Anpassung der äquivalenten Sohlrauigkeitshöhe k_s kalibriert. Mit dem Rauigkeitshöhenwert $k_s=2,5d_m$ lieferte das Modell eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten Ergebnissen der Oberflächengeschwindigkeitsverteilung und Wasserspiegellage und den Messungen (siehe Abb. 4.1.2 und 4.1.3). Im Bereich der Einschnürung senkt sich der Wasserspiegel stark ab, gleichzeitig erhöht sich die Geschwindigkeit. Aufgrund der Energieumwandlungsprozesse durch Reibung sowie Ein- und Auslaufverluste der Einschnürung ist die Gesamtenergie des Wassers im Auslaufbereich der Rinne kleiner als im Einlaufbereich. Daher stellt sich ein tieferer Wasserspiegel ein als im Einlaufbereich. In der Abb. 4.1.2 ist die sehr schnelle Geschwindigkeitszunahme am oberstromigen Beginn der Einschnürung deutlich zu sehen. Dies korreliert sehr gut mit dem in der Abb. 4.1.3 dargestellten steilen Wasserspiegelabfall. Auffällig ist die Konzentration der Strömung in Richtung Rinnenmitte in der unterstromigen Aufweitung. Am Ende der Rinne ist die Strömung weitgehend homogenisiert, die Geschwindigkeit ist über den Querschnitt wieder annähernd gleich verteilt. Damit kann eine gegenseitige Beeinflussung von Senkungslinie am Rinnenauslauf und Einschnürung ausgeschlossen werden. Obwohl sich im Bereich der Einschnürung die Geschwindigkeit erhöht, überschreitet die Sohl Schubspannung den kritischen Wert noch nicht, daher findet keine Sohlbewegung bei diesem Abflussereignis statt. Weiter zeigt die Abb. 4.1.4 den Vergleich zwischen den berechneten mittleren resultierten Geschwindigkeiten und den Messungen an unterschiedlichen Querprofilen: ein Profile vor der Einschnürung (Profile 2.5), drei Profile in dem Einschnürungsbereich (Profile 5.1, 7.5 und 11.0) und zwei Profile nach der Einschnürung (Profile 13.0 und 16.0). Es zeigt sich nochmals, dass die berechneten Geschwindigkeiten mit den Messungen gut übereinstimmen.

Für die weitere Berechnung des Sedimenttransports bzw. der Sohlverformung setzt sich das Rauheitsmaß aus dem Rauheitsbeiwert bezüglich der Sohloberfläche (der Kornrauheit) und der Sohlform (der Sohlformrauheit) zusammen. Die Kornrauheit hat den oben ausgewählten Wert von $2,5d_m$ und die Sohlformrauheit ist eine Funktion der Dünehöhe und -länge (siehe Minh Duc, 1998).

Die qualitativen Beobachtungen im Labor haben gezeigt, dass bei dem Abfluss $Q = 130\text{l/s}$ der Kolk zuerst am Einschnürungsbeginn entstand und sich dann entlang der Gerinnemitte entwickelte. Direkt an den Kolk schloss sich eine Düne an, deren Kamm sich ebenfalls entlang der Gerinnemitte in Strömungsrichtung bewegte. Bei dem Abfluss $Q = 150\text{l/s}$ entwickelte sich die Auskolkung intensiver. In diesem Fall scheint es, dass der Auskolkungsprozess durch den Nichtgleichgewichtsgeschiebetransport beeinflusst wird. Deswegen soll die Empfindlichkeit der Nichtgleichgewichtsansätze bei der morphologischen Simulation untersucht werden.

Für kleine Werte der Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge L_s kann eine numerische Instabilität bei der direkten Lösung der Gleichung (1) entstehen. Deshalb wird diese Gleichung wie folgt umformiert:

$$L_s \left(\frac{\partial \alpha_{bs} Q_b}{\partial s} + \frac{\partial \alpha_{bn} Q_b}{\partial n} \right) = (Q_e - Q_b) \quad (10)$$

Wenn die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge L_s gegen 0 geht, ist in Gl. (10) zu sehen, dass die Nichtgleichgewichtsgeschieberate Q_b der Gleichgewichtsgeschieberate Q_e entsprechen muss. In anderen Worten, der Geschiebetransport erreicht einen Gleichgewichtszustand. Im Modell wird dies bei der Lösung der Gl. (10) berücksichtigt: Während der Berechnung wird ein Gitterpunkt ausmarkiert, wenn hier die Anpassungslänge L_s einen Wert kleiner als 10^{-16} (m) hat. An diesen Gitterpunkten haben die Nichtgleichgewichtsgeschiebefrachten den gleichen Wert wie die Gleichgewichtsgeschiebefrachten Q_e .

Abb. 4.1.5 zeigt die berechneten mittleren Werte der Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge beim höchsten Abfluss ($Q = 150\text{l/s}$) entlang der Rinne am Ende des Experiments. Ziemlich unterschiedliche Werte für L_s resultieren aus den verschiedenen Methoden. Unter der Annahme, dass L_s der mittleren Sprunglänge der Sedimentteilchen entspricht, erhält man im Einschnürungsbereich die maximalen Werte von $L_s = 0,38\text{m}$ und $L_s = 0,22\text{m}$ aus der Gl. (6) bzw. (7). Wird die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge als die Sohlformlänge angenommen, ist der maximale Wert $L_s = 2,69\text{m}$.

Um die numerische Stabilität des morphologischen Modells zu testen, wurden zahlreiche Berechnungen mit verschiedenen konstanten Werten der Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge (10^{-3}m , 10^{-5}m und 10^{-7}m) durchgeführt. Abb. 4.1.6 zeigt die berechnete Verteilung der Sohlverformung entlang der Rinne am Ende des Experiments. Es ist eindeutig zu sehen, dass die berechneten Ergebnisse der Kolkentwicklung ziemlich empfindlich auf die Werte der Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge reagieren. Es wurde außerdem herausgefunden, dass das morphologische Modell numerisch sehr stabil ist, sogar im Falle von ziemlich kleinen L_s – Werten. Unter Vernachlässigung des Nichtgleichgewichtsansatzes (Gl. 1) erhält die Sohlform im Einschnürungsbereich zahlreiche Riffen und Dünen (siehe Abb. 4.1.6). Diese berechnete

Sohlform entspricht qualitativ nicht den Beobachtungen im Labor am Ende des Experiments. Weiter verursacht diese Sohlform eine Verstärkung der resultierten Fehler bei den berechneten Ergebnissen des Geschwindigkeitsfeldes, der Geschiebefrachten und der Sohlverformung. Diese Fehler können zur Divergenz der Berechnung führen. Bei der Anwendung des Nichtgleichgewichtsansatzes (Gl. 1) wurden die qualitativ besseren Ergebnisse erzielt. Mit der Formel nach Phillips und Sutherland (Gl. 6) für die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge stimmen die berechneten Ergebnisse mit den Messungen bestens überein. Deshalb wird diese Formel für die weiteren Berechnungen verwendet.

Abb. 4.1.7 zeigt die berechnete Verteilung der Sohlverformung für das Abflussereignis $Q = 150\text{l/s}$ zu verschiedenen Zeitpunkten und den Vergleich mit den Messungen am Ende des Experiments. Die berechnete Auskolkung ist qualitativ ähnlich der Beobachtung im Labor. Der Kolk entstand zuerst am Anfang der Einschnürung und entwickelte sich dann entlang des Einschnürungsbereiches. Die aus dem Kolk erodierten Sohlmaterialien wurden flussabwärts geschwemmt und in dem Bereich mit geringerer Geschwindigkeit bzw. Sohlschubspannung sedimentierten sie wieder zu Boden. Anschließend an den Kolkbereich bildeten sie eine Düne. Vor der Einschnürung und in dem Bereich danach, wo die Geschwindigkeit bzw. Sohlschubspannung gering war, fand kein Sedimenttransport statt. Die berechnete maximale Kolkentiefe entstand am Einschnürungseingang und unmittelbar danach. Jedoch, wie man sieht, erweiterte sich die im Labor beobachtete maximale Kolkentiefe entlang des linken Ufers des eingeschnürten Bereiches, während die berechnete maximale Kolkentiefe sich entlang der Rinnemitte des Einschnürungsbereiches entwickelte. Trotzdem stimmen die berechneten mittleren Werte der Sohlveränderung entlang der Rinne gut mit den experimentellen Daten überein (siehe Abb. 4.1.6). In der Abb. 4.1.8 wird der Vergleich zwischen berechneter und gemessener Wasserspiegellage dargestellt. Die Übereinstimmung ist relativ gut hinsichtlich der Genauigkeit der Labormessungen.

In Abb. 4.1.9 wird die berechnete Verteilung der Sohlverformung für das Abflussereignis $Q = 130\text{l/s}$ zu verschiedenen Zeitpunkten und der Vergleich mit den Messungen am Ende des Experiments dargestellt. Anschließend wird der Vergleich zwischen berechneter und gemessener Wasserspiegellage bei diesem Abflussereignis am Ende des Experiments in der Abb. 4.1.10 gezeigt. Nochmals wird eine gute quantitative Übereinstimmung zwischen der Berechnung und der Messung der Wasserspiegellage erzielt. Die berechnete Kolkentiefe wird am Anfang der Einschnürung überschätzt, aber im Bereich nach der Einschnürung unterschätzt. Es sollte auch betont werden, dass das im Experiment verwendete Sohlmaterial aus gradiertem Sediment von Grobsand und Feinkies besteht. Beobachtungen zeigen, dass für solches Sohlmaterial Sohlrutschung während der Kolkentwicklung entstehen kann, wenn die lokale Sohlneigung einen bestimmten Wert überschreitet (sand sliding processes). Die Abweichungen zwischen Berechnungen und Messungen können teilweise durch diesen Sand-Sliding-Effekt, der noch nicht in dem morphologischen Modell berücksichtigt ist, verursacht werden.

Im Allgemeinen stimmen die berechneten Sohlverformungen, die mittleren Werte der Kolkentiefe und Formen, sowie die Wasserspiegellage und Geschwindigkeit mit den experimentellen Daten gut überein. Die berechnete Dünengröße zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den Laborbeobachtungen. Das entwickelte Modell ist hinsichtlich der noch beträchtlichen Unsicherheiten bei den morphologischen Modellen angemessen. Die Berechnungsergebnis-

se zeigen, dass unter Berücksichtigung von Sohlformeffekten und Ungleichgewicht des Sedimenttransports das numerische Modell das Strömungsverhalten und den Sedimenttransport in der Rinne gut wiedergibt.

4.2 Odgaard's Experiment für einen gekrümmten Kanal bei stationärem Abfluss

Odgaard et al. (1988) haben ein Experiment für Strömung in einem gekrümmten Gerinne mit beweglicher Sohle durchgeführt. Der untersuchte Kanal war 80m lang, 2,44m breit und hatte einen Trapezquerschnitt. Er setzte sich aus einer 180⁰-Krümmung mit einem Radius 13,11m sowie einem geraden Einlauf- und Auslaufstück von je 20m Länge zusammen (siehe Abbildung 4.2.1). Die Sohle wurde mit Sand eines mittleren Korndurchmessers von $d_{50}=0,3\text{mm}$ bis zu einer Höhe von 23cm aufgefüllt. Bei der Untersuchung wurde sowohl das Wasser als auch das Sediment ohne Verluste im Kreislauf durch den Kanal geführt. Der Versuch lief, bis ein stationärer Fließzustand bzw. eine Gleichgewichts-Sohlenlage erreicht war. Eine ausführliche Beschreibung der Versuchsanlage kann bei Odgaard et al., (1988) nachgesehen werden.

Zur Berechnung der Sohlverformung in diesem Experiment hat Minh Duc (1998) ein 2D-tiefengemittelttes Modell mit analytischen Ansätzen der Geschwindigkeitsverteilungen in Wassertiefenrichtung verwendet. Weiter haben Wu et al. (2000) ein 3D Modell zur Simulation der Strömung und des Sedimenttransports bei diesem Experiment entwickelt. Die beiden Modelle haben die Ungleichgewichtsgeschiebegleichung (1) numerisch gelöst und die Gleichung für die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge L_s nach Van Rijn (1987) angewendet. Jedoch gibt es bei der Wahl der Anpassungslänge große Unsicherheiten und auch eine Vermischung mit numerischen Effekten, so dass noch großer Klärungsbedarf besteht. In dieser Arbeit wurden Testrechnungen durchgeführt, um die Auswirkungen von L_s auf die numerischen Ergebnisse weiter zu untersuchen.

Für das numerische Modell wurde zur Simulation ein unregelmäßiges Gitter mit 123 Punkten in Hauptströmungsrichtung, 21 Punkten in Querströmungsrichtung und 11 Punkten in Wassertiefenrichtung erzeugt. Der Simulation lagen die wie oben im Abschnitt 4.1 genannten allgemeinen Randbedingungen zugrunde. Außerdem wurde ein Abfluss von $0,153\text{m}^3/\text{s}$ mit einer gleichmäßigen Verteilung der Einlaufgeschwindigkeiten angenommen. Am Auslaufquerschnitt wurde der Wasserspiegel als annähernd horizontal angenommen und der Wasserstand mit einem Wert von 0,38m konstant gehalten. Da im Labor Wasser und Sediment im Kreislauf geführt wurden, musste im numerischen Modell die Transportrate am Einlauf- und Auslaufquerschnitt gleich sein.

Die Berechnung fing zuerst mit dem Ruhezustand und ohne Sedimenttransport bei fester Sohle mit einer Sohlneigung von 0,116% an. Die Simulation des Sedimenttransports begann nach Erreichen einer stationären Strömung unter Gleichgewichtsbedingungen für den Sedimenttransport. Ähnlich wie in der Berechnung von Minh Duc (1998) und auch von Wu et al. (2000) wurde hier die Geschiebformel von Van Rijn benutzt.

Abb. 4.2.2 zeigt die berechneten Werte der Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge zu drei Zeitpunkten ($T=1\text{h}$, 3h und am Ende des Experimentes: $T=10\text{h}$) bei verschiedenen Quer-

schnitten entlang der Rinne. Sehr deutlich unterschiedliche Werte für L_s resultieren aus den verschiedenen Methoden. Unter der Annahme, dass L_s der mittleren Sprunglänge der Sedimentteilchen entspricht, erhält man den maximalen Wert mit einer größer Ordnung von $10^{-2}m$ aus Gl. (6) von Phillips und Sutherland (1989) bzw. mit einer größer Ordnung von $10^{-1}m$ aus Gl. (7) von Van Rijn (1987). Wurde die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge als die Sohlformlänge angenommen (Gl.8), hat der maximale Wert der mittleren Sprunglänge L_s eine Ordnung von 1.0m. Abb. 4.2.3 zeigt die berechneten zeitlichen Veränderungen der Wassertiefen bei diesen Profilen durch die Anwendung dieser drei Gleichungen für die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge L_s . Es ist nochmals deutlich zu sehen, dass die berechneten Ergebnisse der Sohlentwicklung ziemlich empfindlich auf die Werte der Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge reagieren. In Abb. 4.2.4 werden die gemessene und berechnete Fließtiefenverteilung verglichen. Bei Vernachlässigung der Nichtgleichgewichtseffekte wurde die berechnete Auskolkung bzw. maximale Wassertiefe am Außenufer überschätzt, selbst wenn der Einfluss der Schwerkraft auf den Geschiebetransport bei geneigten Sohlen berücksichtigt wurde. Bei Anwendung des Nichtgleichgewichtsansatzes (Gl. 1) wurden qualitativ bessere Ergebnisse erzielt. Ähnlich den vorigen Berechnungen von Minh Duc (1998) und Wu et al (2000) stimmen die berechneten Ergebnisse mit den Messungen am besten überein, wenn die Formel nach Van Rijn (Gl. 7) für die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge verwendet wurde.

4.3 Yen's Experiment für einen gekrümmten Kanal bei nichtstationärem Abfluss

Die Sedimentbewegung und Sohldeformation unter nichtstationärer Strömungsbedingung wurden von Yen (1995) in einem Gerinnekrümmer mit unterschiedlichen Korngrößen des Sohlmaterials untersucht. Die Experimente wurden in einem stark gekrümmten rechteckigen Kanal durchgeführt. Der Kanal war 1m breit und bestand aus einem geraden Einströmabschnitt mit einer effektiven Länge von 11,5m, einer Krümmung von 180° mit Radius von 4m und einem Ausströmabschnitt mit einer effektiven Länge von 11,5m (siehe Abb. 4.3.1).

Die Wassertiefe wurde mit einem Wehr am Auslauftrand gesteuert, um bei einem Basisdurchfluss von $0,02m^3/s$ eine gleichförmige Strömung entlang des Kanals zu erzeugen. Vor der Untersuchung wurde die Gerinnesohle mit einer Sandschicht von 20cm Dicke bedeckt. Die mittlere Anfangskorngröße betrug 1mm. Die Anfangssohlneigung betrug 0.2%. Danach wurde der Kanal vom Einströmrand ausgeflutet. Der Verlauf und die Querschnittform der Rinne sind in Abbildung 4.3.1 dargestellt. Nachdem die Wassertiefe beim Basisdurchfluss einen Wert von 5,44cm erreicht hatte, wurde das Experiment mit dem in Abb. 4.3.2 dargestellten Hydrograph fortgesetzt. Am Einströmrand wurde der Zufluss linear mit der Zeit variiert und erreichte zu einem bestimmten Zeitpunkt seinen Maximumwert (von $Q=0,075m^3/s$ für den Versuch Nr.1 und von $Q=0,053m^3/s$ für den Versuch Nr.4). Die Wassertiefe betrug zu diesen Zeitpunkten 12,9cm und 10,3cm. Dieser nichtstationäre Untersuchungsabschnitt dauerte 180min für den Versuch Nr.1 und 300min für den Versuch Nr.4 (siehe Tab.4.3.1). Während der Untersuchung wurde kein Sediment zugegeben. Die Messungen der Sohlverformung erfolgten am Ende jedes Untersuchungsabschnittes.

Zur numerischen Simulation wurde ein Gitternetz von 154 Punkten in Hauptströmungsrichtung, 23 Punkten in Querströmungsrichtung und 9 Punkten in Wassertiefenrichtung benutzt.

Die Berechnung wurde mit stehendem Wasser und ohne Sedimenttransport begonnen. Als Randbedingung wurden die gleichförmige Verteilung der tiefengemittelten Geschwindigkeit und der konstante Abfluss von $0,02 \text{ m}^3/\text{s}$ (Basisabfluss) am Einströmrand angenommen. Die Wassertiefe am Ausströmrand wurde ebenfalls konstant bei einem Wert von $H_0=5,44\text{cm}$ gehalten. Der stationäre Zustand der numerischen Strömungslösung wurde als Anfangszustand für die weiteren Simulationen verwendet. Die Berechnung des Sedimenttransports begann bei dem geschilderten stationären Zustand der Strömung mit einem im Gleichgewicht befindlichen Geschiebetransport. Zur Modellvalidierung wurden die Messdaten der Sohlverformung an zwei Querschnitten (75° und 165° für den Versuch Nr.1, sowie 90° und 180° für den Versuch Nr.4) benutzt, an denen Extremwerte für Anlandung und Erosion gemessen wurden.

Versuchsnummer	Maximumsabfluss (l/s)	Maximumswassertiefe (m)	Versuchdauer (min)
1	0,075	0,129	180
4	0,053	0,103	300

Tab. 4.3.1: verwendeten hydraulischen Bedingungen

Zur Berechnung der Sohlverformung im Experiment Nr.4 hat Minh Duc (1998) ein 2D-tiefengemittelttes Modell mit analytischen Ansätzen der Geschwindigkeitsverteilungen in Wassertiefenrichtung verwendet. Das Modell hat die Ungleichgewichtsgeschiebegleichung (1) numerisch gelöst und die Gleichung für die Nichtgleichgewichtsanpassungslänge L_s nach Van Rijn (1987) angewendet. In der vorliegenden Arbeit wurden die Testrechnungen mit dem 3D-Modell durchgeführt, um die Auswirkungen der L_s auf die numerischen Ergebnisse insbesondere bei einer Strömungssituation mit stark nichtstationärer Charakteristik, hier wird der Sohlverformungsprozess vermutlich durch den Nichtgleichgewichtsgeschiebetransport wesentlich beeinflusst, weiter zu testen.

Mit der Veränderung der Geschwindigkeitsverteilung wurde auch die Gerinnesohle umgebildet. Die Erosion trat am Außen- und Verlandung am Innenufer auf. Die starke Auskolkung und Anlandung entstand im Krümmungsbereich. Im Experiment Nr.1 wurde die stärkste Anlandung ungefähr beim Querschnitt 75° und die stärkste Auskolkung ungefähr beim Querschnitt 165° gefunden. Abb. 4.3.3 zeigt die gemessene und berechnete Sohlverformung an diesen Stationen. Die vertikale Achse stellt die Werte des Quotienten aus Sohländerung und Anfangswassertiefe dar: $\Delta Z_b/H_0$. Es wurde drei verschiedenen Gleichungen für Nichtgleichgewichtsanpassungslänge verwendet. Nochmals ist deutlich zu sehen, dass die berechneten Ergebnisse der Sohlentwicklung ziemlich empfindlich auf die Werte der Nichtgleichgewichtsanpassungslänge reagieren. Bei Vernachlässigung der Nichtgleichgewichtseffekte stimmte die berechnete Sohlverformung in der Rinne mit den Messungen nicht gut überein, auch wenn der Einfluss der Schwerkraft auf den Geschiebetransport bei geneigten Sohlen berücksichtigt wurde. Bei Anwendung des Nichtgleichgewichtsansatzes (Gl. 1) wurden die qua-

litativ besseren Ergebnisse erzielt. Unter Verwendung der Formel nach Phillips und Sutherland (Gl. 6) für die Nichtgleichgewichtsanzpassungslänge stimmen die berechneten Ergebnisse mit den Messungen am besten überein. Für die weitere Berechnung wurde diese Formel angewendet.

In Abb. 4.3.4 ist die Lage der gemessenen und berechneten Sohltopographie am Ende der Untersuchung Nr.1 aufgetragen. Die Konturen stellen die Isolinien des Quotienten aus Sohländerung und Anfangswassertiefe dar. Im Experiment beginnt die starke Auskolkung und Anlandung etwa beim Querschnitt 15^0 und verringert sich allmählich im Auslaufstück. Im numerischen Modell geschieht das etwa bei diesem Querschnitt. Das numerische Modell überschätzt die Auskolkungs- und Anlandungsraten im Auslaufstück. Dennoch zeigt das Modell insgesamt eine gute qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

In Abb. 4.3.5 wird die Verteilung der gemessenen und berechneten Sohltopographie am Ende der Untersuchung Nr.4 vorgestellt. Eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen numerischen Resultaten und den Messungen wurde erreicht. Trotzdem unterschätzt in diesem Fall das Modell die Erosionsraten im Bereich des Krümmungsanfangs.

Abb. 4.3.6 zeigt eine Darstellung der gemessenen und berechneten Sohländerung für das Experiment Nr.4 an den Stationen bei 90^0 und 180^0 , hier ist die gemessene Anlandung und Erosion maximal. insgesamt zeigt sich eine ähnliche Tendenz der berechneten Sohlverformung in Querrichtung wie bei den Messdaten. Mit der Anwendung des Nichtgleichgewichtsansatzes das numerische Modell spiegelte den Sedimenttransport in der Rinne unter der nichtstationären Strömung recht gut wider.

5. Schlussfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit wurde das Programm FAST3D zur Berechnung der Strömungs- und Sedimenttransportvorgänge in Flüssen weiter entwickelt. Dabei geht es hauptsächlich um:

1. die Vektorisierung und Parallelisierung des FAST3D Codes aufgrund des LESOCC2 Codes,
2. die Berücksichtigung des Einflusses der Schwerkraft auf den Geschiebetransport bei geneigten Sohlen, und
3. die Klärung von Fragen bzw. die Behebung von Unsicherheiten bei der Behandlung von Nichtgleichgewichtseffekten des Geschiebetransports.

Die Vektorisierung und Parallelisierung des Codes ohne Sedimenttransport wurde in der Arbeit von Hinterberger (2004) getestet. Das Modell mit der Sedimenttransportberechnung wurde hier in seinen verschiedenen Varianten bei Laborsituationen mit ausgeprägten Nichtgleichgewichtseffekten ausführlich weitergetestet. Diese sind die Auskolkung in einer Rinne durch die Einengung (BAW-Experiment), die Sohlverformung in einem Gerinnekrümmer unter stationärer Strömungsbedingung (Oddgard's Experiment), und die Sohlverformung in einem Gerinnekrümmer unter nichtstationärer Strömungsbedingung (Yen's Experiment). Die Testfälle zeigen folgendes auf:

- Die Lösung der umformierten Gleichung der Ungleichgewichtsgeschiebefracht (Gl.10) ist numerisch sehr stabil, wenn erstens im Laufe der Berechnung alle Gitterpunkte, an denen die Anpassungslänge L_s einen Wert kleiner als 10^{-16} (m) hat, ausmarkiert werden, und zweitens an dieser Stelle die Nichtgleichgewichtsgeschiebefrachten den gleichen Wert wie die Gleichgewichtsgeschiebefrachten annehmen.
- Unter Berücksichtigung der Sohlformeffekte und des Ungleichgewichts des Sedimenttransports hat das numerische Modell das Strömungsverhalten und den Sedimenttransport in diesen Rinnen gut wiedergegeben. Bei Vernachlässigung der Nichtgleichgewichtseffekte stimmte die berechnete Sohlverformung in der Rinne mit den Messungen nicht gut überein, auch wenn der Einfluss der Schwerkraft auf den Geschiebetransport bei geneigten Sohlen berücksichtigt wurde.
- Die Bestimmung der Anpassungslänge ist problemabhängig, d.h. die Auswahl der günstigsten Gleichung für die Anpassungslänge wird durch die Modellkalibrierung erzielt. In dieser Arbeit wurde die Gleichung nach van Rijn (Gl.7) für das Oddgard's Experiment sowie die Gleichung nach Phillips (Gl.6) für das BAW- und das Yen's Experiment ausgewählt, welche die Anpassungslänge auf die mittlere Sprunglänge des Sohlmaterials beziehen.

Um die Prozesse der Sohlrutschung bzw. Sohlmaterialiensortierung während der Sohlentwicklung zu simulieren, sollte das Modell weiterentwickelt werden.

6. Literatur

Arminini, A., and Di Silvio, G., (1988): "A one-dimensional Model for the transport of a sediment mixture in non-equilibrium conditions", J. of Hydraulic Research, Vol. 26, No. 3, pp. 275-292.

Bell, R.G., and Sutherland, A.J., (1983): "Nonequilibrium Bedload Transport by Steady Flows", J. of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 109, No. 3, pp. 353-367.

Briaud, J.-L.; Chen, H.-C., Li, Y.; Nurtjahyo P.; Wang, J., (2003): "Complex pier scour and contraction scour in cohesive soils", NCHRP Report 24-15, National Cooperative Highway Research Program, Transportation Research Board National Research Council.

Cebeci, T., and Bradshaw, P., (1977): Momentum transfer in boundary layers, Hemisphere, Washington, D.C.

Dou, X., (1997): "Numerical Simulation of Three-dimensional Flow Field and Local Scour at Bridge Crossings", Ph.D. Dissertation, 1997, University of Mississippi.

Einstein, H.A., (1950): "The Bed Load Function for Sediment Transportation in Open Channel Flow", United States Department of Agriculture, Washington, D.C., Technical Bulletin No.1026.

Fang, H.W., (2000): "Three-dimensional calculations of flow and bed load transport in the Elbe River", Report No. 763, Institute for Hydromechanics, University of Karlsruhe.

Gill, M.A., (1981): "Bed Erosion in Rectangular long Contraction," J. of Hydraulic Division, ASCE, Vol. 107, No. 3, pp. 273-284.

Hinterberger, C., (2004): "Dreidimensionale und tiefengemittelte Large-Eddy-Simulation von Flachwasserströmungen", Ph.D. Dissertation, University of Karlsruhe, Karlsruhe.

Komura, S., (1966): "Equilibrium Depth of Scour in Long Constrictions", J. of Hydraulic Division, ASCE, Vol. 92, No. HY5, pp. 17-37.

Laursen, E.M., (1960): "Scour at Bridge Crossings", J. of Hydraulic Division, ASCE, Vol.86, No. HY2, pp. 93-118.

Lim, S.-Y., and Cheng, N.-S., (1998): "Scouring in Long Contractions", J. of Irrigation and Drainage Engineering, Vol. 124, No. 5, pp. 258-261, Reston, VA.

Marek, M., and Dittrich, A., (2004): "3D numerical calculations of the flow in an open-channel consisting of an expansion and a contraction", Proc. of the 6th International Conference on Hydro Science and Engineering, Brisbane, (CD-ROM).

Meyer-Peter, E., and Mueller, R., (1948): "Formula for bed-load transport", Proc. of the International Association for Hydraulic Research, 2nd Meeting, Stockholm.

Minh Duc, B., (1998): "Berechnung der Strömung und des Sedimenttransports in Flüssen mit einem tiefengemittelten numerischen Verfahren", Ph.D. Dissertation, University of Karlsruhe, Karlsruhe.

Minh Duc, B.; Wenka, Th.; Rodi, W., (2004): "Numerical Modelling of Bed Deformation in Laboratory Channels", J. of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol.130, No.9, pp. 894-904.

Nagata, N.; Hosoda, T.; Nakato, T.; and Muramoto, Y., (2005): "Three-Dimensional Numerical Model for Flow and Bed Deformation around River Hydraulic Structures", J. of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 131, No. 12, pp. 1074-1087.

Nakagawa, H., and Tsujimoto, T., (1980): "Sand bed instability due to bed load motion", J. Hydr. Div., ASCE, 106(12), 2029-2051.

Nakagawa, H.; Tsujimoto, T.; and Murakami, S., (1986): "Nonequilibrium bed load transport along side slope of an alluvial stream", Proc., 3rd Int. Symp. on River Sedimentation, University of Mississippi, Mississippi, pp. 885-893.

Nurtjahyo, P.Y., (2002): " Numerical Simulation of Pier Scour and Contraction Scour," Ph.D. Dissertation, Department of Civil engineering, Ocean Engineering Program, Texas A&M University, College Station, Texas.

Olsen, N.R.B., and Melaaen, M. C., (1993): "Three-dimensional Calculation of Scour around Cylinder", J. of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 119, No. 9, pp. 1048-1054.

Phillips, B. C., and Sutherland, A. J., (1989): "Spatial lag effects in bed load sediment transport." J. Hydraul. Res., 27(1), pp.115-133.

Rahuel, J.L.; Holly, F.M.; Chollet, J.P.; Belleudy, P.J.; and Yang, G., (1989): "Modelling of riverbed evolution for bedload sediment mixtures", J. of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 115, No. 11, pp. 1521-1542.

Raudkivi, A. J., (1990): Loose Boundary Hydraulics, Pergamon Press, Oxford.

Roulund, A.; Sumer, B.M.; Fredsoe, J.; and Michelsen, J., (2005): "Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile", J. Fluid Mech., Vol.534, pp. 351-401.

Sekine, M.; Parker, G., (1992): "Bed Load Transport on Transverse Slope I", J. of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol.118, No.4, pp.513-535.

Straub, L.G., (1934): "Effect of Channel Contraction Works upon Regime of Movable Bed Streams", Trans. Am. Geophysical Union, Part II, pp. 454-463.

Thuc, T., (1991): "Two-Dimensional Morphological Computations near Hydraulic Structures", Dissertation, Asian Institute of Technology, Bangkok.

Van Rijn, L.C., (1987): "Mathematical Modelling of Morphological Processes in the Case of Suspended Sediment Transport", Delft Hydraulics Communication No.382.

Wei, G.; Chen, H.C.; Ting, F.; Briaud, J.-L.; Gudavalli, S.R.; and Perugu, S., (1997): "Numerical Simulation to study Scour Rate in Cohesive Soils", Research report to the Texas Department Transportation, Department of Civil Engineering, Texas A&M University, College Station, Texas.

Weise, S., (2002): "Verifikation eines zweidimensionalen Feststofftransportmodells anhand von hydraulischen Versuchen", Diplomarbeit, Hochschule für Technik, Wirtschaft und Kultur Leipzig (FH).

Wu, W.; Rodi, W.; Wenka, T., (2000): "3D Numerical Modeling of Flow and Sediment Transport in Open Channels", J. of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol.126, No.1, pp. 4-15.

Wu, W.; Vieira, D.A.; and Wang, S.S.Y., (2004): "One-Dimensional Numerical Model for Non-uniform Sediment Transport under Unsteady Flows in Channel Networks", J. of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol.130, No.9, pp. 914-923.

Yalin, M.S., (1972): Mechanics of sediment transport, Pergamon, New York.

Zhu, J., (1992): "An introduction and guide to the computer program FAST3D", Report No.691, Institute for Hydromechanics, University of Karlsruhe.

7. Abbildungen

7.1 BAW- Experiment

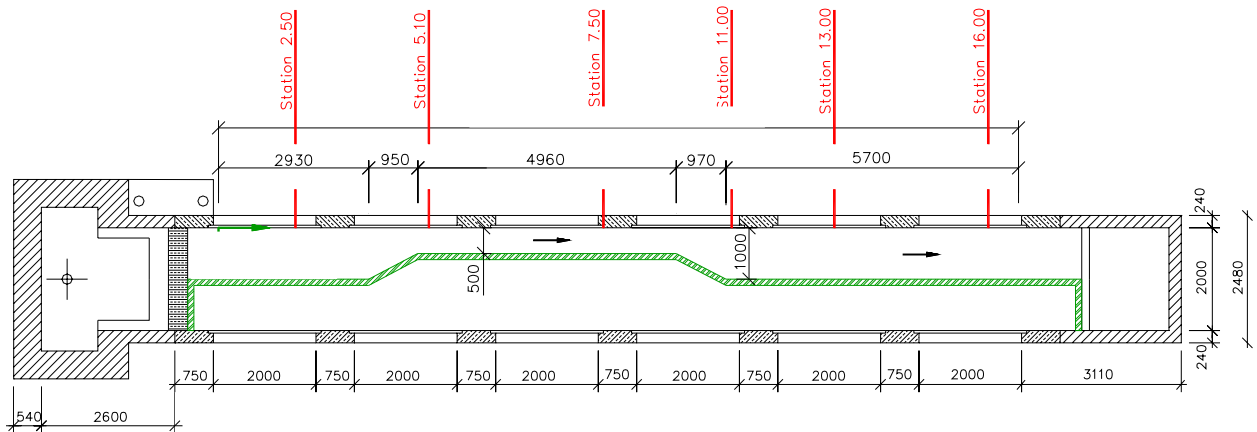


Abb. 4.1.1: Verlauf und Querschnittform der Rinne

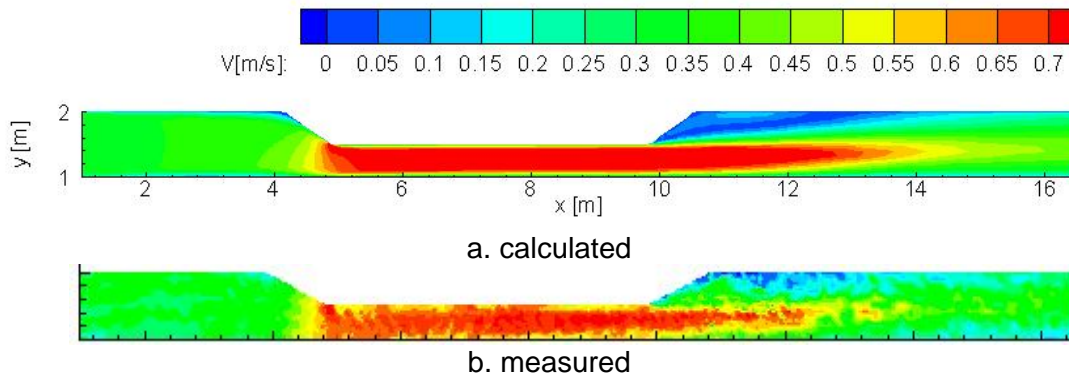


Abb. 4.1.2: Berechnete und gemessene Oberflächengeschwindigkeitsverteilung ($Q=80\text{l/s}$)

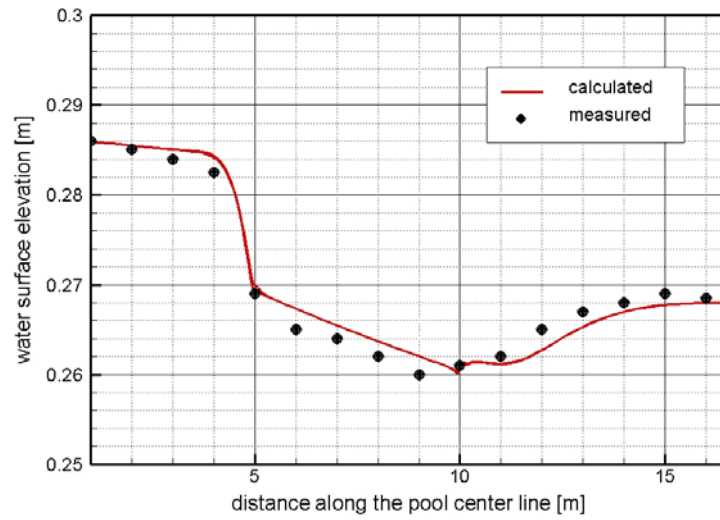


Abb. 4.1.3: Berechnete und gemessene Wasserspiegellage ($Q=80\text{l/s}$)

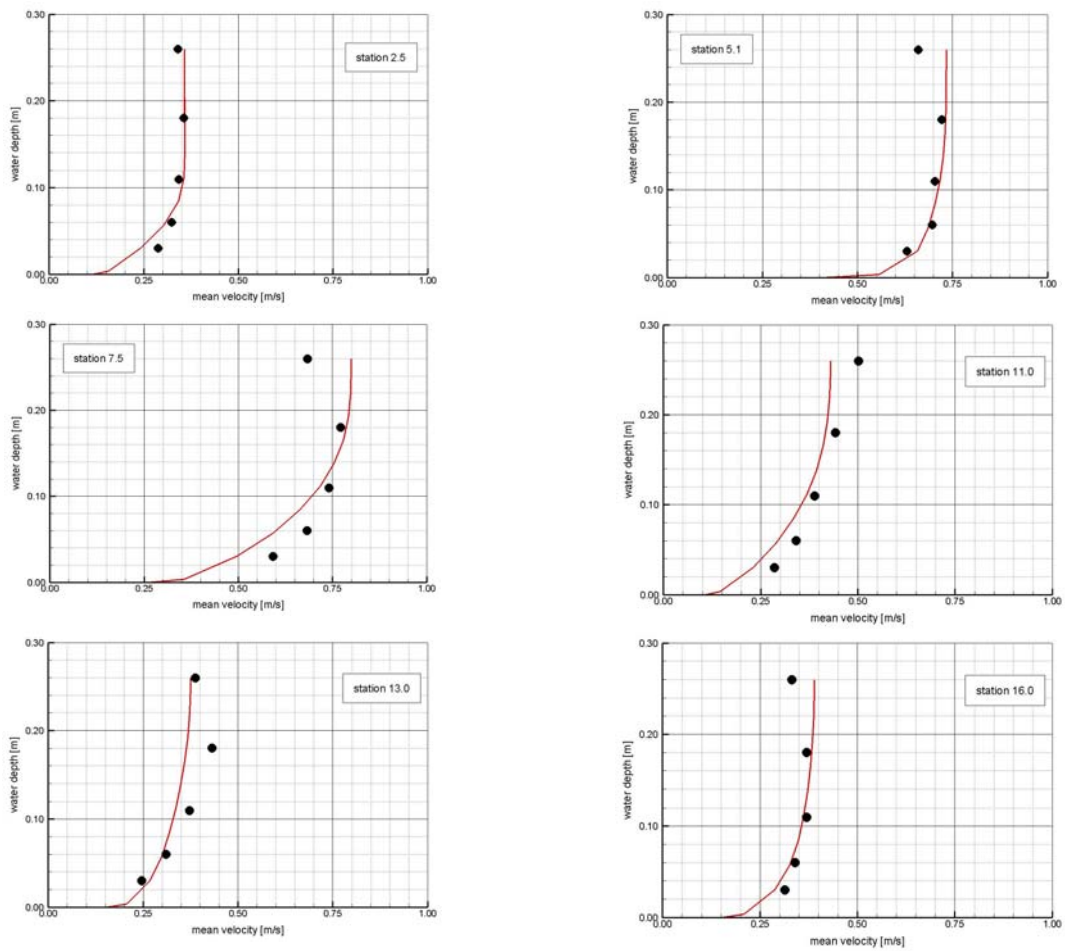


Abb. 4.1.4: Berechnete und gemessene mittlere Geschwindigkeit bei verschiedenen Profilen ($Q=80\text{l/s}$)

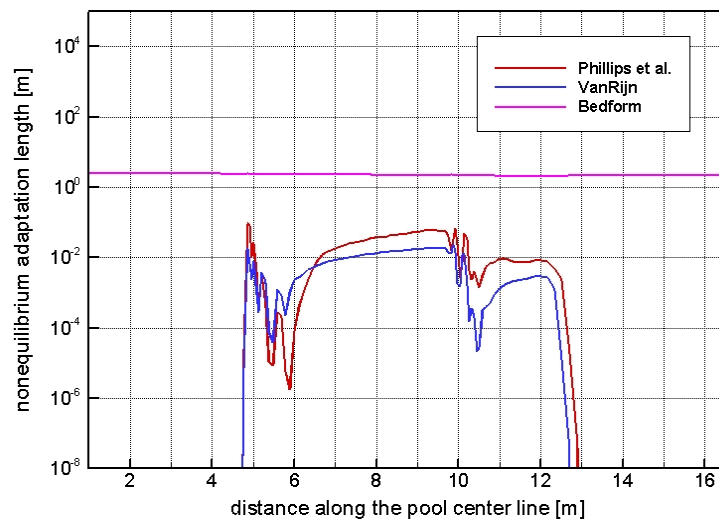


Abb. 4.1.5: Berechnete Anpassungslänge entlang der Rinne ($Q=150\text{l/s}$)

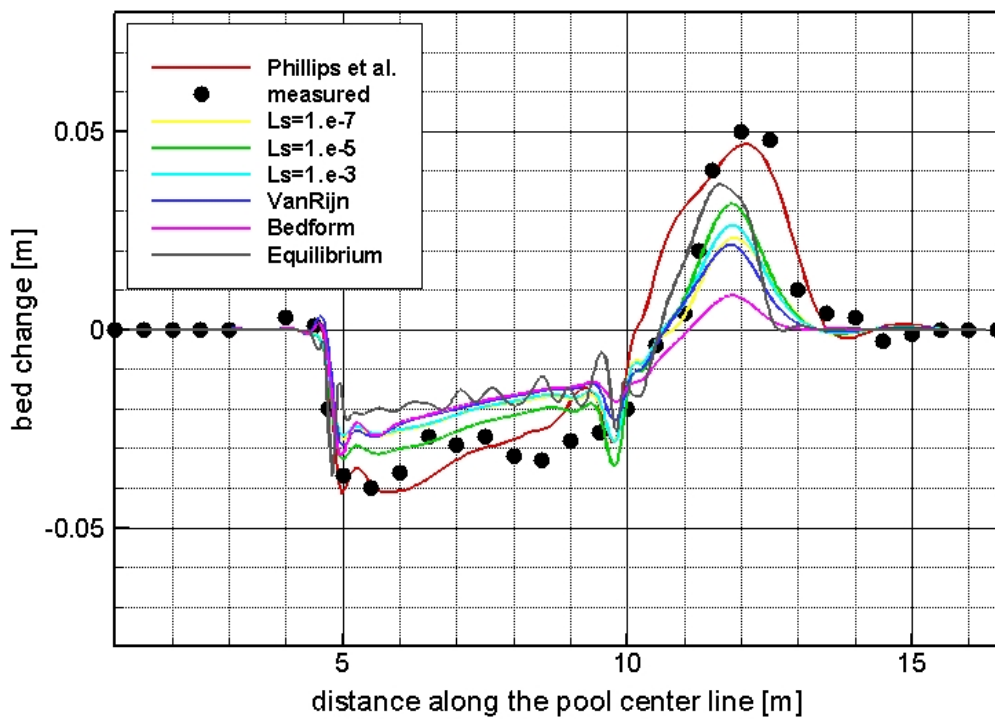


Abb. 4.1.6: Berechnete und gemessene Sohlverformung entlang der Rinne ($Q=150\text{l/s}$)

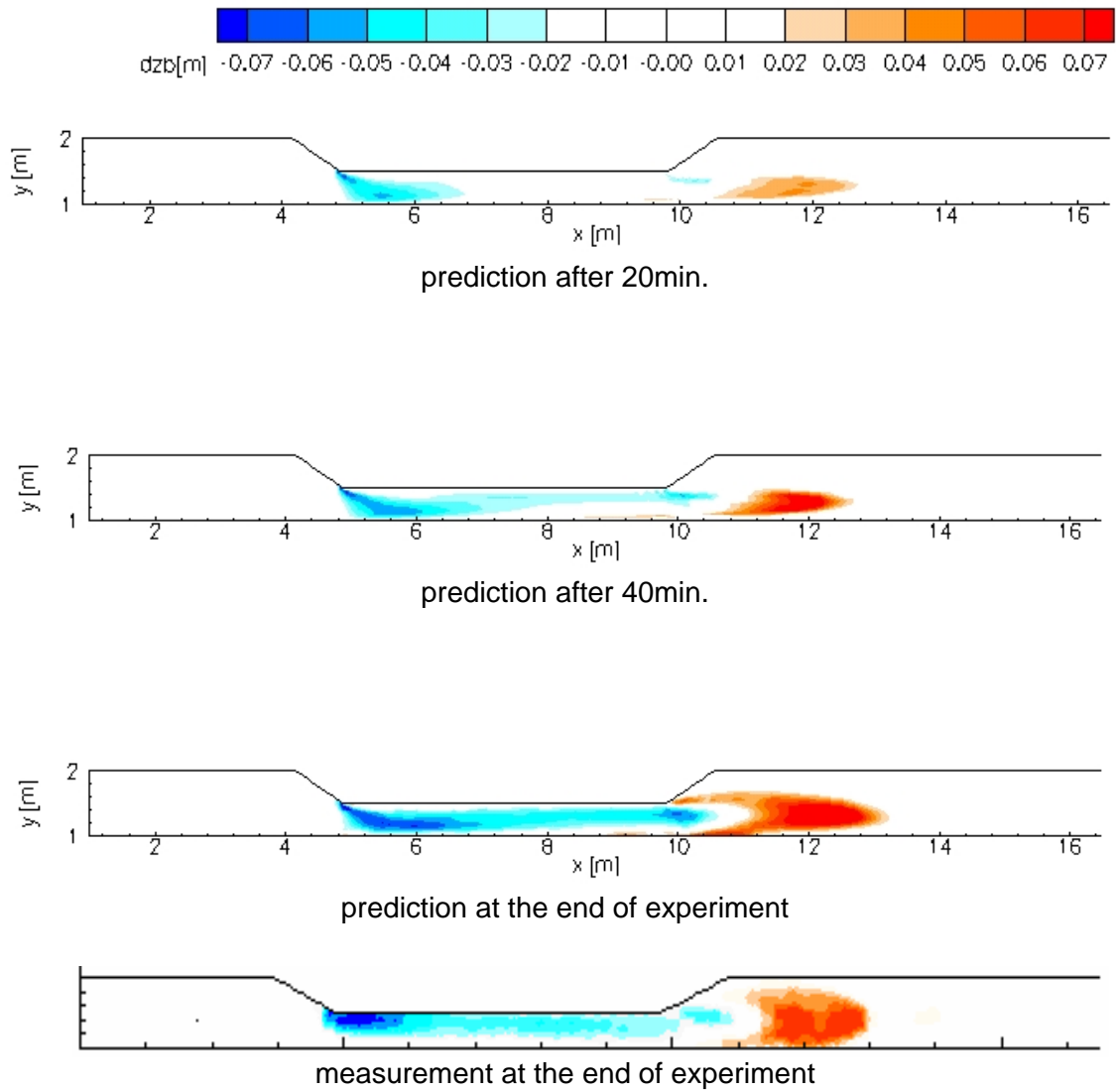


Abb. 4.1.7: Berechnete und gemessene Verteilung der Sohlverformung ($Q=150\text{l/s}$)

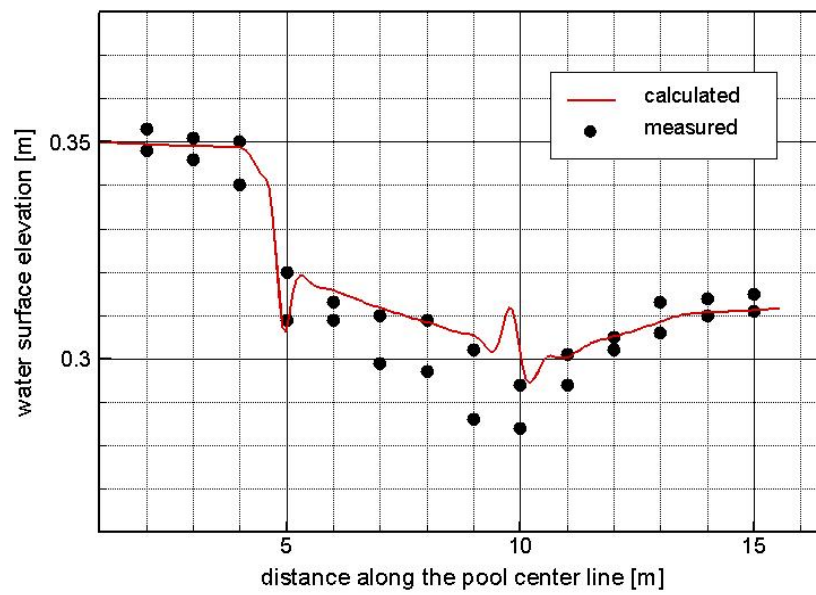


Abb. 4.1.8: Berechnete und gemessene Wasserspiegellage ($Q=150\text{l/s}$)

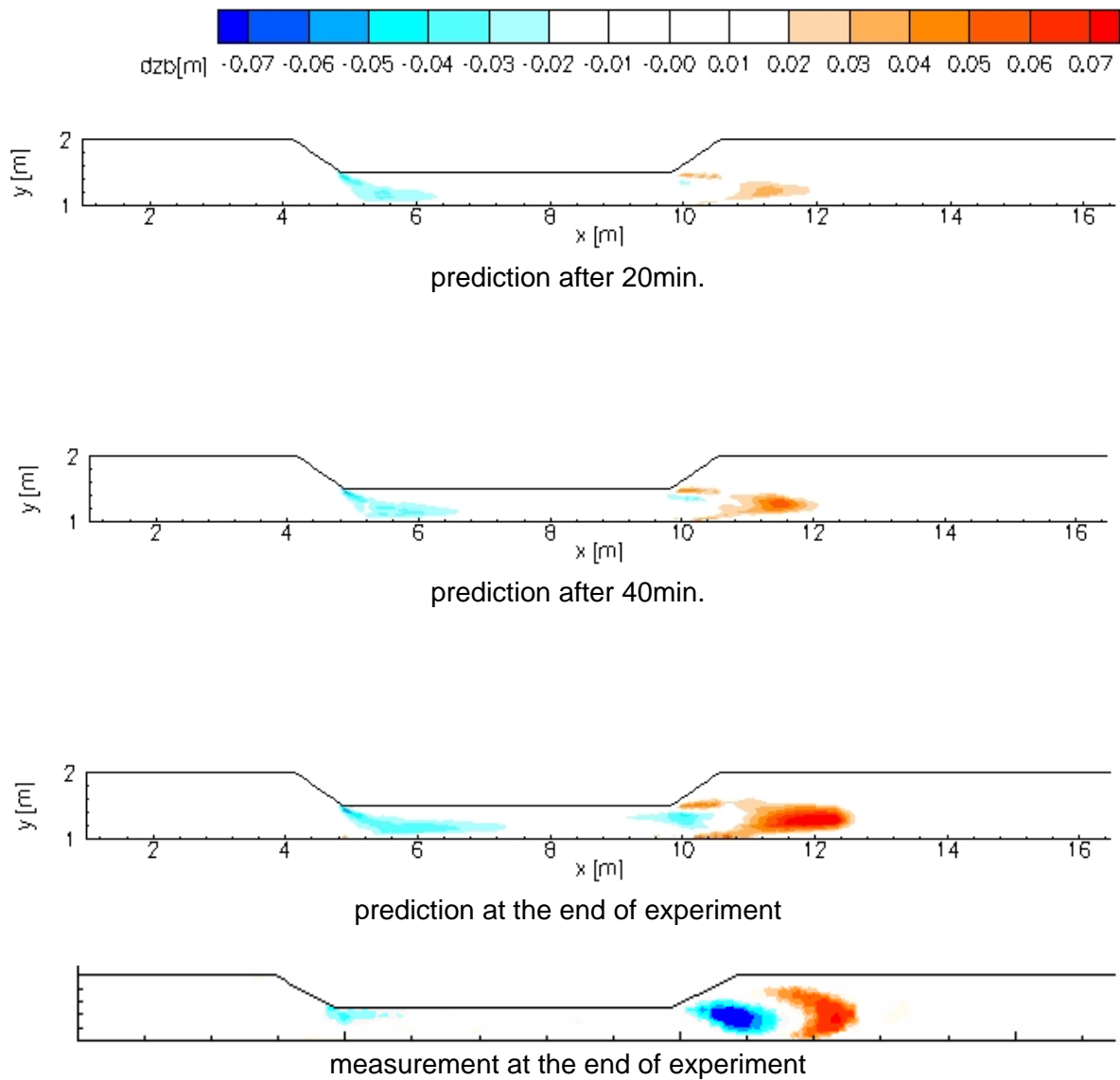


Abb. 4.1.9: Berechnete und gemessene Verteilung der Sohlverformung ($Q=130\text{l/s}$)

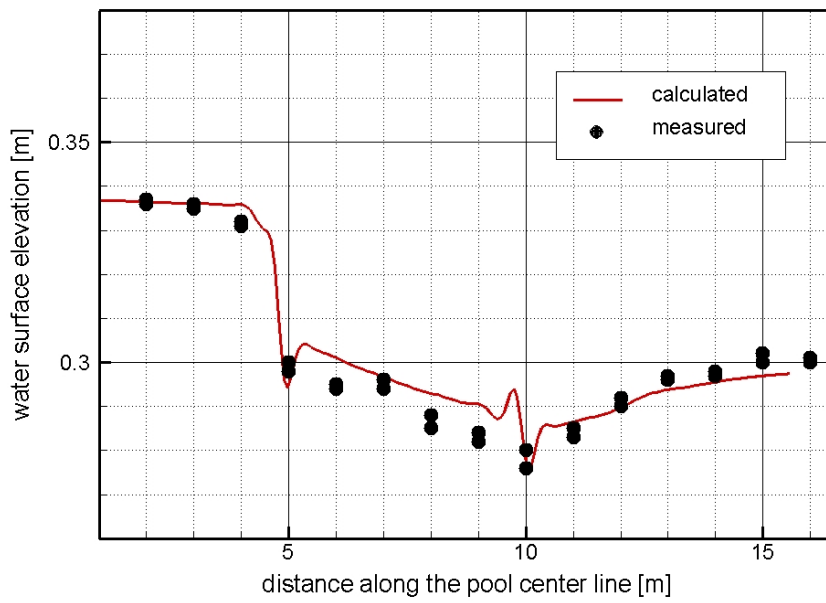


Abb. 4.1.10: Berechnete und gemessene Wasserspiegellage ($Q=130\text{l/s}$)

7.2 Odgaard's Experiment

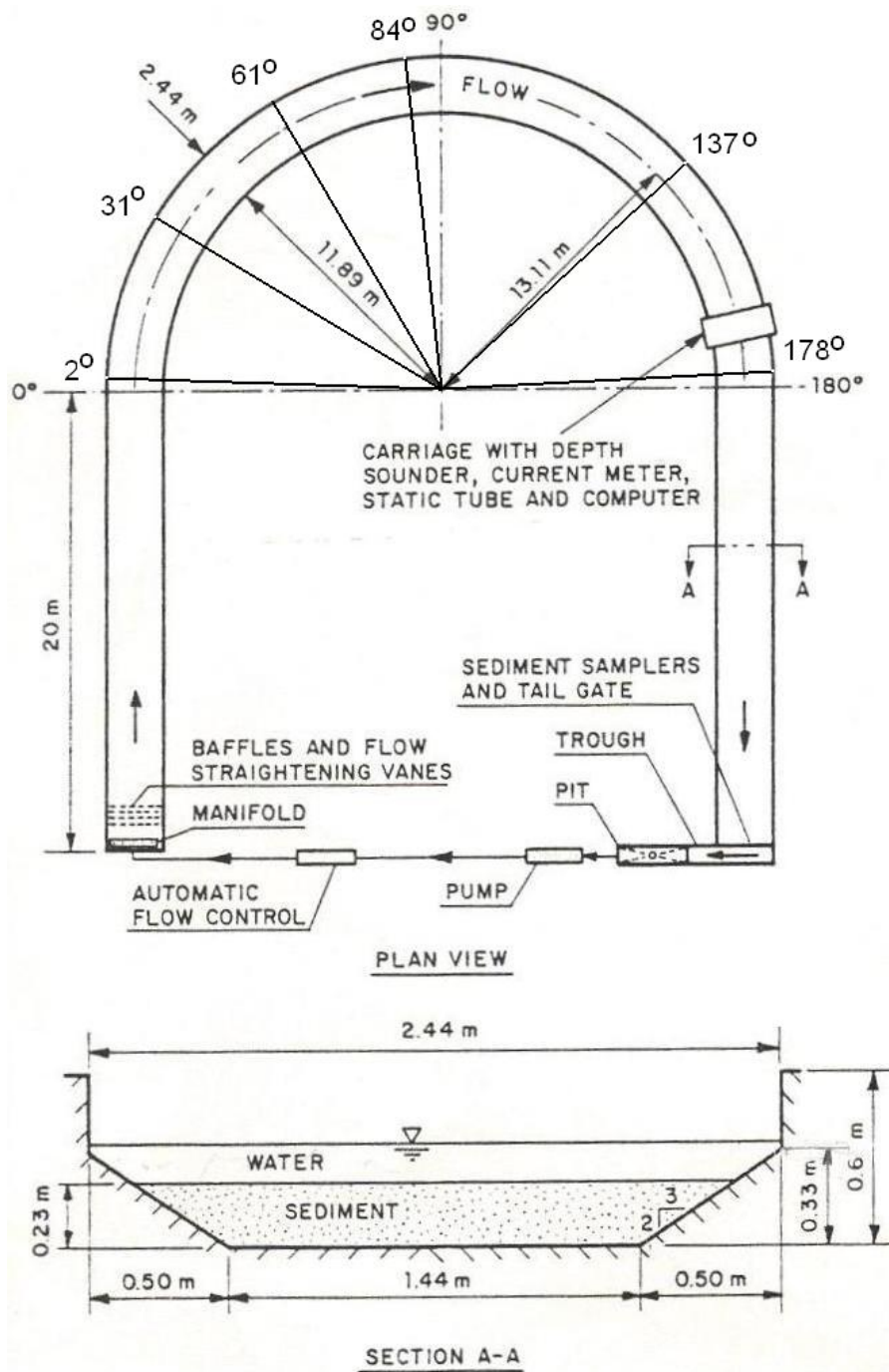
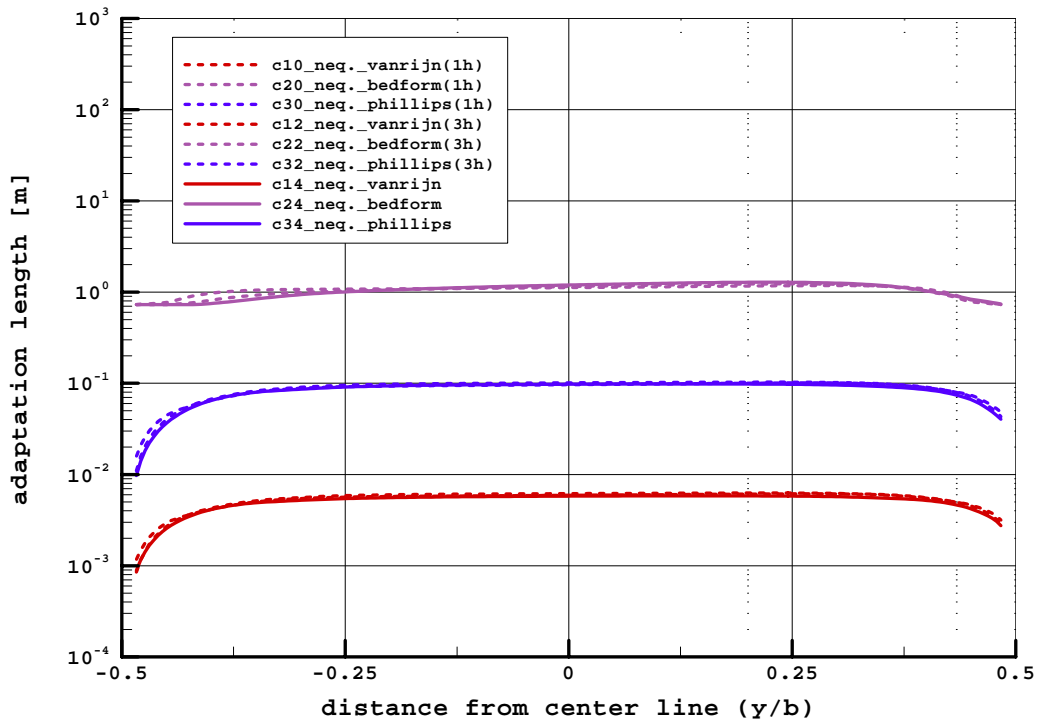


Abb. 4.2.1: Verlauf und Querschnittform der Rinne

Zeichenerklärung: Die in den folgenden Abbildungen benutzten Symbole sind:

- `_neq_Vanrijn`, `Neq_Phillips`, `Neq_bedform` : nonequilibrium-Modell mit verschiedenen L_s -Formeln
- `_eq`: equilibrium-Modell
- `_eq_grav`: equilibrium-Modell mit Gravitationseffekte

Profile 2



Profile 31

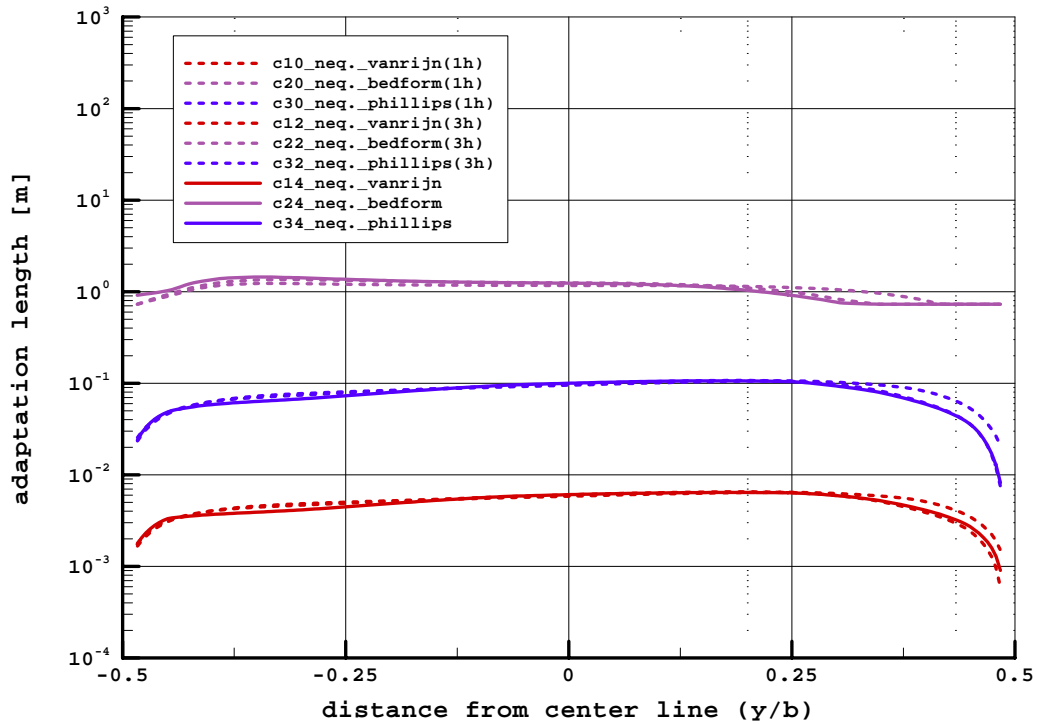
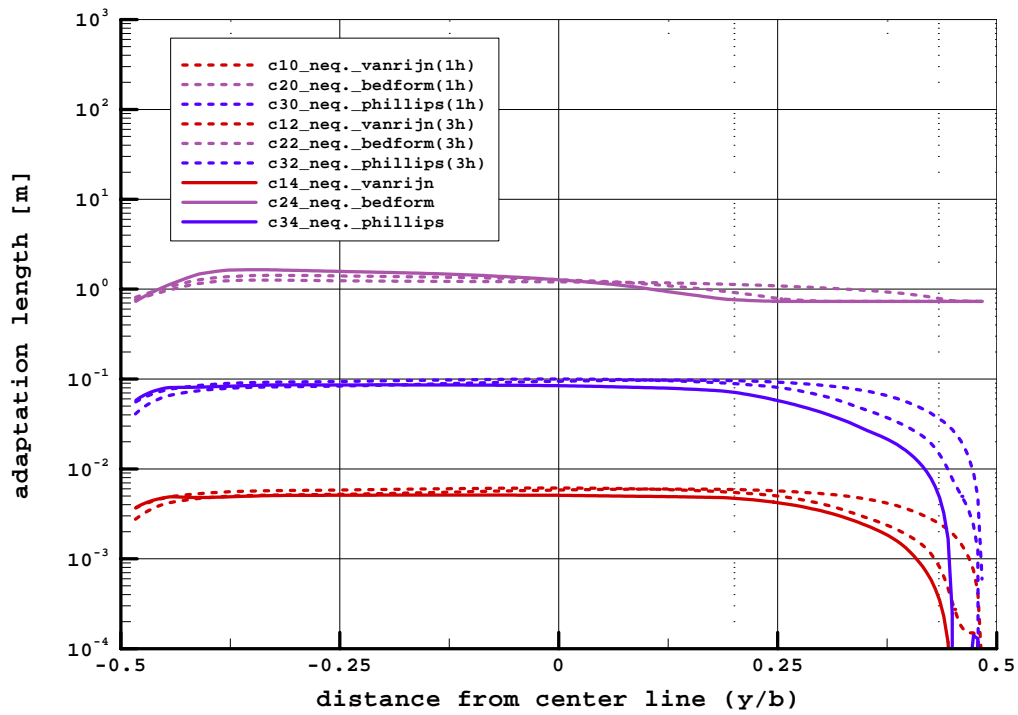


Abb.4.2.2a: Berechnete Anpassungslänge bei verschiedenen Querschnitten und Zeitpunkten (T=1h, 3h, und am Ende des Experiments)

Profile 61



Profile 84

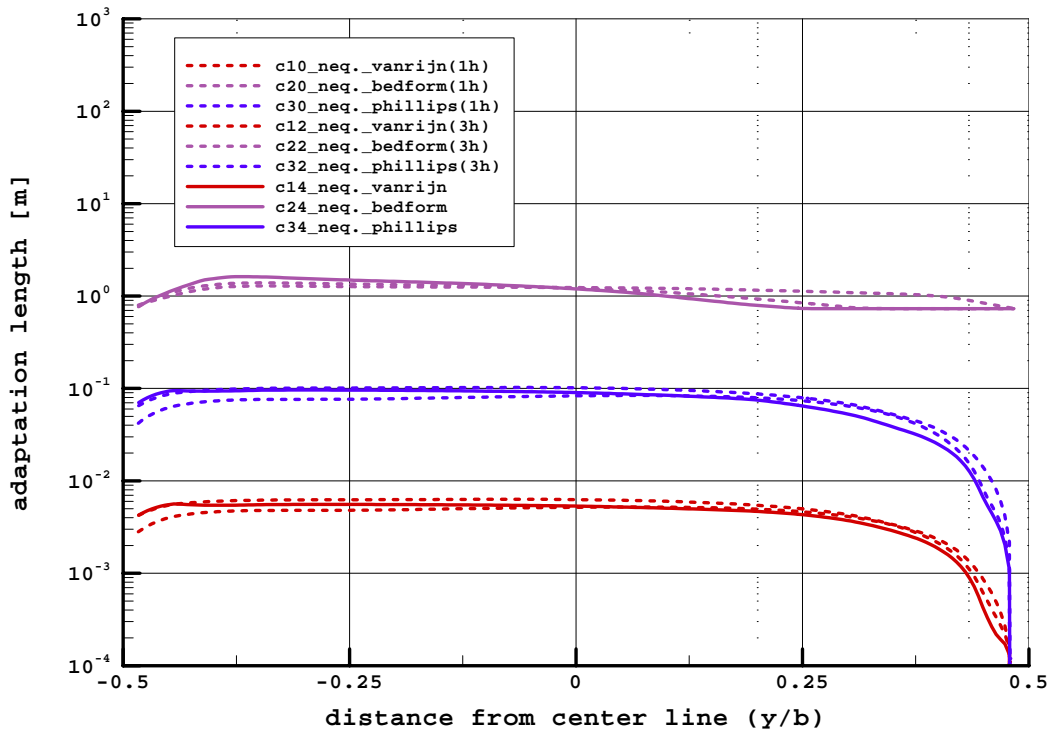
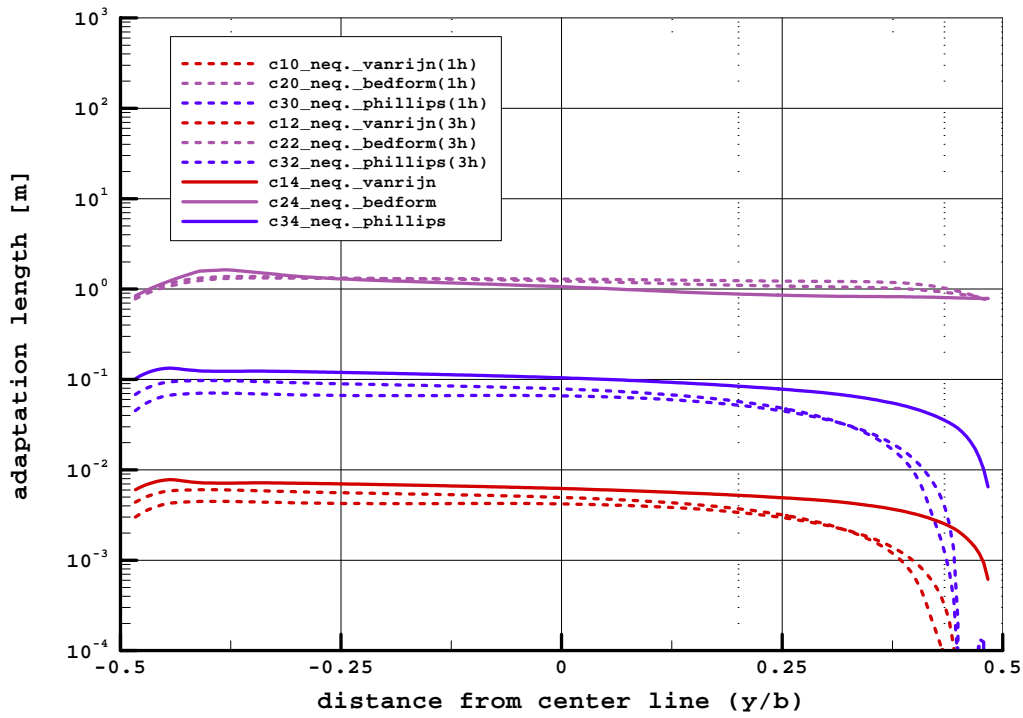


Abb.4.2.2b: Berechnete Anpassungslänge bei verschiedenen Querschnitten und Zeitpunkten (T=1h, 3h, und am Ende des Experiments)

Profile 137



Profile 178

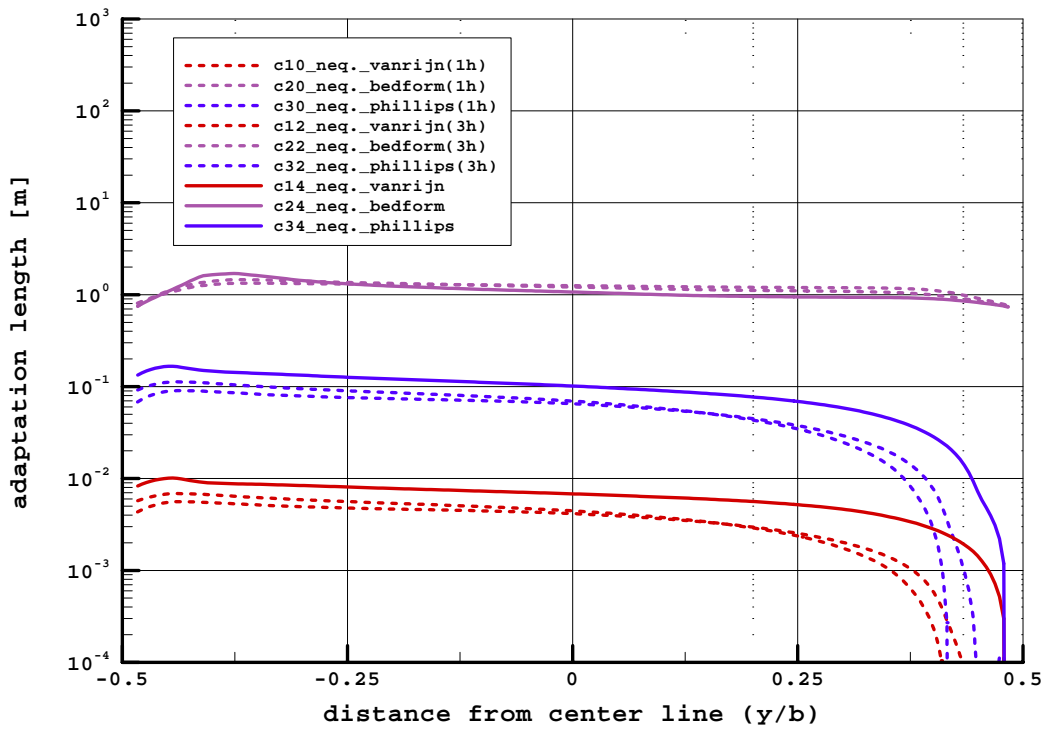
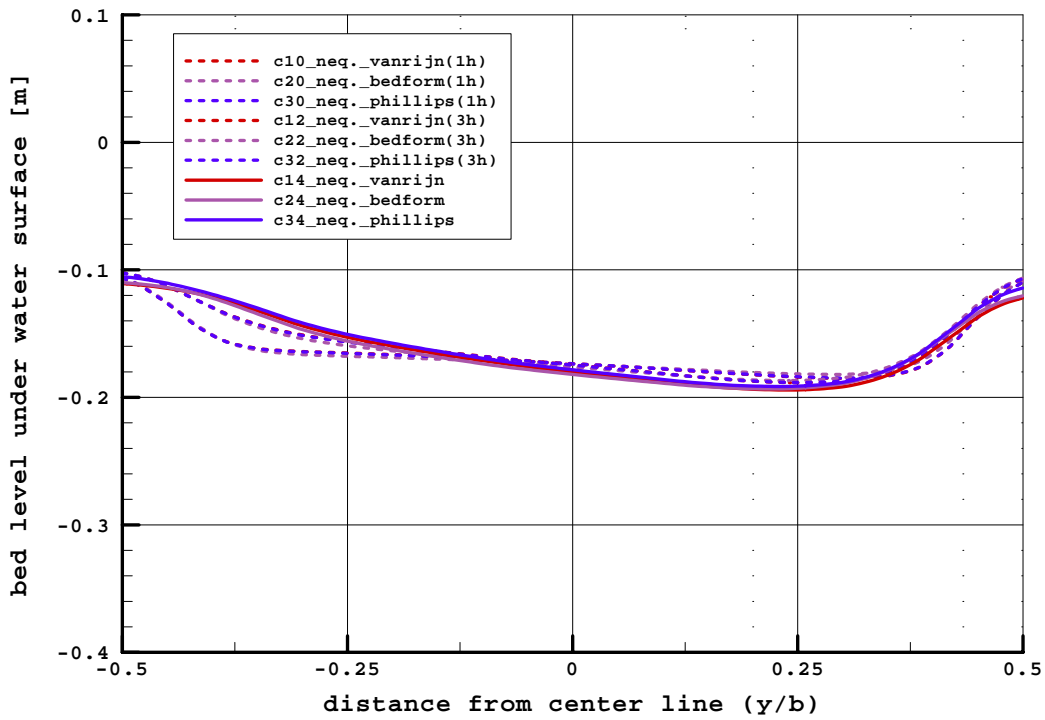


Abb.4.2.2c: Berechnete Anpassungslänge bei verschiedenen Querschnitten und Zeitpunkten (T=1h, 3h, und am Ende des Experiments)

Profile 2



Profile 31

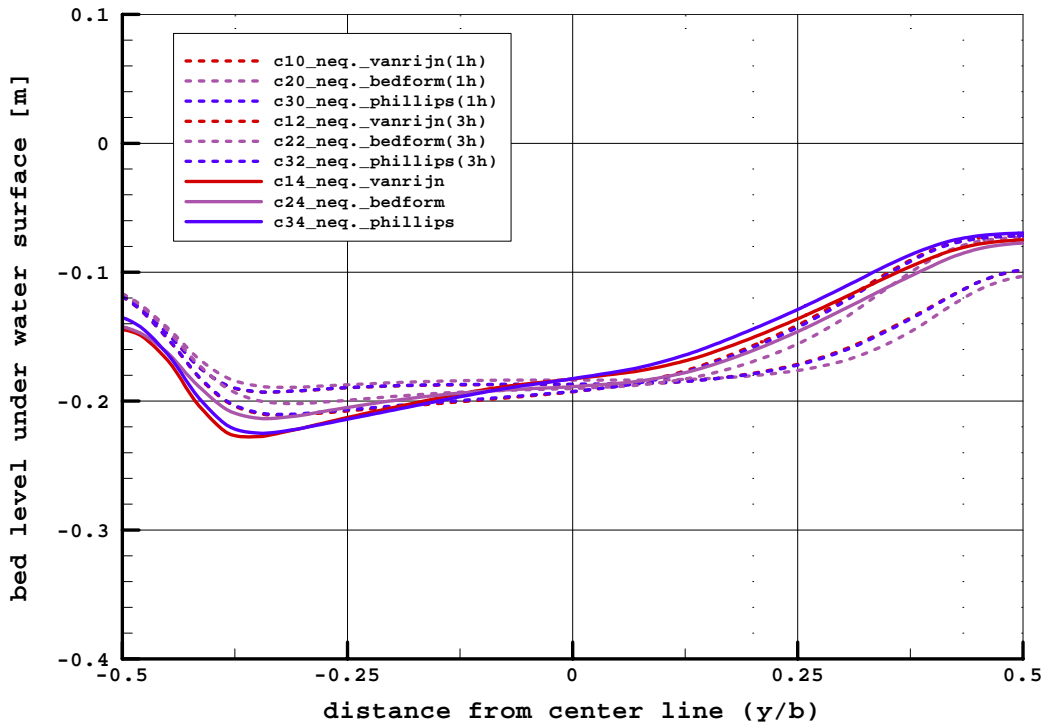
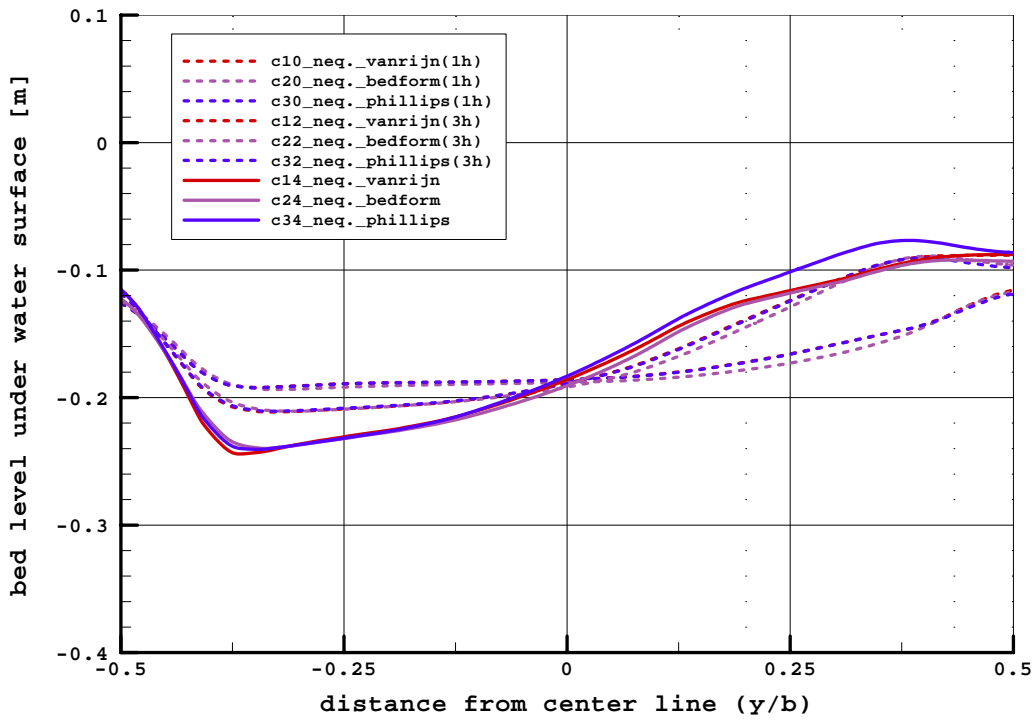


Abb. 4.2.3a: Berechnete und gemessene Veränderung der Wassertiefe bei verschiedenen Querschnitten und Zeitpunkten (T=1h, 3h, und am Ende des Experiments)

Profile 61



Profile 84

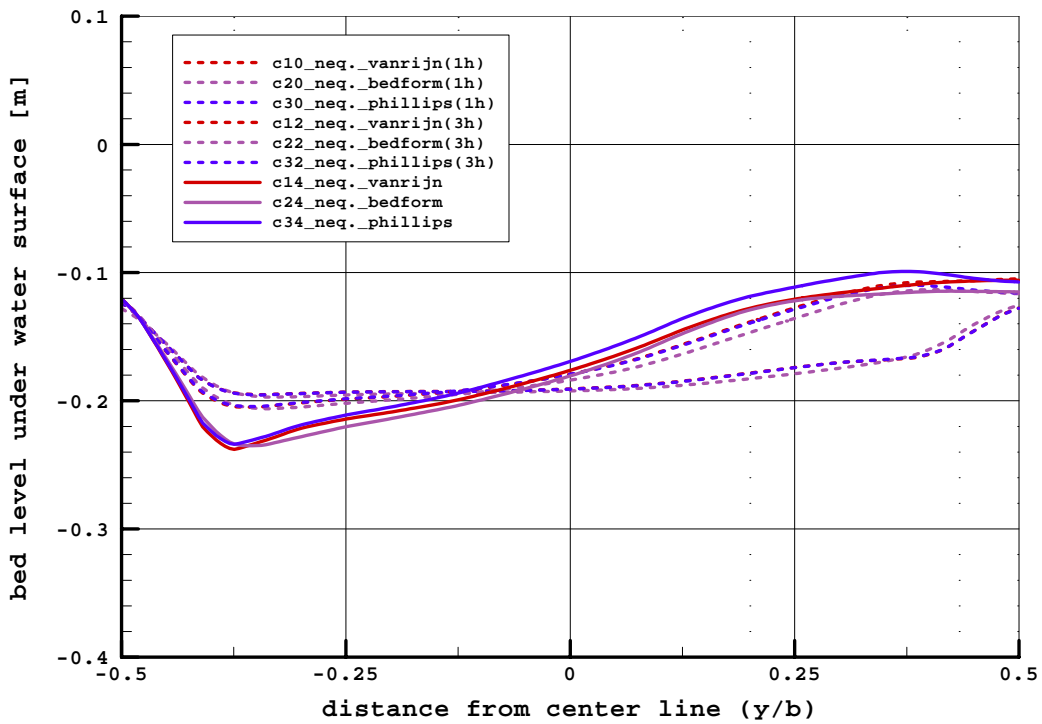
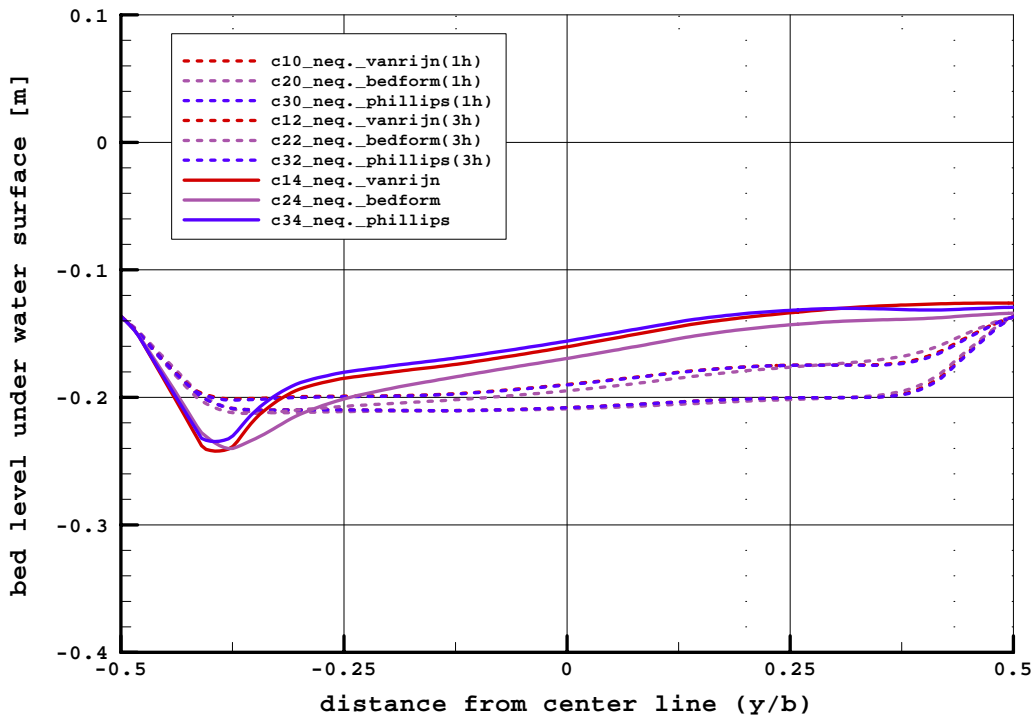


Abb. 4.2.3b: Berechnete und gemessene Veränderung der Wassertiefe bei verschiedenen Querschnitten und Zeitpunkten (T=1h, 3h, und am Ende des Experiments)

Profile 137



Profile 178

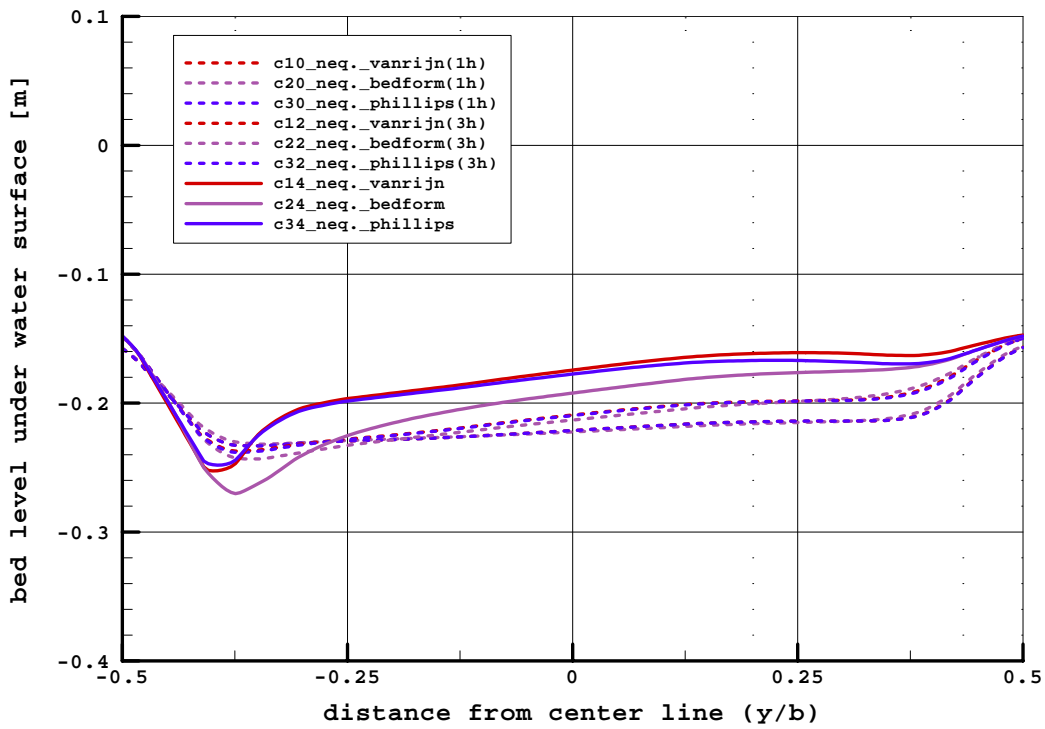
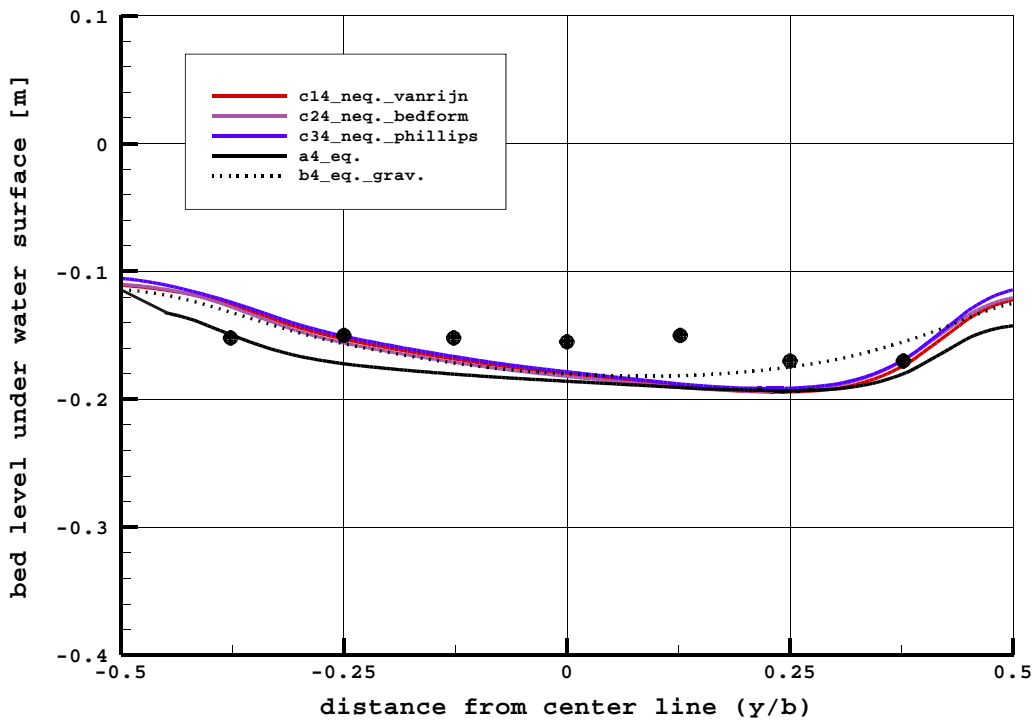


Abb. 4.2.3c: Berechnete und gemessene Veränderung der Wassertiefe bei verschiedenen Querschnitten und Zeitpunkten (T=1h, 3h, und am Ende des Experiments)

Profile 2



Profile 31

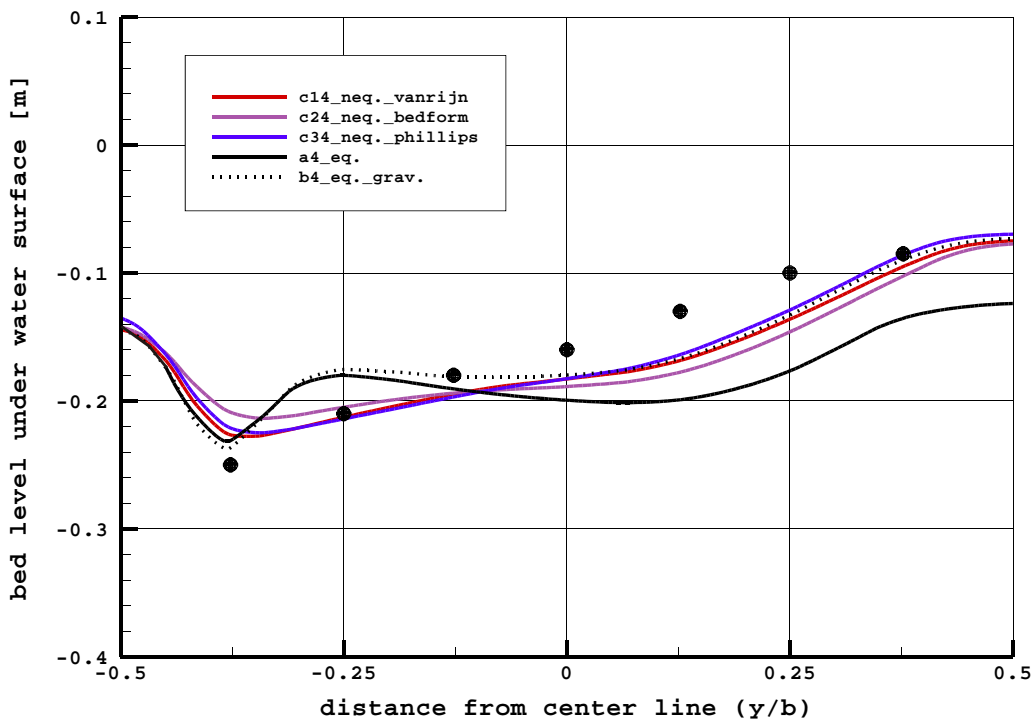
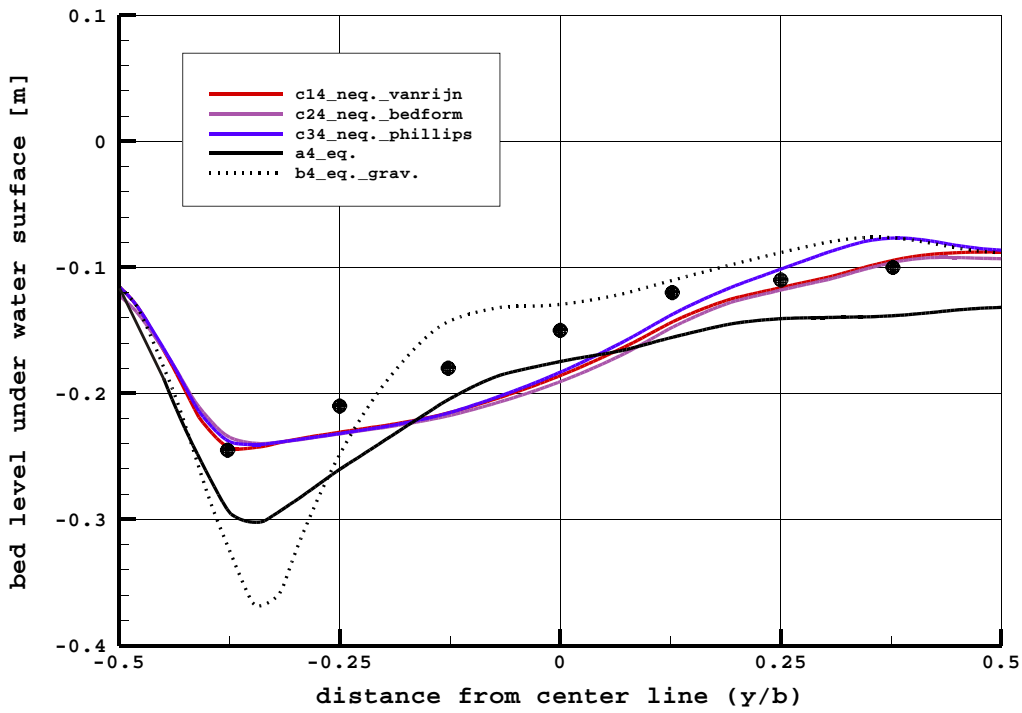


Abb. 4.2.4a: Gemessene und berechnete Fließtiefenverteilung am Ende des Experiments

Profile 61



Profile 84

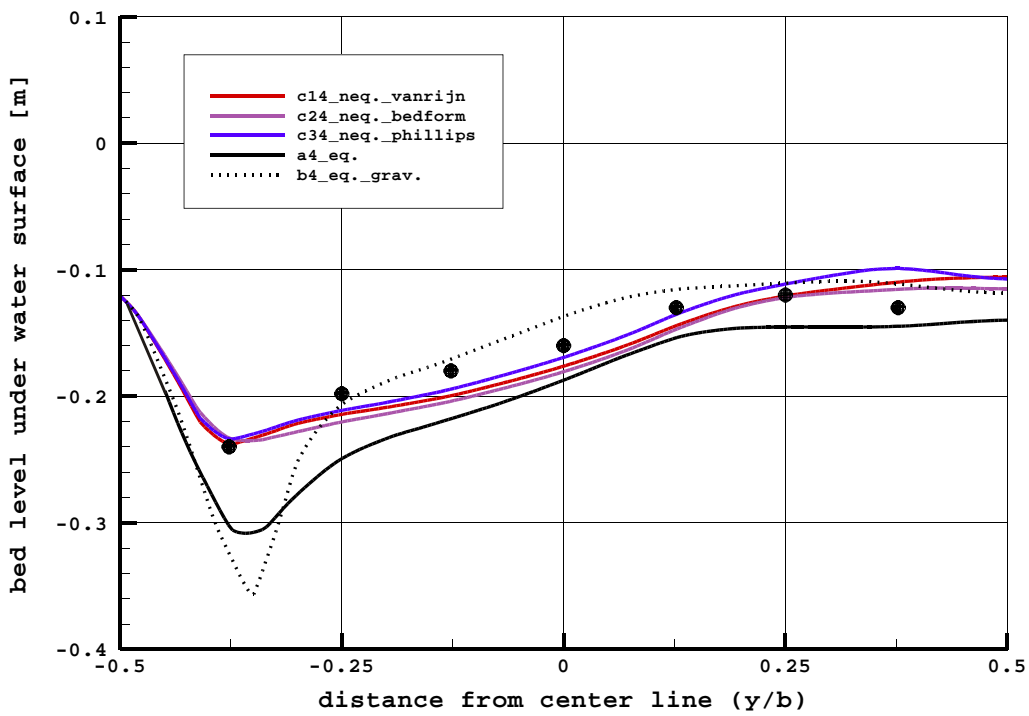
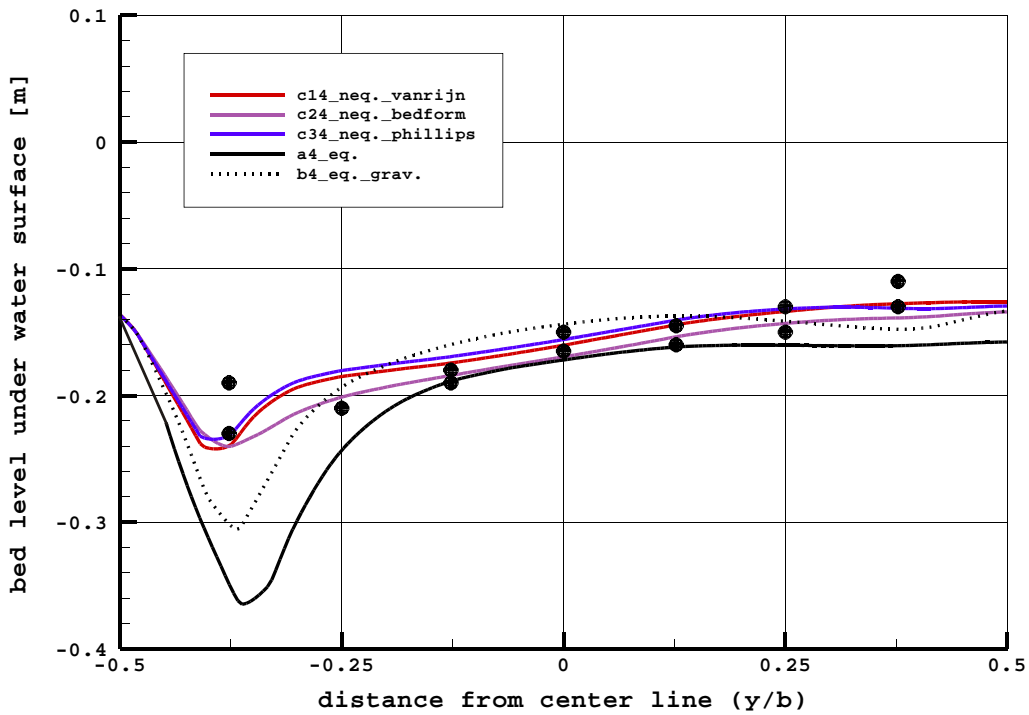


Abb. 4.2.4b: Gemessene und berechnete Fließtiefenverteilung am Ende des Experiments

Profile 137



Profile 178

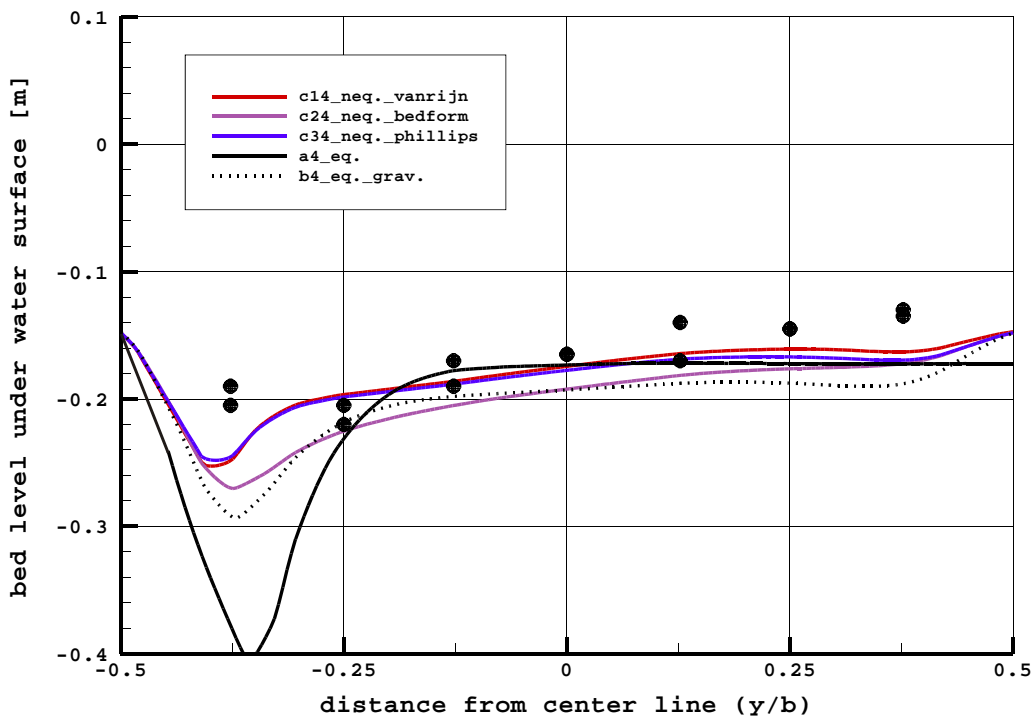


Abb. 4.2.4c: Gemessene und berechnete Fließtiefenverteilung am Ende des Experiments

7.3 Yen's Experiment

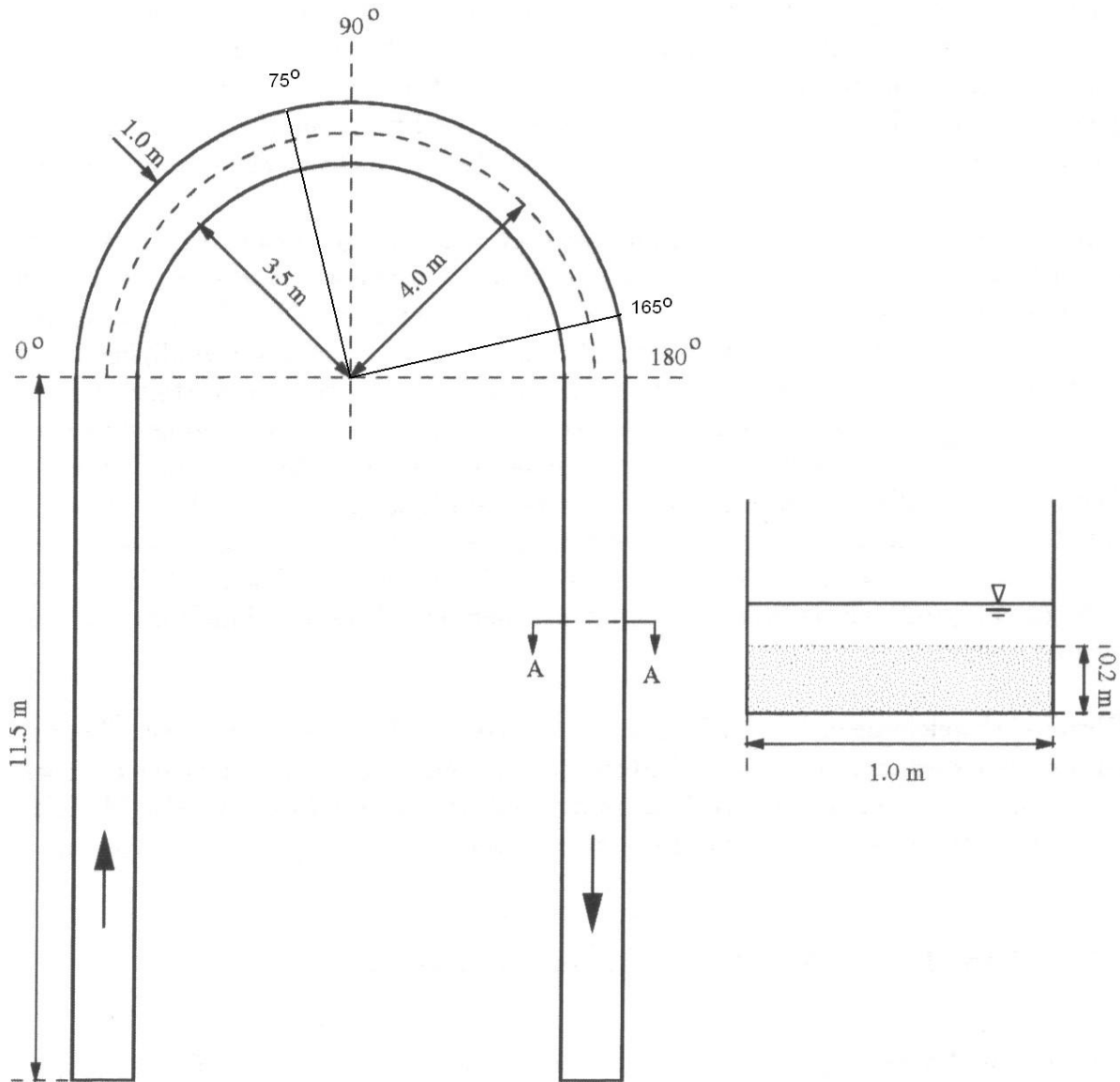


Abb. 4.3.1: Verlauf und Querschnittform der Rinne

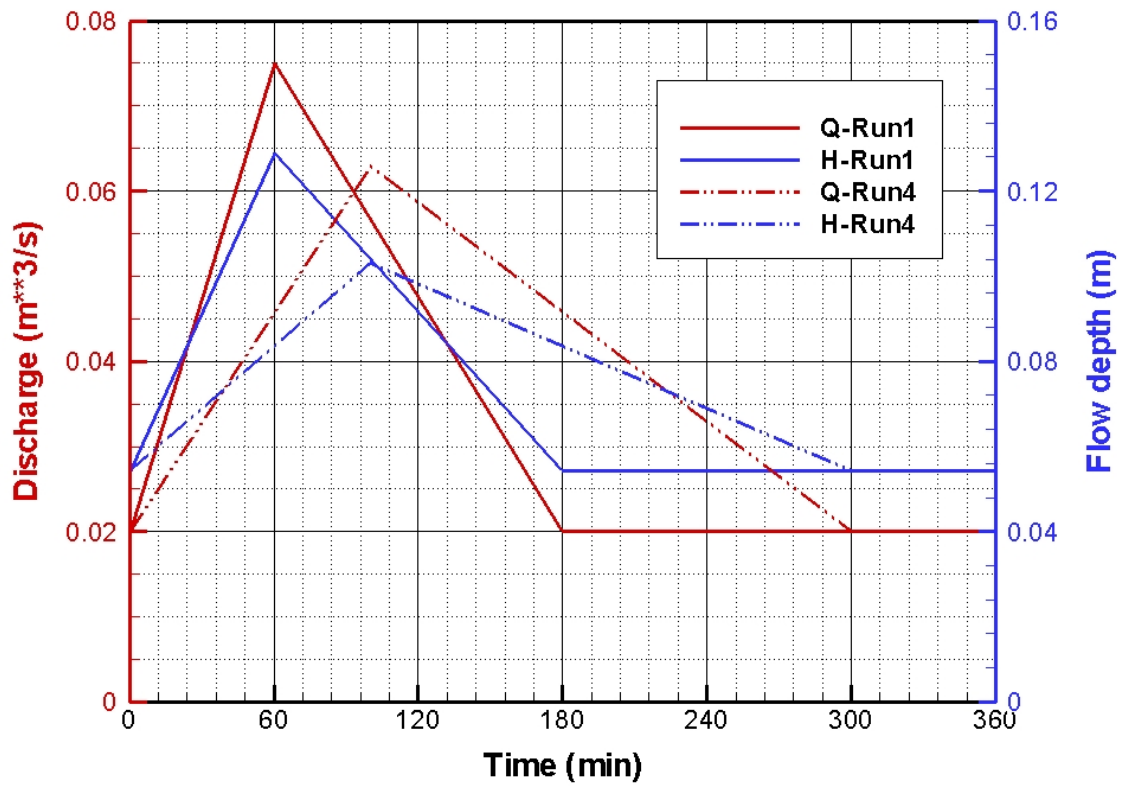


Abb. 4.3.2: Hydrograph der Untersuchung

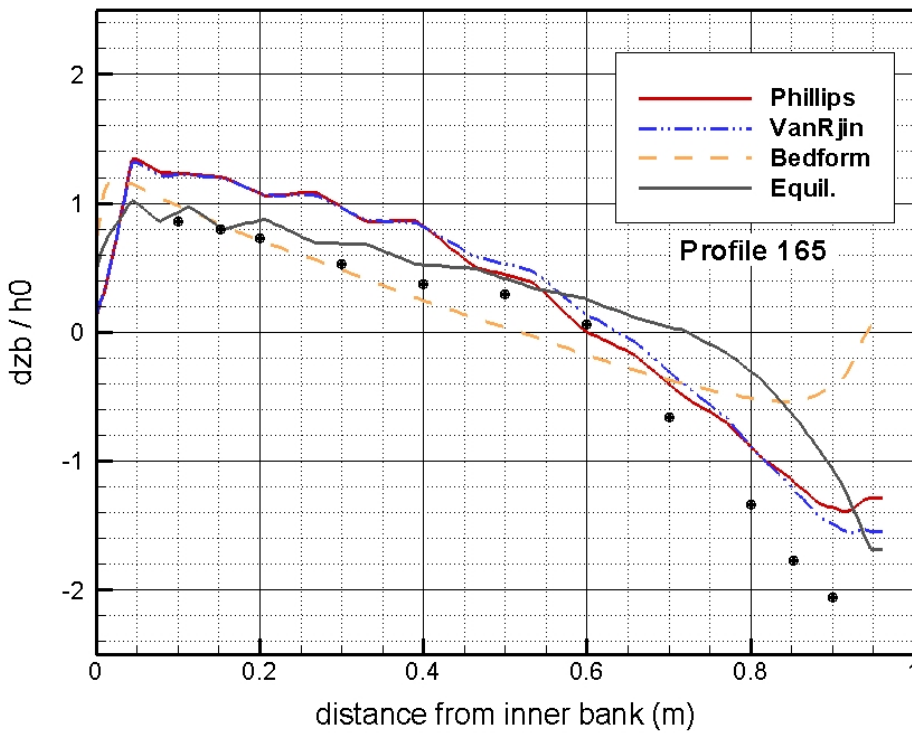
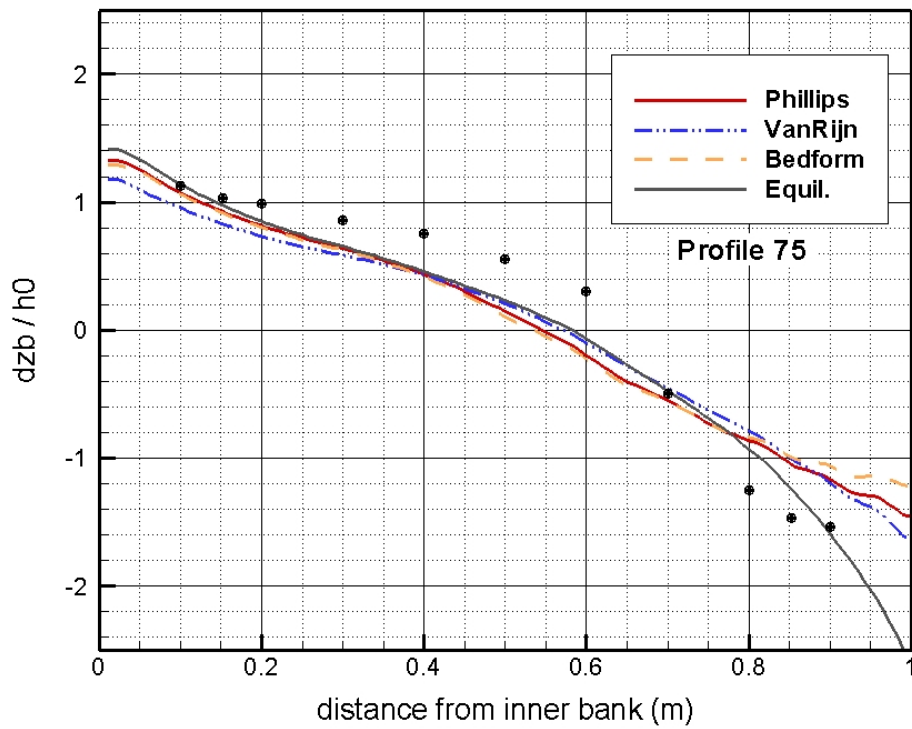


Abb. 4.3.3: Gemessene und berechnete Sohlverformung bei Querschnitten 75⁰ und 165⁰ (Versuch Nr.1)

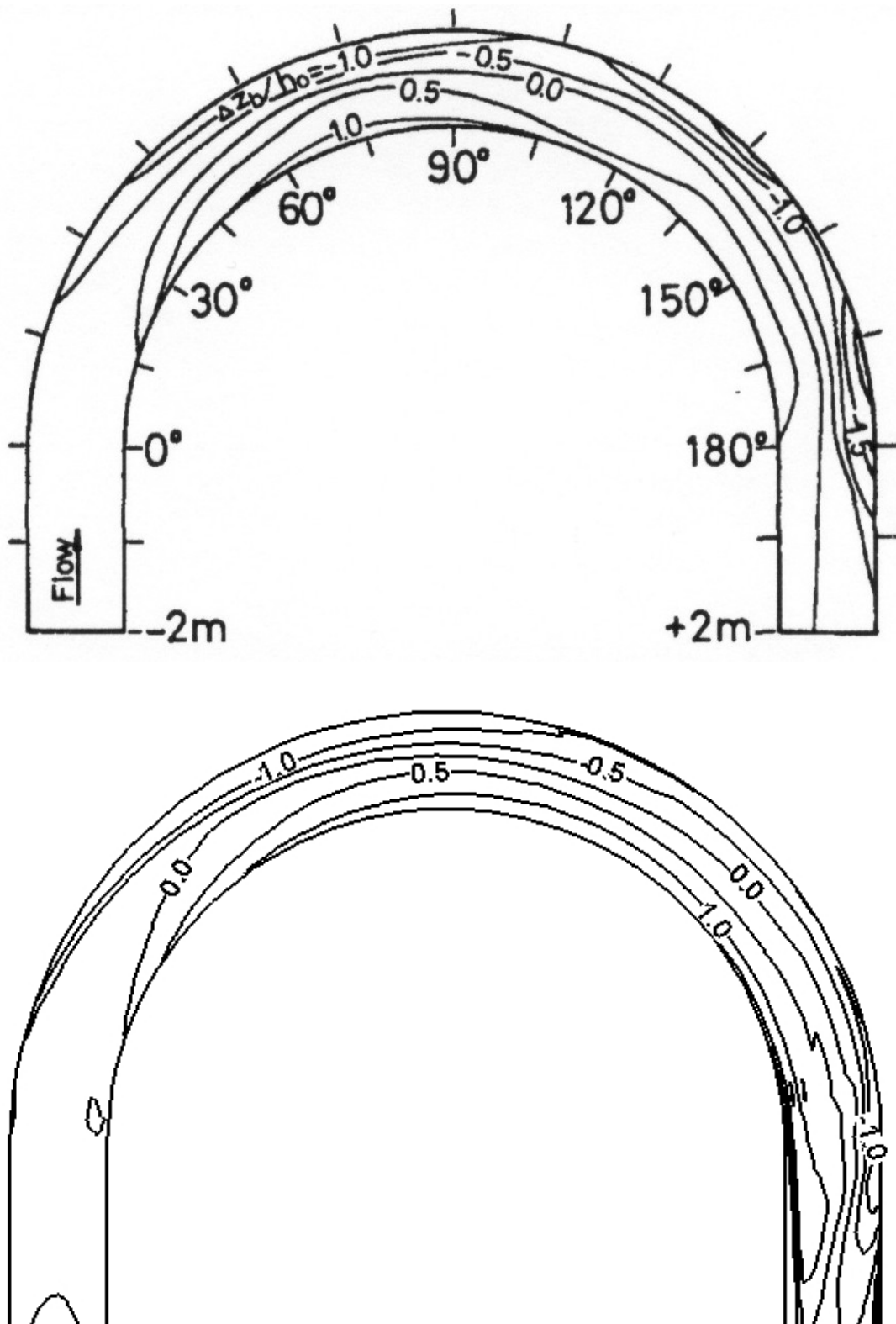


Abb. 4.3.4: Gemessene (oben) und berechnete (untern) Sohlverformung (Versuch Nr.1) bei Anwendung der L_s -Formel von Phillips et al.

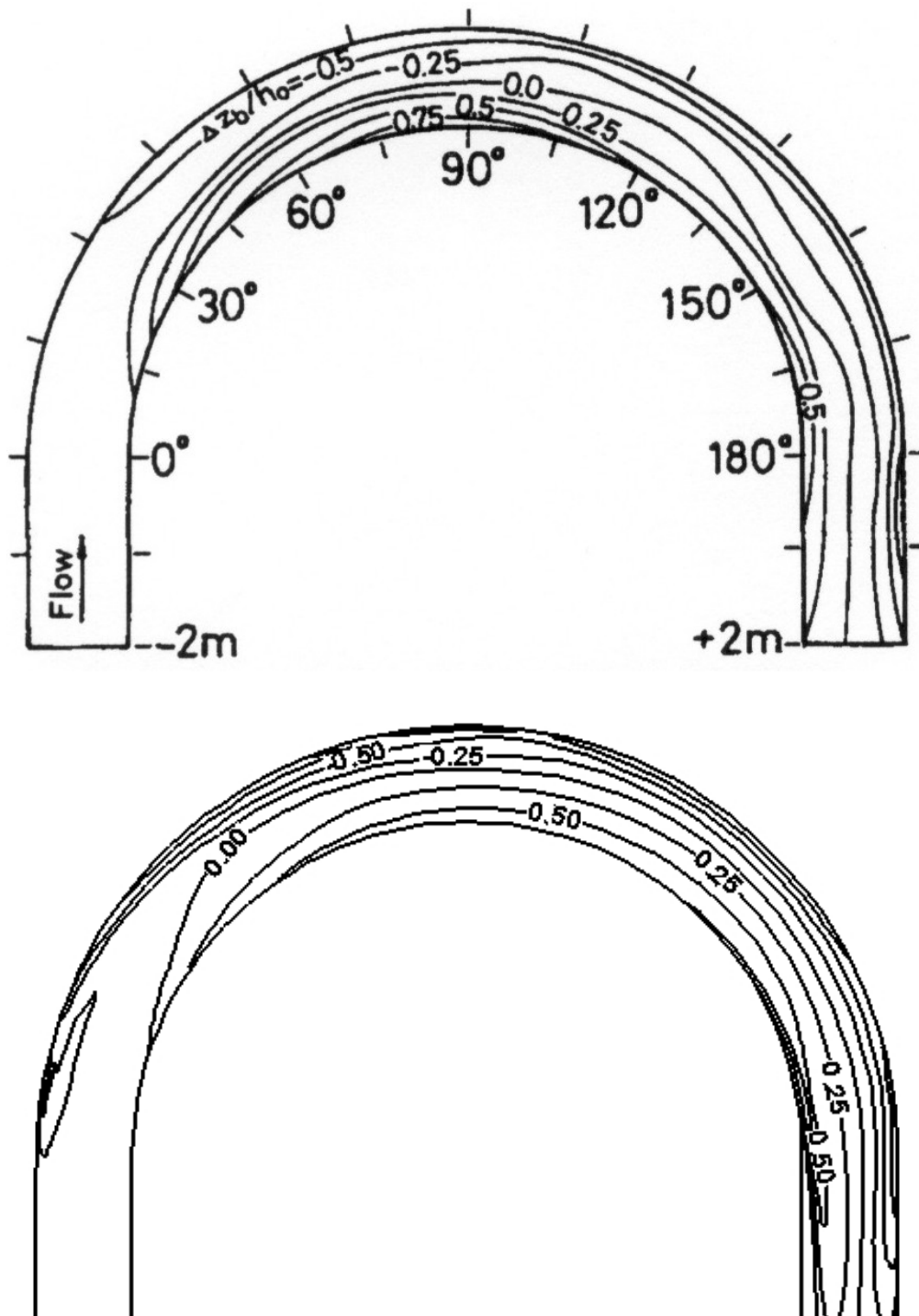


Abb. 4.3.5: Gemessene (oben) und berechnete (untern) Sohlverformung (Versuch Nr.4) bei Anwendung der L_s -Formel von Phillips et al.

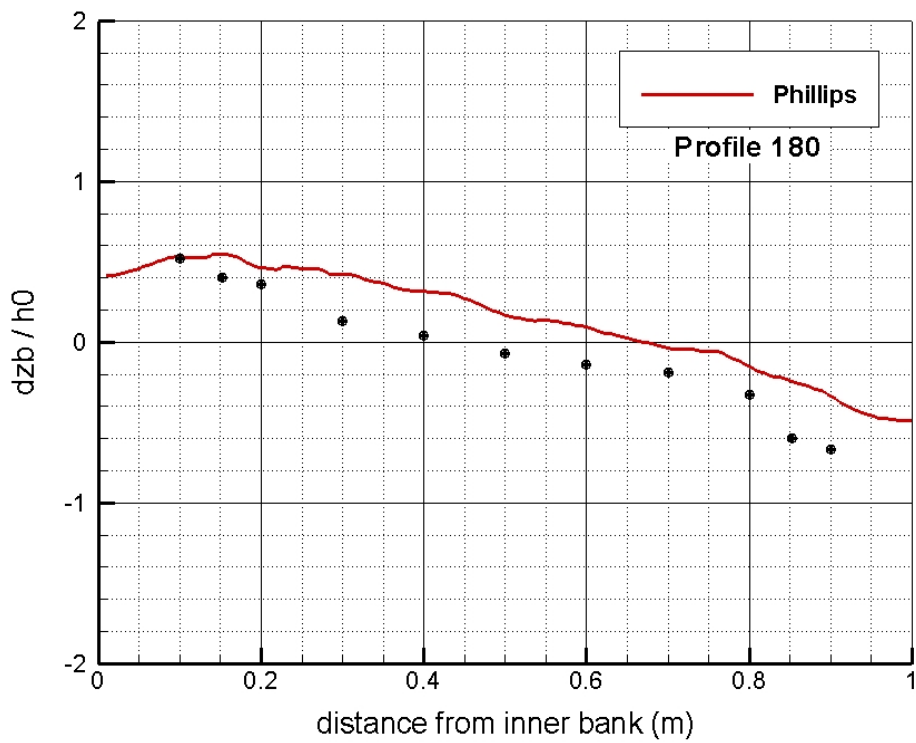
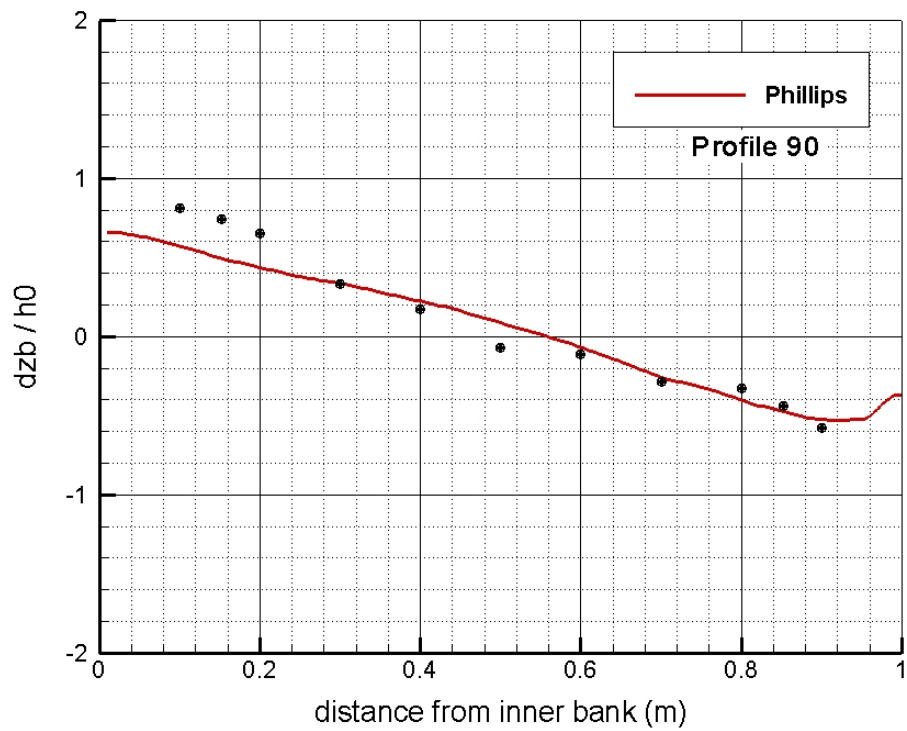


Abb. 4.3.6: Gemessene und berechnete Sohlverformung bei Querschnitten 90° und 180° (Versuch Nr.4) bei Anwendung der L_s-Formel von Phillips et al.