

Untersuchung der Anwendbarkeit der SPH-Methode zur Modellierung von Hochwasser und Murgangströmungen

Autor(en): **Züger, Raphael / Farshi, Davood / Schwere, Dominik**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Wasser Energie Luft = Eau énergie air = Acqua energia aria**

Band (Jahr): **113 (2021)**

Heft 2

PDF erstellt am: **08.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-966181>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Untersuchung der Anwendbarkeit der SPH-Methode zur Modellierung von Hochwasser und Murgangströmungen

Raphael Züger, Davood Farshi, Dominik Schwere

Zusammenfassung

Die Methode der Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) ist ein numerisches Verfahren zur Simulation von komplexen dreidimensionalen Strömungen. Am Beispiel der Murgangausleitung am Lienzer Bach wird die Eignung der Methode zur Modellierung von Hochwasserabflüssen und Murgängen untersucht. Die Simulationsergebnisse werden durch ein physisches Modell im Massstab 1:50 verifiziert, welches im Wasserbaulabor in Rapperswil untersucht wird. Ein kleines Modell einer geneigten Rinne wird zuerst eingesetzt, um die Abläufe und grundlegenden Parameter zu identifizieren. Für die Simulation des Murgangs wird ein Einphasenmodell in Form einer Herschel-Bulkley-Flüssigkeit verwendet. Die Ergebnisse zeigen vor allem bei der Simulation von Hochwasserereignissen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen physischem Modell und numerischer Simulation. Die Viskosität des Murgangs lässt sich zwar recht gut nachbilden, jedoch können Effekte, welche durch grössere Steine verursacht werden, nicht nachgebildet werden. Das betrifft beispielsweise das Verklausen der Murgangsperrung oder grössere Ablagerungen. Trotzdem können die Frontgeschwindigkeit sowie der Spitzenabfluss des Murgangs mit der Methode sehr gut simuliert werden. Damit die Verklauseffekte nachgebildet werden können, sind weitere Entwicklungen notwendig.

Volumen von 20000 m^3 , ein maximaler Abfluss von $120\text{ m}^3/\text{s}$ und eine Geschwindigkeit der Murfront von 6 m/s im Bereich des Ausleitbauwerks.

2. Physisches Murgangmodell

Die physischen Murgangversuche werden in einem Labormodell im Massstab 1:50 durchgeführt. Das Labormodell bildet den Projektperimeter, 180 Meter in der Länge, 80 Meter in der Breite und 50 Meter in der Höhe, nach. Das Gelände wird anhand von generierten Querprofilen aus dem vorhandenen, digitalen Geländemodell nachgebaut. Die Bauwerke werden abhängig von den Abmessungen und der Komplexität der Bauteilgeometrie aus Kunststoffplatten zugeschnitten oder mit dem 3D-Drucker erstellt (Bild 1). Zuerst wird die geplante Schutzmassnahme bei verschiedenen Hochwasserereignissen überprüft. Durch die Ergebnisse der reinen Hochwasserversuche wird das Schutzkonzept optimiert. Anschliessend werden die Hauptversuche mit den Murgängen durchgeführt. Für die Bestimmung der Murgangmischung werden die Zielwerte verwendet. Die Zielwerte der Murgänge werden mithilfe des Froude'schen Ähnlichkeitsgesetzes näherungsweise skaliert, da Murgänge im Wesentlichen den Einflüssen von Schwer- und Trägheitskraft unterstehen.

1. Einleitung

Neben heftigen Hochwasserereignissen sind Murgänge ein in Schweizer Wildbächen häufig auftretendes Phänomen. Für die betroffenen Gebiete stellen sie eine hohe Gefährdung dar, da sie spontan auftreten können und dabei ein erhebliches Zerstörungspotenzial aufweisen. Zum Schutz der Bevölkerung werden entsprechende Schutzprojekte geplant. Um deren Wirksamkeit vor dem Bau zu überprüfen, werden teilweise physische Modellversuche in einem geeigneten Massstab im Labor durchgeführt. Obwohl die Leistungsfähigkeit der Computer und der Simulationsprogramme in den letzten Jahren stetig zugenommen hat, werden dreidimensionale Simulationen für Murgänge eher selten eingesetzt. Dies trifft auch auf das Wasserbaulabor des Instituts für Bau und Umwelt zu, wo überwiegend physische Versuche für diese Fragestellungen durchgeführt werden. Im Folgenden wird eine dreidimensionale numerische Simulation mit der Methode der Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) mit den physischen Laborversuchen verglichen. SPH wird hier ein-

gesetzt, da sich mit der Methode die Interaktion von diskreten Elementen mit einer Flüssigkeit (newtonsch sowie nicht-newtonsch) durch den netzfreien Ansatz effizient umsetzen lässt. Als Beispiel dient das Projekt einer Murgangausleitung am Lienzer Bach im St. Galler Rheintal. In der Vergangenheit kam es in Lienz bereits zu Murgangereignissen mit schweren Schäden (Kessler, 2017). Die Zielwerte für das Projekt sind ein totales Murgangvolumen von 40000 m^3 in zwei Schüben mit je einem



Bild 1: Murgangversuch am Labormodell.

Für die Laborversuche wird das Murgangvolumen mithilfe des Froude'schen Ähnlichkeitsgesetzes vom Naturmass auf das Modellmass umgerechnet. Während des Versuches werden punktuell die Fliesstiefen gemessen und dadurch wird die Frontgeschwindigkeit des Murgangs ermittelt. Diese Modellwerte werden wiederum mit dem Froude'schen Ähnlichkeitsgesetz in Naturmasse transformiert. Bei den Laborversuchen wird die vorbereitete Murgangmischung in einem Versuchstank oberhalb des Labormodells platziert. Durch das Öffnen des Kugelschiebers am Versuchstank fliesst die Murgangmischung gravitativ bedingt eigenständig über eine Zulauf Rinne in den Modellperimeter. Am Ende des Modells stehen Auffangbehälter, um die Murgangmassen, welche das gesamte Modell durchlaufen und sich nicht darin ablagern, aufzufangen. Während der Versuche messen Echolote und Distanzlasersensoren punktuell die Fliesstiefen. Die Versuche werden ausserdem mit mehreren Videokameras aus unterschiedlichen Perspektiven aufgezeichnet.

3. Grundlagen SPH

Die Methode der Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) wurde Ende der 1970er-Jahre für Berechnungen in der Astrophysik entwickelt. Es handelt sich um eine numerische Methode zur Lösung von hydrodynamischen Gleichungen. Dabei wird die Flüssigkeit in einzelne Elemente, meist Partikel genannt, aufgeteilt (Gingold und Monaghan, 1977; Lucy, 1977). Heute kommt das Verfahren neben der Astrophysik auch in diversen anderen Fachgebieten zum Einsatz. Im Gegensatz zu anderen numerischen Verfahren, wie zum Beispiel der Methode der Finiten Elemente oder der Finiten Volumen, wird für SPH keine Diskretisierung in Form eines Netzes benötigt. Dadurch entfällt eine aufwendige Neuberechnung des Netzes. Freie Oberflächen und Änderungen in der Topologie lassen sich einfach umsetzen, da die Phase «Luft» nicht separat modelliert werden muss (Filho, 2019). Ein Nachteil der Methode ist die benötigte Rechenkapazität, insbesondere für grosse dreidimensionale Modelle. Für die hier vorgestellten Berechnungen wird die frei verfügbare Software DualSPHysics (Crespo u.a., 2015) in der aktuellen Version 5 verwendet. Alle Simulationen werden auf einer Grafikkarte vom Typ nVidia Tesla V100 16GB durchgeführt. Die Basis für das Programm bilden die Erhaltungsgesetze aus der Kontinuum-Fluid-Dynamik. Für die Anwendung in SPH wird die partielle Diffe-

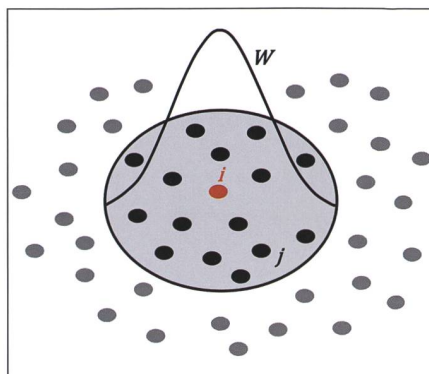


Bild 2: Grafische Darstellung des Kernels (Filho, 2019).

$$W(r, h) = \alpha_D \left(1 - \frac{q}{2}\right)^4 (2q + 1)$$

mit: $\alpha_D = \frac{21}{16\pi h^3}$

$$q = \frac{r}{h}$$

$$h = \sqrt{3d_p^2}$$

Gleichung 1.

rentialgleichung der Hydrodynamik auf Basis einer Interpolationsfunktion diskretisiert. Diese auch als Kernel bezeichnete Funktion ist schematisch in Bild 2 dargestellt. Das betrachtete Partikel i , in der Abbildung rot eingezeichnet, erhält seine physikalischen Eigenschaften basierend auf den umliegenden Nachbarpartikeln j . Die schwarz dargestellten Nachbarpartikel liegen innerhalb und die grauen ausserhalb des Einflussbereichs der Interpolationsfunktion. Der Einfluss der Nachbarpartikel wird durch die Glättungslänge h und die Interpolationsfunktion W definiert. Als Interpolationsfunktion wird hier eine Wendlandfunktion (Gleichung 1) verwendet (Wendland, 1995; Crespo, 2020). Die Funktion basiert auf dem Partikelabstand r und der Glättungslänge, wobei die Glättungslänge wiederum abhängig vom initialen Partikelabstand d_p ist. Für nicht-newtonsche Flüssigkeiten ist in DualSPHysics der Ansatz der künstlichen Viskosität implementiert (Monaghan, 1994). Dabei beschreibt ein anwendungsspezifischer Koeffizient α (nicht mit α_D zu verwechseln) die Scher- und Volumenviskosität bei inkompressiblen Flüssigkeiten. Es handelt sich dabei um einen Optimierungsparameter, welcher fallspezifisch durch Versuche bestimmt werden muss. Der Faktor ξ gibt an, mit welchem Wert der Koeffizient α multipliziert wird, um die künstliche Viskosität zwischen Geländeoberfläche und der Flüssigkeit zu simulieren (Crespo, 2020). Der Murgang wird als Einphasenmodell in Form einer Herschel-Bulkley-Flüssigkeit beschrieben. Die ursprüngliche Formulierung des Herschel-Bulkley-Modells ist für numerische Berechnungen nur bedingt geeignet. Geht die Schergeschwindigkeit gegen null, so tendiert die Viskosität gegen unendlich (Moreno u.a., 2016). Das erweiterte Herschel-Bulkley-Papanastasiou-Modell enthält einen zusätzlichen Modellparameter, den sogenannten Papanastasiou-Parameter m , um das exponentielle Wachstum der Viskosität zu kontrollieren (Papanastasiou 1987). Implementiert ist das Modell (im dreidimensionalen Raum) in Form des in Gleichung 2 dargestellten deviatorischen Spannungstensors (Burgos und Alexandrou, 1999). Die Flüssigkeit wird durch vier Parameter charakterisiert. Einer ist der bereits erwähnte Papanastasiou-Parameter. Hinzu kommen die Fließsgrenze τ_0 , die Konsistenz κ und ein Fließindex n .

$$\mathcal{T} = \left[\kappa \left(\frac{I_2(D)}{2} \right)^{\frac{n-1}{2}} + \frac{\tau_0 \left[1 - e^{-m \sqrt{\frac{I_2(D)}{2}}} \right]}{\sqrt{\frac{I_2(D)}{2}}} \right] D$$

$$D = (\nabla u + (\nabla u)^T)$$

Gleichung 2.

sigkeiten ist in DualSPHysics der Ansatz der künstlichen Viskosität implementiert (Monaghan, 1994). Dabei beschreibt ein anwendungsspezifischer Koeffizient α (nicht mit α_D zu verwechseln) die Scher- und Volumenviskosität bei inkompressiblen Flüssigkeiten. Es handelt sich dabei um einen Optimierungsparameter, welcher fallspezifisch durch Versuche bestimmt werden muss. Der Faktor ξ gibt an, mit welchem Wert der Koeffizient α multipliziert wird, um die künstliche Viskosität zwischen Geländeoberfläche und der Flüssigkeit zu simulieren (Crespo, 2020). Der Murgang wird als Einphasenmodell in Form einer Herschel-Bulkley-Flüssigkeit beschrieben. Die ursprüngliche Formulierung des Herschel-Bulkley-Modells ist für numerische Berechnungen nur bedingt geeignet. Geht die Schergeschwindigkeit gegen null, so tendiert die Viskosität gegen unendlich (Moreno u.a., 2016). Das erweiterte Herschel-Bulkley-Papanastasiou-Modell enthält einen zusätzlichen Modellparameter, den sogenannten Papanastasiou-Parameter m , um das exponentielle Wachstum der Viskosität zu kontrollieren (Papanastasiou 1987). Implementiert ist das Modell (im dreidimensionalen Raum) in Form des in Gleichung 2 dargestellten deviatorischen Spannungstensors (Burgos und Alexandrou, 1999). Die Flüssigkeit wird durch vier Parameter charakterisiert. Einer ist der bereits erwähnte Papanastasiou-Parameter. Hinzu kommen die Fließsgrenze τ_0 , die Konsistenz κ und ein Fließindex n .

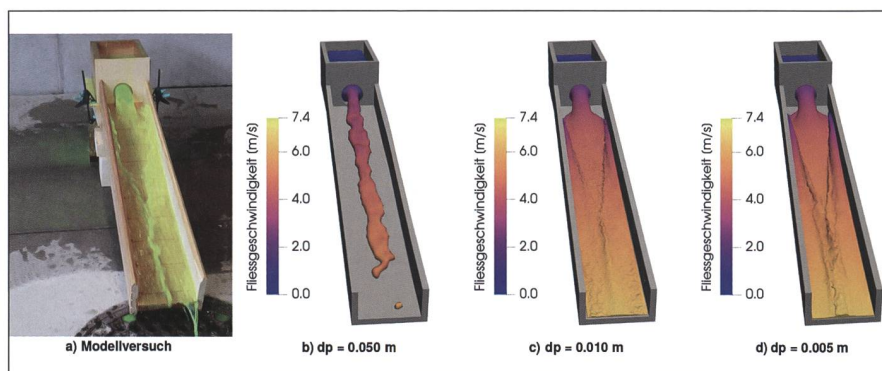


Bild 3: Einfluss des initialen Partikelabstandes d_p auf das Simulationsergebnis und Vergleich mit dem Modellversuch.

4. Versuche an einer geraden Rinne

Vor der Simulation einer komplexen Geometrie wie der des Lienzer Bachs werden das Programm und die Abläufe an einem einfacheren Modell getestet. Dazu wird eine kurze Rinne mit einem Gefälle von 25 Prozent und einem obenliegenden Tank mit rundem Auslass modelliert. In einem ersten Schritt werden Simulationen mit Wasser durchgeführt. Diese Versuche dienten dazu, die grundlegenden Parameter wie den initialen Partikelabstand oder die Schallgeschwindigkeit, welche einen Einfluss auf die Zeitschritte hat, zu untersuchen. Bei der Simulation von Reinwasser müssen lediglich der Koeffizient α , der Faktor ξ sowie der initiale Partikelabstand d_p definiert werden. Bild 3 zeigt den Einfluss des initialen Partikelabstandes auf das Simulationsergebnis. Je grösser der Abstand gewählt wird, desto weniger Partikel sind in der Simulation vorhanden. Es zeigt sich, dass ein kleiner initialer Partikelabstand tendenziell ein besseres Ergebnis liefert. Für die Simulationen der Rinne wird ein Abstand von einem Zentimeter verwendet. Einen entscheidenden Einfluss auf die Simulation mit Wasser hat der Koeffizient α , welcher die künstliche Viskosität steuert. Bild 4 zeigt, dass für die Rinne ein Parameterwert von 0,01 zu den besten Ergebnissen führt. Der Faktor ξ hat praktisch keinen Einfluss auf das Simulationsergebnis. Im zweiten Schritt werden in der Rinne Murgänge simuliert, um den Einfluss der verschiedenen Parameter des Herschel-Bulkley-Papanastasiou-Modells zu untersuchen. Grundsätzlich sollte der Papanastasiou-Parameter möglichst gross gewählt werden, um dem originalen Herschel-Bulkley-Modell so nahe wie möglich zu kommen. Versuche mit den Parameterwerten 1, 10 und 1000 zeigten keinerlei Unterschied in den Ergebnissen. Der Grund dafür ist die hohe Schergeschwindigkeit im Vergleich zur Fließgrenze. Für die Rechenzeit optimal ist hier ein Wert von 100 für den Papanastasiou-Parameter. Die Konsistenz und die Fließgrenze haben einen massgebenden Einfluss auf das Fließverhalten. Je höher der Wert der Konsistenz beziehungsweise der Fließgrenze gewählt wird, desto steifer verhält sich die Flüssigkeit. Der Fließindex geht als Exponent in die Gleichung ein und hat daher einen sehr starken Einfluss auf das Fließverhalten. Ein Wert grösser als 1 beschreibt eine scherverdickende Flüssigkeit. Ein Wert kleiner als 1 beschreibt eine strukturviskose Flüssigkeit (Malcherak, 2010). Je grösser der Wert gewählt wird, desto langsamer fließt

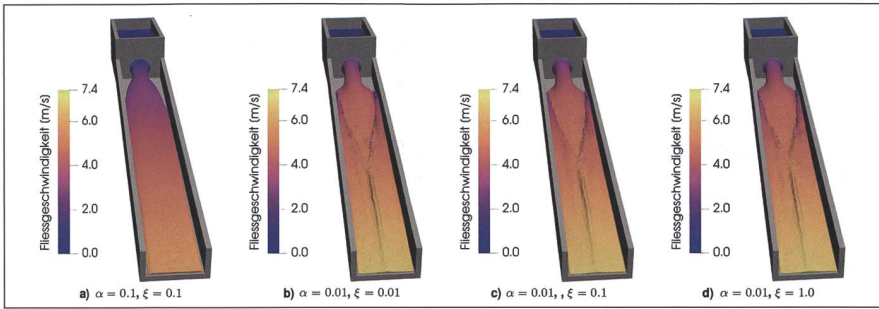


Bild 4: Einfluss der Viskosität auf das Simulationsergebnis mit Wasser.

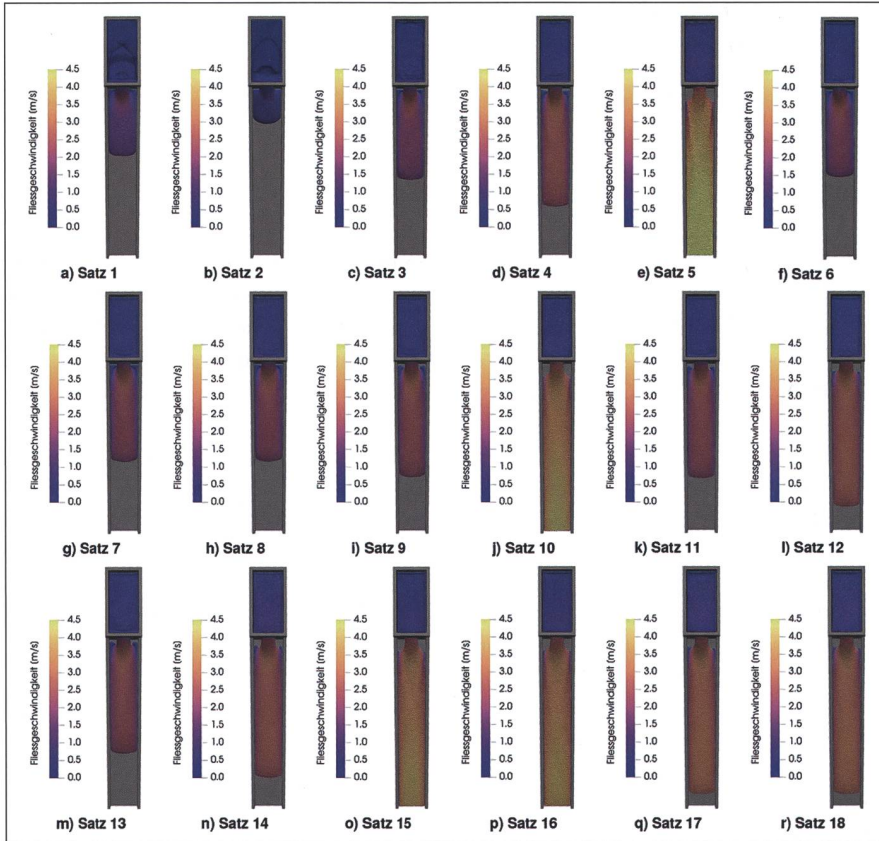


Bild 5: Parameterstudie der Herschel-Bulkley-Flüssigkeit in der Rinne (vgl. Tabelle 1).

Parameter		Satz 1	Satz 2	Satz 3	Satz 4	Satz 5	Satz 6
Konsistenz	κ [Ns ^{1/n} /m ²]	31,5	132,3	42	21	21	16,8
Fließgrenze	τ_0 [N/m ²]	273	378	105	52,5	52,5	52,5
Fließindex	n [-]	1,6	1,7	1,4	1,4	1,1	1,6
Papanastasiou-Parameter	m [s]	100	100	100	100	100	100
Visco Bound Factor	ξ [-]	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2
Parameter		Satz 7	Satz 8	Satz 9	Satz 10	Satz 11	Satz 12
Konsistenz	κ [Ns ^{1/n} /m ²]	10,5	10,5	5,25	21	21	21
Fließgrenze	τ_0 [N/m ²]	52,5	105	105	63	63	63
Fließindex	n [-]	1,6	1,6	1,6	1,2	1,4	1,3
Papanastasiou-Parameter	m [s]	100	100	100	100	100	100
Visco Bound Factor	ξ [-]	0,2	0,2	0,2	0,2	0,3	0,3
Parameter		Satz 13	Satz 14	Satz 15	Satz 16	Satz 17	Satz 18
Konsistenz	κ [Ns ^{1/n} /m ²]	10,5	10,5	10,5	10,5	10,5	10,5
Fließgrenze	τ_0 [N/m ²]	52,5	52,5	52,5	105	52,5	52,5
Fließindex	n [-]	1,5	1,4	1,3	1,3	1,35	1,35
Papanastasiou-Parameter	m [s]	100	100	100	100	100	100
Visco Bound Factor	ξ [-]	0,3	0,3	0,4	0,4	0,4	0,9

Tabelle 1: Parameter zu Bild 5.

die Flüssigkeit in den Simulationen. Die Simulationen der Rinne zeigen, dass für einen Vergleich mit den Laborversuchen die Konsistenz, die Fließgrenze und der Fließindex als Optimierungsparameter zu betrachten sind. Sie sind daher so zu wählen, dass die Zielwerte bestmöglich abgebildet werden. Bild 5 zeigt die Versuche, welche nötig waren, um den Laborversuch nachzubilden und um die Sensitivität sowie das Zusammenspiel der einzelnen Parameter besser zu verstehen. Die entsprechenden Parameter sind in Tabelle 1 dargestellt. Der Murgang in der geraden Rinne wird im numerischen Modell am besten mit dem Parametersatz 18 wiedergegeben. Sowohl die Geschwindigkeit der Murgangfront als auch die Fließzeit bis zum Rinnenende stimmen gut mit dem Laborversuch überein. Die Parametersätze 17 und 18 zeigen, dass der Faktor ξ hier ebenfalls keinen Einfluss auf das Simulationsergebnis hat.

5. Aufbereiten der Geländedaten

Die Grundlage für die numerische Simulation des Lienzer Bachs bildet das Geländemodell, welches in Form eines hochauflösenden Dreiecksnetzes zur Verfügung steht. Es handelt sich um dieselbe Grundlage, welche auch für das skalierte physische Murgangmodell verwendet worden ist. Für die Verwendung in DualSPHysics wird das reine Dreiecksnetz mit dem Programm AutoCAD Civil 3D (Autodesk, 2019) in ein digitales Geländemodell umgewandelt und auf den Projektperimeter zugeschnitten. Um die Datenmenge zu reduzieren, wird das Netz ausserhalb des Gewässerlaufs und des Ausleitbereichs mittels Punktf Entfernung reduziert. Das dadurch vereinfachte Modell wird in einen Volumenkörper umgewandelt und als STL-Datei exportiert. Trotz der Vereinfachung des Geländes wird der Bach mit einer sehr hohen Genauigkeit abgebildet. Wie beim physischen Modell befindet sich oberhalb des Geländes ein Tank mit einer Rinne als Zulaufstrecke im Naturmassstab. Das gesamte für die Modellierung verwendete Modell ist in Bild 6 dargestellt.

6. Simulation Extremhochwasser

Im ersten Schritt wird eine Simulation mit Wasser durchgeführt und mit dem entsprechenden Laborversuch verglichen. Dazu wird ein Extremhochwasser (EHQ) mit einem Abfluss von rund $39 \text{ m}^3/\text{s}$ simuliert. Der initiale Partikelabstand beträgt 10 cm. Eine feinere Auflösung war aufgrund der limitierten Rechenkapazität des Systems

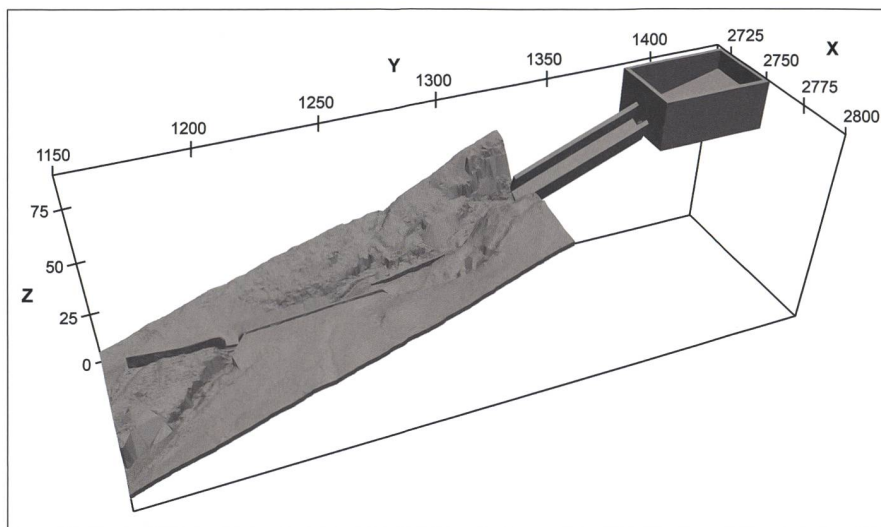


Bild 6: Dreidimensionales Geländemodell des Lienzer Bachs mit Tank und Zulaufrinne (Angaben in m).

nicht möglich. Die Simulation enthält total 12841494 Partikel. Davon beschreiben 5695946 die Geometrie und 7145548 Partikel das Wasser. Der Koeffizient α für die künstliche Viskosität wird mit einem Wert von 0,01 analog dem Versuch mit der Rinne angenommen. Der Faktor ξ spielt auch in diesem Fall eine untergeordnete Rolle und wird auf 0,1 gesetzt. Es wird eine physische Zeit von 300 Sekunden simuliert. Die Rechenzeit beträgt in dieser Konfiguration knapp 30 Stunden. Insgesamt zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen numerischem und physischem Modell. Vor allem im Bereich der Murgangssperre ist das Abflussverhalten praktisch identisch (Bild 7). Direkt nach der Sperre staut sich das Wasser an der Leitmauer und ein Teil fliesst entlang der Mauer zurück in Richtung der Sperre. Dieser Effekt ist im numerischen Modell deutlich besser erkennbar als im physischen Modell. Insgesamt scheint der Abfluss durch die Murgangssperre in den Unterlauf beim Labormodell etwas grösser zu sein als in der Simulation. Die Murgangssperre im Labor-

modell ist nicht identisch mit der Sperre, welche für die Simulation verwendet worden ist. Das liegt daran, dass das physische Modell laufend umgebaut wird. Die untere Öffnung der Murgangssperre ist jedoch identisch. Einzig die darüber liegende Geometrie der Stäbe und der Mauerkrone hat sich verändert. In diesem Bereich gibt es hier keinen Abfluss, weshalb dieser Unterschied unerheblich ist. Auch im Bereich der Ausleitstrecke stimmen die beiden Modelle gut überein. Im physischen Modellversuch konnte eine leichte Wellenbildung beobachtet werden. Diese sind im numerischen Modell ebenfalls vorhanden. Ein Vergleich der Abflusstiefen auf Basis der Lasermessungen ist nur bedingt möglich. Zum einen besitzt das numerische Modell deutlich mehr Unebenheiten im Gewässerlauf als das physische Modell und zum anderen zeigen die Lasermessungen eine sehr grosse Streuung. Möglicherweise führen kleine Wassertröpfchen zu diesen Schwankungen in den Messungen. Der zeitliche Verlauf des Tankvolumens lässt sich besser vergleichen, da die Wasser-

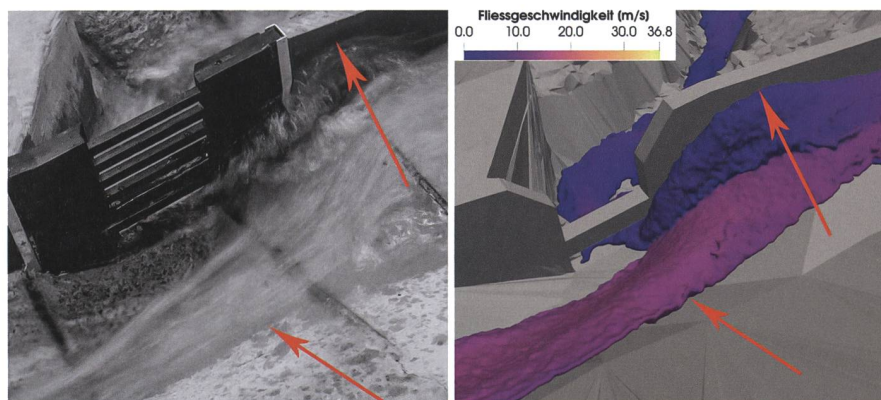


Bild 7: Blick auf die Murgangssperre bei der Simulation eines extremen Hochwassers (EHQ).

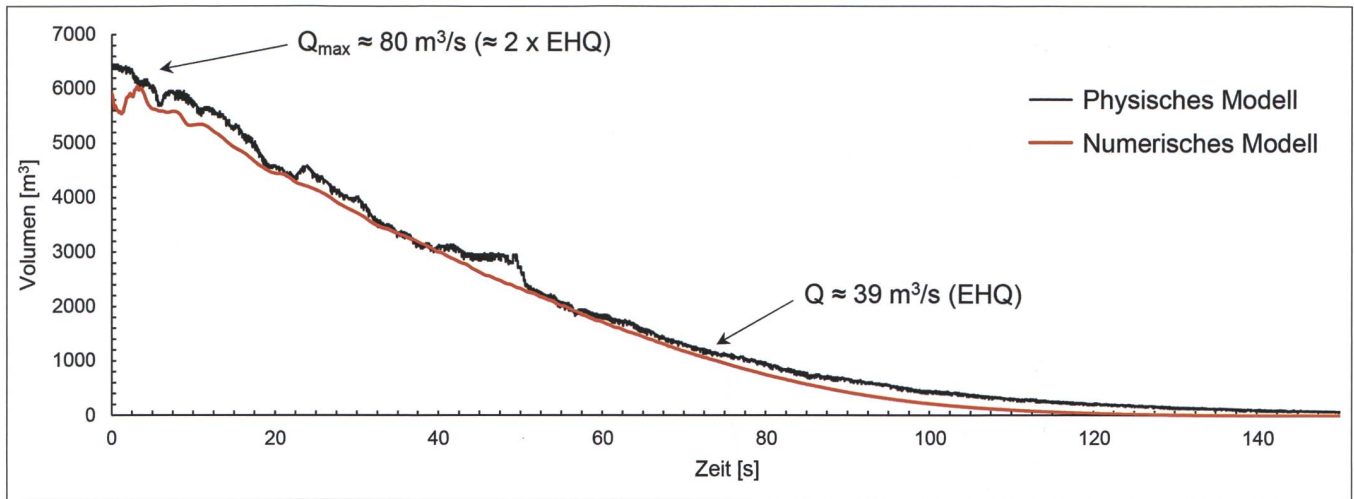


Bild 8: Abnahme des Tankvolumens – Vergleich numerisches und physisches Modell (EHQ).

oberfläche im Tank ruhiger ist. Bild 8 zeigt das berechnete Tankvolumen aus dem numerischen Modell im Vergleich mit der Messung im Labor. Es zeigt sich, dass die Daten sehr gut zusammenpassen. Der Tank in der Simulation entleert sich praktisch gleich wie im physischen Modell. Zu Beginn nimmt das Volumen in kurzer Zeit rasch ab. Der Abfluss ist entsprechend gross. Je weiter der Wasserspiegel im Tank sinkt, desto kleiner wird der Abfluss, da die Druckhöhe sinkt. Dieses Verhalten ist in der Abbildung deutlich erkennbar anhand der konvexen Form der Graphen. Der maximale Abfluss beträgt zirka $80 \text{ m}^3/\text{s}$, was ungefähr dem doppelten Extremhochwasser (EHQ) entspricht. Der Extremhochwasser-Abfluss wird in diesem Szenario nach rund 70 bis 80 Sekunden erreicht.

7. Simulation Murgang

Beim physischen Modell wird die Murgangmischung anhand der Zielwerte in der Vorversuchsphase geeicht. Bei der Simulation des Murgangs müssen die Parameter der Herschel-Bulkley-Flüssigkeit auch so gewählt werden, dass die Zielwerte bestmöglich eingehalten sind. Dazu wird die Simulation mehrfach mit verschiedenen Parametersätzen gestartet. Anschliessend wer-

den die Ergebnisse der Simulation mit den Zielwerten (siehe Einleitung) verglichen. Der optimale Parametersatz (Satz 18) aus den Versuchen an der Rinne konnte für die Simulation des Lienzer Bachs nicht verwendet werden, da sich die Materialoberflächen, der Massstab und auch die Abflussgeschwindigkeiten zu stark unterscheiden. Trotzdem war die Parameterstudie hilfreich, da sie zeigt, wie sich einzelne Parameter auswirken. So konnte ein für den Lienzer Bach passender Parametersatz mit deutlich weniger Versuchen gefunden werden. Tabelle 2 zeigt die Simulationsparameter mit der besten Übereinstimmung zwischen den Zielwerten und den simulierten Werten. Sie entsprechen in etwa den Literaturwerten eines SCC-Betons (De Larrard u.a., 1998). Wie bei der Simulation mit Wasser beträgt der initiale Partikelabstand 10 cm . Die Partikelanzahl unterscheidet sich hingegen, da ein grösseres Abflussvolumen simuliert wird. Die Simulation enthält total 25 592 666 Partikel. Davon beschreiben 19 896 720 die Flüssigkeit und 5 695 946 Partikel die Geometrie. Es wird eine physische Zeit von 150 Sekunden simuliert, was rund 161 Stunden Rechen-

zeit benötigt. Die Unterschiede zwischen physischem und numerischem Modell sind im Allgemeinen grösser als bei der Simulation mit Wasser. Oberhalb der Sperre steigt der Flüssigkeitsspiegel praktisch auf die gleiche Höhe. Unterhalb der Sperre in der Ausleitstrecke ist das nicht der Fall. Das ist in Bild 9 deutlich zu erkennen (siehe linker Pfeil). Im physischen Versuch steigt der Rand der Flüssigkeit deutlich höher als in der numerischen Simulation. In der Abbildung erkennt man, dass die Murgangsperrre bereits durch grosse Steine verklaut ist. Gleichzeitig zeigt sich im Labormodell eine Entwässerung des aufgestauten Murgangmaterials durch die Murgangsperrre. Der Abfluss, welcher in den Unterlauf gelangt, ist sehr flüssig und es sind nur noch vereinzelte grosse Steine vorhanden. Im numerischen Modell treten diese Effekte nicht auf, da keine Steine im Modell vorhanden sind. Dadurch fliesst im numerischen Modell stetig Flüssigkeit ab. Das erklärt auch den tieferen Flüssigkeitsspiegel im Bereich der Ausleitstrecke. Die abfliessende Flüssigkeit besitzt die gleichen Eigenschaften wie oberhalb der Murgangsperrre. Ein Entwässerungseffekt kann mit diesem

Dichte	ρ	$[\text{kg}/\text{m}^3]$	2100
Polytropische Konstante	γ	$[-]$	7
Konsistenz	κ	$[\text{Ns}^n/\text{m}^2]$	132,3
Flie遝grenze	τ_0	$[\text{N}/\text{m}^2]$	378
Flie遝index	n	$[-]$	1,7
Papanastasiou-Parameter	m	$[\text{s}]$	100
Visco Bound Factor	ξ	$[-]$	0,2
Initialer Partikelabstand	d_p	$[\text{m}]$	0,1
Courant-Zahl	C_{CFL}	$[-]$	0,2

Tabelle 2: Simulationsparameter für das numerische Murgangmodell.

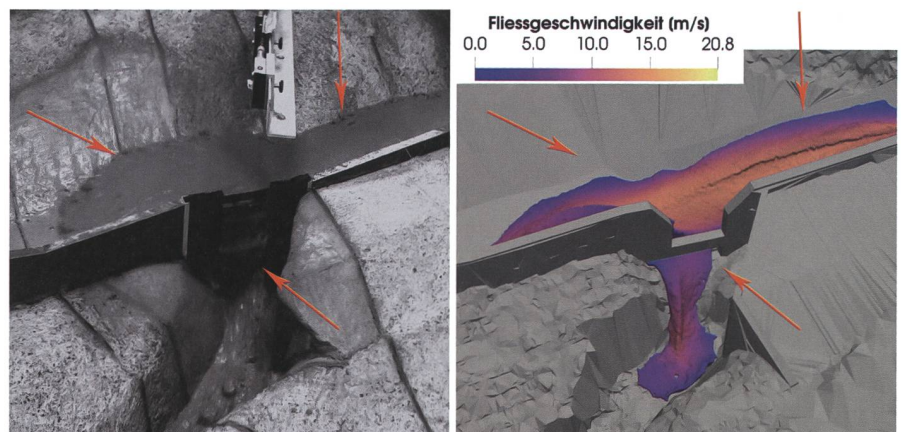


Bild 9: Blick auf die Murgangsperrre bei der Simulation eines Murganges.

Modell nicht simuliert werden. *Bild 10* zeigt das Flüssigkeitsvolumen im Tank während dem Versuch im Labor und im numerischen Modell. Beim numerischen Modell beginnt die Kurve bei einem etwas kleineren Volumen als beim Laborversuch. Der maximale Abfluss ist hingegen praktisch identisch. Im numerischen Modell nimmt das Volumen etwas schneller ab als im Labormodell. Das bedeutet, dass die Konsistenz im numerischen Modell noch nicht exakt stimmt. Bis auf den Versatz im Volumen und die etwas schnellere Volumenabnahme stimmen die Kurven recht gut überein.

8. Schlussfolgerungen

Die einphasigen Simulationen der Murgänge zeigen einige Unterschiede im Vergleich mit den Laborversuchen. Das Einphasenmodell ist nicht in der Lage, alle

Aspekte des Murgangs abzubilden. Insbesondere die Effekte, welche beim Verklausen der Murgangssperre auftreten, können im numerischen Modell nicht abgebildet werden. Oberhalb der Murgangssperre, wo der Abfluss erst spät durch die Verklausung beeinflusst wird, stimmen die Abflusstiefen besser überein. Die Beschreibung der Reibung zwischen Flüssigkeit und Geländemodell mit dem Faktor ξ und dem Ansatz der künstlichen Viskosität bildet die Realität nur bedingt ab. Die aktuelle Version von DualSPHysics bietet keinen spezifischen Parameter, um die Reibung zwischen Flüssigkeit und Gelände direkt zu beschreiben. Grundsätzlich lässt sich mit einer Herschel-Bulkley-Flüssigkeit das viskose Verhalten eines Murgangs gut nachbilden. Auf der anderen Seite sind Effekte, welche auf grössere Steine zurückzuführen sind, mit einem Einphasenmodell nicht abbildbar. Eine mögliche Lösung

könnte eine Kopplung von SPH mit einer nicht-newtonscher Flüssigkeit und einzelnen diskreten Elementen sein. Dazu müssten die grösseren Steine als eigenständige Elemente mit der Diskreten-Elemente-Methode (DEM) erzeugt werden. Die Simulationen des Lienzer Bachs zeigen, dass das Verfahren auch in Naturmassstab verwendet werden kann. Nicht unterschätzt werden darf der Bedarf an Ressourcen für die Simulation. Es wird eine sehr leistungsfähige Grafikkarte benötigt, um die Rechenzeiten möglichst kurz zu halten. Zusätzlich muss genügend Speicherplatz zur Verfügung gestellt werden, um die Simulationsergebnisse zu speichern. Im Allgemeinen bietet die Methode der Smoothed Particle Hydrodynamics vielfältige Möglichkeiten zur Simulation von komplexen dreidimensionalen Strömungen.

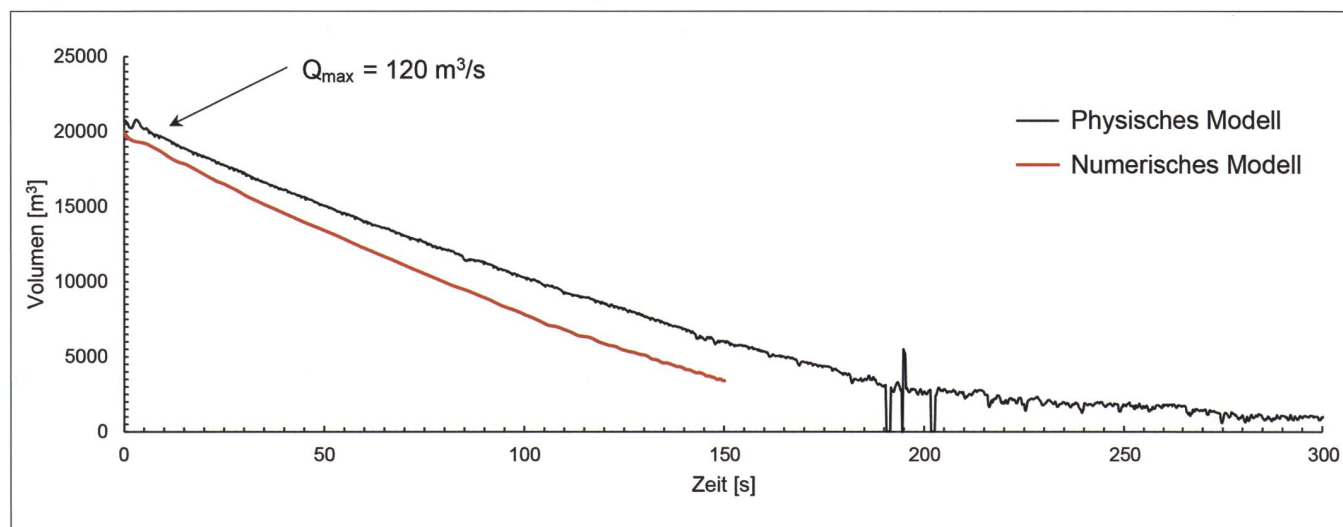


Bild 10: Abnahme des Tankvolumens – Vergleich numerisches und physisches Modell (Murgang).

Quellen:

Autodesk, Inc. (2019) AutoCAD Civil 3D (13.0.613.0) [Software]
 Burgos, G.R. und Alexandrou, A.N. (1999) «Flow development of Herschel – Bulkley fluids in a sudden three-dimensional square expansion». In: *Journal of Rheology* 43.3, S. 485–498
 Crespo, A.J.C., u.a. (2015) «DualSPHysics: Open-source parallel CFD solver based on Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)». In: *Computer Physics Communications* 187, S. 204–216
 Crespo, A.J.C. (2020) DualSPHysics Wiki: SPH Formulation. Hrsg. von DualSPHysics Tream, URL: <https://github.com/DualSPHysics/DualSPHysics/wiki/3.-SPH-formulation>
 De Larrard, F., Ferraris, C.F. und Sedran, T. (1998) «Fresh concrete: A Herschel-Bulkley material». In: *Materials and Structures* 31.7, S. 494–498
 Filho, C.A.D.F. (2019) *Smoothed Particle Hydrodynamics*. Wiesbaden: Springer

Gingold, R.A. und Monaghan, J.J. (1977) «Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 181.3, S. 375–389
 Kessler, A. (2017) «Precipitation threshold for debris flows and landslides in the Sântis Region». Masterthesis. Zürich: Universität Zürich
 Lucy, L.B. (1977) «A numerical approach to the testing of the fission hypothesis». In: *The Astronomical Journal* 82, S. 1013–1024
 Malcherek, A. (2010) «Zur Beschreibung der rheologischen Eigenschaften von Flüssigschlicker». In: *Die Küste* 77, S. 135–178
 Monaghan, J.J. (1994) «Simulating Free Surface Flows with SPH». In: *Journal of Computational Physics* 110.2, S. 399–406
 Moreno, E., Larese, A. und Cervera, M. (2016) «Modelling of Bingham and Herschel – Bulkley flows with mixed P1/P1 finite elements stabilized with orthogonal subgrid scale». In: *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 228, S. 1–16

Papanastasiou, T.C. (1987) «Flows of Materials with Yield». In: *Journal of Rheology* 31.5, S. 385–404
 Wendland, H. (1995) «Piecewise polynomial, positive definite and compactly supported radial functions of minimal degree». In: *Advances in Computational Mathematics* 4.1, S. 389–396

Autoren:

Raphael Züger, OST Ostschweizer Fachhochschule, IBU Institut für Bau und Umwelt, Oberseestrasse 10, CH-8640 Rapperswil, raphael.zueger@ost.ch, www.ost.ch
 Dr.-Ing. Davood Farshi, OST Ostschweizer Fachhochschule, IBU Institut für Bau und Umwelt, Oberseestrasse 10, CH-8640 Rapperswil, davood.farshi@ost.ch, www.ost.ch
 Dominik Schwere, OST Ostschweizer Fachhochschule, IBU Institut für Bau und Umwelt, Oberseestrasse 10, CH-8640 Rapperswil, dominik.schwere@ost.ch, www.ost.ch