

|                     |  |
|---------------------|--|
| <b>Zeitschrift:</b> | Wasser Energie Luft = Eau énergie air = Acqua energia aria   |
| <b>Herausgeber:</b> | Schweizerischer Wasserwirtschaftsverband   |
| <b>Band:</b>        | 113 (2021)   |
| <b>Heft:</b>        | 2  |
| <b>Artikel:</b>     | Untersuchung der Anwendbarkeit der SPH-Methode zur Modellierung von Hochwasser und Murgangströmungen |
| <b>Autor:</b>       | Züger, Raphael / Farshi, Davood / Schwere, Dominik   |
| <b>DOI:</b>         | <a href="https://doi.org/10.5169/seals-966181">https://doi.org/10.5169/seals-966181</a>              |

### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 14.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# 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 physchem 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 Murgangsperrre oder grössere Ablagerungen. Trotzdem können die Frontgeschwindigkeit sowie der Spitzenabfluss des Murgangs mit der Methode sehr gut simuliert werden. Damit die Verklausungseffekte nachgebildet werden können, sind weitere Entwicklungen notwendig.

Volumen von 20 000 m<sup>3</sup>, ein maximaler Abfluss von 120 m<sup>3</sup>/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 Hochwasser- versuche wird das Schutzkonzept optimiert. Anschliessend werden die Hauptversuche mit den Murgängen durchgeführt. Für die Bestimmung der Murgang- mischung 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 (newtonisch sowie nicht-newtonisch) 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 40 000 m<sup>3</sup> 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 fliest die Murgangmischung gravitativ bedingt eigenständig über eine Zulaufrinne 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-

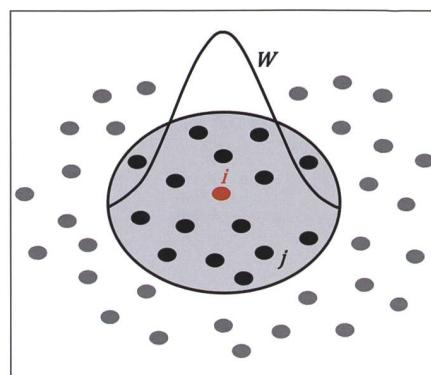


Bild 2: Grafische Darstellung des Kernels (Filho, 2019).

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

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

Gleichung 2.

sigkeiten ist in DualSPHysics der Ansatz der künstlichen Viskosität implementiert (Monaghan, 1994). Dabei beschreibt ein anwendungsspezifischer Koeffizient  $\alpha$  (nicht mit  $\alpha_D$  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  $\xi$  gibt an, mit welchem Wert der Koeffizient  $\alpha$  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 Fließgrenze  $\tau_0$ , die Konsistenz  $\kappa$  und ein Fließindex  $n$ .

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

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 eingezzeichnet, 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 (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<sub>p</sub>* ist. Für nicht-newtonische Flüs-

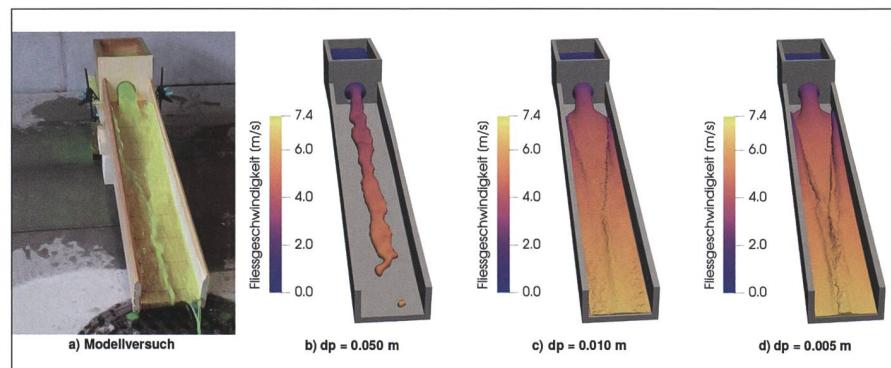


Bild 3: Einfluss des initialen Partikelabstandes *d<sub>p</sub>* auf das Simulationsergebnis und Vergleich mit dem Modellversuch.

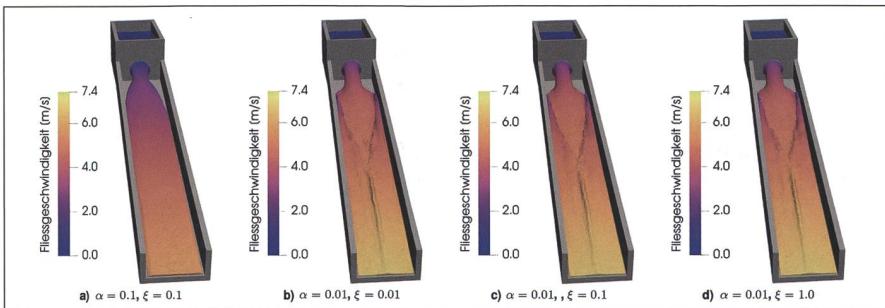


Bild 4: Einfluss der Viskosität auf das Simulationsergebnis mit Wasser.

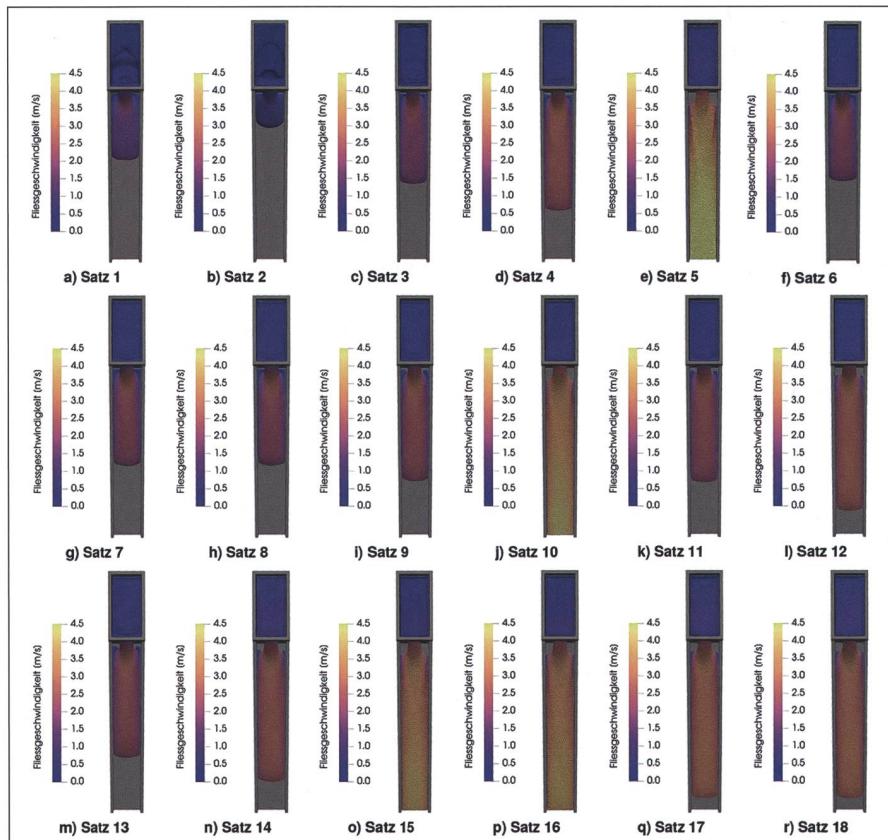


Bild 5: Parameterstudie der Herschel-Bulkley-Flüssigkeit in der Rinne (vgl. Tabelle 1).

| Parameter   | Satz 1  | Satz 2  | Satz 3  | Satz 4  | Satz 5  | Satz 6  |
|---|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| Konsistenz $\kappa$ [ $\text{Ns}^\eta/\text{m}^2$ ] | 31,5    | 132,3   | 42      | 21      | 21      | 16,8    |
| Fliessgrenze $\tau_0$ [ $\text{N}/\text{m}^2$ ]     | 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 $\xi$ [-]                        | 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 $\kappa$ [ $\text{Ns}^\eta/\text{m}^2$ ] | 10,5    | 10,5    | 5,25    | 21      | 21      | 21      |
| Fliessgrenze $\tau_0$ [ $\text{N}/\text{m}^2$ ]     | 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 $\xi$ [-]                        | 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 $\kappa$ [ $\text{Ns}^\eta/\text{m}^2$ ] | 10,5    | 10,5    | 10,5    | 10,5    | 10,5    | 10,5    |
| Fliessgrenze $\tau_0$ [ $\text{N}/\text{m}^2$ ]     | 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 $\xi$ [-]                        | 0,3     | 0,3     | 0,4     | 0,4     | 0,4     | 0,9     |

Tabelle 1: Parameter zu Bild 5.

#### 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 dienen 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  $\alpha$ , der Faktor  $\xi$  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  $\alpha$ , welcher die künstliche Viskosität steuert. Bild 4 zeigt, dass für die Rinne ein Parameterwert von 0,01 zu den besten Ergebnissen führt. Der Faktor  $\xi$  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 scher-verdickende Flüssigkeit. Ein Wert kleiner als 1 beschreibt eine strukturviskose Flüssigkeit (Malcherek, 2010). Je grösser der Wert gewählt wird, desto langsamer fliest

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 Murfront als auch die Fließzeit bis zum Rinnenende stimmen gut mit dem Laborversuch überein. Die Parametersätze 17 und 18 zeigen, dass der Faktor  $\xi$  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 Punktentfernung 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

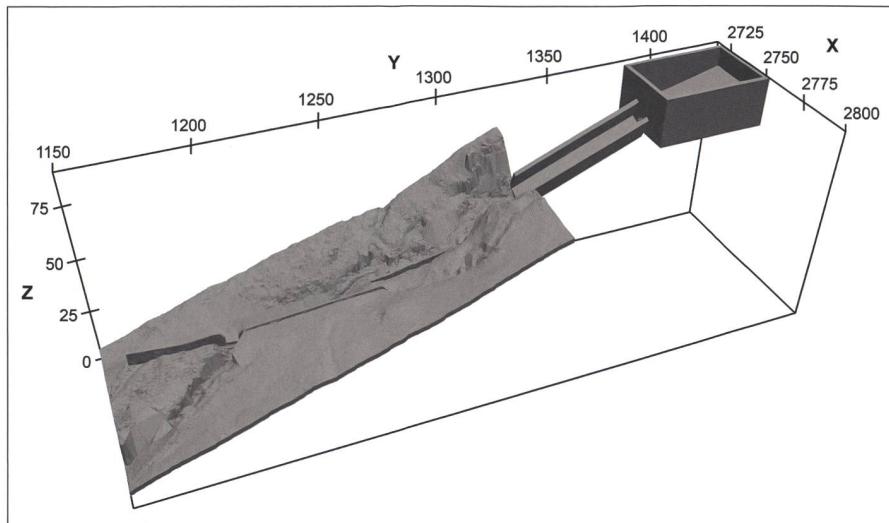


Bild 6: Dreidimensionales Geländemodell des Lienzer Bachs mit Tank und Zulaufrinne (Angaben in m).

nicht möglich. Die Simulation enthält total 12 841 494 Partikel. Davon beschreiben 5 695 946 die Geometrie und 7 145 548 Partikel das Wasser. Der Koeffizient  $\alpha$  für die künstliche Viskosität wird mit einem Wert von 0,01 analog dem Versuch mit der Rinne angenommen. Der Faktor  $\xi$  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 Murgangsperre ist das Abflusverhalten 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 Murgangsperre in den Unterlauf beim Labormodell etwas grösser zu sein als in der Simulation. Die Murgangsperre 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 Murgangsperre 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 Murgangsperre bei der Simulation eines extremen Hochwassers (EHQ).

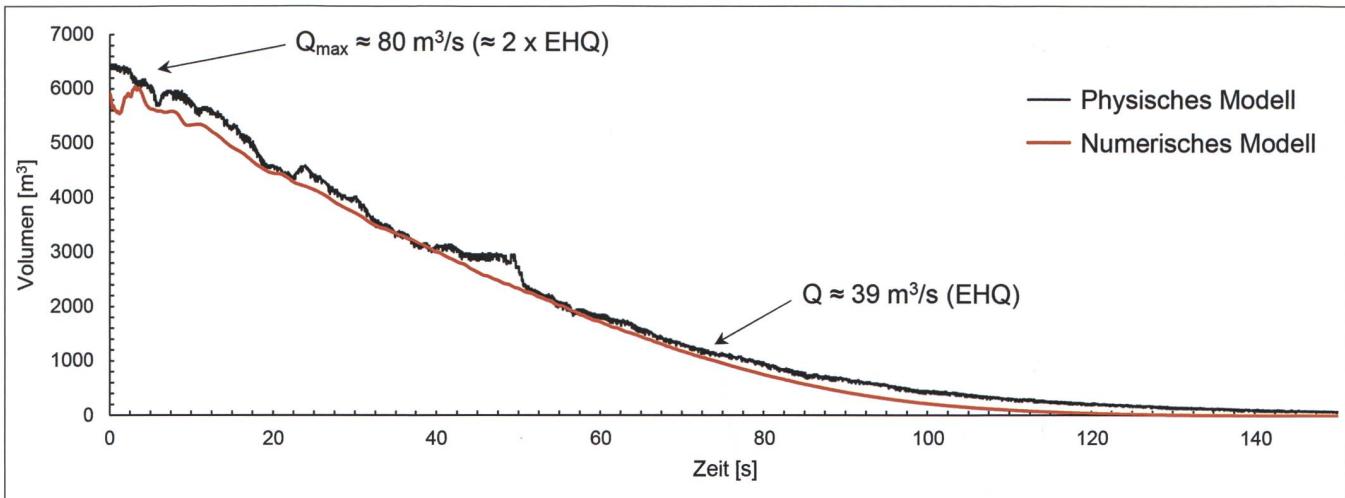


Bild 8: Abnahme des Tankvolumens – Vergleich numerisches und physisches Modell (EHQ).

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 Vorversuchphase 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 Murgangsperre bereits durch grosse Steine verklaut ist. Gleichzeitig zeigt sich im Labormodell eine Entwässerung des aufgestauten Murgangmaterials durch die Murgangsperre. Der Abfluss, welcher in den Unterauf 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 Murgangsperre. Ein Entwässerungseffekt kann mit diesem

|                           |           |          |       |
|---------------------------|-----------|----------|-------|
| Dichte                    | $\rho$    | [kg/m³]  | 2100  |
| Polytropische Konstante   | $\gamma$  | [·]      | 7     |
| Konsistenz                | $\kappa$  | [Ns³/m²] | 132,3 |
| Fliessgrenze              | $\tau_0$  | [N/m²]   | 378   |
| Fliessindex               | $n$       | [·]      | 1,7   |
| Papanastasiou-Parameter   | $m$       | [s]      | 100   |
| Visco Bound Factor        | $\xi$     | [·]      | 0,2   |
| Initialer Partikelabstand | $d_p$     | [m]      | 0,1   |
| Courant-Zahl              | $C_{CFL}$ | [·]      | 0,2   |

Tabelle 2: Simulationsparameter für das numerische Murgangmodell.

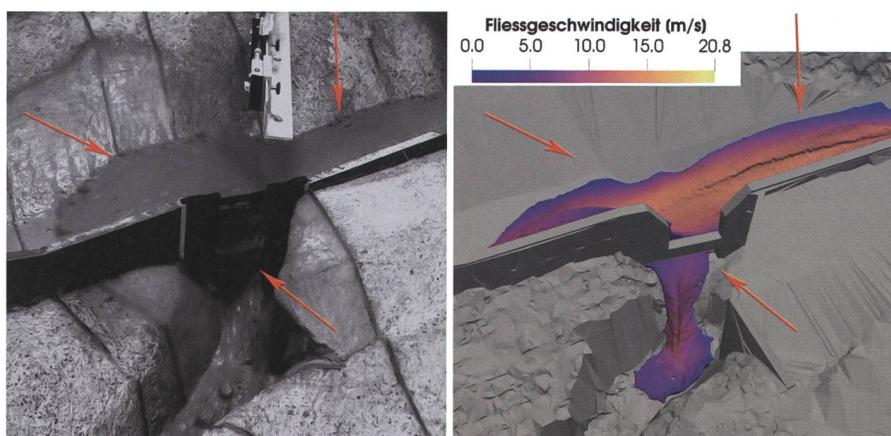


Bild 9: Blick auf die Murgangsperre bei der Simulation eines Murganges.

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 Verklauen der Murgangsperrre auftreten, können im numerischen Modell nicht abgebildet werden. Oberhalb der Murgangsperrre, wo der Abfluss erst spät durch die Verklauung beeinflusst wird, stimmen die Abflusstiefen besser überein. Die Beschreibung der Reibung zwischen Flüssigkeit und Geländemodell mit dem Faktor  $\xi$  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-newtonischen 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.

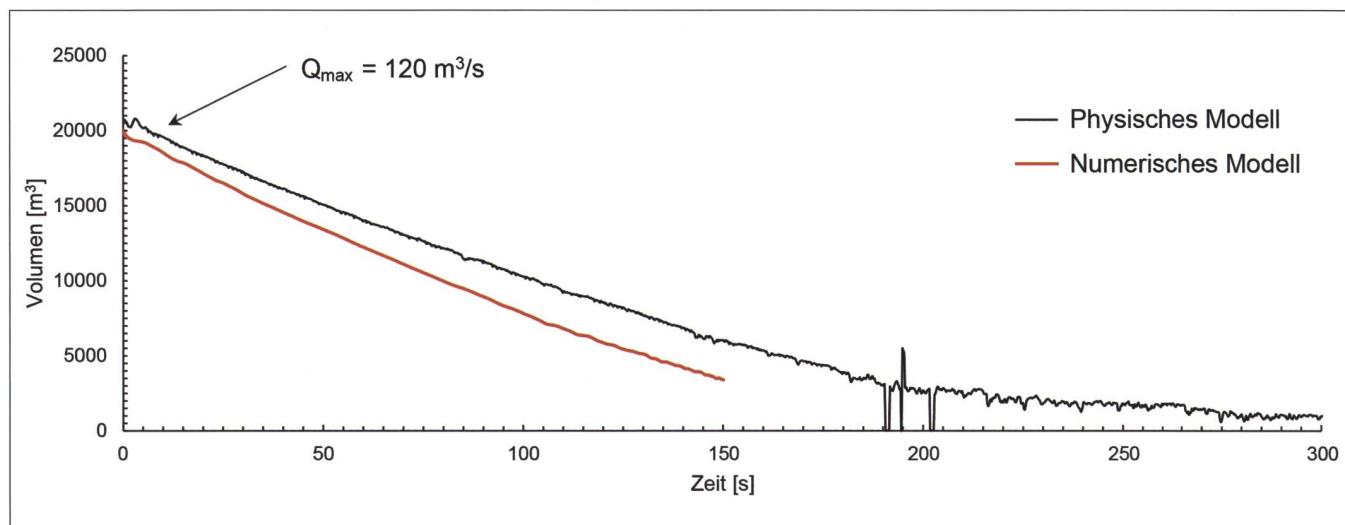


Bild 10: Abnahme des Tankvolumens – Vergleich numerisches und physisches Modell (Murgang).

### 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 Team, 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 Säntis 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 Flüssigschichten». 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](http://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](http://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](http://www.ost.ch)