

Eidgenössisches Departement für Umwelt, Verkehr, Energie und Kommunikation UVEK

Bundesamt für Energie BFE Aufsicht Talsperren

Schlussbericht vom 12. Juni 2023

Impulswellen bei flachen Eintauchwinkeln



Foto: VAW 2021



Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie

Datum: 12. Juni 2023

Auftraggeberin:

Bundesamt für Energie BFE Sektion Aufsicht Talsperren CH-3003 Bern www.bfe.admin.ch

Beauftragte:

ETH Zürich Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie (VAW) Hönggerbergring 26 CH-8093 Zürich www.vaw.ethz.ch

Autoren: Felix Bross Dr. Frederic Evers

BFE-Projektbegleitung:

Dr. Markus Schwager Dr. Helge Fuchs

BFE-Vertragsnummer: SI/502332-01

Diese Studie wurde im Rahmen des Forschungsprogrammes Stauanlagensicherheit durchgeführt. Für den Inhalt der Studie sind ausschliesslich deren Autoren verantwortlich.

Zusammenfassung

Der durch das Bundesamtes für Energie (BFE), Sektion Aufsicht Talsperren, und die Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie (VAW) der ETH Zürich herausgegebene Leitfaden zur Abschätzung von Impulswellenereignissen in Stauseen führt allgemein gültige Berechnungsgleichungen, die aus hydraulischen Experimenten abgeleitet wurden, zu einer Berechnungsprozedur zusammen. Die Anwendungsgrenzen der Gleichungen hängen dabei vom Parameterbereich der jeweiligen Experimente ab. Insbesondere die untere Anwendungsgrenze des Rutscheintauchwinkels $\alpha = 30^{\circ}$ wurde in der Anwendungspraxis des BFE als zu steil identifiziert. Um den experimentellen Parameterbereich $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ um flachere Eintauchwinkel α zu erweitern, wurden daher zusätzliche Experimente mit $\alpha = 15^{\circ}$, 22.5° und 30° durchgeführt. Die Auswertung der zusätzlichen Experimente und ein Vergleich mit den bestehenden Messdaten für $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ zeigen, dass die 2D-Berechnungsgleichungen des Impulswellenleitfadens auch für flachere Rutscheintauchwinkel angewendet werden können.

Resumé

Le manuel publié par l'Office Fédéral de l'Énergie (OFEN), section Surveillance des barrages, et le Laboratoire d'Hydraulique, d'Hydrologie et de Glaciologie (VAW) de l'EPF de Zurich pour l'estimation des événements des vagues d'impulsion dans les retenues rassemble des équations de calcul générales valables, dérivées d'expériences hydrauliques, en une procédure de calcul. Les limites d'application des équations dépendent de la plage de paramètres des expériences respectives. En particulier, la limite d'application inférieure de l'angle d'impact du glissement $\alpha = 30^{\circ}$ a été identifiée comme trop raide dans la pratique d'application de l'OFEN. Afin d'élargir la plage de paramètres expérimentaux $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ à des angles d'impact α moins profonds, des expériences supplémentaires ont donc été réalisées avec $\alpha = 15^{\circ}$, 22,5° et 30°. L'évaluation des expériences supplémentaires et une comparaison avec les données de mesure existantes pour $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ montrent que les équations de calcul 2D du manuel des vagues d'impulsion peuvent également être appliquées pour des angles d'immersion plus faibles.

Summary

The manual for the assessment of impulse wave events in reservoirs, published by the Swiss Federal Office of Energy (SFOE), section for supervision of dams, and the Laboratory of Hydraulics, Hydrology and Glaciology (VAW) at ETH Zurich, combines generally applicable equations derived from hydraulic experiments into a calculation procedure. The application limits of the equations depend on the parameter range of the respective experiments. In particular, the lower application limit of the slide impact angle $\alpha = 30^{\circ}$ was identified as too steep in the BFE application practice. Therefore, in order to extend the experimental parameter range $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ by shallower impact angles α , additional experiments with $\alpha = 15^{\circ}$, 22.5° and 30° were conducted. The evaluation of the additional experiments and a comparison with the existing measured data for $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ show that the 2D computational equations of the impulse wave manual can also be applied for shallower slide impact angles.

Inhaltsverzeichnis

Z	Zusammenfassungiii					
Iı	nhalt	tsvei	rzeichnisi	iv		
1		Ei	nleitung	6		
	1.1		Hintergrund & Problemstellung	6		
	1.2		Zielsetzung & Bearbeitungsschritte	6		
2		Gı	rundlagen	8		
	2.1		Impulswellen-Leitfaden	8		
	2	.1.1	Wellenerzeugung und -ausbreitung (2D)	8		
	2	.1.2	Wellenerzeugung und -ausbreitung (3D)	9		
	2.2		Wellentypen 1	0		
	2.3		3D-Experimente von Bregoli et al. (2017)1	3		
3		Ph	ysikalisches Modell1	4		
	3.1		Versuchsaufbau1	4		
	3.2		Modellähnlichkeit und Massstabseffekte1	6		
	3.3		Rutschmasse1	6		
	3.4		Eingangsparameter, Dimensionsanalyse und Ergebnisparameter1	7		
	3.5		Messtechnik 1	9		
	3	.5.1	Laserdistanzsensoren 1	9		
	3	.5.2	Ultraschalldistanzsensoren und kapazitive Wellenpegel2	0		
	3.6		Datenauswertung	1		
	3.7		Versuchsprogramm und Parametervariation2	3		
4		Re	esultate	5		
	4.1		Beschreibung des Eintauchverhaltens2	5		
	4	.1.1	Eintauchwinkel	5		
	4	.1.2	Rutschmaterial	6		
	4.2		Reproduzierbarkeit2	8		
	4.3		Granulatmischungen2	9		
	4.4		Vergleich mit Impulswellenleitfaden (2D)	1		
	4	.4.1	Maximale Wellenamplitude und -höhe3	1		

	4.4	4.2	Abnahme der Wellenamplitude und -höhe entlang des Wellenausbreitungswegs.	33
	4.4	4.3	Ausbreitungsgeschwindigkeit	33
	4.5	B	erechnungsansatz nach Wellenposition	34
	4.5	5.1	Erste Welle	34
	4.5	5.1.1	Maximale Wellenamplitude und -höhe	34
	4.5	5.1.2	Abnahme der Wellenamplitude und -höhe entlang des Wellenausbreitungswegs.	35
	4.5	5.1.3	Ausbreitungsgeschwindigkeit	37
	4.5	5.2	Zweite Welle	37
	4.5	5.2.1	Maximale Wellenamplitude	38
	4.6	V	ergleich Impulswellenleitfaden (3D) mit Daten Bregoli et al. (2017)	40
5		Disk	sussion	12
	5.1	Ei	influss der Sensorpaarposition 1	42
	5.2	U	mrechnungsfaktor 2D-Wellenamplitude zu -höhe	43
	5.3	B	erechnungsansatz nach Wellenposition	14
6		Schl	ussfolgerungen	1 7
7		Lite	raturverzeichnis	19
S	ymbo	l- un	d Abkürzungsverzeichnis	51
A	nhan	g A	Rutscheintauchgeschwindigkeit und -mächtigkeit	54
A	nhan	g B	Tabellen der Perzentil- und Medianwerte der Boxplots	56
A	nhan	g C	Bestimmung der Wellenausbreitungsgeschwindigkeit	59
A	nhan	g D	Versuche mit Netzbeutelrutschen	50
A	nhan	g E	Versuchsparameter	52
A	nhan	g F	Addendum zum Impulswellenleitfaden (Englisch)	57

1 Einleitung

1.1 Hintergrund & Problemstellung

Im Jahr 2008 bzw. 2009 wurde unter der Herausgeberschaft und fachlichen Begleitung des Bundesamtes für Energie (BFE), Sektion Talsperren, von der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie (VAW) der ETH Zürich ein Leitfaden zur Abschätzung der Auswirkungen von Impulswellenereignissen in Stauseen in deutscher bzw. englischer Sprache veröffentlicht (Heller et al. 2009), der 2019 in einer aktualisierten Fassung in englischer Sprache erschienen ist (Evers et al. 2019). Der Leitfaden basiert auf allgemein gültigen Berechnungsgleichungen, die aus hydraulischen Experimenten im Labormassstab empirisch abgeleitet wurden. Diese Gleichungen werden im Leitfaden als Step 1 zu einer Berechnungsprozedur zusammengeführt, die es ermöglicht, das Gefährdungspotential eines Impulswellenereignisses abzuschätzen (Abb. 1). Die in der Berechnungsprozedur berücksichtigten hydraulischen Prozesse sind die Wellenerzeugung und -ausbreitung (entweder 2D oder 3D), das Wellenauflaufen und -überschwappen, die Überlandströmung, sowie die auf eine Talsperre ausgeübte hydrodynamische Druckkraft. Eine Kenngrösse bei der Abschätzung der Impulswellenerzeugung und -ausbreitung sowohl in 2D als auch 3D ist der sogenannte Impulsproduktparameter. Auf Basis der Rutscheintauchgeschwindigkeit, der Rutschmächtigkeit, der Rutscheintauchwinkel und der Ruhewassertiefe beschreibt der Impulsproduktparameter den Energietransfer pro Rutschbreiteneinheit von der Rutschmasse auf die Wassersäule, in dessen Folge Impulswellen erzeugt werden.

In der Anwendungspraxis des BFE wurde die untere experimentelle Parameterlimitation des Rutscheintauchwinkels von 30° als zu steil für die Beurteilung einzelner Gefahrenszenarien identifiziert. Eine Anwendung der Berechnungsprozedur des Leifadens ausserhalb der experimentellen Parameterlimitationen ist mit zusätzlichen Unsicherheiten der Ergebnisse verbunden.

1.2 Zielsetzung & Bearbeitungsschritte

Das Projekt 'Impulswellen bei flachen Eintauchwinkeln' hat als Ziel, den Anwendungsbereich des Impulswellenleitfadens gegenüber den bestehenden Parameterlimitationen (30° bis 90°) um flache Rutscheintauchwinkel (15° bis 30°) zu erweitern. Folgende Teilaufgaben wurden zur Erreichung dieses Ziels bearbeitet:

- Durchführung von hydraulischen Experimenten im VAW-Impulswellenkanal (2D) mit Rutscheintauchwinkeln von 15°, 22.5° und 30°;
- Neuauswertung von bestehenden 2D-Messdaten der Experimente von Fritz (2002), Zweifel (2004) und Heller (2008) mit Rutscheintauchwinkeln von 30° bis 90° mit einem besonderen Fokus auf die experimentelle Streuung gegenüber den 2D-Berechnungsansätzen des Leitfadens;

- Vergleich der Experimente mit flachen Eintauchwinkeln sowohl mit der experimentellen Streuung der bestehenden, neu ausgewerteten Messdaten als auch mit den 2D-Berechnungsansätzen des Leitfadens;
- Auswertung der 2D-Experimente mit Rutscheintauchwinkeln von 15° bis 30° hinsichtlich einer Beschreibung der Einzelwellen des Impulswellenzugs;
- Vergleich der 3D-Experimente von Bregoli et al. (2017) mit Rutscheintauchwinkeln von 15.5° und 27.8° mit den 3D-Berechnungsansätzen des Leitfadens;
- Verfassen eines Addendums zum Leitfaden in englischer Sprache, das die wesentlichen Projektergebnisse und Anpassungen der Parameterlimitationen zusammenfasst, sowie Aktualisierung des den Leitfaden ergänzenden Berechnungstools.



Abb. 1 Übersicht des Berechnungsvorgehens im Impulswellenleitfaden (Evers et al. 2019)

2 Grundlagen

Die für die vorliegende Untersuchung relevanten Gleichungen aus dem aktuellen Impulswellenleitfaden (Evers et al. 2019) werden nachfolgend aufgeführt (Abschnitt 2.1) und die vier Arten von nichtlinearen Wellen dargestellt (Abschnitt 2.2), die zur Beschreibung und Einordnung der untersuchten Wellentypen dieser Arbeit verwendet wurden. Der Versuchsaufbau der für eine Beurteilung des Effekts flacher Eintauchwinkel untersuchten Experimente von Bregoli et al. (2017) wird am Ende des Kapitels beschrieben (Abschnitt 2.3).

2.1 Impulswellen-Leitfaden

2.1.1 Wellenerzeugung und -ausbreitung (2D)

In Abb. 2 sind die für die Beschreibung von Impulswellen massgebenden Rutsch- und Wellenparameter dargestellt. Bei einer Betrachtung in 2D wird angenommen, dass keine Änderungen über die Kanal- bzw. Gewässerbreite *b*, die zudem als Rutschbreite angenommen wird, auftritt. Gemäss Impulswellenleitfaden sind die massgebenden Rutschparameter die Eintauchgeschwindigkeit V_s des Rutschschwerpunkts, die Rutschmasse m_s , die Rutschmächtigkeit *s* und der Rutscheintauchwinkel *a*. Die Rutschmasse m_s , berechnet sich aus dem Produkt des Rutschvolumens Ψ_s und der Rutschdichte ρ_s . Zusätzlich ist die Ruhewassertiefe *h* des Wasserkörpers zu berücksichtigen. Für die Beschreibung der Wellencharakteristik werden die Amplituden der Wellenberge *a*, die Wellenhöhen *H* und die Ausbreitungsgeschwindigkeiten *c* verwendet.





Die Grundlage für die Beschreibung der Wellencharakteristika bilden die dimensionslosen Kennzahlen Rutscheintauch-Froude-Zahl F, die relative Rutschmächtigkeit S und die relative Rutschmasse M. F ist als das Verhältnis der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s zur Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Flachwasserwelle bei einer Erdbeschleunigung g definiert. S und M beschreiben die Rutschmächtigkeit bzw. -masse gegenüber der Ruhewassertiefe h bzw. einem aus h abgeleiteten Wasservolumen:

$$\mathsf{F} = \frac{V_s}{\sqrt{gh}} \tag{1}$$

$$S = \frac{s}{h} \tag{2}$$

$$M = \frac{m_s}{(\rho_w bh^2)} \tag{3}$$

Aus den Versuchen von Fritz (2002) und Zweifel (2004) entwickelte Heller (2008) den Impulsproduktparameter P, der diese dimensionslosen Kennzahlen und den effektiven Eintauchwinkel α_{eff} zusammenfasst:

$$\alpha_{eff} = \frac{6}{7}\alpha \tag{4}$$

$$\mathsf{P} = \mathsf{F}S^{0.5}M^{0.25} \{\cos(\alpha_{eff})\}^{0.5}$$
(5)

Aus diesem Parameter kann die *globale*, maximale Wellenamplitude a_M , deren Entfernung x_M vom Eintauchpunkt sowie die maximale Wellenhöhe H_M berechnet werden, respektive die relative Wellenamplitude A_M , die relative Distanz vom Eintauchpunkt X_M und die relative Wellenhöhe Y_M :

$$A_M = \frac{a_M}{h} = (4/9)\mathsf{P}^{0.8} \tag{6}$$

$$X_M = \frac{x_M}{h} = (11/2)\mathsf{P}^{0.5} \tag{7}$$

$$Y_M = \frac{H_M}{h} = (5/9)\mathsf{P}^{0.8}$$
(8)

Bei der globalen Beschreibung wird nicht berücksichtigt, ob die maximale Wellenamplitude bzw. -höhe an der ersten oder einer der nachfolgenden Wellen eines Impulswellenzuges gemessen wird. Zusätzlich wurden Zusammenhänge zur Abnahme der relativen Wellenamplituden A_{2D} und -höhen Y_{2D} in Abhängigkeit der relativen Ausbreitungsdistanz X = x/h zum Eintauchpunkt definiert:

$$A_{2D}(X) = \frac{a_{2D}(x)}{h} = (3/5)(\mathsf{P}X^{-1/3})^{0.8}$$
(9)

$$Y_{2D}(X) = \frac{H_{2D}(x)}{h} = (3/4)(\mathsf{P}X^{-1/3})^{0.8}$$
(10)

Auch hier werden globale Maximalwerte für den gesamten Impulswellenzug beschrieben. Dabei ist zu beachten, dass die Gleichungen für die Beschreibung der Maximalwerte und jene für die Abnahme während der Ausbreitung unabhängig voneinander abgeleitet wurden, d.h. im Allgemeinen gilt $A_{2D}(X_M) \neq A_M$. Sowohl in den Gleichungen (7) und (8) als auch (9) und (10) erfolgt die Umrechnung zwischen Wellenamplitude und -höhe über einen konstanten Wert mit Y = (5/4)A. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Impulswellen *c* wird gemäss Leitfaden für die 2D-Wellenausbreitung in Abhängigkeit der Amplitude *a* über die Solitärwellengeschwindigkeit nach Laitone (1960) beschrieben:

$$c = [g(h+a)]^{1/2} \tag{11}$$

2.1.2 Wellenerzeugung und -ausbreitung (3D)

Im 3D-Fall hat der Rutsch eine gegenüber dem Wasserkörper begrenzte Rutschbreite *b* und der Impulswellenzug breitet sich von der Eintauchstelle ausgehend näherungsweise halbkreisförmig in mehrere Richtungen aus (Abb. 3). Die Wellenausbreitung wird dabei mit den Polarkoordinaten der radialen Wellenausbreitungsdistanz *r* und des Wellenausbreitungswinkels γ beschrieben. Die Beschreibung der Rutschparameter erfolgt analog der 2D-Betrachtung (Abb. 2).



Abb. 3 Definition der zusätzlichen Parameter des 3D-Ansatzes (Evers et al. 2019)

Die Position der maximalen Amplitude X_M aus der 2D-Betrachtung wird in 3D über den Eintauchradius r_0 beschrieben, der den Rutscheintauchbereich $r < r_0$ gegenüber dem Wellenausbreitungsbereich $r > r_0$ abgrenzt. Für den Vergleich mit den Messdaten von Bregoli et al. (2017) wird im Folgenden nur die erste Welle für $\gamma = 0^\circ$ berücksichtigt und der dafür massgebliche Eintauchradius $r_{0,0^\circ}$ anhand des Impulsproduktparameters P, der Rutschbreite *b* sowie des effektiven Rutscheintauchwinkels α_{eff} wie folgt approximiert:

$$R_{0,0^{\circ}} = \frac{r_{0,0^{\circ}}}{h} = 2.5 \left(\mathsf{P}\left(\frac{b}{h}\right) \cos(\alpha_{eff}) \right)^{0.25}$$
(12)

Die dazu gehörige relative maximale Amplitude des ersten Wellenbergs $A_{0,c1}$ für $\gamma = 0^{\circ}$ mit Abstand $r_{0,0^{\circ}}$ zur Eintauchstelle (Abb. 3) berechnet sich mit:

$$A_{0,c1} = \frac{a_{0,c1}}{h} = 0.2 \,\mathsf{P}^{0.5} \left(\frac{b}{h}\right)^{0.75} \left\{\cos\left(\alpha_{eff}\right)\right\}^{0.25} \tag{13}$$

Die Abnahme der Wellenamplitude A_{c1} entlang des Ausbreitungsweges wird über eine natürliche Exponentialfunktion beschrieben. Ausgangspunkt der Abnahme ist die maximalen Wellenamplitude gemäss Gleichung (13). Der Ersatzradius $r^* = r - r_0$ ist dabei als Entfernung vom Punkt der maximalen Wellenamplitude, dem Eintauchradius r_0 (hier: $r_{0,0^\circ}$), definiert. Für $\gamma = 0^\circ$ vereinfacht sich die im Impulswellenleitfaden angegebene Gleichung zu:

$$A_{c1}(R) = \frac{a_{c1}(r)}{h} = A_{0,c1} \exp\left[-0.4A_{0,c1}^{-0.3}\sqrt{\frac{r^*}{h}}\right]$$
(14)

2.2 Wellentypen

Impulswellen sind im Allgemeinen stark nicht-linear und ihr Wellenprofil entspricht dementsprechend keinem reinen Sinusprofil (Sinuswelle); die Wellenberge sind spitzer, die Wellentäler länger (Heller 2008). Im Folgenden werden vier Arten von nicht-linearen Wellen dargestellt, die zur Beschreibung und Einordnung der untersuchten Wellentypen dieser Arbeit verwendet werden. Um die vier Arten mit den Parametern aus den Versuchen klassifizieren zu können, definierten Heller und Hager (2011) ein Wellentyp-Kriterium, das im Anschluss genauer dargestellt wird.

Stokes-Welle

Stokes-Wellen, wie in Abb. 4 dargestellt, bilden im Vergleich zur idealen Sinuswelle steilere und kürzere Wellenberge mit einem längeren Wellental dazwischen. Sie haben kleinere Amplituden *a* und werden den Tiefwasser- bis Übergangswasserwellen zugeordnet, da die Wellenlänge *L*, die sich aus dem Produkt der Wellenperiode *T* und der Wellenausbreitungsgeschwindigkeit *c* ableitet, im Verhältnis zur Wassertiefe *h* klein ist (L/h < 2) (Evers et al. 2019).



Abb. 4 Profil einer Stokes-Welle mit den massgebenden Wellenparametern (Evers et al. 2019)

Cnoidalwelle

Cnoidalwellen sind periodische Flach- bis Übergangswasserwellen (Abb. 5). Die Extremfälle der Cnoidalwellentheorie bilden auf der einen Seite die Stokes- und auf der anderen Seite die nachfolgend beschriebenen Solitärwellen (Evers et al. 2019). Die Amplituden der Wellenberge von Cnoidalwellen sind grösser als die der Wellentäler, deren Längen, wie bei Stokes-Wellen, grösser sind als bei reinen Sinuswellen (Heller 2008).



Abb. 5 Profil einer Cnoidalwelle mit den massgebenden Wellenparametern (Evers et al. 2019)

Solitärwelle

Solitärwellen (Abb. 6) haben gemäss Theorie eine unendliche Wellenlänge und sind den Flachwasserwellen (L/h > 20) zugeordnet (Evers et al. 2019). Sie besitzen kein Wellental, wodurch die Wellenhöhe *H* der Amplitude *a* entspricht. Solitärwellen induzieren eine Verlagerung der Wasserpartikel. Tsunamiwellen können im Allgemeinen über die Solitärwellentheorie näherungsweise beschrieben werden (Heller 2008). Ab einer Amplitude von etwa a = 0.78h bricht eine Solitärwelle und bewegt sich als Bore fort (Evers et al. 2019).



Abb. 6 Profil einer Solitärwelle mit den massgebenden Wellenparametern (Evers et al. 2019)

Bore

Boren (Abb. 7) sind Flachwasserwellen mit einer steilen Wellenfront, gefolgt von einem flacheren Wellenrücken. Bei einer Bore kommt es zu einer grossen Massenbewegung in horizontaler Richtung (Evers et al. 2019). Die Beschreibung von Boren ähnelt der eines wandernden Wechselsprungs und zeichnet sich durch Lufteintrag an der Wellenfront aus (Heller et al. 2009).



Abb. 7 Profil einer Bore mit den massgebenden Wellenparametern (Evers et al. 2019)

Wellentypkriterium nach Heller und Hager (2011)

Nach Heller und Hager (2011) können 2D-Impulswellen anhand der dimensionslosen Rutschparameter Eintauch-Froude-Zahl F, relative Rutschmächtigkeit *S* sowie relative Rutschmasse *M* den vier vorgestellten Wellentypen zugeordnet werden. Dazu wurde das Wellentypprodukt T wie folgt definiert:

$$T = S^{1/3} M \cos[(6/7)\alpha]$$
(15)

In Abhängigkeit von T lassen sich die entstehenden Wellentypen klassifizieren als:

Stokes-Wellen:	$T < \frac{4}{5} F^{-7/5}$	(16)	
Cnoidal- und Solitärwellen:	$\frac{4}{5} \mathrm{F}^{-7/5} \le \mathrm{T} \ \le 11 \mathrm{F}^{-5/2}$	(17)	

1

$$T > 11 F^{-5/2}$$
 (18)

Solitärwellen und Cnoidalwellen werden dabei nicht exakt unterschieden, da die Solitärwelle ein Spezialfall einer Cnoidalwelle darstellt (Heller und Hager 2011). Dementsprechend wurden diese in einer Kategorie zusammengefasst.

2.3 3D-Experimente von Bregoli et al. (2017)

Bregoli et al. (2017) untersuchten die Ausbreitung von Impulswellen in einem 2.44 m breiten und 4.10 m langen Wellenbecken (Abb. 8) für Eintauchwinkel $\alpha = 15^{\circ}$ und 27.8° und Wassertiefen *h* von 0.20 m und 0.25 m. Aufgrund von Reflektionen an den seitlichen Begrenzungen wurde dabei ausschliesslich die Ausbreitung des ersten Wellenbergs berücksichtigt. Um die Gültigkeit der bisherigen 3D-Ansätze des Impulswellenleitfadens für flachere Eintauchwinkel zu beurteilen, wurden die Messdaten von 7 Versuchen mit $\alpha = 15.5^{\circ}$ und 17 Versuchen mit 27.8° mit dem 3D-Berechungsansatz für die maximale Amplitude des ersten Wellenbergs (Gleichung (13)) sowie deren Abnahme (Gleichung (14)) verglichen (Abschnitt 4.6). In Tabelle 1 ist der untersuchte Parameterbereich angegeben.



Abb. 8 Draufsicht auf Versuchsaufbau der Experimente von Bregoli et al. (2017)

Parameter	Untersuchungsbereich	Dimensionsloser Parameter	Untersuchungsbereich	
V_s [m/s]	2.99 - 5.78	$F = V_s / \sqrt{gh}$	1.91 - 4.12	
m_s [kg]	50-143	$M = m_s / (\rho_w b h^2)$	2.36 - 10.28	
<i>s</i> [m]	0.1 - 0.25	S = s/h	0.38 – 1.27	
α [°]	15.5 – 27.8	α	15.5 – 27.8	
<i>h</i> [m]	0.2 - 0.25	-	-	
		Р	1.59 – 7.12	

Tabelle 1 Wertebereich der massgebenden Parameter der Experimente von Bregoli et al. (2017)

3 Physikalisches Modell

Die Versuche zu flachen Rutscheintauchwinkeln wurden im VAW-Impulswellenkanal durchgeführt. In diesem Kapitel werden der Versuchsaufbau (Abschnitt 3.1), die Modellähnlichkeit und mögliche Massstabseffekte (Abschnitt 3.2), die verwendeten Rutschmassen (Abschnitt 3.3), die Eingangs- und Ergebnisparameter (Abschnitt 3.4), die eingesetzte Messtechnik (Abschnitt 3.5) sowie das für die Datenauswertung angewendete Vorgehen (Abschnitt 3.6) beschrieben. Abschliessend werden die Parameterbereiche sowohl für die neu durchgeführten Versuche mit $15^{\circ} \le \alpha \le 30^{\circ}$ als auch für die bestehenden, neu ausgewerteten Messdaten der Versuche mit $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ angegeben.

3.1 Versuchsaufbau

Die Versuche wurden in einem 11 m langen, 0.5 m breiten und 1 m hohen Wellenkanal durchgeführt (Abb. 9). An einem Ende des Kanals ist der von Fritz (2002) entworfene pneumatische Rutschgenerator und am anderen Ende ein Wellendämpfer bestehend aus sechs Streckmetallgittern installiert. Eine Stahlplatte bildet die Rückwand des Kanals, während die Vorderseite aus Glas besteht. Der Boden im Bereich des Rutschgenerators (vorderes Drittel) ist aus Stahl und in den hinteren zwei Dritteln aus Glas. Die Rampe des Rutschgenerators blieb während der gesamten Untersuchungen auf der kleinstmöglichen Neigung von $\alpha = 30^{\circ}$ eingestellt. Die untersuchten kleineren Rutscheintauchwinkel α werden durch eine zusätzliche Rampe erzielt, die auf die bestehende aufgesetzt ist (Abb. 10). Ein Übergangsblech aus Edelstahl gewährleistet einen kontinuierlichen Übergang der um 30° auf die um 15° bzw. 22.5° geneigte Rampe, d.h. ohne lokalen Knickpunkt (Abb. 10). Die vorgebaute Rampe für flache Eintauchwinkel wurde mit Silikon an den Seitenwänden des Kanals zur Lagesicherung verklebt.



Abb. 9 Versuchsaufbau mit Positionierung der Messsensoren (LDS = Laserdistanzsensoren; UDS = Ultraschalldistanzsensoren; CWG = Kapazitive Wellenpegel («capacitance wave gauge»))

Über den pneumatischen Rutschgenerator können Rutschparameter wie Eintauchgeschwindigkeit V_s , Rutschmasse m_s und Rutschmächtigkeit *s* unabhängig voneinander variiert werden. Dafür wird eine mit Rutschmaterial vollständig gefüllte Box mit veränderbarer Innengeometrie bzw. Füllvolumen über einen vorgegebenen Druck von bis zu 8 bar beschleunigt. Zu einem vordefinierten Zeitpunkt öffnet sich die Rutschbox und bremst anschliessend ab, wodurch das Rutschmaterial die Box verlässt. Die Boxgeschwindigkeit und damit die Eintauchgeschwindigkeit V_s der Rutschmasse m_s lassen sich im Wesentlichen über die Einstellungen des pneumatischen Antriebs ändern. Für detailliertere Informationen bezüglich des Aufbaus und Prinzips des pneumatischen Rutschgenerators wird auf Fritz (2002) sowie Fritz und Moser (2003) verwiesen.

Insgesamt wurden drei verschiedene Innengeometrien zur Variation der Rutschform eingesetzt (Abb. 11). Diese unterscheiden sich sowohl in der Länge als auch der initialen Einbaumächtigkeit des Rutschmaterials, um die Einflüsse der Rutschmasse m_s und der -mächtigkeit s unabhängig voneinander variieren zu können. So können beispielsweise mit Boxgeometrie f₄ und f₆ gleiche Rutschmassen untersucht werden, die allerdings aufgrund der unterschiedlichen initialen Einbaumächtigkeit am Eintauchpunkt mit unterschiedlichen Rutschmächtigkeiten auftreffen, auch wenn Masse und Geschwindigkeit konstant gehalten werden.



Abb. 10 Versuchsaufbau mit Eintauchwinkeln α von (a) 15° und (b) 22.5° (LDS = Laserdistanzsensoren; UDS = Ultraschalldistanzsensoren; CWG = Kapazitive Wellenpegel («capacitance wave gauge»))



Abb. 11 Verwendete Innengeometrien der Rutschbox des pneumatischen Rutschgenerators

3.2 Modellähnlichkeit und Massstabseffekte

Impulswellen werden den Schwerewellen zugeordnet. Die Wellenausbreitung dominieren dabei vor allem Gravitation und Trägheitskraft. Aus diesem Grund wurde für das Modell das Ähnlichkeitsgesetz nach Froude angewendet, nach dem die Froude-Zahl im Modell und im Prototyp identisch sein müssen. Die anderen Kräfteverhältnisse können nicht exakt vom Prototyp auf das Modell übertragen werden. Die dadurch entstehenden Massstabseffekte infolge z.B. viskoser Kräfte und Einflüssen der Oberflächenspannung können für die untersuchten Wassertiefen von $h \ge 0.2$ m vernachlässigt werden (Heller et al. 2008). Für detailliertere Angaben bezüglich Massstabseffekten sei auf Fritz (2002), Zweifel (2004) und Heller (2008) verwiesen.

3.3 Rutschmasse

Als Rutschmaterial wurden drei verschiedene Granulate verwendet, die sich in ihrer Dichte ρ_g sowie in ihrem Korndurchmesser d_g gemessen an der Hauptachse eines der Kornform angenäherten Ellipsoids unterscheiden (Index g: grain). Zum einen wurde Granulat bestehend aus 13 % Polypropylen (PP) und 87 % Bariumsulfat mit $d_g = 8$ mm verwendet (Abb. 12a). Mit einer Rohdichte von $\rho_g = 2.64$ g/cm³ entspricht dies in etwa natürlich vorkommenden Gesteinsformationen aus Granit, Kalk oder Basalt und bildet dadurch das Eintauchverhalten von Geröllawinen nach (Zweifel 2004). Um den Einfluss der Porosität *n* und folglich der Rutschdichte ρ_s auf die Wellenerzeugung zu untersuchen, wurden zwei Mischungen aus 8 mm Granulat und einem Granulat gleicher Rohdichte, aber einem kleinerem Korndurchmesser von 2 mm (Abb. 12b) verwendet.

Zusätzlich wurde Granulat aus reinem Polypropylen (PP) mit einer Korndichte von $\rho_g = 0.955$ g/cm³ verwendet (Abb. 12c). Das aufschwimmende Material hat damit näherungsweise die Dichte von Gletschereis, womit die Wellenerzeugung durch Schneelawinen oder Gletscherabbrüche nachgebildet wird (Zweifel 2004). Das PP-Granulat hat einen Korndurchmesser $d_g = 5$ mm.



Abb. 12 Gesteinsgranulat mit (a) $d_g = 8$ mm und (b) 2 mm sowie (c) Lawinengranulat $d_g = 5$ mm

Im Prototypmassstab bestehen Rutschungen aus verschiedenen Kornfraktionen. Bei einer entsprechenden Korngrössenverteilung kann sich der Porenraum reduzieren und die Rutschdichte erhöhen. Um diesen Effekt und dessen Auswirkung auf die Wellenerzeugung im Modell zu untersuchen wurden neben den Rutschen mit $d_g = 8$ mm auch Experimente mit zwei Granulatmischungen mit $d_g = 2$ mm und 8 mm durchgeführt. Zur Erreichung einer möglichst dichten Packung der Granulatmischung und damit einer hohen Rutschdichte ρ_s (Index s: slide), wurden zunächst die jeweiligen Packdichten für verschiedene Mischungsverhältnisse in einem Glaskolben bestimmt. In Abb. 13 ist der Porenanteil *n* (a) sowie die Rutschdichte ρ_s (b) für verschiedene Mischungsverhältnisse mit Gesamtmassen von bis 0.4 bis 1.2 kg dargestellt. Mit einem Anteil von 50 % des 2 mm Granulats an der Gesamtmasse wird im Durchschnitt die dichteste Packung erzielt, was einem Mischungsverhältnis von 1:1 von 8 mm und 2 mm Granulat entspricht.



Abb. 13 Rutschporosität (a) und Rutschdichte (b) für verschiedene Mischungverhältnisse und Gesamtmassen (400 g O, 600 g △, 800 g ▽, 1000 g □ und 1200 g ◊) des Gesteinsgranulats

Im Gegensatz zu steileren Eintauchwinkeln $\alpha \ge 30^{\circ}$ kam es bei den durchgeführten Experimenten zu einer Verlangsamung bzw. einem Abstoppen des Rutsches im flacheren Abschnitt der Rampe ($\alpha < 30^{\circ}$) oberhalb der Wasseroberfläche. Da die Reibungswinkel des schweren Felsgranulats mit $\delta = 24^{\circ}$ (Fritz 2002), sowie des leichten Lawinengranulats mit $\delta = 20^{\circ}$ (Zweifel 2004) jeweils grösser bzw. ähnlich gross wie die untersuchten Neigungswinkel der Rampe mit $\alpha = 15^{\circ}$ und 22.5° waren, blieb der granulare Rutsch vor allem bei zu kleinen initialen Geschwindigkeiten teilweise auf der Rampe liegen. Jene Anteile des Rutsches, die oberhalb der Wasseroberfläche liegen blieben, wurden entsprechend bei der Berechnung der eingetauchten Rutschmasse jeweils von der Gesamtmasse abgezogen.

3.4 Eingangsparameter, Dimensionsanalyse und Ergebnisparameter

Im untersuchten physikalischen 2D System gibt es n = 11 dimensionsbehaftete Eingangsparameter (Abb. 14, Tabelle 2). Durch das Π -Theorem nach Buckingham (1914) können diese in i = n – k dimensionslose Eingangsparameter überführt werden, wobei k der Anzahl der unabhängigen Grundgrössen entspricht (hier: Länge L, Zeit T und Masse M). Jeder unbekannte Ergebnisparameter, wie beispielsweise die relative Wellenamplitude A = a / h, kann dann als Funktion der dimensionslosen Eingangsparameter berechnet werden. Es werden demnach i = 8 dimensionslose Eingangsparameter definiert, mit denen das System beschrieben wird (siehe Fritz 2002, Heller 2008). Die Eingangsparameter meter sind Tabelle 3 zu entnehmen. Die gemessenen Ergebnisparameter im 2D Experiment sind die Wellenganglinien, also die Wasserspiegellagenänderung η , sowie die daraus abgeleiteten Wellencharakteristiken: Wellenamplitude *a*, Wellenhöhe *H* und Wellenausbreitungsgeschwindigkeit *c*.



Abb. 14 Definitionsskizze der n = 11 unabhängigen Eingangsparameter des hydraulischen Systems, der z-Koordinate und der Wellenamplitude a

Symbol	Einheit	Dimension	Beschreibung	
h	[m]	[L]	Ruhewassertiefe	
S	[m]	[L]	Rutschmächtigkeit	
d_g	[mm]	[L]	Korndurchmesser	
x	[m]	[L]	Ausbreitungsdistanz	
V_s	[m/s]	[LT ⁻¹]	Rutscheintauchgeschwindigkeit	
g	[m/s ²]	[LT ⁻²]	Gravitationskonstante	
V_s	[m ³]	[L ³]	Rutschvolumen	
$ ho_s = m_s / V_s$	[kg/m ³]	[ML ⁻³]	Initiale Rutschdichte	
$ ho_w$	[kg/m ³]	[ML ⁻³]	Wasserdichte	
t	[s]	[T]	Zeit	
α	[°]	[-]	Eintauchwinkel	

Tabelle 2 Dimensionsbehaftete Eingangsparameter

Dimensionsloser Parameter	Beschreibung
$\Pi_1 = F = V_s / (gh)^{1/2}$	Rutscheintauch-Froude-Zahl
$\Pi_2 = S = s/h$	relative Rutschmächtigkeit
$\Pi_3 = V = \mathcal{H}_s / (bh^2) = m_s / (\rho_s bh^2)$	relatives Rutschvolumen
$\Pi_4 = D = \rho_s / \rho_w$	relative Rutschdichte
$\Pi_5 = X = x/h$	relative Ausbreitungsdistanz
$\Pi_6 = \alpha$	Rutscheintauchwinkel
$\Pi_7 = D_g = d_g/h$	relativer Korndurchmesser
$\Pi_8 = T = t(g/h)^{1/2}$	relative Zeit

Tabelle 3 Dimensionslose Eingangsparameter

3.5 Messtechnik

Zur Bestimmung der massgebenden Rutschparameter und Wellencharakteristiken wurden vier verschiedene Messsysteme verwendet. Der an der Rutschbox montierte Wegaufnehmer zeichnet die zurückgelegte Distanz der Box auf, wodurch ihre Geschwindigkeit V_{Box} und die Position der Box erfasst werden. Mit zwei Laserdistanzsensoren (Laser Distance Sensor: LDS) LDS₁ und LDS₂ wurden die Profile der Rutschkörper, die Mächtigkeit *s*_{LDS} und die Geschwindigkeit *V*_{SP} des Schwerpunktes der Rutschmasse im Bereich der Sensoren gemessen (Abschnitt 3.5.1). Im Anhang A ist dargestellt, wie die eigentliche Rutscheintauchgeschwindigkeit *V*_s mit den Messdaten der beiden Messsysteme unter Zuhilfenahme eines Extrapolationsansatzes hergeleitet wird. Der Wasserspiegel *h* in Ruhelage wurde mit einem Stechpegel gemessen.

Insgesamt wurden sechs Sensorpaare aus je einem Ultraschalldistanzsensor (Ultrasonic Distance Sensor: UDS) und einem kapazitiven Wellenpegel (Capacitance Wave Gauge: CWG) für die Messung der Wellencharakteristika an diskreten Positionen entlang des Kanals eingesetzt (Abschnitt 3.5.2). Während CWG in früheren Untersuchungen durch Fritz (2002), Zweifel (2004) und Heller (2008) verwendet wurden, kamen UDS unter anderem in den Untersuchungen von Fuchs (2013) im VAW-Impulswellenkanal zum Einsatz.

3.5.1 Laserdistanzsensoren

Um die Rutschmächtigkeit s_{LDS} und die Geschwindigkeit des Schwerpunktes des Rutschkörpers V_{SP} kurz vor dem Eintauchen des Rutsches in den Wasserkörper zu bestimmen, wurden zwei LDS (OADM, Baumer Electric AG, Frauenfeld, CH) verwendet (Abb. 15a). Innerhalb eines Messfensters von 40 cm wird das Profil des Rutsches mit einer Genauigkeit von \pm 0.5 mm bezogen auf den Messwert (Fritz 2002) von LDS₁ und LDS₂ messtechnisch erfasst (Abb. 15b). Die Positionen der LDS wurden für verschiedene Wasserspiegellagen derart angepasst, dass der näher an der Wasseroberfläche gelegene Sensor LDS₂ 25 cm vom Eintauchpunkt entfernt positioniert war. In diesem Abstand

zum Eintauchpunkt wurde ein von Spritzwasser ungestörtes Signal erzeugt. Aus den Profilen von LDS_1 und LDS_2 wurde die Mächtigkeit des Rutsches am Standort des Sensors s_{LDS} sowie Lage und Geschwindigkeit V_{SP} des Schwerpunktes des Rutschkörpers bestimmt (Heller 2008). Sowohl die Mächtigkeit als auch die Geschwindigkeit wurden über die Distanz bis zum Eintauchpunkt schliesslich extrapoliert, um so die tatsächlich auftretenden Eintauchparameter *s* und V_s anzunähern. Eine detailliertere Erläuterung des Extrapolationsverfahrens ist dem Anhang A zu entnehmen.



Abb. 15 (a) Installierte Laserdistanzsensoren (LDS) mit (b) beispielhaftem Messsignal von LDS₁ (– –) und LDS₂ (––)

3.5.2 Ultraschalldistanzsensoren und kapazitive Wellenpegel

Zur Messung der Wellenganglinien wurden Ultraschallsensoren (UDS) und kapazitive Wellenpegel (CWG) eingesetzt (Abb. 16a). Die UDS des Typs UNAM 30 von Baumer Electric AG, Frauenfeld, CH, erfassen einen Messbereich von 70 – 1000 mm mit einer Messgenauigkeit von ±0.8 mm (Kastinger et al. 2020). Die Sensoren blieben in ihrer vertikalen Position meist unverändert. Ausnahmen davon bildeten Versuche, bei denen Wellenberge oder -täler ausserhalb des Messbereichs lagen. Die horizontale Position wurde für einen Grossteil der Versuche konstant gelassen. Aufgrund der unterschiedlichen Rampenlänge für verschiedene Neigungswinkel variierte der Abstand x_1 des Rampenfusses zum ersten Sensorpaar (Abb. 9). Für die Versuche mit einem Rutscheintauchwinkel von 15° lag dieser bei 0.095 m. Für 22.5° wurden Abstände x_1 von 1.15 m (V54 – V93) und 0.49 m (V94 – V110) untersucht. Für die 30°-Versuche lag der Abstand bei $x_1 = 0.72$ m. Das Messprinzip der Sensoren beruht auf dem Aussenden von hochfrequenten Schallwellen, die nach der Reflexion an der Wasseroberfläche wieder vom Sensor empfangen werden, woraus die Laufzeitdifferenz berechnet wird.

Die Wellenganglinien wurden redundant durch kapazitive Messsonden aufgezeichnet (Abb. 16b). Die CWG bestehen aus einer an der VAW gefertigten Sonde, sowie einem elektrischen Oszillator (VEGA Inc., Schiltach, D) mit einem Ausgabesignal von 4 bis 20 mA und einer Messgenauigkeit von ± 1.5 mm (Fritz 2002). Die Sonden enthalten einen Stab aus rostfreiem Stahl mit einem Durchmesser von 3 mm, der in eine PTFE-Röhre eingefügt ist. Kapazitive Wellenpegel messen die Ganglinie nach dem Prinzip eines elektronischen Kondensators (Zweifel 2004). Dieser bildet sich durch die Verbindung der Stahlrückwand der Rinne mit dem Stahlstab im Wellenpegel aus. Die gemessene Kapazität

variiert dabei mit der benetzten Länge des Messpegels. Zur Umrechnung von der Änderung der Kapazität zur Wasserspiegeländerung wurde vor jeder Messung eine Kalibrierung der Pegel für zwei verschiedene Eintauchtiefen durchgeführt.

Eine exemplarische Ganglinie eines Versuchs ist in Abb. 16b dargestellt. Aufgrund der Unterschiede im Messprinzip schlagen die Signale für UDS und CWG in gegensätzliche Richtungen aus. Durch die Verwendung beider Messysteme in dieser Arbeit konnten fehlerhafte Messungen eliminiert werden (siehe Abschnitt 3.6). Diese traten unter anderem dann auf, wenn Spritzwasser das Ultraschall-Signal störte. Bei kapazitiven Sonden kann es hingegen nach dem Durchgang eines Wellenbergs zu einem dünnen Wasserfilm auf dem Sensor kommen, wodurch das darauffolgende Wellental leicht unterschätzt wird. Dementsprechend wurden zunächst für alle Ergebnisse die Daten der UDS verwendet und nur, wenn diese fehlerbehaftet waren, auf die CWG zurückgegriffen. Für detailliertere Beschreibungen der Messinstrumente und deren Funktionsprinzipien wird auf Fritz (2002) und Fuchs (2013) verwiesen.



Abb. 16 Installiertes Sensorpaar (a) aus CWG (links) und UDS (rechts) sowie beispielhaftes Messignal (b) UDS (--) und CWG (--)

3.6 Datenauswertung

Für die Datenauswertung wurden die Softwareumgebungen MATLAB® (Version 2021b) und PythonTM verwendet. Für die LDS-Signale wurden erkennbar fehlerhafte Punkte durch eine vorgegebene maximale Änderung innerhalb eines Intervalls von 5 ms eliminiert (Abb. 17a), um unrealistische Sprünge des Signals zu vermeiden. Diese würden neben der Rutschmächtigkeit s_{LDS} zudem bei der Bestimmung der Rutschgeschwindigkeit V_{LDS} zu fehlerhaften Ergebnissen führen.

Das Signal des Wegaufnehmers der Rutschbox wurde zunächst durch einen Savitzky-Golay-Filter mit einem Polynom 3. Ordnung geglättet. Für die Geschwindigkeitsbestimmung der Rutschbox wurden anschliessend lineare Approximationen der geglätteten Funktion über Intervalle von je 100 ms aufgestellt (Abb. 17b). Aus der maximalen Steigung dieser Geradengleichungen (Abb. 17b, —) wurde anschliessend die maximale Geschwindigkeit der Rutschbox V_{Box} ermittelt, deren Position zur Extrapolation der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s verwendet wurde (Anhang A). Das Ausgabesignal der Ultraschallsensoren und der kapazitiven Wellenpegel wurde normiert und mithilfe eines Savitzky-Golay-Filters mit einem Polynom 3. Ordnung geglättet (Abb. 17c, d). Für die Bestimmung der Amplituden *a*, Wellenhöhen *H*, sowie daraus resultierenden Ausbreitungsgeschwindigkeiten *c*, wurden mit der Funktion «peakfinder» die Maxima und Minima als lokale Extremwerte der Ganglinie ermittelt. Das Ergebnis dieses Verfahrens ist beispielhaft in Abb. 18(a) dargestellt. Dabei sind die Signale des UDS sowie des CWG inklusive der markierten Maximal- und Minimalwerte zu sehen, die durch «peakfinder» identifiziert wurden. Es ist zu erkennen, dass der UDS vor dem Maximum der zweiten Welle eine fehlerhafte Messung liefert, wodurch die darauffolgenden Maxima und Minima falsch detektiert werden, da zusätzliche Extremwerte identifiziert werden. Für die Auswertung wurden deshalb manuell die durch Messfehler behafteten Datenpunkte entfernt und die Maximalwerte aus Abb. 18(b) für die Berechnung der Wellenhöhe und der Ausbreitungsgeschwindigkeit verwendet.



Abb. 17 (a) Vergleich von originalem (--) und bereinigtem (--) LDS-Messsignal; (b) Approximation (--) an gemessenes Signal des Wegaufnehmers (--); (c) Approximation (--) an gemessenes Signal (--) einer Wellenganglinie mit UDS; (d) Detailausschnitt aus (c)



Abb. 18 Bereinigung der (a) detektierten Extremwerte der Ganglinie von UDS (– –) und CWG (—) durch (b) Eliminieren von fehlerhaften Extremwerten sowie Darstellung des Bereichs, ab dem Signal durch Reflektionen verfälscht wird (hellgrau: $t_r = 0$, dunkelgrau: t_r nach Gl. (19))

Aufgrund der begrenzten Länge des Wellenkanals kam es trotz des Wellendämpfers an dessen Ende zu Wellenreflexion, welche die Messungen der Wellenpegel beeinflussten. Um diesen Effekt in der weiteren Betrachtung ausschliessen zu können, wurde der Zeitpunkt abgeschätzt, ab dem das Wellenbild bei den Sensoren durch die Reflexion beeinträchtigt wurde. Der Zeitpunkt wurde über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Front des ersten Wellenbergs, die Distanz zwischen letztem Sensor und Wellendämpfer sowie der Aufenthaltsdauer der Welle am Wellendämpfer berechnet. Für diese Aufenthaltsdauer t_r wurden zwei Ansätze verwendet. Zum einen wurde als konservativer Ansatz $t_r = 0$ gesetzt, wodurch angenommen wird, dass die Welle direkt reflektiert wird. Ausserdem wurde der Ansatz nach Chen et al. (2015), der die Aufenthaltsdauer einer Solitärwelle an einer vertikalen Wand beschreibt, verwendet:

$$\frac{t_r}{\tau} = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\ln\left(\frac{\sqrt{3}+1}{\sqrt{3}-1}\right) \varepsilon^{-1/2} + \frac{1}{8} \ln\left(\frac{\sqrt{3}+1}{\sqrt{3}-1}\right) \varepsilon^{1/2} \right)$$
(19)

Dabei ist $\tau = \sqrt{h/g}$ und $\varepsilon = a_{c1}/h$ mit der Amplitude des ersten Wellenbergs a_{c1} . Für die Auswertung wurden Ergebnisse, die innerhalb des reflektierten Signals gemessen wurden, nicht beachtet. Diese Bereiche des reflektierten Signals sind ebenfalls in Abb. 18 dargestellt. Für $t_r = 0$ ist dieser Bereich hellgrau dargestellt. Mit dem Ansatz nach Gleichung (19) wird das Signal aufgrund einer Aufenthaltsdauer t_r erst später durch die Reflexion beeinflusst, was hier durch den dunkelgrauen Bereich markiert ist. In diesem Beispiel wären somit die ersten fünf Wellenberge des Impulswellenzuges an diesem Sensor von den Reflektionen unbeeinflusst.

3.7 Versuchsprogramm und Parametervariation

Für $\alpha = 15^{\circ}$ wurden 48 Versuche mit granularem Rutschmaterial (Fels und Lawine), davon zwei Versuche mit Granulatmischungen, durchgeführt. Bei einem Winkel von 22.5° wurden 55 Rutsche untersucht und mit $\alpha = 30^{\circ}$ zusätzliche 6 Versuche. Zudem wurden Messdaten von 278 ausgewählten Versuchen von Heller (2008), Zweifel (2004) und Fritz (2002) mit Winkeln von 30° bis 90° neu ausgewertet. Eine Zusammenfassung der Eingangsparameter und deren Wertebereiche ist in

Tabelle 4 und Tabelle 5 dargestellt. Detailliertere Angaben zu den Parametern der neu durchgeführten Versuche sind Anhang E zu entnehmen.

Tabelle 4 Dimensionslose Parameter der durchgeführten Versuche $(15^\circ \le \alpha \le 30^\circ)$ und der neu ausgewerteten Daten von Fritz (2002), Zweifel (2004), Heller (2008) $(30^\circ \le \alpha \le 90^\circ)$ (* aus Rückrechnung, da in Messdaten nicht direkt angegeben)

Symbol	Wertebereich 15° - 30°	Wertebereich 30° - 90°
$P = FS^{0.5}M^{0.25} \{\cos(\boldsymbol{\alpha}_{eff})\}^{0.5}$	0.08 - 2.83	0.13 – 3.57
$F = V_s / (gh)^{1/2}$	0.47 – 4.44	0.69 – 7.03
S = s/h	0.05 - 0.37	0.08 - 0.81
$V = \frac{V_s}{(bh^2)} = \frac{m_s}{(\rho_s bh^2)}$	0.09 – 1.67	0.1* - 3.34
$M = m_s / (\rho_s b h^2)$	0.047 - 2.304	0.111 - 2.775
$D = \rho_s / \rho_w$	0.42 – 1.52	0.59 – 1.72
X = x/h	0-36.8	0-44.5
α [°]	15 - 30	30 - 90
$D_g = d_g/h$	0.005 - 0.04	0.003 - 0.04
$T = t(g/h)^{1/2}$	0-210	0-70

Tabelle 5 Dimensionsbehaftete Parameter der durchgeführten Versuche ($15^{\circ} \le \alpha \le 30^{\circ}$) und der neu ausgewer-
teten Daten von Fritz (2002), Zweifel (2004), Heller (2008) ($30^\circ \le \alpha \le 90^\circ$)

Symbol	Wertebereich 15° - 30°	Wertebereich 30° - 90°	
<i>h</i> [m]	0.2-0.6	0.2 - 0.675	
<i>s</i> [m]	0.02 - 0.1	0.05 - 0.25	
<i>m</i> _s [kg]	7.5 - 50.8	10.1 – 113.3	
<i>d_g</i> [mm]	2-8	2-8	
<i>x</i> [m]	0 – 7.36	0-8.9	
<i>V_s</i> [m/s]	0.94 - 6.53	1.45 – 14.76	
<i>g</i> [m/s ²]	9.81	9.81	
Ψ_s [m ³]	0.017 - 0.033	0.0042 - 0.067	
$\rho_s = m_s/\Psi_s [\mathrm{kg/m^3}]$	421.9 - 1520.2	588.6 - 1717.4	
$\rho_w [\text{kg/m}^3]$	998.2	998.2	
t [s]	0-30	0-10	
α[°]	15 - 30	30 - 90	

4 Resultate

Im Rahmen der 2D-Untersuchung im VAW-Impulswellenkanal wurden 111 Experimente mit Eintauchwinkeln von 15°, 22.5° und 30° durchgeführt. Zusätzlich gingen in die Auswertung 278 bestehende Messdatensätze der Experimente von Fritz (2002), Zweifel (2004) und Heller (2008) für Eintauchwinkel von 30°, 45°, 60° und 90° ein, um den Parameterbereich mit diesem erweiterten Datensatz auf $15^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ auszudehnen. Zusätzlich wurden Daten aus Versuchen von Bregoli et al. (2017) (siehe Abschnitt 2.3) ausgewertet, um die Ansätze des Leitfadens zu überprüfen.

Im Abschnitt 4.1 liegt der Fokus auf einer vorwiegend qualitativen Beschreibung und Visualisierung des Rutscheintauch- und Wellenerzeugungsprozesses ausgewählter Experimente. Nachfolgend werden die zur Beurteilung der Reproduzierbarkeit durchgeführten Experimente vorgestellt (Abschnitt 4.2). Der Einfluss der mit Hilfe von Granulatmischungen veränderten Rutschdichte und -porosität wird in Abschnitt 4.3 beschrieben. Während in Abschnitt 4.4 die gemessenen Wellencharakteristiken mit dem *globalen* 2D-Berechnungsansatz des Impulswellenleitfadens verglichen werden, wird in Abschnitt 4.5 ein Ansatz eingeführt, anhand dessen sich die Amplituden des ersten und des zweiten Wellenbergs getrennt voneinander beschreiben lassen. Abschliessend werden in Abschnitt 4.6 die 3D-Messdaten von Bregoli et al. (2017) mit dem 3D-Berechnungsansatz des Leitfadens verglichen.

4.1 Beschreibung des Eintauchverhaltens

4.1.1 Eintauchwinkel

In Abb. 19 ist das Eintauchverhalten zweier granularer Felsrutsche für Rutscheintauchwinkel α von 15° (Abb. 19a-e) und 22.5° (Abb. 19f-j) dargestellt. Die dazugehörigen massgebenden Rutschparameter sind in Tabelle 6 angegeben. Mit Ausnahme von α sind die übrigen Rutschparameter ungefähr konstant gehalten. Auffallend ist zunächst die bei $\alpha = 15^{\circ}$ länger gezogene Rutschfront. Bei beiden Winkeln schiebt sich der Rutsch unter das Wasser; der Rutschkörper verdrängt das Wasser im Eintauchbereich (t = 0.2 s). Dadurch bildet sich eine auch als Eintauchkrater bezeichnete Lufttasche (t = 0.4 s), die bei 15° kleiner ist als für 22.5°. Zwischen t = 0.4 s und 0.6 s kollabiert diese Lufttasche. Bei 15° kollabiert die Lufttasche abwärtsgerichtet und bildet dispergierte Luftblasen, ohne dass eine Strömung mit massgeblich horizontaler Richtungskomponente entgegen der Rutschrichtung induziert wird. Die Luftblasen können dadurch weitgehend ungestört, vertikal nach oben an die Wasseroberfläche aufsteigen. Bei 22.5° erzeugt der Lufttaschenkollaps eine stärker horizontal ausgeprägte Strömung entgegen der Rutschrichtung wodurch ein Auflaufen des Wassers an der Rutschebene induziert wird. Trotz eines unterschiedlichen Verhaltens beim Kollabieren der Lufttasche kann das Eintauchverhalten in beiden Fällen als rückwärts kollabierender Eintauchkrater beschrieben werden (Fritz et al. 2003).

Nr.	α [°]	<i>h</i> [m]	<i>m</i> s [kg]	s [m]	Vs [m/s]	P [-]
V44	15	0.3	20.0	0.043	5.12	0.914
V87	22.5	0.3	20.0	0.047	4.97	0.895

Tabelle 6 Rutschparameter der Versuche V44 und V87 (s. Abb. 19)



Abb. 19 Eintauchverhalten für Fels-/Gesteinsmaterial bei Eintauchwinkeln von 15° (V44, a-e) und 22.5° (V87, f-j) (Tabelle 6)

4.1.2 Rutschmaterial

Für die Untersuchung des Einflusses des Rutschmaterials wurden die in Abschnitt 3.3 beschriebenen Granulate verwendet. Aufgrund der unterschiedlichen Dichten – einmal geringer und einmal grösser als jene von Wasser – kommt es dabei zu unterschiedlichen Eintauchvorgängen. In Abb. 20 ist beispielhaft der Eintauchvorgang eines Lawinenrutsches (V41, a-c) und eines Felsrutsches (V42, df) mit $\alpha = 15^{\circ}$ dargestellt. Erneut wurden die übrigen Parameter ungefähr konstant gehalten (Tabelle 7). Da das Lawinengranulat beim Eintauchen in den Wasserkörper infolge der geringeren Dichte an die Wasseroberfläche gelenkt wird, baut sich zunächst eine Rutschfront auf. Die aus Granulat bestehende Rutschfront wird abgebremst und kollabiert, während das Wasser wie bei einem auswärts kollabierenden Einschlagkrater (Fritz et al. 2003) in Wellenausbreitungsrichtung verdrängt wird. Das zuvor bereits beschriebene Eintauchverhalten des Felsrutsches unterscheidet sich davon dadurch, dass sich hier das Granulat abwärts gleitend unter das Wasser schiebt und dabei eine Lufttasche bildend weiter Kontakt zur Rampe behält. Bei ähnlicher Eintauchgeschwindigkeit bildet sich in der Folge weniger Spritzwasser. Auffallend ist zudem die unterschiedliche Form des Wellenbergs. Während es beim Lawinenrutsch zu einem stärkeren Brechen des Wellenbergs und in der Folge zu erhöhtem Lufteintrag kommt (*spilling*), der durch das Weisswasser zu erkennen ist, ist die Wasseroberfläche des durch den Felsrutsch erzeugten Wellenbergs glatter.

Nr.	Material	<i>h</i> [m]	ms [kg]	S [m]	<i>V</i> s [m/s]	P [-]
V41	Lawine	0.5	8.9	0.050	4.35	0.316
V42	Fels/Gestein	0.5	20.0	0.052	4.22	0.386

Tabelle 7 Massgebende Rutschparameter der Versuche V41 und V42



Abb. 20 Eintauchverhalten für Lawinen- (V41, a-c) und Gesteinsgranulat (V42, d-f) (Tabelle 7)

4.2 Reproduzierbarkeit

Um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse des Versuchsstands zu bewerten, wurden mit der Rampenneigung $\alpha = 15^{\circ}$ für drei Parameterkonfigurationen des Rutschgenerators (I, II und III) drei identische Versuche durchgeführt. Dabei wurde sowohl Lawinen- als auch Felsgranulat eingesetzt. Neben Granulattyp und Wassertiefe wurden je Konfiguration die Rutschboxinnengeometrie und das Beschleunigungs- bzw. Abbremsverhalten unverändert vorgegeben. Die damit erzeugten Rutscheintauchgeschwindigkeiten V_s weichen maximal um +16 % bzw. -7 % und die Rutschmächtigkeiten s um +14 % bzw. -21 % vom jeweils mittleren gemessenen Wert ab. Die entsprechenden Rutschparameter der Konfigurationen I, II und III sind in Tabelle 8 aufgeführt. Da die Auswertung der Wellencharakteristiken auf dem Impulsproduktparameter P basiert, für den die Messwerte von V_s und s verwendet wurden, haben diese Abweichungen allerdings keinen Einfluss auf die aus den Messungen abgeleiteten Berechnungsgleichungen. In Abb. 21 sind die Wellenganglinien der drei Versuche mit Parameterkonfiguration I dargestellt. Die maximale Abweichung der gemessenen maximalen Amplitude a_M zum arithmetischen Mittelwert traten jeweils bei Konfiguration III mit +11 % und -13 % auf. Für die anderen beiden Konfigurationen lagen die Abweichungen bei unter ± 6 %. Im Rahmen dieser Abweichungen können die Versuche damit als grundsätzlich reproduzierbar bewertet werden.

Nr.	<i>h</i> [m]	<i>V</i> s [m/s]	s [m]	ms [kg]	P [-]	<i>a_M</i> [m]	с [m/s]
V4 (I)	0.5	3.95	0.04	39.3	0.375	0.108	2.195
V10 (I)	0.5	3.41	0.049	39.6	0.358	0.111	2.201
V11 (I)	0.5	3.41	0.043	39.6	0.335	0.116	2.209
V9 (II)	0.5	4.03	0.041	8.9	0.264	0.082	2.148
V40 (II)	0.5	4.52	0.044	8.7	0.310	0.090	2.090
V41 (II)	0.5	4.35	0.05	8.9	0.316	0.090	2.098
V5 (III)	0.2	4.81	0.031	19.5	1.328	0.110	1.699
V32 (III)	0.2	4.82	0.022	19.9	1.124	0.086	1.591
V33 (III)	0.2	4.99	0.028	20.0	1.307	0.102	1.674

Tabelle 8 Rutsch- und Wellenparameter der Reproduzierbarkeitsversuche für die drei Parameterkonfigurationen I bis III



Abb. 21 Vergleich der Ganglinien der Versuche V4 (---), V10 (---) und V11 (---) (Kategorie I) mit den dazugehörigen Rutsch- und Wellenparametern aus Tabelle 8

4.3 Granulatmischungen

Tabelle 9 gibt die massgebenden Parameter der unter Einsatz von Granulatmischungen (Abschnitt 3.3) bei $\alpha = 15^{\circ}$ durchgeführten Experimente. Es ist zum einen festzustellen, dass sich bei der Rutschausbreitung trotz gleicher Eingangsparameter am Rutschgenerator kleinere Abweichungen bei der Rutschmächtigkeit und der Eintauchgeschwindigkeit ergeben. In den in Abb. 22 dargestellten Wellenganglinien ist kein massgeblicher Einfluss der unterschiedlichen Mischungsverhältnisse zu sehen. Das zeigt sich auch daran, dass die Mischung mit der höchsten Dichte und dementsprechend dem niedrigsten Porenraum die kleinste Amplitude erzeugt. Bei einem Einfluss des Porenraums würde man die konträre Wirkung erwarten. Da der Porenraum kleiner wird, wird auch das Volumen kleiner, in das Wasser infiltrieren könnte. Dementsprechend würde mehr Wasser direkt verdrängt, was in einer grösseren Amplitude resultiert. Da dies allerdings in den Versuchen nicht der Fall ist, erscheint der Einfluss des Porenraums vernachlässigbar. Auch wenn man die Abweichungen der Eingangsparameter wie der Rutscheintauchgeschwindigkeit mit einbezieht, in dem man die prozentuale Abweichung des Impulsproduktparameters P und der Amplitude a_M vergleicht, ist dort kein massgebender Einfluss des Mischungsverhältnisses über die allgemeine Reproduzierbarkeit der Versuche (Abschnitt 4.2) hinaus erkennbar (Tabelle 10). Die in Tabelle 9 für die Versuche angegebenen Rutschdichten unterscheiden sich von den in Abb. 13 gegebenen Werten. Letztere wurden in einem Glaskolben ermittelt, während die Rutschdichten der Versuche über die Abmessungen der Rutschbox und die eingefüllte Masse bestimmt wurden.

Mischung (Nr.) (8 mm : 2 mm)	<i>Vs</i> [m/s]	s [m]	ms [kg]	ρ _s [kg/m ³]	P [-]	n [-]	e [-]	k _{max} [m/s]
1:0(V47)	3.76	0.025	22.9	1371.7	0.346	0.482	0.932	1.48
3:1(V46)	3.85	0.029	23.1	1385.1	0.380	0.441	0.913	1.41
1:1(V53)	3.28	0.030	24.8	1481.3	0.336	0.477	0.789	0.97

Tabelle 9 Rutschparameter verschiedener Mischungsverhältnisse

Tabelle 10 Impulsproduktparameter sowie berechnete und gemessene maximale Amplituden für die verschiedenen Mischungsverhältnisse

Mischung (8 mm : 2 mm)	P (± in [%])	A _{M,pred} (± in [%])	А _{м,meas} (± in [%])	$A_{ m meas}/A_{ m pred}$ [%]
1:0(V47)	0.346 (0)	0.190 (0)	0.240 (0)	+26.3
3:1(V46)	0.380 (+9.83)	0.205 (+7.89)	0.217 (-9.71)	+5.7
1:1(V53)	0.336 (-2.89)	0.186 (-2.11)	0.181 (-24.79)	-3.0



Abb. 22 Ganglinien der ersten vier UDS für Mischungsverhältnisse (8 mm : 2 mm) von 1:0 (--), 3:1 (--) und 1:1 (--)

Diese Erkenntnisse decken sich mit Untersuchungen von Heller und Hager (2010), die bereits den Einfluss der Korngrössenverteilungen mit $d_g = 2, 4, 5, 8$ mm als vernachlässigbar beschrieben hatten. Eine mögliche Begründung hierfür liefert eine Betrachtung der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s und der Permeabilität k von Lindstrøm (2016). Diese Permeabilität k ist für runde Partikel über den Korndurchmesser d_g und die Porenzahl e definiert mit

$$k = 55200 d_g^2 \frac{e^3}{1+e} \tag{20}$$

Mit einer Porenzahl e = n/(1 - n) und der Porosität *n* des Rutsches, ergeben sich für die untersuchten Mischungsverhältnisse die in Tabelle 9 dargestellten Permeabilitäten k_{max} . Für die Berechnung wurde hierbei vereinfachend der grösste Korndurchmesser von 8 mm angenommen. Somit wird die Permeabilität für die Mischungsverhältnisse von 1:1 und 3:1 überschätzt. Es ist erkennbar, dass für alle drei Fälle die Permeabilität kleiner ist als die Rutscheintauchgeschwindigkeit. Demnach ist beim Eintauchen die Verdrängung des Wassers der dominante Prozess, wodurch nur das Rutschvolumen relevant wird, nicht aber die Korngrösse, die Porosität oder die Zusammensetzung des Rutschs.

4.4 Vergleich mit Impulswellenleitfaden (2D)

Der 2D-Berechnungsansatz gemäss Impulswellenleitfaden beschreibt die Maximalwerte des gesamten Wellenzuges. Somit wird beispielsweise die *globale* maximale Wellenamplitude a_M berechnet, d.h. unabhängig davon, ob diese an der ersten, zweiten oder einer darauffolgenden Welle auftritt. Die Gültigkeit der entsprechenden Berechnungsgleichungen (s. Abschnitt 2.1.1) wird zunächst mit den mit kleineren Eintauchwinkeln durchgeführten Versuchen überprüft.

In den nachfolgenden Beschreibungen wird eine prozentuale Abweichung Δ von gemessenem (meas) zu berechnetem (pred) Wert dargestellt. Für einen allgemeinen Parameter *K* ist diese Abweichung definiert als

$$\Delta K = \left(\frac{K_{\text{meas}}}{K_{\text{pred}}} - 1\right) \quad [\%]$$
(21)

und ist in Prozent angegeben. Eine Überschätzung durch die Gleichung, d.h. ein grösserer berechneter Wert K_{pred} als ein gemessener Wert K_{meas} , ergibt einen negativen Wert für ΔK , während eine Unterschätzung einem positiven ΔK -Wert entspricht. Die resultierten Werte für ΔK werden im Folgenden durch Box-Plots dargestellt. Diese werden einzeln für die durchgeführten (15°-30°), die neu ausgewerteten (30°-90°) sowie die Gesamtheit der 387 Versuche (15°-90°) angegeben. Der Median der jeweiligen Datenmenge wird über eine rote Linie innerhalb der Box dargestellt. Die Berandungen der Box geben das 25. und 75. Perzentil wieder. Die Antennen (\top bzw. [⊥]) bilden das 5. und 95. Perzentil ab. Somit liegt die Hälfte aller Messwerte innerhalb der Box und 90 % innerhalb der Antennen. Die Einzelwerte ausserhalb der Antennen werden durch blaue Kreuze dargestellt. Die genauen Werte der jeweiligen Perzentile sowie des Medians sind für die jeweiligen Abbildungen im Anhang B aufgeführt.

4.4.1 Maximale Wellenamplitude und -höhe

Die prozentuale Abweichung (Gl. (21)) der gemessenen relativen maximalen Amplitude A_M gegenüber den mit Gleichung (6) berechneten Werten ist in Abhängigkeit des Impulsproduktparameters P in Abb. 23 dargestellt. Die maximalen gemessenen Werte entsprechen dabei den globalen Werten, d.h. dem Wert, welcher an irgendeiner Position innerhalb des Wellenzugs auftritt und nicht einer einzelnen Wellenposition zugeordnet wird (Abschnitt 2.1.1). Die Werte bilden zudem nur die maximal von einem Sensor erfassten Werte ab. Für den Fall, dass das tatsächliche Maximum zwischen zwei Sensoren auftritt und nicht an exakt der Position eines Sensors, ist das tatsächliche Maximum leicht höher als in der Abbildung dargestellt. Generell traten die Maxima in 87 % der Versuche an der ersten Welle auf, in 83 % davon beim ersten Sensor UDS₁. Gleichung (6) überschätzt die gemessene Amplitude tendenziell, wodurch 90 % der Messwerte für $15^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ zwischen -42 % und +27 % liegen. Das Bestimmtheitsmass beträgt $R^2 = 0.859$. Die Streuung der Versuche mit $15^{\circ} \le \alpha \le 30^{\circ}$ liegt innerhalb jener der Versuche mit $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$.



Abb. 23 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten globalen, maximalen relativen Amplitude A_M über den Impulsproduktparameter P (vgl. Tabelle 11, Anhang B)

Die relativen globalen, maximalen Wellenhöhen Y_M (Abb. 24) werden für P < 1 nach Gleichung (8) tendenziell unterschätzt. 90 % der Werte liegen zwischen -30 % und +43 % mit $R^2 = 0.838$ ($15^\circ \le \alpha \le 90^\circ$). Unter Berücksichtigung der Ergebnisse zu A_M zeigt sich, dass der Ansatz zur Umrechnung von Wellenhöhe H zu -amplitude a mit H = (5/4)a bzw. dimensionslos angegeben mit Y = (5/4)A für kleine Amplituden die Wellenhöhe tendenziell unterschätzt. Für grosse P ist diese Tendenz nicht mehr gegeben. Die Streuung der Versuche mit $15^\circ \le \alpha \le 30^\circ$ liegt innerhalb jener der Versuche mit $30^\circ \le \alpha \le 90^\circ$. Da für $\alpha \le 30^\circ$ vermehrt Versuche mit P < 1 durchgeführt wurden, liegt deren Median jedoch leicht höher.



Abb. 24 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten globalen, maximalen relativen Wellenhöhe Y_M über den Impulsproduktparameter P (vgl. Tabelle 12, Anhang B)

4.4.2 Abnahme der Wellenamplitude und -höhe entlang des Wellenausbreitungswegs

Die Abnahme der relativen Amplitude *A* (Abb. 25) wird durch den Berechnungsansatz (Gl. (9)) im Median überschätzt (-15 %). Auch die Streuung ist grösser als bei den Maximalwerten. Dabei liegen 90 % der Werte mit $15^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ zwischen -58 % und +39 % (*R*² = 0.818).

Die prozentuale Abweichung der nach Gleichung (10) berechneten zu den gemessenen Werten der Abnahme der Wellenhöhe *Y* (Abb. 26) ist im Vergleich dazu geringer; 90 % der Messdaten liegen zwischen -34 % und +47 % ($R^2 = 0.832$). Wie für die Betrachtung der globalen, maximalen Wellenamplituden und -höhen ist auch für deren Abnahme kein zusätzlicher Effekt flacher Rutscheintauchwinkel festzustellen. Zwar wird *Y* für die untersuchten kleinen Winkel $15^\circ \le \alpha \le 30^\circ$ etwas stärker unterschätzt (Median von +15 %), doch kann dies durch die höhere Anzahl der Versuche mit kleineren P begründet werden (vgl. Abschnitt 4.4.1).



Abb. 25 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten relativen Wellenamplitude A über die relative Wellenausbreitungsdistanz X (vgl. Tabelle 13, Anhang B)



Abb. 26 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten relativen Wellenhöhe *Y* über die relative Wellenausbreitungsdistanz *X* (vgl. Tabelle 14, Anhang B)

4.4.3 Ausbreitungsgeschwindigkeit

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit *c* der Wellen wurde aufgrund der Unsicherheiten bei der Erfassung der lokalen Ausbreitungsgeschwindigkeit (Anhang C) wie bereits durch Heller (2008) als Mittelwert

zwischen Sensor 1 und 6 ermittelt. Als Grundlage für den berechneten Wert von *c* wurde die berechnete maximale Amplitude a_M verwendet. Wie in Abb. 27 zu sehen ist, sind die gemessene Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten niedriger als der Ansatz der Solitärwellengeschwindigkeit (Gl. (11) für a_M mit einem Median bei –9 %. Die stärkere Streuung für grössere Impulsproduktparameter, und damit grössere Amplituden, kann daran liegen, dass in den Versuchen mit $30^\circ \le \alpha \le 90^\circ$ ausschliesslich kapazitive Messpegel eingesetzt wurden, die nur eine ungenauere Detektion der Wellenmaxima ermöglichen. Da zudem nur ein einzelnes System zur Wellenmessung verwendet wurde, ist eine Validierung über ein weiteres System wie bei $15^\circ \le \alpha \le 30^\circ$ nicht möglich. Im Gegensatz dazu konnten für die neu durchgeführten Versuche mit $15^\circ \le \alpha \le 30^\circ$ einzelne Werte durch Verwendung des anderen Messystems korrigiert werden, wodurch die Abweichung (max. 20 %) und somit auch der Fehler in der Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit minimiert werden konnte.



Abb. 27 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten Ausbreitungsgeschwindigkeit *c* über den Impulsproduktparameter P (vgl. Tabelle 15, Anhang B)

4.5 Berechnungsansatz nach Wellenposition

Der bestehende 2D-Ansatz gemäss Impulswellenleitfaden (vgl. Abschnitt 2.1.1) beschreibt *globale* Maximalwerte des gesamten Impulswellenzuges. Um eine Beschreibung der Charakteristiken der Einzelwellen innerhalb des Impulswellenzugs zu ermöglichen, wurde analog zum 3D-Ansatz des Leitfadens ein neuer 2D-Ansatz entwickelt, um die erste und zweite Welle getrennt voneinander zu beschreiben.

4.5.1 Erste Welle

4.5.1.1 Maximale Wellenamplitude und -höhe

Da die globale maximale Wellenamplitude in 87 % der Versuche (338 von 387) an der ersten Welle aufgetreten ist, wurde zur Beschreibung der maximalen Wellenamplitude des ersten Wellenbergs $a_{M,c1}$ Gleichung (6) für a_M gemäss dem bestehenden 2D-Ansatz übernommen. Die relative, maximale Wellenamplitude des ersten Wellenbergs berechnet sich mit

$$A_{M,c1} = \frac{a_{M,c1}}{h} = (4/9)\mathsf{P}^{0.8}$$
(22)

Insgesamt 90 % der Werte in Abb. 28 liegen für $15^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ zwischen -47 % bis +26 % ($R^2 = 0.856$).

Analog zur Auswertung der globalen Maxima ist auch bei der relativen, maximalen Wellenhöhe der ersten Welle $Y_{M,c1}$ in Abb. 29 zu sehen, dass durch die Annahme Y = (5/4)A die Wellenhöhe für P < 1 leicht unterschätzt wird. 90 % der Werte liegen zwischen -30 % und +43 % ($R^2 = 0.839$).



Abb. 28 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten maximalen relativen Amplitude des ersten Wellenbergs $A_{M,c1}$ über den Impulsproduktparameter P (vgl. Tabelle 16, Anhang B)



Abb. 29 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten maximalen relativen Wellenhöhe der ersten Welle $Y_{M,c1}$ über den Impulsproduktparameter P (vgl. Tabelle 17, Anhang B)

4.5.1.2 Abnahme der Wellenamplitude und -höhe entlang des Wellenausbreitungswegs

Der bestehende 2D-Ansatz zur Abnahme der Wellenamplitude gemäss Leitfaden (Gl. (9)) ist dahingehend nicht konsistent mit der Gleichung zur maximalen Amplitude, da für $X = X_M$ nur in Einzelfällen auch $A(X) = A_M$ berechnet wird. Deshalb wurde basierend auf dem 3D-Ansatz (Gl. (14)) ein neuer Ansatz entwickelt, der eine exponentielle Abnahme der relativen Amplitude des ersten Wellenbergs A_{c1} beschreibt und dafür die relative, maximale Wellenamplitude $A_{M,c1}$ des ersten Wellenbergs (Gl. (22) sowie deren Entfernung von der Eintauchstelle X_M (Gl. (7) einschliesst:

$$A_{c1}(X) = \frac{a_{c1}(X)}{h} = A_{M,c1} \exp\left[-0.15A_{M,c1}^{-0.3}(X - X_M)^{1/3}\right]$$
(23)

Durch die Verwendung dieses Ansatzes werden nur Messdaten berücksichtigt, für die $X \ge X_M$ gilt. Aus diesem Grund werden bei einzelnen Versuchen weniger als sechs Datenpunkte dargestellt, da die maximale Amplitude beispielsweise erst am zweiten Sensor auftrat und somit das Ergebnis des ersten Sensors für die Abnahme der Wellenamplitude nicht einbezogen wurde. Im Vergleich zum globalen Ansatz (Abb. 25) weist der neue Ansatz (Abb. 30) besonders für den Verlauf der Amplitude eine geringere Streuung auf (90 % der Werte zwischen -55 % und +30 % für $15^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$, $R^2 = 0.847$), womit in etwa 5 % der Versuche die Wellenamplituden 30 % oder mehr über dem berechneten Wert liegen.



Abb. 30 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten relativen Amplitude der ersten Welle A_{c1} über die relative Wellenausbreitungsdistanz X (vgl. Tabelle 18, Anhang B)



Abb. 31 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten relativen Höhe der ersten Welle *Y*_{c1} über die relative Wellenausbreitungsdistanz *X* (vgl. Tabelle 19, Anhang B)

Die relative Wellenhöhe des ersten Wellenbergs Y_{c1} (Abb. 31) wird wie auch in der globalen Betrachtung stärker unterschätzt. Bei einem Median von +3 % liegen 90 % der Werte zwischen -33 % und +67 % für $15^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ ($R^2 = 0.835$). Die deutlich stärkere Abweichung im Vergleich zu den in Abb. 29 dargestellten maximalen Wellenhöhen $Y_{M,c1}$ kann dadurch begründet werden, dass der Ort des Maximums vor Sensor 1 berechnet wird, wodurch die Wellenhöhe am Ort der maximal gemessenen Wellenhöhe bereits exponentiell abgenommen hat und deutlich kleiner als die maximal berechnete ist. Erneut gilt dies besonders für P < 1, wodurch dies für die Versuche mit $15^\circ \le \alpha \le 30^\circ$ stärker gewichtet wird und dementsprechend in einer stärkeren Gesamtunterschätzung resultiert.

4.5.1.3 Ausbreitungsgeschwindigkeit

Die maximale gemessene Wellenausbreitungsgeschwindigkeit wurde in 98 % der Versuche an der ersten Welle gemessen. Aus diesem Grund wird zur Beschreibung der Geschwindigkeit der ersten Welle der bestehende Ansatz (Gl. (11)) vorgeschlagen und auf die erste Welle übertragen.

4.5.2 Zweite Welle

Der Ansatz zur Beschreibung der ersten Welle mit einer Maximalamplitude im Nahbereich der Rutscheintauchstelle und anschliessender Abnahme lässt sich in 2D nicht wie in 3D auf die zweite Welle des Impulswellenzuges übertragen. Dies zum einen aufgrund der Wellenamplitudenentwicklung entlang des Kanals und zum anderen aufgrund der Tatsache, dass besonders für den Wellentyp Bore meist keine differenzierbare zweite Welle auftritt. Wie in Abb. 32 zu sehen ist, konnten einige der untersuchten Wellen dem Typ Bore (III, vgl. Abschnitt 2.2) zugeordnet werden. Unter der Annahme, dass am Ufer prinzipiell nur jene zweiten Wellen zusätzliches Schadenspotential aufweisen, die eine grössere Auflaufhöhe als die ersten Wellen erreichen, wurde anhand der Auflaufhöhe eines Impulswellenzugs nach Kastinger et al. (2020) ein Grenzkriterium eingeführt, durch das die relevanten zweiten Wellen ermittelt werden können mit

$$A_{c2} \ge 0.7A_{c1} \tag{24}$$

Das Grenzkriterium wurde auf Basis eines Auflaufwinkels von 10° als Extremfall eines flachen Auflaufwinkels und einer damit verbundenen erhöhten Auflaufhöhe berechnet. Für steilere Auflaufwinkel wird die zweite Welle erst bei einem grösseren Verhältnis von maximaler Amplitude der zweiten zur ersten Welle massgebend.

Die nach Anwendung des Grenzkriteriums nach Gleichung (24) verbleibenden 171 von 387 Versuche mit relevanter zweiter Welle sind, wie in Abb. 33 dargestellt, grösstenteils den Stokes-Wellen zuzuordnen. Im Gegensatz dazu werden nahezu keine zweiten Wellen von Boren und nur vereinzelte jene von Cnoidal- bzw. Solitärwellen relevant. Gleichungen (15) bis (18) zur Klassifizierung des Wellentyps lassen sich zur Abschätzung, ob die zweite Welle als relevant zu berücksichtigen ist, verwenden.



Abb. 32 Einteilung aller Versuche in Wellentypen nach Heller und Hager (2011) (I: Stokes-Wellen; II: Cnoidal-/Solitärwellen; III: Boren)



Abb. 33 Einteilung der Versuche mit relevanter zweiter Welle ($A_{M,c2} > 0.7 A_{M,c1}$) in Wellentypen nach Heller und Hager (2011) (I: Stokes-Wellen; II: Cnoidal-/Solitärwellen; III: Boren)

4.5.2.1 Maximale Wellenamplitude

Für die Beschreibung der relativen, maximalen Amplitude des zweiten Wellenbergs wird eine Gleichung eingeführt, die wie auch bei der ersten Welle ausschliesslich auf dem Impulsproduktparameter P beruht:

$$A_{M,c2} = \frac{a_{M,c2}}{h} = 0.03 \ \mathsf{P}^{0.8} \tag{25}$$

Der Vergleich von Gleichung (25) mit den gemessenen maximalen Amplituden der zweiten Welle (Abb. 34) weist eine starke Streuung von ungefähr ±45 % mit einzelnen Ausreissern auf. In Abb. 34 werden dabei nur die gemäss dem Grenzkriterium (Gl. (24)) relevanten zweiten Wellen, d.h. jene welche eine grössere Auflaufhöhe als die erste Welle erreichen können, dargestellt. Tendenziell unterschätzt der Ansatz die untersuchten flachen Rutscheintauchwinkel, während die Versuche mit $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ einen Median von -2 % aufweisen.

Die prozentualen Abweichungen der Wellenhöhe $Y_{M,c2}$ fallen deutlich grösser aus und deuten darauf hin, dass der Ansatz von Y = (5/4)A die Wellenhöhe der zweiten Welle ungenauer abbildet als jene der ersten Welle. Im Gegensatz zur ersten Welle, treten die Maximalwerte der zweiten Welle nicht an einer Position X_M nahe der Eintauchstelle, d.h. entweder bei Sensor 1 oder 2, auf. Details dazu finden sich in Abschnitt 5.3. Für die Abnahme der Wellenamplitude wurde daher kein neuer Ansatz ermittelt und Gleichung (25) beschreibt somit einen Maximalwert als obere Grenze für die gesamte Propagationsdistanz der zweiten Welle.



Abb. 34 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten maximalen relativen Amplitude des zweiten Wellenbergs $A_{M,c2}$ über den Impulsproduktparameter P (vgl. Tabelle 20, Anhang B)



Abb. 35 Prozentuale Abweichung der gemessenen zur berechneten maximalen relativen Wellenhöhe der zweiten Welle $Y_{M,c2}$ über den Impulsproduktparameter P (vgl. Tabelle 21, Anhang B)

4.6 Vergleich Impulswellenleitfaden (3D) mit Daten Bregoli et al. (2017)

Der Einfluss flacher Eintauchwinkel für eine 3D-Wellenerzeugung und -ausbreitung wurde anhand der Messdaten von Bregoli et al. (2017) (Abschnitt 2.3) mit Eintauchwinkeln $\alpha = 15.5^{\circ}$ und 27.8° untersucht, die mit berechneten Werten der bestehenden 3D-Ansätze des Impulswellenleitfadens (Abschnitt 2.1.1) verglichen wurden. Wie in Abb. 36 zu sehen, liegt die prozentuale Abweichung der maximalen Amplitude des ersten Wellenbergs für 90 % der Messdaten zwischen –26 % und –2 %. Demgegenüber sind die gemessenen Entfernungen vom Rutscheintauchpunkt zum Ort der maximalen Amplitude des ersten Wellenbergs R_0 deutlich grösser als die berechneten Werte (Abb. 37). Dies betrifft insbesondere die Experimente mit $\alpha = 27.8^{\circ}$. Eine entsprechende Feststellung machten Evers et al. (2019) bei einem dieser Untersuchung entgegengesetzten Vergleich der Berechnungsgleichung von Bregoli et al. (2017) mit eigenen Messdaten. Inwieweit diese Abweichung durch Unterschiede im Versuchsaufbau oder andere Ursachen begründet werden kann, wurde nicht weiter untersucht.



Abb. 36 Prozentuale Abweichung der von Bregoli et al. (2017) gemessenen zur berechneten maximalen Wellenamplitude des ersten Wellenbergs über den Impulsproduktparameter P (vgl. Tabelle 22, Anhang B)



Abb. 37 Prozentuale Abweichung der von Bregoli et al. (2017) gemessenen zum berechneten Ort der maximalen Wellenamplitude R_0 des ersten Wellenberges über den Impulsproduktparameter P (vgl. Tabelle 23, Anhang B)



Abb. 38 Prozentuale Abweichung der von Bregoli et al. (2017) gemessenen zur berechneten Wellenamplitude des ersten Wellenbergs über die relative Ausbreitungsdistanz r/h = x/h = X für $\gamma = 0^{\circ}$ (vgl. Tabelle 24, Anhang B)

Da die Wellenamplitude des ersten Wellenbergs durch den 3D-Ansatz des Leitfadens zwar in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten berechnet werden kann (Abb. 36), diese Amplitude dann allerdings eine von den Messungen abweichende Entfernung von der Rutscheintauchstelle zugordnet wird (Abb. 37), ergibt sich auch bei der Abnahme der Amplitude des ersten Wellenbergs überwiegend eine Unterschätzung der Amplituden im Experiment (Abb. 38). Hierbei ist jedoch zu beachten, dass während der 3D-Ansatz des Leifadens auf Experimenten mit einem Wertebereich des Impulsproduktparameters zwischen $0.13 \le P \le 2.08$ basiert, die Experimente von Bregoli et al. (2017) einen Wertebereich von $1.59 \le P \le 7.12$ aufweisen (Tabelle 1). Dabei liegen lediglich drei Experimente unterhalb P = 2.08 und wurden alle mit $\alpha = 15.5^{\circ}$ durchgeführt. Bei diesen drei Experimenten liegen 90 % der Messdaten zwischen +3 % und +74 % mit einem Median bei +27 %. Insbesondere im Nahbereich des Rutscheintauchpunkts werden die gemessenen Amplituden stark unterschätzt. Für P > 2.08 werden die Experimente durch den Leitfaden erheblich stärker unterschätzt als für P < 2.08. Unter Berücksichtigung aller Experimente sind die gemessenen Amplituden zu 90 % zwischen +20 % und +110 % höher als die mit dem Leitfaden berechneten Werte. Grundsätzlich ist festzustellen, dass die Abweichungen bei den Versuchen mit $\alpha = 27.8^{\circ}$ grösser sind als bei 15.5°, obwohl die untere Parameterlimitation des 3D-Ansatzes im Leitfaden 30° ist. Eine systematische Tendenz zu einer Unterschätzung der Wellenamplitude bei flachen Eintauchwinkeln lässt sich aus Abb. 38 daher nicht ableiten.

5 Diskussion

In diesem Kapitel werden einzelne Aspekte der Versuchsdurchführung und der ermittelten Ergebnisse detaillierter diskutiert. Zunächst wird der Einfluss der Messung mit einzelnen diskreten Wellenpegeln auf die Bestimmung der Distanz zwischen dem Rutscheintauchpunkt und dem Auftreten der maximalen Wellenamplitude betrachtet (Abschnitt 5.1). Nachfolgend wird der gemäss 2D-Ansatz des Impulswellenleitfadens konstante Umrechnungsfaktor zwischen Wellenamplitude und -höhe in Abhängigkeit des Wellentyps analysiert (Abschnitt 5.2). Als letzter Aspekt wird das 2D-Ausbreitungsverhalten des zweiten Wellenbergs ebenfalls auf Basis des Wellentyps dargestellt (Abschnitt 5.3).

5.1 Einfluss der Sensorpaarposition 1

Aus Abb. 23 ist ersichtlich, dass die gemessenen maximalen Wellenamplituden a_M für $\alpha = 22.5^{\circ}$ tendenziell unter denen für 15° und 30° liegen. Diese Tendenz kann zum Teil durch den Versuchsaufbau erklärt werden. Da das erste Sensorpaar (UDS₁, CWG₁) beim Umbau von 15° zu 22.5° zunächst nicht verschoben wurde, wurde die Distanz vom Rutscheintauchpunkt zum erstem Sensorpaar dadurch vergrössert (siehe Abb. 39). Bei gleichem P ist die nach Gleichung (7) berechnete Distanz zum Punkt der maximalen Amplitude als unabhängig vom Eintauchwinkel anzunehmen und somit gleich gross. Für den Fall, dass das Maximum vor dem ersten Sensorpaar auftritt, ist die gemessene Amplitude des Wellenbergs am ersten Sensor durch die längere Distanz dementsprechend bei $\alpha = 22.5^{\circ}$ jedoch kleiner als bei 15°.



Abb. 39 Distanz von Rutscheintauchpunkt zu erstem Sensor für Eintauchwinkel (a) $\alpha = 15^{\circ} (x_1 = 0.095 \text{ m})$ und (b) $22.5^{\circ} (x_1 = 1.15 \text{ m})$

Um diese Annahme zu untersuchen, wurde für 17 Versuche mit einem Eintauchwinkel von 22.5° die Distanz der Sensoren so variiert, dass für eine Wassertiefe von h = 30 cm die Distanz von Eintauchpunkt zu erstem Sensor identisch zu der mit einem Eintauchwinkel von 15° ist. In Abb. 40 ist zu sehen, dass die Ergebnisse durch die Massnahme zwar leicht verbessert werden, generell aber dennoch noch unter den Werten für 15° liegen. Die genauen Hintergründe konnten im Rahmen der Untersuchung nicht geklärt werden. Ein direkter Einfluss des Eintauchwinkels auf die Rutschgenerierung wurde allerdings als unwahrscheinlich identifiziert, da die Versuche für grössere Winkel den scheinbaren Trend nicht fortsetzen, sondern im Bereich der 15° und 22.5° Versuche liegen.



Abb. 40 Vergleich der prozentualen Abweichungen der maximalen relativen Wellenamplitude A_M für (I) $a = 15^{\circ}$ ($x_1 = 0.095$ m), (II) 22.5° ($x_1 = 1.15$ m) mit ursprünglicher Sensorpaarposition 1 und (III) 22.5° ($x_1 = 0.49$ m) mit angepasster Sensorpaarposition 1 über den Impulsproduktparameter P

5.2 Umrechnungsfaktor 2D-Wellenamplitude zu -höhe

Eine weitere Auffälligkeit des globalen Berechnungsansatzes, d.h. unter Vernachlässigung der Position innerhalb des Wellenzuges (s. Abschnitt 4.4), ist beim Vergleich der maximalen Amplituden in Abb. 23 mit den maximalen Wellenhöhen in Abb. 24 zu sehen: Für kleine P wird die relative Amplitude A leicht überschätzt, während die relative Wellenhöhe Y tendenziell eher unterschätzt wird. Dies deutet darauf hin, dass der Ansatz Y = (5/4)A, der die Gleichungen der relativen Wellenhöhe Y und der -amplitude A über einen konstanten Umrechnungsfaktor verknüpft, die Wellenhöhe bzw. die Ausprägung des Wellentals besonders für kleine Amplituden unterschätzt. In Abb. 41a und b sind die Versuche nach den in Abschnitt 2.2 beschriebenen Kriterien nach Wellentypen unterteilt. Vor allem Stokes-Wellen werden bei kleinen Impulsproduktparametern P erzeugt und deren Wellenhöhe somit unterschätzt; zum Teil trifft diese Beobachtung auch auf Cnoidal-/Solitärwellen zu. Die Ergebnisse zeigen, dass bei Stokes-Wellen die Amplitude des Wellentals in der überwiegenden Zahl der Experimente grösser als 25 % der vorausgehenden Wellenbergamplitude ist und damit Y > (5/4)A(Abb. 41c). Bei Cnoidal- bzw Solitärwellen und Boren ist das dem Wellenberg nachfolgende Wellental wiederum kleiner bis kaum ausgeprägt, wodurch dort der Ansatz mit Y = (5/4)A die Wellen besser beschreibt. Den Extremfall stellt in diesem Zusammenhang eine reine Solitärwelle mit Y = Adar. Im Impulswellenleitfaden sind für die Interaktion mit dem Ufer oder dem Bauwerk vor allem die Amplituden der Wellenberge massgeblich. Einzig bei der Berechnung des Überschwappvolumens wird die Wellenhöhe angesetzt. In der entsprechenden Gleichung hat die Wellenhöhe jedoch einen abmindernden Einfluss, d.h. eine Unterschätzung der Wellenhöhe als Eingangsgrösse führt tendenziell zu einer Überschätzung des Überschwappvolumens.



Abb. 41 Darstellung der (a) maximalen relativen Wellenamplitude A_M , der (b) maximalen relativen Wellenhöhe Y_M und dem (c) Verhältnis von relativer Wellenhöhe Y_M zu relativer Wellenamplitude A_M über das Wellentypprodukt T (Gleichung (15) für (I) Stokes-Wellen (blau), (II) Cnoidal-/Solitärwellen (schwarz) und (III) Boren (weiss)

5.3 Berechnungsansatz nach Wellenposition

Für den ersten Wellenberg innerhalb eines Impulswellenzuges liefert der Ansatz mit Berücksichtigung der Wellenposition eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Gleichung (6) des globalen Ansatzes beschreibt dabei die maximale Amplitude des ersten Wellenbergs $a_{M,c1}$ zutreffend. Durch Anpassungen des Vorfaktors sowie des Exponenten in Gleichung (6) konnte keine nennenswerte Verbesserung der Ergebnisse erzielt werden. Für die 49 von 387 Versuchen, bei denen die globale maximale Wellenamplitude des Impulswellenzuges erst bei der zweiten Welle auftritt, ist dieser Ansatz für das Maximum der ersten Welle ebenso zutreffend. Bei diesen 49 Versuchen liegt das Verhältnis der maximalen Wellenamplituden von erstem und zweitem Wellenberg zwischen 47 % bis 100 %. Die Abweichung von gemessenen zu berechneten Werten der Maxima des ersten Wellenbergs (Abb. 28) liegt für diese Fälle bei einer maximalen Überschätzung von 60 % bis zu einer maximalen Unterschätzung von 14 %. Beim Grossteil dieser 49 Versuche wird die maximale Amplitude der ersten Welle überschätzt. Generell kann dennoch festgehalten werden, dass die Fälle in denen die Amplitude der zweiten Welle grösser als die der ersten wurde, sowohl für Gesteins- als auch für Lawinengranulat bei eher grösseren Wassertiefen (zu 78 % $h \ge 0.5$ m) und Winkeln von 22.5° bis 90° auftraten, d.h. für Stokes-Wellen und kleine P. Eine genaue Beschreibung der Amplitude des zweiten Wellenbergs und deren Abnahme erwies sich als deutlich komplexer als bei der ersten Welle. Die Abweichungen des berechneten gegenüber dem gemessenen Wert sind bereits für die Gleichung der maximalen Wellenamplitude des zweiten Wellenbergs $a_{M,c2}$ deutlich grösser als bei der ersten Welle. Generell wurde das Ausbreitungsverhalten der zweiten Welle und die damit verbundene Änderung der Amplitude gegenüber der ersten Welle als deutlich uneinheitlicher beobachtet. In Abb. 42 ist die Wellenhöhenabnahme entlang des Ausbreitungswegs, geordnet nach Wellentyp und Position des Wellenbergs, über sechs bzw. vier Sensoren dargestellt. Dabei wurde die jeweilige Amplitude A_{ci} am *i*-ten Sensor mit dem Maximum aller Sensoren A_{c.max} normiert. Anders als in Abschnitt 4.5.2.1 beschrieben ist das ausschlaggebende Kriterium für die Relevanz der zweiten Welle hierbei nicht eine maximale Amplitude $A_{c,2} > 0.7A_{c,1}$ sondern $A_{c2} > 0.2A_{c1}$. Dadurch werden alle eindeutig messbaren zweiten Wellenberge betrachtet. Jene Fälle, in denen ein zweiter Wellenberg nicht eindeutig detektiert werden konnte, d.h. $A_{c2} < 0.2A_{c1}$, wurden vernachlässigt. Die Unterteilung in Wellentypen nach Heller und Hager (2011) aus Abschnitt 2.2 beschreibt dabei einen globalen Wellentyp und keinen auf die erste oder zweite Welle spezifizierten. Auffallend ist das besonders für Stokes-Wellen gleichmässige Verhalten des ersten Wellenbergs (Abb. 42a-c). Dieses wird durch ein Maximum am ersten oder zweiten Sensor beschrieben und zeichnet sich anschliessend durch eine kontinuierliche Abnahme der Wellenamplitude aus. Für Cnoidal-/Solitärwellen und Boren ist dieses Verhalten nicht ganz so deutlich zu erkennen, aber dennoch relativ ähnlich. Dadurch lässt sich der erste Wellenberg des Impulswellenzuges durch eine Maximalamplitude in der Nähe der Eintauchstelle und eine anschliessende Amplitudenabnahme beschreiben (s. Abschnitt 4.5.1.2). Das Ausbreitungsverhalten der zweiten Welle (Abb. 42d-f) unterscheidet sich davon jedoch in erheblichem Masse. Da das Messsignal der Sensoren bei Eintreffen der zweiten Welle bereits durch die Reflexion der ersten Welle am Wellendämpfer beeinflusst werden, sind dabei nur die ersten vier Sensoren dargestellt. Auffallend ist, dass das für den ersten Wellenberg festgestellte Verhalten einer Amplitudenabnahme nach Erreichen eines Maximalwerts nahe der Eintauchstelle beim zweiten Wellenberg kaum noch auftritt. Das Maximum des zweiten Wellenbergs kann in vielen Fällen erst ab Sensor 3 gemessen werden. In einigen Fällen steigt die Amplitude sogar bis zum letzten ausgewerteten Sensor 4 an (Abb. 43). Dadurch, dass das gemessene Maximum erst bei den letzten Sensoren auftritt fehlen Messwerte nachfolgender Sensoren, um eine mögliche Abnahme oder sogar weitere Zunahme der Wellenamplitude zu beschreiben.

Das Ausbreitungsverhalten der zweiten Welle kann durch Frequenzdispersion beeinflusst sein, d.h. in einem Impulswellenzug breiten sich die dem Mehrkomponenten-Wellenmuster zugrundeliegenden Einzelwellen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aus. Bei Gegenüberstellung mit dem 3D-Ansatz des Impulswellenleitfadens lässt sich feststellen, dass auch hier die Berechnung der Amplitude des zweiten Wellenbergs grösseren Unsicherheiten unterliegt, d.h. die Streuung der Versuchsdaten um die entsprechende Gleichung ist grösser. Im 3D-Fall scheint der Dispersionseffekt allerdings durch die Amplitudenabnahme infolge der räumlichen Wellenausbreitung überlagert zu werden. Im Vergleich dazu bleibt die Wellenenergie im 2D-Fall auf eine konstante Breite konzentriert.



Abb. 42 Amplitudenentwicklung für ersten (a-c) und zweiten (d-f) Wellenberg unterteilt gemäss Wellentyp-Kriterien nach Heller und Hager (2011): Stokes-Wellen (a, d), Cnoidal-/Solitärwellen (b, e) und Boren (c, f) mit Grenzkriterium $A_{0,c2} > 0.2A_{0,c1}$; (•) 15°, (•) 22.5°, (•) 30° und (∇) 30°, (\triangle) 45°, (\diamond) 60° und (\Rightarrow) 90°



Abb. 43 Exemplarische Entwicklung der Amplitude des zweiten Wellenbergs am Beispiel von V78

6 Schlussfolgerungen

Im Rahmen des Forschungsprojekts wurde der Effekt flacher Rutscheintauchwinkel ($\alpha \leq 30^{\circ}$) auf die 2D-Wellenerzeugung und -ausbreitung von rutschinduzierten Impulswellen untersucht. Dazu wurden im VAW-Impulswellenkanal 109 Versuche mit freien, granularen Rutschen mit Eintauchwinkeln von 15° , 22.5° und 30° durchgeführt. Variiert wurden dabei die initiale Rutschmächtigkeit s, die Rutschgeschwindigkeit Vs, die Rutschmasse ms, die Wassertiefe h und das Rutschmaterial. Als Rutschmaterial wurden zwei künstliche Granulate mit Rohdichten von $\rho_g = 2640 \text{ kg/m}^3 \text{ und } \rho_g = 955 \text{ kg/m}^3 \text{ ein-}$ gesetzt, wodurch die Rutscheigenschaften sowohl von Fels- bzw. Gesteinsrutsche als auch von Lawinen nachgebildet werden konnten. Zur Ermittlung der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s und -mächtigkeit s wurden zwei Laserdistanzsensoren (LDS) verwendet. Die erzeugten Wellenganglinien wurden mit je sechs kapazitiven Pegeln (CWG) und Ultraschalldistanzsensoren (UDS) aufgenommen. Zusätzlich zu den durchgeführten Versuchen wurden 278 bereits vorhandene Messdatensätze von Fritz (2002), Zweifel (2004) und Heller (2008) für Eintauchwinkel von 30° bis 90° ausgewertet. Für die Auswertung berücksichtigt wurden dabei die für den Impulswellenleitfaden massgeblichen Wellencharakteristiken: Wellenamplitude a, Wellenhöhe H sowie Wellenausbreitungsgeschwindigkeit c. Um eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf eine 3D-Wellenerzeugung und -ausbreitung zu bewerten, wurden ausserdem Messdaten von Bregoli et al. (2017) mit $\alpha = 15.5^{\circ}$ und 27.8° ausgewertet. Folgende Schlussfolgerungen können aus dem Forschungsprojekt abgeleitet werden:

- Die Abweichungen der Messdaten gegenüber den bestehenden 2D-Berechnungsansätzen des Impulswellenleitfadens zur Beschreibung der Wellenamplitude *a* und -höhe *H* sowie der Ausbreitungsgeschwindigkeit *c* liegen für flache Eintauchwinkel 15° ≤ α ≤ 30° in einer ähnlichen Grössenordnung wie für den bisherigen Parameterbereich 30° ≤ α ≤ 90°. Die Limitationen der bestehenden 2D-Gleichungen können daher ohne Erhöhung der Unsicherheiten auf einen Parameterbereich 15° ≤ α ≤ 90° erweitert werden.
- Eine Beschreibung der Einzelwellen gemäss ihrer Position innerhalb des 2D-Impulswellenzuges, die auf der Annahme einer Welle mit maximaler Amplitude bzw. Höhe im Nahbereich der Rutscheintauchstelle und anschliessender Abnahme basiert, ist nur für die erste Welle anwendbar. Die zweite Welle kann in 2D ihre Maximalwerte aufgrund von Dispersionseffekten auch erst mit einigem Abstand zur Rutscheintauchstelle erreichen.
- Die Annahme, dass zwischen Wellenamplitude *a* und -höhe *H* ein konstanter Umrechnungsfaktor *H* = 5/4*a* angewendet werden kann, ist insbesondere für als Stokes-Wellen charakterisierte Impulswellen nicht zutreffend. Die Wellenhöhe wird dadurch mit dem 2D-Berechnungsverfahren des Leitfadens für den gesamten Parameterbereich des Rutscheintauchwinkels 15° ≤ α ≤ 90° tendenziell unterschätzt.
- Die Neuauswertung der bestehenden Messdaten von Fritz (2002), Zweifel (2004) und Heller (2008) sowie deren Zusammenführung mit den neu durchgeführten Experimenten ermöglichen eine differenziertere Beurteilung der experimentellen Streuung und folglich der mit der Anwendung der daraus abgeleiteten Gleichungen verbundenen Unsicherheiten.

Der Vergleich des 3D-Berechnungsansatzes des Leitfadens mit den Messdaten von Bregoli et al. (2017) liefert ein uneinheitliches Bild. Für die maximale Wellenamplitude konnte unter Vernachlässigung des räumlichen Bezugs eine gute Übereinstimmung festgestellt werden. Da der 3D-Ansatz des Leitfadens die von Bregoli et al. (2017) gemessene Distanz des Auftretens der maximalen Wellenamplitude jedoch systematisch unterschätzt, wird in der Folge auch die abnehmende Wellenamplitude während der Ausbreitung unterschätzt. Innerhalb der Parameterlimitationen des Impulsproduktparameters (0.13 ≤ P ≤ 2.08) des 3D-Ansatzes ist die Unterschätzung jedoch geringer und betrifft vor allem den Nahbereich der Rutscheintauchstelle. Inwieweit die Abweichungen z.B. durch Unterschiede im Versuchsaufbau begründet werden können, wurde nicht weiter untersucht. Eine generelle Unterschätzung der Wellenamplitude bei Impulswellenereignissen mit flachen Eintauchwinkeln liess sich aus dem im Rahmen dieser Studie gemachten Vergleich jedoch nicht ableiten.

7 Literaturverzeichnis

Bregoli, F.; Bateman, A.; Medina, V. (2017): Tsunamis generated by fast granular landslides: 3D experiments and empirical predictors. In: *Journal of Hydraulic Research* 55 (6), S. 743–758. DOI: 10.1080/00221686.2017.1289259.

Buckingham, E. (1914): On physically similar systems; Illustrations of the use of dimensional equations. In: *Physical Review* 4 (4), S. 345–376. DOI: 10.1103/PhysRev.4.345.

Chen, Y. Y.; Kharif, C.; Yang, J. H.; Hsu, H. C.; Touboul, J.; Chambarel, J. (2015): An experimental study of steep solitary wave reflection at a vertical wall. In: *European Journal of Mechanics* - *B/Fluids* 49, S. 20–28. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2014.07.003.

Evers, F. M.; Hager, W. H. (2015): Impulse wave generation: comparison of free granular with mesh-packed slides. In: *Journal of Marine Science and Engineering* 3 (1), S. 100–110. DOI: 10.3390/jmse3010100.

Evers, F. M.; Heller, V.; Fuchs, H.; Hager, W. H.; Boes, R. M. (2019): Landslide-generated Impulse Waves in Reservoirs / Basics and Computation. VAW Mitteilung 254 (R. Boes, ed.). Zürich, Schweiz.

Fritz, H. M. (2002): Initial phase of landslide generated impulse waves. VAW Mitteilung 178 (H.-E. Minor, ed.). Zürich, Schweiz.

Fritz, H. M.; Hager, Willi H.; Minor, H.-E. (2003): Landslide generated impulse waves: 1. Instantaneous flow fields. In: *Experiments in Fluids* 35 (6), S. 505–519. DOI: 10.3929/ETHZ-B-000052798.

Fritz, H. M.; Moser, P. (2003): Pneumatic landslide generator. In: *International Journal of Fluid Power* 4 (1), S. 49–57. DOI: 10.1080/14399776.2003.10781155.

Fuchs, H. (2013): Solitary impulse wave run-up and overland flow. VAW Mitteilung 221 (R. M. Boes, ed.). Zürich, Schweiz.

Heller, V. (2008): Landslide generated impulse waves: Prediction of near field characteristics. VAW Mitteilung 204 (H.-E. Minor, ed.). Zürich, Schweiz.

Heller, V.; Hager, W. H. (2010): Impulse product parameter in landslide generated impulse waves.
In: *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 136 (3), S. 145–155. DOI: 10.1061/(asce)ww.1943-5460.0000037.

Heller, V.; Hager, W. H. (2011): Wave types of landslide generated impulse waves. In: *Ocean Engineering* 38 (4), S. 630–640. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2010.12.010.

Heller, V.; Hager, W. H.; Minor, H.-E. (2008): Scale effects in subaerial landslide generated impulse waves. In: *Experiments in Fluids* 44 (5), S. 691–703. DOI: 10.1007/s00348-007-0427-7.

Heller, V.; Hager, W. H.; Minor, H.-E. (2009): Landslide generated impulse waves in reservoirs, Basics and computation. VAW Mitteilung 211 (R. Boes, ed.). Zürich, Schweiz.

Kastinger, M.; Evers, F. M.; Boes, R. M. (2020): Run-up of impulse wave trains on steep to vertical slopes. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 146 (10). DOI: 10.3929/ETHZ-B-000438635.

Laitone, E. V. (1960): The second approximation to cnoidal and solitary waves. In: *Journal of Fluid Mechanics* 9 (3), S. 430–444. DOI: 10.1017/S0022112060001201.

Lindstrøm, E. K. (2016): Waves generated by subaerial slides with various porosities. In: *Coastal Engineering* 116, S. 170–179. DOI: 10.1016/j.coastaleng.2016.07.001.

Zweifel, A. (2004): Impulswellen: Effekte der Rutschdichte und der Wassertiefe. VAW Mitteilung 186 (H.-E. Minor, ed.). Zürich, Schweiz.

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

A_M	Relative globale, maximale Amplitude (2D)	[-]
a_M	Globale, maximale Amplitude (2D)	[m]
$A_{0,c1}$	Relative maximale Amplitude des ersten Wellenbergs (3D)	[-]
$a_{0,c1}$	maximale Amplitude des ersten Wellenbergs (3D)	[m]
$A_{ m 2D}$	Relative Wellenamplitude (2D)	[-]
$a_{2\mathrm{D}}$	Wellenamplitude (2D)	[m]
A_{c1}	Relative Amplitude des ersten Wellenbergs	[-]
a_{c1}	Amplitude des ersten Wellenbergs	[m]
$A_{M,c1}$	Relative maximale Amplitude des ersten Wellenbergs (2D)	[-]
$a_{M,c1}$	maximale Amplitude des ersten Wellenbergs (2D)	[m]
$A_{M,c2}$	Relative maximale Amplitude des zweiten Wellenbergs (2D)	[-]
$a_{M,c2}$	maximale Amplitude des zweiten Wellenbergs (2D)	[m]
b	Rutschbreite	[m]
с	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit	[m/s]
c_1	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit der ersten Welle	[m/s]
D	Relative Rutschdichte	[-]
D_g	Relativer Korndurchmesser	[-]
d_{g}	Korndurchmesser	[mm]
е	Porenzahl	[-]
f	Rutschboxgeometrie	[-]
F	Eintauch-Froude-Zahl	[-]
8	Gravitationskonstante	[m/s ²]
h	Wassertiefe	[m]
H_M	Globale, maximale Wellenhöhe (2D)	[m]
$H_{ m 2D}$	Wellenhöhe (2D)	[m]
i	Anzahl dimensionsloser Parameter	[-]
k	Anzahl unabhängiger Grundgrössen	[-]
k	Permeabilität	[m/s]

L	Wellenlänge	[m]
L	Längendimension	[m]
l_s	Rutschlänge	[m]
М	Relative Rutschmasse	[-]
М	Massendimension	[kg]
m_s	Rutschmasse	[kg]
n	Anzahl Parameter im System	[-]
n	Porosität	[-]
Ρ	Impulsproduktparameter	[-]
r	Radiale Ausbreitungsdistanz	[m]
<i>r</i> *	Ersatzkoordinate	[m]
R ²	Bestimmtheitsmass	[-]
r_0	Radiale Distanz zur maximalen Amplitude	[m]
S	Relative Mächtigkeit	[-]
S	Rutschmächtigkeit	[m]
Т	Relative Zeit	[-]
t	Zeit	[s]
Т	Zeitdimension	[s]
т	Wellentyp-Produkt	[-]
tr	Aufenthaltsdauer einer Solitärwelle	[s]
V	Relatives Rutschvolumen	[-]
V _{Box}	Geschwindigkeit der Rutschbox	[m/s]
V_s	Rutschvolumen	[m³]
V_s	Schwerpunktgeschwindigkeit des Rutsches während des Eintauchens	[m/s]
V_{SP}	Schwerpunktgeschwindigkeit beim Durchgang der LDS	[m/s]
X	Relative Distanz in Ausbreitungsrichtung	[-]
x	Distanz in Ausbreitungsrichtung	[m]
x_1	Abstand des Rampenendes zum ersten Sensorpaar	[m]
X_M	Relative Distanz von Eintauchstelle zu A_M	[-]

X_M	Distanz von Eintauchstelle zu a_M	[m]
Y_M	Relative maximale Wellenhöhe	[-]
Y_{2D}	Relative Wellenhöhe (2D)	[-]
z	z-Koordinate	[m]
Griechisch	e Symbole	
α	Rutscheintauchwinkel	[°]
Δ	Differenz	[-]
η	Wasserspiegellagenänderung	[m]
γ	Wellenausbreitungswinkel	[°]
$ ho_{g}$	Festkörperdichte des Rutschgranulats	[kg/m³]
$ ho_s$	Rutschdichte	[kg/m³]
$ ho_w$	Dichte von Wasser	[kg/m³]
τ	Dimensionslose Zeit	[-]
П	Dimensionslose Grösse	[-]

Abkürzungen

2D	Zweidimensional
3D	Dreidimensional
BaSO ₄	Bariumsulfat
CWG	Kapazitiver Wellenpegel ("Capacitance Wave Gauge")
LDS	Laserdistanzsensor
PP	Polypropylen
UDS	Ultraschall-Distanz-Sensor

Anhang A Rutscheintauchgeschwindigkeit und -mächtigkeit

Für die Bestimmung der Eintauchgeschwindigkeit des Rutsches wurden alle ermittelbaren Geschwindigkeiten miteinbezogen. Diese wurden aus dem Signal des Wegaufnehmers der Rutschbox, sowie den beiden Laserdistanzsensoren (LDS) bestimmt. Aus dem Signal des Wegaufnehmers wurde die maximale Geschwindigkeit der Rutschbox ermittelt, die als initiale Rutschgeschwindigkeit (V_{Box}) angenommen wurde. Diese initiale Rutschgeschwindigkeit beschreibt annähernd die Geschwindigkeit, mit der der Rutsch die Box verlässt.

Aus den beiden Signalen der LDS wurde einerseits die Schwerpunktlage des Rutschkörpers aus den Profilen und anschliessend die mittlere Schwerpunktgeschwindigkeit (V_{SP}) des Rutsches über den Zeitversatz des Durchgangs dieser beiden Punkte bei LDS₁ und LDS₂ bestimmt (Abb. 15b). Anhand des Zeitpunkts, an dem der Rutsch die Box verlässt, also die Box beginnt, abzubremsen, und den beiden Zeitpunkten, an denen die beiden LDS den Schwerpunkt des Rutschkörpers erfassen, sowie den dazugehörigen Distanzen wurden die mittleren Geschwindigkeiten V_{LDS1} und V_{LDS2} ermittelt. Eine Prinzipskizze ist in Abb. 44 dargestellt.

Aufgrund der Form der Rampe mit dem Übergang von 30° auf flachere Winkel wurde zur linearen Extrapolation der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s die Schwerpunktgeschwindigkeit V_{SP} und die Geschwindigkeitsänderung zwischen V_{LDS1} und V_{LDS2} verwendet:

$$V_s = V_{SP} + \left(\frac{V_{LDS2} - V_{LDS1}}{dx_{LDS}}\right) \left(dx + \frac{dx_{LDS}}{2}\right)$$

Eine Übersicht der verwendeten Geschwindigkeiten und ihrer jeweiligen Positionen ist in Abb. 45 dargestellt. Die Rutschmächtigkeit wurde aus der Abnahme der gemessenen Mächtigkeiten zwischen erstem und zweitem LDS linear bis zur Wasseroberfläche extrapoliert, um die Mächtigkeit am Ort des Eintauchens anzunähern.



Abb. 44 Skizze der Distanzen für Bestimmung der Geschwindigkeiten des Systems



Abb. 45 Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten für ein ausgewähltes Experiment

Anhang B Tabellen der Perzentil- und Medianwerte der Boxplots

	5.	25.	Median	75.	95.
15° - 30°	-41.68	-29.57	-13.15	+0.39	+18.95
30° - 90°	-41.54	-22.81	-6.97	+8.72	+33.00
15° – 90°	-41.63	-24.84	-9.13	+6.65	+26.62

Tabelle 11 Perzentil- und Medianwerte für ΔA_M (Abb. 23)

Tabelle 12 Perzentil- und Medianwerte für ΔY_M (Abb. 24)

	5.	25.	Median	75.	95.
15° - 30°	-19.25	-7.27	+7.47	24.67	+45.4
30° - 90°	-35.05	-13.91	-3.30	+14.60	+36.43
15° - 90°	-29.79	-12.13	+0.51	+16.65	+43.28

Tabelle 13 Perzentil- und Medianwerte für ΔA (Abb. 25)

	5.	25.	Median	75.	95.
$15^{\circ}-30^{\circ}$	-53.54	-39.17	-20.02	+5.22	+36.36
30° - 90°	-59.81	-39.74	-13.16	+13.31	+40.39
15° - 90°	-58.13	-39.40	-15.39	+10.97	+38.76

Tabelle 14 Perzentil- und Medianwerte für ΔY (Abb. 26)

	5.	25.	Median	75.	95.
$15^\circ - 30^\circ$	-25.43	-0.10	+15.35	+30.22	+56.99
30° - 90°	-36.49	-18.97	-2.11	+15.24	+39.44
15° - 90°	-34.30	-15.66	+3.56	+20.40	+47.10

Tabelle 15 Perzentil- und Medianwerte für Δc (Abb. 27)

	5.	25.	Median	75.	95.
15° - 30°	-11.75	-10.00	-8.71	-7.02	-1.19
30° - 90°	-16.10	-12.28	-9.75	-3.95	+13.87
15° – 90°	-15.13	-11.75	-9.13	-5.12	+8.85

	5.	25.	Median	75.	95.
15° - 30°	-42.02	-31.73	-13.98	+0.39	+18.95
30° - 90°	-48.42	-26.91	-8.90	+8.72	+32.60
15° - 90°	-46.92	-28.61	-10.70	+6.00	+25.62

Tabelle 16 Perzentil- und Medianwerte für $\Delta A_{M,c1}$ (Abb. 28)

Tabelle 17 Perzentil- und Medianwerte für $\Delta Y_{M,c1}$ (Abb. 29)

	5.	25.	Median	75.	95.
15° - 30°	-19.25	-7.27	+7.47	+24.67	+45.40
30° - 90°	-35.05	-14.49	-3.83	+14.60	+36.43
15° – 90°	-29.81	-12.35	-0.05	+16.65	+43.19

Tabelle 18 Perzentil- und Medianwerte für $\Delta A_{c,1}$ (Abb. 30)

	5.	25.	Median	75.	95.
15° - 30°	-43.95	-28.96	-12.10	+7.36	+36.92
30° - 90°	-56.50	-39.43	-18.60	+3.58	+26.21
$15^{\circ}-90^{\circ}$	-54.55	-35.35	-16.69	+4.65	+30.35

Tabelle 19 Perzentil- und Medianwerte für $\Delta Y_{c,1}$ (Abb. 31)

	5.	25.	Median	75.	95.
$15^\circ - 30^\circ$	-14.73	+5.48	+25.37	+50.22	+86.57
30° - 90°	-34.83	-18.30	-4.75	+8.79	+30.06
15° – 90°	-33.14	-13.35	+3.10	+20.6	+66.97

Tabelle 20 Perzentil- und Medianwerte für $\Delta A_{M,c2}$ (Abb. 34)

	5.	25.	Median	75.	95.
$15^\circ - 30^\circ$	-43.44	-34.38	-24.66	-15.60	+14.51
30° - 90°	-39.31	-25.25	-2.08	+19.83	+51.40
15° – 90°	-43.44	-30.71	-15.37	+13.43	+46.49

	5.	25.	Median	75.	95.
15° - 30°	-3.06	+26.37	+46.51	+79.47	+102.61
30° - 90°	-2.77	+23.99	+64.68	+96.88	+148.92
$15^{\circ}-90^{\circ}$	-3.17	+25.36	+52.63	+90.55	+145.68

Tabelle 21 Perzentil- und Medianwerte für $\Delta Y_{M,c2}$ (Abb. 35)

Tabelle 22 Perzentil- und Medianwerte für $\Delta A_{0.c1}$ (Abb. 36)

	5.	25.	Median	75.	95.	
Bregoli	-26.40	-23.91	-17.88	-11.80	-2.14	

Tabelle 23 Perzentil- und Medianwerte für ΔR_0 (Abb. 37)

	5.	25.	Median	75.	95.	
Bregoli	+46.52	+64.35	+85.43	+96.48	+107.95	

Tabelle 24 Perzentil- und Medianwerte für ΔA_{c1} (Abb. 38)

	5.	25.	Median	75.	95.	
Bregoli	Bregoli +19.71		+68.25	+84.39	+109.62	

Anhang C Bestimmung der Wellenausbreitungsgeschwindigkeit

Um den Fehler bei der Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle möglichst gering zu halten wurde untersucht, inwieweit sich die Geschwindigkeit zwischen erstem und zweitem Wellenpegelsensor von der mittleren Geschwindigkeit zwischen allen Sensoren unterscheidet. Da die Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit über die maximale Amplitude geschieht und somit strenggenommen lokal an dem Ort der maximalen Amplitude gilt, wäre für die meisten Fälle die Ausbreitungsgeschwindigkeit zwischen dem ersten und zweiten Sensor massgebend. In Abb. 46 ist zu sehen, dass diese lokale Bestimmung der Geschwindigkeit deutlich anfälliger für Messungenauigkeit der ersten Welle zwischen erstem und zweiten Sensor ($c_{1,1}$) und der gemittelten Geschwindigkeit der ersten Welle über alle Sensoren ($c_{1,mean}$):

$$\Delta c_{1,1} = \left(\frac{c_{1,1}}{c_{\text{mean}}}\right) - 1$$

Im Median liegt $\Delta c_{1,1}$ bei 0.994. Aus diesem Grund wurde die gemittelte Geschwindigkeit über alle Sensoren als Wellenausbreitungsgeschwindigkeit festgelegt, um den Einfluss der lokalen Unsicherheiten, die in Abb. 46 zu sehen sind, zu minimieren. Zudem fällt auf, dass für die Versuche, die erneut ausgewertet wurden (nicht gefüllte Symbole), die lokalen Abweichungen eher grösser sind als für die neu durchgeführten Versuche. Dieser Umstand lässt sich durch die beiden verwendeten Messysteme erklären. Während bei den bisherigen Versuchen nur CWG eingesetzt wurden, konnte bei den neu durchgeführten Versuchen die Ergebnisse der UDS durch CWG validiert und ggf. angepasst werden, wodurch die Messungenauigkeit reduziert werden kann.



Abb. 46 Abweichung der lokalen Geschwindigkeit zwischen zwei Sensoren $c_{1,i}$ zur mittleren Geschwindigkeit $c_{1,\text{mean}}$ sowie Boxplot zur Abweichung der lokalen Geschwindigkeit zwischen den ersten beiden Sensoren $c_{1,1}$ zur mittleren Geschwindigkeit $c_{1,\text{mean}}$.

Anhang D Versuche mit Netzbeutelrutschen

Während Fritz (2002), Zweifel (2004) und Heller (2008) die Versuche mit losem Granulat durchführten, setzten Evers und Hager (2015) Netzbeutel ein, die lose mit Granulat befüllt wurden. Durch die lose Füllung des Beutels ist eine Deformation des Rutsches nach dem Eintauchen weiterhin möglich, wenn auch in einem geringeren Ausmass. Ausserdem sind Beutelrutsche im Vergleich zu Blockversuchen mit starren Rutschkörpern porös und somit freien, granularen Rutschen ähnlicher. Der Vorteil der Beutelrutsche liegt in der vereinfachten Versuchsdurchführung. Während sich das freie Granulat bei flachen Eintauchwinkeln auf der gesamten Rampe und im Wasserkörper verteilt und somit als loses Granulat aufwendig aus dem Kanal entfernt werden muss, bleibt bei einem Beutelrutsch das Granulat innerhalb des Beutels und kann durch ein Herausheben des Beutels schnell und einfach entnommen werden. Für einen Vergleich mit den Hauptversuchen mit losem Granulat wurden zwei Tests mit Lawinengranulat durchgeführt, das in Netzbeutel gefüllt wurde. Durch den Netzbeutel um das Granulat wurde die in Abschnitt 3.3 beschriebene Verlangsamung verstärkt. Dies zum einen in der Umlenkphase von der bestehenden 30° Rampe auf eine flachere Rampenneigung, da dort die Verformung des Rutsches durch den Beutel eingeschränkt und der Rutsch somit stärker abgebremst wurde. Zum anderen auch im Verlauf der flacheren Rampe. Dadurch war es nicht möglich, Beutelrutsche mit kleiner Eintauchgeschwindigkeit und hoher Masse durchzuführen. Daher wurden die Hauptversuche mit freien, granularen Rutschen durchgeführt. Die Versuche mit Netzbeuteln sind nicht in die Auswertung eingeflossen. Nachfolgend wird der Eintauch- und Wellenerzeugungsprozess eines Rutsches im Netzbeutel mit dem eines freien granularen Rutsches verglichen. Die entsprechenden Rutschparameter sind in Tabelle 25 angegeben.

Tabelle 25 Massgebende Rutsch- und Wellenparameter mit maximaler Amplitude a_M und Ausbreitungsgeschwindigkeit c. Beide Versuche wurden mit einem Wasserstand von h = 0.5 m durchgeführt (Beutel: V37; freies Granulat: V40).

Nr.	V _s [m/s]	s [m]	<i>m</i> s [kg]	P [-]	<i>a_M</i> [m]	Material
V40	4.53	0.044	8.9	0.310	0.090	Lawine
V37	4.47	0.122	9.0	0.507	0.082	Lawine

Wie in Abb. 47ac zu sehen, erhöht die Verwendung des Beutels die Rutschmächtigkeit deutlich, da dieser die Ausbreitung des Granulats begrenzt und der Rutsch sich somit weniger in die Länge zieht. In Abb. 47bd ist zudem zu sehen, dass sich das Eintauchverhalten von granularem Rutsch und Beutelrutsch unterscheidet. Während der granulare Rutsch eine Rutschfront aufbaut, die anschliessend kollabiert, gleitet der Beutel aufgrund des flachen Winkels über die Wasseroberfläche. Ein Teil der Bewegungsenergie wird somit nicht direkt in die Wellengenerierung übertragen. Trotz der grösseren Rutscheintauchmächtigkeit *s* des Beutelrutsches, ist die erzeugte maximale Wellenamplitude a_M kleiner bzw. gleich gross (Tabelle 25).



Abb. 47 Eintauchverhalten von Beutelrutsch (V37, (a) und (b)) und granularem Rutsch (V40, (c) und (d)) mit ähnlichen initialen Randbedingungen (h = 50 cm, $m_s = 9$ kg, $V_s \approx 4.45$ m/s, gleiche Rutschbox-geometrie)

Anhang E Versuchsparameter

Tabelle 26 Auflistung der massgebenden Parameter der durchgeführten Versuche

Nr.	Art	α	h	ms	s	Vs	Р	a _M	H _M	с
		[°]	[m]	[kg]	[m]	[m/s]	[-]	[m]	[m]	[m/s]
V1	Fels	15	0.20	36.8	0.056	3.31	1.436	0.119	0.151	1.720
V2	Fels	15	0.30	38.5	0.044	3.60	0.761	0.096	0.140	1.824
V3	Fels	15	0.40	38.9	0.057	4.08	0.643	0.113	0.181	2.038
V4	Fels	15	0.50	39.3	0.040	3.93	0.373	0.108	0.180	2.195
V5	Fels	15	0.20	19.5	0.031	4.80	1.326	0.110	0.149	1.699
V6	Fels	15	0.30	20.0	0.021	5.12	0.634	0.094	0.158	1.804
V7	Fels	15	0.40	20.0	0.035	4.34	0.454	0.096	0.160	1.999
V8	Fels	15	0.50	20.0	0.046	4.88	0.417	0.115	0.182	2.221
V9	Lawine	15	0.50	8.7	0.041	4.00	0.262	0.082	0.124	2.148
V10	Fels	15	0.50	39.6	0.049	3.32	0.349	0.111	0.183	2.201
V11	Fels	15	0.50	39.6	0.043	3.33	0.326	0.116	0.192	2.209
V12	Fels	15	0.20	24.4	0.040	2.08	0.685	0.067	0.083	1.503
V13	Fels	15	0.40	38.9	0.066	3.18	0.539	0.100	0.155	2.005
V14	Fels	15	0.50	39.6	0.065	3.19	0.386	0.111	0.181	2.202
V15	Lawine	15	0.50	7.5	0.027	2.28	0.117	0.050	0.089	2.183
V16	Fels	15	0.50	20.0	0.045	3.80	0.320	0.084	0.148	2.175
V17	Fels	15	0.50	19.7	0.043	3.31	0.271	0.070	0.130	2.144
V18	Fels	15	0.20	16.2	0.020	3.12	0.664	0.080	0.092	1.533
V19	Fels	15	0.20	18.8	0.037	3.74	1.112	0.103	0.140	1.629
V20	Fels	15	0.20	34.2	0.041	2.67	0.977	0.079	0.093	1.585
V21	Fels	15	0.30	35.7	0.056	2.39	0.562	0.092	0.128	1.818
V22	Fels	15	0.30	18.2	0.025	4.39	0.579	0.091	0.139	1.775
V23	Fels	15	0.50	39.5	0.077	3.47	0.455	0.106	0.170	2.196
V24	Fels	15	0.60	20.0	0.065	3.77	0.291	0.073	0.148	2.377
V25	Lawine	15	0.60	8.5	0.041	2.47	0.123	0.040	0.085	2.315

Nr.	Art	α	h	ms	s	Vs	Р	a _M	H_M	с
		[°]	[m]	[kg]	[m]	[m/s]	[-]	[m]	[m]	[m/s]
V26	Fels	15	0.30	19.7	0.018	4.03	0.458	0.072	0.109	1.748
V27	Lawine	15	0.50	8.8	0.033	3.15	0.187	0.051	0.089	2.166
V29	Lawine	15	0.60	8.9	0.036	3.89	0.183	0.062	0.102	2.366
V30	Fels	15	0.60	20.0	0.066	3.88	0.304	0.083	0.161	2.370
V31	Fels	15	0.60	20.0	0.088	4.72	0.424	0.111	0.190	2.381
V32	Fels	15	0.20	19.9	0.022	4.82	1.125	0.086	0.119	1.591
V33	Fels	15	0.20	20.0	0.028	5.00	1.308	0.102	0.135	1.674
V34	Lawine	15	0.30	14.1	0.023	3.13	0.372	0.086	0.110	1.690
V35	Fels	15	0.20	39.5	0.040	5.07	1.898	0.128	0.163	1.785
V36	Fels	15	0.20	20.0	0.024	5.84	1.412	0.120	0.148	1.727
V37 (Beutel)	Lawine	15	0.50	9.0	0.122	4.47	0.510	0.082	0.118	2.119
V38 (Beutel)	Lawine	15	0.50	9.0	0.138	2.90	0.353	0.073	0.110	2.128
V39	Lawine	15	0.50	8.9	0.038	3.60	0.229	0.072	0.106	2.106
V40	Lawine	15	0.50	8.9	0.044	4.53	0.311	0.090	0.135	2.090
V41	Lawine	15	0.50	8.9	0.050	4.35	0.316	0.090	0.132	2.098
V42	Fels	15	0.50	20.0	0.052	4.22	0.385	0.089	0.155	2.180
V43	Lawine	15	0.60	8.9	0.036	3.77	0.177	0.059	0.097	2.338
V44	Fels	15	0.30	20.0	0.043	5.12	0.913	0.111	0.175	1.812
V45	Fels	15	0.50	19.9	0.035	3.04	0.227	0.063	0.118	2.159
V46	Fels	15	0.40	23.1	0.029	3.84	0.379	0.087	0.138	1.974
V47	Fels	15	0.40	22.9	0.025	3.74	0.344	0.096	0.169	2.013
V49	Fels	15	0.60	19.2	0.043	2.05	0.128	0.039	0.083	2.367
V50	Fels	15	0.60	17.4	0.039	1.40	0.082	0.031	0.066	2.317
V52	Fels	15	0.20	45.9	0.055	5.62	2.552	0.157	0.195	1.944
V53	Fels	15	0.40	24.8	0.030	3.26	0.333	0.072	0.111	1.959

Nr.	Art	a	h	ms	s	Vs	Р	a_M	H_M	c
		[°]	[m]	[kg]	[m]	[m/s]	[-]	[m]	[m]	[m/s]
V54	Fels	22.5	0.20	22.5	0.026	3.65	0.936	0.059	0.087	1.534
V55	Fels	22.5	0.20	23.0	0.029	3.71	1.017	0.096	0.129	1.615
V56	Fels	22.5	0.20	23.0	0.063	6.06	2.452	0.123	0.168	1.756
V57	Fels	22.5	0.50	23.0	0.059	3.05	0.301	0.053	0.118	2.195
V58	Fels	22.5	0.50	23.0	0.049	2.68	0.241	0.047	0.104	2.179
V59	Lawine	22.5	0.50	8.5	0.042	2.03	0.132	0.024	0.050	2.134
V60	Fels	22.5	0.20	23.0	0.047	4.42	1.536	0.107	0.140	1.663
V61	Fels	22.5	0.20	23.0	0.051	4.87	1.770	0.107	0.141	1.661
V62	Fels	22.5	0.20	46.0	0.071	4.73	2.408	0.136	0.179	1.907
V63	Fels	22.5	0.30	46.0	0.073	4.28	1.203	0.120	0.172	1.924
V64	Fels	22.5	0.30	46.0	0.072	6.50	1.813	0.160	0.215	1.998
V65	Lawine	22.5	0.50	9.0	0.034	3.06	0.180	0.040	0.088	2.162
V66	Lawine	22.5	0.50	9.0	0.033	4.58	0.266	0.050	0.102	2.495
V67	Lawine	22.5	0.50	9.0	0.046	5.69	0.394	0.060	0.115	2.220
V68	Fels	22.5	0.50	23.0	0.077	6.06	0.685	0.116	0.211	2.261
V69	Fels	22.5	0.50	23.0	0.049	4.04	0.363	0.090	0.162	2.212
V70	Lawine	22.5	0.30	9.0	0.024	5.41	0.583	0.052	0.095	1.849
V71	Fels	22.5	0.30	23.0	0.055	4.31	0.887	0.079	0.131	1.814
V72	Fels	22.5	0.30	22.3	0.042	3.25	0.580	0.062	0.110	1.781
V73	Fels	22.5	0.30	23.0	0.056	6.53	1.348	0.110	0.180	1.900
V74	Lawine	22.5	0.40	9.0	0.050	2.37	0.238	0.027	0.054	1.940
V75	Fels	22.5	0.40	22.3	0.057	2.55	0.344	0.049	0.098	1.977
V76	Fels	22.5	0.40	23.0	0.071	2.73	0.412	0.055	0.109	1.982
V77	Fels	22.5	0.40	46.0	0.103	4.93	1.072	0.128	0.206	2.119
V78	Fels	22.5	0.40	23.0	0.066	3.25	0.473	0.065	0.127	2.004
V80	Fels	22.5	0.20	46.0	0.068	5.06	2.527	0.168	0.195	2.034
V82	Fels	22.5	0.40	22.5	0.050	0.94	0.119	0.036	0.075	1.943

Nr.	Art	α	h	ms	s	Vs	Р	a_M	H_M	с
		[°]	[m]	[kg]	[m]	[m/s]	[-]	[m]	[m]	[m/s]
V83	Fels	22.5	0.50	20.0	0.044	3.83	0.317	0.068	0.139	2.209
V84	Lawine	22.5	0.50	9.0	0.034	3.50	0.208	0.040	0.091	2.187
V85	Fels	22.5	0.50	19.9	0.032	2.39	0.167	0.038	0.084	2.166
V86	Fels	22.5	0.30	20.0	0.041	4.69	0.806	0.071	0.125	2.812
V87	Fels	22.5	0.30	20.0	0.047	4.97	0.909	0.081	0.139	1.819
V88	Fels	22.5	0.40	22.3	0.057	2.27	0.306	0.048	0.097	1.984
V89	Fels	22.5	0.40	23.0	0.093	5.69	0.985	0.120	0.205	2.092
V90	Fels	22.5	0.50	20.0	0.054	3.03	0.277	0.049	0.111	2.188
V91	Fels	22.5	0.30	20.0	0.034	5.08	0.798	0.076	0.132	1.811
V92	Fels	22.5	0.40	23.0	0.055	3.09	0.412	0.052	0.105	1.985
V93	Lawine	22.5	0.50	9.0	0.045	3.24	0.221	0.042	0.095	2.130
V94	Fels	22.5	0.30	46.0	0.070	5.46	1.499	0.159	0.238	1.996
V95	Fels	22.5	0.30	23.0	0.034	4.59	0.744	0.075	0.124	1.770
V96	Lawine	22.5	0.30	9.0	0.021	5.38	0.542	0.067	0.099	1.708
V97	Lawine	22.5	0.40	8.9	0.033	2.32	0.189	0.039	0.057	1.916
V98	Lawine	22.5	0.50	8.9	0.032	2.18	0.126	0.030	0.063	2.143
V99	Fels	22.5	0.30	20.0	0.039	5.47	0.914	0.078	0.133	1.808
V100	Fels	22.5	0.40	46.0	0.098	4.78	1.011	0.160	0.246	2.107
V101	Fels	22.5	0.40	23.0	0.071	3.50	0.530	0.080	0.148	1.987
V102	Fels	22.5	0.50	23.0	0.050	2.84	0.258	0.060	0.123	2.167
V103	Lawine	22.5	0.50	9.0	0.035	3.18	0.191	0.060	0.101	2.200
V104	Fels	22.5	0.30	20.0	0.044	5.13	0.906	0.078	0.134	1.779
V105	Fels	22.5	0.50	20.0	0.048	4.17	0.359	0.080	0.169	2.188
V106	Fels	22.5	0.40	22.4	0.044	1.85	0.218	0.050	0.091	1.945
V107	Fels	22.5	0.50	23.0	0.082	5.86	0.684	0.104	0.232	2.227
V108	Fels	22.5	0.40	23.0	0.102	6.20	1.127	0.113	0.202	2.037
V109	Fels	22.5	0.20	23.0	0.043	4.26	1.412	0.106	0.149	1.640

Nr.	Art	α	h	ms	s	Vs	Р	a_M	H_M	c
		[°]	[m]	[kg]	[m]	[m/s]	[-]	[m]	[m]	[m/s]
V110	Fels	22.5	0.20	46.0	0.074	4.92	2.561	0.178	0.240	1.934
V111	Lawine	30	0.30	18.9	0.053	5.00	0.940	0.222	0.255	1.852
V112	Fels	30	0.30	50.8	0.072	5.39	1.506	0.167	0.253	2.029
V113	Lawine	30	0.50	9.0	0.036	1.37	0.082	0.019	0.035	2.101
V114	Fels	30	0.50	23.0	0.026	1.71	0.109	0.022	0.038	2.131
V115	Fels	30	0.40	23.0	0.035	4.33	0.450	0.051	0.098	1.949
V116	Fels	30	0.20	46.0	0.060	6.21	2.833	0.211	0.257	2.025

Anhang F Addendum zum Impulswellenleitfaden (Englisch)

Addendum: Shallow slide impact angles $15^\circ \le \alpha \le 30^\circ$

Frederic M. Evers, Felix Bross

The *impulse wave manual* (Evers *et al.* 2019¹, abbr. *IWM*) allows for the estimation of the most important wave properties related to landslide-generated impulse wave events in reservoirs, e.g. wave amplitudes and run-up heights. The computational procedure presented in the *IWM* is based on generally applicable equations developed from lab model tests. Consequently, the equations' applicability ranges are limited by their underlying experimental parameter ranges (*IWM* Section 3.2.4.1). In case the equations' input parameters exceed these limitations, the results of the computational procedure are subject to additional uncertainties (*IWM* Section 4.7). Especially the lower limitation of the slide impact angle with $\alpha \ge 30^{\circ}$ (*IWM* Tables 3-2 and 3-3) has been identified as too steep for the assessment of hazard scenarios at prototype scale. To extend the *IWM*'s applicability range, 109 additional hydraulic experiments were conducted in a wave channel, i.e. for the extreme case of confined 2D wave propagation (*IWM* Section 3.2.1), with shallow slide impact angles $\alpha = 15^{\circ}$, 22.5° and 30°.



Figure 48 Percentage deviation of the measured from the predicted maximum wave amplitudes Δa_M versus the impulse product parameter P; $15^\circ \le \alpha \le 30^\circ$ (filled markers), $30^\circ \le \alpha \le 90^\circ$ (hollow markers); box plot antennas at 5th and 95th percentiles.

Figure 47 shows the percentage deviation of the measured from the predicted maximum wave amplitudes $a_M = (4/5)H_M$ (*IWM* Eqs. 3.13 and 3.16), defined as $\Delta a_M = (a_{M,measured} / a_{M,predicted}) - 1$ [%], versus the impulse product parameter P (*IWM* Eq. 3.12). In addition to the experiments with $15^\circ \le \alpha \le$ 30°, also 278 selected experiments with $30^\circ \le \alpha \le 90^\circ$ from the original data set of the *IWM*'s 2D equations (*IWM* Section 3.2.4.2) are included in Fig. 47 for comparison. The deviations shown in the box plot for $15^\circ \le \alpha \le 30^\circ$ are within a similar range as for $30^\circ \le \alpha \le 90^\circ$. Figure 48 shows the percentage deviation $\Delta a(x)$ of the measured wave amplitudes from the predicted values a(x) = (4/5)H(x)(*IWM* Eqs. 3.16 and 3.19) along the relative streamwise distance X = x/h (with the still water depth h). Again, the deviations for $15^\circ \le \alpha \le 30^\circ$ are within a similar range as for $30^\circ \le \alpha \le 90^\circ$. Since no

¹ Evers, F.M., Heller, V., Fuchs, H., Hager, W.H., Boes, R.M. (2019). Landslide-generated Impulse Waves in Reservoirs – Basics and Computation. *VAW-Mitteilung* 254 (R. Boes, ed.), ETH Zurich, Zürich. https://doi.org/10.3929/ethz-b-000413216

distinct deviations were observed for shallow slide impact angles $15^{\circ} \le \alpha \le 30^{\circ}$ compared to $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ (Figures 1 and 2), the limitations for the computation of 2D impulse wave generation and propagation can be extended to $15^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$. Table 26 includes the extended parameter range for α and replaces *IWM* Table 3-2.



Figure 49 Percentage deviation of the measured from the predicted wave amplitudes $\Delta a(x)$ along the relative streamwise distance X; $15^{\circ} \le \alpha \le 30^{\circ}$ (filled markers), $30^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ (hollow markers); box plot antennas at 5th and 95th percentiles.

Term	Range	Definition
Slide Froude number	$0.47 \le F \le 6.83$	$F = V_s / (gh)^{1/2}$
Relative slide thickness	$0.05 \le S \le 1.64$	S = s/h
Relative slide mass	$0.05 \le M \le 10.02$	$M = \rho_s \mathcal{V}_s / (\rho_w b h^2)$
Relative slide density	$0.59 \le D \le 1.72$	$D= ho_s/ ho_w$
Relative granulate density	$0.96 \le \rho_g / \rho_w \le 2.75$	$ ho_g/ ho_w$
Relative slide volume	$0.05 \le V \le 5.94$	$V = V_{s}/(bh^2)$
Bulk slide porosity	$30.7 \% \le n \le 43.3\%$	n
Slide impact angle	$15^\circ \le \alpha \le 90^\circ$	α
Relative slide width	$0.74 \le B \le 3.33$	B = b/h
Relative streamwise distance	$2.7 \le X \le 59.2$	X = x/h
Impulse product parameter	$0.08 \le P \le 8.13$	$P = FS^{1/2}M^{1/4}\{\cos[(6/7)\alpha]\}^{1/2}$

Table 27 Extended limitations to compute 2D impulse wave generation and propagation.

For the extreme case of 3D impulse wave generation and propagation, no additional hydraulic experiments were conducted with shallow impact angles $\alpha < 30^{\circ}$. However, similar to the extension to a wider parameter range of the slide density to include snow avalanches based on P (*IWM* Section 3.2.4.3), the *IWM*'s Eqs. (3.22) to (3.35) for 3D impulse wave generation and propagation can also be applied with slide impact angles $15^{\circ} \le \alpha \le 90^{\circ}$ for a preliminary hazard assessment if $0.13 \le P \le 2.08$ (*IWM* Table 3-3). The computational tool has been updated (v1.1) to incorporate the extended ranges for α and is available for download².

² https://doi.org/10.5281/zenodo.4715565