



DIPLOMARBEIT

MASTER THESIS

Das Auflaufen von granularem Material auf Barrieren

Vergleich Modell – DAN – PFC

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen
Grades einer Diplom-Ingenieurin
unter der Leitung von

ao. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Rainer Poisel

E220

Institut für Geotechnik, Forschungsbereich Ingenieurgeologie

und

Assistant Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Alexander Preh

E220

Institut für Geotechnik, Forschungsbereich Ingenieurgeologie

eingereicht an der Technischen Universität Wien

Fakultät für Bauingenieurwesen

von

Barbara Kuen

0326176

1090 Wien, Pramergasse 18/6

Wien, im September 2011

DANKSAGUNG

Mein Dank gilt allen Personen, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Herzlichst bedanke ich mich bei Assistant Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Alexander Preh. Er konnte jede Frage zuverlässigst beantworten, gab mir zahlreiche wichtige Anregungen und behielt dabei das Gesamtkonzept immer im Auge. Ganz besonders möchte ich mich auch bei ao. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Rainer Poisel bedanken. Seine fachliche Unterstützung und vielen Hinweise haben maßgebend zur Qualität dieser Arbeit beigetragen.

Bei Professor Oldrich Hungr von der University of British Columbia, Kanada bedanke ich mich für die ausgezeichnete Zusammenarbeit. Speziell dafür, dass er mir seine Daten ohne Einschränkungen zur Verfügung gestellt hat und auf alle meine Fragen unverzüglich reagiert hat.

Ein besonderes Dankeschön geht an die InstitutsmitarbeiterInnen des Fachbereichs Ingenieurgeologie. Die freundliche, unkomplizierte Atmosphäre und Hilfsbereitschaft erleichterte mir ein konzentriertes Arbeiten.

Ich bedanke mich bei meiner ganzen Familie für ihre moralische Unterstützung, während der gesamten Studiendauer. Insbesondere bedanke ich mich bei meinen Eltern, ohne die ein erfolgreicher Abschluss nicht möglich gewesen wäre.

Meinen Freunden danke ich dafür, dass sie mich durch die gesamte Studiendauer begleitet haben, für die gegenseitige Unterstützung und die vielen schönen Stunden in den letzten Jahren.

KURZFASSUNG

Bergstürze, Felsstürze, Steinschläge und Muren sind durch ihre schnelle Bewegung die gefährlichste Form von Massenbewegungen. Sie bedrohen Menschenleben und deren Infrastruktur (vergleiche HUNGR, 2001). Von diesen Gefahren ausgehende Risiken können durch Schutzmaßnahmen eingedämmt werden. Eine gebräuchliche bauliche Methode ist das Errichten von Schutzdämmen oder Wänden, welche die kinetische Energie der Massen absorbieren. Die Massen werden dadurch zum Halten gezwungen, bevor das zu schützende Gebiet erreicht wird.

Um solche Barrieren zu dimensionieren, sind mehrere Fragestellungen vorab zu klären: (i) die Sprung-Höhe einer potentiellen Massenbewegung, wenn sie auf den Damm aufläuft, um sicher zu stellen, dass die Dammkrone hoch genug ist, um das Überstreichen des Dammes zu verhindern; (ii) Art und Geometrie des Ablagerungsmaterials, welches im Auffangraum zwischen Sturzbahn und Damm zum Erliegen kommt; und (iii) statische und dynamische Kräfte, welche durch die Massenbewegung auf den Damm wirken. Numerische Modellierungen von Massenbewegungen decken diese Fragestellungen ab, sodass alle nötigen Informationen zur Errichtung solcher Schutzdämme zur Verfügung stehen – vorausgesetzt die Modellierung ist korrekt verifiziert und kalibriert.

MANCARELLA und HUNGR (2010) haben eine Serie von Laborexperimenten durchgeführt, bei denen das schnelle Auslaufen von trockenem Sand in einem Kanal, beobachtet wird. Der Sand trifft, nachdem er die Sturzbahn hinter sich gelassen hat, auf eine der Sturzbahn entgegen geneigte Wand, welche den Sand zum Stoppen bringt. Die Neigung dieser Endbarriere kann variiert werden, sodass auch eine Barriere rechtwinklig zur Sturzbahn untersucht wurde.

Diese Laborexperimente wurden unter Verwendung des Particle Flow Codes (Itasca Consulting Group) und des DAN Codes rückgerechnet. Ziel dieser Studien ist es zu verifizieren, ob die genannten Programme fähig sind, das Verhalten von granularen Massenbewegungen, die auf eine Barriere treffen, zu modellieren. Um entsprechende Resultate zu erhalten, mussten einige Modifizierungen der Programme vorgenommen werden. Die Originalversion der numerischen Lagrangeschen dynamischen Analyse (DAN) zur Untersuchung von sehr schnellen und flachen fluidähnlichen Bewegungen, musste durch einen Algorithmus zur Geschwindigkeitsglättung verbessert werden, um numerische Instabilität zu verhindern. Bei PFC musste wiederum eine eigene Rotationsdämpfung zwischen den Partikeln implementiert werden, um sinnvolle Ergebnisse zu erzielen.

ABSTRACT

Extremely rapid, flow-like landslides, such as debris avalanches, debris flows, flow slides, and rock avalanches, are the most important landslide hazards, threatening human lives and infrastructure (e.g., HUNGR et al., 2001). Risk reduction can be achieved, for example, by means of protective structures. A common type of active protective structure is a “terminal barrier,” a dyke or wall placed perpendicular to the expected motion of the landslide and designed to absorb the landslide impact and force of the avalanche to stop before reaching the protected area.

Several quantitative parameters are required for the design of terminal barriers: (i) run-up of a potential landslide against the face of the structure to ensure that the dyke crest is sufficiently high enough to avoid overtopping; (ii) manner and geometry of deposition of slide material arriving in the space upstream of the structure (“storage basin”); and (iii) static and dynamic forces exerted by the moving debris on the face of the structure. Numerical modelling of landslide motion provides those design information, provided that the models used are correctly verified and calibrated.

MANCARELLA and HUNGR (2010) carried out a series of granular avalanche experiments involving rapid flow of dry sand in a flume, arrested by a steep adverse slope. The barrier slope was varied and included a wall perpendicular to the flume.

These laboratory experiments have been back calculated by means of the Particle Flow Code (Itasca Consulting Group) and the DAN Code. The purpose of the study was to verify if the codes used are capable of simulating the behaviour of granular avalanches run-up against protective barriers. In order to achieve appropriate results some modifications of the codes have been necessary. The original version of the numerical Lagrangian shallow flow dynamic analysis (DAN) had to be improved by an original velocity-smoothing algorithm to prevent numerical instability. In the case of PFC, the implementation of a rotational particle-particle damping has been necessary to get results coinciding with the laboratory experiments.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung.....	1
2	Numerische Verfahren zur Modellierung schneller Massenbewegungen.....	3
2.2	Der DAN-Code.....	4
2.2.1	Konzept der äquivalenten Flüssigkeit.....	6
2.2.2	Bewegungsgleichungen zur Steuerung des Sturzprozesses.....	7
2.2.3	Das Bezugssystem.....	12
2.2.4	Diskretisierung.....	13
2.2.5	Der basale Scherwiderstand – Materialrheologien in DAN.....	16
2.2.6	Glättung der Geschwindigkeit.....	17
2.3	PFC2D (Particle flow code in 2 Dimensions).....	19
2.3.1	Grundelemente in PFC2D.....	19
2.3.2	Der Berechnungszyklus in PFC2D.....	21
2.3.3	Die Bewegungsgleichungen.....	22
2.3.4	Das Kraftverschiebungsgesetz.....	22
2.3.5	Modellierung der für den Sturzprozess relevanten Widerstandsfaktoren.....	24
3	Der Modellversuch von MANCARELLA & HUNGR (2010) zum Auflaufen von granularem Material auf Barrieren.....	34
3.1	Versuchsaufbau.....	34
3.2	Versuchsablauf.....	35
3.3	Scherparameter des Quarzsandes.....	36
4	Modellierung mittels PFC2D.....	38
4.1	Sturzbahngeometrie.....	38
4.2	Modellierung der Abbruchmasse.....	40
4.2.1	Porosität der Abbruchmasse.....	40
4.2.2	Partikelgröße der Abbruchmasse.....	41
4.2.3	Partikelgenerierung.....	43
4.3	Materialparameter.....	46
4.3.1	Partikelsteifigkeit.....	46
4.3.2	Wand-Reibungskoeffizient.....	46
4.3.3	Partikel-Reibungskoeffizient.....	46
4.3.4	Kritischer Dämpfungskoeffizient.....	49
4.3.5	Rotationsdämpfung bei Partikel-Wandkontakt.....	49

4.3.6 Rotationsdämpfung bei Partikel-Partikelkontakt.....	50
5 Untersuchungen zum Einfluss der Bewegungsarten.....	51
5.1 Modell 1: Reine Translation der Partikel.....	51
5.1.1 Geometrie A.....	51
5.1.2 Geometrie B.....	54
5.1.3 Geometrie C.....	55
5.2 Modell 2: Freie Rotation der Partikel mit Rotationsdämpfung beim Partikel-Wand Kontakt.....	57
5.3 Modell 3: Freie Rotation der Partikel mit Rotationsdämpfung bei Partikel-Wand Kontakt und bei Partikel-Partikel Kontakt.....	59
5.3.1 Geometrie A.....	59
5.3.2 Geometrie B.....	67
5.3.3 Geometrie C.....	68
6 Untersuchung zum Einfluss der Partikelgröße.....	69
7 Einwirkungen auf die Endbarriere.....	71
7.1 Theoretische Grundlagen des Stoßes.....	71
7.2 Ermittlung der Einwirkungen auf die Barriere.....	73
8 Interpretation und Schlussfolgerungen.....	75
8.1 Der Sturzprozess in PFC2D.....	75
8.1.1 Modell 1: Reine Translation der Partikel.....	75
8.1.2 Modell 2: Freie Rotation der Partikel mit Rotationsdämpfung bei Partikel-Wand Kontakt.....	76
8.1.3 Modell 3: Freie Rotation der Partikel mit Rotationsdämpfung bei Partikel-Wand Kontakt und bei Partikel-Partikel Kontakt.....	76
8.1.4 Einfluss der Partikelgröße.....	78
8.2 Vergleich von PFC2D mit dem DAN-Code.....	78
8.2.1 Der Sturzprozess.....	78
8.2.2 Die Eingangsparameter.....	81
8.3 Einwirkungen auf die Endbarriere.....	82
9 Zusammenfassung.....	83
Literaturverzeichnis.....	85
Abbildungsverzeichnis.....	87
Tabellenverzeichnis.....	89

1 EINLEITUNG

Numerische Modellierungen sind bereits seit geraumer Zeit wichtige Instrumente, um die Dynamik von Massenbewegungen einschätzen zu können. Eine befriedigende Näherung der Fahrböschung und der Ablagerungshöhen kann mit diesen auch erzielt werden. Die Modellierung des Auflaufens von schnellen Massenbewegungen, also von Felsstürzen, Bergstürzen und Muren, gegen Dämme oder Talflanken stellt aber eine besondere Herausforderung dar. Die erste Modellierung einer solchen Fragestellung erfolgte durch HUNGR (2010) mit dem DAN-Code. Um die grundlegende Fähigkeit des Programms diesbezüglich zu testen, ging er aber nicht von einem komplexen Bergsturz aus, sondern von kohäsionslosem, trockenem Material, welches sich in einem geschlossenen Kanal bewegt, und am Ende dieses Kanals auf eine entgegen der Bewegungsrichtung angestellte Wand trifft.

PFC2D ist besonders für diese Fragestellung geeignet, da bei diesem Code eine Diskretisierung der Sturzmasse in einzelne Partikel stattfindet, während bei kontinuumsmechanischen Programmen eine verschmierte Betrachtung des Materials angewandt wird, sodass Materialeigenschaften wie Dichte, und Verformbarkeit über einen makroskopischen Bereich betrachtet werden, was eine Analyse der inneren Bewegungsabläufe erschwert.

Eine realitätsgetreue Abbildung dieser inneren Prozesse sollte auch zu einer wesentlichen Steigerung der Genauigkeit des Gesamtergebnisses führen. Zu diesem Zweck wurden die Berechnungsergebnisse des Particle Flow Codes (PFC) mit den Ergebnissen des kontinuumsmechanischen Verfahrens DAN und dem Laborexperiment verglichen.

Eine häufige Schutzmaßnahme gegen die zerstörerische Wirkung von schnellen Massenbewegungen sind Schutzdämme, welche die stürzenden und fließenden Massen zum einen ablenken, oder aber deren Stillstand erzwingen sollen. Für den letzteren Fall einer Endbarriere wird der Damm direkt entgegen der zu erwartenden Bewegungsrichtung gebaut, und soll so möglichst viel der kinetischen Energie absorbieren.

Die Versuchsanordnung mit einer der Bewegungsrichtung entgegen geneigten Wand ist somit von besonderem Interesse, weil dadurch der Einfluss solcher Dämme auf den Sturzprozess und die dabei auftretenden Kräfte untersucht werden können.

PFC2D bietet verschiedene Möglichkeiten, den Sturzprozess zu überwachen. Insbesondere die Möglichkeit, Geschwindigkeiten, Kräfte und Energien auslesen zu können, sollte es in diesem Zusammenhang zu einem überaus wertvollen Instrument machen.

In dieser Arbeit wird das Laborexperiment, welches MANCARELLA & HUNGR (2010) durchführten, mit dem Particle Flow Code in 2 Dimensions (PFC2D) analysiert und allgemein die Eignung des Programms, überprüft. Bei dem Laborexperiment stürzt ein geringes Sandvolumen einen circa zwei Meter langen Kanal hinab und wird anschließend von einer der Bewegungsrichtung entgegen geneigten Fläche zum Stillstand gebracht.

Besondere Beachtung wird dabei der Modellverifikation gewidmet. Die wesentlichen Parameter, mit denen die Sturzmasse modelliert wurden, konnten anhand der Rückrechnung eines weiteren unabhängigen Laborexperiments (Dam-Break-Experiment) mit dem gleichen Sand, ermittelt werden. Die Parameter für den Rollwiderstand wurden für die jeweilige Modellrechnung separat angepasst.

2 NUMERISCHE VERFAHREN ZUR MODELLIERUNG SCHNELLER MASSENBEWEGUNGEN

So wie es in der gesamten Bauingenieurspraxis üblich ist, numerische Programme für die Berechnung komplexer Problemstellungen zu verwenden, wird auch zur Analyse von Massenbewegungen die computergestützte Berechnung angewandt. Bevor leistungsfähige Computer dies möglich machten, basierte die Sturzanalyse und Prognose auf stark vereinfachten analytischen Berechnungsansätzen und empirischen Studien.

Die numerischen Programme lassen sich entsprechen ihrer mechanischen Formulierung in kontinuumsmechanische und diskontinuumsmechanische Berechnungsansätze unterscheiden. Bei beiden Methoden wird die Sturzmasse durch ein Ersatzmaterial angenähert.

Während bei kontinuumsmechanischen Programmen die Diskretisierung der Sturzmasse in Form eines zusammenhängenden Netz erfolgt, wird bei diskontinuumsmechanischen Programmen das Medium (Sturzmasse) mit Hilfe diskrete (nicht zusammenhängender) Elemente (z.B. einzelne Partikel) beschrieben.

Dementsprechend werden bei kontinuumsmechanischen Programmen über das Medium hinweg verschmierte Materialeigenschaften angenommen.

Diskontinuumsmechanische Programme können abrupte, sprunghafte Änderungen in Beschleunigung, Geschwindigkeit und den Materialkennwerten innerhalb der Sturzmasse wiedergeben.

Die vorliegende Arbeit baut auf den Nachrechnungen eines Laborexperiment mittels DAN-Code (kontinuumsmechanisch) durch MANCARELLA & HUNGR (2010) und eigens durchgeführten Berechnungen mittels PFC2D (diskontinuumsmechanisch) auf. Die Eignung der Programme wird überprüft und die Ergebnisse miteinander verglichen. Im Folgenden werden daher die Grundlagen dieser Programme beschrieben, wobei besonders auf die für die Nachrechnung des Laborversuches relevanten Eigenschaften eingegangen wird.

2.2 DER DAN-CODE

DAN („Dynamic Analysis“) wurde 1995 an der University of British Columbia (Kanada) von Odrich Hungr entwickelt. Die folgende Beschreibung basiert auf den Dissertationen von MCDUGALL (1998) und PIRULLI (2005).

Der kontinuumsmechanische Zugang basiert auf der Annahme, dass das Sturzmaterial als Kontinuum behandelt werden kann. Mikromechanische Prozesse innerhalb der Masse bleiben somit unberücksichtigt. Diese Methode setzt voraus, dass die Elemente des Sturzmaterials klein sind, im Vergleich zu den Gesamtabmessungen der Sturzmasse. Dies ist nicht immer der Fall, sodass es dem Anwender obliegt abzuschätzen, welchen Einfluss große Blöcke auf das Gesamtverhalten haben.

DAN basiert auf einer Lagrangeschen Lösung für die Bewegungsgleichungen. Dabei werden ähnliche Vereinfachungen, wie sie auch in der Gerinnehydraulik üblich sind getroffen. Insbesondere die Annahme, dass es sich um flaches instationäres Strömungsproblem handelt, dessen Höhe gering ist, im Vergleich zu der Längenausdehnung rechtfertigt eine Mittelung der Geschwindigkeit über die Höhe, ähnlich wie es auch bei den Saint Venant Gleichungen der Gerinnehydraulik gemacht wird (Abbildung 1).

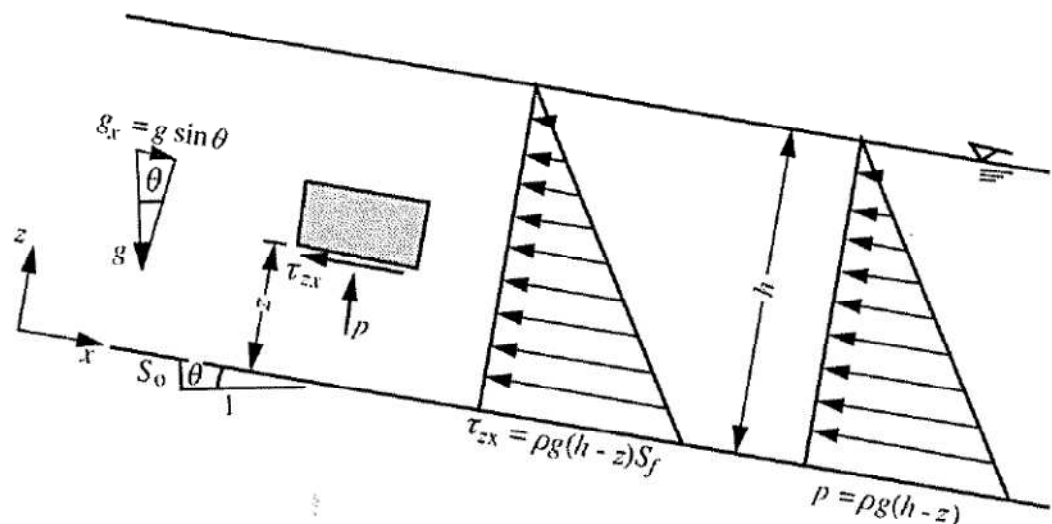


ABBILDUNG 1: ANNAHME DER NORMAL- UND SCHERSPANNUNGSVERTEILUNG EINER FLÜSSIGKEITSSÄULE DER SAINT VENANT GLEICHUNG (JULIEN, 2002)

$$S_f = S_0 - \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{V}{g} \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} \quad [2.1]$$

S_f ... Reibungskoeffizient

S₀ ... Gerinneneigung

H ... Höhe

V ... mittlere Geschwindigkeit

X ... Bewegungsrichtung

t ... Zeit

Die Saint Venant Gleichungen unterscheiden sich jedoch zu den bei DAN gebrauchten Bewegungsgleichungen dadurch, dass weitere Vereinfachungen getroffen werden. So wird eine lineare Verteilung der Scherspannungen angenommen. Die Saint Venant Gleichung ist außerdem linearisiert, da die Steigung als gering angenommen wird und $\tan\varphi$ gleich $\sin\varphi$ und $\cos\varphi$ gleich 1 gesetzt wird. Dieser Exkurs in die Gerinnehydraulik scheint deshalb nötig, da HUNGR (2004) im DAN-W Users Manual missverständlicher Weise schreibt, dass DAN-W auf der Lagrangeschen Lösung der Saint Venant Gleichung basiert und auch in anderen Quellen auf die Saint Venant Gleichung verwiesen wird, ohne deren Vereinfachungen – die in DAN nicht getroffen werden – zu nennen.

Die Ähnlichkeit zwischen Saint Venant Gleichung und den Bewegungsgleichungen im DAN Code bezieht sich auf folgende Vereinfachungen:

- Die Bewegung des Fluids / der Sturzmasse erfolgt ausschließlich in x-Richtung und ist somit eindimensional.
- Die Geschwindigkeitsverteilung kann über die Höhe gemittelt werden.
- Die Dichte bleibt räumlich und zeitlich konstant
- Spannungsfreie Oberfläche (Vernachlässigung des atmosphärischen Drucks)
- Der Einfluss der Reibung durch eine seitliche Begrenzung wird im Allgemeinen vernachlässigt

Ihr Gültigkeitsbereich ist damit limitiert auf Massenbewegungen mit fluidähnlichem Verhalten. Dass diese Einschränkung auf Murgänge zutrifft, kann vielleicht ohne Weiteres akzeptiert werden, dass aber Bergstürze mit teilweise hausgroßen Blöcken oder Laborexperimente mit trockenem granularem Material ebenfalls diese Bedingung erfüllen, mag überraschen. Es schreibt aber bereits HEIM (1932) aufgrund empirischer

Beobachtungen: “Der rasche Trümmerstrom ist durch hohen Absturz gewissermassen geladen und verhält sich dann wie die abgeschossene Kugel aus dem Schussrohr. Er ist ein **Schußstrom**, wie man ihn wohl am bezeichnendsten nennt. Für mein Gefühl ist sein Überfahren horizontaler Talböden auf mehrere Kilometer Länge und dann sein fast plötzliches Anhalten noch viel eher verständlich, als die Tatsache, dass er trotz seinem Ungestüm die Erscheinungen der massvollen Brandung, der geordneten Fluidalstruktur, des genauen Anschmiegens an die Talform, kurz die Formenähnlichkeit mit dem Schleichstrom und dem Wasserstrom, Schneestrom oder Lavastrom festzuhalten imstande ist.“

Treffen mehrere Faktoren ein wird also aus dem Abgleiten, Herabstürzen und Herabrollen von Gesteinsmassen ein „Schußstrom“ mit fluidähnlichem Verhalten, was die Modellierung auf Grundlage einer äquivalenten Flüssigkeit rechtfertigt. Um den Gültigkeitsbereich dieser Methodik zu erfassen ist es aber nötig die Hintergründe, Vereinfachungen und Annahmen zu kennen.

2.2.1 KONZEPT DER ÄQUIVALENTEN FLÜSSIGKEIT

Wie in Abbildung 2 ersichtlich ersetzt DAN das heterogenen Sturzmaterial durch eine homogene äquivalente Flüssigkeit. Die Rheologie dieser Flüssigkeit wird durch einfache äußere und innere Zusammenhänge beschrieben. Die äquivalente Flüssigkeit soll sich betreffend der mittleren Geschwindigkeit, der Position der Endablagerungen, der Ablagerungshöhen und der Dauer der Sturzbewegung gleich, wie die reale Masse verhalten.

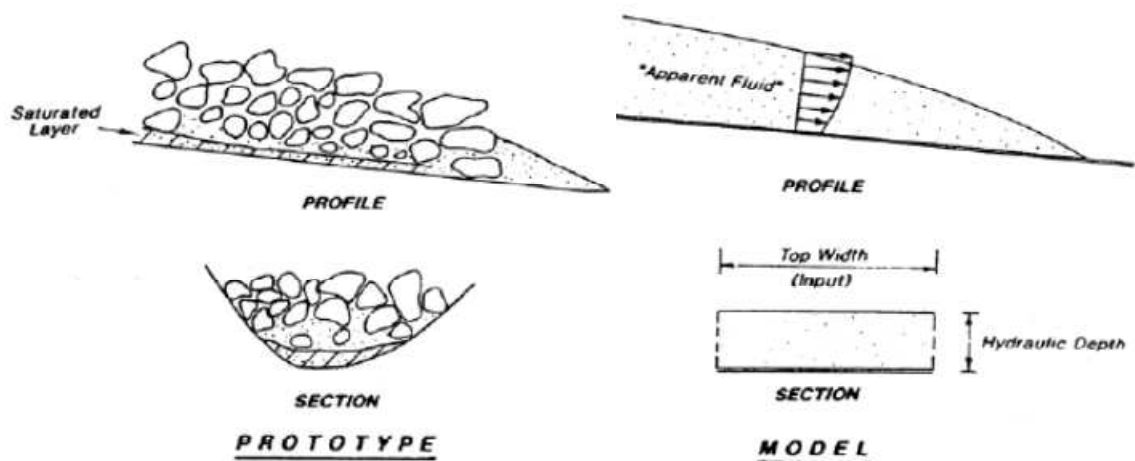


ABBILDUNG 2: ÜBERGANG VON DER REALEN STURZMASSE ZUR ÄQUIVALENTEN FLÜSSIGKEIT (HUNGR, 1995)

Dies ist nur dann möglich, wenn die Abmessungen der Elemente (Blöcke, Steine, etc.) der Sturzmasse klein sind im Vergleich zur gesamten Sturzmasse, insbesondere zu deren Höhe.

2.2.2 BEWEGUNGSGLEICHUNGEN ZUR STEUERUNG DES STURZPROZESSES

Die Bewegungen der äquivalenten Flüssigkeit werden durch den Massenerhaltungssatz und den Impulserhaltungssatz bestimmt. Für eine inkompressible Flüssigkeit werden diese Gleichungen in ihrer allgemeinsten Form folgendermaßen angeschrieben:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad [2.2]$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial(v_x^2)}{\partial x} + \frac{\partial(v_x v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(v_x v_z)}{\partial z} \right) = - \left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) + \rho g_x \quad [2.3]$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + \frac{\partial(v_y v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(v_y^2)}{\partial y} + \frac{\partial(v_y v_z)}{\partial z} \right) = - \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) + \rho g_y \quad [2.4]$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{\partial(v_z v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(v_z v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(v_z^2)}{\partial z} \right) = - \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) + \rho g_z \quad [2.5]$$

ρ ... Dichte

v_i ... Geschwindigkeit

t ... Zeit

x, y, z ... räumliche Dimensionen

σ_{ii} ... Normalspannung

τ_{ij} ... Scherspannung

g ... Erdbeschleunigung

In DAN werden die Gleichungen zu einem ebenen Problem vereinfacht. Die Gleichungen beziehen sich auf ein kartesisches Koordinatensystem (Abbildung 3), bei dem die Z-Achse rechtwinklig und die X-Achse tangential zur basalen Topographie gewählt werden.

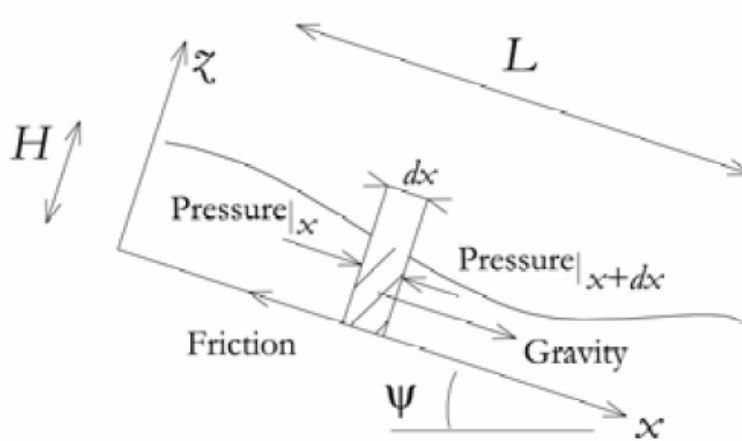


ABBILDUNG 3: FESTLEGUNG DES KOORDINATENSYSTEMS (PIRULLI, 2005)

Die Oberfläche ω_s und die Sturzbahn (basale Topographie) ω_b der Sturzmasse sind über die Funktionen

$$\omega_s(x, z, t) = z - s(x, t) \equiv z - (b(x) + h(x, t)) = 0 \quad [2.6]$$

$$\rho\omega_b(x, z, t) = z - b(x) = 0 \quad [2.7]$$

beschrieben.

Mit

$h(x, t)$... Höhe der Sturzmasse

$s(x, t)$... Kote der freien Oberfläche

$b(x)$... Kote der Sturzbahntopographie

Die kinematischen Randbedingungen der Bewegung lauten:

1. Die Bewegung ist durch die Fläche ω_s begrenzt.
2. Die Bewegung verläuft tangential zur Sturzbahntopographie

Die dynamischen (sich auf Momente und Kräfte beziehenden) Randbedingungen lauten:

1. Die Oberfläche ist spannungsfrei (der atmosphärische Druck wird vernachlässigt).
2. Die Scherspannungen entlang der Sturzbahn sind über den basalen Reibungswinkel und die Normalspannungen definiert.

Einsetzen der Randbedingungen in die obigen allgemeinen Gleichungen der Massenerhaltung und des Impulssatzes, und die Vereinfachung auf ein ebenes Problem ergibt folgendes Gleichungssystem:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad [2.8]$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \rho g \sin \psi - \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \quad [2.9]$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \rho g \cos \psi - \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} - \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} \quad [2.10]$$

u... Verschiebung in x-Richtung

v... Verschiebung in z-Richtung

ψ... Böschungswinkel

σ_{ij}=τ_{ij}... Scherspannung

Es ist zweckmäßig die einzelnen Terme der Gleichung durch dimensionslose zu ersetzen. Dies geschieht in dem

$$x = x^* [L] \quad z = z^* [H] \quad t = t^* \left[\sqrt{L/g} \right] \quad [2.11]$$

$$u = u^* \left[\sqrt{gL} \right] \quad v = v^* \left[\varepsilon \sqrt{gL} \right] \quad h = h^* [H] \quad [2.12]$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{xx}^* [\rho g H \cos \psi] \quad \sigma_{zz} = \sigma_{zz}^* [\rho g H \cos \psi] \quad \sigma_{xz} = \sigma_{xz}^* [\rho g H \sin \psi] \quad [2.13]$$

gesetzt wird.

Mit $\varepsilon = H/L$

Die dimensionslosen Feldgleichungen werden dann zu:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad [2.14]$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \sin \psi - \varepsilon \cos \psi \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} - \sin \psi \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \quad [2.15]$$

$$\varepsilon \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\cos \psi - \varepsilon \sin \psi \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} - \cos \psi \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \quad [2.16]$$

Wobei vereinfachend die Sternchen weggelassen wurden.

Wird der Grenzübergang $\varepsilon \rightarrow 0$ gebildet vereinfacht sich die letzte dieser Gleichungen zum hydrostatischen Gleichgewicht (keine Bewegungen, keine Scherspannungen):

$$\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = -1 \quad [2.17]$$

Dieser Grenzübergang darf natürlich nur gebildet werden, wenn die Höhe relativ zur Länge der Bewegung, tatsächlich klein ist.

Integration über z und Wiedereinführung der dimensionsbehafteten Terme ergibt:

$$\sigma_{zz} = \rho g \cos\psi (s - z) \quad [2.18]$$

Um nun die endgültigen Bewegungsgleichungen zu erhalten gibt es zwei Lösungswege. Der erstere wird von SAVAGE und HUTTER (1989) beschrieben. Dieser Lösungsweg kann nach PIRULLI (2005) durch folgende Schritte zusammengefasst werden:

- Der Impulserhaltungssatz in x -Richtung wird über die Höhe gemittelt, indem über die Höhe (von $b(x)$ bis $s(x, t)$) integriert wird. Durch Umformungen enthält der so gewonnenen Ausdruck die Schubspannung τ zwischen Sturzpfad und äquivalentem Fluid und das Integral von σ_{xx} über die Höhe
- σ_{xx} und σ_{zz} sind über den Erddruckbeiwert k miteinander verknüpft.
- σ_{xz} und σ_{zz} sind an der basalen Topographie über konstitutive Beziehungen (z.B. Coulombsches Reibungsgesetz) miteinander verknüpft.

Bezieht sich das Koordinatensystem auf die basale Topographie ($b=0$) ergibt sich das Gleichungssystem:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hu) = 0 \quad [2.19]$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = \sin\psi - \tan\delta \operatorname{sgn}(u) \cos\psi - k \cos\psi \frac{\partial h}{\partial x} \quad [2.20]$$

Die Geschwindigkeit u ist hier gemittelt über h und nur mehr abhängig von x und t .

Der anschaulichere Lösungsweg basiert auf dem Gleichgewicht der Kräfte auf eine infinitesimale Säule dx der Sturzmasse, wie in Abbildung 3 dargestellt. Die Geschwindigkeitsverteilung wird wiederum gemittelt, sodass fortan nur mehr die mittlere Geschwindigkeit

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_0^h u(x, z, t) dz \quad [2.21]$$

betrachtet wird. Der Überstrich wird in der folgenden Herleitung - der Einfachheit halber - unterschlagen.

Der Massenerhaltungssatz impliziert, dass das Volumen des Elements dx in einem Zeitschritt dt gleich dem Zufluss vermindert um den Abfluss ist:

$$dx dh = \int_0^h u dt dz|_x - \int_0^h u dt dz|_{x+dx} \quad [2.22]$$

Wird durch dx und dt dividiert ergibt sich korrekterweise wieder der Massenerhaltungssatz:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h \bar{u}}{\partial x} = 0 \quad [2.23]$$

Die Änderung des Impulses des Elementes dx in einem Zeitschritt dt ergibt sich als eine Funktion der Summe der Kräfte, welche auf das Element wirken:

$$\rho dx d(h\bar{u}) = \underbrace{\int_0^h \rho u^2 dt dz|_x}_{\text{Zufluss}} - \underbrace{\int_0^h \rho u^2 dt dz|_{x+dx}}_{\text{Abfluss}} + \underbrace{\sum F dt}_{\substack{\text{äußere} \\ \text{Kräfte}}} \quad [2.24]$$

Division durch dx und dt ergibt:

$$\rho \left(\frac{\partial h \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial h \bar{u}^2}{\partial x} \right) = \sum F / dx \quad [2.25]$$

Die Kräfte F welche auf das Element wirken bestehen aus folgenden Termen:

$$\sum F = \underbrace{\rho g h dx \sin \psi}_{\text{Gewichtskraft}} + \underbrace{\tau dx}_{\substack{\text{basale} \\ \text{Scherspannung}}} + \underbrace{\int_0^h \sigma_{xx} dz|_x}_{\substack{\text{Druck an} \\ \text{der Stelle } x}} - \underbrace{\int_0^h \sigma_{xx} dz|_{x+dx}}_{\substack{\text{Druck an der} \\ \text{Stelle } x+dx}} \quad [2.26]$$

Mit

τ ... basale Scherspannung

$$\sigma_{xx} = k\sigma_{zz}$$

Damit ergeben sich die Bewegungsgleichungen zur Steuerung des Sturzprozesses:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} = 0 \quad [2.27]$$

$$\rho \left(\frac{\partial hu}{\partial t} + \frac{\partial hu^2}{\partial x} \right) = \rho gh \cos\psi \left(\tan\psi - \frac{\tau}{\rho gh \cos\psi} - k \frac{\partial h}{\partial x} \right) \quad [2.28]$$

Die gesamte Herleitung kann nur dann durchgeführt werden, wenn die Geschwindigkeitsverteilung über die Höhe h und die Höhe h über die Zeit t und den Sturzpfad (basale Topographie) x stetig, und damit integrierbar ist.

Die Mittelung der Geschwindigkeit über die Höhe wird von SAVAGE und HUTTER (1989) auch damit argumentiert, dass große Massenbewegungen entlang einer dünnen basalen Schicht abgleiten. „die basale Zone ist die aktive Zone wo die Scherraten hoch sind und nahezu die gesamte Scherbewegung stattfindet. Folglich wird erwartet, dass das Geschwindigkeitsprofil stumpf ist...“

2.2.3 DAS BEZUGSSYSTEM

Das Bezugssystem auf welches sich die Gleichungen beziehen, ist ein Koordinatensystem welches sich mit der Sturzmasse mit bewegt. Es handelt sich also nicht um ein im Raum fixiertes Netz (Eulersches Netz), zudem sich die Sturzmasse relativ verschiebt sondern um ein Lagrangesches Netz. Der Unterschied wird auch durch Abbildung 4 illustriert. Die Vorteile dieser Betrachtungsweise liegen darin, dass das Netz sich dehnen kann, und so die internen Verformungen beobachtet werden können und dass das Lagrangesche Netz nur über den tatsächlich interessanten Bereich nämlich die Sturzmasse an sich gelegt wird und damit wesentlich weniger Rechenoperationen pro Zeitschritt nötig sind.

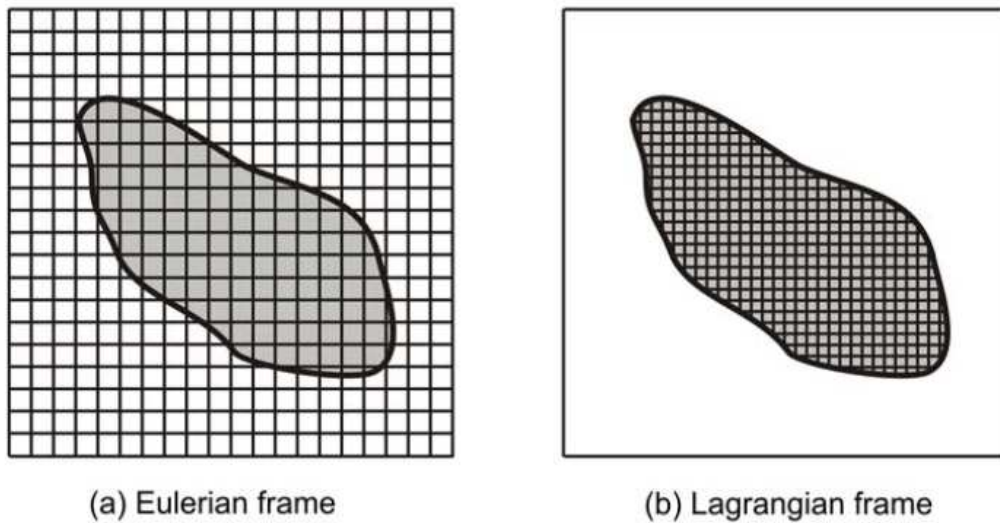


ABBILDUNG 4: EULERSCHES VERSUS LAGRANGESCHES NETZ (MCDUGALL, 1998)

Der Nachteil ist jedoch, dass ein Algorithmus basierend auf dem Lagrangeschen Netz zu numerischen Instabilitäten führen kann. Teilweise können diese jedoch durch eine Glättung der Geschwindigkeit ausgeglichen werden. Eine Glättung des Sturzfades ist immer nötig.

2.2.4 DISKRETISIERUNG

Es erfolgt eine Diskretisierung (Abbildung 5) in das oben beschriebene Lagrangesche Netz, welches über die Bezugssäulen (boundary blocks) gelegt wird. Der Raum zwischen den Bezugssäulen wird durch Massenblöcke (mass blocks) aufgefüllt.

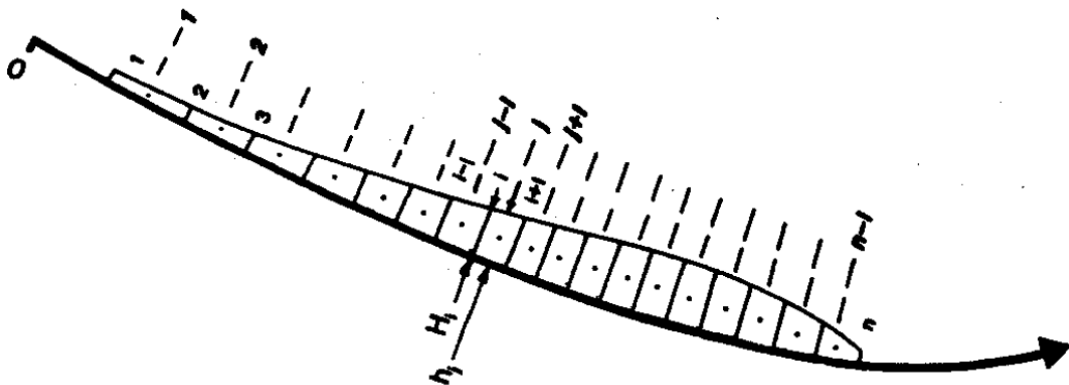


ABBILDUNG 5: DAS LAGRANGESCHE NETZ ÜBER DIE ÄQUIVALENTE FLÜSSIGKEIT. ES ENTSTEHEN N BEZUGSSÄULEN UND N - 1 MASSENBLÖCKE (HUNGR, 2005)

Die Bezugssäulen können in DAN orthogonal zur Sturzbahn oder vertikal gewählt werden. Da die orthogonale Anordnung teilweise numerische Probleme verursacht wählten HUNGR & MANCARELLA (2010) für die Analyse der Laborexperimente vertikale Elemente.

Wie fein diese Aufteilung vorgenommen wird, hängt von der konkreten Problemstellung ab. Sie sollte jedoch nicht zu grob ausfallen. Eine zu feine Unterteilung führt jedoch zu einer dementsprechend langen Berechnungsdauer.

Der Impulserhaltungssatz wird jetzt auf die n Bezugssäulen angewandt. Der Massenerhaltungssatz wird auf die $n - 1$ Massenblöcke angewendet. Das Volumen eines Massenblockes bleibt konstant, er kann sich jedoch entlang des Sturzpades verformen.

Die $2n - 1$ Unbekannten; longitudinale Verschiebungen und die Höhen der Massenblöcke können so berechnet werden, da Massenerhaltungssatz und Impulserhaltungssatz $2n - 1$ Gleichungen liefern. Es ergibt sich für jeden Zeitschritt eine explizite Lösung. Die das Netz vorwärtstreibende Kraft F berechnet sich dabei wie folgt:

$$F = \gamma H_i B_i ds \sin \alpha + P - T \quad [2.29]$$

Die Kraft F besteht also aus der tangentialen Komponente der Gewichtskraft, dem Scherwiderstand zwischen Untergrund und Flüssigkeit und der tangential wirkenden Druckresultierenden. Siehe auch Abbildung 6.

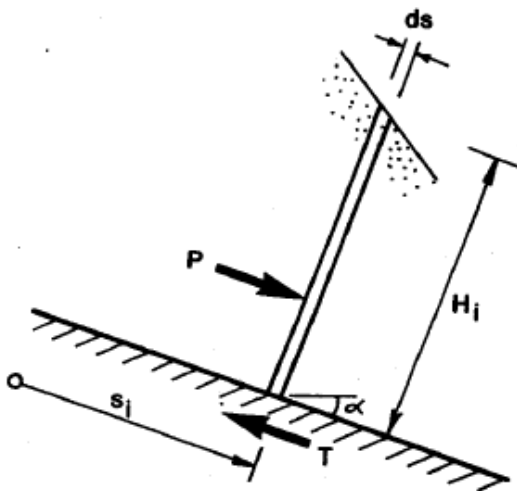


ABBILDUNG 6: AUF EINE BEZUGSSÄULE WIRKENDE KRÄFTE (HUNGR, 1995)

Die neue Geschwindigkeit nach Durchlaufen eines Zeitschritts v_i errechnet sich aus der alten Geschwindigkeit v_i' :

$$v_i = v_i' + \frac{g(F\Delta t - M)}{\gamma H_i B_i ds} \quad [2.30]$$

Der Term M beschreibt den Impulsfluss zufolge Erosion. Durch eine weitere Integration kann die Verschiebung entlang des Sturzpades S_i berechnet werden:

$$S_i = S_i' + \frac{\Delta t}{2}(v_i + v_i') \quad [2.31]$$

Daraus ergibt sich dann auch die mittlere Höhe h_j eines Massenblockes, mit dem Volumen V_j :

$$h_j = \frac{2V_j}{(S_{i+1} - S_i)(B_{i+1} + B_i)} \quad [2.32]$$

Die Höhe einer Bezugssäule H_i ist der Mittelwert der Höhen der angrenzenden Massenblöcke h_j :

$$H_i = \frac{h_{j-1} + h_j}{2} \quad [2.33]$$

Der erste und der letzte Massenblock sind dreiecksförmig. Sodass gilt:

$$H_1 = \frac{h_1}{2} \quad H_n = \frac{h_{n-1}}{2} \quad [2.34]$$

Der Druckterm P ist mit der Normalspannung und dem Erddruckbeiwert k verknüpft. Der Erddruckbeiwert k hängt wiederum von den Verzerrungen der Massenblöcke ab. Der Erddruckbeiwert einer Referenzsäule S_i ist der Mittelwert der angrenzenden Massenblöcke s_j :

$$k_i \frac{dH}{ds} = \frac{1}{2} \left[\frac{k_j(h_j - H_i)}{s_j - S_i} + \frac{k_{j-1}(H_i + h_{j-1})}{S_i - s_{j-1}} \right] \quad [2.35]$$

Die Änderung des tangentialen Drucks über einen Zeitschritt $\Delta \epsilon_j$ berechnet sich wie folgt:

$$\Delta\epsilon_j = \frac{(S_{i+1} + S_j) - (S'_{i+1} - S'_i)}{s'_{i+1} - S'_i} \quad [2.36]$$

Der Erddruckbeiwert eines Massenblocks berechnet sich über eine von SAVAGE und HUTTER (1989) getroffene Annahme über die Verteilung des longitudinalen Erddrucks. Für die Rückrechnung des Laborexperiments nahm HUNGR (2008) jedoch Modifikationen vor. Sodass gilt:

$$k_{(min/max)} = 2 \left[\frac{1 \pm \sqrt{1 - \cos^2 \varphi_i (1 + \tan^2 \varphi_{b,mod})}}{\cos^2 \varphi_i} \right] - 1 \quad [2.37]$$

$$\tan \varphi_{b,mod} = \tan \varphi_b - \lambda k (\delta h / \delta x) \quad [2.38]$$

$\lambda = 0.333$ (empirisch ermittelt)

2.2.5 DER BASALE SCHERWIDERSTAND – MATERIALRHEOLOGIEN IN DAN

Die der Bewegungsrichtung entgegenwirkende Scherkraft T ist abhängig von der gewählten Materialrheologie. DAN bietet mehrere Materialrheologien an, die im *DAN-W User's Guide* genauer beschrieben sind.

Zusammenfassend hat der Benutzer jedenfalls die Möglichkeit zwischen 8 Materialrheologien zu wählen:

- Frictional flow
- Plastic flow
- Newtonian flow
- Turbulent flow
- Bingham flow
- Coulomb viscous flow
- Power Law
- Voellmy

Zur Rückrechnung des Laborexperiments wurde von einer Coulombschen Reibung entlang des Sturzpades ausgegangen. D.h. es wurde mit der Materialrheologie welche

von einem „frictional flow“ ausgeht gerechnet. Die entgegenwirkende Scherkraft T berechnet sich dann zu:

$$T = A_i \gamma H_i \left(\cos \psi + \frac{a_c}{g} \right) (1 - r_u) \quad \text{mit} \quad a_c = \frac{v^2}{R} \quad [2.39]$$

r_u ... Porenwasserdruck

2.2.6 GLÄTTUNG DER GESCHWINDIGKEIT

Um numerische Instabilitäten zu vermeiden, musste MANCARELLA & HUNGR (2010) eine Glättung der Geschwindigkeit vornehmen. Zwischen 1995 und 2008 wurde DAN zwar schon an Laborexperimenten und realen Massenbewegungen verifiziert (vergleiche HUNGR, 1995 und 2008), es verblieb jedoch das Problem, dass bei komplexen Sturzbahngeometrien numerische Instabilitäten auftraten (MANCARELLA & HUNGR, 2010).

Die Probleme traten dann auf, wenn benachbarte Bezugssäulen stark zusammengepresst wurden, was in einer starken lokalen Zunahme der Höhe resultierte, um die Massenerhaltung zu gewährleisten. Um dieses Problem zu entschärfen, wurde eine gewichtete Glättung der Geschwindigkeit über drei Bezugssäulen vorgenommen.

Die Geschwindigkeit der Bezugssäule i , v_i wird durch die modifizierte Geschwindigkeit v'_i ersetzt:

$$v'_i = \frac{v_{i-1}w_i + v_i + v_{i+1}w_r}{w_i + 1 + w_r} \quad [2.40]$$

w_i und w_r sind Gewichtungsfaktoren, die reziprok proportional zu den relativen Abständen zwischen den rechts und links benachbarten Bezugssäulen sind. Die Gewichtungsfaktoren sind zudem von dem manuell wählbaren Glättungsfaktor c_s abhängig:

$$w_i = \frac{\Delta x_{avg} c_s}{x_i - x_{i-1}} \quad w_r = \frac{\Delta x_{avg} c_s}{x_{i+1} - x_i} \quad [2.41]$$

Mit

x_i ... horizontale Koordinate der Bezugssäule i

Δx_{avg} ... momentaner mittlerer Abstand zwischen allen n Bezugssäulen

Die Geschwindigkeit der Anfangsbezugssäule und der Bezugssäule an der Spitze, wird nur über die unmittelbar angrenzende Bezugssäule gemittelt.

Gute Ergebnisse in mehreren Testläufen wurden mit einem Glättungsfaktor $c_s = 0,004$ für die Bezugssäulen an der Spitze und am Ende der Ersatzflüssigkeit, und $c_s = 0,02$ für alle dazwischen liegenden Bezugssäulen, erzielt.

Dieser Glättungsmechanismus ist an sich impulsneutral, d.h. es erhalten zwar einige Bezugssäulen einen höheren Impuls, dieser wird aber in gleichem Maß von den benachbarten Bezugssäulen abgezogen. In den meisten getesteten Modellen spielte dies keine Rolle. Bei der Modellierung des Auflaufens gegen steile Barrieren musste der Impuls aber durch einen eigenen Algorithmus wieder korrigiert werden um gute Ergebnisse zu modellieren. Weitere Details dazu können MANCARELLA & HUNGR (2010) entnommen werden.

2.3 PFC2D (PARTICLE FLOW CODE IN 2 DIMENSIONS)

PFC2D modelliert die Bewegung und Interaktion von kreisrunden Partikeln auf Grundlage der Distinkten Elemente Methode. Die Grundlagen der Distinkten Elemente Methode sind in einem Artikel von CUNDALL (1988) beschrieben. PFC2D wurde dazu entwickelt das Verhalten von granularem Material zu untersuchen. Die folgende Darstellung der Grundlagen des Particle Flow Codes in 2 Dimensions beruht auf dem *Users' Guide* (ITASCA, 2008) und der Arbeit von PREH und POISEL (2007): Die Beschreibung der Sturzmasse als ein Ensemble von kreisrunden Partikeln ist jedoch eine Vereinfachung. Folgende Einschränkungen müssen beachtet werden:

- Die Partikel sind rund. Durch eine Verkittung der Partikel ist jedoch die Modellierung komplexerer Geometrien (Cluster) möglich.
- Die Partikel sind starr.
- Die Berührungsflächen sind punktförmig.
- Durch die beschränkte Leistungsfähigkeit herkömmlicher Computer ist es im Allgemeinen nicht möglich den Partikeln eine Größe entsprechend den Sturzelementen (Felsblöcke, Steine, Sand etc.) zu geben.

2.3.1 GRUNDELEMENTE IN PFC2D

2.3.1 Wandelemente

Neben den Partikeln können auch Wandelemente modelliert werden. Wandelemente interagieren mit Partikeln jedoch nicht untereinander und können sich daher überlappen. Sie können aus mehreren Linien (Standardwand) oder auch komplexeren Strukturen (allgemeine Wand), wie Kreisbögen bestehen.

Bei der Eingabe der Punktkoordinaten für die Wände muss darauf geachtet werden, dass PFC2D den Standardwandelementen eine aktive und ein passive Seite zuordnet, wobei die passive Seite mit den Partikeln nicht interagiert. Bei generellen Wandelementen sind beide Seiten aktiv. Die aktive Seite der Standardwand wird darüber definiert in welcher Reihenfolge die Punkte eingegeben werden. Folgt man den Punkten in gegebener Reihenfolge, dann ist die aktive Seite immer die linke Seite. Abbildung 7 zeigt diese Definition exemplarisch.

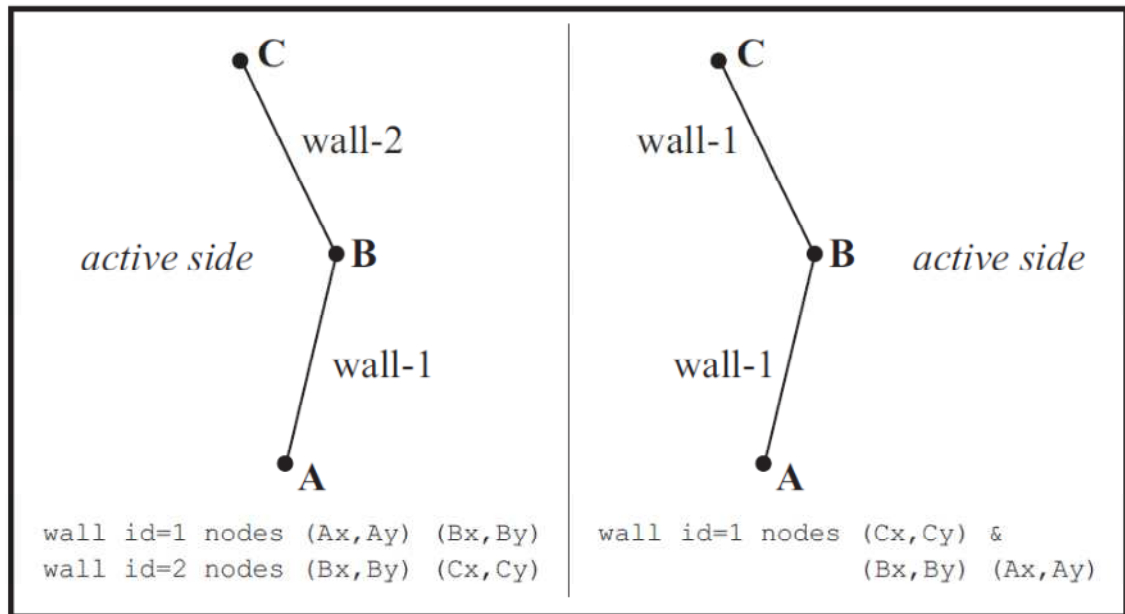


ABBILDUNG 7: AKTIVE UND INAKTIVE SEITE EINER STANDARDWAND (ITASCA, 2008)

Wandelemente interagieren mit Partikeln, jedoch nicht untereinander. Ihnen kann eine Translations- und Rotationsgeschwindigkeit zugewiesen werden.

Weitere Wandeigenschaften sind der Reibungskoeffizient, die Normalsteifigkeit und die Schersteifigkeit.

2.2.2 Partikel

Partikel können in beliebiger Anzahl und Größe erstellt werden. Die Lage der Partikel kann exakt durch Punktkoordinaten bestimmt werden. Alternativ kann eine zufällige Anordnung der Partikel gewählt werden. Partikel können sich nicht verformen, jedoch können sie sich an den Kontaktflächen durchdringen. Wird ein zufällig angeordnetes Partikelensemble erstellt, kann es zu Überlappungen, die zu Spannungen führen, kommen. Es ist daher immer notwendig diese Spannungen so weit als möglich zu reduzieren, bevor mit der eigentlichen Berechnung begonnen wird.

Den Partikeln kann eine Dichte, ein Reibungskoeffizient, eine Normalsteifigkeit und eine Schersteifigkeit zugeordnet werden. Außerdem können die Partikel miteinander verkittet werden, indem eine Bindungskraft aktiviert wird. Da in dieser Arbeit aber kohäsionsloser Quarzsand modelliert wird, wird diese Bindungskraft nicht aktiviert.

2.3.2 DER BERECHNUNGSZYKLUS IN PFC2D

Ein Berechnungszyklus läuft in folgenden Schritten ab:

1. Die Partikel- und Wandpositionen werden erfasst. Die Partikel-Wand und Partikel-Partikel Kontakte werden ermittelt.
2. Das Kraftverschiebungsgesetz wird auf jeden Kontakt angewandt. Daraus resultieren Kontaktkräfte.
3. Mit den Bewegungsgleichungen (Impulssatz und Drallsatz) wird die neue Position der Partikel und Wände berechnet.
4. ... weiter mit eins.

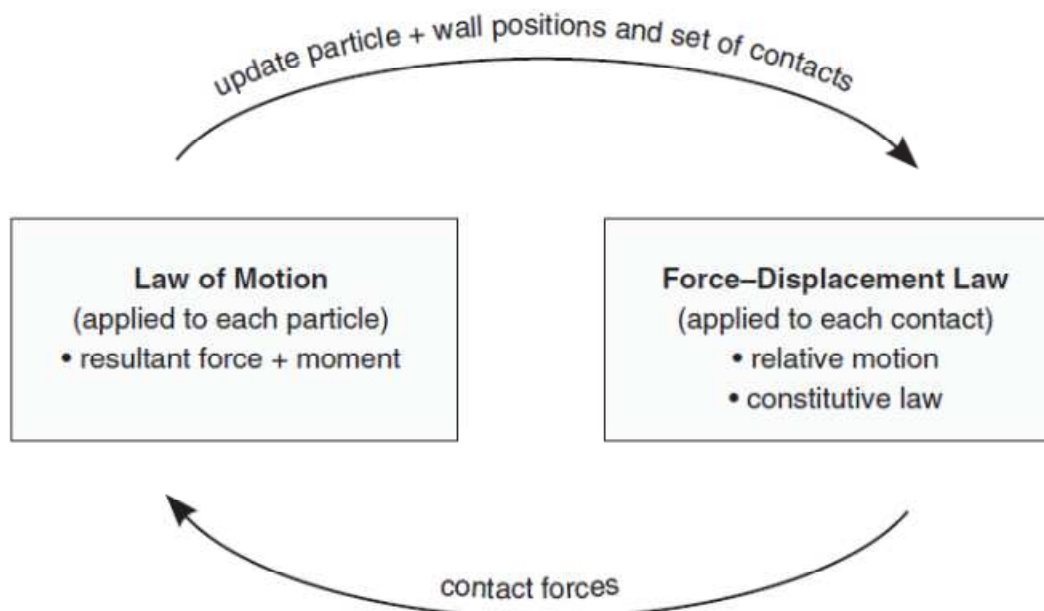


Abbildung 8: Berechnungszyklus in PFC2D (ITASCA, 2008)

Dieser Berechnungszyklus läuft also, wie in Abbildung 8 ersichtlich kontinuierlich ab. Wie viele Berechnungszyklen pro Zeiteinheit nötig sind, um eine exakte Lösung zu erhalten ist von der Eigenfrequenz des Systems abhängig. Eine hohe Eigenfrequenz führt zu vielen Berechnungszyklen pro Zeiteinheit. Die Eigenfrequenz eines Systems ist maßgebend von den Steifigkeiten der Einzelkomponenten abhängig, sodass hohe Partikelsteifigkeiten eine lange Gesamtberechnungszeit zur Folge haben, da viele Berechnungszyklen durchlaufen werden müssen, um einen gewissen Systemzustand (beispielsweise Systemzustand nach 0,2 Sekunden) zu erreichen. Ist der Berechnungszyklus zu grob, entstehen Ungenauigkeiten, die bis hin zur vollkommenen Durchdringungen von Partikeln untereinander oder Partikeln durch Wände, führen

können. Daher wird die Anzahl der Berechnungszyklen pro Zeiteinheit noch zusätzlich mit einem Sicherheitsfaktor kleiner null multipliziert. Der Standardwert für diesen Sicherheitsfaktor beträgt 0,8. Er kann jedoch auch manuell eingegeben werden.

2.3.3 DIE BEWEGUNGSGLEICHUNGEN

Die Bewegungsgleichungen basieren auf dem Prinzip, dass die Bewegung eines starren Körpers durch die resultierende Kraft und das resultierende Moment, welche auf den Körper wirken, bestimmt ist. Die Bewegungen setzen sich im Allgemeinen aus einer Translation und einer Rotation zusammen. In Vektorform kann die Gleichung für Translationsbewegungen folgendermaßen angeschrieben werden.

$$F_i = m(\ddot{x}_i - g_i) \quad [2.42]$$

Mit

F_i ... resultierende Kraft

m ... Masse

\ddot{x}_i ... Beschleunigung

g_i ... Erdbeschleunigung

Die Gleichung für Rotationsbewegungen in der Ebene lautet:

$$M = I\dot{\omega} \quad [2.43]$$

Mit

M ... resultierendes Moment

I ... Trägheitsmoment

$\dot{\omega}$... Winkelbeschleunigung

2.3.4 DAS KRAFTVERSCHIEBUNGSGESETZ

Das Kraftverschiebungsgesetz setzt die Durchdringung von Partikeln untereinander, beziehungsweise von Partikel und Wandelementen und die daraus resultierende

Kontaktkraft F_i in Relation. Die Kontaktkraft kann in einen Scherkomponente F_i^S und eine Normalkomponente F_i^n unterteilt werden. So dass gilt:

$$F_i = F_i^n + F_i^S \quad [2.44]$$

Mit

Index i ... x- und y-Komponente

Für die Normalkraftkomponente F^n gilt der lineare Zusammenhang:

$$F^n = K^n U^n \quad [2.45]$$

Der Wert der Kontaktsteifigkeit normal zur Berührungsebene K^n wird über das angewendete Kontaktmodell berechnet. Es handelt sich dabei um einen Sekantenmodul, der sich auf absolute Verschiebungen und Kräfte bezieht.

Die Kontaktsteifigkeit parallel zur Berührungsebene k^s andererseits, ist ein Tangentenmodul, der inkrementell berechnet wird. Wenn ein Kontakt gebildet wird, wird die tangentielle Scherkraftkomponente zunächst null gesetzt. Jede weitere Verschiebung tangential zur Kontaktfläche verursacht eine Erhöhung der Kontaktkraft, die dann zum vorherigen Wert addiert wird. Die relative Geschwindigkeit tangential zur Kontaktfläche V^s ergibt sich zu:

$$V^s = \left(\dot{x}_i^{[\Phi^2]} - \dot{x}_i^{[\Phi^1]} \right) t_i - \omega_3^{[\Phi^2]} \left| x_k^{[C]} - x_k^{[\Phi^2]} \right| - \omega_3^{[\Phi^1]} \left| x_k^{[C]} - x_k^{[\Phi^1]} \right| \quad [2.46]$$

Mit

$\dot{x}_i^{[\Phi^j]}$... translatorische Geschwindigkeit

$\omega_3^{[\Phi^j]}$... rotatorische Geschwindigkeit

$$\{\Phi^1, \Phi^2\}f = \begin{cases} \{A, B\}, & (\text{Partikel} - \text{Partikel}) \\ \{b, w\}, & (\text{Partikel} - \text{Wand}) \end{cases} \quad [2.47]$$

Die tangentielle Verschiebung an einem Kontakt über einen Zeitschritt von Δt berechnet sich dann zu:

$$\Delta U = V^s \Delta t \quad [2.48]$$

Diese Verschiebung wird verwendet um das Scherkraftinkrement

$$\Delta F^s = -k^s \Delta U^s \quad [2.49]$$

zu berechnen. Die Kontaktschersteifigkeit k^s wird abhängig vom gewählten Kontaktmodell determiniert.

Die Scherkontaktkraft wird schlussendlich durch Aufsummieren der alten Scherkontaktkraft mit dem Scherkraftinkrement:

$$F^s \leftarrow F^s + \Delta F^s \leq \mu F^n \quad [2.50]$$

gebildet.

Wobei μ der Reibungskoeffizient eines Partikels, beziehungsweise eines Wandelements ist. Ist die Gleichung nicht mehr erfüllt tritt im nächsten Berechnungsschritt Gleiten ein.

2.3.5 MODELLIERUNG DER FÜR DEN STURZPROZESS RELEVANTEN WIDERSTANDSFAKTOREN

Nach BOZZOLO (1987) können auf Grundlage der Beobachtung von Felsstürzen vier Bewegungsarten von abgelösten Felspartikeln unterschieden werden:

- Der freie Fall
- Das Springen
- Das Gleiten und
- Das Rollen

Bei allen diesen Bewegungsphasen werden die Felspartikel nicht nur beschleunigt, sondern unterliegen gleichzeitig Dämpfungsprozessen, die in der computergestützten Modellierung ebenso zu berücksichtigen sind.

Tatsächlich unterliegt die gesamte Steuerung des Sturzprozesses in PFC2D der Anwendung von Kontaktmodellen, auf die an sich starren Partikel. Die Parameter, welche in diese Kontaktmodelle einfließen, werden auf Grundlage physikalischer Überlegungen gewählt und kalibriert. Im Folgenden wird auf die für den Sturzprozess relevanten Bewegungsarten, und wie sie in PFC2D berücksichtigt werden eingegangen.

3.3.5.1 Der freie Fall

Um den freien Fall von Partikeln in PFC zu modellieren, dürfen weder die Beschleunigung, noch die Geschwindigkeit (unter Vernachlässigung des Luftwiderstandes) gedämpft werden (PREH & POISEL, 2007). PFC2D wendet jedoch standardmäßig eine lokale Dämpfung $F_{(i)}^d$ proportional zur Beschleunigung an.

$$F_{(i)}^d = -\alpha |F_{(i)}| \text{sign}(v_{(i)}); \quad i = 1 \dots 6 \quad [2.51]$$

Mit:

$$v_{(i)} = \begin{cases} \dot{x}_{(i)} & \text{für } i = 1 \dots 3; \\ \omega_{(i-3)} & \text{für } i = 4 \dots 6. \end{cases} \quad [2.52]$$

Dieser Term wird zu den Bewegungsgleichungen addiert. Diese lauten dann:

$$F_{(i)} + F_{(i)}^d = M_{(i)} A_{(i)}; \quad i = 1 \dots 6 \quad [2.53]$$

$$M_{(i)} A_{(i)} = \begin{cases} m \ddot{x}_{(i)} & \text{für } i = 1 \dots 3; \\ I \dot{\omega}_{(i-3)} & \text{für } i = 4 \dots 6. \end{cases} \quad [2.54]$$

Die Dämpfungskraft wird also über die Dämpfungskonstante α kontrolliert, welche für jedes Partikel einzeln definiert werden kann. Dieses Dämpfungsmodell ist am besten geeignet, um ein schnelles Gleichgewicht zu erreichen. Allerdings werden dann die Bewegungen des Partikels ebenfalls gedämpft, weshalb die lokale Dämpfung für alle Bewegungen deaktiviert wird.

2.3.5.2 Das Springen

Unter Springen versteht man den Rückprall von Partikeln infolge einer Kollision mit anderen Partikeln oder Wandelementen.

Beim Zusammenprall zweier Körper treten sehr große Kräfte während sehr kurzer Zeit auf. Ein Impuls wird übertragen, sodass es zu einer schnellen Geschwindigkeitsänderung kommt. Diese Beanspruchung wird in der Mechanik als Stoß beschrieben. An der Stoßstelle und in ihrer unmittelbaren Umgebung entstehen elastische und/oder plastische Verformungen. Diese Verformungen und die Ausbreitung von Spannungswellen führen zu einer Energieadsorption.

Es wird also die kinetische Energie und damit die Geschwindigkeit reduziert. Das viskose Dämpfungsmodell in PFC ist geschwindigkeitsproportional und verwendet Dämpfungselemente, welche normal und tangential zur Kontaktfläche wirken. Es wird also eine Dämpfungskraft D_i zur Kontaktkraft addiert. Das linear elastische Kontaktmodell zusammen mit dem Dämpfungselement kann durch einen Voigt-Kelvin-Körper wie in Abbildung 9 beschrieben werden.

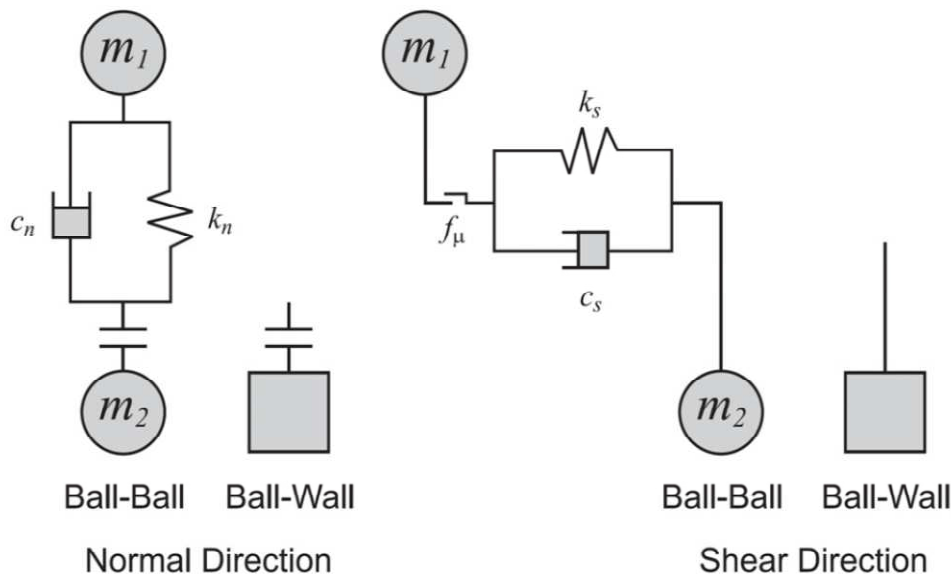


ABBILDUNG 9: DER VOIGT-KELVIN-KÖRPER BESCHREIBT DAS VISKOSE DÄMPFUNGSMODELL IN PFC2D (ITASCA, 2008) BEI DEM DÄMPFUNGSELEMENT UND FEDER PARALLEL GESCHALTET SIND

Die Dämpfungskraft D_i berechnet sich zu:

$$D_i = C_i |V_i| \quad [2.55]$$

Der Index i steht für Normal- und Scherkomponenten. Die kritische Dämpfungskonstante C_i kann nicht direkt eingegeben werden. Stattdessen wird das kritische Dämpfungsverhältnis β_i

$$\beta_i = \frac{C_i}{C_i^{crit}} \quad [2.56]$$

definiert.

C_i^{crit} ist die kritische Dämpfungskonstante. Sie berechnet sich zu

$$C_{crit} = 2m\omega_i = 2m \sqrt{\frac{k_i}{m}} \quad [2.57]$$

m ... Masse des Systems (Ball-Ball oder Ball-Wand)

ω_i ... ungedämpfte Eigenfrequenz des Systems

k_i ... Kontaktsteifigkeit

Kontaktsteifigkeiten und die Kontaktmasse beziehen sich auf das System Partikel-Partikel oder Partikel-Wand. PFC2D bietet verschiedene Kontaktmodelle an, in der vorliegenden Arbeit wurde das lineare Kontaktmodell verwendet. Die folgenden Beziehungen für die Kontaktsteifigkeit beziehen sich daher auf dieses Modell. Entsteht ein Kontakt, wird dieser als Serienschaltung der Einzelkomponenten (Partikel-Partikel, Wandelement-Partikel) betrachtet, sodass gilt:

Für Partikel-Wandkontakte:

$$C_{crit} = 2m\omega_i = 2m \sqrt{\frac{k_i}{m}} \quad [2.58]$$

$$k_i = \frac{1}{\frac{1}{k_{i,ball}} + \frac{1}{k_{i,wall}}} \quad [2.59]$$

$$m = m_{ball} \quad [2.60]$$

bzw. für Partikel-Partikelkontakte:

$$k_i = \frac{1}{\frac{1}{k_{i,ball1}} + \frac{1}{k_{i,ball2}}} \quad [2.61]$$

$$m_i = \frac{1}{\frac{1}{m_{ball1}} + \frac{1}{m_{ball2}}} \quad [2.62]$$

Das kritische Dämpfungsverhältnis β_i kann veranschaulicht werden, wenn wie in Abbildung 10, β_i im Verhältnis zum Restitutionskoeffizienten R_i , aufgetragen wird. Der Restitutionskoeffizient ist das Verhältnis der Geschwindigkeit vor v_i^i - zur Geschwindigkeit nach dem Aufprall v_i^f .

$$R_i = \frac{v_i^f}{v_i^i} \quad [2.63]$$

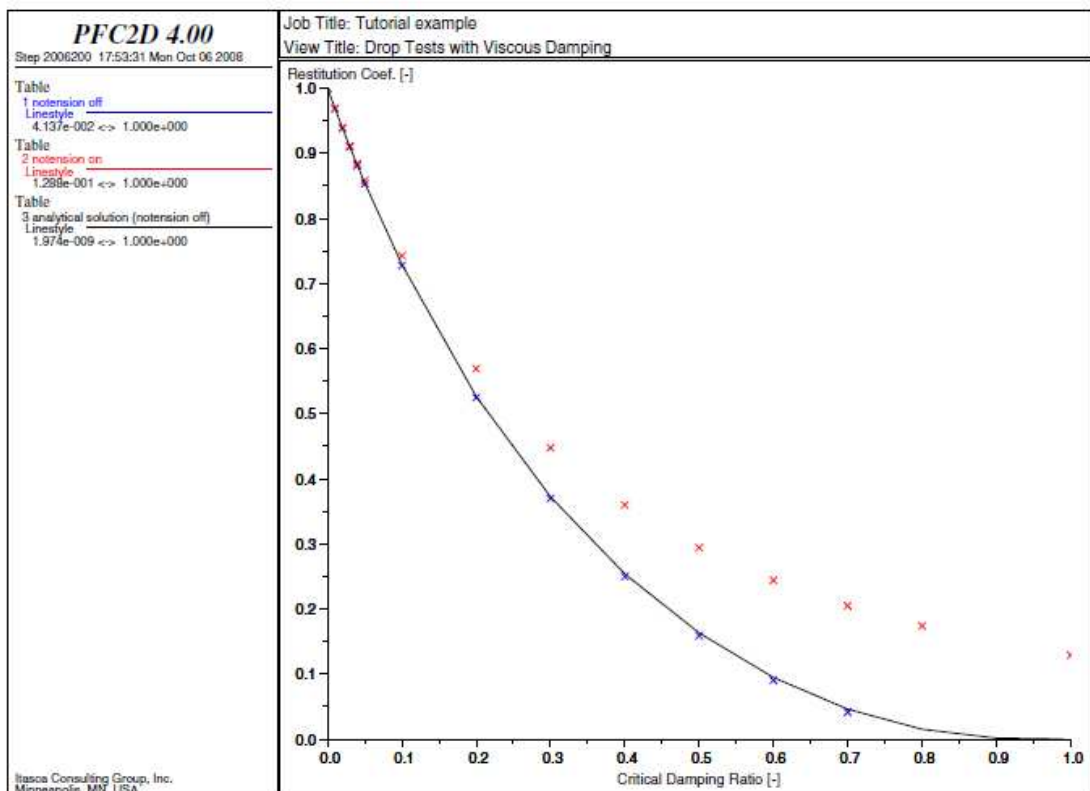


ABBILDUNG 10: BEZIEHUNG ZWISCHEN KRITISCHEM DÄMPFungsverhältnis (ABSZISSE) UND RESTITUTIONSKOEFFIZIENTEN (ORDINATE) (ITASCA, 2008)

Gemäß dem Energieerhaltungssatz ist dann Rückprallhöhe und Fallhöhe gleich dem Quadrat des Restitutionskoeffizienten R_i . Dies wurde durch Testberechnungen mit PFC2D durch PREH & POISEL (2007) verifiziert (siehe Abbildung 11).

Intuitiv würde man davon ausgehen, dass die Partikelsteifigkeit Einfluss auf das Rückprallverhalten nimmt. Da das Rückprallverhalten in PFC2D aber durch das kritische Dämpfungsverhältnis bestimmt wird, bei dem sich die Steifigkeiten heraus kürzen (siehe Gleichung 2.58), hat die Partikelsteifigkeit weder Einfluss auf das Rückprallverhalten, noch auf den Sturzprozess im Allgemeinen.

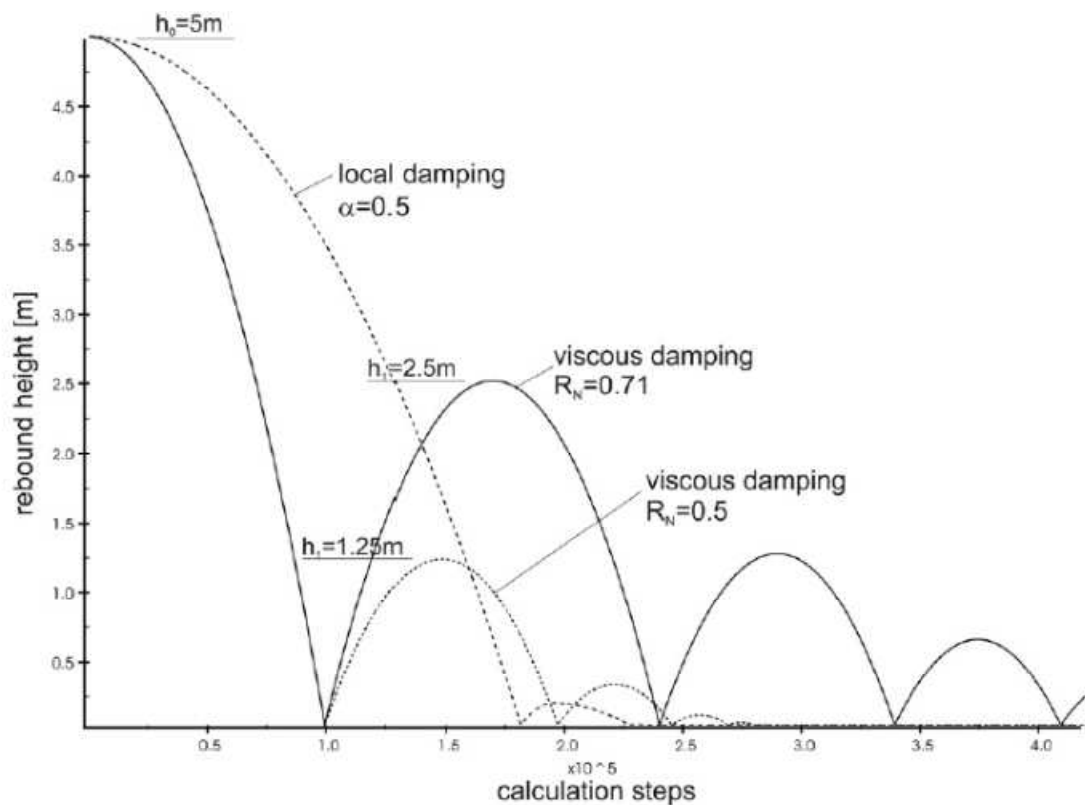


ABBILDUNG 11: DAS SPRINGEN VON PARTIKELN. DIE DURCHGEZOGENE LINIE BEZIEHT SICH AUF DAS VISKOSE DÄMPFUNGSMODELL (PREH & POISEL, 2007)

2.3.5.3 Das Gleiten

Gleiten ist das sich gegeneinander Verschieben zweier Elemente. In PFC2D können diese Elemente entweder zwei Partikel oder ein Partikel und eine Wand sein. Eine Bindung kann das Gleiten verhindern. Da in der vorliegenden Arbeit jedoch keine Partikelbindung verwendet wird, wird darauf nicht eingegangen. Gleiten tritt dann ein, wenn die zulässige maximale Kontaktkraft

$$F_{\max} = \mu F_i^n \quad [2.64]$$

- wie sie bereits weiter oben unter 3.2.4 Das Kraftverschiebungsgesetz beschrieben wird- überschritten wird. Beim Gleiten von zwei Elementen mit unterschiedlichem Reibungskoeffizient wird im Regelfall der kleinere Reibungskoeffizient verwendet. Soll der höhere Reibungskoeffizient berücksichtigt werden, muss dies durch einen weiteren Befehl in der Eingabedatei festgelegt werden.

2.3.5.4 Das Rollen

Partikel welche durch ein Rotationsmoment – z.B. durch exzentrischen Lastangriff – beansprucht werden weisen einen Drehimpuls auf. Dieser Drehimpuls wird gedämpft, wenn ein Kontakt zu einem anderen Partikel oder zu einer Wand entsteht und das Partikel gezwungen ist, auf dieser Kontaktoberfläche abzurollen.

Rollwiderstand bei Partikel-Wandkontakt

Der Rollwiderstand ist eine Folge der Deformation des Partikels und des Untergrunds und ist stark materialabhängig.

Den Partikel-Wand-Rollwiderstand haben PREH & POISEL (2007) wie folgt beschrieben. Durch die Deformationen entstehen asymmetrische Kontaktkräfte, welche den Drehimpuls ab mindern (Abbildung 12).

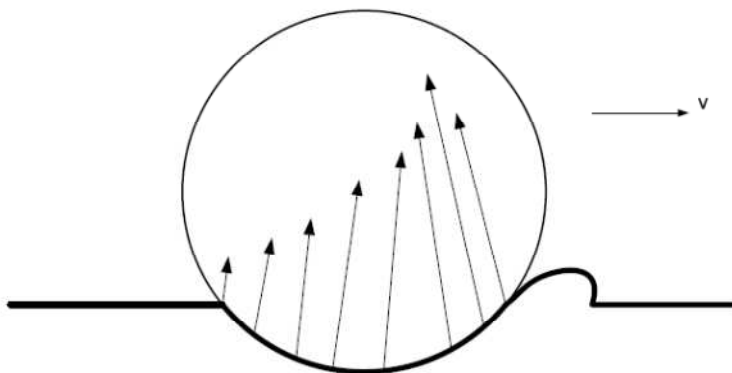


ABBILDUNG 12: VERFORMUNG DER OBERFLÄCHE UND DIE DABEI ENTSTEHENDEN KONTAKTKRÄFTE (PREH & POISEL, 2007)

Um von dieser Betrachtungsweise einen Rollwiderstand, der in PFC2D eingegeben werden kann, ableiten zu können, werden diese Kräfte durch statische Ersatzkräfte ersetzt.

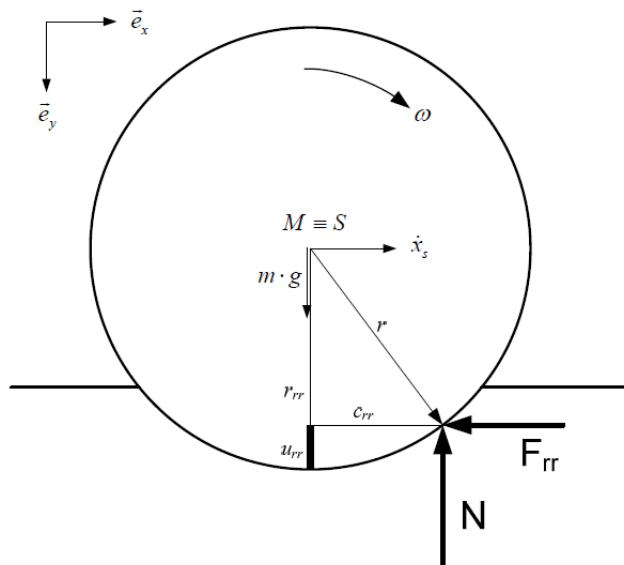


ABBILDUNG 13: ÄQUIVALENTE STATISCHE ERSATZKRÄFTE ZUR BERECHNUNG DES ROLLWIDERSTANDES IN PFC2D (PREH & POISEL, 2007)

Die statische Ersatzkraft, normal zur Wandoberfläche N , greift um die Länge c_{rr} versetzt, zum Berührungspunkt an. Die tangentielle Ersatzkraft F_{rr} bzw. die Reibungskraft F_{rr} wirkt entgegen der Bewegungsrichtung. Die Reduktion der Rotationsgeschwindigkeit durch die Reibungskraft F_{rr} wird durch den Impulserhaltungssatz und den Drallsatz berechnet:

$$m\ddot{x}_s = -F_{rr} \quad [2.65]$$

$$-I\dot{\omega}_{rr} = M_{rr} \text{ mit } I_{Kreis} = \frac{2}{5}mr^2 \quad [2.66]$$

Mit:

M_{rr} ... Resultierendes Moment zufolge des Rollwiderstandes

I ... Hauptträgheitsmoment

$\dot{\omega}_{rr}$... Verzögerung der Winkelgeschwindigkeit

Die kinematische Randbedingung, welche von reinem Rollen ausgeht, lautet:

$$\ddot{x}_s = \dot{\omega}r \quad [2.67]$$

Die Beschleunigung der Winkelgeschwindigkeit wird durch die finite Differenzen Beziehung - der inkrementellen Änderung der Winkelgeschwindigkeit pro

Zeitinkrement - definiert, sodass die Reibungskraft F_{rr} über den Impulserhaltungssatz berechnet werden kann.

$$F_{rr} = -m \frac{\Delta\omega_{rr}}{\Delta t} r \quad [2.68]$$

Diese Gleichung und der zuvor angegebene Drallsatz ergeben dann:

$$-\frac{2}{5} mr^2 \frac{\Delta\omega_{rr}}{\Delta t} = F_{rr} r_{rr} - N c_{rr} \quad [2.69]$$

$$-\frac{2}{5} mr^2 \frac{\Delta\omega_{rr}}{\Delta t} = -m \frac{\Delta\omega_{rr}}{\Delta t} r r_{rr} - mg c_{rr} \quad [2.70]$$

Die Verzögerung der Winkelgeschwindigkeit ist daher:

$$\Delta\omega_{rr} = \frac{-g c_{rr}}{r(r_{rr} - \frac{2}{5}r)} \Delta t \quad [2.71]$$

$$r_{rr} = \sqrt{r^2 - c_{rr}^2} \quad [2.72]$$

Der Rollwiderstand wird implementiert, indem der Winkelgeschwindigkeit das Inkrement der Winkelgeschwindigkeit in jedem Zeitschritt dazu addiert wird.

$$\omega_i^{(t)} = \omega_i^{(t)} + \Delta\omega_{rr,i} \quad [2.73]$$

Aus diesen Überlegungen folgt, dass der Rollwiderstand der Exzentrizität c_{rr} entspricht. Umso tiefer der Block in die Oberfläche eindringt, umso größer ist der Rollwiderstand. In der klassischen Mechanik, ist der Rollwiderstand μ_r eine Funktion des Radius r zur Exzentrizität c_{rr} .

$$\mu_r = \frac{c_{rr}}{r} \quad [2.74]$$

Dies würde bedeuten, dass Blöcke unterschiedlicher Größe bei gleichbleibendem Rollwiderstand, den selben Run-Out hätten. Es kann allerdings in der Natur beobachtet werden, dass große Blöcke generell längere Run-Out-Distanzen zurücklegen, als kleinere. Daher wird der Rollwiderstand anhand der Eindringtiefe u_{rr} kalibriert.

Rollwiderstand bei Partikel-Partikelkontakt

Der Rollwiderstand zwischen den Partikeln wird in dieser Arbeit als prozentuelle Abminderung der Rotationsgeschwindigkeit pro Zeitschritt bei Partikel-Partikelkontakt betrachtet.

Der Abminderungsfaktor $\mu_{Br} < 1,0$ wird mit der Rotationsgeschwindigkeit jedes Partikels, welches Kontakt mit einem oder mehreren Partikeln hat, multipliziert. Daher ist die Rotationsgeschwindigkeit vor dem Kontakt ω_i^f größer, als die Rotationsgeschwindigkeit nach dem Kontakt ω_i^i .

$$\omega_i^i = \mu_{Br} \omega_i^f \quad [2.75]$$

3 DER MODELLVERSUCH VON MANCARELLA & HUNGR (2010) ZUM AUFLAUFEN VON GRANULAREM MATERIAL AUF BARRIEREN

3.1 VERSUCHSAUFBAU

Grundlage der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen bildet ein von MANCARELLA & HUNGR (2010) durchgeführtes Laborexperiment (Abbildung 14).

Dabei handelt es sich um einen gutdokumentierten Versuch, in dem sich ein geringes Sandvolumen einen circa 2 Meter langen Kanal hinab bewegt und nach dem Überqueren einer kurzen kreisbogenförmigen Strecke auf eine der Bewegungsrichtung entgegen geneigte Wand trifft - eine Barriere.

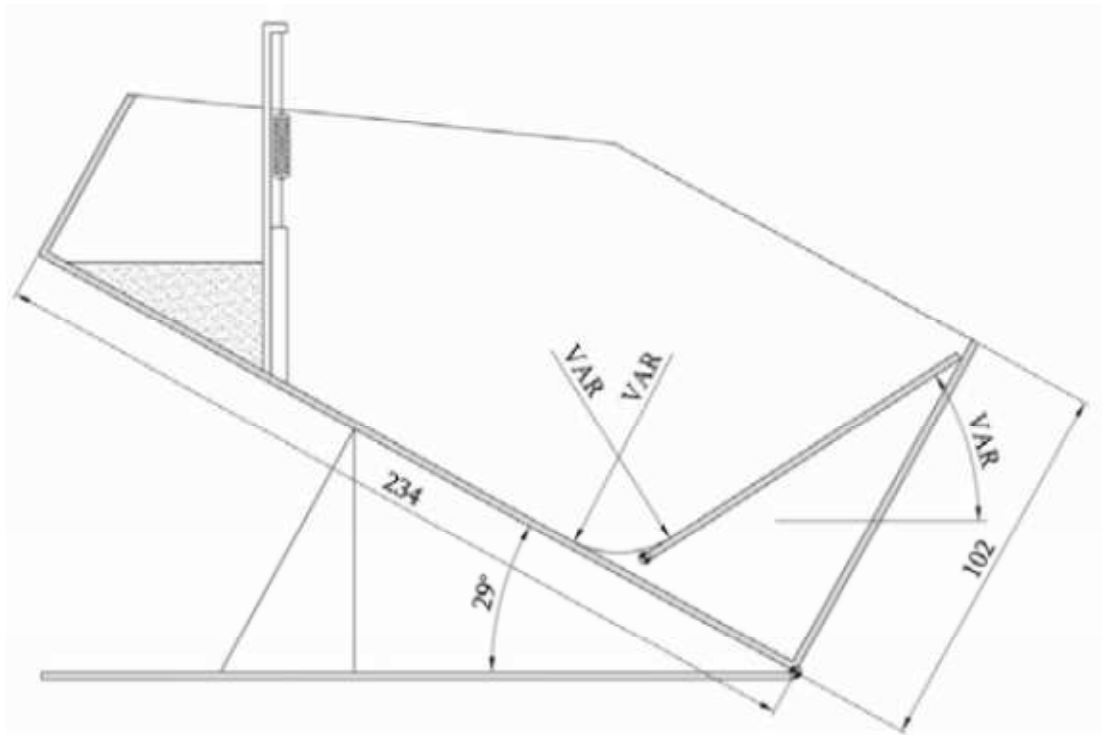


ABBILDUNG 14: SCHEMA DES VERSUCHSAUFBAUS, MASSE IN CM (MANCARELLA & HUNGR, 2010)

Der Testkanal ist 350 mm breit und wird von beiden Seiten durch Plexiglas begrenzt. Bei jedem Versuch wurde ein Volumen von $0,027 \text{ m}^3$ Sand am oberen Ende des Kanals aufgebracht. Um ein vorzeitiges Ausrieseln zu verhindern, ist eine Schiebervorrichtung angebracht. So entsteht eine im Querschnitt dreiecksförmige Ablagerung mit einer Querschnittsfläche von $0,0771 \text{ m}^2$ (Abbildung 14).

Der Versuchssand ist ein gleichförmiger, gerundeter Quarzsand (Abbildung 15) mit einer linearen Korngrößenverteilung im Bereich von 0,5 bis 1,0 mm. Er wurde in Schichten aufgebracht, sodass sich eine Lagerungsdichte von 1630 kg/m^3 bei einer Korndichte von 2672 kg/m^3 beziehungsweise einem Porenanteil n von 0,39 ergibt.



ABBILDUNG 15: VERWENDETER QUARZSAND MIT MILLIMETERSCALA IM HINTERGRUND

Die Kanalsohle besteht aus einem glatten Metallblech mit Zinkbeschichtung. Die Sturzbahn ist 29 Grad geneigt, während die Gegenbarriere eine variable Neigung aufweist. Das kurze Kreisbogenelement (Abbildung 14) hat einen variablen Radius und schmiegt sich tangential an Sturzbahn, beziehungsweise Barriere an. Die Sturzbahn weist je nach Radius und Neigung der Barriere eine unterschiedliche Länge zwischen 1,69 und 1,757 m auf.

3.2 VERSUCHSABLAUF

Das Laborexperiment wurde mit einer Kamera gefilmt, deren Auflösung 640×480 Bildpunkte beträgt, und die 30 Bilder pro Minute machte. Damit ist eine genaue Analyse des Sturzprozesses möglich.

Nachdem der Testkanal wie oben beschrieben vorbereitet wurde, wurde der Schieber, welcher die Körner anfangs zurück hält, durch das Lösen eines stark gespannten Gummibandes hochgezogen. Dieser Mechanismus ermöglicht ein rasches Entfernen der Anfangsbarriere innerhalb von 0,13 Sekunden.



ABBILDUNG 16: DER VERSUCHSKANAL KURZ NACH DEM ÖFFNEN DES SCHIEBERS. MARKIERUNGEN IM ABSTAND VON 10CM ENTLANG DER STURZBAHN ERLEICHTERN DIE ANALYSE (MANCARELLA & HUNGR, 2010).

Die Abbildung 16 zeigt den Versuchsaufbau mit einem Radius des Übergangsbogens von 0,1 m und einer Neigung der Barriere von 33 Grad. Wie in Tabelle 1 beschrieben, wurden insgesamt zehn verschiedene Versuchsanordnungen untersucht.

TABELLE 1: DURCHGEFÜHRTE LABOREXPERIMENTE NACH MANCARELLA & HUNGR (2010)

Versuchsanordnung	Neigung der Barriere	Radius des Übergangsbogens	Kommentar
1	33°	0,10 m	Test 4-mal wiederholt
2	33°	0,02 m	Test 2-mal wiederholt
3	33°	0,26 m	-
4	22°	0,10 m	Test 2-mal wiederholt
5	13°	0,10 m	Test 2-mal wiederholt
6	7°	0,10 m	Test 2-mal wiederholt
7	61°	0,10 m	Test 2-mal wiederholt
8	61°	0,02 m	Test 2-mal wiederholt
9	33°	0,02 m	Verändertes Volumen von 0,065 m ³
10	45°	0,10 m	Test 2-mal wiederholt

3.3 SCHERPARAMETER DES QUARZSANDES

Da es sich bei dem Versuchsmaterial um trockenen, losen (unverkitteten) Quarzsand handelt, kann die Kohäsion c mit $0,0 \text{ N/cm}^2$ angenommen werden.

MANCARELLA & HUNGR (2010) geben für den Sand sowie für die Gleitfuge zwischen Wand und Sand aber keinen Reibungswinkel, wie er allgemein in der Bodenmechanik über Scherversuche ermittelt wird, an. Stattdessen führt er eine neue Größe, den „dynamischen inneren Reibungswinkel φ_i “ oder „minimalen Reibungswinkel“ für die innere Reibung zwischen den Sandkörnern und einen

„dynamischen basalen Reibungswinkel φ_b “ für die Reibung des Sandes auf dem Metallblech, ein.

Die Bestimmung dieser Reibungswinkels beruht wiederum auf Laborexperimenten, die HUNGR (2008) beschrieben hat.

Der dynamischen inneren Reibungswinkel φ_i wurde bestimmt, indem der Sand auf die Sohle eines gering geneigten Kanals ausgelegt mit Sandpapier gehäuft wird. Der so entstandene Sandhaufen hat eine glatte, horizontale Oberfläche und ist ungefähr 30 cm hoch. Der Kanal wird nun langsam gekippt und dabei immer wieder durch das Antippen mit den Fingern des Versuchsausführenden angeregt, zu rutschen. Der dynamische innere Reibungswinkel ist dann jener Winkel, der Sandoberfläche zur Horizontalen, bei dem sich eine Sandschicht dicker als 1 cm in gleichmäßige Bewegung setzt. HUNGR (2008) gibt diesen Winkel φ_i mit $30,9^\circ$ an.

Ähnlich wird der dynamische basale Reibungswinkel eruiert. Eine Sandschicht von circa 50 mm wird auf die Sohle des Versuchskanals aufgebracht. Der Kanal wird wieder kontinuierlich gekippt bis der gesamte Sandkörper gleichmäßig abrutscht. Wird die Sohle des Testkanals mit zinkbeschichteten Metallblech ausgelegt, beträgt dieser Winkel φ_b $21,7^\circ$.

4 MODELLIERUNG MITTELS PFC2D

Bevor auf die konkreten Modelle im Speziellen eingegangen wird, sollen in diesem Kapitel auch die für den Modellaufbau im Allgemeinen relevanten Eingangsparameter, Annahmen und Voruntersuchungen beschrieben werden.

4.1 STURZBAHNGEOMETRIE

Die Sturzbahngeometrie (Abbildung 17) wurde in der numerischen Modellierung übereinstimmend mit der Holzkonstruktion aus dem Laborexperiment aufgebaut.

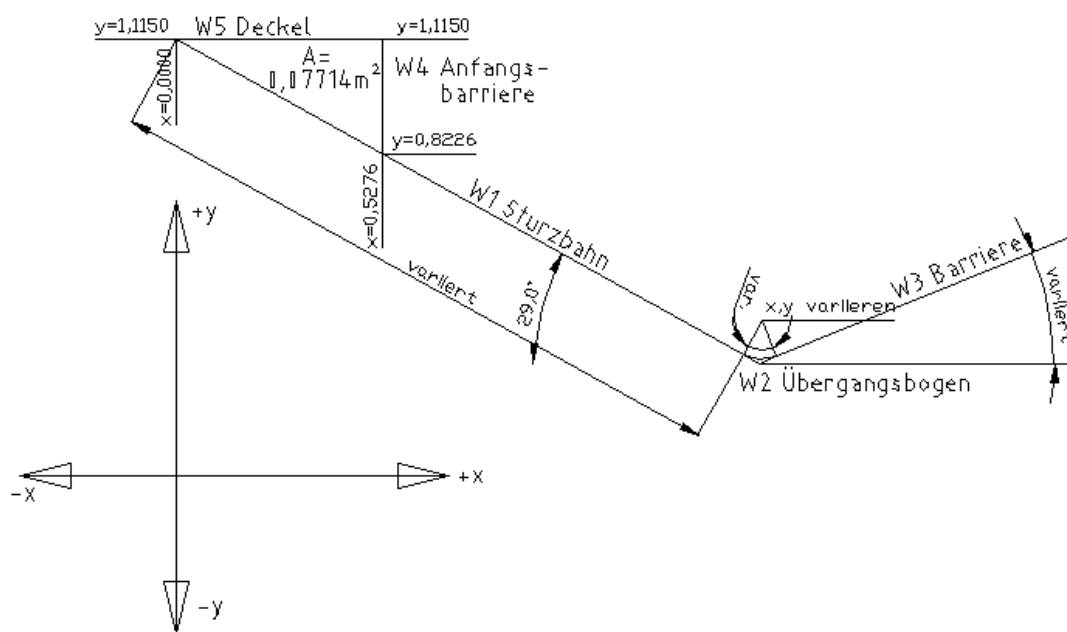


ABBILDUNG 17: STURZBAHNGEOMETRIE

Die Geometrie des Kanals wurde mit Hilfe von drei Wandelementen modelliert. In PFC2D gibt es Standardwände und generelle Wände, die sich durch ihre geometrische Form unterscheiden. Für den ebenen Bereich der Sturzbahn (W1) und die Barriere (W3) wurden Standardwände über den Start und Endpunkt definiert. Der Übergangsbogen (W2) zwischen diesen Elementen wurde über ein generalisiertes Wandelement, in diesem Fall einen Kreisbogen, gebildet. Kreisbögen können über den Kreismittelpunkt, den Radius und den Öffnungswinkel definiert werden.

TABELLE 2: WANDGEOMETRIEN

Neigung der Barriere Radius des Kreisbogens		PFC - standard wall			PFC - general wall				PFC - standard wall					
		W1 Sturzbahn			W2 Kreisbogen				W3 Barriere					
		Startpunkt		Endpunkt		Kreismittel- punkt		Anfangswinkel	Endwinkel	Startpunkt		Endpunkt		
		x	y	x	y	x	Y			x	y	x	y	
[°]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[°]	[°]	[m]	[m]	[m]	[m]	
7	0.10	1.6875	0.0000	1.1150	1.4475	0.3126	1.4960	0.4001	241	277	1.5082	0.3008	2.2523	0.3922
13	0.10	1.7018	0.0000	1.1150	1.4549	0.3086	1.5033	0.3960	241	283	1.5258	0.2986	2.1990	0.4540
22	0.10	1.7075	0.0000	1.1150	1.4517	0.3103	1.5002	0.3978	241	292	1.6376	0.3050	2.2850	0.6070
33	0.02	1.7194	0.0000	1.1150	1.4933	0.2872	1.5030	0.3047	241	303	1.5139	0.2879	2.4410	0.8900
33	0.10	1.7163	0.0000	1.1150	1.4486	0.3121	1.4970	0.3995	241	303	1.5515	0.3156	2.4390	0.8920
33	0.26	1.7179	0.0000	1.1150	1.3658	0.3579	1.4919	0.5853	241	303	1.6335	0.3672	2.4400	0.8910
61	0.02	1.7569	0.0000	1.1150	1.5192	0.2704	1.5291	0.2904	241	331	1.5464	0.2807	2.0210	1.1370
61	0.10	1.7570	0.0000	1.1150	1.4492	0.3117	1.4977	0.3991	241	331	1.5852	0.3507	1.9030	0.9240

TABELLE 3: GEOMETRIE DES DECKELS UND DER ANFANGSBARRIERE

Für alle Sturzbahngeometrien		PFC - standard wall				PFC - standard wall			
		W4 Anfangsbarriere				W5 Deckel			
		Startpunkt		Endpunkt		Startpunkt		Endpunkt	
		x	y	x	y	X	y	x	y
[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]		
0.5276	0.8226	0.5276	1.1150	0.5276	1.1150	0.0000	1.1150		

Die Berechnungen wurden mit den repräsentativen Geometrien, mit einem Radius des Übergangsbogens von jeweils 0,1m, Neigungen des Gegenhangs von 7° (Geometrie B), 33° (Geometrie A) und 61° (Geometrie C) und Sturzbahnlängen von 1,6875m, 1,7163m beziehungsweise 1,7570m, durchgeführt. Um die Abbruchmasse aufzubauen, mussten außerdem die Wandelemente W4 und W5 eingefügt werden. Alle, zur Eingabe notwendigen geometrischen Daten können auch Abbildung 17 und Tabelle 2 und Tabelle 3 entnommen werden.

4.2 MODELLIERUNG DER ABBRUCHMASSE

Für die Modellierung der Abbruchmasse muss eine Porosität, ein minimaler und ein maximaler Balldurchmesser, sowie die Kornverteilung festgelegt werden. Diese Parameter sind in Tabelle 4 zusammengefasst.

TABELLE 4: EINGANGSGRÖßEN DER ABBRUCHMASSE FÜR PFC2D

Partikeldichte [kg/m ³]	Porosität in 2D [-]	Partikelanzahl [-]	Rmin [m]	Rmax [m]
2 672	0.166	9 099	0.001	0.002

4.2.1 POROSITÄT DER ABBRUCHMASSE

Die mechanischen Eigenschaften von rolligen, nichtbindigen Böden mit wenigen Feinanteilen sind in erster Linie von ihrer Lagerungsdichte abhängig (LANG et al., 2006).

Die Lagerungsdichte D ist durch die vorhandene Porosität n , die minimale Porosität n_{min} und die maximale Porosität n_{max} definiert.

$$D = \frac{n_{max} - n}{n_{max} - n_{min}} \quad [4.1]$$

Die Porosität n des Quarzsandes wird mit 0,39 angegeben. Die Porosität bei dichtester Lagerung n_{min} und lockerster Lagerung n_{max} werden üblicherweise durch bodenmechanische Versuche ermittelt. Bei gleichförmigen Böden kann jedoch davon ausgegangen werden, dass sie den Werten von Kugeln mit gleich großem Durchmesser entsprechen. Von gleichförmigen nichtbindigen Böden spricht man, wenn die Ungleichförmigkeitszahl $C_u < 3$ ist.

$$C_u = \frac{d_{60}}{d_{10}} \quad [4.2]$$

Mit

d_{60} ... Korndurchmesser bei 60% Siebdurchgang

d_{10} ... Korndurchmesser bei 10% Siebdurchgang

Es liegt keine Sieblinie des bei den Versuchen verwendeten Sandes vor. Da die Korngröße jedoch nur zwischen 0,5 und 1,0mm variiert, ist die Gleichung $C_u < 3$ sicher erfüllt. Damit kann mit den Werten $n_{max} = 0,4764$ und $n_{min} = 0,2595$ der dichtesten und lockersten Kugellagerung gerechnet werden.

Somit kann die Lagerungsdichte $D=0,3983$ bestimmt werden. Um nun auf die Porosität im 2-dimensionalen PFC2D zu kommen, gäbe es die Möglichkeit, wie im PFC2D User's Guide (2008) empfohlen, eine Ausgangsrechnung mit PFC3D zu machen, an die dann die 2D Berechnung angenähert werden soll.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, eine Transformation der 3D-Porosität zur 2D-Porosität über die Lagerungsdichte, wie sie bereits GIESE (2000) vornahm, durchzuführen. Die minimale und maximale Porosität von Scheiben in der Ebene beträgt 0,0931 bzw. 0,2146. Die 2D Porosität beträgt somit $n_{2D}=0,1662$. Alle Werte können auch Tabelle 5 entnommen werden.

TABELLE 5: TRANSFORMATION DER 3D- ZUR 2D-POROSITÄT

	Räumlich (Kugeln)	In der Ebene (Scheiben)
n_{min}	0,2595	0,0931
n_{max}	0,4764	0,2146
n	0,3900	0,1662
Lagerungsdichte D	0,3983	0,3983

Die so berechnete Porosität $n_{2D}=0,1662$ wird bei der Generierung der Partikelansammlung berücksichtigt.

4.2.2 PARTIKELGRÖÖE DER ABBRUCHMASSE

Da keine Sieblinie des verwendeten Sandes zur Verfügung stand, wurde von einer linearen Korngrößenverteilung der Abbruchmasse ausgegangen. Die tatsächliche Abmessung der Sandkörner mit Durchmessern von 0,5 bis 1,0 mm konnte jedoch nicht modelliert werden. PFC2D kann durchaus eine entsprechend große Zahl an Partikeln handhaben, jedoch erhöht sich mit steigender Partikelanzahl die Berechnungszeit signifikant

Um eine vertretbare Berechnungsdauer für die Analyse der eigentlichen Versuchsanordnung abschätzen zu können, wurde die Berechnungszeit für unterschiedliche Partikelgrößen und innere Reibungswinkel am weniger komplexen Dam-Break-Experiment (genauere Beschreibung siehe weiter unten) ermittelt. Die Berechnungsdauer abhängig von Ballradius und dem innerem Reibungswinkel, sind in Tabelle 6 angeführt.

TABELLE 6: BERECHNUNGSDAUER BEIM DAM-BREAK EXPERIMENT

Vergrößerungs- faktor	Rmin [m]	Rmax [m]	Partikelanzahl	Innerer Reibungswinkel [°]	Berechnungsdauer [min]
2,0	0,000500	0,0010	37755	30,0	320
2,5	0,000625	0,00125	24163	28,0	150
2,5	0,000625	0,00125	24163	30,0	145
3,0	0,000750	0,00150	16780	23,0	140
3,0	0,000750	0,00150	16780	25,0	110
3,0	0,000750	0,00150	16780	31,0	85
3,0	0,000750	0,00150	16780	35,0	90
4,0	0,001000	0,00200	9439	14,5	137
4,0	0,001000	0,00200	9439	15,5	98
4,0	0,001000	0,00200	9439	20,0	78
4,0	0,001000	0,00200	9439	25,0	70

Der Prozess des Up-Scaling wurde bereits von HAINBÜCHNER et.al (2002) beschrieben und ist exemplarisch in Abbildung 18 dargestellt.

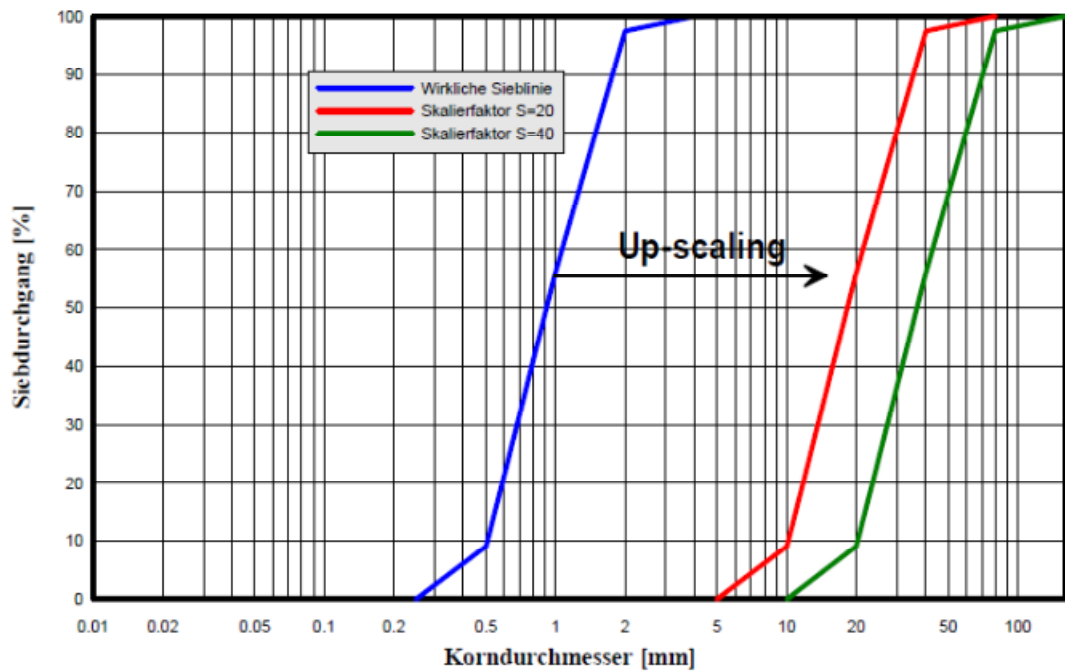


ABBILDUNG 18: UP-SKALING DER KORNGRÖSSENVERTEILUNG (HAINBÜCHNER, 2002)

Die Skalierung erfolgt, indem die angenommene Korngrößenverteilung um einen Vergrößerungsfaktor S nach rechts verschoben wird. Da PFC2D standardmäßig eine lineare Partikelgrößenverteilung (wie sie auch für den Quarzsand angenommen wurde) benutzt, konnte die Verschiebung der Korngrößenverteilung allein durch die Eingabe, der um den Vergrößerungsfaktor multiplizierten Partikelradien, erzielt werden.

In Anbetracht der Rechenleistung des verwendeten Computers wurde der Vergrößerungsfaktor auf 4,0 festgelegt. Für den Modellaufbau des Sturzprozesses gegen eine Barriere ergab sich somit eine Partikelanzahl von 9099.

4.2.3 PARTIKELGENERIERUNG

Bei der Generierung der Partikel ist - abgesehen von der korrekten Eingabe von Porosität, Partikelradius, Partikeldichte und der Geometrie, welche von den Partikeln ausgefüllt werden soll - auf einen korrekten initialen Spannungszustand zu achten.

Wird in PFC2D eine gegebene Fläche mit einer zufälligen Anordnung von Partikeln ausgefüllt, kommt es zu Überlappungen der Partikel, welche zu einem Spannungszustand führen, wie er in Abbildung 19 dargestellt ist. Würde der Sturzprozess von diesem initialen Spannungszustand ausgehen, käme es zu groben Fehlern, da beim Löschen der begrenzenden Wandelemente (Deckel und Anfangsbarriere) die hohen Spannungen

infolge der Partikelüberlappung durch eine zusätzliche Beschleunigung des Partikelensembles abgebaut werden (PREH, 2004).

Über eine geringfügige Partikelverkleinerung (Radiusreduktion von 3%) werden diese Spannungen abgebaut (Abbildung 20).

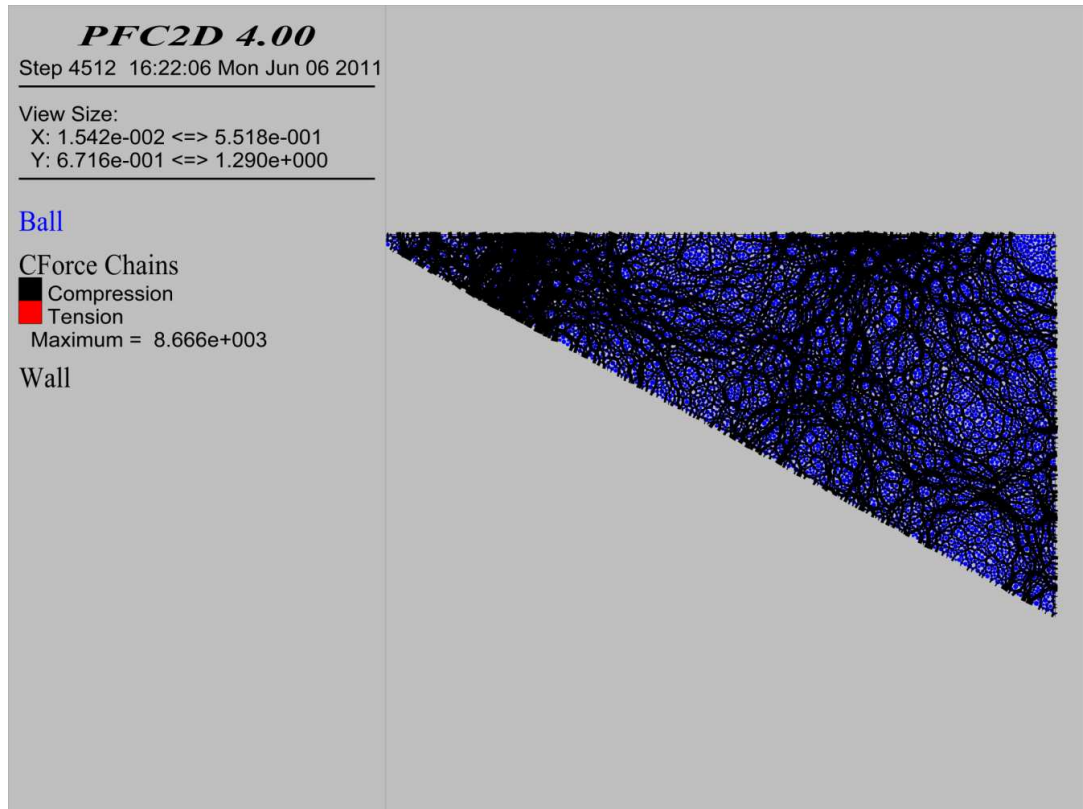


ABBILDUNG 19: SPANNUNGSZUSTAND IN EINEM ZUFÄLLIG GENERIERTEN PARTIKENENSEMBLE

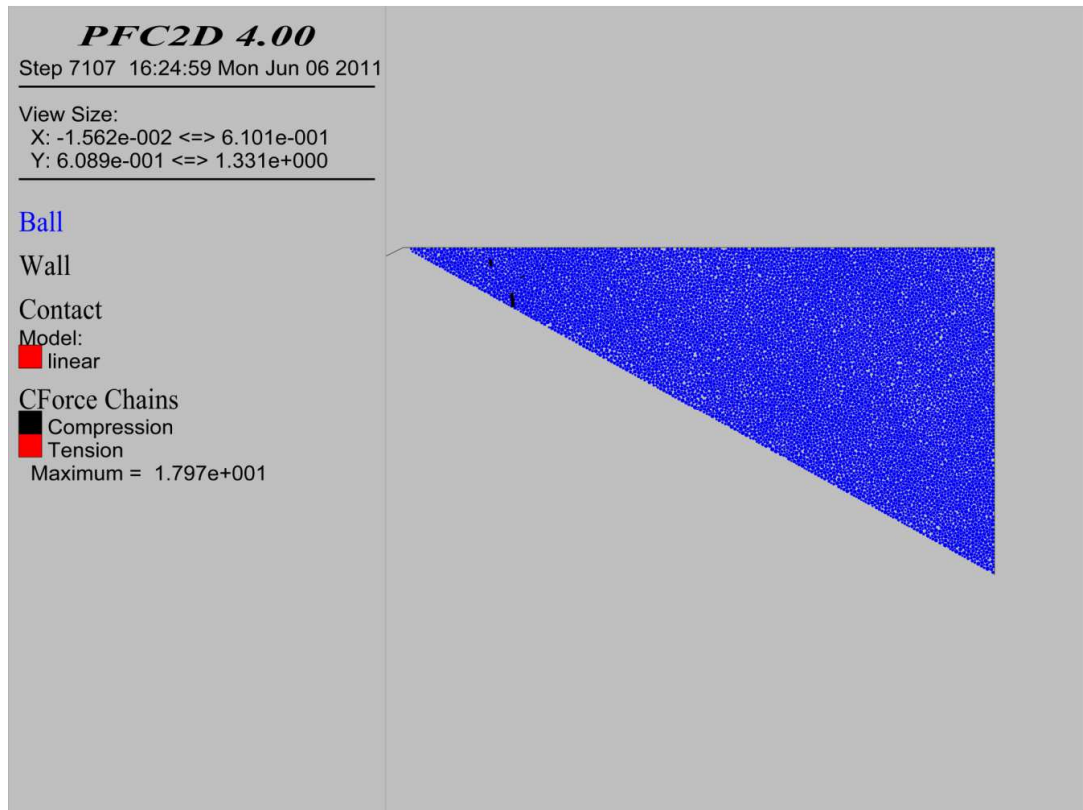


ABBILDUNG 20: PARTIKELENSEMBLE NACH DER RADIUSREDUKTION. ES IST NUR MEHR VEREINZELT, IN DER LINKEN ECKE EINE KONTAKTKRAFT VORHANDEN.

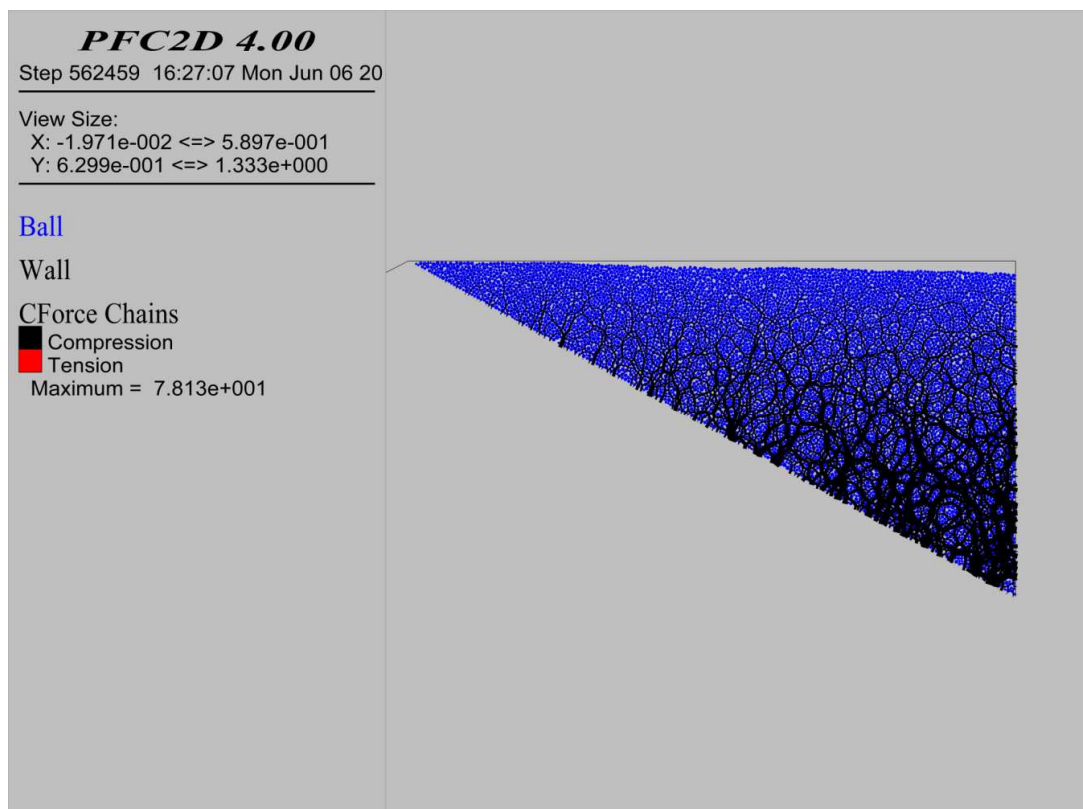


ABBILDUNG 21: KORREKTER PRIMÄRSPANNUNGSZUSTAND DER ABRUCHMASSE

Um nun auf einen natürlichen Primärspannungszustand zu kommen, wird die Erdbeschleunigung aktiviert und ein neues Gleichgewicht berechnet, wie es in Abbildung 21 zu sehen ist.

4.3 MATERIALPARAMETER

4.3.1 PARTIKELSTEIFIGKEIT

Die Partikelsteifigkeit hat – wie bereits in Kapitel 2.3.5.2 erklärt – keinen Einfluss auf den Sturzprozess. Sie sollte jedoch nicht zu klein gewählt werden, da PFC2D sonst einen sehr kleinen minimalen Zeitschritt (hohe Anzahl von Berechnungsschritten) benötigt. Es wurde daher eine Partikelsteifigkeit normal und tangential von $1,0 \cdot 10^8$ N/m festgelegt. Diese Partikelsteifigkeit ist ausreichend groß, um numerische Instabilitäten zu verhindern, und andererseits so klein, dass die Berechnungsdauer nicht unnötig verlängert wird.

4.3.2 WAND-REIBUNGSKOEFFIZIENT

Es wurde davon ausgegangen, dass der Ball-Wand Reibungskoeffizient gleichgesetzt werden kann mit dem dynamischen basalen Reibungskoeffizient ϕ_b , wie ihn HUNGR (2008) beschrieben hat. Der dynamische basale Reibungswinkel beträgt $21,7^\circ$, sodass der Reibungskoeffizient 0,398 beträgt. Reibungswinkel sind allgemein Parameter, welche sich nicht auf ein Korn beziehen, sondern auf die gesamte Masse. In PFC2D wird aber dem einzelnen Partikel ein Reibungskoeffizient zugewiesen. Dies spielt aber keine Rolle, da bei nicht vorhandener Kohäsion die Größe der Gleitfläche und das Gewicht der gleitenden Masse keinen Einfluss auf den Schwerwiderstand haben. Insofern ist der Scherwiderstand einzelner Partikel gleich dem der gesamten Masse.

PFC wurde so konfiguriert, dass beim Kontakt von Element mit unterschiedlichen Reibungswinkeln (Partikel-Wand-Kontakt) der größere der beiden Reibungswinkel angewendet wird.

4.3.3 PARTIKEL-REIBUNGSKOEFFIZIENT

Anders verhält es sich mit dem Partikel-Reibungskoeffizienten. Der dynamische innere Reibungswinkel ist ein über die gesamte Sturzmasse verschmierter Materialparameter.

In PFC2D wird aber ein Reibungswinkel für die Partikel eingegeben. Der Zwischenraum zwischen den Partikeln trägt nichts zur Reibung bei.

Der Partikel-Reibungskoeffizient musste daher für die festgelegte Partikelgrößenverteilung kalibriert werden. Diese Kalibrierung wurde am Dam-Break Experiment, welches HUNGR (2008) mit demselben Sand durchgeführt hat, vorgenommen. Beim Dam-Break Experiment wird die sich ausbildende natürliche Böschung untersucht, wenn eine vertikale Begrenzung plötzlich versagt (Abbildung 22).

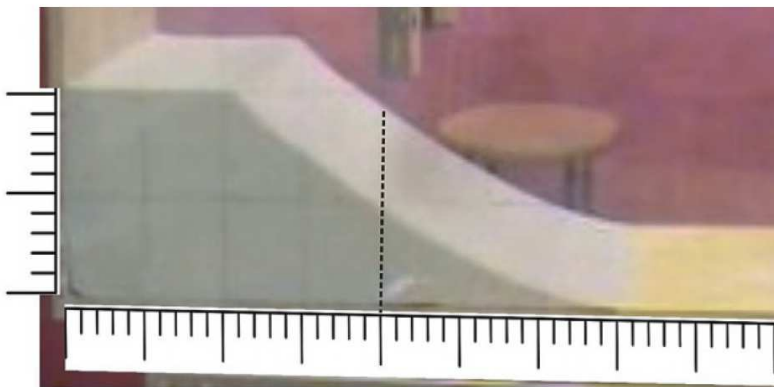


ABBILDUNG 22: DAS DAM-BREAK-EXPERIMENT. DIE SKALA IST IN 20 UND 100mm ABSTÄNDEN MARKIERT. DIE STRICHLIERTE LINIE MARKIERT DIE POSITION DER ANFANGSBARRIERE. (HUNGR, 2010). DAS BILD WURDE PERSPEKTIVISCH AUFGENOMMEN UND IST DAHER NICHT MASSSTABGETREU.

Das plötzliche Versagen einer vertikalen Begrenzung wird im Laborexperiment durch das schnelle Hochziehen eines Schiebers, durch ein Gummiband simuliert. In PFC2D wird analog zur Beschreibung in Kapitel 4.2.3 ein Partikelensemble generiert. Durch das Löschen des rechten, vertikalen Wandelementes wird das Böschungsversagen initiiert. Dabei wurde der Reibungskoeffizient der Partikel variiert und die resultierenden Böschungswinkel analysiert.

Abbildung 23 zeigt einen Vergleich der Böschungsumhüllenden aus verschiedenen DAN-Berechnungen, der besten PFC2D-Berechnung und dem Laborexperiment. Die Messungen aus dem Laborexperiment wurden alle 10 cm entlang der Horizontalen vorgenommen.

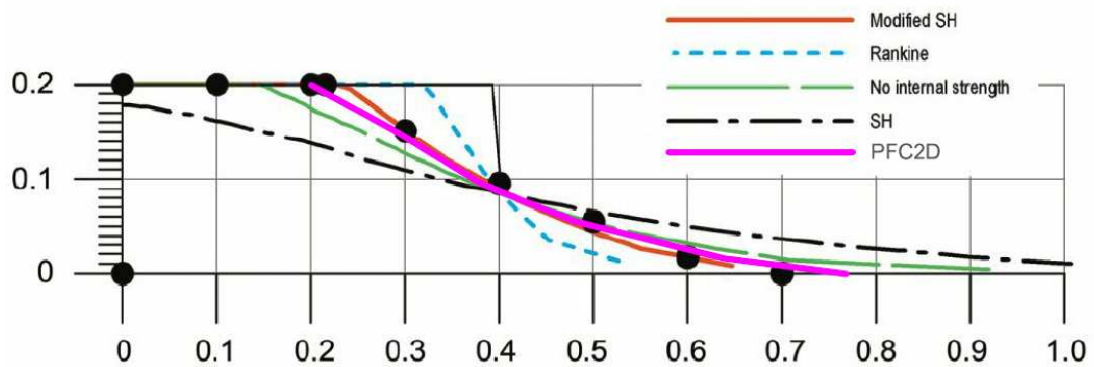


ABBILDUNG 23: VERGLEICH DER BÖSCHUNGSMHÜLLENDEN AUS DEN VERSCHIEDENEN DANBERECHNUNGEN, PFC2D UND DEM LABOREXPERIMENT (SCHWARZE PUNKTE). (NACH HUNGR, 2008)

Die Kalibrierung erfolgte durch einen Vergleich der Böschungswinkel der einzelnen, 10 cm langen Abschnitte. Die Einteilung dieser Winkel ist auch in Abbildung 24 ersichtlich.

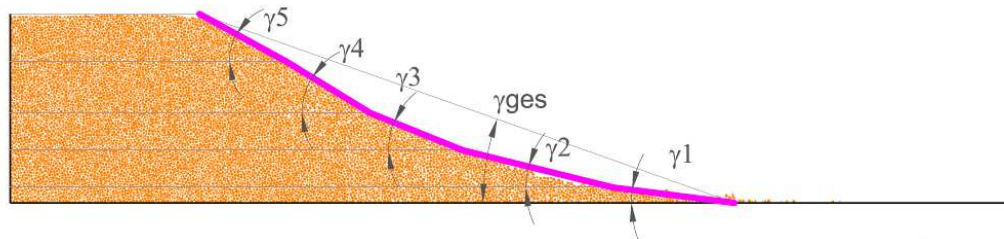


ABBILDUNG 24: KALIBRIERUNG DES PARTIKEL-REIBUNGSWINKELS IN PFC2D. BÖSCHUNG BEI $15,5^\circ$.

Die Winkel γ_1 , γ_2 und γ_{ges} wurden nicht für die Auswertung herangezogen, da der Wand-Reibungswinkel auf diese Böschungswinkel maßgebenden Einfluss hat. Der korrekte Wand-Reibungswinkel wurde bei dieser Kalibrierung aber nicht berücksichtigt.

Der Partikel-Reibungskoeffizient mit der geringsten Summe an Abweichungen der einzelnen Böschungswinkel zum Laborexperiment, wurde als Partikel-Reibungskoeffizient für die eigentliche Modellierung des Sturzprozesses gegen eine Barriere festgelegt.

Wie in Tabelle 7 ersichtlich, liefert die Berechnung mit einem Reibungswinkel von $15,5^\circ$ das Ergebnis, das am besten mit dem Laborexperiment übereinstimmt. Die sich bei diesem Reibungswinkel bildende Böschung ist in Abbildung 24 dargestellt.

TABELLE 7: KALIBRIERUNG DES PARTIKEL-PARTIKEL REIBUNGSWINKELS.

Böschungswinkel	Sollwerte aus Labor	Aus der PFC2D-Berechnung bei Variation des Partikel-Reibungswinkels ϕ							
		19.0°	18.0°	17.0°	16.0°	15.5°	15.0°	14.5°	14.0°
γ_{ges}	22.433	23.007	22.268	20.928	19.002	19.382	17.976	17.799	16.816
γ_1	9.271	7.454	7.522	7.316	5.457	7.216	5.533	5.540	5.681
γ_2	21.453	20.097	17.989	15.057	15.632	13.837	12.955	12.104	13.104
γ_3	21.562	34.242	28.024	29.355	25.111	21.851	23.516	22.886	22.886
γ_4	28.740	29.656	32.520	30.340	28.487	31.453	28.135	26.699	24.732
γ_5	30.644	30.707	30.919	30.245	30.751	28.575	30.050	32.072	31.667
$\sum_{i=3}^5 \gamma_i - \gamma_{i,\text{Labor}}$	0.000	13.731	8.613	8.495	5.814	3.167	5.057	6.697	8.259

4.3.4 KRITISCHER DÄMPFUNGSKOEFFIZIENT

Der kritische Dämpfungskoeffizient β_i wurde anhand von in der Literatur beschriebenen Rückrechnungen (POISEL, PREH & KOC, 2007) mit einem unteren Grenzwert von 0,5 festgelegt. D.h. in einem Großteil der Rückrechnungen war ein höhere Dämpfungskoeffizient und somit eine stärkere Dämpfung erforderlich. Bei einer versuchsweisen Variation dieses Parameters zeigte sich, dass der kritische Dämpfungskoeffizient β_i keinen signifikanten Einfluss auf den Sturzprozess - zumindest in dieser Versuchsanordnung - hat.

4.3.5 ROTATIONS DÄMPFUNG BEI PARTIKEL-WANDKONTAKT

Die Rotation wurde beim Modell 1 gänzlich unterdrückt, sodass nur mehr zwei Freiheitsgrade in x- und y-Richtung bestehen und eine Rotationsdämpfung nicht erforderlich war.

Beim Modell 2 und 3 wurde die Rotation der Partikel zugelassen. In Modell 2 wurde versucht, einen Run-Out nur mittels Rotationsdämpfung entlang der Wandelemente zu modellieren und den entsprechenden Eingangparameter u_{rr} (Kapitel 2.3.5.4) zu kalibrieren.

Die tatsächliche Kalibrierung von u_{rr} erfolgt erst in Modell 3, bei dem die Rotation auch bei Partikel-Partikelkontakt gedämpft wird. Eine Modellierung nur mit Rotationsdämpfung bei Partikel-Wandkontakt lieferte keine brauchbaren Ergebnisse.

4.3.6 ROTATIONSDÄMPFUNG BEI PARTIKEL-PARTIKELKONTAKT

Die Dämpfung der Rotation bei Partikel-Partikelkontakt μ_{Br} (Kapitel 2.3.5.4) wurde gemeinsam mit der Rotationsdämpfung bei Partikel-Wandkontakt u_{rr} anhand des Modells 3 kalibriert.

5 UNTERSUCHUNGEN ZUM EINFLUSS DER BEWEGUNGSARTEN

Es wurden drei Modelle untersucht, welche die Bewegungen der Partikel auf unterschiedliche Art einschränken. Im Modell 1 wird von einer reinen Translation der Partikel ausgegangen. Im Modell 2 wird eine Rotation der Partikel zugelassen, welche jedoch bei Partikel-Wand-Kontakt, gedämpft wird. In Modell 3 wird die Rotation ebenfalls zugelassen, und bei Partikel-Wand-Kontakt sowie auch bei Partikel-Partikel-Kontakt gedämpft.

Modell 1 und 3 wurden auf drei unterschiedliche Sturzbahngeometrien angewandt, welche in Tabelle 8 zusammengefasst sind. Modell 2 wurde ausschließlich auf Geometrie A angewandt.

TABELLE 8: UNTERSUCHTE STURZBAHNGEOMETRIEN

	Entsprechende Test Nr. lt. MANCALLA & HUNGR (2010)	Radius des Übergangsbogens [m]	Neigung der Barriere zur Horizontalen [°]
Geometrie A	1	0,10	33,0
Geometrie B	6	0,10	7,0
Geometrie C	7	0,10	61,0

5.1 MODELL 1: REINE TRANSLATION DER PARTIKEL

Bei der Modellierung des Sturzprozesses wurde zunächst versucht, eine realitätsgetreue Abbildung über reines Gleiten der Partikel zu erreichen. Dabei wird ein Freiheitsgrad - die Rotation - gesperrt, sodass die Partikel nur mehr translatorische Bewegungen in der Ebene ausführen können.

5.1.1 GEOMETRIE A

Bei der Geometrie A beträgt der Winkel der Barriere zur Horizontalen 33 Grad. Die Eingangsparmeter für diesen Fall sind in Tabelle 9 zusammengefasst.

TABELLE 9: EINGANGSPARAMETER - MODELL 1, GEOMETRIE A

	Partikel-anzahl [-]	Rmin [m]	Rmax [m]	Porosität [-]	Partikel-dichte [kg/m ³]	Kritisches Dämpfungs-verhältnis [-]	Reibungswinkel Partikel [°]	Reibungswinkel Wand [°]
PFC2D	9 099	0,001	0,002	0.166	2 672	0.5	15.5	21.7

Der Sturzprozess des Modells 1, Geometrie A ist in Abbildung 25, Abbildung 26 und Abbildung 27, im Vergleich zum Laborexperiment in 0,2 Sekunden Schritten, dargestellt.

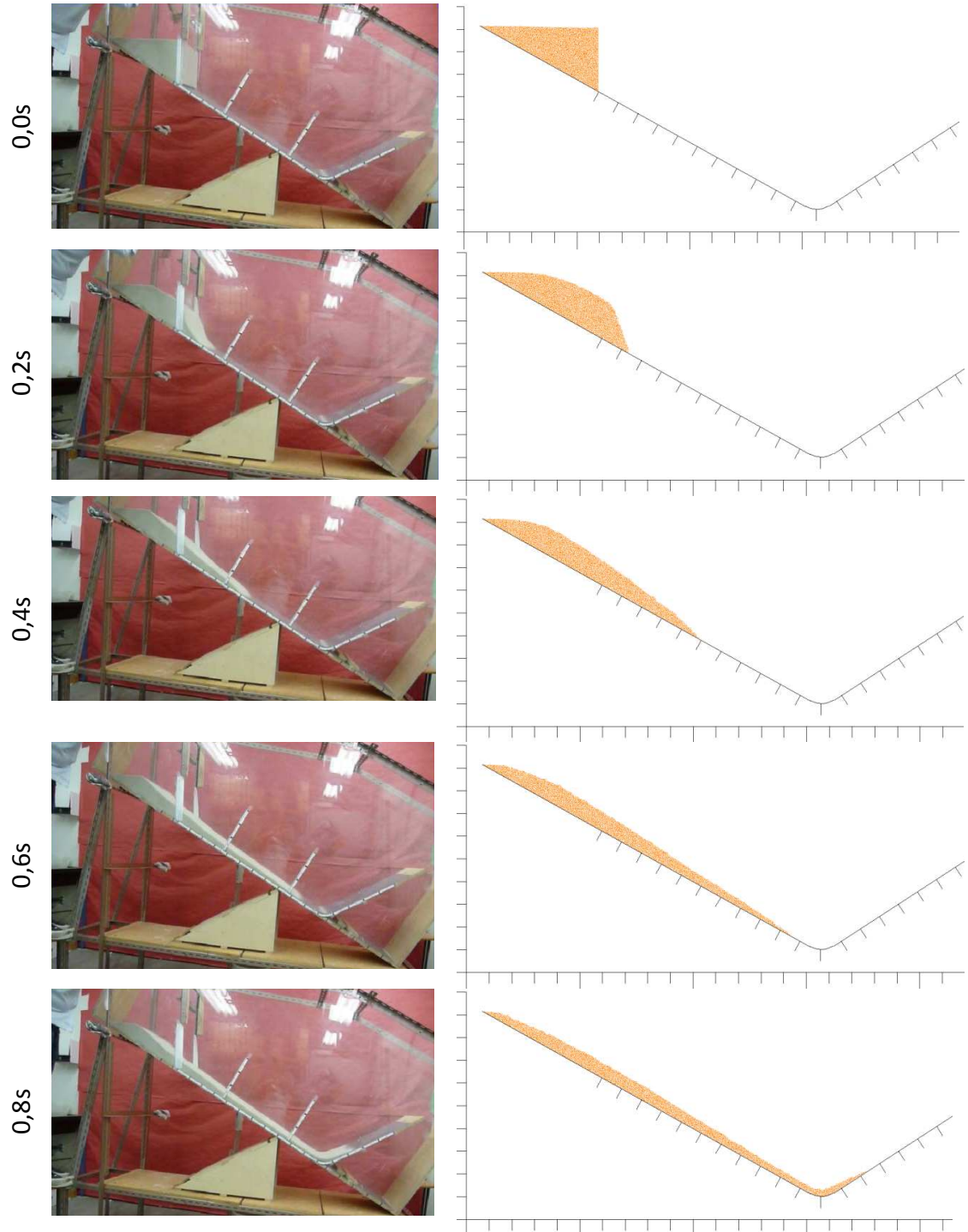


ABBILDUNG 25: VERGLEICH DES LABOREXPERIMENTS MIT PFC2D - SEKUNDE 0 BIS 0,8

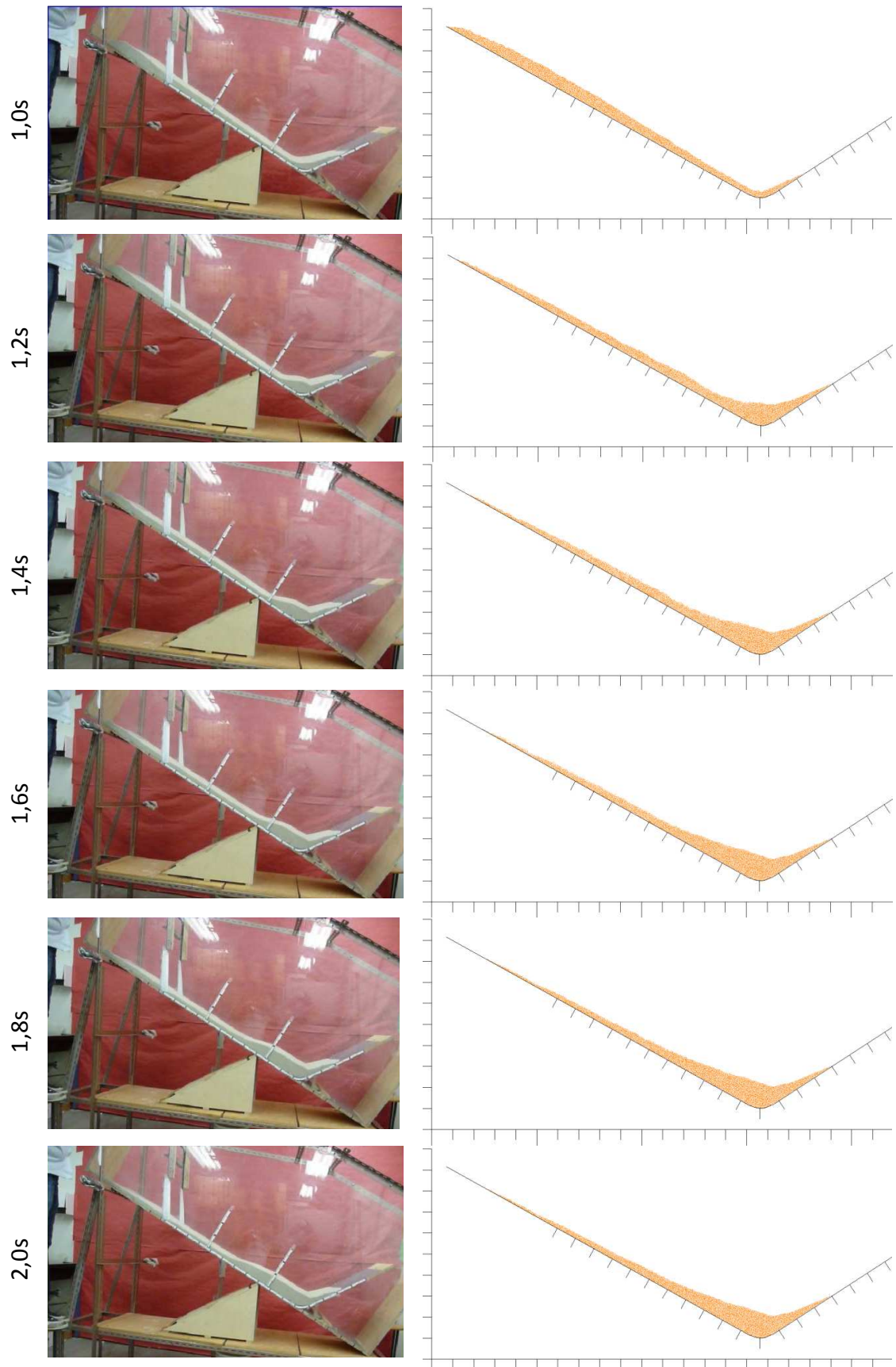


ABBILDUNG 26: VERGLEICH DES LABOREXPERIMENTS MIT PFC2D - SEKUNDE 1,0 BIS 2,0

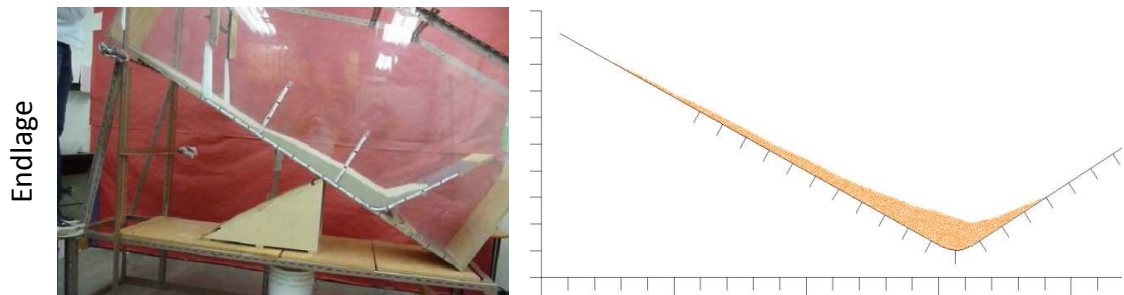


ABBILDUNG 27: VERGLEICH DES LABOREXPERIMENTS MIT PFC2D. ENDLAGE

Das Versagen der vertikalen Böschung beginnt mit den untersten, vorderen Partikeln. Sie beschleunigen am schnellsten. Bei Sekunde 0,2 stimmt die zurück gelegte Distanz der PFC-Partikel mit denen der Sandkörner überein. Dies ist gut an der 0,1 Meter-Skalierung entlang der Sturzbahn ablesbar. Diese gute Übereinstimmung der Run-Out Distanz ist über die gesamte Dauer des Sturzprozesses zu verfolgen. Erst ab Sekunde 1,2 wird deutlich, dass eine dünne Schicht von Partikeln die Gegenbarriere zu weit hoch läuft und dort auch liegen bleibt. Der Run-Out wird somit um ca. 8cm überschätzt. Eine weitere kleine Abweichung kann aus der Endlage abgelesen werden; während im Laborexperiment die Hauptablagerung bei ca. 40cm Sturzbahnlänge beginnt und davor nur wenige Sandkörner liegen bleiben, die gesamte Ablagerung also relativ kompakt ist, bleiben bei der PFC2D-Berechnung deutlich mehr Partikel zu weit oberhalb der Sturzbahn liegen.

Die Hauptablagerungen konnten aber sehr gut modelliert werden. Die Geschwindigkeit des Sturzprozesses stimmt ebenfalls außerordentlich gut mit dem realen Ereignis überein.

5.1.2 GEOMETRIE B

Der Winkel der Barriere zur Horizontalen beträgt hier nur 7 Grad. Die Eingangsparameter sind dieselben wie in Geometrie A. Abbildung 28 zeigt einen Vergleich der Endlagen, wie sie im physikalischen Modell, mit dem DAN-Code und mit PFC2D ermittelt wurden.

TABELLE 10: EINGANGSPARAMETER FÜR REINE TRANSLATION DER PARTIKEL GEOMETRIE B

	Partikel- anzahl [-]	Rmin [m]	Rmax [m]	Porosität [-]	Partikel- dichte [kg/m ³]	Kritisches Dämpfungs- verhältnis [-]	Reibungswinkel Partikel [°]	Reibungswinkel Wand [°]
PFC2D	9 100	0,001	0,002	0.166	2 672	0.5	15.5	21.7

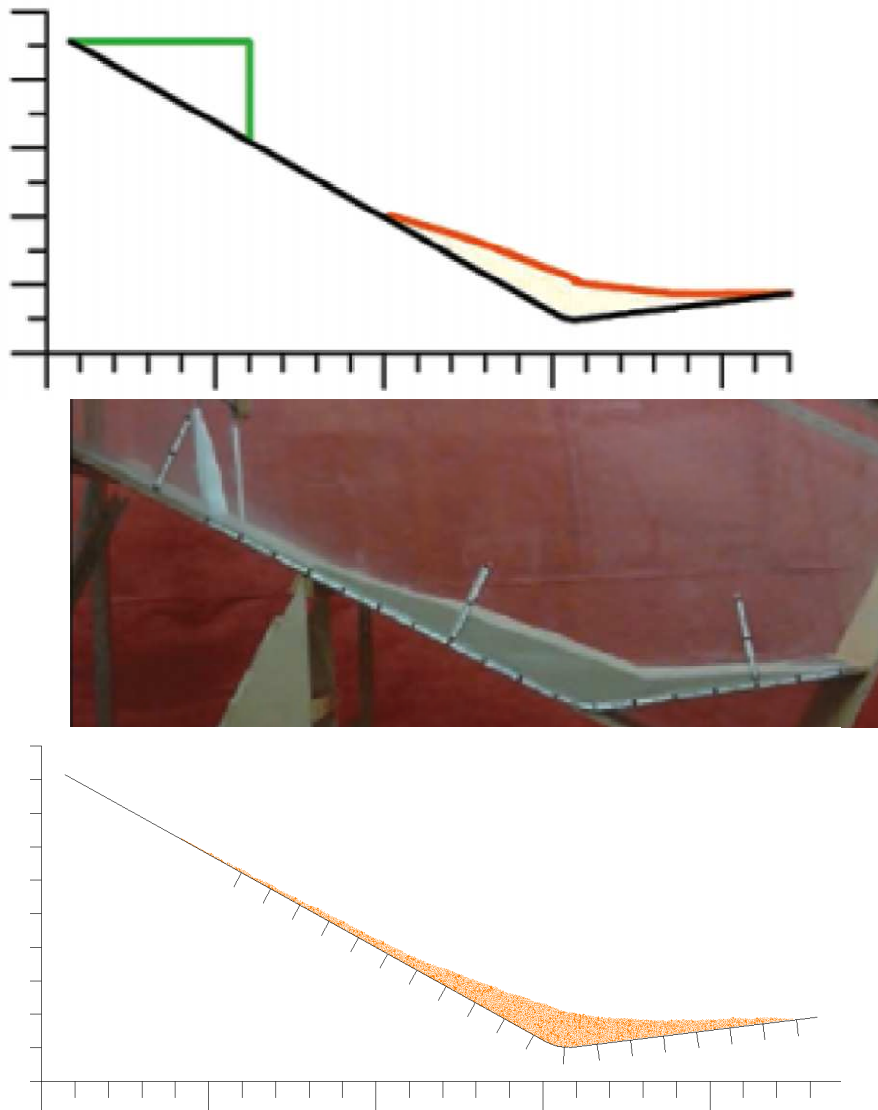


ABBILDUNG 28: ENDLAGEN - DAN, LABOREXPERIMENT UND PFC2D

Wie bei Geometrie A läuft die Sturzmasse in der PFC2D-Berechnung zu weit aus. Die Endlage des Laborexperiments beginnt erst nach 30 cm. Bei PFC2D bleiben aber bereits vor dem Beginn der Skalierung einige Partikel liegen. Daher ist dann die Höhe der Hauptablagerung in der PFC2D-Berechnung zu gering. Beide numerische Verfahren bieten aber eine gute Näherung an das Laborexperiment.

5.1.3 GEOMETRIE C

Geometrie C ist ein Testlauf, bei dem die Barriere orthogonal zur primären Sturzbahn geneigt ist, d.h. der Winkel zur Horizontalen beträgt hier 61° . Eingangsparameter sind in Tabelle 11 zusammengefasst. Ein Vergleich der Endlagen ist in Abbildung 29 ersichtlich.

TABELLE 11: EINGANGSPARAMETER FÜR REINE TRANSLATION DER PARTIKEL GEOMETRIE C

	Partikel- anzahl [-]	Rmin [m]	Rmax [m]	Porosität [-]	Partikel- dichte [kg/m ³]	Kritisches Dämpfungs- verhältnis [-]	Reibungswinkel Partikel [°]	Reibungswinkel Wand [°]
PFC2D	9 100	0,001	0,002	0.166	2 672	0.5	15.5	21.7

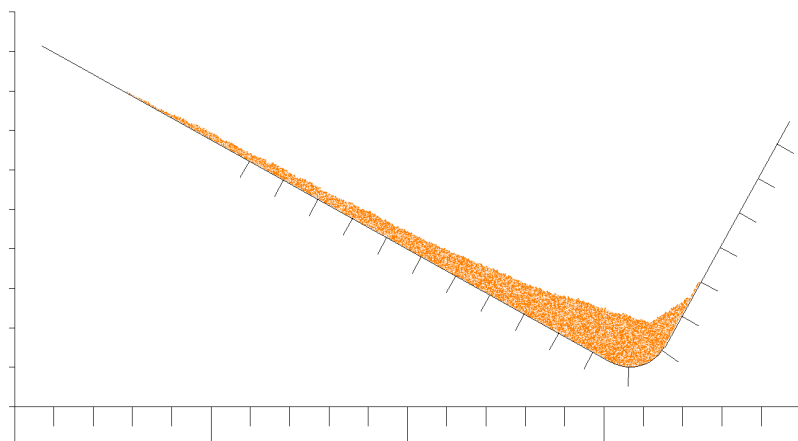
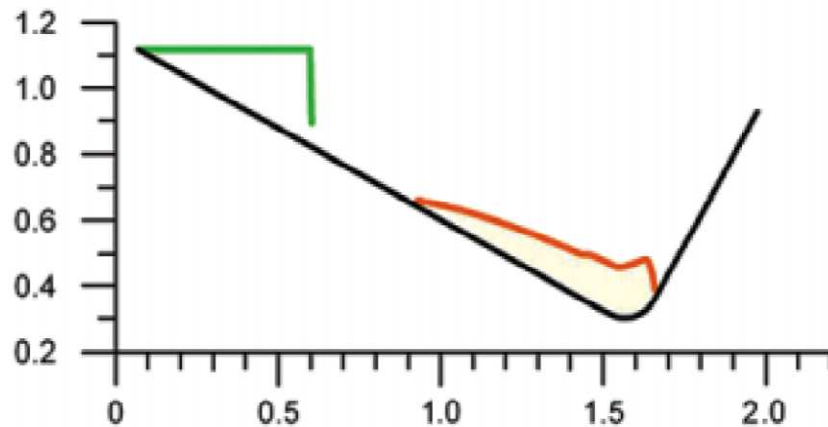


ABBILDUNG 29: ENDLAGEN. DAN, LABOREXPERIMENT UND PFC2D

Die Ermittlung der Endlage mittels PFC2D-Berechnung ist in diesem Fall der DAN-Berechnung überlegen. Das Hochlaufen an der Barriere kann besser dargestellt werden. Form und Lage der Endablagerung aus PFC2D stimmen mit dem Laborexperiment außerordentlich gut überein.

5.2 MODELL 2: FREIE ROTATION DER PARTIKEL MIT ROTATIONS DÄMPFUNG BEIM PARTIKEL-WAND KONTAKT

Bei diesem Modell wird die Sperrung der Rotation aufgehoben, sodass die Partikel sich frei drehen können. Die Rotation wird allerdings bei einem Kontakt von Partikeln mit Wandelementen durch Anwendung der in Kapitel 2.3.5.4 beschriebenen Rotationsdämpfung bei Partikel-Wand Kontakt gedämpft. Die Partikeleindringtiefe U_{r} muss für diese Formulierung kalibriert werden. Die erste Berechnung ging von einer Partikeleindringtiefe U_{r} von 10% des mittleren Partikelradius aus. Sodass $U_{\text{r}} = 0.15\text{mm}$ gesetzt wurde. Die anderen Parameter wurden aus dem vorherigen Modell übernommen (Tabelle 12).

TABELLE 12: PARAMETER FÜR DAS MODELL MIT ROTATION. DÄMPFUNG ENTLANG DER WANDELEMENTE

Partikelanzahl [-]	Rmin [m]	Rmax [m]	Porosität [-]	Partikeldichte [kg/m ³]	Kritisches Dämpfungsverhältnis [-]	Reibungswinkel Partikel [°]	Reibungswinkel Wand [°]	Partikeleindringtiefe [m]
9 099	0,001	0,002	0.166	2 672	0.5	15.5	21.7	0.00015

Der Sturzprozess ist in Abbildung 30 und Abbildung 31 abgebildet. Die ursprüngliche Intention, die Partikeleindringtiefe an diesem Modell zu kalibrieren, wurde fallengelassen, da sich zeigte, dass dieses Modell keine brauchbare Lösung liefert. Die Sturzmasse spiegelt am tiefsten Punkt beinahe horizontal aus. Die Endlage ist somit nicht mehr mit der Endlage aus dem Laborexperiment vergleichbar.

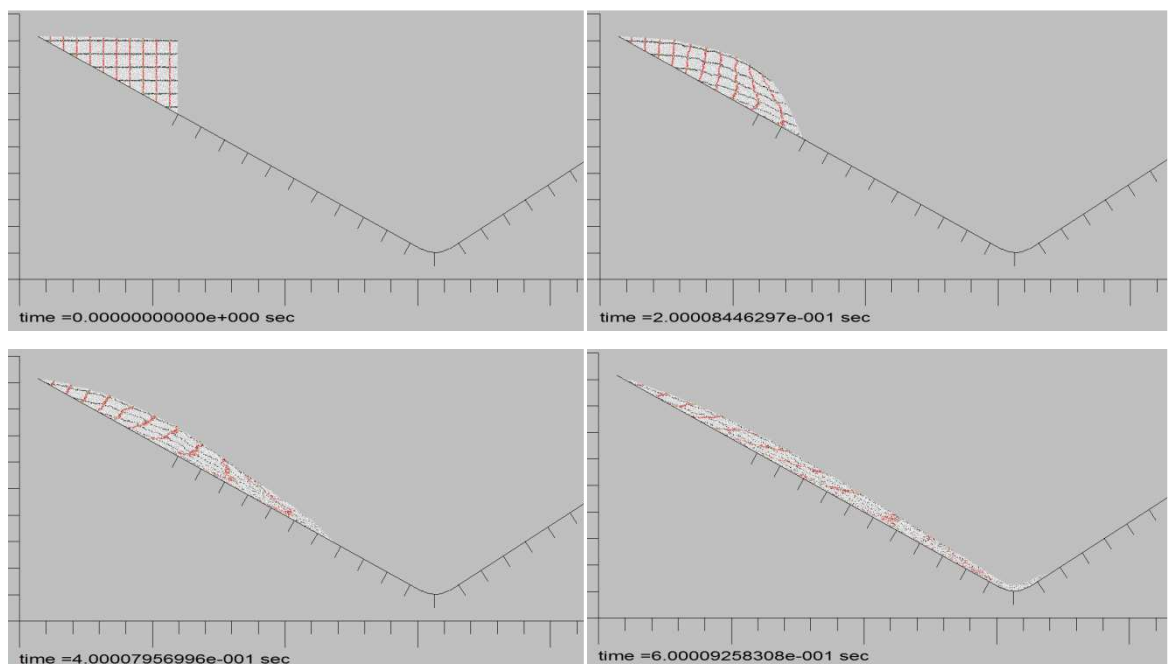


ABBILDUNG 30: STURZPROZESS BEI ROTATION MIT DÄMPFUNG DURCH DIE WANDELEMENTE IN 0,2 SEKUNDEN SCHRITTEN. SEKUNDE 0,0 BIS 0,6.

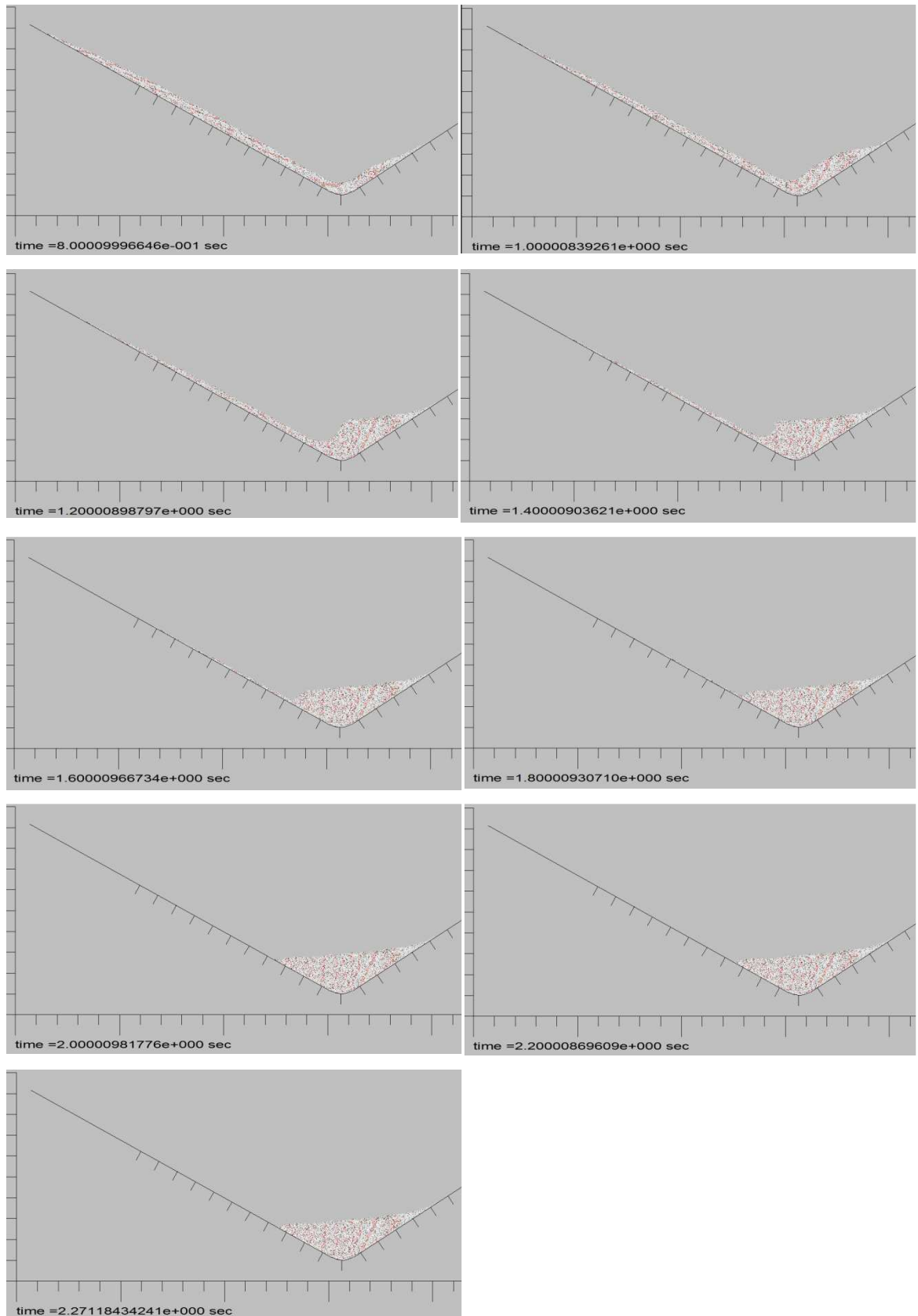


ABBILDUNG 31: STURZPROZESS BEI ROTATION MIT DÄMPFUNG DURCH DIE WANDELEMENTE IN 0,2 SEKUNDEN SCHRITTEN. SEKUNDE 0,8 BIS ZUR ENDLAGE.

5.3 MODELL 3: FREIE ROTATION DER PARTIKEL MIT ROTATIONS DÄMPFUNG BEI PARTIKEL-WAND KONTAKT UND BEI PARTIKEL-PARTIKEL KONTAKT

In Modell 3 wird die Rotation wie in Modell 2 ebenfalls zugelassen. Sie wird aber im Gegensatz zu Modell 2 nicht nur durch die Wandelemente gedämpft, sondern auch bei jedem Partikel-Partikel-Kontakt.

5.3.1 GEOMETRIE A

Geometrie A wurden anhand zweier Varianten untersucht. Sie unterscheiden sich durch den Mechanismus, der die vertikale Anfangsbarriere entfernt und damit den Run-Out auslöst. In Variante I wird die Anfangsbarriere - so wie in den zuvor untersuchten Modellen - durch einfaches Löschen entfernt. Dies ist aber eine Vereinfachung, da der vertikale Schieber im Laborexperiment nicht einfach verschwindet, sondern von einem Gummiband hochgezogen wird. In Variante II wurde dem vertikalen Wandelement daher eine Geschwindigkeit zugewiesen, was den physikalischen Mechanismus besser wiedergibt.

5.3.1.1 Variante I

Die Werte der Parameter welche den Rollwiderstand festlegen U_{rr} und μ_{Br} wurden anhand der Endlagen in der Geometrie A kalibriert. Die Ergebnisse dieser Kalibrierung sind in Tabelle 13 und Abbildung 32 ersichtlich.

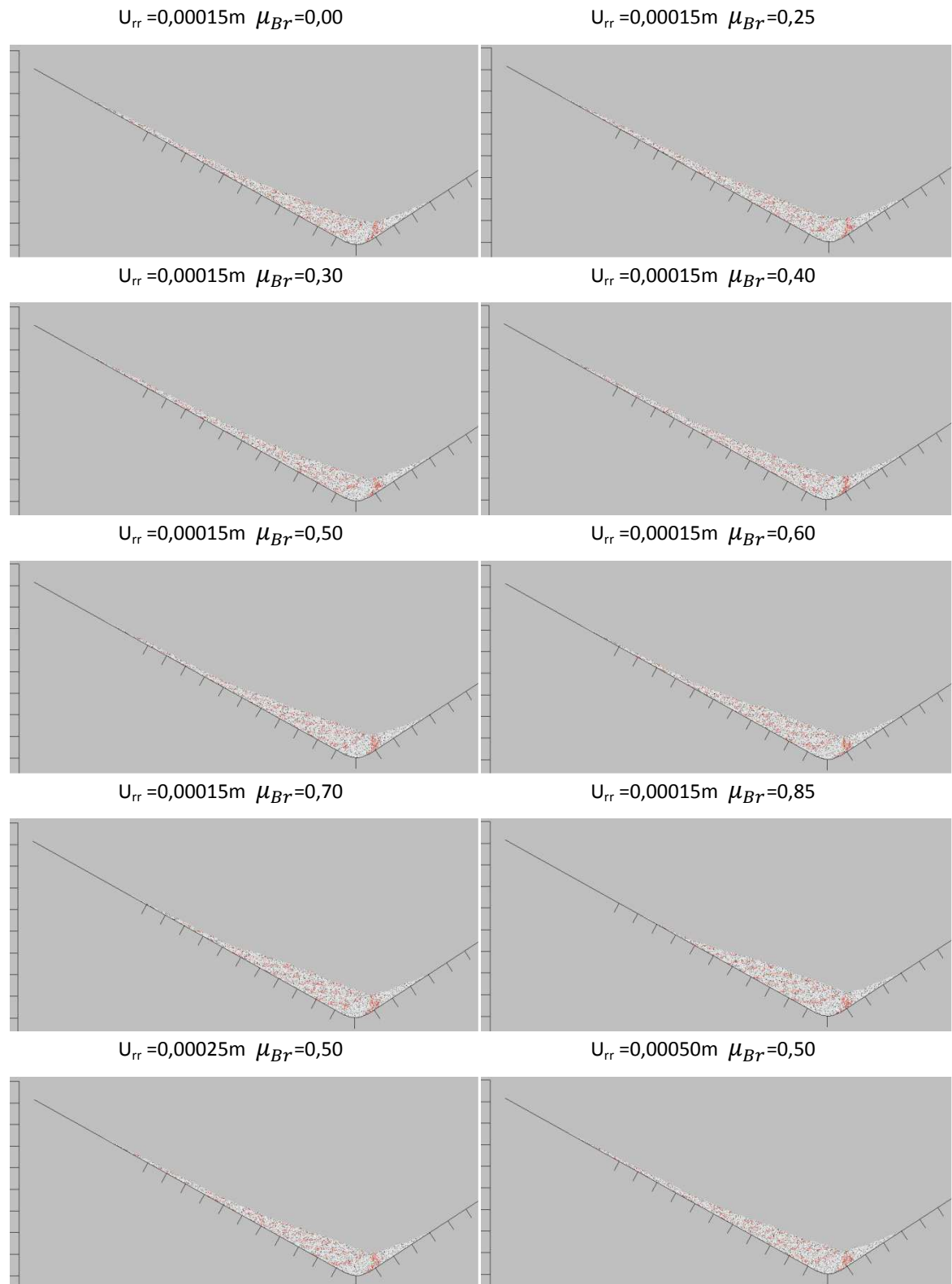


ABBILDUNG 32: KALIBRIERUNG VON U_{RR} UND μ_{Br}

Die besten Ergebnisse wurden mit einer Einsinktiefe $U_{rr} = 0,00015m$ und einer Rotationsdämpfung von $\mu_{Br} = 50\%$ bei jedem Partikel-Partikel-Kontakt in jedem Berechnungsschritt erzielt. Die übrigen Parameter wurden – wie auch in Tabelle 13 ersichtlich - vom Modell mit reiner Translation der Partikel übernommen.

Tabelle 13: DER PARAMETERSATZ MIT DEN BESTEN ERGEBNISSEN

Partikelanzahl	Rmin	Rmax	Porosität	Partikeldichte [kg/m³]	Kritisches Dämpfungsverhältnis	Reibungswinkel Partikel	Reibungswinkel Wand	Partikel Eindringtiefe [m]	Rotations-Dämpfungs-Koeffizient
[-]	[m]	[m]	[-]	[kg/m³]	[-]	[°]	[°]	[m]	[-]
9 099	0,001	0,002	0.166	2 672	0.5	15.5	21.7	0,00015	0,50

Der Sturzprozess im Vergleich mit dem Laborexperiment ist in Abbildung 33, Abbildung 34 und Abbildung 35 dargestellt.

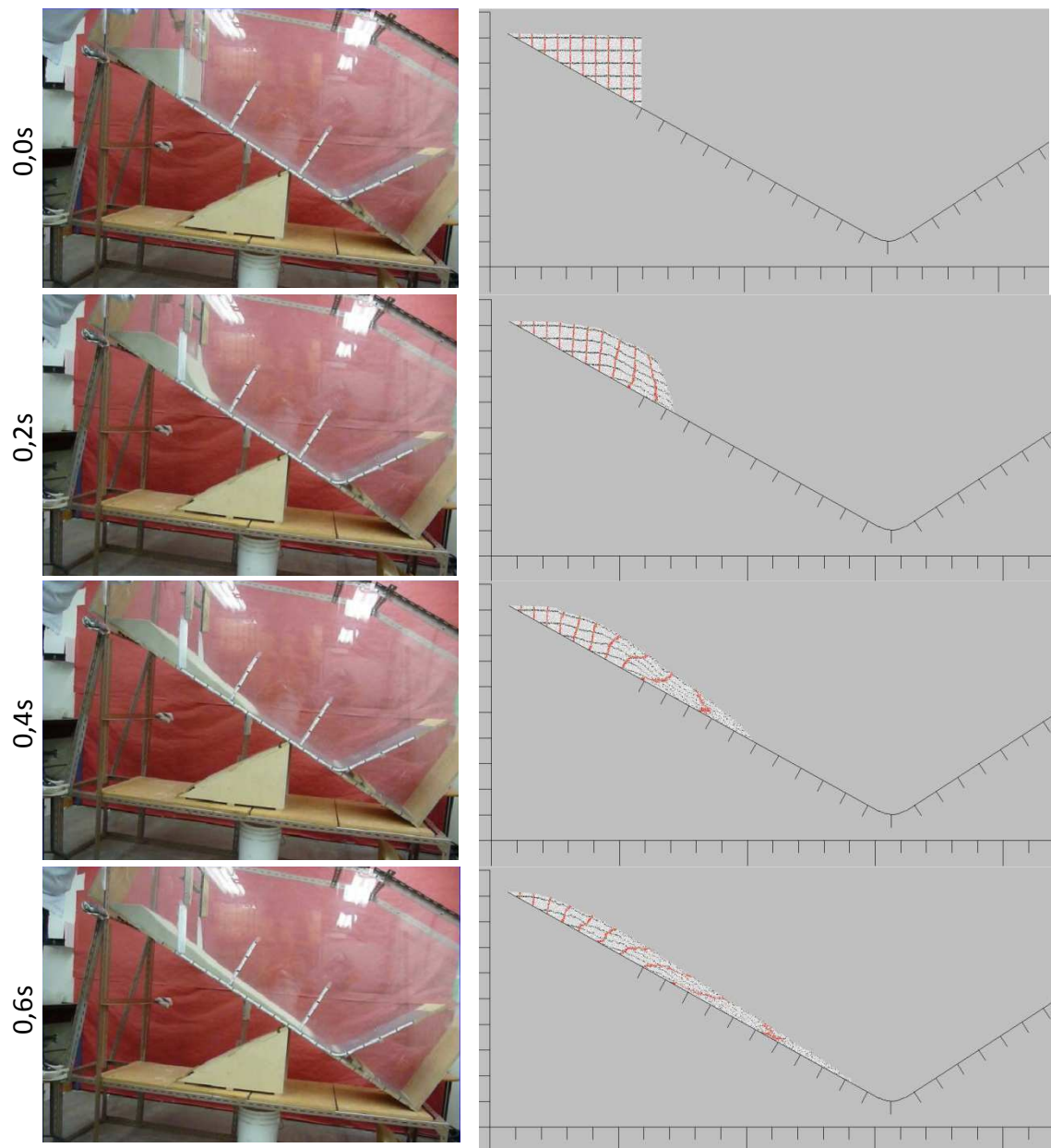


ABBILDUNG 33: STURZPROZESS BEI PARTIKEL-PARTIKEL ROTATIONS-DÄMPFUNG UND DÄMPFUNG ENTLANG DER WANDELEMENTE. SEKUNDE 0,0 BIS 0,6.

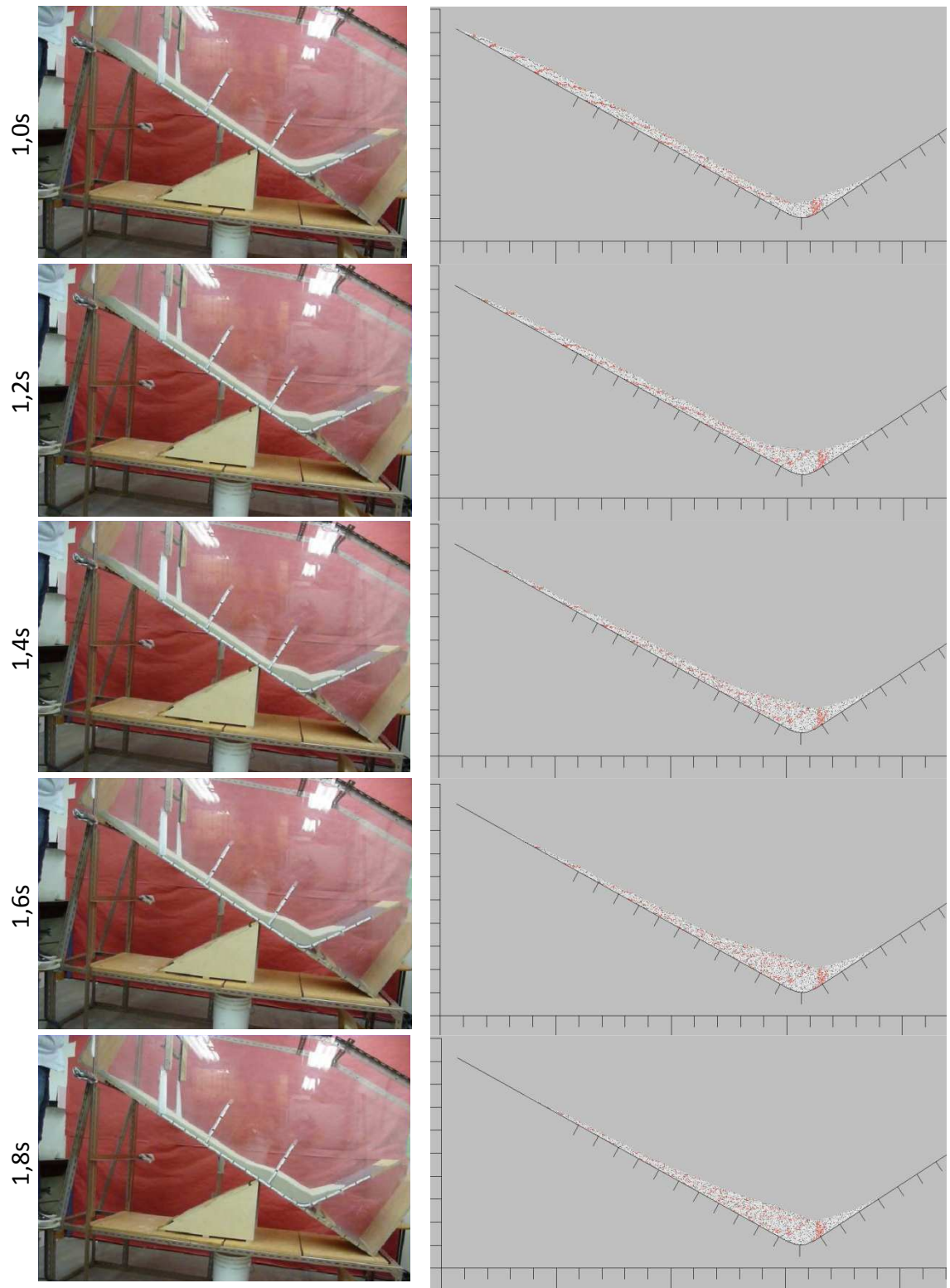
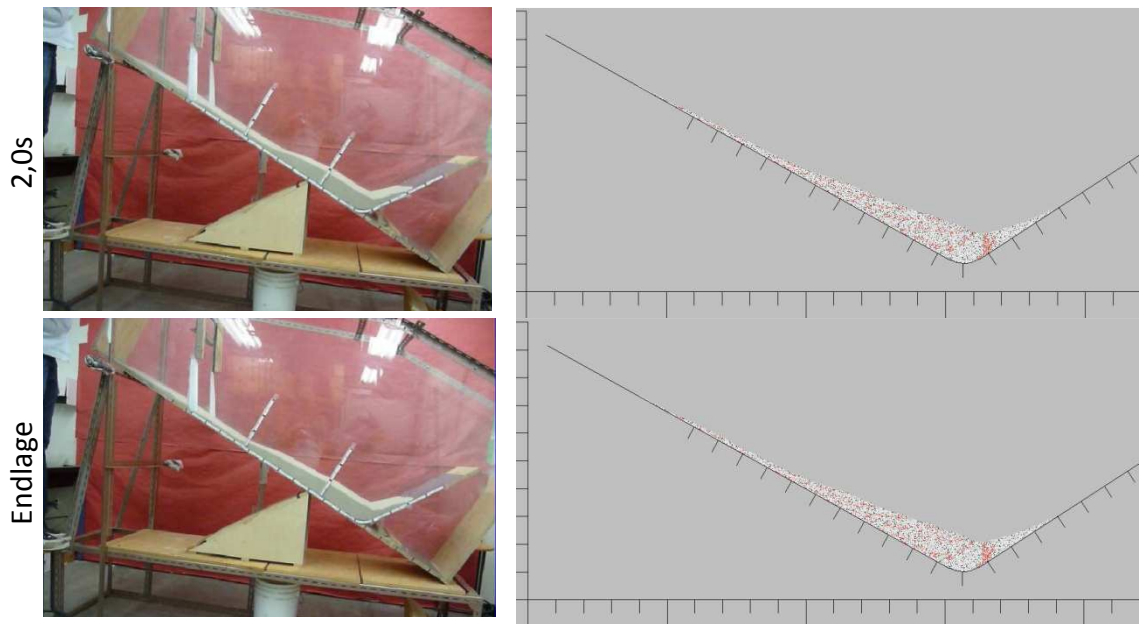


ABBILDUNG 34: STURZPROZESS BEI PARTIKEL-PARTIKEL ROTATIONS-DÄMPFUNG UND DÄMPFUNG ENTLANG DER WANDELEMENTE. SEKUNDE 0,8 BIS 1,8.



ABILDUNG 35: STURZPROZESS BEI PARTIKEL-PARTIKEL ROTATIONS-DÄMPFUNG UND DÄMPFUNG ENTLANG DER WANDELEMENTE. SEKUNDE 2,0 BIS ZUR ENDLAGE.

Der Sturzprozess des Modells 3 zeigt zu Beginn das Versagen der vertikalen Böschung nach dem Hochziehen der Anfangsbarriere. In Abbildung 33 bei Sekunde 0,2 erkennt man, dass sich die untersten Partikel am schnellsten beschleunigen und dadurch eine geringere Böschungsneigung entsteht. Die Masse lockert sich auf, sodass es zu einer Volumenzunahme kommt. Die hintersten Partikel bleiben in Ruhe. Die vordersten Partikel bleiben bis zum Stillstand der Bewegung an der Front.

Ab Sekunde 0,4 wird aber deutlich, dass die oberen Schichten der Abbruchmasse schneller als die darunterliegenden sind und diese überholen. Dieser Effekt ist in den folgenden Abbildungen noch deutlicher sichtbar.

Bei Sekunde 0,8 haben die ersten Partikel bereits den Übergangsbogen passiert und die Barriere erreicht. Dort verringert sich ihre Geschwindigkeit.

Erst nach einer Sekunde sind alle Partikel in Bewegung. In der Zwischenzeit sind bereits die ersten Partikel an der Front liegen geblieben, wo sie bis zum Schluss die Spitze bilden.

Zwischen Sekunde 1,0 und 1,2 bleiben die ersten Partikel auf der Barriere und weiters am Übergangsbogen liegen. Die folgenden Bilder zeigen, wie die restliche Masse auf diese fast ruhenden Partikel aufläuft. Die zuvor flache Masse schiebt sich wieder zusammen und erreicht am Übergangsbogen die höchste Überlagerung, während keine weiteren Partikel auf die Barriere geschoben werden. Ein deutlicher Knick in der

Partikelumhüllenden am Anfang der Barriere trennt den Bereich zwischen den Partikeln, welche bereits am Anfang die Barriere hoch gegliitten sind, und denen, die nachfolgend an diesem Punkt zusammengeschoben wurden.

Durch die Einfärbung der Schichten wird aber auch deutlich, dass die oberen Schichten deutlich schneller als die weiter unten gelegenen sind.

Form und Lage der Endablagerung stimmt mit dem Laborexperiment beinahe vollständig überein.

5.3.1.2 Variante II

Eine weitere Genauigkeitssteigerung wurde durch eine Berücksichtigung der Verzögerung beim Hochziehen der Anfangsbarriere angestrebt.

Daher wurde noch eine weitere Modifikation vorgenommen, bei der der Abbruch nicht durch einfaches Löschen des Wandelementes W4 – Anfangsbarriere – ausgelöst wird, sondern diesem Wandelement eine Geschwindigkeit zugewiesen wird (Abbildung 36).

Im Laborexperiment benötigt das Gummiband 0,13 Sekunden, um den Schieber hochzuziehen und die Abbruchmasse über die gesamte Höhe von 0,2924m freizugeben. Dies entspricht einer mittleren Geschwindigkeit von 2,25 m/s.

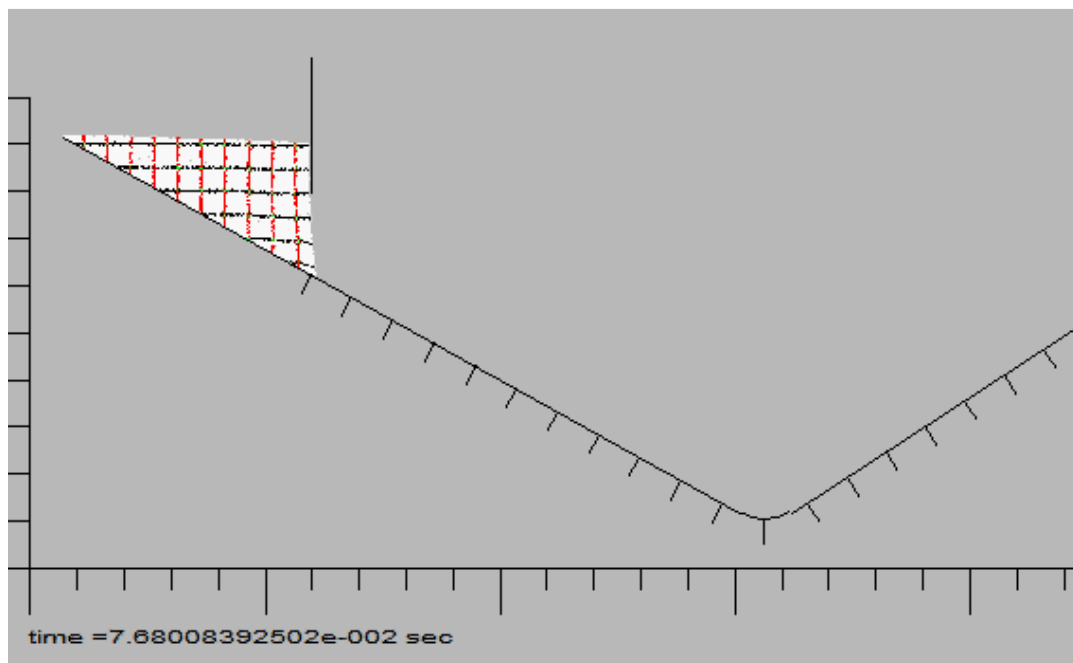


ABBILDUNG 36: DIE ANFANGSBARRIERE WIRD MIT 2,25 M/S HOCHGEZOGEN

Diese Geschwindigkeit wurde der Anfangsbarriere zugewiesen, um ein noch exakteres Ergebnis zu erzielen. Der so berechnete Sturzprozess unterschied sich jedoch nicht signifikant von der Modellierung, bei der das Wandelement nur gelöscht wird. Auf die Darstellung wird daher verzichtet.

Es wurde jedoch die Position des vordersten Partikels in jedem Zeitpunkt ausgelesen, und in einem Diagramm, im Vergleich mit dem Laborexperiment und den Ergebnissen aus der DAN Analyse, dargestellt (Abbildung 37).

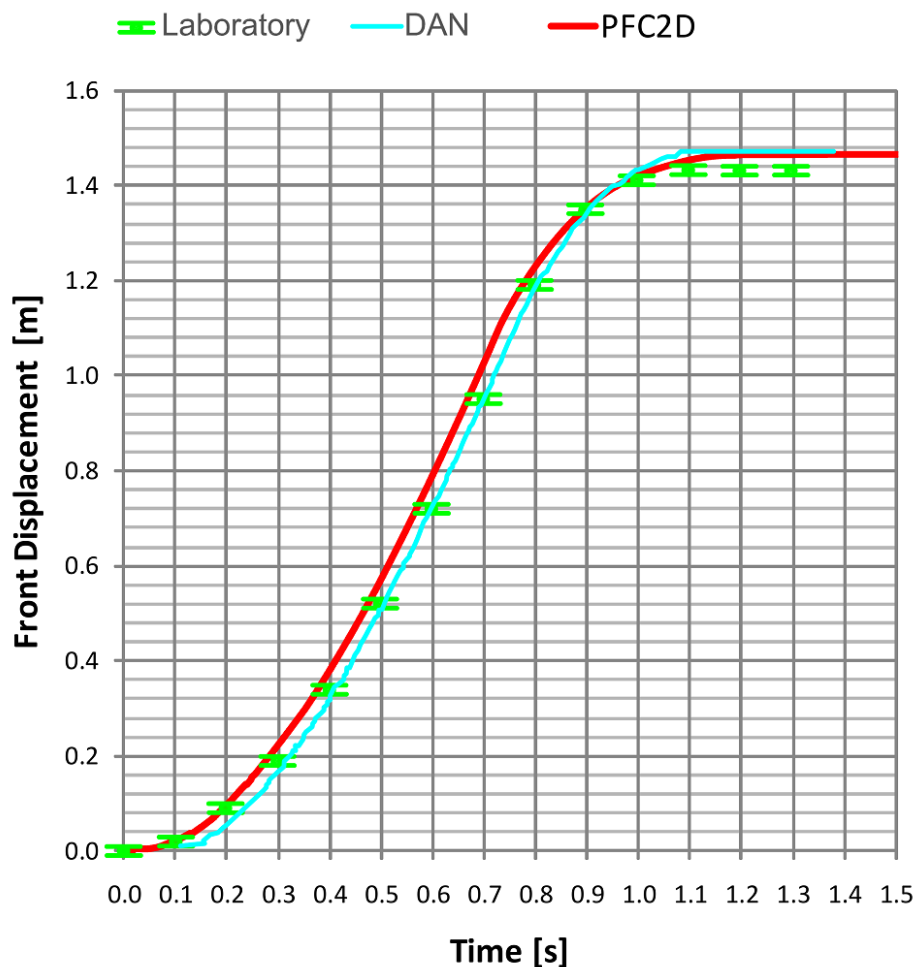


ABBILDUNG 37: POSITION DER STURZFRONT ÜBER DIE ZEIT. DIE DAN ERGEBNISSE WURDEN BEI SEKUNDE 0,4 MIT DEM LABOREXPERIMENT SYNCHRONISIERT. GENAUIGKEIT DER ANALYSE DES LABOREXPERIMENTS BETRÄGT ± 1 CM UND WIRD DURCH DIE FEHLERBALKEN DARGESTELLT.

Entlang der Abzissenachse ist die Zeit in Sekunden aufgetragen, entlang der Ordinatenachse die Verschiebung der Front entlang der Sturzbahn in Metern. Die Werte aus der DAN-Berechnung und des Laborexperiments wurden einem Diagramm von

MANCARELLA & HUNGR (2010) übernommen. Die Werte aus der PFC2D-Berechnung wurden kontinuierlich ausgelesen und als Kurve dargestellt.

Die Beschleunigung und Verzögerung der Front aus der PFC2D Berechnung stimmt mit der Videoanalyse des Laborexperiments überein. Die Front in PFC2D liegt maximal 3cm vor dem Laborexperiment. Während des Sturzprozesses weicht die PFC2D Berechnung um einen Wert, der innerhalb der Messgenauigkeit liegt, ab. Eine exaktere Modellierung der Frontgeschwindigkeit ist somit nicht möglich.

5.3.2 GEOMETRIE B

Die anhand Geometrie A festgelegten Parameter für den Rollwiderstand wurden auf Geometrie B übertragen und eine Berechnung durchgeführt. Ein Vergleich der Endlagen ist in Abbildung 38 dargestellt.

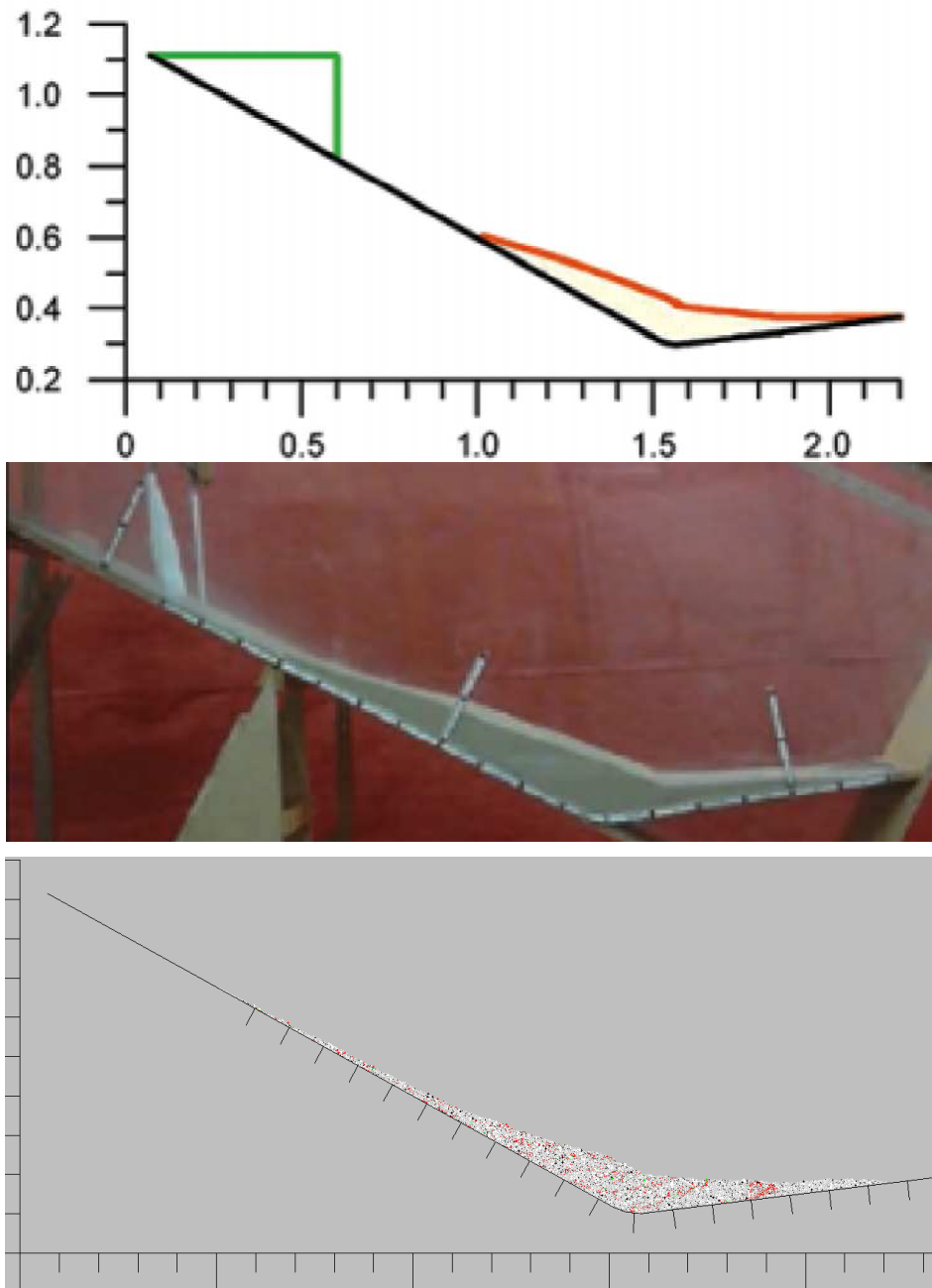


ABBILDUNG 38: ENDLAGEN GEOMETRIE B DAN, LABOREXPERIMENT UND PFC2D

Die Endlage aus der PFC2D-Berechnung stimmt gut mit dem Laborexperiment überein. Nur der Knick kurz nach dem Übergangsbogen ist in beiden numerischen Berechnungen nicht so stark ausgeprägt.

5.3.3 GEOMETRIE C

Geometrie C wurde ebenfalls mit den Parametern aus Geometrie A modelliert. Nur sehr wenige Partikel bleiben zu weit oben auf der Sturzbahn liegen. Ansonsten liefert die PFC2D-Berechnung eine beinahe exakte Übereinstimmung mit dem Experiment. Abbildung 39 zeigt die resultierende Endlage im Vergleich.

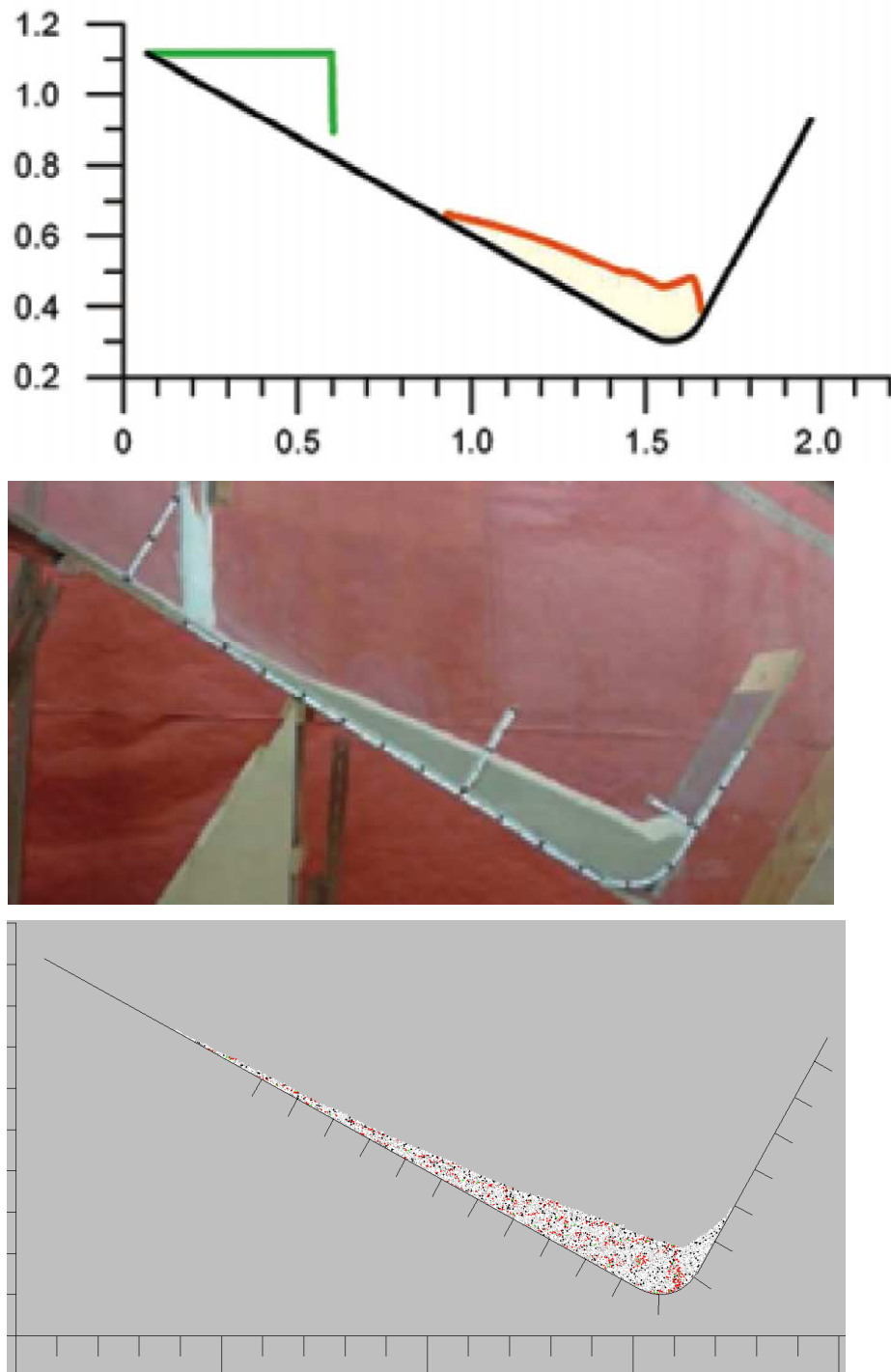


ABBILDUNG 39: ENDLAGEN GEOMETRIE C: DAN, LABOREXPERIMENT UND PFC2D

6 UNTERSUCHUNG ZUM EINFLUSS DER PARTIKELGRÖßE

Basierend auf Modell 3, Geometrie A, Variante II wurde der Einfluss der Partikelgröße anhand zweier weiterer Modellierungen überprüft. Ziel war es, den Einfluss eines feineren Partikelensembles, bzw. eines größeren Partikelensembles, im Vergleich zum ursprünglich getesteten und auch kalibrierten Materialmodell, zu untersuchen. Es wurden also zwei neue Ballgenerierungen vorgenommen und deren Run-Out verglichen. Alle anderen Parameter wurden von Modell 3, Geometrie A, Variante II übernommen.

Der Skalierungsfaktor der Sandkörner im Bezug auf das physikalische Modell wurde mit 2 für das „Modell fein“ und 20 für das „Modell grob“ gewählt. Die resultierenden Radien und die Partikelanzahl können Tabelle 14 entnommen werden.

TABELLE 14: SKALIERUNG DES MODELLS

<i>Modell</i>	Rmin [m]	Rmax [m]	Skalierungsfaktor zum physikalischen Modell [-]	Partikelanzahl [-]
Laborexperiment	0,00025	0,00050	1	-
Modell fein	0,00050	0,00100	2	36 403
Ürsprüngliche Modellierung	0,00100	0,00200	4	9 099
Modell grob	0.00500	0.01000	20	364

Die sich ergebenden Endlagen können in Abbildung 40 verglichen werden. Sie unterscheiden sich deutlich von einander. Die zurück gelegte Run-Out-Länge des „Modells grob“ ist zu hoch und es bleiben zu viele Partikel im oberen Bereich liegen.

Das Verhalten des „Modells fein“ ist dem genau entgegengesetzt. Die Masse bleibt zu kompakt. Die Run-Out-Distanz ist zu kurz und die hinteren Partikel bleiben zu spät liegen.

Durch die Einfärbung der Schichten kann man beim „Modell fein“ noch immer die ursprüngliche Struktur der Abbruchmasse erkennen. Es scheint, als würden sich die Partikel mit abnehmendem Radius weniger turbulent verhalten.

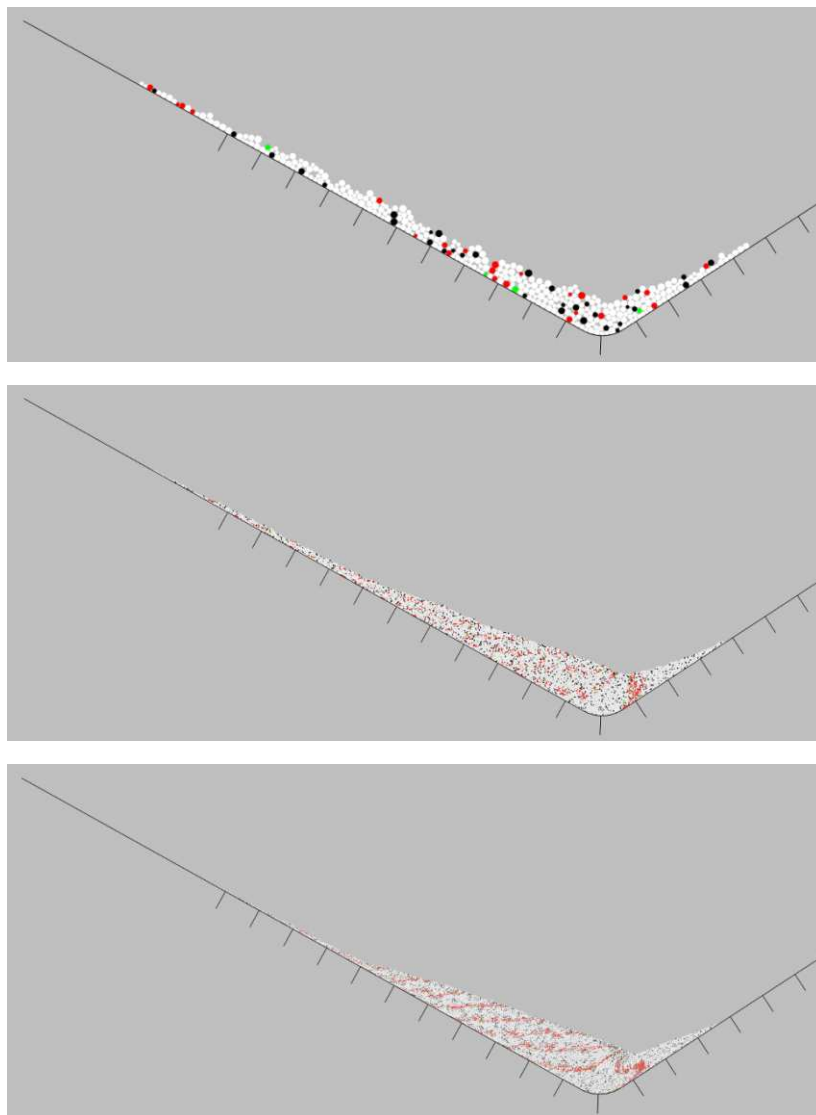


ABBILDUNG 40: ENDLAGEN MIT VERSCHIEDENEN SKALIERUNGSFAKTOREN DES SANDES. MODELL GROB (OBEN) URSPRÜNGLICHE MODELLIERUNG (MITTE) MODELL FEIN (UNTEN).

7 EINWIRKUNGEN AUF DIE ENDBARRIERE

7.1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN DES STOßES

Beim Zusammenprall zweier Körper treten sehr große Kräfte während sehr kurzer Zeit auf. Ein Impuls J wird übertragen, sodass es zu einer schnellen Geschwindigkeitsänderung kommt. Der Stoß S ist also die Impulsänderung, beziehungsweise das Integral der Kontaktkraft R über die Stoßdauer. Aus dem Impulserhaltungssatz folgt:

$$\vec{S} = \vec{J}(t_2) - \vec{J}(t_1) = \int_{t_1}^{t_2} \vec{R} dt \quad [7.1]$$

Um die Belastung durch einen Stoß zu beschreiben, müssen im wesentlichen die Dauer des Stoßes und die Art des Stoßes bekannt sein.

Die Dauer des Stoßes hängt von der Kontaktsteifigkeit ab. Bei hohen Steifigkeiten werden die Reaktionskräfte schneller mobilisiert. Die Stoßdauer ist dadurch relativ kurz, da das Partikel schnell abprallt, es treten jedoch größere Kräfte auf (siehe auch Abbildung 41). Der Betrag des Stoßes S bleibt allerdings gleich. Will man jedoch die maximal auftretende Kraft wissen, ist es essenziell, mit den korrekten Partikel- und Wandsteifigkeiten zu rechnen.

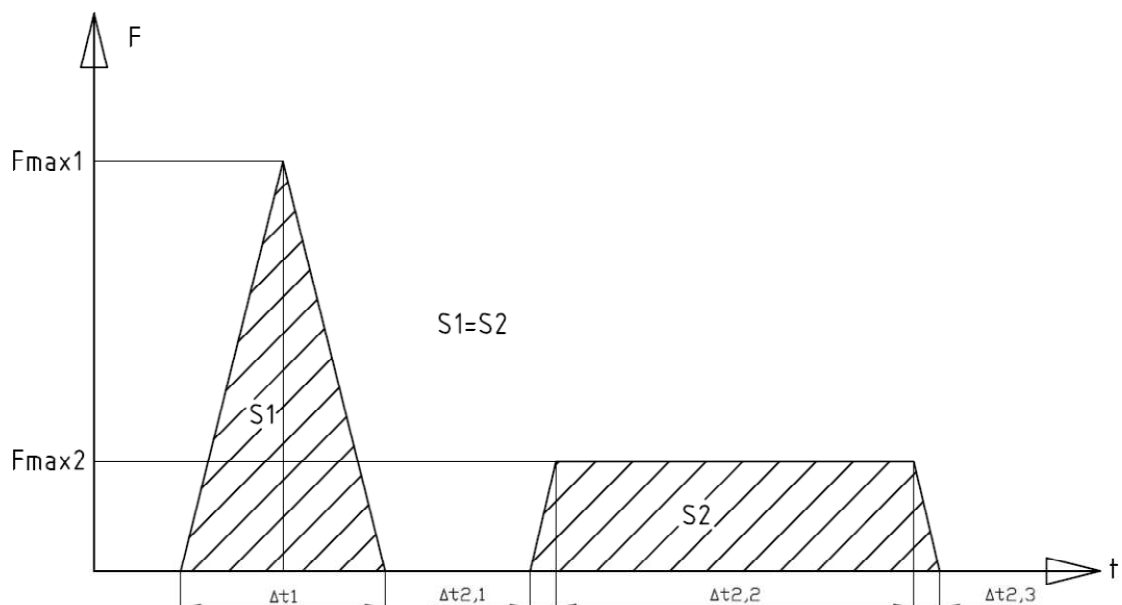


ABBILDUNG 41: GLEICHE STOSSBELASTUNG BEI UNTERSCHIEDLICHER MAXIMALKRAFT

Idealisiert betrachtet, lässt sich die Art des Stoßes in den vollkommen elastischen Stoß und den vollkommen unelastischen Stoß unterteilen. Beim elastischen Stoß bleibt der Energieerhaltungssatz gültig, sodass die kinetischen Energie T erhalten bleibt:

$$T = \frac{m_1 v_1(t_2)}{2} + \frac{m_2 v_2(t_2)}{2} = \frac{m_1 v_1(t_1)}{2} + \frac{m_2 v_2(t_1)}{2} \quad [7.2]$$

Beim vollkommen unelastischen Stoß hingegen wird angenommen, dass der Berührungspunkt der am Stoß beteiligten Elemente, unmittelbar nach dem Stoß dieselbe Geschwindigkeit in Betrag und Richtung aufweist.

$$v_1(t_2) - v_2(t_2) = 0 \quad [7.3]$$

Der Energieerhaltungssatz kann nicht angewandt werden, da ein Maximum an Energie durch Wärmeentwicklung dissipiert. Unter Berücksichtigung, dass der Impuls erhalten bleibt, und dem Massenverhältnis $\mu = m_2/m_1$ ergibt sich die Energie-Differenz ΔT zu:

$$\Delta T = T(t_1) - T(t_2) = -\frac{m_2}{2(1 + \mu)} (v_1 + v_2)^2 \quad [7.4]$$

Beim realen Stoß wird aber nicht diese maximale Differenz ΔT dissipiert, sondern nur die Energie, welche durch plastische Verformungen im Inneren des Körpers in Wärmeenergie umgewandelt wird. In PFC2D kann dieser Energieverlust durch die viskose Dämpfung berücksichtigt werden.

In PFC2D kann sowohl die Kontaktkraft wie auch die Kraft im viskosen Dämpfungselement ausgelesen werden. Es sind somit alle Voraussetzungen gegeben, um den Stoß zu berechnen.

Problematisch ist allerdings das Einsetzen der korrekten Partikelsteifigkeit. Da die Partikelsteifigkeit keinen Einfluss auf die Bewegungsdynamik hat, die Berechnungsdauer mit einer Erhöhung der Steifigkeiten aber zunimmt, wurde bei allen Modellen mit einer Partikelsteifigkeit von 10^8 N/m gerechnet. Mit hoher Wahrscheinlichkeit ist es nicht richtig, für die Partikelsteifigkeit die Steifigkeit des Minerals Quarz einzusetzen. Dieser Parameter müsste daher kalibriert werden. Die vorliegenden Berechnungen sollten zeigen, dass die Ermittlung der Kontaktkraft mittels PFC möglich ist.

7.2 ERMITTLUNG DER EINWIRKUNGEN AUF DIE BARRIERE

Die Auswertung des Stoßvorganges auf die gesamte Sturzbahn wird anhand des Modells 3, Geometrie A, Variante II gezeigt. Es wurde eine FISH-Routine geschrieben, welche es ermöglicht, die Krafteinwirkung in x- und y-Richtung auf die Sturzbahn (Abbildung 17) auszulesen. In Abbildung 42 ist die Kraft auf die Sturzbahn in x- und in Abbildung 43 in y-Richtung aufgetragen.

Aufgrund der unterschiedlichen Neigungen der Sturzbahn und der Barriere ist es nicht sinnvoll, die Kraft auf die gesamte Sturzbahn (schwarze Kurve) zu betrachten, da sich die Gesamtergebnisse beim Erreichen des Übergangsbogens aufgrund der unterschiedlichen Vorzeichen betragsmäßig reduziert.

Es wurde daher eine Unterteilung in Gesamtkraft (schwarz), Kraft auf den Übergangsbogen (rot) und auf die Barriere (blau) getroffen. Die Fläche unter den Kurven entspricht der Stoßeinwirkung (als Impuls) auf Übergangsbogen und Barriere.

Die maximale Kraft in x-Richtung tritt bei Sekunde 0,8 auf. Zu diesem Zeitpunkt trifft das Partikelensemble auf die Barriere und wird von dieser gebremst. Zwischen Sekunde 0,8 und 1,4 wird die Barriere stark wechselnd beansprucht. Nach einer relativen Reduzierung der Kraft bei Sekunde 1,4 nimmt sie dann wieder stetig zu und nähert sich an die statische Belastung, die sich aus dem Gewicht der abgelagerten Masse ergibt, an.

Die größte Kraft in y-Richtung tritt bei Sekunde 0,7 auf den Übergangsbogen auf. Die hier auftretende Zentripetalkraft ist größer als der Druck auf die Barriere. Es ist aber auch die Partikelüberdeckung auf dem Übergangsbogen höher als auf der Barriere, was die große Kraft in y-Richtung erklärt. Die Belastung in y-Richtung stabilisiert sich ab 1,4 Sekunden sowie die Komponente in x-Richtung.

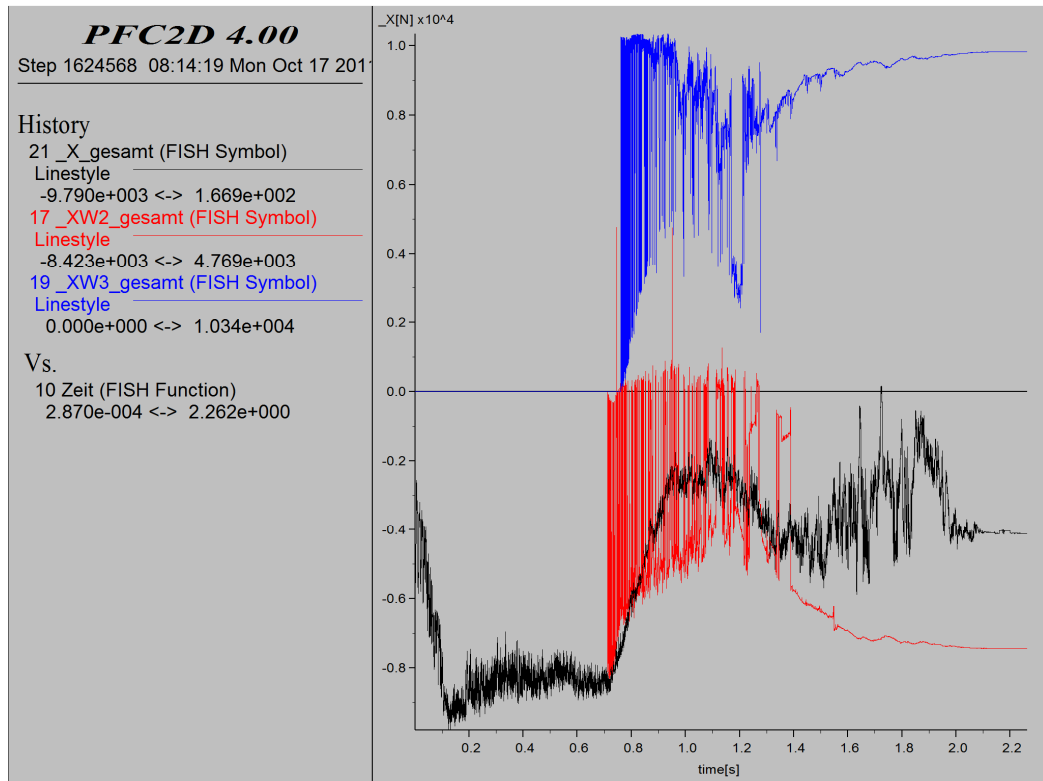


ABBILDUNG 42: KRAFT IN X-RICHTUNG. SCHWARZ: GESAMTE STURZBAHN. ROT: ÜBERGANGSBOGEN. BLAU: BARRIERE. ABZISSE: ZEIT IN SEKUNDEN. ORDINATE: KRAFT IN NEWTON

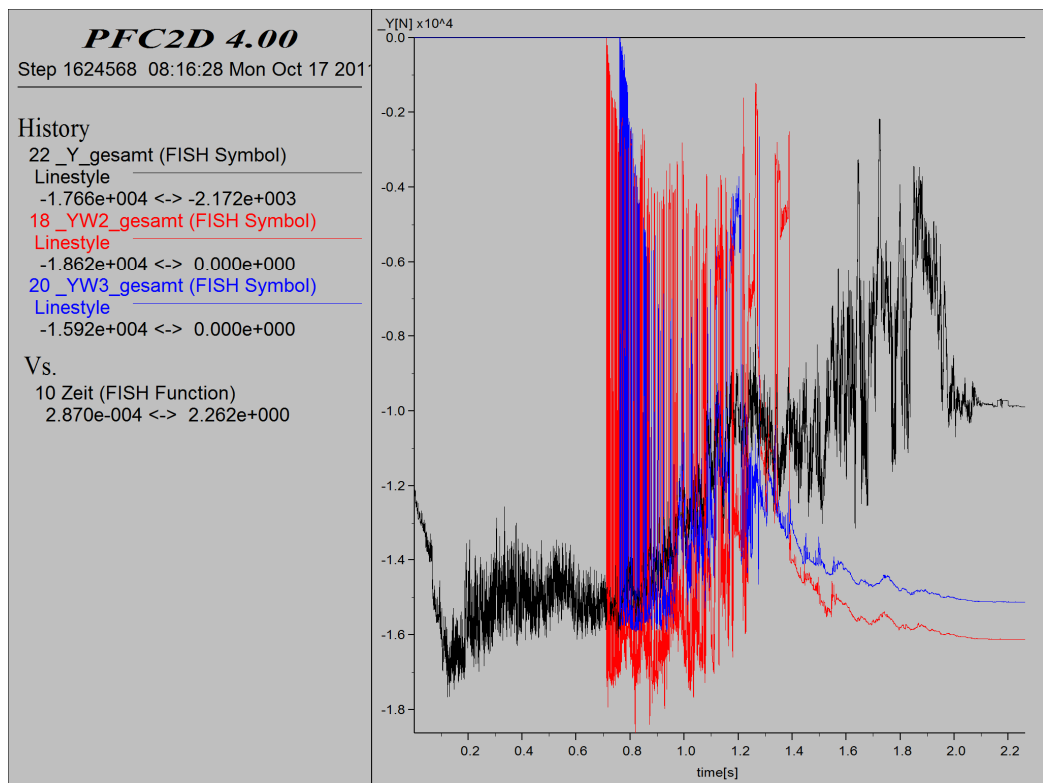


ABBILDUNG 43: KRAFT IN Y-RICHTUNG. SCHWARZ: GESAMTE STURZBAHN. ROT: ÜBERGANGSBOGEN. BLAU: BARRIERE. ABZISSE: ZEIT IN SEKUNDEN. ORDINATE: KRAFT IN NEWTON

8 INTERPRETATION UND SCHLUSSFOLGERUNGEN

8.1 DER STURZPROZESS IN PFC2D

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass das Modell 3 im Vergleich zum Laborexperiment die besten Ergebnisse geliefert hat. Die Materialparameter für dieses Modell sind in Tabelle 15 zusammengefasst.

TABELLE 15: EINGANGSPARAMETER DER BESTEN MODELLIERUNG

Kritischer Dämpfungs- koeffizient [-]	Reibungswinkel		Rotationsdämpfung	
	Partikel- Partikel [°]	Partikel- Wand [°]	μ_{Br} [-]	U_{rr} [m]
0,5	15,5	21,7	0,5	0,00015

Die Untersuchungen zum Einfluss der Bewegungsarten und der Partikelgröße liefern aber wichtige Schlussfolgerungen. Das Materialverhalten der einzelnen Modelle wird daher in den folgenden Unterkapiteln analysiert und interpretiert.

8.1.1 MODELL 1: REINE TRANSLATION DER PARTIKEL

Das Modell 1, bei dem der Freiheitsgrad der Rotation gesperrt wurde, zeigte im Wesentlichen außerordentlich gute Ergebnisse. Alle drei untersuchten Geometrien A, B und C näherten sich gut an das Laborexperiment an. Die Annahme, dass die Bewegung der Sturzmasse im Wesentlichen darauf basiert, dass die Partikel an der Sturzbahn entlang gleiten und sich dabei auch im inneren der Sturzmasse gegeneinander verschieben, hat sich bestätigt. Diese Analyse wird auch durch die Kalibrierung von Modell 3 bestätigt, da diese Kalibrierung sehr hohe Parameter für die Rotationsdämpfung ergaben.

Eine Schwäche des Modells zeigt sich jedoch darin, dass die Front der Sturzmasse zu weit auf die Barriere hinaufgeschoben wird und dass zu viele Partikel im oberen Bereich der Sturzbahn liegen bleiben. In Modell 3 ist dieser Effekt weit weniger stark ausgeprägt. Es wird daher davon ausgegangen, dass die gegenseitige Blockierung und Verklemmung der Partikel verstärkt stattfindet, wenn ein Freiheitsgrad – die Rotation – gesperrt wird.

Beides resultiert darin, dass die Endlage der Sturzmasse eine zu große Ausdehnung an der Front sowie am Ende hat.

Eine wesentliche Erkenntnis aus dem Modell 1 ist aber auch, dass der Partikelreibungswinkel, welcher an einem völlig unabhängigen Modell – dem Dam-Break-Experiment – kalibriert wurde, übernommen werden kann. Der Wandreibungswinkel entspricht dem nach HUNGR (2008) ermittelten physikalischen dynamischen basalen Reibungswinkel. Dies stützt die bereits übliche Methode, Parametersätze eines kalibrierten Ereignisses auf ähnliche Ereignisse mit unbekanntem Run-Out zu übertragen.

8.1.2 MODELL 2: FREIE ROTATION DER PARTIKEL MIT ROTATIONS DÄMPFUNG BEI PARTIKEL-WAND KONTAKT

Die Endlage des Modells 2 stimmte nicht mit den Ergebnissen aus dem Laborexperiment überein. Wird die Partikelrotation nur bei Kontakt mit Wandelementen gedämpft, verliert die Sturzmasse fast völlig ihre innere Festigkeit und spiegelt am tiefsten Punkt beinahe horizontal aus.

Interessant war allerdings die Tatsache, dass PFC2D offensichtlich in der Lage ist, komplexe Bewegungsabläufe (wie z.B. Brandungswellen) zu modellieren.

8.1.3 MODELL 3: FREIE ROTATION DER PARTIKEL MIT ROTATIONS DÄMPFUNG BEI PARTIKEL-WAND KONTAKT UND BEI PARTIKEL-PARTIKEL KONTAKT

Dieses Modell lieferte im Vergleich zum Laborexperiment die eindeutig besten Ergebnisse. Auch wenn der Run-Out des Modells 1 dem Run-Out des Modells 3 an Übereinstimmung mit dem Laborexperiment um weniges nachsteht, so ist besonders die Endlage von Modell 3 eine bessere Annäherung an das Laborexperiment.

Die rasterförmige Einfärbung der initialen Sturzmasse im Modell 3 zeigt, dass sich ab Sekunde 0,2 die Partikel der oberen Schichten während des Sturzprozesses deutlich schneller bewegen, als die Partikel tiefer liegender Schichten. Nur im Frontbereich ergibt sich ein anderes Geschwindigkeitsprofil.

Geometrie B und C liefern dieselben Erkenntnisse.

Die Reibungsparameter für Modell 3 konnten aus Modell 1 übernommen werden. Die Rotation muss stark gedämpft werden, sodass beinahe kein Rollen auftritt. Dies ist auch in Abbildung 44, die ein Detail der Sturzmasse am Ende der Sturzbewegung abbildet, ersichtlich. Die radiale Markierung der Partikel ist zu Beginn jeder Berechnung horizontal. Selbst in der Endlage sind nur sehr geringe Abweichungen dieser Markierung zur Horizontalen sichtbar.

Dies trifft aber nicht auf die Partikel in Kontakt mit der Sturzbahn zu. Diese haben offensichtlich Drehbewegungen ausgeführt. Da die Run-Out-Distanz in Modell 3 aber nicht größer als die Run-Out-Distanz in Modell 1 ist, muss davon ausgegangen werden, dass diese basalen Partikelrotationen klein sind.

Daraus lässt sich schließen, dass das Gleiten bei dieser Art von Sturzprozess die maßgebliche Bewegungsart der Partikel ist.

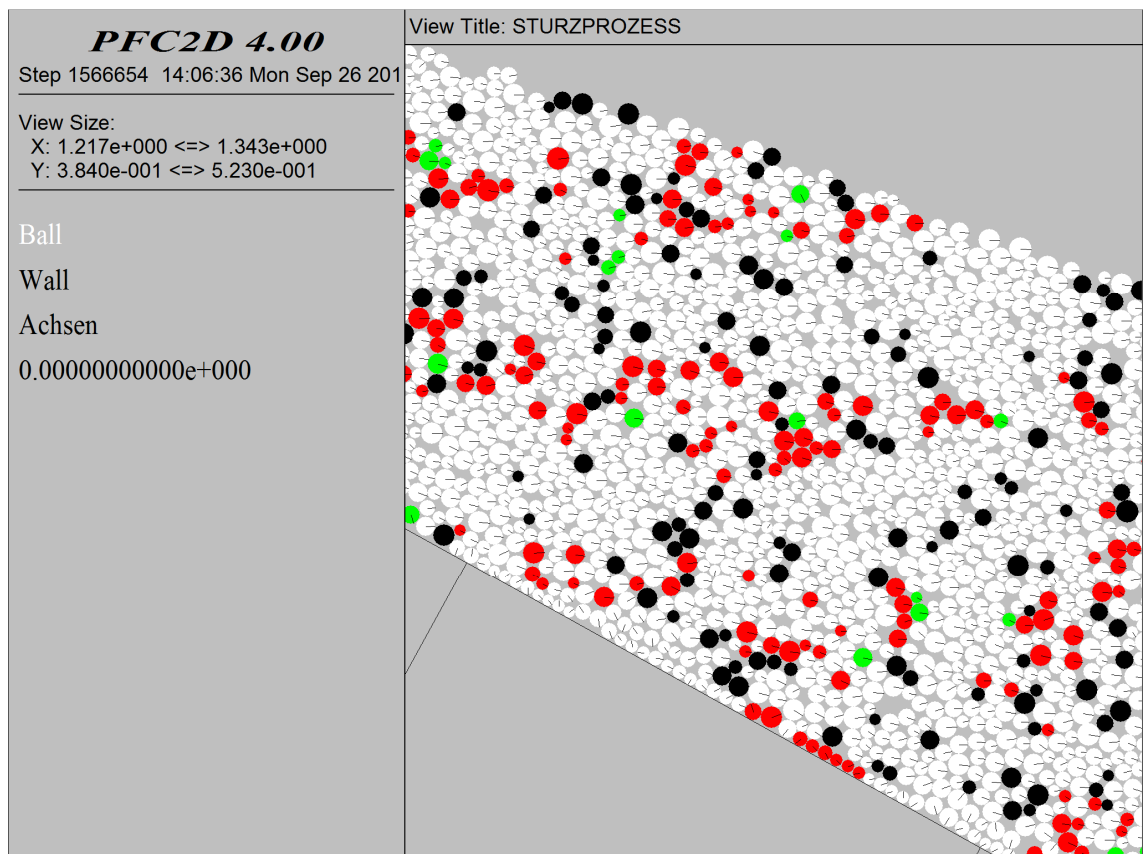


ABBILDUNG 44: DETAIL AUS DER ENDLAGE DER PFC2D BERECHNUNG. DIE RADIALEN MARKIERUNGEN KENNZEICHNEN DIE ROTATIONSBEWEGUNG RELATIV ZUR HORIZONTALEN

Trotzdem ermöglicht es der zusätzliche kinematische Freiheitsgrad (das Drehen), dass sich das Partikelensemble stärker auflockert und den Sturzprozess besser darstellt, da sich die Partikel weniger gegenseitig verklemmen und blockieren.

8.1.4 EINFLUSS DER PARTIKELGRÖÙE

Diese Untersuchungen zeigen, dass die Übertragung von zuvor kalibrierten Materialeigenschaften, auf ein Partikelensemble mit anderen Radien nicht möglich ist.

Die Ausdehnung der Sturzmasse wird im „Modell grob“ überschätzt, im „Modell fein“ hingegen unterschätzt. Eine neue Kalibrierung des Partikel-Partikel-Reibungskoeffizienten wäre daher jedenfalls nötig, ebenso wie vermutlich eine neue Kalibrierung des kritischen Dämpfungsverhältnisses.

Der Sturzprozess im „Modell grob“ wirkt viel turbulenter. Einzelne Partikel fallen, springen, gleiten und rollen mit geringer Partikel-Partikel-Interaktion die Sturzbahn hinab. Mittels dieser geringen Interaktion und damit Dämpfung lässt sich die Überschätzung der Run-Out-Distanz erklären. Vermutlich müsste in diesem Modell der Sturzprozess mehr anhand des Restitutionskoeffizienten kalibriert werden.

Das kontinuierliche Geschwindigkeitsprofil des Run-Outs wird im „Modell fein“ besonders gut abgebildet. Dies entspricht der Annahme, dass Massenbewegungen, mit kleinen Sturzelementen in Relation zur Gesamtmasse einem laminaren Fluss gleichen.

8.2 VERGLEICH VON PFC2D MIT DEM DAN-CODE

8.2.1 DER STURZPROZESS

Abbildung 45 zeigt den Sturzprozess der Geometrie A aus der DAN-Modellierung (anhand der Videoanalyse des Laborexperiments) und aus der PFC2D-Modellierung (Modell 3, Variante I) im Vergleich.

Es wird deutlich, dass beide Programme dazu geeignet sind, den Sturzprozess ausreichend genau, abzubilden.

Allerdings kann DAN das Auflaufen auf die Barriere nur schlecht wiedergeben. Diese Problematik wird noch deutlicher sichtbar, wenn die Barriere stärker zur Sturzbahn geneigt wird, wie dies in Geometrie C (Abbildung 29 und Abbildung 39) der Fall ist.

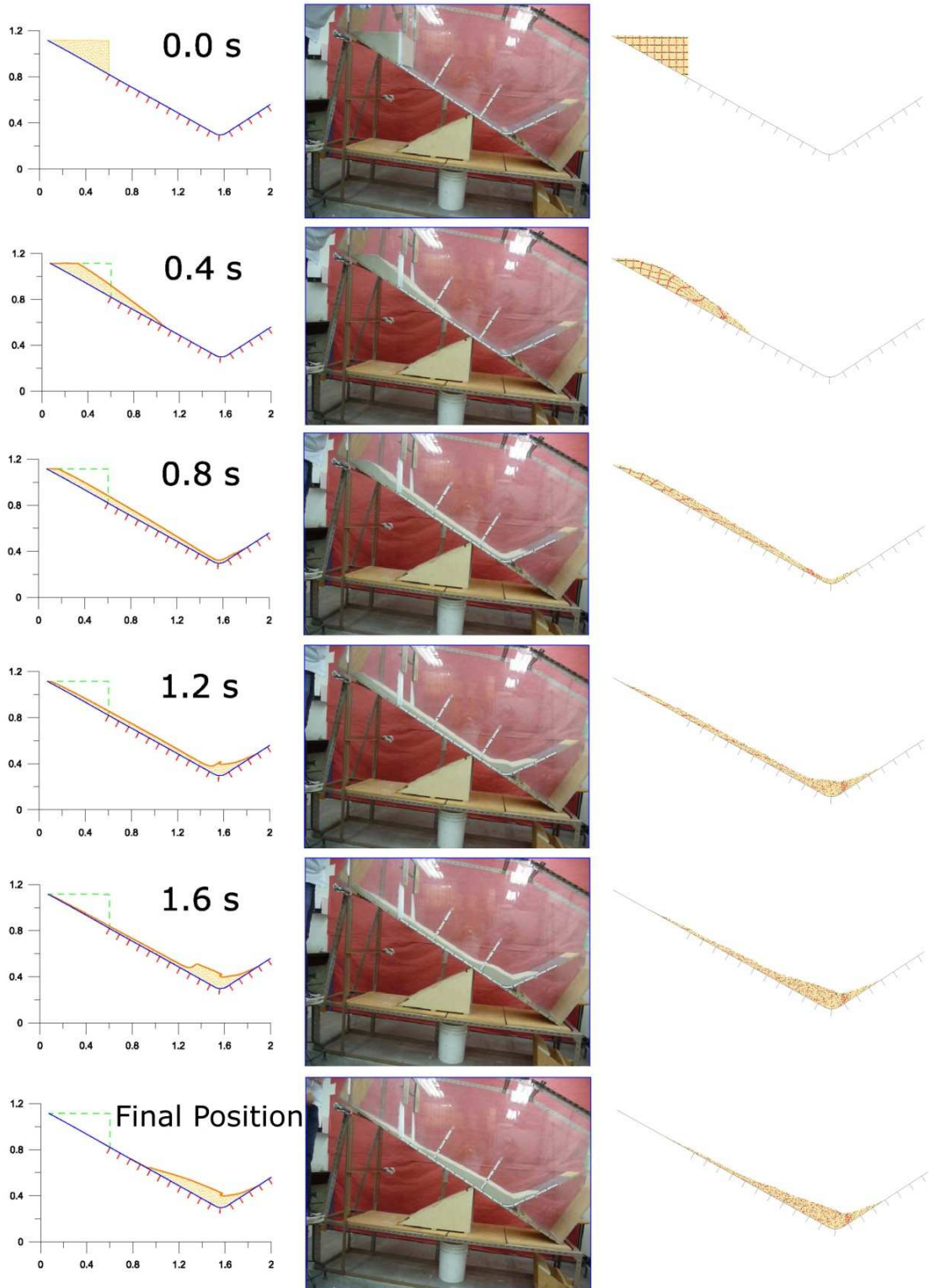


ABBILDUNG 45: VERGLEICH DER MODELLIERUNG DES LABOREXPERIMENTS MITTELS DAN UND PFC2D

Bei der Berechnung mittels DAN-Code wird die Sturzmasse in vertikale Blöcke mit konstanter Geschwindigkeit über die Höhe unterteilt. Wie aus dem Laborexperiment und der PFC2D Analyse deutlich sichtbar ist, haben die oberen Schichten eine größere Geschwindigkeit und schieben sich kontinuierlich über die darunter liegenden. Dieses Verhalten kann von einem Programm, das die Geschwindigkeit über die Höhe mittelt, nicht wieder gegeben werden. Die kinematische Beschränktheit, dass sich die Massenblöcke nur entlang der Sturzbahn bewegen, dehnen und stauchen können führt zu abrupten Änderungen im Profil der Sturzmasse.

Trotzdem ist die Hauptablagerung in DAN ebenso richtig erfasst wie in PFC2D. Andere Vereinfachungen des DAN-Codes werden durch den Vergleich mit dem Laborexperiment und der PFC2D-Modellierung gerechtfertigt:

- Die Höhe der Sturzmasse ist gering im Vergleich zu ihrer Ausdehnung entlang des Sturzpades. Nur zu Beginn des Experiments handelt es sich um eine kompakte Masse. Bereits nach Sekundenbruchteilen handelt es sich um ein flaches, instationäres Strömungsproblem.
- Die einzelnen Elemente der Sturzmasse, also die Sandkörner, sind klein im Vergleich zur Gesamtmasse. Das Verhältnis Gesamtvolumen zu Kornvolumen beträgt $1:1,6 \cdot 10^{-7}$.
- Der Topographie der Sturzbahn ist abschnittsweise stetig und kann gut durch eine Splinefunktion angenähert werden.
- Die Höhe der Sturzmasse ist entlang des Sturzpades und zeitlich stetig. Dies ist bei Betrachtung der Videodokumentation des Laborexperiments unmittelbar nachvollziehbar.
- Die Geschwindigkeitsverteilung über die Höhe ist stetig. Diese Annahme wird durch die Berechnung mit PFC2D gestützt.
- Das Materialverhalten basiert auf der Coulombschen Reibung. Dies wird durch folgende Erkenntnisse aus der PFC2D Berechnung gestützt:
 - Die Variation des kritischen Dämpfungsverhältnisses hat keinen signifikanten Einfluss auf den Sturzprozess. Dies bedeutet, dass das Springen nur wenig Einfluss hat.

- Der Sturzprozess kann gut mit rein translatorischen Bewegungen der Partikel dargestellt werden. Wird eine Rotation der Partikel erlaubt, muss diese außerordentlich hoch gedämpft werden.
- Die Reibungsparameter, welche von DAN verwendet werden, sind vergleichbar mit den Reibungsparametern in PFC.

8.2.2 DIE EINGANGSPARAMETER

Wird die Partikelrotation zugelassen, muss diese stark gedämpft werden. Auch wenn Modell 3 die besten Ergebnisse liefert, muss betont werden, dass das Modell 1 für den in dieser Arbeit untersuchten Fall eine ausreichende Näherung darstellt. Es ist daher fraglich ob sich der Aufwand, einer Kalibrierung der Parameter, welche die Rotation dämpfen, lohnt.

Die wesentlichen Parameter zur Steuerung des Sturzprozesses sind in Modell 1 der Partikel-Wandreibungswinkel und der Partikel-Partikelreibungswinkel. Diese entsprechen den Eingangsparametern des DAN-Codes; dem internen- und dem basalen Reibungswinkel. In Tabelle 16 können sie verglichen werden.

TABELLE 16: VERGLEICH DER REIBUNGSWINKEL

Reibungs- winkel	Labor, dynamisch	DAN	PFC2D
intern	30.9	30.9	15.5
basal	21.7	21.7	21.7

Es zeigt sich, dass der Wandreibungswinkel in PFC2D dem basalen Reibungswinkel in DAN, sowie dem physikalisch gemessenen, dynamischen basalen Reibungswinkel entspricht.

Der dynamische interne Reibungswinkel kann allerdings nicht auf den Partikel-Partikel-Reibungswinkel in PFC2D übertragen werden. Er muss für jedes Ausgangsmaterial kalibriert werden, da er physikalisch nicht bestimmt werden kann.

8.3 EINWIRKUNGEN AUF DIE ENDBARRIERE

PFC2D ermöglicht es, Kräfte auszulesen und diese graphisch darzustellen. Der Einfluss der Partikelsteifigkeit müsste noch genauer geklärt werden, um den exakten Wert der maximal auftretenden Kraft mit Sicherheit ermitteln zu können.

Es konnte aber gezeigt werden, dass PFC2D jedenfalls fähig ist, solche Problemstellungen zu analysieren. Die implementierte Programmiersprache FISH ermöglicht es, weitere Analysen vorzunehmen und alle Einwirkungen, wie Stoß auf die Barriere, absorbierte Energie auf die Barriere, Kräfte in einem bestimmten Punkt oder zu einem gegebenen Zeitpunkt, auszulesen und gegebenenfalls graphisch darzustellen.

9 ZUSAMMENFASSUNG

Schnelle Massenbewegungen sind eine Bedrohung für den Menschen und die ihn umgebende Infrastruktur. Die zunehmende Erschließung alpiner Räume durch menschliche Siedlungen und die Zunahme alpiner Freizeitaktivitäten, verbunden mit dem steigenden Sicherheitsbedürfnis und der geringen Akzeptanz schwer einschätzbarer Risiken, machen die Analyse solcher Massenbewegungen zu einem Schwerpunkt der geotechnischen Forschung und Entwicklung.

Der Bewegungsablauf von schnellen Massenbewegungen ist außerordentlich komplex. Das Abschätzen der Materialparameter der im Allgemeinen stark inhomogenen Abbruchmasse sowie die richtige Erfassung der Sturzbahn, stehen am Anfang der Berechnungen. Numerische Programme arbeiten immer mit gewissen Vereinfachungen, die den Bewegungsablauf und die Materialrheologie betreffen. Eine Transformation der komplexen Abbruchmasse in eine Ersatzmasse mit möglichst einfacher Materialrheologie und die Fehlerabschätzung der getroffenen Vereinfachungen sind noch immer in Entwicklung.

Es war daher überaus hilfreich, von einem gut dokumentierten Laborexperiment auszugehen, anhand dessen die numerischen Programme PFC2D und DAN auf ihre Eignung, das Auflaufen von granularen Materialien auf Barrieren zu modellieren, geprüft wurden.

Beide Programme konnten das Laborexperiment gut nachbilden. Bei beiden Programmen waren allerdings Adaptierungen nötig.

Im DAN-Code musste eine Geschwindigkeitsglättung eingeführt werden, während bei PFC2D eine Rotationsdämpfung bei Partikel-Partikel-Kontakt verwendet wurde. Allerdings konnte PFC2D den Sturzprozess auch unter Vernachlässigung der Partikelrotation, ausreichend genau darstellen.

Das Modell 1 - in dem die Partikel nur gleiten - entspricht der Zielsetzung, Modelle mit einfachem Materialverhalten, die den Sturzprozess aber gleichzeitig ausreichend genau abbilden, zu entwickeln. Dieses Modell benötigt zur Steuerung des Sturzprozesses nur zwei Eingangsparameter; den Partikel-Partikel-Reibungskoeffizienten und den Partikel-Wand-Reibungskoeffizienten.

Wie gezeigt wurde, können diese Parameter für ein Abbruchmaterial bzw. eine Geländeoberfläche kalibriert werden und sind anschließend auf beliebige Sturzbahngeometrien übertragbar. Darüber hinaus entspricht der Gleitmechanismus in PFC2D einfachen physikalischen Überlegungen und ist damit weniger fehleranfällig als beispielsweise die komplexen Steuerungsprozesse des DAN-Codes. Diese Überlegungen gelten aber nur für rasche Massenbewegungen, bei denen Gleiten der Hauptbewegungsmechanismus ist.

Der Einfluss des kritischen Dämpfungskoeffizienten β_i , welcher das Springen der Partikel kontrolliert, konnte anhand des gewählten Modellaufbaus allerdings nicht vollständig geklärt werden. Es ist möglich, dass dieser Parameter bei anderen Modellierungen sehr wohl einen Einfluss auf den Sturzprozess hat, besonders wenn mit größeren Partikeln, relativ zur Gesamtabbruchsmasse gerechnet wird.

Die Untersuchung des Rollens der Partikel anhand der Modelle 2 und 3 unterstützten die Erkenntnis, dass das Gleiten die wesentliche Bewegungsart der Partikel im untersuchten Fall ist. Andererseits zeigte sich aber auch, dass mit der Einführung dieses zusätzlichen Freiheitsgrades der Sturzprozess noch realitätsgetreuer abgebildet werden kann, da die Partikel sich nicht so stark gegenseitig verklemmen, wie dies bei reiner Partikeltranslation geschieht.

Des Weiteren konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass PFC2D in der Lage ist, die Einwirkungen auf eine Barriere zu berechnen. Der Einfluss der Partikelsteifigkeit auf die entstehenden Kräfte, muss aber noch genauer untersucht werden. Mit der Programmiersprache FISH ist es dann aber jedenfalls möglich, alle Einwirkungen auszulesen und gegebenenfalls graphisch darzustellen.

LITERATURVERZEICHNIS

- BOZZOLO, D. (1987): *Ein mathematisches Modell zur Beschreibung der Dynamik von Steinschlag*. Dissertation Nr. 8490 an der ETH Zürich.
- CUNDALL, P. A. (1988): *Formulation of a Three-Dimensional Distinct Element Model – Part I. A Scheme to Detect and Represent Contacts in a System Composed of Many Polyhedral Blocks*. *Int. J. Rock Mech., Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, **25**(3), 107-116 (1988).
- GIESE, S. (2000): *Numerische Simulation der Rütteldruckverdichtung von Sandkippen mit der Diskrete Element Methode (DEM)*. Diplomarbeit. Universität Kaiserslauten. FG Bodenmechanik und Grundbau.
- HEIM, A. (1932): *Bergsturz und Menschenleben*. Fretz & Wasmuth Verlag A.G., Zürich
- HUNGR, O. (1995): A model for the runout analysis of rapid flow slides, debris flows, and avalanches. *Canadian Geotechnical Journal*. Vol. 32, pp. 610-623.
- HUNGR, O. (2004): *DAN-W Release 4. Dynamic Analysis of Landslides*. Geotechnical Research Inc., B.C., Canada.
- HUNGR, O., EVANS, S.G., BOVIS, M. and HITCHINSON, J.N. (2001): *Review of the classification of landslides of the flow type*. *Environmental & Engineering Geoscience*, 7(3): 221-238.
- HUNGR, O. (2008): *Simplified models of spreading flow of dry granular material*. *Canadian Geotechnical Journal*, Volume 45, ISSN 1208-6010, S. 1156-1168
- ITASCA (2008): *PFC2D Particle Flow Code in 2 Dimensions User's Guide*. Itasca Consulting Group, Inc.
- JULIEN P.Y. (2002): *River Mechanics*. Cambridge University Press. ISBN-13 978-0-521-52970-9.
- LANG H.-J., JACHEN H., AMANN P., PUZRIN A.M. (2006): *Bodenmechanik und Grundbau – Das Verhalten von Böden und Fels und die wichtigsten grundbaulichen Konzepte*. 8., ergänzte Auflage, ISBN 978-3-540-34331-8 Springer Berlin Heidelberg New York
- MANCARELLA D. & HUNGR O. (2010): *Analysis of run-up of granular avalanches against steep, adverse slopes and protective barriers*. *Canadian Geotechnical Journal*, Volume 47, ISSN 1208-6010, S.827-841

- MCDUGALL S. (1998): *A new continuum dynamic model for the analysis of extremely rapid landslide motion across complex 3D terrain*. Phd Thesis. University of Toronto. Faculty of Graduate studies.
- POISEL, R., PREH, A., KOC, O. (2007): *Punta Thurwieser rock avalanche and Frank slide: A comparison based on PFC3D runout models*. Vortrag: 2007 International Forum on Landslide Disaster Management, Hong Kong, China (eingeladen); 10.12.2007 - 12.12.2007; in: "Proceedings of the 2007 International Forum on Landslide Disaster Management", K. Ho et al. (Hrg.); 2 (2008), ISBN: 978-962-7619-30-7; S. 1059 - 1078.
- PREH, A. (2004): *Modellierung des Verhaltens von Massenbewegungen bei großen Verschiebungen mit Hilfe des Particle Flow Codes (PFC)*. Dissertation. TU Wien, Institut für Ingenieurgeologie.
- PREH, A. & POISEL, R. (2007): *3D modelling of rock mass falls using the Particle Flow Code PFC^{3D}*. 11th Congress of the International Society for Rock Mechanics, Lissabon
- PIRULLI, M. (2005): *Numerical Modelling of Landslide Runout. A continuum mechanics approach*. Phd Thesis. Politecnico di Torino. Department of Structural and Geotechnical Engineering.
- SAVAGE S.B. & HUTTER K. (1989): *The motion of a finite mass of granular material down a rough incline*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 199, S. 177-215.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

<i>Abbildung 1: Annahme der Normal- und Scherspannungsverteilung einer Flüssigkeitssäule der Saint Venant Gleichung (JULIEN, 2002)</i>	<i>4</i>
<i>Abbildung 2: Übergang von der realen Sturzmasse zur äquivalenten Flüssigkeit (HUNGR, 1995)</i>	<i>6</i>
<i>Abbildung 3: Festlegung des Koordinatensystems (PIRULLI, 2005)</i>	<i>8</i>
<i>Abbildung 4: Eulersches versus Lagrangesches Netz (MCDOUGALL, 1998)</i>	<i>13</i>
<i>Abbildung 5: Das Lagrangesche Netz über die äquivalente Flüssigkeit. Es entstehen n Bezugssäulen und n - 1 Massenblöcke (HUNGR, 2005)</i>	<i>13</i>
<i>Abbildung 6: Auf eine Bezugssäule wirkende Kräfte (HUNGR, 1995)</i>	<i>14</i>
<i>Abbildung 7: Aktive und inaktive Seite einer Standardwand (ITASCA, 2008)</i>	<i>20</i>
<i>Abbildung 8: Berechnungszyklus in PFC2D (ITASCA, 2008)</i>	<i>21</i>
<i>Abbildung 9: Der Voigt-Kelvin-Körper beschreibt das viskose Dämpfungsmodell in PFC2D (ITASCA, 2008) bei dem Dämpfungselement und Feder parallel geschaltet sind</i>	<i>26</i>
<i>Abbildung 10: Beziehung zwischen kritischem Dämpfungsverhältnis (Abszisse) und Restitutionskoeffizienten (Ordinate) (ITASCA, 2008)</i>	<i>28</i>
<i>Abbildung 11: Das springen von Partikeln. Die Durchgezogene Linie bezieht sich auf das viskose Dämpfungsmodell (Preh & Poisel, 2007)</i>	<i>29</i>
<i>Abbildung 12: Verformung der Oberfläche und die dabei entstehenden Kontaktkräfte (Preh & Poisel, 2007)</i>	<i>30</i>
<i>Abbildung 13: Äquivalente statische Ersatzkräfte zur Berechnung des Rollwiderstandes in PFC2D (Preh & Poisel, 2007)</i>	<i>31</i>
<i>Abbildung 14: Schema des Versuchsaufbaus, Masse in cm (Mancarella & HUNGR, 2010)</i>	<i>34</i>
<i>Abbildung 15: verwendeter Quarzsand mit Millimeterscala im Hintergrund</i>	<i>35</i>
<i>Abbildung 16: Der Versuchskanal kurz nach dem Öffnen des Schiebers. Markierungen im abstand von 10cm entlang der Sturzbahn erleichtern die Analyse (MANCARELLA & HUNGR, 2010)</i>	<i>36</i>
<i>Abbildung 17: Sturzbahngeometrie</i>	<i>38</i>
<i>Abbildung 18: Up-skaling der Korngrößenverteilung (Hainbüchner, 2002)</i>	<i>43</i>
<i>Abbildung 19: Spannungszustand in einem zufällig generierten Partikensemble</i>	<i>44</i>
<i>Abbildung 20: Partikensemble nach der Radiusreduktion. Es ist nur mehr vereinzelt, in der linken Ecke eine Kontaktkraft vorhanden.</i>	<i>45</i>
<i>Abbildung 21: Korrekter Primärspannungszustand der Abbruchmasse</i>	<i>45</i>
<i>Abbildung 22: Das Dam-Break-Experiment. die Skala ist in 20 und 100mm Abständen markiert. Die strichlierte Linie markiert die Position der Anfangsbarriere. (Hungr, 2010). Das Bild wurde perspektivisch aufgenommen und ist daher nicht massstabsgetreu.</i>	<i>47</i>

<i>Abbildung 23: Vergleich der Böschungsumhüllenden aus den verschiedenen DAN-Berechnungen, PFC2D und dem Laborexperiment (schwarze Punkte). (nach HUNGR, 2008).....</i>	<i>48</i>
<i>Abbildung 24: Kalibrierung des Partikel-Reibungswinkels in PFC2D. Böschung bei 15,5°.....</i>	<i>48</i>
<i>Abbildung 25: Vergleich des Laborexperiments mit PFC2D - Sekunde 0 bis 0,8.....</i>	<i>52</i>
<i>Abbildung 26: Vergleich des Laborexperiments mit PFC2D - Sekunde 1,0 bis 2,0.....</i>	<i>53</i>
<i>Abbildung 27: Vergleich des Laborexperiments mit PFC2D. Endlage.....</i>	<i>54</i>
<i>Abbildung 28: Endlagen - DAN, Laborexperiment und PFC2D.....</i>	<i>55</i>
<i>Abbildung 29: Endlagen. DAN, Laborexperiment und PFC2D.....</i>	<i>56</i>
<i>Abbildung 30: Sturzprozess bei Rotation mit Dämpfung durch die Wandelemente in 0,2 Sekunden Schritten. Sekunde 0,0 bis 0,6.....</i>	<i>57</i>
<i>Abbildung 31: Sturzprozess bei Rotation mit Dämpfung durch die Wandelemente in 0,2 Sekunden Schritten. Sekunde 0,8 bis zur Endlage.....</i>	<i>58</i>
<i>Abbildung 32: Kalibrierung von U_{rr} und μBr.....</i>	<i>60</i>
<i>Abbildung 33: Sturzprozess bei Partikel-Partikel Rotationsdämpfung und Dämpfung entlang der Wandelemente. Sekunde 0,0 bis 0,6.....</i>	<i>61</i>
<i>Abbildung 34: Sturzprozess bei Partikel-Partikel Rotationsdämpfung und Dämpfung entlang der Wandelemente. Sekunde 0,8 bis 1,8.....</i>	<i>62</i>
<i>Abbildung 35: Sturzprozess Bei Partikel-Partikel Rotationsdämpfung und Dämpfung entlang der Wandelemente. Sekunde 2,0 bis zur Endlage.....</i>	<i>63</i>
<i>Abbildung 36: Die Anfangsbarriere wird mit 2,25 m/s hochgezogen.....</i>	<i>64</i>
<i>Abbildung 37: Position der Sturzfront über die Zeit. Die DAN Ergebnisse wurden bei Sekunde 0,4 mit dem Laborexperiment synchronisiert. Genauigkeit der Analyse des Laborexperiments beträgt ± 1cm und wird durch die Fehlerbalken dargestellt.</i>	<i>65</i>
<i>Abbildung 38: Endlagen Geometrie B DAN, Laborexperiment und PFC2D.....</i>	<i>67</i>
<i>Abbildung 39: Endlagen Geometrie C: DAN, Laborexperiment und PFC2D.....</i>	<i>68</i>
<i>Abbildung 40: Endlagen mit verschiedenen Skalierungsfaktoren des Sandes. Modell grob (oben) ursprüngliche Modellierung (Mitte) Modell fein (unten).....</i>	<i>70</i>
<i>Abbildung 41: gleiche Stossbelastung bei unterschiedlicher Maximalkraft.....</i>	<i>71</i>
<i>Abbildung 43: Kraft in x-richtung. Schwarz: gesamte Sturzbahn. rot: Übergangsbogen. Blau: Barriere. Abzisse: Zeit in Sekunden. Ordinate: Kraft in Newton.....</i>	<i>74</i>
<i>Abbildung 44: Kraft in Y-richtung. Schwarz: gesamte Sturzbahn. rot: Übergangsbogen. Blau: Barriere. Abzisse: Zeit in Sekunden. Ordinate: Kraft in Newton.....</i>	<i>74</i>
<i>Abbildung 45: Detail aus der Endlage der PFC2D Berechnung. Die radialen Markierungen kennzeichnen die Rotationsbewegung relativ zur Horizontalen.....</i>	<i>77</i>
<i>Abbildung 46: Vergleich der Modellierung des Laborexperiments mittels DAN und PFC2D.....</i>	<i>79</i>

TABELLENVERZEICHNIS

<i>Tabelle 1: Durchgeführte Laborexperimente nach MANCARELLA & HUNGR (2010)</i>	36
<i>Tabelle 2: Wandgeometrien</i>	39
<i>Tabelle 3: Geometrie des Deckels und der Anfangsbarriere</i>	39
<i>Tabelle 4: Eingangsgrößen der Abbruchmasse für PFC2D</i>	40
<i>Tabelle 5: Transformation der 3D- zur 2D-Porosität</i>	41
<i>Tabelle 6: Berechnungsdauer beim Dam-Break experiment</i>	42
<i>Tabelle 7: Kalibrierung des Partikel-Partikel reibungswinkels.</i>	49
<i>Tabelle 8: untersuchte Sturzbahngeometrien</i>	51
<i>Tabelle 9: Eingangsparameter - Modell 1, Geometrie A</i>	51
<i>Tabelle 10: Eingangsparameter für reine Translation der Partikel Geometrie B</i>	54
<i>Tabelle 11: Eingangsparameter für reine Translation der Partikel Geometrie C</i>	56
<i>Tabelle 12: Parameter Für das Modell mit Rotation. Dämpfung entlang der Wandelemente</i>	57
<i>Tabelle 13: Der Parametersatz mit den besten Ergebnissen</i>	61
<i>Tabelle 14: Skalierung des Modells</i>	69
<i>Tabelle 15: Eingangsparameter der besten Modellierung</i>	75
<i>Tabelle 16: Vergleich der Reibungswinkel</i>	81