

# Systeme paralleler Scherbänder unter Extension im ebenen Verformungszustand

**Dissertation**

zur Erlangung des Grades  
**Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)**

der Fakultät für Bau- und  
Umweltingenieurwissenschaften  
der Ruhr-Universität Bochum

von

**Dipl.-Ing. Lars Röchter**

Referenten

Prof. Dr.-Ing. habil. T. Schanz

Prof. Dr.-Ing. habil. T. Triantafyllidis

Bochum, im Mai 2011



Für Sigrid und Laura Sophie



# Zusammenfassung

Das Versagen granularer Strukturen resultiert häufig aus der Reduktion der Festigkeit in schmalen Zonen in Form von Verwerfungen (Geologie) oder Scherbändern (Geotechnik). Während einzelne Scherbänder bezüglich der Lokalisierungsbedingung sowie deren Neigung und Dicke intensiv erforscht worden sind, existieren nur wenige Untersuchungen zu in situ beobachteten Systemen von Scherflächen unter Extensionsbeanspruchung.

Unter Berücksichtigung der Ähnlichkeitsbedingungen zur Abbildung einer idealisierten realen Struktur (Prototyp) in einem Experiment (Modell) wurde ein Spektrum an Modellmaterialien mit einer geringen Kohäsion entwickelt. Die Kohäsion wurde durch die Zugabe von Feinkornanteilen oder/und den Effekt einer kapillaren Saugspannung in einem Feinsand erzielt und durch Rückrechnung eines bis zum Scherversagen beanspruchten Geländesprungs in Zentrifugenversuchen ermittelt. Das Spannungs-Dehnungs-Verhalten der entwickelten Materialmischungen unter Extensionsbeanspruchung wurde in einem speziell konstruierten Biaxialgerät global in der gesamten Probe und lokal innerhalb des Scherbands bestimmt. Analytisch wurde der Zusammenhang zwischen dem globalen und dem lokalen Entfestigungsgradienten formuliert, der in der Literatur als maßgeblicher Parameter zur Erklärung des Scherbandabstandes beschrieben wird. Modellversuche im natürlichen und im erhöhten Schwerfeld der Geotechnischen Großzentrifuge bestätigten den Einfluss des Entfestigungsgradienten auf den Scherbandabstand nur für sandkorn-dominierte Materialien, wohingegen für das gesamte Spektrum kohäsiver Reibungsmaterialien der maximale Reibungswinkel als den physikalischen Prozess wesentlich beeinflussende Größe identifiziert wurde. Analytisch wurde der Scherbandabstand als derjenige Abstand ermittelt, der in den entlasteten Zonen zwischen den Scherbändern die energetisch günstigste Lösung liefert. Hierzu wurde die elastische Energierate als Funktion des Scherbandabstandes unter Berücksichtigung der internen Deformation der Scherbänder, der Kontraktanz in den entlasteten Zonen sowie des Effekts von Wand- und Sohlreibung für kohäsive Reibungsmaterialien formuliert. Die in den Modellversuchen gefundenen Abhängigkeiten wurden durch die analytische Lösung bestätigt, die außerdem die Streuung der Scherbandabstände in Abhängigkeit von dem Entfestigungsgradienten erklärt.



# Abstract

The failure of granular structures frequently results from the reduction of shear strength in narrow zones, i.e. in faults (geology) or shear bands (geotechnics). Whereas single shear bands have been investigated intensively with regard to the condition of localization, their inclination and width, only a few studies exist on systems of shear zones, which are present on different spatial scales as a consequence of extensional loading.

With the aim of modeling an idealized real structure (prototype) in a small scale experiment a range of model materials with a small value of cohesion was developed in order to fulfil the similarity conditions. The cohesion as a result of the addition of fines to or/and the effect of matric suction in a fine sand was determined by means of back calculation from centrifuge experiments, in which the vertical stress was increased until shear failure occurred in the specimen. The stress-strain-behavior of the developed material mixtures under extensional loading was determined globally in the whole specimen and locally inside the shear band in a new biaxial device. The relation between the global and the local softening gradient, which was supposed to be a crucial factor on the resulting shear band spacing according to present literature, was derived analytically. Model experiments in the natural as well as in the increased gravity field confirmed the influence of the softening gradient on the shear band spacing only for materials, which are dominated by the matrix of sand grains, whereas the peak friction angle was revealed as the key factor as far as the complete range of cohesive-frictional materials is concerned. In an accompanying analytical approach the rate of the elastic energy in the unloaded zone between the shear bands was formulated as a function of the shear band spacing considering the internal deformation inside the shear bands, the elastic compression in the unloaded zone as well as wall and base friction. The shear band spacing was then calculated as the spacing which leads to the energetically most favored solution. The analytical calculations confirmed the experimental results and, moreover, explain the variance of shear band spacing depending on the softening gradient.



# Vorwort des Herausgebers

Die vorliegende Promotionsarbeit von Herrn Dr. Lars Röchter beschäftigt sich mit der Beschreibung von Scherbändern für den Fall der Extensionsbeanspruchung. Derartige Fragestellungen treten u.a. bei Vorgängen in der Erdkruste auf. Die Arbeit ist ein Folgeprojekt zu einem Teilprojekt des SFB 526 „Rheologie der Erde“, welches von meinem Vorgänger, Herrn Kollegen Triantafyllidis, initiiert und von 1999 bis 2008 durch die DFG gefördert wurde. Im Rahmen einer DFG-Einzelförderung hat Herr Röchter in der Zeit von 2009 bis 2011 das Projekt „Physikalische Modellierung von Scherfugenbildung in kohäsiven Reibungsmaterialien“ bearbeitet. Ziel dieser Untersuchungen war die Ermittlung der Einflussgrößen, die den Abstand von Scherflächen in Boden- und Felsstrukturen unter Extensionsbeanspruchung dominieren. In Erweiterung der Promotion von Herrn Dr. Henning Wolf (2005) behandelt Herr Röchter experimentell und theoretisch kohäsive Reibungsmaterialien.

Ursprünglich homogene Materialien können nach dem Auftreten von Scherbändern nicht mehr als solche betrachtet werden. Erschwerend kommt damit hinzu, dass z.B. die Kinetik der Scherfugenbildung sowohl auf der globalen Skala als auch der lokalen Skala des Scherbandes verstanden werden muss. Im Unterschied zu dem Materialverhalten vor Initialisierung der Scherbänder ist danach auch das Spannungs-Dehnungs-Verhalten in den Scherbändern zu beschreiben. Dazu gehören sowohl die Dilatanz, als auch die damit verbundene Entfestigung im Scherband. Die vorliegende Promotionsschrift beschäftigt sich sowohl mit dem einzelnen Scherband als auch mit Systemen von parallelen Scherbändern. Die geometrische Ausbildung dieser Scherbänder wird implizit als linear angenommen. Kernstück der Arbeit ist die Herleitung einer analytischen Lösung für den Abstand von Scherbändern in derartigen Systemen mehrerer Scherbänder. Mit Hilfe eines Energiekriteriums, welches die elastische Energierate in den entlasteten Zonen zwischen den Scherbändern als Kriterium heranzieht, gelingt es Herrn Röchter für unterschiedliche Materialien den Scherbandabstand als Funktion der unterschiedlichen bodenmechanischen Kennwerte abzuleiten. Die entlastenden Zonen zwischen den Scherbändern entstehen zur Folge der Entfestigung im Scherband. Diese zentrale Annahme der Herleitung validiert Herr Röchter durch komplexe Triaxialversuche in einem dazu von ihm modifizierten Schergerät. In Zusammenführung der Ergebnisse der Promotion Wolf, bzw. der grundlegenden

Arbeiten von Mandl, berücksichtigt die analytische Lösung sowohl den Einfluss der Wand- und Sohlreibung als Randbedingung sowohl in-situ als auch im Experiment. Außerdem ist es mit der erzielten Lösung erstmalig möglich, nicht nur granulare Materialien, sondern auch kohäsive Reibungsmaterialien zu behandeln. Die von Wolf für Sand bestimmende Größe in Form des Entfestigungsgradienten kann von Röchter bestätigt werden. Allerdings ist dieses Konzept nicht auf die von ihm untersuchten Sand-Ton-Mischungen zu übertragen. Hierfür stellt sich der maximale Reibungswinkel bzw. der damit unmittelbar verbundene maximale Dilatanzwinkel als relevante Größe heraus. Der Verlauf der ausgewerteten elastischen Energiewerte ist für spröde und duktile Materialien unterschiedlich. Dieses Ergebnis der Auswertung der analytischen Lösung bestätigt die experimentell gefundenen Ergebnisse. So streut auch im Versuch die Verteilung der Scherbandabstände in duktilen Materialien deutlich mehr als in spröden Materialien.

Die analytische Lösung beinhaltet letztendlich 14 Parameter, die Herr Röchter für die unterschiedlichen, betrachteten Materialien aus einer Vielzahl von dazu notwendigen Triaxial- und Biaxialversuchen herleitet. Entsprechend dem Titel der Promotionsschrift sind hierzu sowohl Kompressions- als auch Extensionsversuche nötig. Letztere stellen eine besondere Herausforderung bzgl. ihrer Durchführung dar. Für die Versuche im ebenen Verformungszustand entwickelt Herr Röchter ein neues Biaxialgerät. Unter Beibehaltung der kinematischen Randbedingungen gelingt es mit diesem Gerät auch die Spannung am unverschieblichen Rand zu ermitteln. Mittels des Bochumer Extensionsgerätes werden für die unterschiedlichen Bodenarten eine Vielzahl von Systemen von Scherbändern sowohl unter  $1g$  als auch unter  $ng$  Bedingungen erzeugt. Auch die letztgenannten Versuche, durchgeführt in der Bochumer Geotechnischen Zentrifuge, stellen in ihrer Durchführung eine außerordentliche Herausforderung dar. Beispielhaft sei die von Herrn Röchter verwendete DIC-Technik zur kontinuierlichen Erfassung der Verschiebungsfelder genannt. Detailliert diskutiert Herr Röchter die Möglichkeiten der unterschiedlichen Messtechniken und die Genauigkeit der erzielten Ergebnisse. Im Vergleich der experimentell ermittelten Scherbandabstände mit der analytischen Lösung ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Exemplarisch, an einem geologischen Beispiel, validiert Herr Röchter in einem ersten Schritt die Übertragbarkeit der von ihm gefundenen Lösung auf die geologische Skala.

Die vorliegende Arbeit von Herrn Dr. Lars Röchter bildet den Ausgangspunkt für weitere mögliche Untersuchungen zur Übertragbarkeit seiner Ergebnisse auf geologische Skalen. Wir danken der DFG für die nun über 10jährige Unterstützung dieser Forschungsarbeit.

# Vorwort des Verfassers

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Grundbau, Boden- und Felsmechanik. Sie wurde von der DFG im Rahmen des SFB 526 in dem Teilprojekt „Physical modeling of shear band formation in granular material“ sowie des Einzelprojektes „Physikalische Modellierung von Scherfugenbildung in kohäsiven Reibungsmaterialien“ gefördert.

Mein besonderer Dank gebührt Prof. Dr.-Ing. habil. T. Schanz und Prof. Dr.-Ing. habil. T. Triantafyllidis. Prof. Dr.-Ing. habil. T. Triantafyllidis bot mir die Möglichkeit zur Arbeit an der bislang wenig erforschten Thematik von Scherbandsystemen und hat dies jederzeit mit großem Interesse und wertvollen Anregungen unterstützt. Nach der Übernahme des Lehrstuhls hat sich Prof. Dr.-Ing. habil. T. Schanz unmittelbar meiner Arbeit angenommen und wesentlich zum Gelingen der Promotion beigetragen.

Ich bedanke mich bei Dr.-Ing. Torsten Wichtmann, von dessen Erfahrung ich im Bereich der experimentellen Bodenmechanik profitiert habe. Dr.-Ing. habil. Andrzej Niemunis gilt mein Dank hinsichtlich der theoretischen Aspekte der Arbeit und der Entwicklung des modifizierten Triaxialgerätes. Bei Dr.-Ing. Diethard König bedanke ich mich für seine Ideen bezüglich der Zentrifugenmodellversuche. Für die Unterstützung in Lehre und Forschung sei den Hiwis Dipl.-Ing. Nina Müthing und Dipl.-Ing. Thomas Barciaga gedankt.

Die Vielzahl an Experimenten wäre ohne das Engagement der technischen Mitarbeiter nicht möglich gewesen. Für die Fertigung der Versuchsgeräte gilt mein Dank der Werkstatt in Person von Ralf Schudy, Bernd Schmidt und Tristan Vogel. Bei Michael Skubisch, Tristan Vogel und Ramón Riegner bedanke ich mich für die Durchführung zahlreicher Laborversuche. Für die Durchführung von Modell- und Triaxialversuchen danke ich Joachim Blazytko, Bernhard Sperl und Werner Müller im Zentrifugenzentrum Bochum.

Besonderer Dank gebührt meiner Mutter und meinem 2007 verstorbenen Vater für die jederzeit uneingeschränkte Unterstützung. Bei meiner Freundin Sigrid Krämer bedanke ich mich für die große Geduld in weniger erfreulichen Phasen.

Bochum, im Mai 2011

Lars Röchter



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>i</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Vorwort des Herausgebers</b>	<b>v</b>
<b>Vorwort des Verfassers</b>	<b>vii</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Stand der Forschung</b>	<b>5</b>
2.1. Systeme paralleler Scherflächen . . . . .	5
2.1.1. Normale Verwerfungen in situ (Makroskala) . . . . .	5
2.1.2. Scherbänder in Modellversuchen (Mesoskala) . . . . .	9
2.2. Modellmaterial . . . . .	18
2.2.1. Anforderungen an Modellmaterialien auf Basis der Ähnlichkeits- theorie . . . . .	19
2.2.2. Entwicklung von Modellmaterialien mit geringer Kohäsion . . . . .	22
2.2.3. Methoden zur Messung einer geringen Kohäsion . . . . .	25
2.2.4. Effektive Spannungen . . . . .	28
2.2.5. Dominierende Matrix . . . . .	32
2.3. Lokalisierung von Deformation in Biaxialversuchen . . . . .	38
2.3.1. Festigkeit . . . . .	41
2.3.2. Volumenänderung . . . . .	47
2.3.2.1. Dilatanzwinkel . . . . .	48
2.3.2.2. Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate . . . . .	51
2.3.3. Dehnungen und Spannungen in sowie Geometrie von Scherbändern	55
2.3.3.1. Dehnungen innerhalb eines Scherbands . . . . .	57

2.3.3.2.	Neigung des Scherbands . . . . .	60
2.3.3.3.	Breite des Scherbands . . . . .	62
2.3.3.4.	Rotation der Hauptspannungen innerhalb eines Scherbands	64
2.3.4.	Entfestigung . . . . .	66
2.3.5.	Anisotropie . . . . .	73
2.4.	Berechnung der Abstände von Scherbändern . . . . .	78
<b>3.</b>	<b>Modellmaterial</b>	<b>87</b>
3.1.	Einleitung . . . . .	87
3.2.	Methode . . . . .	88
3.2.1.	Experimenteller Aufbau in der Großzentrifuge Z I . . . . .	88
3.2.2.	Experimenteller Aufbau in der Modellzentrifuge Z III . . . . .	91
3.2.3.	Berechnungsmodell . . . . .	94
3.2.3.1.	Berechnung des Gleitflächenwinkels . . . . .	94
3.2.3.2.	Berechnung der Kohäsion . . . . .	100
3.3.	Versuchsprogramm . . . . .	103
3.3.1.	Ausgangsmaterialien . . . . .	104
3.3.2.	Entwicklung gering kohäsiver Reibungsmaterialien . . . . .	107
3.3.2.1.	Proctorversuche . . . . .	107
3.3.2.2.	Rahmenscherversuche . . . . .	107
3.3.2.3.	Dominierende Matrix . . . . .	112
3.3.2.4.	Kohäsionsversuche . . . . .	113
3.4.	Zusammenfassung . . . . .	122
<b>4.</b>	<b>Lokalisierung von Deformation in Biaxialversuchen</b>	<b>125</b>
4.1.	Einleitung . . . . .	125
4.2.	Versuchsaufbau . . . . .	126
4.2.1.	Entwicklung eines neuen Biaxialgerätes . . . . .	126
4.2.2.	Erfahrungen in konventionellem Gerät . . . . .	130
4.3.	Messtechnik . . . . .	132
4.3.1.	Spannungsregelung in Druckkissen . . . . .	133
4.3.2.	Lokale Spannungsmessung in starrer, unverschieblicher Wand . . . . .	133
4.3.3.	Lokale und globale axiale Spannungsmessung . . . . .	138
4.3.4.	Lokale berührungslose Verformungsmessung . . . . .	140
4.4.	Probeneinbau . . . . .	141
4.5.	Biaxiale Kompressionsversuche . . . . .	143
4.5.1.	Auswertungen . . . . .	143

---

4.5.2.	Generalisierte Ermittlung des Reibungswinkels . . . . .	147
4.5.3.	Zuverlässigkeit . . . . .	150
4.5.4.	Spannungspfad . . . . .	153
4.5.5.	Biaxiale Kompressionsversuche . . . . .	153
4.5.6.	Ergebnisse . . . . .	160
4.6.	Biaxiale Extensionsversuche . . . . .	169
4.6.1.	Auswertungen . . . . .	169
4.6.2.	Spannungspfad . . . . .	173
4.6.3.	Biaxiale Extensionsversuche . . . . .	177
4.6.4.	Ergebnisse . . . . .	186
4.7.	Vergleich anhand von Festigkeitskriterien . . . . .	190
4.7.1.	Triaxiale Kompression – Biaxiale Kompression – Biaxiale Extension	190
4.7.2.	Biaxiale Extension – triaxiale Extension . . . . .	194
4.7.3.	Lockergestein – Festgestein . . . . .	198
4.8.	Volumenänderung . . . . .	200
4.8.1.	Beziehung von Spannungen und Dehnungsraten: Herleitung für biaxia- le Extension . . . . .	200
4.8.2.	Beziehung von Spannungen und Dehnungsraten: Vergleich mit ex- perimentellen Daten . . . . .	207
4.9.	Entfestigung . . . . .	209
4.10.	Zusammenfassung . . . . .	220
<b>5.</b>	<b>Systeme paralleler Scherbänder in Modellversuchen</b>	<b>223</b>
5.1.	Einleitung . . . . .	223
5.2.	Aufbau und Methoden im natürlichen Gravitationsfeld . . . . .	224
5.2.1.	Modifiziertes <i>Bochumer Extensionsgerät</i> . . . . .	224
5.2.2.	Digital Image Correlation (DIC) Methode . . . . .	230
5.2.3.	Beobachtungsmethode: DIC – Röntgen . . . . .	234
5.2.4.	Homogenität der Dehnung . . . . .	236
5.3.	Aufbau und Methoden im erhöhten Gravitationsfeld . . . . .	238
5.3.1.	Großzentrifuge . . . . .	238
5.3.2.	Homogenität der vertikalen Spannung . . . . .	240
5.3.3.	DIC in der Großzentrifuge . . . . .	241
5.3.4.	Homogenität der Dehnung . . . . .	242
5.3.5.	Ebene Dehnung . . . . .	244

5.4.	Versuchsprogramm und -ergebnisse . . . . .	247
5.4.1.	Versagensmodus: Zug- versus Scherversagen . . . . .	248
5.4.2.	Ähnlichkeit zwischen Modell und Modell . . . . .	250
5.4.3.	Initialer Spannungszustand . . . . .	254
5.4.4.	Geometrie der einzelnen Scherbänder . . . . .	256
5.4.5.	Abstand der Scherbänder . . . . .	261
5.4.5.1.	Reproduzierbarkeit . . . . .	261
5.4.5.2.	Einfluss der Kohäsion . . . . .	262
5.4.5.3.	Einfluss des Entfestigungsgradienten . . . . .	263
5.4.5.4.	Einfluss des Reibungswinkels . . . . .	267
5.4.5.5.	Sonstige Einflussfaktoren . . . . .	269
5.4.6.	Horizontale Schichtung . . . . .	272
5.5.	Zusammenfassung . . . . .	274
<b>6.</b>	<b>Analytische Lösung zur Berechnung der Abstände von Scherbändern</b>	<b>277</b>
6.1.	Einleitung . . . . .	277
6.2.	Existierende Lösungsansätze . . . . .	278
6.3.	Analytische Lösung . . . . .	281
6.3.1.	Idee . . . . .	281
6.3.2.	Entfestigung vs. elastische Entlastung . . . . .	282
6.3.3.	Versuchsprogramm . . . . .	286
6.3.4.	Analytische Lösung . . . . .	289
6.3.5.	Beispielrechnungen . . . . .	296
6.4.	Zusammenfassung . . . . .	303
<b>7.</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>305</b>
<b>A.</b>	<b>Modellversuche</b>	<b>309</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>315</b>

# 1. Einleitung

Systeme paralleler Zonen lokalisierter Verformung sind in Strukturen auf unterschiedlichen räumlichen Skalen zu beobachten, von normalen Verwerfungen bzw. Abschiebungen in Felsformationen der oberen Erdkruste (Makroskala) bis hin zu Scherbändern in geotechnischen Strukturen oder im bodenmechanischen Experiment (Mesoskala). Normale Verwerfungen in der oberen Erdkruste resultieren aus einer Extensionsbeanspruchung, wie sie zum Beispiel im Bereich kontinentaler Plattengrenzen auftreten kann. Diese Beobachtung auf phänomenologischer Ebene warf die Fragestellung auf, von welchen Einflussfaktoren der Abstand der Scherflächen abhängt. Die verfolgte Lösungsstrategie ist in Abbildung 1.1 skizziert. Ausgehend von der phänomenologischen Betrachtung (Kapitel 2.1) wurden auf der Ebene der Modellbildung parallel ein experimenteller und ein analytischer Ansatz verfolgt. Im Rahmen der experimentellen Modellierung (Kapitel 5) wurde die Extensionsbeanspruchung durch die Dehnung als Unterlage dienenden elastischen Membran bewirkt. Starre, transparente Seitenwände gewährleisteten die Randbedingung der ebenen Dehnung und erlaubten gleichzeitig die optische Erfassung der Deformation. Um eine Felsformation (Prototyp) in einem Experiment (Modell) abzubilden, ist eine Skalierung der den physikalischen Prozess dominierenden Parameter erforderlich. In der Regel können nicht alle Parameter in einem angestrebten Verhältnis skaliert werden. Die Skalierungsgesetze können mathematisch-formal mittels der Dimensionsanalyse hergeleitet werden, welche jedoch keine Entscheidungskriterien hinsichtlich der Dominanz bestimmter Parameter bietet. Zur Abbildung einer Felsformation ist allgemein anerkannt, dass die Kohäsion  $c$  um den gleichen Faktor skaliert werden muss, mit dem auch die Spannungen im Rahmen der Abbildung eines ideellen Prototyps auf ein Modell reduziert werden. Daraus resultiert für die erforderliche Kohäsion des Modellmaterials üblicherweise ein geringer Wert in der Größenordnung von  $c < 1$  kPa. Während die Bildung einzelner Scherbänder (Beginn der Lokalisierung, Neigung, Breite) intensiv erforscht worden ist, erfolgte eine quantitative Erforschung von Scherbandsystemen bislang ausschließlich mit trockenem Sand. Ob die Vernachlässigung des Effektes einer Kohäsion auf die räumliche Verteilung von Scherbändern zulässig ist, wurde bislang nicht untersucht. Die zu-

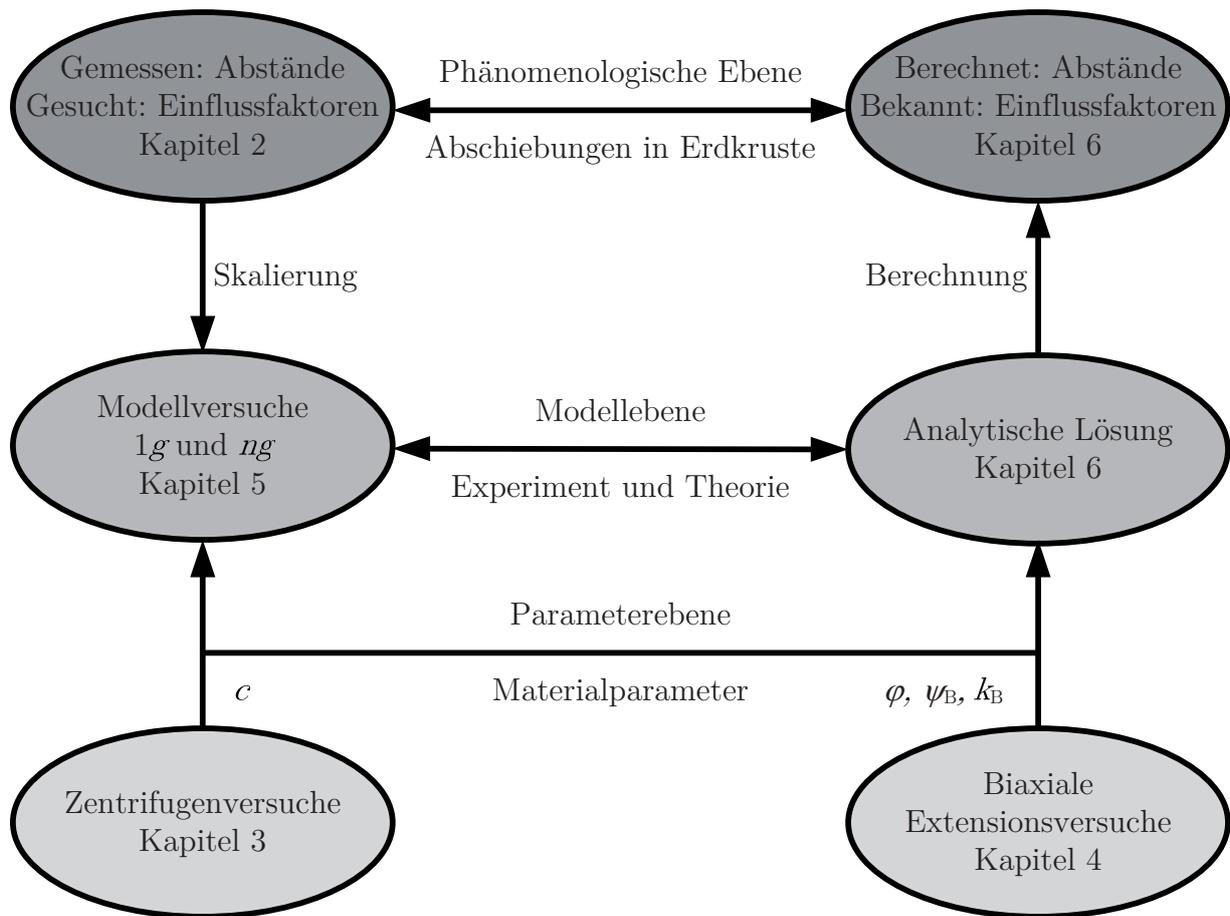


Abbildung 1.1.: Fragestellung und Lösungsstrategie

verlässige Herstellung eines Modellmaterials mit einer geringen Kohäsion (Kapitel 3) ist schwierig, da die bodenmechanischen Standardverfahren zur Ermittlung einer solchen geringen Kohäsion nur bedingt geeignet sind. Die Auswertung dieser Standardversuche basiert auf einer Linearisierung der für kleine Spannungen normal zur Scherfläche eigentlich konvex verlaufenden Grenzbedingung im  $\tau$ - $\sigma'$ -Diagramm, die Kohäsion wird durch diese Linearisierung überschätzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher die Möglichkeit eines bis zur freien Standhöhe vertikal ungestützten Geländesprunges unmittelbar zur Bestimmung der Kohäsion herangezogen, indem das Eigengewicht der Probe durch Erhöhung der Beschleunigung in einer Zentrifuge bis zum Scherversagen der Probe erhöht wurde. Die Kohäsion wurde durch Auswertung von Gleichgewichtsbedingungen rückgerechnet, der Reibungswinkel  $\varphi$  wurde als Eingangsparameter vorab in Rahmenscherversuchen ermittelt. Die Kohäsion wurde durch die Zugabe von Feinkornanteilen zu dem als Ausgangsmaterial verwendeten Mittelsand oder/und durch kapillare Saugspannung infolge eines geringen Sättigungsgrades erzielt. Welchen Effekt eine derart erzeugte Kohäsion auf

---

das Spannungs-Dehnungs-Verhalten hat, wurde in einem neu konstruierten Biaxialgerät ermittelt (Kapitel 4), welches die speziellen Anforderungen an die Randbedingung ebener Dehnung mit freier Ausbildungsmöglichkeit von Scherbändern innerhalb der Deformationsebene unter Berücksichtigung der in den Modellversuchen realisierten Spannungspfade erfüllt. Derartige sogenannte biaxiale Extensionsversuche wurden bislang einzig von Masuda et al. (1999) realisiert. Die Ergebnisse wurden anhand bekannter Festigkeitskriterien im Vergleich mit ebenfalls durchgeführten biaxialen Kompressionsversuchen sowie triaxialen Kompressions- und Extensionsversuchen beurteilt. Neben dem maximalen Reibungswinkel  $\varphi$  und dem zugehörigen Dilatanzwinkel  $\psi$  wurde der Entfestigungsgradient  $k$  ermittelt. Ab dem Beginn der Lokalisierung ist die Dehnung nicht mehr homogen in der gesamten Probe verteilt, sondern konzentriert sich auf den schmalen Bereich des Scherbands. Da das Entfestigungsverhalten nach Entstehung des Scherbands somit keine objektive Materialantwort darstellt, wurde der Entfestigungsgradient auch lokal innerhalb des Scherbands ermittelt,  $k_B$ . Der Zusammenhang zwischen dem globalen und lokalen Entfestigungsgradienten,  $k$  und  $k_B$ , wurde ebenso untersucht wie der Zusammenhang zwischen globalem und lokalem Dilatanzwinkel,  $\psi$  und  $\psi_B$ . Mit dem in Zentrifugenversuchen (Kapitel 3) und Biaxialversuchen (Kapitel 4) entwickelten Spektrum an Modellmaterialien wurden in dem modifizierten *Bochumer Extensionsgerät* Modellversuche durchgeführt (Kapitel 5), die einen umfassenden Beitrag zum Einfluss der Kohäsion, des Entfestigungsgradienten und des maximalen Reibungswinkels auf die räumliche Verteilung von Scherbändern in kohäsiven Reibungsmaterialien liefern. Als Beobachtungstechnik wurde, erstmals auch in der Geotechnischen Großzentrifuge Bochum, die *digital image correlation* (DIC)-Methode und vereinzelt die Röntgen-Technik eingesetzt. Die in Kapitel 3 und 4 ermittelten Materialparameter stellen gleichzeitig Eingangparameter für die analytische Lösung dar (Kapitel 6). Als dominierende Parameter in existierenden Lösungsansätzen zur Erklärung gleichzeitig entstehender Scherbänder wurden die Probenhöhe und die Sohlreibung (Mandl 2000) sowie der Entfestigungsgradient (Wolf 2005) angesehen. In der hier präsentierten analytischen Lösung werden der Deformationsmechanismus paralleler Scherbänder nach Wolf (2005) und der Sohlreibungseffekte berücksichtigende Ansatz von Mandl (2000) kombiniert und hinsichtlich der Kohäsion erweitert. Als physikalische Motivation wurde die von Mandl (2000) allgemein formulierte und von Niemunis (2005) konkretisierte Aussage verfolgt, dass der Scherbandabstand von dem Verhalten in dem entlasteten Bereich zwischen den Scherbändern bestimmt wird. Diese Aussage wurde in Form der Suche nach dem Minimum der elastischen Energierate in die Gleichungen implementiert. Eine fundamentale Annahme in den existierenden Ansätzen ist die Möglichkeit der Entlastung des Bereiches zwischen den Scherbändern ( $\Delta\epsilon_{h,kon} < 0$ ) als Resultat einer Spannungsände-

rung, die mit der Entfestigung innerhalb der Scherbänder einhergeht. Zur Überprüfung dieser Annahme wurde ein modifiziertes Triaxialgerät konstruiert, in dem der Nachbruchbereich einer Probe spannungsgesteuert untersucht werden konnte. Basierend auf dem Vergleich der analytischen Lösung mit den experimentellen Ergebnissen auf der Modellebene, wurden die Abstände von Scherflächen mit dem analytischen Modell berechnet und mit in situ Beobachtungen auf der phänomenologischen Ebene verglichen.

## 2. Stand der Forschung

### 2.1. Systeme paralleler Scherflächen

#### 2.1.1. Normale Verwerfungen in situ (Makroskala)

In zahlreichen Studien wurden Systeme von normalen Verwerfungen (Abschiebungen) in Extensionsgebieten der oberen Erdkruste beschrieben (Brun 2002; Buck 1991; Goldsworthy & Jackson 2001; Mandl 2000; McIntosh et al. 1993; Morellato et al. 2003; Stratford & Stern 2006; Wernicke 1984; Westaway 1991; Xiao et al. 1991). Im Folgenden wird zunächst eine Differenzierung dieser Extensionsgebiete hinsichtlich der zugrunde liegenden tektonischen Prozesse erläutert. Anhand dieser Differenzierung erfolgt die Einschränkung auf den im Rahmen dieser Arbeit behandelten Extensionsmodus asymmetrischer Systeme von Scherflächen in Schichten gleichmäßiger Mächtigkeit.

Häufig wurden Systeme paralleler Abschiebungen beschrieben, welche durch die gesamte obere Erdkruste verlaufen, sich also bis in eine Tiefe von 10-15 km erstrecken (Westaway 1991). Die Deformation lokalisiert in den Abschiebungsflächen, während die Bereiche zwischen den Abschiebungen als Starrkörper mit fortschreitender Extension rotieren und somit die Neigungen bezüglich der Horizontalen flacher werden. Die Beanspruchung der oberen Erdkruste resultiert aus plastischer Deformation des duktilen Erdmantels. Extensionsgebiete befinden sich häufig in Forearc und Backarc Gebieten im Bereich von Subduktionszonen (Abbildung 2.1). Buck (1991) differenzierte drei Extensionsmoden in der kontinentalen Lithosphäre (Abbildung 2.2), eine schmale Riftzone (*narrow rift mode*), eine breite Riftzone (*wide rift mode*) und einen komplexen Modus (*core complex mode*). Sämtlichen Moden ist eine Reduzierung der Mächtigkeit der Erdkruste gemeinsam. In der schmalen Riftzone konzentriert sich die Dehnung auf einen lokalen Bereich der Erdkruste (bis zu 100 km), deren Mächtigkeit in diesem Bereich sehr unterschiedlich ist. Dies wurde von Brun (2002) als Einschnürung bezeichnet. Charakteristisch für die breite Riftzone ist eine gleichmäßige Mächtigkeit der Erdkruste, die über eine deutlich größere Region (bis zu 800 km) gedehnt wird, von Brun (2002) als Ausbreitung bezeichnet. Während diese

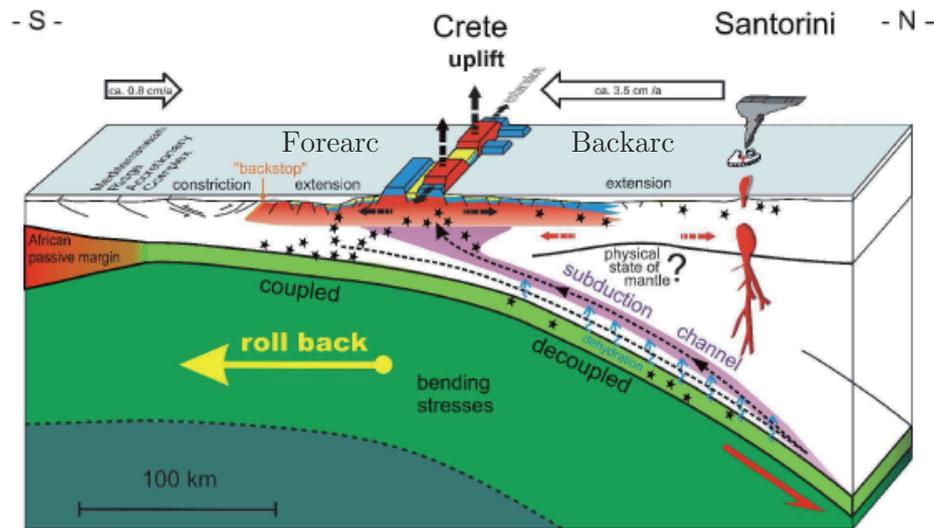


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des Subduktionsprozesses, inkl. der resultierenden Gebiete unter Extensionsbeanspruchung, Meier et al. (2007)

beiden Moden allgemein anerkannt sind, wurde der komplexe Modus von Brun (2002) als lokale Störung innerhalb einer breiten Riftzone bezeichnet. Benes & Davy (1996) beschrieben den komplexen Modus ebenfalls als verteilte Extension (breite Riftzone) mit darauf folgender Lokalisierung der Dehnung in einem schmalen Bereich (schmale Riftzone). In allen Extensionsmoden sind Systeme von Abschiebungsfächen zu erkennen. Diese Systeme wurden von Brun et al. (1985) und Mandl (2000) in asymmetrische Systeme paralleler Abschiebungen und in symmetrische Systeme von Horst- und Graben-Strukturen unterteilt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit liegt der Fokus auf asymmetrischen Systemen,

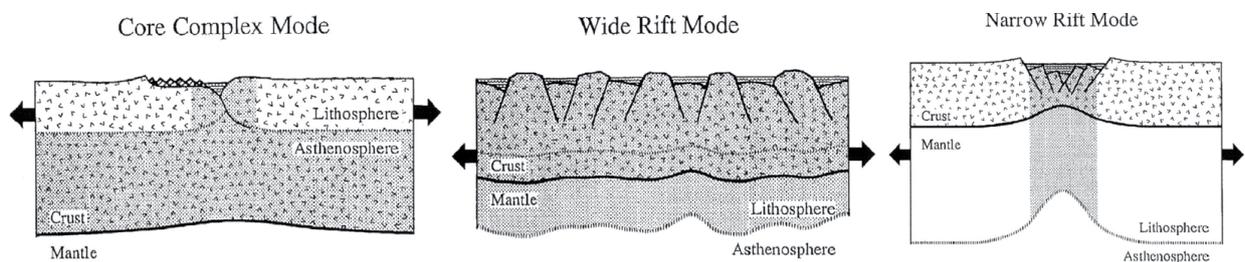


Abbildung 2.2.: Extensionsmoden und Abschiebungsfächen in der Lithosphäre, Buck (1991)

und hierbei insbesondere auf der Untersuchung der Abstände der parallelen Scherflächen innerhalb der asymmetrischen Systeme. Es existieren nur wenige quantitative Untersu-

chungen bezüglich der Abstände in situ (McIntosh et al. 1993; Morellato et al. 2003; Westaway 1991). Die Entdeckung der Abschiebungsflächen erfolgt überwiegend mittels Seismik, Satellitenaufnahmen und vorhandenen geologischen Profilen, wobei die räumliche Auflösung der Untersuchungsmethode großen Einfluss auf die als Abschiebungsflächen bewerteten Störungen hat (Morellato et al. 2003). In manchen Publikationen wurden die Systeme von Abschiebungsflächen mit Angabe eines Maßstabs dargestellt, so dass aus diesen a posteriori eine Quantifizierung vorgenommen werden konnte. Morellato et al. (2003) untersuchten die Anzahl und die Abstände von Abschiebungsflächen in Riftzonen. Die ermittelten Abstände weisen eine große Streuung auf (Abbildung 2.3), wobei ein dominierender Abstand im Bereich von 4-6 km vorherrscht, aber auch Abstände in der Größenordnung von 25-29 km entdeckt wurden (*Basin and Range* Provinz, Backarc-Region). Für einen im Querschnitt abgebildeten Fall in der *Basin and Range* Provinz

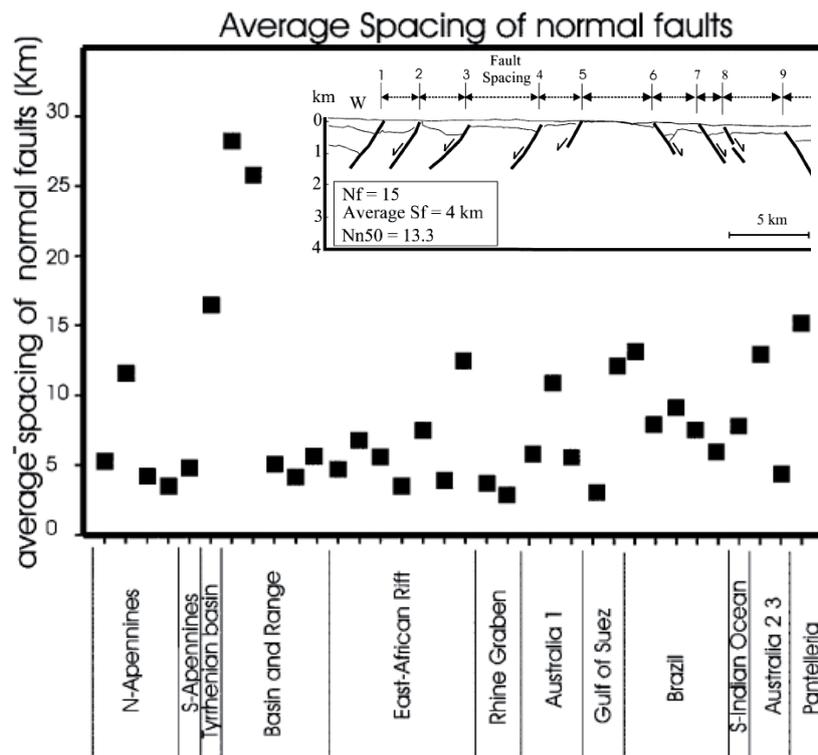


Abbildung 2.3.: Die Abstände von Abschiebungsflächen in Riftzonen wurden in weltweit 12 Regionen quantitativ erfasst. Größtenteils betragen sie 4-6 km, Morellato et al. (2003).

in Abbildung 2.3 konnte neben den Abständen auch die Höhe des gescherten Stratums bestimmt werden. Ein mittlerer Abstand in horizontaler Richtung von  $a_h = 3,1$  km bei

einer Tiefe der Lokalisierung von  $h = 1,5$  km resultiert in einem normierten Abstand von  $a_h/h = 2,0$ . Der Abstand wird mit der Höhe normiert, da in experimentellen Untersuchungen (s. Kapitel 2.1.2) übereinstimmend ein annähernd proportionaler Zusammenhang festgestellt wurde (Jeng et al. 1998; Vendeville & Cobbold 1988; Wolf et al. 2003). Westaway (1991) präsentierte Daten weltweiten Ursprungs mit typischen Abständen zwischen  $a_h = 20 - 100$  km, welche durch die gesamte spröde Erdkruste ( $h = 10 - 15$  km) verlaufen. Die normierten Abstände liegen somit zwischen  $a_h/h \approx 2$  und  $a_h/h \approx 10$ . Am Beispiel einer Extensionsregion im Golf von Korinth (Abbildung 2.4a) wurden  $a_h = 12,6$  km und  $h = 10$  km abgemessen ( $a_h/h = 1,26$ ). Brun (2002) präsentierte als Beispiel einer breiten Riftzone einen Schnitt durch den Peleponnes. Der normierte Abstand der Abschiebungen  $a_h/h$  beträgt 3,5 ( $a_h = 52$  km,  $h = 15$  km). Stratford & Stern (2006) zeigten Systeme von Abschiebungsflächen in einer Backarc-Region in Neuseeland. Daraus konnte  $a_h/h = 0,7$  bestimmt werden ( $a_h = 5,3$  km,  $h = 7,4$  km). Weitere Systeme von parallelen, normalen Verwerfungen über eine Tiefe von mehreren *km* wurden von Mandl (2000) sowie Fossen & Hesthammer (2000) präsentiert (Abbildung 2.4b). McIntosh et al. (1993) bestimmten

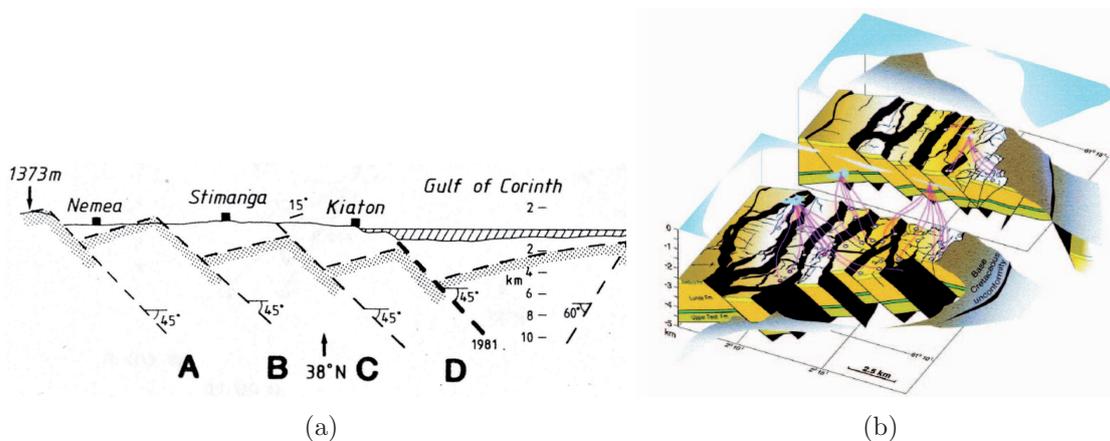


Abbildung 2.4.: (a) Extensionsgebiet im Golf von Corinth, Westaway (1991); (b) System normaler Verwerfungen im Gullfaks Field, Nordsee, Fossen & Hesthammer (2000)

die Abstände paralleler Abschiebungen in der Forearc-Region vor Costa Rica (Abbildung 2.5a). Die Abschiebungen durchdringen die 2 km dicke Sedimentschicht in einem Abstand von 200-500 m. Dies entspricht einem normierten Abstand von  $0,1 \leq a_h/h \leq 0,25$ . Aus der Arbeit von Xiao et al. (1991) wurde ein interpretiertes seismisches Profil ausgewertet, welches die Existenz vieler Abschiebungen oberhalb einer vorhandenen Trennfläche zeigt (Abbildung 2.5b). Es ergibt sich mit  $a_h = 0,9$  km und  $h = 3,6$  km ein normierter Abstand  $a_h/h = 0,25$ . Die ermittelten normierten Abstände von Abschiebungsflächen in der oberen

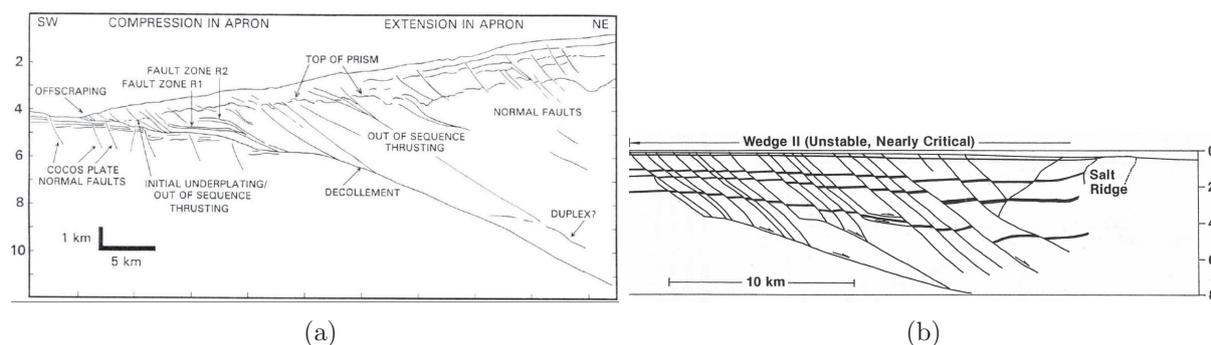


Abbildung 2.5.: (a) Extension in Forearc-Region von Costa Rica, McIntosh et al. (1993); (b) Abschiebungen oberhalb einer vorhandenen Trennfläche in Texas, Xiao et al. (1991)

Erdkruste liegen insgesamt in einem großen Bereich von etwa  $0,1 \leq a_h/h \leq 10$ . Auffällig ist, dass die normierten Abstände in Zonen oberhalb einer vorhandenen, geneigten Trennfläche deutlich geringer sind ( $0,1 \leq a_h/h \leq 0,3$ ) als in Zonen ohne eine solche Trennfläche ( $0,7 \leq a_h/h \leq 10$ ). In den zuletzt genannten Zonen wird die Erdkruste gleichmäßig gedehnt, d.h. die Mächtigkeit der gedehnten Erdkruste verringert sich gleichmäßig über einen weiten Bereich. Dies entspricht dem Fall der breiten Riftzone. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf diesen Fall asymmetrischer Systeme von Scherflächen unter Extensionsbeanspruchung mit gleichmäßiger Mächtigkeit der gescherten Schicht.

### 2.1.2. Scherbänder in Modellversuchen (Mesoskala)

Die beschriebene Extensionsbeanspruchung und die daraus resultierenden Abschiebungen in der oberen Erdkruste waren Anlass für eine Vielzahl von Studien auf cm Skala (Mesoskala). Im Folgenden werden physikalische und numerische Experimente hinsichtlich der Lokalisierung von Deformation in Scherbändern als Konsequenz einer Extensionsbeanspruchung im ebenen Dehnungszustand vorgestellt. Der resultierende Abstand der Scherbänder ist unter Berücksichtigung der in der Literatur beschriebenen Experimente eine Funktion des Extensionsmechanismus (Dehnung bzw. Biegung einer Unterlage, horizontale bzw. geneigte Unterlage), der Probengeometrie (insbesondere der Probenhöhe  $h$ ), der Granulometrie ( $d_{50}$ ,  $d_{max}$ ), des Spannungs-Dehnungs-Verhaltens (Entfestigungsgradient  $k$ , Dilatanzwinkel  $\psi$ ) sowie der beabsichtigten Randbedingungen (Zustand der ebenen Dehnung, homogene Dehnungsverteilung) als auch der unbeabsichtigten Randbedingungen (Wand- bzw. Sohlreibung, inhomogene Dehnungsverteilung). Die Gliederung der im Folgenden vorgestellten Experimente orientiert sich an dem jeweils verwendeten Extensi-

onsmechanismus, wobei die Dehnung einer horizontalen Unterlage im Vordergrund steht. Die Auswirkung alternativer Möglichkeiten der Extensionsbeanspruchung durch Aufbiegung einer Unterlage oder der Dehnung einer geneigten Unterlage werden im Hinblick auf mögliche materielle und experimentelle Einflussgrößen auf den Prozess der multiplen Scherbandausbildung diskutiert.

### *Dehnung einer horizontalen Unterlage*

Cloos (1955) skizzierte in einem gedanklichen Experiment mit Ton auf horizontaler Unterlage, die in beide Richtungen nach außen gezogen wird, Muster von konjugierten Scherbändern (Abbildung 2.6). Vendeville et al. (1987) führten dieses Experiment physika-

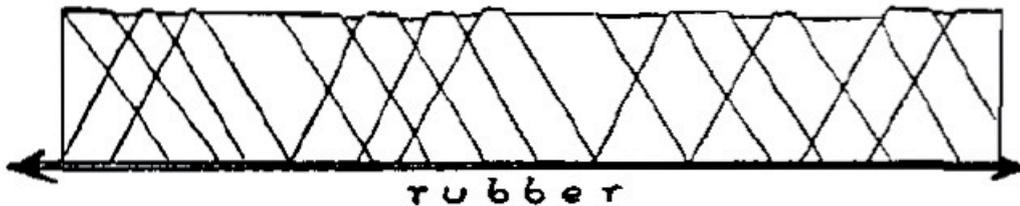


Abbildung 2.6.: Konjugierte Scherbänder in Ton, gedankliches Experiment, Cloos (1955)

lisch mit Feinsand durch. Sie beobachteten eine starke Abhängigkeit des Scherbandabstandes von der Probenhöhe (untersucht wurden  $h = 2,5$  cm und  $h = 5$  cm), das Verhältnis wurde von Vendeville & Cobbold (1988) dann als proportional zitiert. Die Scherbandgeometrie war für eine hier nicht abgebildete 5 cm hohe Probe sehr unregelmäßig. Vendeville et al. (1987) führten dies auf einen großen Einfluss der Wandreibung zurück, da bei kleiner Probenhöhe ( $h = 2,5$  cm) Bereiche mit einer bevorzugten Neigungsrichtung dominierten. Die Neigungen in diesem Experiment wechseln in der Mitte der Probe die Richtung (Abbildung 2.7). Würde das Verschiebungsfeld der gedehnten Unterlage gezeichnet, so wäre die Probenmitte als unverschiebliche Symmetrieachse zu erkennen, die Verschiebung würde in beide Richtungen nach außen linear zunehmen. Im Hinblick auf die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde diese Symmetrie ausgenutzt, indem die Gummimatte nur in eine Richtung gezogen wurde, während die andere Seite unverschieblich gelagert wurde. Die Querdehnung der unterliegenden Gummimatte sollte mittels einer von Vendeville et al. (1987) nicht detailliert beschriebenen Konstruktion verhindert werden. Diese Idee wurde hier aufgegriffen, um den Zustand der ebenen Dehnung zu gewährleisten (Kapitel 5). In Experimenten mit einer Silikonschicht (3 mm) zwischen Gummimatte und Sandprobe entstanden konjugierte Scherbänder. Aufgrund dieses Vergleichs wurde

die Dominanz einer bevorzugten Neigungsrichtung als Konsequenz von Schubspannungen zwischen der Sandprobe und der Gummimatte erklärt. Ob die Ausbildung konjugierter Scherbänder den resultierenden Abstand beeinflusst, wurde nicht untersucht. McClay &

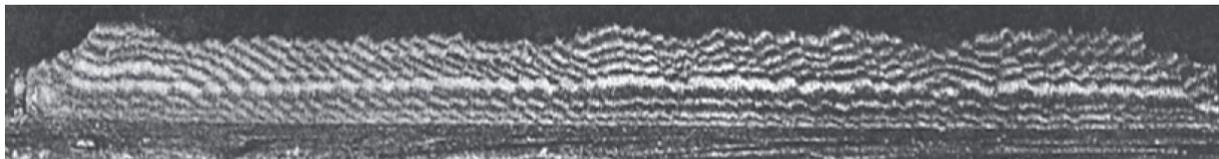


Abbildung 2.7.: Streckung der Gummimatte in beide horizontale Richtungen, System paralleler Scherbänder mit Änderung der Neigungsrichtung in Symmetrieachse, Vendeville et al. (1987)

Ellis (1987) ermittelten Bereiche paralleler Scherbänder zwischen Horst- und Graben-Strukturen in Extensionsversuchen mit Grobsand auf horizontaler, gedehnter Unterlage. Die Dehnungsverteilung wurde kontrolliert und als gleichmäßig beschrieben. Das Abtragen einzelner vertikaler Schnitte offenbarte allerdings eine Änderung des Lokalisierungsmusters über die Probenbreite. Die Ursache hierfür wurde nicht geklärt, möglicherweise besteht ein Zusammenhang zu unvollkommenen Randbedingungen, da Maßnahmen zur Reduktion der Reibung zwischen Gummimatte und Grundplatte sowie zur Verhinderung der Querdehnung der Gummimatte fehlten. McClay (1990) beobachtete die Bildung eines Systems paralleler Scherbänder in Extensionsversuchen auf horizontaler, gedehnter Unterlage mit Sand und Sand-Ton-Mischungen (Abbildung 2.8). Er widerlegte die Beobachtung einer Änderung des Lokalisierungsmusters über die Probenbreite in Versuchen mit Feinsand. Hinsichtlich der Lokalisierungsmuster in den trockenen Sand-Ton-Mischungen wurden keine Ergebnisse präsentiert, die Lokalisierungsgeometrien wurden aber als ähnlich bezeichnet. Inhomogenitäten in der Verteilung der horizontalen Dehnung der Unterlage haben einen großen Einfluss auf das Scherbandmuster, wie die Arbeit von Ishikawa & Otsuki (1995) zeigt. Die Inhomogenität wurde in den Extensionsversuchen mit Glaskugeln identischen Durchmessers durch die Änderung der Abmessungen der Gummimatte  $b/a$  bewirkt (Abbildung 2.9a). Aus der resultierenden Änderung der Dehnungsverteilung  $\varepsilon_x$  in Zugrichtung  $x$  (Abbildung 2.9b oben) wurde der Dehnungsgradient  $\Delta\varepsilon_x/\Delta x$  berechnet. Je größer der Dehnungsgradient war, desto mehr Scherbänder waren asymmetrisch in eine bevorzugte Richtung geneigt (Abbildung 2.9b unten). Die Aussage bezüglich des Einflusses des Dehnungsgradienten basierte auf der Betrachtung von Mittelwerten, die Aufschlüsselung der zehn Einzelversuche hingegen offenbarte große Unterschiede hinsichtlich der Neigungsrichtung der Scherbänder. Zusätzliche Inhomogenitäten könnten durch

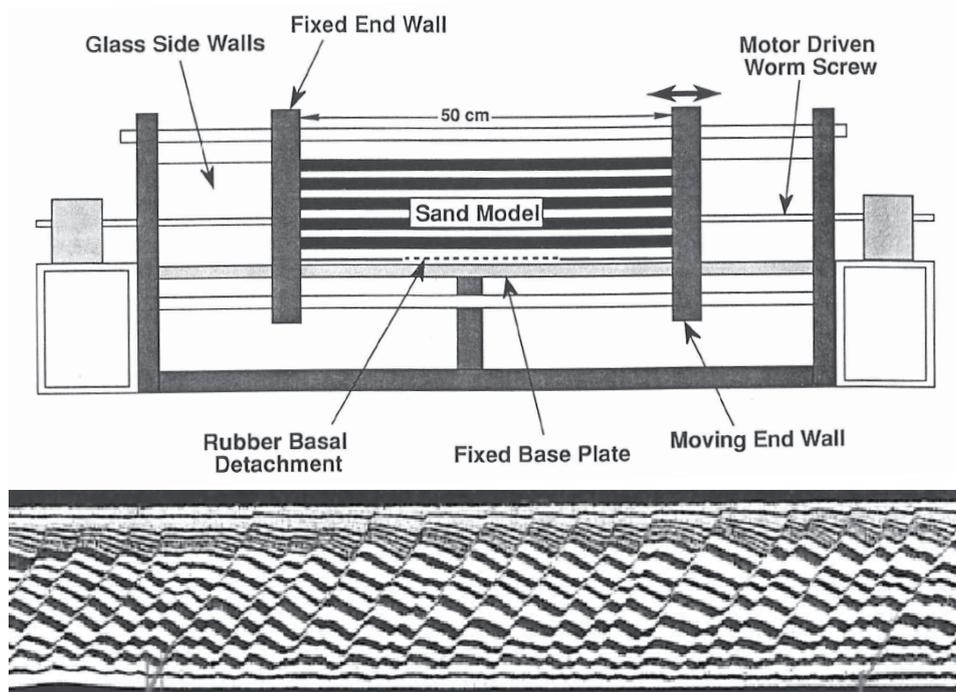


Abbildung 2.8.: Parallele Scherbänder in Sand auf horizontaler, gedehnter Unterlage, McClay (1990)

fehlende Schmierung zwischen Gummimatte und Unterlage, fehlende Verhinderung der Querdehnung der Gummimatte oder hohe Wandreibung durch den Einsatz von Plexiglas (Exadaktylos et al. 2003) entstanden sein. Trotz der Vielzahl an Inhomogenitäten wurde für  $b/a = 1$  ( $b = 38$  cm) eine relativ homogene Dehnungsverteilung ermittelt (Abbildung 2.9b oben), was für eine relativ große Robustheit der Dehnungsverteilung gegenüber den unbeabsichtigten Inhomogenitäten spricht. Jeng et al. (1998) befassten sich mit dem Einfluss der Reibung zwischen Gummimatte und Grundplatte. Die Extensionsbeanspruchung wurde ebenfalls durch horizontale Dehnung der unterliegenden Gummimatte in eine Richtung aufgebracht. Zur Reduktion der Reibung, insbesondere bei großer Vertikalspannung in Experimenten im erhöhten Schwerfeld, wurde diese Kontaktfläche gefettet und zusätzlich eine steifere Gummimatte eingesetzt. Diese Maßnahmen führten in einem 20 g Versuch mit mitteldicht gelagertem Mittelsand bei einer Probenhöhe von  $h = 10$  cm zu einem sehr ähnlichen Scherbandmuster wie in einem 1 g Versuch ohne diese Maßnahmen zur Reduktion der Reibung (Abbildung 2.10). Ein direkter Vergleich ist nicht möglich, da weder ein 1 g Versuch mit Reduktion der Reibung noch ein 20 g Versuch ohne Reduktion der Reibung durchgeführt wurde. In jedem Fall wurde die Dominanz eines Systems paralleler Scherbänder beobachtet. In Vergleichsversuchen mit einer Probenhöhe

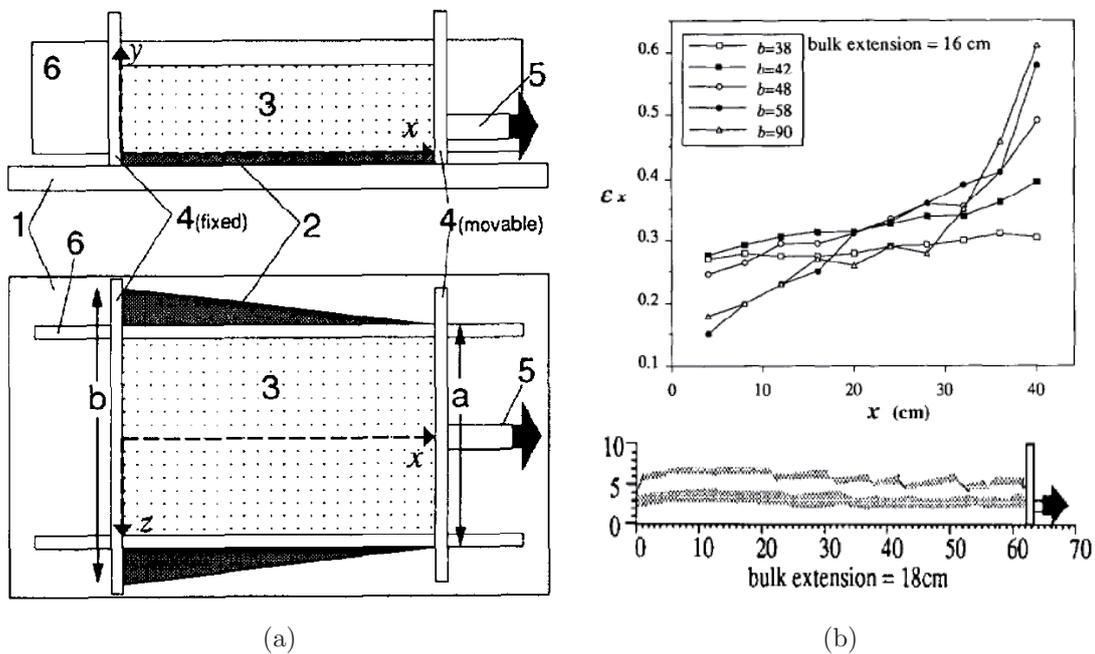


Abbildung 2.9.: Asymmetrie der Scherbänder durch inhomogene Dehnungsverteilung Ishikawa & Otsuki (1995)

von  $h = 5$  cm wurde der Scherbandabstand als proportional zur Probenhöhe festgestellt. Eine Aussage zum Einfluss des  $g$ -Niveaus fehlt, da die Ergebnisse nicht reproduzierbar waren. Brun (2002) führte Extensionsversuche zur Modellierung einer breiten Riftzone mit Fontainebleau Sand durch. Als Unterlage diente eine mehrere cm dicke Silikonschicht, die sich infolge der Verschiebung einer Stirnwand in horizontaler Richtung dehnte (Abbildung 2.11). Es bildete sich ein System paralleler, in antithetischer Richtung geneigter Scherbänder. Die Neigungsrichtung kann in Anlehnung an Mandl (2000) als antithetisch beschrieben werden, wenn die horizontale Komponente der Verschiebung eines Blocks in entgegengesetzter Richtung zu der Verschiebung der Unterlage erfolgt. Die Bevorzugung der antithetischen Richtung wurde durch Schubspannungen zwischen Sand und Silikon erklärt. Bereits bei kleinen Dehnungen wurde die Verteilung der Scherbänder über beinahe die gesamte Probenlänge beobachtet, was auf die simultane Bildung der Scherbänder hindeutet. Harper et al. (2001) modellierten die Extensionsversuche von Vendeville et al. (1987) numerisch mittels der Finite Differenzen Methode (FDM). Klare Scherbänder konnten nach Harper et al. (2001) nicht berechnet werden. Scherbandmuster sind in den Fällen zu erraten, in denen die Heterogenität des Materials in Form einer Gauß-Verteilung des Reibungswinkels (Abbildung 2.12 oben) oder in Form einer Entfestigung des Materials als

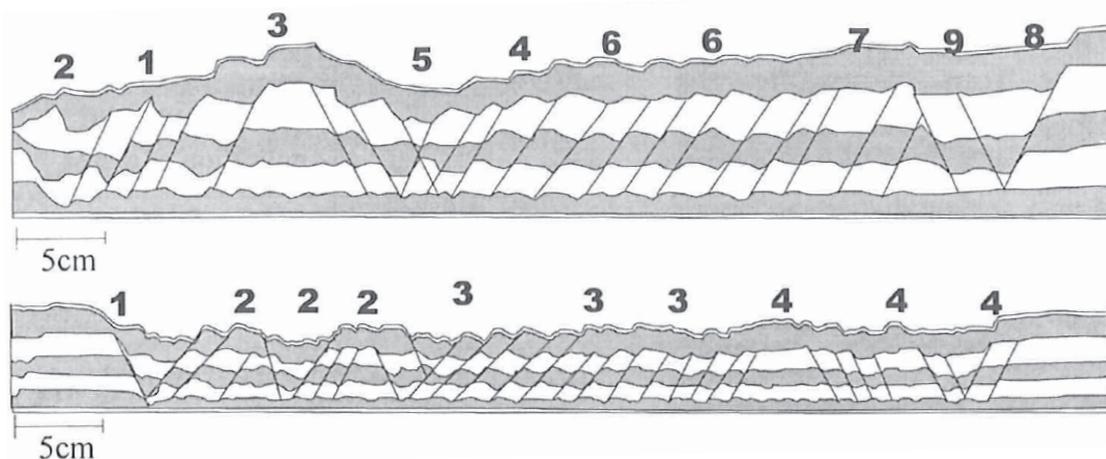


Abbildung 2.10.: Ähnliche Muster von Scherbändern bei 20 *g* mit reduzierter Reibung und  $h = 10$  cm (oben) sowie bei 1 *g* ohne Reduktion der Reibung und  $h = 5$  cm (unten), Jeng et al. (1998)

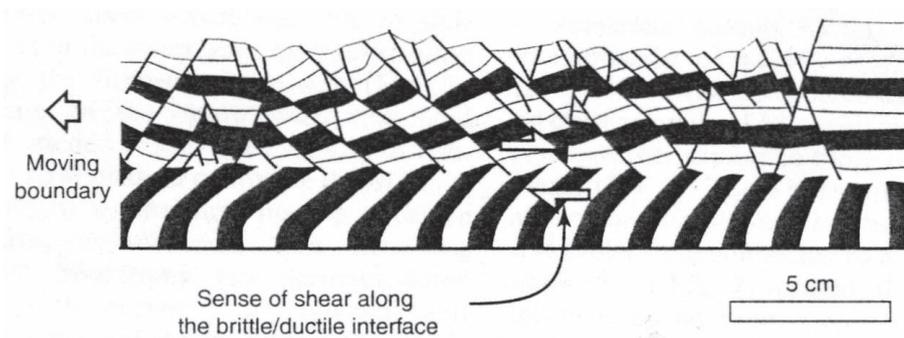


Abbildung 2.11.: Parallele Scherbänder im Rahmen der Modellierung einer breiten Riftzone, Brun (2002)

Reduktion des Reibungswinkels (Abbildung 2.12 unten) berücksichtigt wurde. Zu bemerken ist, dass die Entfestigung von Harper et al. (2001) als homogene Materialeigenschaft verstanden wurde, und nicht als Reduktion der Scherfestigkeit innerhalb eines Scherbands. Neben dem Materialverhalten wurden auch die Randbedingungen nicht realistisch modelliert, da die in Experimenten vorhandene Wand- und Sohlreibung nicht berücksichtigt wurde. Nübel (2002) modellierte das Extensionsexperiment mittels der Finite Elemente Methode (FEM). Berechnet wurde ein System konjugierter Scherbänder (Abbildung 2.13a), während in eigenen Experimenten ein System paralleler Scherbänder ermittelt wurde (Abbildung 2.13b). Die Ursache für diese qualitative Diskrepanz blieb ungeklärt. Wolf (2005) bzw. Wolf et al. (2003, 2005, 2006) untersuchten die „Scherfugenbänderung



Abbildung 2.12.: Numerische Modellierung des Extensionsversuches mit Fluktuation des Reibungswinkels (oben) und Entfestigung (unten), Harper et al. (2001)

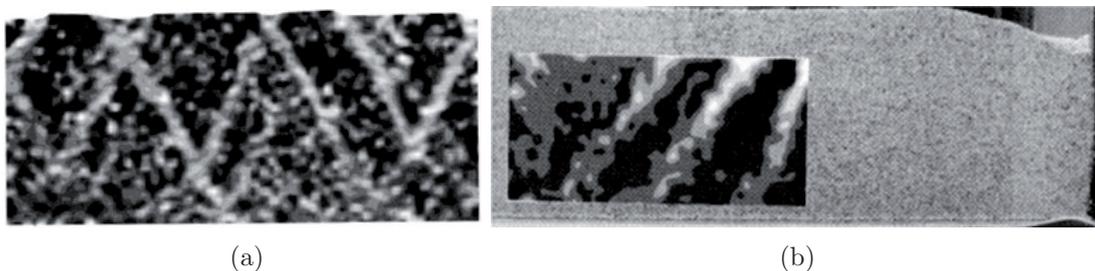


Abbildung 2.13.: (a) Konjugierte Scherbänder in numerischer Berechnung, (b) parallele Scherbänder im Experiment, Nübel (2002)

granularer Materialien unter Extensionsbeanspruchung“ (Abbildung 2.14) experimentell im *Bochumer Extensionsgerät*. Diese Arbeiten beinhalten eine detaillierte Untersuchung von Scherbandabständen, -neigungen und -breiten. Die wesentlichen Erkenntnisse hinsichtlich der Scherbandabstände in trockenem Sand sind:

1. Der Abstand der Scherbänder ist proportional zur Probenhöhe.
2. Der mittlere Korndurchmesser  $d_{50}$  beeinflusst den Abstand der Scherbänder nicht, ist aber entscheidend für die Ausbildung symmetrischer oder asymmetrischer Scherbänder. In feinkörnigem Sand entstehen asymmetrische, in grobkörnigem Sand symmetrische Scherbänder.
3. Das Größtkorn  $d_{\max}$  bestimmt den Abstand ungleichförmiger Sande mit identischem  $d_{50}$ .
4. Der Einfluss dynamischer Eigenschaften, wie von Poliakov et al. (1994) vermutet, wurde widerlegt.
5. Das Spannungsniveau in Form des Vielfachen  $n$  der Erdbeschleunigung  $g$  beeinflusst den Scherbandabstand nicht.

6. Die Lagerungsdichte beeinflusst den Scherbandabstand. Eine geringere Lagerungsdichte bewirkt im arithmetischen Mittel einen größeren Scherbandabstand, während gleichzeitig die Streuung der Einzelwerte um diesen Mittelwert zunimmt.

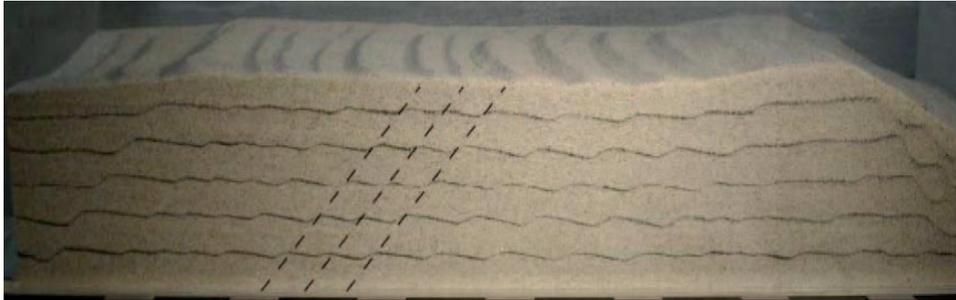


Abbildung 2.14.: Parallele Scherbänder in dicht gelagertem Sand im *Bochumer Extensionsgerät*, Wolf (2005)

### *Biegung der Unterlage*

Eine homogene Dehnung ist neben der Streckung der Unterlage durch Aufbiegen der Unterlage realisierbar. Vermeer & de Borst (1984) zeigten ein Experiment von Mandl (1984, “private communication”), der eine flexible Unterlage nach oben gebogen hatte (Abbildung 2.15). In der Probe dichten Sandes sind ausschließlich parallele Scherbänder zu sehen, die Neigungsrichtung wechselt in der Symmetrieachse. Bereits Cloos (1933) befasste sich mit Versagensmustern infolge Biegung. Er skizzierte einseitig bevorzugte Neigungen über die gesamte Probenhöhe, deren Richtung in der Symmetrieachse wechselt, falls gleichzeitig keine Einengung der Probe in Querrichtung stattfindet (ebene Dehnung). Im Falle der Einengung in Querrichtung zeichnete er Horst- und Graben-Strukturen. Cloos (1968) skizzierte Muster von Scherbändern mit einer bevorzugten Neigungsrichtung über die gesamte Probenlänge innerhalb der oberen Hälfte einer Tonprobe, deren Unterlage nach oben gebogen wurde. Das Experiment von Mandl zeigt, dass das von Cloos (1933) skizzierte Versagensmuster am ehesten zutreffend ist. Im Unterschied zu der Vermutung von Cloos (1933) verlaufen die Scherbänder im Fall der Aufbiegung jedoch nicht über die gesamte Probenhöhe.

### *Dehnung auf geneigter Unterlage*

Extensionsversuche auf geneigter Unterlage können aus zwei Gründen durchgeführt werden. Einerseits können damit Scherbänder oberhalb einer vorhandenen, geneigten Trenn-



Abbildung 2.15.: Parallele Scherbänder in dichtem Sand infolge Aufbiegung der Unterlage, Experiment von Mandl (1984), Vermeer & de Borst (1984)

fläche untersucht werden. Andererseits begünstigt die Neigung der Unterlage eine Neigungsrichtung der Scherbänder. Damit können Horst- und Graben-Strukturen oder konjugierte Scherbänder a priori ausgeschlossen werden. Cloos (1968) führte Extensionsversuche auf einer geneigten Unterlage mit einer nassen Tonprobe durch. Die Unterlage bestand aus Paraffin, welches durch Erwärmung von unten schmolz. Es entstand ein Paar paralleler, synthetisch geneigter Scherbänder über die komplette Probenhöhe (Abbildung 2.16a). Vendeville & Cobbold (1988) führten Extensionsversuche mit trockenem Feinsand durch (Abbildung 2.16b). In dem von Vendeville et al. (1987) beschriebenen Gerät wurde eine Stirnwand nach außen gezogen, die unterliegende Latex-Membran dadurch gedehnt. Die Unterlage wurde um  $7^\circ$  bezüglich der Horizontalen geneigt. In einem Versuch wurde eine 5 mm dicke Schicht Silikonpaste auf die Oberfläche der Latex-Membran aufgetragen, um einen duktilen Untergrund zu modellieren. Unabhängig von der Existenz einer solchen Silikonschicht bildeten sich parallele, synthetisch geneigte Scherbänder. Es wurde eine stark abweichende Scherbandgeometrie in Probenmitte und in Bereichen der Seitenwände beobachtet, deren Ursache in Wandreibungseffekten oder in Inhomogenitäten der Dehnungsverteilung begründet sein könnte. Trotz der großen Anzahl experimenteller und numerischer Studien zu Systemen von Scherbändern unter Extensionsbeanspruchung wurden nur wenige belastbare Aussagen in systematischen Untersuchungen erarbeitet, da die meisten Studien sich nicht explizit mit diesem Thema auseinandergesetzt haben und häufig nur eine geringe Anzahl an Experimenten vorliegt, die auch a posteriori keine

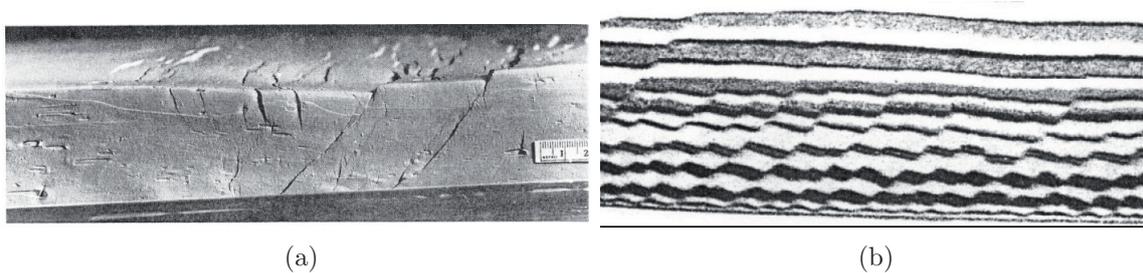


Abbildung 2.16.: (a) Synthetische Scherbänder in nassem Ton infolge Dehnung auf geneigter Unterlage, Cloos (1968); (b) Synthetische Scherbänder in trockenem Sand infolge Dehnung auf geneigter Unterlage, Vendeville & Cobbold (1988)

systematische Auswertung zulässt. Die Messungen in den verfügbaren Abbildungen von Brun (2002), Jeng et al. (1998), McClay (1990), Vendeville et al. (1987) und Wolf (2005) ergeben mit der Probenhöhe  $h$  normierte Abstände  $a$  in einem relativ engen Bereich von  $0,1 \leq a/h \leq 0,4$ . Die Abstände sind deutlich geringer als die auf Makroskala ermittelten ( $0,7 \leq a/h \leq 10$ ). Keine der präsentierten Untersuchungen kann die Abstände paralleler Scherbänder in situ erklären. Die Studien verdeutlichen aber die Sensitivität des sich ausbildenden Lokalisierungsmusters in Abhängigkeit von den Versuchsrand- sowie den Initialbedingungen, woraus sich essentielle Schlussfolgerungen für ein zu verwendendes Versuchsgerät zwecks Realisierung homogener Extension ergeben, die im Rahmen der Beschreibung des *Bochumer Extensionsgerätes* in Kapitel 5 näher erläutert werden.

## 2.2. Modellmaterial

Die Modellierung der Extensionsbeanspruchung und der daraus resultierenden Systeme paralleler Abschiebungsflächen in der oberen Erdkruste mit Hilfe von Modellversuchen stellt nicht nur hohe Anforderungen an das Versuchsgerät zur Abbildung der Extensionsbeanspruchung, sondern erfordert auch eine geeignete Abbildung des verwendeten Materials. Die Abbildung einer materiellen Struktur auf eine andere räumliche Skala unterliegt bestimmten Anforderungen, welche aus der Ähnlichkeitstheorie resultieren. Im Folgenden werden diese Anforderungen erläutert, und die bekannten Möglichkeiten zur Entwicklung geeigneter Modellmaterialien zusammengefasst.

### 2.2.1. Anforderungen an Modellmaterialien auf Basis der Ähnlichkeitstheorie

Das mathematisch-formale Gerüst der Ähnlichkeitstheorie basiert auf der Dimensionsanalyse, und wird in Anlehnung an Hutter & Jöhnk (2004) skizziert. Grundlage ist das Theorem von Buckingham. Dies besagt, dass eine Gleichung dann auf dimensionslose Produkte  $\Pi_i$  reduziert werden kann, wenn sie bezüglich der Dimensionen homogen ist. Wenn ein funktionaler Zusammenhang zwischen einer dimensionsbehafteten Zielgröße und dimensionsbehafteten Einflussgrößen  $Q_j$  auf dimensionslose Produkte reduziert worden ist, dann muss ein Gleichungssystem der Form

$$f(\Pi_1, \dots, \Pi_j) = 0 \quad (2.1)$$

existieren (Hutter & Jöhnk 2004, Gl. (8.3.37)). Die dimensionsbehafteten Einflussgrößen  $Q_j$  werden mit den fundamentalen Dimensionen Masse  $M$ , Länge  $L$  und Zeit  $T$  beschrieben. Daraus lässt sich die in Gleichung (2.2) beschriebene Dimensionsmatrix mit  $n$  Variablen aufstellen, deren bekannte Koeffizienten  $a_{ij}$  die Exponenten der fundamentalen Dimensionen der zugehörigen Einflussgröße  $Q_j$  darstellen, d.h.  $Q_1 = M^{a_{11}} L^{a_{21}} T^{a_{31}}$  usw..

$$\begin{array}{c|cccc} & Q_1 & Q_2 & \dots & Q_n \\ & k_1 & k_2 & \dots & k_n \\ \hline M & a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ L & a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ T & a_{31} & a_{32} & \dots & a_{3n} \end{array} \quad (2.2)$$

Ein dimensionsloses Produkt  $\Pi_i$  lässt sich allgemein mit Gleichung (2.3) beschreiben.

$$\Pi_i = \prod_{j=1}^n Q_j^{k_j} \quad (2.3)$$

Die Exponenten  $k_j$  werden so ermittelt, dass das resultierende Produkt  $\Pi_i$  die Dimension 1 hat, d.h. die Summe der Exponenten  $k_j$  gleich null ist:

$$\begin{aligned} k_1 a_{11} + k_2 a_{12} + \dots + k_n a_{1n} &= 0 \\ k_1 a_{21} + k_2 a_{22} + \dots + k_n a_{2n} &= 0 \\ k_1 a_{31} + k_2 a_{32} + \dots + k_n a_{3n} &= 0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Da hierzu in der Regel mehr Unbekannte  $n$  als unabhängige Gleichungen  $r$  (Rang der Matrix) vorliegen, können  $n - r$  Werte für  $k_j$  vorgegeben und jeweils die verbleibenden  $r$

Werte berechnet werden. Daraus ergeben sich also  $n - r$  linear unabhängige, dimensionslose Produkte  $\Pi_1, \dots, \Pi_{n-r}$ . Ein Modell ist dem Prototyp vollständig ähnlich, wenn alle dimensionslosen Produkte konstant sind. Ein physikalischer Prozess ist skalenunabhängig, wenn er ausschließlich von konstanten Produkten  $\Pi_i$  abhängt. Die dimensionsbehafteten Einflussgrößen  $Q_j$  repräsentieren diejenigen Parameter, welche das physikalische Problem dominieren. Diese ergeben sich nicht aus der Dimensionsanalyse, sondern sind Eingangswerte. Insofern dient die Dimensionsanalyse nicht der Auffindung der dominierenden Parameter, aber mit ihrer Hilfe können Zusammenhänge und Widersprüche erkannt werden. Kann beispielsweise die Konstanz zweier dimensionsloser Produkte nicht simultan erfüllt werden, so ist der maßgebende Effekt durch physikalische Betrachtungen zu ermitteln. Wird die Bedingung der Konstanz eines dimensionslosen Produktes nicht erfüllt, obwohl dieses einen Einfluss auf den physikalischen Prozess hat, so wird dies als Skalierungseffekt bezeichnet. Kein Modell bildet die Natur perfekt ab, die Ähnlichkeit zwischen beiden ist in der Regel nur für einzelne Parameter erfüllbar. Welche Parameter dies sein sollen, muss a priori hinsichtlich ihrer erwarteten Bedeutung für das physikalische Phänomen entschieden werden. Nur, wenn die für den physikalischen Prozess maßgebenden Parameter von einem Prototyp auf ein Modell korrekt abgebildet werden, dann sind Rückschlüsse von den auf einer Skala gewonnenen Erkenntnissen auf eine andere Skala zulässig. Die Ähnlichkeit wird in geometrische, kinematische und dynamische Ähnlichkeit differenziert. Geometrische Ähnlichkeit zwischen Prototyp und Modell ist dann gegeben, wenn die Abmessungen in alle drei Raumrichtungen um den gleichen Faktor reduziert werden. Zwei Systeme sind kinematisch ähnlich, wenn die Geschwindigkeiten und die Beschleunigungen der Partikel ähnlich sind. Zwei Systeme sind dynamisch ähnlich, wenn die in den Systemen wirkenden Kräfte ähnlich sind.

Die Dimensionsanalyse wurde erstmals von Hubbert (1937) hinsichtlich der Modellierung geologischer Strukturen formuliert. Danach muss das Verhältnis der Spannungen von Modell und Prototyp genau so groß sein wie das Verhältnis der Festigkeit von Modell und Prototyp. Durch den Einsatz geotechnischer Zentrifugen können die Möglichkeiten der experimentellen Modellierung erweitert werden, gleichzeitig sind die einzuhaltenden Ähnlichkeitsbedingungen komplexer geworden. Durch die Arbeit von Ramberg (1981) fand die Zentrifugentechnik erstmals Eingang in die Skalierungsgesetze. Der Begriff der Festigkeit wurde nicht konkreter betrachtet, als dass es sich um eine Größe im Spannungsraum handeln soll. Mittlerweile existiert ein umfangreicher Katalog mit Skalierungsgesetzen für eine Vielzahl spezieller Anwendungen in Zentrifugen-Modellversuchen (Garnier & Gaudin 2007). Mulugeta (1988*a,b*) setzte im Rahmen der physikalischen Modellierung tektonischer Prozesse die Kohäsion  $c$  als Festigkeit ein. Das Verhältnis von kohäsiver Festigkeit  $c$

zu vertikaler Spannung  $\sigma_v = \rho n g h$  wird allgemein als Bedingung für dynamische Ähnlichkeit anerkannt (Ackermann et al. 2001; Jeng et al. 1998; Vendeville et al. 1987; Vendeville & Cobbold 1988; Weijermars et al. 1993). Der Proportionalitätsfaktor  $n$  bezeichnet das Vielfache der Erdbeschleunigung  $g$ , die resultierende Beschleunigung wirkt als Summe der Erdbeschleunigung und der radialen Trägheit auf eine Probe der Höhe  $h$  ein. Das invariante Verhältnis dynamisch ähnlicher Systeme wird im Folgenden als Ähnlichkeitsverhältnis  $r$  (Mulugeta 1988a) bezeichnet.

$$r = \left( \frac{c}{\rho n g h} \right)_{\text{Modell}} = \left( \frac{c}{\rho n g h} \right)_{\text{Prototyp}} \quad (2.5)$$

Nach Kenntnisstand des Autors fehlt bislang eine experimentelle Verifizierung der impliziten Schlussfolgerung, dass jedes dynamisch ähnliche Modell in einem ähnlichen Versagensmechanismus resultiert. Dies ist im Rahmen einer Versuchsreihe unter Variation der vier konstituierenden Parameter Probenhöhe, initiale Lagerungsdichte, resultierende Beschleunigung und Kohäsion mittels Einsatz einer Großzentrifuge realisierbar. Die dynamische Ähnlichkeit kann analog zu Gleichung (2.5) durch den Vergleich zweier Modelle (*modelling of models*, Corté 1992), Modell 1 und Modell 2, verifiziert werden:

$$r = \left( \frac{c}{\rho n g h} \right)_{\text{Modell 1}} = \left( \frac{c}{\rho n g h} \right)_{\text{Modell 2}} \quad (2.6)$$

Der Wert des Ähnlichkeitsverhältnisses  $r$  lässt sich aus beliebigen Kombinationen der genannten konstituierenden Parameter zusammensetzen und ist zum Vergleich zweier Modelle a priori festzulegen. Die tatsächlich möglichen Kombinationen ergeben sich unter Berücksichtigung der physikalischen Einschränkungen hinsichtlich Kohäsion, Lagerungsdichte, Probenhöhe und resultierender Beschleunigung in der Zentrifuge. Diese Einschränkungen sind nicht unabhängig voneinander.

Zusätzlich zu den erwähnten Einschränkungen wurde eine Abschätzung der Parameter im Hinblick auf einen zunächst noch nicht konkretisierten Prototyps vorgenommen. Als Parameter eines typischen Gesteins der oberen Erdkruste wurde auf Literaturdaten zurückgegriffen. Als Kohäsion wählten Mulugeta (1988a) 2 MPa, Jeng et al. (1998) 10 MPa und Weijermars et al. (1993) 60 MPa. Auf dieser Basis wird die Kohäsion des Erdkrustenmaterials hier mit 10 MPa angesetzt. Als Dichte wird wie von Mulugeta (1988a) und Jeng et al. (1998) 2,4 g/cm<sup>3</sup> gewählt. Die Höhe des Stratums soll im Bereich 10<sup>3</sup> m bis 2 · 10<sup>4</sup> m liegen, da die obere Erdkruste sich bis in eine Tiefe von etwa 2 · 10<sup>4</sup> m erstreckt. Als Ähnlichkeitsverhältnis ergibt sich somit ein Wert zwischen 0,02 und 0,83. Im Vorgriff auf die Ergebnisse der Versuchsreihe zur Differenzierung zwischen Zug- und Scherversagen (Kapitel 5.4.1) sei erwähnt, dass für ein Ähnlichkeitsverhältnis  $r \geq 0,25$  Zugversagen

anstelle des Scherversagens dominiert. Die obere Grenze, unterhalb derer im Experiment auf jeden Fall Scherversagen erwartet wird, wurde zu  $r_{\max} = 0,10$  festgelegt. Unter Ansetzung minimal und maximal möglicher Parameter hinsichtlich der initialen Probedichte, des Proportionalitätsfaktors  $n$  und der Probenhöhe  $h$  ergibt sich für die Kohäsion des Modellmaterials ein Bereich von  $c_{\min} = 0,02 \text{ kPa} \leq c \leq 5,0 \text{ kPa} = c_{\max}$ . Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Modellmaterialien mit einer Kohäsion in dieser geringen Größenordnung entwickelt. In diesem Zusammenhang waren folgende zwei Fragen zu beantworten, die im Folgenden diskutiert werden.

1. Wie können Modellmaterialien mit einer geringen Kohäsion erzeugt werden?
2. Wie kann die Kohäsion in der geringen Größenordnung zuverlässig experimentell bestimmt werden?

Der maximale Reibungswinkel  $\varphi$  wird im Gegensatz zur Kohäsion  $c$  nicht skaliert (Jessberger 1992), d.h.  $\varphi_{\text{Modell 1}} = \varphi_{\text{Modell 2}}$ . Falls die entwickelten Modellmaterialien unterschiedliche Reibungswinkel aufweisen, so ist die Skalierung des Reibungswinkels nicht korrekt. Falls der Reibungswinkel den resultierenden Abstand der Scherbänder dominiert, so ist dies im Experiment als Skalierungseffekt an unterschiedlichen Abständen zu erkennen.

### 2.2.2. Entwicklung von Modellmaterialien mit geringer Kohäsion

Die Scherfestigkeit fluid- oder gasgesättigter granularer Materialien resultiert aus den Anteilen Gleitreibung, Dilatanz und Kohäsion. Diese Eigenschaften sind allerdings nicht unabhängig voneinander. Jedem granularen Material, unabhängig von der Lagerungsdichte, ist eine Gleitreibung inhärent, die als kritische Reibung bezeichnet wird und die minimal mobilisierbare Fähigkeit zur Aufnahme von Schubspannungen darstellt. Die Dilatanz repräsentiert eine weitere Reibungskomponente in Form eines Widerstands gegen eine Volumenvergrößerung unter Scherbeanspruchung. Diese wird in dicht gelagertem granularem Material durch Verzahnung der Körner verstärkt. Die Dilatanz kann auch Konsequenz einer (wahren oder scheinbaren) Kohäsion sein. Dies wird mit der mikromechanischen Anschauung begründet, dass sich kleine Partikel durch die Kohäsion zu größeren Partikeln aggregieren (Lambe 1960), die stärker miteinander verzahnt sind und somit die Dilatanz und den maximalen Reibungswinkel vergrößern (Lade & Overton 1989). Als Kohäsion wird nach DIN18137 (1990) der Ordinatenabschnitt der (linearisierten) Umhüllenden an die Mohr'schen Spannungskreise im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm verstanden, also die Fähigkeit eines

Bodens in Abwesenheit einer Normalspannung auf der Scherfläche eine Schubspannung in der Größe der Kohäsion aufzunehmen. Alternativ kann die Kohäsion aus der Höhe eines vertikalen Geländesprunges berechnet werden. Bis zu dieser als freie Standhöhe  $h_c$  bezeichneten Höhe wird kein Scherversagen in Form eines ebenen Gleitkeils erwartet. Eine wahre Kohäsion kann durch elektrostatische, elektromagnetische oder chemische Bindungsmechanismen zwischen den Partikeln entstehen. Ein chemischer Bindungsmechanismus ist z. B. die Zementierung. Im Gegensatz zu der wahren Kohäsion werden die Effekte einer Verzahnung der Partikel oder einer Saugspannung in nicht gesättigten Böden als scheinbare (oder temporäre) Kohäsion bezeichnet. Hinsichtlich der räumlichen Skalierung eines idealisierten, geologischen Prototyps auf ein experimentelles Modell könnte die Art der kohäsiven Bindungskräfte einen Einfluss auf den Lokalisierungsprozess haben. Mittels Zementierung kann ein künstliches Gestein mit einer wahren Kohäsion hergestellt werden, welches im Hinblick auf die Art der Kohäsion einer zu simulierenden Felsstruktur ähnlich ist. In Abbildung 2.17 sind ermittelte Werte für die Kohäsion zementierter Sande dargestellt. Es handelt sich um experimentelle Daten von Dupas & Pecker (1979), Clough et al. (1981), Reddy & Saxena (1993), Matsuoka & Sun (1995), Abdulla & Kioussis (1997) und Schnaid et al. (2001). Anzumerken ist, dass die Werte der Arbeit von Abdulla & Kioussis (1997) in der zitierten Publikation nicht korrekt sind, die hier eingetragenen Werte entstammen einer persönlichen Mitteilung. Die Kohäsion wurde in allen Untersuchungen

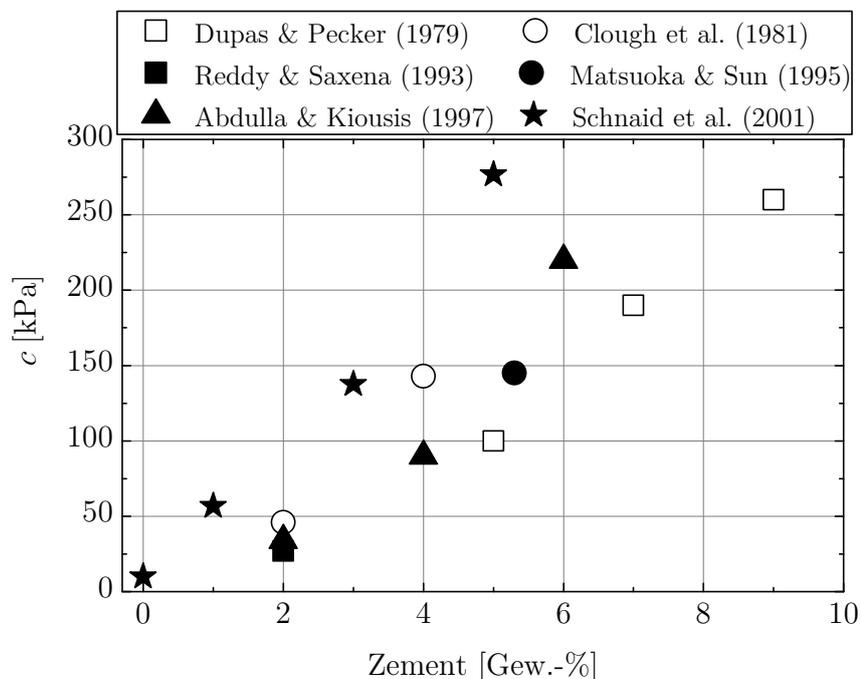


Abbildung 2.17.: Kohäsion zementierter Sande in Abhängigkeit vom Zementgehalt

durch das lineare Kriterium nach Mohr-Coulomb ermittelt. Die vorgestellten Arbeiten zeigen, dass der Wert einer durch Zementierung erzeugten Kohäsion deutlich größer ist als der genannte Bereich der Zielgröße von  $c_{\min} = 0,02 \text{ kPa} \leq c \leq 5,0 \text{ kPa} = c_{\max}$ . Zum Erreichen der Zielgröße müsste ein Zementanteil von deutlich unter 1 % eingesetzt werden. Bei einem Zementanteil unterhalb von 2 % jedoch ist keine gleichmäßige Verteilung in der Sandprobe möglich (Reddy & Saxena 1993). Die von Schnaid et al. (2001) ermittelte Kohäsion von 9,9 kPa kommt dem Zielbereich am nächsten. Die Versuche wurden allerdings bei einer Zementierung von 0 % mit einem Wassergehalt von 15,8 % durchgeführt, um die dichteste Lagerung zu erreichen. Die Mischung von Zement oder anderen Materialien mit Sand modifiziert neben den Parametern Reibung, Dilatanz und Kohäsion das gesamte Spannungs-Dehnungs-Verhalten. Falls das Nachbruchverhalten des Gesteins bzw. des Modellmaterials den Lokalisierungsprozess beeinflusst, wie von Wolf (2005) erläutert, muss dies im Rahmen der Skalierung berücksichtigt werden, d.h. das Modellmaterial muss die gleiche Duktilität aufweisen wie das Material im idealisierten Prototyp. Das Spannungs-Dehnungs-Verhalten einer Gesteinsprobe kann unter geringen Spannungszuständen als spröde und unter hohen Spannungszuständen als duktil beschrieben werden. Die in Abbildung 2.17 dargestellten Mischungen mit Zement zeigten, mit Ausnahme der Ergebnisse von Dupas & Pecker (1979), sprödes Verhalten. Clough et al. (1981) erklärten dies damit, dass die zementierten Bindungen spröde versagen. Ein ähnliches Verhalten wurde von Santamarina & Cho (2003) in teilgesättigten Böden mit geringem Wassergehalt infolge des Versagens der Menisken beobachtet. Da eine Reduktion des Wassergehalts mit einer Erhöhung der Saugspannung einhergeht, wurde dieses Ergebnis durch die Untersuchungen von Cui & Delage (1996) bestätigt, die an ungesättigtem, kompaktiertem Schluff ein mit zunehmender Saugspannung spröderes Verhalten feststellten. Eine größere Saugspannung wurde von Santamarina & Cho (2003) durch die Zugabe von Kaolin (10 %) bewirkt, was ebenfalls zu einem spröderen Verhalten beitrug. Wang & Leung (2008) beobachteten im Unterschied zu dem spröden Materialverhalten mit starker Entfestigung in Sand-Zement-Mischungen duktiles Materialverhalten in Sand-Gips-Mischungen, welche daher als weiche Zementierungen bezeichnet werden.

Die Zielvorgabe hinsichtlich des Betrags der Kohäsion wurde von Mélix (1987) durch Sand-Ton-Wasser-Mischungen ( $c = 0,5 - 0,7 \text{ kPa}$ ) und von Kim (2001) durch Sand-Wasser-Mischungen ( $c = 0,2 - 0,5 \text{ kPa}$ ) erreicht. Während Kim (2001) zur Ermittlung der Kohäsion Rahmenscherversuche mit geringen Normalspannungen durchführte, ermittelte Mélix (1987) die Kohäsion durch Erhöhung einer Oberflächenlast auf einen vertikalen Geländesprung bis zum Erreichen des Scherversagens und anschließender Rückrechnung der Kohäsion. Im Rahmen dieser Arbeit wurden neben Sand-Ton-Wasser-Mischungen (ähn-

lich Mélix 1987) und Sand-Wasser-Mischungen (ähnlich Kim 2001) Sand-Ton-Mischungen getestet. Die in trockenen Sand-Ton-Mischungen wirkenden adhäsiven Bindungen von Tonpartikeln an Schluff- oder Sandkörnern wurden von Mitchell & Soga (2005) in der Gruppe der Zementierung beschrieben. Auch Clough et al. (1981) erwähnten, dass mit Schluff- und Ton-Partikeln zementierungsähnliche Effekte bewirkt werden können. Die Zumischung oder gar reine Verwendung von Ton als Modellmaterial kann durch die Untersuchung von McClay (1990) begründet werden, der Ton als geeignetes Modellmaterial für spröde Deformation von Sedimentgestein der oberen Erdkruste bezeichnete.

### 2.2.3. Methoden zur Messung einer geringen Kohäsion

Im Rahmen dieser Arbeit wird zwischen zwei Methoden zur quantitativen Bestimmung der Kohäsion differenziert, welche im Folgenden als indirekte und direkte Methode bezeichnet werden. Die indirekte Methode basiert auf dem Grenzkriterium von Mohr-Coulomb. Die Umhüllende an die den Grenzspannungszustand repräsentierenden Mohr'schen Spannungskreise im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm wird als lineare Tangente definiert. Der Ordinatenabschnitt dieser linearisierten Grenzbedingung wird als Kohäsion bezeichnet (DIN18137 1990). Die Linearisierung ist jedoch lediglich eine Approximation an den eigentlich nicht-linearen, für kleine Normalspannungen als konvex zum Ursprung hin gekrümmten, Funktionsverlauf (Cabarkapka als Diskussionsbeitrag zu Fannin et al. 2006 sowie Kim 2001; Maksimovic 1996; Schellart 2000). Cabarkapka formulierte den Reibungswinkel mit Verweis auf Maksimovic (1996) als Funktion der zu  $(\tau/\sigma_n)_{\max}$  gehörigen Normalspannung (Gleichung (2.7)). Die Bezeichnungen sind Abbildung 2.18 zu entnehmen. Hierdurch wird berücksichtigt, dass der Reibungswinkel für sehr kleine Normalspannungen  $\sigma_n \ll p_N$  um  $\Delta\varphi$  größer ist als für große Normalspannungen  $\sigma_n \geq p_N$  und mit zunehmender Normalspannung auf den Wert  $\varphi_B$  abnimmt.  $p_N$  bezeichnet diejenige Normalspannung, ab der der Reibungswinkel konstant ist.

$$\varphi = \varphi_B + \frac{\Delta\varphi}{1 + \sigma_n/p_N} \quad (2.7)$$

Die Linearisierung führt zu einer Überschätzung der Kohäsion. Für trockenen Sand kann dadurch ein Ordinatenabschnitt  $c \neq 0$  ermittelt werden, da die Grenzbedingung als Konsequenz der Linearisierung evtl. nicht exakt durch den Koordinatenursprung verläuft. Dieser häufig als Kohäsion bezeichnete Ordinatenabschnitt kann mehrere hundert Pascal betragen (Kim 2001; Krantz 1991; Schellart 2000; Weijermars et al. 1993) bis hin zu 1,05 kPa (McClay 1990). Dies steht im Widerspruch dazu, dass trockener Sand nicht die Fähigkeit besitzt Zugspannungen aufzunehmen. Angenommen, der von Kim (2001) un-

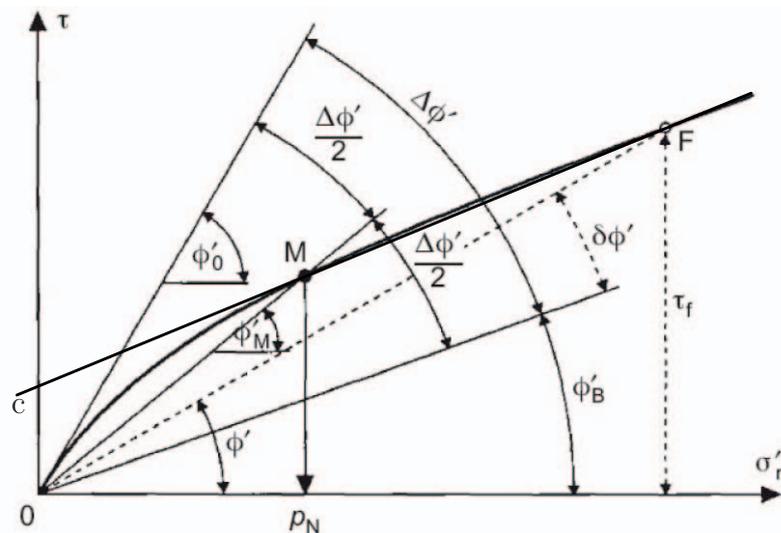


Abbildung 2.18.: Konvexer Verlauf des Reibungswinkels mit der Normalspannung, Cabarkapka als Diskussionsbeitrag zu Fannin et al. (2006), und Kohäsion  $c$  infolge der Linearisierung

tersuchte locker gelagerte F-75 Ottawa Feinsand hätte eine Kohäsion in der genannten Größenordnung, so müsste damit ein vertikaler Geländesprung bis zur freien Standhöhe  $h_c$  möglich sein.

$$h_c = \frac{4c}{\gamma \tan(\pi/4 - \varphi/2)} \quad (2.8)$$

Daraus ergibt sich mit  $\varphi = 28^\circ$  und  $\gamma = 14 \text{ kN/m}^3$  eine freie Standhöhe von 10 cm. Die Erzeugung eines vertikalen Geländesprunges mit trockenem Feinsand bis zu einer Höhe von 10 cm ist jedoch nicht realistisch. Basierend auf der vorangegangenen Argumentation, dass trockenem Sand keine wahre Kohäsion inhärent ist, ist es daher zulässig den Koordinatenursprung in der Auswertung als weiteren Punkt der Grenzbedingung vorzugeben. Was für trockenen Sand legitim ist, ist für gering kohäsive Reibungsmaterialien jedoch nicht möglich, da a priori kein Punkt der Umhüllenden für verschwindende Normalspannung vorgegeben werden kann. Denn diese Materialien weisen eine (dauerhafte oder temporäre) Kohäsion bzw. Zugfestigkeit auf. Im Kontext dieser Arbeit ist gerade die Bestimmung der Kohäsion in der Größenordnung von 0,02-5,0 kPa von Bedeutung. Die beschriebene indirekte Methode ist aufgrund der vorangegangenen Argumentation ungeeignet hinsichtlich der Bestimmung einer Kohäsion in der genannten Größenordnung.

Daher wurde eine direkte Methode angewendet. Sie basiert auf der Durchführung eines Experiments mit einem vertikalen Geländesprung, der bis zum spontanen Versagen durch Erhöhung der Vertikalspannung beansprucht wird (Abbildung 2.19). Diese Idee basiert

auf den Ansätzen von Mélix (1987) und Mulugeta (1988b). Mélix (1987) beanspruchte die Proben mittels einer oberflächlichen Lastplatte in vertikaler Richtung, und erhöhte diese Beanspruchung bis zum Versagen der Probe. Mit der Beanspruchung zum Zeitpunkt des Versagens ermittelte er unter der Annahme, dass kein Porenwasserüberdruck vorhanden war, in einer Versuchsreihe im natürlichen Schwerfeld für Sand-Ton-Wasser-Mischungen eine Kohäsion in der Größenordnung von 500 - 700 Pa. Der Berechnung liegen die Kräfte-Gleichgewichtsbedingungen in beiden Richtungen der Deformations-Ebene zugrunde. Die vertikale Beanspruchung kann alternativ mittels Erhöhung des Gravitationsfeldes in einer Zentrifuge aufgebracht werden, wodurch sich die resultierende Kraft aus Eigengewicht  $\mathbf{W}$  erhöht. Mulugeta (1988b) berechnete die Kohäsion von feuchtem Feinsand zur Modellie-

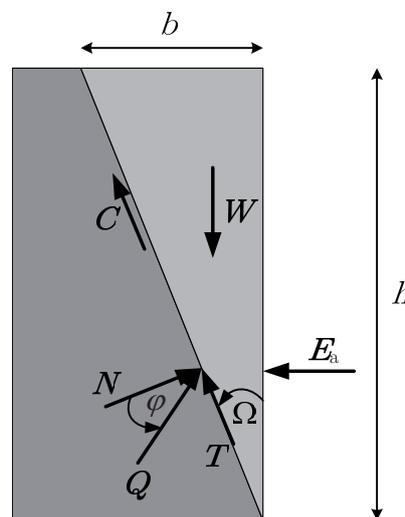


Abbildung 2.19.: Kräfte am theoretischen Gleitkeil im erhöhten Gravitationsfeld zur Bestimmung der Kohäsion  $c$

rung tektonischer Prozesse mit Gleichung (3.27). Die Kohäsion ergibt sich aus der mittleren Vertikalspannung zum Zeitpunkt des Versagens ( $\sigma_v = (\gamma n h)/2$ ) und der Geometrie des Bruchkörpers (Winkel des Gleitkeils  $\Omega$ ) mit den in Abbildung 2.19 eingetragenen Bezeichnungen.

$$c = \frac{\sigma_v}{\tan\left(\frac{\pi}{2} - \Omega\right)} \quad (2.9)$$

Die Realisierung einer Versuchsreihe wurde in der Arbeit von Mulugeta (1988b) nicht beschrieben, ebenso fehlt die Angabe des Wassergehalts für den in einem Einzelversuch verwendeten feuchten Sand. Da die im Rahmen der vorliegenden Arbeit präsentierten Modellversuche zur Scherbandbildung unter Extensionsbeanspruchung in der Zentrifuge mit spannungsfreier Oberfläche durchgeführt wurden, wurde auch für die Versuche

zur Kohäsionsbestimmung eine spannungsfreie Oberfläche mit vertikalem Spannungsgradienten gegenüber der Möglichkeit einer Beanspruchung mittels Lastplatte, und damit einhergehender konstanter Beanspruchung über die gesamte Probenhöhe, vorgezogen.

#### 2.2.4. Effektive Spannungen

Das Spektrum der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modellmaterialien beinhaltet feuchten Sand sowie feuchte Sand-Ton-Mischungen, weshalb die Ermittlung der effektiven Scherfestigkeit eventuell die messtechnische Berücksichtigung der kapillaren Saugspannung  $\psi$  erforderte. Zunächst wurden existierende Modelle hinsichtlich eines Zusammenhangs von Saugspannung und effektiver Spannung bzw. Scherfestigkeit im Hinblick auf ihre Allgemeingültigkeit analysiert. Aufgrund der Zielgröße einer geringen Kohäsion war insbesondere deren Anwendbarkeit im Bereich des residualen Zustands von Bedeutung. Die Saugspannung, berechnet als Differenz zwischen Porenluftdruck und Porenwasserdruck,  $\psi = u_a - u_w$ , bewirkt eine scheinbare Kohäsion in dem Modellmaterial. Wenn der Wassergehalt im residualen Bereich der Saugspannungs-Wassergehalts-Beziehung (Abbildung 2.20a) liegt, kann davon ausgegangen werden, dass die hier gemessene totale Spannung ungefähr der effektiven Spannung entspricht. Da ein Modellmaterial mit einer Kohäsion geringen Betrages angestrebt wurde, war damit zu rechnen, dass der Wassergehalt im Bereich des residualen Wassergehalts liegen würde. Zur Berechnung der effektiven Spannung unter Berücksichtigung der Saugspannung kamen das Konzept von Bishop & Donald (1961) sowie das von Fredlund et al. (1978) in der von Vanapalli et al. (1996) modifizierten Form in Betracht. Beide Konzepte werden im Folgenden kurz erläutert. Als Eingangsgröße ist die Kenntnis der Saugspannungs-Wassergehalts-Beziehung (*soil-water characteristic curve*, SWCC) erforderlich, welche nach dem Ansatz von Aubertin et al. (2003) berechnet werden kann. Für die verwendeten feuchten Modellmaterialien kann durch Vergleich von vorhandenem und residualen Wassergehalt überprüft werden, ob die Annahme einer vernachlässigbaren Scherfestigkeit infolge der Saugspannung gerechtfertigt ist.

##### *Konzept der effektiven Spannungen nach Bishop*

Bishop & Donald (1961) leiteten aus einer Reihe triaxialer Kompressionsversuche den in Gleichung (2.13) formulierten Zusammenhang zwischen der effektiven Spannung  $\sigma'_m$  und der kapillaren Saugspannung  $\psi = u_a - u_w$  her. In den Triaxialversuchen wurden die totalen Spannungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_3$  sowie der Porenluftdruck  $u_a$  und der Porenwasserdruck

$u_w$  gemessen. Ausgehend von Gleichung (2.10) wurde die Differenz zwischen der mittleren effektiven Spannung  $\sigma'_m (= (\sigma'_1 + \sigma'_3)/2$ , gemessen im Versuch mit gesättigter Probe) und der mittleren Netto-Normalspannung  $\sigma_m - u_a (= (\sigma_1 + \sigma_3)/2 - u_a)$  mit dem Term  $\chi(u_a - u_w)$  beschrieben, Gleichung (2.11).

$$\sigma'_m = (\sigma_m - u_a) + (\sigma'_m - (\sigma_m - u_a)) \quad (2.10)$$

$$\sigma'_m - (\sigma_m - u_a) = \chi(u_a - u_w) \quad (2.11)$$

$$\chi = \frac{\sigma'_m - (\sigma_m - u_a)}{(u_a - u_w)} \quad (2.12)$$

Daraus ergibt sich unmittelbar Gleichung (2.13).

$$\sigma'_m = (\sigma_m - u_a) + \chi(u_a - u_w) \quad (2.13)$$

In Abhängigkeit vom Sättigungsgrad  $S_r$  wurde  $\chi$  für vier Böden experimentell als konstante skalare Größe zum Zeitpunkt des Versagens ermittelt. Die experimentelle Bestimmung von  $\chi$  ist jedoch kompliziert und unsicher (Mitchell & Soga 2005), ein geeignetes Berechnungsmodell für  $\chi$  existiert nicht. Daher wird häufig vereinfachend  $\chi = S_r$  gesetzt. Die Beziehung wurde weder von Bishop & Donald (1961) noch von Bishop & Blight (1963) für einen Sättigungsgrad in der Nähe des residualen Bereichs überprüft, sondern ausschließlich für  $S_r \geq 20\%$ . Khalili et al. (2004) schlugen zur Berechnung von  $\chi$  einen Ansatz unter Berücksichtigung der Saugspannung am Lufteintrittspunkt  $\psi_e$  anhand der SWCC vor, Gleichung (2.14).

$$\chi = (\psi/\psi_e)^{-0,55} \quad (2.14)$$

Auch hier wurde nicht der komplette Bereich der SWCC untersucht, Daten existieren ausschließlich für einen Wassergehalt  $w > 10\%$ . Da  $\chi$  mit der Saugspannung  $\psi$  multipliziert wird (Gleichung (2.13)), würde die effektive Spannung auch in den residualen Bereich hinein kontinuierlich mit zunehmender Saugspannung ansteigen. Weder Khalili et al. (2004) noch Masin & Khalili (2008) benannten diese Einschränkung des Gültigkeitsbereichs des Ansatzes.

### *Konzept von Fredlund*

Der idealisierte Verlauf einer SWCC wurde von Fredlund et al. (2001) skizziert (Abbildung 2.20a). Der Verlauf ist in die wassergesättigte Zone, die Übergangszone und die residuale Zone unterteilt. Lu & Likos (2004) beschrieben anhand dieser Unterteilung den Porenwasser- und Porenluftfluss (Abbildung 2.20b). In der residualen Zone existiert das Wasser nur als dünner Film oder in Form isolierter Menisken in einer kontinuierlichen

Luftphase. Eine hydraulische Strömung existiert nicht. In der gesättigten Zone ist die flüssige Phase kontinuierlich, während die Luft nur in Form von isolierten Blasen existiert. In dem Übergangsbereich ist sowohl die Wasser- als auch die Luftphase kontinuierlich, so dass eine Strömung infolge des Wasser- bzw. Luftdruckgradienten möglich ist. Das Kon-

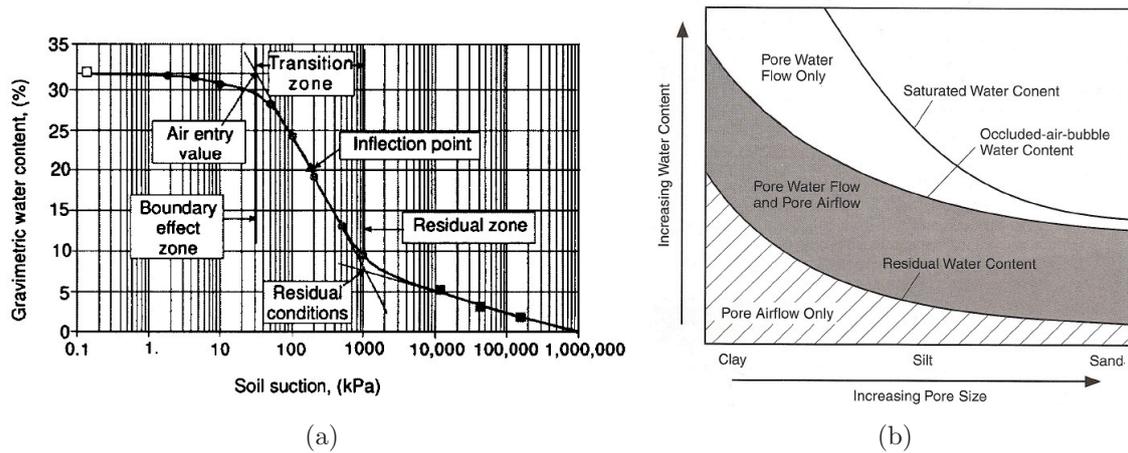


Abbildung 2.20.: (a) Typischer Verlauf einer SWCC mit Kennzeichnung der charakteristischen Bereiche, Fredlund et al. (2001); (b) Porenwasser- und Porenluftfluss in teilgesättigtem Boden, Lu & Likos (2004)

zept von Fredlund et al. (1978) nach Gleichung (2.15) wurde von Vanapalli et al. (1996) mit Gleichung (2.16) modifiziert.

$$\tau = c' + (\sigma_n - u_a) \tan\varphi' + (u_a - u_w) \tan\varphi^b \quad (2.15)$$

$$\tau = c' + (\sigma_n - u_a) \tan\varphi' + (u_a - u_w) \tan\varphi' \frac{S_r - S_{r,res}}{100 - S_{r,res}} \quad (2.16)$$

Diese Formulierung ist derjenigen von Bishop & Donald (1961) sehr ähnlich. Sie sind rechnerisch identisch, wenn  $\chi = (S_r - S_{r,res}) / (100 - S_{r,res})$  gesetzt wird. Dieser Term wurde von Lu & Likos (2004) als effektiver Sättigungsgrad beschrieben. Eine Saugspannung  $\psi > 0$  bewirkt demnach eine effektive Scherfestigkeit, die größer ist als diejenige des gesättigten Bodens, solange der Sättigungsgrad größer als der residuale Sättigungsgrad ist, also  $S_r > S_{r,res}$ . Der letztgenannte Term in Gleichung (2.16) kann als scheinbare Kohäsion infolge der Saugspannung bezeichnet werden,  $c_\psi$  nach Gleichung (2.17). Die gesamte Kohäsion wird damit nach Peterson (1988) zu Gleichung (2.18) zusammengefasst, die Scherfestigkeit ergibt sich somit zu Gleichung (2.19).

$$c_\psi = (u_a - u_w) \tan\varphi' \frac{S_r - S_{r,res}}{100 - S_{r,res}} \quad (2.17)$$

$$c = c' + c_\psi \quad (2.18)$$

$$\tau = c + (\sigma_n - u_a) \tan \varphi' \quad (2.19)$$

Der residuale Sättigungsgrad  $S_{r,res}$ , der Sättigungsgrad  $S_r$  und die kapillare Saugspannung  $\psi$  sind der SWCC zu entnehmen. Diese wurde nach dem Ansatz von Aubertin et al. (2003) ermittelt. Der auf dem Modell von Kovács (1981) basierende und im Folgenden kurz zusammengefasste Ansatz beschreibt den Zusammenhang zwischen dem Sättigungsgrad  $S_r$  und der Saugspannung  $\psi$ . Die Sättigung wurde in gleichzeitig wirkende Anteile infolge kapillarer Kräfte,  $S_{r,c}$ , und adhäsiver Kräfte,  $S_{r,a}$ , aufgeteilt, Gleichung (2.20). Als skalare Parameter wurden der dimensionslose Adhäsionskoeffizient  $a_c = 0,010$ , die Saugspannung im komplett trockenen Zustand  $\psi_0 = 10^7$  cm und, zur Gewährleistung der Einheitenkonformität,  $\psi_n = 1$  cm eingesetzt.  $h_{c0,G}$  bezeichnet die äquivalente kapillare Steighöhe in gering kohäsivem (granularem) Material, die aus der allgemeinen Gleichung für die kapillare Steighöhe von Wasser in einem kapillaren Steigrohr modifiziert wurde, Gleichung (2.23). Hierbei ist  $\sigma_w$  die Oberflächenspannung,  $\beta_w$  der Kontaktwinkel zwischen Wasser und Steigrohr und  $d$  der Durchmesser des Steigrohrs.  $d_{10}$  und  $C_U$  sind der Kornverteilungskurve zu entnehmen,  $e$  bezeichnet die Porenzahl.

$$S_r = S_{r,c} + S_{r,a}(1 - S_{r,c}) \quad \text{für } 0 \leq (S_{r,a}, S_{r,c}) \leq 1 \quad (2.20)$$

$$S_{r,c} = 1 - [(h_{c0,G}/\psi)^2 + 1]^{1/C_U} \exp \left[ -\frac{(h_{c0,G}/\psi)^2}{C_U} \right] \quad (2.21)$$

$$S_{r,a} = a_c \left( 1 - \frac{\ln(1 + \psi/(0,86 h_{c0,G}^{1,2}))}{\ln(1 + \psi_0/(0,86 h_{c0,G}^{1,2}))} \right) \frac{(h_{c0,G}/\psi_n)^{2/3}}{e^{1/3} (\psi/\psi_n)^{1/6}} \quad (2.22)$$

$$h_c = \frac{4\sigma_w \cos \beta_w}{\gamma_w d} \quad (2.23)$$

$$h_{c0,G} = \frac{0,75}{(1,17 \log C_U + 1) d_{10} e} \quad (2.24)$$

Die SWCC konnte von Aubertin et al. (2003) mit Hilfe dieses Modells nicht nur für Sand, sondern auch für Schluff mit 10 % Bentonit verifiziert werden, und ist daher für die hier verwendeten Mischungen anwendbar.

Für  $S_r \leq S_{r,res}$  liefert auch Gleichung (2.16) keine sinnvolle Lösung. Eine Messung der Saugspannung war unter dieser Bedingung nicht zielführend, da eine Kohäsion infolge Saugspannung innerhalb des residualen Bereiches nicht mit den Berechnungsmodellen vereinbar ist. Im residualen Bereich ist die Kohäsion daher experimentell zu bestimmen.

### 2.2.5. Dominierende Matrix

Als Modellmaterialien wurden neben Sand auch trockene und feuchte Sand-Ton-Mischungen eingesetzt. Einerseits wurde der Effekt der Zumischung von Feinanteilen auf die Scherfestigkeit von Sand untersucht. Andererseits wurde der Frage nachgegangen, inwiefern die Bildung eines Scherbands bzw. eines Systems von Scherbändern durch den Übergang von einer grobkorndominierten Matrix zu einer feinkorndominierten Matrix beeinflusst wird. Hinsichtlich des Einflusses auf die Scherfestigkeit existieren Literaturdaten vor allem bezüglich der Verflüssigung von Sand mit nicht-plastischen und plastischen Feinanteilen in monotonen oder zyklischen, undrainierten Triaxialversuchen. Diese Ergebnisse können auf drainierte Versuche übertragen werden, da die Scherfestigkeit in drainierten und undrainierten Versuchen von den gleichen Einflussgrößen abhängt. Während in drainierten Versuchen die Volumenänderung infolge Umlagerungen innerhalb des Korngerüsts zugelassen werden, wird die Volumenänderung in undrainierten Versuchen verhindert. Statt des Volumens ändert sich der Porenwasserdruck. Im Fall locker gelagerten Sandes erhöht sich im monotonen, undrainierten Versuch der Porenwasserdruck, der die im monotonen, drainierten Versuch beobachtete Kontraktanz verhindert. Im Fall dicht gelagerten Sandes entwickelt sich anstelle der im drainierten Versuch beobachteten initialen Kontraktanz und anschließender Dilatanz im undrainierten Versuch zunächst eine Erhöhung und anschließend eine Reduktion des Porenwasserdrucks bis unterhalb des initialen Wertes. Dicht gelagerter Sand verflüssigt in monotonen, undrainierten Versuchen also nicht. In drainierten zyklischen Versuchen akkumulieren die Setzungen mit der Zyklenanzahl (Wichtmann 2005), in undrainierten zyklischen Versuchen akkumuliert der Porenwasserdruck. Dadurch kann sogar dicht gelagerter Sand im undrainierten, zyklischen Versuch verflüssigen. Der Einfluss des nicht-plastischen Feinkornanteils auf den Verflüssigungswiderstand ist seit etwa 25 Jahren Gegenstand experimenteller Untersuchungen. Polito & Martin (2001) stellten fest, dass in der Literatur kein Konsens hinsichtlich des Effekts von nicht-plastischen Feinkornanteilen auf den Verflüssigungswiderstand von Sand existiert. So wurde in unterschiedlichen Studien mit zunehmendem Feinkornanteil ein abnehmender (Evans & Zhou 1995; Lade & Yamamuro 1997) unveränderter (Ishihara 1993) oder zunehmender Verflüssigungswiderstand (Kuerbis et al. 1988; Pitman et al. 1994) beschrieben. Die in einigen der zitierten Studien getroffenen Schlussfolgerungen sind jedoch nicht allgemeingültig, sondern müssen unter Berücksichtigung der relativen Lagerungsdichte betrachtet werden. Eine Zumischung von Feinanteilen bewirkt zunächst eine größere minimal und maximal mögliche Lagerungsdichte bzw. kleinere maximal und minimal mögliche Porenzahl,  $e_{\max}$  und  $e_{\min}$ . In Abbildung 2.21 wird dies am Beispiel der Daten von Dash & Sitharam (2009)

dargestellt. Ab einem bestimmten Massenanteil an Feinkorn im Verhältnis zur Gesamtmasse,  $fc [\%] = (m_{fc}) / (m_{fc} + m_{sa}) \cdot 100$ , nehmen  $e_{\max}$  und  $e_{\min}$  wieder zu. Die Darstellung

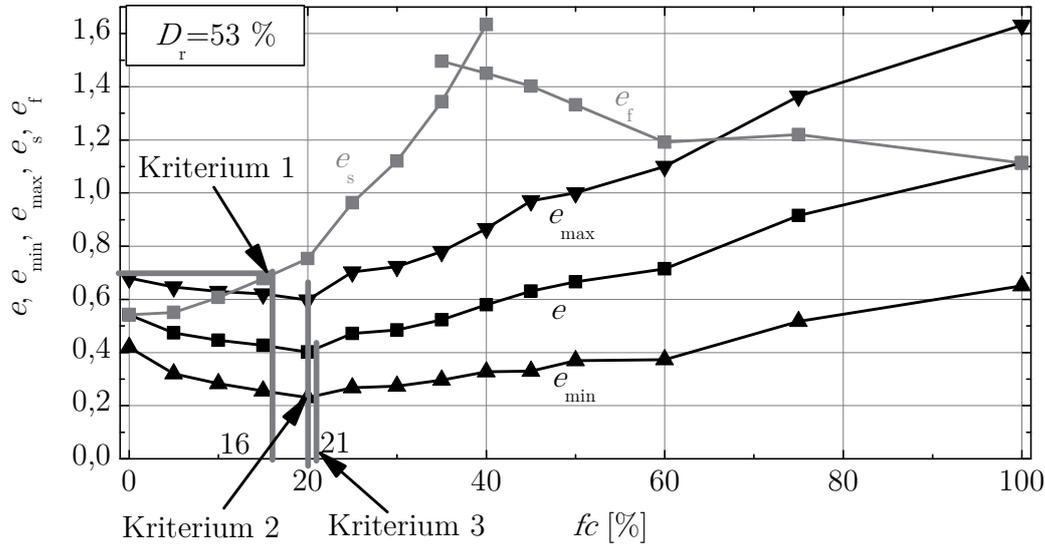


Abbildung 2.21.: Verlauf der unterschiedlichen Porenzahlen mit zunehmendem Feinkornanteil  $fc$ , Werte aus Dash & Sitharam (2009). Kriterien zur Abgrenzung des sandkorndominierten Bereichs

von Yamamuro & Covert (2001) (Abbildung 2.22) erklärt den Einfluss des Feinkornanteils auf die Partikelstruktur. In reinem Sand ( $fc = 0\%$ ) werden die Kontaktkräfte über das Korngerüst des Grobkorns (Sand) übertragen. Mit zunehmendem Feinkornanteil füllen die Schluffkörner den Porenraum, die Porenzahl wird daher geringer. Nach und nach werden so die Sandkörner voneinander getrennt, die Matrix der Sandkörner bleibt bis zu einem bestimmten Feinkornanteil die dominierende Matrix. Ab diesem Feinkornanteil bilden die Schluffkörner die dominierende Matrix, die Sandkörner haben keinen Kontakt mehr miteinander, sondern schwimmen in der Schluffmatrix. Zur Ermittlung des Übergangs von der sanddominierten zur feinkorndominierten Matrix existieren drei Kriterien, die alle in Abbildung 2.21 eingetragen sind. Die Matrix ist sandkorndominiert, wenn:

$$\text{Kriterium 1:} \quad e_s \leq e_{\max,sa} \quad (2.25)$$

$$\text{Kriterium 2:} \quad \frac{\Delta e}{\Delta fc} \leq 0 \quad (2.26)$$

$$\text{Kriterium 3:} \quad fc \leq \frac{e_{\max,sa}}{1 + e_{\max,sa} + e_{\max,fc}} \quad (2.27)$$

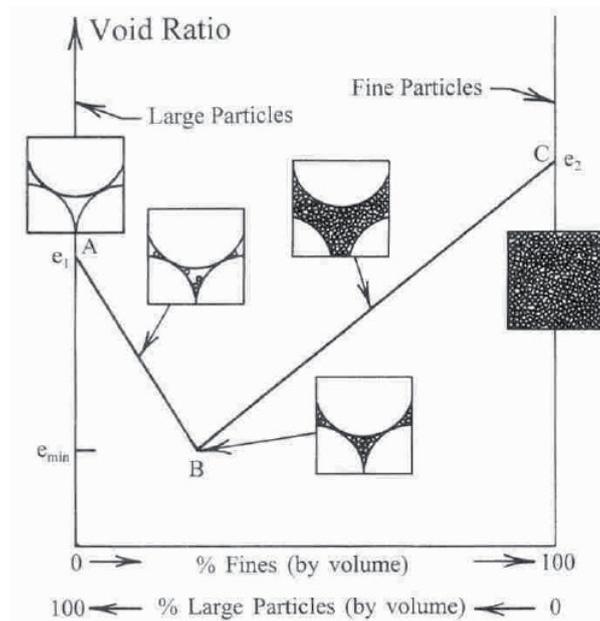


Abbildung 2.22.: Partikelstruktur in Abhängigkeit des Feinkornanteils für minimale Porenzahl, Yamamuro & Covert (2001)

Kriterium 1 nach Thevanayagam (1998) basiert auf der Definition der intergranularen Porenzahl  $e_s$  nach Gleichung (2.29). Ausgehend von der Definition der Porenzahl  $e$  nach Gleichung (2.28) als Verhältnis des Volumens der Luft- und Wasserporen,  $V_p$ , zu dem Volumen der Feststoffe aus Sand und Feinkorn,  $V_{sa} + V_{fc}$ , wird das Volumen der feinen Körner zur Definition der intergranularen Porenzahl  $e_s$  dem Porenvolumen zugerechnet. Die Porenzahl  $e_s$  repräsentiert somit eine äquivalente Porenzahl des reinen Sandes. Die Sand-Schluff-Mischung mit der Porenzahl  $e$  verhält sich so wie reiner Sand mit der Porenzahl  $e_s$ . Die Addition  $e + fc$  ist einheitenkonform, wenn die Korndichte  $\rho_s$  für Sand und Schluff gleichgesetzt wird. Die äquivalente Porenzahl des Sandkorns  $e_s$  wird für den Zustand verwendet, in dem die Feinkornanteile sich nicht wesentlich am Lastabtrag beteiligen und die Übertragung der Kräfte vor allem über das Gerüst der Sandkörner erfolgt. Dies ist nach Thevanayagam (1998) solange der Fall wie die intergranulare Porenzahl  $e_s$  geringer ist als die maximale Porenzahl  $e_{max,sa}$  des reinen Sandes (Gleichung (2.25)). Für  $e_s > e_{max,sa}$  wird die äquivalente Porenzahl des Feinkorns  $e_f$  nach Gleichung (2.30) verwendet, da in diesem Fall die groben Sandkörner nicht wesentlich am Lastabtrag beteiligt sind, sondern in der Schluffmatrix schwimmen. Das Volumen der Sandkörner wird in diesem Fall zu null gesetzt.

$$e = \frac{V_p}{V_{sa} + V_{fc}} \quad (2.28)$$

$$e_s = \frac{V_p + V_{fc}}{V_{sa}} = \frac{e + fc}{1 - fc} \quad (2.29)$$

$$e_f = \frac{V_p}{V_{fc}} = \frac{e}{fc} \quad (2.30)$$

An dem Übergang von der sandkorndominierten zur feinkorndominierten Matrix beteiligen sich die Sand- und Schluffkörner am Lastabtrag. Die relative Lagerungsdichte an diesem Übergang,  $D_{r(\text{trans})}$ , kann nach Thevanayagam (1998) mit Gleichung (2.32) berechnet werden. Diese basiert auf der Definition der relativen Lagerungsdichte nach Gleichung (2.31) und der Berechnung von  $e$  mittels Gleichung (2.29) unter der Annahme  $e_s = e_{\text{max,sa}}$ .

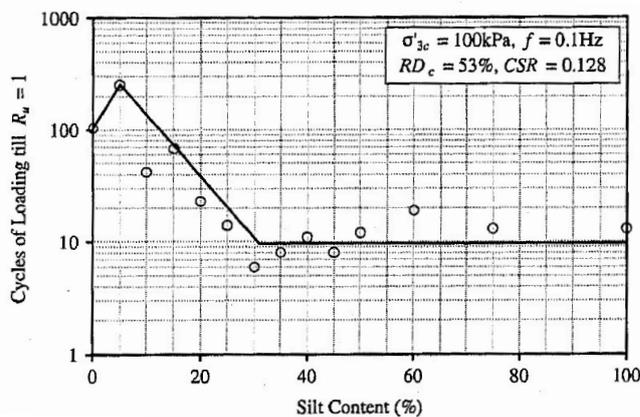
$$D_r = \frac{e_{\text{max,mix}} - e}{e_{\text{max,mix}} - e_{\text{min,mix}}} \quad (2.31)$$

$$D_{r(\text{trans})} = \frac{e_{\text{max,mix}} - e_{\text{max,sa}}(1 - fc) + fc}{e_{\text{max,mix}} - e_{\text{min,mix}}} \quad (2.32)$$

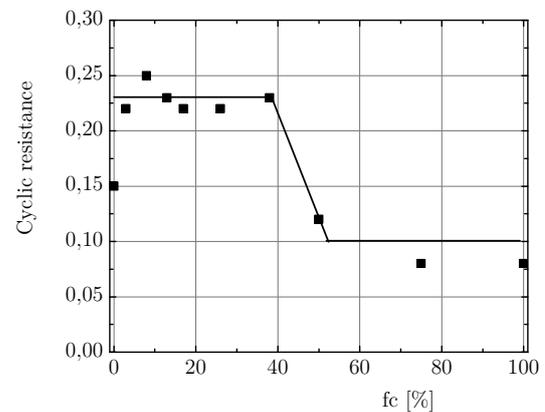
Hierin sind  $e_{\text{max,mix}}$  und  $e_{\text{min,mix}}$  die maximale bzw. minimale Porenzahl der Sand-Schluff-Mischung. Der Übergang von dem sanddominierten zu dem feinkorndominierten Bereich liegt gemäß Thevanayagam (1998) in einem Bereich zwischen  $20\% \leq fc \leq 30\%$ , nach Polito & Martin (2001) in den meisten Fällen zwischen  $25\% \leq fc \leq 45\%$ , teilweise aber sogar bei  $fc > 50\%$ . Bis etwa zu diesem Bereich nimmt die Porenzahl  $e$  durch Zugabe von Feinkornanteilen ab. Weitere Zugabe von Feinanteilen führt dazu, dass die Porenzahl zunimmt (Abbildung 2.21).

Der Zusammenhang zwischen minimalem  $e$  und dem Übergang von sand- zu feinkorndominierter Matrix wurde von Pitman et al. (1994) vermutet. Dies ist als Kriterium 2 mit Gleichung (2.26) formuliert und in Abbildung 2.21 eingezeichnet. Dash & Sitharam (2009) gaben für den Übergang eine untere Grenze des Feinkornanteils gemäß Gleichung (2.27) an. Dies wird als Kriterium 3 bezeichnet. Anhand der Daten von Dash & Sitharam (2009) in Abbildung 2.21 ist zu erkennen, dass alle drei Kriterien einen ähnlichen Wert als Grenze zwischen sand- und feinkorndominiertem Bereich ergeben (16-21%). Gleichung (2.32) verdeutlicht den mit zunehmendem Feinkornanteil geringer werdenden Einfluss der relativen Lagerungsdichte auf die undrainierte Scherfestigkeit. Nach Thevanayagam (1998) ist die undrainierte Scherfestigkeit für  $D_r \leq D_{r(\text{trans})}$  gering und nimmt ab  $D_r = D_{r(\text{trans})}$  schnell zu. Für das in Abbildung 2.21 dargestellte Beispiel beträgt  $D_{r(\text{trans})}$  bei einem Feinkornanteil von  $fc = 25\%$  bereits  $D_{r(\text{trans})} = 100\%$ , für größere Feinkornanteile ist  $D_{r(\text{trans})} > 100\%$ . Für Feinkornanteile  $fc > 25\%$  ist also auch durch Verdichtung keine Erhöhung der Scherfestigkeit zu erreichen. Bei einem großem Feinkornanteil spielt die relative Lagerungsdichte daher eine untergeordnete Rolle, während die Lagerungsdichte bei geringem Feinkornanteil ein dominierender Einflussfaktor ist. Umgekehrt formuliert

bedeutet dies, dass im Fall locker gelagerten Materials eine Erhöhung des Feinkornanteils eine geringfügige Reduktion der undrainierten Scherfestigkeit bewirkt. Im Fall von dicht gelagertem Material hingegen wurde von Thevanayagam (1998) eine deutliche Reduktion der Festigkeit beschrieben. Auch Polito & Martin (2001) erklärten, dass die relative Lagerungsdichte der maßgebende Einflussfaktor in dem sanddominierten Bereich ist. In dem feinkorndominierten Bereich hingegen ist der Einfluss der relativen Lagerungsdichte geringer, der Widerstand gegen Verflüssigung deutlich reduziert. Shapiro & Yamamuro (2003) bestätigten den vernachlässigbaren Einfluss des nicht-plastischen Feinkornanteils (bis 20 %) für geringe relative Lagerungsdichten ( $20\% \leq D_r \leq 27\%$ ) auf die Scherfestigkeit in drainierten Versuchen. Für eine ähnliche relative Lagerungsdichte ( $D_r = 30\%$ ) hat der Feinkornanteil nach Polito & Martin (2001) sogar bis zu  $fc = 40\%$  keinen Einfluss (Abbildung 2.23b). Dash & Sitharam (2009) führten eine große Anzahl undrainierter, zyklischer Triaxialversuche mit Variation des Feinkornanteils in dem Bereich  $0\% \leq fc \leq 100\%$  durch. Bei konstanter relativer Lagerungsdichte,  $D_r = 53\%$  gemäß Gleichung (2.31), ermittelten sie einen zunächst ansteigenden Widerstand gegen Verflüssigung (bis  $fc = 5\%$ ), dann abnehmenden Widerstand bis zum Beginn der feinkorndominierten Phase und anschließend konstantem Verlauf mit zunehmendem Feinkornanteil (Abbildung 2.23a). Insbesondere Untersuchungen im Bereich geringer Feinkornanteile müssen



(a)



(b)

Abbildung 2.23.: (a) Einfluss des Feinkornanteils auf den Widerstand gegen Verflüssigung mit  $D_r = 53\%$ , Dash & Sitharam (2009); (b) Einfluss des Feinkornanteils auf den Widerstand gegen Verflüssigung mit  $D_r = 30\%$ , Polito & Martin (2001)

also mit identischer relativer Lagerungsdichte durchgeführt werden. Eine identische relative Lagerungsdichte wird mit zunehmendem Feinkornanteil  $fc$  durch eine Reduktion der

Porenzahl  $e$  erzielt (Abbildung 2.21). In den Untersuchungen von Kuerbis et al. (1988) und Pitman et al. (1994) wurde dies nicht berücksichtigt. Die Schlussfolgerung eines zunehmenden Widerstands gegen Verflüssigung mit zunehmendem Feinkornanteil kann aus den präsentierten Daten nicht gezogen werden, da mit identischer Porenzahl gearbeitet wurde. Die Porenzahl  $e$  ist nicht zur Charakterisierung des Verflüssigungspotentials schluffiger Sande geeignet (Yamamuro & Lade 1998), und damit auch nicht zur Abschätzung der effektiven Scherfestigkeit. Das Ergebnis von Lade & Yamamuro (1997) eines deutlich abnehmenden Verflüssigungswiderstands mit zunehmenden Feinkornanteil ist ebenso nicht als verallgemeinerte Aussage geeignet, da die relative Lagerungsdichte mit der minimalen und maximalen Porenzahl des reinen Sandes nach Gleichung (2.33) berechnet wurde und nicht mit den entsprechenden Porenzahlen der jeweiligen Mischung nach Gleichung (2.31). Die Beobachtung eines abnehmenden Verflüssigungswiderstands mit zunehmenden Feinkornanteil von Evans & Zhou (1995) wurde für große Feinkornanteile aufgestellt, wobei hier Sand die Feinkornmatrix innerhalb des Grobkorngerüsts aus Kies darstellte. Die Beobachtung ist daher nicht unmittelbar auf die hier behandelte Problematik übertragbar.

$$D_{r,sa} = \frac{e_{\max,sa} - e}{e_{\max,sa} - e_{\min,sa}} \quad (2.33)$$

Sowohl der Feinkornanteil als auch die relative Lagerungsdichte sind zur Charakterisierung des Widerstands gegen Verflüssigung im undrainierten Versuch und damit auch der effektiven Scherfestigkeit im drainierten Versuch erforderlich. Die alleinige Verwendung der intergranularen Porenzahl  $e_s$  ist nicht hinreichend, da für ein vorgegebenes  $e_s$  in Abhängigkeit von  $fc$  und  $D_r$  unterschiedliche Widerstände ermittelt werden bzw. ein vorgegebener Widerstand mit unterschiedlichem  $e_s$  erzielt werden kann (Polito & Martin 2001; Belkhatir et al. 2010). Plastische Feinkornanteile mit einer Plastizitätszahl  $I_p \geq 10$  erhöhen nach Ishihara (1995) den Widerstand gegen Verflüssigung, da die kohäsiven und adhäsiven Spannungen das Partikelgerüst zusammenhalten (Abbildung 2.24). Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Sand-Ton-Mischungen beinhalten eine maximale Beimischung von  $fc = 20\%$  Feinanteilen. Die Sandkörner repräsentieren somit die dominierende Matrix. Die Feinanteile bestehen zu  $70\%$  aus nicht-plastischem Schluff und zu  $30\%$  aus Ton. Insgesamt überwiegt der nicht-plastische Anteil. Die Mischungen wurden dicht gelagert eingebaut. Daher ist einerseits bereits durch die Beimischung geringer Anteile eine Reduktion der Scherfestigkeit zu erwarten. Andererseits beträgt die Plastizitätszahl  $I_p = 18,4$ , woraus eine Erhöhung der Scherfestigkeit resultieren würde. Auf Basis der Literaturdaten ist daher a priori keine eindeutige Aussage möglich.

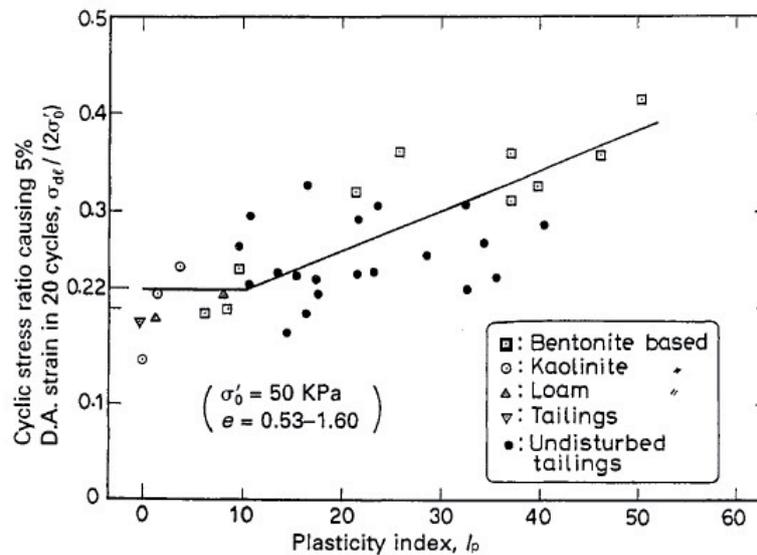


Abbildung 2.24.: Einfluss der Plastizitätszahl auf den Widerstand gegen Verflüssigung, Ishihara (1995)

### 2.3. Lokalisierung von Deformation in Biaxialversuchen

Sowohl im Hinblick auf die Interpretation der experimentellen als auch der analytischen Modellierung eines Systems von Scherbändern ist die Kenntnis des Spannungs-Dehnungs-Verhaltens des Modellmaterials unabdingbar. Da die Lokalisierung von Deformation in Scherbändern mit einem Verlust der Homogenität von Spannungen und Dehnungen einhergeht, ist das Spannungs-Dehnungs-Verhalten innerhalb eines einzelnen Scherbands zu ermitteln. Daher wurden separate Laborversuche unter den gleichen Randbedingungen und entlang des gleichen Spannungspfades wie in den Modellversuchen durchgeführt. Zur Ermittlung des Spannungs-Dehnungs-Verhaltens kamen prinzipiell drei Arten von Versuchsgeräten in Betracht. Geräte zur Durchführung von konventionellen Triaxialversuchen, wahren Triaxialversuchen und Biaxialversuchen. Das Charakteristikum von Triaxialversuchen ist die Axialsymmetrie von Spannungen und Dehnungen, wobei die zwei an den flexiblen Rändern wirkenden Hauptspannungen immer gleich groß sind. In wahren Triaxialversuchen können alle drei Ränder unabhängig voneinander spannungs- oder verschiebungsgesteuert kontrolliert werden. Die Ränder können alle starr (Desrues et al. 1985; Hambly 1969) oder alle flexibel (Ko & Scott 1967; Haruyama 1981) oder als Kombination starrer und flexibler Ränder (Sutherland & Mesdary 1969; Green 1971; Alshibli & Williams 2005) konstruiert sein. In Biaxialversuchen wird die Verformung nur in einer Ebene zugelassen, die Verformung in die dritte Raumrichtung wird durch einen starren,

unverschieblichen Rand verhindert. Um die freie Ausbildung eines Scherbands in der Deformationsebene zu ermöglichen, ist ein flexibler Rand erforderlich. Die Verwendung von starren Rändern führt möglicherweise zur Initiierung von Scherbändern in einer Ecke des Versuchsgerätes, oder zur Reflektion eines Scherbands an den starren Rändern (Desrues et al. 1985). Sowohl in wahren Triaxialversuchen als auch in Biaxialversuchen sind alle drei Hauptspannungen und -dehnungen unterschiedlich groß. Biaxialversuche können demnach auch als spezielle wahre Triaxialversuche angesehen werden, in denen die Verformung in einer Raumrichtung mit  $u_2 = 0$  gesteuert wird. Die Anforderungen an das hier zu verwendende Versuchsgerät waren insbesondere:

1. Gewährleistung des Zustandes der ebenen Dehnung
2. Reduzierung einer Hauptspannung durch weggesteuerte Extensionsbeanspruchung
3. Gemischte Randbedingungen: Starrer Rand in  $\sigma_3$ - und  $\sigma_2$ - Richtung, flexibler Rand in  $\sigma_1$ - Richtung

Im Rahmen der hier verfolgten Zielsetzung kamen daher nur Biaxialversuche bzw. wahre Triaxialversuche mit  $u_2 = 0$  in Betracht, die im Folgenden unter der Bezeichnung Biaxialversuche zusammengefasst werden. Biaxialversuche sind aufgrund der höheren Anforderungen an die Versuchstechnik selten, obwohl die Randbedingung der ebenen Dehnung in situ eher den Standardfall repräsentiert, während die in Triaxialversuchen ausgenutzte Axialsymmetrie in situ den Ausnahmefall darstellt. Biaxialgeräte werden häufig nach dem Vorbild von Vardoulakis & Goldscheider (1980) bzw. der modifizierten Version von Drescher et al. (1990) innerhalb einer Triaxialzelle konstruiert (Abbildung 2.25a). Als Konsequenz der Randbedingung  $u_2 = 0$  ergeben sich sowohl die Scherfestigkeit als auch die Volumenänderung als Funktion der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$ . Ein wesentliches Element eines Biaxialgerätes ist daher die Messung der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$ . Wanatowski & Chu (2006) installierten hierzu jeweils zwei über die Probenhöhe verteilte Druckmessdosen in den gegenüber liegenden starren vertikalen Rändern (Abbildung 2.25b). In der Ebene parallel zu den starren Rändern bildet sich bei Erreichen einer bestimmten Beanspruchung ein Scherband aus. Die Ausbildung eines Scherbands ist – im Unterschied zu Triaxialversuchen – ein Charakteristikum in Biaxialversuchen, da sich das Scherband unabhängig von der Reibung zwischen Probe und Endplatte (Wanatowski & Chu 2007a) entwickelt. Neben der Einhaltung der Randbedingung der ebenen Dehnung ist die Realisierung eines den Modellversuchen analogen Spannungspfades von Bedeutung. Die Extensionsbeanspruchung im Modellversuch erfolgte weggesteuert durch homogene Dehnung der Gummimatte in horizontaler Richtung. In der Belastungseinrichtung einer üblichen Lastpresse wird eine Wegsteuerung in vertikaler Richtung durchgeführt. Daher

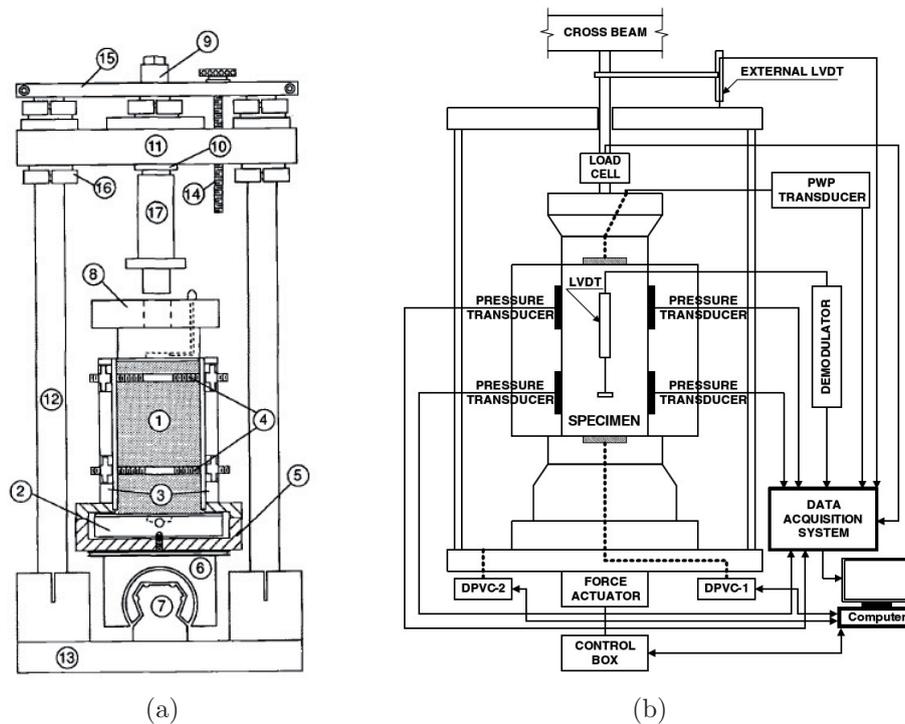


Abbildung 2.25.: (a) Konstruktion eines Biaxialgerätes zur Durchführung von biaxialen Kompressionsversuchen, Drescher et al. (1990); (b) Messung der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  im Biaxialgerät, Wanatowski & Chu (2006)

wurde die Anordnung des Modellversuchs um  $90^\circ$  gedreht. In dem neu konstruierten Biaxialgerät konnte somit die Hauptspannung in vertikaler Richtung an einem starren Rand auf die kleinste Hauptspannung  $\sigma_3$  reduziert werden, während die Hauptspannung an den flexiblen Rändern in horizontaler Richtung die größte Hauptspannung  $\sigma_1$  darstellte. Die derart gesteuerten Versuche werden als biaxiale Extensionsversuche bezeichnet (Kapitel 4.2.1). Extensionsversuchen inhärente Besonderheiten wurden für axialsymmetrische Versuche insbesondere von Wu & Kolymbas (1991) diskutiert. Neben den erhöhten Anforderungen an die Messtechnik und dem größeren Einfluss der Membransteifigkeit ist die Homogenität der Deformation zu berücksichtigen (Lade et al. 1996; Reades & Green 1976; Yamamuro & Lade 1995; Yamamuro & Liu 2005).

Häufig sind Versuchsreihen in triaxialer Kompression, triaxialer Extension und biaxialer Kompression beschrieben worden (z.B. Peters et al. 1988). Die Unvollständigkeit dieser Reihe – biaxiale Extension fehlt – ist jedoch nicht diskutiert worden. Die in der Literatur beschriebenen Biaxialgeräte sind aufgrund der einfachen Integration in eine Triaxialzelle auf die Durchführung biaxialer Kompressionsversuche beschränkt, weil in biaxialen

Extensionsversuchen der Druck auf den flexiblen Rand die größte Hauptspannung darstellt. In den üblichen Konstruktionstypen würde das Zellwasser daher zwischen der Probe und dem starren vertikalen Rand eindringen, wodurch lediglich triaxiale Extensionsversuche mit rechteckigem Probenquerschnitt durchgeführt würden (Kapitel 4.2.2). In der Tat wurden biaxiale Extensionsversuche unter den hier erforderlichen Randbedingungen bislang einzig von Masuda et al. (1999) realisiert. Diese integrierten den Versuchsaufbau zwar ebenfalls in eine Triaxialzelle, eine wesentliche Komponente in der aufwendigen Konstruktion (Abbildung 2.26) ist aber eine Membran (Position 5), welche nicht nur die Probe umgibt, sondern auch die innerste von drei vertikalen Wänden (Position 2). Dadurch kann das Eindringen des Zellwassers zwischen Probe und dem starren vertikalen Rand verhindert werden.

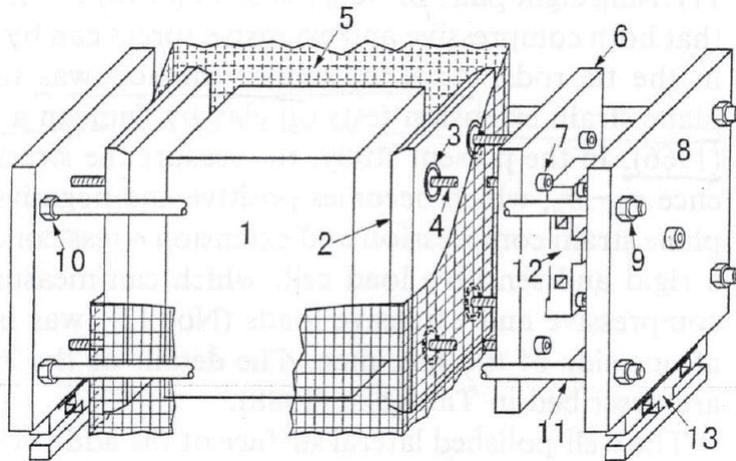


Abbildung 2.26.: Konstruktion eines Biaxialgerätes zur Durchführung von biaxialen Extensionsversuchen, Masuda et al. (1999)

### 2.3.1. Festigkeit

Im Folgenden wird die Analyse der Festigkeit in Triaxial- und Biaxialversuchen erläutert, um die experimentellen Daten im Kontext bekannter Festigkeitskriterien bewerten zu können. Die bekanntesten Festigkeitskriterien für granulare Materialien sind die nach Mohr-Coulomb, Lade & Duncan (1975) und Matsuoka & Nakai (1974) benannten. In Abbildung 2.27a sind die drei Kriterien in der oktahedrischen bzw. deviatorischen Ebene dargestellt. Das Mohr-Coulomb-Kriterium wird durch Gleichung (2.34) beschrieben.

$$F_{M-C} = (\sigma_1 - \sigma_3) - (\sigma_1 + \sigma_3) \sin\varphi - 2c \cos\varphi = 0 \quad (2.34)$$

Es ist durch einen linearen Verlauf zwischen den Punkten triaxialer Kompression und triaxialer Extension gekennzeichnet, im dreidimensionalen Spannungsraum stellt es eine Pyramide dar. Der Öffnungswinkel der Pyramide,  $\eta^*$  nach Gleichung 2.40, entspricht nicht dem Spannungsverhältnis  $\eta$  nach Gleichung 2.39 im  $p$ - $q$ -Diagramm (z.B. Abbildung 2.28a), steht aber in einem konstanten Verhältnis dazu. Der Zusammenhang von  $\eta$  und  $\eta^*$  wurde von Roscoe & Burland (1968) notiert. Die Bedeutungen der mittleren Spannung  $p$  nach Gleichung 2.35 und der deviatorischen Spannung  $q$  nach Gleichung 2.36 sind Abbildung 2.27b zu entnehmen.

$$p = \frac{1}{\sqrt{3}} \overline{ON} = \frac{1}{3} \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}) = \frac{1}{3} I_1 = \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} q &= \sqrt{\frac{3}{2}} \overline{NP} = \sqrt{\frac{3}{2}} \|\boldsymbol{\sigma}^*\| = \sqrt{\frac{3}{2}} \tau_{\text{okt}} = \sqrt{3J_2} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2} \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$\tau_{\text{okt}} = \overline{NP} = \sqrt{2J_2} \quad (2.37)$$

$$J_2 = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma}^* : \boldsymbol{\sigma}^* \quad (2.38)$$

$$\eta = \frac{q}{p} = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\overline{NP}}{\overline{ON}} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\tau_{\text{okt}}}{p} = \sqrt{\frac{3}{2}} \eta^* \quad (2.39)$$

$$\eta^* = \frac{\tau_{\text{okt}}}{p} \quad (2.40)$$

Wie in Abbildung 2.28a zu erkennen ist, ist das Spannungsverhältnis  $\eta$  am größten für triaxiale Kompression ( $b = 0$ ),  $\eta_{\text{tc}}$  nach Gleichung (2.41) und am geringsten für triaxiale Extension ( $b = 1$ ),  $\eta_{\text{te}}$  nach Gleichung (2.42), wobei der Spannungsparameter  $b$  durch Gleichung (2.43) definiert ist.

$$\eta_{\text{tc}} = \frac{6 \sin \varphi}{3 - \sin \varphi} \quad (2.41)$$

$$\eta_{\text{te}} = \frac{6 \sin \varphi}{3 + \sin \varphi} \quad (2.42)$$

$$b = \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3} \quad (2.43)$$

Für alle Zustände  $0 < b < 1$  liegt  $\eta$  zwischen den beiden Triaxialfällen. Das Spannungsverhältnis für triaxiale Extension wird in Abbildung 2.28a zur besseren Vergleichbarkeit mit  $\eta_{\text{te}} > 0$  dargestellt, was sich aus der konsequenten Verwendung von  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$  ergibt. Der Reibungswinkel  $\varphi$  nach Gleichung (2.44) berücksichtigt die mittlere Hauptspannung  $\sigma_2$  nicht.

$$\varphi = \arcsin \left( \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 + \sigma_3} \right) \quad (2.44)$$

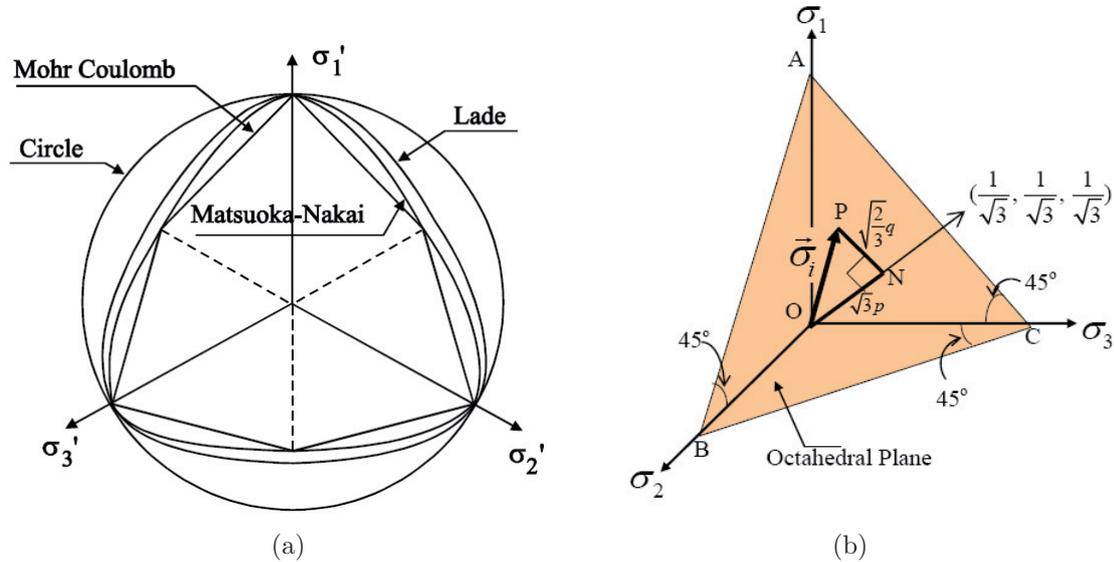


Abbildung 2.27.: (a) Festigkeitskriterien in der deviatorischen Ebene, Georgiadis et al. (2004); (b) Die Bedeutung von  $p$  und  $q$  in der deviatorischen Ebene, Nakai (2007)

Für triaxiale Kompression und Extension kann der Reibungswinkel  $\varphi$  auch unmittelbar aus dem experimentell ermittelten Spannungsverhältnis durch Umstellen der Gleichung (2.41) oder (2.39) berechnet werden. Lee (1970) und Marachi et al. (1981) zeigten, dass der maximale Reibungswinkel in biaxialer Kompression größer ist als in triaxialer Kompression, der Unterschied mit zunehmender Porenzahl  $e$  und zunehmendem Umgebungsdruck  $\sigma_3$  aber geringer wird. Die mittlere Hauptspannung  $\sigma_2$  wurde in diesen Untersuchungen nicht gemessen. Zahlreiche Untersuchungen belegen, dass der maximale Reibungswinkel  $\varphi_p$  von der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  abhängt (Übersicht in Sayão & Vaid 1996). Dieser Zusammenhang kann mit Hilfe des Spannungsparameters  $b$  oder dem Lode-Winkel  $\theta$  nach Gleichung (2.45) beschrieben werden. Die Parameter  $b$  und  $\theta$  können durch Gleichung (2.47) in Beziehung gesetzt werden (Sun et al. 2008).

$$\theta = \frac{1}{3} \arccos \left( \frac{3}{2} \sqrt{3} \frac{J_3}{J_2^{3/2}} \right) \quad (2.45)$$

$$J_3 = \det(\boldsymbol{\sigma}^*) = \frac{1}{27} (2\sigma_1 - \sigma_2 - \sigma_3)(2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3)(2\sigma_3 - \sigma_1 - \sigma_2) \quad (2.46)$$

$$\theta = \arctan \left( \frac{\sqrt{3}b}{2-b} \right) \quad (2.47)$$

Matsuoka & Nakai (1974) bezogen sich in der Herleitung ihres Festigkeitskriteriums auf die Ergebnisse von Sutherland & Mesdary (1969) (Abbildung 2.28b) sowie Ramamurthy

& Rawat (1973). Diese ermittelten identische Reibungswinkel für triaxiale Kompression ( $b = 0, \theta = 0^\circ$ ) und triaxiale Extension ( $b = 1, \theta = 60^\circ$ ), weshalb das Kriterium an diesen Punkten mit dem Kriterium nach Mohr-Coulomb übereinstimmt. Abbildung 2.28b zeigt einen mit  $b$  zunächst ansteigenden und dann wieder auf den Wert für triaxiale Kompression abnehmenden Reibungswinkel. Das Festigkeitskriterium nach Matsuoka & Nakai (1974) kann mit Gleichung (2.48) beschrieben werden (Niemunis 2008).

$$F_{M-N} = I_1 I_2 - \frac{9 - \sin^2 \varphi}{-1 + \sin^2 \varphi} I_3 = 0 \quad (2.48)$$

Das Kriterium von Lade & Duncan (1975) hingegen beinhaltet einen größeren Reibungswinkel für triaxiale Extension im Vergleich zu triaxialer Kompression, weshalb es nur in den Punkten für triaxiale Kompression identisch zu dem Kriterium nach Mohr-Coulomb ist. Unterstützt wird dieses Kriterium durch die Experimente von Green (1971) (Abbildung 2.29a), der einen mit  $b$  zunächst ansteigenden, ab einem bestimmten  $b$  dann konstanten Reibungswinkel angab, sowie von Reades & Green (1976), die einen mit  $b$  kontinuierlich ansteigenden Reibungswinkel präsentierten. Das Festigkeitskriterium kann mit Gleichung (2.49) beschrieben werden (Niemunis 2008).

$$F_L = I_1^3 - C I_3 = 0 \quad (2.49)$$

$$I_1 = \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}) = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \quad (2.50)$$

$$I_3 = \det(\boldsymbol{\sigma}) = J_3 - \frac{1}{3} J_2 I_1 + \frac{1}{27} I_1^3 \quad (2.51)$$

$$C = \frac{(2 + K)^3}{K} \quad (2.52)$$

$$K = \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} \quad (2.53)$$

Haruyama (1981) beschrieb einen zunächst ansteigenden, dann abnehmenden Reibungswinkel für  $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$  und  $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ , aber einen kontinuierlich ansteigenden Reibungswinkel für  $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$  (Abbildung 2.29b), und erklärte dies mit inhärenter Anisotropie. Übereinstimmend wurde in allen Untersuchungen ein größerer Reibungswinkel für den Zustand ebener Dehnung gegenüber triaxialer Kompression beschrieben. Der Reibungswinkel ist außerdem abhängig von der Lagerungsdichte und dem Spannungspfad, welcher mit den Randbedingungen (ebene Dehnung, Axialsymmetrie) zusammenhängt (Schanz & Vermeer 1996). Der Einfluss der Randbedingungen ist für unterschiedliche Lagerungsdichten unterschiedlich groß. Alshibli & Williams (2005) ermittelten in wahren Triaxialversuchen einen größeren maximalen Reibungswinkel  $\varphi_p$  mit größerem  $b$  in dem Bereich  $0 \leq b \leq 0,25$  und einen annähernd konstanten Reibungswinkel  $\varphi_p$  in dem Bereich  $b \geq 0,25$ . Green (1971) zeigte, dass der Wert für  $b$ , ab dem der maximale Reibungswinkel konstant bleibt, von der relativen Lagerungsdichte abhängt (Abbildung 2.29a).

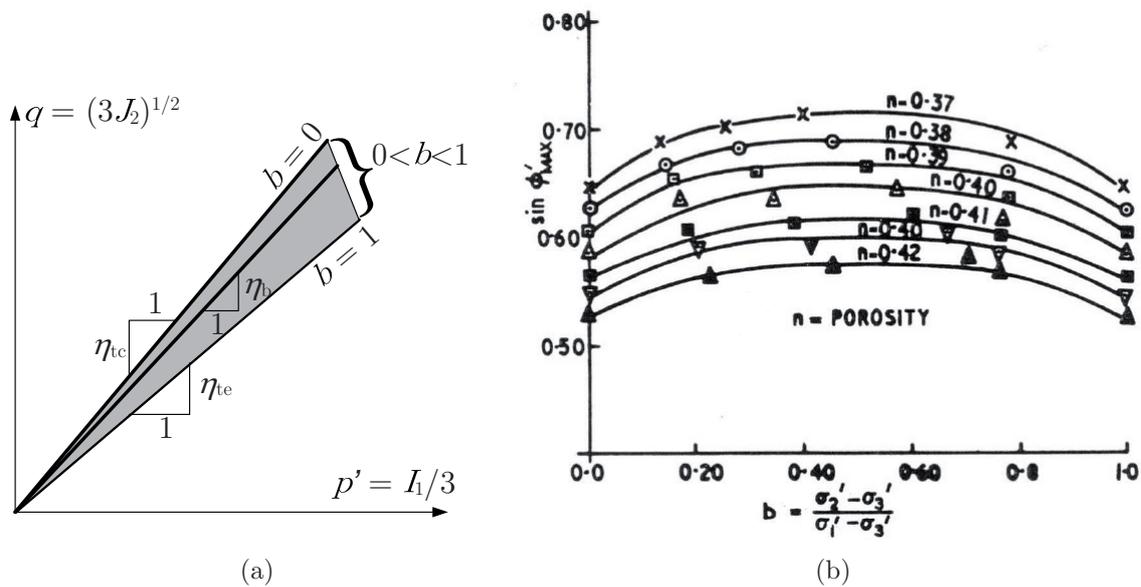


Abbildung 2.28.: (a) Spannungsverhältnis  $\eta$  für triaxiale Kompression,  $\eta_{tc}$ , triaxiale Extension,  $\eta_{te}$ , und ebene Dehnung,  $\eta_b$ , mit identischem Reibungswinkel  $\varphi$  nach Mohr-Coulomb; (b) Zunächst ansteigender, dann abnehmender Reibungswinkel, identischer Reibungswinkel für  $b = 0$  und  $b = 1$ , Sutherland & Mesdary (1969)

Bolton (1986) zeigte, dass die Differenz zwischen dem maximalen Reibungswinkel und dem kritischen Reibungswinkel,  $\varphi_p - \varphi_c$ , für biaxiale und für triaxiale Kompression mit zunehmender relativer Lagerungsdichte  $I_D$  unterschiedlich stark, aber in beiden Fällen linear ansteigt. Diese zusätzliche Festigkeit wurde mit dem Effekt der Dilatanz begründet, weshalb mit Gleichung (2.54) ein relativer Dilatanzindex  $I_R$  eingeführt wurde, um den linearen Anstieg zu beschreiben. Für Biaxialversuche wurde der Anstieg mit  $5I_R$ , für Triaxialversuche mit  $3I_R$  angegeben.

$$I_R = I_D(10 - \ln p) - 1 \quad (2.54)$$

Nach Bolton (1986) bezeichnet  $p$  das arithmetische Mittel der größten und kleinsten Hauptspannung,  $I_D$  ist die relative Lagerungsdichte,  $I_D = (e_{max} - e)/(e_{max} - e_{min})$ . Im Fall locker gelagerten Sandes wurde weder in Biaxialversuchen noch in Triaxialversuchen eine zusätzliche Festigkeit ermittelt. Mit größerer relativer Lagerungsdichte nimmt die zusätzliche Festigkeit in Biaxialversuchen stärker zu als in Triaxialversuchen, bei dichter Lagerung ist der Unterschied maximal. Die Konsequenz ist, dass das Kriterium von Mohr-Coulomb die Festigkeit von lockerem Sand für beliebige Spannungspfade gut beschreibt, die Festigkeit von dichtem Sand aber für  $b > 0$  unterschätzt.

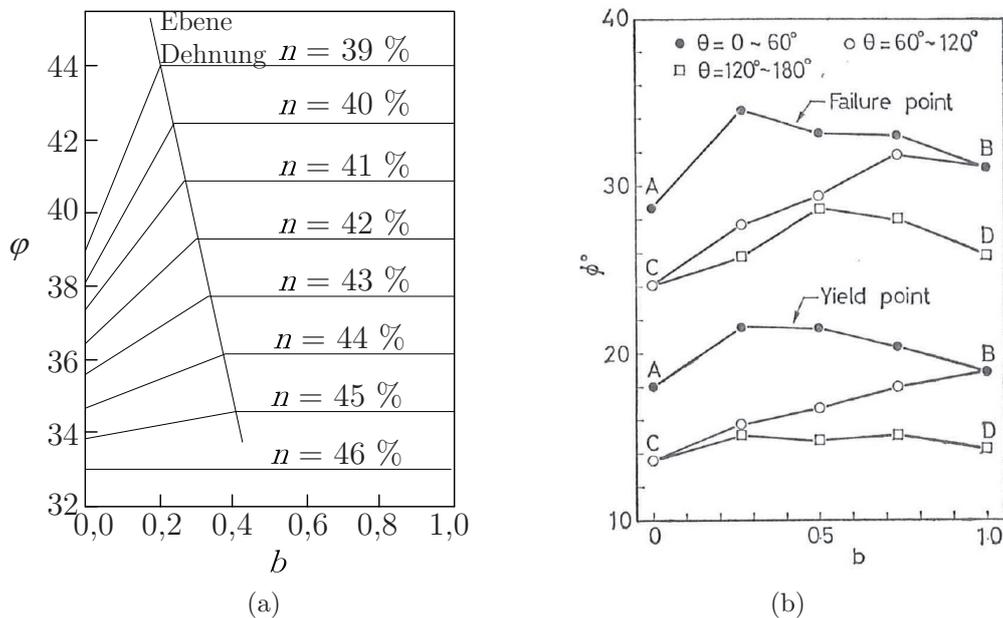


Abbildung 2.29.: (a) Zunächst ansteigender, dann konstanter Reibungswinkel, Green (1971); (b) Die Abhängigkeit des Reibungswinkels  $\varphi_p$  von  $b$  ist nicht in jedem Bereich des Lode-Winkels  $\theta$  gleich, Haruyama (1981).

Der Vergleich von biaxialer und triaxialer Kompression zeigt nach Wanatowski & Chu (2007a) eine Inkonsistenz in der Beschreibung des Grenzzustandes. Während der Reibungswinkel in biaxialer Kompression größer ist als in triaxialer Kompression, ist gleichzeitig das maximale Spannungsverhältnis  $\eta = q/p$  in biaxialer Kompression,  $\eta_b$ , geringer als in triaxialer Kompression,  $\eta_{tc}$  (Abbildung 2.30). Während der Unterschied zwischen biaxialer und triaxialer Kompression bezüglich des Reibungswinkels mit zunehmender Lagerungsdichte immer größer wird, wird der Unterschied bezüglich des Spannungsverhältnisses mit zunehmender Lagerungsdichte immer geringer. Ein expliziter Zusammenhang zwischen dem Reibungswinkel  $\varphi$  und dem Spannungsverhältnis  $\eta$ , wie für triaxiale Kompression und Extension üblich (Gleichungen (2.41) und (2.42)), wird für Biaxialversuche nach Kenntnisstand des Autors in der Literatur nicht beschrieben. Dieser Zusammenhang muss zusätzlich den Einfluss der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  berücksichtigen. Eine Herleitung erfolgte im Rahmen dieser Arbeit (Kapitel 4.5.2).

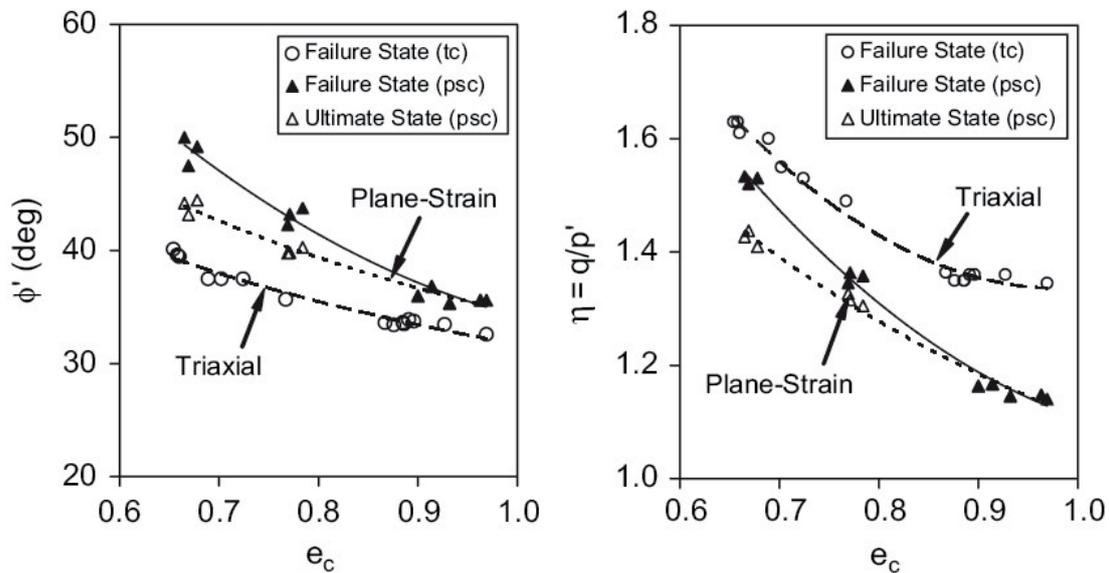


Abbildung 2.30.: Reibungswinkel und Spannungsverhältnis für ebene Dehnung und Axialsymmetrie, Wanatowski & Chu (2007a)

### 2.3.2. Volumenänderung

Das Volumenänderungsverhalten charakterisiert nicht nur das Verformungsverhalten einer Probe, sondern beeinflusst auch dessen Festigkeitseigenschaften. Im Folgenden werden existierende Ansätze zur Berechnung der Volumenänderung in Form eines charakteristischen Wertes (Dilatanzwinkel) und in Form einer kontinuierlichen Beziehung zwischen Spannungsverhältnis und Verhältnis der Dehnungskremente in Analogie zu den Herleitungen von Rowe (1969) beschrieben, um die Ergebnisse der biaxialen Extensionsversuche beurteilen zu können. Dilatanz infolge von Scherbeanspruchung wurde erstmals von Reynolds (1885) als eine maßgebende Eigenschaft beschrieben, welche alle fundamentalen Eigenschaften granularer Materialien beeinflusst. Reynolds (1885) erklärte mit Hilfe der Dilatanz zwei besonders zur Anschauung geeignete Phänomene. Zum Einen wurde ein einfacher Labortest erläutert, in dem eine Membran mit dicht gepacktem granularem Material gefüllt und mit Wasser gesättigt wird. Wird diese Probe bei geöffneter Drainage in horizontaler Richtung zusammengedrückt, wird zunächst etwas Wasser aus der Probe herausgedrückt. Anschließend fließt Wasser in die Probe hinein, da sich das Porenvolumen unter der Schubbeanspruchung vergrößert. Zum Anderen wurde mit Hilfe der Dilatanz erklärt, warum sich der initial wassergesättigte Sand am Strand um den Fuß herum hell färbt, sobald der Fuß in den Sand gedrückt wird. Casagrande (1936) zeigte experimentell, dass die Volumenänderung granularer Materialien nicht nur die Verformung, sondern

auch die Festigkeit des Materials bestimmt. Zur Quantifizierung der Dilatanz für ebene Dehnung führte Hansen (1958) den Dilatanzwinkel  $\nu$  ein. Er traf die Annahme, dass die Rate der Volumenänderung zum Zeitpunkt des Scherversagens proportional zu der Rate der Scherdehnung sei.

### 2.3.2.1. Dilatanzwinkel

Der Dilatanzwinkel ist ein inkrementelles Maß für die Volumenänderung infolge einer Scherverformung. Außerdem beeinflusst die Dilatanz die Festigkeit. Abbildung 2.31 skizziert den Zusammenhang der Scherbeanspruchung in Form des mobilisierten Reibungswinkels  $\varphi$  sowie der Volumendehnung  $\varepsilon_{\text{vol}}$  als Funktion der Scherdehnung  $\gamma$  für initial dicht und locker gelagerten Sand. Dicht gelagerter Sand erfährt nach anfänglich geringer Kontraktanz eine Volumenvergrößerung infolge des Aufgleitens der Körner. Der Punkt, an dem die Dilatanz maximal ist ( $\psi_p$ ) kennzeichnet den Punkt der maximalen Scherfestigkeit ( $\varphi_p$ ). In locker gelagertem Sand findet ausschließlich Kontraktanz statt. Der Dilatanzwinkel ist bei Erreichen des kritischen Zustands maximal,  $\psi_p = 0$ . Ein negativer Dilatanzwinkel, wie z.B. von (Arthur et al., 1977,  $\psi = -7^\circ$ ), (Desrues & Hammad, 1989,  $\psi = -8^\circ$ ), (Desrues & Viggiani, 2004,  $\psi = -8^\circ$ ) angegeben, lässt darauf schließen, dass die Verformung nicht hinreichend groß war, um den kritischen Zustand zu erreichen. Im Folgenden werden die Hintergründe spezieller Formulierungen des Dilatanzwinkels in Abhängigkeit von den Randbedingungen vorgestellt und deren Anwendungsziele erläutert. Eine Dilatanz wird mit einem positiven Dilatanzwinkel, aber einer negativen Rate der Volumenänderung beschrieben. Inkrementelle Größen werden in der eingezeichneten Richtung als positiv angesetzt. Für die Randbedingung der ebenen Dehnung berücksichtigte Gudehus (1981) einfache Scherung mit Dilatanz anhand des in Abbildung 2.32 dargestellten Elements:

$$\psi = \arctan\left(\frac{\Delta d}{\Delta s}\right) = -\arctan\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\gamma}}\right) \quad (2.55)$$

Houlsby (1991) leitete diesen Zusammenhang mit Verweis auf Taylor (1948) mittels der Bilanzierung der dissipierten Arbeit her. Der Modus der einfachen Scherung mit Dilatanz wird für die Deformation innerhalb eines Scherbands angesetzt (Drescher et al. 1990), woraus sich die Definition des Dilatanzwinkels innerhalb eines Scherbands in Abbildung 2.33 ergibt:

$$\psi_B = \arctan\left(\frac{\Delta u_y}{\Delta u_x}\right) \quad (2.56)$$

Der Dilatanzwinkel wurde von Gudehus (1981) darüber hinaus für die Fälle der rei-

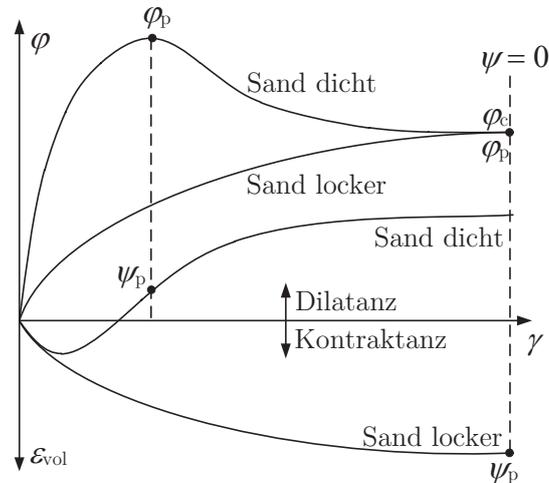


Abbildung 2.31.: Reibungs- und Dilatanzwinkel für dicht und locker gelagerten Sand

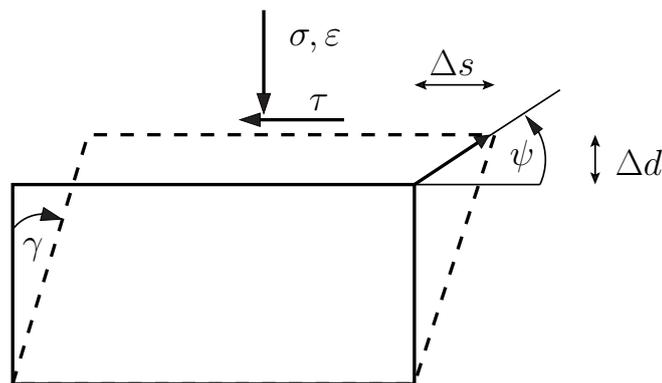


Abbildung 2.32.: Einfache Scherung mit Dilatanz

nen Scherung und der axialsymmetrischen Verformung notiert, welche durch folgenden Ausdruck zusammengefasst werden können:

$$\psi = -\arctan\left(\frac{\dot{\epsilon}_v}{\dot{\gamma}}\right) \quad (2.57)$$

Um nur die Volumenänderung infolge der Änderung der deviatorischen Beanspruchung zu erfassen, ist eine konstante mittlere Spannung  $p$  erforderlich (z.B. Gudehus 1990). Ebenfalls für den Zustand der ebenen Dehnung wurde von Hansen & Lundgren (1960), später auch von Bolton (1986) und Houlsby (1991), hingegen Gleichung (2.58) verwendet.

$$\psi = -\arcsin\left(\frac{\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_3}{\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_3}\right) \quad (2.58)$$

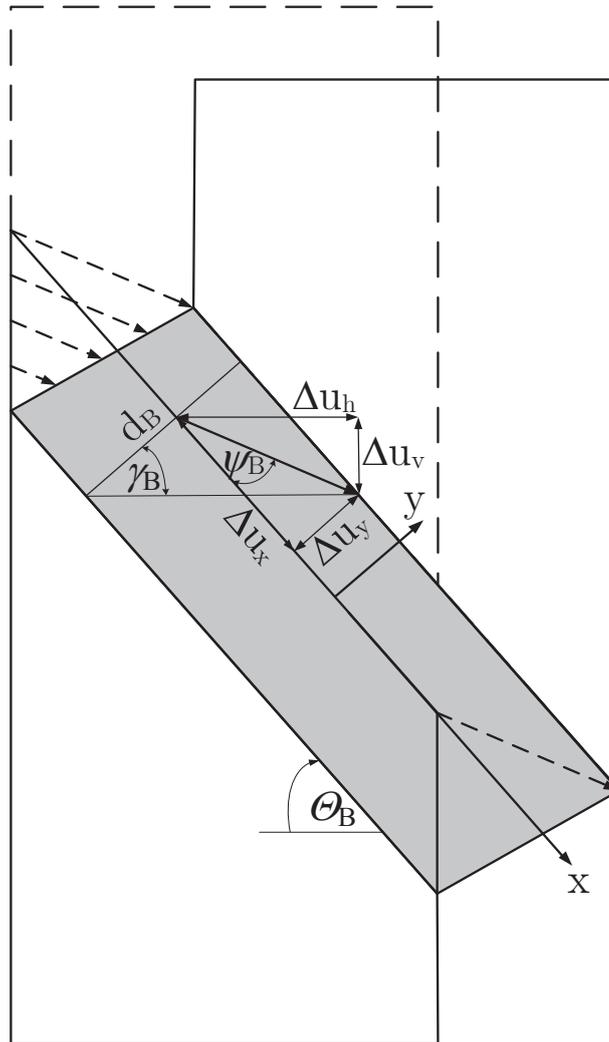


Abbildung 2.33.: Geometrie eines (vergrößert dargestellten) Scherbands, modifiziert nach Skizze von Drescher et al. (1990)

Dieser Zusammenhang wurde von Roscoe (1970) zur Erklärung der Neigung von Scherbändern in Abhängigkeit vom Dilatanzwinkel am Mohr'schen Formänderungskreis veranschaulicht (Abbildung ?? und Gleichung (2.87)). Anwendung fand die auf den räumlichen Zustand erweiterte Formulierung bei der Bestimmung von Scherflächen hinter einer rotierenden Wand (Arthur & Dunstan 1982):

$$\psi = -\arcsin\left(\frac{\dot{\epsilon}_1 + 2\dot{\epsilon}_3}{\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_3}\right) \quad (2.59)$$

Diese Erweiterung ist für Triaxialversuche gebräuchlich und ergibt sich ebenfalls aus einer von Housby (1991) vorgeschlagenen verallgemeinerten Form, wie die daraus abgeleitete spezielle Formulierung für triaxiale Extension durch Lade et al. (1996) zeigt. Im Rahmen

dieser Arbeit wird der Zustand ebener Dehnung behandelt. Zur Berechnung des Dilatanzwinkels wurden daher die Gleichungen (2.56) und (2.58) verwendet. Gleichung (2.56) wurde für die lokale Berechnung innerhalb eines Scherbands herangezogen, das sich per Annahme im Modus der einfachen Scherung deformiert. Gleichung (2.58) wird verwendet, um den Dilatanzwinkel der gesamten Probe zu bestimmen.

Der Dilatanzwinkel ist abhängig von dem initialen Zustand des Bodens. Mit größerer Umgebungsspannung  $\sigma_3$  und größerer initialer Porenzahl  $e$  ist der maximale Dilatanzwinkel  $\psi_p$  geringer. Aussagen bezüglich des Einflusses der mittleren Spannung  $\sigma_2$  auf den Dilatanzwinkel oder die häufig angegebene maximale Dilatanzrate  $(\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}_1)_{\max}$  sind nicht einheitlich. Nach Bolton (1986) ist die maximale Dilatanzrate für biaxiale und triaxiale Kompression identisch. Green (1971) sowie Reades & Green (1976) zeigten eine kontinuierlich abnehmende Dilatanzrate mit zunehmendem Parameter  $b$ . Alshibli & Williams (2005) ermittelten in wahren Triaxialversuchen mit  $\dot{b} = 0$  eine Zunahme der Dilatanzrate mit größerem  $b$  für  $0 \leq b \leq 0,25$ , und konstanter Dilatanzrate für  $b \geq 0,25$ . Schanz & Vermeer (1996) leiteten in Analogie zu Rowe (1971) eine Formulierung des Dilatanzwinkels als Funktion der Dilatanzrate für Axialsymmetrie her:

$$\psi = -\arcsin\left(\frac{\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}_1}{2 - \dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}_1}\right) \quad (2.60)$$

Basierend auf der Beobachtung einer identischen Dilatanzrate für ebene Dehnung und Axialsymmetrie durch Bolton (1986),  $-\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}_1 = 0,3I_R$  mit  $I_R$  nach Gleichung (2.54), führte dies zu folgender Lösung für beide Randbedingungen:

$$\psi = \arcsin\left(\frac{I_R}{6,7 + I_R}\right) \quad (2.61)$$

### 2.3.2.2. Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate

Pradhan et al. (1989) erarbeiteten experimentell eine eindeutige Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis  $\sigma_1/\sigma_3$  und Dilatanzrate. Die Dilatanzrate wurde hierbei als das Verhältnis der Rate der Volumendehnung zu der Rate der Scherdehnung definiert (Gleichung 2.62). Die Volumendehnung kann demnach additiv zerlegt werden in einen Anteil  $\dot{\epsilon}_{v,c}$ , der sich als Konsequenz einer Änderung der mittleren Spannung  $p$  ergibt, und einen Anteil  $\dot{\epsilon}_{v,d}$ , der aus plastischer Scherung  $\dot{\gamma}^p$  resultiert. Während  $\dot{\epsilon}_{v,c}$  elastische und plastische Komponenten enthält, wird  $\dot{\epsilon}_{v,d}$  als vollkommen plastisch beschrieben. Auch die Scherdehnung kann additiv in elastische  $\dot{\gamma}^e$  und plastische  $\dot{\gamma}^p$  Anteile zerlegt werden:

$$\frac{\dot{\epsilon}_v}{\dot{\gamma}} = \frac{\dot{\epsilon}_{v,c}^e + \dot{\epsilon}_{v,c}^p + \dot{\epsilon}_{v,d}^p}{\dot{\gamma}^e + \dot{\gamma}^p} \quad (2.62)$$

Die analytische Herleitung einer eindeutigen Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate wurde von Rowe (1969, 1971) für Triaxialversuche und für biaxiale Kompressionsversuche beschrieben. Diese Beziehung beinhaltet ausschließlich plastische Dehnungen. Zur Beschreibung einer eindeutigen Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate aus experimentellen Daten sollten daher nur der plastische Anteil der Scherdehnung und nur der dadurch hervorgerufene Anteil der Volumendehnung berücksichtigt werden. Elastische Formänderungen und eventuelle plastische Kompression durch Erhöhung der mittleren Spannung sollten rechnerisch eliminiert werden, d.h. Gleichung (2.62) verkürzt sich zu Gleichung (2.63):

$$\frac{\dot{\epsilon}_v}{\dot{\gamma}} = \frac{\dot{\epsilon}_{v,d}^p}{\dot{\gamma}^p} \quad (2.63)$$

Auswertungen zyklischer Triaxialversuche von Pradhan et al. (1989) zeigten, dass sowohl die rechnerische Elimination der isotropen Kompression infolge einer Erhöhung von  $p$ , ( $\dot{\epsilon}_{v,c}^e + \dot{\epsilon}_{v,c}^p$ ), als auch die Elimination der elastischen Scherdehnung  $\dot{\gamma}^e$  keinen erkennbaren Effekt auf die ermittelte Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate im Dilatanzbereich haben. Lediglich im Kontraktanzbereich ist durch die Elimination der elastischen Scherdehnung ein veränderter Verlauf sichtbar. Auch Masuda et al. (1999) ermittelten in biaxialen Kompressionsversuchen einen annähernd gleichartigen Verlauf der Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate mit und ohne Elimination der Anteile aus elastischer Scherdehnung. Die Darstellung in totalen Dehnungsraten liefert demnach eine sehr gute Basis zur Beschreibung der Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate. Die von Masuda et al. (1999) beschriebenen biaxialen Kompressions- und Extensionsversuche zeigten eine deutlich voneinander abweichende Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate. In biaxialer Extension wurden deutlich größere Volumendehnungen als in biaxialer Kompression gemessen, die Ursache blieb unbekannt. Masuda et al. (1999) verwiesen darauf, dass keine vergleichbaren Daten in der Literatur existierten. Rowe (1969, 1971) leitete den Zusammenhang von Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate auf Basis von Energiebetrachtungen auf mikromechanischer Ebene her. Die resultierenden Gleichungen sind in Tabelle 2.1 für triaxiale Kompression, triaxiale Extension und biaxiale Kompression zusammengestellt. Die Herleitung der Gleichungen basiert auf dem Modell zweier aufeinander gleitender Starrkörper, welche Korngruppen repräsentieren, entlang einer um den Winkel  $\beta$  bezüglich der Vertikalen geneigten Ebene (Abbildung 2.34a). Zu bemerken ist, dass die schiefe Ebene kein Scherband darstellt, die Gleichungen sind für den Bereich der homogenen Verformung sowie für den Bereich der inhomogenen Verformung infolge Entfestigung anwendbar. Schanz & Vermeer (1996) leiteten die Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dila-

Triaxiale Kompression	Triaxiale Extension	Biaxiale Kompression
$R = K \cdot D$	$R = \frac{K}{D}$	$R = K \cdot D$
$D = 1 - \frac{\dot{\epsilon}_v}{\dot{\epsilon}_1} = -2 \frac{\dot{\epsilon}_3}{\dot{\epsilon}_1}$	$D = 1 - \frac{\dot{\epsilon}_v}{\dot{\epsilon}_3} = -2 \frac{\dot{\epsilon}_1}{\dot{\epsilon}_3}$	$D = 1 - \frac{\dot{\epsilon}_v}{\dot{\epsilon}_1} = -\frac{\dot{\epsilon}_3}{\dot{\epsilon}_1}$
Für alle gilt:	$R = \frac{\sigma_1}{\sigma_3}$	$K = \tan^2(45^\circ + \frac{\varphi_f}{2})$

Tabelle 2.1.: Zusammenhang von Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate für Axialsymmetrie und biaxiale Kompression, Rowe (1969, 1971).

tanzrate analog für Axialsymmetrie durch Superposition des Gleitreibungsmodells in 2- und 3- Richtung her (Abbildung 2.34b). Unter Berücksichtigung des Kontaktreibungswin-

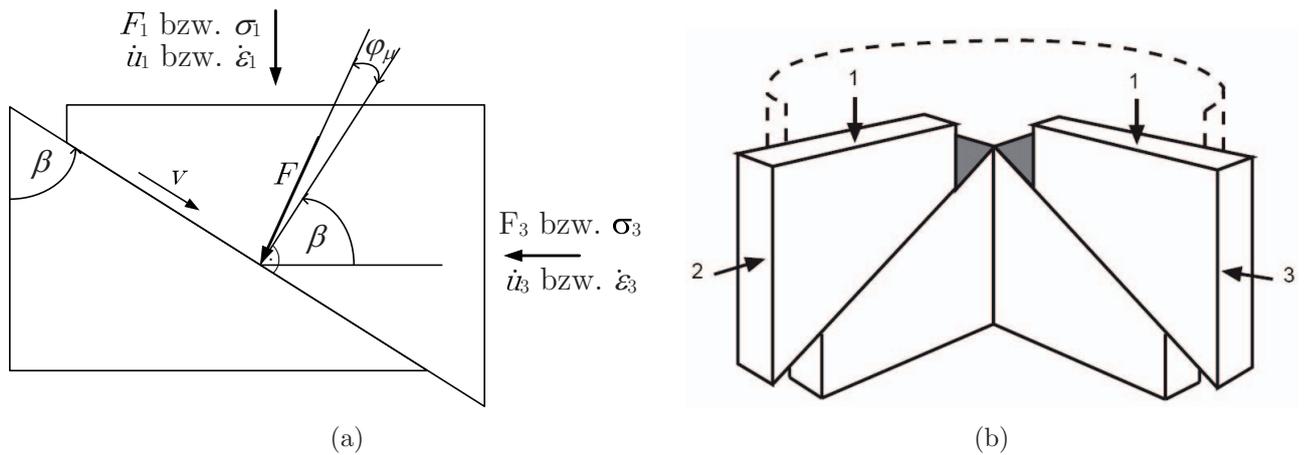


Abbildung 2.34.: (a) Modell für Gleitreibung 2D, Rowe (1971); (b) Superposition des Modells nach Rowe für Axialsymmetrie, Schanz & Vermeer (1996)

kels  $\varphi_\mu$  lässt sich die in Gleichung (2.64) formulierte Beziehung zwischen der vertikalen Kraft  $F_1$  und der horizontalen Kraft  $F_3$  aufstellen. Das in Gleichung (2.65) berechnete Verhältnis der Verschiebungsgeschwindigkeit in horizontaler Richtung  $\dot{u}_3$  zu derjenigen in vertikaler Richtung  $\dot{u}_1$  ergibt sich ebenfalls aus Abbildung 2.34a.

$$\frac{F_1}{F_3} = \tan(\varphi_\mu + \beta) \tag{2.64}$$

$$-\frac{\dot{u}_3}{\dot{u}_1} = \tan\beta \tag{2.65}$$

Die Kombination der Gleichungen (2.64) und (2.65) ergibt in Kräften und Verschiebungsraten (Gleichung 2.66) bzw. Spannungen und Dehnungsraten (Gleichung 2.67) das Verhältnis  $E$ .

$$E = -\frac{F_1 \dot{u}_1}{F_3 \dot{u}_3} = \frac{\tan(\varphi_\mu + \beta)}{\tan\beta} \quad (2.66)$$

$$= -\frac{\sigma_1 \dot{\epsilon}_1}{\sigma_3 \dot{\epsilon}_3} = \frac{\tan(\varphi_\mu + \beta)}{\tan\beta} \quad (2.67)$$

$E$  beschreibt das Verhältnis der positiven Energierate  $\dot{W} > 0$  (Spannung und Dehnungsrate sind gleichgerichtet), bezogen auf die negative Energierate  $\dot{W} < 0$  (Spannung und Dehnungsrate sind entgegengesetzt). Die Rate der insgesamt pro Volumenelement dissipierten Energie  $dW$  lässt sich damit wie folgt notieren:

$$dW = \sigma_1 \dot{\epsilon}_1 + \sigma_3 \dot{\epsilon}_3 = \sigma_1 \dot{\epsilon}_1 \left(1 - \frac{1}{E}\right) \quad (2.68)$$

Für einen Kontaktreibungswinkel von  $\varphi_\mu = 0$  würde also die vertikal aufgebrachte Energie ohne Dissipationsverlust in horizontaler Richtung als Antwort erhalten,  $dW = 0$ . Da in Realität aber  $\varphi_\mu \neq 0$  ist, wird der Winkel  $\beta$  bestimmt, für den der Dissipationsverlust  $dW$  minimal wird.  $dW$  wird minimal, wenn  $E$  minimal wird, dies ist für  $\beta = \beta_c$  der Fall:

$$\beta_c = 45^\circ - \varphi_\mu/2 \quad (2.69)$$

Daraus resultiert für das minimale Verhältnis der Energieraten  $E_{\min}$ :

$$E_{\min} = \tan^2(45^\circ + \varphi_\mu/2) = K_\mu \quad (2.70)$$

Wird nun Gleichung (2.70) in Gleichung (2.67) eingesetzt und mit  $\varphi_f$  statt  $\varphi_\mu$  verallgemeinert, ergibt sich nun die bekannte Gleichung für biaxiale Kompression (Tabelle 2.1):

$$K = -\frac{\sigma_1 \dot{\epsilon}_1}{\sigma_3 \dot{\epsilon}_3} = R/D = \tan^2(45^\circ + \varphi_f/2) \quad (2.71)$$

Der Reibungswinkel  $\varphi_f$  liegt zwischen dem Kontaktreibungswinkel  $\varphi_\mu$  und dem kritischen Reibungswinkel  $\varphi_c$ ,  $\varphi_\mu \leq \varphi_f \leq \varphi_c$ , und hängt von der initialen Lagerungsdichte, dem Spannungszustand und den Randbedingungen ab. Je mehr der möglichen Kornkontakte  $n_c$  sich als tatsächliche Kornkontakte  $n_s$  an der Übertragung der Gleitreibung beteiligen, desto größer ist  $\varphi_f$ . Nach Rowe (1971) gilt für den Fall der Axialsymmetrie mit dichtem Sand bis zum Erreichen des maximalen Reibungswinkels  $\varphi_f = \varphi_\mu$  und für große Dehnungen nach Erreichen des maximalen Reibungswinkels  $\varphi_f = \varphi_c$ . Für den Fall der Axialsymmetrie mit lockerem Sand gilt für alle Dehnungen  $\varphi_f = \varphi_c$ . Für den Fall der ebenen Dehnung gibt Rowe (1971) für alle Dichten und alle Dehnungen  $\varphi_f = \varphi_c$  an.

Aufgrund des eingeschränkten Freiheitsgrades wird im Fall der ebenen Dehnung mehr Energie dissipiert, weshalb das Minimum  $E_{\min}$  mit  $\varphi_{\mu}$  nicht erreicht wird, sondern immer  $E$  mit  $\varphi_c$ . Nach Rowe (1971) wird das Minimum der dissipierten Energie nur für dicht gelagerten Sand in Axialsymmetrie vor Erreichen des maximalen Reibungswinkels realisiert. Das konstante Energieraten-Verhältnis  $K$  müsste im Biaxialversuch also größer sein als im Triaxialversuch. In der Tat ermittelten Tatsuoka et al. (1986) experimentell einen Wert von  $K = 3,5$  für biaxiale Kompression und  $K = 3,1$  für triaxiale Kompression. Für dicht gelagerten Quarzsand mit gerundeten Körnern, wozu der hier verwendete Silber-sand zählt, gibt Rowe (1971)  $\varphi_f = \varphi_{\mu} \approx \varphi_c - 7^\circ$  an. Analog zu den Herleitungen nach Rowe (1971) wurde im Rahmen dieser Arbeit die Beziehung zwischen Hauptspannungs-verhältnis und Dilatanzrate für biaxiale Extension hergeleitet. Damit wurden die eigenen experimentellen Daten hinsichtlich der Hauptspannungen und der Hauptdehnungsraten über den gesamten Versuchsverlauf verglichen.

### 2.3.3. Dehnungen und Spannungen in sowie Geometrie von Scherbändern

Die Erklärung des Lokalisierungsprozesses in einem System von Scherbändern erfordert genaue Kenntnis bezüglich der Deformation in einem einzelnen Scherband. Anhand eines modifizierten Bildes nach Drescher et al. (1990) (Abbildung 2.33) wird der prinzipielle Deformationsmodus des Scherbands in einem Biaxialversuch erläutert. In einem biaxialen Kompressionsversuch deformiert die Probe zunächst homogen, die Deviatorspannung erhöht sich dabei nichtlinear (Verfestigung). Die Deformation lokalisiert in einem Scherband sobald der Lösungstyp der Lokalisierungsbedingung (DGL) von dem elliptischen in das hyperbolische Regime übergeht (Vardoulakis 1980). Dies ist im Biaxialversuch noch während der Verfestigungsphase der Fall, kann aber gemäß Vardoulakis (1980) im Bereich des maximalen Reibungswinkels angenommen werden. Ab dem Beginn der Lokalisierung in einem Scherband findet die Deformation fast ausschließlich in dem Scherband statt, während das Material außerhalb des Scherbands eine elastische Entlastung erfährt (Hayano et al. 1999). Dies wird jedoch häufig vernachlässigt, und statt dessen angenommen, dass außerhalb des Scherbands keine Deformation erfolgt (z.B. Drescher et al. 1990). Das Scherband selbst deformiert im Modus der einfachen Scherung (Abbildung 2.33). Es ist zu erkennen, dass das Verschiebungsfeld am Rand des Scherbands einen Knick aufweist, aber kontinuierlich über den Rand hinaus verläuft, d.h. das Verschiebungsfeld weist keine Sprungstelle auf (Gleichung (2.72)). Das aus dem Verschiebungsfeld abgeleitete Dehnungsfeld hingegen zeigt aufgrund des Knicks im Verschiebungsfeld einen Sprungstelle am

Rand des Scherbands (Gleichung (2.73)). Dies entspricht dem Deformationsmodus einer schwachen Diskontinuität (Vardoulakis 1977).

$$[u_i] = 0 \quad (2.72)$$

$$[u_{i,j}] \neq 0 \quad (2.73)$$

Im Gegensatz dazu wird das Abgleiten zweier Starrkörper ohne interne Deformation eines Scherbands als starke Diskontinuität mit Gleichung (2.74) beschrieben (Vardoulakis 1977), das Verschiebungsfeld selbst hat eine Sprungstelle am Rand des Scherbands:

$$[u_i] \neq 0 \quad (2.74)$$

Die Deformation innerhalb eines Scherbands ist mit unterschiedlichen experimentellen Methoden lokal untersucht worden. Drescher et al. (1990) bestimmten die Scherung und Dilatanz innerhalb eines Scherbands unter der Annahme konstanter Neigung des Scherbands im Entfestigungsbereich sowie unter Vernachlässigung der elastischen Deformation außerhalb des Scherbands (Abbildung 2.35a). Die inkrementelle Horizontalverschiebung  $\Delta u_h$  wurde mittels der Verschiebung der als Schlitten ausgeführten Fußplatte gemessen. Die inkrementelle Vertikalverschiebung  $\Delta u_a$  entspricht aufgrund der oben getroffenen Annahmen der globalen Messung. Hayano et al. (1999) ermittelten die vertikale und horizontale Verformung innerhalb eines Scherbands in biaxialen Kompressionsversuchen durch Messungen der horizontalen und vertikalen Verformung in einem homogenen Bereich der Probe (ohne dazwischen verlaufendes Scherband) einerseits und in einem Bereich mit Inhomogenität (Scherband) andererseits (Abbildung 2.35b). Hierzu wurden jeweils drei über die Probenhöhe verteilte berührungslose Wegaufnehmer (GAP Sensoren) und jeweils ein LDT (*local deformation transducer*) installiert. Mit GAP1 und GAP2 wurde die Verformung des homogenen Bereiches der Probe gemessen, mit GAP3 bis GAP6 diejenige des Bereiches mit der Inhomogenität. Aus der Differenz wurde die horizontale Verformung innerhalb des Scherbands ermittelt. In vertikaler Richtung wurde mit LDT1 der homogene Bereich und mit LDT2 der die Inhomogenität enthaltende Bereich gemessen, die Differenz ergibt die vertikale Verformung innerhalb des Scherbands. Alshibli & Sture (1999) ermittelten die Scherbandbreite in Dünnschliffen sowie durch Berechnung der Verformung eines, im unverformten Zustand auf die Probenmembran aufgedruckten, Gitters. Die Stereophotogrammetrie wurde zur Ermittlung der Scherbandbreite und Volumendehnung in lokalen Bereichen eines Scherbands verwendet (z.B. von Desrues et al. 1985; Harris et al. 1995; Finno et al. 1996; Desrues & Viggiani 2004). Towhata & Lin (2003) beobachteten Kornrotationen innerhalb eines Scherbands mittels digitaler Mikroskopie durch eine transparente Membran hindurch. Vardoulakis & Graf (1985) sowie Han & Vardoulakis

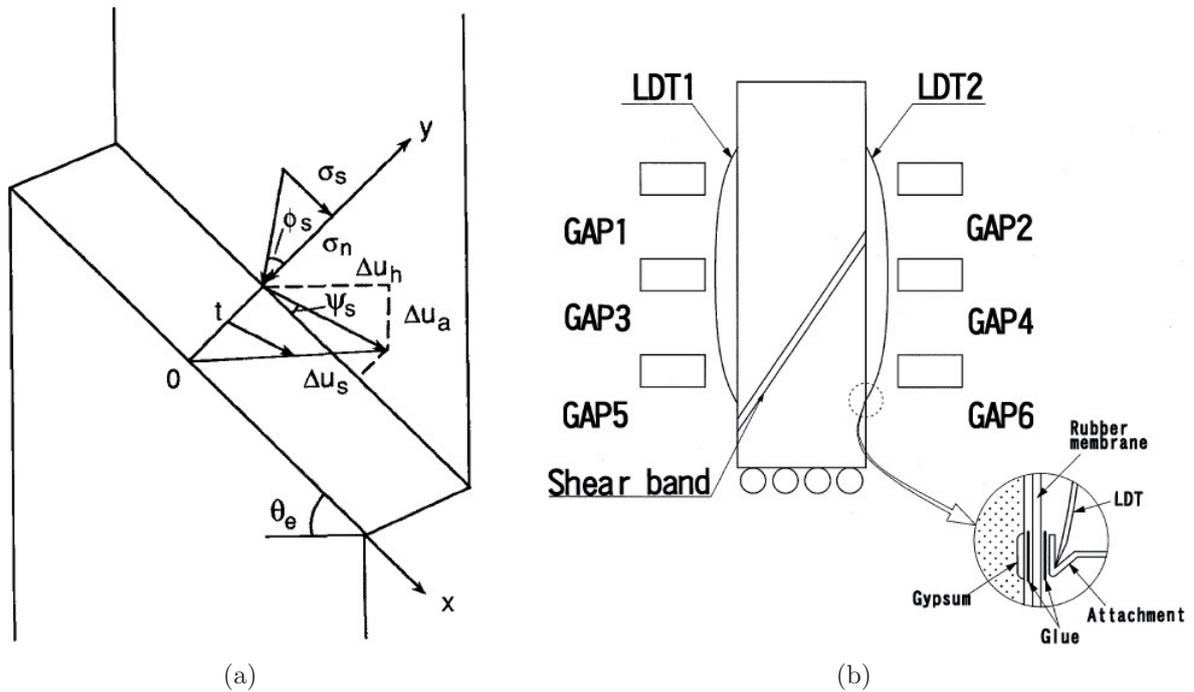


Abbildung 2.35.: (a) Deformationsmodus des Scherbands als einfache Scherung mit Dilatanz, Drescher et al. (1990); (b) Instrumentierung zur Messung der horizontalen und vertikalen Deformation innerhalb eines Scherbands, Hayano et al. (1999)

(1991) untersuchten Scherbänder in biaxialen Kompressionsversuchen mittels Röntgenstrahlen. Desrues et al. (1996) analysierten die Entwicklung der Porenzahl innerhalb eines Scherbands mittels CT-Analyse. Eine detaillierte Auswertung der Scherbandbreite mittels CT-Bildern gaben Alshibli & Hasan (2008). Oda & Kazama (1998) entwickelten ein Modell von Scherbänder bildenden Kornsäulen auf Basis photoelastischer Aufnahmen (Abbildung 2.36).

### 2.3.3.1. Dehnungen innerhalb eines Scherbands

Nach Roscoe (1970) bildet sich das Scherband in einer Null-Dehnungs-Richtung aus, d.h. die Normaldehnung parallel zum Scherband ist  $\varepsilon_{xx} = 0$  (Gleichung (2.75)). Die inkrementellen Dehnungen  $\Delta\varepsilon$  innerhalb des Scherbands werden wie folgt aus den räumlichen Ableitungen der inkrementellen Verschiebungen  $\Delta u$  berechnet:

$$\Delta\varepsilon_{xx} = \partial\Delta u_x / \partial x = 0 \quad (2.75)$$

$$\Delta\varepsilon_{yy} = \partial\Delta u_y / \partial y = \frac{\Delta u_y}{d_B} = \frac{\Delta u_x \tan\psi_B}{d_B} \quad (2.76)$$

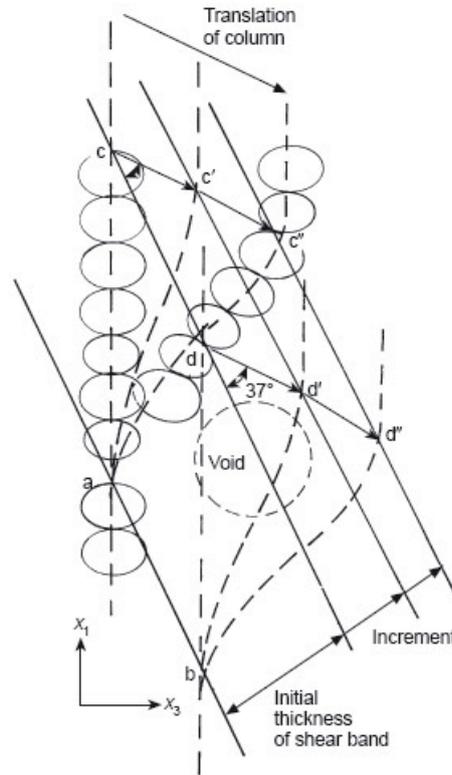


Abbildung 2.36.: Modell von rotierenden und ausknickenden Korssäulen zur Erklärung der Verbreiterung von Scherbändern, Oda & Kazama (1998)

$$\Delta\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} (\partial\Delta u_x/\partial y + \partial\Delta u_y/\partial x) = \frac{1}{2} (\Delta u_x/d_B + 0) = \frac{1}{2}\Delta\gamma_B \quad (2.77)$$

In Gleichung (2.76) ist  $\psi_B$  der Dilatanzwinkel innerhalb des Scherbands und  $d_B$  die aktuelle Dicke des Scherbands. Die in Gleichung (2.77) verwendete Beziehung  $\Delta\gamma_B = \Delta u_x/d_B$  gilt streng genommen nur für kleine Winkeländerungen  $\Delta\gamma_B$  näherungsweise, da nur dann  $\tan\Delta\gamma_B = \Delta\gamma_B$  ist (Abbildung 2.37). Die inkrementellen Verschiebungen  $\Delta u_x$  parallel und  $\Delta u_y$  normal zum Scherband lassen sich aus den zu messenden inkrementellen Verschiebungen  $\Delta u_h$  in horizontaler und  $\Delta u_v$  in vertikaler Richtung ermitteln (Drescher et al. 1990):

$$\Delta u_x = \Delta u_v \sin\theta_B + \Delta u_h \cos\theta_B \quad (2.78)$$

$$\Delta u_y = \Delta u_v \cos\theta_B - \Delta u_h \sin\theta_B \quad (2.79)$$

Hierbei ist  $\theta_B$  die Neigung des Scherbands bezüglich der Horizontalen. Die Vorzeichen der inkrementellen Verschiebungen sind positiv in der eingezeichneten Richtung (Abbildung 2.35a). Die aktuelle Scherdehnung  $\gamma_B$  innerhalb des Scherbands ab dem Zeitpunkt der

Lokalisierung wird damit folgendermaßen berechnet:

$$\gamma_B = \frac{u_x}{d_B} = \frac{u_v \sin \theta_B + u_h \cos \theta_B}{d_B} \quad (2.80)$$

Die Neigung  $\theta_B$  und Breite  $d_B$  des Scherbands werden dabei vereinfachend als konstant über den zeitlichen Verlauf im Entfestigungsbereich angesetzt. Tatsächlich verändert sich insbesondere die Breite  $d_B$  (Kapitel 2.3.3.3), aber auch die Neigung  $\theta_B$  (Kapitel 2.3.3.2) während der Entfestigungsphase (Finno, Harris, W. Mooney & Viggiani 1997). Mit den inkrementellen Dehnungen innerhalb des Scherbands können die inkrementellen Hauptdehnungen ermittelt werden:

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon_{1,3} &= \frac{1}{2} (\Delta \varepsilon_{xx} + \Delta \varepsilon_{yy}) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta \varepsilon_{xx} - \Delta \varepsilon_{yy})^2 + (2\Delta \varepsilon_{xy})^2} \\ &= \frac{1}{2} \frac{\Delta u_y}{d_B} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta u_y}{d_B}\right)^2 + \left(\frac{\Delta u_x}{d_B}\right)^2} = \frac{1}{2d_B} \left(\Delta u_y \pm \sqrt{\Delta u_y^2 + \Delta u_x^2}\right) \\ &= \frac{1}{2d_B} (\Delta u_y \pm \Delta u) \end{aligned} \quad (2.81)$$

Diese Ausdrücke entsprechen den von Vardoulakis & Goldscheider (1980) formulierten. Die Berechnung der Scherdehnung  $\gamma_{B,inv}$  als invariante Größe nach Gleichung (2.82) resultiert mit Gleichung (2.81) zu Gleichung (2.83). Dies ist nur für den Fall einfacher Scherung ohne Dilatanz identisch zu der Formulierung nach Gleichung (2.80).

$$\gamma_{B,inv} = \varepsilon_1 - \varepsilon_3 \quad (2.82)$$

$$= \frac{u}{d_B} \quad (2.83)$$

Die Orientierung der inkrementellen Hauptdehnungen bezüglich des Scherbands  $\alpha$  ergibt

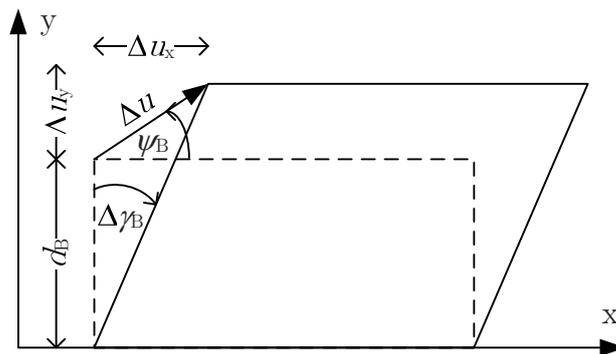


Abbildung 2.37.: Einfache Scherung mit Dilatanz

sich mit Gleichungen (2.75) bis (2.79) zu:

$$\tan(2\alpha) = \frac{2\Delta \varepsilon_{xy}}{\Delta \varepsilon_{yy} - \Delta \varepsilon_{xx}} = \frac{\Delta u_x}{\Delta u_y} \quad (2.84)$$

$$\frac{\Delta u_x}{\Delta u_y} = \tan(\pi/2 - \psi_B) \quad (2.85)$$

$$\Rightarrow \alpha = \pi/4 - \psi_B/2 \quad (2.86)$$

Dies entspricht der Aussage von Gutierrez & Vardoulakis (2007), dass die Neigung des Scherbands in dem theoretischen Modell in der von Roscoe (1970) vorgeschlagenen Richtung verläuft (Kapitel 2.3.3.2). Die Hauptdehnungsrichtungen bleiben damit vertikal und horizontal orientiert.

### 2.3.3.2. Neigung des Scherbands

Zur Erklärung der Neigung  $\theta$  des Scherbands existieren drei Ansätze. Die kinematische Lösung  $\theta_R$  nach Roscoe (1970) gemäß Gleichung (2.87), die statische Lösung  $\theta_C$  nach Coulomb (1776) gemäß Gleichung (2.88) und die Lösung  $\theta_A$  nach Arthur et al. (1977) als arithmetisches Mittel der beiden genannten gemäß Gleichung (2.89).

$$\theta_R = \pi/4 + \psi_p/2 \quad (2.87)$$

$$\theta_C = \pi/4 + \varphi_p/2 \quad (2.88)$$

$$\theta_A = \pi/4 + (\varphi_p + \psi_p)/4 \quad (2.89)$$

Die Lösungen für  $\theta$  sind hier bezüglich der Horizontalen angegeben,  $\varphi_p$  bezeichnet den maximalen Reibungswinkel und  $\psi_p$  den maximalen Dilatanzwinkel. Die Lösung nach Roscoe (1970) basiert auf der Annahme, dass sich das Scherband im Modus der einfachen Scherung deformiert. Die Dehnungsrate parallel zum Scherband ist dann  $\dot{\epsilon}_{xx} = 0$ . Die Null-Dehnungs-Richtung kann im Mohr'schen Formänderungskreis in Abhängigkeit vom Dilatanzwinkel  $\psi$  nach Gleichung (2.58) abgeleitet werden (Abbildung ??). Die Lösung nach Coulomb (1776) ergibt sich aus dem maximalen Verhältnis der Schubspannung  $\tau$  zur Normalspannung  $\sigma$  auf dem Rand des Scherbands. Sie kann grafisch als Tangentialpunkt der Umhüllenden an einem Mohr'schen Spannungskreis ermittelt werden. Arthur et al. (1977) begründeten ihre Lösung anschaulich mit symmetrisch verteilten Mechanismen kleiner, einfacher Scherungen in die Richtungen  $\pm\theta_R$  und  $\pm\theta_C$ . Wenn die Hälfte dieser Scherungen in der Richtung nach Coulomb (1776) und die andere Hälfte in der Richtung nach Roscoe (1970) orientiert sind, bildete sich das Scherband in der mittleren Richtung aus. Alle drei Lösungen konnten von Vardoulakis (1980) mittels Bifurkationsanalyse hergeleitet werden, wobei die Lösung nach Roscoe (1970) als untere Grenze und die Lösung nach Coulomb (1776) als obere Grenze bezeichnet wurde. Die von Vardoulakis (1980) vorgeschlagene Lösung entspricht der experimentell ermittelten Lösung von Arthur et al.

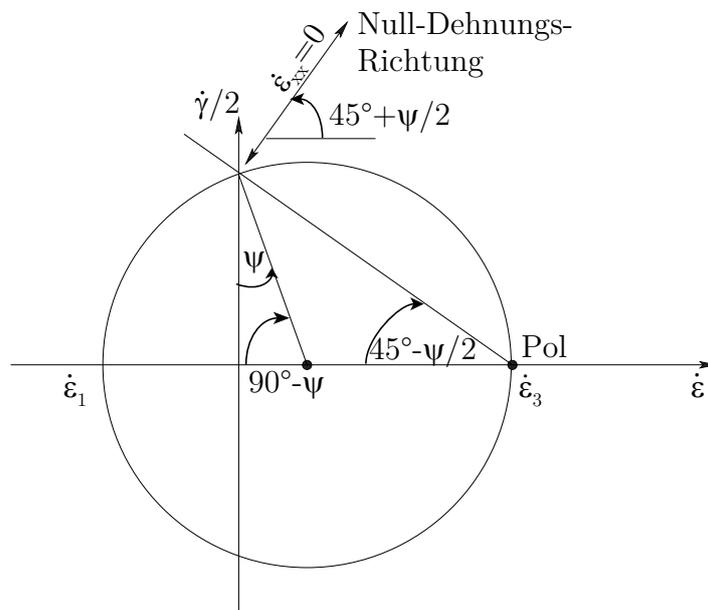


Abbildung 2.38.: Neigungsrichtung eines Scherbands nach Roscoe (1970) mit Hilfe des Dilatanzwinkels  $\psi$

(1977). Die Neigung des Scherbands im Biaxialversuch ist nach Vardoulakis & Sulem (1995) abhängig von den Zustandsgrößen Porenzahl  $e$  und Umgebungsdruck  $\sigma_3$  sowie der Anisotropie des Materials und der Größe und Form der Körner.

- *Porenzahl  $e$*

Vardoulakis (1980) ermittelte in biaxialen Kompressionsversuchen mit Karlsruhe Sand geringere Neigungen bei geringerer initialer Dichte. Dieser Zusammenhang kann mit allen theoretischen Lösungen rechnerisch nachvollzogen werden, da sowohl der maximale Reibungswinkel als auch der Dilatanzwinkel für lockere Lagerung geringer ist als für dichte Lagerung. Steilere Scherbänder mit größerer initialer Lagerungsdichte wurden auch von Desrues & Hammad (1989) sowie Desrues & Viggiani (2004) an Hostun Sand beobachtet.

- *Umgebungsdruck  $\sigma_3$*

Yoshida et al. (1994) ermittelten in biaxialen Kompressionsversuchen an sieben bekannten, dicht gelagerten Sanden (Hostun, Toyoura, Ticino, Monterey, Silver Leighton Buzzard, Karlsruhe, Ottawa) die Neigung der Scherbänder im residualen Zustand unter den Seitendrücken  $\sigma_3 = 78$  kPa und  $\sigma_3 = 392$  kPa. Ein Einfluss von  $\sigma_3$  in diesem Druckbereich war im Allgemeinen nicht erkennbar, nur für Hostun Sand zeigten sich mit zunehmendem

Seitendruck flachere Scherbänder. Desrues & Viggiani (2004) bestätigten diese Beobachtung für Hostun Sand mit Seitendrücken im Bereich  $100 \text{ kPa} \leq \sigma_3 \leq 800 \text{ kPa}$ , wobei die Scherbänder deutlich steiler als in der Untersuchung von Yoshida et al. (1994) waren.

- *Mittlerer Korndurchmesser  $d_{50}$*

Vermeer (1990) gelangte durch theoretische Betrachtungen zu der Schlussfolgerung, dass die Neigung eines Scherbands von der Scherbandbreite und damit von dem mittleren Korndurchmesser  $d_{50}$  abhängt. Die Lösung nach Coulomb (1776) ist für Feinsand geeignet, die Lösung nach Roscoe (1970) für Grobsand (Kapitel 2.3.3.4). Damit übereinstimmend kann aus den Daten von Yoshida et al. (1994) geschlossen werden, dass die Neigung steiler ist je feinkörniger der untersuchte, gleichförmige Sand ist.

- *Mittlere Hauptspannung  $\sigma_2$*

Arthur et al. (1977) ermittelten in einem wahren Triaxialgerät mit sechs flexiblen Wänden ( $H/D = 1, \sigma_3 = 42 \text{ kPa}$ ) in dem Bereich von  $0,2 \leq b \leq 0,8$  eine steilere Neigung der Scherbänder mit größerem Spannungsparameter  $b$  in dichtem Leighton Buzzard Sand.

- *Saugspannung  $\psi$*

Biaxiale Kompressionsversuche an Hostun Sand mit Saugspannungen bis zu 20 kPa (residualer Bereich) zeigen, dass die Neigung in feuchtem Sand unabhängig von der Saugspannung ist, obwohl der maximale Reibungswinkel variiert (Alabdullah et al. 2009).

### 2.3.3.3. Breite des Scherbands

Die Breite des Scherbands in granularem Material ist vor allem abhängig von der mittleren Korngröße, der Porenzahl und der Umgebungsspannung und wird im Allgemeinen als ein Vielfaches des mittleren Korndurchmessers  $d_{50}$  angegeben. Der Einfluss dieser Parameter wurde in Biaxialversuchen untersucht.

- *Mittlerer Korndurchmesser  $d_{50}$*

Die Breite von Scherbändern in Sand wurde zwischen  $7 d_{50}$  und  $31 d_{50}$  ermittelt (Desrues & Viggiani 2004). Den Daten von Yoshida et al. (1994) für Hostun, Toyoura, Ticino, Monterey, Silver Leighton Buzzard und Karlsruhe Sand kann entnommen werden, dass die Breite eines Scherbands als Vielfaches des mittleren Korndurchmessers mit größerem  $d_{50}$  geringer wird. Dies bestätigten die Daten von Alshibli & Sture (1999) sowie Desrues &

Viggiani (2004), die außerdem eine untere Grenze von  $7 d_{50}$  für mittlere Korndurchmesser von  $d_{50} \geq 2,4$  mm angaben. Die Proportionalität von Scherbandbreite und  $d_{50}$  bestätigten die Untersuchungen von Alshibli & Hasan (2008), Finno, Alarcon, Mooney & Viggiani (1997), Mokni & Desrues (1998), Vardoulakis & Graf (1985) und Viggiani et al. (2001).

- *Umgebungsdruck  $\sigma_3$*

Die Ergebnisse von Yoshida et al. (1994) zeigen für die oben genannten Sande mit zunehmendem Seitendruck geringere Breiten der Scherbänder im residualen Zustand. Es wurden Breiten zwischen  $9,8 d_{50}$  und  $22 d_{50}$  für  $\sigma_3 = 78$  kPa sowie zwischen  $7,2 d_{50}$  und  $15 d_{50}$  für  $\sigma_3 = 392$  kPa gemessen. Mokni & Desrues (1998) erkannten hingegen keinen Einfluss des Umgebungsdruckes auf die Scherbandbreite.

- *Porenzahl  $e$*

Ein schmaleres Scherband ist nach Desrues & Viggiani (2004) mit geringerer Porenzahl zu erwarten, während Alshibli & Sture (1999) ein schmaleres Scherband mit geringerer Dichte beobachteten. Eventuell ist die Ursache in diesem Widerspruch auf den Zeitpunkt der Messung zurückzuführen. Ein Scherband verbreitert sich während der Entfestigung proportional zum Dilatanzwinkel (Han & Drescher 1993), d.h. das Scherband in dichtem Sand könnte initial schmaler sein, und während der anschließenden Entfestigungsphase breiter als in lockerem Sand werden. Hinsichtlich des Reibungs- und Dilatanzwinkels sowie der Neigung des Scherbands hat eine lockere Lagerung die gleiche Auswirkung wie ein größerer Umgebungsdruck. Da ein höherer Umgebungsdruck eher ein schmaleres Scherband bewirkt, erscheint die Beobachtung von Alshibli & Sture (1999) eines schmaleren Scherbands mit lockerer Lagerung plausibel.

- *Weitere Erkenntnisse*

Auf der Basis photoelastischer Aufnahmen entwickelten Oda & Kazama (1998) das in Abbildung 2.36 dargestellte Modell, welches eine Säule aus Sandkörnern zeigt, die sich zunächst in Richtung der größten Hauptspannung ausbildet und ab dem Erreichen des maximalen Reibungswinkels beginnt zu rotieren und auszuknicken. Die Breite des Scherbands vergrößert sich infolge der Dilatanz, welche auch durch die Entstehung großer Poren bewirkt wird. Die Vergrößerung der Scherbandbreite wurde auch von Finno, Harris, W. Mooney & Viggiani (1997), Drescher et al. (1990) und Han & Drescher (1993) beschrieben. Letztere diskutierten die Aufweitung eines Scherbands nicht nur als Folge der Dilatanz der initial in einem Scherband vorhandenen Körner, sondern darüber hinaus die

Verbreiterung des Scherbands durch Erosion (Drescher et al. 1990) bzw. Abrasion (Han & Drescher 1993) von initial außerhalb des Scherbands befindlichen Körnern. Finno & Rhee (1993) zeigten, dass die Scherbandbreite in Ton  $100 - 300 d_{50}$  betrug und stellten die physikalische Bedeutung des mittleren Korndurchmessers zur Charakterisierung der Scherbandbreite für kohäsives Material in Frage.

#### 2.3.3.4. Rotation der Hauptspannungen innerhalb eines Scherbands

Nach Vermeer (1990) hängt die Neigung eines Scherbands von dem Verhältnis der Scherbandbreite zu der Dicke der die Probe umhüllenden Membran ab. Die Membran muss die Ungleichgewichtskraft  $F$  nach Gleichung (2.90) aufnehmen, die aus der Diskontinuität der zum Scherband parallelen Normalspannung  $\sigma_{xx}$  resultiert.

$$F = (\sigma_{xx}^a - \sigma_{xx}^i) d_B \quad (2.90)$$

Die Diskontinuität der Normalspannung  $\sigma_{xx}$  ergibt sich aus der Differenz der Normalspannung außerhalb des Scherbands  $\sigma_{xx}^a$  und innerhalb des Scherbands  $\sigma_{xx}^i$  als Konsequenz der Rotation der Hauptspannungen (Abbildung 2.39). Da die Breite eines Scherbands  $d_B$  in feinkörnigem Material geringer ist als in grobkörnigem Material, ist die Ungleichgewichtskraft  $F$  in feinkörnigem Material relativ gering und kann von der Membran aufgenommen werden. Ist das Scherband unter dem Winkel nach Roscoe  $\theta_R$  geneigt, so sind die Hauptspannungen und -dehnungen im Entfestigungsbereich koaxial, es findet keine Rotation der Hauptspannungen statt. Ist das Scherband unter einem anderen Winkel geneigt, so sind die Hauptspannungen und -dehnungen nur zu Beginn der Lokalisierung koaxial, anschließend rotieren die Achsen der Hauptspannungen in der eingezeichneten Richtung. Diese Aussagen werden im Folgenden auf Basis der Arbeit von Vermeer (1990) hergeleitet. Die Hauptspannungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_3$  werden allgemein wie folgt berechnet:

$$\sigma_1 = \frac{1}{2}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) + \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + 4\sigma_{xy}^2} \quad (2.91)$$

$$\sigma_3 = \frac{1}{2}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) - \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + 4\sigma_{xy}^2} \quad (2.92)$$

Für die Normalspannung  $\sigma_{xx}$  ist jeweils  $\sigma_{xx}^a$  oder  $\sigma_{xx}^i$  einzusetzen. Die x-Richtung ist parallel zum Scherband, die y-Richtung normal zum Scherband orientiert. In dem Bereich außerhalb des Scherbands sind die Richtungen der Hauptspannungen während der Entfestigungsphase konstant,  $\sigma_1^a = \sigma_v$ ,  $\sigma_3^a = \sigma_h$ . Der Winkel  $\theta_B^a$  beschreibt die Neigung des Scherbands zwischen x-Richtung und der Richtung der kleinsten Hauptspannung  $\sigma_3^a$  außerhalb des Scherbands. Der Winkel  $\theta_B^i$  beschreibt die Neigung zwischen der x-Richtung

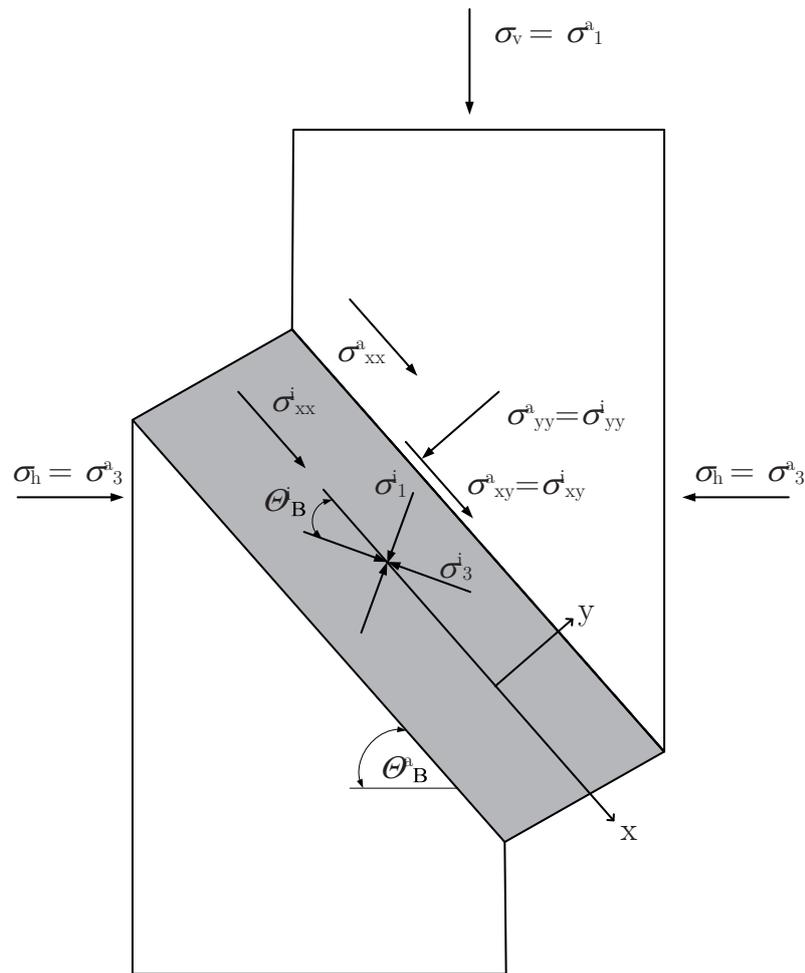


Abbildung 2.39.: Spannungen außerhalb und innerhalb des Scherbands

und der Richtung der kleinsten Hauptspannung  $\sigma_3^i$  innerhalb des Scherbands.

$$\theta_B = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2\sigma_{xy}}{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}\right) \quad (2.93)$$

Die Spannungen in dem Bereich außerhalb des Scherbands werden mit dem konstanten Winkel  $\theta_B^a$  sowie mit der äußeren horizontalen Spannung  $\sigma_h$  und der äußeren vertikalen Spannung  $\sigma_v$  berechnet. Einzig die äußere vertikale Spannung  $\sigma_v$  ist hierbei nicht konstant, sondern nimmt während der Entfestigungsphase ab.

$$\sigma_{xy}^a = \frac{1}{2}(\sigma_v - \sigma_h) \sin(2\theta_B^a) \quad (2.94)$$

$$\sigma_{yy}^a = \frac{1}{2}(\sigma_v + \sigma_h) + \frac{1}{2}(\sigma_v - \sigma_h) \cos(2\theta_B^a) \quad (2.95)$$

$$\sigma_{xx}^a = \frac{1}{2}(\sigma_v + \sigma_h) - \frac{1}{2}(\sigma_v - \sigma_h) \cos(2\theta_B^a) \quad (2.96)$$

Am Rand des Scherbands ist eine Diskontinuität der Spannungen im Einklang mit den statischen Gleichgewichtsbedingungen möglich. Nach Niemunis (2008) ist der Spannungsvektor  $\mathbf{t} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}$  am Rand des Scherbands identisch, d.h. der Sprung ist gleich null,  $[[\mathbf{t}]] = \mathbf{0}$ . Der Einheitsvektor  $\mathbf{n}$  ist normal zum Rand in y-Richtung orientiert. Die komponentenweise Auswertung der Bedingung  $[[\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}]] = \mathbf{0}$  ergibt:

$$[[\sigma_{xy}]] = 0 \quad (2.97)$$

$$[[\sigma_{yy}]] = 0 \quad (2.98)$$

$$[[\sigma_{xx}]] \neq 0 \quad (2.99)$$

Die Normalspannung in y-Richtung und die Schubspannung sind also außerhalb und innerhalb des Scherbands gleich groß,  $\sigma_{yy}^a = \sigma_{yy}^i$ ,  $\sigma_{xy}^a = \sigma_{xy}^i$ . Die Beträge der Normalspannung in x-Richtung außerhalb und innerhalb des Scherbands können dagegen voneinander abweichen,  $\sigma_{xx}^a \neq \sigma_{xx}^i$ . Die Berechnung von  $\sigma_{xx}^i$  erfolgt nach Vermeer (1990) über die Bedingung, dass das Material innerhalb des Scherbands im Entfestigungsbereich im Grenzzustand ist. Die Fließbedingung  $f = 0$  wird unter Anwendung des Mohr-Coulomb-Kriteriums aufgestellt:

$$f = \sqrt{\frac{1}{4}(\sigma_{xx}^i - \sigma_{yy}^i)^2 + \sigma_{xy}^i{}^2} - (\sigma_{xx}^i + \sigma_{yy}^i)\sin\varphi - c \cos\varphi \quad (2.100)$$

Vermeer (1990) zeigte, dass sich das Verhältnis  $\sigma_{xx}^i/\sigma_{xx}^a$  im Entfestigungsbereich auf einen Wert in der Größenordnung von 60 % reduziert. Dadurch ändern sich die Hauptspannungen nach Gleichungen (2.91) und (2.92) sowie die Richtung der Hauptspannungsachsen nach Gleichung (2.93). Das Modell von Vermeer (1990) wurde von Gutierrez & Vardoulakis (2007) bestätigt. Dieses Modell arbeitet konsequent mit einem konstanten Reibungswinkel, enthält also keine Reduktion des Reibungswinkels infolge der Auflockerung des granularen Materials innerhalb des Scherbands, was von Vermeer (1990) selbst als Diskrepanz zu dem realen Verhalten hervorgehoben wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Fragestellung verfolgt, ob eine im Biaxialversuch gemessene Entfestigung auf die Rotation der Hauptspannungen zurückzuführen sein könnte.

### 2.3.4. Entfestigung

Die Duktilität bzw. das Entfestigungsverhalten eines Materials wird anhand seines Verhaltens in Scherversuchen bewertet, wobei ein Spannungsparameter nach Überschreiten seines maximalen Wertes eine schnelle oder weniger schnelle Reduktion mit einem zunehmenden Deformationsparameter zeigt, welche zur Einordnung als stark oder weniger stark ausgeprägte Entfestigung führt. In der Regel bleibt es bei verbalen Charakterisierungen

(z.B. Alshibli & Sture 2000; Maier 2002; Vermeer 1990; Wolf et al. 2006). Die qualitative Beurteilung der Entfestigungsrate ist jedoch abhängig von der Skalierung des Diagramms. Als Spannungsparameter wird üblicherweise der Reibungswinkel  $\varphi$  verwendet (z.B. Hayano et al. 1999; Leśniewska & Mróz 2001; Mandl 2000; Marcher 2002; Wolf et al. 2006), aber auch das Verhältnis der Hauptspannungen  $\sigma_1/\sigma_3$  (z.B. Tatsuoka et al. 1993; Vermeer 1990), das Verhältnis von Schub- zu Normalspannung am Rand des Scherbands  $\tau/\sigma$  (Vardoulakis 1977), die Vertikalspannung  $\sigma_1$  (Vermeer 1990) oder andere Spannungsparameter (Yoshida et al. 1994). Als Deformationsparameter werden die axiale Dehnung  $\varepsilon_1$  (Maier 2002; Vermeer 1990), die Scherdehnung der gesamten Probe  $\gamma$  (Wolf et al. 2006), die globale Volumendehnung  $\varepsilon_{\text{vol}}$  (Marcher 2002), die Scherdehnung innerhalb des Scherbands  $\gamma_B$  (Vermeer 1990; Vardoulakis 1977) oder die Parallelverschiebung innerhalb des Scherbands  $u_s$  (Yoshida et al. 1994) gewählt. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Entfestigungsgradient  $k$  als Änderung des Reibungswinkels  $\varphi$  mit zunehmender Scherdehnung  $\gamma$  der gesamten Probe,  $k = |\Delta\varphi/\Delta\gamma|$ , sowie der Entfestigungsgradient  $k_B = |\Delta\varphi/\Delta\gamma_B|$  mit der Scherdehnung  $\gamma_B$  innerhalb des Scherbands verwendet. Insbesondere die Bestimmung von  $k_B$  ist hierbei von Interesse, da diese Beschreibung des Entfestigungsgradienten als maßgebender Parameter Eingang in die existierenden analytischen Ansätze zur Berechnung von Scherbandabständen fand (Kapitel 2.4). Abbildung 2.40a zeigt einen typischen Verlauf des Reibungswinkels über der Scherdehnung von dicht gelagertem Sand in biaxialer Kompression. Die Entfestigung innerhalb des Scherbands ist deutlich flacher als die Entfestigung in der gesamten Probe. Der Zusammenhang wird im Rahmen dieser Arbeit detailliert erläutert (Kapitel 4.9). Die Frage nach einer Quantifizierung des Entfestigungsgradienten wurde nur von wenigen Autoren behandelt. In der Regel wurde eine lineare Approximation zwischen dem maximalen und dem kritischen Reibungswinkel verwendet (z.B. Leśniewska & Mróz 2001; Marcher 2002), wie in Abbildung 2.40b skizziert. Hierzu müssen der Reibungswinkel und die Scherdehnung sowohl bei Erreichen des Maximalwertes als auch des kritischen Zustands bestimmt werden. Gerade die präzise Bestimmung des kritischen Zustands erfordert teilweise sehr große Scherdehnungen, wie die von Green (1971) oder Wolf (2005) ermittelten Verläufe der Volumendehnung in triaxialer Extension zeigten. Wolf (2005) wählte einen Bereich von  $\Delta\varepsilon_{xx} = 1,7\%$  nach dem Maximalwert aus, für den der Entfestigungsgradient als Sekantensteigung bestimmt wurde. Es wurde aber bereits vermutet, dass die Wahl dieses Bereiches den ermittelten Wert des Entfestigungsgradienten beeinflussen könnte. Um das Entfestigungsverhalten unterschiedlicher Materialien vergleichen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine konsequente Definition vorgenommen, die ohne Informationen oder Annahmen hinsichtlich des kritischen Zustands anwendbar ist. Das Entfestigungsverhalten hängt von dem Umgebungsdruck,

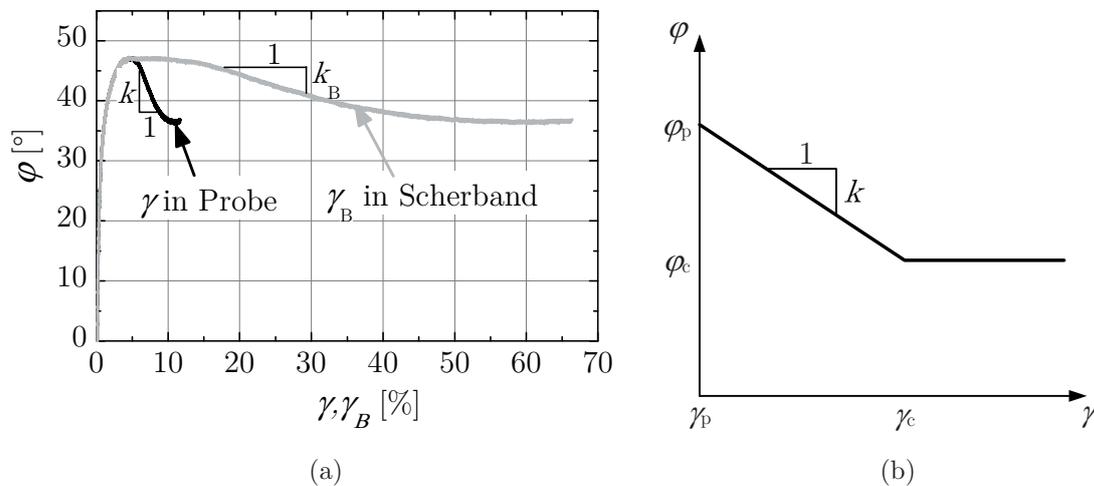


Abbildung 2.40.: (a) Verlauf des Reibungswinkels in der gesamten Probe und innerhalb eines Scherbands in biaxialer Kompression; (b) Lineare Approximation des Entfestigungsgradienten

der Porenzahl, den Randbedingungen, der Probengeometrie und der Granulometrie ab.

- *Umgebungsdruck  $\sigma_3$  und Porenzahl  $e$*

Mit zunehmendem Umgebungsdruck  $\sigma_3$  und zunehmender Porenzahl  $e$  ist das globale Verhalten einer Sandprobe duktiler (Alshibli et al. 2003).

- *Randbedingungen*

Das Entfestigungsverhalten unter axialsymmetrischen Randbedingungen unterscheidet sich in fundamentaler Weise von demjenigen im Zustand ebener Dehnung. Die Entfestigung in drainierter, triaxialer Kompression ist auch für dicht gelagerten Sand häufig eine Konsequenz unzureichender Endflächenschmierung und daraus resultierender inhomogener Deformation durch Reibung zwischen Probe und Endfläche. Die Homogenität der Deformation kann durch ausreichende Endflächenschmierung sowie gedrungene Proben ( $H/D = 1$ ) bis zum Erreichen großer Dehnungen gewahrt werden (Marcher 2002). Die beobachtete Entfestigung repräsentiert dann eine homogene Materialantwort des Elements. Auch mittels Vorgabe eines bestimmten Dehnungspfades in Form einer ausreichend großen Dilatanzrate  $\dot{\varepsilon}_v/\dot{\varepsilon}_1$  anstelle der Vorgabe des Spannungspfades  $q/p$  (z.B.  $q/p = 3$  in triaxialer Kompression) sowie einer ausreichend großen initialen mittleren Spannung  $p$  kann Entfestigung als homogene Materialantwort erzielt werden (Chu et al. 1992). In

biaxialer oder wahrer triaxialer Kompression hingegen resultiert die mit Scherbandbildung einhergehende Entfestigung gemäß Lo et al. (1994), Wanatowski & Chu (2006, 2007a) und Wanatowski et al. (2008) als Materialantwort auf den dreidimensionalen Spannungszustand, auch im Fall ausreichender Endflächenschmierung.

- *Probengeometrie*

Tatsuoka et al. (1993) beobachteten eine mit zunehmender Probenhöhe abnehmende Scherdehnung bis zum Erreichen des kritischen Zustandes, d.h. einen steileren Verlauf des Reibungswinkels im Entfestigungsbereich (Abbildung 2.41a). Tatsuoka et al. (1993) schlugen mit Gleichung (2.101) eine exponentielle Funktion vor, die den Verlauf des Hauptspannungsverhältnisses im gesamten Dehnungsbereich approximiert.

$$R = R_r + (R_{\max} - R_r) \cdot \exp \left[ - \left( \frac{\gamma - \gamma_f}{\varepsilon_r} \right)^2 \right] \quad (2.101)$$

Hierin ist  $R_{\max}$  das maximale und  $R_r$  das residuale Hauptspannungsverhältnis  $\sigma_1/\sigma_3$ ,  $\gamma$  die gesamte Scherdehnung innerhalb des Scherbands,  $\gamma_f$  die Scherdehnung bei  $R_{\max}$  und  $\gamma - \gamma_f = \gamma_B$  die Scherdehnung innerhalb des Scherbands ab Beginn der Lokalisierung. Der Zusammenhang zwischen der Scherdehnung innerhalb des Scherbands und der über die Probe gemittelten, globalen Scherdehnung  $\gamma_{av}$  wurde über das Verhältnis des Volumens des Scherbands zu dem Volumen der gesamten Probe hergeleitet.

$$\Delta\gamma_{av} = \frac{d_B/\cos\theta}{H} \Delta\gamma_B \quad (2.102)$$

Daraus wird ersichtlich, dass die global gemessene Scherdehnung von dem Verhältnis der Scherbandbreite  $d_B$ , also einem Vielfachen des mittleren Korndurchmessers  $d_{50}$ , und der Probenhöhe  $H$  abhängt. Bei größerer Probenhöhe wird die globale Scherdehnung innerhalb des Entfestigungsbereiches geringer, der Entfestigungsgradient also größer. Außerdem bewirkt ein größerer Korndurchmesser  $d_{50}$  eine größere globale Scherdehnung und somit einen geringeren Entfestigungsgradienten. Tatsuoka et al. (1993) konnten mit den Gleichungen (2.101) bis (2.102) außerdem den Einfluss von  $\sigma_3$  und der initialen Lagerungsdichte simulieren. Diese Überlegungen basieren auf der Beobachtung der von der Probengeometrie unabhängigen Scherdehnung innerhalb des Scherbands (Yoshida et al. 1994).

- *Granulometrie*

Yoshida et al. (1994) führten biaxiale Kompressionsversuche mit sieben bekannten Sanden (Hostun, Toyoura, Ticino, Monterey, S.L.B., Karlsruhe, Ottawa) mit einer initialen

Probenhöhe von 200 mm und dichter Lagerung durch (Abbildung 2.41b). Sie ermittelten einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der relativen Spannungsgröße  $R_n$  und der mittels  $d_{50}$  normierten Verschiebung in Richtung des Scherbands im Entfestigungsbereich  $u_s$ .

$$R_n = \frac{(\sigma_1/\sigma_3) - (\sigma_1/\sigma_3)_{\text{res}}}{(\sigma_1/\sigma_3)_{\text{peak}} - (\sigma_1/\sigma_3)_{\text{res}}} \quad (2.103)$$

Der kritische Zustand in Abbildung 2.41b ist ungefähr bei  $(u_s - u_{s,\text{peak}})/d_{50} = 10$  erreicht. Unter der Annahme einer Scherbandbreite von  $10 d_{50}$  entspräche dies einer lokalen Scherdehnung  $\gamma_B$  von 100 %, was den Untersuchungen von Vardoulakis (1977) entspricht. Finno et al. (1996) gaben eine Größenordnung von 50-60 % als Resultat von Stereophotogrammetrie-Auswertungen an.

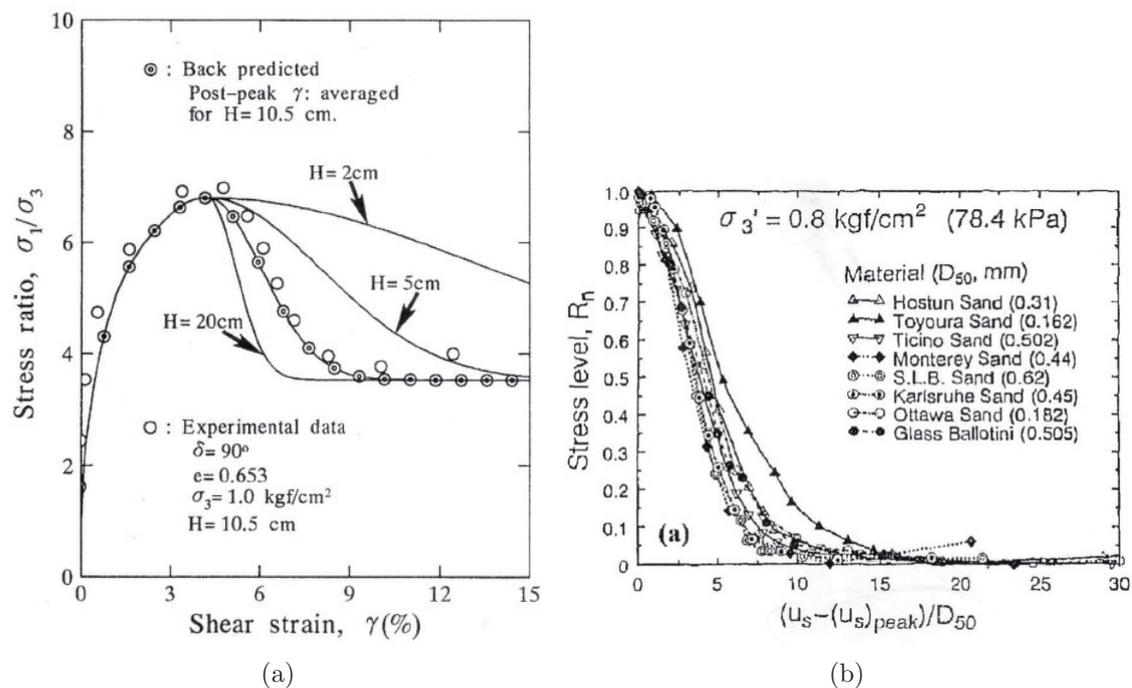


Abbildung 2.41.: (a) Einfluss der Probenhöhe auf das globale Entfestigungsverhalten, Tatsuoka et al. (1993); (b) Entfestigungsverhalten innerhalb des Scherbands für Sand mit unterschiedlichem  $d_{50}$ , Yoshida et al. (1994)

### Entfestigung und damit einhergehende Scherbandbildung

Entscheidend für die Zulässigkeit des Vergleichs der Entfestigungsrate unterschiedlicher Materialien ist die Kenntnis über die Ursache der Entfestigung. Insbesondere im Rahmen

der biaxialen Extensionsversuche ist ein objektives Kriterium erforderlich, mit Hilfe dessen eine Aussage darüber getroffen werden kann, ob die Entfestigung Konsequenz eines Lokalisierungsprozesses ist oder eine homogene Materialeigenschaft widerspiegelt. Wanatowski et al. (2008) differenzierten zwischen *banding softening* und *material softening*, also einer Entfestigung und damit einhergehende Scherbandbildung, die im Folgenden als Lokalisierungsentfestigung bezeichnet wird, und Entfestigung als Materialeigenschaft, welche im Folgenden Materialentfestigung genannt wird. Zur Untersuchung, ob es sich um Lokalisierungsentfestigung oder Materialentfestigung handelt, wurden von Wanatowski et al. (2008) zwei Kriterien abgefragt. Mit Hilfe des Kriteriums 1 wurde ermittelt, ab wann Entfestigung eintritt. Mit dem Kriterium 2 wurde entschieden, ob es sich um Lokalisierungsentfestigung oder Materialentfestigung handelt. Als Kriterium 1 kann dasjenige von Valanis (1985) verwendet werden (Gleichung (2.104)), welches von Wanatowski et al. (2008) mittels Gleichung (2.105) formuliert wurde. Es handelt sich um ein Energiekriterium zweiter Ordnung. Sobald die Ungleichung erfüllt ist, handelt es sich um Entfestigung.

$$d\sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} < 0 \quad (2.104)$$

$$dp d\varepsilon_{\text{vol}} + \beta dq d\varepsilon_q < 0 \quad (2.105)$$

Hierbei wurden der Lode Spannungsparameter  $\mu$  sowie der Lode Dehnungsparameter  $\nu$  verwendet.

$$\beta = \frac{(3 + \mu\nu)}{\sqrt{(3 + \mu^2)(3 + \nu^2)}} \quad (2.106)$$

$$\mu = b + \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1 - \sigma_3} \quad (2.107)$$

$$\nu = -\frac{d\varepsilon_1 + d\varepsilon_3}{d\varepsilon_1 - d\varepsilon_3} \quad (2.108)$$

Ein von Wanatowski et al. (2008) ermittelter Verlauf ist in Abbildung 2.42a dargestellt. Punkt A repräsentiert den ersten Punkt, in dem die Ungleichung (2.105) erfüllt ist. Den gleichen Zeitpunkt des Entfestigungsbeginns ermittelten Wanatowski et al. (2008) mit Hilfe des Verlaufs der deviatorischen Spannung. Sobald die Bedingung  $\dot{q} < 0$  erfüllt ist, handelt es sich um Entfestigung (Abbildung 2.42b). Auch für das Kriterium 2 gibt es alternative Berechnungsmöglichkeiten. Es wurde dabei geprüft, ob der Beginn der Entfestigung (nach Kriterium 1) mit dem Erreichen einer Grenzbedingung übereinstimmt. Wenn zum Zeitpunkt des Erreichens der maximalen deviatorischen Spannung  $q_{\text{max}}$  die Festigkeit in Form von  $\eta_{1,\text{max}}$  gemäß des Festigkeitskriteriums nach Lade (1977) bzw. von  $\eta_{\text{max}} = (q/p)_{\text{max}}$  nach Wanatowski et al. (2008) noch nicht erreicht ist, so handelt es sich um Materialentfestigung. Erst ab Erreichen der Festigkeit handelt es sich um Lokalisierungsentfestigung (Abbildung 2.43)). In Punkt A handelt es sich demnach nicht um

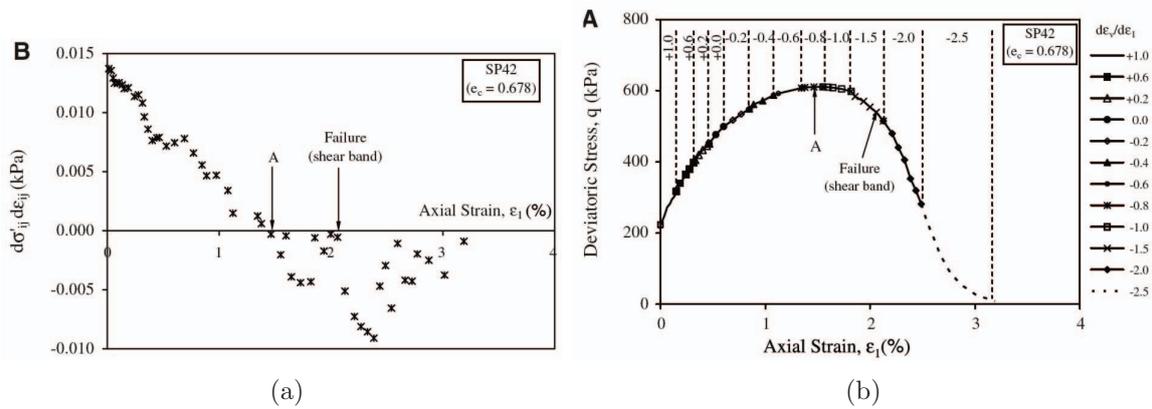


Abbildung 2.42.: (a) Entfestigungsbeginn in Punkt A mittels Energiekriterium zweiter Ordnung, (b) Entfestigungsbeginn in Punkt A mittels deviatorischer Spannungsrate, Wanatowski et al. (2008)

Lokalisierungsentfestigung, sondern um Materialentfestigung. In dem Festigkeitskriterium nach Lade (1977) bezeichnet  $\eta_{1,\max}$  den Achsenabschnitt von  $\eta_1$  nach Gleichung (2.109) in dem logarithmisch skalierten Diagramm von  $\left(\frac{I_1^3}{I_3} - 27\right) - \left(\frac{I_1}{p_a}\right)$ .  $m$  bezeichnet die Steigung in diesem Diagramm.

$$\eta_1 = \left(\frac{I_1^3}{I_3} - 27\right) \left(\frac{I_1}{p_a}\right)^m \quad (2.109)$$

$$I_1 = \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}) = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \quad (2.110)$$

$$I_3 = \det(\boldsymbol{\sigma}) = J_3 - \frac{1}{3}J_2I_1 + \frac{1}{27}I_1^3 \quad (2.111)$$

Wenn post-experimentell ein Scherband optisch erkannt werden kann, ist dies ein Indiz für mit der Entfestigung einhergehenden Scherbandbildung. Ist dies jedoch nicht eindeutig der Fall, wie oftmals bei locker bis mitteldicht gelagertem granularem Material, so ist die beschriebene Analyse unverzichtbar.

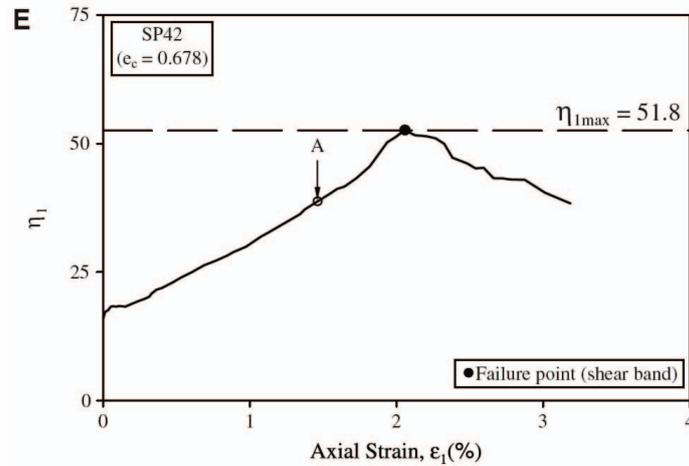


Abbildung 2.43.: Kriterium 2: In Punkt A handelt es sich nicht um Lokalisierungsentfestigung, sondern um Materialentfestigung, Wanatowski et al. (2008).

### 2.3.5. Anisotropie

Lam & Tatsuoka (1988) untersuchten den Effekt der Anisotropie hinsichtlich der Entwicklung des Hauptspannungsverhältnisses  $\sigma_1/\sigma_3$ , des Reibungswinkels  $\varphi$ , des Spannungsparameters  $b$  sowie der Volumendehnung  $\epsilon_v$  in biaxialen Kompressionsversuchen mit unterschiedlicher Orientierung der Bettungsebene. Die Orientierung der Bettungsebene wird mit Hilfe der Winkel  $\omega$  und  $\xi$  beschrieben (Abbildung 2.44). Der Winkel  $\omega$  bezeichnet den Winkel zwischen der Richtung der Bettungsebene, ausgedrückt durch die Richtung des Normalenvektors zur Bettungsebene, und der maximalen Hauptspannung. Der Winkel  $\xi$  kennzeichnet den Winkel zwischen der Richtung von  $\sigma_2$  (normal zur unverschieblichen Wand) und der Projektion der Normalen zur Bettungsebene auf die Ebene  $\sigma_1 = 0$ . Lam & Tatsuoka (1988) führten biaxiale Kompressionsversuche mit unterschiedlicher Orientierung der Bettungsebene mit  $H/W = 1,9$  durch. Die Unterteilungen der Probe in Abbildung 2.45 veranschaulicht die jeweiligen Bettungsebenen, welche durch die Winkel  $\omega$  und  $\xi$  beschrieben werden. Der Rand normal zu  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  war starr und der Rand normal zu  $\sigma_3$  war flexibel. Das größte mobilisierbare Verhältnis der Hauptspannungen wurde für den Fall mit horizontaler Bettungsebene und der maximalen Hauptspannung  $\sigma_1$  in vertikaler Richtung festgestellt ( $\omega = 0^\circ, \xi = 0^\circ$  oder  $\xi = 90^\circ$ , Abbildung 2.45a). Diese Beobachtung wurde von Teichman & Niemunis (2006) in das hypoplastische Stoffgesetz implementiert. Das geringste mobilisierbare Verhältnis der Hauptspannungen wurde für den Fall mit Richtung der Bettungsebene parallel zu  $\sigma_3$  und mit der maximalen Hauptspannung  $\sigma_1$  in vertikaler Richtung gemessen ( $\omega = 90^\circ, \xi = 90^\circ$ , Abbildung 2.45b). Zwischen diesen

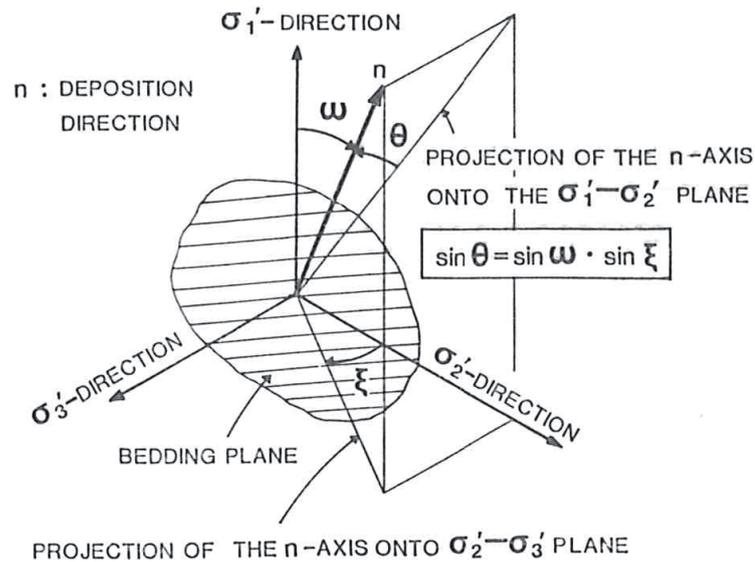


Abbildung 2.44.: Definition der Orientierung der Bettungsebene im dreidimensionalen Spannungsraum, Lam & Tatsuoka (1988)

beiden Fällen liegend wurde das Verhältnis der Hauptspannungen für die Kombination  $\omega = 90^\circ$ ,  $\xi = 0^\circ$  ermittelt (Abbildung 2.45c). Während der Winkel  $\xi$  im Fall (a) mit  $\omega = 0^\circ$  keinen Einfluss auf das maximale Verhältnis der Hauptspannungen hat, ist dies im zweiten Fall mit  $\omega = 90^\circ$  anders. Für  $\xi = 0^\circ$  ist  $(\sigma_1/\sigma_3)_{\max}$  sowie der Parameter  $b_{\max}$  deutlich größer als für  $\xi = 90^\circ$ . Es wurde beobachtet, dass ein größerer mobilisierbarer Reibungswinkel mit einem größeren Spannungsparameter  $b$  einhergeht. Die Erklärung könnte in der verhinderten Dilatanz liegen. Je größer die durch die unverschiebliche Wand verhinderte Dilatanz ist, desto größer ist  $\sigma_2$  und damit der Parameter  $b$ . Als Konsequenz dieser zusätzlichen seitlichen Stützung ist die Aufnahme größerer Vertikalspannungen möglich, was in einem größeren Reibungswinkel zum Ausdruck kommt.

Mikromechanisch wurde die Anisotropie von Oda (1972a,b) untersucht. In einem vertikalen und einem horizontalen Dünnschliff wurde die Orientierung der längeren Achse der Körner bei Beginn eines triaxialen Kompressionsversuches und bei verschiedenen Zuständen bis zum Erreichen der maximalen Scherfestigkeit unter einem optischen Mikroskop bestimmt. Die Orientierung der längeren Kornachse wurde mit dem Winkel  $\theta_i$  bezüglich der globalen horizontalen Achse beschrieben (Abbildung 2.46). Oda (1972b) fand heraus, dass sich die längere Achse der Körner während der zunehmenden Beanspruchung normal zu der maximalen Hauptspannungsrichtung  $\sigma_1 = \sigma_v$  dreht, d.h. je

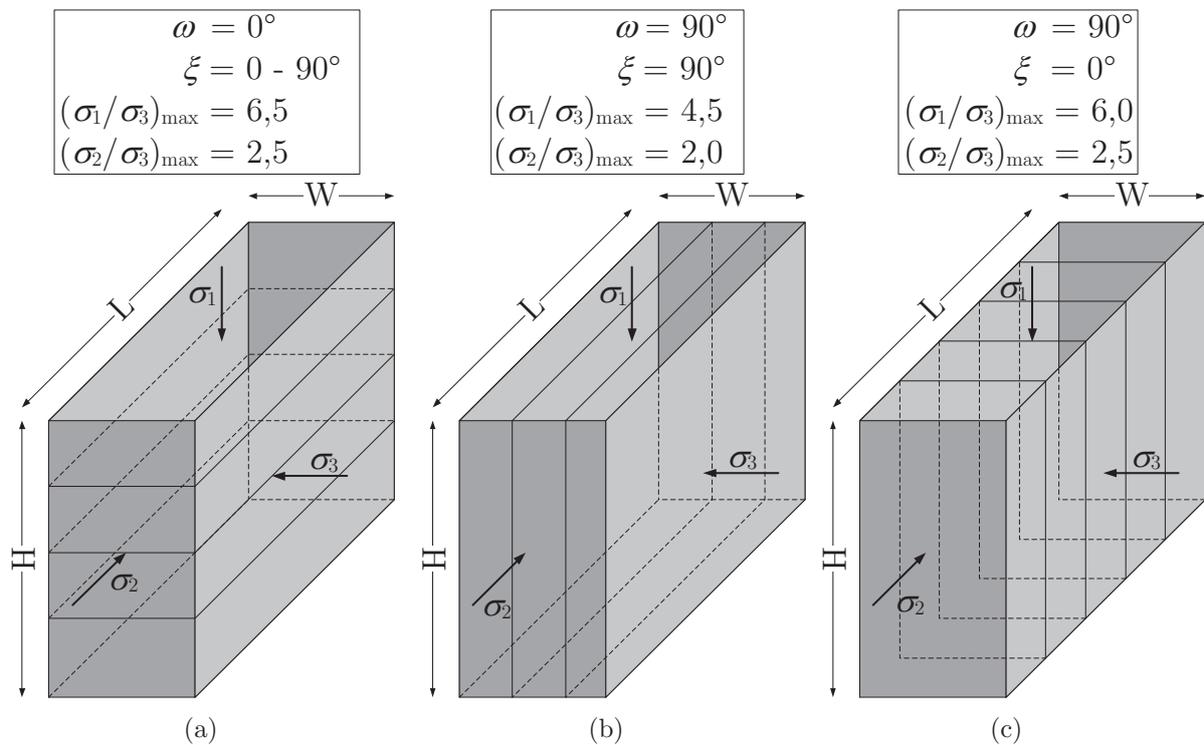


Abbildung 2.45.: Einfluss der Anisotropie in biaxialen Kompressionsversuchen, Ergebnisse nach Lam & Tatsuoka (1988)

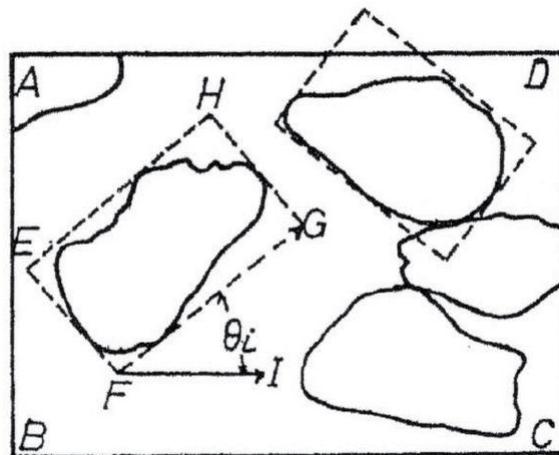


Abbildung 2.46.: Definition des Winkels  $\theta_i$  zur Beschreibung der Orientierung der längeren Kornachse, Oda (1972a)

größer die deviatorische Beanspruchung ist, desto mehr Körner liegen flach in der horizontalen Ebene ( $\theta_i \approx 0^\circ$ ). Dadurch bilden sie ein stabileres Korngerüst. Außerdem wurde das Verhältnis  $S_z/S_x$  definiert, wobei  $S_z$  die Projektion der Kontaktfläche von Körnern auf die Ebene  $z = 0$  (die horizontale Ebene) beschreibt und  $S_x$  die Projektion der Kontaktfläche auf die Ebene  $x = 0$  (eine vertikale Ebene). Das Verhältnis  $S_z/S_x$  ist größer, je mehr Kontaktflächen horizontal orientiert sind, d.h. je mehr Körner flacher geneigt sind. Ein großes Verhältnis  $S_z/S_x$  geht also mit einem geringen Betrag des dominierenden Winkels  $\theta_i$  einher. Das Verhältnis  $S_z/S_x$  wurde in triaxialen Kompressionsversuchen als proportional sowohl zum mobilisierten Hauptspannungsverhältnis  $\sigma_1/\sigma_3$  als auch zur Dilatanzrate  $\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}_1$  ermittelt. Es bezeichnet einen der wichtigsten Parameter zur Beschreibung der Struktur eines granularen Materials. In dem ausgewerteten vertikalen Schnitt (Abbildung 2.47) durch den untersuchten Sandkörper (enggestufter Grobsand, Quarz, Kornform kugelig bis gedrunen) wurde bei unterschiedlichen Dehnungen die Häufigkeitsverteilung der Orientierungen der längeren Kornachsen in Form des Winkels  $\theta_i$  aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die meisten Körner bereits vor Beginn des Abscherens relativ horizontal innerhalb der Bettungsebene liegen (Abbildung 2.47a). Während des Abscherens drehen sich noch einige der zuvor teilweise oder ganz aufgerichteten Körner so, dass ihre Längsachse parallel zur Bettungsebene verläuft (Abbildung 2.47b). Dabei wurde unabhängig von der Art des Probeneinbaus eine Steigerung des mobilisierten Hauptspannungsverhältnisses  $\sigma_1/\sigma_3$  sowie der Dilatanzrate  $\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}_1$  beobachtet (Tabelle 2.2). Die Verteilung der initia-

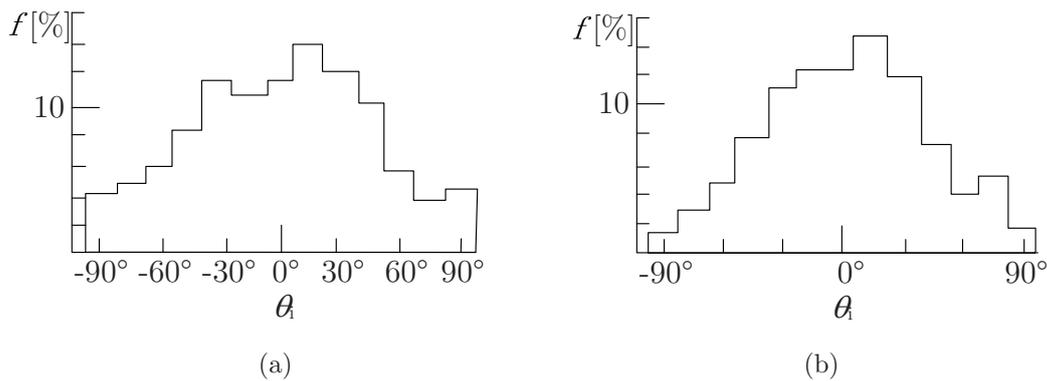


Abbildung 2.47.: Orientierung der längeren Kornachse: (a) vor Beginn des Abscherens, (b) bei maximalem  $\sigma_1/\sigma_3$ ; Verdichtung mittels Rütteln, Oda (1972a)

len Kornorientierungen hingegen hängt von der Verdichtungsmethode ab. Oda (1972b) verglich die Methoden Rütteln und Stampfen. Wurde die Verdichtung mittels Stampfen erzielt, so zeigte sich vor Beginn des Abscherens, dass nur wenige Körner flach geneigt

sind (Abbildung 2.48a). Während des Abscherens drehten sich einige aufgerichtete Körner in die Bettungsebene, so dass bei Versuchsende eine gleichmäßige Verteilung der Kornorientierungen beobachtet wurde (Abbildung 2.48b). Dennoch waren nach dem Absche-

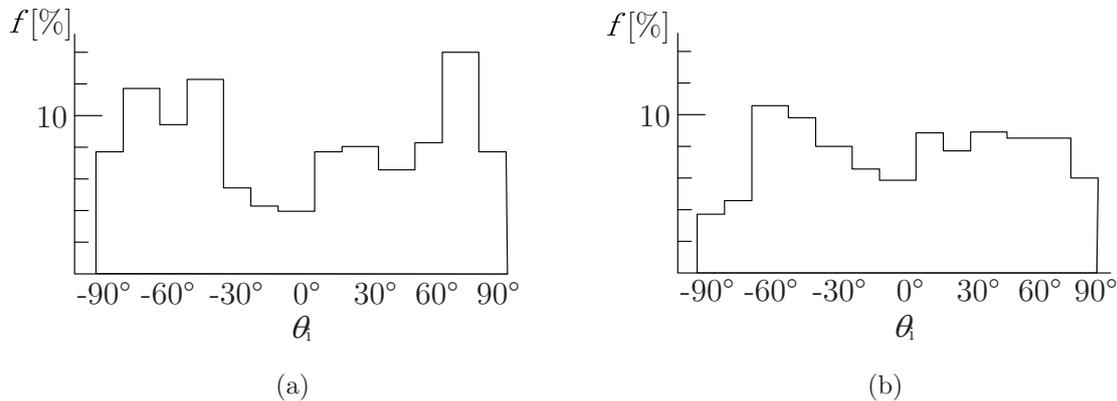


Abbildung 2.48.: Orientierung der längeren Kornachse, Verdichtung mittels Stampfen: (a) vor Beginn des Abscherens, (b) bei maximalem  $\sigma_1/\sigma_3$ , Oda (1972a)

ren weniger Körner normal zur größten Hauptspannung ausgerichtet als in dem Versuch mit Verdichtung durch Rütteln, die Packung weniger stabil, das maximale Verhältnis der Hauptspannungen sowie die Dilatanzrate geringer (Tabelle 2.2). Der gleiche Effekt

Verdichtung	$\varepsilon_1$ [%]	$\sigma_1/\sigma_3$	$\dot{\varepsilon}_v/\dot{\varepsilon}_1$	$S_z/S_x$
Rütteln	0,0	1,0	0,0	1,19
	5,18	4,09	+ 0,46	1,64
Stampfen	0,0	1,0	0,0	0,92
	14,81	2,96	+ 0,14	1,43

Tabelle 2.2.: Daten zu Versuchsbeginn und -ende, Auswertungen von Oda (1972b).

war durch eine gezielte Veränderung des Winkels zwischen Bettungsebene und Richtung der maximalen Hauptspannung zu beobachten. Wurde die Probe um  $90^\circ$  gedreht, so dass  $\omega = 90^\circ$  war, so ergab sich ebenfalls eine geringere Festigkeit sowie Dilatanzrate. Dies lässt sich damit erklären, dass nach Drehung der Probe die Mehrzahl der längeren Kornachsen nicht mehr normal zu  $\sigma_1$  orientiert waren (wie in Abbildung 2.47a), sondern die Verteilung gleichmäßiger war (ähnlich Abbildung 2.48a). Die Ergebnisse stimmen mit den Untersuchungen von Lam & Tatsuoka (1988) überein, welche darüber hinaus feststellten,

dass sich die Anisotropie in biaxialer Kompression deutlich stärker zeigt als in triaxialer Kompression. Die Umorientierung der Körner vollzieht sich kontinuierlich, weshalb die für den Zustand der maximalen Scherfestigkeit erlangten Erkenntnisse auch für alle vorherigen Zustände gelten.

## 2.4. Berechnung der Abstände von Scherbändern

Zur Berechnung der Abstände von Scherflächen innerhalb eines Systems paralleler Scherflächen existieren die drei Ansätze von Leśniewska & Mróz (2001), Mandl (2000) und Wolf (2005). Leśniewska (2000) sowie Leśniewska & Mróz (2001) untersuchten das Scherversagen hinter einer um den Fußpunkt rotierenden Wand, während Mandl (2000) und Wolf (2005) Scherbänder auf horizontaler, gedehnter Unterlage behandelten. Alle Analysen beschränken sich auf den Spezialfall des trockenen Sandes. Während die Ansätze von Leśniewska & Mróz (2001) sowie Mandl (2000) von der Annahme ausgehen, dass sich die Scherbänder nacheinander bilden, beinhaltet der Ansatz von Wolf (2005) die gleichzeitige Bildung aller Scherbänder. Gemeinsam ist allen analytischen Ansätzen die Rolle des Entfestigungsgradienten als maßgebendem Parameter. Im Folgenden werden die Grundlagen dieser drei Ansätze erläutert, und deren Widersprüche und Anwendungsgrenzen diskutiert.

Leśniewska (2000) sowie Leśniewska & Mróz (2001) untersuchten analytisch den Fall der Scherbandbildung hinter einer Verbauwand infolge Bodenaushubs vor der Wand (Abbildung 2.49). Als Konsequenz des Aushubs verformt sich die Wand, die mit über die Höhe verteilten, linear elastischen Federn unterschiedlicher Steifigkeit abgebildet wurde. Bei Erreichen einer bestimmten Wandverformung, bei der das Kräftegleichgewicht in horizontaler und vertikaler Richtung am Modell des ebenen Gleitkeils nicht erfüllt war, bildete sich ein erstes Scherband aus. Unter einem Scherband wurde eine starke Diskontinuität verstanden. Durch Entfestigung innerhalb des Scherbands erfolgte eine gewisse Verschiebung des starren Gleitkeils bis wieder ein Gleichgewichtszustand infolge der stabilisierenden Wirkung der Wand erreicht wurde. Mit fortschreitendem Aushub und daraus resultierender Wandverformung bildete sich nur dann ein zweites Scherband aus, wenn die Entfestigung des Materials rechnerisch berücksichtigt wurde. Ohne Berücksichtigung der Entfestigung entwickelte sich kein weiteres Scherband. Die Entfestigung wurde als lineare Funktion der Verschiebung  $u$  des Gleitkeils entlang des Scherbands beschrieben (analog zu Abbildung 2.40b):

$$\varphi = \varphi_p - (\varphi_p - \varphi_c) \frac{u}{u_c} \quad (2.112)$$

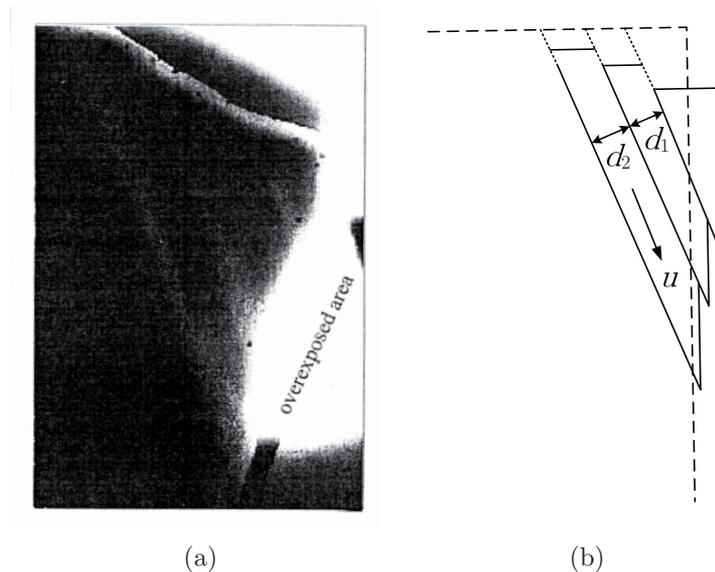


Abbildung 2.49.: Progressive Scherbandentwicklung hinter Verbauwand in Sand nach Leśniewska (2000): (a) Verbesserte Auswertung des Versuchs von Milligan (1974) und (b) Ergebnis des Berechnungsmodells

Hierbei ist  $\varphi_p$  der maximale und  $\varphi_c$  der kritische Reibungswinkel,  $u_c$  die Verschiebung des Gleitkeils bei Erreichen des kritischen Zustandes und  $u$  die aktuelle Verschiebung. Die Wahl eines geringen Wertes für  $u_c$  entspricht einer schnellen bzw. steilen Entfestigung. Je schneller die Entfestigung gewählt wurde, desto größere Abstände zwischen den Scherbändern wurden berechnet. Lockerer Sand mit langsamer Entfestigung lokalisiert demnach in größeren Abständen als dichter Sand, sehr lockerer Sand ohne Entfestigung würde somit als Grenzfall beliebig kleiner Abstände zu sehen sein. Zum Vergleich mit den Berechnungsergebnissen wurden von Milligan (1974) bzw. Bransby & Milligan (1975) durchgeführte Versuche herangezogen. Mit verbesserter Auswertungsmethode wurden in den von Milligan (1974) aufgenommenen Röntgenbildern Scherbänder in lockerem Sand festgestellt, die bei deutlich größerer Dehnung auftraten als in dichtem Sand, deren Ränder aber weniger scharf zu erkennen waren. Der analytisch ermittelte Zusammenhang geringer Entfestigungsrate mit größerem Scherbandabstand wurde auf Basis der experimentellen Daten nicht bestätigt.

Mandl (2000) erläuterte den Prozess der Lokalisierung von Deformation in sprödem Material auf einer horizontalen Unterlage, durch deren Dehnung eine Extensionsbeanspruchung an der Unterseite der Probe aufgebracht wird (Abbildung 2.50a). Die vertikale Spannung  $\sigma_1^0$  bleibt während des Experiments konstant, und die horizontale Spannung  $\sigma_3$  wird

durch die Extensionsbeanspruchung kontinuierlich reduziert, wodurch die Schubspannung  $\tau$  in der Probe kontinuierlich erhöht wird. Bei Erreichen des Grenzspannungszustandes  $\sigma_3^0$  erfolgt Scherversagen. Scherversagen geht mit Entfestigung innerhalb des Scherbands einher, welche durch die Erhöhung der horizontalen Spannung  $\sigma_3^0$  um  $\Delta\sigma_3$  zu erkennen ist (Abbildung 2.50b). Für nicht-bindiges Material ist die Entfestigung gleichbedeutend mit einer Reduktion des Reibungswinkels. Der Bereich neben der Scherzone wird durch die Erhöhung der horizontalen Spannung elastisch entlastet. Die mit der Entlastung einhergehende Relativbewegung zwischen Probe und Gummimatte ist nach Mandl (2000) Ursache für eine Schubspannung  $\tau_b$  in der Probensohle. Diese Schubspannung führt dazu, dass in einer bestimmten Entfernung  $L$  von dem betrachteten Scherband ebenfalls der Grenzspannungszustand  $\sigma_3^0$  wirkt, d.h. ebenfalls ein Scherband existiert. Die Sohlreibung  $\tau_b$  liefert also einen wesentlichen Beitrag zur Erklärung des Scherbandabstandes  $L$  gemäß Gleichung (2.113).

$$L = \frac{\Delta\sigma_{3,av}^0}{\tau_{b,av}} H \quad (2.113)$$

Hierbei repräsentiert  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  die Erhöhung der horizontalen Spannung,  $\tau_{b,av}$  die horizon-

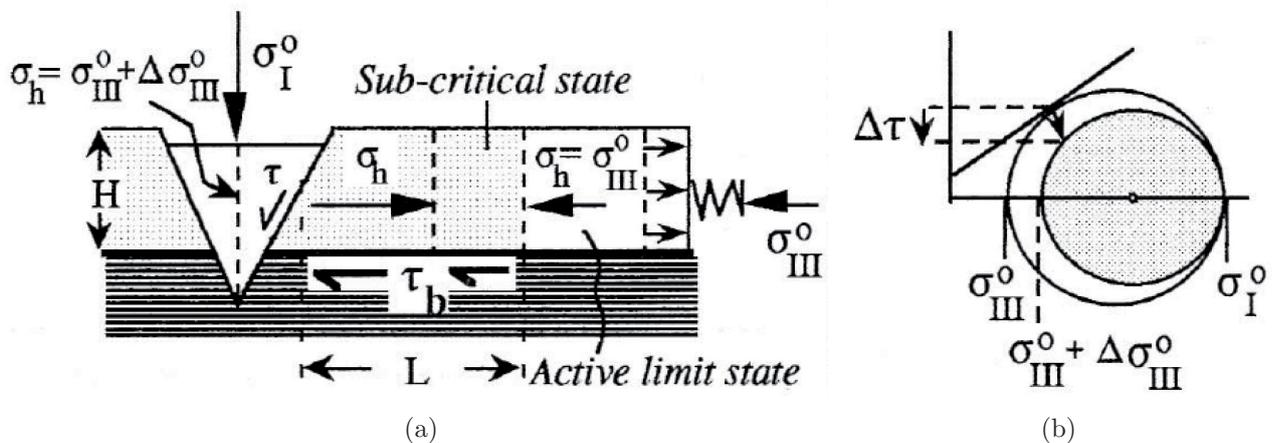


Abbildung 2.50.: (a) Scherversagen infolge Extensionsbeanspruchung durch Dehnung einer horizontalen Unterlage; (b) Entfestigung am Mohr'schen Spannungskreis, Mandl (2000)

tale Schubspannung zwischen Probe und Unterlage und  $H$  die Probenhöhe. Der Index *av* bezeichnet über die Probenhöhe gemittelte Werte. Je größer das horizontale Spannungszinkrement  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  und damit die Entlastung im Bereich neben der Scherzone ist, desto größer ist nach Gleichung (2.113) der Abstand  $L$  zwischen den Scherbändern. Wie die Größe des Spannungszinkementes ermittelt werden kann, wurde von Mandl (2000) nicht thematisiert. Eine größere Reibung  $\tau_{b,av}$  zwischen Probe und Unterlage führt nach

Gleichung (2.113) zu einem geringeren Abstand. Die Proportionalität von Scherbandabstand  $L$  und Probenhöhe  $H$  gilt nach Mandl (2000) nur dann, wenn  $\Delta\sigma_3^0$  und  $\tau_b$  konstant über die Probenhöhe sind, d.h. unter Vernachlässigung des Gradienten der Vertikalspannung aus Gravitationswirkung, z.B. infolge einer ausreichend großen Oberflächenlast. Die Proportionalität von Abstand  $L$  und Höhe  $H$  in existierenden Experimenten mit Sand wurde von (Mandl, 2000, S. 394) als überraschende Beobachtung beurteilt, da die vertikale Spannung hierbei ausschließlich auf Gravitation beruht und somit linear mit der Tiefe zunimmt. Die Berücksichtigung des vertikalen Spannungsgradienten könnte nach Mandl (2000) zu einer Änderung des Proportionalitätsfaktors führen. Es sei aber nicht klar, ob die Abstände dadurch größer oder kleiner werden, weil gegenläufige Tendenzen eine Rolle spielen. So würden durch die geringere Duktilität an der Oberfläche (aufgrund der geringeren Spannung) größere Abstände erwartet, wohingegen an der Probensohle durch die größere Duktilität (wegen der größeren Spannung) kleinere Abstände entstehen müssten. In Gleichung (2.113) wurde die fortschreitende Dehnung der Gummimatte nicht berücksichtigt. Durch fortschreitende Dehnung wird der entlastete Bereich zwischen den Scherzonen wiederbelastet. Ein größerer Elastizitätsmodul  $E$  bei fortschreitender Dehnung hat eine größere Wiederbelastungsgeschwindigkeit  $\dot{\sigma}_{h,Wbel}(E)$ , bis zum Erreichen des Spannungsgrenzzustands zur Folge. Dies führt dazu, dass in dem Bereich zwischen zwei initialen Scherzonen mit dem Abstand  $L$  zu einem späteren Zeitpunkt eine neue Scherzone entsteht. Dies ist allerdings nur dann der Fall, wenn die Wiederbelastungsgeschwindigkeit größer ist als die aus der Entfestigungsrate  $k$  resultierende Entlastungsgeschwindigkeit,  $\dot{\sigma}_{h,Ent}(k)$ . Der resultierende Abstand der nacheinander entstehenden Scherzonen wird nach Mandl (2000) also aus den gegenläufigen Tendenzen der Parameter Entfestigungsrate  $k$  und Elastizitätsmodul  $E$  bestimmt. Welcher dieser beiden Parameter dominiert, bleibt ein offener Aspekt.

$$\dot{\sigma}_{h,Ent}(k) > \dot{\sigma}_{h,Wbel}(E) \Rightarrow \text{keine neuen Scherbänder, relativ großer Abstand} \quad (2.114)$$

$$\dot{\sigma}_{h,Ent}(k) < \dot{\sigma}_{h,Wbel}(E) \Rightarrow \text{neue Scherbänder, relativ kleiner Abstand} \quad (2.115)$$

Ein größerer Entfestigungsgradient  $k$  bewirkt nach Mandl (2000), in Übereinstimmung mit der Schlussfolgerung von Leśniewska & Mróz (2001), einen größeren Abstand  $L$  der Scherbänder.

Gegenstand aktueller Diskussionen ist die Frage, warum die experimentell beobachteten Scherbänder eine bevorzugte Richtung aufweisen und nicht beide Neigungsrichtungen gleichberechtigt auftreten (Röchter & König 2009). Nach Mandl (2000) entstehen dann

Systeme paralleler Scherbänder, wenn sich die Richtung der Hauptspannungen infolge der Schubspannung zwischen Probe und Unterlage dreht. Dies ist insbesondere der Fall, wenn eine Schubspannung zwischen Unterlage und Probe aus Gründen des horizontalen Kräftegleichgewichts erforderlich ist, z.B. bei einer geneigten Unterlage. Die beschriebenen Zusammenhänge wurden von Mandl (2000) nicht experimentell überprüft.

Wolf (2005) stellte in seiner Arbeit ein analytisches Modell vor, mit dem die Abstände von parallelen Scherbändern in trockenem Sand bestimmt werden sollten. Der Ansatz basiert auf dem Deformations-Modus einer bereits lokalisierten Probe unter Berücksichtigung von Scherung und Dilatanz innerhalb der Scherbänder, welche unter dem Winkel nach der Lösung von Coulomb entstehen (Abbildung 2.51). Die grundlegenden Gleichungen werden hier kurz und im Rahmen der analytischen Lösung in Kapitel 6 detailliert erläutert. Die Basis zur Beschreibung der Deformation des gesamten Systems bildet die

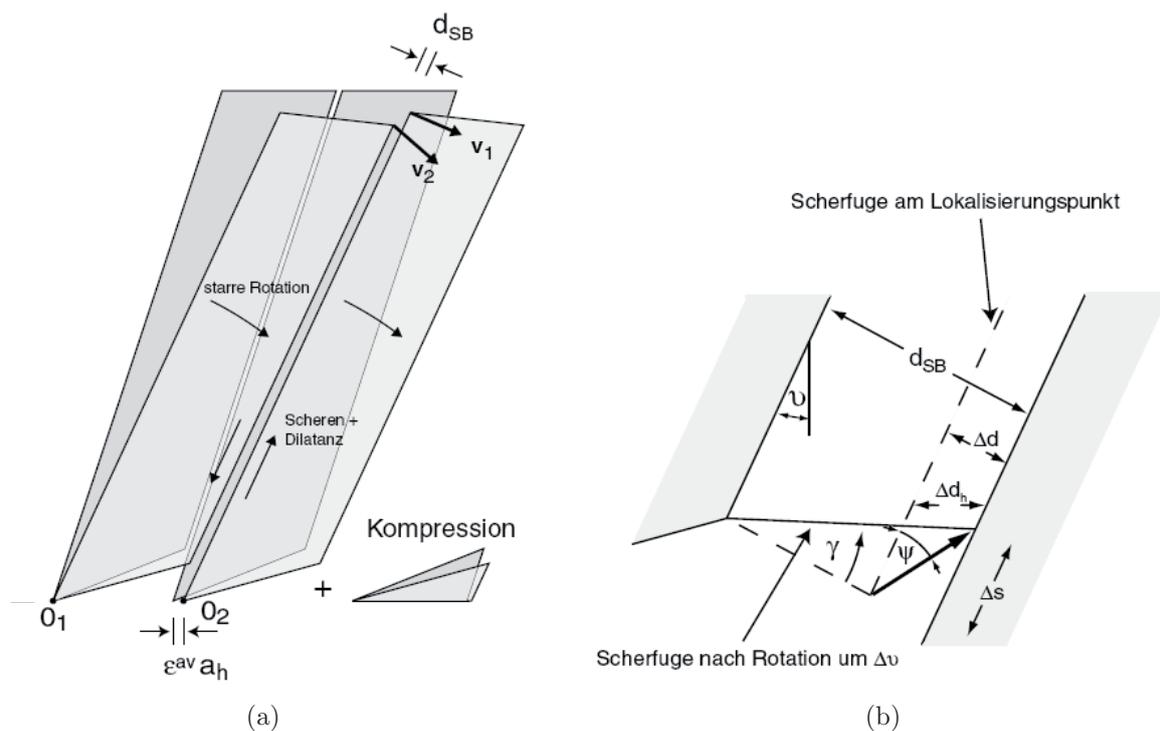


Abbildung 2.51.: Geometrie und Kinematik des Scherband-Systems, Wolf (2005): (a) Rotation von Scherband und Blöcken; (b) Geometrie innerhalb des Scherbands

experimentelle Beobachtung gleichzeitig entstehender Scherbänder. Im Anschluss an die Bildung der Scherbänder entstehen bei fortschreitender Dehnung der Unterlage also im Gegensatz zu den Annahmen von Leśniewska & Mróz (2001) sowie Mandl (2000) keine neuen Scherbänder, sondern die vorhandenen Scherbänder ändern ihre initiale Nei-

gung  $\nu$  (Abbildung 2.51b). Die Neigungsänderung  $\dot{\nu}$  (Gleichung (2.116)) resultiert aus der Summe der von außen aufgebracht horizontalen Dehnungsrate der Gummimatte  $\dot{\epsilon}^{\text{av}}$  und aus elastischer Kompression in den entlasteten Bereichen (Blöcken) zwischen den Scherbändern,  $\dot{\sigma}_h/E$  (jeweils flacher werdende Neigung,  $\dot{\nu} > 0$ ) sowie aus Dilatanz innerhalb der Scherbänder in horizontaler Richtung  $\dot{\epsilon}^{\text{dil}}$  (steiler werdende Neigung,  $\dot{\nu} < 0$ ). Die Dehnungsrate infolge Dilatanz  $\dot{\epsilon}^{\text{dil}}$  wurde nach Gleichung (2.117) aus der in Abbildung 2.51b dargestellten Geometrie des Scherbands bestimmt. Die Rate der Scherung  $\dot{\gamma}$  wurde mit Gleichung (2.118) aus der Starrkörperrotation und -translation der Blöcke berechnet. Die Geschwindigkeitsvektoren  $\mathbf{v}_1$  und  $\mathbf{v}_2$  sind in Abbildung 2.51a am spannungsfreien Rand des Scherbands angetragen, der Vektor  $\mathbf{t}$  bezeichnet die Richtung des Scherbands. Zur Berechnung von  $\dot{\gamma}$  wurde also der tangentielle Anteil der Geschwindigkeitsdifferenz ( $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$ ) eingesetzt. Das Verhältnis der Hauptspannungen  $\sigma_h/\sigma_v$  wurde gemäß Gleichung (2.119) als konstant angenommen und die Rate der horizontalen Spannung wurde durch partielle Differentiation berechnet (Gleichung (2.120)), wobei der Entfestigungsgradient  $k$  nach Gleichung (2.121) eingesetzt wurde. Die Gleichungen (2.117) bis (2.121) wurden in Gleichung (2.116) eingesetzt und nach  $\dot{\sigma}_h$  umformuliert, woraus sich die Rate der horizontalen Spannung  $\dot{\sigma}_h$  als eine Funktion des Scherbandabstandes  $a_h$  ergab (Gleichung (2.122)).

$$\dot{\nu} = \cot\nu(\dot{\epsilon}^{\text{av}} - \dot{\epsilon}^{\text{dil}} - \dot{\sigma}_h/E) \quad (2.116)$$

$$\dot{\epsilon}^{\text{dil}} = \dot{\gamma} \frac{\tan\psi d_B}{\cos\nu a_h} \quad (2.117)$$

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{d_B}(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \cdot \mathbf{t} = \frac{a_h}{d_B}(\dot{\nu} \cos\nu + \dot{\epsilon}^{\text{av}} \sin\nu) \quad (2.118)$$

$$\frac{\sigma_h}{\sigma_v} = \frac{1 - \sin\varphi}{1 + \sin\varphi} = K \quad (2.119)$$

$$\dot{\sigma}_h = \sigma_v \frac{2 \cos\varphi}{(1 + \sin\varphi)^2} \dot{\gamma} k + \dot{\sigma}_v K \quad (2.120)$$

$$k = - \frac{d\varphi}{d|\gamma|} \quad (2.121)$$

$$\Rightarrow \dot{\sigma}_h = \dot{\sigma}_h(a_h) \quad (2.122)$$

Die daraus berechnete horizontale Dehnungsrate  $\dot{\epsilon}_h = \dot{\sigma}_h/E$  in den Blöcken zwischen den Scherbändern wurde als Funktion des Scherbandabstandes in Abbildung 2.52a gezeichnet. Diese Funktion weist eine Singularität für einen bestimmten Abstand auf, welcher als Scherbandabstand interpretiert wurde. Als wesentliches Ergebnis wurde der maßgebende Einfluss des Entfestigungsgradienten  $k$  beschrieben. Die Probe lokalisiert nach Wolf (2005) in größeren Abständen, wenn der Entfestigungsgradient  $k$  geringer ist. Dies steht im Widerspruch zu den Schlussfolgerungen nach Leśniewska & Mróz (2001) sowie Mandl

(2000).

In einem zweiten Ansatz wurde der Scherbandabstand mit dem Kriterium des Maximums der Energiedissipation des Gesamtsystems aus Scherband und Block berechnet. In dem unteren Teil des Blockes (Keil) wurde eine zusätzliche Zusammendrückung berücksichtigt, welche aus Gründen kinematischer Kompatibilität erforderlich ist, da die Verschiebungs-Randbedingungen den Modus der einfachen Scherung an der starren Unterlage (Gummimatte auf Glasplatte) nicht exakt zulassen (Abbildung 2.51a). Die dissipierte Energie wurde mit Gleichung (2.123) als Summe der dissipierten Energie im Scherband und im Keil berechnet.

$$D = D_{\text{Scherband}} + D_{\text{Keil}} = \frac{1}{a_h}(\tau\dot{\gamma} + \sigma_h\dot{\epsilon}^{\text{dil}})A_{\text{Scherband}} + \frac{1}{a_h}\sigma_v(\dot{\epsilon}_{22} + K\dot{\epsilon}_{11})A_{\text{Keil}} \quad (2.123)$$

Der Scherbandabstand  $a_h$  wurde mit identischen Parametern gemäß beider Ansätze nach Wolf (2005) berechnet und in den Abbildungen 2.52a und 2.52b gezeichnet.

Beide Berechnungsansätze bestätigten die von Wolf et al. (2006) in Modellversuchen

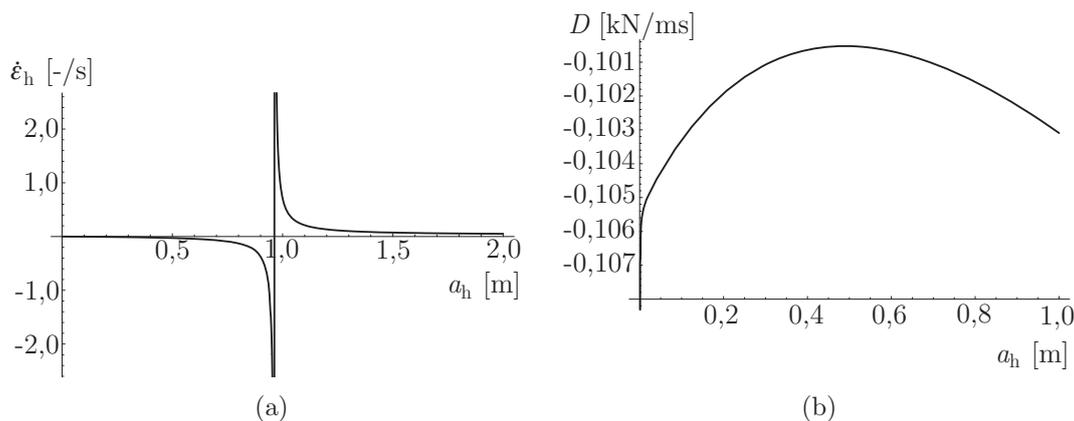


Abbildung 2.52.: (a) Ermittlung des Scherbandabstandes  $a_h$  mittels maximaler Änderung der horizontalen Dehnungsrate  $\dot{\epsilon}_h$  im entlasteten Bereich; (b) Ermittlung des Scherbandabstandes  $a_h$  mittels Maximum der Dissipationsenergie  $D$  im Gesamtsystem

mit locker und dicht gelagertem Sand beschriebene Tendenz eines zunehmenden Scherbandabstandes  $a_h$  mit abnehmendem Entfestigungsgradienten  $k$  (Wolf 2005). Der in den Modellversuchen gemessene Abstand der Scherbänder konnte aber mit den vorgestellten Ansätzen nicht berechnet werden. Es wurde vermutet, dass die Ursache in der Bestimmung des Entfestigungsgradienten  $k$  lag. Dieser wurde in einem triaxialen Extensionsversuch auf Basis der globalen Messungen ermittelt. Wolf (2005) erwartete in Anlehnung an Maier (2002) einen größeren Entfestigungsgradienten in Biaxialversuchen unmittelbar nach Erreichen der maximalen Deviatorspannung.

Den vorgestellten analytischen Ansätzen ist die Bedeutung des Entfestigungsgradienten im Hinblick auf die Berechnung der Abstände von Lokalisierungszonen gemeinsam, die Schlussfolgerungen sind jedoch konträr. Während gemäß Leśniewska & Mróz (2001) sowie Mandl (2000) die Abstände mit abnehmender Duktilität des Materials größer werden, ist nach Wolf (2005) das Gegenteil der Fall. Die wesentlichen Unterschiede liegen in der zeitlichen Abfolge der Scherbandbildung und in der Berücksichtigung von interner Deformation des Scherbands sowie von Sohlreibung. Während Wolf (2005) die Deformation innerhalb der gleichzeitig entstehenden Scherbänder in Form einer schwachen Diskontinuität berücksichtigte, gingen Leśniewska & Mróz (2001) sowie Mandl (2000) von einer starken Diskontinuität der nacheinander entstehenden Scherbänder aus. Die nach Mandl (2000) maßgebende Reibung zwischen Probe und Unterlage wurde von Wolf (2005) nicht berücksichtigt.



## 3. Modellmaterial

### 3.1. Einleitung

Die experimentelle Simulation von Felsformationen (km Skala) im Modellmaßstab (cm Skala) erfordert gemäß den im Kapitel 2.2.1 erläuterten Anforderungen aus der Ähnlichkeitstheorie die Verwendung eines Modellmaterials mit einer Kohäsion  $c$  in der Größenordnung von  $0,04 \text{ kPa} \leq c \leq 5,0 \text{ kPa}$ . Zur experimentellen Bestimmung einer Kohäsion in der genannten Größenordnung wurde die in Kapitel 2.2.3 beschriebene Idee von Mulugeta (1988b) aufgegriffen, und die vertikale Spannung eines vertikalen, ungestützten Geländesprunges in einer Zentrifuge bis zum Scherversagen erhöht. Die Kohäsion wurde aus der zum Zeitpunkt des Versagens in der Probe wirkenden vertikalen Spannung unter Berücksichtigung aller relevanten Einflussfaktoren rückgerechnet. Die Relevanz der Einflussfaktoren auf den Gleitflächenwinkel und die davon abhängige Kohäsion wurde vorab analytisch untersucht. Die behandelten Einflussfaktoren auf den Gleitflächenwinkel waren der Reibungswinkel des Materials, das Beschleunigungsniveau, die Stirnflächenreibung, eine vertikale Oberflächenlast, die Probengeometrie, die Kohäsion selbst sowie Kombinationen dieser Faktoren. Mit den hergeleiteten Gleichungen wurde die Kohäsion einer Vielzahl von Materialmischungen aus den Ausgangsmaterialien Silbersand, Kaolin-Ton und Wasser experimentell ermittelt, um ein Spektrum geeigneter Modellmaterialien für die anschließende Untersuchung in Modellversuchen auszuwählen. Die Zuverlässigkeit dieser Methode der Kohäsionsbestimmung wurde einerseits durch Wiederholungsversuche, andererseits durch Variation der Randbedingungen, der Probengeometrie und der eingesetzten Zentrifuge überprüft. Die Scherfestigkeit der Mischungen wurde außerdem in Rahmenscherversuchen ermittelt. Die Ergebnisse mit trockenen Sand-Ton-Mischungen wurden im Zusammenhang mit der das Korngerüst dominierenden Matrix beurteilt. Zur Bewertung des feuchten Sandes sowie der feuchten Sand-Ton-Mischungen wurde die Beziehung zwischen Saugspannung und Sättigungsgrad herangezogen.

## 3.2. Methode

### 3.2.1. Experimenteller Aufbau in der Großzentrifuge Z I

Die Experimente zur Kohäsionsbestimmung mit der direkten Methode (Kapitel 2.2.3) an insgesamt 45 Proben wurden vor allem in der Großzentrifuge Z I durchgeführt, die in Kapitel 5.3.1 detailliert beschrieben wird. Als äußerer Behälter für die Proben diente das für die Modellversuche eingesetzte *Bochumer Extensionsgerät* (Kapitel 5.2.1). Dieser Behälter mit zwei Seitenwänden aus Glas entlang der längeren Seite (54 cm) hat eine Breite (innen) von 20 cm. In diesem Behälter wurde eine mittige Trennwand horizontal unverschieblich auf der Unterlage befestigt. Die beiden dadurch entstandenen Bereiche wurden wiederum durch eine mobile Doppelwand-Konstruktion unterteilt, so dass insgesamt vier Proben eingebaut und gleichzeitig getestet werden konnten (Abbildung 3.1). Diese Doppelwand-

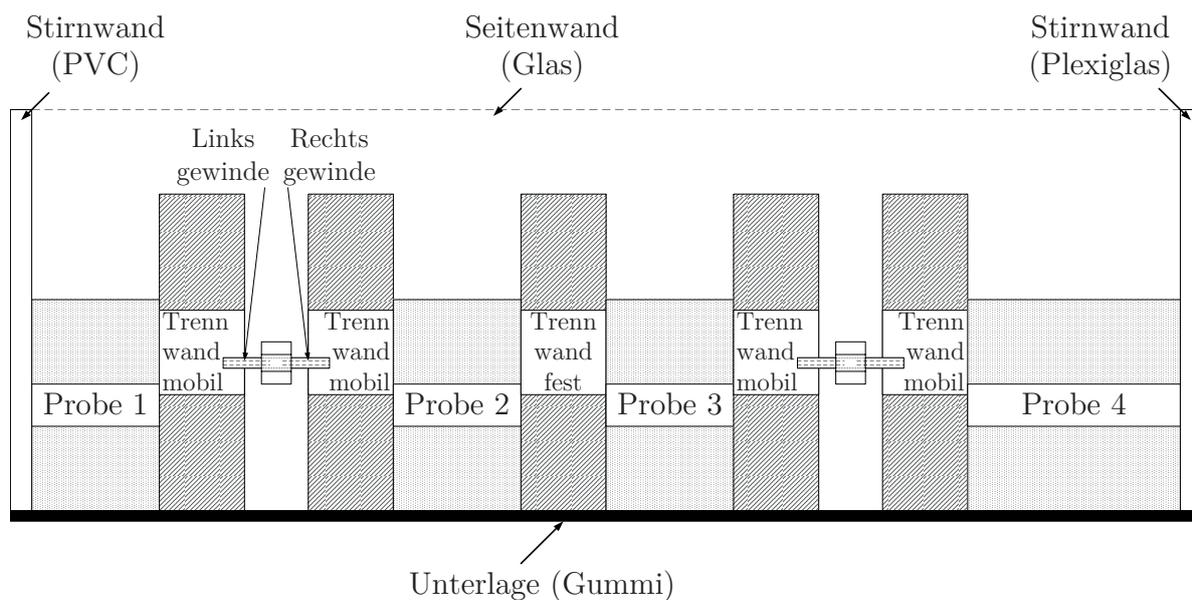


Abbildung 3.1.: Ansicht des Versuchsaufbaus zur Kohäsionsbestimmung

Konstruktion diente nur als Stützung während des Einbauvorgangs, und wurde jeweils vor Versuchsbeginn entfernt (Abbildungen 3.2a und 3.2b). Infolge der kontinuierlich erhöhten Drehgeschwindigkeit der Zentrifuge wird auch die radial nach außen gerichtete Trägheitskraft kontinuierlich erhöht, wodurch die vertikale Spannung in der Probe erhöht wird. In einigen Versuchen wurde zusätzlich eine Oberflächenlast mittels Lastplatte aufgebracht (Abbildung 3.2a). Dadurch wurde einerseits eine klare Geometrie des Bruchkörpers mit vorgegebener Breite erzwungen und andererseits die Zuverlässigkeit dieser Methode der

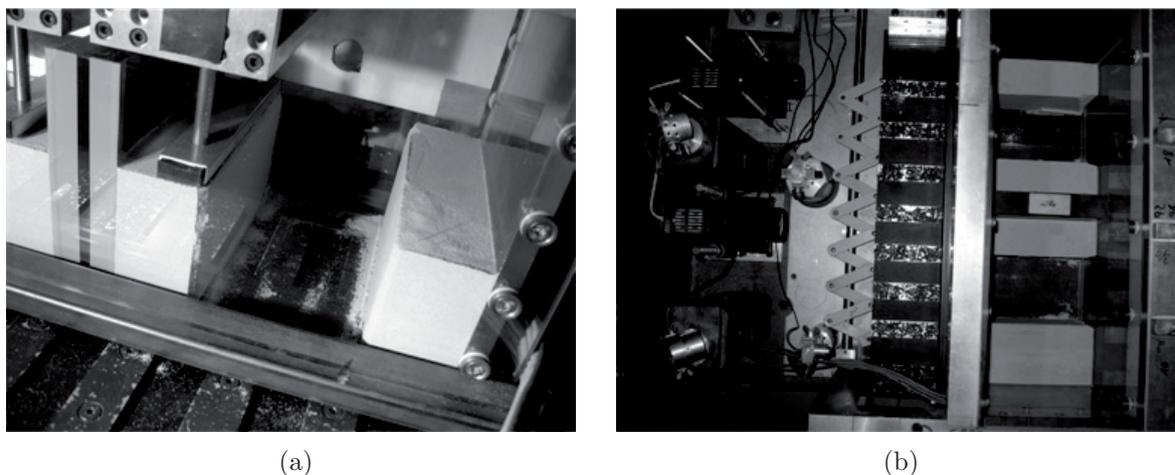


Abbildung 3.2.: (a) Ansicht einseitig ungestützter Proben mit und ohne vertikal geführte Oberflächenlast; (b) Draufsicht auf vier gleichzeitig eingebaute Proben

Kohäsionsbestimmung unter anderen Randbedingungen überprüft. Die Lastplatte wurde vertikal geführt (Abbildung 3.3), um ein Kippen der Lastplatte zu verhindern und damit eine gleichmäßige Deformation der Probenoberseite in vertikaler Richtung zu gewährleisten. Nach Initiierung des Scherversagens wurde die Verschiebung der Lastplatte nach 1 cm Weg gestoppt (Abbildung 3.12b), um die Bruchkörpergeometrie nicht durch die herabstürzende Lastplatte zu beeinträchtigen. Der Zeitpunkt des Scherversagens wurde mittels digitaler Bildanalyse postexperimentell ermittelt. Hierzu wurden vier Kameras eingesetzt (zwei CCD- sowie zwei Video-Kameras), die jeweils das Versagen einer Probe aufzeichneten (Abbildung 3.2b). Die aktuelle Beschleunigung wurde mittels Beschleunigungssensor gemessen. Die Proben wurden lagenweise mit einer vorgegebenen Dichte eingestampft. Die mobile Doppelwand-Konstruktion wurde anschließend gleichzeitig von den beiden angrenzenden Proben entfernt. Das Anhaften von Material, insbesondere der verwendeten feuchten Sand-Ton-Mischungen, konnte nicht vollständig unterbunden, jedoch mit einem Keramik- und Ton-Trennmittel deutlich reduziert werden. Abbildung 3.4a zeigt eine unbehandelte Wand nach dem Entfernen von der Probe, Abbildung 3.4b zeigt die mit dem Trennmittel behandelte Wand. Probenhöhe und Materialzusammensetzung der Proben wurden in Vorversuchen so dimensioniert, dass sie bei Versuchsbeginn ungestützt stehen konnten.

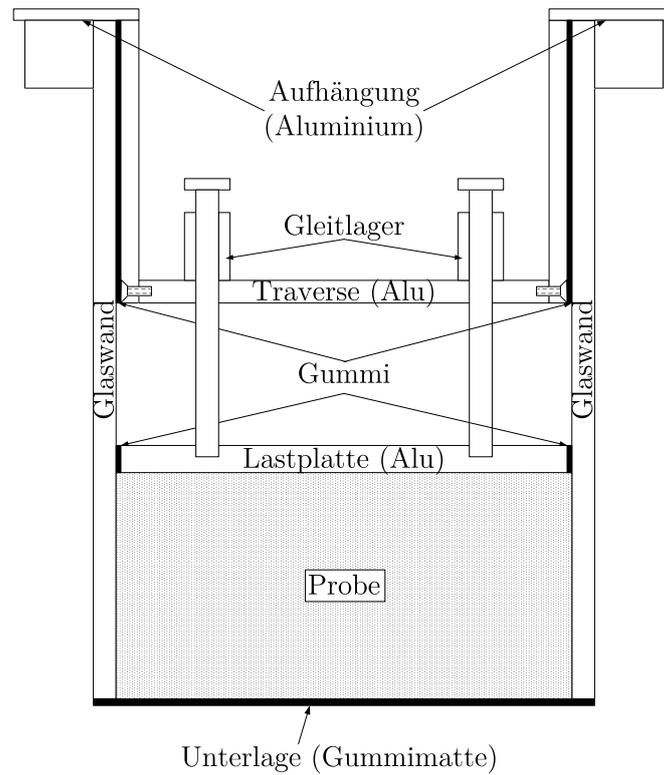
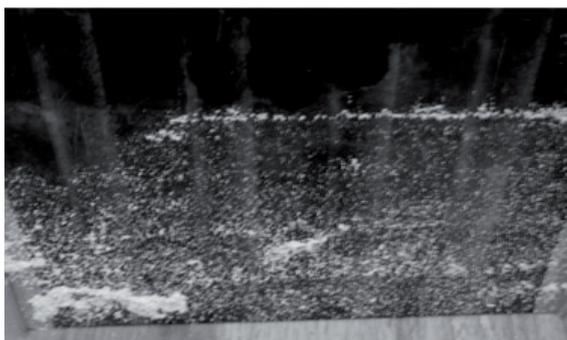


Abbildung 3.3.: Vertikale Führung der Lastplatte in Versuchen zur Kohäsionsbestimmung



(a)



(b)

Abbildung 3.4.: Ansicht einer Seite der Doppelwand-Konstruktion nach Entfernen einer feuchten Sand-Ton-Mischung: (a) ohne Einsatz von Trennmittel, (b) mit Einsatz von Trennmittel

### 3.2.2. Experimenteller Aufbau in der Modellzentrifuge Z III

In Anbetracht des signifikanten zeitlichen Aufwandes von Experimenten in der Großzentrifuge Z I wurde die Durchführung der Versuche zur Kohäsionsbestimmung mit Proben sehr geringer Kohäsion in einem kleinmaßstäblichen Modell der Großzentrifuge im Maßstab 1:10 (Abbildung 3.5) realisiert (insgesamt 14 Proben). Die Kalibrierung des analogen Ausgangssignals der installierten Drehzahlmessung mit einem Handdrehzahlmessgerät zeigte einen linearen Zusammenhang, weshalb die quantitative Nutzung des Gerätes zu Versuchszwecken möglich war. Die Installation einer Videokamera inklusive Belichtung sowie eines DVD-Rekorders zur Datenaufzeichnung erlauben die vollständige Datenerfassung zur Bestimmung des Zeitpunktes sowie der Beschleunigung beim Versagen der Probe. In der Zentrifuge Z III können Proben mit einer maximalen Kohäsion von

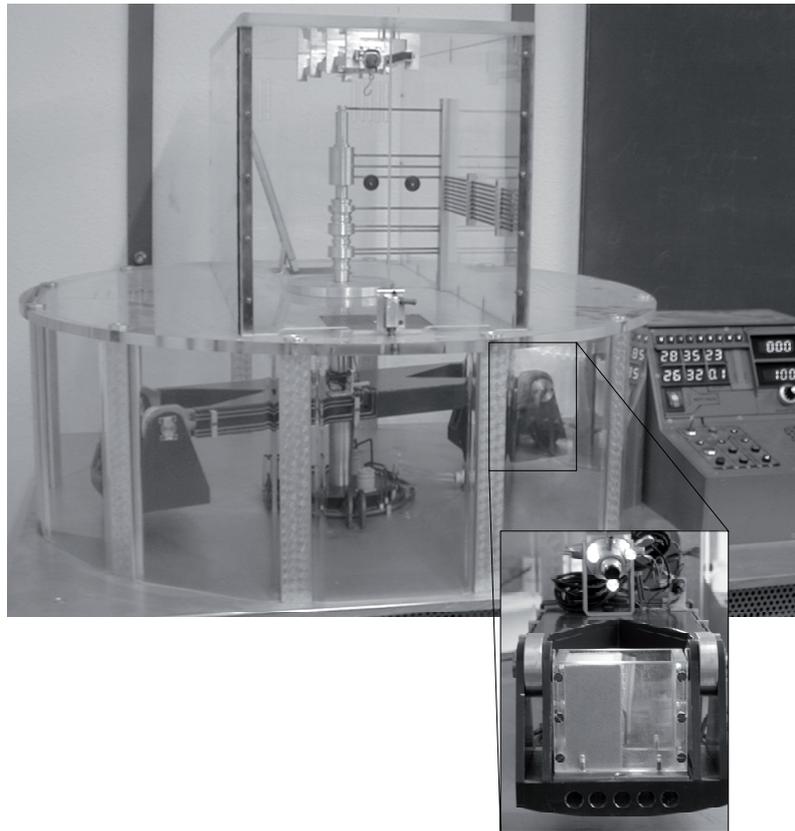


Abbildung 3.5.: Kohäsionsbestimmung in der Modellzentrifuge Z III

$c_{\max} \approx 2$  kPa bis zum Versagen beansprucht werden. Dies geht aus folgender Berechnung unter Verwendung der Bezeichnungen aus Abbildung 3.6 hervor. Die Probe wird in der Zentrifuge auf einer Kreisbahn um die Drehachse der Zentrifuge geführt. Hierzu ist die Zentripetalkraft  $F_{ZP} = m r' \dot{\varphi}^2$  erforderlich.  $r'$  bezeichnet den horizontalen Abstand

des Probenschwerpunktes von der Drehachse der Zentrifuge. Entgegengesetzt gleich groß zu der Zentripetalkraft wirkt die Trägheitskraft, die so genannte Zentrifugalkraft, radial nach außen. In Abbildung 3.6 sind anstelle der Kräfte die Beschleunigungen angetragen. Üblicherweise wird davon ausgegangen, dass der Schwenkkorb horizontal ist. Dies ist aber nie genau, und erst ab einer bestimmten Drehzahl näherungsweise, der Fall. Die Gleichung für den aktuellen Radius  $r'$  wurde daher in Abhängigkeit von der Drehzahl hergeleitet. Die in der impliziten Lösungsgleichung (3.6) enthaltenen Parameter sind in Abbildung 3.6 eingetragen. Hierbei sind  $r = 0,340 - r_{\text{SP}}$  [m] und  $R = 0,080 - r_{\text{SP}}$  [m], wobei  $r_{\text{SP}}$  die Ordinate des betrachteten Schwerpunktes der Probe (SP) bezüglich der Oberkante der Plattform des Schwenkkorbes bezeichnet. Für eine Probe der Höhe  $h = 0,075$  m entspricht für diesen Versuchsaufbau  $r_{\text{SP}} = 0,025$  m und somit  $r = 0,315$  m. Die Drehzahl  $U$  ist in Rotationen/min einzusetzen.

$$r' = r - R + x_1 \quad (3.1)$$

$$x_1 = R \cos \alpha \quad (3.2)$$

$$a = \sqrt{g^2 + (r'\dot{\varphi}^2)^2} \quad (3.3)$$

$$\cos \alpha = \frac{r'\dot{\varphi}^2}{a} = \frac{r'\dot{\varphi}^2}{\sqrt{g^2 + (r'\dot{\varphi}^2)^2}} \quad (3.4)$$

$$\dot{\varphi} = \omega = \frac{2\pi}{60}U \quad (3.5)$$

$$\Rightarrow r' = r - R + R \frac{r' \left( \frac{2\pi}{60}U \right)^2}{\sqrt{\left( r' \left( \frac{2\pi}{60}U \right)^2 \right)^2 + g^2}} \quad (3.6)$$

Die resultierende Beschleunigung  $a$  der Probe in Gleichung (3.3) berechnet sich aus der Addition der Beschleunigungsterme infolge vertikaler Gravitation  $g$  und radialer Trägheit  $r'\dot{\varphi}^2$ . Der Proportionalitätsfaktor  $n$  ist für die maximale Umdrehungsgeschwindigkeit  $U_{\text{max}} = 196$  Rot/min (gemessen) und den maximalen Radius  $r' = r = 0,315$  m (bei horizontaler Ausrichtung des Schwenkkorbes) maximal,  $n_{\text{max}} = 13,56$ .

$$a = \sqrt{g^2 + (r'\dot{\varphi}^2)^2} \stackrel{!}{=} ng \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} n_{\text{max}} &= \sqrt{1 + \left( \frac{r}{g} \left( \frac{2\pi}{60}U_{\text{max}} \right)^2 \right)^2} \\ &= 13,56 \end{aligned} \quad (3.8)$$

Die maximale Kohäsion einer Probe, die unter der maximalen Beanspruchung mit der Beschleunigung  $n_{\text{max}}g$  so gerade versagt, lässt sich dann im Vorgriff auf die Berechnung

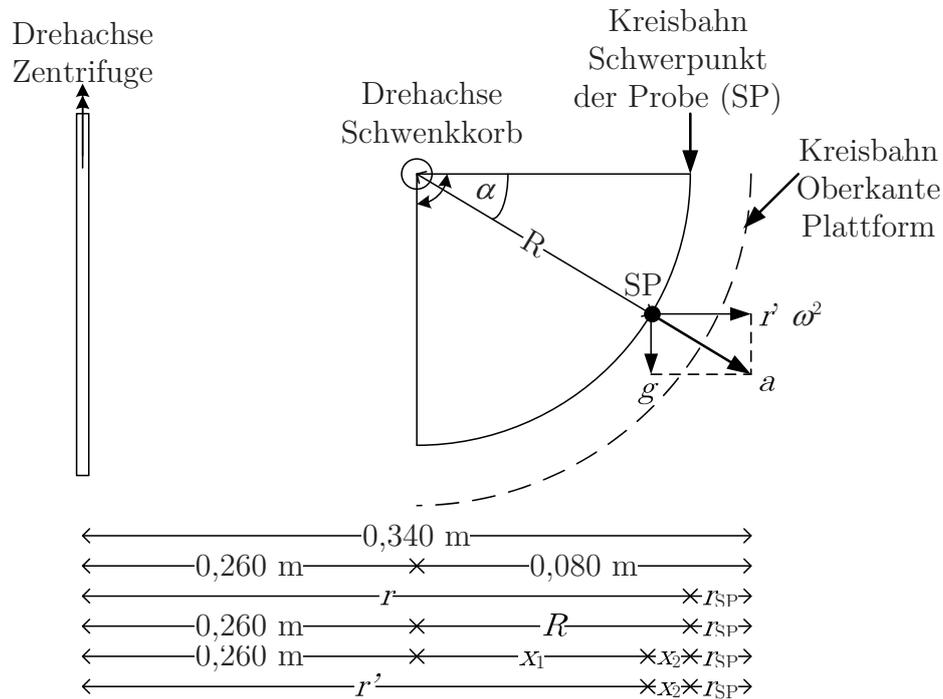


Abbildung 3.6.: Geometrie bei Drehung des Schwenkkorbes zur Berechnung des aktuellen Radius  $r'$  in Abhängigkeit von der Drehzahl  $U$  in der Modellzentrifuge Z III

der Kohäsion mit Gleichung (3.26) ermitteln. Für kleinere Drehzahlen des Schwenkkorbes ist die Ausrichtung nicht horizontal. Daher wurde der exakte Wert von  $r'$  für jede ganze Drehzahl  $U \leq U_{\max}$  mit Gleichung (3.6) berechnet (Abbildung 3.7a). Basierend auf dem exakten Verlauf von  $r'$  wurde der aktuelle Radius  $r'$  für Drehzahlen  $U > 75 \text{ Rot/min}$  als  $r' = 0,315 \text{ m} = \text{const.}$  angesetzt. Für Drehzahlen  $U \leq 75 \text{ Rot/min}$  wurde eine Kurvenanpassung mittels Gleichung (3.9) für  $r'$  in Abhängigkeit von der aktuellen Drehzahl berechnet (Abbildung 3.7b).

$$r' = 0,26069 - 2,3 \cdot 10^{-4} U + 3 \cdot 10^{-5} U^2 - 3 \cdot 10^{-7} U^3 + 4 \cdot 10^{-5} \sin\left(\frac{\pi}{11} U\right) \quad (3.9)$$

Somit kann zum Zeitpunkt des Versagens der aktuelle Radius  $r'$  des Schwerpunktes der Probe berechnet werden, woraus sich analog zu Gleichung (3.8) die resultierende Beschleunigung ergibt, welche zur Berechnung der Kohäsion benötigt wird.

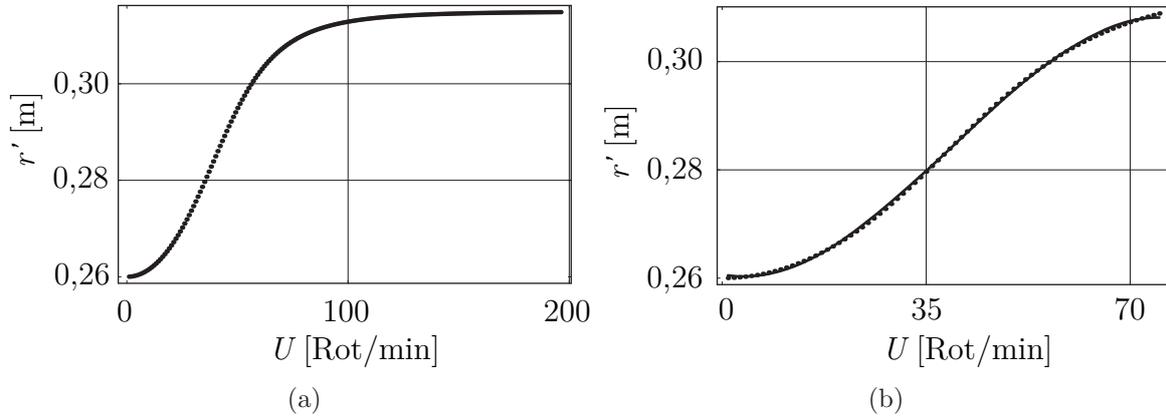


Abbildung 3.7.: (a) Berechnete Werte für  $r'(U)$  mit  $U \leq 196$  Rot/min; (b) berechnete Werte und Kurvenanpassung für  $r'(U)$  mit  $U \leq 75$  Rot/min

### 3.2.3. Berechnungsmodell

#### 3.2.3.1. Berechnung des Gleitflächenwinkels

Zur Berechnung der Kohäsion wurde das bodenmechanische Modell des ebenen Gleitkeils angewendet. Die Kräfte werden als äußere Kräfte an den Gleitkeil angetragen und die Gleichgewichtsbedingungen der Kräfte in horizontaler und vertikaler Richtung ausgewertet, um den Verlauf des aktiven Erddrucks  $\mathbf{E}_a$  als Funktion des Winkels  $\Omega$  zu bestimmen. Maßgebend ist derjenige Winkel  $\Omega$ , für den  $\mathbf{E}_a$  maximal wird. Unterschieden wird zwischen den Modellen ohne Oberflächenlast  $\mathbf{P}$  (Abbildung 3.8a) und mit Oberflächenlast  $\mathbf{P}$  (Abbildung 3.8b). Der Erddruck  $\mathbf{E}_a$  wurde a priori nur in horizontaler Richtung angetragen, da an der ungestützten Seite keine Wandreibung wirkt. Das Eigengewicht der Probe im erhöhten Schwerfeld  $\mathbf{W}$ , die Kohäsion  $\mathbf{C}$  und die Resultierende in der Gleitfläche  $\mathbf{Q}$  wurden als Kraft in kN berechnet, um sie additiv mit der nur an den Stirnseiten wirkenden Stirnflächenreibung  $\mathbf{R}$  verknüpfen zu können.

$$\mathbf{E}_a = (E_{ah}, E_{av}) = (E_{ah}, 0) \quad (3.10)$$

$$\mathbf{W} = (W_h, W_v) = (0, \gamma n h^2 \tan \Omega l / 2) \quad (3.11)$$

$$\mathbf{C} = (C_h, C_v) = (ch \tan \Omega l, chl) \quad (3.12)$$

$$\mathbf{Q} = (Q_h, Q_v) = (q_v \tan \omega l, q_v l) \quad (3.13)$$

$$\text{mit } \omega = \pi/2 - \Omega - \varphi \quad (3.14)$$

Die Reibungsspannung  $\sigma_r$  an den beiden Stirnseiten wurde durch Multiplikation der horizontalen Normalspannung  $\sigma_n$  auf die Stirnfläche mit dem Stirnflächenreibungskoeffizienten

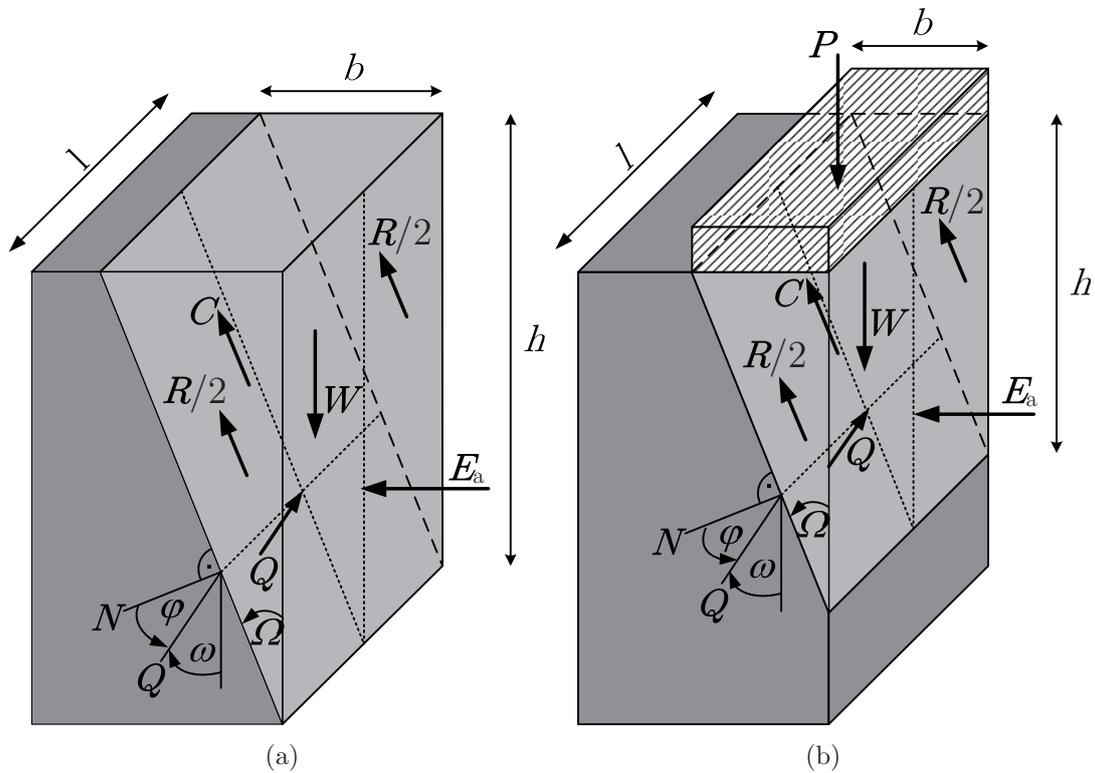


Abbildung 3.8.: Bodenmechanisches Modell des ebenen Gleitkeils mit wirkenden Kräften: (a) ohne Oberflächenlast; (b) mit Oberflächenlast

$\tan\delta_r$  berechnet, wobei  $\delta_r$  als Vielfaches des inneren Reibungswinkels  $\varphi$  formuliert wurde (Gleichung (3.15)). Die Normalspannung  $\sigma_n$  wurde über die Ansetzung des Erdruhedruckbeiwertes  $K_0$  aus der Vertikalspannung,  $\sigma_v = \gamma n z$ , abgeschätzt (Gleichung (3.16)). Die Ansetzung des Erdruhedrucks basierte auf den Auswertungen der maximalen Durchbiegung der Glaswand in den Modellversuchen (Kapitel 5.3.5), in denen gezeigt wurde, dass keine ausreichende Verformung zur Mobilisierung des aktiven Erddrucks auftrat.

$$\sigma_r = \sigma_n \tan\delta_r \quad \text{mit} \quad \delta_r = a\varphi \quad (3.15)$$

$$\sigma_n = K_0 \gamma n z \quad \text{mit} \quad K_0 = 1 - \sin\varphi \quad \text{nach Jaky} \quad (3.16)$$

$$\Rightarrow \sigma_r = (1 - \sin\varphi) \gamma n \tan(a\varphi) z \quad (3.17)$$

Die Stirnflächenreibungskraft  $\mathbf{R}$  ergibt sich dann aus der Integration von  $\sigma_r$  über die Kontaktfläche des Gleitkeils mit der Glaswand. Die Breite  $b$  der Kontaktfläche wurde

hierzu als Funktion der Tiefe  $z$  formuliert.

$$\mathbf{R}/2 = \int_0^h \sigma_r(z) b(z) dz \quad (3.18)$$

$$= \int_0^h (1 - \sin\varphi) \gamma n \tan(a\varphi) h \tan\Omega \left(1 - \frac{z}{h}\right) z dz \quad (3.19)$$

$$\Rightarrow \mathbf{R} = \frac{1}{3} (1 - \sin\varphi) \gamma n h^3 \tan\Omega \tan(a\varphi) \quad (3.20)$$

Über das Gleichgewicht der Kräfte in vertikaler Richtung wurde die vertikale Komponente von  $\mathbf{Q}$  und daraus die horizontale Komponente von  $\mathbf{Q}$  berechnet. Dann konnte der Erddruck aus dem Gleichgewicht der Kräfte in horizontaler Richtung ermittelt werden.

$$Q_v = h \left[ -cl + \gamma h n \left\{ \frac{1}{2} l \tan\Omega - \frac{1}{3} h \sin\Omega (1 - \sin\varphi) \tan(a\varphi) \right\} \right] \quad (3.21)$$

$$E_{ah} = l \left[ \frac{1}{2} \gamma h^2 n \tan\Omega \cot(\Omega + \varphi) - ch \{ \tan\Omega + \cot(\Omega + \varphi) \} \right] - \frac{1}{3} \gamma h^3 n \sin\Omega (1 - \sin\varphi) \tan(a\varphi) [\tan\Omega + \cot(\Omega + \varphi)] \quad (3.22)$$

Der Erddruck setzt sich additiv aus einem Eigengewichts-, einem Kohäsions- und einem Stirnflächenreibungsterm zusammen. Das Maximum des Erddrucks definiert den maßgebenden Winkel  $\Omega$ . Auf Basis von Gleichung (3.22) wurde der Einfluss des Reibungswinkels  $\varphi$ , der Kohäsion  $c$ , des Proportionalitätsfaktors  $n$  sowie der Stirnflächenreibung  $\delta_r$  auf den Winkel  $\Omega$  untersucht. In den Abbildungen 3.9a bis 3.10b wird der Erddruck pro lfd.  $m$  Probenlänge dargestellt. Mit zunehmendem Reibungswinkel  $\varphi$  ist eine steilere Versagensfläche, also ein geringerer Winkel  $\Omega = \pi/4 - \varphi/2$ , zu erwarten. Die Variation des Reibungswinkels in dem Bereich  $0,2 \text{ rad} \leq \varphi \leq 0,8 \text{ rad}$  bzw.  $11,5^\circ \leq \varphi \leq 45,8^\circ$  zeigt eine entsprechende Verschiebung des maximalen Erddrucks (Abbildung 3.9a). Die Gleichung für den Erddruck  $E_{ah}$  vereinfacht sich pro lfm.  $m$  für  $c = 0 \text{ kPa}$ ,  $n = 1$ ,  $a = 0$  zu der bekannten Gleichung:

$$E_{ah} = \frac{1}{2} \gamma h^2 \tan\Omega \cot(\Omega + \varphi) \quad (3.23)$$

Der Gleitflächenwinkel  $\Omega$  bezüglich der Vertikalen ist in der allgemeinen Formulierung nach Groß (1981) von der Kohäsion abhängig. Nur für die spezielle Kombination  $\delta_a = -\beta$  und  $\alpha = 0^\circ$  ist  $\Omega$  unabhängig von  $c$ . Hierbei bezeichnet  $\delta_a$  den aktiven Wandreibungswinkel,  $\beta$  den Winkel der Geländeneigung und  $\alpha$  die Neigung derjenigen Probenseite, an der der aktive Erddruck angetragen ist. Unter den hier vorliegenden Bedingungen  $\alpha = \beta = \delta_a = 0^\circ$  war mithin kein Einfluss der Kohäsion zu erwarten. Die Berechnung mittels Variation der Kohäsion  $c$  in dem Bereich von  $0 \text{ kPa} \leq c \leq 20 \text{ kPa}$  mit  $\varphi = 30^\circ$  und  $n = 1$ ,  $a = 0$  bestätigt dies (Abbildung 5.34a). Eine Erhöhung der spezifischen Gewichtskraft  $W$  durch Variation des Proportionalitätsfaktors  $n$  in dem Bereich von  $1 \leq n \leq 51$

mit  $\varphi = 30^\circ, c = 1 \text{ kPa}, a = 0$  hat ebenfalls keinen Einfluss auf den Winkel  $\Omega$  (Abbildung 5.23b). Allerdings wird mit zunehmender Stirnflächenreibung zwischen Gleitkeil und Glaswand die Gleitfläche etwas steiler. Dies zeigt auch die Analyse der Stirnflächenreibung durch Variation des Parameters  $a$  in dem Bereich  $0 \leq a \leq 1$  mit  $\varphi = 30^\circ, c = 1 \text{ kPa}, n = 10$  und  $h = 0,10 \text{ m}$  (Abbildung 3.10b). Mit größerer Probenhöhe nimmt der Einfluss der Stirnflächenreibung zu, da die Probenhöhe mit der dritten Potenz in die Berechnung der Reibung nach Gleichung (3.20) einfließt. Die Änderung des Winkels  $\Omega$  infolge der Erhöhung der Stirnflächenreibung ist für  $h \leq 0,10 \text{ m}$  eher gering. In allen dargestellten Berechnungen wurde eine Probenhöhe von  $h = 0,10 \text{ m}$  und eine Wichte von  $\gamma = 17 \text{ kN/m}^3$  eingesetzt. Als Fazit der vorangegangenen Betrachtungen lässt sich schlussfolgern, dass der Reibungswinkel  $\varphi$  den Winkel der Gleitfläche dominiert. Die Berechnung nach Coulomb (1776) ergibt für den Fall ohne Oberflächenlast demnach eine gute Abschätzung.

Der Einfluss der begrenzten Oberflächenlast am Rand der Probe wird in DIN4085

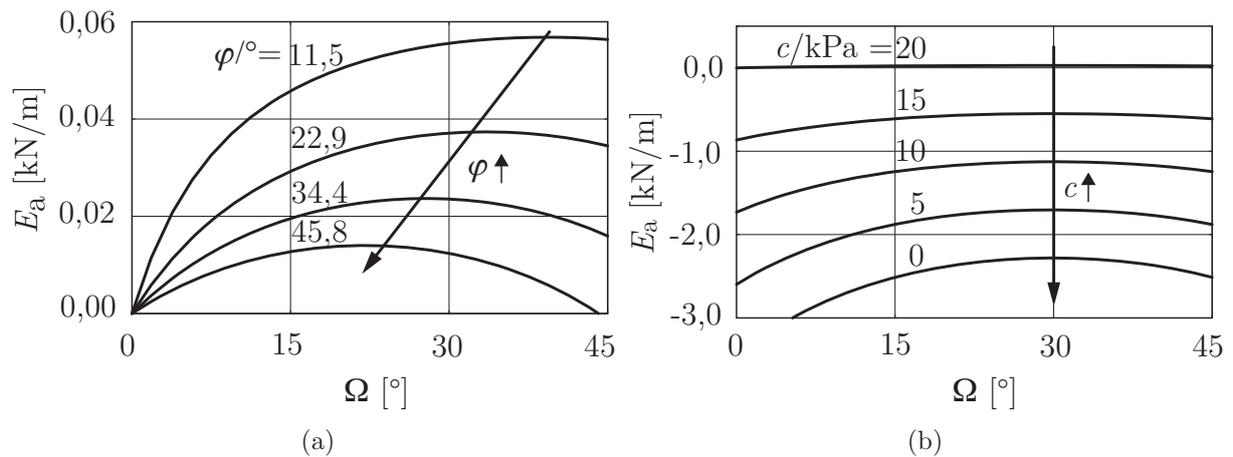


Abbildung 3.9.: (a) Der maßgebende Winkel  $\Omega$  ist mit zunehmendem Reibungswinkel  $\varphi$  deutlich geringer. (a) Der Winkel  $\Omega$  hängt hier nicht von der Kohäsion  $c$  ab.

(2007) im Hinblick auf die Berechnung des maßgebenden Erddrucks behandelt. Hiernach verändert sich die Neigung der Gleitfläche nicht wesentlich, wenn die Streifenlast  $P$  auf dem Gleitkeil wirkt und nicht größer als  $1/10$  der Eigenlast des Gleitkeils ist (DIN4085 2007, Kap. 6.3.1.6), also  $P \leq 0,1W$ . Nur, wenn eine dieser beiden Bedingungen nicht erfüllt ist, soll die Berechnung des maximalen Erddrucks nach (DIN4085, 2007, Kapitel 6.3.1.8) durch Variation des Gleitflächenwinkels erfolgen. Unter Berücksichtigung der vertikal wirkenden Oberflächenlast  $\mathbf{P}$  ergibt sich der Erddruck zu Gleichung (3.25).

$$\mathbf{P} = (P_h, P_v) = (0, P) = (0, p_v n_p n b_p l) \quad (3.24)$$

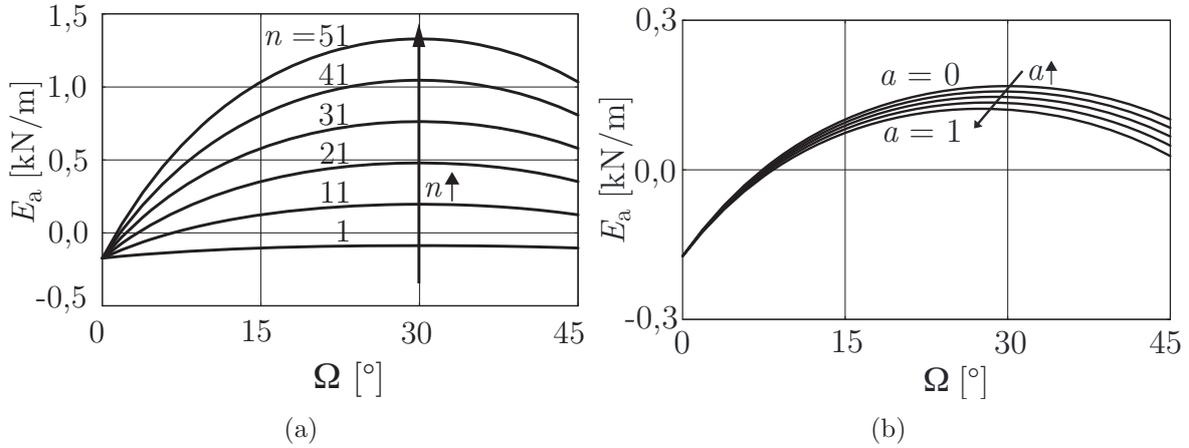


Abbildung 3.10.: (a) Der Winkel  $\Omega$  ist unabhängig von dem Proportionalitätsfaktor  $n$ .  
 (b) Der Winkel  $\Omega$  ist mit zunehmender Stirnflächenreibung  $a \cdot \varphi$  etwas geringer.

$$E_{\text{ah}} = l \left[ \left\{ \frac{1}{2} \gamma h^2 n \tan \Omega + p_v n_p n b_p \right\} \cot(\Omega + \varphi) - c h \{ \tan \Omega + \cot(\Omega + \varphi) \} \right] - \frac{1}{3} \gamma h^3 n \sin \Omega (1 - \sin \varphi) \tan(a\varphi) \{ (\tan \Omega + \cot(\Omega + \varphi)) \} \quad (3.25)$$

Die Spannung  $p_v$  infolge des Eigengewichts der Lastplatte wirkt auf die Fläche  $b_p l$ . Da der Schwerpunkt der Lastplatte oberhalb von dem Schwerpunkt der Probe und somit näher an der Drehachse der Zentrifuge liegt, wirkt in der Lastplatte eine geringfügig kleinere Beschleunigung, welche hier als Vielfaches der Beschleunigung im Probenschwerpunkt angegeben wird,  $n_p/n = 0,983$ . Das Verhältnis  $P/W$  konnte unter den hier vorhandenen Bedingungen nicht durch die Änderung von  $P$  erreicht werden, da eine Erhöhung von  $P$  lediglich mittels der erhöhten Beschleunigung in der Zentrifuge bewirkt wurde, wodurch gleichzeitig das Eigengewicht  $W$  um einen etwas größeren Betrag erhöht wird. Eine Änderung des Verhältnisses  $P/W$  wurde in der Berechnung daher durch Variation der Gleitkeilhöhe  $h$  erzielt (Abbildung 3.11). Der Winkel  $\Omega$  beträgt für den einfachsten Fall ( $P = 0$  kN,  $a = 0$ ,  $c = 0$  kPa,  $n = 1$ ,  $\varphi = 30^\circ$ )  $\Omega = 30^\circ$ . Für  $P \neq 0$  und eine Gleitkeilhöhe von  $h = 2,0$  m ergibt sich ebenfalls  $\Omega = 30^\circ$ , d.h. die Geometrie des Gleitkeils ist von der relativ geringen Oberflächenlast  $P/W \approx 0$  unbeeinflusst. Wird die Bedingung  $P/W = 0$ , nach DIN4085 (2007) genau erfüllt, so ergibt sich ein berechneter Wert von  $\Omega = 27,8^\circ$ , der um  $2,2^\circ$  von dem anzusetzenden Winkel von  $\Omega = 30^\circ$  abweicht. Mit abnehmender Gleitkeilhöhe  $h$  wird der Einfluss der Oberflächenlast kontinuierlich größer, der Bruchkörper steiler und die Breite des Bruchkörpers  $b$  geringer. In den eigenen Versuchen erzwang die Oberflächenlast  $P$  die Breite des Gleitkörpers (Abbildungen 3.8b und 3.12b). Bei einer Gleitkeilhöhe von  $h = 0,082$  m entspricht die Breite des Gleitkörpers

rechnerisch der Breite der Oberflächenlast  $b = b_p$ . Wird die Stirnflächenreibung berücksichtigt, ergibt sich  $h = 0,085$  m. Die Versuche mit Oberflächenlast wurden alle mit einer Probenhöhe von  $h = 0,1$  m  $> 0,085$  m durchgeführt, so dass sich der berechnete Gleitkeil ausbilden konnte. Der Effekt der Stirnflächenreibung ist für diesen Fall vernachlässigbar. Für Höhen  $h > 0,2$  m hingegen ist der Effekt signifikant, der Winkel  $\Omega$  wird in diesem Bereich mit zunehmender Höhe wieder geringer. Für eine Höhe von  $h = 2,0$  m ohne Oberflächenlast ( $P = 0$ ) ist der Winkel  $\Omega = 23,8^\circ$  deutlich geringer als in dem Fall ohne Stirnflächenreibung ( $\Omega = 30^\circ$ ). Eine Erhöhung der Beschleunigung in der Zentrifuge verringert das Verhältnis  $P/W$  um den Faktor  $n_p/n$ , wirkt also dem Effekt der Stirnflächenreibung bezüglich des Winkels  $\Omega$  entgegen. Für den Fall der erzwungenen Gleitkeilbreite  $b = b_p$  ist der Winkel  $\Omega = 20^\circ$  für  $n = 10$  eingezeichnet. Abschließend lässt sich resümieren, dass der Effekt der Stirnflächenreibung auf den Winkel  $\Omega$  in dem hier untersuchten Bereich vernachlässigbar ist, während der Einfluss der Oberflächenlast  $P$  auf den Winkel  $\Omega$  relevant ist und in der Berechnung der Kohäsion berücksichtigt wurde.

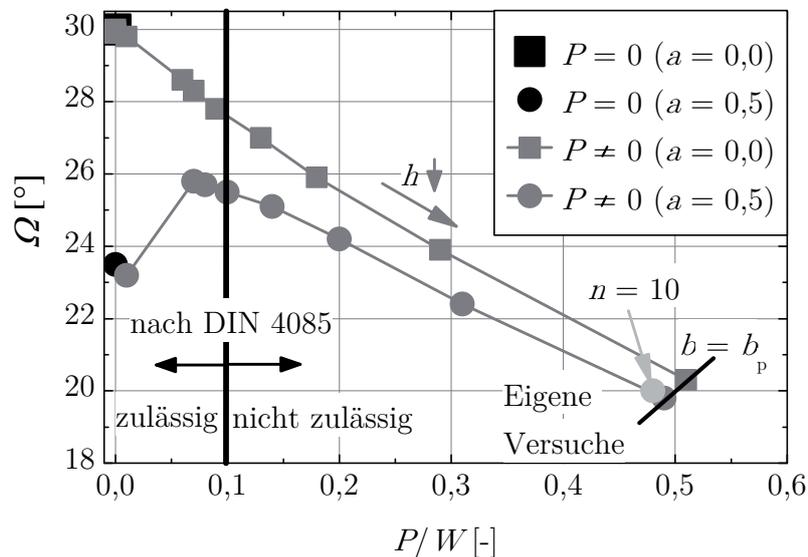


Abbildung 3.11.: Berechneter Gleitflächenwinkel  $\Omega$  in Abhängigkeit von  $P/W$  für nichtbindigen Boden; Zulässigkeitsgrenzen für Approximation von  $\Omega$  gemäß DIN4085 (2007)

### 3.2.3.2. Berechnung der Kohäsion

In den folgenden Auswertungen wurde die resultierende Beschleunigung  $ng$  im Schwerpunkt der Probe ermittelt, die ursächlich für das Scherversagen der Probe ist. Zur Bestimmung des maximalen Reibungswinkels  $\varphi$  wurde vorab jeweils eine Reihe von Rahmenscherversuchen durchgeführt (Kapitel 3.3.2.2). Für den Fall ohne Oberflächenlast wurde als Gleitflächenwinkel bezüglich der Vertikalen der Ansatz nach Coulomb (1776) verwendet,  $\Omega = 45^\circ - \varphi/2$ , da die vorangegangenen Betrachtungen gezeigt haben, dass der Reibungswinkel die Geometrie des Gleitkeils dominiert. Im Fall ohne Oberflächenlast trat der Bruchmechanismus nicht in allen Versuchen in Form des idealen Gleitkeils auf, sondern auch in Form von gekrümmten oder zusammengesetzten Bruchmechanismen, teilweise mit einem aus der Kohäsion resultierenden vertikalen Kohäsionsriss an der Oberseite. In diesen Fällen war nicht zu erkennen, ob sich unmittelbar der Gleitkeil bildete oder zunächst ein anderer Bruchmechanismus, da der Versagensvorgang spontan in einem sehr kurzen Zeitraum erfolgte. Für eine detailliertere Erfassung ist anstelle der verwendeten zeitlichen Auflösung von 6 Hz (CCD-Kameras) bzw. 25 Hz (Video-Kameras) der Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera erforderlich.

Basierend auf der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Berechnung des Erddrucks nach Gleichung 3.25 wurde die Lösung für die Kohäsion  $c$  unter der Bedingung  $E_{\text{ah}} \stackrel{!}{=} 0$  ermittelt:

$$c = \frac{\gamma h^2 n \left[ \frac{1}{2} \tan \Omega \cot(\Omega + \varphi) l - \frac{1}{3} h \sin \Omega (1 - \sin \varphi) \tan(a\varphi) \{ \tan \Omega + \cot(\Omega + \varphi) \} \right]}{l h \{ \tan \Omega + \cot(\Omega + \varphi) \}} \quad (3.26)$$

Zum Vergleich wurde die Kohäsion für das von Mulugeta (1988b) angegebene Beispiel ohne Oberflächenlast und Stirnflächenreibung mit Hilfe von Gleichung (3.27) berechnet. Für die angegebenen Parameter  $\rho = 1,3 \text{ g/cm}^3$ ,  $n = 800$ ,  $h = 0,02 \text{ m}$ ,  $\Omega = 30^\circ$  berechnete Mulugeta (1988b) eine Kohäsion von  $c = 0,6 \text{ kPa}$ . Die Berechnung mit Gleichung (3.26) resultiert hingegen in einer Kohäsion von  $c = 29,5 \text{ kPa}$ . Um diese Diskrepanz zu erklären wird die Herleitung von Gleichung (3.27) erläutert.

$$c = \frac{\gamma n h}{2 \tan\left(\frac{\pi}{2} - \Omega\right)} \quad (3.27)$$

Basierend auf dem Reibungskriterium von Coulomb leiteten (Jaeger & Cook, 1971, S.90, Gl. (18)) Gleichung (3.28) her. Die Forderung  $\sigma_{\text{h}} = 0$  (Horizontalspannung an ungestützter Wandseite) resultiert in Gleichung (3.29).

$$\sigma_{\text{v}} = 2 c \tan\left(\frac{\pi}{2} - \Omega\right) + \sigma_{\text{h}} \tan\left(\frac{\pi}{2} - \Omega\right)^2 \quad (3.28)$$

$$c = \frac{\sigma_v}{2 \tan\left(\frac{\pi}{2} - \Omega\right)} \quad (3.29)$$

Damit dies äquivalent zu Gleichung (3.27) ist, müsste  $\sigma_v = \gamma hn$  gesetzt werden. Da die theoretische Herleitung von Jaeger & Cook (1971) eine über die Probenhöhe konstante Vertikalspannung beinhaltet, in den Experimenten allerdings infolge Gravitation ein Spannungsgradient vorliegt, sollte in Gleichung (3.29) die mittlere Vertikalspannung  $\sigma_v = (\gamma hn)/2$  angesetzt werden. Die daraus resultierende Gleichung ergibt sich auch aus Gleichung (3.26) für den Fall ohne Stirnflächenreibung  $R$  ( $a = 0$ ). Unter Berücksichtigung konformer Einheiten ergibt sich dann für die von Mulugeta (1988b) angegebenen Parameter ebenfalls eine Kohäsion von  $c = 29,5$  kPa.

Bei einigen Proben wurde zusätzlich eine Oberflächenlast  $P$  in Form des Eigengewichts

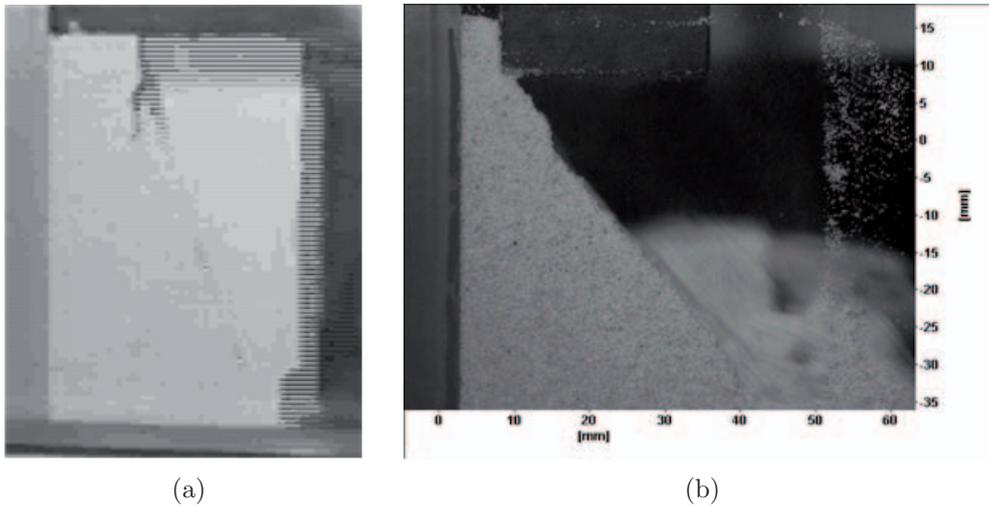


Abbildung 3.12.: Direkte Bestimmung der Kohäsion. (a) Probe ohne Oberflächenlast während des Versagens (ST<sub>4%</sub>W<sub>1,7%</sub>,  $\rho = 1,45$  g/cm<sup>3</sup>,  $h = 10$  cm,  $n = 4,6$ ); (b) Probe mit vertikal geführter Auflast unmittelbar nach dem Versagen (ST<sub>4%</sub>W<sub>1,7%</sub>,  $\rho = 1,41$  g/cm<sup>3</sup>,  $h = 10$  cm,  $n = 5,9$ )

einer Aluminium-Platte aufgebracht (Abbildungen 3.8b und 3.12b). Die analoge Herleitung zu dem Fall ohne Oberflächenlast ergibt aus Gleichung (3.25) mit der Bedingung  $E_{ah} \stackrel{!}{=} 0$  die Lösung für die Kohäsion nach Gleichung (3.30).

$$c = n \frac{\left\{ \frac{1}{2} \gamma h^2 \tan \Omega + p_v n_p b_p \right\} \cot(\Omega + \varphi) l - \frac{1}{3} \gamma h^3 \sin \Omega (1 - \sin \varphi) \tan(a\varphi) \{ \tan \Omega + \cot(\Omega + \varphi) \}}{h l \{ \tan \Omega + \cot(\Omega + \varphi) \}} \quad (3.30)$$

Mit bekanntem Winkel  $\Omega$  kann die Kohäsion berechnet werden. Der Winkel  $\Omega$  hängt allerdings von der noch unbekanntem Kohäsion ab. Dieser Zusammenhang wurde durch Varia-

tion der Kohäsion in dem Bereich  $0 \text{ kPa} \leq c \leq 50 \text{ kPa}$  ermittelt und mittels  $\partial E_{\text{ah}}/\partial \Omega \stackrel{!}{=} 0$  nach Gleichung (3.30) jeweils derjenige Winkel  $\Omega$  bestimmt, der sich bei einer Breite des Bruchkörpers  $b = b_p$  einstellt (Abbildung 3.13). Der Berechnung liegt also die Erzwingung der Breite des Gleitkeils als Annahme zu Grunde. Für einen kohäsionslosen Boden ist die Gleitfläche sehr steil ( $\Omega = 20^\circ$ ). Mit zunehmender Kohäsion wird die Gleitfläche flacher. Unter Berücksichtigung der Stirnflächenreibung ( $a = 0,5$ ) ergeben sich nur geringfügig andere Werte. Im Rahmen der Versuche mit Oberflächenlast besteht die Aufgabe dar-

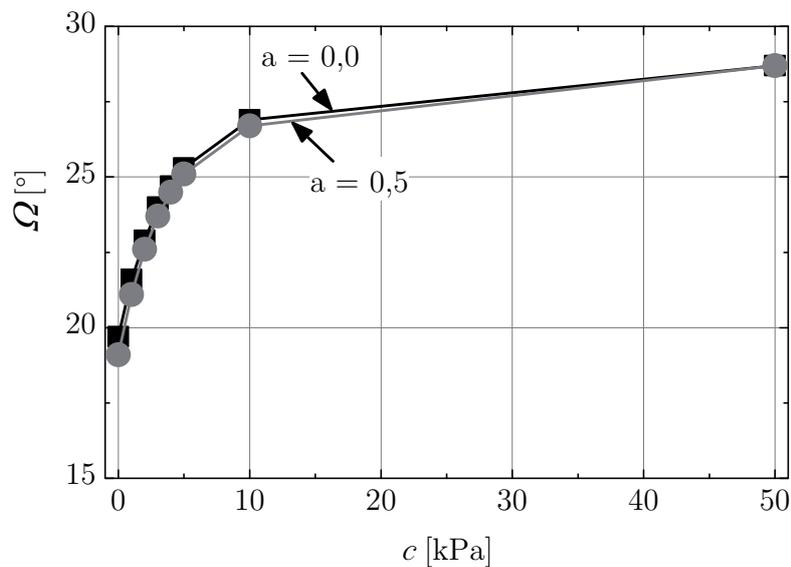


Abbildung 3.13.: Einfluss der Kohäsion auf den Gleitflächenwinkel mit begrenzter Oberflächenlast; Beispielrechnung für  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$  mit  $\varphi = 31,5^\circ$ ,  $\gamma = 14,48 \text{ kN/m}^3$ ,  $l = 0,20 \text{ m}$ ,  $b = b_p = 0,03 \text{ m}$ ,  $n = 6,3$ ,  $p_v = 0,333 \text{ kN/m}^2$ ,  $n_p = 0,983$

in, die unbekannte Kohäsion in Abhängigkeit des Winkels  $\Omega$  bei erzwungener Breite des Gleitkeils  $b = b_p$  zu berechnen. Es zeigt sich eine relativ geringe Abhängigkeit der berechneten Kohäsion von dem eingesetzten Wert von  $\Omega$  in dem Bereich  $25^\circ \leq \Omega \leq 35^\circ$  (Abbildung 3.14). Dies entspricht einem Reibungswinkel nach Coulomb in dem Bereich  $20^\circ \leq \varphi \leq 40^\circ$ . Die Kohäsion kann also unter der Annahme von  $\Omega = \pi/4 - \varphi/2$  gut abgeschätzt werden. Die Stirnflächenreibung beeinflusst die berechnete Kohäsion nur geringfügig. Die exakte Berechnung der Kohäsion ohne Annahme bezüglich des Winkels  $\Omega$  erfordert eine iterative Vorgehensweise, welche an einem Beispiel mit den Daten aus Abbildung 3.13 präsentiert wird (Tabelle 3.1). Für einen willkürlich vorab geschätzten Startwert der Kohäsion  $c_i = 2,0 \text{ kPa}$  wird unter Vorgabe der Breite des Gleitkeils  $b = b_p$  der Winkel  $\Omega_i = 22,6^\circ$  und daraus die Höhe des Gleitkeils  $h_i = 0,072 \text{ m}$  berechnet. Mit dem berechneten Winkel wurde dann die Kohäsion  $c_{i+1} = 1,4 \text{ kPa}$  ermittelt. Diese

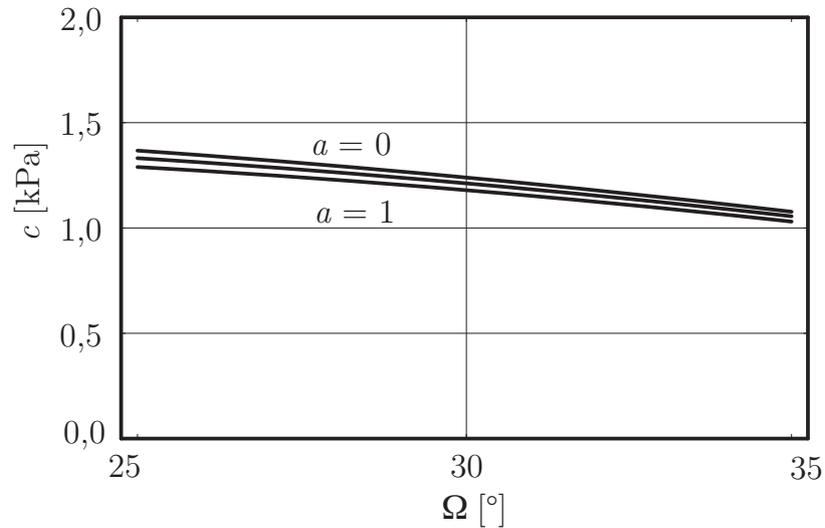


Abbildung 3.14.: Berechneter Wert der Kohäsion  $c$  in Abhängigkeit von dem eingesetzten Winkel  $\Omega$

Kohäsion  $c$  wiederum wurde als Startwert für den nächsten Iterationsschritt verwendet bis Startwert und berechneter Wert übereinstimmten. Der Startwert für die Kohäsion  $c_i$  kann

Vorgabe/Berechnung	Schritt $i$	Schritt $i + 1$
$c$	$c_i = 2,0 \text{ kPa}$	$c_{i+1} = 1,4 \text{ kPa}$
$b$	$b = b_p = 0,03 \text{ m}$	
$\partial E_a / \partial \Omega = 0 \Rightarrow \Omega$	$\Omega_i = 22,6^\circ$	$\Omega_{i+1} = 21,8^\circ$
$h = b / \tan \Omega$	$h_i = 0,072 \text{ m}$	$h_{i+1} = 0,075 \text{ m}$
$E_a = 0 \Rightarrow c$	$c_{i+1} = 1,4 \text{ kPa}$	$c = 1,4 \text{ kPa}$

Tabelle 3.1.: Iterationsverfahren zur Berechnung der Kohäsion  $c$  bei unbekannter Gleitkörpergeometrie.

besser mit Gleichung (3.30) unter der Annahme des Winkels  $\Omega_i = \pi/4 - \varphi/2$  berechnet werden. In diesem Beispiel ergäbe sich damit ein Startwert von  $c_i = 1,3 \text{ kPa}$ . Dieser Wert entspricht bereits in sehr guter Näherung der iterativ ermittelten Kohäsion  $c = 1,4 \text{ kPa}$ .

### 3.3. Versuchsprogramm

Basierend auf der Arbeit von Mélix (1987) wurden unterschiedliche Zusammensetzungen von Silbersand, Kaolin-Ton und bzw. oder Wasser getestet, um ein Spektrum von

Modellmaterialien für den Einsatz in den Modellversuchen mit einem Wert der Kohäsion  $c \leq 5$  kPa zu entwickeln. Zunächst werden die Ausgangsmaterialien Silbersand und Kaolin-Ton charakterisiert (Kapitel 3.3.1). Dann werden die untersuchten Materialmischungen vorgestellt (Kapitel 3.3.2). Die Bezeichnung der Mischungen orientiert sich an dem Anteil der Beimischungen von Kaolin-Ton und Wasser, die im Index als Anteil in Gewichts-% im Verhältnis zur Gesamtmasse angegeben werden,  $ST_{t[\%]}W_{w[\%]}$ . Diese Mischungen wurden im Anschluss an die Homogenisierung in allen Versuchen lagenweise eingestampft. Zur Beurteilung der Einbaudichte konnte die maximale Dichte nicht konsequent nach DIN18126 (1996) ermittelt werden, da diese nur für Böden ohne Feinkornanteil (Schlaggabelversuch) bzw. mit einem Feinkornanteil von maximal 15 % (Rütteltischversuch) gilt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Mischungen mit größerem Feinkornanteil untersucht. Daher wurde zur konsistenten Beurteilung der Verdichtungsgrad  $D_{Pr} = \rho_d / \rho_{Pr}$  nach DIN18127 (1997) gewählt (Kapitel 3.3.2.1). Im Anschluss an die Ergebnisse der Proctorversuche werden die Rahmenscherversuche beschrieben, die zur Bestimmung des Reibungswinkels als Eingangsparameter für die Berechnung der Kohäsion durchgeführt wurden (Kapitel 3.3.2.2). Nach einer Abschätzung des maximalen Feinkornanteils, bis zu welchem die Mischung noch als durch das Gerüst der Sandkörner dominiert angesehen werden kann, werden die Versuche zur Bestimmung der Kohäsion vorgestellt und der Zusammenhang zwischen Kohäsion und den zugemischten Ton- und Wasser- Anteilen formuliert (Kapitel 3.3.2.4). Auf dieser Basis wurde ein Spektrum an Modellmaterialien entwickelt, welches in den Modellversuchen zur Bestimmung der Scherbandabstände eingesetzt wurde.

### 3.3.1. Ausgangsmaterialien

Als Ausgangsmaterialien für die entwickelten gering kohäsiven Reibungsmaterialien wurden Silbersand und Kaolin-Ton verwendet.

- *Silbersand*

Das Ausgangsmaterial aller entwickelten Mischungen ist sogenannter Silbersand. Den Namen erhält der Silbersand von seinem Abbaugbiet, dem Silbersee bei Haltern am See. Es handelt sich um einen Quarzsand (99 Gew.-%  $SiO_2$ ) mit gerundeten Körnern in einem Körnungsbereich von 0,06 - 0,71 mm (Abbildung 3.15). Für Silbersand wurden die in Tabelle 3.2 zusammengestellten Parameter ermittelt.

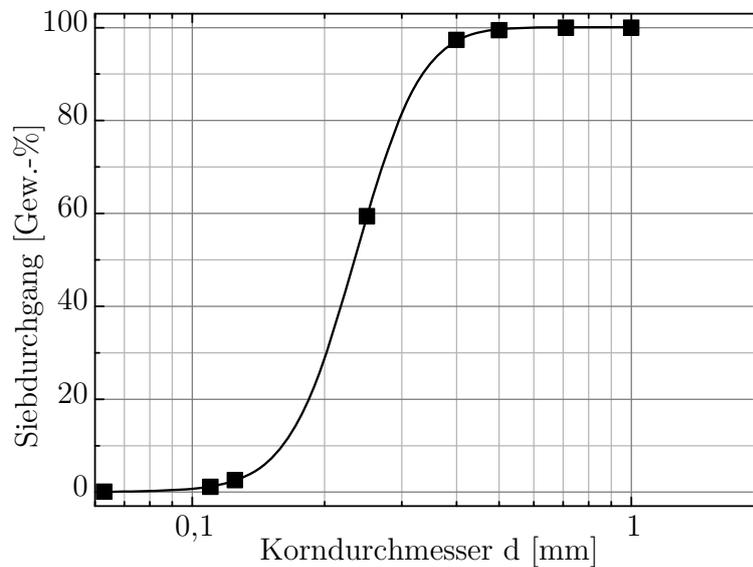


Abbildung 3.15.: Korngrößenverteilung von Silbersand

$d$	$d_{50}$	$C_U$	$\rho_{d,\min}$	$\rho_{d,\max}$	$e_{\max}$	$e_{\min}$	$\rho_s$
[mm]	[mm]	[-]	[g/cm <sup>3</sup> ]	[g/cm <sup>3</sup> ]	[-]	[-]	[g/cm <sup>3</sup> ]
0,06 - 0,71	0,23	1,8	1,399	1,709	0,901	0,556	2,65

Tabelle 3.2.: Aus Siebung nach DIN18123 (1990): Kornbereich  $d$ , mittlerer Korndurchmesser  $d_{50}$ , Ungleichförmigkeitszahl  $C_U$ ; nach DIN18126 (1996): Dichte bei lockerster Lagerung  $\rho_{d,\min}$  und bei dichtester Lagerung  $\rho_{d,\max}$ ; nach DIN18124 (1997): Korndichte  $\rho_s$

- *Kaolin-Ton*

Der verwendete Kaolin-Ton entstammt der Grube Lohrheim. Die durchgeführte Sedimentationsanalyse nach DIN18123 (1990) ergab einen Anteil an Feinstem in Höhe von 29 % (Abbildung 3.16). Die Parameter zur Charakterisierung der plastischen Eigenschaften, Wassergehalt an der Fließgrenze  $w_L$ , Wassergehalt an der Ausrollgrenze  $w_P$  sowie Plastizitätszahl  $I_P$ , sind nach DIN18122-T1 (1997) im Anschluss an eine mehrstündige Durchweichung (empfohlen für leicht plastische Böden) bzw. bis zu viertägigen Durchweichung (empfohlen für ausgeprägt plastische Böden) zu ermitteln. Zur Abschätzung der Plastizität wurde das Wasseraufnahmevermögen nach DIN18132 (1995) bestimmt. Der

Wassergehalt nach 24 Stunden betrug  $w_A = 91\%$ . Gemäß DIN18132 (1995) handelt es sich demnach um einen ausgeprägt plastischen Boden. Die Fließgrenze  $w_L$  und die Plastizitätszahl  $I_P$  wurden daher nicht nur in Versuchen unmittelbar im Anschluss an das Anmischen des Materials ( $t_0$  in Tabelle 3.3), sondern auch nach zweitägiger Durchweichung ( $t_1$  in Tabelle 3.3) durchgeführt. Außerdem wurden die Daten von am Lehrstuhl

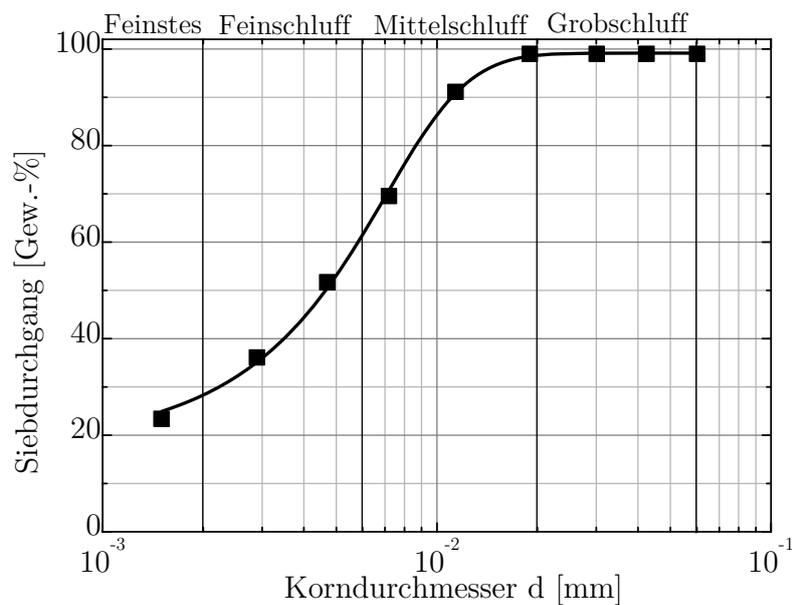


Abbildung 3.16.: Sedimentationsanalyse von Kaolin-Ton

$t$	$w_P$	$w_L$	$I_P$	$\rho_s$
[—]	[%]	[%]	[%]	[g/cm <sup>3</sup> ]
$t_0$	28,2	46,6	18,4	2,70
$t_1$	31,0	44,9	13,9	2,70
$t_2$	30,2	46,2	16,0	2,70

Tabelle 3.3.: Nach DIN18122-T1 (1997): Ausrollgrenze  $w_P$ , Fließgrenze  $w_L$  und Plastizitätszahl  $I_P$ ; nach DIN18124 (1997): Korndichte  $\rho_s$

durchgeführten Versuchen aus dem Jahr 1996 zum Vergleich herangezogen ( $t_2$  in Tabelle 3.3). Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung. In allen Vorgehensweisen lag das

ermittelte Wertepaar ( $w_L, I_P$ ) unterhalb der A-Linie im Diagramm von Casagrande gemäß DIN18196 (2006) und wurde somit als mittelplastischer Schluff eingestuft.

### 3.3.2. Entwicklung gering kohäsiver Reibungsmaterialien

Durch die Mischung von Silbersand und Kaolin-Ton (ST) sowie Silbersand und Wasser (SW) sowie Silbersand und Kaolin-Ton und Wasser (STW) wurde das Material derart modifiziert, dass es vertikal ungestützt mit einer freien Standhöhe eingebaut werden konnte. Der Probeneinbau der Mischungen erfolgte jeweils mittels trockenem bzw. feuchten Einstampfen bis zum Erreichen einer vorgegebenen Lagerungsdichte.

#### 3.3.2.1. Proctorversuche

Zur Klassifizierung der Einbaudichte wurde der Verdichtungsgrad  $D_{Pr} = \rho_d / \rho_{Pr}$  herangezogen. Die Proctordichte  $\rho_{Pr}$  und der zugehörige optimale Wassergehalt  $w_{Pr}$  wurden im Proctorversuch nach DIN18127 (1997) ermittelt und sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Die Proctordichte  $\rho_{Pr}$  wurde nicht für alle Mischungen separat ermittelt, sondern teilweise durch Interpolation abgeschätzt. Die Ergebnisse der durchgeführten Proctorversuche sind in Abbildung 3.17 zu sehen. Die ermittelten Proctordichten für Silbersand, Kaolin-Ton und den gemischtkörnigen Boden mit einem Ton-Anteil von 20 % stimmen gut mit den Daten von Soos & Engel (2008) überein, die Proctordichte für gemischtkörnige Böden mit geringem Ton-Anteil liegt hier deutlich näher an dem Wert für den reinen Silbersand als die in Tabelle 3.4 notierten Erfahrungswerte erwarten ließen. Während die trockenen Sand-Ton-Mischungen sowohl in den Versuchen zur Kohäsionsbestimmung als auch in den Modellversuchen mit der gleichen Lagerungsdichte eingebaut wurden, wurde die Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$  mit unterschiedlichen Dichten eingebaut. Zur Klassifizierung der Dichte in dicht (d), mitteldicht (md) und locker (l) wurde eine Einteilung in absoluten Größen der Einbaudichte  $\rho$  sowie in Relation zur Proctordichte  $\rho_{Pr}$  eingeführt (Tabelle 3.5).

#### 3.3.2.2. Rahmenscherversuche

Der maximale Reibungswinkel  $\varphi$  ist ein Eingangsparameter für die Berechnung der Kohäsion  $c$  (Gleichung (3.30)). An sämtlichen beschriebenen Materialmischungen wurden zur Ermittlung des Reibungswinkels Rahmenscherversuche (direkte Scherversuche) nach

Material	$\rho_{Pr}$	$w_{Pr}$	$\rho_{Pr}^{GBT}$	$w_{Pr}^{GBT}$
[-]	[g/cm <sup>3</sup> ]	[%]	[g/cm <sup>3</sup> ]	[%]
Silbersand	1,58	17,8	1,60	15,5
Kaolin	1,55	25,5	1,60	22,0
ST <sub>1%</sub>	1,59*	-		
ST <sub>2%</sub>	1,60*	-		
ST <sub>4%</sub>	1,62	14,0	1,90	10
ST <sub>5%</sub>	1,64*	-		
ST <sub>5,8%</sub>	1,66*	-		
ST <sub>7%</sub>	1,68*	-		
ST <sub>10%</sub>	1,73	11,2	2,15	6
ST <sub>20%</sub>	1,90	9,9	2,00	11

Tabelle 3.4.: Nach DIN18127 (1997): Proctordichte  $\rho_{Pr}$  und -wassergehalt  $w_{Pr}$ ; die mit \* markierten Daten wurden interpoliert; zum Vergleich Werte nach Soos & Engel (2008) im Grundbau-Taschenbuch (GBT)

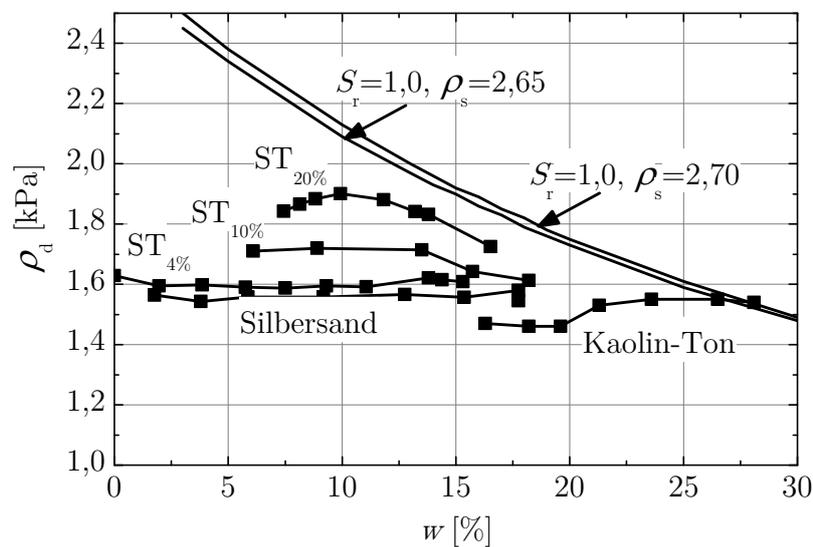


Abbildung 3.17.: Proctorversuche nach DIN18127 (1997) an Silbersand, Kaolin-Ton sowie Sand-Ton-Mischungen

Bezeichnung	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$D_{Pr}$ [-]
locker (l)	$\rho < 1,50$	$D_{Pr} < 0,91$
mitteldicht (md)	$1,50 \leq \rho < 1,60$	$0,91 \leq D_{Pr} < 0,97$
dicht (d)	$\rho \geq 1,60$	$D_{Pr} \geq 0,97$

Tabelle 3.5.: Klassifizierung der Dichte zur Differenzierung der initialen Lagerungsdichte für eingestampfte Sand-Ton-Wasser-Mischungen im Rahmen dieser Arbeit

DIN18137 (2002) durchgeführt. Eine Versuchsreihe bestand aus mindestens drei Versuchen. Die Scherung der Probe mit den Abmessungen 6 x 6 x 2 cm erfolgte durch Verschiebung des unteren Rahmens. Der Stempel war frei beweglich und entspricht damit Bauweise a) in DIN18137 (2002). Die Schubspannung  $\tau$  wurde gemäß DIN18137 (2002) aus der gemessenen horizontalen Kraft in Bezug auf die initiale Querschnittsfläche ermittelt. Als Normalspannung  $\sigma$  wurden 10,27,54 kPa verwendet. Dies entspricht dem Bereich des Spannungsniveaus an der Probensohle in den Modellversuchen. In Einzelversuchen wurde zusätzlich 110 kPa angesetzt. Die Versuche an nicht-bindigen Proben wurden mit einer Vorschubgeschwindigkeit von 0,06 mm/min durchgeführt. Die maximal zulässige Vorschubgeschwindigkeit für eine Probe gesättigten Kaolin-Tons (mit  $I_p = 18,4\%$ ) beträgt nach DIN18137 (2002) 0,04 mm/min. In Anbetracht der Tatsache, dass bei den mit Filterplatte realisierten Versuchen mit teilgesättigten Proben kein Wasser drainierte, wurden auch diese Materialmischungen mit der Vorschubgeschwindigkeit von 0,06 mm/min durchgeführt. Die Ergebnisse der Rahmenscherversuche sind in den Abbildungen 3.18a bis 3.19b dargestellt. Für Versuche an trockenem Sand mit bekannter Kohäsion ( $c = 0,0$  kPa) ist es legitim die Grenzbedingung durch den Ursprung des  $\tau$ - $\sigma$ - Diagramms zu legen, für die Versuche der Materialmischungen jedoch nicht. Die Grenzbedingung wurde daher konsequent nicht durch den Ursprung des  $\tau$ - $\sigma$ - Diagramms gelegt. Die Scherparameter wurden unter der Annahme des linearen Reibungskriteriums nach Coulomb ermittelt, da nicht a priori bekannt ist, welcher Anteil des Achsenabschnittes  $\sigma = 0$  aus Kohäsion und welcher aus der Krümmung der Umhüllenden resultiert (vgl. Kapitel 2.2.3). Die konsistente Auswertung mittels Linearisierung resultierte in zwei Fällen mit locker eingebautem Material in negativen Werten für die Kohäsion. Die Abweichungen von  $c = 0,0$  kPa in den Versuchen mit trockenem Sand sind insgesamt aber gering, so dass die Linearisierung als vertretbare Approximation angesehen wurde. Tatsuoka et al. (1986) zeigte in triaxialen und biaxialen Kompressionsversuchen, dass der Reibungswinkel in Toyoura Sand für

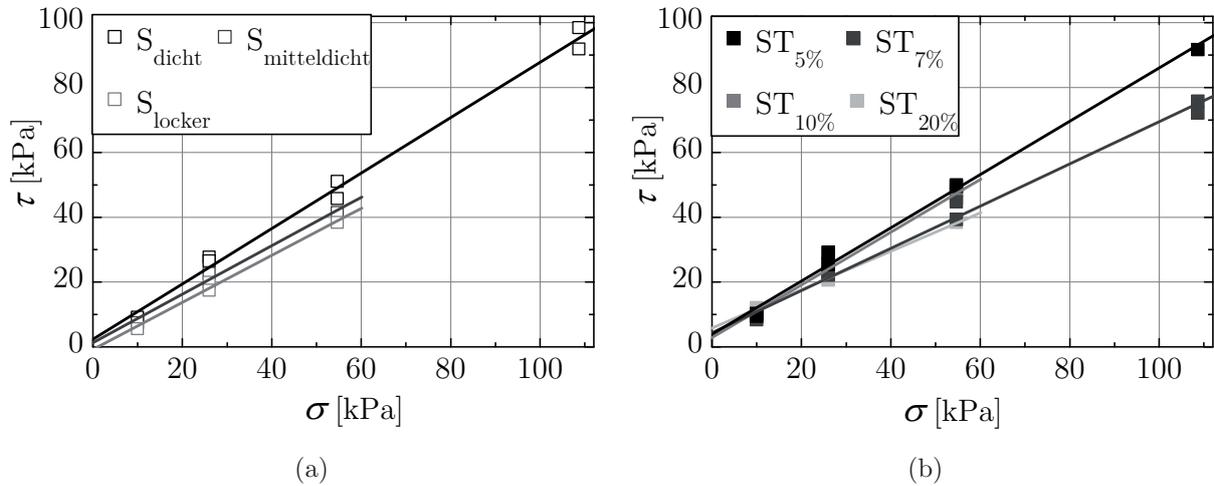


Abbildung 3.18.: (a) Silbersand mit unterschiedlicher Lagerungsdichte – dicht, mitteldicht, locker; (b) Silbersand mit unterschiedlicher Ton-Beimischung, dichte Lagerung

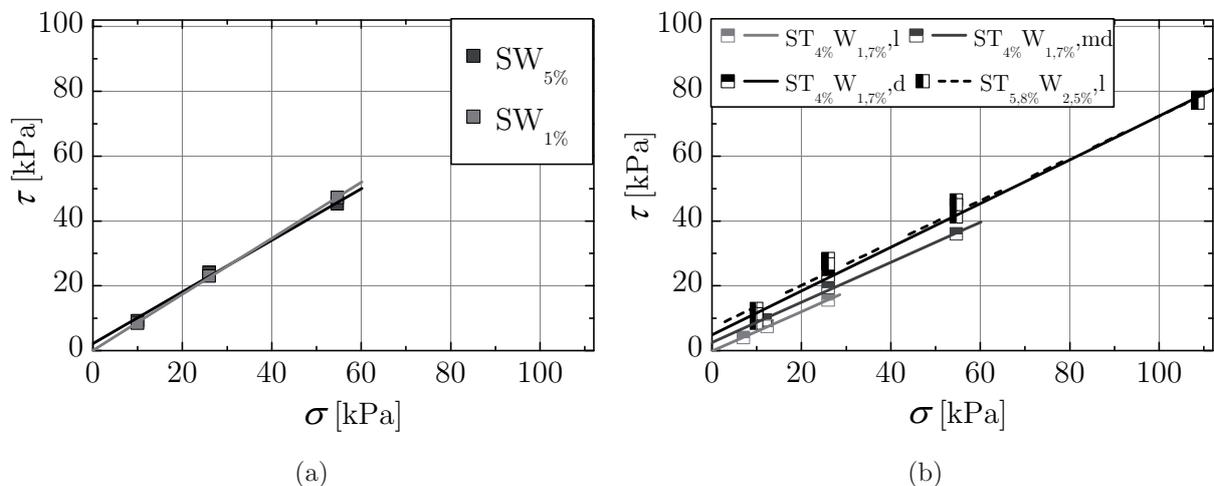


Abbildung 3.19.: (a) Silbersand mit unterschiedlicher Wasser-Beimischung, mitteldichte Lagerung; (b) Silbersand mit unterschiedlicher Ton- und Wasser-Beimischung sowie Lagerungsdichte

Umgebungsspannungen in dem Bereich  $5 \text{ kPa} \leq \sigma_3 \leq 50 \text{ kPa}$  nahezu unabhängig von der Umgebungsspannung ist. Die mögliche Spannungsabhängigkeit des Reibungswinkels ist auch im Rahmen der Modellversuche von Bedeutung, da die Oberfläche der Probe hierbei spannungsfrei war und mit zunehmender Tiefe linear zunahm. Basierend auf den Unter-

suchungen von Tatsuoka et al. (1986) wurde für den untersuchten Spannungsbereich kein signifikanter Unterschied des Reibungswinkels mit dem Spannungsniveau erwartet. In Tabelle 3.6 sind die Ergebnisse für den Reibungswinkel  $\varphi$  und die Kohäsion  $c$  der getesteten Materialien aufgeführt. Zusätzlich sind die Mittelwerte der Einbaudaten des Wassergehalts

Material Kurzzeichen	$w$ [%]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$\rho_d$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$S_r$ [%]	$I_D$ bzw. $D_{Pr}$ [%]	$\varphi$ [°]	$c$ [kPa]
S <sub>locker</sub>	0,0	1,43		0,0	0,11	35,9	-0,8
S <sub>mitteldicht</sub>	0,0	1,59		0,0	0,65	36,8	1,3
S <sub>dicht</sub>	0,0	1,69		0,0	0,96	40,5	2,3
SW <sub>1%</sub>	0,94	1,50	1,49	3,2	0,94	40,8	0,1
SW <sub>5%</sub>	4,85	1,58	1,51	16,9	0,95	38,5	2,2
ST <sub>5%</sub>	0,0	1,75		0,0	1,07	39,4	3,9
ST <sub>7%</sub>	0,0	1,67		0,0	1,00	33,1	4,4
ST <sub>10%</sub>	0,0	1,67		0,0	0,96	39,1	2,9
ST <sub>20%</sub>	0,0	1,67		0,0	0,86	30,7	5,8
ST <sub>1,0%</sub> W <sub>0,5%</sub>	0,36	1,65	1,65	1,6	1,04	36,3	1,9
ST <sub>2,0%</sub> W <sub>1,0%</sub>	0,90	1,60	1,58	3,5	0,99	35,5	1,4
ST <sub>4,0%</sub> W <sub>1,7%</sub> , l	1,70*	1,37	1,34	4,6	0,83	31,3	-0,2
ST <sub>4,0%</sub> W <sub>1,7%</sub> , md	1,31	1,49	1,47	4,3	0,91	31,7	2,6
ST <sub>4,0%</sub> W <sub>1,7%</sub> , d	1,70*	1,66	1,63	7,2	1,01	34,0	4,9
ST <sub>5,8%</sub> W <sub>2,5%</sub>	2,42	1,64	1,60	9,8	0,97	33,1	7,1

Tabelle 3.6.: Bestimmung des Reibungswinkels  $\varphi$  und der Kohäsion  $c$  für Sand S, Sand-Wasser-Mischungen SW, Sand-Ton-Mischungen ST und Sand-Ton-Wasser-Mischungen STW im Rahmenscherversuch. Die mit \* markierten Daten wurden geschätzt, da keine Messung vorlag.

$w$ , der initialen Lagerungsdichte  $\rho$ , der initialen Trockendichte  $\rho_d$ , des Sättigungsgrades  $S_r$  und des relativen Maßes für die Lagerungsdichte,  $I_D$  für Sand und  $D_{Pr}$  für Materialmischungen, angegeben. Abgesehen von wenigen Ausnahmen bestätigen die Versuche die Erwartung höherer Kohäsion bei zunehmender Lagerungsdichte sowie zunehmendem Wasser- bzw. Ton- bzw. Ton-Wasser-Gehalt in den hier verwendeten Größenordnungen. Da die Kohäsionswerte nicht weiter verwendet wurden, erfolgt eine Diskussion des Zusammenhangs von Kohäsion mit dem Wassergehalt (bzw. der Saugspannung) und dem Tongehalt in Kapitel 3.3.2.4.

### 3.3.2.3. Dominierende Matrix

Im Hinblick auf die Bewertung sowohl der Scherfestigkeit als auch der Deformation innerhalb eines Scherbands spielt die dominierende Kornmatrix eine wesentliche Rolle. Daher wurde ermittelt, bis zu welchem Feinkornanteil die Matrix der Sandkörner das Verhalten des gemischtkörnigen Bodens dominiert. Zur Bestimmung der lockersten und dichtesten Lagerung für Feinkornanteile  $fc > 15\%$  gibt DIN18126 (1996) keine Vorgehensweise vor. Die Versuche zur Bestimmung der dichtesten Lagerung wurden daher konsequent mit trockenem Material als Schlaggabelversuch durchgeführt. Die ermittelten Werte sind in Abbildung 3.20 als  $e_{\max}$  und  $e_{\min}$  eingezeichnet. Außerdem ist die in den Rahmenscherversuchen eingebaute initiale Porenzahl  $e$  der jeweiligen Mischung sowie die mit Gleichung (2.29) berechnete intergranulare Porenzahl  $e_s$  eingetragen. In Kapitel 2.2.5 wurden folgen-

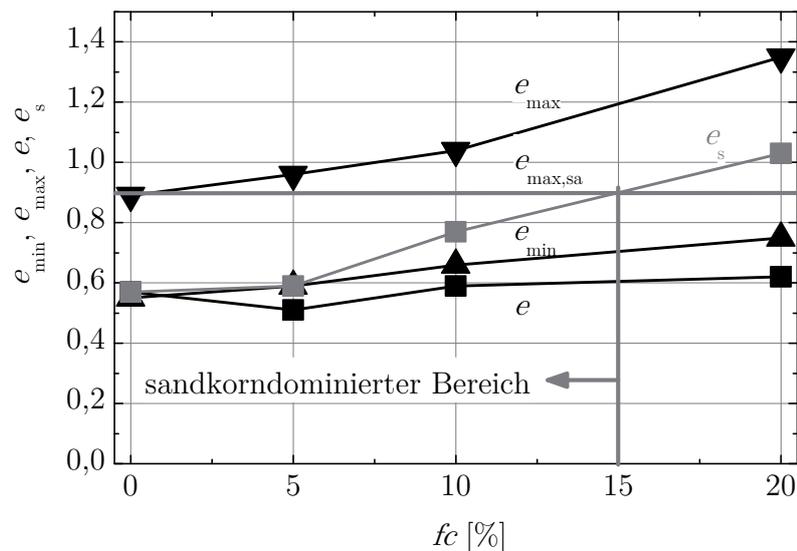


Abbildung 3.20.: Porenzahlen über Feinkornanteil zur Ermittlung des sandkorndominierten Bereiches

de drei Kriterien zur Abschätzung desjenigen Feinkornanteils formuliert, bis zu welchem die Matrix der Sandkörner das Verhalten des gemischtkörnigen Bodens dominiert.

$$\text{Kriterium 1:} \quad e_s \leq e_{\max,sa} \quad \text{Gl. (2.25)}$$

$$\text{Kriterium 2:} \quad \frac{\Delta e}{\Delta fc} \leq 0 \quad \text{Gl. (2.26)}$$

$$\text{Kriterium 3:} \quad fc \leq \frac{e_{\max,sa}}{1 + e_{\max,sa} + e_{\max,fc}} \quad \text{Gl. (2.27)}$$

Für die hier untersuchten Mischungen kam nur Kriterium 1 in Betracht, da Kriterium 2 nur für den Vergleich mit konstanter relativer Lagerungsdichte gilt, und  $e_{\max,fc}$  in Kriterium 3 mit dem Standardversuch zur Bestimmung der lockersten Lagerung nicht durchführbar war. Nach Kriterium 1 ist die Matrix der Sandkörner dominierend, solange die intergranulare Porenzahl  $e_s$  der Mischung nicht größer ist als die maximale Porenzahl des Sandes  $e_{\max,sa}$ . In diesem Fall ergibt sich ein Feinkornanteil von  $fc = 15\%$ , bis zu welchem die Matrix der Sandkörner das dominierende Korngerüst bildet. Im Rahmen der hier untersuchten gemischtkörnigen Böden war nur die Mischung  $ST_{20\%}$  nicht sand- sondern feinkorndominiert. Bei einem Anteil von  $20\%$  ist insbesondere infolge der geringen relativen Lagerungsdichte davon auszugehen, dass bereits einige Kornkontakte durch die Feinkornbestandteile getrennt wurden. Hierfür spricht auch die deutliche Reduktion des Reibungswinkels von  $40,5^\circ$  für reinen Silbersand auf  $30,7^\circ$  für die Mischung  $ST_{20}$ .

#### 3.3.2.4. Kohäsionsversuche

- *Sand-Wasser-Mischungen*

Die Zugabe geringer Mengen an Wasser zu dem Silbersand bewirkt eine kapillare Saugspannung in der Probe, welche eine scheinbare Scherfestigkeit in Form einer Kapillarkohäsion zur Folge hat. In einer Versuchsreihe von 10 Einzelversuchen wurde der Wassergehalt  $w = m_w/m_d$  in dem Bereich  $0,25\% \leq w \leq 5\%$  variiert. Mit abnehmendem Wassergehalt wurde der Probeneinbau schwieriger (geringere Standfestigkeit) und zeitkritischer (Austrocknung), weshalb die Versuche mit  $w \leq 1\%$  in der Modellzentrifuge ZIII mit geringeren Probenhöhen und langsamerer Erhöhung der Beschleunigung durchgeführt wurden. Die Zustandsparameter und Ergebnisse sind in Tabelle 3.7 notiert. Dem Index im Kurzzeichen ist der angestrebte Wassergehalt zu entnehmen, daneben ist der erreichte Wassergehalt vor sowie nach Versuchsdurchführung angegeben. Der Sättigungsgrad  $S_r$  wurde mit Gleichung (3.31) berechnet.

$$S_r = \frac{w \rho_d \rho_s}{\rho_w (\rho_s - \rho_d)} \quad (3.31)$$

Anhand des Verdichtungsgrades  $D_{Pr}$  ist ersichtlich, dass alle Mischungen mitteldicht bis dicht eingestampft wurden. Als Eingangsparameter zur Berechnung der Kohäsion mit Gleichung (3.26) wurde der Reibungswinkel aus den Rahmenscherversuchen verwendet (Kapitel 3.3.2.2). Mit  $SW_{0,25\%}$  und  $SW_{0,5\%}$  wurden keine Rahmenscherversuche durchgeführt, für  $\varphi$  wurde der Wert von  $SW_{1\%}$  angesetzt, der sehr nahe an dem Wert des trockenen Silbersandes liegt ( $40,5^\circ$ ).  $h$  bezeichnet die Probenhöhe und  $n$  das Vielfache der Erdbeschleunigung beim Versagen der Probe. Die Werte sind im Einklang mit den

Material Kurzzeichen	$w_{\text{vor}}$ [%]	$S_r$ [%]	$w_{\text{nach}}$ [%]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$D_{Pr}$ [-]	$\varphi$ [°]	$h$ [m]	$n$ [-]	$c$ [kPa]	Zentri- fuge
SW <sub>0,25%</sub>	0,25	1,1	0,14	1,63	1,03	40,8*	0,02	5,1	0,2	Z III
SW <sub>0,5%</sub>	0,39	1,5	0,32	1,59	1,00	40,8*	0,03	5,9	0,5	Z III
SW <sub>1%</sub>	0,87	2,9	0,81	1,50	0,94	40,8	0,03	15,3	0,8	Z III
SW <sub>2%</sub>	1,91	6,4	1,89	1,51	0,94	40,2	0,10	6,9	1,2	Z I
SW <sub>5%</sub>	5,14	17,8	5,07	1,58	0,95	38,5	0,10	9,4	1,8	Z I

Tabelle 3.7.: Bestimmung der Kohäsion  $c$  von Sand-Wasser-Mischungen in Zentrifugenversuchen; die mit \* markierten Daten wurden geschätzt

Messungen von Kim (2001) im Großrahmenschergerät. Kim (2001) ermittelte in Rahmenscherversuchen unter geringen vertikalen Spannungen,  $0,1 \text{ kPa} \leq \sigma_v \leq 1,0 \text{ kPa}$ , für locker gelagerten F-75 Ottawa Sand mit einem Wassergehalt von 0,5 % und 1,0 % eine Kohäsion von 0,34 kPa und 0,43 kPa. Außerdem beschrieb Kim (2001) den Zusammenhang zwischen Kohäsion und Zugfestigkeit, die bis zu einem Wassergehalt von 15 % in Form einer logarithmischen Funktion anstieg. Auch im Rahmen der hier durchgeführten Versuche zeigt sich ein logarithmischer Anstieg der Kohäsion mit zunehmendem Wassergehalt (Abbildung 3.21). Die Einordnung des Sättigungsgrades in einen der von Fredlund et al. (2001) skizzierten Bereiche (Abbildung 2.20a) erfolgte durch Berechnung des Zusammenhangs von Sättigungsgrad  $S_r$  und Saugspannung  $\psi$  nach dem Modell von Aubertin et al. (2003) (Abbildung 3.22). Dieser Zusammenhang wurde mit den Gleichungen (2.20) bis (2.24) berechnet. Der residuale Bereich wurde grafisch durch den Schnittpunkt der Tangente im Übergangsbereich mit der Asymptote des annähernd trockenen Bereichs ermittelt. Der Sättigungsgrad des feuchten Silbersandes SW<sub>1%</sub> ist mit  $S_r = 2,9 \%$  deutlich geringer als der residuale Sättigungsgrad  $S_{r,\text{res}}$ , während der Sättigungsgrad der Mischung SW<sub>5%</sub> genau  $S_r = S_{r,\text{res}} = 17,8 \%$  beträgt. Die untersuchten Sand-Wasser-Mischungen liegen mithin alle im residualen Bereich. Der Effekt der Saugspannung auf die effektive Scherfestigkeit in Triaxial- oder Biaxialversuchen wurde daher als untergeordnet angesehen. Die gemessenen Spannungen im Biaxialversuch repräsentieren damit die effektiven Spannungen. Die Wasserphase ist nicht kontinuierlich, weshalb in den Modellversuchen nicht mit einer hydraulischen Strömung zu rechnen ist. Mit größerem Wassergehalt ist zunächst ein größerer Einfluss der Saugspannung auf die Scherfestigkeit zu erwarten, der sich bis zum Erreichen der Sättigung  $S_r = 1$  wieder reduziert (Muir Wood 1990; Oh et al. 2009), für Sand bis auf  $c_\psi = 0$  (Gleichung (2.17)).

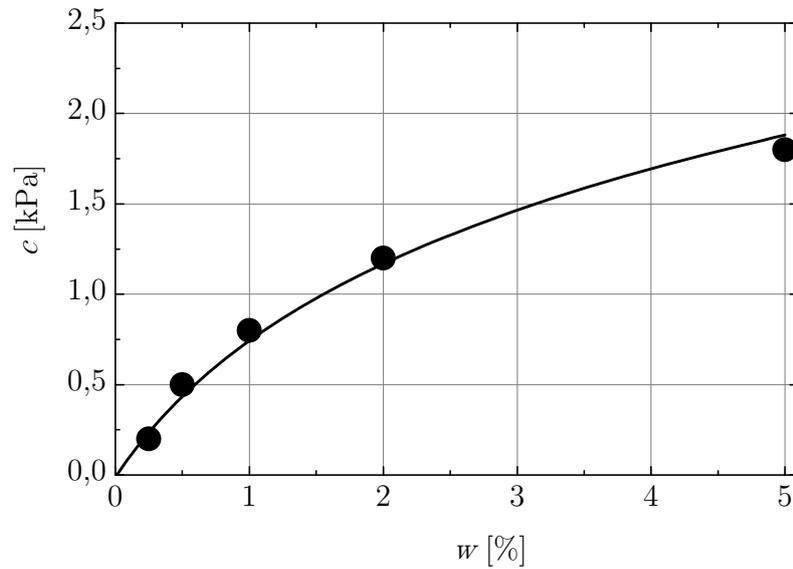


Abbildung 3.21.: Logarithmische Zunahme der Kohäsion mit Zunahme des Wassergehalts in dem untersuchten Wertebereich

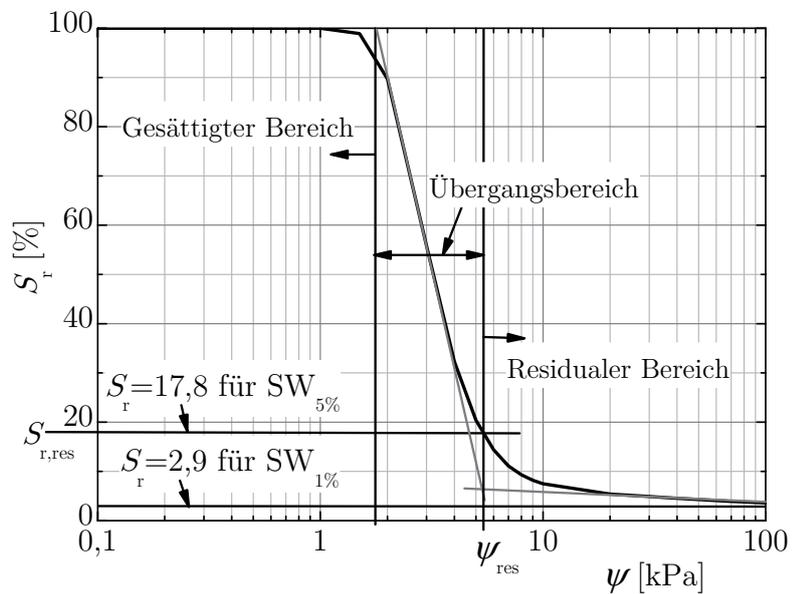


Abbildung 3.22.: Berechnete Beziehung zwischen Sättigungsgrad  $S_r$  und Saugspannung  $\psi$  für Silbersand mit den Materialparametern  $e = 0,79$ ;  $d_{10} = 0,015$  cm;  $C_U = 1,8$  nach dem Modell von Aubertin et al. (2003)

- *Sand-Ton-Mischungen*

Durch Zugabe bestimmter Mengen an Kaolin-Ton wurde die Struktur des Bodens derart modifiziert, dass die entwickelte Mischung eine Scherfestigkeit in Form einer Kohäsion erhielt, die aus der Bindung von Ton-Partikeln untereinander (Lambe 1960; Lambe & Whitman 1969, S.68), der Bindung von Ton-Partikeln mit Silbersand (Mitchell & Soga 2005, S.29) sowie aus Verdichtungseffekten resultiert. Die Anteile an Feinkorn wurden überwiegend so gewählt, dass noch von einem sanddominierten Korngerüst ausgegangen werden kann (Kapitel 2.2.5). Der Einbau erfolgte mittels trockenem Einstampfen bis zum Erreichen einer vorgegebenen Dichte. Die Kornverteilungen der Mischungen sind in Abbildung 3.23 dargestellt. Der mittlere Korndurchmesser  $d_{50}$  wurde durch die Zugabe von Kaolin-Ton bis zu 20 Gew. – % kaum verändert (Tabelle 3.8). Mit zunehmendem Anteil

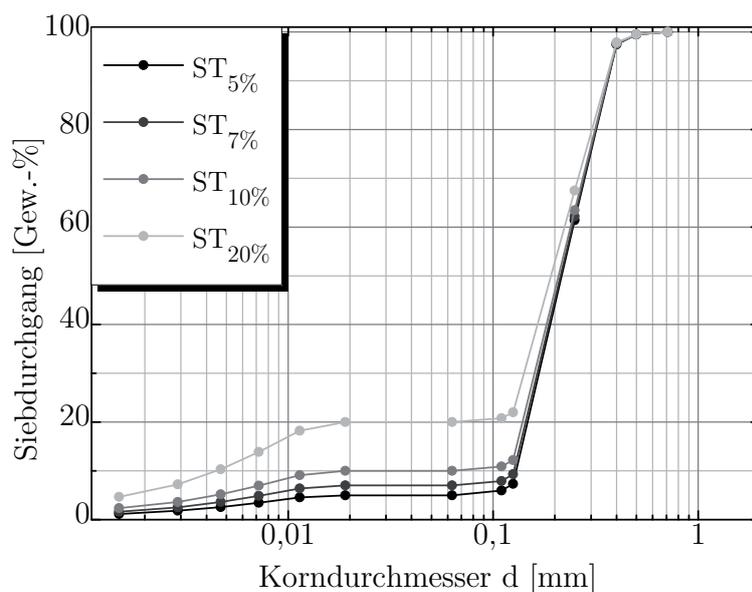


Abbildung 3.23.: Kornverteilungen der in Tabelle 3.8 aufgelisteten trockenen Sand-Ton-Mischungen

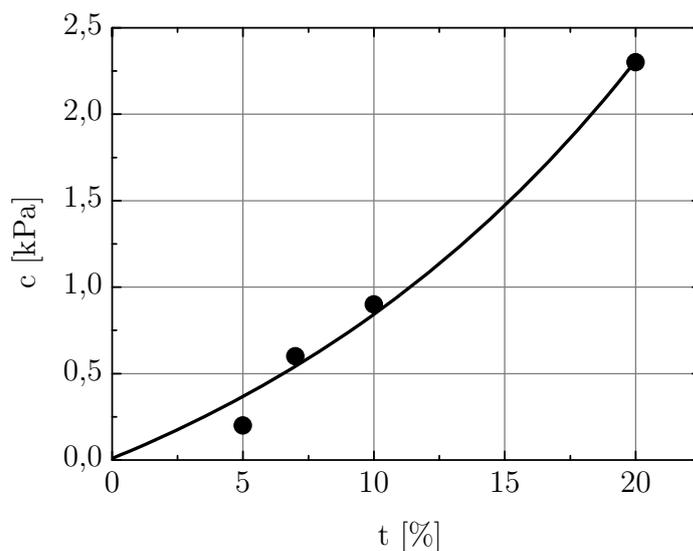
an Kaolin-Ton,  $t = m_t/m_{ges}$ , erhöht sich die ermittelte Kohäsion innerhalb des untersuchten Bereiches des Tonanteils,  $5,0 \text{ Gew.} - \% \leq t \leq 20,0 \text{ Gew.} - \%$ , von 0,2 kPa auf 2,3 kPa exponentiell (Abbildung 3.24). Mitchell & Soga (2005) beschrieben die adhäsiven Bindungen von Schluff- und Sandkörnern in der Gruppe der Zementierung. Der Zusammenhang zwischen Kohäsion und Zementierung mit Zement nach Abdulla & Kiousis

Material	$d_{50}$	$\rho$	$D_{Pr}$	$\varphi$	$h$	$n$	$c$
Kurzzeichen	[mm]	[g/cm <sup>3</sup> ]	[-]	[°]	[m]	[-]	[kPa]
ST <sub>5%</sub>	0,22	1,72	1,05	39,4	0,036	2,9	0,2
ST <sub>7%</sub>	0,22	1,65	0,99	33,1	0,073	4,0	0,6
ST <sub>10%</sub>	0,22	1,66	0,96	39,1	0,050	8,9	0,9
ST <sub>20%</sub>	0,20	1,62	0,85	30,7	0,050	19,6	2,3

Tabelle 3.8.: Bestimmung der Kohäsion  $c$  für trocken eingestampfte Sand-Ton-Mischungen

(1997) zeigte einen ähnlichen nicht-linearen Verlauf, während Schnaid et al. (2001) eine lineare Erhöhung der Kohäsion mit zunehmendem Zementgehalt ermittelten.

- *Sand-Ton-Wasser-Mischungen*

Abbildung 3.24.: Exponentielle Zunahme der Kohäsion mit Zunahme des Tonanteils  $t$ 

Die Anteile an Kaolin-Ton und Wasser, die zur Erzeugung einer geringen Kohäsion  $c \leq 5$  kPa erforderlich sind, wurden vorab auf Basis der experimentellen Arbeit von Mélix (1987) geschätzt. Mélix (1987) hatte in Versuchen mit vertikal belastetem Geländesprung Sand-Ton-Wasser-Mischungen mit einem Tongehalt von  $2,0 \% \leq t \leq 5,0 \%$  und einem Wassergehalt von  $2,4 \% \leq w \leq 5,5 \%$  untersucht. Die ermittelte Kohäsion lag in einem Bereich von  $0,6 \text{ kPa} \leq c \leq 0,8 \text{ kPa}$ . Dem Silbersand wurde in einer Versuchsreihe

von insgesamt 35 Versuchen sowohl Kaolin-Ton als auch Wasser in drei unterschiedlichen Kombinationen beigemischt, wobei der Anteil an Kaolin-Ton und Wasser in ungefähr dem gleichen Verhältnis erhöht wurde. Die Anteile an Ton ( $t \leq 5,8 \%$ ) sind so gering, dass weiterhin die Sandkörner als dominierende Matrix angesehen werden können. Am Beispiel von  $ST_{4,0\%}W_{1,7\%}$  wurde außerdem der Einfluss der initialen Lagerungsdichte ermittelt. Die Versuche mit  $ST_{4,0\%}W_{1,7\%}$  wurden teilweise mit und ohne zusätzliche Auflast

Material	$w_{\text{nach}}$	$t$	$\rho$	$S_r$	$D_{Pr}$	$\varphi$	$h$	$n$	$c$
Kurzzeichen	[%]	[%]	[g/cm <sup>3</sup> ]	[%]	[-]	[°]	[m]	[-]	[kPa]
$ST_{2,0\%}W_{1,0\%}$	1,0	2,0	1,60	4,0	0,99	35,5	0,075	9,2	1,4
$ST_{4,0\%}W_{1,7\%,l}$	1,5	4,0	1,44	4,6	0,87	31,3	0,10		1,1
$ST_{4,0\%}W_{1,7\%,md}$	1,6	4,0	1,55	5,7	0,94	31,7	0,10		2,0
$ST_{4,0\%}W_{1,7\%,d}$	1,4	4,0	1,74	6,7	1,06	34,0	0,10		3,6
$ST_{5,8\%}W_{2,5\%}$	2,5	5,8	1,58	9,0	0,93	33,1	0,10	17,1	3,6

Tabelle 3.9.: Kohäsion  $c$  für Mischungen aus Sand mit unterschiedlichen Anteilen an Ton und Wasser

durchgeführt, weshalb die Angabe des Vielfachen  $n$  der Erdbeschleunigung zum Zeitpunkt des Versagens nicht aufgelistet wird, sondern direkt die daraus ermittelte Kohäsion nach Gleichung (3.26) bzw. (3.30). In Abbildung 3.25a ist die ermittelte Kohäsion über der erzielten Einbaudichte der Mischung  $ST_{4,0\%}W_{1,7\%}$  aufgetragen, wobei  $tw$  den summierten Anteil an Ton und Wasser bezeichnet, hier  $tw = 5,7 \%$ . Der Einfluss der Dichte ist mittels einer linearen Funktion sehr gut approximierbar. Einen linearen Zusammenhang zwischen Einbaudichte und Kohäsion stellten auch Clough et al. (1981) fest. Der Einfluss der initialen Dichte auf die Zugfestigkeit und damit auch auf die Kohäsion wurde außerdem von Kim (2001) an F-75 Ottawa Sand experimentell ermittelt. In Abbildung 3.25b wird der Einfluss des Ton-Wasser-Anteils bei gleicher initialer Dichte dargestellt. Da die Mischung  $ST_{4,0\%}W_{1,7\%}$  nicht mit der Dichte der beiden anderen Mischungen, im Bereich von 1,58 - 1,60 kN/m<sup>3</sup>, getestet wurde, wurde die Kohäsion in Abbildung 3.25a bei einer Dichte von 1,59 kN/m<sup>3</sup> zu  $c = 2,3$  kPa abgelesen und in Abbildung 3.25b eingetragen (jeweils grauer Punkt). Es lässt sich eine lineare Zunahme der gemessenen Kohäsion mit zunehmendem Ton-Wasser-Anteil erkennen. Ein Vergleich der Ergebnisse mit denen von Mélix (1987) kann nur approximativ erfolgen, da Mélix (1987) ausschließlich mit sehr locker gelagertem Material ( $\rho \approx 1,3$  g/cm<sup>3</sup>) arbeitete (Klassifizierung nach Tabelle 3.5). Eine Extrapolation des Verlaufs in Abbildung 3.25a ergibt eine Kohäsion von  $c \approx 0,3$  kPa. Die von Mélix

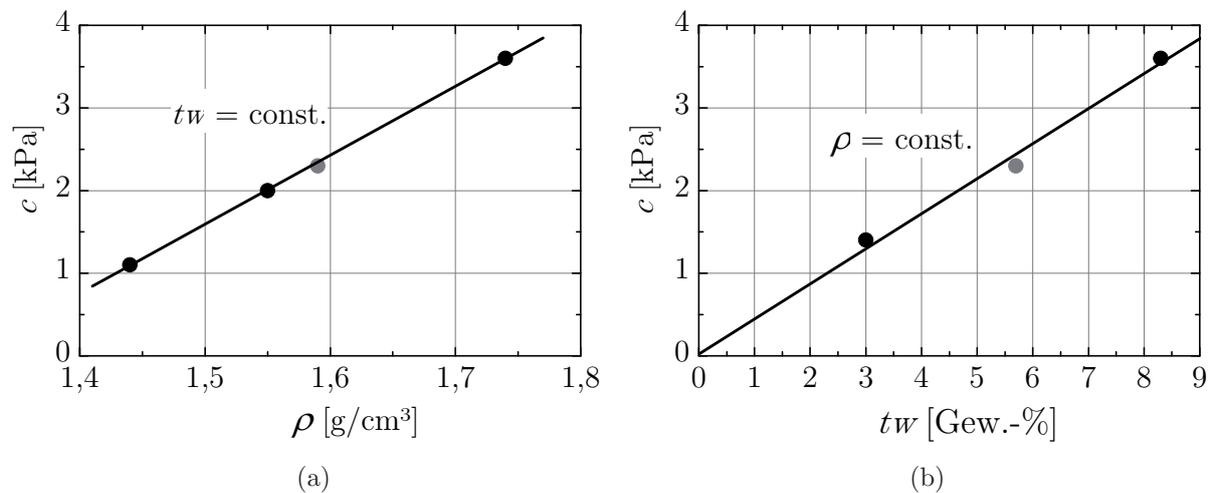


Abbildung 3.25.: (a) Die Kohäsion nimmt mit zunehmender initialer Dichte bei gleichem Ton-Wasser-Gehalt linear zu. (b) Die Kohäsion nimmt mit zunehmendem Ton-Wasser-Anteil bei gleicher initialer Dichte linear zu.

(1987) ermittelte Kohäsion lag in der Größenordnung von 0,6 - 0,8 kPa.

Auch für die feuchten Sand-Ton-Mischungen wurde untersucht, ob die verwendeten Sättigungsgrade noch im residualen Bereich der Beziehung zwischen Saugspannung und Sättigungsgrad lagen. Die Berechnung nach dem Modell von Aubertin et al. (2003) erfolgte mit annähernd identischen Parametern wie für den Silbersand,  $C_U = 1,8$ ;  $d_{10} = 0,014$  cm;  $\rho_s = 2,65$  g/cm<sup>3</sup>. Lediglich hinsichtlich der Porenzahl ergaben sich Änderungen. Am Beispiel der Mischung ST<sub>4%</sub> wurde für die lockere Lagerung  $e = 0,87$  eingesetzt und für die dichte Lagerung  $e = 0,55$ . Beide Verläufe sind in Abbildung 3.26 eingezeichnet. Der residuale Sättigungsgrad  $S_{r,\text{res}}$  wurde für die dichte Lagerung zu  $S_{r,\text{res}} = 21$  % ermittelt. Der verwendete Sättigungsgrad  $S_r = 6,7$  % liegt deutlich im residualen Bereich, so dass auch für die feuchten Sand-Ton-Mischungen kein Einfluss hinsichtlich der effektiven Spannungen oder von Strömungsprozessen der Wasser-Phase erwartet wurde.

- *Zuverlässigkeit*

Die Reproduzierbarkeit der präsentierten Methode zur Ermittlung einer Kohäsion wurde am Beispiel von locker gelagerten ( $\rho = 1,4$  g/cm<sup>3</sup>), feuchten Sand-Ton-Mischungen untersucht. Neben fünf Versuchen mit  $h = 10$  cm ohne Oberflächenlast in der Zentrifuge ZI wurde in fünf Versuchen eine Oberflächenlast in Form einer Lastplatte aufgebracht, wobei die Lastplatte in drei Versuchen vertikal geführt war und in zwei Versuchen frei. Des

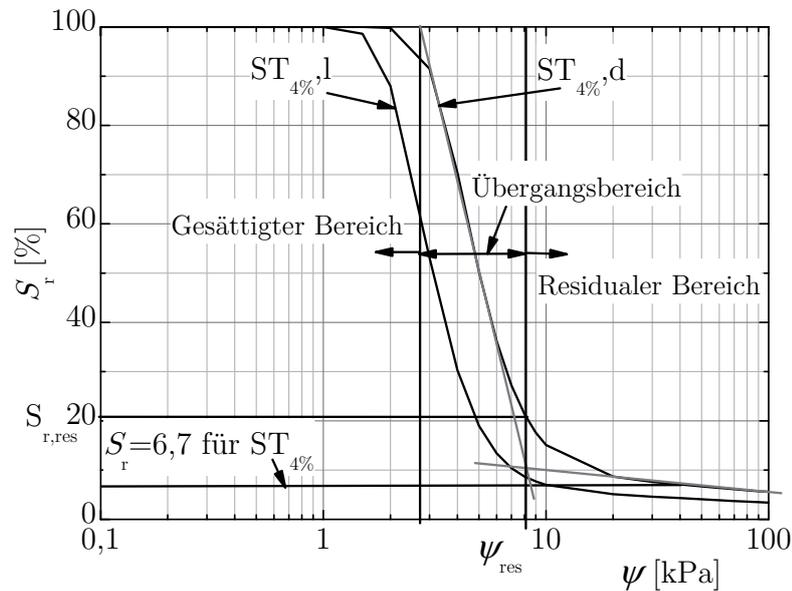


Abbildung 3.26.: Berechnete Beziehung zwischen Sättigungsgrad  $S_r$  und Saugspannung  $\psi$  für die Sand-Ton-Mischung  $ST_{4\%}$ , Aubertin et al. (2003)

Weiteren wurden zwei Versuche mit  $h = 7,5$  cm in der Zentrifuge ZIII durchgeführt. Die Ergebnisse der Einzelversuche sind in Tabelle 3.10 notiert. Der Mittelwert der insgesamt

Auflast	x	x	x	x	-	-	-	-	-	x	-	-
geführt	x	x	x	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Höhe [cm]	10	10	10	10	10	10	10	7,5	7,5	10	10	10
Zentrifuge	ZI	ZIII	ZIII	ZI	ZI	ZI						
c [kPa]	0,7	0,7	1,0	1,0	1,0	1,1	1,1	1,1	1,1	1,3	1,4	1,5

Tabelle 3.10.: Ermittelte Werte für die Kohäsion  $c$  unter Variation der Randbedingungen

zwölf Versuche ergibt eine Kohäsion von  $\bar{c} = 1,08$  kPa, mit einer Standardabweichung von  $s = 0,24$  kPa. Die Vertrauensgrenzen für den Mittelwert  $\mu_c$  bei unbekannter Standardabweichung der Grundgesamtheit  $\sigma$  wurden nach Bronstein et al. (2000) berechnet (Gleichung (3.32)).

$$\mu_c = \bar{c} \pm \frac{s}{\sqrt{n}} t_{\alpha/2;m} = 1,08 \text{ kPa} \pm \frac{0,24}{\sqrt{12}} t_{0,05/2;11} = 1,08 \text{ kPa} \pm 0,13 \text{ kPa} \quad (3.32)$$

Hierbei ist  $\mu_c$  der Mittelwert der möglichen Grundgesamtheit,  $\bar{c}$  der Mittelwert der Versuchsreihe,  $s$  die Standardabweichung der Versuchsreihe als Schätzung für die Standard-

abweichung der Grundgesamtheit,  $n$  die Anzahl der Versuche und  $t_{\alpha/2;m}$  das Quantil der t-Verteilung mit  $m = n - 1$  Freiheitsgraden zu der Irrtumswahrscheinlichkeit  $\alpha/2$ , die hier zu  $\alpha = 5\%$  gewählt wurde. Der Mittelwert der Versuchsreihe  $\bar{c} = c$  weicht mit einer Wahrscheinlichkeit von  $1 - \alpha = 95\%$  höchstens um  $\mu_c - \bar{c} = 0,13$  kPa vom Mittelwert der Grundgesamtheit  $\mu_c$  ab, d.h. der Mittelwert der Grundgesamtheit liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $95\%$  in dem Bereich  $1,0 \text{ kPa} \leq c \leq 1,2 \text{ kPa}$ . Die Methode zur Kohäsionsbestimmung wird daher als zuverlässig beurteilt.

- *Einfluss der Genauigkeit des Reibungswinkels auf die Kohäsion*

Infolge der möglichen Verkippung des Stempels in den Rahmenscherversuchen können die ermittelten Reibungswinkel geringer sein als mit vertikal zur Scherebene geführtem Stempel (Stoewahse & Blümel 2001). Daher wurde rechnerisch ermittelt, welche Auswir-

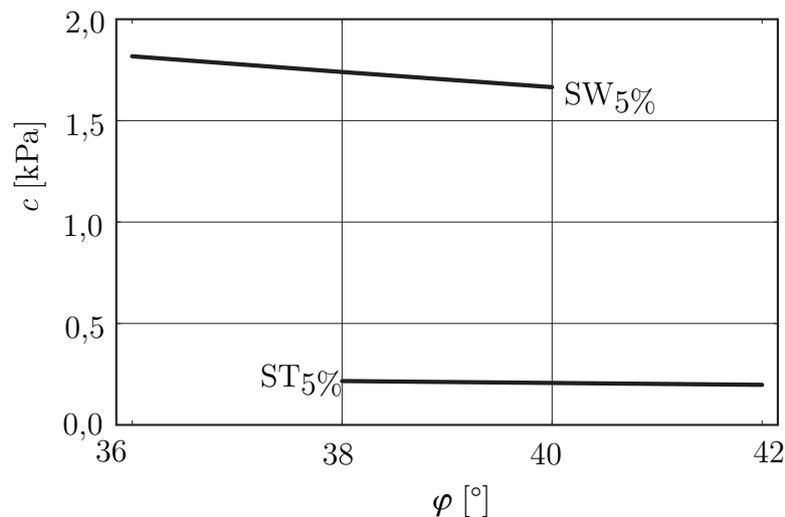


Abbildung 3.27.: Einfluss des eingesetzten Reibungswinkels auf den berechneten Wert der Kohäsion: SW<sub>5%</sub> mit  $36^\circ \leq \varphi \leq 40^\circ$  und  $\gamma = 15,5 \text{ kN/m}^3$ ,  $n = 10$ ,  $h = 0,10 \text{ m}$ ; ST<sub>5%</sub> mit  $38^\circ \leq \varphi \leq 42^\circ$  und  $\gamma = 17,2 \text{ kN/m}^3$ ,  $n = 2,6$ ,  $h = 0,041 \text{ m}$

kung eine Abweichung in der Bestimmung des Reibungswinkels auf den zu ermittelnden Wert der Kohäsion hat. Das Ergebnis wird anhand einer Beispielrechnung mit feuchtem Sand sowie mit trockener Sand-Ton-Mischung unter Einsetzen von  $l = 0,2 \text{ m}$ ,  $a = 0,5$  und  $\Omega = \pi/4 - \varphi/2$  gezeigt (Abbildung 3.27). Der Reibungswinkel wurde jeweils in einer Bandbreite von  $\pm 2^\circ$  um den ermittelten Reibungswinkel variiert. Ein um  $2^\circ$  geringerer Reibungswinkel bewirkt in der Berechnung eine um  $5\%$  größere Kohäsion. Der Einfluss einer Ungenauigkeit in der Bestimmung des Reibungswinkels wird daher als nicht maßgebend angesehen.

### 3.4. Zusammenfassung

Die aus der Ähnlichkeitstheorie zur Simulation von Felsformationen resultierende Anforderung einer geringen Kohäsion an ein Modellmaterial wurde durch Mischung der Ausgangsmaterialien Silbersand, Kaolin-Ton und/oder Wasser erzielt. Die Methode nutzt die Fähigkeit eines kohäsiven Reibungsmaterials im natürlichen Gravitationsfeld als Geländesprung vertikal ungestützt stehen zu können. Die Kohäsion wurde hierbei als Summe der Komponenten Saugspannung, Verzahnung der Körner und Bindung mit Ton-Partikeln definiert. Durch die Erhöhung der vertikalen Spannung in einer Zentrifuge wurde Scherversagen der Probe initiiert. Die Bestimmung der Kohäsion geringer Größenordnung ( $c \leq 5$  kPa) wurde in insgesamt 58 Einzelproben realisiert. Neben den Experimenten in der geotechnischen Großzentrifuge wurde außerdem ein kleinmaßstäbliches Modell der Großzentrifuge mit Messtechnik ausgerüstet, um die Kohäsion für Materialien mit  $c \leq 2$  kPa bestimmen zu können. Da das Scherversagen häufig bei kleinen Drehzahlen der Zentrifuge eintrat, bei denen der Schwenkkorb noch nicht um  $90^\circ$  gedreht war, wurde die aktuelle Korbneigung aus der aktuellen Drehzahl und damit die aktuelle Beschleunigung unter Lösung der zugehörigen impliziten Gleichung berechnet. Auf dem Modell des ebenen Gleitkeils basierende Gleichungen zur Berechnung der Kohäsion hängen immer von dem maßgebenden Gleitflächenwinkel ab. Dieser wurde unter Berücksichtigung des Reibungswinkels des Modellmaterials, des aktuellen Beschleunigungsniveaus, der Stirnflächenreibung, einer vertikalen Oberflächenlast und der Probengeometrie ermittelt. Während der Gleitflächenwinkel ohne Vorliegen einer Oberflächenlast von der Kohäsion, dem Beschleunigungsniveau und der Probenhöhe unabhängig ist, wird die Gleitfläche mit zunehmendem Reibungswinkel und zunehmender Stirnflächenreibung steiler. Bei Vorliegen einer Oberflächenlast wird die Gleitfläche umso steiler je größer die Stirnflächenreibung ist und je größer das Verhältnis der Auflast zum Eigengewicht des Gleitkeils ist, welches wiederum von der Gleitkeilgeometrie abhängt. Außerdem beeinflusst die gesuchte Kohäsion selbst die Gleitkeilgeometrie, weshalb eine iterative Lösung der Aufgabe erarbeitet wurde. Zur Bestimmung des Reibungswinkels wurden vorab insgesamt 72 Rahmenscherversuche durchgeführt. Zur Festlegung eines relativen Maßes für die Einbaudichte wurde eine eigene Klassifizierung anhand des mit Proctorversuchen ermittelten Verdichtungsgrades vorgenommen. Eine Kohäsion in der angestrebten Größenordnung  $c \leq 5,0$  kPa wurde durch Mischungen erzielt, in denen die Sandkörner die dominierende Matrix des Korngerüsts bildeten, nur die Mischung mit einem Tonanteil von  $t = 20\%$  stellte sich als feinkorndominiert heraus. Der Wassergehalt der feuchten Sande und der feuchten Sand-Ton-Mischungen wurde so eingestellt, dass das resultierende Material im residualen Bereich der berechneten Beziehung von Sättigungs-

grad und Saugspannung lag, um den Anforderungen der Ähnlichkeitstheorie hinsichtlich der Kohäsion zu genügen. Die ermittelte Kohäsion des feuchten Sandes nahm mit zunehmendem Wassergehalt in dem Bereich von  $w \leq 5\%$  logarithmisch zu. Die Zugabe von Kaolin-Ton zu Silbersand resultierte in einem exponentiellen Anstieg der Kohäsion mit zunehmendem Feinkornanteil in dem Bereich  $t \leq 20\%$ . Die gleichzeitige Beimischung von Ton und Wasser führte zu einer linearen Erhöhung der Kohäsion. Die Zuverlässigkeit konnte in einer aus 12 Einzelversuchen bestehenden Versuchsreihe gezeigt werden. Auf Basis der Zentrifugenversuche zur Bestimmung der Kohäsion wurde somit ein breites Spektrum an Modellmaterialien für die weiterführende Untersuchung in Biaxial- und Modellversuchen entwickelt.



# 4. Lokalisierung von Deformation in Biaxialversuchen

## 4.1. Einleitung

Das Spannungs-Dehnungs-Verhalten der entwickelten gering kohäsiven Reibungsmaterialien (Kapitel 3) wurde unter kontrollierten Spannungen und Verformungen in einem neu konstruierten Biaxialgerät ermittelt. Das Materialverhalten wurde darin unter ähnlichen Bedingungen analysiert wie sie in den Modellversuchen (Kapitel 5) vorlagen. Zu untersuchen war, inwieweit das Materialverhalten durch die Zugabe von Wasser und/oder Feinanteilen modifiziert wurde. Die genaue Kenntnis der Materialparameter ermöglicht dann die Aufdeckung von Skalierungseffekten in den Modellversuchen. Die Randbedingung der ebenen Dehnung, die Möglichkeit der freien Ausbildung eines für Biaxialversuche charakteristischen Scherbands und der Spannungspfad in biaxialer Extension erforderten die Dimensionierung, Konstruktion und Validierung eines neuen Biaxialgerätes. Bislang haben einzig Masuda et al. (1999) Ergebnisse von biaxialen Extensionsversuchen durch weggesteuerte Reduktion der vertikalen Spannung in einem Biaxialgerät mit einem Paar flexibler und einem Paar starrer Seitenwände publiziert (Kapitel 2.3). Die Validierung des neuen Biaxialgerätes erfolgte daher mittels biaxialer Kompressionsversuche. Im Fokus der Untersuchungen stand neben dem maximalen Reibungswinkel und dem Dilatanzwinkel insbesondere der Entfestigungsgradient, welcher in den vorgestellten Ansätzen zur Berechnung von Scherbandabständen als Schlüsselparameter identifiziert worden war (Kapitel 2.4). Um das Entfestigungsverhalten unterschiedlicher Materialien vergleichen zu können, war eine Definition des Entfestigungsgradienten erforderlich, die im Unterschied zu der Vielzahl in der Literatur verwendeten Interpretationen (Kapitel 2.3.4) ohne zusätzliche Annahmen auskommt. Eine Differenzierung der Entfestigung war sowohl hinsichtlich der homogenen Materialentfestigung und der inhomogenen (mit Scherbandbildung einhergehenden) Lokalisierungsentfestigung als auch hinsichtlich der globalen Entfestigung der gesamten Probe und der lokalen Entfestigung innerhalb des Scherbands vorzunehmen.

Das Entfestigungsverhalten wurde als objektive Materialeigenschaft auf Basis einer analytischen Herleitung der Beziehung zwischen globaler und lokaler Entfestigung diskutiert. Hierbei wurden sowohl Unterschiede im Spannungsmaß (Rotation der Hauptspannungen innerhalb des Scherbands) als auch im Dehnungsmaß (unterschiedliche Definition von globaler und lokaler Scherdehnung) berücksichtigt. Zur lokalen Messung der Scherdehnung innerhalb des Scherbands war eine lokale Verformungsmessung erforderlich (Kapitel 2.3.3). Die Neigung des Scherbands als Eingangsparmeter für die lokale Dehnungsbeziehung wurde ermittelt und in den Kontext der theoretischen Lösungen nach Roscoe (1970), Arthur et al. (1977) und Coulomb (1776) gesetzt (Kapitel 2.3.3). Die Scherbandneigung dient darüber hinaus dem Vergleich des globalen und lokalen Dilatanzwinkels, welcher ebenfalls in die analytische Berechnung von Scherbandabständen einfließt. Neben der Ermittlung des Dilatanzwinkels als charakteristische Verformungsgröße wurden die experimentellen Daten in Form der kontinuierlichen Beziehung zwischen dem Spannungsverhältnis  $q/p$  und dem Verhältnis der Dehnungsinkremente  $\Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_{\text{q}}$  verglichen, welche für biaxiale Extension in Analogie zu Rowe (1971) hergeleitet wurde. Die Untersuchung des Materialverhaltens in biaxialer Extension ermöglicht neben der konkreten Anwendung hinsichtlich der Analyse von Scherbandsystemen außerdem die Erweiterung des Spektrums konventioneller Scherversuche zur Verifizierung von Festigkeitskriterien für nicht-bindige und gemischtkörnige Böden (Kapitel 2.3.1). Hierzu wurden neben biaxialen auch triaxiale Kompressions- und Extensionsversuche durchgeführt. Von allgemeinem Interesse ist ebenfalls die Herleitung eines unmittelbaren Zusammenhangs zwischen dem maximalen Reibungswinkel und dem zugehörigen Spannungsverhältnis  $\eta = q/p$  in Abhängigkeit der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  in Analogie zu Triaxialversuchen (Gleichungen (2.41),(2.42)).

## 4.2. Versuchsaufbau

### 4.2.1. Entwicklung eines neuen Biaxialgerätes

Der gebräuchlichste Scherversuch im bodenmechanischen Labor, in dem sich ein Scherband frei ausbilden kann, ist der triaxiale Kompressionsversuch. Triaxiale Extensions- und biaxiale Kompressionsversuche sind aufgrund höherer Anforderungen an die Versuchstechnik keine Standardversuche. Die Herausforderungen im Rahmen der Realisierung biaxialer Extensionsversuche im Unterschied zu triaxialen Kompressionsversuchen sind im Folgenden zusammengefasst:

- Konstruktion der Formen für den Probeneinbau sowie der Membran für einen rechteckigen Probenquerschnitt
- Verhinderung der Verformung in eine Raumrichtung durch starre, unverschiebliche Wände
- Kontrolle des Zustandes ebener Dehnung
- Messung der Hauptspannung normal zu den unverschieblichen Wänden
- Berücksichtigung möglicher Reibungseffekte an den unverschieblichen Wänden
- Berücksichtigung möglicher Einschnürung der Probe im Kopfbereich
- Messung kleiner Kräfte in vertikaler Richtung
- Berücksichtigung der Membransteifigkeit

Biaxialgeräte werden häufig nach dem Vorbild von Vardoulakis & Goldscheider (1980) bzw. der modifizierten Version von Drescher et al. (1990) konstruiert (Abbildung 2.25a). Hauptmerkmal ist die Verhinderung der Dehnung in eine Raumrichtung der Probe rechteckigen Querschnitts durch ein paar starrer Wände innerhalb einer Triaxialzelle. Die in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Erfahrungen zeigen, dass diese Methode nur für biaxiale Kompressionsversuche geeignet ist, für biaxiale Extensionsversuche jedoch nicht. Dies ist in dem Spannungspfad begründet, welcher hier analog zu dem Spannungspfad in den Modellversuchen realisiert wurde. In der Belastungseinrichtung einer üblichen Lastpresse kann eine Wegsteuerung nur in vertikaler Richtung durchgeführt werden. Daher wurde die Anordnung des Modellversuchs um  $90^\circ$  gedreht. Abbildung 4.1 sind die initialen Hauptspannungs- und Hauptdehnungsrichtungen des Modellversuchs (links) sowie des Biaxialversuchs (rechts) zu entnehmen. Die Extensionsbeanspruchung in dem neu konstruierten Biaxialgerät wurde durch weggesteuerte Reduktion der Vertikalspannung erzielt. Eine fotografische Darstellung der Konstruktion ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Das entwickelte Biaxialgerät ähnelt prinzipiell dem Gerät von Duncan & Seed (1966), die zwar biaxiale Kompressionsversuche innerhalb einer Triaxialzelle durchführten, die Konsolidierung aber unter Extensionsbeanspruchung vornahmen, d.h. mit einer horizontalen Spannung als größter Hauptspannung,  $\sigma_h = \sigma_1$ . Duncan & Seed (1966) brachten diese horizontale Spannung mit einem Paar wassergefüllter Druckkissen auf. Auf diesem Prinzip basiert das in Abbildung 4.3 detaillierter beschriebene neue Biaxialgerät. Das Biaxialgerät besteht aus einem gegenüberliegenden Paar starrer Wände aus Aluminium und einem gegenüberliegenden Paar Druckkissen als flexible Wände. Die Druckkissen bestehen aus einem Aluminiumrahmen, der mit Wasser gefüllt wird (Abbildung 4.4).

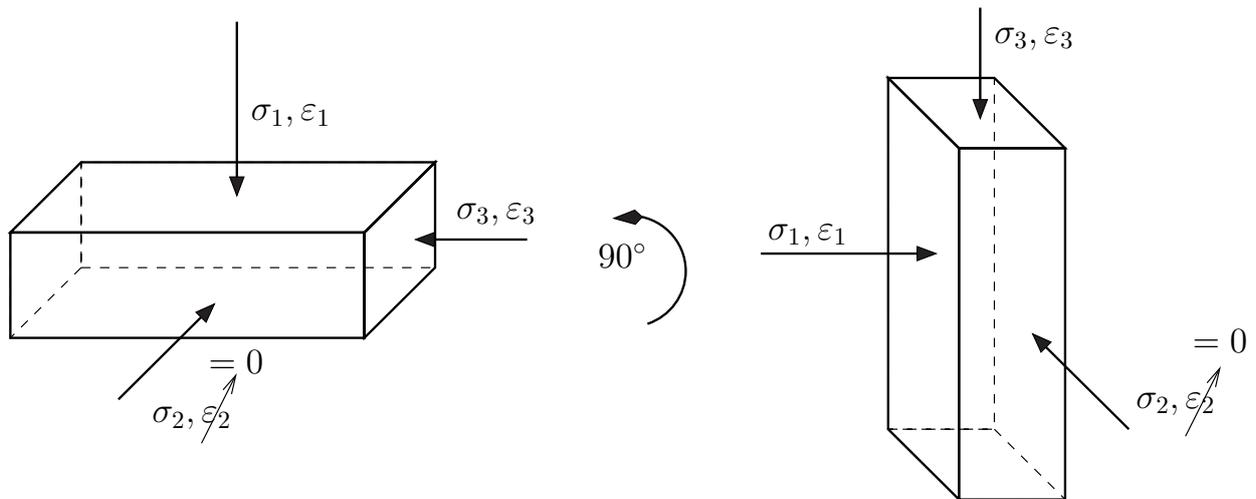


Abbildung 4.1.: Drehung der Hauptachsen um  $90^\circ$  zur Integration des Biaxialgerätes in die Lastpresse

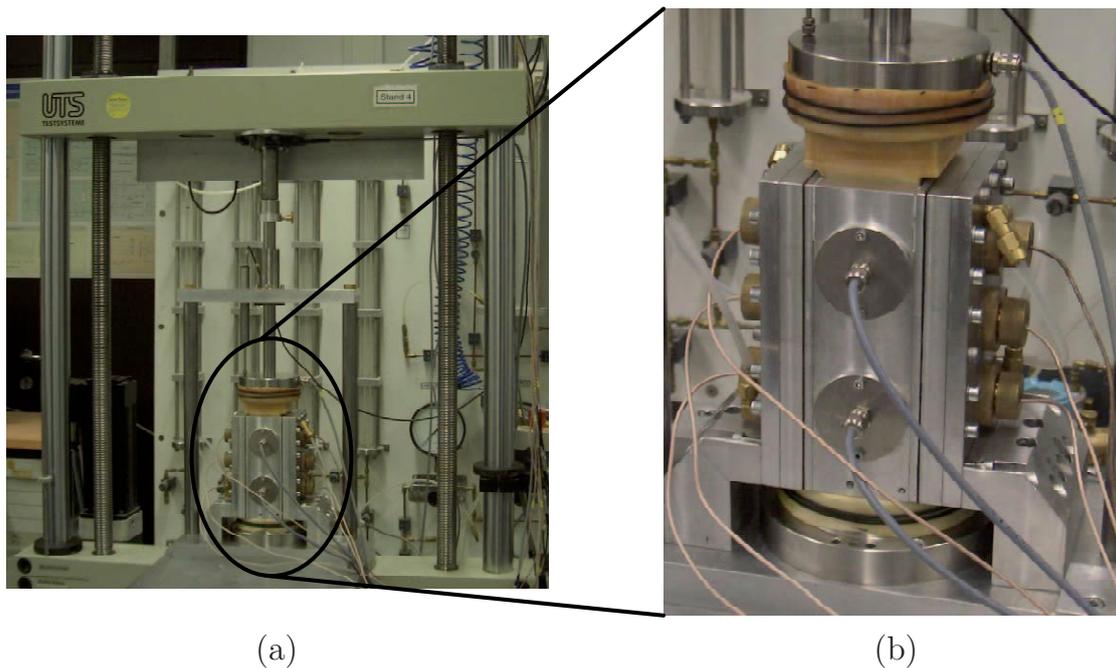


Abbildung 4.2.: (a) Integration des Biaxialgerätes in den Belastungsrahmen; (b) Detailansicht des Biaxialgerätes

Nach außen ist der Rahmen mit einer Deckelwand abgedichtet (Abbildung 4.4a), zur Probe hin wurde die Abdichtung mit einer Gummimembran ausgeführt (Abbildungen 4.4b und 4.4c), die den regelbaren Wasserdruck gleichmäßig auf die Probe verteilt. Die

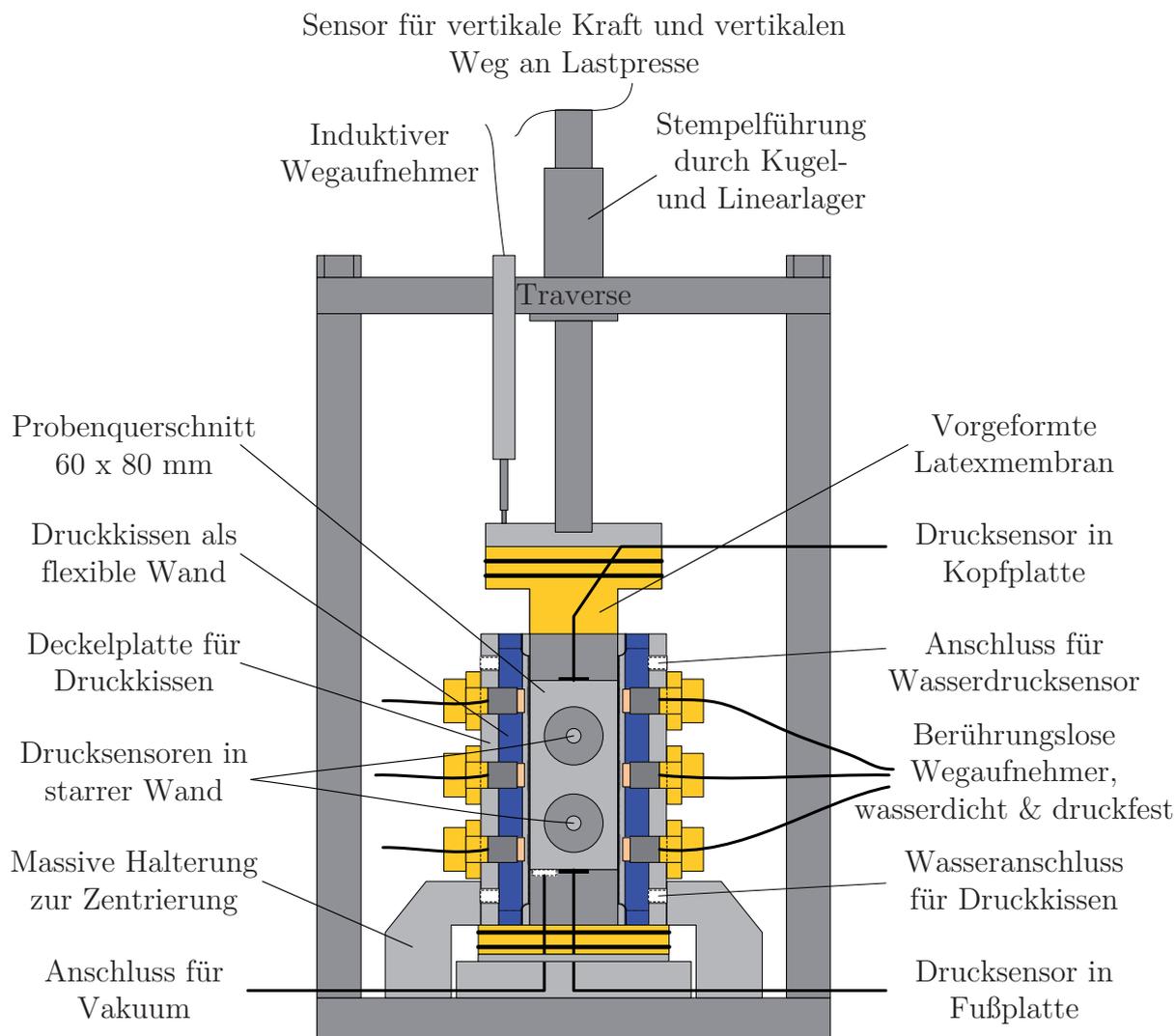


Abbildung 4.3.: Prinzipskizze des Biaxialgerätes

Spannung normal zu einer starren Wand wird in zwei Höhen mittels Druckmessdosen gemessen (Abbildung 4.3). Die Messung der vertikalen Kraft erfolgt über eine Kraftmessdose (Nennkraft 5 kN) unterhalb der Traverse der Lastpresse. Zusätzlich wird die vertikale Spannung lokal an der Probenunter- und oberseite mittels in der Fußplatte sowie in der Kopfplatte installierten Druckmessdosen gemessen. Die weggesteuerte Reduktion der vertikalen Spannung erfolgt mit konstanter Dehnungsrate über einen in der Lastpresse integrierten Wegsensor. Die Messung der vertikalen Verformung wird mittels induktiven Wegaufnehmern durchgeführt. Die Verformungsmessung in horizontaler Richtung wird mit berührungslosen Wegaufnehmern in beiden Druckkissen in je drei unterschiedlichen Höhen durchgeführt. Diese Wegaufnehmer sind wasserdicht und druckfest bis zu 15 bar,

damit sie in die Druckkissen integriert werden konnten. Lokale Verformungsmessungen lassen Inhomogenitäten in der Verformung erkennen. Die Volumenänderung der Probe wurde aus der Gewichtung dieser horizontalen Wegmessungen sowie der vertikalen Wegmessung errechnet.

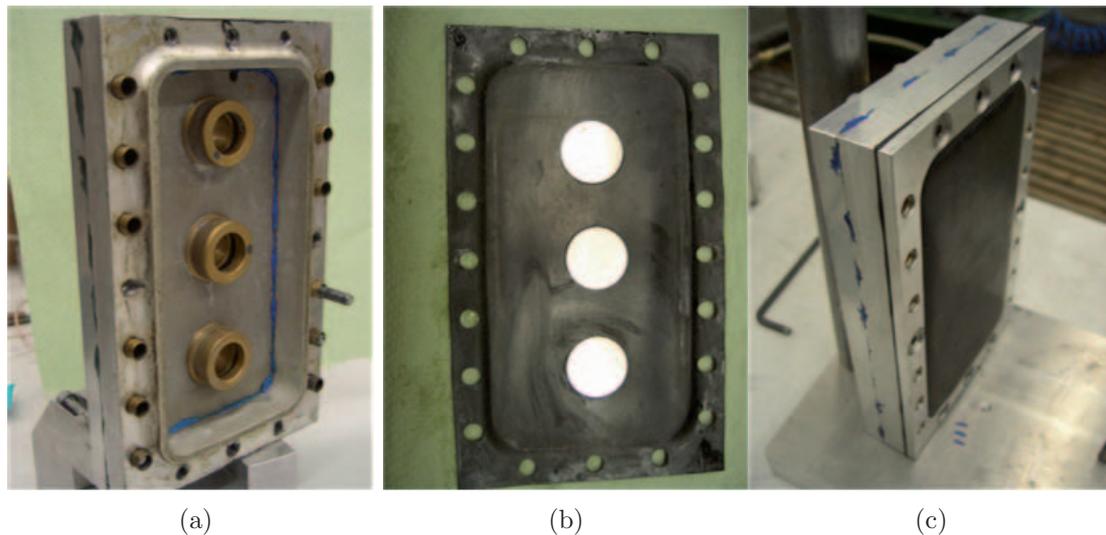


Abbildung 4.4.: Dreiteilige Konstruktion des Druckkissens als flexible Wand

#### 4.2.2. Erfahrungen in konventionellem Gerät

In Analogie zu existierenden Biaxialgeräten nach dem Vorbild von Vardoulakis & Goldscheider (1980) wurde zunächst ein Biaxialgerät konstruiert und in eine Triaxialzelle integriert (Abbildungen 4.5a und 4.5b). Die Verformung der Probe in eine horizontale Richtung wurde mittels eines Paares starrer Wände aus Plexiglas verhindert. Zur Aussteifung wurden die Plexiglaswände durch Stahlstäbe miteinander verbunden. Der Druck in die andere horizontale Richtung wurde über Wasserdruck innerhalb der Triaxialzelle aufgebracht. Die horizontale Verformung wurde mit den erwähnten, wasserdichten und druckfesten berührungsfreien Wegaufnehmern gemessen. Die starren Wände wurden aus Plexiglas hergestellt, um den Verformungs- und Versagens-Prozess während des Versuches beobachten zu können. Eine wesentliche Randbedingung im Biaxialversuch ist die der ebenen Dehnung. Im Fall von Extensionsversuchen entlang des hier angestrebten Spannungspfades stellte die auf den flexiblen Rand wirkende Horizontalspannung in Form von Wasserdruck die größte Hauptspannung dar. Die Probe musste also perfekt an der Plexiglaswand anliegen, damit das Zellwasser nicht zwischen Probe und Plexiglaswand

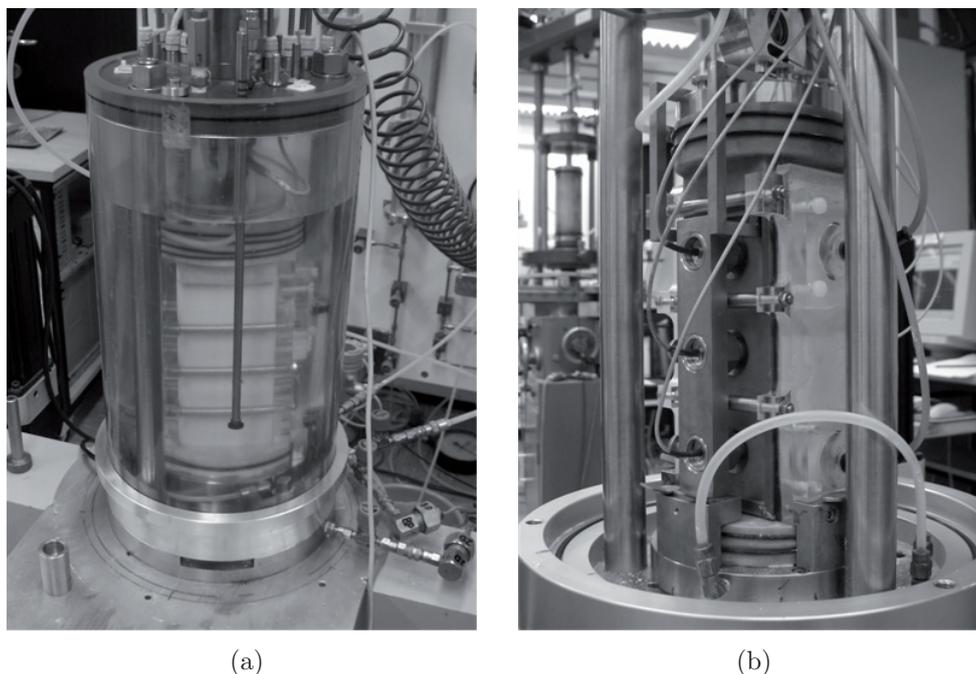


Abbildung 4.5.: (a) Integration des Biaxialgerätes in die Triaxialzelle; (b) weißes, wasserfreies Kupfer (II) Sulfat in pulverisierter Form hinter Plexiglaswand zur Kontrolle der ebenen Dehnung

eindringen konnte. Eine rein visuelle Beobachtung ohne Hilfsmittel erschien hierzu nicht ausreichend. Auf die Innenseiten der Plexiglaswände wurde daher wasserfreies Kupfer (II) Sulfat in pulverisierter Form gleichmäßig verteilt. Das Kupfer (II) Sulfat diente als Wasserindikator, da es sich bei Kontakt mit Wasser blau färbt. Die Blaufärbung konnte von außen durch die Plexiglaswände beobachtet werden, wodurch undichte Stellen lokalisiert werden konnten (Abbildung 4.6a). So konnte in Einzelversuchen festgestellt werden, dass auch bei einer Druckerhöhung von bis zu 3,0 bar kein Zellwasser zwischen Plexiglaswand und Probe eindrang. Die Probe lag also nach der Präparation ideal an der Plexiglaswand an. Während der folgenden weggesteuerten Reduktion der vertikalen Spannung gelang es trotz großer Anstrengungen (Geißler 2006) nicht, das Eindringen von Zellwasser zu verhindern. Eine grundsätzliche Anforderung an Elementversuche ist die Homogenität der Deformation bis zum Erreichen der maximalen Schubspannung (Wu & Kolymbas 1991). Insbesondere bei der Durchführung von Extensionsversuchen ist im Kopfbereich der Probe eine Einschnürung zu erwarten. Lade et al. (1996) ordneten in triaxialen Extensionsversuchen an die Probengeometrie angepasste, gekrümmte Aussteifungen um die Probe herum an und erzielten dadurch eine bessere Homogenität der Deformation. Ana-

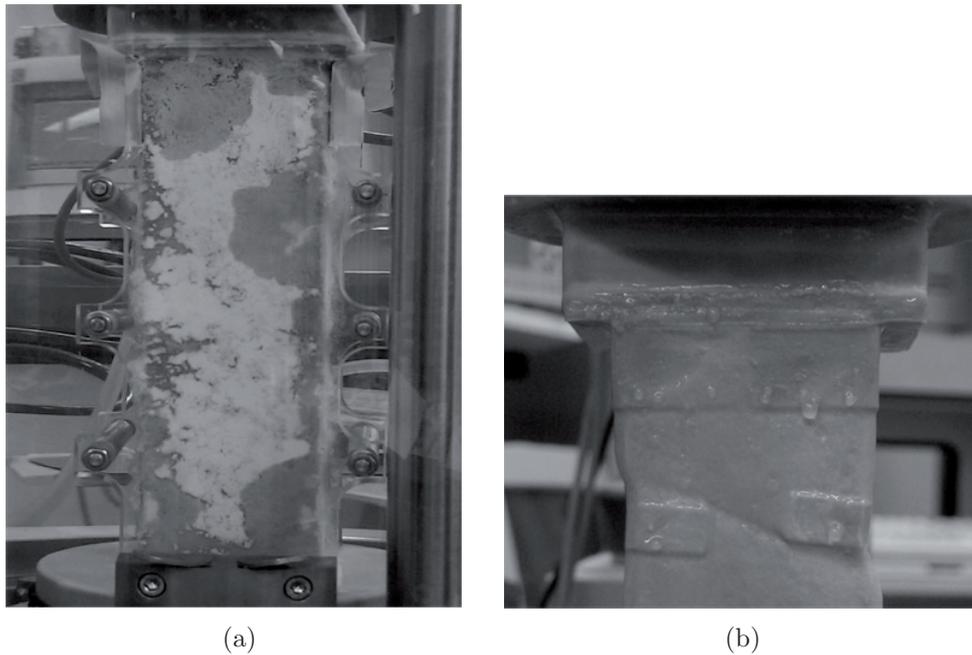


Abbildung 4.6.: (a) Kupfer (II) Sulfat als Wasserindikator zum Erkennen von Zonen lokalisierten Wassereindringens in den Bereich zwischen Probe und Plexiglaswand (Blau-Färbung in der Abbildung dunkel); (b) Homogenisierung der Deformation mittels Aluminiumaussteifungen

log dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit Aussteifungen entsprechend des rechteckigen Probenquerschnitts in verschiedenen Höhen beidseitig um die Probe herum angeordnet (Abbildung 4.6b). Es zeigte sich, dass eine Einschnürung der Probe an der Kopfseite dadurch verhindert werden konnte. Andererseits führte die Aussteifung zu einer Zwängung des Scherbands in den Bereich zwischen den Aussteifungen, wodurch die freie Ausbildung von Scherbändern unterdrückt wurde. Im Gegensatz zu biaxialen Kompressionsversuchen, die mit relativ geringem Aufwand in konventionellen Triaxialzellen durchgeführt werden können, ist die Realisierung biaxialer Extensionsversuche in einer Triaxialzelle ohne aufwändige Konstruktionen wie z.B. der von Masuda et al. (1999) beschriebenen nicht möglich.

### 4.3. Messtechnik

Im Rahmen der Messtechnik wird die Regelung des Drucks in den Druckkissen, die lokale Spannungsmessung in einer starren, unverschieblichen Wand und die lokale axiale

Spannungsmessung jeweils mit eigens für die zu erwartende Beanspruchung dimensionierten Druckmessdosen sowie die lokale, berührungslose Verformungsmessung im Detail erläutert.

### 4.3.1. Spannungsregelung in Druckkissen

Das Druckkissen ist eine dreiteilige Konstruktion (Abbildung 4.4). Die in Abbildung 4.4a abgebildete Rahmenkonstruktion ist während des Versuchs mit Wasser gefüllt. Durch die drei Messingeinsätze mit Innengewinde wurde jeweils ein berührungsloser Wegaufnehmer bis zu einer definierten Entfernung zum Messobjekt eingeschraubt. Die Messobjekte wurden auf die Gummimembran geklebt (Abbildung 4.4b), welche mit einer Deckelplatte auf die Rahmenkonstruktion geschraubt wird (Abbildung 4.4c). Der Wasserdruck in den Druckkissen wurde durch einen programmierten Regelkreislauf kontrolliert. Das analoge Eingangssignal des an die Druckkissen angeschlossenen Wasserdrucksensors wurde in einem Subalgorithmus innerhalb des Programms zur Messwerverfassung (MWE) mit dem vorgegebenden Sollwert verglichen und je nach Größe der Abweichung mit einer vorgegebenen Geschwindigkeit angepasst. Das berechnete Ausgangssignal wurde von der Software über ein Hardware Interface an eine konstante Spannungsquelle (Konstanter) transferiert, die ein analoges Signal an ein Druckregelventil sendete. Hierdurch wurde der Luftdruck in einem Zwischenbehälter angesteuert, der teilweise mit Luft (oben) und Wasser (unten) gefüllt war. Dadurch wurde der Wasseraustausch zur Druckänderung in den Druckkissen ermöglicht. Auf diese Weise wurde der Wasserdruck zur Erzielung des initialen Spannungszustandes hochgeregelt und während des Abschervorgangs konstant gehalten. Mit dieser Technik sind beliebige Spannungspfade realisierbar.

### 4.3.2. Lokale Spannungsmessung in starrer, unverschieblicher Wand

Die Messung des Drucks in Richtung der erwarteten mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  normal zu den starren, unverschieblichen Wänden ist zur Berechnung des Spannungspfades im  $p$ - $q$ -Diagramm sowie zur Untersuchung der Scherfestigkeit und der Beziehung von Hauptspannungsverhältnis zur Dilatanzrate unerlässlich. Zur Spannungsermittlung zwischen der Probe und einer starren Wand wurden daher zwei Druckmessdosen speziell im Hinblick auf die erwarteten Spannungen dimensioniert, angefertigt und in die Konstruktion integriert. Eine Druckmessdose wurde oberhalb des in biaxialer Kompression erwarteten Scherbands angeordnet, die andere unterhalb. Der Vergleich der beiden Signale gibt Aufschluss über die Homogenität der Spannungen innerhalb der Probe (Wanatowski & Chu 2007b). Im

Folgenden werden Dimensionierung und Ausführung der Konstruktion sowie deren Kalibrierung erläutert. In die starre Wand wurde von außen eine zylindrische Aussparung gefräst (Abbildung 4.7). Die Tiefe dieser Aussparung wurde geringer als die Wandstärke gewählt, so dass die starre Wand auf der zur Probe gewandten Seite durchgängig erhalten blieb. Die verbleibende Wandstärke wurde als Membran genutzt, auf die rückseitig eine

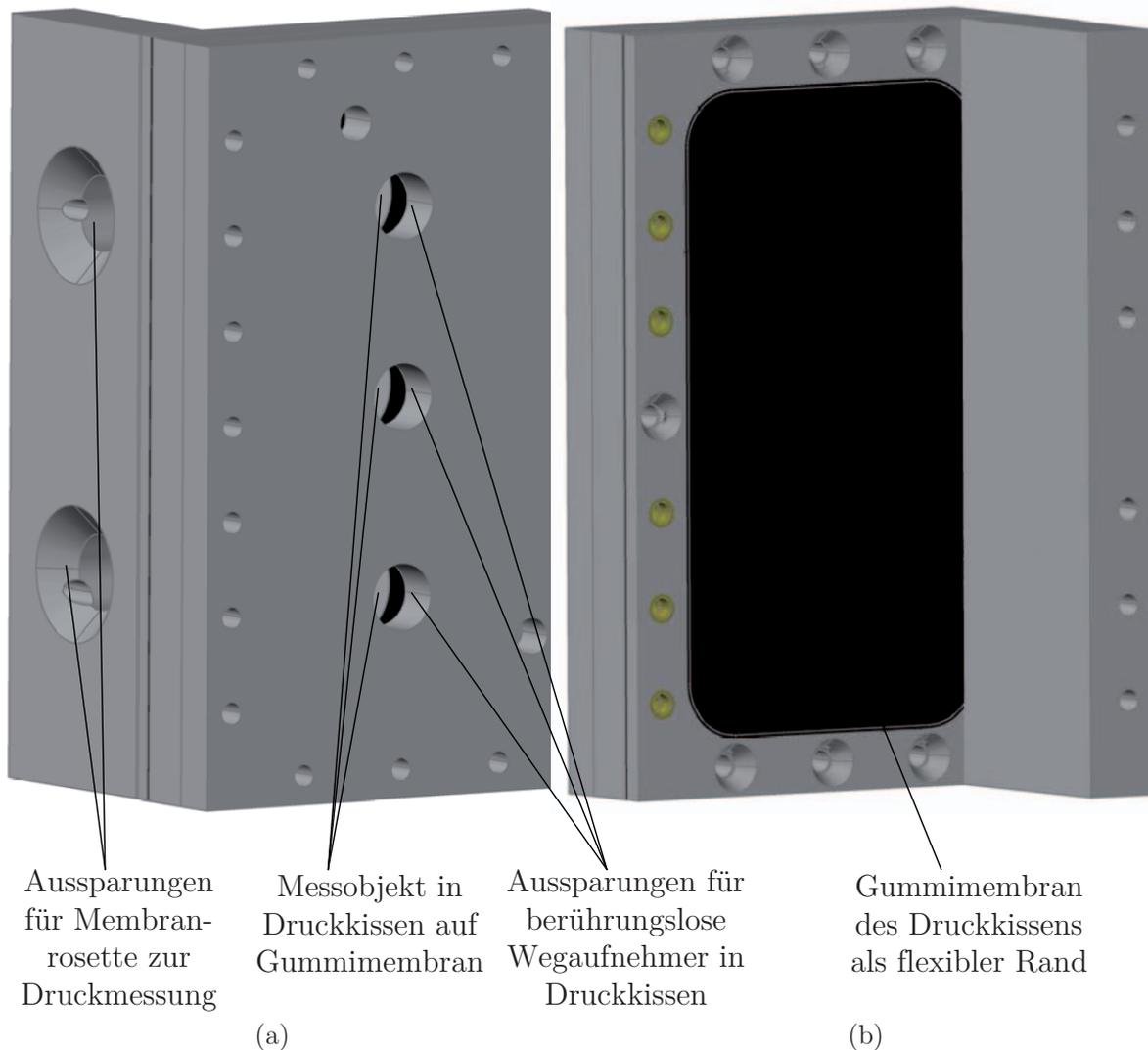


Abbildung 4.7.: 3D-Ansichten des Biaxialgerätes: (a) von außen und (b) von innen

kommerzielle Membranrosette appliziert wurde, wie in Abbildung 4.8a am Beispiel der Plexiglaswand des konventionellen Biaxialgerätes dargestellt. Die Vorgehensweise wurde nach erfolgreicher Kalibrierung auf das neue Biaxialgerät mit Seitenwänden aus Aluminium übertragen. Eine Membranrosette besteht aus vier Dehnungsmessgittern, die auf einer rotationssymmetrischen Membran appliziert und zu einer Vollbrücke geschaltet werden.

Die zwei zentralen Messgitter sind tangential ausgerichtet, während die beiden äußeren Messgitter an gegenüberliegenden Rändern radial orientiert sind (Abbildung 4.8b). Die

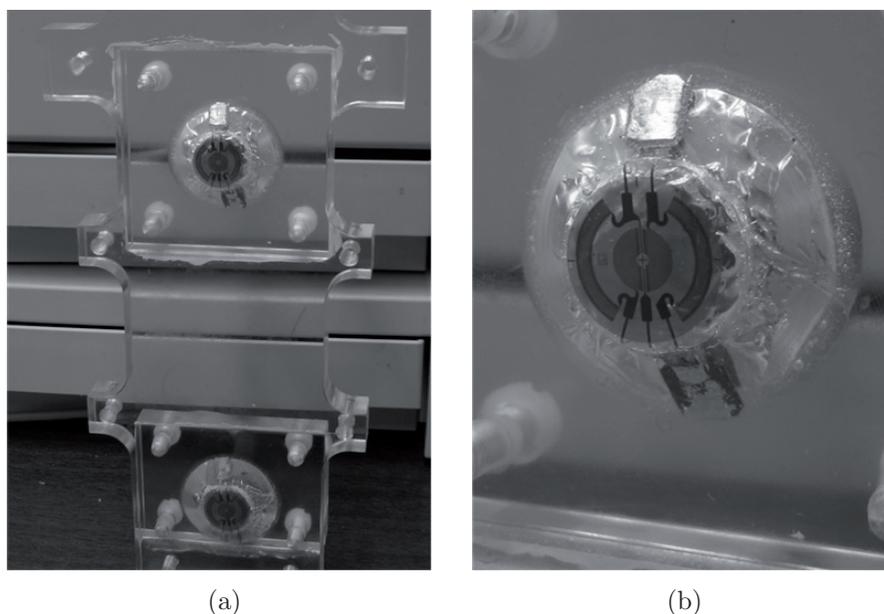


Abbildung 4.8.: Membranrosetten in Plexiglaswand zur Druckmessung: (a) Anordnung; (b) Detailansicht

tangentiale und radiale Dehnung,  $\epsilon_t$  und  $\epsilon_r$ , sollte innerhalb des erwarteten Druckbereiches mindestens  $10^{-6}$  betragen, um eine hohe Messgenauigkeit zu erzielen. Die Dehnungen können nach Keil (1995) als Funktion des auf die Membran wirkenden Druckes sowie des Abstandes vom Mittelpunkt der Membran  $r$  berechnet werden:

$$\epsilon_t = \frac{3p(1-\nu^2)}{8Es^2} (R^2 - r^2) \quad (4.1)$$

$$\epsilon_r = \frac{3p(1-\nu^2)}{8Es^2} (R^2 - 3r^2) \quad (4.2)$$

Für die Seitenwand aus Aluminium wurden  $E = 70000$  MPa und  $\nu = 0,3$  eingesetzt. Der Radius  $R$  und die Wandstärke  $s$  der Membran wurden nach den im Folgenden beschriebenen Kriterien festgelegt. Die maximale Abweichung von linear elastischem Verhalten der Membran kann zu 0,3 % angesetzt werden, wenn die Durchbiegung in Membranmitte  $f_z$  nicht größer ist als ein Viertel der Membrandicke  $s$ :

$$f_z = \frac{3R^4p}{16Es^3} (1-\nu^2) \stackrel{!}{\leq} \frac{s}{4} \quad (4.3)$$

Der Radius der Membranrosette  $R_{MR}$  sollte nicht wesentlich geringer als der Radius der Membran  $R$  sein. Der größte erhältliche Radius für Membranrosetten betrug  $R_{MR} = 7,5$  mm.

Der Membranradius  $R$  und die Membrandicke  $s$  wurden unter Berücksichtigung dieser Anforderungen dimensioniert. Für die Kombination  $R = 10$  mm und  $s = 0,4$  mm ist innerhalb des erwarteten Druckbereiches von  $1 \text{ kPa} \leq p \leq 150 \text{ kPa}$  sowohl das Kriterium hinsichtlich der Linearität als auch hinsichtlich der selbst gewählten minimalen Größenordnung der Dehnungen eingehalten (Abbildungen 4.9a und 4.9b). Als Träger und Abdeckung wurde Polyimid verwendet, das dazwischen positionierte Messgitter besteht aus Konstantan, als Klebstoff kam der kalthärtende Cyanoacrylat-Einkomponenten-Klebstoff Z70 zum Einsatz. Die Druckmessung in granularem Material ist aufgrund von Gewölbewir-

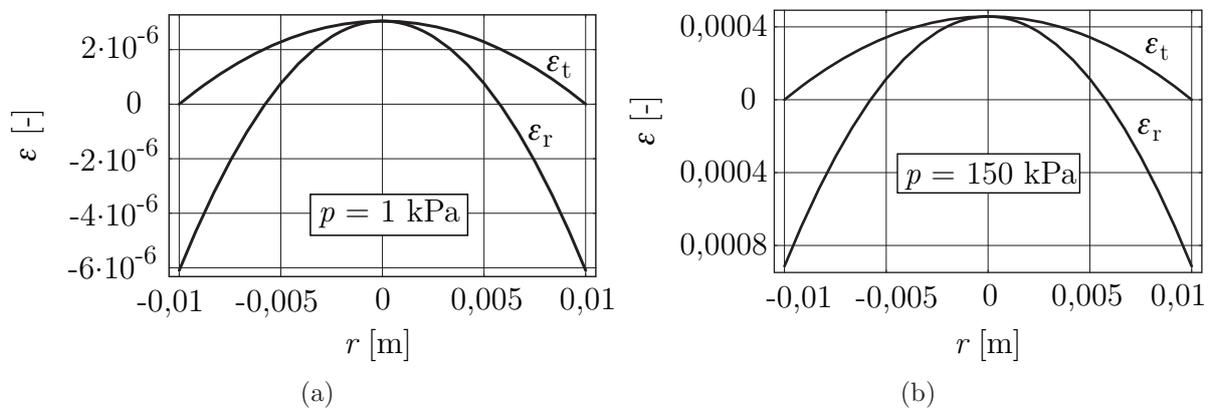


Abbildung 4.9.: Berechnete tangentielle und radiale Dehnung bei einem Druck von (a)  $p = 1 \text{ kPa}$  und (b)  $p = 150 \text{ kPa}$

kungen eine anspruchsvolle Aufgabe, weshalb die Kalibrierung der eigenen Konstruktion im Detail geschildert wird. Clayton & Bica (1993) stellten fest, dass die übliche Kalibrierung mittels eines Fluids zu Fehlern hinsichtlich der zu messenden Spannung zwischen der Probe und der Wand führen kann. Grund hierfür ist eine Spannungsumlagerung in Membrannähe als Konsequenz der Membrandurchbiegung. Aus diesem Grund wird häufig das Verhältnis von Membrandurchmesser zu maximaler Membrandurchbiegung angegeben (z.B. Nieuwland et al. 2000) und mit einem unteren Schwellenwert begrenzt, die Durchbiegung wird also nach oben begrenzt. Dieser Schwellenwert variiert nach Clayton und Bica zwischen 1000 (USAEWES 1944) und 10000 (Kallstenius & Bergau 1956). Basierend auf der Theorie von Askegaard (1961) sollte gemäß der Untersuchungen von Clayton & Bica (1993) im Rahmen der Dimensionierung von Druckmessdosen das Nachgiebigkeitsverhältnis  $F = (E_{\text{Boden}} R^3) / (E_{\text{Membran}} s^3)$  auf einen möglichst geringen Wert festgelegt werden. Für  $F = 0$  wird sich für den sogenannten *cell action factor* (CAF) ein Wert von  $\text{CAF} = 1$  einstellen (Abbildung 4.10). Das bedeutet, dass sich die Spannungsverteilung im Bereich der Membran so einstellt als wäre die Membran nicht vorhanden. Je

kleiner CAF ist, desto größer ist der Fehler infolge Gewölbebildung. Als minimale Anforderung wurde hier  $CAF \geq 90\%$  festgelegt. Um für die horizontale Spannungsmessung  $CAF \geq 90\%$  und damit  $F \leq 0,5$  zu erreichen, müsste die Membran (bei Annahme vom  $E_{S,Boden} = 50\text{ MPa}$  und  $\nu_{Boden} = 0,3$  eine Dicke von  $s = 0,8\text{ mm}$  haben. Bei geringen Spannungen würde dies allerdings zu Dehnungen  $\varepsilon < 10^{-6}$  führen, weshalb die oben berechnete Dicke von  $s = 0,4\text{ mm}$  beibehalten wurde. Um eine Abschätzung des dadurch

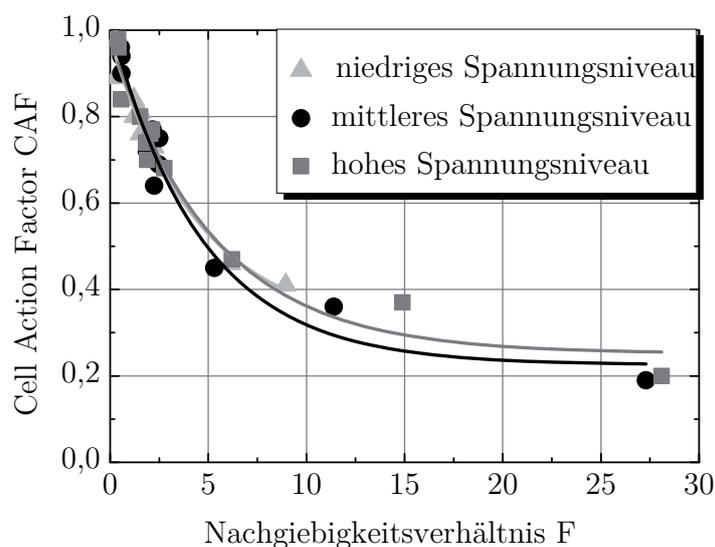
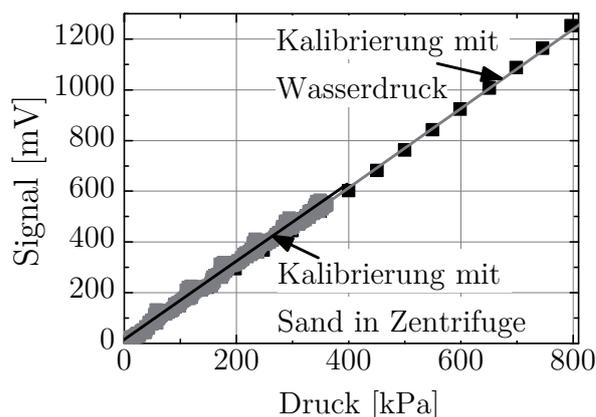


Abbildung 4.10.: Einfluss der Membrandurchbiegung – ausgedrückt durch das Nachgiebigkeitsverhältnis  $F$  – auf die Spannungsumlagerung – ausgedrückt durch  $CAF$  – nach Daten von Clayton & Bica (1993).

möglicherweise entstehenden Messfehlers zu ermitteln, wurden an der auf 1000 kPa ausgelegten Plexiglaswand des konventionellen Biaxialgerätes vergleichende Kalibrierungen mit Wasser und Sand durchgeführt. Die Kalibrierung mit Wasser erfolgte in der Triaxialzelle durch Erhöhung des Zelldruckes bis auf 800 kPa. Als Kalibrierungsfaktor wurde als Steigung der linearen Kennlinie 1,565 mV/kPa ermittelt (Abbildung 4.11a). Zur Kalibrierung mit granularem Material unter kontrollierter Spannungserhöhung wurde die Wand horizontal auf einen speziell angefertigten Einsatz in einem Behälter in der Großzentrifuge positioniert (Abbildung 4.11b, Drausicht rechts) und mit Silbersand vertikal belastet (Abbildung 4.11b links). Die Spannung wurde durch Zentrifugieren bis um das 130-fache (130  $g$ ) auf 350 kPa erhöht, um Spannungen in der Größenordnung der Biaxialversuche aufzubringen. Als Steigung der linearen Kennlinie (Abbildung 4.11a) ergab sich 1,583 mV/kPa. Die Kalibrierungsfaktoren aus der Kalibrierung mit Wasser und mit Sand

waren somit identisch. Die Vorgehensweise zur Dimensionierung der speziell angefertigten Drucksensoren wurde daher als zuverlässig interpretiert, eine Gewölbebildung war nicht zu erkennen. Die Kalibrierung der Membranrosette in der Aluminiumwand in dem neu kon-



(a)



(b)

Abbildung 4.11.: (a) Lineare Kennlinie aus Kalibrierung mit Sand und mit Wasser; (b) Versuchsaufbau in der Großzentrifuge zur Kalibrierung der Membranrosetten in der Plexiglaswand

struierten Biaxialgerät wurde daher ausschließlich mit Wasserdruck durchgeführt. Hierzu wurde eine der beiden flexiblen Wände (Druckkissen) vor die starre Aluminiumwand geschraubt (Abbildung 4.12a) und der Wasserdruck in dem Druckkissen bis auf 250 kPa erhöht. Für beide Membranrosetten wurde ein mit dem Druck linear zunehmendes Signal gemessen (Abbildung 4.12b).

### 4.3.3. Lokale und globale axiale Spannungsmessung

Die Messung der axialen Spannung wurde in dem Biaxialgerät zweifach redundant bestimmt. Zum Einen wurde die axiale Kraft mittels Kraftmessdose direkt unterhalb der Traverse der Lastpresse gemessen (Abbildung 4.2a), woraus die globale axiale Spannung berechnet wurde. Zum Anderen wurde sowohl in die Fußplatte als auch in die Kopfplatte eine Druckmessdose zur lokalen Spannungsermittlung installiert. Die als Vollquerschnitte aus Stahl ausgeführten Endplatten verformen sich unter den vorhandenen Beanspruchungen nicht nennenswert, weshalb eine einfachere Konstruktion für die Druckmessung als in

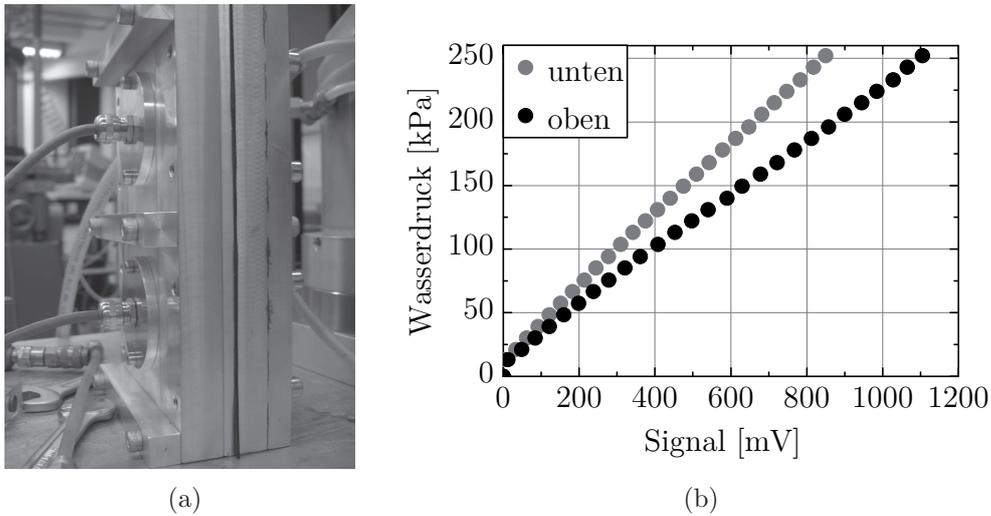


Abbildung 4.12.: Kalibrierung der Membranrosetten in Aluminiumwand mit Wasserdruck: (a) Aufbau; (b) Lineare Kennlinie beider Membranrosetten

den Seitenwänden gewählt wurde. In die jeweilige Endplatte wurde mittig eine durchgehende zylindrische Aussparung gefräst, in die ein zylindrischer Einsatz mit ausreichender Wandstärke zum Aufkleben einer Membran aus Edelstahl bündig mit der umgebenden Endplatte positioniert wurde (Abbildung 4.13a, kleines Foto). Die Membran aus Edelstahl

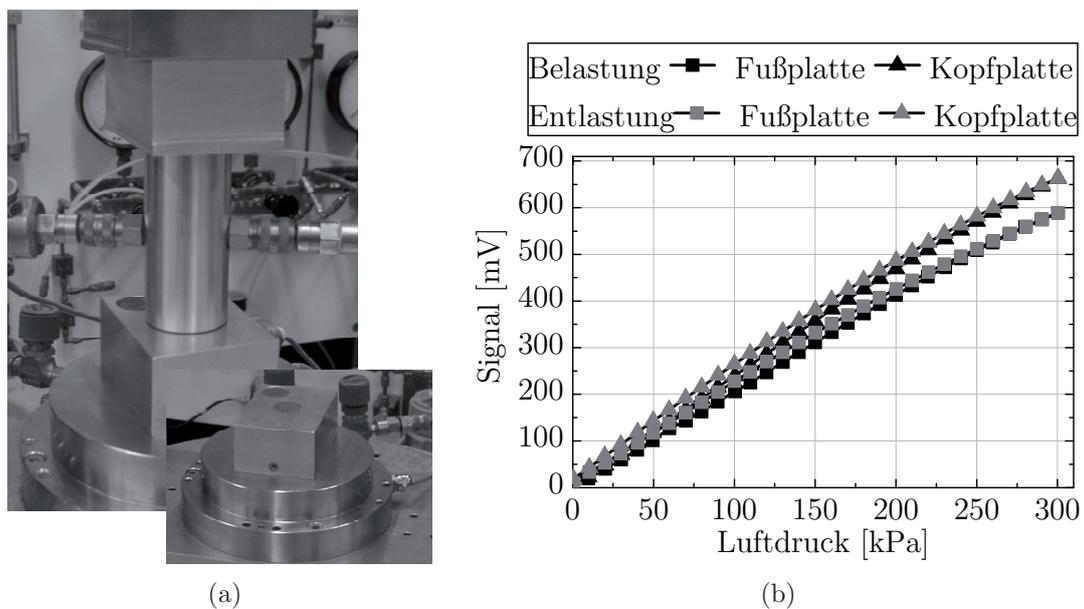


Abbildung 4.13.: Kalibrierung der Druckmessdosen in Kopf- und Fußplatte mittels Luftdruck: (a) Aufbau; (b) Kennlinien der Druckmessdosen

wurde nach den in Kapitel 4.3.2 erläuterten Kriterien dimensioniert. Als Radius der Membran wurde  $R = 7$  mm bei einer Dicke von  $s = 0,2$  mm festgelegt. Die Kalibrierung erfolgte für die Druckmessdose in beiden Sockeln gleichzeitig mittels Luftdruck (Abbildung 4.13a, großes Foto). Die Kennlinien zeigen eine nur sehr geringe Hysterese (Abbildung 4.13b), so dass für Be- und Entlastung ein konstanter Kalibrierungsfaktor angesetzt wurde. Zum Feinabgleich des Kalibrierungsfaktors wurde in der Versuchsphase zur Erzielung des Anfangs-Spannungs-Zustands eines jeden Biaxialversuchs die aus der axialen Kraft berechnete axiale Spannung mit der von den Druckmessdosen gemessenen axialen Spannung verglichen und, falls erforderlich, der Kalibrierungsfaktor angepasst. Dies wird als zulässig angesehen, da einerseits zu diesem Zeitpunkt noch keine vertikale Verformung der Probe stattgefunden hat, und somit keine Verfälschung der Axialkraft infolge möglicher Reibungseffekte auftreten konnte. Andererseits wurde angenommen, dass insbesondere bei Probeneinbau durch Einstampfen und Abziehen mittels Stahllineal der Kontakt zwischen Membran und Probenoberfläche von Versuch zu Versuch gewissen Schwankungen unterliegen kann.

#### 4.3.4. Lokale berührungslose Verformungsmessung

Die lokale Messung der horizontalen Verformung der Probe wurde einerseits zur Berechnung der Volumenänderung verwendet, andererseits gibt sie Aufschluss über die Homogenität der Deformation der Probe während des gesamten Versuchs. Es wurden jeweils drei berührungslose Wegaufnehmer über die Höhe verteilt in die flexiblen Wände integriert (Abbildungen 4.2b und 4.3). In Abbildung 4.7a ist eine Außenansicht der Konstruktion gezeichnet, in der die Aussparungen zum Einsatz der berührungslosen Wegaufnehmer zu sehen sind. Mit einem Blick durch die Aussparung sind die in gleicher Höhe aufgeklebten Messobjekte zu erkennen. Zur Integration der Sensoren in die mit Wasser gefüllten Druckkissen wurden wasserdichte und druckfeste Sensoren mit möglichst großem Messbereich und möglichst kleiner Geometrie benötigt. Diese Anforderung erfüllte nur ein kommerziell verfügbares Produkt, das nach dem Wirbelstromprinzip funktioniert. In Abhängigkeit von der Entfernung eines elektrisch leitfähigen Messobjekts werden durch Erzeugung eines magnetischen Wechselfeldes im Sensor durch das Messobjekt verursachte Wirbelstromverluste gemessen (WayCon 2006). Diese Verluste hängen vom Abstand zwischen Sensor und Messobjekt ab. Als Messobjekt wurde zunächst eine Scheibe aus Edelstahlfolie mit einem Radius von 30 mm und einer Dicke von 0,2 mm verwendet (Abbildung 4.4b). Um den Einfluss einer möglichen Verkantung dieses starren Messobjekts auszuschließen, wurde dies im Laufe der Versuchsreihe durch ein flexibles Messobjekt aus Aluminiumfolie er-

setzt. Die Kalibrierung der berührungslosen Wegaufnehmer durch gezielte Veränderung des Abstandes zwischen Messobjekt und Sensor mittels Mikrometerschraube ergab für beide Messobjekte eine lineare Kennlinie.

## 4.4. Probeneinbau

Die wesentlichen Schritte des Probeneinbaus in dem Biaxialgerät werden in Begleitung einer Fotoreihe beschrieben (Abbildung 4.14). Zunächst wurde die rechteckige Fußplatte mit mittelviskoser Silikonpaste geschmiert und anschließend eine Latex-Membran mit Aussparungen im Bereich des Filtersteins und der Druckmessdose leicht angedrückt (Abbildung 4.14a), um die Reibung zwischen Probe und Endplatte zu reduzieren. Dann wurde eine vorgeformte Latex-Membran (Abbildung 4.14b) über die rechteckige sowie die obere der beiden runden Fußplatten gestülpt und mit O-Ringen abgedichtet. Die Latex-Membran wurde nach dem Vorbild von Vardoulakis & Goldscheider (1980) entsprechend einer hergestellten Gussform (Abbildung 4.14c) passgenau angefertigt. Im Bereich der Probe hat die Membran eine Dicke von 0,4 mm, an den Übergängen unterschiedlicher Querschnitte wurde sie mit einer Dicke von 1,0 mm gegossen. Die Verwendung einer für Triaxialversuche üblichen, runden Membran wurde aufgrund der großen zu erwartenden Verzerrungen an dem Sprung zwischen den verschiedenen Querschnitten ausgeschlossen. Bei der Dimensionierung der entsprechenden Gussform wurde eine isotrope Schrumpfung der Membran im Anschluss an den Gießvorgang in der Größenordnung von 10 % ebenso berücksichtigt wie eine anzustrebende Vordehnung der Membran in horizontale Richtung in der Größenordnung von 3 % zur Anpassung der Membran an die Probe. Die Wände zur Formung der Probe mit vorgegebenem Querschnitt von 60 x 80 mm wurden zur besseren Verteilung des Vakuums von 20 kPa an der Innenseite mit Vlies der Dicke 0,2 mm beklebt und auf die untere runde Fußplatte aufgesetzt (Abbildung 4.14d). Die Probe wurde dann in Lagen von maximal 30 mm mit vorgegebenem Wassergehalt bis zum Erreichen der Zieldichte eingestampft (Abbildung 4.14e). Die eingestampften Lagen wurden vor Einbringen der nächsten Lage an der Oberfläche aufgeraut, um die Verzahnung des Materials zu ermöglichen. Nach Abziehen der Probenoberfläche mit einem Stahllineal (Abbildung 4.14f) wurde die Kopfplatte bis zum Erreichen des Kraftkontaktes heruntergefahren, die Latex-Membran umgestülpt und ebenfalls mit O-Ringen abgedichtet (Abbildung 4.14g). Innerhalb der Probe wurde ein Vakuum von 20 kPa aufgebracht, damit die Probe nach Entfernen der Probenformer-Wände standfest und geometrisch homogen bleibt

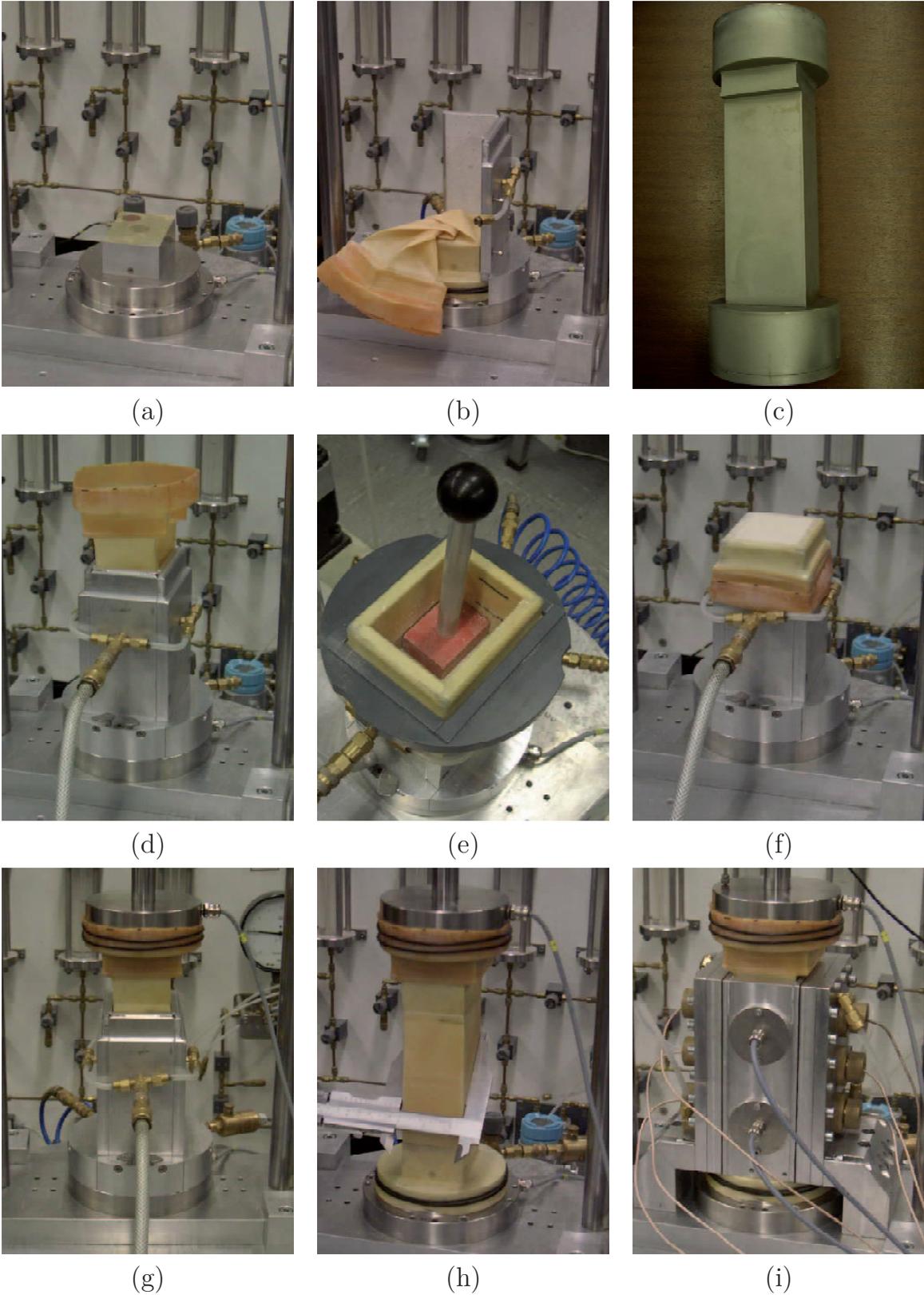


Abbildung 4.14.: Probeneinbau im neuen Biaxialgerät

(Abbildung 4.14h). Die Geometrie wurde vermessen und um die Dicke der Membran bereinigt. Schließlich wurden die starren Wände sowie die Druckkissen installiert (Abbildung 4.14i). Die Druckkissen wurden mit Wasser gefüllt, ein Druck von 20 kPa aufgebracht und gleichzeitig das Vakuum in der Probe entfernt. Die vertikale Spannung wurde nicht nachgeregelt, der Spannungszustand nach Probeneinbau war somit nicht isotrop.

## 4.5. Biaxiale Kompressionsversuche

### 4.5.1. Auswertungen

Im Rahmen der Auswertungen wurden folgende Gleichungen zur Berechnung der Dehnungs- und Spannungsgrößen sowie dimensionsloser Parameter verwendet.

#### i) Dehnungsgrößen

Die Dehnungen wurden als wahre Dehnungen oder Hencky-Dehnungen berechnet, wie z.B. auch von Drescher et al. (1990). Stauchungen wurden als positiv angesetzt, Dehnungen als negativ.

- *Axiale Dehnung*  $\varepsilon_{axial} = \varepsilon_1$

$$\varepsilon_1 = -\ln\left(\frac{h}{h_0}\right) \quad (4.4)$$

$h_0$  bezeichnet die initiale Probenhöhe und betrug in Kompressionsversuchen 135 mm,  $h$  bezeichnet die aktuelle Probenhöhe.

- *Volumetrische Dehnung*  $\varepsilon_{vol}$

$$\varepsilon_{vol} = -\ln\left(\frac{V}{V_0}\right) \quad (4.5)$$

Die zur Berechnung des aktuellen Volumens  $V$ , als Differenz des initialen Volumens  $V_0$  und der Volumenänderung  $\Delta V$ , erforderliche Volumenänderung  $\Delta V$  wurde nach dem in Abbildung 4.15 dargestellten Ansatz ermittelt. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die initiale Probengeometrie, die durchgezogene Linie die idealisierte, aktuelle Geometrie.  $\Delta h$  bezeichnet die Höhenänderung und  $\Delta u$  die Änderung der initialen Probenbreite  $a_0$ , während die Länge  $b_0$  normal zur Deformationsebene konstant ist. Die Breitenänderung

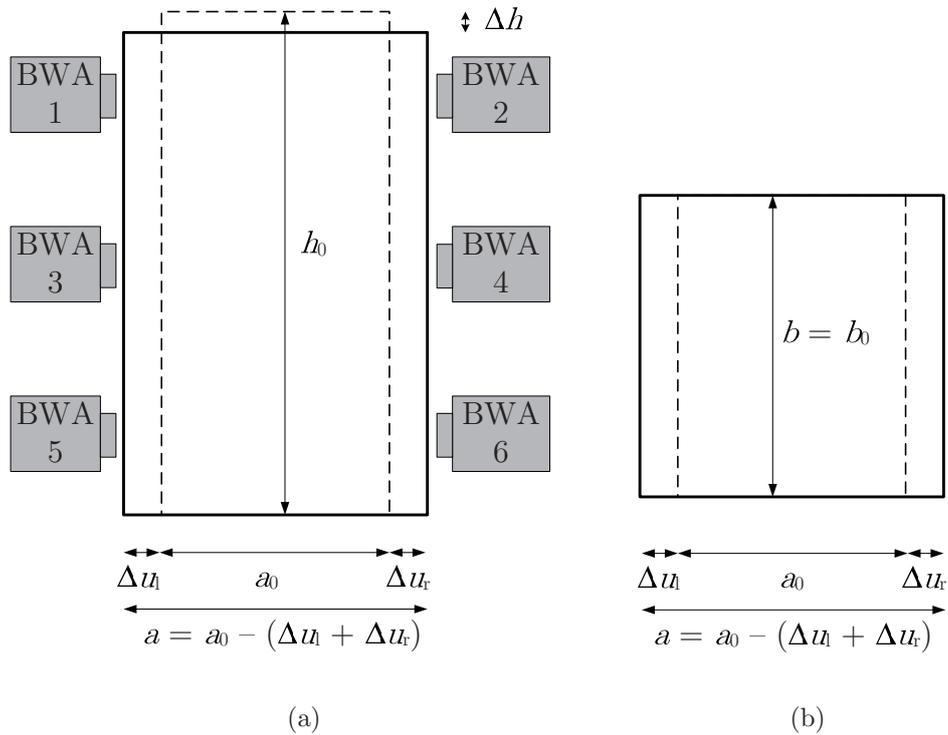


Abbildung 4.15.: Modell zur Berechnung der Volumenänderung im biaxialen Kompressionsversuch (a) Ansicht; (b) Draufsicht

$\Delta u$  ergibt sich additiv aus  $\Delta u_l$  und  $\Delta u_r$ , welche wiederum aus den drei gleich gewichteten Messwerten der berührungslosen Wegaufnehmer (BWA) berechnet werden.  $\Delta u$  ist positiv für horizontale Stauchung und negativ für Dehnung,  $\Delta h$  ist positiv für vertikale Stauchung. Die Volumenänderung wurde dann nach Gleichung (4.9) additiv aus einem Dilatanzterm und einem Kontraktanzterm berechnet.

$$\Delta u_l = \frac{1}{3}(u_{\text{BWA}1} + u_{\text{BWA}3} + u_{\text{BWA}5}) \quad (4.6)$$

$$\Delta u_r = \frac{1}{3}(u_{\text{BWA}2} + u_{\text{BWA}4} + u_{\text{BWA}6}) \quad (4.7)$$

$$\Delta u = \Delta u_l + \Delta u_r \quad (4.8)$$

$$\Delta V = b_0 \left( \underbrace{\Delta u \cdot h_0}_{<0, \text{Dilatanz}} + \underbrace{\Delta h(a_0 - \Delta u)}_{>0, \text{Kontraktanz}} \right) \quad (4.9)$$

Die Idealisierung der Verformungsfigur in Abbildung 4.15 wurde auch über den Bereich der homogenen Deformation hinaus als globales Maß verwendet.

- *Volumetrische Dehnungsrate*  $\dot{\epsilon}_{\text{vol}}$

Die Berechnung der volumetrischen Dehnungsrate erfolgte näherungsweise inkrementell,

da keine Kurvenanpassung zur Ermittlung eines exakten Funktionsverlaufs vorgenommen wurde.

$$\dot{\varepsilon}_{\text{vol}} = \frac{\partial \varepsilon_{\text{vol}}}{\partial t} \approx \frac{\Delta \varepsilon_{\text{vol}}}{\Delta t} \quad (4.10)$$

- *Scherdehnung*  $\gamma$

Die Scherdehnung  $\gamma$  wurde als globales Maß für die gesamte Probe nach Gleichung (4.11) berechnet, wobei bereits  $\varepsilon_2 = 0$  eingesetzt worden ist.

$$\gamma = \varepsilon_v - \varepsilon_h = \varepsilon_1 - \varepsilon_3 = 2\varepsilon_1 - \varepsilon_{\text{vol}} > 0 \quad (4.11)$$

## ii) Spannungsgrößen

Analog zu den Dehnungen wurden Druckspannungen als positiv angesetzt.

- *Axiale Spannung*  $\sigma_{\text{axial}} = \sigma_1$

Die vertikale Spannung wurde als Quotient der aktuellen Kraft  $F$  und der aktuellen Querschnittsfläche  $A$  berechnet (Cauchy Spannung).

$$\sigma_1 = \frac{F}{A} \quad (4.12)$$

Die aktuelle Querschnittsfläche wurde nach Abbildung 4.15 als über die Probenhöhe gemittelter Wert berechnet,  $A = a \cdot b_0$ .

- *Mittlere Spannung*  $p$

Die mittlere Spannung  $p$  wurde nach Gleichung (2.35) berechnet.

$$p = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \quad \text{Gl. (2.35)}$$

Da  $\sigma_1$  zweifach redundant ermittelt wurde, konnte  $p$  aus drei alternativen Werten für  $\sigma_1$  berechnet werden.  $\sigma_2$  wurde als arithmetisches Mittel der ebenfalls redundant gemessenen horizontalen Spannung in der starren Wand bestimmt.

- *Deviatorische Spannung*  $q$

Die deviatorische Spannung  $q$  wurde nach Gleichung (2.36) berechnet.

$$q = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2} \quad \text{Gl. (2.36)}$$

### iii) Dimensionslose Größen

- *Dilatanzwinkel  $\psi$*

Der globale Dilatanzwinkel  $\psi$  wurde mit totalen Dehnungsinkrementen analog zu Gleichung (2.58) berechnet. Die Bereinigung um elastische Anteile der Dehnungsinkremente wurde vernachlässigt (s. Kapitel 2.3.2.2).

$$\psi = \arcsin\left(\frac{\dot{\varepsilon}_{\text{vol}}}{\dot{\gamma}}\right) \approx \arcsin\left(\frac{\Delta\varepsilon_{\text{vol}}}{\Delta\gamma}\right) \quad (4.13)$$

- *Parameter  $b$*

Der Parameter  $b$  dient der Berücksichtigung des Einflusses der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$ .

$$b = \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3} \quad \text{Gl. (2.43)}$$

Für triaxiale Kompression ist  $b = 0$ , für triaxiale Extension ist  $b = 1$ . In Biaxialversuchen sind die drei Hauptspannung unterschiedlich groß, d.h.  $0 < b < 1$ .

- *Reibungswinkel  $\varphi$*

Der Verlauf des mobilisierten Reibungswinkels  $\varphi$  wurde für jeden Einzelversuch nach Gleichung (2.44) berechnet.

$$\varphi = \arcsin\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 + \sigma_3}\right) \quad \text{Gl. (2.44)}$$

- *Entfestigungsgradient  $k$*

Der globale Entfestigungsgradient quantifiziert die Reduktion des Reibungswinkels mit zunehmender Scherdehnung der gesamten Probe nach dem Erreichen des maximalen Reibungswinkels (Kapitel 2.3.4). Eine detaillierte Differenzierung zwischen der globalen und der lokalen Entfestigung innerhalb des Scherbands erfolgt in Kapitel 4.9.

$$k = \left| \frac{\Delta\varphi}{\Delta\gamma} \right|_{\text{max}} \quad (4.14)$$

Wie in Kapitel 2.3.4 erläutert, unterscheidet sich diese Definition von vorhandenen dadurch, dass die genaue Kenntnis des kritischen Reibungswinkels hier nicht erforderlich ist und außerdem keine willkürliche Wahl eines beliebig kleinen Scherdehnungsinkrements im

Entfestigungsbereich getroffen werden muss. Der globale Entfestigungsgradient  $k$  wurde in allen Versuchen als maximale Reduktion des Reibungswinkels mit zunehmender Scherdehnung im Entfestigungsbereich berechnet, d.h. als Wendepunkt im  $\varphi$ - $\gamma$ - Diagramm. Die Abbildungen 4.16a und 4.16b zeigen die Vorgehensweise exemplarisch für einen biaxialen Kompressionsversuch mit dicht gelagertem Silbersand bei  $\sigma_3 = 50$  kPa. Zunächst wurde eine Kurvenanpassung mit einem Polynom fünfter Ordnung an den gemessenen Verlauf des Reibungswinkels  $\varphi$  ab dessen maximalem Wert über der globalen Scherdehnung  $\gamma$  vorgenommen (Abbildung 4.16a) und diese berechnete Funktion anschließend nach  $\gamma$  differenziert. Für diejenige Scherdehnung  $\gamma$ , für welche die Ableitung den maximalen Wert annahm, wurde die zugehörige Ableitung als Entfestigungsgradient  $k$  bezeichnet (Abbildung 4.16b). Für die untersuchten, kohäsiven Materialmischungen erfolgte die Berechnung

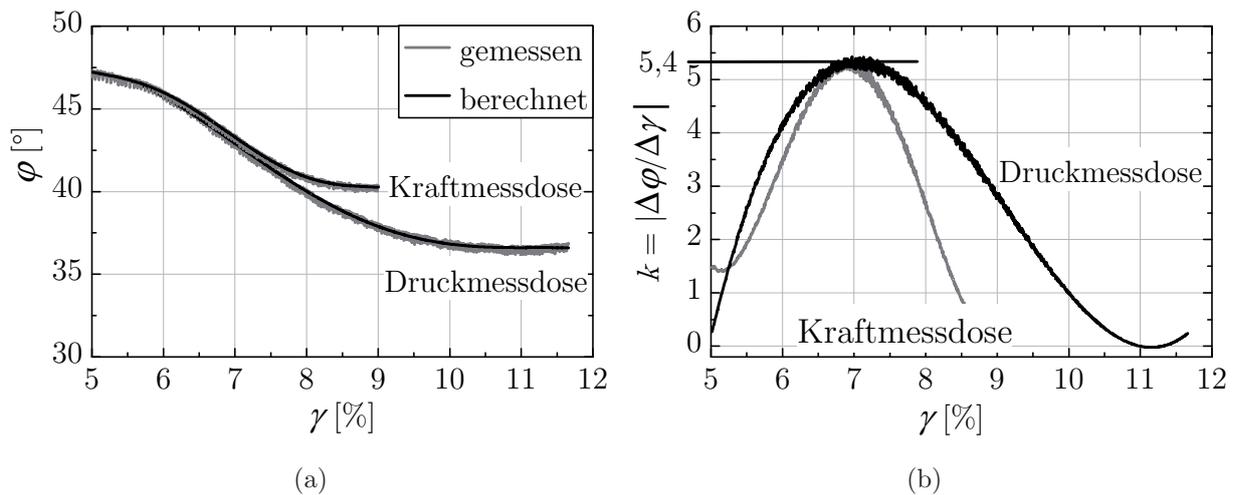


Abbildung 4.16.: (a) Kurvenanpassung für  $\varphi(\gamma)$  an den gemessenen Verlauf, mit  $\sigma_1$  aus Messung mit Kraftmessdose und mit Druckmessdose; (b) Bestimmung von  $k$  als maximale Reduktion des Reibungswinkels mit zunehmender Scherdehnung  $\gamma$

des Entfestigungsgradienten analog zu Hayano et al. (1999) mit der gleichen Notation wie für nicht-bindige Materialien, obwohl die Schubspannung neben Reibungsanteilen auch Kohäsionsanteile beinhaltet.

#### 4.5.2. Generalisierte Ermittlung des Reibungswinkels

Die Scherfestigkeit eines granularen Materials wird im Rahmen einer Beschreibung nach Mohr-Coulomb durch die Parameter Kohäsion  $c$  und Reibungswinkel  $\varphi$  beschrieben. Die-

se können aus der Grenzbedingung nach Mohr-Coulomb aus der maximalen und minimalen Hauptspannung,  $\sigma_1$  und  $\sigma_3$ , ermittelt werden. Ausgehend von der Geometrie der Mohr'schen Spannungskreise in Kombination mit dem Reibungskriterium nach Coulomb kann die Grenzbedingung formuliert werden (z.B. Niemunis 2008):

$$\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) - \left( \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3)\sin\varphi + c\cos\varphi \right) = 0 \quad (4.15)$$

Zur Ermittlung der Parameter  $\varphi$  und  $c$  aus Triaxialversuchen haben sich zwei Vorgehensweisen etabliert. Einerseits können  $\varphi$  und  $c$  unmittelbar aus dem  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm ( $\tau = (\sigma_1 - \sigma_3)/2$ ,  $\sigma = (\sigma_1 + \sigma_3)/2$ ), auch als  $t$  und  $s$  bezeichnet (Han & Drescher 1993), abgelesen werden. Andererseits können beide Parameter aus dem  $p$ - $q$ -Diagramm rechnerisch bestimmt werden. Hierzu muss die theoretische Steigung der Grenzbedingung  $\eta = q/p$  (Gleichung (2.39)) ermittelt und mit der experimentellen gleichgesetzt werden. Während der Reibungswinkel  $\varphi$  den Einfluss der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  nicht berücksichtigt, werden die Spannungsgrößen  $p$  und  $q$  und damit auch der Spannungsparameter  $\eta$  in Abhängigkeit von  $\sigma_2$  berechnet. Die Vorgehensweise zur theoretischen Ermittlung der Steigung  $\eta$  wird kurz für triaxiale Kompressions- und Extensionsversuche erläutert, um analog dazu eine auch für Biaxialversuche anwendbare Verallgemeinerung herzuleiten.

- *Triaxiale Kompressionsversuche*

Aus Gleichung (4.15) ergibt sich der Zusammenhang der maximalen Hauptspannung  $\sigma_1 = \sigma_v$  und der minimalen Hauptspannung  $\sigma_3$  in Abhängigkeit von  $\varphi$  und  $c$  zu:

$$\sigma_1 = \frac{2c\cos\varphi + \sigma_3(1 + \sin\varphi)}{1 - \sin\varphi} \quad (4.16)$$

$\sigma_1 = \sigma_1(\sigma_3, \varphi, c)$  wird in die Berechnung von  $q$  und  $p$  eingesetzt. Für triaxiale Kompression mit  $\sigma_2 = \sigma_3$ ,  $q = \sigma_1 - \sigma_3$ ,  $p = (\sigma_1 + 2\sigma_3)/3$  lässt sich dann das Verhältnis  $q/p = \eta_{tc}$  mit Gleichung 4.17 allein in Abhängigkeit von  $\varphi$  beschreiben.

$$\eta_{tc} = \frac{6\sin\varphi}{3 - \sin\varphi} \quad (4.17)$$

Wird für  $\eta_{tc}$  der experimentell ermittelte Wert eingesetzt, so kann  $\varphi$  berechnet werden.

- *Triaxiale Extensionsversuche*

Ausgehend von Gleichung (4.15) wird für triaxiale Extensionsversuche  $\sigma_3 = \sigma_v = \sigma_3(\sigma_1, \varphi, c)$  ermittelt:

$$\sigma_3 = \frac{-2c\cos\varphi + \sigma_1(1 - \sin\varphi)}{1 + \sin\varphi} \quad (4.18)$$

Für triaxiale Extension lässt sich mit  $\sigma_1 = \sigma_2, q = \sigma_1 - \sigma_3, p = (2\sigma_1 + \sigma_3)/3$  das Verhältnis  $q/p = \eta_{te}$  ebenfalls ausschließlich in Abhängigkeit von  $\varphi$  beschreiben:

$$\eta_{te} = \frac{6 \sin \varphi}{3 + \sin \varphi} \quad (4.19)$$

Das Verhältnis  $q/p$  ist unabhängig von  $c$ . Die Kohäsion bewirkt lediglich eine Parallelverschiebung der Grenzbedingung (Abbildung 4.17).

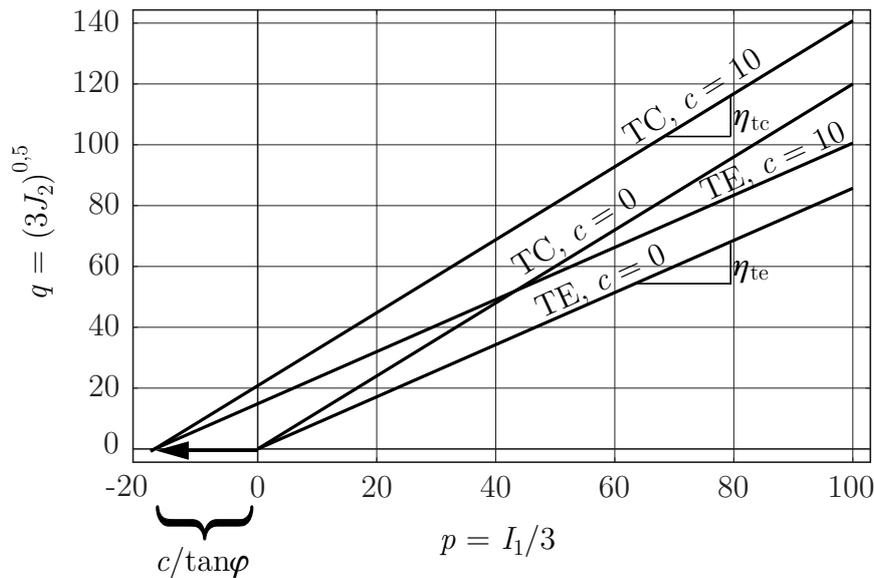


Abbildung 4.17.: Kriterium nach Mohr-Coulomb für triaxiale Kompression und triaxiale Extension ohne und mit Berücksichtigung einer Kohäsion

- *Generalisierung*

Triaxiale Kompression ( $b = 0$ ) und triaxiale Extension ( $b = 1$ ) repräsentieren die untere und obere Grenze des Parameters  $b$ . Eine allgemeine Formulierung für den Zusammenhang von  $\partial q/\partial p$  und  $\varphi$  für  $0 \leq b \leq 1$  ist dem Verfasser nicht bekannt. Im Hinblick auf die Auswertung von Biaxialversuchen wurde eine solche Formulierung für beliebige Kombinationen der Hauptspannungen hergeleitet. Diese generalisierte Formulierung enthält die triaxiale Kompression und die triaxiale Extension als Spezialfälle. Die Herleitung der generalisierten Form wird analog zu der Herleitung von  $\eta_{te}$  vorgestellt, die Analogie zu der Herleitung von  $\eta_{tc}$  führt zu dem selben Ergebnis. Die Gleichung zur Berechnung des Parameters  $b$  (Gleichung (2.43)) wird unter Verwendung von Gleichung (4.18) nach  $\sigma_2$  umgestellt.

$$\sigma_2 = \sigma_3(\sigma_1, c, \varphi) + b(\sigma_1 - \sigma_3(\sigma_1, c, \varphi)) \quad (4.20)$$

Damit kann die mittlere Spannung  $p$  mit  $\sigma_1$  sowie mit  $\sigma_2$  nach Gleichung (4.20) und  $\sigma_3$  nach Gleichung (4.18) jeweils als Funktion von  $\sigma_1$  und mit den Parametern  $\varphi, c$  und  $b$  ausgedrückt werden. Umstellen der Gleichung  $p = I_1/3$  liefert dann  $\sigma_1 = \sigma_1(\varphi, c, b, p)$ :

$$\sigma_1 = \frac{3p + 4c \cos\varphi - 2bc \cos\varphi + 3p \sin\varphi}{3 + \sin\varphi(2b - 1)} \quad (4.21)$$

Damit können alle Hauptspannungen als Funktion von  $\varphi, c, b$  und  $p$  ausgedrückt werden. Die deviatorische Spannung  $q$  wird als Funktion dieser Parameter berechnet.

$$q = \frac{6\sqrt{1 - b + b^2}(c \cos\varphi + p \sin\varphi)}{3 + \sin\varphi(2b - 1)} \quad (4.22)$$

Die partielle Ableitung  $\partial q/\partial p$  ergibt die Steigung  $\eta_b$  als Funktion von  $b$  und  $\varphi$ :

$$\eta_b = \frac{6\sqrt{1 - b + b^2}\sin\varphi}{3 + \sin\varphi(2b - 1)} \quad (4.23)$$

Die Steigung  $\eta_b$  ist also unabhängig von der Kohäsion  $c$  und der mittleren Spannung  $p$ . In Abbildung 4.18 ist diese generalisierte Funktion der Grenzbedingung für die speziellen Fälle  $b = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,5; 1,0$  ausgewertet worden, als Kohäsion wurde  $c = 10$  kPa eingesetzt, als Reibungswinkel  $\varphi = 30^\circ$ . Bekanntermaßen ist der Reibungswinkel in Biaxialversuchen größer als in triaxialen Kompressionsversuchen (Kapitel 2.3.1). Der für diese exemplarische Berechnung eingesetzte konstante Reibungswinkel beschreibt demnach für alle Werte von  $b$  das gleiche Sechseck nach Mohr-Coulomb in der deviatorischen Ebene. Daher ist es plausibel, dass die Neigung der Grenzbedingung  $\eta_b$  in Richtung der triaxialen Extension abnimmt (vgl. Abbildungen 2.27a und 2.28a). Die Neigung der Funktion ändert sich, ausgehend von dem Fall  $b = 0$  (triaxiale Kompression) nicht-linear hin zu dem Fall  $b = 1$  (triaxiale Extension). Bereits für  $b = 0,5$  stimmt die Grenzbedingung mit derjenigen für triaxiale Extension überein. In allen Fällen entspricht der Abszissenabschnitt  $c/\tan\varphi = 17,32$  kPa. Im Rahmen der Versuchsauswertung ist die Vorgehensweise umgekehrt,  $\eta_b$  und  $b$  werden experimentell ermittelt, so dass  $\varphi$  als einzige Unbekannte in Gleichung (4.23) berechnet werden kann.

### 4.5.3. Zuverlässigkeit

- *Volumenänderung*

Die Volumenänderung in den Biaxialversuchen mit trockenen bzw. teilgesättigten Materialmischungen wurde, wie in Kapitel 4.5.1 beschrieben, aus den Signalen der sechs installierten berührungslosen Wegaufnehmer (BWA) ermittelt. Diese Methode zur Bestimmung

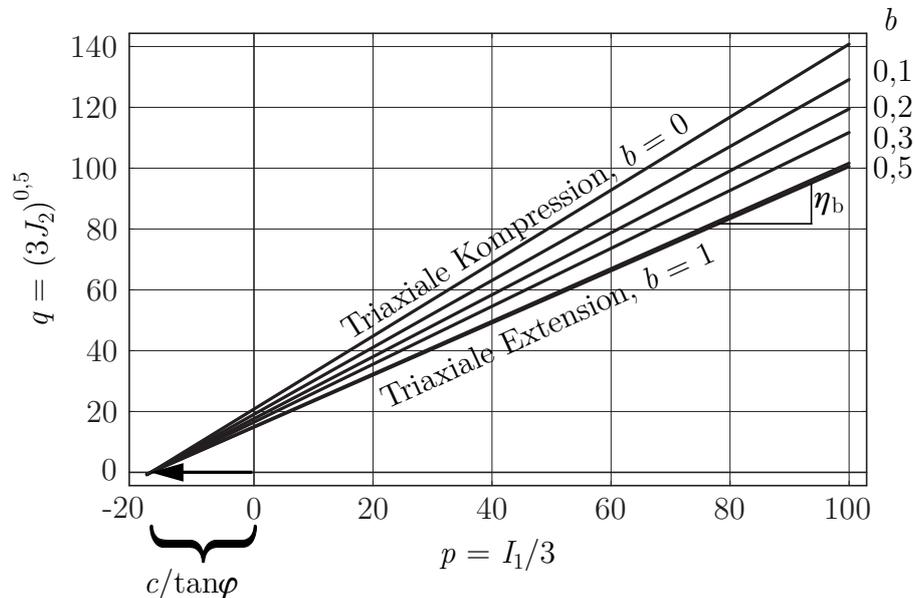


Abbildung 4.18.: Generalisiertes Kriterium nach Mohr-Coulomb, ausgewertet für triaxiale Kompression ( $b = 0$ ), triaxiale Extension ( $b = 1$ ) sowie Zwischenwerte für Biaxialversuche

der Volumenänderung wurde durch Vergleichsversuche mit trockenem und wassergesättigtem Silbersand überprüft. Die Ermittlung der Volumenänderung mit wassergesättigtem Silbersand erfolgte über die Messung der Änderung des Porenwasservolumens mittels Differenzdruckaufnehmer. Die Versuche wurden mit dicht gelagertem Silbersand bei 15 kPa Seitendruck in den Druckkissen ( $e_0 = 0,633$  mit  $\Delta V$ - Messung über Porenwasser und  $e_0 = 0,609$  mit  $\Delta V$ - Messung über BWA) und bei 100 kPa ( $e_0 = 0,620$  mit  $\Delta V$ - Messung über Porenwasser und  $e_0 = 0,600$  mit  $\Delta V$ - Messung über BWA) durchgeführt. Die Abbildungen 4.19a und 4.19b zeigen die gute Übereinstimmung der aus den lokalen Wegmessungen berechneten Volumenänderung mit der global aus dem Porenwasserfluss gemessenen Volumenänderung. Ein größerer Verformungsweg für Kompressionsversuche ist dem primär für Extensionsversuche konzipierten Gerät erst nachträglich hinzugefügt worden, weshalb ein direkter Vergleich nur bis zu einer Dehnung von  $\varepsilon_1 = 2,9 \%$  bzw.  $\varepsilon_1 = 3,1 \%$  möglich war. Mit größerem Seitendruck zeigte sich erwartungsgemäß ein kompressibleres Verhalten. Die mit beiden Methoden ermittelte Volumenänderung ist in guter Übereinstimmung mit biaxialen Kompressionsversuchen von Alshibli & Sture (2000) mit feinem Quarzsand ( $d_{50} = 0,22$  mm,  $e_{\min} = 0,486$ ,  $e_{\max} = 0,805$ ) bei den gleichen Seitendrücken. Die Zuverlässigkeit der Ermittlung der Volumenänderung mittels lokaler Verformungsmessungen wurde somit nachgewiesen. Zur Untersuchung mit nicht wassergesättig-

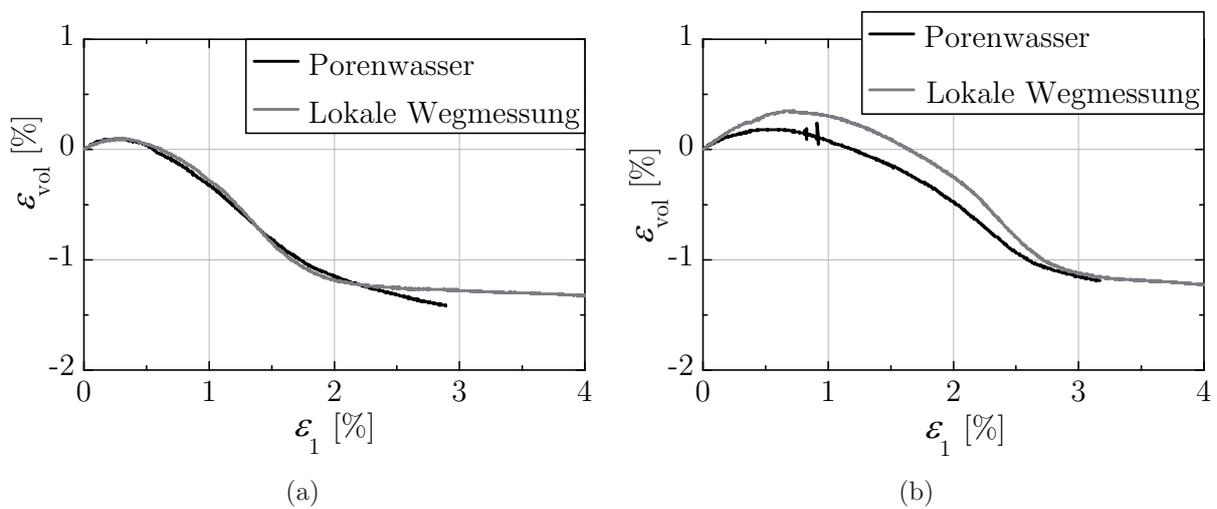


Abbildung 4.19.: Vergleich der Messung von  $\epsilon_{\text{vol}}$  über Porenwasser und lokale Wegmessung an dicht gelagertem Silbersand mit (a)  $\sigma_3 = 15$  kPa; (b) mit  $\sigma_3 = 100$  kPa.

ten Materialmischungen wurden die Wasserleitungen als Kabelkanäle für die nachträglich installierten Druckmessdosen umfunktioniert.

- *Spannungs-Dehnungs-Verhalten*

Die Messung der Hauptspannungen wurde durch Vergleich eines biaxialen Kompressionsversuchs an dicht gelagertem Silbersand ( $e_0 = 0,610$ ) mit  $\sigma_3 = 50$  kPa mit einem biaxialen Kompressionsversuch von Peters et al. (1988) an *Santa Monica beach sand* ( $d_{50} = 0,265$ ;  $C_U = 1,58$ ;  $e = 0,609$ ;  $h_0 = 127$  mm;  $h/d = 2,85$ ) überprüft (Abbildung 4.20). Die Abbildung zeigt die Auswertung der vertikalen Spannung mittels Kraftmessdose (KMD) und mittels Druckmessdose (DMD) für den selbst durchgeführten Versuch. Der Verlauf bis zur maximalen Spannungsdifferenz und darüber hinaus im Entfestigungsbereich ist identisch. Erst im Bereich des kritischen Zustands ist eine deutlich Abweichung zu erkennen. Sowohl der Verlauf von  $\sigma_1 - \sigma_3$  als auch von  $\sigma_2 - \sigma_3$  stimmt sehr gut mit den Daten von Peters et al. (1988) überein. Beide Verläufe zeigen einen gleichzeitig erreichten Maximalwert. Bei Erreichen der maximalen Hauptspannungsdifferenzen ist eine exakte Übereinstimmung des Parameters  $b = 0,21$  festzustellen.

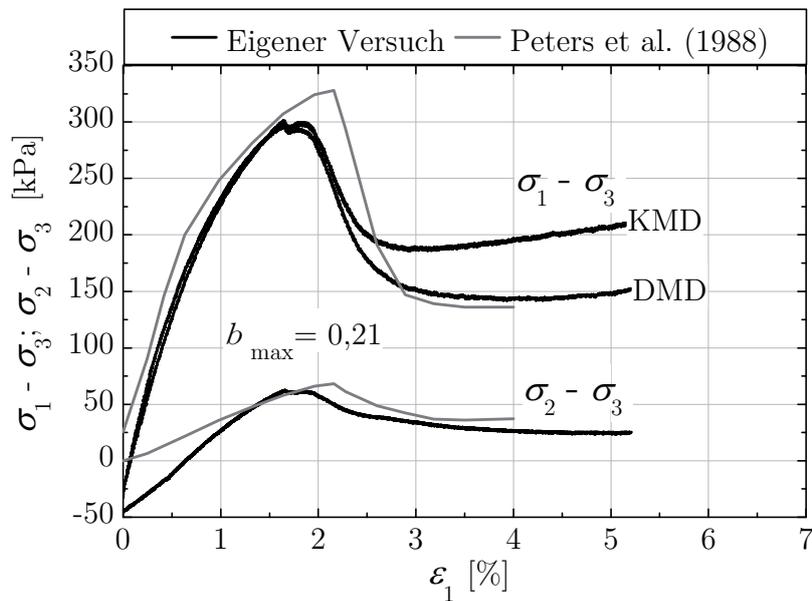


Abbildung 4.20.: Vergleich der Verläufe der Hauptspannungs-Differenzen für initial dicht gelagerten Sand mit  $\sigma_3 = 50$  kPa

#### 4.5.4. Spannungspfad

Typische Spannungspfade der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten biaxialen Kompressionsversuche sind in Abbildung 4.21 am Beispiel der Sand-Ton-Mischung ST<sub>7%</sub> dargestellt. In Phase A wurde der horizontale Druck in den Druckkissen bis zum Erreichen eines vorgegebenen Wertes erhöht. Gleichzeitig wurde die Verformung in alle anderen Raumrichtungen verhindert. Dadurch wurde ein den Modellversuchen ähnlicher Anfangszustand erzeugt. In Phase B wurde die vertikale Spannung weggesteuert erhöht, während die Spannung in den Druckkissen konstant gehalten wurde. Zusätzlich eingezeichnet sind die Werte für  $p$  und  $q$  bei Erreichen der maximalen Deviatorspannung sämtlicher biaxialen Kompressionsversuche mit dieser Mischung sowie eine lineare Approximation der Grenzbedingung durch diese Wertepaare. Die Steigung wurde zu  $\eta_{bc} = q/p = 1,45$  bestimmt.

#### 4.5.5. Biaxiale Kompressionsversuche

Das Programm biaxialer Kompressionsversuche umfasste insgesamt 48 Einzelversuche an dicht und locker gelagertem Silbersand S<sub>d</sub> und S<sub>l</sub>, feuchtem Silbersand SW<sub>5%</sub>, trockenem

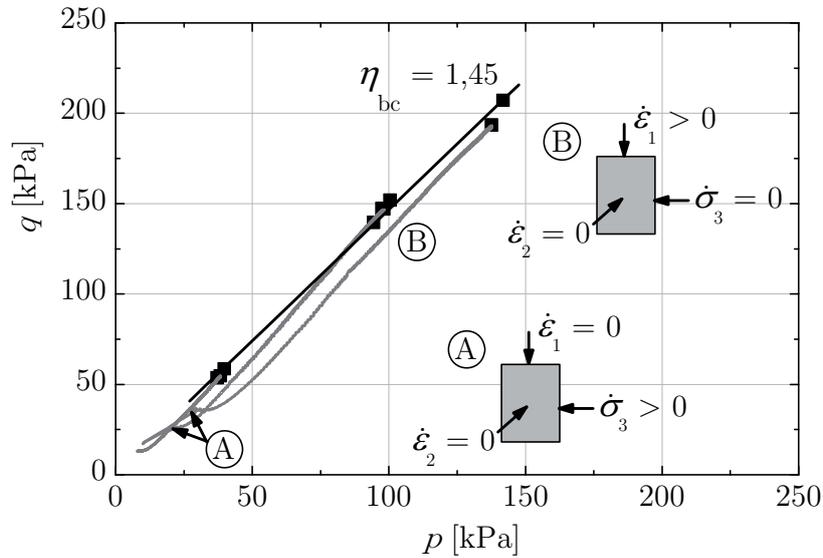


Abbildung 4.21.: Spannungspfade für drei biaxiale Kompressionsversuche mit unterschiedlichem  $\sigma_3$  an der Sand-Ton-Mischung  $ST_{7\%}$

Sand-Ton-Mischungen  $ST_{5\%}$  und  $ST_{7\%}$  sowie feuchten Sand-Ton-Mischungen mit unterschiedlicher Dichte  $ST_{4\%}W_{1,7\%,md}$  und  $ST_{4\%}W_{1,7\%,d}$  und unterschiedlicher Zusammensetzung  $ST_{5,8\%}W_{2,5\%,md}$ . Die initiale Probengeometrie betrug für alle Kompressionsversuche  $b = b_0 = 80$  mm,  $a_0 = 60$  mm,  $h_0 = 135$  mm. Dies entspricht einem Verhältnis  $h/d = h/a = 2,25$  in der Ebene des erwarteten Scherversagens. Die Versuche wurden mit drei unterschiedlichen, konstanten Seitendrücken  $\sigma_3 = \sigma_h$  von 15, 35 und 50 kPa, an dicht gelagertem Silbersand auch mit 100 kPa, durchgeführt. Die Seitendrücke wurden so gewählt, dass sie im Bereich der Größenordnung der Vertikalspannungen in den Modellversuchen lagen. Die weggesteuerte, axiale Beanspruchung erfolgte mit einer konstanten Rate von  $0,002$  mm/s  $\hat{=} 1,5 \cdot 10^{-5}$  /s. Dargestellt sind die Verläufe der Hauptspannungsverhältnisse  $\sigma_1/\sigma_3$  und  $\sigma_2/\sigma_3$  sowie die Volumendehnung  $\epsilon_{vol}$  jeweils über der vertikalen Dehnung  $\epsilon_1$ . Außerdem wird der Verlauf des Reibungswinkels  $\varphi$  über der Scherdehnung  $\gamma$  präsentiert, da anhand dieser Relation das Entfestigungsverhalten quantifiziert wurde. Den dargestellten Verläufen liegen die Auswertungen mittels der Druckmessdose in der Fußplatte zu Grunde. Die Berechnung der vertikalen Spannung aus der vertikalen Kraftmessung lieferte sehr ähnliche Resultate, woraus das Fazit gezogen wurde, dass keine nennenswerten Reibungseffekte an den Seitenwänden auftraten. Die Messwerte der Druckmessdose in der Kopfplatte hingegen zeigten bei größeren Verformungen geringere Spannungen an. Da die Kopfplatte weggesteuert auf die Probe gedrückt wurde, könnte

die Ursache in Effekten der Gewölbebildung an der Oberseite der Probe zu finden sein. Während der Phase der Erhöhung des Seitendrucks in den Druckkissen stimmten die Messwerte der Druckmessdose in der Kopfplatte und in der Fußplatte überein. Die in den folgenden Abbildungen dargestellten Verläufe zeigen das Verhalten ab dem Beginn der weggesteuerten axialen Belastung, die Phase der Aufbringung des initialen  $K_0$ - Zustands ist nicht dargestellt. Die angegebenen relativen Lagerungsdichten  $I_D$  sind diejenigen nach Erreichen des initialen Spannungs-Zustands, und liegen nur unwesentlich über den Einbaudichten. Das maximale Hauptspannungs-Verhältnis  $\sigma_v/\sigma_h = \sigma_1/\sigma_3$  sowie das ausgeprägte Entfestigungs-Verhalten in Abbildung 4.22 an dicht gelagerten Silbersand stimmen sehr gut mit den Ergebnissen biaxialer Kompressionsversuche an dichtem Feinsand von Alshibli & Sture (2000) und Masuda et al. (1999) sowie an mitteldicht gelagertem Mittelsand von Wanatowski & Chu (2006) überein. Wie in der Arbeit von Masuda et al. (1999) wurde gleichzeitig zu dem ausgeprägten Maximum des Hauptspannungs-Verhältnisses  $\sigma_1/\sigma_3$  ein weniger ausgeprägtes, aber erkennbares Maximum des Hauptspannungs-Verhältnisses  $\sigma_2/\sigma_3$  beobachtet. Im Anschluss an das Maximum erfolgt eine steile Entfestigung, bis die Hauptspannungsverhältnisse auf einem niedrigeren Niveau konstant bleiben. Gleichzeitig findet ab etwa derselben Dehnung keine Volumenänderung mehr statt, was das Kennzeichen des kritischen Zustands ist. Die Volumenänderung des dicht gelagerten Silbersandes stimmt mit den zitierten Untersuchungen aus der Literatur überein. Zunächst kontrahiert die Probe, gefolgt von ausgeprägter Dilatanz. Zum Zeitpunkt der maximalen Hauptspannungsverhältnisse ist auch die Rate der Volumenvergrößerung maximal, gekennzeichnet durch den Wendepunkt des Verlaufs der volumetrischen Dehnung. In dem postexperimentell entstandenen Foto ist die Lokalisierung der Deformation in einem Scherband zu erkennen. Die biaxialen Kompressionsversuche an locker gelagertem Sand in Abbildung 4.23 zeigen einen kontinuierlichen Anstieg von  $\sigma_1/\sigma_3$  und  $\sigma_2/\sigma_3$  sowie  $\varphi$  bis zum Erreichen eines konstanten Wertes. Dieser liegt erwartungsgemäß im Bereich der kritischen Werte des dicht gelagerten Sandes. Gleichzeitig kontrahieren die Proben kontinuierlich bis keine Volumenänderung mehr erfolgt. Nach dem Versuch ist rein visuell kein Scherband zu erkennen. Die trockenen, initial dicht gelagerten Sand-Ton-Mischungen mit geringen Ton-Anteilen von 5 % und 7 % in den Abbildungen 4.24 und 4.25 zeigen ebenfalls entfestigendes Verhalten und damit einhergehende Scherbandbildung. Das Maximum der Hauptspannungsverhältnisse kann ebenfalls als mit der maximalen Dilatanzrate einhergehend beschrieben werden. Die maximalen Reibungswinkel sind geringer als in dicht gelagertem Silbersand.

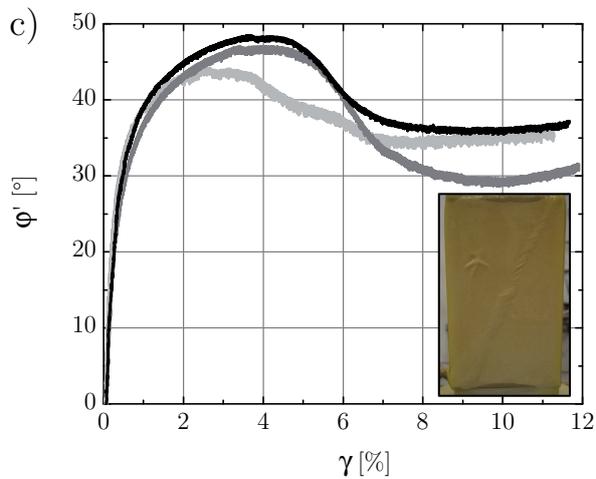
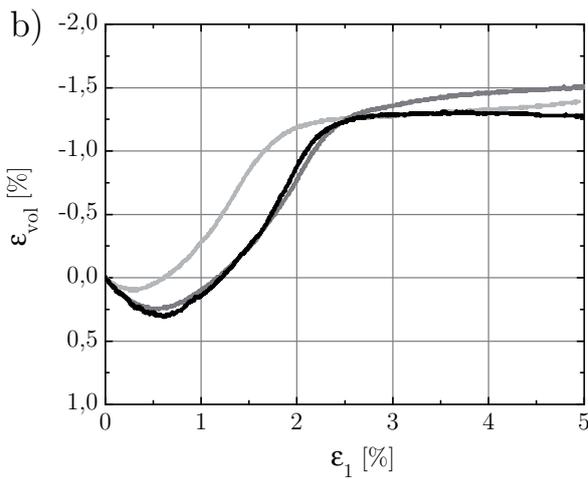
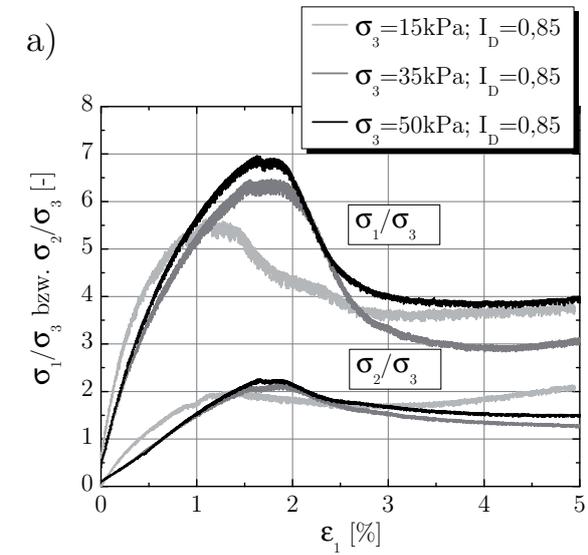


Abbildung 4.22.: Silbersand, dicht

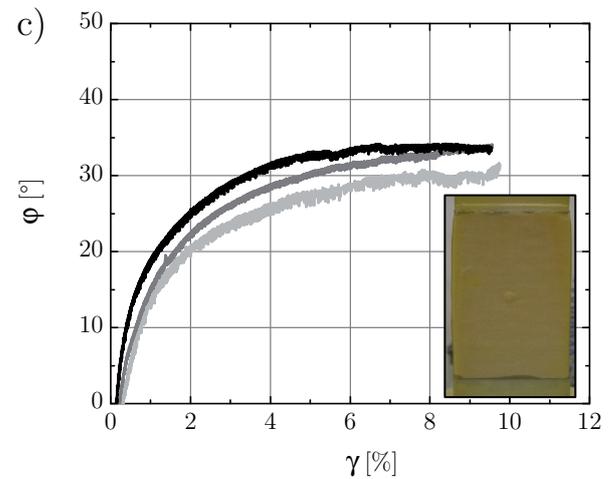
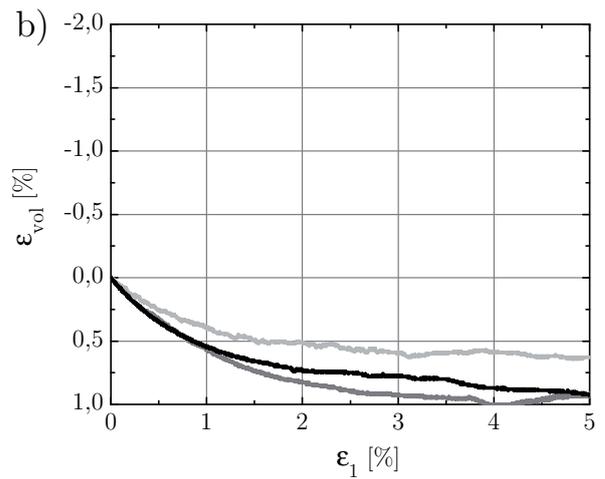
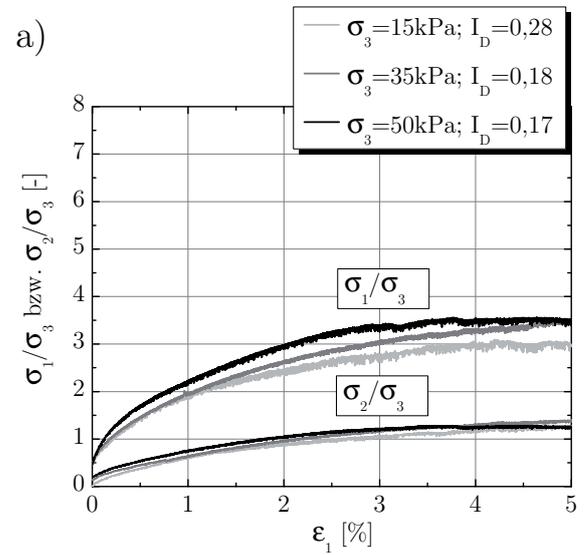


Abbildung 4.23.: Silbersand, locker

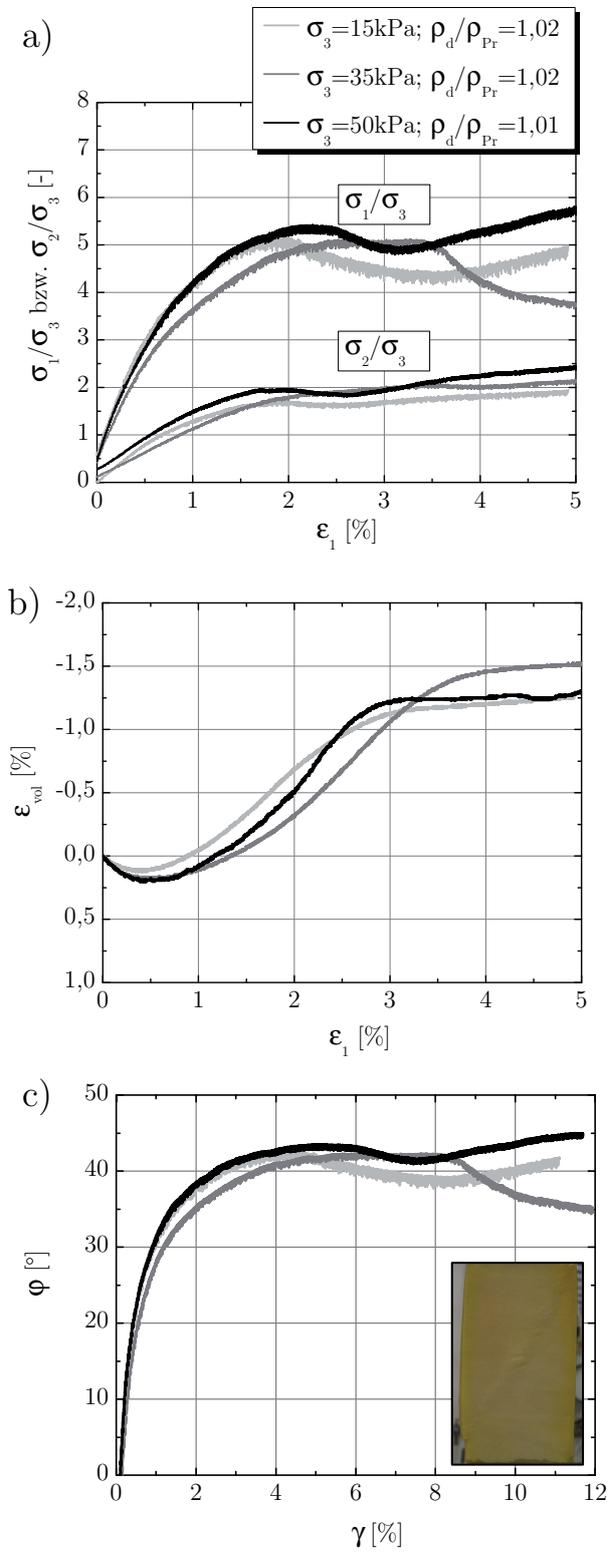


Abbildung 4.24.:  $ST_{5,0\%}$

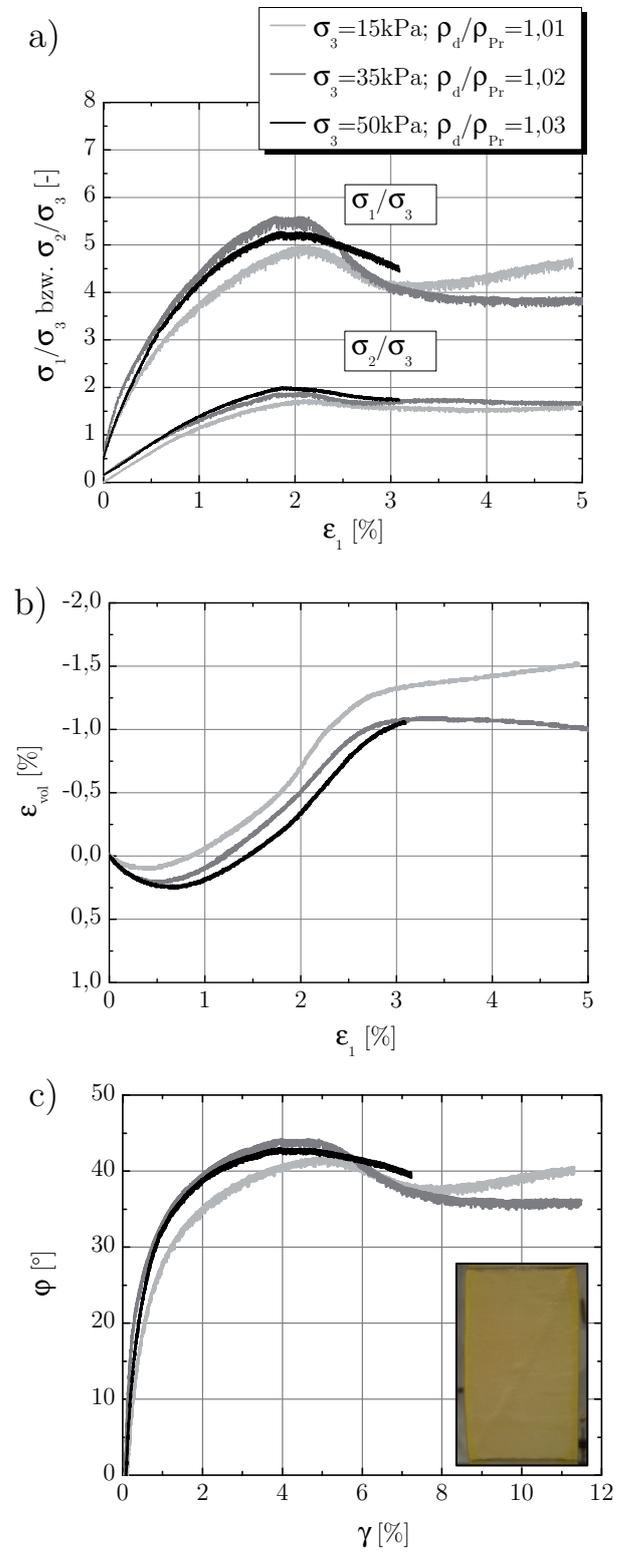


Abbildung 4.25.:  $ST_{7,0\%}$

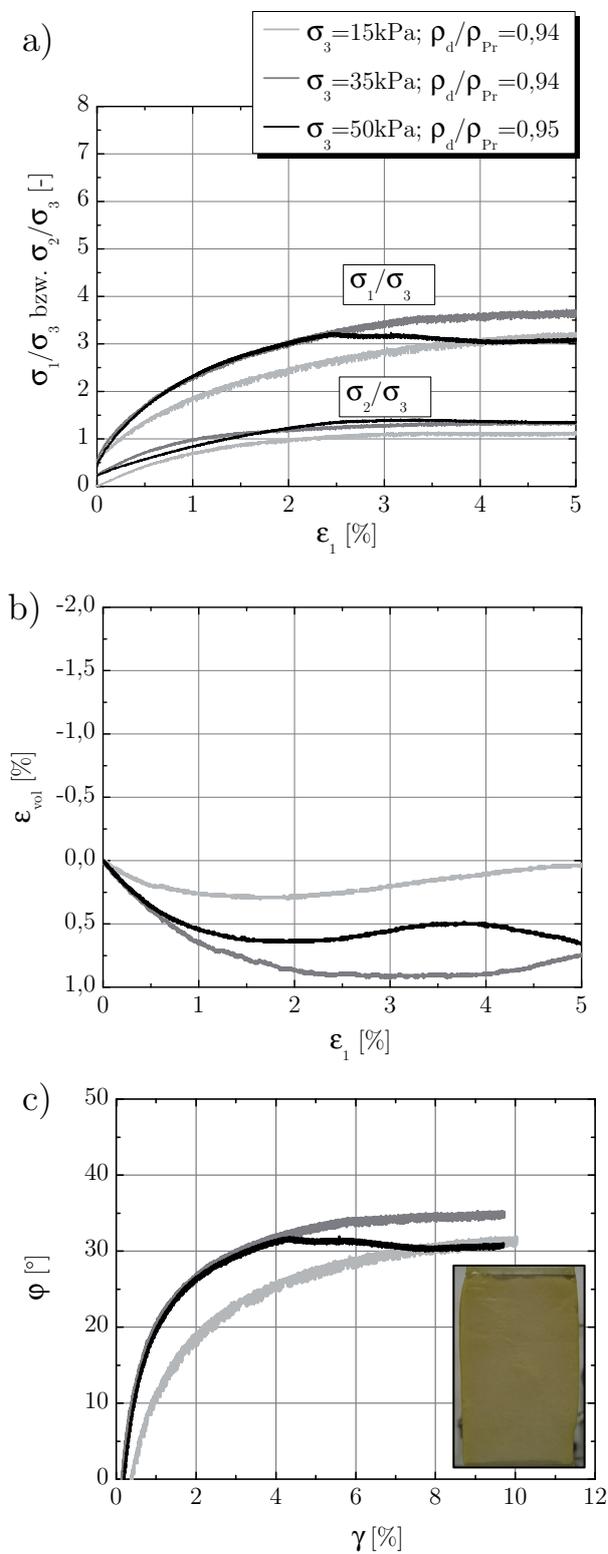


Abbildung 4.26.: ST<sub>4,0%</sub>W<sub>1,7%</sub>, mitteldicht

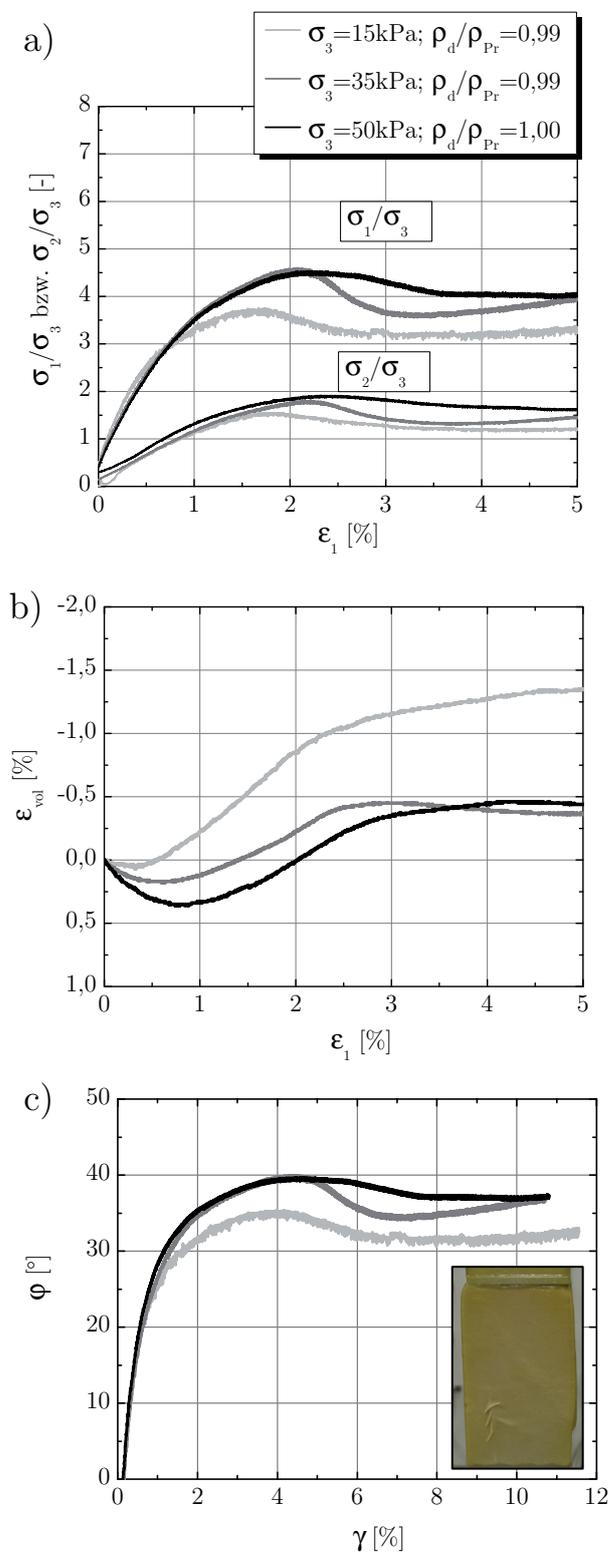
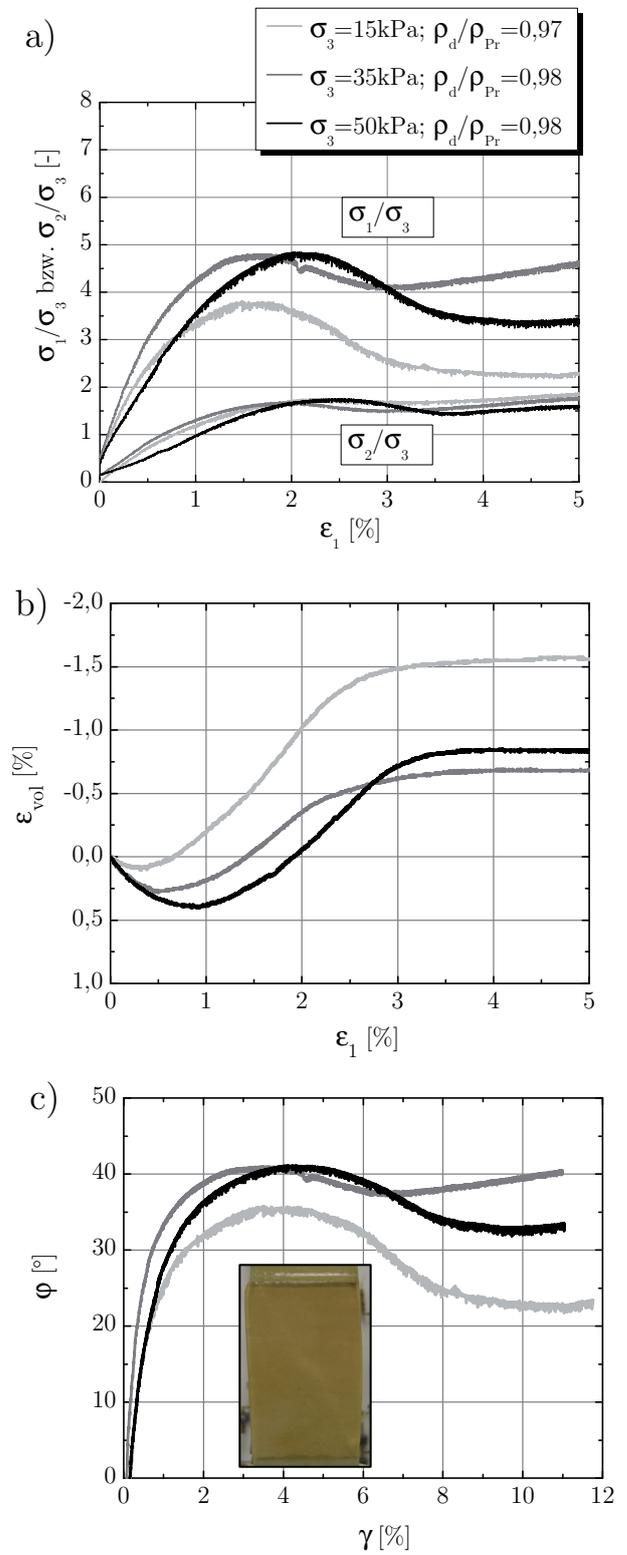
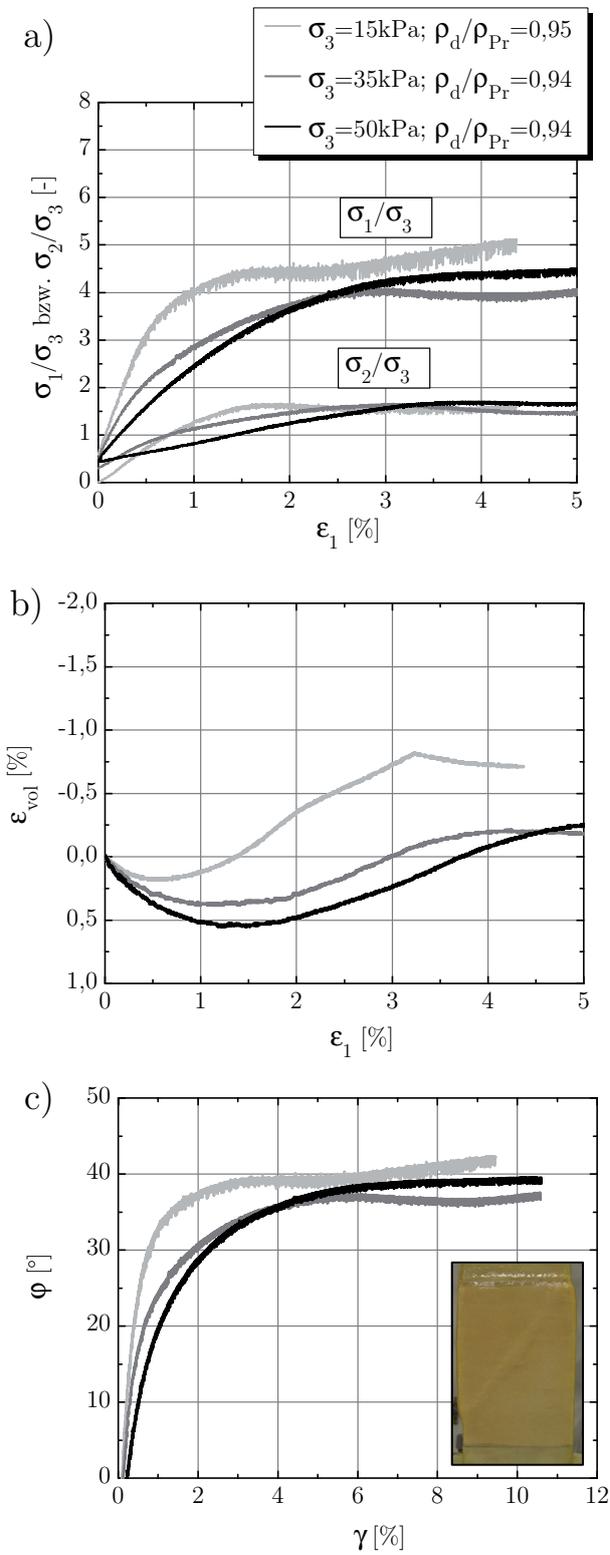


Abbildung 4.27.: ST<sub>4,0%</sub>W<sub>1,7%</sub>, dicht



Der Einfluss der Lagerungsdichte in der feuchten Sand-Ton-Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$  in den Abbildungen 4.26 und 4.27 zeigt sich im Vergleich der mitteldichten und der dichten Lagerung sowohl anhand der Spannungen als auch der Verformungen. Während die mitteldicht gelagerte Mischung keine Entfestigung zeigt, ausschließlich kontrahiert und die Bildung eines Scherbands nicht eindeutig erkannt werden kann, ist für die dichte Mischung sowohl Entfestigung als auch Dilatanz sowie die Lokalisierung in Scherbändern zu erkennen. Die Scherfestigkeit der dicht gelagerten Mischung ist größer als diejenige der mitteldicht gelagerten Mischung. Im Vergleich zu den trockenen Sand-Ton-Mischungen mit ähnlichem Ton-Anteil ist die Scherfestigkeit geringfügig kleiner. Die Erhöhung des Ton-Wasser-Anteils auf  $ST_{5,8\%}W_{2,5\%}$  in Abbildung 4.28 bewirkte bei mitteldichter Lagerung eine geringfügige Entfestigung, eine geringe Dilatanz und damit einhergehende Scherbandbildung. Der feuchte Sand  $SW_{5\%}$  in Abbildung 4.29 wies eine starke Entfestigung, ähnlich der Entfestigung des trockenen Sandes, auf, die mit deutlicher Dilatanz und Scherbandbildung einhergeht. Der absolute Wert der Scherfestigkeit ist im Vergleich zum trockenen Sand reduziert.

#### 4.5.6. Ergebnisse

Die Berechnung des maximalen Reibungswinkels erfolgte einerseits über den Winkel der Bruchgeraden im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm, andererseits über die Steigung der Grenzbedingung  $\eta_{bc}$  im  $p$ - $q$ -Diagramm gemäß Gleichung (4.23). In den hier untersuchten Materialien mit geringer Kohäsion eignen sich die mittels Extrapolation ermittelten Werte für den Abszissenabschnitt  $c/\tan\varphi$  bzw. den Ordinatenabschnitt  $q_0 = c/\tan\varphi \cdot \eta_{bc}$  nicht zur zuverlässigen Berechnung der Kohäsion (Kapitel 2.2). Ohne die in Zentrifugenversuchen ermittelte Kohäsion vorzugeben, wurde der Reibungswinkel  $\varphi$  hier unter Vernachlässigung der Kohäsion ermittelt, die Bruchgerade im  $\tau$ - $\sigma$ - und die Grenzbedingung im  $p$ - $q$ -Diagramm wurden also durch den Ursprung des jeweiligen Koordinatensystems gelegt. Ob  $\eta_{bc}$  im Rahmen der linearen Approximation im  $p$ - $q$ -Diagramm mit der Randbedingung  $q_0 = 0$  kPa ermittelt wurde oder mit extrapoliertem  $q_0$  spielte jedoch für den ermittelten Wert von  $\eta_{bc}$  bzw. den daraus berechneten Wert für  $\varphi$  nur eine untergeordnete Rolle. Der Reibungswinkel wurde zum Einen aus dem Winkel  $\alpha$  der Bruchgeraden im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm berechnet,  $\varphi_{bc, \text{konv}} = \arcsin(\tan\alpha)$ , wobei der Index *konv* diese konventionelle Vorgehensweise bezeichnet. Zum Anderen erfolgte die Berechnung mittels Gleichung (4.23) aus der Steigung der Grenzbedingung  $\eta_{bc}$  im  $p$ - $q$ -Diagramm, der daraus berechnete Reibungswinkel wird mit  $\varphi_{bc, b}$  bezeichnet. Zum Vergleich sind jeweils die Spannungen aus der Messung mittels Kraftmessdose  $\varphi^{\text{KMD}}$  und aus den Messwerten der Druckmessdose in der Fußplatte

$\varphi^{\text{DMD}}$  angegeben. In Abbildung 4.30 sind die Maximalwerte sämtlicher Einzelversuche mit trockenem Silbersand und den trockenen Sand-Ton-Mischungen sowie die mittels Linearisierung bestimmte Bruchgerade im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm dargestellt. Der Winkel  $\alpha$  der Bruchgeraden sowie die Bewertung der Genauigkeit der Linearisierung mit dem Pearson Korrelationskoeffizienten  $R_\alpha^2$  sind in Tabelle 4.1 angegeben. Abbildung 4.31 zeigt die Grenzbedingungen der trockenen Materialien im  $p$ - $q$ -Diagramm. Die Steigung  $\eta_{bc}$  der Grenzbedingung sowie der zur jeweiligen Versuchsreihe gehörige Parameter  $b$  sind ebenso wie der Korrelationskoeffizient  $R_\eta^2$  in Tabelle 4.1 aufgeführt. Bei dem angegebenen Parameter  $b$  handelt es sich um den Mittelwert der jeweiligen Versuchsreihe, da sich auch die Neigung  $\eta_{bc}$  jeweils aus den Daten einer vollständigen Versuchsreihe ergibt. Die Bruchgeraden der feuchten Materialien sind in Abbildung 4.32 im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm eingezeichnet. Der Winkel  $\alpha$  der Bruchgeraden im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm und der zugehörige Korrelationskoeffizient  $R_\alpha^2$  sind Tabelle 4.2 zu entnehmen. Abbildung 4.33 zeigt die Grenzbedingungen der feuchten Mischungen im  $p$ - $q$ -Diagramm. Die Steigung  $\eta_{bc}$  der Grenzbedingung sowie der zur jeweiligen Versuchsreihe gehörige Parameter  $b$  ist ebenso wie der Korrelationskoeffizient  $R_\eta^2$  in Tabelle 4.2 aufgeführt. Für alle Versuchsreihen ist der Pearson Korrelationskoeffizient bis auf

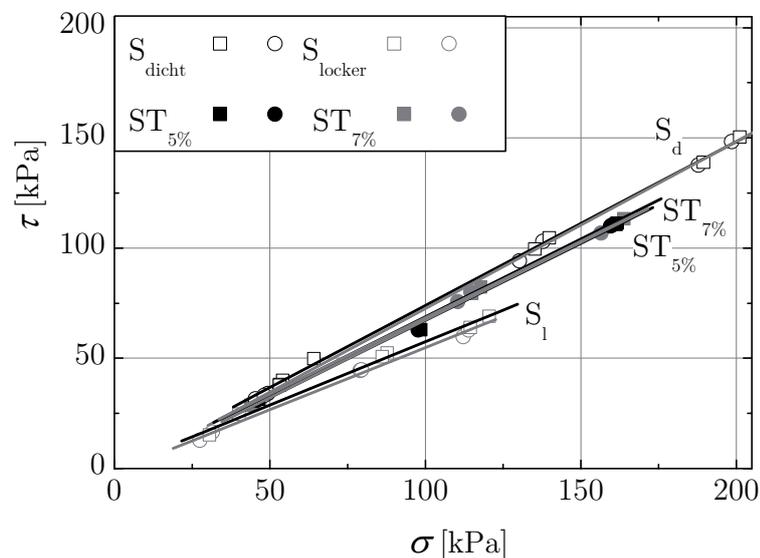


Abbildung 4.30.: Bruchgeraden trockener Materialien im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm; Messung mittels KMD (quadratisches Symbol) und DMD (rundes Symbol)

wenige Ausnahmen  $R^2 > 0,99$ . In Tabelle 4.3 werden die aus biaxialen Kompressionsversuchen berechneten Reibungswinkel zusammengefasst. Zum Vergleich sind außerdem die aus Rahmenscherversuchen ermittelten Werte  $\varphi_{RS}$  aufgeführt. Mit zunehmendem Ton-

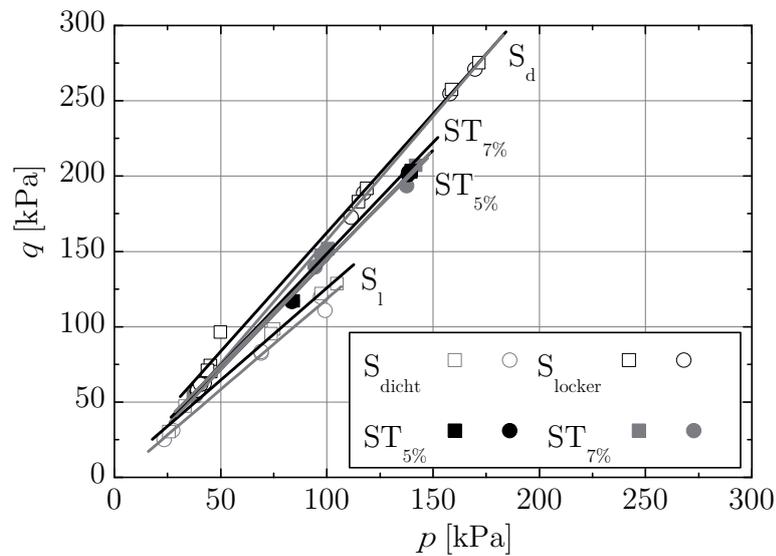


Abbildung 4.31.: Grenzbedingung trockener Materialien im  $p$ - $q$ -Diagramm; Messung mittels KMD (quadratisches Symbol) und DMD (rundes Symbol)

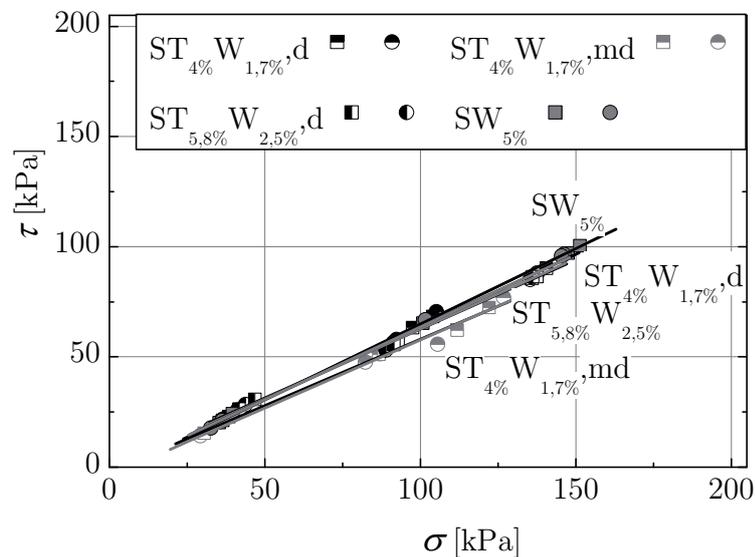


Abbildung 4.32.: Bruchgeraden feuchter Materialien im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm; Messung mittels KMD (quadratisches Symbol) und DMD (rundes Symbol)

oder Wasser- oder Ton-Wasser-Anteil sowie mit geringerer initialer Lagerungsdichte wird der Reibungswinkel geringer. Diese Tendenz wird in Biaxial- und in Rahmenscherversu-

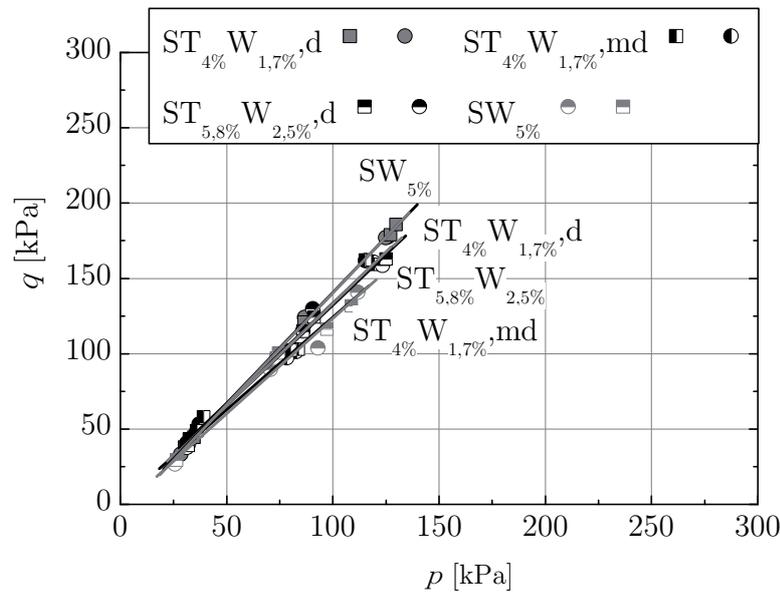


Abbildung 4.33.: Grenzbedingung feuchter Materialien im  $p$ - $q$ -Diagramm; Messung mittels KMD (quadratisches Symbol) und DMD (rundes Symbol)

Material	Messung mit	$\alpha$ [°]	$R_\alpha^2$ [-]	$\eta_{bc}$ [-]	$b$ [-]	$R_\eta^2$ [-]
S <sub>d</sub>	KMD	36,4	0,9997	1,62	0,16	0,9938
S <sub>d</sub>	DMD	36,3	0,9983	1,59	0,19	0,9981
S <sub>l</sub>	KMD	29,9	0,9927	1,26	0,10	0,9916
S <sub>l</sub>	DMD	28,7	0,9947	1,18	0,12	0,9898
ST <sub>5%</sub>	KMD	34,2	0,9956	1,45	0,18	0,9981
ST <sub>5%</sub>	DMD	34,3	0,9960	1,45	0,19	0,9983
ST <sub>7%</sub>	KMD	34,7	0,9992	1,48	0,18	0,9983
ST <sub>7%</sub>	DMD	34,4	0,9989	1,45	0,20	0,9937

Tabelle 4.1.: Winkel  $\alpha$  der Bruchgeraden im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm und Pearson Korrelationskoeffizient  $R_\alpha^2$ , Neigung  $\eta_{bc}$  der Grenzbedingung im  $p$ - $q$ -Diagramm, Parameter  $b$  und Pearson Korrelationskoeffizient  $R_\eta^2$

chen übereinstimmend festgestellt, wie in Abbildung 4.34 zu erkennen ist. Die Werte aus den biaxialen Kompressionsversuchen liegen prinzipiell über den im Rahmenschergerät ermittelten. In sehr guter Übereinstimmung befinden sich die Werte, die mittels Kraft-

Material	Messung mit	$\alpha$ [°]	$R_\alpha^2$ [-]	$\eta_{bc}$ [-]	$b$ [-]	$R_\eta^2$ [-]
ST <sub>4%</sub> W <sub>1,7%</sub> , md	KMD	30,1	0,9899	1,25	0,14	0,9780
ST <sub>4%</sub> W <sub>1,7%</sub> , md	DMD	29,9	0,9755	1,23	0,14	0,9703
ST <sub>4%</sub> W <sub>1,7%</sub> , d	KMD	32,6	0,9970	1,33	0,19	0,9978
ST <sub>4%</sub> W <sub>1,7%</sub> , d	DMD	32,5	0,9952	1,33	0,20	0,9910
ST <sub>5,8%</sub> W <sub>2,5%</sub>	KMD	32,1	0,9980	1,34	0,18	0,9828
ST <sub>5,8%</sub> W <sub>2,5%</sub>	DMD	32,1	0,9968	1,33	0,19	0,9828
SW <sub>5%</sub>	KMD	33,2	0,9974	1,41	0,17	0,9975
SW <sub>5%</sub>	DMD	33,2	0,9964	1,41	0,17	0,9958

Tabelle 4.2.: Winkel  $\alpha$  der Bruchgeraden im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm und Pearson Korrelationskoeffizient  $R_\alpha^2$ , Neigung  $\eta_{bc}$  der Grenzbedingung im  $p$ - $q$ -Diagramm, Parameter  $b$  und Pearson Korrelationskoeffizient  $R_\eta^2$

Material	$\varphi_{bc,konv}^{KMD}$ [°]	$\varphi_{bc,konv}^{DMD}$ [°]	$\varphi_{bc,b}^{KMD}$ [°]e	$\varphi_{bc,b}^{DMD}$ [°]	$\varphi_{RS}$ [°]
S <sub>d</sub>	47,6	47,4	46,6	47,2	40,5
S <sub>l</sub>	35,1	33,1	34,2	32,6	35,9
ST <sub>5%</sub>	42,8	43,0	42,3	42,7	39,4
ST <sub>7%</sub>	43,7	43,3	43,2	43,1	33,1
ST <sub>4%</sub> W <sub>1,7%</sub> , md	35,4	35,2	35,1	34,5	31,7
ST <sub>4%</sub> W <sub>1,7%</sub> , d	39,7	39,6	39,0	39,3	34,0
ST <sub>5,8%</sub> W <sub>2,5%</sub>	38,8	38,9	38,9	39,0	33,1
SW <sub>5%</sub>	40,9	40,9	40,7	40,7	38,5

Tabelle 4.3.: Maximale Reibungswinkel in biaxialer Kompression,  $\varphi_{bc,konv}$  ermittelt im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm,  $\varphi_{bc,b}$  im  $p$ - $q$ -Diagramm und  $\varphi_{RS}$  in Rahmenscherversuchen

messdose unterhalb der Traverse ermittelt wurden, und diejenigen, welche mit der Druckmessdose in der Fußplatte ermittelt wurden. Für alle Versuche wurde der Dilatanzwinkel  $\psi$  nach Gleichung (4.13) bei Erreichen des maximalen Reibungswinkels ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.35 dargestellt. Alle Materialien zeigten dilatantes Verhalten, einzig locker gelagerter Sand zeigte für  $\sigma_3 \geq 35$  kPa ausschließlich Kontraktanz.

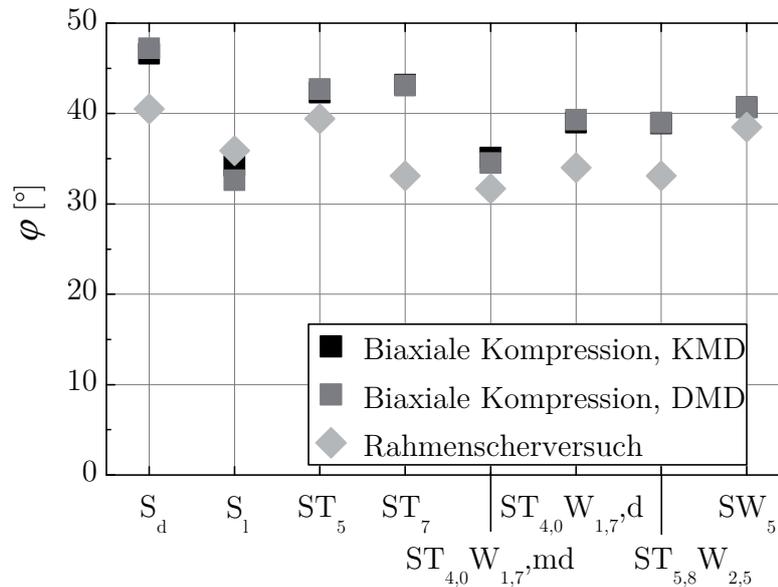
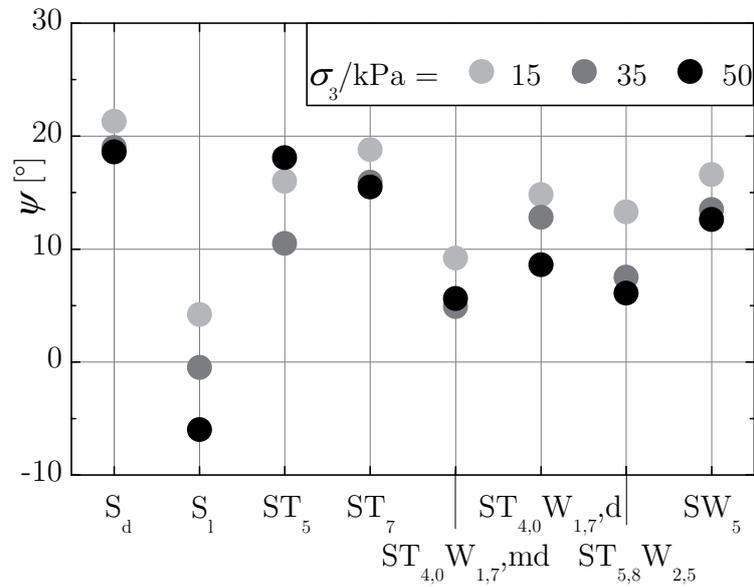
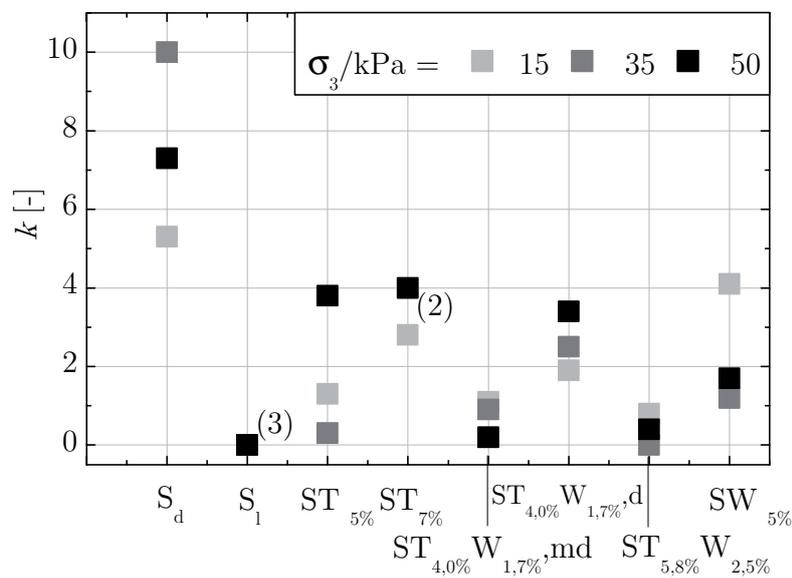


Abbildung 4.34.: Reibungswinkel in biaxialer Kompression und in Rahmenscherversuchen

Die Dilatanzwinkel der Materialmischungen liegen alle in dem Bereich der beiden Extrema dichten und lockeren Sandes. Mit größerem Seitendruck ergab sich erwartungsgemäß ein geringerer Dilatanzwinkel. Ein negativer Dilatanzwinkel zeigt, dass der kritische Zustand noch nicht erreicht wurde. Der Entfestigungsgradient  $k$  wurde für alle biaxialen Kompressionsversuche nach Gleichung (4.14) ermittelt und in Abbildung 4.36 über dem jeweiligen Material aufgetragen. Die Auswertung zeigt für initial dicht gelagerten Sand den größten und für initial locker gelagerten Sand den geringsten Entfestigungsgradienten  $k$ . Die Materialmischungen liegen alle dazwischen ( $0 \leq k \leq 4$ ). In dem untersuchten Bereich der Seitendrücke ist keine eindeutige Druckabhängigkeit festzustellen. Dichter und lockerer Sand stellen sowohl hinsichtlich des Reibungswinkels und des Dilatanzwinkels als auch hinsichtlich des Entfestigungsgradienten die obere und untere Grenze im Rahmen der hier untersuchten Materialien und Seitendrücke dar. Für reinen, dicht gelagerten Sand ist bekannt, dass der mobilisierte Reibungswinkel infolge Dilatanz größer ist als in locker gelagertem Sand, und im Gegensatz zu locker gelagertem Sand nach Erreichen des maximalen Reibungswinkels Entfestigung auftritt. Der Zusammenhang eines größeren Entfestigungsgradienten mit größerem, maximalen Reibungswinkel wird in Abbildung 4.37 bestätigt. Die Beziehung kann z.B. durch eine exponentielle Funktion approximiert werden. Ebenfalls exponentiell ist der über alle Materialien hinweg dargestellte Zusammenhang von dem Entfestigungsgradient mit dem Dilatanzwinkel (Abbildung 4.38). Hier

Abbildung 4.35.: Dilatanzwinkel  $\psi$  in biaxialer KompressionAbbildung 4.36.: Entfestigungsgradient  $k$  in biaxialer Kompression; (.) kennzeichnet ein übereinstimmendes Ergebnis für mehrere Seitendrücke

wurden sämtliche Einzelversuche für alle hier behandelten Materialmischungen berücksichtigt. Während die Berechnung des Dilatanzwinkels nach Gleichung (4.13) in einem globalen, auf die gesamte Probe bezogenen Dilatanzmaß resultiert, ist zur Beschreibung

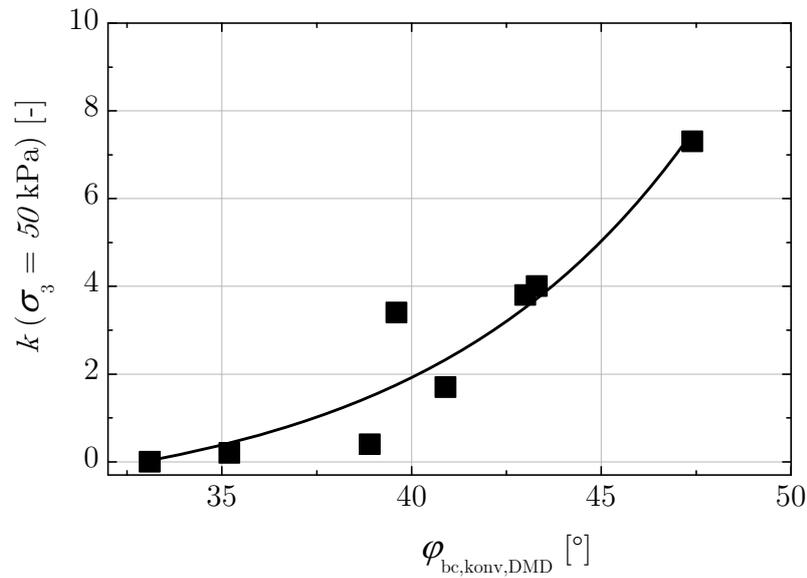


Abbildung 4.37.: Zusammenhang zwischen dem Entfestigungsgradienten und dem Reibungswinkel

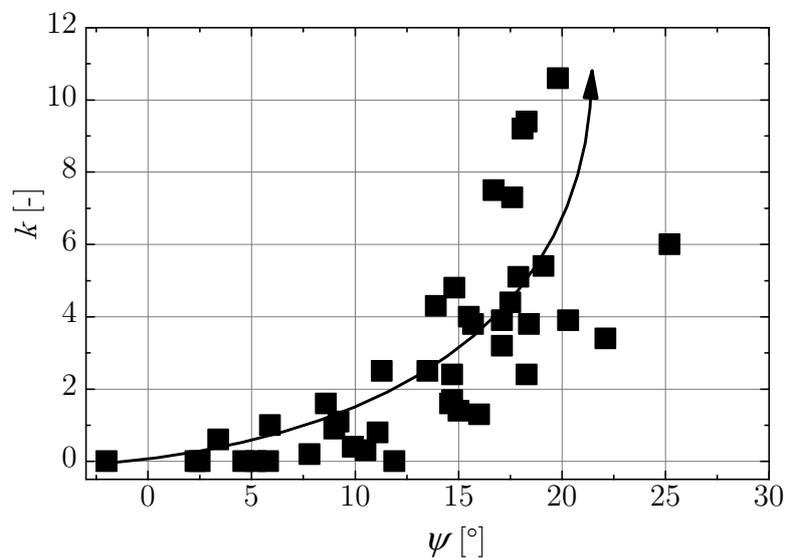


Abbildung 4.38.: Zusammenhang zwischen dem Entfestigungsgradienten und dem Dilatanzwinkel

der Vorgänge innerhalb eines Scherbands die Kenntnis des lokalen Dilatanzverhaltens erforderlich. Der lokale Dilatanzwinkel  $\psi_B$  ist ein wesentlicher Parameter in dem von Wolf

(2005) beschriebenen Deformationsmechanismus, welcher die Basis zur Berechnung der Abstände von Scherbändern unter Extensionsbeanspruchung darstellt (Kapitel 2.4). Wolf (2005) schätzte den lokalen Dilatanzwinkel rechnerisch über die Bedingung ab, dass das Material außerhalb des Scherbands elastisch entlastet. Für initial dicht gelagerten Sand wurde der lokale Dilatanzwinkel  $\psi_B$  um  $9^\circ$  größer geschätzt als der globale Dilatanzwinkel  $\psi$ . Unter der Annahme, dass die elastische Deformation außerhalb des Scherbands vernachlässigbar ist, und die Volumenänderung aus der Deformation innerhalb des Scherbands resultiert, ist ein ähnlicher Wert für den globalen und den lokalen Dilatanzwinkel zu erwarten. Am Beispiel eines biaxialen Kompressionsversuches mit dicht gelagertem Silbersand wurde daher die Mobilisierung des globalen und des lokalen Dilatanzwinkels verglichen. Der lokale Dilatanzwinkel  $\psi_B$  innerhalb des Scherbands wurde nach Drescher et al. (1990) mit Gleichung (4.24) ermittelt.

$$\psi_B = \theta - \arctan\left(\frac{\Delta u_v}{\Delta u_h}\right) \quad (4.24)$$

Der Winkel der Scherbandneigung  $\theta$  sowie die vertikale und horizontale Deformation,

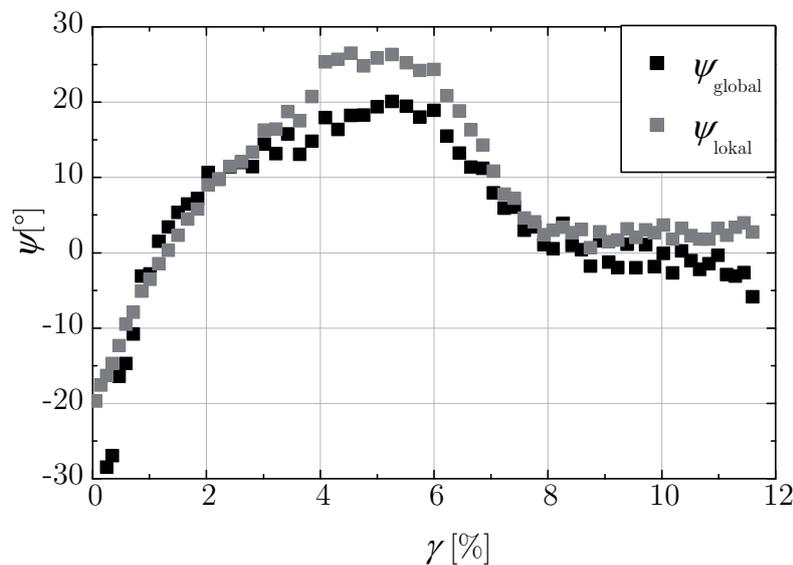


Abbildung 4.39.: Vergleich des globalen und lokalen Dilatanzwinkels am Beispiel von Silbersand,  $I_D = 0,84$ ,  $\sigma_3 = 50$  kPa,  $\theta = 68^\circ$

$\Delta u_v$  und  $\Delta u_h$ , sind in Abbildung 2.33 eingezeichnet. Der Verlauf und die Größenordnung des globalen und lokalen Dilatanzwinkels sind sehr ähnlich (Abbildung 4.39). Dies wurde auch von Gutierrez & Vardoulakis (2007) festgestellt. Die Berechnung des globalen Dilatanzwinkels ist somit als Abschätzung des lokalen Dilatanzwinkels ausreichend.

In den biaxialen Kompressionsversuchen bildete sich in fast allen Materialien ein Scherband aus. Dies war in dicht gelagertem Sand, in trockenen Sand-Ton-Mischungen, in der Sand-Wasser-Mischung und in der Sand-Ton-Wasser-Mischung  $ST_{5,8\%}W_{2,5\%}$  deutlich zu erkennen, in der Sand-Ton-Wasser-Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%,d}$  hingegen nur schwach. Kein Scherband zu beobachten war in lockerem Sand. In der mitteldicht gelagerten Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%,md}$  lokalisierte die Deformation nur in dem Versuch mit geringem Seitendruck ( $\sigma_3 = 15$  kPa) in einem Scherband. Die Scherbandneigungen wurden post-experimentell an einem Foto der Probe gemessen und im Vergleich zu den klassischen Lösungen nach Coulomb (1776), Arthur et al. (1977) und Roscoe (1970) (Gleichungen (2.87) bis (2.89)) in Abbildung 4.40 aufgetragen. Die Scherbandneigung entspricht erwartungsgemäß am besten der Lösung nach Coulomb.

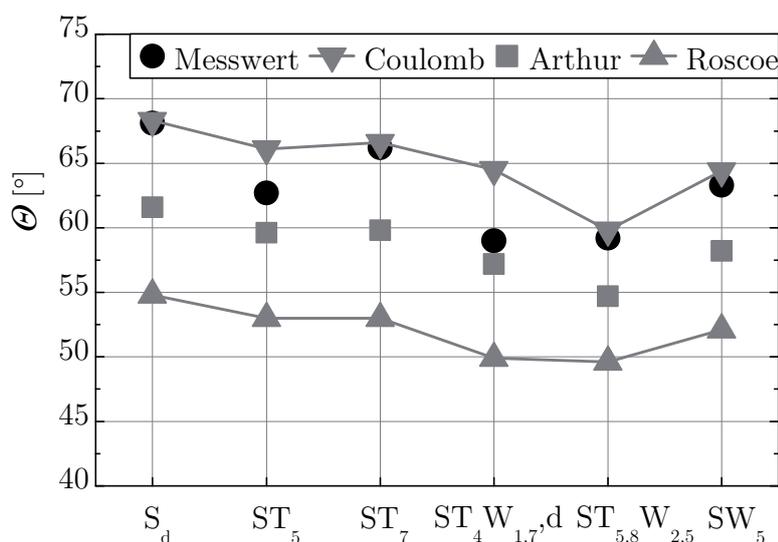


Abbildung 4.40.: Scherbandneigung in biaxialer Kompression

## 4.6. Biaxiale Extensionsversuche

### 4.6.1. Auswertungen

Wie für die Auswertungen der biaxialen Kompressionsversuche wurden Druckspannungen und Stauchungen als positiv angesetzt, Dehnungen als negativ. Für die Berechnung ergaben sich folgende Modifikationen im Vergleich zu biaxialen Kompressionsversuchen.

### i) Dehnungsgrößen

Die axiale Dehnung wird als  $\varepsilon_3$  bezeichnet, weil die axiale Spannung in den biaxialen Extensionsversuchen die kleinste Hauptspannung darstellt.

- *Axiale Dehnung*  $\varepsilon_{axial} = \varepsilon_3$

$$\varepsilon_3 = -\ln\left(\frac{h}{h_0}\right) \quad (4.25)$$

Die Extensionsversuche wurden mit einer initialen Probenhöhe  $h_0 = 130$  mm durchgeführt.

- *Volumetrische Dehnung*  $\varepsilon_{vol}$

$$\varepsilon_{vol} = -\ln\left(\frac{V}{V_0}\right) \quad \text{Gl. (4.5)}$$

Die Volumenänderung  $\Delta V$  wurde dem Abbildung 4.41 zu entnehmenden Ansatz aus der Höhenänderung  $\Delta h$  und der Breitenänderung  $\Delta u$  berechnet. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die initiale Probengeometrie, die durchgezogene Linie die idealisierte, aktuelle Geometrie. Im Vergleich zu den biaxialen Kompressionsversuchen sind Kontraktanzterm und Dilatanzterm vertauscht (Gleichungen (4.6) bis (4.9)).

$$\Delta V = b_0 \left( \underbrace{\Delta u \cdot h_0}_{>0, \text{Kontraktanz}} + \underbrace{\Delta h(a_0 - \Delta u)}_{<0, \text{Dilatanz}} \right) \quad (4.26)$$

$\Delta u$  ist positiv für horizontale Stauchung,  $\Delta h$  ist negativ für vertikale Dehnung.

- *Scherdehnung*  $\gamma$

Die globale Scherdehnung  $\gamma$  der gesamten Probe wurde analog zu den Auswertungen von Masuda et al. (1999) notiert.

$$\gamma = \varepsilon_v - \varepsilon_h = \varepsilon_3 - \varepsilon_1 = 2\varepsilon_3 - \varepsilon_{vol} < 0 \quad (4.27)$$

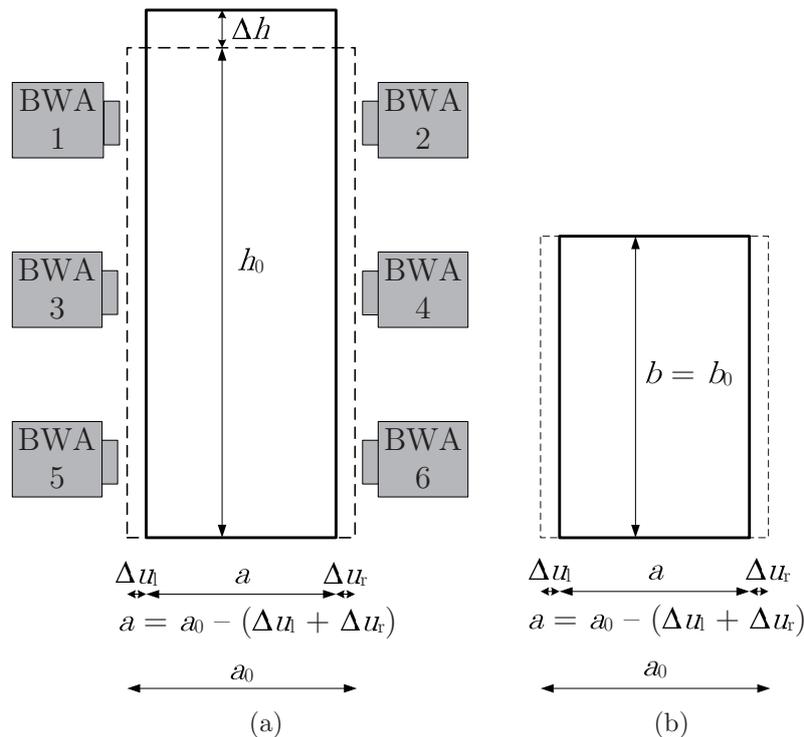


Abbildung 4.41.: Modell zur Berechnung der Volumenänderung im biaxialen Extensionsversuch: (a) Ansicht; (b) Draufsicht

## ii) Spannungsgrößen

- *Axiale Spannung*  $\sigma_{axial} = \sigma_3$

$$\sigma_3 = \frac{F_{\text{kor}}}{A} \quad (4.28)$$

Die mittels Kraftmessdose (KMD) unterhalb der Traverse gemessene Kraft wurde gemäß Wu & Kolymbas (1991) um diejenige Kraft erhöht, welche zur Dehnung der Latexmembran erforderlich ist. Dabei handelt es sich um eine Reduktion der Druckspannung, die nicht auf die Probe wirkt. Dies ist insbesondere im Fall von Extensionsversuchen mit geringer Horizontalspannung von Bedeutung, da hier sehr geringe vertikale Spannungen in der Probe wirken. Abbildung 4.42 zeigt die Differenz zwischen vertikaler Spannung ohne und mit Korrektur infolge Membransteifigkeit. Die mittels Druckmessdose (DMD) gemessene Spannung muss nicht korrigiert werden, da der Druck hier direkt an der Probe gemessen wird. In der Abbildung ist die sehr gute Übereinstimmung zwischen der mittels Druckmessdose gemessenen Spannung und der korrigierten, berechneten Spannung aus der Messung mittels Kraftmessdose zu sehen. Die Gleichungen zur Berechnung von  $q$  und

$p$  wurden wie für Kompressionsversuche ausgewertet, wobei auch hier zu berücksichtigen war, dass die größte Hauptspannung in horizontaler Richtung wirkt,  $\sigma_1 = \sigma_h$ .

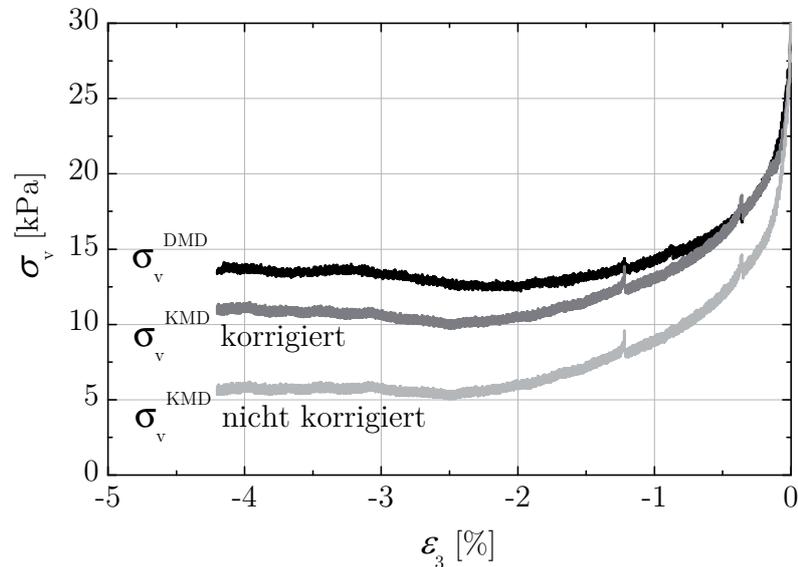


Abbildung 4.42.: Biaxialer Extensionsversuch an Sand-Ton-Mischung ST<sub>7%</sub> mit  $\sigma_1 = 78$  kPa

### iii) Dimensionslose Größen

Neben der zur Auswertung der biaxialen Kompressionsversuche analogen Ermittlung des Dilatanzwinkels  $\psi$ , des Parameters  $b$ , des Reibungswinkels  $\varphi$  und des Entfestigungsgradienten  $k$  wurde außerdem das minimale Verhältnis der Querschnittsflächen  $A_{\min}/A_{\text{avg}}$  nach Yamamuro & Lade (1995) ermittelt.

- *Minimales Flächenverhältnis*  $A_{\min}/A_{\text{avg}}$

Das minimale Flächenverhältnis  $A_{\min}/A_{\text{avg}}$  beschreibt das Verhältnis der minimalen zur mittleren Querschnittsfläche. Yamamuro & Lade (1995) berechneten dieses Verhältnis, um die Homogenität der Deformation in triaxialen Extensionsversuchen zu überprüfen, und um den Fehler im Zuge der Vertikalspannungs-Berechnung abzuschätzen, der aus dem Ansatz der mittleren Querschnittsfläche unter der Annahme eines homogenen Querschnitts resultiert. Da die Vertikalspannung im Rahmen dieser Arbeit lokal gemessen wurde, dient die Berechnung des Flächenverhältnisses hier in erster Linie der Homogenitäts-Analyse. Dazu wurde der minimale Wert des Flächenverhältnisses  $(A_{\min}/A_{\text{avg}})_{\min}$  bis zum Erreichen

des kritischen Zustands ermittelt. Der geringste Querschnitt in biaxialen Extensionsversuchen wurde durch das oberste Paar berührungsloser Wegaufnehmer ermittelt (BWA 1 und BWA 2), hier ist die Verformung am größten,  $\Delta u = \Delta u_{\max}$ .

$$\frac{A_{\min}}{A_{\text{avg}}} = \frac{a_0 - \Delta u_{\max}}{a_0 - \Delta u_{\text{avg}}} \quad (4.29)$$

### 4.6.2. Spannungspfad

Der Spannungspfad in den biaxialen Extensionsversuchen wurde in die zwei Phasen der Konsolidierung (Phase A) und des Abscherens (Phase B) unterteilt.

- *Phase A: Konsolidierung*

Die Probe steht nach Entfernen der Probenformerwände unter einem Vakuum von 20 kPa. Der horizontale Druck  $\sigma_1$  in den Druckkissen wurde softwareregelt auf den vorgegebenen Wert von 78, 175 oder 300 kPa erhöht und anschließend konstant gehalten (Abbildung 4.43a). In vertikaler Richtung wurde die Verformung der Probe verhindert,  $\epsilon_3 = \dot{\epsilon}_3 = 0$ . Die Probe wurde während der Phase A also nur eindimensional komprimiert. Eine Spannungsregelung in vertikaler Richtung erfolgte nicht, um den in den Modellversuchen vollzogenen Spannungspfad möglichst gut zu simulieren. Gleichzeitig mit der Erhöhung der horizontalen Spannung in den Druckkissen wurde ein linearer Anstieg der Spannung sowohl horizontal auf die starren Wände als auch vertikal auf Kopf- und Fußplatte gemessen. Die Druckmessdosen in den starren Seitenwänden mussten vor Beginn der Phase A tariert werden, da auch nach Reduktion des Vakuums teilweise noch Unterdruck gemessen wurde. Die tatsächliche Spannung vor der Druckerhöhung wurde mit  $\sigma_2 = K_{0,21}\sigma_1$  abgeschätzt. Hierzu wurde das initiale Verhältnis der Hauptspannungen  $K_{0,21} = \sigma_2/\sigma_1$  für alle Materialien ermittelt (Abbildung 4.44). Die Werte liegen in dem Bereich  $0,2 \leq K_{0,21} \leq 0,4$ . Innerhalb eines Materials ist mit größerer initialer Dichte ein geringeres  $K_{0,21}$  festzustellen. Dies zeigte sich sowohl für Silbersand als auch für die feuchte Sand-Ton-Mischung ST<sub>4%</sub>W<sub>1,7%</sub>. Nach Abbildung 4.44 wurde  $K_{0,21} \approx 0,3$  gesetzt. Damit ergibt sich  $\sigma_{2,\text{unten}} \approx \sigma_{2,\text{oben}} = 0,3 \cdot 20 \text{ kPa} = 6 \text{ kPa}$ . Diese Abschätzung ist in dem korrigierten Verlauf in Abbildung 4.43b berücksichtigt.

- *Phase B: Reduktion des vertikalen Drucks*

Der horizontale Druck in den Druckkissen wurde in einem Regelkreislauf konstant gehalten (Abbildung 4.45a). In vertikaler Richtung erfolgte die weggesteuerte Dehnung, welche zu

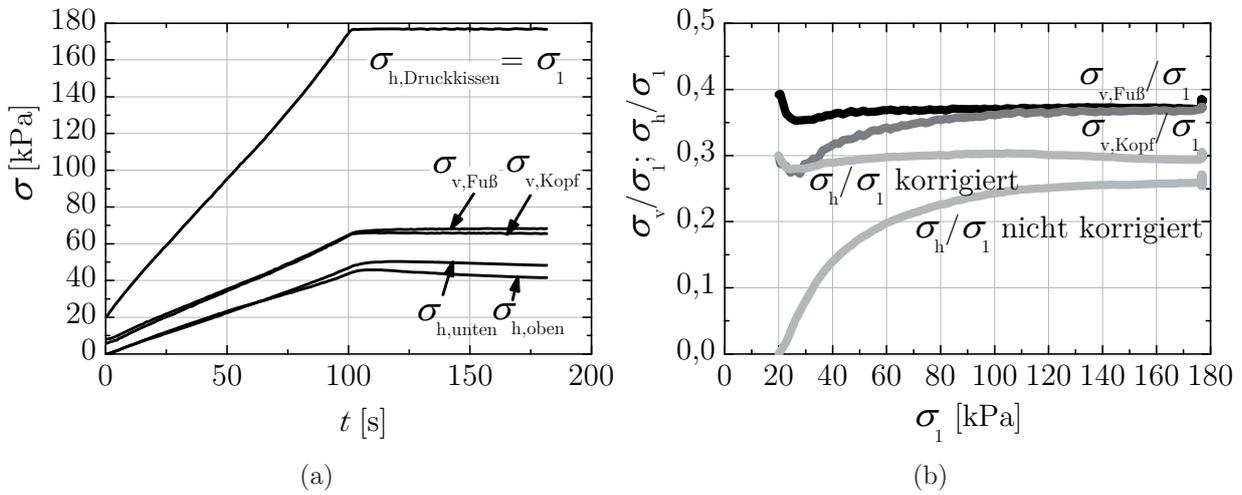


Abbildung 4.43.: Phase A: (a) Hauptspannungen; (b) Hauptspannungs-Verhältnisse

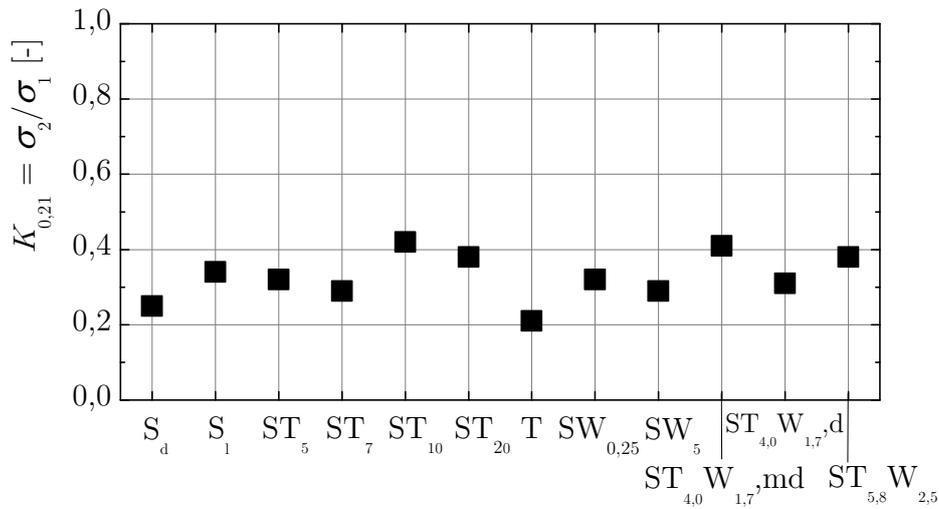


Abbildung 4.44.: Hauptspannungs-Verhältnis  $K_{0,21} = \sigma_2/\sigma_1$  am Ende von Phase A

einer Reduktion der vertikalen Spannung führt. Die Probe erfährt dadurch ein Scherbeanspruchung, da die Spannungsdifferenz  $\sigma_1 - \sigma_3$  größer wird. Bei Erreichen einer bestimmten axialen Dehnung steigt die vertikale Spannung wieder an, d.h.  $\sigma_1 - \sigma_3$  wird wieder geringer. Dieser Wiederanstieg der Vertikalspannung kennzeichnet den Entfestigungsbereich in biaxialer Extension. Bei Erreichen des Minimums der Vertikalspannung ist der mobilisierte Reibungswinkel maximal. Während der Reduktion der vertikalen Spannung wurde in den durch die Matrix der Sandkörner dominierten Proben eine Erhöhung der horizonta-

len Spannung auf die starren, unverschieblichen Wände gemessen. Zur Erklärung dieses Verhaltens wird der Einfluss der inhärenten Anisotropie herangezogen (Kapitel 2.3.5). Während der eindimensionalen Kompression in der Phase A bewirkt die Erhöhung der horizontalen Spannung  $\sigma_1$  einen größeren Anstieg der Spannung in vertikaler Richtung, also normal zur horizontalen Bettungsebene der Probe, als in horizontaler Richtung auf die starren Seitenwände, also parallel zur Bettungsebene. Dies kann durch die Interpretation der Ergebnisse von Lam & Tatsuoka (1988) in Kombination mit den Analysen von Oda (1972*a,b*) erklärt werden. Basierend auf dem Vergleich der Fälle  $\xi = 0^\circ$  und  $\xi = 90^\circ$  für  $\omega = 90^\circ$  wird angenommen, dass sich die Körner bevorzugt um die Achse normal zu den unverschieblichen Wänden innerhalb der Bettungsebene drehen und weniger um die vertikale Achse. Wird diese Drehung verhindert, so entsteht ein größerer Druck normal zur Bettungsebene als normal zur unverschieblichen Wand. Der Seitendruck  $\sigma_1$  bewirkt dadurch weniger Deformation als sich bei freier Deformation in vertikaler Richtung einstellen würde. Sobald der vertikale Weg in Phase B freigegeben wird, reduziert sich die Verspannung in vertikaler Richtung. Mikromechanisch betrachtet drehen sich die Körner in der Phase B um die Achse normal zu den unverschieblichen Wänden. Die in Phase A verhinderte Deformation in horizontaler Richtung normal zu Druckkissen erfolgt. Die dadurch eigentlich auch hervorgerufene Drehung der Körner um die vertikale Achse innerhalb der Bettungsebene wird durch die starre, unverschiebliche Wand verhindert, wodurch sich der Druck normal zu der starren Wand erhöht, obwohl die mittlere Spannung  $p$  reduziert wird. Bereits nach sehr geringer Verformung in Phase B entspricht die Horizontalspannung auf die starren Wände der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$ . Dies ist auch der Darstellung der Hauptspannungsverhältnisse in Abbildung 4.45b zu entnehmen.

- *Gesamter Spannungspfad*

Der vollständige Spannungspfad im  $p$ - $q$ -Diagramm ist erneut am Beispiel der trockenen Mischung ST<sub>7%</sub> für drei unterschiedliche Seitendrücke aufgetragen (Abbildung 4.46). Zusätzlich sind sämtliche maximalen Spannungszustände der Versuchsreihe eingetragen, die durch die lineare Grenzbedingung mit der Steigung  $\eta_{be} = 1,48$  approximiert wurde. In den durch die Matrix der Feinkorn-Partikel dominierten Proben der Mischung ST<sub>20%</sub> sowie des Kaolin-Tons hingegen wurde vor allem eine Reduktion der horizontalen Spannung während der Reduktion der vertikalen Spannung gemessen (Abbildungen 4.52 und 4.60). Außerdem zeichnet die feinkorndominierten Materialien aus, dass die normal auf die starren Seitenwände wirkende Spannung am Ende von Phase A deutlich größer ist als in den sandkorndominierten Materialien (größeres  $K_0$ ).

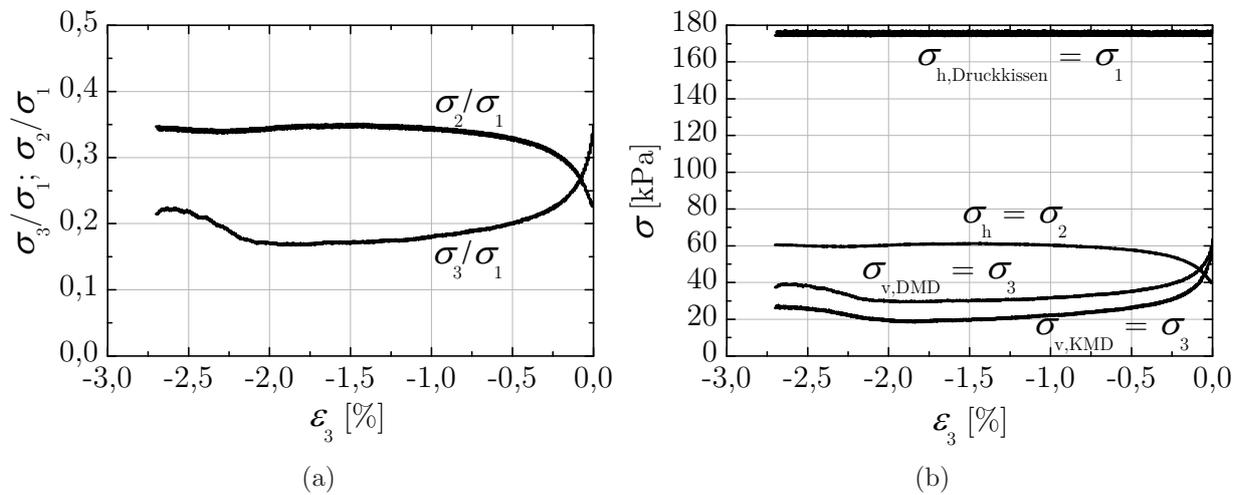


Abbildung 4.45.: Phase B: (a) Hauptspannungs-Verhältnisse; (b) Hauptspannungen

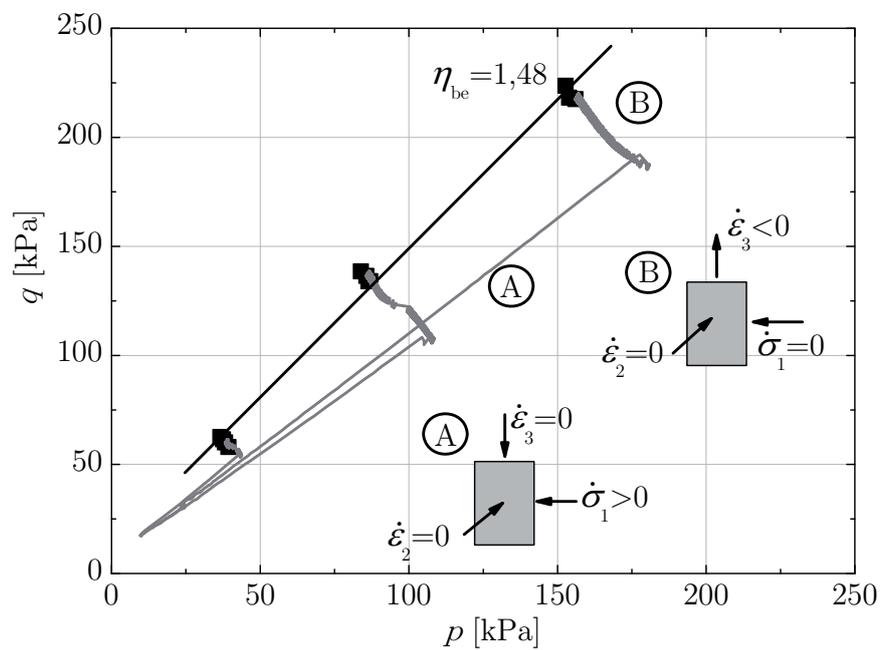


Abbildung 4.46.: Spannungspfad im  $p$ - $q$ -Diagramm am Beispiel von  $ST_{7\%}$

### 4.6.3. Biaxiale Extensionsversuche

Das Programm biaxialer Extensionsversuche umfasst insgesamt 89 Einzelversuche an Materialien, die im Modellversuch eingesetzt wurden. Zusätzlich wurden 7 Versuche an Mittelsand (Material 1 Wolf, 2005) mit unterschiedlicher Lagerungsdichte durchgeführt, der in Modellversuchen sowie in triaxialen Extensionsversuchen eingesetzt wurde. Hierdurch war ein direkter Vergleich von triaxialer und biaxialer Extension möglich. Die Probengeometrie für alle Extensionsversuche betrug  $b = b_0 = 80$  mm,  $a_0 = 60$  mm,  $h_0 = 130$  mm. Dies entspricht einem Verhältnis  $h/d = h/a_0 = 2,17$  in der Ebene des erwarteten Scherversagens. Die Versuche wurden mit drei unterschiedlichen, konstanten Seitendrücken  $\sigma_h = \sigma_1$  von 78, 175 und 300 kPa durchgeführt. Die axiale Beanspruchung erfolgte mit einer konstanten Dehnungsrate von  $0,002$  mm/s  $\hat{=} 1,5 \cdot 10^{-5}$  /s. Die wesentlichen Ergebnisse werden für jedes Material in jeweils drei Diagrammen präsentiert. In Diagramm a) werden die Hauptspannungsverhältnisse  $\sigma_3/\sigma_1$  und  $\sigma_2/\sigma_1$  über der vertikalen Dehnung  $\varepsilon_3$  dargestellt. Die Verläufe repräsentieren nur die Phase B des jeweiligen Extensionsversuches. Als zusätzliche Information wird daher neben der initialen Lagerungsdichte (in Klammern) die Lagerungsdichte nach Erreichen des Anfangs-Spannungs-Zustands angegeben. In Diagramm b) wird die Volumendehnung  $\varepsilon_{\text{vol}}$  über  $\varepsilon_3$  in Phase B aufgetragen, die Volumendehnung  $\varepsilon_{\text{vol}}^A$  in Phase A ist als zusätzliche Information angegeben. Außerdem ist der globale Dilatanzwinkel der gesamten Probe zum Zeitpunkt des minimalen Verhältnisses  $\sigma_3/\sigma_1$ , d.h. des maximalen Reibungswinkels, notiert. In Diagramm c) ist der Verlauf des Reibungswinkels  $\varphi$  über der Scherdehnung  $\gamma$  dargestellt, aus dessen maximaler Steigung der Entfestigungsgradient ermittelt wurde. Da die gemessene vertikale Kraft auf die mittlere Querschnittsfläche bezogen wurde, ist das kleinste Verhältnis der minimalen zur mittleren Querschnittsfläche im Auswertungsbereich des jeweiligen Versuches nach Gleichung (4.29) angegeben. Die redundante vertikale Spannungsmessung bewährte sich auch in den biaxialen Extensionsversuchen sehr gut für Sand und trockene Mischungen mit geringem Ton-Anteil. Für Mischungen mit hohem Ton-Anteil und feuchten Sand zeigte sich das Signal der lokalen Druckmessung jedoch als zackig, weshalb zwecks Darstellung der Ergebnisse für diese Materialien auf die Messung mittels Kraftmessdose zurückgegriffen wurde. Für dichten Silbersand (Abbildung 4.47) zeigt sich ein mit großer Dilatanz einhergehendes steiles Entfestigungsverhalten. Locker gelagerter Silbersand (Abbildung 4.48) hingegen zeigt keine Entfestigung und gleichzeitig volumentreues bis kontraktantes Volumenänderungsverhalten. Die maximalen Reibungswinkel in lockerem Sand liegen erwartungsgemäß im Bereich der für dichten Sand gemessenen kritischen Reibungswinkel. Die trockenen Sand-Ton-Mischungen zeigen bis zu einem Ton-Anteil von

10 % (Abbildungen 4.49, 4.50 und 4.51) eine deutliche Entfestigung mit einhergehender Dilatanz. Die maximalen Reibungswinkel liegen in der Größenordnung wie für dichten Silbersand. In den Materialien, in denen die Sandkörner die dominierende Matrix darstellen, ist das Entfestigungsverhalten ausgeprägter je größer der Druck in Richtung der größten Hauptspannung  $\sigma_1 = \sigma_h$  ist. Dies ist plausibel, da ein größerer Seitendruck im Extensionsversuch eine größere Dilatanz bewirkt. Dieser Trend kehrt sich für Materialien mit einem Ton-Anteil von  $t \geq 20$  % um (Abbildungen 4.52 und 4.60). Hier zeigt sich bei geringem Seitendruck eine steilere Entfestigung, ausgehend von einem hohen maximalen Reibungswinkel (Diagramme nur in diesen beiden Fällen anders skaliert!). Zur Erinnerung sei in diesem Zusammenhang bemerkt, dass der Reibungswinkel hier als Spannungsparameter verstanden wird, der die gesamte Scherfestigkeit inklusive der Kohäsion beschreibt. Für die Versuche mit geringem Druck dilatiert das Material mit großem Feinkornanteil, während bei größerem Druck Kontraktanz mit schwacher Entfestigung einhergeht. Bereits in Phase A ist ein deutlicher Unterschied des Materialverhaltens im Vergleich zu Ton-Beimischungen von  $t \leq 10$  % zu beobachten, ein großer Feinkorn-Anteil sorgt für eine ausgeprägte Komprimierbarkeit der Probe bei größerem Seitendruck. Die untersuchten feuchten Sande (Abbildungen 4.53 bis 4.55) zeigen dilatantes Verhalten mit gleichzeitiger Entfestigung, die maximalen Reibungswinkel sind in der Größenordnung des trockenen Silbersandes. Die Ursache der schwächeren Entfestigung mit geringerer Dilatanz für die Mischung SW<sub>1%</sub> (Abbildung 4.54) im Vergleich zu den Mischungen SW<sub>0,25%</sub> (Abbildung 4.53) und SW<sub>5%</sub> (Abbildung 4.55) ist in der geringeren relativen Lagerungsdichte zu sehen. Der Einfluss der Lagerungsdichte für feuchten Sand ist in einer Versuchsreihe mit SW<sub>5%</sub> mit unterschiedlichen bezogenen Lagerungsdichten (Abbildung 4.56) deutlich zu erkennen. Die maximalen Reibungswinkel der Mischungen mit geringem Ton- oder Wasser-Anteil sind geringer als für trockenen Silbersand vergleichbarer Trockendichte. Die Zugabe von Ton und Wasser führt zu einer weiteren Reduktion der Scherfestigkeit (Abbildungen 4.57, 4.58 und 4.59). Die feuchten Sand-Ton-Mischungen zeigten nur für einen Verdichtungsgrad  $D_{Pr} > 1$  entfestigendes Verhalten.

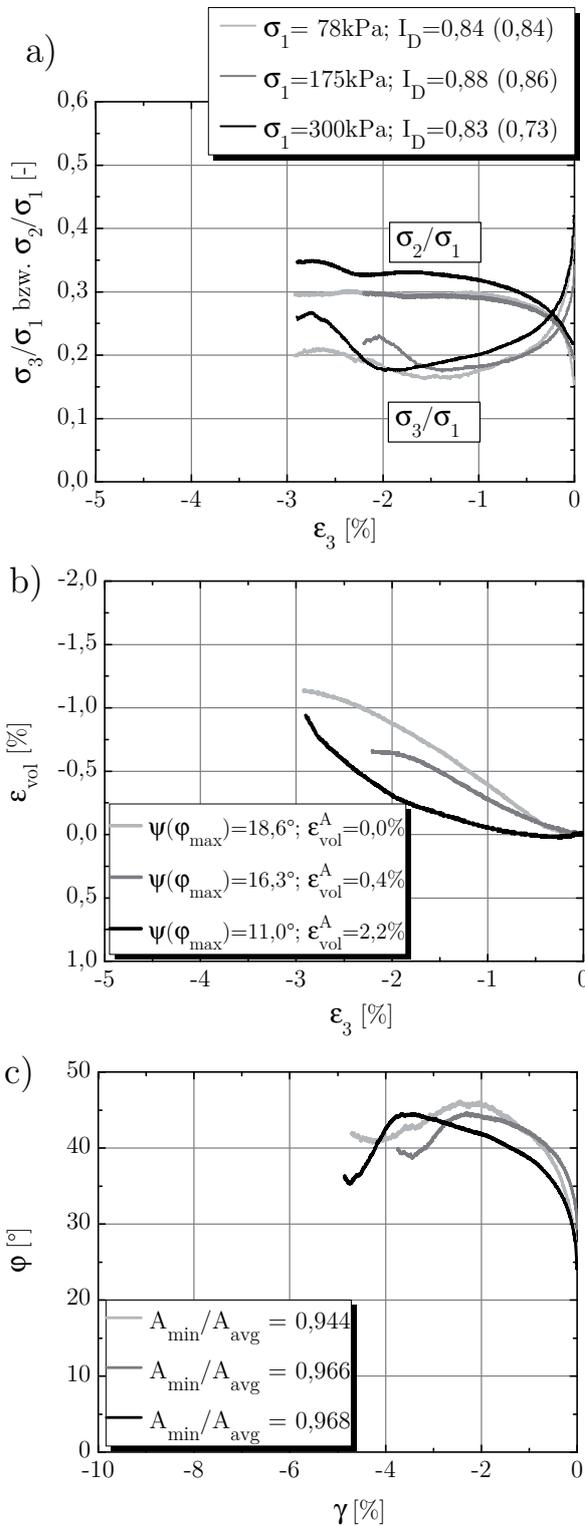


Abbildung 4.47.: Silbersand, dicht

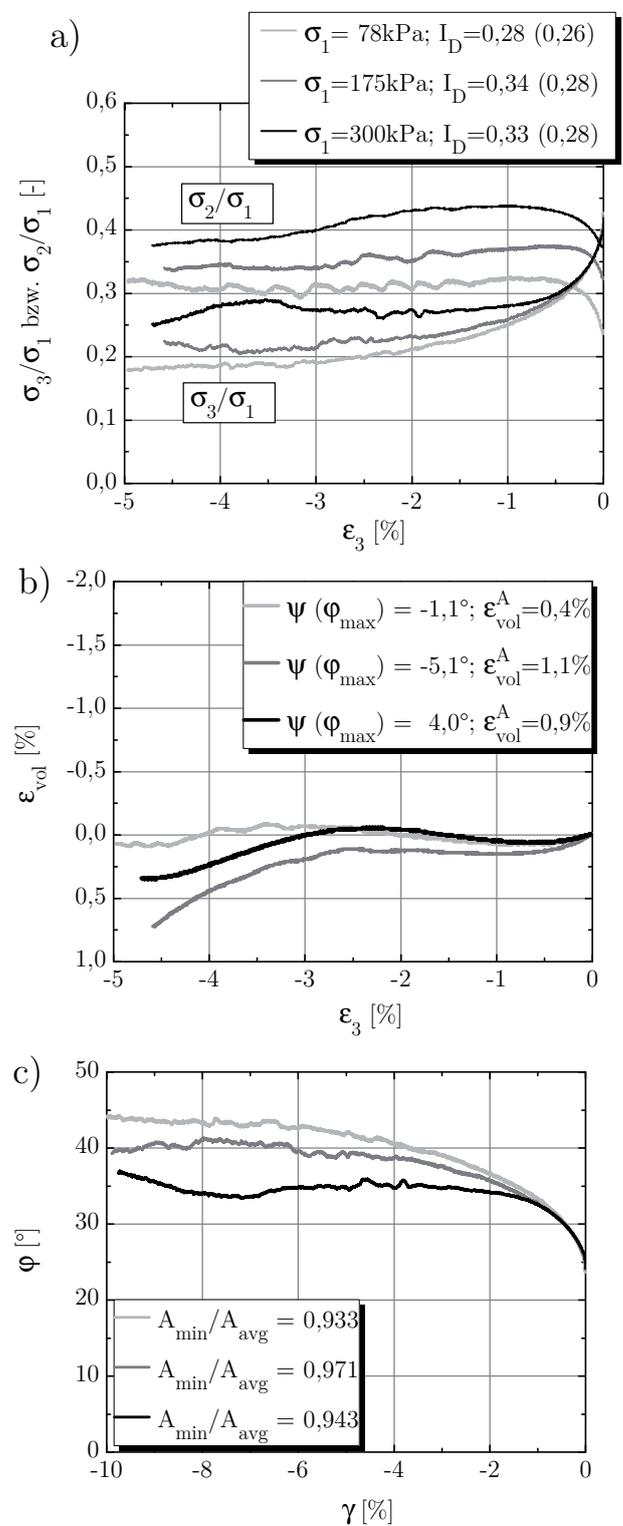


Abbildung 4.48.: Silbersand, locker

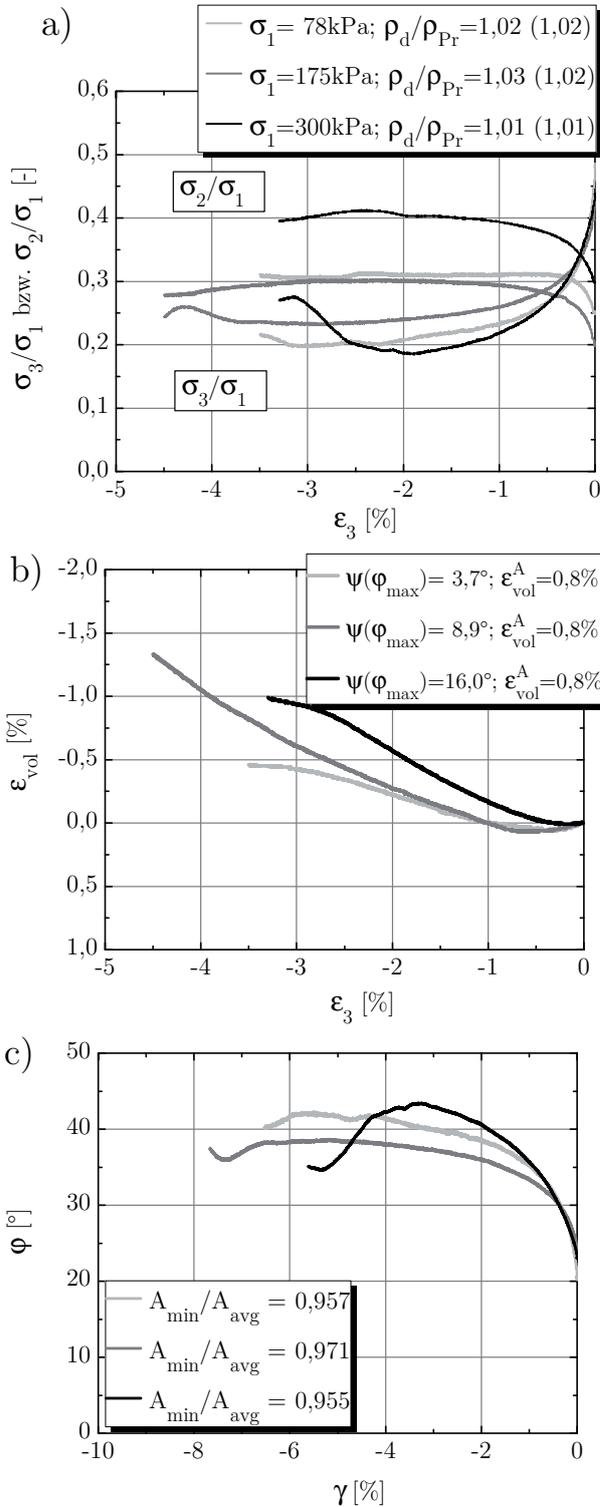


Abbildung 4.49.: ST<sub>5%</sub>

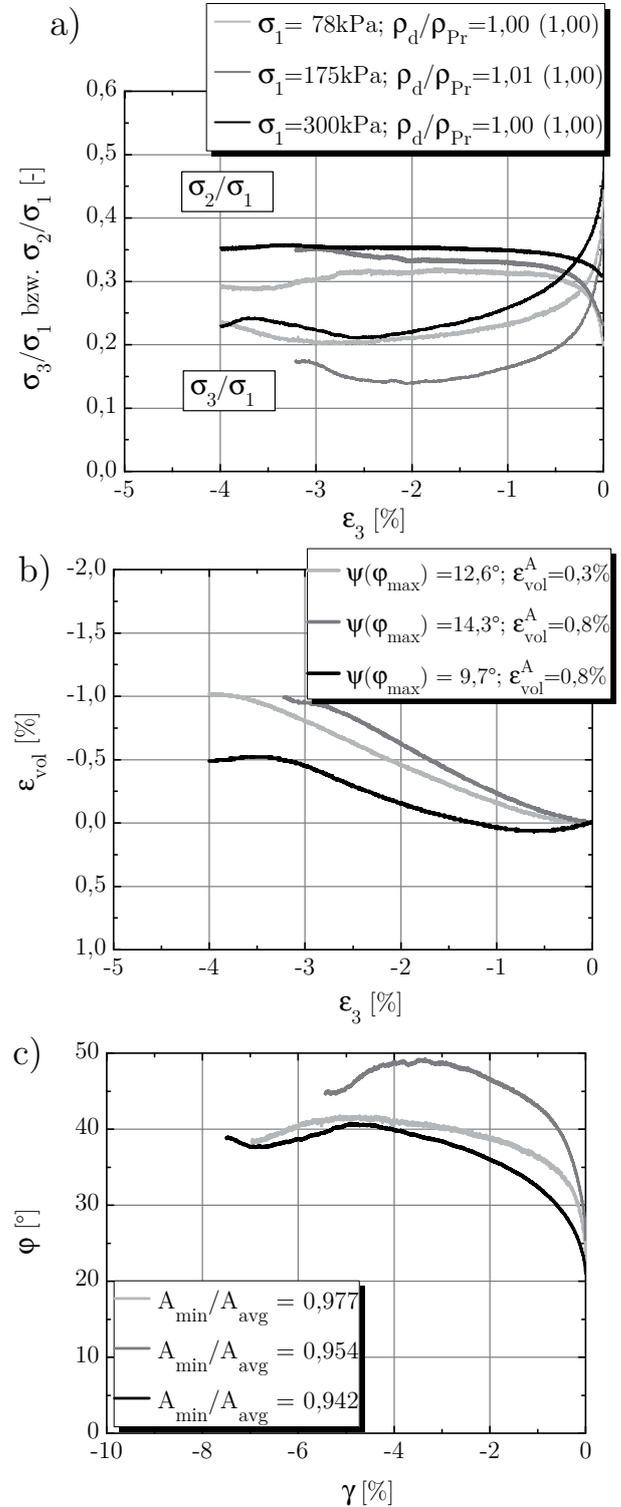


Abbildung 4.50.: ST<sub>7%</sub>

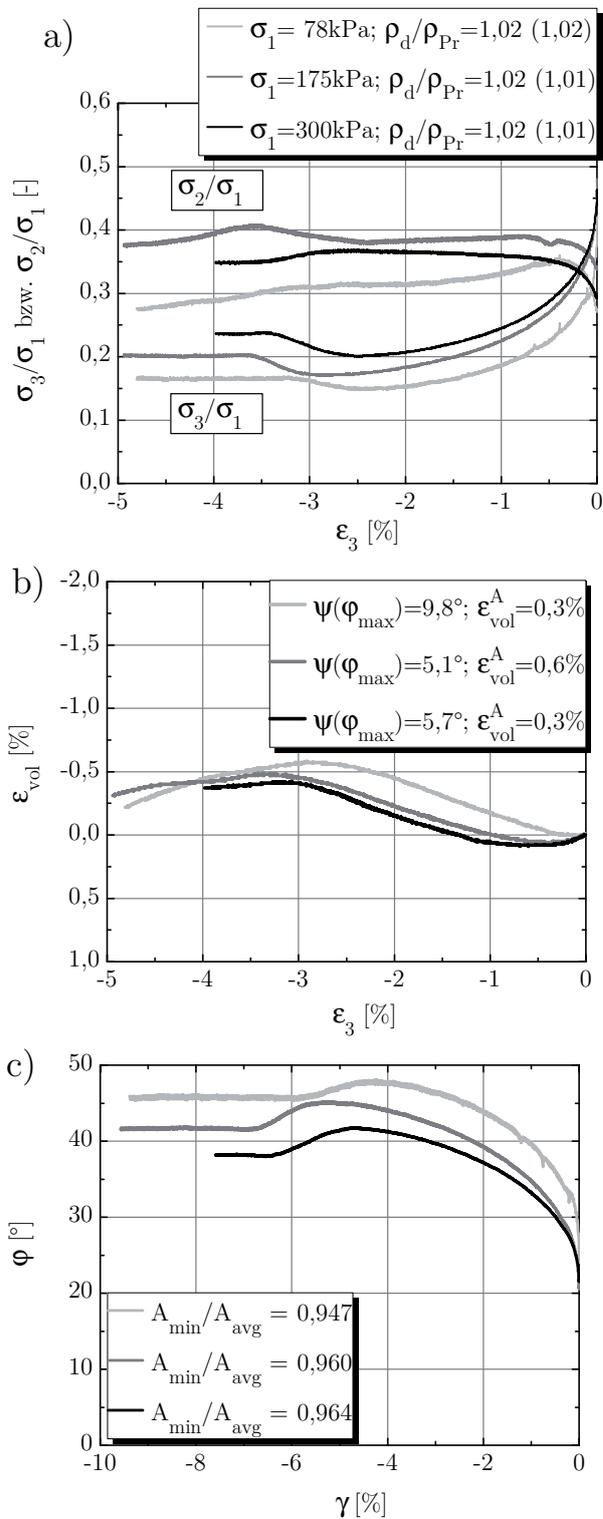


Abbildung 4.51.:  $ST_{10\%}$

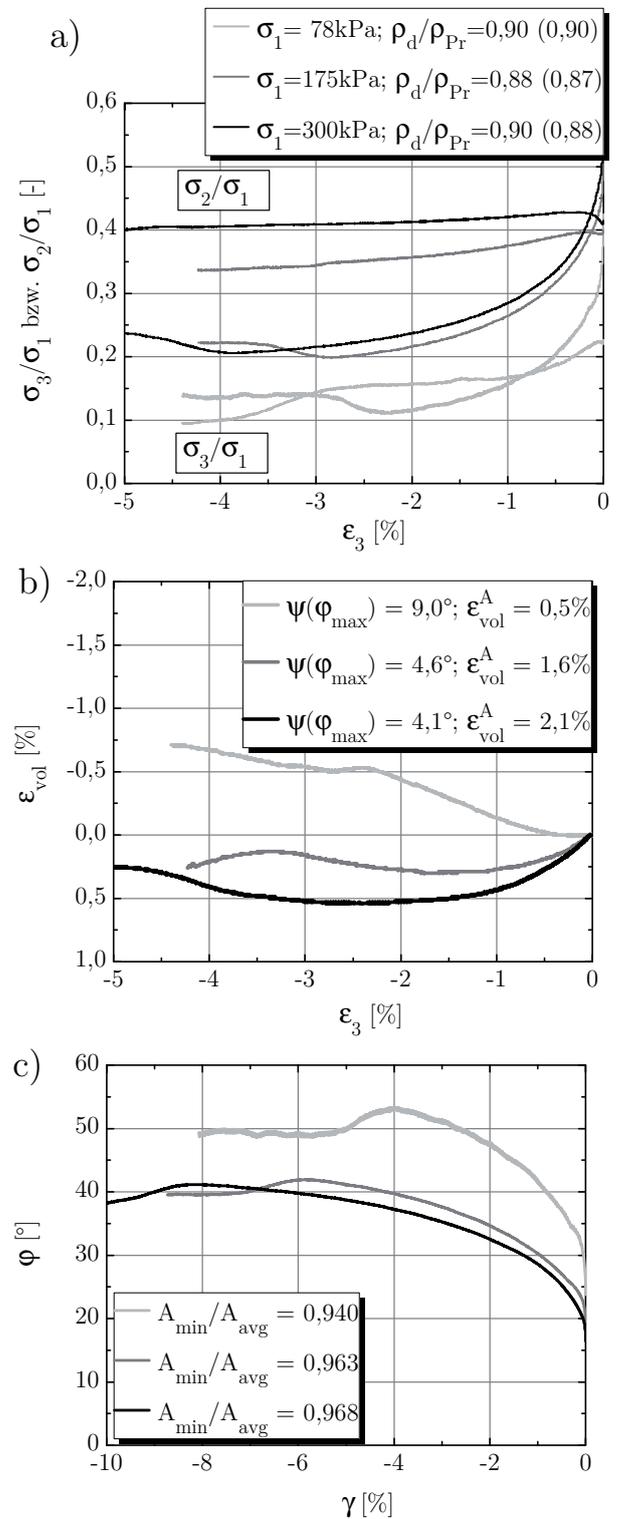
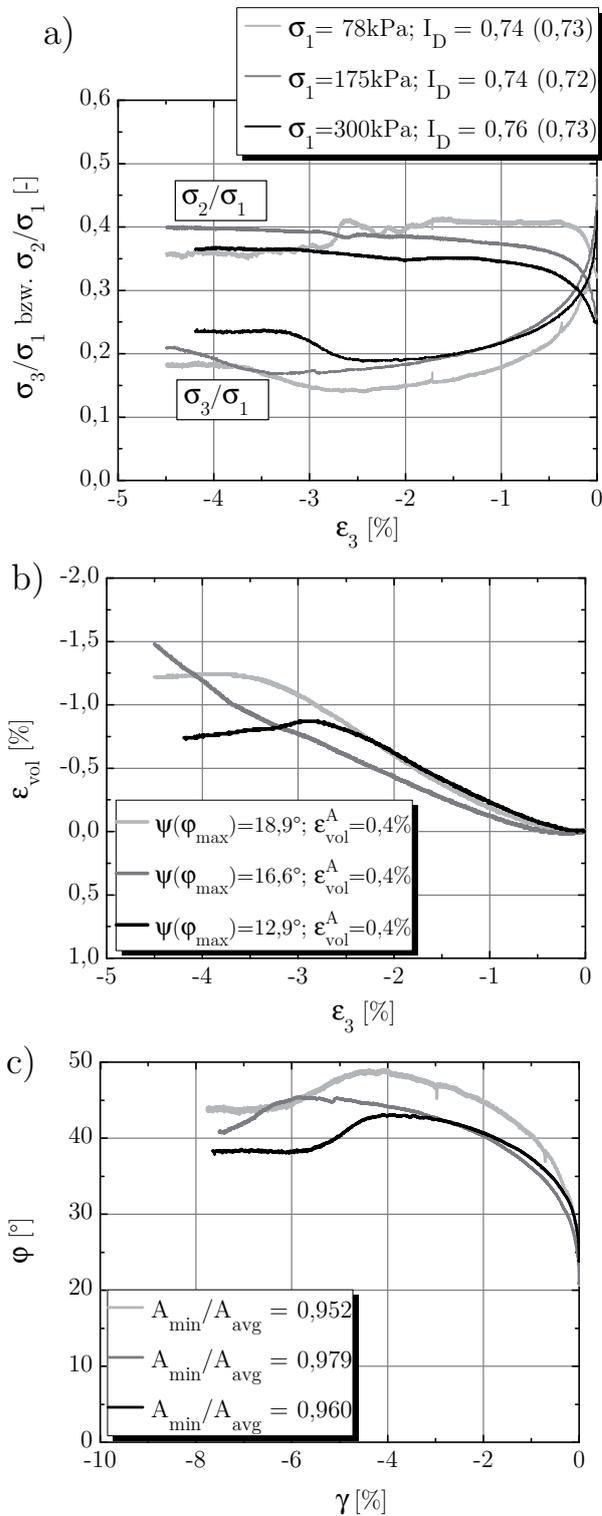
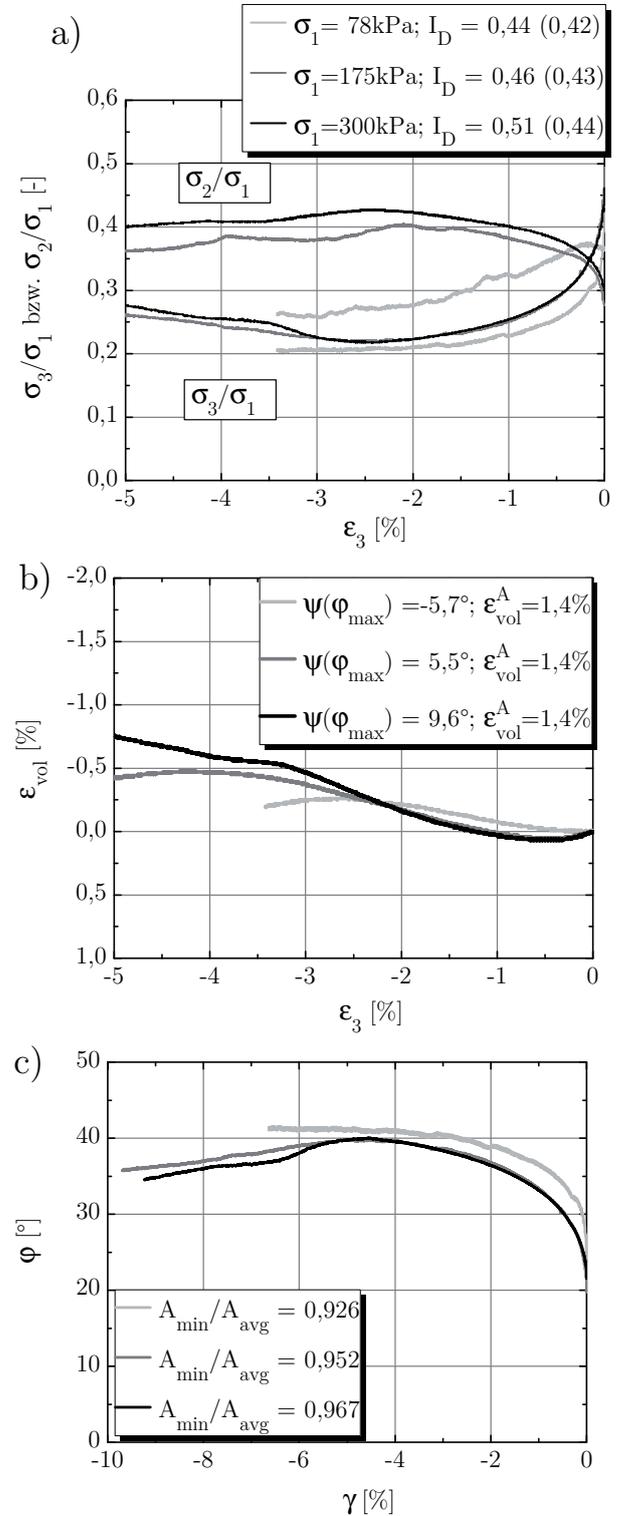


Abbildung 4.52.:  $ST_{20\%}$

Abbildung 4.53.: SW<sub>0,25%</sub>Abbildung 4.54.: SW<sub>1%</sub>

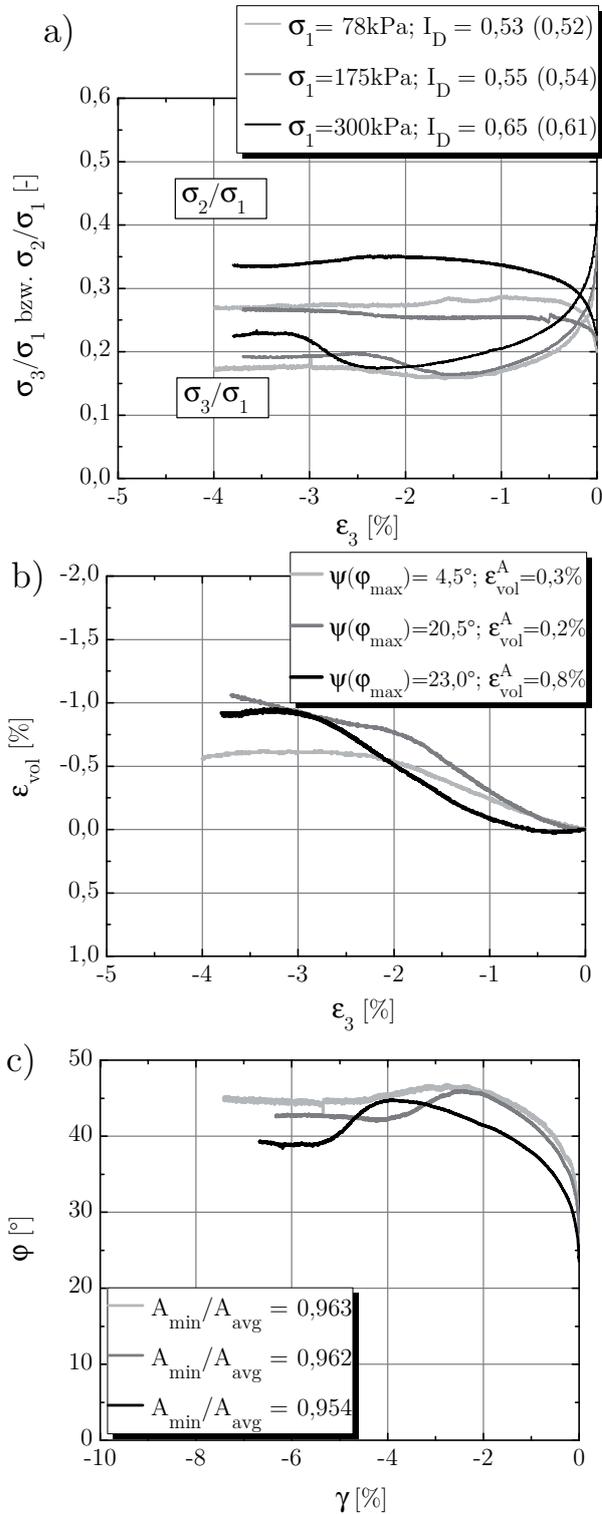


Abbildung 4.55.: SW<sub>5%</sub>, dicht

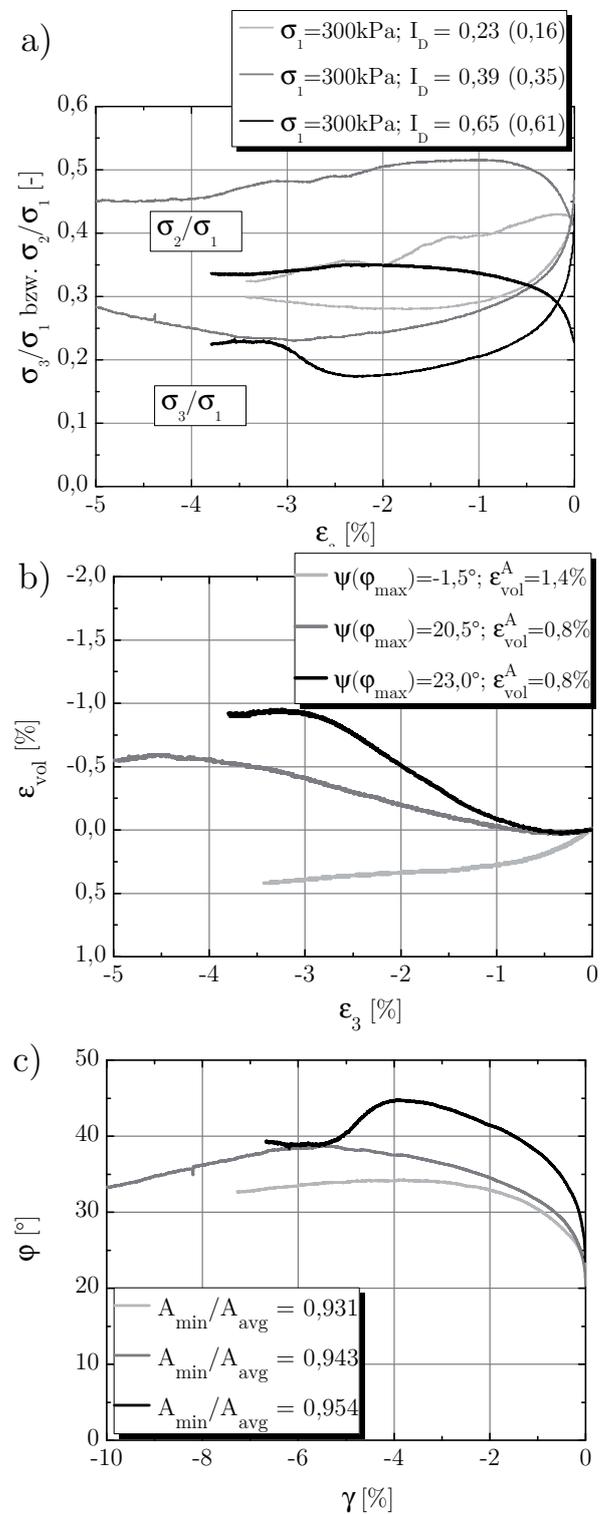


Abbildung 4.56.: SW<sub>5%</sub>,  $\sigma_1 = 300 \text{ kPa}$

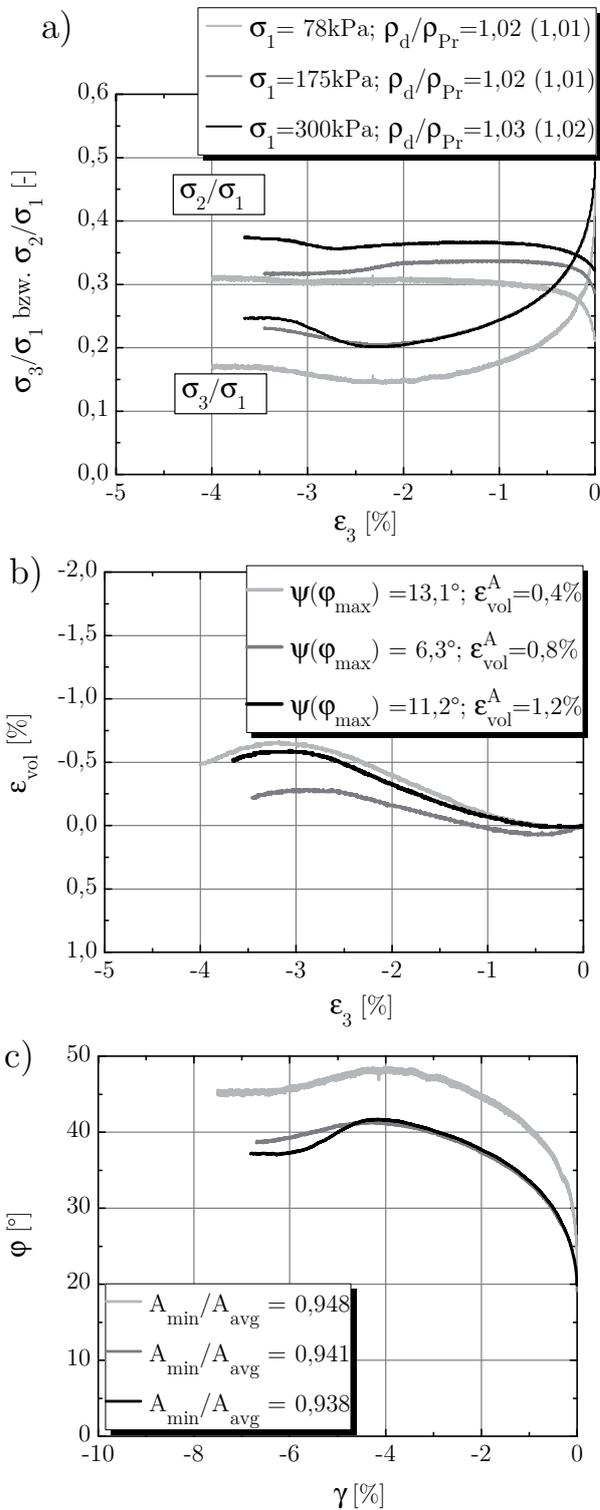


Abbildung 4.57.:  $ST_{4\%}W_{1,7\%}, d$

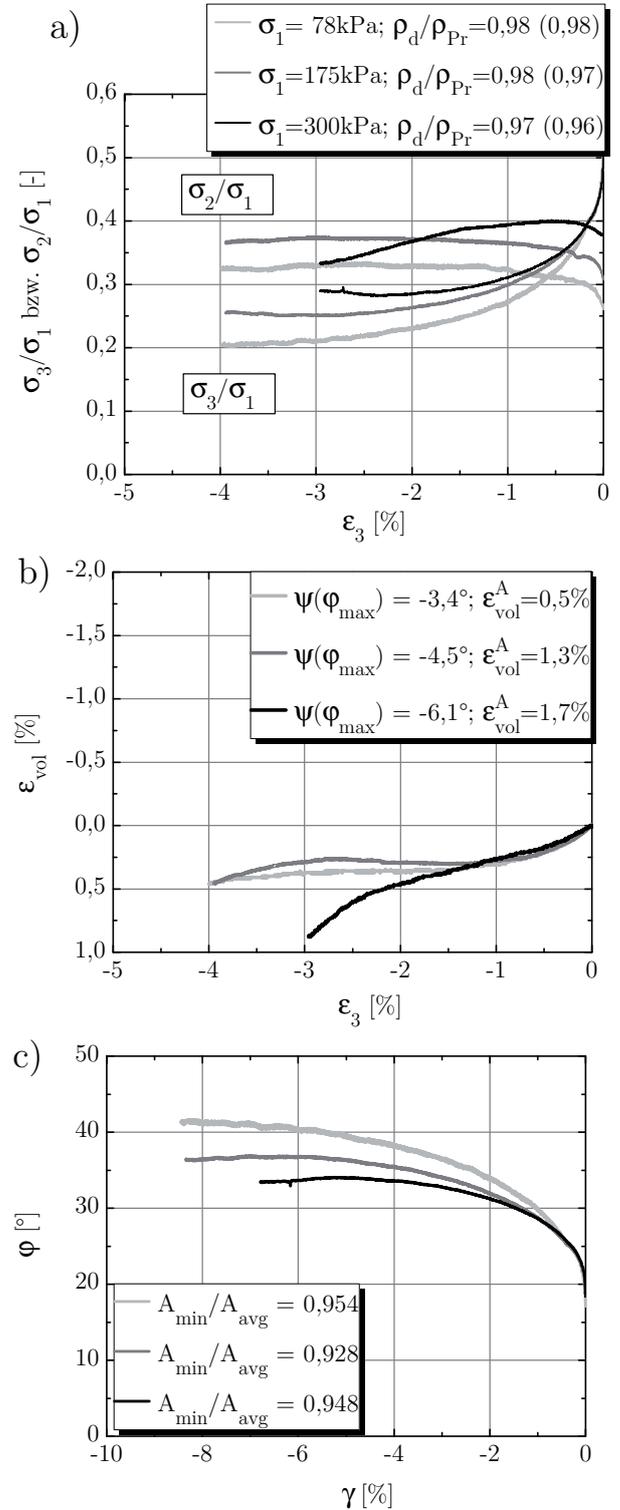


Abbildung 4.58.:  $ST_{4\%}W_{1,7\%}, md$

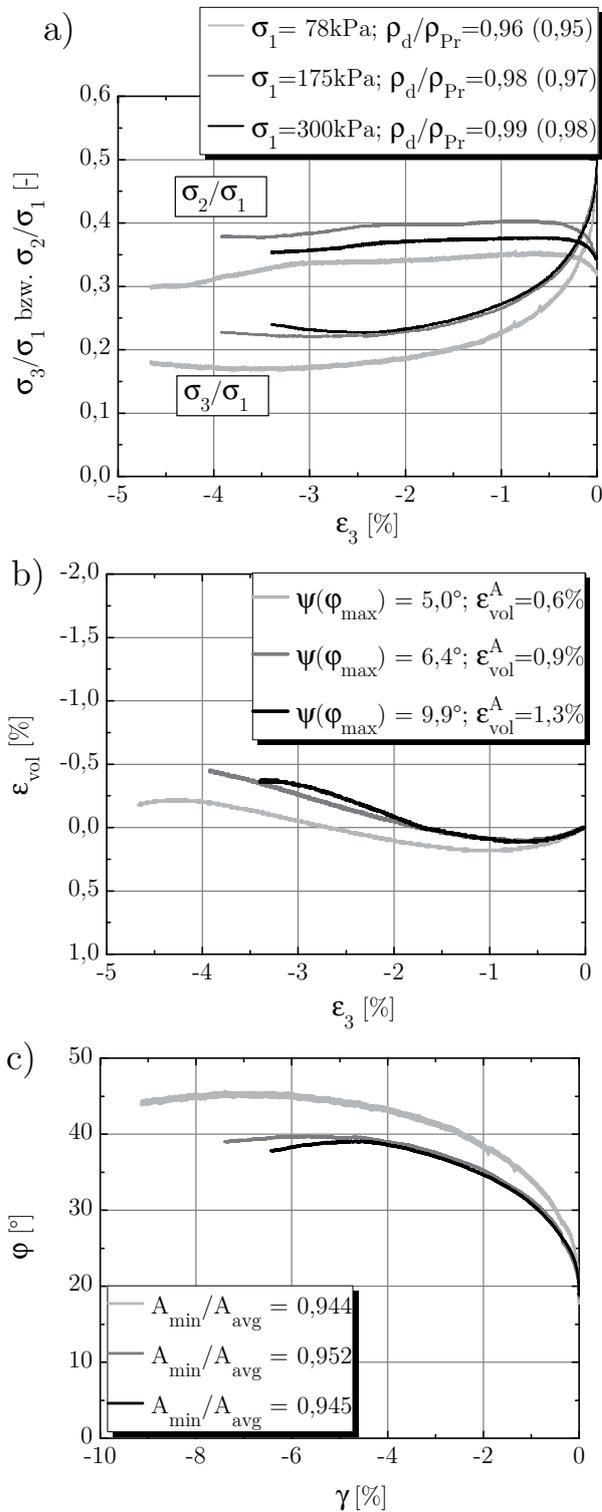


Abbildung 4.59.: ST<sub>5,8%</sub>W<sub>2,5%</sub>

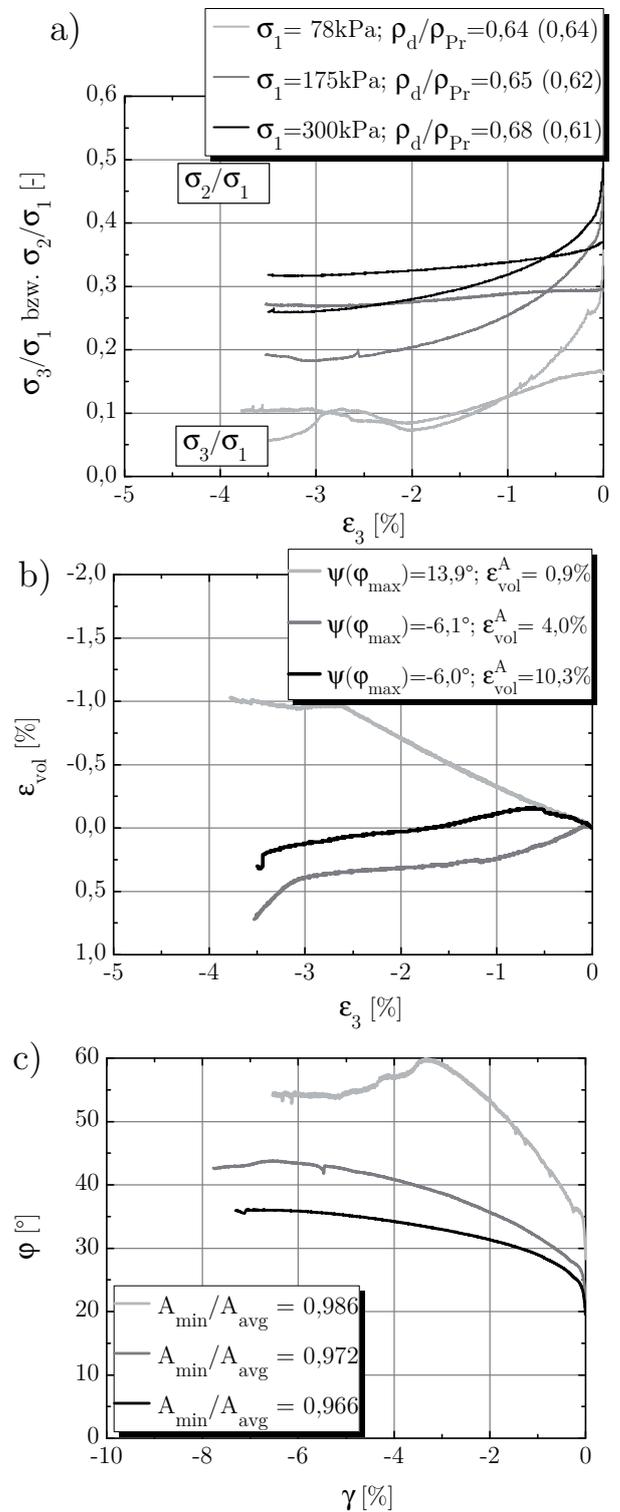


Abbildung 4.60.: Kaolin

#### 4.6.4. Ergebnisse

Der maximale Reibungswinkel wurde, wie für biaxiale Kompressionsversuche, auf zwei unterschiedliche Arten ermittelt. Zum Einen wurde die Grenzbedingung im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm durch den Ursprung gelegt und  $\varphi_{\text{be,konv}}$  aus dem Winkel  $\alpha$  der linearisierten Bruchgeraden berechnet. Zum Anderen wurde die Steigung  $\eta_{\text{be}}$  der Grenzbedingung im  $p$ - $q$ -Diagramm bestimmt und  $\varphi_{\text{be,b}}$  mit Hilfe von Gleichung (4.23) unter Vorgabe des Parameters  $b$  berechnet. Die maximalen Reibungswinkel sind in Tabelle 4.61 zusammengestellt. Zum Vergleich werden erneut die maximalen Reibungswinkel aus Rahmenscherversuchen  $\varphi_{\text{RS}}$  angegeben. Für die Materialien ST<sub>20%</sub> und Kaolin-Ton wurde festgestellt, dass eine lineare Funktion

Material	$\varphi_{\text{be,konv}}^{\text{KMD}}$ [°]	$\varphi_{\text{be,konv}}^{\text{DMD}}$ [°]	$\varphi_{\text{be,b}}^{\text{KMD}}$ [°]	$\varphi_{\text{be,b}}^{\text{DMD}}$ [°]	$\varphi_{\text{RS}}$ [°]
Silbersand dicht	50,5	45,4	49,9	44,5	40,5
Silbersand locker	37,2	36,7	36,5	36,6	35,9
ST <sub>5%</sub>	45,7	41,3	44,8	40,3	39,4
ST <sub>7%</sub>	43,2	43,9	44,0	43,6	33,1
ST <sub>10%</sub>	43,4	47,1	43,3	46,6	39,1
SW <sub>0,25%</sub>	44,0	42,3	44,7	43,7	40,8
SW <sub>1%</sub>	38,0	41,0	37,2	39,3	40,8
SW <sub>5%, d</sub>	41,0	37,0	44,3	39,2	38,5
STW <sub>5,7%,md</sub>	35,5	-	35,4	35,1	31,7
STW <sub>5,7%,d</sub>	41,3	-	41,3	37,6	34,0
STW <sub>8,3%</sub>	41,2	38,8	40,5	38,6	33,1

Tabelle 4.4.: Maximale Reibungswinkel in biaxialer Extension basierend auf Messung der vertikalen Kraft (KMD) und direkter Druckmessung (DMD)

durch den Ursprung des Koordinatensystems das Material nicht zutreffend beschreibt. Vielmehr zeigte sich ein deutlicher Ordinatenabschnitt  $\tau_0$  bzw.  $q_0$ . Die Bruchgerade bzw. die Grenzbedingung wurde weiterhin als lineare Funktion angenommen, die aber nicht durch den Ursprung des jeweiligen Koordinatensystems gezwungen wurde. Dazu wurde zunächst der Reibungswinkel aus der Steigung  $\eta_{\text{be}}$  ermittelt und anschließend die Kohäsion berechnet (Tabelle 4.5).

$$c = \frac{q_0 \tan \varphi}{\eta_{\text{be}}} \quad (4.30)$$

Infolge der Linearisierung der Grenzbedingung wird die ermittelte Kohäsion überschätzt.

Material	$\varphi_{\text{be,konv}}^{\text{KMD}}$ [°]	$c_{\text{be,konv}}^{\text{KMD}}$ [kPa]	$\varphi_{\text{be,konv}}^{\text{DMD}}$ [°]	$c_{\text{be,konv}}^{\text{DMD}}$ [kPa]	$\varphi_{\text{be,b}}^{\text{KMD}}$ [°]	$c_{\text{be,b}}^{\text{KMD}}$ [kPa]	$\varphi_{\text{be,b}}^{\text{DMD}}$ [°]	$c_{\text{be,b}}^{\text{DMD}}$ [kPa]
ST <sub>20%</sub>	37,0	10,5	–	–	34,8	14,1	–	–
Kaolin	31,1	17,6	26,8	18,0	29,5	19,3	28,4	21,9

Tabelle 4.5.: Maximale Reibungswinkel und Kohäsion in biaxialer Extension für Materialien mit großem Feinkornanteil

Die konventionell ermittelten Werte aus den Tabellen 4.4 und 4.5 sind in Abbildung 4.61 aufgetragen. Hinsichtlich der Größenordnung des maximalen Reibungswinkels zeigt

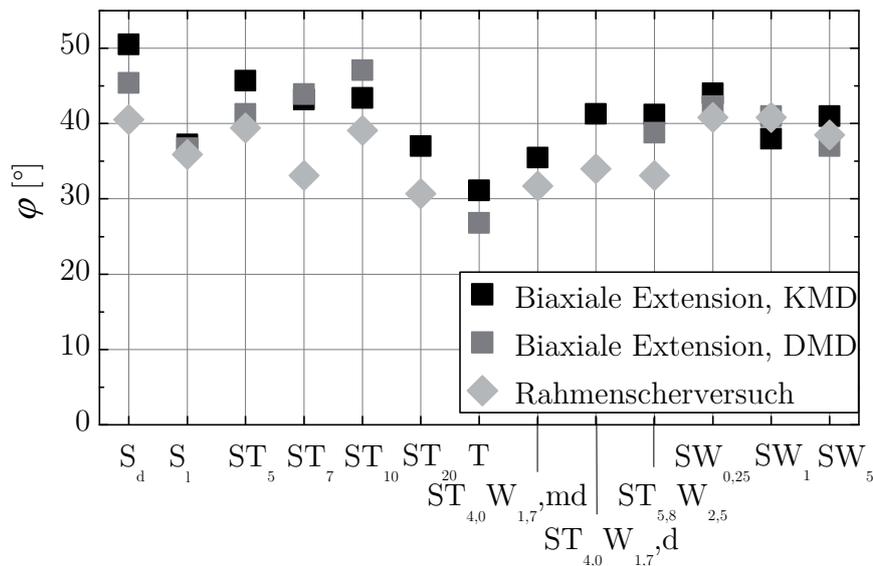


Abbildung 4.61.: Reibungswinkel in biaxialer Extension und in Rahmenscherversuchen

sich eine akzeptable Übereinstimmungen zwischen den mittels Kraftmessung (KMD) und Druckmessung (DMD) ermittelten Werten. Die sehr gute Übereinstimmung der Zahlenwerte, wie im Rahmen der biaxialen Kompressionsversuche ermittelt, ist hier nicht erreicht worden. Die Ursache dürfte in den erwähnten geringen zu messenden vertikalen Spannungen liegen, da kleine absolute Abweichungen in der Spannungsermittlung einen größeren Einfluss auf den berechneten Reibungswinkel haben. Die in biaxialen Extensionsversuchen ermittelten Reibungswinkel liegen fast ausschließlich oberhalb der in Rahmenscherversuchen ermittelten Werten. Die ermittelten Dilatanzwinkel sind in Abbildung 4.62 dargestellt. Der größte Dilatanzwinkel wurde für trockenen und feuchten, dicht ge-

lagerten Silbersand bestimmt, der geringste Dilatanzwinkel ergab sich für die locker bis mitteldicht gelagerten Materialien. Für sämtliche Materialien wurde für alle untersuchten

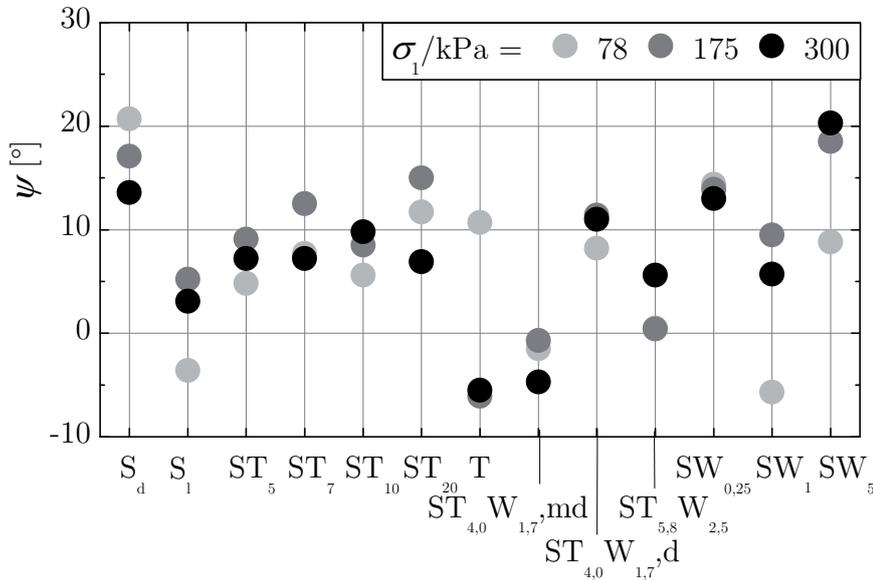


Abbildung 4.62.: Dilatanzwinkel in biaxialer Extension

Seitendrücke der Entfestigungsgradient  $k$  bestimmt und in Abbildung 4.63 aufgetragen. Der Fokus liegt hier auf dem Entfestigungsgradienten für  $\sigma_1 = 78$  kPa, weil dieser das Spannungsniveau der Modellversuche am besten repräsentiert. Der Entfestigungsgradient für trockenem, dicht gelagerten Sand liegt bei  $k = 6,8$ , der für locker gelagerten Sand bei  $k = 1,3$ . Die Entfestigungsgradienten der meisten Mischungen liegen zwischen diesen beiden Werten, soweit das Korngerüst durch die Sandkörner dominiert wird. Die trockene Sand-Ton-Mischung mit einem Ton-Anteil von 20 % sowie der reine, trockene Kaolin-Ton wiesen ein deutlich ausgeprägteres Entfestigungsverhalten auf. Am Beispiel von feuchtem Sand  $SW_{5\%}$  bei einem Seitendruck von  $\sigma_1 = 300$  kPa wird der Zusammenhang des Entfestigungsgradienten mit der relativen Lagerungsdichte deutlich (Abbildung 4.64). Neben der Differenz in der relativen Lagerungsdichte ist bei gleichem Wassergehalt in der dicht gelagerten Probe außerdem die Saugspannung größer. Der Zusammenhang zwischen dem Entfestigungsgradienten  $k$  und dem Dilatanzwinkel  $\psi$  wurde in biaxialen Kompressionsversuchen herausgearbeitet. Auch für biaxiale Extension zeigt sich der Entfestigungsgradient für ein breites Spektrum an untersuchten Materialien als Funktion des Dilatanzwinkels (Abbildung 4.65). Dargestellt sind die Mittelwerte der Ergebnisse aus Messung mittels Kraftmessdose und Druckmessdose für jeden Seitendruck und jedes Material.

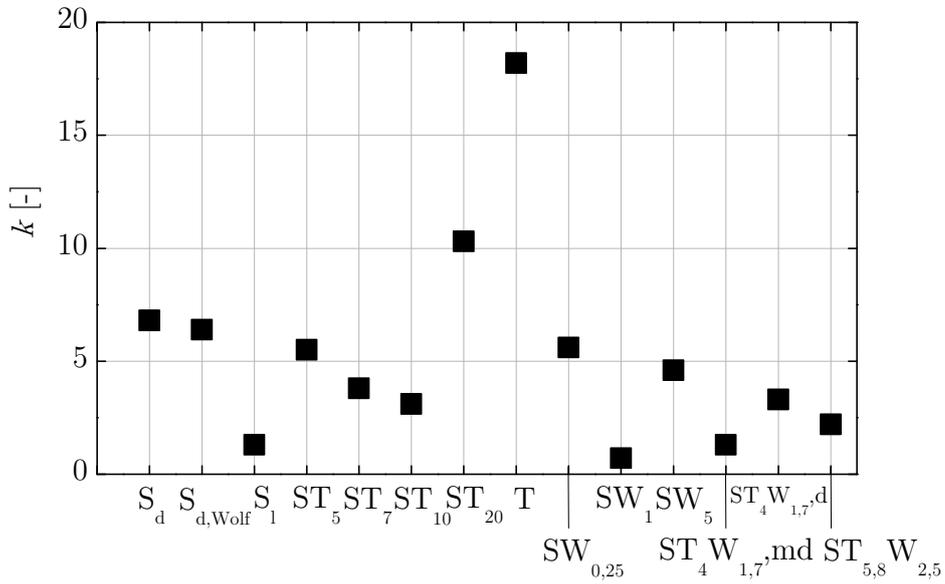


Abbildung 4.63.: Entfestigungsgradient  $k$  in biaxialer Extension für  $\sigma_1 = 78$  kPa

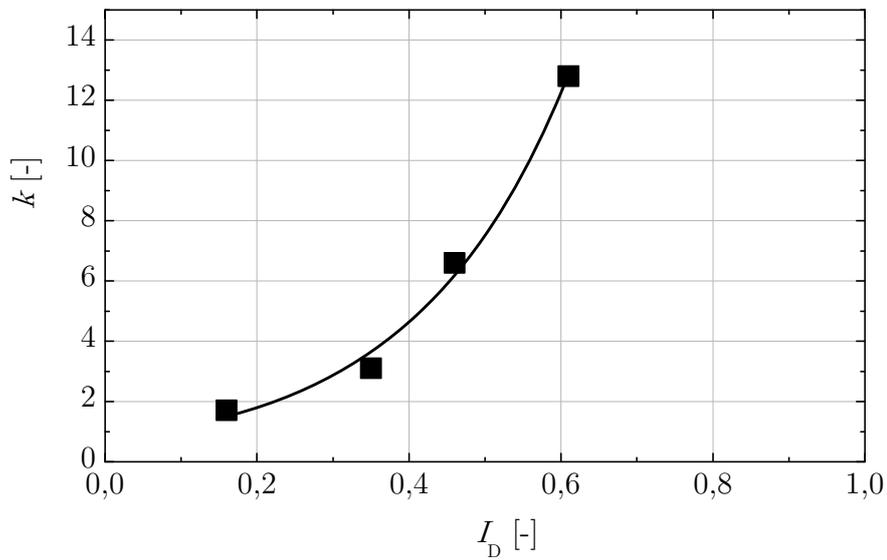


Abbildung 4.64.: Der Entfestigungsgradient  $k$  als Funktion der relativen Lagerungsdichte für den feuchten Sand  $SW_{5\%}$  ( $\sigma_1 = 300$  kPa)

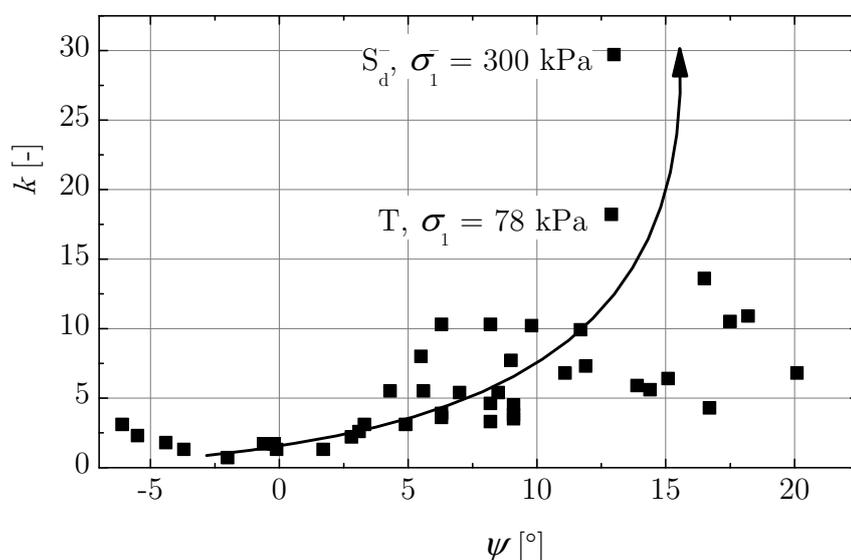


Abbildung 4.65.: Der Entfestigungsgradient korreliert mit dem Dilatanzwinkel

## 4.7. Vergleich anhand von Festigkeitskriterien

### 4.7.1. Triaxiale Kompression – Biaxiale Kompression – Biaxiale Extension

Zum Vergleich der in biaxialer Kompression und biaxialer Extension ermittelten Festigkeiten der untersuchten Materialien wird die Neigung der Grenzbedingung  $\eta = q/p$  herangezogen, da diese die Informationen über alle drei Hauptspannungen beim Erreichen der maximalen Deviatorspannung enthält (Tabelle 4.6). Die Festigkeit wurde für fast alle Materialien in sehr ähnlicher Größenordnung ermittelt. Anhand der Gleichungen (2.41) und (2.42) ist bekannt, dass die Neigung für triaxiale Kompression ( $\eta_{tc}$ ) bei identischem  $\varphi$  größer ist als diejenige für triaxiale Extension ( $\eta_{te}$ ). In Kapitel 4.5.2 wurde mit Gleichung (4.23) eine allgemein gültige Gleichung für  $\eta$  hergeleitet, die den Einfluss der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  in Form des Parameters  $b$  berücksichtigt. Im Rahmen der hier durchgeführten Biaxialversuche lag  $b$  für biaxiale Kompressions- und Extensionsversuche in dem Bereich  $0,1 \leq b \leq 0,3$ . Der mit Gleichung (2.47) berechnete Lode-Winkel  $\theta$  betrug zwischen  $5^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ . Zur Beurteilung der biaxialen Versuchsergebnisse anhand der Festigkeitskriterien nach Mohr-Coulomb, Lade & Duncan (1975) sowie Matsuoka & Nakai (1974) wurde eine Reihe triaxialer Kompressionsversuche an dicht gela-

Material	KMD		DMD	
	$\eta_{bc}$	$\eta_{be}$	$\eta_{bc}$	$\eta_{be}$
Silbersand dicht	1,62	1,64	1,59	1,55
Silbersand locker	1,26	1,28	1,18	1,26
ST <sub>5%</sub>	1,45	1,49	1,45	1,41
ST <sub>7%</sub>	1,48	1,48	1,45	1,48
SW <sub>5%</sub>	1,41	1,53	1,41	1,41
ST <sub>4,0%</sub> W <sub>1,7%</sub> , md	1,25	1,24	1,23	1,22
ST <sub>4,0%</sub> W <sub>1,7%</sub> , d	1,33	1,42	1,33	1,34
ST <sub>5,8%</sub> W <sub>2,5%</sub>	1,34	1,38	1,33	1,33

Tabelle 4.6.: Vergleich biaxialer Kompression und biaxialer Extension

gertem Silbersand ( $I_D = 0,91$ ) durchgeführt. Die Seitendrücke betragen  $\sigma_3 = 30, 50$  und  $100$  kPa. Das Spannungs-Dehnungs-Verhalten der triaxialen Kompressionsversuche wurden unmittelbar mit biaxialen Kompressionsversuchen an dicht gelagertem Silbersand ( $I_D = 0,84$ ) bei Seitendrücken von  $\sigma_3 = 35, 50$  und  $100$  kPa verglichen. Abbildung 4.66a zeigt den Verlauf des Reibungswinkels über der globalen Scherdehnung  $\gamma$ . Während in den Triaxialversuchen nur eine geringfügige Entfestigung erkennbar ist, zeigt sich diese in den Biaxialversuchen deutlich. Dies ist darin begründet, dass die Entfestigung in Biaxialversuchen eine Konsequenz der Lokalisierung der Deformation in einem Scherband ist, während sich in Triaxialversuchen bei ausreichender Endflächenschmierung (in dem untersuchten Verformungsbereich) kein Scherband bildet. Mit größerem Seitendruck ist erwartungsgemäß ein geringerer maximaler Reibungswinkel zu erkennen. Auch hinsichtlich der Volumenänderung zeigt sich ein fundamentaler Unterschied (Abbildung 4.66b). In biaxialer Kompression ist der kritische, volumentreue Zustand bei einer Scherdehnung von etwa 7 % erreicht, was mit der Beobachtung eines konstanten Reibungswinkels nach Entfestigung einhergeht. In den triaxialen Kompressionsversuchen hingegen ist eine weitere Zunahme des Volumens zu erkennen, der kritische Zustand wäre erst bei deutlich größeren Scherdehnungen erreicht worden. Mit zunehmendem Seitendruck wurde die gemessene Dilatanz erwartungsgemäß geringer. Die nun in biaxialer Kompression, biaxialer Extension und triaxialer Kompression vorliegenden Daten wurden mit den Festigkeitskriterien nach Mohr-Coulomb, Lade & Duncan (1975) sowie Matsuoka & Nakai (1974)

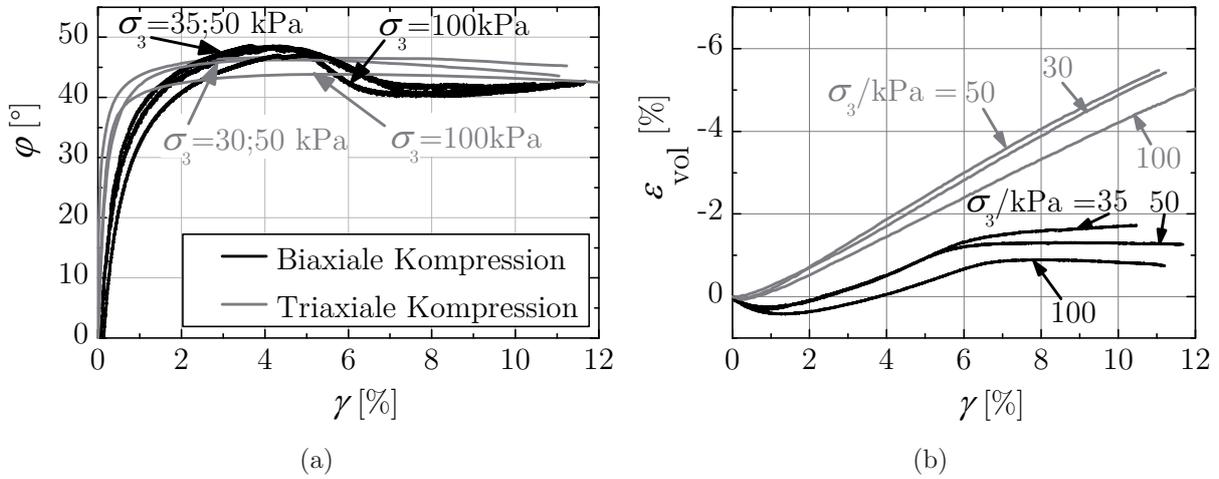


Abbildung 4.66.: Vergleich von biaxialer und triaxialer Kompression an dicht gelagertem Silbersand: (a) Reibungswinkel; (b) Volumenänderung

gemäß der Gleichungen (2.34), (2.109) und (2.48) verglichen.

$$F_{M-C} = (\sigma_1 - \sigma_3) - (\sigma_1 + \sigma_3) \sin\varphi - 2c \cos\varphi = 0 \quad \text{Gl. (2.34)}$$

$$F_{M-N} = I_1 I_2 - \frac{9 - \sin^2\varphi}{-1 + \sin^2\varphi} I_3 = 0 \quad \text{Gl. (2.48)}$$

$$F_L = I_1^3 - C I_3 = I_1^3 - \frac{\left(2 + \frac{1 + \sin\varphi}{1 - \sin\varphi}\right)^3}{\frac{1 + \sin\varphi}{1 - \sin\varphi}} I_3 = 0 \quad \text{Gl. (2.109)}$$

Hierzu wurden die drei Hauptspannungen in die Ebene  $p = 100$  kPa extrapoliert, um die Daten in einer Ebene vergleichen zu können. Anschließend erfolgte die Koordinatentransformation in kartesische Koordinaten mittels Gleichung (4.31)

$$\begin{pmatrix} \sigma_{(x)} \\ \sigma_{(y)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -c & c \\ 1 & -s & -s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

Hierbei ist  $c = \cos(\pi/6)$  und  $s = \sin(\pi/6)$ . Eine eindeutige Transformation der drei Hauptspannungen aus den zwei kartesischen Spannungen ist nur unter Einbeziehung einer

zusätzlichen Gleichung für  $p$  mit Gleichung (4.32) möglich.

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{1+s} & \frac{3s}{1+s} \\ -\frac{1}{2c} & -\frac{1}{2(1+s)} & \frac{3}{2(1+s)} \\ \frac{1}{2c} & -\frac{1}{2(1+s)} & \frac{3}{2(1+s)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{(x)} \\ \sigma_{(y)} \\ p \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

Einsetzen von  $c$  und  $s$  ergibt Gleichung (4.33) bzw. nach Umstellen Gleichung (4.34).

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{2}{3} & 1 \\ -\frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{3} & 1 \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{3} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{(x)} \\ \sigma_{(y)} \\ p \end{pmatrix} \quad (4.33)$$

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p \\ p \\ p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{3} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{(x)} \\ \sigma_{(y)} \end{pmatrix} \quad (4.34)$$

Die Messdaten wurden mit den drei genannten Festigkeitskriterien für  $\varphi = 46^\circ$  (vgl. Tabellen 4.3 und 4.4) in der deviatorischen Ebene gezeichnet (Abbildung 4.67). Die Messdaten liegen alle zwischen der unteren Grenze nach Mohr-Coulomb und der oberen Grenze nach Lade & Duncan (1975). Am besten werden insbesondere die Ergebnisse der biaxialen Extensionsversuche mit dem Kriterium nach Matsuoka & Nakai (1974) repräsentiert. Auch die gute Übereinstimmung der Ergebnisse in biaxialer Kompression und biaxialer Extension kann nun erklärt werden, da in beiden Versuchsarten der Spannungszustand nahe einer Achse triaxialer Kompression liegt. Zur Veranschaulichung der Spannungspfade in biaxialer Extension und biaxialer Kompression sind diese in den Abbildungen 4.68 und 4.69 dargestellt. Es handelt sich um Versuche mit dicht gelagertem Silbersand bei einem Seitendruck von  $\sigma_1 = 300$  kPa (BE) bzw.  $\sigma_3 = 50$  kPa (BK). Die Konsolidierung ist jeweils als Phase A gekennzeichnet, das Abscheren als Phase B. Mit Hilfe des Kriteriums nach Matsuoka & Nakai (1974) können auch die experimentellen Daten an lockerem Silbersand ( $I_D = 0,23$  (BK) und  $I_D = 0,26$  (BE)) mit  $\varphi = 34^\circ$  (vgl. Tabellen 4.3 und 4.4) beschrieben werden (Abbildung 4.70). Die Festigkeiten der exemplarisch dargestellten Materialmischungen  $ST_{7\%}$ ,  $SW_{5\%}$  und  $ST_{5,8\%}W_{2,5\%}$  liegen zwischen locker und dicht gelagertem Silbersand. Die ähnliche Festigkeit von locker und dicht gelagertem Sand in biaxialer Kompression und biaxialer Extension zeigt sich auch in der Darstellung

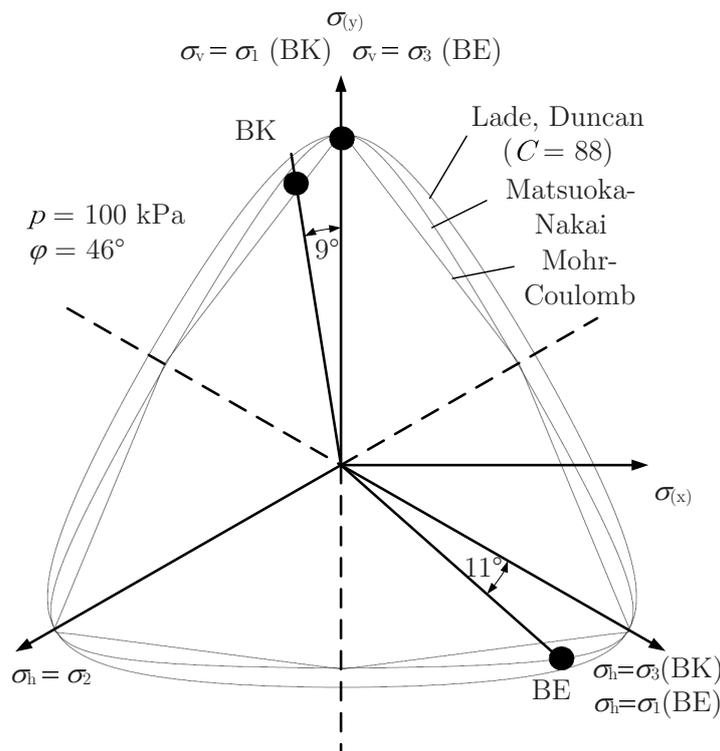


Abbildung 4.67.: Festigkeit von dicht gelagertem Silbersand in biaxialer Kompression (BK), biaxialer Extension (BE) und triaxialer Kompression in der deviatorischen Ebene

des Verhältnisses von maximaler und minimaler Hauptspannung in Abbildung 4.71. Der größte Unterschied zwischen biaxialer Kompression und biaxialer Extension ist in Abbildung 4.72 zu erkennen. Aufgetragen sind hier der volumetrische Anteil der Energie und die gesamte Energie,  $p \varepsilon_{\text{vol}}$  und  $p \varepsilon_{\text{vol}} + q \varepsilon_{\text{q}}$ . Der deviatorische Anteil der Energie  $q \varepsilon_{\text{q}}$  ergibt sich aus der Differenz und ist der Übersichtlichkeit wegen nicht dargestellt. Während alle Energieanteile für locker gelagerten Sand sowie in biaxialer Kompression und Extension gut übereinstimmen, ist für dichten Sand insbesondere der deviatorische Energieanteil sehr unterschiedlich.

#### 4.7.2. Biaxiale Extension – triaxiale Extension

Ein Vergleich von biaxialer und triaxialer Extension wurde am Beispiel des von Wolf (2005) verwendeten Mittelsandes (Material 1) mit unterschiedlichen Lagerungsdichten durchgeführt (Abbildungen 4.73a und 4.73b). Die Triaxialversuche wurden von Wolf (2005) durchgeführt und beschrieben. In den hier durchgeführten Biaxialversuchen zeigte sich ein deutlich größerer maximaler Reibungswinkel  $\varphi$ , welcher bereits bei einer früheren

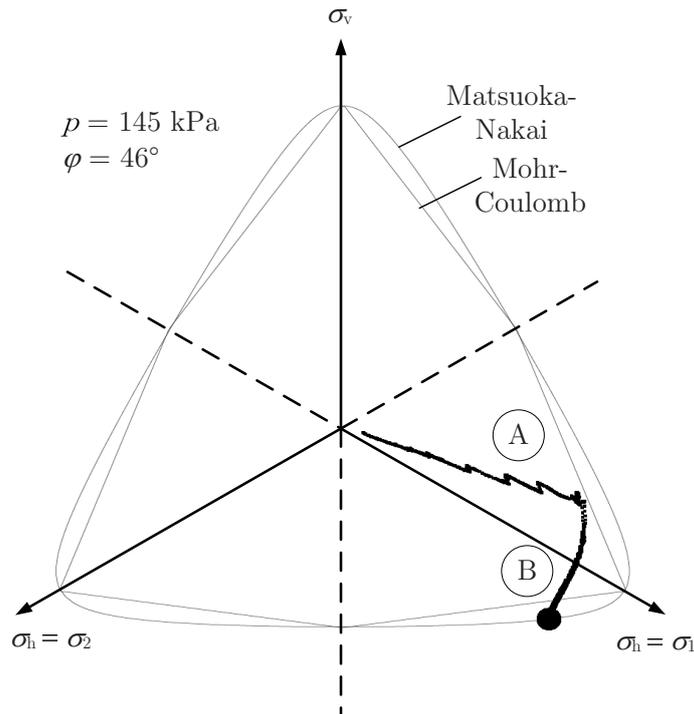


Abbildung 4.68.: Spannungspfad in deviatorischer Ebene in biaxialer Extension

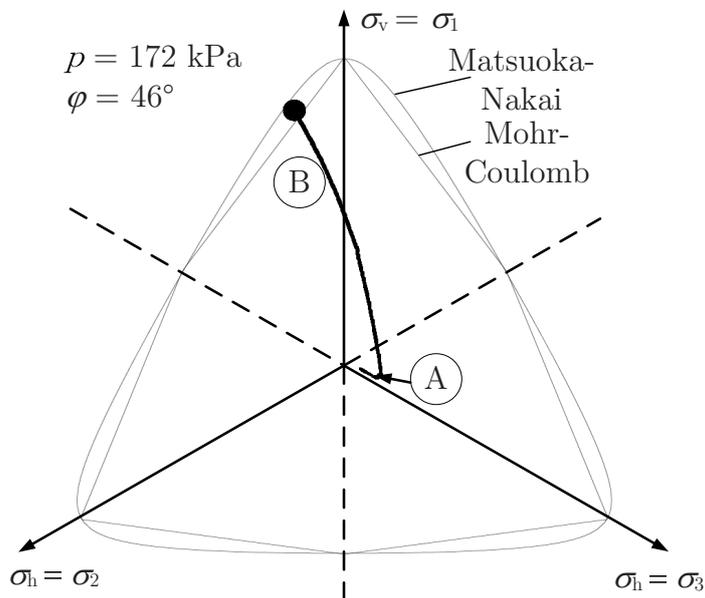


Abbildung 4.69.: Spannungspfad in deviatorischer Ebene in biaxialer Kompression

Scherdehnung  $\gamma$  erreicht wurde (Abbildungen 4.73a). Für die insgesamt sechs Extensionsversuche wurde der Entfestigungsgradient  $k$  ermittelt (Tab. 4.7). Der Wert des Entfestigungsgradienten ist in biaxialer und triaxialer Extension sehr ähnlich, das Entfestigungs-

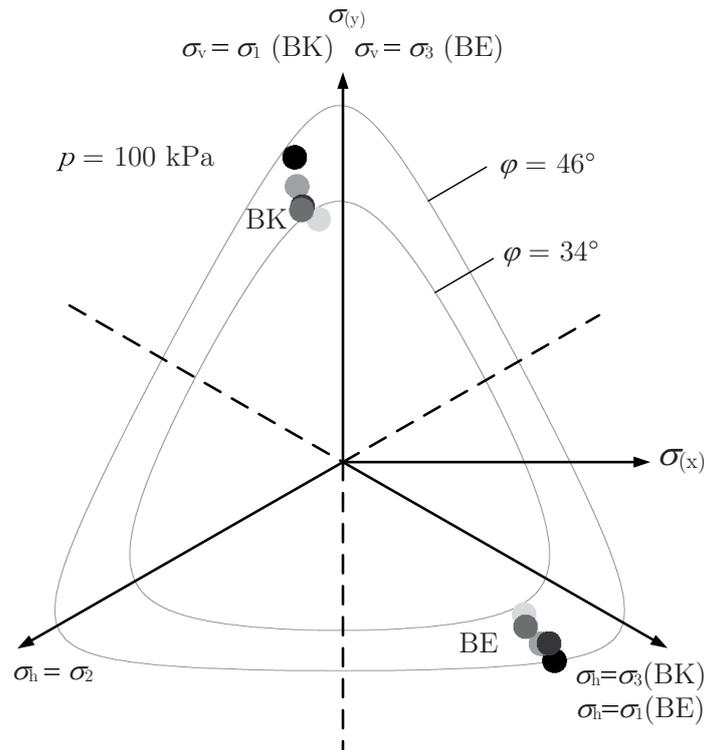


Abbildung 4.70.: Festigkeit unterschiedlicher Materialien in biaxialer Kompression und biaxialer Extension in der deviatorischen Ebene

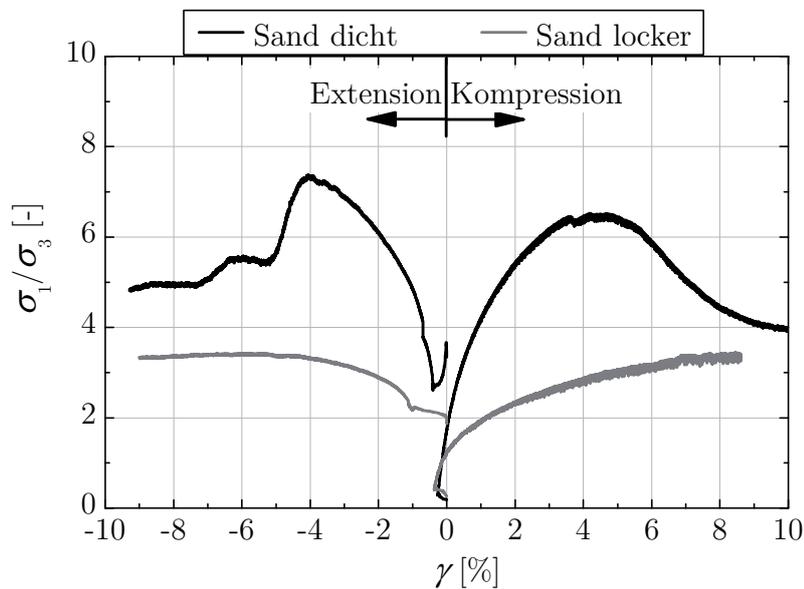


Abbildung 4.71.: Vergleich biaxialer Kompression und Extension durch Verhältnis der Hauptspannungen

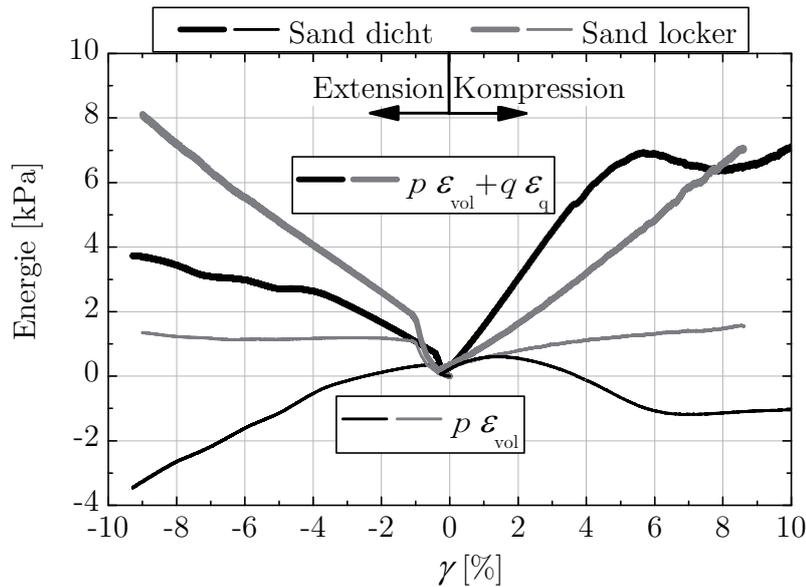


Abbildung 4.72.: Vergleich biaxialer Kompression und Extension durch Energiebetrachtung

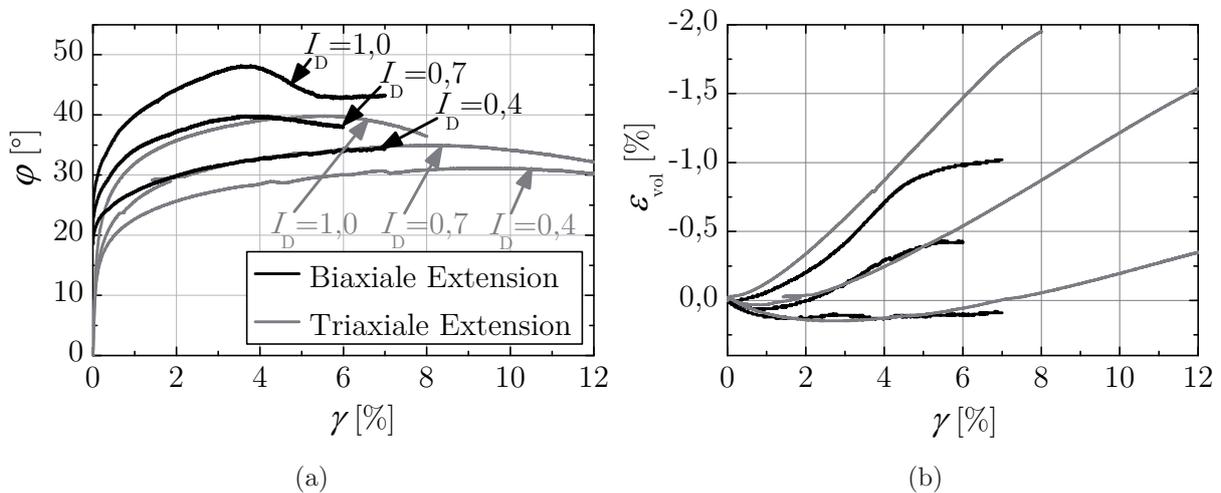


Abbildung 4.73.: Vergleich von biaxialer und triaxialer Extension: (a) Reibungswinkel; (b) Volumenänderung

verhalten ist jeweils mit größerer relativer Lagerungsdichte  $I_D$  ausgeprägter. Eine ähnlich ausgeprägte Entfestigung in triaxialer Extension und ebener Dehnung ist den Darstellungen von Green (1971) zu entnehmen. Die triaxialen Extensionsversuche wurden von Green (1971) durch Erhöhung der vertikalen und einer horizontalen Spannung durchgeführt, wes-

halb ein direkter Vergleich zu den hier behandelten triaxialen Extensionsversuchen durch Reduktion der vertikalen Spannung nicht möglich ist. Trotz ähnlicher Werte sind die hier

$I_D$	$k_{\text{biax}}$	$k_{\text{triax}}$
1,0	6,4	5,4
0,7	1,5	2,5
0,4	1,2	1,3

Tabelle 4.7.: Entfestigungsgradienten in biaxialer und triaxialer Extension

ermittelten Entfestigungsgradienten nicht miteinander zu vergleichen, da die Entfestigung in triaxialer Extension das Resultat einer deutlichen Einschnürung der Probe ist (Wolf 2005), während sie in biaxialer Extension mit Scherbandbildung einhergeht. Deutlicher wird die Diskrepanz biaxialer und triaxialer Extension im Vergleich der Volumenänderung (Abbildung 4.73b). Die Volumendehnung zeigt sich bei kleinen Scherdehnungen als sehr ähnlich. In biaxialer Extension ist der kritische, volumentreue Zustand bereits bei Scherdehnungen im Bereich von 4-6 % erreicht, was mit der Beobachtung eines konstanten Reibungswinkels nach Entfestigung einhergeht. In den triaxialen Extensionsversuchen hingegen ist eine weitere Zunahme der Dilatanz zu sehen, der kritische Zustand wird erst bei Scherdehnungen  $\gamma > 20$  % erreicht, der Reibungswinkel nimmt dabei kontinuierlich ab. Eine deutlich größere Dilatanz in triaxialer Extension im Vergleich zu biaxialer Extension wurde auch von Green (1971) ermittelt. Ein Vergleich der experimentellen Daten mit den Festigkeitskriterien nach Mohr-Coulomb und Matsuoka & Nakai (1974) ist in Abbildung 4.74 dargestellt. Es zeigt sich erneut eine gute Beschreibung der experimentellen Daten mit dem Kriterium nach Matsuoka & Nakai (1974). Die oben erwähnten, deutlich größeren Reibungswinkel in biaxialer Extension im Vergleich zu triaxialer Extension sind in Abbildung 4.74 daran zu erkennen, dass die Messpunkte deutlich außerhalb des zugehörigen Mohr-Coulomb-Kriteriums liegen.

### 4.7.3. Lockergestein – Festgestein

Im Sinne der Ähnlichkeitstheorie (Kapitel 2.2) soll ein Modellmaterial bezüglich der Entfestigung sowie der Volumenänderung möglichst gut dem Material eines potentiellen Prototypen entsprechen (Mandl 2000). Die Entfestigungsgradienten in den untersuchten Materialien wurden in der Größenordnung  $0 \leq k \leq 30$  ermittelt. Ein größerer Entfestigungsgradient ging dabei mit einer größeren Dilatanz einher (Abbildungen 4.38 und 4.65). Zum

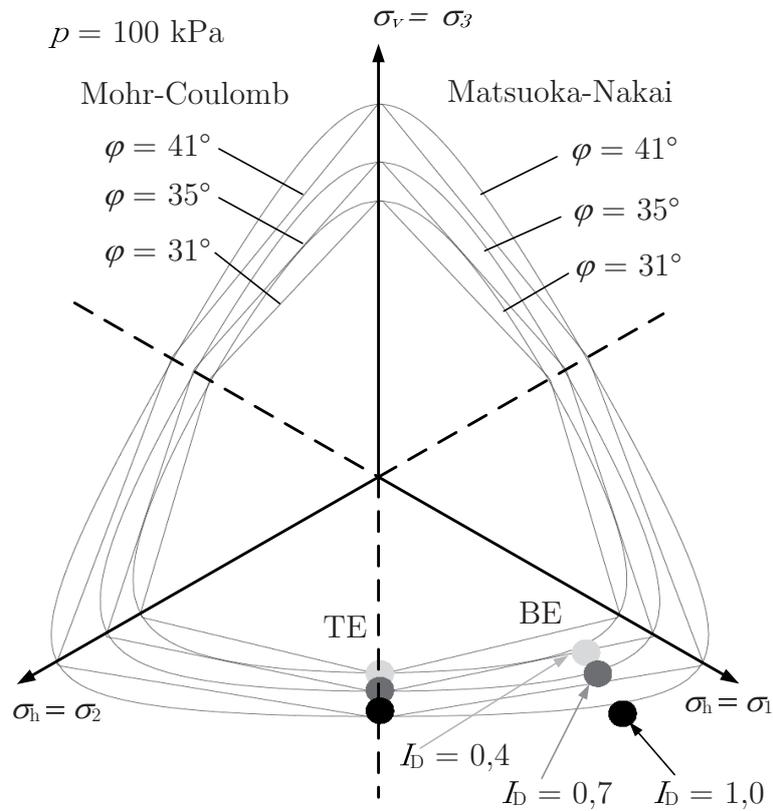


Abbildung 4.74.: Festigkeit von Mittelsand in biaxialer Extension (BE) und triaxialer Extension (TE)

Vergleich wurde ein von der AG Ingenieurgeologie (Prof. Dr.-Ing. M. Alber) durchgeführter und zur Verfügung gestellter triaxialer Extensionsversuch an Kalkstein auf die gleiche Weise ausgewertet wie die eigenen Extensionsversuche. Im Anschluss an eine isotrope Spannungserhöhung bis auf  $p = 50 \text{ MPa}$  erfolgte die Extensionsbeanspruchung durch Reduktion der vertikalen Spannung. In Abbildung 4.75a ist eine steile Reduktion des mobilisierten Reibungswinkels zu sehen, die mit einem globalen Entfestigungsgradienten von  $k = 147$  quantifiziert wurde. Die Probe verhielt sich annähernd volumentreu (Abbildung 4.75b). Dieses Verhalten spröder Entfestigung ohne damit einhergehende Dilatanz unterscheidet sich von den hier untersuchten Materialien. Inwieweit dieses qualitativ unterschiedliche Materialverhalten den Abstand von Scherzonen beeinflusst, wird in Kapitel 6 diskutiert.

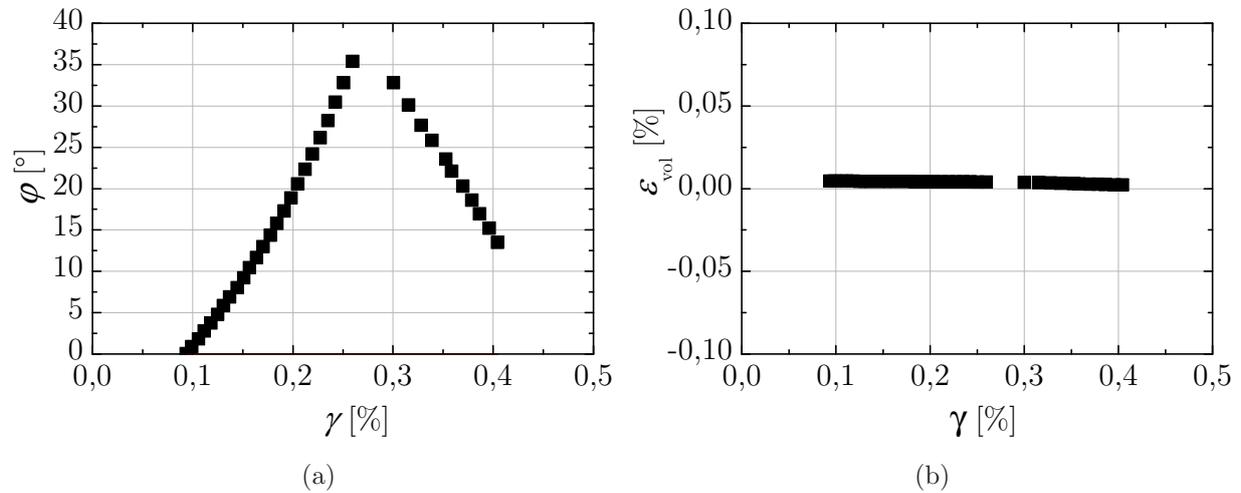


Abbildung 4.75.: Kalkstein in triaxialer Extension: (a) Entfestigung; (b) Volumenänderung

## 4.8. Volumenänderung

### 4.8.1. Beziehung von Spannungen und Dehnungsraten: Herleitung für biaxiale Extension

Analog zu den in Kapitel 2.3.2 zusammengefassten Herleitungen der Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate nach Rowe (1971) wurde diese Beziehung nun für biaxiale Extension hergeleitet. Damit wurden sowohl die eigenen experimentellen Daten hinsichtlich ihrer Plausibilität bezüglich der Hauptspannungen und der Hauptdehnungsraten über den gesamten Versuchsverlauf überprüft, als auch die Gültigkeit der Herleitung von Rowe (1971) für gemischtkörnige Böden untersucht. Außerdem konnte der Wert des kritischen Reibungswinkels  $\varphi_c$  bestimmt und mit den experimentellen Daten verglichen werden. Die Beziehung zwischen den Hauptspannungen und den Änderungen der Hauptdehnungen wird in Anlehnung an Pradhan et al. (1989) in der Darstellung des Spannungsverhältnisses  $q/p$  über dem Verhältnis der Dehnungsincremente  $\Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  dokumentiert. Die Änderung der deviatorischen Dehnung  $\Delta\varepsilon_q$  wurde nach Gleichung 4.35 berechnet.

$$\Delta\varepsilon_q = \sqrt{\frac{2}{3}} \|\Delta\varepsilon^*\| = \frac{2}{3} \sqrt{\Delta\varepsilon_1^2 + \Delta\varepsilon_3^2 - \Delta\varepsilon_1 \Delta\varepsilon_3} \quad (4.35)$$

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Biaxialversuche wurden nicht mit konstanter mittlerer Spannung  $p$ , sondern mit konstantem Seitendruck durchgeführt. Daher wurde

der rechnerische Einfluss der beiden Spannungspfade  $\dot{\sigma}_h = 0$  sowie  $\dot{p} = 0$  zunächst für Triaxial- und anschließend für Biaxialversuche untersucht.

- *Axialsymmetrie*

Die Beziehung zwischen Spannungsverhältnis  $q/p$  und Verhältnis der Dehnungsinkremente  $\Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  wurde basierend auf den Gleichungen nach Rowe (1971) für triaxiale Kompression (TK) und triaxiale Extension (TE) berechnet und in Abbildung 4.76 dargestellt. Die Gleichungen ergeben sich aus Tabelle 2.1, statt der Ableitungen wurde im Hinblick auf die angestrebte Auswertung der experimentellen Daten eine inkrementelle Betrachtung durchgeführt.

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = -2 \tan^2\left(45^\circ + \frac{\varphi_c}{2}\right) \frac{\Delta\varepsilon_3}{\Delta\varepsilon_1} \quad (\text{TK}) \quad (4.36)$$

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = -\frac{1}{2} \tan^2\left(45^\circ + \frac{\varphi_c}{2}\right) \frac{\Delta\varepsilon_3}{\Delta\varepsilon_1} \quad (\text{TE}) \quad (4.37)$$

Zu beachten ist, dass die 1- Richtung in triaxialer Kompression die vertikale Richtung bezeichnet und in triaxialer Extension die radiale Richtung. Die im Folgenden erläuterte Berechnung basiert auf Daten triaxialer Kompression und triaxialer Extension an Toyoura Sand von Pradhan et al. (1989), für die Niemunis (2008) mit  $\varphi_f = \varphi_c$  die Gültigkeit der Beziehung  $q/p - \Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  gezeigt hat. Hier wurde daher ebenfalls  $\varphi_f = \varphi_c$  gesetzt, für triaxiale Kompression nach Pradhan et al. (1989)  $\varphi_{\text{TK},c} = 27,7^\circ$ , für triaxiale Extension  $\varphi_{\text{TE},c} = 27,5^\circ$ . Die Berechnung mit  $\dot{\sigma}_3 = 0$  im Fall triaxialer Kompression bzw. mit  $\dot{\sigma}_1 = 0$  im Fall triaxialer Extension beginnt mit der Auswertung der Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate nach Gleichung (4.36) bzw. (4.37), die eine unmittelbare Abhängigkeit des horizontalen Dehnungsinkrementes  $\Delta\varepsilon_3$  (TK) bzw.  $\Delta\varepsilon_1$  (TE) von der vertikalen Spannung  $\sigma_1$  (TK) bzw.  $\sigma_3$  (TE) ergibt, da  $\sigma_3$  und  $\Delta\varepsilon_1$  (TK) bzw.  $\sigma_1$  und  $\Delta\varepsilon_3$  (TE) konstant sind.

$$\Delta\varepsilon_3 = -\frac{\Delta\varepsilon_1 \sigma_1}{2 K \sigma_3} \quad (\text{TK}) \quad (4.38)$$

$$\Delta\varepsilon_1 = -\frac{\Delta\varepsilon_3 \sigma_3 K}{2 \sigma_1} \quad (\text{TE}) \quad (4.39)$$

Die Berechnung mit  $\dot{p} = 0$  erfordert zusätzlich eine Gleichung für die mittlere Spannung, die nach  $\sigma_3$  (TK) bzw.  $\sigma_1$  (TE) umgestellt wurde.

$$\sigma_3 = \frac{3p - \sigma_1}{2} \quad (\text{TK}) \quad (4.40)$$

$$\sigma_1 = \frac{3p - \sigma_3}{2} \quad (\text{TE}) \quad (4.41)$$

Damit lassen sich die Dehnungsincremente statt mit Gleichungen (4.38) und (4.39) in Abhängigkeit von der mittleren Spannung  $p$  mit Gleichungen (4.42) und (4.43) formulieren.

$$\Delta\varepsilon_3 = \frac{\Delta\varepsilon_1 \sigma_1}{K(\sigma_1 - 3p)} \quad (\text{TK}) \quad (4.42)$$

$$\Delta\varepsilon_1 = -\frac{\Delta\varepsilon_3 \sigma_3 K}{(3p - \sigma_3)} \quad (\text{TE}) \quad (4.43)$$

In diesen Gleichungen wurden die veränderlichen Spannungen  $\sigma_1$  (TK) bzw.  $\sigma_3$  (TE) in dem gleichen Bereich variiert (Tabelle 4.8) und die Dehnungsincremente berechnet. Für

Spannungspfad	Triaxiale Kompression	Triaxiale Extension
$\dot{\sigma}_h = 0$	$0,1 \sigma_3 \leq \sigma_1 \leq 10 \sigma_3$	$0,1 \sigma_1 \leq \sigma_3 \leq 10 \sigma_1$
$\dot{p} = 0$	$1/7p \leq \sigma_1 \leq 2,5p$	$1/7p \leq \sigma_3 \leq 2,5p$

Tabelle 4.8.: Variationsbereiche der veränderlichen Hauptspannung in triaxialer Kompression und triaxialer Extension

beide Spannungspfade ergibt sich ein identischer Verlauf der Beziehung  $q/p - \Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  (Abbildung 4.76), die Beziehung ist also unabhängig vom Spannungspfad.

- *Biaxiale Kompression*

Im Folgenden wurde zum Einen untersucht, ob die Beziehung zwischen Spannungsverhältnis  $q/p$  und Verhältnis der Dehnungsincremente  $\Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  auch unter der Randbedingung ebener Dehnung von der mittleren Spannung  $p$  unabhängig ist. Zum Anderen wurde der zusätzliche Effekt drei unterschiedlich großer Hauptspannungen behandelt. Die verwendeten Bezeichnungen sind Abbildung 4.77a zu entnehmen. Im Unterschied zu den bisher betrachteten axialsymmetrischen Triaxialversuchen wird nun das Dehnungsincrement  $\Delta\varepsilon_2 = 0$  gesetzt. Das Dehnungsincrement  $\Delta\varepsilon_3$  kann durch Umstellen von Gleichung (4.44) unmittelbar in Abhängigkeit von  $\sigma_1$  ausgedrückt werden, die anderen Größen in Gleichung (4.45) sind konstant.

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = -K \frac{\Delta\varepsilon_3}{\Delta\varepsilon_1} \quad (4.44)$$

$$\Delta\varepsilon_3 = -\frac{\Delta\varepsilon_1 \sigma_1}{K \sigma_3} \quad (4.45)$$

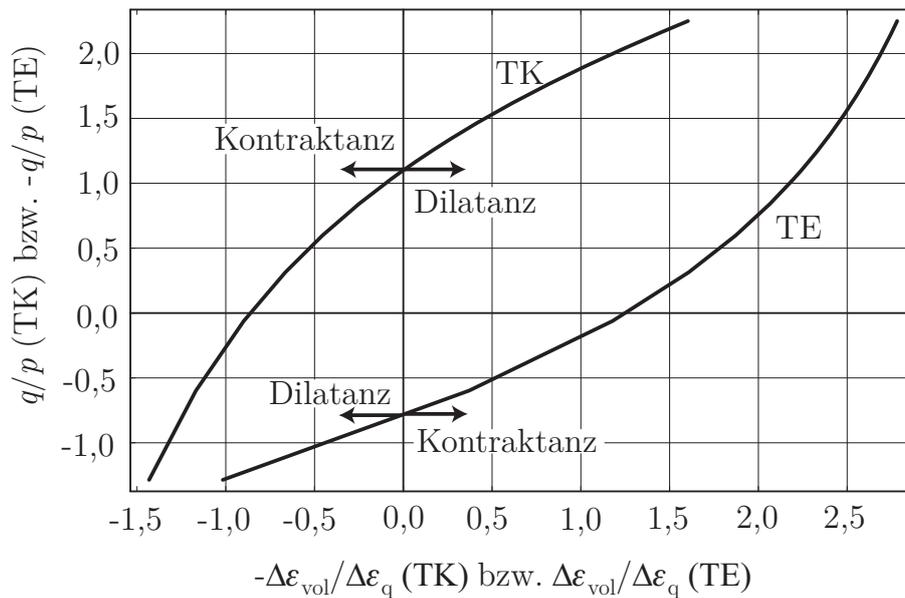


Abbildung 4.76.: Beziehung  $q/p - \Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  für triaxiale Kompression (TK) und triaxiale Extension (TE) mit  $p = \text{const.} = 100 \text{ kPa}$  und  $\sigma_h = \text{const.} = 100 \text{ kPa}$ .

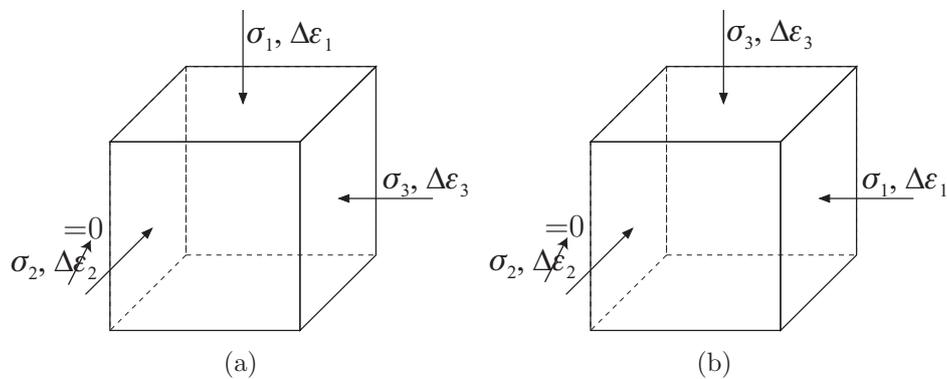


Abbildung 4.77.: Hauptspannungen und -dehnungsraten: (a) in biaxialer Kompression; (b) in biaxialer Extension

Ein weiterer Unterschied zu Triaxialversuchen liegt in der Berücksichtigung der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  in den Formulierungen für  $p$  und  $q$ .  $\sigma_2$  wurde basierend auf Spannungsmessungen von Tatsuoka et al. (1986) und Masuda et al. (1999) in dem Bereich  $\sigma_3 \leq \sigma_2 \leq 3\sigma_3$  bzw.  $1 \leq K_{23} \leq 3$  mit  $K_{23} = \sigma_2/\sigma_3$  variiert. In den Gleichungen für  $q, p, \varepsilon_{\text{vol}}$  und  $\varepsilon_q$  ist dann nur noch  $\sigma_1$  veränderlich. Der Reibungswinkel wurde zu  $\varphi_f = \varphi_c = 35^\circ$  gesetzt (vgl. Tabelle 4.3). Zur Untersuchung des Spannungspfades  $\dot{p} = 0$  wurde  $\sigma_3$  in

Abhängigkeit von  $p$  formuliert (Gleichung (4.46)).

$$\sigma_3 = \frac{3p - \sigma_1}{1 + K_{23}} \quad (4.46)$$

Einsetzen in Gleichung (4.45) ergibt dann Gleichung (4.47).

$$\Delta\varepsilon_3 = -\frac{\Delta\varepsilon_1\sigma_1(1 + K_{23})}{K(3p - \sigma_1)} \quad (4.47)$$

Die vertikale Hauptspannung  $\sigma_1$  wurde in dem für beide Spannungspfade in Tabelle 4.9 angegebenen Bereich variiert. Aufgrund der Abhängigkeit von  $\Delta\varepsilon_3$  von  $\sigma_1$  und  $K_{23}$  wurde die Beziehung  $q/p - \Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  separat für  $K_{23} = 1, 2$  und  $3$  ausgewertet und in Abbildung 4.78a dargestellt. Es ist zu erkennen, dass auch für den Zustand ebener Dehnung keine

Spannungspfad	Variationsbereich
$\dot{\sigma}_3 = 0$	$K_{23} = 1, 2, 3 : \sigma_3 \leq \sigma_1 \leq 10\sigma_3$
$\dot{p} = 0$	$K_{23} = 1 : 3/3p \leq \sigma_1 \leq 30/12p$
	$K_{23} = 2 : 3/4p \leq \sigma_1 \leq 30/13p$
	$K_{23} = 3 : 3/5p \leq \sigma_1 \leq 30/14p$

Tabelle 4.9.: Variationsbereiche der veränderlichen Hauptspannung in biaxialer Kompression

Abhängigkeit vom Spannungspfad besteht. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass die mittlere Spannung  $\sigma_2$  in Form des Verhältniswertes  $K_{23}$  von Bedeutung ist. Die eingezeichneten Funktionen gelten jeweils für  $K_{23} = \text{const.}$ . Während eines biaxialen Kompressionsversuches jedoch ändert sich das Spannungsverhältnis  $K_{23}$ . Es war daher zu erwarten, dass sich die gemessene Beziehung  $q/p - \Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  von einer gezeichneten Funktion sukzessive in Richtung einer benachbarten Funktion orientiert.

- *Biaxiale Extension*

Die Herleitung für den Fall biaxialer Extension startet analog zu Rowe (1971) mit dem Verhältnis der positiven zur negativen Energierate:

$$\frac{\dot{W}_{>0}}{\dot{W}_{<0}} = -\frac{\sigma_1\Delta\varepsilon_1}{\sigma_3\Delta\varepsilon_3} = K \quad (4.48)$$

Die Bezeichnungen sind Abbildung 4.77b zu entnehmen. Umformulieren von Gleichung (4.48) ergibt:

$$-\frac{\sigma_1 \Delta \varepsilon_1}{\sigma_3 \Delta \varepsilon_3} = -\frac{\sigma_1 \frac{\Delta \varepsilon_1}{\Delta \varepsilon_3}}{\sigma_3} = \frac{\sigma_1}{\sigma_3} \left( 1 - \frac{\Delta \varepsilon_{\text{vol}}}{\Delta \varepsilon_3} \right) \quad (4.49)$$

Der vollständige Satz an Gleichungen kann nun analog zu den Gleichungen in Tabelle 2.1 zusammengestellt werden.

$$\frac{\dot{W}_{>0}}{\dot{W}_{<0}} = \frac{\sigma_1 \Delta \varepsilon_1}{-\sigma_3 \Delta \varepsilon_3} \quad (4.50)$$

$$R = \frac{K}{D} \quad (4.51)$$

$$K = \tan^2 \left( 45 + \frac{\varphi_c}{2} \right) \quad (4.52)$$

$$R = \frac{\sigma_1}{\sigma_3} \quad (4.53)$$

$$D = \left( 1 - \frac{\Delta \varepsilon_{\text{vol}}}{\Delta \varepsilon_3} \right) \quad (4.54)$$

$$D = -\frac{\Delta \varepsilon_1}{\Delta \varepsilon_3} \quad (4.55)$$

Für den Fall der biaxialen Extension unterscheiden sich die Gleichungen in der Formulierung mittels der inkrementellen Volumendehnung (Gleichung (4.54)) nicht von derjenigen für triaxiale Extension. Der Unterschied besteht in der Berechnung der inkrementellen Volumendehnung,  $\Delta \varepsilon_{\text{vol}} = \Delta \varepsilon_1 + \Delta \varepsilon_3$ . Außerdem wird für biaxiale Extension  $\varphi_f = \varphi_c$  angesetzt. Die Beziehung zwischen den Hauptspannungen und der Dilatanzrate wird in Gleichung (4.56) formuliert. Für den Spannungspfad  $\dot{\sigma}_1 = 0$  lässt sich das horizontale Dehnungsinkrement mit Gleichung (4.57) berechnen.

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = -K \frac{\Delta \varepsilon_3}{\Delta \varepsilon_1} \quad (4.56)$$

$$\Delta \varepsilon_1 = -\frac{\Delta \varepsilon_3 \sigma_3 K}{\sigma_1} \quad (4.57)$$

Für den Spannungspfad  $\dot{p} = 0$  wird zusätzlich Gleichung (4.58) benötigt, durch Einsetzen in Gleichung (4.57) ergibt sich Gleichung (4.59).

$$\sigma_1 = 3p - \sigma_3 (1 + K_{23}) \quad (4.58)$$

$$\Delta \varepsilon_1 = -\frac{\Delta \varepsilon_3 \sigma_3 K}{3p - \sigma_3 (1 + K_{23})} \quad (4.59)$$

Die Beziehung  $q/p - \Delta \varepsilon_{\text{vol}}/\Delta \varepsilon_q$  wurde für die Spannungspfade mit  $\sigma_1 = \text{const.} = 100 \text{ kPa}$  und  $p = \text{const.} = 100 \text{ kPa}$  ermittelt und in Abbildung 4.78b gezeichnet. Die vertikale

Spannung  $\sigma_3$  wurde für beide Spannungspfade in dem Bereich  $0,1\sigma_1 \leq \sigma_3 \leq \sigma_1$  variiert (Tabelle 4.10). Dies entspricht dem für biaxiale Kompression betrachteten Variationsbereich. Wie aufgrund der Berechnungen für biaxiale Kompression zu erwarten, beeinflusst

Spannungspfad	Variationsbereich
$\dot{\sigma}_1 = 0$	$K_{23} = 1, 2, 3 : 0,1\sigma_1 \leq \sigma_3 \leq \sigma_1$
$\dot{p} = 0$	$K_{23} = 1 : 3/12p \leq \sigma_3 \leq 3/3p$ $K_{23} = 2 : 3/13p \leq \sigma_3 \leq 3/4p$ $K_{23} = 3 : 3/14p \leq \sigma_3 \leq 3/5p$

Tabelle 4.10.: Variationsbereiche der veränderlichen Hauptspannung in biaxialer Extension

der Spannungspfad die Beziehung  $q/p - \Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  auch in biaxialer Extension nicht. Der Einfluss der mittleren Spannung  $\sigma_2$  ist analog zu demjenigen in biaxialer Kompression.

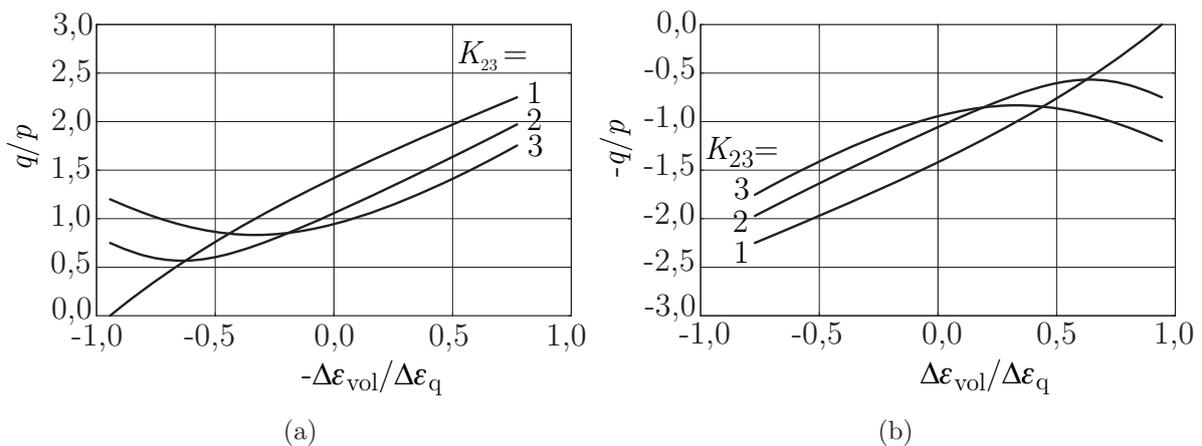


Abbildung 4.78.: Einfluss der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$ : (a) in biaxialer Kompression und (b) in biaxialer Extension

### 4.8.2. Beziehung von Spannungen und Dehnungsraten: Vergleich mit experimentellen Daten

An einem exemplarischen biaxialen Kompressionsversuch mit dicht gelagertem Silbersand ( $I_D = 0,85, \sigma_3 = 50 \text{ kPa} = \text{const.}$ ) wurde der Parameter  $K$  mittels Linearisierung des gemessenen Verlaufes von  $R$  über  $D$  zu  $K = 3,4$  ermittelt (Abbildung 4.79a). Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem von Tatsuoka et al. (1986) in biaxialer Kompression ermittelten Wert  $K = 3,5$ . Nach Gleichung (4.52) entspricht dies einem kritischen Reibungswinkel von  $\varphi_c = 33,1^\circ$ . Dieser Wert liegt in dem experimentell ermittelten Bereich von  $32,6^\circ \leq \varphi_c \leq 35,1^\circ$ , welcher Tabelle 4.3 entnommen werden kann (maximaler Reibungswinkel für locker gelagerten Silbersand). Die Beziehung zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate in Abbildung 4.79a berücksichtigt nicht die mittlere Hauptspannung  $\sigma_2$ . Mit dem konstanten Wert für  $K = 3,4$  wurde dann die theoretische Lösung unter Berücksichtigung der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  in Form von  $(q/p)$  über  $(-\Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q)$  ermittelt und mit dem gemessenen Verlauf verglichen (Abbildung 4.79b). Hierbei wurde berücksichtigt, dass das Verhältnis  $K_{23} = \sigma_2/\sigma_3$  während des Versuches nicht konstant ist, sondern sich von einem Anfangs-Spannungs-Verhältnis von  $K_{23} = 0,12$  hin zu einem Maximal-Spannungs-Verhältnis von  $K_{23} = 1,93$  entwickelte. Die Beziehung  $q/p - \Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_q$  wurde daher für ein konstantes Verhältnis von  $\sigma_2/\sigma_3 = 0,12$  sowie  $\sigma_2/\sigma_3 = 1,93$  berechnet.  $\sigma_1$  wurde in der Berechnung von  $\sigma_1 = 0,45 \sigma_3$  auf  $\sigma_1 = 6,49 \sigma_3$  erhöht, was ebenfalls dem im Experiment gemessenen Verlauf entsprach. Erwartet wurde, dass der gemessene Verlauf sich während des Versuchs von einem Punkt auf dem Verlauf des Anfangs-Spannungs-Verhältnisses zu einem Punkt auf dem Verlauf des Maximal-Spannungs-Verhältnisses hin orientiert. Dieser erwartete Verlauf wird in Abbildung 4.79b durch den eingezeichneten Pfeil dargestellt, der keinen linearen Verlauf beschreibt, sondern lediglich den erwarteten Anfangs- und Endwert miteinander verbindet. Die Abweichung zwischen den berechneten Werten und dem gemessenen Verlauf ist relativ groß. Nach Masuda et al. (1999) ist eine lineare Approximation des Verlaufs  $R(D)$  nicht geeignet, um den tatsächlichen Zusammenhang zwischen Hauptspannungsverhältnis und Dilatanzrate zu repräsentieren. Daher wurde der Zusammenhang mittels Kurvenanpassung zu Gleichung (4.60) berechnet und in Abbildung 4.80a eingezeichnet.

$$R = 6,56 - \frac{6,10}{0,90 + e^{(D-0,85)/0,40}} \quad (4.60)$$

Bei ansonsten identischer Berechnung ergibt sich nun eine sehr gute Übereinstimmung zwischen berechneten Werten und gemessenem Verlauf (Abbildung 4.80b). Zur Berechnung des kontinuierlichen Verlaufes für den gesamten Versuch müsste für beliebige Spannungs-

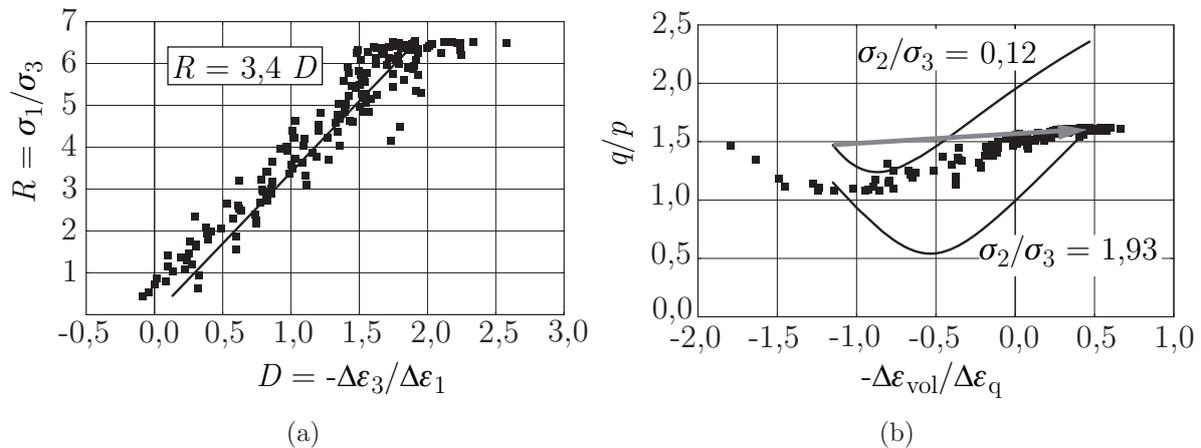


Abbildung 4.79.: (a) Linearisierung des gemessenen Verlaufs  $R(D)$ ; (b) Vergleich zwischen berechneten Werten und gemessenem Verlauf mit  $K = 3,4 = \text{const.}$

Verhältnisse  $\sigma_1/\sigma_3$  jeweils  $\sigma_2/\sigma_3$  ermittelt und eingesetzt werden. Für einen exempla-

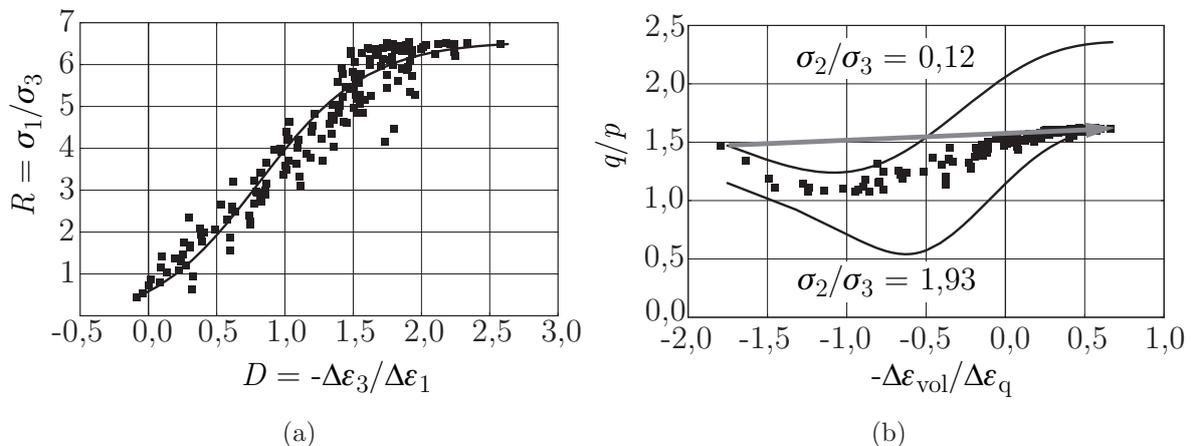


Abbildung 4.80.: (a) Nicht-lineare Approximation des gemessenen Verlaufs  $R(D)$  nach Gleichung (4.60); (b) Vergleich zwischen berechneten Werten und gemessenem Verlauf

rischen biaxialen Extensionsversuch mit dicht gelagertem Silbersand ( $I_D = 0,88, \sigma_1 = 175 \text{ kPa} = \text{const.}$ ) ergab die in Abbildung 4.81a eingezeichnete nicht-lineare Kurvenanpassung für den gemessenen Verlauf  $R(D^{-1})$  die in Gleichung (4.61) angegebene Funktion.

$$R = 5,6 - \frac{3,2}{1,0 + e^{(D^{-1}-1,2)/0,2}} \quad (4.61)$$

Das Inkrement der horizontalen Dehnung  $\Delta\varepsilon_1$  wurde statt mit Gleichung (4.57) aus Gleichung (4.61) ermittelt. Gemäß der experimentellen Daten wurde in der Berechnung  $\sigma_3$  von

$\sigma_3 = 0,31 \sigma_1$  auf  $\sigma_3 = 0,18 \sigma_1$  kontinuierlich reduziert und zum Einen für das Anfangs-Spannungs-Verhältnis  $K_{21} = \sigma_2/\sigma_1 = 0,20$  und zum Anderen für das Maximal-Spannungs-Verhältnis  $K_{21} = 0,29$  ausgewertet. Hier wurde mit  $K_{21}$  anstelle von  $K_{23}$  gerechnet, da dieses Verhältnis deutlich geringere Änderungen während des Versuchs erfährt. Auch für

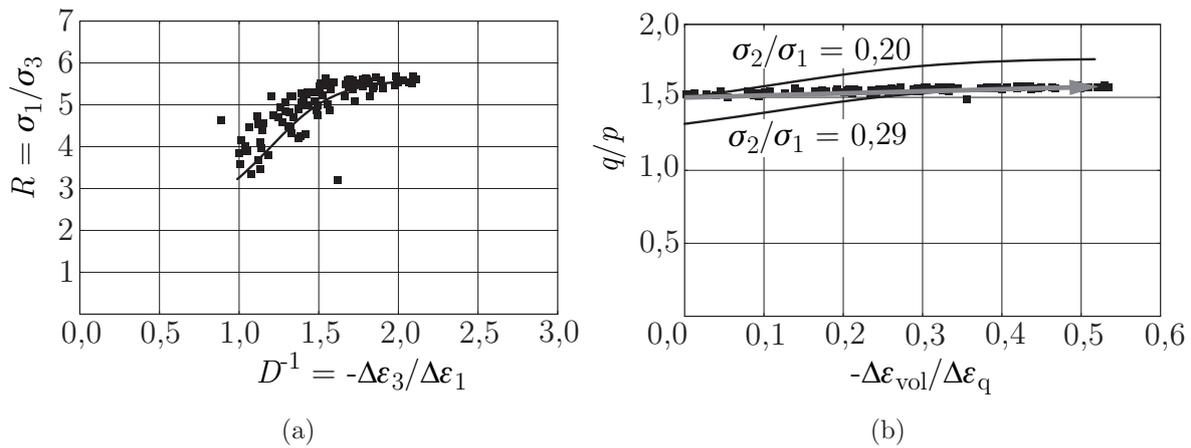


Abbildung 4.81.: (a) Nicht-lineare Approximation des gemessenen Verlaufs von  $R = R(D^{-1})$ ; (b) Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Verlauf nach Gleichung (4.61)

biaxiale Extension konnte der gemessene Verlauf des Spannungsverhältnisses  $q/p$  über dem Verhältnis der Dehnungskremente  $-\Delta\epsilon_{vol}/\Delta\epsilon_q$  in sehr guter Näherung berechnet werden.

## 4.9. Entfestigung

Der Entfestigungsgradient  $k$  wurde mit Gleichung (4.14) als maximale Änderung des mobilisierten Reibungswinkels  $\varphi$  mit zunehmender Scherdehnung  $\gamma$  nach dem Erreichen des maximalen Reibungswinkels definiert,  $k = |\Delta\varphi/\Delta\gamma|_{\max}$ . Der Entfestigungsgradient kann global in der gesamten Probe oder lokal innerhalb des Scherbands ermittelt werden. Unterschiede zwischen dem globalen Entfestigungsgradienten  $k$  und dem lokalen Entfestigungsgradienten  $k_B$  können aus Unterschieden in  $\Delta\varphi$  und  $\Delta\gamma$  resultieren. Zunächst wird eine mögliche Diskrepanz zwischen dem global und lokal berechneten Reibungswinkel  $\varphi$  nach Gleichung (2.44) behandelt.

$$\varphi = \arcsin\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 + \sigma_3}\right) \quad \text{Gl. (2.44)}$$

In Kapitel 2.3.3 wurde das Modell von Vermeer (1990) erläutert, in dem die Diskontinuität der Normalspannung  $\sigma_{xx}^i$  innerhalb des Scherbands und die daraus resultierende Rotation der Hauptspannungsachsen mit einem konstanten Reibungswinkel berechnet wurde (Abbildung 2.39). In Abbildung 4.82 ist die Entwicklung der Spannung  $\sigma_{xx}$  außerhalb des Scherbands sowie innerhalb des Scherbands unter Berücksichtigung der Rotation der Hauptspannungen nach Vermeer (1990) mit konstantem Reibungswinkel  $\varphi = \varphi_p = \text{const.}$  über der Scherdehnung  $\gamma_B$  innerhalb des Scherbands dargestellt. Die Berechnung erfolgte exemplarisch für einen biaxialen Kompressionsversuch mit dicht gelagertem Silbersand ( $I_D = 0,84, \sigma_h = 50 \text{ kPa}$ ). Da sich der Reibungswinkel innerhalb des Scherbands infolge

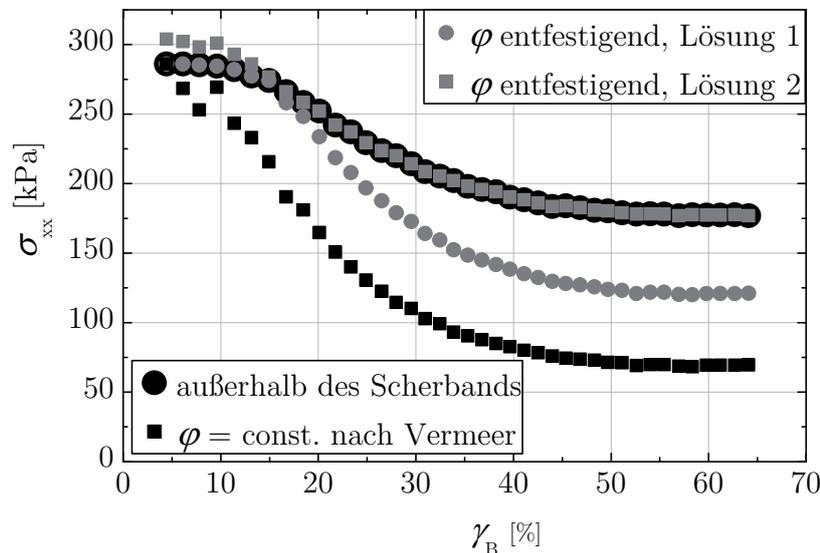


Abbildung 4.82.: Verlauf der Spannung  $\sigma_{xx}$  über der Scherdehnung im Scherband.

der Auflockerung reduziert, wurde das Modell von Vermeer (1990) um die Reduktion des Reibungswinkels erweitert. Hierzu wurde der mobilisierte Reibungswinkel aus den Hauptspannungen außerhalb des Scherbands berechnet, welche sich aus den Gleichungen (2.91), (2.92) sowie (2.94) bis (2.96) ergeben. Der mobilisierte Reibungswinkel wurde dann in die Fließbedingung  $f = 0$  nach Gleichung (2.100) eingesetzt.

$$f = \sqrt{\frac{1}{4}(\sigma_{xx}^i - \sigma_{yy})^2 + \sigma_{xy}^2} - (\sigma_{xx}^i + \sigma_{yy})\sin\varphi - c\cos\varphi \quad \text{Gl. (2.100)}$$

Die quadratische Gleichung ergibt zwei Lösungen für  $\sigma_{xx}^i$ , wobei eine Lösung die Spannung außerhalb des Scherbands ergibt und die andere Lösung die Spannung innerhalb des

Scherbands repräsentiert (Abbildung 4.82).

$$\sigma_{xx,1}^i = \frac{\sigma_{yy}(1 + \sin^2\varphi) - 2\sqrt{(\sigma_{yy}\sin\varphi)^2 - \sigma_{xy}^2 + (\sigma_{xy}\sin\varphi)^2}}{1 - \sin^2\varphi} \quad (4.62)$$

$$\sigma_{xx,2}^i = \frac{\sigma_{yy}(1 + \sin^2\varphi) + 2\sqrt{(\sigma_{yy}\sin\varphi)^2 - \sigma_{xy}^2 + (\sigma_{xy}\sin\varphi)^2}}{1 - \sin^2\varphi} \quad (4.63)$$

Lösung 1 ist unmittelbar nach dem Erreichen des maximalen Reibungswinkels identisch mit der Entwicklung außerhalb des Scherbands und weicht mit zunehmender Drehung der Spannungshauptachsen von dieser ab. Der so ermittelte Verlauf liegt zwischen dem Verlauf außerhalb des Scherbands und der Lösung nach Vermeer mit konstantem Reibungswinkel. Die mit den Gleichungen (2.91) und (2.92) berechneten Hauptspannungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_3$  sind innerhalb des Scherbands geringer als außerhalb (Abbildung 4.83). Mit den aktuellen

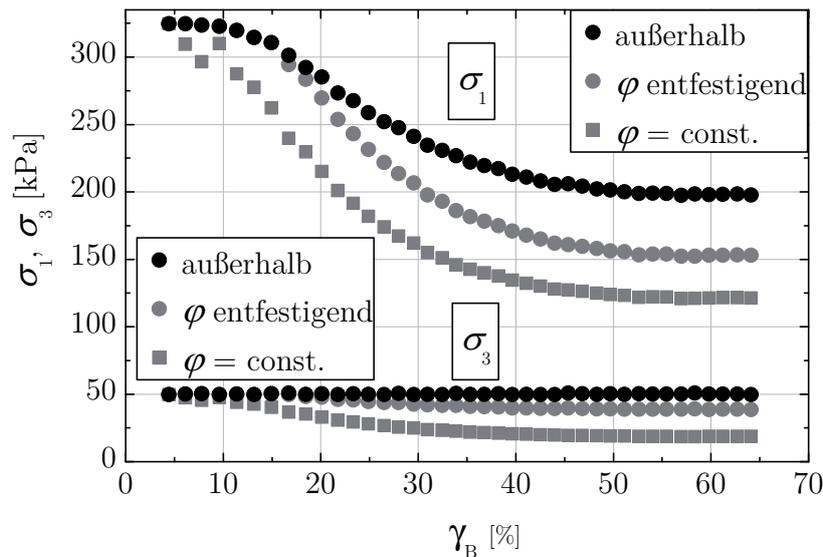


Abbildung 4.83.: Verlauf der Hauptspannungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_3$  über der Scherdehnung im Scherband.

Hauptspannungen innerhalb des Scherbands wurde der Verlauf des Reibungswinkels nach Gleichung (2.44) ermittelt. Abbildung 4.84 zeigt den konstanten Verlauf nach Vermeer (1990) sowie übereinstimmende Verläufe ohne (außerhalb des Scherbands) und mit (innerhalb des Scherbands) Berücksichtigung der Rotation der Hauptspannungsachsen. Diese sind identisch, was das bereits oben gezogene Fazit bestätigt, dass die Berücksichtigung der Rotation der Hauptspannungsachsen keine Diskrepanz des Reibungswinkels außerhalb und innerhalb des Scherbands hervorruft. Der Entfestigungsgradient wird also nicht von

der Rotation der Hauptspannungsachsen beeinflusst. Zusätzlich ist in Abbildung 4.84 die Berechnung des Reibungswinkels gemäß Vardoulakis et al. (1978) nach Gleichung (4.64) eingetragen. Das Verhältnis der tangential zum Scherband wirkenden Spannung  $\sigma_{xy}$  zur normal zum Scherband wirkenden Spannung  $\sigma_{yy}$  ist außerhalb und innerhalb des Scherbands identisch, da diese beiden Spannungskomponenten am Rand des Scherbands keinen Sprung erfahren (Gleichungen (2.97) und (2.98)).

$$\varphi = \arctan\left(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{yy}}\right) \quad (4.64)$$

Eine mögliche Diskrepanz des Entfestigungsgradienten außerhalb und innerhalb des

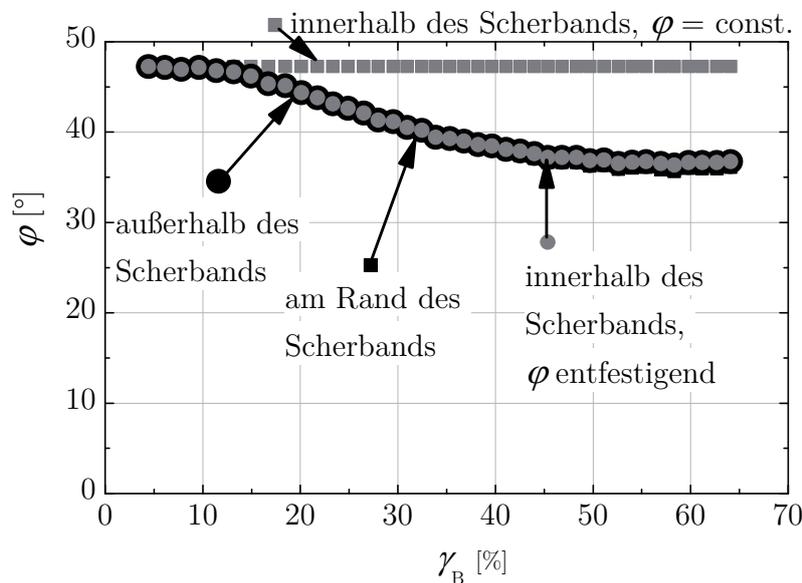


Abbildung 4.84.: Verlauf des Reibungswinkels  $\varphi$  über der Scherdehnung im Scherband

Scherbands kann also nur aus dem Maß der Scherdehnung resultieren. Wie in Kapitel 2.3.4 erwähnt, ist die lokale Scherdehnung  $\gamma_B$  deutlich größer als die globale Scherdehnung  $\gamma$ . Nach Vardoulakis (1977) und Yoshida et al. (1994) beträgt  $\gamma_B$  im kritischen Zustand bis zu 100 %. Die globale Scherdehnung wird als Durchmesser des Formänderungskreises, und somit als invariante Größe, mit Gleichung (4.65) berechnet.

$$\gamma = \varepsilon_1 - \varepsilon_3 = -\ln\left(\frac{h_0 - \Delta h(t)}{h_0}\right) + \ln\left(\frac{w_0 - \Delta w(t)}{w_0}\right) \quad (4.65)$$

$\Delta h(t)$  bezeichnet die Höhenänderung in Bezug auf die initiale Probenhöhe  $h_0$ ,  $\Delta h(t) \geq 0$  für Kompression.  $\Delta w(t)$  beschreibt die über alle sechs lokalen Wegmessungen gemittelte Änderung der Probenbreite in Bezug auf die initiale Probenbreite  $w_0$ ,  $\Delta w(t) \leq 0$  für Kompression. Die lokale Scherdehnung innerhalb des Scherbands  $\gamma_B$  wird ab dem Erreichen

des maximalen Reibungswinkels nach Gleichung (2.80) berechnet.

$$\gamma_B = \frac{u_x}{d_B} = \frac{u_v(t)\sin\theta_B + u_h(t)\cos\theta_B}{d_B} \quad \text{Gl. (2.80)}$$

Um eine Beziehung zwischen dem Entfestigungsgradienten  $k$  in der gesamten Probe und dem Entfestigungsgradienten  $k_B$  innerhalb des Scherbands herzuleiten, ist gemäß Gleichung (4.66) die zeitliche Änderung der unterschiedlichen Maße für die Scherdehnung zu berechnen.

$$\frac{k_B}{k} = \frac{\Delta\varphi/\Delta\gamma_B}{\Delta\varphi/\Delta\gamma} = \frac{\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}/\frac{\Delta\gamma_B}{\Delta t}}{\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}/\frac{\Delta\gamma}{\Delta t}} = \frac{\Delta\gamma/\Delta t}{\Delta\gamma_B/\Delta t} \quad (4.66)$$

Das Verhältnis der Entfestigungsgradienten ist also umgekehrt proportional zu dem Verhältnis der Scherdehnungsincremente. Die inkrementelle Änderung der globalen Scherdehnung  $\gamma$  nach Gleichung (4.65) ergibt Gleichung (4.67).

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\gamma}{\Delta t} &= \frac{\Delta(\Delta h)/\Delta t}{h_0 - \Delta h} - \frac{\Delta(\Delta w)/\Delta t}{w_0 - \Delta w} \\ &= \frac{\Delta(\Delta h)/\Delta t}{h_0 - \Delta(\Delta h)/\Delta t \cdot t} - \frac{\Delta(\Delta w)/\Delta t}{w_0 - \Delta(\Delta w)/\Delta t \cdot t} \end{aligned} \quad (4.67)$$

Die inkrementelle Änderung der lokalen Scherdehnung  $\gamma_B$  ist:

$$\frac{\Delta\gamma_B}{\Delta t} = \frac{\Delta u_v/\Delta t \sin\theta_B}{d_B} + \frac{\Delta u_h/\Delta t \cos\theta_B}{d_B} \quad (4.68)$$

$\Delta h$  und  $\Delta w$  sind globale Größen, während  $u_v$  und  $u_h$  lokale Deformationen bezeichnen. Die vertikale Deformation ist nur dann global ( $\Delta h$ ) und lokal ( $u_v$ ) genau gleich, wenn Bettungsfehler infolge horizontaler Ausdrückung der Endflächenschmierung ebenso rechnerisch eliminiert werden wie die vertikale Penetration der Körner in die Endflächenmembran und außerdem das Material außerhalb der Scherfuge starr reagiert. Letztere Annahme wurde z.B. auch von Kolymbas (2009) verwendet. In erster Näherung wird hier  $\Delta h = u_v$  gesetzt. Hinsichtlich der horizontalen Deformation gilt, ebenfalls unter Vernachlässigung elastischer Deformationen: Wenn das Scherband zwischen allen drei Paaren lokaler Wegsensoren verläuft, entspricht die globale horizontale Deformation  $\Delta w$  als Mittelwert aller lokalen Messungen der lokalen horizontalen Deformation  $u_h$  in der mittleren Höhe der Probe, durch die das Scherband in jedem Fall verläuft. Unter dieser Annahme ist  $\Delta w = -u_h$ . Auch der Vergleich der experimentellen Daten mit den Mischungen ST<sub>5,8%</sub>W<sub>2,5%</sub> und ST<sub>7%</sub> ergab nur geringfügige Differenzen zwischen den Verläufen von  $\Delta w$  und  $-u_h$ . Die Approximationen bezüglich der vertikalen und horizontalen Deformation nutzend, wird Gleichung (4.67) damit in Gleichung (4.69) umformuliert.

$$\frac{\Delta\gamma}{\Delta t} = \frac{\Delta u_v/\Delta t}{h_0 - \Delta u_v/\Delta t \cdot t} + \frac{\Delta u_h/\Delta t}{w_0 + \Delta u_h/\Delta t \cdot t} \quad (4.69)$$

Die inkrementelle Änderung der globalen Scherdehnung  $\gamma$  in Gleichung (4.69) hängt nur von der initialen Probengeometrie ( $h_0$  und  $w_0$ ), der Änderung der vorgegebenen vertikalen Stauchung  $\Delta u_v/\Delta t$  und der Änderung der gemessenen horizontalen Dehnung  $\Delta u_h/\Delta t$  ab.  $\Delta u_h/\Delta t$  wurde für den Bereich ab Erreichen des maximalen Reibungswinkels aus den experimentellen Daten als konstant approximiert (Abbildung 4.85). Die Änderung

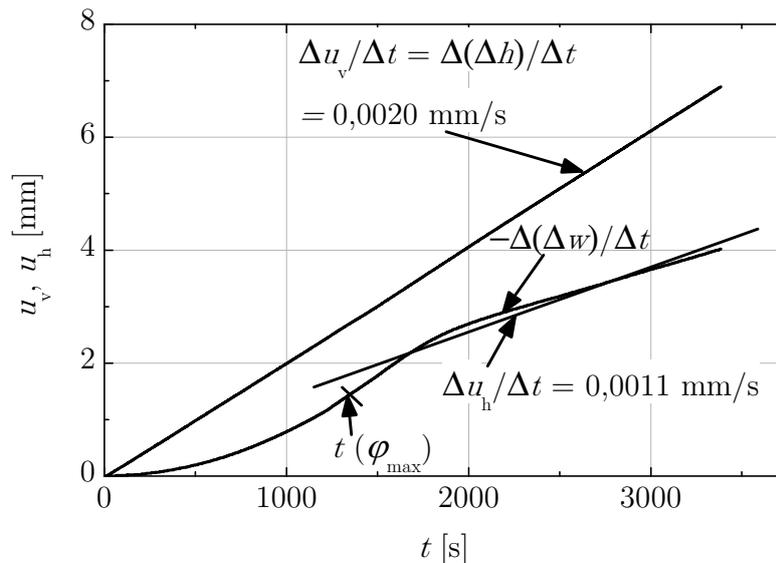


Abbildung 4.85.: Linearer Verlauf von  $u_v = \Delta h$ , lineare Approximation von  $u_h = -\Delta w$  im Entfestigungsbereich am Beispiel von dicht gelagertem Silbersand ( $I_D = 0,84$  bei  $\sigma_3 = 50$  kPa) in biaxialer Kompression.

der lokalen Scherdehnung  $\gamma_B$  in Gleichung (4.68) hingegen hängt nicht von der initialen Probengeometrie ab, sondern wird neben der Änderung der vorgegebenen vertikalen Stauchung und der Änderung der gemessenen horizontalen Dehnung von den post-experimentell gemessenen Größen Scherbandneigung  $\theta_B$  und -breite  $d_B$  bestimmt, welche als konstant im Entfestigungsbereich angesetzt werden. Somit ist in dem Verhältnis der Scherdehnungsinkremente  $(\Delta\gamma_B/\Delta t)/(\Delta\gamma/\Delta t)$  nur die Zeit  $t$  keine konstante Größe. Dieses Verhältnis ist in Abbildung 4.86 für drei unterschiedliche initiale Probenhöhen ( $h_0 = 50, 135, 220$  mm) dargestellt. Zur Berechnung der exemplarischen Verläufe wurden folgende Parameter eingesetzt:  $w_0 = 60$  mm,  $\Delta u_v/\Delta t = 2,0 \cdot 10^{-3}$  mm/s,  $\Delta u_h/\Delta t = 1,1 \cdot 10^{-3}$  mm/s,  $\theta_B = 68^\circ$ ,  $d_B = 7,8$  mm. Das Verhältnis der Scherdehnungsinkremente zeigt sich als konstant über die Zeit während des gesamten Entfestigungsbereiches. Es ist allerdings deutlich von der initialen Probengeometrie abhängig. Daraus wird das Fazit gezogen, dass auch das Verhältnis der Entfestigungsgradienten  $k/k_B$  nur für eine vorgege-

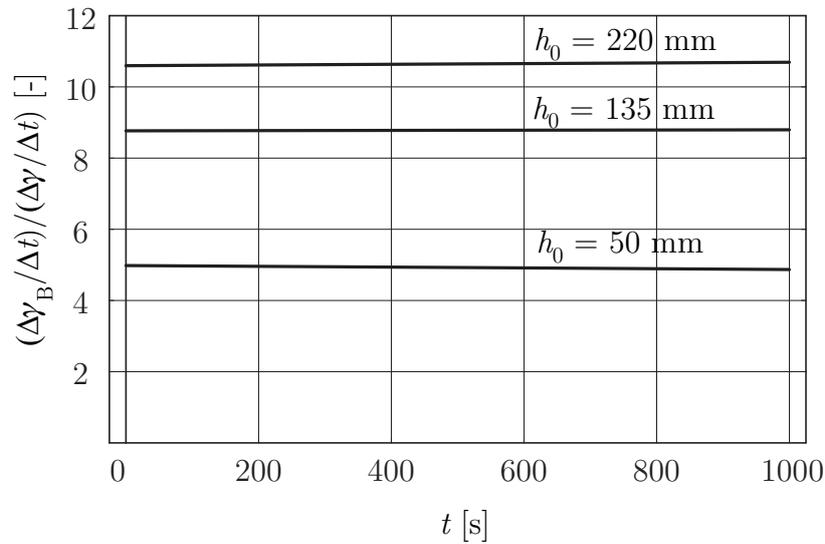


Abbildung 4.86.: Das Verhältnis der Scherdehnungsincremente  $(\Delta\gamma_B/\Delta t)/(\Delta\gamma/\Delta t)$  ist über den gesamten Entfestigungsbereich für eine gewählte initiale Probenhöhe  $h_0$  konstant.

bene Probengeometrie konstant ist. Dies bedeutet, dass ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen dem lokalen Entfestigungsverhalten innerhalb des Scherbands und dem globalen Entfestigungsverhalten in der Probe besteht. Der konstante Parameter für die initiale Probenhöhe von  $h_0 = 135$  mm beträgt  $\Delta\gamma_B/\Delta\gamma = k/k_B = 8,8$ . Diese Vorgehensweise ergab sehr ähnliche Konstanten für das Verhältnis der Scherdehnungsincremente bei sehr unterschiedlich entfestigenden Materialien. Zur Überprüfung wurde der berechnete Verlauf der lokalen Scherdehnung  $\gamma_B$  mit  $\Delta\gamma/\Delta\gamma_B = 1/8,8$  multipliziert und als rückgerechneter Verlauf in Abbildung 4.87 dargestellt. Außerdem dargestellt ist der gemessene Verlauf von  $\varphi-\gamma_B$  sowie der gemessene Verlauf von  $\varphi-\gamma$ . Da die Deformation vor Erreichen des maximalen Reibungswinkels per Annahme homogen ist, wird die gesamte Scherdehnung  $\gamma_B$  innerhalb des Scherbands nach Yoshida et al. (1994) mit Gleichung (4.70) berechnet.

$$\gamma_B = \gamma_{\text{peak}} + u_x/d_B. \quad (4.70)$$

Der rückgerechnete globale Verlauf entspricht sehr gut dem gemessenen globalen Verlauf. Der ermittelte Zusammenhang entspricht der von Tatsuoka et al. (1993) beobachteten steileren Entfestigung mit zunehmender Probenhöhe. Die von Tatsuoka et al. (1993) für Toyoura Sand aufgestellte Funktion (Gleichung (2.101)) wurde auf den Silbersand ange-

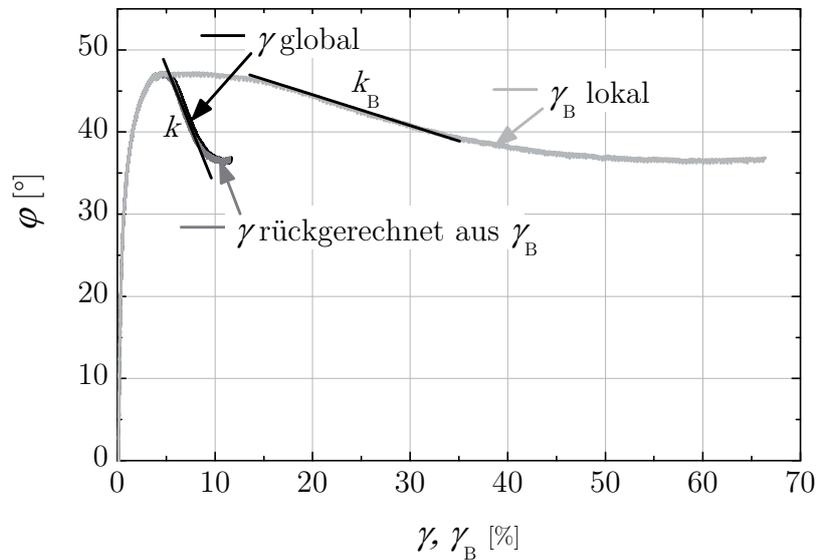


Abbildung 4.87.: Verlauf des mobilisierten Reibungswinkels über der globalen, der lokalen sowie der aus der lokalen rückgerechneten globalen Scherdehnung

wendet.

$$R = R_r + (R_{\max} - R_r) \cdot \exp \left[ - \left( \frac{\gamma - \gamma_f}{\varepsilon_r} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. (2.101)}$$

Um den Einfluss der initialen Probenhöhe zu erkennen, wurde die Funktion für die drei Probenhöhen  $h_0 = 50, 135, 220$  mm ausgewertet und mit dem gemessenen Verlauf für dicht gelagerten Silbersand mit einer initialen Probenhöhe von  $h_0 = 135$  mm verglichen (Abbildung 4.88). Zur Berechnung wurden das maximale Hauptspannungsverhältnis  $R_{\max} = 6,5$ , die ermittelte Scherbandbreite  $d_B = 34 d_{50}$ , der residuale Reibungswinkel  $\varphi_r = 33^\circ$  sowie der von Tatsuoka et al. (1993) angegebene Wert für die axiale Dehnung bei Erreichen des residualen Zustands,  $\varepsilon_r = 60$  %, eingesetzt. Die Scherbandbreite liegt etwas oberhalb der aus der Literatur bekannten Bandbreite von  $7d_{50} \leq d_B \leq 31d_{50}$ . Dies liegt zum Einen daran, dass hier alle Faktoren Korngröße  $d_{50}$ , Umgebungsdruck  $\sigma_3$  und Porenzahl  $e$  einen Beitrag zu einem breiten Scherband liefern. Wie in Kapitel 2.3.3 erläutert, ist das Scherband mit kleinem  $d_{50}$  (hier  $d_{50} = 0,22$  mm), geringem  $\sigma_3$  (hier  $\sigma_3 = 50$  kPa) und geringem  $e$  (hier  $e = 0,607$ ) breiter. Außerdem wurde die Breite post experimentell ermittelt. Daraus kann mit Gleichung (4.71) die initiale Breite ermittelt werden.

$$d_{B,0} = d_B - \Delta u_y \quad (4.71)$$

Während der Entfestigungsphase wurde in diesem Versuch  $\Delta u_y = 0,7$  mm ermittelt. Die initiale Breite des Scherbands betrug also  $7,1$  mm oder  $31d_{50}$ . Die Steigung im Entfesti-

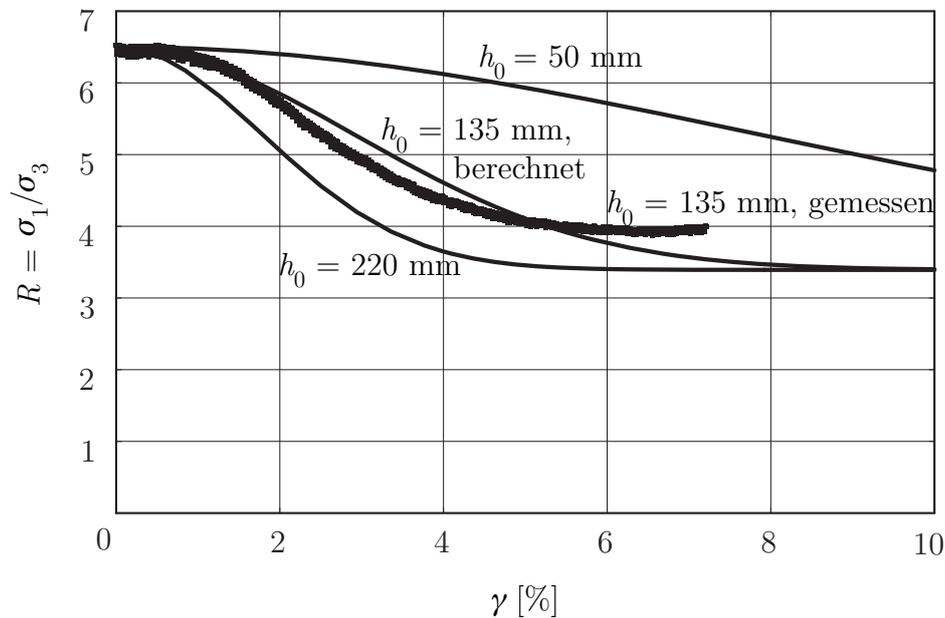


Abbildung 4.88.: Hauptspannungsverhältnis über gemittelter Scherdehnung nach Tatsuoka et al. (1993) und Vergleich mit gemessenem Verlauf über globaler Scherdehnung

gungsbereich von berechnetem und gemessenem Verlauf stimmt gut überein, d.h. die von Tatsuoka et al. (1993) für Toyoura Sand aufgestellte Exponentialfunktion ist gut geeignet, um das global ermittelte Entfestigungsverhalten von Silbersand zu beschreiben. Das lokale Entfestigungsverhalten im Scherband wurde von Yoshida et al. (1994) als eindeutige Funktion der normierten Verschiebung parallel zum Scherband  $u_x/d_B$  beschrieben. Den oben hergeleiteten konstanten Zusammenhang zwischen lokalem und globalem Entfestigungsverhalten heranziehend, kann also auch das global bestimmte Entfestigungsverhalten als eindeutige Materialantwort angesehen werden, wenn bestimmte Anforderungen erfüllt sind. Der Absolutwert des global ermittelten Entfestigungsgradienten ist keine objektive Größe, sondern hängt, wie oben erläutert, u.a. von der initialen Probengeometrie ab. Ein Vergleich des Entfestigungsgradienten unterschiedlicher Materialien ist also nur für Versuche mit gleicher initialer Probengeometrie, gleichem Umgebungsdruck  $\sigma_3$  sowie gleichem mittleren Korndurchmesser  $d_{50}$  zulässig.

- *Entfestigung und Scherbandbildung*

Am Beispiel von trockenem Sand lässt sich die Entfestigung in Biaxialversuchen als Kon-

sequenz der Scherbandbildung erklären. Für andere Materialien ist die Übereinstimmung des Entfestigungsverhaltens mit dem visuellen Erkennen eines Scherbands nicht so eindeutig, für die Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$ , md z.B. war das Scherband rein visuell nur schwach zu erkennen. Anhand der in Kapitel 2.3.4 beschriebenen Kriterien konnte belegt werden, dass es sich um Lokalisierungsentfestigung handelte, wie im Folgenden erläutert wird. Im Rahmen der Analyse zur Differenzierung von Lokalisierungsentfestigung und Materialentfestigung wurde zur Berechnung des Entfestigungsbeginns das von Wanatowski et al. (2008) formulierte Kriterium herangezogen:

$$dp d\varepsilon_{\text{vol}} + \beta dq d\varepsilon_q < 0 \quad \text{Gl. (2.105)}$$

Am Beispiel von trockenem, dicht gelagertem Silbersand sowie der feuchten, mitteldicht gelagerten Sand-Ton-Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$ , md wurde der Beginn der Entfestigung als Nulldurchgang der Energie zweiter Ordnung bestimmt (Abbildung 4.89a). Alternativ zeigt Abbildung 4.89b den Verlauf von  $q$  über  $\varepsilon_1$ . Das Maximum von  $q$  stimmt mit dem Nulldurchgang von  $dp d\varepsilon_{\text{vol}} + \beta dq d\varepsilon_q$  überein. Hinsichtlich des mit Beginn der Entfestigung

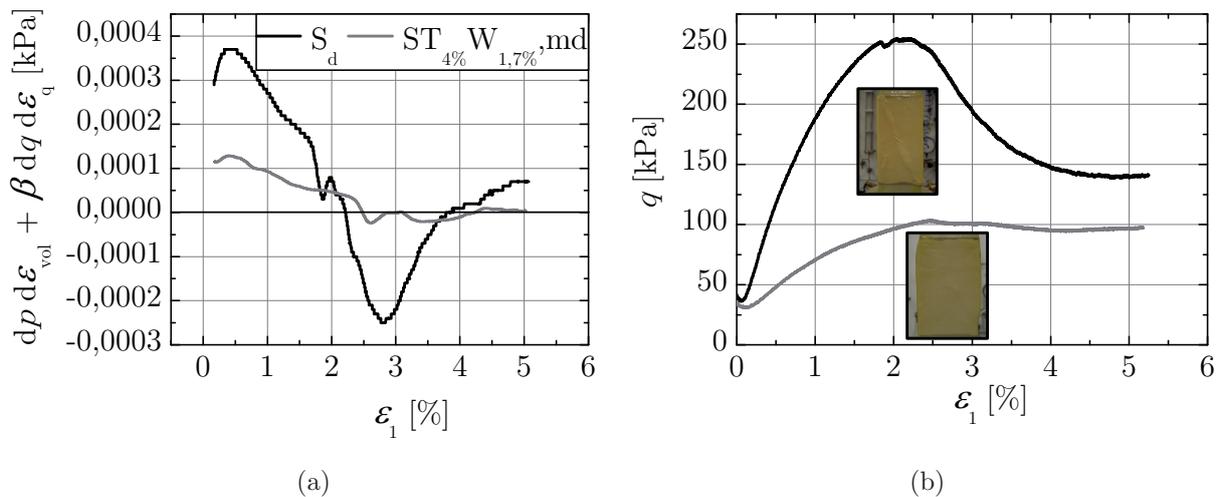


Abbildung 4.89.: Entfestigungsbeginn: (a) definiert über den Nulldurchgang von  $dp d\varepsilon_{\text{vol}} + \beta dq d\varepsilon_q$ ; (b) definiert über das Maximum von  $q$

einhergehenden Erreichens der Festigkeit wurde gemäß Wanatowski und Chu der Verlauf von  $q/p$  dargestellt (Abbildung 4.90a). Wenn zum Zeitpunkt des Erreichens von  $q_{\text{max}}$  die Festigkeit in Form des maximalen Verhältnisses von  $\eta_{\text{max}} = (q/p)_{\text{max}}$  noch nicht erreicht ist, so handelt es sich um Materialentfestigung. Erst ab Erreichen der Festigkeit handelt es sich um Lokalisierungsentfestigung. Alternativ wurde die Festigkeit gemäß dem Kriterium von Lade (1977) als  $\eta_{1,\text{max}}$  berechnet (Abbildung 4.90b). In beiden Darstellungen

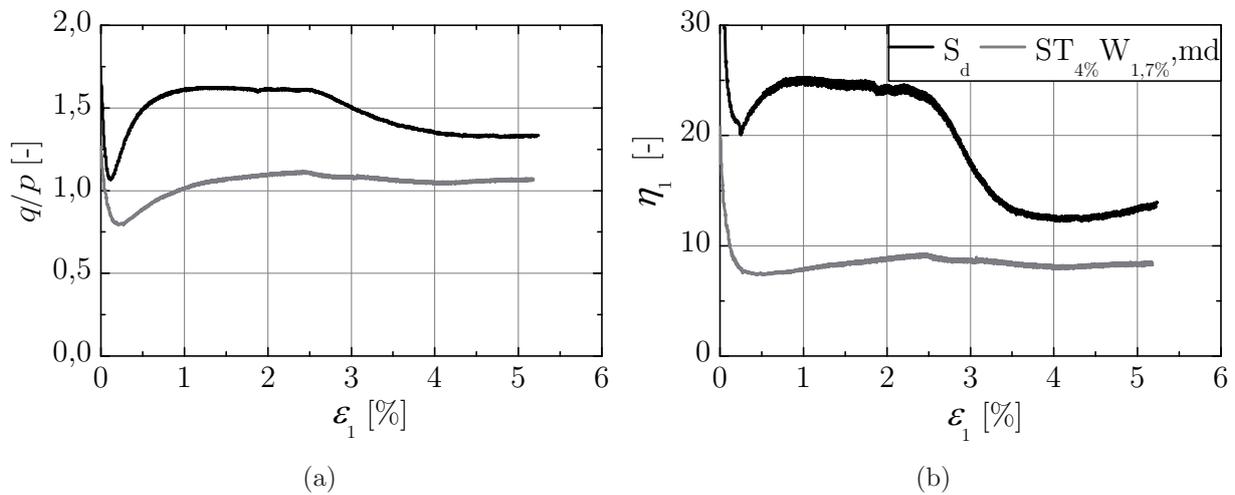


Abbildung 4.90.: Festigkeit: (a) definiert über das Maximum von  $\eta = q/p$ ; (b) definiert über das Maximum von  $\eta_1$

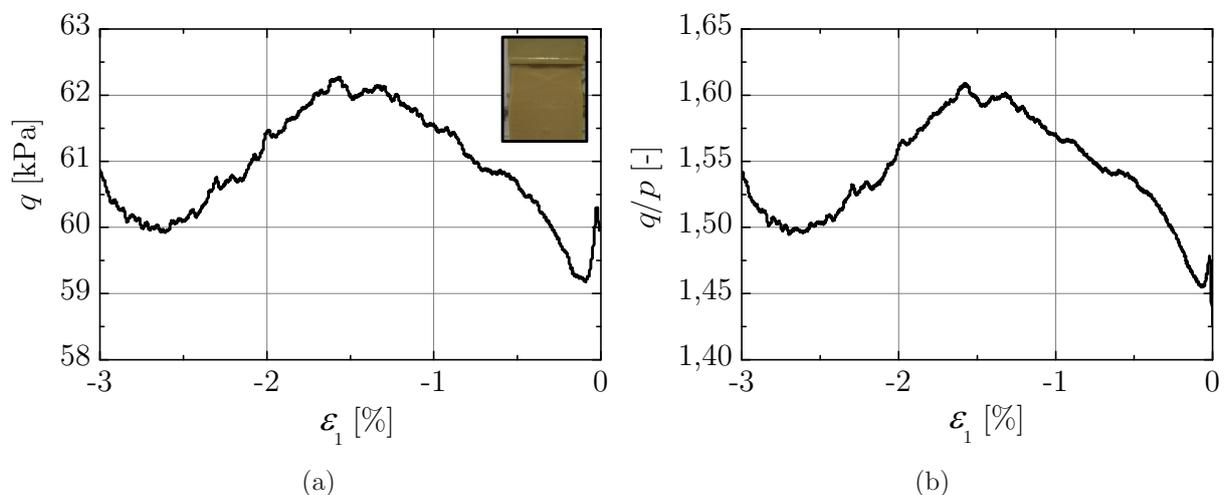


Abbildung 4.91.: (a) Entfestigungsbeginn in biaxialer Extension definiert über das Maximum von  $q$ ; (b) Festigkeit in biaxialer Extension definiert über das Maximum von  $q/p$

ist zu erkennen, dass der Beginn der Entfestigung bei einer axialen Dehnung erfolgt, bei der bereits das Maximum von  $q/p$  bzw.  $\eta_1$  erreicht ist. Es handelte sich also in beiden Fällen um Lokalisierungsentfestigung. Eine noch größere Bedeutung kommt den Kriterien zur Beurteilung der Ursache der Entfestigung im Falle von biaxialen Extensionsversuchen zu, da die Scherbandausbildung nicht in gleichem Maße erkennbar ist wie in biaxialen

Kompressionsversuchen. Auch hier zeigt die Analyse, dass der Beginn der Entfestigung, definiert über das Maximum von  $q$  (Abbildung 4.91b), mit dem Erreichen der Festigkeit, definiert über das Maximum von  $q/p$  (Abbildung 4.91a), einhergeht. Die Abbildungen zeigen einen biaxialen Extensionsversuch mit dicht gelagertem Silbersand ( $I_D = 0,84$ ) mit  $\sigma_1 = 78$  kPa. Die Verläufe von  $q$  und  $q/p$  sind sehr ähnlich, da die vertikale Spannung  $\sigma_3$  abnimmt, während die horizontale Spannung  $\sigma_2$  auf die starre Seitenwand zunimmt,  $p$  sich also kaum verändert.

## 4.10. Zusammenfassung

Das in Kapitel 3 entwickelte Spektrum an Modellmaterialien wurde in biaxialen Extensionsversuchen hinsichtlich des Einflusses von Feinkornanteil und Wassergehalt auf den maximalen Reibungswinkel, den Dilatanzwinkel sowie den Entfestigungsgradienten untersucht. Der initiale Spannungszustand und der Spannungspfad wurden analog zu den Modellversuchen realisiert. Hierzu wurde ein neues Biaxialgerät entwickelt. Es besteht aus einem starren, unverschieblichen Paar gegenüberliegender Seitenwände zur Gewährleistung des Zustands der ebenen Dehnung und einem flexiblen Paar gegenüberliegender Seitenwände, welche als wassergefüllte Druckkissen ausgeführt wurden. Wesentliche messtechnische Aspekte des Biaxialgerätes sind die Messung der horizontalen Spannung auf eine starre Wand sowie die redundante Messung der vertikalen Spannung in Fuß- und Kopfplatte, jeweils mittels speziell bemessenen und angefertigten Druckmessdosen. Außerdem wurde die Verformungsmessung in horizontaler Richtung lokal mit in die Druckkissen integrierten berührungslosen, wasserdichten und druckfesten Wegaufnehmern realisiert. In einer ersten Konstruktion innerhalb einer Triaxialzelle nach dem Vorbild von Vardoulakis & Goldscheider (1980) stellte sich heraus, dass das Zellwasser bereits kurz nach Beginn der Extensionsbeanspruchung zwischen Probe und starrer Wand eindrang. Zur Durchführung biaxialer Extensionsversuche, in denen die größte Hauptspannung  $\sigma_1$  an den flexiblen Rändern über den Zelldruck aufgebracht wird, ist diese Art der Konstruktion daher nicht geeignet.

Zum Vergleich der mit dem neuen Biaxialgerät ermittelten Ergebnisse mit Literaturdaten wurde zunächst ein Programm von insgesamt 48 biaxialen Kompressionsversuchen an dichtem und lockerem Silbersand, feuchtem Silbersand, trockenen Sand-Ton-Mischungen sowie feuchten Sand-Ton-Mischungen mit unterschiedlicher Dichte und Zusammensetzung durchgeführt. Zur Berechnung des maximalen Reibungswinkels aus einer Versuchsreihe wurde eine allgemeingültige Gleichung in Abhängigkeit von der mittleren Hauptspannung

$\sigma_2$  in Form des Spannungsparameters  $b$  sowie des Spannungsverhältnisses  $\eta$  hergeleitet. Damit kann die in der Literatur beschriebene Beobachtung eines größeren maximalen Reibungswinkels mit gleichzeitig geringerem  $\eta$  in biaxialen im Vergleich zu triaxialen Kompressionsversuchen berechnet werden. Der globale Entfestigungsgradient wurde mittels Kurvenanpassung des Verlaufs von  $\varphi$  über  $\gamma$  und anschließender Differentiation nach  $\gamma$  als Steigung im Wendepunkt des Entfestigungsbereiches definiert,  $k = |\partial\varphi/\partial\gamma|_{\max}$ . Die genaue Kenntnis des kritischen Zustands ist damit nicht mehr erforderlich, ebenso wenig wie eine Linearisierung des Entfestigungsbereiches oder die Festlegung eines willkürlichen Bereiches nach Erreichen der maximalen Deviatorspannung. Mit zunehmendem Ton- oder Wasser- oder Ton-Wasser-Anteil sowie mit geringerer initialer Lagerungsdichte wurde ein geringerer maximaler Reibungswinkel ermittelt. Alle Materialien, bis auf locker gelagerten Sand, zeigten bei Erreichen des maximalen Reibungswinkels dilatantes Verhalten. Analog dazu bildete sich in den biaxialen Kompressionsversuchen in allen Materialien, mit Ausnahme von lockerem Sand, ein Scherband aus. Die gemessenen Scherbandneigungen entsprachen erwartungsgemäß am besten der Lösung nach Coulomb. Der Entfestigungsgradient der untersuchten Materialien war in trockenem Silbersand am größten und in lockerem Sand am geringsten ( $k = 0$ ), der Entfestigungsgradient der Materialmischungen lag dazwischen. Es zeigte sich, dass ein größerer Entfestigungsgradient mit einem größeren maximalen Reibungswinkel und einem größeren Dilatanzwinkel einhergeht. Der Vergleich des globalen Dilatanzwinkels in der gesamten Probe und des lokalen Dilatanzwinkels innerhalb des Scherbands offenbarte einen ähnlichen Verlauf.

Das Programm biaxialer Extensionsversuche mit den Seitendrücken 78, 175, 300 kPa umfasste insgesamt 96 Einzelversuche an trockenem Silbersand unterschiedlicher Lagerungsdichten, feuchtem Silbersand mit unterschiedlichen Wassergehalten sowie Lagerungsdichten, trockenen Sand-Ton-Mischungen mit unterschiedlichen Ton-Anteilen sowie feuchten Sand-Ton-Mischungen mit unterschiedlicher Dichte und Zusammensetzung. Zusätzlich zu den Auswertungen der biaxialen Kompressionsversuche wurde hierbei der wesentliche Einfluss der MembranstEIFigkeit berücksichtigt und die Problematik der Einschnürung an der Probenoberseite quantitativ erfasst. Die ermittelten maximalen Reibungswinkel wurden für biaxiale Extension in ähnlicher Größenordnung wie für biaxiale Kompression gefunden. Die Ähnlichkeit der Ergebnisse konnte mit dem ähnlichen Spannungsverhältnis  $\eta$  sowie der ähnlichen mittleren Spannung  $\sigma_2$  erklärt werden. Außerdem zeigte die Darstellung in der deviatorischen Ebene, dass die Festigkeit sowohl in biaxialer Kompression als auch in biaxialer Extension mit einem ähnlichen Lode-Winkel  $\theta$  in der Nähe einer Achse triaxialer Kompression liegen. In biaxialer Extension zeigten sich zwei deutliche Unterschiede zwischen den Materialien, deren Matrix sandkorndominiert ist und denje-

nigen Materialien, deren Matrix durch Feinkornanteile dominiert wird. Im homogenen Deformationsbereich während der Extensionsbeanspruchung erhöhte sich die horizontale Spannung auf die unverschieblichen Seitenwände in sandkorndominierten Materialien, wohingegen sie sich in feinkorndominierten Materialien reduzierte. Dieser Effekt konnte mit Hilfe der inhärenten Anisotropie auf mikromechanischer Ebene erklärt werden. Im inhomogenen Entfestigungsbereich zeigte sich in sandkorndominierten Materialien ein mit zunehmendem Seitendruck größerer Entfestigungsgradient, wohingegen der Entfestigungsgradient in feinkorndominierten Materialien mit zunehmenden Seitendruck geringer wurde.

Versuche mit dicht gelagertem Silbersand in triaxialer Kompression, biaxialer Kompression und biaxialer Extension wurden mit den Festigkeitskriterien nach Mohr-Coulomb, Matsuoka-Nakai sowie Lade und Duncan analysiert. Am besten wurden die Daten mit dem Kriterium nach Matsuoka-Nakai beschrieben. Auch im Vergleich biaxialer und triaxialer Extension an Mittelsand mit unterschiedlichen Lagerungsdichten konnte die Festigkeit am besten mit dem Kriterium nach Matsuoka-Nakai beschrieben werden.

Die Beziehung zwischen dem Spannungsverhältnis  $q/p$  und dem Verhältnis der Dehnungsinckremente  $\Delta\varepsilon_{\text{vol}}/\Delta\varepsilon_{\text{q}}$  wurde in Analogie zu den Energiebetrachtungen von Rowe (1971) für biaxiale Extension hergeleitet. Unter Berücksichtigung der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  in Form des Spannungsparameters  $b$  konnte die Übereinstimmung der berechneten und der gemessenen Beziehung gezeigt werden. Neben der Bestätigung des darin enthaltenen Verlaufs sämtlicher Spannungen und Dehnungsinckremente erfolgte darüber hinaus auch eine Bestätigung des kritischen Reibungswinkels.

Als wesentlicher Eingangsparameter für die analytische Lösung der Scherbandabstände wurde der lokale Entfestigungsgradient vermutet (Kapitel 2.4). Daher wurde analytisch ein Zusammenhang zwischen der gemessenen globalen Entfestigung der gesamten Probe und der lokalen Entfestigung innerhalb des Scherbands hergeleitet. Die Berechnungen zeigten, dass die Berücksichtigung der Rotation der Hauptspannungsrichtungen innerhalb des Scherbands den Verlauf des Reibungswinkels nicht beeinflussen. Der Unterschied zwischen globalem und lokalem Entfestigungsgradienten resultiert einzig aus den global und lokal unterschiedlichen Scherdehnungsmaßen. Am Beispiel biaxialer Kompression konnte ein konstanter Zusammenhang zwischen globalem und lokalem Entfestigungsgradienten quantifiziert und durch Experimente bestätigt werden.

# 5. Systeme paralleler Scherbänder in Modellversuchen

## 5.1. Einleitung

Die quantitative Erforschung von Scherbandsystemen erfolgte in der Literatur bislang ausschließlich mit trockenem Sand, obwohl die Ähnlichkeitstheorie ein Modellmaterial mit einer geringen Kohäsion fordert, um eine Felsformation zu simulieren (Kapitel 2.2). Daher wurde eine umfassende Versuchsreihe mit den in Kapitel 3 entwickelten gering kohäsiven Modellmaterialien durchgeführt, um den Effekt der Kohäsion auf den Prozess der Scherbandbildung unter Extensionsbeanspruchung mit der Randbedingung ebener Dehnung zu untersuchen. Eine detaillierte Beschreibung der Modellversuche wurde von Röchter et al. (2010) veröffentlicht. Da die Kohäsion im Verhältnis zur vertikalen Spannung variiert werden muss (dynamische Ähnlichkeit), sind die experimentellen Möglichkeiten hinsichtlich der Variation der Kohäsion im natürlichen Gravitationsfeld begrenzt. Die Modellversuche wurden daher größtenteils in der Geotechnischen Großzentrifuge ZI durchgeführt. Die Kohäsion muss außerdem so ausgelegt werden, dass der Modus des Scherversagens maßgeblich wird. Zur Messung des Deformationsfeldes der Probe wurde ein *digital image correlation* (DIC)-System in der Großzentrifuge installiert, dessen Funktionsweise bis zu einer Beanspruchung von 50 g getestet wurde. Das *Bochumer Extensionsgerät* wurde für diese Beanspruchung bemessen und umkonstruiert. Die Funktionsweise, insbesondere der modifizierte Mechanismus zur Erzeugung einer gleichmäßigen Dehnung, konnte für diese Beanspruchung gewährleistet werden. Die Entwicklung des breiten Spektrums an Modellmaterialien erlaubte einen umfassenden Beitrag bezüglich des Einflusses des Ähnlichkeitsverhältnisses  $r = c/\sigma_v$ , der Kohäsion  $c$  sowie der in Biaxialversuchen ermittelten Parameter Entfestigungsgradient  $k$  und maximaler Reibungswinkel  $\varphi$  auf den Prozess der Ausbildung von Scherbändern. Ein Schwerpunkt lag auf der Modellierung von Modellen (*modelling of models*), d.h. auf dem Vergleich mehrerer Modellversuche unter Einhaltung der Ähnlichkeitsbedingungen mit unterschiedlichen Kombinationen der diese konstituie-

renden Parameter, um die Gültigkeit bzw. Notwendigkeit der zugehörigen Skalierungen zu untersuchen. Als typische Inhomogenität von Felsformationen wurden außerdem geschichtete Böden hinsichtlich der Entstehung und Entwicklung von Scherbändern, vor allem im Bereich der Schichtgrenzen untersucht. Im Mittelpunkt der Auswertungen der Scherbandgeometrie standen neben dem Abstand von Scherbändern die Parameter Neigung und Dicke der einzelnen Scherbänder.

## 5.2. Aufbau und Methoden im natürlichen Gravitationsfeld

### 5.2.1. Modifiziertes Bochumer Extensionsgerät

Zur experimentellen Untersuchung von Scherbändern in kohäsiven Reibungsmaterialien unter Extensionsbeanspruchung im Zustand der ebenen Dehnung wurde das ursprünglich von Wolf (2005) konzipierte *Bochumer Extensionsgerät* eingesetzt. Zunächst werden Aufbau und Funktion des modifizierten *Bochumer Extensionsgerätes* (Abbildung 5.1) beschrieben und die realisierten Modifikationen erläutert.

Die Probe (1) wird auf einer Gummimatte (2) eingerieselt bzw. eingestampft, welche auf einer Glasplatte (13) (Abbildung 5.2) aufliegt. Die Reibung zwischen Gummimatte und Glasplatte wurde durch Schmierung mit Silikonöl reduziert. Die Gummimatte ist entlang ihrer kompletten Breite an der linken Seite in Abbildung 5.1 unverschieblich gehalten (3). Zwecks Beanspruchung der Probe mit einer konstanten axialen Dehnung an der Probenunterseite wird eine Verformungsgeschwindigkeit der Gummimatte vorgegeben, mit der diese gezogen wird (in Abbildung 5.1 nach rechts). Die Verformung der Gummimatte wird über einen Schrittmotor erzielt, der über zwei Zahnräder das Ende einer Gewindestange antreibt, welche sich auch in dem Gewinde des gegenüberliegenden Lagers dreht. Die Gewindestange verläuft durch einen Schlitten mit Innengewinde (8), der infolge der Drehung der Gewindestange nach rechts verschoben wird. In diesen Schlitten sind vier Zugstangen (9) integriert, welche drei über die Breite verteilte Klemmen (10) nach rechts ziehen. Die Gummimatte wird in die Klemmen eingespannt (Details in Abbildung 5.4). Die Geschwindigkeit des Schrittmotors wird über einen Funktionsgenerator vorgegeben und resultiert in einer Verformungsgeschwindigkeit der Gummimatte von 0,049 mm/s. Dieser rechnerische Wert wurde experimentell durch induktive Wegmessung bestätigt. Bezogen auf die Ausgangslänge der Gummimatte von  $l_0 = 54$  cm entspricht dies einer berechneten Dehnungsrate von  $\dot{\epsilon} = 9 \cdot 10^{-5}$  /s. Die Gummimatte ist entlang beider Längsseiten

zwischen jeweils sieben Platten (4) und Schlitten (5) verschraubt. Diese Schlitten werden auf einer Stahlwelle (6) in Richtung der vorgegebenen Verschiebung geführt. Dadurch werden Verzerrungen der Gummimatte quer zur Verschiebungsrichtung verhindert. Der Scherenmechanismus (7) sorgt für die Gewährleistung eines linearen Verschiebungsfeldes  $u_x$  und damit eines konstanten Dehnungsfeldes  $\varepsilon_{xx}$  in Axialrichtung (Abbildung 5.3). Die bewegliche Wand (11) ist entlang eines schmalen Streifens auf die Gummimatte geklebt. Transparente Seitenwände aus Glas (12) ermöglichen die kontinuierliche Beobachtung einer Probenseitenfläche während des gesamten Experiments.

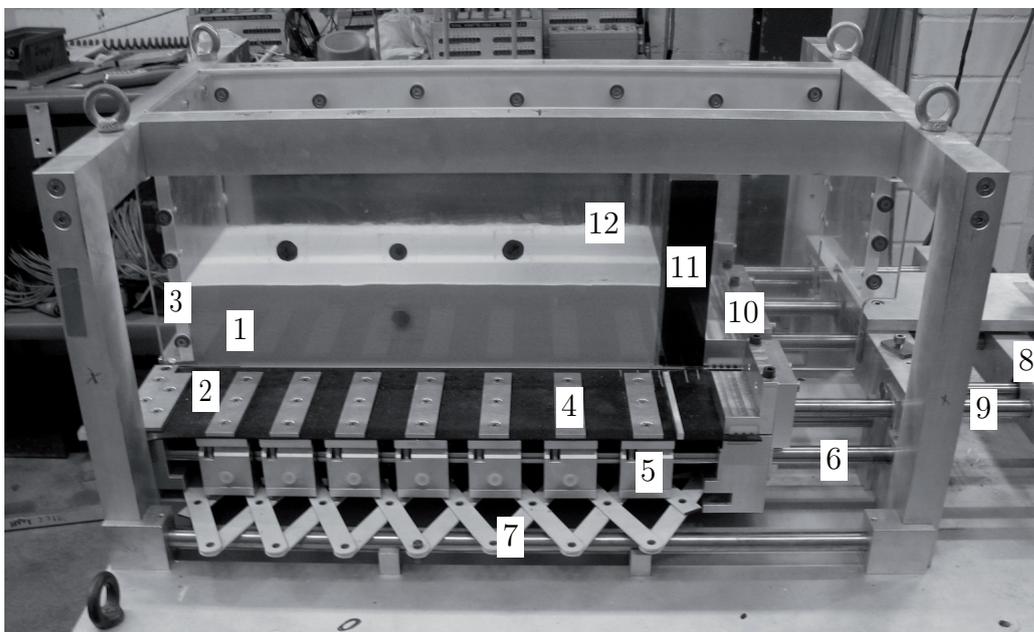


Abbildung 5.1.: Modifiziertes *Bochumer Extensionsgerät*

### *Modifikationen des Extensionsgerätes*

Die Untersuchungen zur Bildung von Scherbandsystemen unter Extensionsbeanspruchung (Kapitel 2.1.2) haben gezeigt, dass das Versuchsgerät zahlreiche Anforderungen erfüllen muss. Folgende Anforderungen wurden von der ursprünglichen Konstruktion bereits erfüllt.

- Zur Modellierung von Riftzonen sollte eine horizontale Unterlage verwendet werden, weil durch eine geneigte Unterlage a priori die Bildung paralleler Scherbänder mit bevorzugter Neigungsrichtung verursacht wird. Außerdem zeigen die Untersuchungen in situ, dass die Abstände der Scherbänder auf einer geneigten Trennfläche

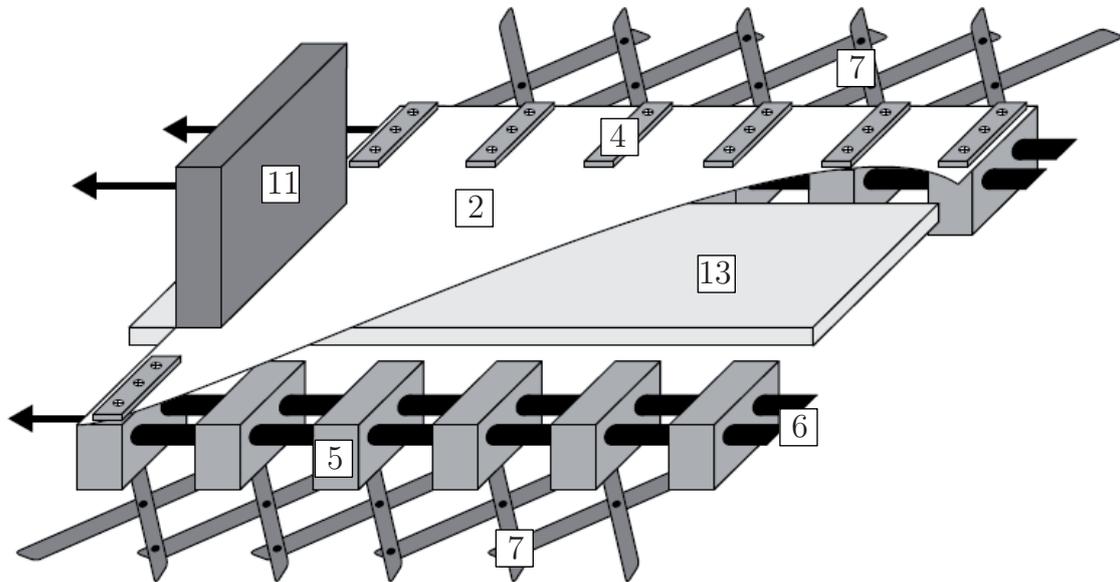


Abbildung 5.2.: Prinzipskizze des *Bochumer Extensionsgerätes* (spiegelverkehrt), nach Wolf (2005)

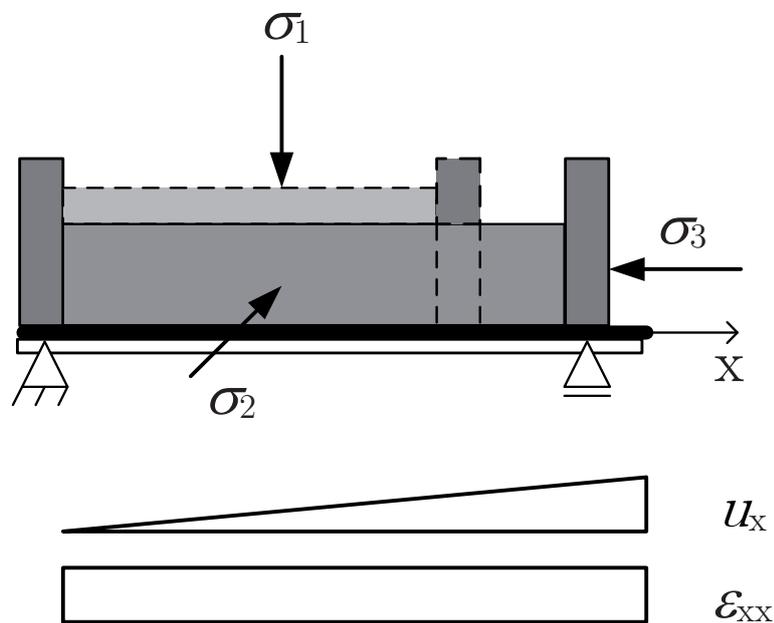


Abbildung 5.3.: Extensionsbeanspruchung in Modellversuchen durch konstante Dehnung der Unterlage

deutlich geringer sind als im Fall von Riftzonen. Die horizontale Unterlage des *Bochumer Extensionsgerätes* konnte beibehalten werden.

- Zur Erzeugung einer homogenen Dehnung muss eine ausreichende Schmierung zwischen Gummimatte und Grundplatte gewährleistet sein, da Inhomogenitäten in der Dehnungsverteilung eine asymmetrische Orientierung der Scherbänder bewirkt. Zur Schmierung wurde Silikonöl verwendet. Zusätzlich wird die Homogenität durch den vorhandenen Scherenmechanismus begünstigt.
- Zur Realisierung des Zustandes der ebenen Dehnung muss die Querdehnung der Gummimatte verhindert werden. Dehnt sich Gummimatte in Querrichtung, so ist die Seitenfläche der Probe nicht mehr repräsentativ für die gesamte Probe, eventuell entstehen andere Scherbandmuster. Die Querdehnung wurde durch die Verschraubung der Gummimatte an die geführten Schlitten erzielt. Zur Überprüfung der einheitlichen Verformung in Probenmitte und am Probenrand ist eine Beobachtungstechnik anzuwenden, mit der Unterschiede im Inneren und am Rand der Probe erkannt werden können. Hierzu eignet sich die bisher verwendete Kombination aus DIC- und Röntgentechnik.
- Zur Beurteilung der charakteristischen Geometrie von Scherbändern (Neigung, Breite) zum Zeitpunkt der Entstehung ist eine kontinuierliche Beobachtungstechnik anzuwenden, welche eine quantitative Aussage ermöglicht. Hierzu ist das bisher im natürlichen Gravitationsfeld eingesetzte DIC-System geeignet.

Folgende Modifikationen des *Bochumer Extensionsgerätes* wurden realisiert.

#### 1. Gummimatte

Die Untersuchungen von Wolf (2005) ergaben, dass „ein großes Kräfteverhältnis zwischen der Zugkraft in der Gummimatte und der Reibungskraft zwischen Gummimatte und Bodenplatte den Einfluss der Reibung auf die Verteilung der Dehnung minimiert“. Basierend auf dieser Feststellung wurde für sämtliche im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche eine zugfaserverstärkte Gummimatte eingesetzt. Zugversuche ergaben, dass der Elastizitätsmodul  $E$  der zugfaserverstärkten Gummimatte (20 MPa) etwa doppelt so groß war wie derjenige der unverstärkten Gummimatte (11 MPa).

#### 2. Kraftübertragung

Die größere aufzunehmende Zugkraft der Gummimatte muss vom Schrittmotor durch ein höheres Drehmoment geleistet und über alle Komponenten übertragen

werden können. Der bisher zur Kraftübertragung eingesetzte Zahnriemen wurde durch zwei Zahnräder ersetzt.

### 3. Dehnungsmechanismus

Um auch unter schwieriger zu kontrollierenden Bedingungen im erhöhten Schweißfeld die Homogenität des Dehnungsfeldes, insbesondere im Bereich unmittelbar hinter der bewegten Wand, zu gewährleisten, wurde ein neuer Mechanismus zur Verformung der Gummimatte konstruiert. Hauptmerkmal ist hierbei die direkte Vorgabe der Verschiebung der Gummimatte entlang deren annähernd gesamter Breite – annähernd, da die Gummimatte nicht im Bereich der Glas-Seitenwände gezogen werden kann. Hierzu dient ein Klemmmechanismus (Abbildung 5.4). Es wird im Gegensatz zur ursprünglichen Konstruktion nicht die bewegliche Wand verschoben, sondern direkt die Gummimatte. Die bewegliche Wand (1) ist lediglich in einem schmalen Bereich (2) auf die Gummimatte (3) geklebt. Auf diese Weise ist die Verschiebung der Wandrückseite (zur Probe hin) genau so groß wie die Verschiebung der Gummimatte an dieser Stelle. In der ursprünglichen Konstruktion wurde die Wand

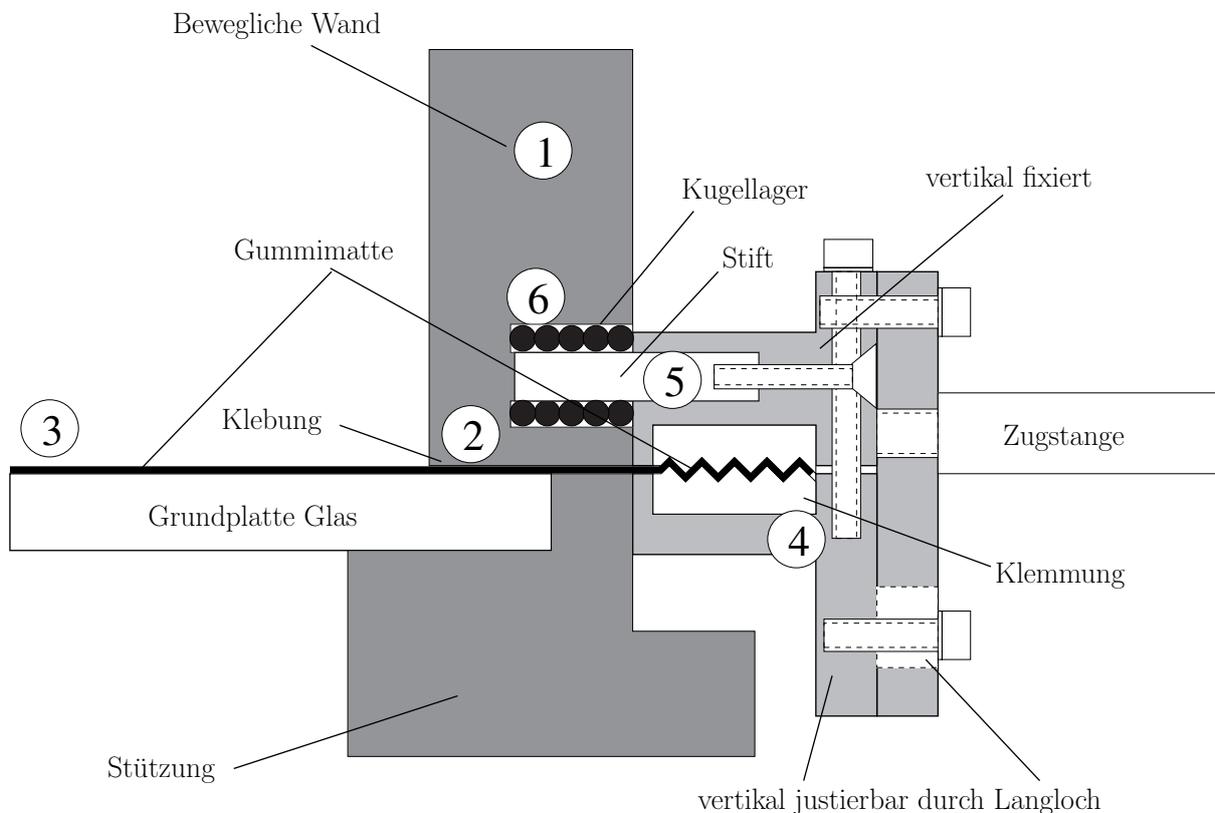


Abbildung 5.4.: Klemmmechanismus zur Dehnung der Gummimatte

gezogen und die Gummimatte daran verschraubt. Die Starrkörperverschiebung der

Wand konnte damit im ungünstigsten Fall zu einer um  $\Delta u_x$  größeren Verschiebung an der Probe führen als durch die Dehnung der Gummimatte an dieser Stelle bewirkt (Abbildung 5.5). Die Translation der Wand von der Probe weg würde einen aktiven Grenzzustand hinter der Wand bewirken. In der Tat wurde dies von Wolf (2005) beobachtet. Die Wand wurde daher in der modifizierten Konstruktion nicht

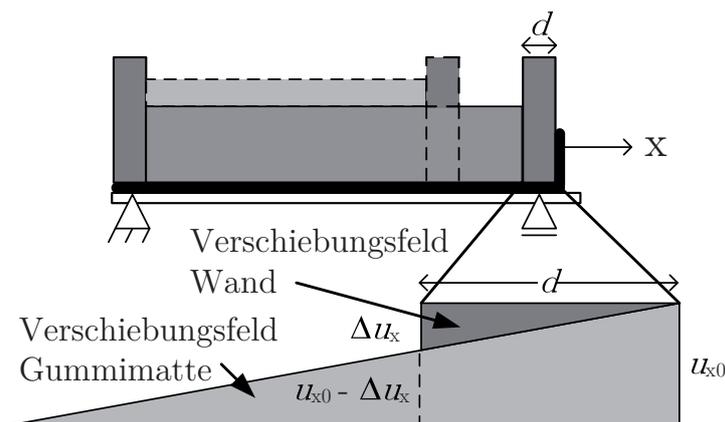


Abbildung 5.5.: Ursprünglicher Mechanismus.

über die Zugstangen an den Klemmechanismus (4) angeschlossen, musste aber dennoch horizontal geführt werden, da die vertikale Unterstützung der Probe nur für Verschiebungen  $u_x \leq d$  möglich war. Als Lösung wurden in den Klemmechanismus Stifte (5) fest eingesetzt, die in Kugellagern (6) gleiten, welche in die bewegliche Wand integriert wurden. Da die Gummimatte vor der Wand (zum Motor hin) eine größere Verschiebung erfährt als hinter der Wand, gleiten diese Stifte während des Versuches einen gewissen Weg aus den Kugellagern heraus (Abbildung 5.6).

#### 4. Seitenwände

Zur Minimierung der Reibung zwischen Probe und Seitenwand im erhöhten Schwerfeld wurden die Plexiglaswände durch Einscheibensicherheitsglas ausgetauscht. Diese bieten außerdem einen größeren Widerstand gegen Aufrauung der Kontaktfläche mit der Probe.

#### 5. Einsatz im erhöhten Schwerfeld

Das Extensionsgerät wurde zuvor maximal bis zu einer Beschleunigung von  $15g$  eingesetzt. Die statische Bemessung ergab, dass der Aluminiumrahmen verstärkt werden musste, da infolge großer Durchbiegungen des Rahmens die daran befestigten Seitenwände nach unten gedrückt und die Gummimatte dadurch gequetscht würde.

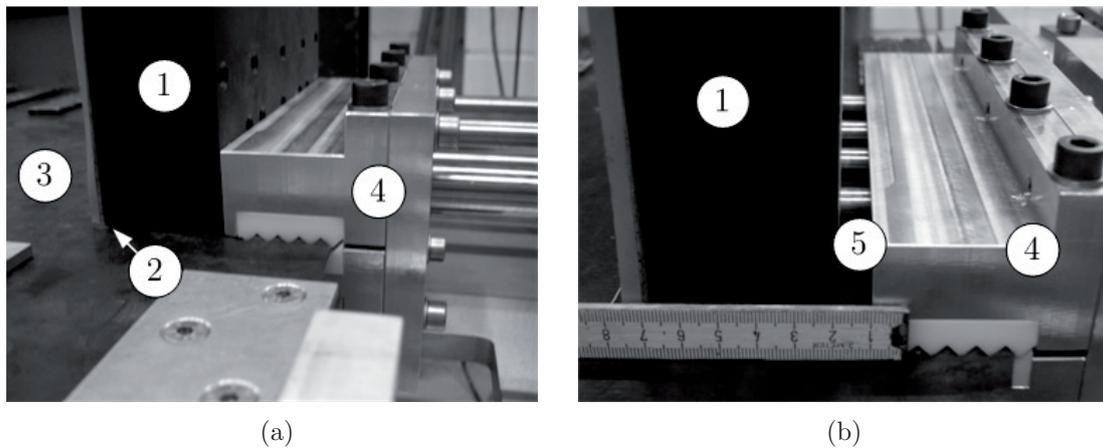


Abbildung 5.6.: (a) Neuer Klemmmechanismus vor dem Versuchsstart; (b) Während des Versuchs gleiten die fest in die Klemmung eingesetzten Stifte aus den in die Wand integrierten Kugellagern heraus.

Die Berechnung der übrigen als kritisch angesehenen Bauteile erlaubte einen Einsatz bis zu 60 g.

### 5.2.2. Digital Image Correlation (DIC) Methode

Das *Digital Image Correlation* (DIC) Verfahren dient der berührungslosen Ermittlung von Verschiebungs- und Dehnungsfeldern in einer normal zur Betrachtungsrichtung aufgespannten Ebene. Bei diesem Verfahren wird aus einer Serie aufeinanderfolgender Bilder die Verschiebung eines gewählten Fensters (*interrogation window*) innerhalb des für die Auswertung relevanten Bildausschnitts (*area of interest*) berechnet. Mittels Kreuz-Korrelations-Algorithmus wird die Intensitätsverteilung der Graustufen der Fenster zweier aufeinander folgender Bildausschnitte miteinander abgeglichen. Die Korrelationsstärke  $C$  wird mittels Gleichung (5.1) berechnet (LaVision (2006)).

$$C(dx, dy) = \sum_{x=0, y=0}^{x < n, y < n} I_1(x, y) I_2(x + dx, y + dy); -\frac{n}{2} < dx, dy < \frac{n}{2} \quad (5.1)$$

Hierbei sind  $I_1$  und  $I_2$  die Intensitäten eines Abfragefensters zu den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$ .  $dx$  und  $dy$  bezeichnen alle Positionsänderungen des jeweiligen Fensters,  $n$  ist die Kantenlänge eines Fensters. Aus der wahrscheinlichsten Positionsänderung innerhalb der maximalen Verschiebung von  $|n/2|$  wird der Verschiebungsvektor eines Fensters berechnet. Die vorhandene Ausstattung an Hardware und Software ist in Abbildung 5.7a zusammengefasst. Die beiden CCD-Kameras wurden parallel zueinander auf eine Seitenfläche

## Hardware und Software für DIC:

- 2 Imager Compact CCD Kameras  
1280 x 1024 Pixel; 12 bit; 12,5 Bilder/s
- 2 Objektive  
- Tamron SP 2,8 - 4,0 /17-35 DI LD  
NAFD Aspherical mit manueller  
Blendeneinstellung
- 2 Framegrabber zur Digitalisierung der  
Bilddateien
- Synchronisationseinheit
- Software zur Berechnung von  
Verschiebungs- und Dehnungs-Feldern
- 2 Strahler (500W) für ausreichende und  
gleichmäßige Beleuchtung der Probe
- Kreuz-Raster (2D) für Kalibrierung  
und quantitative Skalierung von Pixel  
des Kamerachips in mm



(a)

(b)

Abbildung 5.7.: DIC-System für Modellversuche im natürlichen Gravitationsfeld: (a) erforderliche Hard- und Software; (b) Anordnung des Versuchsaufbaus

der Probe ausgerichtet (Abbildung 5.7b). Um eine quantitative Auswertung der Verschiebungen in mm zu ermöglichen, wurde eine Kalibrierung mit einem vorgegebenen Kreuz-Raster durchgeführt. Die Eingabe der bekannten Parameter Größe und Abstand der Kreuze ermöglicht eine Skalierung von Pixeln des Kamerachips in mm. In einem exemplarisch herangezogenen Experiment (Abbildung 5.8) ergab sich ein Skalierungsfaktor von 4 Pixel/mm oder 0,25 mm/Pixel. Bei einer Auflösung der Kamera von 1280 x 1024 Pixel entsprach dies einem Bild der Größe 320 x 256 mm. Die mit dem vorhandenen System maximal mögliche Aufnahme Frequenz beträgt ca. 6 Hz für jede Kamera bei gleichzeitigem Einsatz beider Kameras. Mit Hilfe von geeigneten Lichtquellen wurde für eine gleichmäßig gut ausgeleuchtete Betrachtungsebene gesorgt. Bei einer 12 bit Kamera ist eine Intensität von 0 bis 4095 counts möglich, die durchschnittliche Intensität soll etwa 2000 counts betragen. Im Rahmen der Auswertung der Bilddaten ist die Unterteilung des Bildausschnitts von elementarer Bedeutung hinsichtlich der räumlichen Auflösung und der Genauigkeit des Ergebnisses. Die Anzahl bzw. die Größe der Fenster wurde so gewählt, dass die gewünschte Genauigkeit erzielt werden konnte. Die Fenstergröße darf einerseits nicht zu klein gewählt

werden, beispielsweise so klein wie ein durchschnittliches Sandkorn, da viele Sandkörner hinsichtlich der Intensität zu ähnlich sind, und daher zum Zeitpunkt  $t_2$  nicht zuverlässig lokalisiert werden können. Als optimalen Wert für die Partikeldichte von Tracerpartikeln (zur Berechnung von Strömungsvorgängen in Wasser erforderlich) hat Raffel et al. (1998) fünf Partikel pro Fenster angegeben. In einer Sandprobe dienen die diskreten Sandkörner als Tracer (Nübel & Weitbrecht 2002). Um die Rechenzeit effizient zu nutzen, soll die Auswertung für eine Bildfrequenz von 0,1 Hz, d.h. für ein Zeitinkrement  $\Delta t = 10$  s erfolgen. Zu beachten ist, dass die Verschiebung eines Fensters zwischen zwei aufeinander folgenden Zeitinkrementen maximal die halbe Kantenlänge betragen darf (vgl. Gleichung 5.1). Für die vorgegebene Geschwindigkeit von 0,049 mm/s in allen Modellversuchen ergibt sich für das gewünschte Zeitinkrement als maximale Verschiebung direkt hinter der beweglichen Wand 0,49 mm/10 s. Die minimale Kantenlänge eines Fensters wird damit zu  $2 \cdot n/2 = 2 \cdot 0,49 \text{ mm} = 0,98 \text{ mm}$  berechnet und auf 1,0 mm gerundet. Als untere Grenze für die Kantenlänge eines Fensters  $n_{\min}$  wurden also 4 Pixel auf dem Kamerachip ermittelt. Die Größe des Auswertungsfensters durfte andererseits nicht zu groß gewählt werden, da die Lokalisierung von Deformation in schmalen Zonen erfolgt. Die Breite der Lokalisierungszone  $d_B$  wurde von Wolf (2005) für den von ihm untersuchten Mittelsand zu  $12 d_{50} \leq d_B \leq 14 d_{50}$  ermittelt, was innerhalb des in der Literatur angegebenen Bereichs liegt (Kapitel 2.3.3.3). Um eine Dehnung nur innerhalb der Lokalisierungszone berechnen zu können, muss gewährleistet sein, dass drei Fenster vollständig in einer Lokalisierungszone enthalten sein können. Damit ist garantiert, dass mindestens zwei Fenster vollständig innerhalb des Scherbands liegen. Mit  $d_B = 13 d_{50} = 13 \cdot 0,23 \text{ mm} = 2,99 \text{ mm}$  ergibt sich eine maximale Kantenlänge von  $n_{\max} = 1 \text{ mm} \hat{=} 4 \text{ pixel} = n_{\min}$ . Ein Pixel repräsentiert also ein mittleres Korn, von Nübel & Weitbrecht (2002) beschriebene *locking* Effekte entstanden somit nicht. Die ermittelte optimale Fenstergröße wurde als Fenstergröße im Zuge der durchgeführten *adaptive multi-pass* - Berechnung gewählt. Im ersten Schritt wurde mit 32 x 32 Pixeln gerechnet, im zweiten Schritt mit 16 x 16 Pixeln und im letzten Schritt mit 8 x 8 Pixeln. Durch eine Überlappung (*overlap*) der Fenster um 50 % wurde die Unterteilung um den Faktor 2 verkleinert. Daraus resultierten Sandkorn-Gruppen von 4 x 4 Pixeln bzw. 1 x 1 mm. Bei einem  $d_{50} = 0,23 \text{ mm}$  entspricht dies einer Gruppe von 16 Körnern. Es wurden 319 x 255 Vektoren berechnet, die in horizontaler und vertikaler Richtung einen Abstand von 4 Pixeln hatten. Am Beispiel des Experiments SFKoh 40 wird das berechnete Vektorfeld präsentiert (Abbildung 5.8a). Jeder Vektor wird mit einer Genauigkeit berechnet, die von der Größe des Fensters abhängt. Je kleiner das Fenster ist, desto größer ist die Ungenauigkeit. Diese Ungenauigkeit pflanzt sich in abgeleiteten Größen wie der Dehnung fort. Bei optimaler Belichtung wird für ein Fenster mit

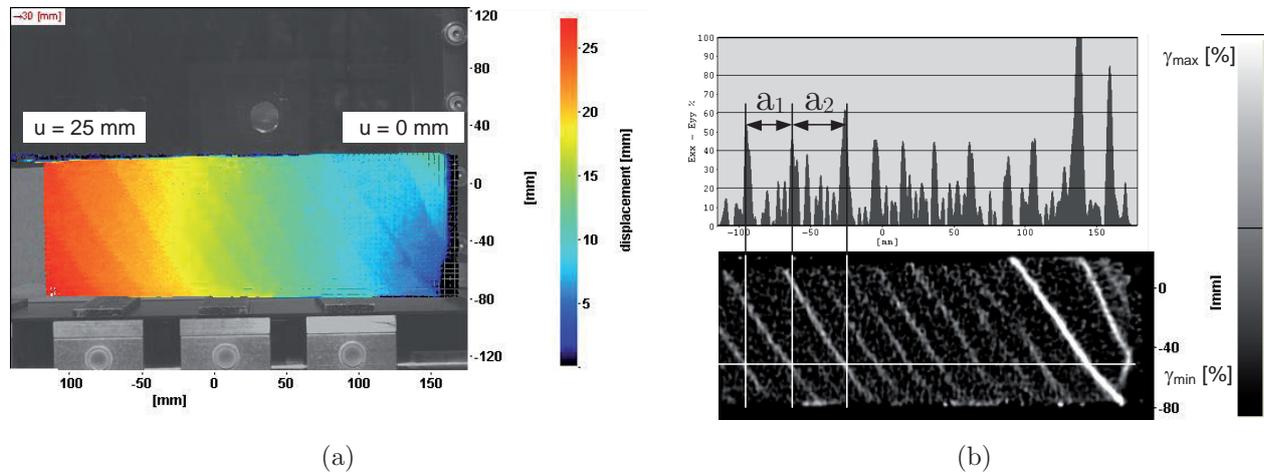


Abbildung 5.8.: Experiment SFKoh 40: (a) Vollständiges Vektorfeld der totalen Verschiebungen; (b) Feld der Scherdehnung  $\gamma$  (unten) und Profil der Scherdehnung  $\gamma$  in unten eingezeichnetem Schnitt (oben)

16x16 Pixeln mit 50 % Überlappung eine Ungenauigkeit für den Wert einer Dehnung von 5 % angegeben. Im Zuge der Auswertung ist also zwischen einer hohen Genauigkeit und einer guten räumlichen Auflösung abzuwägen. Im Rahmen dieser Arbeit liegt die Priorität auf der räumlichen Auflösung, da die Verteilung der Scherbänder über die Probenlänge im Mittelpunkt stand. Die Normaldehnungen in horizontaler Richtung (x) und in vertikaler Richtung (y) werden als Differenz der benachbarten Verschiebungs-Vektoren im Verhältnis zur Differenz der zugehörigen Ortsvektoren berechnet. Die Scherdehnung  $\gamma$  wird als Differenz der Normaldehnungen ermittelt.

$$\varepsilon_{xx} = \Delta u_x / \Delta x \quad (5.2)$$

$$\varepsilon_{yy} = \Delta u_y / \Delta y \quad (5.3)$$

$$\gamma = \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy} \quad (5.4)$$

Das im Experiment SFKoh 40 resultierende Feld der Scherdehnung  $\gamma$  ist in Abbildung 5.8b (unten) dargestellt. Für einen horizontalen Schnitt durch das Dehnungsfeld (horizontale, rote Linie) wurde ein quantitatives Profil extrahiert (Abbildung 5.8b oben). Die Maximalwerte der Scherdehnung repräsentieren jeweils die Mitte einer Lokalisierungszone, aus deren Koordinaten der Abstand der Lokalisierungszone bestimmt wurde.

### 5.2.3. Beobachtungsmethode: DIC – Röntgen

Das *Digital Image Correlation* (DIC) Verfahren wurde von Wolf (2005) zur Bestimmung der Scherbandbreite und des Lokalisierungszeitpunktes verwendet, während die Scherbandabstände und -neigungen mittels Röntgentechnik bestimmt wurden. Mittels DIC können die Scherbandabstände lokal an der Seitenfläche der Proben ermittelt werden, während die Röntgentechnik eine globale, über die Probenbreite gemittelte, Beobachtungsweise darstellt. Muir Wood (2002) differenzierte zwischen Dilatanzbändern und Scherbändern, da mittels Röntgenstrahlen eine Auflockerung in initial dicht gelagertem Material festgestellt werden kann, während mittels DIC eine lokal erhöhte Scherdehnung bestimmt wird. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht, ob die Zonen höherer Porenzahl mit den Zonen höherer Scherdehnung übereinstimmen. Zum Vergleich der Ergebnisse der unterschiedlichen Beobachtungsmethoden wurden von Wolf (2005) durchgeführte Experimente an Mittelsand herangezogen. Die Scherbandabstände wurden nun auf Basis der vorhandenen Bilddaten mittels DIC-Software ausgewertet und mit den von Wolf et al. (2006) mittels Röntgentechnik ermittelten Abständen verglichen. Aufgrund des über die Probenbreite nur geringfügig gekrümmten Verlaufs der Scherbänder wurde ein übereinstimmendes Ergebnis erwartet. Die Versuchsreihe besteht aus sechs Experimenten (Tabelle 5.1) im natürlichen Schwerefeld an Quarzsand ( $0,1 \text{ mm} \leq d \leq 0,71 \text{ mm}$ ,  $d_{50} = 0,35 \text{ mm}$ ,  $C_U = 1,5$ ) mit unterschiedlicher relativer Lagerungsdichte ( $0,36 \leq I_D \leq 1,08$ ). Für die

Experiment	$I_D$	Röntgen	DIC	Anzahl $n$	St.abw. $\sigma$
Wolf et al. (2006)	[-]	Abstand $a$ [mm]		[-]	[mm]
EVD 02	1,08	16	15	11	3
EVD 05	0,68	19	25	5	6
EVD 13	0,65	20	16	6	5
EVD 09	0,41	23	26	10	8
EVD 07	0,38	23	18	9	4
EVD 06	0,36	20	19	8	3

Tabelle 5.1.: Vergleich der ermittelten Scherbandabstände mittels Röntgen- und DIC-Technik

DIC-Auswertung ist neben dem Mittelwert jedes Experiments die berücksichtigte Anzahl an Scherbändern  $n$  sowie die Standardabweichung  $\sigma$  vom Mittelwert angegeben. Die Probenhöhe betrug in sämtlichen Experimenten 150 mm. Abweichend von der im

Rahmen dieser Arbeit verwendeten Bezeichnung des Scherbandabstandes als horizontales Maß wurde der Abstand hier analog zu Wolf et al. (2006) als normal zur Scherbandrichtung angegeben (Abbildung 5.9). Bei Betrachtung der Einzelversuche zeigt sich, dass

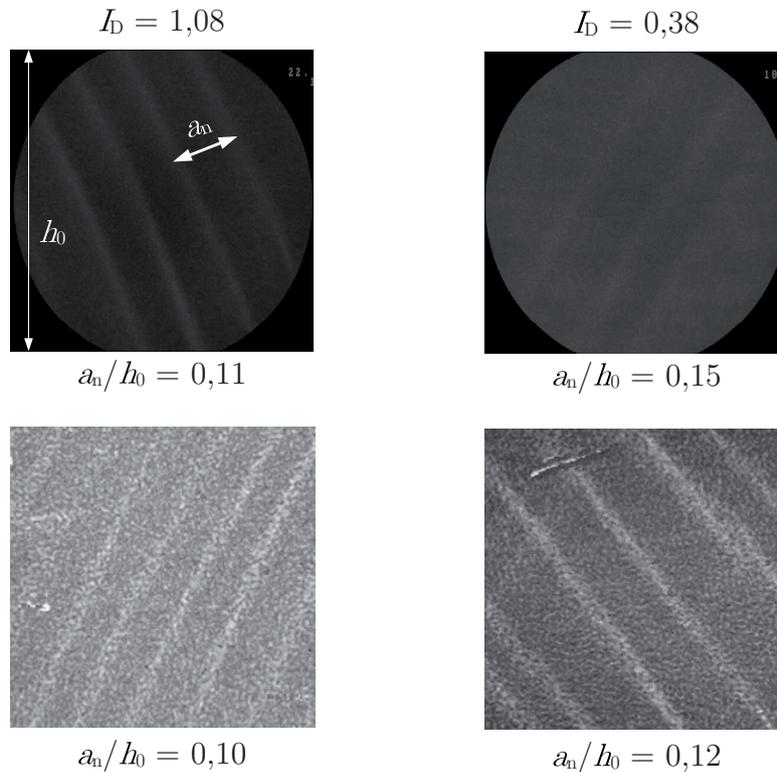


Abbildung 5.9.: Vergleich von Röntgenbild (obere Reihe) und DIC-Auswertung (untere Reihe) an dicht (Experiment EVD 02) und annähernd locker (EVD 07) gelagertem Mittelsand

die mittels Röntgen-Technik ermittelten Abstände innerhalb der Standardabweichung der mittels DIC-Technik ermittelten Abstände liegen. Die Mittelwerte aller Experimente mit ähnlicher Dichte stimmen sehr gut überein (Tabelle 5.2). Es muss erwähnt werden, dass es sich bei den dargestellten Mittelwerten nicht um die von Wolf et al. (2006) publizierten Werte handelt, da diese Mittelwerte über den gesamten Dehnungsprozess von  $10\% \leq \epsilon_{xx} \leq 40\%$  darstellen. Da sich die Abstände mit zunehmender Dehnung, wenn auch nur geringfügig, vergrößern (Wolf 2005), haben in Tabelle 5.1 nur die bei einer Dehnung von  $\epsilon_{xx} = 10\%$  ermittelten Abstände Eingang gefunden. Die Röntgenaufnahmen existieren nur für diskrete Dehnungen von  $\epsilon_{xx} = 10, 20, 30, 40\%$ , weshalb kein Vergleich bei Entstehen der Scherbänder möglich ist. Bei dichter Lagerung ( $I_D = 1,1$ ) sind geringere Scherbandabstände zu beobachten als bei weniger dichter Lagerung ( $I_D < 1,1$ ).

$I_D$	Röntgen	DIC
[-]	Abstand $a$ [mm]	
1,1	16	15
0,7	20	21
0,4	22	21

Tabelle 5.2.: Vergleich der Mittelwerte der Scherbandabstände mittels Röntgen- und DIC-Technik

Die wesentliche Erkenntnis dieser Versuchsreihe ist, dass der ermittelte, durchschnittliche Scherbandabstand unabhängig von der Beobachtungsmethode ermittelt werden konnte. Die Zonen großer Scherdehnung sind durch gleichzeitige Auflockerung des Materials gekennzeichnet. Darüber hinaus stimmt der über die gesamte Probenbreite gemittelte Wert (Röntgen) gut mit dem am Rand ermittelten Wert (DIC) überein. Auf Basis dieser Untersuchung wurde in den Zentrifugen-Modellversuchen ausschließlich die DIC-Methode verwendet.

#### 5.2.4. Homogenität der Dehnung

Die Gewährleistung einer in axialer Richtung konstanten Dehnung bei gleichzeitiger Verhinderung der Dehnung in Querrichtung ist eine entscheidende Randbedingung der Modellversuche und wurde mit der DIC-Methode überprüft. Während eine CCD-Kamera zur Verformungsermittlung der Probe herangezogen wurde, wurde mit der zweiten CCD-Kamera die Dehnung der Gummimatte von unten durch eine Aussparung in der Basisplatte aus Stahl beobachtet (Abbildung 5.10a). Auf die Unterseite der Gummimatte wurde ein gleichmäßiges Kreuz-Raster mit Hilfe einer Schablone eingezeichnet (Abbildung 5.10b), welches vor dem Experiment zur Kalibrierung der DIC-Software genutzt wurde und somit eine quantitative Auswertung in mm erlaubte. Die axiale Verschiebung  $u_x$  wurde für eine Dehnung von  $\varepsilon_{xx} = 10\%$  über die Position  $x$  auf der Gummimatte aufgetragen (Abbildung 5.11a). Darin ist ein linearer Zusammenhang sowohl für die Mitte als auch für den Rand des betrachteten Ausschnittes zu erkennen. Die Verformung ist in der Mitte und am Rand gleich groß. Aus der linearen Approximation der Verformungen durch Gleichung (5.5) kann die maximale Verformung in dem betrachteten Ausschnitt,  $u_{x,\max} = 21,6$  mm,

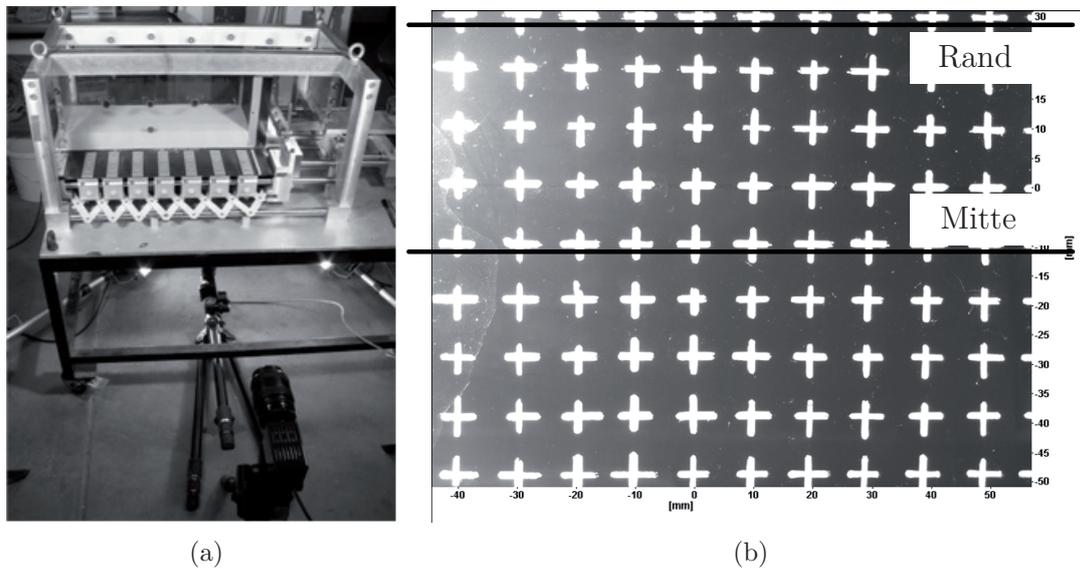


Abbildung 5.10.: Überprüfung der Homogenität des Dehnungsfeldes: (a) Anordnung der CCD-Kameras; (b) Raster auf Unterseite der ungedehnten Gummimatte

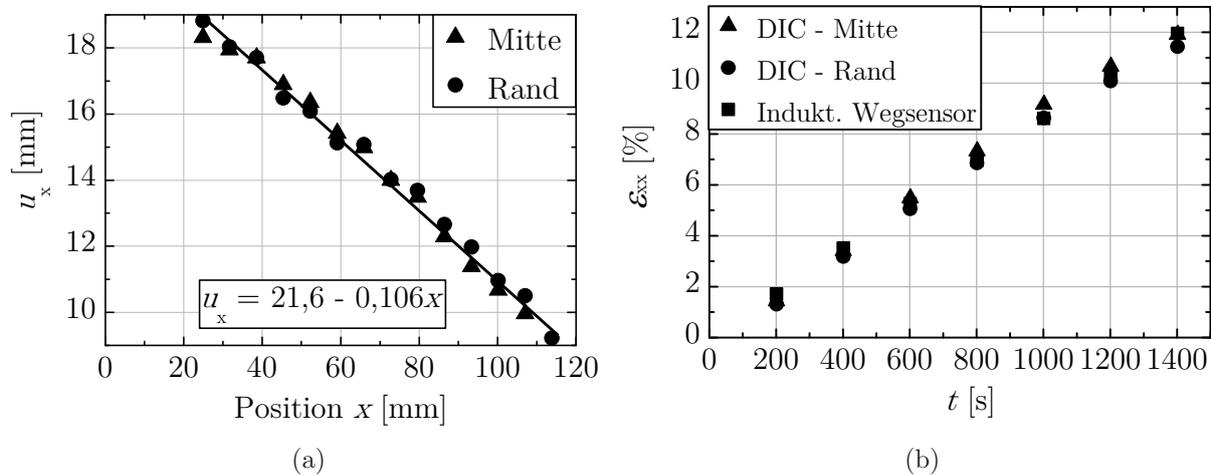


Abbildung 5.11.: (a) Lineare Funktion der axialen Verformung in der Gummimatte in der Mitte und am Rand; (b) Gute Übereinstimmung der ermittelten Dehnung mittels DIC in der Mitte und am Rand sowie mittels induktiver Wegmessung

und die konstante Dehnung in der Gummimatte  $\epsilon_{xx} = 10,6 \%$  entnommen werden.

$$u_x = 21,6 - 0,106x \quad (5.5)$$

Die Auswertung ergab außerdem, dass keine Verformung in Querrichtung erfolgte. Die Randbedingungen der ebenen Dehnung und einer homogenen Dehnung in Axialrichtung konnten im natürlichen Gravitationsfeld mithin bestätigt werden. Des Weiteren wurde die axiale Dehnung  $\varepsilon_{xx}$  zu diskreten Zeitpunkten während des gesamten Experiments in der Mitte und am Rand ermittelt und mit der Wegmessung durch einen induktiven Wegsensor verglichen (Abbildung 5.11b). Dieser misst die Verschiebung des Schlittens und damit die in die Gummimatte eingeleitete Verschiebung. Die gute Übereinstimmung der Werte zeigt die quantitative Zuverlässigkeit der Dehnungsmessung mittels DIC.

## 5.3. Aufbau und Methoden im erhöhten Gravitationsfeld

### 5.3.1. Großzentrifuge

Die Untersuchung von kohäsivem Reibungsmaterial ist nur sehr eingeschränkt in  $1g$ -Experimenten realisierbar (Kapitel 2.2). Die Erhöhung der Vertikalspannung in der Probe infolge Beschleunigung in einer Zentrifuge erweitert das Spektrum der einsetzbaren Modellmaterialien erheblich. Die Modellversuche mit kohäsivem Material wurden daher größtenteils in der 1987 in Betrieb genommenen Großzentrifuge ZI durchgeführt, die ausführlich von Jessberger & Güttler (1988*a,b*) sowie Jessberger (1992) erläutert wurde. Abbildung 5.12 zeigt einen Schnitt durch die Zentrifuge (Jessberger 1992), in Abbildung 5.13 ist eine Fotomontage der Großzentrifuge zu sehen. Die Drehachse ist fest mit einem Zahnkranz verbunden, der von drei um  $120^\circ$  versetzt angeordneten Hydraulikmotoren angesteuert wird. Der Versorgungsdruck von maximal 350 bar für die Hydraulikmotoren wird in einer Hydraulikeinheit mit zwei Elektromotoren mit einer Leistung von jeweils 315 kW erzeugt. Der Versuchsaufbau wird auf der Plattform (1,25 m x 1,25 m) eines Schwenkkorbes installiert, während auf dem gegenüber liegenden Schwenkkorb eine entsprechende Gegenmasse zur Einhaltung des Momentengleichgewichts aufgelegt wird. Der Korb schwenkt infolge der Drehung aus, der maximale Radius von der Drehachse bis zur Oberkante der Plattform des um  $90^\circ$  ausgeschwenkten Korbes beträgt 4,125 m. Die maximale Umdrehungsgeschwindigkeit beträgt 230 U/min, was einer maximalen Radialbeschleunigung von 250  $g$  auf der Plattform entspricht. Bei einer maximalen Modellmasse von 2 t beträgt die maximale Kapazität damit 500  $gt$ . Die analogen Messsignale werden über Schleifringe in den Kontrollraum übertragen. Die Temperatur kann bis auf  $200^\circ\text{C}$  erhöht werden. Über Drehdurchführungen können Hydraulikkomponenten mit einem Ma-

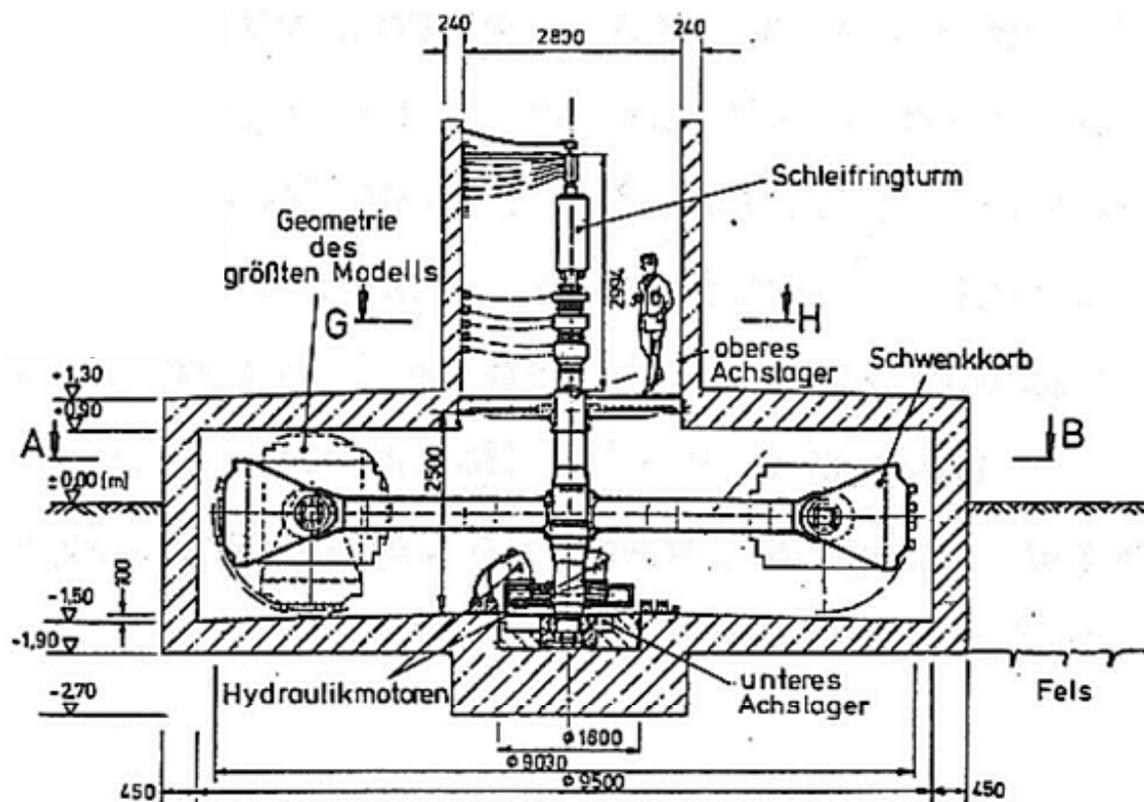


Abbildung 5.12.: Schnitt durch die Großzentrifuge ZI, Jessberger (1992)

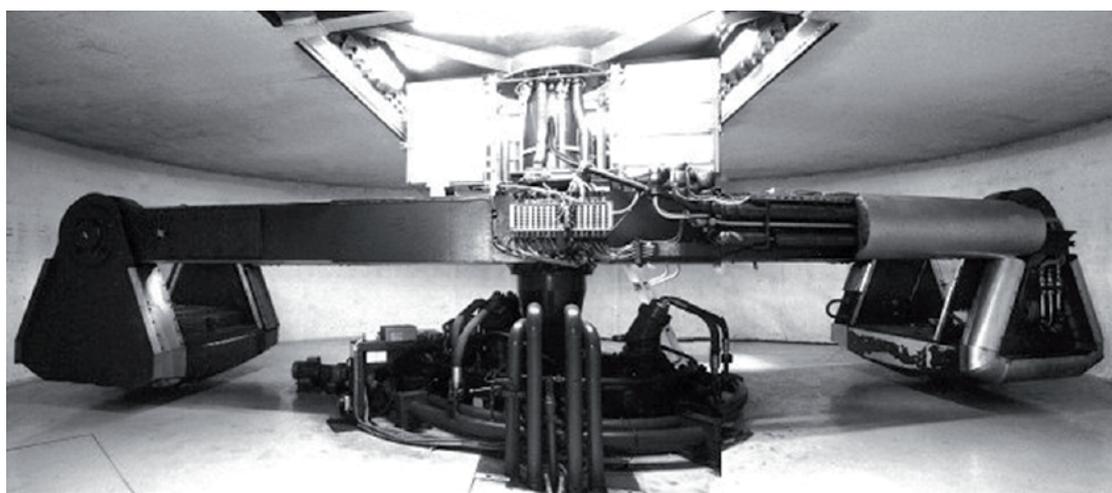


Abbildung 5.13.: Fotomontage der Großzentrifuge ZI

ximaldruck von 300 bar betrieben werden, Luft- und Wasserdruck können bis zu 10 bar aufgebracht werden.

### 5.3.2. Homogenität der vertikalen Spannung

In Zentrifugen-Modellversuchen wird die vertikale Spannung in der Probe mit dem gewählten Proportionalitätsfaktor  $n$  erhöht. Für einzelne Experimente wurde überprüft, ob die Beschleunigung  $ng$  in der Großzentrifuge während der Durchführung der Modellversuche konstant ist, um Effekte durch zyklische Beanspruchungen ausschließen zu können. Hierzu wurden die Daten eines  $g$ -Niveau-Gebers ausgewertet, der auf der Plattform eines Schwenkkorbes installiert wurde. Konkret wurde zwei Fragestellungen nachgegangen:

1. Ist der gleitende Mittelwert der Beschleunigung während des Experiments konstant?
  2. Wie groß sind die Schwankungen um den gleitenden Mittelwert der Beschleunigung?
1. Die Beschleunigung  $a$  wurde für die Experimente mit der geringsten Beschleunigung von  $5g$  (SFKoh 18), mit der größten Beschleunigung von  $35g$  (SFKoh 42) sowie mit einer häufig verwendeten Beschleunigung von  $18g$  (SFKoh 28) hinsichtlich ihrer Konstanz untersucht. Dazu wurde jeweils ein einfacher gleitender Mittelwert der Ordnung 10 gebildet und über die Zeit aufgetragen (Abbildung 5.14). Für

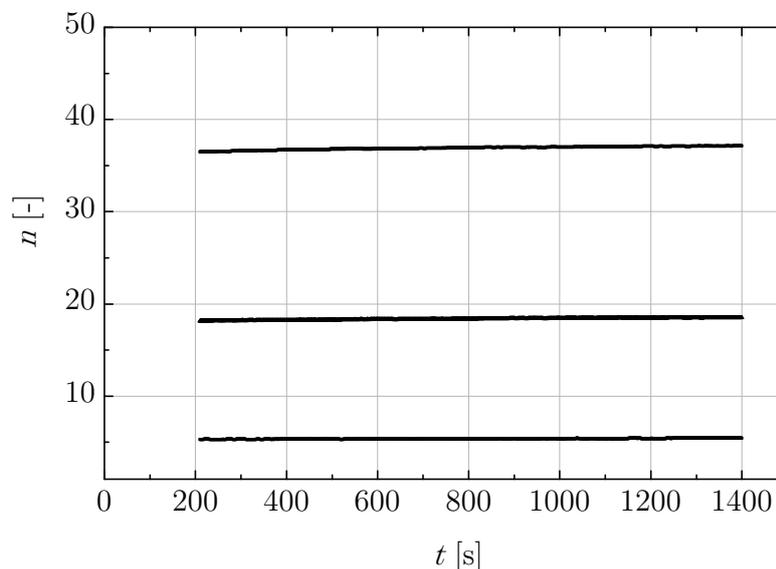


Abbildung 5.14.: Geglättete Zeitreihe der Beschleunigung mittels gleitendem Mittelwert

SFKoh 18 ergab eine lineare Kurvenanpassung eine Zunahme der Beschleunigung in der Größenordnung von  $\dot{a} = 1,1 \cdot 10^{-4} g/s$  (Tabelle 5.3). Für die Versuchsdauer von 1200 s entspricht das einer Erhöhung der Beschleunigung um  $\Delta a_{\text{abs}} = 0,12 g$ . In Relation zu dem Mittelwert der Beschleunigung während des Experimentes betrug die

Zunahme  $\Delta a_{\text{rel}} = 2,2 \%$ . Die entsprechenden Daten für die Experimente SFKoh 28 und SFKoh 42, sind ebenfalls in Tabelle 5.3 aufgeführt. Die kontinuierliche Erhöhung der Beschleunigung  $\dot{a}$  liegt in allen Fällen in der Größenordnung von  $10^{-4}g/s$ . Ein Einfluss der Beschleunigungszunahme auf den Prozess der Scherbandbildung wurde daher vernachlässigt.

- Die maximale Abweichung eines Einzelwertes vom gleitenden Mittelwert betrug  $\Delta a_{\text{max}} = 0,12g$ . Dies liegt im Rahmen der Messgenauigkeit des Beschleunigungssensors von  $0,1g$ . Die Beanspruchung wird daher als statisch betrachtet.

Experiment	$n$	$\dot{a}$	$\Delta a_{\text{abs}}$	$\Delta a_{\text{rel}}$	$\Delta a_{\text{max}}$
Bezeichnung	[-]	[g/s]	[g]	[%]	[g]
SFKoh 18	5	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,12	2,2	0,10
SFKoh 28	18	$3,1 \cdot 10^{-4}$	0,37	2,0	0,07
SFKoh 42	35	$4,9 \cdot 10^{-4}$	0,59	1,6	0,12

Tabelle 5.3.: Genauigkeitsbetrachtung der Beschleunigung in der Großzentrifuge

### 5.3.3. DIC in der Großzentrifuge

Das vollständige DIC-System wurde von Wolf (2005) ausschließlich im natürlichen Gravitationsfeld eingesetzt, die Verwendung in der Zentrifuge wurde als nicht möglich beschrieben. Mittlerweile stellt die DIC-Technik eine etablierte Methode bei der Durchführung von Modellversuchen in der Bochumer Großzentrifuge dar und wird in verschiedenen Forschungsprojekten eingesetzt. Die Bestimmung des Lokalisierungszeitpunktes sowie der Neigung, der Breite und des Abstandes von Scherbändern zum Zeitpunkt der Lokalisierung erfordert zum Einen eine kontinuierliche Beobachtung der Probe und zum Anderen eine kontinuierliche Kommunikation zwischen den CCD-Kameras und dem die Kameras triggernden Computer. Zwei prinzipiell unterschiedliche Kommunikationsvarianten wurden getestet. In der ersten Variante sollte ein Computer außerhalb der Zentrifuge entweder drahtlos oder über Schleifringe mit den Kameras innerhalb der Zentrifuge kommunizieren. Beide Übertragungsarten stellten sich als nicht geeignet heraus. Als zweite Variante wurde ein in der Zentrifuge mitfliegender Desktop-Computer getestet, der über einen externen Computer außerhalb der Zentrifuge gesteuert wurde. Zur Kommunikation zwischen den Computern wurden die vorhandenen Video-Schleifringe verwendet. Diese Lösung kombiniert die Vorteile existierender Daten-Übertragungs-Architekturen nach Zornberg et al.

(2005) als Kombination von digitaler Echtzeit-MWE und zeitverzögerter MWE. Die realisierte Architektur ist in Abbildung 5.15 veranschaulicht. Die analogen Bilddaten der

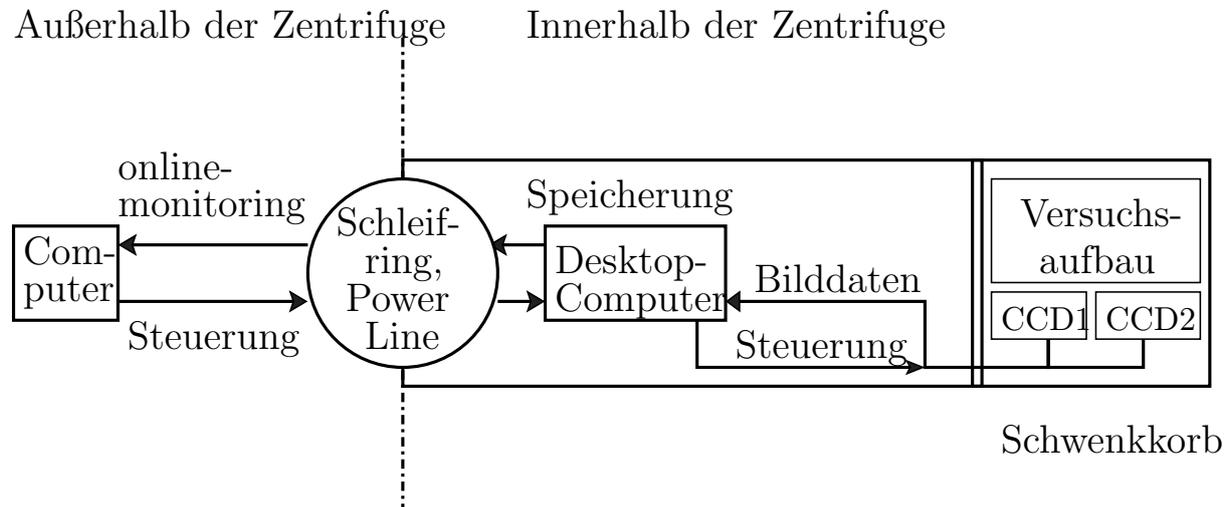


Abbildung 5.15.: Architektur der DIC-Methode in der Großzentrifuge Bochum

zwei CCD-Kameras werden mit geschirmten Kabeln der Kategorie 6 an einen Desktop-Computer übertragen, der in der Nähe der Zentrifugen-Drehachse installiert ist. Dieser digitalisiert und synchronisiert die Daten der beiden unabhängigen Kameras und speichert diese. Sämtliche Karten in dem Desktop-Computer sind in radialer Richtung ausgerichtet, um große Spannungen und Durchbiegungen zu vermeiden. Der Desktop-Computer wird mittels Fernbedienungssoftware von dem Computer außerhalb der Zentrifuge kontrolliert. Die Kommunikation zwischen dem Desktop-Computer innerhalb der Zentrifuge und dem Computer außerhalb der Zentrifuge erfolgt mittels Powerline Kommunikation durch das Stromnetz über die Schleifringe. Auf diese Weise kann die DIC-Methode zuverlässig bis zu einer getesteten Beschleunigung von  $50g$  eingesetzt werden. Die Aufnahme kann unmittelbar vor dem Start der Beschleunigungserhöhung gestartet und die Aufnahmefrequenz während des Zentrifugenmodellversuchs verändert werden, um die Speicherkapazitäten auf dem Desktop-Computer effizient zu nutzen.

### 5.3.4. Homogenität der Dehnung

Die Überprüfung der Homogenität der eingeleiteten Dehnung als Verformungs-Randbedingung konnte in der Zentrifuge nicht auf die gleiche Weise wie im natürlichen Schwerfeld durchgeführt werden, da das Versuchsgerät auf der Plattform installiert ist und

daher die Unterseite der Gummimatte nicht beobachtet werden kann. Wolf (2005) überprüfte die Homogenität der Dehnungsverteilung bis  $30 g$  durch Positionierung von Aluminiumstäben als massengleichem Ersatz für den Modellsand und anschließender Betrachtung der Abstände der Aluminiumstäbe. Im Anschluss an die beschriebenen Modifikationen des Extensionsgerätes wurde hierzu analog verfahren. Die Anzahl der Aluminiumstäbe (Abbildung 5.16 oben) wurde so gewählt, dass zu Versuchsbeginn eine gleichmäßige vertikale Spannung in Höhe von etwa  $50 \text{ kPa}$  auf die Gummimatte wirkte, was der maximalen Beanspruchung in den Modellversuchen entsprach. Die Gummimatte wurde dann bei einer Beschleunigung von  $50 g$  gedehnt. Die Linearität des Verschiebungsfeldes in Probenlängsrichtung zeigt sich durch die identische Verschiebungsdifferenz  $\Delta u$  zwischen zwei beliebigen, benachbarten Aluminiumstäben (Abbildung 5.16 unten). Die Homogenität der Dehnungsverteilung ist in dem Foto erkennbar. Insbesondere der kritische Bereich unmittelbar hinter der beweglichen Wand wies keine größere Differenz  $\Delta u$  auf als im übrigen Beobachtungsausschnitt, die Wand bewegte sich während der Dehnungsphase also nicht von der Probe weg. Auch über die Probenbreite wird die Verschiebung als gleichmäßig beobachtet, da die Stäbe keine Verdrehung erfahren. Zusätzlich wurde mit beiden CCD-

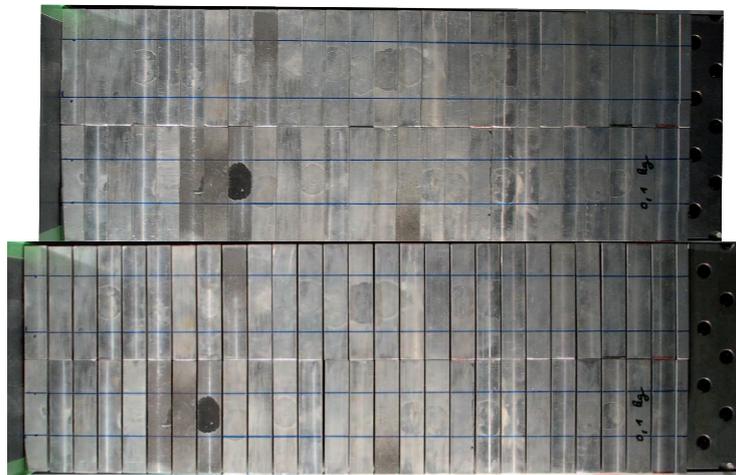


Abbildung 5.16.: Gleichmäßige Verteilung der Aluminiumstäbe vor (oben) und nach (unten) Dehnung der Gummimatte um  $10 \%$

Kameras jeweils eine Gruppe von Aluminiumstäben beobachtet (Abbildung 5.17). Der Beobachtungsausschnitt umfasst insgesamt eine Länge von  $300 \text{ mm}$ . Die Bildausschnitte von Kamera 1 (Abbildung 5.17a) und Kamera 2 (Abbildung 5.17b) grenzten unmittelbar aneinander. Die berechneten Verschiebungsvektoren sind jeweils im Foto eingezeichnet. Jeweils unten sind die Verschiebungen  $u_x$  über der Position  $x$  aufgetragen. Die berechneten Verschiebungen des rechten Ausschnittes von Kamera 1 und des linken Ausschnittes

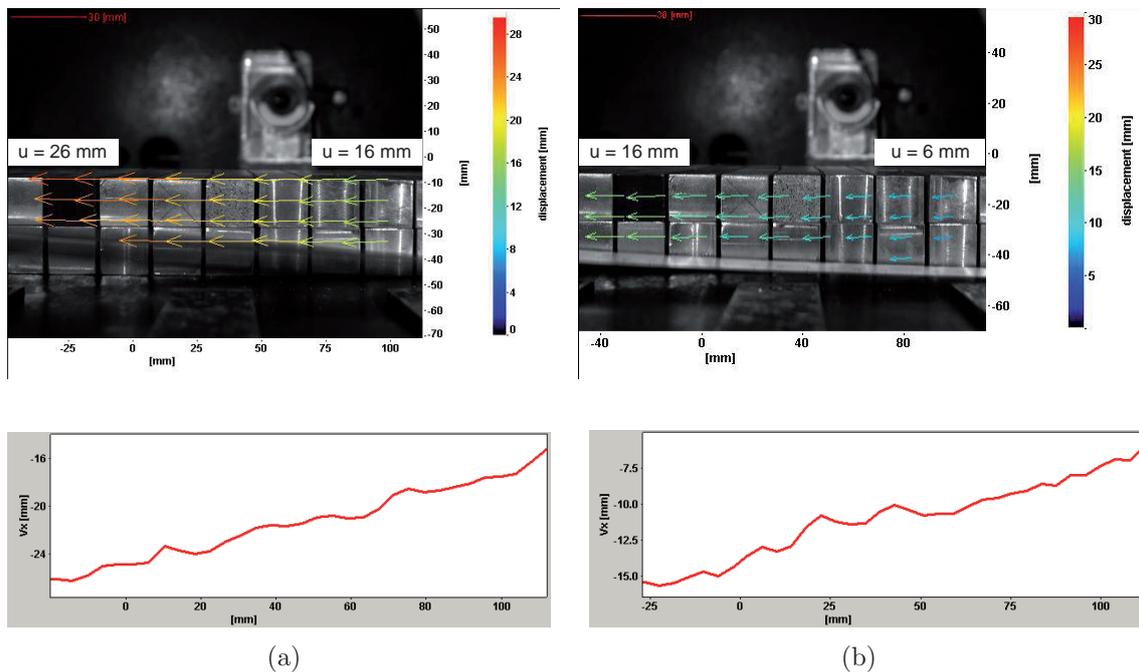


Abbildung 5.17.: Nachweis der Homogenität der Dehnungsverteilung im erhöhten Schwerfeld mittels DIC-Technik: (a) Kamera 1; (b) Kamera 2; Verschiebungsvektoren (oben) und Betrag der horizontalen Verschiebung entlang der Position in axialer Richtung (unten)

von Kamera 2 stimmten quantitativ überein. Die derart ermittelte Verschiebungsfunktion ist annähernd linear. Die DIC-Methode ist für diese Art von Untersuchung nicht ideal geeignet, da zwischen den Aluminiumstäben jeweils ein Spalt entsteht, dessen Graustufen-Intensität zum Zeitpunkt  $t$  nicht vorhanden war und somit auch nicht mit dem Zeitpunkt  $t + \Delta t$  korreliert werden kann.

### 5.3.5. Ebene Dehnung

Die Hauptdehnungen in der zugelassenen Verformungsebene der Probe während des Experiments sind messtechnisch gut zu erfassen. Die horizontale Dehnung in axialer Richtung  $\varepsilon_3$  wird als abgeleitete Größe aus der induktiven Wegmessung berechnet. Die vertikale Dehnung  $\varepsilon_1$  kann aus der vertikalen Verschiebung an der Probenoberfläche abgeleitet werden, welche mittels der DIC-Methode gemessen werden kann. Die horizontale Dehnung normal zur Deformationsebene  $\varepsilon_2$  wurde durch die Anordnung der Glaswände idealerweise zu null vorgegeben. Da die Bedingung der ebenen Dehnung maßgeblich die Spannungsverteilung beeinflusst, wurde sie messtechnisch sichergestellt. Diese Bedingung könnte z.B. dadurch

nicht eingehalten werden, dass die Glaswand sich nach außen durchbiegt oder sich die Gummimatte in Querrichtung zusammenzieht. Beides würde zu einer Minderung dieser horizontalen Spannung führen. Nach DIN4085 (2007) ist eine Reduktion auf den aktiven Erddruck im ungünstigsten Fall einer Wanddurchbiegung bereits dann zu erwarten, wenn die maximale Durchbiegung 0,1% der Wandhöhe beträgt. Im vorliegenden Fall wurde nachgewiesen, dass die maximale Wanddurchbiegung während des Experiments weniger als 0,3 mm betrug. Vor einer der beiden Glaswände wurden daher vier berührungslose Wegaufnehmer installiert (Abbildung 5.18b), um die Deformation der Seitenwand zu messen. Die Wegaufnehmer messen den Abstand zu jeweils einem Messobjekt aus Edelstahlfolie ( $\varnothing$  25 mm, Dicke  $d = 0,2$  mm), welche von außen auf die Glaswand geklebt wurden. Die Anordnung der berührungslosen Wegaufnehmer mit den Bezeichnungen BWA 10, 18, 92 und 96 und der Messobjekte ist den Abbildungen 5.18a und 5.18b zu entnehmen. Die obere Reihe der Wegaufnehmer wurde in der Höhe der maximalen erwarteten Durch-

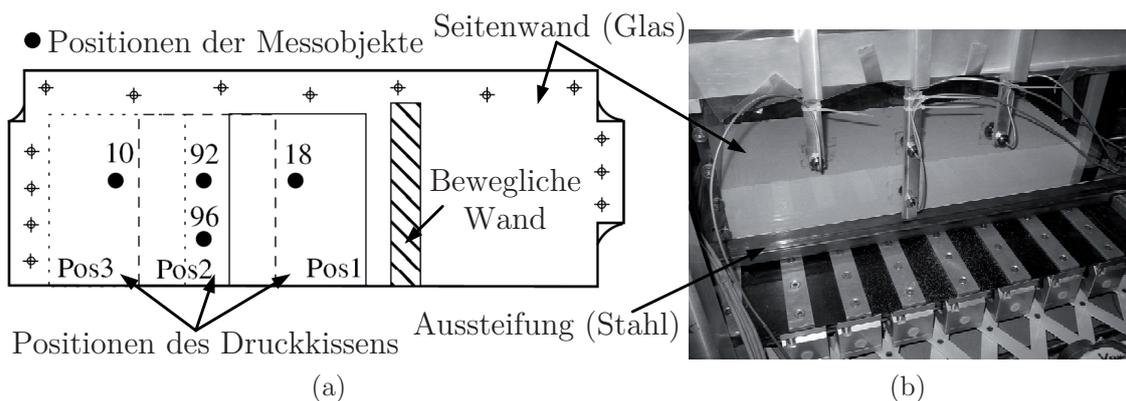


Abbildung 5.18.: Anordnung der Messobjekte für die berührungslosen Wegaufnehmer BWA 10, 18, 92 und 96 sowie der Positionen Pos1 bis Pos3 eines Druckkissens

biegung angeordnet. Die maximale Durchbiegung wurde zunächst unter Annahme einer idealen Einspannung an der oberen Seite (Verschraubung mit Aluminiumrahmen) und an beiden Kopfenden (Verschraubung mit Plexiglaswänden) sowie eines horizontal unverschieblichen Lagers an der unteren Seite (gehalten durch Stahlaussteifung) berechnet. Nach Installation der berührungslosen Wegaufnehmer wurden die zunächst angenommenen Lagerungsbedingungen genauer bestimmt. Hierzu wurde mit Hilfe eines Druckkissens an den drei eingezeichneten Positionen (Abbildung 5.18a) ein vorgegebener Druck auf die Glaswand aufgebracht. Die zu der vorgegebenen Spannung gehörige Verformung wurde von den vier Wegaufnehmern gemessen. Anschließend wurden die realen Lagerungsbedingungen der Glaswand mittels Statik-Software zur Berechnung von Plattentragwerken

bestimmt. Die Lagerungsbedingungen wurden in der Software derart variiert, dass die berechneten Verformungen bezüglich aller Positionen des Druckkissens eine möglichst geringe Abweichung von den gemessenen Verformungen aufwiesen. Die korrekte Messung der Wandverformung erfordert eine Bereinigung der Messwerte um Effekte infolge der Erhöhung des  $g$ -Niveaus, z.B. aus Verformung der Halterung der Wegaufnehmer. Hierzu wurde in drei Versuchen ohne Probe (Leerversuch) das Beschleunigungsniveau erhöht und wieder reduziert. Das gemessene Signal ergab für das maximal im Experiment getestete Beschleunigungs-Niveau von  $35 g$  eine scheinbare Wandverformung in Höhe von  $0,067 \text{ mm}$ , die gemessenen Daten waren reproduzierbar mit einer Abweichung von maximal  $0,01 \text{ mm}$ . Die dabei gemessenen Signale der Wegaufnehmer sind nicht auf eine tatsächliche Wandverformung zurückzuführen. Ebenfalls kontrolliert wurden Effekte infolge der Gummidehnung bzw. Bewegung der mobilen Wand. In einem Leerversuch wurde hierzu bei  $30 g$  die Gummimatte um  $10 \%$  gedehnt. Die Abweichung von dem erwarteten konstanten Signal betrug zwischen  $0,005 \text{ mm}$  und  $0,010 \text{ mm}$ . Die Korrektur um diesen Effekt wurde daraufhin vernachlässigt. Die Darstellung in Abbildung 5.19 zeigt die mittels der berührungslosen Wegaufnehmer an den vier lokalen Stellen der Glaswand gemessene, bereinigte Verformung am Beispiel des Modellversuchs SFKoh 33. Mit Erhöhung der Beschleunigung und damit einhergehender Erhöhung der vertikalen wie horizontalen Spannung deformiert sich die Glaswand nach außen (Phase 1). Kaum eine Veränderung zeigt sich vor Beginn der Extension bei konstanter Beschleunigung (Phase 2). Während der Extension biegt sich die Glaswand zunächst nach außen, ab einem bestimmten Zeitpunkt ist eine Entlastung zu erkennen (Phase 3). Das Maximum wurde bei ca.  $1200 \text{ s}$  erreicht, was in diesem Versuch kurz nach Bildung des ersten Scherbands ( $1140 \text{ s}$ ) lag. Dieser Zusammenhang wurde auch bei anderen Versuchen, insbesondere mit trockenen Sand-Ton-Mischungen beobachtet, ließ sich aber nicht allgemein bestätigen. Auch im Anschluss an die Extension wird die Beschleunigung konstant gehalten, es zeigt sich keine Deformation (Phase 4). Infolge Abbremsens der Zentrifuge zeigt sich eine annähernd vollständig elastische Entlastung der Glaswand (Phase 5), die bleibende Verformung betrug hier  $u \leq 0,02 \text{ mm}$ . Auf diese Weise konnte für jeden Zentrifugenversuch die maximale Durchbiegung der Glaswand berechnet und der Nachweis der maximalen Durchbiegung von  $u_{\max} = 0,3 \text{ mm}$  geführt werden. Die gemessenen maximalen Durchbiegungen in den lokalen Messpunkten betrugen zwischen  $0,031 \text{ mm}$  (SFKoh 13:  $ST_{7\%}$ ,  $h = 0,06 \text{ m}$ ,  $n = 10$ ) und  $0,206 \text{ mm}$  (SFKoh 29:  $ST_{7\%}$ ,  $h = 0,14 \text{ m}$ ,  $n = 25$ ). Für das Experiment SFKoh 29 betrug die damit berechnete maximale Durchbiegung an der Unterseite der Glasplatte  $0,218 \text{ mm}$ . Die Randbedingung der ebenen Dehnung konnte somit bestätigt werden.

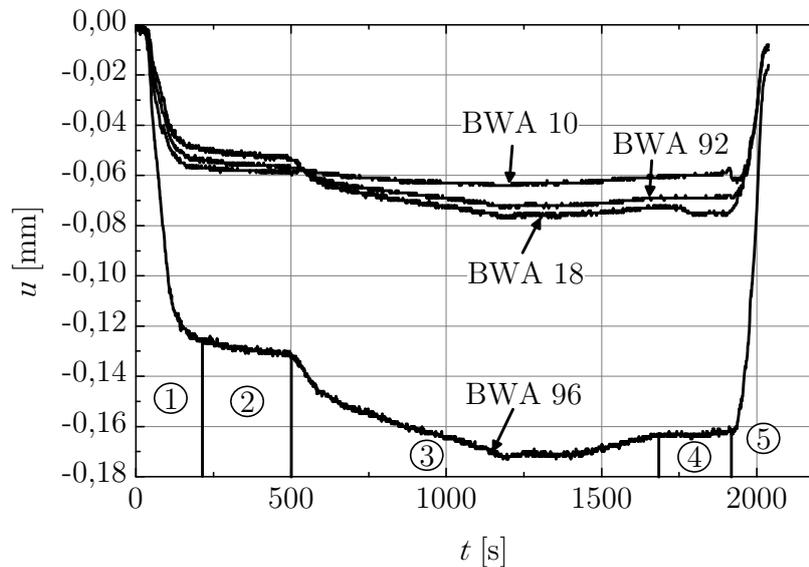


Abbildung 5.19.: Verformung der Glaswand während der fünf Versuchsphasen in dem Modellversuch SFKoh 33 in der Großzentrifuge in vier lokalen Punkten.

## 5.4. Versuchsprogramm und -ergebnisse

Im Rahmen einer hinsichtlich des Modellmaterials generalisierten Untersuchung von Scherbandsystemen unter Extensionsbeanspruchung wurde eine Reihe von Einzelaspekten behandelt. Unter Einhaltung der aus der Ähnlichkeitstheorie (Kapitel 2.2) resultierenden Bedingungen wurden vergleichende Modellversuche durch Variation von Probenhöhe, initialer Dichte, Beschleunigungsniveau und Kohäsion durchgeführt, um zu überprüfen, ob diese Bedingungen hinreichend zur Generierung ähnlicher Versagemuster sind (*modelling of models*, Corté 1992). Da es sich bei den zu untersuchenden Versagemustern um Systeme von Scherbändern handelt, wurde mit den entwickelten Modellmaterialien zunächst ein Kriterium zur Differenzierung zwischen Zug- und Scherversagen ermittelt. Darauf aufbauend wurde dann insbesondere der Einfluss der Kohäsion  $c$ , des Entfestigungsgradienten  $k$  und des maximalen Reibungswinkels  $\varphi$  auf den Abstand von Scherbändern untersucht. Außerdem wurde sowohl die Neigung als auch die Breite der einzelnen Scherbänder in den unterschiedlichen Modellmaterialien ermittelt. Die Bildung von Scherbandsystemen wurde zusätzlich in geschichtetem Material mit Fokus auf die Prozesse an der Schichtgrenze untersucht, da die Schichtung in situ eine bedeutende Inhomogenität darstellt. Auswertungsbilder zu Modellversuchen, die nicht in diesem Kapitel dargestellt sind, befinden sich im Anhang.

### 5.4.1. Versagensmodus: Zug- versus Scherversagen

Anhand von Modellversuchen wurde eine Differenzierung zwischen Zug- und Scherversagen in teilgesättigten Materialien vorgenommen. Zugversagen als dominierender Modus wird hier als Versagen in vertikalen Rissen definiert, die sich über die Probenhöhe erstrecken. An der Rissfläche kann die Probe vertikal ungestützt stehen. Nach Mandl (2000) ist Zugversagen maßgebend, wenn für die bekannte Scherfestigkeit eines Sedimentgesteins eine obere Schranke der vertikalen Spannung nicht überschritten wird. Übertragen auf das hier verwendete Ähnlichkeitsverhältnis  $r$  bedeutet dies, dass Zugversagen dann maßgebend ist, wenn eine obere Schranke des Ähnlichkeitsverhältnisses überschritten wird.

$$r = \left( \frac{c}{\rho n g h} \right) \quad \text{Gl. (2.5)}$$

In einer Versuchsreihe von vier Modellversuchen wurde daher das Ähnlichkeitsverhältnis variiert (Tabelle 5.4). Mit einem Ähnlichkeitsverhältnis von  $r = 1,72$  und  $r = 1,09$  bildeten sich vertikale Risse über die gesamte Probenhöhe (Abbildungen 5.20a und 5.20b). Mit  $r = 0,27$  zeigte sich ein kombinierter Modus mit vertikalen Rissen im oberen Bereich der Probe und Scherflächen in unteren Bereich (Abbildung 5.20c). Infolge der weiteren Reduktion bis auf  $r = 0,08$  war Scherversagen über die gesamte Probenhöhe der dominierende Modus. Das Ähnlichkeitsverhältnis, das den Übergang von Zug- zu Scherversagen kennzeichnet, wird hier mit  $r_{ZS}$  bezeichnet und auf Basis der durchgeführten Modellversuche zu  $r_{ZS} = 0,25$  abgeschätzt. Die Differenzierung zwischen Scher- und Zugversagen

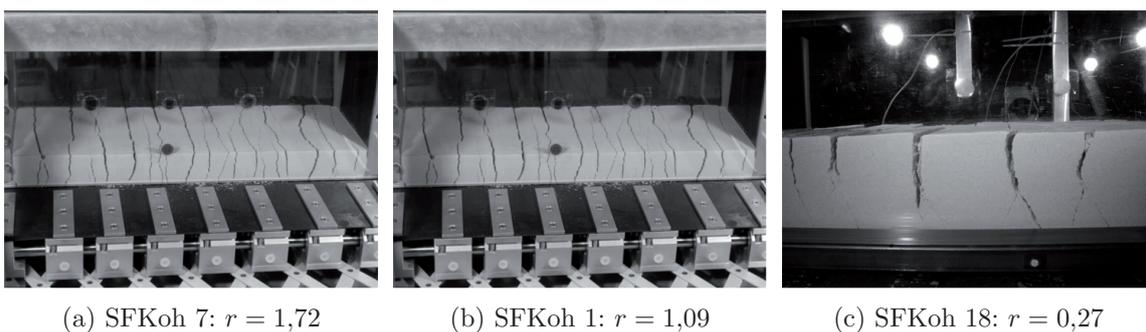


Abbildung 5.20.: Versagensmechanismus dominiert durch Zugversagen für Ähnlichkeitsverhältnis  $r > 0,1$

wird mit Hilfe der ermittelten Scherparameter  $c$  und  $\varphi$  sowie der vertikalen Spannung  $\sigma_v$  am Beispiel von Versuch SFKoh 1 veranschaulicht (Abbildung 5.21). Die Vertikalspannung in der Probensohle beträgt  $\sigma_v = \rho g n h = 1,5$  kPa, die mittlere vertikale Spannung

Experiment	Material	$c$ [kPa]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$n$ [-]	$h$ [m]	$r$ [-]	Versagens- Modus
SFKoh 7	$ST_{2\%}W_{1\%}$	1,4	1,58	1	0,05	1,72	Zug
SFKoh 1	$ST_{4\%}W_{1,7\%}$ , md	1,6	1,50	1	0,10	1,09	Zug
SFKoh 18	$ST_{4\%}W_{1,7\%}$ , d	2,3	1,59	5	0,10	0,27	Zug/Scher
SFKoh 38	$SW_{0,25\%}$	0,2	1,62	1	0,15	0,08	Scher

Tabelle 5.4.: Modellversuche Zur Differenzierung zwischen Zug- und Scherversagen

$\sigma_{v,avg} = 0,75$  kPa. Der zugehörige (gepunktete) Mohr'sche Spannungskreis wird so eingezeichnet, dass er die durch  $c$  und  $\varphi$  definierte Schergerade tangiert. Da im Experiment SFKoh 1 Zugversagen beobachtet wurde, lag der erreichte Spannungszustand unterhalb der Schergeraden. Der eingezeichnete Kreis repräsentiert somit eine obere Grenze für die Zugfestigkeit mit  $\sigma_{t,max} = 1,5$  kPa. Das oben definierte Kriterium  $r_{ZS} = 0,25$  heranziehend, ergibt sich für die mittlere vertikale Spannung am Übergang zwischen Zug- und Scherversagen

$$\sigma_{v,avg} = \frac{1}{2} \frac{c}{0,25} = 3,2 \text{ kPa} \quad (5.6)$$

Der (durchgezogene) Spannungskreis, der die Grenzbedingung tangiert und die  $\sigma$ -Achse bei der Zugfestigkeit  $\sigma_t$  schneidet, liefert den Spannungszustand am Übergang von Scher- und Zugversagen. Daraus kann die Zugfestigkeit hier zu  $|\sigma_t| = 0,8$  kPa ermittelt werden. Die Kenntnis der Zugfestigkeit erlaubt die Konstruktion des (gestrichelten) Spannungskreises zur Ermittlung des Spannungszustands für den Modellversuch SFKoh 1. Bemerkenswert ist die Übereinstimmung mit der nach Morris et al. (1992) abgeschätzten Zugfestigkeit infolge kapillarer Saugspannung:

$$|\sigma_{t,M}| = c_\psi/2 = 0,8 \text{ kPa} \quad (5.7)$$

Auf Basis der Ergebnisse in Tabelle 5.4 wird für  $r < 0,1$  Scherversagen erwartet und für  $r > 0,1$  ein Versagensmodus, der durch Zugversagen in Form von Rissen beeinflusst ist. Ohne Berücksichtigung einer kapillaren Saugspannung kann zur Abschätzung der Risttiefe Gleichung (2.8) nach Taylor (1948) zur Berechnung der freien Standhöhe herangezogen werden, welche sich aus Betrachtung des Kräftegleichgewichts am ebenen Gleitkeil ergibt:

$$h_c = \frac{4c}{\rho n g \tan(45^\circ - \varphi/2)} \quad \text{Gl. (2.8)}$$

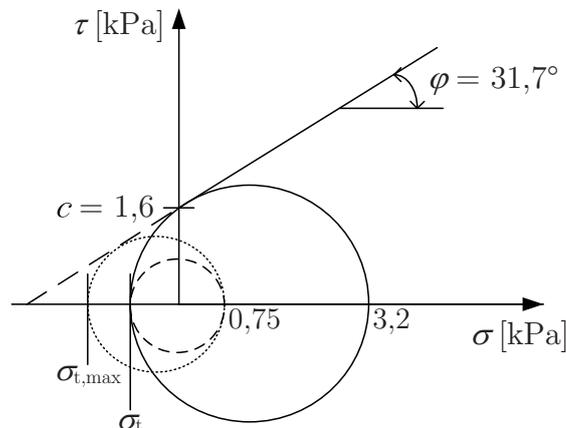


Abbildung 5.21.: Mohr'sche Spannungskreise zur Bestimmung des Übergangs von Zug- zu Scherversagen

Im Rahmen der Versuchsplanung wurden beide Kriterien zur Dimensionierung der Probenhöhe  $h$  in Abhängigkeit von der Kohäsion  $c$ , der erzielten Einbaudichte  $\rho$  und der Beschleunigung  $ng$  berücksichtigt.

#### 5.4.2. Ähnlichkeit zwischen Modell und Modell

Die Anforderungen der geometrischen, kinematischen und dynamischen Ähnlichkeit an ein Modell zur Modellierung eines Prototyps wurden in Kapitel 2.2 erläutert. Ob die Einhaltung dieser Anforderungen notwendig oder sogar hinreichend ist, um die Entstehung von in situ beobachteten Scherbandsystemen im Experiment zu modellieren, kann vorab durch die Modellierung von Modellen untersucht werden (*modelling of models*). Es wurde erwartet, dass ähnliche Modelle in ähnlichen Scherbandsystemen resultieren. Insbesondere wurde im Rahmen dieser Versuchsreihe die Frage behandelt, ob die Vernachlässigung der dynamischen Ähnlichkeit zweier Modelle, z.B. durch die Verwendung von trockenem Sand zur Modellierung von Felsformationen, zulässig ist. Die dynamische Ähnlichkeit von zwei Modellen, Modell 1 und Modell 2, erfordert die Einhaltung von Gleichung (2.6).

$$r = \left( \frac{c}{\rho h n g} \right)_{\text{Modell 1}} = \left( \frac{c}{\rho h n g} \right)_{\text{Modell 2}} \quad \text{Gl. (2.6)}$$

Das Ähnlichkeitsverhältnis  $r$  ist unter Variation der Probenhöhe  $h$ , der Kohäsion  $c$ , der initialen Lagerungsdichte  $\rho$  und der Beschleunigung  $ng$  festzulegen. Jeder Wert des Ähnlichkeitsverhältnisses lässt sich theoretisch aus beliebigen Kombinationen der vier konstituierenden Parameter gestalten. Die tatsächlich möglichen Kombinationen ergeben sich

unter Berücksichtigung physikalischer Einschränkungen, welche nicht unabhängig voneinander sind.

i) Probenhöhe

Die obere Grenze für die Probenhöhe beträgt mit den aktuellen Konstruktionsabmessungen 0,30 m. Der statischen Dimensionierung allerdings liegt als Eingangsparmeter eine Probenhöhe von 0,15 m bei einer Beschleunigung von 50 *g* zu Grunde. Eine untere Grenze für die Probenhöhe besteht aus Konstruktionsgründen nicht. Zu beachten ist aber, dass mit einer zu geringen Probenhöhe kein Scherversagen erzielt wird, wenn die Vertikalspannung zu gering ist, um mögliche Zugrisse zu überdrücken (Kapitel 5.4.1).

ii) Kohäsion

Die Kohäsion darf eine obere Grenze nicht überschreiten, damit Scherversagen als Versagensmodus dominiert. Daher wurde zusätzlich zu dem in Kapitel 5.4.1 definierten Kriterium  $r < 0,1$  die Mindestanforderung von  $h \geq 2h_c$  festgelegt. Dadurch wurde gewährleistet, dass höchstens durch die obere Probenhälfte ein Riss der Höhe  $h_c$  nach Gleichung (2.8) verlaufen kann.

iii) Initiale Probendichte

Die obere Grenze der initialen Dichte ergibt sich in Abhängigkeit von der Kornverteilung, der Kornbeschaffenheit, des Wassergehalts und, insbesondere beim Einbau durch Einstampfen, der eingetragenen Energie. Die Untersuchungen von Wolf (2005) an trockenem Sand haben gezeigt, dass die Lokalisierung von Deformation in Proben mit geringer initialer Dichte schwieriger zu ermitteln ist. Daher wurden auch die Proben mit kohäsivem Reibungsmaterial mitteldicht bis dicht eingebaut. Die Variation der initialen Dichte beschränkt sich daher auf einen geringen Wertebereich.

iv) Beschleunigung

Eine obere Grenze ist durch die maximale Drehzahl der Großzentrifuge von 230 U/min gegeben. Die maßgebende obere Grenze aus der statischen Bemessung des Versuchsgerätes beträgt 50 *g*, das DIC-System wurde ebenfalls bis zu 50 *g* getestet. Für kleine Drehzahlen wurde die Beschleunigung als Funktion der aktuellen Drehung des Schwenkkorbes nach Gleichung (3.6) ermittelt. Für die Großzentrifuge ZI sind  $r = 4,125 - r_{SP}$  [m] und  $R = 1,50 - r_{SP}$  [m]. Für eine Probe der Höhe  $h = 0,10$  m entspricht für diesen Versuchsaufbau  $r_{SP} = 0,188$  m und somit  $r = 3,937$  m. Der exakte Wert für den aktuellen Radius  $r'$  des Probenschwerpunktes wurde für jede ganze Drehzahl  $U \leq 230$  Rot/min in Abbildung 5.23a aufgetragen. Die Kurvenanpassung für Drehzahlen im Bereich  $U \leq 30$  wurde mit Gleichung (5.8)

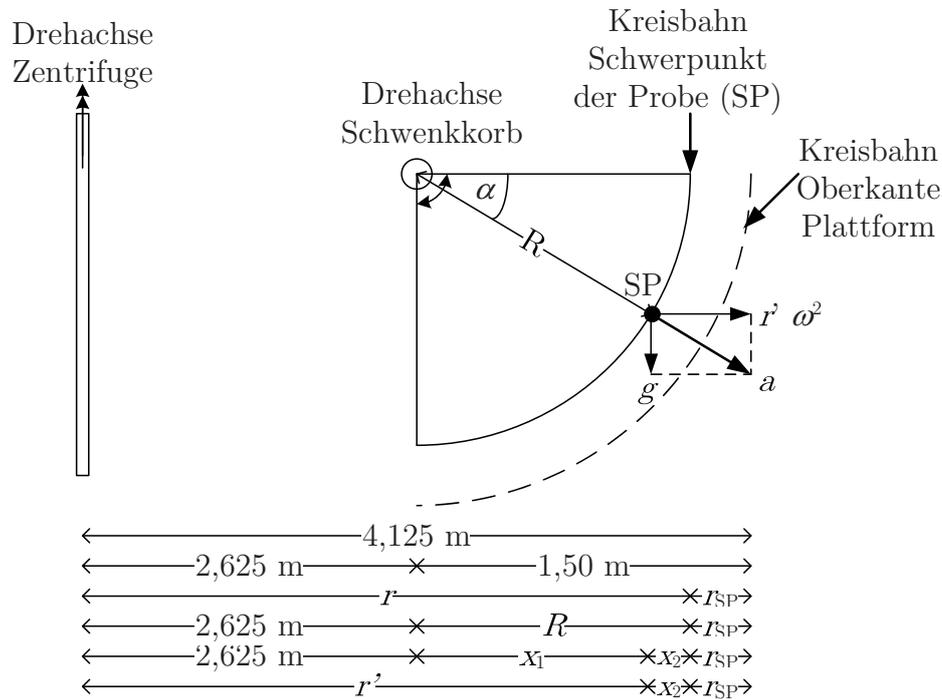


Abbildung 5.22.: Geometrie bei Drehung des Schwenkkorbes zur Berechnung des aktuellen Radius  $r'$  in Abhängigkeit von der Drehzahl  $U$  in der Großzentrifuge ZI

vorgenommen.

$$r' = 2,64257 + 0,01544 U + 0,00378 U^2 - 0,00009 U^3 - 0,08595 \sin(\pi/11 U) \quad (5.8)$$

Diese Funktion beschreibt den exakten Zusammenhang sehr gut (Abbildung 5.23b). Der exakt berechnete Radius bei einer Drehzahl von 30 Rot/min beträgt  $r' = 3,896$  m, der mittels Kurvenanpassung berechnete Wert beträgt  $r' = 3,950$  m. Die aus dem Ansatz von  $r' = 3,950$  m für 30 Rot/min resultierende Beschleunigung liegt mit  $4,09g$  nur geringfügig über  $4,05g$ , welche sich bei Ansatz des exakten Wertes für  $r'$  ergibt. Aufgrund der geringen Differenz wurde die Beschleunigung für Drehzahlen  $U > 30$  mit  $r' = r = 3,937$  m berechnet. Der Schwenkkorb wurde also ab einer Drehzahl von 30 Rot/min als um  $90^\circ$  gedreht angesetzt.

Unter Berücksichtigung dieser Restriktionen wurde eine Versuchsreihe mit acht Experimenten an sechs unterschiedlichen Modellmaterialien im modifizierten *Bochumer Extensionsgerät* durchgeführt, die in Tabelle 5.5 zusammengefasst sind. Die konstituierenden Parameter wurden derart variiert, dass das resultierende Ähnlichkeitsverhältnis  $r$  in vier

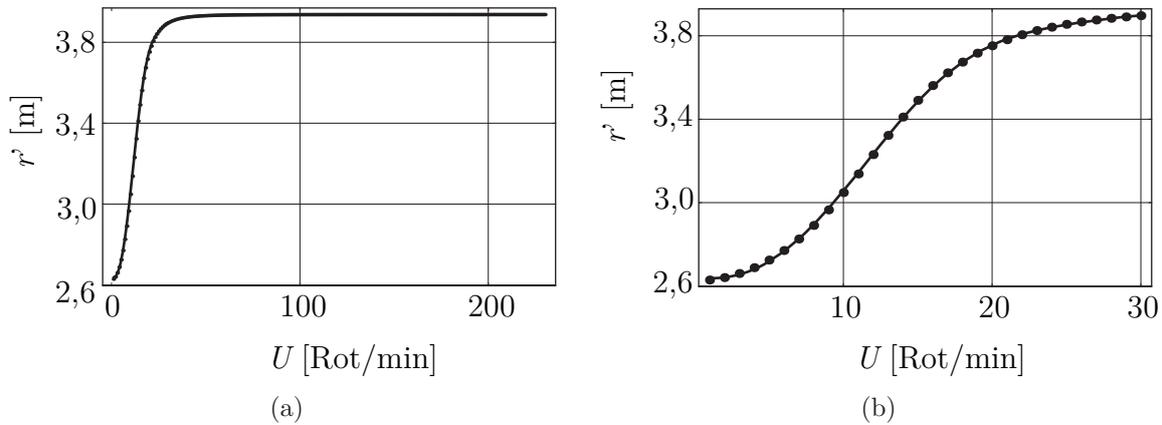


Abbildung 5.23.: (a)  $r'(U)$  nach Gleichung (3.6) für  $U \leq 230$  Rot/min; (b)  $r'(U)$  nach Gleichung (3.6) und Approximation nach Gleichung (5.8) für  $U \leq 30$  Rot/min.

Experiment	Material	$c$ [kPa]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$n$ [-]	$h$ [m]	$r$ [-]	$a$ [mm]	$a/h'$ [-]
SFKoh 21	■ $ST_{7\%}$	0,6	1,68	18	0,10	0,020	27	0,28
SFKoh 27w	● $ST_{7\%}$	0,6	1,65	25	0,06	0,025	24	0,40
SFKoh 37, 37w	▣ $SW_{1\%}$	0,8	1,52	18	0,10	0,018	48	0,47
SFKoh 15, 23	▼ $ST_{5\%}$	0,2	1,68	1	0,20	0,061	46	0,23
SFKoh 41	■ $ST_{20\%}$	2,3	1,64	26	0,10	0,056	34	0,34
SFKoh 34	▣ $ST_{4\%}W_{1,7\%}, md$	2,3	1,59	25	0,10	0,059	46	0,55

Tabelle 5.5.: Modellversuche mit konstantem Ähnlichkeitsverhältnis  $r \approx 0,02$  und  $r \approx 0,06$

Experimenten  $r \approx 0,02$  ergab und in vier Experimenten  $r \approx 0,06$ . In Abbildung 5.24a wird der mittlere horizontale Abstand der Lokalisierungszonen  $a$  über dem Ähnlichkeitsverhältnis  $r$  dargestellt. Die Erwartung des gleichen Scherbandabstandes für ein identisches Ähnlichkeitsverhältnis konnte nicht bestätigt werden, die Abstände sind bei gleichem  $r$  sehr unterschiedlich. Für nicht-bindiges Material ist eine direkte Proportionalität von Abstand zu Probenhöhe bekannt (z.B. Wolf 2005). Der ermittelte Abstand wurde daher zusätzlich mit der Probenhöhe  $h'$  normiert (Abbildung 5.24b). Die Höhe  $h'$  bezeichnet die initiale Probenhöhe  $h_0$  abzüglich der gleichmäßigen Setzungen vor Eintreten der Lokalisierung sowie abzüglich der oberflächennahen Schrumpfrisse in feuchtem Material. Auch hier

zeigte sich, dass die Einhaltung der dynamischen Ähnlichkeit keine hinreichende Bedingung zur quantitativen Beschreibung von Scherbandabständen darstellt.

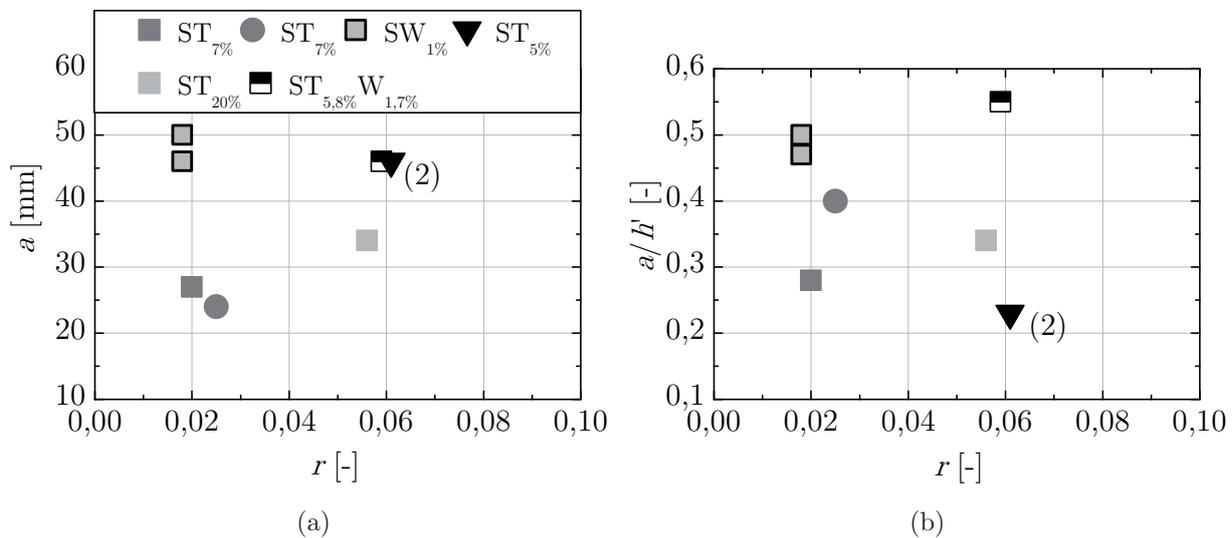


Abbildung 5.24.: Bei konstanten Ähnlichkeitsverhältnissen  $r \approx 0,02$  und  $r \approx 0,06$ : (a) absoluter Abstand  $a$ ; (b) normierter Abstand  $a/h'$

### 5.4.3. Initialer Spannungszustand

Um einen Einfluss des initialen Spannungszustands auf die Entwicklung der Volumenänderung und des Reibungswinkels in den biaxialen Extensionsversuchen und in den Modellversuchen ausschließen zu können, wurde der initiale Spannungszustand in beiden Versuchsarten analog aufgebracht. Während der Erhöhung von  $\sigma_1$  wurde die Verformung in die beiden anderen Raumrichtungen verhindert (Kapitel 4.6.2). Zur Vergleich des resultierenden, initialen Spannungszustands wurde  $\sigma_2$  gemessen und daraus das Spannungsverhältnis  $K_{0,21} = \sigma_2/\sigma_1$  berechnet. Die vertikale Hauptspannung  $\sigma_1$  ergibt sich unmittelbar aus der Integration der Wichte im erhöhten Schwerfeld über die Probenhöhe zu  $\sigma_1 = \rho n g h$ . Zur Bestimmung der Spannung  $\sigma_2$  normal zur Glaswand wurden die Messungen der berührungslosen Wegaufnehmer herangezogen. Mit den bekannten Lagerungsbedingungen (Kapitel 5.3.5) wurde die mittlere Spannung  $\sigma_2$  für jeden Zentrifugenmodellversuch iterativ berechnet, so dass die berechneten Verformungen den gemessenen Verformungen möglichst gut entsprachen. Die Übereinstimmung wurde als ausreichend erachtet, wenn die Abweichung der berechneten von der gemessenen Verformung für mindestens drei

Wegsensoren weniger als 0,01 mm betrug. Die Verformungen im natürlichen Schwerefeld waren zu gering, um gemessen werden zu können, so dass Werte für  $K_{0,21}$  ausschließlich für Modellversuche in der geotechnischen Großzentrifuge ermittelt wurden. Die ermittelten Werte für  $K_{0,21}$  liegen für eine Probenhöhe  $h = 10$  cm zwischen  $0,2 \leq K_{0,21} \leq 0,6$  (Abbildung 5.25a) und sind damit größer als in Biaxialversuchen ermittelt. Am Beispiel der Mischung  $ST_{7\%}$  ist der Einfluss der Probenhöhe  $h$  bzw. des Seitenverhältnisses  $b/h$  zu erkennen. Der Betrag der horizontalen Spannungskomponente  $\sigma_2$  nimmt relativ zu der vertikalen Spannung  $\sigma_1$  mit zunehmender Probenhöhe ab. Bei einer konstanten Breite von  $b = 20$  cm betragen die untersuchten Seitenverhältnisse  $b/h = 3,3; 2,0$  und  $1,4$ . Das entsprechende Verhältnis in biaxialen Extensionsversuchen betrug  $b/h = 80/60 = 1,3$ . Für dieses Seitenverhältnis war das Spannungsverhältnis in den Modellversuchen  $K_{0,21} < 0,4$  (Abbildung 5.25b). Dies entspricht dem in den Biaxialversuchen gemessenen Wertebereich. Die Untersuchungen von Lam & Tatsuoka (1988) in biaxialen Kompressionsversuchen bestätigen, dass eine größere Probenhöhe eine geringere mittlere Spannung  $\sigma_2$  bewirkt. Während der Extensionsphase wurde die Glaswand weiter nach außen gebogen,

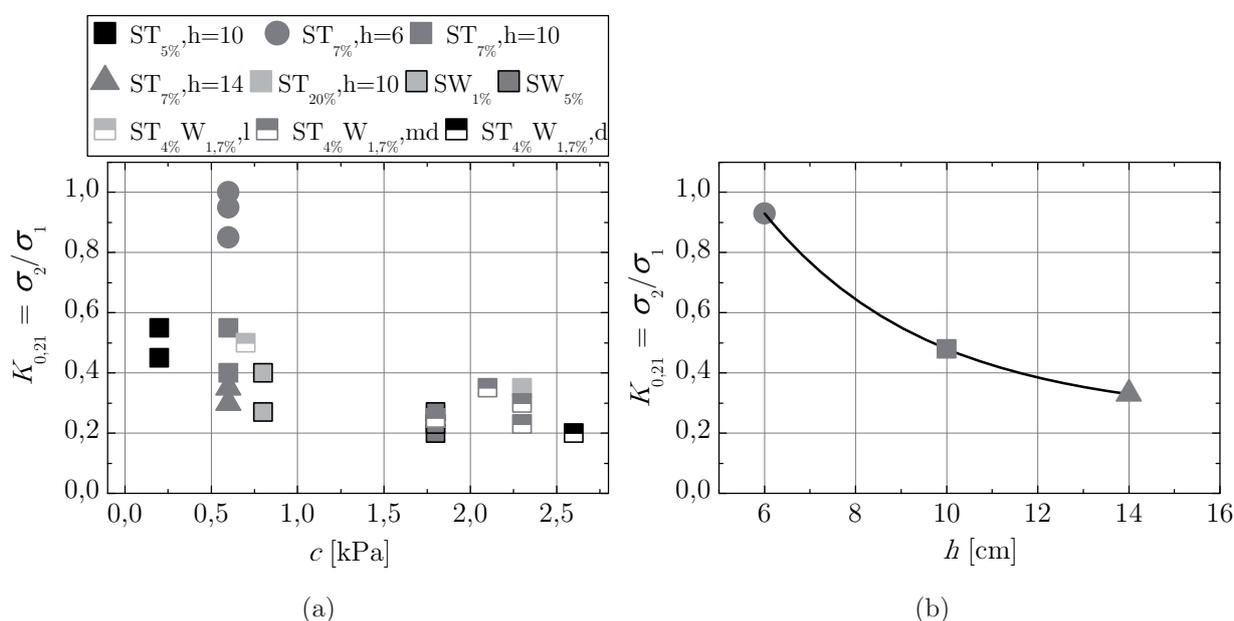


Abbildung 5.25.: Initialer Spannung-Zustand in Form von  $K_{0,21} = \sigma_2/\sigma_1$ : (a) alle Werte; (b) Einfluss der Probenhöhe  $h$  am Beispiel der Mischung  $ST_{7\%}$

die horizontale Spannung und damit einhergehend  $K_{0,21}$  nahm also während der Extensionsbeanspruchung zu. Dies bestätigt die Messungen in den biaxialen Extensionsversuchen und die Interpretationen mit Hilfe der inhärenten Anisotropie (Kapitel 4).

#### 5.4.4. Geometrie der einzelnen Scherbänder

Die Geometrie eines einzelnen Scherbands wird durch die Angabe von dessen Breite und Neigung gekennzeichnet. Beide Größen sind von zahlreichen Einflussgrößen abhängig (Kapitel 2.3.3). Es sind aber nicht die geometrischen Daten an sich von primärem Interesse, sondern vielmehr die daraus ableitbaren Erkenntnisse hinsichtlich Orientierung der Hauptspannungsrichtungen, der Kornumlagerungsprozesse oder der Charakterisierung des Lokalisierungsprozesses in Form einer schwachen oder starken Diskontinuität.

- *Scherbandbreite*

Die Scherbandbreite wurde auf Basis des mittels DIC berechneten Feldes der Scherdehnungen ermittelt. Die Festlegung der Grenzen der Scherbänder erfordert eine Annahme bezüglich der Verteilung der Scherdehnung über die Breite des Scherbands. Nübel & Weitbrecht (2002) traf die Annahme, dass die deviatorische Dehnung  $\varepsilon_q$  über die Breite des Scherbands normalverteilt sei, Wolf (2005) übertrug diese Annahme auf die Scherdehnung  $\gamma$ .

$$\gamma(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(y - \bar{y})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.9)$$

Hierin ist  $y$  die Position entlang einer Linie normal zu einem betrachteten Scherband,  $\bar{y}$  die Position der maximalen Scherdehnung innerhalb eines Scherbands und  $\sigma$  die Standardabweichung von der Position  $\bar{y}$ . Die Breite des Scherbands wurde von Nübel & Weitbrecht (2002) zu  $d_B = 2\sigma$  definiert. Es wurde erwartet, dass die gewählte Größe der Auswertungsfenster (*interrogation windows*) das Ergebnis beeinflusst. Daher wurde zunächst die Netzabhängigkeit untersucht, in Abbildung 5.26a am Beispiel einer trockenen Sand-Ton-Mischung ( $ST_{5\%}$ ) dargestellt. Die Auswertung erfolgte jeweils mit der angegebenen Größe des Auswertungsfensters in Pixeln und einer Verfeinerung mittels *overlap* von 50 %. Die Verwendung größerer Auswertungsfenster resultiert in einer größeren Breite des Scherbands. Ursache hierfür ist, dass zu große Auswertungsfenster nicht vollständig in dem Scherband liegen, sondern teilweise große Bereiche außerhalb des Scherbands liegen dürfen, so dass die großen Scherdehnungen innerhalb des Scherbands über einen relativ großen Bereich nach außen verschmiert werden. Die Auswertung von Experimenten mit unterschiedlichem Modellmaterial (Abbildung 5.26b) offenbart einen linearen Zusammenhang der berechneten Scherbandbreite mit zunehmender Größe des *interrogation windows*. Um zu entscheiden, welche Breite die richtige ist, wurden die Scherbänder in einem maßstäblichen Foto vermessen, hier am Beispiel von SFKoh 15 demonstriert (Abbildung 5.27). Die Vermessung der Scherbänder ergibt eine Breite von 1,7 mm, dies entspricht  $7,4 d_{50}$ . Dieser

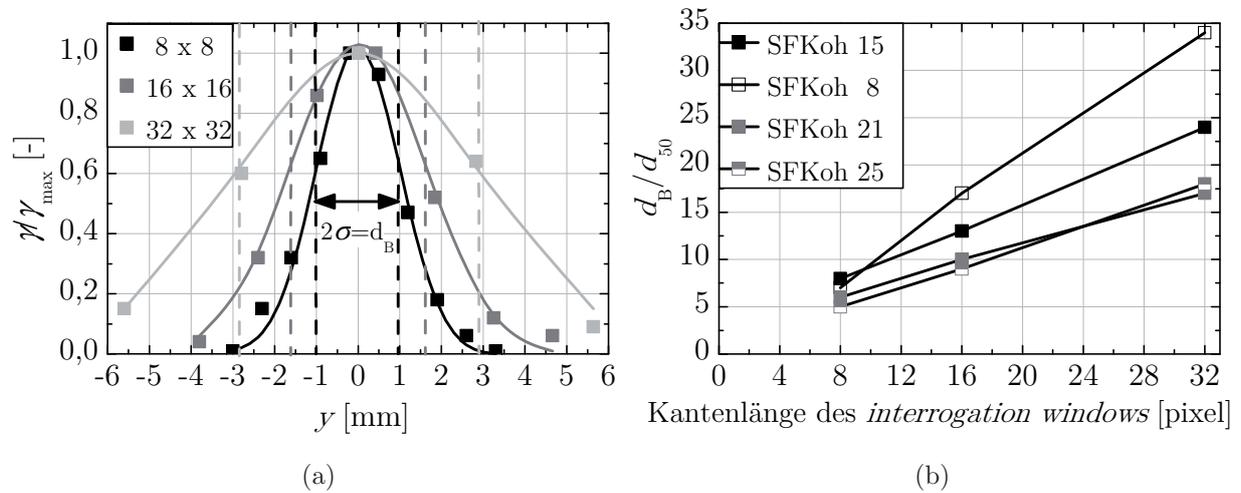


Abbildung 5.26.: (a) Approximation der diskreten Messwerte mit der Normalverteilungskurve nach Gauß am Beispiel von SFKoh 15; (b) Zunahme der ermittelten Breite des Scherbands mit der Kantenlänge des *interrogation windows*

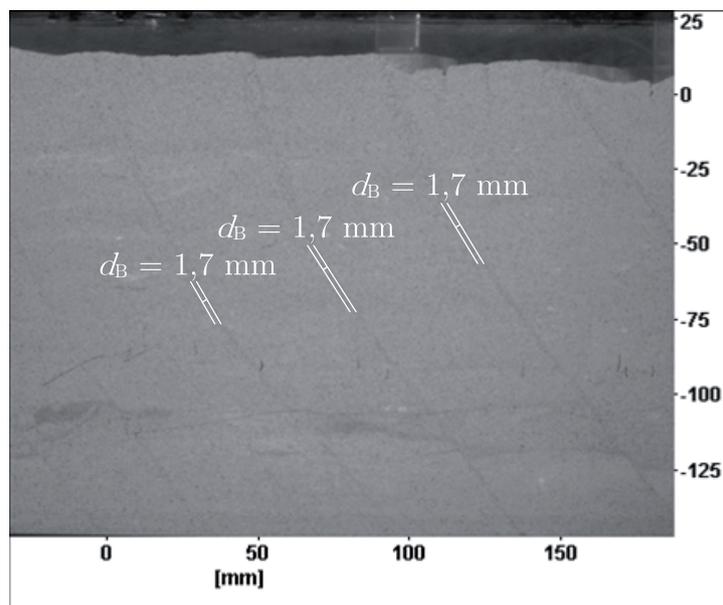


Abbildung 5.27.: Direkte Messung der Scherbandbreite in maßstäblichem Foto in Experiment SFKoh 15:  $ST_{5\%}$ ,  $h = 150$  mm,  $1 g$

Wert ist nur geringfügig kleiner als der mit dem Netz von  $8 \times 8$  pixel berechneten Mittelwert von  $7,8 d_{50}$ . Zur Auswertung der Experimente hinsichtlich der Scherbandbreite wurde daher mit einem Netz von  $8 \times 8$  pixel gerechnet. Insgesamt variierten die bei einer Dehnung

von 10 % ermittelten Scherbandbreiten in einem Bereich zwischen 5 und  $11 d_{50}$  (Abbildung 5.28). Anhand der beiden Extrema von  $11 d_{50}$  und  $5 d_{50}$  wird die Vorgehensweise zur

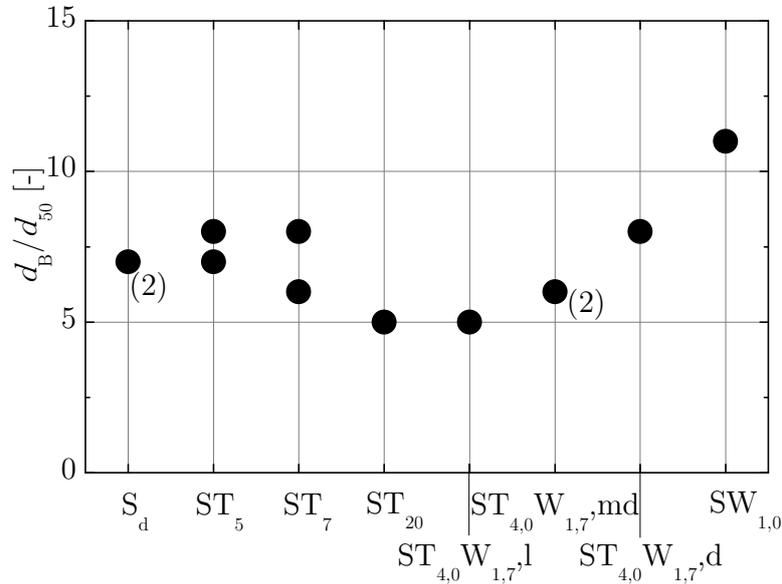


Abbildung 5.28.: Normierte Scherbandbreite untersuchter Modellmaterialien

Bestimmung der Scherbandbreite durch Vermessung der sichtbaren Scherbänder und Vergleich mit dem berechneten Wert der Breite verifiziert (Abbildungen 5.29a und 5.29b). Die

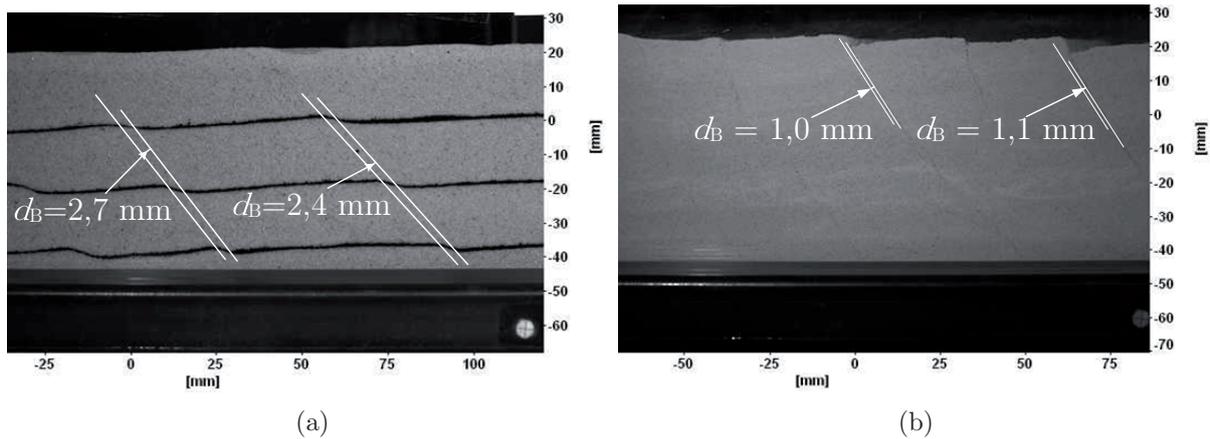


Abbildung 5.29.: (a) SFKoh 37w:  $SW_{1\%}$ ,  $h = 0,10$  m,  $18$  g,  $d_B^{ber} = 2,6$  mm  $\hat{=} 11 d_{50}$ ;  
 (b) SFKoh 41:  $ST_{20\%}$ ,  $h = 0,10$  m,  $26$  g,  $d_B^{ber} = 1,1$  mm  $\hat{=} 5 d_{50}$

Vergrößerung der Bildausschnitte (Abbildungen 5.30a und 5.30b) verdeutlicht nicht nur den quantitativen, sondern auch den qualitativen Unterschied des zu Grunde liegenden

Deformationsmechanismus. Eine Zumischung von Ton bewirkte ein dünneres Scherband, welches in Abbildung 5.30b erkennbar ist. Das Scherversagen entspricht eher einer starken Diskontinuität (Kapitel 2.3.3). Eine Zumischung von Wasser zu Silbersand bewirkte, dass das Scherband weniger gut bis gar nicht erkennbar war und auch mittels DIC nicht ermittelt werden konnte. Durch Einstampfen von mit wasserfester Tusche gefärbten Schichten am Rand der Probe zeigt sich in Abbildung 5.30a ein Scherversagen, welches in Form einer schwachen Diskontinuität ausgeprägt ist. Das Scherband ist deutlich breiter als in der trockenen Sand-Ton-Mischung. McClay (1990) ermittelte in Mittelsand Scherband-

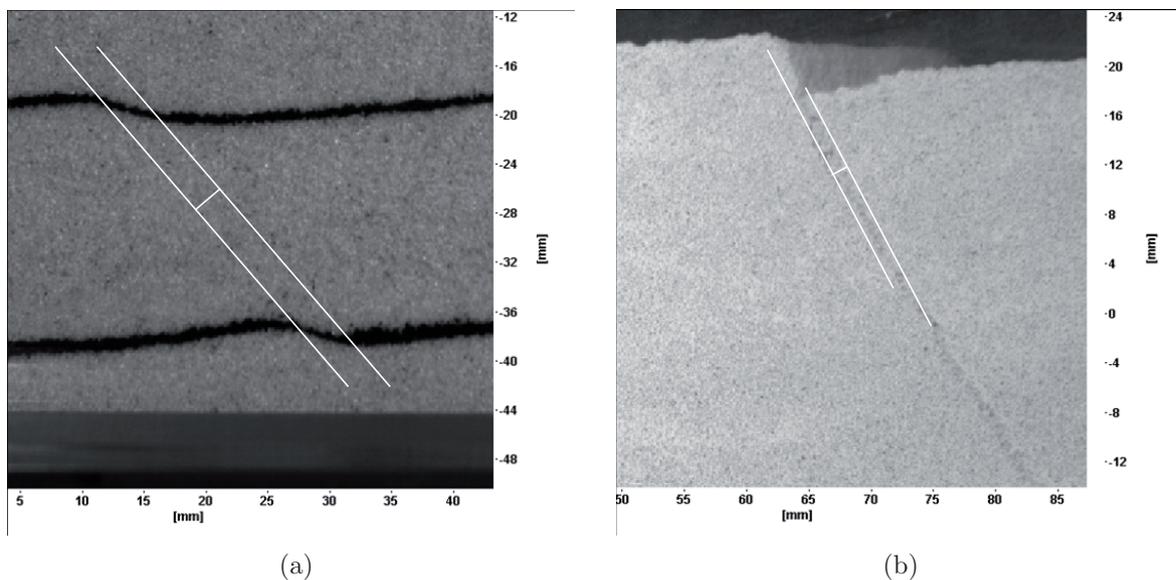


Abbildung 5.30.: (a) SFKoh 37w: Scherversagen in Form einer schwachen Diskontinuität in feuchtem Sand; (b) SFKoh 41: Scherversagen in Form einer starken Diskontinuität in trockener Sand-Ton-Mischung

breiten von  $d_B = 5d_{50}$  (mit  $d_{50} = 0,3$  mm), mit interner Deformation im Scherband. In Experimenten mit trockenem Ton betrug die Breite  $d_B < 0,2$  mm, die Scherfläche wurde als diskret, ohne interne Deformation, beschrieben. Die Ergebnisse von McClay (1990) stimmen mit den oben beschriebenen Erkenntnissen überein. Trockener Ton wurde von McClay (1990) als geeignetes Material zur Modellierung des spröden Verhaltens der oberen Erdkruste beurteilt.

- *Scherbandneigung*

In sämtlichen Modellversuchen wurden die Neigungen der Scherbänder zu Beginn der Lokalisierung bestimmt. Die Neigungen können aus dem mittels DIC berechneten Scherdehnungsfeld durch Auslesen der Koordinaten von zwei Punkten innerhalb eines Scherbands bestimmt werden. Die ermittelten Neigungen wurden in Relation zu den klassischen

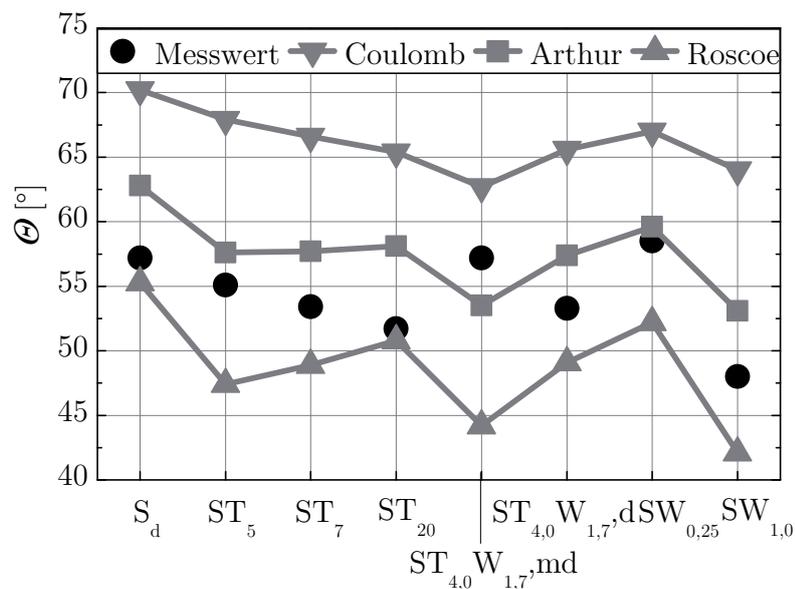


Abbildung 5.31.: Die gemessene Scherbandneigung (jeweils arithm. Mittel) im Vergleich zu den Lösungen nach Coulomb (1776), Arthur et al. (1977) und Roscoe (1970)

Ansätzen nach Roscoe (1970), Coulomb (1776) und Arthur et al. (1977) gemäß den Gleichungen (2.87) bis (2.89) eingeordnet (Abbildung 5.31).

$$\theta_R = 45^\circ + \psi_p/2 \quad \text{Gl. (2.87)}$$

$$\theta_C = 45^\circ + \varphi_p/2 \quad \text{Gl. (2.88)}$$

$$\theta_A = 45^\circ + (\varphi_p + \psi_p)/4 \quad \text{Gl. (2.89)}$$

Die zur Berechnung erforderlichen Reibungs- und Dilatanzwinkel wurden in biaxialen Extensionsversuchen ermittelt (Kapitel 4.6.4). Die Scherbandneigungen liegen, mit Ausnahme der Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%},md$ , alle zwischen der Lösung nach Roscoe (1970) und derjenigen nach Arthur et al. (1977).

### 5.4.5. Abstand der Scherbänder

Im Rahmen des Versuchsprogramms wurden 28 Experimente im *Bochumer Extensionsgerät* durchgeführt, 21 davon in der geotechnischen Großzentrifuge. Die im Fokus der Untersuchung stehenden Abstände der Scherbänder wurden bei identischer Probenhöhe ( $h = 0,10$  m) in einer großen Bandbreite  $0,26 \leq a/h' \leq 0,51$  ermittelt (Abbildung 5.32). Die Abstände  $a$  wurden mit der Probenhöhe  $h'$  normiert, weil dadurch ein direkter Vergleich zu in situ beobachteten Abständen möglich ist. Für nicht-bindige Böden ist nach

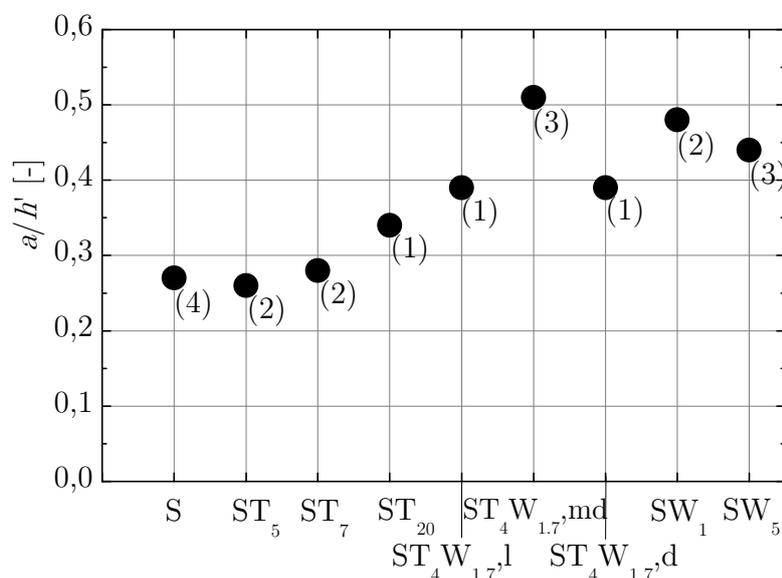


Abbildung 5.32.: Normierte Abstände paralleler Scherbänder in Modellversuchen

Wolf et al. (2003) das Größtkorn  $d_{\max}$  maßgebend für den Scherbandabstand. Dies wurde durch Modellversuche an trockenem Sand mit identischem mittlerem Korndurchmesser  $d_{50}$  und unterschiedlicher Ungleichförmigkeit  $C_U$  sowie mit identischem Größtkorn  $d_{\max}$  und unterschiedlichem  $d_{50}$  und  $C_U$  festgestellt. Hier wurde das Größtkorn nicht variiert, so dass eine Änderung des Scherbandabstandes nicht auf die veränderte Sieblinie zurückgeführt werden kann. Im Folgenden werden insbesondere die Einflussfaktoren Kohäsion  $c$ , Entfestigungsgradient  $k$  und maximaler Reibungswinkel  $\varphi$  behandelt.

#### 5.4.5.1. Reproduzierbarkeit

Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse wurde anhand von fünf unterschiedlichen Modellmaterialien in jeweils zwei bzw. drei Experimenten unter identischen Bedingungen

überprüft. Abbildung 5.33 zeigt die Ergebnisse mit Silbersand, der trockenen Sand-Ton-Mischung  $ST_{5\%}$ , der feuchten Sande  $SW_{1\%}$  und  $SW_{5\%}$  sowie der feuchten Sand-Ton-Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$ . Die Auswertung zeigt hinsichtlich des mittleren Abstandes der Scherbänder eine sehr gute Übereinstimmung in allen vergleichbaren Experimenten sowohl im natürlichen als auch im erhöhten Schwerefeld.

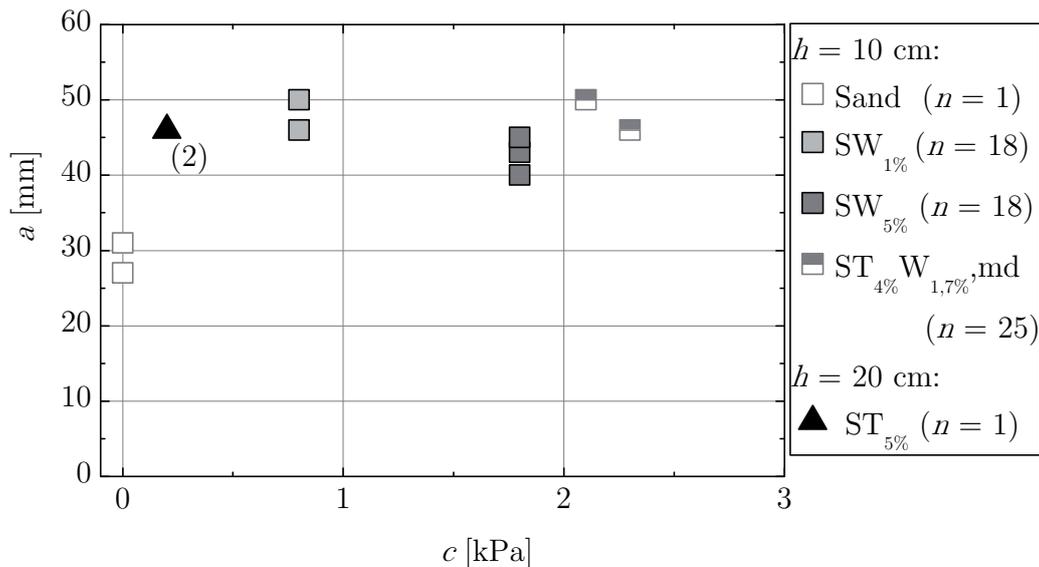


Abbildung 5.33.: Reproduzierbarkeit der Scherbandabstände in Modellversuchen

#### 5.4.5.2. Einfluss der Kohäsion

Der Einfluss der Kohäsion auf den Abstand der Scherbänder wurde anhand von neun Materialmischungen zusätzlich zu kohäsionslosem Silbersand untersucht. In die Untersuchung einbezogen wurden alle Experimente mit einer Probenhöhe von 0,10 m, in denen Scherversagen der dominierende Versagensmechanismus war. In Abbildung 5.34a wird der Abstand  $a$  für sämtliche Einzelversuche dargestellt, in Abbildung 5.34b der normierte Abstand  $a/h'$  für den Mittelwert des jeweiligen Materials. Hier wurde außerdem ein weiterer Einzelversuch mit dem feuchten Sand  $SW_{0,25\%}$  ( $h = 0,15$  m) hinzugefügt, um den Einfluss zunehmenden Wassergehalts untersuchen zu können. Ein Effekt der Kohäsion ist nicht eindeutig zu erkennen, in erster Näherung könnte ein mit der Kohäsion zunehmender Abstand vermutet werden. Auf jeden Fall ist den Abbildungen 5.34a und 5.34b zu entnehmen, dass der Spezialfall trockenen, dicht gelagerten Sandes eine Art untere Grenze des Scherbandabstandes im Rahmen der hier untersuchten nicht-kohäsiven und

gering kohäsiven Reibungsmaterialien darstellt. Die Kohäsion zeigt also einen Effekt auf den Lokalisierungsprozess. Betrachtet man die verwendeten Materialzusammensetzungen separat (Abbildung 5.35), so zeigt sich sowohl für feuchten Sand als auch für feuchte Sand-Ton-Mischungen mit zunehmender Kohäsion zunächst ein Anstieg des normierten Abstandes und anschließend wieder eine Reduktion des normierten Abstandes.

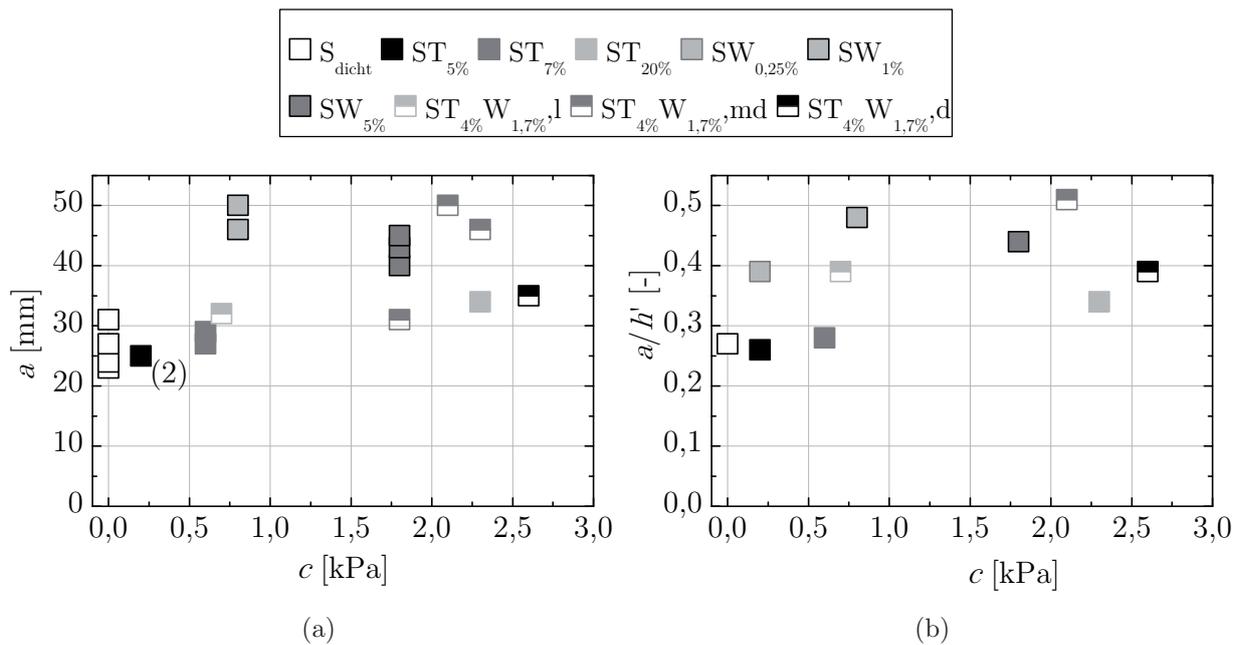


Abbildung 5.34.: Einfluss der Kohäsion auf den Scherbandabstand: (a) alle Einzelversuche mit  $h = 0,10$  m; (b) mittlere, normiertere Werte

Die Zugabe von Kaolin-Ton hingegen resultiert auf Basis der Versuchsdaten in einer kontinuierlichen Zunahme des Abstandes. Um einen eindeutigen Zusammenhang zu finden, ist die Kohäsion möglicherweise nicht die maßgebende Bezugsgröße. Wie die Biaxialversuche gezeigt haben, wurde durch die Mischung des Ausgangsmaterials Silbersand mit Kaolin-Ton und/oder Wasser nicht nur eine Kohäsion in der resultierenden Mischung bewirkt, sondern das Spannungs-Dehnungs-Verhalten entscheidend verändert.

### 5.4.5.3. Einfluss des Entfestigungsgradienten

Der Entfestigungsgradient wurde in den Berechnungsansätzen von Leśniewska & Mróz (2001), Mandl (2000) und Wolf (2005) als maßgeblicher Parameter auf den resultierenden Scherbandabstand ermittelt (Kapitel 2.1.2). Die experimentellen Ergebnisse von Wolf

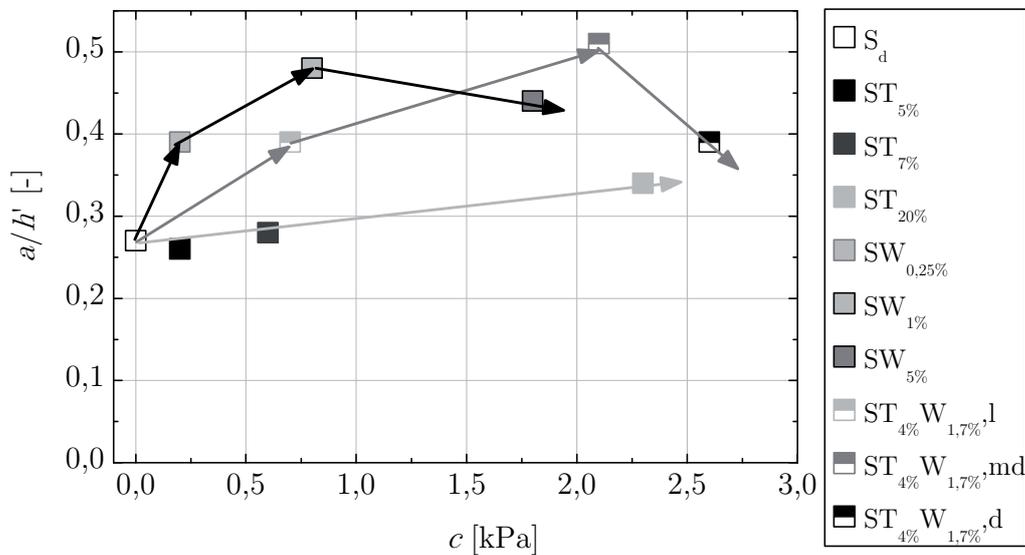


Abbildung 5.35.: Einfluss der Kohäsion auf den normierten Scherbandabstand, differenzierte Betrachtung nach Materialzusammensetzung

et al. (2006) zeigten mit zunehmender Lagerungsdichte einen geringeren Scherbandabstand in trockenem Sand. Mit zunehmender Lagerungsdichte wird ein größerer Entfestigungsgradient erwartet. Daraus wurde von Wolf (2005) die Schlussfolgerung gezogen, dass ein größerer Entfestigungsgradient geringere Scherbandabstände bewirkt. Der Entfestigungsgradient wurde von Wolf (2005) jedoch nur für dichten Sand in einem triaxialen Extensionsversuch ermittelt. Zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen der relativen Lagerungsdichte und dem Entfestigungsgradienten wurde daher im Rahmen dieser Arbeit der Entfestigungsgradient für den von Wolf (2005) verwendeten Mittelsand in biaxialen Extensionsversuchen mit  $\sigma_1 = 175$  kPa bestimmt (Kapitel 4.9). Abbildung 5.36a zeigt die ermittelten Ergebnisse für die Lagerungsdichten  $I_D = 1,01; 0,83; 0,72$  und  $0,53$ , der Wert für  $I_D = 0,40$  wurde linear extrapoliert. Mit zunehmender relativer Lagerungsdichte wurde ein exponentieller Anstieg des Entfestigungsgradienten ermittelt. Die von Wolf (2005) angegebenen Scherbandabstände wurden nun über den ermittelten Entfestigungsgradienten in Abbildung 5.36b aufgetragen. Mit zunehmendem Entfestigungsgradienten  $k$  ist ein geringerer normierter Abstand  $a/h'$  zu erkennen. Die Reduktion des Abstandes findet allerdings nur in einem geringen Wertebereich statt, obwohl sich der Entfestigungsgradient stark verändert. Im Folgenden wurde untersucht, ob der Zusammenhang zwischen Scherbandabstand und Entfestigungsgradienten von dem Spezialfall trockenen Sandes auf kohäsive Reibungsmaterialien übertragbar ist. Hierzu wurden die Mittelwerte der Scher-

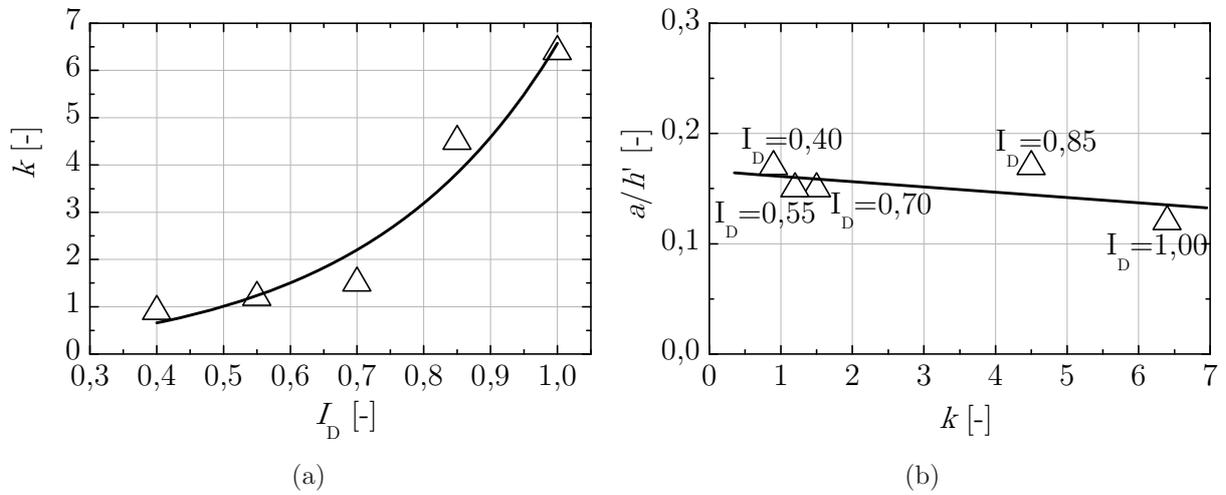


Abbildung 5.36.: (a) Exponentielle Zunahme des Entfestigungsgradienten  $k$  mit der relativen Lagerungsdichte  $I_D$ ; (b) Geringerer normierter Abstand der Scherbänder mit größerem Entfestigungsgradienten in trockenem Mittelsand

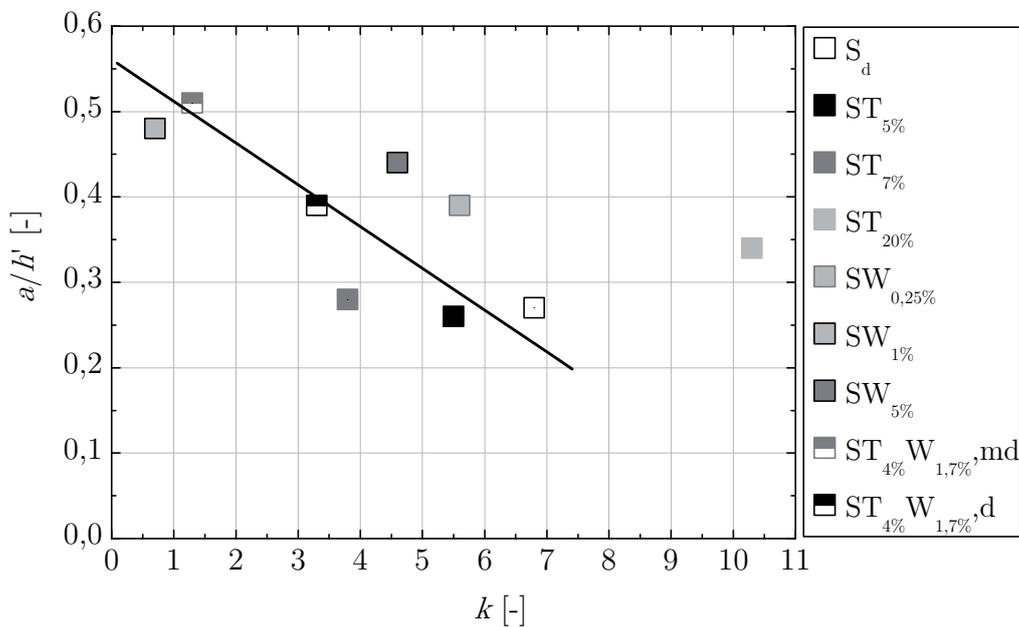


Abbildung 5.37.: Genereller Trend: Geringerer normierter Abstand der Scherbänder mit größerem Entfestigungsgradienten

bandabstände der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Materialmischungen über dem Entfestigungsgradienten aufgetragen (Abbildung 5.37). Der generelle Zusammenhang ei-

nes geringeren normierten Abstandes mit größerem Entfestigungsgradienten konnte für fast alle Materialien bestätigt werden. Einzig die feinkorndominierte Mischung  $ST_{20\%}$  weicht deutlich von dem linearen Zusammenhang ab. Die Differenzierung nach der Materialzusammensetzung in Abbildung 5.38 offenbart detailliertere Schlussfolgerungen. Mit

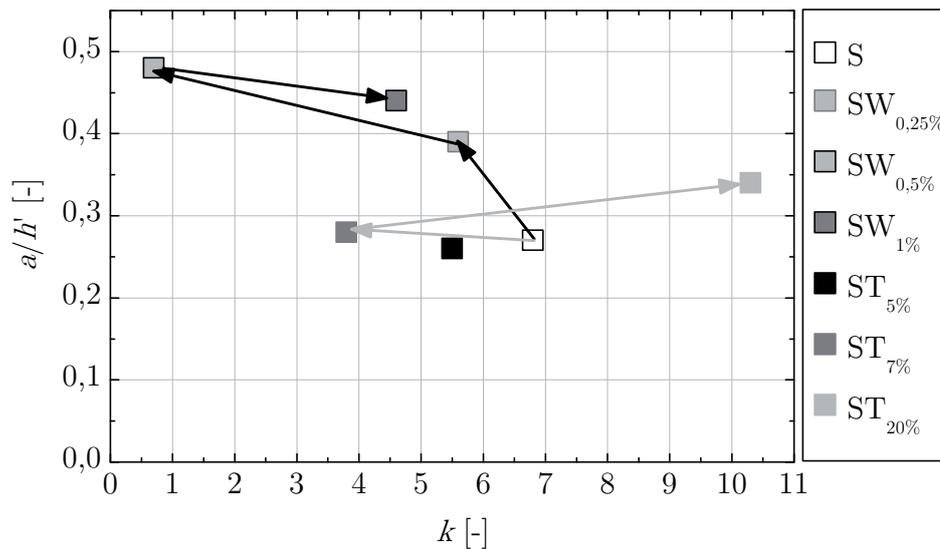


Abbildung 5.38.: Einfluss des Entfestigungsgradienten auf den Scherbandabstand mit zunehmendem Wassergehalt bzw. Tonanteil

zunehmendem Wassergehalt in dem Bereich  $0\% \leq w \leq 1\%$  nimmt der Entfestigungsgradient zunächst ab und der Scherbandabstand zu. Anschließend ( $1\% \leq w \leq 5\%$ ) ist ein größerer Entfestigungsgradient und ein geringerer Abstand der Scherbänder zu erkennen. Mit zunehmendem Ton-Anteil zeigt sich ebenfalls zunächst ein geringerer Entfestigungsgradient und ein größerer Abstand. Für den Ton-Anteil von 20% wurde wiederum ein größerer Entfestigungsgradient ermittelt. Im Gegensatz zum feuchten Sand resultiert dies aber in einem größeren Abstand der Scherbänder. Die Beobachtung an feuchtem Sand lässt eine Analogie zu dem in Abbildung 5.35 ermittelten Zusammenhang eines mit der Kohäsion zunächst zunehmenden, dann aber wieder abnehmenden Abstandes erkennen. In Abbildung 5.39 wird daher der Zusammenhang zwischen der Kohäsion und dem Entfestigungsgradienten analysiert. Für feuchten Sand zeigt sich bei einem Wassergehalt in dem Bereich  $0\% \leq w \leq 1\%$  mit zunehmender Kohäsion ein abnehmender Entfestigungsgradient, das Material wird duktiler. In dem Bereich  $1\% \leq w \leq 5\%$  hingegen wurde wieder ein größerer Entfestigungsgradient ermittelt, das Material wird wieder spröder. Damit kann die Beobachtung in Abbildung 5.35 erklärt werden. Die Abstände werden mit zunehmender Kohäsion zunächst größer, weil der Entfestigungsgradient kleiner wird.

Anschließend werden die Abstände mit zunehmender Kohäsion geringer, weil der Entfestigungsgradient größer wird. Eine Erhöhung des Ton-Anteils zeigt den gleichen Trend.

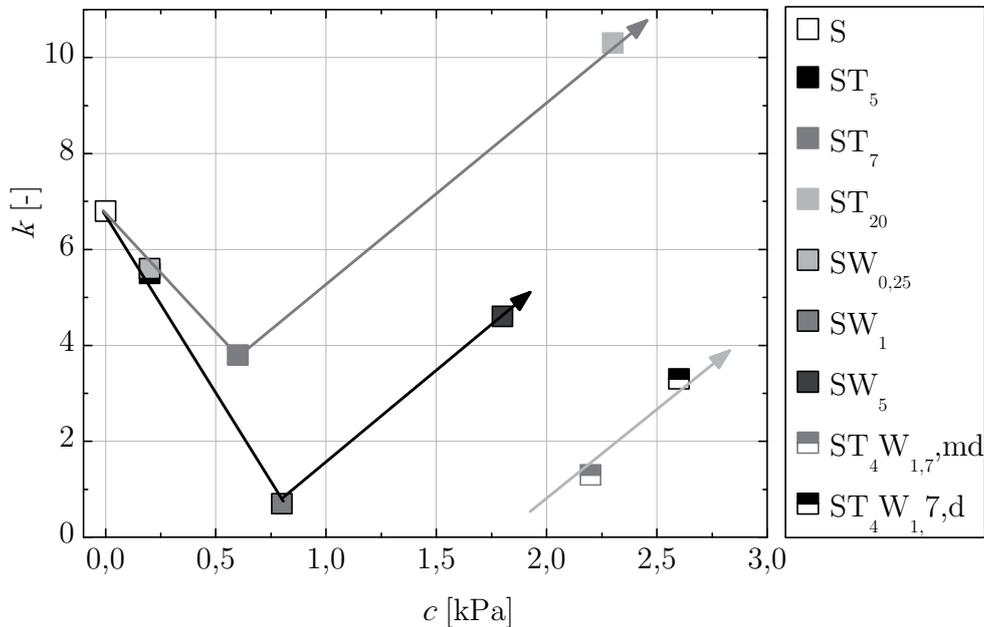


Abbildung 5.39.: Der Entfestigungsgradient nimmt mit zunehmender Kohäsion zunächst ab, das Verhalten wird duktiler. Ab Erreichen einer bestimmten Kohäsion nimmt der Entfestigungsgradient zu, das Material wird wieder spröder.

Während eine Beimischung kleiner Mengen an Ton in der Größenordnung von 5 – 7 % eine geringe Kohäsion und eine geringe Reduktion des Entfestigungsgradienten bewirkt, kehrt sich dieser Zusammenhang unter Beimischung größerer Mengen an Kaolin-Ton um. Im Unterschied zum feuchten Sand wurde in Abbildung 5.35 eine kontinuierliche Zunahme des Scherbandabstandes mit zunehmender Kohäsion beschrieben. Abschließend lässt sich resümieren, dass der eindeutige Zusammenhang zwischen dem Entfestigungsgradienten und dem normierten Scherbandabstand für die sandkorndominierten Materialien bestätigt werden kann, für feinkorndominierte Materialien jedoch nicht.

#### 5.4.5.4. Einfluss des Reibungswinkels

Die Experimente von Wolf (2005) zeigten den Einfluss der Lagerungsdichte auf den Scherbandabstand in trockenem Sand. Die Lagerungsdichte beeinflusst allerdings nicht nur den Entfestigungsgradienten, sondern ebenso den maximalen Reibungswinkel, der mit zunehmender initialer Dichte aufgrund zunehmender Dilatanz größer ist. Mit zunehmendem

Feinkornanteil wird jedoch ein geringerer Reibungswinkel bei identischer relativer Lagerungsdichte erwartet (Kapitel 2.2.5). Zunächst wurden erneut die Daten von Wolf (2005) für trockenen Mittelsand analysiert. Der maximale Reibungswinkel wurde in biaxialen Extensionsversuchen bestimmt. Der Zusammenhang zwischen normiertem Scherbandabstand und maximalem Reibungswinkel in Abbildung 5.40 ist der Darstellung des normierten Abstandes über dem Entfestigungsgradienten in Abbildung 5.36b sehr ähnlich. Dies war aufgrund des belegten Zusammenhangs von Entfestigungsgradient und Reibungswinkel zu erwarten (Abbildung 4.37). Auch für das gesamte Spektrum der hier untersuchten

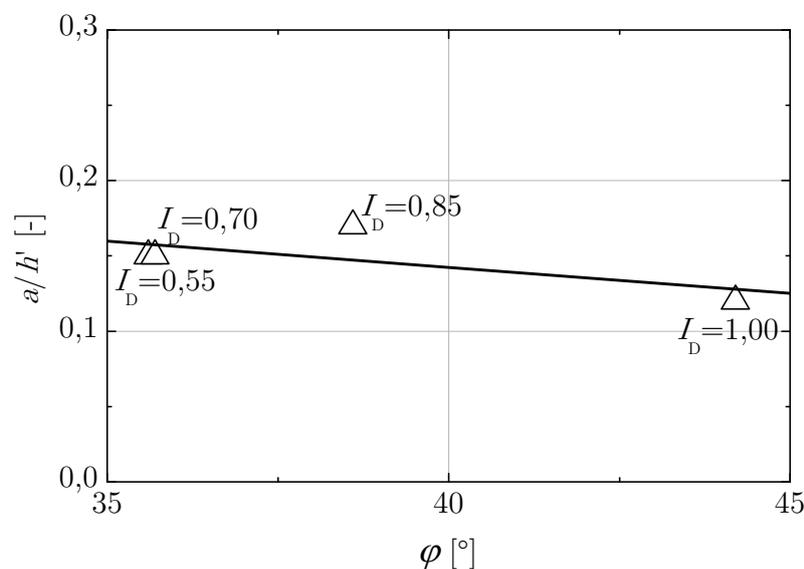


Abbildung 5.40.: Geringerer normierter Abstand der Scherbänder mit größerem Reibungswinkel in trockenem Mittelsand

kohäsiven Reibungsmaterialien wird ein unmittelbarer Zusammenhang deutlich (Abbildung 5.41). Der normierte Abstand ist in Materialien mit einem größeren maximalen Reibungswinkel geringer. Dieser Zusammenhang gilt ohne Ausnahme für sämtliche hier untersuchten Materialien. Der maximale Reibungswinkel muss gemäß der Ähnlichkeitsbedingungen im Modell und im Prototyp identisch sein. Im Rahmen der Mischung der Ausgangsmaterialien Silbersand, Kaolin-Ton und/oder Wasser zur Entwicklung gering kohäsiver Reibungsmaterialien (Kapitel 3) konnte diese Forderung nicht eingehalten werden (Kapitel 4). Wenn der Reibungswinkel den physikalischen Prozess der Scherbänderung nicht beeinflussen würde, wäre diese Tatsache vernachlässigbar. Da der Scherbandabstand sich jedoch linear mit dem maximalen Reibungswinkel ändert, wurde hiermit ein Skalierungseffekt aufgedeckt.

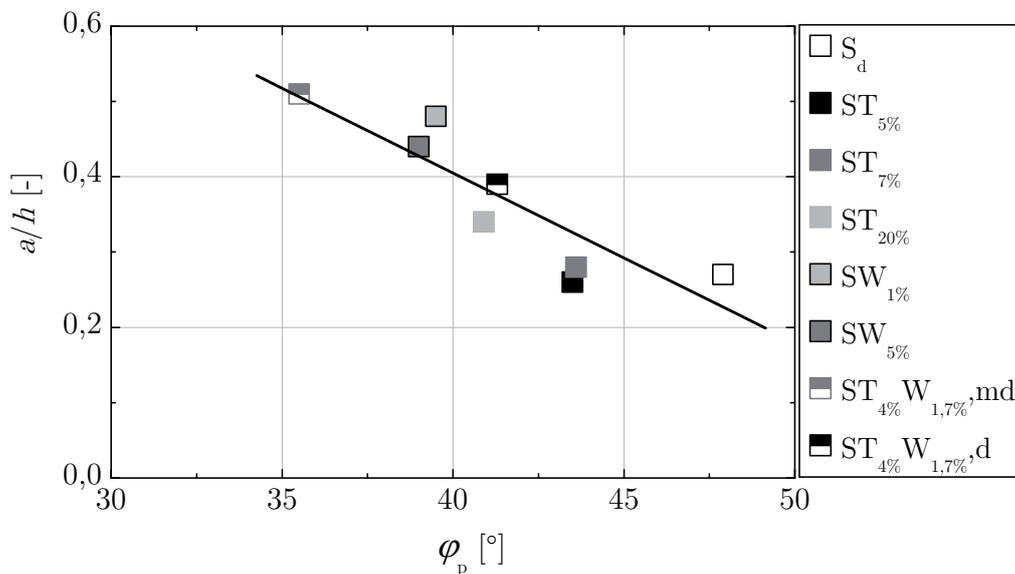


Abbildung 5.41.: Generell: Geringerer normierter Abstand der Scherbänder mit größerem Reibungswinkel

#### 5.4.5.5. Sonstige Einflussfaktoren

- *Einfluss des Proportionalitätsfaktors*

In fünf Versuchsreihen wurde die Beschleunigung in dem Bereich  $10 \leq n \leq 35$  variiert, während die übrigen Parameter innerhalb jeder Versuchsreihe konstant gehalten wurden, sofern das möglich war – das Ähnlichkeitsverhältnis ändert sich automatisch mit dem Beschleunigungsniveau. Der ermittelte Scherbandabstand ist in Abbildung 5.42 über dem Proportionalitätsfaktor dargestellt, die wichtigsten Daten zu den durchgeführten Versuchen sind in Tabelle 5.6 zusammengestellt. Insgesamt erscheint der Einfluss des Proportionalitätsfaktors  $n$  in dem hier untersuchten Bereich auf den Scherbandabstand gering. In den drei Versuchsreihen mit einer Probenhöhe von 0,10 m konnte kein Trend hinsichtlich einer Änderung des Scherbandabstandes festgestellt werden (Quadrate in Abbildung 5.42). Dies ist analog zu den Beobachtungen von Wolf (2005) an trockenem Sand. Die Erhöhung des Proportionalitätsfaktors  $n$  bei der trockenen Sand-Ton-Mischung  $ST_{7\%}$  mit der geringeren Höhe  $h = 0,06$  m lässt tendenziell einen größeren Abstand  $a$  erkennen, während bei Proben mit der größeren Höhe  $h = 0,14$  m ein gegenläufiger Trend vorliegt.

- *Einfluss der initialen Probenhöhe*

Für trockenen Sand wird von einem linearen Zusammenhang zwischen absolutem Scherbandabstand und initialer Probenhöhe ausgegangen (Kapitel 2.1.2). Abbildung 5.43 zeigt

Experiment	Material	Symbol	$w_{\text{vorh}}$ [%]	$c$ [kPa]	$\gamma$ [kN/m <sup>3</sup> ]	$n$ [-]	$h$ [m]
SFKoh 13					16,0	10	
SFKoh 22	$ST_{7\%}$	●	0,0	0,6	16,2	18	0,06
SFKoh 27w					16,2	25	
SFKoh 21					16,5	18	
SFKoh 26	$ST_{7\%}$	■	0,0	0,6	15,9	25	0,10
SFKoh 28					16,2	18	
SFKoh 29	$ST_{7\%}$	▲	0,0	0,6	16,2	25	0,14
SFKoh 24					16,2	18	
SFKoh 33	$ST_{5\%}$	■	0,0	0,2	16,3	25	0,10
SFKoh 36					15,1	18	
SFKoh 36w	$SW_{5\%}$	■	5,2	1,8	14,9	18	0,10
SFKoh 42					15,7	35	

Tabelle 5.6.: Versuchsreihen zum Einfluss des Beschleunigungsniveaus

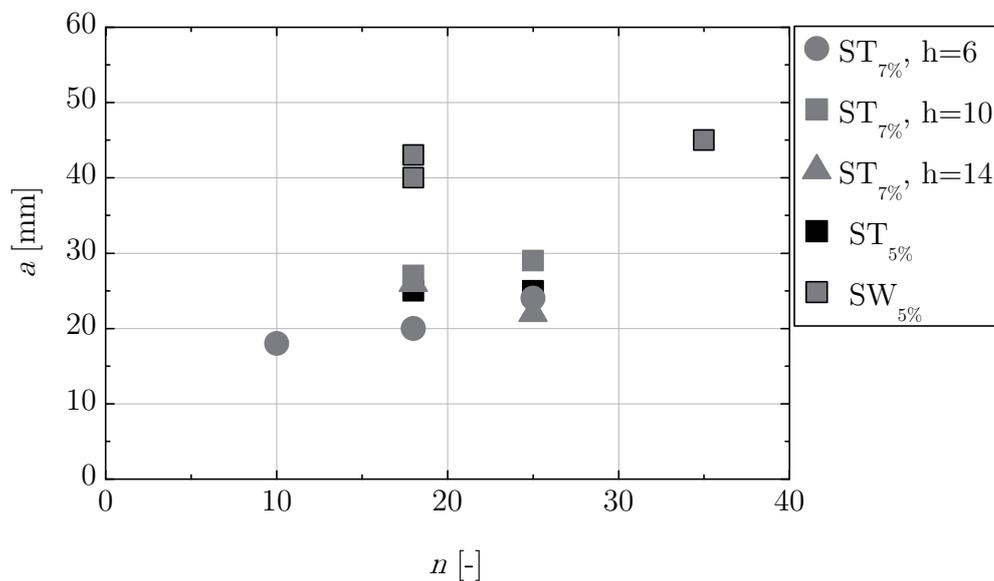


Abbildung 5.42.: Einfluss des Beschleunigungs-Niveaus auf den absoluten Abstand der Scherbänder

die in Tabelle 5.6 notierten Modellversuche mit den trockenen Sand-Ton-Mischungen und zusätzlich den Versuch SFKoh 15 mit einer Probenhöhe von  $h = 20$  cm ( $ST_{5\%}; n = 1; \gamma = 16,5$  g/cm<sup>3</sup>). Auch hier zeigt sich grundsätzlich ein mit initialer Probenhöhe zunehmender absoluter Scherbandabstand. Im Vergleich zu dem eingezeichneten linearen Zusammenhang wurde jedoch für die Modellversuche mit  $h = 6$  cm ein geringerer und mit  $h = 14$  cm ein größerer Abstand erwartet. Es ist aber nicht davon auszugehen, dass diese Abweichungen auf den geringfügigen Unterschied des Ton-Anteils zurückzuführen sind.

- *Einfluss des Probeneinbaus*

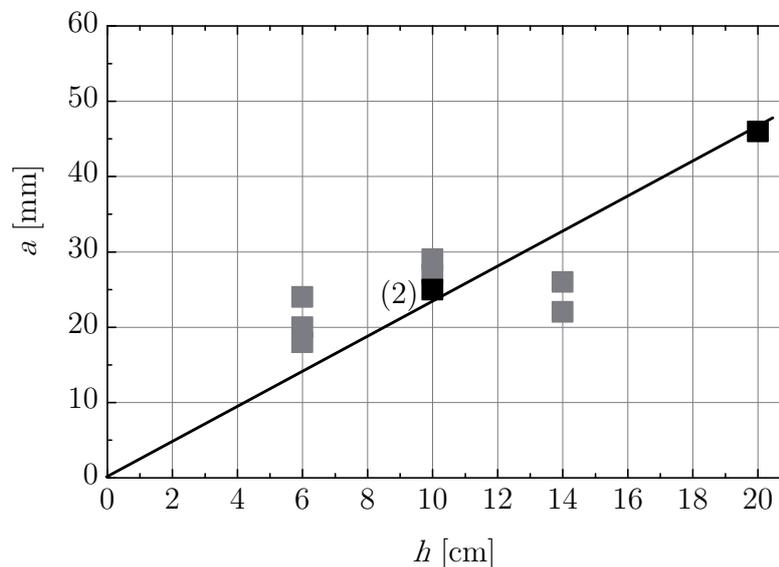


Abbildung 5.43.: Einfluss der initialen Probenhöhe  $h$  auf den Abstand der Scherbänder

Der Einbau der Modellmaterialien erfolgte je nach Material auf unterschiedliche Arten. Trockener Sand wurde mit einer bestimmten Trichteröffnung aus einer bestimmten Höhe eingerieselt, um eine vorgegebene initiale Lagerungsdichte zu erzielen. Alle Materialmischungen hingegen wurden lagenweise eingestampft. Daher wurde untersucht, ob allein durch die Art des Einbaus ein Effekt erzielt wurde. Da insbesondere die feuchten Mischungen nicht gerieselert werden können, wurde statt dessen der Sand in Experiment SFKoh 40 trocken eingestampft und mit dem Experiment SFKoh 39 verglichen, in dem die Probe wie üblich trocken eingerieselt wurde. In beiden Experimenten wurde annähernd die gleiche Dichte erreicht (gestampft  $\rho = 1,68$  g/cm<sup>3</sup>, gerieselert  $\rho = 1,71$  g/cm<sup>3</sup>). Beide Experimente sind im natürlichen Gravitationsfeld mit einer initialen Probenhöhe von 10 cm durchgeführt worden. Das Resultat ist sehr ähnlich, der durchschnittliche Abstand der

Scherbänder betrug 23 mm (SFKoh 40) bzw. 24 mm (SFKoh 39), jeweils mit einer Standardabweichung von 2 mm. Das Lokalisierungsmuster war auch bei eingestampfter Probe sehr gleichmäßig (Abbildung A.2).

### 5.4.6. Horizontale Schichtung

Im Fokus der bisherigen Betrachtungen stand ausschließlich die Untersuchung homogenen Materials. Der Aufbau der oberen Erdkruste ist jedoch durch Inhomogenitäten infolge zahlreicher Schichtwechsel geprägt. In einer Versuchsreihe von vier Zentrifugenmodellversuchen wurde daher der Fall von zwei übereinander liegenden horizontalen Schichten unterschiedlichen Materials untersucht (Tabelle 5.7). Neben der Kontinuität der Scherbänder an der Schichtgrenze wurde der Effekt der Schichtung auf die Neigung und den Abstand der Scherbänder analysiert. Hierzu wurde die Neigung  $\theta$  der Scherbänder bezüglich der Horizontalen in beiden Schichten sowie die daraus ermittelte Differenz  $\Delta\theta$  zwischen der oberen und der unteren Schicht ermittelt. Diese wurde mit der berechneten Differenz gemäß Coulomb (1776)  $\Delta\theta_C$  und Roscoe (1970)  $\Delta\theta_R = \Delta\psi/2$  verglichen. In allen Ex-

Experiment	Schicht oben	$h$	$n$	$I_D$ bzw. $D_{Pr}$	$\theta$	$\Delta\theta$	$\Delta\theta_C$	$\Delta\theta_R$	$a$
	Schicht oben	[cm]	[-]	[-]	[°]	[°]	[°]	[°]	[mm]
SFKoh 30	Silbersand	5	18	0,19	47,9	9,9	7,0	12,5	17
	Silbersand	5		1,00	57,8				
SFKoh 32w	Silbersand	5	17	0,98	61,6	11,8	7,0	12,5	24
	Silbersand	5		0,04	49,8				
SFKoh 20	Silbersand	4	10	0,72	62,4	8,2	4,0	7,0	27
	$ST_{7\%}$	6		0,96	54,2				
SFKoh 31	Silbersand	4	30	1,03	66,1	12,5	8,0	11,5	32
	$ST_{4\%}W_{1,7\%, md}$	6		0,95	53,6				

Tabelle 5.7.: Lokalisierung von Deformation in horizontal geschichteter Probe

perimenten war ein Knick des Scherbands am Schichtwechsel zu beobachten, jedes Scherband verlief kontinuierlich über die Schichtgrenze hinaus (Abbildung 5.44). In Experiment SFKoh 30 war die Neigung in dem unten liegenden, dicht gelagerten Sand um  $9,9^\circ$  steiler als in dem oben liegenden locker gelagerten Sand. Der Knick entstand genau an der

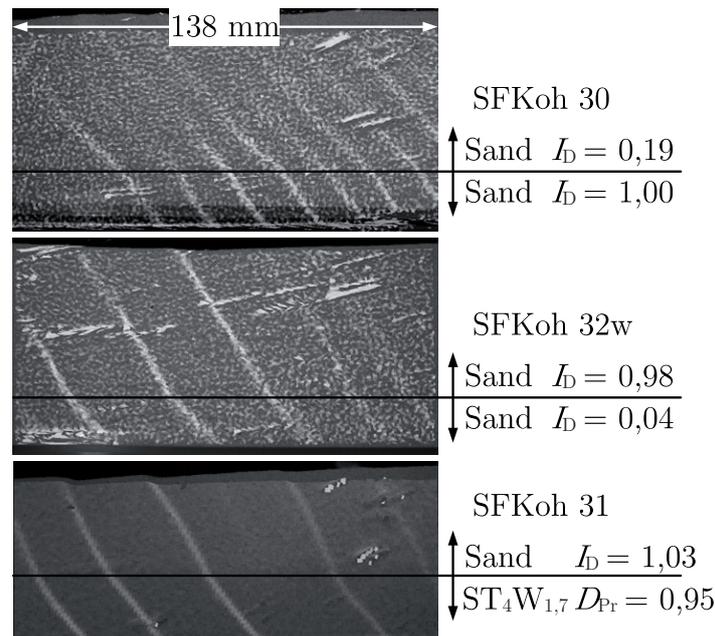


Abbildung 5.44.: Mittels DIC berechnetes Feld der Scherdehnung  $\gamma$  in horizontal geschichtetem Boden

Schichtgrenze, die durch eine schwarze horizontale Linie markiert ist. Die Scherbänder sind in dicht gelagertem Sand klarer zu erkennen als in lockerem Sand. SFKoh 32w stellt den umgekehrten Fall von dichtem auf lockerem Sand dar. Die Neigung ist ebenfalls in der dicht gelagerten Schicht deutlich steiler. Auch in den Modellversuchen SFKoh 20 und SFKoh 31 war die Neigung in dem jeweils oben liegenden, mitteldichten bis dichten Sand deutlich größer als in der unteren Schicht mit  $ST_{7\%}$  bzw.  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$ , md. Die gemessenen Differenzen der Neigungen stimmen in guter Näherung mit der berechneten Differenz nach Roscoe (1970) überein. Hinsichtlich der Abstände zeigte sich ein dominierender Einfluss der unteren Schicht, in die die Dehnung eingeleitet wurde. Die geringsten Abstände ( $a = 17$  mm) wurden mit dichtem Sand als unten liegende Schicht beobachtet. In dem Modellversuch mit locker gelagertem Sand als unterer Schicht wurden größere Abstände gemessen ( $a = 24$  mm), der maximale Abstand ergab sich mit der feuchten Sand-Ton-Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$  als unterer Schicht ( $a = 32$  mm). Diese Abstände spiegeln die Ergebnisse der Modellversuche mit homogenem Material wider.

## 5.5. Zusammenfassung

Die Lokalisierung von Deformation infolge einer Extensionsbeanspruchung ist bereits in zahlreichen Untersuchungen behandelt worden (Kapitel 2.1.2). Dennoch existierte bislang keine Untersuchung des Phänomens lokalisierter Deformation in Systemen von Scherbändern mit einem anderen Material als trockenem Sand. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das in Kapitel 3 entwickelte und in Kapitel 4 detailliert untersuchte Spektrum an gering kohäsiven Modellmaterialien systematisch untersucht, um die maßgeblichen Einflussfaktoren auf den Abstand von Scherbändern zu identifizieren. Unter Einhaltung der aus der Ähnlichkeitstheorie resultierenden Bedingungen zur Simulation von Felsformationen wurden im modifizierten *Bochumer Extensionsgerät* insgesamt 34 Experimente durchgeführt, 27 davon als Zentrifugenmodellversuch. Der Beginn der Lokalisierung und die Geometrie der Scherbänder in Form von Breite, Neigung und Abstand konnte erstmalig mit der *digital image correlation* (DIC) Methode in der Geotechnischen Großzentrifuge Bochum bestimmt werden. Ein Vergleich der Beobachtungsmethoden DIC- und Röntgen-Technik zeigte übereinstimmende Ergebnisse hinsichtlich der Abstände von Scherbändern. Die Reproduzierbarkeit der ermittelten Abstände wurde am Beispiel von fünf unterschiedlichen Materialien unter ansonsten identischen Bedingungen bestätigt. Die Modellversuche wurden so konzipiert, dass Scherversagen als maßgebender Versagensmodus erfolgte. Zur Differenzierung zwischen Scher- und Zugversagen wurde daher vorab ein Kriterium auf Basis des Ähnlichkeitsverhältnisses  $r$  erarbeitet. Die Variation der das Ähnlichkeitsverhältnis  $r$  konstituierenden Parameter unter der Bedingung  $r = \text{const.}$  (*modelling of models*) zeigte in einer Versuchsreihe, dass die Einhaltung der dynamischen Ähnlichkeit keine hinreichende Bedingung zur quantitativen Simulation von Verwerfungen in Felsformationen darstellt. Die Charakteristika einzelner Scherbänder, Breite und Neigung, wurden basierend auf den DIC-Auswertungen berechnet. Eine Beimischung von Kaolin-Ton zu dem Ausgangsmaterial Silbersand bewirkte die Lokalisierung von Deformation in schmaleren Scherbändern, während die Zugabe von Wasser zu breiteren Lokalisierungszonen führte. Die Neigungen der Scherbänder wurden zwischen der theoretischen unteren Grenze nach Roscoe (1970) und der mittleren Lösung nach Arthur et al. (1977) ermittelt. Die Abstände der Scherbänder in den Systemen paralleler Lokalisierungszonen wurden in einer großen Bandbreite gemessen. Die Auftragung der normierten Scherbandabstände über der Kohäsion deutete einen positiv korrelierten Zusammenhang an. Die Differenzierung nach der Materialzusammensetzung hingegen offenbarte mit Erhöhung der Kohäsion einen zunächst zunehmenden und ab einer bestimmten Kohäsion wieder abnehmenden Scherbandabstand. Im Zusammenhang mit dem in biaxialen Extensionsversuchen ermittelten

Entfestigungsgradienten wurde deutlich, dass eine Zunahme der Kohäsion zunächst mit einem geringeren Entfestigungsgradienten einhergeht (duktileres Verhalten), sich dieser Trend ab einer bestimmten Kohäsion aber wieder umkehrte (spröderes Verhalten). Für die sandkorndominierten Materialien wurde der von Wolf (2005) beschriebene Zusammenhang zwischen Entfestigungsgradient und Scherbandabstand bestätigt. Der relativ große Abstand in der als spröde charakterisierten, feinkorndominierten Mischung ST<sub>20%</sub> konnte damit jedoch nicht erklärt werden. Vielmehr zeigte sich der Abstand der Scherbänder als lineare Funktion des in biaxialer Extension ermittelten maximalen Reibungswinkels. Der maximale Reibungswinkel beeinflusst den resultierenden Scherbandabstand wesentlich. Dieser Einfluss konnte deshalb ermittelt werden, weil die aus der Ähnlichkeitsbedingung resultierende Forderung eines identischen maximalen Reibungswinkels im Modell und im Prototyp im Rahmen der Entwicklung gering kohäsiver Modellmaterialien nicht eingehalten wurde. Damit wurde der Skalierungseffekt des Reibungswinkels aufgedeckt. In Experimenten mit geschichtetem Boden als Repräsentant typischer Inhomogenitäten im Aufbau der oberen Erdkruste wurde beobachtet, dass Scherbänder als bilineare Funktion mit einem Knick an der Schichtgrenze beschrieben werden können, wobei die Differenz der Scherbandneigung zwischen unterer und oberer Schicht durch die Differenz des Dilatanzwinkels dominiert wird. Die Abstände der Lokalisierungszone werden von dem Material der unteren Schicht bestimmt.



# 6. Analytische Lösung zur Berechnung der Abstände von Scherbändern

## 6.1. Einleitung

Die in Kapitel 2.4 erläuterten analytischen Ansätze von Leśniewska & Mróz (2001) sowie Mandl (2000) erklären den Abstand zeitlich nacheinander entstehender Scherbänder mit Hilfe des Entfestigungsgradienten  $k$  als wesentlichem Parameter. Darüber hinaus formulierte Mandl (2000) den initialen Abstand  $L$  als Funktion von absolutem Spannungsincrement  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  im entlasteten Bereich zwischen den Scherbändern, der Probenhöhe  $H$  und der Sohlreibung  $\tau_{b,av}$ . Gemäß Wolf (2005) ist der Entfestigungsgradient  $k$  auch zur Erklärung des Abstandes gleichzeitig entstehender Scherbänder geeignet. Im Folgenden werden nur die Ansätze von Mandl (2000) und Wolf (2005) diskutiert, da diese die Lokalisierung der Verformung infolge gleichmäßiger Extensionsbeanspruchung behandeln (Kapitel 6.2). Auf Basis dieser Diskussion wurde der von Wolf (2005) dokumentierte Deformationsmechanismus mit der von Mandl (2000) als wesentlich formulierten Sohlreibung kombiniert und zu einer verallgemeinerten Lösung für kohäsive Reibungsmaterialien erweitert (Kapitel 6.3). Eine wesentliche Annahme in beiden Modellen ist die Möglichkeit der Entlastung des Materials zwischen den Scherbändern während der Entfestigung innerhalb der Scherbänder. Diese Annahme wurde mittels modifizierter Triaxialversuche überprüft. Als physikalische Motivation wurde die von Mandl (2000) allgemein formulierte und von Niemunis (2005) konkretisierte Aussage verwendet, dass der Scherbandabstand von dem Verhalten in dem entlasteten Bereich bestimmt wird. Die Berechnung der elastischen Energie rate wurde in die Gleichungen implementiert und der Scherbandabstand als Zielgröße durch Auffinden des Minimum formuliert. Es folgen Beispielrechnungen zum Vergleich der berechneten mit den im Rahmen dieser Arbeit in Modellversuchen gemessenen Scherbandabständen sowie eine Extrapolation der Ergebnisse auf den Erdkrustenmaßstab.

## 6.2. Existierende Lösungsansätze

- *Ansatz von Mandl*

Mandl (2000) gab mittels Gleichung (2.113) eine Lösung für den Abstand von Scherbändern an.

$$L = \frac{\Delta\sigma_{3,av}^0}{\tau_{b,av}} H \quad \text{Gl. (2.113)}$$

Eine wesentliche Voraussetzung für die Anwendbarkeit von Gleichung (2.113) ist die Unabhängigkeit des Verhältnisses  $\Delta\sigma_{3,av}^0/\tau_{b,av}$  von der Probenhöhe  $H$ . Diese Unabhängigkeit ist dann gegeben, wenn der Gradient der Vertikalspannung über die Probenhöhe vernachlässigt werden kann. Dies ist durch Aufbringen einer betragsmäßig großen Oberflächenspannung möglich. In den hier durchgeführten Modellversuchen wurde keine Oberflächenspannung aufgebracht, dennoch wurde in der folgenden Beispielrechnung untersucht, in welcher Größenordnung der Scherbandabstand nach Gleichung (2.113) für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Modellmaterialien resultiert. Da von Mandl (2000) keine Größenordnungen für  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  und  $\tau_{b,av}$  angegeben wurden, wurde die horizontale Schubspannung  $\tau_{b,av}$  als proportional zur Vertikalspannung angesetzt,  $\tau_{b,av} = \sigma_1 \tan\delta_s$ . Als Sohlreibungswinkel wurde  $\delta_s = 0,5\varphi$  gewählt. Die inkrementelle Spannung  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  wurde mittels Auswertung eines biaxialen Extensionsversuches an trockenem Silbersand mit  $\sigma_1 = 78$  kPa bestimmt:

$$\begin{aligned} \frac{L}{H} &= \frac{\Delta\sigma_{3,av}^0}{\tau_{b,av}} = \frac{\overbrace{\Delta\sigma_{3,av}^0(\sigma_1)}^{\text{BE}}}{\sigma_1 \tan(0,5\varphi_p)} \\ \frac{L}{H} &= \frac{5 \text{ kPa}}{78 \text{ kPa} \cdot \tan(0,5 \cdot 46^\circ)} = 0,15 \end{aligned} \quad (6.1)$$

Im Verhältnis zu der Einfachheit des Ansatzes entspricht dies in guter Näherung dem in Modellversuchen mit trockenem Sand ermittelten Wert von 0,27. Hinsichtlich des Effektes von  $\sigma_1$  auf den Abstand besteht ein grundsätzlicher Widerspruch zwischen der Argumentation von Mandl (2000) und den experimentellen Beobachtungen. Die Experimente von Wolf (2005) zeigen keinen Einfluss der Vertikalspannung. Mandl (2000) ging von einem geringeren Spannungsinkrement  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  mit zunehmender Vertikalspannung  $\sigma_1$  aus, was gemäß Gleichung (6.1) einen überproportional geringeren Abstand mit größerer Vertikalspannung zur Folge hätte. Die Auswertung der biaxialen Extensionsversuche zeigte, dass der absolute Wert des Spannungsinkrements  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  in dicht gelagertem Silbersand mit zunehmender Spannung  $\sigma_1$  größer wird, d.h. ein spröderes Versagen erfolgt. Dies ist ein

fundamentaler Unterschied zu den Erkenntnissen aus Kompressionsversuchen, in denen eine größere Umgebungsspannung einen duktileren, flacheren Verlauf im Entfestigungsbereich bewirkt. Zurückgeführt wird dieser fundamentale Unterschied hier darauf, dass eine höhere Umgebungsspannung die Dilatanz im Kompressionsversuch unterdrückt und im Extensionsversuch fördert. Mittels Energiebetrachtung formuliert heißt das, die Energie in Richtung der Umgebungsspannung ist in Kompressionsversuchen  $\sigma_h \varepsilon_h = \sigma_3 \varepsilon_3 < 0$ , da die radiale Dehnung entgegengesetzt zu der Umgebungsspannung (Druckspannung) wirkt. In Extensionsversuchen hingegen geht die Umgebungsspannung mit einer radialen Stauchung der Probe einher,  $\sigma_h \varepsilon_h = \sigma_1 \varepsilon_1 > 0$ . In den biaxialen Extensionsversuchen zeigte sich für dichten Silbersand ein konstantes Verhältnis des absoluten Spannungsinkrementes  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  zur Spannung  $\sigma_1$ . Daraus folgt ein vom Spannungsniveau unabhängiger normierter Abstand:

$$\frac{L}{H} = \frac{\Delta\sigma_{3,av}^0(\sigma_1)/\sigma_1}{\sigma_1 \tan(0,5 \varphi)/\sigma_1} = \frac{\overbrace{\Delta\sigma_{3,av}^0(\sigma_1)/\sigma_1}^{= \text{const.}}}{\underbrace{\tan(0,5 \varphi)}_{= \text{const.}}} = \text{const.} \quad (6.2)$$

Die Auswertung eines triaxialen Extensionsversuches an Kalkstein, den Prof. Alber (Lehrstuhl Ingenieurgeologie, Ruhr-Universität Bochum) durchgeführt und zur Verfügung gestellt hat (Kapitel 4.7.3), ergibt einen im Vergleich mit in situ beobachteten, normierten Abständen realistischen Wert von

$$\frac{L}{H} = \frac{18 \text{ MPa}}{50 \text{ MPa} \tan(0,5 \cdot 22^\circ)} = 1,9$$

So realistisch die mittels Gleichung (6.1) berechnete Größenordnung der Abstände für dichten Sand und Kalkstein ist, so wenig beschreibt dieser Ansatz die beobachteten Abstände in lockerem Sand oder in den untersuchten kohäsiven Reibungsmaterialien. Die gemessenen Abstände in diesen Modellmaterialien sind größer als in dicht gelagertem Sand, obwohl das Spannungsinkrement  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  deutlich geringer ist. Für lockeren Sand ergibt sich beispielsweise:

$$\frac{L}{H} = \frac{1 \text{ kPa}}{78 \text{ kPa} \tan(0,5 \cdot 34^\circ)} = 0,04$$

Dies würde bei einer Probenhöhe von 100 mm einen Abstand der Scherbänder von 4 mm bedeuten, was deutlich geringer ist als experimentell zu beobachten Wolf et al. (2006). Die Wiederbelastung des entlasteten Bereiches zwischen den initialen Scherbändern infolge fortschreitender Dehnung der Unterlage wurde in Gleichung (2.113) nicht angesetzt. Unter Berücksichtigung der Wiederbelastung bilden sich nach Mandl (2000) weitere Scherbänder, deren Abstände aus den gegenläufigen Effekten der Entlastungsrate

$\dot{\sigma}_{h,Ent}(k)$  und der Wiederbelastungsrate  $\dot{\sigma}_{h,Wbel}(E)$  der entlasteten Zone resultieren. Die Entlastungsrate  $\dot{\sigma}_{h,Ent}(k)$  ergibt sich als Funktion des Entfestigungsgradienten  $k$  aus der zugehörigen Erhöhung der Horizontalspannung, die Wiederbelastungsrate  $\dot{\sigma}_{h,Wbel}(E)$  als Funktion des Elastizitätsmoduls  $E$  beschreibt die Reduktion der Horizontalspannung infolge der fortschreitenden Dehnung. Im Rahmen der möglichen zeitlichen Auflösung wurde die Lokalisierung in trockenem Sand von Wolf (2005) als gleichzeitig interpretiert. Die Frage der zeitlichen Entwicklung von Scherbändern kann ohne den Einsatz von Hochgeschwindigkeitskameras aber nicht endgültig geklärt werden.

- *Ansatz von Wolf*

Der in Kapitel 2.4 beschriebene Ansatz von Wolf (2005) beinhaltet den Deformationsmodus der einfachen Scherung mit Dilatanz innerhalb des Scherbands. Die von Mandl (2000) als wesentlich erachtete Sohlreibung zwischen Probe und Unterlage wurde nicht berücksichtigt. Der in den Modellversuchen mit trockenem Sand ermittelte Scherbandabstand konnte von Wolf (2005) nur dann rechnerisch bestätigt werden, wenn der Entfestigungsgradient  $k$  mit einem 20- bis 50- fachen höheren Wert als dem experimentell ermittelten Wert angesetzt wurde. Der absolute Wert des Scherbandabstandes wurde also durch den Berechnungsansatz nicht erklärt. Ob der Berechnungsansatz die experimentell ermittelten Tendenzen bezüglich des Einflusses von Spannungsniveau, Probengeometrie, mittlerem Korndurchmesser und Lagerungsdichte qualitativ wiedergeben konnte, wurde ebenfalls nicht endgültig geklärt. Hinsichtlich des Niveaus der Vertikalspannung ergab sich in den Modellversuchen kein Einfluss auf den Abstand der Scherbänder. Nachrechnungen mit den von Wolf (2005) angegebenen Gleichungen ergaben ebenfalls, dass der berechnete Scherbandabstand unabhängig von der Änderung der vertikalen Spannung ist, welche über den Proportionalitätsfaktor  $n$  variiert wurde. Der Abstand der Scherbänder wurde in Modellversuchen u.a. von Wolf et al. (2003) als proportional zur Probenhöhe ermittelt. Die Berechnung zeigt jedoch keinen Einfluss der Probenhöhe. Wolf (2005) ermittelte eine konstante Breite des Bereiches zwischen den Scherbändern mit zunehmendem  $d_{50}$ . Die beobachtete Zunahme des Abstandes konnte auf die Verbreiterung des Scherbands mit zunehmendem  $d_{50}$  zurückgeführt werden (Wolf 2005). Der Berechnungsansatz ergibt hingegen einen mit  $d_{50}$  proportional zunehmenden Abstand. Die Beurteilung des Einflusses der Lagerungsdichte ist schwieriger, da einige Parameter wie der Reibungswinkel, der Dilatanzwinkel und der Entfestigungsgradient gleichzeitig modifiziert werden müssen. Die Nachrechnung offenbart einerseits die Tendenz zunehmenden Abstandes mit Erhöhung von Reibungs- und Dilatanzwinkel, andererseits ergibt sich ein geringerer Abstand mit zunehmendem Entfestigungsgradienten, obwohl alle drei Modifikationen Kennzeichen ei-

ner erhöhten Lagerungsdichte sind. Zum Vergleich von dicht und annähernd locker gelagertem Sand wurden die in Tabelle 6.1 zusammengestellten Parameter eingesetzt, die in biaxialen Extensionsversuchen an dem von Wolf (2005) als Material 1 bezeichneten Mittelsand durchgeführt wurden. Als Entfestigungsgradient wurde hier der lokale Entfestigungsgradient  $k_B$  nach Kapitel 4.9 zu  $k_B/k \approx 0,1$  abgeschätzt. Abgesehen von den zu großen absoluten Werten, wird der Effekt der Lagerungsdichte im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen von Wolf (2005) deutlich überschätzt.

$I_D$ [-]	$\varphi$ [°]	$\psi$ [°]	$k_B$ [-]	$a_h$ [m]
1,0	48	15	0,64	0,36
0,4	35	4	0,12	1,22

Tabelle 6.1.: Berechnete Scherbandabstände  $a_h$  für dichten und annähernd lockeren Sand mit dem Berechnungsansatz von Wolf (2005)

## 6.3. Analytische Lösung

### 6.3.1. Idee

Die diskutierten Ansätze nach Mandl (2000) und Wolf (2005) können die in Modellversuchen ermittelten Scherbandabstände in trockenem Sand nicht erklären. Im Folgenden wird daher ein Lösungskonzept erläutert, welches die wesentlichen Elemente der beiden genannten Ansätze kombiniert und darüber hinaus eine Verallgemeinerung hinsichtlich des hier untersuchten Spektrums kohäsiver Reibungsmaterialien beinhaltet. Das Konzept greift die Aussage von Mandl (2000) auf, dass der Abstand der Scherzonen durch den entlasteten Bereich zwischen den Scherzonen bestimmt wird. Der Einfluss der Wiederbelastung wurde aufgrund der experimentellen Daten von Wolf (2005) hier vernachlässigt, da dieser die gleichzeitige Bildung von Scherbändern über die gesamte Probenlänge beobachtete. Die Aussage von Mandl (2000) einer geringeren Entlastung  $\Delta\sigma_{3,av}^0$  mit größerer Duktilität des Materials wird ergänzt um die Formulierung einer geringeren auf die Probe wirkenden Entlastung mit größerer Wand- und Sohlreibung. Unter Berücksichtigung von Duktilität und Reibung wurde dann die Idee von Niemunis (2005) aufgegriffen, das Minimum der elastischen Energierate  $\dot{II}$  in dem entlasteten Bereich zwischen den Scherbändern

zu suchen. Derjenige Abstand, für den  $\dot{II} < 0$  und minimal ist, wird als der gesuchte Scherbandabstand interpretiert.

### 6.3.2. Entfestigung vs. elastische Entlastung

Die Entlastung des Bereiches zwischen den Scherbändern ist eine fundamentale Annahme in den existierenden Ansätzen zur analytischen Berechnung von Scherbandabständen. Hayano et al. (1999) konnten die Entlastung in biaxialen Kompressionsversuchen nachweisen (Kapitel 2.3.3). Im Rahmen der hier durchgeführten biaxialen Extensionsversuche wurde keine lokale Messung der vertikalen Dehnung in einem homogen verformten Bereich außerhalb des Scherbands durchgeführt, die über eine elastische, vertikale Stauchung im Anschluss an die Lokalisierung der Deformation hätte Aufschluss geben können. In horizontaler Richtung wurde keine Entlastung in Form einer elastischen, horizontalen Dehnung festgestellt, da die eingesetzte Messtechnik für Messungen in der erwarteten Größenordnung im Bereich  $\Delta\varepsilon_{\text{Ent}} = 10^{-3}$  nicht geeignet ist. Auch die DIC-Technik konnte die Genauigkeitsanforderungen nicht erfüllen, um eine Entlastung zwischen den Scherbändern im Modellversuch zu messen. Die Entlastung in den hier behandelten Extensionsversuchen ist das Resultat einer Spannungsänderung  $\Delta\sigma$ , die mit der Entfestigung innerhalb des Scherbands einhergeht. Während die Entfestigung mit fortschreitender Deformation einhergeht, ist die Entlastung hingegen mit einer Umkehr der Verformungsrichtung verknüpft. Die übliche Steuerung von Biaxial- oder Triaxialversuchen erfolgt weggesteuert, um den Entfestigungsbereich messtechnisch erfassen zu können. Die freie Wahl der Verformungsrichtung infolge einer Spannungsänderung ist der Probe darin nicht möglich. Eine Spannungssteuerung andererseits hätte ein spontanes Versagen der Probe bei Erreichen der Festigkeit zur Folge. Beide Varianten, diejenige der Wegsteuerung und der Spannungssteuerung, sind also nicht geeignet, um die resultierende Verformungsrichtung des homogen Probenbereiches als Antwort auf eine Spannungsänderung im Zustand maximaler deviatorischer Beanspruchung zu ermitteln. Fairhurst & Hudson (1999) stellten fest, dass alternative Techniken erforderlich sind, um eine mögliche Entlastung zu messen. Ein Exkurs in die Felsmechanik zeigt, dass die axiale Dehnung im Nachbruchbereich in Abhängigkeit von der Versuchssteuerung monoton weiter zunehmen kann (Entfestigung) oder auch nicht (Entlastung) (Abbildung 6.1, Fairhurst & Hudson 1999). In Kompressionsversuchen an Fels kann für Fels der Klasse II mittels Steuerung der radialen anstelle der axialen Dehnung eine elastische Entlastung erzielt werden. Für Fels der Klasse I ist dies nicht möglich, stattdessen erfolgt eine kontinuierliche Entfestigung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine andere Technik in einem modifizierten Triaxialgerät entwickelt

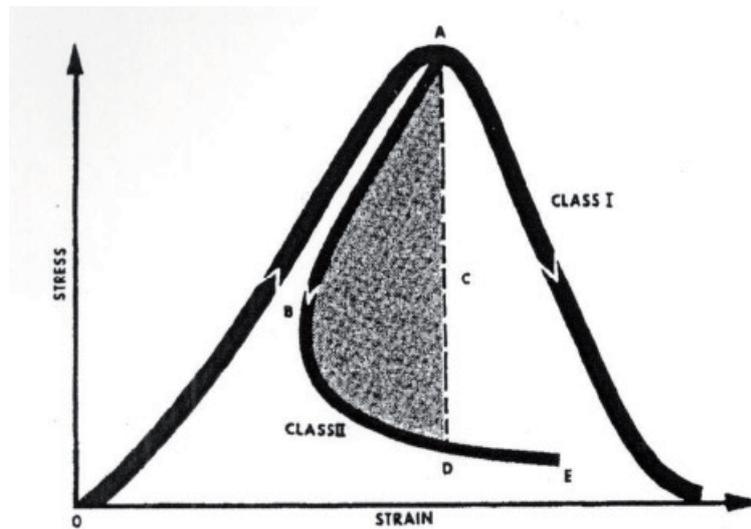


Abbildung 6.1.: Klassifikation in Klasse I- und Klasse II-Verhalten von Fels in einaxialer Kompression, Fairhurst & Hudson (1999)

(Abbildungen 6.2 und 6.3). Die Wahl fiel in diesem Zusammenhang auf Triaxialversuche, da hierbei ausgenutzt werden kann, dass die Probendeformation homogener ist als in Biaxialversuchen. Da hier der homogen verformte Bereich zwischen Scherbändern untersucht wurde, entsprach ein Triaxialversuch am ehesten der Anforderung. Hierin wurde untersucht, ob die Modellmaterialien im spannungsgesteuerten Versuch nach Erreichen der maximalen Scherfestigkeit mit zunehmender axialer Stauchung (Entfestigung) oder mit vertikaler Dehnung (Entlastung) reagieren. Die Spannungssteuerung in diesem modifizierten Gerät erfolgte durch stufenweise Lasterhöhung mittels zentrisch aufgelegten Gewichten. Der Umgebungsdruck wurde mittels Vakuumpumpe konstant gehalten ( $\sigma'_2 = \sigma'_3 = 10 \text{ kPa}$ ). Wird die von der Probe maximal aufnehmbare Schubspannung durch das Auflegen der Gewichte überschritten, so würde die Probe schlagartig versagen. Um dies zu verhindern wurde ein Dämpfer zwischengeschaltet. Der Dämpfer besteht aus einer 2 mm dünnen Messingscheibe, die mit der Kopfplatte der Probe verbunden ist und beidseitig in Kontakt mit einer dämpfenden Paste eingebaut wird. Zu beiden Außenseiten hin wird die Paste mittels Aluminiumscheiben zusammengedrückt, die an der Traverse befestigt sind. Während der Lastaufbringung wird die vertikale Kraft zu einem Anteil von der Probe  $F_P$  und zu einem Anteil von dem Dämpfer  $F_D$  aufgenommen. Die Messingscheibe verschiebt sich dabei nach unten, wobei die Verschiebung der Messingscheibe und der Probenoberseite identisch sind (wegschlüssige Verbindung). Das zugehörige rheologische Modell ist Abbildung 6.4 zu entnehmen. Es ist zu beachten, dass der Dämpfer und

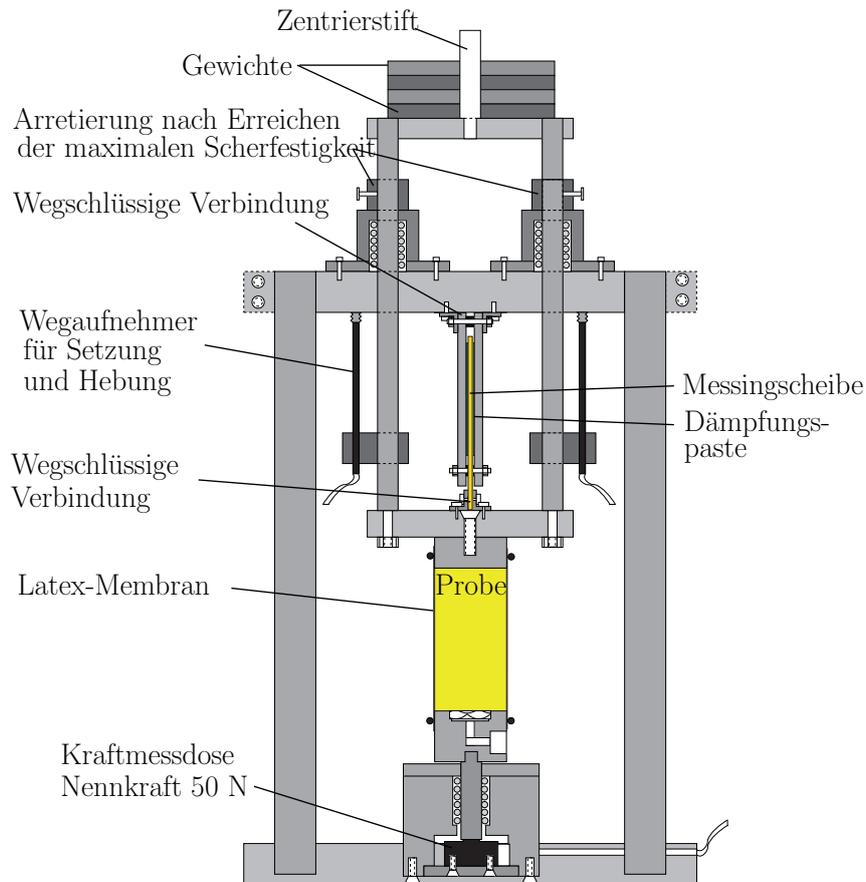


Abbildung 6.2.: Skizze des modifizierten Triaxialgerätes

die Probe zwar geometrisch hintereinander geschaltet sind, aber im rheologischen Modell parallel geschaltet wirken. Während einer Laststufe wird die Kraft zunehmend von der Probe aufgenommen, was durch eine Kraftmessdose mit einer Nennkraft von 50 N unterhalb der Probe gemessen wurde. Sobald zu erkennen war, dass die von der Probe aufgenommene Kraft nicht weiter zunahm, wurde die nächste Laststufe initiiert. Wurde durch Auflegen eines Gewichtes keine Zunahme der von der Probe aufgenommenen Kraft registriert, so war die maximale Beanspruchbarkeit der Probe erreicht. Die vertikale Verformung wurde dann durch Arretierung mittels Randschrauben gestoppt. Anschließend wurde der Dämpfer gelöst, so dass die folgende Deformation der Probe nicht gedämpft wurde. Daraufhin erfolgte die Spannungsreduktion durch stufenweises Entfernen der Gewichte. Da die Arretierung nur die vertikale Stauchung der Probe verhinderte, wurde also nur gemessen, ob eine Hebung einsetzte (Entlastung). Da sehr kleine Deformationen zu messen waren ( $10^{-2}$  mm), wurde der gemessene Weg um die Systemverformung bereinigt. Diese wurde in vorab durchgeführten Tests zu  $1,5 \cdot 10^{-4}$  mm/N ermittelt. Zur

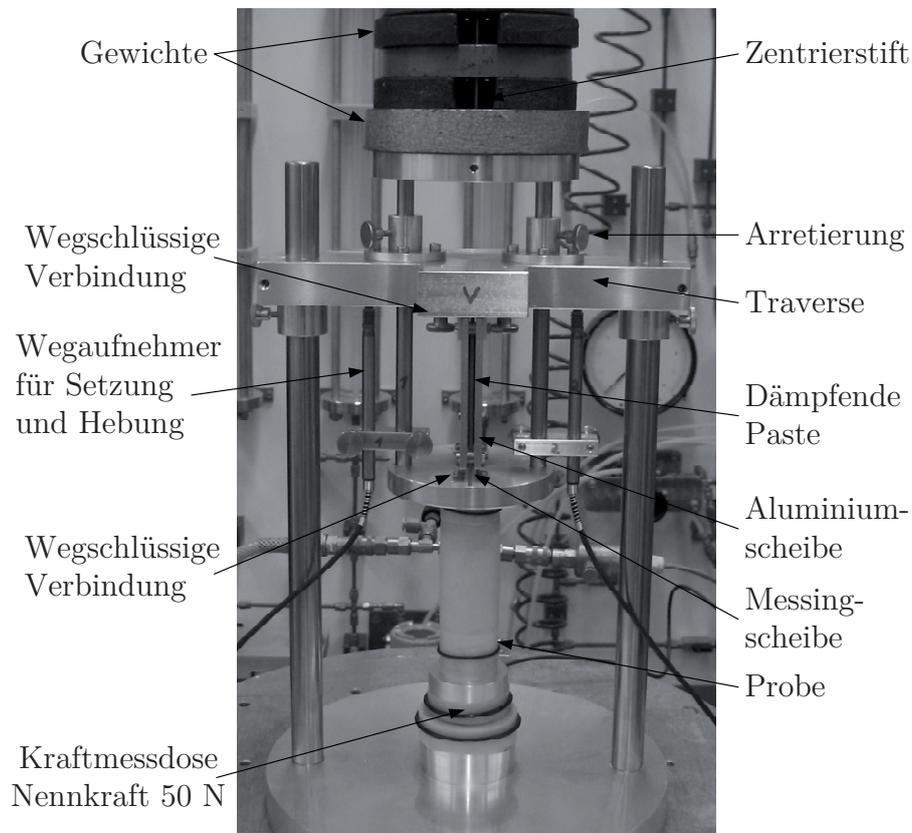


Abbildung 6.3.: Foto des modifizierten Triaxialgerätes

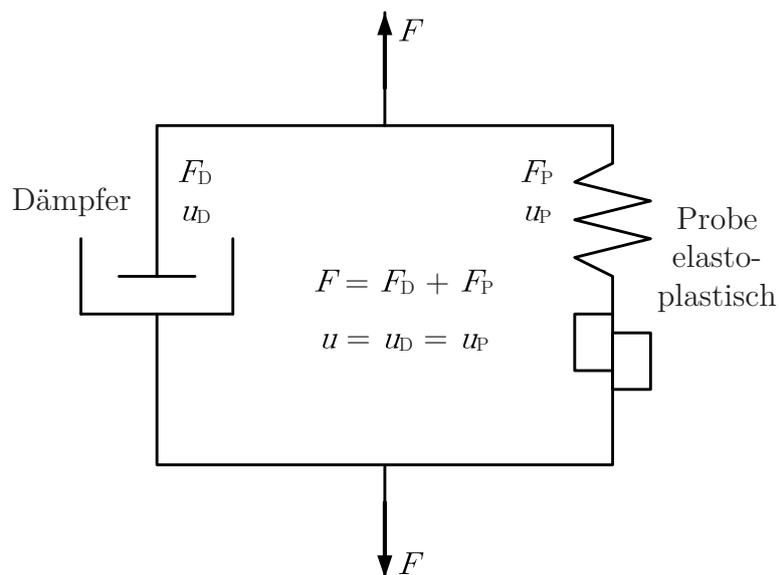


Abbildung 6.4.: Rheologisches Modell des modifizierten Triaxialgerätes

vertikalen Verformungsmessung wurden zwei Wegaufnehmer eingesetzt, damit eine eventuelle Verkantung infolge exzentrischer Beanspruchung durch das Auflegen der Gewichte erfasst werden konnte. Um für jeden Versuch eine identische Dämpfung zu gewährleisten, wurde diese immer auf die gleiche Weise erzeugt. Die dämpfende Paste wurde zu einer 1,0 mm dicken Schicht ausgerollt, dann mit einem 60 x 60 mm großen Rahmen ausgestochen und anschließend in Streifen geschnitten. Diese wurden zur Kontrolle abgewogen. Nach Positionieren der Streifen zwischen Messing- und Aluminiumscheiben wurden diese mit einem kontrollierten Drehmoment angezogen. Auf diese Weise wurde ein identischer Zusammenbau des Dämpfers gewährleistet. Die Zähigkeit der Paste wurde in Versuchen ohne Probe bestimmt, in denen nur der Dämpfer stufenweise belastet wurde. Die Viskosität  $\eta = \tau/\dot{\gamma}$  wurde berechnet. Hierbei ist  $\tau = F/A$ , wobei  $F$  die durch die Gewichte bewirkte Kraft ist und  $A$  die Fläche der dämpfenden Paste. Diese Fläche der Paste bleibt während des Versuches konstant, da die verwendeten Streifen der Paste kürzer sind als die Scheiben, zwischen die sie geklemmt werden. Die Scherdehnungsrate wurde aus  $\dot{\gamma} = \dot{s}/t$  berechnet, wobei  $\dot{s}$  die Verschiebungsrate in vertikaler Richtung und  $t$  die Dicke der Paste bezeichnen. Es zeigte sich, dass die verwendete Paste nicht die Eigenschaften eines Newton'schen Fluids aufweist. Auf eine Erhöhung der Schubspannung reagiert die Paste mit überproportional großer Scherrate und geringer werdender Viskosität. Zum Zeitpunkt des Probenversagens in den im Folgenden dargestellten Experimenten betrug die durch den Dämpfer aufgenommene Kraft 30-40 N. Für diese Größenordnung wurde die Viskosität zu  $5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$  Pa s ermittelt. Dieser Wert liegt im Bereich des für Dichtungskitt bekannten Wertes von  $1 \cdot 10^5$  Pa s ([www.research-equipment.com](http://www.research-equipment.com)). Die Dehnungsrate  $\dot{\epsilon}$  konnte damit während des Versagensprozesses von 8 %/s (Versuch ohne Dämpfung) auf 0,01 %/s (Versuch mit Dämpfung) verlangsamt werden.

### 6.3.3. Versuchsprogramm

In dem modifizierten Triaxialgerät wurden spannungsgesteuerte Versuche mit initial dicht und locker gelagertem Silbersand sowie mit der trockenen Sand-Ton-Mischung  $ST_{5\%}$  und der feuchten Sand-Ton-Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$ , md durchgeführt. Zunächst wurde ein Versuch mit dicht gelagertem Silbersand ( $I_D = 0,96$ ) mit Dämpfung und ohne Spannungsreduktion durchgeführt (graue Linie), um die maximal aufnehmbare Kraft durch die Probe zu ermitteln (Abbildung 6.5a). Im zweiten Versuch wurde bei Erreichen der maximalen Kraft auf die oben beschriebene Weise eine Reduktion der vertikalen Spannung bewirkt. Eingezeichnet ist die mittels Kraftmessdose unterhalb der Probe gemessene Kraft  $F_P$ . Die totale Kraft  $F$  infolge der aufgelegten Gewichte ist durch schwarze Quadrate dargestellt.

Die Differenz wurde dementsprechend von dem Dämpfungsmechanismus aufgenommen,  $F_D = F - F_P$ . In Abbildung 6.5b ist die Antwort der Probe auf die Spannungsreduk-

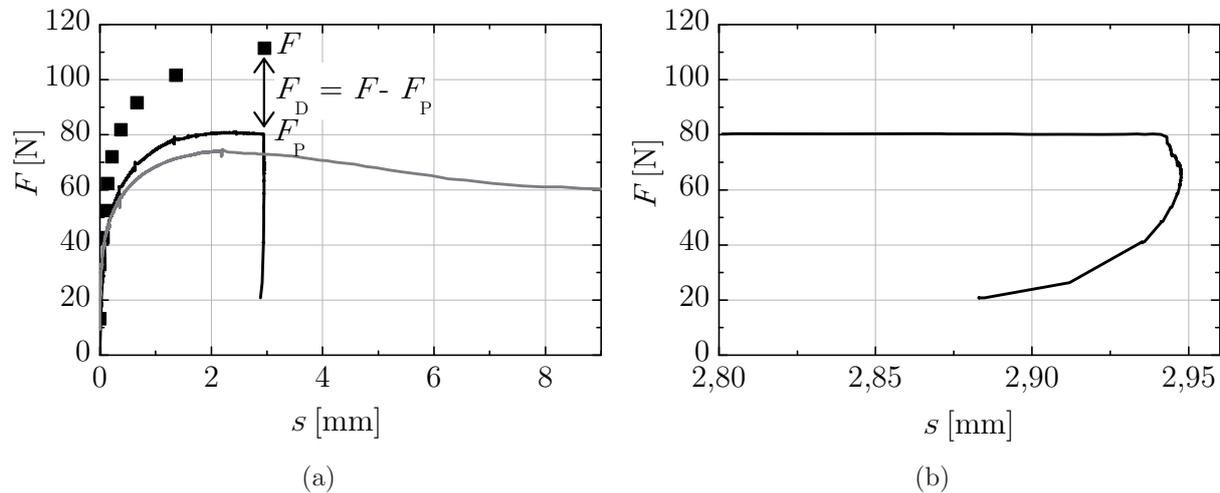


Abbildung 6.5.: (a) Versuch ohne und mit Spannungsreduktion (Silbersand); (b) Entlastung um  $\Delta\varepsilon_{\text{Ent}} = 0,66$  %

tion vergrößert dargestellt. Die Spannungsreduktion führte insgesamt zu einer Hebung der Probe um  $\Delta\varepsilon_{\text{Ent}} = 0,66$  %. Damit konnte eine Entlastung der initial dicht gelagerten Sandprobe nachgewiesen werden. Die Annahme der Entlastung des homogen verformten Bereiches zwischen zwei Scherbändern, ausgehend von dem Grenzspannungszustand, ist also begründet. Ein ähnliches Ergebnis zeigte die dicht eingebaute, trockene Sand-Ton-Mischung  $ST_{5\%}$  ( $\rho_d/\rho_{Pr} = 1,07$ ). Die Reduktion der vertikalen Spannung führte hier zu einer Entlastung von  $\Delta\varepsilon_{\text{Ent}} = 0,81$  % (Abbildungen 6.6a und 6.6b). Für initial locker gelagerten Silbersand ( $I_D = 0,28$ ) sowie die mitteldicht gelagerte, feuchte Sand-Ton-Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}, md$  ( $\rho_d/\rho_{Pr} = 0,93$ ) wurde jeweils eine geringe Entlastung von  $\Delta\varepsilon_{\text{Ent}} = 0,09$  % bzw.  $\Delta\varepsilon_{\text{Ent}} = 0,14$  % beobachtet (Abbildungen 6.7a und 6.7b). Die maximale Verkantung in diesen Versuchen betrug 0,025 % und wird daher als unwesentlich angesehen. Die Materialien mit einer größeren Entlastung in den hier durchgeführten modifizierten Triaxialversuchen, dicht gelagerter Silbersand und dicht gelagerte trockene Sand-Ton-Mischung  $ST_{5\%}$ , zeigten in den Biaxialversuchen ein ausgeprägteres Entfestigungsverhalten. Während die Materialien mit geringer Entlastung in den modifizierten Triaxialversuchen, locker gelagerter Silbersand und die mitteldicht gelagerte, feuchte Sand-Ton-Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}, md$ , in den Biaxialversuchen ein wenig ausgeprägtes Entfestigungsverhalten zeigten.

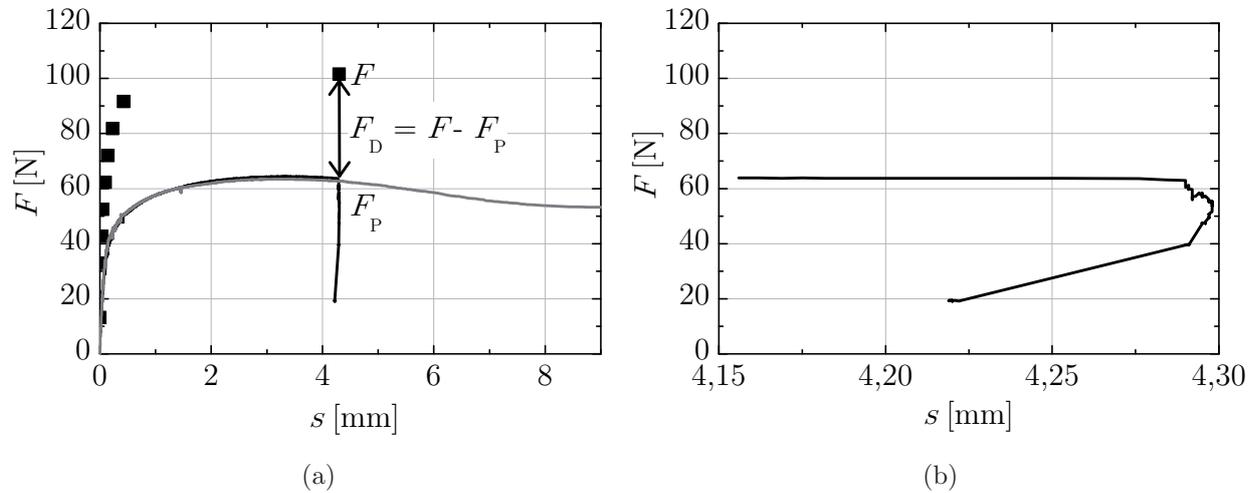


Abbildung 6.6.: (a) Versuch ohne und mit Spannungsreduktion ( $ST_{5\%}$ ); (b) Entlastung um  $\Delta\varepsilon_{\text{Ent}} = 0,81 \%$

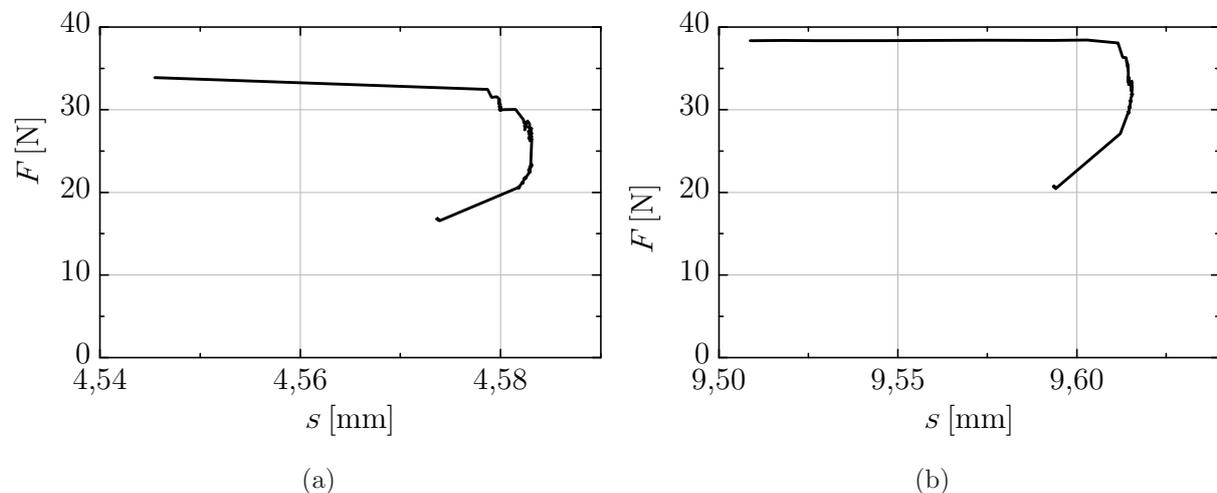


Abbildung 6.7.: (a) Entlastung von locker gelagertem Silbersand; (b) Entlastung von  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$ , md

Im Hinblick auf die analytische Lösung des Scherbandabstandes ist der Elastizitäts-Modul (E-Modul) von Interesse, welcher ebenfalls aus den modifizierten Triaxialversuchen ermittelt wurde. Der E-Modul ergibt sich bei konstanter horizontaler Spannung zu  $E = \Delta\sigma_v / \Delta\varepsilon_v$ . Der gemessene Verlauf der vertikalen Spannung über der vertikalen Dehnung wurde am Beispiel des dicht gelagerten Silbersandes durch einen trilinearen Verlauf

in den drei eingezeichneten Bereichen approximiert (Abbildung 6.8a). Der E-Modul wurde für jeden der drei Bereiche berechnet und über der mittleren Spannung  $p = (\sigma_v + \sigma_h)/2$  aufgetragen (Abbildung 6.8b). Der ermittelte Zusammenhang von E-Modul und mittlerer Spannung wurde anschließend durch einen bilinearen Verlauf approximiert.

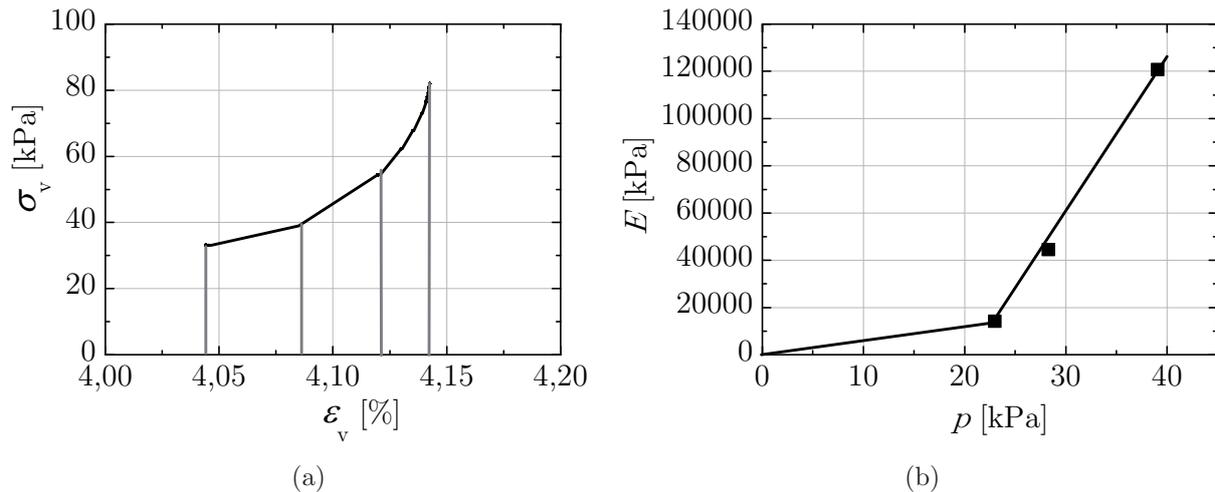


Abbildung 6.8.: (a) Trilineare Approximation des Verlaufs der Vertikalspannung  $\sigma_v$  über Vertikaldehnung  $\epsilon_v$ ; (b) Bilineare Approximation für den E-Modul als Funktion der mittleren Spannung  $p$

### 6.3.4. Analytische Lösung

Basierend auf der Beschreibung des Deformationsmechanismus' eines Systems paralleler Scherbänder nach Wolf (2005) wurde eine analytische Lösung zur Berechnung des Abstandes der Scherbänder hergeleitet. Die von Röchter et al. (2011) veröffentlichten Gleichungen sind ab (6.12)ff. in modifizierter Form notiert, resultieren aber in identischen Abständen. Ausgangspunkt der Analyse ist die im Bereich des maximalen Reibungswinkels lokalisierte Deformation in parallelen Scherbändern. Abbildung 6.9 zeigt ein unter dem Winkel  $\nu$  entstandenes Scherbandsystem. Der Abstand  $a_h$  beschreibt den horizontalen Abstand von der Mitte eines Scherbands bis zur Mitte des benachbarten Scherbands, während der Abstand  $a$  die Distanz normal zum Rand eines Scherbands kennzeichnet (Gleichung (6.3)). Im Anschluss an die Lokalisierung erfolgt bei fortschreitender Dehnung der Unterlage eine Änderung  $\dot{\nu}$  der Neigung der Scherbänder sowie des Bereiches zwischen den Scherbändern. Durch Differentiation lässt sich daraus unmittelbar ein Zusammenhang zwischen der Nei-

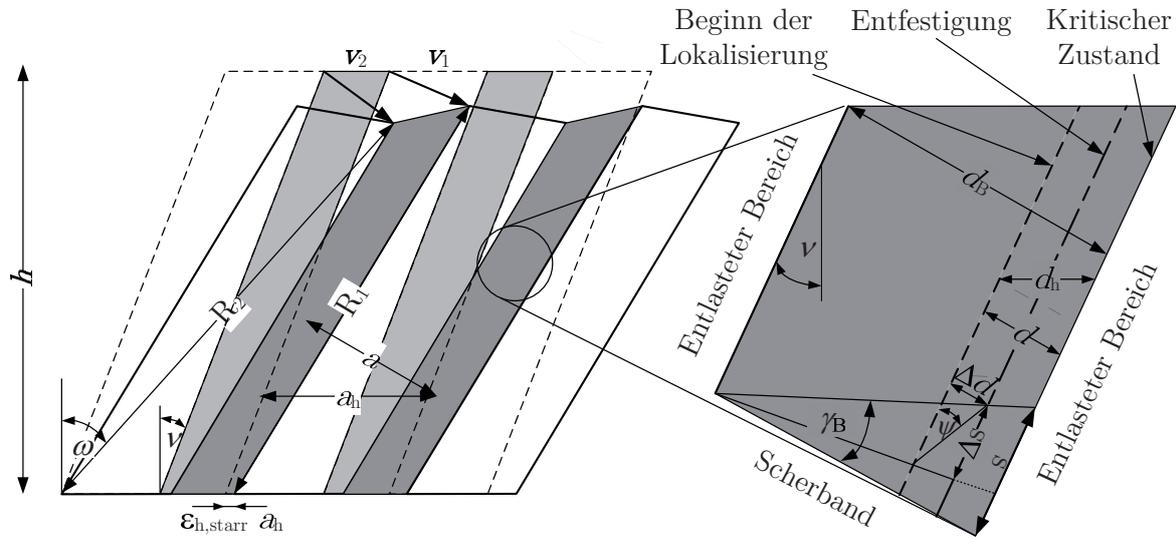


Abbildung 6.9.: Geometrie und Kinematik des Scherband-Systems, modifiziert nach Wolf et al. (2005)

gungsrates  $\dot{\nu}$  und der Rate des horizontalen Scherbandabstandes  $\dot{a}_h$  berechnen (Gleichung (6.4)). Der Abstand  $a$  sei unter der Annahme, dass der Bereich zwischen den Scherbändern und das Scherband selbst als Starrkörper rotieren, zunächst konstant, während der Abstand  $a_h$  infolge der Starrkörper-Rotation variabel ist. Die Verwendung des in Gleichung (6.5) angegebenen Dehnungsmaßes  $\varepsilon_h$  führt nach Differentiation zu Gleichung (6.6), die sich als Näherung auch aus der Verwendung eines logarithmischen Dehnungsmaßes ergibt. Einsetzen der horizontalen Dehnungsrate  $\dot{\varepsilon}_h$  aus Gleichung (6.6) in Gleichung (6.4) ergibt den in Gleichung (6.7) formulierten Zusammenhang zwischen der Neigungsrate  $\dot{\nu}$  und der horizontalen Dehnungsrate  $\dot{\varepsilon}_h$ .

$$a_h = \frac{a}{\cos \nu} \quad (6.3)$$

$$\dot{\nu} = \frac{\dot{a}_h}{a_h} \cot \nu \quad (6.4)$$

$$\varepsilon_h = \frac{\Delta a_h}{a_h} \quad (6.5)$$

$$\dot{\varepsilon}_h = \frac{\dot{a}_h}{a_h} \quad (6.6)$$

$$\dot{\nu} = \dot{\varepsilon}_h \cot \nu \quad (6.7)$$

Nun wird die Deformation innerhalb des Scherbands in Form der horizontalen Dehnungsrate infolge Dilatanz  $\dot{\varepsilon}_{h,dil}$  sowie die Deformation in dem entlasteten Bereich in Form der horizontalen Dehnungsrate infolge Kontraktanz  $\dot{\varepsilon}_{h,kon}$  mittels Gleichung (6.8) berücksich-

tigt. Einsetzen von Gleichung (6.8) in Gleichung (6.7) ergibt dann die in Gleichung (6.9) ausgedrückte Beziehung zwischen der Neigungsrate  $\dot{\nu}$  und der Summe der horizontalen Dehnungsraten.

$$\dot{\epsilon}_h = \dot{\epsilon}_{h,\text{starr}} - \dot{\epsilon}_{h,\text{dil}} - \dot{\epsilon}_{h,\text{kon}} \quad (6.8)$$

$$\dot{\nu} = (\dot{\epsilon}_{h,\text{starr}} - \dot{\epsilon}_{h,\text{dil}} - \dot{\epsilon}_{h,\text{kon}}) \cot \nu \quad (6.9)$$

Während die Dilatanz im Scherband die Neigungsänderung  $\dot{\nu}$  reduziert ( $\dot{\epsilon}_{h,\text{dil}} > 0$ ), führt die Kontraktanz im entlasteten Bereich zu einer Erhöhung von  $\dot{\nu}$  ( $\dot{\epsilon}_{h,\text{kon}} < 0$ ). Der Winkel der Scherbandneigung  $\nu$  bezüglich der Vertikalen wurde in den Modellversuchen ermittelt und entsprach in der Regel einem Wert zwischen der Lösung nach Roscoe (1970) und der Lösung nach Arthur et al. (1977). Im Folgenden wird die Dehnungsrate infolge Dilatanz  $\dot{\epsilon}_{h,\text{dil}}$  aus der Geometrie des Scherbands abweichend von Wolf (2005) hergeleitet (Abbildung 6.9). Der Dilatanzwinkel  $\psi_B$  innerhalb des Scherbands wird als inkrementelle Größe mit Gleichung (6.10) berechnet. Die Untersuchungen in Kapitel 4.5.6 zeigten eine gute Übereinstimmung zwischen dem Dilatanzwinkel  $\psi_B$  innerhalb des Scherbands und dem globalen Dilatanzwinkel  $\psi$ , weshalb die folgenden Gleichungen direkt mit dem globalen Dilatanzwinkel formuliert werden. Diese Näherung wurde durch Gutierrez & Vardoulakis (2007) bestätigt.

$$\tan \psi = \frac{\Delta d}{\Delta s} \Leftrightarrow \Delta d = \Delta s \tan \psi \quad (6.10)$$

Der Dilatanzwinkel wird zum Zeitpunkt der Lokalisierung als maximal angenommen,  $\psi_p$ . Mit Gleichung (6.11) wird berücksichtigt, dass sich der Dilatanzwinkel im Entfestigungsbereich mit zunehmender Scherdehnung verringert, bis er im kritischen, volumentreuen Zustand schließlich verschwindet.

$$\tan \psi = \tan(\psi_p(1 - \gamma_B)) \quad (6.11)$$

Als Scherdehnung  $\gamma_B$  im Scherband bei Erreichen des kritischen Zustands wird nach Vardoulakis (1977)  $\gamma_B = 100\% = 1,0$  gesetzt. Der Dilatanzwinkel  $\psi_p$  zum Zeitpunkt des maximalen Reibungswinkels wurde in biaxialen Extensionsversuchen ermittelt. Einsetzen von Gleichung (6.11) in Gleichung (6.10) ergibt den Zusammenhang zwischen der akkumulierten Verschiebung  $d$  normal zum Scherband und der akkumulierten Verschiebung  $s$  tangential zum Scherband durch Integration über  $\gamma_B$ :

$$d = s \int_0^1 \tan(\psi_p(1 - \gamma_B)) d\gamma_B \quad (6.12)$$

$$= s \ln \{ \cos(\psi_p(1 - \gamma_B)) \} / \psi_p |_0^1 \quad (6.13)$$

$$= - \frac{s \ln \{ \cos \psi_p \}}{\psi_p} \quad (6.14)$$

Die horizontale Dehnung infolge Dilatanz  $\varepsilon_{h,dil}$  wird nun als logarithmische Dehnung berechnet, wobei Gleichung (6.14) eingesetzt wird.

$$\varepsilon_{h,dil} = \ln \left\{ \frac{a_h + d_h}{a_h} \right\} = \ln \left\{ 1 + \frac{d_h}{a_h} \right\} \quad (6.15)$$

$$= \ln \left\{ 1 + \frac{d}{a_h \cos \nu} \right\} \quad \text{mit } d_h = \frac{d}{\cos \nu} \quad (6.16)$$

$$= \ln \left\{ 1 - \frac{s \ln \{ \cos \psi_p \}}{\psi_p a_h \cos \nu} \right\} \quad (6.17)$$

Die Scherdehnung  $\gamma_B$  wird, ebenfalls abweichend von Wolf (2005), mit Gleichung (6.18) berechnet. Umstellen ergibt die gesamte Verschiebung  $s$  parallel zum Scherband.

$$\gamma_B = \frac{s}{d_B} \quad (6.18)$$

$$s = \gamma_B d_B \quad (6.19)$$

Die Formulierung der Dehnung infolge Dilatanz  $\varepsilon_{h,dil}$  wird durch Einsetzen von Gleichung (6.19) in Gleichung (6.17) nun mit Gleichung (6.20) notiert.

$$\varepsilon_{h,dil} = \ln \left\{ 1 - \frac{\gamma_B d_B \ln \{ \cos \psi_p \}}{\psi_p a_h \cos \nu} \right\} \quad (6.20)$$

Die zeitliche Ableitung von Gleichung (6.20) ergibt dann die gesuchte Rate der horizontalen Dehnung infolge Dilatanz (Gleichung (6.21)).

$$\dot{\varepsilon}_{h,dil} = \frac{d_B \ln \{ \cos \psi_p \}}{-\psi_p a_h \cos \nu + d_B \gamma_B \ln \{ \cos \psi_p \}} \dot{\gamma}_B \quad (6.21)$$

Die so berechnete Dehnungsrate  $\dot{\varepsilon}_{h,dil}$  ist positiv, d.h. das Scherband wird während der Entfestigungsphase breiter. Die Betrachtung zum Zeitpunkt der Lokalisierung ( $\gamma_B = 0$ ) vereinfacht die Dilatanzrate zu Gleichung (6.22).

$$\dot{\varepsilon}_{h,dil} = - \frac{d_B \ln \{ \cos \psi_p \}}{\psi_p a_h \cos \nu} \dot{\gamma}_B \quad (6.22)$$

Die Rate der Scherdehnung  $\dot{\gamma}_B$  wird analog zu Wolf (2005) aus Gründen kinematischer Kompatibilität berechnet. Damit die Starrkörperrotation ohne Änderung der Scherbandbreite kinematisch möglich ist, muss sich der entlastete Bereich zusätzlich um den Betrag  $\varepsilon_{h,starr} a_h$  verschieben. Dies hat zur Konsequenz, dass die fortschreitende Dehnung der Unterlage nicht zu einer Wiederbelastung der entlasteten Bereiche führt. Dadurch wird ausgeschlossen, dass sich nach Initiierung des primären Scherbandsystems weitere Scherbänder bilden. Unter Berücksichtigung von Rotation und Translation des entlasteten Bereiches lassen sich die Geschwindigkeitsvektoren der Kopfpunkte eines Scherbands,

$\mathbf{v}_1$  und  $\mathbf{v}_2$  in Abbildung 6.9 mit den Gleichungen (6.23) bis (6.25) notieren.

$$\mathbf{v}_1 = \dot{\nu} R_1 \begin{pmatrix} \cos\nu \\ -\sin\nu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \dot{\epsilon}_{h,\text{starr}} a_h \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.23)$$

$$\mathbf{v}_2 = \dot{\nu} R_2 \begin{pmatrix} \cos\omega \\ -\sin\omega \end{pmatrix} \quad (6.24)$$

$$\text{mit } R_1 = \frac{H}{\cos\nu} \quad R_2 = \frac{H}{\cos\omega} \quad \tan\omega = \frac{H \tan\nu + a_h}{H} \quad (6.25)$$

Der zum Scherband tangentielle Anteil der Differenz  $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$  im Verhältnis zur Breite des Scherbands  $d_B$  repräsentiert die Rate der Scherdehnung  $\dot{\gamma}_B$ .

$$\dot{\gamma}_B = \frac{\dot{s}}{d_B} = \frac{1}{d_B} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \cdot \mathbf{t} \quad (6.26)$$

$$= \frac{a_h}{d_B} (\dot{\nu} \cos\nu + \dot{\epsilon}_{h,\text{starr}} \sin\nu) \quad (6.27)$$

Die Breite des Scherbands wird hier als konstant angesetzt. Der Vektor  $\mathbf{t} = (\sin\nu, \cos\nu)^T$  ist der Einheitsvektor parallel zum Scherband. Gleichung (6.27) wird in Gleichung (6.22) eingesetzt. Die Dehnungsrate infolge Dilatanz  $\dot{\epsilon}_{h,\text{dil}}$  ist somit als Funktion der Neigungsrate  $\dot{\nu}$  dargestellt. Einsetzen in Gleichung (6.9) und Auflösen nach  $\dot{\nu}$  ergibt für die Rate der Scherbandneigung:

$$\dot{\nu} = \frac{\psi_p (\dot{\epsilon}_{h,\text{starr}} - \dot{\epsilon}_{h,\text{kon}}) \cot\nu + \dot{\epsilon}_{h,\text{starr}} \ln \{ \cos\psi_p \}}{\psi_p - \cot\nu \ln \{ \cos\psi_p \}} \quad (6.28)$$

Die horizontale Dehnungsrate infolge Kontraktanz  $\dot{\epsilon}_{h,\text{kon}}$  im entlasteten Bereich wird als elastische Größe aus der Rate der horizontalen Spannung  $\dot{\sigma}_h$  und dem E-Modul mit Gleichung (6.29) berechnet.

$$\dot{\epsilon}_{h,\text{kon}} = \frac{\dot{\sigma}_h}{E} \quad (6.29)$$

Der E-Modul wurde in den modifizierten Triaxialversuchen als Funktion der mittleren Spannung  $p$  ermittelt (Kapitel 6.3.3). Die mittlere Spannung in den Modellversuchen wird wie folgt berechnet:

$$p = \frac{1}{2}(\sigma_v - \sigma_h) = \frac{1}{2}\sigma_v \left( 1 + \frac{1 - \sin\varphi}{1 + \sin\varphi} \right) = \frac{\sigma_v}{1 + \sin\varphi} \quad (6.30)$$

Die Rate der horizontalen Spannung  $\dot{\sigma}_h$  wird unter Berücksichtigung der Kohäsion sowie der Entfestigung in Form einer Reduktion des Reibungswinkels  $\varphi$  basierend auf der Darstellung im Mohr'schen Spannungskreis hergeleitet.

$$0 = \frac{1}{2}(\sigma_v - \sigma_h) - \frac{1}{2}(\sigma_v + \sigma_h)\sin\varphi + c \cos\varphi \quad (6.31)$$

$$\sigma_h = \frac{\sigma_v(1 - \sin\varphi) + 2c \cos\varphi}{1 + \sin\varphi} \quad (6.32)$$

$$\frac{\Delta\sigma_h}{\Delta\varphi} = -\frac{2\sigma_v \cos\varphi + 2c(1 + \sin\varphi)}{(1 + \sin\varphi)^2} \quad (6.33)$$

$$\dot{\sigma}_h = -\frac{2\sigma_v \cos\varphi + 2c(1 + \sin\varphi)}{(1 + \sin\varphi)^2} \dot{\varphi} \quad (6.34)$$

$$= \frac{2\sigma_v \cos\varphi + 2c(1 + \sin\varphi)}{(1 + \sin\varphi)^2} k_B \dot{\gamma}_B \quad (6.35)$$

Druckspannungen sind hierbei als negativ einzusetzen, der Entfestigungsgradient innerhalb des Scherbands  $k_B$  wird als  $-\dot{\varphi}/\dot{\gamma}_B$  berechnet. Der maximale Reibungswinkel  $\varphi$  wurde in biaxialen Extensionsversuchen ermittelt. Die vertikale Spannung  $\sigma_v$  sowie die Kohäsion  $c$  werden in Gleichung (6.35) als konstant angenommen. Insbesondere im Hinblick auf die Übertragung der Gleichungen auf Systeme von Abschiebungen in Felsformationen wird außerdem die Reduktion der Kohäsion berücksichtigt. Es wird angenommen, dass die zwischen den Körnern vorhandenen kohäsiven Brücken durch Dilatanz zerstört werden (Schanz (1998)). Die Kohäsionsentfestigung beginnt also bereits vor der Bildung einer Scherzone. Im Rahmen dieser analytischen Lösung ist nur die Entfestigung nach Bildung der Scherzone relevant. Die Kohäsionsentfestigung innerhalb einer Scherzone wird analog zu Marcher (2002) als lineare Funktion angenommen. Im Unterschied zu Marcher (2002) wird hier davon ausgegangen, dass die Kohäsion  $c_c$  bei Erreichen des kritischen Zustands komplett verschwunden ist (Abbildung 6.10). Als Kohäsionswert  $c_p$  zum Zeitpunkt der Lokalisierung wird die experimentell ermittelte Kohäsion  $c$  angesetzt, da diese zum Zeitpunkt der Lokalisierung zur Festigkeit beiträgt. Ein erwarteter größerer Kohäsionswert  $c_0$  zu Beginn der Dilatanz wird hier nicht berücksichtigt, da hierdurch lediglich die Steifigkeit der Probe während der homogenen Deformation beeinflusst wird. Unter Berücksichtigung

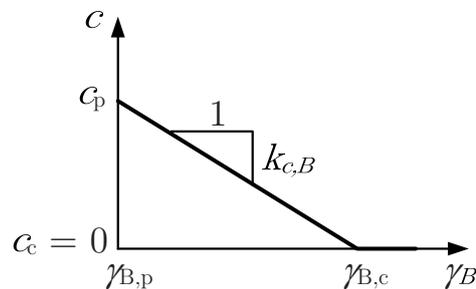


Abbildung 6.10.: Kohäsionsentfestigung ab Beginn der Lokalisierung bis zum kritischen Zustand

von Kohäsionsentfestigung erweitert sich dann Gleichung (6.35) zu Gleichung (6.36).

$$\dot{\sigma}_h = \left( \frac{2\sigma_v \cos\varphi + 2c(1 + \sin\varphi)}{(1 + \sin\varphi)^2} k_B - \frac{2\cos\varphi}{1 + \sin\varphi} k_{c,B} \right) \dot{\gamma}_B \quad (6.36)$$

Hierbei beschreibt  $k_{c,B} = -\dot{c}_B/\dot{\gamma}_B$  die Reduktion der Kohäsion im Scherband.

Der Einfluss der Wandreibung während der Entfestigung wird durch folgende Überlegung berücksichtigt. Die gesamte horizontale Spannungsrate  $\dot{\sigma}_{h,ges}$  wird additiv zerlegt in einen Anteil  $\dot{\sigma}_{h,P}$ , der tatsächlich zu einer Änderung der Dehnungsrate infolge Kontraktanz in der Probe beiträgt, sowie einen Anteil  $\dot{\sigma}_{h,R}$ , der über Reibung zwischen Probe und Glas-Seitenwänden und zwischen Probe und Gummimatte aufgenommen wird. Aus der Differenz zwischen der gesamten horizontalen Spannungsrate  $\dot{\sigma}_{h,ges}$  und der über Reibung aufgenommenen horizontalen Spannungsrate  $\dot{\sigma}_{h,R}$  wird mit Gleichung (6.37) die auf die Probe wirkende horizontale Spannungsrate  $\dot{\sigma}_{h,P}$  berechnet.

$$\dot{\sigma}_{h,P} = \dot{\sigma}_{h,ges} - \dot{\sigma}_{h,R} \quad (6.37)$$

Die gesamte horizontale Spannungsrate  $\dot{\sigma}_{h,ges}$  wirkt auf die gesamte Querschnittsfläche  $b \cdot h$ , während die horizontale Spannungsrate  $\dot{\sigma}_{h,R}$  nur auf der Randfläche  $a_h(2 \cdot h + b)$  wirkt. Die Spannungsrate  $\dot{\sigma}_{h,R}$  am Rand wird als Anteil  $\delta$  der gesamten horizontalen Spannungsrate  $\dot{\sigma}_{h,ges}$  beschrieben,  $\dot{\sigma}_{h,R} = \delta[\text{rad}] \dot{\sigma}_{h,ges}$ . Die auf die Probe wirkende horizontale Spannungsrate kann nun mit Gleichung (6.38) formuliert werden.

$$\dot{\sigma}_{h,P} = \dot{\sigma}_{h,ges} \left( 1 - \frac{a_h(2 \cdot h + b)}{b \cdot h} \delta \right) \quad (6.38)$$

Die horizontale Spannungsrate  $\dot{\sigma}_h$  wird nun statt mit Gleichung (6.35) mit Gleichung (6.39) formuliert.

$$\dot{\sigma}_h = \frac{2\sigma_v \cos\varphi + 2c(1 + \sin\varphi)}{(1 + \sin\varphi)^2} k_B \dot{\gamma}_B \left( 1 - \frac{a_h(2 \cdot h + b)}{b \cdot h} \delta \right) \quad (6.39)$$

Einsetzen der Scherdehnungsrate  $\dot{\gamma}_B$  nach Gleichung (6.27) und der Neigungsrate  $\dot{\nu}$  nach Gleichung (6.28) zeigt, dass die rechte Seite von Gleichung (6.39) über die Dehnungsrate infolge Kontraktanz nach Gleichung (6.29) ebenfalls von  $\dot{\sigma}_h$  abhängt. Nun kann die Rate der elastischen Energie  $\Pi$  pro Volumeneinheit in einem entlasteten Bereich sowie deren zeitliche Ableitung  $\dot{\Pi}$  bestimmt werden:

$$\Pi = -\frac{1}{2} \sigma_h \varepsilon_h \quad (6.40)$$

$$\dot{\Pi} = -\frac{1}{E} \sigma_h \dot{\sigma}_h \quad (6.41)$$

Derjenige Abstand  $a_h$ , für den die Rate der elastischen Energie minimal wird, wird als der energetisch günstigste Scherbandabstand interpretiert.

$$\frac{\partial \dot{\Pi}}{\partial a_h} = 0 \Rightarrow a_h \quad (6.42)$$

### 6.3.5. Beispielrechnungen

Das hergeleitete Berechnungsmodell erfordert die Eingabe von 14 Parametern. Vorgegeben werden die Versuchsgeschwindigkeit im Modellversuch  $\dot{\epsilon}_{h,\text{starr}}$ , die Probenhöhe  $h$ , die Probenbreite  $b$  und die Beschleunigung in der Zentrifuge  $ng$ . Der mittlere Korndurchmesser  $d_{50}$  wurde mittels Siebung bzw. kombinierter Siebung/Schlämmung ermittelt. Aus den Modellversuchen (Kapitel 5) resultieren die Messergebnisse bezüglich der initialen Lagerungsdichte  $\rho$ , der Scherbandneigung  $\nu$  und der Scherbandbreite  $d_B$ . Der Dilatanzwinkel  $\psi$  und der Reibungswinkel  $\varphi$  wurden ebenso in biaxialen Extensionsversuchen (Kapitel 4) ermittelt wie der Entfestigungsgradient im Scherband  $k_B$ , welcher als Näherung zu  $k_B = 0,1 k$  abgeschätzt wurde (s. Kapitel 4.9). Die Kohäsion  $c$  wurde in Zentrifugenversuchen bestimmt (Kapitel 3). Der E-Modul entstammt den modifizierten Triaxialversuchen (Kapitel 6). Der Anteil  $\delta$ , welcher die horizontale Spannungsrate über Wand- und Sohlreibung reduziert, wurde für alle dicht gelagerten, trockenen Modellmaterialien sowie für die dicht gelagerte Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$  zu  $\delta = \varphi$  und für alle mitteldicht gelagerten, feuchten Modellmaterialien zu  $\delta = 3/4\varphi$  abgeschätzt. Die Reibung zwischen Probe und Glaswand sowie zwischen Probe und Gummimatte ist in Realität unterschiedlich. Die hier eingesetzte Reibung repräsentiert somit einen gemittelten Wert. Der umfangreiche Parametersatz liegt für den dicht gelagerten Silbersand, die trockene Sand-Ton-Mischung  $ST_{5\%}$  sowie die feuchte Sand-Ton-Mischung  $ST_{4\%}W_{1,7\%}$ , md vollständig vor (Tabelle 6.2). Der Vergleich zwischen den gemessenen und den berechneten Abständen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Es zeigte sich, dass insbesondere der maximale Reibungswinkel sowie die Probengeometrie den Abstand dominieren, während die Variation der übrigen Parameter nur einen geringfügigen bis gar keinen Effekt auf den berechneten Abstand hat. Der berechnete, normierte Scherbandabstand nimmt linear mit zunehmendem Reibungswinkel ab. Empirisch wurde ebenfalls ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang zwischen Scherbandabstand und maximalem Reibungswinkel ermittelt (Abbildung 6.15). Um den Verlauf und die Größenordnung des berechneten Zusammenhangs mit dem gemessenen vergleichen zu können, wurde auch für Materialien, für die nicht der vollständige Datensatz zur Verfügung stand, der zu erwartende Abstand der Scherbänder berechnet, wobei geeignete Annahmen bezüglich der fehlenden Parameter getroffen wurden (Tabelle 6.3).

Parameter	Einheit	Silbersand	Sand-Ton	Sand-Ton-Wasser
		dicht	$ST_{5\%}$	$ST_{4,0\%}W_{1,7\%}$ , md
		SFKoh 8	SFKoh 15	SFKoh 34w
$\dot{\epsilon}_{h,\text{starr}}$	[-/s]		$9 \cdot 10^{-5}$	
$b$	[m]		0,20	
$h$	[m]	0,10	0,20	0,10
$\rho$	[g/cm <sup>3</sup> ]	1,68	1,68	1,57
$n$	[-]	1	1	25
$d_{50}$	[mm]	0,23	0,22	0,22
$\nu$	[°]	38	29	28
$d_B$	$d_{50}$	7	8	6
$\varphi$	[°]	47,9	43,5	35,5
$\psi$	[°]	22,6	11,9	0,9
$k_B$	[-]	0,41	0,44	0,08
$c$	[kPa]	0,0	0,2	2,3
$E/p$	[-]	617	780	29335
$\delta$	$\varphi$	1	1	3/4
$a_h$ gemessen	[mm]	27	46	50
$a_h$ berechnet	[mm]	30	43	54

Tabelle 6.2.: Vollständiger Datensatz zur Berechnung des Scherbandabstandes

Die gemessenen und berechneten Werte sind in Abbildung 6.11 eingezeichnet, wobei die quadratischen Symbole die gemessenen Werte repräsentieren und die kreisrunden Symbole die berechneten Werte. Die gemessenen und die berechneten Werte stimmen qualitativ und quantitativ sehr gut überein.

Am Beispiel gedanklicher Experimente werden die von Wolf (2005) an trockenem Sand ermittelten Ergebnisse analysiert. Nach Wolf (2005) sind größere Scherbandabstände mit abnehmender Lagerungsdichte und zunehmender Probenhöhe zu erwarten, das Beschleunigungsniveau hat keinen Einfluss auf den Abstand. Wird für dicht gelagerten Sand die initiale Probenhöhe auf  $h = 0,2$  m verdoppelt, so ergibt sich ein Scherbandabstand von  $a_h = 40$  mm. Dieser ist deutlich größer als der berechnete Abstand für die Probe aus Experiment SFKoh 8 ( $a_h = 30$  mm), wenn auch nicht proportional. Als weiteres gedankliches Experiment wird ein Zentrifugenversuch mit  $20g$  an dicht gelagertem Silbersand

Parameter	Einheit	$ST_{5\%}$	$ST_{7\%}$	$ST_{20\%}$	$SW_{1\%}$	$SW_{5\%}$	$ST_{4,0\%}W_{1,7\%}, d$
		SFKoh 24, 33	SFKoh 21, 26	SFKoh 41	SFKoh 37, 37w	SFKoh 36, 36w	SFKoh 11
$\dot{\epsilon}_{h, \text{starr}}$	[-/s]				$9 \cdot 10^{-5}$		
$b$	[m]				0,20		
$h$	[m]				0,1		
$\rho$	[g/cm <sup>3</sup> ]	1,66	1,65	1,64	1,51	1,53	1,63
$n$	[-]	25	25	25	18	18	25
$d_{50}$	[mm]	0,22	0,22	0,20	0,23	0,23	0,22
$\nu$	[°]	35	37	38	42	42*	37
$d_B$	$d_{50}$	7	7	5	11	11*	8
$\varphi$	[°]	43,5	43,6	40,9	39,5	39,0	41,3
$\psi$	[°]	4,3	9,1	11,7	13,3	3,9	8,2
$k_B$	[-]	0,55	0,38	0,85	0,29	0,41	0,34
$c$	[kPa]	0,2	0,6	2,3	0,8	1,8	2,6
$E/p$	[-]	780	780*	780*	617*	617*	29335*
$\delta$	$\varphi$	1	1	1	3/4	3/4	1
$a_h$ gemessen	[mm]	26	28	34	48	44	35
$a_h$ berechnet	[mm]	33	33	35	48	49	35

Tabelle 6.3.: Datensatz zur Berechnung des Scherbandabstandes; mit \* markierte Werte sind angenommene Werte

durchgeführt. Es ergibt sich ein Abstand von  $a_h = 30$  mm. Dies bestätigt ebenfalls die experimentellen Daten von Wolf (2005) eines vom Proportionalitätsfaktor  $n$  unabhängigen Scherbandabstandes. Ein gedankliches Experiment mit einer Probe initial locker gelagerten Silbersandes (mit  $\rho = 1,4$  g/cm<sup>3</sup>,  $\nu = 45^\circ$ ,  $\varphi = 36^\circ$ ,  $\psi = 2,7^\circ$ ,  $k_B = 0,1$ ,  $E/p = 870$ ,  $\delta/\varphi = 1$ ) ergibt einen berechneten Abstand von  $a_h = 40$  mm. Dies bestätigt ebenfalls die von Wolf (2005) beobachtete Vergrößerung des Abstandes mit abnehmender Lagerungsdichte.

Bisher wurde nur der Ort des Minimums der Energierate  $\dot{II}$  betrachtet, der als energetisch günstigster Scherbandabstand interpretiert wurde. Daneben ist ein Scherbandabstand theoretisch für alle  $\dot{II} < 0$  möglich, da nur eine negative Energierate mit einer Entlastung im Bereich zwischen den Scherbändern vereinbar ist. Die Wahrscheinlichkeit

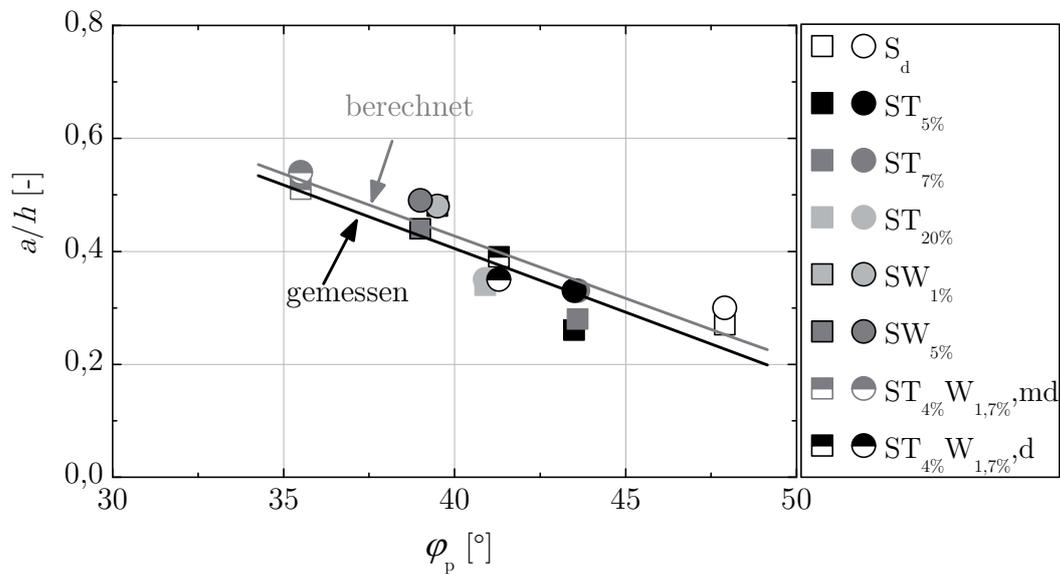


Abbildung 6.11.: Vergleich von gemessenen (quadratische Symbole) und berechneten (runde Symbole) Scherbandabständen

für das Auftreten eines bestimmten Scherbandabstandes wird anhand des Verlaufs der Funktion der Energierate  $\dot{II}$  interpretiert. Ein steiler Verlauf der Funktion  $\dot{II}$  im Bereich von  $\dot{II} < 0$  wird so interpretiert, dass der energetisch günstigste Abstand deutlich günstiger ist als ein benachbarter Abstand. Für diesen Fall werden sehr regelmäßige Abstände erwartet. Ist der Funktionsverlauf hingegen flach, so sind die benachbarten Abstände energetisch kaum ungünstiger als der berechnete Abstand  $a_h$ . Es wird daher eine größere Streuung der gemessenen Abstände erwartet, da die Probe im Modellversuch nicht ideal homogen ist, und kleine Abweichungen z.B. in der Porenzahl bereits in einem abweichenden Scherbandabstand resultieren können. Am Beispiel von dichtem Silbersand (SFKoh 08) und lockerem Silbersand (Parameter s.o.) wird der berechnete Bereich potentieller Scherbandabstände im Detail analysiert. Für dichten Silbersand zeigt Abbildung 6.12 im Vergleich zu lockerem Silbersand einen steileren Verlauf, was für einen regelmäßigen Abstand der Scherbänder spricht. Tatsächlich notierte Wolf (2005), dass die Streuung der gemessenen Abstände in lockerem Sand größer ist als in dichtem Sand. Der Verlauf der Funktion der Energierate wird mit abnehmendem Entfestigungsgradienten deutlich flacher, wie eine Beispielrechnung für den dichten Silbersand zeigt, in der nur der Entfestigungsgradient reduziert wurde (Abbildung 6.13). Für spröde Materialien wird daher prinzipiell ein regelmäßigerer Abstand erwartet wird als für duktile Materialien.

Neben dem Vergleich des Berechnungsmodells mit den Modellversuchen im cm-Maßstab

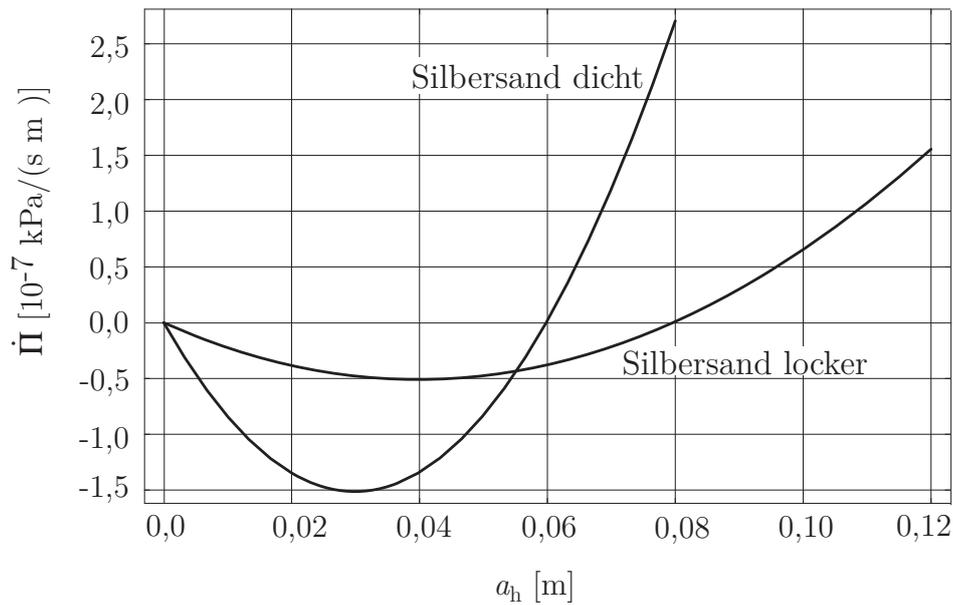


Abbildung 6.12.: Verlauf der Rate potentieller Energie  $\dot{I}$  für dicht und locker gelagerten Silbersand

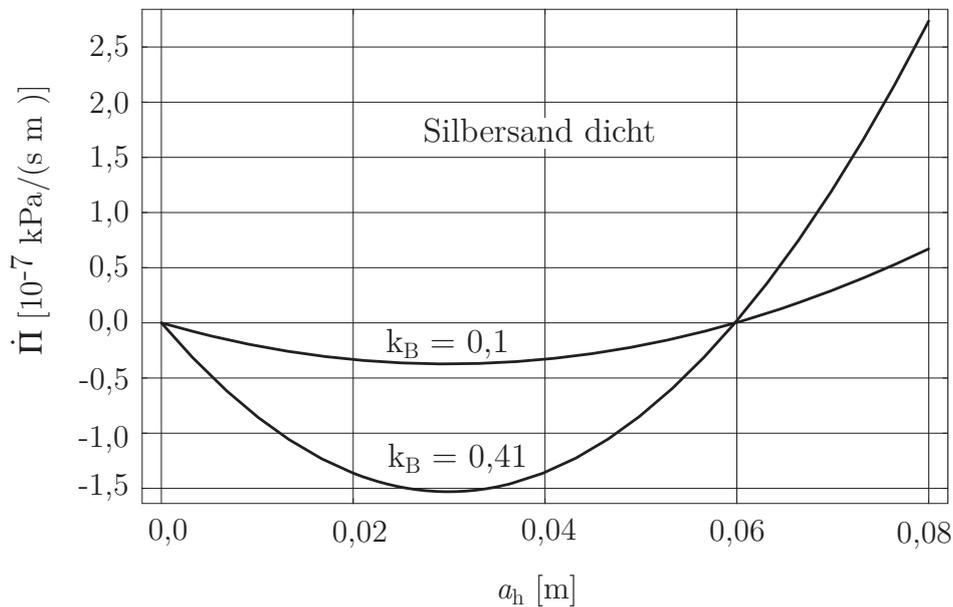


Abbildung 6.13.: Einfluss des Entfestigungsgradienten auf den Verlauf der Energierate

ist insbesondere die Frage relevant, ob mit dem Berechnungsmodell die in situ beobachteten Abstände von  $0,7 < a_h/h < 3,5$  (Kapitel 2.1) begründet werden können. Im Folgenden wird der erwartete Abstand von Scherzonen anhand eines exemplarischen Gesteins abgeschätzt. Die Bestimmung der Parameter erfolgt anhand des triaxialen Extensionsver-

suches an Kalkstein (Kapitel 4.7.3). Ausgehend von einem isotropen Spannungszustand ( $\sigma_{1,0} = \sigma_{3,0} = 50$  MPa) wurde die Vertikalspannung weggesteuert reduziert bis Versagen eintrat. Bei konstanter horizontaler Spannung wurde die minimale Vertikalspannung  $\sigma_{3,p} = 13$  MPa gemessen (durchgezogener Kreis in Abbildung 6.14). Im Entfestigungsbereich erhöhte sich die vertikale Spannung linear bis auf  $\sigma_{3,c} = 31$  MPa (gestrichelter Kreis). Die Kohäsion im kritischen Zustand wird zu  $c_c = 0$  kPa gesetzt, woraus sich ein kritischer Reibungswinkel von  $\varphi_c = 13^\circ$  ergibt. Die berechnete Neigung der Scherfläche wird

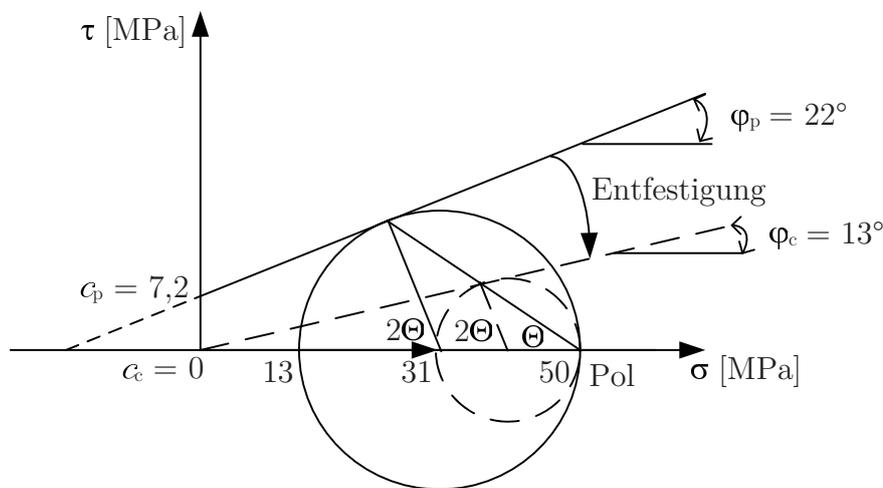


Abbildung 6.14.: Scherparameter für Kalkstein in triaxialer Extension

mittels Polkonstruktion zu  $\theta = 34^\circ$  bestimmt. Unter der Annahme einer unveränderten Neigung während der Entfestigungsphase und mit den bekannten Spannungen beim Erreichen maximaler Scherfestigkeit kann die Grenzbedingung nach Mohr-Coulomb mit den Parametern  $c_p = 7,2$  kPa und  $\varphi = 22^\circ$  ermittelt werden. Der maximale Reibungswinkel  $\varphi$  für den untersuchten Kalkstein wurde von Alber & Heiland (2001) in triaxialen Kompressionsversuchen zu  $\varphi = 23^\circ$  bestimmt. Unter der Annahme einer beliebig gewählten, aber sehr geringen Breite der Scherfläche von  $d_B = 0,1d_{50} = 0,02$  mm wird das Verhältnis der inkrementellen Scherdehnung der gesamten Probe  $\Delta\gamma$  und der inkrementellen Scherdehnung im Scherband  $\Delta\gamma_B$  nach Kapitel 4.9 mit Gleichung (6.43) berechnet.

$$\frac{\Delta\gamma_B}{\Delta\gamma} = \frac{\frac{\Delta u_v/\Delta t \sin\theta_B}{d_B} + \frac{\Delta u_h/\Delta t \cos\theta_B}{d_B}}{\frac{\Delta u_v/\Delta t}{h_0 - \Delta u_v/\Delta t \cdot t} + \frac{\Delta u_h/\Delta t}{w_0 + \Delta u_h/\Delta t \cdot t}} \quad (6.43)$$

$$\frac{\Delta\gamma_B}{\Delta\gamma} = \frac{\frac{0,72 \text{ mm/s} \cdot \sin 34^\circ}{0,02 \text{ mm}} + \frac{0,78 \text{ mm/s} \cdot \cos 34^\circ}{0,02 \text{ mm}}}{\frac{0,72 \text{ mm/s}}{60 \text{ mm} - 0,72 \text{ mm/s} \cdot 0,01 \text{ s}} + \frac{0,78 \text{ mm/s}}{30 \text{ mm} + 0,78 \text{ mm/s} \cdot 0,01 \text{ s}}}$$

$$= 1382$$

Die Gradienten der Reibungsentfestigung  $k$  und der Kohäsionsentfestigung  $k_c$  wurden jeweils global ermittelt und anschließend mit  $\Delta\gamma/\Delta\gamma_B$  multipliziert, um die Entfestigungsanteile innerhalb des Scherbands abzuschätzen. Daraus ergaben sich eine Reibungsentfestigung von  $k_B = 0,107$  und eine Kohäsionsentfestigung von  $k_{c,B} = 49 \text{ kPa}$ . Weiterhin wurde der Dilatanzwinkel zu  $\psi = 1,2^\circ$  und der E-Modul zu  $E = 29590 \text{ MPa}$  ermittelt, die Dichte wurde zu  $\rho = 2,6 \text{ g/cm}^3$  angesetzt. Die aus dem triaxialen Extensionsversuch ermittelten Parameter wurde zur Berechnung einer exemplarischen Felsformation der Höhe  $h = 1000 \text{ m}$  und der Breite  $b = 2000 \text{ m}$  ( $h/b$  wie in Modellversuch) eingesetzt. Als Breite der Scherzone in situ wird  $1000 d_{50}$  gewählt, was einer Breite von  $2 \text{ m}$  entspricht, und konsistent zu der Aussage von Kolymbas (2009) ist, dass eine Scherzone auf geologischer Skala einige Meter betragen kann. Das Berechnungsmodell ergibt dann mit  $\delta = 3/4\varphi$  einen Abstand möglicher Abschiebungsflächen von  $870 \text{ m}$ . Das entspricht einem normierten Abstand von  $a/h = 0,87$  und liegt in dem in situ beobachteten Bereich (Kapitel 2.1). Das berechnete Wertepaar für Kalkstein ( $\varphi = 22^\circ; a/h = 0,87$ ) wird zu den Daten

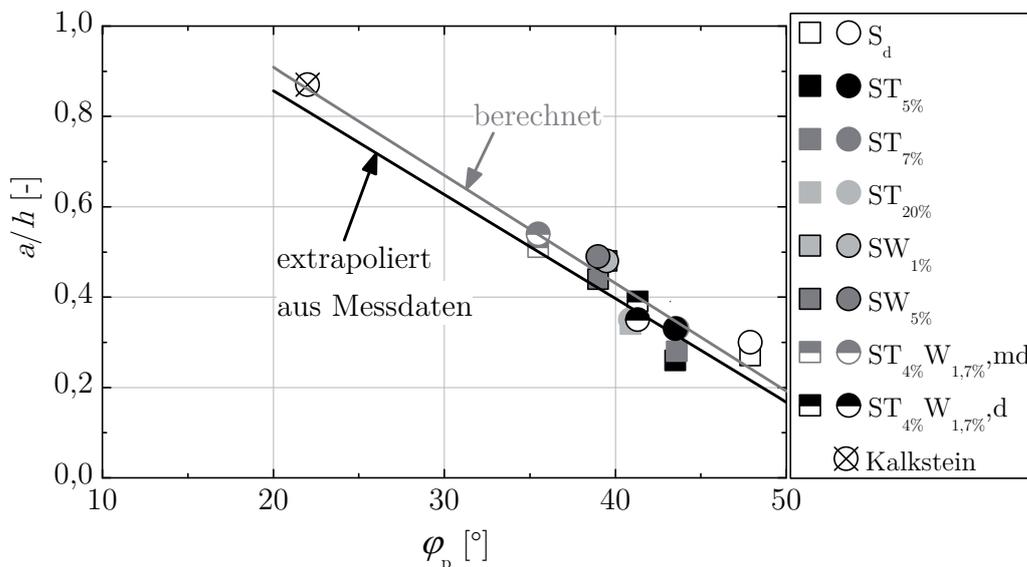


Abbildung 6.15.: Vergleich von gemessenen (quadratische Symbole) und berechneten (runde Symbole) normierten Abständen, Extrapolation auf Kalksteininformation

auf cm-Skala hinzugefügt (Abbildung 6.15). Damit wird der lineare Zusammenhang zwi-

schen normiertem Scherbandabstand und dem maximalen Reibungswinkel sowohl für die Modellversuche als auch einen gedachten Prototyp bestätigt.

## 6.4. Zusammenfassung

Der Ansatz von Mandl (2000) zur Berechnung des Scherbandabstandes zeigte sich in der konkreten Analyse als gute Näherung für dicht gelagerten Sand, aber als ungeeignet zur Beschreibung duktilerer Materialien wie locker gelagertem Sand oder den hier entwickelten kohäsiven Reibungsmaterialien. Der Ansatz von Wolf (2005) kann den Scherbandabstand nur durch Einsetzen eines deutlich überhöhten Entfestigungsgradienten berechnen, Einflüsse wie derjenige der Probenhöhe werden nicht wiedergegeben. Eine fundamentale Annahme in den existierenden Ansätzen zur analytischen Berechnung von Scherbandabständen ist die Entlastung des Bereiches zwischen den Scherbändern als Resultat einer Spannungsänderung, die aus der Entfestigung innerhalb des Scherbands resultiert. Diese Annahme konnte durch spannungsgesteuerte Versuche in einem modifizierten Triaxialgerät mit einem zur Probe parallel geschalteten Dämpfungsmechanismus bestätigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine analytische Lösung gefunden, welche die Entlastung in dem Bereich zwischen den Scherbändern ebenso berücksichtigt wie die Entfestigung und interne Deformation innerhalb der Scherbänder sowie Wand- und Sohlreibung. Die Lösung basiert auf der Berechnung der elastischen Energierate in dem entlasteten Bereich zwischen den Scherbändern als Funktion des Scherbandabstandes. Derjenige Scherbandabstand, für den die Energierate minimal wird, wird als energetisch günstigster Abstand interpretiert. Die Lösung kann die in Modellversuchen gemessenen Abstände in den hier untersuchten Modellmaterialien wiedergeben. Darüber hinaus können die Einflüsse der Probenhöhe, der initialen Lagerungsdichte, des Proportionalitätsfaktors und des mittleren Korndurchmessers auf den Scherbandabstand in Übereinstimmung mit experimentellen Beobachtungen berechnet werden. Die Übertragung auf den Erdkrustenmaßstab auf Basis der Auswertung eines triaxialen Extensionsversuches an Kalkstein ergab einen Abstand von Abschiebungsflächen in der in situ beobachteten Größenordnung. Als wesentlicher Parameter offenbarte sich der maximale Reibungswinkel, was der experimentellen Beobachtung entspricht (Kapitel 5). Mit zunehmendem Reibungswinkel stellt sich demnach ein kleinerer Scherbandabstand ein. Neben dem Minimum der Energierate wurde der Verlauf der Funktion interpretiert. Ist der energetisch günstigste Abstand deutlich günstiger als die benachbarten Werte, d.h. ist der Verlauf der Energierate sehr steil, so wird mit sehr regelmäßigen Abständen gerechnet. Sind die benachbarten Werte hingegen nur geringfügig

ungünstiger, ist der Verlauf der Energierate also flach, so wird eine größere Streuung der Abstände erwartet. Für sprödes Material (großer Entfestigungsgradient) ist der Verlauf steil und die Abstände sehr regelmäßig, für duktilen Material (geringer Entfestigungsgradient) ist der Verlauf flach und die Abstände unregelmäßig. In der Tat notierte Wolf (2005), dass die Streuung der gemessenen Abstände in lockerem Sand (geringer Entfestigungsgradient) größer ist als in dichtem Sand (großer Entfestigungsgradient).

## 7. Zusammenfassung

Die Beobachtung von Systemen paralleler, in regelmäßigen Abständen auftretender Abschiebungsflächen infolge einer Extensionsbeanspruchung in der oberen Erdkruste (phänomenologische Ebene) führte zu der Fragestellung, welche Einflussfaktoren den Abstand der Scherflächen in situ dominieren. Auf der Ebene der Modellbildung wurde eine experimentelle und eine analytische Lösung entwickelt, die über mehrere räumliche Skalen auf den Maßstab der oberen Erdkruste angewendet wurde.

Um eine Felsformation (Prototyp) in einem Experiment (Modell) abzubilden, wurden die mittels Dimensionsanalyse herleitbaren Ähnlichkeitsbedingungen berücksichtigt. Als den physikalischen Prozess dominierende und somit zu skalierende Parameter wurden die Probengeometrie, das Spannungsniveau, die Materialdichte, die Kohäsion und der Reibungswinkel angenommen. Die aus den Ähnlichkeitsbedingungen resultierende Kohäsion in geringer Größenordnung ( $c \leq 5$  kPa) wurde durch die Zugabe von Feinkornanteilen zu dem als Ausgangsmaterial verwendeten Silbersand oder/und durch kapillare Saugspannung infolge eines bestimmten Sättigungsgrades erzielt. In einem Versuchsprogramm mit insgesamt 58 Einzelproben wurde ein vertikal ungestützter Geländesprung durch Erhöhung der vertikalen Spannung in einer Zentrifuge bis zum Scherversagen beansprucht. Die Kohäsion wurde unter Berücksichtigung der Beschleunigung, des Reibungswinkels der Stirnflächenreibung, einer Oberflächenlast, der Gleitkörpergeometrie sowie aus Kombinationen dieser Einflussfaktoren mit zuvor hergeleiteten expliziten (ohne Oberflächenlast) und impliziten (mit Oberflächenlast) Gleichungen rückgerechnet. Der Reibungswinkel wurde als Eingangsparameter vorab in insgesamt 72 Rahmenscherversuchen ermittelt. In den Versuchen zur Kohäsionsbestimmung wurde der Einfluss von Feinkornanteil und Sättigungsgrad auf die gemessene Kohäsion ermittelt, wobei der Feinkornanteil in der Regel so gering war, dass das Verhalten der Mischung durch das Gerüst der Sandkörner dominiert wurde, und der Sättigungsgrad so gering war, dass die flüssige Phase diskontinuierlich war (residualer Bereich).

Zur Quantifizierung des Effektes einer derart erzeugten Kohäsion auf das Spannungs-Dehnungs-Verhalten, wurden in einem neu konstruierten Biaxialgerät 96 biaxiale Exten-

sionsversuche durchgeführt, in denen bei freier Ausbildungsmöglichkeit von Scherbändern sowohl die Randbedingung als auch der Spannungspfad analog zu demjenigen in den Modellversuchen war. Der maximale Reibungswinkel aus einer Reihe von Biaxialversuchen wurde mit einer selbst hergeleiteten Gleichung in Abhängigkeit des Spannungsverhältnisses  $\eta = q/p$  und der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  in Form des Parameters  $b$  berechnet. Die Beziehung zwischen dem Spannungsverhältnis  $\eta$  und dem Verhältnis der Dehnungsincremente  $\Delta\varepsilon_{vol}/\Delta\varepsilon_q$  wurde in Analogie zu den Energiebetrachtungen von Rowe (1971) für biaxiale Extension hergeleitet. Unter Berücksichtigung des Parameters  $b$  konnte die Übereinstimmung der berechneten und der gemessenen Beziehung gezeigt werden. Die Festigkeit konnte mit dem Kriterium von Matsuoka & Nakai (1974) auf der Basis von ebenfalls durchgeführten biaxialen Kompressionsversuchen sowie triaxialen Kompressions- und Extensionsversuchen in guter Übereinstimmung beschrieben werden. Die Ergebnisse zeigten eine Beeinflussung des maximalen Reibungswinkels durch die verwendeten Materialzusammensetzungen, d.h. die aus der Ähnlichkeitstheorie resultierende Forderung eines identischen Reibungswinkels der untersuchten Modellmaterialien war nicht gegeben. Es wurde erwartet, dass ein Zusammenhang von Scherbandabstand und Reibungswinkel erkennbar wird, falls der Reibungswinkel den physikalischen Prozess der Bildung von Scherbandsystemen wesentlich beeinflusst (Skalierungseffekt). Neben dem Reibungswinkel änderten sich in den entwickelten Mischungen ebenfalls der Dilatanzwinkel sowie das Entfestigungsverhalten. Ab dem Beginn der Lokalisierung sind Spannungen und Dehnungen im Biaxialversuch nicht mehr homogen in der gesamten Probe verteilt, sondern die Dehnung konzentriert sich auf den schmalen Bereich des Scherbands. Da die globalen Reibungs- und Dilatanzeigenschaften nach Entstehung des Scherbands keine objektive Materialantwort darstellen, wurden diese Größen mit berührungslosen Wegaufnehmern lokal innerhalb des Scherbands ermittelt. Es konnte analytisch ein Zusammenhang zwischen dem globalen und dem lokalen Entfestigungsgradienten allein aus den Ableitungen der global und lokal verwendeten Scherdehnungsmaße hergeleitet werden. Die Rotation der Hauptspannungsrichtungen innerhalb des Scherbands hat keinen Einfluss auf das Entfestigungsverhalten.

Im Rahmen der experimentellen Modellierung wurden im modifizierten „Bochumer Extensionsgerät“ insgesamt 34 Experimente durchgeführt, 27 davon als Zentrifugenmodellversuch. Die homogene Extensionsbeanspruchung wurde durch die Dehnung der elastischen Unterlage bewirkt. Starre, transparente Seitenwände gewährleisteten die Randbedingung der ebenen Dehnung und erlaubten gleichzeitig die optische Erfassung der Deformation. Übereinstimmende Ergebnisse hinsichtlich der Scherbandabstände wurden mit dem erstmals in der Geotechnischen Großzentrifuge Bochum eingesetzten digital image cor-

---

relation (DIC)-System und der in  $1g$  Versuchen vereinzelt eingesetzten Röntgen-Technik ermittelt. Der von Wolf (2005) ermittelte Zusammenhang zwischen dem Scherbandabstand und dem Entfestigungsgradienten konnte für die sandkorndominierten Materialien bestätigt werden, während feinkorndominierte Materialien diese Abhängigkeit nicht zeigten. Über alle entwickelten kohäsiven Reibungsmaterialien hinweg zeigte sich vielmehr eine lineare Abhängigkeit des Scherbandabstandes von dem maximalen Reibungswinkel. Da der Reibungswinkel nicht nach den Anforderungen der Ähnlichkeitstheorie skaliert werden konnte (s.o.), wurde somit ein Skalierungseffekt aufgedeckt.

In der analytischen Lösung wurde der Deformationsmechanismus paralleler Scherbänder nach Wolf (2005) um die Sohlreibung (Mandl 2000), die Kohäsion und die Wandreibung erweitert. Die fundamentale Annahme der Entlastung des Materials in dem Bereich zwischen den Scherbändern als Resultat der Entfestigung innerhalb der Scherbänder konnte in einem neu konstruierten modifizierten Triaxialgerät bestätigt werden. Der Einsatz eines zur Probe parallel geschalteten Dämpfungsmechanismus' erlaubte die Durchführung einer in konventionellen Versuchen unmöglichen Spannungssteuerung mit Messung der Dehnungsantwort im Entfestigungsbereich. Der Scherbandabstand wurde als derjenige Abstand definiert, für den die elastische Energierate im entlasteten Bereich die energetisch günstigste Lösung in Form eines Minimums der Funktion lieferte. Außerdem ist der ermittelte Abstand für sprödes Material (z.B. dichter Sand) energetisch deutlich günstiger als benachbarte Abstände, während für duktilen Material (z.B. lockerer Sand) benachbarte Abstände unwesentlich günstiger sind. Dies führte zu der Interpretation sehr gleichmäßiger Abstände in sprödem Material und weniger gleichmäßiger Abstände in duktilem Material. Der Vergleich der analytischen Lösung mit den Ergebnissen der Modellversuche offenbarte übereinstimmend den dominierenden Einfluss des maximalen Reibungswinkels. Abschließend wurde mit dem analytischen Modell der in situ zu erwartende Abstand von Scherflächen am Beispiel von Kalkstein erfolgreich berechnet.



## A. Modellversuche

Im Folgenden ist für einige untersuchte Modellmaterialien exemplarisch eine Auswertung mittels DIC dargestellt. Die obere Abbildung zeigt jeweils das berechnete Feld der Scherdehnung  $\gamma$  vor dem Foto der Probe als Hintergrundbild. Die untere Abbildung zeigt die Scherdehnung  $\gamma$  in dem oben eingezeichneten Schnitt (Profil).

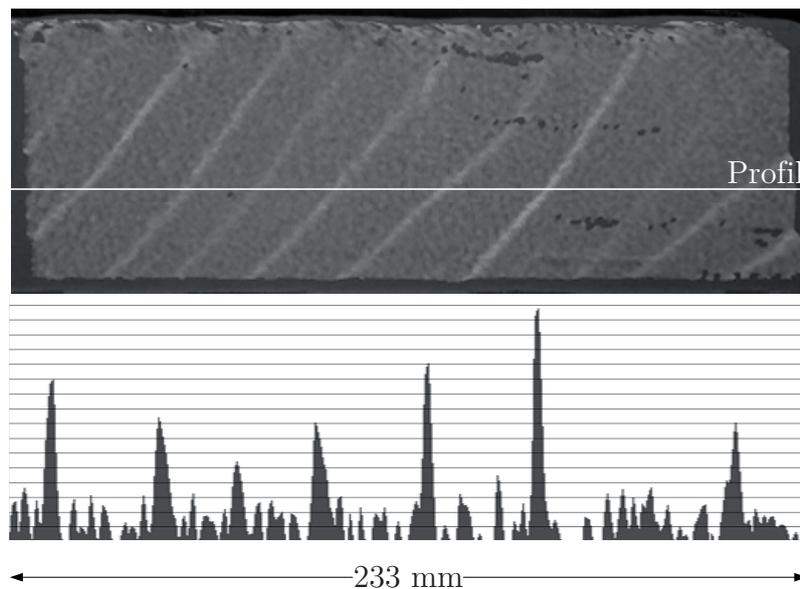


Abbildung A.1.: SFKoh 08: Silbersand,  $1\text{ g}$ ,  $h = 100\text{ mm}$ ,  $\rho = 1,68\text{ g/cm}^3$ ,  $I_D = 0,92$ ,  $c = 0,0\text{ kPa}$ ,  $a = 27\text{ mm}$ ,  $\theta = 52,6^\circ$ ,  $d_B/d_{50} = 7$

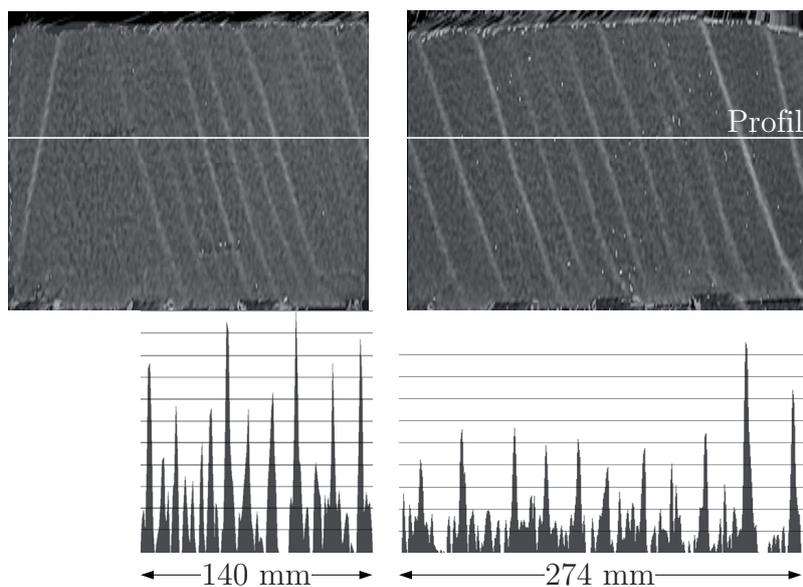


Abbildung A.2.: SFKoh 40: Silbersand,  $1\text{ g}$ ,  $h = 100\text{ mm}$ ,  $\rho = 1,68\text{ g/cm}^3$ ,  $I_D = 0,92$ ,  $c = 0,0\text{ kPa}$ ,  $a = 23\text{ mm}$ ,  $\Theta = 57,4^\circ$

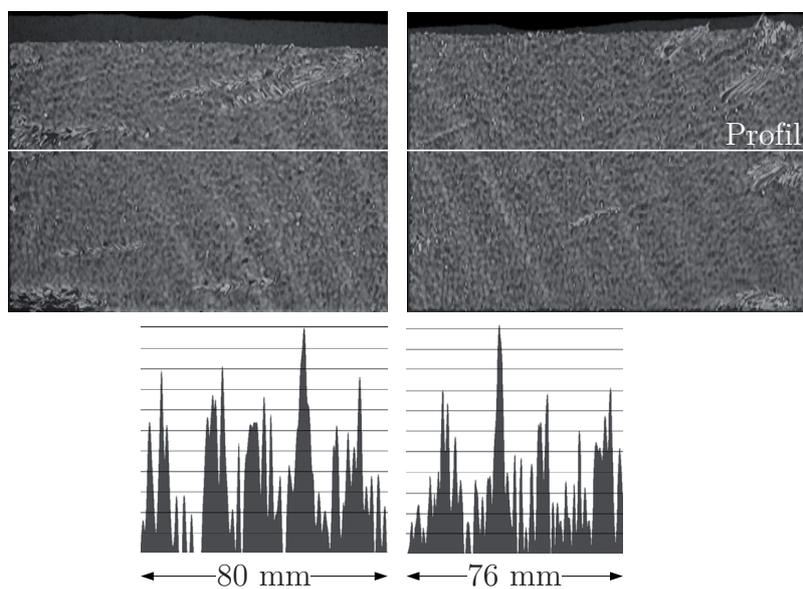


Abbildung A.3.: SFKoh 43: Silbersand,  $18\text{ g}$ ,  $h = 100\text{ mm}$ ,  $\rho = 1,44\text{ g/cm}^3$ ,  $I_D = 0,16$ ,  $c = 0,0\text{ kPa}$ ,  $a = 17\text{ mm}$ ,  $\Theta = 54,1^\circ$

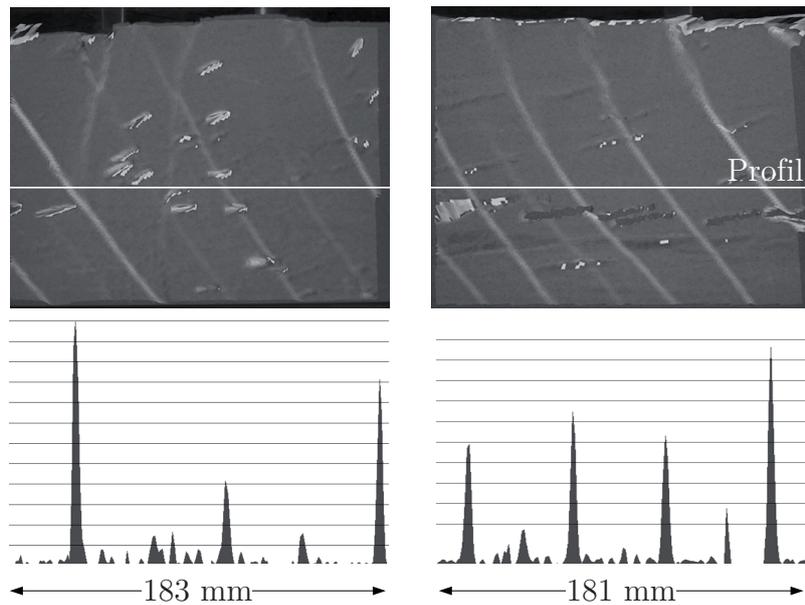


Abbildung A.4.: SFKoh 15: Sand-Ton ST<sub>5%</sub>,  $1g$ ,  $h = 200$  mm,  $\rho = 1,68$  g/cm<sup>3</sup>,  $D_{Pr} = 1,02$ ,  $c = 0,2$  kPa,  $a = 46$  mm,  $\theta = 60,9^\circ$ ,  $d_B/d_{50} = 8$

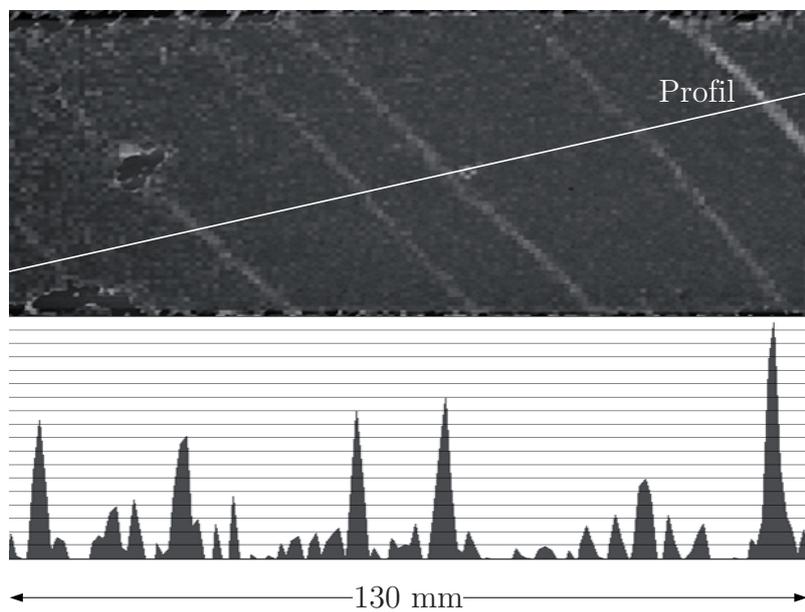


Abbildung A.5.: SFKoh 24: Sand-Ton ST<sub>5%</sub>,  $1g$ ,  $h = 100$  mm,  $\rho = 1,66$  g/cm<sup>3</sup>,  $D_{Pr} = 1,01$ ,  $c = 0,2$  kPa,  $a = 25$  mm,  $\theta = 55,5^\circ$

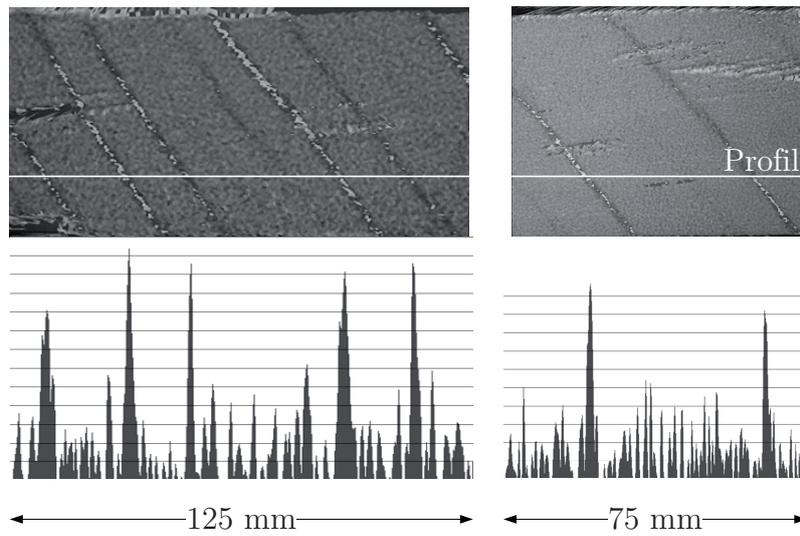


Abbildung A.6.: SFKoh 21: Sand-Ton ST<sub>7%</sub>, 18 g,  $h = 100$  mm,  $\rho = 1,65$  g/cm<sup>3</sup>,  $D_{Pr} = 0,98$ ,  $c = 0,6$  kPa,  $a = 27$  mm,  $\theta = 55,2^\circ$ ,  $d_B/d_{50} = 6$

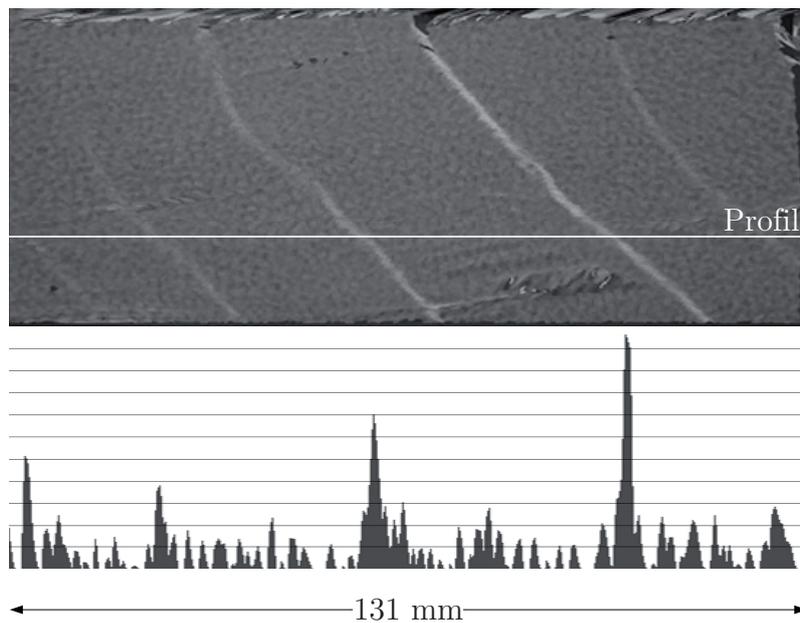


Abbildung A.7.: SFKoh 41: Sand-Ton ST<sub>20%</sub>, 26 g,  $h = 100$  mm,  $\rho = 1,64$  g/cm<sup>3</sup>,  $D_{Pr} = 0,85$ ,  $c = 2,3$  kPa,  $a = 34$  mm,  $\theta = 51,7^\circ$ ,  $d_B/d_{50} = 5$

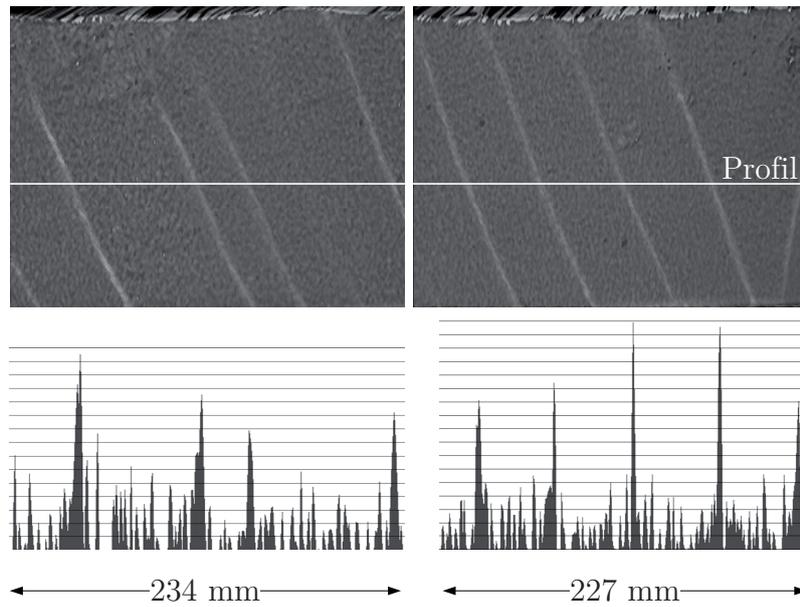


Abbildung A.8.: SFKoh 38: Sand-Wasser  $SW_{0,25\%}$ ,  $1\text{ g}$ ,  $h = 150\text{ mm}$ ,  $\rho = 1,62\text{ g/cm}^3$ ,  $D_{Pr} = 1,00$ ,  $c = 0,2\text{ kPa}$ ,  $a = 58\text{ mm}$ ,  $\theta = 58,5^\circ$

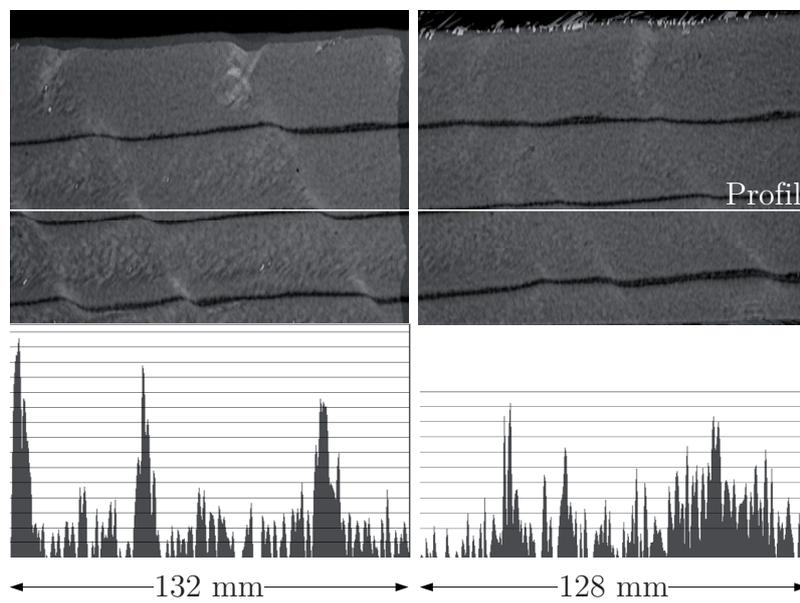


Abbildung A.9.: SFKoh 37w: Sand-Wasser  $SW_{1\%}$ ,  $18\text{ g}$ ,  $h = 100\text{ mm}$ ,  $\rho = 1,51\text{ g/cm}^3$ ,  $D_{Pr} = 0,93$ ,  $c = 0,8\text{ kPa}$ ,  $a = 46\text{ mm}$ ,  $\theta = 48,0^\circ$ ,  $d_B/d_{50} = 11$

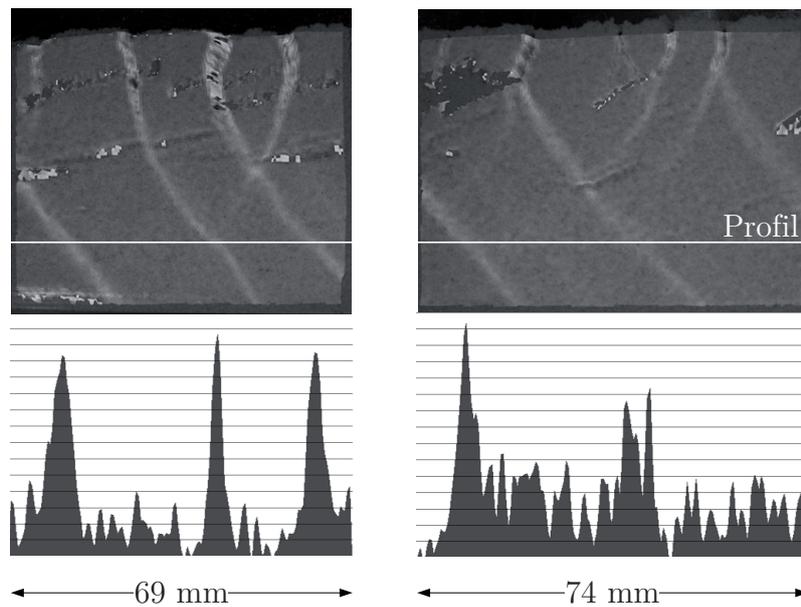


Abbildung A.10.: SFKoh 12: Sand-Ton-Wasser  $ST_{4\%}W_{1,7\%}, l, 12\text{ g}, h = 100\text{ mm}, \rho = 1,40\text{ g/cm}^3, D_{Pr} = 0,84, c = 0,7\text{ kPa}, a = 32\text{ mm}, \Theta = 52,5^\circ$

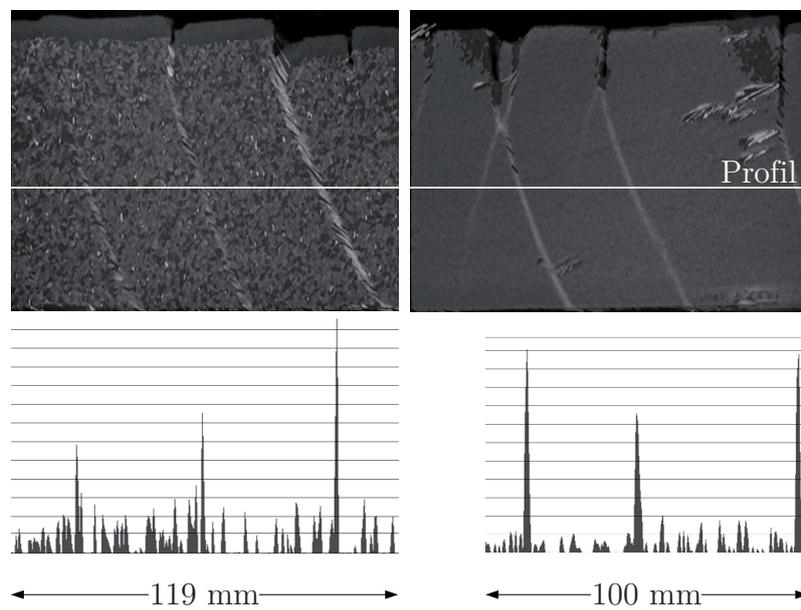


Abbildung A.11.: SFKoh 34: Sand-Ton-Wasser  $ST_{4\%}W_{1,7\%}, md, 25\text{ g}, h = 100\text{ mm}, \rho = 1,59\text{ g/cm}^3, D_{Pr} = 0,96, c = 2,3\text{ kPa}, a = 46\text{ mm}, \Theta = 62,7^\circ, d_B/d_{50} = 6$

# Literaturverzeichnis

- Abdulla, A. & Kioussis, P. (1997), 'Behavior of cemented sands – i. testing', *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 21, 533–547.
- Ackermann, R. V., Schlische, R. W. & Withjack, M. O. (2001), 'The geometric and statistical evolution of normal fault systems: An experimental study of the effects of mechanical layer thickness on scaling laws', *Journal of Structural Geology* 23(11), 1803–1819.
- Alabdullah, J., Lins, Y. & Schanz, T. (2009), Shear strength of unsaturated sand under plane strain conditions, in 'Unsaturated soils: experimental studies in unsaturated soils and expansive soils', Proceedings 4th Asia Pacific Conference on Unsaturated Soils, Newcastle, Australia.
- Alber, M. & Heiland, J. (2001), 'Investigation of a limestone pillar failure. Part i: Geology, Laboratory Testing and Numerical Modeling', *Rock Mech. Rock Engng.* 34(3), 167–186.
- Alshibli, K. A., Batiste, S. N. & Sture, S. (2003), 'Strain localization in sand: Plane strain versus triaxial compression', *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 129(6), 483–494.
- Alshibli, K. A. & Sture, S. (2000), 'Shear band formation in plane strain experiments of sand', *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 126(6), 495–503.
- Alshibli, K. & Hasan, A. (2008), 'Spatial variation of void ratio and shear band thickness in sand using x-ray computed tomography', *Géotechnique* 58(4), 249–257.
- Alshibli, K. & Sture, S. (1999), 'Sand shear band thickness measurements by digital imaging techniques', *Journal of computing in civil engineering* 13(2), 103–109.
- Alshibli, K. & Williams, H. (2005), 'A true triaxial apparatus for soil testing with mixed boundary conditions', *Geotechnical Testing Journal* 28(6).

- Arthur, J. & Dunstan, T. (1982), Rupture layers in granular media, *in* 'Deformation and Failure of Granular Materials', Balkema, Rotterdam, pp. 453–459. IUTAM Symposium, Delft, Proceedings.
- Arthur, J. R. F., Dunstan, T., Al-Ani, Q. A. J. L. & Assadi, A. (1977), 'Plastic deformation and failure in granular media', *Géotechnique* 27(1), 53–74.
- Askegaard, V. (1961), 'Measurement of pressure between a rigid wall and a compressible medium by means of pressure cell', *Acta Polytechnica Scandinavica, Civil Engineering and Building Construction Series* (11). Copenhagen: Technical University of Denmark.
- Aubertin, M., Mbonimpa, M., Bussièrè, B. & Chapuis, R. (2003), 'A model to predict the water retention curve from basic geotechnical properties', *Canadian Geotechnical Journal* 40, 1104–1122.
- Belkhatir, M., Arab, A., Della, N., Missoum, H. & Schanz, T. (2010), 'Influence of intergranular void ratio on monotonic and cyclic undrained shear response of sandy soils', *Comptes Rendus Mécanique* .
- Benes, V. & Davy, P. (1996), 'Modes of continental lithospheric extension: experimental verification of strain localization processes', *Tectonophysics* 254, 69–87.
- Bishop, A. & Blight, G. (1963), 'Some aspects of effective stress in saturated and partly saturated soils', *Géotechnique* 13(3), 177–197.
- Bishop, A. & Donald, I. (1961), The experimental study of partly saturated soil in the triaxial apparatus, *in* 'Proc. 5<sup>th</sup> International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering', Vol. 1, pp. 13–21.
- Bolton, M. (1986), 'The strength and dilatancy of sands', *Géotechnique* 36(1), 65–78.
- Bransby, P. & Milligan, G. (1975), 'Soil deformation near cantilever sheet pile walls', *Géotechnique* 25(2), 175–195.
- Bronstein, I., Semendjajew, K., Musiol, G. & Mühlig, H. (2000), *Taschenbuch der Mathematik*, Harri Deutsch.
- Brun, J.-P. (2002), Deformation of the continental lithosphere: Insights from brittle-ductile models, *in* S. de Meer, M. Drury, J. de Bresser & G. Pennock, eds, 'Deformation mechanism, rheology and tectonics: Current status and future perspectives', Geological Society, London, Special Publications, 200, pp. 355–370.

- Brun, J.-P., Choukroune, P. & Faugères, E. (1985), 'Les discontinuités significatives de l'amincissement crustal: application aux marges passives', *Bull. Soc. géol. France* 8(1), 139–144.
- Buck, W. (1991), 'Modes of continental lithospheric extension', *Geophys. Res.* 96, 20,161 – 20,178.
- Casagrande, A. (1936), 'Characteristics of cohesionless soils affecting the stability of slopes and earth fills', *Journal of the Boston Society of Civil Engineers Section, ASCE* 23(1), 13–32.
- Chu, J., Lo, S.-C. & Lee, I. (1992), 'Strain softening behavior of granular soil in strain path testing.', *Journal of Geotechnical Engineering ASCE* 118(2), 191–208.
- Clayton, C. & Bica, A. (1993), 'The design of diaphragm-type boundary total stress cells', *Géotechnique* 43(4), 523–535.
- Cloos, E. (1955), 'Experimental analysis of fracture patterns', *Bulletin of the Geological Society of America* 66, 241–256.
- Cloos, E. (1968), 'Experimental analysis of gulf coast fracture patterns', *AAPG* 52(3), 420–444.
- Cloos, H. (1933), 'Über Biegungsbrüche und selektive Zerlegung', *International Journal of Earth Sciences* 24(3-4), 203–219.
- Clough, G., Sitar, N. & Bachus, R. (1981), 'Cemented sands under static loading', *Journal of Geotechnical Engineering Division, ASCE* 107(GT6), 799–817.
- Corté, J. (1992), 'Contribution of centrifuge testing to foundation design', *Geotechnik, Sonderheft: Praxisbezogene Anwendung der Zentrifugen-Modelltechnik in Grundbau, Tunnel- und Schachtbau und Umwelttechnik* pp. 6–11.
- Coulomb, C. (1776), 'Essai sur une application des régules des maximis et minimis à quelques problèmes de statique relatifs à architecture', *Mém. divers. savants* 7, 343–382.
- Cui, G. & Delage, P. (1996), 'Yielding and plastic behaviour of an unsaturated compacted soil', *Géotechnique* 46(2), 291–311.
- Dash, H. & Sitharam, T. (2009), 'Undrained cyclic pore pressure response of sand-silt mixtures: effect of nonplastic fines and other parameters', *Geotech. Geol. Eng.* 27, 501–517.

- Desrues, J., Chambon, R., Mokni, M. & Mazerolle, F. (1996), 'Void ratio evolution inside shear bands in triaxial sand specimens studied by computed tomography', *Géotechnique* 46(3), 529–546.
- Desrues, J. & Hammad, W. (1989), Shear banding dependency on mean stress level in sand, *in* '2nd International Workshop on Numerical methods for localization and bifurcation of granular bodies, Gdansk'.
- Desrues, J., Lanier, J. & Stutz, P. (1985), 'Localization of the deformation in tests on sand sample', *Engineering Fracture Mechanics* 21(4), 909–921.
- Desrues, J. & Viggiani, G. (2004), 'Strain localization in sand: an overview of the experimental results obtained in Grenoble using stereophotogrammetry', *Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech.* 28, 279–321.
- DIN18122-T1 (1997), *Zustandsgrenzen (Konsistenzgrenzen) - Teil 1: Bestimmung der Fließ- und Ausrollgrenze.*
- DIN18123 (1990), *Bestimmung der Korngrößenverteilung.*
- DIN18124 (1997), *Bestimmung der Korndichte.*
- DIN18126 (1996), *Bestimmung der Dichte nichtbindiger Böden bei lockerster und dichtester Lagerung.*
- DIN18127 (1997), *Proctorversuch.*
- DIN18132 (1995), *Bestimmung des Wasseraufnahmevermögens.*
- DIN18137 (1990), *Teil 1: Bestimmung der Scherfestigkeit.*
- DIN18137 (2002), *Teil 3: Direkter Scherversuch.*
- DIN18196 (2006), *Erd- und Grundbau – Bodenklassifikation für bautechnische Zwecke.*
- DIN4085 (2007), *Baugrund - Berechnung des Erddrucks.*
- Drescher, A., Vardoulakis, I. & Han, C. (1990), 'A biaxial apparatus for testing soils', *Geotechnical Testing Journal, ASTM* 13(3), 226–234.
- Duncan, J. & Seed, H. (1966), 'Strength variation along failure surfaces in clay', *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers* (92), 81–104.

- Dupas, J.-M. & Pecker, A. (1979), 'Static and dynamic properties of sand-cement', *Journal of the Geotechnical Engineering Division, ASCE* 105(GT3), 419–436.
- Evans, M. & Zhou, S. (1995), 'Liquefaction behavior of sand-gravel composites', *Journal of Geotechnical Engineering* 121(3), 287–298.
- Exadaktylos, G., Vardoulakis, I., Stavropoulou, M. & Tsombos, P. (2003), 'Analogue and numerical modeling of normal fault patterns produced due to slip along a detachment zone', *Tectonophysics* 376, 117–134.
- Fairhurst, C. E. & Hudson, J. A. (1999), 'Draft ISRM suggested method for the complete stress-strain curve for intact rock in uniaxial compression', *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 36, 279–289.
- Fannin, R., Eliadorani, A. & Wilkinson, J. (2006), 'Shear strength of cohesionless soils at low stress', *Géotechnique* 56(6), 439–441. Discussion by Cabarkapka, Z.
- Finno, R., Alarcon, M., Mooney, M. & Viggiani, G. (1997), Shear bands in plane strain active tests of moist tamped and pluviated sands, in 'Proc. of the Fourteenth Int. Conf. on Soil Mech. and Foundation Eng.', Vol. 1.
- Finno, R., Harris, W., Mooney, M. & Viggiani, G. (1996), 'Strain localization and undrained steady state of sand', *Journal of Geotechnical Engineering* 122(6), 462–473.
- Finno, R. J., Harris, W., W. Mooney, N. A. & Viggiani, G. (1997), 'Shear bands in plane strain compression of loose sand', *Géotechnique* 47(1), 149–165.
- Finno, R. & Rhee, Y. (1993), 'Consolidation, pre- and post-peak shearing responses from internally instrumented biaxial compression device', *Geotechnical Testing Journal* 16(4), 496–509.
- Fossen, H. & Hesthammer, J. (2000), 'Possible absence of small faults in the gullfaks field, northern north sea: implications for downscaling of faults in some porous sandstones', *Journal of Structural Geology* 22, 851–863.
- Fredlund, D., Morgenstern, N. & Widger, R. (1978), 'The shear strength of unsaturated soils', *Canadian Geotechnical Journal* 15(3), 313–321.
- Fredlund, D., Rahardjo, H., Leong, E. & Ng, C. (2001), Suggestions and recommendations for the interpretation of soil-water characteristic curves, in 'Proceedings of the 14th Southeast Asian Geotechnical Conference, Hong Kong', Vol. 1, pp. 503–508.

- Garnier, J. & Gaudin, C. (2007), Catalogue of scaling laws and similitude questions in centrifuge modelling, Technical report, ISSMGE - TC2 - Physical Modelling in Geotechnics.
- Geißler, H. (2006), Untersuchung des Spannungs-Dehnungs-Verhaltens von granularen Böden in Extensionsversuchen unter Variation der Randbedingungen, PhD thesis, Diplomarbeit am Lehrstuhl für Grundbau und Bodenmechanik, Ruhr-Universität Bochum.
- Georgiadis, K., Potts, D. & Zdravkovic, L. (2004), 'Modelling shear strength of soils in the general stress space', *Computers and Geotechnics* 31, 357–364.
- Goldsworthy, M. & Jackson, J. (2001), 'Migration of activity within normal fault systems: examples from the quaternary of mainland greece', *Journal of Structural Geology* 23, 489–506.
- Green, G. (1971), Strength and deformation of sand measured in an independent stress control cell, in 'Proc. Roscoe Memorial Symposium on Stress-Strain behaviour of Soils, Cambridge', pp. 285–323.
- Groß, H. (1981), 'A correct evaluation of the active and passive earth pressure with plane slip surface for soils with friction, cohesion and surface loads', *Geotechnik* 2, 66–69.
- Gudehus, G. (1981), *Bodenmechanik*, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart.
- Gudehus, G. (1990), Stoffgesetze, in U. Smolczyk, ed., 'Grundbau-Taschenbuch Teil 1', Ernst & Sohn, Berlin, pp. 175–203.
- Gutierrez, M. & Vardoulakis, I. (2007), 'Energy dissipation and post-bifurcation behaviour of granular soils', *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 31, 435–455.
- Hambly, E. (1969), 'A new true triaxial apparatus', *Géotechnique* 18(2), 307–309.
- Han, C. & Drescher, A. (1993), 'Shear bands in biaxial tests on dry coarse sand', *Soils and Foundations* 33(1), 118–132.
- Han, C. & Vardoulakis, I. (1991), 'Plane-strain compression experiments on water-saturated fine-grained sand', *Géotechnique* 41(1), 49–78.

- Hansen, B. (1958), Line ruptures regarded as narrow rupture zones. basic equations based on kinematic considerations., *in* 'Brussels Conference on earth pressure problems', Vol. I, pp. 39–48.
- Hansen, J. & Lundgren, H. (1960), *Hauptprobleme der Bodenmechanik*, Springer-Verlag.
- Harper, T., Fossen, H. & Hesthammer, J. (2001), 'Influence of uniform basement extension on faulting in cover sediments', *Journal of Structural Geology* 23, 593–600.
- Harris, W., Viggiani, G., Mooney, M. & Finno, R. (1995), 'Use of stereophotogrammetry to analyze the development of shear bands in sand', *Geotechnical Testing Journal* 18(4), 405–420.
- Haruyama, M. (1981), 'Anisotropic deformation-strength characteristics of an assembly of spherical particles under 3-d stresses', *Soils and Foundations* 21(4), 41–55.
- Hayano, K., Maeshiro, T., Tatsuoka, F., Sato, T., Wang, L. & Kodaka, T. (1999), 'Shear banding in a sedimentary soft mudstone subjected to plane strain compression', *Geotechnical Testing Journal* 22, 67–79.
- Houlsby, G. (1991), Tenth european conference on soil mechanics and foundation engineering, *in* 'How dilatancy of soils affects their behaviour', Vol. 4, Balkema, Rotterdam, pp. 1189–1202. Proceedings.
- Hubbert, M. K. (1937), 'Theory of scale models as applied to the study of geologic structures', *Bulletin of the Geological Society of America* 48, 1459–1520.
- Hutter, K. & Jöhnk, K. (2004), *Continuum Methods of Physical Modeling*, Springer.
- Ishihara, K. (1993), 'Liquefaction and flow failure during earthquakes', *Géotechnique* 43(3), 351–415.
- Ishihara, K. (1995), *Soil behaviour in earthquake geotechnics*, Oxford University Press.
- Ishikawa, M. & Otsuki, K. (1995), 'Effects of strain gradients on asymmetry of experimental normal fault systems', *Journal of Structural Geology* 17(7), 1047–1053.
- Jaeger, J. & Cook, N. (1971), *Fundamentals of Rock mechanics*, Chapman and Hall Ltd, London.
- Jeng, F. S., Lu, C. Y. & Lee, C. L. (1998), Major scale effects influencing model simulation of neotectonics, *in* T. Kimura, O. Kusakabe & J. Takemura, eds, 'Centrifuge 98', Balkema, Rotterdam, pp. 911–916.

- Jessberger, H. (1992), 'Praxisbezogene Anwendung der Zentrifugen-Modelltechnik in Grundbau, Tunnel- und Schachtbau und Umwelttechnik', *Geotechnik, Sonderheft: Praxisbezogene Anwendung der Zentrifugen-Modelltechnik in Grundbau, Tunnel- und Schachtbau und Umwelttechnik* pp. 21–35.
- Jessberger, H. & Güttler, U. (1988a), Bochum geotechnical centrifuge., in J. Corté, ed., 'Proc. Int. Conf. Geotech. Cent. Mod. - Centrifuge '88, Paris', Balkema, Rotterdam, pp. 37 – 44.
- Jessberger, H. & Güttler, U. (1988b), 'Geotechnische Großzentrifuge Bochum - Modellversuche im erhöhten Schwerfeld', *Geotechnik* 2, 85–97.
- Kallstenius, T. & Bergau, W. (1956), 'Investigation of soil pressure by means of cells'. Proc. R. Swed. Geotech. Inst.
- Keil, S. (1995), *Beanspruchungsermittlung mit Dehnungsmessstreifen*, Cuneus.
- Khalili, N., Geiser, F. & Blight, G. (2004), 'Effective stress in unsaturated soils: Review with new evidence', *International Journal of Geomechanics* 4(2), 115–126.
- Kim, T.-H. (2001), Moisture induced tensile strength and cohesion in sand, PhD thesis, University of Colorado, S. Sture (Ed.).
- Ko, H. & Scott, R. (1967), 'A new soil testing apparatus', *Géotechnique* 17(4), 40–57.
- Kolymbas, D. (2009), 'Kinematics of shear bands', *Acta Geotechnica* 4, 315–318.
- Kovács, G. (1981), *Seepage hydraulics*, Elsevier Science Publishers, Amsterdam.
- Krantz, R. W. (1991), 'Measurements of friction coefficients and cohesion for faulting and fault reactivation in laboratory models using sand and sand mixtures', *Tectonophysics* 188, 203–207.
- Kuerbis, R., Negusse, D. & Vaid, Y. (1988), Effect of gradation and fines content on the undrained response of sand, in D. Van Zyl & S. Vick, eds, 'Hydraulic fill structures', Geotechnical Special Publication 21, ASCE, pp. 330–345.
- Lade, P. (1977), 'Elasto-plastic stress-strain theory for cohesionless soil with curved yield surface', *International Journal of Solids and Structures* 13, 1019–1035.
- Lade, P. & Duncan, J. (1975), 'Elastoplastic stress-strain theory for cohesionless soil', *Journal of the Geotechnical Engineering Division* 101(GT10), 1037–1053.

- Lade, P. & Overton, D. (1989), 'Cementation effects in frictional materials', *Journal of Geotechnical Engineering* 115(10), 1373–1388.
- Lade, P. & Yamamuro, J. (1997), 'Effects of nonplastic fines on static liquefaction of sands', *Canadian Geotechnical Journal* 34, 918–928.
- Lade, P., Yamamuro, J. & Skyers, B. (1996), 'Effects of shear band formation in triaxial extension tests', *Geotechnical Testing Journal* 19(4), 398–410.
- Lam, W.-K. & Tatsuoka, F. (1988), 'Effects of initial anisotropic fabric and  $\sigma_2$  on strength and deformation characteristics of sand', *Soils and Foundations* 28(1), 89–106.
- Lambe, T. (1960), A mechanistic picture of shear strength in clay, in 'Res. Conf. on Shear Strength of Cohesive Soils', ASCE, pp. 555–580.
- Lambe, T. & Whitman, R. (1969), *Soil Mechanics*, John Wiley and Sons.
- LaVision (2006), *DaVis StrainMaster Software Manual for DaVis 7.1*.
- Lee, K. (1970), 'Comparison of plane strain and triaxial tests on sand', *Journal of the soil mechanics and foundation division, ASCE* 96(SM3), 901–923.
- Leśniewska, D. (2000), *Analysis of Shear Band Pattern Formation in Soil*, Institute of Hydro-Engineering of the Polish Academy of Sciences (IBW PAN), Gdańsk.
- Leśniewska, D. & Mróz, Z. (2001), 'Study of evolution of shear band systems in sand retained by flexible wall', *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 25, 909–932.
- Lo, S.-C., Chu, J. & Lee, I. (1994), 'Investigation of the strain-softening behavior of granular soils with a new multiaxial cell', *Geotechnical Testing Journal* 17(3), 325–336.
- Lu, N. & Likos, W. (2004), *Unsaturated soil mechanics*, John Wiley & Sons.
- Maier, T. (2002), 'Numerische modellierung der entfestigung im rahmen der hypoplas-tizität', *Schriftenreihe des Lehrstuhls Baugrund-Grundbau der Universität Dortmund* Heft 24.
- Maksimovic, M. (1996), 'A family of nonlinear failure envelopes for non-cemented soils and rock discontinuities', *Electronical Journal of Geotechnical Engineering* 1, 1–67.
- Mandl, G. (2000), *Faulting in Brittle Rocks*, Springer, Berlin, chapter 6.1 Incipient faulting in layered rocks, pp. 215–231.

- Marachi, N., Duncan, J., Chan, C. & Seed, H. (1981), Plane-strain testing of sand, *in* R. Young & F. Townsend, eds, 'Laboratory shear strength of soil', American Society for Testing and Materials, Philadelphia, pp. 294–302.
- Marcher, T. (2002), Nichtlokale Modellierung der Entfestigung dichter Sande und steifer Tone, PhD thesis, Institut für Geotechnik der Universität Stuttgart, Mitteilung 50.
- Masin, D. & Khalili, N. (2008), 'A hypoplastic model for mechanical response of unsaturated soils', *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 32(15), 1903–1926.
- Masuda, T., Tatsuoka, F., Yamada, S. & Sato, T. (1999), 'Stress-strain behavior of sand in plane strain compression, extension and cyclic loading tests', *Soils and Foundations* 39(5), 31–45.
- Matsuoka, H. & Nakai, T. (1974), Stress-deformation and strength characteristics of soil under three different principal stresses, *in* 'Proceedings Japanese Society of Civil Engineers', Vol. 232, pp. 59–70.
- Matsuoka, H. & Sun, D. (1995), 'Extension of spatially mobilized plane (smp) to frictional and cohesive materials and its application to cemented sands', *Soils and Foundations* 35(4), 63–72.
- McClay, K. (1990), 'Deformation mechanics in analogue models of extensional fault systems', *Geological Society Special Publication* (54), 445–453.
- McClay, K. & Ellis, P. (1987), 'Geometries of extensional fault systems developed in model experiments', *Geology* 15, 341–344.
- McIntosh, K., Silver, E. & Shipley, T. (1993), 'Evidence and mechanisms for forearc extension at the accretionary Costa Rica convergent margin', *Tectonics* 12(6), 1380–1392.
- Meier, T., Becker, D., Endrun, B., Rische, M., Bohnhoff, M., Stöckhert, B. & Harjes, H.-P. (2007), A model for the hellenic subduction zone in the area of crete, *in* W. Friederich, ed., 'Subduction Dynamics: Bridging the Scales, Abstract Volume', pp. 154–157.
- Milligan, G. (1974), The behaviour of rigid and flexible retaining walls in sand, PhD thesis, University of Cambridge.
- Mitchell, J. & Soga, K. (2005), *Fundamentals of Soil Behavior*, Wiley, New York.

- Mélix, P. (1987), Modellversuche und Berechnungen zur Standsicherheit oberflächennaher Tunnel, PhD thesis, Institut für Bodenmechanik und Felsmechanik der Universität Fridericiana in Karlsruhe, Gudehus, G. and Natau, O. (Eds.). Heft 103.
- Mokni, M. & Desrues, J. (1998), 'Strain localization measurements in undrained plane-strain biaxial tests on hostun rf sand', *Mechanics of Cohesive-Frictional Materials* 4, 419–441.
- Morellato, C., Redini, F. & Doglioni, C. (2003), 'On the number and spacing of faults', *Terra Nova* 15(5), 315–321.
- Morris, P., Graham, J. & Williams, D. (1992), 'Cracking in drying soils', *Canadian Geotechnical Journal* 29, 263–277.
- Muir Wood, D. (1990), *Soil behaviour and critical state soil mechanics*, Cambridge University Press.
- Muir Wood, D. (2002), 'Some observations of volumetric instabilities in soils', *International Journal of Solids and Structures* 39, 3429–3449.
- Mulugeta, G. (1988a), 'Modelling the geometry of Coulomb thrust wedges', *Journal of Structural Geology* 10(8), 847–859.
- Mulugeta, G. (1988b), 'Squeeze box in a centrifuge', *Tectonophysics* 148, 323–335.
- Nakai, T. (2007), Modeling of soil behavior based on  $t_{ij}$  concept, in '13th Asian Regional Conference on Soil Mechanics and Geotechnical Engineering'.
- Nübel, K. (2002), Experimental and numerical investigation of shear localization in granular material, PhD thesis, Institute for Soil Mechanics and Rock Mechanics, Universität Karlsruhe. 159.
- Nübel, K. & Weitbrecht, V. (2002), 'Visualization and localization in grain skeletons with particle image velocimetry', *Journal of Testing and Evaluation* 30(4), 322–329.
- Niemunis, A. (2005). internal report, Ruhr-Universität Bochum, Germany.
- Niemunis, A. (2008), *Über die Anwendung der Kontinuumstheorie auf bodenmechanische Probleme*.
- Nieuwland, D., Urai, J. & Knoop, M. (2000), In-situ measurements in model experiments of tectonic faulting, in F. Lehner, ed., 'Aspects of tectonic faulting: In honor of Georg Mandl', Springer, Berlin, pp. 155–166.

- Oda, M. (1972*a*), 'Initial fabrics and their relations to mechanical properties of granular material', *Soils and Foundations* 12(1), 17–36.
- Oda, M. (1972*b*), 'The mechanism of fabric changes during compressional deformation of sand', *Soils and Foundations* 12(2), 1–18.
- Oda, M. & Kazama, H. (1998), 'Microstructure of shear bands and its relation to the mechanisms of dilatancy and failure of dense granular soils', *gt* 48(4), 465–481.
- Oh, W., Garga, V. & Vanapalli, S. (2009), 'Shear strength characteristics of statically compacted unsaturated kaolin', *Canadian Geotechnical Journal* 45, 910–922.
- Peters, J., Lade, P. & Bro, A. (1988), Shear band formation in triaxial and plane strain tests, *in* R. Donaghe, R. Chaney & M. Silver, eds, 'Advanced triaxial testing of soil and rock', American Society for Testing and Materials, ASTM STP 977, pp. 604–627.
- Peterson, R. (1988), Interpretation of triaxial compression test results on partially saturated soils, *in* R. Donaghe, R. Chaney & M. Silver, eds, 'Advanced triaxial testing of soil and rock', American Society for Testing and Materials, ASTM STP 977, pp. 512–538.
- Pitman, T., Robertson, P. & Segoo, D. (1994), 'Influence of fines on the collapse of loose sands', *Canadian Geotechnical Journal* 31, 728–739.
- Poliakov, A., Hermann, H., Podladchikov, Y. & Roux, S. (1994), 'Fractal plastic shear bands', *Fractals* 2(4), 567–581.
- Polito, C. & Martin, J. (2001), 'Effects of nonplastic fines on the liquefaction resistance of sands', *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 127(5), 408–415.
- Pradhan, T., Tatsuoka, F. & Sato, Y. (1989), 'Experimental stress-dilatancy relations of sand subjected to cyclic loading', *Soils and Foundations* 29(1), 45–64.
- Raffel, M., Willert, C. & Kompenhans, J. (1998), *Particle Image Velocimetry*, Springer Verlag, Berlin.
- Ramamurthy, T. & Rawat, R. (1973), The influence of the intermediate principal stress on the strength of sand, *in* 'Proceedings 8th ICSMFE', Vol. 1.2, pp. 339–342.
- Ramberg, H. (1981), *Gravity, deformation and the earth's crust*, Academic Press Inc. (London) Ltd.

- Röchter, L. & König, D. (2009), 'Physical modelling: Localisation of deformation in cohesive-frictional material.'. Diskussion zu Präsentation; From shear bands to rapid flow, Monte Verità, Schweiz. Herrmann, H.J. and Springman, S.M. and Puzrin, A.M. and Vardoulakis, I. (Organisatoren).
- Röchter, L., König, D., Schanz, T., Niemunis, A. & Triantafyllidis, T. (2011), 'Shear band systems in plane strain extension: analytical solution and comparison with experimental results', *Granular Matter* . accepted.
- Röchter, L., König, D., Schanz, T. & Triantafyllidis, T. (2010), 'Shear banding and strain softening in plane strain extension: physical modelling', *Granular Matter* 12(3), 287–301.
- Reades, D. & Green, G. (1976), 'Independent stress control and triaxial extension tests on sand', *Géotechnique* 26(4), 551–576.
- Reddy, K. & Saxena, S. (1993), 'Effects of cementation on stress-strain and strength characteristics of sands', *Soils and Foundations* 33(4), 121–134.
- Reynolds, O. (1885), 'On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. with experimental illustrations.', *The London, Edinburgh and Dublin philosophical magazine and journal of science* 20(2), 469–481.
- Roscoe, K. (1970), 'The influence of strains in soil mechanics, 10th Rankine lecture', *Géotechnique* 20(2), 129–170.
- Roscoe, K. & Burland, J. (1968), On the generalized stress-strain behaviour of 'wet' clay – part ii: The prediction of the plane-strain behaviour of 'wet' clay from soil constants obtained from conventional 'triaxial' compression test data, in J. Heyman & F. Leckie, eds, 'Engineering Plasticity', Cambridge University Press, pp. 535–609.
- Rowe, P. (1969), 'The relation between the shear strength of sands in triaxial compression, plane strain and direct shear', *Géotechnique* 19(1), 75–86.
- Rowe, P. (1971), Theoretical meaning and observed values of deformation parameters of soil, in R. Parry, ed., 'Stress-strain behaviour of soils, Proceedings of the Roscoe Memorial Symposium, Cambridge University', Foulis, pp. 143–194.
- Santamarina, J. & Cho, G. (2003), The omnipresence of localizations in particulate materials, in D. B. et al., ed., 'Deformation Characteristics of Geomaterials', Swets & Zeitlinger, pp. 465–473.

- Sayão, A. & Vaid, Y. (1996), 'Effect of intermediate principal stress on the deformation response of sand', *Canadian Geotechnical Journal* 33, 822–828.
- Schanz, T. (1998), 'Zur Modellierung des mechanischen Verhaltens von Reibungsmaterialien'. habil. thesis, Institut für Geotechnik, Universität Stuttgart, Vermeer, P.A. (Hrsg.), Mitteilung 45.
- Schanz, T. & Vermeer, P. (1996), 'Angles of friction and dilatancy of sand', *Géotechnique* 46(1), 145–151.
- Schellart, W. P. (2000), 'Shear test results for cohesion and friction coefficients for different granular materials: scaling implications for their usage in analogue modelling', *Tectonophysics* 324, 1–16.
- Schnaid, F., Prietto, P. & Consoli, N. (2001), 'Characterization of cemented sand in triaxial compression', *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 127(10), 857–868.
- Shapiro, S. & Yamamuro, J. (2003), 'Effects of silt on three-dimensional stress-strain behavior of loose sand', *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 129(1), 1–11.
- Soos, P. v. & Engel, J. (2008), Eigenschaften von Boden und Fels - ihre Ermittlung im Labor, in K. Witt, ed., 'Grundbau-Taschenbuch - Teil 1: Geotechnische Grundlagen', Ernst & Sohn, pp. 123–218.
- Stoewahse, C. & Blümel, W. (2001), Einfluss der Rahmenlagerung auf die Messwerte der Scherfestigkeit im Rahmenscherversuch, in '1. Siegener Symposium „Messtechnik im Erd- und Grundbau“', pp. 1–15.
- Stratford, W. & Stern, T. (2006), 'Crust and upper mantle structure of a continental backarc: central North Island, New Zealand', *Geophysical Journal International* 166, 469–484.
- Sun, D., Huang, W. & Yao, Y. (2008), 'An experimental study of failure and softening in sand under three-dimensional stress condition', *Granular Matter* 10(3), 187–195.
- Sutherland, H. & Mesdary, M. (1969), The influence of the intermediate principal stress on the strength of sand, in 'Proceedings 7th ICSMFE', Vol. 1, pp. 391–399.

- Tatsuoka, F., Sakamoto, M., Kawamura, T. & Fukushima, S. (1986), 'Strength and deformation characteristics of sand in plane strain compression at extremely low pressures', *Soils and Foundations* 26(1), 65–84.
- Tatsuoka, F., Siddiquee, M., Park, C.-S., Sakamoto, M. & Abe, F. (1993), 'Modelling stress-strain relations of sand', *Soils and Foundations* 33(2), 60–81.
- Taylor, D. (1948), *Fundamentals of Soil Mechanics*, John Wiley & Sons, New York.
- Tejchman, J. & Niemunis, A. (2006), 'Fe-studies on shear localization in an anisotropic micro-polar hypoplastic granular material', *Granular Matter* 8, 205–220.
- Thevanayagam, S. (1998), 'Effect of fines and confining stress on undrained shear strength of silty sands', *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 124(6), 479–491.
- Towhata, I. & Lin, C.-E. (2003), Microscopic observation of shear behavior of granular material, in D. Benedetto, ed., 'Deformation Characteristics of Geomaterials', Swets & Zeitlinger, Lisse, pp. 113–118.
- USAEWES (1944), *Soil pressure cell investigation*. Technical Memorandum, 210-211. Vicksburg: US Army Engineer Waterways Experiment Station.
- Valanis, K. (1985), 'On the uniqueness of solution of the initial value problem in strain softening materials.', *Journal of Applied Mechanics, ASME* 52(3), 649–653.
- Vanapalli, S., Fredlund, D., Pufahl, D. & Clifton, A. (1996), 'Model for the prediction of shear strength with respect to soil suction', *Canadian Geotechnical Journal* 33, 379–392.
- Vardoulakis, I. (1977), Scherfugenbildung in Sandkörpern als Verzweigungsproblem, PhD thesis, Universität Karlsruhe.
- Vardoulakis, I. (1980), 'Shear band inclination and shear modulus of sand in biaxial tests', *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 4, 103–119.
- Vardoulakis, I. & Goldscheider, M. (1980), 'Biaxialgerät zur Untersuchung der Festigkeit und Dilatanz von Scherfugen in Böden', *Geotechnik* 3, 19–31.
- Vardoulakis, I., Goldscheider, M. & Gudehus, G. (1978), 'Formation of shear bands in sand bodies as a bifurcation problem', *Int. J. Num. Anal. Meth. Geom.* 2, 99–128.

- Vardoulakis, I. & Graf, B. (1985), 'Calibration of constitutive models for granular materials', *Géotechnique* 35(3), 229–317.
- Vardoulakis, I. & Sulem, J. (1995), *Bifurcation analysis in geomechanics*, Blackie Academic & Professional.
- Vendeville, B., Cobbold, P., Davy, P., Brun, J. & Choukroune, P. (1987), Physical models of extensional tectonics at various scales, *in* M. Coward, J. Dewey & P. Hancock, eds, 'Continental Extensional Tectonics', Geological Society Special Publication No. 28. Blackwell Scientific, Oxford, pp. 95–107.
- Vendeville, B. & Cobbold, P. R. (1988), 'How normal faulting and sedimentation interact to produce listric fault profiles and stratigraphic wedges', *Journal of Structural Geology* 10(7), 649–659.
- Vermeer, P. (1990), 'The orientation of shear bands in biaxial tests', *Géotechnique* 40(2), 223–236.
- Vermeer, P. & de Borst, R. (1984), *Non-associate plasticity for soils, concrete and rock*, Vol. 29;3, Heron.
- Viggiani, G., Kuentz, M. & Desrues, J. (2001), An experimental investigation of the relationships between grain size distribution and shear banding in sands, *in* P. Vermeer, ed., 'Continuous and discontinuous modelling of cohesive-frictional materials', pp. 111–127.
- Wanatowski, D. & Chu, J. (2006), 'Strain softening of  $K_0$ -consolidated Changi sand under plane-strain conditions', *Acta Geotechnica* 1, 29–42.
- Wanatowski, D. & Chu, J. (2007a), 'Drained behaviour of Changi sand in triaxial and plane strain compression', *Geomechanics and Geoengineering* 2, 29–39.
- Wanatowski, D. & Chu, J. (2007b), ' $K_0$  of sand measured by a plane-strain apparatus', *Canadian Geotechnical Journal* 44, 1006–1012.
- Wanatowski, D., Chu, J. & Lo, R.-C. (2008), 'Strain-softening behaviour of sand in strain path testing under plane-strain conditions', *Acta Geotechnica* 3, 99–114.
- Wang, Y.-H. & Leung, S.-C. (2008), 'A particulate-scale investigation of cemented sand behavior', *Canadian Geotechnical Journal* 45, 29–44.
- WayCon (2006), *Wirbelstrom Abstands- und Wegaufnehmer*.

- Weijermars, R., Jackson, M. & Vendeville, B. (1993), 'Rheological and tectonic modeling of salt provinces', *Tectonophysics* 217, 143–174.
- Wernicke, B. (1984), 'Uniform-sense normal simple shear of the continental lithosphere', *Canadian Journal for Earth Science* 22, 108–125.
- Westaway, R. (1991), Continental extension on sets of parallel faults: observational evidence and theoretical models, in A. Roberts, G. Yielding & B. Freeman, eds, 'The geometry of normal faults', Geological Society Special Publication No. 56. The Geological Society, London, pp. 143–169.
- Wichtmann, T. (2005), Explicit accumulation model for non-cohesive soils under cyclic loading, PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, Triantafyllidis, Th. (Ed.). Heft 38.
- Wolf, H. (2005), Zur Scherfugenbänderung granularer Materialien unter Extensionsbeanspruchung, PhD thesis, Chair for Foundation Engineering and Soil Mechanics, Ruhr-Universität Bochum, Triantafyllidis, T. (Hrsg.). Heft 37.
- Wolf, H., König, D. & Triantafyllidis, T. (2003), 'Experimental investigation of shear band patterns in granular materials', *Journal of Structural Geology* 25, 1229–1240.
- Wolf, H., König, D. & Triantafyllidis, T. (2005), 'Centrifuge model tests on sand specimen under extensional load', *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 29(1), 25–47.
- Wolf, H., König, D. & Triantafyllidis, T. (2006), 'The influence of the stress-strain behavior of non-cohesive soils on the geometry of shear band systems under extensional strain', *Engineering Structures* 28, 1760–1773.
- Wu, W. & Kolymbas, D. (1991), 'On some issues in triaxial extension tests', *Geotechnical Testing Journal* 14(3), 276–287.
- Xiao, H.-B., Dahlen, F. & Suppe, J. (1991), 'Mechanics of extensional wedges', *Journal of Geophysical Research* 96(B6), 10301–10318.
- Yamamuro, J. A. & Covert, K. (2001), 'Monotonic and cyclic liquefaction of very loose sands with high silt content', *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 127(4), 314–324.
- Yamamuro, J. A. & Lade, P. V. (1995), 'Strain localization in extension tests on granular materials', *Journal of Engineering Mechanics* 121(7), 828–836.

- Yamamuro, J. A. & Lade, P. V. (1998), 'Steady-state concepts and static liquefaction of silty sands', *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 124(9), 868–877.
- Yamamuro, J. & Liu, Y. (2005), Effects of necking and its suppression in axisymmetric extension tests on clay, *in* 'Proc. of the 16th international conference on soil mechanics and geotechnical engineering', Vol. 2, Millpress, Rotterdam, pp. 633–636.
- Yoshida, T., Tatsuoka, F., Siddiquee, M. S. A., Kamegai, Y. & Park, C.-S. (1994), Shear banding in sands observed in plane strain compression, *in* R. Chambon, J. Desrues & I. Vardoulakis, eds, 'Localisation and Bifurcation Theory for Soils and Rocks', Balkema, Rotterdam, pp. 165–179.
- Zornberg, J., Friedrichsen, J. & Dell'Avanzi, E. (2005), 'Performance of centrifuge data acquisition systems using wireless transmission', *Geotechnical Testing Journal* 28(2), 144–150.

**Schriftenreihe des Lehrstuhls für Grundbau, Boden- und Felsmechanik der  
Ruhr-Universität Bochum**

*Herausgeber: H.L. Jessberger*

- 1 (1979) **Hans Ludwig Jessberger**  
Grundbau und Bodenmechanik an der Ruhr-Universität Bochum
- 2 (1978) **Joachim Klein**  
Nichtlineares Kriechen von künstlich gefrorenem Emschermergel
- 3 (1979) **Heinz-Joachim Gödecke**  
Die Dynamische Intensivverdichtung wenig wasserdurchlässiger Böden
- 4 (1979) **Poul V. Lade**  
Three Dimensional Stress-Strain Behaviour and Modeling of Soils
- 5 (1979) **Roland Pusch**  
Creep of soils
- 6 (1979) **Norbert Diekmann**  
Zeitabhängiges, nichtlineares Spannungs-Verformungsverhalten von gefrorenem Schluff  
unter triaxialer Belastung
- 7 (1979) **Rudolf Dörr**  
Zeitabhängiges Setzungsverhalten von Gründungen in Schnee, Firn und Eis  
der Antarktis am Beispiel der deutschen Georg-von-Neumayer- und Filchner-Station
- 8 (1984) **Ulrich Güttler**  
Beurteilung des Steifigkeits- und Nachverdichtungsverhaltens von  
ungebundenen Mineralstoffen
- 9 (1986) **Peter Jordan**  
Einfluss der Belastungsfrequenz und der partiellen Entwässerungs-  
möglichkeiten auf die Verflüssigung von Feinsand
- 10 (1986) **Eugen Makowski**  
Modellierung der künstlichen Bodenvereisung im grundwasserdurchströmten  
Untergrund mit der Methode der finiten Elemente
- 11 (1986) **Reinhard A. Beine**  
Verdichtungswirkung der Fallmasse auf Lastausbreitung in nichtbindigem  
Boden bei der Dynamischen Intensivverdichtung
- 12 (1986) **Wolfgang Ebel**  
Einfluss des Spannungspfades auf das Spannungs-Verformungsverhalten  
von gefrorenem Schluff im Hinblick auf die Berechnung von Gefrierschächten
- 13 (1987) **Uwe Stoffers**  
Berechnungen und Zentrifugen-Modellversuche zur Verformungsabhängigkeit  
der Ausbaubeanspruchung von Tunnelausbauten in Lockergestein
- 14 (1988) **Gerhard Thiel**  
Steifigkeit und Dämpfung von wassergesättigtem Feinsand unter Erdbebenbelastung

- 15 (1991) **Mahmud Thaher**  
Tragverhalten von Pfahl-Platten-Gründungen im bindigen Baugrund,  
Berechnungsmodelle und Zentrifugen-Modellversuche
- 16 (1992) **Rainer Scherbeck**  
Geotechnisches Verhalten mineralischer Deponieabdichtungsschichten  
bei ungleichförmiger Verformungswirkung
- 17 (1992) **Martin M. Bizialiele**  
Torsional Cyclic Loading Response of a Single Pile in Sand
- 18 (1993) **Michael Kotthaus**  
Zum Tragverhalten von horizontal belasteten Pfahlreihen aus langen Pfählen in Sand
- 19 (1993) **Ulrich Mann**  
Stofftransport durch mineralische Deponieabdichtungen:  
Versuchsmethodik und Berechnungsverfahren
- 20 (1992) **Festschrift anlässlich des 60. Geburtstages von  
Prof. Dr.-Ing. H. L. Jessberger**  
20 Jahre Grundbau und Bodenmechanik an der Ruhr-Universität Bochum
- 21 (1993) **Stephan Demmert**  
Analyse des Emissionsverhaltens einer Kombinationsabdichtung im Rahmen der  
Risikobetrachtung von Abfalldeponien
- 22 (1994) **Diethard König**  
Beanspruchung von Tunnel- und Schachtausbauten in kohäsionslosem Lockergestein  
unter Berücksichtigung der Verformung im Boden
- 23 (1995) **Thomas Neteler**  
Bewertungsmodell für die nutzungsbezogene Auswahl von Verfahren zur Altlastensanierung
- 24 (1995) **Ralph Kockel**  
Scherfestigkeit von Mischabfall im Hinblick auf die Standsicherheit von Deponien
- 25 (1996) **Jan Laue**  
Zur Setzung von Flachfundamenten auf Sand unter wiederholten Lastereignissen
- 26 (1996) **Gunnar Heibroek**  
Zur Rissbildung durch Austrocknung in mineralischen Abdichtungsschichten  
an der Basis von Deponien
- 27 (1996) **Thomas Siemer**  
Zentrifugen-Modellversuche zur dynamischen Wechselwirkung zwischen Bauwerken  
und Baugrund infolge stoßartiger Belastung
- 28 (1996) **Viswanadham V. S. Bhamidipati**  
Geosynthetic Reinforced Mineral Sealing Layers of Landfills
- 29 (1997) **Frank Trappmann**  
Abschätzung von technischem Risiko und Energiebedarf bei Sanierungsmaßnahmen  
für Altlasten
- 30 (1997) **André Schürmann**  
Zum Erddruck auf unverankerte flexible Verbauwände
- 31 (1997) **Jessberger, H. L. (Herausgeber)**  
Environment Geotechnics, Report of ISSMGE Technical Committee TC 5  
on Environmental Geotechnics

*Herausgeber: Th. Triantafyllidis*

- 32 (2000) **Triantafyllidis, Th. (Herausgeber)**  
Boden unter fast zyklischer Belastung: Erfahrung und Forschungsergebnisse (Workshop)
- 33 (2002) **Christof Gehle**  
Bruch- und Scherverhalten von Gesteinstrennflächen mit dazwischenliegenden Materialbrücken
- 34 (2003) **Andrzej Niemunis**  
Extended hypoplastic models for soils
- 35 (2004) **Christiane Hof**  
Über das Verpressankertragverhalten unter kalklösendem Kohlensäureangriff
- 36 (2004) **René Schäfer**  
Einfluss der Herstellungsmethode auf das Verformungsverhalten von Schlitzwänden in weichen bindigen Böden
- 37 (2005) **Henning Wolf**  
Zur Scherfugenbänderung granularer Materialien unter Extensionsbeanspruchung
- 38 (2005) **Torsten Wichtmann**  
Explicit accumulation model for non-cohesive soils under cyclic loading
- 39 (2008) **Christoph M. Loreck**  
Die Entwicklung des Frischbetondruckes bei der Herstellung von Schlitzwänden
- 40 (2008) **Igor Arsic**  
Über die Bettung von Rohrleitungen in Flüssigböden
- 41 (2009) **Anna Arwanitaki**  
Über das Kontaktverhalten zwischen einer Zweiphasenschlitzwand und nichtbindigen Böden

*Herausgeber: T. Schanz*

- 42 (2009) **Yvonne Lins**  
Hydro-Mechanical Properties of Partially Saturated Sand
- 43 (2010) **Tom Schanz (Herausgeber)**  
Geotechnische Herausforderungen beim Umbau des Emscher-Systems  
Beiträge zum RuhrGeo Tag 2010
- 44 (2010) **Jamal Alabdullah**  
Testing Unsaturated Soil for Plane Strain Conditions: A New Double-Wall Biaxial Device
- 45 (2011) **Lars Röchter**  
Systeme paralleler Scherbänder unter Extension im ebenen Verformungszustand