

Zum Versagen von Unterwasserböschungen im Seegang

Vom Promotionsausschuss der  
Technischen Universität Hamburg  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)  
genehmigte Dissertation

von  
Julian Bubel

aus  
Hamburg

2022

1. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jürgen Grabe
2. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Peter Fröhle
3. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Frank Rackwitz

Tag der mündlichen Prüfung: 11.08.2021

# Zum Versagen von Unterwasserböschungen im Seegang

von

**Julian Bubel**

Herausgegeben von

**J. Grabe**

Technische Universität Hamburg  
Institut für Geotechnik und Baubetrieb

# Veröffentlichungen des Instituts für Geotechnik und Baubetrieb

## 51

Herausgeber:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jürgen Grabe  
Technische Universität Hamburg  
Institut für Geotechnik und Baubetrieb  
Harburger Schloßstraße 36  
D – 21079 Hamburg  
e-mail: *grabe@tu-harburg.de*

**ISBN-13:** 978-3-936310-53-5 (Erstausgabe)

**DOI:** 10.15480/882.4186 (digital)

Druckerei

Druckzentrum Neumünster GmbH  
Rungestraße 4  
24537 Neumünster

In derselben Reihe erschienen:

1. J. Grabe (Hrsg.), 2000: Verbrennungsrückstände. Tagungsband, ISBN 3-936310-00-9
2. J. Grabe (Hrsg.), 2001: Schaden- und Risikomanagement im Tiefbau. Tagungsband, ISBN 3-936310-01-7
3. J. Grabe, 2003. Bodenmechanik und Grundbau. ISBN 3-936310-03-3
4. J. Grabe (Hrsg.), 2003: Euronormen in der Geotechnik – Was ändert sich? Tagungsband, ISBN 3-936310-04-1
5. J. Grabe (Hrsg.), 2003: Bodenverdichtung, Experimente - Modellierung - Geräteentwicklung - Baustellenberichte - F+E-Bedarf. Tagungsband, ISBN 3-936310-05-X
6. M. Kelm, 2004: Numerische Simulation der Verdichtung rolliger Böden mittels Vibrationswalzen. Promotion, ISBN 3-936310-06-8
7. J. Grabe (Hrsg.), 2004: Kaimauern - Messungen und Numerik. Tagungsband, ISBN 3-936310-07-6
8. J. Stein, 2005. Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Düsenstrahlverfahren. Promotion, ISBN 3-936310-09-2
9. J. Grabe (Hrsg.), 2005: Grenzschicht Wasser und Boden - Phänomene und Ansätze. Tagungsband, ISBN 3-936310-10-6
10. J. Grabe (Hrsg.), 2005: FEM in der Geotechnik - Qualität, Prüfung, Fallbeispiele - Tagungsband, ISBN 3-936310-11-4
11. B. Mardfeldt, 2006: Zum Tragverhalten von Kaikonstruktionen im Gebrauchszustand. Promotion, ISBN 3-936310-12-2
12. J. Grabe (Hrsg.), 2006: Optimierung in der Geotechnik - Strategien und Fallbeispiele. Tagungsband, ISBN-13 978-3-936310-13-9
13. T. Bierer, 2007: Bodenschwingungen aus Straßenverkehr auf unebener Fahrbahn im Zeitbereich - experimentelle und theoretische Untersuchungen. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-14-6
14. J. Grabe (Hrsg.), 2007: Bemessen mit Finite-Elemente-Methoden. Tagungsband, ISBN-13 978-3-936310-15-3
15. K.-P. Mahutka, 2008: Zur Verdichtung von rolligen Böden infolge dynamischer Pfahleinbringung und durch Oberflächenrüttler. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-16-0
16. J. Grabe (Hrsg.), 2008: Seehäfen für Containerschiffe zukünftiger Generationen. Tagungsband, ISBN-13 978-3-936310-17-7
17. F. König, 2008: Zur zeitlichen Traglastentwicklung von Pfählen und der nachträglichen Erweiterung bestehender Pfahlgründungen. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-18-4
18. S. Henke, 2008: Herstellungseinflüsse aus Pfahlrammung im Kaimauerbau. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-19-1

19. J. Grabe (Hrsg.), 2009: Spundwände – Profile, Tragverhalten, Bemessung, Einbringung und Wiedergewinnung. Tagungsband, ISBN-13 978-3-936310-20-7
20. J. Dührkop, 2009: Zum Einfluss von Aufweitungen und zyklischen Lasten auf das Verformungsverhalten lateral beanspruchter Pfähle in Sand. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-21-4
21. O. Möller, 2009: Zum Langzeit-Kompressionsverhalten weicher organischer Sedimente. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-22-1
22. J. Grabe (Hrsg.), 2011: Ports of container ships of future generations. Tagungsband, ISBN-13 978-3-936310-23-8
23. S. Kinzler, 2011: Zur Parameteridentifikation, Entwurfs- und Strukturoptimierung in der Geotechnik mittels numerischer Verfahren. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-24-5
24. G. Qiu, 2012: Coupled Eulerian Lagrangian Simulations of Selected Soil-Structure Problems. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-25-2
25. X. Ma, 2013: Nutzung der oberflächennahen Geothermie mittels Energiepfählen und Erdwärmesonden. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-26-9
26. J. Grabe (Hrsg.), 2013: Proceedings of the Conference on Maritime Energy COME 2013. Tagungsband, ISBN-13 978-3-936310-28-3
27. J. Grabe (Hrsg.), 2013: Bemessen mit numerischen Methoden. Tagungsband, ISBN-13 978-3-936310-29-0
28. T. Pucker, 2013: Stoffmodell zur Modellierung von stetigen Materialübergängen im Rahmen der Optimierung geotechnischer Strukturen. Promotion, ISBN-13 978-3-936310-30-6
29. S. Henke, 2013: Untersuchungen zur Pfropfenbildung infolge der Installation offener Profile in granularen Böden. Habilitation, ISBN-13 978-3-936310-31-3
30. J. Grabe (Hrsg.), 2014: Ports for Container Ships of Future Generations. Tagungsband, ISBN-13: 978-3-936310-32-0
31. J. Grabe (Hrsg.), 2014: Offshore Basishäfen, Tagungsband, ISBN-13: 978-3-936310-33-7
32. C. Rudolph, 2015. Untersuchungen zur Drift von Pfählen unter zyklischer, lateraler Last aus veränderlicher Richtung, Promotion, ISBN-13: 978-3-936310-34-4
33. J. Grabe (Hrsg.), 2015: Morphodynamics 2015, Tagungsband, ISBN-13: 978-3-936310-35-1
34. T. Hamann, 2015: Zur Modellierung wassergesättigter Böden unter dynamischer Belastung und großen Bodenverformungen am Beispiel der Pfahleinbringung, , ISBN-13: 978-3-936310-36-8
35. B. Schümann, 2015: Beitrag zum dynamischen Dreiphasenmodell für Boden auf Basis der Finite-Elemente-Methode, Promotion, ISBN-13: 978-3-936310-37-5

36. M. Milatz, 2015: Untersuchungen zum Einfluss der Kapillarität auf das hydraulisch-mechanische Verhalten von granularer Tragschichten für Verkehrswege, Promotion, ISBN-13: 978-3-936310-38-2
37. H. Kaya, 2016: Bodenverschleppung und Spaltbildung infolge der Einbringung von Profilen in Dichtungsschichten aus Ton, Promotion, ISBN-13: 978-3-936310-39-9
38. J. Grabe (Hrsg.), 2017: Proceedings of the Conference on Maritime Energy COME 2017. Tagungsband, ISBN-13: 978-3-936310-40-5
39. B. Kocak, 2017: Zur numerischen Modellierung von hydraulisch-mechanisch gekoppelten Prozessen in gesättigten granularen Böden mittels Smoothed Particle Hydrodynamics, Promotion, ISBN-13: 978-3-936310-41-2
40. K. Siegl, 2017: Zur Pfahldynamik von geramten Großrohrpfählen und der daraus resultierenden Wellenausbreitung in Wasser und im Meeresboden, Promotion, ISBN-13: 978-3-936310-42-9
41. J. Grabe (Hrsg.), 2017: Conference Proceedings of Workshop on Numerical Methods in Geotechnics 2017. Tagungsband, ISBN-13: 978-3-936310-43-6
42. J. Grabe (Hrsg.), 2018: Digitale Infrastruktur und Geotechnik (DIG 2018). Tagungsband
43. D. Osthoff, 2018: Zur Ursache von Schlosssprengungen und zu einbringbedingten Lageabweichungen von Spundwänden, Promotion, ISBN-13: 978-3-936310-45-0
44. E. Heins, 2018: Numerical based identification of the pile-soil interaction in terms of the axial pile bearing capacity, Promotion, ISBN-13: 978-3-936310-46-7
45. K.-F. Seitz, 2021: Zur Topologieoptimierung von geotechnischen Strukturen und zur Tragfähigkeitssteigerung des Baugrunds durch Scherfugenverfestigung, Promotion. ISBN-13: 978-3-936310-47-4
46. D. Plenker, 2021: Physical and numerical investigations of the dynamic interaction of saturated granulates and fluid, Promotion. ISBN-13: 978-3-936310-48-1
47. J. Grabe, J. O. Backhaus, P. Vogel, 2021: Bauprojektmanagement, Skriptum. ISBN-13: 978-3-936310-49-8
48. M. Kanitz, 2021: Experimental and numerical investigations of particle-fluid systems in geotechnical engineering, Promotion. ISBN-13: 978-3-936310-50-4
49. J. O. Backhaus, 2021: A methodology for the numeric time-cost forecast and pareto optimization of large injection projects in tunneling, Promotion. ISBN-13: 978-3-936310-51-1
50. S. S. Nagula, 2021: Optimisation of deep compaction as liquefaction mitigation measure, Promotion. ISBN-13: 978-3-936310-52-8



## Vorwort des Herausgebers

Vor Jahren plante die Fa. Züblin, Stuttgart, den Bau von offshore Windenergieanlagen mit Schwergewichtsgründung. Die Windenergieanlagen (WEA) sollten statt unter den rauen Bedingungen der Nordsee weitestgehend an Land gebaut werden. Die WEAs würden dann zum genehmigten Standort transportiert und vor Ort in eine ca. 5 m tiefe Baugrube flach gegründet werden. Es stellte sich die Frage, wie groß die geböschte Unterwasserbaugrube sein müsste. Das Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrografie (BSH) ging mit Bezug zu veröffentlichten Untersuchungen von einer Böschungsneigung von ca. 1:8 bis 1:10 aus. Unter dieser Annahme ergab sich der Bedarf erhebliche Menge an Sediment aufzunehmen, diese zu bunkern sowie abzulagern. Die Folge wären ein erheblicher Eingriff in die Meeresfauna und -flora gewesen, die das BSH damals als sehr kritisch beurteilte. Eigene Untersuchungen an Unterwasserböschungen im Kleinmaßstab zeigten dagegen, dass die Böschungen von mindestens mitteldicht gelagerten Sanden Neigungswinkel in der Größenordnung des kritischen Reibungswinkel aufweisen, also viel steiler sind. Da die Baugrube lediglich temporär erforderlich ist, ging es um kurze Standzeiten. Einflüsse aus oberflächennahem Sedimenttransport infolge Strömung konnten daher vernachlässigt werden. Die entscheidende Frage war und ist bis heute, ob steile Böschungen im Seegang der Nordsee lagestabil sind. Das war der Ausgangspunkt für ein groß angelegtes Forschungsvorhaben vom Bundesministerium für Umwelt (BMU) mit großmaßstäblichen Versuchen in einer Testbaugrube. Nach Erteilung des Forschungsauftrags beschloss allerdings der Vorstand der STRABAG, zu dem die Firma Züblin inzwischen gehörte, aufgrund der großen Risiken den kompletten Ausstieg aus der offshore Windenergie. Die Folge war, dass das bereits bewilligte Forschungsvorhaben nicht zustande kam. Die für die Praxis so wichtige Frage, wie sich steile Böschungen im Seegang verhalten, war gestellt und musste beantwortet werden. Dies war der Ausgangspunkt der nun vorliegenden Dissertation von Herrn Bubel.

Zielsetzung der Arbeit von Herrn Bubel gemäß Kapitel 3

*„...ist die Analyse der Eingangsfaktoren auf das Böschungsverhalten in sandigem Meeresboden infolge von Seegang. ...Die folgenden Einflussfaktoren werden als maßgebend erachtet und im Weiteren untersucht: 1. Lagerungsdichte, 2. Ausgangsböschungsneigung, 3. Wellenlaufriechung, 4. Wellenlastgröße und 5. Seegangscharakteristik.“*

Herr Bubel hat zur Klärung der Forschungsfragestellung in einem von ihm umgeplanten Wellenkanal umfangreiche Versuche an Böschungen aus Sand im Seegang durchgeführt, deren Ergebnisse und Folgerungen mit Finite-Elemente-Simulationen verglichen und daraus wichtige Erkenntnisse für den Böschungswinkel von temporären Unterwasserbaugruben abgeleitet. Die Arbeit entstand im Rahmen des von der DFG geförderten Projektes GR1024/20-1 „Stabilität von künstlichen Unterwasserböschungen in sandigen Böden“.

In Kapitel 1 führt er in die Thematik und Motivation seiner Arbeit ein. Das Kapitel 2 gibt den Stand der Wissenschaft wieder. Er geht dabei auf die wesentlichen Einflüsse von Wellen auf den Meeresboden ein. Diese sind Lagerungsdichte, Sättigungsgrad, Kompressibilität von Porenfluid und -gas, Interaktion von Porenfluid und Bodenmatrix, Permeabilität und Filtergeschwindigkeit. Danach befasst er sich mit den Grundlagen zu Meereswellen in Bezug auf deren Spektren, dem welleninduziertem Porenwasserdruck sowie dessen Akkumulation, die Porenwasserströmung im Meeresboden sowie die oberflächliche Erosion.

Er beschreibt darauf aufbauend den Stand bezüglich der Standsicherheit von Unterwasserböschungen. Die Ableitung des Forschungsbedarfs führt er in Abschnitt 2.4 „Zusammenfassende Bewertung“ aus. Er folgert: *„Im Hinblick auf die Stabilität von Unterwasserböschungen kann auf dieses Wissen zurückgegriffen werden, doch bestimmen potentiell weitere Einflussfaktoren die auftretenden Prozesse. Der derzeitige Stand der Wissenschaft und Forschung in Bezug auf die beeinflussenden Faktoren von Böschungsversagen unter Wasser kann als nicht ausreichend bewertet werden.“*

In Kapitel 3 stellt er, wie bereits geschrieben, die Zielsetzung seiner Arbeit dar und erläutert den methodischen Ansatz seiner Arbeit, nämlich Modellversuche unter 1g-Bedingungen sowie numerische Simulationen basierend auf der FEM.

Die Grundlagen werden in Kapitel 4 behandelt. Modellgesetze und Ähnlichkeiten werden vorbildlich im Rahmen einer Dimensionsanalyse im Abschnitt 4.1 aufgeschlüsselt. Es gelingt bekanntlich nicht alle Ähnlichkeiten in Modellversuchen einzuhalten. In Abschnitt 4.2 beschreibt er die von ihm genutzten Wellenkanal der TUHH, siehe Abb. 4.2. Den Umbau des Wellenkanals und den Versuchsaufbau hat er eigenständig mit sehr viel Engagement geplant und umgesetzt. Zur Messung der Lagerungsdichte hat er eine Kegelsonde entwickelt und kalibriert, siehe Abb. 4.11. Neu ist auch die reproduzierbare Herstellung lockerster Lagerung im Sand durch Verflüssigung, anschließender Sedimentierung und Konsolidierung unter Eigengewicht, siehe Abb. 4.12 und 4.13. Der von ihm erdachte Versuchsablauf mit einer sogenannten Strand- und Wellenklappenböschung in einem Versuch ist in Abb. 4.14 dargestellt. So überstreicht die Welle zunächst die in Wellenrichtung abfallende und dann die ansteigende Böschung. Das ist geschickt gelöst. In Abschnitt 4.3 stellt er die Grundlagen, der von ihm verwendeten Finite-Elemente-Methode (FEM) vor. Er verwendet den Ansatz von Hamann (2015) und als Stoffgesetz für Sand das hypoplastische Stoffmodell. Die Wellen werden als zeit- und ortsabhängige Wellenersatzlast approximiert. Das System ist in Abb. 4.18 und die Diskretisierung ist in Abb. 4.19 dargestellt. Die Wellenersatzlast wird über die Userroutine VDLOAD des FEM-solvers Abaqus/Explicit näherungsweise berechnet.

Die experimentellen Untersuchungen im Wellenkanal werden in Kapitel 5 beschrieben und interpretiert. Auf die Sandböschungen mit variierten Anfangslagerungsdichten wirken monotone und spektrale Wellenlasten unterschiedlicher Höhe und Frequenz ein, siehe Tab. 5.1 und 5.2. Bei Welleneinwirkung zeigen anfänglich locker gelagerte Sande kontraktantes Verhalten mit einem dadurch verursachten Porenwasserdruckanstieg bis hin zur Verflüssigung, siehe Abb. 5.11 und 5.15. Tritt die Verflüssigung nicht ein, dann stabilisiert sich die Böschung unter Zunahme der Lagerungsdichte. Anfänglich mitteldicht gelagerte Sandböschungen sind dagegen von Anfang an stabil. Abb. 5.16 illustriert dies. Es folgen Betrachtungen zur beobachteten Rippelbildung bei Wellen mit großer Amplitude. Diese Effekte erscheinen mir eher dem Modell geschuldet, da für die Rippelbildung die Modellähnlichkeit nicht vorausgesetzt werden kann. In Abschnitt 5.2.6 fasst Herr Bubel die wesentlichen Erkenntnisse aus den Versuchen zusammen. Kapitel 5 schließt mit einer Bewertung der physikalischen Modellierung. Abb. 5.19 und 5.20 zeigen hierzu die dimensionslosen Kennzahlen der durchgeführten Versuche, was ich vorbildlich finde.

In Kapitel 6 beschreibt er die von ihm durchgeführten FEM-Simulationen, siehe Tab. 6.1. Es zeigt sich das Problem oberflächennah geringer Spannungen und dadurch bedingter

geringer Widerstände mit der Folge von großen Netzverzerrungen, die zum vorzeitigen Abbruch der Simulationen führen, siehe Abb. 6.3, 6.4ff. Insgesamt scheint die gewählte numerische Methode nicht sonderlich geeignet für das vorliegende Randwertproblem im Modellmaßstab zu sein. Herr Bubel diskutiert die Ergebnisse und schlägt statt FEM andere Methode wie die Diskrete-Elemente-Methode (DEM) gekoppelt mit Computational Fluid Dynamics (CFD) vor. Eine aufgelöste CFD-DEM ist aufgrund der Gebietsgröße und der verfügbaren Rechenleistung allerdings nicht geeignet. In Frage kommt vielleicht eine nicht aufgelöste CFD-DEM oder MPM, bei der Effekte aus nicht vollständiger Sättigung und aus Strömungen in den Porenräumen nur über Näherungsansätze berücksichtigt werden können. Folglich ist die numerische Simulation des vorliegenden Randwertproblems mit aktuell verfügbaren numerischen Ansätzen lediglich unzureichend möglich.

In Kapitel 7 überträgt Herr Bubel die Ergebnisse aus Kapitel 5 auf reale Verhältnisse. Das ist vorbildlich gemacht, siehe Tab. 7.1 und Abb. 7.1.

In Kapitel 8 stellt Herr Bubel die wesentlichen Erkenntnisse seiner Arbeit dar und gibt einen Ausblick. Die Schlussfolgerungen sind nachvollziehbar und für das Verständnis der Prozesse in Unterwasserböschungen sehr hilfreich.

Die von Herrn Bubel vorgelegte Arbeit zeigt, dass lediglich anfänglich locker gelagerte Sande bei großer Welleneinwirkung versagen und bei geringer Welleneinwirkung sich verdichten und dadurch allmählich in einen Zustand gelangen, der es ermöglicht, auch größeren Einwirkungen aus Wellen standzuhalten. Mindestens mitteldicht gelagerte Sande sind von Anfang als standsicher unter Seegang anzusehen. Das heißt für den Ausgangspunkt der Arbeit kann man folgern, dass die Böschungen der temporären Baugrube deutlich steiler, mit Böschungsneigungen kleiner gleich dem kritischen Reibungswinkel, hätten ausgeführt werden können. Sollten im Einzelfall locker gelagerte Sand anstehen, dann könnte eine vorlaufende Verdichtung beispielsweise mit dem Rütteldruckverfahren den Boden soweit verbessern, dass steile Böschungen standsicher ausgeführt werden können und damit der Eingriff in die Meeresflora und -fauna wesentlich minimiert wird.

Herr Bubel hat mit seinen vornehmlich experimentellen Untersuchungen einen wesentlichen Beitrag zum Stand der Wissenschaft in der marinen Geotechnik geleistet. Durch seine Dissertationsschrift hat Herr Bubel seine Befähigung zur selbstständigen wissenschaftlichen Arbeit nachgewiesen.

Ich wünsche Herrn Bubel für seinen weiteren Lebensweg alles Gute.

Hamburg, 9. Dezember 2021

Jürgen Grabe



## Vorwort des Verfassers

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Geotechnik und Baubetrieb der Technischen Universität Hamburg entstanden. Die Thematik der Stabilität künstlich erzeugter Unterwasserböschungen hat mich in unterschiedlicher Ausprägung und Konstellation während der gesamten Zeit begleitet. Als Resultat entstand diese Arbeit mit dem speziellen Fokus auf den Einfluss des Seegangs.

Meine Arbeit betrachtet eine marine Umgebung und eine vollständig unter Wasser befindliche Böschung. Dieses Szenario entsteht beispielsweise bei der Herstellung von Unterwasserbaugruben für Bauwerke im Meer. Die sich im Rahmen der Planung von Schwerkraftgründungen für Offshore-Windenergie-Anlagen ergebene Fragestellung nach der Stabilität und der maximal möglichen Böschungsneigung, war für mich Antrieb zu wissenschaftlichen Untersuchungen. Nachdem ein breit angelegtes Verbundforschungsvorhaben aufgrund der Entscheidung des wirtschaftlichen Partners vorzeitig beendet wurde, konnte ich mich im Rahmen des durch die DFG geförderten Forschungsvorhabens GR1024/20-1 „Stabilität von künstlichen Unterwasserböschungen in sandigen Böden“ intensiv mit dem Einfluss von Wellen befassen. Ich verstehe meine Arbeit als Hilfe für spezielle Fragestellungen bei der Planung von marinen Baugrundmaßnahmen und als Beitrag zur Minimierung des erforderlichen Eingriffs in die Meeresflora und -fauna.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. Jürgen Grabe für den Anstoß zu dieser Arbeit, seine stete Unterstützung und seine Betreuung während der Jahre des Entstehens. Ich weiß sein mir entgegengebrachtes Vertrauen sehr zu schätzen. Weiterhin möchte ich Herrn Professor Dr.-Ing. Frank Rackwitz und Herrn Professor Dr.-Ing. Peter Fröhle für die Übernahme der Korreferate und das Interesse an meiner Arbeit danken. Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Marcus Rutner danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Die Zeit am Institut hat mir stets viel Freude bereitet. Die kollegiale Arbeitsatmosphäre, die fachlichen Denkanstöße und die gegenseitige Unterstützung haben einen ausgezeichneten Rahmen geschaffen. Dafür danke ich meinen ehemaligen Kolleginnen und Kollegen einschließlich Herrn Dr.-Ing. Hans Stanford. Weiterhin danke ich den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Bodenmechanischen Labors für ihre Unterstützung.

Ich danke Herrn Professor Dr.-Ing. Robert Seifried und Herrn Dr.-Ing. Marc-André Pick für die Bereitstellung des Wellenkanals am Institut für Mechanik und Meerestechnik der TU Hamburg und ihrer Toleranz gegenüber der langanhaltenden „Verschmutzung“ der Versuchshalle mit Sand. Ohne die Unterstützung der Institutsmitarbeiter vor Ort wären die Versuche nicht durchführbar gewesen. Ich danke insbesondere Herrn Riza Demir und Herrn Wolfgang Brennecke für ihren Einsatz und ihre tatkräftige Unterstützung beim Umbau des Versuchsstands. Außerdem danke ich Herrn Dr.-Ing. Leo Dostal für seine Unterstützung bei der Umsetzung einer spektralen Wellenbelastung im Wellenkanal.

Nicht zuletzt gilt mein Dank meiner Familie und meinen Freunden, die mir während der gesamten Zeit eine wesentliche Stütze waren. Mein größter Dank gilt meiner Frau Saskia

*XII*

und meinen Kindern, die mich stets zu motivieren wussten.

Hamburg, Dezember 2021

Julian Bubel

## **Schlagwörter:**

Unterwasserbaugrube, Unterwasserböschung, Böschungsversagen, Bruchversagen, Verflüssigungsversagen, Stabilität, Wellen

## **Keywords:**

submarine construction pit, submarine slope, slope failure, breach failure, liquefaction failure, stability, waves



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Wissenschaft</b>	<b>3</b>
2.1	Meeresboden im Einflussbereich von Wellen . . . . .	3
2.1.1	Lagerungsdichte . . . . .	3
2.1.2	Sättigung . . . . .	4
2.1.3	Kompressibilität von Porenfluid und -gas . . . . .	4
2.1.4	Interaktion von Porenfluid und Bodenmatrix . . . . .	8
2.1.5	Permeabilität und Filtergeschwindigkeit . . . . .	9
2.2	Meereswellen . . . . .	11
2.2.1	Wellenspektrum . . . . .	12
2.2.2	Welleninduzierter Porenwasserdruck . . . . .	14
2.2.3	Porenwasserdruckakkumulation . . . . .	17
2.2.4	Welleninduzierte Porenwasserströmung . . . . .	19
2.2.5	Welleninduzierte oberflächennahe Erosion . . . . .	21
2.3	Standsicherheit von Unterwasserböschungen . . . . .	22
2.3.1	Natürliche Böschungen . . . . .	23
2.3.2	Künstliche Böschungen . . . . .	24
2.3.3	Verhaltensmechanismen infolge Wellenbeanspruchung . . . . .	24
2.3.4	Gleitversagen . . . . .	25
2.3.5	Bruchversagen . . . . .	26
2.3.6	Verflüssigungsversagen . . . . .	27
2.3.7	Stabilitätskriterien . . . . .	29
2.4	Zusammenfassende Bewertung . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Zielsetzung und Methodik</b>	<b>35</b>
<b>4</b>	<b>Grundlagen der Methoden</b>	<b>37</b>
4.1	Modellgesetze und Ähnlichkeiten . . . . .	37
4.1.1	Ähnlichkeitstheorie . . . . .	37
4.1.2	Beschreibende Versuchsparameter . . . . .	38
4.1.3	Dimensionsanalyse . . . . .	39
4.1.4	Dimensionslose Kennzahlen . . . . .	41
4.2	Modellversuche . . . . .	44
4.2.1	Auswahl der Versuchsart und des Maßstabs . . . . .	44
4.2.2	Wellenkanal . . . . .	45
4.2.3	Messkonzept und -technik . . . . .	46
4.2.4	Messwertauswertung . . . . .	49

4.2.5	Versuchsboden . . . . .	52
4.2.6	Lagerungsdichte und Sättigung . . . . .	54
4.2.7	Bodeneinbau und Versuchsvorbereitung . . . . .	57
4.2.8	Böschung . . . . .	58
4.2.9	Wellen . . . . .	59
4.2.10	Erfahrungen mit dem Versuchsaufbau . . . . .	60
4.2.11	Versuchsablauf . . . . .	60
4.3	Numerische Modellierung . . . . .	61
4.3.1	Numerische Simulation . . . . .	61
4.3.2	Fluid-Feststoff-Kopplung . . . . .	62
4.3.3	Spannungs-Dehnungs-Beziehung für das Korngerüst . . . . .	65
4.3.4	Hydraulisches Modell . . . . .	66
4.3.5	Netzabhängigkeit . . . . .	67
4.3.6	Auflastspannung . . . . .	68
4.3.7	FE-Modell . . . . .	69
<b>5</b>	<b>Experimentelle Untersuchungen im Wellenkanal</b>	<b>73</b>
5.1	Versuchsprogramm . . . . .	73
5.1.1	Monotone Wellenlast . . . . .	73
5.1.2	Spektrale Wellenlast . . . . .	75
5.1.3	Lagerungsdichte . . . . .	76
5.1.4	Böschungsneigung . . . . .	76
5.2	Versuchsauswertung . . . . .	76
5.2.1	Verifizierung der Modellannahmen . . . . .	76
5.2.2	Analyse der Wellenbelastung . . . . .	77
5.2.3	Analyse der welleninduzierten Porenwasserdrücke . . . . .	82
5.2.4	Oberflächenwellen . . . . .	84
5.2.5	Ergebnisse der Modellversuche . . . . .	85
5.2.6	Zusammenfassung und Bewertung der Versuchsergebnisse . . . . .	98
5.3	Bewertung der physikalischen Modellierung . . . . .	102
<b>6</b>	<b>Numerische Simulation</b>	<b>103</b>
6.1	Simulationsschritte . . . . .	103
6.1.1	Anfangszustand . . . . .	104
6.1.2	Welleninduzierte Belastung . . . . .	105
6.2	Ergebnisse der FE-Berechnungen . . . . .	106
6.2.1	Einfluss der Wellenlänge . . . . .	107
6.2.2	Einfluss der Wellenperiode . . . . .	108
6.2.3	Einfluss der Lagerungsdichte . . . . .	109
6.2.4	Einfluss der Sättigung . . . . .	112
6.2.5	Plötzliches Versagen . . . . .	114
6.2.6	Langsame Veränderungen . . . . .	114
6.2.7	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	116

<b>7</b>	<b>Übertragbarkeit auf reale Bedingungen</b>	<b>119</b>
7.1	Auswertung der dimensionslosen Kennzahlen für Modell und Natur . . . .	119
7.2	Bewertung . . . . .	122
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>123</b>
<b>A</b>	<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>137</b>
<b>B</b>	<b>Materialparameter</b>	<b>141</b>
B.1	K1 Sand . . . . .	141
<b>C</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>143</b>
C.1	Versuchseinstellungen . . . . .	143
C.2	Messwerte . . . . .	145



# 1 Einleitung

Unterwasserböschungen sind in allen Gewässern anzutreffen. Sie sind Teil der Gewässerbettmorphologie, welche einer ständigen natürlichen und anthropogen bedingten Beeinflussung unterliegt. Durch Transportvorgänge des fließenden Wassers wie auch durch Einflüsse aus Vegetation, Benthos und Klima kommt es zu einer steten schleichenden Veränderung. Demgegenüber führen Versagensereignisse von Unterwasserböschungen zu rapiden Veränderungen. Im Meer können sich diese bis zur Küstenlinie fortsetzen oder auch Unterwasserinfrastruktur (Leitungen, Pipelines, etc.) beschädigen.

Was im großen Maßstab auf die Gewässerbettmorphologie zutrifft, ist auch bei anthropogen geschaffenen Unterwasserböschungen von Bedeutung. Unterwasserbaugruben und -gräben mit allseitigen Unterwasserböschungen werden überall dort ausgehoben, wo Bauwerke in Gewässern mit Schwer- bzw. Flachgründungen entstehen. Hierzu gehören beispielsweise bestimmte Offshore-Windenergieanlagen und Absenktunnel. Weiterhin führen sämtliche Unterwasseraushübe, zum Beispiel zur Vertiefung von schiffbaren Trassen oder zur Sandgewinnung, zu Unterwasserböschungen.

Schleichende wie auch rapide Prozesse können die Geometrie der Böschungen beeinflussen. Von großer Relevanz sind dabei rasche Veränderungen, die den Arbeitserfolg beeinträchtigen. Wesentlich ist die Frage der Böschungstabilität. Aus ökonomischen und ökologischen Gesichtspunkten ist eine möglichst steile Böschung in der Regel zu bevorzugen. Die Steilheit definiert maßgeblich das Ausmaß eines Eingriffs in die Flora und Fauna der Gewässersohle bzw. des Meeresgrunds und zugleich die notwendige Materialmenge, welche aufgenommen, transportiert und abgelagert werden muss. Zugleich kann eine Böschungsinstabilität jedoch beträchtliche finanzielle und ökologische Schäden verursachen. Das Risiko eines Böschungsversagens muss daher begrenzt sein.

Zur stabilen Böschungsneigung gibt es unterschiedliche Empfehlungen, die insbesondere auf Beobachtungen oder Analysen von Versagensfällen basieren (z. B. Richwien, 2005; Peire u. a., 2009; De Jager u. a., 2011). Mit Neigungen von 1:2 bis 1:10 wird ein breites Spektrum abgebildet, welches gegebenenfalls ein Ausschlusskriterium für Projekte sein kann. Stellen die Unterwasserböschungen zudem nur einen temporären Zustand dar, so führt das Ableiten der standsicheren Böschungsneigung aus Langzeitbeobachtungen zu möglicherweise unnötig flachen Neigungen.

Die Analyse der Stabilität von Unterwasserböschungen ist, aufgrund der Vielzahl der zu berücksichtigenden Randbedingungen, komplex. Neben den Eigenschaften des Gewässerbodens sind die mechanischen und die hydrodynamischen Einwirkungen maßgebend. Strömung, Wellen und ggf. Tide wirken einzeln wie auch überlagert auf die Böschung ein. Die Auswirkung dieser Belastungen kann ein Böschungsversagen sein, doch die Prozesse, welche zu einem Versagen führen, wie auch der Einfluss von Böschungsneigung und Bodeneigenschaften auf die Prozesse und die Böschungstabilität, sind bislang nicht ausreichend bekannt.

Aufgrund des unzureichenden Wissensstands, kann für Großprojekte in deutschen Hoheitsgewässern eine projektspezifische *in-situ* Untersuchung gefordert werden. Die Bodeneigenschaften und die vorherrschenden Randbedingungen variieren dabei zwischen Nord- und Ostsee, sodass die Ergebnisse nicht direkt übertragbar sind. Im Zuge der Planung der festen Fehmarnbeltquerung erfolgte eine Untersuchung inklusive Testbaugrube in der Ostsee, welche in kohäsivem Boden eine Neigung von 1:2 aufwies und im Untersuchungszeitraum von ca. 1,5 Jahren stabil blieb (Femern A/S, 2012).

Eine analoge Untersuchung sollte im Rahmen eines Forschungsprojekts in der Nordsee in sandigem Meeresgrund stattfinden. Initiierend hierfür war die Planung von Offshore-Schwerkraftfundamenten, welche einen vorbereitenden Aushub von Unterwasserbaugruben erfordern. Im Vergleich zwischen einer typischen Projektbaugrube, mit einer auf Erfahrungswerten basierenden, allseitigen Neigung von 1:8 und einer mit Neigung von 1:3 zeigt sich eine mögliche Halbierung der Aushubmenge bei gleichzeitiger Reduktion der beanspruchten Fläche um mehr als 60%. Die Umsetzung des Forschungsprojekts wurde vorzeitig beendet und Testbaugruben nicht ausgeführt.

Aufgrund der Komplexität und der vielfältigen Kombinationsmöglichkeiten, welche die Stabilität von Unterwasserböschungen im Allgemeinen beeinflussen, isoliert die vorliegende Arbeit eine einzelne Einwirkung, den Seegang. Außerdem konzentriert sie sich auf das Böschungsverhalten und die resultierenden Prozesse in sandigem Meeresboden. Die Leitfrage der Arbeit lautet somit:

Wie verhalten sich steile Unterwasserböschungen in sandigem Meeresboden unter Seegang?

## 2 Stand der Wissenschaft

### 2.1 Meeresboden im Einflussbereich von Wellen

Der Meeresboden wird allgemein anhand seines geologischen Aufbaus charakterisiert. Daneben sind die meeresklimatischen (Temperatur, Salzgehalt) wie auch die hydrodynamischen Einflüsse, insbesondere die bodennahe Strömungsgeschwindigkeit, entscheidend hinsichtlich des Zustands und der Zusammensetzung der obersten Meeresbodenschichten. Auf Besonderheiten der Tiefsee (Clatrathe, Gasaustritte) wird hier nicht eingegangen. In Einflusstiefen von Meereswellen, also bei Wassertiefen von maximal ca. 50 m, und in der hier betrachteten Region (Europa) sind felsige, sandige und bindige Meeresböden anzutreffen. Im Nachfolgenden liegt der Fokus auf sandigen Meeresböden, wie sie in der südlichen Nordsee überwiegend vorkommen.

#### 2.1.1 Lagerungsdichte

In tidebeeinflussten Regionen ist die hierdurch erzeugte, ständig wiederkehrende Tideströmung zumeist die maßgeblich vorherrschende bodennahe Strömung. Die oberflächennahen, sandigen Bodenschichten sind geprägt über die Jahrtausende von Erosion und Sedimentation. Bodenpartikel geringer Größe erodieren und sedimentieren in Bereichen geringerer Strömung. Riffel am Meeresboden zeugen von dieser ständigen Mobilität. In der Deutschen Nordsee überwiegen, abgesehen von der näheren Umgebung der Insel Helgoland, oberflächennah lockere Ablagerungen von feinsandigen, zum Teil mittelsandigen Böden (Jarke, 1956).

Bodenmechanisch betrachtet handelt es sich hierbei um ein dreiphasiges Medium aus einem Kornskelett und Poren, welche überwiegend mit Porenwasser und in geringem Maße mit Porengas gefüllt sind. Organische Anteile, welche insbesondere oberflächennah anzutreffen sind, werden hierbei vernachlässigt. Der Porenanteil  $n$  und die Porenzahl  $e$  sind ein Maß des Porenvolumens in Bezug auf das Gesamtvolumen bzw. das Feststoffvolumen eines Kontrollkörpers. Die Lagerungsdichte  $D$  wie auch die bezogene Lagerungsdichte  $D_r$  oder auch  $I_D$  beschreiben den Verdichtungszustand des Bodens bezogen auf die lockerste und dichteste Lagerung gemäß normierter Laborversuche an trockenen Bodenproben. Insbesondere bei der Herstellung des lockersten Zustands ist die effektive Spannung im Probenkörper verantwortlich für die sich einstellende Lagerungsdichte. Sind die Poren mit Wasser gefüllt und wurde die Probe gezielt verflüssigt und anschließend wieder sedimentiert, so ergeben sich aus eigener Beobachtung Lagerungen, die lockerer als die lockerste trockene Lagerung sind. Dieser Zustand wird durch kleinste Beanspruchungen instabil und es stellt sich, unter Drainage des überschüssigen Porenwassers, eine höhere Lagerungsdichte ein.

### 2.1.2 Sättigung

Die Porenwassersättigung  $S_r$  ist ein Maß der Füllung der Poren zwischen dem Korngerüst mit Wasser. Bei einem Wert der Sättigung  $S_r < 1$  ist ein Teil des Porenraums mit Gas (Gasgemisch, z. B. Luft, oder natürliche Gase, z. B. Methan) gefüllt. Magda (1998) hat die *in-situ* Sättigung des küstennahen, oberflächlichen Meeresbodens vor Norderney (Deutsche Nordsee) untersucht. Demnach liegt der Mittelwert der untersuchten 186 Proben bei  $\bar{S}_r = 0,967$  und die Standardabweichung bei  $\sigma_s = 0,037$ . Auch Medwin u. a. (1998) berichten von Gasanteilen in Höhe von bis zu 4,5% in untersuchten Meeresbodenproben. B. M. Sumer (2014) führt die Ergebnisse mehrerer Autoren zusammen, welche mit Messungen ebenfalls Gas in der zuvor genannten Größenordnung in oberflächennahen Meeresböden nachweisen. Die Sättigung ist druckabhängig, siehe Abschnitt 2.1.3.

### 2.1.3 Kompressibilität von Porenfluid und -gas

Die Sättigung hat maßgebenden Einfluss auf die Kompressibilität des Porenvolumens. Porenwasser wird bei theoretischen wie auch numerischen Betrachtungen häufig vereinfacht als inkompressibel angenommen, wenngleich eine geringe Kompressibilität vorhanden ist. Häufig ist jedoch der Porenraum nicht ausschließlich mit Porenwasser gefüllt, die Sättigung beträgt also nicht 100%. Für die Untersuchung von Porenwasserdrücken und das durch sie bedingte Verformungsverhalten eines porösen Bodens, ist daher eine genauere Beschreibung und Quantifizierung der porenfüllenden Medien notwendig. Hierbei ist es gleichwertig, ob die Kompressibilität  $\beta$  (Madsen, 1978; Okusa, 1985; Magda, 1998, u. a.) oder ihr Kehrwert, der Kompressionsmodul  $K$  (Verruijt, 1969; Yamamoto u. a., 1978, u. a.), verwendet wird.

Der Kompressionsmodul  $K_w$  von Meerwasser beträgt bei 10 °C und unter Normaldruck  $2,3 \cdot 10^9$  Pa. Er ist geringfügig abhängig von der Wassertemperatur, dem Salzgehalt und dem Druck. Entsprechende Kurven für die isothermale Kompressibilität von Frisch- und Salzwasser finden sich z. B. bei Dorsey (1940). Die Abhängigkeiten werden jedoch meist vereinfacht oder vernachlässigt und stattdessen wird der zuvor genannte Wert als konstant angenommen. Der Kompressionsmodul  $K_w$  ist somit in den hier relevanten Wassertiefen um etwa  $10^4$  größer als der Kompressionsmodul  $K_l$  von Luft mit  $1,01 \cdot 10^5$  Pa (unter Normaldruck und bei isothermem Verhalten; adiabatisches Verhalten der Luft wird bei meereswelleninduzierten Drücken nicht angenommen) und um etwa  $10^{-1}$  kleiner als der von Sandkörnern, deren Kompressionsmodul  $K_s$  bei ca.  $3,7 \cdot 10^{10}$  Pa (Witt, 2009) liegt. Entgegen diesem häufig genutzten Ansatz von Porenluft im Dreiphasenmedium zeigen Untersuchungen, dass das Porengas in Meeressedimenten überwiegend aus Methan und oberflächennah aus Schwefelwasserstoff besteht (Medwin u. a., 1998). Beides entsteht bei der anaeroben Zersetzung organischen Materials, wobei das Methan auch aus größeren Sedimenttiefen aufgestiegen sein kann.

Nach dem Gesetz von Boyle-Mariotte für ideale Gase ist das Volumen bei gleichbleibender Temperatur und Stoffmenge umgekehrt proportional zum Druck. Der Kompressionsmodul  $K_g$  ist bei konstanter Gasteilchenanzahl  $n_g$  und Temperatur unabhängig von der Gasart

vom absoluten Druck  $p$  abhängig, vgl. z. B. Richter (2010).

$$K_g = -V \left. \frac{\partial p}{\partial V} \right|_{T, n_g = \text{const.}} = p \quad (2.1)$$

Oberhalb der Wasseroberfläche entspricht der zuvor genannte Kompressionsmodul der Luft  $K_l$  dem eines idealen Gases  $K_g$ .

Das Zustandsverhalten eines realen Gases wird allgemein beschrieben durch:

$$p \cdot V_m = Z \cdot R \cdot T \quad (2.2)$$

Dabei ist  $p$  der Druck,  $V_m$  die molare Masse,  $Z$  der Kompressibilitätsfaktor oder auch Realgasfaktor (mit  $Z = 1$  für ideale Gase),  $R$  die universelle Gaskonstante und  $T$  die absolute Temperatur. Der Kompressibilitätsfaktor gibt die Abweichung vom Verhalten eines idealen Gases wieder. Er ist eine gasartspezifische Funktion der Temperatur und des Drucks. Der Faktor  $Z$  kann für diverse Gase in der Literatur tabellarisch nachgeschlagen werden. Richter (2010) gibt die Virialkoeffizienten einer Potenzreihenentwicklung dritter Ordnung des Faktors  $Z$  für Methan in Abhängigkeit der Temperatur an. Abbildung 2.1 zeigt den Kompressibilitätsfaktor  $Z$  für Methan im Vergleich zum idealen Gas. Im vorliegenden Fall kann bei Methan wie auch Schwefelwasserstoff und Luft näherungsweise von einem isothermen Verhalten eines idealen Gases ausgegangen werden. Bei großen Drücken (z. B. in der Tiefsee) ist diese Vereinfachung möglicherweise zu ungenau.

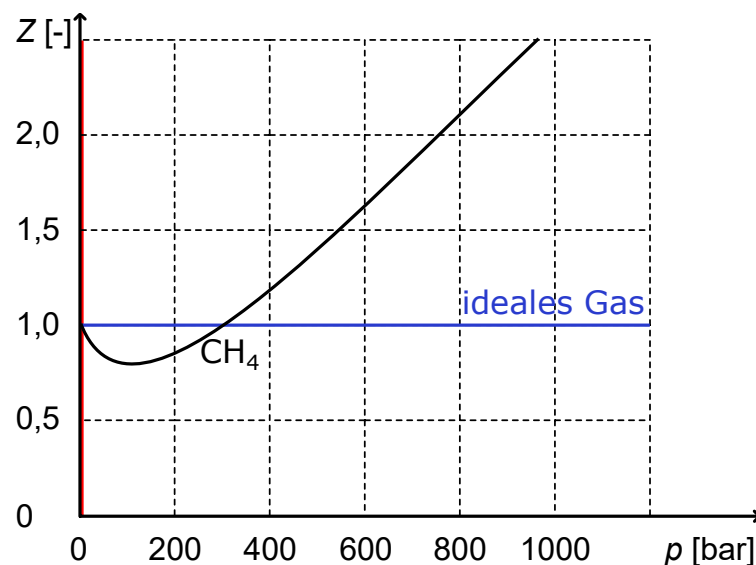


Abbildung 2.1: Kompressibilitätsfaktor  $Z$  von Methan ( $\text{CH}_4$ ) und idealem Gas bei  $20^\circ\text{C}$  in Abhängigkeit des Drucks. In rot hinterlegt ist der Druckbereich bis in 50 m Wassertiefe (ca. 5 bar)

Bei unvollständiger Sättigung des Meeresbodens tritt somit, anstelle des Kompressionsmoduls von Porenwasser bei vollständiger Sättigung, ein Kompressionsmodul für das Fluid-Gas-Gemisch. Unter der gängigen Annahme, dass Gas im Porenfluid fein verteilt, das heißt

nicht in zusammenhängenden Porenstrukturen oder großen Gasblasen, vorliegt, entspricht der Porendruck des Fluids dem des Gases (Yamamoto u. a., 1978; Madsen, 1978, u. a.). Nageswaran (1983) unterstützt diese Annahme mit Laborergebnissen an Proben mit einer Sättigung  $S_r = 0,85$  bis  $1,0$ . Fredlund (1976) untersucht Wasser und Luft als Porenfluid und -gas hinsichtlich einer gemeinsamen Kompressibilität der Wasser-Luft-Gemische. Hierbei zeigt sich insbesondere für geringe Luftanteile im Porenvolumen eine deutliche Beeinträchtigung der Kompressibilität im Vergleich zu reinem Wasser. Der Kompressionsmodul des Fluid-Gas-Gemisches lässt sich mithilfe der beiden Volumenfraktionen aufstellen (Okusa, 1985):

$$\frac{1}{K_{fg}} = \frac{S}{K_f} + \frac{1-S}{K_g} \quad (2.3)$$

Unter der Annahme eines idealen Gases, konstanter Temperatur und konstanter Gasteilchenanzahl kann Gleichung 2.1 für  $K_g$  angesetzt werden. Der absolute Druck  $p$  setzt sich zusammen aus dem atmosphärischen Druck  $p_{atm}$  und dem herrschenden Porenwasserdruck  $p_w$ :

$$\frac{1}{K_{fg}} = \frac{S}{K_w} + \frac{1-S}{p_{atm} + p_w} \quad (2.4)$$

Verruijt (1969) und Yamamoto u. a. (1978) vereinfachen diese Gleichung, indem die Sättigung des ersten Terms zu  $S_r = 1$  gesetzt und davon ausgegangen wird, dass der Gasanteil im Wasser sehr gering ist. Magda (1998) vergleicht die Ergebnisse nach Verruijt (1969) für Sättigungen zwischen  $0,9$  und  $1,0$  in zwei Wassertiefen  $h = 7,0$  m und  $h = 10,0$  m mit den Angaben von Madsen (1978). Hierbei zeigt sich eine zunehmende Differenz mit abnehmender Sättigung von maximal etwas unter einer Zehnerpotenz. Die Angaben zur Kompressibilität des Porenfluids bei vollständiger Sättigung weichen zwischen den unterschiedlichen Autoren (Verruijt, 1969; Madsen, 1978; Yamamoto u. a., 1978; Moshagen u. a., 1975) geringfügig ab, wobei zumeist die Angabe fehlt, ob es sich um Frisch- oder Salzwasser handelt und welche Temperatur vorherrscht. Madsen (1978) vertritt die Auffassung, dass ab einer Wassertiefe von etwa  $25$  m die meisten Gase im Porenfluid gelöst seien und demnach das Porenfluid sich der Kompressibilität von reinem Wasser annähert. Verruijt (1969) und Okusa (1985) vernachlässigen hingegen die Löslichkeit von Porengas, indem sie von einem vorherrschenden Gleichgewichtszustand ausgehen, welcher nicht durch kurzzeitige Druckänderungen (z. B. durch Wellen induziert) merklich gestört wird.

Die Lösbarkeit von Porengas im Porenfluid führt zu einer Reduzierung der Gasteilchenanzahl in der Gasblase. Zugleich hat in Wasser gelöstes Gas einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf das spezifische Gewicht und die Kompressibilität des Wassers (Fredlund u. a., 1993). Luft wie auch Methan gelten als wenig wasserlöslich, wobei die tatsächlich lösliche Menge von Luft geringfügig über der von Methan liegt. Grundsätzlich ist die Löslichkeit von Gasen in Wasser mit zunehmender Temperatur abnehmend und mit zunehmendem Druck zunehmend. Dorsey (1940) gibt für Luft in Frischwasser bei  $10^\circ\text{C}$  und vorherrschendem Normdruck eine Löslichkeit von  $30,07$  mg/l an, die von Methan beträgt bei gleichen Bedingungen  $29,9$  mg/l. In Abhängigkeit von der Temperatur beträgt die maximale Differenz zwischen beiden Löslichkeiten unter Normdruck  $1,43$  mg/l (bei  $0^\circ\text{C}$ ).

Ein Maß der Druckabhängigkeit der Löslichkeit von Gasen in Fluiden sind die Henry-Löslichkeitskonstanten  $H$  (nach Henry, 1803). Hierbei ist  $H$  der Proportionalitätsfaktor, wobei mehrere Varianten der Definition von  $H$  existieren.

Unbeachtet ist bei dieser Betrachtung der Einfluss der Salinität auf die Löslichkeit von Gasen in Wasser. Die hier angegebenen Löslichkeiten beziehen sich auf Frischwasser. Mit zunehmendem Salzgehalt nimmt die Löslichkeit von Gas in Wasser ab. Nach Setschenow (1889) (auch Sechenov oder Sečenov) ist der Logarithmus der Löslichkeit bei konstanter Temperatur eine lineare Funktion der Salzkonzentration (Aussalzeffekt). Die Löslichkeit verschiedener Gase nimmt in relativ gleichem Maße mit zunehmendem Salzgehalt ab (O'Sullivan u. a., 1966). Die relative Löslichkeit bestimmter Gase  $L_{rel}$  in Abhängigkeit vom Salzgehalt kann auch nach Harting u. a. (1981) bestimmt werden:

$$L_{rel.} = e^{-0,315 \cdot b + 0,01452 \cdot b^2} \quad (2.5)$$

Hierbei ist  $b$  die Molalität des Salzes. Für Frischwasser ist  $L_{rel} \approx 1$ . Dieser empirisch ermittelte Ansatz basiert auf Versuchen mit Stickstoff wie auch Methan in Natriumchlorid-Lösungen. Seibt u. a. (1999) zeigen, dass dieser Ansatz auch für Argon zutreffend, bei Kohlenstoffdioxid jedoch zu ungenau, ist.

Die Salinität von Meerwasser schwankt je nach Lokalität und beträgt im Mittel, so auch in der Nordsee, ca. 3,5%. Sie umfasst neben dem Hauptbestandteil Natriumchlorid (ca. 86%) noch weitere Salze, welche insgesamt mehr als 99% der gelösten Inhaltsstoffe ausmachen. Die relativen Anteile können auch bei verändertem Salzgehalt als gleichbleibend angenommen werden (Smith u. a., 2009). Die Salinität des Meerwassers lässt sich auch als NaCl-Äquivalent ausdrücken. Die NaCl-äquivalente Molalität von Meerwasser beträgt 1,2078 mol/kg bei einem Salzgehalt von 3,5%. Wird davon ausgegangen, dass die relative Löslichkeit von Luft, analog zu seinem Hauptbestandteil Stickstoff (78%), dem Zusammenhang der Gleichung 2.5 folgt, so ergibt sich eine relative Löslichkeit  $L_{rel} = 0,698$  für Methan ebenso wie Luft in Meerwasser. Im Vergleich zu Frischwasser löst Meerwasser bei gleichem Druck somit ca. 30% weniger Methan oder Luft, was sich in Form geringerer Sättigung bemerkbar macht.

Barends (1980) betrachtet Wasser-Luft-Gemische in einem porösen Medium und ergänzt Gleichung 2.4 um die Löslichkeit wie auch weitere Charakteristiken von Luft in Wasser. Hierzu gehören die Oberflächenspannung von freien Luftblasen in Wasser und ein repräsentativer Radius für im Boden gehaltene Luftblasen (teilweise an festen Bodenpartikeln angeheftet) wie auch ihr relativer Anteil. Betrachtet wird der Ausgangszustand unter der Annahme, dass die Luftsättigung im Porenwasser noch nicht erreicht ist. Barends (1980) verwendet vereinfachend konstante Koeffizienten für die genannten Einflüsse, insbesondere auch für die Löslichkeit. Angesetzt wird ein in Lösung gehendes Luftvolumen von 2% des Wasservolumens. Unter atmosphärischem Druck wird dieser Wert beispielsweise auch von Fredlund u. a. (1993) und Oostveen (2006) angegeben.

Nach Fredlund u. a. (1993) ist dieser Wert konstant, da es sich bei den im Porenwasser befindlichen freien Gasblasen um sehr kleine Blasen handelt, die infolge der Oberflächenspannung zwischen Wasser und Luft einen deutlich höheren Gasdruck als der Porenwasserdruck aufweisen. Eine Abhängigkeit zum Porenwasserdruck sei daher nicht gegeben. Magda (1998) kritisiert den konstanten Wert aufgrund der vorhandenen Abhängigkeit zum verfügbaren Luftvolumen (freie Gasblasen) und zeigt, dass bei (nahezu) vollständi-

ger Sättigung eine zu geringe Kompressibilität berechnet wird. Er schlägt stattdessen eine bilineare Beziehung zwischen Löslichkeit und Sättigung vor. Die Ergebnisse nach Barends (1980) und ihre Anpassung nach Magda (1998) vergleicht letzterer mit denen nach Verruijt (1969). Die gegenüber Verruijt (1969) getätigten Ergänzungen und Annahmen führen zu einer ca. 30 bis 50% höheren Kompressibilität des Porenfluids für  $S_r = 0,9$  bis 1,0.

Die Löslichkeit von Porengas in Wasser ist ein quantitativ geringes Phänomen, das infolge der Salinität von Meerwasser nochmals verringert wird. Der Vorgang ist zudem langsam, insbesondere bei geringer Durchmischung bzw. Fließbewegung des Wassers. Bei temporären Druckänderungen kann daher die Löslichkeit vernachlässigt werden (Verruijt, 1969; Okusa, 1985).

### 2.1.4 Interaktion von Porenfluid und Bodenmatrix

Die Interaktion von Porenfluid und Bodenmatrix ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Physikalische Versuche wie auch theoretische Überlegungen haben das Ziel einer mathematischen Beschreibung der komplexen Vorgänge. Das Resultat sind Modelle mit unterschiedlichen Einschränkungen und Vereinfachungen. Im Laufe der Zeit wurden manche Beschränkungen (z. B. starre Bodenmatrix oder inkompressibles Porenfluid) durch realistischere Beschreibungen abgelöst. B. Sumer u. a. (2002) geben einen Überblick über die Modelle und Annahmen, welche ausgehend aus der Betrachtung von Spannungen und Porendrücken infolge von Wellenbelastungen entwickelt wurden.

Basierend auf der linearen Konsolidierungstheorie für quasi-statische (Biot, 1941) bzw. dynamische Belastungen (Biot, 1956) haben Madsen (1978) und Yamamoto u. a. (1978) mathematische Modelle formuliert, die sowohl die Verformbarkeit der Bodenmatrix wie auch die Kompressibilität des Porenfluids berücksichtigen und die Relativbewegung des letzteren zum Korngerüst mit Hilfe des Fließgesetzes nach Darcy beschreiben (siehe auch Abschnitt 4.3.2).

Sawicki u. a. (2008) zeigen, dass die Annahmen bzw. Vereinfachungen von Yamamoto u. a. (1978) im oberflächennahen Meeresboden zu physikalisch nicht erkläraren effektiven Spannungen (Zugspannungen) führen können. Sie verwenden daher ein um plastische Verformungen der Bodenmatrix ergänztes Modell mit Mohr-Coulomb-Fließkriterium. Für eine Sättigung  $S_r = 0,95$  stimmen die berechneten Porenwasserdrücke gut mit den Labormessungen von Massel u. a. (2004) überein.

Skempton (1954) berücksichtigt die Kompressibilität eines Fluid-Gas-Gemisches wie auch der Bodenmatrix im Hinblick auf ihre lastverteilende Wirkung mit Hilfe dimensionsloser Parameter. Der Skempton- $B$ -Parameter für Porenwasser beschreibt den Zusammenhang zwischen Porenwasserdruckänderung  $\delta u$  und Änderungen der allseits gleichen totalen Spannungen  $\delta \sigma$  bei undrained Bedingungen. Das Verhältnis der Kompressionssteifigkeiten des Fluid-Gas-Gemisches und der Bodenmatrix mit gefülltem Porenraum ist maßgebend für den Parameter  $B$ :

$$B = \frac{1}{1 + \frac{n \cdot \beta_{fg}}{\beta_s}} = \frac{K_{fg}}{K_{fg} + n \cdot E_s} \quad (2.6)$$

Hierbei ist  $n$  der Porenanteil. Anstelle der Kompressibilität für das Fluid-Gas-Gemisch  $\beta_{fg}$  und der Bodenmatrix  $\beta_s$  können auch der Kompressionsmodul  $K_{fg}$  und der Steifemodul

$E_s$  der Bodenmatrix verwendet werden. Dabei ist zu bedenken, dass die Bodensteifigkeit abhängig vom effektiven Spannungszustand  $\sigma'$  ist. Zudem besteht über den Kompressionsmodul  $K_{fg}$  eine indirekte Abhängigkeit zum absoluten Druck wie auch der Sättigung. Unberücksichtigt bleibt die diskutierte Löslichkeit von Porengas in Porenwasser bei hohen Drücken.

Bei vollständiger Sättigung ( $S_r = 1$ ) des Bodens und Vernachlässigung der Fluidkompressibilität ist  $B = 1$ , bei trockenem Boden ist  $B = 0$ . Die Werte des Parameters  $B$  können, für einen konkreten Zeldruck  $\sigma_3$  verlässlich mit Hilfe von undrännierten Triaxialversuchen unterschiedlicher Sättigung ermittelt werden (Skempton, 1954).

Montenegro u. a. (2015) untersuchen die Porenwasserdrücke in einer allseitig undrännierten Bodensäule infolge einer hydraulischen Laständerung (Absunk). Das Problem wird mittels einer analytischen Lösung für die Porenwasserdruckunterschiede  $\Delta p(z,t)$  beschrieben und numerisch über die Tiefe  $z$  zum Ende des Absunkvorgangs  $t_0$  nachgerechnet. Die Ergebnisse zeigen den Verlauf des Porenwasserüberdrucks in Abhängigkeit des Skempton- $B$ -Parameters und der normierten Absunkgeschwindigkeit  $v/k_f$ . Der Einfluss von Werten  $B = 0,8$  bis 1 ist deutlich. Mit abnehmendem Wert, also zunehmendem Gasanteil, verzögert sich die Dränage bzw. der Druckausgleich merklich und es entsteht ein Porenwasserüberdruck im Bodenkörper. Bei Absunkgeschwindigkeiten von  $v \geq 100 \cdot k_f$  nimmt die Ausbreitungstiefe des beeinflussten (undrännierten) Bereichs deutlich zu. Werte für  $B < 0,8$  lassen den Porenwasserüberdruck zudem merklich ansteigen. Der sich maximal einstellbare Porenwasserüberdruck beträgt  $\Delta p = (1 - B)\gamma_w \Delta h$ , wobei  $\Delta h$  die Absunkhöhe ist.

### 2.1.5 Permeabilität und Filtergeschwindigkeit

Die Permeabilität des Bodens ist eine wichtige Eigenschaft in Bezug auf die Ausbreitung von Porenfluiddrücken und der Bewegung von Porenfluid im Korngefüge. Anstelle der Permeabilität  $K$  wird zur Charakterisierung eines Bodens zumeist der Durchlässigkeitsbeiwert  $k_f$  verwendet, welcher auch die relevanten Eigenschaften des durchströmenden Fluids berücksichtigt. Nach der Gesetzmäßigkeit von Darcy für vollständig gesättigte, laminar durchströmte, in Ruhe befindliche poröse Medien ist die Filtergeschwindigkeit  $v_f$  proportional zum hydraulischen Gradienten  $i$ . Der Proportionalitätsfaktor  $k_f$  wird als Durchlässigkeitsbeiwert des porösen Mediums bezeichnet. Er ist abhängig vom Porenanteil  $n$  und der Porengeometrie des durchströmten Mediums, sowie von der Dichte  $\rho_f$  und der dynamischen Viskosität  $\eta_f$  des durchströmenden Mediums. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der dynamischen Viskosität ist die Versuchstemperatur relevant. Ohne abweichende Angabe ist  $k_f$  definiert für Wasser bei 10°C. Wird der Durchlässigkeitsbeiwert  $k_f$  bei 20°C ermittelt, so reduziert sich  $k_f$  bei 10°C um 23% und bei 0°C um 44% (Craig, 1983). Für sandige Böden gibt es empirische Formeln zur Abschätzung des Durchlässigkeitsbeiwerts mithilfe eines den Boden charakterisierenden Korndurchmessers, z. B.  $d_{10}$  bei Hazen. Berechnungsformeln und Anhaltswerte finden sich u. a. bei Herth u. a. (1994).

Bei steigender Durchflussgeschwindigkeit kommt es zu einer turbulenten Durchströmung. In diesem Fall ist die Gleichung nach Darcy nicht mehr erfüllt. Die um den Druckverlust

infolge Turbulenz ergänzte Darcy-Gleichung wird als Forchheimer-Gleichung bezeichnet:

$$(\eta_w \mathbf{I} + \beta_F \rho_w |\mathbf{v}_f| \mathbf{K}) \mathbf{v}_f = -\mathbf{K}(\nabla p_w + \rho_w g) \quad (2.7)$$

Hierbei ist  $\mathbf{K}$  der intrinsische Permeabilitätstensor und  $\eta_w$  die dynamische Viskosität des Porenwassers. Der Forchheimer-Koeffizient  $\beta_F$  wird zumeist anhand von Versuchsdaten regressiv bestimmt. Er ist bei laminarer Strömung konstant und geht bei schleichen- der Strömung gegen Null (Darcy-Gleichung), bei turbulenter Strömung hängt er von der Partikel-Reynolds-Zahl  $Re_p$  ab. Alternativ kann  $\beta_F$  nach Ergun (1952) berechnet werden. Der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung ist ebenso wie der Durchlässigkeits- koeffizient abhängig von der Porosität, der Poren- bzw. Korngeometrie und der Dichte wie auch der dynamischen Viskosität des Porenfluids. Im Durchlässigkeitsversuch zur Bestim- mung des Durchlässigkeitskoeffizienten  $k_f$  lässt sich der Übergang anhand der Messwerte bestimmen, wobei das Resultat ein hydraulischer Grenzgradient  $i_{gr}$  für den untersuchten Boden bei festgelegter Porosität  $n$  ist.

Die Partikel-Reynolds-Zahl  $Re_p$  soll gleichfalls der rechnerischen Abschätzung des Über- gangs von laminarer zu turbulenter Durchströmung dienen. Ludewig (1965) wie auch Ko- vács (1981) vergleichen die angewendeten Definitionen und die ermittelten kritischen Werte zahlreicher Veröffentlichungen. Sie zeigen, dass die Bodeneigenschaften (Korngrößenvertei- lung, Kornform, Porenanteil, Lagerungsdichte bzw. die sich daraus ergebende Durchläs- sigkeit) einen Einfluss auf die Reynoldszahl bzw. den Grenzwert haben. Demgegenüber beziehen die meisten Ansätze die Partikelreynoldszahl lediglich auf den wirksamen Korn- durchmesser bzw. den Porenradius (charakteristische Länge  $l$  ist unterschiedlich definiert). Als Kriterium für den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung verweisen Kézdi (1974) und Kolymbas (2007) auf Pavlovskij (1933):

$$Re_p = \frac{1}{0,75n + 0,23} \frac{v_f d_{10} \rho_f}{\eta_f} \approx 7 \text{ bis } 9 \quad (2.8)$$

Die obere Grenze für die Anwendbarkeit von Darcys Gesetz wird zumeist mit  $Re_p = 1$  bis 12 angegeben (Ludewig, 1965). Aufgrund der Heterogenität des Bodens stellt der Grenz- wert lediglich einen kritischen Wert dar, ab dem in manchen Poren eine turbulente Strö- mung auftreten kann. Kovács (1981) unterteilt den Übergang zur vollständigen Turbulenz in so genannte Zonen, wobei er diese als erste und zweite Übergangs- sowie eine anschlie- ßende Turbulenzzone bezeichnet. Eine vollständig turbulente Porenwasserströmung erfolgt erst bei deutlich höheren Reynoldszahlen von  $Re_p > 200$  (Ludewig, 1965) bzw.  $Re_p > 1000$  (Kovács, 1981).

Ist ein Boden nicht vollständig gesättigt, so führt dieser Umstand zu einer Beeinträchti- gung der Permeabilität und des Fließverhaltens des Porenfluids. Das Korngerüst ist unter- schiedlich permeabel gegenüber dem Porenfluid und dem Poren gas, wobei die Sättigung entscheidend ist. Die Bewegung von Porenfluid und Poren gas relativ zum Poren gerüst kann dabei unterschiedlich sein. Kézdi (1974) führt daher das Prinzip der relativen Permeabili- tät ein, welche das Verhältnis des Durchlässigkeitsbeiwerts für Porenfluid  $k_f$  bzw. Poren gas  $k_a$  eines beliebigen Sättigungszustands zum Wert vollständiger Fluid- bzw. Luftsättigung darstellt. Abbildung 2.2 zeigt den Zusammenhang für Wasser und Luft als porenfüllen- de Medien eines Sandgerüsts. Unter Annahme der zuvor genannten Sättigungsgrade im

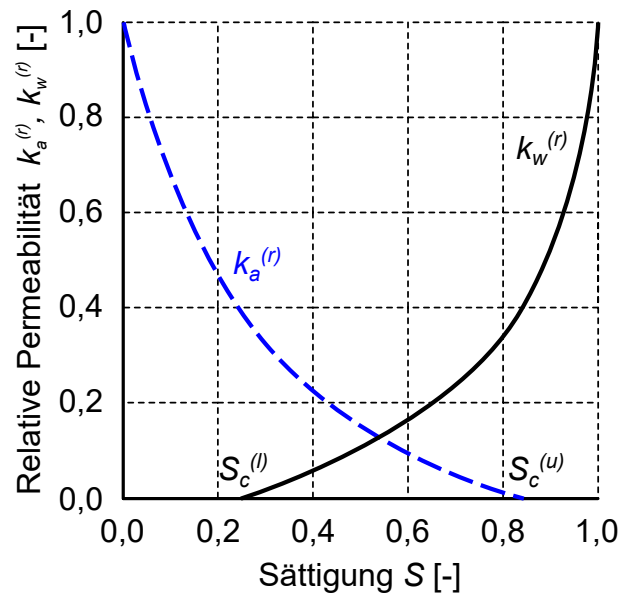


Abbildung 2.2: Relative Permeabilität eines sandigen Bodens für Porenwasser  $k_w^{(r)}$  und Porenluft  $k_a^{(l)}$  in Abhängigkeit der Sättigung  $S$  (Kézdi, 1974)

Meeresboden und einer Anwendbarkeit der Abbildung 2.2 für eben jenen, zeigt sich, dass der Faktor  $k_w^{(r)}$  für die relative Permeabilität des Wassers im Bereich zwischen 0,8 und 1,0 liegt. Der Durchlässigkeitsbeiwert eines nicht vollständig wassergesättigten Meeresbodens mit  $0,97 < S_r < 1,00$  liegt demnach bis zu 20 % unter dem messtechnisch bestimmten Wert bei vollständiger Sättigung.

## 2.2 Meereswellen

Meereswellen sind stets abhängig vom betrachteten Standort. Der natürliche Seegang wird zumeist durch Windangriff erzeugt (Windseen). Hierbei sind die wassernahe Windgeschwindigkeit und die Windwirklänge (Fetch) entscheidend. Weiterhin maßgebend in flachen oder küstennahen Gewässern sind die Morphologie des Meeresbodens und die Wassertiefe. Mit Hilfe von Messdaten lassen sich auf Basis bekannter, statistischer Zusammenhänge Wellenspektren von definierten Bemessungsstürmen erstellen. Die Messdatenreihen werden in Kurzzeit- und Langzeitstatistiken unterschieden. Kurzzeitstatistiken dienen der Charakterisierung einzelner Perioden (Sturmereignisse), wobei zudem eine Einordnung der Wiederkehrintervalle (z. B. jährlich) vorgenommen wird. Sie ermöglichen es, die Perioden auf charakteristische Parameter (z. B. signifikante Wellenhöhe) oder beschreibende Wellenspektren (z. B. JONSWAP oder Pierson-Moskowitz) zu reduzieren. Langzeitstatistiken dienen der Beschreibung des Seegangklimas. Auch hier können dieselben Analysemethoden angewendet werden. Entscheidend ist der Verwendungszweck. Darüber hinaus werden die Analyseergebnisse einzelner Perioden einer Langzeitbeobachtung häufig in Form eines Scatterdiagramms dargestellt (Mittendorf u. a., 2004).

Langkammige, regelmäßige Wellen lassen sich mittels linearer Wellentheorie beschreiben. Vorausgesetzt werden hierbei einige vereinfachende Annahmen, welche beispielsweise von

Young (1999) benannt und diskutiert werden. Eine elementare Annahme bei der linearen Wellentheorie ist dabei die zweidimensionale Wellenbewegung. Seegänge sind jedoch in der Regel unregelmäßig, häufig auch mit kurz-kammigen Anteilen und beinhalten dreidimensionale Wellenbewegungen. Dennoch werden auch komplexere Seegänge, zumeist zu Überlagerungen von sinusförmigen Einzelkomponenten, vereinfacht. Hierbei wird die Zerlegung mittels Fourier-Analyse vorgenommen und als Wellenspektrum dargestellt. Je nach Ziel der Vereinfachung lassen sich dabei die kurz-kammigen, höher frequenten Wellenanteile vernachlässigen. Die übrigen, langkammigen Wellenanteile weisen meist eine ausgeprägte Hauptrichtung der Wellenfortschreitung auf.

Für die welleninduzierte Druckbelastung des Meeresbodens sind nur die langkammigen Wellenanteile von Bedeutung. Poulos (1988) definiert eine Grenze zur Vernachlässigung für regelmäßige Wellen, die analog auch auf einzelne Wellenanteile anwendbar ist. Die Grenze orientiert sich an der Einteilung der Wellen in Abhängigkeit von der Wassertiefe. Tiefwasserwellen reichen gemäß Definition bezüglich der Orbitalbahnen der Wasserteilchen nicht bis auf den Meeresgrund. Dies ist bei Wassertiefen  $h > L/2$  gegeben, wobei  $L$  die Wellenlänge ist (Young, 1999). Für welleninduzierten Druck basiert das Kriterium auf der Wassertiefe  $h$  und der induzierten Druckamplitude  $p_0$ . Nach Poulos (1988) sind Wellen mit  $p_0/h < 0,01$  vernachlässigbar. Beide Kriterien liegen bei winderzeugten Wellen sehr dicht beieinander.

### 2.2.1 Wellenspektrum

Auf Basis empirischer Untersuchungen erlauben Verteilungsfunktionen in Abhängigkeit bestimmter Eingangsparameter (z. B. Windgeschwindigkeit) ein resultierendes Wellenspektrum zu ermitteln. Die bekanntesten beiden Verteilungsfunktionen sind das Pierson-Moskowitz-Spektrum (Pierson u. a., 1964) und das JONSWAP-Spektrum (Hasselmann u. a., 1973). Ersteres basiert auf Messungen im Nordatlantik und beschreibt das Wellenspektrum einer vollständig entwickelten Windsee infolge eines langanhaltenden, stetigen Sturms bzw. Winds. Es gilt zudem als eine der einfachsten Verteilungsfunktionen. Das JONSWAP-Spektrum basiert auf umfangreichen Messungen in unterschiedlichen Wassertiefen der Deutschen Nordsee westlich der Insel Sylt. Die Verteilungsfunktion ergänzt das Pierson-Moskowitz-Spektrum um einen Vergrößerungsfaktor  $\gamma$  für nicht vollständig entwickelte Windseen. Dieser verengt das Spektrum bei gleichzeitig ausgeprägterem Peak. Young (1999) stellt neben den beiden vorgestellten Wellenspektren weitere vor und gibt alle relevanten Funktionen und Faktoren an. Eine prägnante Vorstellung des Pierson-Moskowitz- und des JONSWAP-Spektrums liefern auch Liu u. a. (1999). Beide Wellenspektren werden beispielsweise vom Det Norske Veritas (DNV) für Simulationen von Meereswellen infolge starker Sturmereignisse empfohlen (z. B. DNV, 2011).

In der physikalischen wie auch der numerischen Modellierung von Windseen und ihrer Interaktion mit Bauwerken oder dem Meeresboden wird zumeist auf eine vereinfachte Form des Wellenspektrums zurückgegriffen. Eine häufig verwendete Vereinfachung ist eine (quasi) zweidimensionale Betrachtung des Problems. Dies erfolgt aufgrund der andernfalls benötigten Ressourcen, wie großformatige Wellenbecken anstelle eines Wellenkanals oder sehr hoher Rechenleistungen. Gleichfalls ermöglicht eine zweidimensionale Betrachtungsweise eine einfachere Ursachenforschung, insbesondere bei der Analyse welleninduzierter

Veränderungen.

Ein Wellenspektrum besteht stets aus der Überlagerung von Elementarwellen, welche sich in Amplitude, Wellenform, Wellenlänge und Richtung unterscheiden. Mittels Fourier-Transformation lassen sich komplexere Seegänge in überlagerte, sinusförmige Einzelkomponenten unterschiedlicher Frequenzen  $f$  unterteilen. Das Ergebnis wird als Amplitudenspektrum  $\eta(f)$  bezeichnet. Die spektrale Energiedichteverteilung (Leistungsspektrum)  $S(f)$  kann durch eine Multiplikation des Amplitudenspektrums  $\eta(f)$  mit seiner konjugiert Komplexen erzeugt werden (Gleichung 2.9). Das Integral der Energiedichteverteilung ergibt die Gesamtenergie der Welle bzw. eines Wellenspektrums. Das Integral über alle Frequenzen multipliziert mit der  $n$ -ten Potenz der Frequenz wird als  $n$ -tes spektrales Moment bezeichnet, welches der Herleitung wichtiger spektraler Kenngrößen dient (Gleichung 2.10).

$$S(f) = |\eta(f)|^2 \quad (2.9)$$

$$m_n = \int S(f) \cdot f^n df \quad (2.10)$$

Hierbei bezeichnet  $m_n$  das  $n$ -te spektrale Moment,  $S(f)$  die spektrale Energiedichteverteilung und  $f^n$  die  $n$ -te Potenz der Frequenz  $f$ .

Die signifikante Wellenhöhe  $H_s$  ist als das arithmetische Mittel aus dem höchsten Drittel aller Wellenhöhen eines Sturmereignisses definiert. Sie lässt sich aus einer Rayleigh-Verteilung der Wellenhöhen auslesen oder über das 0-te spektrale Moment bestimmen (Goda, 2000):

$$H_s \approx 4,004 \cdot \sqrt{m_0} \quad (2.11)$$

Zur signifikanten Wellenhöhe lassen sich die signifikante Wellenlänge  $L_s$  und die signifikante Wellenperiode  $T_s$  bestimmen.

Die Periode des absoluten spektralen Energiemaximums wird als Peakperiode  $T_p$  bezeichnet. Sie beträgt nach Goda (2000) das 0,6 bis 1,3-fache von  $T_s$ . Die mittlere Periode aller Wellen wird als  $T_m$  bezeichnet. Sie ist geringfügig größer als die Nulldurchgangsperiode  $T_z$ , welche die mittlere Periode aller Auslenkungen der Wasseroberfläche, die die mittlere Wasserstandslinie schneiden, darstellt. Mittlere Periode und Nulldurchgangsperiode können aus den spektralen Momenten bestimmt werden:

$$T_m = \frac{m_0}{m_1} \quad (2.12)$$

$$T_z = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \quad (2.13)$$

Alternativ lassen sich die genannten Perioden wie auch die signifikante und die maximale Wellenhöhe direkt aus dem Messsignal mittels Analyse der einzelnen Wellen bestimmen. Hierbei sind halbe Einzelwellen einer Wellenabfolge definiert als das Signal zwischen zwei Nulldurchgängen.

Die maximale Wellenhöhe eines Wellenspektrums wird als  $H_{max}$  bezeichnet. Bei identischer signifikanter Wellenhöhe kann die maximale Wellenhöhe variieren. Mit zunehmender Wellenzahl eines Ereignisses steigt die Wahrscheinlichkeit einer größeren maximalen Welle.

Goda (2000) zeigt die unterschiedlichen, statistisch begründeten maximalen Wellenhöhen zweier Ereignisse mit 50 und 200 Einzelwellen. Aus der Verteilungsfunktion lassen sich drei unterschiedliche Approximationen der maximalen Wellenhöhe ableiten:

$$\text{Modalwert } \frac{H_{max}}{H_s} \approx 0.707 \cdot \sqrt{\ln N} \quad (2.14)$$

$$\text{Arithmetisches Mittel } \frac{H_{max}}{H_s} \approx 0.706 \cdot \left( \sqrt{\ln N} + \frac{\gamma}{2 \cdot \sqrt{\ln N}} \right) \quad (2.15)$$

$$\text{Überschreitungswahrscheinlichkeit } \frac{H_{max}}{H_s} \approx 0.706 \cdot \sqrt{\ln \left( \frac{N}{\ln(1/(1-\mu))} \right)} \quad (2.16)$$

Hierbei ist  $N$  die Anzahl der Wellen, aus denen  $H$  bestimmt wurde, häufig mit der Annahme  $N = 1000$ ,  $\gamma$  bezeichnet die Euler-Mascheroni-Konstante ( $\gamma = 0,5772$ ) und  $\mu$  ist die Überschreitungswahrscheinlichkeit.

Natürliche Seegänge benötigen zur Beschreibung neben dem Frequenzspektrum noch die Richtungsfunktion  $G(f, \Phi)$  oder, beides zusammengefasst, das Richtungswechselspektrum  $S(f, \Phi)$ . Für die Betrachtung welleninduzierten Drucks wird aufgrund der Beschränkung auf die energiereichen, langkammigen Wellen mit einer ausgeprägten Hauptaufrichtung auf die Richtungsfunktion verzichtet.

## 2.2.2 Welleninduzierter Porenwasserdruck

Der Einfluss von Meereswellen auf den Meeresgrund ist abhängig von der Einwirkungsgröße, charakterisiert durch die Wellenamplitude und die Wellenlänge respektive Wellenperiode, und der vorherrschenden Wassertiefe. Unbedeutend sind in diesem Zusammenhang Bugwellen fahrender Schiffe und Gezeitenwellen. Werden Tsunamiwellen als Sonderereignis außer Acht gelassen, so erzeugt der Wind die Meereswellen. Insbesondere bei starken Sturmereignissen sind hohe Wellen zu beobachten. Hierbei kommt es jedoch häufig zu einer „rauen“ See, welche keine monotonen Wellen aufweist, sondern vielmehr zahlreiche unterschiedliche Wellen (Wellenspektrum), welche sich überlagern. Auch die Wellenrichtung ist nicht für alle Wellen identisch, wenn auch eine dominierende Wellenrichtung erkennbar ist. Ein solcher Seegang wird daher durch die dominierende Wellenrichtung und die signifikante Wellenhöhe  $H_s$  beschrieben, wobei letztere als das arithmetische Mittel aus dem höchsten Drittel des beobachteten Wellenspektrums definiert ist. Die signifikante Wellenhöhe wird somit regelmäßig überschritten. Für die Einordnung extremer Wellenereignisse ist die maximale Wellenhöhe  $H_{max}$  heranzuziehen.

Wellen verursachen lokale Porenwasserdruckänderungen im Meeresboden. Bezogen auf den mittleren Wasserdruck entsteht unterhalb eines Wellenberges ein Überdruck, während unterhalb eines Wellentales ein Unterdruck entsteht. Abbildung 2.3 zeigt qualitativ den temporären Porenwasserunterdruck infolge eines Wellentals über die Tiefe  $z$  für den gesättigten und den ungesättigten Zustand des Bodens. Neben einer deutlichen Dämpfung der Porenwasserdruckdifferenz bewirkt eine unvollständige Sättigung des Bodens auch eine zeitliche Verzögerung zwischen maximaler Belastung und maximaler Druckdifferenz

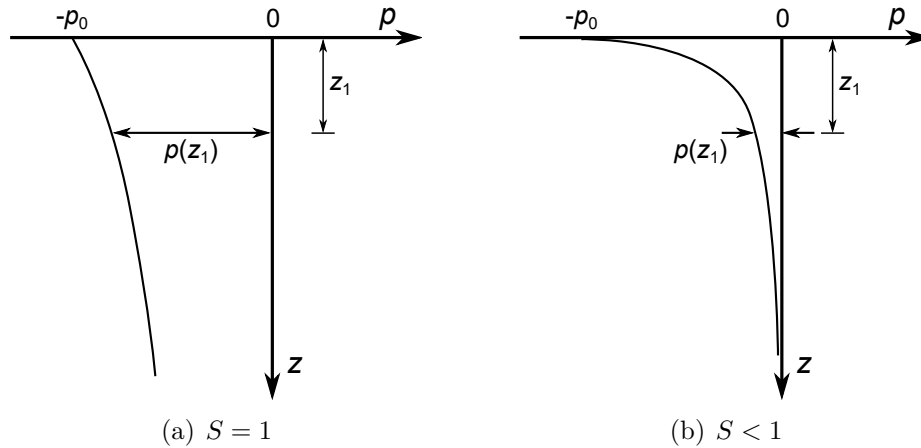


Abbildung 2.3: Qualitative Verteilung des Porenwasserunterdrucks infolge eines Wellentals, bei (a) vollständiger Sättigung und (b) im ungesättigten Zustand. Nach B. M. Sumer (2014)

(B. M. Sumer, 2014).

Die Druckdifferenz an der Geländeoberkante lässt sich mittels linearer Wellentheorie hinreichend genau abschätzen (Sleath, 1970; Madsen, 1978; Poulos, 1988). Mit zunehmender Wassertiefe nähert sich der induzierte Druck exponentiell dem hydrostatischen Wasserdruck des mittleren Wasserspiegels an. Die in Abbildung 2.4 dargestellte, induzierte Einfachdruckamplitude  $p_0$  sowie ihre sinusförmige, orts- und zeitabhängige Verteilung  $p_b$  ergeben sich zu:

$$p_0 = \gamma_w \frac{H}{2 \cosh(kh)} \quad (2.17)$$

$$p_b = p_0 \cos(kx - \omega t) \quad (2.18)$$

Hierbei ist  $\gamma_w$  die Wichte des Wassers,  $H$  die Wellenhöhe (Doppelamplitude),  $L$  die Wellenlänge,  $T$  die Wellenperiode,  $k = 2\pi/L$  die Kreiswellenzahl,  $\omega = 2\pi/T$  die Kreisfrequenz,  $h$  die Wassertiefe,  $x$  der horizontale Abstand in Wellenaufrichtung und  $t$  die Zeit. Der induzierte Porenwasserdruck im Bodenkörper wurde in der Vergangenheit durch zwei unterschiedliche Annahmen beschrieben: (a) die Bodenmatrix und das Porenfluid sind inkompressibel (z. B. Putnam, 1949), und (b) die Bodenmatrix ist inkompressibel, das Porenfluid hingegen kompressibel (z. B. Verruijt, 1969; Moshagen u. a., 1975; Madsen, 1978; Yamamoto u. a., 1978; Mei u. a., 1981; Hsu u. a., 1994). Unter der Annahme von (a) werden Porenfluid und Bodenmatrix entkoppelt betrachtet, wobei für die Fluidphase das Fließgesetz nach Darcy angewendet werden kann. Je nach Bodenaufbau erfolgt die Betrachtung für eine infinite Bodenschicht oder eine Schicht mit begrenzter Mächtigkeit  $d$ . Für diese beiden Randbedingungen ergeben sich folgende Lösungen für den Porenwasserdruck  $p_i$  in der Tiefe  $z$ :

$$p_i(z, x, t) = p_0 e^{-kz} \cos(kx - \omega t) \quad (2.19)$$

$$p_i(z, x, t) = p_0 \frac{\cosh(kd - kz)}{\cosh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.20)$$

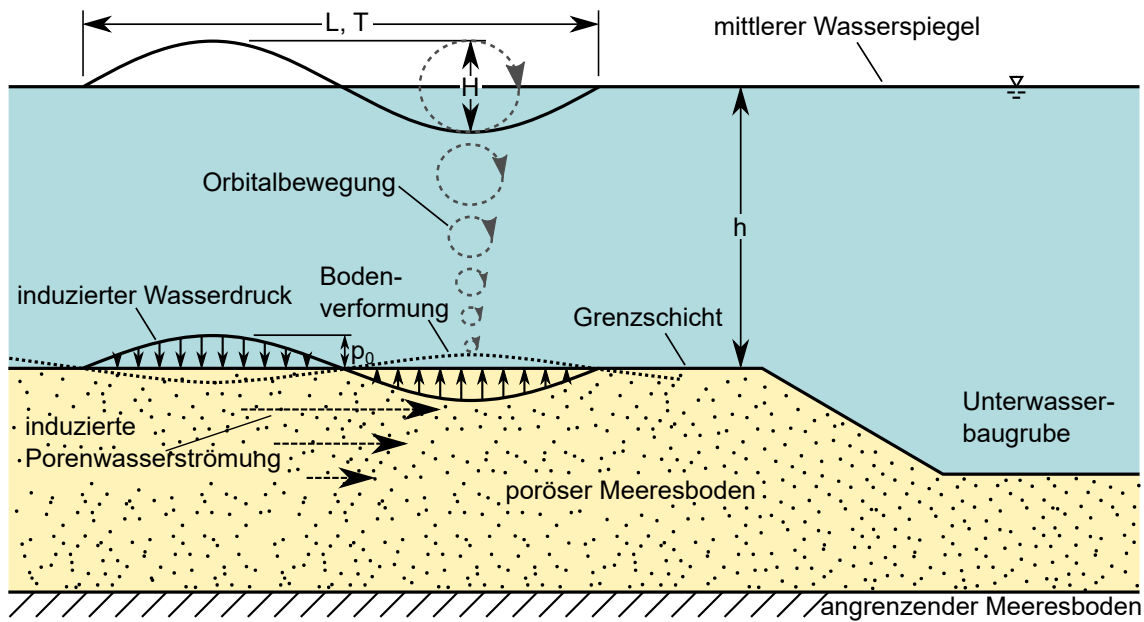


Abbildung 2.4: Wellenbeanspruchung auf den Meeresboden

Magda (1998) vergleicht die Lösungen nach Gleichungen 2.19 und 2.20 und zeigt, welchen Einfluss eine undurchlässige Bodenschicht auf die angrenzenden Porenwasserdrücke hat. Die Konsolidierungstheorie von Biot (1941) und Biot (1956) lösen Yamamoto u. a. (1978) für welleninduzierte Drucklasten über finit und infinit tiefen Meeresböden auf Basis der Poroelastizität. Über den Ansatz eines kompressiblen Porenfluids wird eine unvollständige Sättigung berücksichtigt, siehe Verruijt (1969) und Fredlund (1976). Anisotropes Bodenverhalten wird von Madsen (1978) einbezogen. Mei u. a. (1981) approximiert die Lösung von Yamamoto u. a. (1978) und Madsen (1978) für den infiniten Fall unter zusätzlicher Berücksichtigung der oberflächennahen Bodenschicht, genannt „Boundary Layer Approximation“.

Aufgrund der Nähe zum freien Fluid kommt es oberflächennah zu In- und Exfiltrationsprozessen sowie zu einer Relativbewegung zwischen Porenfluid und Bodenmatrix. Dies beeinflusst den Porenwasserdruck und es entsteht eine Phasenverschiebung zwischen Wellen und resultierendem Porenwasserdruck.

Okusa (1985) zeigt den Einfluss der Porenluft bzw. der unvollständigen Sättigung auf die Phasenverschiebung. Ihr maximaler Betrag wird in einer Tiefe von ca.  $0,02L/2\pi$  erreicht. Die Schichtdicke des „Boundary Layers“ ist abhängig von der Permeabilität, den Kompressionsmoduln des Porenfluids wie auch des Korngefüges und der Wellenfrequenz und kann bei Sand bis zu mehrere Meter betragen. Bei vollständiger Sättigung entspricht die Lösung von Mei u. a. (1981) der von Yamamoto u. a. (1978). Tørum (2007) vergleicht eigene Feldmessungen mit der Lösung nach Mei u. a. (1981) und erhält recht gute Übereinstimmungen der Porenwasserdrücke unter der Annahme einer unvollständigen Sättigung mit  $S_r = 0,97$ .

Für den Fall einer infiniten, isotropen Bodenschicht kann der induzierte Porenwasserdruck

nach (Mei u. a., 1981) wie folgt berechnet werden:

$$p_i(z, x, t) = p_0 \left( \frac{1}{1+m} e^{-kz} + \frac{m}{1+m} e^{\frac{(i-1)z}{\sqrt{2\delta}}} \right) e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.21)$$

Die Parameter  $m$  und  $\delta$  sind dabei folgendermaßen definiert:

$$m = \frac{nGK_{fg}}{(1-2\nu)} \quad (2.22)$$

$$\delta = \left( \frac{KG}{\omega} \right)^{1/2} \left( nGK_{fg} + \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \right)^{-1/2} \quad (2.23)$$

Hierbei ist  $n$  der Porenanteil,  $\nu$  die Querdehnzahl und  $G$  der Schubmodul des Bodens. Der Kompressionsmodul des Porenwassers (Fluid-Gas-Gemisch) wird als  $K_{fg}$  bezeichnet (Gleichung 2.4), während  $K$  die kinetische Permeabilität des Korngerüsts ist und sich berechnet als  $K = k_f / (\rho_w g)$  mit dem Durchlässigkeitsbeiwert  $k_f$ .

Hsu u. a. (1994) lösen die dreidimensionale Konsolidierungstheorie von Biot (1941) und Biot (1956) für eine dreidimensionale Wellenlast wie auch für stehende Wellen über einem anisotropen Bodenkörper sowohl für den finiten als auch für den infiniten Fall. Die analytisch hergeleitete Gleichung stimmt bei den von Yamamoto u. a. (1978) betrachteten Randbedingungen mit dieser überein. Die vereinfachte Form für fortschreitende, zweidimensionale Wellen über einem finiten, isotropen Bodenkörper ist beschrieben durch:

$$p_i(z, x, t) = \frac{p_0}{1-2\nu} \left( (1-\lambda-2\nu)(C_2 e^{kz} - C_4 e^{-kz}) + (1-\nu)(\delta^2 - k^2)(C_5 e^{\delta z} + C_6 e^{-\delta z}) \right) e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.24)$$

Die hier verwendeten Koeffizienten  $\lambda$ ,  $\delta$ ,  $C_2$ ,  $C_4$ ,  $C_5$  und  $C_6$  sind jeweils Funktionen der maßgebenden Boden- und Wellenparameter ( $\nu, n, G, k_f, K_{fg}, \gamma_w, L, T$ ), der Wassertiefe  $h$  und der Schichtdicke  $D$ . Aufgrund ihres Umfangs wird hier lediglich auf ihre Quelle, Hsu u. a. (1994), verwiesen.

Hsu u. a. (1994) vergleichen Ergebnisse ausgewählter, zweidimensionaler Fälle mit den Lösungen nach Mei u. a. (1981) sowie Yamamoto u. a. (1978). Abweichungen zwischen Hsu u. a. (1994) und Mei u. a. (1981) treten erst mit zunehmender Bodentiefe und speziell bei Böden mit höherer Durchlässigkeit (Grobsand) auf. Im oberflächennahen Bereich stimmen die beiden Lösungen gut überein. Abbildung 2.5 verdeutlicht den Unterschied zwischen den Ansätzen von Mei u. a. (1981) und Hsu u. a. (1994).

### 2.2.3 Porenwasserdruckakkumulation

Wird ein Sturmereignis als zyklische, großemäßig gleichbleibende Wellenabfolge vereinfacht, so ist die Verwendung der signifikanten Wellenhöhe  $H_s$  zur Berechnung des induzierten Porenwasserdrucks eine obere Schranke. Dennoch sind die Auswirkungen extremer Ereignisse, die während eines Sturmes ebenso auftreten, hiervon nicht erfasst. Einzelne

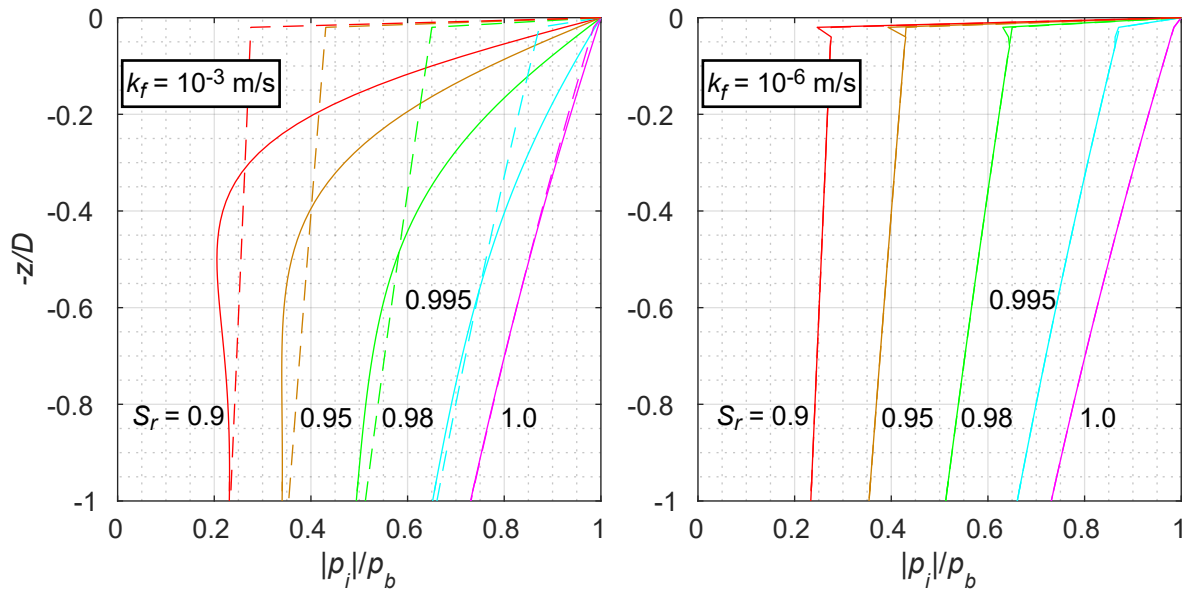


Abbildung 2.5: Tiefenprofile normalisierter, welleninduzierter Porenwasserdruckamplituden in Abhängigkeit der Sättigung  $S_r$  für Grobsand links und Feinsand rechts. Durchgezogene Linien nach Hsu u. a. (1994), gestrichelte Linien nach Mei u. a. (1981). Wellen- und Bodenparameter:  $\nu = 0,33$ ,  $n = 0,3$ ,  $G = 20$  MPa,  $K_{fg} = 1,95$  GPa,  $L = 310$  m,  $T = 15$  s,  $h = 60$  m,  $D = 15$  m

Maximalwellen oder eine Abfolge weniger Wellen mit Höhen zwischen der signifikanten und der maximalen Wellenhöhe können maßgebende Bodenbeeinflussungen hervorrufen. Daher sollte auch ihr Einfluss nicht vernachlässigt werden.

Der welleninduzierte Porenwasserdruck akkumuliert, sofern die Wellenperiode kürzer als die Zeit der Druckdissipation ist. Anfällig hierfür sind Feinsande und Schluffe wie auch aus Sanden und Feinmaterial zusammengesetzte Meeresböden (B. M. Sumer, 2014). Mit Anstieg des Porenwasserdrucks sinkt die effektive Spannung und die Scherfestigkeit nimmt ab. Kommt es zu einem Verlust der Korn-zu-Korn-Spannungen, so verhält sich der Boden wie ein viskoses Fluid und man spricht von „Verflüssigung“.

Allgemein wird zwischen einer Verflüssigung infolge Porenwasserdruckakkumulation (zyklische Wellenbelastung), „residuale Verflüssigung“ genannt, und infolge plötzlichem Porenwasserüberdruck (einzelne Wellenbelastung), „momentane Verflüssigung“ genannt, unterschieden. Während die residuale Verflüssigung in der Regel eine Weile, das heißt mehrere Wellenperioden, anhält (siehe Abbildung 2.6), verweilt der Boden bei einer momentanen Verflüssigung lediglich kurzzeitig, in der Regel nur ein Teil einer Wellenperiode, im flüssigen Zustand.

Die momentane Verflüssigung zeichnet sich durch einen Verflüssigungsbeginn unterhalb eines Wellentals aus (Fredsøe, 2016). Es kommt hierbei zu einem induzierten relativen Unterdruck am Meeresboden, welcher eine nach oben gerichtete Sickerströmung im Bodenkörper erzeugt. Ist diese Strömungskraft größer als das Eigengewicht des Bodens, so bewegt sich der darüber befindliche Boden vertikal als Block (Fredsøe, 2016). Als Kriterium lässt sich der hydraulische Gradient  $i$  betrachten. Für Unterwasserböschungen wird

dies in Abschnitt 2.3.7 vorgestellt. Während Prevost u. a. (1975) in einer Diskussion mit Moshagen u. a. (1975) zeigen, dass der hydraulische Gradient infolge Wellen auch bei Sturmereignissen regelmäßig zu klein für eine momentane Verflüssigung ist, kann Poren gas den entscheidenden Beitrag zur Verflüssigung leisten (Tørum, 2007). Poren gas verfügt, wie in Abschnitt 2.1.3 dargelegt, über eine deutlich größere Kompressibilität im Vergleich zu Porenwasser, was zu einer Druckdämpfung führt (vgl. Abbildung 2.3). Es entsteht ein steiler Druckgradient in einer dünnen Bodenschicht nahe der Geländeoberkante, welche infolgedessen zur Verflüssigung neigt (Fredsoe, 2016).

B. M. Sumer (2014) stellt Laborversuche und daraus folgende Erkenntnisse unterschiedlicher Autoren zum Boden- und Porenwasserdruckverhalten unter Wellenbelastung vor. Der Prozess, von Porenwasserüberdruckerzeugung und -akkumulation, über Bodenverflüssigung, anschließender Verdichtung (im Englischen, je nach Autor, als „Solidification“ oder „Compaction“ bezeichnet) bis zum abschließenden Abbau des Porenwasserüberdrucks, wird von B. M. Sumer (2014) anhand eigener und fremder Versuchsergebnisse umfangreich dargestellt.

Erreicht der akkumulierende, mittlere Porenwasserdruck  $\bar{p}$  den kritischen Wert  $\bar{p}_{cr}$ , so setzt eine residuale Bodenverflüssigung ein (Abbildung 2.6). Manche Autoren (z. B. Fredsoe, 2016; Teh u. a., 2003) argumentieren, dass die anfängliche effektive Vertikalspannung  $\sigma'_{v0}(z)$  der betrachteten Tiefe  $z$  für eine einsetzende Bodenverflüssigung überwunden werden muss. Die Mehrzahl jedoch ist der Ansicht, dass die isotrope mittlere effektive Normalspannung  $\sigma'_0(z)$  die einsetzende Verflüssigung markiert (Ishihara u. a., 1984; B. Sumer u. a., 1999, u. a.). Gleichung 2.26 entspricht letzterer Definition, wobei  $K_0 = 1 - \sin \varphi$  nach Jaky (1948) definiert wird.

$$\bar{p} > \sigma'_0 \quad (2.25)$$

$$\bar{p} > \gamma' z \frac{1 + 2K_0}{3} \quad (2.26)$$

Abbildung 2.6 zeigt dabei den schematischen Porenwasserdruckverlauf bei einer Druckakkumulation und einsetzender residualer Verflüssigung. Hierbei wird deutlich, dass der kritische Wert  $\bar{p}_{cr}$  kleiner als der maximal auftretende Porenwasserdruck  $\bar{p}_{max}$  ist (B. M. Sumer, 2014). Eine momentane Verflüssigung tritt bereits bei Erreichen von  $p(t) = \bar{p}_{cr}$ , kurz vor der residualen Verflüssigung bei  $\bar{p}(t) = \bar{p}_{cr}$ , auf.

Beträchtliche Sturmereignisse können nach Henkel (1970) Böschungsversagen in einer Wassertiefe von bis zu 120 m verursachen. Neben der temporären Druckänderung wird durch die induzierten Druckdifferenzen auch eine Porenwasserströmung innerhalb des Meeresbodens hervorgerufen, welche zu einer inneren Erosion bzw. Kornumlagerung führen kann. Von Relevanz bei der Beurteilung der entstehenden Druckdifferenz sind Dauer (Periode) und der Abstand (halbe Wellenlänge) zwischen Minimum (Wellental) und Maximum (Wellenberg).

## 2.2.4 Welleninduzierte Porenwasserströmung

Welleninduzierte Porenwasserdrücke am Meeresboden verursachen im Bodenkörper nicht nur Druckunterschiede, sondern somit auch eine transiente Porenwasserströmung. Diese

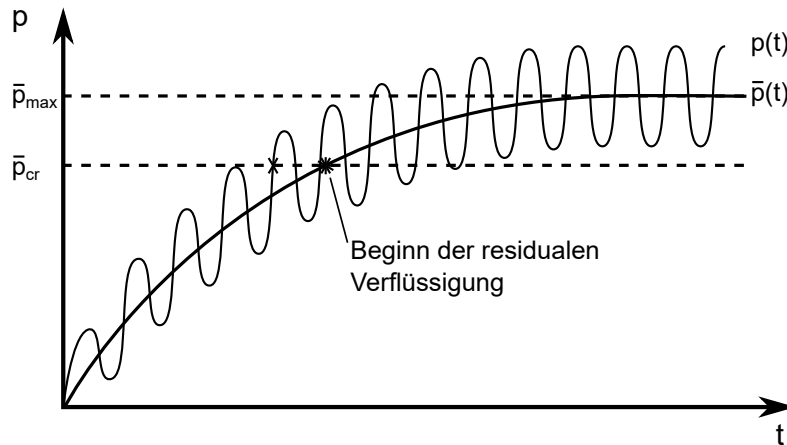


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung von Porenwasserdruckakkumulation im Meeresboden infolge Wellenbelastung. Die Bodenverflüssigung setzt bei Erreichen des kritischen Druckwertes  $\bar{p}_{cr}$  ein, deutlich vor dem Erreichen des maximalen Drucks  $\bar{p}_{max}$ . Nach B. M. Sumer (2014).

ist einerseits in den und aus dem Meeresboden gerichtet, was eine momentane Verflüssigung begünstigt, wie in Abschnitt 2.2.3 dargestellt, und findet andererseits innerhalb des Bodenkörpers schichtparallel von Überdruck- zu Unterdruckbereichen statt. Mittels linearer Wellentheorie lässt sich der hydraulische Gradient  $i_w$  im horizontalen, unverformbaren und isotropen Meeresboden infolge einer Meereswelle ermitteln.

$$i_w = \frac{Hk}{2 \cosh(kh)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.27)$$

Hierbei ist  $k$  die Kreiswellenzahl,  $\omega = 2\pi/T$  die Kreisfrequenz,  $H$  die Wellenhöhe (Doppelamplitude),  $L$  die Wellenlänge,  $T$  die Wellenperiode und  $h$  die Wassertiefe. Der Gradient ist abhängig vom Ort  $X$  sowie der Zeit  $t$  und geht von einer Porenwasserströmung vom Überdruckbereich zum Unterdruckbereich aus. Der maximale hydraulische Gradient infolge einer Meereswelle vereinfacht sich zu:

$$i_{w,m} = \pm \frac{Hk}{2 \cosh(kh)} \quad (2.28)$$

Unberücksichtigt bleibt dabei der Einfluss des Meeresbodens auf die Druckausbreitung. Insbesondere die Sättigung hat, wie in Abschnitt 2.1.5 diskutiert, einen deutlichen Einfluss auf die Permeabilität des Bodens und die Größe des Drucks wie auch einen möglichen zeitlichen Verzug. Die Verformbarkeit des Meeresbodens wie auch eine anisotrope hydraulische Leitfähigkeit können den Gradienten zusätzlich beeinflussen.

Wird die induzierte Porenwasserströmung senkrecht zur Geländeoberkante betrachtet, so ist der tatsächliche Gradient nicht trivial zu berechnen. Der unverformbare, isotrope und vollständig gesättigte poröse Meeresboden verursacht keine zusätzliche Dämpfung der welleninduzierten Druckdifferenz. Der Gradient ergibt sich somit aus der, mittels linearer Wellentheorie ermittelten Druckdifferenz, zwischen zwei betrachteten Wassertiefen. Infolge der tatsächlichen Bodeneigenschaften kommt es jedoch zu einer Dämpfung der Druckdifferenz

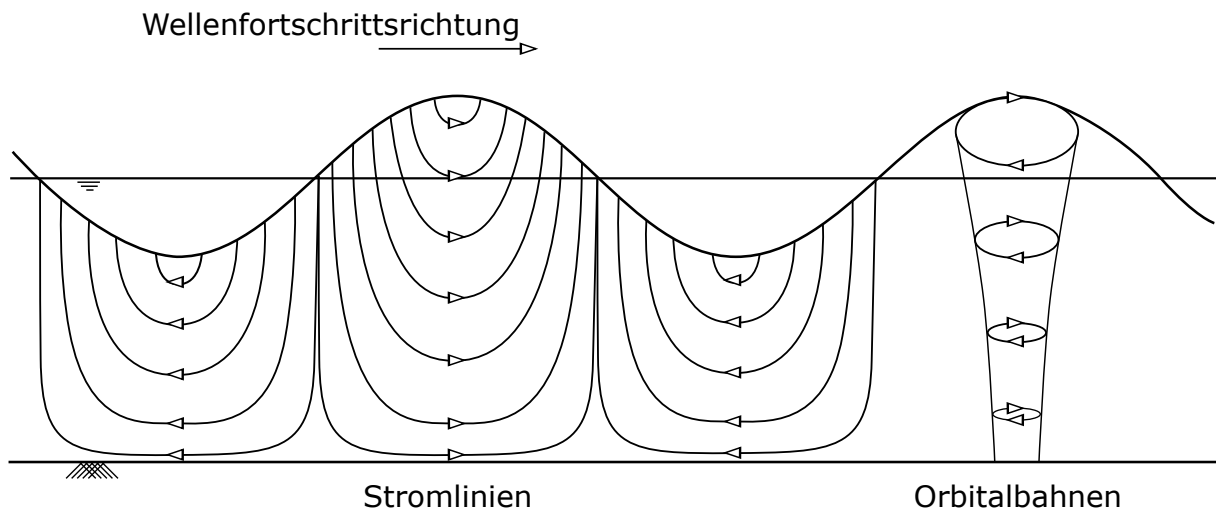


Abbildung 2.7: Stromlinien und Orbitalbahnen bei fortschreitenden Wellen mit Grundberührung ( $d < L/2$ ). Nach Küstenschutzwerke u. a. (2002)

und regelmäßig auch zu einer zeitlichen Verzögerung zwischen Belastung und maximalem Porenwasserunter- bzw. -überdruck im Meeresboden (B. M. Sumer, 2014). Mit Hilfe der Porenwasserdruckapproximation nach Mei u. a. (1981) oder Hsu u. a. (1994) lässt sich die vertikale Druckdifferenz und somit der entsprechende Druckgradient ermitteln, vgl. Abbildung 2.5. Zyklisches Bodenverhalten und plastische Bodenverformungen werden hierbei nicht berücksichtigt. Akkumulierende Drücke erhöhen die Differenz zusätzlich. Kommt es zu Kontraktanz oder Dilatanz im Boden, so werden die Drücke abermals beeinflusst.

### 2.2.5 Welleninduzierte oberflächennahe Erosion

Meereswellen, die hinreichend groß sind, um Orbitalbewegungen der Wasserteilchen bis zum Meeresgrund hervorzurufen, erzeugen Scherspannungen im Bodenkörper (Yamamoto, 1981; Madsen, 1978) und können oberflächennahe Körner erodieren, wodurch die Oberflächenstruktur des Bodens verändert wird. Infolgedessen entstehen am Meeresgrund Riffel und Dünen. Untersuchungen zum Bewegungsbeginn der Körner und der Sohlschubspannung sind insbesondere in Bezug auf kontinuierliche Wasserströmung bekannt (Nikuradse, 1933; Hjulstrøm, 1935; Shields, 1936, u. a.). Aber auch die Grenzbedingungen oszillierender Strömungen, welche von Meereswellen hervorgerufen werden, wurden untersucht (Komar u. a., 1973; Hallermeier, 1980, u. a.). Hallermeier (1980) führt umfangreiche Versuche mit Quarzsand unterschiedlicher Korngrößen durch und ermittelt so ein empirisches Grenzkriterium für die bodennahe Fließgeschwindigkeit, welches bei Korngrößen zwischen  $90 \mu\text{m}$  und  $2000 \mu\text{m}$  anwendbar ist. Kroezen u. a. (1982) vergleichen dieses Kriterium mit den Erkenntnissen von Bosman (1981) und zeigen für den betrachteten Versuchssand eine gute Übereinstimmung. Auch nach Rigler u. a. (1984) ist die Bedingung zur Anwendung geeignet.

Die kritische Fließgeschwindigkeit  $v_{cr}$ , ab welcher Kornbewegungen auftreten, wird in drei Fälle unterschieden (Hallermeier, 1980):

$$\text{1. Fall} \quad \left. \begin{array}{l} \text{für } d_{50} \leq 700 \text{ } \mu\text{m} \\ \text{und } u_{cr} < 0,35 \text{ m/s} \end{array} \right\} \Rightarrow v_{cr,1} = \frac{0,35 d_{50}^{0,25} \cdot (\Delta g)^{0,75}}{\omega^{0,5}} \quad (2.29)$$

$$\text{2. Fall} \quad \text{für } \varepsilon = \frac{v_{cr,2} \cdot d_{50}^{0,29}}{266,5 \omega^{0,355} \cdot \nu_w^{0,645}} \geq 1 \Rightarrow v_{cr,2} = (8 \Delta g d_{50})^{0,5} \quad (2.30)$$

$$\text{3. Fall} \quad \text{für alle anderen Zustände} \Rightarrow v_{cr,3} = \frac{\varepsilon^2 \cdot v_{cr,2} + \delta^2 \cdot v_{cr,1}}{\varepsilon^2 + \delta^2} \quad (2.31)$$

Hierbei ist  $d_{50}$  der mittlere Korndurchmesser (Median der Kornverteilung),  $\Delta$  ist definiert als  $(\rho_s - \rho_w)/\rho_w$  mit der Sedimentdichte  $\rho_s$  und der Wasserdichte  $\rho_w$ ,  $g$  ist die Erdbeschleunigung,  $\omega$  ist die Kreisfrequenz  $2\pi/T$ ,  $\varepsilon$  ist die kinematische Viskosität des Wassers und  $\delta = 2 - v_{cr,1}/0,35$ .

Sawaragi u. a. (1992) zeigen, dass für  $gHT^2/h^2 < 10$  der Einfluss von Wellen auf den Meeresboden hinreichend genau mittels linearer Wellentheorie ermittelt werden kann. Bei  $gHT^2/h^2 > 30$  wird der Einfluss hingegen unterschätzt und es kommt zu fehlerhaften Ergebnissen mit Abweichungen  $> 10\%$ . Daher sollte in diesem Fall auf höherwertige Wellentheorien zurückgegriffen werden.

Nach Komar u. a. (1973) wie auch Kroezen u. a. (1982) kann die vorhandene bodennahe horizontale Wassergeschwindigkeit  $v_{h,0}$  mittels linearer Wellentheorie abgeschätzt werden. Eine Überprüfung mit dem Kriterium nach Sawaragi u. a. (1992) ergibt Werte von  $gHT^2/h^2 < 10$  für typische Sturmbedingungen der Nordsee. Die vorhandene bodennahe horizontale Wassergeschwindigkeit berechnet sich zu:

$$v_{h,0} = \frac{\pi H}{T \sinh(kh)} \quad (2.32)$$

Hierbei ist  $k$  die Kreiswellenzahl,  $H$ ,  $T$  und  $L$  sind die Wellenparameter (Höhe, Periode, Länge) und  $h$  die Wassertiefe.

In Bezug auf Böschungsversagen (in Form von plötzlichem Gleit- oder Verflüssigungsversagen) sind die induzierten Scherspannungen bzw. die Sohlschubspannung vernachlässigbar. Die Spannungsänderungen infolge der induzierten Porenwasserdruckänderungen sind um ein Vielfaches größer (Fredsøe, 2016; Sawaragi u. a., 1992).

## 2.3 Standsicherheit von Unterwasserböschungen

Die Stabilität von natürlichen Unterwasserböschungen wurde in der Vergangenheit zahlreich untersucht (z. B. Prior u. a., 1982; Henkel, 1970; Terzaghi, 1956). Eine statistische Auswertung von weltweiten Versagensereignissen hinsichtlich Böschungswinkel, Bodenart und auslösendem Prozess findet sich bei Hance (2003). Canals u. a. (2004) untersuchen umfangreich die geologischen Einzelheiten verschiedener Großereignisse mit Böschungsversagen, zumeist flacher Böschungen, von bis zu mehreren Tausend Quadratkilometern Größe. Diese Unterwasserböschungen, ebenso wie viele andere natürliche Böschungen, welche versagen, bestehen überwiegend aus kohäsiven Böden. Eine Analyse der Standsicherheit von

Unterwasserböschungen sollte die Bodenart (kohäsiver oder kohäsionsloser Meeresboden) grundsätzlich berücksichtigen. Das Bodenverhalten unterscheidet sich stark in Abhängigkeit der Durchlässigkeit.

Die beiden häufigsten versagensverursachenden Mechanismen, welche von Canals u. a. (2004) wie auch anderen Untersuchungen von Großereignissen identifiziert wurden, sind seismische Aktivitäten und eine erhöhte Auflast durch Sedimentation von Flussfracht.

Es erscheint angebracht, zwischen natürlichen und künstlich erzeugten Unterwasserböschungen zu unterscheiden. Natürliche Böschungen sind zumeist geprägt von oberflächennah abgelagerten Sedimenten und formgebenden äußeren Einflüssen, wobei beides zumeist sehr langanhaltende Prozesse von vielen Jahren bis Jahrtausenden sind. Künstliche Unterwasserböschungen resultieren aus Saug- oder Baggerarbeiten, häufig in Vorbereitung für Unterwasserbauwerke (z. B. Absenktunnel, Gründungen für Offshorewindenergieanlagen, etc.) oder mit dem Ziel des Abbaus bzw. der Gewinnung von Sand.

Küstennah fällt es hingegen häufig schwer, eine Einteilung in natürlich oder anthropogen vorzunehmen, da infolge von Küstenschutzarbeiten (Deiche, Landgewinnung, etc.) auch die natürliche Morphologie beeinflusst wird. Stoutjesdijk u. a. (1994) werten über 100 dokumentierte Versagensfälle, welche küstennah in eher lockerem, sandigen Meeresboden in den vergangenen 200 Jahren in den Niederlanden auftraten, aus. Die durchschnittliche Böschungsneigung vor dem Versagen streut stark und variiert von 1:1,5 bis 1:10. Stoutjesdijk u. a. (1994) empfehlen daher stattdessen die Betrachtung des steilsten Böschungsabschnitts. Hier streut die Neigung bei den von ihnen untersuchten Versagensfällen zwischen 1:1 und 1:4, bei vier Ausreißern mit Neigungen zwischen 1:4 und 1:6.

### 2.3.1 Natürliche Böschungen

Diverse Autoren haben seit mehr als 100 Jahren Versagen bei Unterwasserböschungen, sowohl in kohäsiven als auch in kohäsionslosen Böden, beobachtet. Lässt man Großereignisse, welche in Tiefseeumgebungen auftraten, außen vor, so bleiben noch zahlreiche gut dokumentierte Versagensfälle, z. B. in den Fjorden Norwegens (siehe z. B. Karlsrud u. a., 1982; Bjerrum, 1971; Terzaghi, 1956) und im Bereich des Mississippi deltas in den USA (siehe z. B. Coleman u. a., 1977).

Prior u. a. (1982) stellen die unterschiedlichen Instabilitäten im Bereich des Mississippi vor und verweisen auf zahlreiche Untersuchungen. Die Besonderheit des Mississippi deltas und der Norwegischen Fjorde sind die langjährige Dokumentation mit geophysikalischen und geologischen Untersuchungen. Infolge des stetigen und starken Sedimenteintrags des Mississippi in den Golf von Mexiko kommt es zu Ablagerungen im Flussdelta wie auf dem Kontinentalhang. Dies führte und führt zu lokalen Instabilitäten unterschiedlichster Größe. Es kommt zu Böschungsversagen mit bindigem wie auch mit sandigem Boden und bei unterschiedlicher Anfangsböschungsneigung, jedoch zumeist bereits bei geringer Neigung (Prior u. a., 1982). Flusssedimente wie auch anthropogene Auffüllungen haben auch in einigen Fjorden Norwegens instabile Böschungen erzeugt (Karlsrud u. a., 1982).

Als Auslöser der Versagensereignisse werden insbesondere Meereswellen infolge großer Sturmereignisse (Henkel, 1970) und Porenwasserüberdrücke infolge einer hohen Sedimentationsrate oder anthropogener Auffüllung bei unvollständiger Konsolidierung (Prior u. a., 1979) im Zusammenspiel mit z. B. Tide-Niedrigwasser (Karlsrud u. a., 1982) angesehen.

Der Einfluss von Meereswellen auf die Stabilität von seichten Unterwasserböschungen in weichen bindigen Böden wird unter anderem von Henkel (1970) untersucht. Er geht hierbei von einer kreisförmigen Scherfuge und spontanem Versagen aus. Terzaghi (1956) betrachtet Unterwasserböschungen in kohäsiven wie auch kohäsionslosen Böden. Demnach führen Porenwasserüberdrücke zum Versagen. Für diese Betrachtung werden ausgewählte Versagensfälle analysiert. Van den Berg et al. (2002) untersuchen insbesondere das Bruchversagen sandiger Unterwasserböschungen und versuchen eine Abgrenzung der resultierenden Geometrie von einem durch Verflüssigungsversagen hervorgerufenen Böschungsversagen zu definieren. Sie kommen zu dem Schluss, dass anhand der Morphologie nach einem Böschungsversagen nicht auf die Versagensart geschlossen werden kann. Möglich ist dies jedoch bei Kenntnis der Sedimentstruktur der sandigen Ablagerungen.

### 2.3.2 Künstliche Böschungen

Van Rhee und Bezuijen (1998) wie auch Entenmann u. a. (2001) untersuchen Unterwasserböschungen in kohäsionslosen Böden im Hinblick auf eine einfache Grubenherstellung und maximalen Ertrag beim Abbau von Sand. Hydrodynamische Belastungen aus Wellen und Tidedrömung werden dabei nicht berücksichtigt, ebenso wird das Langzeitverhalten nach Abschluss der Arbeiten nicht analysiert. Richwien (2005) gibt eine Übersicht über Empfehlungen und (Langzeit-) Beobachtungen in der Literatur zur Böschungsneigung von Tagebauseen, welche mit 1:2 bis 1:10 stark variieren. Die praktische Anwendung von Unterwasserbaugruben für Offshore-Schwerkraftgründungen mit einer Tiefe von ca. 7 m wird in Peire u. a. (2009) beschrieben. Die aus der Baupraxis stammenden Böschungsneigungen von 1:8 und 1:5 waren zumindest für die Dauer der Bauarbeiten und den Standort in der Belgischen Nordsee stabil. Weiterhin berichten De Jager u. a. (2011) vom Verhalten einer Unterwassergrube zum Zwecke eines Schlickdepots (Hollandsch Diep). Die Design-Neigung betrug 1:4 bis 1:5 im schluffigen Feinsand. Hier versagte die Böschung abschnittsweise, hervorgerufen oder begünstigt durch lokale Böschungsneigungen von bis zu 1:1,7.

Die Testbaugrube, welche im Zuge der Planung der festen Fehmarnbeltquerung ausgehoben und messtechnisch begleitet wurde, hatte eine Böschungsneigung von 1:2. Sie wurde in überkonsolidiertem Ton erstellt. Während der Beobachtungszeit von etwa einem Jahr erfolgte eine geringfügige Hebung der Baugrubenbasis und eine langsame Auffüllung durch Sedimentation. Eine Veränderung der Böschungsneigung trat nicht ein (Femern A/S, 2012).

### 2.3.3 Verhaltensmechanismen infolge Wellenbeanspruchung

Auf den Meeresgrund durchschlagende Orbitalbewegungen des Wassers können, analog zur Meeresströmung, Erosions- und Sedimentationsvorgänge hervorrufen. Diese langsame Versagensform kann kontinuierlich oder diskontinuierlich auftreten. Daneben können Erosions- und Sedimentationsvorgänge auch spontanes Böschungsversagen initiieren. Infolge eines Sedimentabtrags können Böschungen übersteilen und lokal instabil werden. Es

kommt zu einer rückschreitenden Erosion der Böschung, welche auch als Bruchversagen bezeichnet wird. Im Gegensatz dazu beschreiben Terzaghi (1956) wie auch Canals u. a. (2004) plötzliche Versagen von Unterwasserböschungen, welche durch stetigen Sedimentzutrag hervorgerufen wurden. Sedimente, welche beispielsweise durch Flussmündungen eingetragen werden, lagern sich in sehr lockerem Zustand am Meeresboden ab und erzeugen infolge der Gravitation eine zunehmende Auflast. Ein auslösendes Ereignis (z. B. Sturm oder kleines Erdbeben) kann zu einer plötzlichen Verdichtung des Bodens und somit zu Porenwasserüberdruck führen, welcher die Scherfestigkeit temporär herabsetzt. Bei ungünstiger Geometrie oder ungünstigen Bodenschichtungen kann es zu einem Versagen durch Bodenverflüssigung kommen.

Meereswellen können nicht nur die vorgenannten Prozesse unterstützen, sondern üben mit der induzierten Porenwasserströmung selbst Einfluss auf das Verhalten der Unterwasserböschungen aus. Sie sind darüber hinaus oftmals Auslöser von spontanem Böschungsversagen. Zwei Versagensmechanismen können dabei unterschieden werden: Bruchversagen (Breach Failure) und Verflüssigungsversagen (Liquefaction Failure). Manche Autoren, z. B. Henkel (1970), gehen zudem davon aus, dass auch ein lokales Gleitversagen (Slip Failure) durch Wellenbelastungen ausgelöst werden kann.

Die beobachtete, resultierende Morphologie nach einem großen Böschungsversagen ist bei den beiden ersten Versagensmechanismen sehr ähnlich. Im oberen Bereich der versagten Böschung entsteht eine Vertiefung in Form eines Amphitheaters mit einer Einengung in ihrem unteren Abschnitt. Dies ist der Scheitel der neuen Ablagerungen (van den Berg u. a., 2002).

### 2.3.4 Gleitversagen

Aus der Analogie zu Böschungsversagen über Wasser lässt sich ein lokales, welleninduziertes Gleitversagen annehmen. Neben der Betrachtung einer ebenen Gleitfläche, welche ein eher großflächiges Versagen darstellt, kann eine kreisförmige Gleitfläche für lokales Versagen betrachtet werden.

Henkel (1970) formuliert eine Analyse des Gleichgewichts an einer kreisförmigen Gleitfläche in einer Unterwasserböschung unter welleninduzierter Druckbelastung (siehe Abbildung 2.8). Seine Betrachtung basiert auf Beobachtungen im Mississippidelta, wo neben mittelgroßen Böschungsversagen auch lokal begrenzte Versagen auftraten. Betrachtet wird ein kohäsiver Boden mit einer Böschungsneigung von wenigen Grad, was den in-situ-Bedingungen entspricht. Die statische, totale Spannungsanalyse geht von einer Überbeanspruchung der Scherfestigkeit infolge einer einzelnen, welleninduzierten sinusförmigen Drucklast aus. Die Druckverteilung am Meeresboden wird mit Hilfe der linearen Wellentheorie ermittelt. Sleath (1970) und Madsen (1978) beweisen die hinreichende Genauigkeit dieser Annahme.

Doyle (1973) führt die Arbeit von Henkel (1970) weiter, um die theoretische Betrachtung mithilfe von Versuchen im Wellenkanal zu verifizieren. Ein Versagen in Form eines Gleitkreises konnte weder von Henkel (1970) in ersten Wellenkanalversuchen, als auch darauf folgend von Doyle (1973), erzeugt werden. Nach Aussage von Doyle (1973) haben auch weitere Autoren keinen Nachweis der Existenz eines Gleitversagens liefern können. Stattdessen treten im Versuch temporäre Verflüssigungen auf, die durch die zyklische Wellenbelastung

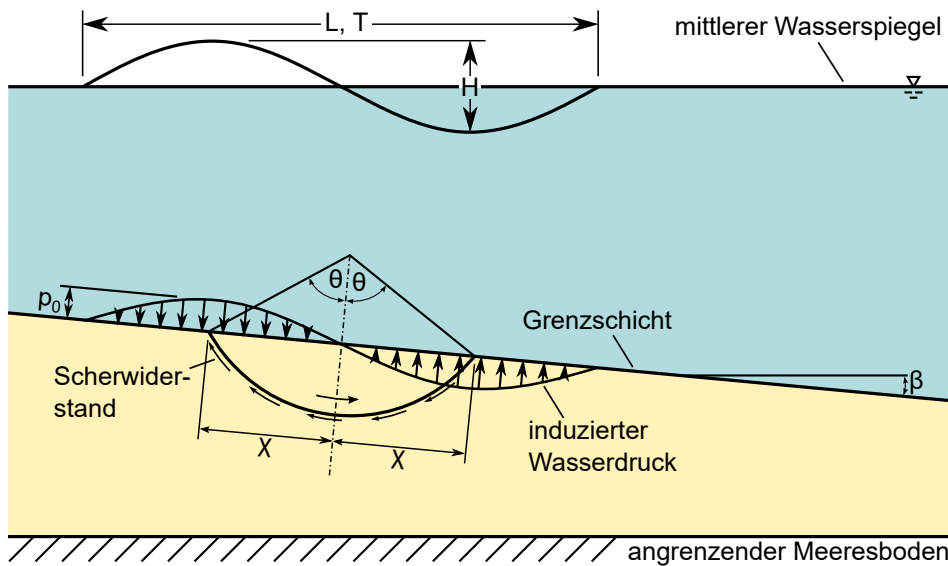


Abbildung 2.8: Gleitversagen einer Unterwasserböschung infolge Wellenbeanspruchung nach Henkel (1970)

eine oszillierende Bodenbewegung erzeugen, welche eine stetige, abwärts gerichtete Bodenverlagerung verursachen (Doyle, 1973; Henkel, 1970).

Auch ohne spontanes Gleitversagen, kann die von Henkel (1970) vorgestellte Spannungsanalyse zur Beschreibung der Versagensanfälligkeit bei Unterwasserböschungen in kohäsivem Material verwendet werden (Madsen, 1978). Die sich tatsächlich einstellende Bodenverlagerung bei Nichteinhaltung des Spannungsgleichgewichts ist langsamer, durch die Zyklik der Belastung jedoch ebenso kritisch (Doyle, 1973).

### 2.3.5 Bruchversagen

Ein Bruchversagen bezeichnet eine rückschreitende Erosion. Diese verläuft sukzessive in Teilabschnitten (aktive Bodenfront), wobei nicht bloß einzelne Bodenpartikel in Bewegung sind, sondern sich nahezu der gesamte Teilabschnitt sowie Partikelagglomerationen bewegen. Abbildung 2.9 zeigt die zwischenzeitlichen Bodenfronten wie auch die Anfangs- und Endgeometrie. Bruchversagen tritt bei steilen Böschungen in mitteldicht bis dicht gelagertem Sand auf (van den Berg u. a., 2002). Dieser verhält sich im Versagenszustand dilatant (Casagrande, 1936). Die sich auf einer temporären Scher- bzw. Versagensfläche bewegenden Bodenpartikel, insbesondere jedoch Partikelagglomerationen, erzeugen einen Porenwasserunterdruck im Nahbereich des noch stabilen Bodenkörpers (Torrey, 1995). Dieser baut sich langsam durch einfließendes Porenwasser ab. Temporär können bis zu senkrechte Böschungen entstehen, welche sukzessiv versagen. Die Druckdifferenz wirkt haltend auf den (noch) stabilen Bereich und bremst den Versagensprozess. Entsprechende Messungen von Bubel u. a. (2011) bestätigen dies.

Der Neigungswinkel der resultierenden Böschung  $\beta$  (im Bereich der rückschreitenden Erosion, nicht im Bereich der Ablagerungen) scheint von verschiedenen Faktoren abzuhängen. Torrey (1995) gibt, basierend auf Beobachtungen, einen Winkel von  $9^\circ$  bis  $10^\circ$  an und ver-

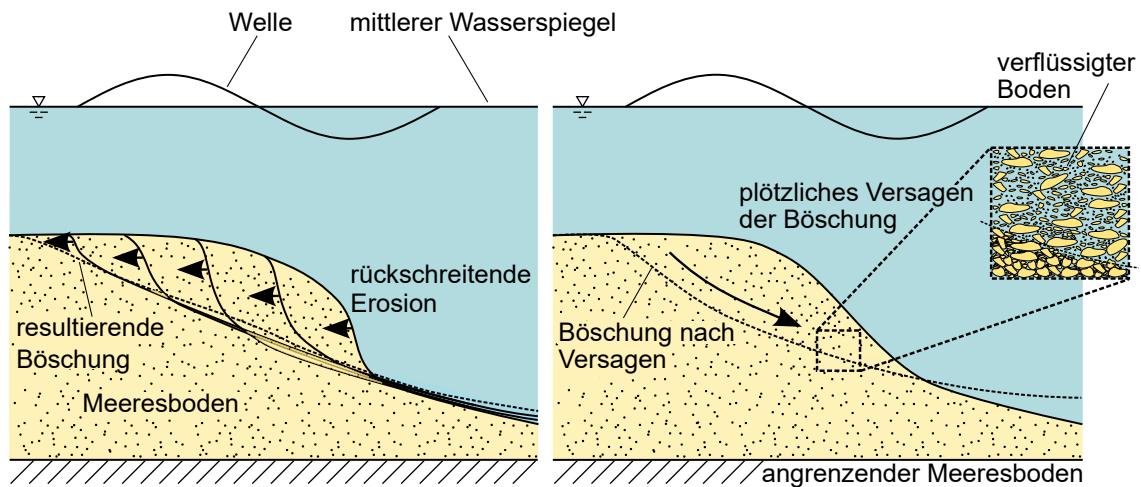


Abbildung 2.9: Versagensmechanismen einer Unterwasserböschung infolge Wellenbeanspruchung: links - Bruchversagen, rechts - Verflüssigungsversagen

weist auf Berechnungen von Padfield (1978) mit etwa  $7^\circ$ . Demgegenüber erwidert Groot (1995), dass Ergebnisse aus Versuchen der Delft laboratories (heute Deltares) einen sich einstellenden Neigungswinkel von  $\beta \approx \varphi$ , im Falle von Torrey (1995) also  $\beta \approx 30^\circ$  bis  $35^\circ$ , nahelegen. Versuche von Bubel u. a. (2012) haben hingegen Neigungswinkel von  $\beta \approx 15^\circ$  bis  $25^\circ$ , bei  $\varphi_c = 33^\circ$  ergeben. Untersucht wurde hierbei eine anfänglich senkrechte Böschung. Mit zunehmender Anfangsböschungshöhe nimmt der Neigungswinkel der resultierenden Böschung  $\beta$  ab (Bubel u. a., 2012). Hier liegt der Rückschluss nahe, dass die einsetzende Dynamik der Bodenpartikel deren Sedimentationsentfernung, und somit indirekt die sich einstellende Böschungsneigung, beeinflusst.

Die sich zeitgleich bewegende Bodenmasse ist in der Regel beim Bruchversagen geringer als beim Verflüssigungsversagen. Der transportierte Boden lagert sich schneller ab, weshalb die Ausbreitungsentfernung häufig ebenfalls kleiner ist.

Bruchversagen tritt typischerweise bei unkontrolliertem Unterwasseraushub, z. B. mittels Saugbagger, auf. Der Versagensprozess wird durch eine Störung des Gleichgewichts, vornehmlich am Böschungsfuß bzw. am Fuß eines Teilabschnitts, ausgelöst. Diese Störung kann beispielsweise durch lokale Strömungsprozesse (äußere oder innere Erosion) infolge aktueller Arbeiten, Grundwasseraustritt, großer Wellen oder starker Tidenströmungen ausgelöst werden. Der Versagensvorgang ist deutlich langsamer als bei einem Verflüssigungsversagen.

### 2.3.6 Verflüssigungsversagen

Neben Versagenszuständen mit abschnittsweiser vollständiger Verflüssigung gehören hierzu auch Versagensformen auf Grund von herabgesetztem Scherwiderstand. Bedingt durch Porenwasserdrücke in der Unterwasserböschung, die den umgebenden Wasserdruck deutlich übersteigen, werden die effektiven Spannungen und einhergehend der Korn-zu-Korn-Kontakt im Boden herabgesetzt. Infolge der verminderten haltenden Kräfte (Scherwiderstand) kommt es zu einem Kräfteungleichgewicht und die vormals stabile Böschung ver-

sagt. Der in Bewegung geratene Boden verhält sich wie eine viskose Flüssigkeit (density flow) und verteilt sich über den Meeresboden. Hierbei nimmt die Viskosität infolge des Austreibens des Wassers zu (Terzaghi, 1956) bis schließlich die transportierten Bodenpartikel wieder vollständig sedimentiert sind. Das Böschungsversagen tritt plötzlich ein, der Versagensvorgang ist jedoch deutlich langsamer als beim Versagen einer trockenen Böschung. Die auslösende Druckdifferenz kann aus einzelnen großen Wellen, aus besonders niedrigen Tideständen, aber auch aus einer Akkumulation des Porenwasserdrucks infolge sich wiederholender Wellenbelastung resultieren. Die Bodeneigenschaften spielen eine wesentliche Rolle bei der Anfälligkeit für ein solches Versagemuster. Sehr locker gelagerte Sande sind anfällig für spontane, das heißt kurzzeitige, durch einzelne Wellen hervorgerufene, Verflüssigungen. Diese oberflächennahen Verflüssigungen können ausreichend sein, um ein Böschungsversagen zu initiieren oder die Böschung sukzessive oberflächennah zu verändern.

In der Literatur werden unterschiedliche Ansätze zur allgemeinen Definition einer Bodenverflüssigung unterschieden. Der gebräuchlichste Ansatz definiert eine Bodenverflüssigung über den Zustand der effektiven Spannung  $\sigma'$  (z. B. Madsen, 1978; Mei u. a., 1981; B. M. Sumer, 2014):

$$\sigma' = \sigma - u \rightarrow 0 \quad (2.33)$$

Hierbei ist  $u$  die Summe aus dem hydrostatischen Wasserdruck  $u_{hyd}$  und dem Porenwasserüber- bzw. -unterdruck  $u_e$ ,  $\sigma$  ist die totale Spannung, wobei, je nach Autor, wie in Abschnitt 2.2.2 behandelt, die vertikale Totalspannung oder die isotrope mittlere Totalspannung verwendet werden.

Eine weitere Definition der (lokalen) Verflüssigung basiert auf der Betrachtung des hydraulischen Gradienten im Porenwasser  $i = \partial u_e / \partial z$  mit  $z$  als Tiefenordinate, welche an der Geländeoberkante Null ist:

$$\frac{\partial u_e}{\partial z} \rightarrow (\rho_{sat} - \rho_w)g \quad (2.34)$$

Gleichung 2.34 entspricht dabei der Definition für „Quicksand“ nach Taylor (1948). Ihre Integration über die Tiefe  $z$  führt bei einer homogenen Bodenschicht und konstantem Druck auf den Meeresboden zu Gleichung 2.33 (Mason u. a., 2016). Sie kann daher als generelle Definition betrachtet werden. Während die effektive Spannung  $\sigma'$  im Fall einer Verflüssigung nach gültiger Definition nicht positiv werden kann (Druckspannung als negativ definiert), kann der lokale hydraulische Gradient  $\partial u_e / \partial z$  die Sedimentwichte  $(\rho_{sat} - \rho_w)g$  übersteigen. Dieser Zustand kann sich zum Beispiel in Form von „Piping“, welches nicht zwangsläufig bis zur Geländeoberkante reichen muss, oder durch Sedimentvulkane äußern (Mason u. a., 2016).

Van den Berg et al. (2002) nennen als Grenzbedingung für die Anfälligkeit zum Verflüssigungsversagen einer Böschung in sandigem Meeresboden das Porenvolumen  $n$ , welches demnach größer als 43 % sein muss. Stoutjesdijk u. a. (1994) vergleichen numerische Berechnungen mit beobachteten Versagensfällen und kommen zu dem Schluss, dass Verflüssigungsversagen fast ausschließlich in Böden mit relativen Lagerungsdichten  $D_r = 0$  bis 0,6 auftritt. Nach Fredsøe (2016) muss das Bodensediment mindestens locker gelagert sein und

dabei dennoch eine geringe Permeabilität besitzen. Als Ausschlusskriterium wird daher ein grobkörniges Sediment benannt. Anfällig ist hingegen ein Meeresboden aus Schluff oder Feinsand. Maßgeblich ist das kontraktante Verhalten des lockeren Meeresbodens, welches, ausgelöst durch eine geringe Störung des Gleichgewichts, zu einem Porenwasserüberdruck führt, welcher zugleich, aufgrund der geringen Permeabilität, nicht sofort abgebaut wird. Stellt sich eine residuale Verflüssigung ein, so vergrößert sich der verflüssigte Bodenbereich mit jedem Wellenzyklus. Die Verflüssigungsfront wandert in die Tiefe bis ein temporäres Gleichgewicht zwischen Porenwasserüberdruck und Auflast erreicht wird (Fredsøe, 2016). Anschließend beginnt eine Phase des Porenwasseraustritts, welche auch bei gleichbleibender zyklischer Belastung beginnt und von B. M. Sumer (2014) als „zweites Stadium“ bezeichnet wird. Die Verflüssigungsfront wandert aufwärts in Richtung der Geländeoberkante und die Bodenkörner erzeugen wieder ein festes Korngefüge. Die Lagerungsdichte nimmt durch diesen Prozess zu (B. M. Sumer, 2014). Fredsøe (2016) begründet dieses Resultat mit der anhaltenden zyklischen Scherbeanspruchung im Boden, welche während des Absetzens der Bodenkörner eine Verdichtung erzeugt. Die Anfälligkeit zur erneuten Verflüssigung ist aufgrund der dichteren Lagerung nunmehr geringer (Fredsøe, 2016; B. M. Sumer, 2014). Sawicki (2014) beschreibt demgegenüber ein konträres Verhalten. Nach Abklingen einer Bodenverflüssigung stellt sich wieder eine lockere Lagerung ein, welche unabhängig von vorangegangenen Verflüssigungen ist.

Da sich die Betrachtungen von Fredsøe (2016), B. M. Sumer (2014) und Sawicki (2014) auf einen ebenen Meeresboden beziehen, kann das Verhalten einer verflüssigten Böschung wie auch das Abklingen der Verflüssigung durchaus abweichen. Der Unterschied ist insbesondere die Kornverlagerung der verflüssigten Sedimente in tiefere Regionen und die Dynamik des Böschungfließens.

### 2.3.7 Stabilitätskriterien

Gemäß Terzaghi ist die Standsicherheit von Böschungen über und unter Wasser, bei ausschließlicher Einwirkung der Gravitation, identisch. Tatsächlich hängt die Neigung bzw. die Stabilität von Unterwasserböschungen neben den Bodeneigenschaften und Drainagebedingungen von der Gravitation sowie von hydrodynamischen Einwirkungen ab. Meeresströmungen, insbesondere Tideströmungen, sind maßgeblich für äußere Erosionsprozesse am Meeresboden verantwortlich, werden in den durchgeführten Untersuchungen jedoch vorerst zurückgestellt. Oberflächenwellen bewirken Orbitalbewegungen des Wassers, die bis zum Meeresgrund durchschlagen können, sowie eine periodische Änderung des Wasserdrucks bis hin zur Grenzfläche Wasser/Meeresboden und eine periodische Änderung des Porenwasserdrucks im horizontalen oder geneigten Meeresboden, siehe Abbildung 2.4. Im Bereich des horizontalen Meeresbodens kann dies Erosionsprozesse hervorrufen. Bei natürlichen oder künstlichen Unterwasserböschungen ist eine allmähliche oder spontane Abflachung der Böschung möglich. Je nach Wellencharakteristik und Durchlässigkeit des Meeresbodens kann es zudem zu einer Akkumulation des Porenwasserüberdrucks kommen. Im Gegensatz dazu kann eine Scherbeanspruchung im Böschungskörper mit mindestens mitteldicht gelagerten Boden dilatanzbedingten Porenwasserunterdruck erzeugen, der sich stabilisierend auf die Böschung auswirkt und ein Versagen zeitlich verzögert oder gänzlich verhindert. Dieser Rückschluss lässt sich aus den Messungen von Bubel u. a. (2011)

an einer steilen Unterwasserböschung im Bruchversagen ziehen. Von hoher Relevanz ist daher nicht nur die Wellenhöhe  $H$  bzw. die Druckamplitude  $p_0$  am Meeresboden, sondern insbesondere auch die Periodendauer  $T$  der Welle.

Neben den Einwirkungen ist auch der aktuelle Zustand der Böschung stabilitätsentscheidend. Die Lagerungsdichte (relative Lagerungsdichte bzw. Porenanteil) entscheidet über die Anfälligkeit für Verflüssigungsversagen. Zugleich sind die Ausgangsböschungsneigung wie auch die Böschungshöhe maßgebende Einflussfaktoren (Stoutjesdijk u. a., 1994).

## Grenzgleichgewicht

Weitestgehend homogene Böschungen können mittels Analyse des Grenzgleichgewichts („limiting equilibrium methods“) hinsichtlich ihrer Stabilität untersucht werden. Basis dieser Untersuchung ist die Vereinfachung zu einem zweidimensionalen Problem und die Annahme eines Gleitversagens. Es wird vereinfacht ein infinites Böschungsausschnitt betrachtet und ein Sicherheitsfaktor  $FS$  berechnet. Ergibt sich  $FS \geq 1$ , so ist die Böschung stabil.

Unter ausschließlicher Berücksichtigung von Gravitation ist die Standsicherheit von Böschungen über und unter Wasser identisch (Terzaghi, 1956). Ein genereller Ausdruck für den Sicherheitsfaktor  $FS$  einer infiniten, homogenen Böschung in kohäsionslosen Böden unter Annahme einer ebenen Gleitfläche findet sich beispielsweise bei Karlsrud u. a. (1982):

$$FS = \frac{(1 - \frac{\gamma}{\gamma'} a_v - \frac{\gamma}{\gamma'} a_h \cdot \tan \beta) \cdot \gamma' \cdot d \cdot \cos^2 \beta \cdot \tan \varphi' - \Delta u \cdot \tan \varphi'}{(1 - \frac{\gamma}{\gamma'} a_v + \frac{\gamma \cdot a_h}{\gamma' \cdot \tan \beta}) \cdot \gamma' \cdot d \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta} \quad (2.35)$$

Hierin sind  $\gamma$  und  $\gamma'$  die Wichte bzw. die Auftriebswichte und  $\varphi'$  der effektive Reibungswinkel des Bodens. Die vorhandene Böschungsneigung ist  $\beta$  und die Tiefe der angenommenen Gleitfläche ist  $d$ . Ein möglicher Porenwasserüberdruck wird durch  $\Delta u$  berücksichtigt.  $a_h$  und  $a_v$  sind die horizontale bzw. vertikale Beschleunigung (als Anteile von  $g$ ), welche auf die Böschung einwirken.

Der vorgestellte Sicherheitsfaktor  $FS$  berücksichtigt seismische Aktivitäten und Porenwasserüberdrücke als Ursache für Böschungsinstabilitäten. Letztere werden als dauerhaft wirkend angenommen, es besteht kein Bezug zur Herkunft der Porenwasserüberdrücke. Karlsrud u. a. (1982) geben vier mögliche Quellen für Porenwasserüberdrücke an: (1) Unterkonsolidierung infolge schneller Sedimentation, (2) Porengasentstehung im Sediment, (3) „artesisches“ Gas oder Porenwasser aus tieferen bzw. entfernten Formationen und (4) Porenwasserdruckakkumulation infolge zyklischer Wellen- oder Erdbebenbelastung.

Bei der Betrachtung zyklischer Meereswellen und ihrer Auswirkungen auf Unterwasserböschungen kann nicht vom Ansatz einer infiniten Böschung ausgegangen werden. Der Druckbereich unter Wellenberg und -tal ist limitiert und somit auch der Porenwasserüberdruck lokal schwankend. Gleichung 2.35 ist daher nicht geeignet für die Stabilitätsbewertung einer Unterwasserböschung in Bezug auf Meereswellen (Karlsrud u. a., 1982).

Henkel (1970) führt eine Grenzwertanalyse für welleninduzierten Druck an einem begrenzten Ausschnitt einer infiniten Unterwasserböschung durch. Der durch Meereswellen induzierte Druck auf den Meeresboden wird mittels linearer Wellentheorie bestimmt. Das Kräftegleichgewicht wird an einer kreisförmigen Gleitfläche aufgestellt, vgl. Abbildung 2.8.

Da es sich um eine Totalspannungsanalyse für einen kohäsiven Boden in undränniertem Zustand handelt, werden weder der innere Reibungswinkel  $\varphi$  noch Porenwasserüberdrücke  $\Delta u$  berücksichtigt. Mögliche dynamische Aspekte werden vernachlässigt.

### Hydraulischer Gradient

Die Stabilität von infiniten idealen Böschungen unter Einwirkung von ausfließender Sickerströmungen kann mittels der Kontinuumstheorie untersucht werden (z. B. Terzaghi u. a., 1996; van Rhee u. a., 1992). Hierbei wird das Kräftegleichgewicht an einem beliebigen, parallel zur Böschung befindlichen Kontrollkörper ausgewertet, siehe Abbildung 2.10. Die Strömungsrichtung der Sickerströmung (Durchströmung nach Darcy) wird senkrecht zur Böschung angenommen.

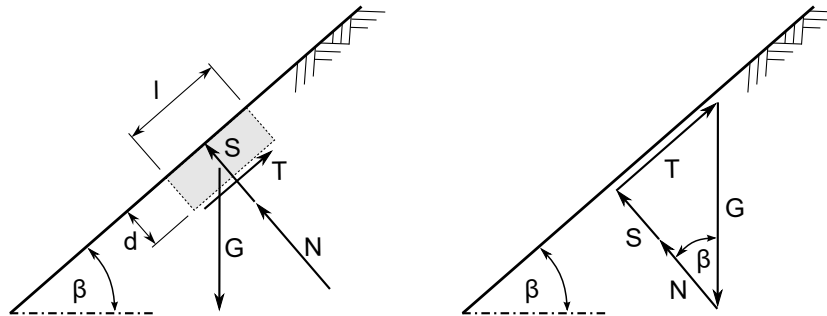


Abbildung 2.10: Kräftegleichgewicht an einer infiniten Unterwasserböschung bei ausströmendem Porenwasser, mit Böschungswinkel  $\beta$ , Strömungskraft  $S$ , Gewichtskraft  $G$ , Normalkraft  $N$  und Scherwiderstandskraft  $T$  (van Rhee u. a., 1992)

Der maximal verträgliche hydraulische Gradient  $i_{max}$  folgt aus der Betrachtung des Grenzzustands der gerade noch stabilen Böschung:

$$i_{max} = -(1 - n)\Delta \frac{\sin(\varphi_c - \beta)}{\sin \varphi_c} \quad (2.36)$$

$\Delta$  bezeichnet dabei die relative Korndichte ( $\rho_s/\rho_w - 1$ ),  $\beta$  den Böschungswinkel. Der hydraulische Gradient ist positiv definiert, wenn die Strömung in die Böschung erfolgt.

Der vorgestellte Ansatz lässt sich grundsätzlich auch auf Unterwasserböschungen unter Wellenbelastung übertragen, wobei die induzierte Porenwasserströmung als treibende Kraft verwendet wird (siehe Gleichung 2.28 in Abschnitt 2.2). Im Grenzzustand können die Gleichungen 2.28 und 2.36 gleichgesetzt werden. Daraus ergibt sich die maximale, gerade noch stabile Böschungsneigung. Anstelle der Betrachtung eines Kontrollkörpers einer infiniten Böschung ist auch das Lamellenverfahren (z. B. Bishop, 1955) unter Berücksichtigung der Strömungskraft bzw. des Porenwasserüberdrucks anwendbar (Terzaghi u. a., 1996).

In beiden Fällen ist zu bedenken, dass mit der Wassertiefe  $h$  der hydraulische Gradient auf Höhe des Meeresbodens ermittelt wird. Das Resultat stellt daher eine auf der sicheren Seite liegende Abschätzung für das obere Ende einer Unterwasserböschung dar. Andererseits

wird das Bodengefüge als starr angenommen. Kornumlagerungen (Auflockerung, Verdichtung, Scherung), welche infolge der induzierten Druckbeanspruchung auftreten können, verursachen zusätzliche Porenwasserdruckänderungen und beeinflussen somit den hydraulischen Gradienten. Für eine genauere Betrachtung muss daher die Porenwasserdruckverteilung innerhalb des Bodenkörpers mit einbezogen werden, wobei die Kopplung von Porenwasser und Boden wie auch die Sättigung des Meeresbodens eine wichtige Rolle spielen, wie in den Abschnitten 2.1 und 2.2 dargestellt.

Ein weiteres Kriterium für die Beurteilung der Böschungsstabilität kann auch das Verhalten des Einzelkorns darstellen. Koenders (1985) und van Rhee u. a. (1992) stellen ein Kräftegleichgewicht am Einzelkorn auf, wobei dieses als ideale Kugel betrachtet wird. Das Kugelpaket ist maximal unter dem Reibungswinkel  $\varphi$  des Bodens geböschet. Für einen beliebigen Korndurchmesser ergibt sich schließlich im Grenzzustand der gerade noch stabilen Böschung ein Kriterium in Form des maximal verträglichen hydraulischen Gradienten analog zu Gleichung 2.36:

$$i_{max} = -\frac{4}{3}\Delta \frac{\sin(\varphi_c - \beta)}{\sin \varphi_c} \quad (2.37)$$

Van Rhee und Bezuijn (1992) zeigen experimentell, dass für ausströmendes Porenwasser das Kriterium der Kontinuumsmethode (Gleichung 2.36) anzuwenden ist, während bei einströmendem Wasser das Kriterium des Einzelkorns (Gleichung 2.37) maßgebend ist. Die vorgestellten Kriterien gehen stets von einer permanenten Strömungskraft (z. B. Grundwasserströmung) aus. Sofern keine residualen Porenwasserüberdrücke entstehen, ist die Einwirkung der maximalen Fließkraft aufgrund der Wellenfortschreitung nur von sehr kurzer Dauer. Dafür wiederholt sie sich stetig. Ob die genannten Ansätze dennoch anwendbar sind, ist bislang unbewiesen.

## 2.4 Zusammenfassende Bewertung

Die geringe Böschungsneigung natürlicher und auch künstlicher Unterwasserböschungen, wie sie beispielsweise von Richwien (2005), Entenmann u. a. (2001) und van Rhee u. a. (1998) berichtet werden, sind das Resultat prägender Prozesse. Als Erkenntnis kann hieraus gezogen werden, dass steile Unterwasserböschungen, welche sich im Gleichgewicht befinden, über kurz oder lang abflachen. Ein Rückschluss auf den verantwortlichen Prozess bzw. die gemeinsamen Prozesse und ihre auslösenden Einwirkungen ist, anhand der resultierende Gewässerbettmorphologie, nicht möglich.

In der Praxis anthropogener Eingriffe werden, aufgrund fehlender Kriterien, Erfahrungswerte in Bezug auf stabile Böschungsneigungen angesetzt. Die derzeitige Wissenslücke zeigt sich auch in der Notwendigkeit von *in-situ* Versuchen im Rahmen von großen Unterwasserbaumaßnahmen, wie z. B. dem Fehmarnbelttunnel.

Der Einfluss von Meereswellen auf den Meeresboden und das Porenwasserdruckverhalten ist Thema zahlreicher Untersuchungen und Veröffentlichungen. Die Arbeiten von Mei u. a. (1981) und Hsu u. a. (1994) basieren auf den Erkenntnissen von Yamamoto u. a. (1978) und Madsen (1978) und lösen die Konsolidierungstheorie von Biot (1941) und Biot (1956).

Dabei berücksichtigen sie in ihrer mathematischen Beschreibung auch den Einfluss der Sättigung. Der induzierte Porenwasserdruck  $p_i$  stimmt mit Messungen von z. B. Tørum (2007) überein und kann als hinreichend genau angesehen werden.

Die Vorgänge im Meeresboden, welche eine Porenwasserdruckakkumulation bewirken und von einer solchen hervorgerufen werden können, sind komplex. Hier herrscht über den Punkt der einsetzenden Bodenverflüssigung keine Einigkeit (z. B. Ishihara u. a., 1984; B. Sumer u. a., 1999; Fredsøe, 2016). Der Unterschied zwischen den Ansätzen ist jedoch gering.

In Bezug auf das Verhalten von Unterwasserböschungen und deren Stabilität gegen Versagen sind die Einflussfaktoren noch nicht ausreichend verstanden. Der Zustand des Meeresbodens (Lagerungsdichte, Sättigung) in den obersten Bodenschichten wird als maßgebend angesehen (Henkel, 1970) und steht im Fokus vorangegangener Untersuchungen (u. a. Tørum, 2007; B. M. Sumer, 2014; Fredsøe, 2016). Hierbei liegt der Fokus auf Bodenverflüssigung, welche zu einem Verflüssigungsversagen der Böschung führt. Kriterien oder Grenzbedingungen, die Aufschluss über das Böschungsverhalten oder die Auswirkung von oberflächennaher Verflüssigung geben, sind bislang nicht definiert.

Bruchversagen werden als mögliche Versagensart bei mittlerer bis hoher Lagerungsdichte angesehen, welche ein initiales äußeres Ungleichgewicht zum Versagen braucht (van den Berg u. a., 2002). Durch Meereswellen hervorgerufene Erosionen oder lokale Verflüssigungen können das notwendige Initial erzeugen. Bisherige Untersuchungen konzentrieren sich dabei auf das Versagensverhalten (Torrey, 1995; Bubel u. a., 2011) oder die resultierende Morphologie (Groot, 1995; Torrey, 1995; van den Berg u. a., 2002), natürliche Auslösemechanismen werden beschrieben aber nicht weiter untersucht.

Die aufgezeigten Untersuchungen erlauben ein grundsätzliches Verständnis möglicher Versagensmechanismen von Unterwasserböschungen. Auch sind der Einfluss von Meereswellen auf den Meeresboden und die dadurch hervorgerufene Bodenverflüssigung gut verstanden. Lagerungsdichte und Sättigung des Meeresbodens werden als wesentliche Kriterien angesehen. Im Hinblick auf die Stabilität von Unterwasserböschungen kann auf dieses Wissen zurückgegriffen werden, doch bestimmen potentiell weitere Einflussfaktoren die auftretenden Prozesse. Der derzeitige Stand der Wissenschaft und Forschung in Bezug auf die beeinflussenden Faktoren von Böschungsversagen unter Wasser kann als umfangreich aber unvollständig bewertet werden.



# 3 Zielsetzung und Methodik

Das Ziel der Arbeit ist die Analyse der Einflussfaktoren auf das Böschungsverhalten in sandigem Meeresboden infolge von Seegang. Zu diesem Zweck wird der Seegang von möglichen gleichzeitig wirkenden Einwirkungen, wie beispielsweise Meeresströmung, isoliert betrachtet. Die folgenden Einflussfaktoren werden als maßgebend erachtet und im Weiteren untersucht:

1. Lagerungsdichte des Bodens,
2. Ausgangsböschungsneigung,
3. Wellenaufrichtung,
4. Wellenlastgröße (Wellenhöhe in Kombination mit Wassertiefe) und
5. Seegangscharakteristik.

Die Untersuchung der Einflussfaktoren erfolgt mithilfe von Modellversuchen im Wellenkanal der TUHH. Diese bilden einen vereinfachten, quasi zweidimensionalen Schnitt einer Unterwasserbaugrube ab. Betrachtet werden somit zwei Unterwasserböschungen mit einer dazwischen liegenden, tiefen Baugrubensohle. Hierdurch lassen sich zugleich die beiden möglichen Wellenaufrichtungen, in und entgegen der Böschungsrichtung, betrachten. Das Hauptaugenmerk der Versuche liegt auf dem Bodenverhalten infolge der welleninduzierten Druckbelastung. Diese wird in den Modellversuchen durch die Wahl der Wellenparameter (Wellenhöhe, Wellenlänge, Wellenperiode) und der Wassertiefe variiert. Der Einfluss zyklischer Einwirkungen kann durch die Analyse der Messwerte bei gleichbleibender, monotoner Einwirkung erfolgen. Demgegenüber dienen Versuche mit Wellenspektren der Beurteilung des Einflusses maximaler Wellen innerhalb eines Sturmereignisses. Die Varianz der Ausgangssituation enthält die Anfangsböschungsneigung und die Anfangslagerungsdichte des Bodens.

Die Modellversuche sind im Vergleich zur Realität skaliert. Aufgrund dessen stellt sich die Frage der Übertragbarkeit von Modellergebnissen auf die Realität. Diese ist im Bezug auf die Bewertung der Versuchsergebnisse von hoher Relevanz. Im Rahmen der Arbeit werden daher die Ähnlichkeit von Modellversuchen und Realität analysiert.

In Ergänzung der Modellversuche werden numerische Simulationen durchgeführt und die Sensitivität ausgewählter Modellparameter auf das Ergebnis geprüft. Die komplexen Prozesse im Boden während eines Versagens und die damit einhergehenden großen Bodenverformungen führen zu hohen Anforderungen an das numerische Modell.



# 4 Grundlagen der Methoden

## 4.1 Modellgesetze und Ähnlichkeiten

### 4.1.1 Ähnlichkeitstheorie

Die Ähnlichkeit von Modell und Natur wird mittels der Ähnlichkeitstheorie untersucht. Hierbei werden alle dimensionsbehafteten Kennwerte (z.B. geometrische Größen) in dimensionslose Kennzahlen (z.B. durch sinnvolle Normierung) überführt. Diese beschreiben die geometrische und die dynamische Ähnlichkeit von Modellversuch und Natur. Der Maßstab der Ähnlichkeit ist definiert als

$$\lambda = \frac{\text{Modell}}{\text{Natur}} \quad (4.1)$$

Bei Einhaltung der geometrischen Ähnlichkeit sind alle maßgebenden Abmessungen proportional. Bereits hier wird deutlich, dass das zu untersuchende Problem, welches eine Interaktion von Wasser und Boden beinhaltet, nicht alle Ähnlichkeitsgesetze erfüllen kann. So ließe sich zwar die Geometrie der Unterwasserböschung mit der darüber befindlichen Wasserphase skalieren, nicht jedoch im gleichen Maße auch die Bodenkörner ohne zugleich die Bodeneigenschaften grundlegend zu verändern. Eine geometrische Ähnlichkeit kann daher nicht vollständig eingehalten werden.

Die dynamische Ähnlichkeit bedingt ein ähnliches Verhalten der maßgebenden Druck-, Schwere-, Trägheits-, Zähigkeits- und Reibungskräfte. Mithilfe einer Dimensionsanalyse werden sämtliche Einflussparameter des betrachteten Problems in dimensionslose Kennzahlen überführt. Diese erlauben eine Beschreibung und Einschätzung der dynamischen Ähnlichkeit zwischen Modell (Index „M“) und Natur (Index „N“).

Im Bereich der hydrodynamischen Systeme existieren etablierte dimensionslose Parameter, wie zum Beispiel die Reynolds-Zahl  $Re$  oder die Froude-Zahl  $Fr$ . Bei Analysen von Systemen, welche Meereswellen beinhalten und eine Skalierung der Geometrie bei identischem Fluid vornehmen, ist es unmöglich gleichzeitig das Reynolds- und das Froude-Zahl-Kriterium einzuhalten (Vennard u. a., 1982). Dies gilt somit auch für die vorliegende Problemstellung, wobei zusätzlich und maßgebend noch eine Interaktion von Wasser und Boden zu beachten ist.

Nachfolgend werden zunächst die Parameter zusammengefasst, welche auf die Stabilität einer Unterwasserböschung unter welleninduzierter Druckbelastung wirken. Anschließend erfolgt die Herleitung von dimensionslosen  $\Pi$ -Faktoren (Buckingham, 1914) mithilfe einer Dimensionsanalyse.

### 4.1.2 Beschreibende Versuchsparameter

Gesucht ist die Sicherheit bzw. der Sicherheitsfaktor  $FS$ , der eine Aussage über das Stabilitätsverhalten der Unterwasserböschung unter zyklischer Wellenbelastung zulässt. Betrachtet wird dabei die Böschungsneigung  $\beta$ . Die maximale, noch stabile Neigung  $\beta_{stab}$  wird im Ruhewasser und ohne äußere Einwirkung ausschließlich vom Boden (kritischer Reibungswinkel  $\varphi_c$ ) bestimmt. Bei äußerer Belastung sind hingegen sowohl die charakterisierenden Eigenschaften der Einwirkung, als auch die des Widerstands, hier in Form der Bodeneigenschaften, entscheidend.

Die Einwirkung ist im vorliegenden Fall durch den Fokus auf welleninduzierte Druckbelastung bestimmt. Auf Basis der linearen Wellentheorie kann die Beanspruchung infolge von Meereswellen ermittelt werden, vgl. Abschnitt 2.2. Die induzierte Einfachdruckamplitude  $p_0$  berechnet sich nach Gleichung 2.18. Ihre Verteilung ist sinusförmig, wobei die Wellenlänge  $L$  und die Wellenperiode  $T$  die Form bestimmen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kompressionswelle im Bodenkörper (Mischung) wird mit  $v_c$  bezeichnet. Die welleninduzierte Porenwasserströmung mit der Geschwindigkeit  $v_f$  wird als Einwirkung auf das Korngefüge betrachtet.

Wie Abschnitt 2.3.3 aufzeigt, sind unterschiedliche Versagensformen möglich. Dementsprechend gilt es, die bei den unterschiedlichen Formen relevanten Bodeneigenschaften zu erfassen. Gleitversagen bleibt hierbei unberücksichtigt. Das Auftreten kann zumindest in kohäsionslosen Böden ausgeschlossen werden, vgl. Abschnitt 2.3.4. Die Lagerungsdichte, respektive Porenzahl  $e$  oder Porosität  $n$  und deren Zustandsgrenzen, scheint entscheidend für die Versagensform, ob Bruch- oder Verflüssigungsversagen, zu sein. Sie inkludiert bei anthropogen erzeugten Böschungen auch den Herstellungseinfluss. Bei mindestens mitteldichter Lagerung ist zudem ein (temporär) stabiler Neigungswinkel  $\beta_{temp} < \varphi_p$  mit  $\varphi_p > \varphi_c$  möglich, da, in Abhängigkeit des Spannungsniveaus, der Peakreibungswinkel  $\varphi_p$  den kritischen Reibungswinkel übersteigt. Diese Besonderheit wird hier jedoch vernachlässigt.

Die Böschungshöhe  $h_b$  scheint einen Einfluss auf die resultierende Böschungsneigung einer versagenden Böschung zu haben (Bubel u. a., 2012), doch ist ihr Einfluss auf die Stabilität nicht ersichtlich. Ebenso scheint die Anfangsböschungsneigung  $\beta_0$  keinen Einfluss auf die stabile, maximale Böschungsneigung  $\beta_{stab}$  zu haben. Sie zeigt vielmehr wie weit die Anfangsneigung von der maximal möglichen entfernt ist.

Die Sättigung des Bodens  $S$  und die Permeabilität  $K$  sind dagegen entscheidende Eigenschaften bezüglich eines möglichen Verflüssigungsversagens. Anstelle der Permeabilität  $K$  wird als Materialkennwert der isotrope Durchlässigkeitskoeffizient  $k_f$  (für Wasser) verwendet. Dieser ist von der Lagerungsdichte, dem Porenradius (als Kennwert wird stattdessen der maßgebende Korndurchmesser  $d_m$  verwendet), der Sättigung und der dynamischen Viskosität des Fluids  $\mu_w$  abhängig. Der Durchlässigkeitskoeffizient gilt nur für laminare Strömung im Bodenkörper, vgl. Abschnitte 2.1, 2.1.4 und 2.1.5. Eine Bodenschicht (z. B. Sand) weist daher möglicherweise eine in gewissen Grenzen heterogene Verteilung der Durchlässigkeit auf.

Das Spannungsniveau im Bodenkörper ist entscheidend hinsichtlich einer möglichen Bodenverflüssigung. Die Dichten  $\rho_r$  der Mischung aus Wasser, Boden und Gas sowie die Dichte  $\rho_w$  des Wassers, die Erdbeschleunigung  $g$  und die Wassertiefe  $h_w$  werden daher berücksichtigt.

Der aus den Einwirkungen und Widerständen hervorgehende Sicherheitsfaktor  $FS$  ist in Gleichung 4.2 als Funktion der bestimmenden Parameter zusammengefasst.

$$FS = f(\beta, \varphi_c, D, S, k_f, \rho_w, g, T, \rho_r, L, v_c, v_f, d_m, \mu_w, p_0, h_w). \quad (4.2)$$

Die Dimensionen der Einflussgrößen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Als Grundgrößensystem wird das  $\{M, L, T\}$ -System verwendet.

Tabelle 4.1: Dimensionen und Einheiten relevanter Parameter

Größe	Bezeichnung	Dimension	Einheit
$\tan \beta$	Böschungswinkel		1
$\tan \varphi_c$	kritischer Reibungswinkel		1
$D$	Lagerungsdichte		1
$S$	Sättigung		1
$k_f$	Durchlässigkeitskoeffizient	$LT^{-1}$	m/s
$d_m$	maßgebender Korndurchmesser	L	m
$\rho_r$	Dichte des Bodengemischs	$ML^{-3}$	$kg/m^3$
$v_c$	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit	$LT^{-1}$	m/s
$p_0$	welleninduzierte Einfachdruckamplitude	$ML^{-1}T^{-2}$	Pa
$v_f$	Fließgeschwindigkeit des Porenwassers	$LT^{-1}$	m/s
$L$	charakteristische Länge	L	m
$T$	charakteristische Periode	T	s
$\rho_w$	Dichte des Wassers	$ML^{-3}$	$kg/m^3$
$\mu_w$	dynamische Viskosität	$ML^{-1}T^{-1}$	$kg/(ms)$
$h_w$	Wassertiefe	L	m
$g$	Erdbeschleunigung	$LT^{-2}$	$m/s^2$

### 4.1.3 Dimensionsanalyse

Nach Buckingham (1914) ist die Anzahl der beteiligten, dimensionsbehafteten Messgrößen  $n$  abzüglich der Anzahl der enthaltenen Basiseinheiten  $m$  die Anzahl der dimensionslosen Faktoren  $p$ , welche zur Charakterisierung des physikalischen Vorgangs notwendig sind. Die  $\Pi$ -Faktoren werden mithilfe der Lösung eines linearen Gleichungssystems, welches sich aus der Dimensionsmatrix ergibt, aufgestellt. Die vier dimensionslosen Parameter  $\tan \beta$ ,  $\tan \varphi_c$ ,  $D$  und  $S$  werden dabei zunächst vernachlässigt.

Die Dimensionen der einwirkenden Parameter aus Gleichung 4.2 sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Aus den dimensionsgebundenen Parametern wird eine Dimensionsmatrix  $\mathbf{A}$  erstellt:

$$\mathbf{A} = [a_{ik}] \quad (4.3)$$

Die Anzahl der Spalten  $n$  ergibt sich aus der Anzahl dimensionsgebundener Größen  $d_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$ , wobei der Zusammenhang  $f(d_1, d_2, \dots, d_n) = 0$  gilt. Die Anzahl der Zeilen

$m$  entspricht der Anzahl der vorhandenen Grundgrößen.  
Gesucht werden dimensionslose Potenzprodukte der Form

$$\Pi_i = d_1^{k_1} d_2^{k_2} \dots d_n^{k_n} \quad (4.4)$$

Die Dimensionsmatrix  $\mathbf{A}$  wird mit einem Zeilenvektor  $k$  mit  $n$  Spalten multipliziert, so dass gilt

$$k \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (4.5)$$

Das Schema wird in der Dimensionstafel in Tabelle 4.2 für das vorliegende Problem dargestellt.

Tabelle 4.2: Dimensionstafel der Parameter aus Gleichung 4.2

	$k_f$	$\rho_w$	$g$	$T$	$\rho_r$	$L$	$v_c$	$v_f$	$d_m$	$\mu_w$	$p_0$	$h_w$
	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$k_4$	$k_5$	$k_6$	$k_7$	$k_8$	$k_9$	$k_{10}$	$k_{11}$	$k_{12}$
M	0	1	0	0	1	0	0	0	0	1	1	0
L	1	-3	1	0	-3	1	1	1	1	-1	-1	1
T	-1	0	-2	1	0	0	-1	-1	0	-1	-2	0

Wenn  $m$  die Anzahl vorhandenen Grundgrößen ist und  $n$  die Anzahl dimensionsgebundener Parameter, so gibt es genau  $p = n - m$  unabhängige  $\Pi$ -Faktoren. Für den vorliegenden Fall ist  $m = 3$ ,  $n = 12$  und somit  $p = 9$ . Um die neun dimensionslosen  $\Pi$ -Faktoren zu erhalten, wird ein lineares Gleichungssystem aufgestellt:

$$k_2 + k_5 + k_{10} + k_{11} = 0 \quad (4.6)$$

$$k_1 - 3k_2 + k_3 - 3k_5 + k_6 + k_7 + k_8 + k_9 - k_{10} - k_{11} + k_{12} = 0 \quad (4.7)$$

$$-k_1 - 2k_3 + k_4 - k_7 - k_8 - k_{10} - 2k_{11} = 0 \quad (4.8)$$

Dieses wird nach  $k_1$ ,  $k_{10}$  und  $k_{11}$  aufgelöst:

$$k_1 = 2k_2 - k_3 + 2k_5 - k_6 - k_7 - k_8 - k_9 - k_{12} \quad (4.9)$$

$$k_{10} = k_3 - k_4 - k_6 - k_9 - k_{12} \quad (4.10)$$

$$k_{11} = -k_2 - k_3 + k_4 - k_5 + k_6 + k_9 + k_{12} \quad (4.11)$$

Das Ergebnis wird in einer  $\Pi_i$ -Matrix zusammengefasst. Die restlichen Exponenten entsprechen einer  $p \times p$ -Diagonalmatrix.

Daraus ergeben sich die dimensionslosen  $\Pi$ -Faktoren nach Gleichung 4.4, welche das Problem charakterisieren:

Tabelle 4.3:  $\Pi_i$ -Tafel

	$k_f$	$\rho_w$	$g$	$T$	$\rho_r$	$L$	$v_c$	$v_f$	$d_m$	$\mu_w$	$p_0$	$h_w$
	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$k_4$	$k_5$	$k_6$	$k_7$	$k_8$	$k_9$	$k_{10}$	$k_{11}$	$k_{12}$
$\Pi_1$	2	1	0	0	0	0	0	0	0	0	-1	0
$\Pi_2$	-1	0	1	0	0	0	0	0	0	1	-1	0
$\Pi_3$	0	0	0	1	0	0	0	0	0	-1	1	0
$\Pi_4$	2	0	0	0	1	0	0	0	0	0	-1	0
$\Pi_5$	-1	0	0	0	0	1	0	0	0	-1	1	0
$\Pi_6$	-1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
$\Pi_7$	-1	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
$\Pi_8$	-1	0	0	0	0	0	0	0	1	-1	1	0
$\Pi_9$	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	-1	1	1

$$\Pi_1 = \frac{k_f^2 \rho_w}{p_0} \quad (4.12)$$

$$\Pi_2 = \frac{g \mu_w}{k_f p_0} \quad (4.13)$$

$$\Pi_3 = \frac{T p_0}{\mu_w} \quad (4.14)$$

$$\Pi_4 = \frac{k_f^2 \rho_r}{p_0} \quad (4.15)$$

$$\Pi_5 = \frac{L p_0}{k_f \mu_w} \quad (4.16)$$

$$\Pi_6 = \frac{v_c}{k_f} \quad (4.17)$$

$$\Pi_7 = \frac{v_f}{k_f} \quad (4.18)$$

$$\Pi_8 = \frac{d_m p_0}{k_f \mu_w} \quad (4.19)$$

$$\Pi_9 = \frac{p_0 h_w}{k_f \mu_w} \quad (4.20)$$

#### 4.1.4 Dimensionslose Kennzahlen

Modellversuche aus der Strömungsmechanik werden zumeist mittels dimensionsloser Kennzahlen charakterisiert. Auch Strömungsvorgänge im Korngerüst (Strömung durch poröse Medien) werden beispielsweise mittels der Partikel-Reynolds-Zahl  $Re_p$  charakterisiert und somit in laminar oder turbulent unterteilt. Es liegt daher nahe, das vorliegende Problem ebenfalls mithilfe dimensionsloser Kennzahlen zu beschreiben. Hervorzuheben ist dabei der Fokus auf die Vorgänge im Bodenkörper. Die dimensionslosen Kennzahlen dienen nicht dazu eine Ähnlichkeit der Dynamik des freien Fluids zu erzeugen.

Die vorgestellten  $\Pi$ -Faktoren lassen sich zu neuen, dimensionslosen Kennzahlen kombinieren. Dies geschieht mit dem Ziel möglichst in der Physik etablierte Kennzahlen zu verwenden und die Gesamtzahl von neun  $\Pi$ -Faktoren zu reduzieren.

Für die Einordnung der Vorgänge im gesättigten Bodenkörper wird eine Reynolds'sche Ähnlichkeit herangezogen. Sie dient als Maß für das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften. Hierzu wird die Partikel-Reynolds-Zahl  $Re_p$  der Porenwasserströmung betrachtet. Sie wird durch folgende Kombination erhalten:

$$\Pi_1 \cdot \Pi_7 \cdot \Pi_8 = \frac{\rho_w v_f d_m}{\mu_w} = Re_p \quad (4.21)$$

Dabei ergibt sich die Filtergeschwindigkeit  $v_f$  aus dem Durchlässigkeitskoeffizienten  $k_f$  und dem induzierten, dimensionslosen hydraulischen Gradienten  $i$ . Seine Berechnung erfolgt gemäß Gleichung 2.27 mit der Annahme eines horizontalen Fließweges zwischen wellenindiziertem Über- und Unterdruck. Bei spektraler Wellenbelastung im Modellversuch basiert der hydraulische Gradient auf den signifikanten Wellenparametern, genauso bei der Betrachtung der Natur. Als maßgebender Korndurchmesser  $d_m$  eines eng gestuften Sandes wird nach Zanke (2013) der mittlere Korndurchmesser  $d_{50}$  bei 50% Siebdurchgang gewählt.  $\rho_w$  und  $\mu_w$  sind die Dichte sowie die dynamische Viskosität des Porenwassers (Süßwasser im Modellversuch, Salzwasser in der Natur).

Der tatsächliche maximale hydraulische Gradient kann den hier verwendeten übersteigen, da infolge der Böschung ein Austritt der Strömung aus dem Bodenkörper erfolgt. Zudem führt eine unvollständige Sättigung ( $S < 1$ ) zu einem steilen Druckgradienten in Richtung Meeresgrund, vgl. Abschnitt 2.2.2, welcher den horizontalen Druckgradienten übersteigen kann. Weiterhin führt eine unvollständige Sättigung auch zur Beeinträchtigung des Durchlässigkeitskoeffizienten, vgl. Abschnitt 2.1.5. Aufgrund dieser Umstände ist  $Re_p$  insbesondere bei unvollständiger Sättigung ungenau, das heißt wahrscheinlich zu klein. Da die Sättigung jedoch in der Natur wie auch im Modellversuch unbekannt ist und für die Modellversuche lediglich indirekt abgeschätzt werden kann, siehe Abschnitt 4.2.6, wird hier von  $S_N = S_M$  ausgegangen. Gleichfalls werden auch die Einflüsse der Lagerungsdichte  $D$  und der Sättigung  $S$  auf den Durchlässigkeitskoeffizienten  $k_f$  vernachlässigt, da auch hier von  $D_N = D_M$  und  $S_N = S_M$  ausgegangen wird. Mögliche Ungenauigkeiten von  $Re_p$  werden vernachlässigt.

In Anlehnung an  $Re_p$ , wird eine Partikel-Froude-Zahl als Maß für das Verhältnis von Trägheits- zu Schwerekräften verwendet:

$$\Pi_2^{-1} \cdot \Pi_5^{-1} \cdot \Pi_7^2 = \frac{v_f^2}{g L} = Fr'_p \quad (4.22)$$

Als charakteristische Strömungsgeschwindigkeit wird die Filtergeschwindigkeit  $v_f$  im Bodenkörper und als charakteristische Länge  $L$  in Anlehnung an Zienkiewicz (1982) die halbe Wellenlänge  $L_s/2$  der signifikanten Wellenbelastung verwendet.

Ebenso der Strömungsmechanik entnommen wird eine Partikel-Euler-Zahl als Maß für das Verhältnis von Druckkräften zu Trägheitskräften definiert:

$$\Pi_1^{-1} \cdot \Pi_7^{-2} = \frac{p_0}{v_f^2 \rho_w} = Eu_p^* \quad (4.23)$$

Da die maximale Druckdifferenz der doppelte Betrag der Einfachdruckamplitude  $p_0$  beträgt, wird der Faktor 2 eingefügt.

$$Eu_p = \frac{2p_0}{v_f^2 \rho_w} \quad (4.24)$$

Sind Reynolds'sche- und Froudesche-Ähnlichkeit erfüllt, so ist zugleich auch die Eulersche-Ähnlichkeit gegeben. Bei skalierten Modellen ist es jedoch nicht möglich zugleich die Reynolds'sche- und die Froudesche-Ähnlichkeit zu erfüllen (Vennard u. a., 1982).

Zienkiewicz (1982) betrachtet mithilfe zweier dimensionsloser Faktoren die Belastungsart (quasi-statisch, dynamisch) und die daraus resultierende Drainageart (undränniert, teildränniert, vollständig dränniert) eines Bodenkörpers zum Zwecke der geeigneten numerischen Approximation des Bodenverhaltens, siehe auch Abschnitt 4.3.2. Die beiden Faktoren werden hier als charakteristische Kennzahlen  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  verwendet, wobei ihre Bezeichnung der Herkunft geschuldet ist (mit dem zusätzlichen Index „Z“ für Zienkiewicz). Wie die Herleitung zeigt, werden den beiden dimensionslosen Kennzahlen konstante Faktoren vorangestellt um die Definition von Zienkiewicz (1982) zu erhalten.

$$\Pi_1^{-1} \cdot \Pi_2 \cdot \Pi_3 \cdot \Pi_4 \cdot \Pi_5^{-2} \Pi_6^2 = \frac{T k_f \rho_r v_c^2}{L^2 \rho_w g} \approx \Pi_{1,Z} \quad (4.25)$$

$$\Pi_{1,Z} = \frac{1}{2\pi} \frac{T k_f \rho_r v_c^2}{L^2 \rho_w g} \quad (4.26)$$

$$\Pi_3^{-2} \cdot \Pi_6^{-2} \cdot \Pi_5^2 = \frac{L^2}{v_c^2 T^2} \approx \Pi_{2,Z} \quad (4.27)$$

$$\Pi_{2,Z} = (2\pi)^2 \frac{L^2}{v_c^2 T^2} \quad (4.28)$$

Als charakteristische Länge  $L$  wird die halbe Wellenlänge  $L_s/2$  der signifikanten Wellenbelastung und als charakteristische Periode die signifikante Wellenperiode  $T_s$  verwendet (Zienkiewicz, 1982). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwelle im Bodenkörper ist abhängig von der Sättigung und der Lagerungsdichte, siehe Gleichung 4.36. Auch hier gilt die Annahme  $S_N = S_M$  und  $D_N = D_M$ , weshalb vereinfacht  $v_{c,N} = v_{c,M}$  verwendet wird.

Als letztes Kriterium wird eine dimensionslose Druckamplitude  $p^*$  nach Poulos (1988) betrachtet, welche eine mögliche Beeinflussung des Korngerüsts bei  $p^* > 0,01$  angibt. Dabei wird die maximale Druckbelastung mithilfe des hydrostatischen Wasserdrucks normiert und als dimensionslose Druckamplitude  $p^*$  bezeichnet:

$$\Pi_1^{-1} \cdot \Pi_2^{-1} \cdot \Pi_9^{-1} = \frac{p_0}{h_w g \rho_w} = p^* \quad (4.29)$$

Dieses Kriterium ist zumindest als alleinstehendes Kriterium kritisch zu betrachten, da die Beeinflussung des Korngerüsts auch von der Korngröße und der Permeabilität abhängt, welche zwischen Natur und Modell nicht bzw. nicht beliebig skaliert werden kann.

Die in den dimensionslosen Kennzahlen nicht eigenständig enthaltenen dimensionslosen Parameter  $D$  und  $S$  sind indirekt über die dimensionsbehafteten Parameter  $v_f$ ,  $v_c$  und  $k_f$

berücksichtigt. Dagegen unberücksichtigt sind der Böschungswinkel  $\beta$  und der kritische Reibungswinkel  $\varphi_c$  des Bodens. Als dimensionslose, normierte Neigung wird daher  $\beta^*$  eingeführt:

$$\beta^* = \frac{\tan \beta}{\tan \varphi_c} \quad (4.30)$$

Aufgrund von Modellvereinfachungen und physikalischen Grenzen, ist das zeitgleiche Einhalten aller vorgestellten Kriterien in Modell und Natur nicht möglich.

## 4.2 Modellversuche

### 4.2.1 Auswahl der Versuchsart und des Maßstabs

Die Analyse der welleninduzierten Beanspruchung von Unterwasserböschungen erfolgt versuchstechnisch. Die Versuche dienen der selektiven Analyse bestimmter hydrodynamischer Einwirkungen auf die Unterwasserböschungen und sollen die Natur dabei möglichst zutreffend abbilden. Die folgenden Versuchsarten sind grundsätzlich anwendbar:

- *in-situ*-Versuche,
- 1g-Modellversuche im Wellenkanal und
- ng-Modellversuche im Wellenkanal in einer Zentrifuge.

Die Wahl der Versuchsart erfolgt mithilfe einer Bewertungsmatrix. Hierbei werden bestimmte Kriterien mit den Versuchseigenschaften abgeglichen. Eine positive Bewertung ist mittels + gekennzeichnet, eine negative mittels – und eine neutrale mittels o.

Tabelle 4.4: Bewertungsmatrix der Versuchsarten

Kriterium	<i>in-situ</i>	1g	ng
Ähnlichkeit zur Natur	+	o	o bis +
Beeinflussung der Einwirkung	–	+	+
Beeinflussung des Anfangszustands	o	+	+
Zeitaufwand	–	+	+
Kosten	–	o	–
Verfügbarkeit	o	+	–

Die Ähnlichkeit von Natur und 1g-Versuchen, speziell im Bezug auf das hier fokussierte Phänomen, wird in Abschnitt 4.1 diskutiert. Bei der Betrachtung von gekoppelten Boden-Wasser-Fragestellungen kann keine vollständige Ähnlichkeit erreicht werden. Eine solche kann unter bestimmten Umständen mithilfe von ng-Modellversuchen erreicht werden, doch ist die Qualität der Ähnlichkeit abhängig vom Phänomen und der Möglichkeit, dieses mittels Änderung der Viskosität des Fluids realistisch zu erfassen. Die Bodenkörner können auch nur bedingt skaliert werden und entsprechen in der Regel im ng-Versuch nicht der Realität.

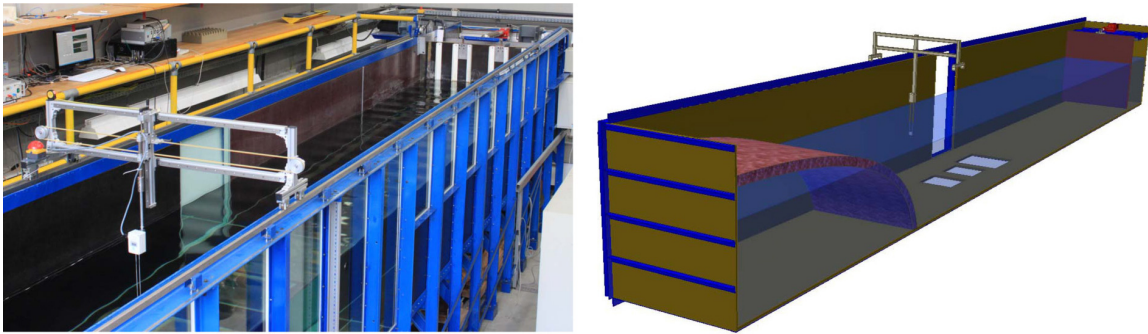


Abbildung 4.1: Wellenkanal am Institut für Mechanik und Meerestechnik der TU Hamburg ohne zusätzliche Einbauten, links: Foto mit eingebautem Wellensensor und Wellenklappe im Hintergrund, rechts: Skizze mit Wellenklappe und Strand Chabchoub u. a. (2012)

Auch wenn das Hauptkriterium die Ähnlichkeit zur Natur darstellt, so zeigt die Bewertungsmatrix auch deutliche Vorteile der vergleichsweise einfachen 1g-Modellversuche. Insbesondere im Hinblick auf den Zeitbedarf, die Steuerung der Einwirkung, die Kosten und die Verfügbarkeit der Versuchseinrichtung. Für die vorliegende Arbeit fällt daher die Wahl auf 1g-Modellversuche. Der geometrische Modellmaßstab wird durch die lokal vorhandene Infrastruktur, siehe Abbildung 4.1, vorgegeben und beträgt ca. 1:10 bis 1:20.

### 4.2.2 Wellenkanal

Der verwendete Wellenkanal steht am Institut für Mechanik und Meerestechnik der TUHH. Er hat folgende Innenmaße: Länge = 15 m, Höhe = 1,5 m und Breite = 1,6 m. Die unidirektionalen Wellen werden mittels hydraulisch betriebener Wellenklappe (flap type) am äußersten Ende des Kanals erzeugt. Diese Wellenklappentechnik ist geeignet um Tiefwasserwellen zu generieren. Infolge der zusätzlichen Einbauten im Kanal muss davon ausgegangen werden, dass sich Wellenform und -art im Laufe des Fortschreitens verändern. Durch die Erhöhung des Kanalbodens in Teilen des Wellenkanals können die Wellen aufsteilen und die Orbitalbewegung der Wasserteilchen in eine verstärkte Horizontalbewegung übergehen. Die Wellen entsprechen hiernach nicht mehr Tiefwasserwellen, sondern Flachwasserwellen oder Wellen des Übergangsbereiches.

Am der Wellenklappe gegenüberliegenden Ende des Wellenkanals befindet sich ein so genannter Strand zur Absorption der auftreffenden Wellenenergie und Beruhigung des Wassers. Dieser Strand besteht aus grobem, mit Ziegelmaterial überzogenem Stahlgeflecht, das von der Kanaloberkante bis nahezu auf den Kanalboden herunter geführt wird.

Abbildung 4.1 zeigt den Wellenkanal in seinem Originalzustand, welcher für Versuchsanwendungen in oder auf Wasser ohne Sedimente konzipiert wurde. Die Untersuchungen der Unterwasserböschungen erforderten eine Vergrößerung des seitlichen Sichtfeldes, welches aus Plexiglasscheiben besteht, und in Abbildung 4.1 links im Vordergrund teilweise zu sehen ist.

Zum Schutz des Kanalbodens, welcher teilweise aus durchsichtigen Plexiglasscheiben besteht, wie auch zum Einbau einer speziellen Bodenverflüssigungsanlage, wird ein um 10 cm

aufgeständerter Boden eingebaut. Abbildung 4.2 zeigt die vorgenommenen Modifikationen des Wellenkanals. Der eigentliche Versuchsbereich hat eine Gesamtlänge von 4,70 m und befindet sich in der hinteren Hälfte des Kanals. In diesem Bereich werden die Unterwasserböschungen hergestellt und beobachtet. Um den Sandeinsatz zu minimieren wird dieser Bereich mittels 50 cm hohen Wänden abgetrennt. Der Modellsand wird anfänglich in zwei abtrennbare Sandkammern von jeweils 1,2 m Länge und 0,5 m Höhe eingefüllt. Weitere, temporär einsetzbare, Trennwände mit einer Gesamthöhe von 1,40 m dienen dem vereinfachten Versuchsaufbau und der Erzeugung eines reproduzierbaren, anfänglich locker gelagerten, Sands. Diese Trennwände erfordern seitliche Führungsschienen, welche zur Reduzierung von Wellenreflexionen mittels Leitblechen geschützt werden. In Abbildung 4.2 sind die Führungsschienen ohne die Leitbleche dargestellt. Der Wellenkanal wird um eine Bodenverflüssigungsanlage ergänzt. Diese besteht aus einem Rohrsystem mit 5 DN 35 Rohren je Sandkammer, siehe Abbildung 4.3. In den Sandkammern sind die Rohre perforiert, die Rohrenden verschlossen. Verwendet werden hierfür Filterrohre mit einer Schlitzweite von 1,0 mm, wobei Vorversuche gezeigt haben, dass ein Verschließen von ca. 2/3 aller Schlitze ein gleichmäßiger verteiltes Ausströmen erzeugt. Die perforierten Rohre werden in eine Dränageschicht aus gewaschenen Kies gebettet. Diese Schicht wird von der darüber befindliche Sandschicht mittels Geotextil getrennt. Ein großflächiges, seitlich mit dem aufgeständerten Kanalboden verschraubtes Lochblech hält das Geotextil auch bei starker Durchströmung in Position. Alle Rohre werden über einen Verteiler, der ein gezieltes Öffnen und Schließen einzelner Rohre ermöglicht, beschickt. Der Verteiler ist seinerseits mittels eines 75 mm PVC-Förderschlauchs mit der mobilen Tauchpumpe verbunden. Eingesetzt wird hierbei eine Schmutzwassertauchpumpe vom Typ MAST TP 8-1N. Diese Pumpe liefert eine maximale Fördermenge  $Q = 1.350 \text{ l/min}$  bei 0 bar Gegendruck bzw.  $1.200 \text{ l/min}$  bei 0,5 bar Gegendruck. Die vorliegende Konfiguration lässt einen Zustand zwischen diesen Grenzen erwarten. Ein weiteres Kriterium für die Wahl der Pumpe ist der Korndurchlass, welcher hier bei 10 mm und somit deutlich über dem Größtkorn des Versuchssands liegt. Rein rechnerisch wäre eine Bodenverflüssigung auch bei deutlich geringerer Pumpleistung zu erwarten. Vorversuche haben jedoch gezeigt, dass die Sandkammern und insbesondere die Dränageschicht, trotz Abdichtung mittels Ton, zu hohe Durchlässigkeiten in den übrigen Wellenkanal aufweisen, so dass dieser Verlust hier maßgeblich die Pumpenwahl definiert hat. Die Pumpe wird während des Pumpvorgangs in der zu verflüssigenden Sandkammer, kurz unterhalb der Wasseroberfläche platziert. Die Verflüssigungsanlage erzeugt somit einen Wasserkreislauf.

### 4.2.3 Messkonzept und -technik

Oberflächenwellen eines Wasserkörpers erzeugen sowohl eine Orbitalbewegung der Wasserteilchen, wie eine Druckveränderung in dem Wasserkörper und, in Abhängigkeit der Wassertiefe, auch am Grund. Diese Druckbeanspruchung des Grundes setzt sich in Form von Porenwasserdrücken im Untergrund fort. Kommt es zu einer Veränderung des Korngefüges, im vorliegenden Falls des sandigen Untergrunds, so verändert auch dies den Porenwasserdruck. Je nachdem ob sich der Boden dilatant oder kontraktant verhält steigt oder senkt sich der Porenwasserdruck im Vergleich zum Ausgangsdruck erheblich. Diese Differenz ist in ihrer Magnitude in der Regel deutlich ausgeprägter als die erwarteten welleninduzierten

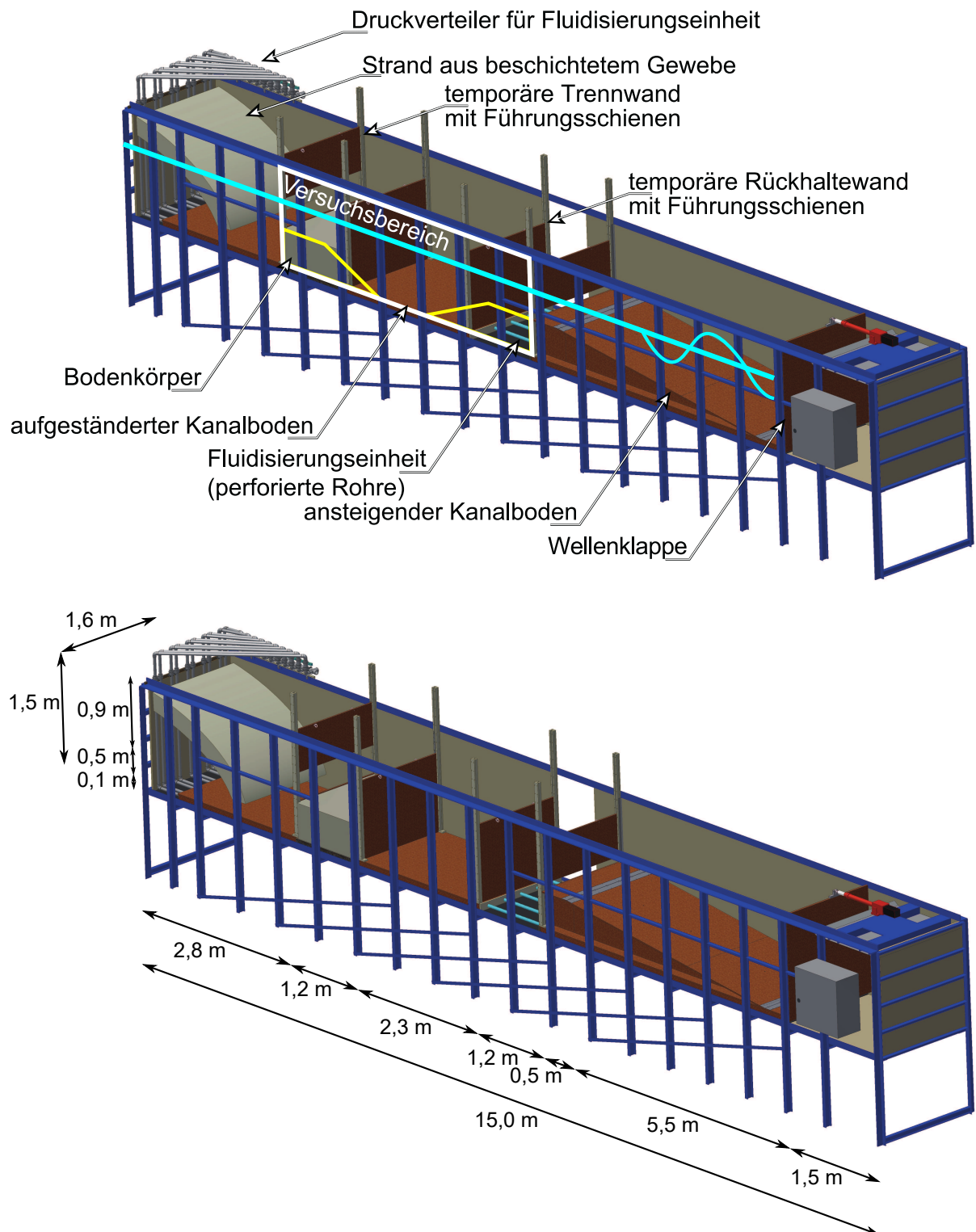


Abbildung 4.2: Wellenkanal mit versuchsspezifischen Einbauten. Oben: Bezeichnungen; Unten: Abmessungen

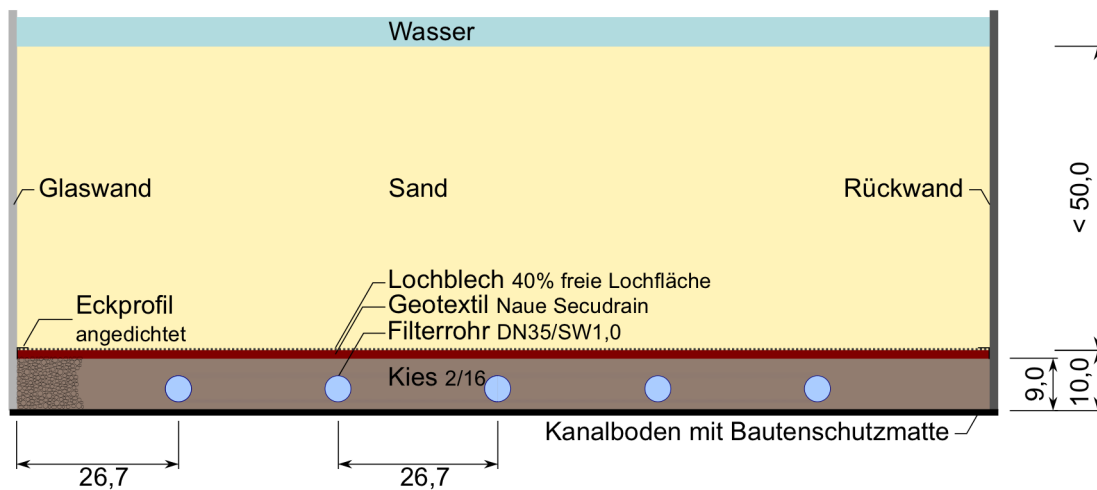


Abbildung 4.3: Aufbau einer Sandkammer im Querschnitt

Druckdifferenzen, wie Vorversuche zu Böschungsversagen unter Wasser gezeigt haben. Mit Hilfe von Porenwasserdrucknehmern an verschiedenen Stellen (horizontal und vertikal verteilt) innerhalb des anfänglichen und möglicherweise späteren Böschungsbereiches, dargestellt in Abbildung 4.4, links, lassen sich die Einwirkungen (Wellenbelastungen) und die Auswirkungen (Böschungsbruchversagen oder Bodenverflüssigung) analysieren. Hierfür werden Sensoren des Typs PR-25 der Firma Keller Druckmesstechnik verwendet. Diese Drucksensoren haben einen Messbereich von 0 bis 200 mbar. Infolge der permanenten Druckbeaufschlagung durch den einwirkenden hydrostatischen Druck sind auch negative Druckveränderungen messbar. Obwohl es sich bei den Sensoren um Absolutdruckmessnehmer handelt, sind für die durchgeführten Versuche lediglich die Druckdifferenzen entscheidend. Eine Kalibrierung aufgrund schwankender Umgebungstemperatur oder schwankendem Luftdruck ist daher nicht nötig. Eine Nullmessung unmittelbar vor der Versuchsdurchführung ist ausreichend.

Die Drucksensoren besitzen ein  $3/4''$  Außengewinde, welches in ein angefertigtes Kupfergehäuse geschraubt wird. In diesem Gehäuse befindet sich ein konisch zulaufender Hohlraum, an dessen Ende äußerlich ein 8 mm Schlauch aufgeschraubt werden kann. Am anderen Ende des Schlauches wird ein feines Drahtgewebe (Maschenweite 0,063 mm) befestigt, sodass kein Sand in den Schlauch eindringt und nur der Wasserdruck gemessen wird. Schlauch und Hohlraum werden vor dem Einbau luftblasenfrei mit entlüftetem Wasser aufgefüllt. Der Druckmesspunkt befindet sich am Schlauchende, der vergleichsweise große Drucksensor kann auf der Dränageschicht aufliegen. Zur Platzierung der Sensoren wird ein Traggerüst angefertigt, welches aus U-Profilen und Gewindestangen besteht und eine Gesamtlänge von nahezu der Sandkammerlänge besitzt. Das Traggerüst wird vor dem Sandeinbau auf dem Sandkammerboden (Lochblech über der Dränageschicht) mittels Kabelbindern zusätzlich fixiert. Abbildung 4.5 zeigt einen Querschnitt einer Sandkammer mit eingelegtem Traggerüst und Sensoren.

Die Verteilung der Sensoren innerhalb der beiden Sandkästen kann Tabelle 4.5 entnommen werden. Zudem ist in Abbildung 4.4 die Lage schematisch dargestellt. Die Höhenlage der Messpunkte ist dabei abgestuft, der erwarteten anfänglichen Böschungsneigung in einigen

Tabelle 4.5: Aufteilung der Porenwasserdrucksensoren Keller PR-25 und die Lage ihrer Messpunkte innerhalb der beiden Sandkammern

Seite	Bezeichnung	Serien- nummer	Lage in X-Richtung	Lage in Y-Richtung	Höhe ab OK Dränageschicht
Strand	PWDS 1	180144	14,3 cm	96,5 cm	11,0 cm
Strand	PWDS 2	180138	24,3 cm	96,5 cm	21,0 cm
Strand	PWDS 3	180151	94,3 cm	96,5 cm	40,0 cm
Strand	PWDS 4	180145	9,2 cm	45,0 cm	10,5 cm
Strand	PWDS 5	180148	34,2 cm	45,0 cm	21,0 cm
Strand	PWDS 6	180137	44,3 cm	45,0 cm	31,0 cm
Wellenklappe	PWDS 7	180144	14,3 cm	45,0 cm	11,0 cm
Wellenklappe	PWDS 8	180144	24,3 cm	45,0 cm	21,0 cm
Wellenklappe	PWDS 9	180144	44,3 cm	45,0 cm	30,5 cm
Wellenklappe	PWDS 10	180144	99,3 cm	45,0 cm	50,5 cm
Wellenklappe	PWDS 11	180144	9,3 cm	96,5 cm	11,0 cm
Wellenklappe	PWDS 12	180144	19,3 cm	96,5 cm	11,5 cm
Wellenklappe	PWDS 13	180144	34,3 cm	96,5 cm	21,5 cm
Wellenklappe	PWDS 14	180144	69,3 cm	96,5 cm	41,0 cm

Zentimeter Tiefe folgend.

Neben den Porenwasserdrucksensoren, welche grundsätzlich auch zur Rückrechnung der Wellenhöhe verwendet werden können, kommen ab Versuch Nr. 13 zwei zusätzliche Wellenhöhenmessnehmer zum Einsatz. Diese befinden sich jeweils im Bereich der Böschungen. Die Sensoren messen die elektrische Leitfähigkeit einer in das Wasser getauchten Messstange. Abbildung 4.6 zeigt einen der verwendeten Sensoren im Detail (links) wie auch im Wellenkanal integriert (rechts). Der Messbereich liegt bei +/- 10 Volt und kann unter Inkaufnahme eines Genauigkeitsverlustes auf +/- 25 Volt umgestellt werden. Zur Kalibrierung der Wellensensoren werden separate Versuche durchgeführt. Diese ergeben einen Faktor von 0,95 cm Wellenhöhe/Volt (bei +/- 10 Volt).

Um das Verhalten der Unterwasserböschung auch visuell verfolgen zu können, sind vier Kameras des Typs Mobotix M24 außen, seitlich des Kanals platziert. Sie machen in regelmäßigen Abständen von 10 Sekunden jeweils ein Foto mit 3 Megapixel Auflösung durch die Glasscheiben des Versuchsstands. Sie sind so platziert, dass sie den anfänglichen Böschungsbereich sowie einige Dezimeter darüber hinaus abdecken. Die Kameras werden über einen PC gesteuert, sodass die Fotos synchron aufgenommen werden.

#### 4.2.4 Messwertauswertung

Die Messwerte der Druck- und Wellensensoren werden mit einer Abtastfrequenz von 50 Hz (Versuche Nr. 1 bis 12) bzw. 100 Hz synchron aufgezeichnet. Neben den eigentlichen Versuchen werden auch Messdaten während der jeweiligen Versuchsvorbereitung (Verflüssigung, Herstellung der Lagerungsdichte, Ziehen der Zwischenwände) erfasst. Die Rohdaten werden anschließend mithilfe des Programmpaketes MATLAB verarbeitet.

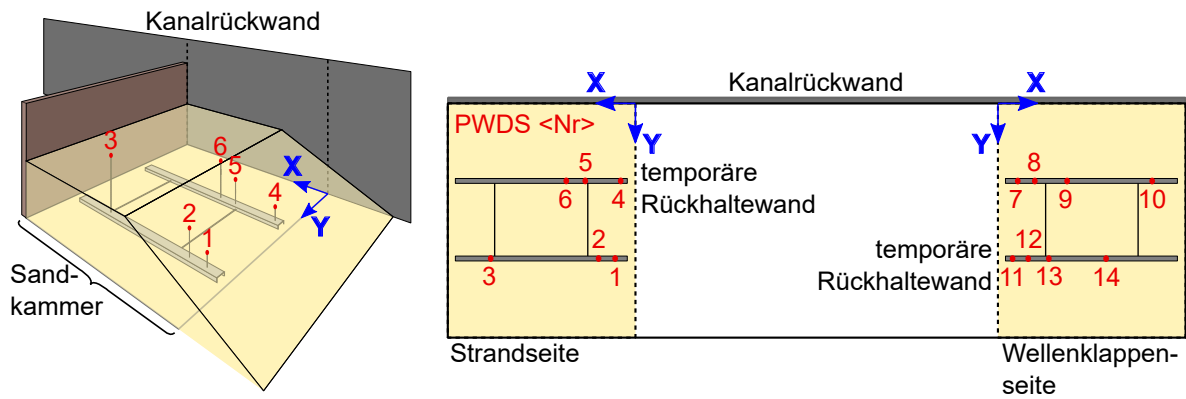


Abbildung 4.4: Verteilung der Porenwasserdrucksensoren im Versuchsstand: Links in drei-dimensionaler Skizze der Strandseite, rechts in der Draufsicht beider Sandkammern

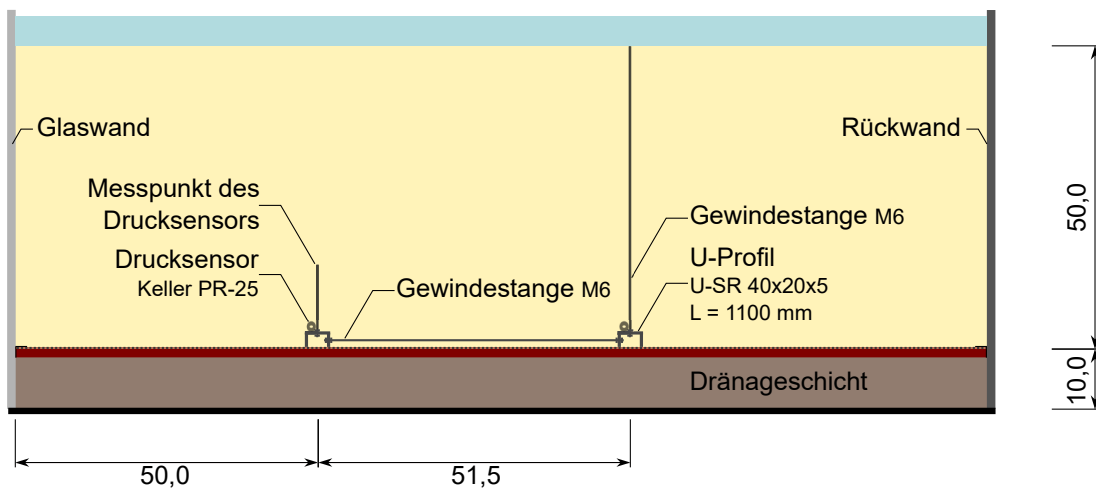


Abbildung 4.5: Sandkammer im Querschnitt mit Porenwasserdrucksensoren

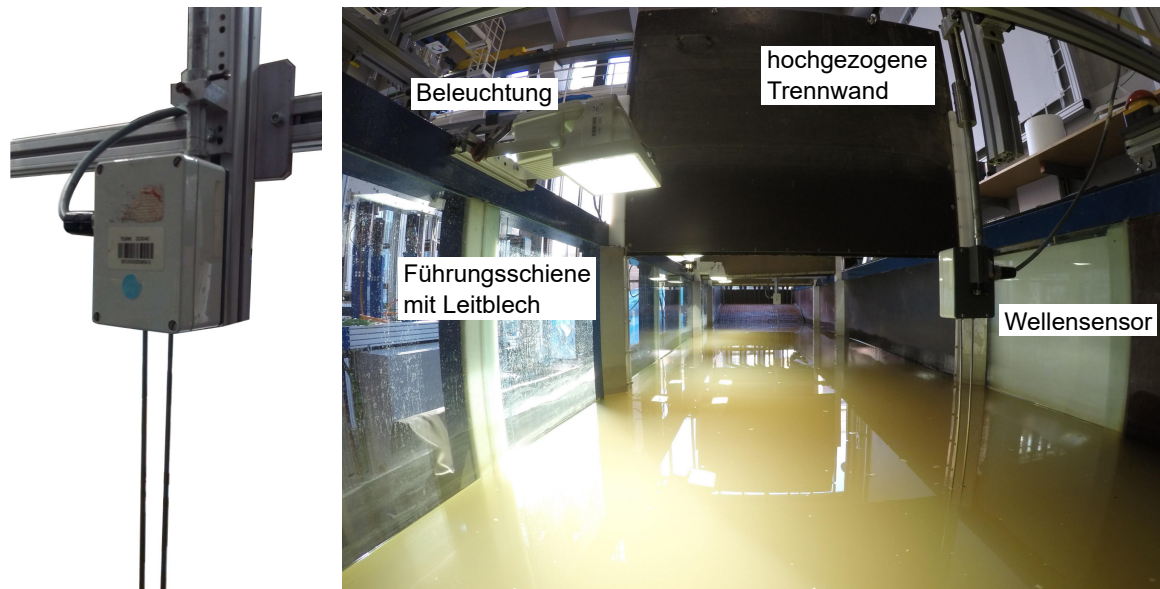


Abbildung 4.6: Links: eingesetzter Wellensensor, rechts: Blick in den Wellenkanal mit eingebautem Wellensensor

Die Datenreihen werden zunächst auf Versuchslänge beschnitten. Aus begrenzten Zeitreihen vor Versuchsbeginn werden die Ruhewerte der Drucksensoren ermittelt, um anschließend Differenzdrücke zu berechnen. Die so gewonnenen neuen Datenreihen der Drucksensoren werden anschließend noch geglättet, siehe hierzu Abschnitt 5.2.3. Die Glättung erfolgt mittels gleitendem Mittelwert über  $n = 10$  Messpunkte und eliminiert hochfrequente Anteile, vgl. hierzu Abbildung 5.3. Infolge der Glättung entsteht eine geringe, gleichmäßige zeitliche Latenz, welche für die weitere Datenverarbeitung irrelevant ist.

Die Wellenparameter werden mithilfe der Wellensensoren wie auch rekursiv mittels ausgewählter Porenwasserdrucksensoren bestimmt. Zu diesem Zweck werden die lokalen negativen und positiven Peaks der aufgearbeiteten Messdaten erfasst. Gemeinsam mit ihren Zeitstempeln lassen sich so die mittleren wie auch signifikanten Wellenhöhen ( $H_m, H_s$ ) und die zugehörigen Perioden ( $T_m, T_s$ ) ablesen. Die entsprechenden Wellenlängen ( $L_m, L_s$ ) können anschließend rechnerisch mithilfe der linearen Wellentheorie ermittelt und mit den optisch während der Versuche gemessenen Wellenlängen verglichen werden.

Die mittleren, signifikanten und maximalen Wellenhöhen und -perioden eines Wellenspektrums werden zusätzlich mithilfe einer diskreten Fourier-Transformation ermittelt, vgl. Abschnitt 2.2. Mit ihrer Hilfe lässt sich auch der geringe Einfluss überlagernder Reflexionswellen zeigen. Eine Analyse der Messwerte wird in Abschnitten 5.2.2 und 5.2.3 vorgenommen.

Auf Grundlage der ermittelten Wellenparameter und der linearen Wellentheorie wird die welleninduzierte Druckamplitude an der Bodenoberkante berechnet und mit den Messwerten der dort vorhandenen Sensoren verglichen. Auf Basis des Ansatzes nach Hsu u. a. (1994) werden zudem die Porenwasserdrücke im Bodenkörper den theoretischen Verläufen gegenüber gestellt, siehe Abschnitt 5.2.3.

### 4.2.5 Versuchsboden

Als Versuchsboden wird ein kommerziell vertriebener Feinsand verwendet, der in seiner Kornzusammensetzung (Sieblinie) einem zu Vergleichszwecken untersuchten Nordseesand (Cuxhavener Sand; siehe auch Bubel u. a. (2011)) ähnelt. Der Versuchssand wird als K1-Sand bezeichnet und stammt aus einem Kieswerk der Firma WIKA Sand und Kies GmbH & Co. KG in Stade. Zur Minimierung der Wassertrübung wird gewaschener Sand mit geringem Schlämmkornanteil verwendet. Die Sieblinien des Versuchssands wie auch des Referenzsands sind in Abbildung 4.7 dargestellt.

Wird der mittlere Korndurchmesser  $d_{50}$  als Vergleichswert herangezogen, so gehören beide Sande zur unteren, feineren Hälfte der in der Deutschen Bucht vorkommenden Sedimente in der obersten Bodenschicht, vgl. Bockelmann u. a. (2018) für eine kartographische Verteilung von  $d_{50}$  in der Deutschen Bucht. Der mittlere Korndurchmesser  $d_{50,mean}$ , welcher der Mittelwert aller Datensätze der EasyGSH-Datenbank für die Deutsche Bucht darstellt, ist mit 0,197 mm etwas gröber als  $d_{50,K1} = 0,146$  mm und  $d_{50,Cux} = 0,092$  mm. Abbildung 4.8 zeigt Cuxhavener Sand und Versuchssand in vergrößerter Aufnahme. Die Kornform beider Sande ist ähnlich, die Korngröße des Cuxhavener Sands ist im Mittel kleiner. Trotz geringem Schlämmkornanteil und vorheriger Waschung stellt sich bei Versuchsdurchführung eine beträchtliche Trübung ein.

Die grundlegenden Materialparameter beider Sande sind in Tabelle 4.6 gegenübergestellt.

Der Durchlässigkeitsbeiwert  $k_f$  ist abhängig von der Sättigung (Kézdi, 1974) und der Lagerungsdichte. Die angegebenen Werte entsprechen einer vollständigen Bodensättigung. Kommt es zu einer turbulenten Durchströmung, dann ist der Durchlässigkeitsbeiwert auch vom hydraulischen Gradienten abhängig. Zumeist (abhängig von der Lagerungsdichte und der herrschenden effektiven Spannung) führt eine turbulente Durchströmung jedoch zu lokalen Kornumlagerungen oder Verflüssigungsvorgängen, das Bodengefüge wird instabil. Eine turbulente Durchströmung infolge der welleninduzierten Druckbelastung wird nicht erwartet. Diese Einschätzung wird für den Versuchssand K1 mit den durchgeführten Durchlässigkeitsversuchen begründet. Durchgeführt werden Durchlässigkeitsversuche mit konstanten Druckhöhen nach DIN 18130-1, wobei die Druckhöhe jeweils nach 30 Minuten erhöht wird, bis es schließlich zum Abfall der Durchlässigkeit und optisch wahrnehmbaren Kornumlagerungen kommt. Dieser Übergang liegt bei allen durchgeführten Versuchen mit K1 Sand bei einem hydraulischen Gradienten  $i \approx 3$ , wobei eine schrittweise Erhöhung von  $\Delta i \approx 0,5$  gewählt wurde. Die Grenze zwischen laminarer und turbulenter Strömung lässt sich daher nicht enger bestimmen, ist für den vorliegenden Fall jedoch nicht relevant, siehe Tabelle 7.1.

Tabelle 4.6: Materialparameter von K1- und Cuxhavener Sand

Bezeichnung	$d_{50}$ [mm]	$U$ [-]	$\varphi_c$ °	$e_{max}$ [-]	$e_{min}$ [-]	$k_{f,10^\circ C}$ (D=0,2) [m/s]	$k_{f,10^\circ C}$ (D=0,4) [m/s]
Cuxhavener Sand	0,09	1,5	33,0	1,22	0,59	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$
K1 Sand	0,15	2,0	35,0	0,94	0,60	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$

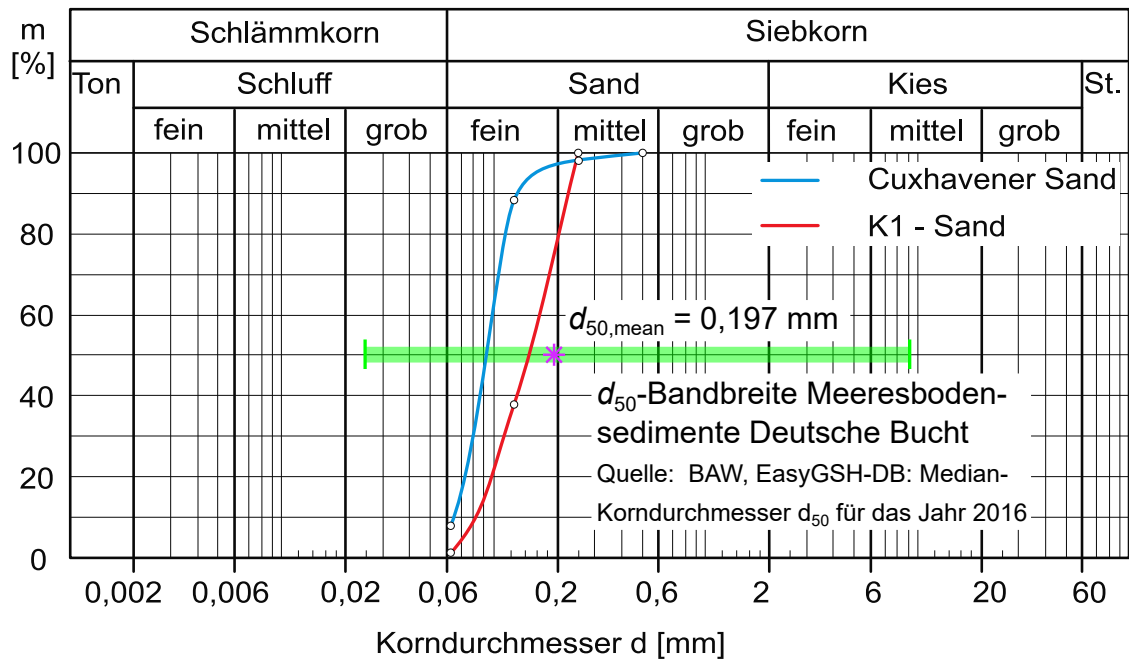


Abbildung 4.7: Sieblinien des Versuchssands (K1-Sand) und des Referenzsands (Cuxhavener Sand). Hinterlegt ist die Bandbreite für  $d_{50}$  und der Mittelwert  $d_{50,mean}$  der Meeresbodensedimente (oberste Bodenschicht) in der Deutschen Bucht. Die Werte wurden aus den Sedimentrohdaten vom EasyGSH-DB Portal [www.easygsh-db.org](http://www.easygsh-db.org) entnommen.

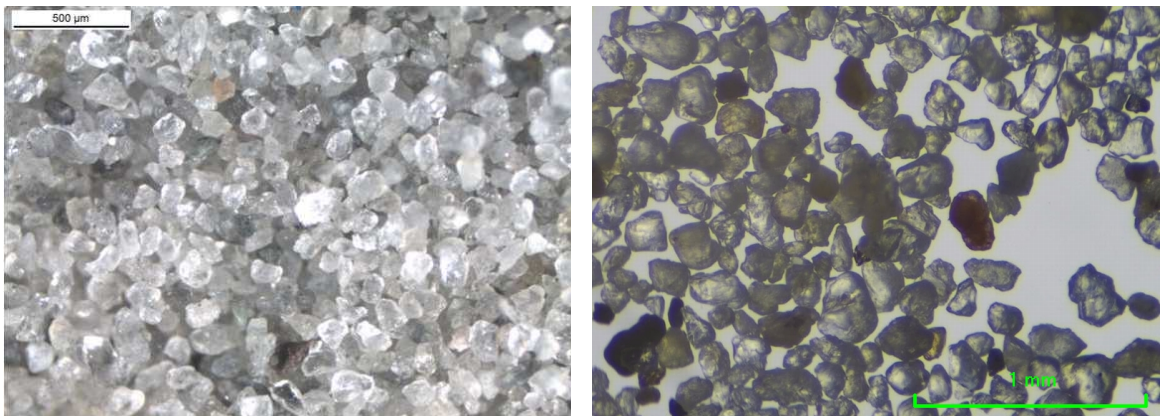


Abbildung 4.8: Gegenüberstellung identisch vergrößerter Aufnahmen des Cuxhavener Sands (links) und des in den Versuchen verwendeten K1-Sands (rechts)

Abbildung 4.9 stellt die Durchlässigkeitsbeiwerte bei 10°C des Versuchssands K1 und des Cuxhavener Sands in Abhängigkeit der Lagerungsdichten gegenüber.

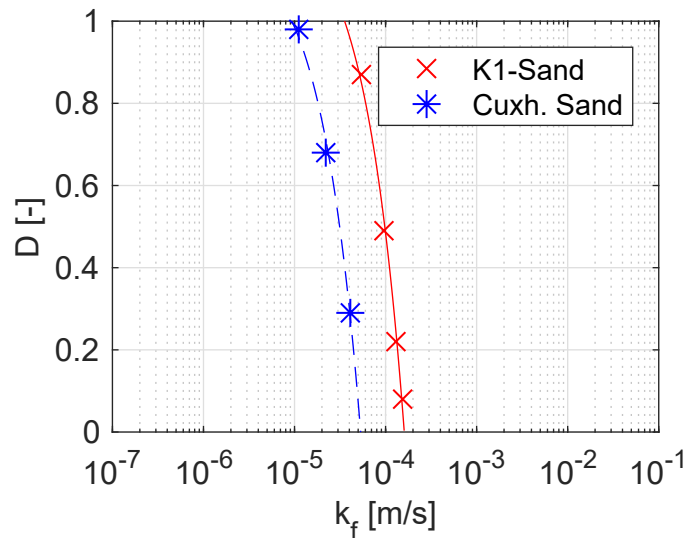


Abbildung 4.9: Durchlässigkeitsbeiwert  $k_f$  des Versuchssands (K1-Sand) und des Referenzsands (Cuxhavener Sand) in Abhängigkeit von der Lagerungsdichte  $D$

#### 4.2.6 Lagerungsdichte und Sättigung

Aufgrund der Größe des Versuchsstands, wie auch der gewählten Versuchsdurchführung, ist eine rechnerische Bestimmung der Lagerungsdichte über Masse und Volumen nicht praktikabel. Die Ermittlung anhand von Proben aus Ausstechzylindern ist hingegen anwendbar. Bei lockerer Lagerungsdichte, zumal unter Wasser, sind ungestörte Proben jedoch äußerst schwer zu gewinnen. Dieses Vorgehen hat sich daher nicht als praktikabel und verlässlich erwiesen. Die Ergebnisse der Durchführung während der ersten Versuche werden daher verworfen. Stattdessen wird die Lagerungsdichte mittels Eindringversuchen ermittelt. Die Funktionsweise ähnelt einer CPT-Sondierung, wobei die Messergebnisse mittels Referenzversuchen kalibriert werden.

Eine Gewindestange mit aufgeschraubter Spitze aus Aluminium, siehe Abbildung 4.10, wird unter Eigengewicht auf den Versuchsboden bzw. den Referenzbodenkörper gestellt. Die Stange wird dabei seitlich gegen Verkippen gehalten und die Eindringtiefe wird gemessen. Zugleich wird im nicht einsehbaren Bereich des Versuchsstands eine Messung der Lage der Bodenoberkante (Wassertiefe) mittels einer leichten Aluplatte, welche an einem Faden bis zum Aufsetzen herabgelassen wird, zusätzlich zur visuellen Kontrolle an der Wellenkantenseite, durchgeführt. Abbildung 4.10 zeigt den Gewindestab wie auch die leichte Aluplatte. Die Stabspitze besteht aus einem gleichseitigen Drehkegel (Öffnungswinkel  $\beta = 60^\circ$ ) mit einem Radius  $r = 10$  mm und einer Höhe  $h = 17,3$  mm. Mittig der Grundfläche ist eine 5 mm tiefe Bohrung mit M6-Gewinde angeordnet. Die leichte Aluplatte hat einen Radius  $r = 30$  mm und eine Plattenstärke  $t = 3$  mm. Mittig ist zur Befestigung des Fadens eine Ösenschraube aufgeschraubt.

Die Referenzversuche werden in einem Kastenbehälter durchgeführt. Der Behälter hat einen Ein-/ Auslass mit Kugelhahn knapp über dem Behälterboden. Weiterhin ist er mit einer Dränageschicht aus Kies, abgetrennt mit Geotextil vom darüber befindlichen Behältervolumen, ausgestattet. Mittels dieser Dränageschicht und dem Behältereinlass innerhalb



Abbildung 4.10: Links: Gewindestange mit Kegelspitze, rechts: Platte mit Öse

der Schicht lässt sich, durch gezieltes Bewässern von unten nach oben, der eingebaute Bodenkörper verflüssigen. Somit lassen sich Ausgangsbedingungen wie im Wellenkanal erzeugen, wobei die eingebaute Sandmenge (Masse) zuvor gemessen wird und das vom Sand eingenommene Volumen bestimmt werden kann.

Die Referenzversuche werden mit einer möglichst breiten Spannweite der Lagerungsdichte durchgeführt. Insgesamt erfolgen 35 Durchführungen. Sehr lockere Zustände lassen sich durch die Verflüssigung herstellen. Für mitteldichte oder dichte Lagerungen wird der Kastenbehälter äußerlich durch Schläge mit einem Gummihammer angeregt.

Auf Grundlage der Referenzmessungen wird eine Ausgleichsfunktion (Exponentialfunktion) gebildet, welche dann zur Einordnung der Lagerungsdichte des Versuchsbodens verwendet wird. Das Ergebnis der Referenzmessungen ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

Die Sättigung des Versuchsbodenkörpers lässt sich *in-situ* nicht bestimmen. Es wird ver-

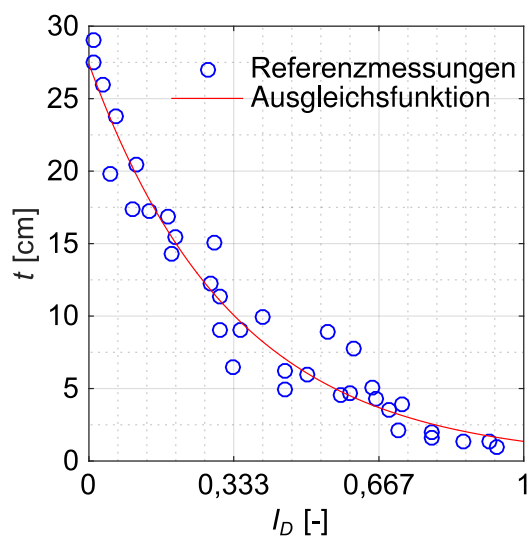


Abbildung 4.11: Korrelation von Eindringtiefe  $t$  und bezogener Lagerungsdichte  $I_D$  der Referenzversuche

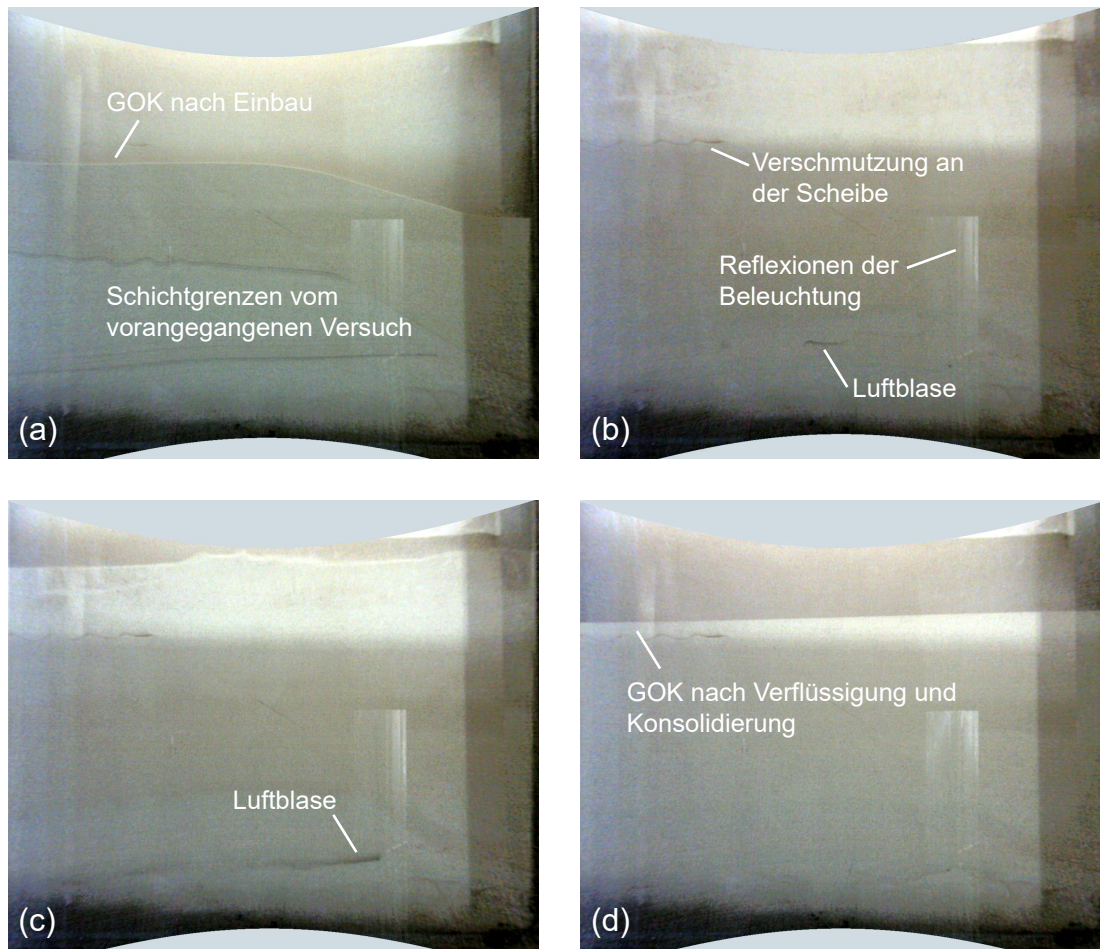


Abbildung 4.12: Vorgang der Verflüssigung mit anschließender Konsolidierung in der linken Sandkammer: (a) nach dem Sandeinbau, vor der Verflüssigung; (b) während der Verflüssigung, GOK ist außerhalb des Sichtfeldes; (c) während der Verflüssigung, GOK in „Bewegung“; (d) nach der Konsolidierung, GOK leicht geneigt

einfach eine visuelle Prüfung während des versuchsvorbereitenden Verflüssigungsvorgangs durchgeführt. Die Durchströmung verursacht eine Bewegung und Durchmischung der Sandkörner, wobei Luftblasen entweichen können, siehe Abbildung 4.12. Die Wasser-Boden-Suspension hat, im Vergleich zum gelagerten Boden, kein festes Korngefüge und somit keine Porenstruktur in der potentiell Gasblasen vorhanden sein können. Der Verflüssigungsvorgang wird, solange noch vorhandene Gasblasen an die Wasseroberfläche treten, fortgesetzt. In das Rohrsystem eingebracht werden diese Blasen durch den erstmaligen Versuchsaufbau, wie auch durch das Einsetzen und Herausholen der Pumpe vor bzw. nach jedem Pumpvorgang.

Eine vollständige Sättigung ist auch durch das beschriebene Vorgehen nicht notwendigerweise vorhanden, das Vorhandensein kleiner Gasblasen kann daher nicht ausgeschlossen werden. Die Messwerte der Porenwasserdrucksensoren werden daher mit dem analytischen Ansatz von Hsu u. a. (1994) verglichen, siehe Abschnitt 5.2.3.

### 4.2.7 Bodeneinbau und Versuchsvorbereitung

Beim erstmaligen Bodeneinbau kann der frische Sand im trockenen Zustand mittels Kran und Schaufel in den beiden Sandkammern verteilt werden. Anschließend erfolgt die Wässerung des Kanals bis zum Zielwasserstand. Eine lockere Lagerungsdichte und eine möglichst vollständige Sättigung des Bodens wird mittels gezielter Bodenverflüssigung und anschließender Sedimentation und Konsolidierung erzeugt. Die Verflüssigung wird sandkammerweise bei heruntergelassenen Trennwänden durchgeführt. Hierbei erzeugt die vertikale Durchströmung von unten nach oben einen temporären Zustand verflüssigten Sands. Von Außen lässt sich der Prozess gut beobachten, wobei die Trennschicht Wasser/ verflüssigter Sand trotz deutlicher Wassertrübung erkennbar bleibt. Der Vorgang der gezielten Bodenverflüssigung wird solange durchgeführt wie Luftblasen aufsteigen oder der Verflüssigungs- und Durchmischungsvorgang, äußerlich erkennbar, noch nicht vollständig eingesetzt hat. Der Vorgang wird darüber hinaus weitere 30 Sekunden fortgesetzt. In der Praxis hat sich gezeigt, dass der gesamte Vorgang je Sandkammer 3 bis 5 Minuten dauert.

Sobald die Verflüssigung durch Abschalten der Pumpe beendet wird, beginnen die Sandkörner zu sedimentieren und der Boden sich zu konsolidieren. Nach ca 30 bis 60 Sekunden ist der Großteil des Sedimentationsvorgangs abgeschlossen. Lediglich die Wassertrübung bleibt hoch. Eine merkbar reduzierte Trübung benötigt einen Zeitraum von etwa einer Woche.

Während direkt nach der Sedimentation eine sehr lockere Lagerungsdichte gemessen wird ( $I_D \approx 0,05$  bis  $0,333$ ), führt die Konsolidierung über mehrere Stunden zu einer Verdichtung auf  $I_D \approx 0,25$  bis  $0,40$ , vgl. Abbildung 4.13.

Die Lagerungsdichte des ungestörten Versuchsbodens kann nach der Verflüssigung, anschließender Sedimentation und Konsolidierung als sehr locker bis locker bezeichnet werden. Für Versuche mit mitteldichter oder dichter Lagerung muss vorbereitend der Versuchsboden verdichtet werden. Dies erfolgt mittels einer Einhand-Rüttelflasche vom Typ Lievers p-14, wie sie für den fachgerechten Betoneinbau verwendet wird. Die Rüttelflasche hat einen Durchmesser von 28 mm und eine Länge von 40 cm. Die Länge des flexiblen Zuleitungsschlauchs beträgt 1,5 m. Die Rüttelflasche vibriert mit 12.000 Schlägen pro Minute bei einer Amplitude von 0,8 mm. Sie wird über einen gleichbleibenden, definierten Zeitraum von 120 s bzw. 270 s im Raster von ca. 20 cm in den Bodenkörper eingetaucht. Die Rüttelflasche verursacht eine abermalige, lokal begrenzte Bodenverflüssigung und eine Kornumlagerung im Bodenkörper. Das Ergebnis lässt sich visuell (seitlich) betrachten wie auch messen. Die Oberkante des Bodenkörpers setzt sich merklich, bleibt jedoch weiterhin eben. Die Lagerungsdichte wird vor wie auch nach der Verdichtung gemessen. Abbildung 4.13 zeigt die bezogene Lagerungsdichte vor und nach dem Verdichten mithilfe der Ausgleichsfunktion aus den Referenzmessungen.

Die Bestimmung der Lagerungsdichte erfolgt bei den Versuchen 13 bis 19 und 26 bis 29 mit Hilfe von Eindringversuchen und der Referenzkurve. Alle übrigen Versuche werden lediglich aufgrund ihrer Anfangszustände als solche mit lockerer Lagerungsdichte klassifiziert. Die Abschätzung der bezogenen Lagerungsdichte erfolgt dabei auf Basis der Versuchsvorbereitung. Folgt der gezielter Verflüssigung eine Konsolidationszeit von 1 bis 3 Stunden, so wird die Lagerungsdichte mit  $I_D = 0,2$  abgeschätzt. Wird hingegen mit der Versuchsführung 24 Stunden gewartet, so wird die Lagerungsdichte mit  $I_D = 0,3$  abgeschätzt.



### 4.2.9 Wellen

Untersucht wird der Einfluss von monotonen Wellenbelastungen (langkammiger, regelmäßiger Seegang) wie auch der eines Wellenspektrums (langkammiger, unregelmäßiger Seegang). Ersteres geschieht im Hinblick auf eine bessere und einfachere Nachrechnung bzw. numerische Simulation der Vorgänge. Die untersuchten Wellenspektren weisen hingegen näherungsweise die Charakteristik einer durch starken Sturm verursachten Wellenbelastung auf. In beiden Fällen ist zu beachten, dass die Wellen eine eindimensionale Hauptausbreitungsrichtung aufweisen. Reflexionen am Kanalrand führen zwar zu Sekundärwellen, sind jedoch im Vergleich zu den Primärwellen vernachlässigbar. Auch die Reflexionen am Kanalende, gedämpft durch den eingebauten Strandkörper, sind zu vernachlässigen. Zweidimensionale Meereswellenausbreitung, wie auf dem offenen Meer möglich, führen zu unregelmäßigen Wellenüberlagerungen, wobei es vorkommen kann, dass zwei besonders hohe Wellenberge zu einem überlagern. Eine solche, besondere Wellenbelastung wird durch die Versuche im Wellenkanal nicht erfasst.

Die Wellenerzeugung erfolgt in allen Versuchen mittels Wellenklappe. Diese ist am Kanalboden verankert und wird am oberen Ende mittels Hydraulikzylinder bewegt (Flap-Type-Wellenklappe). Die Auslenkung der Wellenklappe (Neigungswinkel), wie auch die Anregungsfrequenz der Klappe, können mittels einfacher Einstellungen an einem Bedienfeld oder über eine Eingabedatei computergesteuert vorgegeben werden. In Abhängigkeit vom Wasserstand entstehen infolge der Einstellungen unterschiedliche Oberflächenwellen. Für die Durchführung von Versuchen mit vorab definierter Wellencharakteristik sind zwingend Vorversuche zur Bestimmung der korrekten Klappeneinstellung notwendig. Computergesteuerte Vorgaben können in Form kontinuierlicher bzw. sich wiederholender Klappeneinstellungen oder durch eine konkrete, endliche Abfolge dieser erfolgen.

Für die Durchführung mit monotoner Wellenbelastung wird auf die vereinfachte Steuerung mittels Vorgabe von Neigungswinkel und Anregungsfrequenz zurückgegriffen. Die verwendeten Klappeneinstellungen können Anhang C.1 entnommen werden. Wellenspektren werden mithilfe konkreter, vorgegebener Reihen der beiden Einstellungsparameter aufgebracht.

Die Erzeugung der Belastungsreihen erfolgt gemeinsam mit Herrn Dr. Dostal vom Institut für Mechanik und Meerestechnik der Technischen Universität Hamburg. Dostal (2016) erzeugt mittels stochastischer Verteilung ein natürliches Seegangsspektrum (JONSWAP-Spektrum) zur Untersuchung nichtlinearer Schiffsdynamiken. Für die vorliegende Anwendung wird gleichfalls eine stochastische Verteilung genutzt, um einen natürlichen Seegang zu simulieren. Vorgegeben werden die signifikante Wellenperiode und die signifikante Wellenhöhe des Ereignisses. Der Seegang wird als Zeitreihe der Klappeneinstellungen generiert, wobei zugleich mehrere Versionen einer Reihe ausgegeben werden. Diese unterscheiden sich in dem maximalen und durchschnittlichen Klappenwinkel, wodurch bei gleichbleibenden Wellenperioden unterschiedlich hohe und steile Wellen entstehen. Die für den jeweiligen Versuch geeignete Reihe muss anhand von Vorversuchen bei der gewählten Wassertiefe bestimmt werden. Nachträglich lässt sich das Wellenspektrum des Versuchs (Modellgrößen) mit natürlichen Wellenspektren vergleichen.

Die bei den Versuchen erzeugten Wellenparameter und Versuchsrandbedingungen sind in Abschnitt 5.1 aufgeführt.

### 4.2.10 Erfahrungen mit dem Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau zeigt eine gewisse Anfälligkeit, welche mit der Verflüssigungsanlage zusammenhängen oder durch diese hervorgerufen werden. Der Wasserdruck, welcher von der Pumpe erzeugt wird, ist so groß, dass innerhalb der Dränageschicht Kiesumlagerungen stattfinden. Dies führt dazu, dass die geotextile Trennlage trotz mechanischer Befestigung angehoben und die darüber befindlichen Sensoren verschoben wurden. Ein stabiles, großflächiges Lochblech hat sich als besser geeignet erwiesen.

Weiterhin verursacht der Wasserdruck Bewegungen der in Führungen befestigten Rohrleitungen, insbesondere beim An- und Ausschalten der Pumpe. Diese Bewegungen wie auch Ungenauigkeiten und Toleranzen beim Einbau der Zwischenböden und Trennwände, verursachen die Undichtigkeit der Sandkammern im Anschlussbereich zum Wellenkanal. In der Konsequenz ist eine leistungsstarke Pumpe für die Bodenverflüssigung zu verwenden. Nach der Bodenverflüssigung, aber vor dem Ziehen der Trennwände, soll sich eine ebene Bodenoberkante einstellen. Bei undichten Anschlussstellen der Sandkammer treten an den Ecken lokale, trichterförmige Vertiefungen im Versuchsboden auf. Zu große Undichtigkeiten, welche durch Bewegungen und mechanischem Versagen während der Versuche auftreten, sind mehrmals durch aufwändiges Reparieren (Ablassen des Wassers, Ausbau des Sandes, Reparatur, Wiedereinbau und Wässern) beseitigt worden. Es empfiehlt sich Stöße der Einbauten nicht nur zu verschrauben, sondern zusätzlich mit befestigten Edelstahlblechen abzudecken.

Das Einsaugen von Sand in die Tauchpumpe ist angesichts des gewählten Feinsands und der damit verbundenen Trübung wie auch langsamen Sedimentation unvermeidlich. Es hat sich während der Versuchsdurchführung gezeigt, dass die Dränageschicht wie auch die Filterrohre sich hierdurch langsam zusetzen können. Bleibt der Erfolg beim Bodenverflüssigen aus, so hilft nur eine aufwändige Säuberung.

Ein Versuchsboden bringt stets auch mikroskopische Organismen mit in den Versuchstand. Diese entwickeln sich innerhalb wenigen Wochen und können sodann mit bloßem Auge im Versuchstand erkannt werden.

### 4.2.11 Versuchsablauf

Abbildung 4.14 zeigt die Erzeugung des Anfangszustands und die anschließende Belastungsabfolge schematisch. Der Wellenkanal wird zunächst geflutet. Anschließend wird der Modellboden in die zwei abtrennbaren Sandkammern von jeweils 1,2 m Länge ca. 0,5 m hoch eingefüllt. Die genaue Einbauhöhe variiert je nach Versuchsdurchführung. Anschließend werden die aufgefüllten Abschnitte gezielt verflüssigt. Das hierfür benötigte Wasser wird im Kanal zirkular geführt. Der Volumenstrom der einzelnen Filterrohre lässt sich separat einstellen. Nach der Verflüssigung konsolidiert der Sand und erreicht zügig eine gleichbleibende Lagerung. Diese entspricht einer sehr lockeren bis lockeren Lagerung (Petersen, 1988). Werden dichtere Lagerungszustände untersucht, so wird mittels Rüttelflasche der Versuchsboden verdichtet. Dieser Vorgang wird mit einer definierten Dauer durchgeführt. Die eingestellte Lagerungsdichte wird über den Eindringwiderstand ermittelt, siehe Abschnitt 4.2.6

Im Anschluss werden die inneren Trennwände gezogen. Es stellen sich automatisch beidseitig Böschungen ein, die zusammen mit dem Mittelteil eine Unterwasserbaugrube ergeben. Die Böschungsgeometrie kann bei Bedarf durch gezieltes Absaugen verändert werden. Die eigentliche Wellenbelastung beginnt nach einer vorangehenden Nullmessung im Ruhewasserstand. Untersucht werden die Einflüsse aus anfänglicher Böschungsgeometrie, Lagerungsdichte, Wellenparametern, Wassertiefe und Wellenanzahl.

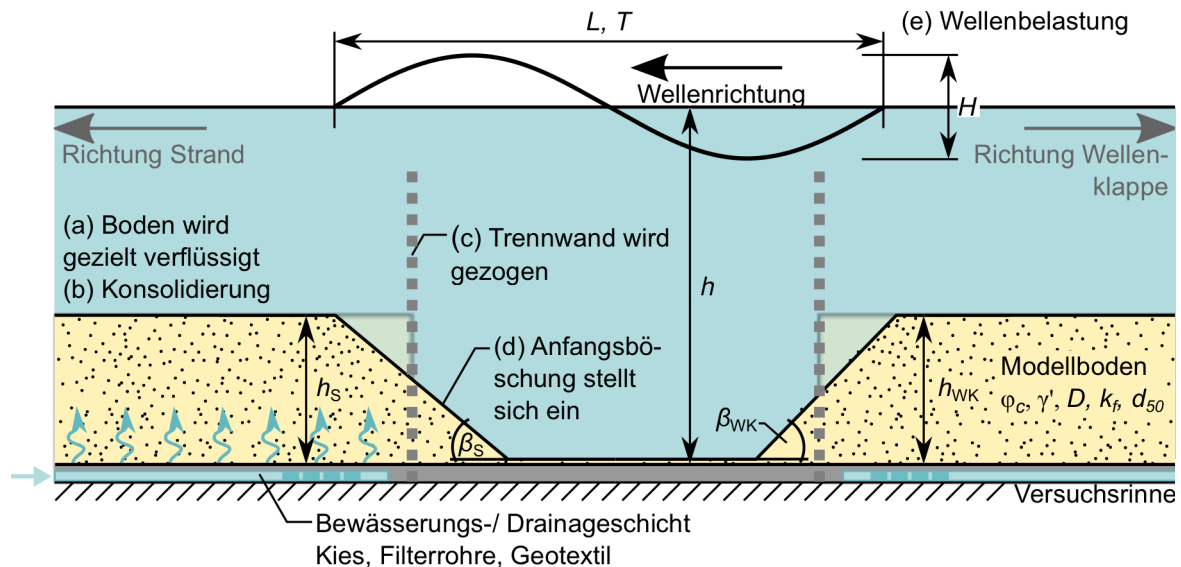


Abbildung 4.14: Erzeugung des Anfangszustands und Belastungsabfolge im Wellenkanal mit den maßgebenden Modellparametern

## 4.3 Numerische Modellierung

### 4.3.1 Numerische Simulation

Für die mathematisch-physikalische Modellierung hydrodynamisch bedingter Bewegungen ist die Fluid-Feststoff-Kopplung essentiell. Die Simulation des Verhaltens von Unterwasserböschungen unter welleninduzierter, niederfrequenter Belastung führt zu potentiell größeren Verformungen. Die Fluid-Feststoff-Kopplung ist der limitierende Faktor hinsichtlich verfügbarer Ressourcen und Methoden. Verwendet wird eine dynamische Konsolidationsanalyse mit expliziter Zeitintegration basierend auf der Finite-Elemente-Methode (FEM) unter Ansatz eines Zweiphasenmodells für den wassergesättigten Boden.

Die numerischen Analysen werden unter Verwendung des kommerziellen Simulationsprogramms SIMULIA Abaqus/Explicit 6.17 von Dassault Systemes durchgeführt. Genutzt werden User-Subroutinen für das hypoplastische Zweiphasenstoffmodell (VUMAT) nach Hamann (2015) und die zeit- und ortsabhängige Wellenersatzlast (VDLOAD).

Die Simulationsmodelle werden zweidimensional mittels Lagrange'scher Formulierung der Elemente abgebildet. Aufgrund eventuell großer Verformungen wäre tendenziell eine Euler Formulierung besser geeignet. Im vorliegenden Fall ist dies derzeit jedoch nicht umsetzbar,

da die verwendeten Subroutinen nicht mit Eulerelementen kombinierbar sind.

Die Simulation umfasst die Geometrie und Randbedingungen einiger ausgewählter Modellversuche. Daneben erfolgt eine Parametervariation bestimmter Boden- bzw. Gemischparameter.

### 4.3.2 Fluid-Feststoff-Kopplung

Entgegen der tatsächlichen, heterogenen Struktur des Bodens wird dieser vereinfacht als abschnittsweise homogenes, kontinuierlich verteiltes Material abgebildet. Dies kann sowohl als Einphasen- oder Mehrphasenmedium erfolgen, wobei letzteres eine innere Wechselwirkung zwischen den Bodenphasen berücksichtigt. Verschiebungen und Kräfte werden nicht diskret, sondern durch Feldgrößen (Verschiebungs- und Spannungsfeld) dargestellt. Die von mechanischen und hydraulischen Einwirkungen, wie auch innere Wechselwirkungen, hervorgerufenen Bewegungen und Deformationen des Kontinuums werden mittels Feldgleichungen beschrieben.

Für eine realitätsnahe Abbildung der hier beschriebenen Phänomene ist mindestens ein Zweiphasenmodell (Porenfluid und Kornmatrix) anzuwenden. Porengas und Porenfluid können vereinfacht mittels der Eigenschaften eines Fluid-Gas-Gemisches abgebildet werden.

Biot (1956) hat, aufbauend auf seiner dreidimensionalen Form von Terzaghi's eindimensionaler, linearen Konsolidierungstheorie für quasi-statische Belastungen (Biot, 1941), ein dynamisches, lineares Modell entwickelt. Dieses basiert auf den Impulsbilanzgleichungen des Fluids und der Mischung (Biot, 1956) und wurde von Biot als  $\mathbf{u}$ - $\mathbf{U}$  Formulierung aufgestellt. Hierbei steht  $\mathbf{u}$  für die Verschiebung des Korngerüsts und  $\mathbf{U}$  für die der Fluidphase bzw. des Fluid-Gas-Gemisches. Für quasi-statische Probleme wird die Formulierung meist zur  $\mathbf{u}$ - $p$  Form vereinfacht (Zienkiewicz u. a., 1998), wobei  $p$  für den Druck der Fluidphase steht. Die Relativbewegung zwischen Feststoff- und Fluidphase wird infolgedessen vernachlässigt.

Moderne Modelle vom Biot-Typ beschreiben auch die geometrische und materielle Nichtlinearität. In Abhängigkeit von der Belastungsgeschwindigkeit (quasi-statische oder dynamische Belastung) kann nach Zienkiewicz u. a. (1980) abgeschätzt werden, ob die vereinfachte (lineare) Konsolidierungstheorie für die Kopplung von Feststoff und Fluid angesetzt werden kann oder ob die vollständige (lineare) Biot-Theorie anzuwenden ist. Diese qualitative Abschätzung kann auch für die Anwendung entsprechender nichtlinearer Modelle verwendet werden (Zienkiewicz u. a., 1980).

Die Abschätzung erfolgt mithilfe der Abbildung 4.15. Sie grenzt drei Zonen voneinander ab. Statische und quasi-statische Randwertprobleme, welche die Vernachlässigung der Beschleunigungstherme von Fluid- und Feststoffphase erlauben, befinden sich in Zone I. Randwertprobleme mit niederfrequenter, dynamischer Belastung liegen in Zone II. Hier müssen die Beschleunigungstherme der Feststoffphase berücksichtigt werden. In Zone III sind alle Beschleunigungstherme zu berücksichtigen. Die dimensionslosen Koeffizienten  $\Pi_1$  und  $\Pi_2$  basieren auf Boden- und Fluideigenschaften sowie der äußeren Einwirkung, vgl.

Zienkiewicz u. a. (1998). Es gilt:

$$\Pi_{1,Z} = \frac{2k\rho_r T}{\pi \hat{T}^2} \quad (4.31)$$

$$\Pi_{2,Z} = \pi^2 \left( \frac{\hat{T}}{T} \right)^2 \quad (4.32)$$

$$k = \frac{k_f}{\rho_w g} \quad (4.33)$$

$$\hat{T} = \frac{2L}{v_c} \quad (4.34)$$

$$v_c = \sqrt{\frac{E_s + \frac{K_w}{n}}{\rho_r}} \quad (4.35)$$

$$\rho_r = (1 - n)\rho_s + n\rho_w \quad (4.36)$$

Hierbei ist  $T$  die Wellenperiode der äußeren dynamischen Belastung,  $\rho_r$  ist die Dichte der Mischung aus Wasser, Boden und ggf. Gas,  $k$  ist die kinetische Permeabilität des Korngerüsts und  $\hat{T}$  ist die Wellenperiode der Eigenfrequenz, wobei  $L$  die typische Länge des Dränagewegs, welche bei Wellenbelastung eine halbe Wellenlänge beträgt (Zienkiewicz, 1982), und  $v_c$  die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit der Kompressionswellen in der Mischung beschreibt. Letztere ist nicht nur vom Porenanteil des Bodens, sondern insbesondere von der Sättigung abhängig (Jeng u. a., 2003).

Mit abnehmender Sättigung wird die Kompressionswelle zunehmend gedämpft, die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit nimmt ab. Der Betrag beider dimensionsloser Koeffizienten  $\Pi_1$  und  $\Pi_2$  nimmt hierdurch zu. Der Koeffizient  $\Pi_1$  ist proportional zu  $T/L^2$ . Bei zunehmender Wellenbelastung nimmt der Betrag von  $\Pi_1$  aufgrund der betragsmäßig stärker zunehmenden Wellenlänge  $L$  im Vergleich zur Wellenperiode  $T$  ab. Weiterhin ist  $\Pi_1$  abhängig von der kinetischen Permeabilität des Bodens.

Der Koeffizient  $\Pi_2$  ist hingegen proportional zu  $L^2/T^2$ . Aufgrund der betragsmäßig stärker zunehmenden Wellenlänge  $L$  im Vergleich zur Wellenperiode  $T$  steigt der Wert von  $\Pi_2$  bei zunehmender Wellenbelastung.

Abbildung 4.15 zeigt den Gültigkeitsbereich der verwendeten  $\mathbf{u}$ - $p$  Formulierung (Hamann, 2015) nach Zienkiewicz (1982). Eingezeichnet sind die Koeffizienten  $\Pi_1$  und  $\Pi_2$  der durchgeführten Modellversuche (rot) und eines fiktiven Nordseestandorts (blau). Die Berechnungen für die Modellversuche basieren auf den gemessenen Versuchsparametern (Bodeneigenschaften, Einwirkungen), für den Nordseestandort werden die Bodeneigenschaften eines Nordseesands (Cuxhavener Sand) und die Wellenbelastungen eines Einjahres- wie auch eines 50-Jahresereignis in 25 m und 45 m Wassertiefe betrachtet. Sowohl für die Modellversuche als auch für den Nordseestandort werden Sättigungen  $S_r = 1,0$  bis  $S_r = 0,9$  betrachtet. Mit abnehmender Sättigung verlagert sich das Bodenverhalten zunehmend hin zu einem undrännierten Verhalten. Dieses liegt für den fiktiven Standort bereits bei  $S_r \leq 0,999$  vor. Die Modellversuche sind dagegen überwiegend im teildrännierten Bereich. Lediglich unter Annahme von  $S_r \leq 0,9$  kommt es in einigen Modellversuchen zu undränniertem Verhalten.

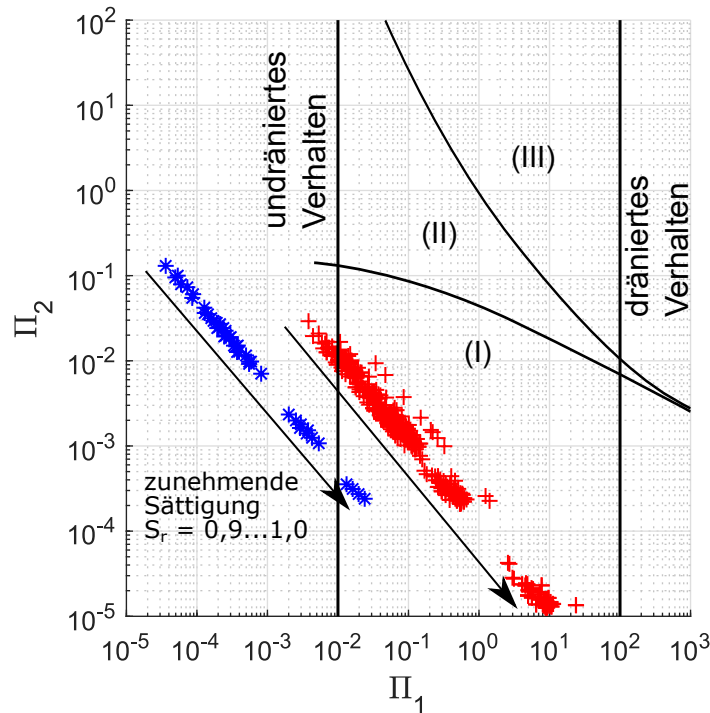


Abbildung 4.15: Berechnete Wertepaare  $\Pi_1$  und  $\Pi_2$  für die Modellversuche (rot) und einen fiktiven Nordseestandort (blau) bei  $S_r = 0,9 \dots 1,0$ . Gültigkeitsbereich der  $\mathbf{u}$ - $p$  Formulierung nach Zienkiewicz (1982) (Zone I und Zone II).

Welleninduzierte Druckbelastungen am Meeresboden werden auch von Zienkiewicz (1982) als langsames Phänomen mit quasi-statischer Belastung (Zone I) eingeordnet. Die Überprüfung der Modellversuche aus Kapitel 5 ergibt ebenfalls eine Einordnung in Zone I. Das verwendete Zweiphasenmodell ist um geometrische und materielle Nichtlinearität erweitert. Im Gegensatz zur vollständigen Biot-Theorie wird die Relativbewegung der Fluidphase vernachlässigt (Hamann, 2015). Die Formulierung ist somit hinreichend genau für Probleme der Zonen I und II nach Zienkiewicz (1982).

Die Kompressibilität von Bodenkörnern und Porenwasser werden oftmals in der Geotechnik vernachlässigt und die beiden Bodenbestandteile als inkompressibel angenommen. Tatsächlich ist der Kompressionsmodul von Bodenkörnern deutlich größer als der von Wasser (siehe Abschnitt 2.1). Bei im Porenwasser gelöster Luft vergrößert sich dieser Unterschied zusätzlich (Verruijt, 1969). Eine Vernachlässigung der Kompressibilität des Porenwassers erscheint daher für Problemstellungen mit potentielltem Einfluss des Porenwasserdrucks ungeeignet.

Im vorliegenden Fall werden daher die Kompressibilität der Bodenkörner und des Porenwassers als jeweils konstante Zustandsgröße vorgegeben ( $K_s = \text{const}$ ,  $K_w = \text{const}$ ), wobei  $K_w$  in Abhängigkeit der Sättigung nach Verruijt (1969) gewählt wird. Vernachlässigt wird dabei die Druck- und Temperaturabhängigkeit von  $K_w$ , welche bei den untersuchten Wassertiefen und erwarteten Wassertemperaturen der Nordsee lediglich geringen Einfluss auf die Kompressibilität des Fluid-Gas-Gemischs haben.

### 4.3.3 Spannungs-Dehnungs-Beziehung für das Korngerüst

Die Steifigkeit und die Scherfestigkeit kohäsionsloser, granularer Böden sind abhängig vom Druckniveau (Barotropie) und von der Dichte (Pyknotropie), wobei Zugspannungen nicht übertragen werden können. Geringe Einwirkungen führen im Allgemeinen zu einem elastischen Materialverhalten. Bei großen Scherverformungen wird ein kritischer Zustand erreicht. Unter gleichbleibenden effektiven Spannungen und unveränderter Dichte setzt sich die Scherverformung fort. Unter zyklischen Einwirkungen akkumulieren sich die auftretenden Dehnungen im Allgemeinen. Darüber hinaus sind bei Scherbeanspruchungen unter dränierten Bedingungen die Form- und Volumenänderungen gekoppelt. Bei lockerer Lagerung verhält sich der Boden kontraktant, bei dichter Lagerung dilatant. Unter undrännierten Bedingungen erfolgt bei Formänderung eine nahezu volumentreue Verformung infolge der geringen Kompressibilität von Porenfluid und Korngefüge. Hierbei entstehen Porenwasserüberdrücke anstelle einer Volumenabnahme bzw. Porenwasserunterdrücke anstelle einer Volumenzunahme.

Zur Beschreibung dieser Eigenschaften ist die Verwendung eines geeigneten Stoffmodells notwendig. Gewählt wird ein ratenunabhängiges hypoplastisches Modell (von Wolffersdorff, 1996; Herle, 1997) mit der Erweiterung um das Konzept der intergranularen Dehnungen (Niemunis u. a., 1997) und der Fluid-Feststoff-Kopplung für (teil)gesättigte Zustände (Hamann, 2015). Die Spannungs-Dehnungs-Beziehung der Feststoffphase folgt einer nicht-linearen Gleichung in Ratenform. In tensorieller Schreibweise nach Truesdell u. a. (1965) wird diese wie folgt ausgedrückt:

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathcal{M}(\boldsymbol{\sigma}', e, \delta) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} \quad (4.37)$$

Die Spannungsrate  $\dot{\boldsymbol{\sigma}}'$  ist abhängig von der Steifigkeit  $\mathcal{M}$  des Korngerüsts und der Verzerungsgeschwindigkeitsrate  $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}$ . Der Steifigkeitstensor  $\mathcal{M}$  ist seinerseits abhängig vom Spannungszustand  $\boldsymbol{\sigma}'$ , der Porenzahl  $e$  und den intergranularen Dehnungen  $\delta$ .

Das Konzept der intergranularen Dehnung berücksichtigt die Spannungsgeschichte und erfolgte Richtungswechsel während der Belastung. Es bildet damit insbesondere bei kleinen Dehnungen, Richtungsänderungen und zyklischen Belastungen ein realistischeres Bodenverhalten ab (Hamann u. a., 2015).

Die für das Stoffmodell notwendigen Parameter lassen sich durch Laborversuche und ihre numerische Nachrechnung ermitteln und validieren (Herle, 1997). Die hypoplastischen Parameter  $\varphi_c$ ,  $e_{d0}$  und  $e_{c0}$  werden direkt aus Laborversuchen ermittelt. Der kritische Reibungswinkel  $\varphi_c$  wird mittels Schüttkegelversuch, die dichteste Lagerung eines Bodens ( $e_{d0} = e_{min}$ ) wird mittels Schlaggabelversuch ermittelt. Die Porenzahl im kritischen Zustand  $e_{c0}$  entspricht der maximalen Porenzahl  $e_{max}$  des Einrieselversuchs. Der Parameter  $e_{i0}$  für die theoretisch lockerste Lagerung folgt aus der lockersten Lagerungsdichte. Herle (1997) schlägt für Quarzsande einen zusätzlichen Faktor von 1,15 vor ( $e_{i0} = 1,15 \cdot e_{c0}$ ).

Die Granulathärte  $h_s$  und der Exponent  $n$  können aus der Kompressionskurve des Ödometerversuchs abgeleitet werden, vgl. hierzu Herle (1997). Diese ist belastungsabhängig. Der relevante Spannungsbereich sollte daher bei der Versuchsdurchführung beachtet werden.

Der Exponent  $\alpha$  ist abhängig von der bezogenen Lagerungsdichte  $I_D$  und dem Peakreibungswinkel  $\varphi_p$ . Der Exponent  $\beta$  wird häufig zu 1,0 angenommen. Beide Exponenten lassen sich auch durch Simulation der Laborversuche regressiv bestimmen.

Die Parameter der intergranularen Dehnung ( $m_R$ ,  $m_T$ ,  $R$ ,  $\chi$ ,  $\beta_R$ ) erfordern zu ihrer Bestimmung zyklische Ödometer und Scherversuche, vgl. Niemunis u. a. (1997). Niemunis u. a. (1997) geben typische Parametersätze an.

Der ermittelte Parametersatz eines betrachteten Bodens dient der bestmöglichen Approximation des Bodenverhaltens. Unterschiedliche Parametersätze können dabei ähnliche Ergebnisse liefern. Sofern nur ein bestimmter Spannungsbereich im numerischen Modell erwartet wird, sollte dies bei den Laborversuchen berücksichtigt werden. Mithilfe einer Parameteroptimierung (vgl. Kinzler, 2011) lässt sich ein, hinsichtlich der Laborversuche optimaler, Parametersatz bestimmen.

Für den in den Versuchen verwendeten K1 Sand ergibt die Parameteroptimierung nach Kinzler (2011) den in Tabelle 4.7 aufgeführten Satz hypoplastischer Parameter. Die Ergebnisse der Laborversuche zur Bestimmung geotechnischer Materialparameter, wie auch vergleichende numerische Nachrechnungen der Laborversuche, unter Anwendung der ermittelten hypoplastischen Parameter, finden sich in Anhang B.

Tabelle 4.7: Hypoplastische Stoffparameter für K1 Sand

$\varphi_c$	$h_s$	$n$	$e_{d0}$	$e_{c0}$	$e_{i0}$	$\alpha$	$\beta$	$m_T$	$m_R$	$R$	$\beta_R$	$\chi$
[°]	[MPa]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
35	10.000	0.26	0.60	0.94	1.09	0.08	2.6	2.0	5.0	$1 \cdot 10^{-4}$	0.5	6.0

#### 4.3.4 Hydraulisches Modell

Strömungsgeschwindigkeiten des Porenfluids (Filtergeschwindigkeit), welche deutlich größere Reibungskräfte als Trägheitskräfte aufweisen, werden als schleichend bezeichnet. Die Strömung verhält sich dann laminar, Trägheitseffekte sind vernachlässigbar. Nach Darcy ist eine Proportionalität zwischen der Filtergeschwindigkeit  $\mathbf{v}_f$  und dem Gradienten der Potentialhöhe  $h$ , auch als hydraulischer Gradient  $i$  bezeichnet, gegeben. Unter Berücksichtigung von  $\nabla z < 0$  für Strömungen mit der Gravitation und  $\nabla z > 0$  für Strömungen entgegen der Gravitation wird der Filtergeschwindigkeitsvektor  $\mathbf{v}_f$  formuliert:

$$\mathbf{v}_f = -\mathbf{K}_0 \cdot \nabla h = -\frac{\mathbf{K}}{\mu_w} \cdot (\nabla p_w + \rho_w g \nabla z) \quad (4.38)$$

Hierbei ist  $\mathbf{K}_0$  der Durchlässigkeitstensor,  $\mathbf{K}$  der intrinsische Permeabilitätstensor, welcher eine reine Kenngröße des porösen Mediums darstellt, und  $\mu_w$  die dynamische Viskosität des Porenwassers. Die Wasserdurchlässigkeit des Bodens ist abhängig von seinem Porenanteil. Bei granularen Böden kann von einer isotropen Durchlässigkeit  $\mathbf{K}_0 = k\mathbf{I}$  ausgegangen werden, die im Laborversuch für unterschiedliche Lagerungsdichten bestimmt wird. Bei hohen Filtergeschwindigkeiten und grobkörnigen Böden ist abweichend eine (teil)turbulente Strömung möglich (Ludewig, 1965). Die Abgrenzung zwischen laminarer, teilturbulenter und voll turbulenter Porenwasserströmung erfolgt über die Partikel-Reynoldszahl, siehe

Abschnitt 2.1.5 und Gleichung 2.8.

In den meisten Fällen natürlicher Strömung in heterogenem Boden ist die Darcy-Gleichung anwendbar. In Böden aus Mittel- bis Grobsanden und hohen Porenwasserdruckunterschieden können jedoch Reynoldszahlen  $Re_p > 1$  auftreten, insbesondere bei lockerer Lagerung (Harr, 2007). Im vorliegenden Fall kann für den zu verwendenden Modellsand (Fein- bis Mittelsand, lockere Lagerung) davon ausgegangen, dass die Darcy-Gleichung anwendbar ist. Unabhängig von der Definition der Partikel-Reynoldszahl ergeben sich sowohl nach Gleichung 2.8 als auch nach Gleichung 4.21 für die durchgeführten Modellversuche  $Re_p \ll 1$ . Dies gilt auch für einen Nordseestandort mit Meeresboden aus Cuxhavener Sand und einer Wellenbelastung hervorgerufen durch ein 50-Jahres-Sturmereignis.

Erosionsprozesse, welche an der Grenzschicht Wasser-Boden infolge freier Fluidströmung oder Orbitalbewegungen auftreten können, werden nachfolgend vernachlässigt. Daher kann die welleninduzierte Belastung auch als Ersatzdrucklast auf das Porenwasser der Grenzschicht aufgebracht werden. Für diesen speziellen Fall kann auf die Modellierung des freien Wassers, und somit auf ein entsprechendes Kontinuumsmodell, verzichtet werden. Unberücksichtigt bleiben dabei auch eventuelle nachrangige Erosionen infolge Dichteströmung.

### 4.3.5 Netzabhängigkeit

Der Einfluss des Diskretisierungsgrads auf das Simulationsergebnis wird mit Hilfe dreier unterschiedlich fein vernetzter Modelle untersucht. Dabei gilt das Augenmerk insbesondere auf die Böschungsbereiche, wie auch den oberen Modellrand, als Gebiete mit möglicherweise großer Elementverformung. Je feiner das Gebiet diskretisiert wird, desto geringer ist der Abstand der obersten Gauspunkte zur Geländeoberkante und desto eher führen Porenwasserüberdrücke zu einem Verlust der Korn-zu-Korn Spannungen innerhalb der obersten Elemente. Dieser temporäre, zyklisch auftretende Zustand kann zu erheblichen Elementverformungen an der Geländeoberkante führen und die Berechnung abbrechen lassen.

Ein grobes Netz ist hingegen weniger anfällig für die beschriebenen Vorgänge und toleriert große Elementverformungen länger. Zugleich ist es jedoch ungenauer bezüglich der Ergebnisse innerhalb des Bodenkörpers, insbesondere auch hinsichtlich möglicher Verflüssigungen.

Die erforderliche Rechenzeit ist abhängig von der Anzahl der Elemente, der verwendeten Anzahl von Prozessorkernen (CPUs) und dem kritischen Zeitschritt. Letzterer wird vom kleinsten Element im Modell bestimmt und nimmt mit abnehmender Elementgröße ebenfalls ab.

Untersucht werden drei unterschiedlich fein vernetzte Varianten des Modellversuchs Nr. 18. Die äußere Geometrie des Modells kann Tabelle 4.8 entnommen werden. Variante A besteht aus 2.349 Elementen, Variante B aus 4.734 Elementen und Variante C aus 6.230 Elementen. Das FE-Netz der Variante B ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Untersucht wird ein Zeitraum von 250 s mit einer zyklischen Ersatzdrucklast einer monotonen Wellenbelastung mit  $L = 4,0$  m,  $H = 0,22$  m und  $T = 1,7$  s. Die Anfangsporenzahl wird zu  $e = 0,8$  gewählt.

In Abbildung 4.16 wird die Verformung der linken Böschungsschulter der drei betrachteten Varianten dargestellt. Betrachtet wird die vollständige Simulation inklusive der Erzeugung des Ausgangszustands. Aus diesem Grund sind die Verformungen während der ersten 21 s

vernachlässigbar gering. Die Wellenersatzlast beginnt erst nach diesem Zeitpunkt. Die Wellen laufen von rechts nach links in das Simulationsgebiet.

Es zeigt sich, dass das Verformungsverhalten der Varianten B und C nahezu identisch ist. Somit werden die Simulationen mit dem mittleren Feinheitsgrad durchgeführt.

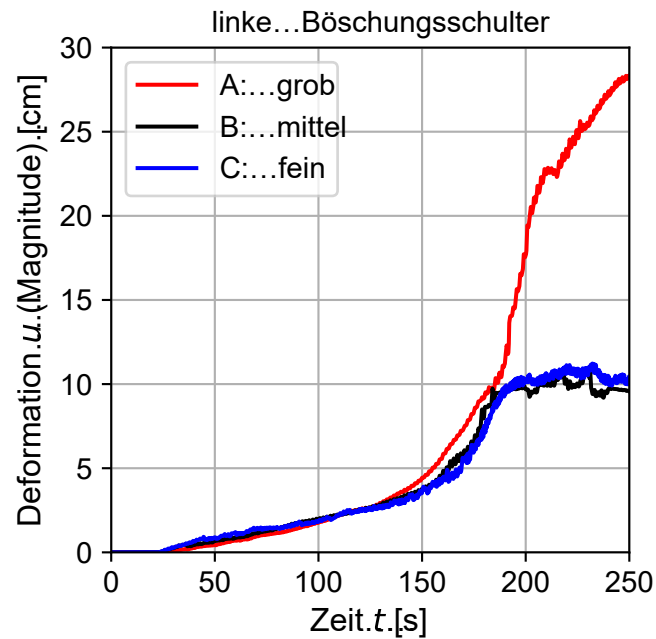


Abbildung 4.16: Vergleich der maximalen Verformung  $|u|$  in Abhängigkeit des gewählten Netzes

### 4.3.6 Auflastspannung

Das hypoplastische Zweiphasenstoffmodell nach Hamann (2015) reagiert sensibel auf effektive Spannungen, welche gegen Null tendieren. Diese können große Elementverformungen verursachen. An der Geländeoberkante und direkt darunter kann es während der Berechnungen vorkommen, dass infolge eines temporären Porenwasserüberdrucks die effektive Spannung gegen Null konvergieren. Hierbei handelt es sich um eine lokale Bodenverflüssigung. Darüber hinaus führt jedoch der simulierte Aushub zur Erzeugung der Ausgangsspannung im Bodenkörper zu einer Reduktion der oberflächennahen effektiven Spannungen und somit einer Hebung der Geländeoberkante im Bereich der Baugrube. Dieser Effekt ist jedoch für die nachfolgende Analyse von Nachteil, da er bei zyklischer Belastung rasch zu großen Elementverformungen führt.

Das sensible numerische Verhalten ist charakteristisch für viele Stoffmodelle und nicht beschränkt auf das verwendete Zweiphasenmodell. Eine probate Lösung des Problems ist eine geringe, flächige Auflastspannung  $p_{v,0}$  an der Geländeoberkante.

Damit die nachfolgenden Ergebnisse nicht bzw. möglichst wenig beeinträchtigt werden, erfolgt eine Vergleichssimulationen mit  $p_{v,0}$  variierend zwischen  $0,1 \text{ kN/m}^2$  und  $1,0 \text{ kN/m}^2$ . Betrachtet wird zu diesem Zweck die Ausgangsgeometrie des Modellversuchs Nr. 16 mit

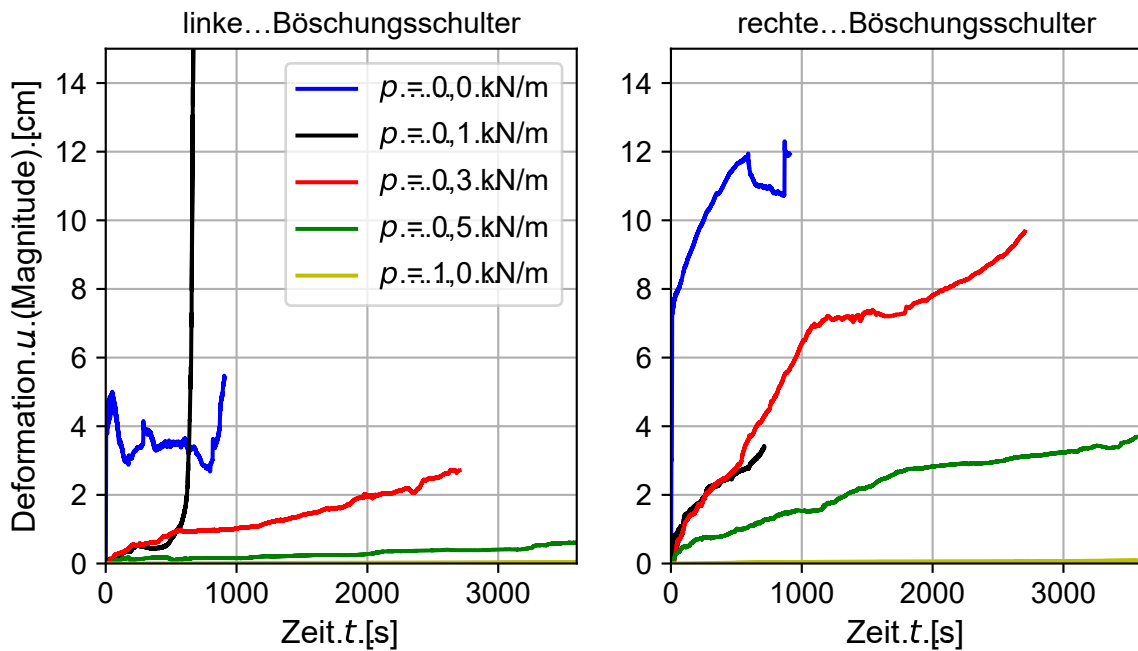


Abbildung 4.17: Vergleich der maximalen Verformung  $|u|$  in Abhängigkeit der Auflastspannung

einer Anfangsporenzahl  $e_0 = 0,8$  ( $I_D = 0,41$ ) und einer Sättigung  $S = 0,99$ . In Abbildung 4.17 werden die Verformungen der linken und rechten Böschungsschulter dargestellt. Mit höherer Auflastspannung nimmt die Verformung erwartungsgemäß ab. Zugleich ist der kritische Zeitschritt größer und die Simulation wird schneller durchgeführt. Ohne Auflastspannung erfolgt bereits zu Anfang der Simulation eine starke Verformung. Demgegenüber ist bei  $p = 1,0$  kN/m die Böschungsgeometrie nach vollständiger Simulation nahezu unverändert. Die Verformungskurven für  $p = 0,1$  kN/m und  $p = 0,3$  kN/m sind zeitweise sehr ähnlich. Wird jedoch ein kritischer Zustand erreicht, so kann das Verformungsincrement je Zeitschritt die zulässige Größe überschreiten und die Simulation wird vorzeitig abgebrochen.

Die Verwendung von  $p_{v,0} = 0,5$  kN/m<sup>2</sup> ist geeignet das Verformungsverhalten, insbesondere der exponierten Bereiche, zu dämpfen und führt zu einer stabilen und zügigen Simulation. Die effektive Anfangsspannung an der Geländeoberkante von knapp unter Null bleibt dabei erhalten, vgl. hierzu Abbildung 6.1 in Abschnitt 6.1.1. Eine Auflastspannung von  $p_{v,0} = 0,5$  kN/m<sup>2</sup> wird daher für alle Simulationen einheitlich verwendet.

#### 4.3.7 FE-Modell

Als Modell wird die in Abbildung 4.18 dargestellte Baugrube betrachtet. Die geometrischen Abmessungen entsprechen denen des Modellversuchs im Wellenkanal. Die Gesamtbreite des Modells beträgt 4,65 m. Die Höhe der einzelnen Böschungen und ihre Neigung variiert mit dem betrachteten Versuch. Eine Übersicht der ausgewählten Versuche und ihre maßgeblichen Abmessungen gibt Tabelle 4.8.

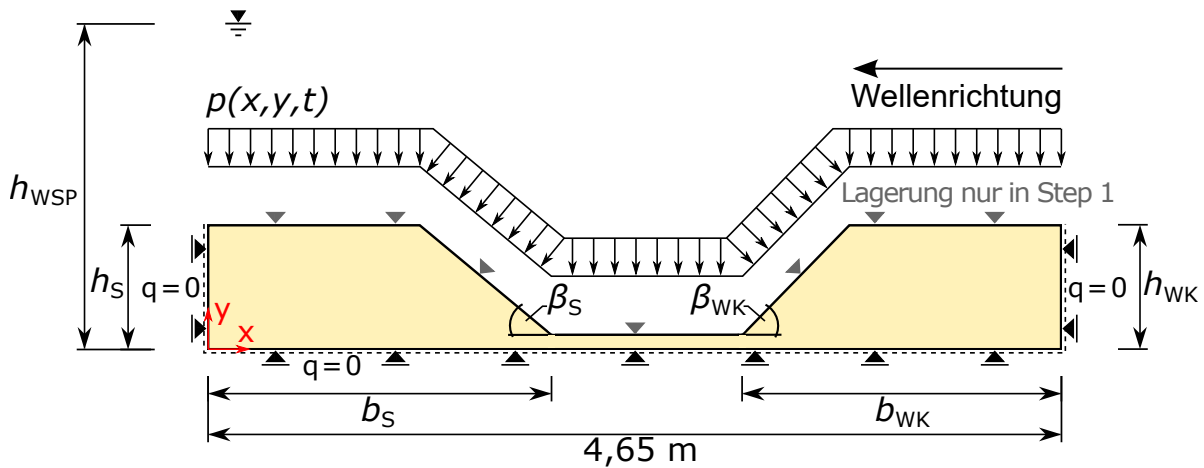


Abbildung 4.18: Systemabmessungen und Randbedingungen des FE-Modells zur Simulation welleninduzierter Druckbeanspruchung auf Unterwasserböschungen

Tabelle 4.8: Maßgebliche Abmessungen der FE-Modelle und ihre anfänglichen Lagerungsdichten

Versuch Nr.	$b_S$ [m]	$b_{WK}$ [m]	$h_S$ [m]	$h_{WK}$ [m]	$\beta_S$ [°]	$\beta_{WK}$ [°]	$h_M$ [m]	$I_D$ [-]
16	1,425	1,510	0,315	0,415	26,1	27,3	0,095	0,67
17	1,550	1,610	0,338	0,445	19,1	23,1	0,095	0,41
18	1,435	1,520	0,334	0,433	31,1	30,9	0,050	0,69

Das Verhalten der Feststoffphase wird mit dem in Abschnitt 4.3.3 beschriebenen hypoplastischen Stoffmodell und den Materialparametern des K1 Sands modelliert. Die Kopplung mit dem hydraulischen Modell nach Darcy für das Porenwasser erfolgt mit Hilfe der von Hamann (2015) implementierten  $\mathbf{u}$ - $p$  Formulierung.

Der untere und die seitlichen Ränder sind in Normalenrichtung unverschieblich gelagert. Sie werden zudem vereinfacht als impermeabel betrachtet. Der obere Modellrand ist permeabel und nach der Generierung des Ausgangszustands frei verschieblich. Die Dränageschicht unter den beiden Sandkammern des Modellversuchs wird vernachlässigt und stattdessen als zusätzliche Höhe über die gesamte Modellbreite dem Modellboden zugeschlagen.

Der Wasserspiegel befindet sich stets oberhalb der Geländeoberkante. Die genaue Ordinate ist versuchsabhängig und kann Tabelle 4.9 entnommen werden. Das gesamte Modellgebiet wird mit der Erdbeschleunigung  $g = 10 \text{ m/s}^2$  und einer Oberflächenlast  $p(x,y,t)$  belastet. Die Oberflächenlast besitzt einen konstanten, hydrostatischen Anteil, welcher sich aus der Wassertiefe im Ruhezustand an der Position  $x$  ergibt. Weiterhin besitzt sie einen Anteil mit sinusförmigem Last-Zeitverlauf für jede Koordinate  $x$  aus der induzierten Wellenlast, siehe Gleichung 2.18. Infolge der Zeit- und Ortsabhängigkeit stellt sich eine Wellenfortschrittsrichtung ein, welche analog zu den Versuchen im Wellenkanal gewählt wird. Die für

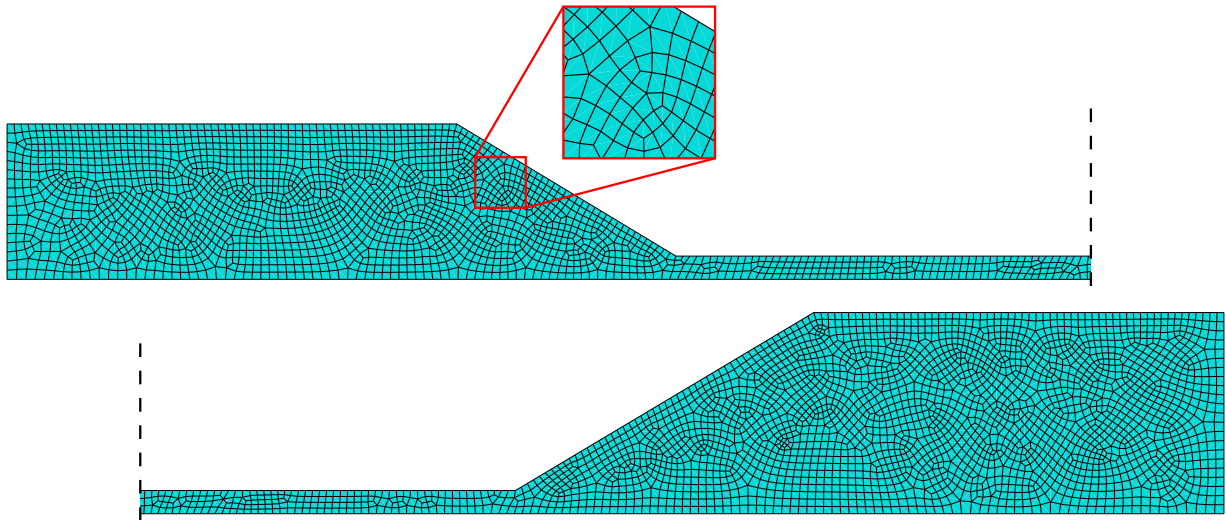


Abbildung 4.19: Netz des FE-Modells, hier zur besseren Darstellung mittig geteilt, mit Geometrie des Modellversuchs Nr. 18 und 4734 Elementen des Typs CPE4RT

Tabelle 4.9: Wellenparameter und Wassertiefe zur Berechnung des dynamischen Anteils der Oberflächenlast gemäß Gleichung 2.18

Versuch Nr.	$H$ [m]	$L$ [m]	$T$ [s]	$h_{WSP}$ [m]
16	0,22	2,50	1,7	1,060
17	0,22	2,50	1,7	1,055
18	0,22	2,50	1,7	1,050

den dynamischen Anteil der Oberflächenlast relevanten Wellenparameter sind in Tabelle 4.9 aufgeführt.

Zur Vermeidung numerischer Instabilitäten am linken und am rechten Modellrand, wird die Wellenersatzlast beim Ein- und Auslaufen in das Modellgebiet gedämpft. Die Dämpfung erfolgt linear und beträgt 100 % am Modellrand und 0 % bei einem Abstand zum Modellrand von 0,15 m. Die Dämpfung bezieht sich ausschließlich auf den dynamischen Lastanteil, nicht den hydrostatischen. Die Wellenersatzlast wird mithilfe einer User-Subroutine (VDLOAD) auf die gesamte Geländeoberkante aufgebracht. Die orts- und zeitabhängige, sinusförmige Streckenlast wird nach 2.18 berechnet. Berücksichtigt wird dabei die Geländegeometrie und die damit verbundene Änderung der Wassertiefe im Bereich der Unterwasserböschung. Zu Simulationsbeginn ( $t = 0$ ) wirkt noch keine Wellenersatzlast. Mit Beginn der Simulation läuft diese seitlich in das Betrachtungsgebiet. Eine Zeitbedingung prüft anhand der Streckenordinate (Abstand zum seitlichen Modellrand) und der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit, ob die Wellenersatzlast bereits aktiv geschaltet wird. Zusätzlich wird eine konstante Oberflächenlast von  $0,5 \text{ kN/m}^2$  aufgebracht, welche auf das Korngerüst wirkt und numerische Instabilität bei Zuständen mit effektiven Spannungen nahe Null

verhindert.

Zu Beginn der Analyse wird eine Erdruhedruckverteilung mit  $K_0 = 0,5$  und eine hydrostatische Wasserdruckverteilung vorgegeben. Sofern nicht anders angegeben, wird eine über die Tiefe konstante Sättigung  $S_w = 0,99$  und ein Durchlässigkeitsbeiwert  $k_f = 1,4 \cdot 10^{-4}$  m/s angenommen. Die Diskretisierung erfolgt mit Vierknotenelementen vom Typ CPE4RT, wobei der Temperaturfreiheitsgrad in diesem Fall als Hilfsmittel für den Porenwasserdruck verwendet wird (Hamann, 2015). Der Knotenabstand der Elemente beträgt 1,5 cm bis 2,0 cm. Abbildung 4.19 zeigt das verwendete Netz, welches unstrukturiert erzeugt wird um numerische Probleme an den Böschungsecken zu vermeiden. In Abhängigkeit von der jeweiligen Geometrie ergeben sich somit Modelle mit ca. 4.400 bis ca. 5.100 Elementen.

# 5 Experimentelle Untersuchungen im Wellenkanal

Um die Auswirkungen von Wellen auf Unterwasserböschungen zu studieren, werden Modellversuche im Wellenkanal des Instituts für Mechanik und Meerestechnik der TU Hamburg durchgeführt. Der Einfluss von Strömung und die Kombination von Strömung und Wellen werden nicht betrachtet, siehe Zielsetzung in Kapitel 3. In den nachfolgenden Abschnitten dieses Kapitels werden die Versuche, ihre Randbedingungen und Vereinfachungen wie auch die Ergebnisse vorgestellt. Eine umfangreiche Darstellung der Messwerte findet sich im Anhang C.

## 5.1 Versuchsprogramm

Die Modellversuche sind unterteilt anhand der verwendeten Wellenbelastung in Versuche mit monotoner Wellenlast (monochromatische Wellen) und solche mit spektraler Wellenlast (multichromatische Wellen). Innerhalb der beiden Hauptgruppen wird insbesondere die welleninduzierte Drucklast auf die Sandkörper variiert. Daneben werden in beiden Gruppen Variationen mit unterschiedlichen Anfangslagerungsdichten und Böschungsneigungen untersucht. Sofern nicht anders vermerkt, werden die Versuche mit sehr lockerer bis lockerer Anfangslagerungsdichte durchgeführt. Die sich selbst einstellende Anfangsböschungsneigung ist mit  $20^\circ$  bis  $30^\circ$  einige Grad geringer als der kritische innere Reibungswinkel  $\varphi_c$  des Versuchssands.

Das Versuchsprogramm beinhaltet somit unterschiedliche Randbedingungen zur Untersuchung der in Kapitel 3 aufgelisteten und voraussichtlich maßgebenden Einflussfaktoren: Lagerungsdichte des Bodens, Ausgangsböschungsneigung, Wellenlaufrichtung, Wassertiefe und Seegangcharakteristik.

### 5.1.1 Monotone Wellenlast

Der Großteil der Versuche verwendet eine monotone Wellenlast. Hierbei erzeugt die Wellenklappe ein gleichbleibendes Wellenbild, welches lediglich durch die Einbauten und Reflexionen beeinflusst wird. In Tabelle 5.1 sind die Wellenparameter sowie die geometrischen Randbedingungen der Versuche zusammengefasst. Im Anhang C.1 sind die zugehörigen Einstellungen der Wellenklappe aufgeführt.

Die Versuchsdauer beträgt in der Regel eine Stunde. Aufgrund technischer Probleme ist sie bei Versuch 6 abweichend lediglich 1:20 min lang. Versuch Nr. 13 wurde nach 40 min abgebrochen.

Tabelle 5.1: Übersicht der Versuche mit monotoner Wellenbelastung, gemessene Einwirkungsgrößen

Nr.	Anfangsböschung auf Seite				$I_D^1$	Wasser- tiefe $h$	Wellenparameter	
	Strand		Wellenklappe				Höhe $H$	Periode $T$
	$h_{STR}$ [cm]	$\beta_{STR}$ [°]	$h_{WK}$ [cm]	$\beta_{WK}$ [°]				
1	38,5	22,5	40,5	22,0	0,30	81,0	3,5	2,0
2	38,8	22,0	40,5	22,0	0,20	80,5	6,0	1,2
3	38,0	29,0	40,5	29,0	0,65	80,5	6,0	1,2
4	34,5	23,0	35,0	22,5	0,30	72,0	3,5	2,0
5	38,5	26,5	38,0	25,0	0,30	76,0	3,0	0,9
6	38,5	26,5	38,0	25,0	0,65	76,0	9,0	1,6
7	34,0	25,0	31,0	26,0	0,30	75,0	3,8	1,5
8	36,5	27,5	30,0	25,0	0,30	73,0	3,5	1,3
9	41,5	27,0	34,5	23,0	0,20	69,0	6,0	2,0
10	32,5	28,0	37,5	26,0	0,30	68,0	12,0	1,8
11	34,5	27,0	33,0	24,0	0,30	65,0	11,0	2,0
12	42,0	28,0	40,0	26,0	0,20	58,0	5,0	2,0
13	35,5	23,5	37,5	22,5	0,20/ 0,09	85,5	17,0	1,4
14	30,0	25,0	40,0	27,5	0,66	86,0	6,0	2,0
15	30,0	24,5	39,0	27,0	0,25	86,0	19,0	1,1
16	26,5	26,0	36,5	27,5	0,67	101,0	22,0	1,7
17	31,0	21,0	35,0	20,0	0,41	100,5	22,0	1,7
18	26,5	29,5	35,0	29,0	0,69	100,0	22,0	1,7
19	33,5	27,5	30,0	26,5	0,45	100,0	22,0	1,7

WK: Wellenklappe

STR: Strand

<sup>1</sup>: Gemessen ab Versuch Nr. 13, vorher abgeschätzt. Die gemessenen Werte der bezogenen Lagerungsdichte beider Versuchsseiten liegen dicht beieinander, andernfalls angegeben.

### 5.1.2 Spektrale Wellenlast

Verwendet werden diskrete Zeitreihen eines ein- bzw. dreistündigen Seegangs, welche ein JONSWAP-Seegangsspektrum abbilden sollen. Die Zeitreihen der Wellenklappensteuerung werden mittels eines stochastischen Ansatzes, welcher zufällige, langkammige Wellen innerhalb eines definierten Seegangsspektrums produziert, erzeugt. Hierfür wird auf die Arbeit von Dostal (2016) zurückgegriffen. Das erzeugte Spektrum der Wellenklappensteuerung wird in Abschnitt 5.2.1 dem gemessenen Spektrum der Wellen- und Porenwasserdrucksensoren gegenübergestellt.

In Tabelle 5.2 sind die signifikanten, mit dem Index  $s$  versehenen, und die mittleren, mit dem Index  $m$  versehenen, Wellenparameter, sowie die geometrischen Randbedingungen der Versuche, zusammengefasst. Verwendet werden unterschiedliche Zeitreihen, welche infolge der zufälligen Erzeugung verschiedene Wellenabfolgen hervorrufen. Da bei den Versuchen die Wellenhöhen im Vergleich zur Natur skaliert sind, und Wassertiefe wie auch die Kanaleinbauten einen Einfluss auf die erzeugten Wellen haben, werden zudem faktorisierte Reihen erzeugt und getestet (Versuche 23 bis 25 und 26 bis 28).

Die Versuchsdauer beträgt in der Regel eine Stunde. Abweichend weisen die Versuche Nr. 23, 24 und 25 eine dreistündige Versuchsdauer auf. Die Versuchsdurchläufe Nr. 27 und 28 sind hingegen aufgrund technischer Probleme lediglich ca. 7 min lang.

Tabelle 5.2: Übersicht der Versuche mit spektraler Wellenbelastung, gemessene Einwirkungsgrößen

Nr.	Anfangsböschung auf Seite		Wellenkl.			W.- tiefe	JONSWAP-Spektrum					
	Strand						Nr.	$H_s$	$L_s$	$T_s$	$H_m$	$L_m$
	$h_{STR}$	$\beta_{STR}$	$h_{WK}$	$\beta_{WK}$	$I_D^1$	$h$	$H_s$	$L_s$	$T_s$	$H_m$	$L_m$	$T_m$
	[cm]	[°]	[cm]	[°]	[1]	[cm]	[cm]	[cm]	[s]	[cm]	[cm]	[s]
20	41,5	28,5	41,5	30,0	0,30	86,5	11,4	249	1,4	7,1	211	1,2
21	45,0	25,0	40,5	28,0	0,30	85,5	11,8	235	1,4	7,3	210	1,2
22	45,0	20,5	39,0	29,0	0,30	86,0	9,4	263	1,5	5,5	245	1,2
23	40,0	26,0	40,0	29,0	0,30	85,5	9,0	241	1,4	5,5	210	1,1
24	43,5	20,0	38,0	25,0	0,30	85,5	9,0	234	1,4	5,5	213	1,1
25	39,0	26,0	37,0	25,0	0,20	85,5	11,1	242	1,4	6,8	211	1,1
26	34,0	25,0	40,0	27,5	0,56	85,5	11,7	252	1,4	7,3	210	1,2
27	33,5	27,5	30,0	26,5	0,50	100,0	26,9	331	1,6	16,2	280	1,3
28	33,0	27,0	30,0	26,0	0,50	100,0	27,4	616	2,6	16,0	454	1,9
29	33,0	25,5	31,0	28,0	0,52	100,0	12,7	277	1,4	7,9	231	1,2

WK: Wellenklappe

STR: Strand

<sup>1</sup>: Gemessen ab Versuch Nr. 26, vorher abgeschätzt. Die gemessenen Werte der bezogenen Lagerungsdichte beider Versuchsseiten liegen dicht beieinander.

### 5.1.3 Lagerungsdichte

Im Hinblick auf die Untersuchung des Einflusses der Lagerungsdichte, werden bestimmte Versuche mit unterschiedlicher Lagerungsdichte aber ansonsten vergleichbaren Randbedingungen durchgeführt. Die Variation umfasst Zustände zwischen lockerer und dichter Anfangslagerung. Infolge der geometrischen Veränderungen im Bereich der Böschungen können die Wellenparameter geringfügig voneinander abweichen, obwohl die Wellenklappe identisch angesteuert wird.

Die bezogene Lagerungsdichte wird als einer der dimensionslosen Kennzahlen der Versuche ausgewertet. Somit kann sie in Kombination mit den übrigen Kennzahlen betrachtet werden. Das ermöglicht eine Einschätzung ihrer Relevanz für die Böschungstabilität. Zu beachten ist die Unschärfe infolge der teilweise abgeschätzten Lagerungsdichte.

### 5.1.4 Böschungsneigung

Die Anfangsböschungsneigung der Versuche variiert zwischen  $20,0^\circ$  und  $30,0^\circ$ . Sie stellt sich durch das Herausziehen der temporären Trennwände selbstständig ein. Vorversuche in einem höheren Versuchsbecken haben gezeigt, dass mit zunehmender Höhe des senkrechten Böschungssprungs die sich einstellende Unterwasserböschung flacher ausfällt (Bubel u. a., 2012). Die Böschungsneigungen der durchgeführten Versuche weisen diese Tendenz nicht auf (siehe Abbildung 5.1). Sie befinden sich mit Höhen zwischen 0,26 m und 0,45 m jedoch in einem vergleichsweise engen Rahmen. Neben der Höhe ist die Lagerungsdichte für die sich einstellende Böschungsneigung und die zeitliche Dauer bis zum Erreichen eines Gleichgewichtszustands entscheidend (Bubel u. a., 2011). Durchgeführte Versuche mit mitteldichter bis dichter Lagerung des Ausgangszustands weisen eine tendenziell steilere Neigung auf. Abbildung 5.1 zeigt die Anfangsböschungsneigung  $\beta_0$  aller Versuche. Die mit einem Asterisk gekennzeichneten Böschungen weisen eine anfänglich lockere Lagerungsdichte auf, wohingegen die mit einem Kreissymbol gekennzeichneten Böschungen für eine mitteldichte bis dichte Anfangslagerung des Bodens stehen. Die jeweiligen Mittelwerte der in vier Gruppen zusammengefassten Versuchs Böschungen sind mit einem schwarz umrandeten Diamantsymbol gekennzeichnet.

Der Anfangsböschungswinkel bei lockerer Lagerungsdichte ist mit durchschnittlich  $24,5^\circ$  etwas geringer als bei mitteldichter bis dichter Lagerung mit durchschnittlich  $27,2^\circ$ , wobei die Böschungshöhe letzterer im Schnitt etwas geringer ausfällt.

## 5.2 Versuchsauswertung

### 5.2.1 Verifizierung der Modellannahmen

Zur Verifizierung der getroffenen Annahmen, insbesondere der Sättigung und der Lastinduktion mithilfe der eingebrachten Wellen, wird eine Datenanalyse der Messdaten durchgeführt. Diese basiert auf Spektralanalysen und Kontrollrechnungen mittels linearer Wellentheorie. Zudem werden die welleninduzierten Porenwasserdrücke im Bodenkörper mit

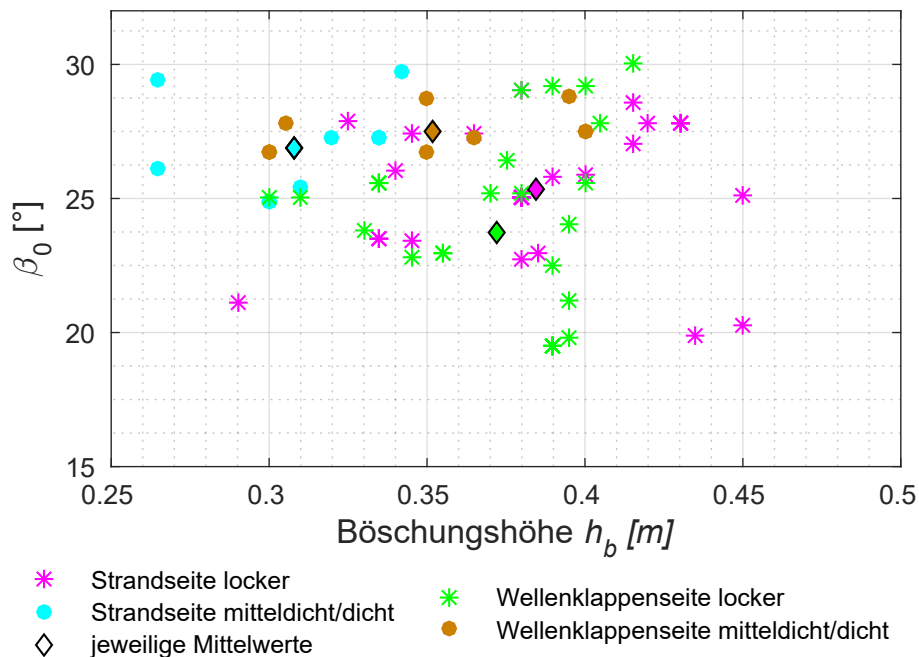


Abbildung 5.1: Anfangsböschungsneigungen aller durchgeführten Versuche und ihre Böschungshöhen

den theoretischen Verläufen nach Hsu u. a. (1994) verglichen, vgl. Abschnitt 2.2.2. Dies dient insbesondere auch der Überprüfung der Bodensättigung.

### 5.2.2 Analyse der Wellenbelastung

Die Datenreihen der Wellenhöhensensoren, wie auch ausgewählter Porenwasserdrucksensoren, werden mittels diskreter Fourier-Transformationen (DFT) analysiert. Hierbei wird auf das Fast Fourier Transform (FFT) Verfahren, welches Matlab zur Verfügung stellt, zurückgegriffen. In der vorliegenden Arbeit werden das Amplitudenspektrum  $\eta(f)$  und die spektrale Energiedichteverteilung  $S(f)$  normiert dargestellt, siehe u. a. Abbildung 5.2 und Abbildung 5.4.

Optisch werden Reflexionen durch Einbauten und der unvollständigen Dissipation der Wellenenergie am Kanalende (Strand) wahrgenommen. Diese Sekundärwellen führen zwar zu einem nicht ganz gleichmäßigen Bild der Oberflächenwellen, haben jedoch nur vernachlässigbaren Einfluss auf die welleninduzierte Druckbelastung, wie die Spektralanalyse der Versuche Nr. 2 (monotone Wellenlast; Abbildung 5.2) und Nr. 20 (spektrale Wellenlast; Abbildung 5.3) beispielhaft zeigen.

Die normierten Amplitudenspektren der beiden Wellensensoren (WS) sind in Abbildung 5.3 denen der jeweils ortsnahen und im freien Wasser befindlichen (Porenwasser-)drucksensoren (PWDS) gegenübergestellt. Abbildung 5.2 zeigt hingegen nur die PWDS. Während die von der Wellenklappe erzeugten, vergleichsweise niederfrequenten Wellen durch die PWDS wahrgenommen wurden, sind die überlagernden höherfrequenten Wellen, welche durch Reflexionen an Einbauten erzeugt wurden, nicht im Frequenzspektrum enthalten.

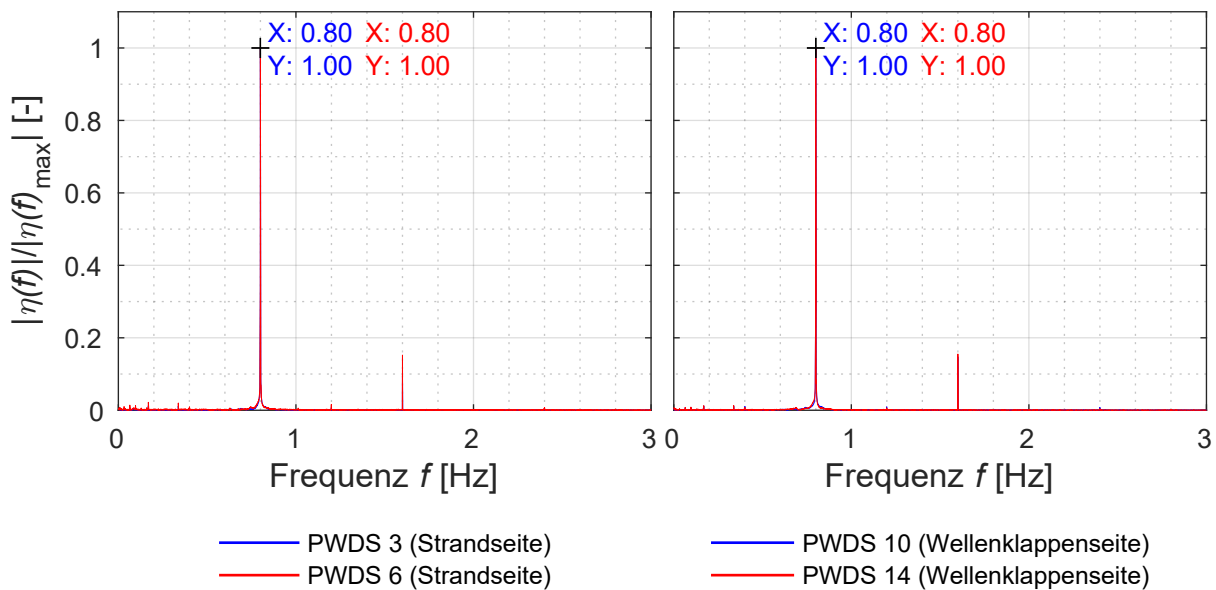


Abbildung 5.2: Normierte Spektralanalyse (Amplitudenspektren) ausgewählter Porenwasserdrücke des Versuchs Nr. 2

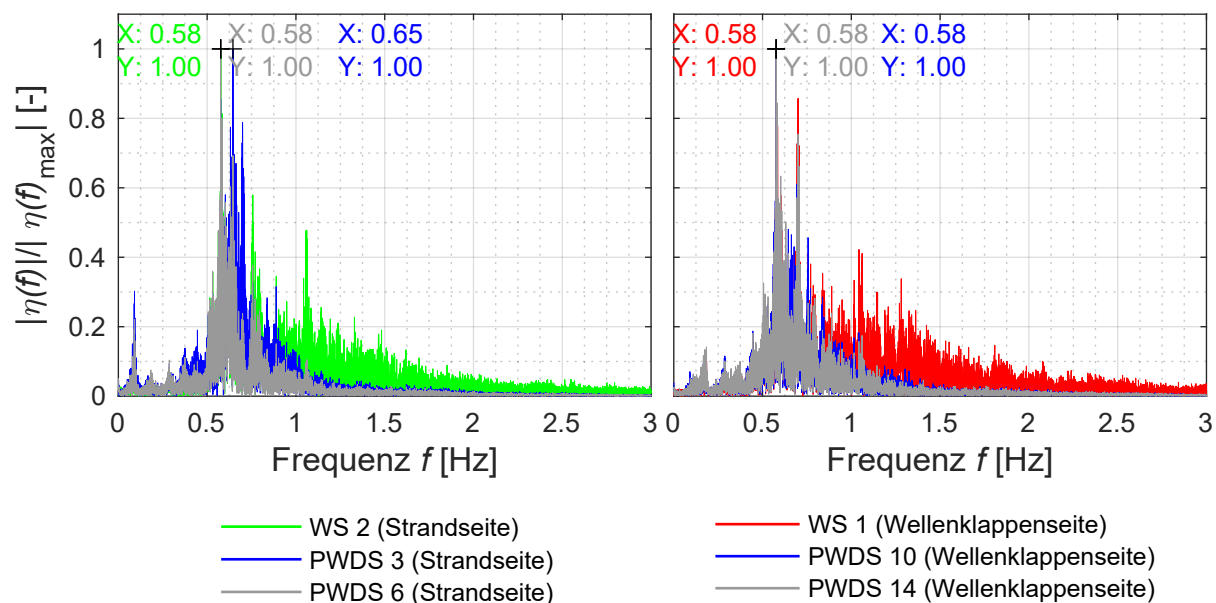


Abbildung 5.3: Normierte Spektralanalyse (Amplitudenspektren) ausgewählter Porenwasserdrücke und der Wellensensoren des Versuchs Nr. 20

Lediglich Vielfache der Hauptfrequenz, welche durch Reflexionen am Wellenkanalende hervorgerufen werden, werden in untergeordneter Höhe registriert. Die bestimmende Hauptfrequenz stimmt bei allen Sensoren nahezu immer überein und entspricht dem Kehrwert der gemessenen mittleren Wellenperiode  $T_m$ . Geringe Abweichungen, wie beispielsweise in Abbildung 5.3 auf der Strandseite ersichtlich, können vernachlässigt werden.

Bei Versuchen mit spektraler Wellenlast werden die mittleren ( $H_m, L_m, T_m$ ), signifikanten ( $H_s, L_s, T_s$ ) und maximalen Wellenparameter ( $H_{max}, L_{max}, T_p$ ) aus den Messdaten der Wellensensoren ermittelt, vgl. Abschnitt 2.2. Dabei weichen die direkt aus den Messwertreihen der WS ermittelten mittleren, signifikanten und maximalen Wellenparameter  $H$  und  $T$  zumeist von denen ab, die mittels FFT-Verfahren berechnet werden. Die Abweichungen sind bei den mittleren und signifikanten Parametern vernachlässigbar, bei den maximalen jedoch zumeist deutlich. Die rechnerisch ermittelten Beträge für  $H_p$  und  $T_p$  sind, unabhängig vom gewählten Ansatz der Gleichungen 2.15 bis 2.16, stets größer als die während des Versuchs tatsächlich gemessenen.

Abbildung 5.3 links und rechts zeigt leicht unterschiedliche Frequenzspektren der dargestellten Sensoren. Die Unterschiede sind auf die Einbauten des Kanals wie auch die erzeugte Unterwasserbaugrube in der Mitte des Beobachtungsbereiches bzw. ihre beiden Böschungen zurückzuführen. Infolge der Reflexionen, insbesondere jedoch infolge der baulichen Veränderungen am Kanalboden und der damit einhergehenden Veränderung der Wassertiefe über die Wellenlaufstrecke, verändert sich die Wellencharakteristik und das Wellenspektrum. Die Veränderung von letzterem zeigt Abbildung 5.4.

Das normierte Energiedichtespektrum des ursprünglich generierten Input-Signals der Wellenklappe ist deutlich breiter als das der beiden Wellensensoren. Zudem verändert sich die Hauptfrequenz geringfügig und es bilden sich sekundäre Spitzen höherer Frequenzen, besonders deutlich erkennbar auf der Strandseite (WS 1). Wie jedoch schon Abbildung 5.3 vermuten lässt, untermauert das Energiedichtespektrum der Porenwasserdrucksensoren in Abbildung 5.5 die getroffene Aussage, dass Wellen der Hauptfrequenz maßgeblich für die induzierten Porenwasserdruckänderungen sind.

Die Bandbreite des Energiedichtespektrums der PWDS ist schmäler als die der Wellensensoren, wobei die Energiedichte um den Sekundärpeak bei ca.  $1,2 \cdot f_p$ , welcher sich auf der Wellenklappenseite ausbildet, hoch bleibt. Ohne Erklärung bleibt die, von allen anderen Sensoren abweichende, Hauptfrequenz von PWDS 3, welche in Abbildungen 5.3 und 5.5 ersichtlich ist. Die Veränderung der Wellencharakteristik infolge der Einbauten verdeutlicht eine detaillierte Betrachtung der Messdaten in einem kurzen Zeitabschnitt.

Abbildung 5.6 zeigt links einen Ausschnitt der Zeitreihe. Deutlich erkennbar ist die Tendenz zu größeren Negativpeaks auf der Seite der Wellenklappe. Die Wellen laufen über die beiden Böschungen hinweg und ändern ihre Tendenz zu größeren Positivpeaks auf der Strandseite. Die Amplitudenspektren beider Wellensensoren sind in Abbildung 5.6 rechts übereinander gelegt. Die Hauptfrequenz ist identisch, wobei die Spektralamplitude leicht unterschiedlich ist. Die sekundären Peaks bei 0,7 Hz (WS 1) bzw. 0,75 Hz (WS 2) unterscheiden sich hingegen.

Abbildung 5.7 zeigt auf der linken Seite die Messdaten des WS 2 und des darunter befindlichen PWDS 3 in einem willkürlich gewählten Zeitintervall von 6 Sekunden. Die Rohmessdaten der PWDS (blau) weisen ein hochfrequentes, betragsmäßig sehr geringes Rauschen auf, welches durch eine gleitende Glättung herausgenommen wird (rot). Hierdurch entsteht eine geringe Latenz, die für die weitere Datenanalyse unerheblich ist. Die Frequenzanalyse von Rohdaten und geglätteten Daten ist nahezu identisch, wie die rechte Abbildung zeigt. Die lokalen Peaks der Zeitmessreihen in der linken Abbildung sind mit einem roten (PWDS) bzw. grünen (WS) Asterisk gekennzeichnet. Erkennbar ist auch hier, dass Sekundärwellen keinen messbaren Einfluss auf den induzierten (Poren-)wasserdruck haben.

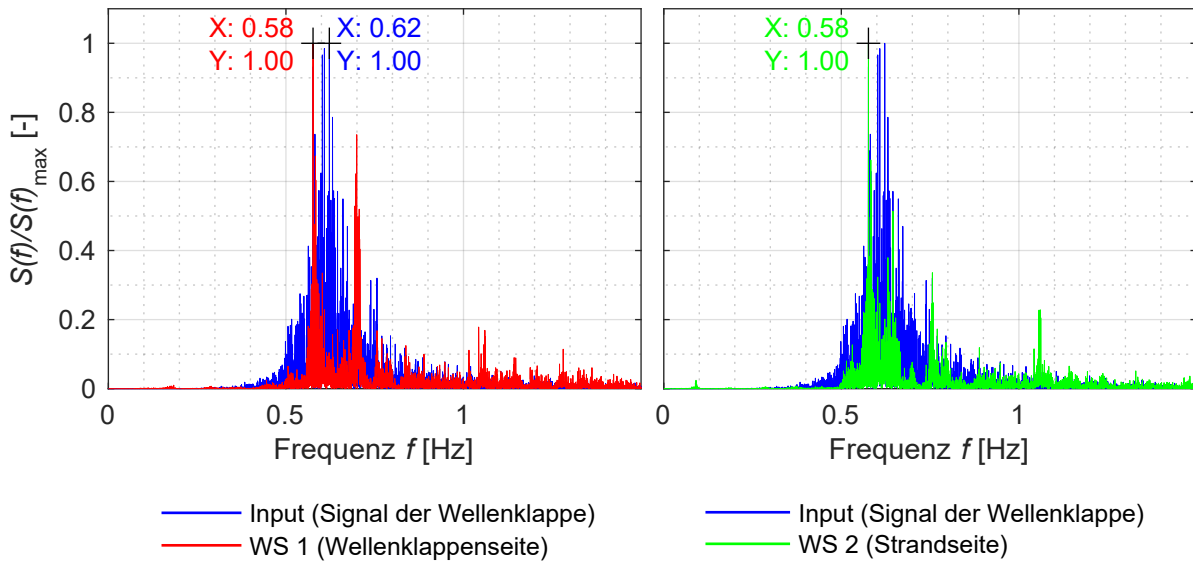


Abbildung 5.4: Normierte Energiedichtespektren des Input-Signals der Wellenklappe und der Wellensensoren WS 1 und WS 2, Versuch Nr. 20

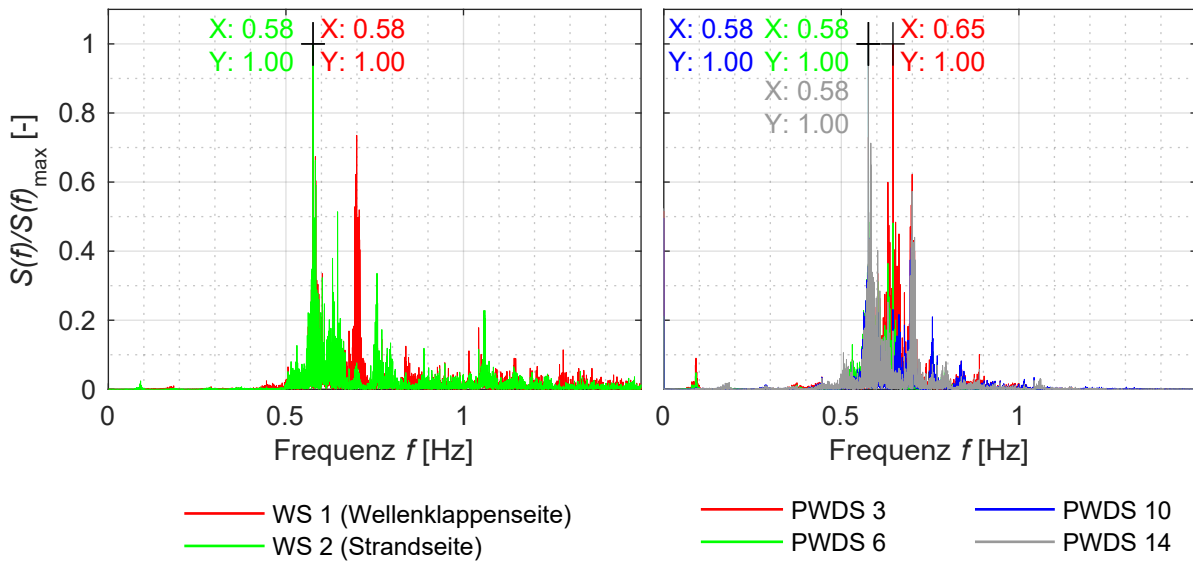


Abbildung 5.5: Normierte Energiedichtespektren der Wellensensoren sowie ausgewählter Porenwasserdrucksensoren, Versuch Nr. 20

Weiterhin lässt sich erkennen, dass die Wellenperiode einen entscheidenden Einfluss auf die Größe des induzierten Drucks hat, während die Wellenhöhe bei gleichbleibender Periode geringere Druckänderungen hervorruft.

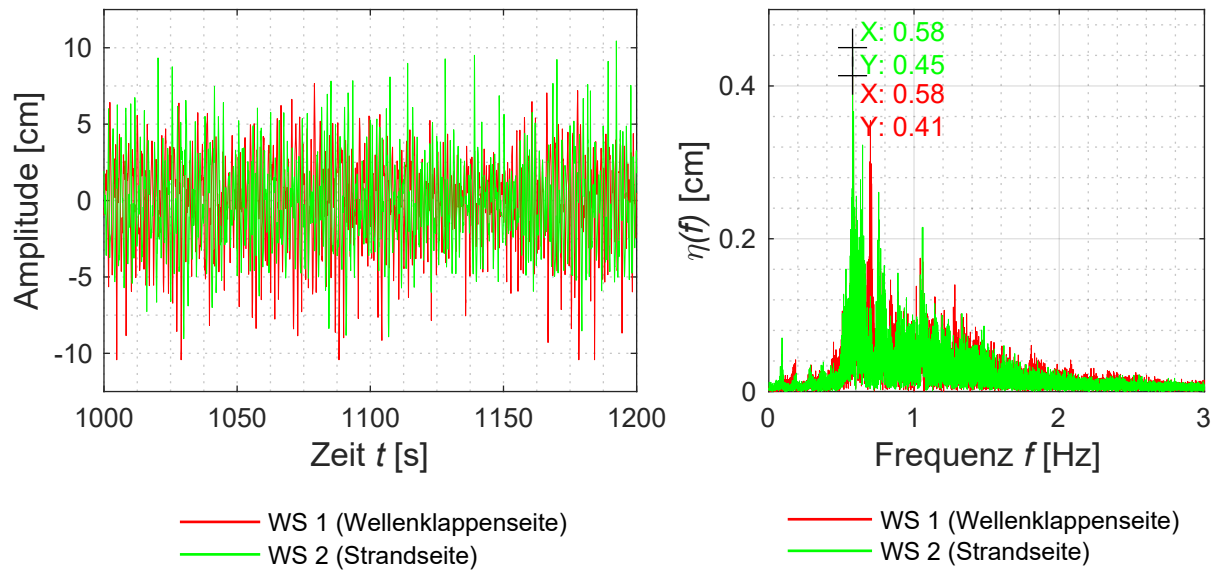


Abbildung 5.6: Zeitreihenausschnitte der Wellensensoren (links), Spektralanalyse (Amplitudenspektrum) der Wellensensoren (rechts) des Versuchs Nr. 20

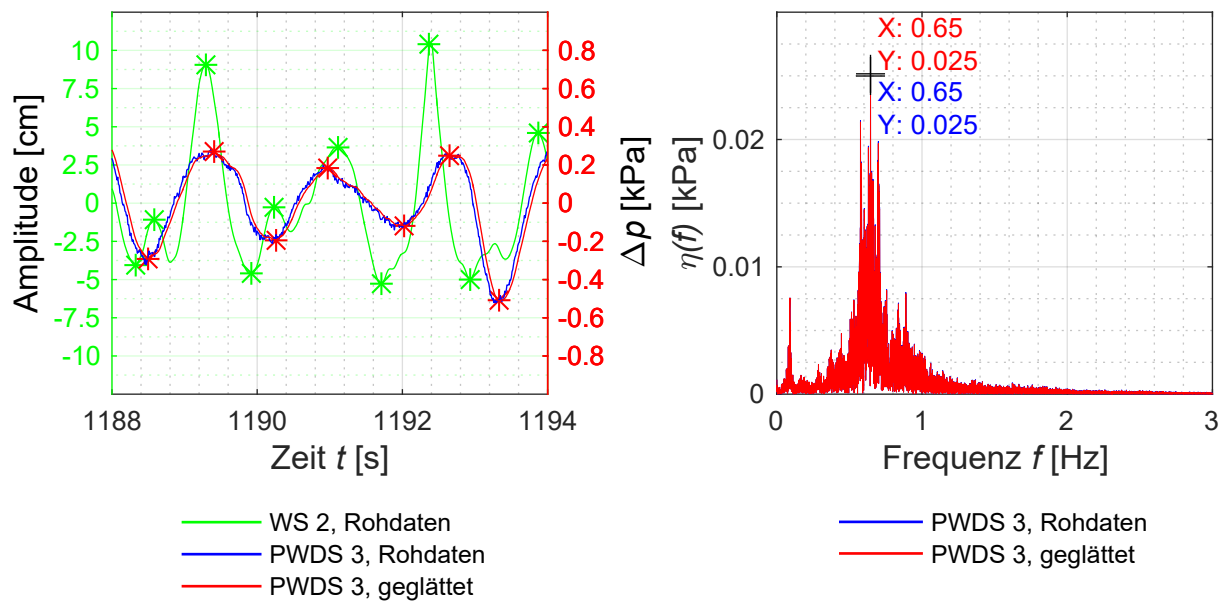


Abbildung 5.7: Links: Zeitausschnitt des Wellensensors WS 2 und des Porenwasserdrucksensors PWDS 3 (Rohdaten und geglättete Messdaten). Rechts: Spektralanalyse (Amplitudenspektrum) von PWDS 3 des Versuchs Nr. 20, im Vergleich Rohdaten zu geglätteten Messdaten

### 5.2.3 Analyse der welleninduzierten Porenwasserdrücke

Unter der Annahme, dass die in Abschnitt 2.2.2 vorgestellte analytische Lösung zur Beschreibung des welleninduzierten Porenwasserdrucks nach Hsu u. a. (1994) exakt ist, lassen sich die Messwerte mit theoretischen Ergebnissen vergleichen. Hierfür wird die mittlere Einfachamplitude des welleninduzierten Drucks an der Bodenoberkante,  $P_0$ , mit jener in der Tiefe  $z$  des Bodenkörpers,  $P_i$ , verglichen. Letzterer ergibt sich direkt aus den Messwerten der Sensoren, während ersterer aus den Messwerten der im freien Wasser befindlichen Sensoren ermittelt wird. Dabei bestimmt der Versuchsaufbau (Höhe des Bodenkörpers) den oder die hierfür geeigneten Sensoren. Aufgrund der unterschiedlichen Versuchsrandbedingungen ist eine Auswertung nur versuchsweise möglich.

Die Versuche zeigen mehrheitlich eine relativ gute Übereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen nach Hsu u. a. (1994). Abbildung 5.8 zeigt die Messwerte des Versuchs Nr. 16 im Vergleich zur theoretischen Lösung.

Die Streuung einzelner Messwerte deutet auf eine möglicherweise inhomogene Sättigung hin. Neben möglichen Messfehlern und -ungenauigkeiten, z. B. durch Lufteinschlüsse in der Sensorzuführung oder Lageveränderungen der Sensoren, verursacht der Versuchsaufbau an sich eine Beeinträchtigung des Wellenbildes, wie zuvor diskutiert, und somit über den Versuchsbereich ungleichmäßige Druckinduktionen. Daher unterliegen die Sensoren zum Referenzsensor möglicherweise einer abweichenden Druckbelastung.

Die theoretische Lösung nach Hsu u. a. (1994) verwendet Bodenparameter, welche nicht *in-situ* bestimmt werden können. Zudem werden sie als im Bodenkörper homogen vorkommend angenommen. Beides führt zu einer gewissen Unschärfe bezüglich des Vergleichswertes. Hsu u. a. (1994) verwendet zur Beschreibung des Bodens den Schubmodul  $G$ ,

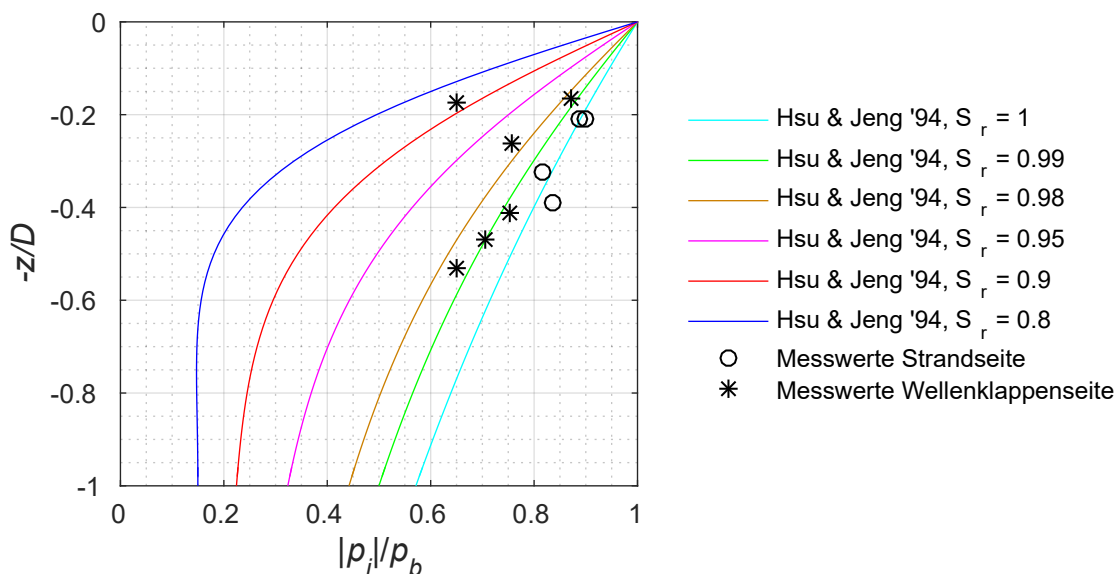


Abbildung 5.8: Normierte mittlere Druckamplituden der gemessenen Porenwasserdrücke  $|p_i|/p_b$  in der normierten Tiefe  $-z/D$ , theoretische Verläufe nach Hsu u. a. (1994), Versuch Nr. 16

bzw. alternativ den Steifemodul aus dem Ödometerversuch  $E_{oed}$  zusammen mit der Querdehnzahl  $\nu$ , sowie die Porosität  $n$  und den Durchlässigkeitskoeffizient  $k_f$ . Die Porosität wird mithilfe der bezogenen Lagerungsdichte ermittelt, siehe Tabellen 5.1 und 5.2. Der Durchlässigkeitskoeffizient wird entsprechend der Porosität aus Durchlässigkeitsversuchen bestimmt. Der ödometrische Steifemodul wird für ausgewählte Spannungsbereiche und Lagerungsdichten im Labor ermittelt. Angesetzt wird hier der Steifemodul (Tangentenmodul)  $E_{oed} = 3,75 \text{ MN/m}^2$ , welcher bei einer lockeren Lagerungsdichte mit  $I_D = 0,11$  und einer axialen Spannung der Erstbelastung von  $\sigma = 25 \text{ kN/m}^2$  ermittelt wird.

Der verwendete Steifemodul ist vergleichsweise klein, da er aus einer Erstbelastung stammt. Zugleich ist jedoch die Axialspannung im Ödometerversuch deutlich größer als die durch welleninduzierte Druckbeanspruchung hervorgerufene. Hsu u. a. (1994) machen keine Angaben zur Referenzspannung für die Bestimmung des Steife- bzw. des Schubmoduls. In den vorgestellten Beispielen eines Nordseestandorts beträgt der Schubmodul  $G = 100 \text{ MN/m}^2$ , was einem Steifemodul von  $E_{oed} = 35 \text{ MN/m}^2$  entspricht. Der im Laborversuch ermittelte Tangentenmodul für die Zweitbelastung bei  $I_D = 0,11$  und  $\sigma = 25 \text{ kN/m}^2$  entspricht mit  $E_{oed} = 34,74 \text{ MN/m}^2$  relativ genau dem Beispiel von Hsu u. a. (1994).

Abbildung 5.9 zeigt die Auswirkungen der Wahl des Steifemoduls auf die Verläufe nach Hsu u. a. (1994). Zusätzlich zur Darstellung der theoretischen Verläufe aus Abbildung 5.8 mit  $E_{oed} = 3,7 \text{ MN/m}^2$  sind die Verläufe bei höherem ödometrischen Steifemodul von  $E_{oed} = 34,7 \text{ MN/m}^2$  eingetragen. Bei vollständiger Sättigung hat die Steifigkeit des Korngerüsts keinen Einfluss auf den theoretischen Verlauf. Dies ändert sich bei unvollständiger Wassersättigung. Mit abnehmender Sättigung steigt der Einfluss der Korngerüststeifigkeit, insbesondere in zunehmender Schichttiefe.

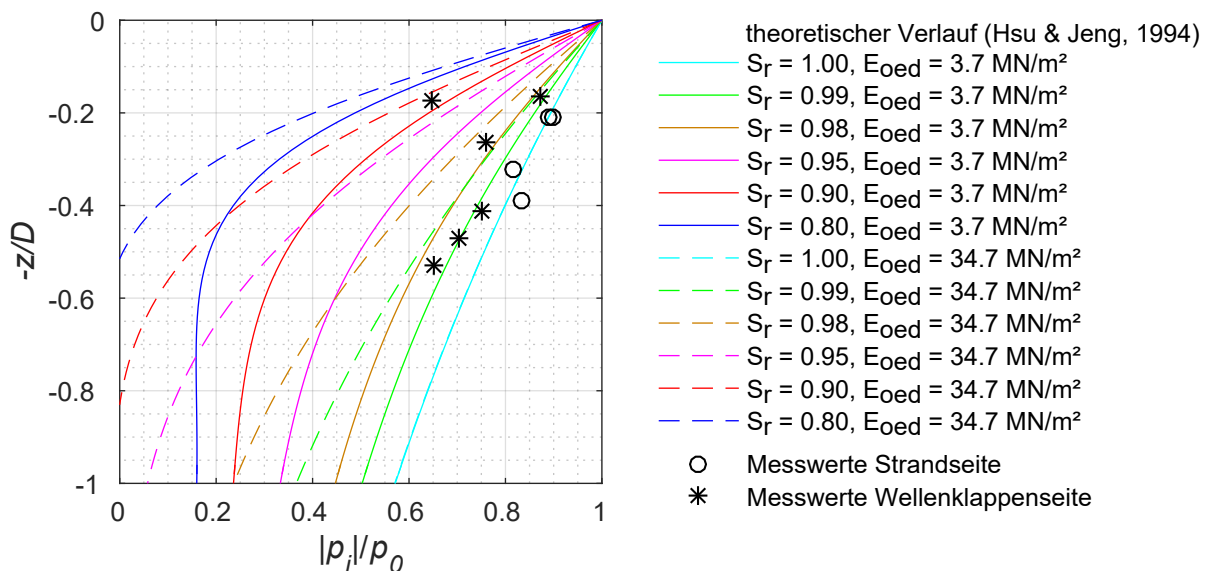


Abbildung 5.9: Normierte mittlere Druckamplituden der gemessenen Porenwasserdrücke  $|p_i|/p_0$  in der normierten Tiefe  $-z/D$ , theoretische Verläufe nach Hsu u. a. (1994) in Abhängigkeit der Sättigung und des ödometrischen Steifemoduls, Versuch Nr. 16

Eine genaue Bestimmung der tatsächlich vorherrschenden Sättigung ist nicht möglich. Somit bleibt der Vergleich mit dem Ansatz von Hsu u. a. (1994) zwar vage, doch lässt sich die Aussage treffen, dass die Sättigung meist leicht inhomogen mit Werten zwischen  $S_r = 0,95$  bis 1,0 verteilt ist. Die erreichte Sättigungen entspricht damit überwiegend dem Zustand natürlicher Meeresböden (Magda, 1998).

### 5.2.4 Oberflächenwellen

Im Anhang C werden, neben den Porenwasserdrücken, auch die normierten Wellenauslenkungen  $H(t)/H_{ref}$  über den beiden Böschungsbereichen je Versuch dargestellt. Die Wellenauslenkung  $H(t)$  wird im Fall der monotonen Wellenlasten mithilfe der mittleren Wellenhöhe  $H_{ref} = H_m$  normiert. Das Ergebnis liefert in der Regel Amplituden von  $\pm 1$ . Bei Versuchen mit spektraler Wellenlast erfolgt die Normierung mithilfe der signifikanten Wellenhöhe  $H_{ref} = H_s$ .

Da die Sensoren zur Messung der Wasserspiegelauslenkung (Wellensensoren) in den ersten zwölf Versuchen nicht verwendet werden, wird die Wellenhöhe hier rekursiv mittels linearer Wellentheorie aus den Messwerten der Druckaufnehmer PWDS 3 und PWDS 14 bestimmt.

Die normierten Messwerte zeigen in nahezu allen Versuchen eine größere positive Wellenamplitude im Versuchsabschnitt *Wellenklappe* und eine betragsmäßig größere negative Wellenamplitude im Versuchsabschnitt *Strand*. Dies ist insbesondere ab Versuch Nr. 13, also ab dem Zeitpunkt der Verwendung von Wellensensoren, ausgeprägt. Die Mittelachse der Wellenamplituden liegt nicht im Nullpunkt, siehe Abbildung 5.10 rechts. Dieses Phänomen wird durch die optische Messung der Wellenparameter während der Versuche bestätigt.

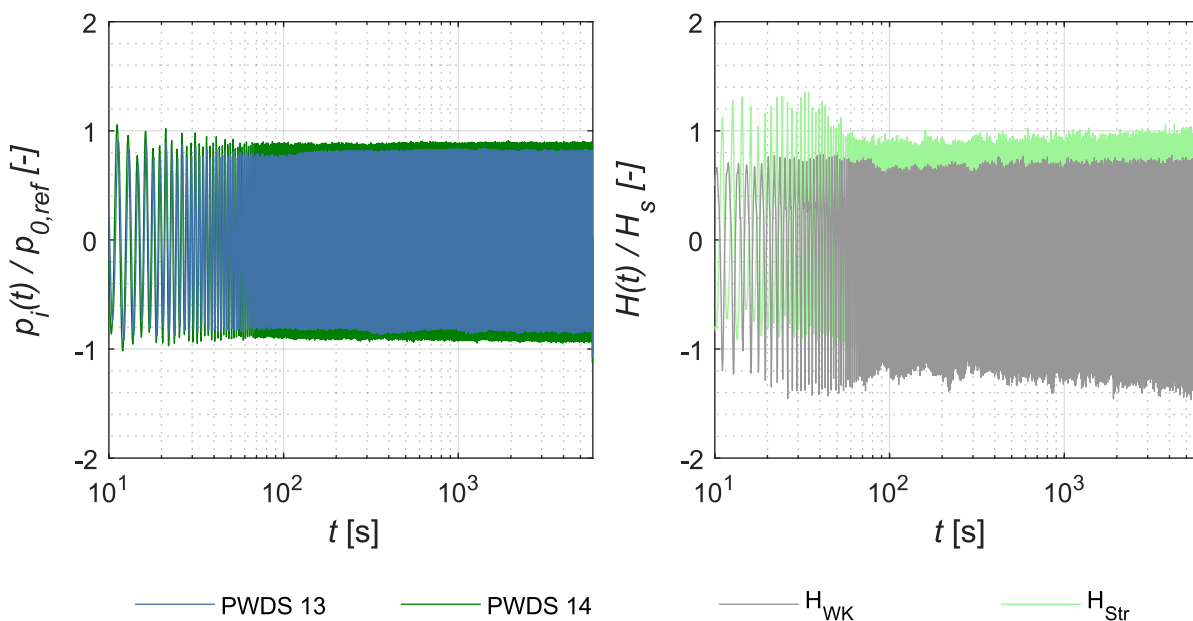


Abbildung 5.10: Links: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  von PWDS 13 und PWDS 14. Rechts: Normierte Wellenauslenkung  $H(t)/H_s$  der Versuchseiten *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (STR). Versuch Nr. 19

Es handelt sich hier also um ein Phänomen, welches auf den spezifischen Versuchsaufbau unter Wasser und die verwendeten Wellenparameter im Zusammenhang mit der Wassertiefe zurückzuführen ist. Ein Einfluss auf die Amplituden der Porenwasserdrücke ist jedoch nicht vorhanden. Eine nennenswerte Verschiebung der Nullachse kann nicht festgestellt werden, siehe Abbildung 5.10 links.

### 5.2.5 Ergebnisse der Modellversuche

Die Modellversuche werden insbesondere mithilfe der Porenwasserdruckmessungen ausgewertet. Die Fotoaufnahmen der Versuche erlauben dabei eine optische Dokumentation der Geschehnisse und eine Einordnung der Messwerte hinsichtlich des Zusammenhangs zwischen Messwertgröße und Boden- bzw. Böschungsverhalten.

Die Messwerte der Porenwasserdruckmessungen werden, zur besseren Vergleichbarkeit, normiert dargestellt. Hierfür wird die für die jeweilige Position berechnete, induzierte Porenwasserdruckamplitude an der Oberkante des Sandkörpers verwendet. Die Berechnung basiert auf der linearen Wellentheorie, vgl. Abschnitt 2.2.2. Für diesen Zweck werden die gemessenen Wellenparameter der Wellensensoren ( $H$ ,  $T$ ) und die positionsspezifische Wassertiefe ( $h$ ) berücksichtigt. Diese entspricht der im unverformten Ausgangszustand, welche mithilfe der anfänglichen Geländegeometrie ermittelt wird. Die Geometrie der beiden Böschungen wird für jeden Versuch im Ausgangszustand ausgemessen. Geländeoberkante und Böschungswinkel der Böschungsabschnitte sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 enthalten. Die Lage der Messsensoren ist in Tabelle 4.5 angegeben.

Die Sensoren PWDS 3, PWDS 10 und PWDS 14 befinden sich nicht in jedem Versuch unterhalb der anfänglichen Geländeoberkante. Somit können ihre normierten Messwerte die Amplitude von  $\pm 1$  übersteigen. Aufgrund der unterschiedlichen Randbedingungen der durchgeführten Versuche (Wellenparameter, Wassertiefe, Sättigung, Lagerungsdichte), variieren die Messwertamplituden identischer Sensoren zum Teil deutlich von Versuch zu Versuch, siehe Abbildungen in Anhang C.

Eine optisch wahrnehmbare, rasch erfolgende Böschungsbewegung ist als Böschungsversagen definiert. Der Versagenszeitpunkt wird dabei ebenfalls aus der optischen Aufnahme der einsetzenden Bodenverformung bzw. -bewegung bestimmt.

#### Versuch mit monotoner Wellenlast

Während der Großteil aller Versuche mit monotoner Wellenlast kein Böschungsversagen aufweist, tritt bei vier Versuchen ein Verflüssigungsversagen auf (siehe Tabelle 5.3). In allen vier Fällen ist die Böschung auf der der Wellenklappe zugewandten Seite betroffen, jedoch nur in zwei Fällen (Nr. 13 und Nr. 17) auch die Böschung auf Seite des Strand. Der Versagenszeitpunkt liegt bei drei Versuchen (Nr. 10, Nr. 13 und Nr. 17) innerhalb der ersten Minuten, also nach wenigen Wellenzyklen (10 bis 20). Dies deutet auf eine sehr lockere Lagerungsdichte des Versuchsbodens im Ausgangszustand hin, welcher bereits durch geringe Belastung verdichtet wird und infolgedessen ein Porenwasserüberdruck zur Bodenverflüssigung führt. Der eintretende Porenwasserüberdruck wird von den Sensoren im Einflussbereich der Verflüssigung erfasst, siehe Anhang C.

Tabelle 5.3: Übersicht der Böschungsversagen bei Versuchen mit monotoner Wellenbelastung

Nr.	Böschung		Wellenparam.			Versagen	
	$\beta_{STR}$ [°]	$\beta_{WK}$ [°]	$I_D^1$ [1]	$H$ [cm]	$T$ [s]	Zeit [min]	Seite
9	27,0	23,0	0,20	6,0	2,0	54:10	WK
10	27,9	26,4	0,30	12,0	1,8	0:30	WK
13	23,5	22,5	0,20/0,09	17,0	1,4	0:20	WK/STR
17	21,0	20,0	0,41	22,0	1,7	0:40	WK/STR

WK: Wellenklappe

STR: Strand

<sup>1</sup>: Gemessen ab Versuch Nr. 13, vorher abgeschätzt. Die gemessenen Werte der bezogenen Lagerungsdichte beider Versuchsseiten liegen dicht beieinander, andernfalls angegeben.

Abbildung 5.11 zeigt am Beispiel des Versuchs Nr. 10 den Verlauf des normierten Porenwasserdrucks zweier Sensoren (links) und wie auch den normierten Verlauf der Wellenhöhen. Der Sensor PWDS 13 befindet sich auf der Seite der Wellenklappe im Einflussbereich der Verflüssigung und verzeichnet bereits mit Beginn der Versuchsreihe eine Akkumulation des Porenwasserdrucks, welcher bis auf das Sechsfache der Referenzamplitude ansteigt. Auch die nächstliegenden Sensoren PWDS 7, 8, 9, 11 und 12 verzeichnen Druckanstiege ähnlicher Größe, wobei PWDS 9 die geringste Bodenüberdeckung (ca. 7 cm) und zugleich einen Anstieg des Porenwasserdrucks auf lediglich das ca. Dreifache der Referenzamplitude aufweist, vgl. Anhang C.19 und C.20.

Die Sensoren PWDS 10 und PWDS 14, welche sich ebenfalls auf der Wellenklappenseite befinden, bleiben dagegen unbeeinflusst. Sie messen in diesem Versuch nicht innerhalb des Bodenkörpers und zeigen somit die welleninduzierte Druckänderung im freien Wasser. Nach ca. 120 s Versuchsdauer (60 bis 70 Wellenzyklen) ist die Akkumulation wieder abgebaut. Die normierten Porenwasserdrücke pendeln anschließend bis zum Versuchsende um die Nulllinie. Die registrierten Wellenhöhen sind im Zeitraum der Verflüssigung nicht auffällig. Sie fallen sogar etwas geringer aus als im nachfolgenden Versuchszeitraum.

Das Verhalten des Porenwasserdrucks der Versuche Nr. 13 (beidseitig) und 17 (Wellenklappenseite) ist vergleichbar, siehe Anhang C. Unterschiede sind jedoch in der maximalen Größe des Porenwasserüberdrucks ersichtlich. Dieser beträgt in den Versuchen Nr. 13 und 17 lediglich das zwei- bis dreifache der Referenzamplitude. Zugleich ist die dimensionslose Druckbelastung  $p^*$  im Versuch Nr. 13 ca. doppelt so hoch wie in den Versuchen Nr. 10 und Nr. 17. Gleichwohl sich die Beträge unterscheiden, so zeigen alle drei Versuche einen stärkeren Anstieg der normierten Druckamplitude bei tiefer liegenden Sensoren. Die Dauer zwischen Start und Ende der Druckakkumulation beträgt auch bei den Versuchen Nr. 13 und 17 ca. 120 s.

Das Versagen der strandseitigen Böschung des Versuchs Nr. 13 wird in Abbildung 5.12 in 4 s-Schritten gezeigt. Das heißt, dass zwischen zweier Momentaufnahmen, z.B. Teilbilder 1 zu Teilbilder 2, knapp drei Wellenzyklen ( $T = 1,4$  s) auf die Böschung einwirken.

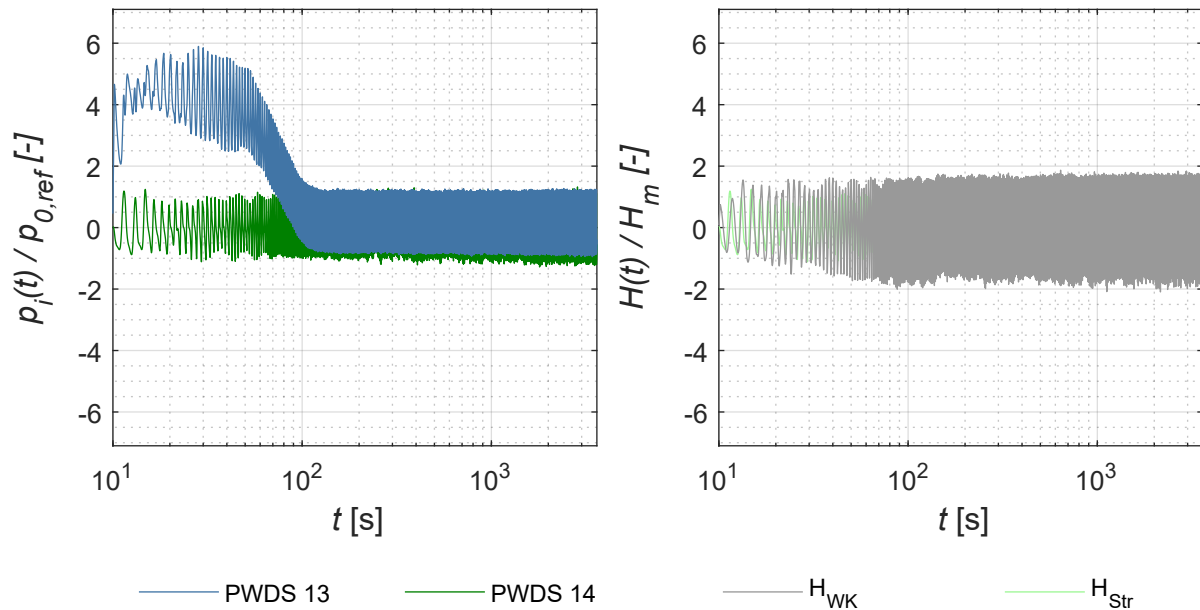


Abbildung 5.11: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 13 und PWDS 14 im Versuchsabschnitt *Wellenklappe* und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  des Versuchs Nr. 10

Stets zwei Fotos zeigen gemeinsam eine Böschung. Die Fotoreihen a und b sind je Schritt synchron von zwei, auf ihre Teilabschnitte ausgerichteten, Kameras aufgenommen. Beide Teilabschnitte sind direkt nebeneinander angeordnet und lediglich von einer Stahlstütze getrennt. Die akute Bodenverflüssigung ist deutlich durch die schnellen Verformungen des Bodenkörpers (Auf-, Abbewegungen und seitliche Verschiebung) und die aufsteigende Trübungsfahne der in Suspension gehenden Feinstpartikel zu erkennen. Der verflüssigte Boden verhält sich zähflüssig und wird durch die Wellendrucklast geformt.

Abbildung 5.12 Teilbilder 2a und 2b zeigen eine aufwärts gerichtete Verformung während eines Wellentals über der betreffenden Böschung. Der initiale Vorgang von 1a/b zu 2a/b verursacht zunächst nur eine geringe Bodenverschiebung. Die verflüssigte Bodenmasse erfährt anschließend eine zunehmende horizontale Verschiebung in Richtung der Böschung und folgt dieser, vgl. Teilbilder 3a/b und 4a/b. Nachfolgende Wellen führen abermals zu einer qualitativ vergleichbaren Bewegung der oberen Bodenschicht. Die Geländeoberkante am linken Bildrand der Fotoreihe a zeigt stets zunächst eine Aufwärtsverformung auf. Die Bodenmasse bewegt sich anschließend seitwärts zur Böschung auf der Fotoreihe b, vgl. Teilbilder 5a/b bis 10a/b. Zwischen Versagensbeginn und einem optisch abgeschlossenen Zustand liegen ca. 36 s bzw. ca. 25 Wellenzyklen. Anschließend Verformungen im weiteren Verlauf des Versuchs sind unwesentlich klein.

Im Vergleich zwischen dem Porenwasserüberdruck während des Versagensvorgangs in Abbildung 5.11 und dem optisch registrierten Verhalten in Abbildung 5.12 zeigt sich, dass das beobachtete Böschungsverhalten optisch früher abgeschlossen ist als das Abklingen des Porenwasserüberdrucks.

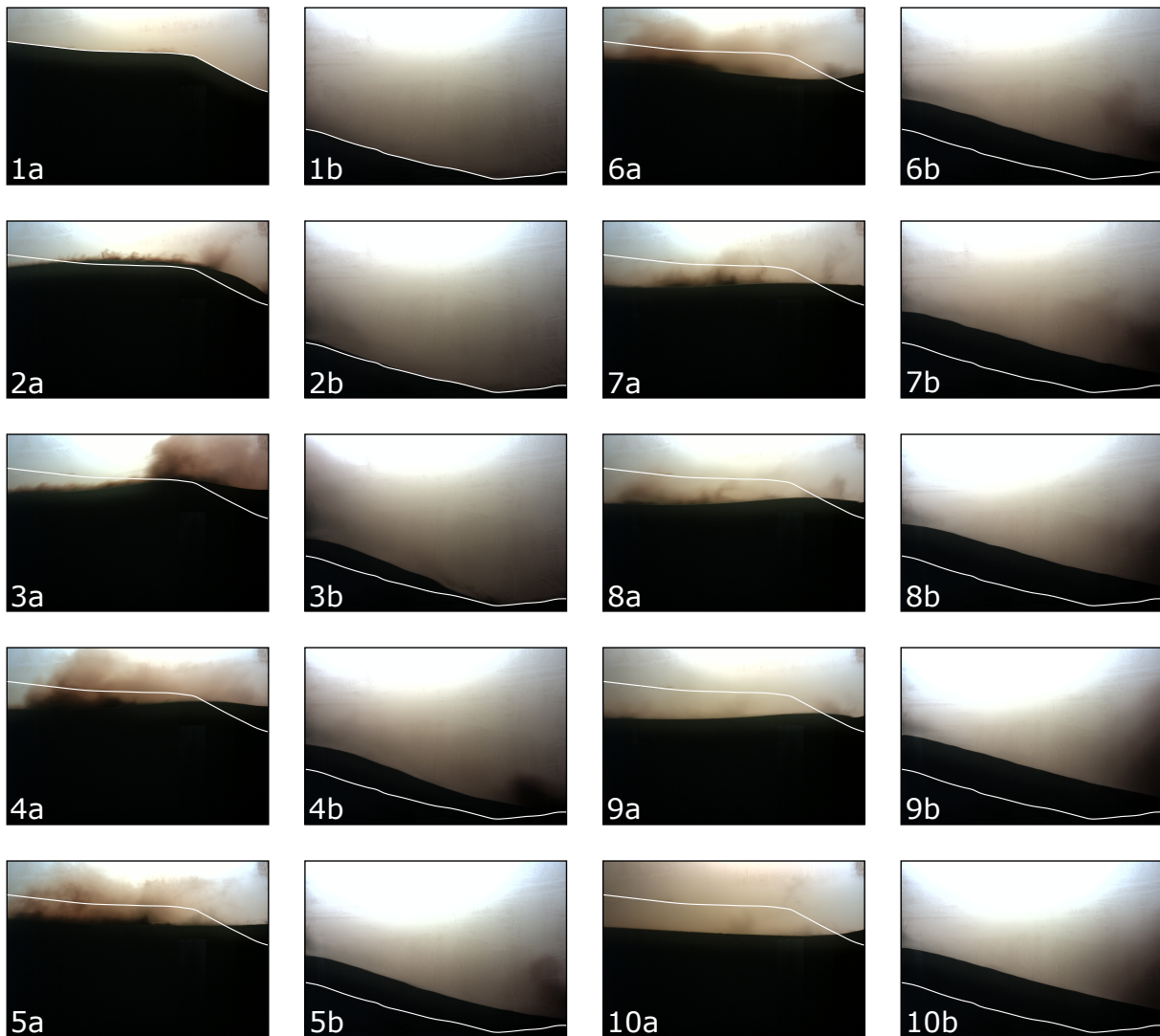


Abbildung 5.12: Beobachtetes Böschungsversagen (Verflüssigungsversagen) der strandseitigen Unterwasserböschung des Versuchs Nr. 13 (monotone Wellenlast;  $H = 17,0$  cm;  $L = 230$  cm;  $T = 1,4$  s;  $h = 35,5$  cm;  $\beta_{STR} = 22,8^\circ$ ;  $I_D = 0,20$ ): 1a/b direkt vor der Bodenverflüssigung, nachfolgende Abbildungen jeweils in 4 s-Schritten. 10a/b sind 36 s nach 1a/b aufgenommen. Fotoausschnitte zeigen nicht den kompletten Versuchsbereich

Im Gegensatz zu den drei Versuchen mit anfänglicher Bodenverflüssigung kommt es bei Versuch Nr. 9 erst nach ca. 54 Minuten (ca. 1.720 Wellenzyklen) zu einem Böschungsversagen. Als weitere Besonderheit ist hervorzuheben, dass die Porenwasserdrucksensoren das Ereignis nicht erfassen. Gleiches gilt auch für die Strandseite im Versuch Nr. 17. Eine Druckakkumulation im Bereich der Sensoren findet auch hier nicht statt, vgl. Anhang C.17, C.18 und C.33. Dennoch zeigt eine Auswertung der betreffenden Fotos, dass es zu einer Bodenverflüssigung kommt, siehe Abbildung 5.13.

Von den vier Versuchen mit eintretendem Versagen wird die bezogene Lagerungsdichte in zwei Fällen mithilfe der Kegelmessungen bestimmt (Nr. 13 und Nr. 17). Bei den anderen

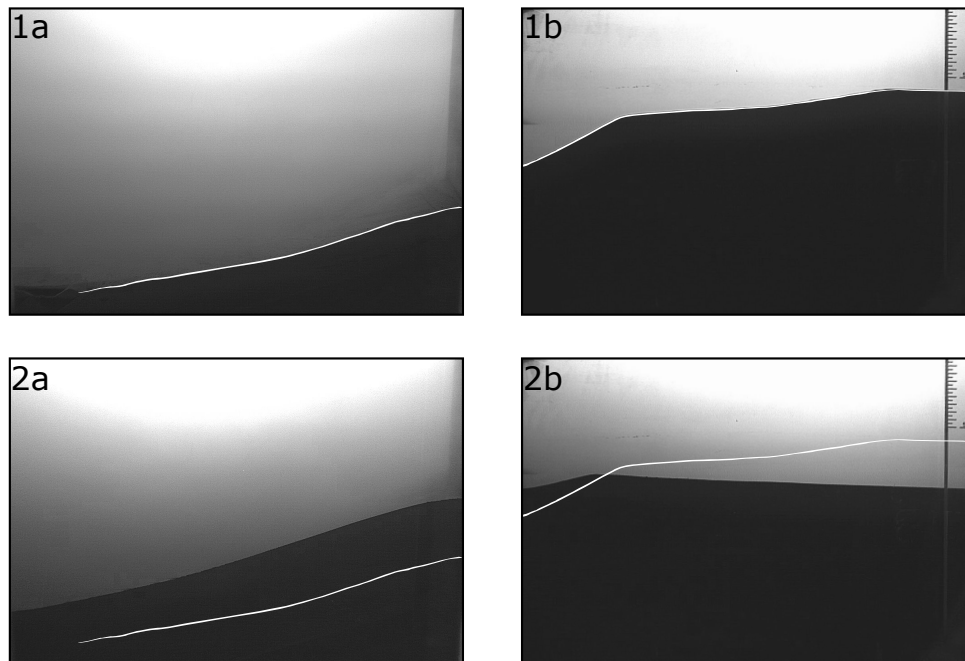


Abbildung 5.13: Beobachtete Geometrie der wellenklappenseitigen Unterwasserböschung des Versuchs Nr. 9 (monotone Wellenlast;  $H = 6,0$  cm;  $L = 340$  cm;  $T = 2,0$  s;  $h = 34,5$  cm;  $\beta_{WK} = 23,5^\circ$ ;  $I_D \approx 0,20$ ): 1a/b direkt vor der Bodenverflüssigung, 2a/b nach der Rekonsolidierung des Bodens. Fotoausschnitte zeigen nicht den kompletten Versuchsbereich

beiden Versuchen erfolgt eine Abschätzung der Lagerungsdichte, vgl. Abschnitt 4.2.6. Die dimensionslosen Kennzahlen des Abschnitts 4.1.4 sind für Versuche mit monotoner Wellenlast in Tabelle 5.4 aufgeführt, wobei die Versuche mit Böschungsversagen grau hinterlegt sind. Die aufgeführten Kennzahlen sind jene der Wellenklappenseite, welche bei Versagen stets betroffen ist. Sie unterscheiden sich infolge der ungleichen Wassertiefen geringfügig von denen der Strandseite. Die dimensionslose Böschungsneigung ist für beide Seiten angegeben. Ebenso die bezogene Lagerungsdichte des Versuchs Nr. 13, welche sich hier deutlich unterscheidet. In den anderen Fällen liegen die gemessenen Werte dicht beieinander.

In Abschnitt 5.2.6 werden die dimensionslosen Kennzahlen der Versuche mit monotoner wie auch spektraler Wellenlast hinsichtlich ihres Böschungsverhaltens ausgewertet. Abbildung 5.19 zeigt die Kennzahlen beider Versuchsseiten in paarweiser Darstellung. Mit grünen Kreisen gekennzeichnet sind dabei die Versuche mit Versagen. Für die Kennzahlen  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  wird eine relative Sättigung von  $S_r = 0,99$  angenommen. Die Relevanz der Lagerungsdichte wird in Abbildung 5.20 besonders betrachtet. Eine Tendenz kann bereits aus den Werten in Tabelle 5.4 abgelesen werden.

### Versuche mit Wellenspektrum

Auch bei den Versuchen mit Wellenspektren kommt es in sechs Fällen zum Böschungsversagen infolge Bodenverflüssigung (siehe Tabelle 5.5), wobei viermal beide Böschungen

Tabelle 5.4: Dimensionslose Kennzahlen der durchgeführten Modellversuche (jeweils Wellenklappenseite) mit monotoner Wellenlast, für  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  unter der Annahme von  $S_r = 0,99$  und  $E_s = 34,7 \cdot 10^3$  kPa. Grau hinterlegte Versuche zeigen Böschungsversagen

Nr.	$Re_p$ [ $\cdot 10^{-4}$ ]	$Fr'_p$ [ $\cdot 10^{-12}$ ]	$Eu_p$ [ $\cdot 10^9$ ]	$\Pi_{1,Z}$ [ $\cdot 10^{-2}$ ]	$\Pi_{2,Z}$ [ $\cdot 10^{-4}$ ]	$p^*$ [ $\cdot 10^{-3}$ ]	$\beta^*_{STR}$ [1]	$\beta^*_{WK}$ [1]	$I_D^1$ [1]
1	6,4	3,0	14,3	2,7	37	37,1	0,67	0,51	0,30
2	22	31	0,7	8,0	23	21,0	0,60	0,55	0,20
3	21	29	0,8	8,0	22	21,2	0,79	0,79	0,65
4	4,1	1,3	35,6	3,0	36	42,4	0,62	0,61	0,30
5	48	172	0,06	14,9	21	11,3	0,75	0,68	0,30
6	4,7	1,0	8,5	4,8	37	14,8	0,75	0,68	0,65
7	15	12	1,4	5,0	30	26,2	0,70	0,67	0,30
8	9,7	4,9	3,5	6,4	26	23,8	0,74	0,67	0,30
9	7,7	1,8	6,3	3,8	26	65,4	0,73	0,60	0,20
10	32	49	1,0	4,5	27	73,5	0,76	0,71	0,30
11	21	21	2,1	4,2	22	95,5	0,74	0,63	0,30
12	32	65	0,4	5,5	22	99,3	0,75	0,68	0,20
13	15	11	9,5	5,8	20	126,5	0,62	0,59	0,20/0,09
14	4,1	0,6	43,6	3,1	28	33,5	0,66	0,74	0,66
15	19	21	3,2	6,8	20	54,4	0,66	0,74	0,25
16	18	13	5,9	3,4	31	65,4	0,70	0,74	0,67
17	18	14	5,6	3,3	31	62,4	0,55	0,51	0,41
18	18	13	6,2	3,4	31	66,6	0,80	0,78	0,69
19	16	11	6,8	3,3	32	69,8	0,74	0,72	0,45

<sup>1</sup>: Gemessen ab Versuch Nr. 13, vorher abgeschätzt. Die gemessenen Werte der bezogenen Lagerungsdichte beider Versuchsseiten liegen dicht beieinander, andernfalls angegeben.

versagen (Nr. 20, Nr. 21, Nr. 22, Nr. 25) und in zwei Fällen nur die Böschung auf Seite der Wellenklappe betroffen ist (Nr. 23 und Nr. 24). Der Versagenszeitpunkt liegt bei vier Versuchen innerhalb der ersten Minute. Hier ist ebenfalls von einem sehr lockeren Ausgangszustand auszugehen, welcher für das schnelle Versagen verantwortlich ist. In Versuch Nr. 21 tritt das Versagen nach ca. 2:10 min ein. Auch hier hat der Ausgangszustand der Lagerungsdichte maßgeblichen Einfluss.

Versuch Nr. 23 versagt dagegen erst nach 57 Minuten Einwirkungsdauer. Abbildung 5.14 zeigt die wellenklappenseitige Böschung des Versuchs Nr. 23 zu Versuchsbeginn, während des Versagens und nach Versuchsende. Bis zum Versuchsbeginn sind lediglich geringfügig Rippelbildungen an der Geländeoberkante über der Böschung zu erkennen, siehe Teilbilder 2a/b. Ein Andeuten des bevorstehenden Versagens ist nicht ersichtlich, ebenso wenig wie in den übrigen Versuchen mit Böschungsversagen. Das Ausmaß der Bodenbewegung ist scheinbar gering, doch lässt die an der Böschungsschulter verschwundene Bodenmenge auf ein größeres, nicht sichtbares Ausmaß oder eine deutliche Verdichtung schließen. Rippel,

Tabelle 5.5: Übersicht der Böschungsversagen bei Versuchen mit spektraler Wellenbelastung

Nr.	Böschung		JONSWAP-Spektrum				Versagen	
	$\beta_{STR}$ [°]	$\beta_{WK}$ [°]	$I_D^1$ [1]	$H_s$ [cm]	$L_s$ [m]	$T_s$ [s]	Zeit [min]	Seite
20	28,5	30,0	0,30	11,4	2,49	1,4	0:20	WK/STR
21	25,0	28,0	0,30	11,8	2,35	1,4	2:10	WK/STR
22	20,5	29,0	0,30	9,4	2,63	1,5	0:25	WK/STR
23	26,0	29,0	0,30	9,0	2,41	1,4	57:00	WK
24	20,0	25,0	0,30	9,0	2,34	1,4	0:50	WK
25	26,0	25,0	0,20	11,1	2,42	1,4	0:15	WK/STR

WK: Wellenklappe

STR: Strand

<sup>1</sup>: Werte abgeschätzt auf Basis von Referenzversuchen.

welche sich infolge der Wellenlast während der Versuchsdurchführung gebildet haben (Teilbild 2a/b), werden durch die Bodenverflüssigung vollständig geglättet (Teilbilder 3a/b bis 6a/b) und entstehen schließlich neu (Teilbild 7a/b).

Zwischen den Teilbildern 6a/b und 7a/b liegen über 2 Stunden fortsetzender Belastung. Gut erkennbar sind die sich neu einstellenden Rippel an der Geländeoberfläche. Zu beachten ist auch die sich langsam einstellende Ausrundung an der Böschungsschulter. Der oberflächennahe Boden folgt hier langsam der Böschung, die Rippel sind tendenziell kleiner und es kommt zu einer schleichenden Kornumlagerung in Richtung Böschungsfuß. Dieses Verhalten ist unabhängig vom Böschungsversagen und tritt auch in Modellversuchen ohne Versagenserscheinung, sofern es zu einer Rippelbildung kommt, auf.

Die normierten Druckamplituden steigen bei dem beobachteten Verflüssigungsversagen auf das zwei- bis fünffache der jeweiligen Referenzamplitude an. Auffällig ist in einigen Fällen ein negativer Einzelpeak im ersten Viertel der Druckakkumulation, noch bevor das Maximum erreicht wird, siehe Abbildung 5.15. Das Verhalten ist am deutlichsten bei Sensor PWDS 7 erkennbar.

Im Vergleich der Sensoren PWDS 11 und 12, welche in etwa gleicher Tiefe (Bodenüberdeckung) und ähnlichem Abstand zur Böschung (X-Richtung) wie PWDS 7, jedoch am vorderen Sensorträger, angeordnet sind, zeigt sich, dass der Bereich um PWDS 7 stärker von der Druckänderung betroffen ist. PWDS 11 und 12 registrieren erst nach dem negativen Peak einen deutlichen Druckanstieg. PWDS 7 erfasst hingegen schon kurz zuvor einen Anstieg der auf ein einsetzendes Versagen hindeutet. Der negative Peak wiederum kann von einem lokalen Bruch- bzw. Gleitversagen hervorgerufen werden. Eindeutig lässt sich die Quelle anhand der gemessenen Daten und der Fotos nicht zuordnen.

Die bezogene Lagerungsdichte  $I_D$  der Versuche wird ab Versuch Nr. 26 mithilfe von Eindringversuchen vor und nach dem Versuch bestimmt, vgl. Abschnitte 4.2.6 und 4.2.7. Bei den übrigen Versuchen erfolgt wiederum lediglich eine Abschätzung der Lagerungsdichte infolge des Versuchsaufbaus.

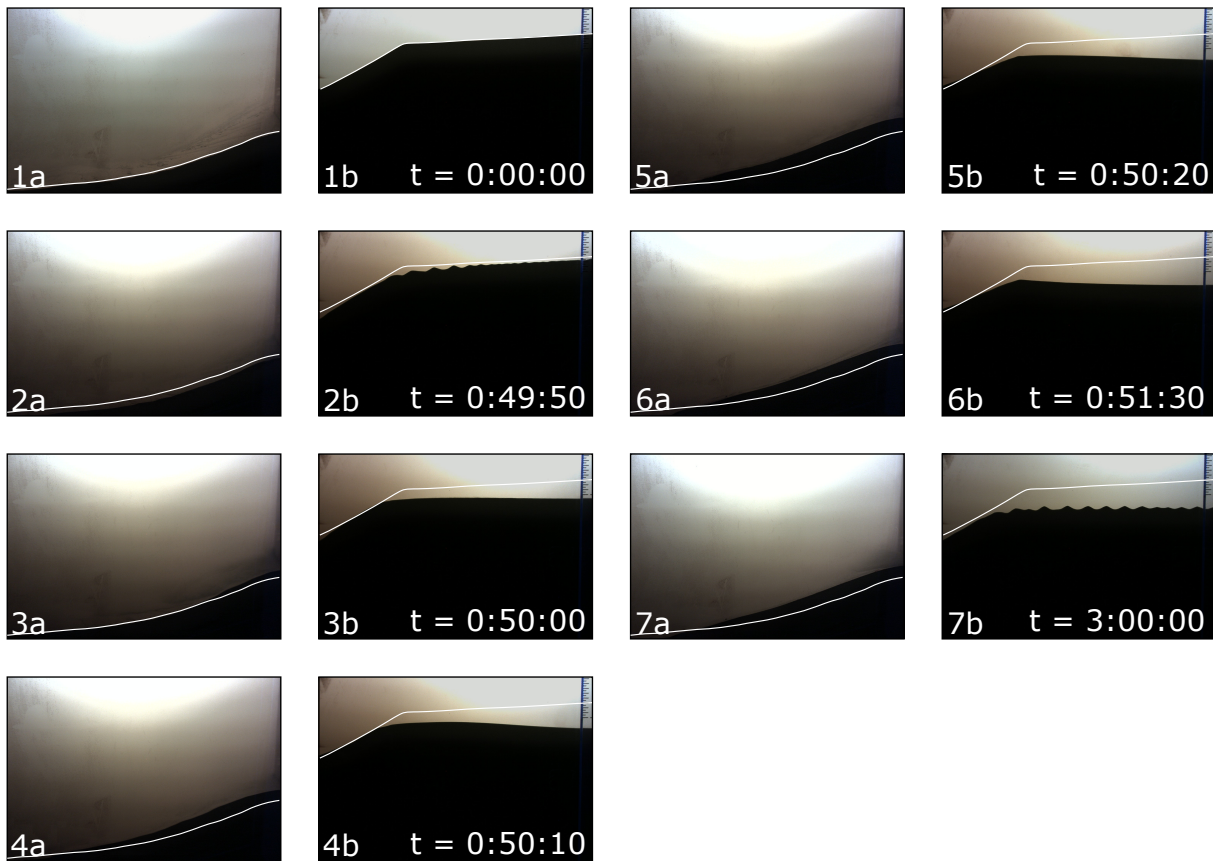


Abbildung 5.14: Beobachtete Geometrie der wellenklappenseitigen Unterwasserböschung des Versuchs Nr. 23 (spektrale Wellenlast;  $H_s = 9,0$  cm;  $L_s = 241$  cm;  $T_s = 1,4$  s;  $h = 40,0$  cm;  $\beta_{WK} = 29,0^\circ$ ;  $I_D \approx 0,30$ ): 1a/b zu Versuchsbeginn, 2a/b direkt vor dem Böschungsversagen, 6a/b nach dem Versagen, 7a/b zu Versuchsende. Fotoausschnitte zeigen nicht den kompletten Versuchsbereich

Die dimensionslosen Kennzahlen der Versuche mit Wellenspektrum sind in Tabelle 5.6 aufgeführt. Diese basieren auf den signifikanten Wellenparametern und sind hier für die Wellenklappenseite angegeben, welche bei Versagen stets betroffen ist. Die dimensionslose Böschungsneigung ist für beide Seiten angegeben. Versuche mit Böschungsversagen sind grau hinterlegt. Gemeinsam mit den dimensionslosen Kennzahlen der Versuche mit monotoner Wellenlast sind die Kennzahlen beider Versuchsseiten in Abbildung 5.19 hinsichtlich des Böschungsverhaltens grafisch ausgewertet. Mit grünen Kreisen gekennzeichnet sind dabei die Versuche mit Versagen. Für die Kennzahlen  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  wird eine relative Sättigung von  $S_r = 0,99$  angenommen. Die Relevanz der Lagerungsdichte wird in Abbildung 5.20 besonders betrachtet.

Die Versuchsparameter der Versuche sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Die Einwirkung in Form großer Wellenamplituden ist bei den Versuchen Nr. 27 und 28 am größten. Wird zugleich die Wassertiefe betrachtet, so erfahren die Böschungen der Versuche Nr. 21 und 26 ebenfalls eine große Belastung. Als dimensionslose Kennzahl der Belastung wird  $p^*$  herangezogen und verglichen, siehe Tabelle 5.6. Betroffen von Böschungsversagen ist aus

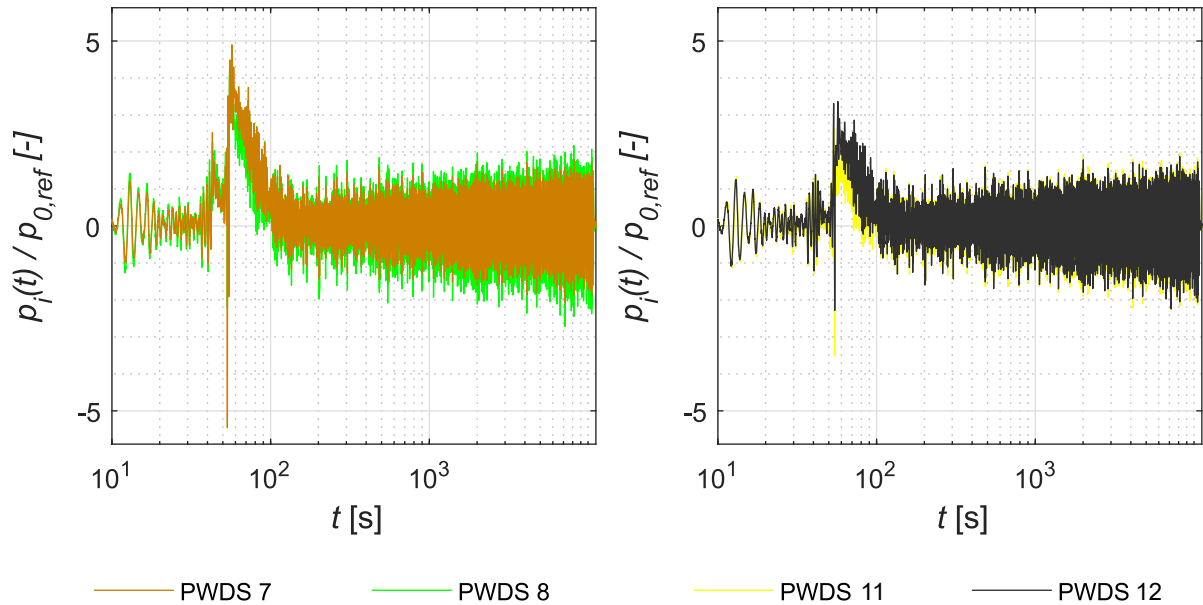


Abbildung 5.15: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 7, 8, 11 und 12 im Versuchsabschnitt *Wellenklappe* des Versuchs Nr. 24

den genannten vier Versuchen lediglich Versuch Nr. 21. Zugleich liegen jedoch alle Versuche mit  $p^* > 0,01$  im Bereich des Welleneinflusses (Poulos, 1988). Dies trifft auch auf die Versuche ohne Versagen zu.

Tabelle 5.6: Dimensionslose Kennzahlen der durchgeführten Modellversuche mit spektraler Wellenlast (auf Basis signifikanter Wellenparameter, für die Wellenklappenseite ermittelt), für  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  unter der Annahme von  $S_r = 0,99$  und  $E_s = 34,7 \cdot 10^3$  kPa. Grau hinterlegte Versuche zeigen Böschungsversagen

Nr.	$Re_p$ [ $\cdot 10^{-4}$ ]	$Fr'_p$ [ $\cdot 10^{-12}$ ]	$Eu_p$ [ $\cdot 10^9$ ]	$\Pi_{1,Z}$ [ $\cdot 10^{-2}$ ]	$\Pi_{2,Z}$ [ $\cdot 10^{-4}$ ]	$p^*$ [ $\cdot 10^{-3}$ ]	$\beta^*_{STR}$ [1]	$\beta^*_{WK}$ [1]	$I_D^1$ [1]
20	16	11	4,7	5,5	24	74,7	0,78	0,82	0,30
21	17	13	4,1	5,9	22	86,5	0,67	0,75	0,30
22	14	7,2	5,9	5,1	22	65,9	0,53	0,80	0,30
23	13	6,9	5,7	5,8	22	55,5	0,69	0,80	0,30
24	13	7,1	5,3	6,0	21	60,7	0,52	0,67	0,30
25	15	9,1	5,1	5,6	24	65,6	0,69	0,67	0,20
26	15	9,8	5,2	5,7	24	59,1	0,81	0,79	0,56
27	25	19	3,9	3,8	32	101,5	0,74	0,72	0,50
28	19	6,3	9,3	1,7	64	129,3	0,74	0,72	0,50
29	11	4,6	7,5	4,7	30	39,1	0,68	0,75	0,52

<sup>1</sup>: Gemessen ab Versuch Nr. 26, vorher abgeschätzt. Die gemessenen Werte der bezogenen Lagerungsdichte beider Versuchsseiten liegen dicht beieinander.

## Lagerungsdichte

Die bezogene Lagerungsdichte vor Durchführung der Versuche mit Versagen ist stets gering. Gleichwohl nur zwei Messungen vorliegen, kann auch bei den übrigen acht Versuchen mit Versagen von einer ähnlich lockeren Anfangslagerung ausgegangen werden. Die Versuchsvorbereitung mit anfänglicher gezielter Bodenverflüssigung und anschließender Sedimentation ist identisch. Leichte Unterschiede bestehen lediglich hinsichtlich der Konsolidationszeit bis zum eigentlichen Versuchsstart. Als Referenzversuche zur Bewertung und Abschätzung der Lagerungsdichte der Versuche ohne eigene Messung werden auch die Versuche mit monotoner Wellenbelastung herangezogen. Im Gegensatz zu den Versuchen mit lockerer Lagerungsdichte zeigen die Versuche mit anfänglicher Verdichtung und infolgedessen größerer bezogener Lagerungsdichte kein Versagen.

Abbildung 5.16 zeigt die aus den Kegelversuchen ermittelte bezogene Lagerungsdichte und deren Änderung infolge der Versuchsschritte. Wie in Abschnitt 4.2.7 dargelegt, sind die ermittelten Werte der bezogenen Lagerungsdichte mit Ungenauigkeiten behaftet. Dies betrifft insbesondere hohe bezogene Lagerungsdichten. Nichtsdestotrotz zeigen die Untersuchungen in Abbildung 5.16 eindeutig die Tendenz der Lagerungsdichtenänderungen. Alle untersuchten Versuche zeigen eine Zunahme der Lagerungsdichte infolge der Wellenbelastung. Die bezogene Lagerungsdichte nach der Versuchsdurchführung lässt sowohl bei unverdichteter als auch bei verdichteter Ausgangssituation auf eine finale dichte Lagerung schließen. Eine Auflockerung hat nicht stattgefunden.

## Böschungsneigung

Die durchgeführten Modellversuche zeigen keine Abhängigkeit der Versagensanfälligkeit von der Böschungsneigung. Sämtliche Versuche wurden dabei mit, im Vergleich zu den Literaturwerten stabiler Unterwasserböschungen, steilen Böschungen durchgeführt, vgl. Abschnitt 2.3.3. Die im Laufe der Versuchsvorbereitungen sich einstellenden Böschungen betragen zwischen  $19,5^\circ$  und  $30^\circ$  (1:2,8 bis 1:1,7), wobei die Böschungshöhe ohne Einfluss ist. Dagegen beeinflusst die Anfangslagerungsdichte die Böschungsneigung, vgl. Abschnitt 5.1.4.

## Bodenoberfläche und -struktur

Veränderungen an der Geländeoberkante, die durch Vorgänge im freien Wasser ausgelöst werden, sind nicht im Fokus dieser Arbeit. Dennoch sind Veränderungen infolge der Wellen eingetreten, die in der Bewertung von Böschungsgeometrieänderungen zu berücksichtigen sind. Schlagen Wellen bis zur Geländeoberkante durch, so kommt es zu oberflächlichen Erosions- und Sedimentationsvorgängen, vgl. Abschnitt 2.2.5. Weiterhin begünstigen die welleninduzierten Druckänderungen und die damit einhergehenden In- und Exfiltrationsvorgänge aufgrund der Strömungskräfte das Lösen einzelner Bodenpartikel. In einigen durchgeführten Versuchen ist die Änderung der Bodenoberfläche in Form von Rippeln zu beobachten. Diese beginnen stets an der Böschungsschulter, was zusätzlich erosionsfördernd wirkt.

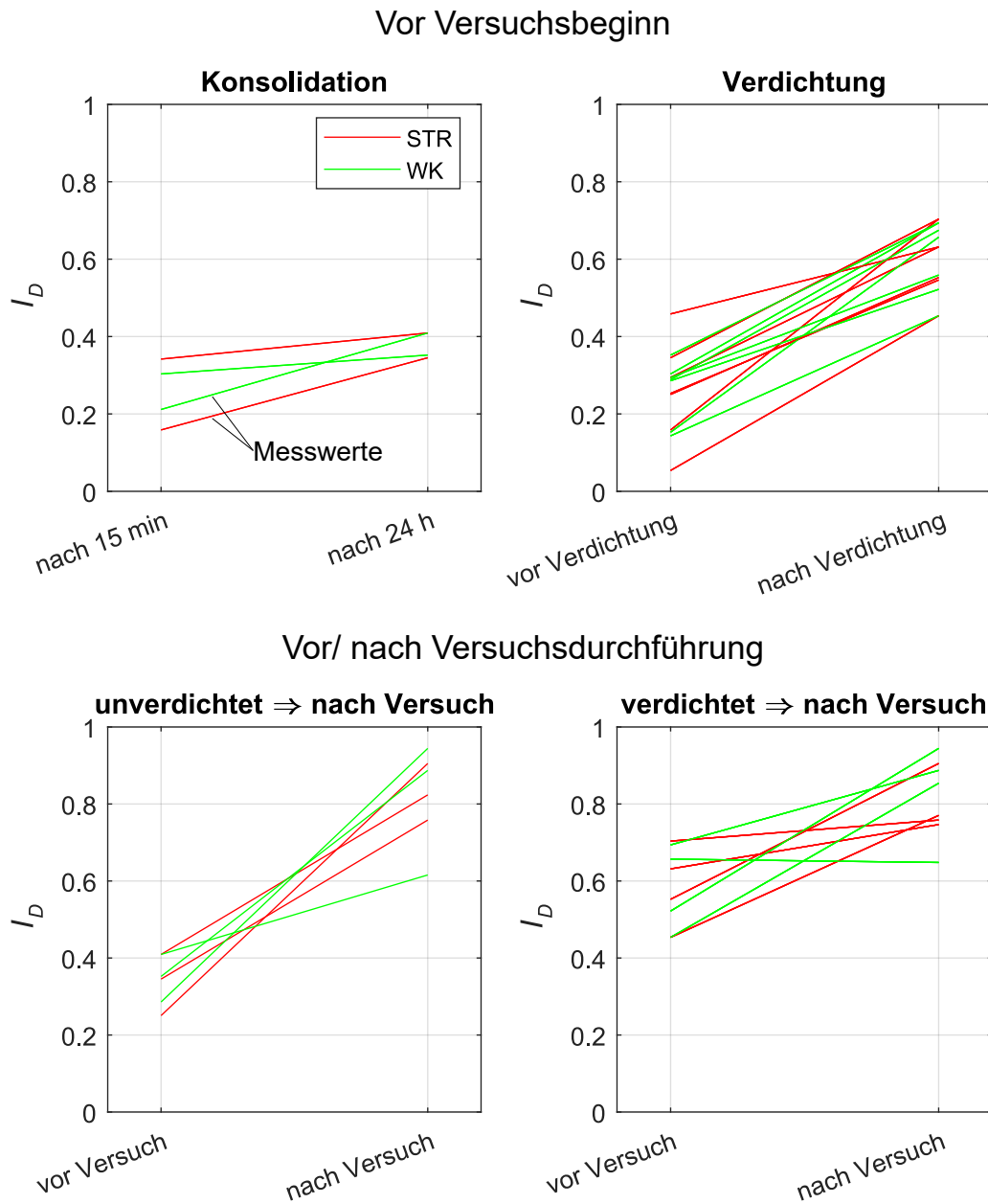


Abbildung 5.16: Aus Eindringversuchen ermittelte bezogene Lagerungsdichte in Abhängigkeit des Versuchsschritts bzw. der Versuchsvorbereitung

Die ersten Rippel entstehen beidseitig der Böschungsschulter. Nach der Etablierung der Rippel folgt eine stetige Veränderung ihrer Erscheinung. Abbildung 5.17 zeigt das Verhalten bei einer stark beanspruchten Unterwasserböschung in dicht gelagertem Boden. Die Rippel der linken, entgegen der Wellenrichtung abfallenden, Böschung zeigen im Bereich der Böschungsschulter eine zunehmende Vertiefung, einhergehend mit einer Kornumlagerung in Richtung Böschungsfuß. Es bildet sich ein Scheitelpunkt, der langsam von der ursprünglichen Böschungsschulter in Richtung ebenes Gelände wandert. Die Rippel breiten sich nachfolgend von dem Scheitelpunkt beidseitig aus. Im Zeitraffer erscheint dies wie eine Fortbewegung der Rippel. Die zu beobachtende Kornumlagerung erfolgt jeweils in Ausbreitungsrichtung der Rippel. Im Fußbereich der Böschung ist eine Kornablagerung zu erkennen.

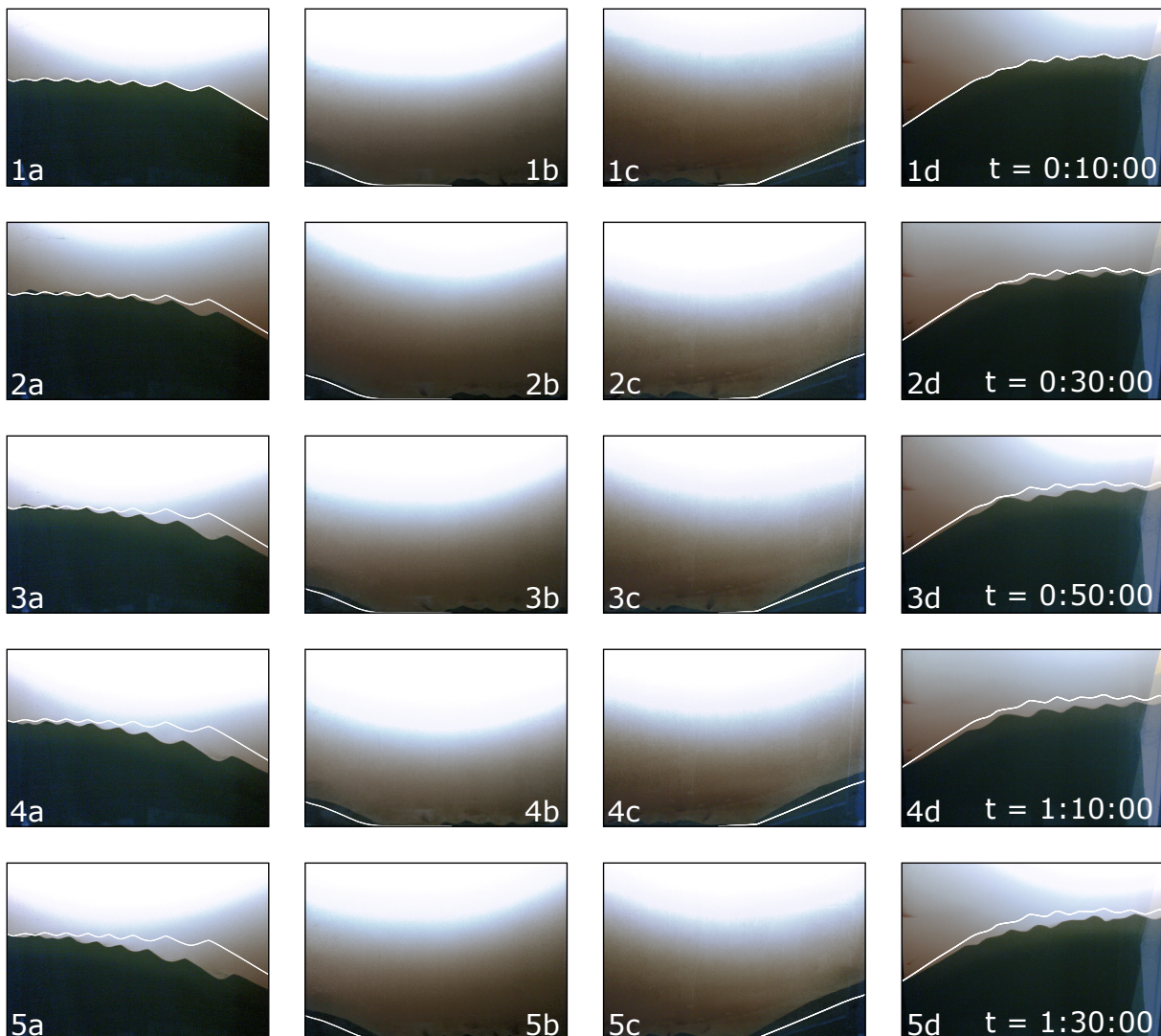


Abbildung 5.17: Beobachtete Geometrieänderungen beidseitiger Unterwasserböschungen des Versuchs Nr. 18 (monotone Wellenlast;  $H = 22$  cm;  $L = 250$  cm;  $T = 1,7$  s;  $h_{STR} = 26,5$  cm;  $h_{WK} = 35,0$  cm;  $I_D = 0,69$ ). Die Wellen laufen von rechts nach links

Die rechte Böschung folgt der Wellenaufrichtung. Hier bildet sich kein Scheitelpunkt aus. Stattdessen folgen sämtliche Rippel und somit auch die Kornumlagerung stetig der Wellenaufrichtung. Im Fußbereich der Böschung erfolgt eine Ablagerung von Bodenpartikeln. Beide Böschungen erfahren durch die beobachteten langsamen Prozesse eine Abflachung der Neigung.

Der Umfang der Rippelbildung im Bereich der Böschung ist abhängig von der Wellenlast und beschränkt sich zumeist auf das obere Drittel der Böschung, kann jedoch auch bis zum Böschungsfuß reichen. Zur Einordnung der Vorgänge sei erwähnt, dass die Wellenlasten des in Abbildung 5.17 gezeigten Versuchs zu den größten untersuchten Wellenlasten gehören und die gezeigte Geometrieänderung demnach eine Ausnahme in ihrer Ausprägung für die durchgeführten Versuche darstellt. Infolge der langsamen Bodenumlagerung entsteht eine Ausrundung der Böschungsschulter. Hierdurch verlängert sich die Böschung und die Böschungsneigung flacht im oberen Böschungsdrittel merklich ab. Dieser Prozess ist stetig und auch nach Versuchen von 3 h Dauer (ca. 10.000 Wellenzyklen) noch nicht abgeschlossen.

Die Modellversuche werden hinsichtlich ihrer bodennahen horizontalen Fließgeschwindigkeit nach Hallermeier (1980) untersucht. Sämtliche Versuche erfüllen die Bedingungen des 1. Falls, siehe Abschnitt 2.2.5. Zugleich wird die Einhaltung der Bedingung für die Anwendbarkeit der linearen Wellentheorie nach Sawaragi u. a. (1992) überprüft. Abbildung 5.18 zeigt dies über der horizontalen normierten Fließgeschwindigkeit. Hierbei dient die kritische Fließgeschwindigkeit als Divisor. Dargestellt sind je Modellversuch, aufgrund der meist unterschiedlichen Wassertiefen, beide Versuchsabschnitte getrennt voneinander. Bei Versuchen mit Wellenspektrum werden die signifikanten Wellenparameter betrach-

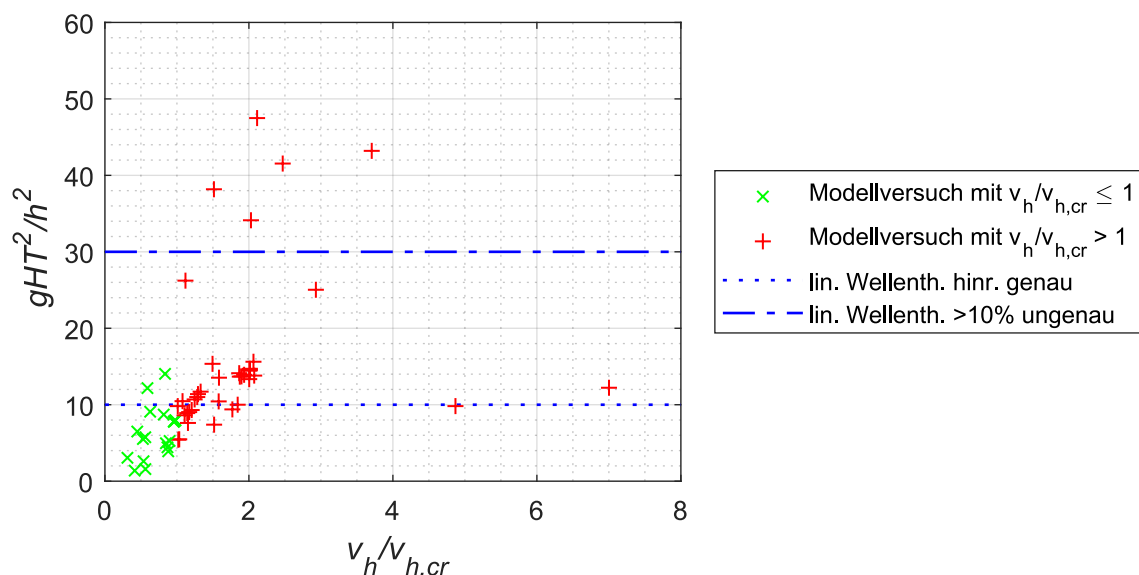


Abbildung 5.18: Kriterium zur Anwendbarkeit der linearen Wellentheorie nach Sawaragi u. a. (1992) über der normierten bodennahen horizontalen Fließgeschwindigkeit  $v_h/v_{h,crit}$  nach Hallermeier (1980). Signifikante Wellenparameter bei Modellversuchen mit Wellenspektrum verwendet

tet. In grün markiert sind Versuchskonfigurationen mit  $v_h/v_{h,cr} \leq 1$ , in denen gemäß Hallermeier (1980) keine Erosion auftritt. Nicht alle Versuche halten das Kriterium nach Sawaragi u. a. (1992) mit  $gHT^2/h^2 < 10$  ein. Einige befinden sich mit  $10 < gHT^2/h^2 < 30$  im Bereich geringer Ungenauigkeit der linearen Wellentheorie, während 5 Versuchskonfigurationen mit  $gHT^2/h^2 > 30$  den Welleneinfluss unterschätzen und gemäß Sawaragi u. a. (1992) eine Ungenauigkeit  $> 10\%$  aufweisen.

### 5.2.6 Zusammenfassung und Bewertung der Versuchsergebnisse

Vier Versuche mit monotoner Wellenlast und sechs Versuche mit spektraler Wellenlast zeigen zumindest einseitiges Böschungsversagen. Dieses tritt überwiegend zu Versuchsbeginn auf. Das kontraktante Verhalten sehr locker gelagerter Böden begünstigt eine Bodenverflüssigung. Das frühe Versagen deutet auf eben jenes Verhalten hin. Die Messung der Lagerungsdichte mithilfe von Eindringversuchen vor der Belastung stützen diese Einschätzung. Alle zehn Versuche mit Böschungsversagen haben eine anfänglich lockere bis sehr lockere Lagerungsdichte.

Kommt es nicht zu einem Versagen während der ersten Belastungszyklen, so verdichtet die Wellenbelastung den Boden und erhöht somit die Stabilität gegen Böschungsversagen. Die Verdichtung übersteigt dabei die Selbstverdichtung (Konsolidation) deutlich. Bei lockerer bis mitteldichter Anfangslagerung ist die resultierende Lagerungsdichte nach Versuchsende vergleichbar groß. Die Änderung der Lagerungsdichte schließt jedoch ein späteres Versagen nicht aus, wie die Versuche Nr. 9 und Nr. 23 zeigen. Zugleich kann aus den nicht versagenden Versuchen geschlossen werden, dass das Versagensrisiko mit zunehmender Lagerungsdichte abnimmt.

Bei allen beobachteten Versagen handelt es sich um Verflüssigungsvorgänge. Diese beginnen oberhalb der Unterwasserböschung und umfassen stets große Abschnitte und einige Zentimeter Tiefe. Oberflächliche Rippel, welche zu dem Zeitpunkt der Verflüssigung bereits entstanden sind, werden durch die Vorgänge geglättet. Der verflüssigte Boden bewegt sich leicht mit den einwirkenden Wellen, sowohl auf und ab als auch seitwärts. Ein Teil des verflüssigten Bodens fließt die Böschung hinab, unabhängig davon ob diese sich in Wellenaufrichtung oder entgegen befindet, und lagert sich am Böschungsfuß wieder an. Dieser Ablauf wird in den Abbildungen 5.12 und 5.14 exemplarisch gezeigt. Durch den beschriebenen Vorgang füllt sich die Unterwasserbaugrube nicht gleichmäßig an, sondern es erfolgt im Wesentlichen eine Abflachung der Böschung. Die Dauer der Bodenverflüssigung beträgt in allen Fällen ca. zwei bis drei Minuten. Anschließend ist eine stabile Bodenlagerung erreicht, sodass der Boden während des nachfolgenden Versuchsablaufs nicht nochmals verflüssigt.

Die Anfangsböschungsneigung der Versuche mit Versagen ist nicht auffällig im Vergleich zu den Versuchen ohne Versagen. Dies ist zumindest für Verflüssigungsversagen in der aufgetretenen Form plausibel, da die Verflüssigung hier nicht nur im Bereich der Böschung auftritt, sondern flächig oberhalb der Böschung. Reine Gleit- oder Bruchversagen, die eine Abhängigkeit von der Böschungsneigung erwarten lassen, treten in den Versuchen nicht auf. Anders ist es mit der bezogenen Lagerungsdichte. Nur Versuche mit geringer Anfangslagerungsdichte haben in den Modellversuchen versagt. Der zumeist frühe Versagenszeitpunkt deutet zusätzlich auf die Anfälligkeit bei geringer Lagerungsdichte hin. Die

Belastungsgröße in Form der zyklischen Druckbelastung hat ebenfalls einen wesentlichen Einfluss auf das Böschungs- und Bodenverhalten bzw. die Bodenverflüssigung. Versagen tritt nur bei einer dimensionslosen Druckamplitude  $p^* > 0,05$  auf. Sämtliche Versuche mit Messung der bezogenen Lagerungsdichte, gleich ob mit oder ohne Versagen, zeigen eine Zunahme der Lagerungsdichte infolge der Wellenbelastung.

Abbildung 5.19 zeigt die dimensionslosen Parameter aller Modellversuche. Aufgetragen sind diese jeweils für die Strand- als auch für die Wellenklappenseite getrennt voneinander. Die in grün dargestellten Parameter der Versuche mit Böschungsversagen befinden sich überwiegend im gesamten Spektrum sämtlicher Versuche. Eine Tendenz ist für die Parameter  $p^*$  und  $I_D$  auszumachen. Versagen tritt tendenziell bei größerer welleninduzierter Belastung auf. Abbildung 5.19 zeigt jedoch auch Versuche ohne Versagen bei gleicher Größenordnung von  $p^*$ . Werden die dimensionslose Belastung  $p^*$  und die bezogene Lagerungsdichte  $I_D$  zugleich betrachtet, so ergibt sich ein deutlicheres Bild. Abbildung 5.20 zeigt  $I_D$  über die übrigen dimensionslosen Kennzahlen. Nicht dargestellt ist  $\beta^*$ , die Kennzahl ist bereits in Abbildung 5.19 enthalten. Die dimensionslosen Kennzahlen  $Re_p$ ,  $Eu_p$  und  $Fr'_p$  zeigen keine deutlichen Tendenzen in Bezug auf die Versagensanfälligkeit.

Auch die Kennzahlen  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  sind unauffällig. Hier sei jedoch angemerkt, dass diese von der Sättigung abhängig sind, die hier nicht gemessen, sondern lediglich abgeschätzt Eingang findet. Sie ist mangels besserer Alternative für alle Versuche konstant zu  $S_r = 0,99$  angenommen. Zugleich geht der Steifemodul  $E_S$  des Korngerüsts mit ein. Da dieser für den Boden im Versuchszustand nicht bekannt ist, wird er ebenfalls abgeschätzt. Verwendet werden einheitlich die Steifemodule der Erst- als auch der Wiederbelastung aus dem Ödometerversuch am lockeren Versuchsboden ( $I_D = 0,07$ ) bei einer Auflastspannung  $\sigma = 25$  kPa. Der Steifemodul der Wiederbelastung ist mit  $E_s = 34,7 \cdot 10^3$  kPa in derselben Größenordnung wie der Steifemodul der Erstbelastung bei  $I_D = 0,9$  und  $\sigma = 25$  kPa mit  $E_s = 39 \cdot 10^3$  kPa. Aufgrund der Verwendung zweier Steifemodule, welche den erwarteten Bereich beschreiben, ergeben sich zwei Wertepaare  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  je Versuch, welche in Abbildung 5.19 dargestellt sind. Eine Auswertung je Versuchseite findet hier nicht statt. Aufgrund der beschriebenen Ungenauigkeiten sind die Werte für  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  nicht gesichert. Da diese Kennzahlen nach Zienkiewicz (1982) die Belastungsart und das Drainageverhalten beschreiben, ist ein Bezug zur Versagensanfälligkeit wahrscheinlich. Abbildung 4.15 macht dies deutlich.

Eine unvollständige Bodensättigung kann auch eine Porenwasserdruckakkumulation begünstigen. Das Bodenverhalten und die Böschungsstabilität in Abhängigkeit der Sättigung kann mithilfe der durchgeführten Modellversuche nicht genau untersucht werden.

Bei allen 10 Modellversuchen mit Böschungsversagen ist die der Wellenklappe zugewandte Seite betroffen. Das heißt die versagende Böschung fällt in Wellenaufrichtung ab. Hingegen versagt die entgegengesetzte Böschung auf der Strandseite nur 6 mal. Jedoch muss bei Versuch Nr. 10 berücksichtigt werden, dass die Wassertiefe auf der Strandseite größer ist, die Höhe der Böschung ist hier somit geringer. Dies trifft jedoch nicht für die übrigen drei Versuche zu, bei denen nur die Wellenklappenseite versagt. In den Versuchen Nr. 9 und 24 ist es sogar umgekehrt. Hier ist die Wassertiefe über der Böschung auf der Strandseite geringer. Jedoch ist auch zu beobachten, dass die Wellenparameter während des Wellendurchlaufs sich leicht verändern. Dies ist auf die Einbauten und den Versuchsaufbau zurückzuführen. Die dimensionslose Lastamplitude  $p^*$  ist auf der Strandseite zumeist

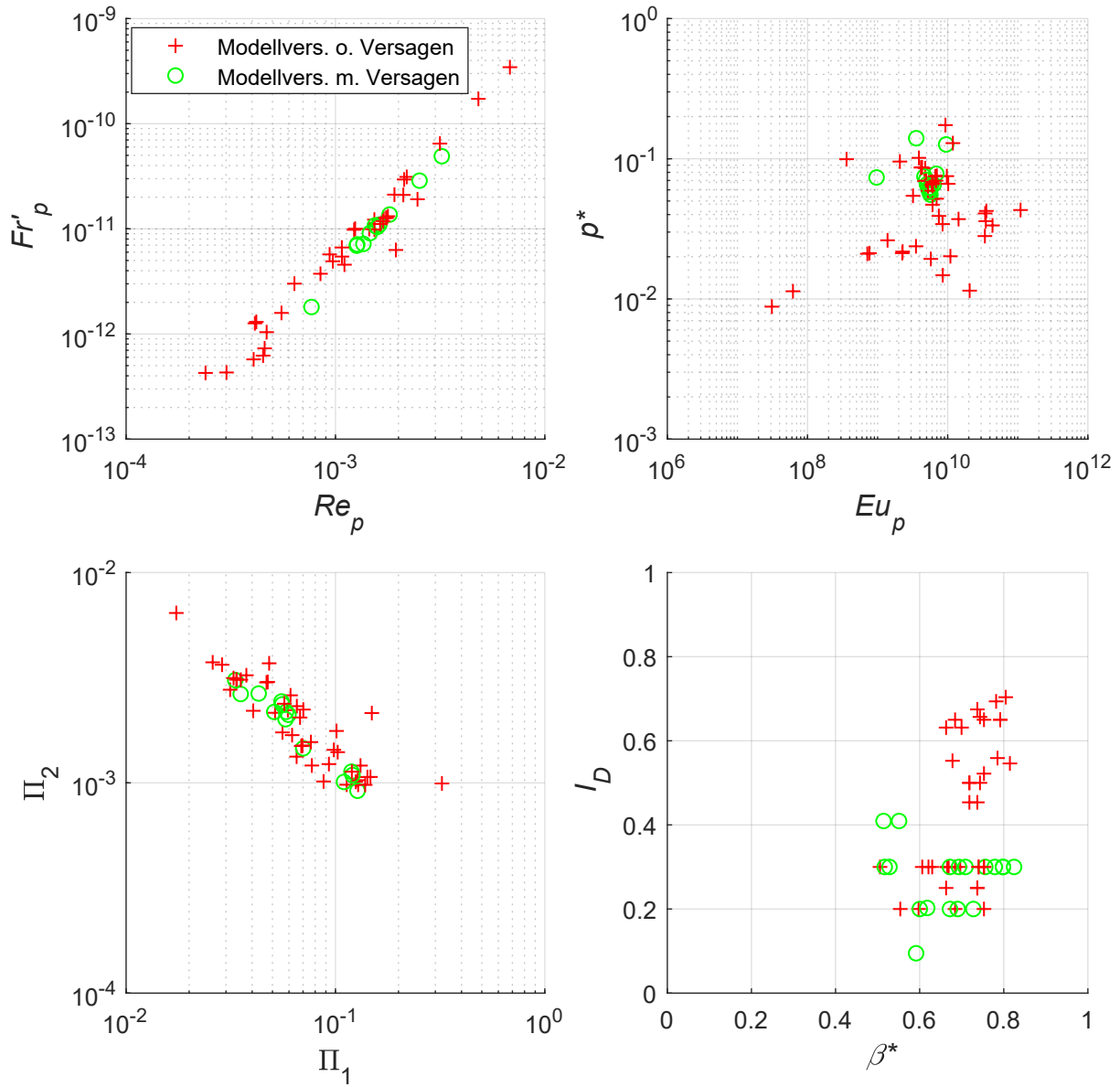


Abbildung 5.19: Dimensionslose Kennzahlen der Modellversuche mit und ohne Böschungsversagen unter Annahme von  $S_r = 0,99$ . Bei Versuchen mit spektraler Wellenlast werden die signifikanten Wellenparameter verwendet

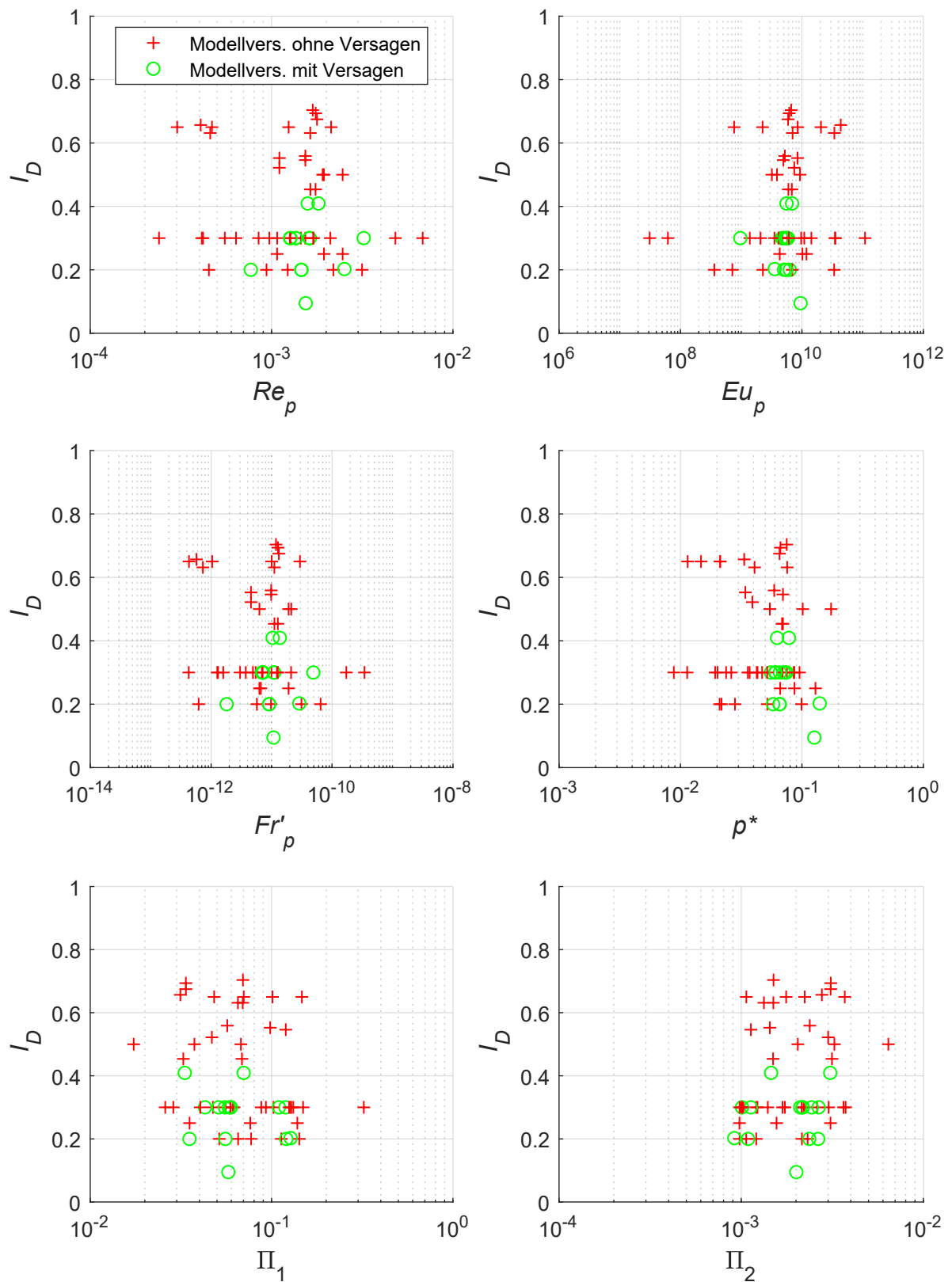


Abbildung 5.20: Dimensionslose Kennzahlen der Modellversuche mit und ohne Böschungsversagen unter Annahme von  $S_r = 0,99$  und mit Fokus auf die bezogene Lagerungsdichte  $I_D$ . Bei Versuchen mit spektraler Wellenlast werden die signifikanten Wellenparameter verwendet

leicht geringer. Unter Berücksichtigung dieser Einflussfaktoren ist die Tendenz der höheren Versagensanfälligkeit bei Böschungen, die in Wellenlaufrichtung abfallen, schwach.

### 5.3 Bewertung der physikalischen Modellierung

Die durchgeführte physikalische Modellierung hat aufgrund der gewählten Dimension Vor- wie auch Nachteile, welche sich in der Versuchsdurchführung und auch der Auswertung zeigen. So benötigt die Durchführung eines Versuchs inklusive Aufbau, Vorbereitung, Durchführung und Rückbau ca. 4 Tage. Die Untersuchung einer großen Bandbreite von Parametern ist damit sehr langwierig. Zugleich ist es nur schwer möglich gleichbleibende geometrische Anfangsbedingungen und Lagerungsdichten zu schaffen. Die genutzte Technik einer Verflüssigungsanlage zur Herstellung einer sehr lockeren bis lockeren Anfangslagerungsdichte, vgl. Abschnitt 4.2.2, hat sich während der Versuchsdurchführung als geeignet bewiesen.

Die Verwendung der dimensionslosen Kennzahlen zur Auswertung der Versuche kann das Manko zeitaufwändiger Versuche teilweise ausgleichen. Im Gegensatz zu Versuchen in kleineren Maßstäben können im verwendeten Versuchsstand Belastungszustände untersucht werden, die gleichzeitig eine für Bodenverflüssigungen notwendige Mindestgröße der absoluten Belastung überschreiten. Dies ist relevant für die eigentliche Analyse, da die Bodenpartikel nicht skaliert werden können.

Die durchgeführten Modellversuche umfassen eine ausreichende Bandbreite der untersuchten Parameter und zeigen Tendenzen zur Versagensanfälligkeit. Diese ist beeinflusst durch die Lagerungsdichte, die Belastungsgröße und möglicherweise auch die Sättigung. Die welleninduzierte Belastung ist erst ab einer Mindestgröße von  $p^* > 0,05$  ausreichend um ein Böschungsversagen hervorzurufen. Bei zunehmender Lagerungsdichte steigt die notwendige Mindestbelastung an. Böschungen in sehr locker bis locker gelagerten Böden haben ein deutlich höheres Versagensrisiko. Der Sättigungseinfluss auf das beobachtete Verhalten bedarf einer weiteren Untersuchung zur richtigen Einordnung.

Die Ausgangsböschungsneigung scheint für die betrachteten Randbedingungen und das beobachtete Bodenverhalten keinen Einfluss auf das Böschungsverhalten zu haben. Das Hervorrufen von Gleit- oder Bruchversagen kann durch die gewählte Versuchsdurchführung nicht bewirkt werden. Hier sind steile Böschungen in mindestens mitteldichter Lagerung erforderlich. Weiterhin ist ein auslösendes Ereignis notwendig. Dies kann unter Anderem eine lokale äußere Beeinflussung des herrschenden Gleichgewichts infolge einer extremen Wellenbelastung oder schleichender Erosion sein. Die durchgeführten Versuche scheinen diese notwendigen Randbedingungen nicht erfüllt zu haben. Sie stützen damit die Einschätzung, dass Böschungsversagen in mindestens mitteldicht gelagerten Böden deutlich seltener auftreten als in locker gelagerten.

Gleichwohl der Fokus der Modellversuche auf plötzlichem Versagen liegt, zeigen diese auch die Relevanz der langsamen Vorgänge an der Geländeoberkante in Bezug auf die Böschungsgeometrie. So erzeugen einige der untersuchten Belastungen deutliche Rippel und führen zu einer langsamen Bodenumlagerung inklusive einer Ausrundung der Böschungschulter.

# 6 Numerische Simulation

Ausgewählte physikalische Modellversuche werden mithilfe numerischer Simulationen nachgerechnet. Das Ziel ist eine Übereinstimmung zwischen Modellversuch und Simulation zu erreichen. Dies ist die Voraussetzung für die Erstellung von Prognosen in natürlicher Umgebung.

Aufgrund der Komplexität der numerischen Abbildung von Modellversuchen mit stochastisch verteilten Wellenlasten und der damit einhergehenden Uneindeutigkeit bei Abweichungen zwischen Modell und Simulation, werden hier lediglich die Modellversuche mit monotoner Belastung betrachtet.

## 6.1 Simulationsschritte

Aufgrund der verfahrensbedingten Vorgehensweise bei der Erstellung des Ausgangszustands im Modellversuch (Lockerung und Sättigung des Bodens mittels Bodenverflüssigung, Herstellung der Baugrubenböschungen durch das Ziehen von Zwischenwänden) und fehlender Umsetzbarkeit mithilfe der gewählten Simulationsmethode, erfolgt eine Vereinfachung der Prozesse bzw. ihrer Auswirkungen. Die Unterwasserbaugrube wird dabei in Anlehnung an die tatsächlichen Abfolgen bei der Herstellung von Unterwasserbaugruben simuliert. Dabei wird die anfängliche Bodenbeschaffenheit (Lagerungsdichte, Sättigung) als Ausgangszustand vorgegeben. Die Böschungen werden mit der gemessenen mittleren Böschungsneigung erstellt und zunächst unverschieblich gehalten. Im nächsten Schritt, dem Aushub der Unterwasserbaugrube, wird die Auflast des Aushubs entfernt. Anschließend wird die welleninduzierte Belastung aufgebracht.

Die Simulation umfasst somit drei Schritte:

1. Gleichgewichtszustand des ebenen Meeresbodens unter Gravitation
2. Aushub der Unterwasserbaugrube mit anschließendem Gleichgewicht
3. Welleninduzierte Belastung des Meeresbodens in Form einer dynamischen, zyklischen Ersatzdrucklast auf der Bodenoberkante

Der erste Schritt dient lediglich der Kontrolle des definierten Anfangszustands, welcher identisch mit dem erreichten Gleichgewicht sein soll. Dieser Schritt umfasst eine Simulationszeit von 1 s. Der zweite Schritt dient der ersatzweisen Herstellung des geböschten Ausgangszustands im Modellversuch. Die notwendige Simulationsdauer dieses Schritts ist mithilfe von Vergleichsrechnungen bestimmt worden. Sie beträgt 20 s. Hiernach findet keine nennenswerte Veränderung des Spannungs- und Dehnungszustands statt. Anschließend erfolgt die Simulation der Wellenbelastung.

Die Ersatzdrucklast im dritten Schritt wird auf den gesättigten Boden, nicht auf das

Porenwasser aufgebracht. Die Anwendbarkeit dieses Vorgehens wird in Abschnitt 6.1.2 dargelegt.

### 6.1.1 Anfangszustand

Der Anfangszustand entspricht dem Gleichgewichtszustand eines ebenen Meeresbodens mit hydrostatischer Wasserlast entsprechend der Wasserspiegelhöhe. Hierzu wird die Geometrie, zusätzlich zu den in Abschnitt 4.3.7 beschriebenen Modellrandbedingungen, an der Geländeoberkante allseits in X- und Y-Richtung festgehalten und der Wasserdruck aufgebracht. Weiterhin wird eine effektive Spannung entsprechend eines ebenen Meeresbodens mit horizontal verlaufenden Spannungs-Isolinien vorgegeben.

Im zweiten Schritt wird der Aushub der Unterwasserbaugrube simuliert. Dazu wird die Verschiebungsrandbedingung an der Geländeoberkante gelöst. Es stellt sich eine Entlastung im Baugrubenbereich ein. Weiterhin entsteht eine Verteilung der effektiven Spannungen in X- und Y-Richtung, welche den Böschungen folgen und an Böschungsschulter und -fuß ausgerundet sind. Aufgrund der Entlastung des Bodens im Bereich der Baugrube kommt es zu einer geringen Auflockerung des angrenzenden Bodens und einer horizontalen Verschiebung der Böschungen in Richtung der Baugrube. Die maximale Knotenverschiebung liegt dabei im Bereich von  $10^{-4}$  m. Die Wasserlast entspricht weiterhin der hydrostatischen Belastung. Die Simulationszeit dieses Schritts beträgt 20 s.

Das Ergebnis ist die Ausgangslage für die zyklische Wellenbelastung. Der so erzeugte Anfangsspannungszustand ist für die Geometrie des Versuchs Nr. 18 in Abbildung 6.1 dargestellt.

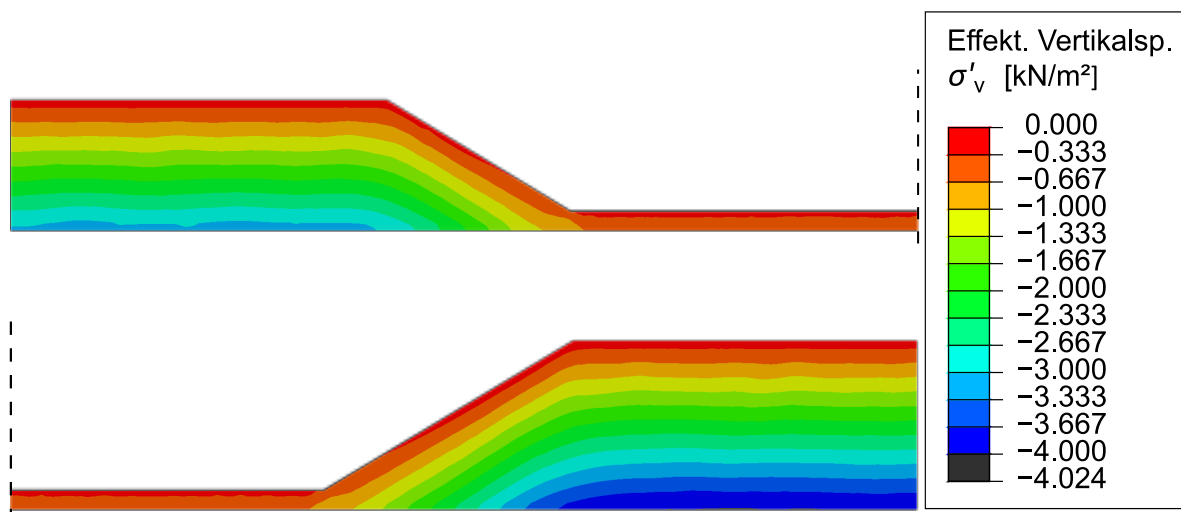


Abbildung 6.1: Simulation des Modellversuchs Nr. 18: Spannungszustand nach Herstellung der Unterwasserbaugrube als Ausgangslage für die nachfolgende zyklische Belastung. Das Modell ist zur besseren Darstellung mittig geteilt.

### 6.1.2 Welleninduzierte Belastung

Im dritten Schritt wird anstelle der hydrostatischen Belastung die Wellenersatzlast nach Gleichung 2.18 an der Geländeoberkante aufgebracht. Die Last ist orts- und zeitabhängig. Die größere Wassertiefe mit auslaufender Unterwasserböschung wird dabei berücksichtigt. Somit wird bei der Ortsabhängigkeit sowohl die X- als auch die Y-Koordinate einbezogen. Die Ersatzlast wird mittels linearer Wellentheorie sinusförmig approximiert, vgl. Abschnitt 4.3.7. Ein Abflachen oder Aufsteilen der Wellen infolge der auslaufenden bzw. ansteigenden Böschung wird dabei vernachlässigt. Berücksichtigt wird in jedem Berechnungsschritt die sich, infolge von Bodenverschiebungen an der Geländeoberkante der vorangegangenen Berechnungsschritte, verändernde Wassertiefe.

Eine orts- und zeitabhängige Belastung des Porenwassers lässt sich nicht mithilfe des gewählten Simulationsprogramms und der verwendeten Implementierung der Fluid-Feststoff-Kopplung mittels  $\mathbf{u}$ - $p$  Formulierung von Hamann (2015) aufbringen. Stattdessen erfolgt die Belastung auf der Fluid-Feststoff-Mischung. Hamann (2015) zeigt, dass das Verhältnis zwischen dem Kompressionsmodul des Korngerüsts und dem des Porenwassers als Fluid-Gasgemisch entscheidend für die Lastverteilung zwischen Korngerüst und Fluid ist. Bei einer vollständigen Sättigung ist der Kompressionsmodul des Porenwassers mit  $K_{fg} = 2,08 \cdot 10^6 \text{ kN/m}^2$  um zwei bis drei Zehnerpotenzen größer als der des Korngerüsts. Aus Laborversuchen kann für den K1-Sand bei einer axialen Spannung von  $25 \text{ kN/m}^2$  bis  $50 \text{ kN/m}^2$  und einer bezogenen Lagerungsdichte  $I_D = 0,11$  ein Kompressionsmodul der Feststoffphase von  $K_T \approx 3 \cdot 10^3 \text{ kN/m}^2$  ermittelt werden. Bei gleichbleibender Spannung und einer bezogenen Lagerungsdichte  $I_D = 0,90$  beträgt der Kompressionsmodul der Feststoffphase  $K_T \approx 3 \cdot 10^4 \text{ kN/m}^2$ .

Mit abnehmender Sättigung verringert sich der Kompressionsmodul des Porenwassers, wobei bereits eine geringe Änderung der Sättigung eine deutliche Auswirkung auf den Kompressionsmodul hat. Bei  $S_r = 0,995$  beträgt der Kompressionsmodul des Porenwassers  $K_{fg} = 2,1 \cdot 10^4 \text{ kN/m}^2$ , bei  $S_r = 0,99$  beträgt  $K_{fg} = 1,1 \cdot 10^4 \text{ kN/m}^2$ . Je nach Lagerungsdichte liegen diese Werte im Bereich des Kompressionsmoduls der Feststoffphase.

Hamann (2015) berechnet für eine eindimensionale Wellenbelastung auf einer vollständig gesättigten Sandsäule mit  $K_T = 2,4 \cdot 10^4 \text{ kN/m}^2$  ( $K_T/K_{fg} = 0,12$ ) einen Belastungsanteil der Wasserphase von 97%. Dieser Wert verringert sich auf ca. 90% bei  $K_T/K_{fg} = 0,25$  und auf 50% bei  $K_T/K_{fg} = 1,00$ .

Für die numerischen Simulationen wird, sofern nicht anders angegeben, eine Sättigung  $S_r = 0,99$  angesetzt. Bei einer bezogenen Lagerungsdichte von  $I_D = 0,11$  beträgt das Verhältnis  $K_T/K_{fg} = 0,30$ .

Der Simulationsansatz führt somit zu einer gewissen Ungenauigkeit infolge einer geringen Belastung des Korngerüsts, welche den Einschränkungen des gewählten Simulationsprogramms geschuldet sind.

Die Wellenlaufrichtung der Simulation wird entsprechend der jeweiligen Fallbetrachtung festgelegt. Die Simulationszeit des dritten Schritts beträgt maximal 3.600 s und entspricht damit der Versuchszeit im Wellenkanal.

Sofern die Berechnung vorzeitig infolge übermäßiger Elementverzerrungen abgebrochen wird, deutet dies auf ein lokales Versagen hin, wobei nicht zwingend ein Böschungsversagen eingetreten sein muss.

Die potentiell stabilitätskritischen Parameter  $I_D$ ,  $S_r$  und  $p^*$  der Modellversuche werden mithilfe numerischer Simulationen genauer analysiert. Hierfür werden die geometrischen Randbedingungen der Modellversuche Nr. 16, 17 und 18 abgebildet. Die Unterschiede zwischen den drei Modellversuchen bestehen in der Lagerungsdichte des Anfangszustands und der Geometrie. Alle drei Versuche werden mit der gleichen Wellenklappeneinstellung durchgeführt. Die Wasserspiegellhöhe unterscheidet sich minimal, siehe Tabelle 4.9. Die Wellenparameter der monotonen Wellenbelastung sind ebenfalls Tabelle 4.9 zu entnehmen.

Hohe Zyklenzahlen mit Belastungen, die den Spannungszustand in oberflächennahen Elementen wiederkehrend gegen Null tendieren lassen, führen zu einer raschen übermäßigen Knotenverschiebung an der Böschungsschulter. Dem entgegen wirkt eine künstliche Auflast, vgl. Abschnitt 4.3.6. Sie erhöht leicht den effektiven Spannungszustand und entspricht dabei einer zusätzlichen Sedimentschicht. Hierdurch wird das Verformungsverhalten an exponierten Oberflächen wie der Böschungsschulter gedämpft, was dem beobachteten Verhalten im Wellenkanal näher kommt. Verwendet wird eine zusätzliche Auflast von 0,5 kN/m im 2D-Modell.

## 6.2 Ergebnisse der FE-Berechnungen

Die durchgeführten Modellversuche zeigen eine besondere Anfälligkeit der Böschungsschultern für Bodenverschiebungen. Zugleich sind sie von möglichem Böschungsversagen direkt betroffen. Daher erfolgt eine Auswertung der berechneten FE-Modelle an den beiden Knoten der Böschungsschultern, siehe Abbildung 6.2.

Die FE-Berechnungen werden hinsichtlich der drei identifizierten Einflussfaktoren  $I_D$ ,  $S_r$  und  $p^*$  ausgewertet. Die bezogenen Lagerungsdichte  $I_D$  wird durch Änderung der Porenzahl  $e$  variiert. Die relative Sättigung  $S_r$  geht als Eingangsparameter direkt in die Berechnung ein und wird als Anfangszustand eingestellt. Die dimensionslose Lastamplitude  $p^*$  setzt sich aus den Wellenparametern und der Wassertiefe zusammen.

Nur wenige der durchgeführten Berechnungen erreichen eine simulierte Zeit von 3.600 s innerhalb einer Rechenzeit von maximal 400 Stunden. Dies liegt an den zum Teil sehr kleinen stabilen Zeitinkrementen. Sofern die Berechnung innerhalb der Rechenzeit nicht beendet wird oder aufgrund zu großer Netzverformungen abbricht, werden die nach Ende der Rechenzeit erreichten Ergebnisse für die Auswertung verwendet.



Abbildung 6.2: FE-Modell (Prinzip) mit ausgewählten Analysepunkten. Die tatsächliche Geometrie entspricht den untersuchten Modellversuchen

Tabelle 6.1: Untersuchte Wellenlängen und die resultierende Lastamplitude sowie relevante dimensionslose Kennzahlen. Parameter und Kennzahlen des Modellversuchs Nr. 18 sind als Referenzwerte angegeben und grau hinterlegt

Nr	Wellenparameter					dimensionslose Kennzahl			
	$H$ [m]	$T$ [s]	$L$ [m]	$p_0$ [kPa]	$p^*$ [-]	$Fr'_p$ [-]	$Eu_p$ [-]	$\Pi_{1,Z}$ [-]	$\Pi_{2,Z}$ [-]
L1	0,22	1,7	1,50	0,14	0,022	$9,2 \cdot 10^{-12}$	$4,1 \cdot 10^9$	$7,6 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
L2	0,22	1,7	2,50	0,41	0,063	$16,8 \cdot 10^{-12}$	$4,0 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$
L3	0,22	1,7	3,25	0,57	0,089	$15,1 \cdot 10^{-12}$	$4,8 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-3}$
L4	0,22	1,7	4,00	0,70	0,108	$12,0 \cdot 10^{-12}$	$5,9 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{-3}$
Ref.	0,22	1,7	2,50	0,48	0,067	$13,0 \cdot 10^{-12}$	$6,2 \cdot 10^9$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$

### 6.2.1 Einfluss der Wellenlänge

Der Einfluss des Wellenparameters  $L$ , der Wellenlänge, auf das Verformungsverhalten wird an der Geometrie des Modellversuchs Nr. 18 untersucht. Die welleninduzierte Ersatzlast läuft von rechts nach links. Die angesetzten Wellenparameter sind in Tabelle 6.1 angegeben.

Die Wellenlänge hat einen direkten Einfluss auf die zyklische Lastamplitude  $p_0$  und die dimensionslosen Parameter  $p^*$ ,  $Fr'_p$ ,  $Eu_p$ ,  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$ . Untersucht werden vier unterschiedliche Wellenlängen, wobei  $L = 2,5$  m der gemessene Referenzwert des simulierten Modellversuchs Nr. 18 ist. Die charakterisierenden Modellparameter sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Ihre Bestimmung basiert auf der geringsten Wassertiefe im System (hier: über der rechten Böschungsschulter). Alle Berechnungen werden mit einer bezogenen Lagerungsdichte  $I_D = 0,41$  und einer relativen Sättigung  $S_r = 0,99$  durchgeführt. Abweichungen zwischen den dimensionslosen Parametern des Modellversuchs und der Simulation L2 sind darauf zurückzuführen, dass die Kennzahlen des Modellversuchs auf den Messwerten basieren, welche in diesem Fall keine exakte Übereinstimmung mit der linearen Wellentheorie aufweisen. Das wird an der welleninduzierten Lastamplitude  $p_0$  deutlich und wirkt sich auf sämtliche dimensionslose Kennzahlen aus.

Die Wellenlänge hat einen direkten Bezug zur dimensionslosen Lastamplitude  $p^*$ . Mit zunehmender Wellenlänge erhöht sich  $p^*$  und die Verformung nimmt zu. Abbildung 6.3 zeigt die akkumulierten Verformungen der beiden Böschungsschultern über die Simulationszeit in Abhängigkeit der Wellenlänge. Das System reagiert sehr sensitiv auf die implizierte Lasterhöhung zwischen  $L = 2,50$  m und  $L = 3,25$  m. Ab  $L = 3,25$  m (Simulation Nr. L3 und L4) steigt die Verformung der linken Böschungsschulter schnell an und führt zu einem Abbruch der Berechnungen infolge zu großer Netzverformungen. Auch die Simulation L2 bricht nach ca. 1.000 s Simulationszeit ab. Hier kommt es an der rechten Böschungsschulter zu einer zu großen Netzverformung. Die Simulation L1 erzeugt hingegen nur minimale Verformungen und schließt nach vollständiger Simulationszeit ab.

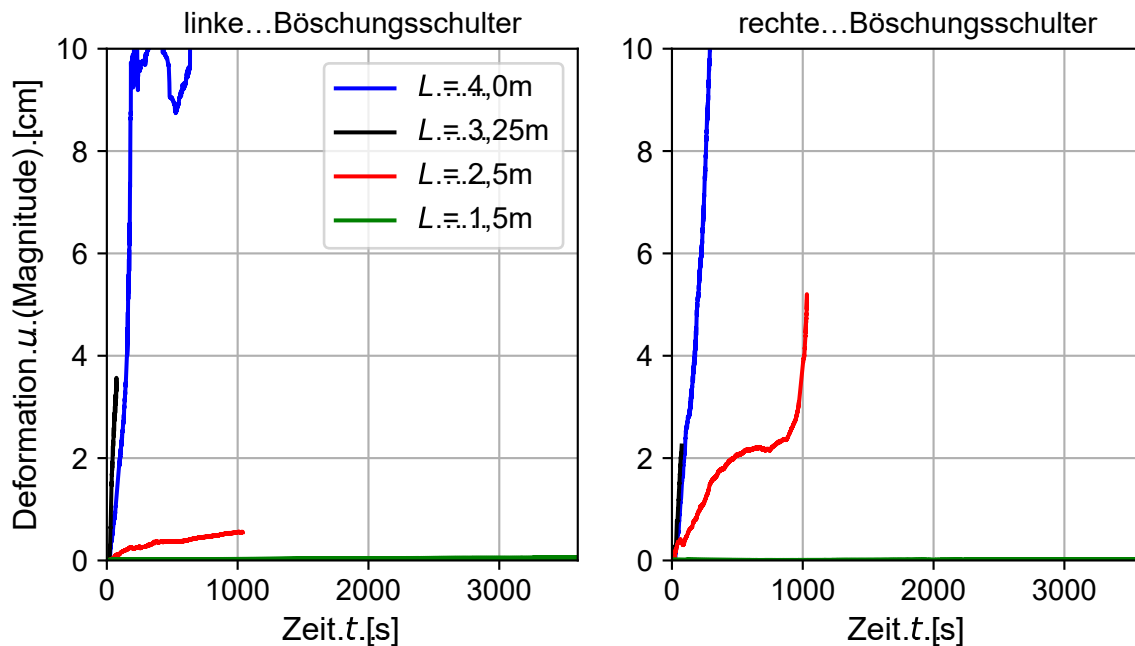


Abbildung 6.3: Vergleich der maximalen Verformung  $|u|$  in Abhängigkeit der Wellenlänge.

### 6.2.2 Einfluss der Wellenperiode

Der Einfluss der Wellenperiode auf das Verformungsverhalten wird an der Geometrie des Modellversuchs Nr. 18 untersucht. Die welleninduzierte Ersatzlast läuft von rechts nach links. Die angesetzten Wellenparameter sind in Tabelle 6.2 angegeben.

Die Wellenperiode für sich betrachtet hat keinen direkten Einfluss auf die Lastamplitude. Sie ist Maß der Einwirkungsdauer und der Zyklenanzahl in einer vorgegebenen Zeitspanne. Die dimensionslosen Parameter  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  werden direkt von der Wellenperiode beeinflusst. Die im Modellversuch gemessene Wellenperiode von  $T = 1,7\text{s}$  wird als Referenzwert angesetzt. Untersucht wird die Sensitivität mithilfe zweier Variationen:  $T = 1,0\text{s}$  und  $T = 2,4\text{s}$ . Die charakterisierenden Modellparameter sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Die Simulation T1 befindet sich mit  $\Pi_{1,Z} = 1,6 \cdot 10^{-2}$  knapp an der von Zienkiewicz (1982) definierten Grenze zum undrännierten Verhalten. Abweichungen zwischen den dimensionslosen Parametern des Referenzversuchs und der Simulation T2 sind darauf zurückzuführen, dass die Kennzahlen des Modellversuchs auf Messwerten basieren, welche in diesem Fall keine exakte Übereinstimmung mit der linearen Wellentheorie aufweisen.

Die Abbildung 6.4 zeigt die Magnitude der akkumulierten Verformungen beider Böschungsschultern über die Simulationszeit in Abhängigkeit der Wellenperiode. Alle drei Simulationen erreichen nicht die Simulationszeit von 3.600s innerhalb der maximalen Rechenzeit. Die höchste Simulationszeit erreicht dabei T1, die kürzeste T2. Die linke Böschungsschulter verformt sich in den Simulationen T1 und T3 deutlich schneller als im Versuch T2, hingegen zeigt letztere an der rechten Böschungsschulter eine zügige Verformung.

Die Ergebnisse lassen keinen eindeutigen Rückschluss auf den Einfluss der Wellenperiode zu. Die Simulation T2 bringt innerhalb der gleichen Simulationsdauer nur ca. 59% der

Anzahl an Lastzyklen von T1 auf, die Simulation T3 nur ca. 42%. Die Art der Belastung ist bei allen drei Simulationen quasi-statisch.

Tabelle 6.2: Untersuchte Wellenperioden und relevante dimensionslose Kennzahlen

Nr	Wellenparameter			dimensionslose Kennzahl	
	$H$ [m]	$T$ [s]	$L$ [m]	$\Pi_{1,Z}$ [-]	$\Pi_{2,Z}$ [-]
T1	0,22	1,0	2,50	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
T2	0,22	1,7	2,50	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$
T3	0,22	2,4	2,50	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$
Ref.	0,22	1,7	2,50	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$

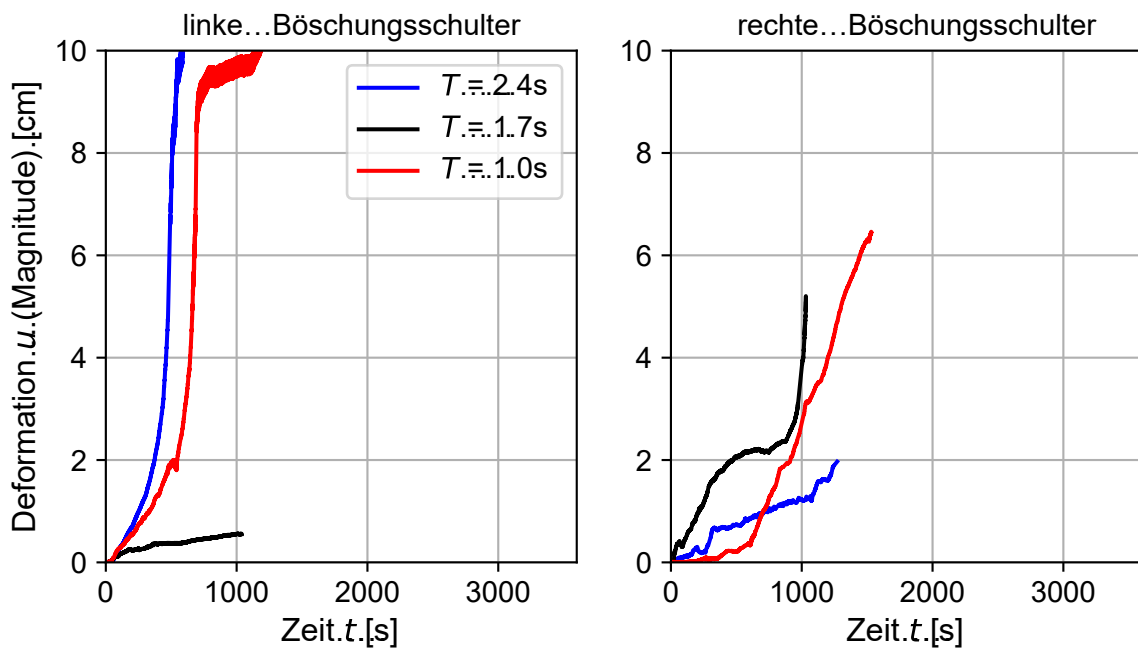


Abbildung 6.4: Vergleich der maximalen Verformung  $|u|$  in Abhängigkeit der Wellenperiode

### 6.2.3 Einfluss der Lagerungsdichte

Der Einfluss der anfänglichen Lagerungsdichte wird an der Geometrie der Modellversuche Nr. 16 und Nr. 17 untersucht. Die welleninduzierte Ersatzlast läuft von rechts nach links. Die angesetzten Wellenparameter sind in Tabelle 6.3 angegeben. Die anfängliche Lagerungsdichte wird in der Simulation über die Porenzahl  $e$  im Ausgangszustand gesteuert. Die korrespondierende bezogene Lagerungsdichte ist in Tabelle 6.3 mit angegeben.

Tabelle 6.3: Untersuchte Lagerungsdichten bzw. Porenzahlen bei gleichbleibender Wellenbelastung und Böschungsgeometrie

Nr	Wellenparameter				
	$e$ [-]	$I_D$ [-]	$H$ [m]	$T$ [s]	$L$ [m]
e1	0,800	0,41	0,22	1,7	2,50
e2	0,850	0,26	0,22	1,7	2,50
e3	0,900	0,12	0,22	1,7	2,50
Ref. 16		0,67	0,22	1,7	2,50
e4	0,775	0,49	0,22	1,7	2,50
e5	0,800	0,41	0,22	1,7	2,50
e6	0,825	0,34	0,22	1,7	2,50
e7	0,850	0,26	0,22	1,7	2,50
e8	0,900	0,12	0,22	1,7	2,50
Ref. 17		0,41	0,22	1,7	2,50

Die beiden Referenzmodellversuche weisen eine anfängliche bezogene Lagerungsdichte von  $I_D = 0,67$  und  $I_D = 0,41$  auf. Dies ist der wesentliche Unterschied der beiden Modellversuche. Die geometrischen Randbedingungen sind ähnlich, wobei im Modellversuch Nr. 16 eine um ca. 2 cm größere Wassertiefe über den beiden Versuchsseiten vorliegt. Somit sind die Lastamplituden, bei gleichbleibenden Wellenparametern der monotonen Wellenlast, unterschiedlich. Auf der Wellenklappenseite ist die dimensionslose Lastamplitude des Modellversuchs Nr. 16 mit  $p^* = 0,065$  gegenüber  $p^* = 0,062$  des Modellversuchs Nr. 17 etwas größer. Während die Böschungen im Modellversuch Nr. 16 nicht versagen, tun sie dies jedoch bei Versuch Nr. 17 beidseitig.

Die untersuchten Anfangsporenzahlen richten sich nach den in den Modellversuchen verwendeten Lagerungsdichten vor Versuchsdurchführung. Hierbei werden insbesondere auch lockere Zustände untersucht.

Die Lagerungsdichte steckt indirekt im Durchlässigkeitskoeffizienten und somit in der dimensionslosen Kennzahl  $\Pi_{1,Z}$ . Der Einfluss ist jedoch gering und wird hier vernachlässigt. Das Verformungsverhalten in Abhängigkeit der Anfangsporenzahl ist in Abbildung 6.5 deutlich zu unterscheiden. Die linke Böschungsschulter liegt in beiden Modellversuchen tiefer als die rechte, erfährt aufgrund der größeren Wassertiefe eine geringere Belastung. Im simulierten Modellversuch Nr. 16, Abbildung 6.5 oben, zeigt sich ein hiermit einhergehendes unterschiedliches Verhalten zwischen linker und rechter Böschungsschulter. Die drei Simulationen e1, e2 und e3 rufen links nur geringe Verformungen hervor. Rechts kommt es dagegen zu einer deutlichen Verformungszunahme mit größter Verformung bei geringster Lagerungsdichte.

Dagegen verhalten sich die Böschungsschultern der Simulationen e4 bis e7 weniger eindeutig. Auch im hier zugrundeliegenden Modellversuch Nr. 17 ist die Wassertiefe über der linken Böschung größer als über der rechten. Dennoch erfährt die linke Böschungsschulter

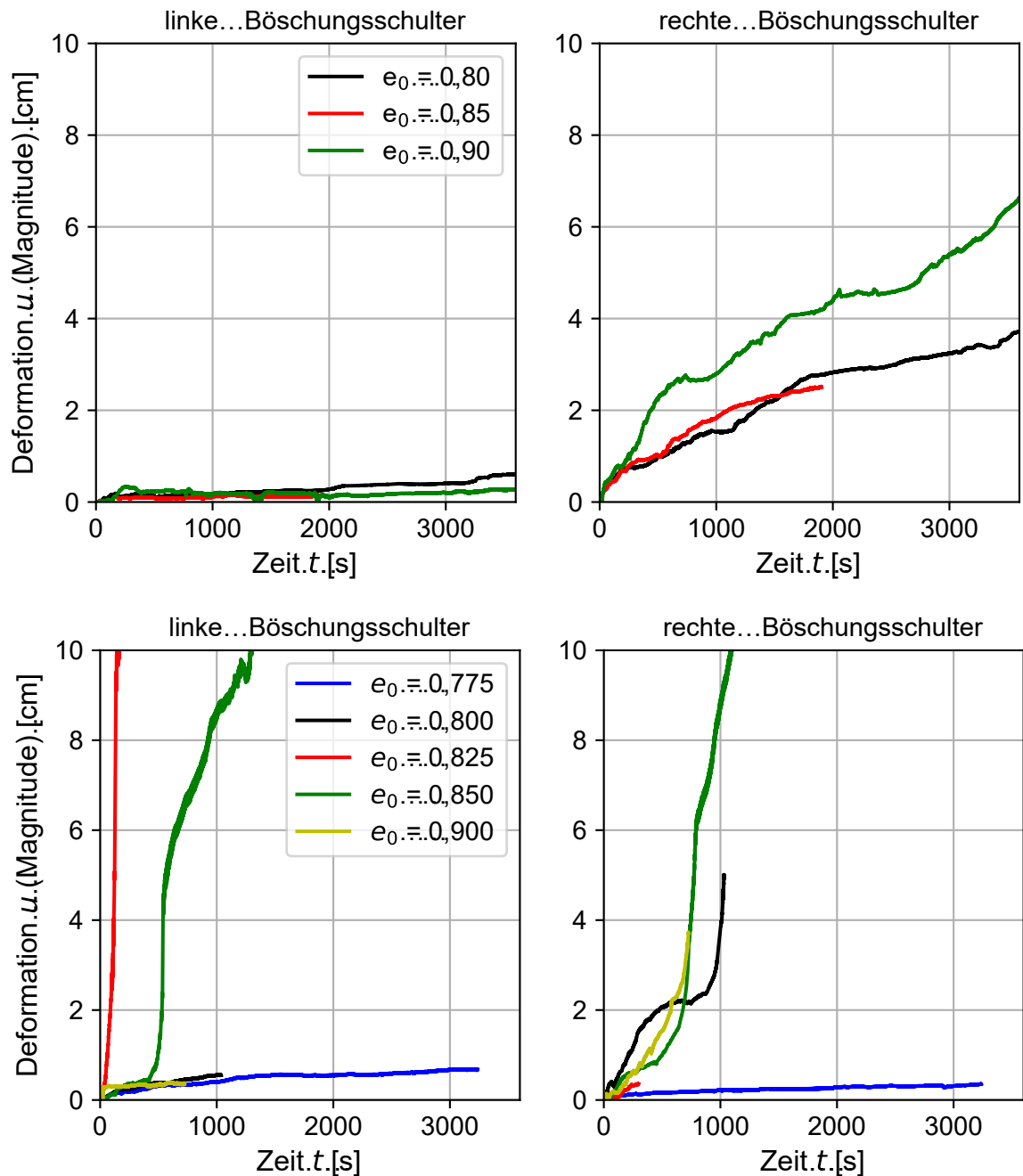


Abbildung 6.5: Vergleich der maximalen Verformung  $|u|$  in Abhängigkeit der Anfangsporenzahl. Oben: geometrische Randbedingungen des Modellversuchs Nr. 16. Unten: geometrische Randbedingungen des Modellversuchs Nr. 17

bei  $e = 0,825$  eine zügige Verformungszunahme, die auch jene bei  $e = 0,85$  übersteigt. Beide führen zu einem Abbruch der Simulation. Für  $e = 0,90$  ist das Verformungsverhalten hingegen wesentlich geringer und gleicht dem bei  $e = 0,80$  und  $e = 0,775$ . Dieses Verhalten ist vergleichbar mit dem der linken Böschungsschulter der Simulationen e1 bis e3. Demgegenüber zeigt das Verformungsverhalten der rechten Böschungsschulter eine grundsätzliche

Zunahme der Verformung bei zunehmender Porenzahl, mit Ausnahme des Verhaltens von  $e = 0,80$  in den ersten ca. 600 s. Alle untersuchten Porenzahlen führen zu einem Abbruch der Simulation infolge großer Netzverformungen mit Ausnahme der Simulation e4 mit der größten anfänglichen Lagerungsdichte. Das Resultat entspricht dabei dem Modellversuch, der bei  $I_D = 0,41$  versagt. Hier tritt dieses jedoch bereits nach wenigen Lastzyklen plötzlich ein, in der Simulation erst zu einem späteren Zeitpunkt und weniger plötzlich. Zudem ist das Verhalten der linken Böschungsschulter, die im Modellversuch ebenfalls versagt, uneindeutig.

Die erwartete Tendenz, bei geringer Lagerungsdichte, das heißt hoher Porenzahl, eine größere welleninduzierte Verformung zu beobachten, kann jedoch bestätigt werden.

### 6.2.4 Einfluss der Sättigung

Die Sättigung des Bodens ist für die numerische Simulation mithilfe der verwendeten  $\mathbf{u}$ - $p$  Formulierung nach Hamann (2015) entscheidend für die Größe des kritischen Zeitschritts und somit auch für die Simulationszeit. Zugleich bestimmt sie auch das Bodenverhalten maßgeblich mit (Hamann, 2015). Durchgeführt wird daher eine Sensitivitätsanalyse zur Untersuchung des Einflusses auf das Böschungsverhalten unter Wellenbelastung. Betrachtet wird dabei die Geometrie des Modellversuchs Nr. 18 und eine anfängliche Porenzahl  $e = 0,85$  ( $I_D = 0,26$ ). Die Wellenbelastung läuft von rechts nach links. Die dimensionslose Lastamplitude beträgt einheitlich  $p^* = 0,063$ . Untersucht werden vier Sättigungen: 98 %, 99 %, 99,5 % und 99,9 %. Alle vier Berechnungen basieren auf identischen FE-Modellen mit entsprechend angepasster Anfangssättigung. Tabelle 6.4 fasst die Modellparameter zusammen.

Die Ergebnisse der Simulationen unterscheiden sich beträchtlich. Keine Simulation erreicht die Ziel-Simulationszeit innerhalb der verwendeten Rechenzeit. Die Simulation S3 mit 99,5 % Sättigung bricht aufgrund zu großer Netzverformungen vorzeitig ab, während die Simulation S4 mit 99,9 % Sättigung aufgrund der sehr kleinen Zeitschrittgrößen nicht mal den Aushub der Unterwasserbaugrube erreicht. Die Magnitude der Verformungen  $|u|$  der linken wie auch der rechten Böschungsschulter sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Die maximale Verformung  $|u|$  tritt bei den Simulationen S1 und S2 an der linken Böschungsschulter auf, während sie bei Simulation S3 im horizontalen Bodenbereich oberhalb der rechten Böschungsschulter auftritt. Zugleich ist die Verformung an der linken Böschungsschulter hoch. Beide Bereiche werden von der welleninduzierten Belastung aufgelockert,

Tabelle 6.4: Kennwerte der Simulationen mit variierendem Sättigungsgrad. Geometrie gemäß Modellversuch Nr. 18

Nr.	$S$	$H$	$T$	$L$	$\Pi_{1,Z}$	$\Pi_{2,Z}$
	[-]	[m]	[s]	[m]	[-]	[-]
S1	0,980	0,22	1,7	2,5	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-3}$
S2	0,990	0,22	1,7	2,5	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$
S3	0,995	0,22	1,7	2,5	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
S4	0,999	0,22	1,7	2,5	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$6,8 \cdot 10^{-4}$

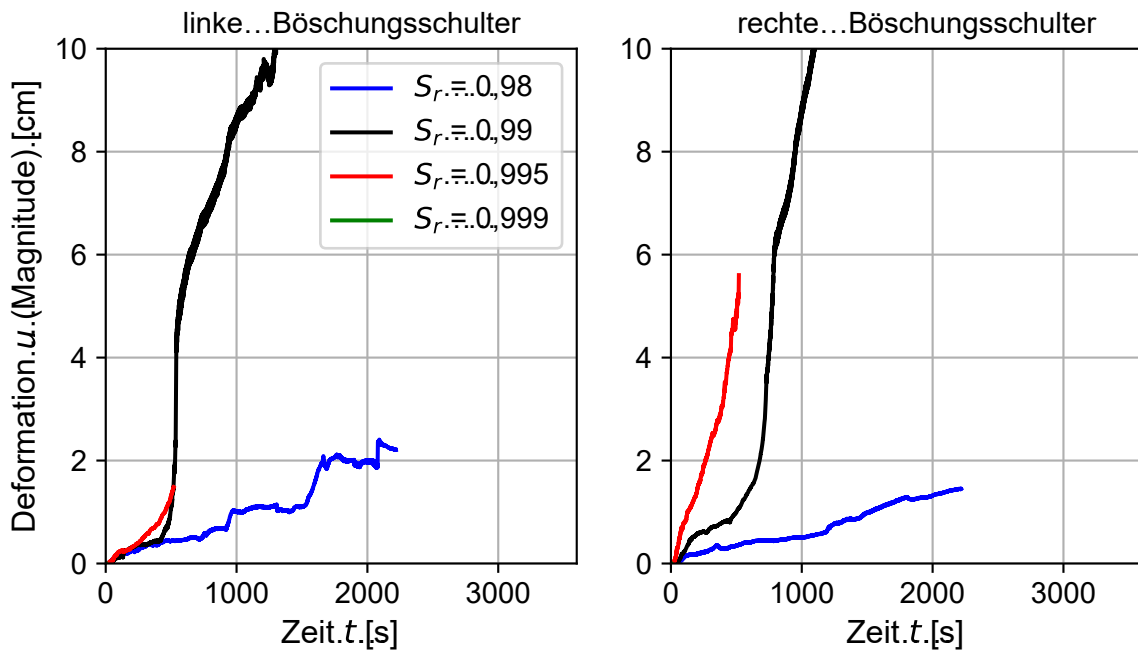


Abbildung 6.6: Vergleich der maximalen Verformung  $|u|$  in Abhängigkeit des Sättigungsgrads

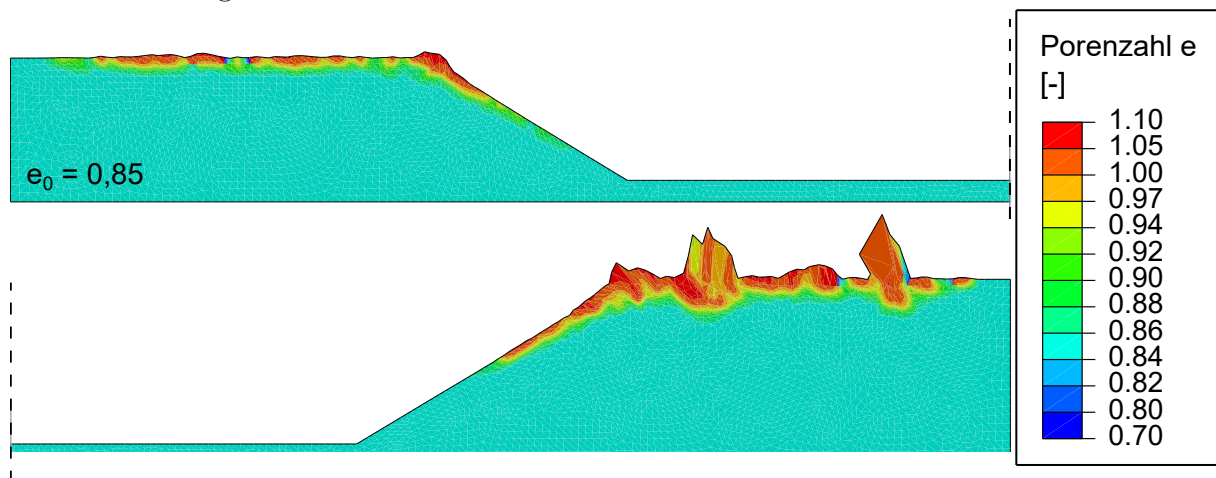


Abbildung 6.7: Veränderung der Porenzahl bei einer Sättigung von 99,5% nach 497 s Simulationszeit (292 Wellenzyklen), Verformungen zweifach überhöht dargestellt

vgl. Abbildung 6.7. Während eines Wellentals kommt es hier zu einer deutlichen Abnahme der effektiven Spannungen. Geht diese gegen Null, so kommt es zugleich zu großen Verformungen. Der Einflussbereich nimmt mit zunehmender Zyklenzahl ebenfalls zu und breitet sich in negative Y-Richtung aus. Die Änderung der Anfangsporenzahl zeigt den Auflockerungsbereich deutlich. Abbildung 6.7 zeigt die Porenzahländerung im Modellbereich für eine Sättigung von 99,5% nach 497 s Simulation (292 Wellenzyklen). Der Betrag der Porenzahl erreicht dabei oberflächennah die theoretisch lockerste Lagerung mit  $e_{i0} = 1,15 \cdot e_{c0}$ ,

wobei der Stoffparameter  $e_{c0}$  der im Laborversuch ermittelten maximalen Porenzahl entspricht.

### 6.2.5 Plötzliches Versagen

Der Ablauf eines plötzlichen Böschungsversagens, welches infolge von Bodenverflüssigung analog zu einigen Modellversuchen eintritt, kann aufgrund der gewählten, netzbehafteten FE-Methode mit Lagrang'schen Elementen nicht simuliert werden. Stattdessen bricht die Simulation infolge zu großer Elementverformungen innerhalb eines Zeitinkrements ab. Dies kann jedoch als Beginn eines Versagenszustands gewertet werden. Die Simulationsergebnisse bis zum Abbruch lassen entsprechende Rückschlüsse zu.

### 6.2.6 Langsame Veränderungen

Wie in den durchgeführten Modellversuchen, zeigen auch die FE-Simulationen zumeist eine langsame Veränderung der Böschungsoberfläche und kein abruptes Versagen. Infolge der gewählten, netzbasierten Diskretisierungsmethode mit expliziter Zeitintegration sind große Netzverformungen und Knotenverschiebungen möglich. Nicht abgebildet wird jedoch eine mögliche Erosion von Bodenkörnern wie auch deren anschließende Sedimentation. Die Ergebnisse zeigen zum Teil große Verschiebungen einzelner Netzknoten, welche sich infolge der zyklischen Belastungen langsam aufsummieren und zu einem plötzlichen Simulationsabbruch führen können. Auf die Gründe der Knotenverschiebungen wird im Nachfolgenden eingegangen. Die Quantität der erzeugten Verformungen ist als nicht realitätsgetreu anzusehen.

Die aufgebrachte Wellenlast führt zu einem stetigen Wechsel von temporären lokalen Porenwasserüber- und -unterdrücken und somit auch zu einer stetigen lokalen Änderung der effektiven Spannungen. In Abhängigkeit der Druckamplitude und der Ausgangslagerungsdichte des Bodens, bzw. seiner Anfangsporenzahl  $e_0$ , kommt es zu einer Auflockerung der oberen Bodenschicht, die Porenzahl  $e$  und das Volumen nehmen zu, siehe Abbildung 6.8. Dieser Prozess ist über den betrachteten Zeitraum fortschreitend und führt zu einer Verformung des FE-Netzes. Bei sehr lockerer bis lockerer Lagerungsdichte erfolgt dieser Prozess deutlich schneller und kann schon nach wenigen Wellenlasten die maximal zulässige Verformung je Zeitschritt überschreiten.

Zugleich führt die zyklische Wellenbelastung zu einer bleibenden Veränderung des anfänglichen Spannungszustands. Der Betrag der vertikalen effektiven Spannung  $\sigma'_v$  zu Beginn des dritten Simulationsschritts nimmt mit der Bodentiefe zu und folgt somit der Baugrubengeometrie. Infolge der zyklischen Belastungen kommt es zu einer, über die horizontale Strecke wechselnden, Zu- und Abnahme der residuellen effektiven Spannungen, siehe Abbildung 6.8. Dies geschieht zunächst oberflächennah, mit zunehmender Zyklenzahl auch im Bodenkörper. Gleichzeitig führt die sinusförmige Belastung zu einer temporären Zu- und Abnahme der effektiven Spannungen im Bereich der Wellentäler und -berge. Lokal kann hierdurch die effektive Spannung gegen Null tendieren und somit die Korn-zu-Korn-Spannung verloren gehen. Dieser Vorgang kann als Bodenverflüssigung angesehen werden.

Der Zustand ist oberflächennah und führt nicht zu einem Böschungsversagen. Der Umfang der temporären Verflüssigung des Bodens kann durch die residuelle Änderung der effektiven Spannungen über die Zeit zu- oder abnehmen. Bei den untersuchten Simulationen sind ausschließlich Zunahmen eingetreten. Temporäre Verflüssigungen im Bereich der Böschungsschulter führen zu tendenziell größeren Netzverformungen als im Bereich des ebenen Geländes. Dies stimmt mit den Beobachtungen im Wellenkanal überein. Hier kommt es ohne Böschungsversagen zu einer schleichenden Ausrundung der Böschungsschulter. Aufgrund der horizontal wechselnden residuellen effektiven Spannungen kommt es zu einer gleichfalls horizontal wechselnden Ausprägung der temporären Verflüssigung. Infolge der beschriebenen Vorgänge kommt es in betroffenen Simulationen oberflächennah zu einer deutlichen Auflockerung mit Porenzahlen bis zur theoretisch lockersten Lagerung  $e_{i0}$ , siehe Abbildung 6.8. Mit zunehmender Tiefe nimmt die Porenzahländerung ab, wobei der Verlauf von starker Auflockerung zu unbeeinträchtigter Lagerung rasch ist. Dieses numerische Verhalten kann bedingt mit den Modellversuchen in Einklang gebracht werden. Hier verursacht die stetige Wellenbelastung bei anfänglicher lockerer Lagerungsdichte eine Verdichtung des Bodenkörpers. Eine solche ist bei den numerischen Simulationen nicht zu erkennen. Im Modellversuch kommt es jedoch auch zu Kornumlagerungen und Rippelbildungen. Diese Prozesse sind für die verwendete numerische Simulation zu kleinskalig, doch verursachen sie im Versuch eine zeitweise lokale Reduktion der Lagerungsdichte bis zur Erosion der Einzelkörner. Auch hier ist also von einer oberflächennahen

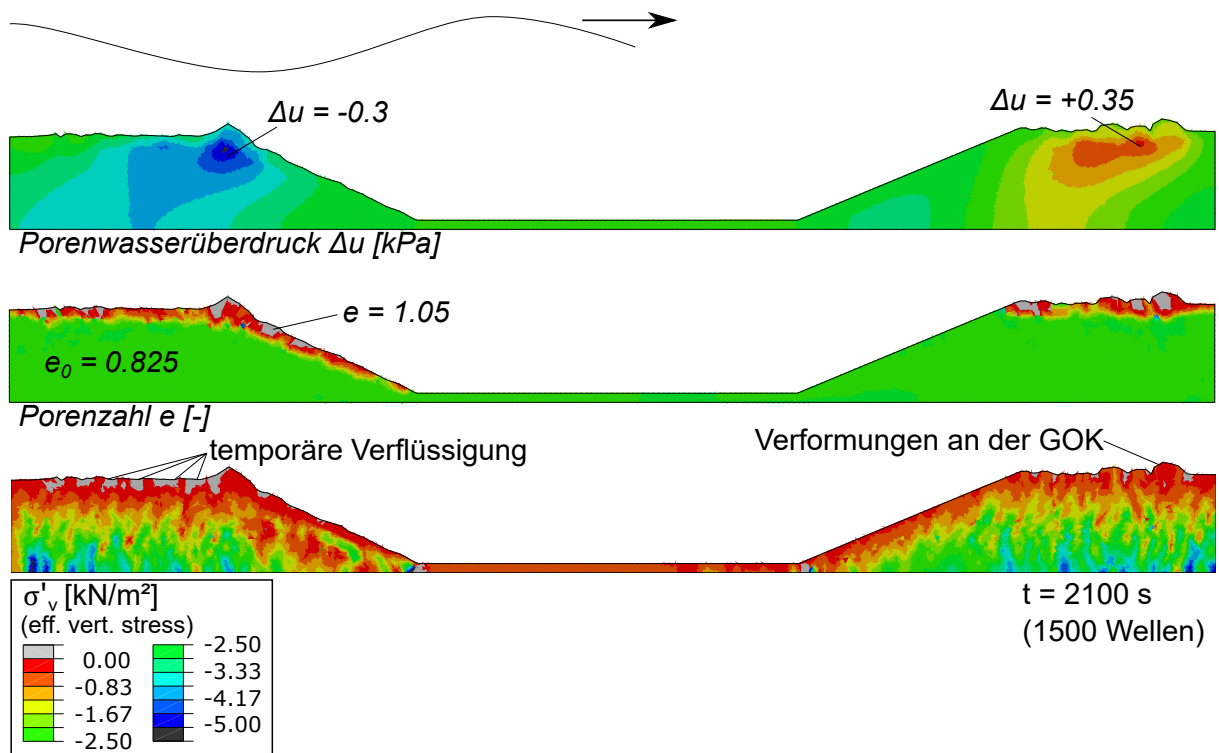


Abbildung 6.8: Porenwasserüberdruck (oben), Porenzahl (Mitte) und effektive vertikale Spannung (unten). Geometrie und induzierte Wellenlast des Modellversuchs Nr. 13, veränderte Lagerungsdichte mit  $I_D = 0,34$

geringen Lagerungsdichte auszugehen, dessen Ausbreitungstiefe jedoch im Vergleich zum Anfangszustand im Verlauf der zyklischen Belastung abnimmt. Im Gegensatz zu den Modellversuchen führen die zyklischen Wellenlasten bei den numerischen Simulationen nicht zu einer Zunahme der Lagerungsdichte innerhalb des Bodenkörpers oder zu einer beständigen Rückkehr zur ursprünglichen Lagerungsdichte nach zwischenzeitlicher Auflockerung. In Konsequenz der beschriebenen Vorgänge kommt es in den numerischen Simulationen zu Elementverformungen an der Geländeoberkante, insbesondere im ebenen Bereich oberhalb der Böschungen und im Bereich der Böschungsschultern. Diese sind häufig ungleichmäßig groß mit abwechselnd stärkerer und schwächerer Verformung. Die fortwährenden, langsamen Verformungen passen dabei qualitativ zu Beobachtungen im Wellenkanal, welche lokale Kornumlagerungen aufzeigen.

Die wechsellagigen Bereiche starker und schwacher Auflockerungen mit unterschiedlich stark ausgeprägter Abnahme der effektiven Spannungen lässt auf eine Beteiligung der Vorgänge im Bodenkörper an der im Wellenkanal zu beobachtenden Rippelbildung schließen.

### 6.2.7 Zusammenfassung und Ausblick

Die betrachteten FEM-Simulationen helfen das Verhalten des Meeresbodens, insbesondere im Nahfeld einer Unterwasserböschung, unter welleninduzierter Druckbelastung zu verstehen. Neben Wassertiefe und Wellenamplitude ist die Wellenlänge entscheidend für die Größe der Druckbelastung. Die zunehmende Verformung an der Böschungsschulter bei ansteigender Wellenlastamplitude  $p^*$  spiegelt das Verhalten der Modellversuche wieder. Zugleich können langsam akkumulierende Netzverformung an der Böschungsschulter mit den in Versuchen beobachteten Ausrundungen überein gebracht werden. Aufgrund fehlender Erosions- bzw. Verlagerungsmöglichkeit in der Simulation entspricht die erfolgende Knotenverschiebung nicht dem Verhalten im Modellversuch, die tatsächlichen Prozesse der Kornumlagerung werden jedoch durch die abnehmende effektive Spannung, wie sie in der Simulation zu beobachten sind, begünstigt. Ebenso zeigen die FE-Simulationen die Relevanz der Lagerungsdichte bzw. der Porenzahl in Kombination mit der Belastungsgröße. Die Simulationen zum Einfluss der Wellenperiode erlauben keine zusätzliche Erkenntnis. Zugleich ist hier jedoch festzuhalten, dass in der Natur, bei gleichbleibenden Randbedingungen, mit einer wesentlichen Änderung der Wellenperiode auch eine Änderung der Wellenlänge einhergeht. Die Sättigung zeigt insbesondere einen großen Einfluss auf die benötigten Rechenressourcen. Zur Bestimmung des Einflusses auf die Böschungsstabilität bedarf es über diese Arbeit hinausgehende Analysen. Die Ergebnisse deuten auf eine starke oberflächennahe Verformung mit zunehmender Sättigung hin. Möglicherweise handelt es sich dabei jedoch im Wesentlichen um ein numerisches Problem infolge der gegen Null tendierenden effektiven Spannung.

Die durchgeführten FE-Simulationen sind nicht in der Lage den Versagensablauf abzubilden. Sie zeigen die vorhandenen Schwierigkeiten bei Bodenverflüssigungen bzw. Zuständen mit effektiver Spannung gegen Null. Diese können auch bei stabilen Böschungen an der Geländeoberkante auftreten und in der Realität Änderungen der Geländeoberfläche, zum Beispiel in Form von Rippelbildung, begünstigen. In der FE-Simulation kommt es dabei zu numerisch instabilen Zuständen, welche zu unrealistisch großen Verformungen an der

Geländeoberkante, sehr kleinen stabilen Zeitinkrementen und letztendlich zum Simulationsabbruch führen.

Die betrachtete, monotone Wellenlast entspricht nicht realen Verhältnissen auf See, welche aus zahlreichen kleinen Wellen und eingebetteten großen Wellen bestehen. Wie die Modellversuche zeigen, ist dabei entscheidend ob, wie viele und welche Maximalwellen zeitlich kurz hintereinander über eine bestimmte Lokalität hinwegziehen.

Die Verwendung eines aufgezeichneten oder fiktional erstellten Wellenereignisses, welches beispielsweise einer JONSWAP-Verteilung entspricht, wäre unter größerem Rechenaufwand, zumindest für den zweidimensionalen Fall, denkbar. Einzig das Verhältnis von Aufwand und Nutzen ist dabei fraglich. Die Limitationen der FEM-Simulation begrenzen auch hier die Verwendbarkeit des Ergebnisses. Sofern es lediglich um plötzliches Versagen geht, kann eine ganz bestimmte Wellenabfolge entscheidend sein und die Vorgabe der Reihenfolge bestimmt die Standsicherheit der Böschung. Da eine so exakte Vorhersage der Wellenbelastungen unmöglich ist, erübrigt sich auch die Simulation.

Die erzielten Simulationsergebnisse bestätigen erwartbare Tendenzen. Das Verhalten der Modellversuche und die beobachteten Versagensvorgänge lassen sich nicht mit der gewählten Methode numerisch abbilden.

Sowohl für plötzliches Versagen, Bodenverflüssigungen und auch langsame Veränderungen von Unterwasserböschungen bedarf es einer anderen Simulationsmethode. Eine solche Simulation könnte zukünftig auf Basis netzfreier Methoden durchgeführt werden. Wichtig ist dabei die Verwendung geeigneter Boden- und Fluidmodelle, welche einen Austausch von freiem und im Boden befindlichem Fluid wie auch Erosion und Sedimentation abbilden können. Der vielversprechende Ansatz von Kocak (2017) verwendet hierfür die Methode der Smoothed Particles Hydrodynamics (SPH). Gleichfalls könnten auch die von Kumar u. a. (2017) verwendete Material Point Method (MPM) wie auch eine gekoppelte Analyse mit Computational Fluid Dynamics (CFD) und der Discrete Element Method (DEM) (Kanitz u. a., 2018) in Zukunft geeignet sein.



# 7 Übertragbarkeit auf reale Bedingungen

## 7.1 Auswertung der dimensionslosen Kennzahlen für Modell und Natur

Die vorgestellten dimensionslosen Kennzahlen werden für die Modellversuche ausgewertet und denen einer fiktiven Unterwasserböschung an einem Nordseestandort gegenüber gestellt. Die Bodenparameter des Vergleichsstandorts entstammen Laborversuchen eines Nordseesandes (Cuxhavener Sand), wobei eine homogene Schicht mit einer geringen Lagerungsdichte bis zur betrachteten Baugrubentiefe angenommen wird. Diese Annahme basiert auf CPT-Sondierungen am Offshore-Windparkstandort GlobalTech I, welcher in der Vergangenheit als möglicher Standort für Schwerkraft-Testfundamente von Offshore-Windenergieanlagen untersucht wurde. Die Wellenparameter der Einwirkungen am Vergleichsstandort entstammen statistischer Auswertungen von Messungen einer Seegangsmessboje, ca. 8 km nordwestlich von Amrum bzw. südwestlich von Sylt für Sturmereignisse mit Wiederkehrintervallen von 1 bis 50 Jahren (LKN.SH, ohne Datum). Verwendet werden die signifikanten Wellenparameter, gekennzeichnet durch den Index „s“.

Bei Modellversuchen mit Wellenspektren verhält sich die Wellenbelastung, statistisch betrachtet, wie bei einem Sturmereignis. Das heißt, dass die signifikanten Wellenparameter während des Versuchs wie auch in der Natur sowohl unter wie auch überschritten werden. Einzelne Wellen indizieren somit einen deutlich größeren Druck auf Höhe des Meeresbodens, welche hinsichtlich der Stabilität entscheidend sein können. Eine genaue Beschreibung der aufgebrachten Wellenbelastungen inklusive maximaler Wellenparameter erfolgt in Abschnitt 5.1.

Tabelle 7.1 stellt die charakteristischen Parameter aus Gleichung 4.2 für den Nordseestandort wie für die durchgeführten Modellversuche gegenüber. Sofern unterschiedliche Zustände betrachtet werden, sind Wertebandbreiten angegeben. Da im Wellenkanal kein Salzwasser verwendet werden darf, ergeben sich eine geringfügig unterschiedliche Viskosität und eine abweichende Dichte des Wassers. Der Durchlässigkeitskoeffizient  $k_f$  ist einheitlich mit Süßwasser als Fluid ermittelt und hier für eine bezogene Lagerungsdichte von  $I_D = 0,3$  angegeben. Seine Abhängigkeit von der Lagerungsdichte wird hier fortan vernachlässigt, da die vorliegende Betrachtung ausschließlich lockere bis mitteldichte Lagerungsdichten umfasst. Die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit der Kompressionswellen in der Mischung  $v_c$  wird nach Zienkiewicz (1982) ermittelt. Dabei wird einheitlich der Steifemodul des Modellsands angenommen, vgl. hierzu Abschnitt 5.2.3. Weiterhin wird die Sättigung bei der Kompressibilität des Porenwassers berücksichtigt. Aufgrund der unterschiedlichen

Tabelle 7.1: Charakteristische Parameter der durchgeführten Modellversuche im Vergleich zu denen eines Nordseestandorts unter 1-jähriger (min) bzw. 50-jähriger (max) Sturmbelastung

Parameter	Einheit	Nordseestandort	Modellversuche
$\beta$	in °	20,0 bis 30,0	20,0 bis 30,0
$\varphi_c$	in °	33,0	35,0
$I_D$	1	0,0 bis 0,77	0,0 bis 0,69
$S$	1	0,95 bis 0,99	0,95 bis 0,99
$d_m$	in m	$0,9 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
$\rho_r$	in $\text{kg}/\text{m}^3$	$2,65 \cdot 10^3$	$2,65 \cdot 10^3$
$k_f(I_D = 0,3)^1$	in m/s	$0,4 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$
$v_f(I_D = 0,3)$	in m/s	$1,0 \cdot 10^{-6}$ bis $4,2 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$ bis $4,9 \cdot 10^{-5}$
$v_c(S_r = 0,99)$	in m/s	199 bis 289	122 bis 176
$L$	in m	33,6 bis 43,7	1,4 bis 6,2
$T$	in s	8,7 bis 9,9	0,9 bis 2,6
$h_w$	in m	25,0 bis 45,0	0,58 bis 1,01
$p_0$	in kPa	0,4 bis 22,2	0,03 bis 1,19
$i$	1	$9,6 \cdot 10^{-3}$ bis 0,10	$1,2 \cdot 10^{-2}$ bis 0,35
$\rho_w$	in $\text{kg}/\text{m}^3$	$1,025 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$
$\mu_w$	in $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$	$1,297 \cdot 10^{-3}$ bei 10°C	$1,0 \cdot 10^{-3}$ bei 20°C

1 für Süßwasser,  $S_r = 1$

2 für  $h_w$ ,  $I_D$  gemäß Angaben und  $E_s$  zwischen  $E_{s,min} = 3,84 \text{ MPa}$  und  $E_{s,max} = 38 \text{ MPa}$ .

absoluten Drücke zwischen Natur und Modell unterscheiden sich diese bei gleicher Sättigung, infolgedessen auch die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit. Die dimensionslosen Kennzahlen des Nordseestandorts werden denen der Modellversuche in Abbildung 7.1 gegenübergestellt. Hierbei geben die Kennzahlen der Natur Bereiche für die beiden betrachteten Sturmereignisse wieder. Zwischenwerte sind entlang der eingezeichneten Linien möglich. Maximale Wellenparameter, welche in einem Sturmereignis vereinzelt angetroffen werden, würden bei Übernahme den eingezeichneten Bereich erweitern. Bei abweichenden Randbedingungen (andere Wellenparameter) ändern sich die Kennzahlen, wobei die Größenordnung jedoch gleich bleibt.

Im Vergleich der dimensionslosen Kennzahlen zeigt sich, dass Modellversuche und Natur zwei Kennzahlen ähnlicher Größenordnungen aufweisen. Dies sind  $p^*$  und  $\Pi_{2,Z}$ .

Die Partikel-Reynoldszahl des Modellversuchs ist tendenziell eine Zehnerpotenz größer als in der Natur. Infolge der geometrischen Skalierung unter Vernachlässigung der Korngröße und gleichzeitiger Beibehaltung von  $p^*$  kann  $Re_p$  nicht eingehalten werden. Dies ist auf die größere Strömungsgeschwindigkeit  $v_f$  im Porenwasser zurückzuführen.

Ähnlich sieht es bei der Partikel-Froudezahl und der Partikel-Eulerzahl aus. Hier sind die Modellkennzahlen ca. 4 Zehnerpotenzen größer bzw. 3 Zehnerpotenzen kleiner. Auch hier ist dies auf die Strömungsgeschwindigkeit  $v_f$  im Porenwasser zurückzuführen, welche in beide Kennzahlen quadratisch einfließt.

Eine größere Übereinstimmung der drei Kennzahlen ( $Re_p$ ,  $Fr'_p$ ,  $Eu_p$ ) bestünde bei einer

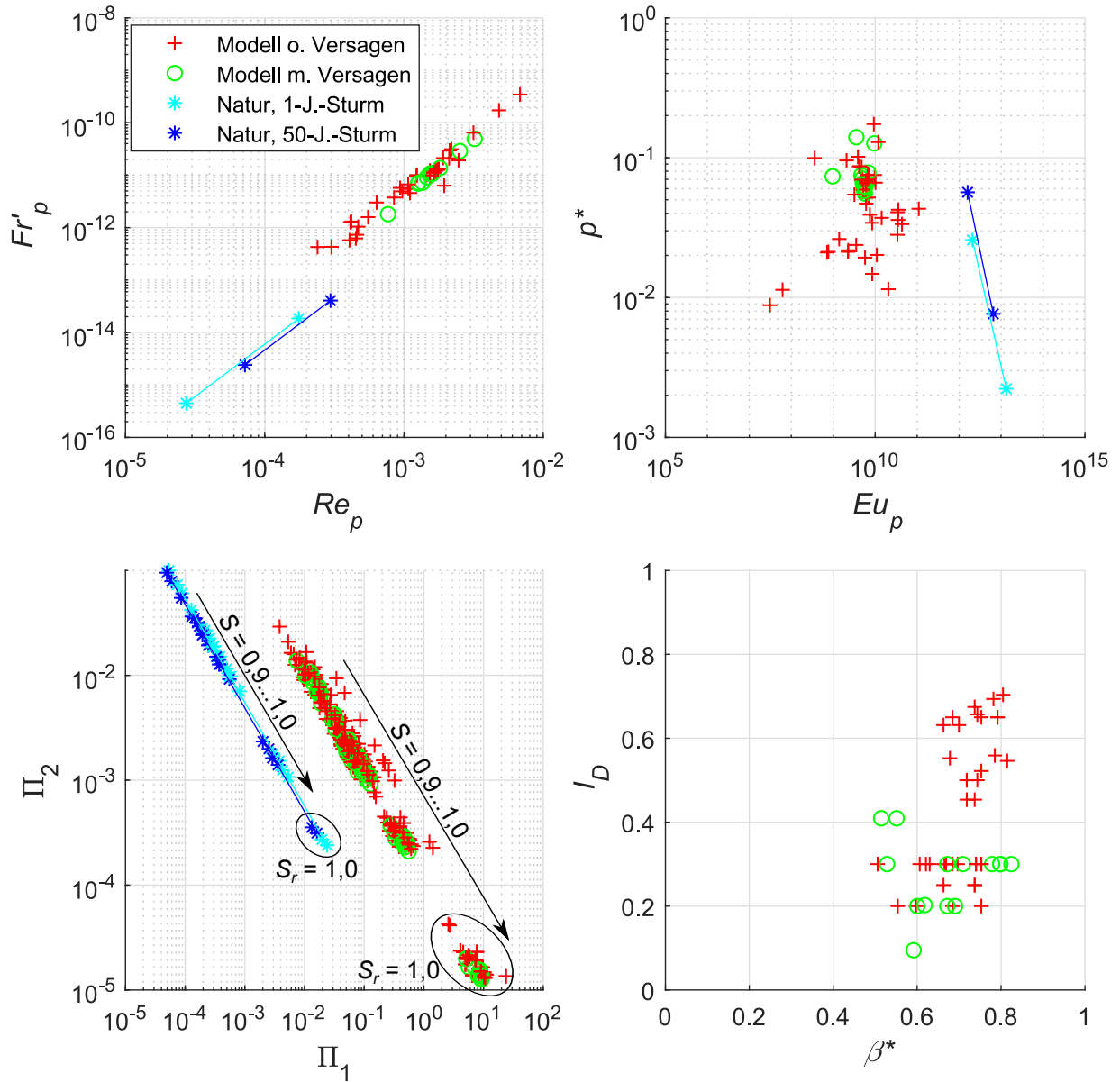


Abbildung 7.1: Gegenüberstellung der dimensionslosen Kennzahlen für Modellversuche und Natur. Der Einfluss der Sättigung auf  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  ist durch Variationsberechnungen dargestellt

vollständigen Sättigung des Bodenkörpers. Diese liegt jedoch weder im Modell vor, siehe Abschnitt 5.2.3, noch in der Natur (Magda, 1998).

Die Einordnung der Werte für  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  nach Zienkiewicz (1982) erfolgt in Abschnitt 4.3.2. Abbildung 4.15 zeigt, gleichwohl der abweichenden Werte, dass sowohl bei der Nordseestandortbetrachtung als auch beim Modellversuch ein langsames Phänomen betrachtet wird, welches einer quasi-statischen Belastung entspricht. Unterschiedlich ist jedoch das Drainageverhalten. Dieses ist in der Nordsee bei nicht vollständiger Sättigung undränniert, während die Modellversuche als teildränniert einzuordnen sind (unter der Annahme

$S_r > 0,9$ ). Die Versuchsauswertung ist hinsichtlich der Sättigung zu ungenau, um anhand der dimensionslosen Kennzahlen eine Aussage zu treffen, ob das Drainageverhalten undäniert oder teildränirt ist. Somit lässt sich auch keine Aussage treffen, ob die beiden Parameter  $\Pi_{1,Z}$  und  $\Pi_{2,Z}$  eine Einschätzung zur Versagensanfälligkeit zulassen.

Die dimensionslose Böschungsneigung  $\beta^*$  der Versuche mit und ohne Böschungsversagen ist in beiden Fällen weit gefächert. Sie liegt in den durchgeführten Versuchen zwischen 0.5 und 0.82, vgl. Abbildung 7.1 rechts unten. Offensichtlich ist dagegen in der Darstellung der Einfluss der bezogenen Lagerungsdichte  $I_D$ .

## 7.2 Bewertung

Eine direkte Übertragung der Ergebnisse aus dem Modellversuch auf die Natur ist bei gleichen Kennzahlen möglich. Aufgrund der Modellgesetze kann dies nicht gelingen, stattdessen wird die Ähnlichkeit betrachtet. Eine physikalische Ähnlichkeit liegt für die dimensionslose Belastungsamplitude  $p^*$  und die Beschreibung der Fluid-Feststoff-Interaktion ( $\Pi_{1,Z}$ ,  $\Pi_{2,Z}$ ) nach Zienkiewicz (1982) vor. Letztere führt im Modellversuch überwiegend zu teildränirten Zuständen im Boden, in der Natur überwiegt das undränirte Verhalten bei ähnlichen Belastungen. Weiterhin herrscht eine physikalische Ähnlichkeit bei der bezogenen Lagerungsdichte  $I_D$  und der Sättigung des Bodens  $S_r$ .

Die für die Böschungsstabilität identifizierten, maßgebenden Parameter weisen eine Ähnlichkeit zwischen Natur und Modellversuchen auf. Die Erkenntnisse können daher übertragen werden: Unterwasserböschungen in lockeren, sandigen Böden neigen bei entsprechend großer Belastung zu Versagen aufgrund lokaler Bodenverflüssigungen. Diese wird durch unvollständige Bodensättigung begünstigt, da sich das Drainageverhalten von teildränirt zu undränirt verschiebt ( $\Pi_{1,Z}$ ).

Aus Abbildung 5.20 lässt sich ableiten, dass die Grenze, ab welcher keine Verflüssigung eintritt, von der Belastungsgröße abhängig ist. Für Böschungsversagen sind im Versuch dimensionslose Lastamplituden  $p^*$  von mindestens 0,05 notwendig. Diese kommen während eines 1-Jahres-Nordseesturms bei den betrachteten Wassertiefen zwischen 25 m und 45 m nicht vor. Es bedarf hier eines größeren Sturmereignisses oder einer Wellenüberlagerung. Bei mitteldichter Anfangslagerung steigt die für Versagen notwendige dimensionslose Lastamplitude auf mindestens 0,06. Ob diese Werte angesichts der Modell-Natur-Abweichungen und der beschränkten Datenlage übertragen werden können, ist jedoch nicht sicher.

Möglicherweise hat zusätzlich die dimensionslose Böschungsneigung  $\beta^*$  und die Wellenlaufriechung einen Einfluss auf die Stabilität. Beide erscheinen auf Grundlage der durchgeführten Versuche jedoch von untergeordneter Relevanz zu sein, siehe Abbildung 7.1 unten rechts.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Das Verhalten von Unterwasserböschungen im Seegang ist komplex und von mehreren Faktoren abhängig. Zunächst kann es in drei Gruppen unterteilt werden: (1) Böschungen ohne nennenswerte Veränderungen, (2) Böschungen mit plötzlichem Böschungsversagen und damit einhergehenden starken Veränderungen und (3) Böschungen mit langsamen Prozessen, die zeitabhängig geringe bis starke Veränderungen hervorrufen. In der Literatur wird zumeist über das Resultat in Form abgeflachter Unterwasserböschungen berichtet. Eine nachträgliche Unterscheidung des Verhaltens zwischen Gruppe 2 und 3 ist kaum möglich. Somit bleibt unklar, ob tatsächlich ein plötzliches Versagen vorliegt.

In den durchgeführten Modellversuchen sind Böschungsverhalten aller drei Gruppen vorhanden. Wie sich eine konkrete Unterwasserböschung verhält, ist abhängig von den vorhandenen Randbedingungen und Zustandsgrößen. Das Herausstellen und Analysieren der Einflussfaktoren ist das Ziel dieser Arbeit.

Die Modellversuche geben Aufschluss über maßgebende Einflussfaktoren auf das Versagen von Unterwasserböschungen. Alle beobachteten Böschungsversagen sind auf Bodenverflüssigungen zurückzuführen. Diese beginnen an der Böschungsschulter bzw. im ebenen, ungestörten Bodenabschnitt und führen zu einer zügigen Bodenumlagerung in Richtung Böschungsfuß. Die entstehende, neue Böschung ist tendenziell flacher als zuvor, der Unterschied ist jedoch vergleichsweise gering. Ein sequentielles Bruchversagen kann nicht beobachtet werden, braucht jedoch auch einen auslösenden Triggermechanismus, welcher bei den durchgeführten Versuchen lediglich Erosion oder eine lokale Verflüssigung sein kann. Sowohl spontanes Verflüssigen infolge einzelner Extremwellen, wie sie beispielsweise im Wellenspektrum eingebettet sind, als auch Verflüssigungen infolge Porenwasserdruckakkumulation über mehrere Wellenzyklen, können im Versuch beobachtet werden.

Die maßgebenden Einflussfaktoren des beobachteten Versagens stimmen im Wesentlichen mit den vorab als maßgebend erachteten überein. Die Ergebnisse der Analyse dieser Einzelfaktoren lässt sich folgendermaßen zusammenfassen:

### 1. Lagerungsdichte des Bodens

Die beobachteten Böschungsversagen finden ausschließlich bei lockerer oder knapp mitteldichter Anfangslagerungsdichte ( $I_D \leq 0,41$ ) statt. Zwischen der Lagerungsdichte des Bodens und der maximal zulässigen induzierten Wellenlast besteht ein Zusammenhang. Mit zunehmender Lagerungsdichte steigt die Dilatanz. Bei gleichbleibender Scherverformung tritt eine größere Volumendehnung und somit ein größerer relativer Unterdruck auf. Dieser stabilisiert die Böschung temporär. Sie bleibt stabil solange die notwendige Zeit zum Druckausgleich größer als die Lastperiode ist. Die dimensionslose Lastamplitude  $p^*$  der Wellenlast, welche zu Versagen führt, ist größer für dichter gelagerten Boden. Zugleich ist der langsame Eintrag von Sedi-

menten in die Baugrube bzw. Böschung durch oberflächennahe Erosion bei größerer Lagerungsdichte geringer.

## 2. Ausgangsböschungsneigung

Anhand der durchgeführten Modellversuche kann kein Zusammenhang zwischen Böschungswinkel und Anfälligkeit zum Böschungsversagen festgestellt werden. Die versagten Böschungen liegen mit Winkeln zwischen  $\beta_0 = 19,8^\circ$  und  $\beta_0 = 29,2^\circ$  im kompletten Streubereich der verwendeten Anfangsböschungswinkel.

Einschränkend muss angemerkt werden, dass diese Aussage nur für die angetroffenen Verflüssigungsversagen getätigt werden kann. Ob die Böschungsneigung einen Einfluss auf andere Versagensformen oder langsame Prozesse hat, ist weiterhin möglich.

## 3. Wellenlaufrichtung

Werden die Modellversuche mit Böschungsversagen betrachtet, so zeigen sich 10 Böschungsversagen bei abfallender Neigungen in Wellenlaufrichtung gegenüber 6 entgegen der Wellenlaufrichtung. Diese Tendenz muss jedoch relativiert werden. Die Böschung mit abfallender Neigung in Wellenlaufrichtung auf der Wellenklappenseite wird in der Regel stärker beansprucht. Dies ist auf die vorgenommenen Einbauten und die modellierte, zweidimensionale Baugrube im Wellenkanal zurückzuführen. Zugleich ist die Wassertiefe über einer der vier nicht versagenden Böschungen deutlich größer, die Belastung auf Höhe der Geländeoberkante somit zusätzlich geringer. Demgegenüber stehen zwei Böschungen mit geringerer Wassertiefe. Hier ist die Last tendenziell größer als auf der versagenden Böschung.

Die Wellenlaufrichtung kann anhand der Modellversuche als ohne große Relevanz betrachtet werden, wobei eine leichte Tendenz zu höherer Versagensanfälligkeit bei in Wellenlaufrichtung abfallenden Böschungen besteht.

In Bezug auf langsame Prozesse hat die Wellenlaufrichtung einen geringen Einfluss. Rippel auf ebenem Grund folgen langsam der Wellenlaufrichtung. So verursacht dieser Prozess eine langsame Kornumlagerung, bei entsprechender Böschungsneigung, von der Böschungsschulter zum -fuß. Bei gegenläufiger Böschungsneigung erfolgt jedoch ebenfalls eine langsame Kornumlagerung in Richtung Böschungsfuß, wengleich der Prozess geringer ausgeprägt scheint.

## 4. Wellenlastgröße

Die welleninduzierte Last an der Geländeoberkante wird vorliegend mittels dimensionsloser Lastamplitude  $p^*$  beschrieben. Die Modellversuche bestätigen die Mindestamplitude  $p^* \geq 0,01$  (Poulos, 1988) für einen Einfluss auf den Boden, wobei eine Amplitude von  $p^* > 0,05$  zum Hervorrufen eines Böschungsversagens notwendig ist. Zuvor kommt es bereits zu langsamen Veränderungen an der Geländeoberkante.

Wellen, die nicht eine Bodenverflüssigung hervorrufen, führen bei lockerer Ausgangslagerung zu einer Bodenverdichtung.

## 5. Seegangscharakteristik

Monotone Wellenlasten entsprechen nicht der Realität, sind zur Analyse der Einflussfaktoren jedoch hilfreich. Es stellt sich dabei aber die Frage, ob vergleichbare Ereignisse in der Natur vorkommen und Böschungsversagen auch im Seegang auftreten. Dies kann anhand der durchgeführten Versuche mit stochastisch verteiltem Seegangsspektrum bestätigt werden. Dabei sind zwei mögliche Wellenszenarien ver-

verantwortlich für Verflüssigungsversagen. Zum Einen können große Einzelwellen oder überlagerte Wellen zu einer plötzlichen, lokalen Bodenverflüssigung und einem Böschungsversagen führen. Zum Zweiten können eine Anzahl ausreichend großer, direkt hintereinander laufender Wellen eine Porenwasserdruckakkumulation hervorrufen, die zu Bodenverflüssigung und Böschungsversagen führen kann.

Wird die dimensionslose Wellenamplitude als Vergleichsmaß herangezogen und mit denen statistischer Sturmereignisse in der Nordsee verglichen, so zeigt sich, dass es der Einwirkung beträchtlicher Sturmereignisse bedarf. Dies kann bei lockerer Lagerungsdichte ein so genannter 1-Jahres-Sturm sein, möglicherweise aber auch ein noch selteneres Sturmereignis. Bei höherer Lagerungsdichte tritt ein Verflüssigungsversagen auch bei großen Wellenlasten nicht ein.

Zusätzlich lassen sich Aussagen zu folgenden weiteren Einflussfaktoren tätigen:

#### 6. Sättigung und Permeabilität

Die Sättigung und die Permeabilität des Bodens sind eng miteinander verknüpft. Mit abnehmender Sättigung des Bodens sinkt die Permeabilität und Porenwasserüberdrücke können sich langsamer abbauen. Eine sehr geringe Permeabilität entspricht quasi einem undrännierten Boden.

Die Analyse der Porenwasserdruckmessungen in Abschnitt 5.2.3 deutet auf eine unvollständige Sättigung hin. Diese scheint vergleichbar mit der, von Magda (1998) berichteten, Sättigung oberflächennaher Meeresböden der Nordsee zu sein. Aufgrund der weiteren Randbedingungen im Modellversuch und in der Natur ist das Drainageverhalten des Bodens jedoch tendenziell unterschiedlich. Während sich der Boden im Modellversuch eher teildränniert verhält, ist er in der Natur bei großen Sturmereignissen undränniert. Bodenverflüssigungen und Verflüssigungsversagen von Unterwasserböschungen werden durch undränniertes Verhalten begünstigt.

Die physikalische Ähnlichkeit der Fluid-Feststoff-Interaktion infolge der betrachteten welleninduzierten Belastung auf Unterwasserböschungen im Modellversuch und in der Natur erlaubt die getroffenen Rückschlüsse zu übertragen. Hierbei steht das Bodenverhalten inklusive der Porenwasserdrücke im Vordergrund. Für eine exakte Abgrenzung zwischen „Böschung versagt“ und „Böschung versagt nicht“ bedarf es jedoch weiterer Untersuchungen.

Eine Bestätigung der Übertragbarkeit mithilfe numerischer Modellierungen kann dabei helfen. Die durchgeführten numerischen Simulationen zeigen jedoch die Grenzen der Lagrang'schen FEM-Modellierung. Sie sollten bei zukünftigen Analysen gekoppelter Wasser-Boden-Problematiken mit großen Verformungen auf einer anderen Methode basieren. Netzfreie Methoden könnten dafür in der Zukunft geeignet sein. Die Berücksichtigung geeigneter Boden- und Fluidmodelle, welche einen Austausch von freiem und im Boden befindlichem Fluid wie auch Erosion und Sedimentation abbilden, ist dabei wesentlich. Sie würden insbesondere auch eine Bewertung der Ähnlichkeit der strömungsmechanischen Fluid-Feststoff-Interaktion durchgeführter Modellversuche ermöglichen.

Neben dem fokussierten Böschungsversagen ergeben die Modellversuche auch Erkenntnisse zu langsamen Änderungsprozessen. Die zyklische Wellenlast kann zu Rippelbildungen und einem kontinuierlichen Abflachen der Böschungsneigung führen. Diese Prozesse bedürfen einer deutlich geringeren Wellenlast als ein plötzliches Böschungsversagen. Es ist

daher möglich, dass in der Literatur berichtete Neigungsänderungen zwischen langen Beobachtungsintervallen auf langsame Prozesse zurückzuführen sind. Umfasst die Frage der Böschungsstabilität auch diese Vorgänge, wie es in der Praxis häufig der Fall ist, so sollte der Zeitraum für die notwendige Böschungsstabilität mit berücksichtigt werden. Neben den welleninduzierten können zudem strömungsbedingte langsame Prozesse zusätzlichen Einfluss nehmen.

Als Fortsetzung dieser Arbeit wäre daher eine Untersuchung der langsamen Prozesse sinnvoll, sowohl welleninduziert als auch durch Strömung verursacht. Weiterhin ist eine gezielte Betrachtung der Vorgänge und Einflussfaktoren bei sequentiellen Bruchversagen denkbar. Hierbei sollten auch die möglichen Triggermechanismen untersucht werden. Möglicherweise sind Wellenlasten hierbei weniger relevant als die einwirkende Strömung.

# Literatur

- Barends, F. (1980). „The compressibility of an air-water mixture in a porous medium“. In: *LGM Mededelingen*. Bd. 20. 1. Laboratorium voor Grondmechanica, Delft, The Netherlands, S. 49–66.
- Biot, M. (1941). „General theory of three-dimensional consolidation“. In: *Journal of Applied Physics* 12, S. 155–164.
- Biot, M. (1956). „Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. I: low frequency range“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 28, S. 168–178.
- Bishop, A. (1955). „The use of the Slip Circle in the Stability Analysis of Slopes“. In: *Géotechnique* 5.1, S. 7–17.
- Bjerrum, L. (1971). *Subaqueous slope failures in Norwegian fjords*. Techn. Ber. Publikasjon (Publication) 88, S. 1-8. Norwegian Geotechnical Institute.
- Bockelmann, F.-D. u. a. (2018). „Mapping mud content and median grain-size of North Sea sediments. A geostatistical approach“. In: *Marine Geology* 397, S. 60–71.
- Bosman, J. (1981). *Bed behaviour and sand concentration under oscillatory water motion*. Hydraulic Engineering Reports. Publication M 1695 Part 1. Delft Hydraulics Laboratory, The Netherlands.
- Bubel, J. und J. Grabe (2012). „Stability of Submarine Foundation Pits“. In: *Proceedings of the 7th International Conference on Offshore Site Investigation and Geotechnics (OSIG), London, UK*, S. 347–354.
- Bubel, J., C. Rudolph und J. Grabe (2011). „Stability of Temporary Submarine Slopes“. In: *Proceedings of the ASME 2011 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Rotterdam, The Netherlands*. OMAE2011-50157.
- Buckingham, E. (Okt. 1914). „On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations“. In: *Physical Review* 4, S. 345–376. DOI: 10.1103/PhysRev.4.345.
- Canals, M. u. a. (2004). „Slope failure dynamics and impacts from seafloor and shallow sub-seafloor geophysical data: case studies from the COSTA project“. In: *Marine Geology* 213.2004, S. 9–72.
- Casagrande, A. (1936). „Characteristics of Cohesionless Soils Affecting the Stability of Slopes and Earth Fills“. In: *Journal of Boston Society of Civil Engineers* 23, S. 257–276.

- Chabchoub, A., N. Hoffmann, M. Onorato und N. Akhmediev (März 2012). „Super Rogue Waves: Observation of a Higher-Order Breather in Water Waves“. In: *Phys. Rev. X* 2 (1), S. 011015.
- Coleman, J. M. und L. E. Garrison (Jan. 1977). „Geological aspects of marine slope stability, northwestern Gulf of Mexico“. In: 2, S. 9–44.
- Craig, R. (1983). *Craig's Soil Mechanics*. Bd. 7th ed. Spon Press, Taylor & Francis Group, London und New York.
- De Jager, R., F. Mathijssen, F. Molenkamp und A. Nooy van der Kolff (2011). „Static liquefaction analysis using simplified modified state parameter approach for dredged sludge depot Hollandsch Diep“. In: *Proc. of 12th Int. Conf. of the Int. Ass. for Computer Methods and Advances in Geomechanics (IACMAG), Goa/India*, S. 4748–4756.
- DNV (2011). *Modelling and Analysis of Marine Operations, Recommended Practice DNV-RP-H103*. Aktualisierte Version Dezember 2012. Det Norske Veritas AS.
- Dorsey, N. E. (1940). „Properties of ordinary water-substance“. In: *Am. Chem. Soc., Monogr. Ser. 81*. Reinhold, New York.
- Dostal, L. (2016). „Probabilistische Analyse der nichtlinearen Dynamik von Schiffen im natürlichen Seegang“. Diss. Technische Universität Hamburg-Harburg (TUHH), Institut für Mechanik und Meerestechnik.
- Doyle, E. (1973). „Soil-Wave Tank Studies Of Marine Soil Stability“. In: *Fifth Annual Offshore Technology Conference: preprints*. Bd. II. OTC-1901.
- Entenmann, W. und C. Boley (2001). „Abbau von Ton und Sand unterhalb des Grundwasserspiegels; aktuelle geotechnische und hydrogeologische Aspekte, dargestellt an Fallbeispielen aus Niedersachsen“. In: *Zeitschrift für Angewandte Geologie* 47.1, S. 23–28.
- Ergun, S. (1952). „Fluid flow through packed columns“. In: *Chemical Engineering Progress* 48.2, S. 89–94.
- Femern A/S (März 2012). „Large Scale Testing - Trial excavation and monitoring“. GDR 09.0-101.
- Fredlund, D. (1976). „Density and compressibility characteristics of air-water mixtures“. In: *Canadian Geotechnical Journal* 13, S. 386–396.
- Fredlund, D. und H. Rahardjo (1993). *Soil Mechanics for Unsaturated Soils*. John Wiley & Sons, New York.
- Fredsøe, J. (2016). „Pipeline-Seabed Interaction“. In: *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering (ASCE)* 142.6.
- Goda, Y. (2000). *Random Seas and Design of Maritime Structures*. Bd. 15. Advanced Series on Ocean Engineering. World Scientific.
- Groot, M. de (1995). „Retrogressive Failures in Sand Deposits of the Mississippi River - Discussion“. In: *River, Coastal and Shoreline Protection: Erosion Control Using Riprap*

- and *Armourstone*. Hrsg. von C. Thorne u. a. Author of the article: V.H. Torrey. John Wiley, S. 375–377.
- Hallermeier, R. (1980). „Sand Motion Initiation by Water Waves: Two Asymptotes“. In: *Journal of the Waterways, Port, Coastal and Ocean Division, ASCE* 106, S. 299–318.
- Hamann, T. (2015). „Zur Modellierung gesättigter Böden unter dynamischen Belastungen und großen Bodenverformungen“. Diss. Technische Universität Hamburg-Harburg (TUHH), Institut für Geotechnik und Baubetrieb.
- Hamann, T., G. Qiu und J. Grabe (2015). „Application of a Coupled Eulerian-Lagrangian approach on pile installation problems under partially drained conditions“. In: *Computers and Geotechnics* 63, S. 279–290.
- Hance, J. J. (2003). *Submarine slope stability*. Techn. Ber. OTRC Library Number: 8/03B121. University of Texas at Austin.
- Harr, M. (2007). „Groundwater and seepage: accounting for variability“. In: *The Handbook of Groundwater Engineering*. Hrsg. von J. Delleur. 2. Auflage. CRC Press.
- Harting, P., F. May und H. Schütze (1981). *Tabellen und Diagramme zur Löslichkeit von Methan-Stickstoff-Gemischen in wäßrigen Natriumchloridlösung*. ZfI-Mitteilungen 42. Leipzig: Akad. d. Wiss. d. DDR, Zentralinst. für Isotopen- u. Strahlenforschung.
- Hasselmann, K. u. a. (1973). *Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)*. Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift A(8°), Nr. 12. Deutsches Hydrographisches Institut.
- Henkel, D. J. (1970). „The role of waves in causing submarine landslides“. In: *Géotechnique* 20.1, S. 75–80.
- Henry, W. (1803). „Experiments on the quantity of gases absorbed by water, at different temperatures, and under different pressures“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 93, S. 29–274.
- Herle, I. (1997). „Hypoplastizität und Granulometrie einfacher Korngerüste“. Heft 142. Diss. Institut für Bodenmechanik und Felsmechanik der Universität Karlsruhe.
- Herth, W. und E. Arndts (1994). *Theorie und Praxis der Grundwasserabsenkung*. Bd. 3. Auflage. Berlin: Ernst & Sohn.
- Hjulstrøm, F. (1935). *Studies of the morphological activity of rivers as illustrated by the River Fyris*. Bulletin of the Geological Institute 25. University of Uppsala, Denmark, S. 221–527.
- Hsu, J. und D. Jeng (1994). „Wave-Induced Soil Response in an Unsaturated Anisotropic Seabed of Finite Thickness“. In: *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 18, S. 785–807.
- Ishihara, K. und A. Yamazaki (1984). „Wave-induced liquefaction in seabed deposits of sand.“ In: *Seabed mechanics* 1, S. 139–148.

- Jaky, J. (1948). „Pressure in silos“. In: *Proc 2nd International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering* 1, S. 103–107.
- Jarke, J. (1956). „Eine neue Bodenkarte der südlichen Nordsee“. In: *Deutsche Hydrographische Zeitschrift* 9.1.
- Jeng, S. und D. Cha (2003). „Effects of dynamic soil behavior and wave non-linearity on the wave-induced pore pressure and effective stresses in porous seabed“. In: *Ocean Engineering* 30.16, S. 2065–2089.
- Kanitz, M. und J. Grabe (2018). „Multiscale investigations on the failure mechanisms of submarine sand slopes with coupled CFD-DEM“. In: *Proceedings of 9th European Conference on Numerical Methods in Geotechnical Engineering (NUMGE) in Porto/Portugal*. Bd. 2, S. 1485–1492.
- Karlsrud, K. und L. Edgers (1982). „Some Aspects of Submarine Slope Stability“. In: *Marine Slides and Other Mass Movements - Proceedings of the NATO Workshop on Marine Slides and Other Mass Movements 1980: Algarve, Portugal*. Hrsg. von S. Saxov und J. Nieuwenhuis. Bd. 6, NATO Conference Series. IV Marine Sciences. Plenum Press, New York und London, S. 61–81.
- Kézdi, A. (1974). *Handbook of soil mechanics*. Bd. 1. Soil physics. Elsevier Scientific.
- Kinzler, S. (2011). „Zur Parameteridentifikation, Entwurfs- und Strukturoptimierung in der Geotechnik mittels numerischer Verfahren“. Diss. Technische Universität Hamburg-Harburg, Institut für Geotechnik und Baubetrieb.
- Kocak, B. (2017). „Zur numerischen Modellierung von hydraulisch-mechanisch gekoppelten Prozessen in gesättigten granularen Böden mittels Smoothed Particle Hydrodynamics“. Diss. Technische Universität Hamburg-Harburg, Institut für Geotechnik und Baubetrieb.
- Koenders, M. (1985). *Hydraulic criteria for filters*. Techn. Ber. Estuary Physics, Physical Modelling Consultants, Kew, UK.
- Kolymbas, D. (2007). *Geotechnik: Bodenmechanik, Grundbau und Tunnelbau*. Bd. 2. Ausgabe. Springer Verlag.
- Komar, P. und M. Miller (1973). „The threshold of sediment movement under oscillatory water waves“. In: *Journal of Sedimentary Petrology* 43, 1101–1110.
- Kovács, G. (1981). *Seepage hydraulics*. Hrsg. von V. Chow. Bd. 10. Developments in Water Science. Elsevier Science, S. 226–239.
- Kroezen, M., P. Vellinga, J. Lindenberg und A. Burger (1982). *Geotechnical and hydraulic aspects with regard to seabed and slope stability*. Publication No. 272. Paper presented at the Second Canadian Conference on Marine Geotechnical Engineering, Halifax, Nova Scotia, Canada, June 7 - 11, 1982. Delft Hydraulics Laboratory.
- Kumar, K., K. Soga, J.-Y. Delenne und F. Radjai (2017). „Modelling Transient Dynamics of Granular Slopes: MPM and DEM“. In: *Procedia Engineering* 175. Proceedings of the 1st International Conference on the Material Point Method (MPM 2017), S. 94–101.

- Küstenschutzwerke, A. f. und K. f. F. i. Küsteningenieurwesen (2002). *Die Küste, EAK 2002 - Empfehlungen für die Ausführung von Küstenschutzwerken durch den Ausschuss für Küstenschutzwerke der Deutschen Gesellschaft für Geotechnik e.V. und der Hafenbautechnischen Gesellschaft e.V.* Bd. 65. korrigierte Ausgabe 2007. Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen.
- Liu, Z. und P. Frigaard (1999). *Generation and Analysis of Random Waves*. Aalborg Universitet, Laboriet for Hydraulik og Havnebygning.
- LKN.SH (ohne Datum). *Seegangsdaten vor Amrum*. Techn. Ber. Landesbetrieb für Küstenschutz, Nationalpark und Meeresschutz Schleswig-Holstein. URL: [http://www.schleswig-holstein.de/KuestenSchutz/DE/01\\_Amrum/01\\_Grundlagen/04\\_Hydrologie/04\\_Seegang/ein\\_node.html](http://www.schleswig-holstein.de/KuestenSchutz/DE/01_Amrum/01_Grundlagen/04_Hydrologie/04_Seegang/ein_node.html) (besucht am 29.09.2011).
- Ludewig, M. (1965). „Die Gültigkeitsgrenzen des Darcyschen Gesetzes bei Sanden und Kiesen“. In: *Wasserwirtschaft-Wassertechnik* 15.12, S. 415–421.
- Madsen, O. (1978). „Wave-induced pore pressures and effective stresses in a porous bed“. In: *Géotechnique* 28.4, S. 377–393.
- Magda, W. (1998). „Wave-induced pore pressure oscillations in sandy seabed sediments“. Diss. Technical University of Gdańsk, Marine Civil Engineering Department.
- Mason, B. und H. Yeh (2016). „Sediment Liquefaction: A Pore-Water Pressure Gradient Viewpoint“. In: *Bulletin of the Seismological Society of America* 106.4.
- Massel, S., A. Przyborska und M. Przyborski (2004). „Attenuation of wave-induced groundwater pressure in shallow water. Part 1“. In: *Oceanologia* 46.3, S. 383–404.
- Medwin, H. und C. S. Clay (1998). „Chapter 8 - Bubbles“. In: *Fundamentals of Acoustical Oceanography*. Hrsg. von H. Medwin und C. S. Clay. Applications of Modern Acoustics. San Diego: Academic Press, S. 287–347.
- Mei, C. und M. Foda (1981). „Wave-induced responses in a fluid filled poroelastic solid with a free surface - a boundary layer theory.“ In: *Geophysics, Journal of the Royal Astronomical Society* 66.3, S. 597–631.
- Mittendorf, K., B. Nguyen und W. Zielke (2004). „Seegang und Seegangslasten II“. In: *3. Symposium Offshore-Windenergie Bau- und umwelttechnische Aspekte, 16. März 2004, Hannover*.
- Montenegro, H., O. Stelzer und B. Odenwald (2015). „Parameterstudie zum Einfluss von Gasbläschen im Grundwasser auf Porenwasserdruck und effektive Spannung bei Auflast- oder Wasserspiegeländerungen“. In: *BAWMitteilungen* 98, S. 69–80.
- Moshagen, H. und A. Tørum (1975). „Wave-induced pressures in permeable seabeds“. In: *Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division, ASCE* 101.WW1, Paper No. 11099, S. 49–57.
- Nageswaran, S. (1983). „Effect of Gas Bubbles on the Seabed Behaviour“. Diss. Oxford University.

- Niemunis, A. und I. Herle (1997). „Hypoplastic model for cohesionless soils with elastic strain range“. In: *Mechanics of frictional and cohesive materials 2.4*, S. 279–299.
- Nikuradse, J. (1933). „Strömungsgesetze in rauhen Röhren“. In: VDI-Forschungsheft 361, Beilage zu Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Ausgabe B Band 4, Juli/August.
- O’Sullivan, T., N. Smith und B. Nagy (1966). „Solubility of natural gases in aqueous salt solutions - III Nitrogen in aqueous NaCl at high pressures,“ in: *Geochim. Cosmochim. Acta* 30, S. 617–619.
- Okusa, S. (1985). „Wave-induced stresses in unsaturated submarine sediments“. In: *Géotechnique* 35.4, S. 517–532.
- Oostveen, J. (2006). „Undrained isotropic compression of soil“. In: *Unsaturated Soils: Experimental Studies: Proceedings of the International Conference ‘From Experimental Evidence towards Numerical Modeling of Unsaturated Soils’, Weimar, Germany, September 18-19, 2003*. Hrsg. von T. Schanz. Springer Berlin Heidelberg, S. 315–330.
- Padfield, C. (1978). *The stability of Riverbanks and Flood Embankments*. Final Technical Report. US Army European Research Office, London, England.
- Pavlovskij, N. (1933). *Hydraulic theory of turbulent motion of groundwater*. Труды ноябрьской сессии АН СССР, г. 2. Н. Н. Павловский: Гидравлическая теория турбулентного движения грунтовых вод.
- Peire, K., H. Nonneman und E. Bosschem (2009). „Gravity base foundations for the Thornton Bank offshore wind farm“. In: *Terra et Aqua* 115, S. 19–29.
- Petereit, R. A. (1988). „The static and cyclic pullout behavior of plate anchors in fine saturated sand“. Master Thesis, Oregon State University.
- Pierson, W. J. und L. A. Moskowitz (1964). „Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S. A. Kitaigorodskii“. In: *Journal of Geophysical Research* 69, 5181–5190.
- Poulos, H. G. (1988). *Marine Geotechnics*. Unwin Hyman, London.
- Prevost, J., K. Andersen und O. Eide (1975). „Discussion of wave-induced pressures in permeable seabeds“. In: *Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division, ASCE* 101.4, S. 464–465.
- Prior, D. und J. Coleman (1982). „Active Slides and Flows in Underconsolidated Marine Sediments on the Slope of the Mississippi Delta“. In: *Marine Slides and Other Mass Movements - Proceedings of the NATO Workshop on Marine Slides and Other Mass Movements 1980: Algarve, Portugal*. Hrsg. von S. Saxov und J. Nieuwenhuis. Bd. 6, NATO Conference Series. IV Marine Sciences. Plenum Press, New York und London, S. 21–49.
- Prior, D. und J. Suhayda (1979). „Application of infinite slope stability analysis to subaqueous sediment instability, Mississippi Delta“. In: *Engineering Geology* 14, 1–10.

- Putnam, J. (1949). „Loss of wave energy due to percolation in a permeable sea bottom“. In: *Transactions American Geophysical Union* 30.3, S. 449–356.
- Richter, D. (2010). *Mechanik der Gase*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- Richwien, A. (2005). „Untersuchungen zur Standsicherheit von Unterwasserböschungen aus nichtbindigen Bodenarten“. Schriftenreihe Geotechnik und Markscheidewesen, Heft 10/2005. Diss. Technische Universität Clausthal, Institut für Geotechnik und Markscheidewesen.
- Rigler, J. und M. Collins (1984). „Initial Grain Motion under Oscillatory Flow: A Comparison of Some Threshold Criteria“. In: *Geo-Marine Letters* 3 (1983/1984), 43–48.
- Sawaragi, T. und I. Deguchi (1992). „Waves on permeable layers“. In: *Proc. of the 23rd Int. Conf. on Coastal Eng., Venice, Italy*. Am. Soc. Civ. Eng., S. 1531–1544.
- Sawicki, A. (2014). „Mechanics of seabed liquefaction and resolidification“. In: *Arch. Mech.* 66.5, S. 307–328.
- Sawicki, A. und R. Staroszczyk (2008). „Wave-induced stresses and pore pressures near a mudline“. In: *Oceanologia* 50.4, S. 539–555.
- Seibt, A., D. Naumann und P. Hoth (1999). „Lösung und Entlösung von Gasen in Thermalwässern? Konsequenzen für den Anlagenbetrieb“. In: *Geothermisches Heizwerk Neustadt-Glewe: Zustands- und Stoffparameter, Prozeßmodellierungen, Betriebserfahrungen und Emissionsbilanzen*. Hrsg. von K. Schallenberg, K. Erbas, E. Huenges und H. Menzel. Scientific Technical Report STR99/04, Geothermie Report 99-1. GeoForschungsZentrum Potsdam, S. 63–86.
- Setschenow, J. (1889). „Über die Konstitution der Salzlösungen auf Grund ihres Verhaltens zu Kohlensäure“. In: *Nouveaux Mém. de la Soc. impér. des natural. de Moscou*. Bd. 15. Auch J. Sečenov, eigentlich И. М. Сеченов. Université Impériale, Moscou, S. 203–274.
- Shields, A. (1936). „Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung“. Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, Heft 26. Diss. Technische Hochschule Berlin.
- Skempton, A. (1954). „The pore pressure coefficients A and B“. In: *Géotechnique* 4.4, S. 143–147.
- Sleath, J. (1970). „Wave-induced pressures in beds of sand“. In: *Journal of the Hydraulics Division, Am. Soc. Civ. Engrs.* 96.2, S. 367–379.
- Smith, T. und R. Smith (2009). *Ökologie*. Pearson Studium. Pearson Deutschland.
- Stoutjesdijk, T., M. de Groot und J. Lindenberg (1994). „Engineering Approach to Coastal Flow Slides“. In: *Proc. of the 24th Int. Conf. on Coastal Engineering, October 23-28, 1994, Kobe, Japan*. Kap. 241, S. 3350–3359.
- Sumer, B. M. (2014). *Liquefaction around marine structures*. Advanced Series on Ocean Engineering; No. 39. New Jersey u.a.: World Scientific.

- Sumer, B. und J. Fredsøe (2002). *The Mechanics of Scour in the Marine Environment*. Advanced Series on Ocean Engineering; No. 17. World Scientific Publishing Co Pte Ltd.
- Sumer, B., J. Fredsøe, S. Christensen und M. Lind (1999). „Sinking/floating of pipelines and other objects in liquefied soil under waves“. In: *Coastal Engineering* 38.2, S. 53–90.
- Taylor, D. (1948). *Fundamentals of Soil Mechanics*. New York: John Wiley und Sons.
- Teh, T., A. Palmer und J. Damgaard (2003). „Experimental study of marine pipelines on unstable and liquefied seabed“. In: *Coastal Engineering* 50.1-2, S. 1–17.
- Terzaghi, K. (1956). „Varieties of submarine slope failures“. In: *Publication of Norwegian Geotechnical Institute* 25, S. 1–16.
- Terzaghi, K., R. Peck und G. Mesri (1996). *Soil Mechanics in Engineering Practice*. 3rd Ed. Wiley, New York.
- Torrey, V. (1995). „Retrogressive Failures in Sand Deposits of the Mississippi River“. In: *River, Coastal and Shoreline Protection: Erosion Control Using Riprap and Armourstone*. Hrsg. von C. Thorne u. a. John Wiley, S. 361–377.
- Tørum, A. (2007). „Wave-Induced Pore Pressures - Air/Gas Content“. In: *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering (ASCE)* 133.1, S. 83–86.
- Truesdell, C. und W. Noll (1965). *The non-linear field theories of mechanics*. Springer-Verlag.
- van den Berg, J., A. van Gelder und D. Mastbergen (2002). „The importance of breaching as a mechanism of subaqueous slope failure in fine sand“. In: *Sedimentology* 49.1, S. 81–95.
- van Rhee, C. und A. Bezuijen (1992). „Influence of Seepage on Stability of Sandy Slope“. In: *Journal of Geotechnical Engineering* 118.8, S. 1236–1240.
- van Rhee, C. und A. Bezuijen (1998). „The breaching of sand investigated in large-scale model tests“. In: *Proc. of Int. Coastal Eng. Conf. in Copenhagen*. Bd. 3. Am. Soc. Civ. Eng., S. 2509–2519.
- Vennard, J. K. und R. L. Street (1982). *Elementary fluid mechanics*. Wiley.
- Verruijt, A. (1969). „Elastic Storage of Aquifers“. In: Hrsg. von de Wiest. Accademic Press, London.
- von Wolffersdorff, P.-A. (1996). „A hypoplastic relation for granular material with a pre-defined limit state surface“. In: *Mechanics of cohesive-fractional materials* 1, S. 251–271.
- Witt, K. J. (2009). *Grundbau-Taschenbuch, Teil 1 - Geotechnische Grundlagen*. John Wiley & Sons, New York.
- Yamamoto, T. (1981). „Wave-induced pore pressures and effective stresses in inhomogeneous seabed foundations“. In: *Ocean Engineering* 8.1, S. 1–16.

- Yamamoto, T., H. Koning, H. Sellmeijer und E. Hijum (1978). „On the response of a poro-elastic bed to water waves“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 87.1, S. 193–2016.
- Young, I. R. (1999). *Wind Generated Ocean Waves*. Elsevier Ocean Engineering Series. Elsevier Science.
- Zanke, U. (2013). *Hydraulik für den Wasserbau*. 3. Auflage. Springer.
- Zienkiewicz, O. C. (1982). „Basic formulation of static and dynamic behaviours of soil and other porous media“. In: *Applied Mathematics and Mechanics* 3.4, S. 457–468.
- Zienkiewicz, O. C., C. T. Chang und P. Bettess (1980). „Drained, undrained, consolidating and dynamic behaviour assumptions in soil“. In: *Géotechnique* 30.4, S. 385–395.
- Zienkiewicz, O. C. u. a. (1998). *Computational geomechanics with special reference to earthquake engineering*. Wiley.



# A Abkürzungsverzeichnis

## Mathematische Symbole

$\delta$	Differenz
$\omega$	Kreisfrequenz
$\sigma_s$	Standardabweichung
$k$	Kreiswellenzahl

## Mathematische Operatoren

$\eta(f)$	Amplitudenspektrum von $f$
$m_n$	n-tes spektrales Moment
$S(f)$	Energiedichtevertelung (Leistungsspektrum) von $f$

## Physikalische Parameter

$\beta$	Böschungswinkel
$\beta$	Kompressibilität
$\beta_F$	Forchheimer-Koeffizient
$\delta$	Differenz
$\delta$	intergranulare Dehnung
$\gamma$	Wichte
$\mu$	Dynamische Viskosität
$\nu$	Querdehnzahl
$\rho$	Dichte
$\sigma$	totale Spannung
$\sigma'$	effektive Spannung
$\dot{\sigma}'$	JAUMANN Spannungsrate

---

$\sigma_3$	Zelldruck
$\varepsilon$	kinematische Viskosität
$\dot{\varepsilon}$	Verzerrungsgeschwindigkeitsrate
$\varphi$	innerer Reibungswinkel des Bodens
$\varphi_c$	kritischer Reibungswinkel
$\varphi_p$	Peakreibungswinkel
$\Pi_i$	$\Pi$ -Faktoren
$\mathcal{M}$	Steifigkeitstensor des Korngerüsts
$a$	Beschleunigung
$b$	Molalität
$D$	Lagerungsdichte
$D$	Schichtdicke
$d_{10}$	Korndurchmesser bei 10% Massenanteil
$d_{50}$	Korndurchmesser bei 50% Massenanteil
$e$	Porenzahl
$Eu$	Euler-Zahl
$f$	Frequenz
$Fr$	Froude-Zahl
$G$	Schubmodul
$g$	Erdbeschleunigung
$H$	Wellenhöhe
$H_m$	mittlere Wellenhöhe
$H_p$	Peakwellenhöhe
$H_s$	signifikante Wellenhöhe
$h$	Wassertiefe
$i$	hydraulischer Gradient
$I_D$	bezogene Lagerungsdichte

---

$i_{gr}$	hydraulischer Grenzgradient
$K$	Kompressionsmodul
$K$	Permeabilität
$K_0$	Erdruchdruckbeiwert
$\mathbf{K}_0$	Durchlässigkeitstensor
$\mathbf{K}$	intrinsischer Permeabilitätstensor
$k_f$	Durchlässigkeitsbeiwert
$L$	Wellenlänge
$l$	charakteristische Länge
$L_{rel}$	relative Löslichkeit von Gas in Fluid
$n$	Porenanteil
$p$	Druck
$p_0$	induzierter Druckamplitude am Meeresgrund
$p_b$	induzierter Druck am Meeresgrund
$Re$	Reynolds-Zahl
$S_r$	Sättigung mit Porenwasser
$t$	Zeit
$T$	Wellenperiode
$T_m$	mittlere Wellenperiode
$T_p$	Peakperiode
$T_s$	signifikante Wellenperiode
$u$	Porenwasserdruck
$u_e$	Porenwasserüber- bzw. -unterdruck
$v$	Geschwindigkeit
$v_f$	Filtergeschwindigkeit
$V_m$	molare Masse
$Z$	Kompressibilitätsfaktor ( $Z = 1$ für ideale Gase)

*z* Tiefe

## **Indizes**

0 anfänglich

atm Atmosphäre

cr kritisch

f Fluid

fg Fluid-Gas-Gemisch

g Gas

h horizontal

hyd hydrostatisch

l Luft

M Modell

max maximale

min minimale

N Natur

p Partikel

p Poren

rel relativ

ref Referenz

s Boden

v vertikal

w Wasser

# B Materialparameter

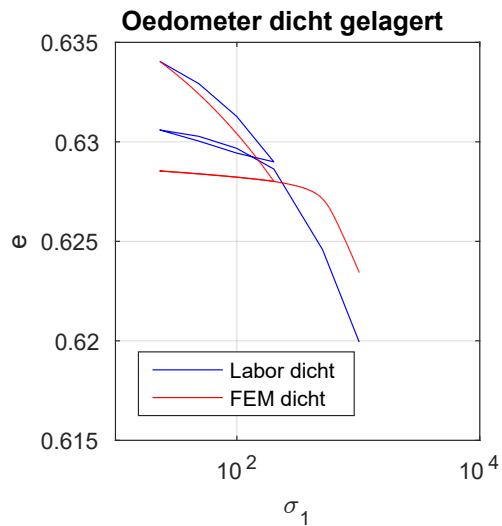
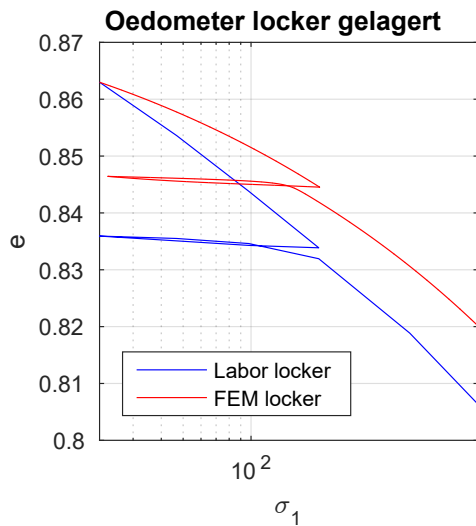
## B.1 K1 Sand

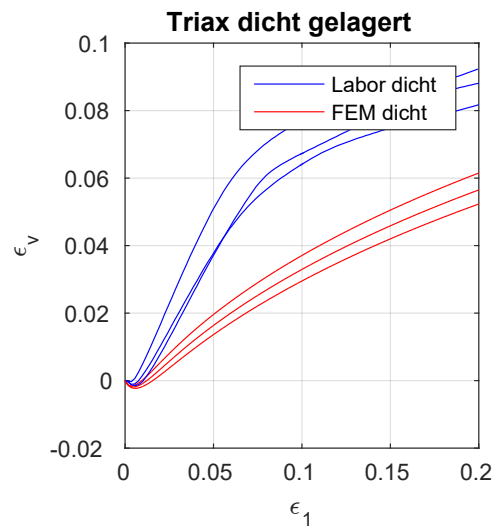
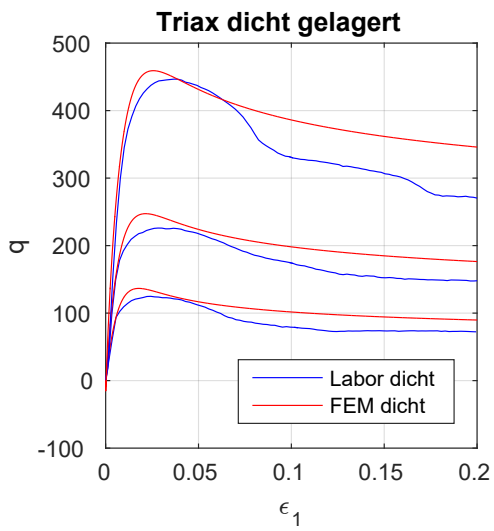
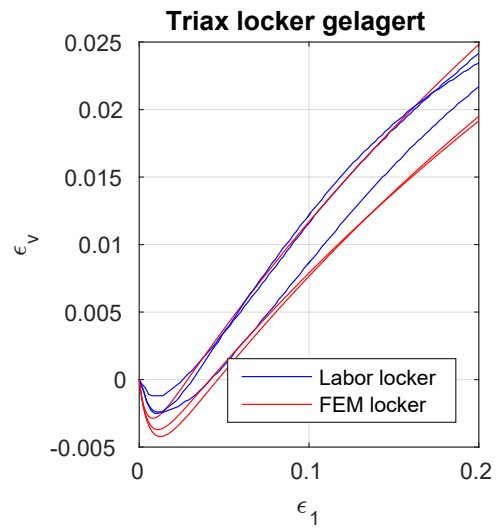
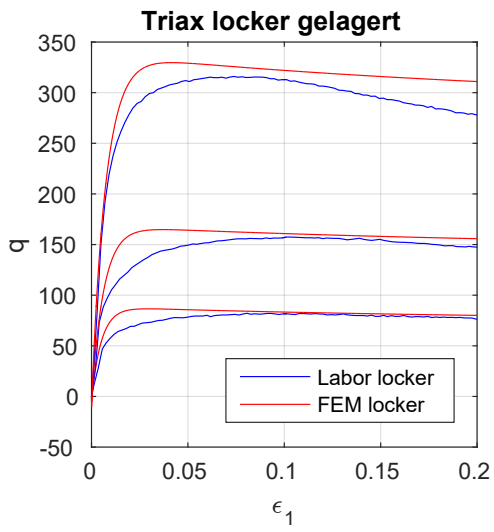
Auf der Basis von Laborversuchen sowie ihrer numerischer Simulation ergibt sich der in Tabelle B.1 angegebene Satz hypoplastischer Stoffparameter.

Tabelle B.1: Hypoplastische Stoffparameter für K1 Sand

$\varphi_c$ [°]	$h_s$ [MPa]	$n$ [-]	$e_{d0}$ [-]	$e_{c0}$ [-]	$e_{i0}$ [-]	$\alpha$ [-]	$\beta$ [-]	$m_T$ [-]	$m_R$ [-]	$R$ [ $\times 10^{-4}$ ]	$\beta_R$ [-]	$\chi$ [-]
35	10.000	0.26	0.60	0.94	1.09	0.08	2.6	2.0	5.0	$1 \cdot 10^{-4}$	0.5	6.0

Die Ergebnisse der Laborversuche und ihrer Simulation sind in den nachfolgenden Abbildungen gegenüber gestellt.





# C Versuchsdurchführung

## C.1 Versuchseinstellungen

In Tabelle C.1 sind die Einstellungsparameter der verwendeten Wellenklappe angegeben. Diese besitzen die Bezeichnung *Neigungswinkel* und *Frequenz*, sind jedoch nicht als physikalische Größe zu verstehen.

Der Parameter *Neigungswinkel* steuert die Auslenkung, der Parameter *Frequenz* die Anregungsfrequenz der Wellenklappe. Gemeinsam mit den Versuchsrandbedingungen (Wassertiefe, Böschungshöhe, Einbauten) erzeugen sie die versuchsspezifischen Wellenparameter, welche in Tabelle 5.1 wiedergegeben sind. Infolge von Reflexionen sind, unter bestimmten Versuchsrandbedingungen, lokale Wellenüberlagerungen eingetreten, wobei die Primärwelle dennoch einen maßgebenden Anteil an der Gesamtwelle aufweist.

Tabelle C.1: Versuchseinstellungen der Versuche mit monotoner Wellenbelastung. Die Werte in den Spalten Neigungswinkel und Frequenz sind ohne physikalische Einheit und können nicht direkt in physikalische Größen umgerechnet werden.

Nr.	Wellenklappenparameter		Bemerkung
	Neigungswinkel	Frequenz	
	[-]	[-]	
1	700	50	
2	1000	80	
3	1000	80	
4	700	50	
5	400	100	
6	3000	60	
7	600	70	
8	600	80	
9	1200	50	
10	3000	60	z.T. Wellenüberlagerung
11	2500	50	z.T. Wellenüberlagerung
12	1300	50	z.T. Wellenüberlagerung
13	2500	70	z.T. brechende Wellen
14	1200	50	
15	1900	80	
16	2800	60	z.T. Wellenüberlagerung
17	2800	60	z.T. Wellenüberlagerung
18	2800	60	z.T. Wellenüberlagerung
19	2800	60	z.T. Wellenüberlagerung

## C.2 Messwerte

Nachfolgend werden die Messerwerte der eingesetzten Porenwasserdrucksensoren wiedergegeben. Jede Abbildung beinhaltet die Messreihen zweier Sensoren. Die Sensorbenennung entspricht der Darstellung in Abbildung 4.4 bzw. Auflistung in Tabelle 4.5.

Die Messwerte  $p_i(t)$  sind mittels dem induzierten Porenwasserdruck auf Höhe der Geländeoberkante  $p_{0,ref}$  normiert angegeben. Hierbei sind die Bodenüberdeckungen der Sensoren, welche sich aus der Sensorlage, siehe Tabelle 4.5, und der Sand- bzw. Böschungshöhe, siehe Tabellen 5.1 und 5.2, ergeben zu berücksichtigen. Diese variieren zwischen den Versuchen, wobei konstante Peakwerte von  $p_i(t)/p_{0,ref} = \pm 1$  bei monotoner Wellenlast eine Sensorlage auf Höhe der Geländeoberkante bedeuten. Die Zeitreihen sind logarithmisch dargestellt, wobei der Anlauf der Wellenmaschine in den ersten 10 s abgeschnitten wird (keine Relevanz). Diese Darstellung erlaubt eine genauere Betrachtung der ersten Wellenzyklen.

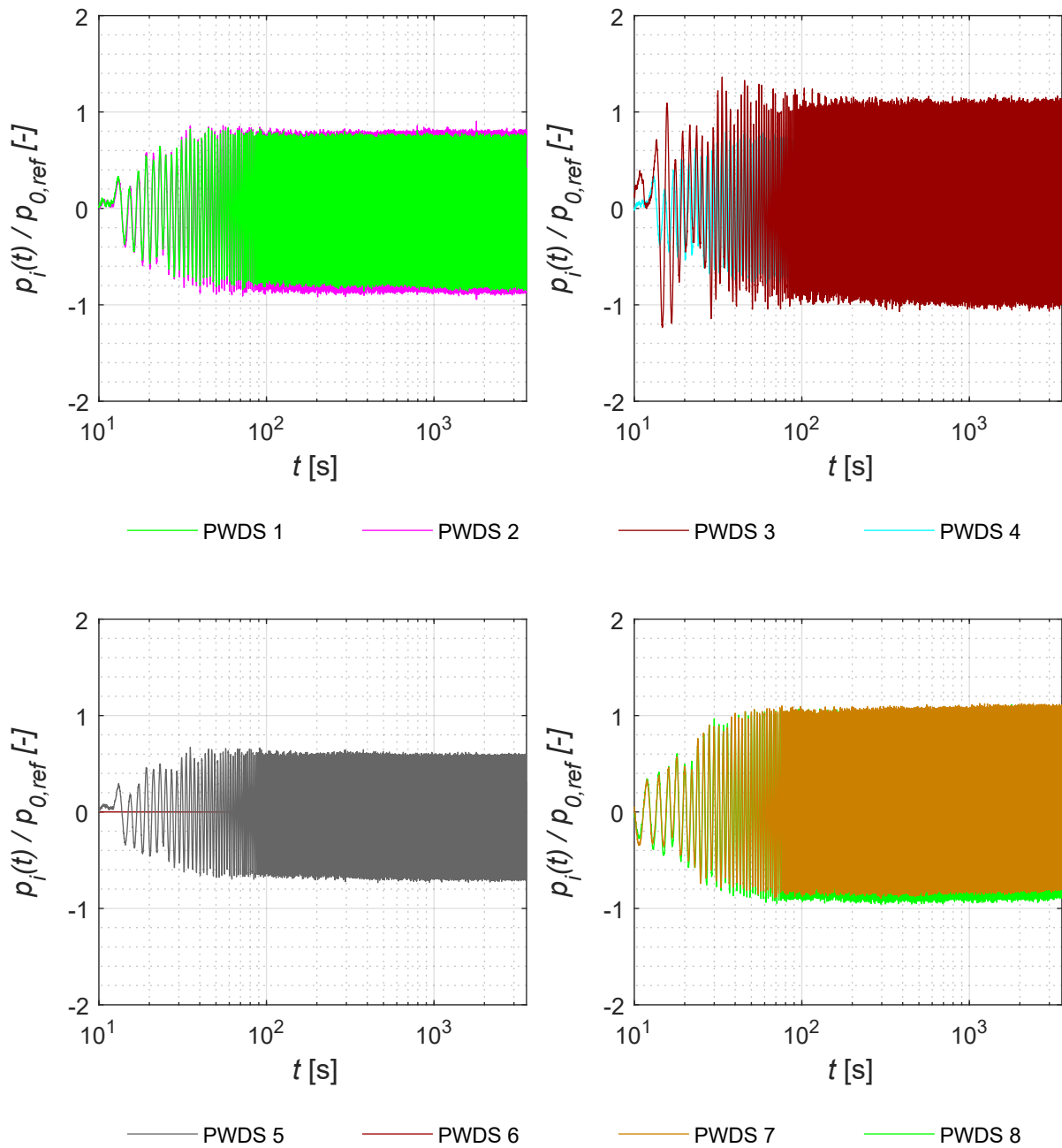


Abbildung C.1: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 1; PWDS 6 zeigt keine Messwerte (Fehler)

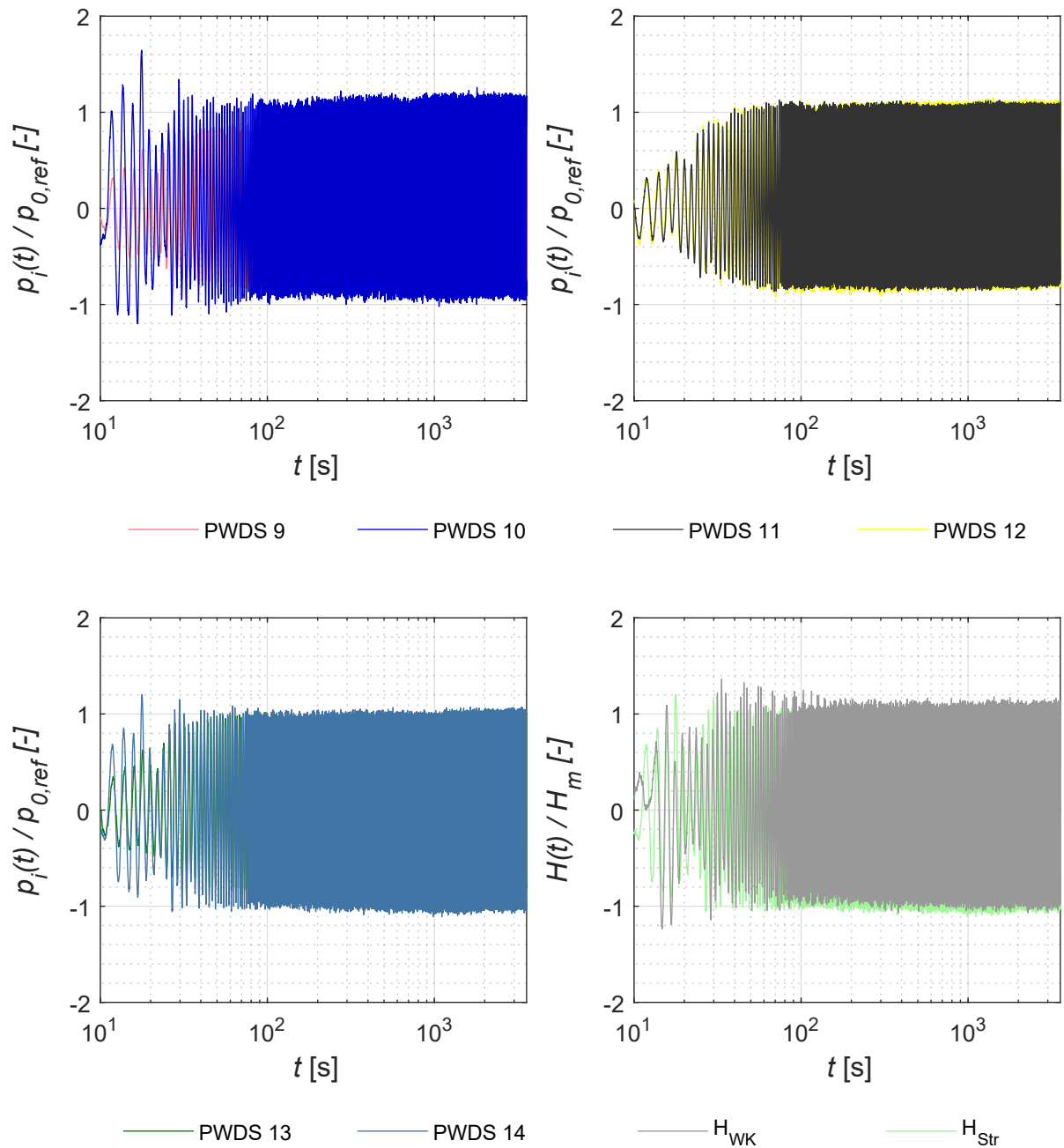


Abbildung C.2: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 1

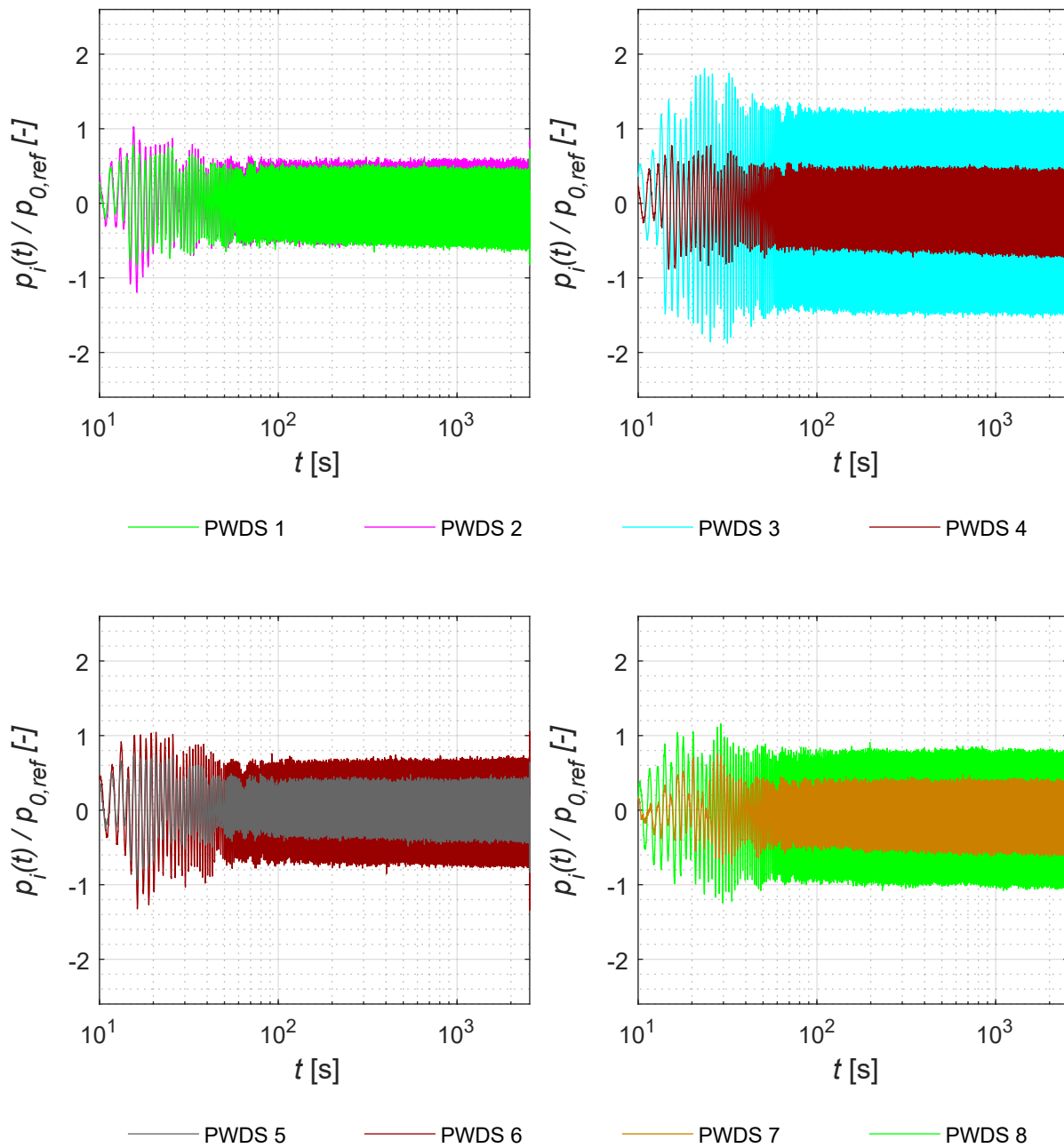


Abbildung C.3: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 2

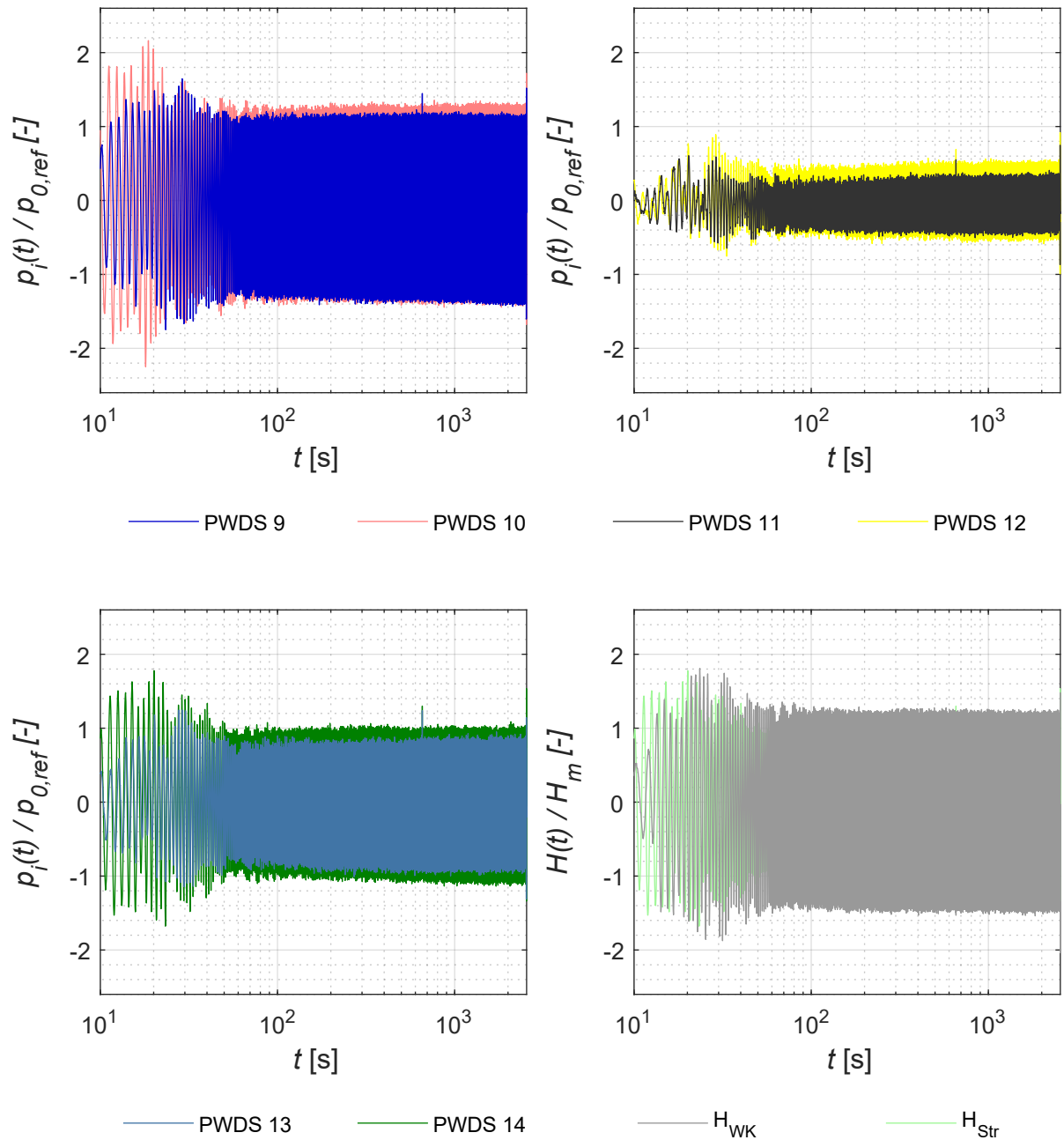


Abbildung C.4: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 2

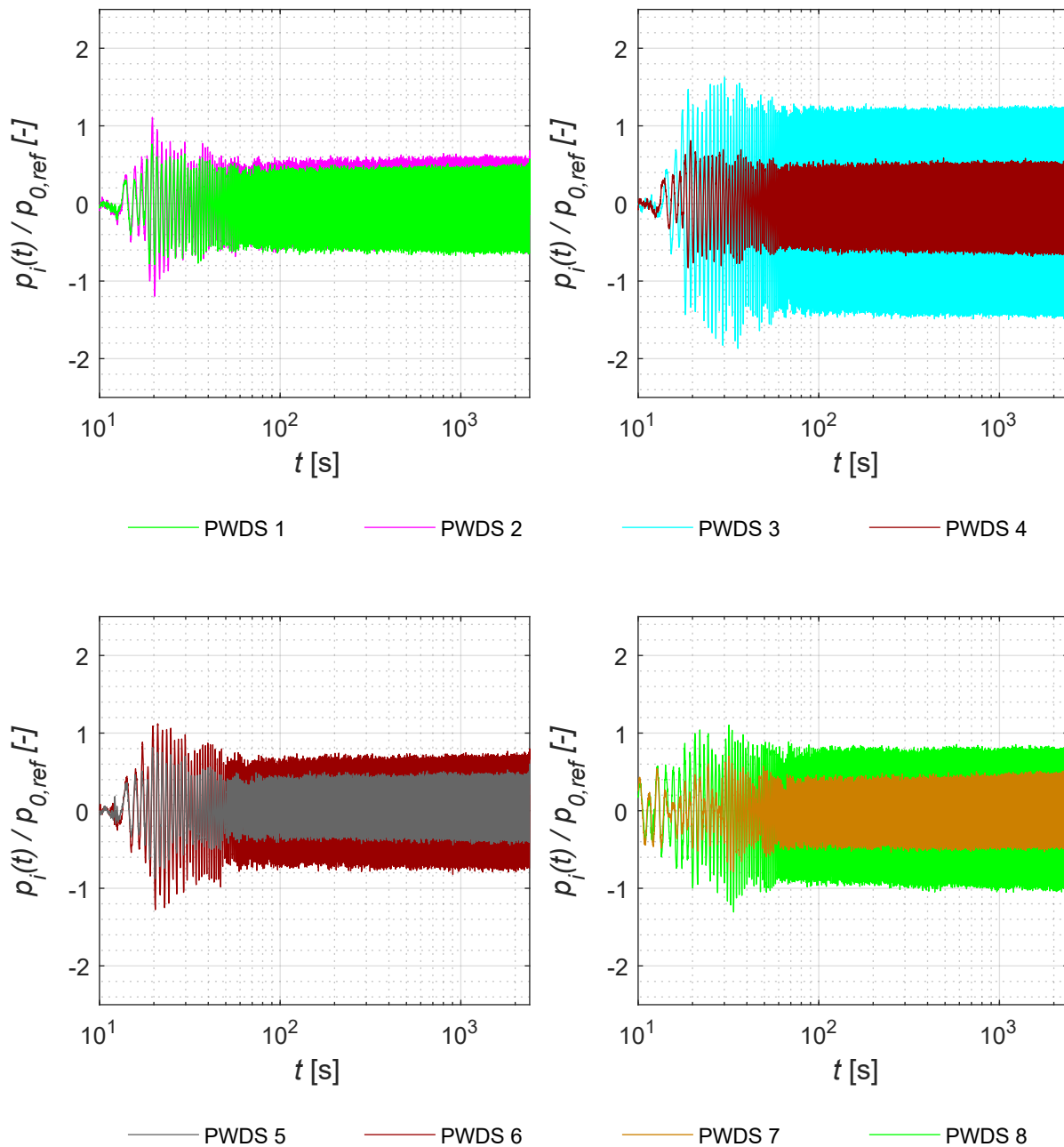


Abbildung C.5: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 3

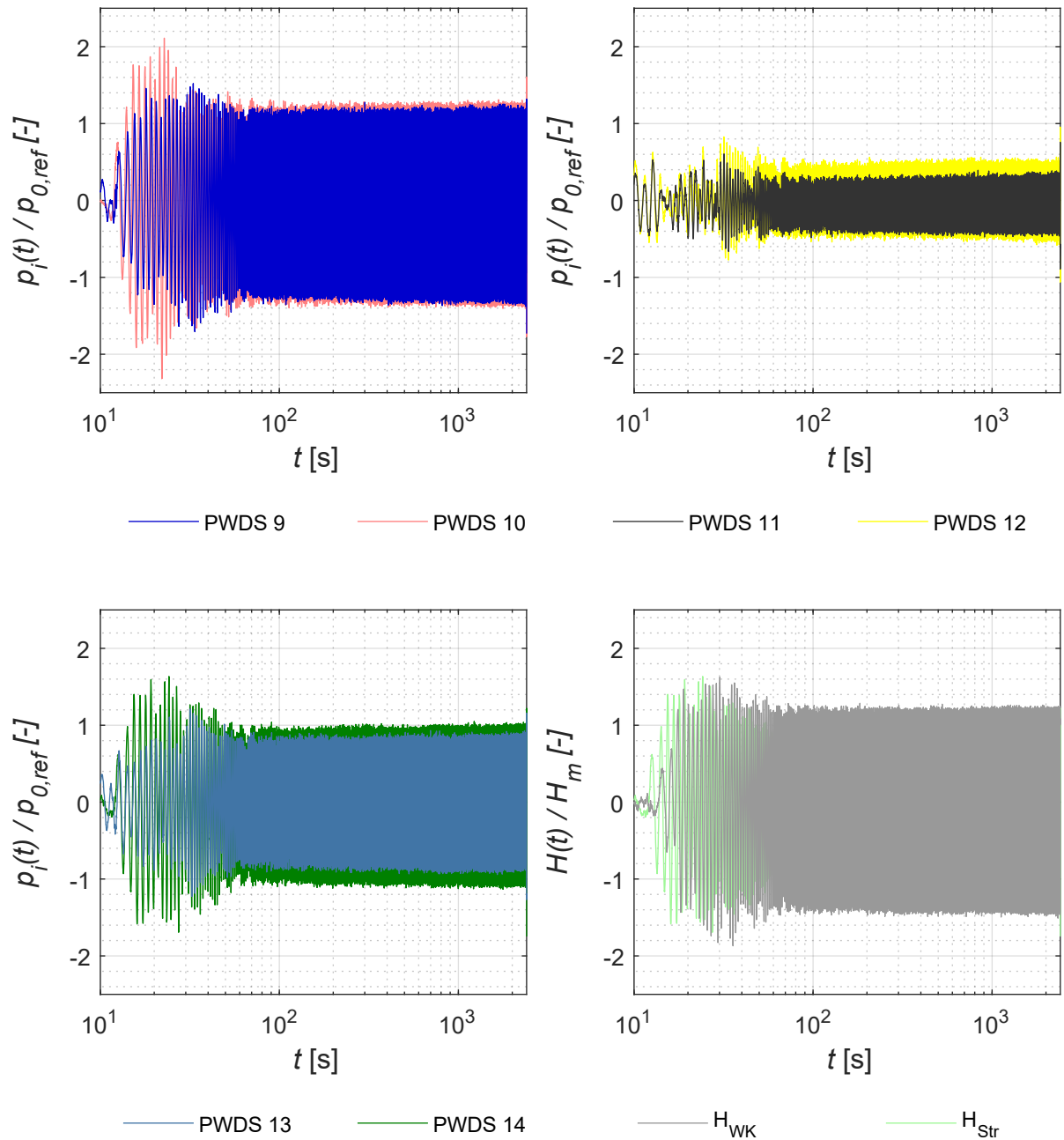


Abbildung C.6: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 3

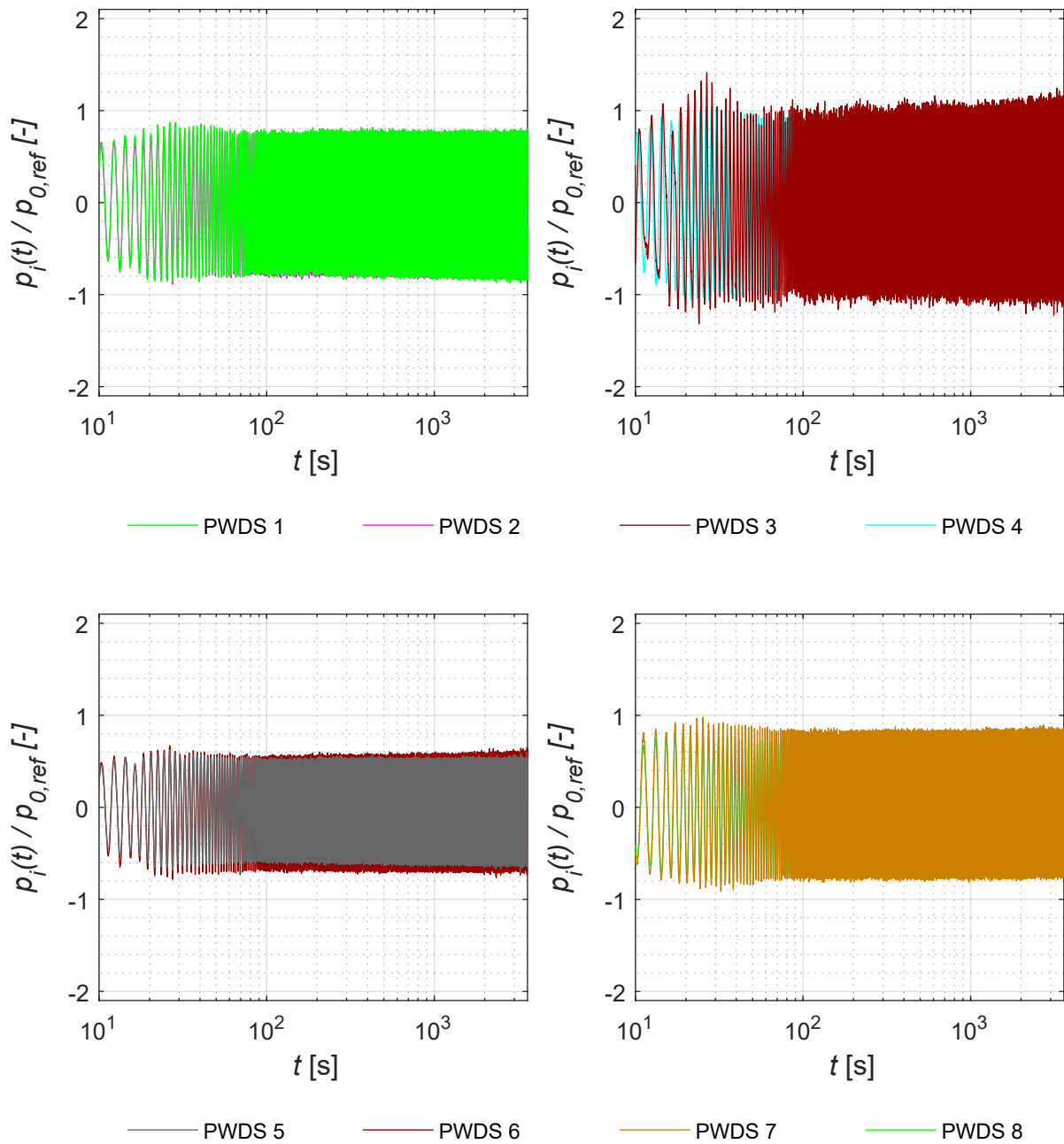


Abbildung C.7: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 4

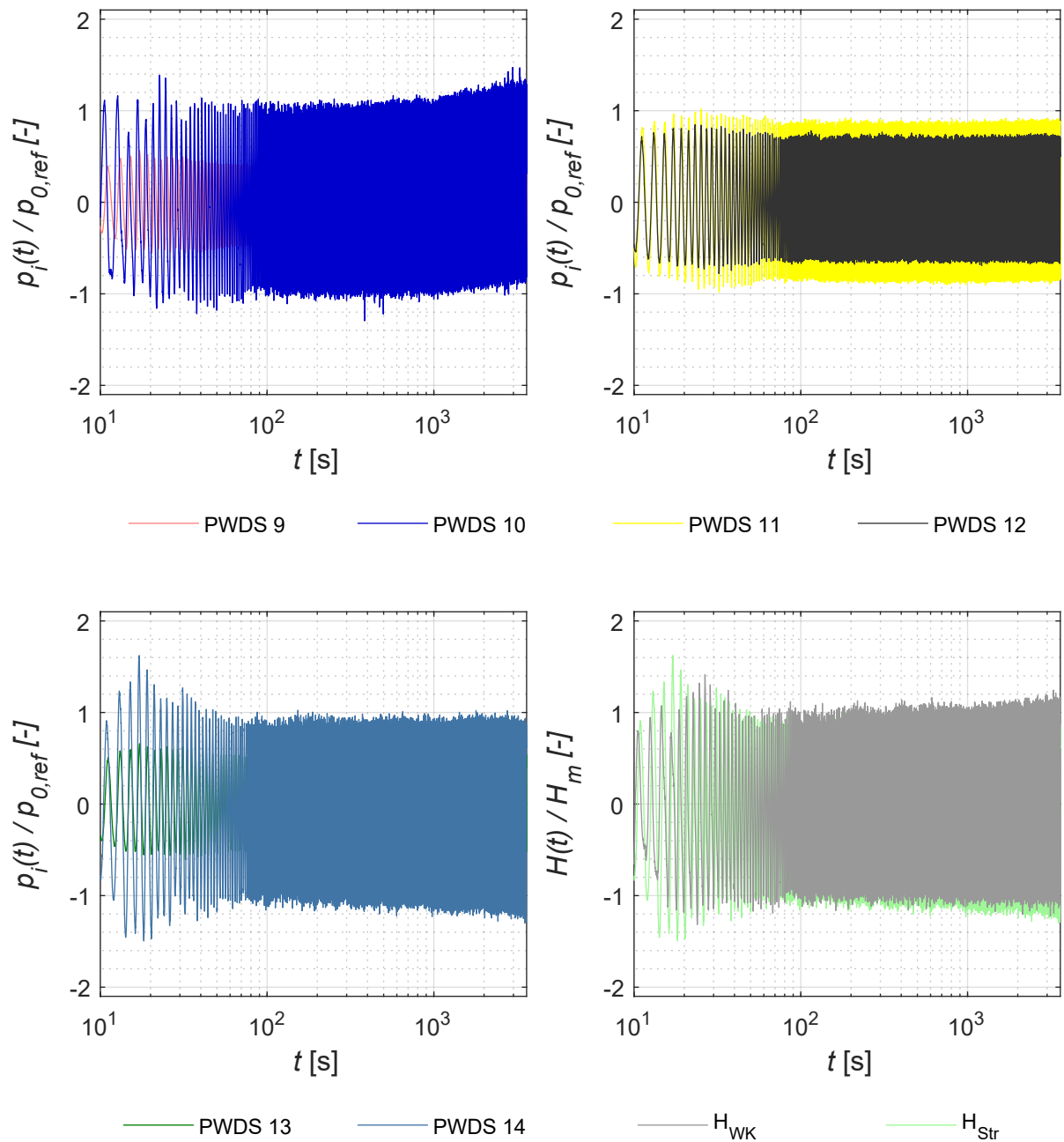


Abbildung C.8: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 4

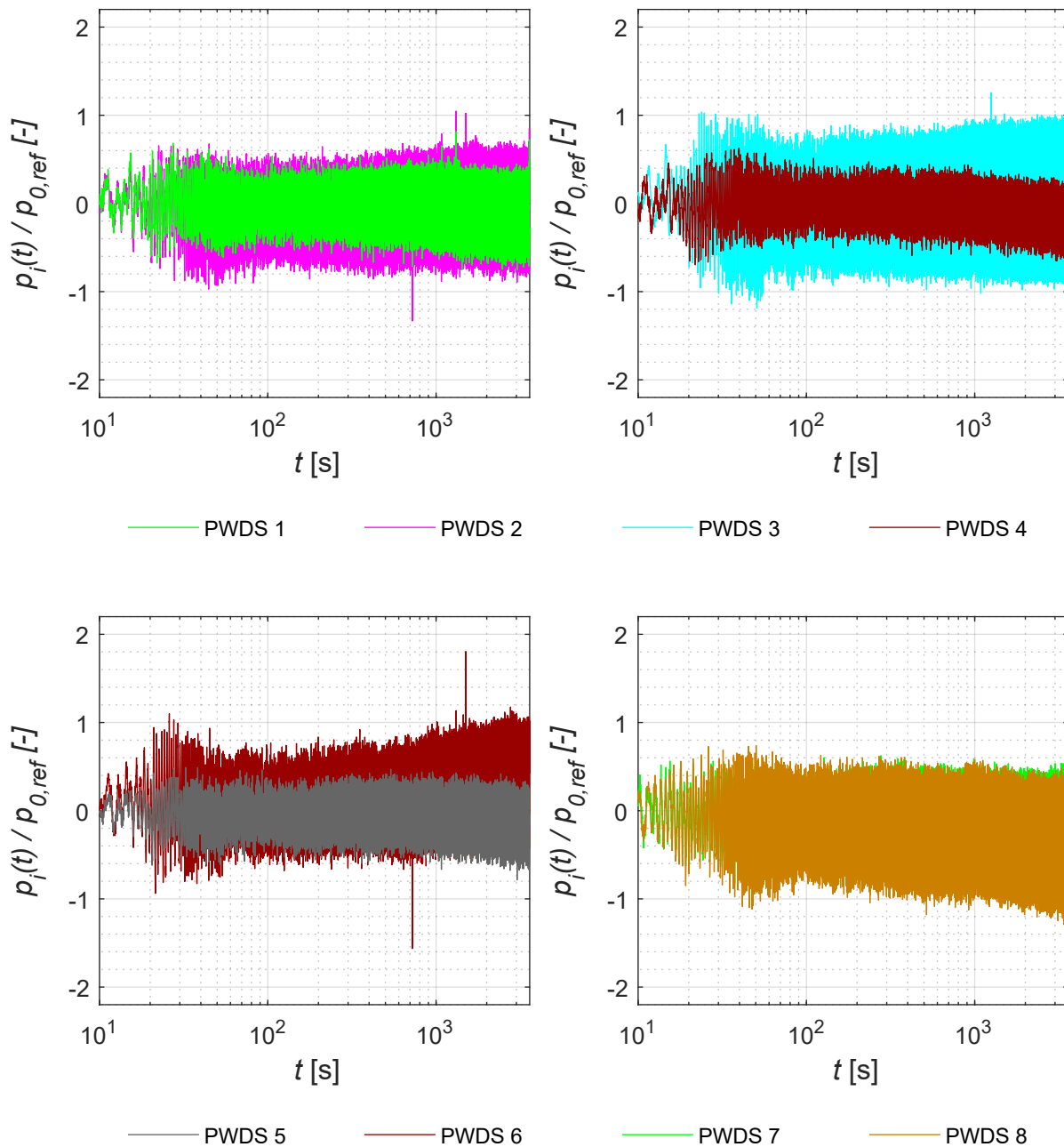


Abbildung C.9: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 5

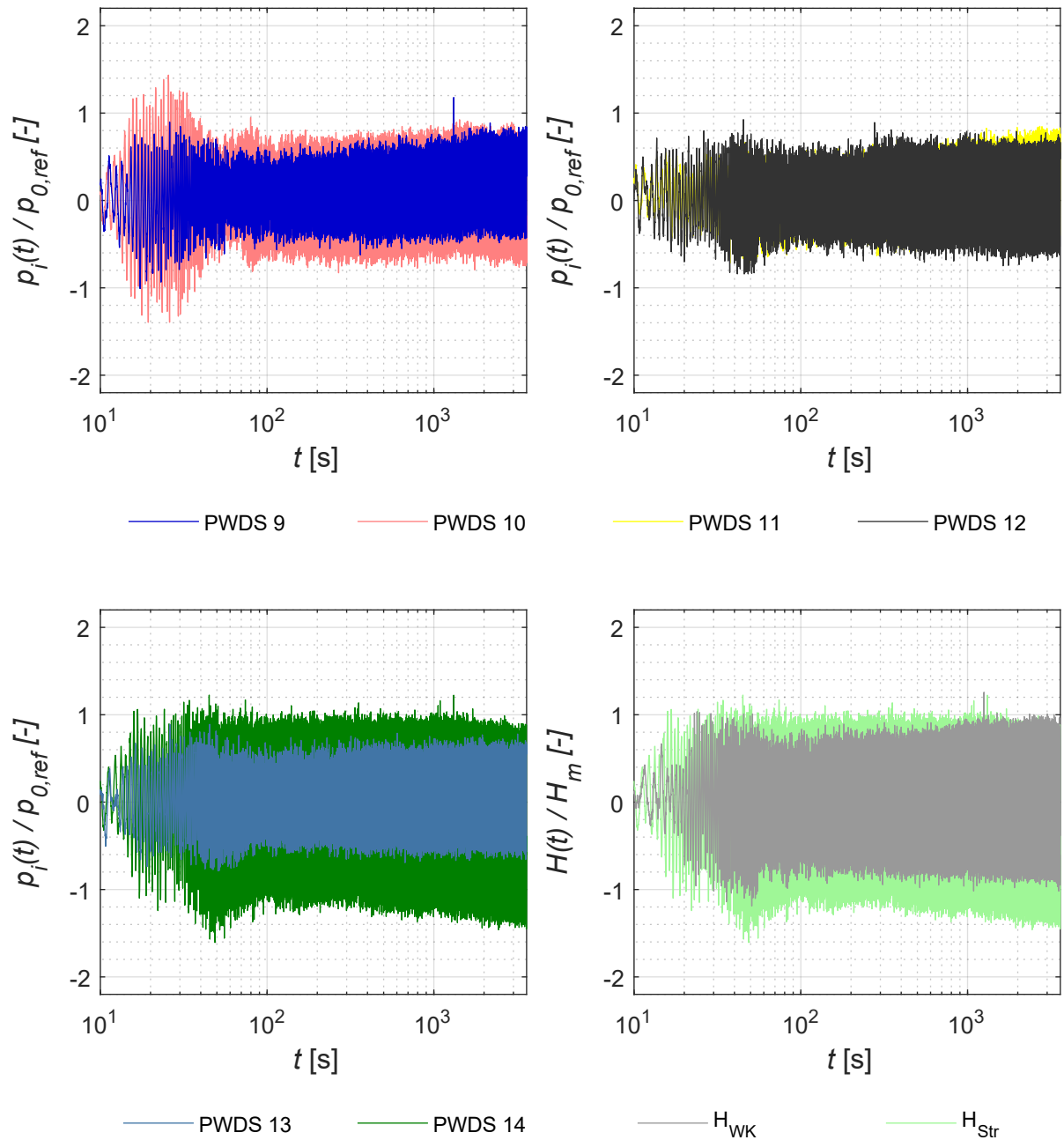


Abbildung C.10: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 5

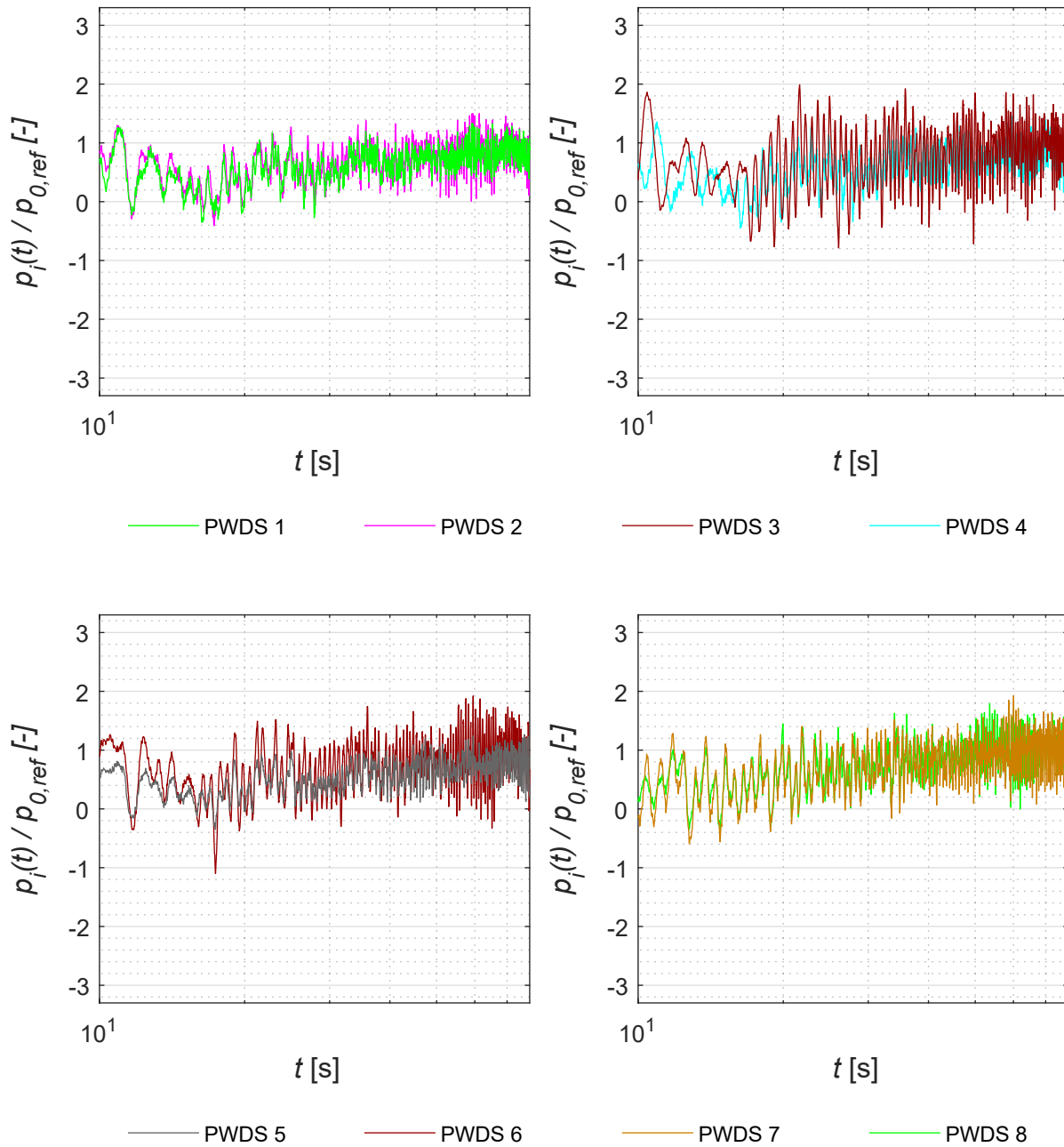


Abbildung C.11: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 6

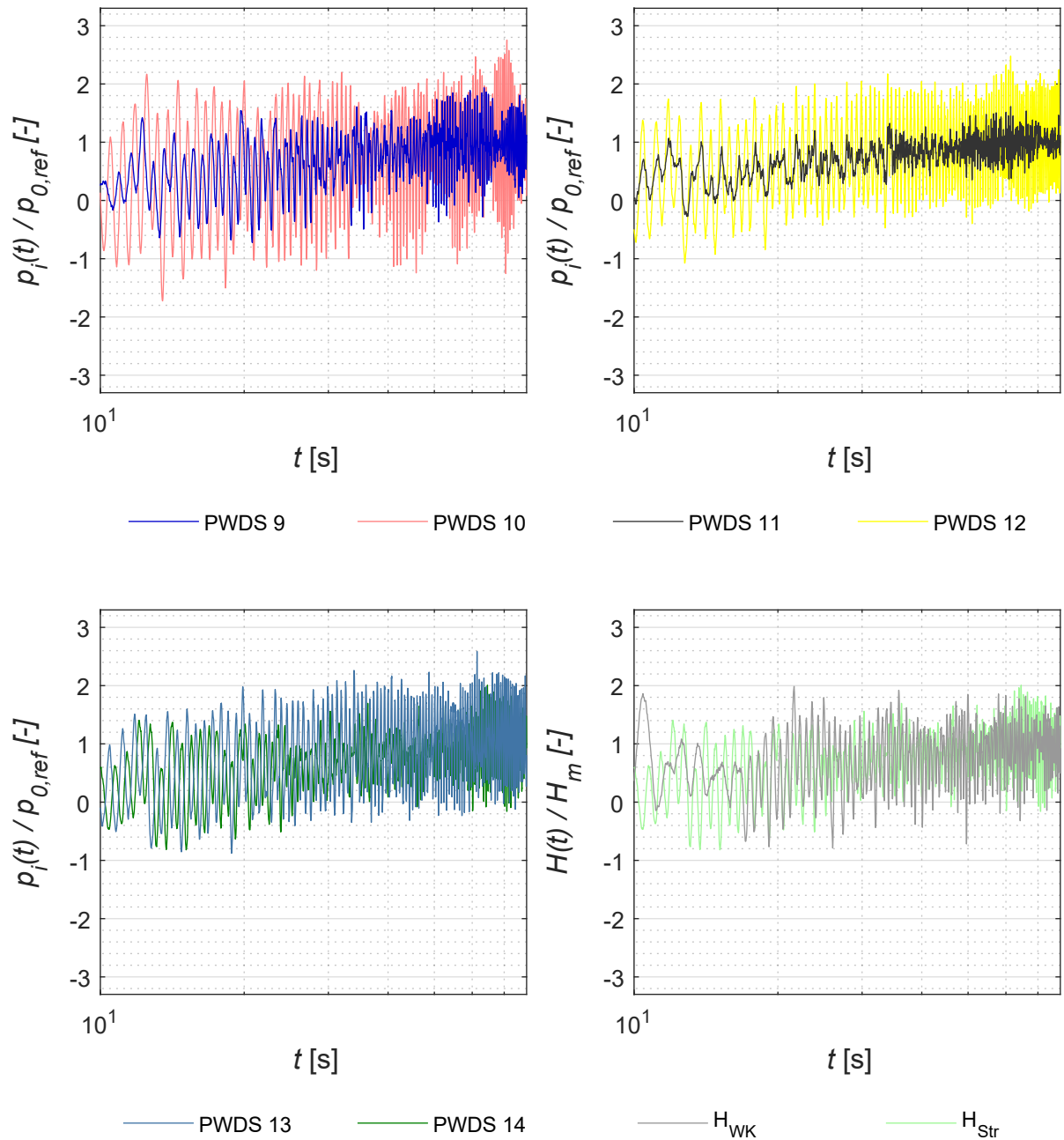


Abbildung C.12: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 6

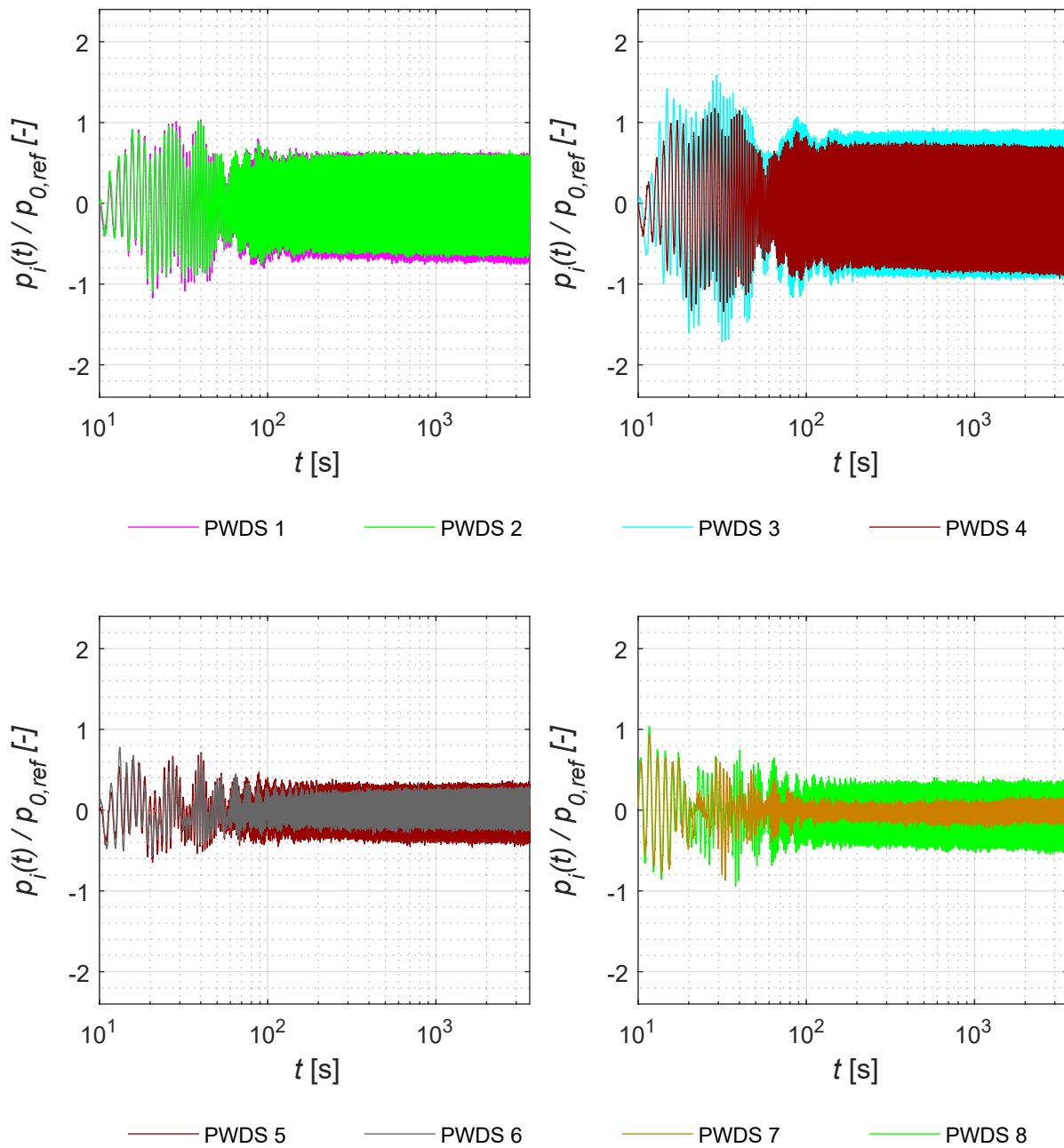


Abbildung C.13: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 7

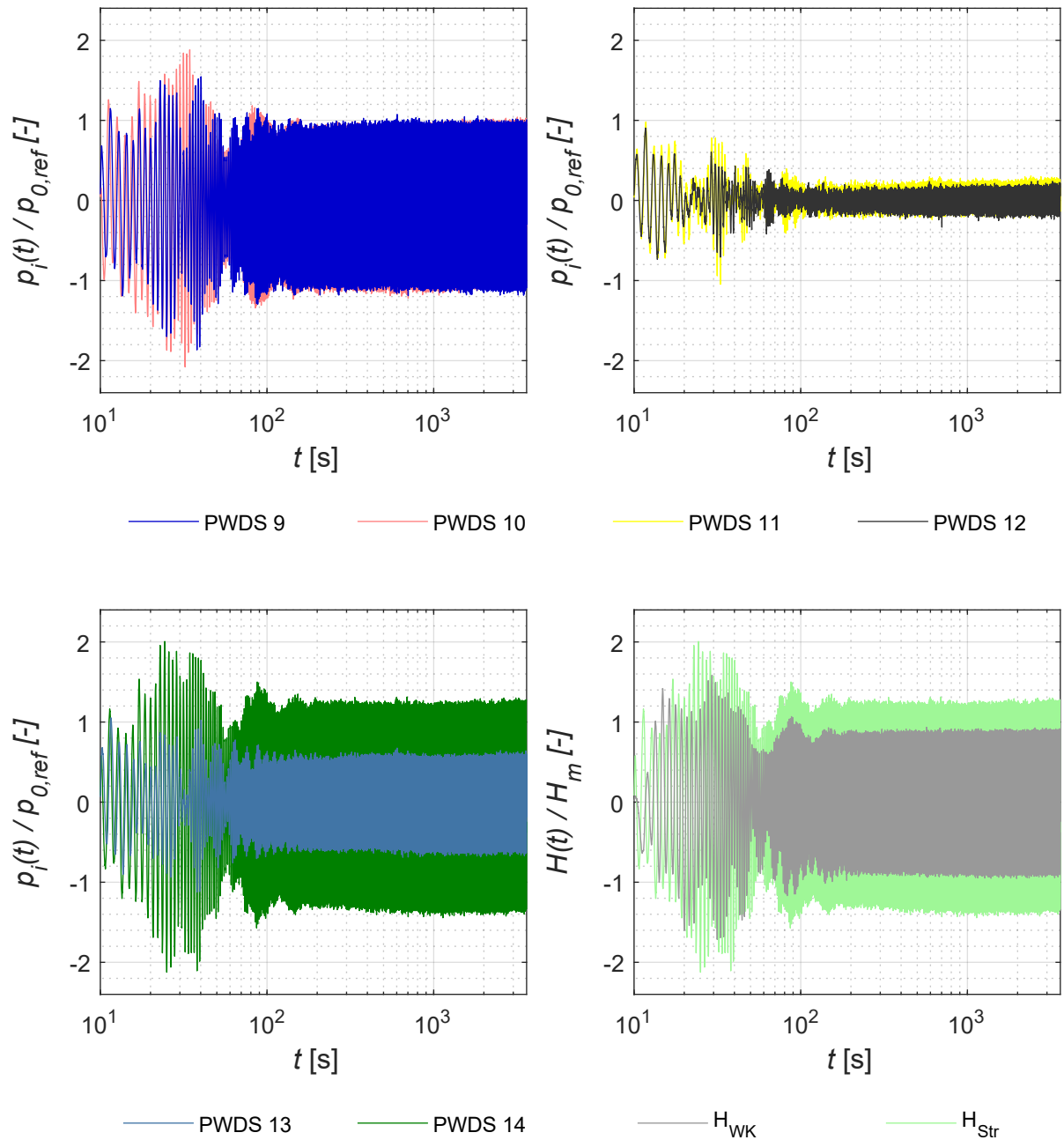


Abbildung C.14: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 7

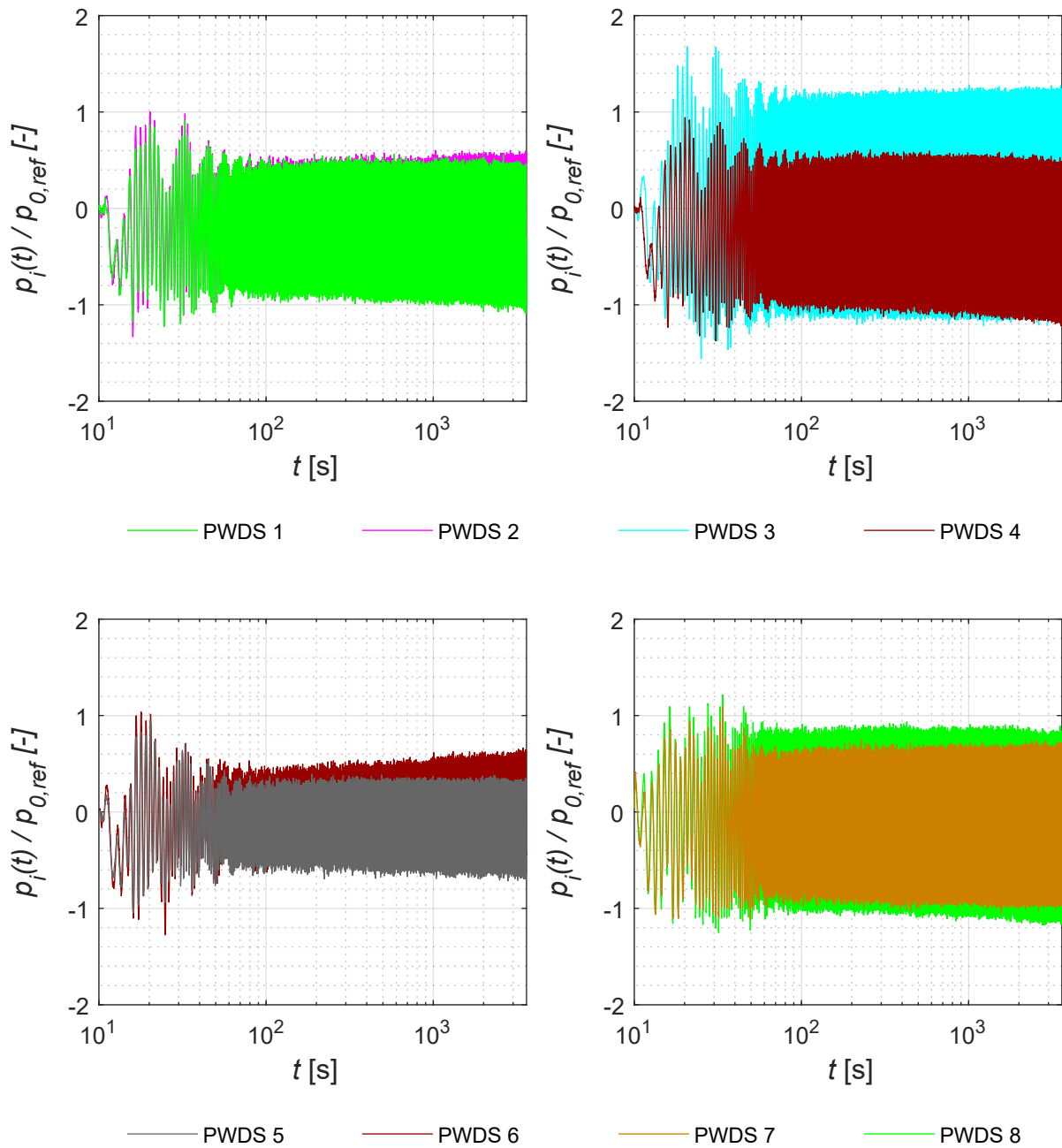


Abbildung C.15: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 8

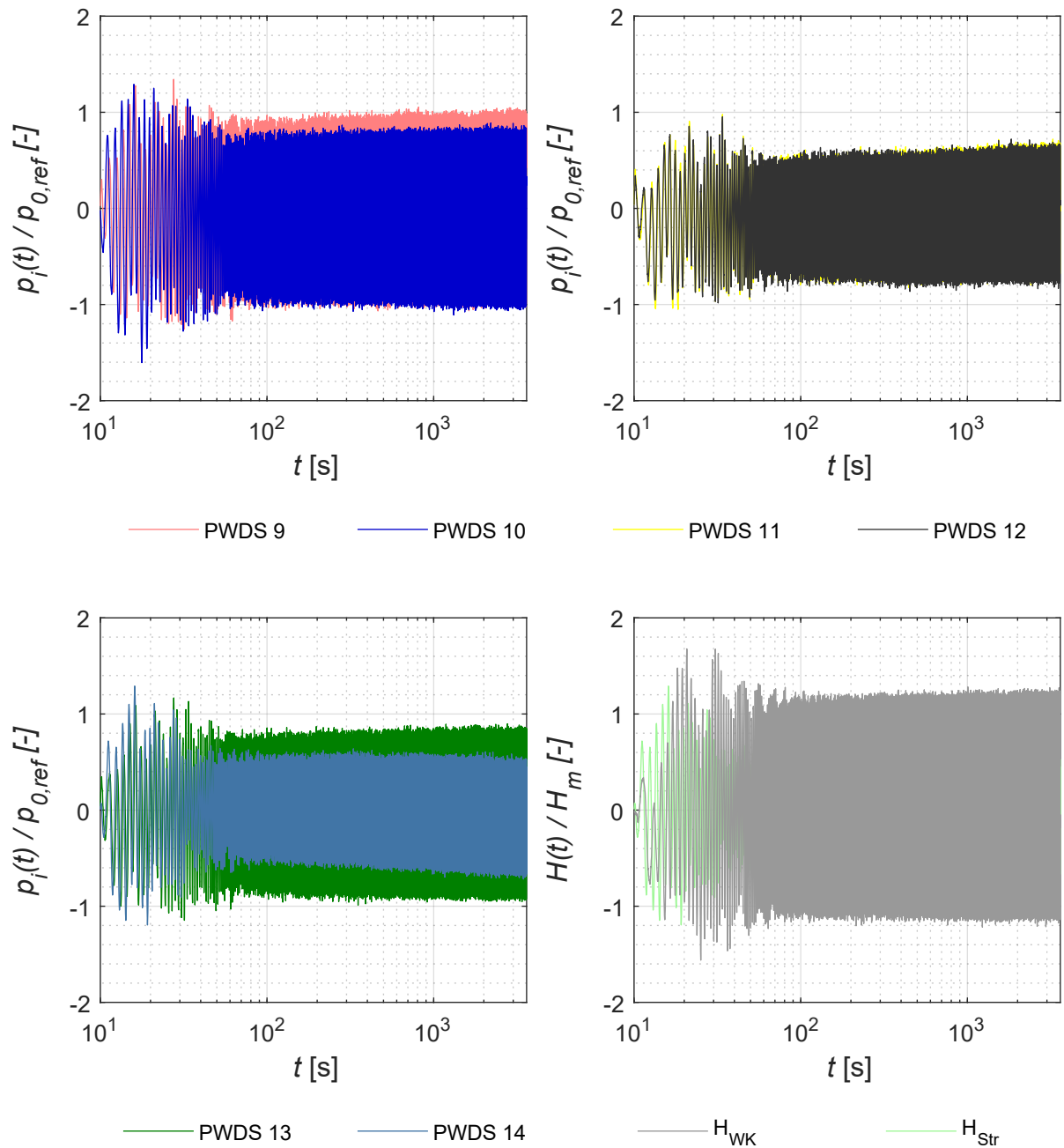


Abbildung C.16: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 8

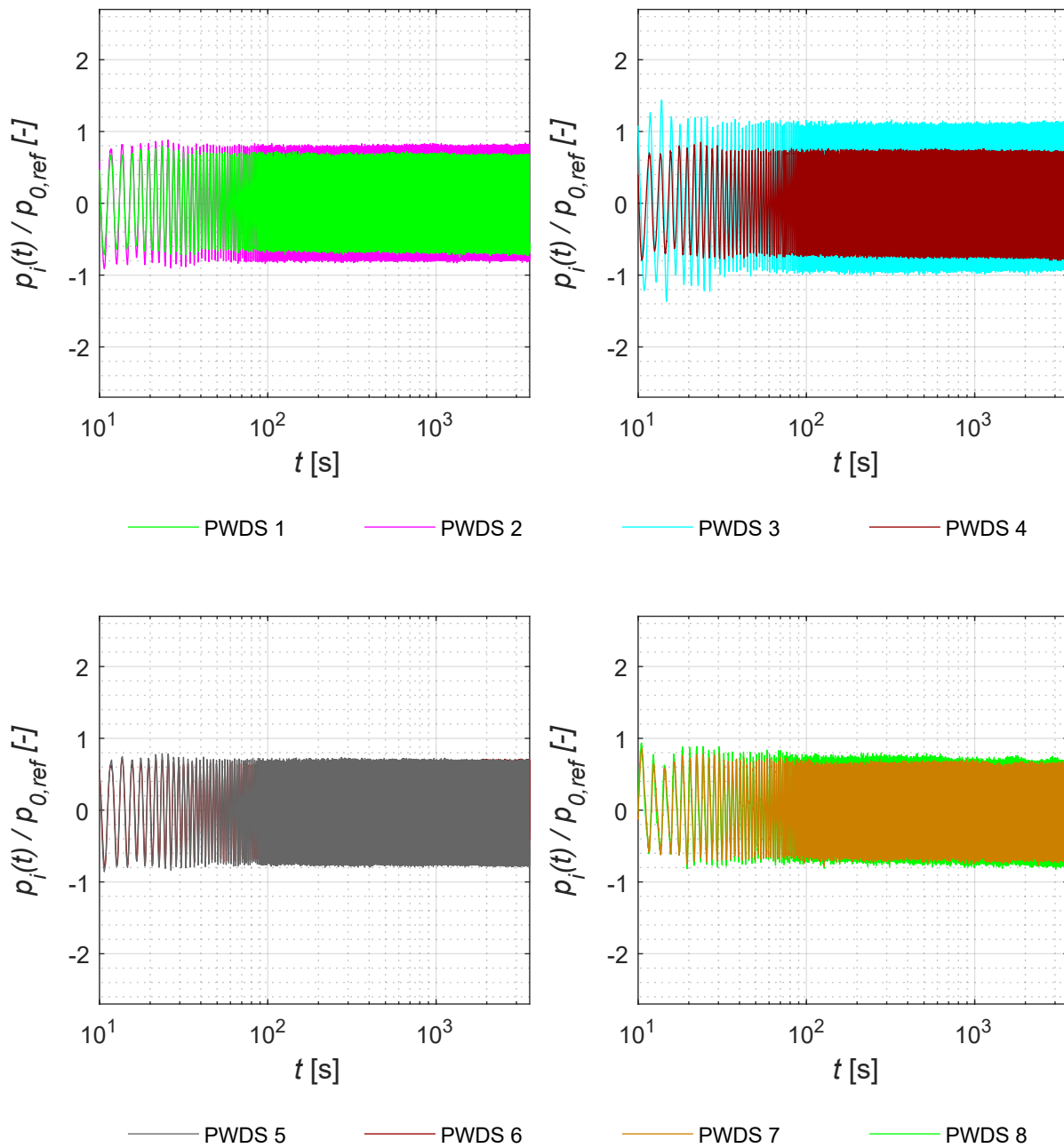


Abbildung C.17: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 9

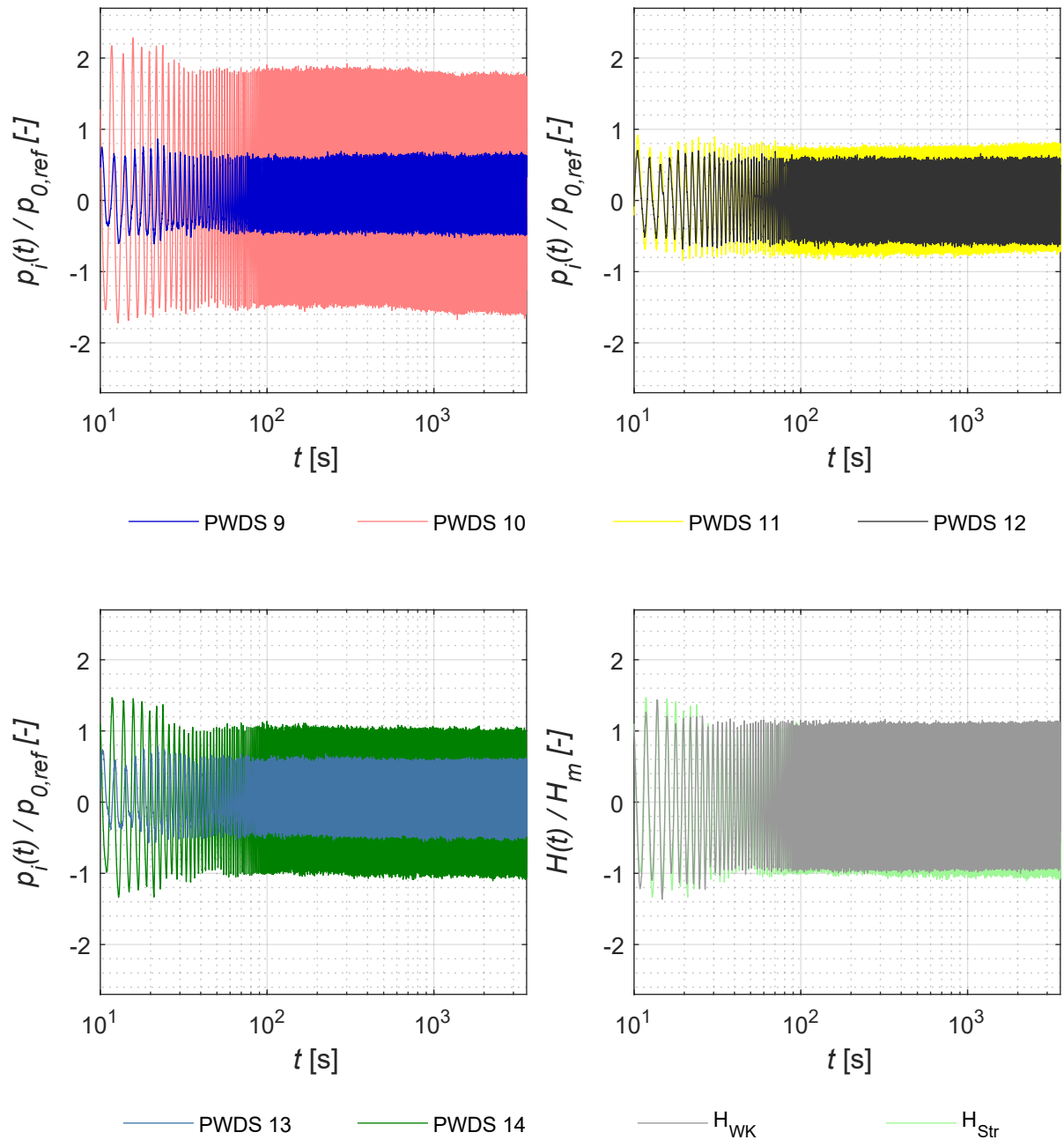


Abbildung C.18: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 9

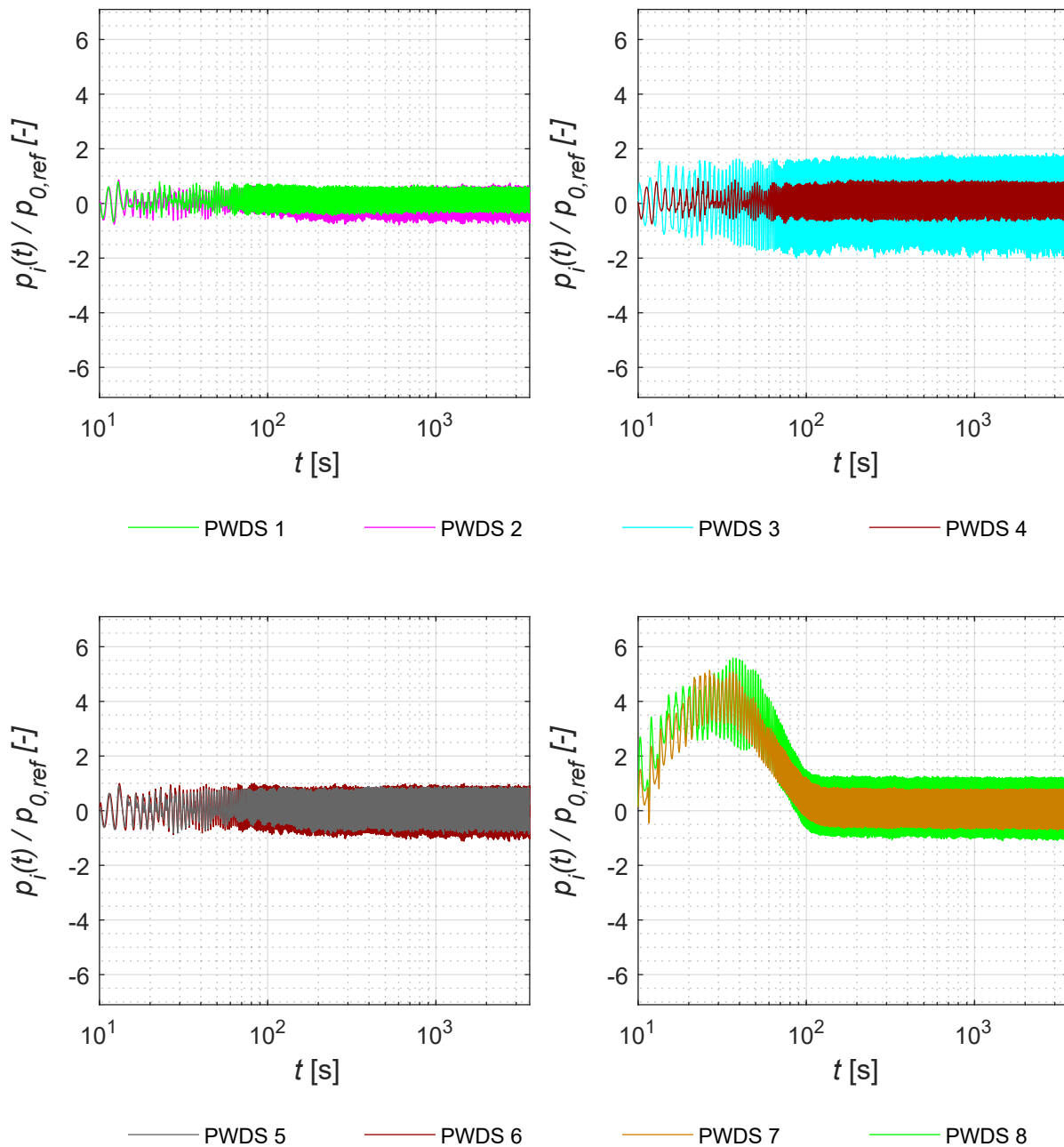


Abbildung C.19: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 10

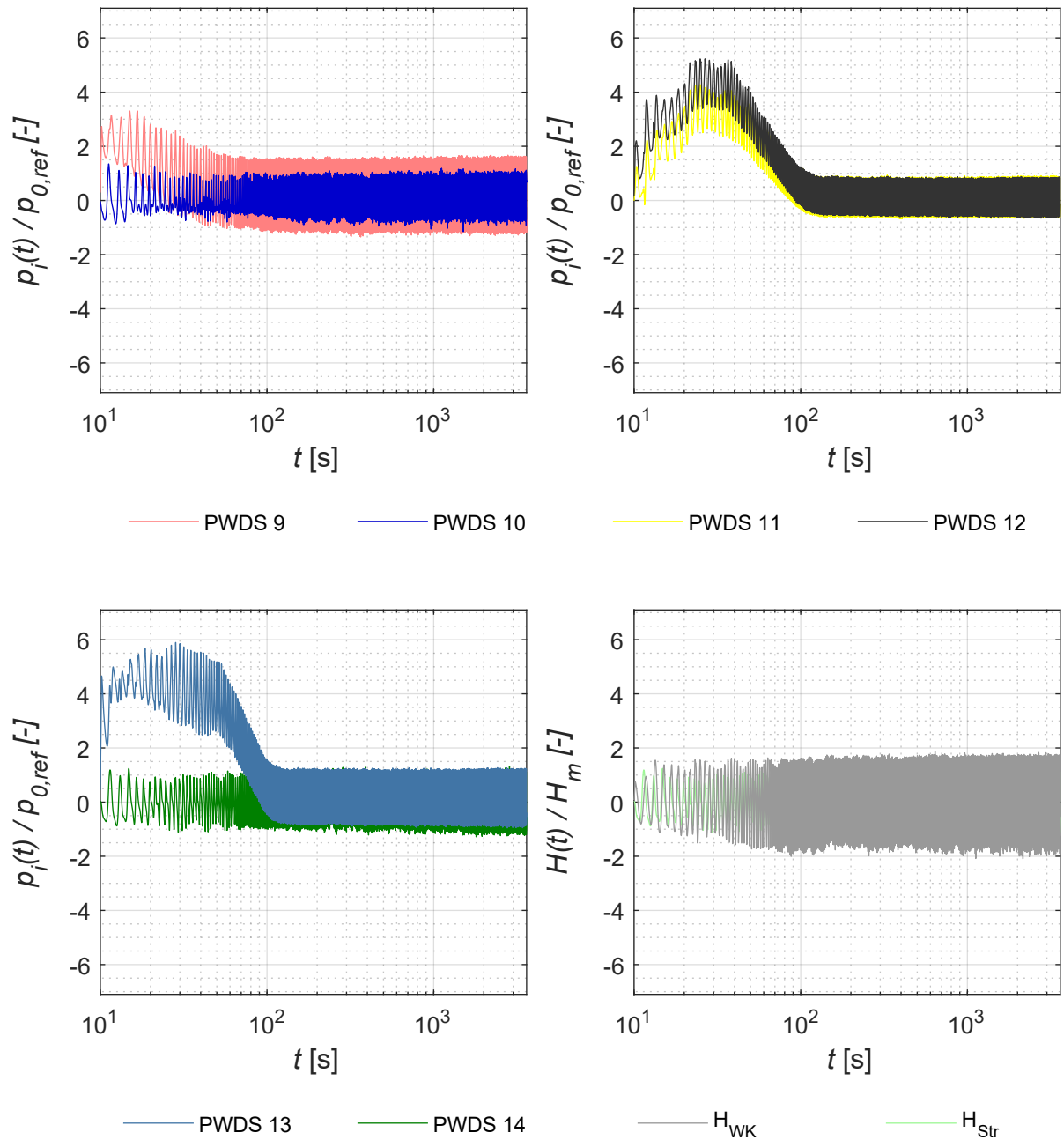


Abbildung C.20: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 10

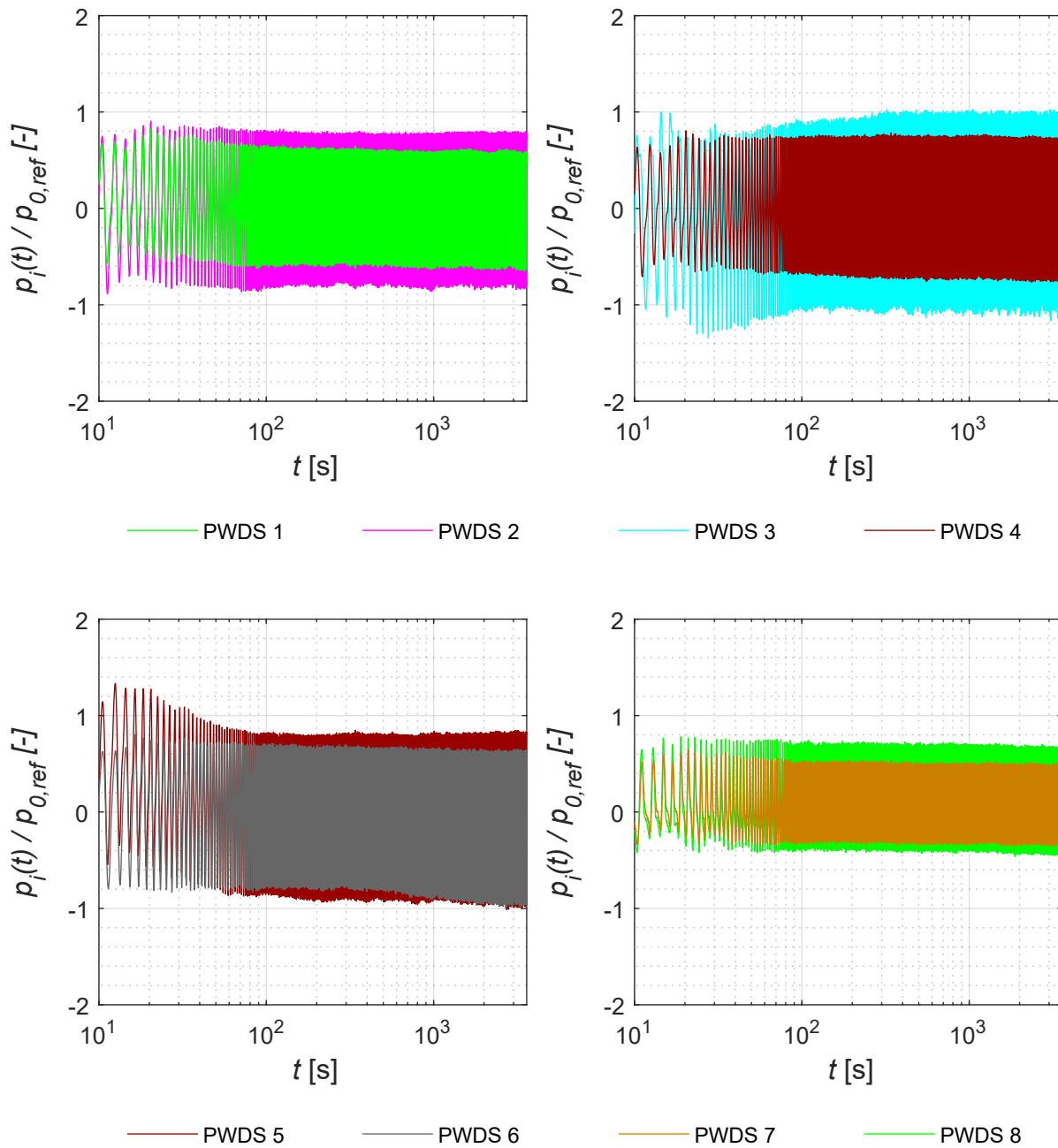


Abbildung C.21: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 11

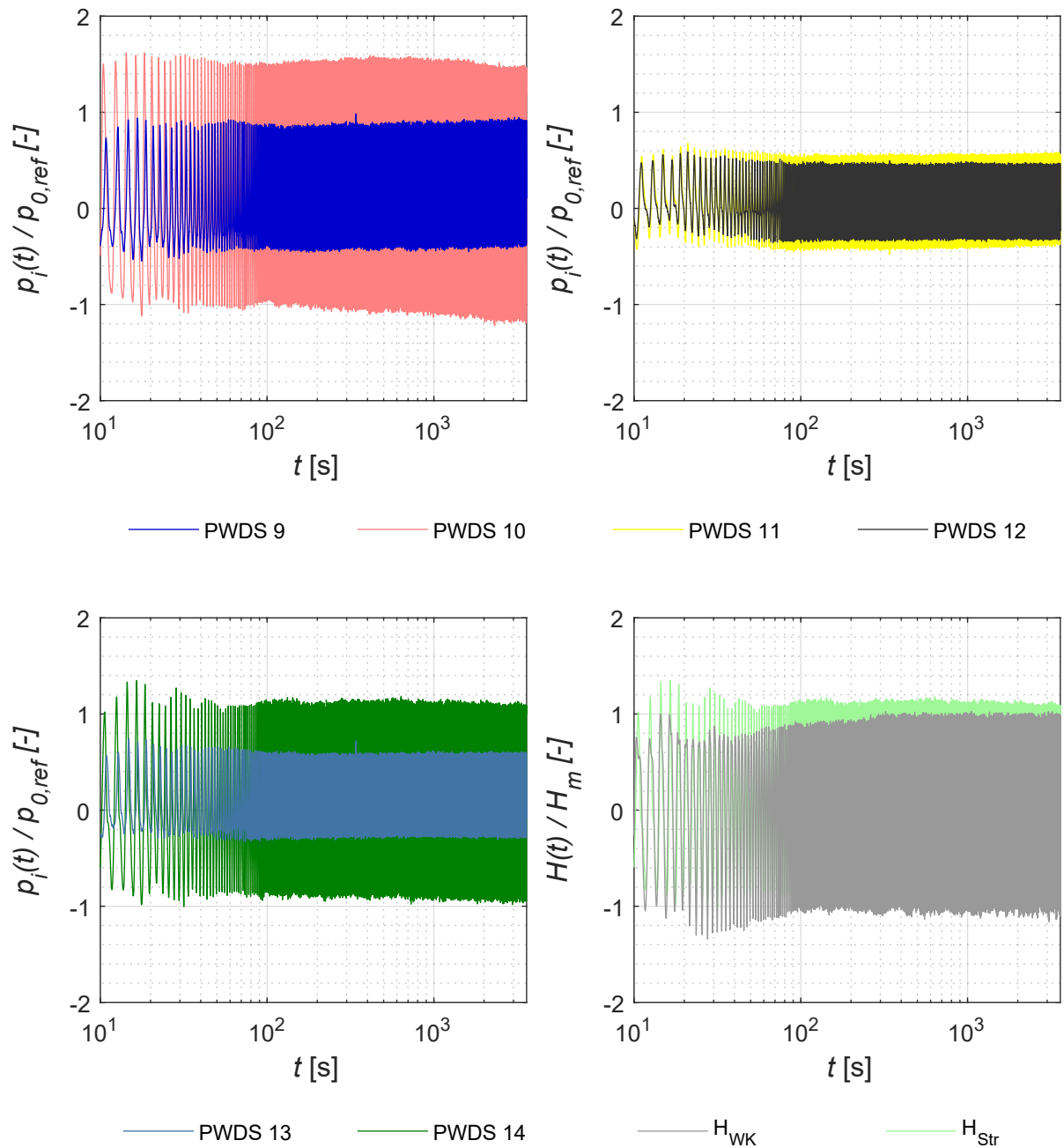


Abbildung C.22: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 11

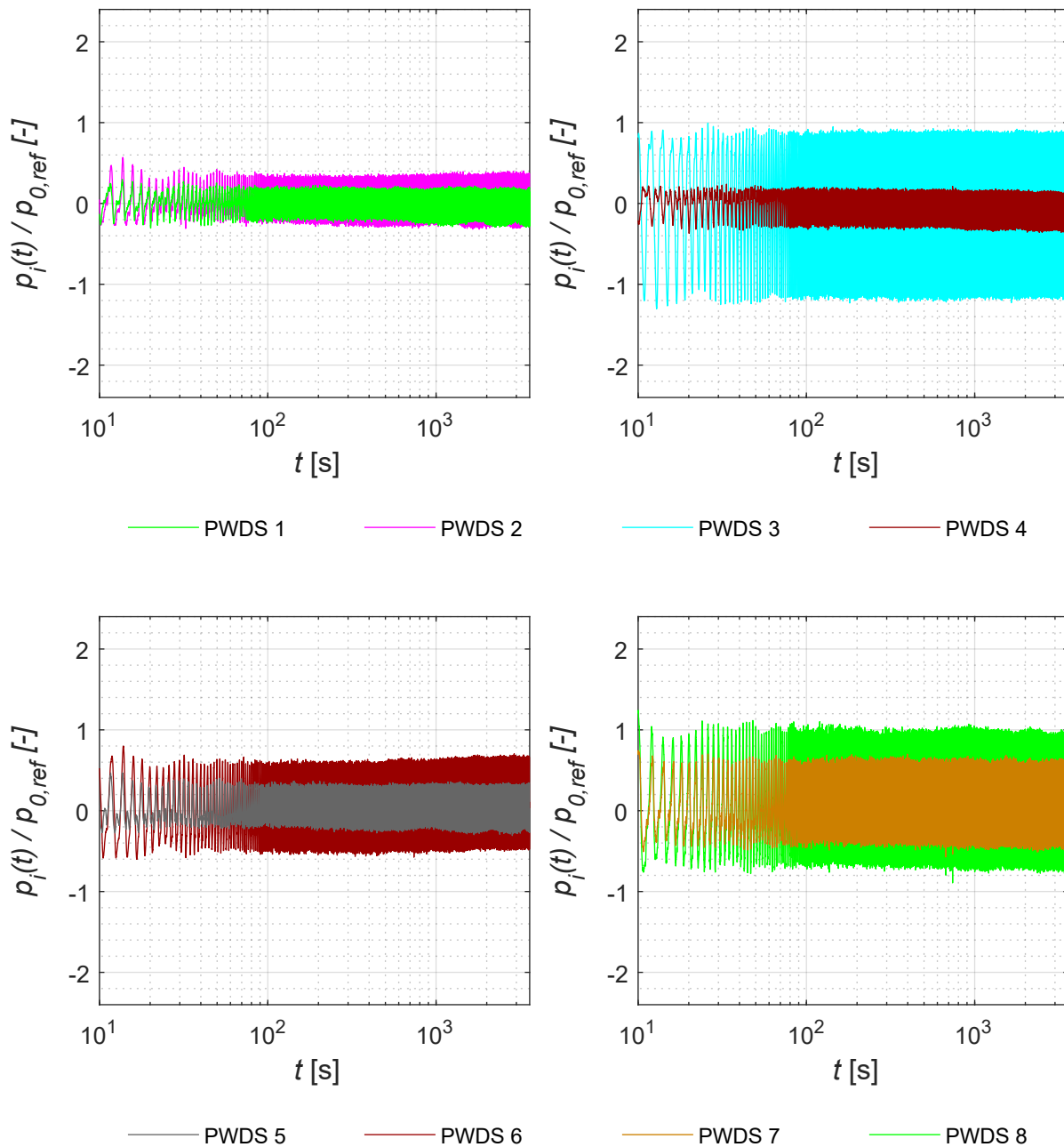


Abbildung C.23: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 12

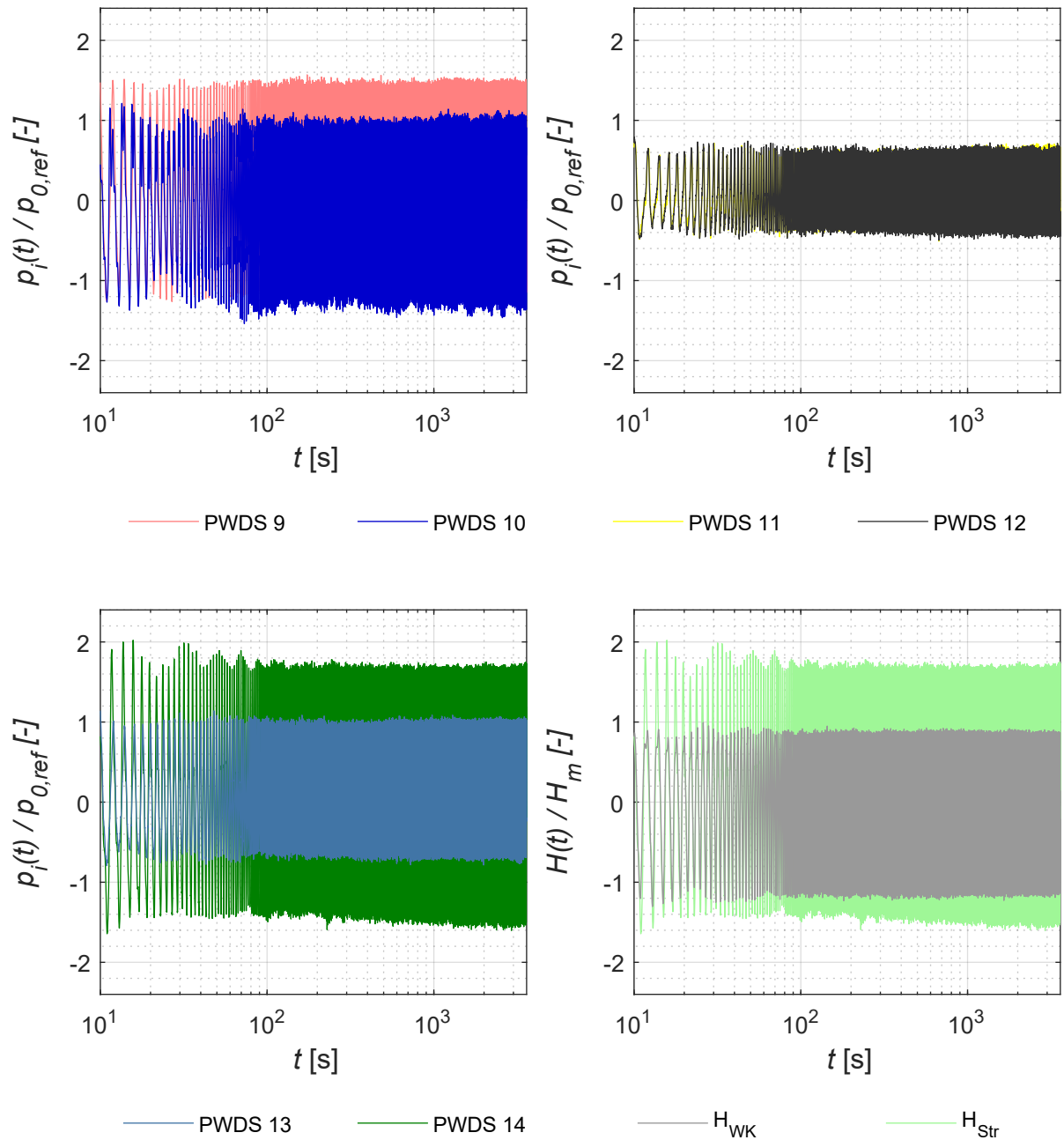


Abbildung C.24: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 12

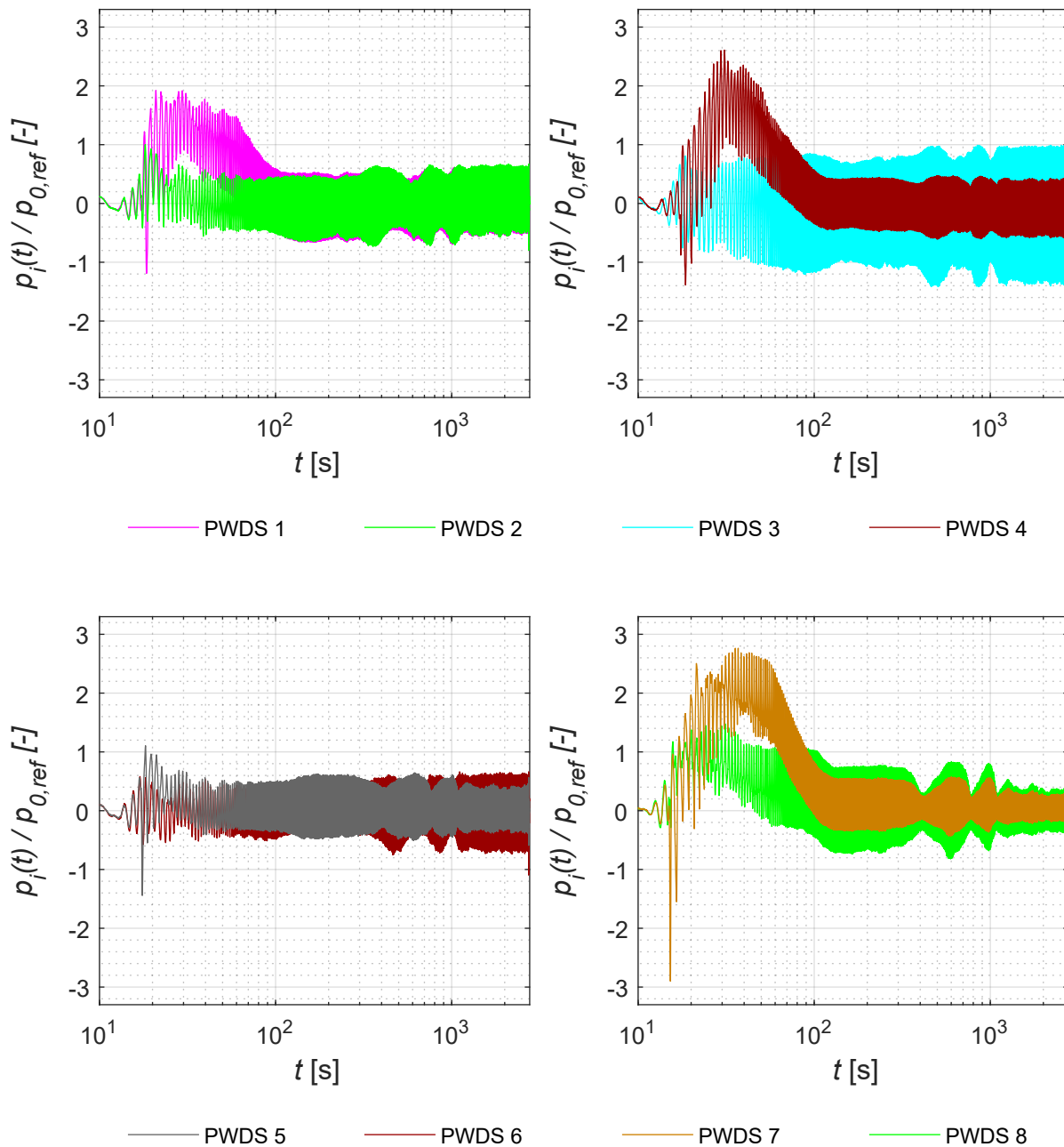


Abbildung C.25: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 13

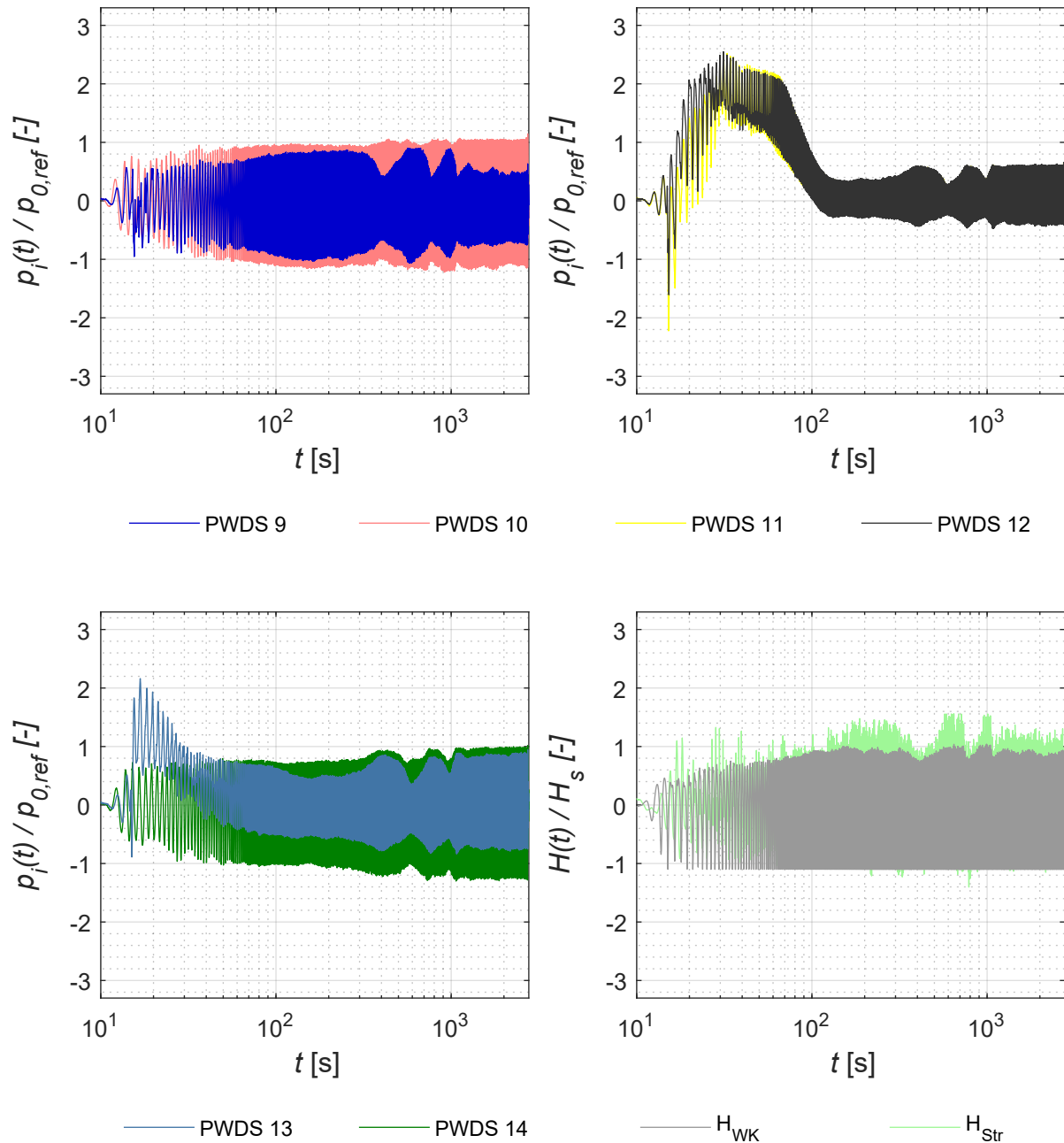


Abbildung C.26: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 13. Die Messwerte des Wellenklappensensors  $H_{WK}$  sind aufgrund fehlerhafter Einstellungen im Wellental gekappt.

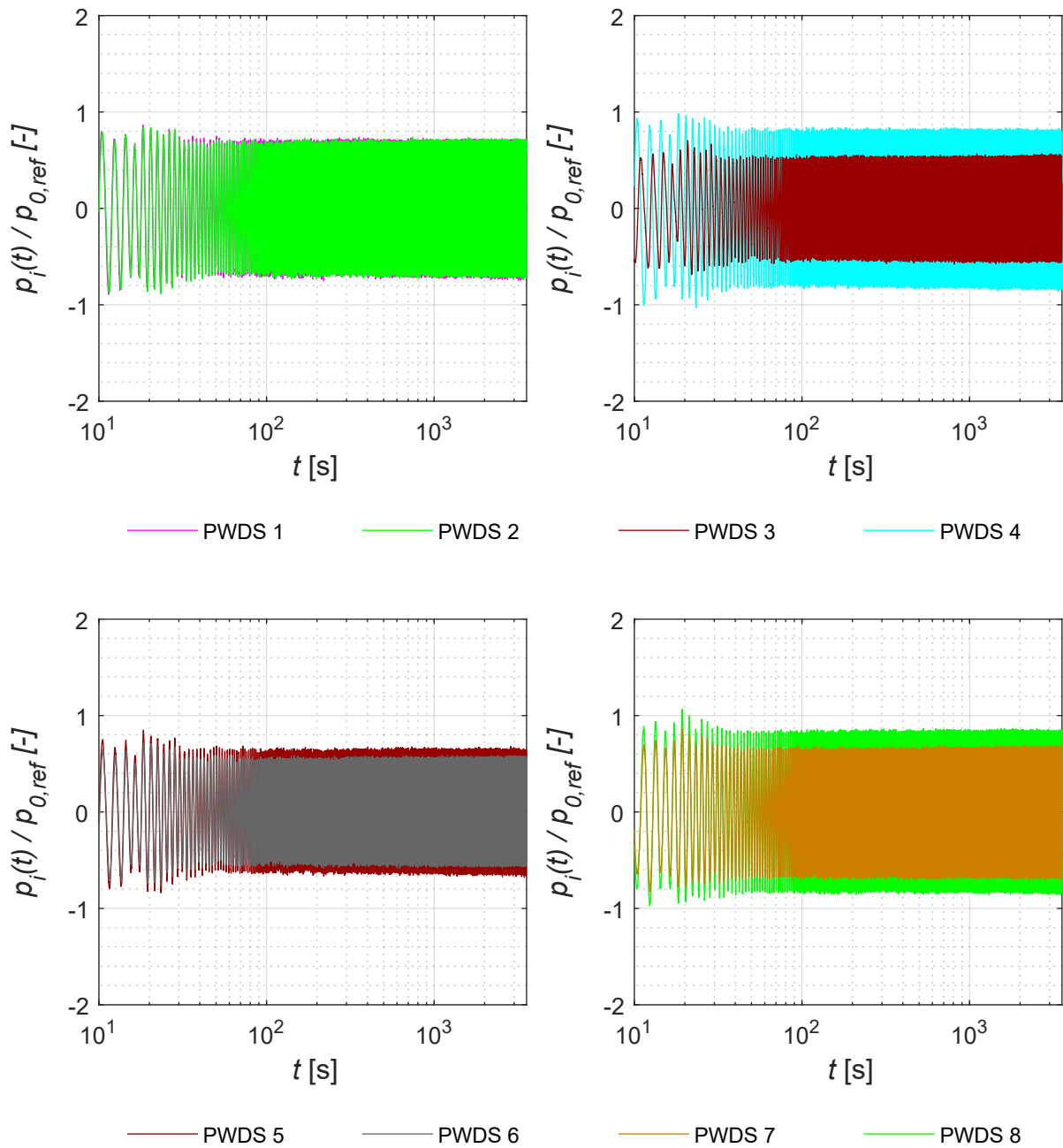


Abbildung C.27: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 14

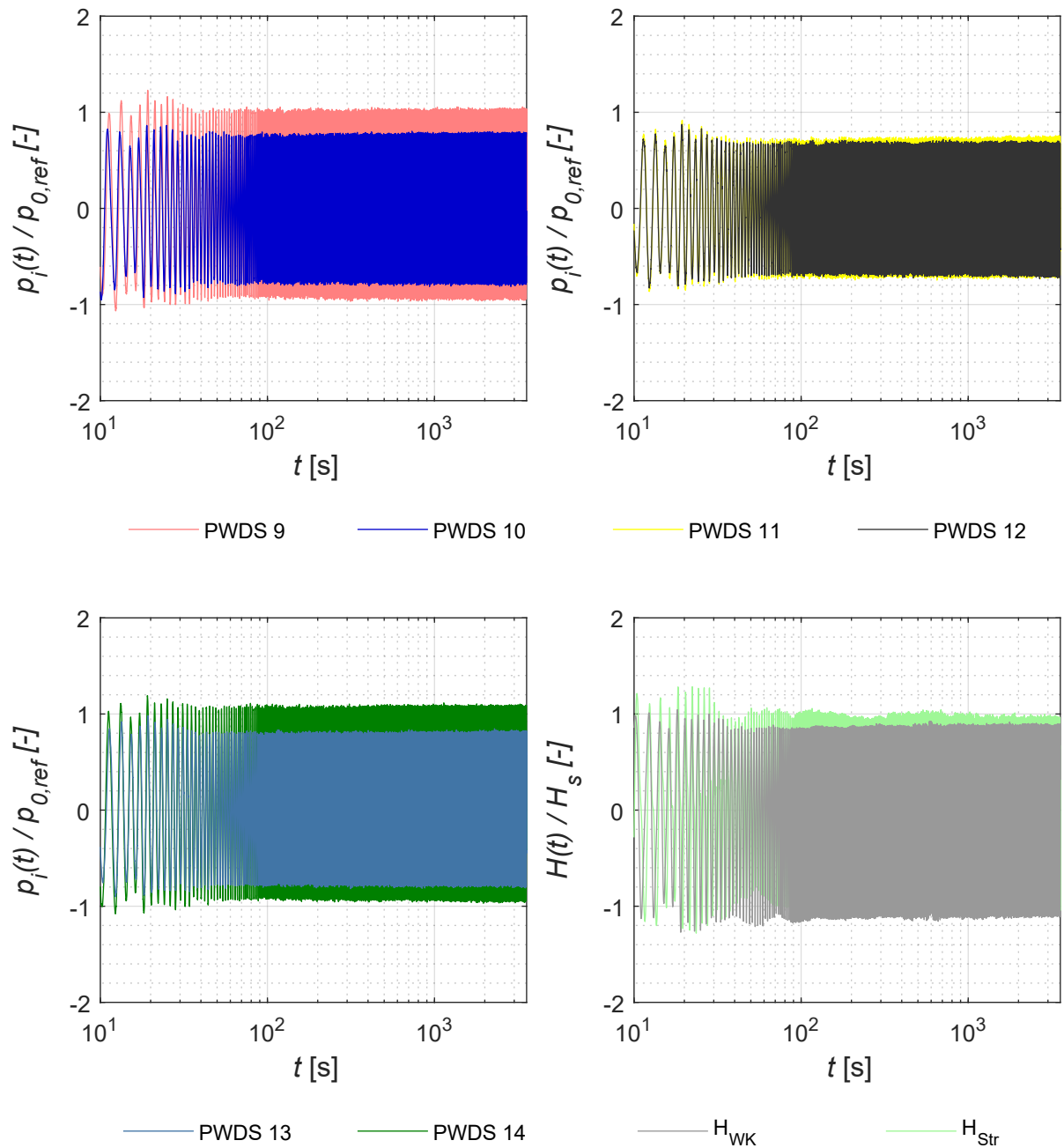


Abbildung C.28: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 14

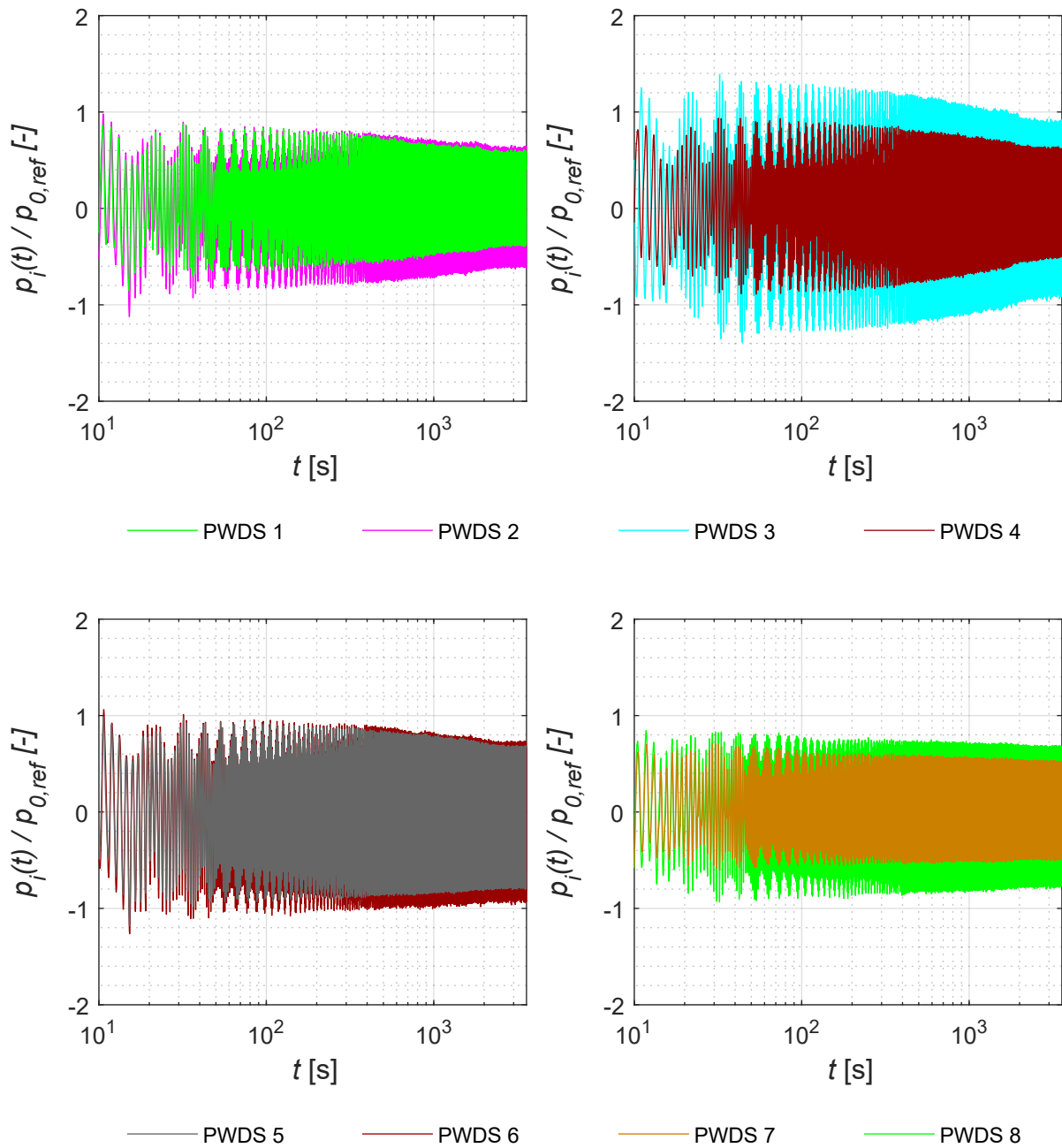


Abbildung C.29: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 15

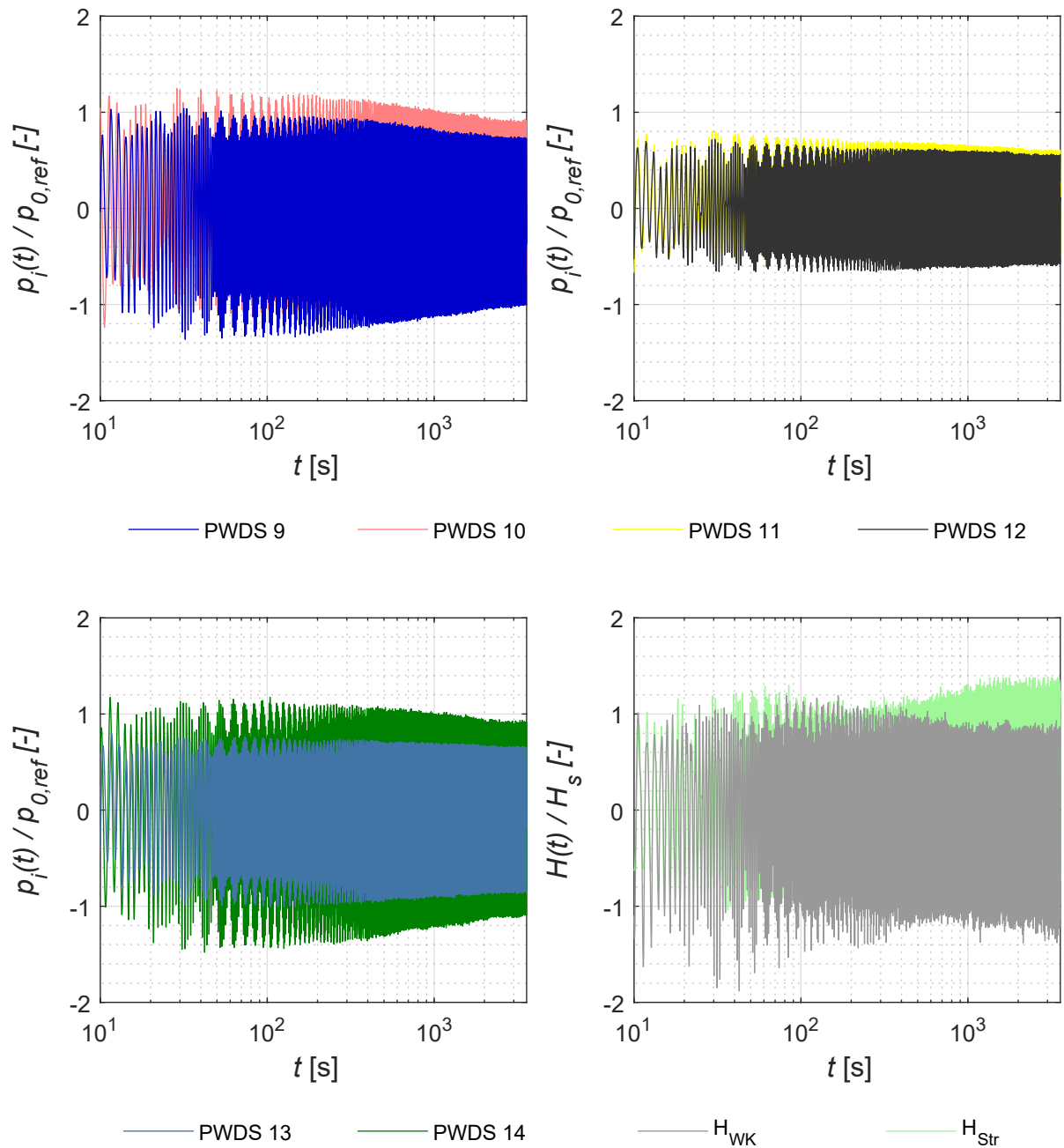


Abbildung C.30: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 15

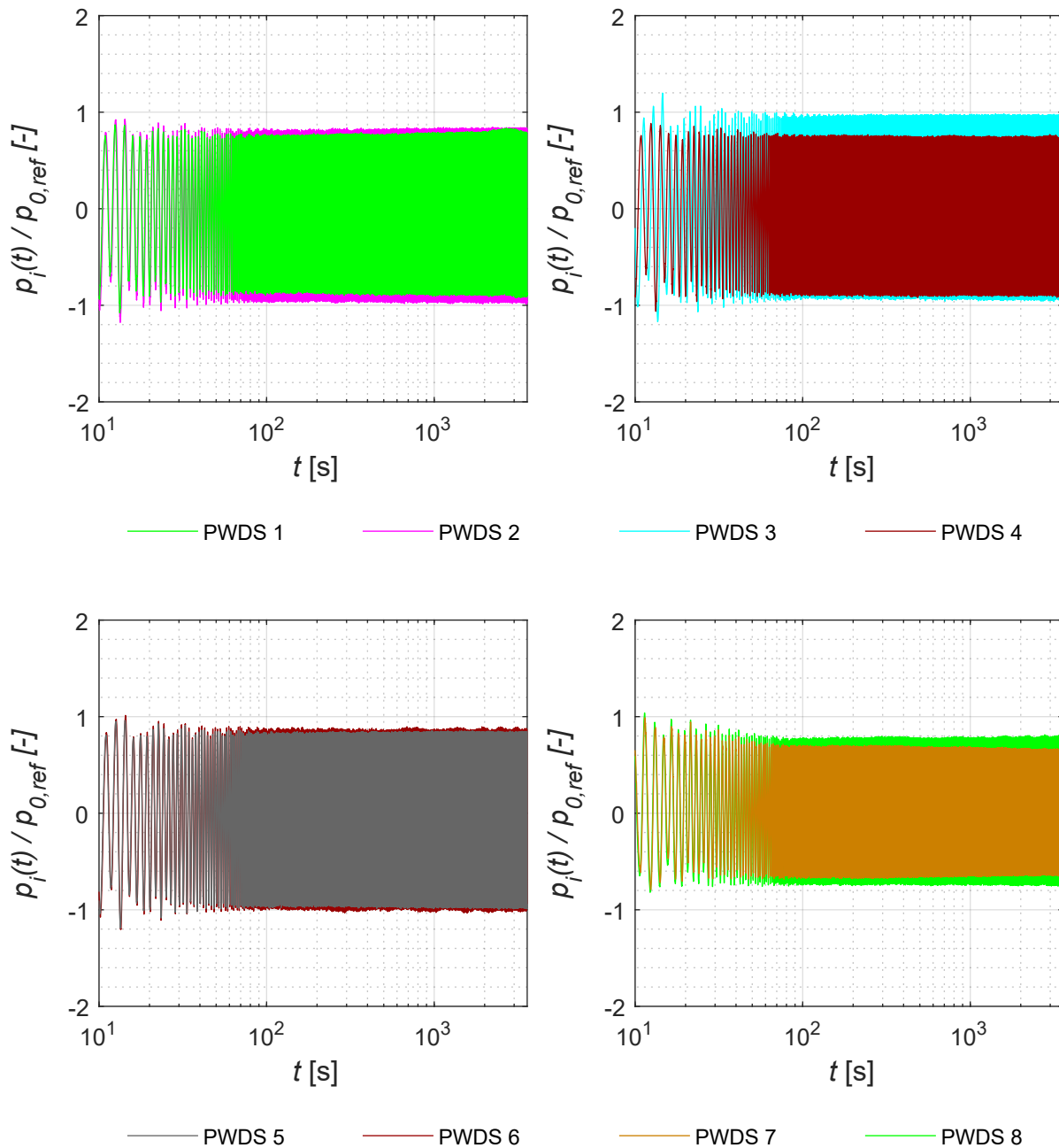


Abbildung C.31: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 16

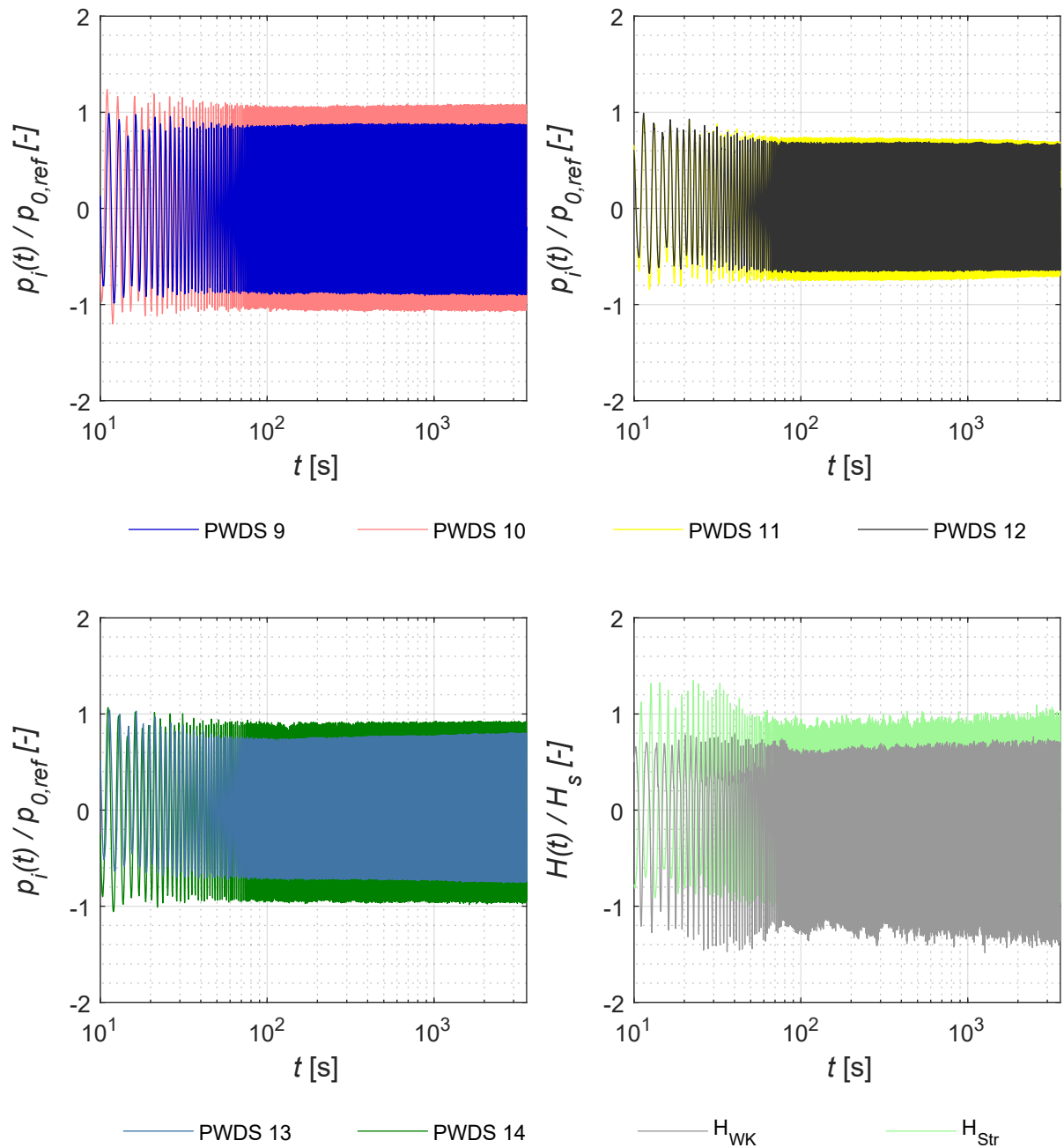


Abbildung C.32: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 16

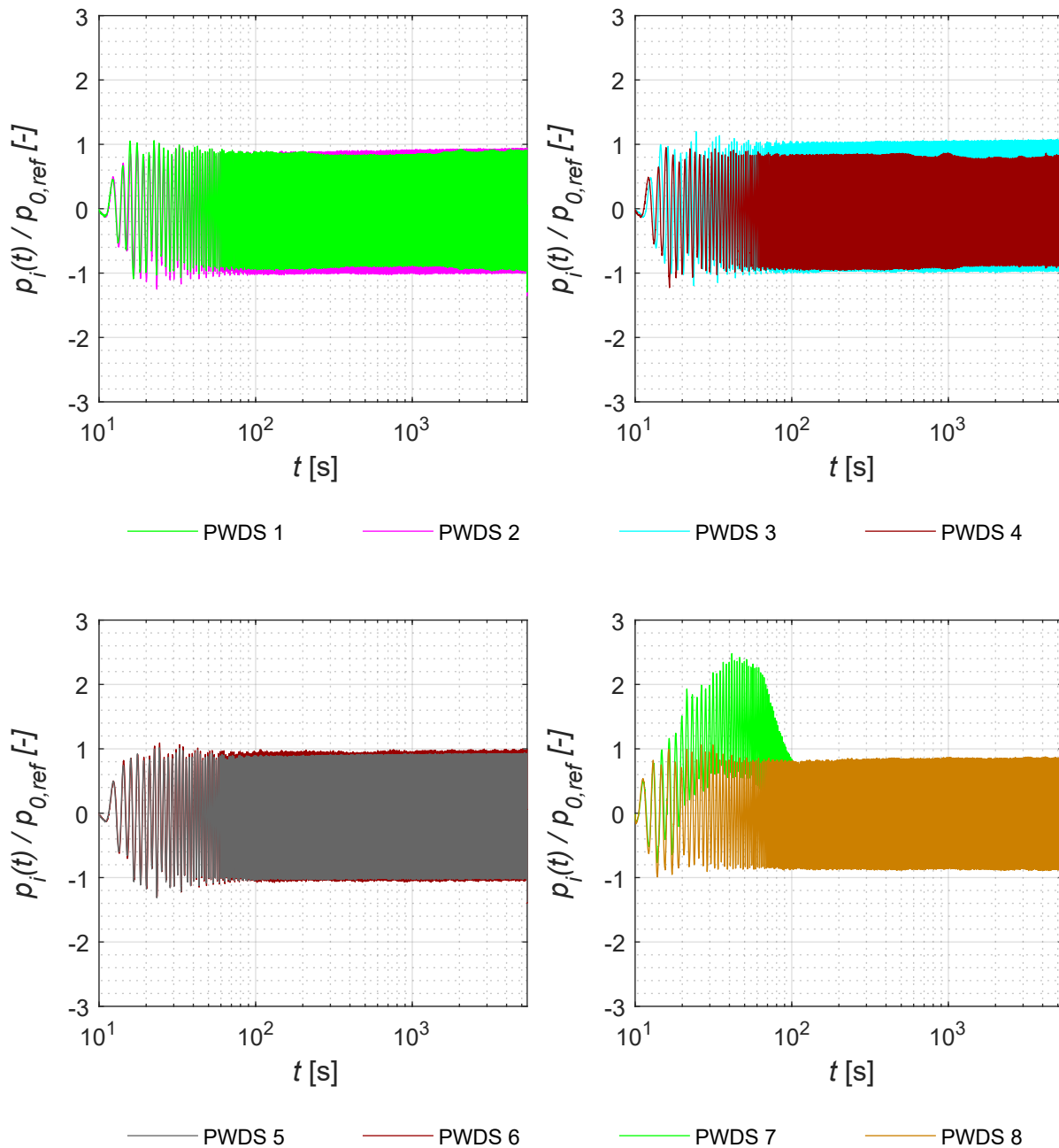


Abbildung C.33: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 17

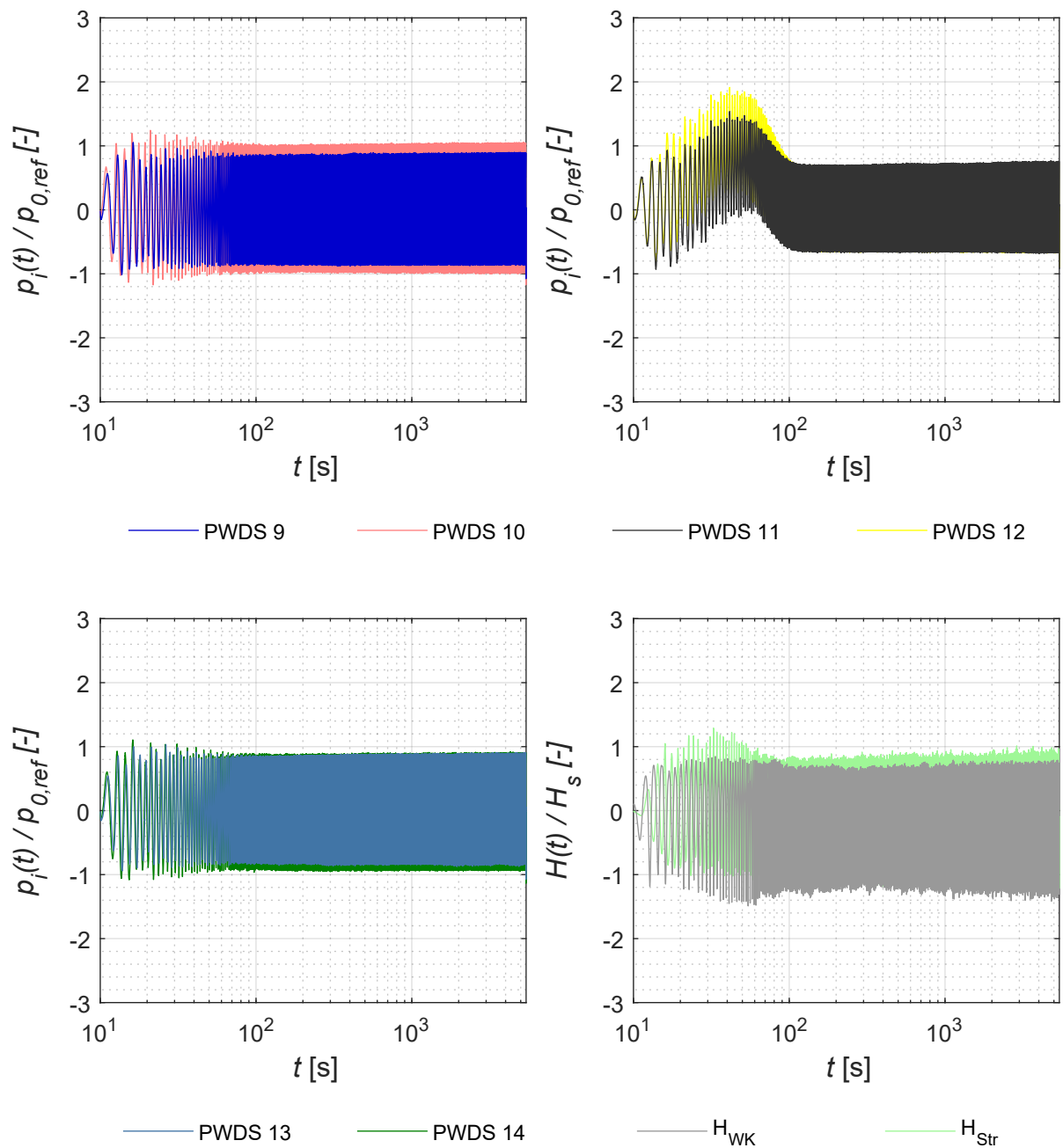


Abbildung C.34: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 17

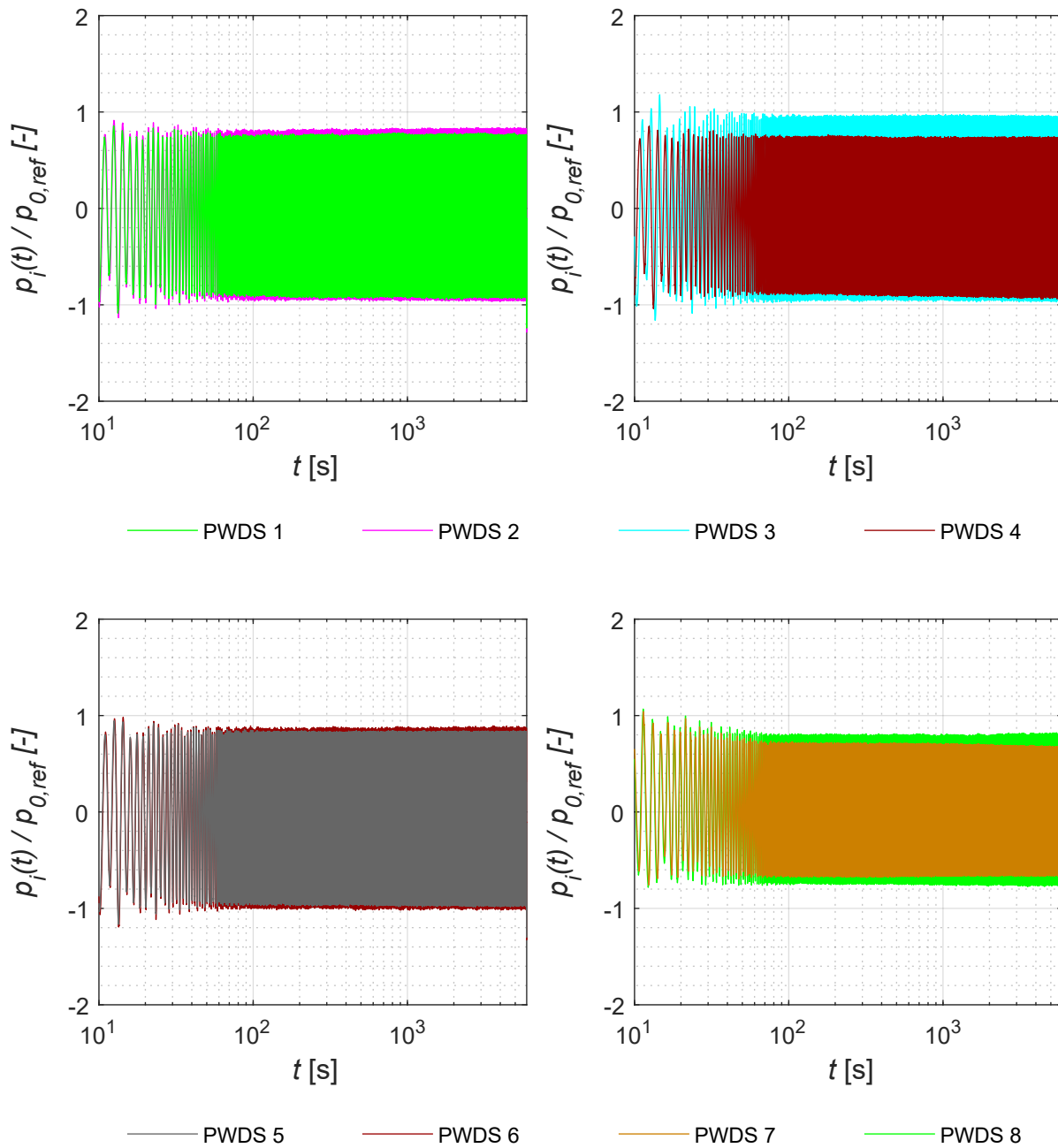


Abbildung C.35: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 18

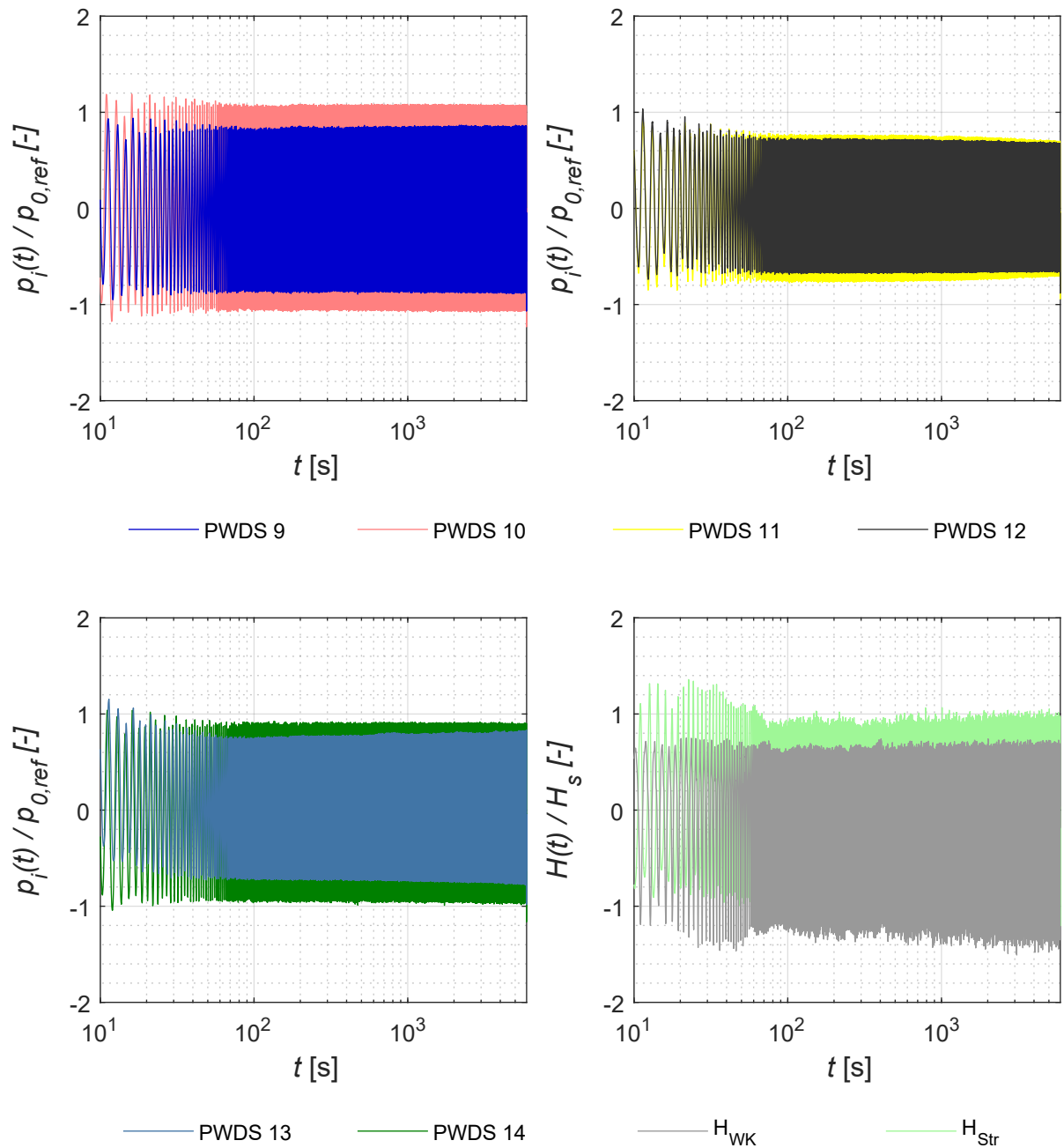


Abbildung C.36: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 18

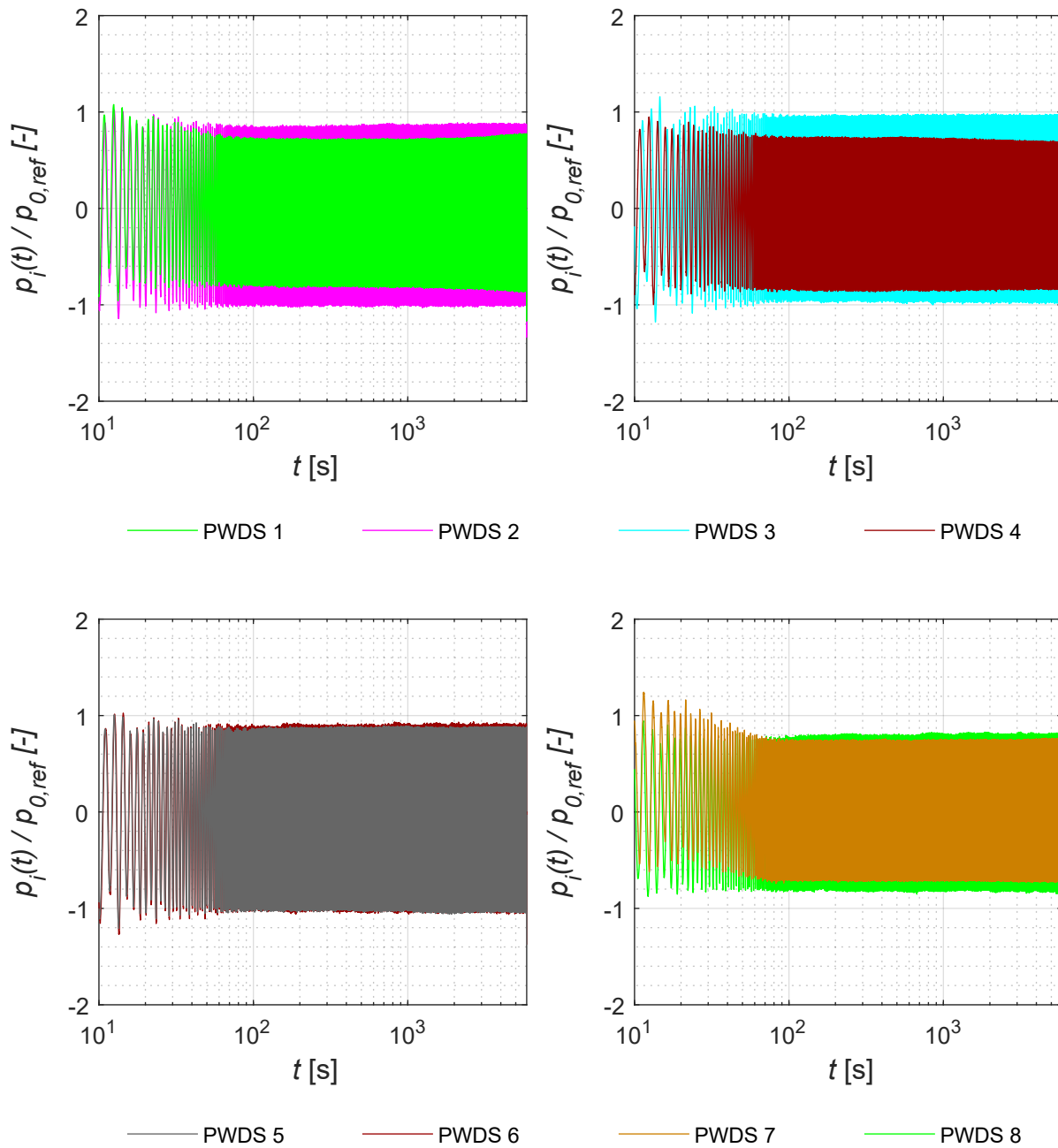


Abbildung C.37: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 19

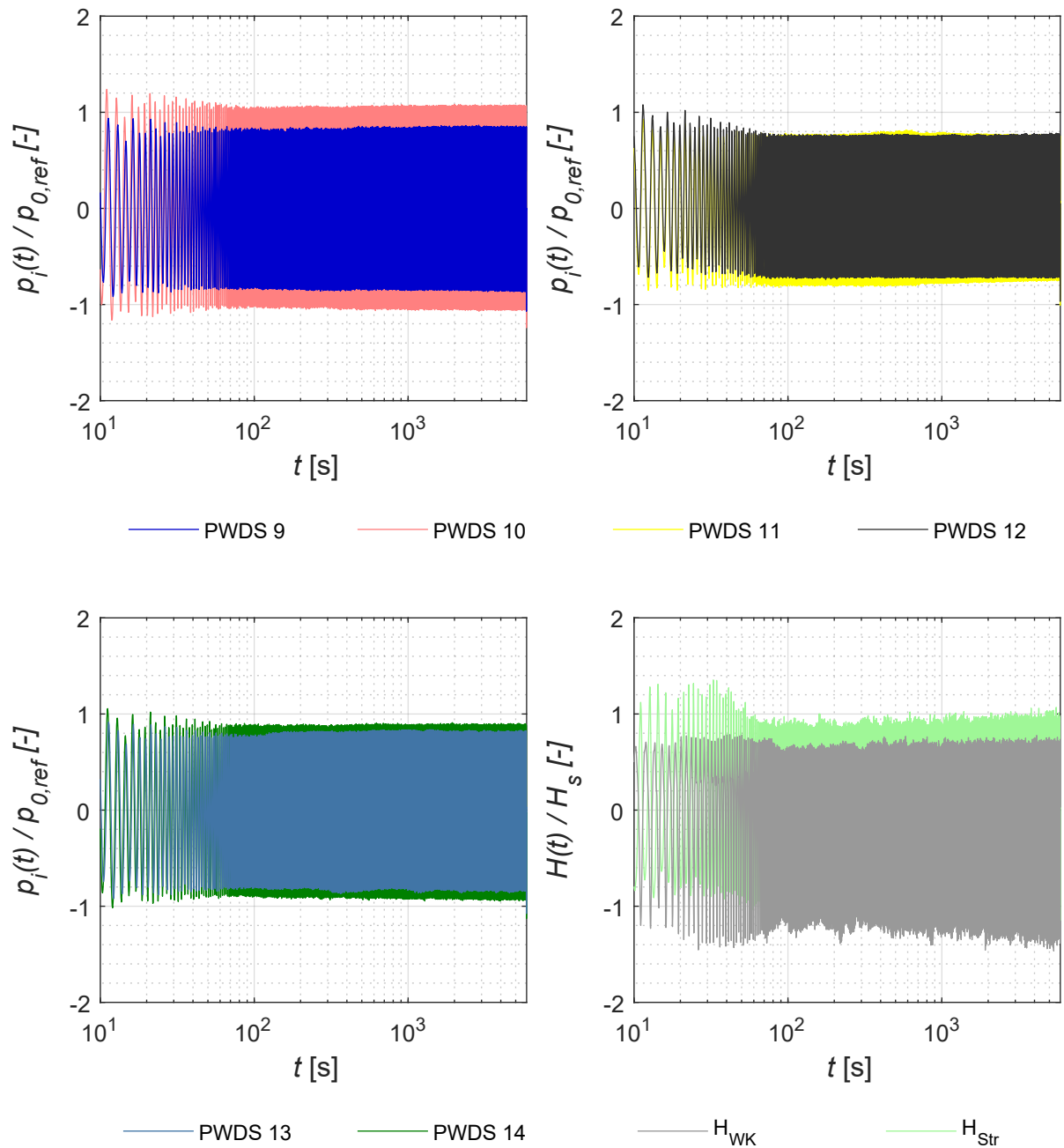


Abbildung C.38: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 19

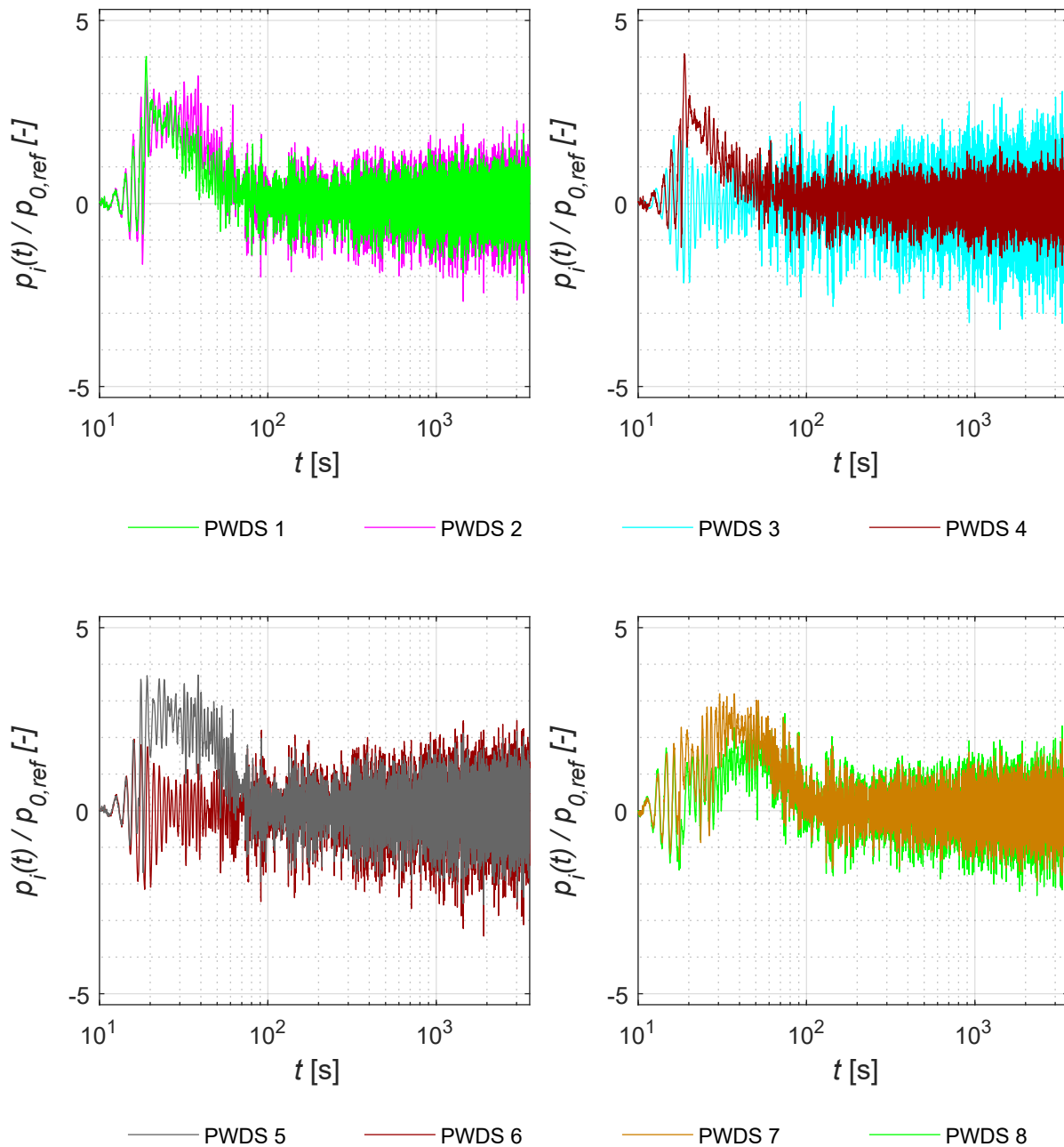


Abbildung C.39: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 20

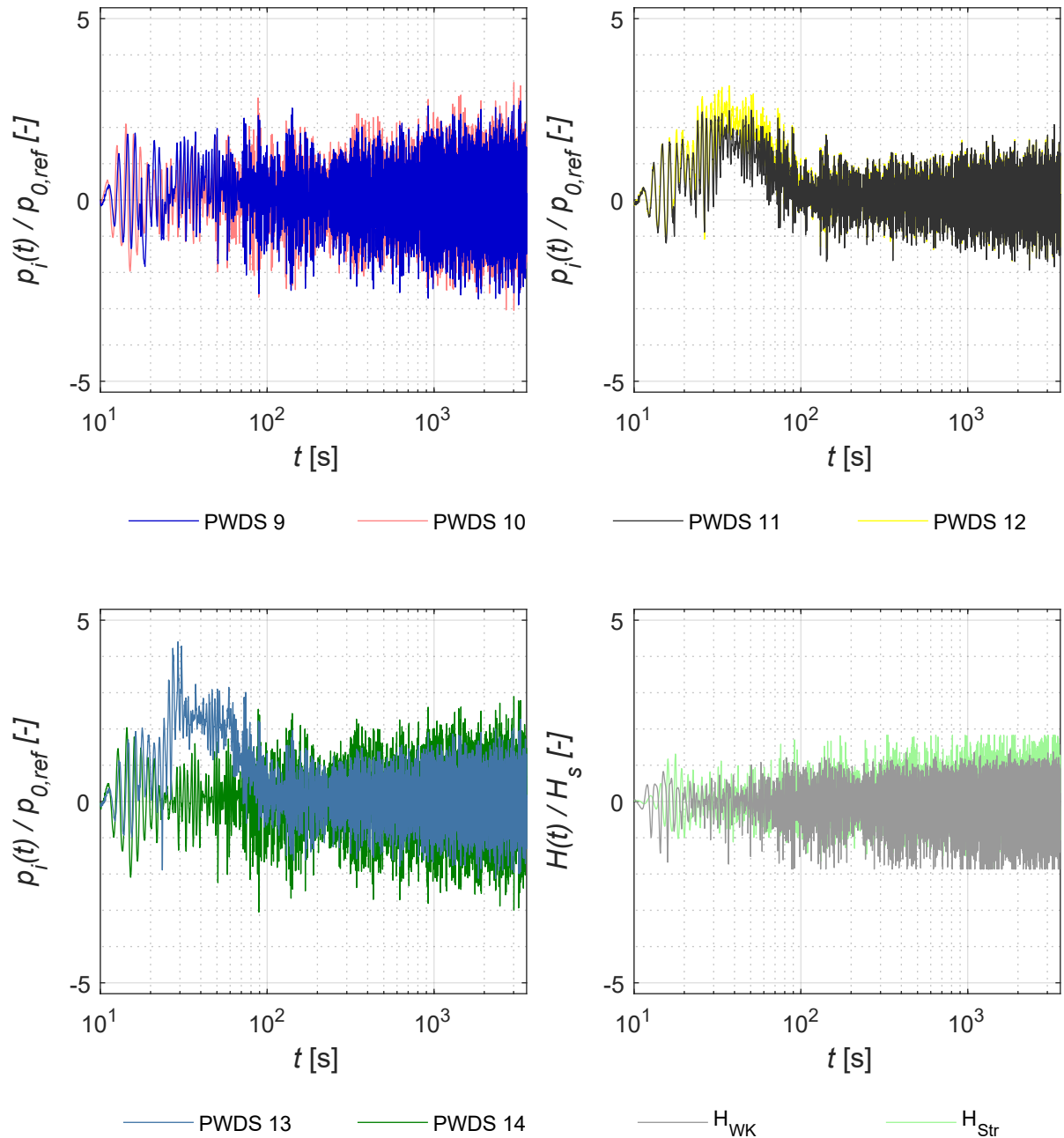


Abbildung C.40: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 20. Die Messwerte des Wellenklappensensors  $H_{WK}$  sind aufgrund fehlerhafter Einstellungen im Wellental z.T. gekappt.

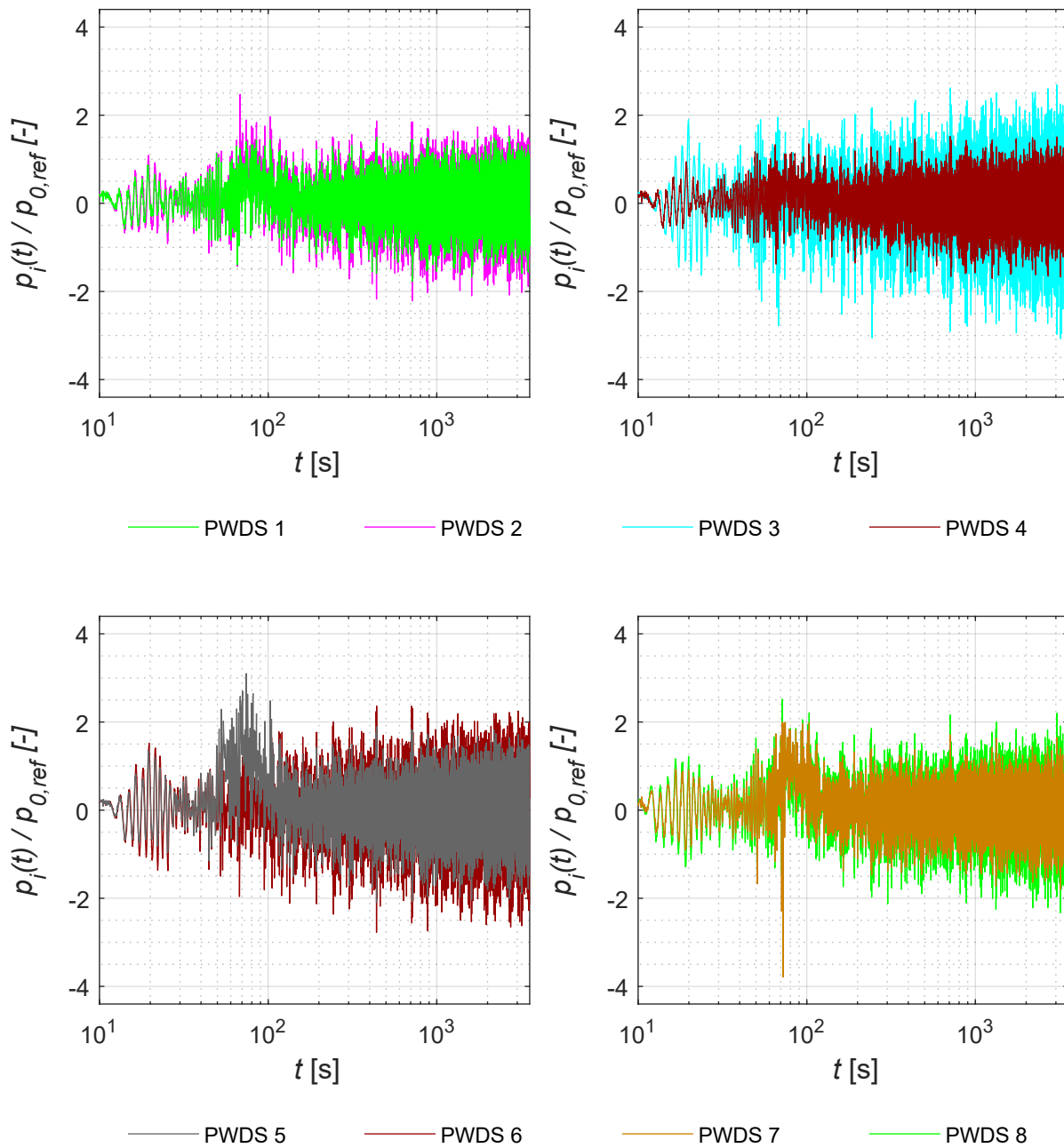


Abbildung C.41: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 21

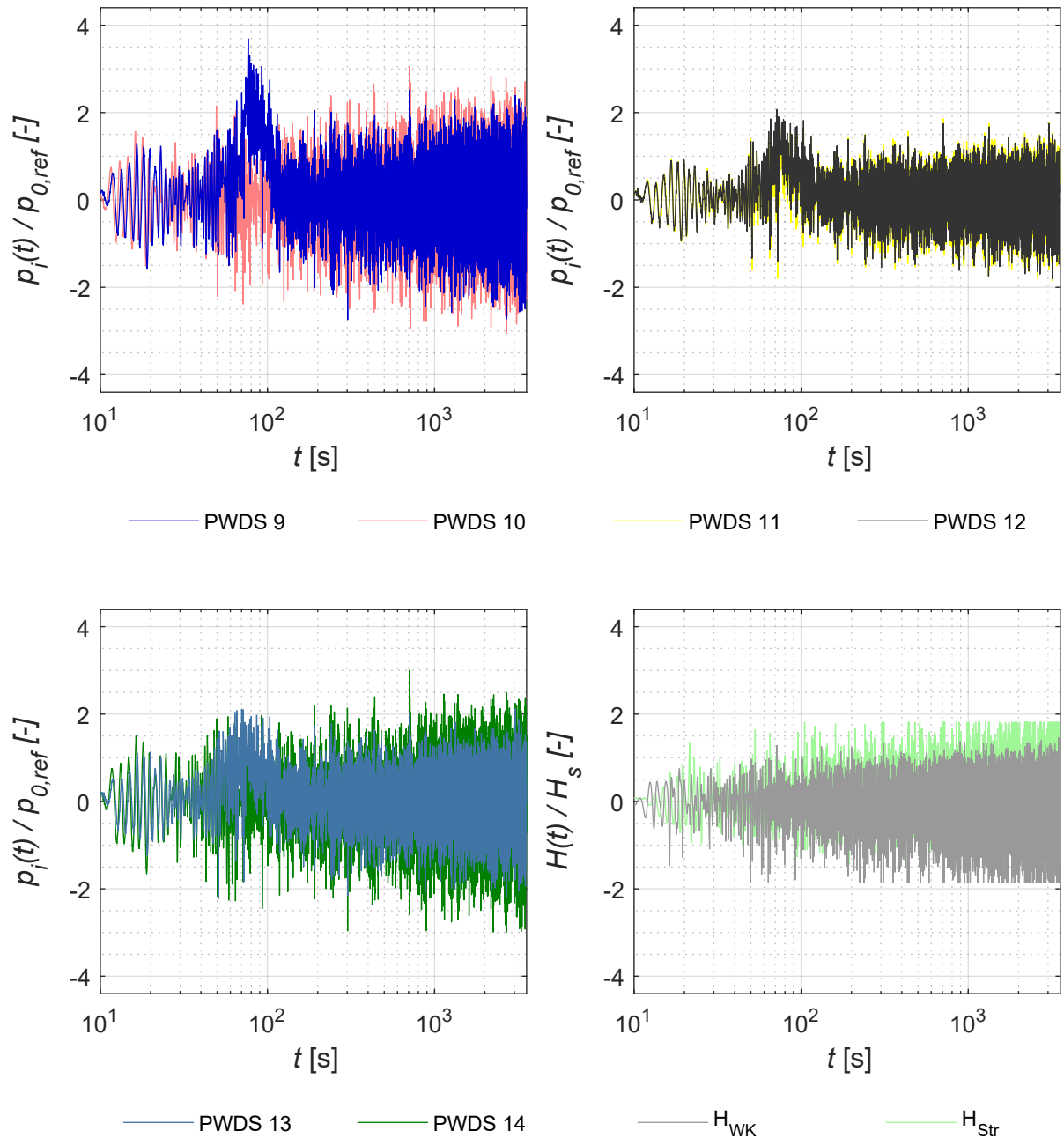


Abbildung C.42: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 21. Die Messwerte des Wellenklappensensors  $H_{WK}$  sind aufgrund fehlerhafter Einstellungen im Wellental z.T. gekappt.

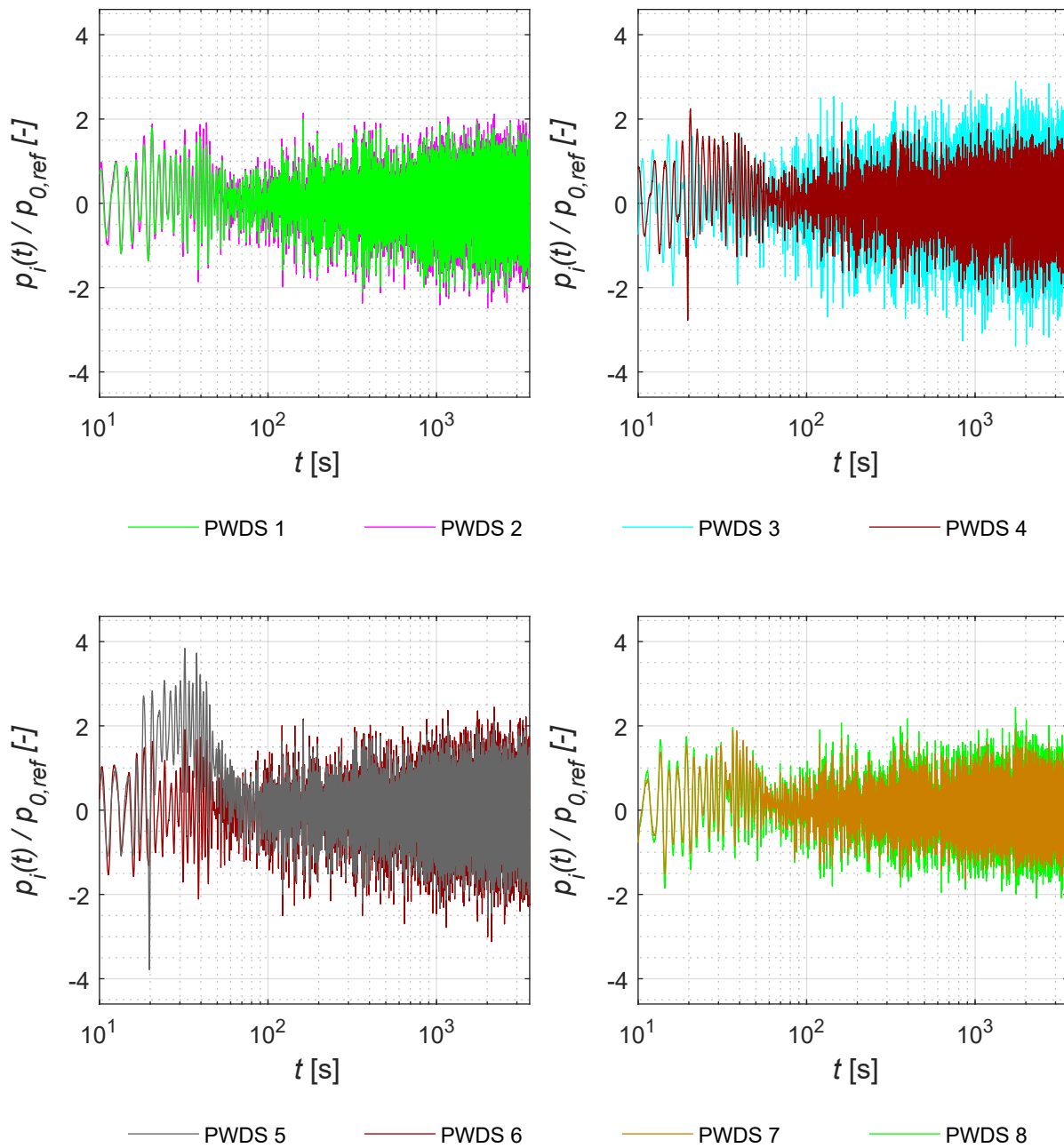


Abbildung C.43: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 22

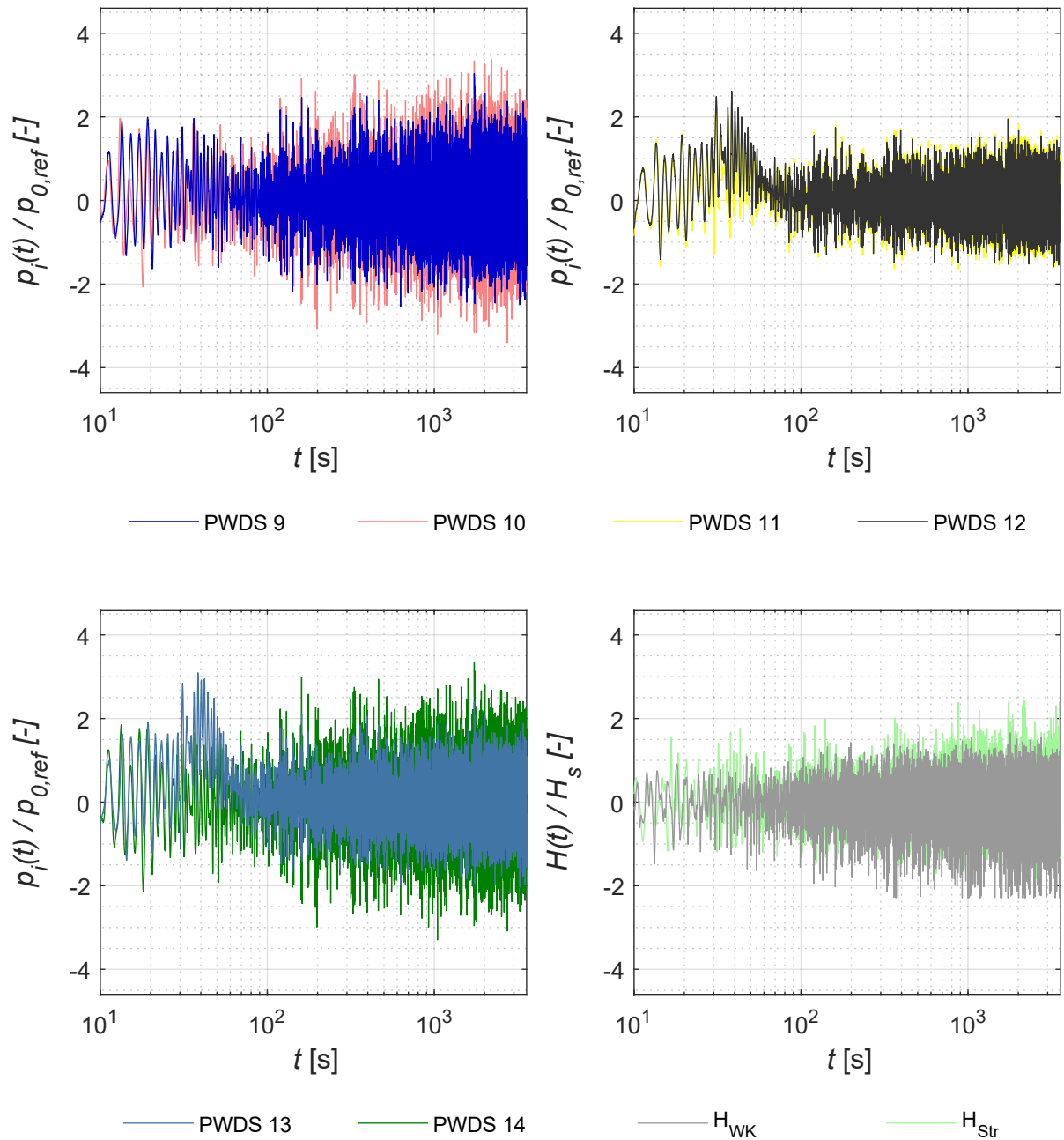


Abbildung C.44: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 22

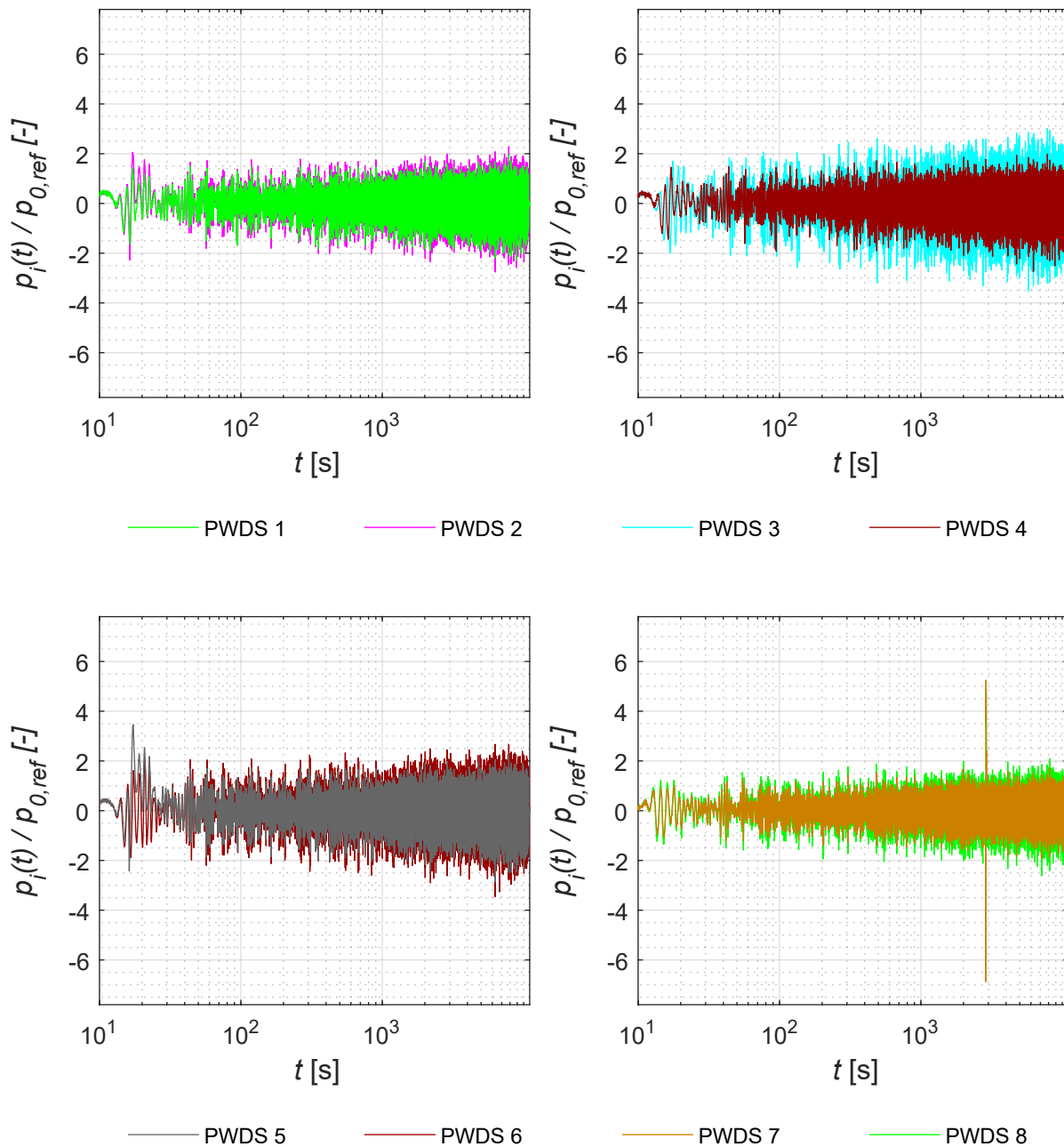


Abbildung C.45: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 23

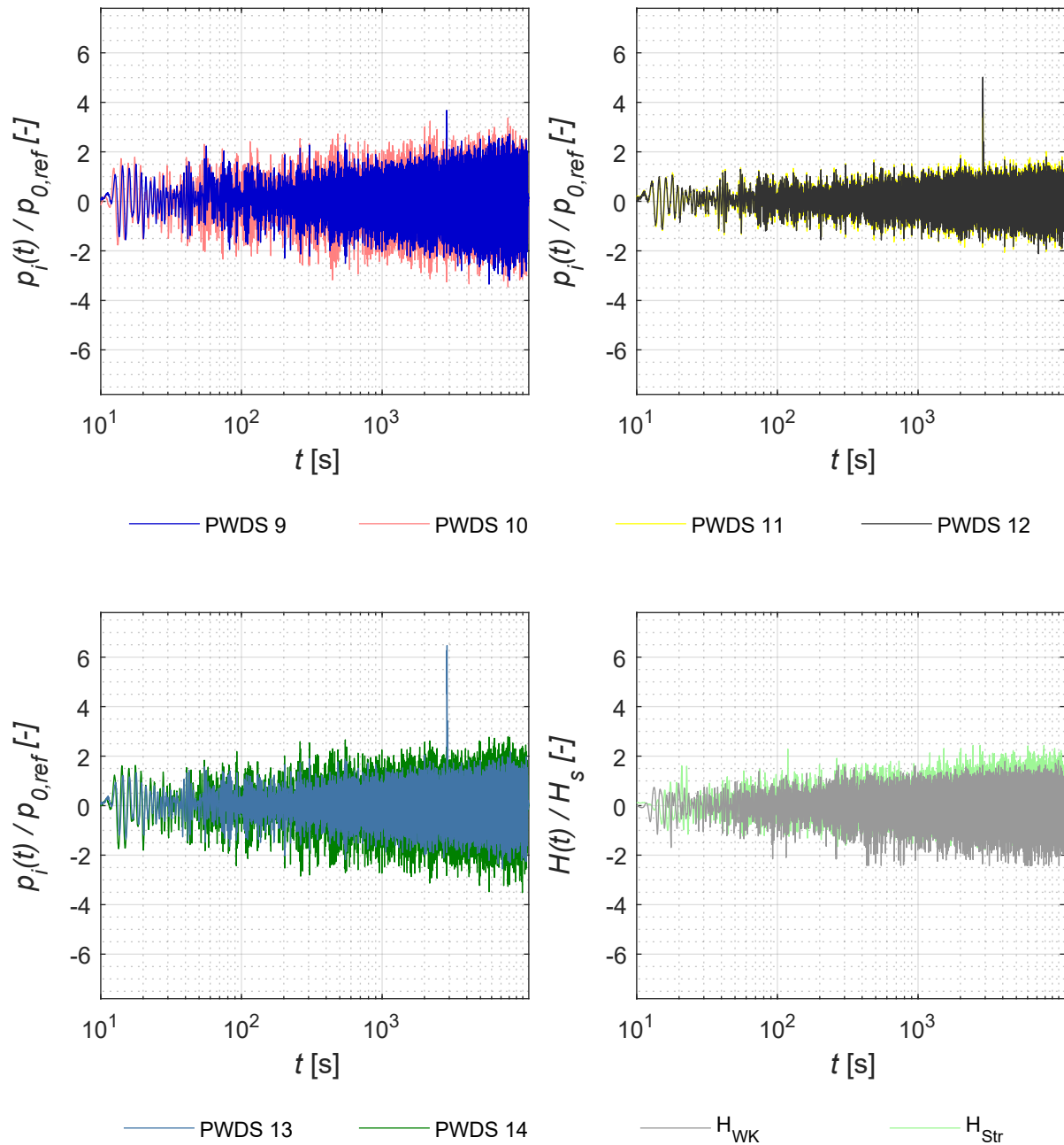


Abbildung C.46: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 23

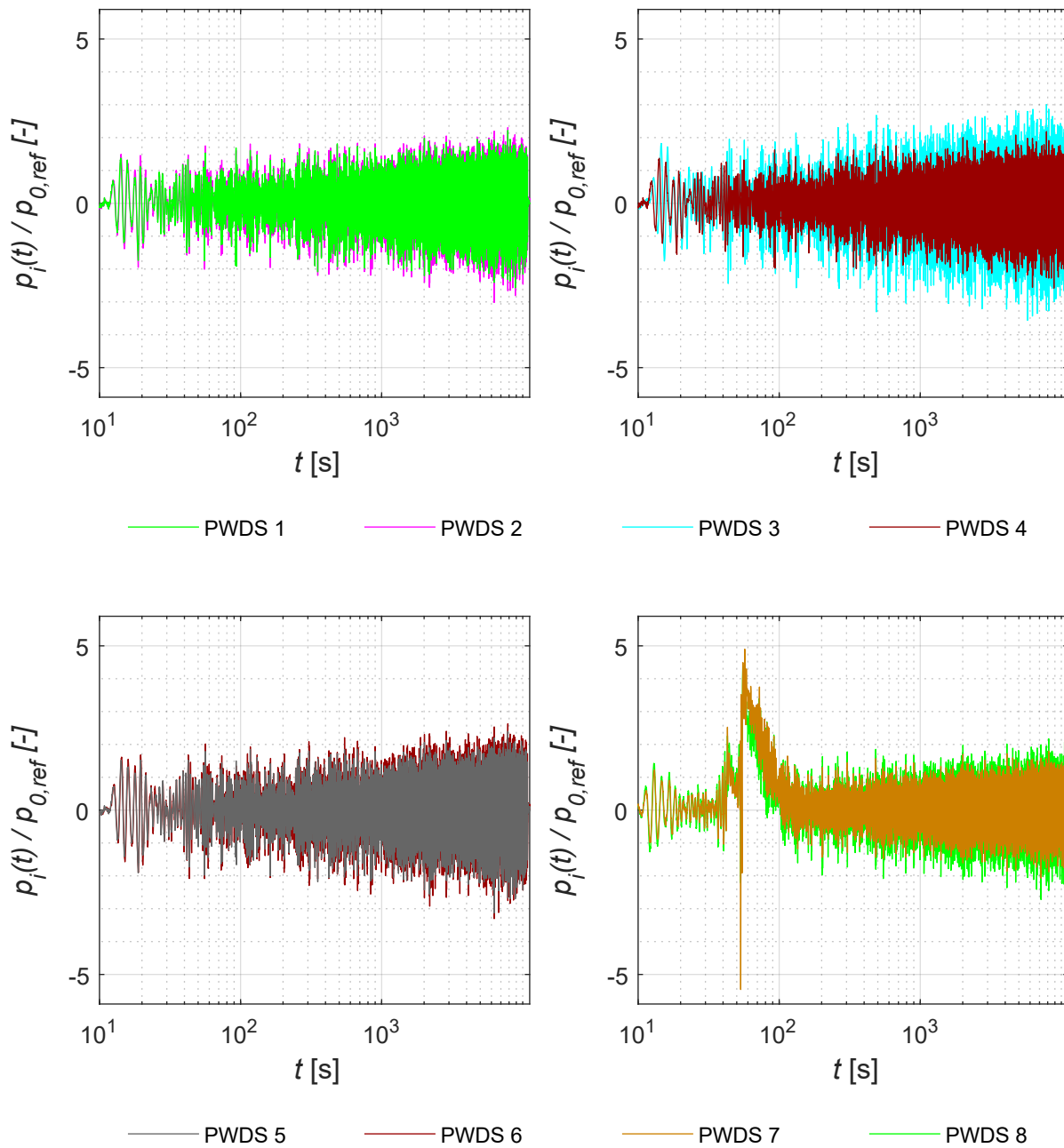


Abbildung C.47: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 24

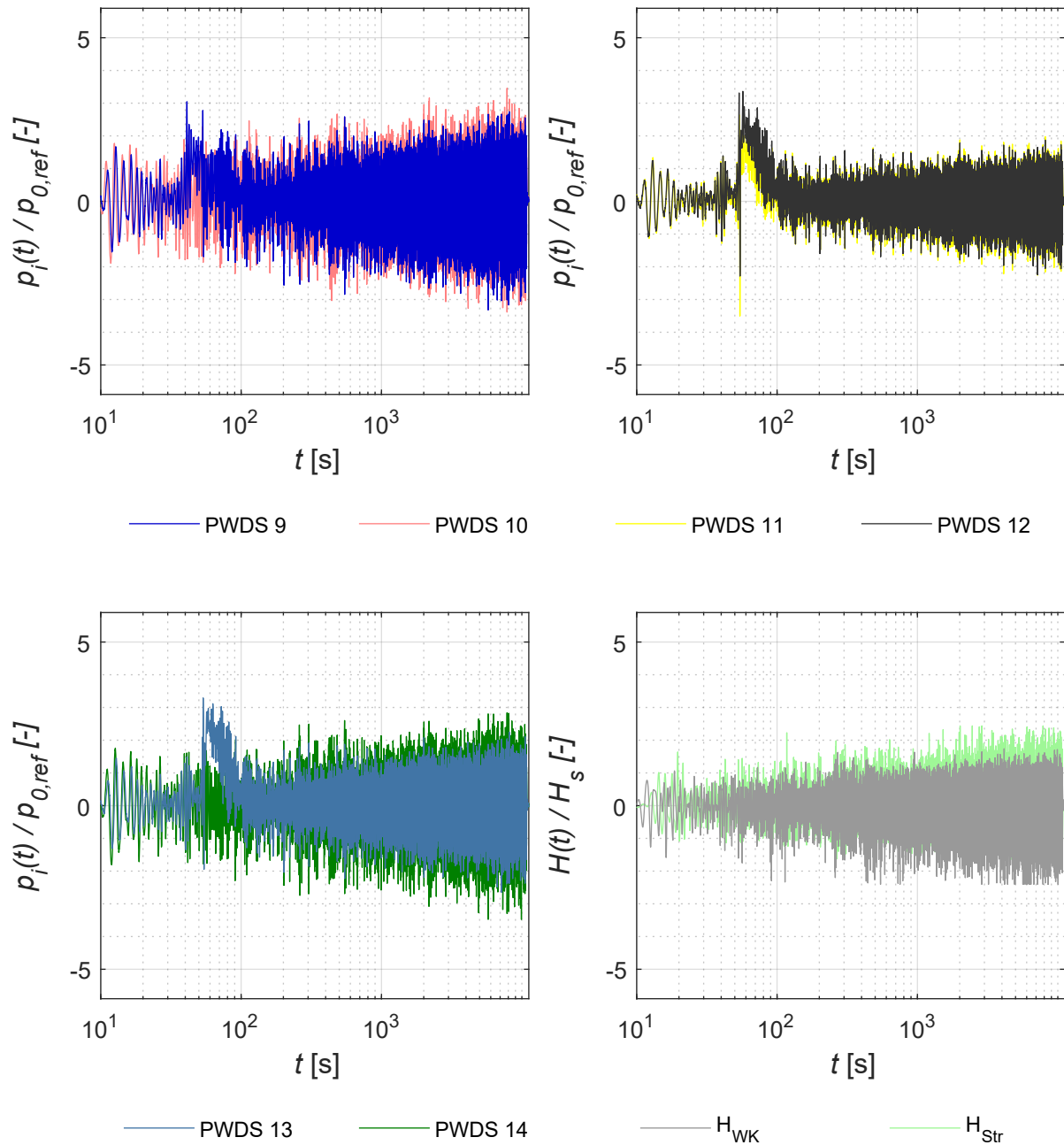


Abbildung C.48: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 24

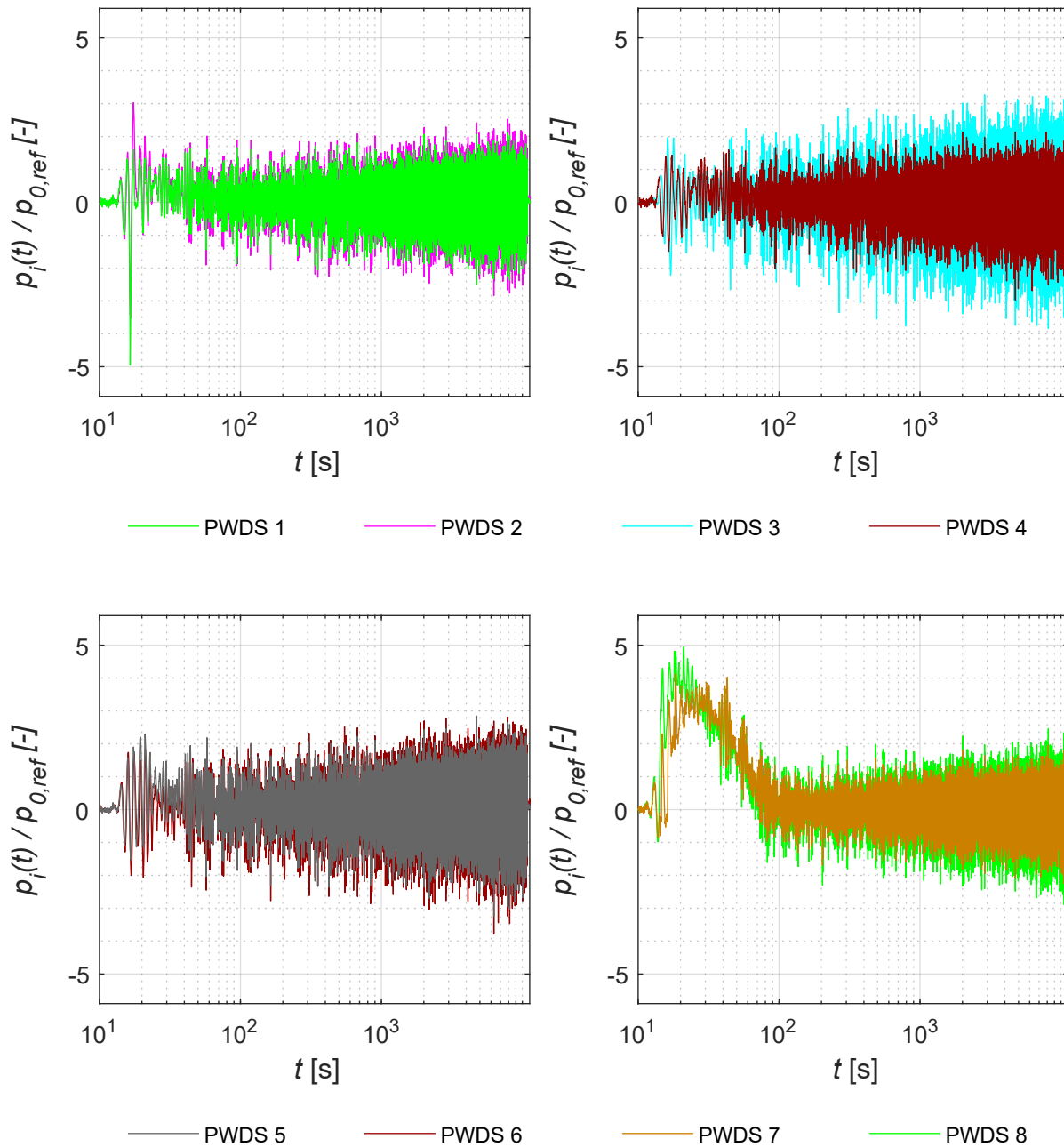


Abbildung C.49: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 25. Die Messwerte des Wellenklappensensors  $H_{WK}$  sind aufgrund fehlerhafter Einstellungen im Wellental z.T. gekappt.

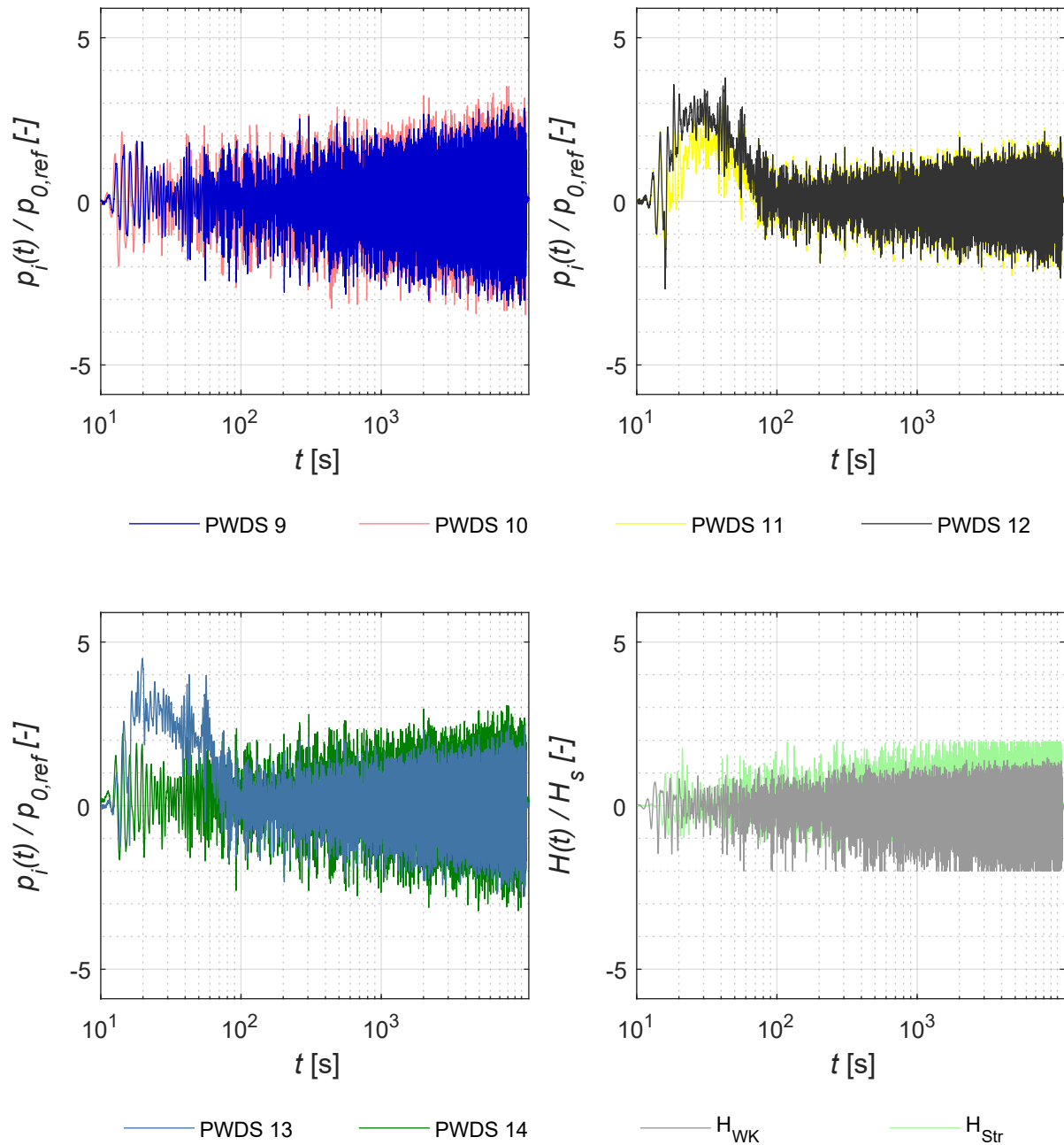


Abbildung C.50: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 25

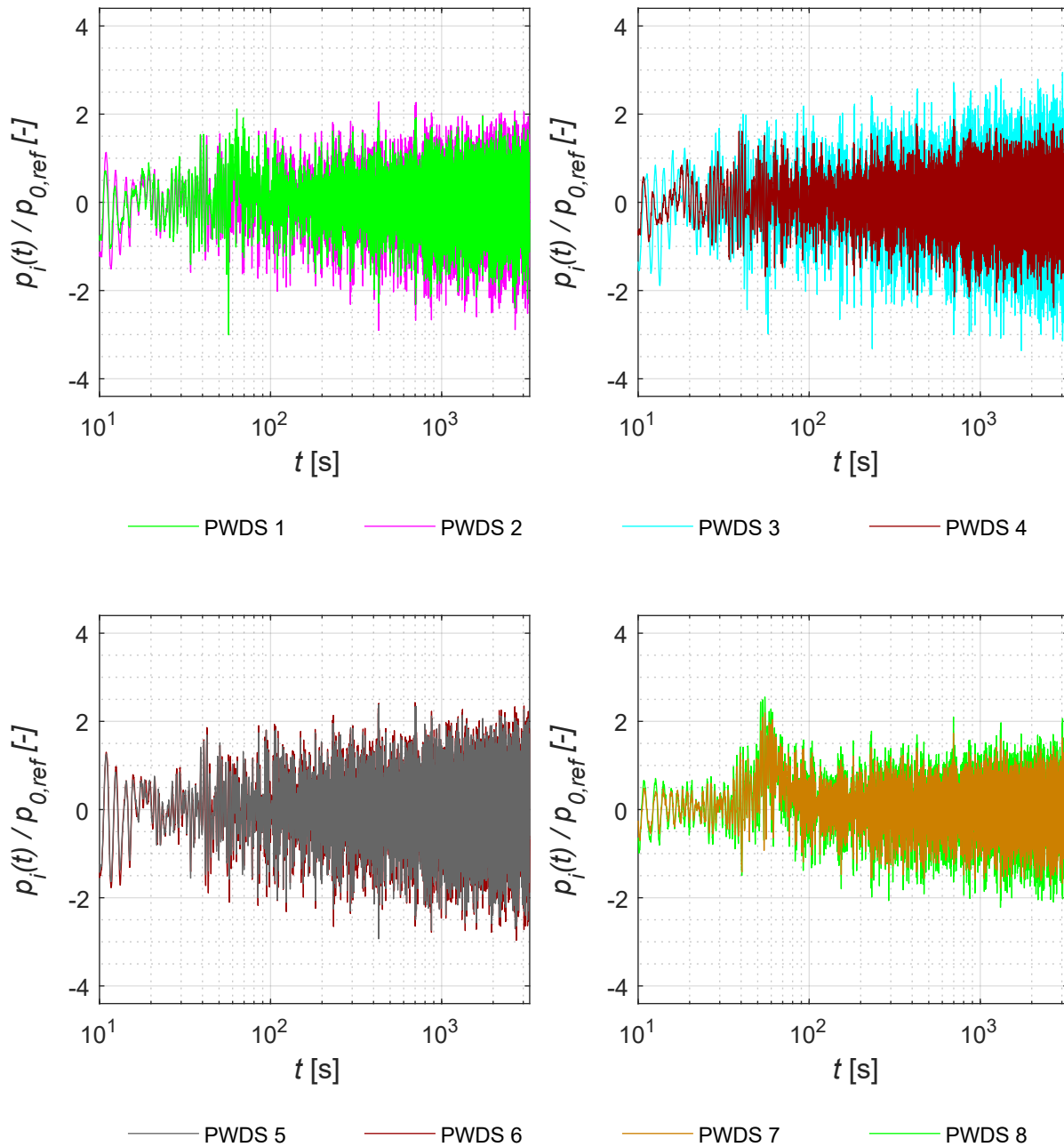


Abbildung C.51: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 26. Die Messwerte des Wellenklappensensors  $H_{WK}$  sind aufgrund fehlerhafter Einstellungen im Wellental z.T. gekappt.

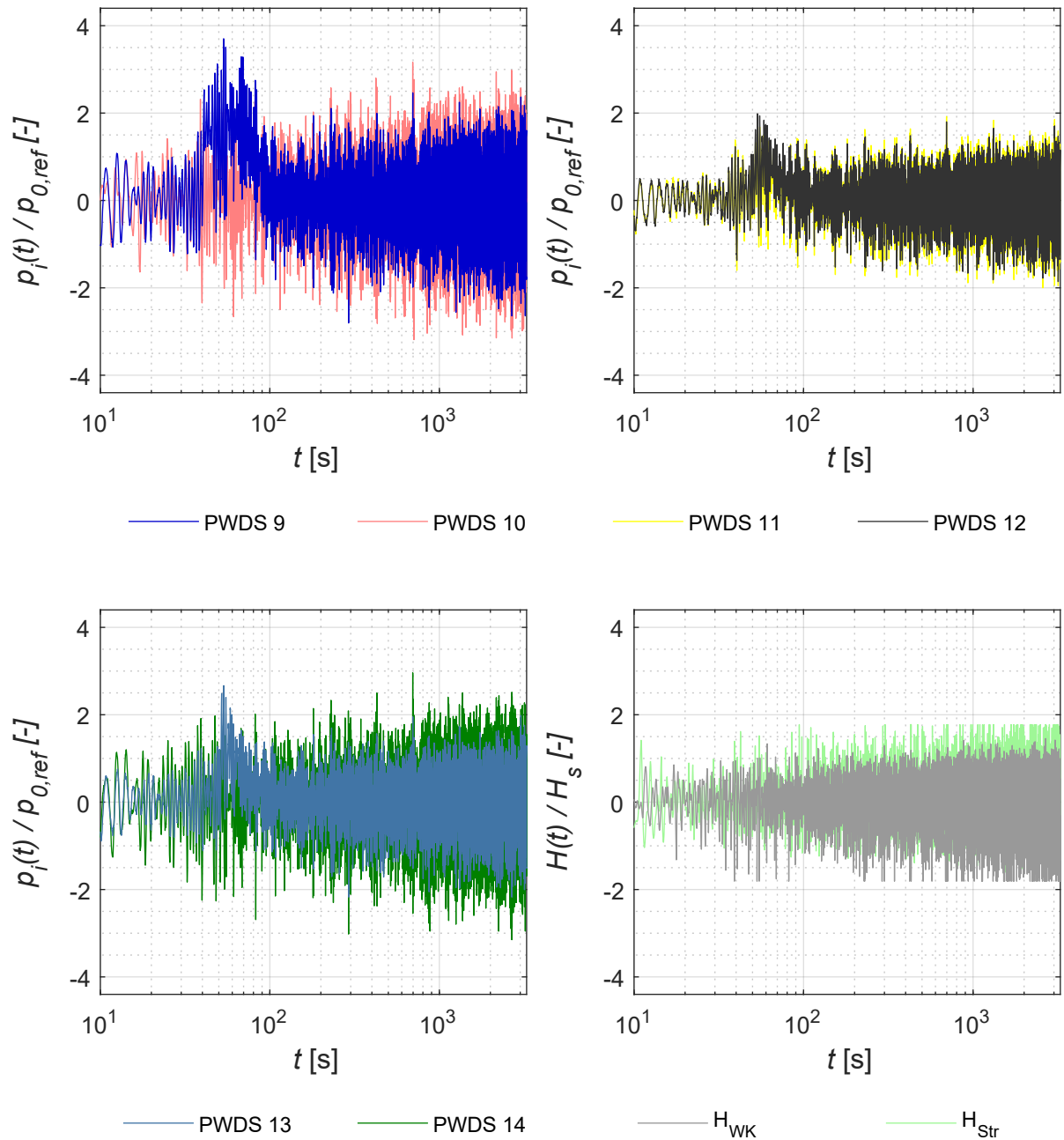


Abbildung C.52: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 26

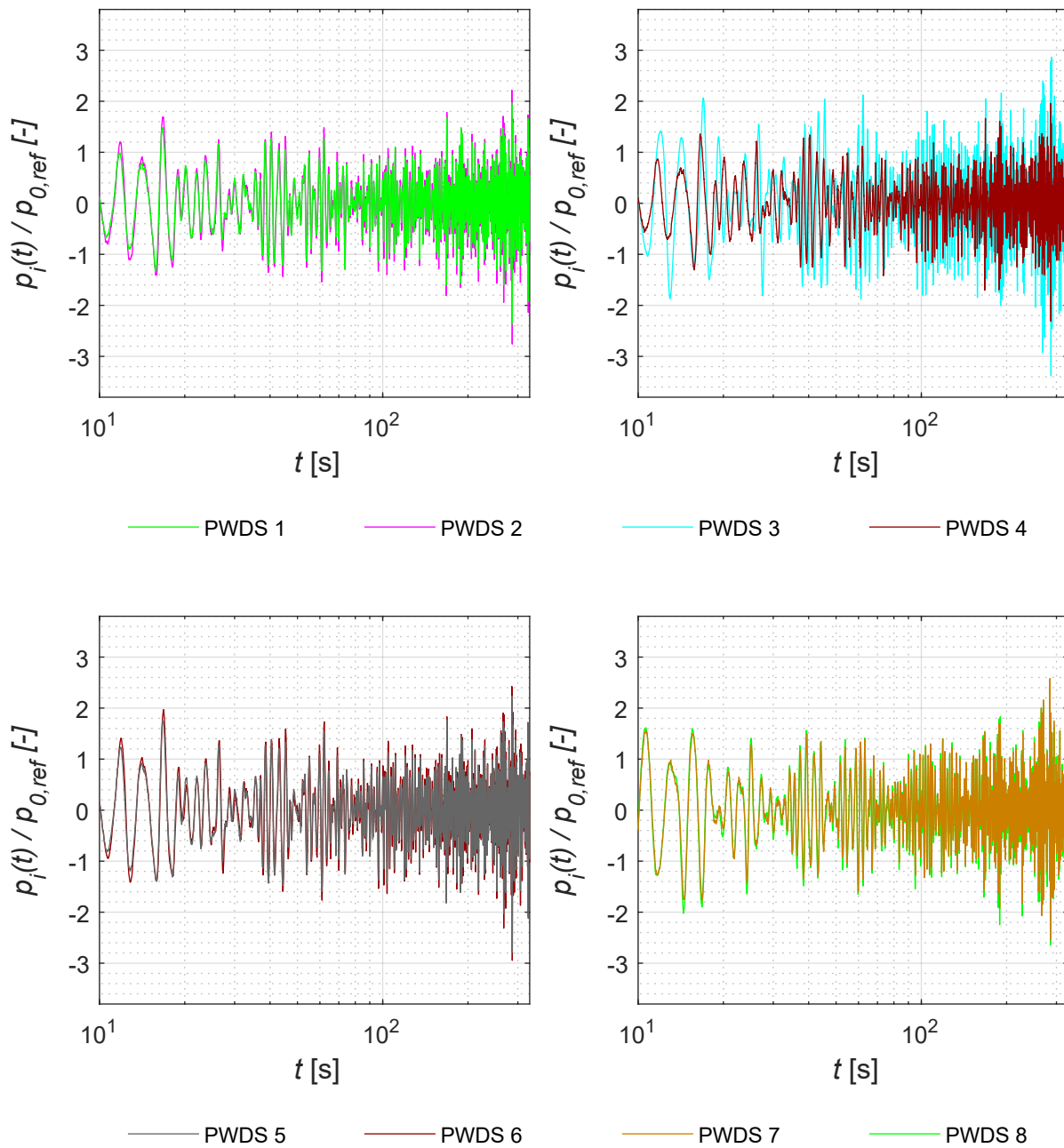


Abbildung C.53: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 27

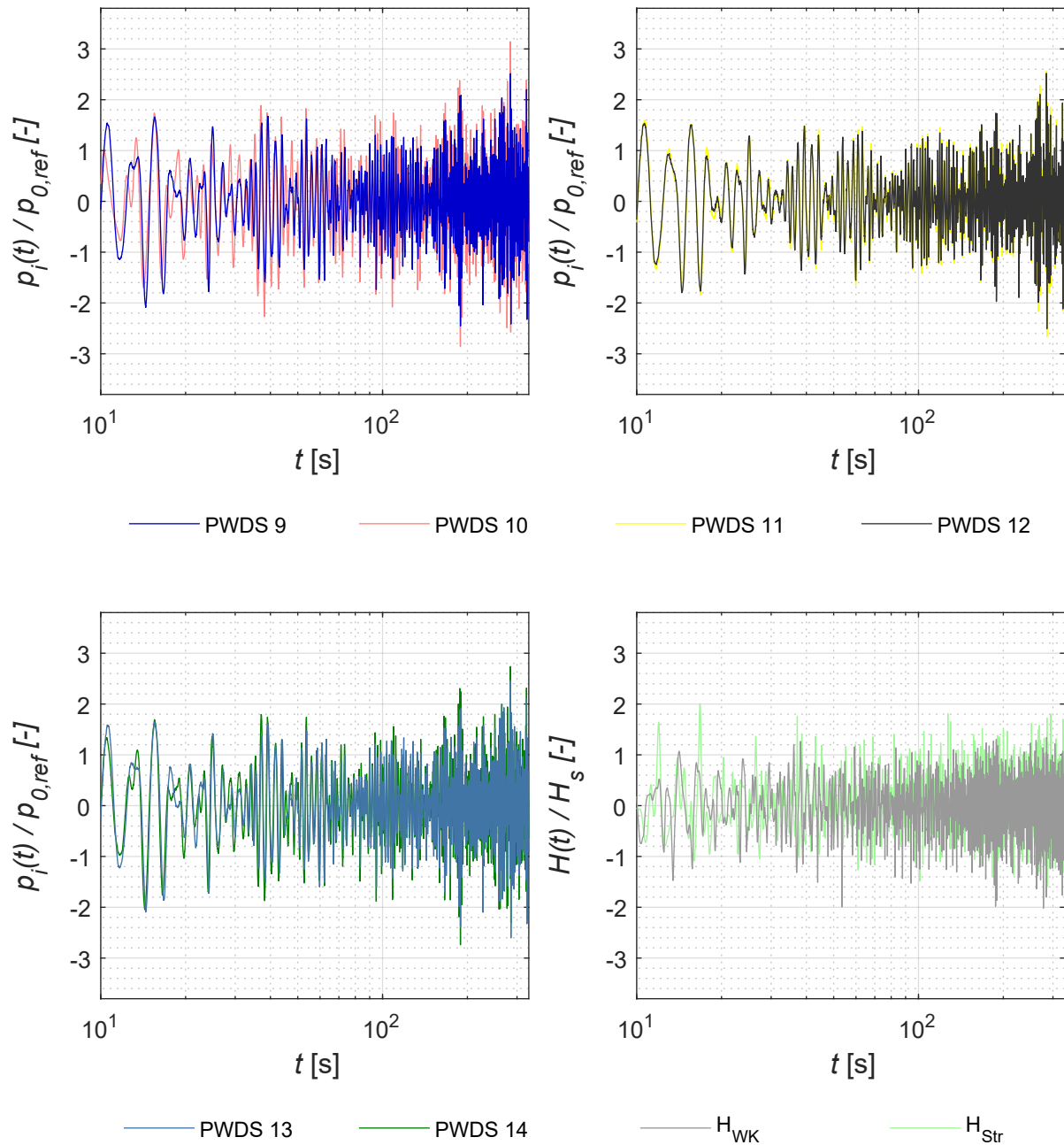


Abbildung C.54: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 27

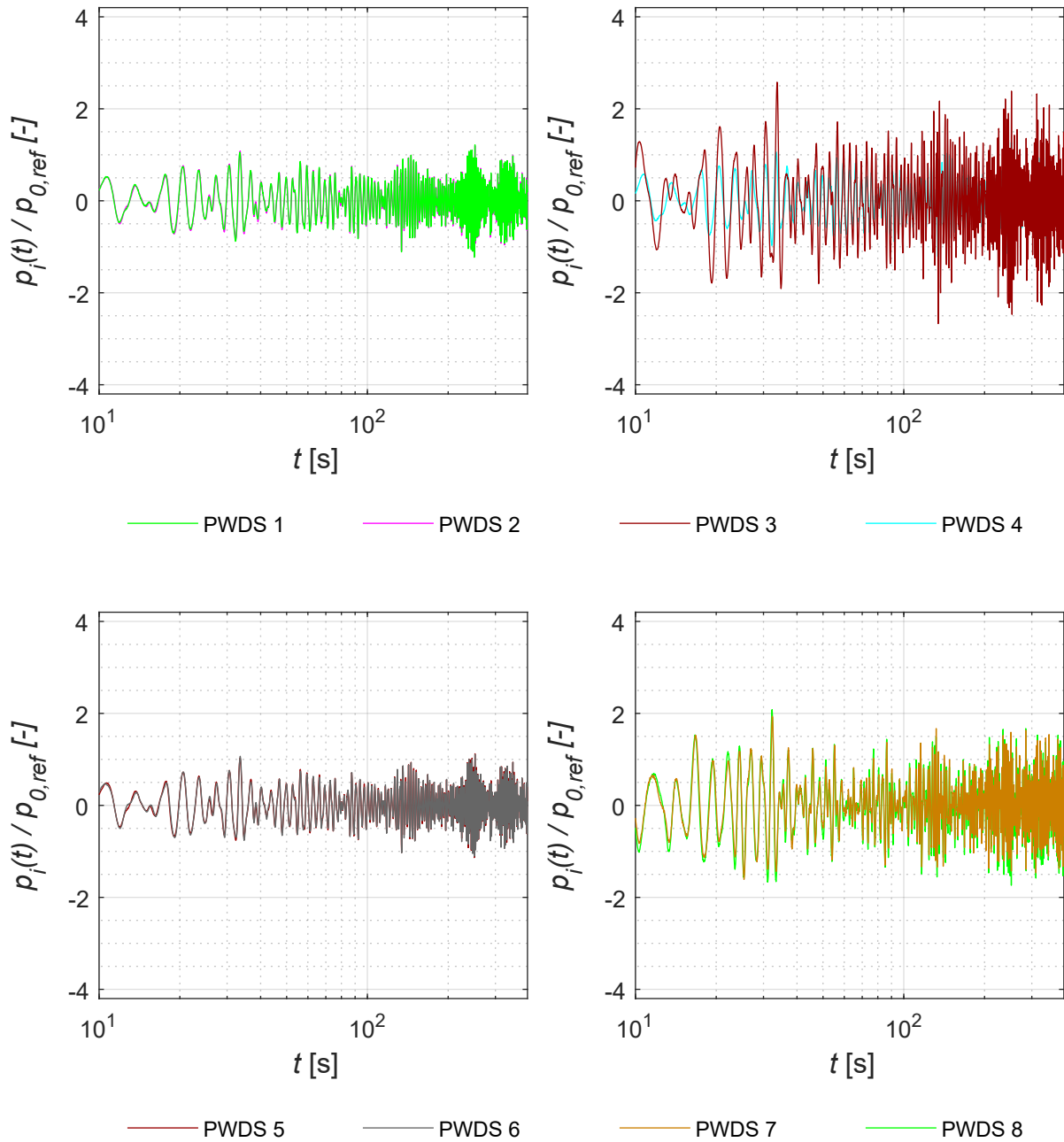


Abbildung C.55: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 28

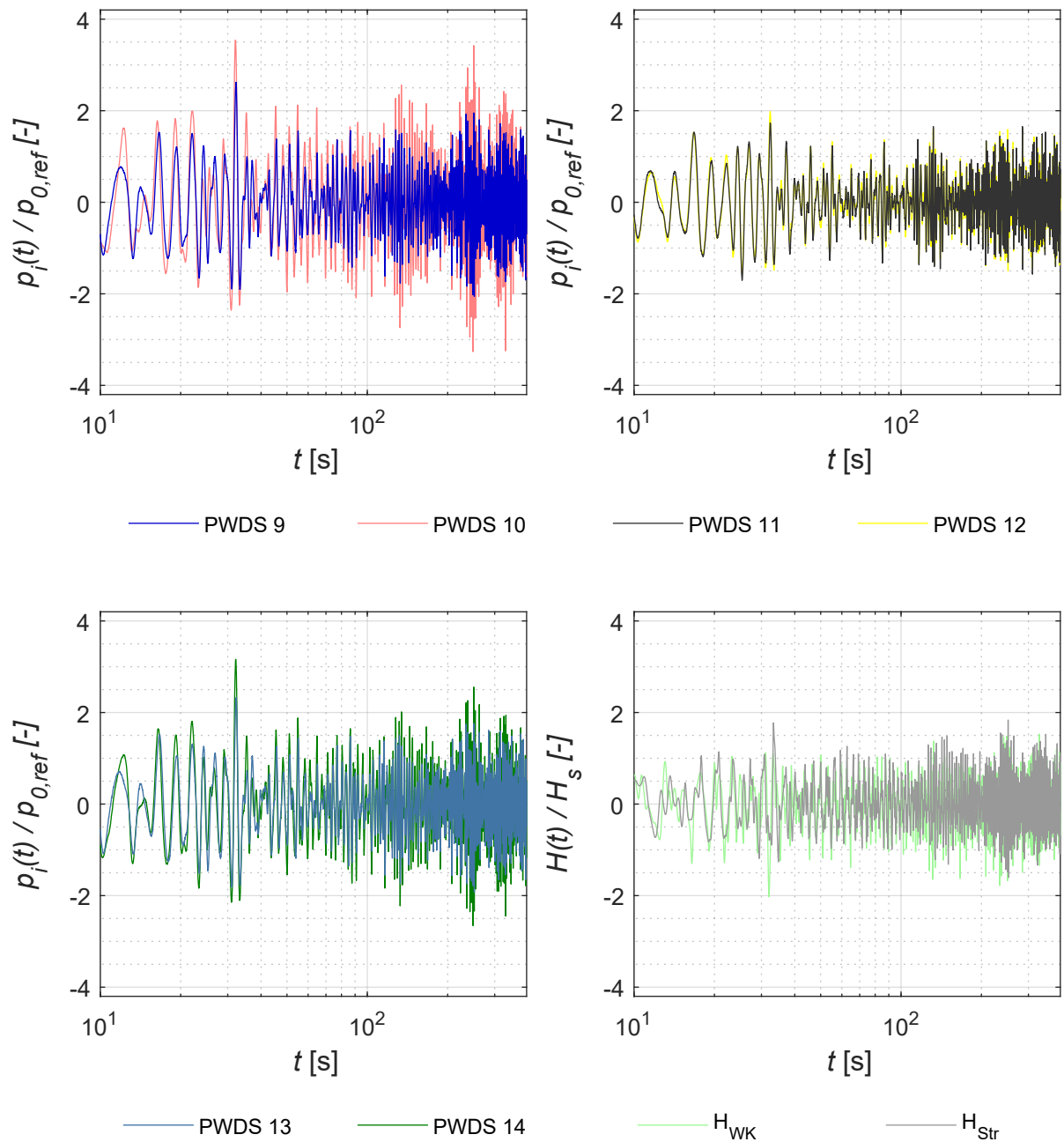


Abbildung C.56: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 28

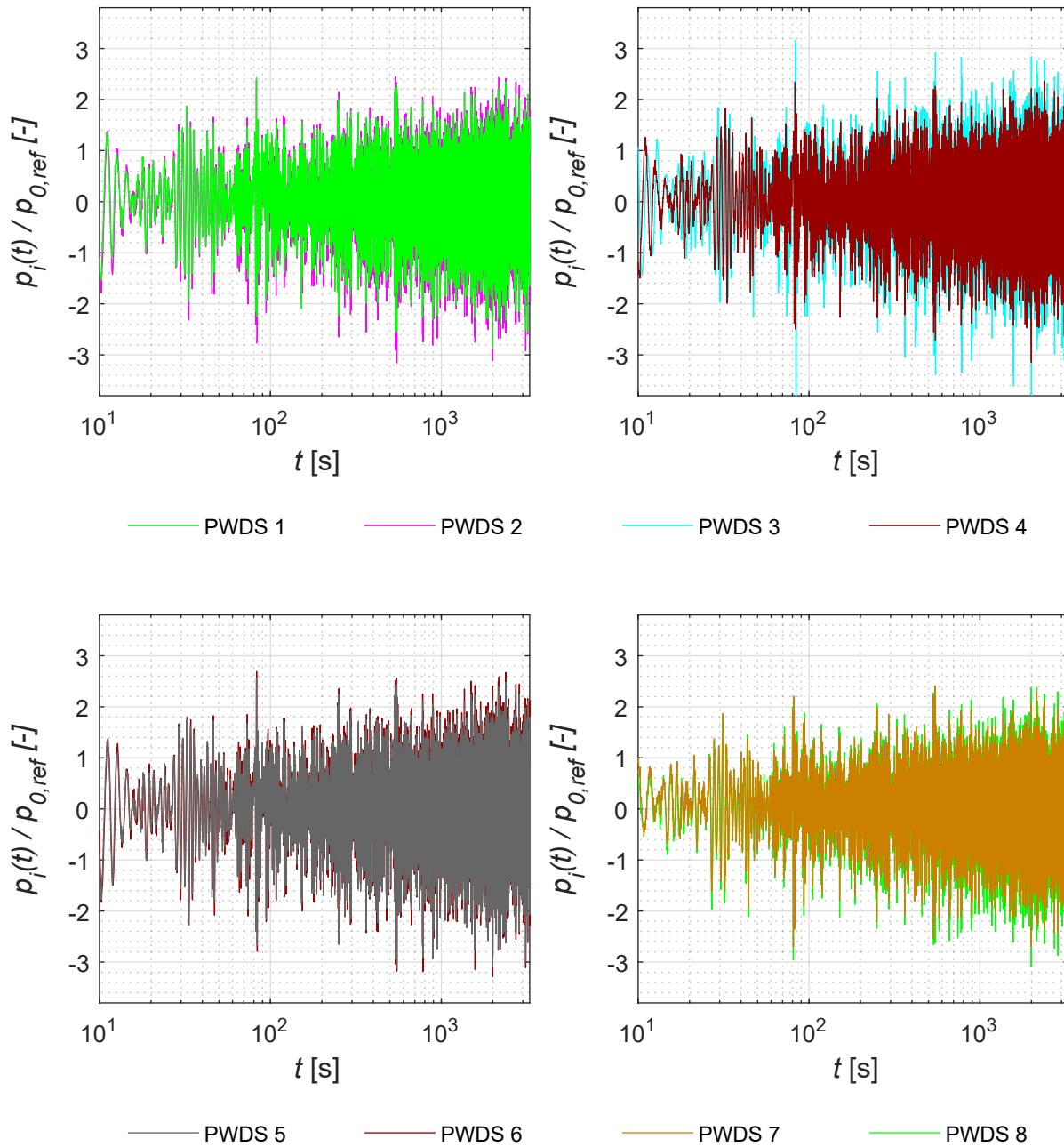


Abbildung C.57: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 1 bis PWDS 8 des Versuchs Nr. 29

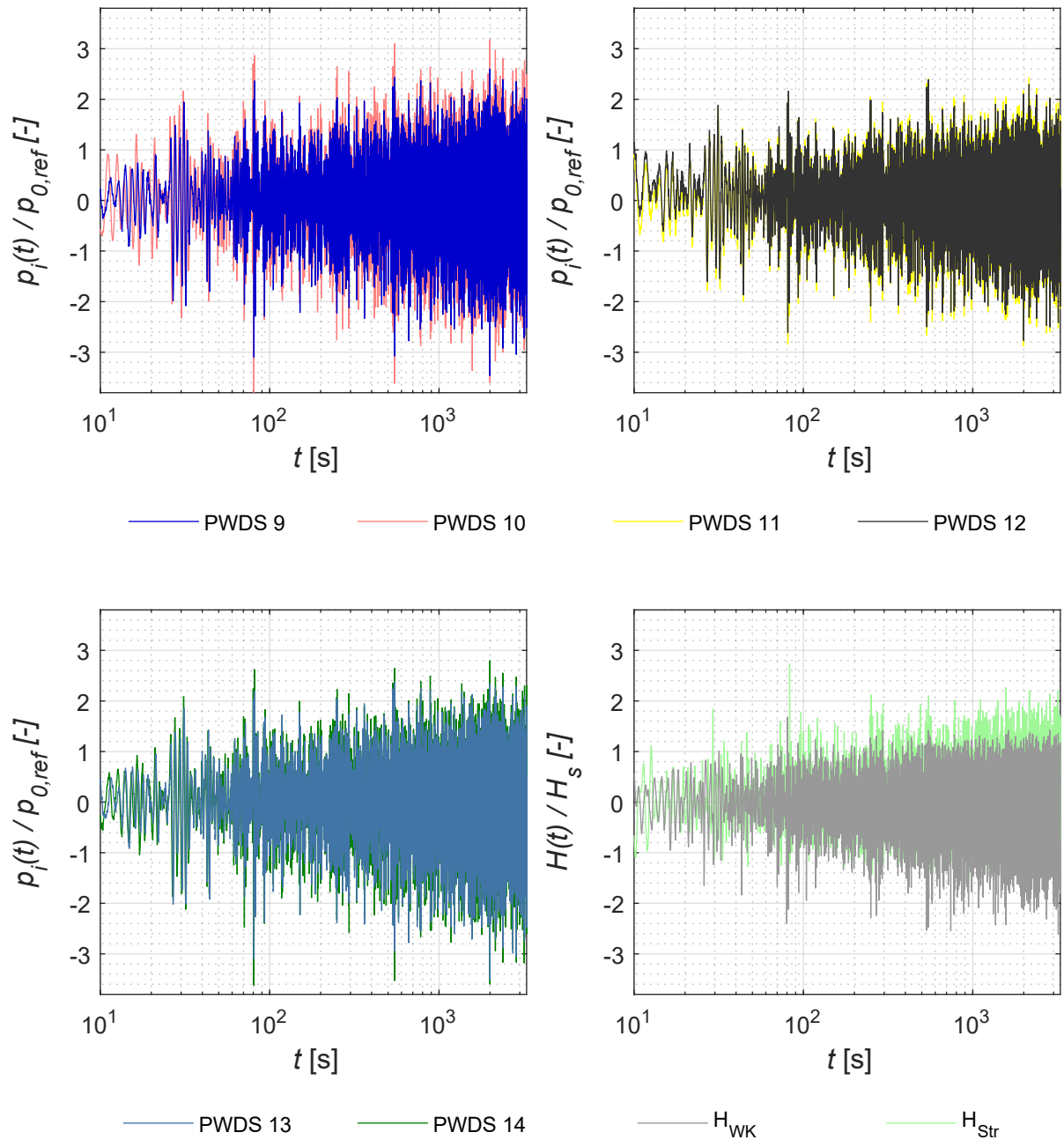


Abbildung C.58: Normierte Porenwasserdrücke  $p_i(t)/p_{0,ref}$  der Sensoren PWDS 9 bis PWDS 14 und normierte Wellenhöhe  $H(t)/H_m$  der beiden Versuchsabschnitte *Wellenklappe* (WK) und *Strand* (Str) des Versuchs Nr. 29