Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Empfehlungen A

Äußere Belastung als Grundlage für Planung und Bemessung von Küstenschutzwerken

Inhalt

1. Einführung 4

2. Wasserstände und Sturmfluten 5
2.1 Allgemeines 5
2.2 Wasserstände 7
2.2.1 Tidebewegung in der Nordsee 7
2.2.2 Beckenschwingungen in der Ostsee 9
2.3 Sturmfluten 12
2.3.1 Sturmflutwasserstände 12
2.3.2 Eintrittswahrscheinlichkeit von Sturmflutwasserständen 15
2.3.3 Klassifizierung der Sturmflutwasserstände nach Höhe und Eintrittshäufigkeit . . 16
2.3.4 Verweilzeiten von Sturmflutwasserständen 17
2.4 Bemessungswasserstände für Küstenschutzwerke 19
2.4.1 Allgemeines 19
2.4.2 Bemessungswasserstände an der Nordseeküste von Schleswig-Holstein 19
2.4.3 Bemessungswasserstände an der Nordseeküste von Niedersachsen 21
2.4.4 Bemessungswasserstände an Elbe, Weser und Ems 22
2.4.5 Bemessungswasserstände an der Ostsee 23

3. Seegang und Brandung 25
3.1 Einführung 25
3.2 Anmerkungen zu Wellentheorien 28
3.2.1 Allgemeines 28
3.2.2 Deterministische Wellentheorien, Überblick 28
3.2.2.1 Lineare Wellentheorie kleiner Amplitude (Airy/Laplaçe) 33
3.2.2.2 Theorien endlicher Amplitude (Stokessche Wellentheorien) 33
3.2.2.3 Cnoidale Wellentheorie und Theorie der Einzelwelle 36
3.2.2.4 Trochoidale Wellentheorie 37
3.2.3 Zur Anwendung der Wellengleichungen, lineare Theorie 37
3.2.3.1 Potentialfunktion 37
3.2.3.2 Orbitalbewegung 37
3.2.3.3 Druckverteilung unter einer fortschreitenden Schwerewelle 39
3.2.3.4 Kinetische und potentielle Energie 39
3.2.3.5 Energiefluß 39
3.2.3.6 Gruppengeschwindigkeit 40
3.2.3.7 Überlagerung von Wellen 40
3.3 Seegang 41
3.3.1 Allgemeines und Formen der Vereinfachung 41
3.3.2 Seegangsparameter, Definitionen und Bezeichnungen 42
3.3.2.1 Allgemeines 42
3.3.2.2 Zeitbereichsparameter 44
3.3.2.3 Frequenzbereichsparameter 46
3.3.3 Zusammenhänge zwischen Seegangsparametern 46
3.3.4 Hinweise zur Anwendung des Spektrums 47
3.3.5 Formen des Spektrums 48
3.3.5.1 Eindimensionales Seegangsspektrum, Tiefwasser 48
3.3.5.2 TMA-Flachwasserspektrum 50

3.4 Flachwassereffekte . . . 51
3.4.1 Allgemeines . . . 51
3.4.2 Refraktion . . . 53
3.4.3 Shoaling . . . 55
3.4.4 Wellenbrechen . . . 57
3.4.5 Sohlreibung und Perkolation . . . 64
3.5 Bauwerksbedingte Einflüsse . . . 65
3.5.1 Reflexion . . . 65
3.5.2 Diffraktion . . . 68
3.5.3 Wellentransmission . . . 70
3.5.4 Wellenauflauf . . . 74
3.5.5 Druckschlag . . . 77
3.6 Ermittlung von Seegangsdaten . . . 78
3.6.1 Allgemeines . . . 78
3.6.2 Seegangsvorhersageverfahren . . . 78
3.6.2.1 Einführende Hinweise und Ziele . . . 78
3.6.2.2 Definitionen und Eingangsgrößen . . . 79
3.6.2.3 JONSWAP-Seegangsvorhersage für Tiefwasser nach RICHTER . . . 80
3.6.2.4 Gleichungen und Diagramme für Tiefwasser, Shore Protection Manual . 82
3.6.2.5 Berechnungsverfahren für einfache Windfelder im Flachwasser, Shore Protection Manual . . . 84
3.6.2.6 Berücksichtigung von TMA-Flachwasserspektren in der Seegangsvorhersage . . . 85
3.6.3 Seegangsmessungen . . . 85
3.6.3.1 Konzeptionelle Überlegungen . . . 85
3.6.3.2 Hinweise auf durchgeführte Messungen, deutsches Küstengebiet . . . 88
3.6.3.3 Zur Auswertung von Seegangsmessungen . . . 89
3.7 Bemessungsseegang . . . 94
3.7.1 Erläuterung der Problematik . . . 94
3.7.2 Kurzzeitstatistik . . . 96
3.7.3 Langzeitstatistik . . . 99
3.7.3.1 Hinweise auf Methoden . . . 99
3.7.3.2 Extrapolation von Wellenhöhen für ein bestimmtes Wiederkehrintervall 101
3.7.3.3 Anmerkungen zur Extrapolation von Seegangsdaten auf lange Zeiträume . . . 102
3.7.4 Risikoanforderungen . . . 104

4. Ansätze für die Bemessung von Küstenschutzwerken . . . 105
4.1 Einführung . . . 105
4.2 Geböschte Bauwerke . . . 106
4.2.1 Allgemeines . . . 106
4.2.2 Druckschlagbelastung . . . 109
4.2.3 Quasihydrostatische Wellenwirkungen . . . 117
4.2.4 Wellenauf- und Wellenüberlauf . . . 119
4.2.4.1 Allgemeines . . . 119
4.2.4.2 Wellenauflauf regulärer Wellen an glatten Böschungen . . . 121
4.2.4.3 Einfluß der Böschungsrauheit auf die Wellenauflaufhöhe . . . 125
4.2.4.4 Einfluß von Wellenspektren . . . 128
4.2.4.5 Einfluß des schrägen Wellenangriffs . . . 129
4.2.4.6 Knickprofile . . . 132
4.2.4.7 Wellenüberlauf . . . 133
4.2.5 Strömungsgeschwindigkeiten beim Wellenauf- und -ablauf . . . 134
4.2.5.1 Allgemeines . . . 134
4.2.5.2 Auf- und Ablaufgeschwindigkeiten an einer glatten 1:6 geneigten Böschung . . . 135
4.2.5.3 Einfluß von Böschungsrauheiten . . . 138
4.2.5.4 Einfluß von Wellenspektren . . . 139
4.2.5.5 Einfluß von Böschungsneigung . . . 139

4.2.6 Böschungen mit Bruchstein- und Formkörperabdeckungen 141
4.2.6.1 Allgemeines 141
4.2.6.2 HUDSON-Formel 141
4.2.6.3 Niederländischer Ansatz 143
4.3 Senkrechte Bauwerke (Strand- und Ufermauern) 147
4.3.1 Allgemeines 147
4.3.2 Belastung durch nicht brechende Wellen 149
4.3.3 Belastung durch brechende Wellen 152
4.3.3.1 Belastungsarten 152
4.3.3.2 Bemessungsansatz nach MINIKIN 153
4.3.3.3 Bemessungsansatz nach GODA 153
4.3.4 Belastung durch gebrochene Wellen 156
4.4 Wellenkräfte auf Pfahlbauwerke 158
4.4.1 Allgemeines 158
4.4.2 Das Überlagerungsverfahren nach MORISON, O'BRIEN, JOHNSON, SCHAAF . . . 158
4.4.3 Sonderfälle 161

5. Strömungen 162
5.1 Allgemeines 162
5.2 Tideströmungen 163
5.3 Dichteströmungen 164
5.4 Seegangserzeugte Strömungen 164
5.5 Driftströmungen 167
5.6 Bemessung auf Strömungen 168
5.6.1 Vorbemerkungen 168
5.6.2 Sohl- und Böschungsauskleidung 169
5.6.3 Sohlsicherung in/vor Sperrwerken und Sielen 170
5.6.4 Böschungen kleiner Häfen 171

6. Sandbewegung im Küstenbereich 171
6.1 Allgemeines 171
6.2 Küstenquertransport 173
6.3 Küstenlängstransport 175
6.4 Der Energiefluß als Sedimenttransportindikator 177
6.5 Mobilisierung und Verteilung der Sedimente 179
6.6 Sedimenttransportberechnungen 185
6.6.1 Vorbemerkung 185
6.6.2 Berechnung des küstenparallelen Sedimenttransportes 186
6.6.3 Berechnung des küstennormalen Sedimenttransportes 188
6.7 Küstenschutzmaßnahmen zur Verringerung des Sedimenttransportes und der Erosion 189

7. Eisgang 190
7.1 Vorbemerkungen 190
7.2 Eisbildung und Arten von Eis 190
7.2.1 Allgemeines 190
7.2.2 Bildung von Oberflächeneis 191
7.2.3 Bildung von Salzwasser-Eis (Meer-Eis) 191
7.2.4 Bildung von Süßwasser-Eis 194
7.2.5 Bildung von Schwebeis 194
7.2.6 Bildung von Grundeis 195
7.3 Eisfestigkeiten 195
7.3.1 Allgemeines 195
7.3.2 Druckfestigkeit 196
7.3.3 Zugfestigkeit 197
7.3.4 Biegefestigkeit 199
7.3.5 Scherfestigkeit 199
7.3.6 Zwei- und dreiaxiale Festigkeit des Eises 200
7.3.7 Zusammenfassung der Eisfestigkeiten 200

7.4 Allgemeine Hinweise zur Bemessung gegen Eisdruck 201
7.4.1 Allgemeines 201
7.4.2 Arten der Eisdruckbelastung 202
7.4.3 Berechnung der Eisdruckkräfte auf senkrechte, schlanke Stützen 203
7.4.4 Flächenbezogene Eisvolumensumme und maximale Eisdicke im deutschen Küstengebiet 204

8. Schriftenverzeichnis 206

1. Einführung

Die Küsten an Nord- und Ostsee als Grenze zwischen Festland und Meer sind keine festen Linien. Sie haben sich nicht nur in geologischen Zeiträumen verändert, sondern unterlagen auch in geschichtlicher Zeit bis in die Gegenwart dem ständigen Wandel. Die Einwirkungen der Naturkräfte auf die Küste sind nach langfristigen Vorgängen und kurzzeitigen Ereignissen zu unterscheiden. Zu den kurzzeitigen Ereignissen gehören Sturmfluten, die in wenigen Stunden in Jahrhunderten geschaffene Werke vernichten, wie es die katastrophalen Sturmfluten der Vergangenheit gezeigt haben. Sie können topographische Entwicklungen einleiten, die jedoch nur von Bestand sind, wenn ihnen das langfristige natürliche Kräftespiel folgt.

Die langfristigen Vorgänge gestalten die Küstenformen. Dabei ist zu unterscheiden zwischen Küsten,

- die durch Abrasion alle morphologischen Formen landwärts verlagern, so daß Küstenrückgang herrscht,
- die in einem dynamischen Gleichgewicht sind und um eine mittlere Lage pendeln
- sowie solchen, die durch Sedimentation anlanden.

An natürlichen Flachküsten, die aus Meeresablagerungen aufgebaut sind, ist an der Nordsee meistens ein labiles Gleichgewicht mit Wechsel von Zeiten der Anlandung und des Abbruches anzutreffen. Einzelne Küstenstrecken wie die Westküste von Sylt oder die Westenden einiger ostfriesischer Inseln unterliegen allerdings einer dauernden Abbruchtendenz. An der stärker gegliederten Ostseeküste ist die Küstenlinienentwicklung dagegen häufig durch langfristigen Abbruch gekennzeichnet. In Mecklenburg-Vorpommern sind etwa ⅔ der Küstenlänge durch eine negative Sedimentbilanz geprägt.

Die seit jeher zum Schutz der Küsten und deren Nutzung errichteten Bauwerke sind den Naturkräften und daraus resultierenden äußeren Belastungen ausgesetzt:

1. Tiden und Sturmfluten
2. Seegang und Brandung
3. Strömungen infolge Tiden und/oder Wellen
4. Eisgang, Treibgut und ähnliches

Bei Sturmfluten überlagern sich mehrere dieser Einzelwirkungen ungünstig und haben deshalb oft in der Vergangenheit zu katastrophalen Auswirkungen geführt.

In das natürliche Geschehen an den Küsten von Nord- und Ostsee hat der Mensch besonders seit dem 19. Jahrhundert mit Schutzbauten eingegriffen, um Siedlungen sowie Industrie- und Hafenanlagen dem Zugriff der Wasserkräfte zu entziehen. Dabei sollen die Bauwerke sowohl funktionell zur Beeinflussung der Naturvorgänge dienen, wie auch konstruktiv den äußeren Belastungen durch die Wasserkräfte standhalten.

Der folgende Text, in dem die Problematik der hydrodynamischen Belastungen von Küstenschutzbauwerken dargelegt wird, läßt erkennen, daß das Wissen über die physikalischen Grundlagen von Tiden, Strömungen, Wellen, Eisgang und den dadurch ausgelösten

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Kräften seit der Herausgabe der ersten Empfehlungen (EAK 1981) zugenommen hat, aber weiterhin noch offene Fragen der Lösungen bedürfen.

Aus diesem Grund ist es nur mit Einschränkungen möglich, Schutzwerke allein nach den äußeren Belastungen zu bemessen. Hinzu kommen Erfahrungen, die an früher erstellten Bauwerken gewonnen wurden; sie sind noch heute eine wichtige Grundlage für die Planung und den Bau im Küstenschutz. Die folgenden Ausführungen zur Bemessung von Deichen, Deckwerken, Buhnen und anderen Küstenschutzwerken müssen deshalb als wichtige Entscheidungshilfe für den im Küstenwasserbau tätigen Ingenieur angesehen werden. Das rechtfertigt auch die Erläuterung der hydraulischen Naturvorgänge zur Ableitung von Lösungsansätzen, um planend und ausführend im Küsteningenieurwesen die Aufgabe unter Berücksichtigung aller Einwirkungen optimal lösen zu können.

Küstenschutzmaßnahmen können in funktioneller Hinsicht untergliedert werden in

- Schutzwerke, die die Sandbewegung beeinflussen und dadurch den Abtrag verringern bzw. sogar verhindern (Buhnen, Wellenbrecher) oder
- die den Küstenrückgang durch passive Sicherung zumindest eine zeitlang verhindern (Deckwerke, Strand- und Ufermauern) bzw.
- Schutzmaßnahmen, die den Sandabtrag ausgleichen und dadurch dem Küstenrückgang entgegenwirken (Strandaufspülungen)

Die Sandbewegung im Küstenbereich und die dadurch bedingten morphologischen Veränderungen bilden daher eine wichtige Grundlage für die Beurteilung des Erfordernisses und der Wirkung von Küstenschutzmaßnahmen. Sie wird aus diesem Grunde ebenfalls in diesen Empfehlungen behandelt.

2. Wasserstände und Sturmfluten

2.1 Allgemeines

Die wechselnden Tidewasserstände und die damit verbundenen Strömungen bilden neben den Seegangskräften die Hauptbelastungen der Küsten und der Küstenschutzwerke. Außer den Tiden und Sturmfluten zählen dazu auch säkulare Änderungen des Tidehochwassers, die erst in den letzten hundert Jahren durch Pegelbeobachtungen festgestellt wurden. Sie führten zu dem Ergebnis, daß in diesem Zeitraum für die deutsche Nordseeküste mit einem Anstieg der Wasserstände von 20 bis 30 cm/Jahrhundert gerechnet werden mußte, der sich in den nächsten Jahrzehnten möglicherweise beschleunigt.

Die Tidebewegung in der Nordsee und den Mündungsgebieten der Ströme und Flüsse bewirkt periodische Wasserstandsschwankungen zwischen Tidehoch- und Tideniedrigwasser (Thw und Tnw), deren Höhenunterschied als Tidehub (Thb) bezeichnet wird. Das Mittlere Tidehochwasser (MThw) beträgt an der offenen Küste zwischen NN + 0,80 m und NN + 1,40 m, das Mittlere Tideniedrigwasser zwischen NN −1,00 m und NN −1,60 m [30]. In den Mündungstrichtern der Ströme und den Buchten steigen die MThw an und fallen die MTnw ab (Jadebusen: MThw rd. NN + 1,80 m und MTnw rd. NN −2,00 m). In der Ems, Weser und Elbe ist oberhalb der Mündungstrichter der Thb von der Dämpfung der Tidewelle durch die Morphologie des Strombettes abhängig. Aus der Analyse langjähriger Beobachtungen wurde die Berechnung der Gezeiten ermöglicht, die für jeden bedeutenden Küstenpegel die astronomischen Tidewerte liefert. Für die deutsche Nordseeküste werden diese Werte seit Jahrzehnten vom Bundesamt für Seeschiffahrt und Hydrographie in Hamburg herausgegeben.

Das höchstmögliche astronomische Springtidehochwasser (HSpThw), das in einem Pla-

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

nungsgebiet auftreten und den Gezeitentafeln für einen benachbarten Pegel entnommen werden kann, ist für die Festlegung von Bemessungswasserständen von Küstenschutzbauten (s. Abschnitt 2.3) wichtig. Im Hinblick auf die Höhenlage einer Bauwerksgründung oder einer Fußsicherung ist auch die Höhe des mittleren Tidehochwasser (MThw) von Bedeutung. Diese täglich zweimal auftretenden Hochwasser sind ausschlaggebend für die topographischen Veränderungen (z. B. Erosionen) unmittelbar am Fuß von Bauwerken. Infolge von morphologischen Veränderungen, Fahrwasservertiefungen oder anderen Eingriffen in Tideströme sind Änderungen der astronomischen Tidebewegung möglich [27].

Sturmfluten der letzten Jahrzehnte haben Wasserstände erzeugt, die an der Nordsee mehr als 4,0 m höher als die astronomisch berechneten Tidewasserstände liegen. An der Ostsee wurden in der Sturmflut von 1872 Wasserstände von mehr als 3,0 m über dem normalen Stand gemessen [2].

Durch hydrodynamisch-numerische Verfahren ist es möglich, bei bekanntem Windfeld die räumliche und zeitliche Entwicklung einer Sturmflut nachzuvollziehen [1]. Daß diese Verfahren noch nicht in Form einer Prozeßrechnung für die Sturmflutvoraussage verwendet werden können, liegt daran, daß zur Zeit weder die Entwicklung von Windstärken noch die Zugbahn eines Sturmtiefs exakt vorausberechnet werden können. Die Voraussage ist daher nach wie vor auf statistisch-empirische Verfahren angewiesen, da jedes Sturm- oder Orkantief seine individuelle Charakteristik und Entwicklungsgeschichte hat. Ein neuer Ansatz wurde kürzlich für die Elbe verwendet, indem eine „Bemessungssturmflut" für den gesamten Tidebereich nach den ungünstigsten bisher aufgetretenen Tide- und Windstauverhältnissen an der Mündung entwickelt wurde [15].

Die Frage, welche höchsten Sturmflutwasserstände auftreten können, ist für den Küstenschutz von größter Bedeutung, da diese die Bemessung von Hochwasserschutzanlagen bestimmen [14]. Hierzu gibt es zur Zeit noch keine exakte Antwort, weil die sturmfluterzeugenden Parameter im wörtlichen Sinne unberechenbar sind. Bisher kann zum Beispiel die Meteorologie keine Zahlenangaben darüber liefern, welche höchsten Windgeschwindigkeiten mit welcher Dauer in den verschiedenen Meeresgebieten auftreten können.

Aus der Theorie der Zufallsprozesse, besonders aus der Extremwertstatistik, können zwar gewisse Rückschlüsse über die Wahrscheinlichkeit eines extrem starken Sturmtiefs und des damit durch Rechnung bestimmbaren Sturmflutwasserstandes gewonnen werden. Jedoch bleiben große Unsicherheiten, weil großräumige und verläßliche Windmessungen und Wasserstandsaufzeichnungen nur seit verhältnismäßig kurzer Zeit – wenig mehr als ein Jahrhundert – vorliegen und es daher nicht erwartet werden kann, daß die Natur in dieser Zeit bereits alle Möglichkeiten – Überlagerung aller sturmfluterzeugenden Ursachen – aufgezeigt hat [13].

Zur Extremwertstatistik ist zu bemerken, daß die Ableitung von Wahrscheinlichkeiten aus beobachteten oder gemessenen Häufigkeiten nur dann möglich ist, wenn sich die einzelnen Einflußparameter, die in ihrer Überlagerung das Ereignis ergeben – hier also den Sturmflutwasserstand – zeitlich nicht ändern. Dies muß zumindest für die letzten Jahrzehnte mit der kurzen Aufeinanderfolge von Extremereignissen (z. B. Holland-Sturmflut 1953, Februar-Sturmflut 1962, ADOLF-BERMPOHL-Orkan 1967, Niedersachsen-Orkan 1972, Sturmtidenkette 1973, Januar-Sturmfluten 1976, November-Sturmfluten 1981, Sturmtidenkette 1990) in Zweifel gezogen werden. Ob diese Häufung schwerer Orkane und damit auch extremer Sturmflutereignisse nur eine vorübergehende Schwankung darstellt oder ob, vielleicht sogar durch anthropogene Einflüsse auf die Atmosphäre bedingt, hier ein langzeitiger Trend sichtbar wird, der künftig häufiger schwere Sturmfluten befürchten lassen muß, kann bisher noch nicht eindeutig beantwortet werden [14, 3a].

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

2.2 Wasserstände

2.2.1 Tidebewegung in der Nordsee

Die Wassermassen in den Ozeanen der Erde reagieren in einer extrem komplexen Weise auf die gezeitenerzeugenden Kräfte von Mond und Sonne. Die Auswirkungen der Meeres- und Küstentopographie (Änderung des Tideablaufes, Resonanz in Buchten und Ästuaren, Kräfte aufgrund der Rotation der Erde) beeinflussen alle den Tideablauf, der eine vollständige mathematische Beschreibung nicht gestattet [29].

Zwei Kräfte sind entscheidend für die Tidebewegung: Massenanziehungskräfte zwischen Erde und Sonne und zwischen Erde und Mond sowie Zentrifugalkräfte, die entstehen durch die Drehung der Erde um die Sonne sowie der Erde und des Mondes um ihre gemeinsame Schwerachse. Diese Kräfte beeinflussen die Meeresoberfläche, indem sie zwei Arten von Wasserbergen erzeugen (Abb. A2.1). Die Erde-Sonne-Berge rotieren um die Erde alle 24 Stunden mit einem Winkel von 23,5° zum Äquator. Die Erde-Mond-Berge, die etwa 2,5mal größer als die Erde-Sonne-Berge sind, rotieren alle 24,50 Stunden in einem Winkel von 5° um die Erde. Die ideale Tide – wenn es kein Land gäbe – wäre eine einfache Addition dieser beiden Berge.

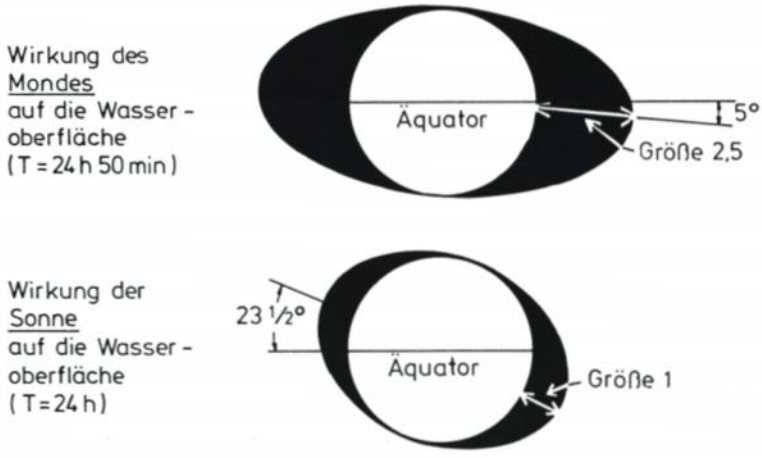


Abb. A2.1. Einwirkung von Mond und Sonne auf die Erdoberfläche. Oben: Anziehungskraft des Mondes. Unten: Anziehungskraft der Sonne

Ein vollständiger Mondumlauf dauert 29,5 Tage (Mondmonat), und der vollständige Sonnenzyklus beträgt 1 Jahr. Es gibt auch andere, längere Zyklen, wie Wechsel im Luftdruck, im Wind und anderen Kräften. Zweimal in jedem Mondmonat verstärken sich die Berge gegenseitig, wenn Sonne und Mond in einer Linie mit der Erde stehen. Dies sind die Springtiden. Die Nipptiden dagegen treten auf, wenn Sonne und Mond im rechten Winkel mit der Erde stehen.

Mond und Erde drehen sich in elliptischen Bahnen mit schwankenden Abständen zum Anziehungszentrum. Verstärkte Anziehungswirkungen und tideerhöhende Kräfte treten auf, wenn der Mond am nächsten der Erde oder wenn die Erde am nächsten der Sonne ist. Ersteres geschieht etwa einmal im Monat, letzteres nur einmal im Jahr.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Form und Größe eines Randmeeres wie der Nordsee ändern die Tideform. Sie bestimmen auch Resonanzen. Deswegen gibt es große Unterschiede des Tidenverlaufs entlang der Nordseeküste.

Wasserstands- und Strömungsbeobachtungen über längere Zeiträume zeigen, daß Wasserstände und Strömungen sich vollständig nie wiederholen, sondern erhebliche Unterschiede von Ort zu Ort zeigen. Wegen dieser Unregelmäßigkeiten sind Tidewasserstände und -strömungen als außerordentlich verwickelte Naturerscheinungen zu betrachten. Jedoch ist es mit ausreichend verfügbaren Daten (etwa einjährige Tideaufzeichnungen) möglich, die charakteristischen Parameter der einzelnen Tiden (Partialtiden) zu bestimmen [30].

Die wichtigsten sich aus den Überlagerungen der astronomisch angeregten Partialtiden entstehenden Ungleichheiten sind:

1. halbmonatliche Ungleichheit (Spring- und Nippzeiten) mit einer Periode von 14,77 Tagen,
2. monatliche Ungleichheit mit einer Periode von 27,55 Tagen,
3. Deklinationsungleichheit mit einer Periode von 13,66 Tagen,
4. tägliche Ungleichheit mit einer Periode von 27,32 Tagen und
5. Nodal-Tide mit einer Periode von 18,6 Jahren.

Die Vorausberechnung der astronomischen Tideverhältnisse an der Küste ist über sogenannte harmonische Verfahren möglich, wobei die Einflüsse der Gestirne auf das Tidegeschehen berücksichtigt werden. Die Einflüsse der Küstenform – insbesondere eines flachen Wattsaumes – auf die Tide sind jedoch dermaßen groß, daß die Tide für die Küstenorte nur nach einem nicht-harmonischen Verfahren durch Analysen vorher gemessener Wasserstände berechnet werden kann. Somit ist dies ein empirisches Verfahren, das streng genommen sogar Windanteile enthält, und es deshalb nicht gestattet, die astronomischen von den örtlichen Einflüssen genau zu trennen. Zur praktischen Verwendung bieten sich die Ergebnisse eines KFKI-Projektes an, in dem die mittleren Tideverhältnisse um 1980 auf der Grundlage von Daten von rd. 240 Meßstationen dokumentiert sind [31].

Die Abb. A2.2 zeigt ein Bild der Nordsee mit ungefähr gleichmäßig von Nordwest nach Südost ansteigenden MThw-Höhen, wobei der Einfluß des flachen Küstenvorfeldes und der Flußmündungen erkennbar ist. Nach Norden hin sind die MThw-Höhen bis zur Halbinsel Eiderstedt etwa gleich hoch, um sich nördlich davon in zwei Bereichen unterschiedlich zur Küste hin zu entwickeln: Südlich der Linie Amrum–Langeneß–Küste erreichen sie wesentlich höhere Werte als nördlich davon.

Die Linien gleicher MTnw in der Nordsee auf Abb. A2.3 sind auch über die trockenfallenden Wattflächen und die Inseln hinweg angedeutet. Sie sind wesentlich mehr von der Topographie abhängig und daher stärker gekrümmt als die Linien gleicher MThw. Deutlich wird dabei aber, daß allgemein in den Wattprielen die Tnw zur Küste hin abfallen. Diese Erscheinung tritt auch in der Jade auf, wird in Ems-, Weser- und Elbemündung jedoch durch das oberhalb anschließende Tidevolumen verhindert.

Der MThb steigt vor der Küste von West nach Ost von 250 auf 360 cm an bis zur Wesermündung, erreicht in der Dithmarscher Bucht und hinter Nordstrand Werte über 320 cm, nimmt aber bis östlich von Föhr auf 290 cm und schließlich bis Hörnum auf 200 cm ab.

Die Eintrittszeit-Differenzen der MThw gegen Borkum auf Abb. A2.4 zeigen starke Verzögerungen der Eintrittszeiten im Flachwasser, die z. B. zu Unterschieden von 20 Minuten in den Thw-Zeiten vor und hinter den Ostfriesischen Inseln führen. Die Verzögerungen werden aber auch im Jade-Weser-Elbe-Gebiet und vor der schleswig-holsteinischen Küste deutlich. Allgemein setzen diese Verzögerungen etwa bei Wassertiefen von 15 m unter MThw ein.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

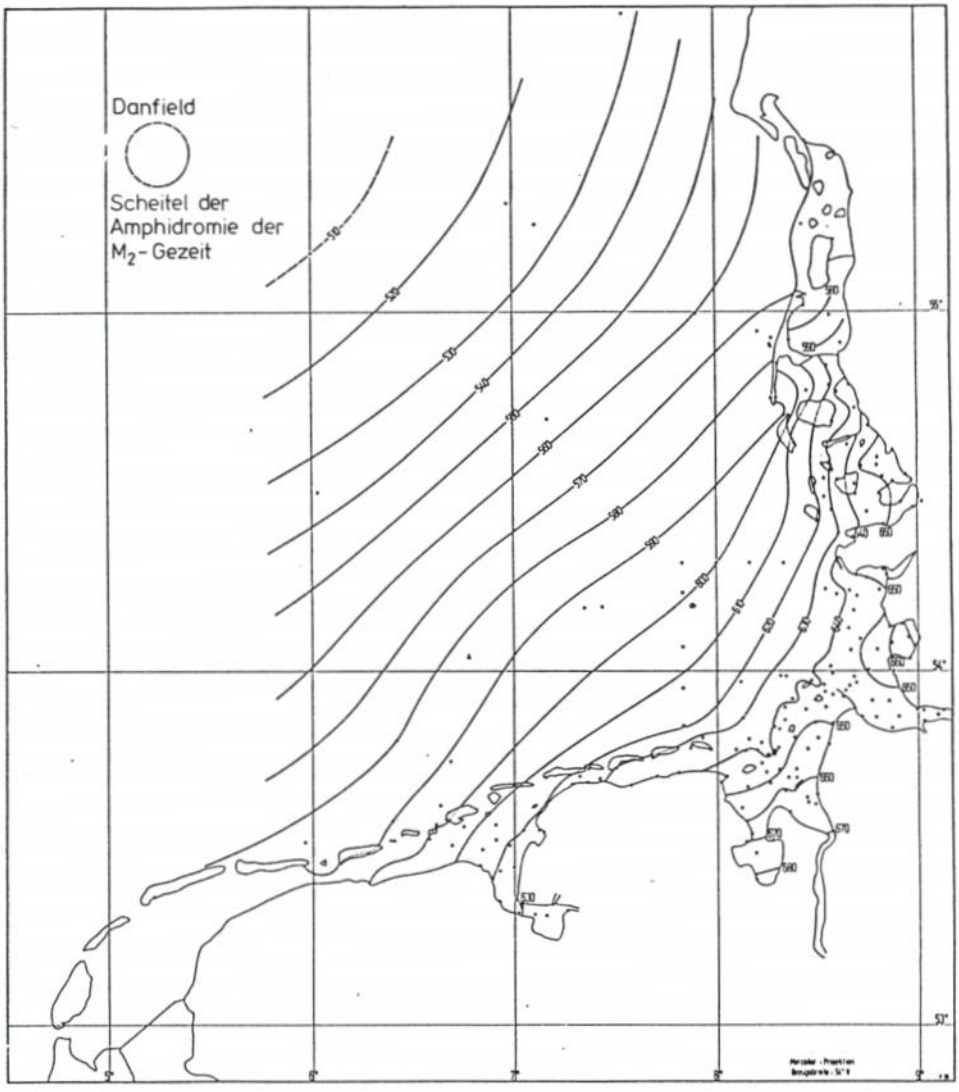


Abb. A2.2. Linien gleicher MThw in der südöstlichen Nordsee um 1980, angegeben in cm, bezogen auf Pegel-Null = NN –500 cm

2.2.2 Beckenschwingungen in der Ostsee

An der westlichen und südlichen Ostseeküste beeinflußt der Wasseraustausch mit der Nordsee die Wasserstände. Die Tide der Nordsee sowie die windbedingten Wasserstandsunterschiede beider Meere prägen den Austauschvorgang entscheidend, weniger dagegen die durch den Salzgehaltsunterschied erzeugten Dichteströmungen [2]. Die stark gegliederten Durchlässe der Belte und des Sundes erschweren die Einsicht in den genauen Austauschmechanismus erheblich. Der Wasserstandsgang am Küstenpegel Kiel läßt bei ruhiger Wetterlage

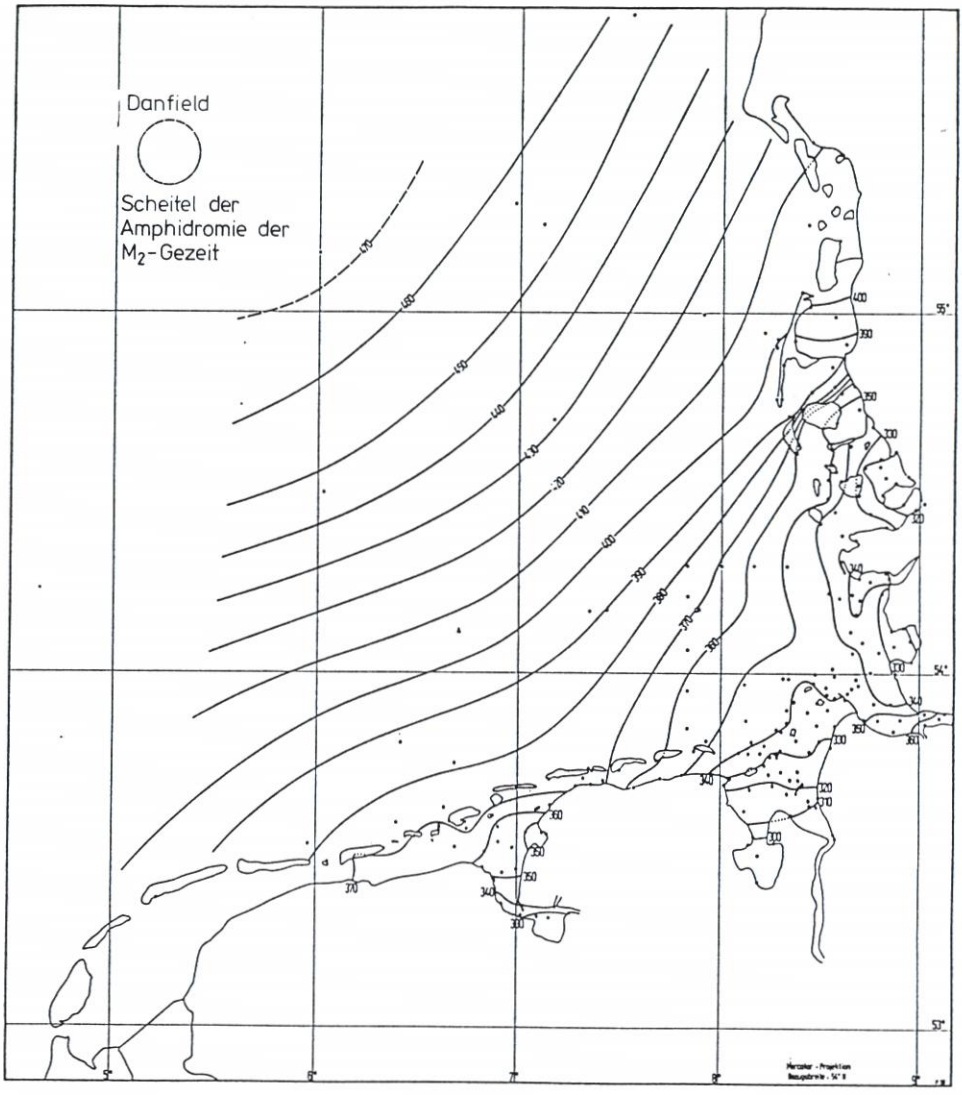


Abb. A2.3. Linien gleicher MTnw in der südöstlichen Nordsee um 1980, angegeben in cm, bezogen auf Pegel-Null = NN –500 cm. (Zur Erhöhung der Übersichtlichkeit sind die Linien auch über die trockenfallenden Wattflächen gezeichnet.)

eine Tidebewegung mit 12stündiger Periode und einem Tidehub von im Mittel 18 cm erkennen, die von einer mehrtägigen Grundschwingung überlagert wird (Abb. A2.5).

Bereits Windstärken von 3 bis 4 Bft unterdrücken die Tide. Ausgedehnte Windfelder mit sich ändernden Bewegungsrichtungen verursachen Schwingungen des Wasserspiegels unterschiedlicher Art und Größe. Wind- bzw. Luftdruckgradienten bestimmen ihren Umfang und zeitlichen Ablauf [2]. Ein am Pegel Kiel im Januar 1978 aufgezeichnetes Hochwasser verdeutlicht eine solche Beckenschwingung (Abb. A2.6): Ein über die westliche und später über die mittlere Ostsee ziehendes kräftiges Windfeld bewirkt zunächst mit Westwind einen Absunk

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

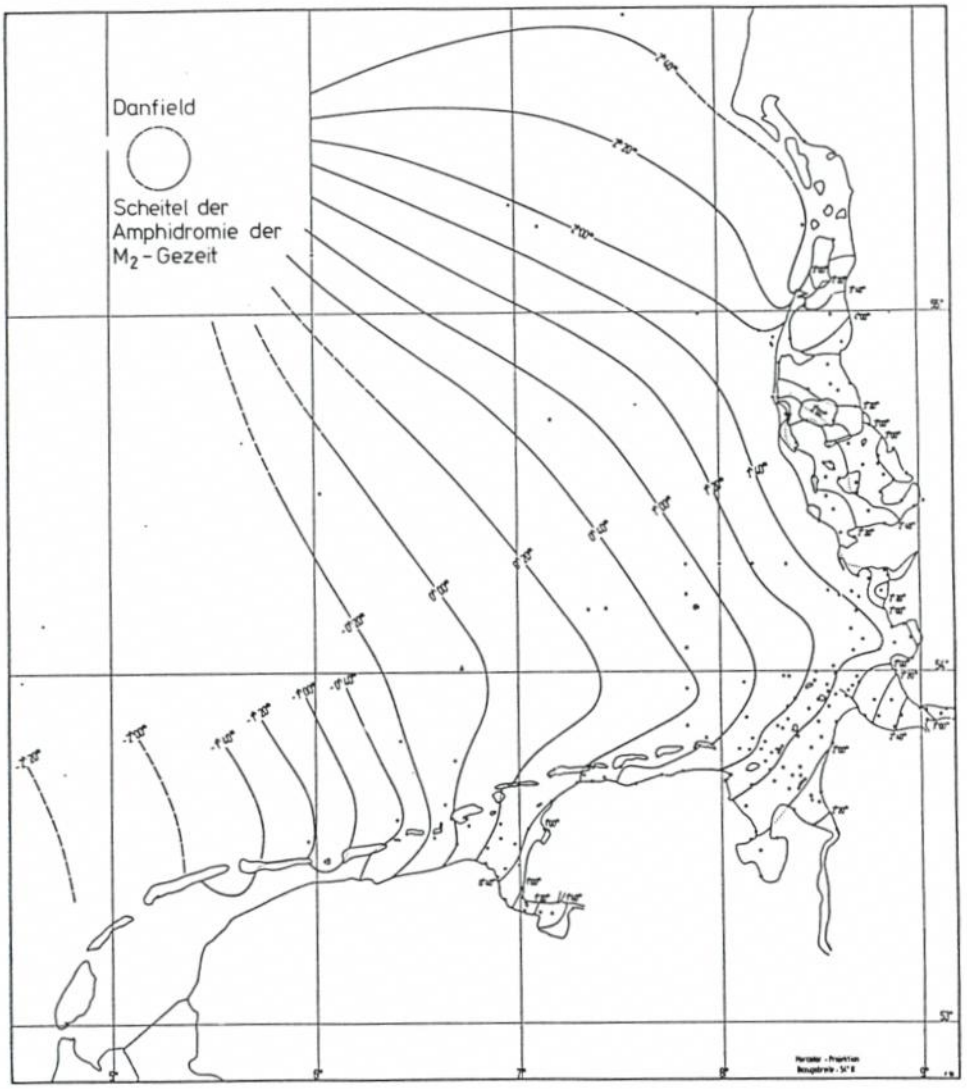


Abb. A2.4. Linien gleicher Thw-Eintrittszeiten um 1980, angegeben in 20-min-Intervallen vor/nach Eintritt in Borkum-Südstrand

von 0,6 m in der westlichen sowie einen Aufstau in der östlichen Ostsee. Das Eindrehen und Abflauen des Sturmes ermöglicht eine weitgehend vom Windeinfluß ungestörte Rückschwingung bzw. anhaltende Schwingung mit 3 Maxima und 3 Minima. Der Zeitunterschied zwischen dem 1. Maximum (NN +1,2 m) und 1. Minimum (NN −1,0 m) beträgt 36 Stunden. Im Zusammenhang mit den Beckenschwingungen stehen kurzperiodische, topographisch bedingte Schwingungen (Abb. A2.7).

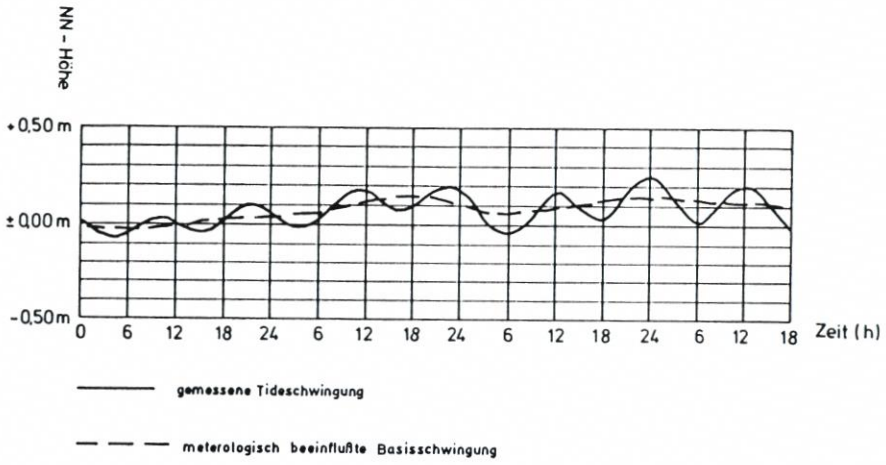


Abb. A2.5. Tidebewegung bei ruhiger Wetterlage am Pegel Bahnhofskai in Kiel

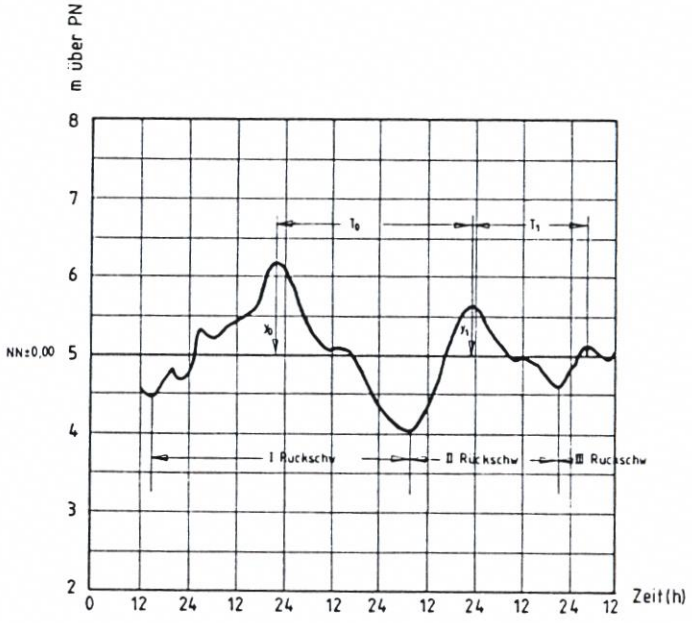


Abb. A2.6. Wasserstandsganglinie einer gedämpften Beckenschwingung in der westlichen Ostsee am Pegel Kiel

2.3 Sturmfluten

2.3.1 Sturmflutwasserstände

Die Sturmflutwasserstände entstehen durch Wirkung oder Überlagerung der astronomischen Tide in der Nordsee oder der Mittelwasserstände in der Ostsee durch [29]:

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

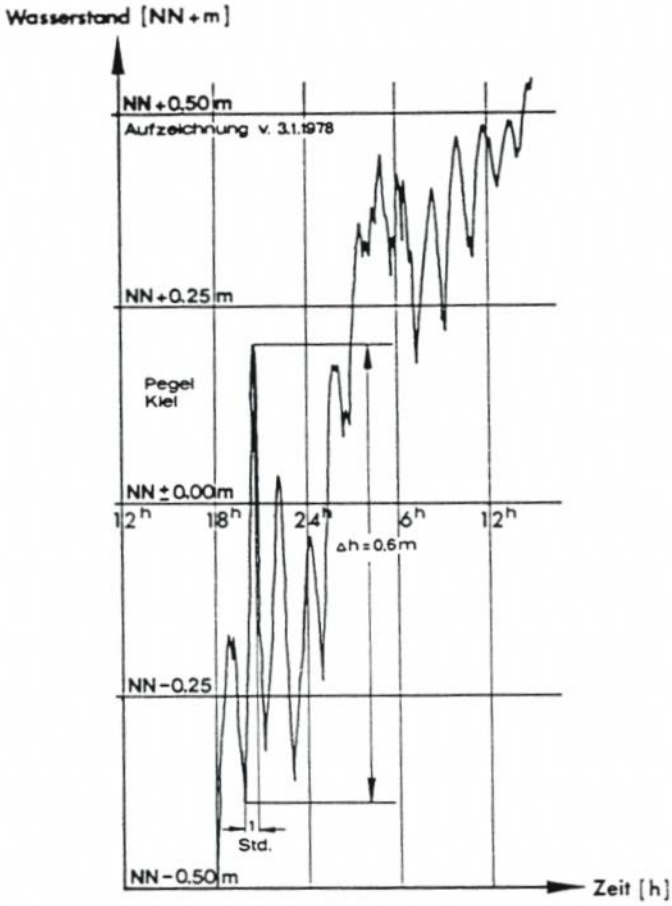


Abb. A2.7. Kurzperiodische, küstenformbedingte Schwingung mit einer größten Amplitude von 0,6 m, einer Periode von 75 Minuten und einer Laufzeit von 18 bis 20 Stunden

- Windstau
- Fernwellen
- Beckenschwingungen
- Säkularer Meeresspiegelanstieg
- Oberwasserzufluß

Der Windstau ist das Ergebnis der durch Wind auf die Wasseroberfläche ausgelösten Schubspannungen und deshalb abhängig von Windgeschwindigkeit und Länge der Windwirksamkeit, zusätzlich örtlich von der Windrichtung. Die sich ergebende Windstaukurve (Abb. A2.8) ist die Differenzkurve zwischen der eingetretenen und der vorausberechneten astronomischen oder der für dieselbe Zeit gebildeten mittleren Wasserstände. Neben dem eigentlichen Windstau enthalten die Windstaukurven noch Anteile aus Böigkeit des Windes, Wirkung des Luftdrucks, Luftdruckschwankungen, Wasser- und Lufttemperaturen, Eigenschwingung des Meeres in Querrichtung, Fernwellen („external surges"), Trogschwallerhöhungen sowie „return surges" durch plötzliches Abflauen des Windes. Auch der großräumige Brandungsstau ist darin eingeschlossen. Windstau und Brandungsstau werden auch als „Gesamtstau"

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

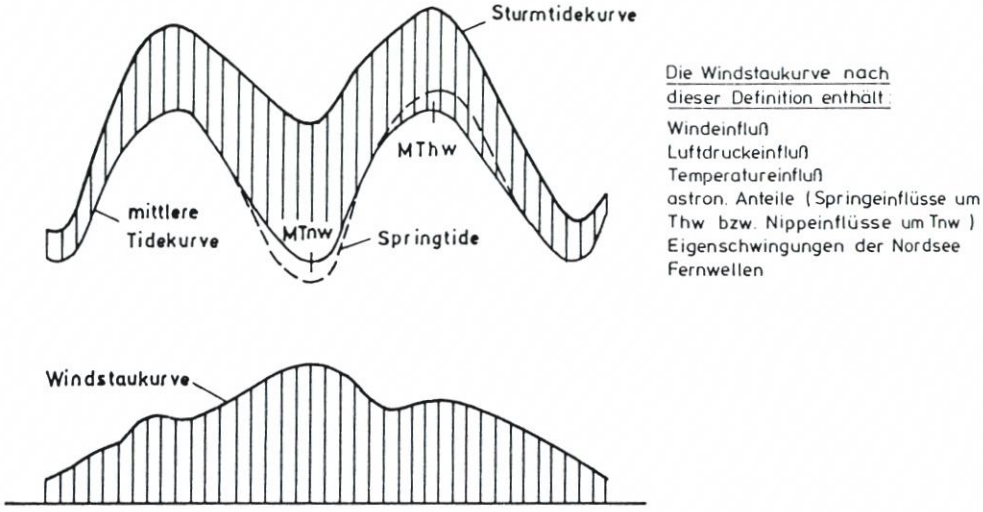


Abb. A2.8. Windstaukurve als Differenz zwischen der eingetretenen und der vorausberechneten astronomischen oder der für diese Zeit gebildeten mittleren Tide

bezeichnet. Eine Windstaukurve unterliegt außerdem wegen des Einflusses der Topographie von Ort zu Ort gewissen Veränderungen.

Die Einflüsse der eingangs genannten Parameter auf den Ablauf einer Sturmflut sind unterschiedlich groß. Sie werden nachfolgend erläutert [18].

- Windstau: Die ungestörte Tide wird bei Wind vom Windstau überlagert. Bedeutungsvoll ist nicht allein die Höhe des Windstaus, sondern auch die Eintrittszeit seines Maximums. Windstau um die Zeit der vorausberechneten Tideniedrigwasser-(Tnw-)Zeit führt zum Beispiel zu einem geringeren Wasserstand (HThw über mittlerem Tidehochwasser [MThw]), als wenn dieser Windstau zur vorausberechneten Thw-Zeit eintritt. Da bei gleicher Windgeschwindigkeit der Windstau mit abnehmender Wassertiefe erheblich zunimmt, sind Küsten von Flachmeeren wie die Nordsee und Teile der Ostsee weitaus mehr durch Sturmfluten gefährdet als Küsten an tiefen Ozeanen. Die größten bisher gemessenen Windstauhöhen in der Nordsee nehmen von den Inseln zur Küste und von West nach Ost zu; Werte von 3,0 m bis 5,5 m sind möglich. An der Ostsee nehmen dagegen die Windstauhöhen von West nach Ost ab mit bis zu 4,0 m an der schleswig-holsteinischen Westküste.
- Fernwellen: Sie entstehen im nördlichen Atlantik durch Luftdruckunterschiede und laufen als Einzelwellen oder in Gruppen von wenigen Wellen in die Nordsee ein. Fernwellen bis rund 1 m Höhe wurden gemessen.
- Säkularer Meeresspiegelanstieg: Die Höhe des MThw gegenüber dem Land hat im letzten Jahrhundert an der Nordseeküste von Ort zu Ort ungleichmäßig zugenommen. Er steigt gegenwärtig im Mittel um etwa 30 cm im Jahrhundert.
- Oberwasserzufluß: Er beeinflußt in den Tideströmen ebenfalls die Sturmflutwasserstände, vornehmlich in deren oberem Tidebereich, da hier die Oberwassermengen groß im Verhältnis zu den Tidewassermengen sind. Über das Zusammentreffen hohen Windstaus mit großem Oberwasserzufluß herrscht Unklarheit; statistisch werden sie deshalb als unabhängig voneinander behandelt. An der Ostseeküste ist dagegen der Oberwasserzufluß unbedeutend und ohne Einfluß auf die Sturmflutwasserstände.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

2.3.2 Eintrittswahrscheinlichkeit von Sturmflutwasserständen

Zur Höhenbemessung von Uferschutzwerken und Deichen werden grundsätzlich unterschiedliche Verfahren angewendet [14]. Entweder wird von den bisher eingetretenen Höchstwerten ausgegangen, zu denen u. U. gewisse Beträge addiert werden, oder es wird eine bestimmte Eintrittswahrscheinlichkeit für einen Bemessungswert vorgegeben und danach der zugehörige Wasserstand berechnet. Diese Wege sind für die Küste selbst durchaus angebracht; sie sind aber nicht ohne weiteres auf die Hochwasserschutzanlagen an einem Ästuar übertragbar. Denn hier sind die Verhältnisse dadurch komplizierter, daß als zusätzlicher Parameter der Oberwasserzufluß den Wasserstand beeinflußt, und zwar nicht über die Länge des Ästuars gleichmäßig, sondern nach Oberstrom zunehmend. Hinzu kommen weitere Einflüsse wie etwa bauliche Veränderungen. Wie sie sich alle zusammen auf die Eintrittswahrscheinlichkeit eines Wasserstandes bzw. einer Sollhöhe einer Schutzanlage auswirken, wird im folgenden gezeigt:

Die HThw-Höhe im Ästuar hängt ab von [30]
- dem Ort,
- dem Zustand des Ästuars von See bis zur Tidegrenze (Tiefe, Breite, Rauheit usw.),
- dem Betrieb der Bauwerke (Sperrwerke vor den Nebenflüssen, Wehre, Entlastungspolder),
- der Höhe und Haltbarkeit der HWS-Anlagen von See bis oberhalb des betrachteten Ortes,

also von vier geographisch-topographischen bzw. bautechnischen Parametern sowie von
- der HThw-Höhe an der Mündung, in Verbindung mit
- dem Tide- bzw. Windstauverlauf von rd. 2 h vor Tnw bis 1 h nach Thw, d. h. von den astronomischen Tiden und den Windverhältnissen in der Deutschen Bucht,
- dem Wind über dem Ästuar bis vor HThw am Ort,
- dem Oberwasserzufluß Q_0,

also von weiteren vier astronomischen, meteorologischen bzw. hydrologischen Parametern.

Die Eintrittswahrscheinlichkeit eines Wasserstandes in einem Ästuar hängt ab von
- der Eintrittswahrscheinlichkeit der für den gewählten Wasserstand zu erwartenden Höhe an der Mündung,
- der Eintrittswahrscheinlichkeit der Höhendifferenz von der Mündung zum Ort der Betrachtung (als Ersatz für Tideverlauf an der Mündung und Wind über dem Fluß) und
- der Eintrittswahrscheinlichkeit des Q_0 für die Sturmflut.

Voraussetzung ist dabei allerdings, daß die ersten vier obigen Parameter unverändert bleiben. Andernfalls werden die Zusammenhänge erheblich komplizierter.

Ob diese drei letzten Parameter voneinander abhängen, wurde für die Elbe untersucht. Regressionsrechnungen zeigen keine Zusammenhänge. Wenn davon auszugehen ist, daß diese drei Parameter voneinander unabhängig sind, ist für einen Bemessungswasserstand (BW) in B die Eintrittswahrscheinlichkeit p (BW_B) über

$$p\,(BW_B) = p\,(BW_A) \cdot p\,(\triangle BW_{B-A}) \cdot p\,(Q_0)$$

zu ermitteln. Zu bedenken ist dabei aber auch, daß verschiedene Kombinationen von BW_A und $\triangle BW_{B-A}$ gleiche Höhen BW_B ergeben können, deren Summe die Eintrittswahrscheinlichkeit von BW_B insgesamt ergibt.

Für die Sollhöhe (SH) errechnet sich p (SH) dagegen als Funktion von
- BW am Ort B und
- Seegangseinfluß (als Funktion der Windverhältnisse am Ort) um die BW-Eintrittszeit.

Diese Parameter sind allerdings nicht vollständig unabhängig voneinander, hängen aber nur lose zusammen:

$$p\,(SH) = p\,(BW) \cdot \alpha \cdot p\,(V_{Wind}) \cdot \beta \cdot p\,(Ri_{Wind})$$

Es wird also deutlich, daß deterministische wie stochastische Bemessungsverfahren erhebliche Schwierigkeiten hinsichtlich einer klaren Aussage enthalten.

Wenn eine ausreichend große Zahl bestimmter Ereignisse in einem Datensatz erfaßt worden ist, kann deren Häufigkeit festgestellt werden. So ist also (nach Brockhaus) die Häufigkeit eine Zahl (g), die angibt, wie oft ein bestimmtes Ereignis, z. B. eine bestimmte Augenzahl beim Würfeln oder bei Messung einer physikalischen Größe ein bestimmter Meßwert, bei n-maliger Möglichkeit seines Eintreffens (n-malige Messung) tatsächlich eintritt; als relative Häufigkeit dieses Ereignisses wird der Quotient g/n bezeichnet. Die Gesamtheit der sich ergebenden Zahl g bildet die Häufigkeitsverteilung. Sie gibt an, welche Häufigkeiten den verschiedenen Werten einer Reihe von Ereignissen (bzw. einer Zufallsvariablen oder Variablen) zukommt.

Die graphische Darstellung der Häufigkeitsverteilung wird als Häufigkeitskurve bezeichnet. Bei Beobachtungen einer Variablen wird das Gebiet der Argumentwerte in Klassen meist gleicher Breite (Klassenintervall) eingeteilt und die sogenannte Klassenhäufigkeit angegeben. Durch Summierung der Klassenhäufigkeiten können Über- bzw. Unterschreitungswahrscheinlichkeiten unterer bzw. oberer Klassengrenzen festgestellt werden. Die Eintrittswahrscheinlichkeiten sehr seltener Ereignisse werden dadurch zu ermitteln versucht, daß man Summenhäufigkeitskurven durch theoretische Verteilungsfunktionen anpaßt und letztere extrapoliert.

Der reziproke Wert der Eintrittswahrscheinlichkeit wird heute vielfach – und selbst für die Praxis oft mißverständlich – als Wiederkehrperiode bezeichnet. Wenn mehrere Variable vorhanden sind, wie etwa in einem Tidefluß, dann müssen Häufigkeit und Eintrittswahrscheinlichkeit von Ereignissen unter Berücksichtigung aller Parameter bestimmt werden. Das ist bisher für kein deutsches Ästuar geschehen. Außerdem hängen beide vom verwendeten Datensatz (Auswahl der Daten und Datenzeitraum) ab, was nur selten bedacht und untersucht wird.

2.3.3 Klassifizierung der Sturmflutwasserstände nach Höhe und Eintrittshäufigkeit

Die Sturmflutwasserstände an der Nordseeküste werden nach ihrer Höhe und Eintrittshäufigkeit unterschieden. Geringe und leichte Sturmfluten wirken sich auf die Strände und Watten materialumlagernd aus. Schwere Sturmfluten beanspruchen bereits die Bauwerke, führen häufig zu Abbrüchen an Dünenfuß und Vorlandkanten sowie zu größeren Sandumlagerungen am Strand (s. Empf. D 2). Sehr schwere Sturmfluten können Schäden an Deichen und Deckwerken bringen, besonders dann, wenn ihr Erhaltungszustand unzureichend ist.

Für die Nord- und Ostseeküste gliedert die DIN 4049 die Sturmflutwasserstände nach den mittleren jährlichen Überschreitungszahlen gemäß Tab. A2.1.

Für den Bau von Küstenschutzwerken an der Nordseeküste sind die Monate von April bis September am besten geeignet [14], da diese nach den langjährigen Wasserstandsbeobachtungen die niedrigsten monatlichen HThw bringen (Abb. A 2.9). Hohe Sturmflutwasserstände setzen Sturmwinde aus südwestlichen bis nördlichen Richtungen voraus, während Ostwindlagen die Wasserstände absenken. Für Baustellen an der Ostsee gilt etwa der gleiche Zeitraum aus jahreszeitlichen Gründen. Im Winter sind dort anhaltende Eisbildungen wahrscheinlicher als an der Nordsee.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tabelle A 2.1. Klassifizierung der Sturmflutwasserstände

Sturmfluten	Nordseeküste[1)]		Ostseeküste	
	jährliche Überschreitungszahl	Wasserstände[2)] Cuxhaven[3)]	jährliche Überschreitungszahl	Wasserstände[2)] Wismar[4)]
leicht (häufig)	10 bis 0,5	760 . . . 900	2 bis 0,2	600 . . . 640
schwer (selten)	0,5 bis 0,05	901 . . . 950	0,2 bis 0,05	641 . . . 670
sehr schwer (sehr selten)	< 0,05	≥ 951	< 0,05	≥ 671

[1)] örtlich sehr unterschiedlich
[2)] bezogen auf PN = NN −500 cm
[3)] als Beispiel
[4)] als repräsentativer Anhalt

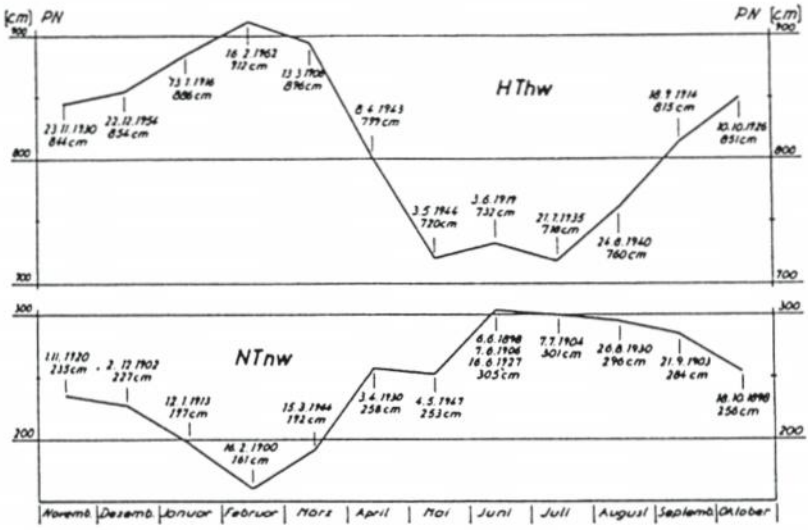


Abb. A2.9. Höchste beobachtete Tidehochwasser- und niedrigste Tideniedrigwasserstände (HThw und NThw) am Pegel Norderney

2.3.4 Verweilzeiten von Sturmflutwasserständen

Für die Belastung von Küstenschutzwerken durch den Seegang ist außer dem Scheitelwasserstand auch der zeitliche Verlauf der Sturmflut von besonderer Bedeutung. Es ist offensichtlich, daß von Sturmfluten mit gleicher Scheitelhöhe diejenige größere Belastungen der Schutzwerke bewirkt, bei der erhöhte Wasserstände über eine längere Zeitdauer anhalten. FÜHRBÖTER [5] definierte hierfür den Begriff der Verweilzeiten, die angeben, für welche Zeitdauer während einer Sturmflut der Wasserstand in vorgegebenen Höhenbereichen besteht.

Bei der Analyse der Verweilzeiten ergeben sich zwischen den Sturmflutabläufen an der Nord- und Ostsee erhebliche Unterschiede dadurch, daß an der Nordsee der meteorologisch

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

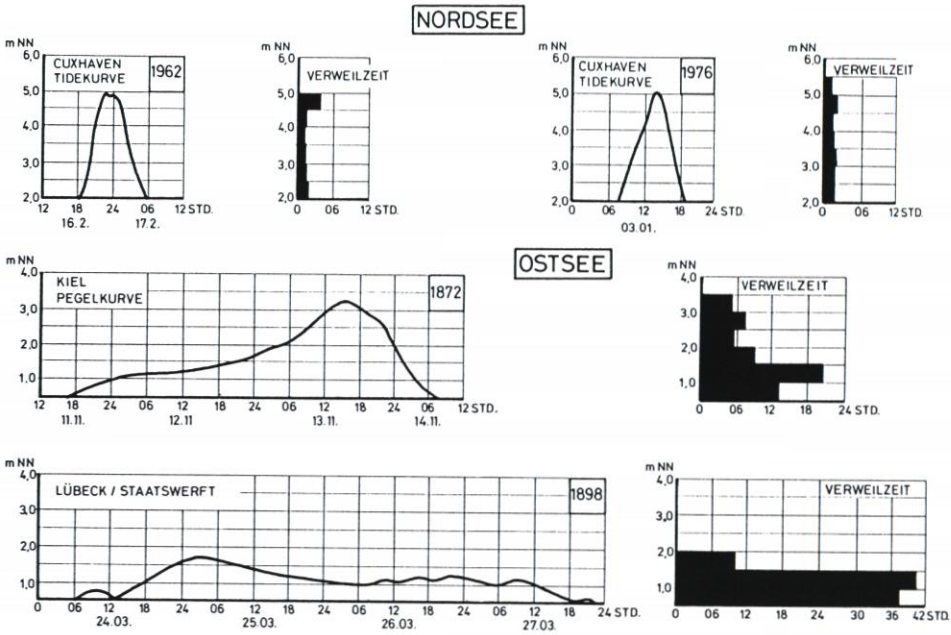


Abb. A2.10. Verweilzeiten bei Sturmfluten an der Nordsee 1962 und 1976 sowie Ostsee 1872 und 1896

bedingte Windstau von der astronomischen Tide überlagert wird. Dadurch wird bewirkt, daß an der Nordsee die Scheitelwasserstände der Sturmfluten nur von verhältnismäßig kurzer Dauer sind, während sie an der Ostsee über Tage dauern können.

Auf Abb. A2.10 sind je zwei kennzeichnende Sturmfluten an der Nord- und Ostsee einander gegenübergestellt, wobei zu den Pegelkurven H = H(t) mit H = 0,5 m die Verweilzeiten ermittelt wurden. Während bei den Nordsee-Sturmfluten vom 16./17. 02. 1962 und vom 03. 01. 1976 die Verweilzeiten in den einzelnen Höhenbereichen selten zwei Stunden überschreiten, wird bei der Ostsee-Sturmflut vom 11./14. 11. 1872 im Höhenbereich von NN +100 cm bis NN +150 cm eine Verweilzeit von mehr als 20 Stunden, bei der Sturmflut vom 24./27. 03. 1898 im gleichen Höhenbereich eine Verweilzeit von sogar rd. 40 Stunden erreicht.

Die Beispiele auf Abb. A2.10 zeigen auch Unterschiede innerhalb der Nordsee- und Ostsee-Sturmfluten auf. So weist entsprechend der „fülligen" Windstaukurve die Sturmflut von 1962 einen verhältnismäßig langdauernden Scheitelwasserstand auf; im Höhenbereich von NN +4,5 m bis NN +5,0 m beträgt die Verweilzeit rd. vier Stunden gegenüber weniger als zwei Stunden in den anderen Höhenbereichen. Bei den Ostsee-Sturmfluten wird z. B. bei der von 1872 im Scheitelbereich eine Verweilzeit von etwas über fünf Stunden erreicht, bei der von 1898 sind es rd. zehn Stunden; auffallend sind die im Gegensatz zu den Nordsee-Sturmfluten sehr langen Verweilzeiten in den unteren Höhenbereichen.

Aus dieser Gegenüberstellung geht hervor, daß schwere Ostsee-Sturmfluten durch ihre langen Verweilzeiten an gleichgearteten Küstenschutzbauwerken (Deiche, Deckwerke usw.) wesentlich größere Schäden anrichten können als Nordsee-Sturmfluten.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

2.4 Bemessungswasserstände für Küstenschutzwerke

2.4.1 Allgemeines

Für die Bemessung der Kronenhöhe von Deckwerken und Deichen an der Nordseeküste wurde ab 1953 zunächst der Begriff „maßgebender Sturmflutwasserstand" benutzt, neben dem Ende der 60er Jahre die Bezeichnung „Bemessungswasserstand" [9, 25] eingeführt wurde. Dieser Bemessungswasserstand ist der für einen vorgegebenen Zeitraum zu erwartende höchste Wasserstand, auf den eine Hochwasser-Schutzanlage unter Berücksichtigung des Gesamtstaues, des säkularen Anstiegs von z. Zt. 30 cm und des Oberwasserzuflusses zu bemessen ist. Möglicher Seegangseinfluß ist darin nicht enthalten [13].

An der Ostseeküste entspricht der säkulare Mittelwasseranstieg dem säkularen MThw-Anstieg an der Nordsee [2]. Für die Ostseeküste von Schleswig-Holstein wird ein Mittelwasseranstieg von 25 cm/Jahrhundert und für die von Mecklenburg-Vorpommern von 15 bis 25 cm wegen der dort unterschiedlichen Höhenverschiebungen zwischen Festland und Ostsee angenommen.

2.4.2 Bemessungswasserstände an der Nordseeküste von Schleswig-Holstein

Nach schweren Sturmfluten im Jahre 1949 wurde begonnen, die Frage nach der „höchstmöglichen" Sturmflut für die schleswig-holsteinische Westküste zu beantworten [9]. Zunächst wurden die „wahrscheinlichen Höchstwasserstände" ermittelt, indem

- für Husum ein mögliches HHThw von 5,50 m NN nach dem ungünstigsten Verlauf der Windstaukurven vom 3./4. 02. 1825 und 10. 02. 1949 oder auch durch Addition des höchsten astronomischen Thw und der höchsten gemessenen Differenz zwischen HHThw und astronomischem Thw abgeschätzt wurde,
- mittlere HThw-Differenzen zu anderen Orten von diesem Wert abgezogen und
- ein Wellenauflauf von 2,0 m bei den Festlands- und von 1,5 m bei den Inseldeichen angesetzt wurde.

Die Arbeitsgruppe „Sturmfluten" des damaligen Küstenausschusses Nord- und Ostsee empfahl 1951 diese Art der Festlegung der wahrscheinlichen Höchstwasserstände [9]. Erwähnt sei, daß 1951/52 ähnliche Untersuchungen für die gesamte deutsche Nordseeküste angestellt wurden. Unter dem Eindruck und unter Berücksichtigung der Holland-Sturmflut vom 31. 01./01. 02. 1953 entstanden dann neue Bemessungsgrundlagen für die Deiche Schleswig-Holsteins. Die „maßgebende Sturmfluthöhe" wird danach als Summe des maßgebenden Sturmflutwasserstandes und des maßgebenden Wellenauflaufes bezeichnet. Der maßgebende Sturmflutwasserstand wird definiert als derjenige,

- der im Durchschnitt nicht häufiger als einmal im Jahrhundert zu erwarten ist,
- der außerdem die auf die Gegenwart umgerechneten Sturmflutwasserstände vom 03./04. Februar 1825 nicht unterschreitet,
- der außerdem nicht niedriger ist als die Summe des größten beobachteten Windstaus (über Tidehochwasserstand) und des möglichen höchsten Springtide-Hochwassers und
- der mit Rücksicht auf den voraussichtlichen säkularen und raumbedingten Wasserstandsanstieg den genannten Bedingungen bis zum Jahre 2000 entspricht.

Für den Pegel Husum wurde zunächst eine Wasserstandsreihe von 50 Jahren (1901 bis 1950) zugrunde gelegt und eine Extrapolation auf das Doppelte des untersuchten Zeitabschnittes

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

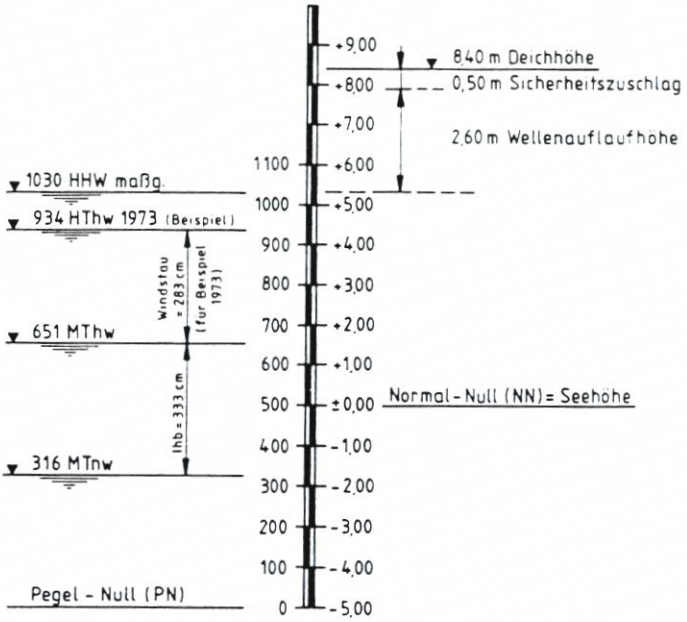


Abb. A2.11. Bestimmung des Bemessungswasserstandes (HHWmaßg.) für die Deichhöhen in Schleswig-Holstein mit Erläuterung der Kurzbezeichnungen: NN = Normal Null; PN = Pegel Null; PN = NN −5,00 m; MTnw = mittleres Tideniedrigwasser einer Jahresreihe (etwa 2mal täglich); MThw = mittleres Tidehochwasser einer Jahresreihe (etwa 2mal täglich); HThw = höchstes Tidehochwasser eines bestimmten Zeitraumes (z. B. Jahres); HHWmaßg. = maßgebender Sturmflutwasserstand [statistischer Wert, der in 100 Jahren einmal erreicht oder überschritten wird und den saecularen Meeresspiegelanstieg (0,25 cm/Jahr) einschließt]; Thb = mittlerer Tidehub (Differenz zwischen MThw und MTnw) einer Jahresreihe; Windstau = durch Wind erzeugte Wasserstandserhöhung über Thw_v bei einer Sturmflut; Thw_v = vorherberechnetes Thw

vorgenommen, also auf den Wasserstand, der im Mittel bei einer langen Zeitreihe einmal im Jahrhundert erreicht oder überschritten wird. Später konnte an Hand von Unterlagen über historische Sturmfluten in Husum gezeigt werden, daß diese Werte nur wenig von der extrapolierten Wahrscheinlichkeitsgeraden abweichen, die für die Jahresreihe 1901 bis 1950 ermittelt wurde.

Im „Generalplan Deichverstärkung, Deichverkürzung und Küstenschutz in Schleswig-Holstein" aus dem Jahre 1962 [20] wurden die „maßgebenden Sturmflutwasserstände" aufgrund des oben genannten Verfahrens für die Westküste Schleswig-Holsteins festgelegt (Abb. A2.11).

In Tab. A 2.2 sind für ausgewählte Orte an der schleswig-holsteinischen Nordseeküste die eingetretenen Sturmflutwasserstände in den Jahren 1962, 1976 und 1981 den Bemessungswasserständen gegenübergestellt, ergänzt 1988 durch Empfehlungen der Länderarbeitsgruppe [15] für die Elbe.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tabelle A 2.2. Sturmflutwasserstände (HHThw) und Bemessungswasserstände an der schleswig-holsteinischen Nordseeküste und der Elbe, bezogen auf Pegel-Null = NN −500 cm

Ort	Sturmflutwasserstände 1962	1976	1981	Bemessungswasserstand 1988
List	864	895	905	930*
Husum	1021	1066	1015	1080*
Büsum	994	1016	971	1030*
Brunsbüttel	1027	1042	981	1120
Glückstadt	1060	1083	1011	1150
Schulau	1087	1125	1054	1200
(Hbg.-St. Pauli)	1070	1145	1145	1230

* Generalplan Küstenschutz Schleswig-Holstein 1977 [21]

2.4.3 Bemessungswasserstände an der Nordseeküste von Niedersachsen

Unter dem Eindruck der Katastrophenflut des Jahres 1953 in den Niederlanden wurden 1954 neue Bemessungswasserstände festgelegt [10]. Sie wurden für die Nordseeküste nach dem „Einzelwertverfahren" (auch Überlagerungsverfahren oder a-b-c-d-Verfahren genannt) aus folgenden Einzelwerten gewonnen (Abb. A 2.12):

Wert a: Höhe des mittleren Tidehochwassers (MThw) über NN.

Wert b: Höhenunterschied zwischen dem höchsten Springtide-Hochwasser im Winter-Halbjahr (HSpThw) und dem MThw. Dieser Wert soll die Möglichkeit des zeitlichen Zusammentreffens einer sehr schweren Sturmflut mit dem astronomisch bedingten höchsten Springtide-Hochwasser während der Wintermonate berücksichtigen.

Wert c: Der maximale Gesamtstau (Windstau) ist der Höhenunterschied zwischen dem

Tabelle A 2.3. Sturmflutwasserstände (HHThw) und Bemessungswasserstände an der niedersächsischen Nordseeküste, bezogen auf Pegel-Null = NN −500 cm

Ort	Sturmflutwasserstand HHThw	Jahr	Bemessungswasserstand 1977/1986
Emden	1018	1906	1080
Borkum	906	1906	990
Norddeich	968	1906	1030
Norderney	908	1962	1000
Wangerooge	939	1906	1010
Harlesiel	970	1906	1060
Wilhelmshaven	1021	1962	1110
Vareler Schleuse	1061	1906	1130
Bremerhaven	1035	1962	1035
Brake	1029	1962	1120
Cuxhaven	1010	1976	1065*)
Otterndorf	1042	1976	1100*)

*) von der Länderarbeitsgruppe 1988 empfohlen (s. Abschnitt 2.4.4) [15]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

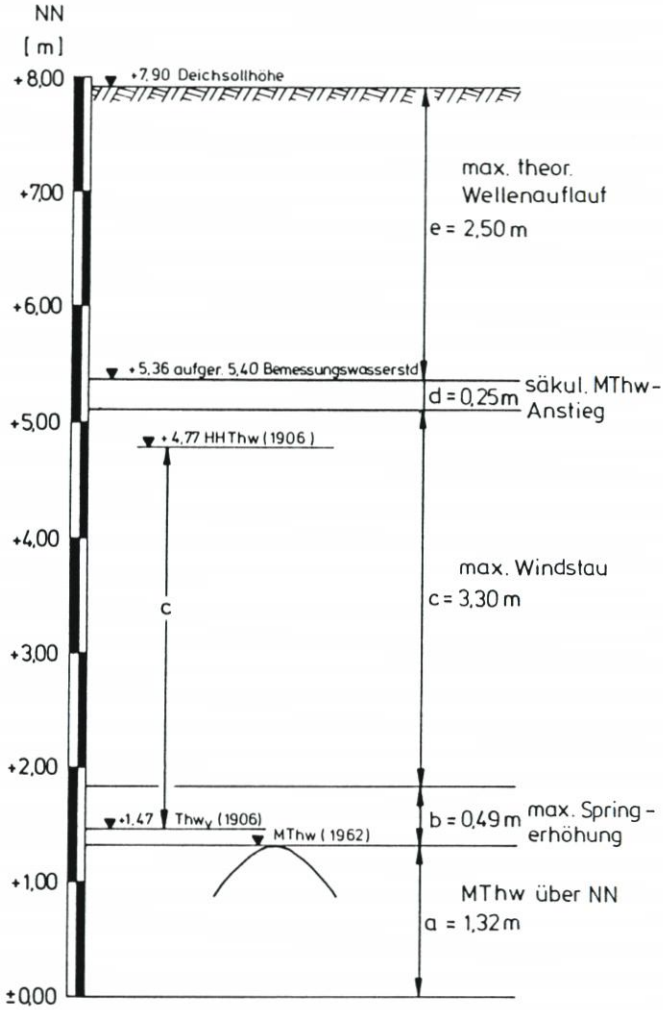


Abb. A2.12. Bemessungsverfahren – Berechnungsmuster für das „Einzelwert-Verfahren" (1962) am Beispiel Pegel Bensersiel

höchsten eingetretenen Tidehochwasser (HHThw) und dem zugehörigen, vorausberechneten astronomischen Tidehochwasser (Thw). Dieses Maß, die größte durch meteorologische Ursachen bedingte Erhöhung des Wasserspiegels über Thw gibt an, welche höchste Sturmflut künftig eintreten kann.

Wert d: Der Sicherheitszuschlag berücksichtigt im wesentlichen das säkulare Steigen des MThw, das mit rd. 30 cm/100 Jahren anzusetzen ist. Der Sicherheitszuschlag kann auch größer gewählt werden, wenn besondere örtliche Gegebenheiten dies erfordern (tiefe Lage des Hinterlandes u. ä.).

Der Bemessungswasserstand ist im zehnjährigen Abstand zu überprüfen und, wenn erforderlich, von den Deichbehörden neu festzusetzen.

Für die Deichbemessung ist ferner noch zu ermitteln der Wert e: Wellenauflauf, in der Senkrechten gemessen [3].

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tabelle A 2.4. Sturmflutwasserstände (HHThw) und Bemessungswasserstände für die Elbe, bezogen auf Pegel-Null = NN −500 cm

Ort	Sturmflutwasserstand HHThw	Jahr	Bemessungswasserstand
Cuxhaven	1010	1976	1065
Brunsbüttel	1041	1976	1120
Brokdorf	1066	1976	1140
Stadersand	1106	1976	1180
Schulau	1125	1976	1200
Hmb.-St. Pauli	1145	1976	1230
Hmb.-Harburg	1143	1976	1230
Bunthaus	1143	1976	1250
Zollenspieker	1134	1976	1270
Geesthacht-Unterwasser	–	1976	1143

Nach den hohen Sturmflutwasserständen der sehr schweren Sturmfluten vom Januar 1976 sind die Bemessungswasserstände und die Sollhöhen der Seedeiche und Inselschutzwerke erneut überprüft worden [12]. Einige Bemessungswasserstände und höchste Sturmflutwasserstände sind hier wiedergegeben mit dem Ergebnis, daß eine Anzahl von Bemessungswasserständen von 1965 bei der Neufestsetzung von 1977 berichtigt werden mußten (Tab. A 2.3).

2.4.4 Bemessungswasserstände an Elbe, Weser und Ems

An der Elbe hat im Jahre 1986 eine Arbeitsgruppe aus Niedersachsen, Hamburg und Schleswig-Holstein eine Bemessungssturmflut nach folgendem Verfahren entwickelt [15]:

a) Bestimmung einer maßgebenden Sturmtidekurve für Cuxhaven,
b) Modelluntersuchungen für die Elbe mit dieser Sturmtidekurve und dem Ergebnis des maßgebenden Sturmflutablaufes,
c) daraus Festlegung der Scheitelwerte (HThw) für jeden Ort als Bemessungswasserstände und
d) Bestimmung des zeitlichen und örtlichen Ablaufes der maßgebenden Sturmflut aus den Kurven.

Die maßgebende Sturmtidekurve enthält folgende Komponenten:

- die gegenwärtigen Tideverhältnisse an der Küste,
- zusätzliche astronomische Einflüsse,
- meteorologische Einflüsse (im wesentlichen Windstau),
- Einflüsse aus Schwingungen in der Nordsee und aus Fernwellen und
- säkulare Veränderungen.

Diese Komponenten überlagern sich schon in der Nordsee. Dabei beeinflussen sie sich gegenseitig, so daß die in Cuxhaven gemessenen Werte nur die Gesamtwirkung darstellen. Ein Herauslösen einzelner Einflüsse für Bemessungszwecke ist mit ausreichender Sicherheit nicht möglich.

Da der Bemessungswasserstand für einen Zeitraum von 100 Jahren gelten soll, wurde das HThw für das Jahr 2085 aus der Kombination:

Mittlere Tide 1976/85

+ säkulare Thw-Veränderung (30 cm)
+ Bemessungs-Windstau (385 cm beim Thw in Cuxhaven)
+ Oberwasserabfluß Q_o (2200 m^3/s)

ermittelt. Die HThw entlang der Elbe sind nach den Empfehlungen zum Bemessungswasserstand [15] in Tab. A 2.4 enthalten.

Für die Weser konnten nur hydraulische Modellversuche zu verwertbaren Bemessungswasserständen führen, um den Einfluß der Nebenflüsse zu berücksichtigen [8], die zum Teil 1986 überprüft und neu festgesetzt wurden (Tab. A 2.5).

Die Ems war bereits im Modell zur Planung des Leda-Sperrwerkes auf die höchsten möglichen Sturmflutwasserstände untersucht worden [7]. Sie wurden ebenfalls 1986 überprüft und neu festgesetzt (Tab. A 2.6).

Tabelle A 2.5. Sturmflutwasserstände (HHThw) und Bemessungswasserstände für die Weser, bezogen auf Pegel-Null = NN −500 cm

Ort	Sturmflutwasserstand HHThw	Jahr	Bemessungswasserstand
Bremerhaven	1035	1962	1130
Nordenham	1017	1962	1100
Brake	1029	1962	1120
Elsfleth	1026	1976	1130
Farge	1030	1976	1130
Vegesack	1022	1962	1142
Bremen/Große Weserbrücke	1041	1962	1095

Tabelle A 2.6. Sturmflutwasserstände (HHThw) und Bemessungswasserstände für die Ems, bezogen auf Pegel-Null = NN −500 cm

Ort	Sturmflutwasserstand HHThw	Jahr	Bemessungswasserstand
Emden	1018	1906	1080
Pogum	1024	1944	1090
Terborg	1012	1962	1100
Leerort	1006	1962	1100
Weener	970	1962	1070
Papenburg	929	1976	1040
Herbrum	916	1976	1040

2.4.5 Bemessungswasserstände an der Ostsee

Am 12./13. 11. 1872 wurde die Ostseeküste von einer sehr schweren Sturmflut mit Wasserständen bis zu NN +3,37 m heimgesucht. Ursache dafür war die Überlagerung mehrerer ungünstiger meteorologischer Ereignisse. Die Auswirkungen dieser Sturmflut waren verheerend. Ihr Höchstwasserstand ist seitdem nicht wieder erreicht worden. Eine Katastrophe ähnlichen Ausmaßes kann sich wiederholen, da die damaligen meteorologischen Bedingungen keineswegs so ungewöhnlich waren, als daß sie nicht wieder auftreten könnten. Es ist

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

sogar ein ungünstigeres Zusammentreffen von meteorologischen Einflüssen denkbar. – Im Winter 1978/79 traten an der Ostseeküste zwei Sturmfluten auf, die wegen ihrer sehr langen Dauer außergewöhnlich waren. Die anhaltenden Verweilzeiten der Sturmflutwasserstände (s. Abschn. 2.3.4) haben damals zu schweren Zerstörungen an den Uferschutzwerken geführt [2, 32].

Die Bemessungsgrundlage für Landesschutzdeiche und andere Küstenschutzwerke ist deshalb der Wasserstand der Sturmflut vom 12./13. 11. 1872. Er ist der höchste zuverlässig gemessene Wasserstand, denn es gibt keine verläßlichen Hinweise, daß schon früher einmal eine wesentlich höhere Sturmflut aufgetreten ist. Daher besteht zur Zeit kein Grund, einen noch höheren Wasserstand zur Grundlage von Planungen hinreichend sicherer Küstenschutzbauten zu machen. Auf einen Sicherheitszuschlag wird daher verzichtet. Jedoch ist für die Bemessung der Schutzanlagen an der Ostseeküste ebenfalls der säkulare Meeresspiegelanstieg (s. Abschn. 2.3.1) zu berücksichtigen. Über einen Bemessungszeitraum von 100 Jahren werden danach dem Sturmflutwasserstand aus dem Jahre 1872 für das vergangene und für das künftige Jahrhundert in Schleswig-Holstein insgesamt rund 0,4 m hinzugefügt, an der Küste von Mecklenburg-Vorpommern sind es 0,3 bis 0,4 m (s. Abschn. 2.4.1).

In Tab. A2.7 sind für einige ausgewählte Orte an der Ostsee die maßgebenden Bemessungswasserstände aufgeführt.

Tabelle A 2.7. Zusammenstellung der höchsten Sturmflutwasserstände und Bemessungswasserstände an der Ostsee, bezogen auf Pegel-Null = NN −500 cm

Ort	Sturmflutwasserstand 1872	Bemessungswasserstand
Flensburg	808	850
Kiel	797	840
Fehmarn	775	820
Travemünde	830	870
Wismar	780	820
Warnemünde	743	785
Stralsund	739	770
Greifswald-Wieck	764	800

3. Seegang und Brandung

3.1 Einführung

Küstenschutzbauwerke sind in besonderem Maße dem Wellenangriff ausgesetzt. Die schwierige Aufgabe, ein Bauwerk funktionell optimal zu gestalten und wirtschaftlich zu bemessen und zu bauen, setzt daher die Kenntnis des Seegangs in seiner räumlichen und zeitlichen Verteilung in Verbindung mit wechselnden Wasserständen sowie im Planungsgebiet auftretenden Strömungen voraus. Das gilt sowohl für die Anwendung theoretischer Verfahren oder mathematisch-numerischer Modelle zur Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Seegang, Bauwerk und Strand als auch für die Durchführung hydraulischer Modellversuche, die als eine wichtige Entscheidungshilfe zur Lösung wasserbaulicher Aufgaben im See- und Küstenwasserbau vielfach herangezogen werden und für die der Seegang eine Eingangsgröße darstellt.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

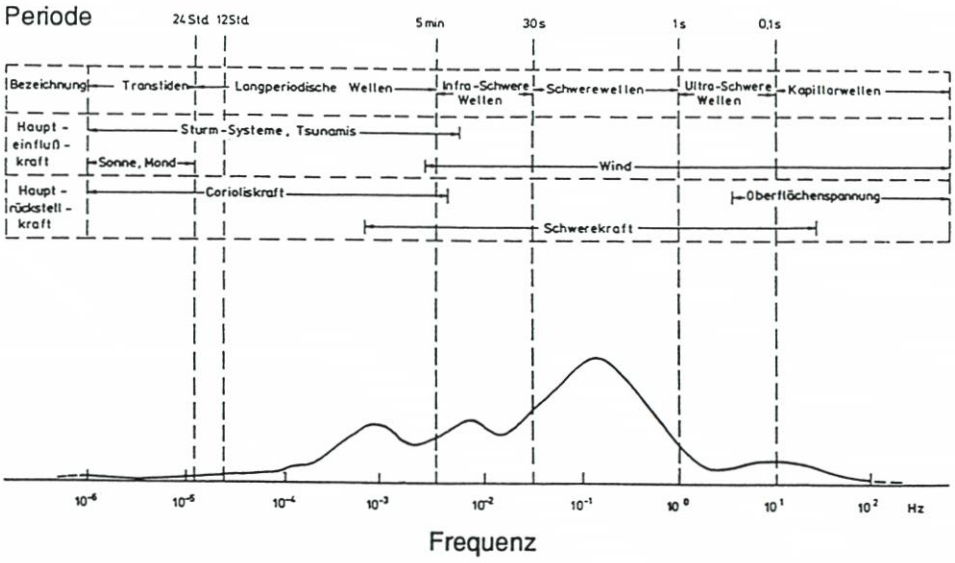


Abb. A3.1. Einteilung ozeanischer Oberflächenwellen [11]

Aus der Hauptgruppe der Wasserwellen (vgl. Abb. A 3.1) im Zusammenhang mit Planungs- und Bemessungsaufgaben im Küstengebiet sind die Wind- und Dünungswellen am wichtigsten, die den Seegang als eine Überlagerung von Wellen unterschiedlicher Höhe, Periode oder Frequenz und Richtung bilden. Die Gesamtheit der Wellen kann durch das Spektrum beschrieben werden, das in seiner allgemeinsten Form den Energieinhalt im Seegang als Funktion der Frequenz und Richtung angibt.

Windwellen sind derjenige Anteil der Wellen im Seegang, der an Ort und Stelle durch den unmittelbaren Einfluß des Windes entstanden ist. Dünungswellen sind Wellen mit vergleichsweise längerer Periode, die außerhalb des Untersuchungsgebietes entstanden sind und sich aus ihrem Entstehungsgebiet fortbewegt haben. Die Richtungen der Windsee- und Dünungsanteile des Seegangs können unterschiedlich sein.

Auf dem Gebiet der Ozeanographie wurden in den letzten Jahren verstärkt Anstrengungen unternommen, um die Kenntnisse über die spektralen Eigenschaften des Seegangs besser zu verstehen. Durch Naturmeßprogramme mit internationaler Beteiligung sind die energetischen Wellenvorhersageverfahren, auch im Hinblick auf Flachwassereinflüsse, weiter verbessert worden.

Dennoch müssen für ingenieurwissenschaftliche Aufgaben häufig Wellenmeßprogramme direkt für ein Planungsgebiet durchgeführt werden, zumal nicht immer Seegangsdaten aus benachbarten Bereichen in ausreichendem Umfange vorhanden sind, die unmittelbar für eine planerische Aufgabe verwendet werden können. Derartige Meßprogramme, die erst durch die Entwicklung moderner Meß- und Auswertesysteme ermöglicht wurden, zeigen die große Bedeutung des Seegangs für Planungs- und Baumaßnahmen an der Küste.

Einer direkten Anwendung des Spektrums für Planungs- und Bemessungsaufgaben im Küstenschutz sind (vgl. Kap. 4) Grenzen gesetzt. Für praktische Ingenieuraufgaben, insbesondere für die Anwendung von Bemessungsverfahren, wird in der Regel eine Parametrisierung des Seegangs in dem Sinne vorgenommen, daß aus gemessenen Zeitreihen des Seegangs oder aus dem Spektrum charakteristische Seegangsparameter bestimmt werden, z. B. die

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

„signifikante" Wellenhöhe mit einer zuzuordnenden Wellenperiode und Richtung. Diese Idealisierung ist im Hinblick auf eine mathematische Beschreibung des Seegangs notwendig.

Wellentheorien dienen dann dazu, Veränderungen definierter Seegangsparameter einzelner Ereignisse und daraus abgeleiteter Größen wie Wellengeschwindigkeiten, Partikelbewegung oder Energiefluß beim Einlaufen der Wellen in flaches Wasser zu berechnen und Wechselwirkungen mit Bauwerken rechnerisch zu erfassen.

Ansätze zur Berechnung von Flachwassereffekten beruhen vielfach auf der linearen Wellentheorie, doch lassen moderne Rechenanlagen auch die Anwendung höherer Wellentheorien mit vertretbarem Aufwand zu. Für das Brechen der Wellen gibt es bis heute keine umfassende Theorie, und Brechvorgänge werden auch durch empirische Ansätze beschrieben. Für die Bemessung von Bauwerken ist die Einbeziehung empirischer Beiwerte gebräuchlich, und höhere Theorien können fallweise wichtig sein.

Eine Idealisierung des Seegangs in dem angesprochenen Sinne ist jedoch nicht unproblematisch. Vergleichende Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen und natürlichem Seegang, insbesondere in hydraulischen Modellversuchen, zeigen, daß die spektralen Eigenschaften des Seegangs häufig zu wenig beachtet wurden. Das gilt insbesondere für Gebiete flachen Wassers, in denen die örtlichen Verhältnisse einen großen Einfluß auf die statistische Verteilung der Wellen haben.

In Näherung ist die Erfassung der spektralen Eigenschaften des Seegangs durch Überlagerungsverfahren möglich, indem einzelne, durch Flachwasser- bzw. Bauwerkseinflüsse veränderte Seegangskomponenten zu einem Wirkungsspektrum zusammengesetzt werden.

Zur Ermittlung der Seegangseingangsdaten für den Entwurf und die Bemessung ist die Einbeziehung langzeitstatistischer Methoden erforderlich, wobei wechselnde Wasserstände und andere hydrologische Größen wie Strömungen und insbesondere Windbedingungen im Planungsgebiet berücksichtigt werden müssen, die Einfluß auf den Seegang haben und Grenzzustände extremer Ereignisse mitbestimmen.

Seegangsvorhersageverfahren in Verbindung mit häufig vorhandenen langjährigen Windstatistiken können dabei für die Abschätzung extremer Ereignisse eine gute Hilfe sein, jedoch kann die Problematik Bemessungsseegang nur bauwerksabhängig (z. B. zulässige Zerstörungen) und unter Berücksichtigung weiterer Aspekte (z. B. Baudurchführung oder funktionelle Kriterien) betrachtet werden.

Ohne daß ein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben werden kann, werden im folgenden Grundlagen der Wellentheorien und der Seegangsspektren sowie deren Analyse und Bewertung als Voraussetzung für die Lösung seegangsspezifischer Fragestellungen beim Entwurf und der Bemessung von Küstenschutzbauwerken behandelt. Der Überblick und das angeführte Schrifttum können wegen des beschränkten Umfangs nicht vollständig sein. Die Einschaltung eines auf diesem Gebiet erfahrenen Instituts und gegebenenfalls die Durchführung von hydraulischen Modellversuchen oder numerischen Berechnungen wird daher dringend empfohlen.

Auf nationaler und auch auf internationaler Ebene laufende Forschungsvorhaben zur Belastung von Bauwerken, insbesondere bei brechenden Wellen, aber auch zu Fragen des seegangserzeugten Feststofftransportes (Kap. 6), der für die Bewertung von Küstenschutzwerken oder die Optimierung von Strandersatzmaßnahmen gleichrangig wie die Standsicherheit zu sehen ist, lassen Fortschritte erkennen, zeigen jedoch auch Grenzen der für die Planung zur Verfügung stehenden Methoden auf. Theoretische Ansätze oder numerische Berechnungen zur Standsicherheit von Bauwerken unter Seegangsbeanspruchung bzw. zur Bewertung ihrer Funktion einschließlich möglicher negativer Folgen für das Umfeld bedürfen daher einer kritischen Überprüfung der der Berechnung zugrunde gelegten Vereinfachungen.

Die folgenden Kapitel sollen dazu beitragen, dem planenden Ingenieur das hierfür notwendige Verständnis der komplexen physikalischen Zusammenhänge zu vermitteln. Hierbei wird auf die Wiedergabe von Gleichungen und deren Interpretation, soweit möglich, verzichtet. Weiterführendes Schrifttum ist an entsprechender Stelle angegeben.

3.2 Anmerkungen zu Wellentheorien

3.2.1 Allgemeines

Der Seegang ist als stochastischer Prozeß aufzufassen, der durch Messungen oder Vorhersageverfahren ermittelt wird (Kap. 3.6). Der Begriff Wellenklima umfaßt die räumliche und zeitliche Verteilung der Wellen eines Seegebietes. Wellentheorien dienen dazu, einzelne Ereignisse mathematisch formulierbar zu machen, wobei Vereinfachungen der natürlichen Verhältnisse erforderlich werden (vgl. Kap. 3.3).

Wellentheorien gründen auf der Annahme, daß eine einzelne Welle oder eine Folge von gleichförmigen Wellen durch die Wellenhöhe H, die Wellenperiode T (oder die Wellenlänge L) und die Richtung Θ gekennzeichnet sind. Diese Parameter reichen aus, um das zu einer bestimmten Wellenform (z. B. Sinuswelle, Trochoide oder zusammengesetzte Wellenform) zugehörige Strömungsfeld unter der Welle und die Druckverteilung als Belastungsgrößen für Bauwerke in beliebigen Wassertiefen d zu berechnen.

Die Auswahl des für eine Planungsaufgabe zugrunde zu legenden Seegangszustandes, aus dem diese Seegangsparameter als Eingangsgrößen für den Entwurf und die Bemessung (Kap. 4) ermittelt werden, ist nach statistischen Methoden (Kap. 3.7) problemabhängig durchzuführen, wobei andere hydrologische Größen wie Wasserstände, Wind und Strömungen einzubeziehen sind.

Die eigentliche Planungsaufgabe von Bauwerken zum Schutz sandiger Küsten umfaßt funktionelle Gesichtspunkte, insbesondere Fragen des seegangserzeugten Feststofftransportes (Kap. 6) einschließlich möglicher Folgen von Bauwerken auf das Umfeld (z. B. Lee-Erosion), und konstruktive Gesichtspunkte, d. h. die eigentliche Bemessung gegen Seegangsbeanspruchung.

Innerhalb des daraus für die Lösung resultierenden Optimierungsproblems stellen Wellentheorien lediglich eine, aber dennoch wichtige methodische Komponente dar. Sie können jedoch (vgl. Abb. A3.2) nicht isoliert betrachtet werden, und die Lösung seegangstypischer Fragestellungen erfordert in der Regel die Einbeziehung aller verfügbaren Methoden (vgl. [44, 45]). Hierbei spielen ortsabhängige Erfahrungen mit bereits ausgeführten Küstenschutzwerken eine wichtige Rolle.

Typische Aufgaben von Wellentheorien sind die Erfassung von Flachwassereffekten (Kap. 3.4) oder von bauwerksbedingten Wechselwirkungen mit den örtlichen Wellen im Planungsgebiet (Kap. 3.5), in Verbindung mit Überlagerungsverfahren auch zur Erfassung der spektralen Eigenschaften natürlichen Seegangs.

3.2.2 Deterministische Wellentheorien, Überblick

Es ist die Aufgabe deterministischer Wellentheorien, die Form der freien Oberfläche η (t) und die Bewegung der Wasserteilchen in den drei Koordinatenrichtungen x, y und z einer Welle für unterschiedliche Wellenhöhen H und -perioden T und bei unterschiedlichen

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

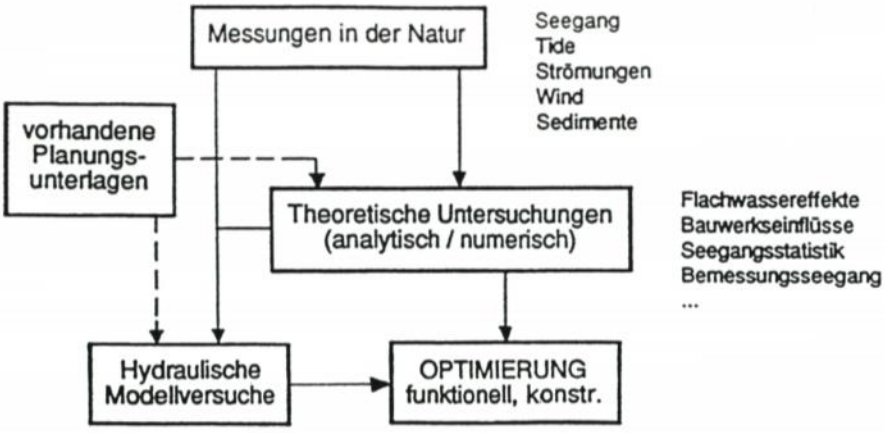


Abb. A3.2. Untersuchung von Seegangsproblemen im Küstenwasserbau, methodische Wechselbeziehungen

Wassertiefen d möglichst genau mathematisch zu formulieren (Bezeichnungen s. Abb. A3.3).

Eine Übersicht über die wichtigsten Theorien und die darin getroffenen mathematischen Voraussetzungen gibt Tabelle A3.1.

Hinsichtlich der mathematischen Grundlagen wird auf WIEGEL [81], LE MEHAUTE [49] und das dort angegebene Schrifttum verwiesen. Vom mathematischen Standpunkt ist es üblich, zwischen linearen und nichtlinearen Wellentheorien zu unterscheiden. Letztere enthalten auch die Theorien langer Wellen, wie sie für die Berechnung von Tidewellen verwendet werden.

Vom physikalischen Standpunkt ist zu unterscheiden in oszillatorische Wellen, die eingeteilt werden in fortschreitende und stehende Wellen, und in translatorische Wellen. Oszillatorische Wellen werden auch als Transversalwellen bezeichnet. Bei translatorischen Wellen, z. B. einer Bore (bewegter hydraulischer Wechselsprung), findet ein Transport von Masse per Definition statt, aber auch oszillatorische Wellen können in Theorien höherer Ordnung (z. B. STOKESsche Theorien oder Cnoidale Wellentheorie) einen (geringen) Massentransport enthalten. Die Unterschiede oszillatorischer Wellen und translatorischer Wellen werden in Abb. A3.4 verdeutlicht. Dargestellt sind weiterhin Wellenprofile, die sich bei Anwendung unterschiedlicher, in Tabelle A3.1 aufgeführter Wellentheorien ergeben.

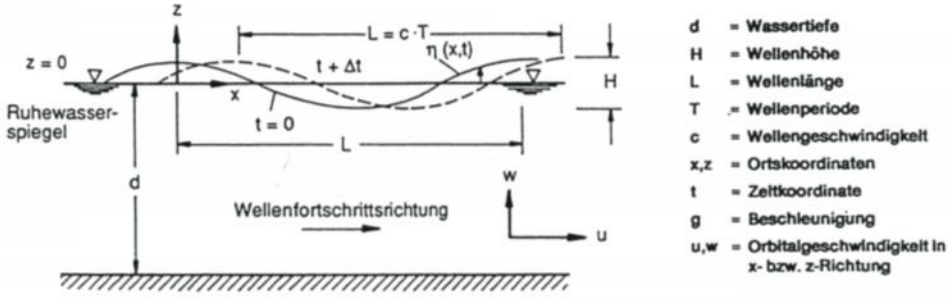
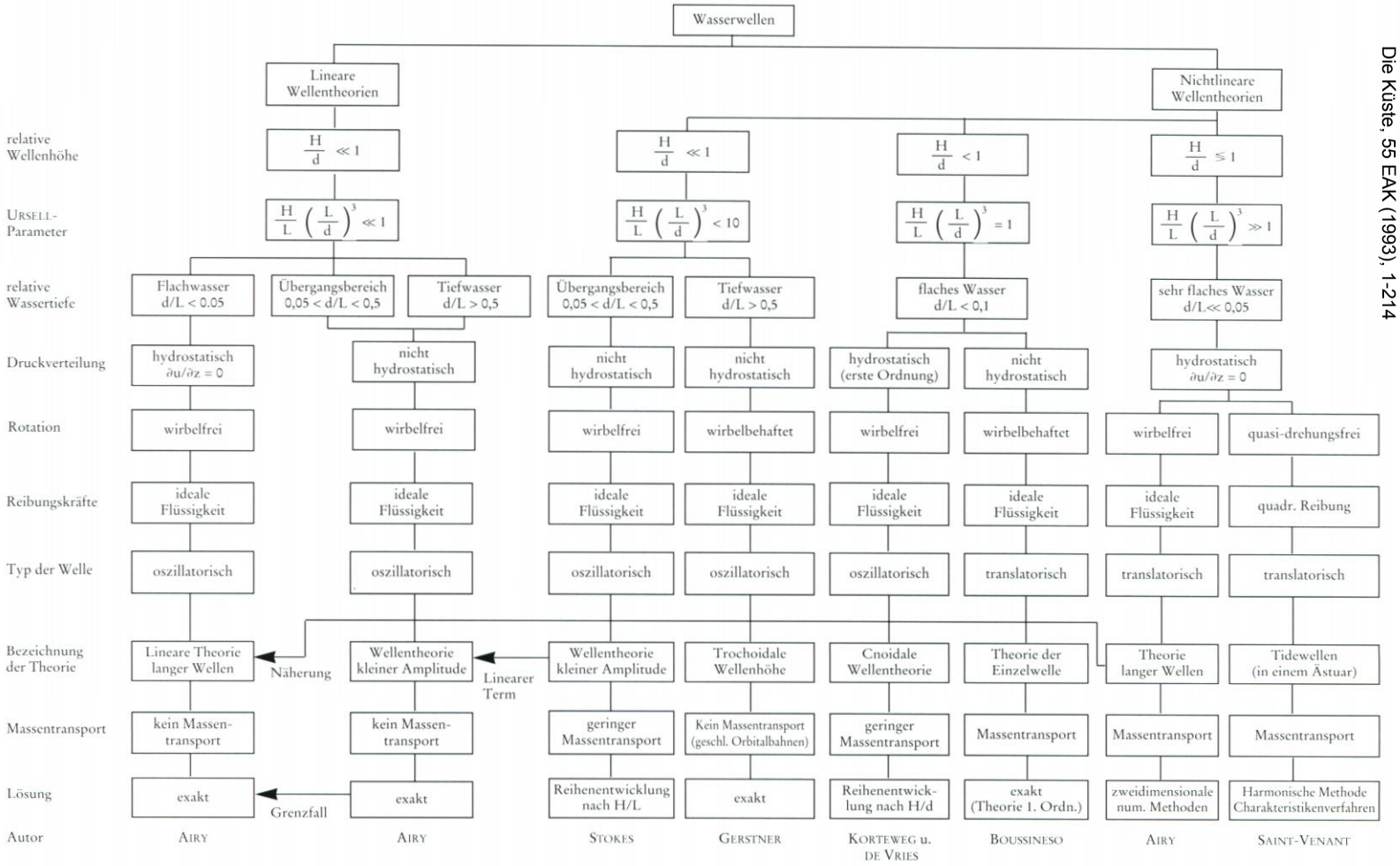


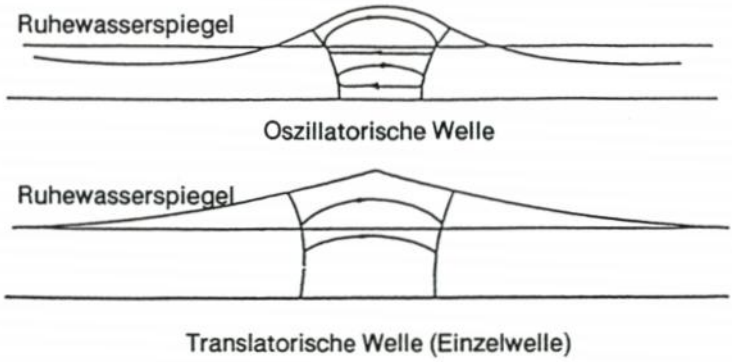
Abb. A3.3. Fortschreitende Schwerewellen, Bezeichnungen

Tab. A 3.1. Klassifikation der Wellentheorien und mathematische Voraussetzungen (nach LE MEHAUTE [49])



Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Bewegung der Wasserteilchen



Wellenprofile

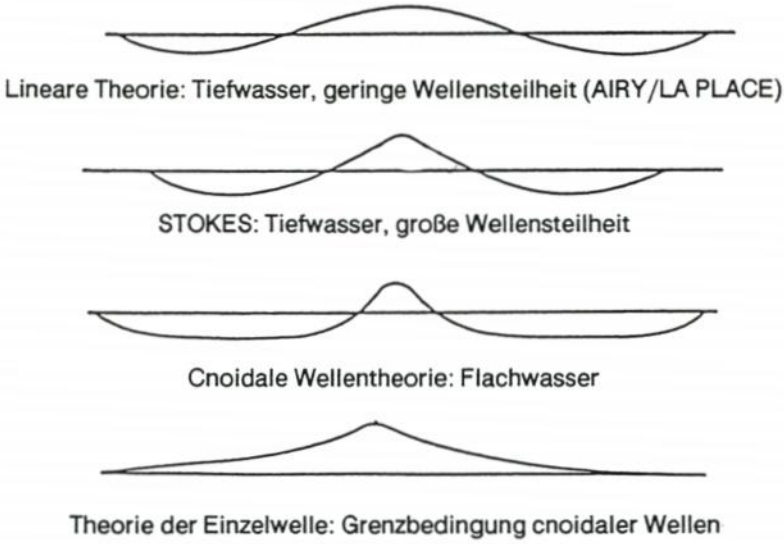


Abb. A3.4. Zur Anwendung von Wellentheorien (aus LE MEHAUTE [49])
oben: Teilchenbewegung in oszillatorischen und translatorischen Wellen, schematisch
unten: Verdeutlichung unterschiedlicher Wellenprofile bei Verwendung verschiedener Theorien

Neben den in Tab. A 3.1 aufgeführten Theorien ist vor allem die durch DEAN entwickelte Stream-function-theory als nichtlineare numerische Näherungslösung der hydrodynamischen Bewegungsgleichungen der Wellenbewegung zu erwähnen. Die Theorie wurde wegen des numerischen Aufwandes auch in Tabellenform dargestellt (DEAN [20]); Computerprogramme sind in den auf dem Gebiet des Küstenwasserbaus tätigen Hochschulinstituten verfügbar.

Die Grenzen der Anwendung verschiedener Theorien sind nicht abschließend erforscht. Die wichtigsten Theorien sind in Abb. A3.5 eingetragen, die auch einen Anhalt über die Gültigkeitsbereiche dieser Theorien vermittelt. Diese werden durch die dimensionslosen Parameter $H/g \cdot T^2$ und $d/g \cdot T^2$ charakterisiert (g = Erdbeschleunigung).

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

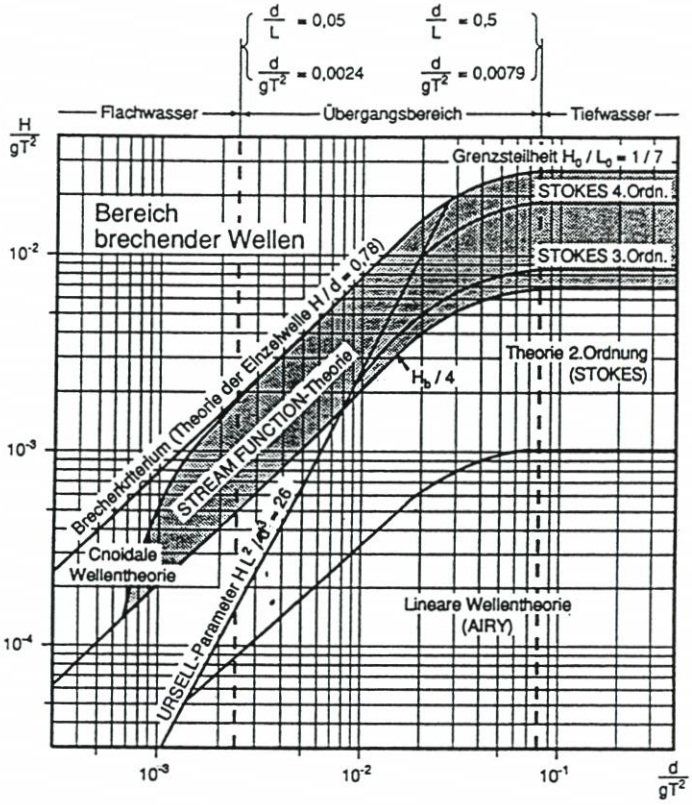


Abb. A3.5. Anwendungsbereiche verschiedener Wellentheorien (nach CERC [12])

Es ist gebräuchlich, wie in Abb. A3.5 angegeben, entsprechend der relativen Wassertiefe d/L wie folgt zu unterteilen:

- Tiefwasser: $d/L \geq 0{,}5$
- Übergangsbereich: $0{,}5 > d/L > 0{,}05$
- Flachwasser: $d/L \leq 0{,}05$

Die dimensionslose Größe H/L wird als Wellensteilheit bezeichnet. Die relative Wassertiefe d/L und die Wellensteilheit H/L können durch den Ursell-Parameter $U_R = (H/L) \cdot (L/d)^3$ verknüpft werden.

Im Prinzip kann gesagt werden (vgl. Tabelle A 3.1), daß die lineare Wellentheorie um so eher berechtigt ist, je kleiner der Ursell-Parameter U_R ist. Mit größer werdendem U_R müssen nichtlineare Theorien verwendet werden, um die gleiche relative Genauigkeit hinsichtlich der mathematischen Erfassung des Profils der freien Oberfläche der Welle zu erreichen.

Wichtigste Wellentheorie für ingenieurpraktische Anwendungen, vornehmlich in Verbindung mit der Veränderung der Wellenkennwerte beim Einlaufen in flaches Wasser (Kap. 3.4), aber auch für eine nährungsweise Erfassung unregelmäßiger Wellen im Seegang (Kap. 3.3) und deren Wechselwirkungen mit Bauwerken (Kap. 3.5), soweit theoretisch erfaßbar, ist die lineare Wellentheorie, die nach Airy und Laplace benannt wird. Von den Theorien höherer Ordnung sind die nach Stokes bezeichneten Theorien und cnoidale Theorien zur Erfassung der horizontalen Asymmetrie, d. h. unterschiedlicher Kammlagen

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

und Tallagen in bezug auf den Ruhewasserspiegel, oder zur Berechnung der Druckverteilung in der Welle und den mit der Wellenbewegung verbundenen Bewegungen der Wasserteilchen (Orbitalbewegung) von Wichtigkeit. Brechkriterien (Kap. 3.4) werden aus Einzelwellentheorien abgeleitet. Die Trochoidale Wellentheorie wird z. B. beim Bemessungsansatz für die Belastung senkrechter Wände (Lastfall Reflexion) (vgl. Kap. 4) verwendet.

Vom mathematischen Standpunkt aus wird versucht, einen möglichst breiten Anwendungsbereich in einem Ansatz zu erfassen (z. B. vorgenannte Stream-function-theory). Durch die heute bestehenden Möglichkeiten numerischer Berechnungen nimmt die Bedeutung nichtlinearer Theorien auch für ingenieurpraktische Aufgaben zu. Auf neuere Untersuchungen zur mathematischen Modellierung nichtlinearer Wechselwirkungen im Seegang in flachem Wasser auf der Grundlage eines erweiterten BOUSSINESQ-Ansatzes (z. B. PRÜSER [62]) sei in diesem Zusammenhang hingewiesen.

3.2.2.1 Lineare Wellentheorie kleiner Amplitude (AIRY/LAPLACE)

Die lineare Wellentheorie geht von folgenden Voraussetzungen aus (vgl. Tab. A3.1):

1. Sinusförmige Oberfläche, d. h. symmetrisches Wellenprofil
2. Kleine Amplituden, d. h. $H \ll L$, $H \ll d$
3. Ebener Untergrund
4. Ideale Flüssigkeit, d. h. reibungsfrei, inkompressibel, homogen
5. Kein Einfluß der Luftbewegung auf die Wellenbewegung

Die für praktische Berechnungen wichtigsten Gleichungen sind in Tab. A3.2 zusammengestellt.

3.2.2.2 Theorien endlicher Amplitude (STOKESsche Wellentheorien)

In den Theorien höherer Ordnung werden nichtlineare Einflüsse teilweise berücksichtigt, so daß für Tiefwasserbedingungen und Wellen im Übergangsbereich die Bewegungsvorgänge genauer erfaßt werden.

Zur Lösung der Bewegungsgleichungen sind Reihenentwicklungen üblich. Bei einer Entwicklung in Termen von H/L werden die Theorien nach STOKES bezeichnet, der erstmals die AIRY/LAPLACEsche lineare Theorie durch eine Theorie 2. und 3. Ordnung erweitert hat. Die wichtigsten Gleichungen zur Berechnung der physikalischen Wellenvorgänge der häufig verwendeten STOKESschen Theorie 3. Ordnung sind in Tab. A3.3 zusammengestellt.

Hierin bedeuten:

$$k = \frac{2\pi}{L}; \quad \omega = \frac{2\pi}{T}; \quad \Theta = kx - \omega t$$

(wie in Tab. A3.2, lineare Theorie)

Die Größe a ist aus den folgenden impliziten Gleichungen zu bestimmen und beschreibt die horizontale Asymmetrie der Wellen (nach linearer Theorie ist $a = H/2$).

$$H = 2a + \frac{3}{32} \cdot k^2 \cdot a^3 \cdot \left[\frac{1 + 8\cosh^6(kd)}{\sinh^6(kd)}\right] \quad \text{(allg. Gleichung)}$$

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tab. A 3.2. Lineare Wellentheorie. Physikalische Beziehungen (nach WIEGEL [81])

	Flachwasser $\frac{d}{L} < \frac{1}{20}$	Übergangsbereich $\frac{1}{20} < \frac{d}{L} < \frac{1}{2}$	Tiefwasser $\frac{d}{L} > \frac{1}{2}$
1. Profil der freien Oberfläche	Allgemeine Gleichung	$\eta = \frac{H}{2} \cdot \cos\theta$	
2. Wellengeschwindigkeit	$c = \frac{L}{T} = \sqrt{g \cdot d}$	$c = \frac{L}{T} = \frac{g}{\omega} \cdot \tanh(kd) = \sqrt{\frac{g}{k} \cdot \tanh(kd)}$	$c = \frac{L}{T} = \frac{g}{\omega}$
3. Wellenlänge	$L = c \cdot T = T \cdot \sqrt{g \cdot d}$	$L = \frac{g}{\omega} \cdot T \tanh(kd)$	$L = c \cdot T = \frac{g}{\omega} \cdot T$
4. Orbitalgeschwindigkeit a) horizontal	$u = \frac{H}{2} \cdot \sqrt{\frac{g}{d}} \cdot \cos\theta$	$u = \frac{H}{2}\,\omega\,\frac{\cosh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cdot \cos\theta$	$u = \frac{H}{2}\,\omega \cdot e^{kz} \cdot \cos\theta$
b) vertikal	$w = \frac{H}{2}\,\omega \cdot \left(1 + \frac{z}{d}\right) \cdot \sin\theta$	$w = \frac{H}{2}\,\omega \cdot \frac{\sinh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cdot \sin\theta$	$w = \frac{H}{2}\,\omega \cdot e^{kz} \cdot \sin\theta$
5. Orbitalbeschleunigung a) horizontal	$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{H}{2}\,\omega \cdot \sqrt{\frac{g}{d}} \cdot \sin\theta$	$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{H}{2}\,\omega^2 \cdot \frac{\cosh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cdot \sin\theta$	$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{H}{2}\,\omega^2 \cdot e^{kz} \cdot \sin\theta$
b) vertikal	$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{H}{2}\,\omega^2 \cdot \left(1 + \frac{z}{d}\right) \cdot \cos\theta$	$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{H}{2}\,\omega^2 \cdot \frac{\sinh[k(z+d)]}{\sinh(kz)} \cdot \cos\theta$	$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{H}{2}\,\omega^2 \cdot e^{kz} \cdot \cos\theta$

In Tab. 3.2 bedeuten:

$k = \frac{2\pi}{L}$ (Wellenzahl)

$\omega = \frac{2\pi}{T}$ (Kreisfrequenz)

$\theta = kx - \omega t$ (Phasenwinkel)

bzw.

$$H = 2a + \frac{3}{4} \cdot k^2 \cdot a^3 \qquad \text{(Tiefwasser)}$$

Wie die Gleichungen in Tab. A 3.3 zeigen, enthalten die STOCKESschen Theorien die lineare Wellentheorie als Sonderfall.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tab. A 3.3. STOKESsche Theorie 3. Ordnung. Physikalische Beziehungen (nach WIEGEL [81])

	Allgemeine Gleichung	Tiefwasser $\frac{d}{L} > \frac{1}{2}$
1. Profil der freien Oberfläche	$\eta = a \cdot \cos\theta + \frac{k}{4} a^2 \cdot \frac{\cosh(kd)\,[2 + \cosh(2kd)]}{\sinh^3(kd)} \cdot \cos(2\theta) + \frac{3}{64} k^2 a^3 \cdot \frac{1 + 8\cosh^6(kd)}{\sinh^6(kd)} \cdot \cos(3\theta)$	$\eta = a \cdot \cos\theta + \frac{k}{2} a^2 \cdot \cos(2\theta) + \frac{3}{8} k^2 a^3 \cdot \cos(3\theta)$
2. Wellengeschwindigkeit	$c = \sqrt{\frac{g}{k}\tanh(kd) \cdot \left[1 + k^2 a^2 \frac{8 + \cosh(4kd)}{8\sinh^4(kd)}\right]} = \sqrt{\frac{g}{k}\tanh(kd) \cdot \left[1 + k^2 a^2 \frac{14 + 4\cosh^2(2kd)}{16\sinh^4(kd)}\right]}$	$c = \sqrt{\frac{g}{k}[1 + k^2 a^2]}$
3. Wellenlänge	$L = \frac{g}{\omega} T \cdot \tanh(kd) \cdot \left[1 + k^2 a^2 \cdot \frac{14 + 4\cosh^2(2kd)}{16\sinh^4(kd)}\right] = c \cdot T$	$L = \frac{g}{\omega} T \cdot [1 + k^2 a^2]$
4. Orbitalgeschwindigkeit a) horizontal	$u = c \cdot \left[k \cdot a \cdot \frac{\cosh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cdot \cos\theta + \frac{3}{4} k^2 a^2 \cdot \frac{\cosh[2k(z+d)]}{\sinh^4(kd)} \cdot \cos(2\theta) + \frac{3}{64} k^3 a^3 \cdot \frac{11 - 2\cosh(kd)}{\sinh^7(kd)} \cdot \cosh[3k(z+d)] \cdot \cos(3\theta)\right]$	$u = \omega \cdot a \cdot e^{kz} \cdot \cos\theta$
b) vertikal	$w = c \cdot \left[k \cdot a \cdot \frac{\sinh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cdot \sin\theta + \frac{3}{4} k^2 a^2 \cdot \frac{\sinh[2k(z+d)]}{\sinh^4(kd)} \cdot \sin(2\theta) + \frac{3}{64} k^3 a^3 \cdot \frac{11 - 2\cosh(kd)}{\sinh^7(kd)} \cdot \sinh[3k(z+d)] \cdot \sinh(3\theta)\right]$	$w = \omega \cdot a \cdot e^{kz} \cdot \sin\theta$
5. Orbitalbeschleunigung a) horizontal	$\frac{\partial u}{\partial t} = c \cdot \left[k \cdot \omega \cdot a \frac{\cosh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cdot \sin\theta + \frac{3}{2} k^2 \omega a^2 \cdot \frac{\cosh[2k(z+d)]}{\sinh^4(kd)} \cdot \sin(2\theta) + \frac{9}{64} k^3 \omega a^3 \cdot \frac{11 - 2\cosh(2kd)}{\sinh^7(kd)} \cdot \cosh[3k(z+d)] \cdot \sinh(3\theta)\right]$	$\frac{\partial u}{\partial t} = \omega^2 a \cdot e^{kz} \cdot \sin\theta$

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tab. A 3.3. (Fortsetzung)

	Allgemeine Gleichung	Tiefwasser $\frac{d}{L} > \frac{1}{2}$
b) vertikal	$\frac{\partial w}{\partial t} = c \cdot \left[- k \cdot \omega \cdot a \frac{\sinh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cdot \cos\theta - \frac{3}{2} k^2 \omega a^2 \cdot \frac{\sinh[2k(z+d)]}{\sinh^4(kd)} \cdot \cos(2\theta) - \frac{9}{64} k^3 \omega a^3 \cdot \frac{11 - 2\cosh(2kd)}{\sinh^7(kd)} \cdot \sinh[3k(z+d)] \cdot \cos(3\theta) \right]$	$\frac{\partial w}{\partial t} = - \omega^2 a \cdot e^{kz} \cdot \cos\theta$

Auch Theorien noch höherer Ordnung wurden für den Ingenieurgebrauch aufgearbeitet und liegen in Tabellenform vor (z. B. Theorie 5. Ordnung durch SKJELBREIA und HENDRICKSON [70]); Computerprogramme sind in den Universitätsinstituten verfügbar.

3.2.2.3 Cnoidale Wellentheorie und Theorie der Einzelwelle

Wie Abb. A 3.5 zeigt, nimmt die Genauigkeit der STOKESschen Wellentheorien ab, je weiter man sich dem Flachwasserbereich nähert. Wenn d/L < rd. 0,1 wird, beschreibt die Cnoidale Wellentheorie die physikalischen Verhältnisse besser.

Die Cnoidale Wellentheorie ist zu den nichtlinearen Theorien zu rechnen. Im Gegensatz zur STOKESschen Reihenentwicklung (in Termen von H/L) wird eine Reihenentwicklung in Termen der relativen Wassertiefe H/d durchgeführt (vgl. Tab. A 3.1). Die Theorie wurde 1895 durch KORTEWEG und DE VRIES entwickelt und u. a. durch WIEGEL [82] für die praktische Anwendung aufbereitet. Die Bezeichnung Cnoidale Wellentheorie wurde in Analogie zum englischen Begriff sinusoidal = sinusförmig gewählt. Das Wellenprofil wird durch JACOBIsche elliptische cos-Funktionen dargestellt, die üblicherweise mit cn bezeichnet werden.

Der Gültigkeitsbereich der Theorie wurde durch LAITONE [47] untersucht und liegt bei d/L < rd. 1/8 und $U_R > 26$. Im Shore Protection Manual (SPM, CERC [11, 12]) sind dimensionslose Diagramme veröffentlicht, die die Anwendung der Theorie erleichtern; Computerprogramme sind in den Universitätsinstituten verfügbar.

Die Cnoidale Wellentheorie (auch Theorien höherer Ordnung wurden entwickelt) geht im Tiefwasserbereich in die Theorie mit sinusförmiger Oberfläche über (lineare Wellentheorie), im Flachwasserbereich in die Theorie der Einzelwelle, die durch BOUSSINESQ, 1872, RAYLEIGH, 1876, und MCCOWAN, 1891, formuliert wurde.

Letztere liefert insbesondere das theoretische Brechkriterium der Wellen infolge verringerter Wassertiefe (vgl. auch Kap. 3.3.4). Die Theorie der Einzelwelle wird aber auch verwendet, um das Einlaufen sehr langer Wellen, z. B. Erdbebenwellen, in flaches Wasser zu berechnen. Im Gegensatz zu den vorher genannten Wellentheorien (oszillatorische Wellen) ist die Einzelwelle eine translatorische Welle, die sich (mit unendlicher Wellenlänge) *über* dem Ruhewasserspiegel bewegt (vgl. Abb. A 3.4). Auf die Wiedergabe der Wellengleichungen wird hier verzichtet.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

3.2.2.4 Trochoidale Wellentheorie

Die Theorie (vgl. Tab. A3.1) wird allgemein nach GERSTNER bezeichnet, obwohl sie unabhängig auch von RANKINE entwickelt wurde. GERSTNER faßt die Oberfläche der Wellen und Linien gleichen Drucks als Trochoide auf (Trochoiden sind verkürzte Zykloiden, die geometrisch beim Abrollen eines Kreises auf einer Geraden entstehen. Ein angenommener Punkt auf einem Kreisumfang beschreibt eine Zykloide, ein Punkt im Innern des Kreises eine Trochoide). Nach der Trochoidaltheorie ergibt sich die horizontale Asymmetrie der Wellen, die in den Bemessungsansatz SAINFLOU (vgl. Kap. 4) eingeht. Die Wellengeschwindigkeit im Tiefwasser entspricht der der linearen Wellentheorie.

3.2.3 Zur Anwendung der Wellengleichungen, lineare Theorie

3.2.3.1 Potentialfunktion

Wie vorher erläutert wurde, ist die lineare Wellentheorie für ingenieurpraktische Fragestellungen die wichtigste Theorie, die unter den unter Kap. 3.2.2.1 genannten Voraussetzungen entwickelt wurde. Die Annahme der Wirbelfreiheit bedeutet zunächst, daß eine Potentialfunktion existiert, aus der die Geschwindigkeiten u und w der Wasserteilchen (vgl. Abb. A3.3) in der Welle durch Differentiation in die Bewegungsrichtung ermittelt werden können.

Die Potentialfunktion wird aus dem Kontinuitätsgesetz, der allgemeinen Bewegungsgleichung (BERNOULLI-Gleichung) und Randbedingungen für die freie Oberfläche und an der Seesohle erhalten. Hierbei werden Bedingungen für die freie Oberfläche vorgegeben und konvektive Trägheitskräfte vernachlässigt (Linearisierung der Differentialgleichung).

Aus der Potentialfunktion ϕ werden die Form der freien Oberfläche $\eta = f(x, t)$, die Wellengeschwindigkeit $c = f(d, L)$ in Fortschrittsrichtung und die mit der Wellenbewegung verbundenen Teilchenbewegungen bzw. -beschleunigungen (Orbitalbewegung) erhalten. Ferner werden aus der Potentialfunktion der mit der Welle verbundene Energiefluß und die Gruppengeschwindigkeit bestimmt.

Zur Erfassung unregelmäßiger Wellen gestattet die Linearisierung der Differentialgleichung die Überlagerung von einzelnen periodischen Wellen und der darin jeweils enthaltenden Drücke oder Geschwindigkeiten.

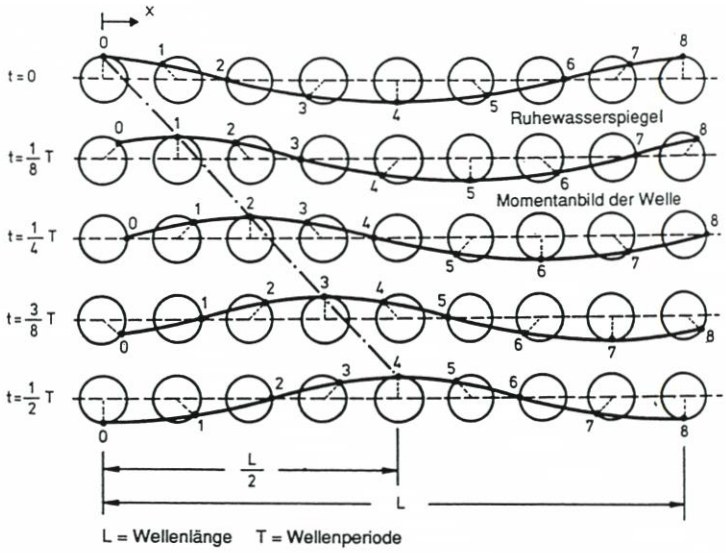
Die wichtigsten Begriffe bzw. aus der Potentialfunktion abgeleitete mathematische Beziehungen in Ergänzung zu den in Tab. A3.2 angegebenen Gleichungen werden im folgenden erläutert, da die in Kap. 3.3 bis 3.5 gegebenen Hinweise hierauf Bezug nehmen.

3.2.3.2 Orbitalbewegung

Die sich aus der Potentialfunktion nach linearer Theorie ergebenden Gleichungen für die horizontalen und vertikalen Geschwindigkeiten der Wasserteilchen in einer fortschreitenden Welle und die daraus durch Differentiation ermittelten Teilchenbeschleunigungen sind gemeinsam mit der Gleichung für die freie Oberfläche und die Wellengeschwindigkeit in Tab. A3.2 angegeben.

Nach der linearen Wellentheorie ist mit der Teilchenbewegung (Orbitalbewegung) kein Massentransport verbunden. Wie in Abb. A3.6 dargestellt ist, ergeben sich als Bahnkurven

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214



Anm.: In dieser Form der Darstellung ergibt sich die Oberfläche der Welle als Zykloide

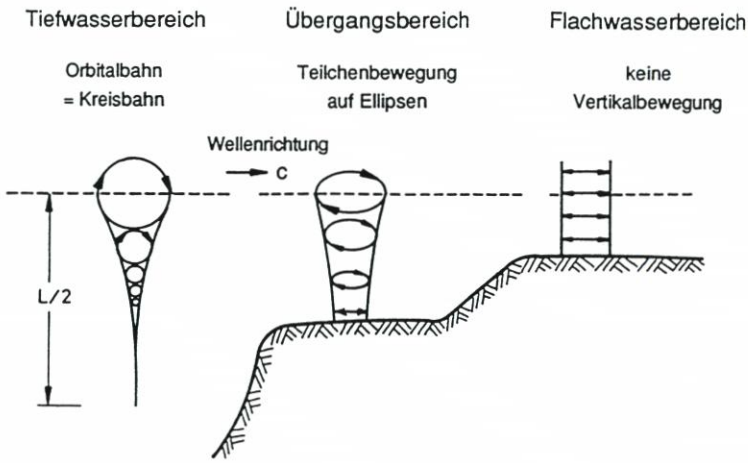


Abb. A3.6. Erläuterung der Orbitalbewegung
oben: Teilchenbahnen an der Oberfläche einer fortschreitenden, harmonischen Welle
unten: Veränderung der Orbitalbahnen beim Einlaufen in flaches Wasser

Kreise, solange die Tiefwasserbedingung $d/L > 0{,}5$ erfüllt ist. Bei flacherem Wasser (Übergangsbereich) bewegen sich die Teilchen auf Ellipsen, und im Flachwasser findet lediglich eine horizontale, mit der Wellenperiode oszillierende Teilchenbewegung statt.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

3.2.3.3 Druckverteilung unter einer fortschreitenden Schwerewelle

Die Druckverteilung p in einer Welle (wichtig z. B. im Zusammenhang mit Seegangsmessungen mit Druckmeßsensoren) setzt sich zusammen aus einem hydrostatischen Druckanteil und einem Druckanteil aus Welleneinfluß.

Es ist

$$p = \gamma \left[\eta \cdot \frac{\cosh [k (d + z)]}{\cosh (kd)} - z \right]$$

worin $\eta = a \cdot \sin (kx - \omega t)$ (vgl. Tafel A 3.2)
$a = H/2$

Der Quotient

$$\frac{\cosh [k (d + z)]}{\cosh (kd)} = R$$

wird als Druckreaktionsfaktor bezeichnet, so daß

$$p = \underbrace{\gamma \cdot R \cdot a \cdot \sin (kx - \omega t)}_{\text{Welleneinfluß}} - \underbrace{\gamma \cdot z}_{\text{hydrostat. Anteil}}$$

γ = Dichte des Seewassers, abhängig von Wassertemperatur und Salzgehalt

3.2.3.4 Kinetische und potentielle Energie

Die in einer Welle der Länge L pro Einheitsbreite enthaltene Energie setzt sich aus einem Anteil an potentieller Energie und einem Anteil an kinetischer Energie zusammen. Es ist

$$E = E_{pot} + E_{kin}$$

Es gilt nach linearer Theorie

$$E = \tfrac{1}{2} \cdot \rho \cdot g \cdot a^2 \cdot L$$

bzw. bezogen auf die (wassertiefenabhängige) Wellenlänge und eine Einheitskammbreite.

$$E_m = \tfrac{1}{2} \cdot \rho \cdot g \cdot a^2 = \tfrac{1}{8} \cdot \rho \cdot g \cdot H^2$$

Es ist ferner $E_{pot} = E_{kin}$, unabhängig von der Wassertiefe, so daß $E_{pot} = E_{kin} = \tfrac{1}{2} E_m$.

3.2.3.5 Energiefluß

Der mittlere Energiefluß bezogen auf die Einheitsbreite des Wellenkammes, d. h. die Energie, die in Fortschrittsrichtung durch einen Querschnitt (gebildet durch die Breite 1 und den Abstand der Kammlage der Welle zur Seesohle) pro Wellenperiode übertragen wird, ergibt sich für die zweidimensionale Wellenbewegung nach linearer Wellentheorie zu

$$F_m = \frac{1}{4} \cdot \rho \cdot g \cdot a^2 \cdot c \left[1 + \frac{2\,kd}{\sinh (2\,kd)} \right]$$

Die Gleichung vereinfacht sich für Tiefwasser ($d \rightarrow \infty$) zu:

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$F_m = \frac{1}{4}\ \rho\, g\, a^2 \frac{g \cdot T}{2\pi} \qquad \text{und für}$$

Flachwasser ($d \rightarrow 0$) zu

$$F_m = \frac{1}{2}\ \rho\, g\, a^2 (g \cdot d)^{1/2}$$

3.2.3.6 Gruppengeschwindigkeit

Werden zwei periodische Wellen gleicher Amplitude, jedoch geringfügig unterschiedlicher Frequenz linear überlagert (d. h. eine Welle durch eine andere Welle moduliert), bewegt sich dieser Wellenzug mit einer Geschwindigkeit fort, die Gruppengeschwindigkeit genannt wird. Die Gleichung für die Gruppengeschwindigkeit c_g lautet:

$$c_g = \frac{c}{2}\left[1 + \frac{2\ kd}{\sinh\,(2\ kd)}\right] = n \cdot c$$

(c = Wellengeschwindigkeit, Tafel A 3.2)

Die Gruppengeschwindigkeit wird auch Energiegeschwindigkeit genannt, und der Energiefluß entspricht dem Produkt aus Wellenenergie und Gruppengeschwindigkeit. Mit $a = H/2$ ergibt sich (lineare Theorie)

$$F_m = \frac{1}{8}\ \rho \cdot g \cdot H^2 \cdot c_g$$

wobei $c_g = 0{,}5 \cdot c$ (Tiefwasser, $n = 0{,}5$)
und $c_g = 1{,}0 \cdot c$ (Flachwasser, $n = 1{,}0$)

Aus der Energiegeschwindigkeit wird der Shoaling-Effekt abgeleitet (s. Kap. 3.4); die Gleichung für den Energiefluß bildet eine wichtige Grundlage für die Energiedissipation der Wellen in flachem Wasser (vgl. Kap. 3.4).

3.2.3.7 Überlagerung von Wellen

Wegen der Linearität der Gleichungen können sich überlagernde Wellen durch Addition der Einzelkomponenten berechnet werden:

Wellenprofil $\eta = \eta_1 + \eta_2 + \ldots + \eta_n$
Geschwindigkeiten $u = u_1 + u_2 + \ldots + u_n$
$w = w_1 + w_2 + \ldots + w_n$
Drücke $p = p_1 + p_2 + \ldots + p_n$

Hierin ist n = Anzahl der überlagerten Wellenkomponenten.

Überlagerungsverfahren werden angewendet z. B. zur Erfassung natürlichen Seegangs, der interpretiert werden kann als Summe von Sinus- oder Cosinusschwingungen unterschiedlicher Amplitude, Frequenz und Richtung.

Hinweise zur Erfassung der spektralen Eigenschaften natürlichen Seegangs enthalten die folgenden Kapitel.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

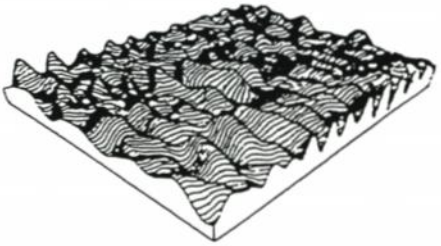
3.3 Seegang

3.3.1 Allgemeines und Formen der Vereinfachung

Unter Kap. 3.2 wurde bereits erwähnt, daß man für die Beschreibung einer Seegangssituation von der Vorstellung ausgeht, daß Wellen unterschiedlicher Höhe (oder Amplitude), Frequenz (oder Periode) und Richtung überlagert sind. Abb. A3.7 verdeutlicht diese Vorstellung. Durch Überlagerung der verschiedenen Komponenten entsteht in der allgemeinsten

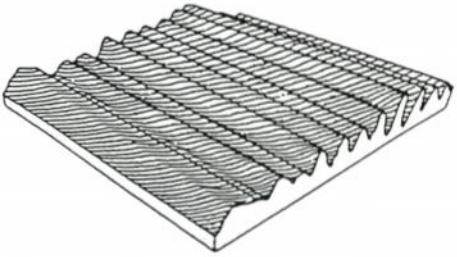
Überlagerung von Sinus-Komponenten

Zeitbereichsbetrachtung
(Momentanzustände)



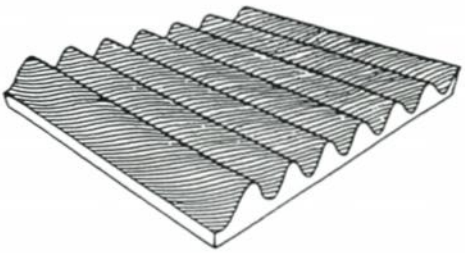
a) allgemeiner Fall:

Kurzkämmiger, unregelmäßiger Seegang



b) Vernachlässigung der Richtungsstruktur

Langkämmiger, unregelmäßiger Seegang



c) Charakterisierung des Seegangs durch einzelne, fortschreitende Welle konstanter Höhe und Periode

Regelmäßiger Seegang

Abb. A3.7. Natürlicher Seegang, Überlagerung von Wellenkomponenten unterschiedlicher Höhe, Frequenz, Richtung und Formen der Vereinfachung [46, 65, 84]

Form eine sehr unregelmäßige Meeresoberfläche (Abb. A3.7a), in der Wellenkämme nur schwer und i. a. nur aus größerer Höhe erkennbar werden. Wellenrichtungen werden aber ausgeprägter in vergleichsweise flachem Wasser, da hier eine Sortierung der Wellen zu einheitlichen Richtungen stattfindet. Langkämmiger, unregelmäßiger Seegang (Abb. A3.7b) entsteht durch die Überlagerung von Wellen einheitlicher Richtung und ist vor allem bei Dünungswellen zu beobachten, d. h. bei Seegangssituationen, in denen die Wellen nicht mehr dem direkten Einfluß des Windes unterliegen und die Sortierung der Wellen zu einheitlichen Richtungen bereits stattgefunden hat. Derartige Situationen entsprechen am ehesten den Voraussetzungen, die den Annahmen periodischer Schwerewellen (regelmäßiger Seegang, Abb. A3.7c) in einer Wellentheorie (Kap. 3.2) zugrundegelegt werden.

Unter der Zielvorstellung, den Seegang für funktionelle oder konstruktive Fragestellungen berechenbar zu machen, d. h. Seegangsparameter wie Wellenhöhe, Länge und Richtung zu definieren und mit diesen Größen physikalische Vorgänge wie Wellengeschwindigkeiten oder Partikelgeschwindigkeiten durch eine geeignete Theorie zu berechnen, sind verschiedene Vereinfachungen zu treffen, wobei der Seegang im Zeitbereich (d. h. $\eta = f\,[x, y, t]$) oder im Frequenzbereich analysiert wird. Letzteres führt auf den Begriff des Seegangsspektrums, das die Energiedichte S ($S = f\,[f, \Theta]$) ausdrückt, d. h. die Energie des Seegangszustandes, bezogen auf die Frequenzbreite df und den Richtungssektor $d\Theta$, wobei jeder Seegangskomponente ein gesonderter Energieanteil zugeordnet und jede Komponente als periodische Sinus- oder Cosinuswelle aufgefaßt wird. Der Übergang zwischen der Darstellung im Zeitbereich in den Frequenzbereich bzw. umgekehrt vom Frequenzbereich in den Zeitbereich erfolgt durch eine FOURIER-Transformation bzw. durch inverse FOURIER-Transformation (vgl. Kap. 3.6).

Abb. A3.8 zeigt ein Seegangsspektrum in seiner allgemeinsten Form (Richtungsspektrum) und als eindimensionales Spektrum (unter Vernachlässigung der im Seegang enthaltenen Richtungsinformationen).

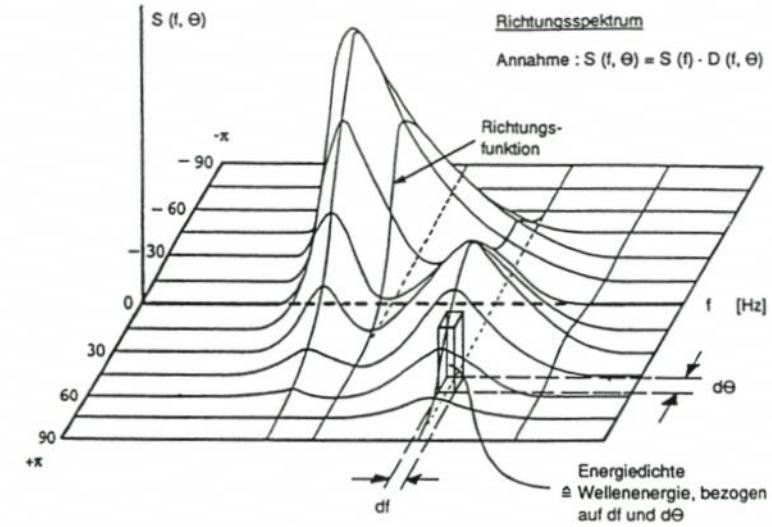
Das Richtungsspektrum entspricht im Zeitbereich (vgl. Abb. A3.7) einer Seegangssituation mit kurzkämmigen, unregelmäßigen Wellenfolgen aus unterschiedlichen Richtungen, wobei dominierende Richtungen der Windsee- und Dünungsanteile unterschiedlich sein können. Das eindimensionale Spektrum (auch vereinfachend als Spektrum bezeichnet) entspricht der Modellvorstellung langkämmiger, unregelmäßiger Wellen. Die Beziehung zu regelmäßigen Wellen, wie sie deterministischen Theorien zugrundegelegt werden (vgl. Kap. 3.2), erfordert eine Parametrisierung in der Weise, daß aus der komplexen, alle spektralen Eigenschaften enthaltenden Seegangssituation Zeitreihenparameter bzw. spektrale Seegangsparameter definiert werden, die dann einer Berechnung nach einer geeigneten Theorie zugrunde gelegt werden. Diese kurzzeitstatistische Analyse einer Seegangssituation zeigt, daß unter bestimmten Voraussetzungen insbesondere Wellenhöhenparameter in relativ strenger Abhängigkeit zueinander stehen, auch können Beziehungen zwischen Zeitreihen- und spektralen Parametern abgeleitet werden. Hinweise hierzu enthalten die folgenden Kapitel, ebenso wie Angaben zur Form des Spektrums. Weitere Hinweise zur Anwendung des Spektrums für ingenieurpraktische Aufgaben enthalten die Kap. 3.4, 3.5 und 3.6.

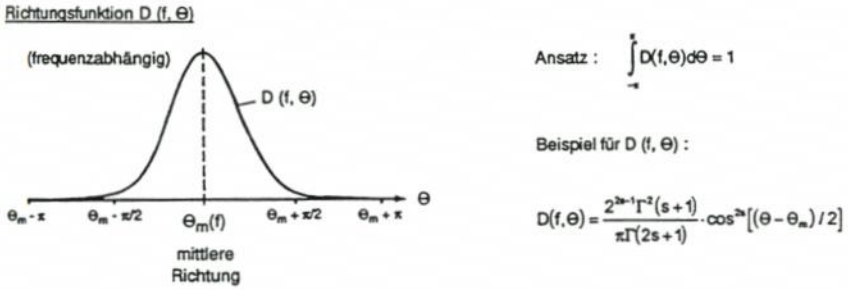
3.3.2 Seegangsparameter, Definitionen und Bezeichnungen

3.3.2.1 Allgemeines

Definitionen und Bezeichnungen sind im Schrifttum nicht immer einheitlich, welches zu Verwechslungen führen kann. Die im folgenden verwendeten Bezeichnungen entsprechen der

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214





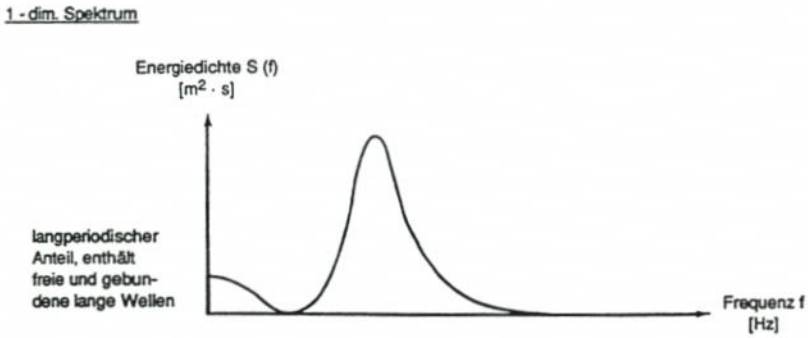


Abb. A3.8. Darstellung natürlichen Seegangs als Spektrum
Richtungsspektrum, eindimensionales Spektrum und Richtungsfunktion (nach IAHR/PIANC [38])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

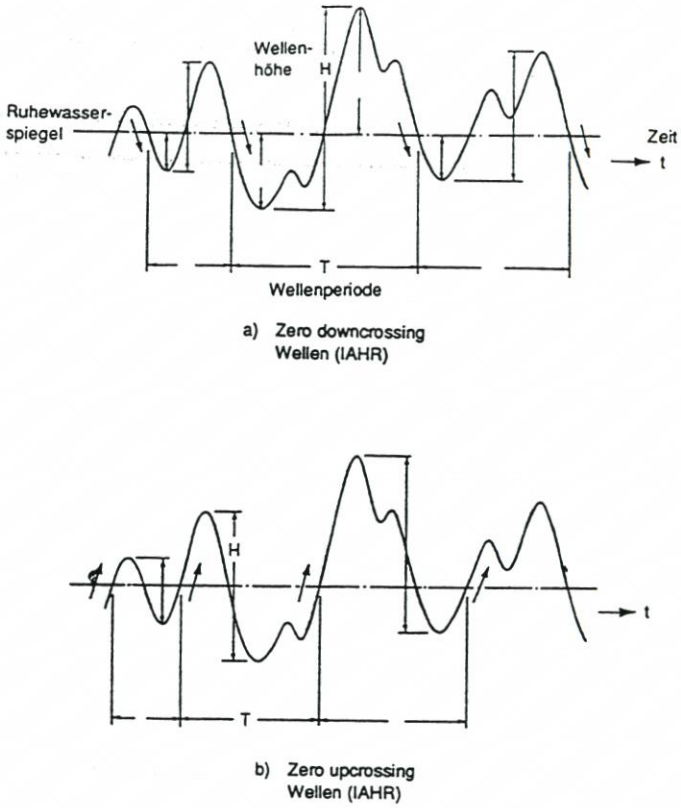


Abb. A3.9. Zur Definition von zero-crossing Wellenhöhen (nach IAHR/PIANC [38])

Ausarbeitung einer IAHR-Arbeitsgruppe „List of Sea State Parameters", die 1986 gemeinsam mit der PIANC veröffentlicht wurde [38].

3.3.2.2 Zeitbereichsparameter

Die Bestimmung von Zeitbereichsparametern in einer Folge unregelmäßiger Wellen, wie sie ein Meßgerät liefert, erfordert eine Definition, was als Welle anzusehen ist. Gebräuchlich ist eine Definition nach dem Nulldurchgangsverfahren (zero crossing-Wellen). Wie Abb. A3.9 verdeutlicht, wird dabei unterschieden in

- zero upcrossing-Wellen und
- zero downcrossing-Wellen.

Es ist anzumerken, daß unterschiedliche Definitionen zu (geringfügig) unterschiedlichen Zeitbereichsparametern führen können. Heute allgemein empfohlen wird das zero downcrossing-Verfahren entsprechend der IAHR-Definition. Das Wellenkammverfahren oder andere Definitionen einzelner Wellen in der Zeitreihe (s. z. B. SCHÜTTRUMPF [67]) sind weniger gebräuchlich.

Signifikante Wellenparameter, die aus einer Zeitbereichsauswertung (Auswertung aus einer Häufigkeitsverteilung der Wellenhöhen (Abb. A3.10) oder -perioden einzelner Messun-

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

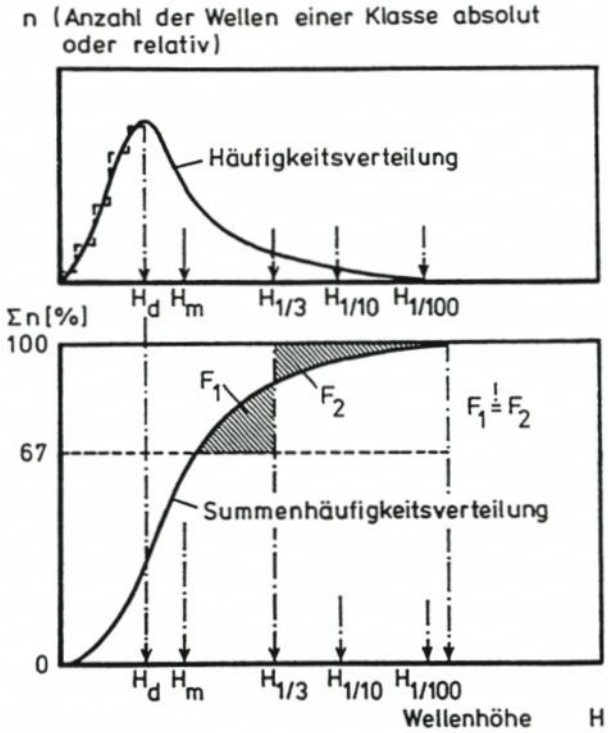


Abb. A3.10. Auswertung von Zeitbereichsparametern aus einer Häufigkeitsdarstellung (Histogramm)

gen, Kurzzeitstatistik) ermittelt werden, sollten durch einen Hinweis oder durch einen Index erkennen lassen, wie diese Parameter ermittelt wurden.

Signifikante Parameter sind vor allem

$H_{1/3,d}$ = Mittlere Wellenhöhe der 33 % höchsten zero downcrossing-Wellen der ausgewerteten Zeitreihe

$T_{H1/3,d}$ = Mittelwert der Perioden der 33 % höchsten Wellen (zero downcrossing-Verfahren) der ausgewerteten Zeitreihe

$T_{1/3,d}$ = Mittelwert der 33 % größten, durch zero downcrossing ermittelten Wellenperioden ($\neq T_{H1/3,d}$) der ausgewerteten Zeitreihe

$\overline{H}_d$ = mittlere Wellenhöhe der ausgewerteten Zeitreihe (zero downcrossing-Definition) (bzw. $\overline{H}_u$, zero upcrossing-Definition). $\overline{H}$ wird auch als H_m bezeichnet.

$\overline{T}$ = mittlere Periode der ausgewerteten Zeitreihe, auch als T_m bezeichnet. Anmerkung: Im statistischen Sinne sind $\overline{T}_u$ und $\overline{T}_d$ gleich

Andere Parameter werden entsprechend durch arithmetische Mittelwertbildung erhalten, z. B. $H_{1/3,u}$ (gewonnen durch Anwendung der upcrossing-Definition, IAHR) oder $H_{1/10,d}$ als arithmetischer Mittelwert der 10 % höchsten, durch Anwendung des downcrossing-Verfahrens (IAHR) in der Zeitreihe erhaltenen Wellenhöhen.

Entsprechend können (vgl. Abb. A3.11) auch Kammlagen und andere Größen unregelmäßiger Wellen kurzzeitstatistisch ausgewertet werden.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

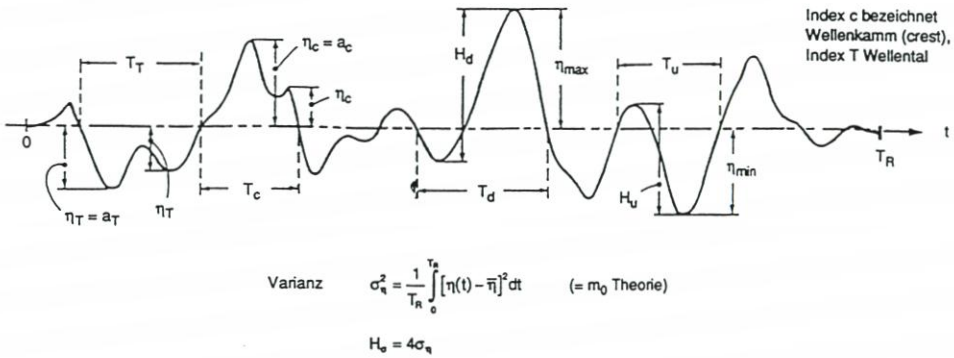


Abb. A3.11. Definition und Bezeichnungen von Zeitbereichsparametern in einer Folge unregelmäßiger Wellen [38]

3.3.2.3 Frequenzbereichsparameter

Im Gegensatz zur Zeitbereichsdarstellung erfordert die Definition von Seegangsparametern im Frequenzbereich keine Definition einzelner Wellen im Seegang. Ausgehend von dem unter Kap. 3.3.1 erläuterten (linearen) Überlagerungsmodell geht man von der Vorstellung aus, daß sich die Seegangskomponenten durch eine FOURIER-Analyse (vgl. Kap. 3.6.4) aus dem Energiedichtespektrum S(f) ermitteln lassen. Hierfür werden Momente n-ter Ordnung des Spektrums wie folgt definiert:

$$m_n = \int S(f) \cdot f^n df \qquad \text{mit } n = 0, 1, 2 \ldots$$

Die wichtigsten Parameter sind

H_{mo} = $4 \cdot \sqrt{m_o}$ (m_o = 0tes Moment)
signifikante Wellenhöhe der gemessenen Seegangssituation

T_{01} = Mittlere Periode des Ereignisses, ermittelt aus dem 0ten und 1. Moment.
Es ist $T_{01} = m_o/m_1$

T_{02} = Mittlere Periode des Ereignisses.
Es ist $T_{02} = \sqrt{m_0/m_2}$

Als Periodenparameter wird weiterhin verwendet:

T_p = Peakperiode = $1/f_p$. Die Peakfrequenz f_p ist die Frequenz, an der die Energiedichtefunktion ihr Maximum hat

Parameter zur Beschreibung der Richtungsverteilung, sofern in der Messung enthalten, werden im allgemeinen aus der Energiedichteverteilung und einer Richtungsverteilungsfunktion für die einzelnen Frequenzen errechnet, wobei man davon ausgeht, daß das Richtungsspektrum $S(f, \Theta)$ dargestellt werden kann als

$$S(f, \Theta) = S(f) \cdot (\text{Richtungsfunktion}) \quad \text{(vgl. Abb. A3.8, s. auch Kap. 3.5).}$$

Weitere Hinweise zu spektralen Parametern s. KOHLHASE [44].

3.3.3 Zusammenhänge zwischen Seegangsparametern

Zwischen den gemäß Kap. 3.3.2 definierten Seegangsparametern gibt es Zusammenhänge (vgl. Kap. 3.7).

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Hierbei ist insbesondere zu beachten, daß die maximale, in einer Messung enthaltene Wellenhöhe H'_{max} abhängig ist von der Anzahl der in der Messung enthaltenen einzelnen Wellen.
Die auf LONGUET-HIGGINS zurückgehende Beziehung [50]

$$H'_{max} = 1{,}13 \sqrt{\ln N} \cdot H_m$$

bzw. $$H'_{max} = 0{,}707 \sqrt{\ln N} \cdot H_{1/3}$$

geht u. a. von der Voraussetzung aus, daß das Frequenzspektrum der Wellen eng verteilt ist und genügend Wellen innerhalb der Messung vorhanden sind. Vielfach wird für das Verhältnis von einer Anzahl N der Wellen von 1000 ausgegangen, womit sich ein Verhältnis

$$H'_{max}/H_{1/3} = 1{,}86$$

ergibt. Die grundsätzliche Abhängigkeit der o. a. theoretischen Beziehung von der Wellenanzahl N ist nicht nur hinsichtlich der in der Natur zu beachtenden Grenzbedingungen, z. B. infolge einer zeitlichen Begrenzung extremer Windsituationen, Einflüssen aus wechselnden Wasserständen oder Brechkriterien, wichtig, sondern auch bei der vergleichenden Analyse von Seegangsmessungen zu beachten, die in der Regel intermittierend und häufig nur mit sehr kurzen Meßdauern durchgeführt werden. Auswertungen von Seegangsmessungen zeigen ferner, daß die sich nach der RAYLEIGH-Verteilung theoretisch ergebenden festen Verhältniswerte zwischen Zeitbereichsparametern H_m, $H_{1/3}$, $H_{1/10}$, $H_{1/100}$ Schwankungen unterworfen sein können, da die Voraussetzungen der Verteilungsfunktion nicht immer erfüllt sind (vgl. SILVESTER [69]).

Für die in der Ingenieurpraxis wichtigen Zeitbereichsparameter $H_{1/3}$ und Frequenzbereichsparameter H_{mo} wird vielfach angenommen, daß diese Parameter gleich sind, also

$$H_{mo} = H_{1/3} = H_s$$

Anm.: H_s wird hier entsprechend der IAHR-Empfehlung (1986) als signifikante Wellenhöhe definiert, ohne daß eine Festlegung auf ein Auswerteverfahren erfolgt.

Dieses gilt ebenfalls nur unter der Voraussetzung einer RAYLEIGHschen Verteilungsfunktion (vgl. Kap. 3.7) der im Seegang enthaltenen Wellen und weiteren Annahmen, die LONGUET-HIGGINS getroffen hat.
Vergleichende Auswertungen zeigen, daß die Beziehung

$$H_{1/3} = 0{,}95 \cdot H_{mo} = 3{,}8 \cdot \sqrt{m_o}$$

den natürlichen Seegangsbedingungen (im Mittel) besser entspricht.

Ebenso müßte nach theoretischen Beziehungen sein: T_m (Zeitbereich) = T_{02} (Frequenzbereich). Auch hier zeigen Auswertungen von gemessenen Seegangsereignissen Abweichungen in ähnlicher Größenordnung. Weiterführende Hinweise enthält insbesondere GODA [29].

3.3.4 Hinweise zur Anwendung des Spektrums

Selbst wenn man nur eine momentane Seegangssituation betrachtet, so folgt aus der Definition von Frequenzbereichsparametern aber auch Zeitbereichsparametern, daß hierbei die zeitliche Abfolge einzelner Wellen, wie sie z. B. in einer Zeitreihe durch Gruppierungen besonders hoher Wellen (grouping) deutlich werden können (vgl. auch JOHNSON et al. [40]) oder besonders langer Wellen, die sich durch eine FOURIER-Analyse als Energieanteil im niederfrequenten Teil eines Energiespektrums widerspiegeln, verloren geht.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Zur Charakterisierung der Eigenschaften einer Seegangssituation sind daher ggf. weitere Analysen erforderlich, wenn diese in eine planerische Untersuchung oder eine Bauwerksbemessung einfließen sollen.

Nur wenige Ansätze können das Spektrum direkt verwenden; insbesondere diejenigen Verfahren, die auf der Grundlage deterministischer Wellentheorien beruhen, erfordern eine Parameterisierung des Seegangs in der Weise, daß eine einzelne Welle definierter Höhe und Periode aus dem Spektrum ermittelt wird, die in ihrer Wirkung dem zugehörigen Spektrum entspricht.

Bemessungsansätze (s. Kap. 4) beruhen weitgehend auf der Annahme regelmäßiger, periodischer Wellen, und diese Vereinfachungen werden i. a. auch bei der Untersuchung von Flachwassereffekten und von Diffraktion getroffen (vgl. Kap. 3.4).

Abhilfe können hier lineare Überlagerungsmodelle schaffen, wobei in theoretischen Verfahren, z. B. zur Refraktion oder Diffraktion nichtlineare Wechselwirkungen der einzelnen Seegangskomponenten vernachlässigt, die Veränderungen einzelner Seegangskomponenten getrennt berechnet und dann wiederum (linear) zu einem Wirkungsspektrum überlagert werden.

Ein wichtiger Anwendungsbereich der Spektren ist der Betrieb hydraulischer Seegangsmodelle [44], die die Reproduktion natürlicher Seegangsbedingungen bis hin zum Richtungsspektrum ermöglichen. Dabei wird das Spektrum sowohl im Frequenz- als auch im Zeitbereich betrachtet. Die heute zur Verfügung stehenden Versuchstechniken ermöglichen dabei sowohl eine Simulation gemessener Zeitreihen als auch eine Einsteuerung theoretischer Frequenzspektren. Einige Hinweise zu theoretischen Spektren werden im folgenden Abschnitt gegeben.

3.3.5 Formen des Spektrums

3.3.5.1 Eindimensionales Seegangsspektrum, Tiefwasser

Bereits in den 50er Jahren wurden erste Vorschläge zur Beschreibung der spektralen Form des Seegangs unterbreitet. Nach Untersuchungen von PHILLIPS [60] existiert ein Bereich des Tiefwasserspektrums, in dem die Energiedichte S(f) nach oben hin durch den folgenden Ausdruck begrenzt wird:

$$S_P(f) = \frac{\alpha \cdot g^2}{(2\pi)^4 \cdot f^5}$$

mit $S_P(f)$ = PHILLIPS-Beschreibung des abfallenden Astes des Spektrums (m^2/Hz)
α = $8.1 \cdot 10^{-3}$ (PHILLIPS-Konstante)
g = Erdbeschleunigung (m/s^2)
f = Frequenz (Hz)

Die durch die obige Formel beschriebene Grenze besagt also, daß jeder zusätzliche Energieeintrag in das Spektrum bei einer bestimmten Frequenz zum Brechen der Wellen und zu einer Energieverlagerung infolge Wechselwirkungen zwischen den Wellen bzw. infolge Dissipation führen würde. Die Form des Spektrums bleibt dabei unverändert.

Das PIERSON-MOSKOWITZ-Spektrum (Abb. A3.12) beinhaltet die von PHILLIPS in Abhängigkeit von f^{-5} entwickelte Formel für den absteigenden Ast, beschreibt durch eine Erweiterung jedoch zusätzlich den ansteigenden Ast sowie einen breiten Bereich um das Maximum. Die von PIERSON und MOSKOWITZ [61] vorgestellte Weiterentwicklung stellt für $\alpha = 8.1 \cdot 10^{-3}$ das Spektrum des vollausgereiften Seegangs dar (vgl. auch Kap. 3.6.2):

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

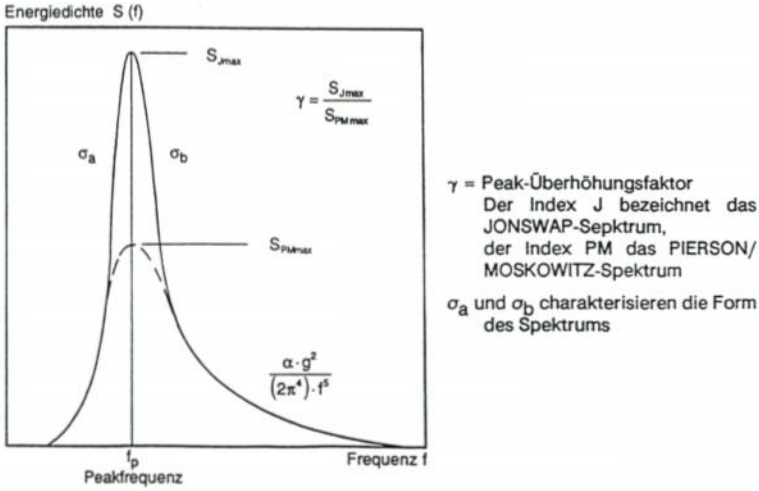


Abb. A3.12. Formen von Tiefwassergangsspektren und Bezeichnungen [64]

$$S_{PM}(f) = S_P(f) \cdot \Phi_{PM}\left(\frac{f}{f_p}\right)$$

mit

$S_{PM}(f)$ = Energiedichtespektrum nach PIERSON-MOSKOWITZ (m^2/Hz)

$S_P(f)$ = PHILLIPS Beschreibung des abfallenden Astes des Spektrums (m^2/Hz)

Φ_{PM} = PIERSON-MOSKOWITZ-Anteil zur Beschreibung des Spektrums (–)

$= e^{-\frac{5}{4} \cdot \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}}$

f_p = Peakfrequenz (Hz)

Die heute für Tiefwasserspektren zumeist verwendete Beschreibung ist (vgl. Abb. A3.12 und Hinweise unter Kap. 3.6.2) die aufgrund der JONSWAP-Experimente vor Sylt (HASSELMANN et al. [33]) entwickelte Form. JONSWAP steht für „*J*oint *N*orth *S*ea *Wa*ve *P*roject", ein Projekt, an dem sich mehrere Forschergruppen aus verschiedenen Ländern beteiligten, um mehr über die grundlegenden physikalischen Prozesse zu erfahren, die die Entwicklung der Wellen kontrollieren. Es zeigte sich zum einen, daß die Maxima der Spektren mit zunehmender Fetchlänge höher werden und sich gleichzeitig zu niedrigeren Frequenzen verschieben, zum anderen, daß alle Spektren unabhängig von der Fetchlänge dieselbe charakteristische Form besitzen:

$$S_J(f) = S_{PM}(f) \cdot \Phi_J\,(f, f_p, \gamma, \sigma_a, \sigma_b)$$

mit

$S_J(f)$ = JONSWAP-Energiedichtespektrum (m^2/Hz)

$S_{PM}(f)$ = Energiedichtespektrum nach PIERSON-MOSKOWITZ (m^2/Hz)

Φ_J = JONSWAP-Anteil zur Beschreibung des Spektrums im Bereich des Energiedichtemaximums (Peaküberhöhungsfunktion) (–)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$\Phi_J = \gamma^{e^{-\frac{(f-f_p)^2}{2\sigma^2 \cdot f_p^2}}}$

γ = Peaküberhöhungsfaktor (–)

σ_a = Formparameter zur Beschreibung der vorderen Peakbreite ($f < f_p$) (–)

σ_b = Formparameter zur Beschreibung der hinteren Peakbreite ($f > f_p$) (–)

Es ist erkennbar, daß das JONSWAP-Spektrum für $\gamma = 1$ (und demselben f_p und α) das PIERSON-MOSKOWITZ-Spektrum beinhaltet: Die Formparameter γ, σ_a, σ_b streuen relativ stark, zeigen aber keine signifikante Fetchabhängigkeit (vgl. auch Kap. 3.6), so daß sie für ein mittleres JONSWAP-Spektrum festgelegt wurden zu:

$$\gamma = 3.3 \qquad \sigma_a = 0.07 \qquad \sigma_b = 0.09$$

Abb. A3.12 zeigt, daß sich das JONSWAP-Spektrum vom Spektrum nach PIERSON-MOSKOWITZ durch den deutlich höheren Energieanteil im Peakbereich unterscheidet.

Die vorangegangenen Formeln des JONSWAP-Spektrums gelten für den Fall des stationären, homogenen, fetchbegrenzten Windfeldes und Tiefwasser. Die durch sie beschriebene spektrale Grundform basiert auf dem Gleichgewicht zwischen atmosphärischem Input, durch nichtlineare Effekte verursachte Verschiebungen innerhalb des Spektrums und Energiedissipation (RICHTER [64]).

3.3.5.2 TMA-Flachwasserspektrum

Aufbauend auf der PHILLIPS-Definition des Gleichgewichtes innerhalb eines Tiefwasserspektrums ($S_P(f) = \alpha \cdot g^2 / (2\pi)^4 \cdot f^5$) entwickelten KITAIGORODSKII et al. [43] eine allgemeine Beschreibung, die auch für Bereiche, in denen die Wellenerzeugung durch die Wassertiefe beeinflußt wird, gilt. Zu diesem Zweck muß die PHILLIPS-Formel mit einem die Wassertiefe berücksichtigenden Term $\Phi_K(\omega_d)$ multipliziert werden. $\Phi_K(\omega_d)$ ist definiert als:

$$\Phi_K(\omega_d) = K^{-2}(\omega_d) \left[1 + \frac{2 \cdot \omega_d^2 \cdot K(\omega_d)}{\sinh(2 \cdot \omega_d^2 \cdot K(\omega_d))} \right]^{-1}$$

mit

$\Phi_K(\omega_d)$ = Faktor zur Anwendung der PHILLIPS-Formel in beliebiger Wassertiefe (–)

ω_d = $2\pi f \cdot \sqrt{d/g}$ (–)

$K(\omega_d)$ = Funktion, für die gilt $K(\omega_d) \cdot \tanh[(\omega_d)^2 \cdot K(\omega_d)] = 1$ (–)

d = Wassertiefe (m)

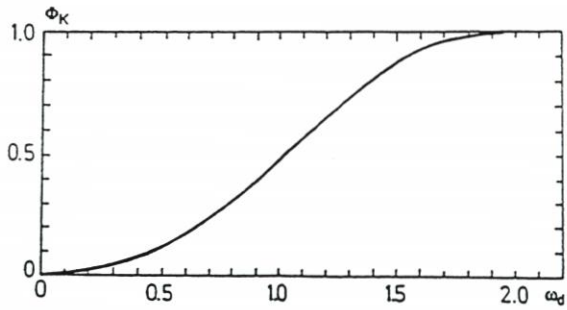


Abb. A3.13. Verlauf von Φ_K in Abhängigkeit von ω_d (nach KITAIGORODSKII [43])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Wie Abb. A 3.13, in der Φ_K über ω_d aufgetragen ist, zeigt, nähert sich die Funktion Φ_K im Tiefwasser dem Wert 1 und geht mit abnehmender Wassertiefe gegen Null.

Für diese nur iterativ zu lösenden Gleichungen entwickelten THOMPSON und VINCENT [76] eine Näherung wie folgt:

$$\Phi_K(\omega_d) = \begin{cases} 0{,}5 \cdot \omega_d^2 & \text{für } \omega_d \leq 1 \\ 1 - 0{,}5 \cdot (2 - \omega_d)^2 & \text{für } \omega_d > 1 \\ 1 & \text{für } \omega_d > 2 \end{cases}$$

Die grundlegende Annahme bei der Herleitung einer auch für den Flachwasserbereich gültigen Beschreibung der Spektrumsform ist, daß die Anwendung von $\Phi_K(\omega_d)$ nicht begrenzt ist auf den von PHILLIPS beschriebenen Gleichgewichtsbereich, sondern vielmehr innerhalb des gesamten Spektrums Gültigkeit besitzt (BOUWS et al. [78]).

Unter dieser Voraussetzung entsteht ein theoretisches Flachwasserspektrum durch Verknüpfung des JONSWAP-Spektrums mit dem Verformungsfaktor $\Phi_K(\omega_d)$, so daß dieses Spektrum außer den JONSWAP-Parametern f_p, α, γ, σ_a und σ_b zusätzlich eine Abhängigkeit von der Wassertiefe beeinhaltet (Abb. A3.14). HUGHES [26] nannte diese Beschreibung das TMA-Spektrum:

$$S_{TMA}(f,d) = S_J(f) \cdot \Phi_K(\omega_d)$$

mit

$S_{TMA}(f,d)$ = TMA-Energiedichtespektrum (m^2/Hz)
$S_J(f)$ = JONSWAP-Energiedichtespektrum (m^2/Hz)
$\Phi_K(\omega_d)$ = KITAIGORODSKII et al.-Faktor zur Berücksichtigung der Wassertiefe (–)

Die Gültigkeit dieses von der Wassertiefe beeinflußten Energiespektrums wurde anhand von Naturmessungen (*T*exel, *M*arsen, *A*rsloe) nachgewiesen, wobei Wassertiefen zwischen 6 und 24 m, Windgeschwindigkeiten bis zu 30 m/s und Sohlbeschaffenheiten von Grob- bis Feinsand berücksichtigt werden konnten [7].

Die grundlegende Voraussetzung bei der Anwendung des TMA-Spektrums (vgl. Kap. 3.6.2) sind konstante Windgeschwindigkeiten über einen ausreichend langen Zeitraum, so daß sich die Windsee voll entwickeln kann. Dabei gilt das durch $S_{TMA}(f,d)$ beschriebene Energiedichtespektrum streng genommen nur für eine zwar begrenzte, aber konstante Wassertiefe. In Anlehnung an die Daten, die zur Verifikation zur Verfügung standen, sollte daher die Sohle nur schwach geneigt sein und keine Unregelmäßigkeiten aufweisen. Als obere Grenze wird ein Richtwert von 1 : 100 genannt, jedoch konnten Modellversuche mit einer Sohlneigung von 1 : 30 mit Hilfe des TMA-Spektrums ebenfalls hinreichend gut beschrieben werden. Auch neuere Messungen vor Sylt mit Richtungswellenmeßbojen [65] wurden unter Verwendung des TMA-Ansatzes ausgewertet.

3.4 Flachwassereffekte

3.4.1 Allgemeines

Unter dem Begriff Flachwassereffekte werden i. a. die physikalischen Vorgänge Refraktion, Shoaling und Brechen sowie Einflüsse aus Sohlreibung und Perkolation der Wellen zusammengefaßt, die zu einer Veränderung des Seegangs beim Fortschritt der aus dem tiefen Wasser in flaches Wasser einlaufenden Wellen führen.

Obwohl Refraktion und Shoaling gemeinsam wirksam sind, werden diese Flachwasser-

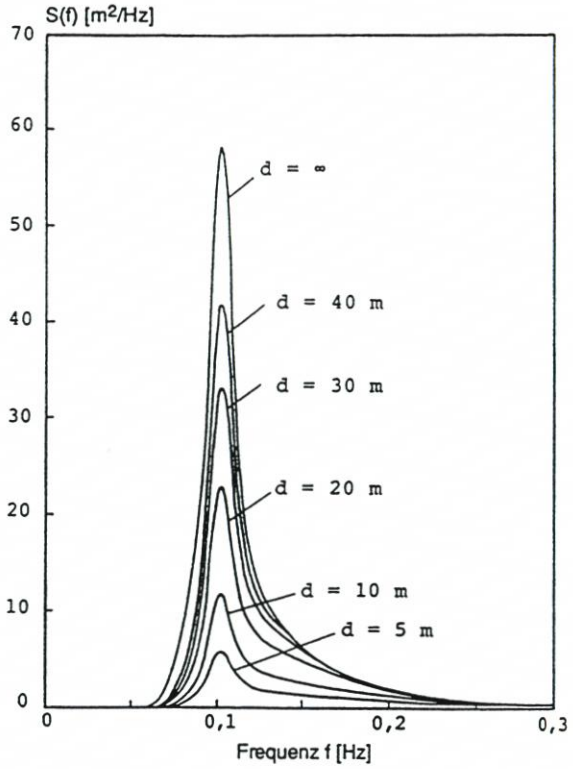


Abb. A3.14. TMA-Flachwasserspektrum für unterschiedliche Wassertiefen, bei sonst gleichen Parametern f_p, α, γ, σ_a und σ_b (SCHADE [65])

einflüsse meist auf der Grundlage der linearen Wellentheorie getrennt behandelt (vgl. Gleichungen unter Kap. 3.2). Maßgebend für die Refraktion ist die Abhängigkeit der Wellengeschwindigkeit von der Wassertiefe. Der Shoaling-Effekt wird aus der Gruppengeschwindigkeit ermittelt, wobei durch das Brechen der Wellen im Flachwasser eine Grenze physikalisch dadurch gegeben ist, daß die Partikelgeschwindigkeit im Wellenkamm nicht größer werden kann als die Fortschrittsgeschwindigkeit der Welle. Hierfür liefert die Theorie der Einzelwelle Anhalte. Für Planungsaufgaben im Küstenwasserbau sind graphische Verfahren (z. B. Shoaling-Diagramm oder graphische Ermittlung von Refraktionsplänen nach der Wellenkamm-Methode) nach wie vor üblich. Zunehmend gewinnen jedoch (auch in Verbindung mit Theorien höherer Ordnung) numerische Berechnungen an Bedeutung, zumal meist eine Vielzahl veränderlicher Seegangsbedingungen in Verbindung mit wechselnden Wasserständen untersucht werden muß. Von verschiedenen Institutionen werden PC-lauffähige numerische Modelle angeboten, insbesondere auch zur kombinierten Berechnung von Refraktion und Shoaling oder zur Berücksichtigung von den Wellen überlagerten (quasistationären) Strömungen. Teilweise werden in numerischen Modellen auch Energieverluste infolge Bodenreibung berücksichtigt. Ferner wurden Ansätze zur Berücksichtigung der Eigenschaften natürlicher Seegangsbedingungen (Richtungsspektren) entwickelt.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

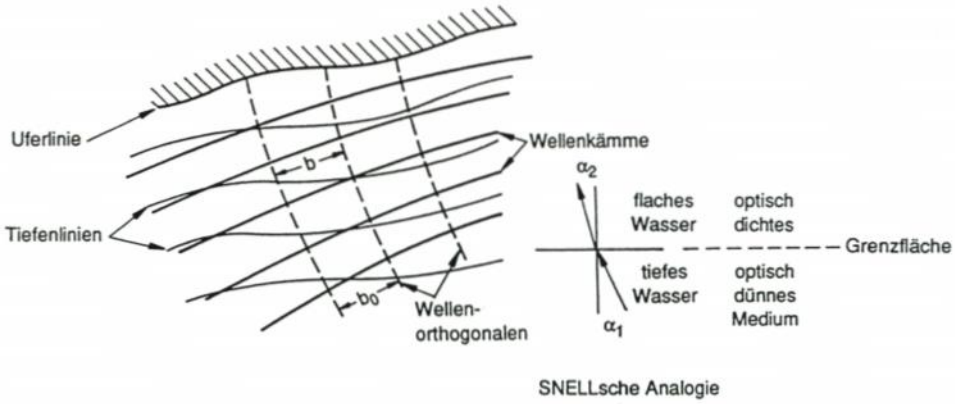


Abb. A3.15. Erläuterung der Refraktion

3.4.2 Refraktion

In Analogie zum SNELLschen Lichtbrechungsgesetz, das die Richtungsänderung an der Grenzfläche zweier Medien unterschiedlicher Dichte beschreibt, werden bei der Refraktionsberechnung nach SNELL die Wellenorthogonalen an Stelle der Lichtstrahlen betrachtet (Abb. A3.15). Das Brechungsgesetz ist gegeben durch folgende Gleichung:

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1}$$

wobei c_2 und c_1 die wassertiefenabhängigen Wellengeschwindigkeiten an der betrachteten Grenzfläche und α_1, α_2 die zugehörigen Winkel darstellen.

Nach linearer Wellentheorie gilt (vgl. Kap. 3.2):

$$c = \sqrt{\frac{g \cdot L}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}} = \frac{g\,T}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}$$

so daß

$$c_2/c_1 = \tanh \frac{2\pi d_2}{L_2} \,/\, \tanh \frac{2\pi d_1}{L_1}$$

Mit der Refraktion ist neben der Richtungsänderung eine Veränderung der Wellenhöhe verbunden, die durch den Refraktionskoeffizienten K_r beschrieben wird. Unter der Annahme, daß keine Energie in Kammrichtung verlagert wird, d. h. die Energie zwischen zwei Wellenorthogonalen erhalten bleibt (der Shoaling-Einfluß wird gesondert berechnet), gilt für die örtliche Wellenhöhe H

$$H^2 \cdot b = H_o^2 \cdot b_o \text{ und damit}$$
$$H/H_o = (b_o/b)^{1/2} = K_r$$

(Der Index o gibt Tiefwasserbedingungen an)

Aus der Gleichung wird deutlich, daß durch Refraktion entsprechend dem Orthogonalenabstand eine Vergrößerung der örtlichen Wellenhöhe ($K_r > 1$) oder einer Verringerung ($K_r < 1$) gegenüber der Tiefwasserwellenhöhe H_o verbunden sein kann.

Für die praktische Anwendung kann in Analogie zur geometrischen Optik entweder der Verlauf der Orthogonalen oder der der Wellenkämme schrittweise ermittelt werden.

Die Vorgehensweise bei einer graphischen Lösung nach dem Wellenkammverfahren ist bei SCHÜTTRUMPF [67] eingehend beschrieben. Numerische Verfahren beruhen häufig auf dem Orthogonalenverfahren. Dabei kann die Berechnung der örtlichen Wellengeschwindigkeiten je nach Aufwand mit der linearen Wellentheorie oder mit Wellentheorien höherer Ordnung erfolgen.

Die Änderung der Wassertiefe im Untersuchungsgebiet wird ausgehend von einem Peilplan durch Einführung von Stufen bzw. ein in das Lösungsgebiet gelegtes diskretes Gitternetz berücksichtigt, welches eine gewisse Glättung des Tiefenlinienverlaufs impliziert.

Die schrittweise Berechnung der Wellengeschwindigkeiten im Verlauf der Orthogonalen nach der linearen Wellentheorie wird meistens als ausreichend angesehen.

Problematisch in der Aussage werden Refraktionsuntersuchungen in solchen Fällen, wo sich infolge der morphologisch/topographischen Gegebenheiten, z. B. an relativ steilen Böschungen, Energiekonzentration bis hin zu kreuzenden Orthogonalen ergeben, oder bei Inseln und Landvorsprüngen, wo Diffraktionseffekte (vgl. Kap. 3.5) einbezogen werden müssen. Auch Strömungen können das Wellenfeld verändern. Die Voraussetzungen des Berechnungsansatzes oder eines numerischen Modells, insbesondere die Annahme, daß ein Energietransport in Kammrichtung nicht stattfindet, müssen in Verbindung mit den Voraussetzungen, die einer Wellentheorie zugrunde liegen (lineare Wellentheorie, z. B. infinitesimal kleine Wellenhöhe, ebener Untergrund!), in solchen Fällen besonders beachtet werden. Die grundsätzliche Frage bleibt, wie gut ein Wellenspektrum mit unterschiedlichen Höhen, Frequenzen und Richtungen durch einzelne Seegangsparameter charakterisiert werden kann.

Ansätze zu Refraktionberechnungen, wie sie durch GODA vorgeschlagen werden, erlauben eine Analyse unregelmäßigen Seegangs und die rechnerische Berücksichtigung von z. B. einer natürlichen Windsee mit aufgeprägten Dünungskomponenten aus anderen Richtungen.

Die grundsätzliche Gleichung für die Bestimmung des Refraktionskoeffizienten für unregelmäßigen Seegang lautet (GODA [29]):

$$(K_r)_{eff} = \left[\frac{1}{m_{so}} \int_0^\infty \int_{\Theta_{min}}^{\Theta_{max}} S(f,\Theta) K_s^2(f) K_r^2(f,\Theta) d\Theta df \right]^{1/2}$$

mit

$$m_{so} = \int_0^\infty \int_{\Theta_{min}}^{\Theta_{max}} S(f,\Theta) K_s^2(f) d\Theta df$$

Der Zusatz „eff" wird hier verwendet, um Größen zu kennzeichnen, die zu unregelmäßigem Seegang gehören. $S(f,\Theta)$ bezeichnet das Richtungsspektrum, $K_s(f)$ ist der Shoaling-Koeffizient. $K_r(f,\Theta)$ steht für den Refraktionskoeffizienten einer einzelnen Welle mit der Frequenz f und der Richtung Θ.

Für die praktische Berechnung wird die obige Integration durch eine Summation ersetzt, und der Shoaling-Effekt wird vernachlässigt.

Weiterhin stellt GODA eine Methode zur Berechnung der Refraktion unregelmäßiger Wellen nach dem Energieflußsansatz (vgl. Abschnitt 3.2) vor. Die Gleichung für den Wellenenergiefluß wird hierbei numerisch gelöst.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

3.4.3 Shoaling

Beim strandnormalen Einlaufen der Wellen in flaches Wasser wird die Wellenhöhe durch Abnahme der Wellengeschwindigkeit und der Wellenlänge verändert, ein physikalischer Vorgang, der als Shoaling bezeichnet wird. Die Wellenhöhenveränderung wird durch den Shoaling-Faktor K_s beschrieben, der das Verhältnis aus der örtlichen Wellenhöhe H und der Tiefwasserwellenhöhe H_o angibt. Er wird aus der Gruppengeschwindigkeit (= Energiegeschwindigkeit) berechnet. Unter der Voraussetzung, daß in flaches Wasser einlaufende Wellen weder Energie aufnehmen noch abgeben, müssen infolge der abnehmenden Wellengeschwindigkeit entweder die Wellenhöhe oder die Energiegeschwindigkeit anwachsen.

Der Verlauf des Shoaling-Koeffizienten periodischer Wellen ist in Abb. A3.16 dargestellt. Es zeigt sich, daß (nach linearer Wellentheorie) die Wellenhöhe zunächst geringfügig abnimmt, dann jedoch stetig zunimmt, bis die Welle instabil wird und beim Erreichen einer kritischen Wassertiefe bricht.
Es ist

$$H/H_o = K_S = \sqrt{\frac{1}{2n} \cdot \frac{c_o}{c}}$$

Hierin stellt $n = c_g/c$ das Verhältnis aus Gruppengeschwindigkeit und Wellengeschwindigkeit dar (Gleichungen s. Kap. 3.2).

Neuere Untersuchungen zur Einbeziehung der spektralen Eigenschaften des Seegangs (1-dim. Spektrum, die Einbeziehung der Richtungsinformation ist beim Shoaling-Effekt definitionsgemäß sinnleer, vgl. auch GODA-Ansatz zur Refraktion) zeigen, daß die lineare Theorie in Verbindung mit einem linearen Superpositionsmodell nur solange befriedigende Ergebnisse liefert, als die Wellen nicht brechen. Einige Ergebnisse noch laufender Untersu-

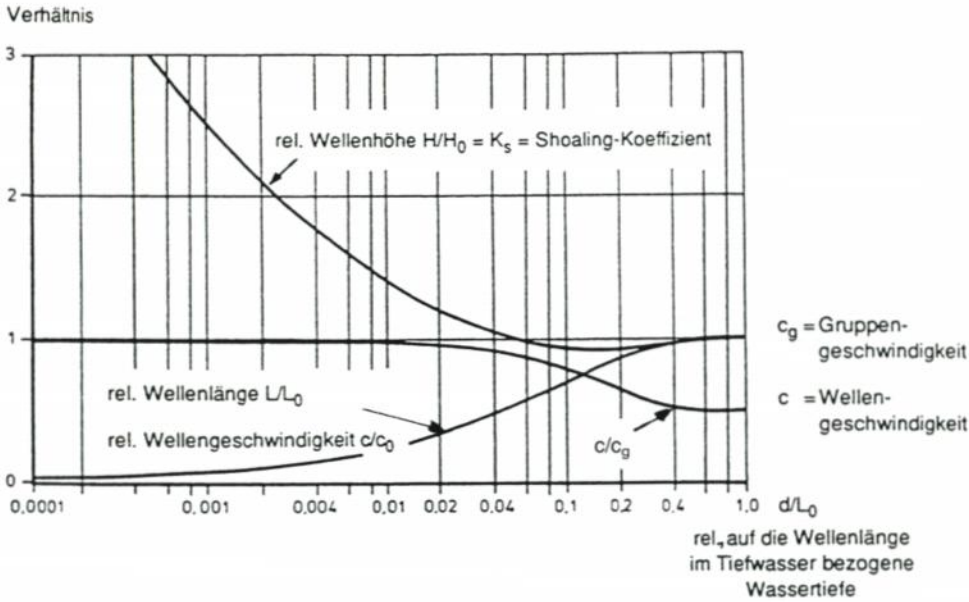


Abb. A3.16. Wellenverformung bei abnehmender Wassertiefe (Shoaling), lineare Theorie

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

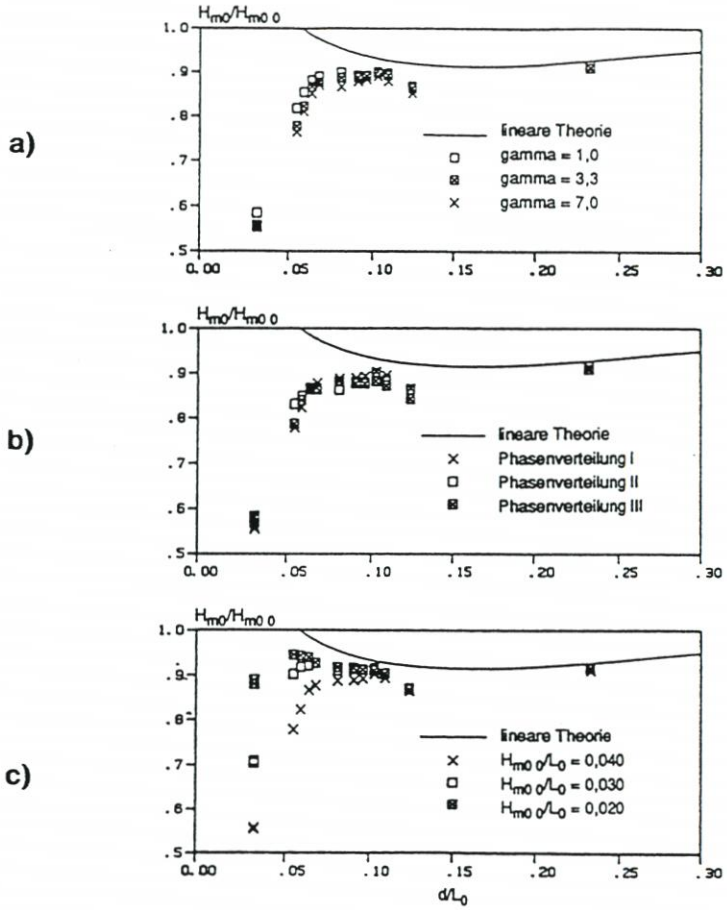


Abb. A3.17. Einflüsse des Spektrums auf den Shoaling-Koeffizienten (GÖTSCHENBERG et al. [31]). a) Einfluß des Peak-Überhöhungsfaktors γ. b) Einfluß der zeitlichen Verteilung der Wellen (Phasenspektrum). c) Einfluß der Wellensteilheit

chungen [15] sind in Abb. A3.17 und Abb. A3.18 dargestellt. Der signifikante Wellenhöhenparameter H_{mo} in Abb. A3.17 bezogen auf die zugehörigen Tiefwasser-Wellenhöhe $H_{mo\,o}$ als Funktion des Wassertiefenparameters d/L_o (L_o berechnet aus der Peakperiode T_p des Spektrums) zeigt gute Übereinstimmung mit der linearen Theorie für $d/L_o >$ rd. 0,1 unabhängig vom Formparameter γ des Spektrums und von der Tiefwassersteilheit. Das Brechen der Wellen bzw. das Ausbranden einzelner Wellen im Spektrum führt dann jedoch schnell zu einem starken Abfall der Shoaling-Kurve, und eine Erhöhung der Wellen, wie sie für periodische, regelmäßige Wellen (vgl. Abb. A3.16) nach linearer Theorie zu erwarten ist, findet nicht statt ($K_s = H_{mo}/H_{mo\,o} < 1$). Eine deutliche Wassertiefen-Abhängigkeit zeigt nach den durchgeführten Untersuchungen der Zeitbereichsparameter $H_{1/3}$ der zugehörigen Spektren. Wie Abb. A3.18 verdeutlicht, nimmt das Verhältnis $H_{1/3}/H_{mo}$ mit abnehmender Wassertiefe tendenziell zu, klare Abhängigkeiten von der Tiefwasser-Wellensteilheit sind aber nicht erkennbar, und die Streuungen sind vergleichsweise groß. Im Mittel kann von einem Verhältniswert $H_{1/3}/H_{mo} = 0{,}95$ ausgegangen werden, wie unter Kap. 3.3.3 angegeben.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

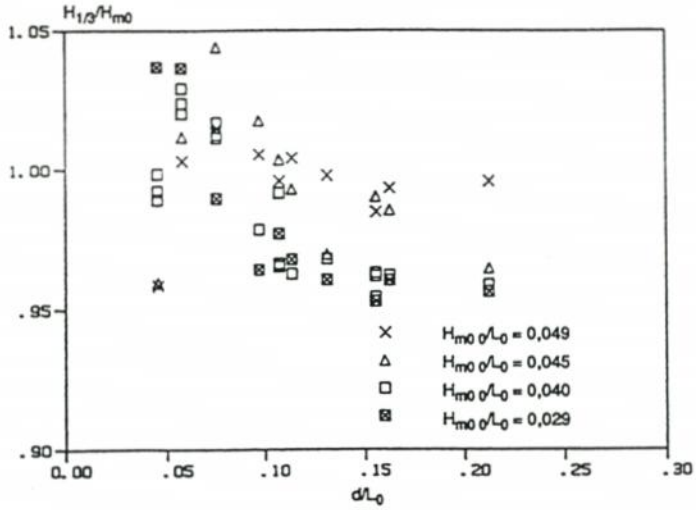


Abb. A3.18. Beziehungen zwischen Zeitbereichsparameter $H_{1/3}$ und Frequenzbereichsparameter H_{mo} als Funktion der veränderlichen Wassertiefe für unterschiedliche Tiefwasser-Wellensteilheiten [31]

3.4.4 Wellenbrechen

Die vorgenannten Flachwassereinflüsse führen schließlich zur Instabilität der Wellen und zum Wellenbrechen. Während sich Refraktion und Shoaling für regelmäßige Wellen unter vorgenannten Einschränkungen nach der linearen Wellentheorie beschreiben lassen und auf der Grundlage (linearer) Überlagerungsmodelle auch die Berücksichtigung der Eigenschaften unregelmäßiger Wellen ansatzmäßig möglich ist, so muß man sich beim Wellenbrechen mit Einzelwellentheorien und verschiedenen Brechkriterien begnügen. Das Brechen der Wellen findet dabei nicht an einer stationären Brecherlinie statt, sondern erstreckt sich, bedingt durch die Unregelmäßigkeit des Seegangs und sich mit der Tide ändernden Wasserständen, über die sogenannte Brecherzone (vgl. Abb. A3.19).

Die Beschreibung der dabei auftretenden Brecherformen ist subjektiv. An Brandungsküsten wird begrifflich zwischen Schwall-, Sturz- und Reflexionsbrechern unterschieden (Abb. A3.20).

Generell können Wellen brechen, wenn entweder die Grenzsteilheit überschritten wird oder aber die Wellenhöhe ein bestimmtes Maß der Wassertiefe erreicht hat.

Der Grenzwert für die Steilheit der Welle H/L wird aus der Bedingung erhalten, daß die Orbitalgeschwindigkeit der Welle an der Oberfläche nicht größer werden kann als die Wellengeschwindigkeit.

Es ergibt sich dann die Gl.

$$\frac{H}{L} = 0{,}142 = \text{rd. } 1/7,$$

eine Beziehung, die bereits MICHELL, 1893, angegeben hat. Als Grenzwert für den Winkel des Wellenkamms hat STOKES nach der Theorie 3. Ordnung den Wert $\alpha = 120°$ gefunden. Der Wert wurde in Modellversuchen mit regelmäßigen Wellen bestätigt und gilt sowohl für Tiefwasser als auch für Flachwasser.

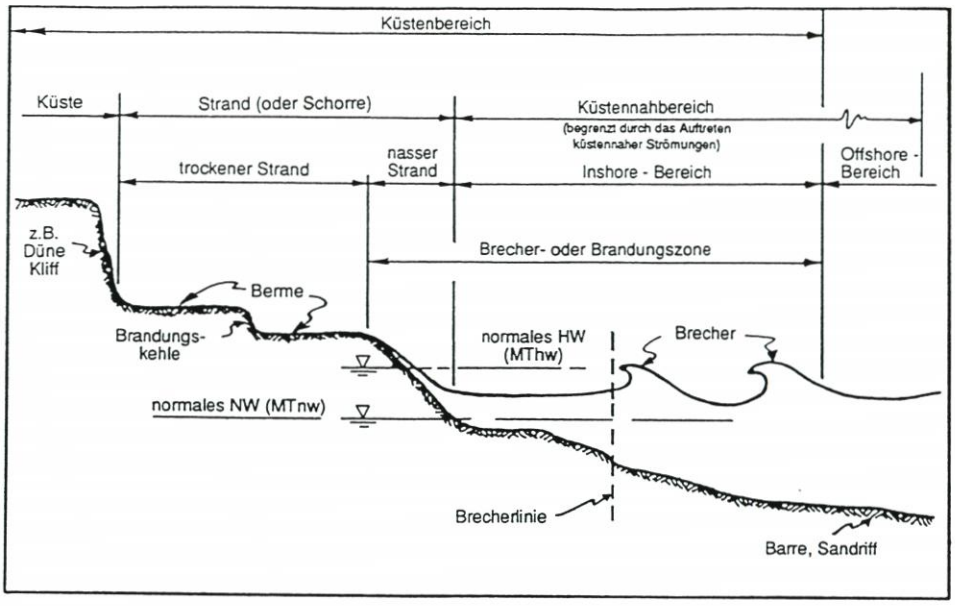


Abb. A3.19. Einteilung der Brandungszone, schematisch

Der Grenzwert der Wellensteilheit von H/L = 1/7 wird aber im allgemeinen nicht erreicht, und Wellen in natürlichem Seegang neigen dazu, schon früher (bei etwa H/L = 1/10) zu brechen.

Auf dem offenen Meer (Tiefwasserbedingung, Wassertiefe d > L/2) tritt Brechen vornehmlich infolge Überschreitens der Grenzsteilheit als Schaumkronenbrechen (white capping) auf. Dies kann bei steilen Ausgangswellen vorwiegend im Übergangsbereich beobachtet

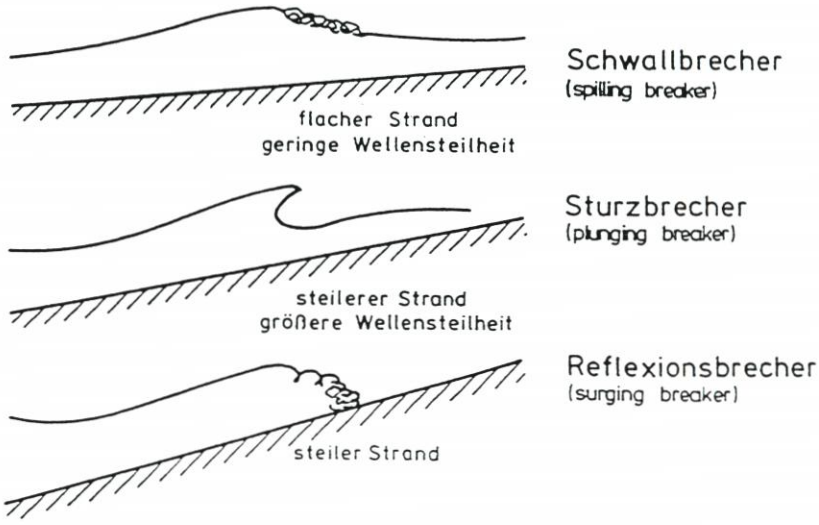


Abb. A3.20. Klassifizierung der Brecherformen, schematisch

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

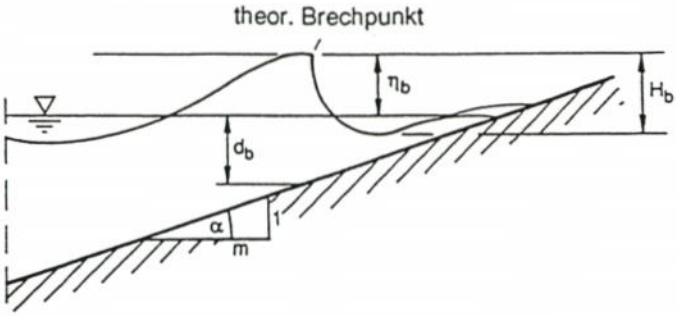


Abb. A3.21. Bezeichnungen für eine Welle am Brechpunkt

werden, wo zugleich mit zunehmender Wellenhöhe die Wellenlängen abnehmen (SCHÜTTRUMPF [67]). Einen wichtigen Einfluß für das Brechen der Wellen im Tiefwasser hat die zeitliche Abfolge der Wellen und deren Überlagerung zu extremen Wellenhöhen (sog. freak-waves).

Für das Brechen der Wellen durch die verringerte Wassertiefe sind vom technischen Standpunkt aus die Wassertiefe d_b (gemessen vom Ruhewasserspiegel aus), die Brecherhöhe H_b und die Lage des Brecherkammes η_b (Kammlage der Welle, Asymmetrie bezogen auf den Ruhewasserspiegel) von Bedeutung (Abb. A3.21).

Schrifttumsauswertungen [67], die Ergebnisse von Modellversuchen und Naturbeobachtungen umfassen, zeigen, daß das Verhältnis H_b/d_b in weiten Grenzen schwanken kann. Nach theoretischen Untersuchungen liegt H_b/d_b zwischen rd. 1,03 und 0,73 je nach dem verwendeten Ansatz.

Das Brechverhalten der Wellen wird vornehmlich von der Strandneigung α und der Steilheit der Tiefwasserwelle H_o/L_o bestimmt. Beide Einflüsse bestimmen im wesentlichen die Form des Brechers als Sturzbrecher, Schwallbrecher oder Reflexionsbrecher. An flachen Stränden und bei geringen Tiefwassersteilheiten der Wellen tritt der Schwallbrecher (spilling breaker) auf, bei steileren Stränden und größeren Wellensteilheiten der Sturzbrecher (plunging breaker) und bei sehr steilen Strandneigungen der Reflexionsbrecher (surging breaker).

Neben diesen Brecherformen ist der sog. collapsing breaker als Übergangsform zwischen dem Reflexionsbrecher und dem Sturzbrecher zu nennen. Zur Erläuterung des Einflusses der Strandneigung und der Tiefwasser-Wellensteilheit sind einige Untersuchungsergebnisse in Abb. A3.22 dargestellt.

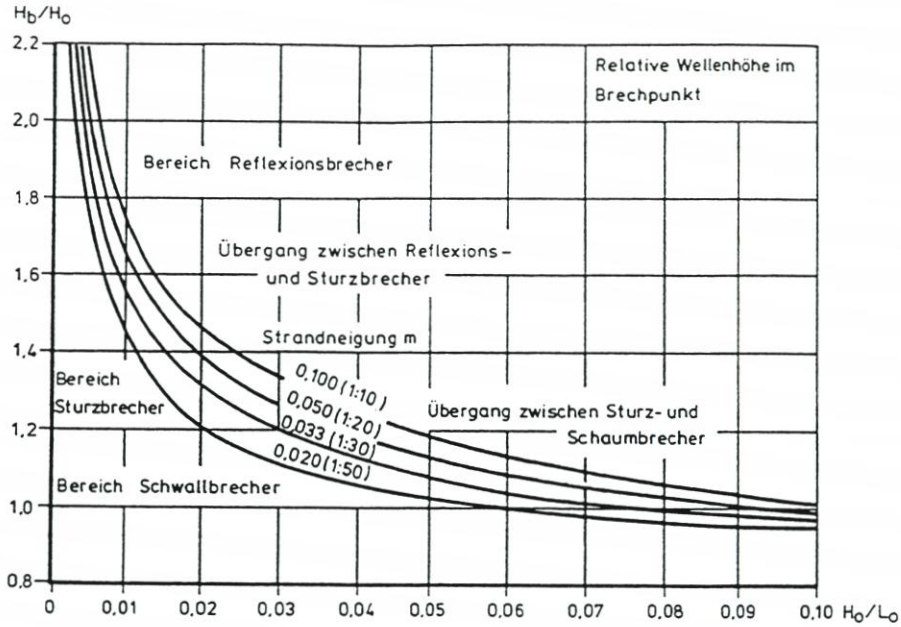
Zur Vorhersage des Wellenbrechers im Flachwasser wurden zahlreiche Arbeiten veröffentlicht. Brechkriterien auf der Grundlage regelmäßiger Wellen berücksichtigen dabei Parameter, die sich auf den Ort des Wellenbrechens beziehen oder die die lokalen Bedingungen mit Tiefwasserverhältnissen verknüpfen.

MICHE, 1951, und HAMADA, 1951 (s. HORIKAWA [35]), entwickelten unabhängig voneinander ein Brecherkriterium, das ausschließlich lokal bezogene Kennwerte periodischer Wellen (Index b) am Ort des Brechens enthält.
Es ist

$$H_b/L_b = 0{,}142 \tanh (2\,\pi\, d_b/L_b)$$

mit H_b = Wellenhöhe
L_b = Wellenlänge
d_b = Wassertiefe

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214



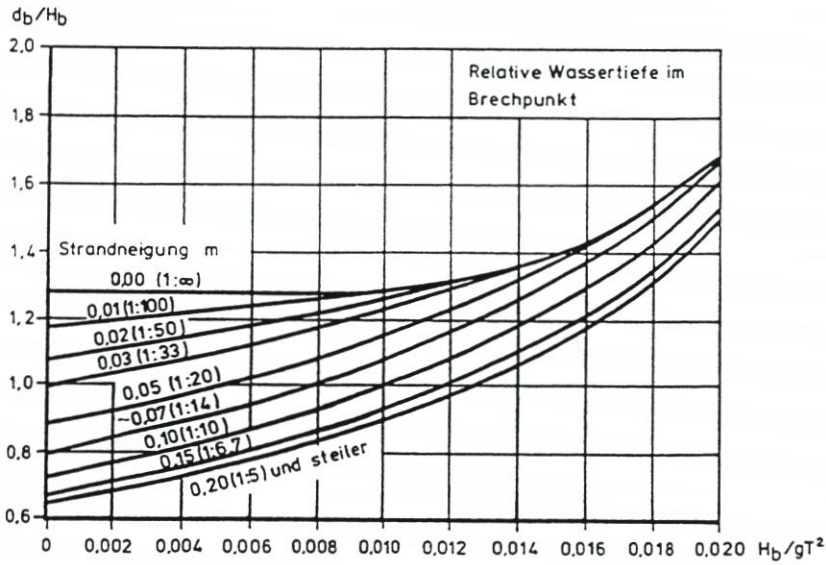


Abb. A3.22. Brechereigenschaften der Wellen [11]

Im Tiefwasser wird der Grenzwert $H_o/L_o = 1/7 = 0{,}142$ erreicht.

FÜHRBÖTER [25] charakterisiert das Brechverhalten durch eine Brecherkennzahl β. Sie ist definiert als Verhältnis

$$\beta = \frac{L_H}{L_b}$$

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

wobei L_b die Wellenlänge beim Erreichen des Brechpunktes angibt und L_H die Entfernung zwischen dem Brechpunkt und dem Punkt ist, in dem die brandende Welle die Hälfte ihrer Energie abgegeben hat. Flächenbrandungen mit Schwallbrechern weisen große Brecherkennzahlen ($\beta > 1$ bis 100), Linienbrandungen mit Sturzbrechern kleine Brecherkennzahlen ($\beta < 1$) auf.

Der Brechertyp regelmäßiger Wellen wird vielfach durch einen Brecherbeiwert ξ charakterisiert, der die Strandneigung α und die Wellensteilheit verknüpft [1, 2]. Der sog. BATTJES-Parameter wird auch als IRIBARREN-Zahl bezeichnet.

Es ist

$$\xi = \frac{\tan\alpha}{\sqrt{H/L_0}}$$

Bezogen auf die Wellenhöhe im Tiefwasser H_o bzw. im Brechpunkt ergibt sich

$$\xi_o = \frac{\tan\alpha}{\sqrt{H_0/L_0}}$$

$$\xi_b = \frac{\tan\alpha}{\sqrt{H_0/L_0}}$$

Eine Zuordnung der Brecherzahlen zu den in Abb. A3.20 schematisch dargestellten Brecherformen ist in Tab. A3,4 angegeben; eine Zuordnung der Brecherkennzahl zur Wellenhöhe im Brechpunkt gibt Tab. A3.5:

Tabelle A 3.4. Brecherkennzahl ξ und Brechertyp (die Werte beruhen auf Untersuchungen mit Böschungsneigen von 1:5 bis 1:20)

Brechertyp	ξ_o	ξ_b
Reflexionsbrecher	$>3{,}3$	$>2{,}0$
Sturzbrecher	0,5 bis 3,3	0,4 bis 2,0
Schwallbrecher	$<0{,}5$	$<0{,}4$

Tabelle A 3.5. Brecherkennzahl und Wellenhöhe im Brechpunkt

ξ_o	H_b/d_b
$<0{,}3$	$0{,}8 \pm 0{,}1$
0,3 bis 0,5	$0{,}9 \pm 0{,}1$
0,5 bis 0,7	$1{,}0 \pm 0{,}1$
0,7 bis 2,2	$1{,}1 \pm 0{,}2$

Der häufig im Schrifttum nach McCOWAN angegebene Wert $H_b/d_b = 0{,}78$ beruht auf der Theorie der Einzelwelle. Für überschlägliche Untersuchungen dürfte das Verhältnis $H_b/d_b = 1{,}0$ sinnvoll sein (vgl. auch EAU [22]). Im Spektrum ist für das Brechen im flachen Wasser die größte Wellenhöhe maßgebend, so daß $H_{max\,b}/d_b = 1$ anzunehmen ist.

Die physikalischen Phänomene des Brechens sind keineswegs abschließend erforscht.

Schwierigkeiten sowohl in theoretischer als auch in experimenteller Hinsicht (Maßstabseffekte) bereiten z. B. die Berücksichtigung der Luftaufnahme beim Brechvorgang [25] vor allem aber mit dem Einlaufen natürlichen Seegangs in flaches Wasser (Wellentransformation) verbundene nichtlineare Prozesse im Seegang, die bislang formelmäßig nur näherungsweise erfaßbar sind.

Die hier gegebenen Hinweise über das Brechverhalten gelten für einheitliche Strandneigungen und sind daher nur als Anhalt zu verstehen. Bei veränderlicher Strandneigung, z. B. durch ein vorgelagertes Sandriff, sind die Brecherbedingungen nicht nur eine Funktion der Wellensteilheit H/L und der Wassertiefe, vielmehr wird das Brechverhalten der Wellen durch die Morphologie des Seegrundes mitbestimmt. Transmissionseffekte an ggf. vorgelagerten Küstenschutzwerken und Absorptions- und Reflexionseinflüssen an Deckschichten beeinflussen das Brechverhalten ebenfalls in starkem Maße.

Mangels geschlossener Lösungen für die komplexen physikalischen Vorgänge in der Brandungszone wurden vereinfachte Modelle entwickelt. Diese beschreiben den Vorgang der Wellenhöhenveränderung vom Tiefwasser bis zum Wellenauflauf. Für die Wellentransformation an geneigten, unprofilierten Stränden existiert eine Vielzahl von Modellen. Jedoch berücksichtigen wenige Arbeiten den Einfluß der Morphologie, z. B. von Unterwasserriffen, bezüglich der Wellenreformation, direkt. Die Grundzüge existierender Modelle zur Transformation brechender Wellen in Brandungszonen sind bei HORIKAWA [35] dargestellt.

Danach kann in den Rechenmodellen zur Wellentransformation im einfachsten Fall angenommen werden, daß die maximale Wellenhöhe durch das Wellenbrechen infolge abnehmender Wassertiefe und seltener durch die Wellensteilheit begrenzt ist.

Andere Modelle gehen von der Verknüpfung der Kontinuitätsgleichung mit den Bewegungsgleichungen aus, wobei über numerische Lösungsansätze dann die Veränderung der Wellenhöhen berechnet werden kann.

Üblich ist auch die Anwendung der Energiegleichung, einer zeitinvarianten Differentialgleichung, zur Berechnung der Wellenhöhen aus der örtlichen Änderung des Energieflusses $d(E \cdot c_g)/dx$. Die über die Wellenperiode gemittelte Dissipationsrate ε_b der Wellenenergie pro Flächeneinheit, die sich aus dem Wellenbrechen ergibt, kann in Analogie zur Energiedissipation aus dem Brechen einer Bore gleicher Wellenhöhe (vgl. Abb. A3.23) beschrieben werden. Gleichzeitig ist es möglich, die zusätzlichen Energieverluste aus Sohlreibung zu berücksichtigen (vgl. Kap. 3.4.5).

Mit der Berücksichtigung von Wellenhöhenverteilungen kann dann die Wellenhöhenabnahme aus dem Anteil gebrochener Wellen ebenfalls in Analogie zur Energieumwandlung in einer Bore berechnet werden.

Grundsätzlich ähneln sich die Turbulenzerscheinungen und die damit verbundene Ener-

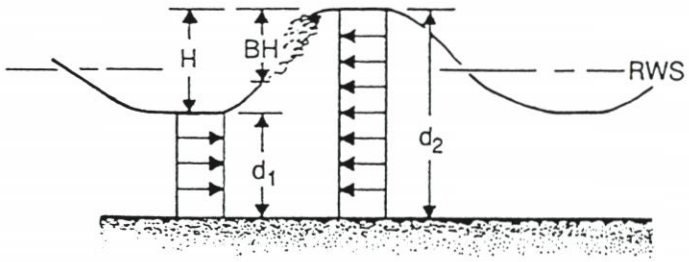


Abb. A3.23 Periodische Bore zur Beschreibung eines Schwallbrechers (THORNTON & GUZA [77])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

giedissipation in einer Bore vor allem mit der des Schwallbrechers, da in beiden Fällen die Turbulenz im wesentlichen auf den Bereich zwischen Ruhewasserspiegel und Wellenkamm begrenzt ist. LE MEHAUTE [48] (in [77]) schlug daher einen Ansatz vor, nach dem die Energiedissipation von im Flachwasser brechenden Wellen mit einer Bore beschrieben werden kann, ohne auf die Einzelheiten der Turbulenz eingehen zu müssen. Stattdessen wandte er den Erhalt von Masse und Impuls für gleichmäßige Strömungen innerhalb der Bore an.

Die in der Wellenenergie E und der Energiedissipation enthaltenen Wellenhöhen werden schließlich mit den zugehörigen Häufigkeitsverteilungen der Wellen in der Brandungszone ausgedrückt.

Kann im Tiefwasser von einer RAYLEIGH-Verteilung der Wellenhöhen (s. Kap. 3.7.2) ausgegangen werden, so existieren verschiedene Ansätze, um die Verteilung p(H) der Wellen in der Brandungszone und den darin enthaltenen Anteil brechender Wellen $p_b(H)$ zu beschreiben. Anwendung (vgl. [57] und Abb. A3.24) finden häufig durch unterschiedliche Brecherkriterien gekappte RAYLEIGH-Verteilungen [13, 3] oder aus durch Multiplikation mit einer Wichtungsfunktion erhaltene, veränderte RAYLEIGH-Verteilungen [77]. DALLY [17] führte einen halbempirischen, „intuitiven" Ansatz für beliebige, z. B. gemessene Verteilungen ein. Die daraus erhaltene Differentialgleichung des Energieflusses wird dann, je nach Berücksichtigung der verwendeten Ansätze, analytisch oder numerisch gelöst.

Letztendlich erreicht die Welle den Auflaufbereich des Strandes. Ein Teil der Wellenenergie wird reflektiert, überwiegend aber wird ein Auflaufen der Wassermassen auf den Strand bewirkt. Gravitation ruft ein Zurückfließen des Wassers hervor, was wiederum das Brechverhalten der nachfolgenden Welle beeinflußt (vgl. auch Kap. 3.4.3).

Die durch nichtlineare Umformungsprozesse horizontal und vertikal asymmetrisch verformte Flachwasserwelle und das Wellenbrechen bewirken einen auf die Küste gerichteten Massentransport und eine Impulsänderung, welches im Strandbereich zu einem Anstieg des Wasserspiegels führt. Ausgeglichen wird dieser Brandungsstau duch sohlnahe Rückströmungen und gebündelte Rippströmungen. Die Berechnung des Brandungsstaus und daraus resultierender seegangserzeugter Strömungen ergibt sich aus einer Gleichgewichtsbetrachtung

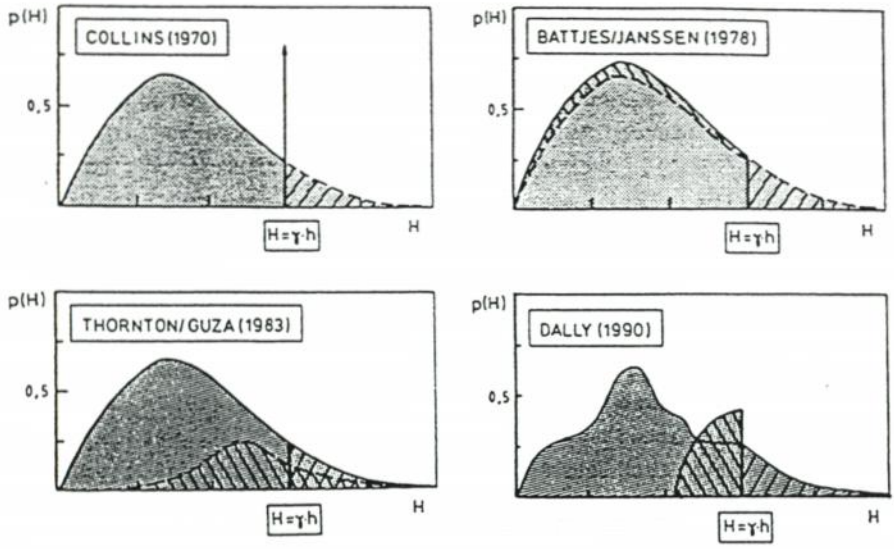


Abb. A3.24. Zur Ermittlung des Anteils brechender Wellen (OELERICH [57])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

der resultierenden Kräfte („radiation stress"). In diese Gleichgewichtsbeziehungen gehen sowohl die veränderte Impulsflußkomponente als auch Druckkräfte ein. Vielfach wird die Berechnung des Brandungsstaus mit der Wellentransformation verknüpft, da die Wellenhöhen unmittelbar mit der Veränderung des Wasserspiegels verbunden sind.

HORIKAWA [35] weist darauf hin, daß die Transformation gebrochener Wellen in erster Linie von der Unterwasserstrandmorphologie abhängt. An nicht profilierten Stränden nimmt die Wellenhöhe beim Wellenbrechen schnell in einem konstanten Verhältnis von (maximaler) Wellenhöhe zu Wassertiefe ab. Dieses Verhältnis bewegt sich typischerweise im Bereich von 0,8 und 1,0. Das Profil der andauernd brechenden Wellen geht in das einer Bore über. Hinter einem natürlichen Riff verringert sich die Wellenhöhe rasch. Allerdings reformieren sich die Wellen nach einer individuellen Entfernung von der Brecherlinie. Diese reformierten Wellen weisen endliche Amplituden auf, und das Verhältnis von Wellenhöhe zu Wassertiefe liegt zwischen 0,4 und 0,5 (vgl. auch Kap. 3.5.3). Daneben können aus dem Wellenbrechen sekundäre Wellen hervorgehen. BYRNE [9] und SUHAWADA & ROBERTS [73] beobachteten das Entstehen sekundäre Wellen auch bei nicht brechenden Wellen, die ein Riff passierten.

Spektralanalysen von [52] deuten darauf hin, daß sich die zu den Energiemaxima gehörenden Perioden der Spektren von ursprünglichen und reformierten Wellen nicht verändern. Allerdings wird Energie auf höhere Frequenzkomponenten verlagert. SUHAYADA & ROBERTS [73] bestätigten dies in ihrer Arbeit über Riffe, wiesen jedoch gleichzeitig auf Verlagerungen auf niedrigere Komponenten hin. Zudem ermittelten sie Energieverluste in Höhe von 75 %. CARTER & BALSILLIE [10] kamen auf Grundlage umfangreicher Naturmessungen zu ähnlichen Ergebnissen. Sie zeigten für am Riff brechende Wellen Dissipationsraten von 78 % bis 99 % auf. Die Energie reformierter Wellen wuchs auf 20 % der ursprünglichen Energie an. GERRITSEN [27, 28] weist die niedrigen Frequenzen im Energiespektrum der Brandungszone den langperiodischen Brandungsschwebungen („surf beats") zu, die durch die Wellentransformationen und den veränderten Massentransport induziert werden. Die höherfrequenten Wellen entstehen nach GERRITSEN aus dem Wellenbrechen selbst und sind den Wellenkämmen aufgeprägt.

3.4.5 Sohlreibung und Perkolation

Die vorher angesprochene Veränderung der Wellenhöhe infolge Refraktion und Shoaling im Flachwasser der Brandungszone geht bei genauerer Betrachtung mit einem Energieverlust infolge Sohlreibung und Perkolation (Sickerströmung) einher.

Während die Perkolation von untergeordneter Bedeutung ist, weisen SVENDSEN & JONSSON [74] nach, daß der zunächst gering erscheinende Energieverlust aus Sohlreibung ε_f dann an Bedeutung gewinnt, wenn eine Welle über viele Wellenlängen fortschreitet (vgl. auch Kap. 3.6.2). In der Brandungszone ist die Energiedissipation aus der Sohlreibung im Vergleich zur Dissipationsrate aus dem Wellenbrechen gering. THORNTON & GUZA [77] errechneten einen 3 %igen Anteil an der Energiedissipation aus dem Wellenbrechen an sandigen Brandungsküsten. So wird der Einfluß der Sohlreibung lediglich in der Wellenauflaufzone bedeutend, weil dort die Grenzschichtdicke groß in bezug auf die Wassertiefe wird.

Trotzdem wird der Anteil häufig in Gleichungen zur Wellentransformation erwähnt.

Hierfür wird (vgl. [18, 35]) üblicherweise die geschwindigkeitsabhängige Schubspannungskomponente $\overline{\tau_{xy}}$ mit dem Reibungsbeiwert f verknüpft. Die Geschwindigkeit wird als horizontale Komponente der Orbitalbewegung an der Seesohle u_b definiert und nach der linearen Wellentheorie berechnet.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Die Abnahme der Wellenhöhe mit dem Wellenfortschritt läßt sich dann mit dem mittleren Energiefluß $E \cdot c_g$ bestimmen. Doch im Gegensatz zum Shoaling-Effekt, wo der mittlere Energiefluß je Welle als konstant für einen beliebigen Kontrollquerschnitt gehalten wurde, wird der Dissipationsterm ε_f aus Sohlreibung berücksichtigt.

Hierfür ist (z. B. in einem numerischen Modell) die Kenntnis des Reibungsbeiwertes f erforderlich, der abhängig ist von der REYNOLDS-Zahl Re und von der Rauheit des Meeresbodens. Auf Untersuchungen von KAMPHUIS, 1975, (in [28]) sei in diesem Zusammenhang hingewiesen.

3.5 Bauwerksbedingte Einflüsse

3.5.1 Reflexion

Das Reflexionsverhalten von Wellen an Bauwerken wird meistens durch den Reflexionskoeffizienten κ_R oder C_R beschrieben, der als Verhältnis zwischen reflektierter Wellenhöhe H_r und anlaufender Wellenhöhe H_i gebildet wird. Diese Definition wird auch im Zusammenhang mit der Reflexion von Spektren benutzt (Abb. A3.25). Hinweise zur Reflexion sind bei KOHLHASE [44] gegeben, insbesondere zur Bedeutung der Reflexion hinsichtlich der Problematik Wellenunruhe in Häfen und möglicher Resonanzeffekte. Die im Schrifttum dargestellten Ergebnisse gelten meist unter der Voraussetzung regelmäßiger Wellen und für senkrechten

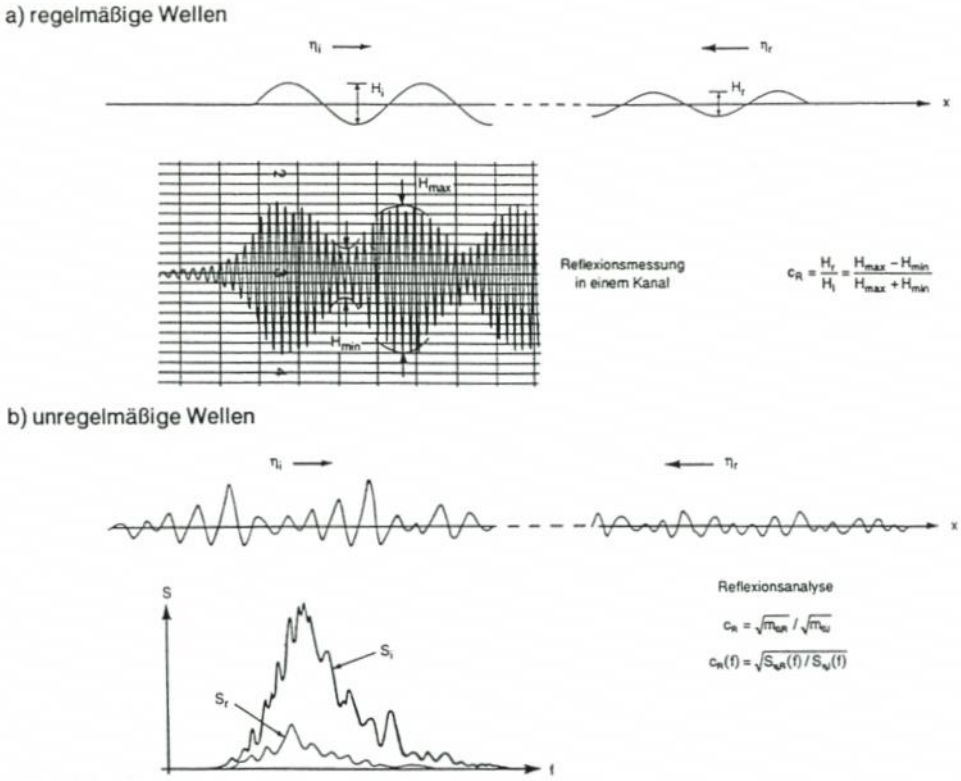


Abb. A3.25. Zur Definition des Reflexionskoeffizienten [44, 38]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Wellenangriff, d. h. Voraussetzungen, die in der Praxis in der Regel nicht gegeben sind. Infolge der im Seegang enthaltenen Richtungskomponenten der Wellen, die zudem noch unterschiedliche Höhen und Perioden enthalten, werden sich an Bauwerken stehende Wellen (Clapotis, vgl. Abb. A3.26) normalerweise nicht ausbilden; entsprechend werden Schwingungsknoten (Clapotis: bei x = 1/4 L, 3/4 L ...) mit maximalen Horizontalgeschwindigkeiten (Orbitalbewegung) durch die Überlagerung der einzelnen Seegangskomponenten (Kreuzseebildung) verwischt. Da das Reflexionsverhalten in starkem Maße von der Wellensteilheit abhängig ist, wie die Darstellung des Reflexionskoeffizienten an glatten Böschungen als Funktion der Tiefwasser-Wellensteilheit bzw. des BATTJES-Parameters (Abb. A3.27) zeigt, ist selbst bei Betrachtung eindimensionaler Spektren mit einer Frequenzverschiebung zu längeren Peakperioden des reflektierten Spektrums zu rechnen (Wellen geringerer Steilheit werden stärker reflektiert als steile Wellen), womit die Definition von Reflexions„koeffizienten" problematisch wird (vgl. SCHEFFER [66]). Betrachtet man die Richtungsstruktur der Wellen und den Einfluß der Kontaktfläche, z. B. Energie absorbierender Schüttsteindeckschichten oder besonderer reflexionsmindernder Ausführungstechniken (z. B. Perforationen oder Strukturrauhigkeiten der reflektierenden Wand), so wird verständlich, daß allgemeingültige Angaben zum Reflexionsverhalten an Bauwerken im Schrifttum kaum auffindbar sind. Es muß ferner darauf hingewiesen werden, daß an flachen Böschungen bei schräg anlaufenden Wellen Refraktion das örtliche Wellenfeld verändern kann, welches eine Interpretation erschwert.

Die Bestimmung des Reflexionsverhaltens ist nur auf experimentellem Wege möglich (im einfachsten Fall regelmäßiger Wellen in einem Kanal aus der Schwebung mit einem verfahrbaren Wellenpegel, bei unregelmäßigen Wellen mit Mehrpegelsystemen). Dieses ist bei der Bewertung von numerischen Modellen zur Untersuchung der Wellenverhältnisse an Bauwerken, die in der Praxis zunehmend angewandt werden und in denen Reflexionsbedingungen der Modellberandungen vorgegeben werden müssen, zu beachten.

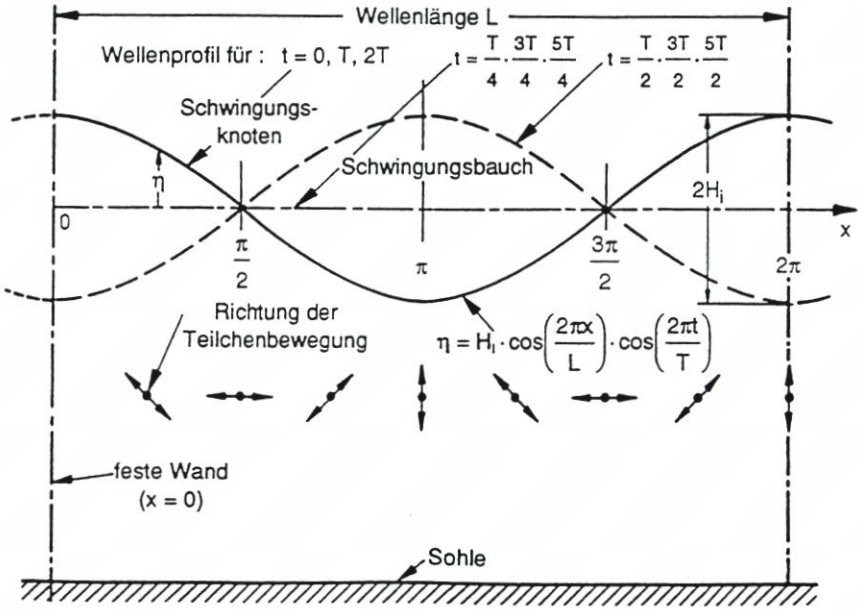


Abb. A3.26. Stehende Welle an einer senkrechten Wand (Clapotis), nach CERC [11]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

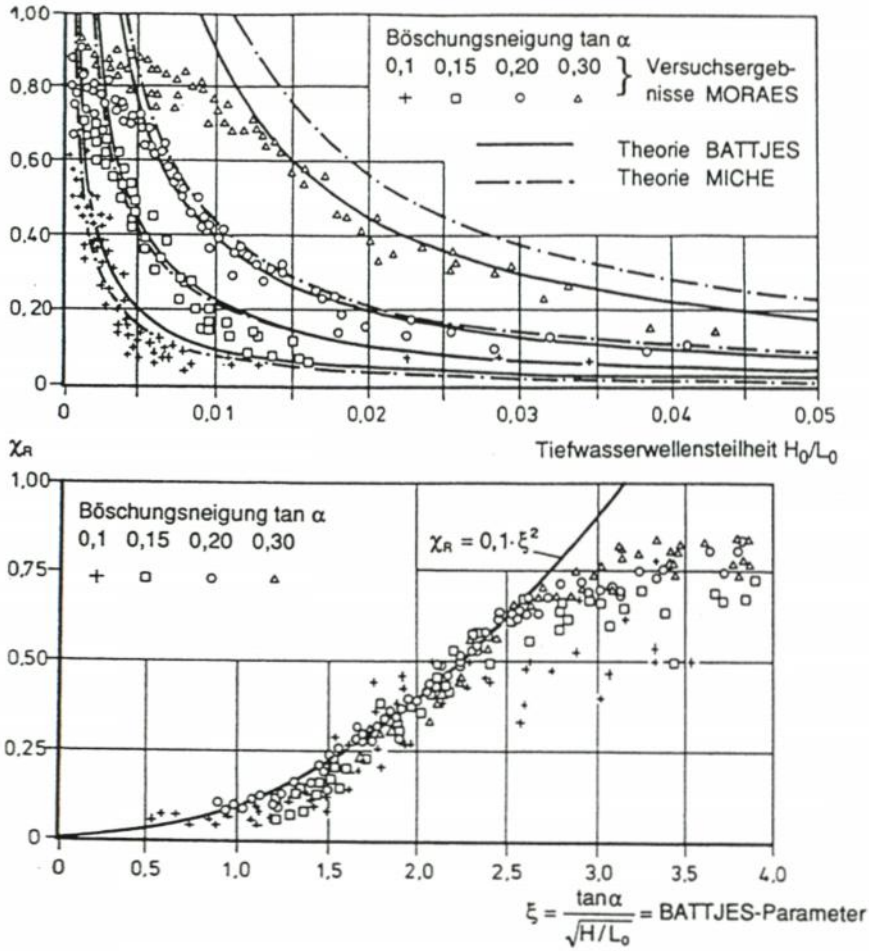


Abb. A3.27. Reflexion an glatten Böschungen (BATTJES [11])

Eine frequenzabhängige Betrachtung des Reflexionsphänomens, wie in Abb. A3.25 angegeben, ist aus vorgenannten Gründen gegenüber einer frequenzunabhängigen Definition zu bevorzugen, zumal auf der Grundlage von Übertragungsfunktionen zwischen einlaufendem und reflektiertem Spektrum die Beurteilung des Reflexionsverhaltens unter physikalischen Gesichtspunkten erleichtert und auch der experimentelle Aufwand erheblich verringert wird.

Vom Grundsatz her sind unter Kap. 3.4 genannte Ansätze (GODA-Ansatz zur Refraktion bzw. Diffraktion von Richtungsspektren) auch für die Untersuchung komplexer Reflexionsbedingungen brauchbar, einer praktischen Anwendung sind jedoch häufig wegen fehlender experimenteller Daten Grenzen gesetzt, und hydraulische Modellversuche sind gegenüber theoretisch/mathematischen Untersuchungen zu bevorzugen.

Einige Ergebnisse noch nicht abgeschlossener Versuche im GWK in Hannover [56] zum Reflexionsverhalten an durchlässigen Schüttsteindeckschichten sind in Abb. A3.28 wiedergegeben. Anzumerken ist, daß aus ingenieurpraktischen Gründen der Reflexionskoeffizient aus

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

den signifikanten Wellenhöhenparametern (frequenzunabhängig) definiert wurde. Die Wellenperioden der eingesteuerten TMA-Spektren sind Peakperioden, die den Perioden der vergleichend eingesteuerten regelmäßigen Wellen entsprechen. In dieser Darstellung zeigt sich gegenüber regelmäßigen Wellen eine deutlich geringere Reflexion.

3.5.2 Diffraktion

Zur Abschätzung der Wellenhöhe hinter Hindernissen können [14] für einfache Geometrien der Bauwerke Diagramme verwendet werden, die auf der Grundlage der SOMMERFELDschen Gleichung für linienförmige, totalreflektierte Bauwerke und für Öffnungen entwickelt wurden (Abb. A3.29). Die sog. MACH-Reflexion ist ein Sonderfall der Lösung des Diffraktionsproblems [4], indem der Reflexionsbereich anstatt des Diffraktionsbereichs betrachtet wird. Um auch komplexere Bauwerksgeometrien zu untersuchen, sind Modellversuche meist unumgänglich, obwohl der Anwendungsbereich numerischer Modelle immer größer wird.

Im Falle regelmäßiger Wellen ergeben sich i. a. Wellenfelder mit ausgeprägten Knoten und Bäuchen (s. auch Kap. 3.5.1). Die zeitliche Abfolge einzelner Wellen, vor allem aber die Richtungsstruktur des Seegangs, führt jedoch (in Verbindung mit der Überlagerung durch an Bauwerken und anderen Berandungen reflektierenden oder teilreflektierenden Wellen) zu verwickelten Wellenbildern, und die Schwingungsknoten bzw. -bäuche sind weniger stark ausgeprägt.

Zur Berücksichtigung natürlicher Seegangsbedingungen werden daher Untersuchungen mit Spektren erforderlich.

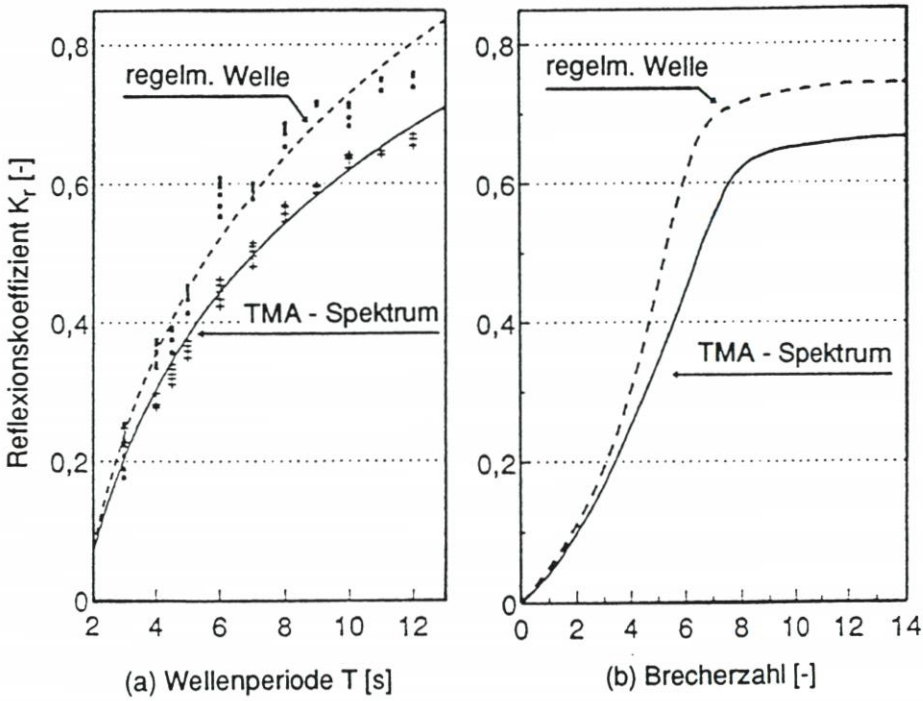


Abb. A3.28. Reflexion an Schüttsteindeckschichten, Beispiel (MUTTRAY et al. [56])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

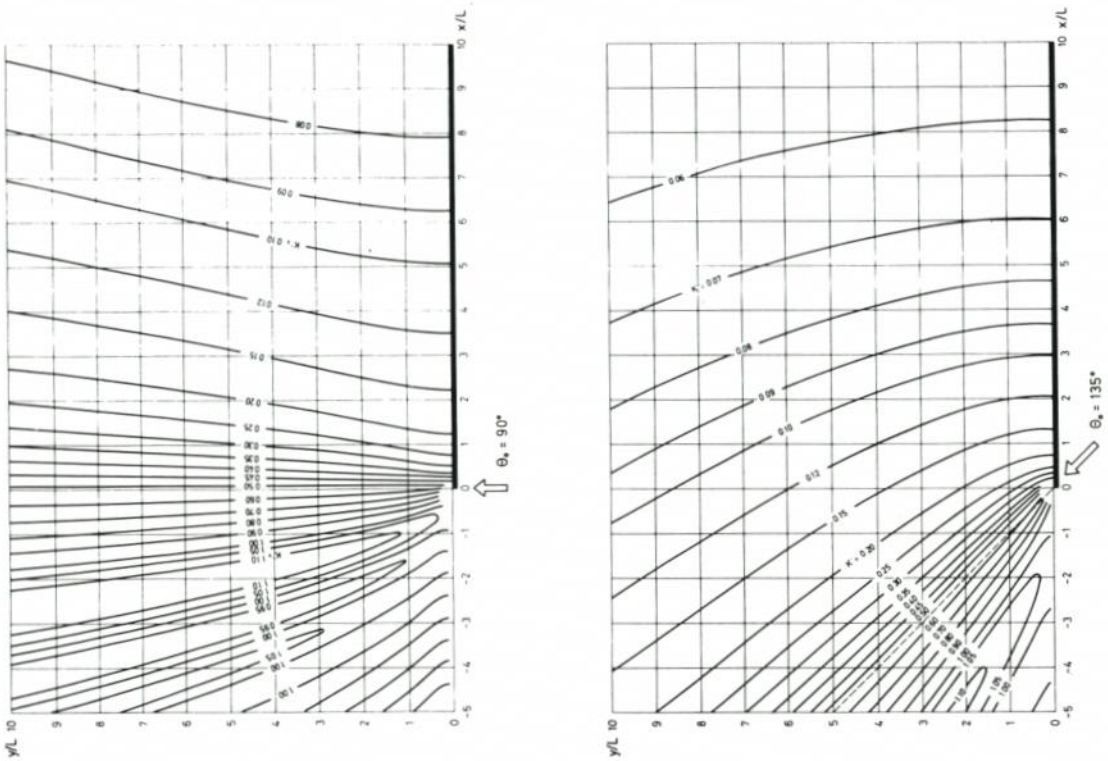


Abb. A3.29. Diffraktion regelmäßiger Wellen an halbunendlichen, totalreflektierenden senkrechten Wänden, SOMMERFELDsche Theorie, Beispiele aus DAEMRICH et al. [16]

Dieses ist nach dem Grundgedanken des Seegangs-Überlagerungsmodells durch lineare Überlagerung einzelner periodischer Wellen mit unterschiedlicher Höhe, Richtung und Periode möglich.

Stellt man das Richtungsspektrum durch Einführung einer Richtungsfunktion $D(f,\Theta)$ als

$$S(f,\Theta) = S(f) \cdot D(f,\Theta)$$

dar (vgl. Kap. 3.3.2.3), so müssen für die Anwendung $S(f)$ und $D(f,\Theta)$ bekannt sein. Für $S(f)$ können vorher dargestellte theoretische Spektren verwendet werden. Für $D(f,\Theta)$ wird im Schrifttum ein Ansatz der Form $D(f,\Theta) = D_o \cdot \cos^{2s}(\Theta/2)$ empfohlen, worin s die frequenzabhängige Verteilung der Wellenenergie im Richtungsspektrum repräsentiert.

Wird die Veränderlichkeit des Parameters s auf die Peakfrequenz f_p des Spektrums bezogen, so kann s nach dem Ansatz von GODA [29] wie folgt dargestellt werden:

$$s = \begin{cases} s_{max} \cdot (f/f_p)^5 & \text{für } f \leq f_p \\ s_{max} \cdot (f/f_p)^{-2,5} & \text{für } f \geq f_p \end{cases}$$

Der Größtwert der Verteilungsfunktion s_{max} ist abhängig vom Windfeld und von der Entstehungsgeschichte des Seegangs (vgl. [54]).
Nach GODA kann angenommen werden

$$s_{max} = 10 \text{ für Windwellen}$$

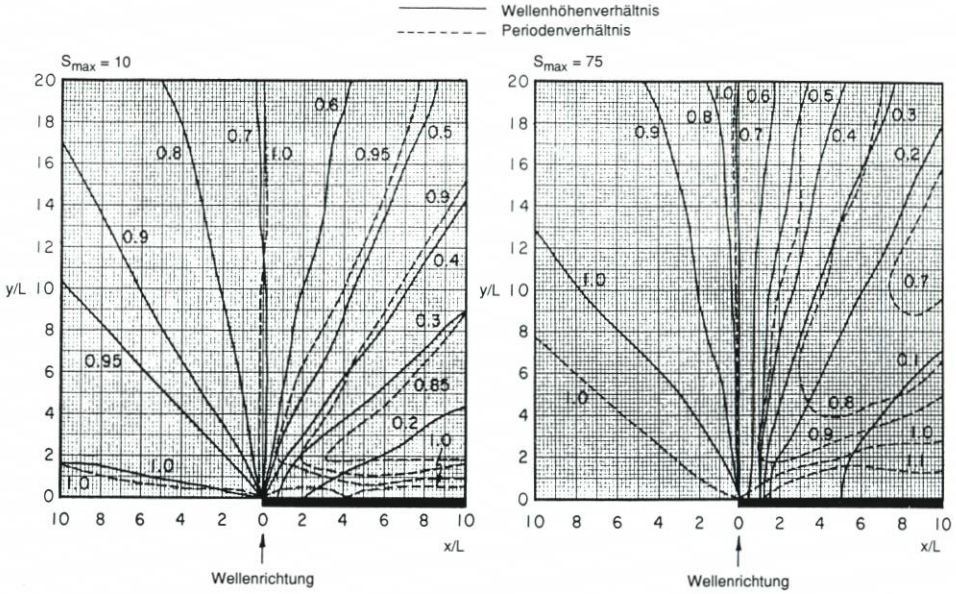


Abb. A3.30. Diffraktion von Seegangsspektren, halbunendlicher Wellenbrecher [12]

s_{max} = 25 für Dünung geringen „Alters" (decay distance), Wellen mit vergleichsweise großer Steilheit

s_{max} = 75 für alte Dünung mit langen Laufstrecken (long decay distance), Wellen mit vergleichsweise geringer Steilheit

Auf der Grundlage des GODA-Ansatzes wurden im Shore Protection Manual (CERC [12]) Diffraktionsdiagramme für halbunendliche (totalreflektierende) Wellenbrecher für senkrechten Wellenangriff berechnet, die in Abb. A3.30 auszugsweise wiedergegeben sind. Im Gegensatz zu Diagrammen auf der Grundlage regelmäßiger Wellen zeigt sich auch hier erwartungsgemäß eine Periodenveränderung im beschatteten Bereich. Ein Beispiel zur Wellenausbreitung an Öffnungen aus dem Shore Protection Manual ist als Abb. A3.31 beigefügt, um den Einfluß des Richtungsspektrums zu verdeutlichen.

Schließlich sind in Abb. A3.32 einige Ergebnisse zum Problem der MACH-Reflexion bei unregelmäßigem Seegang [66, 15] dargestellt.

3.5.3 Wellentransmission

An teildurchlässigen Bauwerken (z. B. schwimmenden Wellenbrechern oder Tauchwandkonstruktionen) wird ein Teil der Wellenenergie transmittiert. Hinweise hierzu sind bei KOHLHASE [44] gegeben. Wegen der vergleichsweise geringen Bedeutung für Aufgaben im Küstenschutz wird auf detaillierte Darstellung, insbesondere Untersuchungen zum Einfluß von Seegangsspektren auf die Wellentransmission, oder zur Überlagerung von Transmission und Diffraktion an durchlässigen Bauwerken (s. z. B. [23]) nicht näher eingegangen.

Hinweise zur Wellentransmission an Unterwasserwellenbrechern enthält insbesondere die Arbeit von VAN DER MEER und D'ANGREMONT [79].

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

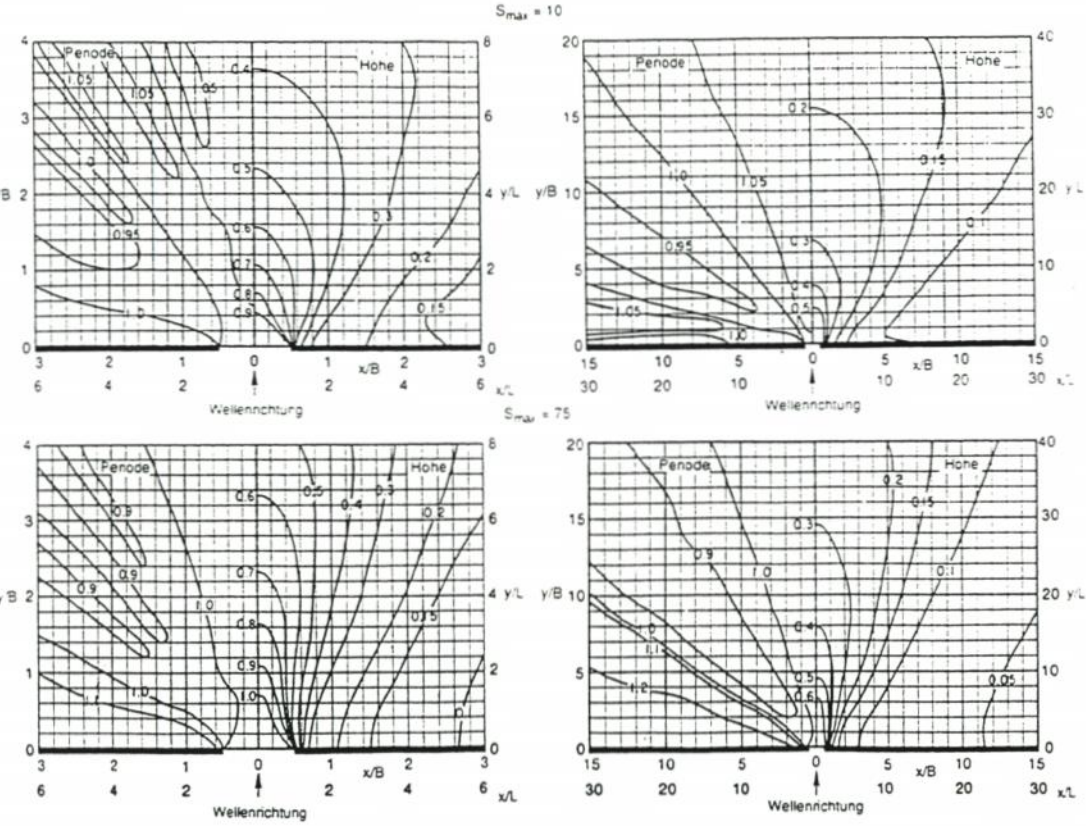


Abb. A3.31. Diffraktion von Spektren an Öffnungen [12]

Die Autoren haben aus dem Schrifttum ableitbare Ergebnisse zur Transmission an Schüttsteinwellenbrechern mit niedriger Kronenhöhe, ergänzt durch eigene Modellversuche, analysiert.

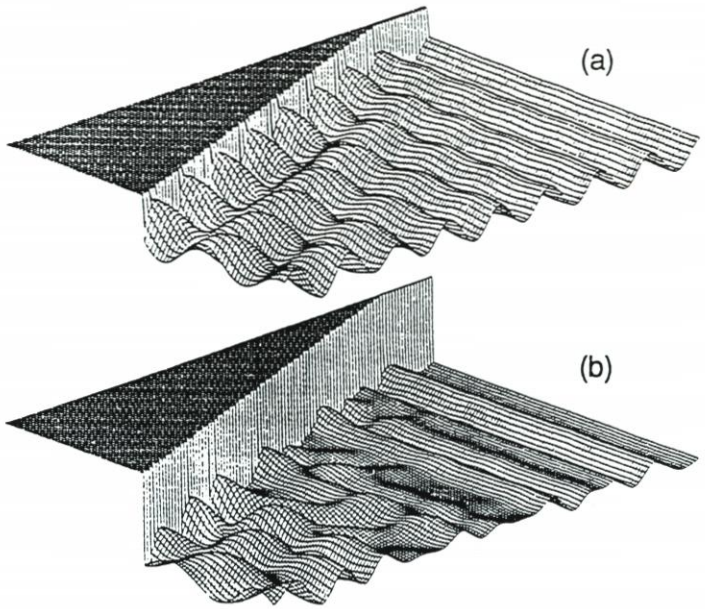
Der folgende vereinfachende Ansatz zur Ermittlung der Wellentransmission wird angegeben (Abb. A3.33)

Für $-2{,}0 < R_c/H_i < -1{,}13$: $K_t = 0{,}80$
für $-1{,}13 < R_c/H_i < 1{,}2$: $K_t = 0{,}46-0{,}3\ R_cH_j$
für $1{,}2 < R_c/H_i < 2{,}0$: $K_t = 0{,}10$

Hierin bedeutet

R_c = Höhenlage des Wellenbrechers über dem Ruhewasserspiegel
H_i = signifikante Wellenhöhe der anlaufenden Welle (H_{mo} oder $H_{1/3}$)
K_t = Transmissionskoeffizient = H_t/H_i
H_t = signifikante Wellenhöhe der transmittierten Wellen (H_{mo} oder $H_{1/3}$)

Zur Erklärung der nicht unerheblichen Streuungen der Ergebnisse verschiedener Autoren wurden die Versuchsbedingungen näher betrachtet, und es wird ein erweiterter Ansatz der folgenden Form vorgeschlagen:



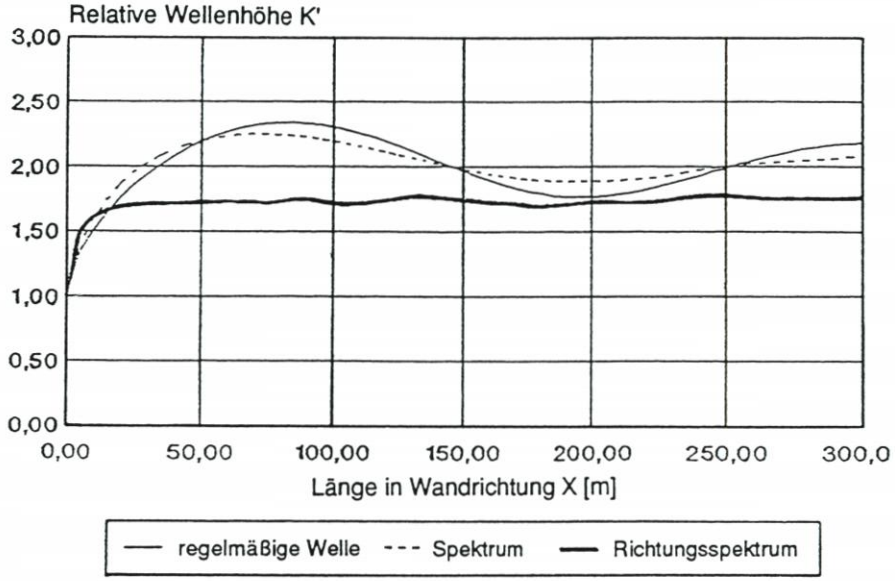
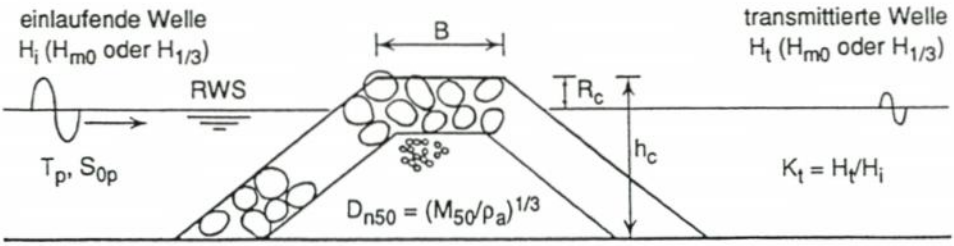
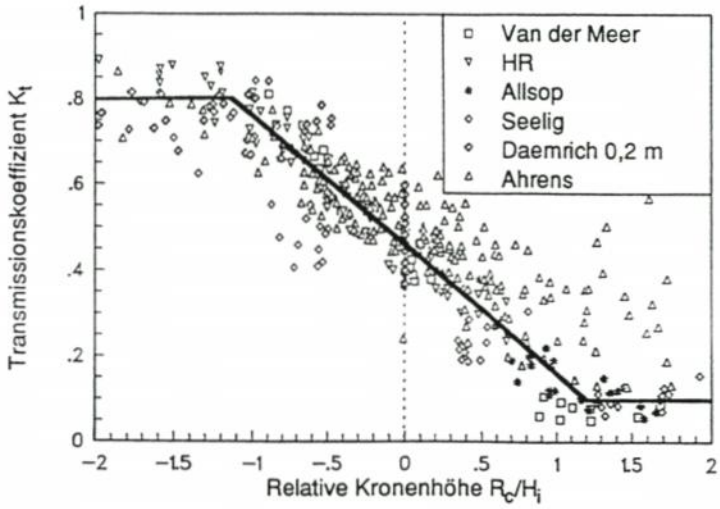


Abb. A3.32. MACH-Reflexion von regelmäßigen Wellen und Spektren; oben: Wellenfeld vor einer senkrechten Wand bei regelmäßigem (a) und unregelmäßigem (b) Seegang (SCHEFFER [66]); unten: Wellenhöhenverlauf in Wandrichtung für regelmäßige Wellen, eindimensionales Spektrum und Richtungsspektrum, Beispiel (DAEMRICH et al. [15])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214



a) Definitionsskizze



b) Vereinfachender Ansatz auf der Grundlage von Versuchsergebnissen

Abb. A3.33. Wellentransmission an Schüttsteinwellenbrechern mit niedriger Kronenhöhe [79]

$$K_t = a \cdot R_c/D_{n50} + b$$

mit

D_{n50} = $(M_{50}/\rho_a)^{1/3}$ = nominaler Durchmesser der Schüttsteine des Wellenbrechers

M_{50} = mittlere Masse

ρ_a = Dichte des Steinmaterials

Für die Koeffizienten a und b werden die folgenden empirischen Gleichungen angegeben:

$$a = 0{,}031 \cdot H_i/D_{n50} - 0{,}24$$

$$b = -5{,}42\, s_{op} + 0{,}0323\, H_i/D_{n50} - 0{,}0017\, (B/D_{n50})^{1{,}84} + 0{,}51$$

mit B = Kronenbreite des Wellenbrechers

s_{op} = Wellensteilheit = $2\pi \cdot H_s/(g \cdot T_p^2)$ (H_s am Fußpunkt des Wellenbrechers, T_p = Peakperiode)

Als Gültigkeitsbereich der erweiterten Gleichung geben die Autoren an:

$$1 < H_i/D_{n50} < 6$$

und $$0{,}01 < s_{op} < 0{,}05$$

Ein ähnlicher Ansatz wird auch für die Wellentransmission an aus einheitlichem Material (ohne Filterschichten) aufgebauten Wellenbrechern und niedriger Kronenhöhe (sog. reef-type breakwater) angegeben. Auf eine Wiedergabe der Gleichungen wird hier verzichtet.

Die Bedeutung natürlicher Riffe auf die Energiedissipation an Brandungsküsten ist allgemein bekannt. Verschiedene Ansätze werden entwickelt (vgl. auch Kap. 3.4.4), die die Umformung des Seegangs an sandigen Küsten beschreiben. Von den Ansätzen zur Berechnung der Wellentransmission an einem einer sandigen Küste vorgelagerten Brandungsriff wird hier nur der Ansatz von PARTENSCKY et al. [59] erwähnt, der auf TUCKER, CARR u. PITT zurückgeht und an umfangreichen Messungen mit Richtungswellenbojen für die Verhältnisse vor Sylt verifiziert wurde [71].

Ausgehend von der Annahme RAYLEIGH-verteilter Wellen wird die Wirkung eines Riffs auf das Brechen einzelner hoher Wellen und die damit verbundene Energieabnahme beschrieben. In der theoretischen Beziehung

$$H_{s,i}^2 = K_{s,i}^2\, K_{r,i}^2\, H_{s,o}^2 \left\{ 1 - \left[1 + \frac{2H_{k,R}^2}{H_{s,o}^2} \left(\frac{1}{K_{s,R}^2\, K_{r,R}^2} - 1 \right) \right] \exp\left(\frac{-2H_{k,R}^2}{K_{s,R}^2\, K_{r,R}^2\, H_{s,o}^2} \right) \right\}$$

mit: $H_{s,i}$ = signifikante Inshore Wellenhöhe
$H_{s,o}$ = signifikante Offshore Wellenhöhe
$H_{k,R}$ = kritische Wellenhöhe auf dem Riff
$K_{s,R}$ = Shoalingkoeffizient bis zum Riff
$K_{r,R}$ = Refraktionskoeffizient bis zum Riff
$K_{s,i}$ = Shoalingkoeffizient bis zur Inshore Meßstation
$K_{r,i}$ = Refraktionskoeffizient bis zur Inshore Meßstation

ist die kritische Wellenhöhe auf dem Riff in erster Linie eine Funktion der tideabhängigen Wassertiefe d_R auf dem Riff. Nach verschiedenen Autoren gilt

$$H_{k,R}/d_R = \text{konst.}$$

Wie Abb. A3.34 verdeutlicht, kann aufgrund von Variationsrechnungen die Konstante für die Verhältnisse vor Sylt im Bereich der durch Messungen erfaßten Seegangs- und Wasserstandsparameter zu 0,4 angenommen werden.

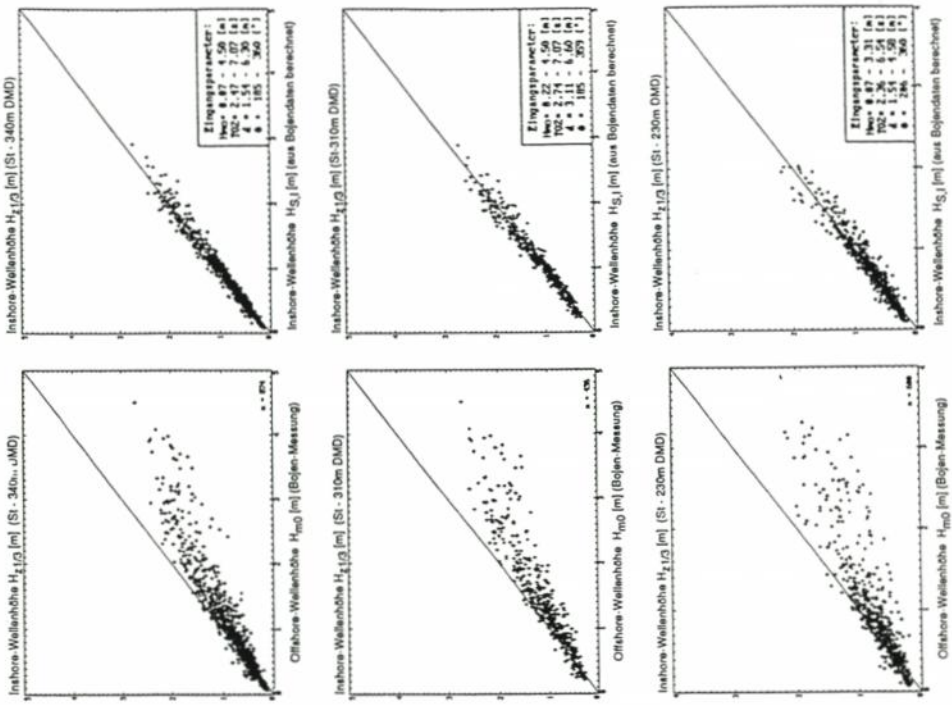
Abb. A3.35 zeigt eine vergleichende Darstellung (vgl. Kap. 3.2.3) der wasserstandsabhängigen Offshore- und Inshore-Wellenenergien, getrennt für das Sommer- und Winterhalbjahr.

Aufgrund der Tatsache, daß die Riffbrandung bei geringer Wassertiefe auch schon bei kleinen Wellenhöhen einsetzt, wäre zunächst eine größere Energieabnahme für niedrige Wasserstände zu vermuten. Da höhere Wasserstände in der Regel aber auch mit größeren Wellenhöhen (insbesondere bei Sturmfluten) auftreten, wird dieser Effekt zum Teil kompensiert. Aus den Ergebnissen wird deutlich, daß bereits geringfügige Veränderungen der Höhenlage eines Riffs die Wellenenergie im Riff-Rinne-System beachtlich verändern können.

3.5.4 Wellenauflauf

Einfluß auf die örtlichen Wellenbedingungen hat neben den vorher genannten bauwerksbedingten Einflüssen in Verbindung mit der Wellenreflexion und unter bestimmten Bedingun-

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214



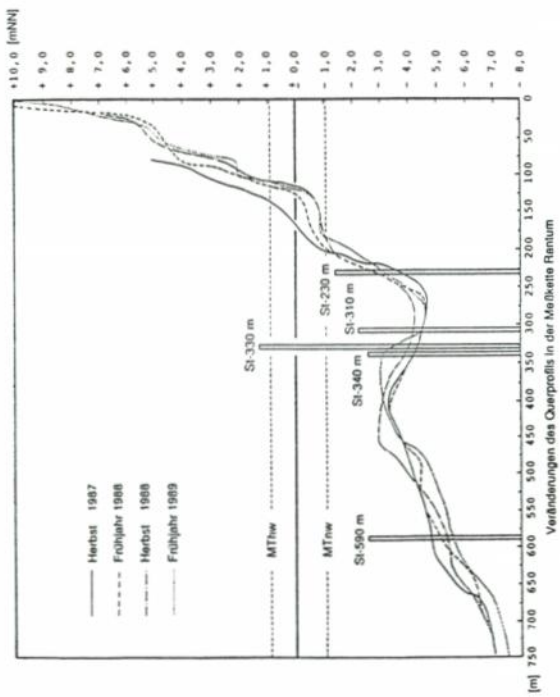


Abb. A3.34. Wellentransmission an einem Brandungsriff Beispiel Sylt (Strotmann und Kohlhase [71]) links: Sohllagen im Profil Rantum und Lage der ausgewerteten Meßstationen; rechts: Vergleich der an Druckmeßdosen (DMD) gemessenen Offshore-Wellenhöhen (a) und Verifikation des theoretischen Ansatzes (b) durch Variation der kritischen Wellenhöhe auf dem Riff

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

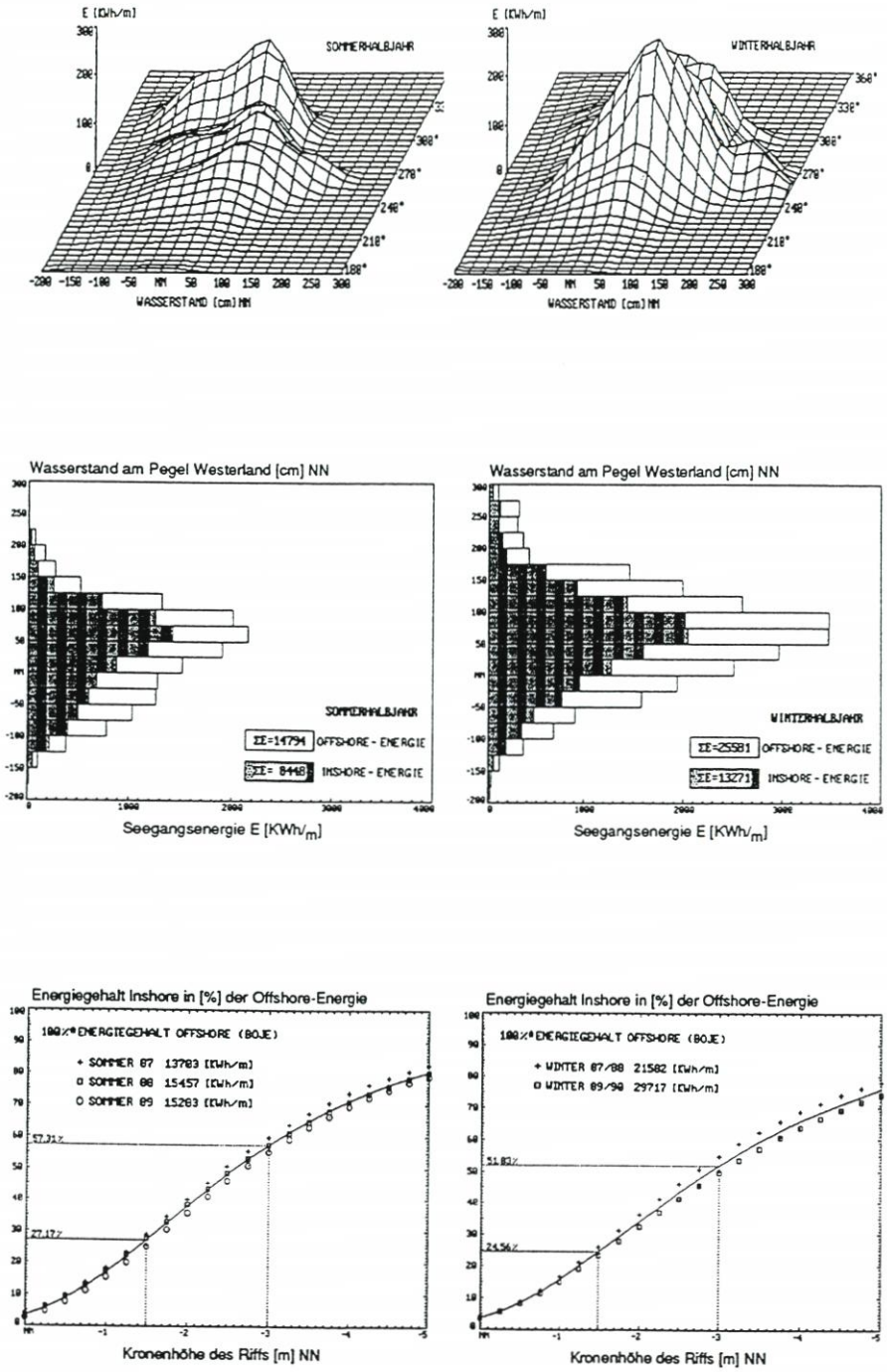


Abb. A3.35. Vergleichende Darstellung der Offshore- und Inshore Wellenenergien und Einfluß der Kronenlage des Riffs, Beispiel Sylt [71]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

gen auftretender Druckschlagbeanspruchung (vgl. Kap. 3.5.5) der Wellenauflauf an Böschungen. Der Wellenauflauf (hierzu insbesondere FÜHRBÖTER et al. [26] und dort angegebenes Schrifttum) entsteht, indem nach dem Brechen der Wellen der in die Brandungszone transmittierte Anteil der potentiellen Energie größtenteils in kinetische Energie umgesetzt wird. Es entsteht eine landwärts auf die Böschung hochschießende Wassermasse, bei der die kinetische Energie – außer durch Verlusten infolge Sohl- und Durchmischungsreibung – wieder in potentielle Energie umgesetzt wird. Beim Erreichen des höchsten Anlaufpunktes an der Böschung ist dann die kinetische Energie vollständig in potentielle Energie umgesetzt, es tritt Bewegungsumkehr (Wellenrücklauf oder Wellenablauf) ein. Der Rücklaufschwall stürzt in den Leehang der nachfolgenden Welle und kann die Lage des Brechpunktes dieser Welle erheblich beeinflussen (vgl. auch Kap. 3.3.4). Ein Teil der Energie des Rücklaufschwalles wird beim Brechen der nachfolgenden Welle aufgezehrt, ein Teil wird seewärts reflektiert, was um so mehr der Fall ist, je steiler die Böschungen und je länger die Wellen werden.

Einen großen Einfluß auf den Wellenauflauf hat die zeitliche Abfolge der Wellen [75], welche eine unmittelbare Zuordnung der Auflaufhöhen zu Wellenhöhen bzw. -perioden ausschließt. Wegen der Bedeutung des Wellenauflaufs und ggf. damit verbundenem Wellenüberlauf für den Entwurf und die Bemessung werden Ansätze zur Ermittlung des Wellenauflaufs, der außer von der Wellenhöhe und Wellenrichtung, der Periode und deren zeitlichen Abfolge im wesentlichen durch die Böschungsneigung und deren Rauheit bzw. das Wellenabsorptionsvermögen der Deckschicht bestimmt wird, im Kap. 4 detaillierter behandelt.

3.5.5 Druckschlag

Druckschläge entstehen überall dort, wo eine Flüssigkeitsoberfläche nahezu planparallel mit der Geschwindigkeit v mit einer festen Berandung zusammentrifft. Außer im Wasserbau sind Druckschläge auch aus dem Schiffbau (Seeschlag oder slamming) bekannt. Im Moment des Aufschlages der Flüssigkeit (hier: Brecherzunge) auf den Festkörper werden infolge der Trägheit der beteiligten Massen Druckspannungen erzeugt, die ein Vielfaches des stationären Staudruckes ($p = \rho \cdot v^2/2$) betragen können. Nach kurzer Dauer, die um Zehnerpotenzen kleiner als die der Wellenperiode T ist, werden diese Spannungsspitzen durch eine seitliche Entlastung (Ausschleudern von Spritzwasser) wieder abgebaut.

Der theoretische Größtwert druckschlagerzeugter Druckspannungen tritt auf, wenn vorausgesetzt wird, daß der Impuls der aufschlagenden Wassermasse allein durch die Elastizität des Wassers aufgenommen werden muß. In einer theoretischen Ableitung zeigte FÜHRBÖTER [24], daß die Elastizität der während des Aufschlages in der Aufschlagfläche eingeschlossenen bzw. im Wasser in Form von Blasen gelösten Luft den theoretischen Größtwert maßgeblich dämpft. Ausgehend von der Voraussetzung, daß die Menge der an dem Aufschlag beteiligten Luft als natürlicher Prozeß der Wahrscheinlichkeitsverteilung nach dem GAUSSschen Wahrscheinlichkeitsgesetz folgt, zeigte FÜHRBÖTER, daß auch bei regelmäßigen Wellen die Druckschlagmaxima stochastisch sind. Sie können durch eine Extremalverteilung in Form der logarithmischen Normalverteilung beschrieben werden. Die Gültigkeit dieses Wahrscheinlichkeitsgesetzes wurde sowohl in Prallstrahlversuchen als auch an Deichböschungen in der Natur und im hydraulischen Modell nachgewiesen [83].

Im Gegensatz zu den beim Brechen der Wellen entstehenden Druckschlagwirkungen auf marine Bauwerke, wie Molen und Wellenbrecher mit senkrechten Wänden, sind bei der Druckschlagbelastung von Böschungen nicht so sehr die durch den Druckschlag erzeugten

Kräfte oder Momente, sondern im wesentlichen die bei dem Druckschlag entstehenden maximalen Druckspannungen entscheidend.

Das Druckschlagproblem und damit verbundene Fragen des Entwurfs und der Bemessung sind Gegenstand intensiver Forschung im Großen Wellenkanal (GWK) der Universität Hannover und der TU Braunschweig. Weiterführende Hinweise enthält Kap. 4.

3.6 Ermittlung von Seegangsdaten

3.6.1 Allgemeines

In den vorherigen Kapiteln wurden Ansätze erläutert, wie Momentanzustände der Wellenbewegung sowie durch flaches Wasser bzw. durch Wechselwirkungen mit Bauwerken entstehende Veränderungen des Seegangs beschrieben werden können.

Die Anwendung von Wellentheorien oder theoretisch/empirischen Ansätzen für den Entwurf und die Bemessung von Küstenschutzwerken (vgl. Kap. 4) erfordert die Parametrisierung zeitlich veränderlicher Seegangssituationen in der Weise, daß Wellenhöhen, -perioden und -richtungsparameter ermittelt werden, die in ihrer Wirkung dem jeweils betrachteten Seegangszustand entsprechen. Die Planung und Durchführung eines ggf. erforderlichen Modellversuches, z. B. zur Untersuchung der Standsicherheit eines Bauwerkes, verlangt die Definition eines Bemessungsspektrums oder der zugehörigen Zeitreihe der Seegangssituation. Hierfür muß der Seegang in seiner räumlichen und zeitlichen Verteilung bekannt sein, um in Verbindung mit langzeitstatistischen Methoden (s. Kap. 3.7) ein Bemessungsspektrum oder eine Bemessungswelle festlegen zu können. Sofern diese Seegangsinformationen nicht aus örtlich vorhandenen Seegangsstatistiken abgeleitet werden können, müssen diese auf theoretischem Wege oder durch Messungen bestimmt werden.

Im folgenden werden einführende Hinweise zur Berechnung von Seegangszuständen auf der Grundlage von Windinformationen im Planungsgebiet und Ansätze zur Seegangsberechnung für einfache Windfelder gegeben. Die Hinweise zur Durchführung von Seegangsmessungen werden auf einige konzeptionelle Überlegungen und Methoden der Auswertung beschränkt. Bei Seegangsberechnungsverfahren wird [63] unterschieden in Seegangsvorhersageverfahren (Forecasting) und in die Berechnung zurückliegender Seegangszustände aus bekannten Winddaten (Hindcasting). Hinsichtlich der formelmäßigen Zusammenhänge sind jedoch keine Unterschiede vorhanden, so daß hier der bekanntere Begriff Seegangsvorhersageverfahren als Oberbegriff verwendet wird.

3.6.2 Seegangsvorhersageverfahren

3.6.2.1 Einführende Hinweise und Ziele

Neben anderen bei Richter [63] genannten Aufgaben verfolgen Seegangsvorhersageverfahren für Problemstellungen des Küstenschutzes primär das Ziel, über Beziehungen zwischen Windbedingungen und Seegangsbedingungen im Planungsgebiet die häufig langzeitstatistisch verfügbaren Windinformationen mit einer Seegangsstatistik zu verknüpfen. Windinformationen können dabei sowohl auf direkte Messungen an einer repräsentativen Meßstation als auch durch Wettervorhersagen (mit entsprechenden Unsicherheiten) erhalten werden. Letzteres bietet sich vor allem für eine Vorhersage von Extremsituationen, z. B. unter Sturmflutbedingungen, an.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Die Notwendigkeit der Verknüpfung einer Windstatistik mit einer Seegangsstatistik (vgl. Kap. 3.7) ergibt sich vor allem für eine statistisch gesicherte Abschätzung der Eintrittswahrscheinlichkeiten besonders hoher Wellen in langen Zeiträumen (z. B. für Standsicherheitsnachweise von Küstenschutzwerken), zumal – wenn überhaupt – Seegangsmessungen nur über vergleichsweise kurze Zeiträume durchgeführt werden können. Sie kann sich aber auch auf normale Seegangssituationen beziehen, um beispielsweise durch Geräteausfälle bedingte Datenlücken zumindest näherungsweise zu schließen. Letzteres ist vornehmlich wichtig für funktionelle Fragestellungen, z. B. die Berechnung der zeitlich veränderlichen, durch Seegang an Brandungsküsten im Küstenlängs- und -quertransport bewegten Sedimente.

Bis zum Beginn des zweiten Weltkrieges standen zur Seegangsvorhersage lediglich Faustformeln zur Verfügung. Mit Beginn der 40er Jahre wurden dann empirische Beziehungen zwischen Windgeschwindigkeit, Windwirklänge (Fetch) und Winddauer aufgestellt, z. B. von Sverdrup, Munk und Bretschneider (SMB-Methode) und Person, Neumann und James (PNJ-Methode), doch erst die Ergebnisse der unter internationaler Beteiligung 1968 vor der Insel Sylt begonnenen Großexperimente des „Joint North Sea Wave Project" (JONSWAP), in Verbindung mit theoretischen Methoden [33], brachten den Durchbruch im Verständnis der Seegangsentwicklung und lieferten die Grundlagen für die Entwicklung moderner numerischer Seegangsberechnungsmodelle. Danach sind nichtlineare Wechselwirkungen der Haupteinflußfaktor, der die Entwicklung des Seegangs steuert und die JONSWAP-Form der Spektren begünstigt [33, 63, 64] (s. auch Kap. 3.3.5).

Für die Nachbildung komplexer Windsituationen müssen numerische Berechnungen durchgeführt werden. Für einfache Windfelder können signifikante Seegangsparameter über Gleichungen und aus Diagrammen ermittelt werden.

Die Seegangsberechnungsmodelle liefern gute Ergebnisse für Tiefwasserverhältnisse. Die Bodeneinflüsse im Übergangs- und Flachwasserbereich sind weniger gut erforscht und können nicht mit gleicher Sicherheit in Berechnungsverfahren berücksichtigt werden. Da derzeit jedoch intensive Forschungsprogramme zu dieser Thematik durchgeführt werden, ist mit einer Verbesserung auch dieser Verfahren in näherer Zukunft zu rechnen.

3.6.2.2 Definitionen und Eingangsgrößen

Seegangsberechnungsverfahren liefern im einfachsten Fall die signifikanten spektralen Seegangsparameter $H_s = H_{mo}$ und T_p (vgl. Kap. 3.3). Eingangsgrößen in die Formeln oder Diagramme der Seegangsberechnungsverfahren für einfache Windfelder sind:

- Windgeschwindigkeit U[m/s]
- Winddauer t[s]
- Einwirklänge des Windes (Fetch) x [m]

Wegen der zeitlichen und örtlichen Veränderlichkeit des Windes können diese Eingangswerte nicht immer zweifelfrei festgelegt werden. Meist sind jedoch sinnvolle Eingrenzungen möglich.

Bei der Anwendung von Formeln und Diagrammen wird vorausgesetzt, daß die Windgeschwindigkeit U in 10 m Höhe gegeben ist.

Für Umrechnungen der Windwerte aus anderen Meßhöhen, die Abschätzung von Einflüssen durch den Meßort, Ermittlung charakteristischer Mittelwerte etc. wird neben den in Kap. 3.4 gegebenen Hinweisen auf das Schrifttum (z. B. Shore Protection Manual (SPM), [12]) verwiesen.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

In den Diagrammen und Formeln des SPM wird statt der Windgeschwindigkeit U_{10} der „windstressfactor" U_A zugrunde gelegt. Es ist

$$U_A = 0{,}71 \cdot U_{10}^{1{,}23}.$$

Von der Anwendung dieser Modifikation, die zu stark überhöhten Wellenparametern führen kann, wird abgeraten (pers. comm. RICHTER/ROSENTHAL, s. auch BISHOP/DONELAN/KAHMA [6]).

Wird der Seegangsvorhersage U_{10} zugrunde gelegt, entsprechen die Formeln denen in der Veröffentlichung von HASSELMANN et al. [33].

Die Einwirklänge des Windes kann entweder geometrisch durch die Größe der Wasserfläche oder durch die Größe des Windfeldes begrenzt sein.

In einfachen Fällen ist der Fetch die Entfernung zwischen dem Ort, für den die Berechnung durchgeführt wird, und der Grenze der Wasserfläche in Windrichtung (straightline fetch). Bei sehr unregelmäßiger Begrenzung wird empfohlen, das arithmetische Mittel der Entfernungen in einem Sektor von ewa ± 15° um die Windrichtung zu bilden. Die früher empfohlene Berechnung eines effektiven Fetches mit Cosinuswichtung darf nicht in Verbindung mit den hier gegebenen Formeln und Diagrammen angewendet werden, da sie auf einer zu hohen Einschätzung der Wellenenergie im Bereich kurzer Windwirklängen durch die SMB-Methode beruht.

Die Begrenzung der Einwirklänge durch die wirksame Größe des Windfeldes kann nur aus meteorologischen Informationen bestimmt werden.

Bei Berechnungen über die Winddauer ist zu berücksichtigen, daß zu Beginn eines Sturmes durch die vorhergehende Windsituation ggf. bereits Wellenenergie vorhanden ist. Weiterhin ist darauf hinzuweisen, daß die Abhängigkeit der Seegangsparameter von der Winddauer nicht mit gleicher Zuverlässigkeit abgesichert ist wie die Fetchabhängigkeit und daher nur die Größenordnungen vermittelt.

In Formeln und Diagrammen sind fetchbegrenzter und dauerbegrenzter Seegang zu unterscheiden und Grenzwerte zu berücksichtigen, die ausgereifter Seegang annehmen kann.

Fetchbegrenzter Seegang ist vorhanden, wenn die Windeinwirkung mindestens so lange andauert, daß alle Wellenkomponenten den zur Verfügung stehenden Fetch mit der zugehörigen Gruppengeschwindigkeit durchlaufen konnten. Ist die Einwirkzeit geringer, liegt dauerbegrenzter Seegang vor.

Im ausgereiften Seegang sind die Wellenperioden soweit angewachsen, daß die Fortschrittsgeschwindigkeit der Wellen etwa der Windgeschwindigkeit entspricht. Aus diesem Grund ist kein weiterer Energieeintrag möglich, auch wenn der Wind zeitlich wie örtlich weiter einwirkt.

Die im folgenden wiedergegebenen Diagramme und Formeln gelten für einfache Windfelder (homogenes Windfeld und stationäre Windbedingungen) sowie konstante Wassertiefen.

3.6.2.3 JONSWAP-Seegangsvorhersage für Tiefwasser nach RICHTER

Da die dimensionslose Darstellung des JONSWAP-Spektrums (vgl. Kap. 3.3.5) lediglich die Form des Spektrums charakterisiert, müssen für die praktische Seegangsvorhersage Beziehungen zu geeigneten Wind- und Fetchparametern hergestellt werden.

Diese Zusammenhänge zwischen den Parametern des JONSWAP-Spektrums und den Windkenngrößen werden ebenfalls während des JONSWAP-Meßprogramms gemessen. Die

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

im folgenden wiedergegebenen Formeln nach RICHTER [63] weichen geringfügig von denen der ersten JONSWAP-Veröffentlichung [33] ab, entsprechen aber den Ergebnissen, die sich aus der Integration der Energiebilanzgleichungen ergeben.

Die folgenden Gleichungen werden verwendet:

Fetchbegrenzter Seegang:	Dauerbegrenzter Seegang:
$\tilde{f}_p = 2{,}84 \cdot \tilde{x}^{-0{,}3}$	$\tilde{f}_p = 16{,}8\ \tilde{t}^{-3/7}$
$\alpha = 0{,}029\ \tilde{f}_p^{\,2/3}$	$\alpha = 0{,}028\ \tilde{f}_p^{\,2/3}$
$\tilde{H} = 1{,}65 \cdot 10^{-3} \tilde{x}^{1/2}$	$\tilde{H} = 8{,}46 \cdot 10^{-5} \cdot \tilde{t}^{5/7}$

$\gamma = 3{,}2;\ \sigma_a = 0{,}07;\ \sigma_b = 0{,}09$ (vgl. Abb. A3.14)

Die Grenzbedingung zwischen beiden Systemen, die angibt, wie lange ein Wind mit konstanter Geschwindigkeit geweht haben muß, damit bei einem vorgegebenen Fetch x die volle Wellenhöhe H erreicht wird, wird angegeben durch die Beziehung

$$\tilde{t}_{min} = 63{,}8\ \tilde{x}^{0{,}7}.$$

Für die ausgereifte Windsee wird die PIERSON-MOSKOWITZ-Frequenz angenommen:

$$\tilde{f}_m^{\,PM} = 0{,}14.$$

Daraus folgen folgende Grenzwerte:

$$\tilde{x}^{PM} = 2{,}28 \cdot 10^4 \text{ und } \tilde{t}^{PM} = 7{,}1 \cdot 10^4.$$

In den Gleichungen sind

$$\tilde{f}_p = \frac{U \cdot f_p}{g};\ \tilde{H} = g\ H/U^2;\ \tilde{x} = \frac{g \cdot x}{U^2};\ \tilde{t} = \frac{g \cdot t}{U}$$

dimensionslose Parameter, worin die Windgeschwindigkeit U in m/s, die Peakfrequenz in Hz und g die Erdbeschleunigung = 9,81 m/s² bedeuten. Die Streichlänge x ist in m einzusetzen.

Die Wellenhöhe H ist die aus dem Spektrum berechnete signifikante Wellenhöhe H_{mo} ($H_{mo} = 4\ \sqrt{m_o}$; Kap. 3.3.2), die in Näherung der $H_{1/3}$-Welle entspricht, obwohl diese grundsätzlich anders ermittelt wird.

In dem in Abb. A3.36 wiedergegebenen Vorhersagediagramm für Einfach-Windfelder, das den fetch- und den dauerbegrenzten Fall zusammenfaßt, wurde im Hinblick auf die praktische Anwendung die Peakfrequenz f_p durch die zugehörige Wellenperiode $T(=T_p)$ ersetzt.

In das Diagramm ist folgendes Beispiel eingetragen:

$$\frac{g \cdot x}{U^2} = 5 \cdot 10^3;\ \frac{g \cdot H}{U^2} = 0{,}117;\ \frac{g \cdot T}{U} = 4{,}53;\quad \frac{g \cdot t}{U} = 2{,}48 \cdot 10^4$$

Wird eine Windgeschwindigkeit U von 20 m/s zugrunde gelegt, so entspricht das einem Fetch von 204 km, und die signifikante Wellenhöhe H_s erreicht einen Wert von 4,77 m bei einer Peakperiode T = 9,24 s, vorausgesetzt, daß der Wind stetig über 14 Stunden geweht hat.

Der Vorteil des Diagramms ist, daß man sofort erkennt, ob man sich bei vorgegebenem x und t im dauerbegrenzten Fall, das heißt unterhalb der Grenzkurve, oder im fetchbegrenzten Fall oberhalb der Kurve befindet, auf die man dann zurückgehen muß.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

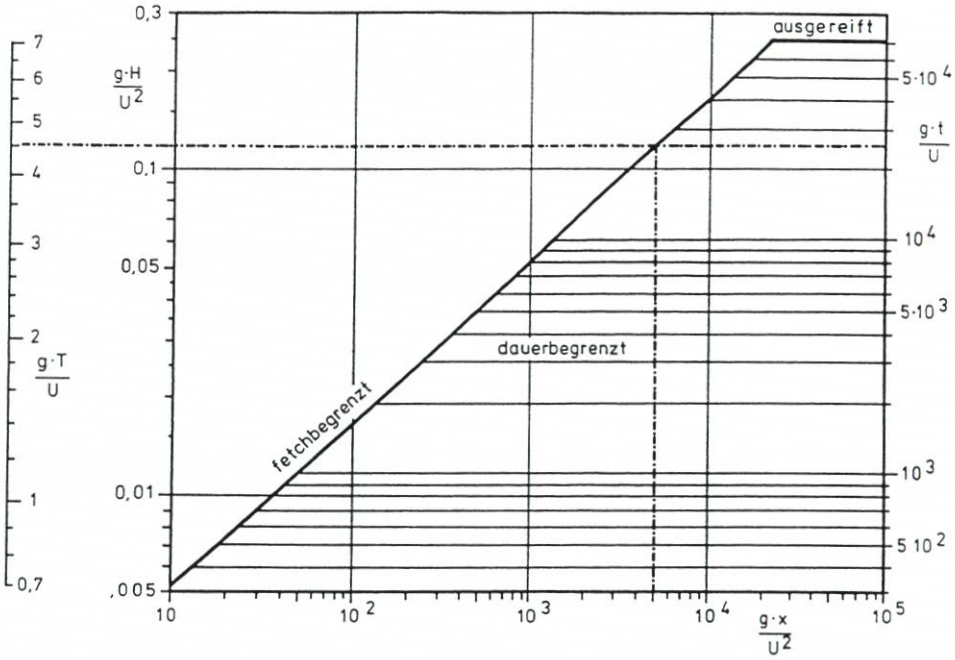


Abb. A3.36. Dimensionslose Darstellung von fetch- und dauerbegrenztem Windseegang [63]

3.6.2.4 Gleichungen und Diagramme für Tiefwasser, Shore Protection Manual

Wegen der internationalen Bedeutung und Bekanntheit des Shore Protection Manuals (SPM) werden die dort gewählten Formeln und Diagramme hier auszugsweise wiedergegeben.

Dabei werden die im vorigen Abschnitt gewählten Bezeichnungen beibehalten. Der Aufbau der Diagramme entspricht denen der SMB-Methode, es liegen jedoch Formeln der ersten JONSWAP-Veröffentlichung zugrunde [33]. Wie in Kap. 3.6.2.2 erwähnt, wird im SPM mit einer modifizierten Windgeschwindigkeit U_A gerechnet. Diese Beziehung wird hier aus Gründen der Eindeutigkeit beibehalten. Die folgenden Gleichungen werden verwendet (fetchbegrenzter Seegang):

$$\tilde{H} = \frac{g \cdot H_s}{U_A^2} = 1{,}6 \cdot 10^{-3} \tilde{x}^{1/2}$$

$$\tilde{T}_p = \frac{g \cdot T_p}{U_A} = 0{,}2857 \cdot \tilde{x}^{1/3}$$

$$\tilde{t} = \frac{g \cdot t}{U_A} = 6{,}88 \cdot 10^1 \cdot \tilde{x}^{2/3}$$

Da keine Formel für die Berechnung der signifikanten Wellenparameter bei dauerbegrenztem Seegang angegeben wird, muß die zu einem Fetch zugehörige Ausreifzeit überprüft werden. Ggf. müssen die Wellenparameter mit einem Fetch entsprechend

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

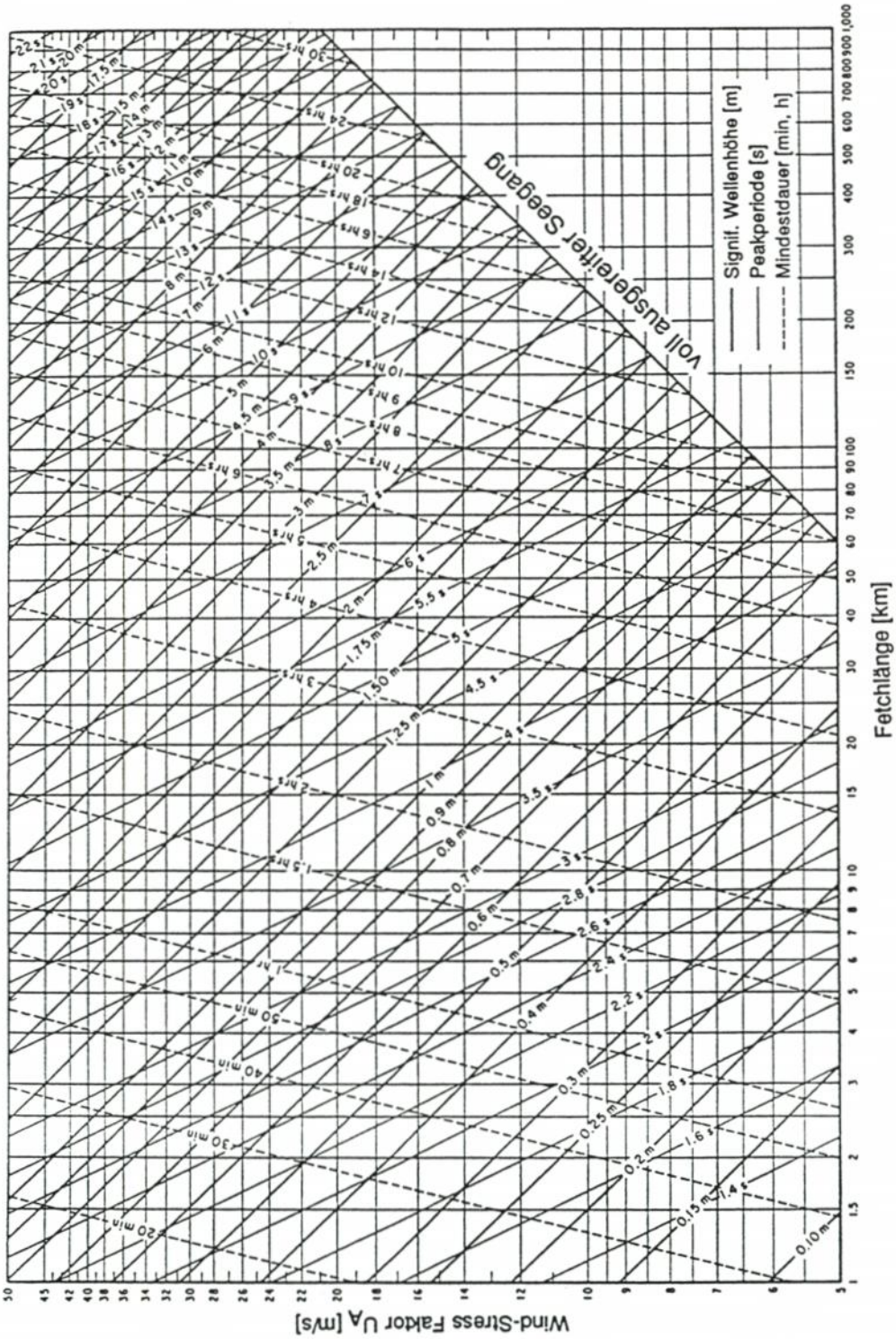


Abb. A3.37. Seegangsvorhersage nach dem SPM für Tiefwasserbedingungen [12]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$\tilde{x} = 1{,}752 \cdot 10^{-3} \cdot \tilde{t}^{3/2}$$

neu berechnet werden.

Auch für die vorgenannten Formeln sind Grenzwerte für den Fall vollausgereiften Seegangs zu beachten:

$$\tilde{H} = 0{,}2433$$
$$\tilde{T}_p = 8{,}134$$
$$\tilde{t} = 71\,500$$

Zur graphischen Ermittlung der signifikanten Wellenparameter sind die Ergebnisse der Formeln in einem Diagramm dargestellt, das in Abb. A3.37 wiedergegeben ist.

3.6.2.5 Berechnungsverfahren für einfache Windfelder im Flachwasser, Shore Protection Manual

Bodeneinflüsse im Übergangs- und Flachwasserbereich bewirken, daß bei gleichen Windverhältnissen Wellenhöhen geringer und Wellenperioden kürzer sind als unter Tiefwasserbedingungen.

Die Flachwassereinflüsse Refraktion und Shoaling infolge örtlich veränderlicher Wassertiefen verändern die Wellenenergie nicht und sind wie Diffraktionseffekte unabhängig von den eigentlichen Seegangsberechnungsverfahren zu behandeln.

Ursachen für die Dissipation von Seegangsenergie können jedoch sein und müssen daher ggf. berücksichtigt werden (vgl. auch Kap. 3.4):

- Bodenreibung
- Perkolation
- wellenerzeugte viskoelastische Schwingungen
- verstärkte nichtlineare Wechselwirkungen
- Energieumwandlung durch Brechvorgänge (im wesentlichen: Grenzsteilheit, Wassertiefenbegrenzung)

Das im SPM veröffentlichte Flachwasserberechnungsverfahren, das mit größer werdender Wassertiefe näherungsweise (s. auch [37]) in das Berechnungsverfahren nach CERC für Tiefwasser übergeht, ordnet die Energieabnahme vom Ansatz her der Bodenreibung und der Perkolation zu. Da die Festlegung des Bodenreibungsfaktors nach Messungen in der Natur festgelegt wurde, ist davon auszugehen, daß auch nichtlineare Wechselwirkungen und Energieumwandlungsprozesse durch Brechvorgänge empirisch enthalten sind.

Die im folgenden wiedergegebenen Formeln und Diagramme gelten für die Seegangserzeugung in Gebieten mit ebenem horizontalen Meeresboden. Die Diagramme werden hier nur auszugsweise für Wassertiefen d von 6 m und 12 m wiedergegeben (Abb. A3.38). Folgende Gleichungen werden verwendet:

$$\frac{gH}{U_A^2} = 0{,}283 \tanh\left[0{,}530 \left(\frac{gd}{U_A^2}\right)^{3/4}\right] \tanh\left\{\frac{0{,}00565 \left(\frac{g \cdot x}{U_A^2}\right)^{1/2}}{\tanh\left[0{,}530 \left(\frac{gd}{U_A^2}\right)^{3/4}\right]}\right\}$$

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$\frac{gT}{U_A} = 7{,}54 \tanh \left[0{,}833 \left(\frac{gd}{U_A^2} \right)^{3/8} \right] \tanh \left\{ \frac{0{,}0379 \left(\frac{g \cdot x}{U_A^2} \right)^{1/3}}{\tanh \left[0{,}833 \left(\frac{gd}{U_A^2} \right)^{3/8} \right]} \right\}$$

$$\frac{gt}{U_A} = 5{,}37 \cdot 10^2 \left(\frac{gT}{U_A} \right)^{7/3}$$

Wie im Tiefwasserberechnungsverfahren (Kap. 3.6.2.4) ist bei Anwendung der Formeln die Ausreifzeit auf Dauerbegrenzung zu überprüfen und ggf. mit einem entsprechend reduzierten Fetch zu rechnen.

3.6.2.6 Berücksichtigung von TMA-Flachwasserspektren in der Seegangsvorhersage

In Anlehnung an die theoretischen Arbeiten von KITAIGORODSKII et al. [43] über wassertiefenabhängige spektrale Ähnlichkeiten formulierten BOUWS et al. [7] ein Verfahren zur Beschreibung der Form von Flachwasserspektren (vgl. Kap. 3.3.5, Abb. A3.13 und A3.14). Danach können Flachwasserspektren aus JONSWAP-Spektren berechnet werden, indem die Energieverteilung im Tiefwasser nach einer gegebenen wassertiefen- und frequenzabhängigen Funktion abgemindert wird.

Die Gültigkeit des Verfahrens wurde zunächst an Meßdaten der Projekte MARSEN und ARSLOE und während des Texel-Sturms geprüft und die Bezeichnung TMA-Spektrum nach den Anfangsbuchstaben der Datensätze gewählt. Vor Sylt mit Richtungswellenmeßbojen gemessene Richtungsspektren wurden mit gutem Erfolg auf der Grundlage des TMA-Ansatzes ausgewertet [65].

Vergleiche mit anderen Modellen [8] und Ergebnissen der CERC-Methode weisen aber darauf hin, daß die nach der TMA-Methode in der vorliegenden Form berechneten Seegangsparameter eher als Obergrenze anzusehen sind.

Rechnungen nach diesem Verfahren müssen derzeit durch Integration der berechneten Spektrenformen durchgeführt werden. Es liegen keine Formeln für die Parameterberechnung oder Diagramme vor.

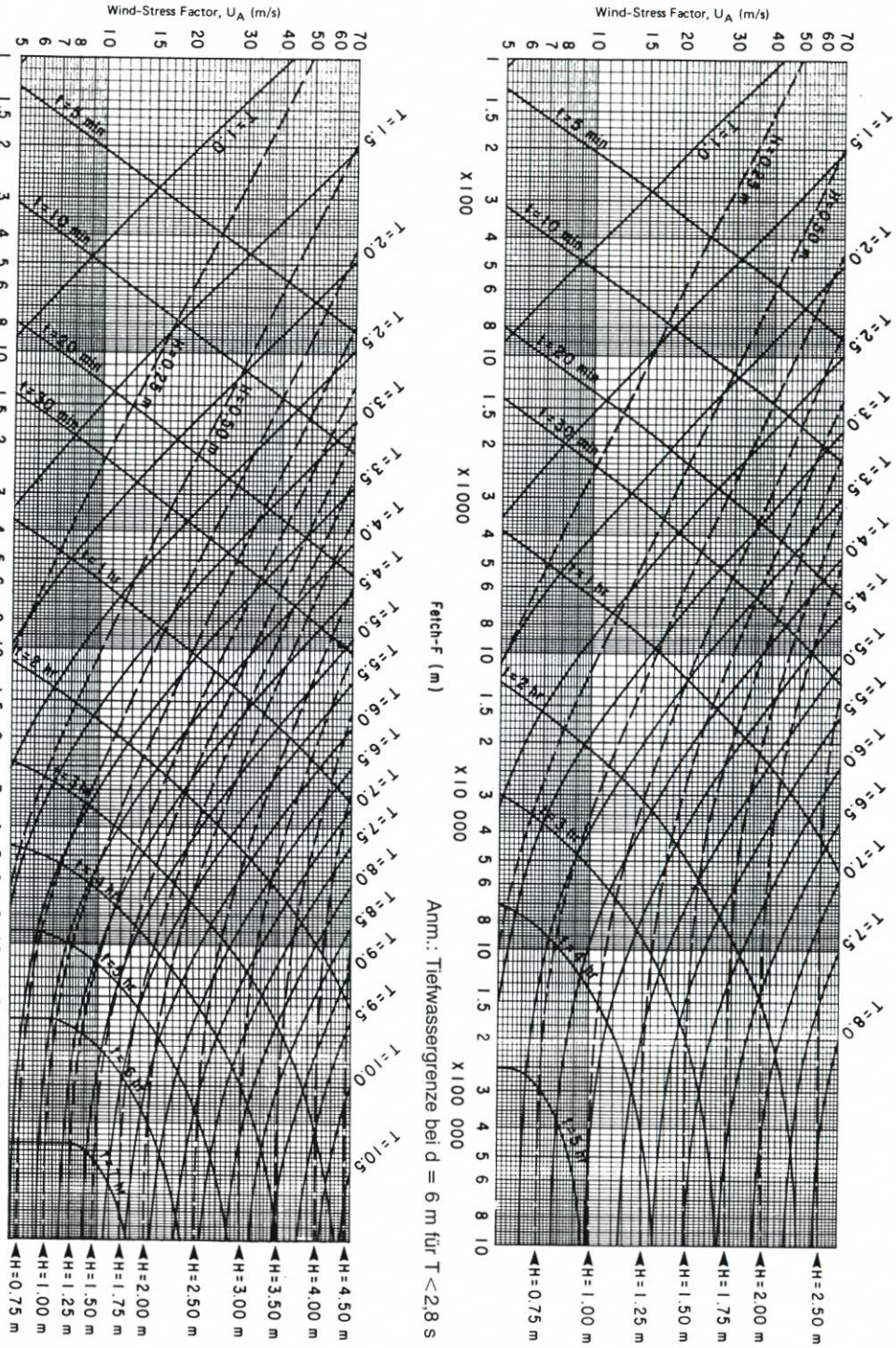
3.6.3 Seegangsmessungen

3.6.3.1 Konzeptionelle Überlegungen

Vom Standpunkt der Gerätetechnik stehen heute ausgereifte Seegangs-Meßsysteme zur Verfügung, die sich an alle für das Küsteningenieurwesen relevanten Fragestellungen anpassen lassen.

Wesentliche Gesichtspunkte für die Auswahl eines Meßsystems sind:

- Kosten in Relation zur Einsatzzeit und zum Projekt, für das Seegangsinformationen benötigt werden.
- Möglichkeiten für den Einbau, die Überwachung, die Wartung und ggf. Reparaturen.
- Technische Erfordernisse der Seegangsmessung hinsichtlich Genauigkeit, Erfassung der im Seegang enthaltenen Informationen und Möglichkeiten der Datenübertragung und Weiterverarbeitung.



Anm.: Tiefwassergrenze bei d = 6 m für T<2,8 s

Anm.: Tiefwassergrenze bei d = 12 m für T<3,9 s

Abb. A3.38. Seegangsvorhersage nach dem SPM für Flachwasserbedingungen [12]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

– Benutzerfreundlichkeit, ggf. auch für ungeschultes Personal.

So gesehen kann ein Seegangs-Meßgerät im einfachsten Fall ein mechanisch arbeitendes Gerät mit optischer Anzeige sein, das lediglich einen mehr oder weniger zuverlässigen Momentan- oder Mittelwert der Wasserspiegelauslenkung liefert, oder aber ein Meßsystem, das alle im Seegang enthaltenen Höhen- und Richtungsinformationen kontinuierlich erfaßt, überträgt und speichert und somit alle Möglichkeiten für kurzzeit- und langzeitstatistische Auswertungen für eine aktuelle Meßaufgabe offen läßt.

Grundsätzlich kann ein Seegangs-Meßprogramm nur problemabhängig konzipiert werden.

Fragen, die hiermit verbunden sind, sind z. B.:

– Welche Seegangsparameter werden benötigt?
  Welche Informationen werden aus dem Spektrum erwartet?
  Sollen Messungen direkt für eine theoretische Berechnung verwendet werden?
  Werden Daten für ein hydraulisches oder ein numerisches Modell benötigt?
– Wie sind die vorgesehenen Messungen einzuordnen in bereits vorhandene Seegangsinformationen?
  Welche Zusatzinformationen liefern ggf. Seegangsvorhersageverfahren?
– In welchen Wassertiefen, wie oft, wie lange, in welcher Jahreszeit, wann überhaupt sind Messungen durchzuführen?
– Welche Formen der Datenreduktion sind zweckmäßig und notwendig?

Hinsichtlich einer ingenieurmäßigen Anwendung von Seegangsdaten muß zur Zeit davon ausgegangen werden, daß eine direkte Anwendung des Seegangsspektrums für Bemessungsaufgaben nur in Sonderfällen möglich ist und die Berücksichtigung des Spektrums in theoretisch/numerischen Verfahren (auf der Grundlage von Wellentheorien bzw. Bewegungsgleichungen) vor allem durch lineare Überlagerungsverfahren erfolgt. Primär hydraulische Modelle erlauben zur Zeit eine Simulation natürlicher Seegangsbedingungen, wobei jedoch auch hier Grenzen (z. B. durch Maßstabs- oder Modelleinflüsse) beachtet werden müssen.

Jede Aussage, die aus den Messungen abgeleitet werden soll, erfordert demnach unterschiedliche Formen der Vereinfachung hinsichtlich der Anwendung für Bemessungsaufgaben oder für den funktionellen Entwurf.

Anwendungen können dabei Informationen fordern über:

– Wellenhöhen, -perioden und -richtungen

oder abgeleitete Größen, wie

– Wellengeschwindigkeiten, Partikelgeschwindigkeiten, Drücke, Kräfte,
– die zeitliche Abfolge dieser Größen sowie deren statistische Verteilung innerhalb einer Einzelmessung und über längere Zeiträume.

Die Festlegung eines „Bemessungsseegangs" oder vereinfachend einer „Bemessungswelle" für den Entwurf durch eine Extrapolation von aus intermittierend durchgeführten, durch Einzelmessungen gewonnenen signifikanten oder extremen Wellenhöhen-, -perioden- oder -richtungsparametern auf längere Zeiträume ist eine typisch langzeitstatistische Aufgabe. Hierbei gehen die in den gemessenen Zeitreihen enthaltenen Informationen über die spektralen Eigenschaften des Seegangs durch Reduktion auf Einzelparameter weitgehend verloren.

Die Parametrisierung des Seegangs kann zu Fehlinterpretationen führen, indem z. B. in der Seegangsmessung enthaltene Gruppierungen von besonders hohen Wellen (wichtig beispielsweise bei der Bemessung von Schüttsteinbauweisen), an das Spektrum gebundene lange Wellen oder im Richtungsspektrum enthaltene Dünungseinflüsse nicht berücksichtigt werden oder durch die Messung oder Art der Auswertung nicht erkannt werden (vgl. auch Hinweise hierzu in Kap. 3.7).

Bereits bei der Konzeption eines Meßprogramms sollte daher klar herausgearbeitet werden, in welcher Weise die Meßgrößen für die theoretisch/experimentelle Weiterverwendung zur Behandlung einer ingenieurwissenschaftlichen Aufgabe weiterverwendet werden sollen oder können, da hiervon der technische und finanzielle Aufwand für ein Meßprogramm und die Anforderungen an die Datenauswertung bestimmt werden.

Unabhängig hiervon ist die Einbeziehung von theoretischen Verfahren trotz der Grenzen, die die Verfahren haben, schon bei der Konzeption eines Meßprogramms, insbesondere aber bei der Auswertung der Messungen ein wichtiger Gesichtspunkt.

Da Messungen in der Natur nie unter gleichen Bedingungen durchgeführt werden können (z. B. wegen veränderlicher Wind- und Tidebedingungen), können Verallgemeinerungen oftmals schwierig werden. Theoretische, z. B. auf Wellentheorien aufbauende Verfahren können dazu beitragen, funktionale Zusammenhänge abzuleiten (Beispiel Rückrechnung von Flachwassereinflüssen bei Messungen in beschränkter Wassertiefe) oder unter Verwendung von theoretischen Verteilungsfunktionen statistische Abhängigkeiten von charakteristischen Seegangsparametern untereinander innerhalb einer Kurzzeitmessung (oft ist die Meßzeit zu kurz!) oder bei einer Wellenklimastudie abzusichern.

3.6.3.2 Hinweise auf durchgeführte Messungen, deutsches Küstengebiet

Unter den vorgenannten Gesichtspunkten ist es nicht überraschend, daß verallgemeinernde Zahlenangaben zu den Seegangsbedingungen für das deutsche Küstengebiet schwierig sind und die Festlegung von Seegangseingangsdaten für den Entwurf und die Bemessung detaillierte Voruntersuchungen verlangt. Für eine konkrete Küstenschutzmaßnahme ist die Einbeziehung vorhandener Seegangsmessungen, soweit verfügbar, erforderlich [44, 45].

Durch Dienststellen des Bundes und der Küstenländer, insbesondere an der Nordseeküste, sind, häufig unter Einschaltung von Hochschulinstituten, eine Vielzahl von Meßprogrammen durchgeführt worden; für das Küstengebiet der Nordsee wurden verfügbare Seegangsdaten im Rahmen eines von BMFT geforderten Forschungsvorhabens zusammenfassend dokumentiert [32].

Der „Atlas von Seegangsmessungen im Bereich der deutschen Nordseeküste" gibt Hinweise zu folgenden Teilgebieten (TG):

TG 1 Helgoland und Offshore
TG 2 Nordfriesische Küste mit Inseln
TG 3 Eiderästuar und Dithmarscher Küste
TG 4 Elbeästuar
TG 5 Neuwerker Watt und Wurster Küste
TG 6 Weserästuar
TG 7 Jadeästuar
TG 8 Ostfriesische Küste und Inseln
TG 9 Emsästuar

Die Einbeziehung von Daten für das Küstengebiet der Ostsee ist vorgesehen.

Für jedes Teilgebiet werden einzelne Meßprogramme nach Ort, Meßzeitraum, Zielsetzung und Betreiber sowie verwendeter Meßtechnik, Datenerfassung und Auswertung in einer Loseblattsammlung erläutert. Die Ergebnisse werden beispielhaft dargestellt; soweit Berichte über die Meßprogramme vorliegen, sind diese ebenfalls aufgeführt.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Zu seiner umfangreichen Dokumentation gibt GRÜNE [32] u. a. folgende kritische Hinweise:

„Bei den Recherchen zum Seegangsatlas und der Aufbereitung der von den verschiedenen Institutionen bzw. Dienststellen zur Verfügung gestellten oder abgefragten Informationen wurden gravierende Unterschiede in der Art und dem Umfang der dokumentierten und damit verfügbaren Daten für die verschiedenen Meßorte bzw. Meßprogramme festgestellt. Die Informationen reichen von lückenlos aufgestellten Datenlisten bis zu Veröffentlichungen, deren konkreter Informationsgehalt in bezug auf gemessene Daten vernachlässigt werden kann.

Dies kann zum Teil auf die Datenerfassungssysteme früherer Messungen zurückgeführt werden, die in der Regel Direktschriebe der Meßsignale lieferten, die nur mit erheblichem personellem Aufwand ausgewertet werden konnten. Die ersten elektrischen Datenaufzeichnungsgeräte speicherten die Meßsignale statt auf Papierschrieben auf analogen oder digitalen Magnetbändern.

Aber auch hierbei müssen für eine spätere Auswertung diese Geräte wieder verwendet werden; oft ist dies inzwischen wegen der mit der Zeit eingetretenen Funktionsunfähigkeit dieser Geräte nicht mehr möglich. Damit sind diese Daten in der Regel nicht mehr verfügbar.

Somit beschränkt sich die Sicherung zwangsläufig auf das Sammeln und Kopieren von bereits vorhandenen Berichten und Veröffentlichungen. Meßprogramme, deren Ergebnisse insbesondere bei Dauermessungen ständig in reduzierter bzw. ausgewerteter Form auf rechnerkompatiblen Datenträgern gespeichert und damit auch anderen Institutionen zur Verfügung gestellt werden können, werden erst seit Ende der 80er Jahre durchgeführt bzw. waren während der Arbeitsphase des BMFT-Forschungsvorhabens noch nicht abgeschlossen. Das systematische Sammeln und Aufbereiten dieser Datensätze muß daher künftigen Arbeiten am Seegangsatlas vorbehalten bleiben."

Auf eine Wiedergabe von Daten, bei deren Interpretation auch unterschiedliche Meßzyklen und Auswerteverfahren berücksichtigt werden müssen, wird hier verzichtet und auf GRÜNE [32] verwiesen.

3.6.3.3 Zur Auswertung von Seegangsmessungen

Seegangsmessungen liefern direkt oder, z. B. bei der Verwendung von Drucksensoren, indirekt Informationen über die Auslenkung der Wasseroberfläche. Diese Auslenkungen können räumlich erfaßt werden, z. B. durch Stereophotographie oder Radar, oder aber an einem Ort über die Zeit. Neben der Möglichkeit der Berechnung von Wellenhöhen- und Periodenparametern lassen sich bei räumlicher Erfassung unmittelbar auch Richtungsinformationen gewinnen (vgl. SCHADE [65]). Bei Messungen an einem Ort über die Zeit müssen dazu neben der Wasserspiegelauslenkung an einem Punkt weitere Größen gemessen werden, z. B. Neigungen der Oberfläche (Beispiel: WAVEC Richtungswellenboje), Orbitalgeschwindigkeiten in 2 orthogonalen Richtungen (Beispiel: Kombination von Drucksensoren und Geschwindigkeitssensoren), oder es müssen mehrere eng benachbarte Wellenpegel synchron ausgewertet werden. Die folgenden Hinweise beschränken sich auf die zweite Methode, die Auswertungen von Zeitreihen zunächst ohne Richtungsinformationen.

Die Meßsensoren liefern die Meßwerte meist in Form von analogen elektrischen Größen. Die Aufzeichnungen können im einfachsten Fall oder zur Kontrolle graphisch auf Linienschreibern erfolgen. Üblich ist heute die unmittelbare Umsetzung in digitale Werte und die Auswertung auf EDV-Anlagen. Druckmessungen müssen gemäß Kap. 3.2 umgerechnet

werden. Für überschlägige Auswertungen bietet sich bei durch direkte Messungen gewonnenen Meßschrieben eine manuelle Auswertung nach dem Ansatz von TUCKER (Erläuterungen in [44, 69]) an.

Während die früher übliche manuelle Auswertung automatisch eine umfassende visuelle Kontrolle auf Fehlinformationen (Störsignale, Nullpunktdrift etc.) enthielt, ist dies bei der automatisierten Auswertung von digitalisierten Daten durch entsprechende Rechenprozeduren vor der eigentlichen Auswertung sicherzustellen. Zusätzlich werden Plausibilitätskontrollen, z. B. über Korrelationen statistisch abhängiger Parameter, Wind-Wellenkorrelationen (vgl. Kap. 3.6.2) oder Trendbeobachtungen, dringend empfohlen.

Zur Auswertung im Zeitbereich können die diskreten, digitalisierten Zeitreihenwerte der Wasserspiegelauslenkung direkt nach den in Kap. 3.3.2.2 beschriebenen Kriterien auf Nulldurchgänge und zugehörige Maxima und Minima untersucht werden.

Aus den im Rechner abgelegten Ergebnisfeldern können Höhen und Perioden berechnet und nach statistischen Kriterien zu den entsprechenden Wellenparametern ausgewertet werden.

Für Auswertungen im Frequenzbereich wird der Seegang als Überlagerung von sinusförmigen Schwingungen unterschiedlicher Frequenzen angesehen (Kap. 3.3.2.1). Unter bestimmten Voraussetzungen können die Amplituden (und die phasenmäßige Zuordnung) der in der Zeitreihe der Wasserspiegelauslenkung $\eta(t)$ enthaltenen Schwingungen durch eine FOURIER-Analyse bestimmt werden.

Zur Verdeutlichung des Verfahrens soll zunächst die grundlegende Formel für eine Komponente der Wasserspiegelauslenkung angegeben werden. Die Beschreibung einer periodischen, sinusförmigen Welle, die sich in x-Richtung vorwärts bewegt, lautet

$$\eta(x,t) = c \cdot \cos(k \cdot x - \omega \cdot t + \varepsilon)$$

mit
c = Amplitude
$k = 2\pi/L$ Wellenzahl
L = Wellenlänge
$\omega = 2\pi/T$ Kreisfrequenz
T = Wellenperiode
ε = Phasenverschiebung bei $t = 0$ und $x = 0$

Wird die Gleichung reduziert auf den Fall der Wasserspiegelauslenkung als Funktion der Zeit, ergibt sich

$$\eta(t) = c \cdot \cos(\omega \cdot t + \varepsilon).$$

Eine cosinusförmige Schwingung der Amplitude c mit einer Phasenverschiebung ε kann auch als Überlagerung einer Cosinus-Schwingung der Amplitude a und einer Sinus-Schwingung der Amplitude b dargestellt werden.

Mit
$$a = c \cdot \cos\varepsilon$$
$$b = c \cdot \sin\varepsilon$$
$$c = \sqrt{a^2 + b^2}$$
$$\varepsilon = \arctan\frac{b}{a}$$

kann die Gleichung auch wie folgt beschrieben werden:

$$\eta(t) = a \cdot \cos(\omega \cdot t) + b \cdot \sin(\omega \cdot t)$$

Entsprechend der unter Kap. 3.3 erläuterten Modellvorstellung, daß der Seegang als Überlagerung verschiedener sinusförmiger Wellen unterschiedlicher Perioden, Amplituden

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

und Phasenverschiebungen angesehen werden kann, und mit den aus mathematischen Gründen notwendigen Voraussetzungen, daß keine Schwingungen mit Perioden größer als T_0 auftreten (T_0 = Dauer der zu analysierenden Seegangsaufzeichnung) und nur ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz $f_0 = 1/T_0$ enthalten sind, kann die Wasserspiegelauslenkung für den eindimensionalen Fall (ohne Berücksichtigung der Wellenrichtung) als FOURIER-Reihe beschrieben werden.

$$\eta(t) = a_o + \sum_{n=1}^{N} (a_n \cdot \cos(n \cdot \omega_o t) + b_n \cdot \sin(n \cdot \omega_o t))$$

mit a_o = Grundauslenkung
a_n = Amplitude des n-ten cos-Anteils
b_n = Amplitude des n-ten sin-Anteils
N = Anzahl der beobachteten Schwingungen
ω_o = Kreisfrequenz der Grundschwingung

Unter Berücksichtigung der vorgenannten Voraussetzungen lassen sich entsprechend die in einer gemessenen Wasserspiegelauslenkung enthaltenen Schwingungsamplituden (d. h. die FOURIER-Komponenten der Funktion Seegang) wie folgt ermitteln:

$$a_o = \frac{1}{T_o} \int_0^{T_o} \eta(t)\, dt$$

$$a_n = \frac{2}{T_o} \int_0^{T_o} \eta(t) \cdot \cos(n \cdot \omega_o t)\, dt$$

$$b_w = \frac{2}{T_o} \int_0^{T_o} \eta(t) \cdot \sin(n \cdot \omega_o t)\, dt$$

Zur Ermittlung des n-ten cos-Anteils mit der Frequenz $n \cdot \omega_o$ wird also die Gesamtschwingung $\eta(t)$, die nach Voraussetzung eine lineare Überlagerung aller n enthaltenen cos- und sin-Anteile ist, im Zeitbereich Wert für Wert mit einer cos-Schwingung der Frequenz $n \cdot \omega_o$ und der Amplitude „1" multipliziert. Die entstandene neue Funktion wird über die Periode der Grundschwingung T_o integriert und das Ergebnis durch T_o dividiert. Man erhält als Endergebnis die halbe Amplitude des gesuchten cos-Anteils (bzw. die Amplitude, wenn mit 2 multipliziert wird).

Nach den Voraussetzungen gelten diese Berechnungen für einen Wellenzug, der im betrachteten Zeitraum T_o periodisch ist.

Für Wellenzüge in der Natur ist eine solche Periodizität für einen endlichen Zeitraum T_o üblicherweise nicht vorhanden. Eine Berechnung über einen Zeitraum $T_o = \infty$ ist jedoch aus naheliegenden Gründen nicht durchführbar, und wegen der zu fordernden Stationärität des Seegangs ist die Wahl eines zu langen Zeitraumes auch nicht sinnvoll.

Die Berechnung kann prinzipiell über die Gesamtdauer der Messung durchgeführt werden. Häufig werden jedoch kleinere Intervalle (üblich z. B. T_o = 200 s) analysiert und deren Ergebnisse (nach der Berechnung der Energiedichtespektren) gemittelt. Hierbei wird die geforderte Periodizität durch mathematische Verfahren, wie z. B. eine Multiplikation des Meßsignals mit einer „tapering"-Funktion, erreicht. Als „tapering"-Funktion wird eine

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Funktion bezeichnet, die mit dem Absolutwert und der Tangentensteigung 0 beginnt, mit stetigem Verlauf den Wert 1 annimmt und in gleicher Weise wieder abfällt (Abb. A3.39). Nach der FOURIER-Transformation müssen die resultierenden Werte korrigiert werden, da das Integral der tapering-Funktion einen Wert $< 1 \cdot T_o$ annimmt und damit eine zu geringe Gesamtenergie errechnet würde.

Das Ergebnis einer FOURIER-Transformation kann als Verteilung der FOURIER-Koeffizienten a_n und b_n oder als Verteilung von Amplituden und Phasen (Amplituden- und Phasenspektrum siehe Abb. A3.40) über die Frequenz dargestellt werden. Für weitere Rechnungen können die Wertpaare gleicher Frequenzen als komplexe Zahlen angesehen und entsprechend auch die Rechenregeln für komplexe Zahlen angewendet werden.

Beide Formen können durch inverse FOURIER-Transformation, die einer Überlagerung der einzelnen Schwingungskomponenten im Zeitbereich entspricht, wieder in den Zeitbereich übertragen werden, ohne daß ein Informationsverlust entsteht.

Üblicherweise wird das Ergebnis einer Frequenzanalyse als Energiedichtespektrum S(f) dargestellt.

Die Funktionswerte eines Energiedichtespektrums S(f) ergeben sich aus den FOURIER-Komponenten durch Quadrierung und Normierung mit dem Frequenzintervall Δf wie folgt:

$$S(f) = \frac{c^2}{2\Delta f} \quad \text{oder} \quad S(f) = \frac{a^2 + b^2}{2\Delta f}$$

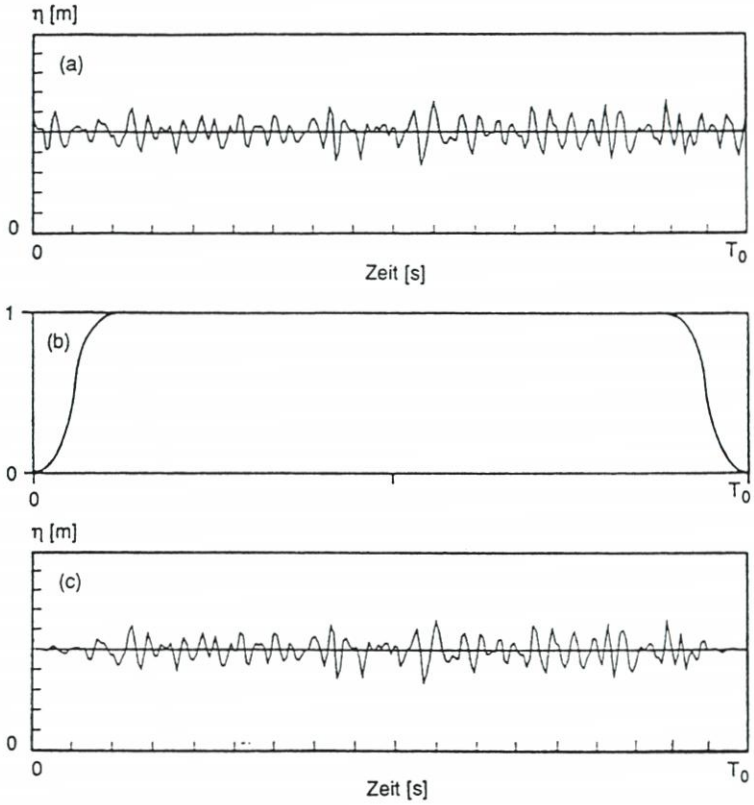


Abb. A3.39. Wirkungsweise einer tapering-Funktion [65]; a) Zeitreihe der Wasserspiegelauslenkung; b) Tapering-Funktion; c) mit der tapering-Funktion multiplizierte Zeitreihe

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

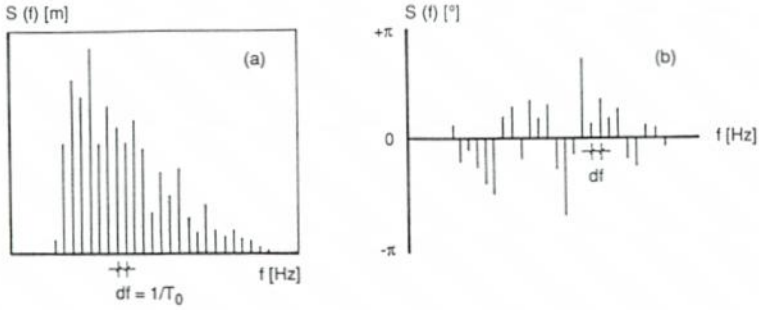


Abb. A3.40. Amplituden- (a) und Phasenspektrum (b) einer Messung

Die Berechnung kann auch durch konjugiert komplexe Multiplikation erfolgen.

Die Normierung durch Division mit Δf wird vorgenommen, um Ergebnisse von Analysen über unterschiedliche Meßdauern T_o vergleichen zu können und weil theoretische Spektrumsformen in gleicher Weise angegeben werden.

In dieser Darstellung als Spektrum ist die Phaseninformation ε nicht enthalten.

Die Übergänge zwischen den Frequenz- und Zeitbereichsauswertungen durch eine FOURIER-Transformation bzw. inverse FOURIER-Transformation sind in Abb. A3.41 schematisch angegeben. Hierbei ist nicht berücksichtigt, daß einzelne Wellenkomponenten frequenzabhängig unterschiedliche Richtungen haben können.

Die Richtungsinformation wird vielfach lediglich in der Weise berücksichtigt (vgl. Abb. A3.8), daß das Richtungsspektrum $S(f,\Theta)$ als Produkt aus Richtungsfunktion $D(f,\Theta)$ und 1-dim. Spektrum $S(f)$ dargestellt und die Auswertung der Richtungsfunktion auf die Ermittlung frequenzabhängiger, mittlerer Richtungen Θ_m und Merkmale der Richtungsverteilungsfunktion (z. B. Streuung ψ um mittlere Richtung) beschränkt wird. Hinweise zur Auswertung (Grundlagen FOURIER-Analyse) und neueres Schrifttum enthält die Dissertation von SCHADE [65].

Abb. A3.42 zeigt beispielhaft die Auswertung von vor Sylt gemessenen Richtungsspektren, die mit einer Neigungs-/Beschleunigungsboje erfaßt wurden. Während sich die Spektren (Abb. A3.42a) in der Mehrzahl der gemessenen Ereignisse auf spektrale Grundformen (vgl. Kap. 3.3.5) zurückführen ließen, waren bei ewa 10 % der Ereignisse infolge zeitlich veränderlicher Windbedingungen Mischformen zu beobachten. Wie das Beispiel Abb. A3.42b zeigt,

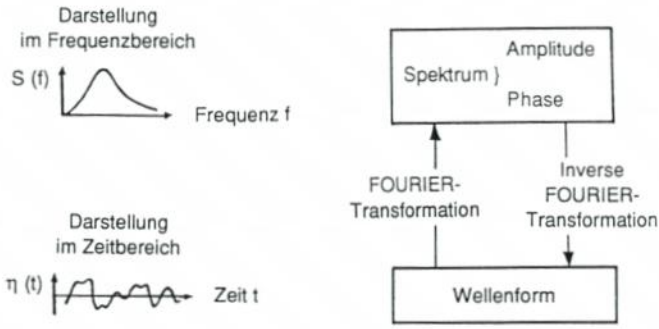


Abb. A3.41. Zusammenhänge zwischen Frequenz- und Zeitbereichsdarstellung, schematisch

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

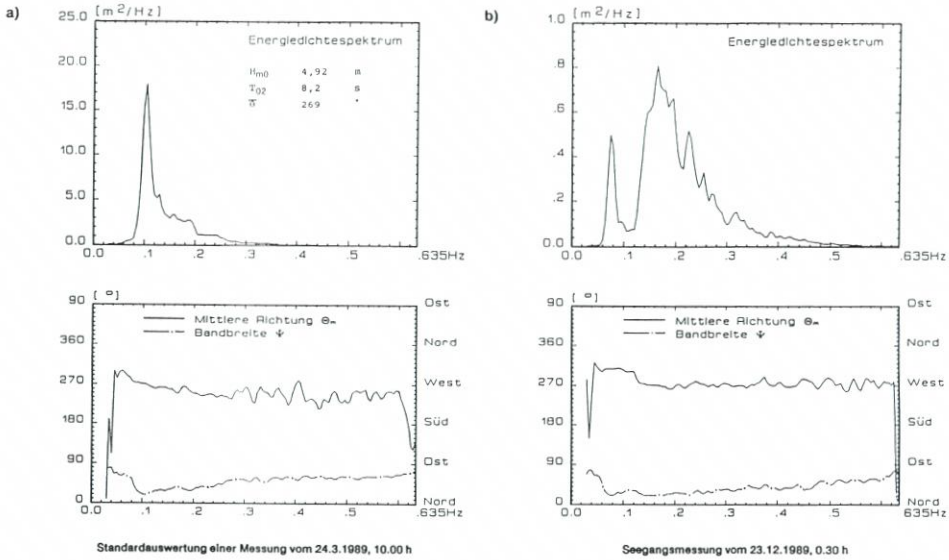


Abb. A3.42. Zur Auswertung von Richtungsspektren, Beispiel Sylt, WAVEC-Messungen [65]

kann dem kurzperiodischen Windseeanteil des Spektrums (hier aus i. M. rd. 270°, West) ein langperiodischer Anteil (hier aus rd. 290°, ~NW) überlagert sein.

Für praktische Anwendungen müssen die Teilspektren auftretender Wellensysteme getrennt betrachtet werden, da gemittelte Richtungen zu Fehlinterpretationen führen können, wenn man allein das Energiedichtespektrum betrachtet.

3.7 Bemessungsseegang

3.7.1 Erläuterung der Problematik

Seegangsvorhersageverfahren, wie sie in Kap. 3.6 in den Grundzügen beschrieben wurden, liefern charakteristische Parameter des einer betrachteten Windsituation zugehörigen Spektrums der Wellen. Seegangsmessungen können darüber hinaus, abhängig vom verwendeten Meßsystem, zusätzliche Informationen über Wellenrichtungen und zur Struktur der erfaßten Seegangssituation liefern, welches bei einer Seegangsvorhersage nur durch vereinfachende Annahmen möglich ist, indem beispielsweise die Form des Spektrums vorgegeben oder die Wellenrichtung der mittleren Windrichtung gleichgesetzt wird. Zur Verallgemeinerung der durch Vorhersageverfahren oder durch Messungen an einer vorab festzulegenden Meßstelle ermittelten Seegangsparameter müssen theoretische Ansätze auf der Grundlage von Wellentheorien einbezogen werden, insbesondere um Flachwassereffekte (Kap. 3.4) oder bauwerksbedingte Wechselwirkungen (Kap. 3.5) rechnerisch erfassen zu können. Die Berücksichtigung des Spektrums ist in der Weise möglich, daß dieses in seine einzelnen Komponenten zerlegt wird. Die Einzelkomponenten werden als voneinander unabhängig betrachtet; nichtlineare Wechselwirkungen, die innerhalb der einzelnen Seegangskomponenten enthalten sein können, werden als vernachlässigbar angenommen. Das durch Flachwasser-

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

effekte oder durch Bauwerkseinflüsse veränderte Spektrum wird dann durch lineare Superposition erhalten. Für die Berechnung der Wellenparameter der Einzelkomponenten des Seegangs und der damit verbundenen Vorgänge in der Welle, z. B. Druckverteilung oder Partikelbewegung, wird i. a. die lineare Wellentheorie als ausreichend genau angenommen. Vom Grundsatz her ist auch die Verwendung von Theorien höherer Ordnung möglich, ohne daß dieses aber zwangsläufig zu einer größeren Genauigkeit führt.

Der Begriff Wellenklima geht über die Beschreibung und Berechnung von Momentanzuständen einzelner Seegangsituationen hinaus und umfaßt zusätzlich deren zeitliche Veränderlichkeit, die durch wechselnde Wasserstände, veränderliche Strömungsbedingungen, vor allem aber durch veränderliche Windbedingungen beeinflußt wird.

Entsprechend wird in den EAU [22] zur Bemessung von See- und Hafenbauwerken folgendes aufgeführt:

> „Zur Bemessung von See- und Hafenbauwerken muß der Seegang im Planungsgebiet statistisch analysiert werden. Dabei müssen die Wellenhöhen, -perioden, -längen und -richtungen unter Berücksichtigung der Windverhältnise sowie der Tide und der Strömungen nach ihren jahreszeitlichen Häufigkeiten untersucht werden. Für das Festlegen der Bemessungswelle ist zusätzlich das Schadenrisiko für das Bauwerk sorgfältig zu überlegen."

Diese Formulierung, die wegen der grundsätzlichen Aussage auf Küstenschutzwerke übertragen werden kann, und insbesondere die nachfolgend in den EAU gegebenen Hinweise beziehen sich primär auf die Ermittlung der unter Extrembedingungen zu erwartenden Seegangslasten auf Bauwerke und klammern Fragestellungen der funktionellen Planung aus.

So erfordert die Beurteilung der Wellenunruhe in Häfen [45, 66, 58] die Einbeziehung hafenbetrieblicher und umschlagstechnischer Kriterien und damit eine Erweiterung des Risikobegriffes für eine langzeitstatistische Bewertung, wohingegen extreme Ereignisse für die Schutzfunktion von Wichtigkeit sind.

Ähnliches gilt für Fragen des seegangserzeugten Sedimenttransports (vgl. Kap. 6) oder – allgemeiner – morphologischer Veränderungen im Planungsgebiet (vgl. [45]), für die weniger extreme Ereignisse als das tägliche Seegangsgeschehen maßgebend sind, obwohl augenfällige Schäden (z. B. Dünenabbrüche) meist durch Sturmbedingungen in Verbindung mit extremen Wasserständen (Sturmfluten) hervorgerufen werden.

Unabhängig hiervon, d. h. von der Frage, ob funktionelle oder konstruktive Gesichtspunkte betrachtet werden, ist die Ermittlung des Bemessungsseegangs oder – vereinfachend – die Ermittlung einer Bemessungswelle als Eingangsgröße für ein Bemessungsverfahren oder ein Modell immer eine langzeitstatistische Aufgabe. Kriterien können dabei die Ermittlung extremer Seegangsbelastungen (die nicht zwangsläufig mit hohen Wasserständen zusammenfallen müssen), z. B. durch eine 50-Jahres-Welle, oder die Charakterisierung typischer jahreszeitlicher Seegangszustände, sein. D. h., die Definition eines Bemessungsseegangs oder einer Bemessungswelle kann nur problemabhängig erfolgen, wobei Fragen des Risikos hinsichtlich Bauzuständen und Endzuständen einbezogen werden müssen und auch die Bemessungsansätze selbst, z. B. hinsichtlich der Frage, in welcher Weise natürliche Seegangsbedingungen ansatzmäßig berücksichtigt werden können, kritisch betrachtet werden müssen.

Die hier nur umrissene Thematik ist in Abb. A3.43 zur Verdeutlichung schematisch dargestellt. Die Ermittlung der für die Planung oder Bemessung zugrunde zu legenden Seegangseingangsdaten erfordert danach zunächst kurzzeitstatistische Untersuchungen, welches (vgl. Kap. 3.3) durch die Auswertung von einzelnen Messungen im Frequenz- oder Zeitbereich erfolgen kann. Der Übergang zu einer langzeitstatistischen Betrachtung erfolgt im einfachsten Fall durch eine Darstellung charakteristischer Seegangsparameter als Zeitreihe,

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

z. B. als monatliche Ganglinie signifikanter Wellenhöhen ($H_{1/3}$, H_{mo}) und zugehöriger Perioden (z. B. $T_{H1/3}$, T_{01}), zweckmäßigerweise mit zugehörigen Wasserstands- und Windparametern (Beispiel Sylt, Abb. A3.44), als Ganglinie der Wellenenergie oder des Energieflusses oder in Form von Häufigkeits- oder Summenhäufigkeitsdiagrammen dieser Größen, so daß hieraus unmittelbar auf Mittelwerte (z. B. $\overline{H_{1/3}}$) oder Größtwerte (z. B. $H_{mo\,max}$) signifikanter Seegangsparameter innerhalb des ausgewerteten Meßzeitraumes geschlossen werden kann. Diese Art der Darstellung wird auch für die Zusammenhänge zwischen den Häufigkeiten von Wellenhöhen und Wellenperioden (scatter diagram) verwendet. Die Verbindung mit den in einzelnen Messungen (durch kurzzeitstatistische Auswertung) gefundenen Gesetzmäßigkeiten ist eine Übertragung der Ergebnisse auf andere Seegangsparameter (z. B. $H_{1/10}$, $H_{1/100}$, $T_{H'_{max}}$) möglich, ohne daß dazu notwendigerweise alle Messungen auf alle denkbaren Parameter hin ausgewertet werden müssen.

Zwangsläufig kann sich eine Häufigkeitsauswertung nur auf den insgesamt (durch meist intermittierend durchgeführte Messungen) erfaßten Meßzeitraum beziehen.

Die Extrapolation auf längere Zeiträume erfordert eine langzeitstatistische Auswertung nach Methoden der Extremwertstatistik. Diese Extrapolation kann sich sowohl auf Extremereignisse eines Jahres oder signifikante Ereignisse einzelner Zeitabschnitte (z. B. Sommer-/Winterereignisse) beziehen.

3.7.2 Kurzzeitstatistik

Wie in Kap. 3.3 angegeben, bestehen zwischen den Höhen einzelner in einer Messung erfaßten Wellen statistische Zusammenhänge, die nach Untersuchungen von LONGUET-HIGGINS unter bestimmten Voraussetzungen durch die RAYLEIGHsche Verteilungsfunktion beschrieben werden können.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte p der RAYLEIGH-Verteilung ist

$$p = \frac{dP}{dH} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H}{H^2_m} \cdot \exp - \left[\frac{\pi}{4} \cdot \left(\frac{H}{H_m} \right)^2 \right]$$

und die Wahrscheinlichkeit P des Auftretens einer Welle bestimmter Höhe H ist

$$P = 1 - e^{-\frac{\pi}{4} \cdot \left(\frac{H}{H_m} \right)^2}$$

Aufbauend auf der RAYLEIGHschen Verteilungsfunktion ergeben sich die Beziehungen zwischen den charakteristischen Wellenhöhen wie folgt:

$$\begin{aligned} H_m &= 0{,}63 \cdot H_{1/3} \\ H_{1/10} &= 1{,}27 \cdot H_{1/3} \\ H_{1/100} &= 1{,}67 \cdot H_{1/3} \\ H'_{max} &= 1{,}86 \cdot H_{1/3} \end{aligned}$$

Hinsichtlich der wahrscheinlichsten maximalen Wellenhöhen H'_{max} ist anzumerken, daß H'_{max} abhängig ist von der Anzahl N der Wellen im Sturm. Nach der Theorie von LONGUET-HIGGINS ist (vgl. Kap. 3.3.3)

$$H'_{max} = 1{,}13 \cdot \sqrt{\ln N} \cdot H_m \text{ bzw. } H'_{max} = 0{,}707 \cdot \sqrt{\ln N} \cdot H_{1/3}$$

Die Gleichung (vgl. Tab. A.6) zeigt, daß die Wellenhöhe H'_{max} unbegrenzt mit der Anzahl der Wellen zunimmt. Der angegebene Zahlenwert für H'_{max} gilt für N = 1000 Wellen.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

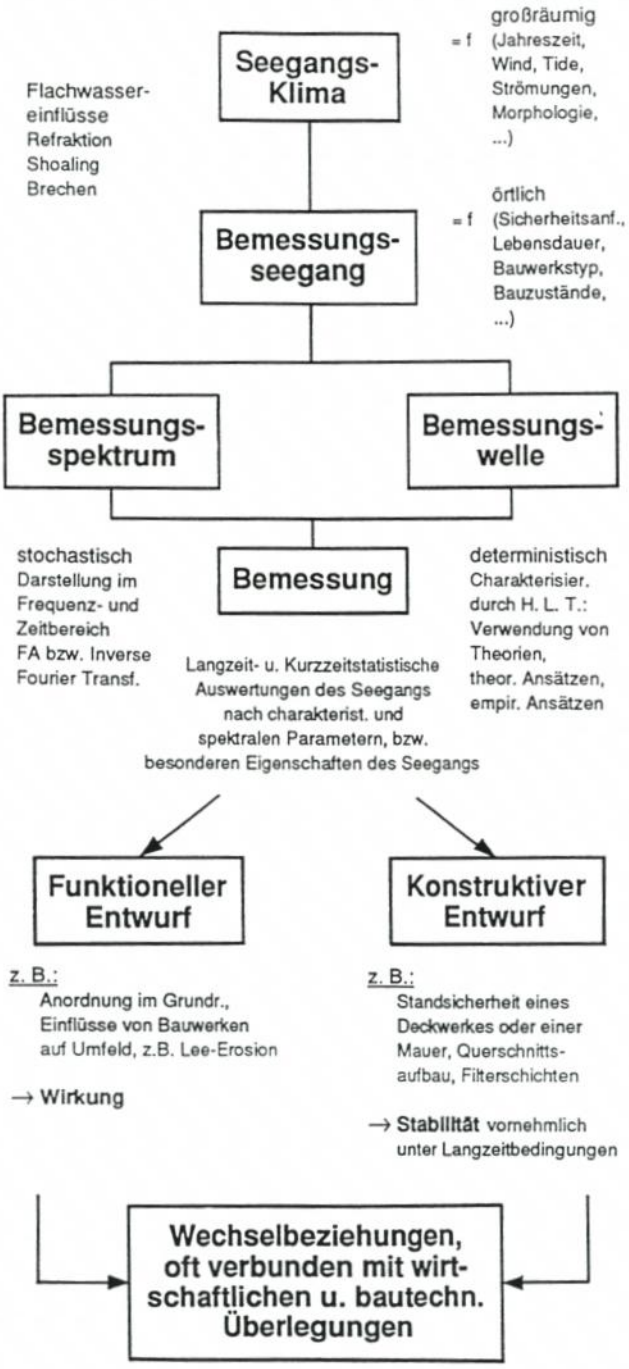


Abb. A3.43. Zur Problematik „Bemessungswelle", schematisch

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

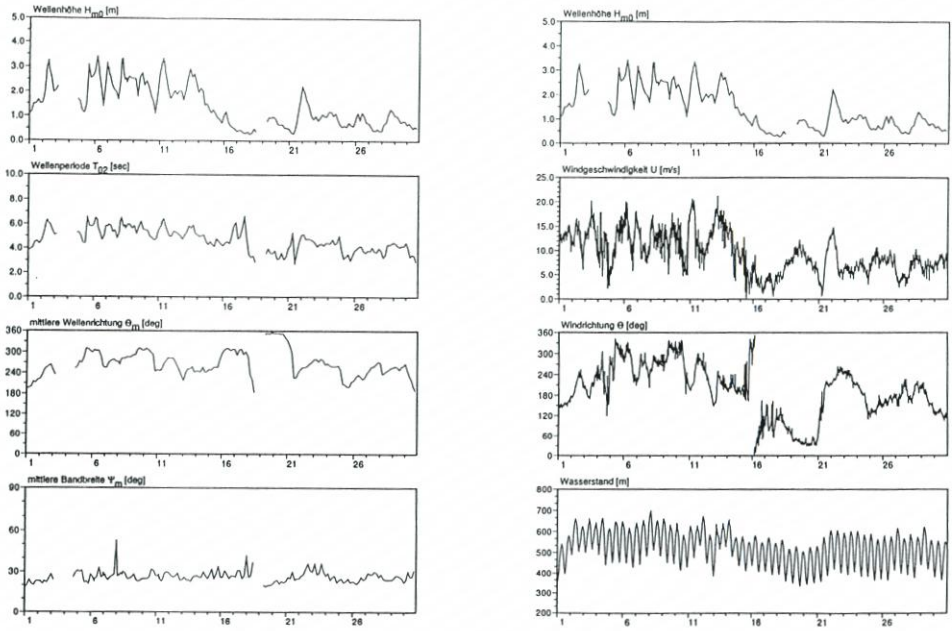


Abb. A3.44. Darstellung von Seegangsparametern. Richtungswellenmessungen, Beispiel Sylt, November 1991 [72]

Geht man von einer mittleren Wellenperiode von 7 s aus, so würde N = 1000 Wellen einer Dauer des Ereignisses von rd. 2 Std. entsprechen, bei N = 10 000 bereits rd. 20 Std. Im Vergleich dazu liegen die Meßdauern für einzelne Messungen bei lediglich 20 bis 30 Minuten. Bei einer Extrapolation auf längere Zeiträume ist zu beachten, daß Veränderungen des Windfeldes oder wechselnde Wasserstände in der Natur auftreten und die Voraussetzungen der Stationärität i. a. nicht gegegeben sind. Verhältniswerte $H'_{max}/H_{1/3} >$ rd. 2,0 sind daher in Naturmessungen kaum zu erwarten.

Auch die Beziehungen zwischen H_m, $H_{1/10}$, $H_{1/100}$ zu $H_{1/3}$ sind, da die Voraussetzungen der RAYLEIGH-Verteilung und der Theorie von LONGUET-HIGGINS nur näherungsweise erfüllt sind, keine festen Werte. Veränderungen sind bedingt durch die Verteilung der Wellen (Spektrale Weite ε), aber auch deren Asymmetrie. Anzumerken ist ferner [69], daß im Schrifttum die Verteilungsfunktionen auch auf die H_{rms}-Wellenhöhe anstatt auf H_m bezogen wird, welches bei Vergleichen zu beachten ist.

Tabelle A 3.6. Verhältnis $H'_{max}/H_{1/3}$ nach LONGUET-HIGGINS

Anzahl N	$H'_{max}/H_{1/3}$
100	1,52
500	1,76
1 000	1,86
10 000	2,15
100 000	2,40

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

In diesem Zusammenhang durchgeführte Auswertungen von Waverider-Messungen im FRANZIUS-INSTITUT zeigen, daß geringe Meßzeiten (teilweise werden nur 5-Minuten- oder 10-Minuten-Messungen durchgeführt) zu erheblichen Fehlern führen können und eine Meßzeit von jeweils 30 Min. im Hinblick auf die Erfassung statistischer Gesetzmäßigkeiten möglichst nicht unterschritten werden sollte.

Wird dieses beachtet, so zeigen Auswertungen von Messungen in vergleichsweise tiefem Wasser für verschiedene Seegebiete eine recht gute Übereinstimmung zur Theorie (Beispiel Sylt, WAVEC-Messungen, Abb. A3.45).

Auch die vorher genannten Beziehungen zum spektralen Wellenhöhenparameter H_{mo} werden durch Messungen bestätigt, während Beziehungen zwischen Wellenhöhenparametern und Periodenparametern erwartungsgemäß große Streuungen aufweisen [67] und funktionale Abhängigkeiten, die im Schrifttum vielfach angegeben werden, nicht bestehen.

Kurzzeitstatistische Beziehungen werden schließlich durch Flachwassereffekte und insbesondere Brechvorgänge entscheidend beeinflußt. Auf die Untersuchungen von SIEFERT [68] und die dort gegebenen Hinweise für deutsche Küstenverhältnisse sei in diesem Zusammenhang besonders hingewiesen.

3.7.3 Langzeitstatistik

3.7.3.1 Hinweise auf Methoden

Durch Methoden der Langzeitstatistik werden Verteilungen in einem Datensatz (hier: Seegangsdaten) untersucht; mit den ermittelten Verteilungsfunktionen werden extrapolierte Seegangsdaten, insbesondere signifikante Wellenhöhen, für bestimmte Wiederkehrintervalle berechnet.

Die in der Extremwertstatistik am häufigsten verwendeten Wahrscheinlichkeitsverteilungen (vgl. [39, 84]) sind

- log-Normal-Verteilung
- Extremal-I-Verteilung (auch als GUMBEL- oder FISHER-TIPPET-I-Verteilung bezeichnet)
- WEIBULL-Verteilung (zweiparametrig)
- WEIBULL-Verteilung (dreiparametrig)

Die den Verteilungen zugrundeliegenden Gleichungen sind in Tab. A3.7 zusammengestellt.

Die Dichtefunktion beschreibt die Eintrittswahrscheinlichkeit der Zufallsvariablen x, die Verteilungsfunktion F(x) die Unterschreitungswahrscheinlichkeit der Variablen x. Die Parameter A, B und k beschreiben die Lage (location), den Maßstab (scale) und die Form (shape) der Verteilung.

Um eine Wahrscheinlichkeitsverteilung an einen vorhandenen Datensatz einer Stichprobe anzupassen, müssen Schätzwerte für die Parameter der Verteilung so ermittelt werden, daß der funktionale Verlauf dem „natürlichen" Verlauf weitgehend entspricht. Die Verwendung einer bestimmten Wahrscheinlichkeitsverteilung gibt einer Verteilung ihre charakteristische, die Parameter geben dieser Verteilung ihre spezielle Form.

Die bekanntesten Methoden für die Schätzung der Parameter sind:

- Grafische Methode
- Regressionsanalyse
- Methode der Momente
- Maximum-Likelihood-Methode

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

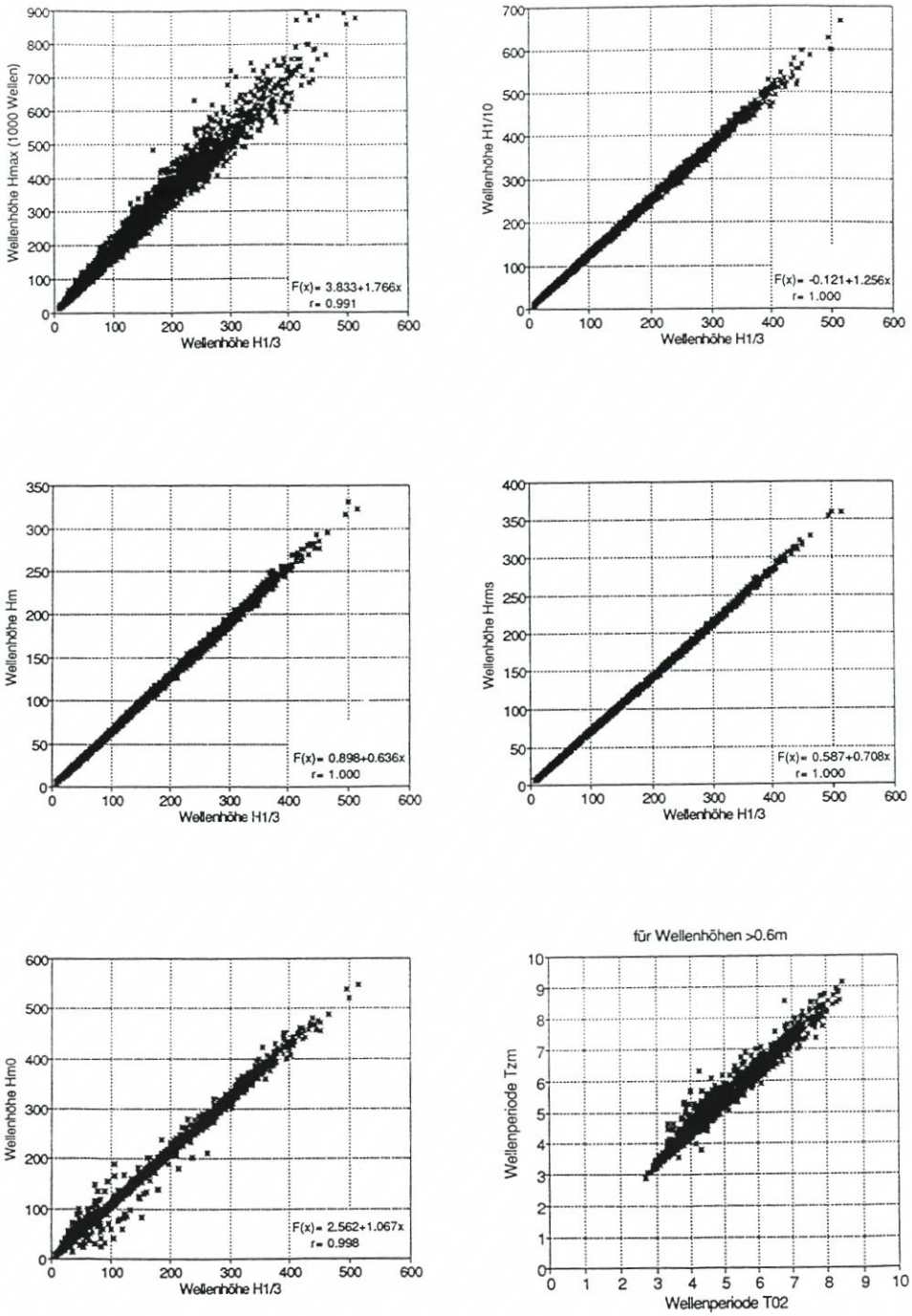


Abb. A3.45. Kurzzeitstatistische Auswertungen von Seegangsmessungen, Beispiel Sylt [72]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tab. A 3.7. Langzeitstatistik – Verteilungsfunktionen

Verteilung	Dichtefunktion	Verteilungsfunktion
log-Normal	$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}A \cdot x} e^{-\frac{(\ln(x)-B)^2}{2A^2}}$	$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{x} \frac{1}{A \cdot x} e^{\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(x)-B}{A}\right)^2} dx$
Extremal I	$f(x) = e^{\frac{-\frac{(x-B)}{A} - e^{-\frac{(x-B)}{A}}}{A}}$	$F(x) = e^{e^{\left(\frac{(x-B)}{A}\right)}}$
WEIBULL 2-param.	$f(x) = \frac{k}{A}\left(\frac{x}{A}\right)^{k-1} \cdot e^{-\left(\frac{x}{A}\right)^k}$	$F(x) = 1 - e^{-\left(\frac{x}{A}\right)^k}$
WEIBULL 3-param.	$f(x) = \frac{k}{A}\left(\frac{x-B}{A}\right)^{k-1} \cdot e^{-\left(\frac{x-B}{A}\right)^k}$	$F(x) = 1 - e^{-\left(\frac{x-B}{A}\right)^k}$

Die grafische Ermittlung der Verteilungsparameter erfolgt unter Benutzung von Wahrscheinlichkeitspapier, dessen Achsen entsprechend der jeweiligen Verteilung skaliert sind: Die Wellenhöhen werden zunächst entsprechend ihrer Größe geordnet. Die geordneten Wellenhöhen H_i ($i = 1, 2, \ldots, n$) stellen Ranggrößen dar. Der Index jeder Ranggröße entspricht ihrer Rangzahl. Jeder Ranggröße i wird eine Unterschreitungswahrscheinlichkeit $P(H_i)$ (plottingposition) zugeordnet. Die Berechnung dieser Wahrscheinlichkeit erfolgt mit Hilfe von sog. Plotting-Formeln.

Die Wertepaare werden in das Wahrscheinlichkeitspapier eingetragen; näherungsweise wird eine Ausgleichsgerade durch die Punkte gelegt. Die Parameter der Verteilung können dann als Steigung und Achsenabschnitt der Geraden ermittelt oder bei einigen Wahrscheinlichkeitspapiertypen direkt an einer Skalierung abgelesen werden.

Bei der Momentenmethode werden die Schätzwerte für die Parameter einer Verteilung durch Vergleichen der Stichproben-Momente mit theoretischen Momenten ermittelt. Die Momente der Verteilung sind Maßzahlen wie Mittelwert, Standardabweichung bzw. Varianz und Schiefe. Mit der Maximum-Likelihood-Methode können Schätzwerte für unbekannte Parameter einer Verteilung rechnerisch ermittelt werden.

Die Regressionsanalyse ist die analytische Umsetzung der grafischen Methode.

Bei der Ermittlung von Eintrittswahrscheinlichkeiten ist zu beachten, daß die Seegangsdaten nur einer einzigen Stichprobe entstammen. Für ein anderes Jahr ergibt sich unter den gleichen Randbedingungen (klimatisch, ozeanografisch etc.) eine Stichprobe von gleichem Umfang, allerdings mit anderen Werten.

3.7.3.2 Extrapolation von Wellenhöhen für ein bestimmtes Wiederkehrintervall

Allgemein erfolgt die Berechnung der Wahrscheinlichkeit einer Wellenhöhe für ein bestimmtes Wiederkehrintervall nach folgender Formel:

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$P(H) = 1 - \frac{1}{R}$$

P(H) = Unterschreitungswahrscheinlichkeit einer Wellenhöhe
R = Wiederkehrintervall in Jahren (z. B. 50jährliche Wellenhöhe)

Da mit dieser Formel jährliche Wiederkehrintervalle berechnet werden, muß die Beobachtungsreihe, mit der die Parameter der Verteilung bestimmt werden, als jährliche Serie vorliegen. Für eine partielle Serie, d. h. eine Beobachtungsreihe von Daten, die einen bestimmten Schwellenwert überschreiten, muß die Anzahl der Beobachtungen in dem Beobachtungszeitraum berücksichtigt werden

$$P(H) = 1 - \frac{1}{R^*}$$

$$R^* = \frac{n}{M} \cdot R$$

n = Stichprobenumfang der partiellen Serie (Beobachtungsanzahl im Beobachtungszeitraum)
M = Länge der Beobachtungsreihe in Jahren (Beobachtungszeitraum)

Bei einer jährlichen Serie ist der Stichprobenumfang gleich der Länge der Beobachtungsreihe und n/M ist 1. Für Beobachtungsreihen von $M > 15$ Jahren kann auch $R = R^*$ gesetzt werden.

Durch Einsetzen der Wahrscheinlichkeitsverteilung in

$$P(H) = 1 - (1/R)$$

ergibt sich z. B. für die Extremal-Verteilung:

$$P(H) = e^{-e^{-\left(\frac{H-B}{A}\right)}} = 1 - \frac{1}{\lambda R} \qquad \text{mit } \lambda = n/M$$

Durch Auflösen der Gleichung nach H kann dann für ein bestimmtes Wiederkehrintervall R die dazugehörige Wellenhöhe H wie folgt berechnet werden:

$$H = \hat{A} \cdot \left[-\ln\left(-\ln(1 - \frac{1}{\lambda R})\right) + \hat{B}\right]$$

Für die dreiparametrige WEIBULL-Verteilung ergibt sich:

$$H = \hat{A} \cdot \left[-\ln(\frac{1}{\lambda R})^{1/k} + \hat{B}\right]$$

k = const.

3.7.3.3 Anmerkungen zur Extrapolation von Seegangsdaten auf lange Zeiträume

Nach den vorher erläuterten statistischen Verfahren ist es möglich, Eintrittshäufigkeiten von Seegangsparametern, z. B. signifikanter Wellenhöhen $H_{1/3}$ oder H_{mo}, zu untersuchen und Eintrittswahrscheinlichkeiten dieser Größen auf lange Zeiträume zu extrapolieren. Zunächst

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

kann nicht von vornherein davon ausgegangen werden, daß die Daten (Messungen, Beobachtungen) homogen und konsistent sind. So werden häufig extreme Ereignisse durch Ausfall von Geräten nicht erfaßt. Meßreihen können Aufzeichnungsfehler enthalten, Übertragungsfehler oder systematische Fehler durch Veränderung des Meßgerätes, der Meßstelle oder der Meßmethodik (Inkonsistenz), oder die Messungen können durch Änderungen natürlicher Art, zwischenzeitlich durchgeführte Bau- und Ausbaumaßnahmen (möglicherweise vorübergehenden) anthropogenen Änderungen unterworfen sein (Inhomogenität). Im Sinne der Statistik wird durch eine Inhomogenität die Verteilungsform oder Stichprobenparameter (t-Test, χ^2-Test) instationär.

Neben der Erfordernis einer Datenüberprüfung sind aber vor allem Grenzen einer Extrapolation dadurch gegeben, daß Seegangsdaten meist nur über vergleichsweise kurze Meßzeiträume vorhanden sind. Im allgemeinen geht man davon aus, daß eine Extrapolation lediglich über einen Zeitraum zulässig ist, der etwa dem dreifachen des Meßzeitraumes entspricht. Liegen Daten über einen Zeitraum von 2 Jahren vor, würde dieses eine Extrapolation auf etwa 6-Jahres-Ereignisse ermöglichen. Häufig werden aber für Bemessungsaufgaben Angaben über z. B. eine 50-Jahres-Welle oder ein 100-jähriges Ereignis verlangt. Grenzen einer Extrapolation sind i. a. auch dadurch gegeben, daß infolge begrenzter Wassertiefen (Brechen der Wellen, vgl. Kap. 3.4.4) rechnerisch extrapolierte Wellenhöhen physikalisch nicht möglich sind oder zu der Seegangssituation zugehörige, ursächliche Windsituationen im Seegebiet nicht auftreten.

Auf der Basis von Verteilungsfunktionen ermittelte Eintrittswahrscheinlichkeiten extremer Ereignisse sind daher unter diesen Gesichtspunkten einzugrenzen. Hilfe können hier Windstatistiken, die häufig über längere Zeiträume verfügbar sind, und Wind/Wellen-Korrelationen geben (s. Kap. 3.6.2, Seegangsvorhersage). Beispiele für Korrelationsrechnungen zwischen Wind- und Seegangsdaten für die Insel Sylt zeigt Abb. A3.46 [72]. Einen

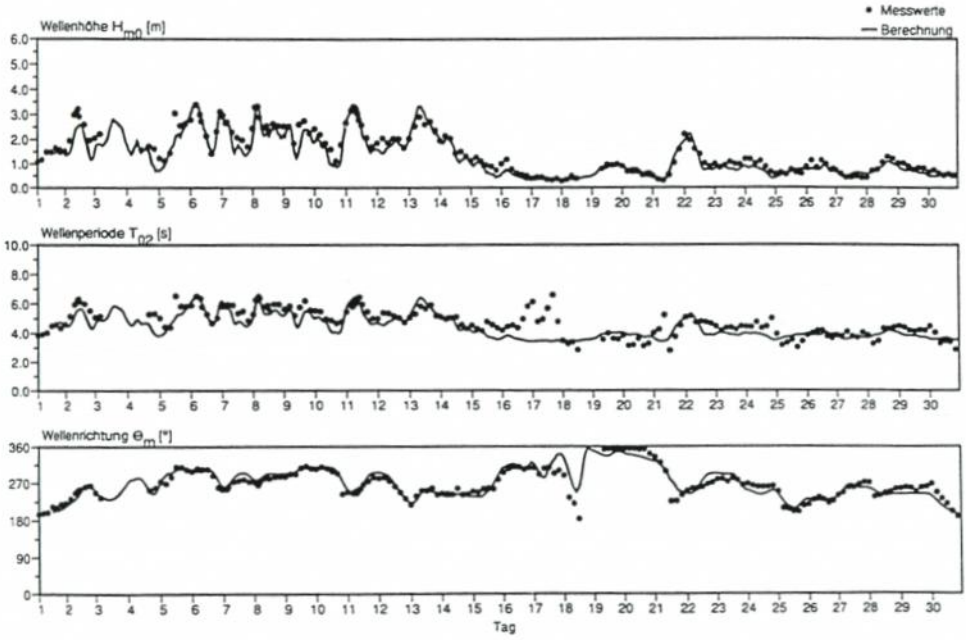


Abb. A3.46. Auf der Basis von Wind/Wellen-Korrelationen ermittelte Ganglinien signifikanter Seegangsparameter im Vergleich zu aus Richtungsspektren ermittelten Werten, Beispiel Sylt, Nov. 1991 [72]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

wichtigen Einfluß auf die Berechnung von Extremereignissen hat auch der für den auszuwertenden Datensatz zugrunde zu legende Schwellenwert. Unter dem Gesichtspunkt, daß extreme Ereignisse nur mit geringen Häufigkeiten und entsprechend großen Abweichungen von statistischen Verteilungsfunktionen auftreten, ist eine Extrapolation auf der Grundlage von „Mittelwerten" mit einer rechnerischen Abschätzung von extremen H_{max}-Wellen über kurzzeitstatistische Beziehungen einer Extrapolation auf der Grundlage von einzelnen maximalen Ereignissen vorzuziehen. Korrelationskoeffizienten einer Regressionsanalyse können lediglich mathematische Zusammenhänge verdeutlichen, berücksichtigen die vorgenannten physikalischen Grenzen jedoch nicht. So wurden aus vor Sylt gemessenen Richtungsspektren, je nach Ansatz der Verteilungsfunktion und Auswahl der partiellen Datenserien (z. B. Schwellenwert) signifikante Wellenhöhen eines extrapolierten 100-Jahres-Ereignisses (Wiederkehrintervall 100 Jahre) zwischen H_{mo} = rd. 5,0 bis 15,0 m(!) berechnet, obwohl die Korrelationskoeffizienten durchweg größer als r = 0,95 und teilweise höher als r = 0,99 waren.

Beste Übereinstimmungen im Hinblick auf die aus Wind- bzw. Wassertiefenbegrenzungen ermittelten maximalen, an der Meßstelle vor Westerland/Sylt zu erwartenden signifikanten Wellenhöhen ($H_{mo\ max}$ = rd. 6,0 m) gelangen für dreiparametrige WEIBULL-Verteilungen mit k = 1,4 und k = 2,0.

3.7.4 Risikoanforderungen

Grundsätzlich stellen die Forderung nach einer wirtschaftlichen Bauweise und Fragen des Risikos Randbedingungen für die Bemessung dar, die nicht losgelöst voneinander gesehen werden können (Abb. A3.47). Der Begriff des Risikos ist kaum zu verallgemeinern und kann sich sowohl auf Fragen des funktionellen Entwurfs als auch auf die Bemessung von Bauwerken beziehen. Vielfach werden lediglich konstruktive Fragestellungen betrachtet, z. B. die Standsicherheit eines Schutzwerkes bei extremen Belastungen (50jähriges Ereignis oder 100-jähriges Ereignis). Der Risikobegriff kann aber auch Bauzustände betreffen, beispielsweise die Festlegung einer für den Bau eines Küstenschutzwerkes infrage kommenden günstigen Jahreszeit, den Einsatz von Gerät oder die Herstellung von zunächst gegen äußere Beanspruchungen ungeschützten Filterschichten etc., d. h. auf Bauzustände, die ruhige Wetterlagen erfordern.

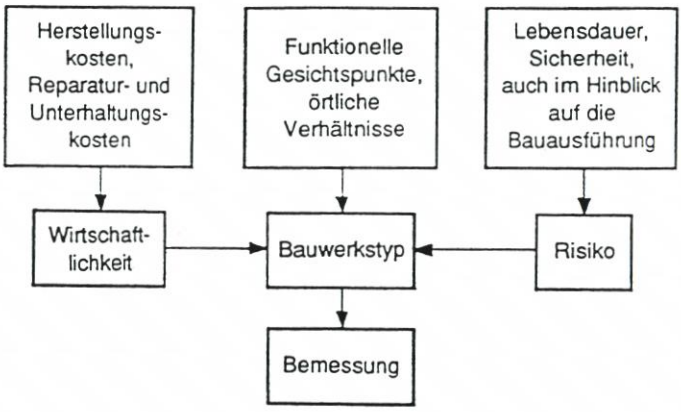


Abb. A3.47. Beziehungen zwischen Wirtschaftlichkeit und Risiko, schematisch [44]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

In gleicher Weise können normale Seebedingungen wichtig werden, wenn der Seegang langperiodische Komponenten enthält, die für die Bemessung zunächst unwichtig erscheinen. Aus Wellengruppen, die im Seegang enthalten sein können, für die Standsicherheit von Schüttsteindeckschichten entstehende Probleme wurden erst in den letzten Jahren erkannt.

Sicherheitsanforderungen können sich weiterhin auf übergeordnete Gesichtspunkte, z. B. Fragen des Umweltschutzes oder Gefährdungspotentiale von Menschenleben beziehen.

Ein weiterer Gesichtspunkt ist die Möglichkeit nachträglicher Reparaturen von Bauwerken. Monolitische Bauwerke sind bei Zerstörungen oder Beschädigungen praktisch irreparabel, während man bei Schüttsteinbauweisen bereits im Bemessungsansatz geringfügige Beschädigungen ansatzmäßig in Kauf nimmt und dabei voraussetzt, daß ggf. erforderliche Reparaturen auch ausgeführt werden.

Einige Hinweise zur Auswahl der Bemessungswelle sind bei KOHLHASE [44] zusammengefaßt. Hierzu ist anzumerken, daß die dort wiedergegebenen EAU-Empfehlungen lediglich Anhalte geben können, da die Bemessungswelle H_{Bem} allein auf die signifikante Wellenhöhe $H_{1/3}$ bezogen wird, ohne die Eigenschaften des Seegangs, langzeitstatistische Beziehungen und deren Grenzen oder Risikoanforderungen näher zu betrachten.

Schließlich werden im Zusammenhang mit dem Risikobegriff auch Bemessungsansätze (vgl. Kap. 4), wie sie für die Planung zur Verfügung stehen, berührt.

4. Ansätze für die Bemessung von Küstenschutzwerken

4.1 Einführung

An Küstenschutzwerken, die meistens in geringen Wassertiefen und überwiegend im Bereich der Brandungszone gebaut werden, stellen Seegangskräfte in der Regel die Hauptbelastungsgröße dar. Maßgebend für die Bemessung der Bauwerke sind dabei die Parameter des angreifenden Seeganges, die unmittelbar vor dem Fuß des Bauwerkes auftreten. Wie in Abschn. 3 bereits erläutert, wird der Seegang bei dem Einlaufen in Flachwasserzonen durch Grundberührung beeinflußt, wenn die Wellenlänge L größer als die halbe Wassertiefe d wird. Auf den Watten oder durch vorgelagerte Riffe an sandigen Küsten wird der Seegang infolge der Brandung entscheidend verändert. Es tritt ein verformtes Seegangsspektrum auf, das von Ort zu Ort je nach Topographie, Küstenmorphologie und Wellenanlaufrichtung sehr verschieden sein kann.

Wie einleitend zu diesen Empfehlungen ausgeführt, sind bei der Planung von Küstenschutzbauwerken neben konstruktiven Gesichtspunkten vor allem funktionelle Kriterien zu beachten. Konstruktiv ist auch bei dem heutigen Stand des Wissens eine Bemessung gegen Seegangsbelastungen nicht in vollem Umfange möglich. Die Kenntnis des Zusammenwirkens von Seegangsbelastung und Form des Bauwerkes ermöglicht es jedoch bei der funktionellen Gestaltung des Bauwerkes vielfach, extreme Belastungssituationen zu verhindern.

Allgemein kann der zeitliche Verlauf seegangserzeugter Belastungen von Küstenschutzwerken in zwei Gruppen unterteilt werden:

- Belastungen, deren zeitlicher Verlauf analog zu den Phasen der Wellenperiode ist (quasistatische Belastungen) und
- Belastungen, die nur während eines Bruchteiles einer Wellenperiode wirksam (hochfrequente Belastungen) sind.

Die zuletzt genannten hochfrequenten Belastungen resultieren vor allem aus der Druckschlagbelastung der Küstenschutzwerke. Im allgemeinen werden Druckschlagbelastungen durch

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Wellen verursacht, die am Bauwerk instabil werden und brechen. Druckschlagbelastungen durch nicht brechende Wellen treten nur in Sonderfällen auf; dies können z. B. Konstruktionen sein, die horizontal oberhalb des Wasserspiegels liegen. Die quasi-statischen Belastungen umfassen u. a. die Lasten aus stehenden Wellen am Bauwerk, Wellenauflauf, Wellenablauf und Wellenüberlauf.

Voraussetzung für die Bestimmung der Wellenbelastungen von Küstenschutzwerken ist die Kenntnis des Bemessungsseeganges. Wie in Abschn. 3 beschrieben, kann der spektrale Bemessungsseegang vereinfachend durch eine spezielle „reguläre" (= periodische) Bemessungswelle mit konstanter Höhe und Periode beschrieben werden.

Für Bemessungsaufgaben muß hierfür aus dem Seegangsspektrum die Welle mit der im Sinne der Beanspruchung ungünstigsten Kombination einer maßgebenden Wellenhöhe H mit einer zugehörigen Wellenperiode T(H) bestimmt werden (vgl. Abschn. 3).

Werden als repräsentative Parameter des Spektrums die signifikante Wellenhöhe H_s (= H_{mo}) und die Peakperiode T_p (vgl. Abschn. 3) verwendet, ist es erforderlich, den Unterschied zwischen den Wellenbelastungen B durch ein Wellenspektrum B(spektral) und denen regulärer Wellen B(regulär) durch Übertragungsfunktionen zu beschreiben. Diese Übertragungsfunktionen für die Belastungsgrößen B können nach einer Empfehlung von FÜHRBÖTER [10] vereinfachend durch Korrekturfunktion k ausgedrückt werden:

$$B(\text{spektral}) = k * B(\text{regulär}) \text{ mit } H_s \text{ und } T_p$$

Die Korrekturfunktion k hängt dabei sehr empfindlich von der Form der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Energiedichte und damit von der Art des Spektrums ab.

Ausgehend von zwei charakteristischen Bauwerksformen:

1.) geböschte Bauwerke (u. a. Deich- und Deckwerksböschungen, Abschn. 4.2) und
2.) senkrechte Bauwerke (Strand- und Uferwände, Abschn. 4.3)

werden in den nachfolgenden Abschnitten Last- und Bemessungsansätze von Küstenschutzwerken aus Seegangslasten zusammengefaßt. Vorausgesetzt wird hierbei, daß

- die maßgeblichen Wasserstände (vgl. Abschn. 2) und
- die zugehörigen Parameter des Seeganges (vgl. Abschn. 3)

in Bauwerksnähe bekannt sind. Hinsichtlich der im Rahmen der Bauwerksplanung und -Bemessung zu untersuchenden Wasserstände ist besonders zu beachten, daß hohe Wasserstände z. B. bei Sturmflutbedingungen nicht zwangsläufig zu den ungünstigsten Belastungen führen. Insbesondere unter Einbeziehung funktioneller Kriterien können „mittlere" Verhältnisse entscheidend sein. Die Eintrittshäufigkeiten von Wasserständen und zugehörigen Seegangsbedingungen sind daher im Einzelfall eingehend zu untersuchen.

4.2 Geböschte Bauwerke

4.2.1 Allgemeines

Ausgehend von einer regulären Welle sind in Abb. A4.1 die geometrischen Beziehungen der Welle auf dem Vorland (Abb. A4.1, links) und der an der Böschung brechenden Welle (Abb. A4.1, rechts) dargestellt. In erster Näherung wird von einem horizontalen Vorland mit konstanter Wassertiefe d ausgegangen. Für die Definition der Vorlandwelle ist von einem Abstand entsprechend einer Wellenlänge L vor dem Böschungsfuß auszugehen. In guter Näherung sind die Parameter der Vorlandwelle allein durch die Höhe H und die Periode T

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

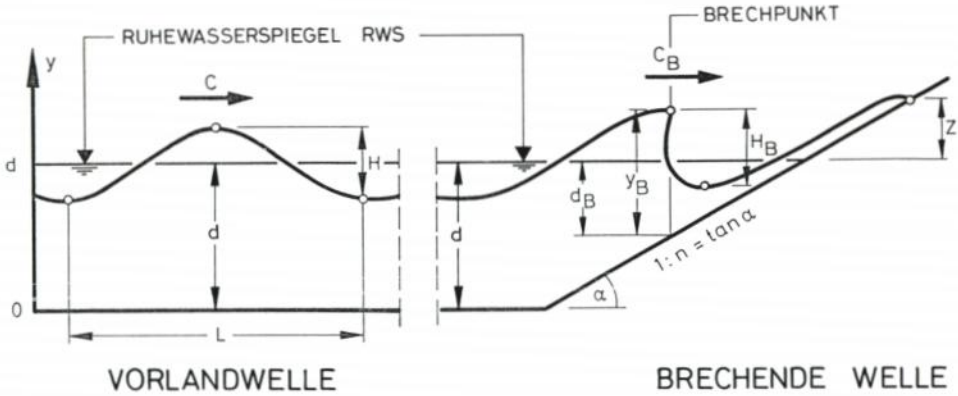


Abb. A4.1. Geometrie der brechenden Welle

gegeben. Zusammen mit der Wassertiefe d können dann die weiteren Parameter der Wellenbewegung (Wellenlänge L, Fortschrittsgeschwindigkeit c) unter Verwendung einer geeigneten Wellentheorie (vgl. Abschn. 3) bestimmt werden.

Die vom Vorland ankommende Seegangsenergie E verteilt sich an Böschungen auf einen Verlustanteil E_v und einen Reflexionsanteil E_r (vgl. Abschn. 3). Die Umwandlung des Verlustanteiles E_v in andere Energieformen und am Ende letztlich in Wärme geschieht zum überwiegenden Anteil durch das Brechen der Wellen. Diese Energieumwandlungen resultieren aus hochgradig turbulenten und instationären Strömungen, die darüber hinaus noch maßgeblich durch die Luftaufnahme während des Brechens beeinflußt sind. Turbulenz und Luftaufnahme bewirken zufällige (stochastische) Komponenten, so daß eine rein deterministische Beschreibung der durch den Seegang bewirkten Belastungen nicht möglich ist. Aus der Natur des Brechprozesses resultiert, daß auch bei streng regulären Wellen Zufallsstreuungen in den Belastungsgrößen auftreten. Am stärksten machen sich diese Streuungen bei den Druckschlagbelastungen bemerkbar, wo die maximalen die mittleren Belastungen um rund das 2,5fache übertreffen; bei den Auf- und Ablaufgeschwindigkeiten liegt das Verhältnis bei rd. 1,6, und auch bei der Wellenauflaufhöhe wird immer noch rd. das 1,3fache der mittleren Belastung als Maximalwert gemessen [10].

Zu unterscheiden sind grundsätzlich drei Hauptarten von Brecherformen (Abb. A4.2, vgl. Abschn. 3). Die Grenzen zwischen den Brecherformen [Schwallbrecher (spilling breaker), Sturzbrecher (plunging breaker) und Reflexionsbrecher (surging breaker)] sind gleitend. Das Auftreten der auf Abb. A4.2 dargestellten Brecherarten hängt von den Wellenparametern H und T auf dem Vorland und von der Böschungsneigung $\tan\alpha = 1:n$ ab. Wird von gleichbleibenden Wellenparametern ausgegangen, resultiert aus einer Zunahme der Böschungsneigung der Übergang von dem Schwall- zu dem Sturz- und weiter zu dem Reflexionsbrecher. Zusätzlich zu den Brecherformen verdeutlicht Abb. A4.2 gleichfalls die Strecke entlang der Böschung, auf der die Seegangsenergie umgewandelt, sowie den Anteil der Energie, die von dem Bauwerk reflektiert wird. Bei noch steileren Böschungen geht dann der Reflexionsbrecher in die stehende Welle (clapotis) mit einem Reflexionsanteil von annähernd 100 % über.

Aus dimensionsanalytischen Betrachtungen kann eine dimensionslose

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

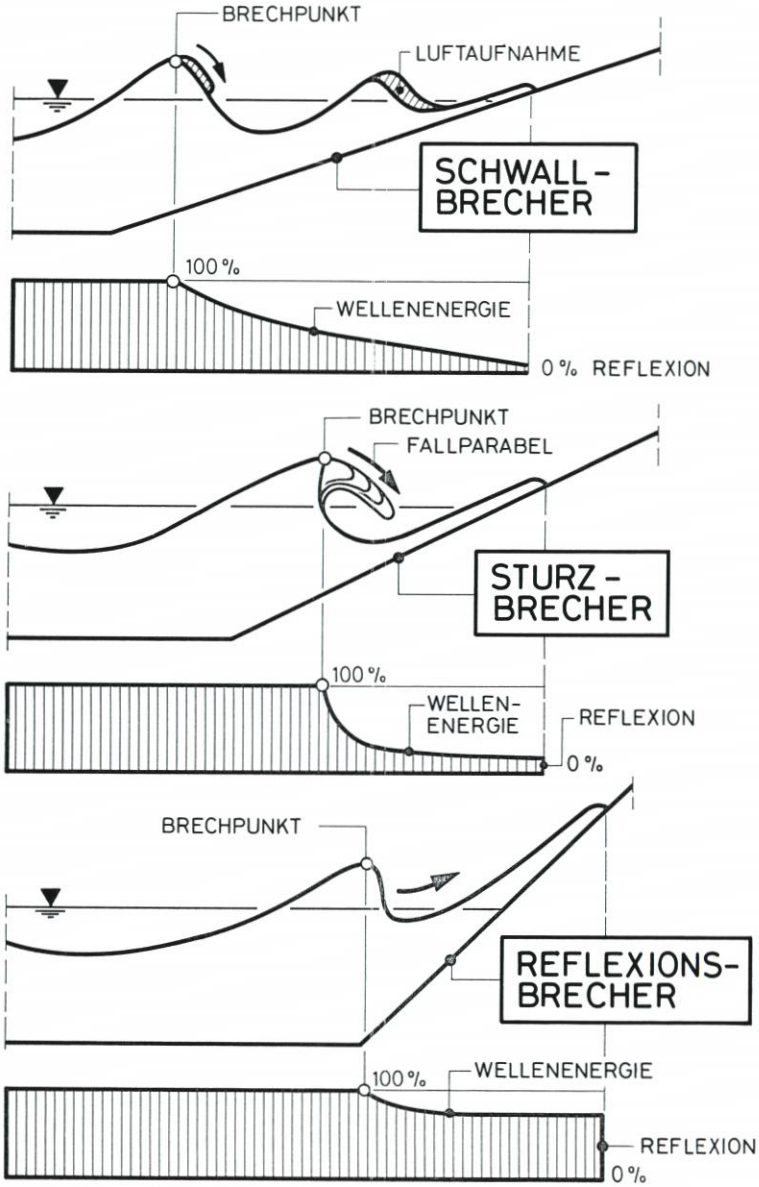


Abb. A4.2. Brecherformen (schematisch), (aus [10])

$$\text{Brecherkennzahl } \xi = \frac{\tan\alpha}{\sqrt{\frac{H}{L_o}}}$$

gebildet werden (vgl. Abschn. 3). Wird die Tiefwasserwellenlänge L_o durch die Wellenperiode T ersetzt, folgt mit $\tan\alpha = 1:n$:

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$\xi = \xi\,(H, T, n) = \sqrt{\frac{g}{2 \times \pi}} \times \frac{1}{\sqrt{H}} \times T \times \frac{1}{n}$$

Für drei Böschungsneigungen (1 : 3, 1 : 6 und 1 : 12) sind in Abb. A4.3 die Brecherkennzahlen ξ in Parameterform als Funktion der Wellenhöhe H und der Wellenperiode T zusammen mit den Abgrenzungen von Schwall-, Sturz- und Reflexionsbrecher aufgetragen (vgl. Abschn. 3, Tab. 5).

Aus Abb. A4.3 geht hervor, wie stark sich die Brecherformen in Abhängigkeit von der Böschungsneigung 1 : n verändern. Bei der steilen Böschung (1 : n = 1 : 3) tritt der Schwallbrecher völlig gegen den Reflexions- und Sturzbrecher zurück, bei der 1 : 12 geneigten Böschung hingegen tritt der Reflexionsbrecher nur noch bei niedrigen Wellenhöhen auf. Der Sturzbrecher hingegen ist bei allen drei Böschungen in einem weiten Bereich vertreten. Es ist ersichtlich, daß mit der Wahl der Böschungsneigung – bei bekannten Wellenparametern als Eingangsgrößen aus dem Vorland – die Brecherform und, wie in den nachfolgenden Abschnitten ausgeführt wird, die Intensität der Belastung weitgehend beeinflußt werden kann.

Für die Beurteilung der Beanspruchung der Böschung von besonderer Bedeutung ist weiterhin der zeitliche Verlauf der Sturmfluten (vgl. Abschn. 2). Beim Auf- und Ablaufen einer Sturmflut ist jeder Bereich der Böschung bis zum Sturmflutscheitel zeitweise von den entsprechenden Belastungen (Druckschlag, Wellenauf- und -ablauf) betroffen. FÜHRBÖTER [10] untersucht diese Fragestellung eingehend und zeigt unter Beachtung der Verweildauern der Wasserstände (Abschn. 2) auf, daß der Höhenbereich unterhalb des Sturmflutscheitels eine hohe Konzentration der Gesamtbelastung enthält, da dieser Bereich

- vor Erreichen des Scheitelwertes von hohen Strömungskräften,
- während des Scheitelwertes für die relativ lange Zeit durch Druckschläge und
- bei fallendem Wasserstand nochmals von hohen Strömungsgeschwindigkeiten

belastet wird.

Im folgenden werden Hinweise zur funktionellen und konstruktiven Bemessung von Böschungen infolge der Seegangsbelastung gegeben. Als maßgebliche Belastungsgrößen werden:

- Druckschlagbelastungen,
- quasi hydrostatische Belastungen,
- Wellenauflauf und -überlauf,
- Strömungsgeschwindigkeiten beim Wellenauflauf und -ablauf sowie
- die Bemessung von Bruch- und Formkörperabdeckungen

betrachtet.

Sofern verfügbar, wird hierzu auf naturmaßstäbliche Untersuchungen zurückgegriffen, die in den vergangenen Jahren im großen Wellenkanal in Hannover (GWK) erzielt wurden.

4.2.2 Druckschlagbelastung

Bei Böschungen wird der Druckschlag (vgl. Abschn. 3.5.5) allein durch die Brecherform des Sturzbrechers (Abb. A4.4) erzeugt. Die Bewegung der im Brechpunkt eines Sturzbrechers aus dem Brecherkamm gelösten Brecherzunge (Abb. A4.5) wird durch die Trägheit und Schwerkraft bestimmt; die zugehörige Fallbahn entspricht einer Fallparabel [6], an deren Ende die Wassermasse der Brecherzunge mit der Geschwindigkeit v_a unter dem Winkel β auf die Böschung (Neigung 1 : n) trifft. Bei Böschungen flacher als 1 : 3 ist dies meist unterhalb des Ruhewasserspiegels. Der Wellenauflauf und -ablauf der vorhergehenden Welle beeinflußt den

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

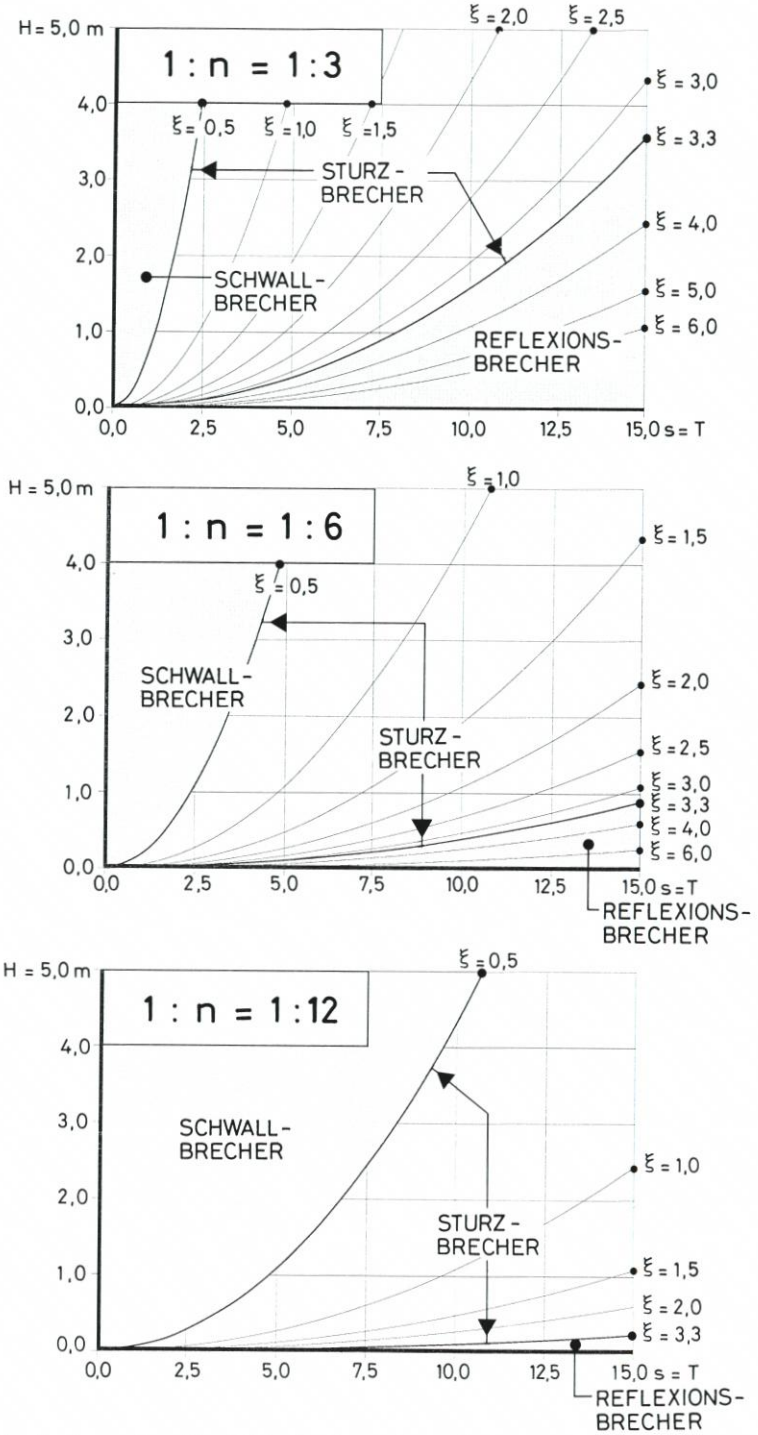


Abb. A4.3. Brecherkennzahlen ξ in Abhängigkeit von der Wellenhöhe H, der Wellenperiode T und der Böschungsneigung 1 : n (aus [10])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

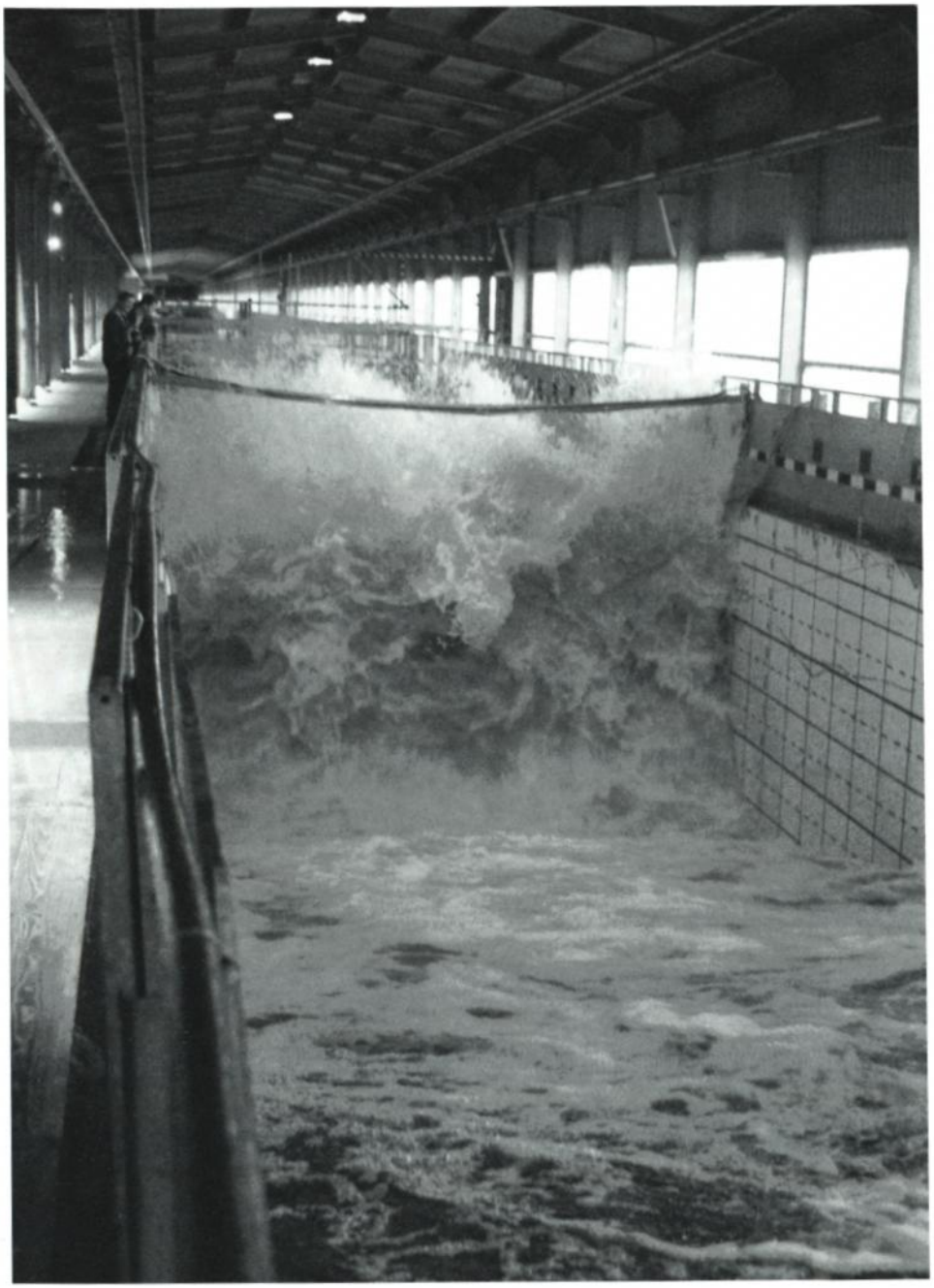


Abb. A4.4. Großer Wellenkanal, Böschung glatt 1:n = 1:4: Sturzbrecher vor dem Aufschlag

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

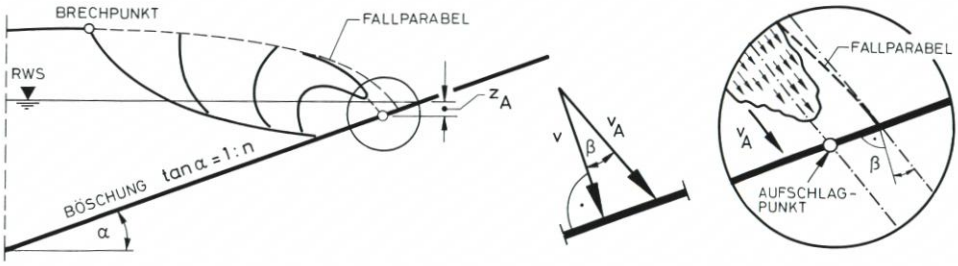


Abb. A4.5. Entstehung der Druckschlagbelastung durch die aufschlagende Brecherzunge von Sturzbrechern (aus [6])

Vorgang dadurch, daß bei flachen Böschungen das Rücklaufwasser als Wasserpolster (Abb. A4.6) im Bereich der Aufschlagfläche die Druckschlagintensität vermindert. Seewärts der aufschlagenden Brecherzunge bildet sich ein Luftraum, der durch die nachfallenden Wassermassen komprimiert wird und explosionsartig aufbricht.

Der Gegensatz zwischen einer druckschlagfreien = quasistationären Wellenbelastung und der Druckschlagbeanspruchung ist auf Abb. A4.7 schematisch aufgezeigt. Auf Abb. A4.7a folgen die Druckspannungen mit der Periode T den einzelnen Wellenphasen; die Druckspannungen p/ρ^*g bleiben in der Größe der Wellenhöhe H. Dies ist näherungsweise auch noch bei der Übergangsform nach Abb. A4.7b der Fall, obwohl der steile Druckanstieg nach dem Durchgang des Wellentales bereits auf den Beginn von Druckschlagwirkungen hinweist. Abb. A4.7c zeigt die voll ausgebildete Druckschlagbelastung mit hohen Druckspitzen p_{max}, die ein Mehrfaches der entsprechenden Wellenhöhen ausmachen. Auch der stochastische Aspekt dieser durch reguläre Wellen erzeugten zeitlichen Druckverläufe ist durch die verschiedenen Druckschlaghöhen p_{max} aus Abb. A4.7c ersichtlich.

Die Streuung der Druckschlagmaxima drückt sich auch in entsprechenden Streuungen der Wirkdauer des Druckschlages aus. Untersuchungen im GWK mit regulären Wellen (H = 1,25 m und T = 4,6 s) ergaben bei einem Kollektiv von 176 Wellen einen Minimalwert der Zeit bis zum Erreichen des Druckschlagmaximums (Anstiegszeit) von 0,003 s, einen Mittelwert von 0,127 s und einen Maximalwert von 0,559 s [48]. Naturuntersuchungen an einem Deckwerk gleicher Neigung auf Wangerooge zeigten für natürliche Wellenspektren ähnliche Werte [18, 19]. In beiden Untersuchungen wurde gleichfalls nachgewiesen, daß die kleinsten Anstiegszeiten bei den größten Druckmaxima auftreten. Hinweise über den zeitlichen Verlauf der Druckschlagbelastungen können ebenfalls den o. a. Arbeiten entnommen werden.

In guter Näherung können die Druckschlagmaxima $p_{max}(i)$ für alle Eintrittswahrscheinlichkeiten i beschrieben werden durch [10]:

$$p_{max}(i) = \text{konst.}\ (i) \times \rho \times g \times H$$

Eingehende Untersuchungen an einer 1 : 4 geneigten Asphaltböschung im GWK [8, 10] ergaben, daß die Größtwerte der Druckspannungen im Bereich der Brecherzahlen zwischen $\xi = 1{,}05$ und $\xi = 1{,}29$ auftreten. In dem vorgenannten Bereich der Brecherzahlen blieben hierbei die auf die Wellenhöhe bezogenen Größtwerte der Druckspannungen nahezu konstant. Abb. A4.8 zeigt für die 1 : 4 geneigte Asphaltböschung die Abhängigkeit der Druckmaxima von der Brecherkennzahl ξ für Erwartungswerte der Druckschlaghöhen, die bei 1000 Wellen im Mittel einmal erreicht oder überschritten werden.

Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß Rücklaufwasser auf der Böschung die Druck-

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Abb. A4.6. Großer Wellenkanal, Böschung glatt 1:n = 1:6: Rücklaufwasser mit Lufteinschlüssen

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

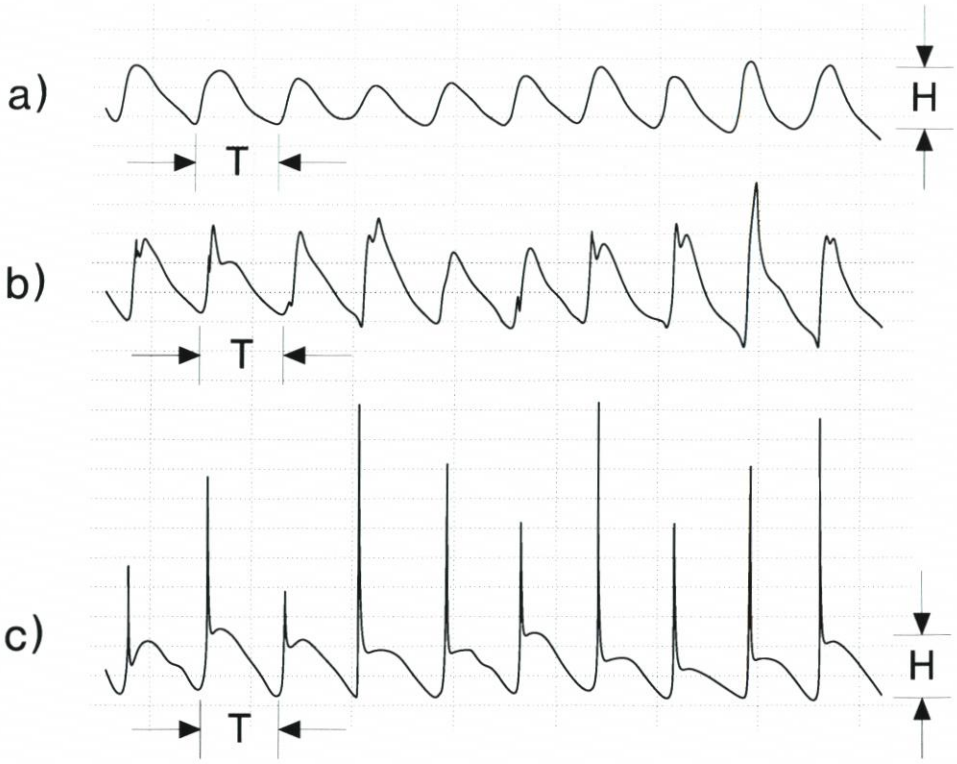


Abb. A4.7. Druckspannungen durch Wellen (aus [10])

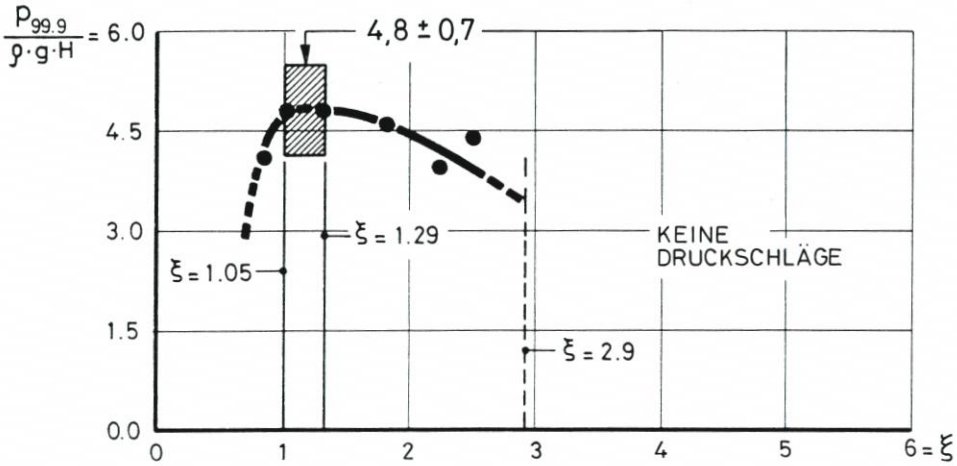


Abb. A4.8. Böschung (glatt) mit 1:n = 1:4: Abhängigkeit der Druckschlaghöhe $P_{99,9}$ von der Brecherkennzahl ξ (aus [10])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

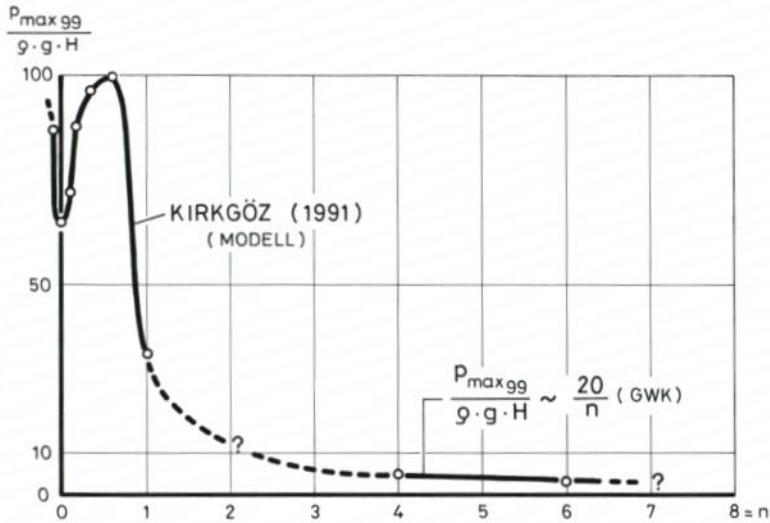


Abb. A4.9. Abhängigkeit der Druckschlaghöhen von der Böschungsneigung 1 : n (aus [10])

schlaghöhen gegenüber dem wasserfreien Aufschlag wesentlich reduziert, da die Stärke der Rücklaufwasserschicht mit flacher werdender Böschung zunimmt. Abb. A4.9 zeigt die Druckspannungen mit der Wahrscheinlichkeit i = 99 % (Wiederkehrintervall T_w = 100 Wellen) für sehr steile Böschungen einschließlich der senkrechten Wand nach Modellmessungen (Wellenhöhen bis 20 cm) [23] und für Böschungen der Neigung 1 : 4 und 1 : 6 aus Messungen im GWK [8, 11]. Die starke Abnahme der dimensionslosen Druckspannungen p_{max}(i = 99 %) mit zunehmendem n ist offensichtlich, auch wenn beachtet wird, daß bei den Modelluntersuchungen Maßstabseffekte die Naturwerte erheblich vergrößern können.

Für Böschungen mit $4 \leq n \leq 6$ können die Ergebnisse für reguläre Wellen durch eine Näherungsgleichung der Form:

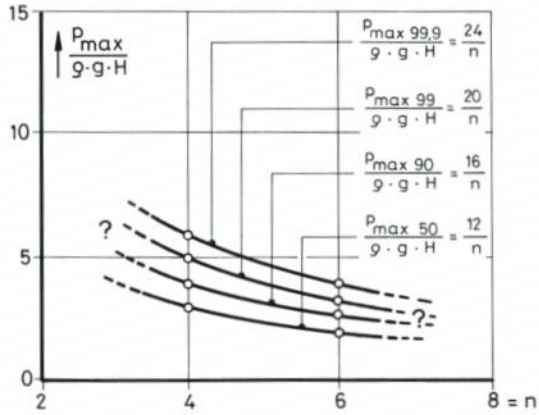


Abb. A4.10. Abhängigkeiten der Druckschlaghöhen P(i) von der Böschungsneigung 1 : n im Bereich $4 \leq n \leq 6$, reguläre Wellen (nach [11])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

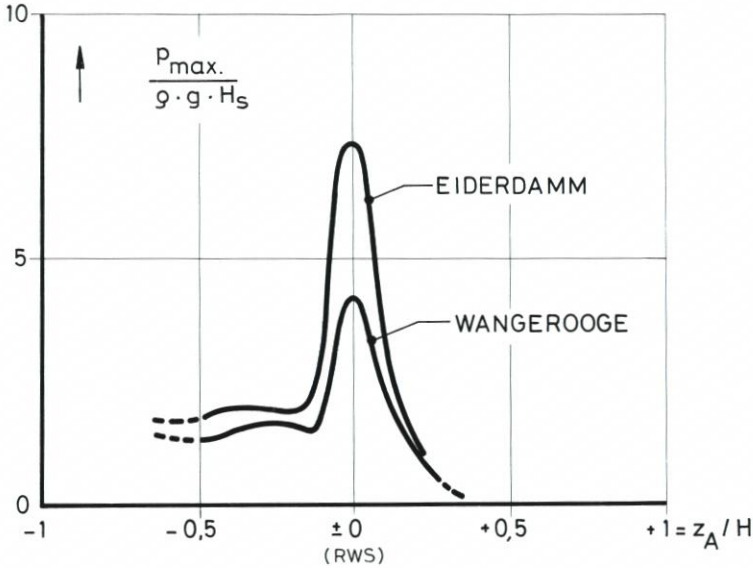


Abb. A4.11. Naturuntersuchungen von GRÜNE [19] mit Böschungsneigungen 1 : n = 1 : 4: Druckschlaghöhen und -bereiche bei natürlichen Wellenspektren (aus [10])

$$\text{Reguläre Wellen: } p_{max}\,(i) = \frac{\text{konst. (i)}}{n} \times \rho \times g \times H$$

wiedergegeben werden [11]. Die Zahlenwerte für konst.(i) gehen aus Abb. A4.10 hervor. Bei Druckschlägen, die durch Seegangsspektren erzeugt werden, überlagern sich die Wahrscheinlichkeiten für reguläre Wellen mit den Wahrscheinlichkeiten der Wellenparameter, die durch das Spektrum gegeben sind. Dies gilt besondes für die Aufschlagbedingungen und das Rücklaufwasser. Bei Naturuntersuchungen an einem 1 : 4 geneigten Deckwerk des Eiderdammes wurde ein größter Druckschlagwert von $p_{max}/\rho * g * H \approx 7$ gemessen (Abb. A4.11) [18, 19]; dieser auf die signifikante Wellenhöhe H_s bezogene Wert liegt geringfügig oberhalb des entsprechenden Ergebnisses für reguläre Wellen bei einem Wiederkehrintervall von $T_w = 1000$ Wellen. Für Wellenspektren sollte eine Korrektur der Angaben in Abb. A4.10 vorgenommen werden [38], die für $p_{max}(i = 99{,}9\,\%)$ den Wert von konst.(i = 99,9 %) = 30 (anstelle 24) ergibt:

$$p_{max}\,(i = 99{,}9\,\%) = \frac{30}{n} \times \rho \times g \times H$$

Für Böschungsneigungen flacher als 1 : n = 1 : 15 ergeben die vorgenannten Beziehungen für reguläre Wellen und Spektren Werte, die das doppelte der Wellenhöhe nicht mehr überschreiten. Untersuchungen im GWK mit regulären Wellen ergaben bereits bei einer Böschungsneigung von 1 : n = 1 : 12 selten Werte von $p_{max}/\rho * g * H > 2$ [10]. Da bei flachen Böschungen auch die Aufschlagflächen größer werden, sind die Wirkungen der Druckschläge hier geringer als bei steileren Böschungen. Diese Länge der Aufschlagfläche in der Fallinie beträgt für die Böschungsneigungen 1 : 4 und 1 : 6 in etwa eine Wellenlänge.

Der Aufschlagpunkt eines Sturzbrechers liegt bei Böschungen mit Neigungen flacher als 1 : 3 meist unterhalb des Ruhewasserspiegels. Theoretisch kann nachgewiesen werden, daß die

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tiefe z_a unterhalb des Ruhewasserspiegels mit zunehmendem n ebenfalls zunimmt [6]; außerdem hängt z_a von den Wellenparametern ab. Die Untersuchungen im GWK ergaben für reguläre Wellen und den Böschungsneigungen 1 : 4 und 1 : 6 einen Bereich von $0 \leq z_a \leq -0{,}5 \cdot H$ [10]; bei Wellenspektren und bei einer Böschungsneigung 1 : n = 1 : 4 wurden in Naturmessungen Maxima der Druckschlaghöhe ungefähr auf der Höhe des Ruhewasserspiegels gefunden (Abb. A4.11) [18, 19].

Die Weiterleitung der Druckspannungen in den Böschungskern ist eng mit der Ausbildung der Deckschicht (Kleidecke mit Bewuchs, Asphaltbeton, Formsteine mit Filterschichten usw.) verbunden. Die dynamische Druckausbreitung in Sandböschungen unter einer Asphaltbetondecke kann bei bestimmten Kornverteilungen zu Bodenverflüssigung führen. Das dynamische Druckspannungsverhalten im Sandkern wurde eingehend im GWK untersucht [32, 47]. Komplizierte Druckschlagschäden können an Formsteindeckwerken mit Filterunterbau entstehen [41]; entsprechende Untersuchungen im GWK [37, 9, 39] zeigten, daß Geotextilfilter Vorteile gegenüber herkömmlichen Kornfiltern aufweisen können. Hinsichtlich der Bemessung von Filtern wird auf die Empfehlungen E (Abschn. 2.3) sowie auf das DVWK Merkblatt 221 verwiesen.

Die größte Gefahr der Druckschlagwirkungen besteht in den Sprengwirkungen, die der Druckschlag gerade durch seine kleine Aufschlagfläche in der Art einer hydraulischen Presse auf wassergefüllte Risse oder Fugen ausüben kann (Abb. A4.12). Hier ist u. U. ein enger Fugenabstand von Vorteil, weil dadurch der Druckgradient auf der Aufschlagfläche nicht so stark wirksam wird. An Basaltdeckwerken sind Druckschlagschäden nicht bekannt geworden. Bei Grasdeichen können außer Trockenrissen in den Kleiabdeckungen auch wassergefüllte Gangsysteme von Wühltieren Ausgangspunkte von schweren Druckschlagschäden sein [6].

Weiterhin ist bei dem funktionellen Entwurf zu beachten, daß durch Druckschläge in den Fugen oder Spalten auch kurzfristige und örtlich eng begrenzte aber hohe Strömungsgeschwindigkeiten ausgelöst werden können. Nach BERNOULLI ($v^2 = \rho * p/2$) wird durch eine Druckspannung entsprechend einer Wassersäule von 10 m eine Strömungsgeschwindigkeit von 14 m/s bewirkt.

4.2.3 Quasihydrostatische Wellenwirkungen

Über die in Abschn. 4.2.2 behandelte Druckschlagbelastung hinaus sind gleichfalls die Druckspannungen zu beachten, die zeitlich synchron mit der Wellenbewegung aus der jeweiligen Wasserüberdeckung in Verbindung mit dem hydrodynamischen Anteil der instationären BERNOULLI-Gleichung resultieren (Abb. A4.7a). Die quasihydrostatischen Druckbelastungen bleiben in der Größenordnung der Wellenhöhen und können im allgemeinen von der Außenböschung ohne Gefahr aufgenommen werden.

Für die Standsicherheit ist jedoch insbesondere im Falle undurchlässiger oder nur teildurchlässiger Außenböschungen der Grundwasserstand in dem Böschungskörper besonders zu beachten. Liegt dieser Grundwasserstand oberhalb der Höhenlage des tiefsten Wellentales an der Böschung (Wellenablauf), wird von innen eine Druckspannung als Auftrieb erzeugt, die von der Böschung entweder durch Eigengewicht oder durch Biegung aufgenommen werden muß. In derartigen Fällen muß die Auftriebssicherheit nachgewiesen werden.

Für 1 : 6 geneigte glatte (Asphaltbeton) Böschungen wurden Untersuchungen über den Wellenablauf für reguläre Wellen und für Pierson-Moskowitz-Spektren (s. Abschn. 3) im GWK durchgeführt [14]. Hierzu wurden entsprechend den aus der Hydrologie bekannten

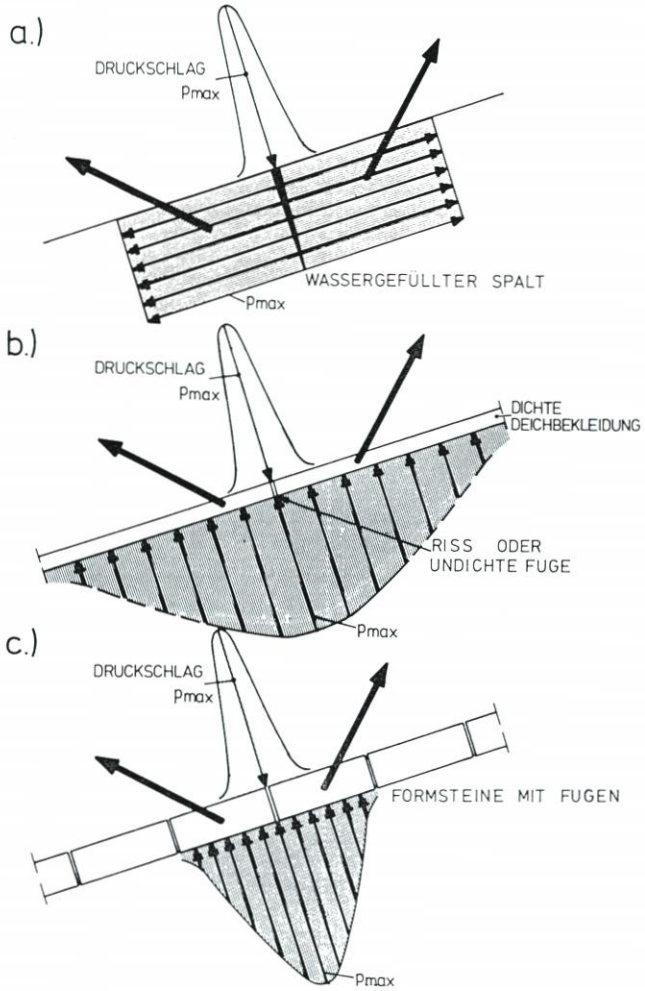


Abb. A4.12. Sprengwirkungen von Druckschlägen auf Risse und Fugen (aus [7])

Dauerlinien – die aus Zeitskalen von Tagen oder Wochen resultieren – dynamische Dauerlinien ermittelt, die im statistischen Sinne die Zeitdauer beschreiben, während derer vorgegebene Höhenlagen an der Böschung wasserbedeckt sind. Hierbei entspricht die Dauer D = 100 % der Lage des tiefsten Wellentales in dem betrachteten Zeitraum, der höchsten Wellenauflaufhöhe z_{max} ist die Dauer D = 0 % zugeordnet.

Für reguläre Wellen sind in Abb. A4.13 (oben) und für Pierson-Moskowitz-Spektren in Abb. A4.13 (unten) die Höhenlagen z auf der Böschung, die den Dauern D = 2 %, D = 50 % und D = 98 % entsprechen, als Funktion der Brecherkennzahl ξ bzw. ξ_p aufgetragen. Die Werte z(D = 2 %) stehen in linearer Beziehung zu den Wellenauflaufhöhen z_{98} (vgl. Abschn. 4.2.4). z(D = 98 %) beschreibt die Wasserspiegellage an der Böschung, die nur zu 2 % der Zeit wasserfrei ist; diese Höhenlage kann als Maß für den Wellenablauf verwendet werden.

Mit z(D = 50 %) wird ein mittlerer Wasserstand beschrieben. Dieser Wasserstand kann als die landseitige Grenze des sog. Brandungsstaus angesehen werden, der in der Brandungs-

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

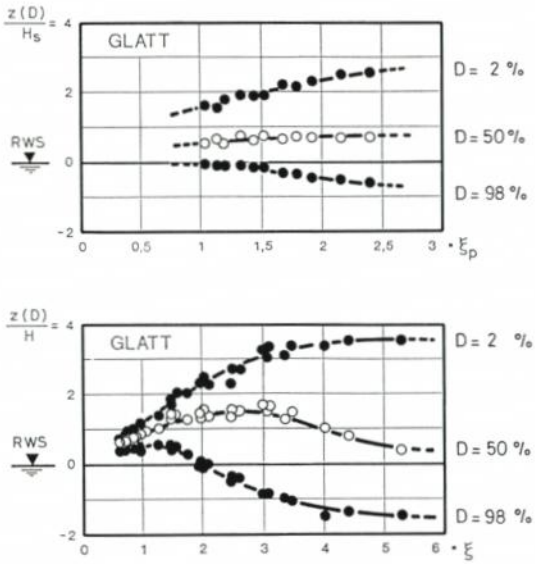


Abb. A4.13. Böschung (glatt), 1:n = 1:6: Wellenauflaufhöhe als z(D = 2 %), mittlerer Wasserstand als z(D = 50 %) und Wellenauflauf als z(D = 98 %); oben: reguläre Wellen, unten: Pearson-Moskowitz-Spektren (aus [14])

zone eine hydrostatische Hebung des mittleren Wasserstandes über dem Ruhewasserspiegel auf dem Vorland bewirkt (Abschn. 4.2.4). Bei entsprechend langandauernden Wasserständen und undurchlässigem Untergrund sind im Böschungskern Grundwasserstände auf der Höhe dieses Wertes z(D = 50 %) zu erwarten. Der Grundwasserstand in Verbindung mit der tiefsten Lage des Wellentales [die mit z(D = 98 %) näherungsweise angegeben werden kann] ist dann als hydrostatischer Auftrieb zum Nachweis der Auftriebssicherheit zu berücksichtigen.

Bei regulären Wellen treten bei Sturzbrechern ($\xi < 3{,}3$) tiefste Lagen bis zu einer Wellenhöhe unterhalb des Ruhewasserspiegels auf; im Bereich der Reflexionsbrecher ($\xi > 3{,}3$) wurde die rd. 1,5fache Wellenhöhe unterhalb des Ruhewasserspiegels erreicht (Abb. A4.13, oben). Auch die verfügbaren Untersuchungen mit Wellenspektren (Abb. A4.13, unten) zeigen im Sturzbrecherbereich Werte für z(D = 98 %), die bis an eine Wellenhöhe unterhalb des Ruhewasserspiegels (ohne Brandungsstau) reichen können.

Als Näherung kann in den meisten Fällen bei für die Bemessung relevanten Seegangsparametern von einer tiefsten Wasserspiegellage im Wellental im Bereich zwischen einer halben und einer Wellenhöhe unterhalb des aktuellen Ruhewasserspiegels ausgegangen werden.

Die quasihydrostatische Druckbelastung beim höchsten Wellenauflauf ist dagegen unbedenklich.

4.2.4 Wellenauf- und Wellenüberlauf

4.2.4.1 Allgemeines

Die Definition des Wellenauflaufs geht aus Abb. A4.14 hervor. Es wird darunter bei jeder Welle der senkrechte Abstand z zwischen dem höchsten Punkt A der Wellenauflaufzunge und dem Ruhewasserspiegel verstanden. In diesem Betrag des Wellenauflaufes ist auch

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

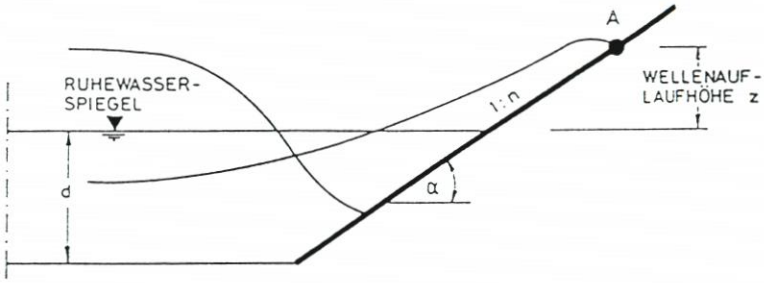


Abb. A4.14. Definition des Wellenauflaufes z

der Anteil enthalten, der als sog. Brandungsstau als Erhebung des Ruhewasserspiegels über der Böschung auftritt (vgl. [4] und [27]). Eine exakte mathematische Behandlung des Wellenauflaufes ist nicht möglich, weil die physikalischen Prozesse bei der Energieumwandlung der brechenden Welle nicht deterministisch beschrieben werden können; Zufallsprozesse werden insbesondere durch den Lufteintrag beim Brechen der Wellen bewirkt. Eine eingehende Behandlung der physikalischen Fragen ist bei SCHIJF [34] und BATTJES und ROOS [1] und TAUTENHAIN [42] zu finden.

Die meisten Berechnungsverfahren und Bemessungsformeln wurden aus experimentellen Untersuchungen in verkleinerten Versuchsmodellen gewonnen. Qualitativ stimmen alle Untersuchungen für den Wellenauflauf z wie folgt überein:

- z nimmt mit der Böschungsneigung $\tan\alpha = 1:n$ ab
- z nimmt mit der Wellenhöhe H zu

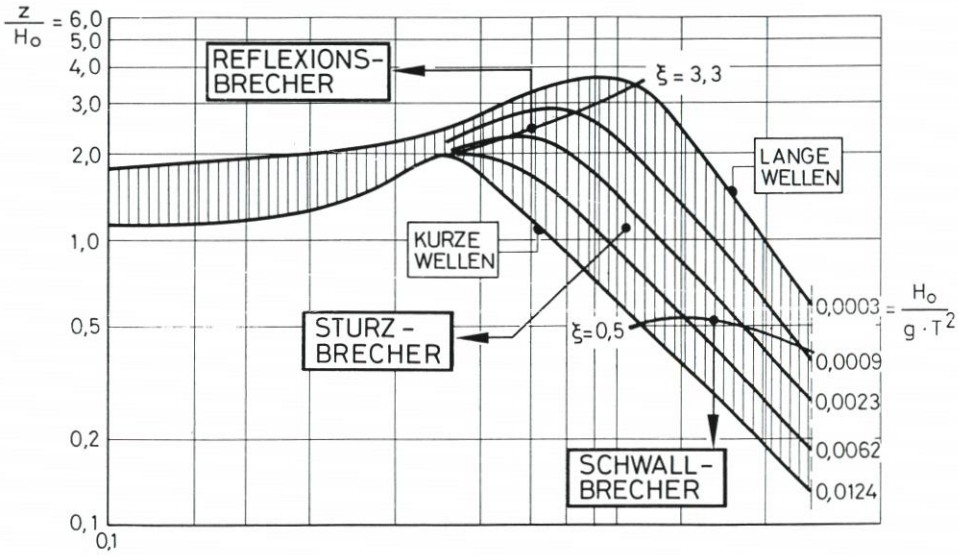


Abb. A4.15. Dimensionslose Darstellung der Wellenauflaufhöhen z in Abhängigkeit von der Böschungsneigung 1:n und dem Steilheitsfaktor $H_o/g \cdot T^2$ für $d/H_o \geq 3$ nach SAVILLE [33] in [2]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

- z nimmt mit der Wellenperiode T zu
- z nimmt mit zunehmender Wassertiefe vor der Böschung ab; für Werte $d/H \geq 3$ bleibt er dann annähernd konstant.

Eine allgemeine Übersicht über die Abhängigkeit der Wellenauflaufhöhen von den Wellen- und Böschungsparametern gibt die dimensionslose Darstellung (für glatte Böschungen) nach SAVILLE [33] auf Abb. A4.15. Sie zeigt für $n < 2$ bei allen Steilheitsfaktoren $H_o/g \cdot T^2$ ein enges Band der relativen Auflaufhöhen z/H_o, das für $n = 0$ (senkrechte Wand) auf Werte um 1 entsprechend der stehenden Welle *(clapotis)* konvergieren würde. Die größten relativen Auflaufhöhen entstehen im Übergangsbereich zwischen dem Reflexions- und dem Sturzbrecher bei der Brecherkennzahl $\xi = 3{,}3$, wobei die längsten Wellen die größten Werte ergeben. Dies ist auch im Sturz- und Schwallbrecherbereich für Werte von $n > 3$ der Fall. Hier tritt dann deutlich bei allen Steilheitsfaktoren der Abfall der Wellenauflaufhöhe mit der Böschungsneigung 1 : n in Erscheinung.

Die in Abschn. 4.2.1 erwähnten Zufallsprozesse bewirken, daß auch bei regulären Wellen die Wellenauflaufhöhe ein stochastischer Wert ist, bei dem die Maximalwerte rd. das 1,3fache der Mittelwerte annehmen können. Bei Wellenspektren wird dieser Unterschied noch größer.

Es ist üblich geworden, den Wert z_{98} – der im statistischen Sinne von 2 % der Wellen erreicht oder überschritten wird – als Bemessungswert einzuführen; ein Wert z_{max} kann nicht exakt definiert werden.

4.2.4.2 Wellenauflauf regulärer Wellen an glatten Böschungen

Von den zahlreichen Formeln zur Bestimmung der Wellenauflaufhöhe z sind vorwiegend die für glatte Böschungen entwickelten einfachen Näherungsgleichungen von WASSING [46] und HUNT [21] in Gebrauch.

Mit z_{98} als kennzeichnende Wellenauflaufhöhe und H als Wellenhöhe vor dem Deich ergibt (für $3{,}7 < n < 8$) die Formel von WASSING

$$\text{WASSING: } z_{98} = 8 \times \frac{H}{n}$$

Wie die Gleichung zeigt, wird der Einfluß der Wellenperiode T (oder der Wellenlänge L) nicht berücksichtigt.

Die Formel von HUNT geht von der Ähnlichkeitsbeziehung aus, die in der Brecherkennzahl ξ (vgl. Abschn. 3) enthalten ist; es verhält sich die dimensionslos auf die Wellenhöhe H bezogene Wellenauflaufhöhe z wie die zugehörige Brecherkennzahl ξ:

$$\text{HUNT: } \frac{z_{98}}{H} = \xi$$

Mit der Brecherkennzahl ξ und mit der Substitution der Tiefwasserwellenlänge L_0 über die Wellenperiode T folgt:

$$\text{HUNT: } z_{98} = \sqrt{\frac{g}{2\pi}} \times \sqrt{H} \times T \times \frac{1}{n}$$

Eine Gegenüberstellung dieser Bemessungsformeln mit Untersuchungsergebnissen aus dem GWK an glatten Böschungen mit den Neigungen 1 : 4, 1 : 6 und 1 : 12 [12, 10] zeigen die Abb. A4.16 und A4.17.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

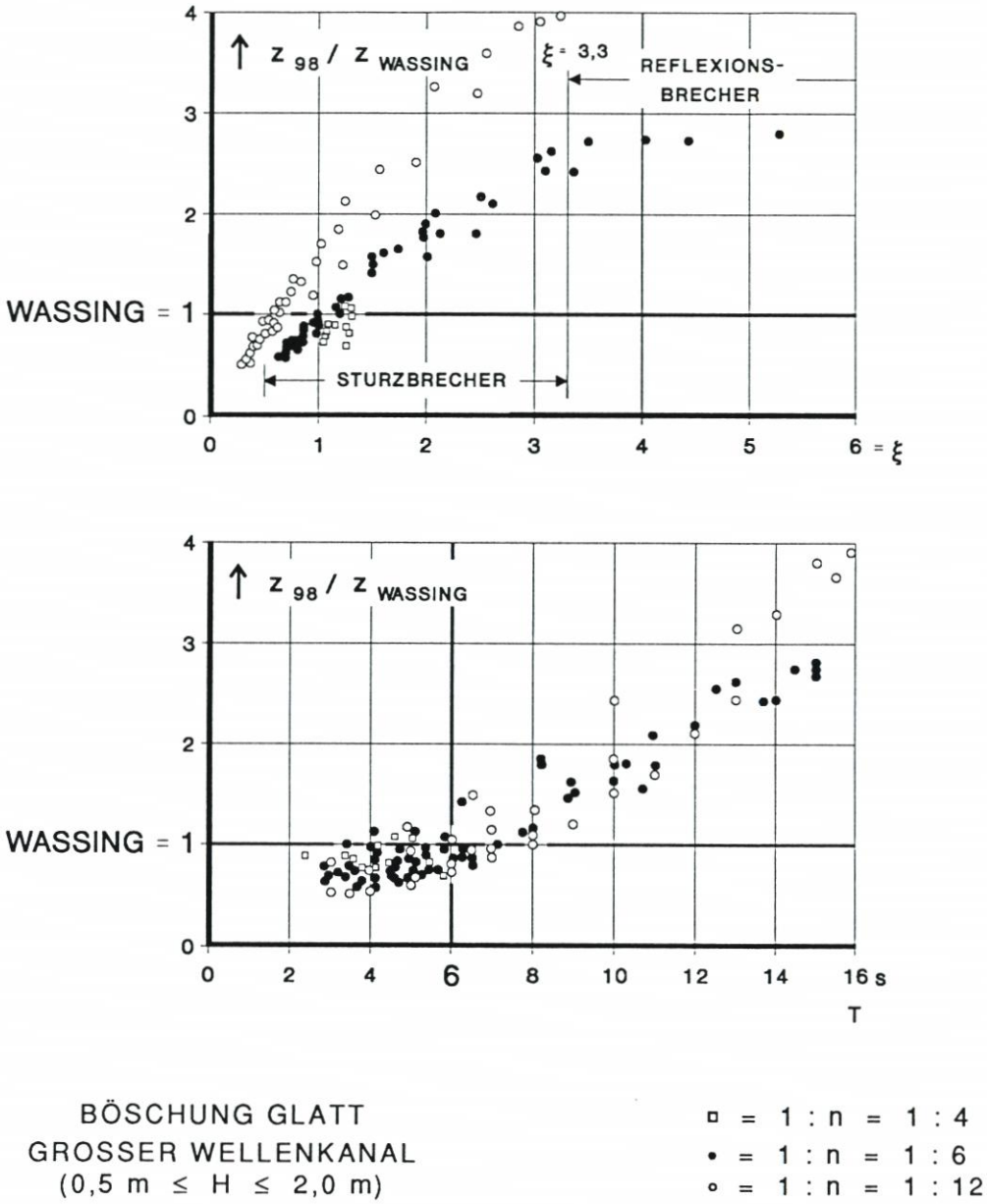
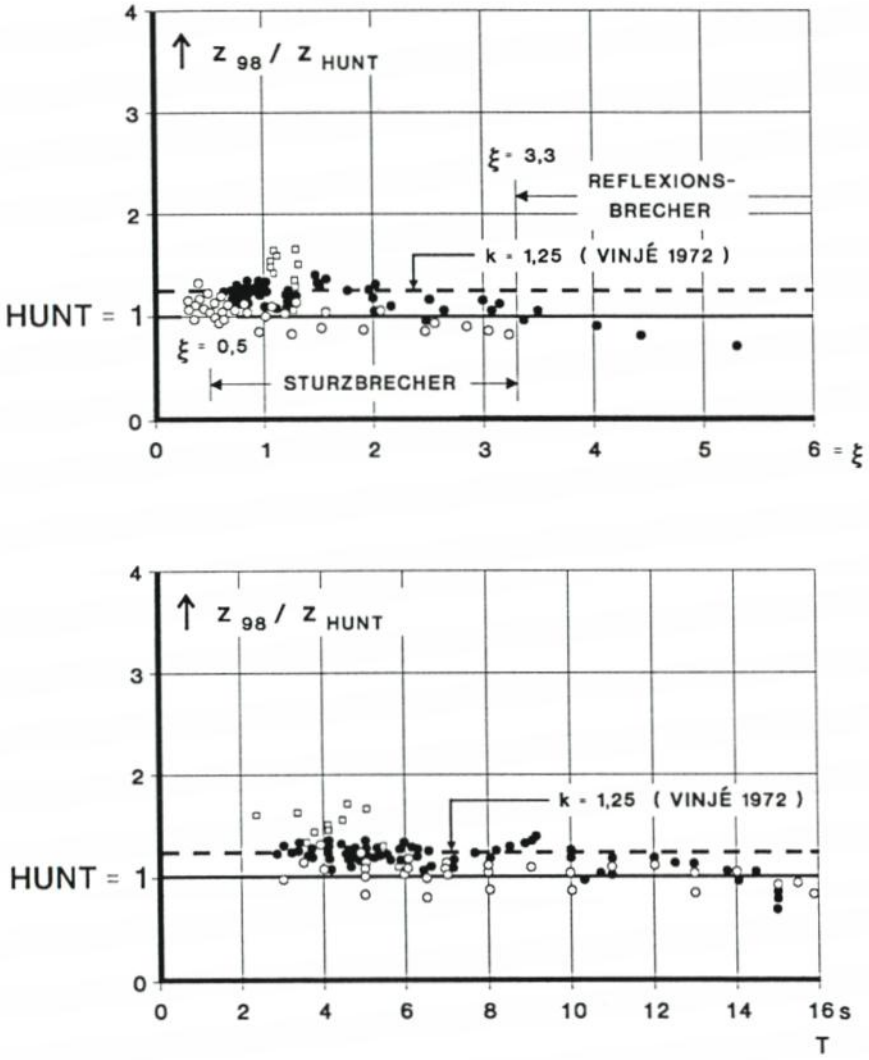


Abb. A4.16. Wellenauflaufhöhe z für reguläre Wellen. Vergleich mit der Formel von WASSING (aus [10])

In Abhängigkeit von der Brecherkennzahl (oben) bzw. von der Wellenperiode (unten) sind die Untersuchungsergebnisse aus dem GWK auf die Bemessungsformel nach WASSING (Abb. A4.16) und nach HUNT (Abb. A4.17) bezogen. Verhältniswerte kleiner als 1 bedeuten, daß der Wellenauflauf überschätzt wird, während oberhalb 1 liegende Werte zu einer auf der unsicheren Seite liegenden Berechnung des Wellenauflaufes führen.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214



BÖSCHUNG GLATT
GROSSER WELLENKANAL
(0,5 m ≤ H ≤ 2,0 m)

□ = 1 : n = 1 : 4
• = 1 : n = 1 : 6
○ = 1 : n = 1 : 12

Abb. A4.17. Wellenauflaufhöhe z für reguläre Wellen. Vergleich mit der Formel von HUNT (aus [10])

Bei der Formel von WASSING treten erhebliche Abweichungen besonders bei der flachsten Böschung mit 1 : n = 1 : 12 und bei den oberen Brecherkennzahlen ξ und Wellenperioden T auf, wo die Versuchswerte nahezu das 4fache der berechneten Werte ergeben, auch bei der Böschung mit 1 : n = 1 : 6 erreichen die Abweichungen noch nahezu den Wert 3. Ähnliche Abweichungen wurden ebenfalls bei Naturmessungen festgestellt [40].

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

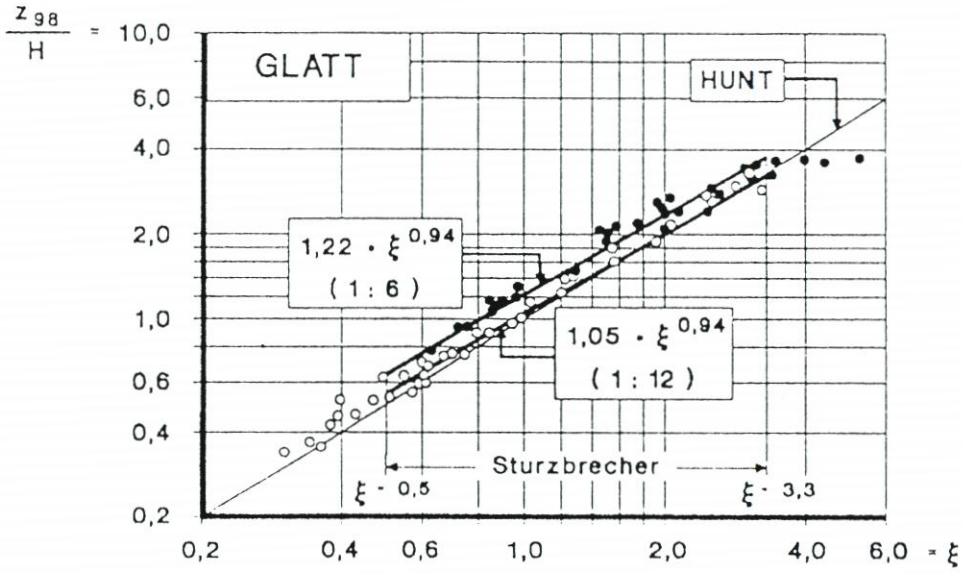


Abb. A4.18. Wellenauflaufhöhen z in Form von Verhältniswerten z_{98}/H (aus [10])

Aus Abb. A4.16 (unten) geht weiterhin hervor, daß für Wellenperioden unter $T \approx 6$ s die rechnerischen Werte eine obere Begrenzung der Versuchswerte darstellen. Für Wellen und Wellenspektren, bei denen bei Perioden $T > 6$ s keine nennenswerten Energiedichten auftreten, kann daher die Formel von WASSING durchaus zur Abschätzung der oberen Grenze der Wellenauflaufhöhen herangezogen werden (vgl. auch [8]).

Im Bereich der Wellenperioden ($T < 6$ s) zeigt die Formel von HUNT die größten Abweichungen zur unsicheren Seite (Abb. A4.17), die hier bei der steilsten untersuchten Böschungsneigung $1:n = 1:4$ mit Werten um 1,7 ihren Größtwert erreichen [8]. Bei den großen Wellenperioden und Brecherkennzahlen, bei denen die Formel von WASSING die größten Abweichungen zur unteren Seite (bis zum 4fachen) ergibt, zeigt die Formel von HUNT im Übergangsbereich zwischen Sturz- und Reflexionsbrecher (bei $\xi = 3{,}3$) dagegen eine gute Näherung mit Werten um 1, die bei Wellenperioden $T > 14$ s – im Reflexionsbrecherbereich – sogar < 1 werden. Mit rd. 1,7 als Größtwert und rd. 0,7 als Kleinstwert ist hier der Wertevorrat der Abweichungen auf Abb. A4.17 (HUNT) wesentlich kleiner als der auf Abb. A4.16 (WASSING); auch der Einfluß der Böschungsneigung ist auf Abb. A4.17 sowohl bei der Auftragung über der Brecherkennzahl ξ als auch über der Wellenperiode T erheblich geringer als auf Abb. A4.16.

Durch die Einführung eines konstanten Korrekturwertes $k = 1{,}25$ nach VINJÉ [44] in der Formel von HUNT

$$\text{HUNT-VINJE: } z_{98} = 1{,}25 \times z_{Hunt}$$

kann erreicht werden, daß nach Abb. A4.17 die Abweichungen zur unsicheren Seite für Böschungen steiler als $1:n = 1:6$ weitgehend verringert werden.

Eingehende Untersuchungen mit regulären Wellen wurden im GWK (Wellenhöhen von 0,5 m bis 2 m) für die Böschungsneigungen 1:6 und 1:12 [12, 14, 10] und im hydraulischen Modell (Maßstab 1:10) für die Neigungen 1:6, 1:8, 1:10 und 1:12 [35] durchgeführt. Die Ergebnisse der Untersuchungen im GWK sind in Bild A4.18 als $z_{98}/H = f(\xi)$ aufgetragen.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Allgemein zeigen die Untersuchungen, daß die Wellenauflaufhöhe an glatten Böschungen für alle untersuchten Böschungsneigungen im Bereich der Sturzbrecher ($0{,}5 < \xi < 3{,}3$) mit der auf die Gleichung nach HUNT aufbauende Beziehung der Form:

$$\frac{z_{98}}{H} = k\,(n) \times \xi^{0{,}94} \quad \text{für } \xi < 3{,}3$$

mit: k(n) = Korrekturfaktor als Funktion von n

ermittelt werden können. Bei dieser Gleichung erscheint die Brecherkennzahl ξ im Gegensatz zu der Gleichung von HUNT nicht mehr mit dem Exponenten 1; für den Bereich der Böschungsneigungen von 1:6 bis 1:12 kann der Exponent zu 0,94 angesetzt werden.

Die auf Abb. A4.18 aufgetragenen Untersuchungsergebnisse aus dem GWK verdeutlichen, daß im Falle flacher Böschungen der Gültigkeitsbereich der vorstehenden Gleichung mit guter Näherung auch auf Brecherkennzahlen $\xi < 0{,}5$ (Schwallbrecher) erweitert werden kann.

Der Einfluß der Böschungsneigung ist in dieser Beziehung sowohl in der Brecherkennzahl ξ als auch in dem zusätzlichen Korrekturfaktor k(n) enthalten. Der Korrekturfaktor k(n) nimmt mit größer werdendem n linear ab [35].

Für den Bereich der Reflexionsbrecher ($\xi > 3{,}3$) gilt:

$$\frac{z_{98}}{H} = \text{const.}$$

Als auf der sicheren Seite liegende Näherung können für den Bereich der Reflexionsbrecher die für $\xi = 3{,}3$ bestimmten Verhältniswerte z_{98}/H verwendet werden.

Eine Zusammenstellung der Bemessungsformeln für die Wellenauflaufhöhen regulärer Wellen an glatten Böschungen mit den Neigungen 1:n = 1:6, 1:8, 1:10 und 1:12 ist in Tab. A4.1 gegeben.

Tabelle A 4.1. Berechnung des Wellenauflaufes infolge regulärer Wellen an glatten Böschungen

Neigung n	Wellenaufaufhöhe z_{98}	
	$\xi < 3{,}3$	$\xi > 3{,}3$
6	$z_{98} = 1{,}22 \times H \times \xi^{0{,}94}$	$z_{98} = 3{,}74 \times H$
8	$z_{98} = 1{,}16 \times H \times \xi^{0{,}94}$	$z_{98} = 3{,}56 \times H$
10	$z_{98} = 1{,}11 \times H \times \xi^{0{,}94}$	$z_{98} = 3{,}41 \times H$
12	$z_{98} = 1{,}05 \times H \times \xi^{0{,}94}$	$z_{98} = 3{,}22 \times H$

4.2.4.3 Einfluß der Böschungsrauheit auf die Wellenauflaufhöhe

Die vorgenannten Beziehungen gelten für eine hydraulisch glatte Böschungsoberfläche (Asphaltbeton). Böschungsrauheiten in Form von Grasbewuchs, Betonblöcken, Schüttungen usw. bewirken Strömungswiderstände und aus der dadurch resultierenden erhöhten Energieumwandlung eine Verkleinerung des Wellenauflaufes. Zur Erfassung des Einflusses der erhöhten Rauheit auf den Wellenauflauf wurden im GWK an den 1:6 und 1:12 geneigten Böschungen Untersuchungen mit künstlichen Rauheiten in Form von Kunstgras und Blockrauheiten durchgeführt (Abb. A4.19).

„BLÖCKE" bezeichnet eine Böschung, bei der auf die glatte Asphaltböschung Betonquader (Höhe 0,14 m, Grundfläche 0,16 m · 0,16 m) in versetzter Reihenanordnung nach Abb. A4.19 (oben) aufgeklebt sind. Die Anordnung ist in dieser oder ähnlicher Form an

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

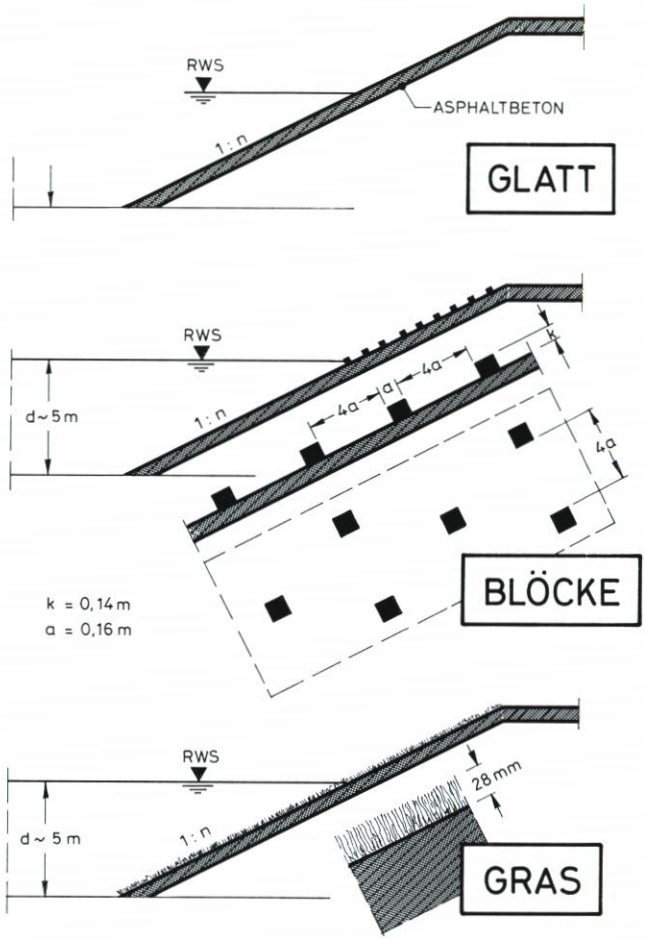


Abb. A4.19. Großer Wellenkanal; Versuchsböschungen mit verschiedenen Rauheiten: oben: Böschung glatt (Asphaltbeton), Mitte: Böschung mit Blockrauheiten, unten: Böschung mit Gras (Kunstgras) (nach [12])

zahlreichen Asphaltdeckwerken der deutschen Nord- und Ostseeküste zu finden. Zu beachten ist, daß diese Blockrauheiten nur oberhalb des Ruhewasserspiegels liegen; nach FRANZIUS [5] sind solche Blockrauheiten unterhalb des Ruhewasserspiegels unwirksam und damit überflüssig. „GRAS" ist auf Abb. A4.19 (unten) eine Böschung, bei der der Asphaltbeton der glatten Böschung durchgehend mit einer Kunstgrasmatte bedeckt ist, die nach Halmhöhe (28 mm) und -dichte annähernd die Oberfläche eines beweideten Grasdeiches repräsentiert.

Die Wirkung der Rauheit ist durch den Reduktionsfaktor r gegeben:

$$\text{Reduktionsfaktor } r = \frac{z_{98}\ (\text{rauh})}{z_{98}\ (\text{glatt})}$$

Auf Abb. A4.20 sind für die Böschungsneigung 1 : n = 1 : 6 die Reduktionsfaktoren r für die Block- und Grasrauheiten als Funktionen der Brecherkennzahl ξ aufgetragen. Infolge der nur

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

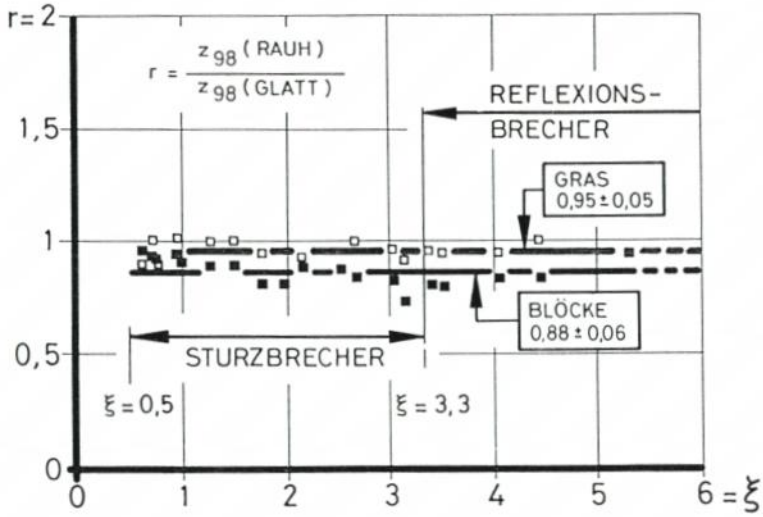


Abb. A4.20 Böschung 1 : n = 1 : 6, reguläre Wellen: Reduktionsfaktoren r für Block- und Grasrauheiten als Funktionen der Brecherkennzahl ξ (aus [12])

geringen Abnahme der Reduktionsfaktoren r mit zunehmender Brecherkennzahl ξ, kann der Einfluß der Böschungsrauheit durch konstante Werte beschrieben werden:

Blöcke: $r = 0{,}88 \pm 0{,}06$
Gras: $r = 0{,}95 \pm 0{,}05$

Bei der Grasböschung liegt der Reduktionsfaktor mit $r = 0{,}95 \pm 0{,}05$ am Rande der statistischen Signifikanz, da diese ohnehin kleine absolute Rauheitshöhe durch das Umbiegen bei den starken Auflauf- und Ablaufströmungen noch weiter verringert wird und damit als Verhältniswert zu den Wasserschichtdicken des Auflauf- und Ablaufschwalls (mehrere Dezimeter) nur noch wenig in Erscheinung tritt. Für die Praxis können daher die Wellenauflaufhöhen z an glatten Böschungen auch als obere Grenzwerte für Grasdeiche verwendet werden.

Die untersuchte Blockrauheit liefert mit $r = 0{,}88 \pm 0{,}06$ ebenfalls nur eine geringfügige Verminderung der Wellenauflaufhöhen. Es ist darauf hinzuweisen, daß der Kantenabstand, der in beiden Richtungen die 4fache Blockbreite ist (Abb. A4.19), keinesfalls den optimalen Abstand der Rauheitselemente darstellt (vgl. hierzu auch [5] und [22]).

Die Zunahme der Bremswirkung bei flacher werdenden Böschungen, die bei Franzius [5] und Schijf [34] im Bereich $3 \leq n \leq 6$ nachgewiesen wurde, konnte, wie bereits erwähnt, im Bereich der Böschungsneigungen 1 : n = 1 : 6 und 1 : 12 nicht festgestellt werden.

Für Böschungen aus Natursteinen werden nach Untersuchungen verschiedener Autoren (in [34]) Werte von r z. B. zwischen 0,75 und 0,80 für Setzsteine, zwischen 0,60 und 0,65 für Findlinge und zwischen 0,50 und 0,55 für Schüttsteine angegeben (vgl. auch [2]). Da aber die Steingrößen und die Packungsart sehr verschieden sein können, können solche Angaben nur ungefähre Anhaltswerte darstellen. Diese Ergebnisse stammen zumeist aus verkleinerten Modellen. Vergleichende Modellversuche sind zu empfehlen, wenn die Wirkung einer speziellen Rauheit bestimmt werden soll.

Die Rauheitswirkung tritt nur auf dem Bereich der Böschung auf, wo sich der Auflaufschwall mit seinen hohen Strömungsgeschwindigkeiten ausgebildet hat; dies ist i. allg. nur

oberhalb des Ruhewasserspiegels der Fall. Rauheitszonen sollten daher nur in den Bereichen angelegt werden, wo ihre Bremswirkung erwünscht ist. Künstliche Rauheiten in Druckschlagzonen können sogar zu zusätzlichen Beanspruchungen der Böschung führen.

4.2.4.4 Einfluß von Wellenspektren

Verallgemeinernde Aussagen zum Wellenauflauf unter Berücksichtigung des natürlichen Seeganges sind wegen der Vielzahl möglicher Wellenspektren nur mit Einschränkungen möglich. Zur Ermittlung des Wellenauflaufes wird hier auf die signifikante Wellenhöhe H_s und die Peakperiode T_p als beschreibende Größen der Spektren zurückgegriffen (vgl. Abschn. 3). Die Wellenauflaufhöhe z_{99}(spektral) wird dann nach der Beziehung:

$$z_{98}(\text{spektral}) = a \times z_{98}(\text{regulär mit } H_s \text{ und } T_p)$$
$$\text{mit: } a = \text{Verstärkungsfaktor}$$

berechnet (vgl. Abschn. 4.1).

Wird z_{98}(spektral) auf der Grundlage der Wellenauflaufformel von HUNT:

$$z_{98}(\text{spektral}) = a \times z_{\text{HUNT}} = a \times H_s \times \xi_p$$
$$\text{mit: } \xi_p = \xi(H_s, T_p, n)$$

bestimmt, liegt der Verstärkungsfaktor a nach Untersuchungen verschiedener Autoren (vgl. die Zusammenstellungen in [17] und [12]) in dem Bereich von:

$$1{,}3 < a < 2{,}9$$

Für eine weitergehende Beschreibung des Einflusses des natürlichen Seeganges auf den Wellenauflauf wird nachfolgend auf Untersuchungen im GWK mit Pierson-Moskowitz-Spektren an einer 1 : 6 geneigten Böschung [12] und auf erste Untersuchungsgebnisse mit der Böschungsneigung 1 : n = 1 : 12 zurückgegriffen. Auf Abb. A4.21 sind die Untersuchungsergebnisse (glatte Böschung, Asphaltbeton) als $z_{98}/H_s = f(\xi)$ zusammen mit den entsprechenden Ergebnissen für reguläre Wellen (vgl. Abschn. 4.2.4.2) dargestellt.

Anders als bei regulären Wellen kann die Wellenauflaufhöhe für beide untersuchten Böschungsneigungen in erster Näherung durch eine Gleichung beschrieben werden, so daß der Korrekturfaktor k (vgl. Abschn. 4.2.4.2) keine Funktion der Böschungsneigung ist (vgl. auch [45]). Die Vergrößerung des Wellenauflaufs gegenüber den regulären Wellen hat Größtwerte bei kleinen Brecherkennzahlen und nimmt mit zunehmender Brecherkennzahl stetig ab.

Bis zum Vorliegen weiterer, verallgemeinernder Untersuchungen mit anderen Typen von Seegangsspektren und weiteren Böschungsneigungen wird empfohlen, den Wellenauflauf an glatten Böschungen auf der Grundlage der vorstehenden Ergebnisse wie folgt zu berechnen:

$$z_{98} = 1{,}7 \times H_s \times \xi_p^{0,8}$$

$$\text{für: } \xi_p < 2{,}5 \text{ und } 1{:}n = 1{:}6 \text{ bis } 1{:}n = 1{:}12$$

$$\text{mit: } \xi_p = \xi(H_s, T_p, n) = \sqrt{\frac{g}{2\pi}} \times \frac{1}{\sqrt{H_s}} \times T_p \times \frac{1}{n}$$

Für eine vereinfachte Ermittlung der Wellenauflaufhöhen ist die vorstehende Beziehung in Abb. A4.22 für die Böschungsneigungen 1 : n = 1 : 6, 1 : 8 und 1 : 12 sowie als Extrapolation

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

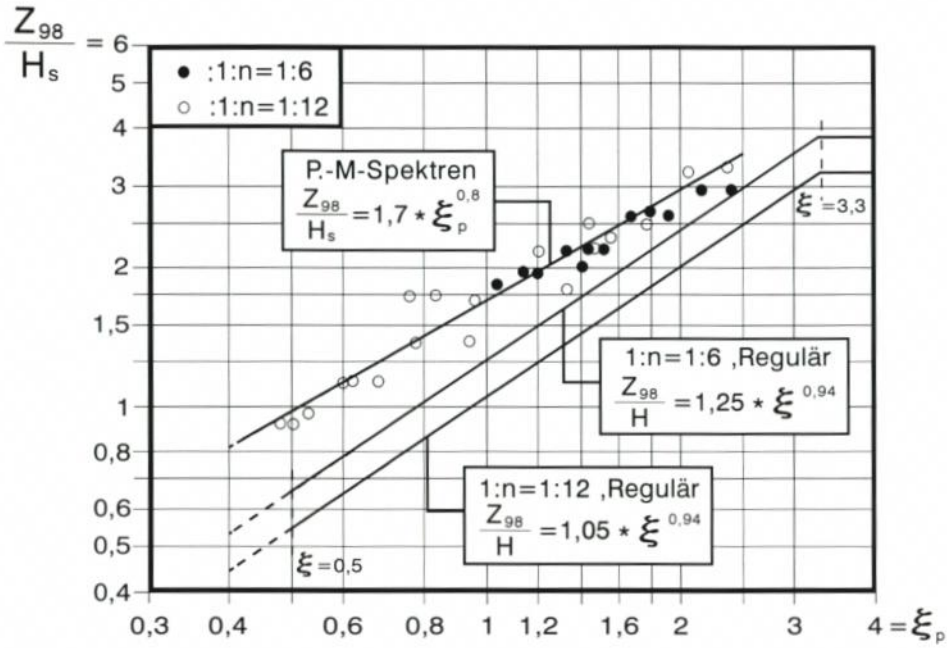


Abb. A4.21. Pearson-Moskowitz-Spektren: Wellenauflaufhöhe in dimensionaler Darstellung (z_{98}/H_s) aus Untersuchungen im GWK

für 1 : n = 1 : 4 für den Bereich der signifikanten Wellenhöhen von 0,5 m $< H_s <$ 2,5 m und der Peakperioden von 4 s $< T_p <$ 10 s aufgetragen.

Böschungsrauheiten bewirken bei Wellenspektren eine größere Reduktion der Wellenauflaufhöhe als bei regulären Wellen. Untersuchungen mit Pierson-Moskowitz-Spektren und den in Abschn. 4.2.4.3 beschriebenen Böschungsrauheiten ergaben an einer 1 : 6 geneigten Böschung folgende Reduktionsfaktoren:

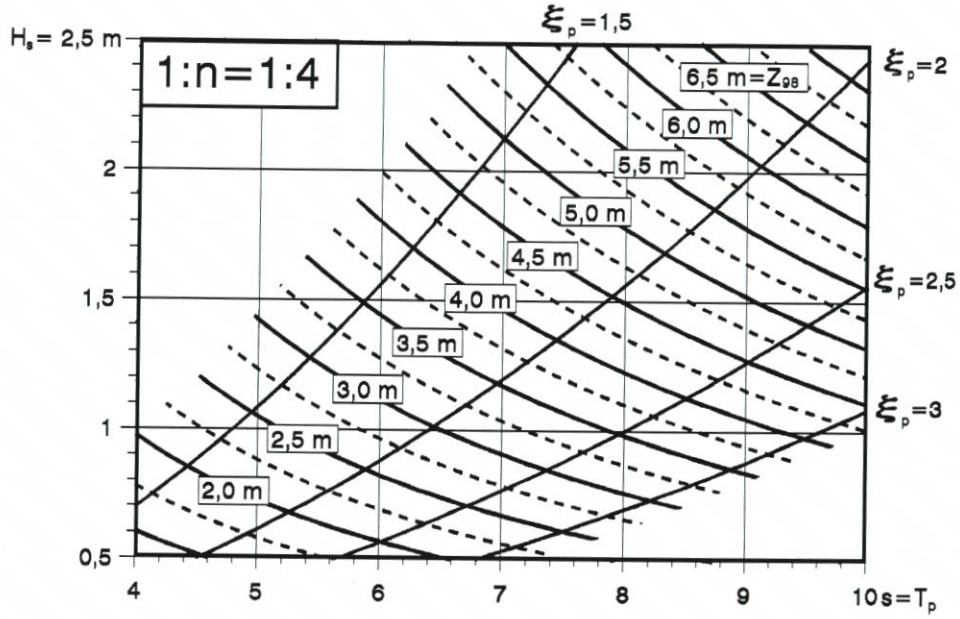
Blöcke: r = 0,75 ± 0,04 (regulär: 0,88 ± 0,06)
Gras: r = 0,87 ± 0,04 (regulär: 0,95 ± 0,05)

Hinsichtlich der Berücksichtigung der Böschungsrauheit für die Ermittlung der Wellenauflaufhöhen wird auf die Ausführungen in Abschn. 4.2.4.3 verwiesen.

4.2.4.5 Einfluß des schrägen Wellenangriffs

Die vorstehenden Bemessungshinweise zur Ermittlung des Wellenauflaufs an glatten und rauhen Deichböschungen basieren auf Untersuchungen in Wellenkanälen, so daß der Einfluß eines schrägen Wellenangriffs nicht erfaßt wurde. Ein schräger Wellenangriff mit Angriffswinkeln zwischen der Böschung und dem Wellenkamm in dem Bereich von β = 0° (senkrechter Angriff) und β < 40° führt zu einer Erhöhung des Wellenauflaufs regulärer Wellen [43]. Größtwerte dieser Erhöhung von bis zu 10 % wurden im Bereich der Angriffswinkel zwischen β = 20° und β = 30° gemessen. Bei Angriffswinkeln größer als 40° nimmt der Wellenauflauf gegenüber dem parallelen (β = 0°) Wellenangriff ab.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214



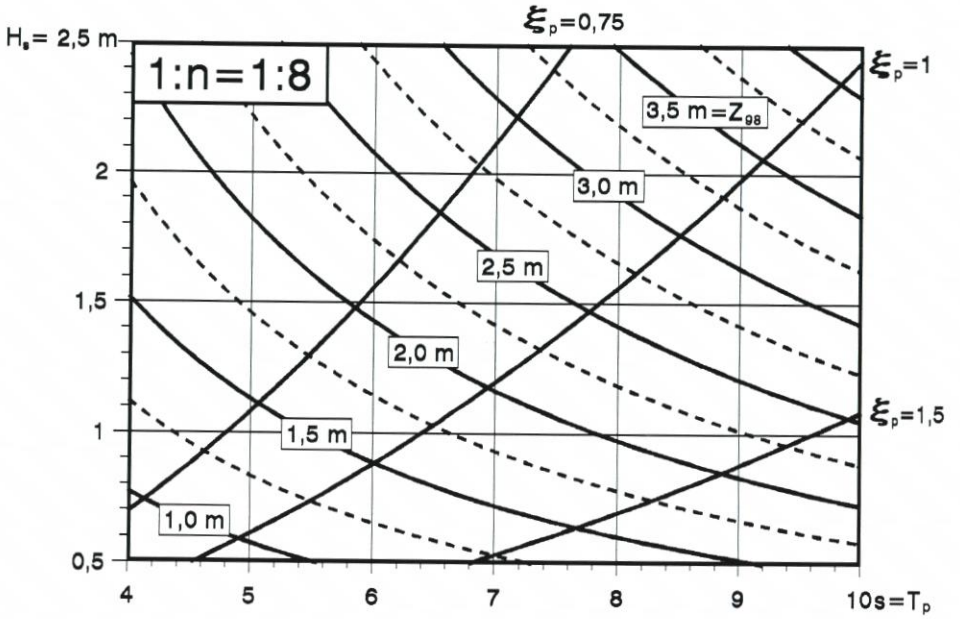
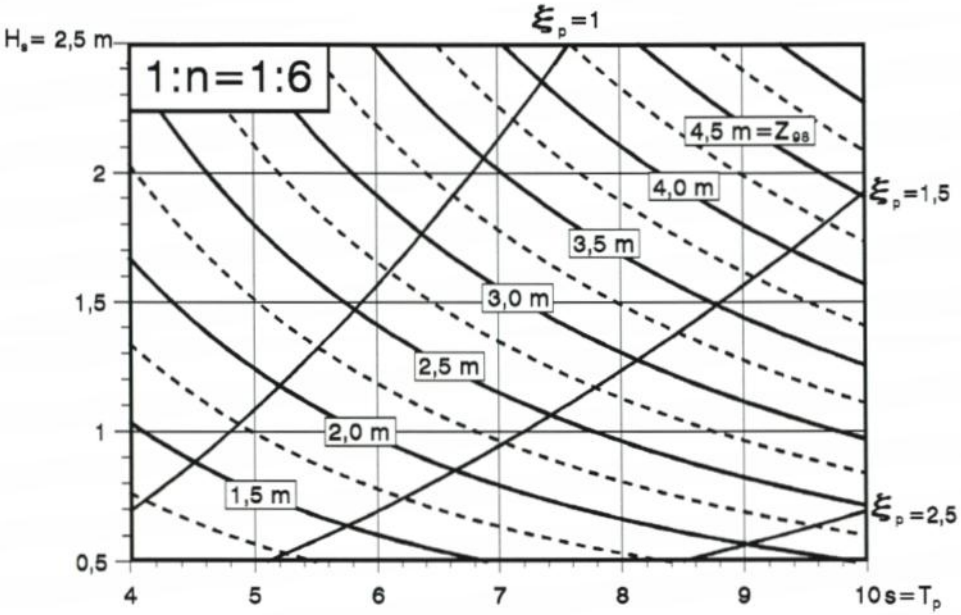


Abb. A4.22a. Wellenauflaufhöhe Z_{98} als Funktion der signifikanten Wellenhöhe H_s und der Peakperiode T_p (glatte Böschung) für Böschungsneigung 1:n = 1:4 und 1:8

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214



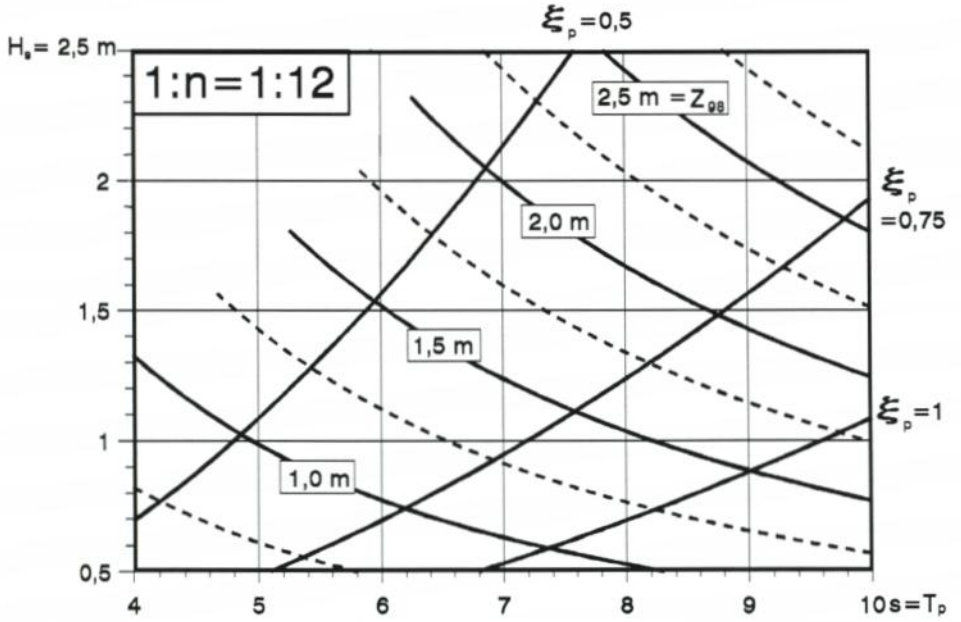


Abb. A4.22b. Wellenauflaufhöhe Z_{98} als Funktion der signifikanten Wellenhöhe H_s und der Peakperiode T_p (glatte Böschung) für Böschungsneigung 1:n = 1:6 und 1:12

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Zur Berücksichtigung des schrägen Wellenangriffs wird empfohlen, die für den senkrechten Wellenangriff ($\beta = 0°$) ermittelten Wellenauflaufhöhen um rd. 10 % zu erhöhen.

4.2.4.6 Knickprofile

Böschungen mit einem Knickpunkt, der eine obere Böschungsneigung 1 : n von einer unteren 1 : m trennt, werden sowohl als konkave als auch als konvexe Querschnittsform der Außenböschung ausgebildet (Abb. A4.23). Bei dem konkaven Profil (Abb. A4.23, oben) befindet sich dabei die steilere Böschung oberhalb, bei dem konvexen (Abb. A4.23, unten) unterhalb des Knickpunktes. Hinsichtlich der Wellenauflaufhöhen sind über Knickprofile eine Vielzahl von Untersuchungen durchgeführt worden.

Unter Beachtung der dynamischen Dauerlinien (s. Abb. A4.13 in Abschn. 4.2.3) kann als allgemeine Regel abgeleitet werden, daß bei einem Knickprofil die Seegangsbelastungen der oberen Böschung mit der Neigung 1 : n um so mehr der einer durchgehenden Böschung mit dieser Neigung gleichen, je höher der Ruhewasserspiegel oberhalb des Knickpunktes z_k liegt. Abb. A4.13 zeigt, daß das Wellental [z(D = 98 %)] sowohl bei regulären Wellen als auch bei Spektren für Brecherkennzahlen $\xi, \xi_p < 3$ höchstens um den Wert z = H bzw. $z = H_s$ unter den Ruhewasserspiegel fällt. Für Bemessungszwecke kann davon ausgegangen werden, daß sich die Wellenauflaufhöhen für Ruhewasserspiegellagen, die mehr als eine Wellenhöhe oberhalb des Knickpunktes liegen, asymptotisch an die einer durchgehenden Böschung mit der oberen Neigung 1 : n angleichen. Besonders zu beachten ist, daß bei einem konkaven Profil somit i. allg. ein höherer Wellenauflauf als bei einem konvexen Profil zu erwarten ist [20]. Naturmaßstäbliche Untersuchungen werden derzeit im GWK durchgeführt; die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in der nächsten Zeit veröffentlicht.

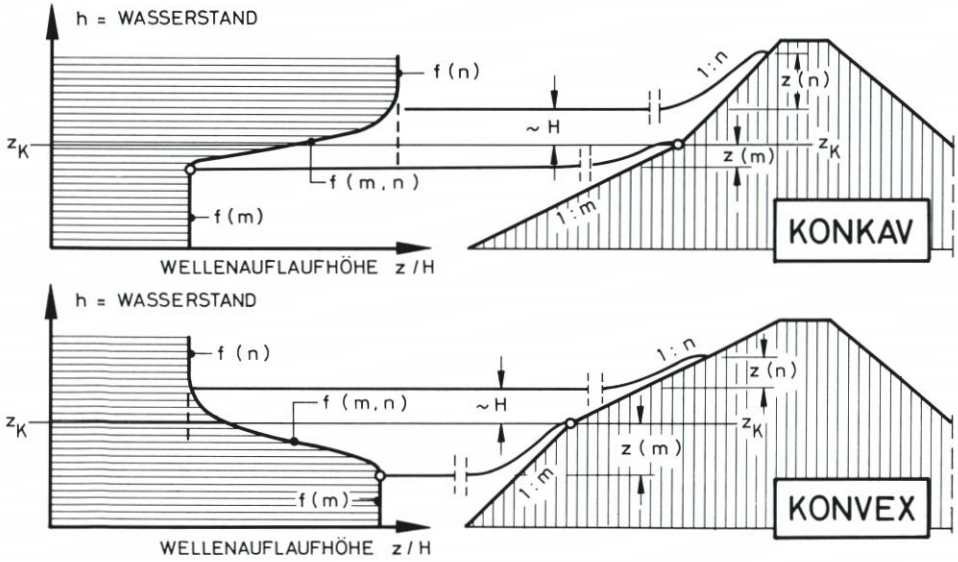


Abb. A4.23. Wellenauflaufhöhe z bei Knickprofilen (aus [10])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Bei Ruhewasserspiegellagen unterhalb des Knickpunktes wird die obere Böschungsneigung erst wirksam, wenn sie von dem Wellenauflauf erfaßt wird. Die Wellenauflaufhöhe, die vorher allein eine Funktion der Böschungsneigung 1 : m war, geht dann nach einem Übergangsbereich asymptotisch in einen Bereich über, der nur noch eine Funktion der oberen Böschungsneigung (1 : n) ist.

4.2.4.7 Wellenüberlauf

Wellenüberlauf tritt dann ein, wenn die Kronenhöhe z_k der Böschung niedriger als die Wellenauflaufhöhe z liegt, die sich bei entsprechend höherer Krone einstellen würde. Wellenüberlauf an Wellenschutzwerken wird aus planerischen Gründen teilweise gezielt zugelassen. Wegen der Unsicherheit in der Entwicklung der Sturmfluthöhen (vgl. Abschn. 2) in den nächsten Jahren und Jahrzehnten sollte für jede wellenbelastete Deichstrecke mit der Möglichkeit des Wellenüberlaufs gerechnet werden.

Konstruktiv ist im Falle des Wellenüberlaufes sicherzustellen, daß das überlaufende Wasser schadlos abgeführt werden kann. Die landseitige Böschung des Bauwerkes muß so ausgebildet werden, daß Beschädigungen durch Auswaschungen, die zum Bruch führen können, ausgeschlossen sind. Nach den Empfehlungen des Küstenausschusses Nord- und Ostsee [24] kann bei Grasdeichen mit der Binnenneigung 1 : 3 (und flacher) ein Wellenüberlauf einzelner Wellen zugelassen werden. Eingehende Untersuchungen über den Mechanismus der Zerstörung der Binnenböschung durch den ständig beschleunigten Überlaufschwall sind jedoch noch nicht verfügbar.

Die aus dem Wellenüberlauf einer Welle auf die Einheitsbreite des Bauwerkes bezogene Überlaufmenge V:

$$V = q \times T$$

mit: q: mittlerer Überlauf in $m^3/s \times m$
T: Wellenperiode

kann auf das Quadrat der Böschungslänge zwischen der Wellenauflaufhöhe z_i der betrachteten Welle, die ohne Wellenüberlauf auftreten würde und der Kronenhöhe z_K des Bauwerkes $(A_i - A_k)$ zurückgeführt werden (Abb. A4.24) [42]. Für reguläre Wellen und senkrechten Wellenangriff folgt:

$$V = q \times T = K \times (A_i - A_K)^2 = \frac{K}{(\sin\alpha)^2} \times (z_i - z_K)^2 \text{ für } z_i > z_K$$

mit: K = 0,035 [42]; Beiwert zur Berücksichtigung der Form der Auflaufzunge und der Schichtdicke des auflaufenden Wassers.

Die vorstehende Bestimmungsgleichung kann mit

$$z_i = z_{98}$$

verwendet werden, um den „maximalen" Wellenüberlauf näherungsweise abzuschätzen.

Es ist jedoch darauf hinzuweisen, daß die Angabe des mittleren Wellenüberlaufes während einer Wellenperiode keine Angaben zu den Überlaufgeschwindigkeiten und deren zeitlichen Variation (vgl. Abschn. 4.2.5) und damit zur Belastung der Bauwerkskrone bzw. der landseitigen Böschung ermöglicht (vgl. auch die weiterführenden Angaben in [31]).

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

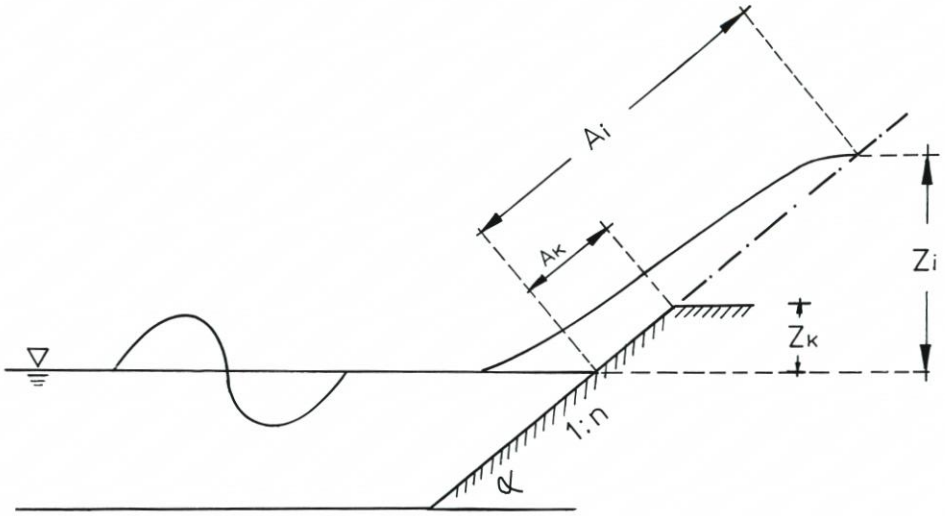


Abb. A4.24. Bezeichnungen zur Berechnung des Wellenüberlaufs

Für die Abschätzung der mittleren Wellenüberlaufmenge infolge des natürlichen Seeganges kann nach PILARCZYK nachfolgende Näherungsbeziehung für durchgehende glatte Böschungen angewendet werden:

$$y = e^{-2,5\,x} \text{ für } 0 \leq x \leq 2,5$$

$$x = \frac{z_K \times n}{\sqrt{\overline{H} \times L_0}} \text{ und } \quad y = \frac{\overline{q} \times \overline{T} \times \sqrt{n}}{0,1 \times \overline{H} \times L_0}$$

mit: z_K = Kronenhöhe des Bauwerks über dem Ruhewasserspiegel
H = mittlere Wellenhöhe ($H \approx 0,625 \times H_s$)
T = mittlere Wellenperiode ($T \approx 0,9 \times T_p$)
n = Böschungsneigung
q = mittlerer Überlauf je lfd m

4.2.5 Strömungsgeschwindigkeiten beim Wellenauf- und -ablauf

4.2.5.1 Allgemeines

Die Strömungsbelastung einer Böschung durch den Wellenauf- und Wellenablauf ist schematisch auf Abb. A4.25 dargestellt. Abb. A4.25 (oben) zeigt die Strömungsgeschwindigkeit an einem beliebigen Ort der Böschung als Funktion der Zeit. Theoretische Überlegungen und Messungen zeigen, daß die größten Geschwindigkeiten v(t) beim Auflauf [$+v_{max}(z)$] und beim Ablauf [$-v_{max}(z)$] bei den Durchgängen der Schwallfront auftreten. Dazwischen findet eine Bewegungsumkehr ($v = 0$) statt. Werden die vorgenannten zeitlichen Größtwerte der Geschwindigkeiten über die Böschungslänge aufgetragen (Abb. A4.25, unten), zeigen die Einhüllenden die größten instationären Strömungsbelastungen als Funktion des Ortes an. Es ergibt sich dabei sowohl für den Auflauf als auch für den Ablauf ein örtliches Maximum, im

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

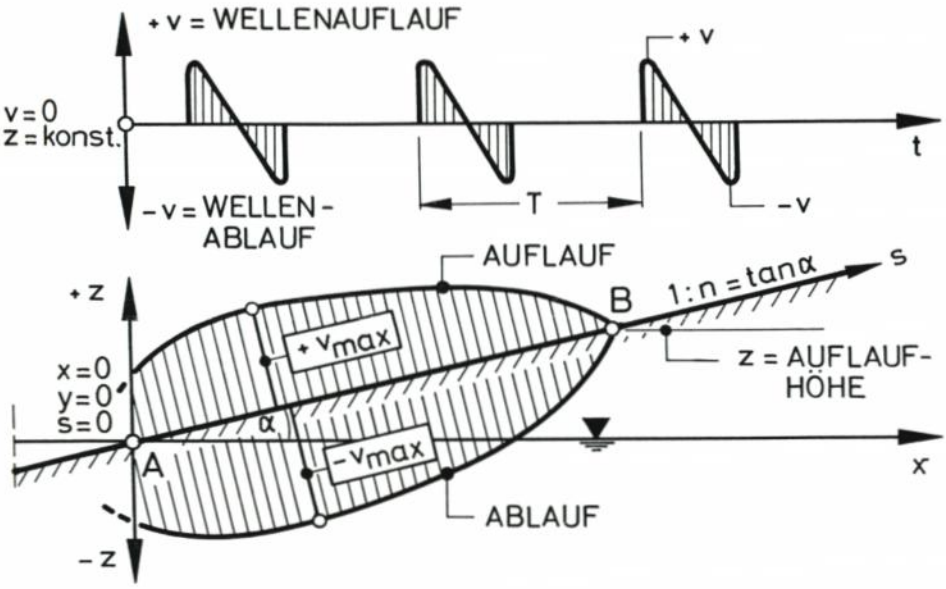


Abb. A4.25. Strömungsgeschwindigkeiten auf einer Böschung beim Wellenauflauf und Wellenablauf (schematisch), (nach [13])

folgenden als $+v_{max}$ und $-v_{max}$ bezeichnet, das die größte zeitliche und örtliche Strömungsbelastung auf dem gesamten durch den Wellenauf- und Wellenablauf erfaßten Böschungsbereich angibt.

Diese Größtwerte liegen in der Nähe des Ruhewasserspiegels; unterhalb dieser Höhe fallen die Geschwindigkeiten an der Sohle seewärts des Brechpunktes auf die Größe der Orbitalgeschwindigkeit der fortschreitenden Wellen auf dem Vorland ab. Oberhalb dieser Größtwerte nehmen die Einhüllenden in parabelähnlicher Form auf den Wert $\pm v = 0$ am Punkt der Wellenauflaufhöhe z ab.

Über die Größe und Verteilung der Auf- und Ablaufgeschwindigkeiten liegen nur sehr wenige Untersuchungen vor; überwiegend werden auf der Grundlage kleinmaßstäblicher Modelluntersuchungen mittlere Geschwindigkeiten betrachtet. Zur Abschätzung der Strömungsbelastung werden nachfolgend Ergebnisse aus dem GWK verwendet [13, 14, 10].

4.2.5.2 Auf- und Ablaufgeschwindigkeiten an einer glatten 1 : 6 geneigten Böschung

Auf Abb. A4.26 sind für verschiedene Brecherkennzahlen die Einhüllenden der zeitlichen Größtwerte aus Untersuchungen an einer 1 : 6 geneigten glatten Böschung (Asphaltbeton) aufgetragen. Aus der Zufallsverteilung der örtlichen Größtwerte wurden die Wahrscheinlichkeiten i = 50 % und i = 98 % ausgewählt; wobei die Werte $\pm v_{98,max}(z)$ entsprechend z_{98} als Bemessungswerte verwendet werden sollten. Deutlich ist die Abhängigkeit der örtlichen Strömungsverteilung $\pm v_{max}(z)$ von der Brecherkennzahl ξ ersichtlich. Bei kleinen Brecherkennzahlen (Abb. A4.26, oben) findet ein starker Abfall der Geschwindigkeiten von den Maxima bis zur Wellenauflaufhöhe statt, die bei großen Brecherkennzahlen ($1{,}28 \leq \xi \leq 3{,}01$)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

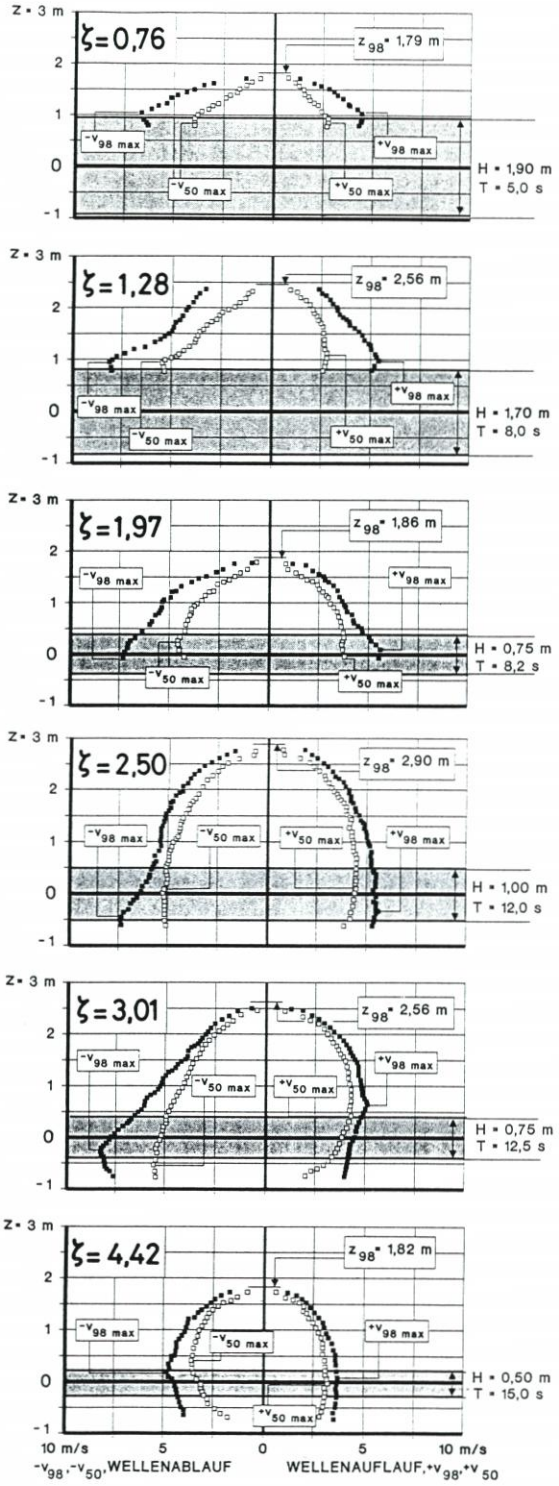


Abb. A4.26. GWK, Böschung glatt mit 1:n = 1:6: Wellenauflauf- und -ablaufgeschwindigkeiten bei verschiedenen Brecherkennzahlen ξ (aus [14])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

von einer langsamen Abnahme abgelöst werden; hier lassen die Funktionen an Parabeln angenäherte Formen erkennen. Im Reflexionsbrecherbereich (Abb. A4.26, unten) treten dagegen annähernd kreisförmige Funktionen auf, die auf den Übergang zur stehenden Welle (clapotis) hinweisen.

Als für die Bemessung kennzeichnende Größe sind aus den Auftragungen auf Abb. A4.26 vor allem die örtlichen Maxima für $\pm v_{98,max}$ und die Orte ihres Auftretens von Interesse. Für die Ermittlung von Bemessungsgrößen werden die Geschwindigkeiten in dimensionsloser Form auf eine formale mittlere Geschwindigkeit auf der Böschung bezogen. Es wird hierfür die Geschwindigkeit gewählt, die sich für die Wellenauflaufhöhe nach der Gleichung von HUNT ergibt, wenn vorausgesetzt wird, daß der Wellenauflauf und -ablauf jeweils eine halbe Wellenperiode T umfaßt. Diese Geschwindigkeit wird als v_{HUNT} bezeichnet [13, 14]:

$$v_{Hunt} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \times \frac{1}{\cos\alpha} \times \sqrt{g \times H}$$

Bemerkung: Formal entspricht v_{HUNT} der in anderen Untersuchungen [1] als Bezugsgeschwindigkeit verwendeten Schnelligkeit einer Flachwasserwelle bei einer Wassertiefe d, die der Wellenhöhe H entspricht (vgl. Abschn. 3),

$$c = \sqrt{g \times H}$$

Die zusätzliche Abhängigkeit von $\cos\alpha$ beinhaltet den Einfluß der Böschungsneigung.

Für reguläre Wellen an einer 1 : 6 geneigten, glatten Böschung sind in Abb. A4.27 die auf v_{HUNT} bezogenen örtlichen Geschwindigkeitsmaxima ($-v_{98,vax}/v_{HUNT}$) für den Wellenablauf (Abb. A4.27 oben, links) und ($+v_{98,max}/v_{HUNT}$) für den Wellenauflauf (Abb. A4.27 oben, rechts) als Funktion der Brecherkennzahl ξ dargestellt. Auf Abb. A4.27 (unten) ist der auf die Wellenhöhe H bezogene geometrische Ort $z(\pm v_{98,max})$ über dem Ruhewasserspiegel ($z/H = 0$) aufgetragen.

Die Gegenüberstellung der maximalen Auflauf- und Ablaufgeschwindigkeiten zeigt, daß die Auflaufgeschwindigkeiten durchweg größer als die Ablaufgeschwindigkeiten sind; physikalisch ist dies dadurch begründet, daß die Schichtdicken des Wassers beim Wellenablauf geringer als beim Wellenauflauf sind. Die dimensionslosen Auftragungen zeigen im Sturzbrecherbereich bis $\xi = 3{,}3$ einen monoton steigenden Verlauf, der nach FÜHRBÖTER und WITTE [14] durch Potenzfunktionen genähert werden kann:

$$\text{Auflauf:} \quad \frac{+v_{98,max}}{v_{HUNT}} = f(\xi) = 1{,}7 \times \xi^{0,4}$$

$$\text{Ablauf:} \quad \frac{-v_{98,max}}{v_{HUNT}} = f(\xi) = 2{,}2 \times \xi^{0,4}$$

Ein scharfer Übergang tritt an der Grenze vom Sturz- zum Reflexionsbrecher ($\xi = 3{,}3$) auf; die Funktionen für die Auflauf- und Ablaufgeschwindigkeiten haben für $\xi > 3{,}3$ eine fallende Tendenz.

Wie aus den Beispielen aus Abb. A4.26 hervorgeht, sind die örtlichen Maxima der Strömungsgeschwindigkeiten auf der Böschung besonders im Bereich der größeren Brecherkennzahlen nur schwach ausgeprägt, was die Bestimmung des geometrischen Ortes der maximalen Belastung zum einen erschwert und zum anderen zu untergeordneter Bedeutung werden läßt, da auch oberhalb und unterhalb dieser Orte $z(\pm v_{max})$ hohe Strömungsgeschwindigkeiten vorhanden sind. Die Darstellung von $z(\pm v_{98,max})$ als $f(\xi)$ auf Abb. A4.27 (unten)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

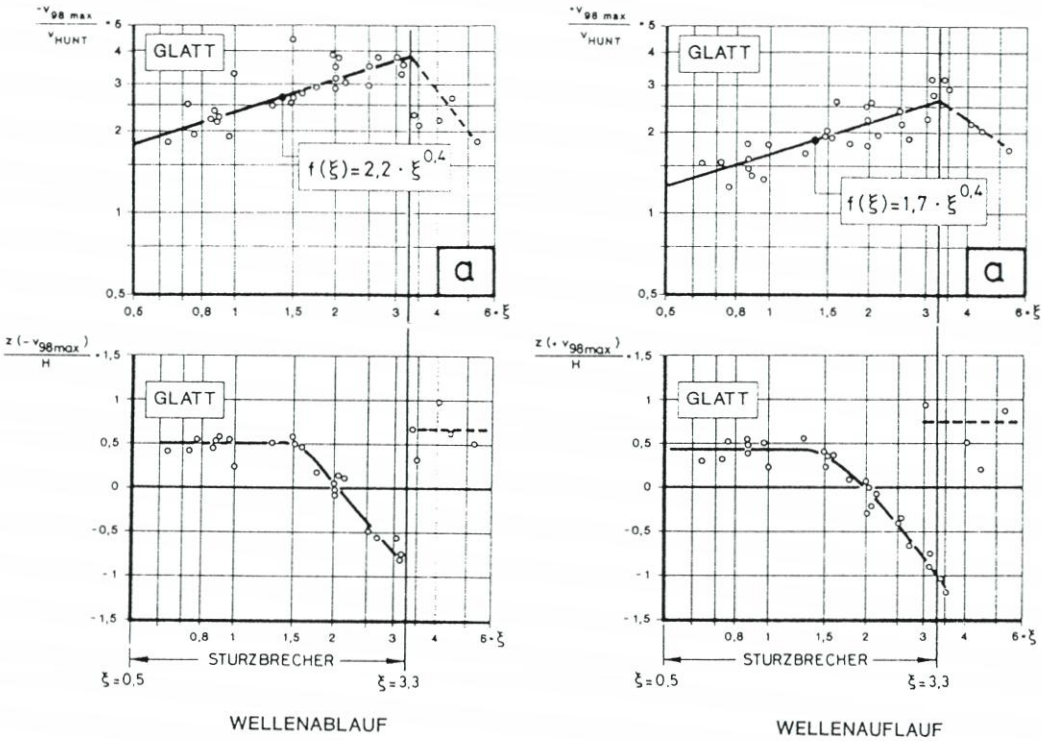


Abb. A4.27. Reguläre Wellen, Böschung (glatt) 1 : n = 1 : 6; oben: maximale Strömungsgeschwindigkeiten $\pm\, v_{98max}$ in dimensionslosen Darstellungen; unten: Geometrischer Ort des Auftretens über dem Ruhewasserspiegel (z = O), (aus [14])

kann daher als repräsentativ für den Bereich der größten Strömungsgeschwindigkeiten angesehen werden. Sowohl für den Wellenauflauf als auch für den Wellenablauf treten diese in einer Höhe von $z \approx 0{,}5$ H über dem Ruhewasserspiegel im Bereich der Brecherkennzahlen $0{,}5 < \xi < 1{,}5$ auf, um dann in einem Übergangsbereich steil auf Werte um $z = -1$ * H unter den Ruhewasserspiegel abzusinken. Im Reflexionsbereich dagegen liegt der Streubereich beim Auf- und Ablauf wieder bei $z \approx 0{,}5$ H über dem Ruhewasserspiegel.

4.2.5.3 Einfluß von Böschungsrauheiten

Die naturmaßstäblichen Untersuchungen im GWK mit unterschiedlichen Böschungsrauheiten („GRAS" und „BLÖCKE", vgl. Abschn. 4.2.4) ergaben, daß entsprechend der Vorgehensweise für die Wellenauflaufhöhe z die Wirkung der Rauheiten auch bei den Auflauf- und Ablaufgeschwindigkeiten durch einen in etwa für alle Brecherkennzahlen konstanten

$$\text{Reduktionsfaktor} \quad r = \frac{\pm\, v_{98,\,max}\ (\text{rauh})}{\pm\, v_{98,\,max}\ (\text{glatt})}$$

berücksichtigt werden können [13, 14]:

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Gras: $+v_{98,\,max}$: $r \sim 0{,}8$
$-v_{98,\,max}$: $r \sim 0{,}4$
Blöcke: $+v_{98,\,max}$: $r \sim 1{,}0$
$-v_{98,\,max}$: $r \sim 0{,}6$

Die vorstehenden Zahlenwerte können nur Anhaltswerte über die Verminderung der Strömungsbelastung infolge von Böschungsrauheiten geben. Die starke Bremswirkung der Grasrauheit im Bereich des Wellenablaufs ist ein Hinweis darauf, daß sich eine gepflegte Grasnarbe deutlich ermäßigend auf die Strömungsbelastungen auswirkt.

4.2.5.4 Einfluß von Wellenspektren

Untersuchungen für Wellenspektren liegen wiederum nur für das Pearson Moskowitz-Spektrum vor (vgl. Abschn. 4.2.4). Wie auch bei den Wellenauflaufhöhen findet im Vergleich zu den Ergebnissen regulärer Wellen eine Verstärkung der Strömungsgeschwindigkeiten statt, trotz einer leichten Abnahme mit zunehmenden Brecherkennzahlen kann näherungsweise von einem konstanten Verstärkungsfaktor a ausgegangen werden [13]:

$$\text{Wellenauflauf} \quad a = \frac{+v_{98,\,max}\ (\text{Spektren})}{+v_{98,\,max}\ (\text{regulär})} = 1{,}5$$

$$\text{Wellenablauf} \quad a = \frac{-v_{98,\,max}\ (\text{Spektren})}{-v_{98,\,max}\ (\text{regulär})} = 1{,}2$$

Für den Bereich der signifikanten Wellenhöhen von $0{,}5\ \text{m} < H_s < 2{,}5\ \text{m}$ und den Peakperioden von $4\ \text{s} < T_p < 10\ \text{s}$ sind in Abb. A4.28 die Geschwindigkeiten $\pm v_{98,max}$ für die 1:6 geneigte, glatte Böschung aufgetragen.

Hinweise über Naturuntersuchungen bzw. Laboruntersuchungen mit anderen Seegangsspektren sind bis heute nicht verfügbar; hier sind weitere Untersuchungen erforderlich.

4.2.5.5 Einfluß der Böschungsneigung

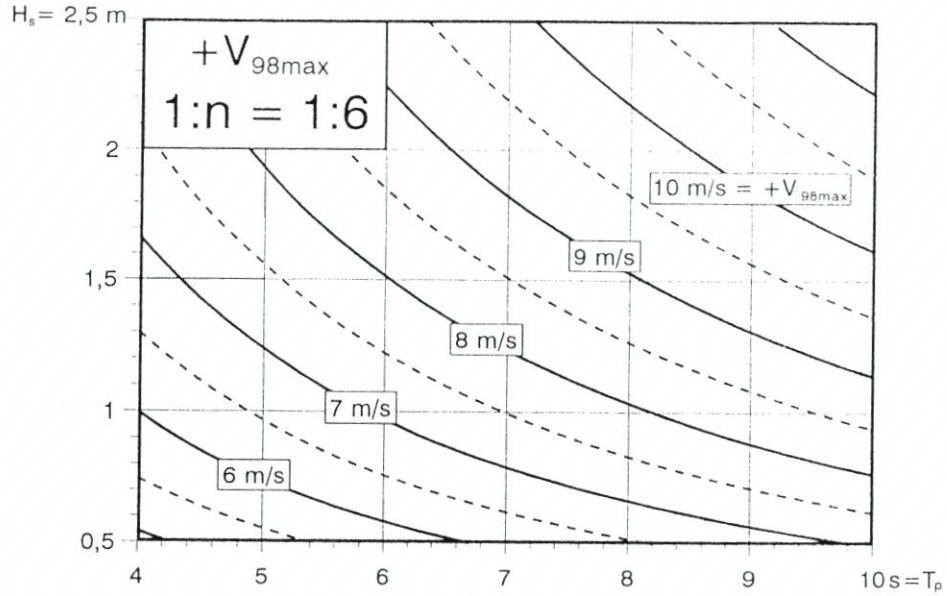
Alle vorstehenden Ergebnisse basieren auf Untersuchungen an 1:6 geneigten Böschungen im GWK. Weitergehende Untersuchungen an 1:12 geneigten Böschungen [10, 35] zeigen, daß anders als bei den Wellenauflaufhöhen nur geringe und unsystematische Unterschiede in den auf v_{HUNT} bezogenen Strömungsgeschwindigkeiten zwischen den Böschungsneigungen 1:6 und 1:12 auftreten. Für eine Abschätzung der Strömungsgeschwindigkeiten kann somit für reguläre Wellen und glatte Böschungen in erster Näherung von den Bestimmungsgleichungen

$$\text{Auflauf:} \quad \frac{+v_{98,\,max}}{v_{HUNT}} = f(\xi) = 1{,}7 \times \xi^{0,4}$$

$$\text{Ablauf:} \quad \frac{-v_{98,\,max}}{v_{HUNT}} = f(\xi) = 2{,}2 \times \xi^{0,4}$$

$$\text{mit:} \quad v_{HUNT} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \times \frac{1}{\cos\alpha} \times \sqrt{g \times H} \qquad \text{und: } \xi < 3{,}3$$

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214



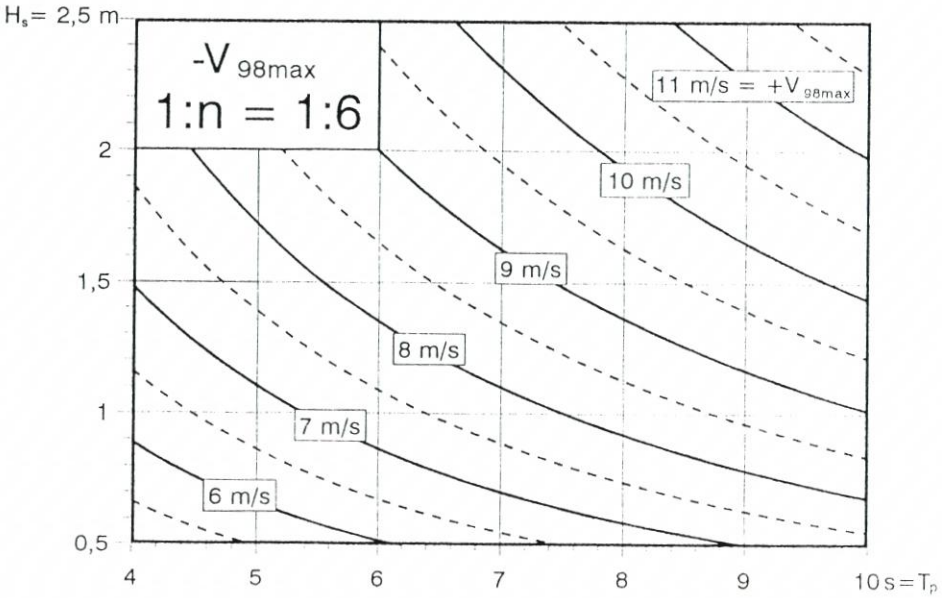


Abb. A4.28. Wellenauflaufgeschwindigkeit $+v_{98,\,max}$ (oben) und Wellenablaufgeschwindigkeit $-v_{98,\,max}$ (unten) als Funktion der signifikanten Wellenhöhe H_s und der Peakperiode T_p. (Böschung 1:n = 1:6, glatt)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Abb. A4.29. Umrechnung von $\pm v_{98,\,max}$ von 1:n = 1:6 auf andere Böschungsneigungen (aus [14])

ausgegangen werden. Für Seegangsspektren und Böschungsrauheiten sind darüber hinaus die vorstehenden Verstärkungs- bzw. Reduktionsfaktoren zu berücksichtigen.

Die für die Böschungsneigung 1:n = 1:6 ermittelten maximalen Strömungsgeschwindigkeiten als Funktion der Brecherkennzahl ξ können damit über die Funktion

$$\frac{v_{98,\,max}^{(n)}}{v_{98,\,max}^{(n=6)}} = f\,(n)$$

direkt auf andere Böschungsneigungen umgerechnet werden. Diese in Abb. A4.29 dargestellte Funktion, die der Potenz $n^{0,4}$ entspricht, ist sowohl für die Auflauf- als auch für die Ablaufgeschwindigkeiten gültig [14].

4.2.6 Böschungen mit Bruchstein- und Formkörperabdeckungen

4.2.6.1 Allgemeines

Für die Dimensionierung von Böschungen mit Bruchstein- oder Formkörperabdeckungen gegen Seegangsbelastungen werden nachfolgend Hinweise zur Ermittlung der erforderlichen Gewichte der Bruchsteine bzw. Formkörper gegeben. Aus der Vielzahl der in den vergangenen Jahrzehnten entwickelten empirischen Bestimmungsgleichungen wird auf die auf den Arbeiten von Irribarren aufbauende Hudson-Gleichung ([2]) sowie auf die niederländische Beziehung von Van der Meer [25], vgl. auch [3]) eingegangen.

Beiden Bemessungsformeln ist gemeinsam, daß die Wahl der in den Gleichungen enthaltenen empirischen Faktoren die erforderliche Steingröße maßgeblich beeinflussen. Eine Anwendung der Gleichungen als starres „Rezept" kann nicht zu einer optimalen Dimensionierung der Bauwerke führen. Vergleichsrechnungen und insbesondere die Erfahrungen des planenden Ingenieurs sind elementare Grundlage für die abschließende Festlegung der Bruch- oder Formsteinabmessungen sowie der Wahl der Stärke der Deckschicht.

4.2.6.2 Hudson-Formel

Die auf der Grundlage umfangreicher Untersuchungen in verkleinerten hydraulischen Modellen mit regulären Wellen entwickelte Hudson-Formel lautet:

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$W_{erf} = \frac{\gamma_r \times H_{bem}^3}{K_D \times (S_r - 1)^3 \times n}$$

Darin ist:
W_{erf} = erforderliches Gewicht eines Einzelblockes in der Deckschicht in kN
γ_r = Wichte des Blockes in kN/m^3
γ_w = Wichte des Wassers in kN/m^3
S_r = γ_r/γ_w
H_{bem} = Bemessungswellenhöhe in m ($H_{bem} = H_{1/10}$)
n = Böschungsneigung
K_D = dimensionsloser, experimentell ermittelter Koeffizient

In die HUDSON-Formel gehen die Böschungsneigung, die Bemessungswellenhöhe, die Wichte der verlegten Bruchsteine bzw. Formkörper sowie der umgebenden Flüssigkeit ein. In dem dimensionslosen K_D-Wert sind alle sonstigen Faktoren zusammengefaßt, wie z. B. die Form der Blockwerke, der Grad der Verzahnung und die Form der angreifenden Welle (brechende bzw. nichtbrechende Wellen), wenn sie auf das Bauwerk auftrifft. In Tab. A4.2 sind die im Shore Protection Manual 1984 [2] empfohlenen K_D-Werte von Bruch- und Formsteinen für geneigte Wellenbrecherschichten („no-damage"-Kriterien) zusammengestellt.

Besonders zu beachten sind folgende Abweichungen zu den, auf der Grundlage des Shore Protection Manual des Jahres 1977 in der Küste Heft 36 zusammengestellten Angaben zu der HUDSON-Formel:

1. Als maßgebende Wellenhöhe des Seegangsspektrums ist nicht mehr die signifikante Wellenhöhe H_s, sondern $H_{1/10}$ als Mittelwert der 10 % höchsten Wellen zu verwenden. Dies führt im Falle eines RAYLEIGH verteilten Seeganges zu einer Vergrößerung der anzusetzenden Wellenhöhe um rd. 27 % (vgl. Abschn. 3). Bei Annahme sonst gleicher Parameter führt dies zu einer Verdoppelung des erforderlichen Steingewichts W_{erf}.
2. Die Ergebnisse neuerer Modelluntersuchungen und Schadensbeobachtungen in der Natur machten es zusätzlich erforderlich, insbesondere im Falle brechender Wellen am Bauwerk den K_D-Beiwert zu reduzieren, was zu einer zusätzlichen Vergrößerung der erforderlichen Steingewichte führt.
3. Im Falle nicht brechender Wellen am Bauwerk wurden die K_D-Beiwerte teilweise erhöht.

Die im Shore Protection Manual empfohlenen K_D-Werte gelten für das „no-damage"-Kriterium, das heißt, es wird weniger als 5 % Zerstörung bzw. Umlagerung zugelassen. In Abhängigkeit von dem zugelassenen Maß der Zerstörung kann der K_D-Wert erhöht und damit das erforderliche Blockgewicht reduziert werden [2]. In der Praxis kann unter Umständen erwogen werden, einen höheren K_D-Wert als angegeben zu wählen, wenn einige Prozent an Zerstörung von vornherein in Kauf genommen werden. In diesem Falle sind die voraussichtlichen Kosten für eine Schadensbehebung gegen die Gesamtkosten des Bauwerkes durch Optimierung gegenüberzustellen, um zu einer wirtschaftlich vertretbaren Lösung zu gelangen.

Die Seegangsauswertung und -beurteilung ist ein weiterer entscheidender Einflußfaktor für die Dimensionierung der Deckschicht, da die Wellenhöhe mit der 3. Potenz in die Formel von HUDSON eingeht. Daher ist es sehr wichtig, zum Beispiel die Häufigkeit des Auftretens von stärkerem Seegang innerhalb eines Jahres oder eines größeren Zeitraumes abzuschätzen und daraus die Wahrscheinlichkeit abzuleiten, wie oft Wellen einer bestimmten Höhe (z. B. der vorgesehenen Entwurfswellenhöhe) in einem Seegangsspektrum überschritten werden. Für eine weitergehende Erläuterung dieser vorgenannten Aufgabenstellungen wird auf Abschn. 3 verwiesen.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tabelle A 4.2. K_D-Werte von Bruch- und Formsteinen für Deckschichten geneigter Wellenbrecher („no-damage"-Kriterium nach [2]. Einige Formkörper sind abgebildet in Empf. E, Abschn. 4.2 u. Abb. E 57)

Art des Konstruktionselementes	*)	Anordnung	Deckschicht für 1:n = 1:1,5 bis 1:5		Molenkopf		
			brechende Wellen k_D [–]	nicht brechende Wellen k_D [–]	brechende Wellen k_D [–]	nicht brechende Wellen k_D [–]	Böschungsneigung n [–]
Bruchsteine							
glatt, gerundet	2	zufällig	1,2	2,4	1,1	1,9	
glatt, gerundet	>3	zufällig	1,6	3,2	1,4	2,3	1,5 bis 3,0+)
rauh, scharfkantig	1	zufällig	–	2,9	–	2,3	
rauh, scharfkantig	2	zufällig	2,0	4,0	1,9 1,6 1,3	3,2 2,8 2,3	1,5 2,0 3,0
rauh, scharfkantig	>3	zufällig	2,2	4,5	2,1	4,2	1,5 bis 3,0+)
rauh, scharfkantig	2	Längsachse senkrecht	5,8	7,0	5,3	6,4	1,5 bis 3,0+)
Tetrapode und Quadripode	2	zufällig	7,0	8,0	5,0 4,5 3,5	6,0 5,5 4,0	1,5 2,0 3,0
Tribar	2	zufällig	9,0	10,0	8,3 7,8 6,0	9,0 8,5 6,5	1,5 2,0 3,0
Dolos	2	zufällig	15,8	31,8	8,0 7,0	16,0 14,0	2,0 3,0
abgeänderter Würfel	2	zufällig	6,5	7,5	–	5,0	1,5 bis 3,0+)
Hexapode	2	zufällig	8,0	9,5	5,0	7,0	1,5 bis 3,0+)
Toskane	2	zufällig	11,0	22,0	–	–	1,5 bis 3,0+)
Tribar	1	gleichmäßig	12,0	15,0	7,5	9,5	1,5 bis 3,0+)

*) Anzahl der Lagen in der Deckschicht
+) Die Abhängigkeit des K_D-Wertes von der Böschungsneigung wurde noch nicht untersucht

4.2.6.3 Niederländischer Ansatz

Auf der Grundlage eingehender groß- und kleinmaßstäblicher Untersuchungen mit Wellenspektren entwickelte VAN DER MEER [25] für die Dimensionierung von Bruchsteinabdeckungen eine Beziehung, in der der Einfluß der u. a. in dem K_D-Wert nach HUDSON zusammengefaßten Einflußgrößen

- Wellensteilheit
- Durchlässigkeit von Deckschicht und Filterschicht
- zulässiger Zerstörungsgrad und
- Sturmdauer

detaillierter unterschieden wird.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Als dimensionsloser Bemessungskennwert wird der Quotient aus Wellenhöhe und dem Produkt aus relativer Dichte mit dem mittleren Bruchsteindurchmesser definiert. Dieser Quotient ist eine Funktion einer Stabilitätskennzahl N_S, der aus der signifikanten Wellenhöhe und der mittleren Wellenperiode am Böschungsfuß berechneten Brecherkennzahl ξ_m sowie einem Exponenten b, dessen Größe von der Interaktion Wellen – Deckschicht abhängt:

$$\frac{H_s}{\Delta \times D_{n50}} = N_s \times \xi_m^b \qquad \Delta = \frac{\rho_r}{\rho_w} - 1$$

mit: H_s = signifikante Wellenhöhe
D_{n50} = mittlerer Durchmesser der Bruchsteine
ρ_r, ρ_w = Dichte der Bruchsteine und des Wassers

Bemerkung: Da das Steingewicht W (vgl. Abschn. 4.2.6.2) dem Durchmesser D in der 3. Potenz proportional ist

$$W \approx D^3$$

geht, wie auch in der HUDSON-Formel die Wellenhöhe in der 3. Potenz in die Bemessung der Deckschicht ein.

Die Stabilitätskennzahl N_s wird für brechende (plunging) Wellen und für nicht brechende (surging) Wellen nach den nachfolgend aufgeführten Bestimmungsgleichungen berechnet.

1.) brechende (plunging) Wellen:

$$N_s = 6{,}2 \times P^{0{,}18} \times \left(\frac{S}{\sqrt{N}}\right)^{0{,}2} \qquad \xi_m < \xi_{m\ crit}$$

$$\text{Exponent} \quad b = -0{,}5$$

2.) nicht brechende (surging) Wellen:

$$N_s = 1{,}0 \times P^{-0{,}13} \times \left(\frac{S}{\sqrt{N}}\right)^{0{,}2} \times \sqrt{n} \qquad \text{für: } \xi_m > \xi_{m\ crit}$$

$$\text{Exponent} \quad b = P$$

mit: P = Durchlässigkeitsbeiwert der Struktur
S = Beiwert zur Beschreibung des Zerstörungsgrades
N = für die Bemessung maßgebliche Wellenanzahl
n = Böschungsneigung

Die kritische Brecherkennzahl $\xi_{m,crit}$, die den Übergang von der brechenden zur nicht brechenden Welle beschreibt, folgt aus der Beziehung:

$$\xi_{m,\ crit} = \left(\frac{6{,}2 = P^{0{,}31}}{\sqrt{n}}\right)^{\frac{1}{P+0{,}5}}$$

Der Durchlässigkeitsbeiwert liegt zwischen P = 0,1 (Deckschicht mit Filterlage auf undurchlässigem Untergrund) und P = 0,6 (homogene Struktur), vgl. Abb. A4.30 [25]. Aus den Bestimmungsgleichungen für die erforderlichen Steinabmessungen ist ersichtlich, daß mit zunehmendem P die erforderlichen Abmessungen abnehmen. Physikalisch ist dies dadurch erklärbar, daß bei undurchlässigem Untergrund die Wasserbewegungen (insbesondere des Wellenablaufes) in der Deckschicht konzentriert ist und somit große Kräfte bewirkt.

Zur Verdeutlichung des Einflusses der Durchlässigkeit ist in Abb. A4.31 die zulässige signifikante Wellenhöhe als Funktion der Brecherkennzahl für die Durchlässigkeiten P = 0,1,

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

51

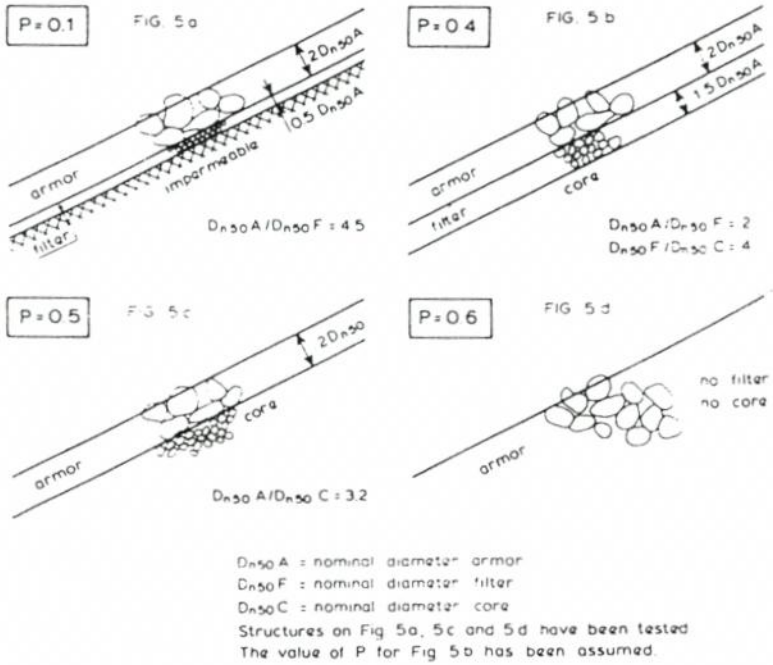


Abb. A4.30. Durchlässigkeitsbeiwert P (nach [26])

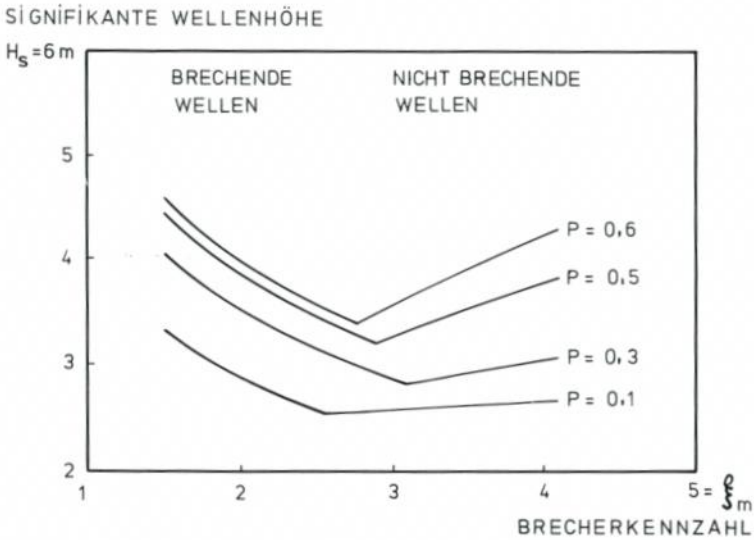


Abb. A4.31. Einfluß der Durchlässigkeit (nach [26])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

0,3, 0,5 und 0,6 für eine 1 : 3 geneigte Böschung mit einem mittleren Steindurchmesser D_{n50} = 1,0 m, einem Beiwert zur Beschreibung des Zerstörungsgrades von S = 5 und einer Sturmdauer von N = 3000 Wellen aufgetragen.

Für die Definition des Zerstörungsgrades S wird zwischen den Zuständen

- Beginn der Zerstörung
- Übergangsbereich und
- Versagen der Struktur

unterschieden.

Die erste Stufe (Beginn der Zerstörung) kann näherungsweise dem „no damage" Kriterium, das in der HUDSON-Formel angewendet wird, gleichgesetzt werden. Als Entwurfswerte für eine zweilagige Deckschicht werden die in Tab. A4.3 in Abhängigkeit von der Böschungsneigung zusammengestellten Beiwerte S empfohlen [25].

Tabelle A 4.3. Beiwerte zur Beschreibung des Zerstörungsgrades S [25]

Böschungsneigung	Zerstörungsgrad S		
	Zerstörungsbeginn	Übergangsbereich	Versagen der Struktur
1:1,5	2	3– 5	8
1:2	2	4– 6	8
1:3	2	6– 9	12
1:4	3	8–12	17
1:6	3	8–12	17

Entsprechend der Vorgehensweise zur Verdeutlichung des Einflusses der Durchlässigkeit zeigt Abb. A4.32 die zulässigen signifikanten Wellenhöhen als Funktion der Brecherkennzahl für die Beiwerte S = 2, 5, 8 und 12 für eine 1 : 3 geneigte Böschung mit einem mittleren Steindurchmesser D_{n50} = 1,0 m, einem Durchlässigkeitsbeiwert von P = 0,5 und einer Sturmdauer von N = 3000 Wellen.

Die Bemessungsgleichungen nach VAN DER MEER sind für Sturmdauern bzw. Wellenanzahlen zwischen N = 1000 und N = 7000 gültig. Die Untersuchungen zeigten eine maximale Zerstörung bzw. Stabilisierung eines Gleichgewichtszustandes bei rd. N = 8000 bis 9000 Wellen.

Für die Dimensionierung von Deckwerken mit Abdeckungen aus verklammerten Bruchsteinen, Steinsatz (z. B. Basaltsäulen), Betonsteinpflastern mit Horizontal- und/oder Vertikalverbund, Betonmatten usw. (vgl. Empfehlungen D) kann für eine Abschätzung der erforderlichen Abmessungen auf eine Erweiterung des vorstehend erläuterten Ansatzes zurückgegriffen werden [31].

Für brechende Wellen wird nach PILARCZYK [31] folgende Bestimmungsgleichung empfohlen:

$$\frac{H_s}{\Delta \times D} = \psi_u \times N_s \times \cos\alpha \times \xi_m^b$$

Hierin ist ψ_u ein durch Modelluntersuchungen ermittelter Vergrößerungsfaktor, der für Bruchsteine als Bezugsgröße den Wert $\psi_u = 1$ hat und für andere Deckschichten Werte $\varsigma_u \geq 1$ annimmt.

Als Bezugswert wird eine Stabilitätskennzahl

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

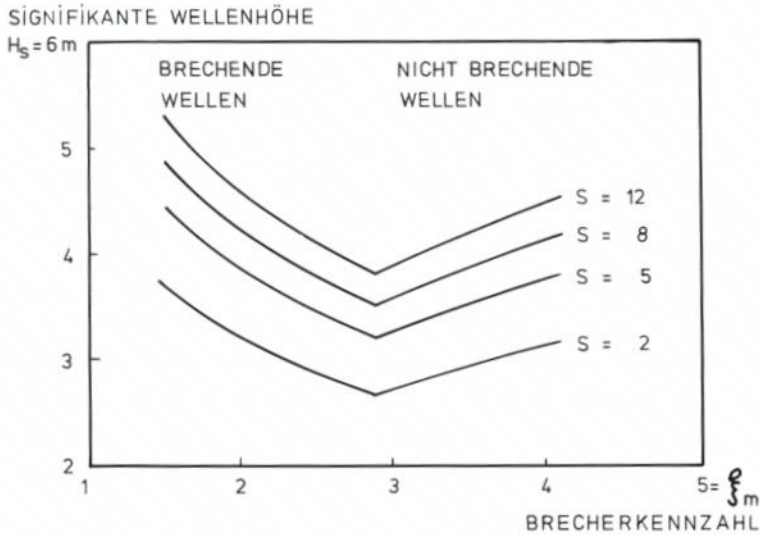


Abb. A4.32. Einfluß des Zerstörungsgrades (nach [26])

$$N_s = 6{,}2 \times p^{0{,}18} \times \left(\frac{S}{\sqrt{N}}\right)^{0{,}2} = 2{,}25$$

mit: P ≈ 0,1 (relativ undurchlässiger Untergrund)
N ≈ 3000
S ≈ 2 (Zerstörungsbeginn)

verwendet. Die vorstehenden Randbedingungen beschreiben in etwa die Verhältnisse, die den Untersuchungen zur Bestimmung der K_D-Werte der HUDSON-Formel zugrundegelegt wurden. Eine Zusammenstellung der in [31] empfohlenen Kenngrößen zur Dimensionierung der Deckschichten sind in Tab. A4.4 gegeben.

Die in der Tafel eingetragenen Vergrößerungsfaktoren gelten für den Zustand „Zerstörungsbeginn". Bei unverklammerten Schüttsteindeckwerken kann durch Steinumlagerungen eine „Selbstheilung" des Deckwerkes stattfinden. Bei den anderen Systemen hingegen kann ein kleiner Anfangsschaden sehr schnell zu einem fortschreitenden Zerstörungsprozeß führen; eine Stabilitätsreserve ist in diesen Fällen i. allg. nicht vorhanden.

4.3 Senkrechte Bauwerke (Strand- und Ufermauern)

4.3.1 Allgemeines

Die wellenerzeugten Drücke an senkrechten Wänden sind im allgemeinen die für die konstruktive Bemessung der Bauwerke maßgebenden Lastgrößen. Die Wellenhöhe, Periode und die Wellenangriffsrichtung sind die für die Ermittlung der Lastgrößen maßgebenden Parameter. Ausgehend von regulären, das Bauwerk belastenden Wellen sind grundsätzlich drei Lastfälle zu unterscheiden:

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Tabelle A 4.4. Kenngrößen zur Dimensionierung von Deckschichtsystemen (nach [31])

$$\frac{H_s}{\Delta_m \cdot D} = \psi_u \cdot N_s \cdot \cos\alpha \cdot \xi_m^b = \psi_u \cdot 2{,}25 \cdot \cos\alpha \cdot \xi_m^b$$

für $n \geq 2$

System	D b	Δ_m	ψ_u	Beschreibung	Filter	Grenzen/ Bemerkung
Bruchstein (Bezug)	$D = D_{m,50}$ $b = -0{,}5$	$\Delta_m = \Delta_{Steine}$	1,0	2 Schichten	Kornfilter	Zerstörungs-beginn
Gesetzte Steine	D: mittlere Schichtdecke	$\Delta_m = \Delta_{Steine}$	1,00 1,33 1,50	unregelmäßige Steine regelmäßige Steine Naturbasalt	Kornfilter	
Blöcke/ Blockmatten	D: Block/ Mattendicke	$\Delta_m = \Delta_{Beton}$	1,50	Einzelblöcke	Geotextilfilter auf Sand	$H_s < 1{,}5$ m
	$b \approx -2/3$		1,50	Einzelblöcke	Kornfilter	
			1,50	Einzelblöcke auf Geotextil befestigt		
			2,00	Einzelblöcke	Geotextilfilter auf Klei	
			$\geq 2{,}50$	Vergossene Blöcke – Stahlseilverbund – Betonformsteine (Horizontal- und Vertikalverbund)	Kornfilter	
Vergossene Schüttsteine	$D = D_{m,50}$ $b = -0{,}5$ bis	$\Delta_m = \Delta_{Steine}$	1,05	30 % der Hohlräume vergossen	Kornfilter	
	$b = -2/3$		1,50	60 % der Hohlräume vergossen		$H_s <$ $3 \div 4$ m

1. Die Wand wird durch Wellen belastet, die am Bauwerk vollständig oder teilweise reflektiert werden.
2. Die Wand wird durch brechende Wellen belastet.
3. Die Wand wird durch Wellen belastet, die bereits vor dem Bauwerk gebrochen sind.

Bei Beachtung des natürlichen Seeganges treten in der Regel die beiden erstgenannten Belastungsfälle gemeinsam auf, so daß eine direkte Trennung nicht möglich ist. Während die Belastung durch nichtbrechende Wellen einer quasistatischen mit der Wellenperiode oszillierenden Belastung entspricht, kann die Belastung durch brechende Wellen Druckschläge bewirken, die mit Belastungsspitzen mit Dauern im Millisekundenbereich eine hochgradig dynamische Belastung des Bauwerks bewirken. Welcher der Belastungsfälle für die Standsicherheit des Bauwerks maßgebend ist, hängt in starkem Maße von den geometrischen Gegebenheiten der Konstruktion sowie den örtlichen morphologischen und topographischen Verhältnissen ab und muß für jedes einzelne Bauwerk eingehend untersucht werden (vgl. hierzu die Ausführungen in Abschn. 3).

Nach dem heutigen Kenntnisstand sind zuverlässige Verfahren für die Ermittlung der Belastung aus nichtbrechenden Wellen verfügbar. Für die überschlägliche Ermittlung der Lastgrößen wird nachfolgend das einfach zu handhabende Verfahren nach SAINFLOU erläutert.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Für die dynamische Belastung aus brechenden Wellen kann noch kein gesichertes Verfahren empfohlen werden, so wird in dem Shore Protection Manual [2] noch das als unzulänglich bekannte Verfahren nach MINIKIN (vgl. Abschn. 4.3.3) dargestellt. Eingehende Untersuchungen, die derzeit im GWK durchgeführt werden, sind noch nicht abgeschlossen [28]; Bemessungsansätze, die auf diesen Untersuchungen basieren, werden in der nächsten Zeit veröffentlicht werden.

4.3.2 Belastung durch nicht brechende Wellen

Ein senkrechtes oder annähernd senkrechtes Bauwerk in einer Wassertiefe, die so groß ist, daß die höchsten vorkommenden Wellen nicht brechen, sondern reflektiert werden, wird durch den statischen Wasserüberdruck des Wellenberges und den Reflexionsdruck beansprucht. Durch Überlagerung der anlaufenden Wellen H_A mit den zurücklaufenden, reflektierten Wellen H_R entstehen stehende Wellen, wobei sich Wellenberg und Wellental am gleichen Ort innerhalb einer Wellenperiode T ablösen.

Die Wellenhöhe wird dabei verdoppelt, wenn der Reflexionskoeffizient $\varkappa_R = H_R/H_A = 1{,}0$ wird (vollständige Reflexion).

Der Reflexionskoeffizient (s. Abschn. 3.3) ist abhängig von der Wellensteilheit H/L, der relativen Wassertiefe d/L und der Wellenanlaufrichtung auf das Bauwerk. Er wird weiterhin durch die Art der Kontaktfläche zwischen Wellen und Bauwerk (z. B. mit Perforation) beeinflußt. Eine totale Reflexion tritt in der Regel nicht auf; besonders bei Wellensteilheiten $H/L >$ rund 0,05 und bei einer relativen Wassertiefe $d/L <$ rund 0.35 liegt $\varkappa_R$ ziemlich weit unter 1,0.

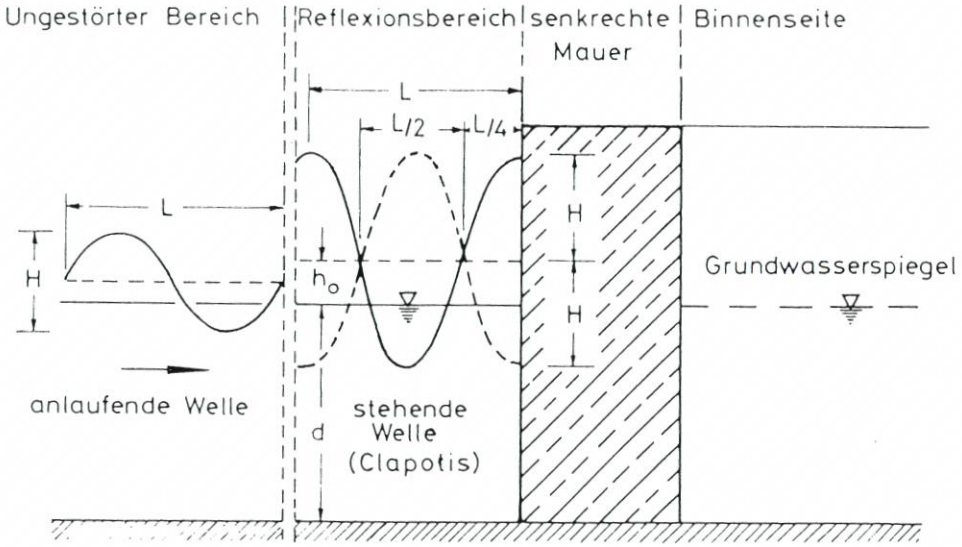
Für die Bestimmung des Wellendrucks ergeben die Verfahren nach SAINFLOU und nach MICHE-RUNDGREN die zuverlässigsten Ergebnisse. Das Verfahren nach SAINFLOU setzt vollständige Reflexion der Wellen voraus und liefert gute Ergebnisse für flache Wellen mit H/L = rd. 0,03 bis 0,04. Für steilere Wellen, bei denen das Verfahren nach MICHE-RUNDGREN die besten Ergebnisse liefert, werden die vorhandenen Druckordinaten überschätzt. Der Ansatz nach MICHE-RUNDGREN ermöglicht die Berücksichtigung nur teilweise reflektierender Wellen ($\varkappa_R < 1$), wobei nach den Empfehlungen des Shore Protection Manuales [2] ein Reflexionskoeffizient unterhalb von $\varkappa_R = 0{,}9$ nicht angesetzt werden soll. Für eine auf der sicheren Seite liegende Abschätzung der Belastungsfälle wird nachfolgend das einfach zu handhabende Verfahren nach SAINFLOU vorgestellt. Für Vergleichsrechnungen unter Verwendung anderer Berechnungsansätze wird auf das Schrifttum verwiesen (vgl. u. a. [2, 3]).

Die Ansätze für die dynamische Druckverteilung an einer senkrechten Wand sind in Abb. A4.33 dargestellt. SAINFLOU geht von einer total reflektierenden Welle (clapotis) an der Wand aus. Der ankommenden Welle ist also eine Reflexionswelle überlagert, und die resultierende stehende Welle erzeugt einen Reflexionsdruck, der dem quasistatischen Druckanteil infolge der veränderlichen Wasserspiegellage bei Wellenbewegung überlagert ist. Das Verfahren von SAINFLOU basiert auf der Trochoidal-Theorie; der Wellendruck wird aus der Orbitalbewegung der Wasserteilchen berechnet.

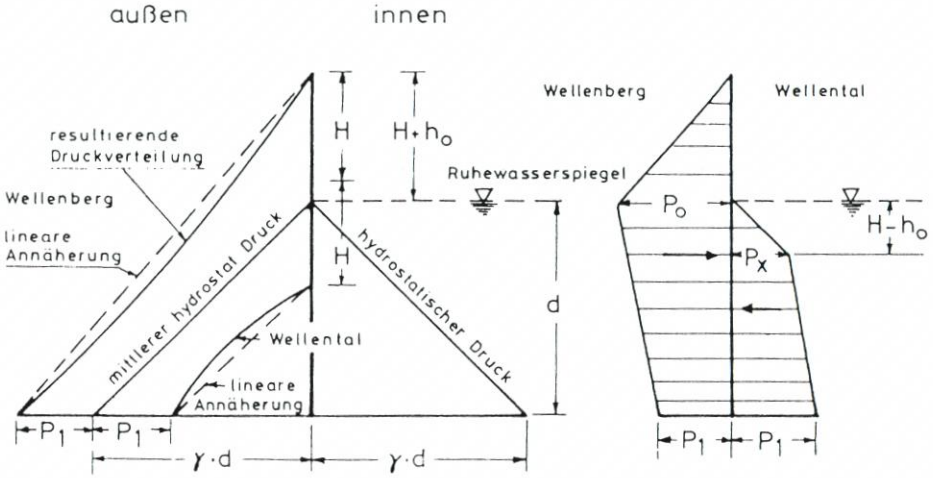
Der mittlere Wasserspiegel bei Wellenbewegung an einer Wand ist infolge der unsymmetrischen Form der trochoidalen Welle um den Betrag h_o gegenüber dem Ruhewasserspiegel erhöht. Es ist (Abb. A4.33)

$$h_o = \frac{\pi \times H^2}{L} \cosh\left(\frac{2\pi d}{L}\right)$$

mit H = durch Reflexion unbeeinflußte größte Wellenhöhe nicht brechender Wellen am Bauwerk
L = zugehörige Wellenlänge
d = Wassertiefe vor der Wand
γ = Wichte des Wassers



(a) Erläuterung des Berechnungsansatzes



(b) Ansatz des statischen und dynamischen Drucks

(c) Extreme Lastfälle

Abb. A4.33. Belastungsansatz nach SAINFLOU (nach [2])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Der mittlere hydrostatische Druck nimmt von $p = 0$ in Höhe des Ruhewasserspiegels linear mit der Wassertiefe auf $p_1 = \gamma \times d$ zu.

Da die Oberfläche der stehenden Welle über oder unter dem Ruhewasserspiegel liegt, nimmt der hydrostatische Druck periodisch zu oder ab. In der Gründungsfuge der Wand, das heißt in der Wassertiefe d, ergibt sich die Druckänderung zu:

$$p_1 = \frac{\gamma \times H}{\cosh\left(\frac{2\pi d}{L}\right)}$$

Bei linearer Druckverteilung ergeben sich die Druckordinaten p_o und p_x (Abb. A4.33) zu:

$$p_0 = (\gamma \times d + p_1) \times \frac{H + h_0}{H + h_0 + d}$$

$$p_x = \gamma \times (h - h_o)$$

Tatsächlich verläuft die Druckverteilung nicht, wie in Abb. A4.33 angegeben, linear. Die lineare Annäherung führt jedoch zu einer gegenüber den wirklichen Drücken ungünstigen Belastung, und die Abweichungen gegenüber einer genauen Druckberechnung sind nicht sehr erheblich. Fehler aus der Linearisierung sind unerheblich im Vergleich zu den Unsicherheiten, die in der Bestimmung der Bemessungswelle liegen.

Mit den vorgenannten Druckordinaten lassen sich nun die resultierenden Wellenkräfte und das Kippmoment auf die Wand in einfacher Weise berechnen, wobei gegebenenfalls Wasserstandsänderungen auf der Binnenseite der Wand analog (Abb. A4.33) zu berücksichtigen sind.

Gleichzeitig mit dem Wasserdruck muß unter Umständen auch ein entsprechender Sohlenwasserdruck aus den Welleneinflüssen berücksichtigt werden. Auf die Empfehlungen des Arbeitsausschusses „Ufereinfassungen" der Hafenbautechnischen Gesellschaft wird in diesem Zusammenhang hingewiesen.

Nicht immer können Strand- und Ufermauern so hoch gebaut werden, daß keine Wellen über das Bauwerk schlagen; vielmehr muß – vornehmlich aus wirtschaftlichen Gründen – im allgemeinen zugelassen werden, daß Wellen über die Mauer schlagen. Für den Lastfall reflektierender Wellen kann dieser Zustand nach dem Ansatz von SAINFLOU in der folgenden Weise berücksichtigt werden: Die Druckverteilung wird so ermittelt, als ob die Wand höher wäre; der die Wand überragende Anteil der Druckfigur wird jedoch bei der Ermittlung der resultierenden Kräfte beziehungsweise Momente nicht in Ansatz gebracht.

Die Wellenkräfte auf eine, auf einer Steinschüttung gegründeten, vertikalen Mauer können ähnlich wie im Falle einer niedrigen Mauer nach dem Verfahren von SAINFLOU berechnet werden. Für die Berechnung der Druckordinaten wird die Wassertiefe bis zur Sohle der Schüttung berücksichtigt, da die Schüttung wegen der in der Regel steilen Neigung die Wellenform nicht wesentlich verändert. Lediglich bei sehr flachen Neigungen des Fundamentes ist es zulässig, von der geringen Wassertiefe bis zum Fuße der vertikalen Wand auszugehen.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

4.3.3 Belastung durch brechende Wellen

4.3.3.1 Belastungsarten

Wie einleitend dargestellt, treten Lastfälle mit ausschließlich stehenden Wellen nicht auf. Auch bei nicht brechenden Wellen verursacht die Unregelmäßigkeit des Seeganges dynamische Stoßbelastungen. In vielen Fällen ist der Impuls dieser Wellenstöße nicht so groß, daß er maßgebend für die Stabilität wird. Maßgebend kann dieser Lastfall werden, wenn die Wellen in Bauwerksnähe brechen. Am ungünstigsten wird die Belastung, wenn die Wellen an der senkrechten Wand gerade zum Brechen neigen, Wand und Brechpunkt somit nahezu zusammenfallen. Zur Ermittlung von Lastansätzen bei der Druckschlagbelastung infolge brechender Wellen wurden eine Vielzahl von Modell- und Naturuntersuchungen vorgenommen (vgl. hierzu die Zusammenstellung in [48]), ohne daß ein Bemessungsansatz verfügbar ist, der allgemeine Anwendung finden kann. Gekennzeichnet sind die Druckschlagbelastungen an senkrechten Wänden durch lokale, kurzzeitig wirkende Spannungsspitzen, die bei Untersuchungen in verkleinerten Modellen bis an das rd. 220fache der Wellenhöhe reichen können; in naturmaßstäblichen Untersuchungen im GWK wurden Spannungsspitzen gemessen, die das 27fache der Wellenhöhe (bei H = 1,5 m) betrugen [30].

Drei räumlich-zeitliche Belastungsverläufe, die in Untersuchungen mit regulären Wellen mit Höhen von rd. 25 cm ermittelt wurden, sind in Abb. A4.34 zusammengestellt.

Für die lokale Belastung einer senkrechten Wand (Sprengwirkung in Rissen und Fugen) kann Typ 1 (Abb. A4.34, links), bei dem extrem hohe, örtlich eng begrenzte äußerst kurzzeitige Belastungsspitzen auftreten, maßgeblich sein. Wird die globale Belastung eines Bauwerks betrachtet, ist dem Typ II (Abb. A4.34, Mitte), bei dem infolge einer eingeschlossenen Lufttasche Schwingungen über die gesamte Struktur auftreten, besondere Aufmerksamkeit zu widmen.

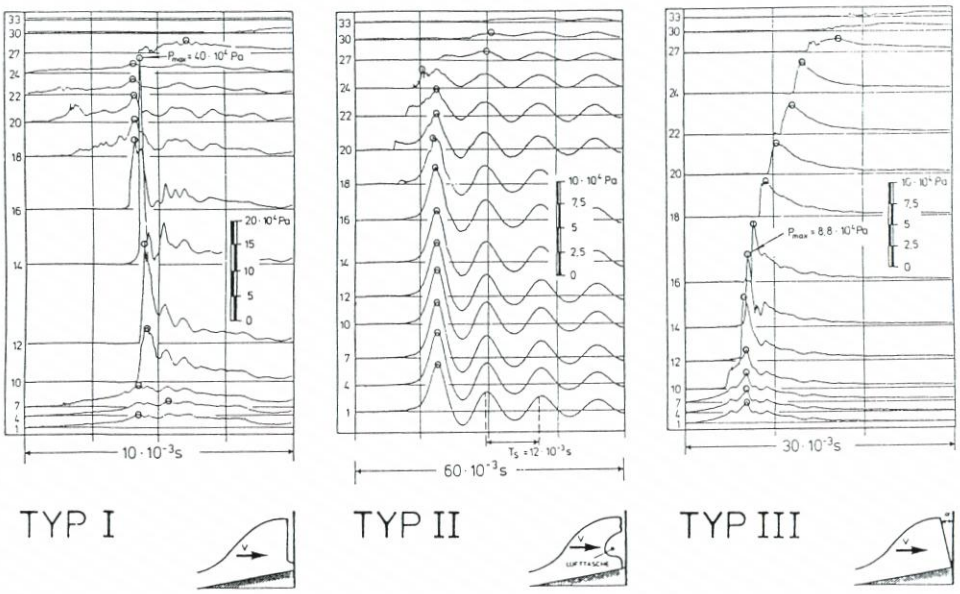


Abb. A4.34. Räumliche und zeitliche Druckschlagverläufe an einer senkrechten Wand (aus [47])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

In den heute verfügbaren Lastansätzen werden die Druckschlagbelastungen als statisch wirkende Lasten betrachtet. Der zeitliche Belastungsverlauf, der in Zusammenhang mit der Eigenfrequenz der belasteten Struktur sowohl eine dynamische Verstärkung als auch eine dynamische Dämpfung der Belastung bewirken kann (vgl. u. a. [48, 29]), wird bei diesen Lastansätzen nicht berücksichtigt.

4.3.3.2 Bemessungsansatz nach MINIKIN

Von der Vielzahl der Bemessungsansätze ist trotz ihrer erheblichen Mängel der Ansatz von MINIKIN am gebräuchlichsten. Dieser Ansatz wird nachfolgend der Vollständigkeit halber aufgeführt, er sollte jedoch nur für erste Voruntersuchungen im Rahmen der technisch wirtschaftlichen Optimierung verwendet werden. Für die abschließende Bemessung sollten Fachinstitute eingeschaltet werden.

Nach MINIKIN wird der Gesamtdruck durch Überlagerung eines hydrostatischen und eines aus dem Wellenstoß herrührenden dynamischen Druckanteils bestimmt (Abb. A4.35). Ausgehend von den Modellergebnissen, Messungen in der Natur und der Analyse von Fehlschlägen bei verschiedenen Molenbauten, stellt MINIKIN eine empirische Formel für den dynamischen Druck bei brechenden Wellen auf. Sie lautet in der im Shore Protection Manual [2] angegebenen Form:

$$P_{dyn} = 101 \cdot \gamma \cdot \frac{H_b}{L_d} \cdot \frac{d_s}{d} (d_s + d) \; [kN/m^2]$$

mit
H_b = Wellenhöhe im Brechpunkt
L_d = Wellenlänge in der Wassertiefe d
d = Wassertiefe eine Wellenlänge vor der Wand
d_s = Wassertiefe unmittelbar am Bauwerksfuß
γ = Dichte des Wassers s ~ 10 [kN/m³]

Der maximale, in Höhe des Ruhewasserspiegels angesetzte Druck p_{dyn} nimmt im Bereich der Wellenhöhe (Abb. A4.34) parabolisch ab. Es ist

$$p_{dyn}(\eta) = p_{dyn} \left[\frac{H_b - 2|\eta|}{h_b} \right]^2$$

wobei η die Entfernung vom Ruhewasserspiegel bezeichnet.

Der parabolische Druckabfall gegen Null im Bereich der Wellenhöhe kommt den Meßergebnissen in der Natur und im Modell relativ am nächsten. Da die Gleichung für einen speziellen Wellenbrechertyp mit einem zusammengesetzten Querschnitt entsprechend Abb. A4.35 entwickelt wurde, sind Verallgemeinerungen, zum Beispiel durch Einführung der Strandneigung, problematisch.

4.3.3.3 Bemessungsansatz nach GODA

Die in den vorangegangenen Abschnitten aufgeführten Lastansätze zur Bemessung senkrechter Strukturen im Falle nicht brechender und brechender Wellen am Bauwerk basieren auf Untersuchungen mit regulären Wellen, der natürliche Seegang wurde für die Ermittlung der Ansätze nicht berücksichtigt. Nachfolgend wird der Ansatz von GODA [15,

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

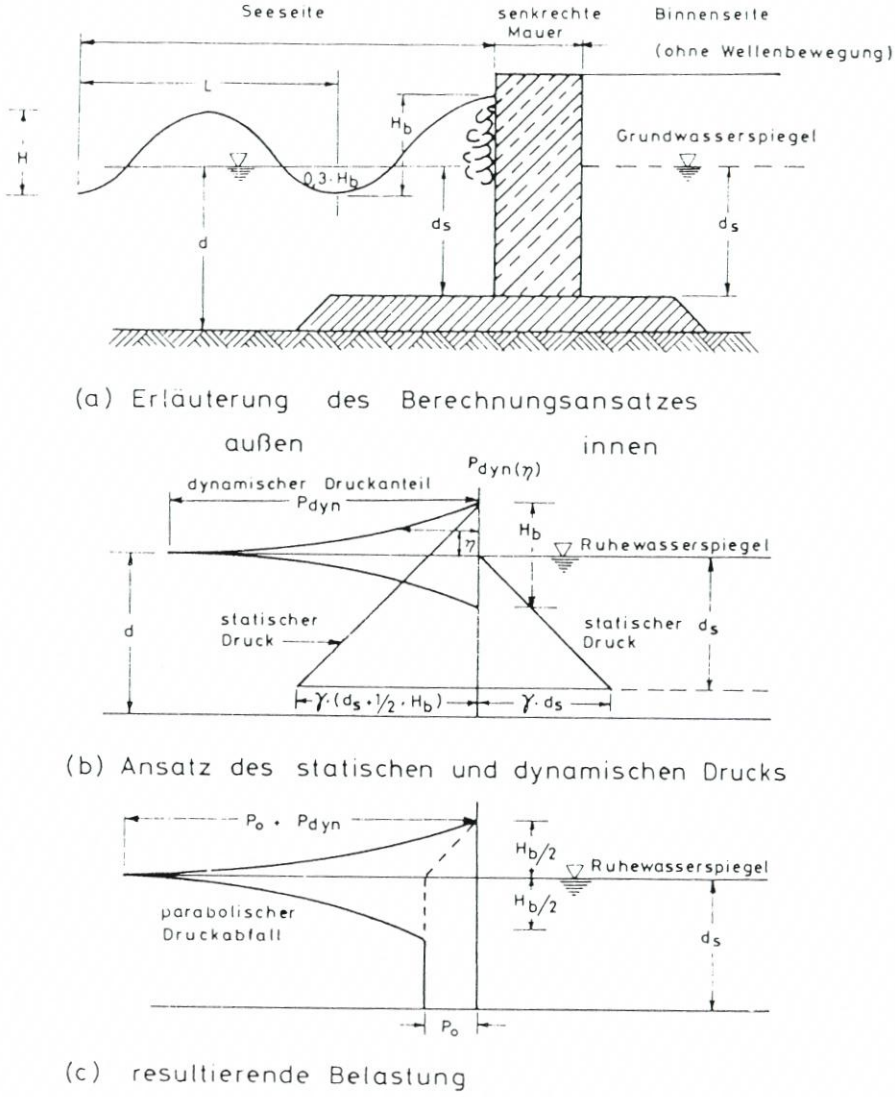


Abb. A4.35. Belastungsansatz nach MINIKIN (nach [23])

16] dargestellt, der in den japanischen technischen Standards als Bemessungsgrundlage empfohlen wird.

Der Ansatz faßt für den natürlichen Seegang die Belastung aus stehenden und brechenden Wellen zusammen. Besonders zu beachten ist jedoch, daß die Druckschlagbelastung (shock pressure) infolge direkt am Bauwerk brechender Wellen auch in diesem Ansatz nicht enthalten ist.

Nach Abb. A4.36 steigt der Druck linear von dem Wert p_2 an der Sohle bis zu dem Größtwert p_1 auf der Höhe des Ruhewasserspiegels. Oberhalb des Ruhewasserspiegels fällt der Druck linear bis auf den Wert 0 auf der Höhe η.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

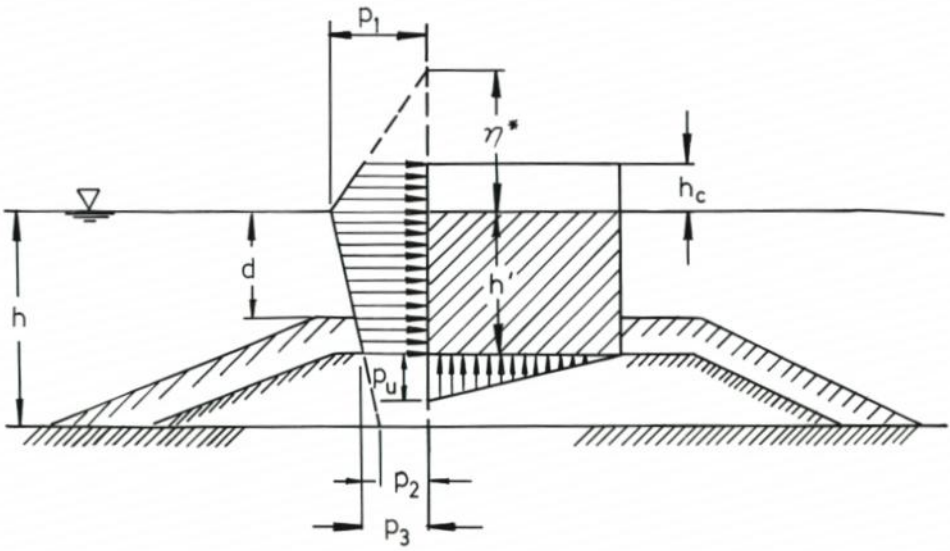


Abb. A4.36. Belastungsansatz nach GODA (nach [16])

Mit:

$$\eta = 1{,}5 \times H_{bem}$$

folgt die Druckverteilung an der senkrechten Wand für senkrechten Wellenangriff zu:

$$p_1 = (\alpha_1 + \alpha_2) \times \gamma_w \times H_{bem}$$

$$p_2 = \frac{p_1}{\cosh\left(2\pi \frac{h}{L}\right)}$$

$$p_3 = \alpha_3 \times p_1$$

Die Beiwerte α_1, α_2 und α_3 werden mit folgenden Gleichungen berechnet:

$$\alpha_1 = 0{,}6 + 0{,}5 \times \left[\frac{4\pi \frac{h}{L}}{\sinh\left(4\pi \frac{h}{L}\right)}\right]$$

$$\alpha_2 = \min\left(\left[\frac{h_b - d}{3h_b} \times \left(\frac{H_{bem}}{d}\right)^2\right], \left[\frac{2d}{H_{bem}}\right]\right)$$

$$\alpha_3 = 1 - \frac{h'}{h} \times \left[1 - \frac{1}{\cosh\left(2\pi \frac{h}{L}\right)}\right]$$

Die Bezeichnungen in den vorstehenden Gleichungen bedeuten (vgl. Abb. A4.35):

H_{bem} = Bemessungswellenhöhe bei der Wassertiefe h_b (GODA 1990)

p_1 = Druck in Höhe des Ruhewasserspiegels

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

p_2 = Druck an der Sohle
p_3 = Druck am Fußpunkt des Bauwerks (Wassertiefe h')
h = Wassertiefe vor der Fußsicherung der senkrechten Wand
h_b = Wassertiefe in einer Entfernung vor der Wand, die der 5fachen signifikanten Wellenhöhe H_s des Bemessungsseeganges entspricht
d = Wassertiefe an der Oberfläche der Fußsicherung vor der senkrechten Wand
γ_w = Wichte des Wassers
L = Wellenlänge der Bemessungswelle in der Wassertiefe h (Die für die Berechnung erforderliche Wellenperiode wird der zu der signifikanten Wellenhöhe zugehörigen Periode T_{Hs} des Bemessungsseeganges gleichgesetzt.)

Als Bemessungswellenhöhe ist die maximale, während des Bemessungssturmes auftretende Wellenhöhe zu verwenden, die nach [14] vereinfacht angesetzt werden kann zu (vgl. Abschn. 3):

$$H_{bem} = H_{max} = 1{,}8 \times H_s$$

Der vertikale Druck (Auftrieb) nimmt über die Bauwerkstiefe mit einem wasserseitigen Größtwert p_u (vgl. Abb. A4.35) linear auf 0 landseitig ab. Der Druck p_u wird wie folgt berechnet:

$$p_u = \alpha_1 \times \alpha_2 \times \gamma_w \times H_{bem}$$

4.3.4 Belastung durch gebrochene Wellen

Steht ein Bauwerk in so flachem Wasser oder sogar außerhalb der Wasserlinie, wie es zum Beispiel bei Tidebewegung der Fall sein kann, so sind die anlaufenden Wellen bereits gebrochen, bevor sie das Bauwerk erreichen. Die Energie der auf die Küstenlinie zulaufenden Wellen nimmt durch den Brechvorgang erheblich ab, so daß die Belastung der Wand geringer ist als bei einer am Bauwerk brechenden Welle. Bislang gibt es jedoch keine umfassenden Untersuchungen, aus denen sich eine Beziehung zwischen den auf das Bauwerk wirkenden Kräften und den verschiedenen Wellen- und Bauwerksparametern ableiten läßt.

Unter vereinfachenden Annahmen können die Wellenkräfte nach dem im Shore Protec-

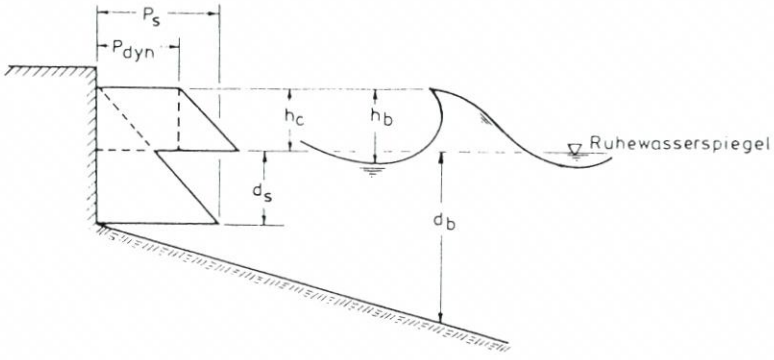


Abb. A4.37. Belastungsansatz für bereits gebrochene Wellen, Bauwerk seewärts des Ruhewasserspiegels (nach [2])

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

tion Manual [2] angegebenen Verfahren näherungsweise bestimmt werden. Dieses Verfahren soll hier der Vollständigkeit halber zur Abschätzung der auftretenden Belastung wiedergegeben werden; für eine genaue Bestimmung der Kräfte sind Modellversuche erforderlich.

In dem Verfahren wird angenommen, daß die gebrochene Welle mit der gleichen Höhe und Geschwindigkeit, die sie beim Brechen innehatte, weiterläuft. Das bedeutet, daß sich im Moment des Brechens die Bewegung der Wasserteilchen von einer schwingenden in eine translatorische ändert. Es werden nach der Anordnung der Ufermauer zwei Fälle unterschieden, entweder Lage der Wand seewärts oder landwärts des Ruhewasserspiegels.

Das Belastungsdiagramm für den Fall einer Wand seewärts des Ruhewasserspiegels ist in Abb. A4.37 dargestellt. Für den dynamischen Anteil des Druckes p_{dyn} wird folgender Ansatz empfohlen:

$$p_{dyn} = \frac{\gamma}{2g} \times C^2 = \frac{\gamma \times d_b}{2}$$

mit $C = \sqrt{g \cdot d_b}$ = Wellengeschwindigkeit im Brechpunkt,
d_b = Wassertiefe im Brechpunkt der Welle,
g = Erdbeschleunigung und
γ = Wichte des Wassers.

Dieser Staudruck wird als konstanter Druck im Bereich des Wellenkamms dem statischen Druck überlagert.

Für die Lage des Kamms (Höhe h_c) über dem Ruhewasserspiegel gilt näherungsweise

$$h_c = 0{,}7 \times H_b$$

mit H_b = Wellenhöhe im Brechpunkt

Der statische Druck p_s nimmt linear von $p_s = 0$ in Höhe des Wellenkamms auf

$$p_s = \gamma\,(h_c + d_s)$$

zu (Abb. A4.37).

Steht die Uferschutzmauer landwärts des Ruhewasserspiegels, so gilt das Belastungsdiagramm nach Abb. A4.37. Für die Höhe des Auflaufschwalls wird in Näherung die doppelte Brecherhöhe $2 \cdot H_b$ über dem Ruhewasserspiegel angenommen, wenn keine näheren Untersuchungen über den Wellenauflauf durchgeführt werden.

Die Geschwindigkeit des Auflaufschwalls v' kann annähernd zu

$$v' = C\left(1 - \frac{x_1}{x_2}\right)$$

und die Dicke des Auflaufschwalls zu

$$h' = h_c\left(1 - \frac{x_1}{x_2}\right)$$

berechnet werden.

Die Bezeichnungen gehen, soweit sie nicht im vorigen Abschnitt erklärt wurden, aus Abb. A4.38 hervor.

Der dynamische Druck p_{dyn} wird wiederum als konstant (über die Höhe h') angesetzt und ergibt sich zu

$$p_{dyn} = \frac{\gamma}{2g} \times v'^2 = \frac{\gamma \times d_b}{2}\left(1 - \frac{x_1}{x_2}\right)^2$$

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

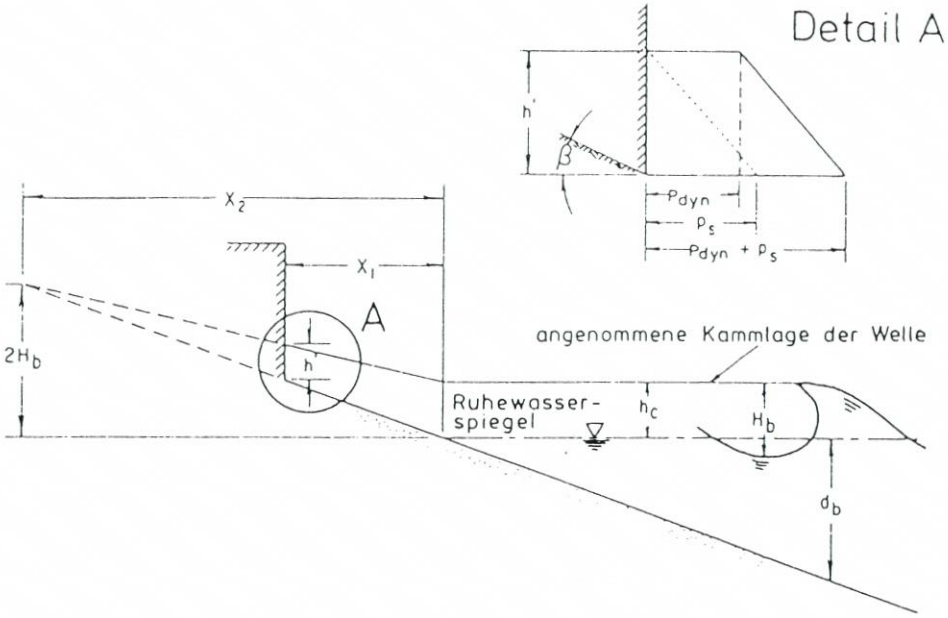


Abb. A4.38. Belastungsansatz für bereits gebrochene Wellen, Bauwerk landseitig des Ruhewasserspiegels (nach [2])

Der statische Druck ergibt sich zu

$$p_s = \gamma \times h' = \gamma \times h_c \left(1 - \frac{x_1}{x_2}\right)$$

4.4 Wellenkräfte auf Pfahlbauwerke

4.4.1 Allgemeines

Zur Berechnung der durch Seegang hervorgerufenen Belastung von Kreiszylindern sind zwei Verfahren gebräuchlich. Das Überlagerungsverfahren wird angewandt, wenn die Querschnittsabmessungen des Pfahles klein im Verhältnis zur Wellenlänge sind. Als Grenze kann für den Kreisquerschnitt $D/L < 0{,}05$ angenommen werden. Für die Ermittlung der Belastung auf im Verhältnis zur Wellenlänge große Kreiszylinder wurden Verfahren auf der Grundlage der Diffraktionstheorie entwickelt. Wegen der relativ geringen Bedeutung von Kreiszylindern bei Aufgaben des Küstenschutzes wird im folgenden nur das Überlagerungsverfahren für Pfahlbauwerke kurz behandelt.

4.4.2 Das Überlagerungsverfahren nach Morison, O'Brien, Johnson, Schaaf

Das Verfahren geht davon aus, daß die Kraft auf einen Körper in einer nichtstationären Strömung aus den zwei Anteilen

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Strömungskraft und Beschleunigungskraft

besteht und daß diese Anteile getrennt berechnet und linear überlagert werden können.

Für senkrecht stehende Pfähle wird weiterhin davon ausgegangen, daß die horizontale Komponente u der Orbitalgeschwindigkeit in der Pfahlmittelachse die wirksame Strömung und die horizontale Komponente du/dt der Orbitalbeschleunigung die wirksame Beschleunigung ist. Das Verfahren ist auch auf horizontale oder geneigte Zylinder anwendbar.

Die Gesamtkraft P_{ges} auf einen Körper ergibt sich zu:

$$P_{ges} = P_D + P_M = C_D \times \frac{1}{2} \times \frac{\gamma_w}{g} \times F \times u \times |u| + C_M \times \frac{\gamma_w}{g} \times V \times \frac{du}{dt}$$

P_{ges} = Strömungskraft + Beschleunigungskraft [kN] bzw. [kN/m]
P_D = Strömungskraft auf den Körper [kN]
P_M = Beschleunigungskraft auf den Körper [kN]
C_D = Form- und Strömungsbeiwert [-]
C_M = Massenbeiwert [-]
γ_w = Wichte des Wassers [kN/m³]
g = Erdbeschleunigung [m/s²]
u = horizontale Komponente der Orbitalgeschwindigkeit [m/s]
$\frac{du}{dt}$ = horizontale Komponente der Orbitalbeschleunigung [m/s²]
F = projizierte Fläche des Körpers senkrecht zur Strömungsrichtung [m²]
V = Volumen des umströmten Körpers [m³]

Die Gesamtkraft je Längeneinheit auf einen kreiszylindrischen, senkrechten Pfahl ergibt sich zu:

$$P_{ges} = P_D + P_M = C_D \times \frac{\gamma_w}{2 \times g} \times D \times u \times |u| + C_M \times \frac{\gamma_w}{g} \times \frac{\pi D^2}{4} \times \frac{du}{dt}$$

D = Durchmesser des Pfahles [m]

P_D und P_M sind phasenverschoben; für die Ermittlung der Gesamtkraft ist die Berechnung daher für unterschiedliche Phasenwinkel durchzuführen. Bei Anwendung der linearen Wellentheorie ist das Maximum der Beschleunigungskraft um 90° phasenverschoben gegenüber der Strömungskraft, die ihr Maximum im Wellenberg hat.

Der C_D-Wert erfaßt das reibungsbedingte Verhalten der Flüssigkeit und ist abhängig von der Form des umströmten Körpers, der REYNOLDS-Zahl

$$Re = \frac{u \times D}{\upsilon}$$

u = Strömungsgeschwindigkeit infolge Orbitalbewegung [m/s]
D = Pfahldurchmesser bzw. charakteristische Abmessung [m]
υ = kinematische Zähigkeit [m²/s] ($\upsilon = 1{,}0 \cdot 10^{-6}$ m²/s für Wasser bei 20 °C)

der Oberflächenrauheit des Pfahles und dem Ausgangsturbulenzgrad der Flüssigkeit. Entscheidend für die Strömungskraft ist die Lage des Ablösepunktes in der Grenzschicht des umströmten Körpers.

Es muß unterschieden werden zwischen einem unterkritischen Bereich der REYNOLDS-Zahl mit einer laminaren Grenzschicht und einem überkritischen Bereich mit turbulenter Grenzschicht. In der Natur liegt die REYNOLDS-Zahl meist im überkritischen Bereich. Wie die Abb. A4.39 zeigt, kann die Wahl der Wellentheorie das Ergebnis entscheidend beeinflussen.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

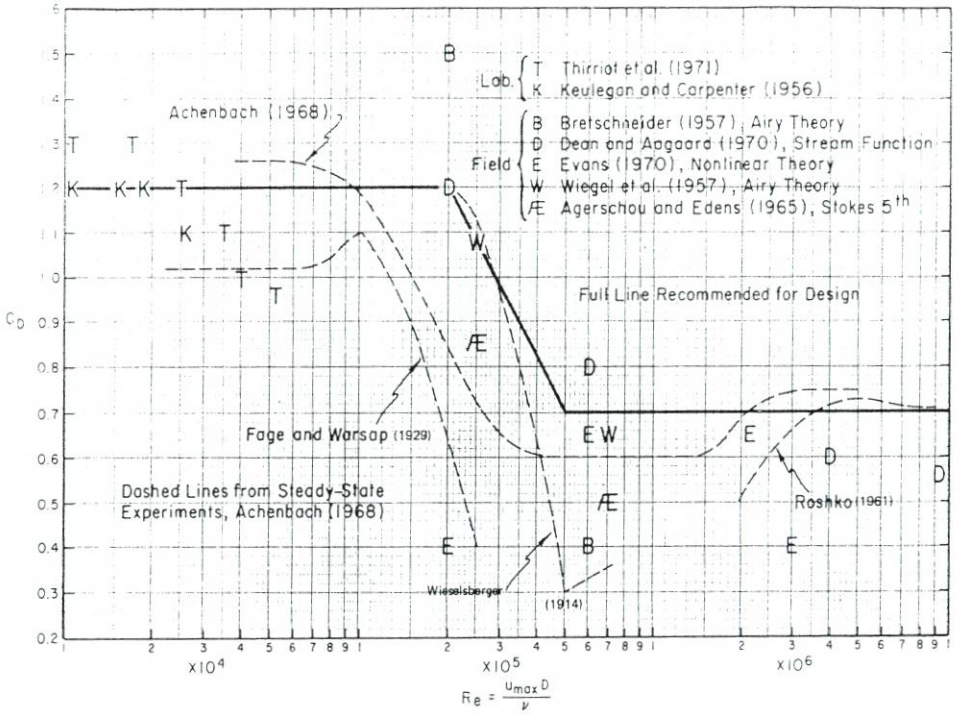


Abb. A4.39. C_D-Werte für Kreiszylinder in Abhängigkeit von der REYNOLDS-Zahl [2]

Für kreiszylindrische Pfähle im Tiefwasserbereich mit nichtbrechenden Wellen wird allgemein vorgeschlagen, mit einem Wert $C_D = 0{,}7$ zu bemessen. Hinsichtlich der C_D-Werte anderer geometrischer Formen wird auf das Schrifttum verwiesen [36].

Einem freistehenden Körper, der einer beschleunigten Strömung ausgesetzt ist, wird durch die Strömung eine Kraft in Richtung der Beschleunigung aufgeprägt. Der Massenbeiwert C_M gibt an, welche Flüssigkeitsmasse im Verhältnis zur Verdrängungsmasse m_o des in der Flüssigkeit befindlichen Körpers beschleunigt werden muß. Es ist

$$C_M = 1 + \frac{m_a}{m_o}$$

m_o = durch den Körper verdrängte Flüssigkeitsmasse
m_a = zusätzlich zu beschleunigende Flüssigkeitsmasse (added mass).

Auf unterschiedliche Definitionen für die Massenbeiwerte C_M sei hingewiesen. Teilweise wird als Referenzmasse nicht die Verdrängungsmasse zugrundegelegt, oder es wird nur das Verhältnis der Differenz, also der Wert C_M-1, angegeben.

Bei senkrecht angeströmten Platten oder allgemein bei Körpern mit großer Anströmfläche gegenüber dem Gesamtvolumen nehmen die C_M-Werte sehr große Werte an, wenn man die oben gegebene Definition benutzt. Obwohl im Prinzip die Faktoren, die den C_D-Wert beeinflussen, auch einen Einfluß auf den C_M-Wert haben, konnte bisher keine abgesicherte quantitative Abhängigkeit von der REYNOLDS-Zahl aufgezeigt werden.

Der theoretische C_M-Wert für einen Kreiszylinder in einer reibungsfreien Flüssigkeit beträgt:

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$C_M = 2.0$$

Dieser Wert wird auch für praktische Entwurfsaufgaben im Tiefwasserbereich empfohlen. Hinsichtlich der C_M-Werte anderer geometrischer Formen wird auf das Schrifttum verwiesen.

Die in die Gleichung für die Wellenkräfte eingehenden Orbitalgeschwindigkeiten und Beschleunigungen sind entsprechend Abschn. 3 nach der für die örtlichen Verhältnisse maßgebenden Wellentheorie zu ermitteln. In den meisten Fällen können mit der linearen Wellentheorie realistische Belastungsgrößen ermittelt werden.

4.4.3 Sonderfälle

Es muß beachtet werden, daß bei Pfählen, die dichter als etwa 4 Pfahldurchmesser zusammenstehen, eine Erhöhung der Belastung bei in Wellenrichtung nebeneinanderstehenden Pfählen und eine Abminderung der Belastung bei hintereinanderliegenden Pfählen eintritt. Es werden folgende Korrekturen für die Belastung (Tab. A4.4) vorgeschlagen:

Tabelle A 4.4. Multiplikator bei kleinen Pfahlabständen

Pfahlmittelabstand $e = a \cdot \overline{D}$ Pfahldurchmesser $\overline{D}$	a:	2	3	4
Für Pfähle in Reihen parallel zum Wellenkamm		1,5	1,25	1,0
Für Pfähle in Reihen senkrecht zum Wellenkamm		0,7	0,8	1,0

Für brechende Wellen im Tiefwasser kann wie bei nichtbrechenden Wellen bemessen werden, wenn die entsprechenden Orbitalgeschwindigkeiten und -beschleunigungen berücksichtigt werden.

Dagegen wird für brechende Wellen im Flachwasser vorgeschlagen, den C_D-Wert zu erhöhen. Im Shore Protection Manual [2] wird empfohlen, den Beiwert

$$C_D\text{-Brechen} = 2{,}5 \cdot 0{,}7 = 1{,}75$$

anzusetzen.

Wegen der kurzen Dauer der Spitzenbelastung kommen andere Autoren zu dem Schluß, daß diese hohen Belastungen nicht als statisch wirksame Last für die gesamte Konstruktion anzusetzen sind, sondern nur für die örtliche Bemessung (z. B. Beulen der Zylinderwandung).

Die Frage zusätzlicher Sicherheitsfaktoren, die die Streuung von gemessenen Kräften gegenüber theoretisch berechneten Kräften berücksichtigen, ist für Flachwasserverhältnisse exemplarisch untersucht worden (36). Es wird vorgeschlagen, die maximalen Beiwerte C_D und C_M nach Untersuchungen im Großen Wellenkanal in Abhängigkeit von der KEULE-GAN-CARPENTER-Zahl

$$Kc = \frac{\max u \times T}{D}$$

max u = maximale horizontale Strömungsgeschwindigkeit infolge Orbitalbewegung [m/s]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

T = Periode der Bemessungswelle [s]
D = Pfahldurchmesser [m]

zu bestimmen (Tab. A4.5)

Tabelle A 4.5. Maximale Beiwerte für lotrechte Pfähle (Kreiszylinder) in Abhängigkeit von der KEULEGAN-CARPENTER-Zahl nach Messungen im Großen Wellenkanal [36]

maximale Beiwerte	Kc	5	10	15	20
	C_D	0	1,10	1,00	0,90
	C_M	1,80	1,65	1,35	1,30

Es wird empfohlen, im küstennahen Bereich den zusätzlichen Sicherheitsfaktor 1,5 zu verwenden. Diese Empfehlung basiert auf Naturmessungen an einem Meßpfahl seewärts der Brandungszone [36].

Abschließend soll noch auf die Schwingungskräfte im Pfahl hingewiesen werden, die durch Ablösewirbel entstehen und die quer zur Anströmrichtung wirken. Die Größe dieser Kräfte ist abhängig vom Eigenschwingverhalten des Bauteils. Je starrer das Bauwerk ist, um so geringer sind diese Kräfte. An starren Bauwerken können Schwingungskräfte in der Größe der Strömungskräfte als vernünftige obere Grenze angesehen werden. Bei Eigenfrequenzen des Bauwerks, die das Doppelte der Wellenfrequenz betrugen, konnten Schwingungskräfte nachgewiesen werden, die bis zum 4,5fachen der Strömungskräfte reichten.

5. Strömungen

5.1 Allgemeines

Die Strömungen im Küstenvorfeld und in den Flußmündungen sind äußerst kompliziert, da sich zahlreiche Einflüsse überlagern. Die Gezeitenschwingung der freien See geht über in ein Schwingungssystem, das von der Form und den Abflußmengen der weit ins Binnenland reichenden Tideflüsse abhängt. Beim Eintritt des Flußwassers in das salzhaltige Meerwasser entstehen sehr ausgeprägte Dichteströmungen, die sich den Tideströmungen überlagern. Der Wind wirkt sich unmittelbar (Erzeugung von Driftströmungen, Orbital- und Brandungsströmungen) und mittelbar (Gezeitenveränderung durch Windstau) auf die Strömungsvorgänge aus. Zu allem kommt die charakteristische, stark geformte topographische Struktur mit ihren verzweigten Rinnensystemen, Sandbänken und Barren.

GÖHREN [3] schreibt dazu u. a.: „Obwohl die physikalischen Zusammenhänge weitgehend geklärt sind, ist es kaum möglich, die Strömungen eines solchen Gebietes theoretisch (durch Lösung der hydrodynamischen Differentialgleichungen) oder durch Modellversuche hinreichend genau zu erfassen. Um zu quantitativen Ergebnissen zu gelangen, d. h. die Strömungen eines bestimmten Punktes im Gewässer nach Stärke, Richtung und zeitlichem Ablauf anzugeben, bleibt nur der Weg der unmittelbaren Beobachtung. Aber auch hierbei bestehen erhebliche Schwierigkeiten. Neben den rein meßtechnischen Problemen ist jede Messung oder Beobachtung wegen der örtlich und zeitlich stark veränderlichen Bewegungsgrößen nur in begrenztem Umfang repräsentativ. Daraus folgt, daß man an möglichst vielen

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Meßstationen synoptische Messungen über einen möglichst langen Zeitraum durchführen müßte, um ein genaues und vollständiges Bild aller Vorgänge zu erhalten.

Genaue Kenntnisse über Stärke, Richtung und zeitlichen Ablauf der Strömungen benötigt man vor allem für vergleichende Betrachtungen. Der Verlauf der Flutströmung einer Meßstelle ist zum Beispiel, für sich allein betrachtet, ohne jeden Aussagewert. Erst wenn man sie mit der Ebbeströmung an der gleichen Stelle vergleichen kann, mit den Strömungen in anderen Gewässerteilen unter vergleichbaren Tidebedingungen oder gar mit den unter extremen Windverhältnissen entstehenden Strömungen, ist man in der Lage, daraus wichtige Schlüsse auf die großräumige resultierende Materialbewegung und ihre Auswirkung auf das morphologische Geschehen zu ziehen, wenngleich diese Schlüsse immer nur qualitativer Art sein können."

Im küstennahen Raum werden die dort auftretenden Strömungen den folgenden Gruppen zugeordnet:

1. Astronomisch bedingte Tideströmungen
2. Dichteströmungen in Tideflüssen
3. Seegangserzeugte Strömungen
4. Driftströmungen

Die großräumigen ozeanischen Strömungen und die Tideströmungen sind örtlich nahezu gleichförmig, d. h. sie ändern sich nur mit den astronomischen Veränderungen im Verlaufe eines Jahres. Dichteströmungen treten vor allem in Flußmündungen auf, in denen sich Süß- und Meerwasser vermischen. Sie entstehen durch Temperatur- und Salzgehaltsunterschiede zwischen dem Süß- und Meerwasser und ändern sich im Rahmen langperiodischer Klimaschwankungen (z. B. Jahrezeiten).

5.2 Tideströmungen

Die äußeren Kräfte, die Meeresströmungen hervorrufen, bestehen in der tangentialen Schubkraft des Windes, in den Gezeitenkräften sowie in den Änderungen des Luftdrucks. Die Gezeitenkräfte erzeugen periodische Wasserbewegungen und somit keine großräumigen Wasserversetzungen. Eine dauerhafte Luftdruckverteilung auf der Erde bewirkt keine Strömungen, weil sich das Meer darauf eingestellt hat; stromauslösend wirken nur Änderungen der Luftdruckverteilung.

Als sekundär bezeichnet man jene Kräfte, die selbst keine Bewegungen hervorrufen, sondern nur vorhandene Bewegungen beeinflussen. Es sind dies die Reibungskräfte, welche die Geschwindigkeiten herabsetzen, und die ablenkende Kraft der Erdrotation. Die Reibungskräfte lassen sich exakt nicht erfassen; denn die Strömungen stellen keine einfachen Gleitbewegungen dünner Schichten dar, in der die Reibung außer von dem Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Schichten nur von der dynamischen Zähigkeit des Wassers abhängt. Die Strömungen sind turbulent. Die einzelnen Wasserteilchen beschreiben ungeordnete, verflochtene Bahnen, die man weder analytisch darstellen noch durch Beobachtungen verfolgen kann. Mit einer solchen turbulenten Bewegung ist eine sehr viel höhere Reibung verbunden als mit laminarer Bewegung.

Die flache, durch einen breiten Wattgürtel gekennzeichnete Küste der südöstlichen Nordsee ist morphologisch sehr stark gegliedert. Wegen der sehr unregelmäßigen Küstengestalt und der komplizierten Wechselbeziehungen der Einflußfaktoren sind die großräumigen Strömungsverhältnisse und der Sandtransport in diesem Raum noch wenig bekannt und nur in Teilansätzen theoretisch oder modellmäßig zu bestimmen. Unmittelbare Messungen und

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Beobachtungen in der Natur sind unentbehrlich zur weiteren Erforschung dieser Vorgänge und waren daher ein wesentlicher Bestandteil der Bemühungen im Küsteningenieurwesen in den letzten Jahrzehnten.

Über die Gezeitenströmungen in der südöstlichen Nordsee, außerhalb des Wattsockels, bestehen aufgrund von modellmäßigen Berechnungen und umfangreichen Strombeobachtungen verhältnismäßig zuverlässige und gesicherte Kenntnisse. Desgleichen sind die Tideflußmündungen und die großen Wattstromrinnen in der Vergangenheit bereits eingehend untersucht worden. Mit Hilfe spezieller Geräte (Wattstrommeßgeräte) werden seit etwa Mitte der 50er Jahre auch die Strömungsverhältnisse im flachen Wattenmeer erforscht:

Die Tideströmungen, Flut- und Ebbestrom, verlaufen entlang der Insel- und Wattenküste ungefähr parallel zur Küste. Vor den Ostfriesischen Inseln ergibt sich ein ostwärts gerichteter Reststrom (Differenz von Flut- und Ebbestromweg) und vor den Nordfriesischen Inseln ein nordwärts gerichteter. In den Mündungstrichtern von Ems, Jade, Weser und Elbe werden die Stromrichtungen durch den Ein- und Ausstrom von Flut- und Ebbewassermengen bestimmt. Im Wattgebiet ergeben sich die Stromrichtungen aus dessen Topographie mit Inseln und Wattrinnen.

Vor der ostfriesischen Küste und vor den Mündungen der Jade, Weser und Elbe herrschen Drehströmungen mit relativ kleinem Achsenverhältnis vor, während sich in den Gewässern vor der nordfriesischen Küste die Strömungsellipsen mehr der Kreisform nähern. Dieses wird bestätigt durch hydrodynamisch-numerische Modellberechnungen der Nordseegezeiten nach dem von HANSEN entwickelten Verfahren. In Übereinstimmung mit den vorliegenden Beobachtungen konzentriert sich vor Sylt ein Gebiet mit höheren Werten des Achsenverhältnisses, während im übrigen Küstenbereich Werte um 0,1 bis 0,3 (m/s) vorherrschen (GÖHREN, 1974).

5.3 Dichteströmungen

Im Brackwassergebiet der Tideströme führen die unterschiedlichen Dichten des Meerwassers und des Süßwassers dazu, daß das schwerere Meerwasser zu Beginn der Flut zuerst am Boden als Unterströmung einfließt, während sich das leichtere Süßwasser oben noch seewärts bewegt. Zu Beginn der Ebbe setzt der Ebbestrom zunächst an der Oberfläche ein. Diese Erscheinung führt zu wesentlich stärkerer Sohlströmung bei Flut als bei Ebbe und somit ggf. zu einem flußaufwärts gerichteten Sedimenttransport sowie zu einem verzögerten Schließen der selbsttätigen Stemmtore der Entwässerungssiele. Die unterschiedliche Dichte wird z. B. genutzt, um in baulich dafür eingerichteten Schleusen ein Eindringen des Meerwassers in das Kanalnetz zu verhindern.

5.4 Seegangserzeugte Strömungen

Es ist aus der linearen Wellentheorie bekannt, daß sowohl die Länge der Orbitalbahnen als auch die Orbitalgeschwindigkeiten monoton mit zunehmender Tiefe unter dem Ruhewasserspiegel abnehmen (Abb. A5.1). Verbunden mit dem Feld der Orbitalbahnen ist das Feld der Stromlinien, das sich aus den augenblicklichen Vektoren der Orbitalgeschwindigkeit V zusammensetzt. Unter den Wellenbergen sind dabei die Strömungsgeschwindigkeiten immer in Wellenfortschrittsrichtung, unter den Tälern stets entgegen der Wellenfortschrittsrichtung eingestellt.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

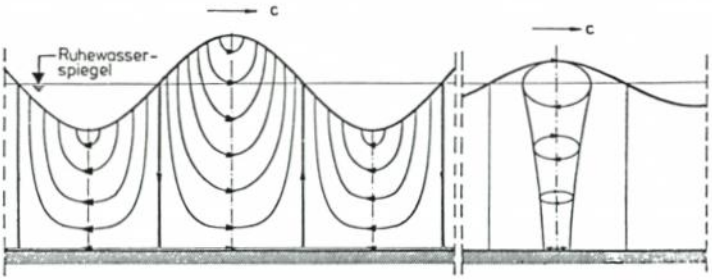


Abb. A5.1. Stromlinien (links) und Orbitalbahnen (rechts) unter einer fortschreitenden Welle mit Grundberührung

Die Orbitalgeschwindigkeiten V können in die waagerechten und senkrechten Komponenten u und w zerlegt werden.

Während einer Wellenphase treten die größten waagerechten Geschwindigkeiten unter den Wellenbergen und Wellentälern auf; vor Eintreffen eines Wellenberges ist dabei die Vertikalkomponente aufwärts (positiv), nach dem Wellenberg abwärts (negativ) gerichtet. Während die Vertikalkomponenten nur in Einzelfällen technische Bedeutung haben, sind die Horizontalkomponenten von größter Bedeutung für die Wellenbelastung von Bauwerken oder für die Sedimentbewegung (Feststofftransport) usw. (s. Abschn. 6). Sie sind in Abb. A5.2 für ihre Größtwerte unter dem Wellenberg und dem Wellental für den Fall einer fortschreitenden Sinuswelle (lineare Wellentheorie) zur Verdeutlichung gegenübergestellt.

Die größten Geschwindigkeiten sind in beiden Fällen an der Oberfläche vorhanden. Sie sind dabei auf dem Wellenberg größer als im Wellental, während an der Sohle (es wird eine Welle mit Grundberührung angenommen) mit $z = -d$ der gleiche Absolutwert u_s für Wellenberg und Wellental besteht.

In Fällen, wo anstatt der Komponenten u und w in x- beziehungsweise z-Richtung der Gesamtbetrag der Orbitalgeschwindigkeit von Interesse ist, kann dieser aus der Beziehung

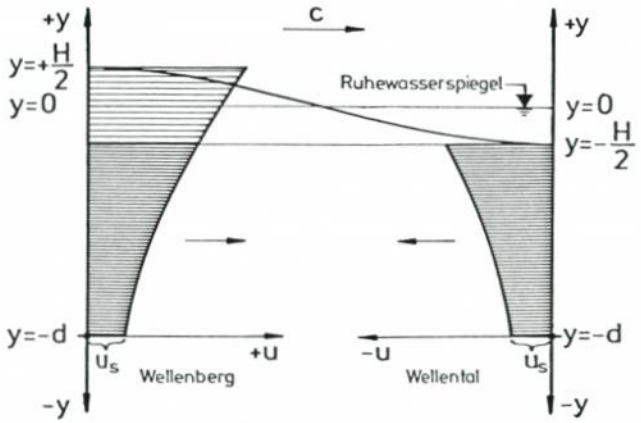


Abb. A5.2. Schematische Darstellung der Abnahme der Horizontalkomponenten der Orbitalgeschwindigkeiten mit der Wassertiefe

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$|V| = \sqrt{u^2 + w^2}$$

berechnet werden.

Das Stromlinienbild der stehenden Welle ist in der Art gegenüber dem einer fortschreitenden Welle verschoben, daß die Trennlinien zwischen den Strömungszellen bei x = 0, x = L/2, x = 1 usw. (Schwingungsbäuche) liegen; die größten Geschwindigkeiten finden sich an den Knoten (Abb. A5.3)

Die Horizontalkomponente u ist für x = 0 auf ganzer Höhe u = 0 (Randbedingung der Wand). Die Strömungsgeschwindigkeiten betragen das Doppelte der fortschreitenden Welle mit der Höhe H. Erosionsgefahr an der Sohle besteht besonders bei x = L/4 (z. B. Unterspülung einer Ufermauer).

Uferparallele Brandungsströmungen treten auf, wenn Wellen im spitzen Winkel auf die Küstenlinie treffen. Im Gegensatz zu alternierenden Orbitalströmungen können sie als Ausgleichsströmung angesehen werden, die durch das Gleichgewicht von Wellenenergie und Reibungsverlusten in Bewegung gehalten wird. Neben den Orbitalströmungen werden der Brandungsströmung komplexe zwei- (Unterströmungen, Massentransport) und dreidimensionale Strömungen (Rippströme als örtliche, seewärts gerichtete Rückströme) überlagert.

In Naturmessungen vor Sylt – auch bei schweren Sturmfluten – wurde aufgezeigt, daß die Brandungsströmungen nicht als stationäre Strömungen behandelt werden dürfen, denn die mittleren Geschwindigkeiten bis 1,5 m/s an der Sohle schwanken um ± 100 % (bis maximal 3,0 m/s) mit bis zu 9 periodischen Schwankungen innerhalb einer Wellenperiode. Auf diese Erscheinungen sind die hohen Transportkräfte für den Küstenlängstransport zurückzuführen.

Mit dem Brecherkammwinkel ζ_b (Winkel zwischen Wellenkammrichtung und Küstenlinie) und der Brecherhöhe H_b in m kann nach DETTE die mittlere Brandungsstromgeschwindigkeit $\overline{V}_L$ in m/s

$$\overline{V}_L = H_b^{\,1/2} \cdot \sin 2\zeta_b$$

überschläglich ermittelt werden [2]

Wellenerzeugte Strömungen am unbefestigten Ufer oder vor Schutzwerken können im Brandungsbereich sehr groß werden. Sie werden hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt und ihre Wirkung auf die Materialumlagerung an zwei Beispielen gezeigt (Abb. A6.1 u. 6.2). Die aus wechselnden Richtungen anlaufenden Wellen können auf zweifache Weise Material am Strand umlagern (s. Abschn. 6):

1. Durch die Überlagerung der Strömungen mit der Orbitalbewegung der Wellen wird eine spiralförmige Wasserbewegung um eine horizontale Achse erzeugt. Dadurch werden in Wellenfortschrittsrichtung Sedimente in Suspension und an der Sohle bewegt.

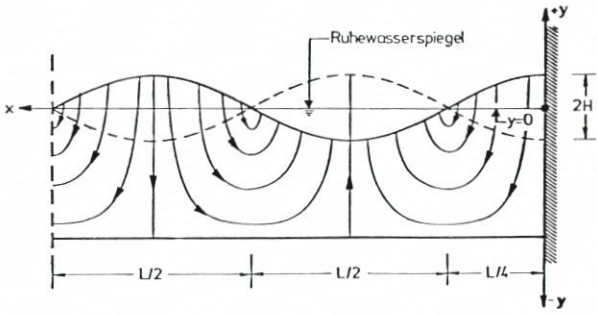


Abb. A5.3. Schematisches Stromlinienbild einer stehenden Welle

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

2. Unter gewissen Umständen können die Strömungen auch Sedimentpartikel unmittelbar berühren und verlagern.

Im einzelnen sind die durch Wellen erzeugten Strömungen im küstennahen Gebiet wie folgt zu unterscheiden:

1. Sohlnahe Rückströmung
2. Rippströmungen
3. Brandungsströmungen und Gefälleströmungen
4. Küstendriftströmungen seewärts der Brandungszone

Diese Strömungsarten wirken vor allem materialumlagernd; für die Bemessung von Deichen und Deckwerken sind jedoch allein die Strömungsgeschwindigkeiten beim Auf- und Ablauf der Wellen bedeutsam.

5.5 Driftströmungen

Göhren [4] hat bereits an zahlreichen Meßergebnissen gezeigt, daß bei Windeinfluß erhebliche Störungen im Strömungsverlauf auftreten. Das gilt besonders für das flache Wattenmeer, in dem die Tideströmungen nur von geringer Intensität sind. Durch die vom Wind an der Wasseroberfläche erzeugten Schubkräfte entstehen Strömungen, die etwa in Windrichtung verlaufen, sogenannte primäre Driftströmungen. Infolge der ebenfalls mit den Windschubkräften zusammenhängenden Deformation des Meeresspiegels (Windstau) treten ferner Gefälle- oder Gradientströmungen auf, die er als sekundäre Driftströmungen bezeichnet.

Über Verlauf und Intensität der bei Starkwind und Sturmwetterlagen auftretenden Driftströmungen in den Flachwassergebieten der Nordseeküste besteht seit den Untersuchungen von Göhren (1968) weitgehend Klarheit. Dabei ging er folgendermaßen vor:

„Setzt man voraus, daß die Driftströmung bei anhaltenden, gleichbleibenden Windverhältnissen nach Geschwindigkeit und Richtung einigermaßen stetig verläuft, und setzt man ferner voraus, dieser Driftströmung sei die normale Gezeitenströmung in einfacher Form überlagert, so ergibt sich eine Möglichkeit der Trennung beider Komponenten durch Vergleich der Reststromvektoren. Alle durch Driftstromeinfluß hervorgerufenen Änderungen im Verlauf der ungestörten Gezeitenströmung werden im vektoriellen Integral erfaßt, so daß folgende Formel zur Elimination des Driftstromanteils aus einer beobachteten Strömung aufgestellt werden kann:

$$\overline{V}_W = \overline{V} - \overline{V}_{(n)}$$

$\overline{V}_W$ = Triftstromvektor
$\overline{V}$ = Reststromvektor der windbeeinflußten Meßtide
$\overline{V}_{(n)}$ = Reststromvektor der ungestörten Tide

Der Driftstromvektor wird ebenfalls in km/Tide angegeben, der Vektorbetrag mit SV_w und die Vektorrichtung mit RV_w bezeichnet.

Die Verhältnisse sind natürlich komplizierter als in dieser vereinfachten Form angegeben. Die genannten Voraussetzungen treffen im allgemeinen nicht oder nur teilweise zu. Der Vektor V_w stellt weniger den reinen Driftstrom im Sinne der oben gegebenen Definition dar, sondern gibt ein Maß für die unter Windeinfluß entstehenden Abweichungen vom normalen Verlauf der Gezeitenströmung. Die vektorielle Darstellungsweise ist aber auch hier wieder von Vorteil, da sie zu anschaulichen und übersichtlichen Ergebnissen führt und da die Reststromvektoren sehr empfindliche Kennwerte darstellen, die meteorologische Störungen

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

im Tidestromverlauf weitaus besser erkennen lassen als die in Ganglinienform aufgetragenen Stromrichtungen und Stromgeschwindigkeiten."

Die Stromgeschwindigkeiten während normaler Flut und Ebbe erreichen außerhalb des Wattengebietes bis zu 0,5 m/s, in den Tideströmen und Wattrinnen bis zu 1,5 m/s. Während Sturmfluten konnten auf dem Watt Geschwindigkeiten bis zu 1,5 m/s, in engen Strombereichen – besonders in den Seegaten zwischen den Inseln – Stromgeschwindigkeiten bis zu 2,5 m/s gemessen werden.

5.6 Bemessung auf Strömungen

5.6.1 Vorbemerkungen

In Anlehnung an die Arbeit von HANSEN [5] werden hier ausschließlich von der freien Wasserspiegelseite her wirkende Strömungen behandelt, wie sie z. B. aus der Fließbehandlung (laminar oder tubulent) des Wassers, aus Wind- und Schiffswellen oder aus Tideströmungen entstehen können.

Hauptaufgabe einer Steinschüttung – in welcher Bauart sie auch zum Einsatz kommen mag – ist es, diese strömungsbedingten Angriffe aufzunehmen und Erosionen, Kolkungen sowie Abbrüche an Sohlen und Böschungen sowie vor und an Bauwerken im Wasser zu verhindern.

Bei überströmten Auskleidungen sind generell drei verschiedene Kraftwirkungen infolge der Fließbewegung des Wassers zu nennen:

- böschungs- oder sohlparallel (in Fall- oder Streichrichtung) mit der Strömung gerichtete Schubkräfte, die ein Abschieben (Abgleiten) von Abdeckelementen oder Einzelsteinen verursachen können,
- senkrecht zur Böschung oder Sohle gerichtete Liftkräfte, die ein Anheben und Herauslösen von Abdeckelementen oder Einzelsteinen aus dem Verband ermöglichen und
- Beschleunigungskräfte, die wie die Schubkräfte mit der Strömungsrichtung sowie Böschung oder Sohle übereinstimmen und zum Abrutschen/Abgleiten von Elementen oder Einzelsteinen beitragen (Abb. A5.4).

Bei Sperrwerken und Sielen ist es insbesondere die durchströmte Querschnittsgröße, die Einfluß auf Bauwerke und Befestigungen hat, während es bei Sportboothäfen die Hafenkonfi-

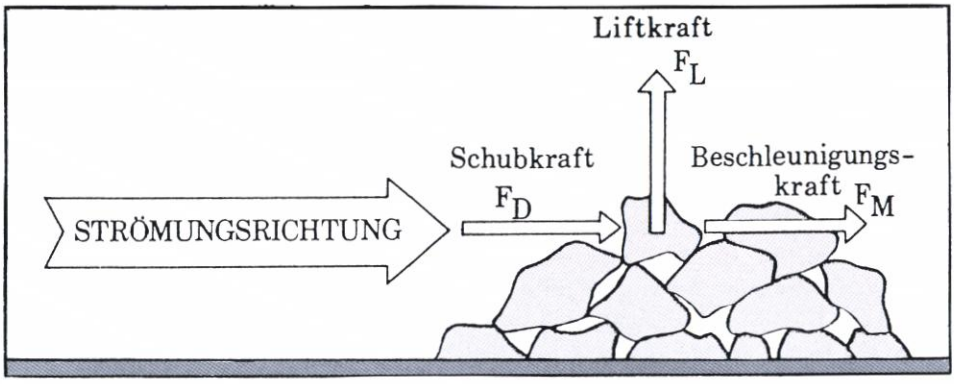


Abb. A5.4. Belastung eines Einzelsteins eines Deckwerkes infolge Überströmung [5]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

guration und die Lage zum Gewässer sind, die Einfluß auf die Wirkung externer Schiffswellen haben.

5.6.2 Sohl- und Böschungsauskleidungen

Für eine gebundene, durchlässige Deckschicht wird die Stabilität gegen Abheben für das erforderliche Flächengewicht:

$$g'_D = \frac{\eta z \cdot 0{,}04 \cdot \alpha \cdot v^2}{\cos\beta} \qquad (kN/m^2)$$

Als Bemessungsdiagramm in Abb. A5.5 ist diese Gl. in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit v, der Böschungsneigung sowie der Einbettungsziffer α der an der Deckwerksoberfläche liegenden Steine wiedergeben.

Es wird unterschieden zwischen Einbettungsziffern von:

α = 1,0 Oberfläche wie lose Steinschüttung, jedoch verklammert

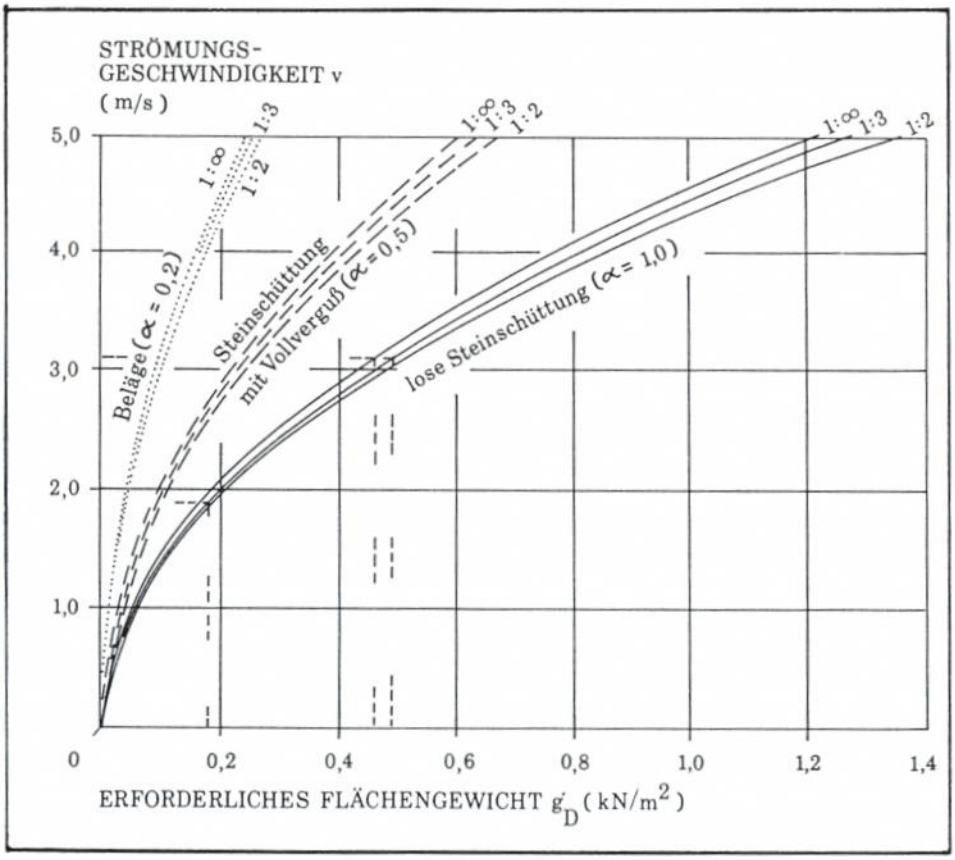


Abb. A5.5. Erforderliches Flächengewicht von gebundenen Böschungs- und Sohlauskleidungen (durchlässig bei einer Stabilität gegen Abheben von n_z = 1,2 in Abhängigkeit von der Überströmung (bei Schublagerung) [5]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

α = 0,5 Steinschüttung mit Vollverguß
α = 0,2 Beläge (z. B. Mastixschotter)

wobei alle diese Auskleidungen durchlässig sind.

Aus dem Flächengewicht g'_D unter Auftrieb folgt die erforderliche Dicke b der Auskleidung.

Das erforderliche Flächengewicht in bezug auf Stabilität gegen Abgleiten setzt sich zusammen aus einem durch die Strömungsgeschwindigkeit v und einem durch die Strömungsbeschleunigung dv/dt verursachten Wert:

$$g'_D = g'_D\,(v) + g'_D\,(dv/dt)$$

Gültig ist obige Gl. nur für den Fall der Schublagerung, da bei der Fußstützung die Stützkraft immer erheblich größer als die entgegengesetzt wirkenden Kräfte aus Schub und Beschleunigung ausfällt. Ist eine Fußstützung der Böschung also gegeben, so ist allein der Stabilitätsnachweis gegen Abheben bei gebundenen Deckschichten zu führen.

Für lose Steinschüttungen als Deckwerke ergeben sich aus der Beziehung zwischen der erforderlichen Masse eines Einzelsteines auf der Deckschicht in bezug auf die angreifende Strömungsgeschwindigkeit bei Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse bei gebrochenem Steinmaterial und einer zugrundegelegten Basis-Trockenrohdichte des Steinmaterials von 2,65 km/m³ nach entsprechender Auflösung:

$$D_{r,o} = \sqrt[3]{\frac{0{,}062 \cdot v^6}{0{,}245 \cdot 2{,}650}} = 0{,}04574 \cdot v^2 \text{ (m)}$$

Die Strömungsgeschwindigkeit über der Schüttsteinsohle folgt aus der Kontinuitätsgleichung.

$D_{r,o}$ stellt den repräsentativen Durchmesser der Steinschüttung für den Grundfall einer waagerechten Sohle bei einfacher Überströmung (d. h. nur mäßiger Turbulenz ohne direkte Beschleunigung) dar.

5.6.3 Sohlsicherung in / vor Sperrwerken und Sielen

Am Nahbereich von Bauwerken dieser Art können Strömungsgeschwindigkeiten auftreten, die wesentlich über denen aus freien Tide- und Driftströmungen liegen. Die Bemessung der fast immer erforderlichen Sohlsicherungen kann z. T. in Anlehnung an die Ansätze in Kap. 5.2 erfolgen, obwohl generell hydraulische Modellversuche zu empfehlen sind, da es sich praktisch immer um Sonderkonstruktionen mit lokalen Einflüssen verschiedener Art handelt.

Wenn die zur Bemessung heranzuziehenden Strömungsgeschwindigkeiten über die Tide in dem unverbauten Querschnitt nicht bekannt sind und auf den Bauquerschnitt umgerechnet werden können, müssen sie in Modellversuchen ermittelt werden. Eine erste Abschätzung ist über

$$v = \frac{4\pi \cdot A \cdot Thb}{3 \cdot T \cdot F}$$

mit v = max. Strömungsgeschw. im Zentrum des Querschnitts
A = Oberfläche des Tidegebietes stromauf
T = Tideperiode 12:25 h
F = Querschnitt

möglich.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Wenn die Steine über Wasser verlegt werden, sollte die Lage

$$r = 2{,}1 \cdot \sqrt[3]{\frac{W_{50\,min}}{\gamma_s}}$$

stark sein, aber mindestens 0,3 m. Für Verlegung unter Wasser empfiehlt CERC (1984):

$$r = 3{,}2 \cdot \sqrt[3]{\frac{W_{50\,min}}{\gamma_s}}$$

oder mindestens 0,5 m.

5.6.4 Böschungen kleiner Häfen

Die Böschungen kleiner Häfen an großen Gewässern unterliegen den Einflüssen aus vorbeifahrender Schiffahrt und einlaufendem Seegang. Damit wirken auf sie alle Phänomene der Wellenausbreitung und angeregter Hafenschwingungen, verbunden mit Schwall- und Sinkeffekten sowie Auf- und Ablauf.

Für die Sicherheit der kleinen Fahrzeuge an ihren Liegeplätzen und bei Fahrten im Hafen wie auch für ausreichend sichere Böschungen im Hafen ist eine Konfiguration des Hafens selbst, vor allem aber seiner Einfahrt, anzustreben, die die o. g. Phänomene möglichst klein hält. Um dies zu erreichen, sind Modelluntersuchungen (physikalisch und/oder mathematisch) erforderlich.

6. Sandbewegung im Küstenbereich

6.1 Allgemeines

An sandigen Küsten werden durch den Einfluß von Wellen und Strömungen Sedimente sowohl in Suspension („suspended load") als auch an der Sohle („bed load") bewegt. Es ist zu unterscheiden zwischen der Gesamtmenge der transportierten Sedimente („gross transport rate") in einem betrachteten Zeitraum und der Nettotransportmenge („net transport rate") als der Differenz zwischen den Mengen, die in wechselnde Richtungen (z. B. an einem Punkt der Küste seewärts und landwärts bzw. nach links und rechts längs der Küste) bewegt werden. Die Netto-Transportmenge ist häufig ein relativ kleiner Unterschied zwischen zwei großen („Brutto-")Mengen. Dies ist einer der Gründe, warum die Voraussage von Transportraten relativ schwierig ist.

Die Transportraten sind gewöhnlich gering, und der Transport vollzieht sich vorwiegend in einer bodennahen Schicht; nennenswerte Suspensionskonzentrationen sind in Höhen von mehr als 0,5 m über der Sohle nur selten anzutreffen.

Der Sedimenttransport innerhalb der Brandungszone hängt hauptsächlich von der Turbulenzenergie aus der Dissipation der Wellenenergie und den wellenerzeugten Strömungen ab. Der hohe Eintrag an Turbulenzenergie aus der Dissipation in die Wassersäule bis zur Sohle hin führt zu Sedimentkonzentrationsverteilungen, die nahezu gleichförmig über die Wassersäule verteilt sind. In einzelnen Bereichen der Brandungszone kann sich oberhalb dieser Suspensionsschicht noch eine zweite Schicht ausbilden, die aus der Diffusion von der Sohle herrührt. Dieser Vorgang hängt vom Brechertyp und von der Breite der Brandungszone ab.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Kennzeichnend für den Sedimenttransport in der Brandungszone sind schnelle und gelegentlich sogar spektakuläre Änderungen von Strandform und Strandprofil.

Die Brandungszone kann in drei Transportzonen unterteilt werden:

1. Bereich vom Brechpunkt der einzelnen Wellen im Seegang bis zu deren Aufschlags-(Eintauch-)punkt in die Wasseroberfläche (Hauptbrecherzone).
2. Zone der gebrochenen Wellen bis zum Punkt der „Wellenreformation".
3. Zweite strandnahe Brecherzone bis zum höchsten Punkt des Wellenauflaufes („swash zone"). Die Strömungsvorgänge in diesem Bereich sind stark unterschiedlich von denen im Bereich der Hauptbrandungszone. Der Sedimenttransport hängt von den Sedimenteigenschaften (Korngröße, spezifisches Gewicht, etc.), der borenartig auflaufenden Wasserfront („run-up bore") und der lokalen Strandneigung ab.

Gewöhnlich wird im Schrifttum, wie schon erwähnt, zwischen Transport in Suspension und an der Sohle unterschieden. Da das Sediment aber hauptsächlich durch Makroturbulenzen, Groß- und Kleinwirbel in Suspension versetzt wird, hat diese Unterscheidung nur eine begrenzte physikalische Bedeutung, mit Ausnahme einer ebenen Sohle, an der sich eine dünne Schicht von mobilisiertem Sediment ausbildet. Der Netto-Sedimenttransport aus der Wellenbewegung und deren Dissipation ergibt sich aus der Konvektion eines Korn-Wasser-Gemisches durch das Aufsummieren (über die ganze Wassertiefe) der lokalen Produkte von mittlerer Konzentration und mittlerer Nettogeschwindigkeit. Die Konzentrationsverteilung über die Wassertiefe kann gewöhnlich in die Segmente: Mobilisierungs-, Suspensions- und Diffusionsschicht eingeteilt werden. Die Stärke der mobilisierten Schicht bei „Sheet-Flow"-Verhältnissen („Schichtenströmung", s. Abschn. 6.5) liegt in der Größenordnung von 10 mm, so daß der Fehler, der sich bei Berechnungen durch Vernachlässigung dieser Schicht in der Brandungszone ergibt, relativ gering ist. Wenn in diesem Fall die Konzentrationsverteilung von der Suspensions- oder Diffusionsschicht (abhängig von der Lokation) einfach bis zur Sohle extrapoliert wird, dann sind die Unterschiede der Transportmengen im Vergleich zur Berücksichtigung der Konzentration in der dünnen Schicht klein gegenüber anderen Fehlerquellen. Schwieriger sind aber die Probleme, wenn die Strömungen in der Brandungszone, die den größten Teil des Transportes verursachen, größenordnungsmäßig beschrieben werden sollen.

Ein weiteres Problem stellt zudem noch die Erfassung der Sedimente, die in land- und seewärtiger Richtung transportiert werden, dar. Nahe der Brecherlinie, wo die Wellen sich der Form von Einzelwellen („solitary waves") annähern, sind die Unterschiede zwischen landwärtiger und seewärtiger Geschwindigkeit beträchtlich. Die transportierte Sandmenge, die unterstützt durch den Brechervorgang mit der landwärtigen Geschwindigkeit bewegt wird, ist größer als die, die bei der Strömungsumkehr transportiert wird. Unabhängig davon bilden sich an einem Unterwasserstrand auch noch stark seewärts gerichtete Rippströmungen aus, durch die Sedimente seewärts transportiert werden (Abb. A6.1).

Aus vorgenannten Gründen ist eine exakte Lösung zur Berechnung des Sedimenttransportes in der Brandungszone auch in nächster Zukunft nicht zu erwarten.

Zwischen der umgewandelten Seegangsenergie und dem Sedimenttransport besteht ein funktionaler Zusammenhang. Die Transportrate q kann aus dem Produkt von Sedimentkonzentration C und Transportgeschwindigkeit V, bezogen auf die Schichtdicke dh, berechnet werden, sie stellt eine vektorielle Größe dar. Das Integral über die Zeit ergibt den Sedimenttransport Q.

$$Q = \int_0^t (C \cdot V)\, dh\, dt \qquad (1)$$

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

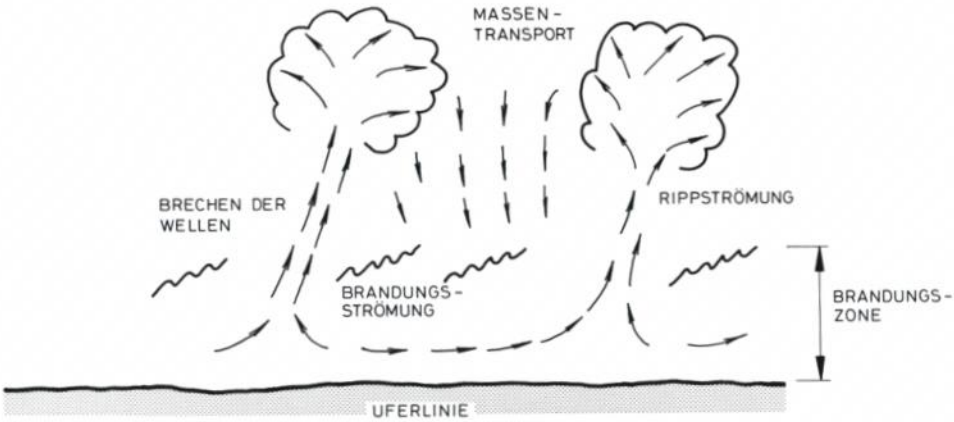


Abb. A6.1. Strömungsmuster im Küstenvorfeld (schematisch nach HORIKAWA, 1978)

Die transportierte Sedimentmenge setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Der größte Anteil (mehr als 90 %) wird in Suspension transportiert, und der Rest besteht aus dem sohlnahen Transport, bei dem die Sedimente unmittelbar auf der Sohle und dicht darüber in der Grenzschicht in rollenden oder springenden Bewegungsformen transportiert werden. Der Sedimenttransport an einer Küste läßt sich aufgrund seines vektoriellen Charakters aufteilen in:

- Küstenquertransport („on-/offshore transport")
- Küstenlängstransport („longshore transport")

Der Küstenquertransport verursacht kurzfristige morphologische Umlagerungen von Sedimenten. Der Küstenlängstransport bewirkt dagegen die langfristigen morphologischen Veränderungen an einer Küste.

6.2 Küstenquertransport

An einer geradlinigen Küste bewirkt ein senkrecht anlaufender Seegang einen Netto-Wassertransport in Wellenfortschrittsrichtung. Dies führt dazu, daß sich die Wassermassen landwärts der Brandungszone an der Küstenlinie aufstauen. Es entsteht der sog. „Brandungsstau" („wave set-up"), der zusätzlich bei Starkwind- und Sturmflutwetterlagen noch um den Windstau („wind set up") vergrößert werden kann (Abb. A6.2 u. A6.3).

Die Küste stellt eine Barriere dar, an der sich die in Bewegung befindliche Wassermasse aufstaut. Die Neigung des Wasserspiegels in der Brandungszone führt zu einer Strömung in seewärtiger Richtung, die mit der ankommenden Strömung im Gleichgewicht steht. Die ankommende Strömung verläuft nahe der Oberfläche und die zurücklaufende im unteren Teil des Wasserkörpers (Abb. A6.3). Die Verteilung der Netto-Wassertransportgeschwindigkeit über die Tiefe hängt sowohl von der Länge, Periode und Höhe der Wellen, als auch von vorhandenen Gezeitenströmungen und weiterhin auch noch von der Sohlrauheit, die das Geschwindigkeitsprofil in der sohlnahen Grenzschicht beeinflußt, ab.

Bei einer konstanten Wasserspiegellage und gleichbleibenden Seegangsbedingungen bildet sich langfristig ein Unterwasserprofil aus, das mit dem Seegang im Gleichgewicht steht und lagestabil bleibt, solange sich die Seegangscharakteristik nicht ändert.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

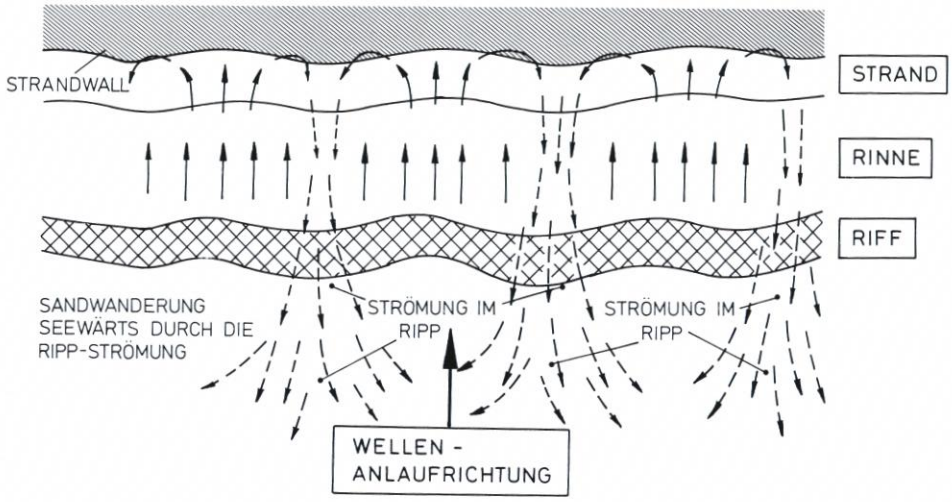


Abb. A6.2. Küstenquertransport (schematisch nach GUTSCHE, 1961)

An einer natürlichen Tideküste verhindern die Gezeiten und täglich sowie jahreszeitlich schwankende Seegangsverhältnisse den Aufbau eines Gleichgewichtsprofiles. Das Strandprofil reagiert jedoch auf jede Veränderung des Seeganges, indem es ständig versucht, sich in ein Gleichgewichtsprofil umzuformen. Daraus resultiert eine pendelnde küstennormale Sedimentbewegung im Unterwasserstrandbereich.

Der zur Küste hin gerichtete Transport ist vorwiegend mit langen, verhältnismäßig flachen Wellen verbunden (z. B. Dünung). Der seewärts gerichtete Transport tritt überwiegend bei kurzen steilen Wellen auf und führt zur Stranderosion. Abb. A6.4 zeigt die Umlagerungen eines Strandprofiles schematisch.

Ein mit einem Seegang nicht im Gleichgewicht stehendes Profil („Außergleichgewichtsprofil") wird im oberen Bereich zunächst relativ schnell erodiert. Das im Unterwasserbereich abgelagerte Sediment führt zu einer Abflachung des Profiles; im gleichen Maße erstreckt sich

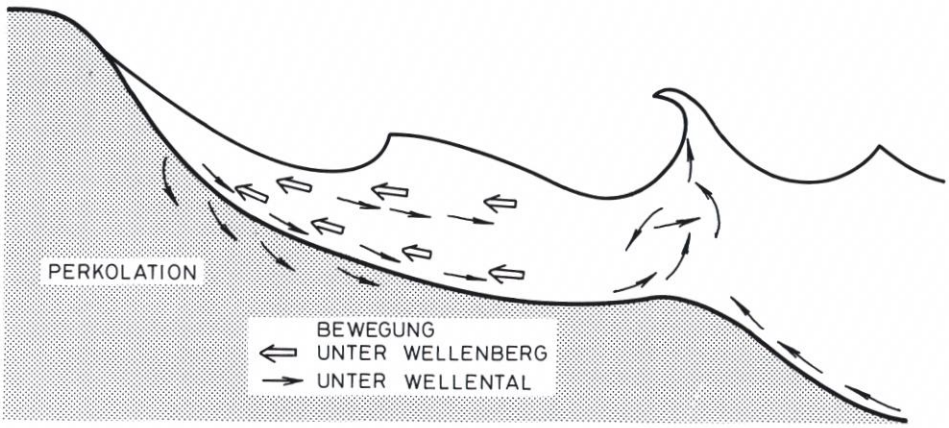


Abb. A6.3. Bewegung von Sediment und Wasser in der Brandungszone bei Normalwetterlagen (MASSIE, 1982)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

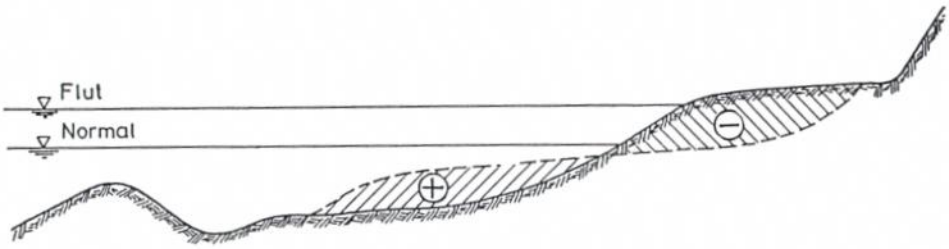


Abb. A6.4. Schematische Darstellung der Küstenquerverlagerung des Sandes unter Wellenangriff während eines erhöhten Wasserstandes (z. B. Sturmflut)

die Umwandlung der Seegangsenergie über einen größeren Bereich, d. h. der Energieeintrag je Flächeneinheit auf die Sohle wird vermindert und entsprechend auch die Erosionsrate. Diese nimmt exponentiell ab und tendiert bei Erreichen des Gleichgewichtszustandes gegen Null.

Bei Sturmfluten mit Wasserständen über dem mittleren Hochwasserstand kommt es häufig zu Ausräumungen (Erosionen) des hohen Strandbereiches und der daran anschließenden Dünen. Abb. A6.5 veranschaulicht an den Profildarstellungen A bis D die Wechselwirkungen zwischen den angreifenden Kräften Wasserstand und Seegang sowie den reagierenden Kräften (morphologische Umlagerungen, Erosions- und Akkumulationsvorgänge im Dünen- und Strandprofil).

An Riffen vor einer Küste wird bei Normalwetterlagen die ankommende Seegangsenergie häufig schon weitgehend umgewandelt, so daß nur noch eine Restwellenenergie in die strandnahe Brandungszone eingetragen wird. Bei erhöhten Wasserspiegellagen, z. B. bei Sturmfluten, wird durch die größeren Wassertiefen über dem Riff die Teilbrandung am Riff ggf. weitgehend ausgesetzt, so daß dann die gesamte Seegangsenergie ohne Dämpfung ebenso wie an Stränden ohne vorgelagerte Riffe in die Strandbrandungszone gelangt.

Die Aufrechterhaltung eines Riff-Rinnen-Systems, wie es z. B. für den Mittelteil und die südliche Hälfte der Insel Sylt charakteristisch ist (s. Abb. D10 u. D46), setzt eine im Jahresablauf dominierende Wirkung von steilen Windwellen, die zudem überwiegend relativ senkrecht zur Küste anlaufen, voraus. Die Lage und Höhe des Riffes verändert sich ständig in Abhängigkeit vom Seegang. Die Entwicklung eines relativ flachen Erosionsprofiles vollzieht sich bei erhöhten Wasserständen innerhalb von wenigen Stunden oder Tagen. Die Restaurierung oder Herstellung eines relativ steilen, sog. Sommerprofiles erstreckt sich dagegen über Wochen und Monate.

6.3 Der Küstenlängstransport

Sobald die Wellenlaufrichtung von der Küstennormalen abweicht, entsteht eine küstenparallele Kraftkomponente, die eine küstenparallele Strömung erzeugt. Das Sediment, das mit dieser Strömung transportiert wird, ergibt den Küstenlängstransport (Abb. A6.6). Wellenerzeugte küstenparallele Strömungen können durch tidebedingte küstenparallele Strömungen überlagert werden. Ebenso kann bei senkrechtem Wellenangriff auch die Tideströmung allein einen Küstenlängstransport bewirken.

Die Auswirkungen auf morphologische Veränderungen einer Küste durch den küstenparallelen Sandtransport hängen entscheidend davon ab, ob es sich bei der Betrachtung der Küste als eine physiographische Einheit (Abb. A6.7) um ein

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

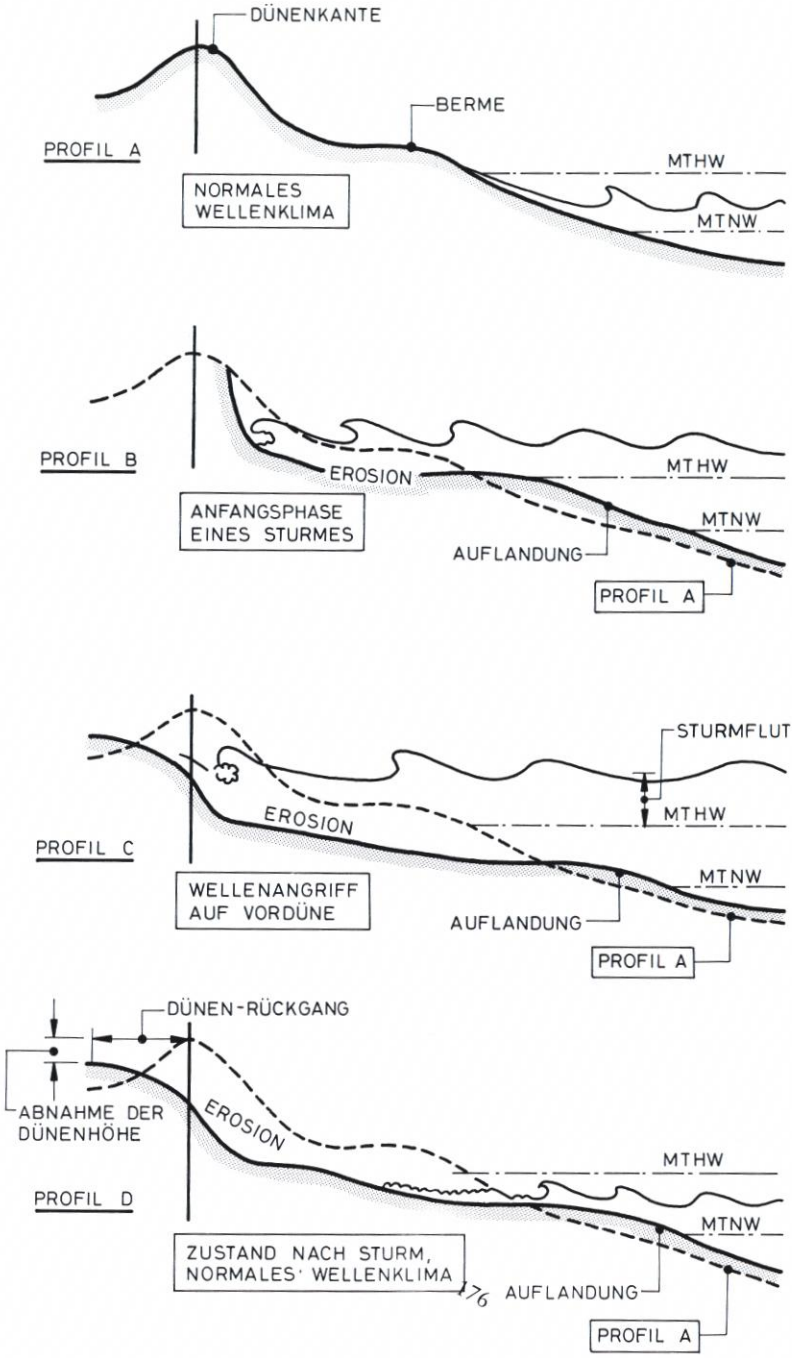


Abb. A6.5. Erosion und Akkumulation im Dünen- und Strandprofil vor, während und nach Sturmfluten (Shore Protection Manual, 1984)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

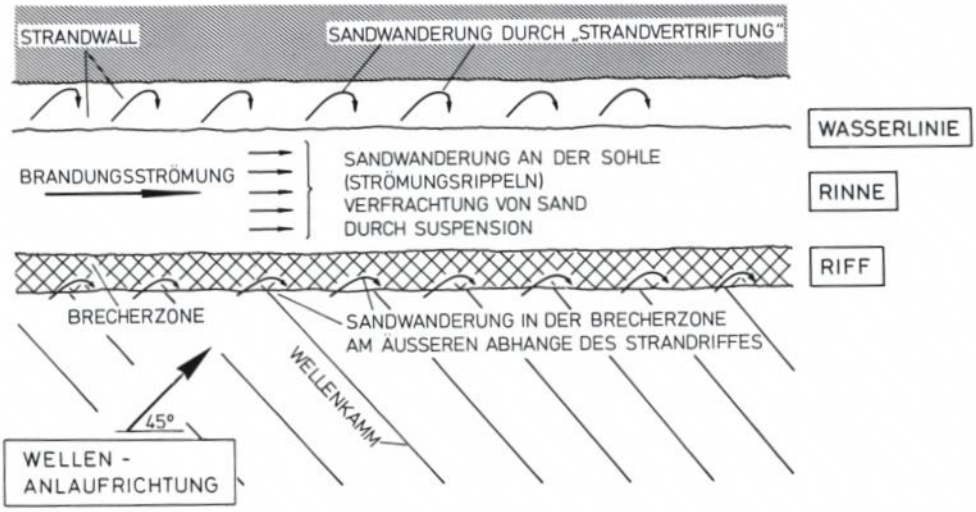


Abb. A6.6. Küstenlängstransport (schematisch nach GUTSCHE, 1961)

- geschlossenes Sandsystem oder um ein
- offenes Sandsystem

handelt.

Bei einem offenen System (ohne Endfestpunkte) wird der Sand, der durch den küstenparallelen Transport an die Enden des Küstenabschnittes gelangt, aus dem System heraus transportiert. Ein solches System stellt z. B. auch die Insel Sylt dar. Der mobilisierte Sand, der die Inselenden erreicht, gelangt von dort in die Haupttiderinnen und geht damit der Westküste vor Sylt fast vollständig verloren. Durch die Orientierung der Haupttiderinnen wird der Sand nach Norden bzw. Süden verfrachtet und kommt den Nachbarinseln RØMØ und AMRUM zugute. Der küstenparallele Sandtransport kann beträchtliche Größenordnungen annehmen. Der Substanzverlust der Insel erreicht im langjährigen Mittel Größenordnungen von 1,0 bis 1,5 Mio. m^3, wovon etwa ein Drittel nach Süden und zwei Drittel nach Norden transportiert werden (s. Empf. D, Abschn. 3.2.2).

Ein geschlossenes Sandsystem wird durch einen Küstenabschnitt repräsentiert, der durch die Anordnung von gewissen Festpunkten an dessen Enden (Endbarrieren) vor einem Sandverlust aus dem System geschützt wird. Dies ist von sog. „Halbmondbuchten" bekannt, bei denen die Sandbewegung durch natürliche Felshalbinseln als Festpunkte (Widerlager) begrenzt wird. Diese Festpunkte werden als „Headlands" oder auch als Inselberg bezeichnet und können sehr weit auseinanderliegen. Innerhalb dieser Buchten pendelt der Sand je nach vorherrschenden Seegangsverhältnissen hin und her; es geht jedoch kaum Sand aus dem System verloren. An Hochenergieküsten können die täglichen und jahreszeitlichen Sandumlagerungen in einem derartigen System beträchtliche Größenordnungen erreichen.

6.4 Der Energiefluß als Sedimenttransportindikator

In Abschnitt 6.1 wurde bereits darauf hingewiesen, daß der Sedimenttransport bei Vernachlässigung der Tideeinwirkung in unmittelbarem Zusammenhang mit der eingebrach-

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

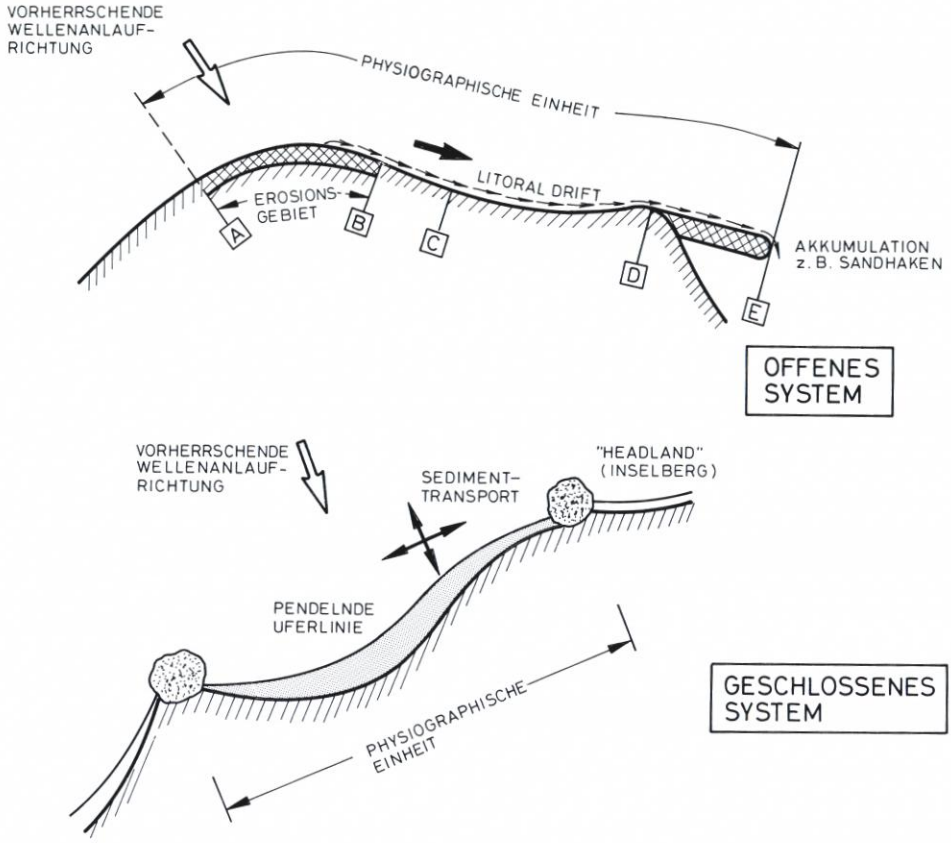


Abb. A6.7. Physiographische Einheiten bei einem offenen (oben) und einem geschlossenen (unten) Küstensystem nach KOHLHASE [9]

ten Seegangsenergie steht. Die Seegangsenergie kann durch den sog. Energiefluß ausgedrückt werden (vergl. Abschn. A 3).

Der Energiefluß ist das Produkt aus Wellenenergie und Wellengeschwindigkeit. Er stellt eine vektorielle Größe dar, die eine Richtung und einen Betrag aufweist. Die vektorielle Größe kann als resultierender Energiefluß auf die Küste oder auch in Komponenten zerlegt, als küstenparalleler und küstennormaler Energiefluß getrennt betrachtet werden.

In erster Näherung kann der Energiefluß durch die Seegangsverhältnisse am Brechpunkt beschrieben werden, wobei die Wellenenergie mit der „root-mean-square"-Wellenhöhe H_{rms} berechnet wird. Eine weitere Vereinfachung besteht in der Berechnung der Wellengeschwindigkeit c, die durch

$$c \cong \sqrt{g \cdot h} \cong \sqrt{g \cdot H_{rms}} \tag{2}$$

ausgedrückt wird.

Damit ergibt sich der Energiefluß P zu

$$P = \frac{1}{8}\,\rho g H_{rms}^2 \sqrt{g H_{rms}} = \frac{1}{8}\,\rho g^{\frac{3}{2}}\, H_{rms}^{\frac{5}{2}} \tag{3}$$

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

mit ρ = Dichte des Meerwassers (kg/m^3), g = Fallbeschleunigung (m/s^2).

Die Richtung des Energieflusses soll sich auf die Wellenanlaufrichtung am Brechpunkt der Wellen beziehen.

Im Folgenden wird am Beispiel der Insel SYLT gezeigt, daß in erster Näherung die Energiemenge des küstenparallelen Energieflusses als ein Indikator für die Größenordnung des Küstenlängsstromes und auch des Küstenlängstransportes angesehen werden kann.

Die Tideströmungen liegen hier im Mittel bei etwa 0,2 m/s und weisen Spitzenwerte von 0,3 m/s bis 0,4 m/s auf. Die wellenerzeugten Geschwindigkeiten des Küstenlängsstromes erreichen dagegen bei hohem Seegang und relativ kleinem Angriffswinkel sowie bei geringeren Wellen mit relativ großem Angriffswinkel Werte bis zu 1,5 m/s [2], d. h. daß die wellenindu-zierten Strömungen die dominierende Einflußgröße darstellen und daß nur während Schönwetter- und Ostwindlagen die tideerzeugten Strömungen einen Einfluß auf den Küstenlängstransport ausüben können, ansonsten aber vernachlässigt werden können.

Eine Besonderheit der Insel SYLT stellt die Form der Westküste dar, die mit einem Richtungsunterschied von 22° in zwei Abschnitte geteilt ist; im nördlichen Teil verläuft die Küstennormale in Richtung 292° und im südlichen Teil in Richtung 270° der 360°-Windrose (Abb. A6.8 u. Empf. D, Abschn. 3.2.2.1).

Die physikalische Bedeutung der Aufteilung des Energieflusses in die küstennormale und küstenparallele Komponente wird augenscheinlich aus der Betrachtung eines einzelnen Ereignisses, z. B. am 8. 10. 1988 (Abb. A6.9).

Bei etwa gleichem küstennormalen Energiefluß (rd. 80 kW/m) im Süden und Norden der Insel ergeben sich erhebliche Unterschiede in der küstenparallelen Komponente des Energieflusses. Im südlichen Teil der Insel erzeugte der anfänglich aus West (275°) wehende Wind einen küstenparallelen Energiefluß von ca. 12 kW/m in Richtung Süden, der mit den auf WSW (250°) rückdrehenden Winden in die entgegengesetzte Richtung mit rd. 10 kW/m umschlägt. Beide Spitzen sind „schmal" und beinhalten daher nur relativ wenig Energie. Im Vergleich dazu herrschte im nördlichen Teil der Insel ein nach Norden gerichteter Energiefluß über den gesamten Zeitraum von etwa 3 Tagen vor, mit einem Spitzenwert von 29 kW/m (Abb. A6.9).

Die Sturmfluttiden im Januar und Februar 1990 erzeugten küstennormale Energieflußspitzen bis zu 80 kW/m im Süd- und bis zu 70 kW/m im Nordteil der Insel. Im Südteil betrugen die küstenparallelen Energieflüsse bis zu 20 kW/m nach Süden bzw. 23 kW/m nach Norden. Im nördlichen Teil der Insel war dagegen der küstenparallele Energiefluß in diesen beiden Monaten durchgehend nach Norden gerichtet, wobei Spitzenwerte von 45 kW/m und 38 kW/m zugleich einen beachtlich größeren Energieinhalt veranschaulichen (Abb. A6.10). Aus diesen Betrachtungen kann geschlossen werden, daß bei den genannten Ereignissen der küstenparallele Sedimenttransport im Nordteil der Insel um ein Vielfaches größer als im Südteil gewesen ist.

Allgemein belegen derartige Auswertungen die Notwendigkeit, für jede zu betrachtende Lokation einer Küste ähnliche Untersuchungen vorzunehmen, um einen Anhalt über die Transportvorgänge zu erhalten.

6.5 Mobilisierung und Verteilung der Sedimente

Die Mobilisierung des Sandes erfolgt durch den Energieeintrag der in die Flachwasserzone einlaufenden Tiefwasserwelle. Außerhalb der Brandungszone ist es die oszillierende Orbitalgeschwindigkeit der Welle, die in Tidemeeren in Überlagerung mit den Tideströmun-

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

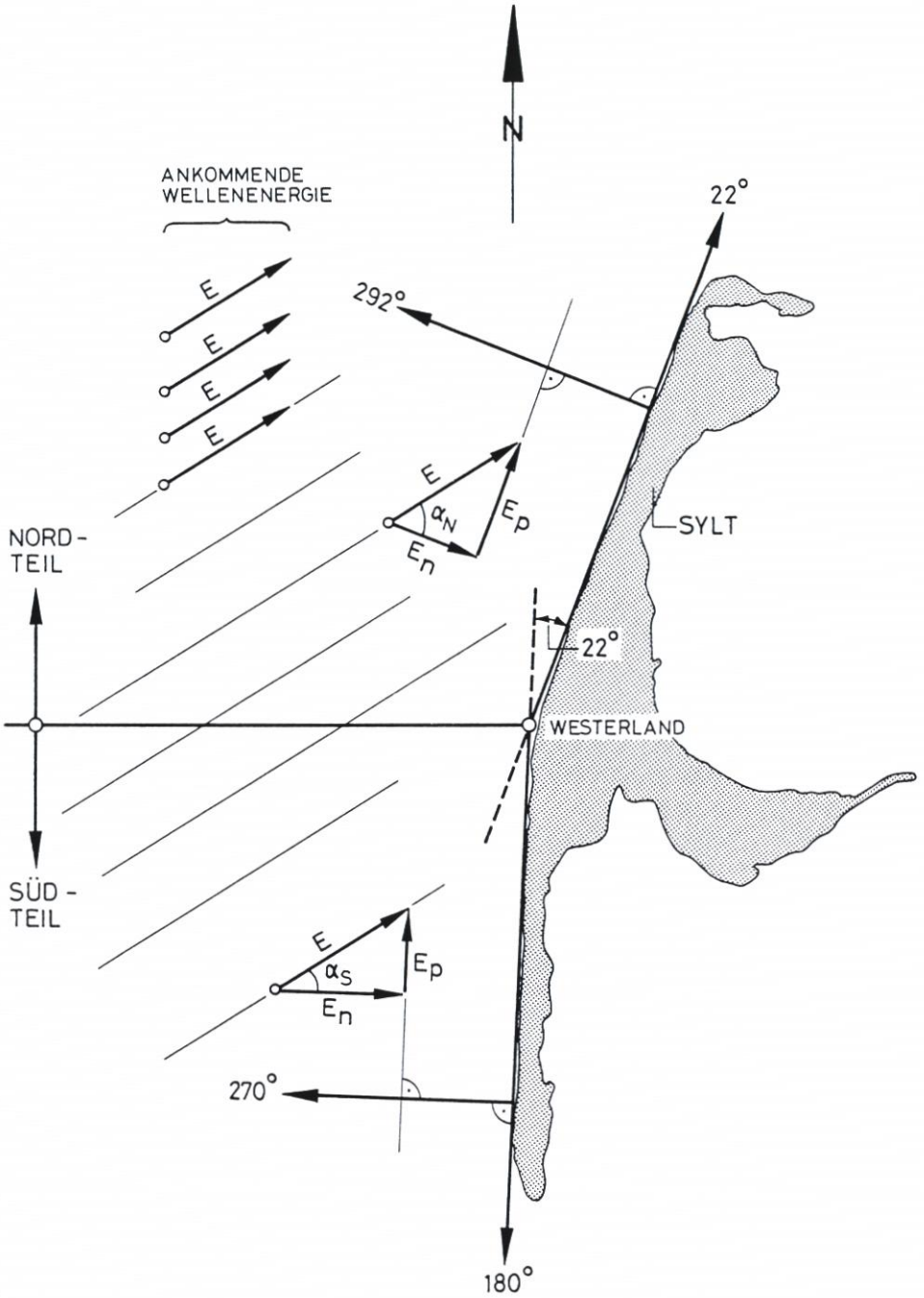


Abb. A6.8. Küstennormale (E_n) und küstenparallele (E_p) Komponenten der ankommenden Wellenenergie (E) im Nord- und im Südteil der Insel (schematisch) (aus FÜHRBÖTER, 1991)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

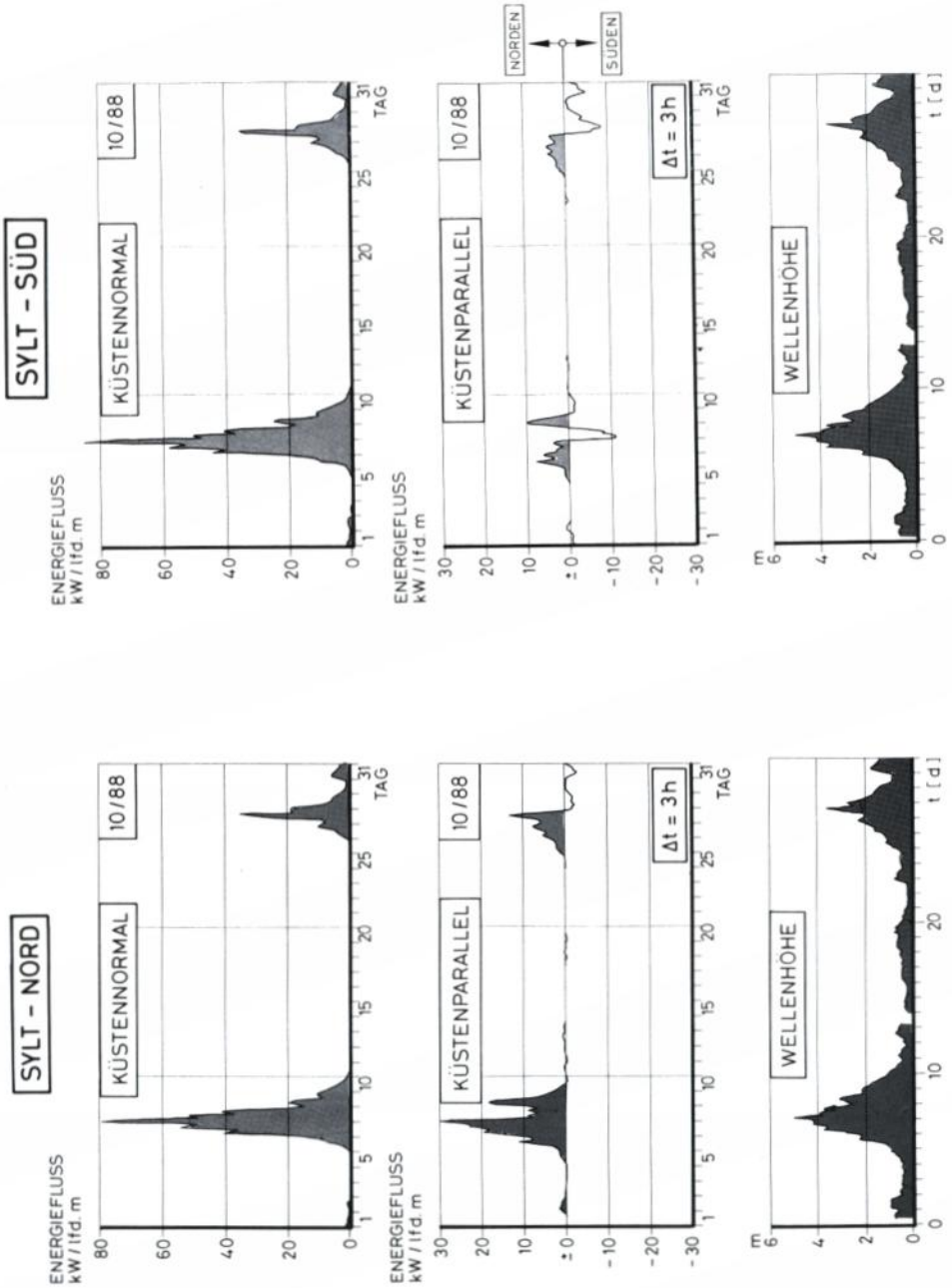


Abb. A6.9. Küstennormaler und küstenparalleler Energiefluß im Oktober 1988 für den nördlichen (links) und südlichen (rechts) Teil der Insel Sylt [3]

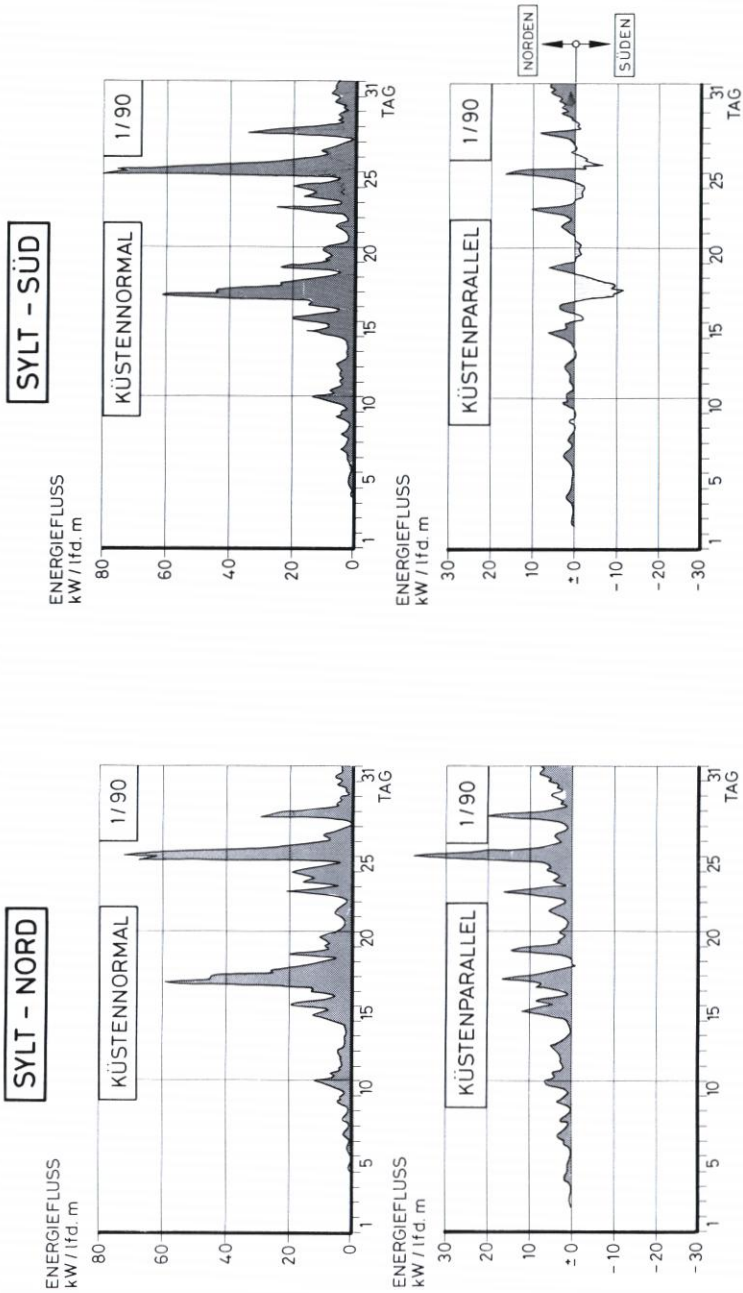


Abb. A6.10a. Komponenten des Energieflusses im Januar 1990 für die Insel Sylt [3]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

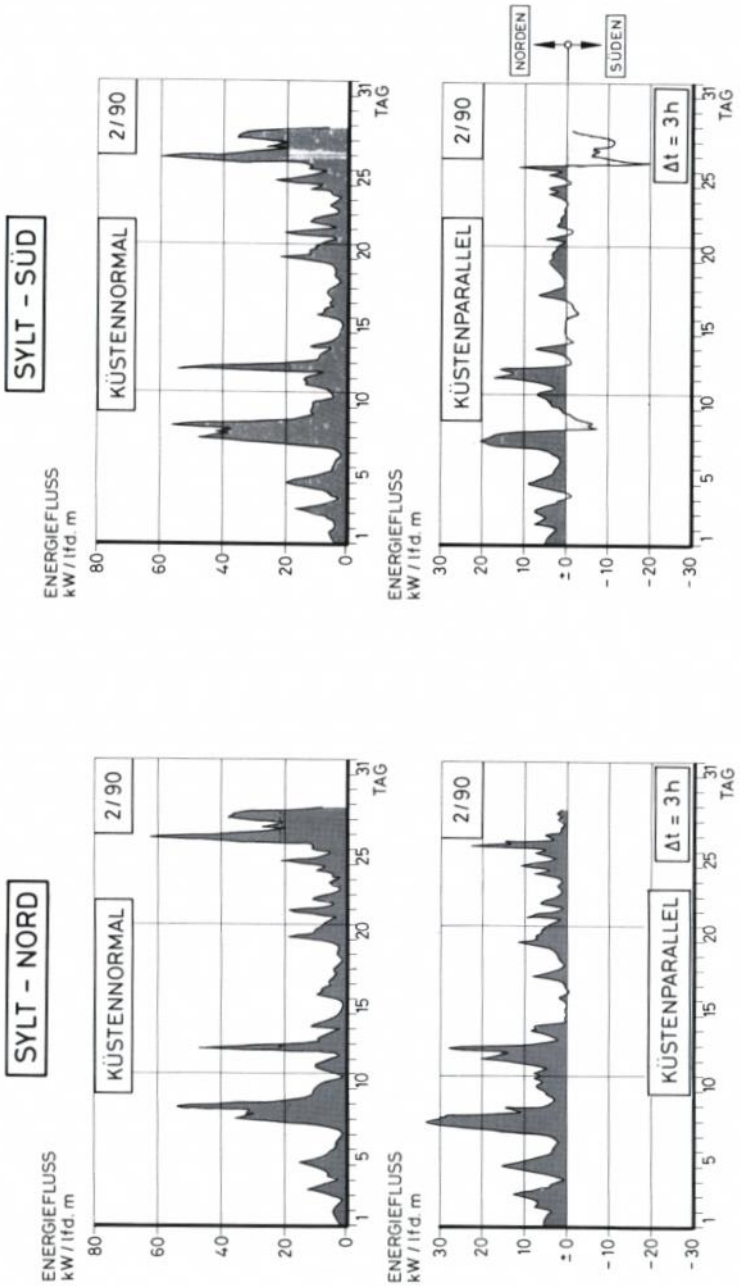


Abb. A6.10b. Komponenten des Energieflusses im Februar 1990 für die Insel Sylt [3]

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

gen eine resultierende instationäre Strömung über der Sandsohle erzeugt. Diese Strömung erzeugt eine Schubspannung, die auf die Sandkörner in der Grenzschicht Sand/Wasser wirkt. Erreicht diese Schubspannung eine sog. „kritische Schubspannung", werden einzelne Sandkörner aus der Sohle gelöst und mit der Strömung auf der Sohle hin und her bewegt. Eine weitere Steigerung der Strömung bzw. Schubspannung führt dann zu Turbulenzen und zu einer Riffelstruktur an der Sohle. Durch die erhöhten Turbulenzen werden weitere Sedimente aus der Sohle gelöst, die dann durch Diffusionsvorgänge und Großwirbel in höhere Wasserschichten, größenordnungsmäßig im Dezimeterbereich, über der Sohle getragen werden, wo sie dann mit der Strömungsgeschwindigkeit transportiert werden. Wird die Strömungsgeschwindigkeit noch weiter erhöht, flacht die Riffelstruktur des Sandbodens ab, und bei Strömungsgeschwindigkeiten in einer Größenordnung von 1,0 m/s und mehr können sog. „sheet-flow"-Bedingungen auftreten. Der Sedimenttransport als „sheet-flow" (engl.: Schichtenströmung) geschieht dann ausschließlich in einer wenige cm starken Schicht hoher Sedimentkonzentration über der Sohle, die ein großes Transportvermögen besitzt.

Zur Ermittlung der kritischen Schubspannung gibt es zahlreiche Ansätze, die durch empirische Beziehungen zwischen Korngröße, Wellenhöhe, Wellenperiode und Wassertiefe ausgedrückt werden. Als Beispiel sei der Ansatz von DINGLER [5] genannt, der sich für Seewasser bei 15 °C und Quarzkörner auf die Form

$$u_{max} = 5{,}1 \sqrt{Td} \tag{4}$$

reduziert, wobei u_{max} den Maximalwert der Orbitalgeschwindigkeit in m/s, T die Wellenperiode und d den Korndurchmesser des Sedimentes in m bezeichnen. Ähnliche Beziehungen konnten aus großmaßstäblichen Untersuchungen aus dem GROSSEN WELLENKANAL (Hannover) ermittelt werden [15, 16].

Innerhalb der Brandungszone dominiert die durch brechende Wellen erzeugte Turbulenzintensität gegenüber den Orbitalströmungen an der Sohle als mobilisierendes Element. In den hochturbulenten Zuständen unter brechenden Wellen, insbesondere bei Sturzbrechern, kann das Sediment unabhängig von der Korngröße und der Kornzusammensetzung bis an die Wasserspiegeloberfläche aufgewirbelt werden. Unter diesen extremen Turbulenzverhältnissen ist eine Berechnung des Transportes über die herkömmlichen Schubspannungsansätze nur sehr schwer möglich. Neue Berechnungsansätze berücksichtigen daher den funktionalen Zusammenhang zwischen Wellenenergieumwandlung (Turbulenzintensität) und Sedimentkonzentrationsverteilung in der Brandungszone (DETTE und RAUDKIVI, 1991 [4]).

Die charakteristische Tiefenverteilung von suspendierten Sedimenten kann Abb. A6.11 entnommen werden, in der Daten aus Naturmessungen am Schwarzen Meer dargestellt sind (KOSSYAN et al., 1982, bei [15]). In der Brecherlinie (Stat. 2) liegt die Suspension über die gesamte Wassertiefe verteilt in sehr hohen Konzentrationen vor, auch ist die Korngrößenverteilung als uniform über die Wassertiefe zu bezeichnen. Außerhalb der Brandungszone ergibt sich ein abweichendes Bild. Hier bildet sich eine Schicht suspendierten Sedimentes aus, das durch die Diffusion der Turbulenz bis in einige Dezimeter Höhe über der Sohle aufwärtsgetragen wird (Stat. 2–3, 3 bis ca. 70 cm). Ab dieser Höhenlage weist die Konzentrationsverteilung einen steileren Verlauf auf; aus der Korngrößenverteilung ist ersichtlich, daß es sich hierbei um Sedimente mit geringen Korndurchmessern von wenigen µm handelt. Diese Sedimente werden häufig auch als „Schwebstoff" bezeichnet. Das Auftreten einer solchen Schwebstoffschicht (Diffusionsschicht) zeigt aber keinen funktionalen Zusammenhang zur vorhandenen Hydrodynamik, sondern ist lediglich vom Vorhandensein solcher Schwebstoffe abhängig.

Die exakte Ermittlung der Sedimentkonzentrationsverteilung ist bei Sedimenttransport-

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

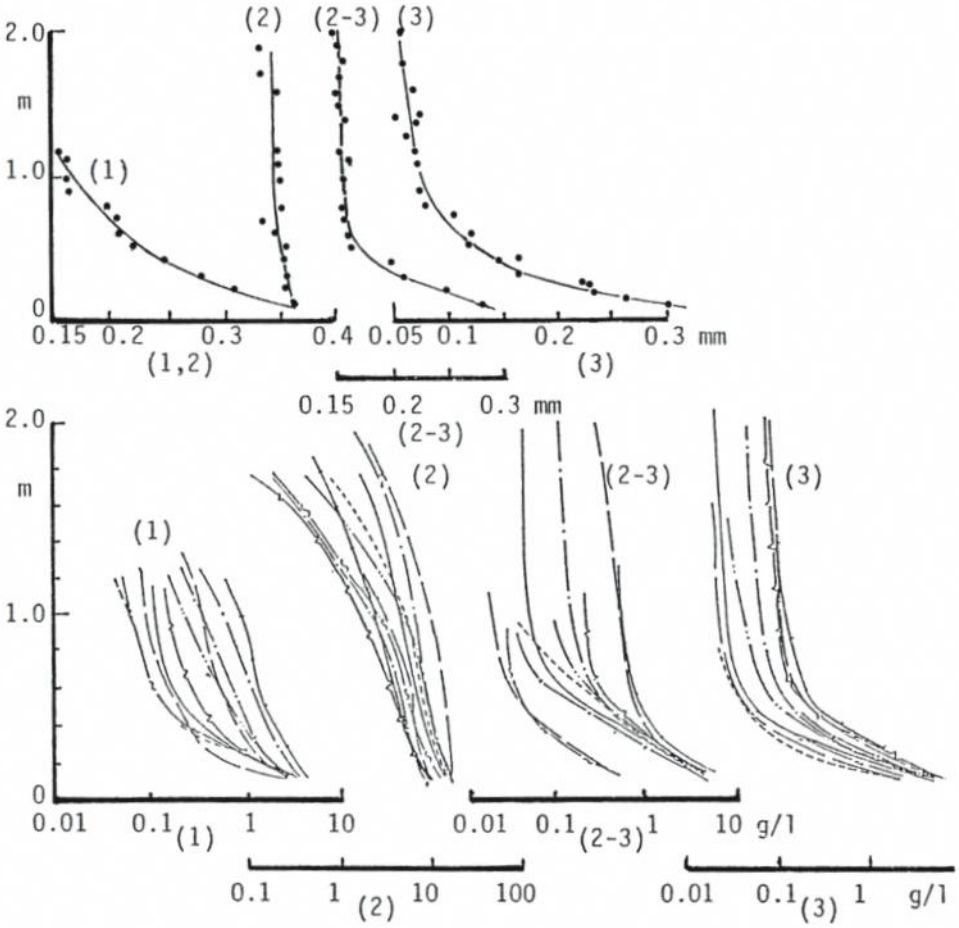


Abb. 6.11. Sedimentkonzentration und Korngrößenverteilung des suspendierten Sedimentes an 4 Stationen entlang eines Querprofiles. (KOSSYAN et al., 1982, bei [15])

berechnungen von hoher Bedeutung, da bei effektiv gleichen Geschwindigkeiten des Küstenlängsstromes eine unterschiedliche Sedimentkonzentrationsverteilung über das Produkt mit der Transportgeschwindigkeit und unter Einbeziehung der Wassertiefe einen unterschiedlich hohen Sedimenttransport ergibt.

6.6 Sedimenttransportberechnungen

6.6.1 Vorbemerkung

Sedimenttransportberechnungen sind nach wie vor eine komplexe Aufgabenstellung im Küsteningenieurwesen. Ein natürlicher oder künstlicher Sandstrand (Sandaufspülung, s. Empf. D) stellt immer ein „dynamisches" Bauwerk dar, das im Gegensatz zu einem „festen" Bauwerk (z. B. Wellenbrecher, Deckwerke o. ä.) seine Form und sein Verhalten gegenüber

den einwirkenden Kräften des Seeganges ständig verändert. Es ist daher sehr schwierig, das Verhalten (Umformung) dieser Bauwerke in feste Rechenabläufe einzuordnen. Ein Rechenergebnis kann daher immer nur als eine Abschätzung der Größenordnung gelten und darf nicht bis in die Nachkommastellen interpretiert werden.

Viele der im Schrifttum genannten Berechnungsansätze gelten nur für bestimmte Küstenabschnitte und Profilformen. Sie sind nicht auf jeden beliebigen Küstenabschnitt übertragbar. Weiterhin sind zahlreiche Berechnungsansätze aus kleinmaßstäblichen Untersuchungen mit genau definierten Randbedingungen entwickelt worden, deren Anwendung auf die Natur mit Maßstabseffekten behaftet ist. Auf der anderen Seite gibt es aber nur relativ wenige Naturmeßdaten, mit denen Berechnungsansätze verifiziert werden können.

Eine Anzahl der bekannten Berechnungsansätze enthalten empirische Parameter, die an bestimmte Randbedingungen wie z. B. morphologische und hydrodynamische Parameter geknüpft sind. Auch solche Ansätze sind nicht ohne weiteres übertragbar.

Der Sedimenttransport wird gegenwärtig größtenteils mit numerischen Modellen berechnet. Eindimensionale Rechenmodelle erlauben es, den Sedimenttransport an einer geradlinigen Küste zu berechnen; d. h. daß diese durch *ein* Küstenquerprofil repräsentiert wird. Zweidimensionale Rechenmodelle sind auf die Betrachtung von Küstenausschnitten ausgerichtet und sollten somit auch den Einfluß von z. B. Riffdurchbrüchen o. ä. berücksichtigen. Dreidimensionale Computermodelle eignen sich für Berechnungen an Objekten mit komplexen Strömungsverhältnissen, wie z. B. an den Inselenden von Sylt, den Tiderinnen oder Küstenschutzbauwerken wie Buhnen etc. Grundsätzlich bedeutet eine höhere Dimensionalität nicht automatisch eine Reduzierung der Rechenfehler. Bei allen Modellen ist bezüglich des Sedimenttransportes immer noch eine Fehlerspanne von 50 % bis 200 % realistisch!

6.6.2 Berechnung des küstenparallelen Sedimenttransportes

Für eine Abschätzung der Transportraten oder eine Überprüfung der Rechenergebnisse aus Computermodellen können sog. „energetische" Transportformeln benutzt werden, die aufgrund ihrer einfachen Anwendbarkeit in der Ingenieurpraxis gebräuchlich sind. Hierzu zählt z. B. die „C.E.R.C."-Formel [17], die durch eine Vielzahl von Sedimenttransportmessungen (Mittelwerte über lange Zeiträume) an geradlinigen Küsten belegt worden ist.

In der ursprünglichen Form wird in der CERC-Formel der Transport unter Wasser je Sekunde mit dem küstenparallelen Energiefluß, wie folgt, korreliert:

$$I = K\,P_y \tag{5}$$

oder über

$$\frac{I\ (\mathrm{kg/s})}{(\rho_s - \rho)\,(1 - n)} = Q_s\ (\mathrm{m^3/s}) \tag{6}$$

wo ρ_s und ρ die Dichte des Sandes und Wassers und n die Porösität des Sandbettes bezeichnen. Mit $\rho_s = 2650\ \mathrm{kg/m^3}$, $\rho = 1025\ \mathrm{kg/m^3}$ und $(1 - n) = 0{,}6$ ergibt sich

$$Q_s = \frac{K}{975\ g}\,P_y \tag{7}$$

Der K-Wert ist ein empirischer Wert, der von dem Brechertyp, der Neigung des Unterwasserprofils und der Korngröße abhängig ist. Bodge und Kraus [1] haben Natur- und Labordaten mit dem Iribarren ("surf similarity") Parameter

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$\xi = m \left(\frac{H_b}{L_o}\right)^{-1/2} \tag{8}$$

korreliert, worin m die Strandneigung, H_b die Brecherhöhe und L_o die Tiefenwasser-Wellenlänge bezeichnen. Das Ergebnis ist

$$K = 0{,}22 \ln \xi_b + 0{,}62 \tag{9}$$

Der mittlere Energiefluß P ergibt sich aus

$$P = \frac{1}{8} \rho g H_b^2 \gamma^{-\frac{1}{2}} (H_b g)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{8} \rho g^{\frac{3}{2}} \gamma^{-\frac{1}{2}} H_b^{\frac{5}{2}} \tag{10}$$

Mit einem mittleren Energiefluß von P = 3,42 kW, der für die Westküste von Sylt aus Energiebetrachtungen durch RAUDKIVI [13] als Größenordnung abgeschätzt worden ist, liefert Gl. 10 ein

$$(H_b)_{rms} = 0{,}91 \text{ m}$$

unter Anwendung des Wertes 0,8 für den Brecherindex γ (vergl. Abschn. A 3). Die signifikante Brecherhöhe ist dann aus $H_s = \sqrt{2}\, H_{rms}\, \overline{H}_b = 1{,}29$ m. Die mittlere Wellenperiode vor Sylt aus den Naturmessungen ist $\overline{T} = 4{,}1$ s und die zugehörige Wellenlänge ergibt sich zu L_o = 26,2 m. Damit wird aus G1.

$$\xi_S = 4{,}514 \text{ m}$$

wobei die Neigung zwischen 1:30 und 1:40 variiert. Für m = 1:30 ergibt sich $\varepsilon_b = 0{,}15$ und Gl. 9 liefert k = 0,20. Mit diesem Wert wird aus Gl. 7

$$Q_s \text{ (m}^3\text{/s)} = 2{,}09 \times 10^{-5}\, P_y \tag{11}$$

Die Anwendung auf den nördlichen Teil der Insel Sylt (Abb. A6.8) mit $\overline{P}_y = 860$ W/m ergibt nach Gl. 11 ein $Q_s = 0{,}018$ m³/s = 64,7 m³/Std. bzw.

$$Q_s = 570\,000 \text{ m}^3\text{/Jahr (Nordteil)}$$

sowie mit $P_y = 350$ W/m für den südlichen Teil ein $Q_s = 0{,}007$ m³/s = 26,3 m³/Std. bzw.

$$Q_s = 230\,000 \text{ m}^3\text{/Jahr (Südteil).}$$

Die Summe von 800 000 m³/Jahr als mittlerer Substanzverlust der Insel ist aufgrund des CERC-Ansatzes als potentielle Transportmenge anzusehen.

Die meisten bekannten Berechnungsmethoden, wie z. B. die CERC-Formel, korrelieren den Transport nur mit der küstenparallelen Komponente P_y des Energieflusses, wodurch beachtliche Fehler entstehen können. Dies kann beispielhaft am Energiefluß im Januar und Februar 1990 (Abb. A 6.10) veranschaulicht werden. Mit einem Spitzenwert von 60 kW/m führte der Energiefluß am 17. und 18. Januar 1990 zu einer küstenparallelen Komponente von P_y = 16 kW/m und die Spitze am 19. 1. 1990 von 20 kW/m zu P_y = 14,5 kW/m, d. h. die beiden Energieflüsse haben etwa die gleiche küstenparallele Komponente und Strömungsgeschwindigkeit. Jedoch würde die Spitze vom 17./18. 1. nach GWK-Daten einen etwa viermal höheren Suspensionsgehalt erzeugt haben.

Die größten Sandverluste aus dem hohen Strand treten bei Verhältnissen wie am 17./18. 1. 1990 auf. Wenn die küstenparallele Komponente klein ist, wird der Sand effektiv nur querverlagert. Mit zunehmendem P_y wächst der küstenparallele Transport, er bleibt aber immer klein im Vergleich zu den querverlagerten Mengen. Zum Beispiel die Sturmflut vom

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

25./27. 1. 1990 erzeugte für den nördlichen Teil $(P_y)_{max}$ = 38 kW/m und $\varepsilon P_y \cong$ 500 kW/Std. über 26 Std. Der Mittelwert von 19 kW/m führte nach der CERC-Formel zum küstenparallelen Sandtransport von $Q_s \cong 285\ m^3$/Std. oder rd. 7500 m^3 über 26 Stunden. Die Auswertungen der Vermessungsdaten von November 1989 und Februar 1990 [3] ergeben für den Nordteil (5n bis 34 n = 14,8 km) (s. Abb. D 48) einen Sandverlust aus dem hohen Strand von 770 000 m^3. Daraus wird ersichtlich, daß die küstenparallele Transportmenge während der zwei Januar-Sturmfluten in der Größenordnung von 15 000 m^3 im Vergleich zur Querverlagerung klein ist, weniger als 2 %.

Aus diesen Gründen ist es notwendig, neben der küstenparallelen Komponente des Energieflusses auch die küstennormale Komponente in einem Ansatz für den Küstenlängstransport, in der Form

$$Q_{s,y} = k \int_{t_1}^{t_2} P^n P_y^m \cdot dt \qquad (12)$$

zu berücksichtigen. P ist der Energiefluß, P_y die küstenparallele Komponente und K, n und m empirische Konstanten.

6.6.3 Berechnungen des küstennormalen Sedimenttransportes

Für die Berechnung des küstennormalen Sedimenttransportes gibt es eine Vielzahl von empirischen Berechnungsansätzen. Ein Vergleich dieser Ansätze ist aber kaum möglich, da sie aufgrund der unterschiedlichen analytischen Annahmen und Datenbasen in den Ergebnissen um Zehnerpotenzen voneinander abweichende Ergebnisse liefern. Deshalb sei an dieser Stelle nur beispielhaft ein Ansatz von Kriebel [11] erläutert.

Der Ansatz von Kriebel basiert auf Untersuchungen von Dean, wonach sich die Form eines Dünenprofiles bei konstantem Wasserstand und Seegang mit der Zeit dem Gleichgewichtsprofil annähert, entsprechend der Gleichung

$$h = A \cdot x^{\frac{2}{3}} \qquad (13)$$

mit: h Wassertiefe
x Abstand von der Küstenlinie
A empirischer Parameter ($\cong$ 0,15 ... 0,20)

Der empirische Parameter A kann in Abhängigkeit von der Energiedissipation im Gleichgewichtsprofil oder in Abhängigkeit von der vorhandenen Korngrößenverteilung ausgedrückt werden.

Eine Erosion auf dem Küstenquerprofil tritt immer dann ein, wenn die lokale Energiedissipation D_a des aktuellen Profiles die lokale Energiedissipation D_g des Gleichgewichtsprofiles überschreitet. Somit kann die Sedimenttransportrate Q an einem beliebigen Punkt im Küstenquerprofil durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$Q = K \cdot (D_a - D_g) \qquad (14)$$

Hierin bezeichnet K eine empirische Konstante, die durch Vergleiche von berechneten und gemessenen Strandprofilen ermittelt werden muß.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

6.7 Küstenschutzmaßnahmen zur Verringerung des Sedimenttransportes und der Erosion

Sandige Küsten unterliegen im allgemeinen ständigen Veränderungen. Diese Sandumlagerungen führen zu Küstenstrecken mit positivem, ausgeglichenem und negativem Sedimenthaushalt. Schutzmaßnahmen an sandigen Küsten sind im allgemeinen auf Bereiche mit negativem Sedimenthaushalt begrenzt. Bei den an den deutschen Küsten in weitaus überwiegendem Maße auftretenden offenen Sandsystemen (s. Abschn. 6.3) ist es unerläßlich, daß ein größerer Küstenabschnitt als Einheit betrachtet wird und die Planung von Schutzmaßnahmen im größeren Zusammenhang gesehen und nicht auf kurze Einzelabschnitte begrenzt wird. Eine eng begrenzte Schutzmaßnahme in einem Strandbereich würde bedeuten, daß das ursächliche Problem lediglich den angrenzenden Bereichen zugeschoben würde.

Schutzmaßnahmen an sandigen Küsten können nach ihrer Wirkungsweise in vier Hauptgruppen unterteilt werden:

1. Maßnahmen, durch die Materialverluste der Randdüne oder des Kliffs vorläufig verhindert werden;
2. Maßnahmen, durch die Sandverluste des Strandes reduziert oder verzögert werden;
3. Maßnahmen, durch die die Energiezufuhr in die Brandungszone verringert wird und
4. Maßnahmen, durch die Sandverluste des Strandes ersetzt werden.

Diese vier Wirkungsweisen können durch folgende beispielhafte Baumaßnahmen erzielt werden:

Zu 1.: Deckwerke, Strand- und Ufermauern, wie sie in den Empfehlungen E behandelt sind. Sie dienen der Sicherung der Dünen- bzw. Kliffkante, können aber die weitere Erosion des vorgelagerten Strandes nicht verhindern, sondern bewirken durch mögliche Wellenreflexion, Brandungs- und Strömungskonzentration häufig sogar eine verstärkte Ausräumung des vorgelagerten Strandes. Zur Erhaltung der Standsicherheit des Bauwerks sind weitere Bauten für die Fußsicherung erforderlich, was allmählich zu einer völligen Verfelsung des Ufers führt und eine mit der Strandabnahme ständig zunehmenden Seegangsbelastung des Bauwerks bewirkt.

Zu 2.: Buhnen, die den Sandverlust reduzieren bzw. verzögern können, sind in den Empfehlungen F im einzelnen behandelt. Ihre Wirkung nimmt im allgemeinen ab, wenn Sturmflutwasserstände die Buhnenkrone um ein erhebliches Maß übersteigen.

Zu 3.: Ufernahe Wellenbrecher, die als Schutzmaßnahme an der tidefreien Ostseeküste sehr günstige Wirkungen gezeigt haben und in den Empfehlungen E, Abschn. 4.5, behandelt sind. Sie verändern die Brandung, führen zu tomboloartigen Sandablagerungen zwischen Wellenbrecher und Uferlinie und bewirken damit eine weitere Energiereduzierung. Eine Verringerung der Brandungsenergie wird auch durch dem Strande vorgelagerte Riffs und durch heranwandernde Sandplatten bewirkt. Aber auch eine flächenhafte oder punktuelle Strandaufspülung, die zur Aufhöhung des unteren Strandes und des Vorstrandes führt, kann als Maßnahme des aktiven Küstenschutzes eingeordnet werden, da sie bei schweren Sturmfluten die Energiezufuhr in die Brandungszone auf dem oberen Strand erheblich reduziert.

Zu 4.: Bei Strandaufspülungen oder -aufschüttungen wird das erodierte Material ersetzt und der Strand in einer solchen Breite erhalten, bei der es nicht zu nennenswerten Abbrüchen von Randdüne oder Kliff kommt. Die Stranderosion kann damit nicht verhindert werden. Die Sandaufspülung hat daher nur eine begrenzte Lebens- und Wirkungsdauer und ist bei anhaltenden Erosionsbedingungen regelmäßig zu wiederholen. Trotzdem sind Strandaufspülungen in der Regel wesentlich wirtschaftlicher als

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Schutzmaßnahmen durch Bauwerke. Vor allem sind sie als naturähnliche Maßnahmen besonders umweltfreundlich und erhalten das küstentypische Landschaftsbild. Zudem werden bei der Auffüllung des Strandes die mit der Schaffung von massiven Bauwerken einhergehenden unerwünschten Nebenwirkungen wie Lee-Erosion, Wellenreflexion und dgl. vermieden.

Die Erwartungen, die an Schutzmaßnahmen an sandigen Küsten geknüpft werden, sind häufig zu hoch gesteckt. Die hier kurz beschriebenen Schutzmöglichkeiten sind bei schwer belasteten Erosionsstränden nicht geeignet, durch eine einmalige Aktion eine Dauerlösung des Problems zu erreichen. An Küsten mit alternierenden Abbruchs- und Anlandungsphasen sollte durch Langzeituntersuchungen geklärt werden, wie weit es möglich ist, sich dem dynamischen Geschehen anzupassen und Abbruchphasen ohne Eingriffe in die natürlichen Abläufe zu überstehen. Das Anpassen an die dynamischen Abläufe wird erleichtert durch das Freihalten einer breiten Zone der strandnahen Randdünen von jeglicher Bebauung und menschlicher Nutzung.

7. Eisgang

7.1 Vorbemerkungen

Die Eisforschung als Disziplin der Physik, der Geophysik oder als Gletscherkunde reicht weit in die Vergangenheit zurück. Als fester Aggregatzustand des Wassers war das Eis schon immer Gegenstand physikalischer Untersuchungen. Hierbei handelt es sich zum Beispiel um das Studium der Kristallisationsformen, der Temperaturleitfähigkeit, der Bestimmung der Dichte und der Veränderungen mit der Temperatur oder der Gefrierveränderungen infolge verschiedener Beimengungen.

Nach 1950 hat sich die Eis-Ingenieurforschung als neue Disziplin entwickelt. Anfänglich ging es hierbei hauptsächlich um die Errichtung von Militärbasen in der Arktis, wofür zum Beispiel die Belastungsgrenzen von Eisdecken ermittelt werden mußten. Danach haben mit der Entdeckung von Öl, Gas und mineralischen Bodenschätzen in der Arktis wirtschaftliche Gründe zu einem starken Aufschwung der Eis-Ingenieurforschung geführt. Diese mehr anwendungsorientierte Forschung kann in folgende Teilgebiete untergliedert werden:

1. Grundlagenforschung über physikalische Eigenschaften des Eises
2. Eisverhältnisse
3. Eisbrechen mit Schiffen
4. Eiskräfte auf Bauwerke
5. Hydrodynamik des Eises in strömenden Gewässern
6. Modellversuche

7.2 Eisbildung und Arten von Eis

7.2.1 Allgemeines

Reines, luftgesättigtes Wasser hat die größte Dichte von 1,0 g/cm^3 bei + 4 °C und gefriert bei 0 °C. Durch das Vorhandensein von gelöstem Salz nimmt die Gefriertemperatur mit dem Salzgehalt linear ab (Abb. A7.1, Kurve 1); Meerwasser mit einem Salzgehalt von 35 ‰ gefriert zum Beispiel erst bei −1,8 °C. Auch die Temperatur, bei der die größte Dichte im Wasser

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

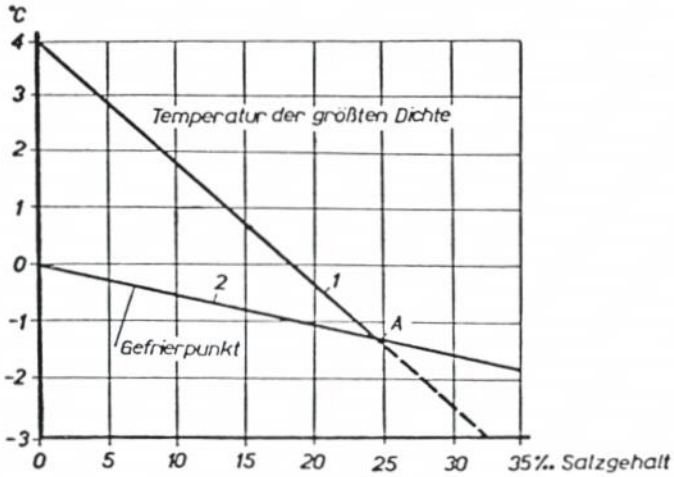


Abb. A7.1. Veränderung des Gefrierpunktes und der Temperatur des Dichtungsmaximums mit dem Salzgehalt (nach POUNDER)

auftritt, sinkt mit zunehmendem Salzgehalt (Abb. A7.1, Kurve 2), aber nur bis −1,33 °C. Bei dieser Temperatur, zu der ein Salzgehalt von 24,7 ‰ gehört, treffen beide Kurven zusammen, so daß bei weiter steigendem Salzgehalt das Dichtemaximum des Wassers im jeweiligen Gefrierpunkt liegt. Der Salzgehalt von 24,7 ‰ wird deshalb auch als Merkmal zur Unterscheidung des Brackwassers vom Meerwasser benutzt.

7.2.2 Bildung von Oberflächeneis

Reines Oberflächeneis bildet sich nur auf stehenden oder langsam fließenden Gewässern. Bevor das Wasser an der Oberfläche gefriert, entwickelt sich mit der abnehmenden Lufttemperatur eine vertikale Dichteströmung, indem sich das Wasser an der Oberfläche durch Wärmestrahlung abkühlt, dabei an Dichte zunimmt und nach unten sinkt. Wärmeres, spezifisch leichteres Wasser steigt dafür nach oben auf. Diese Dichteströmung setzt sich so lange fort, bis überall im Wasser diejenige Temperatur herrscht, bei der das Wasser seine größte Dichte erreicht hat. Bei Meerwasser dauert dieser Vorgang länger als bei Süßwasser, weil das Dichtemaximum des Meerwassers um rund 6 °C unter dem des Süßwassers liegt. Dafür gefriert das Salzwasser dann aber sofort, während die obere Schicht des Süßwassers nach dem Erreichen des Dichtemaximums erst um soviel Grad Celsius abgekühlt werden muß, wie zwischen der Temperatur des Dichtemaximums und des Gefrierpunktes liegen. Durch Turbulenzen wird der Temperaturaustausch im Wasser beschleunigt, so daß der Gefrierpunkt früher erreicht wird.

7.2.3 Bildung von Salzwasser-Eis (Meer-Eis)

Wenn ruhiges Salzwasser gefriert, bilden sich kleine, scheibenförmige Kristallplättchen mit regelmäßiger Anordnung der Sauerstoff- und Wasserstoffatome im hexagonalen Kristallgitter (Abb. A7.2). Aus Stabilitätsgründen schwimmen die Eisplättchen zu Beginn der

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

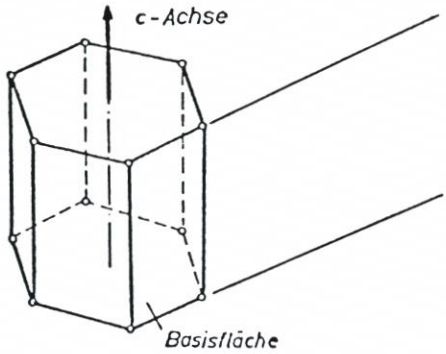


Abb. A7.2. Vereinfachtes Modell eines hexagonalen Kristallgitters

Eisbildung mit ihrer im Verhältnis zu ihrer Höhe weit ausgedehnten Basisfläche auf der Wasseroberfläche. Die Symmetrie- oder c-Achse des Kristalls, die senkrecht auf der Basisfläche steht, ist in der ersten Phase der Eisbildung ebenfalls senkrecht zur ruhigen Wasseroberfläche gerichtet. Bei Wind- und Welleneinwirkung gefrieren die Eisplättchen und Eiskristalle in ungeordneter Lage zusammen.

Unterhalb der oberen 5 bis 6 cm dicken Eisschicht liegen alle c-Achsen der Kristalle mit Abweichungen von ± 5° waagerecht. Diese Ausrichtung wird durch die unterschiedliche Wärmeleitfähigkeit der einzelnen Kristallebenen bestimmt. Messungen haben ergeben, daß die Wärmeleitfähigkeit in der Basisebene des Salzwasser-Eises 25 bis 50 % größer ist als in der Richtung der c-Achse. Daher stellen sich die Kristalle mit ihrer Basisebene in Richtung des Temperaturgradienten, also senkrecht zur Wasseroberfläche, und wachsen auch in der Basisebene senkrecht nach unten. Das Verhältnis der Länge der Kristalle zur Breite ist nahezu konstant und liegt etwa bei 2. Die Größe der Kristalle nimmt mit der Tiefe in der Eisdecke zu.

Beim Gefrieren der Eisplättchen scheidet sich das Salz als Salzlauge ab, so daß die Eisplättchen selbst aus reinem Eis bestehen. Die Salzlauge wird zwischen den Eisplättchen in länglichen Zellen eingeschlossen. Die Konzentration der Salzlauge steht mit der sie umgebenden Temperatur des Eises im Gleichgewicht. Die unteren 2 bis 3 cm einer Eisdecke besitzen keine Festigkeit, da sich zwischen den senkrecht stehenden Eisplättchen noch keine Eisbrükken gebildet haben.

Wie in Abb. A7.3 schematisch dargestellt, können beim Meer-Eis mindestens vier Schichten unterschieden werden:

1. Oberschicht, 1 bis 3 cm dick, Kristalle ungeordnet
2. Übergangsschicht, 3 cm dick, Kristalle ordnen sich mit c-Achse horizontal
3. Säulenschicht
4. Lamellenschicht, 1 cm dick

Durch Mikroaufnahmen sind die Größenverhältnisse der Salzlaugenzellen und deren Verteilung im Eiskristall bestimmt und danach das auf Abb. A7.4 dargestellte Modell von der Struktur des Meer-Eises entworfen worden. Nach diesem Modell wächst das Eis in Richtung der c-Achse. Zwischen den Eisplättchen, die eine mittlere Eisdicke von a_o = 0,46 mm haben, befinden sich die Salzlaugenzellen als senkrechte Kanäle mit elliptischem Querschnitt. Die mittlere Länge der Salzlaugenzellen wird mit „g" und der mittlere Abstand zwischen den Zellen in Längsrichtung mit „g_o" bezeichnet.

Zwischen der Festigkeit des reinen Eises (σ) und der des Salzwasser-Eises (σ_o) läßt sich

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

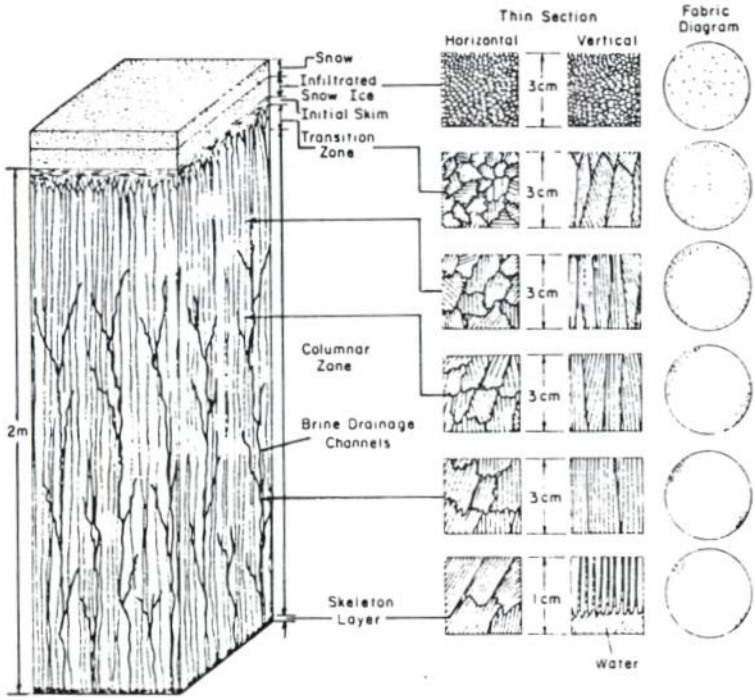


Abb. A7.3. Schematische Darstellung mit den verschiedenen Schichten von einjährigem Meer-Eis (nach SCHWARZ u. WEEKS, 1977)

allein aufgrund der Verminderung der wirksamen Fläche und durch die Salzlaugenzellen folgende Beziehung aufstellen:

$$\sigma = \sigma_o \, (1-\psi)$$

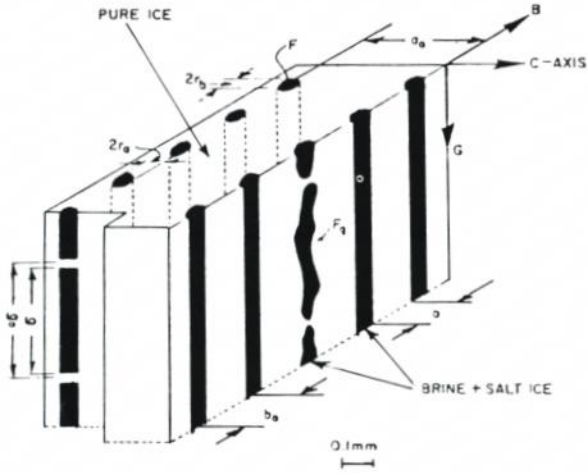


Abb. A7.4. Modell der Struktur des Salzwasser-Eises (nach ANDERSON, 1958; WEEKS und ASSUR, 1967)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Darin ist σ_o = Festigkeit eines Eises ohne Salzgehalt
ψ = prozentuale Querschnittsverminderung durch die Salzlaugenzellen

Aus zahlreichen Versuchen hat sich zumindest bis zu einem bestimmten Salzlaugenanteil ergeben, daß die Festigkeit σ von $\sqrt{\upsilon_b}$ abhängt:

$$\sigma = \sigma_o (1 - c \sqrt{\upsilon_b})$$

Der Beiwert c ändert sich mit der Art des Eises und des Spannungszustandes.

Das Salzlaugenvolumen υ_b wird einmal durch den Salzgehalt des Wassers bestimmt, aus dem sich das Eis bildet, zum anderen ändert sich dieses Salzlaugenvolumen auch mit der Zeit und mit der Temperatur. Bei −8,2 °C beginnt sich die Salzlauge $Na_2SO_4 \cdot 10\ H_2O$ und bei −22,9 °C die Kochsalzlösung $NaCl \cdot 2H_2O$ zu verfestigen. Erst bei −54 °C ist dieser Vorgang abgeschlossen. Durch die Kristallisierung der Salze wird das Eis fester, indem die Salzkristalle wie eine Art von Bewehrung wirken.

Eine weitere Veränderung des Salzlaugenanteils tritt mit der Zeit dadurch ein, daß die gewöhnlich senkrecht angeordneten Salzlaugenzellen aus Gründen der Schwerkräfte und zur Aufrechterhaltung des Gleichgewichtes von Temperatur und Salzlaugenkonzentration zur wärmeren Unterseite des Eises hindurchwachsen. Auf diese Weise wird mit der Zeit der größte Teil des Salzes aus dem Eis ausgeschieden. Für einjähriges Eis ist ein Salzgehalt von 4 ‰ normal. Langsames Gefrieren erniedrigt den Salzgehalt im Eis ebenso wie eine Zunahme der Eisdicke.

7.2.4 Bildung von Süßwasser-Eis

Das Süßwasser-Eis unterscheidet sich vom Salzwasser-Eis im wesentlichen dadurch, daß

1. die Salzlaugenzellen fehlen,
2. die Kristallgröße um eine Dimension kleiner ist und
3. die Verunreinigungen im allgemeinen geringer sind.

Alle drei Veränderungen bewirken eine größere Homogenität des reinen Eises, die häufig allein durch Luftblasen gestört wird.

Bei ruhigem Wetter bilden sich an der Wasseroberfläche zuerst einzelne lange Eisnadeln. Dazwischen entstehen hexagonale, schneestern-ähnliche Kristalle, die sich mit ihrer Basisfläche parallel auf die Wasseroberfläche legen. Damit steht die c-Achse in der oberen Eisschicht ebenso wie beim Salzwasser-Eis senkrecht. Darunter schwankt beim reinen Eis die Richtung der c-Achse; sie ist aus bisher nicht erklärbaren Gründen teilweise senkrecht und teilweise waagerecht ausgerichtet. Entsprechend der Entstehung, der Struktur und der Textur für das Frischwasser-Eis ist eine Klassifizierung vorgeschlagen worden, in der zwischen primärem, sekundärem und tertiärem Eis unterschieden wird.

Das reine Eis taut zuerst an den Rändern der Kristallkörner und nicht wie das Salzwasser-Eis an den Oberflächen der Plättchen und von den Salzlaugenzellen aus. Dadurch schmilzt das Salzwasser-Eis früher und schneller als das reine Eis.

7.2.5 Bildung von Schwebeis

In einem schnell fließenden Gewässer bewirkt die Turbulenz eine starke Durchmischung des Wassers, so daß zeitlich überall im Wasserkörper die gleiche Dichte und auch die gleiche Temperatur herrschen. Beim Erreichen des Gefrierpunktes ist dadurch das Wasser bis zur

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Sohle hinunter „eisbereit". In diesem Zustand bilden sich bei weiterer Abkühlung einzelne kleine Eiskristalle, die zunächst in kolloidaler Form, dann als dünnblättrige Eisplättchen in der gesamten unterkühlten Wassermasse umherschweben und daher Schwebeis oder auch Sulzeis genannt werden. Als solches bereiten sie besonders an den Kühlwassereinläufen von Kraftwerken Schwierigkeiten, weil sie die Rechen verstopfen können.

Nach eingehenden Messungen wurde festgestellt, daß für das Entstehen von Schwebeis neben der Turbulenz auch ein Temperatursturz im Wasser um den Gefrierpunkt herum von mehr als 0,01 °C je Stunde auftreten muß. In Gewässern mit geringer Turbulenz, in denen die Unterkühlung nur die obere Wasserschicht erfaßt, bilden sich in dieser oberen Schicht ebenfalls lose, unzusammenhängende Eiskristalle. Dieses sogenannte Kristall-Eis ist aber nur als Entwicklungsstufe für die sich anschließende Scholleneisbildung anzusehen. Wenn Schwebeis oder Kristall-Eis mit der Strömung in Gewässer gelangt, auf denen bereits eine Eisdecke vorhanden ist, lagert es sich teilweise von unten an die bestehende Eisdecke an und beschleunigt ihr Dickenwachstum.

7.2.6 Bildung von Grundeis

Über die Entstehung des Grundeises sind mehrere Theorien aufgestellt worden. Die wohl beste und auch heute allgemein anerkannte Erklärung für die Bildung von Grundeis ist aufgrund von Naturmessungen aufgestellt worden. Hiernach gelten für die Bildung von Grundeis zunächst die gleichen Voraussetzungen wie für das Schwebeis, also große Turbulenz im Wasser und ein Temperatursturz von mehr als 0,01 °C je Stunde. Dieser Temperatursturz ist nur in sehr klaren, kalten Nächten möglich. Die Unterkühlung des Wassers muß aber bis zur Sohle hinunterreichen und auch noch die obere Bodenschicht erfassen. Dann nämlich wachsen die schwebenden Eisplättchen an der unterkühlten Bodenschicht fest, und es bildet sich das sogenannte Grundeis. Bei wieder ansteigenden Temperaturen oder wenn das Grundeis zu mächtig und damit die Auftriebskräfte zu groß geworden sind, schwimmt es zusammen mit dem anhaftenden Boden in Form von Eisschollen an die Oberfläche.

Auf den Wattflächen der Nordseeküste entsteht ebenfalls eine Art Grundeis, indem der Wattboden bei Tideniedrigwasser trockenfällt und durch unmittelbare Wärmeausstrahlung gefriert. Mit steigendem Wasserstand werden diese Wattflächen wieder überspült und dabei mit einer Eisschicht überzogen, die während jeder Tide dicker wird. Erst bei höheren Wasserständen (Hochwasser bei Springtide oder einsetzendem Windstau) schwimmen die entstandenen Eisfelder auf.

7.3 Eisfestigkeiten

7.3.1 Allgemeines

Die Festigkeiten des Eises werden nach Druckfestigkeit, Zugfestigkeit, Scherfestigkeit und Biegefestigkeit beurteilt. Diese Festigkeiten sind abhängig vom Salzgehalt, vom Luftgehalt, von der Verformungsgeschwindigkeit, von der Temperatur und von der Belastungsrichtung im Verhältnis zur Kristallorientierung. Die bisher gewonnenen und veröffentlichten Ergebnisse über Festigkeiten sind nur begrenzt brauchbar, weil nahezu jeder Forscher seine eigene Untersuchungsmethode angewendet hat. Zur Behebung dieses unerfreulichen Zustandes hat das Eiskomitee der International Association of Hydraulic Research (IAHR) im Jahre

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

1973 ein Standardisierungskomitee gebildet, das Empfehlungen über das Prüfen von Eisfestigkeiten im Druckversuch, Zugversuch und Biegeversuch ausgearbeitet hat [5].

7.3.2 Druckfestigkeit

Die Druckfestigkeit von Frischwasser-Eis und von Meer-Eis ist in hohem Maße von der Verformungsgeschwindigkeit abhängig. Mit zunehmender Verformungsgeschwindigkeit steigt die Druckfestigkeit zunächst an, erreicht bei einer Verformungsgeschwindigkeit von $\varepsilon = 0.003\ s^{-1}$ ein Maximum und fällt dann bei höheren Verformungsgeschwindigkeiten wieder ab. Abb. A7.5 zeigt eine solche Abhängigkeit für drei verschiedene Eistemperaturen und für die Belastungsrichtungen senkrecht und parallel zur Wachstumsrichtung des Eises. Diese Festigkeitswerte sind aus Würfeldruckversuchen mit Ostsee-Eis gewonnen worden; sie liegen etwa um 33 % höher als wenn die Festigkeit im einaxialen Spannungszustand mit prismatischen oder zylindrischen Körpern gewonnen worden wäre. Entsprechende Werte für Frischwasser-Eis (Elbe-Eis) sind in Abb. A7.6 dargestellt. Wenn bei der Berechnung des Eisdrucks auf Bauwerke eine Bezugsfestigkeit zugrundegelegt werden soll, dann sind die hinsichtlich der Verformungsgeschwindigkeit maximalen Festigkeitswerte anzusetzen, weil die maximale Festigkeit liefernde Verformungsgeschwindigkeit bei jedem Eisdruckvorgang vorkommt.

Mit sinkender Temperatur des Eises steigt die Festigkeit stark an, und zwar die des Frischwasser-Eises um 450 kN/m² je Grad C und die des Meer-Eises (Ostsee) um 250 kN/m² je Grad C. Mit zunehmendem Salzgehalt oder Salzlaugenvolumen im Eis, υ_b, nimmt die

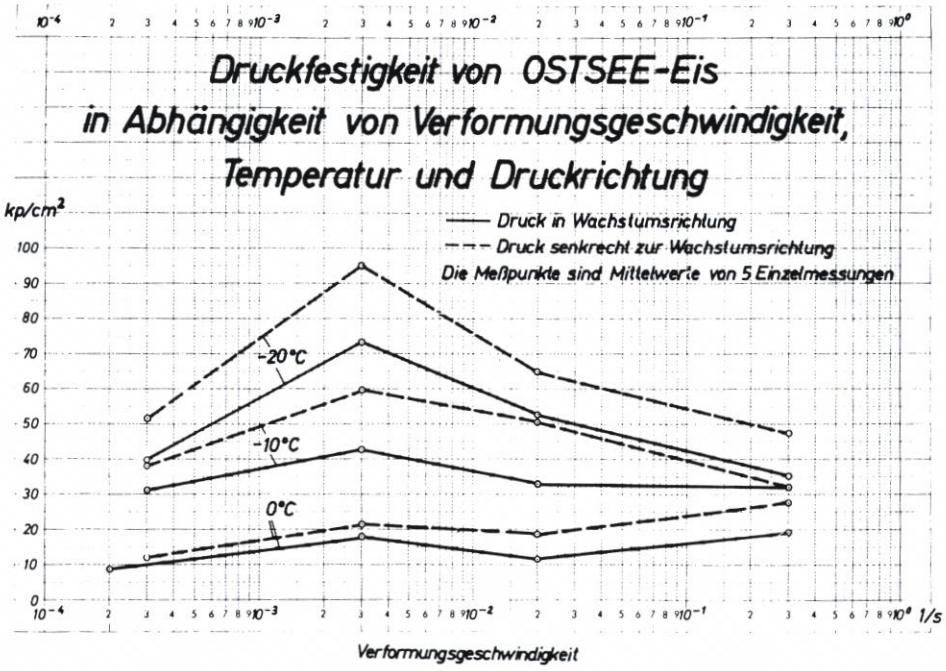


Abb. A7.5. Würfeldruckfestigkeit von Ostsee-Eis (Meer-Eis) als Funktion der Verformungsgeschwindigkeit mit der Temperatur und der Druckrichtung als Parameter (SCHWARZ, 1964)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

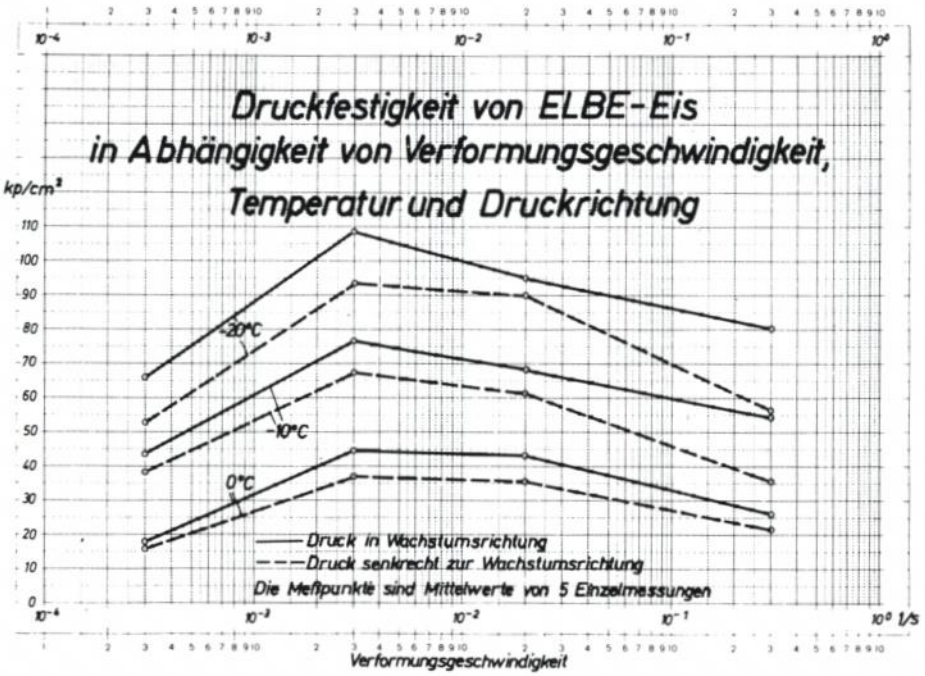


Abb. A7.6. Würfeldruckeis von Elbe-Eis (Frischwasser-Eis) als Funktion der Verformungsgeschwindigkeit mit der Temperatur und der Druckrichtung als Parameter (SCHWARZ, 1964)

Festigkeit des Meer-Eises dagegen ab. Als Beziehung zwischen Druckfestigkeit und Salzlaugenvolumen wird folgende Gleichung vorgeschlagen:

$$\sigma_c = 16{,}5 \cdot 10^5 \left(1 - \sqrt{\frac{v_b}{0{,}275}}\right) \text{ (N/m}^2\text{)}$$

Diese Gleichung ist aus Versuchsergebnissen entwickelt worden.

Untersuchungen über den Einfluß der Druckrichtung zur Kristallrichtung haben ergeben, daß die Festigkeit des Frischwasser-Eises etwa um 20 % größer ist, wenn das Eis parallel zur Wachstumsrichtung abgedrückt wird, als senkrecht dazu. Entsprechende Versuche mit Meer-Eis haben unterschiedliche Tendenzen gezeigt. Möglicherweise läßt sich der Unterschied mit den verschiedenartigen Untersuchungsmethoden erklären. Sicher ist, daß die Druckfestigkeit des Eises sehr stark von der Belastungsrichtung abhängt, das heißt, daß das Eis deutlich anisotrope Eigenschaften hat.

7.3.3 Zugfestigkeit

Im Gegensatz zur Druckfestigkeit ist die Zugfestigkeit des Eises kaum von der Verformungsgeschwindigkeit abhängig. Das ist für Frischwasser-Eis (Abb. A7.7) und für Meer-Eis (Abb. A7.8) festgestellt worden. In Abb. A7.7 ist außerdem die deutlich geringere Zugfestigkeit im Verhältnis zur Druckfestigkeit des Frischwasser-Eises zu erkennen.

Die Zugversuche für Meer-Eis haben eine sehr starke Abhängigkeit der Festigkeit von der Belastungsrichtung ergeben. Das Eis war zwei- bis dreimal fester, wenn die Zugkraft parallel

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$\sigma_t \text{ (horizontal)} = 8{,}2 \cdot 10^5 \left(1 - \sqrt{\frac{v_b}{0{,}142}}\right) \text{N/m}^2$$

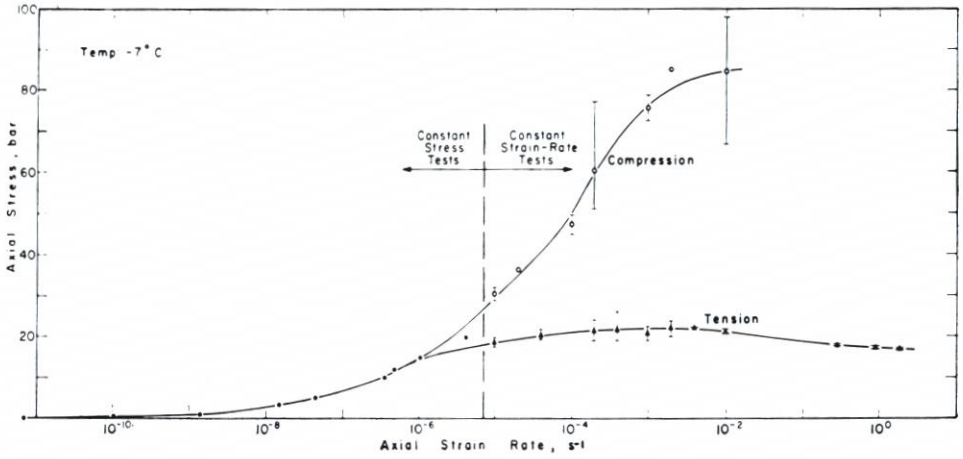


Abb. A7.7. Druck- und Zugfestigkeit von Schnee-Eis (−7°) als Funktion der Verformungsgeschwindigkeit (nach HAWKES und Mellor, 1972)

zur Wachstumsrichtung aufgebracht wurde, als senkrecht dazu. Dieses Ergebnis (Abb. A7.8) zeigt auch, daß die Zugfestigkeit mit der Wurzel des Salzlaugenvolumens abnimmt. Für diese Beziehung sind die folgenden Gleichungen empirisch ermittelt worden:

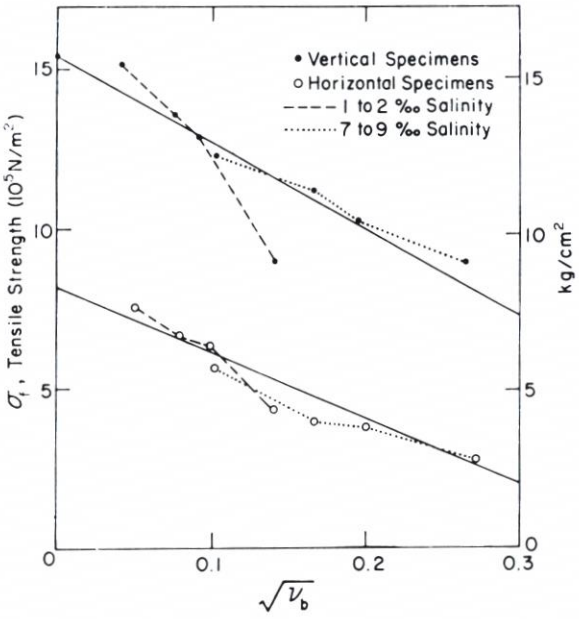


Abb. A7.8. Zugfestigkeit von Meer-Eis als Funktion des Salzlaugenvolumens (nach DYKINS, 1970)

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

$$\sigma_t \text{ (vertikal)} = 15{,}4 \cdot 10^5 \left(1 - \sqrt{\frac{\upsilon_b}{0{,}311}}\right) (\text{N/m}^2)$$

$$\sigma_t \text{ (horizontal)} = 8{,}2 \cdot 10^5 \left(1 - \sqrt{\frac{\upsilon_b}{0{,}142}}\right) (\text{N/m}^2)$$

7.3.4 Biegefestigkeit

Die Biegefestigkeit ist keine mechanische Grundgröße. Sie wird aber häufig als Bezugsgröße angegeben, weil sie sich durch Biegebalkenversuche relativ einfach bestimmen läßt. Obwohl Eis ein anisotropes Material mit einer nichtlinearen Spannungsverteilung über die Höhe des Balkens ist, wird die in der Elastizitätslehre gebräuchliche Gleichung zur Berechnung der Biegespannung benutzt:

$$\sigma_f = \frac{6\ \text{Pl}}{b \cdot h^2}$$

Eine genauere Berechnung der tatsächlichen Biegespannung ist möglich; die hierfür erforderlichen Eingangsgrößen lassen sich aber nur mit erheblichem Aufwand ermitteln, so daß verabredet ist, der Einfachheit halber die Biegefestigkeit des Eises durch die auf der Elastizitätstheorie aufgebauten Gleichungen zu berechnen. Es muß hierbei jedoch darüber Klarheit bestehen, daß die Ergebnisse nur eine Indexfestigkeit darstellen und nicht für theoretische Arbeiten über das Brechen von Eis herangezogen werden können. Um dennoch möglichst nach einheitlichen Versuchsverfahren die Biegefestigkeiten zu ermitteln, sind vom IAHR-Standardisierungs-Ausschuß (1980) Empfehlungen aufgestellt worden.

Die bestehenden Kenntnisse über die Biegefestigkeit des Eises werden im folgenden kurz zusammengefaßt:

- Die Biegefestigkeit von Frischwasser-Eis und von Meer-Eis ist nur unmerklich von der Belastungsgeschwindigkeit abhängig.
- Mit dem Salzgehalt (Salzlaugenvolumen) nimmt die Biegefestigkeit ab (Abb. A7.9). Dies wird durch die Gleichung

  $$\sigma_f = 10{,}3 \cdot 10^5 \left(1 - \sqrt{\frac{\upsilon_b}{0{,}209}}\right) (\text{N/m}^2)$$

  beschrieben.
- Die Biegefestigkeit hängt mit der Zugfestigkeit des Eises durch ein additives Glied von 150 kN/m² zusammen.
- Über den Einfluß der Temperatur und der Belastungsrichtung gibt es bisher wenig Informationen.

7.3.5 Scherfestigkeit

Über die Scherfestigkeit des Eises ist bisher relativ wenig bekannt; vielleicht deshalb, weil die Versuche zu ihrer Bestimmung recht kompliziert sind. Der einzig sinnvolle Versuch zur Bestimmung der Scherfestigkeit des Eises ist der Torsionsversuch. Die bisher bekannten Werte der Scherfestigkeit liegen in der Größenordnung der Biege- beziehungsweise Zugfestigkeit des Eises. Im Zusammenhang mit der Entwicklung von Eisbrechern ist besonders

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

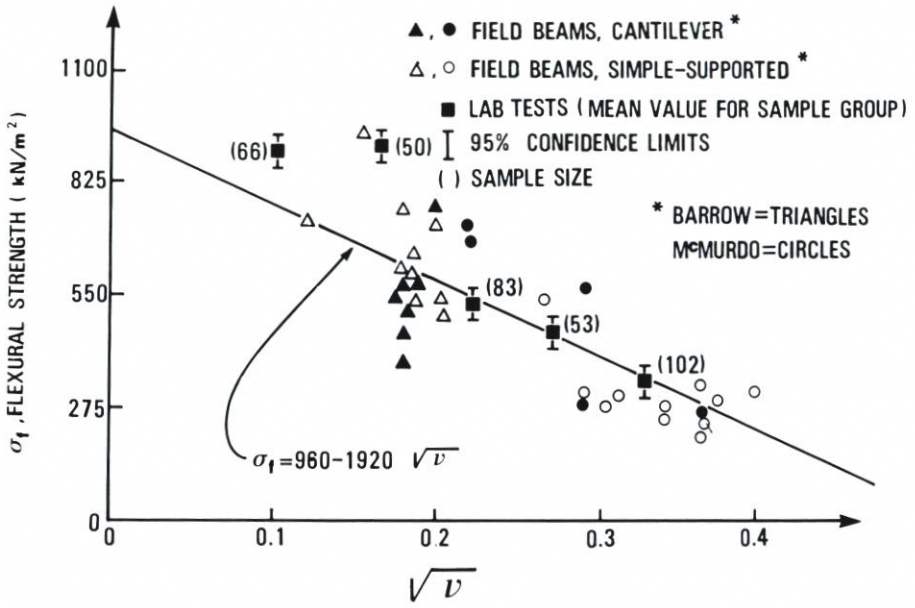


Abb. A7.9. Biegefestigkeit von Meer-Eis als Funktion des Salzlaugenvolumens (nach VAUDREY, 1977)

bemerkenswert, daß die Scherfestigkeit von Salzwasser-Eis parallel zur Wachstumsrichtung des Eises nur etwa halb so groß ist wie die Biegefestigkeit.

7.3.6 Zwei- und dreiaxiale Festigkeit des Eises

Zweidimensionale Druckfestigkeitsversuche mit Frischwasser-Eis ergeben, daß die Druckfestigkeit des Eises bei Querdehnungsbehinderung in der gleichen Weise von der Verformungsgeschwindigkeit abhängt wie in einaxialen Druckfestigkeitsversuchen. Wesentlich ist aber das Ergebnis, daß die Druckfestigkeit unter Querdehnungsbehinderung etwa doppelt so groß ist wie im eindimensionalen Druckfestigkeitsversuch. Dies allerdings nur, wenn die Ausdehnung des Eises senkrecht zur Wachstumsrichtung behindert wird.

Dreidimensionale Festigkeitsuntersuchungen von Frischwasser-Eis haben gerade begonnen. Erste Erkenntnisse sind, daß die Zugfestigkeit abnimmt, wenn das Verhältnis des hydrostatischen Druckes zur Zugspannung steigt und die Druckfestigkeit sich verdoppelt, wenn der hydrostatische Druck auf 30 MN/m^2 ansteigt, dann aber langsam mit weiter steigendem hydrostatischen Druck abnimmt (Abb. A7.10). Dreidimensionale Versuche für Meer-Eis werden auch bei der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt unternommen.

7.3.7 Zusammenfassung der Eisfestigkeiten

In der Tabelle A.7.1 sind die verschiedenen einaxialen Festigkeiten für Frischwasser-Eis und für Meer-Eis bei rund 0 °C gegenübergestellt.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

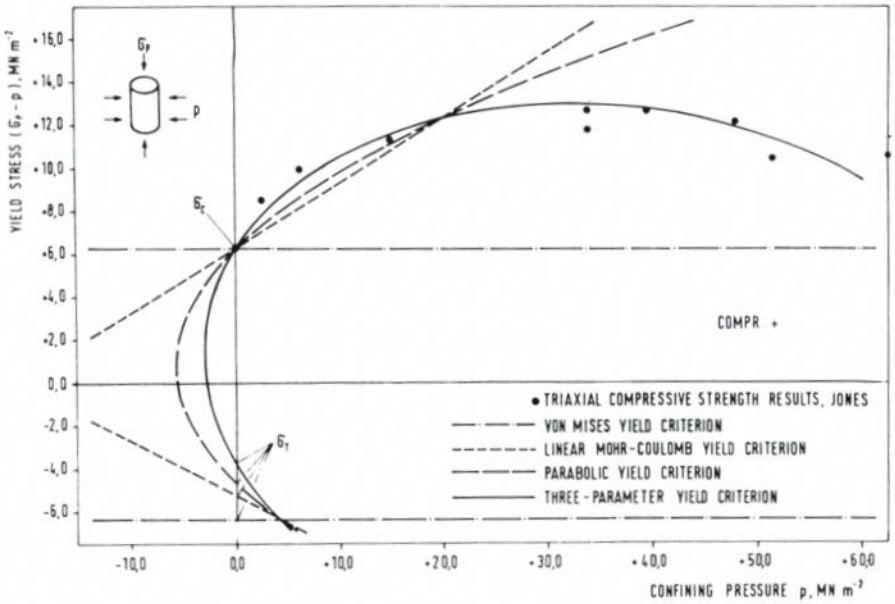


Abb. A7.10. Dreiaxiale Druckfestigkeit von Frischwasser-Eis (nach JONES, 1978)

7.4 Allgemeine Hinweise zur Bemessung gegen Eisdruck

7.4 Allgemeines

Die obere Grenze der Eisdruckbelastung von Bauwerken wird durch die Festigkeit des Eises in dem entsprechenden Spannungszustand bestimmt. Beim Zusammentreffen von Treibeisfeldern mit senkrechten Stützen geht die Verformung zwei- oder dreidimensional vor sich. Da über das zwei- und dreidimensionale Bruchkriterium von Meer-Eis bisher nur wenig bekannt ist, sind rein theoretische Verfahren zur Berechnung der horizontalen Eisdruckkräfte auf Bauwerke heute noch nicht möglich. Es gibt aber eine Reihe von experimentellen Untersuchungen mit Modellen und an der Großausführung, die eine empirische Berechnung

Tabelle A7.1. Festigkeiten von Frischwasser- und Meer-Eis

Art der Festigkeit	Frischwasser-Eis $\times 10^2$ kN/m²	Meer-Eis $\times 10^2$ kN/m²
Druck	35–40	12–15
Zug*)	15	8–10
Zug**)	8	3– 5
Scheren	15	4– 6
Biegung	8	4

*) Zugrichtung senkrecht zur Eisoberfläche
**) Zugrichtung parallel zur Eisoberfläche

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

der Eisdruckkräfte ermöglichen. Diese Untersuchungen erstrecken sich allerdings weitgehend nur auf Eisdruckkräfte auf schlanke Bauwerke, bei denen die horizontalen Kräfte nahezu ausschließlich Eis-Brechkräfte sind. Bei Bauwerken größerer Breite müssen neben den aus dem Brechen des Eises sich ergebenden Kräften auch solche berücksichtigt werden, die sich aus dem Räumen der gebrochenen Eisschollen aus dem Querschnittsbereich des Bauwerkes ergeben. Die für die Berechnung dieser Räumkräfte zu treffenden Annahmen sind nicht gesichert. Daher wird vorgeschlagen, in diesem Falle die Voraussage der Eisdruckbelastung durch Modellversuche, insbesondere für Eisverhältnisse wie Packeis und Preßeisrücken, vorzunehmen.

7.4.2 Arten der Eisdruckbelastung

Wenn kleinere Eisschollen auf senkrechte, schlanke Pfähle auftreffen, werden sie durch die örtliche Kerbwirkung des Pfahles entgegen der Treibrichtung aufgespalten. Von einer gewissen Schollengröße an, die von der Eisdecke und dem Pfahldurchmesser abhängt, entsteht der Schneidevorgang, bei dem der Pfahl die Eisscholle aufschneidet. Hierbei tritt der zwei- bis dreidimensionale Spannungszustand im Eis vor dem Pfahl auf, weil eine Verformung des Eises zur Seite hin behindert wird. Der hierbei auftretende Bruchvorgang (Abb. A7.11) wird als Spaltbruch (cleavage failure) bezeichnet.

Vor breiten, senkrechten Bauwerken wird beim Aufprall einer kleineren Eisscholle das Eis im Kontaktbereich örtlich zermalmt, ohne daß dabei ein horizontaler Spaltbruch oder ein senkrechtes Aufspalten der Eisscholle auftreten. Nach Modellversuchen am Iowa Institute of Hydraulic Research ist bei einem Verhältnis Pfahlbreite zu Eisdicke > 10 aber auch die Stabilitätsgrenze der Eisdecke erreicht, so daß es nach anfänglichen Spaltbrüchen aufgrund der im Eis vorhandenen Beulspannungen zu einem Stabilitätsversagen der Eisdecke kommt.

Die größten Eisdruckkräfte einer ebenen, großflächigen Eisdecke treten dann auf, wenn das Bauwerk in die Eisdecke eingefroren ist und sich diese Eisdecke durch Wind- und Strömungseinwirkung oder auch durch Aufprall weiterer Eisfelder in Bewegung setzt. In diesem Fall, der übrigens an der Nordseeküste wegen der wechselnden Tidewasserstände und der starken Strömungen kaum auftritt, ist der Kontakt zwischen Eis und Bauwerk besonders eng, so daß der sogenannte Kontaktwert 1,0 beträgt.

Zusätzlich zu den Eis-Brechkräften treten bei breiten Bauwerken auch Eis-Räumkräfte auf, wobei die gebrochenen Eisschollen aus dem Querschnittsbereich der Bauwerke geräumt

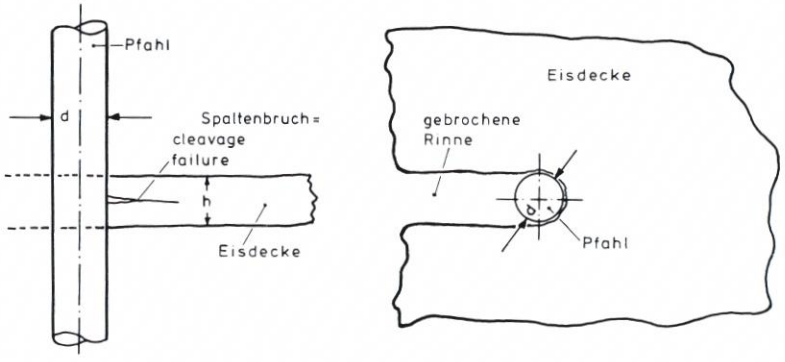


Abb. A7.11. Spaltbruchversagen der Eisdecke

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

werden müssen. Hierbei sind Reibungseinflüsse zwischen dem Bauwerk und dem Eis, aber auch die Scherwiderstände zwischen den einzelnen Eisbruchstücken zu berücksichtigen. Eisräumwiderstände treten auch auf, wenn unkonsolidiertes Packeis gegen die Bauwerke treibt. In diesem Fall baut sich vor dem Bauwerk eine Eisansammlung auf, und das nachdrückende Packeis gleitet in sogenannten Gleitebenen an dem Bauwerk vorbei. Aus Versuchen ist bekannt, daß die hierbei auftretenden Kräfte weit geringer sind als die beim Brechen einer geschlossenen Eisdecke.

Eine weitere Form der Eisdruckbelastung stellen Brucheisfelder dar, die in ihrem oberen Teil bereits wieder zusammengefroren sind. Insbesondere dieser Belastungsfall ist bisher noch wenig untersucht worden, obwohl er neben dem Brechwiderstand ebener Eisdecken und Preßeisrücken die höchsten Eisdruckkräfte erwarten läßt.

Als wahrscheinlich ungünstigste Art der Eisbelastung von Bauwerken im Küstengebiet von Nord- und Ostsee sind einjährige Preßeisrücken, anzusehen, die in ihrem oberen Teil konsolidiert (zusammengefroren) sind und eine Eisbarriere aus Brucheis von mehreren Metern Dicke darstellen. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß ein Preßeisrücken etwa 4,5mal so tief ins Wasser eintaucht, als er aus dem Wasser herausragt.

Zusammenfassend ergeben sich folgende Eisdruckzustände auf senkrechte Bauwerke:
- Durchschneiden eines homogenen Eisfeldes
- Bauwerk ist im Eisfeld eingefroren und Eisfeld beginnt zu treiben
- Bauwerk wird von treibendem Packeis belastet
- Bauwerk ist im Packeis eingefroren, das in Bewegung gerät
- Bauwerk durchschneidet Preßeisrücken oder Preßeishügel

Wesentlich abgemindert können die Eisdruckkräfte werden, wenn das Eis nicht auf Druckfestigkeit, sondern auf Biegung beansprucht wird, das heißt, wenn die Druckflächen der Bauwerke geneigt sind (geneigte Pfähle oder konische Körper). Bei breiten Bauwerken und ausreichender Wassertiefe sind die Eisdruckkräfte eines nach unten einfallenden Konus geringer als die eines nach oben einfallenden konischen Körpers, weil dabei als Schwerewiderstand des Eises nur die Auftriebskräfte wirken.

7.4.3 Berechnung der Eisdruckkräfte auf senkrechte, schlanke Stützen

Die Berechnung der horizontalen Eisdruckkräfte auf senkrechte Stützen beruht auf Erkenntnissen, die bei Messungen der Eisdruckkräfte an der Eider, in China, in der nördlichen Ostsee sowie im Eislabor des Iowa Institute of Hydraulic Research gewonnen wurden. Die hiernach berechneten Eisdruckkräfte stimmen sehr gut mit Ergebnissen von russischen und japanischen Wissenschaftlern überein (Abb. A7.12).

Danach beträgt die Eisdruckkraft auf eine schlanke, runde, senkrechte Stütze

$$P = (0{,}564 \text{ bis } 0{,}79)\, d^{0{,}5}\, h^{1{,}1}\, \sigma_c$$

mit d = Pfahlbreite in cm, h = Eisdicke in cm und σ_c = einaxiale Druckfestigkeit des Eises bei $\varepsilon = 0.003$ 1/s in kPa. Der Faktor mit der Dimension $m^{0{,}4}$ berücksichtigt die Form des Bauwerkes und den unvollständigen Kontakt zwischen Eis und Bauwerk. An einem eingefrorenen Bauwerk erhöht sich die Eisdruckkraft wegen des engen Kontaktes zwischen Eis und Bauwerk um 100 %. Bei langsamen Bruchvorgängen und bei Ausbrechen aus dem eingefrorenen Zustand erhöht sich die Eisdruckkraft um 50 %.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

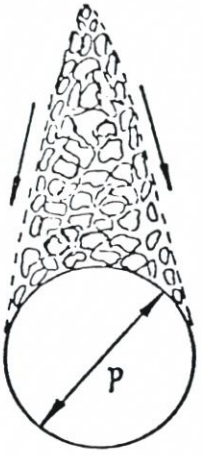


Abb. A7.12. Gleitebene von unkonsolidiertem Packeis vor einer zylindrischen Säule

7.4.4 Flächenbezogene Eisvolumensumme und maximale Eisdicke im deutschen Küstengebiet

Wichtig für die Berechnung des Treibeisdruckes auf Bauwerke ist die Frage, welche Eisdickenwerte entsprechend den klimatischen und hydraulischen Gegebenheiten örtlich möglich sind.

Im Bundesamt für Seeschiffahrt und Hydrographie liegen die an zahlreichen Orten der Ostseeküste (seit 1879) und Nordseeküste (seit 1897) angestellten Eisbeobachtungen gesammelt vor, worunter auch Angaben über die Eisdicke enthalten sind. In Abb. A7.13 ist nach diesen Beobachtungen der Eisreichtum – angegeben durch die flächenbezogene Eisvolumensumme – der Winter von 1879 bis 1992 für die Ostseeküste zwischen Flensburger Förde und Trave und seit 1955 für die Nordseeküste graphisch dargestellt. Die flächenbezogene Eisvolumensumme ergibt sich aus den bis zum Winterende aufsummierten täglichen Produkten von Eisbedeckungsgrad und Eisdicke. In der Abbildung sind auch die die Stärke des Eiswinters kennzeichnenden Eiswintertypen (schwach, mäßig, stark, sehr stark, extrem stark) aufgeführt. Für die Berechnung des Eisdruckes werden im folgenden die überwiegend in den vier extrem starken Eiswintern beobachtete maximale Dicke des ebenen Eises in Zentimetern angegeben:

Nordseeküste		Ostseeküste	
Eiderdamm	70	Nord-Ostsee-Kanal	45
übriges nordfriesisches Wattengebiet	50–60	Förden	50
Helgoland	50	Wismarbucht	70
Neuwerk, Elbe	60	Greifswalder Bodden	70
Wilhelmshaven, Tankerlöschbrücke	60	Außenküste*: Laboe bis Insel Als	50–70
Hohe Weg Leuchtturm	60	Nordküste von Fehmarn	50–70
ostfriesisches Wattengebiet	50	Schönberg bis Staberhuk	50–70
		Swinemünde bis Saßnitz	50–70

* In einem breiten Gürtel kam bis zu 1 m dickes kompaktes Eis vor

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

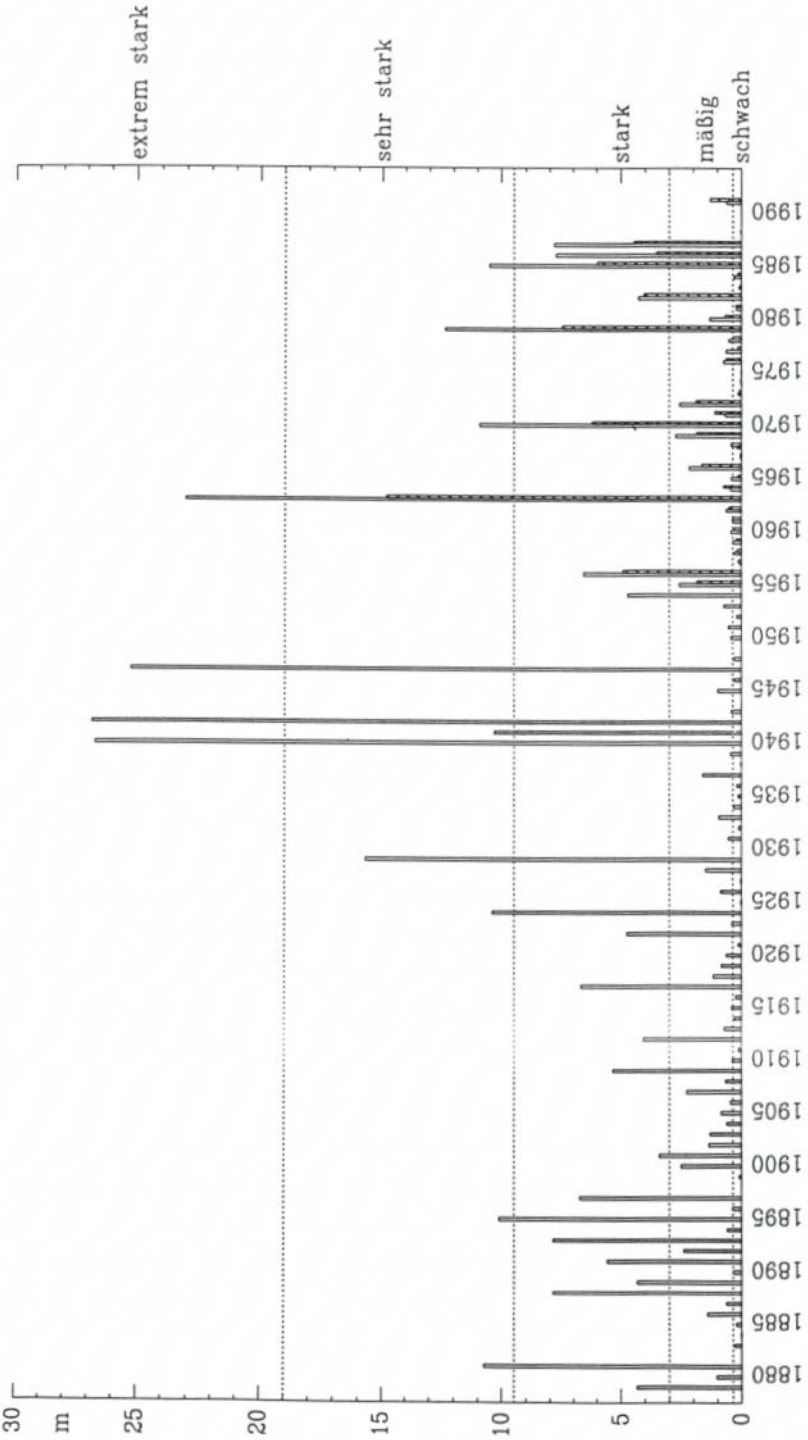


Abb. A7.13. Flächenbezogene Eisvolumensummen im Küstengebiet der westlichen Ostsee zwischen Flensburger Förde und Trave im Zeitraum 1879 bis 1992 (offen) und im Küstengebiet der Nordsee zwischen Ems und Sylt von 1955 bis 1992 (gestrichelt). Die horizontalen punktierten Linien gelten nur für die Eiswintertypen der westlichen Ostsee.

In der westlichen Ostsee betrug auf See westlich der Linie Mön–Hiddensee die maximale Dicke des ebenen Eises großflächig 50–70 cm, östlich dieser Linie 40–50 cm. Durch starke Winde und die Wasserströmung wird das Eis aufgebrochen und zusammengeschoben. Die als Folge der Deformationsvorgänge des Eises entstehenden Preßeisrücken hatten in der Kieler und Lübecker Bucht sowie im Fehmarnbelt eine maximale Höhe von bis zu 4 m über der Wasseroberfläche, in der Mecklenburger Bucht von bis zu 3 m. Es ist nicht bekannt, bis zu welchem Ausmaß die aufeinander geschichteten Eisstücke zusammengefroren waren. Diese Kenntnis ist jedoch für die Bestimmung der maximalen Eisdruckkräfte auf Bauwerke, die außerhalb der Küste errichtet werden sollen, sehr wichtig.

Um dem berechtigten Sicherheitsbedürfnis Rechnung zu tragen, wird vorgeschlagen, die Eisdicken und Eisfestigkeiten Häufigkeitsverteilungskurven zu entnehmen, die aus Langzeitmessungen von Lufttemperatur und Salzgehalt im Wasser für die verschiedenen Orte bestimmt werden. Die für die Berechnung der Wahrscheinlichkeitsfunktionen erforderlichen Rechenprogramme sind bei der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt vorhanden.

8. Schriftenverzeichnis

Zu Abschnitt 2:

[1] Dolata, L. u. Engel, M.: Sturmflutvorhersagen mit mathematisch-physikalischen Modellen. – Die Küste, H. 34, 1979.

[2] Eiben, H.: Hydrologische Besonderheiten an der Ostseeküste. In: Historischer Küstenschutz, Wittwer Verlag, Stuttgart, 1992.

[3] Erchinger, H. F.: Naturmessungen des Wellenauflaufs mit neu entwickelten Geräten. – Die Küste, H. 31, 1977.

[3a] Erchinger, H. F.: Sturmfluten, eine zunehmende Bedrohung der Küste als Folge von Klimaveränderungen. Hansa, Nr. 12, 1992.

[4] Führböter, A.: Über zeitliche Änderungen der Wahrscheinlichkeiten von Extremsturmfluten an der deutschen Nordseeküste. – Mitt. d. Leichtweiss-Inst. für Wasserbau d. Techn. Univ. Braunschweig, H. 51, 1976.

[5] Führböter, A.: Wellenbelastung von Deich- und Deckwerksböschungen. – Jahrbuch der HTG, 47. Bd., 1991.

[6] Göhren, H. (1968): Triftströmungen im Wattenmeer. – Mitt. d. Franzius-Inst. H. 30, Hannover, 1968.

[7] Hensen, W.: Modellversuche für die untere Ems. – Mitt. d. Franzius-Inst., H. 6a u. b, Hannover, 1954.

[8] Hensen, W.: Modellversuche für die Unterweser und ihre Nebenflüsse. – Mitt. d. Franzius-Inst., H. 15a, b, Hannover, 1959.

[9] Hundt, C.: Maßgebende Sturmfluthöhen für das Deichbestick der schleswig-holsteinischen Westküste. – Die Küste, Jg. 3, H. 1/2, 1965.

[10] Ingenieurkommission des Niedersächsischen Ministers für Ernährung, Landwirtschaft und Forsten (Kramer, Liese, Lüders): Die Sturmflut vom 16./17. Februar 1962 im niedersächsischen Küstengebiet. – Die Küste, Jg. 10, H. 1, 1962.

[11] Ingenieurkommission des Niedersächsischen Ministers für Ernährung, Landwirtschaft und Forsten (Kramer, Krause, Luck): Erfahrungen aus den Sturmfluten von November/Dezember 1973 für die niedersächsischen Küstenschutzwerke. – Die Küste, H. 29, 1976.

[12] Ingenieurkommission des Niedersächsischen Ministers für Ernährung, Landwirtschaft und Forsten (Heinsohn, Kramer, Krause, Luck, Meyer-Toelle, Müller): Erfahrungen und Folgerungen aus den Januar-Sturmfluten 1976 für den Küstenschutz in Niedersachsen. – Die Küste, H. 33, 1979.

[13] Jensen, J. u. Schönfeld, W.: Erkenntnisse aus der statistischen Analyse von Pegelzeitreihen an der deutschen Nordseeküste. – Jahrbuch der HTG, 45. Bd., Hamburg, 1990.

[14] kramer, J.: Kein Deich – Kein Land – Kein Leben, Geschichte des Küstenschutzes an der Nordsee. – Verlag Rautenberg, Leer, 1989.

[15] Länderarbeitsgruppe (Krause, Kroker, Probst, Scherenberg, Siefert): Bemessungswasserstände entlang der Elbe. – Die Küste, H. 47, 1988.
[16] Lüders, K.: Über die Gültigkeitsdauer des „Bemessungswasserstandes für Seedeiche" an der niedersächsischen Nordseeküste. – Forschungsstelle Norderney, Jahresbericht 1969, Bd. XXI, 1971.
[17] Lüders, K.: Sturmtidenketten. – Forschungsstelle für Insel- und Küstenschutz Norderney, Jahresbericht 1973, Bd. XXV, 1974.
[18] Lüders, K. u. Luck, G.: Kleines Küstenlexikon, 3. Aufl., Hildesheim, 1976.
[19] Manzenrieder, H. u. Witte, H.-H.: Aufnahme von dynamischen Veränderungen an Gewässersohlen – Verfahren, Einschränkungen und neue Methoden –. Mitt. d. Leichtweiß-Inst. für Wasserbau der TU Braunschweig, H. 93, 1986.
[20] Ministerium für Ernährung, Landwirtschaft und Forsten – Landesamt für Wasserwirtschaft: Die Sturmfluten vom 16./17. Februar 1962 an der Schleswig-Holsteinischen Westküste. – Die Küste, Jg. 10, H. 1, 1962.
[21] Ministerium für Ernährung, Landwirtschaft und Forsten des Landes Schleswig-Holstein: Deichverstärkung, Deichverkürzung und Küstenschutz Schleswig-Holstein, Kiel, 1977.
[22] Ministerium für Ernährung, Landwirtschaft und Forsten des Landes Schleswig-Holstein: Generalplan 1986 Deichverstärkung und Küstenschutz in Schleswig-Holstein, Kiel, 1986.
[23] Nasner, N. u. Partenscky, H. W.: Sturmfluten in der Elbe und an der deutschen Nordseeküste von 1901 bis zum Januar 1976. – Mitt. des Franzius-Inst. der TU Hannover, H. 45, 1977.
[24] Niedersächsisches Ministerium für Ernährung, Landwirtschaft und Forsten: Generalplan Küstenschutz Niedersachsen, Hannover, 1973.
[25] Petersen, M.: Über die Grundlagen zur Bemessung der schleswig-holsteinischen Landesschutzdeiche. – Die Küste, Jg. 3, H. 1/2, 1955.
[26] Rohde, H.: Hydrologische Probleme des Wasserbaus im Küstengebiet. Mitt. d. Franzius Inst. für Grund- und Wasserbau d. TU Hannover, H. 37, 1972.
[27] Rohde, H.: Sturmfluthöhen und säkularer Wasserstandsanstieg an der deutschen Nordseeküste. – Die Küste, H. 30, 1977.
[28] Siefert, W.: Bemerkenswerte Veränderungen der Wasserstände in den deutschen Tideflüssen. – Die Küste, H. 37, 1982.
[29] Siefert, W. u. Murty, T. S.: Storm Surges, River Flow and Combined Effects. Dt. IHP/OHP-Nat.-Kom., Sonderh. 4, Koblenz, 1991.
[30] Siefert, W. u. Lassen, H.: Gesamtdarstellung der Wasserstandsverhältnisse im Küstenvorfeld der Deutschen Bucht nach neuen Pegelauswertungen. – Die Küste, H. 42, 1985.
[31] Siefert, W. u. Lassen, H.: Mittlere Tidewasserstände in der südöstlichen Nordsee – säkularer Trend und Verhältnisse um 1980. – Die Küste, H. 52, 1991.
[32] Weiss, D.: Schutz der Ostseeküste von Mecklenburg-Vorpommern. – In: Historischer Küstenschutz, Wittwer Verlag, Stuttgart, 1992.

Zu Abschnitt 3:

[1] Battjes, J. A.: Surf Similarity. Proc. 14th Intern. Conf. on Coastal Eng., Kopenhagen, 1974.
[2] Battjes, J. A.: Surf-Zone Dynamics. Annual Reviews Fluid Mechanics, Vol. 20, 1988.
[3] Battjes, J. A. u. Janssen, J. P. F. M.: Energy Loss and Set-Up due to Breaking of Random Waves. Proc. 16th Intern. Conf. on Coastal Eng., Hamburg 1978.
[4] Berger, U.: MACH-Reflexion als Diffraktionsproblem. Mitt. d. Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Techn. Univ. Hannover, H. 43, 1976.
[5] Bertsche, B. u. Lechner, G.: Zuverlässigkeit im Maschinenbau. Berlin, 1990.
[6] Bishop, C. T., Donelan, M. A. u. Kahma, K. K.: Shore Protection Manual's Wave Prediction Reviewed. Coastal Engineering, 17, 1992.
[7] Bouws, E., Günther, H., Rosenthal, W. u. Vincent, C. L.: Similarity of the Wind Wave Spectrum in Finite Depth Water. Journal of Geophysical Research, Vol. 90, 1985a.
[8] Bouws, E. et al.: A Shallow Water Intercomparison of Three Numerical Wave Prediction Models (SWIM). Quart. J. R. Met. Soc. 111, 1985b.
[9] Byrne, R. J.: Field Occurences of Induced Multiple Gravity Waves. Journal of Geophysical Research, Vol. 74, No. 10, 1969.
[10] Carter, R. W. G. u. Balsillie, J. H.: A Note on the Amount of Wave Energy Transmitted over Nearshore Sandbars. Earth Surface Processes and Landforms, Vol. 8, 1983.

[11] CERC: Shore Protection Manual. U. S. Army, Corps of Engineers, Costal Engineering Research Center, Vicksburg, 1977.
[12] CERC: Shore Protection Manual. U.S. Army, Corps of Engineers, Costal Engineering Research Center, Vicksburg, 1984.
[13] Collins, J. I.: Probabilities of Breaking Wave Characteristics. Proc. 13th Intern. Conf. on Coastal Eng., Vancouver, 1972.
[14] Daemrich, K. F.: Diffraktion gebeugter Wellen – Ein Beitrag zur Berechnung der Wellenunruhe in Häfen. Mitt. des Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Techn. Univ. Hannover, H. 47, 1978.
[15] Daemrich, K. F. u. Götschenberg, A.: Simulation von Seegang. In: Arbeits- und Ergebnisberichte 1989-90-91 des Sonderforschungsbereichs 205 – Küsteningenieurwesen –, Hannover, 1991.
[16] Daemrich, K. F. u. Kohlhase, S.: Diffraktion an halbunendlichen Wellenbrechern – Diagramme der Wellenhöhenverteilung hinter totalreflektierenden, linienförmigen Bauwerken. Mitt. des Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Techn. Univ. Hannover, H. 47, 1978.
[17] Dally, W. R.: Random Breaking Waves. A Closed-form Solution for Planar Beaches, Coastal Engineering, Vol. 14, 1990.
[18] Dally, W. R., Dean, R. G. u. Dalrymple, R. A.: Wave Height Variation across Beaches of Arbitrary Profile. Journal of Geophysical Reseach, Vol. 90, C6, 1985.
[19] Dean, R. G.: Relative Validity of Waver Wave Theories. Proc. ASCE Speciality Conference on Civil Engineering in the Oceans, San Francisco, 1968.
[20] Dean, R. G.: Evaluation and Development of Water Wave Theories for Engineering Application. U.S. Army, Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, 1973.
[21] Dean, R. G. u. Dalrymple, R. A.: Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey 07632, 1984.
[22] EAU: Empfehlungen des Arbeitsausschusses Ufereinfassungen (EAU 1985), 7. Aufl., Verlag Wilhelm Ernst, Berlin – München, 1985.
[23] Eggert, W. D. u. Kohlhase, S.: Wave Transmission and Diffraction at Permeable Breakwaters. Proc. Intern. Conf. on Water Resources Development, Taipei, 1980.
[24] Führböter, A.: Der Druckschlag durch Brecher auf Deichböschungen. Mitt. des Franzius-Inst. der Techn. Univ. Hannover, H. 28, 1966.
[25] Führböter, A.: Einige Ergebnisse aus Naturuntersuchungen in Brandungszonen. Mitt. d. Leichtweiß-Inst. für Wasserbau der Techn. Univ. Braunschweig, H. 40, 1974.
[26] Führböter, A., Sparboom, U. u. Witte, H.-H.: Großer Wellenkanal Hannover: Versuchsergebnisse über den Wellenauflauf auf glatten und rauhen Deichböschungen mit der Neigung 1:6. Die Küste, H. 50, 1989.
[27] Gerritsen, F.: Wave Attenuation and Wave Set-up on a Coastal Reef. Proc. 17th intern. Conf. on Coastal Eng., Sydney, 1980.
[28] Gerritsen, F.: Wave Attenuation and Wave Set-Up on a Coastal Reef. Dissertation, University of Trondheim, Norwegian Institute of Technology, 1981.
[29] Goda, Y.: Random Seas and Design of Maritime Structures. University of Tokyo Press, 1985.
[30] Goda, Y.: On the Methodology of Selecting Design Wave Height. Proc. 21st Int. Conf. on Coastal Eng., Costa del Sol, 1988.
[31] Götschenberg, A. u. Daemrich, K.-F.: Variation of Wave Spectrum Parameters in Shallow Water. Proc. 2nd Int. Conference on Coastal and Port Engineering in Developing Countries, Beijing, China, 1987.
[32] Grüne, J.: Atlas von Seegangsmessungen im Bereich der deutschen Nordseeküste. Schlußbericht zum Forschungsvorhaben MTK 464 B – Teil II, September 1992. Bundesministerium für Forschung und Technologie.
[33] Hasselmann, K. et al.: Measurements of Wind-Wave Growth and Swell Decay During the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift, Reihe A, Nr. 12, 1973.
[34] Horikawa, K.: Coastal Engineering. University of Tokyo Press, Tokyo, Japan, 1978.
[35] Horikawa, K.: Nearshore Dynamics and Coastal Processes. Univ. of Tokyo Press, 1988.
[36] Hughes, S. A.: The TMA Shallow-Water Spectrum Description and Applications. Coastal Engineering Research Center, Technical Report No. 84-7, Vicksburg, 1984.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

[37] Hurdle, D. P. u. Stive, R. J. H.: Revision of SPM 1984 Wave Hindcast Model to Avoid Inconsistencies in Engineering Applications. Coastal Engineering 12, 1989.
[38] IAHR/PIANC: Intern. Ass. for Hydr. Research/Permanent Intern. Ass. of Navigation Congresses. List of Sea State Parameters. Supplement to Bulletin No. 52, Brüssel, 1986.
[39] Isaacson, M. u. MacKenzie, N.: Long-Term Distribution of Ocean Waves – A Review. Journal of the Waterway, Port. Coastal and Ocean Division. Proc. ASCE, Vol. 107, No. WW2, May 1981.
[40] Johnson, R. R., Mansard, E. P. D. u. Ploeg, J.: Effect of Wave Grouping on Breakwater Stability. Proc. 16th Intern. Conf. on Coastal Eng., Hamburg, 1978.
[41] Keady, D. M. u. Coleman, J. L.: Incidence, Breaking, and Reforming of Waves behind Submerged Barriers. Proc. of the Fifth Symposium on Coastal Sedimentology, 1980.
[42] Kitaigorodskii, S. A.: On the Theory of the Equilibrium Range in the Spectrum of Wind-Generated Gravity Waves. Journal of Physical Oceanography, Vol. 13, 1983.
[43] Kitaigorodskii, S. A., Krasitskii, V. P., Zaslavskii, M. M.: On Phillips' Theory of Equilibrium Range in the Spectra of Wind-Generated Gravity Waves. Journal of Physical Oceanography, Vol. 5, 1975.
[44] Kohlhase, S.: Ozeanographisch-seebauliche Grundlagen der Hafenplanung. Mitt. des Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Univ. Hannover, Heft 57, 1983.
[45] Kohlhase, S.: The Need to Monitor the Coastal Response to Structural Interventions. Proc. Seminar on Causes of Coastal Erosion in Sri Lanka, Colombo, 1992.
[46] Kokkinowrachos, K.: Hydromechanik der Seebauwerke. Handbuch der Werften, Bd. 15, Hamburg, 1980.
[47] Laitone, E. V.: Higher Approximation to Non-linear Water Waves and the Limiting Heights of Cnoidal, Solitary and Stokes Waves. U.S. Army, Corps of Engineers, Beach Erosion Board, T.M.-133, Washington, 1963.
[48] Le Mehaute, B.: On Non-saturated Breakers and the Wave Run-up. Proc. 8th Intern. Conf. on Coastal Engineering, Mexico, 1962.
[49] Le Mehaute, B.: An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves. Springer Verlag New York, Heidelberg, Berlin, 1976.
[50] Longuet-Higgins, M. S.: On the Statistical Distribution of the Heights of Sea Waves. Journal of Marine Research, Vol. 11, No. 3, 1952.
[51] Marsden, R. F. u. Juszko, B.-A.: An Eigenvektor Method for the Calculation of Directional Spectra from Heave, Pitch and Roll Buoy Data. Journ. of Physical Oceanography, Vol. 17, 1987.
[52] McNair, E. C. u. Sorensen, R. M.: Characteristics of Waves Broken by a Longshore Bar. Proc. 12th Intern. Conf. on Coastal Eng., Washington, D. C., 1970.
[53] Miche, R.: Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur croissante ou décroissante. Ann. des Ponts et Chaussées, 1944.
[54] Mitsuyasu, H. et al.: Observations of the Directional Spectrum of Ocean Waves Using a Cloverleaf Buoy. Journ. of Physical Oceanography, Vol. 5, 1975.
[55] Moraes, C. de C.: Experiments of Wave Reflection on Impermeable Slopes. Proc. Intern. Conf. on Coastal Eng., Washington, 1970.
[56] Muttray, M., Oumeraci, H., Zimmermann, C. u. Partenscky, H.-W.: Wave Energy Dissipation on and in Rubble Mound Structures. Abstract 23rd Intern. Conf. on Coastal Engineering, Venice, 1992.
[57] Oelerich, J.: Zur Berechnung des küstenparallelen Sandtransportes. Leichtweiß-Inst. für Wasserbau der Techn. Univ. Braunschweig, Mitt. H. 108, 1990.
[58] Oumeraci, H.: Funktionelle Hafenplanung unter Berücksichtigung von Schiffsbewegungen infolge Wellenunruhe im Hafen. Mitt. des Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Univ. Hannover, H. 66, 1988.
[59] Partenscky, H.-W., Kohlhase, S., Daemrich, K.-F., Scheffer, H.-J. u. Schwarze, H.: Theoretische Vorstudie zur wellendämpfenden Wirkung des Riffs und zum seegangserzeugten Feststofftransport an der Westküste der Insel Sylt. Mitt. des Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Univ. Hannover, H. 67, 1988.
[60] Philipps, O. M.: The Equilibrium Range in the Spectrum of Wind Generated Waves. Journ. of Fluid Mechanics, Vol. 4, 1958.
[61] Pierson, W. J., Moskowitz, L.: A Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas

Based on Similarity Theory of S. A. Kitaigorodskii. Journ. of Geophysical Research, 69, 1964.

[62] PRÜSER, H.-H.: Zur mathematischen Modellierung der Interaktion von Seegang und Strömung im flachen Wasser. Institut für Strömungsmechanik und elektron. Rechnen im Bauwesen der Univ. Hannover, Bericht Nr. 31, 1991.

[63] RICHTER, K.: Neue Ergebnisse der Seegangsforschung. Inst. für Schiffbau der Univ. Hamburg, 15. Fortbildungskurs, Hamburg, 1979.

[64] RICHTER, K.: Seegang als Grundlage für die Ermittlung der hydrodynamischen Lasten. Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft, Band 75, 1981.

[65] SCHADE, D.: Untersuchungen über das Wellenklima an einer Brandungsküste unter Einschluß der Richtungsstruktur des Seegangs, dargestellt am Beispiel der Insel Sylt. Mitt. des Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Univ. Hannover, H. 71, 1991.

[66] SCHEFFER, H.-J.: Wellenunruhe und Schiffsbewegungen. Ein Beitrag für eine integrierte Hafenplanung. Mitt. des Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Univ. Hannover, H. 61, 1985.

[67] SCHÜTTRUMPF, R.: Über die Bestimmung von Bemessungswellen für den Seebau am Beispiel der südlichen Nordsee. Mitt. des Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Univ. Hannover, H. 39, 1973.

[68] SIEFERT, W.: Über den Seegang in Flachwassergebieten. Mitt. des Leichtweiß-Inst. der Techn. Univ. Braunschweig, H. 40, 1973.

[69] SILVESTER, R.: Coastal Engineering. Elsevier Scientific Publishing Company Amsterdam-London-New York, 1974.

[70] SKJELBREIA, L. u. HENDRICKSON, J. A.: Fifth Order Gravity Wave Theory with Table of Functions. Nat. Eng. Science Co. Pasadena, Calif., 1962.

[71] STROTMANN, T. u. KOHLHASE, S.: Untersuchungen zur wellendämpfenden Wirkung des Riffs vor der Westküste der Insel Sylt. In: BMFT-Forschungsvorhaben Optimierung des Küstenschutzes auf Sylt, Statusseminar Kiel, 1991.

[72] STROTMANN, T., FRÖHLE, P. u. KOHLHASE, S.: 3. Zwischenbericht des Franzius-Inst. zum BMFT-Forschungsprojekt „Optimierung des Küstenschutzes auf Sylt", Sept. 1992.

[73] SUHAYADA, J. N. u. ROBERTS, H. H.: Wave Action and Sediment Transport on Fringing Reefs. Proc. Third. Intern. Coral Reef Symposium, Miami, 1977.

[74] SVENDSEN, I. A. u. JONSSON, I. G.: Hydrodynamics of Coastal Regions. Den Private Ingeniorfond, Techn. Univ. of Denmark, Lyngby, 1980.

[75] TAUTENHAIN, E.: Der Wellenüberlauf an Seedeichen unter Berücksichtigung des Wellenauflaufs – Ein Beitrag zur Bemessung –. Mitt. des Franzius-Inst. für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Univ. Hannover, H. 52, 1981.

[76] THOMPSON, E. F. u. VINCENT, C. L.: Prediction of Wave Height in Shallow Water. Proc. Conf. on Coastal Structures '83, Amer. Soc. of Civil Eng., 1983.

[77] THORNTON, E. B. u. GUZA, R. T.: Transformation of Wave Height Distribution. Journal of Geophysical Research, Vol. 88, No. C10, 1983.

[78] TUCKER, M. J.: Simple Measurements of Wave Records. Proc. Conf. on Wave Recording for Civil Engineers. National Inst. of Oceanography, London, 1961.

[79] VAN DER MEER, J. W. u. D'ANGREMOND, K.: Wave Transmission at Low-Crested Structures. Proc. Conference on Coastal Structures, London, 1991.

[80] WEGGEL, J. R.: Maximum Breaker Height. Journ. Waterways, Harbors, Cost. Engin. Div. 98 (WW4), 1972.

[81] WIEGEL, R. L.: Oceanographical Engineering, Prentice Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, USA, 1964.

[82] WIEGEL, R. L.: A Presentation of Cnoidal Wave Theory for Practical Application. Jr. of Fluid Mech., Vol. 7, Pt. 2, Cambridge University Press, 1960.

[83] WITTE, H.-H.: Druckschlagbelastung durch Wellen in deterministischer und stochastischer Betrachtung. Mitt. des Leichtweiß-Inst. für Wasserbau der Techn. Univ. Braunschweig, H. 102, 1988.

[84] WMO: World Meteorological Organisation. Guide to Wave Analysis and Forecasting. WMO. No. 702, Wave Climate Statistics, Genf, 1988.

Zu Abschnitt 4:

[1] BATTJES J. R. u. ROOS, A.: Surf similiarity. Proceeding 14th Coastal Engineering Conference, Copenhagen, 1974.

[2] CERC: Shore Protection Manual, Vol. I–III. Coastal Engineering Research Center, Vicksburg, 1984.
[3] CERC: Automated Coastal Engineering System, Technical Reference. Coastal Engineering Research Center, Vicksburg 1992.
[4] Erchinger, H. F.: Küsteningenieurwesen. In: Bretschneider (Hrsg.), Taschenbuch der Wasserwirtschaft, Verlag Paul Parey, Hamburg und Berlin, 1982 u. 1993.
[5] Franzius, L.: Wirkung und Wirtschaftlichkeit von Rauhdeckwerken im Hinblick auf den Wellenauflauf. Mitteilungen des Franzius-Institut für Grund- und Wasserbau der Technischen Universität Hannover, H. 25, 1965.
[6] Führböter, A.: Der Druckschlag durch Brecher auf Deichböschungen. Mitteilungen des Franzius-Instituts der Technischen Universität Hannover, H. 27, 1966.
[7] Führböter, A.: Äußere Belastung der Seedeiche. In: Brösskamp (Hrsg.), Seedeichbau – Theorie und Praxis, Vereinigung der Naßbaggerunternehmungen, 1976.
[8] Führböter, A.: Model and Prototype Tests for Wave Impact and Run-up on an Uniform 1:4 Slope. Coastal Engineering, Elsevier Science Publishers, 10 (1986).
[9] Führböter, A.: Geotextile and Granular Filters Underneath Concrete Block Revetments – A comparison of uplift characteristics. Proceedings 2nd. International Symposium on Wave Research and Coastal Engineering. 12.–14. Oct. 1988, Hannover.
[10] Führböter, A.: Wellenbelastungen von Deich- und Deckwerksböschungen. Jahrbuch der Hafenbautechnischen Gesellschaft, Band 46, Schiffahrtsverlag Hansa, Hamburg, 1991.
[11] Führböter, A. u. Sparboom, U.: Full scale waveattack on uniformlysloping sea dykes. Proceedings 21st Conference on Coastal Engineering. Torremolinos, Malaga, Spain, 1988.
[12] Führböter, A., Sparboom, U. u. Witte, H.-H.: Großer Wellenkanal Hannover: Versuchsergebnisse über den Wellenlauf auf glatten und rauhen Deichböschungen mit der Neigung 1:6. Die Küste, H. 50, 1989.
[13] Führböter, A. u. Witte, H.-H.: Strömungsgeschwindigkeiten beim Wellenlauf auf einer Böschung der Neigung 1:n = 1:6. Jahrbuch der Hafenbautechnischen Gesellschaft, Band 44, Springer Verlag, Berlin, 1989.
[14] Führböter, A. u. Witte, H.-H.: Die dynamische Verweilzeit und ihre Beziehungen zum Wellenauflauf und -ablauf an einer Deichböschung 1:n = 1:6. Die Küste, H. 52, 1991.
[15] Goda, Y.: A New Method of Wave Pressure Calculation for the Design of Composite Breakwaters. Proceedings 14th International Conference on Coastal Engineering, Kopenhagen, 1974.
[16] Goda, Y.: Random wave Interactions with Structures. In: Herbich (Hersg.) Handbook of Coastal and Ocean Engineering, Gulf Publishing Company, Houston, 1990.
[17] Grüne, J.: Wave Run-up Caused by Natural Storm Surge Wave. Proceedings 18th International Conference on Coastal Engineering, Kapstadt, 1982.
[18] Grüne, J.: Anatomy of Shock Pressures Induces by Real Sea State Breaking Waves. International Symposion on Modelling Soil Water Interactions (SOWAS), Delft, 1988.
[19] Grüne, J.: Wave-Induced Shock Pressures Under Real Sea State Conditions. Proceedings 21th International Conference on Coastal Engineering, Torremolinos, Malaga, Spain, ASCE, 1988.
[20] Hensen, W.: Modellversuche zur Bestimmung des Einflusses der Form eines Seedeiches auf die Höhe des Wellenauflaufes. Mitteilungen der Hannoverschen Versuchsanstalt für Grund- und Wasserbau, Franzius-Institut der Technischen Universität Hannover, H. 7, 1955.
[21] Hunt, I. A.: Design of seawalls and breakwaters, Journal of the Waterways and Habour Division, ASCE, Vol. 85, No. WW3, 1959.
[22] Jelgershuis Swildens, J. C.: Remmende ivloed op golfoploop door ribbles op gesloten dijksbekleding („Reduction of wave run-up due to ribs on an impermeable dike facing"). De Ingenieur, 69, Nr. 29, 1957 (in Dutch).
[23] Kirkgöz, M. S.: Impact pressure of breaking waves on vertical and sloping walls. Ocean Engineering, Vol. 18, No 1/2, 1991.
[24] Küstenausschuss Nord- und Ostsee, Technisch-Wissenschaftlicher Beirat: Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse der ehemaligen Arbeitsgruppe „Sturmfluten" und Empfehlungen für ihre Nutzanwendung beim Seedeichbau. Die Küste, H. 17, 1969.
[25] v. d. Meer, J. W.: Rook Slopes and Gravel Breaches under Wave Attack. Delft hydraulics, Publications No 396, Delft, 1988.
[26] v. d. Meer, J. W.: Rubble Mounds-Recent Modifications. In: Herbich (Hrsg.) Handbook of

Coastal and Ocean Engineering, Gulf Publishing Company, Houston, 1990.

[27] NIELSEN, P.: Wave Setup and Runup: An integrated Approach. Coastal Engineering, Vol. 12, No 2, 1988.

[28] OUMERACI, H. u. PARTENSCKY, H.-W.: Breaking Wave Impact Loading of Caisson Breakwater. Proc. Mast GG Workshop, Wave Impact Loading on Vertical Structures, Hannover, 1991.

[29] OUMERACI, H. u. PARTENSCKY, H.-W.: Breaking Wave Impact Loading of Vertical Structures. Proc. Mast GG Workshop, Wave Impact Loading on Vertical Structures, Hannover, 1991.

[30] PARTENSCKY, H.-W.: Neue Bemessungskriterien für senkrechte und geschüttete Wellenbrecher. Jahrbuch der Hafenbautechnischen Gesellschaft, Band 42, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1987.

[31] PILARCZYK, K.-W.: Design of Seawalls and Dikes. In: Coastal Protection, Pilarczyk (Hrsg.) A. A. Balkema, Rotterdam, 1990.

[32] RICHWIEN, W. u. WEHNER, Th.: Considering the stress of filters in the construction of sea dikes. Third International Conference on Geotextiles, Vienna, Austria, 1986.

[33] SAVILLE, T.: Wave run-up on composite slopes. Proceedings 6th Conference on Coastal Engineering, ASCE, Council of wave research, 1958.

[34] SCHIJF, J. B.: (Chairman) Wave run-up and overtopping. Technical Advisory Committee on Protection against Inundation, Government Publishing Office. The Hague, 1974.

[35] SCHULZ, K. P.: Über Maßstabseffekte beim Wellenauflauf auf glatten und rauhen Böschungen. Mitteilungen des Leitweiß-Instituts der TU Braunschweig (in Vorbereitung)

[36] SPARBOOM, U.: Über die Seegangsbelastung lotrechter zylindrischer Pfähle im Flachwasserbereich. Mitteilungen des Leitweiß-Instituts der TU Braunschweig, H. 93, Braunschweig, 1986.

[37] SPARBOOM, U.: Naturmaßstäbliche Untersuchungen an Deckwerken im Großen Wellenkanal. Mitteilungsblatt der Bundesanstalt für Wasserbau, Nr. 68, Karlsruhe, 1989.

[38] SPARBOOM, U.: Full-Scale Investigations on Wave Loading of Sea Dyke Structures. Proceedings 3rd. Conference on Coastal & Port Engineering in Developing Countries (COPEDEC III), Mombasa, Kenya, 1991.

[39] SPARBOOM, U., DEBUS, W. u. GRÜNE, J.: Wave-Induced Uplift Characteristics on Concrete Block Slope Revetments. Proceedings 23th International Conference on Coastal Engineering, Venice, Italy, ASCE, 1992.

[40] SPARBOOM, U., GRÜNE, J. GROSCHE, S., HAIDECKER, M.: Full-Scale Measurements of Wave Run-up at Sea Dykes. Proceedings 22nd International Conference on Coastal Engineering, Delft, The Netherlands, ASCE, 1990.

[41] STEPHAN, H.-J.: Über Schäden an Seedeichen durch Wellen- und Druckschlagbelastungen. Mitteilungen des Leichtweiß-Instituts für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig, H. 70, 1981.

[42] TAUTENHAIN, E.: Der Wellenüberlauf an Seedeichen unter Berücksichtigung des Wellenauflaufs – Ein Beitrag zur Bemessung. Mitteilungen des Franzius-Instituts der Universität Hannover, H. 53, 1981.

[43] TAUTENHAIN, E., KOHLHASE, S. u. PARTENSCKY, H.-W.: Wave run-up at sea dikes under oblique wave approach. Coastal Engineering Conference ASCE, Kapstadt, Südafrika, 1982.

[44] VINJÉ, J. J.: Investigations for coastal protection with concrete mats. North Sea Coastal Engineering Group, 1972.

[45] DE WAAL, J. P. u. V. D. MEER, J. W.: Wave run-up and overtopping on coastal structures. Abstracts, 23rd International Conference on Coastal Engineering, Venice, 1992.

[46] WASSING, F.: Model investigations of wave run-up carried out in the Netherlands during the last twenty years. Proceedings 6th Conference on Coastal Engineering, Gainesville, Florida, 1957.

[47] WEHNER, Th.: Seegangserzeugte Spannungsänderungen im Sandkern eines Seedeiches. Mitteilungen des Instituts für Grundbau, Bodenmechanik und Energiewasserbau, Uni Hann. H. 21, 1987.

[48] WITTE, H.-H.: Druckschlagbelastung durch Wellen in deterministischer und stochastischer Betrachtung. Mitteilungen des Leichtweiß-Instituts für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig, H. 102, 1988.

Die Küste, 55 EAK (1993), 1-214

Zu Abschnitt 5:

[1] CERC: Shore Protection Manual. US Army Corps of Eng., Washington D. C., 1984.
[2] DETTE, H. H.: Über Brandungsströmungen im Bereich hoher Reynoldszahlen. Mitt. d. Leichtweiß-Inst., H. 41, Braunschweig, 1974.
[3] GÖHREN, H.: Die Strömungsverhältnisse im Elbmündungsgebiet. Hamb. Küstenf., H. 6, 1969.
[4] GÖHREN, H.: Triftströmungen im Wattenmeer. Mitt. d. Franzius-Inst., H. 30, Hannover, 1968.
[5] HANSEN, U. A.: Wasserbausteine im Deckwerksbau; Bemessung und Konstruktion. Verlag Boyens u. Co., Heide, 1985.
[6] SIEFERT, W. et al: Die Strömungsverhältnisse vor der Westküste Schleswig-Holsteins. Die Küste, H. 35, 1980.
[7] SIEFERT, W. et al: Triftströmungen vor der Küste zwischen Eider und Elbe. Die Küste, H. 38, 1983.

Zu Abschnitt 6:

[1] BODGE, K. R., KRAUS, N. C.: Critical Examination of Longshore Transport Rate Magnitude. Proc. Int. Conf. COASTAL Sediments '91, Vol. I, Seattle, U.S.A., 1991.
[2] DETTE, H. H.: Über Brandungsströmungen im Bereich hoher Reynolds' Zahlen, Mitt. d. Leichtweiß-Inst. der Techn. Univ. Braunschweig, H. 41, 1974.
[3] DETTE, H. H.: Energetische Betrachtungen zu seegangserzeugten Änderungen der Küstenmorphologie, Statusseminar: „Optimierung des Küstenschutzes auf Sylt". Der Bundesminister für Forschung und Technologie, Kiel, 1991.
[4] DETTE, H. H., RAUDKIVI, A. J.: Model for Litoral Transport of Suspended Sediments and its Mathematical Modelling. Florence (Italy), Sept. 1991.
[5] DINGLER, J. R.: The threshold of grain motion under oscillatory flow in a laboratory channel. Journal of Sediment Petrology, Vol. 49, 1979.
[6] FÜHRBÖTER, A., DETTE, H. H.: Strandvorspülungen vor der Westküste von Sylt. Die Küste, H. 53, 1992.
[7] GUTSCHE, H. K.: Über den Einfluß von Strandbuhnen auf die Sandwanderung an Flachküsten. Mitt. d. Franzius-Inst. für Grund- und Wasserbau der Techn. Hochschule Hannover, H. 20, 1961.
[8] HORIKAWA, K.: Coastal Engineering. An Introduction to Ocean Engineering. Univ. of Tokyo Press, 1978.
[9] KOHLHASE, S.: The Concept of Sediment Budget in the Nearshore Area. Proc., Seminar on Causes of Coastal Erosion in Sri Lanka, CCD-GTZ Coast Conservation Project, Colombo, 1991.
[10] KRAUS, N. C., LARSON, M. u. KRIEBEL, D. L.: Evaluation of Beach Erosion and Accretion Predictors. Proc., Int. Conf. Coastal Sediments '91, Vol. I, Seattle, USA, 1991.
[11] KRIEBEL, D. L., DEAN, R. G.: Numerical Simulation of Time-Dependent Beach and Dune Erosion, Coastal Engineering Journal, Vol. 9, 1985.
[12] MASSIE, P. E., (Editor): Coastal Engineering, Vol. I, Introduction Coastal Engineering Group, Dept. of Civil Engineering Delft Univ. of Technology, 1982.
[13] RAUDKIVI, A. J.: Betrachtungen zum Küstenschutz auf Sylt durch Anwendung eines Membran (unveröffentl., Amt für Land- und Wasserwirtschaft Husum, 1992).
[14] RAUDKIVI, A. J.: Optimierung des Küstenschutzes auf Sylt im Rück- und Ausblick; Statusseminar: „Optimierung des Küstenschutzes auf Sylt". Der Bundesminister für Forschung und Technologie, Kiel, 1991.
[15] RAUDKIVI, A. J., DETTE, H. H.: Ein vereinfachtes Verfahren zur Ermittlung der Suspensionsfracht außerhalb der Brandung. HANSA, 128. Jg., Nr. 23/24, 1991 sowie Mitt. des Leichtweiß-Inst. der Techn. Univ. Braunschweig, H. 111, 1991.
[16] RAUDKIVI, A. J., DETTE, H. H.: Ein vereinfachtes Verfahren zur Ermittlung der Suspensionsfracht in der Brandungszone. Jb. der Hafenbautechn. Ges. (HTG) – zur Veröffentl. angen., vorauss. 1993.
[17] SPM: Shore Protection Manual, Coastal Engineering Research Center, Vicksburg, Mississippi, USA, 1984.

Zu Abschnitt 7:

[1] ANDERSON, D. L.: A model for Determining Sea Ice Properties. Artic Sea Ice. U.S. National Academy of Science, National Research Council, Publication 598, Washington, 1958.

[2] DYKINS, J. E.: Ice engineering – tensile properties of sea ice grown in a confined system. U.S. Naval Civil Engineering Laboratory, Technical Report R68g.

[3] DYKINS, J. E.: Ice-engineering-material properties of saline ice for a limited range of conditions. U.S. Naval Civil Engineering Laboratory, Techn. Report R 720, 1971.

[4] HAWKES J. u. MELLOR, M.: Deformation and fracture of ice under uniaxial stress. Journal of Glaciology, Vol. 11, No. 61.

[5] IAHR: Standardization of Testing Methods for Ice Properties Proposed by the Working Group of the IAHR Section on Ice-Problems. Journ. of Hydraulic Research 18, No. 2, 1980.

[6] JONES, St. J.: Triaxial testing of polycrystalline ice. Proc. of 3rd Intern. Conf. on Permafrost, Edmonton, Alberta.

[7] KOSLOWSKI, G.: Die flächenbezogene Eisvolumensumme, eine neue Meßzahl für die Bewertung des Eiswinters an der Ostseeküste Schleswig-Holsteins und ihr Zusammenhang mit dem Charakter des meteorologischen Winters. Dt. hydrogr. Z. 42, 61–80, 1989.

[8] KOSLOWSKI, G. u. WARNECKE, R.: Beobachtungen des Eisbedeckungsgrades und der Eisdicke an der deutschen Küste zwischen Ems und Trave in den Wintern 1954/55 bis 1986/87. Meereskundliche Beobachtungen und Ergebnisse Nr. 72. Bundesamt für Seeschiffahrt und Hydrographie, 80, 1991.

[9] KOSLOWSKI, G.: Der Eiswinter 19../.. im deutschen Küstengebiet zwischen Ems und Trave 1987/88 bzw. 1988/89, 1989/90 in Dt. hydrogr. Z. 40 bzw. Z. 42, Z. 43.

[10] KOSLOWSKI, G.: Der Eiswinter 19../.. im deutschen Küstengebiet zwischen Ems und Oder 1990/91 bzw. 1991/92 in Dt. hydrogr. Z. 44.

[11] POUNDER, E. R.: Physics of Ice, Pergamon Press, 1965.

[12] SCHWARZ, J. u. WEEKS, W. F.: Engineering Properties of Sea Ice. Journ. of Glaciology, Vol. 19, Nr. 81, p. 499–531.

[13] SCHWARZ, J.: Treibeisdruck auf Pfähle. Mitt. d. Franz.-Inst. d. Techn. Univ. Hannover, H. 24, 1964.

[14] WEEKS, W. F. u. ASSUR, A.: The Mechanical Properties of Sea Ice. Ice Pressure against Structures. Proceedings Conference, Laval University, Quebec, November 1966, Ottawa, 1968.

[15] VAUDREY, K. D.: Determination of mechanical sea ice properties by large scale field beam tests. 4th Intern. Conf. on Port an Ocean Eng. unter Artic Cond., St. Johns, Nfdl.