

# Sturmwellen-Resonanz an der Westküste der Insel Sylt

Von FRITZ BÜSCHING

## Zusammenfassung

Die Phasengeschwindigkeiten steiler und brechender Seichtwasserwellen erregten Ende der 1970er-Jahre besonderes Interesse, nachdem der Verfasser das Phänomen eines markanten *Effektes anomaler Dispersion* (ADE) bei der Auswertung von Messungen von Sturmwellen an der Westküste der Insel Sylt gefunden hatte. Bei *elektromagnetischen Wellen* ist die anomale Dispersion allgemein als Begleiterscheinung des *Resonanz-Phänomens* bekannt. Da im küstennahen Bereich örtlich und zeitlich unterschiedliche Randbedingungen für die Kinematik steiler oder brechender Wellen existieren, war die analoge Zuordnung solcher Phänomene bisher nicht nachgewiesen und dementsprechend die tatsächliche Existenz des ADE bei Wasserwellen zweifelhaft geblieben.

Ein ADE konnte bei Modelluntersuchungen im Wellenkanal der Fachhochschule Bielefeld jedoch im Zusammenhang mit *resonanten Beckenschwingungen* verifiziert werden. Unter Verwendung einer speziellen Analysetechnik für zusammengesetzte Spektren (composite spectra), die Informationen über anlaufende, reflektierte und re-reflektierte Wellen enthalten, war es möglich, einen Satz gleichzeitig im Kanal existierender partiell stehender Wellen zu identifizieren. Da sich jede dieser partiell stehenden Wellen aus benachbarten Frequenzkomponenten zusammensetzt, die nahezu gleiche Wellenlängen haben, muss in den betreffenden Teilfrequenzbändern anomale Dispersion  $dc/df > 0$  herrschen.

Vor Westerland/Sylt werden hinreichend vergleichbare Randbedingungen durch die Konfiguration mit einem strukturierten Sandriff gebildet, das etwa küstenparallel verläuft. Von See kommende Wellen treten mit den Wasserspiegelauslenkungen in der zwischen Riff und Strand befindlichen Rinne in der Art in Wechselwirkung, dass eine Anzahl möglicher Eigenfrequenzen des eingeschlossenen Wasservolumens getroffen wird. Da in den gemessenen Energiespektren beträchtliche Energiedichten den Eigenfrequenzen 1 bis 5 des Wasservolumens zuzuordnen sind, werden die durch den ADE belegten Resonanzen als verantwortlich für den starken Küstenangriff angesehen. Im Besonderen wird die Existenz von Resonanzabsorptionseffekten auf die näherungsweise abgestufte Struktur der Funktion  $L(f)$  (Wellenlängen-Spektrum) zurückgeführt, die aus der gemessenen anomalen Funktion der Phasengeschwindigkeit  $c(AD)(f)$  abgeleitet werden kann. Eine ähnliche näherungsweise abgestufte Struktur war als das markante Ergebnis der o.a. Wellenkanaluntersuchungen erhalten worden. Die Ergebnisse werden insbesondere auch bezüglich einer horizontalen Wellenlängennachse dargestellt.

## Summary

*The phase velocity of shoaling and breaking waves was the focus of interest at the end of the 1970s. The author had found the phenomenon of an intense anomalous dispersion effect (ADE) existing with respect to storm surge waves measured at Sylt Island/Germany. In the theory of electromagnetic waves Anomalous Dispersion is known to be an accompanying effect of the resonance phenomenon. Because boundary conditions had not been defined adequately with respect to analogue effects taking place within the coastal zone, the real existence of the ADE with water waves had remained questionable. Recently, however, an ADE has been verified by model investigations at Bielefeld University of Applied Sciences, relating to resonance phenomena occurring in a wave tank. Using a special technique of analysing composite spectra (containing information of incoming, reflected and re-reflected waves) it was possible to detect a set of partial standing waves existing coincidentally. As each partial clapotis is composed of a number of neighbouring frequency components with nearly equal wave length, such components must obey an anomalous dispersion law  $dc/df > 0$ .*

*At Sylt Island boundary conditions sufficiently comparable to that of the wave tank are formed by a structured long shore bar running roughly parallel to the shoreline. Incoming waves interact with the water level variations in the trough located between the bar and the beach in such a way that frequency components match a limited number of possible harmonics of the enclosed body of water. As there are significant energy densities to be found in the wave energy spectra at harmonics numbers 1 through 5 of the enclosed water body, resonance documented by the ADE is believed to be responsible for the tremendous coastal erosions of Sylt island due to storm surge occurrences in the past. Particularly, the existence of resonance absorption effects is traced back to the fact that the function of the component lengths  $L(f)$  (wave length spectrum), derived from the anomalous phase velocity spectrum  $c(AD)(f)$ , is of a nearly stepped structure, which was the main outcome from the wave tank investigations also. Additionally, the results are demonstrated by plots of relevant parameters with reference to a horizontal wave length axis.*

## I n h a l t

1. Einleitung .....	52
2. Modelluntersuchungen im Wellenkanal der Fachhochschule Bielefeld .....	55
3. Sturmwellenspektren an der Westküste der Insel Sylt .....	63
4. Diskussion und Schlussfolgerungen .....	68
4.1 Ausbildung resonanter Beckenschwingungen .....	68
4.2 Wirkungen des Riffes .....	70
4.3 Analoges Dispensionsverhalten .....	71
5. Zusammenfassung der markanten Ergebnisse .....	72
6. Anlagen .....	72
7. Schriftenverzeichnis .....	81

### 1. Einleitung

Im Rahmen des 1977 zum Abschluss gekommenen Schwerpunktprogrammes der DFG „Sandbewegung im Küstenraum“ (FÜHRBÖTER, 1979) wurde u. a. das Forschungsprojekt „Energieumwandlungen in Brandungszonen“ durchgeführt. Bei diesem an der Westküste der Insel Sylt vor Westerland betriebenen Naturmessprogramm bestand das Ziel insbesondere darin, erstmals unter Verwendung elektronischer Messgeräte Brandungsdaten während des Ablaufes von Sturmtiden zu gewinnen (FÜHRBÖTER u. BÜSCHING, 1974). Die vom Verfasser durchgeführten Untersuchungen betrafen dabei insbesondere die Wellen- und Strömungsdaten der Sturmtidenfolge vom 13./14. Dezember 1973, für deren Analyse erstmals fast ausschließlich automatische Auswertsysteme verwendet wurden (BÜSCHING, 1974). Da auf derselben Grundlage noch weitere Veröffentlichungen erfolgt sind (BÜSCHING, 1975, 1976, 1978, 1979), dürfte es sich bei dieser Sturmtidenfolge um eine der am besten mit Wellen- und Strömungsdaten dokumentierten Sturmflutmessungen an der deutschen Nordseeküste überhaupt handeln.

Nachfolgend wird nochmals auf die Synchronmessung insbesondere der Wasserspiegelauslenkungen an zwei 15 m voneinander entfernten Messstationen (Messstationen 100 m und 85 m) in dem auf Abb. 1 dargestellten küstennormalen Messprofil Bezug genommen.

Die damaligen Messungen waren durch *hochenergetische* Energiedichtespektren des Brandungsseeganges charakterisiert und hatten die Grundlage für die Berechnung von Übertragungsfunktionen (und anderer Spektralfunktionen beider synchronen Pegelaufzeichnungen) gebildet (BÜSCHING, 1974, 1978, 1979). Als markantes Ergebnis dieser Analysen waren *Spektren der Phasengeschwindigkeiten* erhalten worden, die mit  $dc/df > 0$  ein

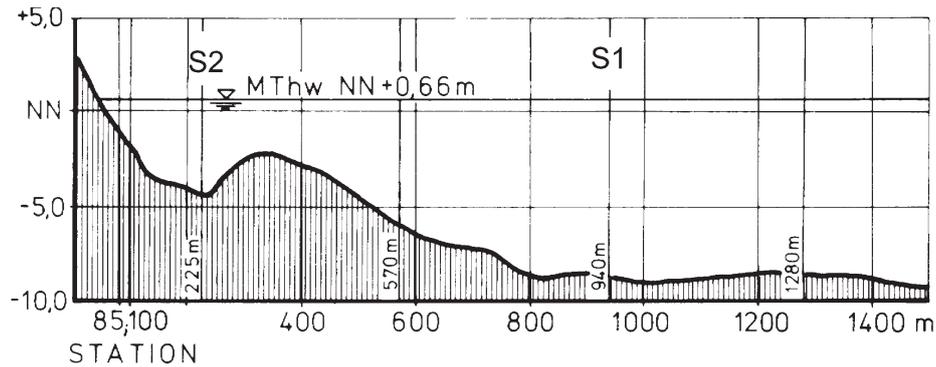


Abb. 1: Messprofil Westerland/Sylt, 1973. Küstennahe Wellenmessstationen S1, S2 Messstationen am Strand bei 100 m und 85 m

gänzlich der klassischen Dispersionsrelation widersprechendes *anomalies* Dispersionsverhalten zeigten.

*Effekte anomaler Dispersion* (ADE) sind indessen sehr wohl insbesondere von *elektromagnetischen Wellen* bekannt. Beim Durchgang von elektromagnetischen Wellen durch jeden Stoff gibt es Gebiete anomaler Dispersion, die aber wegen der Schmalheit des sichtbaren Spektralgebietes, meist außerhalb desselben, d. h., im Infrarot bzw. Ultraviolett, liegen.

Der bedeutsame Sachverhalt ist für Wasser und Luft qualitativ am besten mit dem Verhalten der komplexen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r = \text{Re}[\epsilon] + i \cdot \text{Im}[\epsilon]$ , die etwa dem Quadrat der Brechzahl  $n$  entspricht, darstellbar. In Abb. 2 sind Realteil und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl über der Frequenz dargestellt.

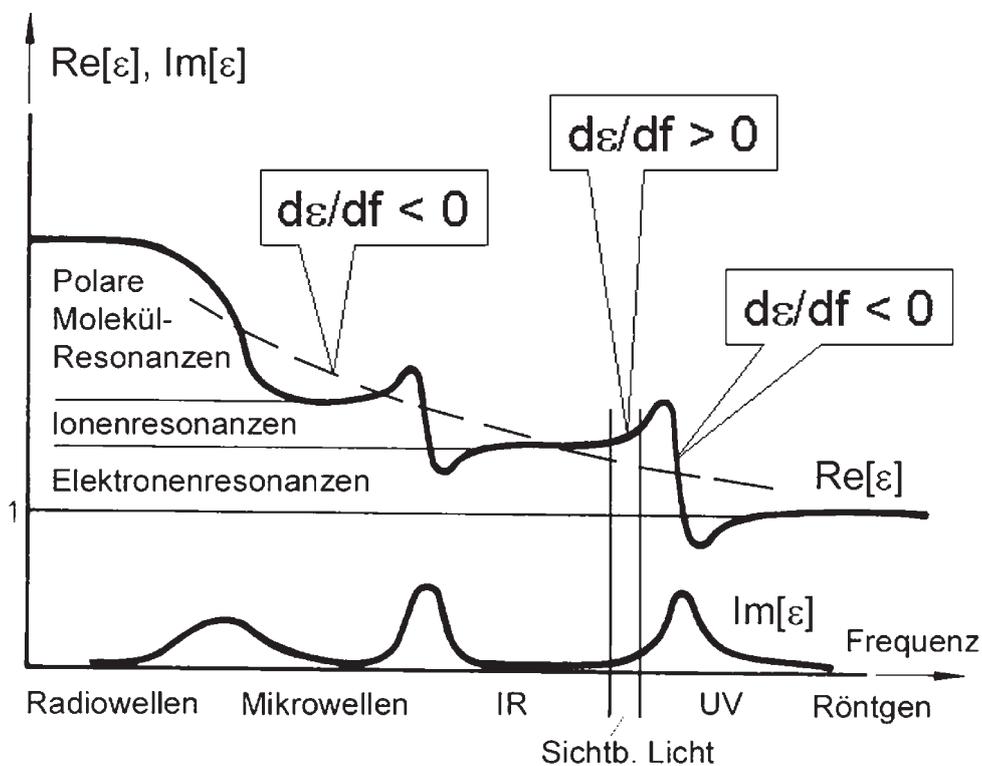


Abb. 2: Realteil und Imaginärteil der Dielektrizitätszahl  $\epsilon$  für Durchgang elektromagnetischer Wellen etwa durch Wasser oder Luft als Funktionen der Frequenz

Während der Realteil  $\text{Re}[\epsilon]$  die Dispersion ( $d\epsilon/df$ ) beschreibt, repräsentiert der Imaginärteil  $\text{Im}[\epsilon]$  die Absorption.

Bekanntermaßen stammt die *Definition der normalen Dispersion* (als normale Abfolge der Spektralfarben mit  $dn/df > 0$  bzw.  $d\epsilon/df > 0$ ) aus den Beobachtungen im relativ schmalen sichtbaren Bereich, vgl. Abb. 2. Demgegenüber wird aber deutlich, dass die Dispersion *global* im Bereich zwischen langen Radiowellen und kurzwelligeren Röntgenstrahlen *anomal* ( $d\epsilon/df < 0$ ) ist, vgl. gestrichelte Linie. Besonders hinzuweisen ist jedoch auf die *Resonanzstellen*, die jeweils durch Maxima des Imaginärteils und Oszillationen des Realteiles der Dielektrizitätszahl – also durch *starke anomale Dispersion*  $d\epsilon/df < 0$  – gekennzeichnet sind. *Resonanz, Absorption und Anomale Dispersion* stellen demnach einen kombinierten Effekt dar. Insbesondere treten starke Effekte anomaler Dispersion im IR-Bereich infolge von Ionenresonanzen und im UV-Bereich durch Elektronenresonanzen auf. Die Maxima der Absorption sind zugleich kennzeichnend für diejenigen Energien, die bei Resonanz aus der erregenden Welle von den jeweiligen Resonatoren (Ionen, Elektronen) übernommen werden.

Der Autor hatte bereits in den 1980er-Jahren auf mögliche Analogien zwischen dem oben erwähnten Dispersionsverhalten von Seichtwasserwellen und demjenigen elektromagnetischer Wellen hingewiesen (BÜSCHING, 1982, 1983). Als mögliche Resonanzerscheinungen waren aber hauptsächlich solche im *Zusammenhang mit Brandungsmechanismen* in Betracht gezogen worden – insbesondere Resonanzeffekte aus der Wechselwirkung partiell stehender Wellen an relativ steilen Böschungen mit der Waschbewegung ausbrandender Wellen auf der Böschung (BÜSCHING, 1991, 1992, 1995, 1999).

Andererseits hat der Verfasser für den *Ausbrandungsprozess* auf flach geneigten Stränden unter Anwendung der Doppler-Terminologie auf die beschleunigte Wellenrücklaufströmung ebenfalls das Phänomen eines ADE (mit der Folge von Frequenzverschiebungen) nachweisen können (BÜSCHING, 1980, 1986).

Da damit jedoch der ADE bezüglich steiler, noch ungebrochener Wellen *nicht* erklärt war, war klar, dass es einen weiteren Mechanismus geben musste.

Zuletzt war die Frage der wirklichen Existenz des ADE von BÜSCHING u. SPERANSKI (1996) behandelt worden. Hier wurden insbesondere Fehlerbetrachtungen angestellt, in die auch die Naturuntersuchungen anderer Forscher einbezogen waren. Als Ergebnis konnte die Vertrauenswürdigkeit des ADE bezüglich *zweier* durch die Peakfrequenz voneinander getrennter Frequenzbereiche festgestellt werden. Die von SPERANSKI durchgeführten Laboruntersuchungen als auch dessen Naturuntersuchungen (KUZNETSOV u. SPERANSKI, 1990) bestätigen demnach etwa in Übereinstimmung mit FLICK et al. (1981) die Existenz des ADE im *hoch-frequenten* Bereich bezüglich der Verformung steiler und brechender Wellen *als Effekt zweiter Ordnung*. Demgegenüber liefern die Untersuchungen von KUZNETSOV u. SPERANSKI (1990) für den *nieder-frequenten* Bereich – in Übereinstimmung mit den Sylt-Messungen – auch starke Hinweise auf die Kombination des ADE mit *partiell stehenden Wellen*.

Andererseits waren die betreffenden Fehlerbetrachtungen bezüglich der Ergebnisse von THORNTON u. GUZA (1982) und von ELGAR u. GUZA (1985) *nicht eindeutig* ausgefallen. Wie nachfolgend deutlich werden wird, ist der Grund dafür in der Tatsache zu suchen, dass die Randbedingungen bei den letzteren Untersuchungen nicht mit denjenigen eines dem Strand vorgelagerten Sandriffes, vgl. Abb. 1, übereinstimmten.

In den vergangenen Jahren konnten nämlich Effekte anomaler Dispersion zusammen mit resonanten *Beckenschwingungen* bei Untersuchungen im Wellenkanal der Fachhochschule Bielefeld auch bezüglich steiler, ungebrochener Wellen beobachtet werden.

Nachfolgend werden zunächst die diesbezüglichen Untersuchungsergebnisse mitgeteilt und anschließend auf dieser Grundlage die o.a. früheren vor Westerland/Sylt durchgeführ-

ten Naturuntersuchungen einer neuen Analyse unterzogen. Da der ADE die Existenz eines ausgesprochen markanten Resonanzphänomens belegt, dürfte das Ergebnis zum Verständnis der Mechanismen der Energieumwandlungen an Küsten mit vorgelagertem Sandriff von besonderer Bedeutung sein.

## 2. Modelluntersuchungen im Wellenkanal der Fachhochschule Bielefeld

In einer Vielzahl von Modelluntersuchungen im Wellenkanal der FH Bielefeld ist seit 1990 die besondere hydraulische Wirksamkeit so genannter Hohldeckwerke (patentierbare durchströmbare Böschungsdeckwerke) im Modellmaßstab 1:5 nachgewiesen worden (BÜSCHING, 1991, 1992, 1995, 1999).

Im Zusammenhang mit der hier behandelten Thematik ist nur die Messmethode von Bedeutung, die in gleicher Weise zur vergleichenden Beurteilung der unterschiedlichen Reflexionswirkungen an Hohldeckwerken wie jeweils an einer *quasi glatten Deckwerksoberfläche* als Referenzrandbedingung gleicher Neigung verwendet wurde. Die in Rede stehenden Untersuchungen beziehen sich nur auf die Randbedingungen mit glatter, 1:m = 1:3 geneigter Vergleichs-Böschungsoberfläche.

Als von der Klappenwellenmaschine erzeugtes Steuerspektrum (input spectrum) wurde ein solches verwendet, das nach Umrechnung auf den Naturmaßstab denjenigen ähnelt, die vom Verfasser nahe der Brecherzone der Insel Sylt gemessen worden waren, vgl. BÜSCHING (1975, 1976). Dementsprechend war der wesentliche Anteil der Energiedichte im Modellspektrum etwa im Frequenzbereich  $0,48 \text{ Hz} \leq f \leq 0,62 \text{ Hz}$  konzentriert.

Im Bestreben, die Versuchsanordnung möglichst hochenergetischen Wellenwirkungen (mit Wellenhöhen von etwa  $H = 0,3 \text{ m}$ ) auszusetzen, war bei den hier dargestellten Untersuchungen auf Maßnahmen zur Kompensation der Re-Reflexion von der Wellenklappe verzichtet worden. Es ist hervorzuheben, dass ein solches Vorgehen eher im Gegensatz zur normalen Zielsetzung von Wellenkanaluntersuchungen steht, da in der Natur das Vorhandensein von Randbedingung für Re-Reflexion im Allgemeinen nicht erwartet wird.

Des Weiteren abweichend von bekannten Methoden für die Erfassung des frequenzabhängigen Reflexionsphänomens waren hier an einer Vielzahl von Messpositionen (90 Stationen mit Abständen von jeweils 10 cm) für die Synchronmessungen der Wasserspiegelauslenkungen im Wellenfeld seewärts der Böschungsbauwerke Pegel installiert. Deren zeitabhängige analoge Signale wurden zunächst der Fouriertransformation unterzogen, um u.a. für Aussagen bezüglich des Energiegehaltes definierter Frequenzbänder und zur Berechnung frequenzabhängiger Reflexionskoeffizienten  $C_R$  verwendet zu werden (BÜSCHING, 1992). Die gemessenen bzw. berechneten Energiedichte-Spektren repräsentieren dabei an jeder Pegelposition die überlagerten vertikalen Wasserspiegelauslenkungen (Quadratwerte) der von der Wellenklappe kommenden, der von der Böschung reflektierten und der von der Wellenklappe wiederum re-reflektierten Wellen (composite energy spectra).

Abb. 3 enthält beispielhaft für den Bereich vom Böschungsfuß (Station 1,79 m) bis etwa in die Zone maximaler Brecherinstabilität (Station 1,19 m bis 0,79 m) jeweils sechs derartige übereinander dargestellte Spektren vor der durchströmbaren und vor der glatten Böschung.

Die vom Spektrum jeweils eingeschlossene Fläche (IA = integrated spectrum area) ist der resultierenden Wellenenergie proportional. Die folgenden drei Diagramme beziehen sich auf die Messkonfiguration mit glatter Böschungsoberfläche und zeigen solche Energiewerte be-

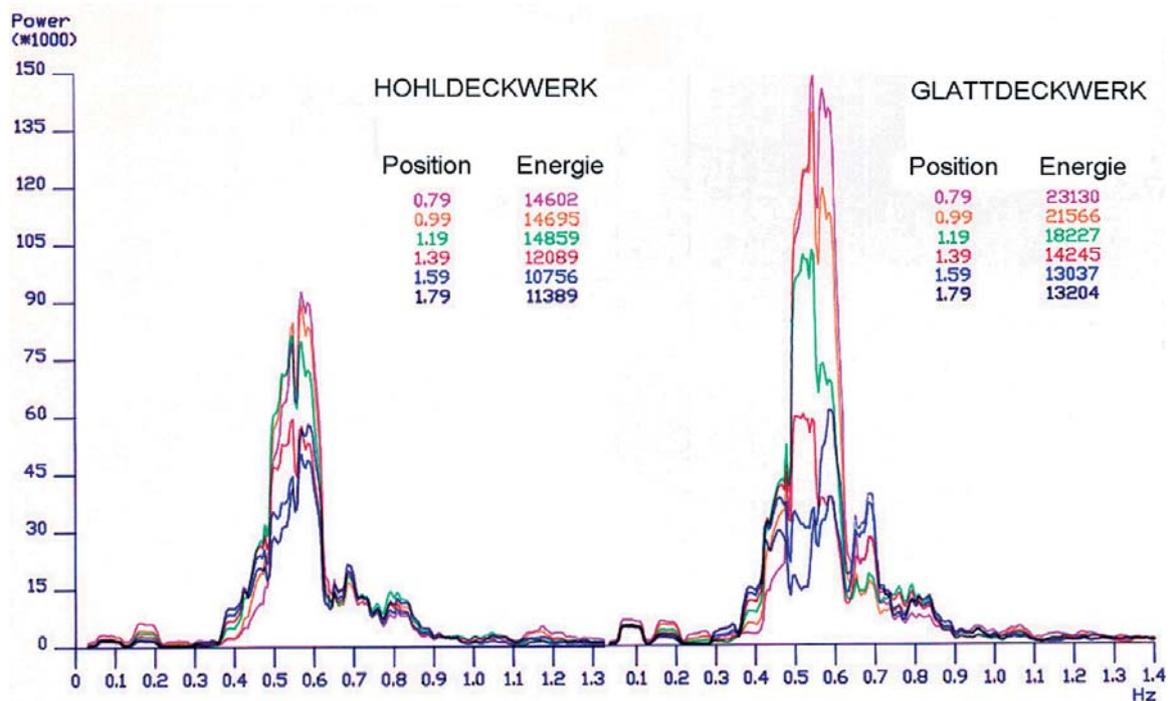


Abb. 3: Synchron an der durchströmbaren und der glatten Böschung gemessene Energiedichte-Spektren der vertikalen Wasserspiegelauslenkungen

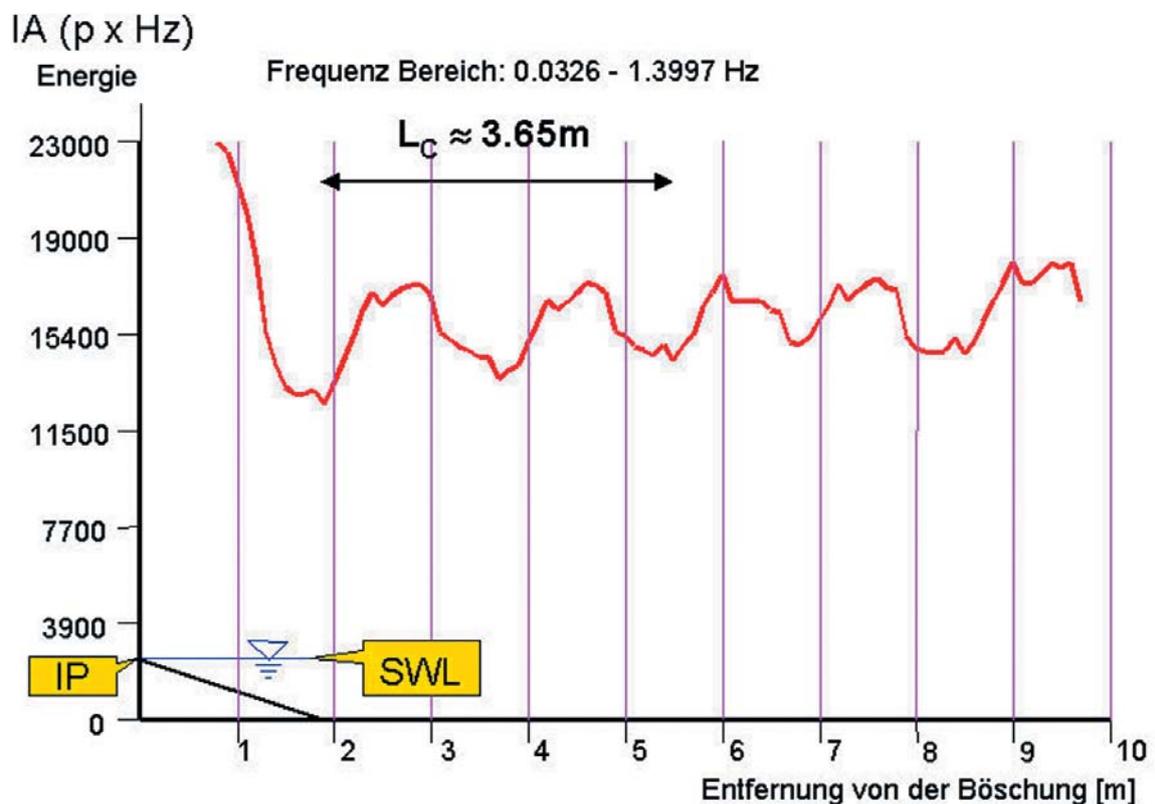


Abb. 4: Integralwerte der spektralen Energie im Gesamtfrequenzband  $0,03 \leq f \leq 1,4$  Hz dokumentieren die Existenz einer partiellen Clapotis vor einer Böschung 1:m = 1:3

züglich unterschiedlicher Frequenzbänder aufgetragen über der Pegelentfernung von der Böschung.

Als Bezugspunkt ist im unteren Teil der Abb. 4 der Durchstoßpunkt des Ruhewasserspiegels (SLW) durch die Böschungsoberfläche mit IP bezeichnet. Im oberen Teil der Abb. 4 ist durch die Abfolge von Energiemaxima und Energieminima für den insgesamt analysierten Frequenzbereich  $0,0326 \text{ Hz} \leq f \leq 1,3997 \text{ Hz}$  deutlich die Existenz einer partiellen Clapotis belegt. Ihre Länge kann etwa als Distanz zwischen dem ersten und dem dritten Energieminimum zu ca.  $L_C = 3,65 \text{ m}$  abgegriffen werden. Wenn diese experimentelle Funktion auch einige Abweichungen von einer theoretisch als glatt anzunehmenden Gestalt aufweist, wird nachfolgend doch deutlich werden, dass hieraus sehr wohl wichtige Schlussfolgerungen gezogen werden können, insbesondere wenn die Energie von Teilfrequenzbändern untersucht wird und das Signalrauschen unberücksichtigt bleibt. Aus Gründen mangelhafter zeichnerischer Wiedergabemöglichkeit ist hier auf eine der Abb. 4 entsprechende Darstellung für alle Frequenzkomponenten separat (mit dem Frequenzpunktabstand  $\Delta f = 0,00543 \text{ Hz}$ ) verzichtet worden.

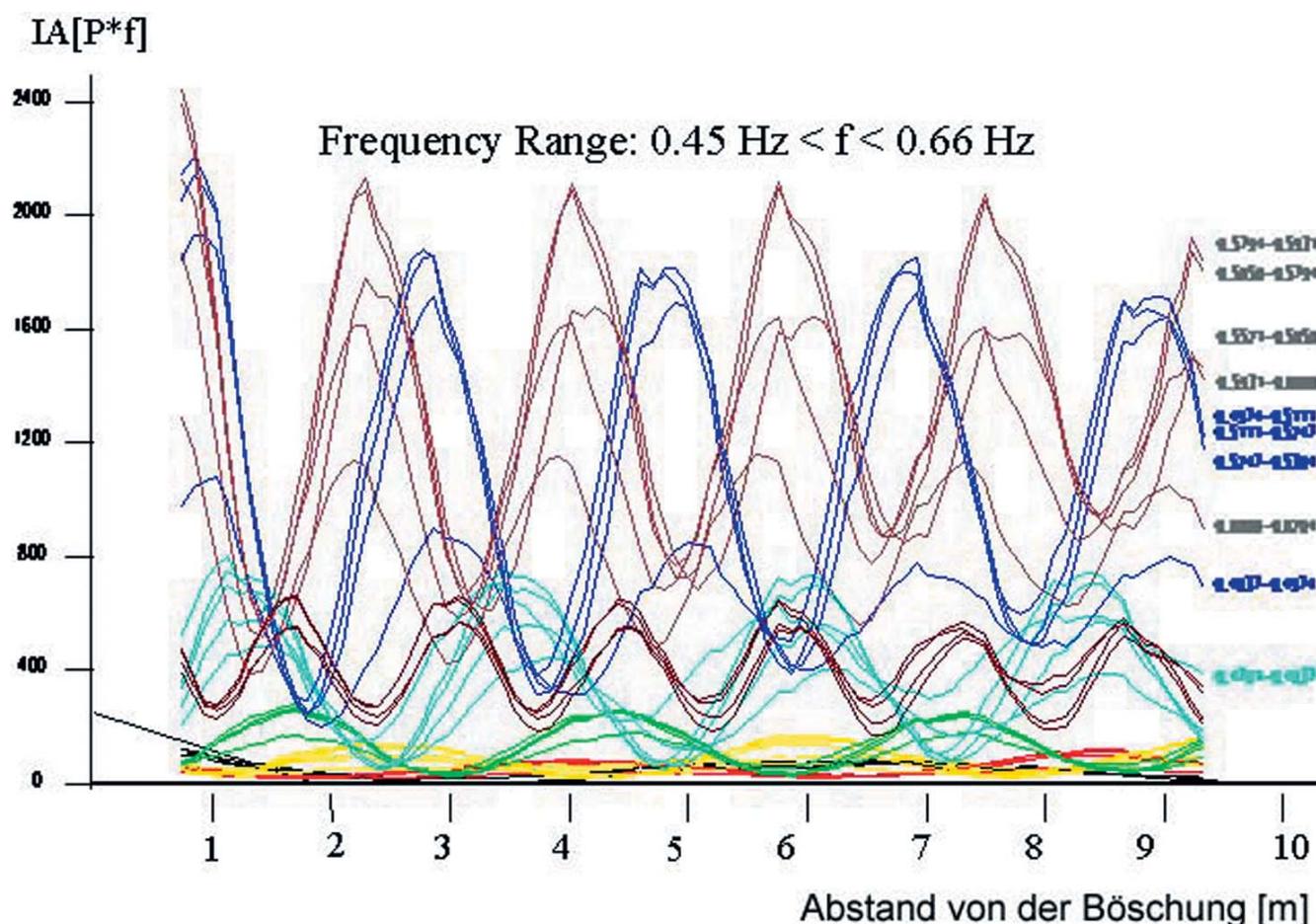


Abb. 5: Vielzahl von Energielinien für vergrößerte Frequenzintervalle im Frequenzbereich  $0,45 \text{ Hz} \leq f \leq 0,66 \text{ Hz}$

Das dort vorzufindende Phänomen wird aber auch in Abb. 5 noch hinreichend deutlich, wo Energielinien für vergrößerte Frequenzintervalle ( $n \cdot \Delta f$ ) und einen eingegengten Frequenzbereich  $0,45 \text{ Hz} \leq f \leq 0,66 \text{ Hz}$  ermittelt worden sind. Deutlich erkennbar ist hier, dass es Energielinien gibt, deren horizontale Extremwertabstände und Phasenwinkel nahezu mit denjenigen anderer Energielinien übereinstimmen.

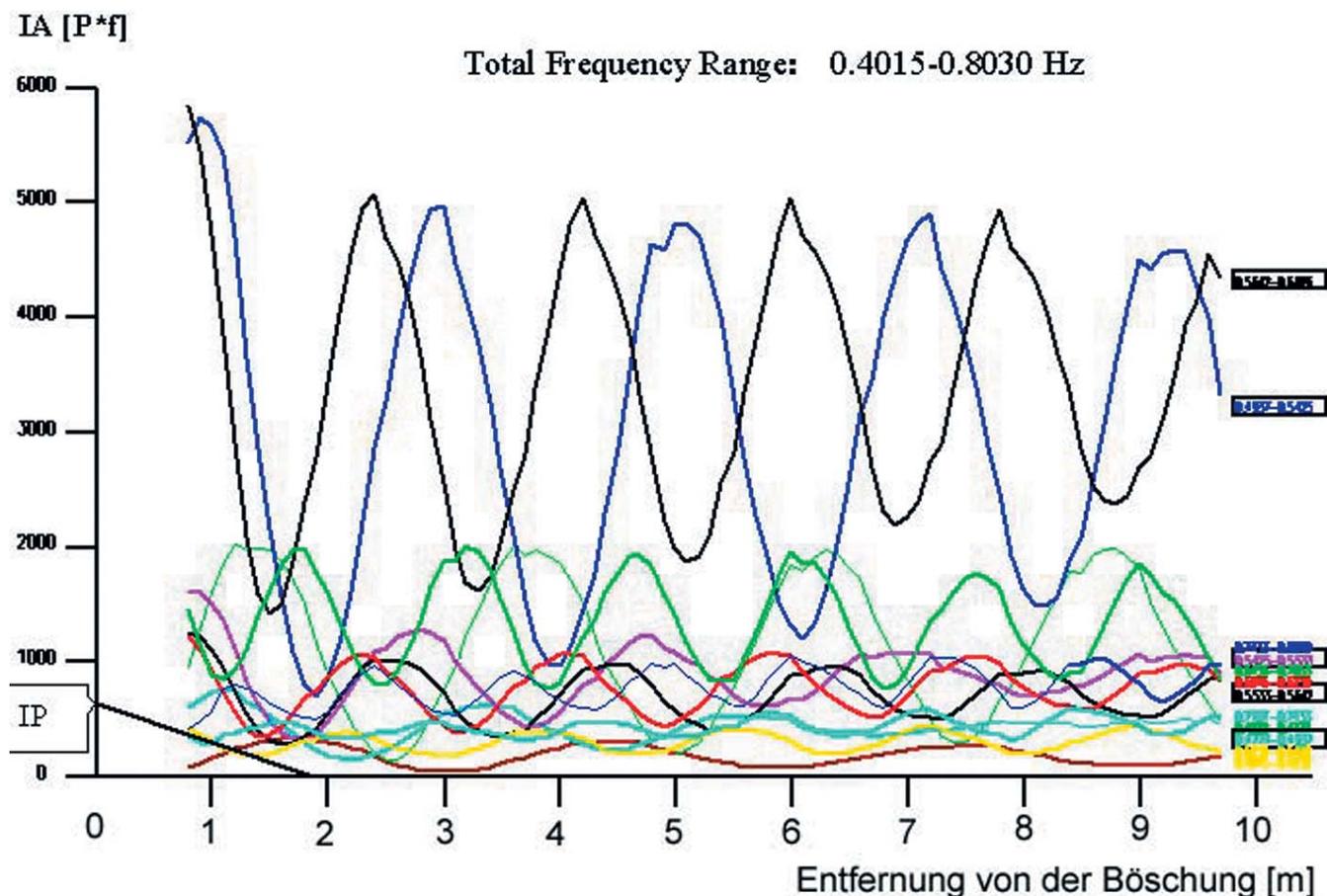


Abb. 6: 12 Energielinien abgrenzbarer partiell stehender Teilwellen (Partialwellen)

Für den vorliegenden Fall sind die Messungen von BLEES u. STÜHMEYER (1991) und die zugehörigen Berechnungen zur Datenreduzierung von HAGEMEYER u. KRAMER (1992) vorgenommen worden. Als Ergebnis konnten für den Frequenzbereich  $0,4015 \leq f \leq 0,8030$  Hz 82 diskrete Energielinien ermittelt werden, die bezüglich der Übereinstimmung ihrer Extremwertabstände und Phasenwinkel 12 abgrenzbaren Teilfrequenzbereichen zugeordnet werden konnten (vgl. Abb. 6).

Demnach kann die oben durch Abb. 4 dokumentierte partielle Clapotis etwa auch als Resultierende aus der Überlagerung eines Satzes von 12 solcher gleichzeitig im Wellenkanal existierender partieller Clapotiswellen begriffen werden. Zur Unterscheidung der resultierenden partiellen Clapotis von ihren hier definierten Komponenten werden Letztere im Folgenden kurz als „Partialwellen“ bezeichnet.

Die generellen Eigenschaften partieller Clapotiswellen bzw. Paruthese Partialwellen können etwa wie in Abb. 7 dargestellt aus der gemessenen Energieverteilung über der Wellenlänge abgeleitet werden.

Die Teilchenbewegungen für die Phasen der Clapotis-Bäuche können demnach durch Ellipsen mit größerer vertikaler Hauptachse und für die Phasen der Knoten durch Ellipsen mit größeren horizontalen Hauptachsen genähert werden. Die sich allgemein mit der Entfernung von der Böschung verändernden Reflexionswirkungen spiegeln sich offenbar in der Verkürzung der genannten größeren Hauptachsen wieder, während die kleineren Hauptachsen mit der Entfernung von der Böschung anwachsen.

Hierzu sind weitere Erläuterungen ebenso wie solche zur resultierenden Wellenverfor-

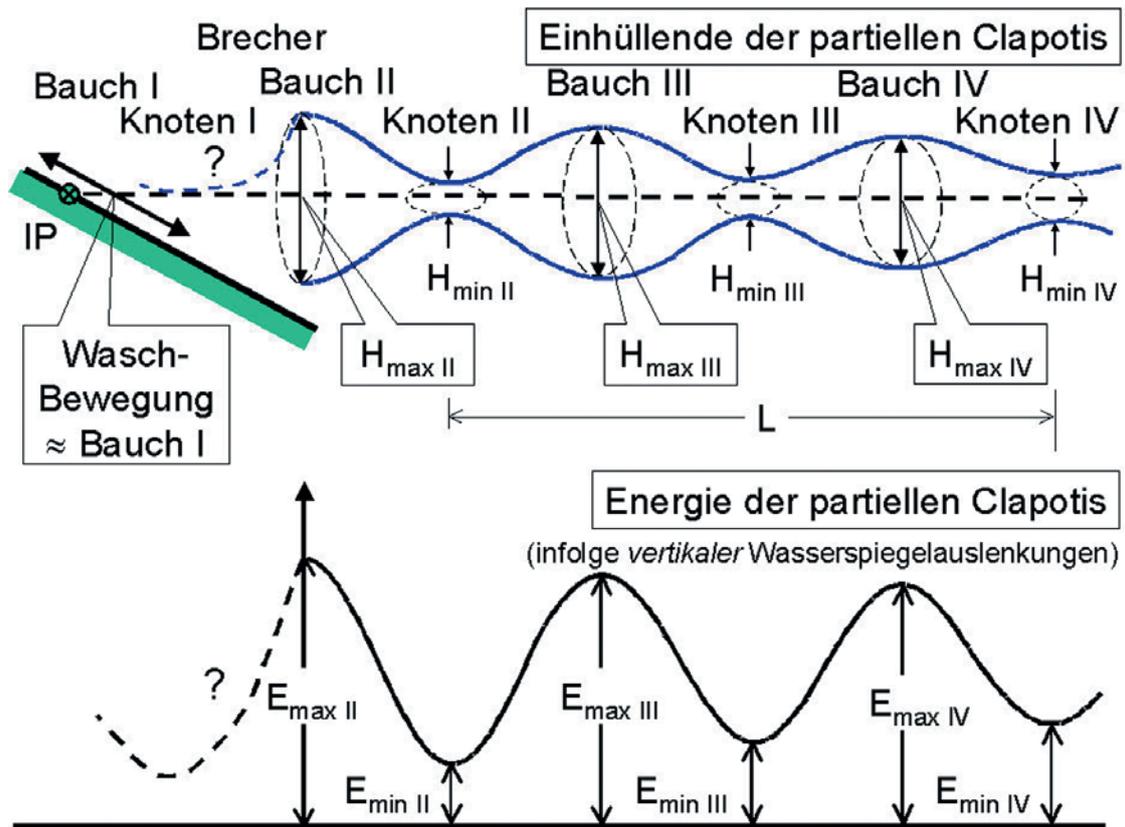


Abb. 7: Schematische Darstellung partiell stehender Wellen an einer Böschung; oben: Einhüllende der Wasserspiegelauslenkungen, unten: Energieverteilung (infolge vertikaler Wasserspiegelauslenkungen)

mung in (BÜSCHING, 2000, 2001) enthalten und Auswertungen hinsichtlich frequenzabhängiger Reflexionskoeffizienten sind auf ähnlicher Grundlage in (BÜSCHING, 1992) zu finden.

Mit Bezug auf die vorliegende Thematik ist aber die Tatsache von besonderer Bedeutung, dass die Frequenzkomponenten der Partialwellen wegen ihrer nahezu gleichen Längen in den betreffenden Teilfrequenzbändern dem Gesetz einer anomalen Dispersion unterliegen müssen, da die Phasengeschwindigkeit gemäß  $c = L \cdot f$  bei konstanter Wassertiefe mit der Frequenz zunimmt ( $dc/df > 0$ ).

Im oberen Teil der Abb. 8 sind die aus den oben genannten 82 Energielinien bestimmten Längen über der Frequenz als  $L(AD)(f)$  bezeichnet ( $AD = \text{anomale Dispersion}$ ), während die gestrichelt eingetragene Funktion  $L(ND)(f)$  die entsprechend der klassischen Dispersionsrelation für die Kanalwassertiefe  $d = 0,626$  m (gemäß normaler Dispersion,  $ND [dc/df < 0]$ ) berechneten theoretischen Werte angibt. Beide Funktionen können demnach auch als „Längenspektren“ bezeichnet werden.

Die entsprechenden Darstellungen für die Phasengeschwindigkeiten  $c(AD)(f)$  und  $c(ND)(f)$  (Spektren der Phasengeschwindigkeiten) sind im unteren Teil der Abb. dargestellt.

Da – wegen der näherungsweise abgestuften Struktur der Funktion  $L(AD)(f)$  – nahe liegt, die genannten 12 Partialwellen als Eigenschwingformen des Kanalwasservolumens anzusehen, wird nachfolgend untersucht, wie weit die Randbedingungen der geneigten Böschung mit Oberschwingungen vereinbar sind.

Bekanntlich können die Eigenfrequenzen für den Inhalt eines Beckens mit vertikalen Wänden und entsprechend den Eigenformen der Abb. 9 für perfekt stehende Wellen unter Verwendung von Formel (1) bestimmt werden.

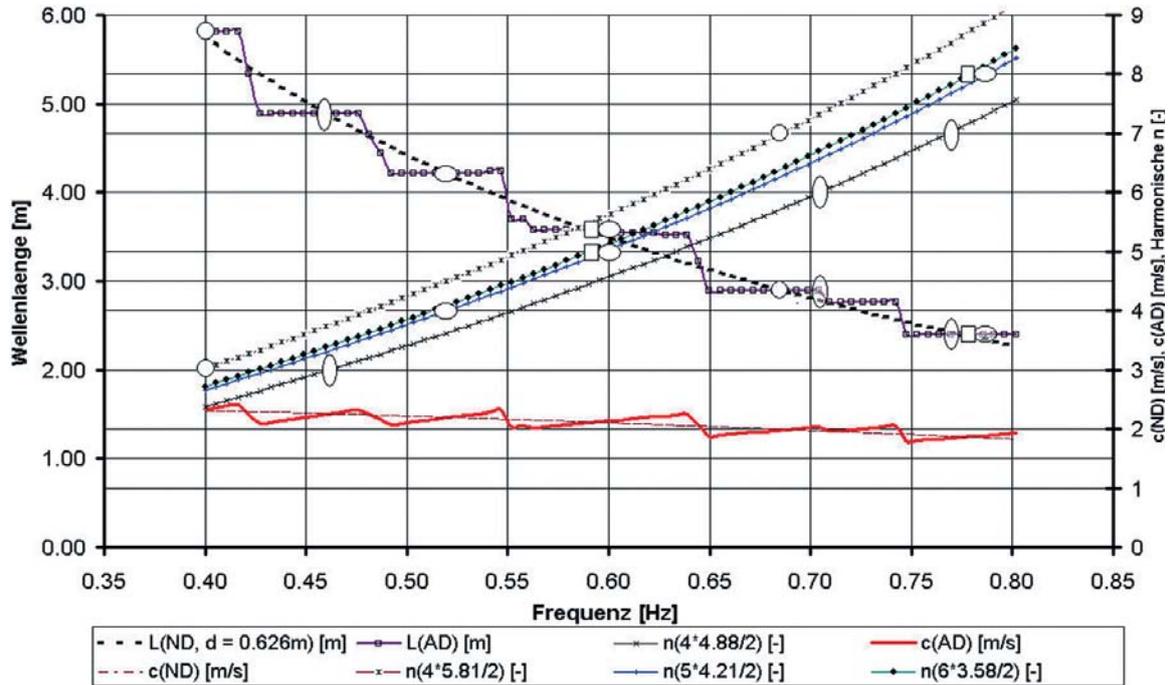


Abb. 8: Komponenten-Längen, Phasengeschwindigkeiten und Ordnungszahlen der Beckenschwingungen in Abhängigkeit von der Frequenz

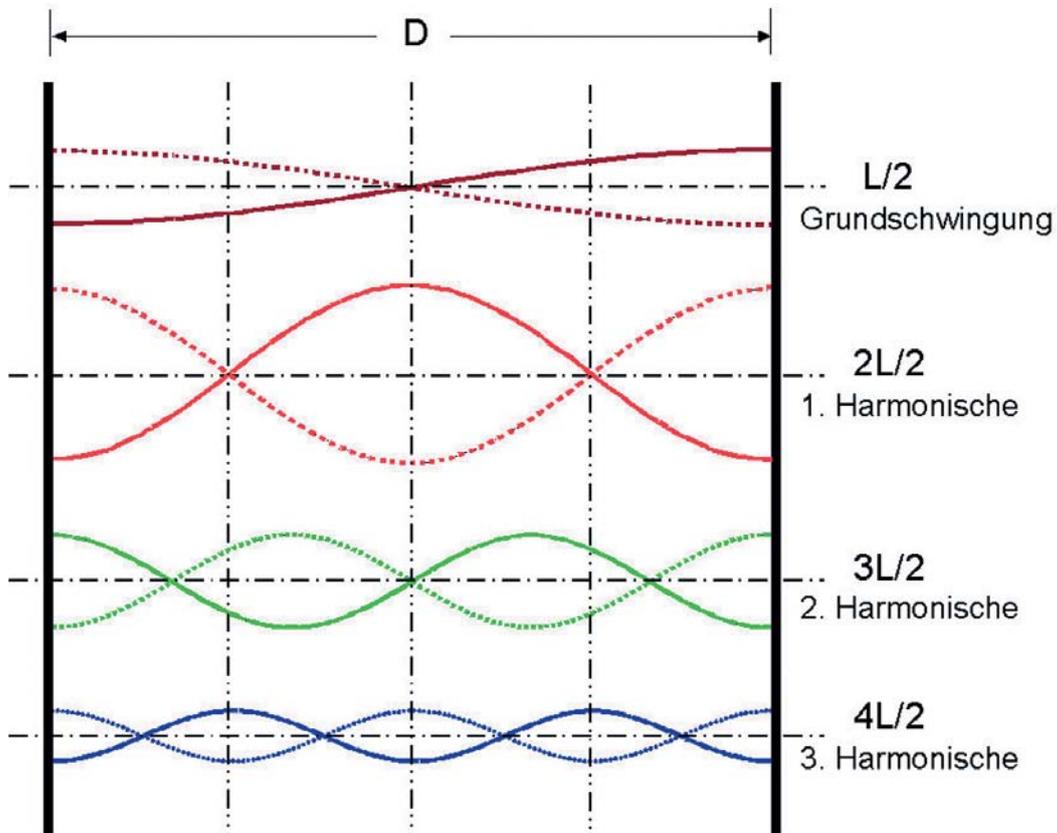


Abb. 9: Die ersten 4 theoretischen Eigenformen des Inhaltes eines Beckens mit vertikalen Wänden im Abstand  $D$



Es sind in der Grafik der Abb. 8 also vier verschiedene Funktionen  $n_i(f)$  (Formel (2)) enthalten, für die jeweils die Entfernung  $D_i$  mit der Distanz des Klappgelenkpunktes von einem jeweils anderen Punkt auf der geneigten Böschung übereinstimmt. Deutlich ist in Abb. 8 erkennbar, dass die Partialwellen im Wellenkanal als Oberschwingungen mit Ordnungszahlen  $3 \leq n \leq 8$  aufgetreten sind. Dabei kann die Tatsache, dass mehrere (durch gleiche Signaturen gekennzeichnete) Harmonische offenbar mit derselben Grundfrequenz verknüpft sind, als weiteres Indiz dafür angesehen werden, dass es sich tatsächlich um Eigenschwingformen handelt, die infolge aufgetretener *Resonanz* besonders hervortreten.

Als eigentliche „Resonanzgebiete“ können dabei die Frequenzbereiche angesehen werden, in denen die Komponentenlängen annähernd gleich sind. In diesen Bereichen ist die Dispersion mit  $dc/df > 0$  eindeutig *anomal*, während in den dazwischen liegenden Bereichen jeweils die *normale* Dispersion mit  $dc/df < 0$  *stärker* ausgeprägt ist, als diejenige, die entsprechend der klassischen Dispersionsrelation berechnet werden kann (vgl.  $c(ND)(f)$ ).

Um auch den Zusammenhang der Dispersion mit den Energiewerten der Partialwellen herzustellen, sind in Abb. 11 die Phasengeschwindigkeiten und Ordnungszahlen der Beckenschwingungen zusammen mit den Energiedichtewerten der Partialwellen *über den Wellenlängen* aufgetragen.

(Zum besseren Vergleich mit der Darstellung über der Frequenzachse (Abb. 8) ist hier die horizontale Längsachse seitenverkehrt dargestellt.)

Nach Transformation auf die Längsachse stellt sich demnach das Dispersionsverhalten in Abb. 11 wie folgt dar:

Die Bereiche normaler Dispersion sind durch Differentialquotienten  $dc/dL > 0$  zu identifizieren, wohingegen die o.a. „Resonanzgebiete“ in dieser Darstellung lediglich als *näherungsweise konstante* „Resonanzwellenlängen“ repräsentiert werden, denen die Energiedichtewerte der Partialwellen zuzuordnen sind.

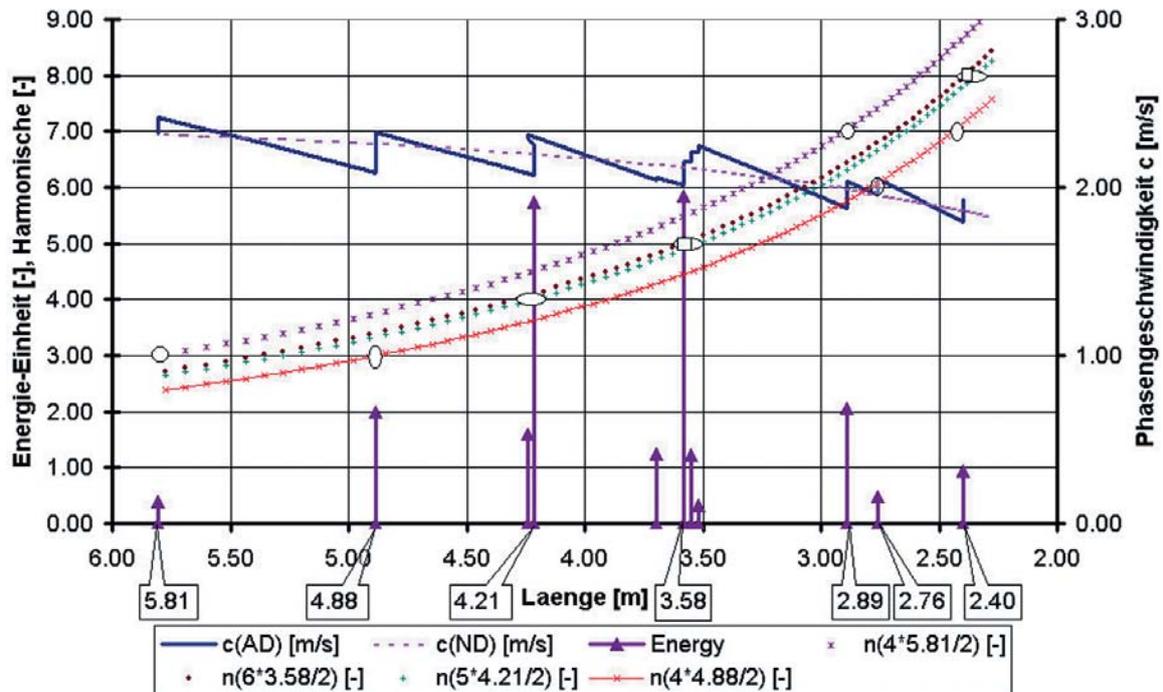


Abb. 11: Phasengeschwindigkeiten, Ordnungszahlen der Beckenschwingungen und Energiedichten in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Dementsprechend treten die Bereiche anomaler Dispersion in der Funktion  $c(AD)(L)$  nicht etwa mit  $dc/dL < 0$ , sondern mit dem Grenzwert  $dc/dL \rightarrow \pm \infty$  als Sprünge in Erscheinung.

Bezüglich der Energiedichtewerte der Partialwellen wird deutlich, dass maximale Energien in etwa gleicher Größenordnung hier zwei dominierenden Partialwellen mit den Längen 4,21 m und 3,58 m zugehörig sind. Werden andererseits die Energiebeiträge aller Partialwellen zusammen betrachtet, ist plausibel, dass die in Abb. 3 angegebene Wellenlänge der resultierenden partiellen Clapotis mit  $L_C = 3,65$  m zwischen den genannten Partialwellenlängen liegt.

Zur besseren Übersicht wurden auch die 4 Funktionen, mit denen die Ordnungszahlen der Eigenschwingformen bestimmt werden, als  $n_i(L)$  (Formel (3)) dargestellt.

### 3. Sturmwellenspektren an der Westseite der Insel Sylt

Die im küstennormalen Messprofil (vgl. Abb. 1) an zwei Stationen im Abstand von 15 m voneinander synchron aufgenommenen Wasserspiegelauslenkungen  $\eta_{100}(t)$  und  $\eta_{85}(t)$  waren – wie oben ausgeführt – bereits mehrfach Gegenstand früherer Untersuchungen des Verfassers gewesen. Informationen, die nicht unmittelbar zum Verständnis der hier behandelten Thematik erforderlich sind, werden hier nicht wiederholt und sind den genannten anderen Quellen zu entnehmen.

Die Messdauer während der betreffenden Sturmtidenkette umfasste den Zeitraum vom 13.12.1973, 12.30 Uhr bis zum 14.12.1973, 18.38 Uhr und erstreckte sich demnach über rund 30 Stunden. Repräsentativ für diesen Zeitraum waren in unregelmäßigen Zeitabständen für 16 Messperioden mit der jeweiligen Dauer 13 Minuten und 39,2 Sekunden die nachfolgenden Spektralfunktionen synchron berechnet worden (BÜSCHING, 1974):

die Energiedichte-Spektren  $G_{xx}(f)$  und  $G_{yy}(f)$  bezüglich der Messstationen  $x = 100$  m und  $y = 85$  m,

die Übertragungsfunktion  $H_{xy}(f)$  nach Betrag  $|\overline{H_{xy}}|(f)$  und Phase  $\varphi_{xy}(f)$  und

die Kohärenzfunktion  $\overline{\gamma}_{xy}^2(f)$

Auf der Grundlage der Phaseninformation  $\varphi_{xy}(f)$  der Übertragungsfunktion war seinerzeit das Spektrum der Phasengeschwindigkeit wie folgt definiert worden (BÜSCHING, 1978):

$$c(f) = \frac{\overline{xy}}{\varphi_{xy}(f)/2 \cdot \pi \cdot f} \quad (4)$$

Hierin bedeuten  $\overline{xy}$  die Entfernung zwischen den Messstationen  $x$  und  $y$  im küstennormalen Messprofil und  $\varphi_{xy}(f)$  die Phasendifferenz zwischen den Fourier-Komponenten der Frequenzen  $f_i$  an diesen Stationen.

Da die oben bezüglich der Modelluntersuchungen dargestellten Erscheinungsformen anomaler Dispersion auf die markanten Abweichungen im Wellenlängenspektrum zurückzuführen waren, wird nunmehr das Wellenlängenspektrum nachfolgend auch für die Naturmessungen in den Mittelpunkt der aktuellen Untersuchung gestellt.

Dieses kann aus dem anomalen Phasengeschwindigkeitsspektrum ( $dc/df > 0$ ) wie folgt hergeleitet werden:

$$c(f) = L \cdot f = \frac{\overline{xy}}{\varphi_{xy}(f)/2 \cdot \pi \cdot f} \quad (5)$$

$$L(f) = \frac{\overline{xy}}{\varphi_{xy}(f)/2 \cdot \pi}$$

Ein Vergleich mit den Ergebnissen der Modelluntersuchungen ist indessen nur zulässig, wenn hinreichend vergleichbare Randbedingungen existieren. Da die Messwertanalyse bei den Modelluntersuchungen ausschließlich auf die Wasserteilchenkinematik infolge partiell stehender Wellen beschränkt war, werden nachfolgend zunächst nur die Untersuchungsperioden mit *maximalen Tidewasserständen* in die Betrachtung einbezogen. Damit ist sicher gestellt, dass auch bei den Naturmessungen die partielle Reflexion als *dominierendes Phänomen* gegenüber den Mechanismen des Wellenbrechens oder gar der Waschbewegung ausbrandender Wellen (Wellenauflauf – Wellenrücklauf) in den Spektren erfasst sind.

Zugleich ist die Analyse damit auf die Messungen beschränkt, für die die Kohärenz im Bereich hoher Energiedichten ausreichende Werte ( $\overline{\gamma}_{xy}^2 \approx 0,8$ ) erreicht. Von den 5 (von 16) mit Wassertiefen  $d \geq 3,6$  m auf diese Bedingungen zutreffenden Messperioden sind beispielhaft alle genannten Spektralfunktionen der Messung Nr. 11 vom 14.12.1973, 3.46 Uhr in den Abb. 12, 13 und 14 vergleichend untereinander dargestellt. Entsprechende Anordnungen für die Messungen Nr. 4, 5, 9 und 10 sind in den Anlagen 1a bis 4a enthalten.

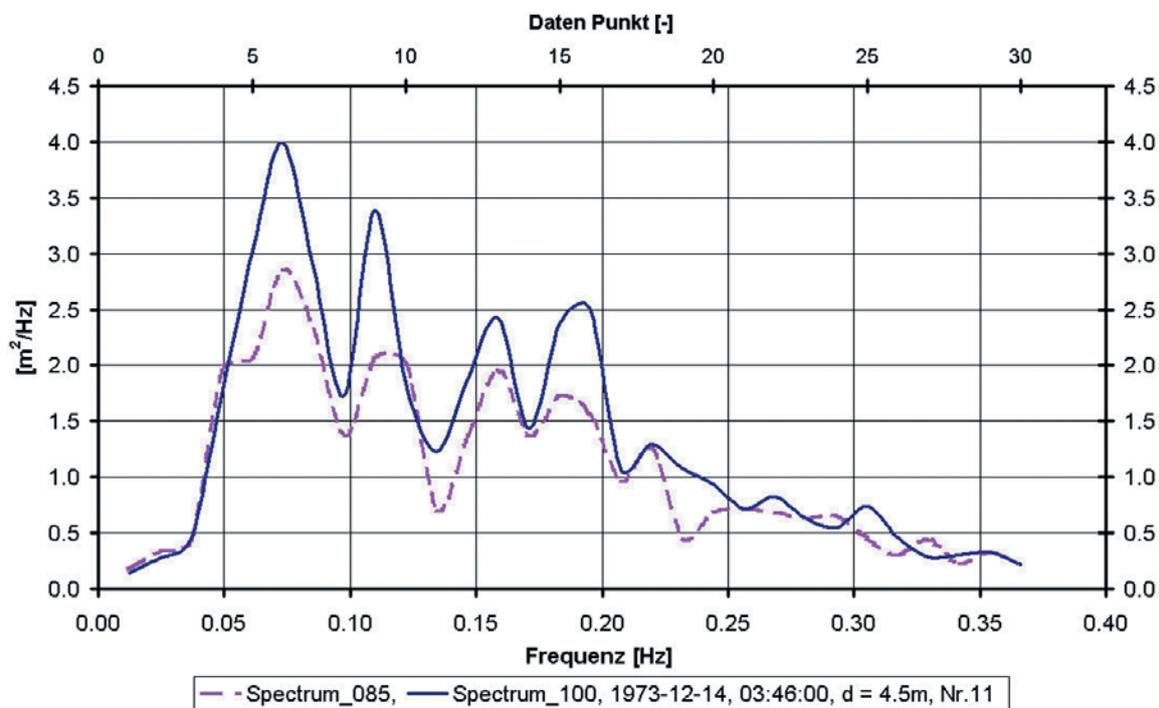


Abb. 12. Energiedichte-Spektren von Sturmwellen an den Stationen 100 m und 85 m im Messprofil der Abb. 1

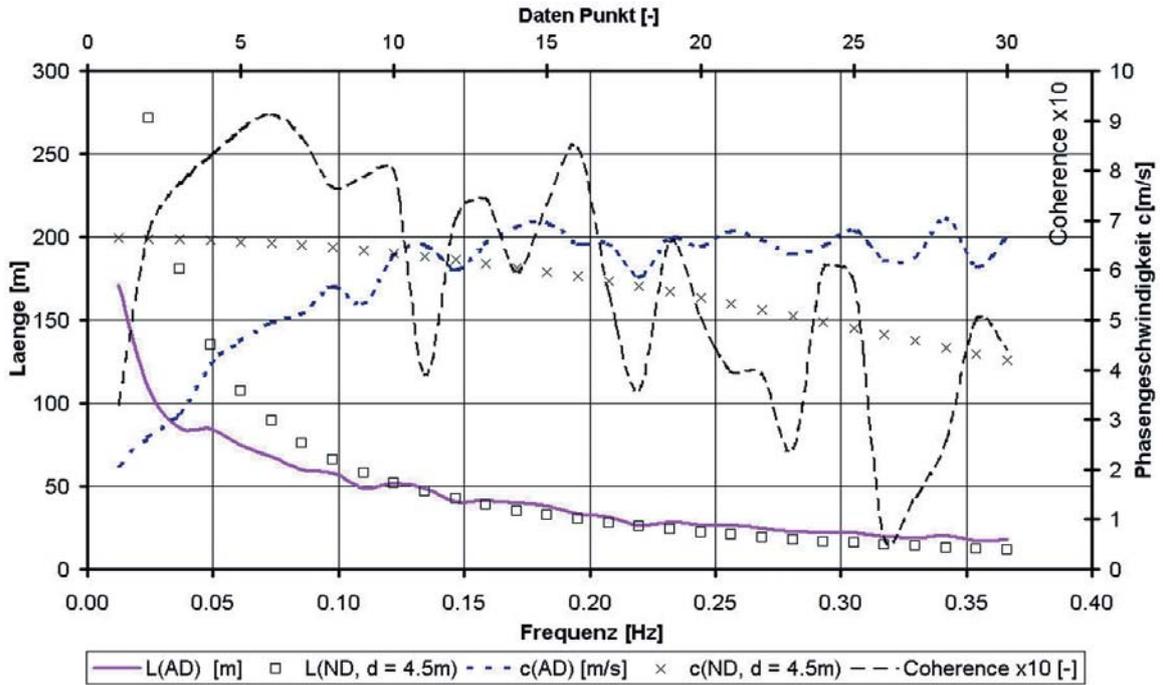


Abb. 13: Spektren der Phasengeschwindigkeit  $c(f)$ , der Längen  $L(f)$  der Wellenkomponenten und der Kohärenz  $\bar{\gamma}_{xy}^2(f)$  (mit 10-fachen Werten)

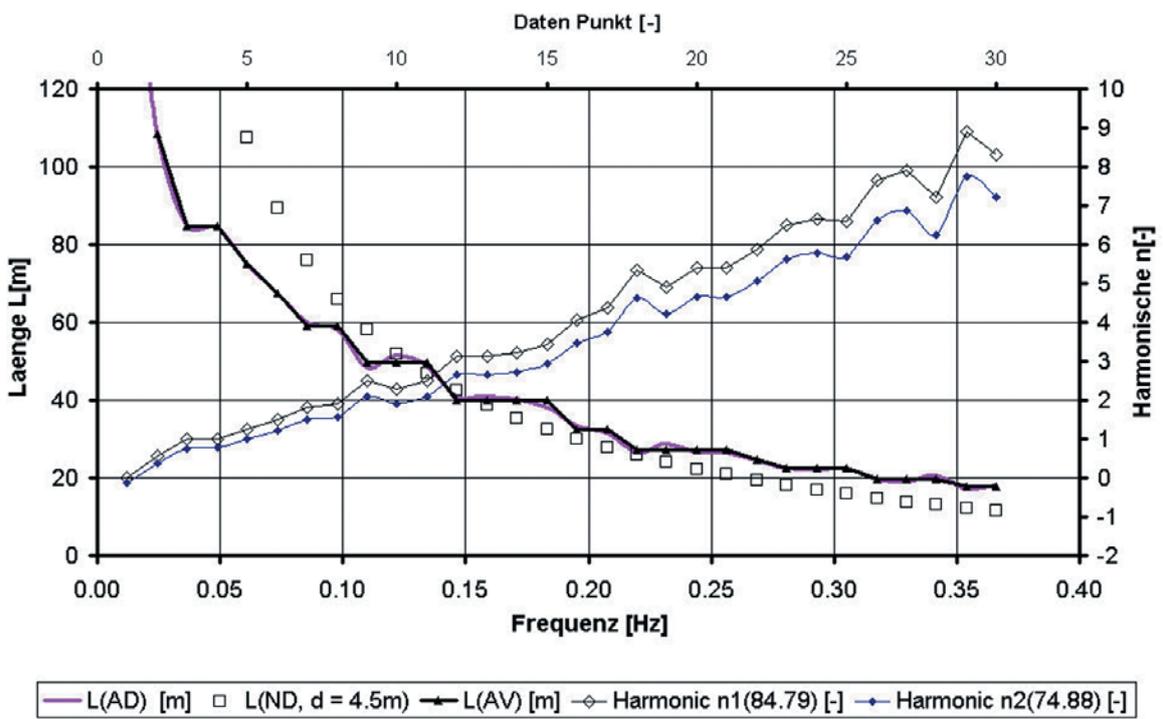


Abb. 14: Vergrößert dargestellte Spektren der Längen  $L(f)$  zusammen mit Ordnungszahlen  $n(f)$  der Beckenschwingungen

Abb. 12 enthält die beiden energiereichen Energiespektren mit maximalen Energiedichten bzw. signifikanten Wellenhöhen in Höhe von

$$\max E_{fp,100} = 3,99 \text{ m}^2/\text{Hz} \quad \text{bzw.} \quad H_{S,100} = H_{mo,100} = 2,91 \text{ m} \quad \text{und}$$

$$\max E_{fp,085} = 2,85 \text{ m}^2/\text{Hz} \quad \text{bzw.} \quad H_{S,085} = H_{mo,085} = 2,59 \text{ m}.$$

Es ist hinreichend deutlich, dass die Energie von Station 100 m bis Station 85 m über den Bereich höherer Energiedichte etwa gleichmäßig abnimmt und damit Resonanzen zumindest aus Ausbrandungsprozessen keine nennenswerte Rolle gespielt haben.

In Abb. 13 sind jeweils sowohl die klassischen als auch die auf der Grundlage der Übertragungsfunktion (Phase) berechneten Spektren der Phasengeschwindigkeit  $c(f)$  und der Wellenlänge  $L(f)$  zusammen mit der Kohärenzfunktion  $\bar{\gamma}_{xy}^2(f)$  (10fache Werte) dargestellt.

In Anbetracht der in Böen mit  $U > 33 \text{ m/s}$  (BFT 12) zur Messzeit aufgetretenen Orkanwindstärken aus WNW Richtungen (BÜSCHING, 1974) können die für den Frequenzbereich  $0,03 \text{ Hz} \leq f \leq 0,2 \text{ Hz}$  angegebenen Kohärenzwerte durchaus als *erstaunlich hoch* eingestuft werden. Deshalb ist der Verfasser überzeugt, dass die in diesem Bereich besonders ausgeprägten Effekte anomaler Dispersion (der Funktion  $c(AD)(f)$ ) nicht etwa allein als *nichtlineare Effekte* erklärt werden können.

Im Gegensatz zur klassischen Dispersionsrelation  $c(ND)(f)$ , die mit  $dc/df \leq 0$  eine normale Dispersion beschreibt, ist diese global gerade deutlich durch *entgegengesetztes Vorzeichen* gekennzeichnet.

Hinsichtlich des gemäß klassischer Dispersionsrelation berechneten Wellenlängenspektrums  $L(ND)(f)$  ist festzustellen, dass mit zunehmender Annäherung  $f \rightarrow 0$  geradezu absurd große Wellenlängen erhalten werden. Diese Aussage bleibt auch stichhaltig, wenn – mit Rücksicht auf die unsichere Wassertiefenbestimmung, insbesondere beim Ablauf von Sturmfluten – etwa eine 20 % geringere Wassertiefe  $d = 3,6 \text{ m} < 4,5 \text{ m}$  (vgl. Anl. 1a) verwendet wird. Demgegenüber scheinen – wie weiter unten noch ausgeführt werden wird – die betreffenden Werte des anomalen Wellenlängenspektrums  $L(AD)(f)$  im Bereich der tatsächlichen Beobachtungen zu liegen (FÜHRBÖTER, 1974; BÜSCHING, 1978, 1979).

Für eine weitergehende Analyse insbesondere der Funktion  $L(AD)(f)$  sind in Abb. 14 beide Wellenlängenspektren vergrößert dargestellt. Hier wird deutlich, dass die *Oszillationen* im Phasengeschwindigkeitsspektrum  $c(AD)(f)$  tatsächlich auch zu einem näherungsweise *stufigen* Verlauf im zugehörigen Wellenlängenspektrum  $L(AD)(f)$  führen. Zur Verdeutlichung dieser Erscheinung ist zusätzlich die Funktion  $L(AV)(f)$  eingetragen, die über unterschiedliche Anzahlen benachbarter Frequenzpunkte gemittelte Komponentenlängen angibt. Somit wird also ein Ergebnis erhalten, das demjenigen der oben behandelten Modelluntersuchungen ähnelt. Dass es sich hierbei nicht um eine einmalige zufällige Erscheinung handelt, wird im Anhang (Kapitel 6) durch die Darstellung der erwähnten 4 weiteren gleichartigen Messungen belegt. Darüber hinaus ist das Phänomen auch in allen übrigen Messungen (mit kleineren Wassertiefen und anderen Seegangsintensitäten) erkennbar.

Weiterhin sind in Abb. 14 zwei Funktionen  $n(f)$  (gemäß Formel (2)) eingetragen. Für  $n1(f)$  wurde dabei der Mittelwert  $L(AV) = 84,79 \text{ m}$  (etwa bei  $f = 0,045 \text{ Hz}$ ) als erste Harmonische vorausgesetzt. Der Verlauf der Kurve lässt dann auf die Existenz weiterer Oberschwingungen schließen, etwa die zweite Oberschwingung bei etwa  $f = 0,09 \text{ Hz}$ , die dritte Oberschwingung bei etwa  $f = 0,17 \text{ Hz}$  etc.. Da die Phasengeschwindigkeit von der Frequenz abhängt, ist klar, dass die Frequenzen der höheren Harmonischen *nicht genau* mit den ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz übereinstimmen. Das trifft auch zu, wenn für  $n2(f)$

die Wellenlänge  $L_p = 74,88$  m (etwa bei  $f = 0,06$  Hz) im Bereich des spektralen Peaks als erste Harmonische zu Grunde gelegt wird. Hiermit wäre demnach eine zweite Oberschwingung etwa mit der Frequenz  $f = 0,12$  Hz verbunden.

Wenn auch die Kohärenz für den ersten Frequenzpunkt  $f = 0,012207$  Hz nur zwischen 0,3 und 0,4 liegt, besteht doch hinreichende Wahrscheinlichkeit, dass auch die Grundschwingungsform mit einer Länge von etwa 170 m (vgl. Abb. 13), in der Rinne zwischen Sandriff und Strand präsent ist. Bei den übrigen in der Anlage enthaltenen Messungen sind die Grundschwingungsformen demgegenüber als Maxima der Wellenlängen erkennbar.

In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, dass die Annahme etwa eines *offenen Beckens*, gekennzeichnet durch einen Knoten der Grundschwingungsform am Riff, *keine* plausiblen Ordnungszahlen  $n(f)$  liefert.

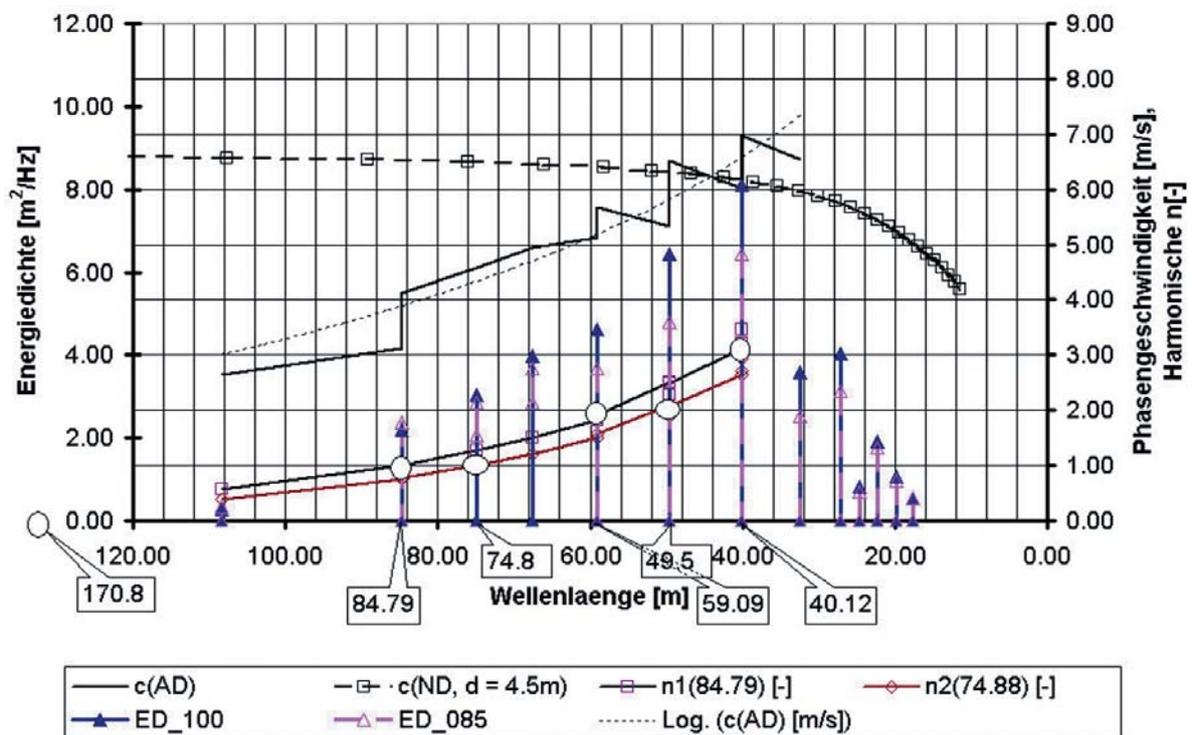


Abb. 15: Phasengeschwindigkeiten  $c(ND)(L)$  und  $c(AD)(L)$ , Ordnungszahlen  $n(L)$  der Beckenschwingungen sowie Linienspektren der Energiedichte  $ED(L)$

In Analogie zu Abb. 11 (der Untersuchungen im Wellenkanal) wurden auch die Spektren der Phasengeschwindigkeit  $c(ND)(f)$  und  $c(AD)(f)$  (Abb. 13) in Spektren  $c(ND)(L)$  bzw.  $c(AD)(L)$  transformiert (vgl. Funktionen im oberen Teil von Abb. 15). Für  $c(AD)(L)$  wurde dabei nur der Frequenzbereich  $0,03 \text{ Hz} \leq f \leq 0,18 \text{ Hz}$  berücksichtigt, in dem die Kohärenz im Mittel bei etwa  $\bar{\gamma}_{xy}^2 = 0,8$  lag. Erwartungsgemäß treten auch hier im Spektrum  $c(AD)(L)$  Sprünge mit  $dc/dL \rightarrow \pm \infty$  (AD) auf, die die Präsenz der betreffenden Oberschwingungen markieren. Deren Ordnungszahlen  $n1(L)$  bzw.  $n2(L)$  gemäß Gleichung (3) sind im unteren Teil der Abb. dargestellt. Im Gegensatz zu den Modelluntersuchungen treten im Vergleich mit  $c(ND, d = 4.5 \text{ m})$  aber nur unter- und oberhalb der zweiten und der dritten Harmonischen zuzuordnenden Resonanzstellen stärkere Neigungen  $dc/dL > 0$  (ND) auf, während im Gesamttrend  $dc/dL < 0$ , d.h. anomale Dispersion herrscht. Wegen des eingeschränkten

Frequenzbereiches ( $\bar{\gamma}_{xy}^2 = 0,8$ ) sind hier nur die Harmonischen 1 bis 3 mit unterschiedlichen Signaturen gekennzeichnet.

Schließlich sind in Abb. 15 und Abb. 16 noch die Linienspektren der Energiedichte für diskrete Wellenlängen bezüglich der Messstationen 100 m und 85 m enthalten. Diese wurden dadurch gebildet, dass die Werte der Energiedichte für die Frequenzkomponenten mit gleicher Wellenlänge jeweils aufsummiert worden sind. Für die Messstation 100 m ist der maximalen Energiedichte in Höhe von etwa  $\max ED(L) = 8 \text{ m}^2/\text{Hz}$  demnach etwa eine Wellenlänge  $L(AD) = 40 \text{ m}$  zuzuordnen. Im Gegensatz dazu ist im Frequenzspektrum etwa ein Wert von  $\max EP(f) = 4 \text{ m}^2/\text{Hz}$  vorhanden, für den bei normaler Dispersion etwa eine zugehörige Wellenlänge von  $LP(ND) = 90 \text{ m}$  berechnet werden kann (vgl. Abb. 16).

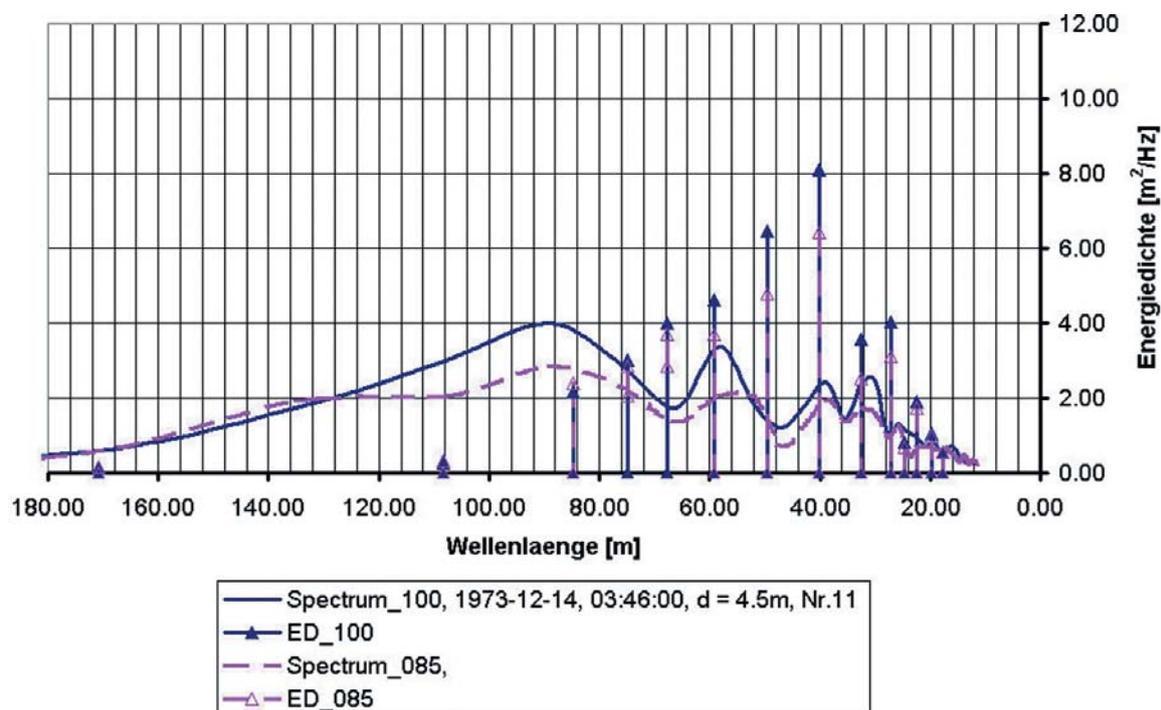


Abb. 16: Unter Verwendung der klassischen Dispersionsrelation auf die Längsachse transformierte Energiedichte-Spektren sowie Linienspektren der Energiedichte  $ED(L)$ , berechnet auf der Grundlage des anomalen Längenspektrums  $L(AD)(f)$

#### 4. Diskussion und Schlussfolgerungen

##### 4.1 Ausbildung resonanter Beckenschwingungen

Bei den oben dargestellten Modelluntersuchungen handelt es sich a priori nicht um die exakte Nachbildung der in der Natur vorgegebenen Konfiguration einer Küste mit strandparallel vorgelagertem Sandriff. Die Randbedingungen des Wellenkanals (mit einer beweglichen Klappe einerseits und relativ stark geneigter Böschung auf der anderen Seite) unterscheiden sich durchaus stark von denjenigen, die einerseits aus einem nicht bis zur Wasseroberfläche reichenden strukturierten Riff, andererseits dem eher flach geneigten Strand und der dazwischen liegenden Rinne gebildet werden. Da aber bei der Messdatenanalyse die Kinematik der partiellen Reflexion und Re-Reflexion in beiden Fällen jeweils *separat von*

derjenigen der brechenden und ausbrandenden Wellen erfasst werden konnte, war dies offenbar ausreichend, das Phänomen des ADE in beiden Fällen als Begleiterscheinung der Resonanz bei Beckenschwingungen zu erkennen. Das die Resonanz kennzeichnende Erscheinungsbild extremer Wasserspiegelauslenkungen kommt dabei einfach durch Überlagerung benachbarter Frequenzkomponenten zustande. Wie oben im Einzelnen ausgeführt worden war, ist die Voraussetzung für eine Superposition dadurch gegeben, dass die Frequenzkomponenten im „Resonanz-Frequenzbereich“ etwa gleiche Längen und Phasenwinkel aufweisen.

Der Mechanismus für Resonanzen bezüglich der Randbedingungen einer Riffküste kann etwa wie folgt dargestellt werden:

Durch die Rinnengeometrie sind die Randbedingungen für *unterschiedliche* Beckeneigen-schwingungen gegeben. In Abweichung von Abb. 9 ist jedoch klar, dass es – wegen der Gestalt der seitlichen Beckenbegrenzungen, der begrenzten Wassertiefe in der Rinne und wegen der Reibungseffekte – nur zur Ausbildung von Eigenformen kommen kann, die *partiell stehenden* Wellen entsprechen (vgl. Abb. 7). Insgesamt kommt es also zu einer *Überlagerung* von Eigenformen, die jeweils durch die Einhüllenden partiell stehender Wellen beschrieben werden können. Dabei muss jeweils die Bedingung erfüllt sein, dass ganzzahlige Vielfache von Halbwellenlängen etwa in die Distanz Strand – Riffstruktur passen. Die zugehörige Kinematik kann dementsprechend als ein *System von Resonatoren* (mit jeweils nur einer Eigenfrequenz) begriffen werden. Unterschiedliche Resonanzen kommen dann gleichzeitig dadurch zustande, dass die einzelnen Resonatoren *die* Energieanteile aus dem Anregungs-spektrum (der über das Riff kommenden Wellen) absorbieren, die ihren Eigenfrequenzen entsprechen.

Prinzipiell entstehen die beschriebenen Eigenformen dadurch, dass benachbarte Komponenten eines Teilfrequenzbereiches  $\Delta f_i$  sich in ihren Längen an die vorgefundenen Randbedingungen anzupassen suchen. Dementsprechend soll bezüglich eines solchen Teilfrequenzbereiches  $\Delta f_i$  von angepassten (adaptierten) Frequenzkomponenten gesprochen werden.

Wird von einer im Teilfrequenzbereich  $\Delta f_i$  vorhandenen ausgezeichneten Frequenz  $f_{mi}$  ausgegangen, deren Länge optimal die Randbedingungen befriedigt, erfahren benachbarte Frequenzen  $f < f_{mi}$  eine entsprechende Stauchung bzw.  $f > f_{mi}$  eine entsprechende Dehnung ihrer Wellenlänge. Da sich im insgesamt betrachteten Frequenzbereich weitere derart ausgezeichnete Frequenzen (höherer Harmonischer)  $f_{mi+1}$ ,  $f_{mi+2}$ ,  $f_{mi+3}$  ... befinden, kommt es auch in deren Umgebungen (also in den Teilfrequenzbändern  $\Delta f_{i+1}$ ,  $\Delta f_{i+2}$ ,  $\Delta f_{i+3}$  ...) zur Angleichung der Wellenlängen mit der Folge, dass die Funktion  $L(f)$  insgesamt Oszillationen bzw. Stufen aufweisen muss. Die gleichzeitige Ausprägung unterschiedlicher Eigenformen ist dabei durch die Verteilung der im Spektrum insgesamt enthaltenen Energie bestimmt.

Im Einzelnen sind die Funktionen  $L(f)$  durch die nachfolgenden Eigenschaften gekennzeichnet:

A. Bezüglich des Trends im *insgesamt* dargestellten Frequenzbereich  $0 \leq f \leq 0,4$  Hz:

Es ist  $dL(AD)/df > dL(ND)/df$ , d.h., im Vergleich zur theoretischen Funktion  $L(ND)(f)$ , die insbesondere für  $f \rightarrow 0$  gegen die unendlich große Wellenlänge strebt, nehmen die Wellenlängen  $L(AD)$  mit abnehmender Frequenz deutlich weniger zu. Im Trend sind aber weiterhin niedrigere Frequenzen gleichbedeutend mit längeren Wellen. Im Gegensatz zur Dispersion  $dc/df$  tritt also kein Vorzeichenwechsel auf.

B. Bezüglich der Frequenzbereiche mit bedeutender Kohärenz ( $\bar{\gamma}_{xy}^2 \approx 0,8$ ):

In den Bereichen höherer Energiedichten treten unterschiedliche Werte  $dL(AD)/df$  auf. Die entsprechenden Abweichungen bewirken eine wellige bzw. stufenförmige Struktur der Funktion  $L(AD)(f)$ . Insbesondere besteht in begrenzten Frequenzbereichen die Tendenz,

annähernd gleiche Wellenlängen ( $dL(AD)/df \approx 0$ ) auszubilden, deren Lage im Spektrum etwa mit den Oszillationen von  $c(AD)(f)$  übereinstimmt (vgl. auch die Darstellungen der Anlagen 1a bis 4a).

#### 4.2 Wirkungen des Riffes

Die Formation von Sandriffen vor Küsten bzw. deren Stabilität infolge etwa dynamischen Gleichgewichts ist in der Vergangenheit fast ausschließlich als vorteilhaft hinsichtlich des Schutzes der dahinter liegenden Küsten eingestuft worden. Tatsächlich werden die langwelligsten Anteile des Wellenspektrums bereits von der seeseitigen Böschung des Riffes nach See reflektiert, sodass solche Energieanteile kaum noch in den Spektren der am Strand brechenden Wellen in Erscheinung treten (BÜSCHING, 1976, 1978). Mit Bezug auf die Verhältnisse an der Westküste von Sylt hat FÜHRBÖTER (1974) dann auch nur die dissipativen Eigenschaften des Riffs herausgestellt. Die von ihm bezüglich des Transmissionskoeffizienten  $H_2/H_1$  analysierten Messungen bezogen sich dabei auf eine Vielzahl von Synchronmessungen der Wasserspiegelauslenkungen seewärts des Riffes an einer Messtation S1 (940 m) und etwa in der Rinnenmitte an Station S2 (225 m) (Abb. 1), ohne jedoch Differenzierungen nach Windverhältnissen, Wasserständen und Wellenperioden vorzunehmen.

Erstaunlich ist aber, dass er jeglichen Hinweis auf das *durchaus* in seinen Auswertungen zu findende und auf Resonanz hinweisende Phänomen von Transmissionskoeffizienten  $H_2/H_1 > 1$  unterlassen hat.

Im Gegensatz dazu unterscheiden WANG u. YANG (1976) bei der Analyse von Energiespektren bereits für deutlich weniger intensive Seegangsverhältnisse (mit Energiedichten  $\leq 0,35 \text{ m}^2/\text{Hz}$  und Windgeschwindigkeiten  $U \leq 9 \text{ m/s}$ ) sehr wohl zwischen unterschiedlichen Wirkungen des Riffes, die in Abhängigkeit von Windrichtung, Tidewasserstand und Wellenintensität eintreten. Sie stellen fest, dass unter auflandigem Wind die Dissipation nur bei geringen Tidewasserständen dominiert, während das Riff bei hohen Tidewasserständen eher als partieller Reflektor wirkt.

Bedeutsam ist indessen, dass bei 2 von 3 Messungen mit Tidewasserständen  $> NN + 0,5 \text{ m}$  der spektrale Peak in der Rinne höher als seewärts des Riffes gemessen wurde. Darüber hinaus wird ein Fall herausgestellt, in dem bei ablandigem Wind die Rinne zwischen Strand und Riff als „Energiefalle“ wirkt, derart dass erheblich größere Wellenenergie in der Rinne als seewärts vom Riff vorhanden ist, die bedingt durch das Riff nicht seewärts entweichen kann. Da letzterer Effekt aber nur bei einer wenig intensiven ablandigen Ostwindlage festgestellt worden war, wird er von den Verfassern als global eher ungefährlich eingestuft und seine Wirkung lediglich als günstig im Sinne der dauerhaften Erhaltung des Riffes erkannt.

Als Fazit bleibt aber festzustellen, dass es durchaus Hinweise auf mögliche Resonanz auch aus den anderen an der Westküste der Insel Sylt durchgeführten Untersuchungen gibt.

Der Grund dafür, dass die Resonanz als wichtigste Ursache für den außerordentlichen Wellenangriff an Riffküsten bisher nicht in seiner Bedeutung hinreichend gewürdigt worden ist, ist darin zu sehen, dass bisher Untersuchungen bei Extremsturlagen nicht mit einer entsprechenden Zielsetzung durchgeführt worden sind.

Tatsächlich beziehen sich – im Gegensatz zu den weiteren unter Punkt 1 angeführten Untersuchungen (ELGAR u. GUZA, 1986) und (THORNTON u. GUZA, 1982) – nur noch diejenigen von KUZNETSOV u. SPERANSKI (1990) auf die Küstenformation mit einem vorgelagerten Riff. Ebendiese belegen dann auch das die Resonanz begleitende Phänomen des ADE

örtlich mit einer Intensität, wie diese aus den Untersuchungen des Verfassers bekannt ist (BÜSCHING u. SPERANSKI, 1996).

Angesichts der Tatsache, dass Erosionen mit küstennormaler Ausdehnung von mehr als 30 m nach Ablauf einzelner Sturmtidenfolgen an der Westküste von Sylt relativ häufig aufgetreten sind, können Resonanzen als Ursache derartiger Schäden sehr wohl die plausible Erklärung darstellen. Dementsprechend kann die Rinne zwischen Riff und Strand auch als ausgeprägtes Resonanzgebiet bezeichnet werden, in dem die Unterhaltung extremer Schwingbewegungen nur noch einer geringen Leistung von außerhalb des Systems bedarf, um die erosive Bewegung mit außergewöhnlich großen Brechern und Waschbewegungen an den Berandungen (Riff und Strand) über längere Zeit aufrecht zu erhalten. Dies trifft um so mehr zu, wenn gleichzeitig mehrere (partielle) Eigenschwingungsformen präsent sind, die sich in ihren Ausschlägen überlagern (vgl. z.B. Abb. 14).

Generell ist hervorzuheben, dass sich die Kinematik eines derartigen örtlichen Resonanzgebietes grundlegend von der Wellenbewegung an einer Küstenböschung ohne Riffstrukturen unterscheiden muss. Theoretische Ansätze ausschließlich fortschreitender Wellen können deshalb hier keine befriedigenden Ergebnisse liefern. Neben dem Phänomen des ADE ist damit speziell erklärbar, warum die gemessenen (unter Verwendung des Nulldurchgangsverfahrens ermittelten) Wellenlängen der Untersuchungen von FÜHRBÖTER (1974) und von BÜSCHING (1978) eher mit den dominierenden Wellenlängen  $L_{P(AD)}$  der transformierten Linienspektren, nicht aber mit den Wellenlängen  $L_{P(ND)}$  in Einklang zu bringen sind, die den Energiedichtemaxima in den Frequenzspektren (unter Voraussetzung normaler Dispersion) zuzuordnen sind. Tatsächlich ist  $L_{P(AD)} \ll L_{P(ND)}$ .

Entsprechendes gilt auch bezüglich der Diskrepanz zwischen den Perioden der spektralen Peaks  $T_p[s]$  und den signifikanten Wellenperioden  $T_{Z,1/3}[s]$  (gemäß Nulldurchgangsverfahren), auf die der Verfasser bereits 1974 hingewiesen hatte. Unter Verwendung der dortigen Auswertungen kann für die hier erneut analysierten Messungen (Nr. 3, 4, 9, 10 und 11) den auf die Längenasse transformierten Spektren (Abb. 16, Anlagen 1b bis 4b) eine korrespondierende Beziehung  $T_p > T_{Z,1/3}$  gegenübergestellt werden. Wird dabei vorerst keine Unterscheidung zwischen Messstationen 85 m und 100 m vorgenommen und eine lineare Beziehung

$$T_p = \gamma \cdot T_{Z,1/3} \quad (6)$$

vorausgesetzt, liegen die Proportionalitätsfaktoren hierfür im Bereich  $1,27 \leq \gamma \leq 2,58$ .

### 4.3 Analoges Dispersionsverhalten

Zum generellen Verhalten der Dispersion bei Randbedingungen, die Resonanzen begünstigen (wie hier der geschlossene Wellenkanal einerseits und die Rinne zwischen Strand und Sandriff andererseits), sei abschließend nochmals die Analogie zum Spektrum der elektromagnetischen Wellen (Abb. 2) herausgestellt. Dazu ist zunächst anzumerken, dass sich die Phasengeschwindigkeit  $c$  umgekehrt proportional zur Quadratwurzel der Dielektrizitätszahl  $\epsilon$  verhält. Demnach ist das Dispersionsverhalten allgemein durch *entgegengesetzte* Vorzeichen bei den Differentialquotienten  $dc/df$  und  $d\epsilon/df$  bzw.  $dc/dl$  und  $d\epsilon/dl$  ausgedrückt. Insbesondere sind die die Resonanzfrequenzen kennzeichnenden *Oszillationen* in der Funktion  $\text{Re}[\epsilon]$  ( $d\epsilon/df < 0$  (AD), Abb. 2) mit denjenigen Oszillationen  $dc/df > 0$  (AD) in den Spektren  $c(AD)(f)$  (Abb. 8, Abb. 13 sowie Anlagen 1a bis 4a) vergleichbar. Wenn sich auch die Frequenzauflösung in den betreffenden Darstellungen stark von derjenigen der Abb. 2 unter-

scheidet, so ist doch in allen genannten Darstellungen die betreffende Resonanz-Charakteristik in ihrem Prinzip erkennbar.

Ähnliches gilt auch für die *Sprünge* in den Funktion  $c(AD)(L)$ , vgl. Abb. 11, Abb. 15 sowie Anlagen 1b bis 4b. Hier ist aber zu erwähnen, dass *vertikale Sprünge* mit  $dc/dL \rightarrow \pm \infty$  ( $AD$ ) nur dann zustande kommen können, wenn in den Resonanzgebieten *exakt* gleiche Komponentenlängen existieren. Tatsächlich unterscheiden sich die Längen benachbarter Frequenzkomponenten in beiden Fällen geringfügig, so dass die dargestellten Sprünge nur als Näherungen anzusehen sind und lediglich eine *relativ starke* anomale Dispersion ( $dc/dL \ll 0$ ) kennzeichnen.

Demgegenüber bewirkt das gleichzeitige Vorhandensein mehrerer Resonanzstellen im *insgesamt* betrachteten Frequenz- bzw. Wellenlängenbereich – wie bei den elektromagnetischen Wellen – auch bei den hier behandelten Beckenschwingungen *global* eine vergleichsweise *schwächere* anomale Dispersion.

## 5. Zusammenfassung der markanten Ergebnisse

A. Resonanz in einem Wellenkanal infolge von Re-Reflexion:

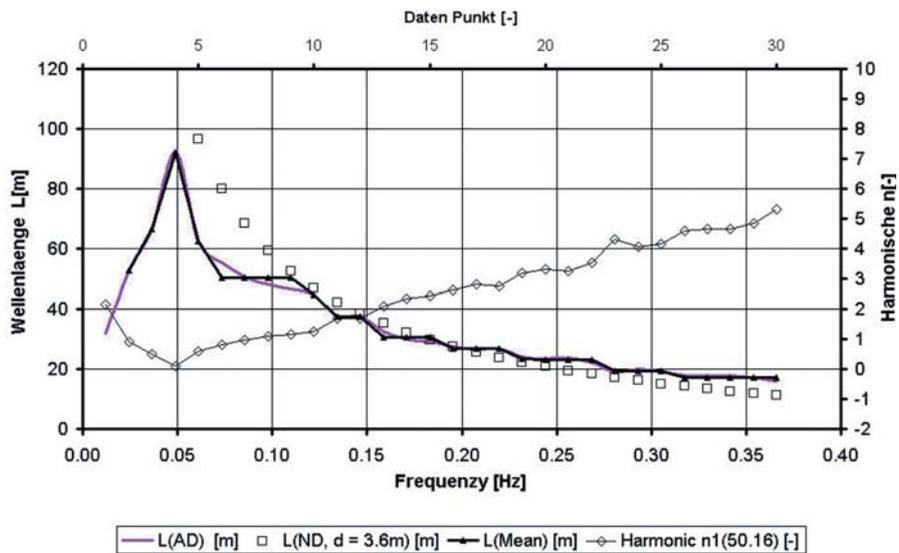
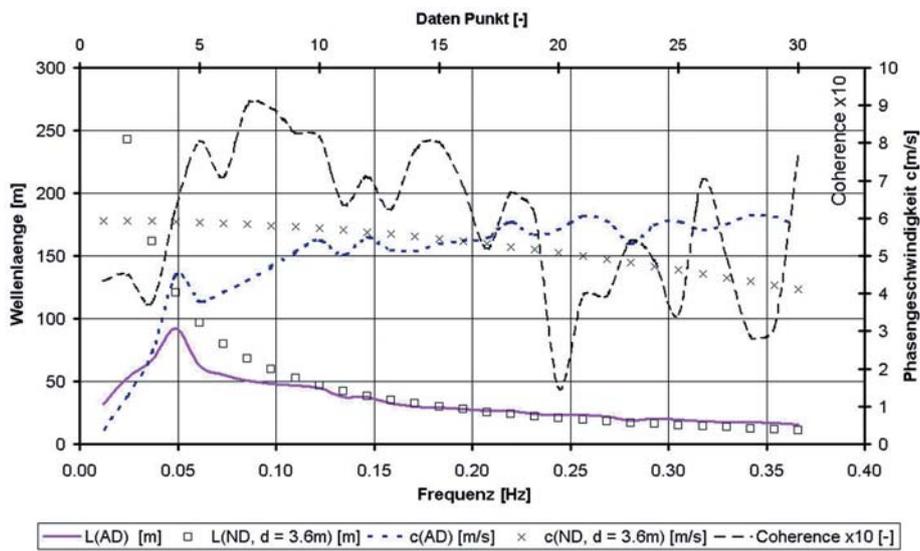
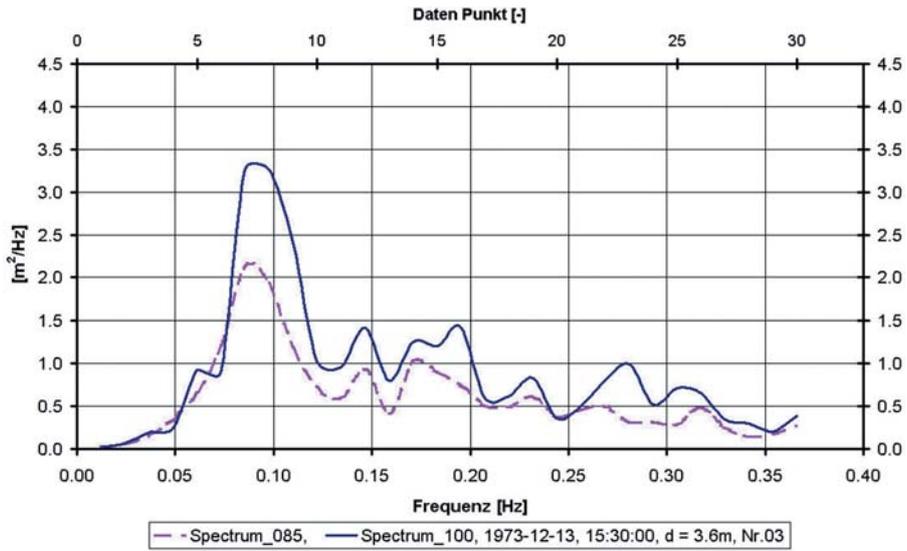
- Beckenschwingungen gleichzeitig existierender unterschiedlicher Eigenformen weisen die Charakteristik partiell stehender Wellen ( $\rightarrow$  Partialwellen) auf.
- Partialwellen setzen sich aus einer Anzahl benachbarter Frequenzkomponenten zusammen, die wegen ihrer etwa gleichen Komponentenlängen anomale Dispersion zeigen.
- Unterschiedliche Beckeneigenoscillationen können als System von Resonatoren aufgefasst werden, die Energieanteile aus einem Anregungsspektrum absorbieren.

B. Sturmwellen – Resonanz an einer Riffküste:

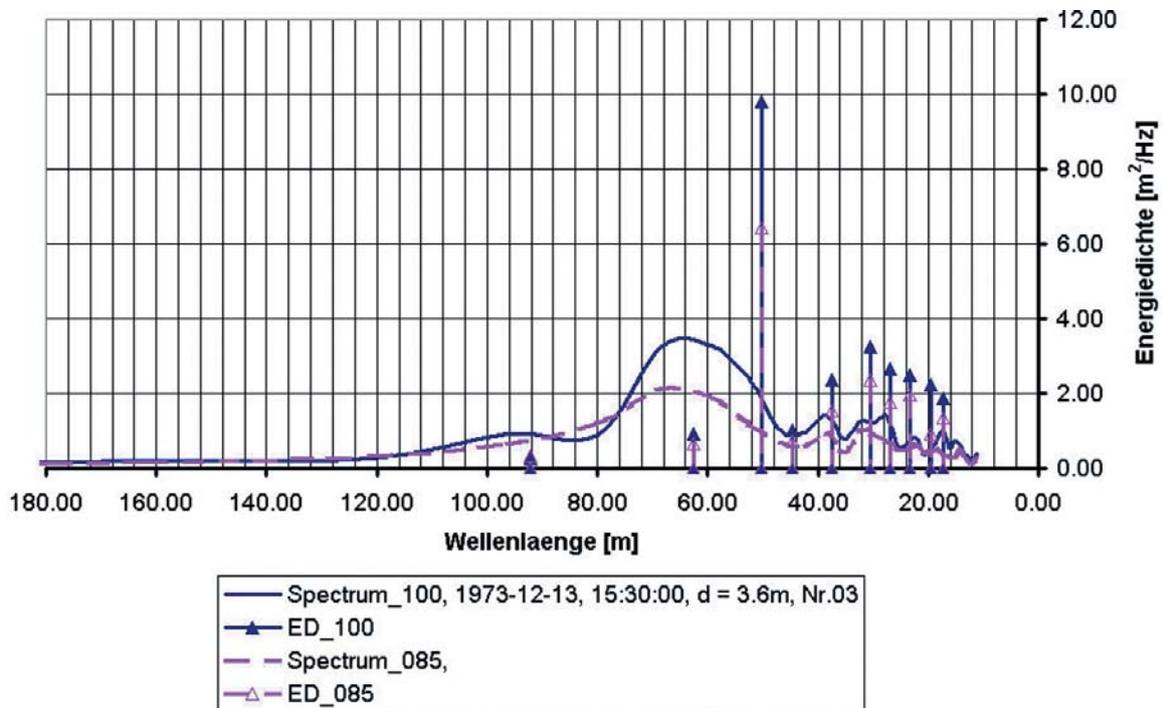
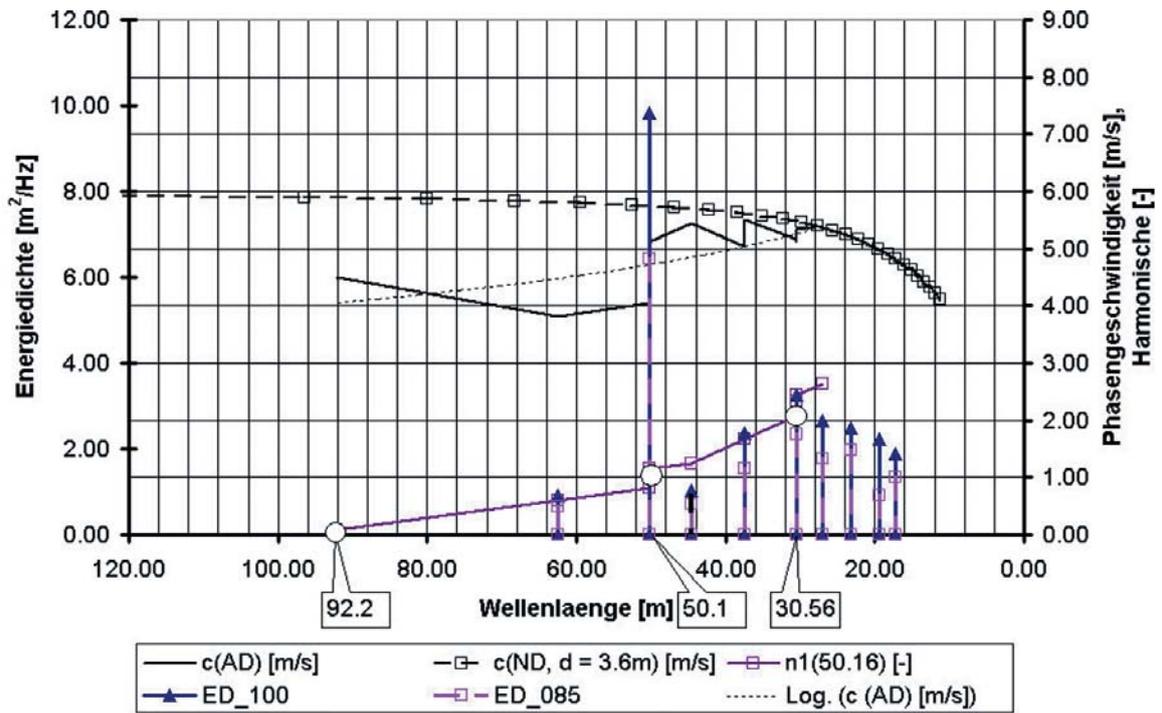
- Wellenlängenspektren  $L(f)$  auf der Grundlage gemessener Phasengeschwindigkeitsspektren  $c(f)$  mit anomaler Dispersion weisen eine etwa gestufte Struktur auf.
- Gleichzeitig existierende unterschiedliche Schwingungseigenformen, gebildet jeweils aus benachbarten etwa gleich langen Frequenzkomponenten, können einerseits als Linienspektren  $ED(L)$  dargestellt und andererseits der Geometrie der Rinne zwischen Riff und Strand zugeordnet werden.
- Resonanzabsorption und Anomale Dispersion treten auch bei unvollkommen eingeschlossenen Wasservolumina (mit komplizierten Randbedingungen) als kombiniertes Phänomen auf.
- Das generelle Dispersionsverhalten von Schwerewellen in partiell eingeschlossenen Wasservolumina ist weitgehend analog demjenigen von elektromagnetischen Wellen in Dielektrica.

## 6. Anlagen

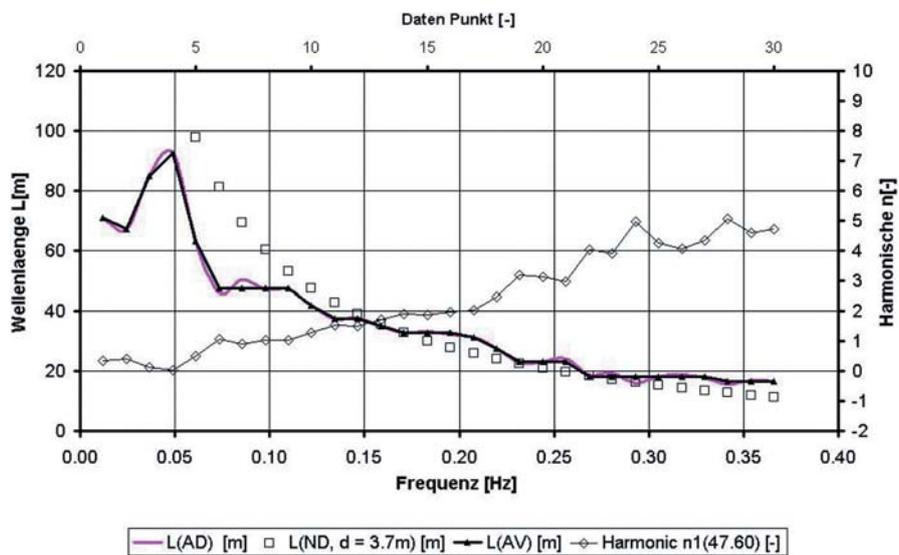
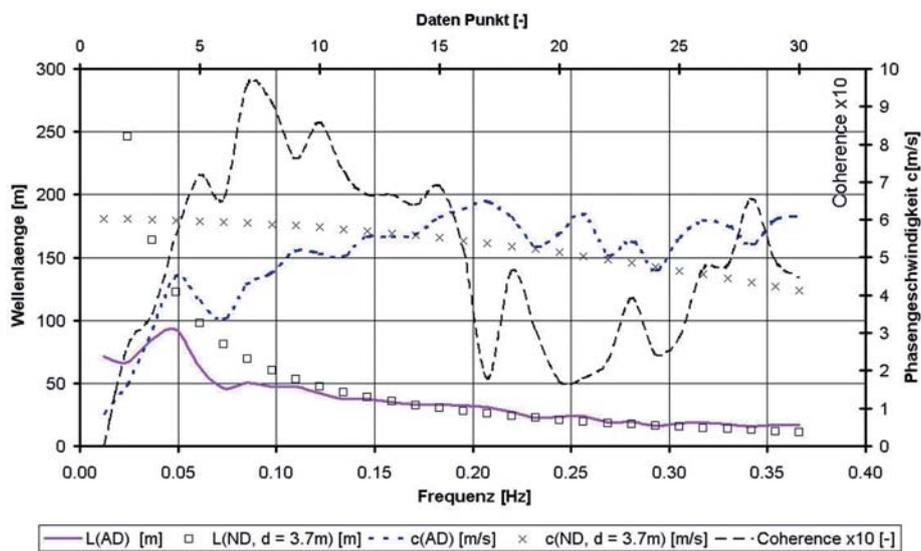
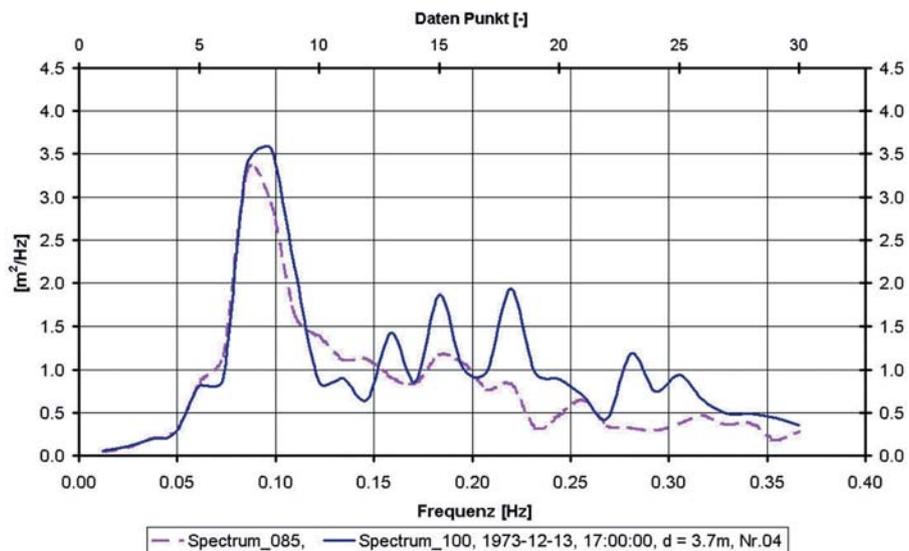
Frequenzspektren der Messungen Nr. 3, 4, 9 und 10 bei Tidehochwasserständen sowie die zugehörigen auf die Längennachse transformierten Spektren.



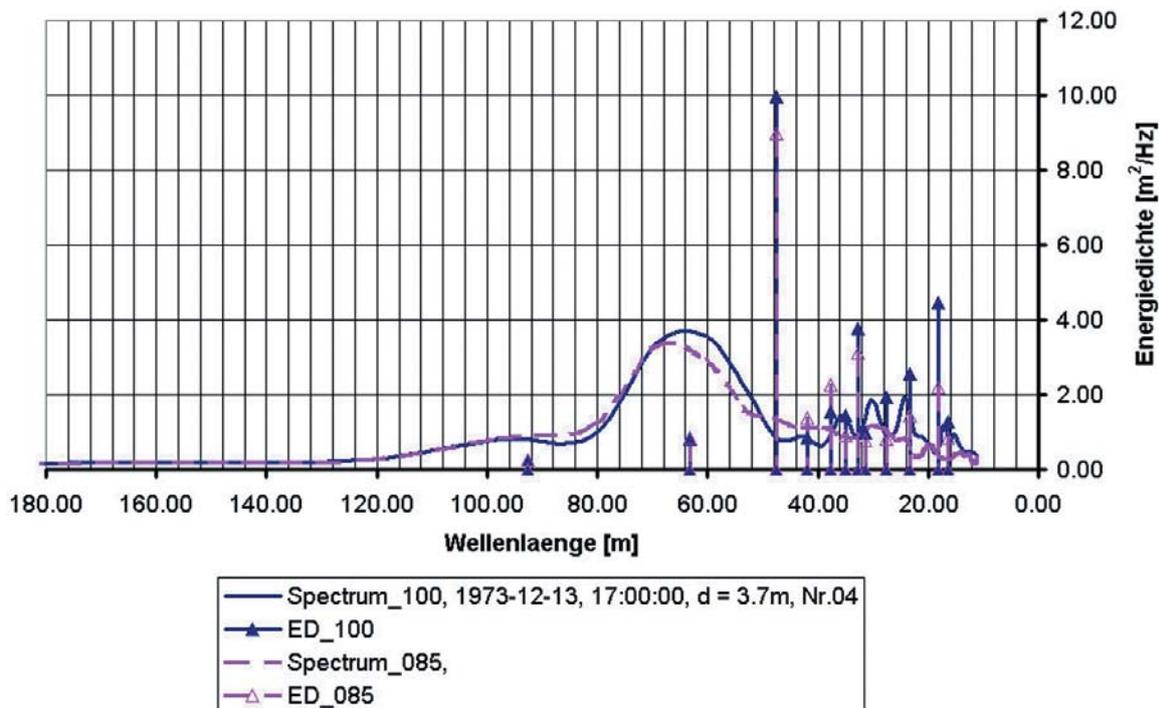
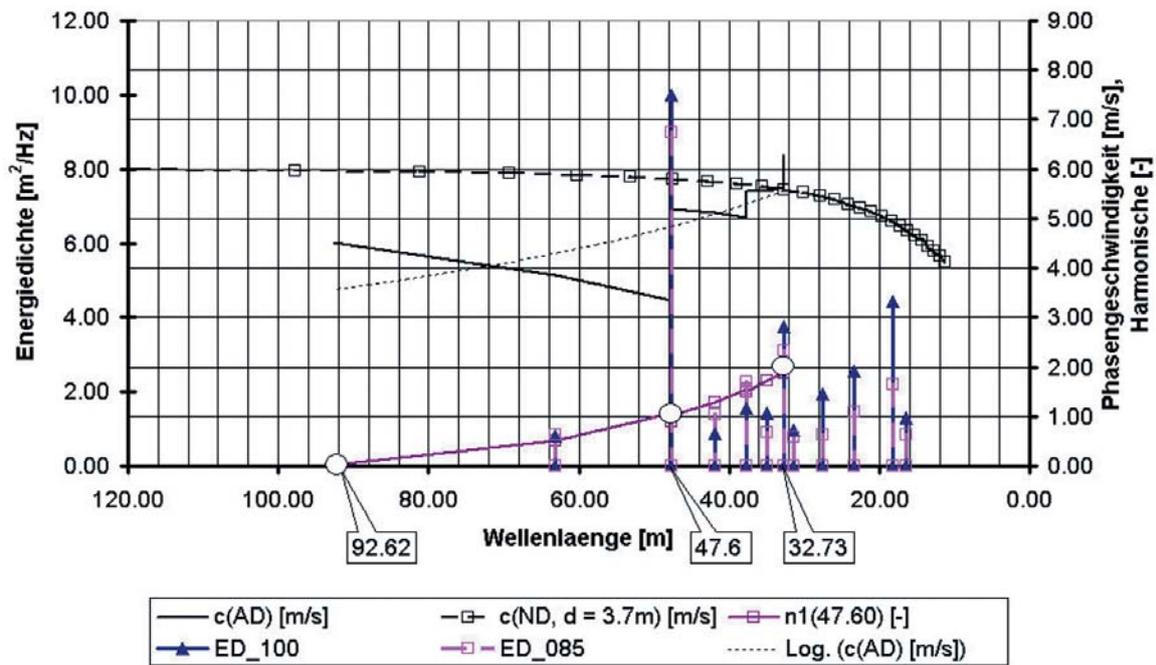
Anlage 1a: Frequenzspektren der Messung Nr. 3; d = 3,6 m



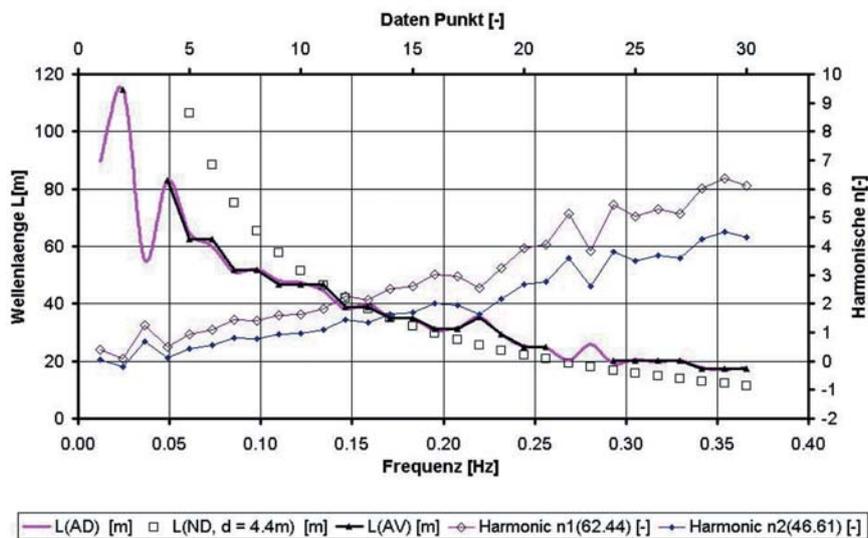
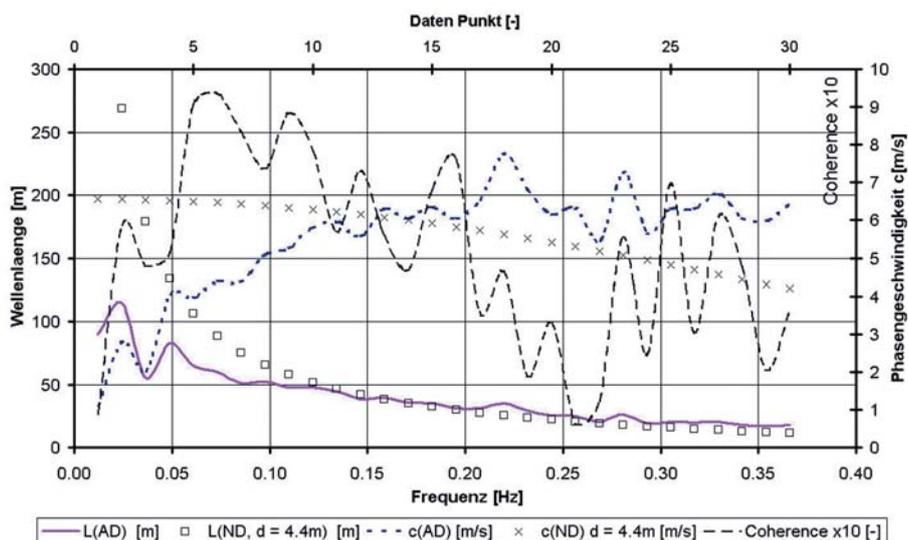
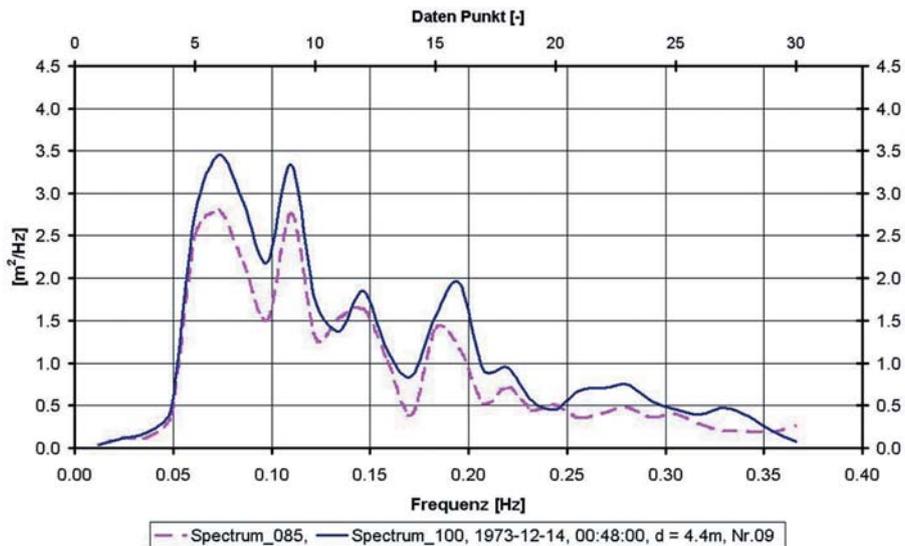
Anlage 1b: Auf die Längenachse transformierte Spektren der Messung Nr. 3



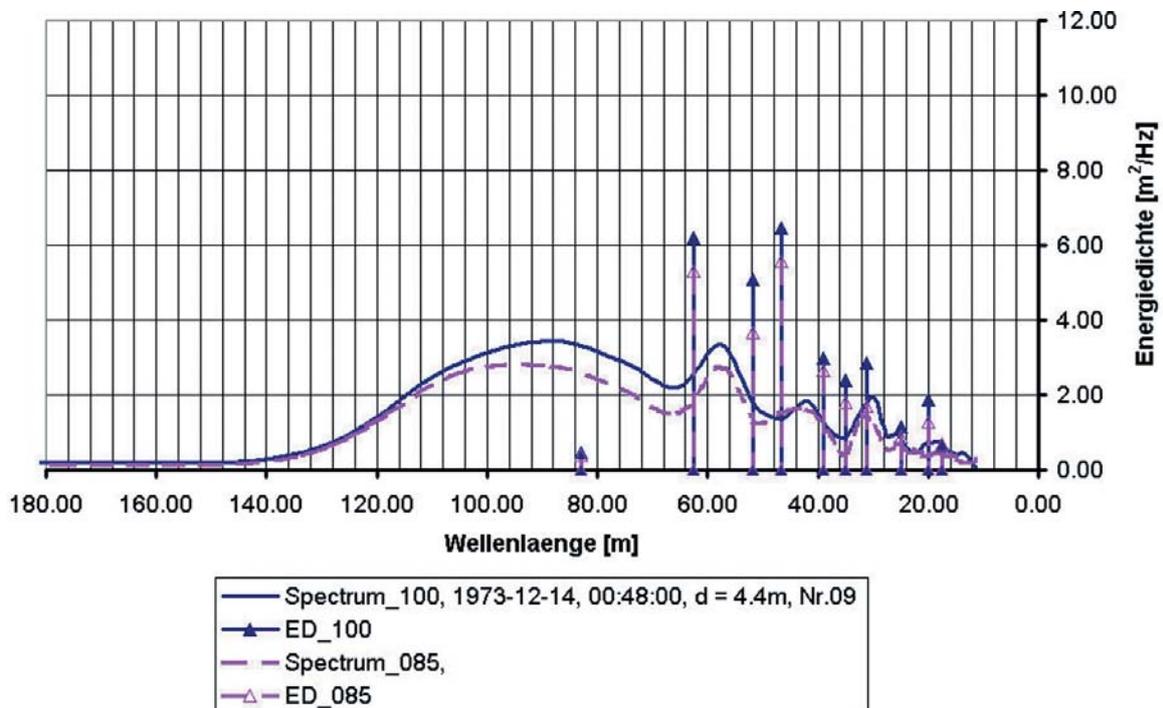
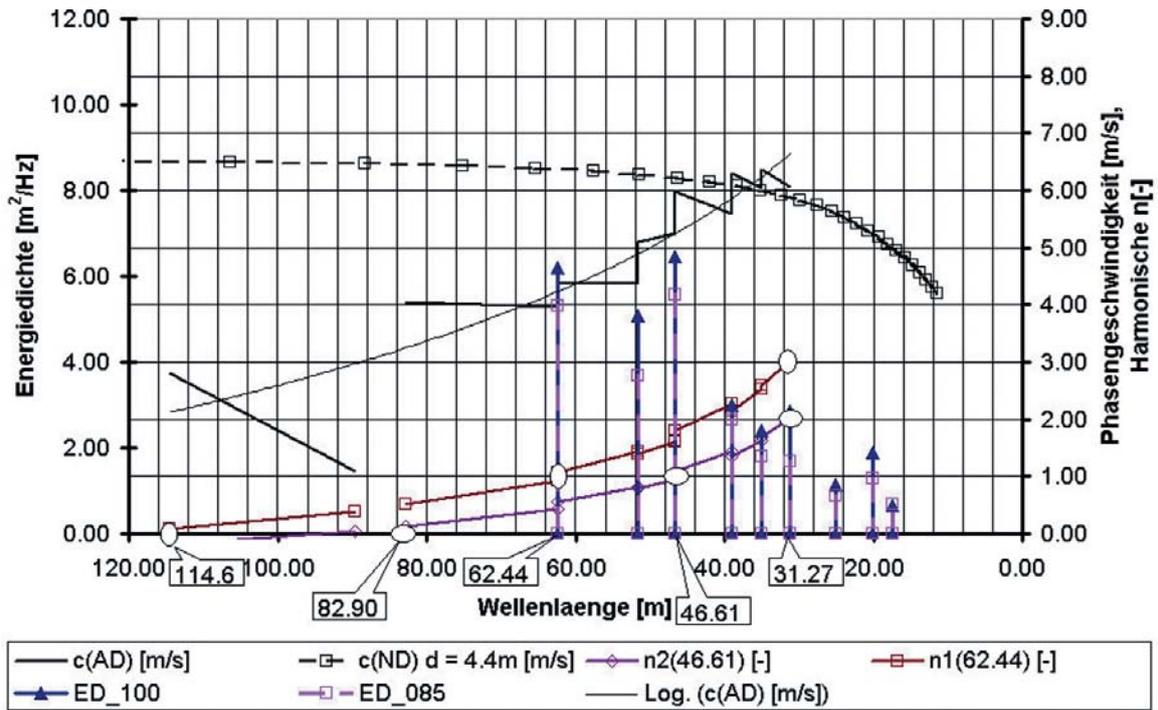
Anlage 2a: Frequenzspektren der Messung Nr. 4; d = 3,7 m



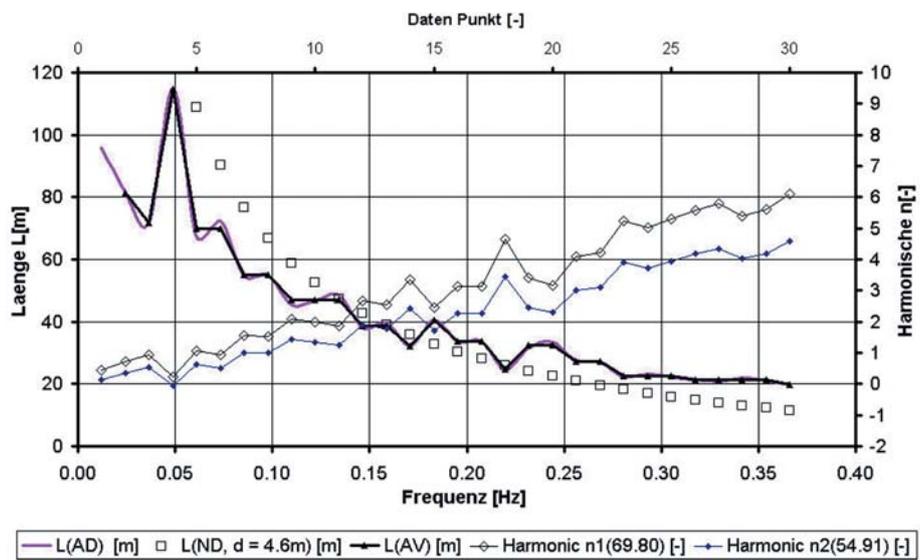
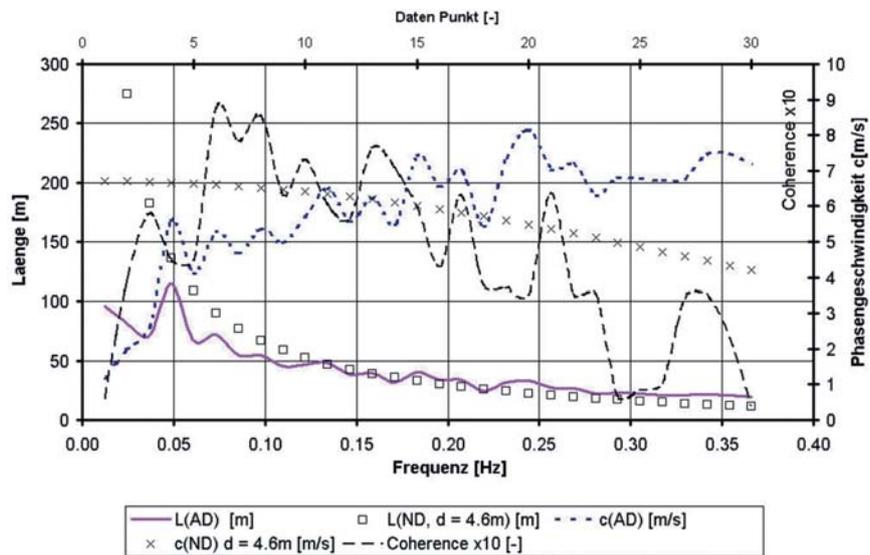
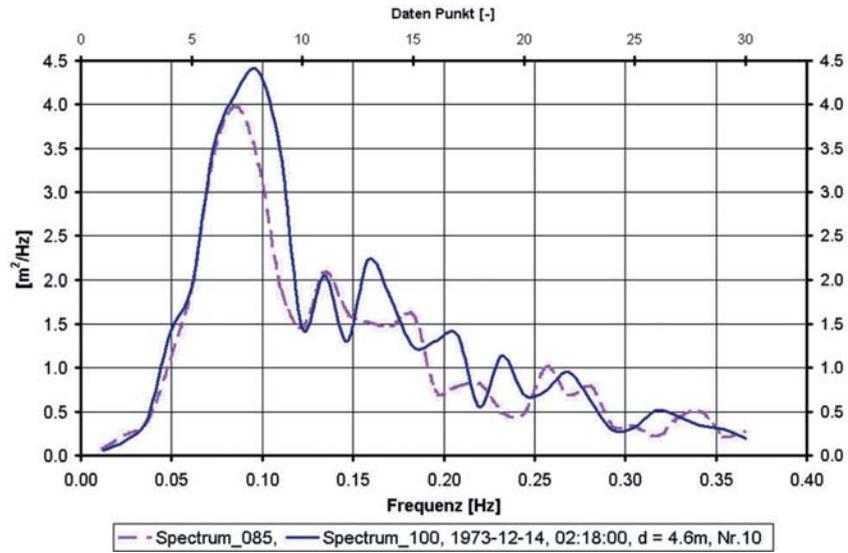
Anlage 2b: Auf die Längenachse transformierte Spektren der Messung Nr. 4



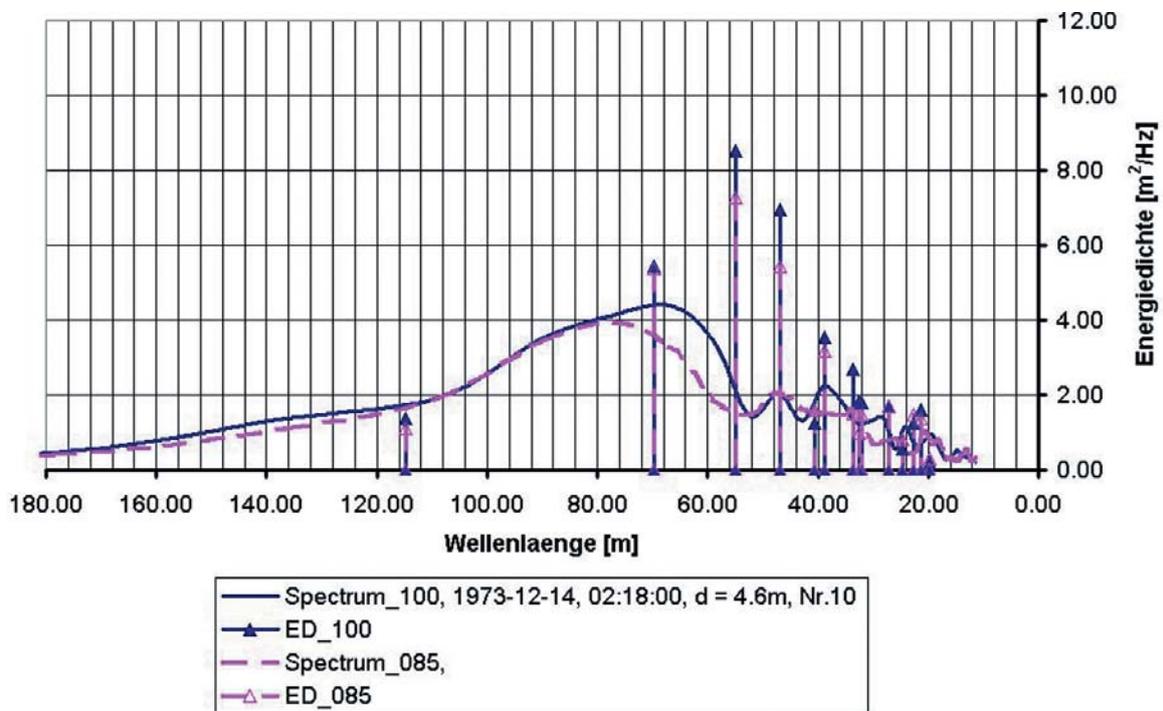
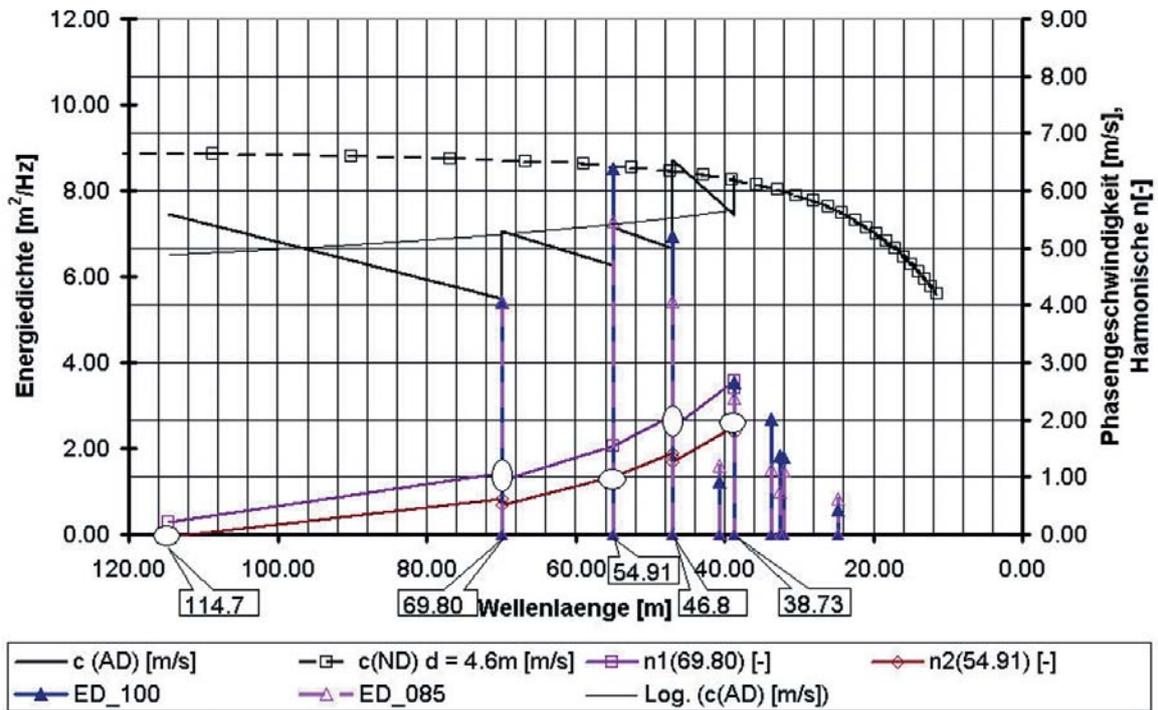
Anlage 3a: Frequenzspektren der Messung Nr. 9; d = 4,4 m



Anlage 3b: Auf die Längenachse transformierte Spektren der Messung Nr. 9



Anlage 4a: Frequenzspektren der Messung Nr. 10; d = 4,6 m



Anlage 4b: Auf die Längenachse transformierte Spektren der Messung Nr. 10

## 7. Schriftenverzeichnis

- BLEES, O. u. STÜHMEIER, M.: Wellen und Strömungen vor geböschten Uferschutzbauwerken, Diplomarbeiten Bielefeld University of Applied Sciences 1991, unveröffentlicht.
- BÜSCHING, F.: Über Orbitalgeschwindigkeiten irregulärer Brandungswellen, Dissertation, Mitt. des Leichtweiß-Instituts, TU Braunschweig, H. 42, pp. 1–256, 1974.
- BÜSCHING, F.: Über die Änderung von Wellenperioden im Brandungsbereich, Mitt. des Leichtweiß-Instituts, TU Braunschweig, H. 47, pp. 122–164, 1975.
- BÜSCHING, F.: On Energy Spectra of Irregular Surf Waves, Proceedings, 15th Internat. Conference On Coastal Eng., Honolulu, Hawaii, USA, pp. 539–559, 1976.
- BÜSCHING, F.: Wave Deformation Due to Decreasing Water Depth, Mitt. des Leichtweiß-Instituts, TU Braunschweig, H. 63, pp. 167–217, 1978.
- BÜSCHING, F.: Anomalous Dispersion of Fourier Components of Surface Gravity Waves in the Near Shore Zone, Proc. 16th International Conference on Coastal Eng., Hamburg, pp. 247–267, 1978.
- BÜSCHING, F.: Anomale Dispersion zur Darstellung der küstennahen Wellenverformung, Die Küste H. 34, Westholsteinische Verlagsanstalt Boyens u. Co., Heide, pp. 159–183, 1979.
- BÜSCHING, F.: Doppler Aspects of Near-Shore Wave Transformation, EUROMECH 114, Wladyslawowo, Poland, pp. 1–6, 1980.
- BÜSCHING, F.: Analogous Dispersion Properties of Surf Zone and Electromagnetic Waves, Proc., 18th International Conference on Coastal Eng., Capetown, South Africa, pp. 154–171, 1982.
- BÜSCHING, F.: Resonance Absorption Phenomena of Surf Zone Wave Kinematics  
1). Proceedings, 20th I.A.H.R.-Congress, Vol. VII, Moscow, USSR, pp. 141–145, 1983  
2). Proceedings, OCEAN ENGINEERING VII, Taipei, Republik China, 12 pages, 1983.
- BÜSCHING, F.: Wave Transformation and Dispersion with Special Reference to the Post Breaking Zone, 1st Internat. Symposium on Harbours, Port Cities and Coastal Topography, Haifa, Israel, pp. 39–42, 1986.
- BÜSCHING, F.: Durchströmbare Böschungsstrukturen, Bauingenieur 66, pp. 11–14, 1991.
- BÜSCHING, F.: Wave and Downrush Interaction on Sloping Structures, Proc. 10th International Harbour Congress, Antwerpen, Belgium, pp. 5.17–5.25, 1992.
- BÜSCHING, F.: Hollow Revetment Elements, Proc. COPEDEC IV, Rio de Janeiro, pp. 961–976, Brazil, 1995.
- BÜSCHING, F.: Reflection from Hollow Armour Units, Proc. COPEDEC V, Cape Town, pp. 1362–1370, South Africa, 1999.
- BÜSCHING, F.: Dispersion and Reflection at Sloping Structures, Proc. PDCE'2000 Conference Vol. I, pp. 29–38, Varna, Bulgaria, 2000.
- BÜSCHING, F.: Combined Dispersion and Reflection Effects at Sloping Structures, Proc. On Port and Maritime R&D and Technology, Vol. I, pp. 411–418, Singapore, 2001.
- BÜSCHING, F.: Hollow Cubes – Durchströmbare Hohlformkörper als Bauelemente wellenbelasteter Böschungsabdeckungen – HANSA –International Maritime Journal – C 3503 E, 138, H. 10 pp. 62–65, 2001.
- BÜSCHING, F. u. SPERANSKI, N. S.: Dispersionseffekte bei Schwerewellen im Flachwasser, 1. Die Küste, Heft 58, pp. 161–177, 1996.
- ELGAR, S. u. GUZA, R. T.: Shoaling Gravity Waves: Comparison Between Field Observations, Linear Theory and Nonlinear Model, Fluid Mech. vol. 158, pp. 47–70, 1986.
- FLICK, R. E.; GUZA, R. T. u. INMAN, D. L.: Elevation and Velocity Measurements of Laboratory Shoaling Waves, J. Geophys. Res., pp. 4149–4160, 1986.
- FÜHRBÖTER, A. u. BÜSCHING, F.: Wave Measuring Instrumentation for Field Investigations on Breakers, Internat. Symposium On Ocean Wave Measurement and Analysis, New Orleans, USA, pp. 649–668, 1974.
- FÜHRBÖTER, A.: Einige Ergebnisse aus Naturuntersuchungen in Brandungszonen, Mitt. des Leichtweiß-Instituts, TU Braunschweig, H. 40, S. 331–371, 1974.
- FÜHRBÖTER, A.: Sandbewegung im Küstenraum, Rückschau, Ergebnisse und Ausblick, DFG Forschungsbericht, Harald Boldt Verlag Boppard, 1979.
- HAGEMEYER, K. u. KRAMER, M.: Reflexion irregulärer Wellen an geböschten Uferschutzbauwerken, Diplomarbeiten Bielefeld University of Applied Sciences 1992, unveröffentlicht.

- KUZNETSOV, S. Y. u. SPERANSKI, N.: Phase Velocity of Free and Forced Waves in Shallow Water. In: „Modern Processes of Sedimentation on Shelf“, pp. 180–186, „Nauka“, Moscow, (in Russian), 1990.
- SPERANSKI, N. u. BÜSCHING, F.: Dispersion Effects in Shallow Water Gravity Waves; Proc. European Geophysical Society, General Assembly, pp. C685 The Hague, 1996.
- THORNTON, E. u. GUZA, R. T.: Energy Saturation and Phase Speed Measured on a Natural Beach. J. Geophys. Res. C86(5): pp. 4149-4160, 1982.
- WANG, H. u. YANG, W.-C.: Measurements and Computation of Wave Spectral Transformation at Island of Sylt, North Sea, Mitt. d. Leichtweiß-Instituts der Techn. Universität Braunschweig, Heft 52, 1976.