

S 27/95-

D143

Aus dem Institut für Meereskunde an der Universität Kiel

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, die aus Theorie und aus Tankexperimenten bekannten Tatsachen über Stromprofile in Flachwasserwellen in der Natur zu überprüfen, den Einfluß der Bodenreibung auf die Stromprofile festzustellen und im Rahmen des Möglichen die Kräfte zu berechnen, die die oszillierenden Wasserbewegungen auf dem Meeresboden ausüben. Damit sollen Grundlagen erarbeitet werden, wie sich für Untersuchungen zur

**STRÖMUNG UND BODENREIBUNG IN KÜSTENNAHEN OBERFLÄCHENWELLEN**

Folgende Ergebnisse wurden erzielt:

1) Es wurde eine Möglichkeit gefunden, die oszillierenden Wasserströmungen in relativ einfacher Weise zu messen. Mehrere Strömungsmesser, die auf dem Prinzip der Messung des Strömungswiderstandes auf einem hydrodynamisch weichen Meßkörper basieren, wurden entwickelt. Die Strömung wird dabei in 2 Komponenten gemessen. Die wichtigste Eigenschaft des Meßkörpers ist die geringe Dichte in dem durch die Schwerkraft des Meßkörpers bestimmten Frequenzbereich die Beobachtungsgenauigkeit des Meßkörpers ist höher als die des Festkörpers. Der Meßkörper hat ferner die günstige Eigenschaft, daß er bei hoher Dämpfung sehr fest an die Wasserbewegungen gekoppelt ist, so daß bei den erstellten Strommessern keine Resonanzerscheinungen auftreten. Sein hoher Widerstandsbeiwert erlaubt es, die geometrischen Abmessungen klein zu halten (Durchmesser 2,5 cm). Der Meßkörper hat ferner die günstige Eigenschaft, daß er bei hoher Dämpfung sehr fest an die Wasserbewegungen gekoppelt ist, so daß bei den erstellten Strommessern keine Resonanzerscheinungen auftreten. Sein hoher Widerstandsbeiwert erlaubt es, die geometrischen Abmessungen klein zu halten (Durchmesser 2,5 cm).



Als Habilitationsschrift  
der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von

**GUNIHAR KRAUSE**

Kiel 1972

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, die aus Theorie und aus Tankexperimenten bekannten Tatsachen über Stromprofile in Flachwasserwellen in der Natur zu überprüfen, den Einfluß der Bodenreibung auf die Stromprofile festzustellen und im Rahmen des Möglichen die Kräfte zu berechnen, die die oszillierenden Wasserbewegungen auf den Meeresboden ausüben. Damit sollen Grundlagen erarbeitet werden, wie sie für Untersuchungen zum Sandtransport durch den Flachwasserseegang benötigt werden.

Folgende Ergebnisse wurden erzielt:

- 1) Es wurde eine Möglichkeit gefunden, die oszillierenden Wasserströmungen in relativ einfacher Weise zu messen. Mehrere Strömungsmesser, die auf dem Prinzip der Messung des Strömungswiderstandes auf einem hydrodynamisch rauhen Meßkörper basieren, wurden erstellt. Die Strömung wird dabei in 2 Komponenten gemessen. Die wichtigste Eigenschaft des Meßkörpers besteht darin, daß in dem durch die Schwerwellen des Wassers gegebenen Frequenzbereich die Beschleunigungskräfte auf den Meßkörper stets kleiner als die des Formwiderstandes bleiben. Der Meßkörper hat ferner die günstige Eigenschaft, daß er bei hoher Dämpfung sehr fest an die Wasserbewegungen gekoppelt ist, so daß bei dem erstellten Strommesser keine Resonanzerscheinungen auftreten. Sein hoher Widerstandsbeiwert erlaubt es, die geometrischen Abmessungen klein zu halten (Durchmesser 2,5 cm). Der Meßbereich des Strommessers liegt zwischen 2 cm/sec und 80 cm/sec, die Grenzfrequenz beträgt 15 Hz, die mittlere Genauigkeit etwa 6%.
- 2) Als Meßbasis für den Strommesser wurde eine hubinselartige Arbeitsplattform mit hoher Eigenfrequenz entwickelt. Diese Eigenschaft wurde dadurch erreicht, daß Arbeitsplattform und Transportfahrzeug, im Gegensatz zur Wirkungsweise einer Hubinsel, nach der Aufstellung getrennt werden.

- 3) 5 Strömungsmesser, 2 Differenzdruckmesser, 1 Druckgeber und 1 Wellenhöhenmesser wurden zu einem Meßsystem mit analoger Datenaufzeichnung integriert.
- 4) Vor Beobachtungen im Seegang wurden mit Hilfe eines Schiffes künstlich Flachwasserwellen erzeugt, die als fast monochromatische Schwerewellen großer Länge und kleiner Amplitude sehr gute Voraussetzungen für den Anschluß der Naturbeobachtungen an Tankexperimenten boten. Die in diesen Modellwellen gemessenen Stromprofile können qualitativ als Überlagerung der Potentialströmung mit einer seewärts gerichteten Massentransportströmung erklärt werden. Eine turbulente Bodengrenzschicht konnte nicht beobachtet werden.
- 5) In dem von den Windverhältnissen im ersten Beobachtungszeitraum vorgegebenen Parameterbereich des Seegangs (Windstärken kleiner als Bft 4) traten keine turbulenten Grenzschichten auf. Die Phasenverschiebungen zwischen den Zeitserien der Strömung in verschiedenen Tiefen waren dennoch etwa 10mal so groß wie bei den Modellwellen. Es wird vermutet, daß Wirbelbildung in den Rippeltälern dafür verantwortlich ist.
- 6) Bei einem zweiten Feldeinsatz wurden in unmittelbarer Bodennähe 2 Komponenten des Druckgradienten und der Strömung gleichzeitig gemessen. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, den Reibungsterm in den Navier-Stokes Gleichungen zu bestimmen. Mit einigen zusätzlichen Annahmen über die Grenzschichtdicke läßt sich auch die Bodenschubspannung ermitteln.

## Gliederung

1. Einleitung
2. Möglichkeiten zur Berechnung und Beobachtung tangentialer Schubspannungen am Meeresboden und bisherige Untersuchungen
  - 2.1. Schubspannungen in laminaren oszillierenden Strömungen
  - 2.2. Übergang der laminaren oszillierenden Strömung in den turbulenten Zustand
  - 2.3. Schubspannungen in turbulenten oszillierenden Strömungen
    - 2.3.1. Übertragung der Lösung des laminaren Falls
    - 2.3.2. Die Methode der Widerstandsbeiwerte
    - 2.3.3. Übertragung der Mischungswegtheorie
    - 2.3.4. Reynolds'sche Schubspannungen
    - 2.3.5. Direkte Messung von Bodenschubspannungen
  - 2.4. Bisherige Untersuchungen im Meer
    - 2.4.1. Reibung in gerichteten Strömungen
    - 2.4.2. Reibung bei Orbitalströmungen
  - 2.5. Schlußfolgerung und Aufgabenstellung
3. Instrumente, Meßmethoden und Datenerfassung
  - 3.1. Eine Methode zur Messung der Orbitalbewegung in Flachwasserwellen
    - 3.1.1. Auswahl des Meßprinzips
    - 3.1.2. Beschreibung des Meßprinzips
      - 3.1.2.1. Messung zweidimensionaler Vorgänge
      - 3.1.2.2. Messung dreidimensionaler Vorgänge
    - 3.1.3. Kraftmeßsystem und elektrische Anzeige
      - 3.1.3.1. Prinzipielle Anordnung und statisches Verhalten



## 7. Ergebnisse der Messungen

7.1. Spektren und Stromprofile der künstlich erzeugten Wellen

7.2. Spektren und Stromprofile im Seegang

7.3. Ermittlung der Bodenreibung aus Druckdifferenzen

7.4. Abschließende Diskussion

## 8. Nachwort

## 1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit behandelt ein Teilproblem, das beim Studium von Sandbewegungen im Küstenvorfeld auftritt. Das Problem der Sandwanderung am Meeresboden besteht darin, diejenigen physikalischen Größen des strömenden Wassers zu finden, die als Ursache mit der Stärke und Richtung des Feststofftransports als Wirkung verknüpft werden können und danach Gesetzmäßigkeiten zwischen beiden Vorgängen herzustellen. Wegen seiner großen Bedeutung für Küstenschutz und Wasserbau ist dieses Thema bereits Gegenstand sehr zahlreicher Untersuchungen gewesen. Dennoch ist das schwierige Wechselwirkungsproblem zwischen zwei so verschiedenen Medien wie Wasser und Sand noch nicht befriedigend gelöst worden. Es ist insbesondere noch nicht genau bekannt, wieviele und welche Variable in das Problem eingehen und es besteht auch noch keine Klarheit darüber, ob für die auftretenden Wasser-Sand-Gemische Kontinuums- oder Partikelmechanik günstiger ist. Wegen der großen Schwierigkeiten bei Messungen im Küstenvorfeld ist schließlich auch über die küstennahen Wasserbewegungen noch keine ausreichende Kenntnis vorhanden und es fehlt vor allem an gleichzeitigen Feldmessungen von Wassergeschwindigkeiten und Sandtransport. Derartige Untersuchungen sind wegen der experimentellen Schwierigkeiten bei den extremen Umweltbedingungen vor der Küste bisher hauptsächlich in Versuchsbecken durchgeführt worden.

Als ein Beitrag zu dem geschilderten Problembereich hat die vorliegende Arbeit das Ziel, die aus Theorie und aus Tankexperimenten bekannten Tatsachen über Stromprofile in Flachwasserwellen in der Natur zu überprüfen, den Einfluß der Bodenreibung auf Stromprofile festzustellen und nach Möglichkeit die Kräfte zu berechnen, die die oszillierenden Wasserbewegungen auf den Meeresboden ausüben. Damit sollen Grundlagen erarbeitet werden,

Die Bestimmung von Kräften, die strömende Flüssigkeiten die für spätere gleichzeitige Messungen von Orbitalbewegungen und Sedimenttransport benötigt werden.

Um das zu untersuchende Problem genauer formulieren zu können, wird zunächst ein Überblick über die wichtigsten Methoden zur Berechnung der Schubspannung gegeben, die im Fall oszillierender Strömungen auf den Boden übertragen werden. Dabei wird sich zeigen, daß Messungen von Stromprofilen im Küstenvorfeld eine besonders wichtige Rolle zukommt. Um solche Messungen zu ermöglichen, mußten die dafür notwendigen Strömungsmeßgeräte neu entwickelt werden. Über eine Methode zur Messung von oszillierenden Strömungen wird in Kapitel 3 berichtet.

Nach der Aufstellung eines Meßprogramms (Kapitel 4) zeigt sich, daß noch weitere Sensoren benötigt werden, die aber kommerziell zu beschaffen waren. Schwierige Probleme waren bei der Datenerfassung und -verarbeitung zu lösen, da bei Messungen im Seegang große Datenmengen in kurzer Zeit anfallen.

Kapitel 6 gibt einen Überblick über das vor der Küste gewonnene Beobachtungsmaterial. Neben Messungen im Seegang wurden auch solche in einfachen Modellwellen angestellt, die mit Hilfe eines Schiffes erzeugt werden.

In Kapitel 7 wird über Ergebnisse der Messungen berichtet.

## 2. Möglichkeiten zur Berechnung und Beobachtung tangentialer Schubspannungen am Meeresboden und bisherige Untersuchungen

Die Bestimmung von Kräften, die strömende Flüssigkeiten auf ihre Berandungen ausüben, hat Theorie und Beobachtungstechnik schon immer beträchtliche Schwierigkeiten bereitet. Das gilt vor allem für Tangentialkräfte im Falle turbulenter Strömungen und ganz besonders für turbulente oszillierende Bewegungen. Um eine Übersicht über die bisherigen Untersuchungen zum Problem des Zusammenhangs zwischen Strömung und Bodenschubspannung zu geben, ist es zweckmäßig, mit den Verhältnissen im laminaren Fall zu beginnen.

Für die folgende Betrachtung liegt ein Koordinatensystem zugrunde, dessen xy-Ebene am Meeresboden liegt und dessen z-Achse nach oben zeigt. Eine Liste der verwendeten Symbole befindet sich am Schluß der Arbeit.

### 2.1. Schubspannungen in laminaren oszillierenden Strömungen

Das Problem der Berechnung der Bodenschubspannung wird im Folgenden für zweidimensionale Bewegungen skizziert. Die betrachteten ebenen Schwerewellen mögen sich in positiver x-Richtung auf horizontalem Boden fortbewegen.

Die Bodenschubspannung erhält man aus dem Newton'schen Reibungsgesetz

$$\tau_B = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (2.1)$$

Unter der Annahme, daß die Grenzschichtdicke sehr klein gegen die Wassertiefe ist, vereinfacht sich die Berechnung der Geschwindigkeit  $u$  beträchtlich, da außerhalb der Grenzschicht Reibungskräfte vernachlässigt werden können.

Für ebene Schwerewellen infinitesimaler Amplitude vereinfachen sich bei Vernachlässigung der Corioliskraft

die Navier-Stokes'schen Bewegungsgleichungen und die Kontinuitätsgleichung im reibungsfreien Gebiet zu

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

Der reibungsbeeinflusste Anteil  $u_g$  der Horizontalgeschwindigkeit in der Grenzschicht muß der Gleichung

$$\frac{\partial u_g}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u_g}{\partial z^2} \quad (2.4)$$

genügen.

Es gelten die Randbedingungen

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - w = 0 \quad \text{bei } z = h$$

$$P = P_a \quad \text{bei } z = h$$

$$w = 0 \quad \text{bei } z = 0$$

$$u = u + u_g = 0 \quad \text{bei } z = 0 \text{ (nonslip condition)} \quad (2.5)$$

Die Lösungen für das Innere der Flüssigkeit sowie für die Grenzschicht sind bekannt (siehe z. B. H. LAMB, 1962).

Da die Formeln später benötigt werden, sind sie, bezogen auf das erwähnte Koordinatensystem, im Folgenden aufgeführt.

Zu der Oberflächenauslenkung

$$\eta = a \sin(kx - \omega t)$$

gehören im reibungsfreien Gebiet die Geschwindigkeiten

$$u = \hat{u}_B \cosh kz \sin(kx - \omega t)$$

$$w = -\hat{u}_B \sinh kz \cos(kx - \omega t) \quad (2.6)$$

und der Druck

$$P = P_a + \rho g (h - z) + \rho g a \frac{\cosh kz}{\cosh kh} \sin(kx - \omega t) \quad (2.7)$$

Dabei ist  $\hat{u}_B = \frac{a\omega}{\sinh kh}$  und es gilt  $\omega^2 = gk \tanh kh$

Ferner wird  $\frac{\partial P_a}{\partial x} = 0$  angenommen.

Aus Gleichung (2.4) ergibt sich

$$u_y = A e^{-\frac{z}{\delta}} \sin(kx - \omega t + \frac{\pi}{\delta})$$

Die Konstante A wird aus Gleichung (2.5) zu

$$A = -\hat{u}_B$$

ermittelt.

Damit erhält man die Gesamtlösung

$$u = \hat{u}_B \left[ \cosh kz \sin(kx - \omega t) - e^{-\frac{z}{\delta}} \sin(kx - \omega t + \frac{\pi}{\delta}) \right] \quad (2.8)$$

mit  $\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$  (2.9)

Aus Gleichung (2.1) folgt schließlich

$$\tau_B = \frac{\mu}{\delta} \hat{u}_B \sqrt{2} \sin(kx - \omega t - \frac{\pi}{4}) \quad (2.10)$$

Diese Beziehung ist wiederholt durch direkte Beobachtungen in Laborversuchen überprüft worden, zuletzt von Y. IWAGAKI, Y. TSUCHIYA, N. SAKAI (1965), wobei hinsichtlich der Schubspannungen befriedigende Übereinstimmung festgestellt wurde. (Siehe auch F.A. DEBATH (1970) ).

In der Ozeanographie hat man vor allem die Wellenhöhenabnahme fortschreitender Wellen in zähem Medium studiert. Als Beispiel für den Einfluß der Viskosität auf Wellenhöhe und Geschwindigkeitsverteilung von Flachwasserwellen im laminaren Fall sei die Arbeit von J. PIEST (1966) angeführt, in der auch weitere Literaturstellen angegeben sind.

## 2.2. Übergang der laminaren oszillierenden Strömung in den turbulenten Zustand

Die in 2.1. dargestellten Verhältnisse sind im Küstenvorfeld nur sehr selten anzutreffen. Bei kleinem Verhältnis von Tiefe zu Wellenlänge bildet sich schon bei sehr geringen Wellenhöhen am Boden eine turbulente Grenzschicht. Bei hydrodynamisch glattem Boden ist für den Übergang zum turbulenten Zustand die Reynoldszahl

$$Re = \frac{\hat{u}_B \delta}{\nu}$$

maßgebend, wie J.I. COLLINS (1963) gezeigt hat. Mit Hilfe von Gl. (2.6) und der Grenzschichtdicke für den laminaren Fall

$$\delta = \sqrt{\frac{3\nu}{\omega}}$$

erhält man

$$Re = \sqrt{\frac{\pi}{\nu T}} \frac{2a}{\sinh(kh)}$$

Aus experimentellen Untersuchungen wurde als kritischer Wert  $Re_K = 160$  gefunden. In Abb. 2.1 ist die Wellenhöhe berechnet worden, bei der aufgrund dieser Bedingung Turbulenz bei gegebenem Verhältnis Tiefe zu Wellenlänge und gegebener Periode einsetzt. Danach besitzen die in der Natur vorkommenden Flachwasserwellen von einem Tiefe- zu Wellenverhältnis von 0.05 ab fast immer eine turbulente Grenzschicht am Boden, sobald ihre Amplituden größer als wenige

Zentimeter sind. Der Einfluß der die Turbulenz fördernden Bodenrauigkeit auf die kritische Reynoldszahl ist von G. KALKANIS (1964) untersucht worden.

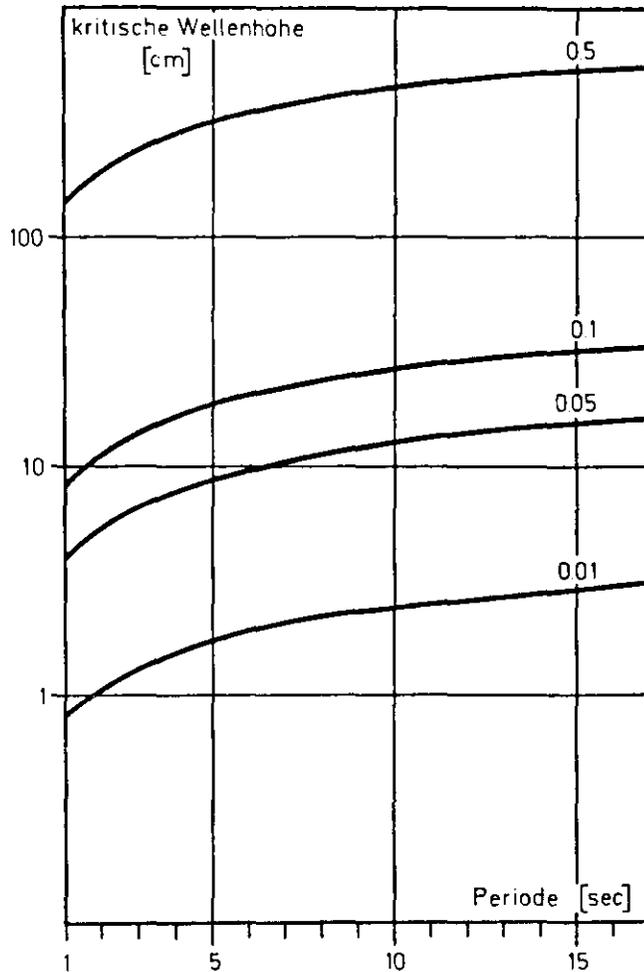


Abb. 2.1 Kritische Wellenhöhe für den Übergang einer laminaren in eine turbulente Grenzschicht  
Parameter: Tiefe/Wellenlänge

### 2.3. Schubspannungen in turbulenten oszillierenden Strömungen

Berücksichtigt man die Reynolds'schen Spannungen in turbulenten Strömungen, so findet man analog zu Gl. (2.4):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \frac{1}{S} \frac{d\bar{\tau}}{dz} = 0 \quad (2.11)$$

mit

$$\bar{\tau} = S \overline{u'w'} \quad (2.12)$$

Da diese Gleichung analytisch nicht lösbar ist, sind bisher 4 verschiedene Wege beschritten worden, um Schubspannungen in Bodennähe zu ermitteln.

### 2.3.1. Übertragung der Lösung des laminaren Falls

Dieser Weg geht von rein praktischen Gesichtspunkten aus. Es wird angenommen (G. KALKANIS, 1964), daß die Lösung Gl.(2.8) auf die gemittelte turbulente Strömung übertragbar ist, wenn man anstelle des Abklingens der Scherwelle nach einem Exponentialgesetz eine experimentell zu ermittelnde Funktion einsetzt. Aus Gl. (2.8) wird dann

$$u = \hat{u}_B \left[ \sin(kx - \omega t) - f_1(z) \sin(kx - \omega t + f_2(z)) \right] \quad (2.13)$$

Für Laborexperimente mit einem sinusförmigen bewegten Boden sind die Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  in Form von Potenzgesetzen ermittelt worden.

### 2.3.2. Die Methode der Widerstandsbeiwerte

Dem für gerichtete Strömungen bewährten quadratischen Gesetz für die Bodenreibung

$$\tau_B = \frac{1}{2} c_s u_B^2 \quad (2.14)$$

liegt der Gedanke zugrunde, daß der Impuls, der pro Zeiteinheit maximal von der Grenzschicht auf den Boden übertragen werden kann, gleich  $\frac{1}{2} (\rho k_b) u_B$  ist, in Wirklichkeit aber nur ein Bruchteil  $c_s$  dem Boden zugute kommt, wobei  $c_s$  experimentell bestimmt werden muß. Für technische Anwendungen ist dieses Gesetz bewährt, und es liegt für praktisch alle vorkommenden Bodenrauigkeiten und Geschwindigkeitsbereiche ein reichhaltiges Beobachtungsmaterial über Widerstandsbeiwerte vor.

Es lag nahe, Gl. (2.14) auch für oszillierende Strömungen zu benutzen oder zu modifizieren. Dabei muß vor allem beachtet werden, daß zwischen Strömung und Schubspannung Phasenverschiebungen bestehen. Da diese meist nicht bekannt sind, beschränkt man sich in vielen Fällen auf die Berech-

nung der Schubspannung zur Zeit der maximalen Strömungsamplitude:

$$\frac{1}{\tau_B} = \frac{1}{2} c_s(Re) \hat{u}_B^2 \quad (2.15)$$

Die für den Widerstandsbeiwert maßgebende Reynoldszahl läßt sich entweder mit der Grenzschichtdicke

$$Re_\delta = \frac{\hat{u}_B \delta}{\nu}$$

oder mit dem Weg eines Wasserteilchens während einer halben Periode der oszillierenden Strömung

$$RE = \frac{\hat{u}_B a_{1m}}{\nu} \quad (2.16)$$

bilden, wobei die zweite Definition meist bevorzugt wird. Als Funktion der Reynoldszahl RE liegen zahlreiche experimentelle Daten über Widerstandsbeiwerte vor, die in Form von Diagrammen von I.G. JONSSON (1965) zusammengestellt wurden. In Abb. 2.2 ist als Beispiel eine solche Darstellung wiedergegeben. Zahlreiche theoretische und experimentelle Untersuchungen über den Flachwasserseegang stützen sich auf dieses Beobachtungsmaterial (siehe z.B. K. HASSELMANN and J.I. COLLINS (1968) ).

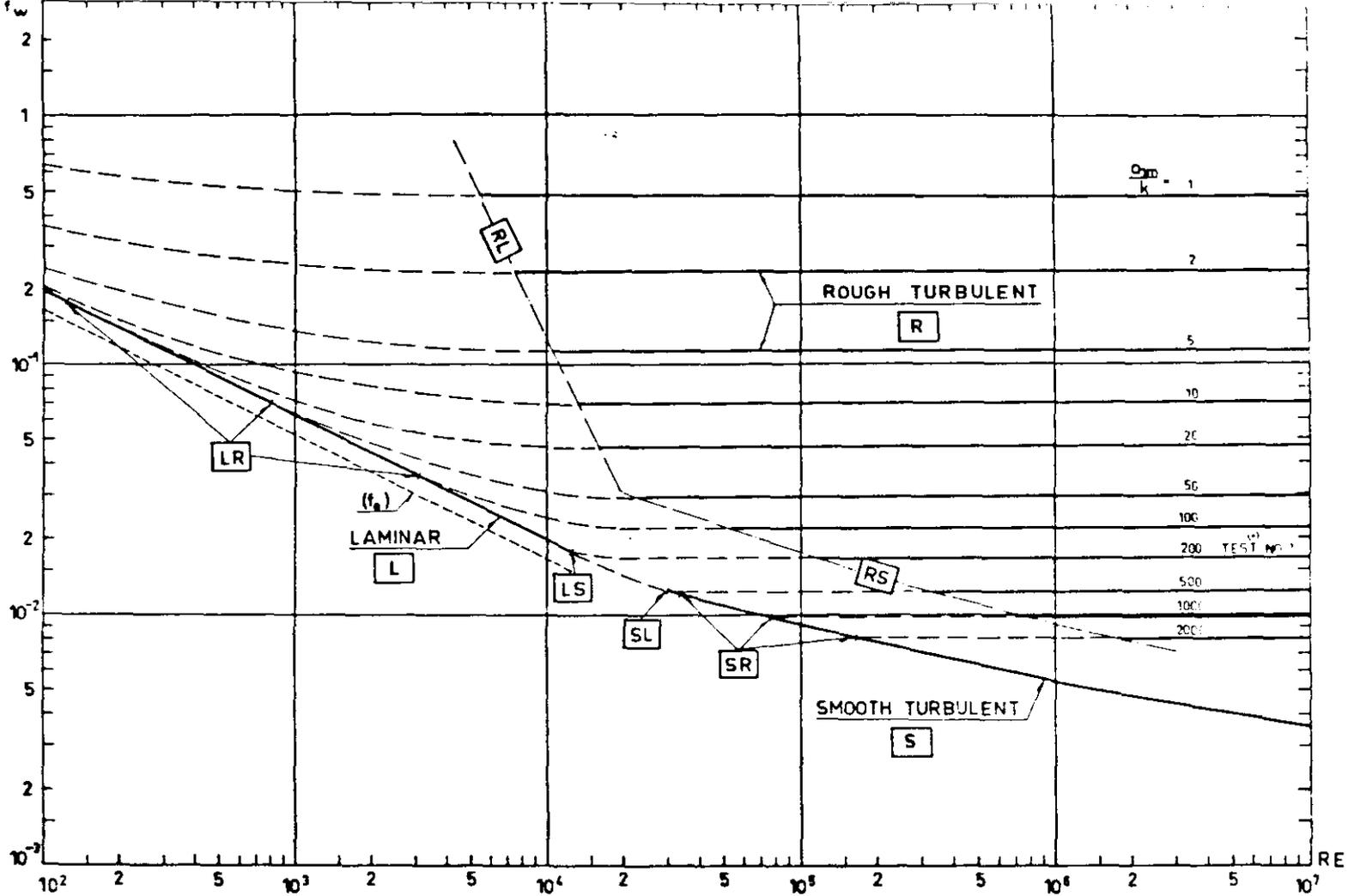


Abb. 2.2 Widerstandsbeiwerte  $f_w$  für oszillierende Strömungen nach I.G. JONSON (1965).  
 Der Größe  $f_w$  entspricht  $c_s(Re)$  in Gl. 2.15. Parameter:  $a_{1m}$ : Weg eines Wasserteilchens während einer halben Periode.  $\kappa$ : charakt. Größe der Bodenrauigkeit. Ferner bedeuten: **R** turbulente Strömung über rauhem Boden, **S** turbulente Strömung über glattem Boden, **L** laminare Strömung. Kombinationen der Buchstaben geben die Übergangsbereiche an.

### 2.3.3. Übertragung der Mischungswegtheorie

Obwohl der in Kapitel 2.3.2. beschriebene quadratische Ansatz für viele ingenieurwissenschaftliche Aufgaben und einige Probleme der Seegangsvorhersage im Flachwasser brauchbar ist, ist er doch wegen des Fehlens einer physikalischen Konzeption über den Mechanismus der Reibung unbefriedigend. Es lag daher nahe, das für zeitlich konstante Strömungen bewährte Modell der Mischungswegtheorie auch auf oszillierende Bewegungen anzuwenden.

Als Argument dafür läßt sich anführen, daß sich mit der Grenzsichtdicke  $\delta$  als charakteristischer Länge und der Geschwindigkeit  $\hat{u}_B$  am oberen Rand der Grenzsicht eine charakteristische Zeit

$$t_c = \frac{\delta}{\hat{u}_B}$$

ergibt, die wegen der Kleinheit von  $\delta$  sehr klein gegen die Perioden der Schwerewellen ist. Die Zeit  $t_c$  wird für den Reibungsvorgang als charakteristisch angesehen und damit die oszillierende Strömung als eine Folge gleichförmiger Bewegungen aufgefaßt.

Eine wesentliche Schwierigkeit bei der Übertragung dieser Theorie besteht darin, daß das Modell nur für voll ausgebildete Turbulenz gilt. Alle Folgerungen bezüglich der oszillierenden Strömung gelten also nur, wenn sich die Turbulenz während einer Wellenperiode nicht ändert. Der Zusammenhang zwischen Schubspannung und gemittelter Geschwindigkeit wird durch die Prandtl'sche Mischungswegformel

$$\tau = \rho \lambda^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (2.17)$$

hergestellt und für den Mischungsweg wird das "Mandgesetz"

$$\lambda = \kappa (z + z_0) \quad (2.18)$$

angenommen.

Mit diesen Voraussetzungen ist das Problem für oszillierende Strömungen mit einer komplex angesetzten Schubspannungsgeschwindigkeit ausführlich von K. KAJIWARA (1964, 1968) behandelt worden. Die dabei errechneten Stromprofile und die Aussagen über die Schubspannung und die Austauschkoefizienten lassen sich relativ einfach experimentell überprüfen. Im Labortank ist das von K. HORIKAWA und A. WATANABE (1968) mit einer hinsichtlich der Beobachtungstechnik sehr leistungsfähigen Methode (Aufnahme von Stromprofilen bis 0,2 mm über dem Boden!) bereits durchgeführt worden. Dabei zeigte sich hinsichtlich der Stromprofile bei glattem Boden eine bemerkenswert gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung, während die Ergebnisse für die Austauschkoefizienten erhebliche Streuungen aufweisen, also ein Hinweis darauf, daß sich (zumindest im Wellenkanal) die Turbulenz während einer Wellenperiode ändert. Im Falle von Sandrippeln am Boden wurden komplizierte Wirbel in den Rippeltälern beobachtet, deren Beitrag zur Bodenreibung von der Theorie nicht erfaßt wird.

#### 2.3.4. Reynolds'sche Schubspannungen

Während bei den bisher geschilderten Methoden stets angestrebt wurde, turbulente Größen mit den gemittelten Geschwindigkeiten in Zusammenhang zu bringen, ist bei Vorhandensein von Turbulenzmeßgeräten eine direkte Bestimmung der Größe

$$\tau = 3u'w'$$

durch Strömungsmessungen in Bodennähe möglich. Danach muß angenommen werden, daß die daraus errechnete Schubspannung auch auf den Boden übertragen wird. Im Meer ist dieses Verfahren bisher nur bei Gezeitenströmungen angewandt worden (vergl. Kapitel 2.4.1.).

#### 2.3.5. Direkte Messung von Bodenschubspannungen

Angesichts der wenig gesicherten Annahmen über den Reibungsmechanismus oszillierender Strömungen wäre eine direkte Messung von Bodenschubspannungen sehr wünschenswert. Einwandfreie Messungen gelangen bisher jedoch nur im Wellenkanal im Labor (siehe z.B. M.S. YALIN und R.C.H. RUSSEL, 1966).

## 2.4. Bisherige Untersuchungen im Meer

In diesem Kapitel können nicht alle Untersuchungen zur Bodenreibung geschildert werden. Es werden nur Messungen in flachen Meeresgebieten erwähnt. Dabei fällt besonders auf, daß infolge des Mangels an geeigneten Geräten Messungen in Orbitalströmungen lange Zeit nicht realisiert werden konnten.

### 2.4.1. Reibung in gerichteten Strömungen

Entsprechend dem Schwierigkeitsgrad der Messungen begannen die Felduntersuchungen zur Bodenreibung von Strömungen zunächst in Flüssen mit der Beschreibung der Art der beobachteten Schwankungen (H. THORADE, 1931), der Feststellung, daß in Bodennähe das logarithmische Gesetz ungefähr gültig ist (H. MOSBY, 1947, 1949) und der Bestimmung des Verhältnisses des mittleren Schwankungsquadrats zum mittleren Strom (K.F. BOWDEN und J. PROUDMAN, 1949). Parallel dazu erfolgten die ersten Messungen in der offenen See in quasistationären Strömungen und in Tiefen, in denen die Orbitalbewegung der Oberflächenwellen abgeklungen ist. Erwähnt seien die Messungen von H. THORADE (1934) im Kattegatt, der als erster die beobachteten Schwankungen des mittleren Stromes klassifizierte. H. MOSBY führte 1951 Messungen in 12 Stufen über dem Boden in 100 m Wassertiefe auf der Viking-Bank durch. Er bestätigte die ungefähre Gültigkeit des logarithmischen Gesetzes in Bodennähe ebenso wie R.M. LESSNER (1951), der auch Rauheitslängen für verschiedene Sedimenttypen angibt. Die genauesten und ausführlichsten Untersuchungen liegen zur Bodenreibung von Gezeitenströmen vor. REVELLE und FLEMING (erwähnt in SVERDRUP, 1954) prüften 1939 das logarithmische Gesetz und geben Werte für die Bodenreibung unter der Annahme rauhen und glatten Bodens an. K.F. BOWDEN und L.A. FAIRBAIRN (1952 a) analysierten die turbulenten Schwankungen eines Gezeitenstromes in Bodennähe im Bereich einiger Sekunden bis zu mehreren Minuten. Sie geben Autokorrelationskoeffizienten der Geschwindigkeitsschwankungen an und schätzten auch die räumlichen Skalen der Größe der Turbulenzelemente ab. Beide Autoren bestimmten im gleichen Jahr

(K.F. BOWDEN und L.A. FAIRBAIRN, 1952 b) Schubkräfte des Gezeitenstromes auf den Boden und geben für den Reibungskoeffizienten im quadratischen Gesetz einen mittleren Wert von  $1.8 \cdot 10^{-3}$  an. Die instrumentelle Technik erlaubte jedoch noch keine Bestimmung der Reynolds'schen Schubspannungen. Das wurde erst 1956 nach Entwicklung des elektromagnetischen Strommessers für ozeanographische Anwendungen möglich. K.F. BOWDEN und L.A. FAIRBAIRN (1956) bestimmten unter Benutzung dieses Gerätes charakteristische Werte für die Schubspannung 75 cm über dem Boden zu 2 bis 4 dyn/cm<sup>2</sup>. Nach längerem Einsatz dieses Meßgerätes gibt K.F. BOWDEN (1962) mittlere Spektren der Zeitserien für die Komponenten u, v, w und uw in typischen Gezeitenströmen an.

#### 2.4.2. Reibung bei Orbitalströmungen

Die überwiegende Zahl von Beobachtungen zur Bodenreibung von Flachwasserwellen wurden in Wellenkanälen im Labor angestellt. Diese Experimente wurden meist in Zusammenhang mit Fragen des Sedimenttransports und Problemen der Ingenieurwissenschaften im Rahmen des Küstenschutzes und der Sicherung von Wasserwegen durchgeführt. Die Versuche knüpfen dabei an die genannten Reibungsgesetze oftmals unter Hinzufügung sehr spezieller Annahmen an.

Eine Vielzahl von Untersuchungen beschäftigte sich mit der Ermittlung von Reibungskoeffizienten für das quadratische Gesetz bei verschiedenen Wellenperioden, Wellenlängen und Bodenrauigkeiten. Es ist im Zusammenhang mit dieser Arbeit nicht notwendig und auch nicht möglich, die äußerst zahlreichen Beiträge auf diesem Gebiet zu nennen. Der Stand der Kenntnisse über Reibungskoeffizienten im quadratischen Gesetz bis 1965 ist bei I.G. JONSSON (1965) zusammengefaßt (siehe Abb. 2.2). Die Angaben stützen sich teilweise auf Strömungsmessungen mit einem Mikropropeller in einem sehr großen u-förmigen Kanal, in dem Wasser durch eine Luftpumpe zum Oszillieren gebracht wurde (H. LUNDGREN und T. SØRENSEN, 1958).

J.A. PUTNAM und J.W. JOHNSON (1949) benutzten ebenfalls das quadratische Gesetz, um die Wellenhöhenabnahme auf einem zur Küste hin ansteigenden Boden zu berechnen. J.A. PUTNAM (1949) untersuchte auch den Wellenenergieverlust bei permeablem Boden. Beide Effekte sind von R.P. SAVAGE (1953) experimentell in einem Tank untersucht worden.

Über die Messung von Stromprofilen in Flachwasserwellen in einem Tank ist die Arbeit von K. HORIKAWA und A. VATANABE (1968) bereits in Kapitel 2.3.3. genannt worden.

Der Einfluß von Sandrauigkeit auf die Stromprofile im laminaren Fall ist eingehend von F.A. SLEATH (1970) untersucht worden. Dabei bewirkt der rauhe Boden eine Verminderung der Phasendifferenz zwischen der Potentialströmung und der Strömung in der Grenzschicht. .

Über die Asymmetrie von Orbitalströmungen im flachen Wasser liegen Messungen von H.D. ADEYEMO (1970) vor.

Bedingt durch instrumentelle Schwierigkeiten sind dagegen nur sehr wenige Feldmessungen über Strömungen mit zeitlich schnell wechselnder Richtung bekannt. Die Felduntersuchungen beschäftigten sich vor allem mit den Gültigkeitsbereichen der verschiedenen Wellentheorien (D.L. INMAN und N. NASU (1956). R.L. MILLER und J.H. ZEIGLER (1964) führten sogar Strömungsmessungen in brechenden Wellen mit Hilfe elektromagnetischer und akustischer Strommeßgeber durch, die eine Vorstellung von den vorkommenden Geschwindigkeiten vermitteln, aber wenig zur Theorie der Bodenreibung beitragen. Die umfangreichen Strommessungen von D.H. SHONTING (1967) in Oberflächenwellen zielten auf Reibungsvorgänge in Oberflächennähe ab und können für die vorliegende Arbeit nicht ausgewertet werden. Die Orbitalstrommessungen von NAGATA (1964) sowie von K.F. BOWDEN und R.A. WHITE (1966) mit elektromagnetischen Strömungsmessern dienten der Bestimmung von Richtungsspektren des Seegangs.

S.J. LUKASIK und C.E. GROSCH (1963) ist es gelungen, am Meeresboden Druck und Strömungsmessungen in Dünungswellen bei einer Wassertiefe von 12 m durchzuführen und bei den angetroffenen Verhältnissen, die Existenz einer laminaren Grenzschicht nachzuweisen. Dabei wurde ein Thermistor als Strömungsmesser benutzt.

Schließlich muß bei dieser Übersicht erwähnt werden, daß bei zahlreichen Untersuchungen über die Reibung im Flachwasserseegang nicht Strömungsmessungen, sondern, wegen der wesentlich leichteren Beobachtungstechnik, Wellenhöhenmessungen auf verschiedenen Stationen in Ausbreitungsrichtung der Wellen zugrunde liegen. Dabei wird von der Gültigkeit des Äquipartitionsprinzips für die Wellenenergie ausgegangen und die verschiedenen Energieverluste in ihrer Wirkung auf Wellenhöhenänderungen pauschal zusammengefaßt. Eine Übersicht über die möglichen Effekte, die die Wellenhöhe zwischen 2 Meßstationen beeinflussen, vermittelt Abb. 2.3. Es handelt sich um:

1. Reflexion und Diffraktion
2. Umwandlung der Wellenenergie in die kinetische Energie der küstennahen Wasserzirkulation
3. Wellenenergieverlust durch Erzeugung von Turbulenz
4. Energieverlust durch Bodenreibung
5. Energieverlust durch Perkolatation bei permeablem Boden
6. Energieverlust durch Bewegung von Sediment und suspendierten Teilchen
7. Energieverlust durch Bildung freier Oberflächen bei der Schaumentstehung in Brechern

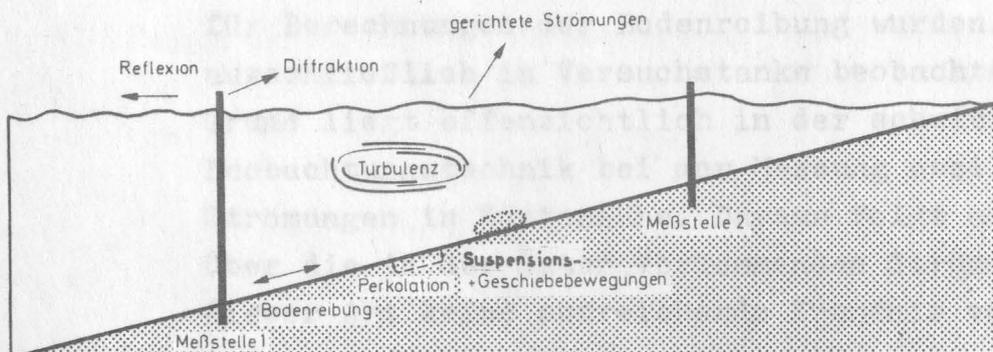


Abb. 2.3 Übersicht über die Effekte, die die Wellenhöhe zwischen 2 Meßstationen beeinflussen

Bei der Ermittlung von Dämpfungskoeffizienten durch Beobachtung von Wellenhöhenänderungen ist es bei Kenntnis und Berücksichtigung der Bodentopographie bestenfalls möglich, die Effekte 2 bis 7 pauschal in ihrer Wirkung auf Wellenhöhenänderungen zu beschreiben. Da sich jedoch das Verhältnis der Anteile der energieverbrauchenden Wirkungen bei jeder Ausgangssituation ändert, ist eine Vorhersage von Wellenhöhenverteilungen aufgrund eines einmal ermittelten effektiven Reibungskoeffizienten, z.B. im quadratischen Gesetz, nur näherungsweise möglich.

#### 2.5. Schlußfolgerung und Aufgabenstellung

Die bisherigen Ausführungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Im Fall laminarer oszillierender Strömungen über glattem Boden besteht hinsichtlich der Grenzschichtdicke der Stromprofile und der Bodenreibung weitgehende Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung.
2. Die dargestellten Theorien über die Bodenreibung oszillierender Strömungen mit turbulenter Grenzschicht basieren auf einigen Voraussetzungen, die bisher weder im Versuchstank noch in der Natur befriedigend nachgeprüft werden konnten. Das betrifft insbesondere die Augenblickswerte der Turbulenz während einer Wellenperiode.
3. Stromprofile in Flachwasserwellen als Basis für Berechnungen der Bodenreibung wurden bisher ausschließlich in Versuchstanks beobachtet. Der Grund liegt offensichtlich in der schwierigen Beobachtungstechnik bei der Messung oszillierender Strömungen in Küstennähe. Daraus folgt auch, daß über die in der Natur vorkommenden Strömungen dieser Art keine ausreichende Kenntnis vorhanden ist.

Um Fortschritte in Bezug auf den dargestellten Themenkreis zu erzielen, bieten sich also vielfältige Möglichkeiten an. Wegen der großen praktischen Bedeutung für das Sandwanderungsproblem, die Seegangsvorhersage und für die Bemessung von Bauwerken in Küstennähe, wird hier der Weg gewählt, Strömungsmessungen in der Natur durchzuführen und die dafür notwendigen technologischen Voraussetzungen zu schaffen. Das bedeutet im Einzelnen:

1. Entwicklung einer Meßmethode für oszillierende Strömungen, die zu Strömungssensoren führt, die zwecks Messung von Stromprofilen in größerer Anzahl im Rahmen vorgegebener Mittel herstellbar sind.
2. Erstellung einer geeigneten Meßbasis für den Einsatz der Strömungsmesser.
3. Lösung des Datenerfassungsproblems beim Einsatz mehrerer Meßgeräte.
4. Messung von Stromprofilen in Flachwasserwellen durch gleichzeitige Aufnahme von Zeitserien der Strömung in verschiedenen Tiefen.
5. Analyse der Beobachtungen, insbesondere Berechnung der spektralen Energieverteilung der Strömung in verschiedenen Tiefen und der Phasenverschiebungen zwischen Oberflächenauslenkung und den Strömungszeitserien.
6. Folgerungen für die Bodenreibung der Orbitalströmungen.



Literatur zu Kapitel 2

ADEYEMO, M.D. (1970)

Velocity Fields in the Breaker Zone  
Proc.12th Costal Eng. Conf., Vol. I, pp. 435-460

BOWDEN, K.F. and J. PROUDMAN (1949):

Observations of the Turbulent Fluctuations of a Tidal Current  
Proc.Roy.Soc., A, 199, 311-327

BOWDEN, K.F. and L.A. FAIRBAIRN (1952):

Further Observations of the Turbulent Fluctuations in a  
Tidal Current  
Phil.Trans.Roy.Soc., A, 244, 335-356

BOWDEN, K.F. and L.A. FAIRBAIRN (1952):

A determination of the frictional forces in a tidal current  
Proc.Roy,Soc., A, 214, 371

BOWDEN, K.F. and L.A. FAIRBAIRN (1956):

Measurements of turbulent fluctuations and Reynolds stress  
in a tidal current  
Proc.Roy.Soc., A, 237, 422

BOWDEN, K.F. (1962):

Measurements of Turbulence Near the Sea Bed in a Tidal Current  
J.Geophys.Res., 67, No.8, 3177-3180

BOWDEN, K.F. and R.A. WHITE (1966):

Measurements of the orbital velocities of sea waves and their  
use in determining the directional spectrum  
Geophys.J.R.astr.Soc., 12, 33-54

COLLINS, J.I. (1963):

Inception of Turbulence at the Bed under Periodic Gravity Waves  
J.Geophys.Res., 68, No. 21

HASSELMANN, K. and J.I. COLLINS (1968):

Spectral dissipation of finite-depth gravity waves due to  
turbulent bottom friction  
J.of Marine Res., 26, (1), 1-12

LUKASIK, S.J. and GROSCH, C.E.

Pressure velocity correlations in Ocean swell  
Jnl.Geophys. Res. 68, No. 20, pp. 5689-5699

LUNDGREN, H. and T.SØRENSEN (1958):

A pulsating water tunnel  
Proc.Coast.Eng., 6, 356-358

MILLER, R.L. and J.M.ZEIGLER (1964):

The Internal Velocity Field in Breaking Waves  
Proc.Coast.Eng., 9, 103-122

MOSSBY, H. (1947):

Experiments on Turbulence and Friction Near the Bottom of the Sea  
Bergens Mus.Aarb., (3)

MOSSBY, H. (1949):

Experiments on Bottom Friction  
Bergens Mus.Aarb., (10)

MOSSBY, H. (1951):

Bottom Current Fluctuations in the Open Sea  
Assoc.d'Oc.Phys.Proc.Verb., 5, 195

NAGATA, Y. (1964):

The Statistical Properties of Orbital Wave Motions and Their  
Application for the Measurement of Directional Wave Spectra  
J.of the Oc.Soc.of Japan, 19, (4), 1-13

PIEST, J. (1966):

Zur linearen Theorie schwerebedingter Oberflächenwellen in  
einem zähen Medium begrenzter Tiefe  
DHZ, 19, (2)

PUTNAM, J.A. and J.W. JOHNSON (1949):

The Dissipation of Wave Energy by Bottom Friction  
Trans.A.G.U., 30, (1)

PUTNAM, J.A. (1949):

Loss of wave energy due to percolation in a permeable sea bottom  
Trans.A.G.U., 30, (3)

SAVAGE, R.P. (1953)

Laboratory study of wave energy losses by bottom friction and percolation

Tech.Memor.U.S.Army Engs.Bd., No. 31, 25

SHOHTING, D.H. (1967)

Observation of Particle Motions in Ocean Waves

Naval Underwater Weapons Research and Engineering Station  
Newport, Rhode Island, Techn.Mem.No. 377

SLEATH, J.F.A. (1970)

Velocity measurements close to the bed in a wave tank

Jnl of Fluid Mechanics, Vol. 42, Part 1

SVERDRUP, H.H. - JOHNSON - FLEMING (1954)

The Oceans, their physics, chemistry and general biology

New York, Prentice-Hall, Inc.

THORADE, H. (1931)

Mischung, Turbulenz und Grenzfläche

Rapp. Cons. Explor.Mer., 76, 44-62

THORADE, H. (1934)

Über Stromunruhe

Ann.d.Hydr.u.marit.Meteorologie, 9, 365-377

YALIN, M.S. and RUSSEL, R.C.H. (1966)

Shear stresses due to long waves

J. Hydraulic Res. 4, No. 2

### 3. Instrumente, Meßmethoden und Datenerfassung

Während für die Messung von Meeresströmungen außerhalb des Einflußbereiches der Oberflächenwellen brauchbare und technisch ausgereifte Meßgeräte handelsüblich zu erhalten sind und Erfahrungen über ihren Einsatz im Meer vorliegen, waren für die durchzuführenden Orbitalstrommessungen im Küstenbereich umfangreiche Entwicklungsarbeiten für den Bau geeigneter Strömungsmesser, für ihren Einsatz unter den harten Bedingungen vor und in der Brandungszone und für die Erfassung der schnell anfallenden Meßdaten erforderlich. Besonders zu berücksichtigen war dabei die Tatsache, daß für die Berechnung von Schubspannungen aus Stromprofilmessungen stets mehrere Meßfühler benötigt werden und diese Forderung nur bei geringen Kosten für das Einzelgerät zu erfüllen war. Zu Beginn dieser Untersuchungen wurden daher durch Literaturstudien die physikalischen Effekte zusammengestellt, die bisher schon zur Messung von Strömungen benutzt wurden, um ein optimales Meßverfahren zu finden (G.KRAUSE und B.STRUCK, 1969). Die Ergebnisse sind dieser Arbeit als Anhang beigefügt.

#### 3.1. Eine Methode zur Messung der Orbitalbewegung in Flachwasserwellen

##### 3.1.1. Auswahl des Meßprinzips

Im Spektrum der Wasserbewegungen des Meeres bedecken die vom Seegang erzeugten Strömungen den Periodenbereich von 30 sec bis herab zu 1 sec. In Abb. 3.1 sind 2 Dispersionskurven dargestellt, eine für Wellen auf tiefem Wasser und eine für einen speziellen Fall von Flachwasserwellen. Zu den kürzesten Perioden gehören danach Wellenlängen in der Größenordnung von 10 cm. Nach diesen Gegebenheiten sind das räumliche und zeitliche Auflösungsvermögen eines zu entwickelnden Strömungsmessgerätes zu richten. Außerdem erfordert die Aufgabenstellung Strömungsmessungen in unmittelbarer Bodennähe, so daß auch aus diesem Grunde ein möglichst kleines Meßgerät gefunden werden muß.

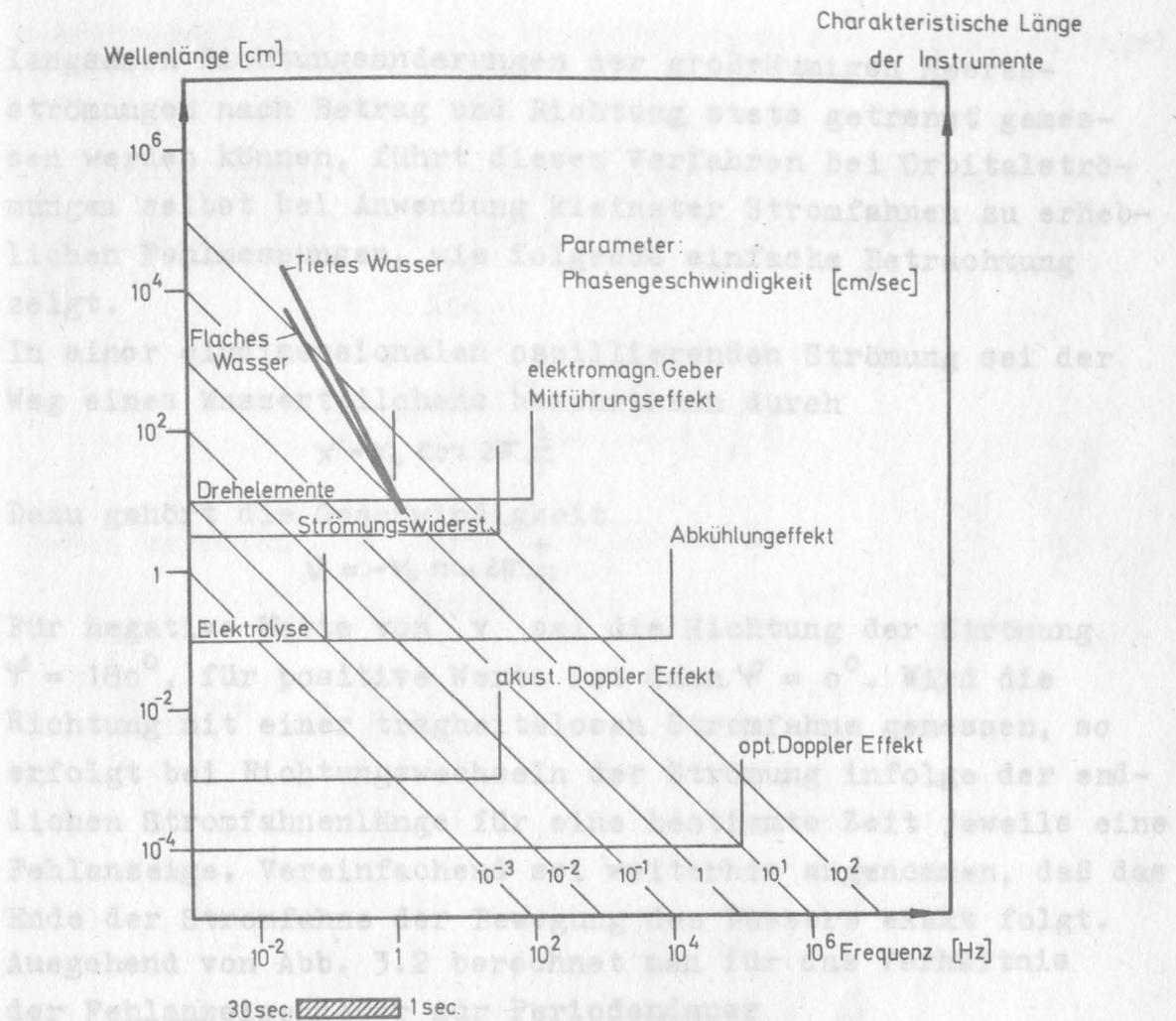


Abb.3.1 Dispersionskurven für Schwerewellen und Auflösungsgrößen der wichtigsten Meßmethoden für Strömungen

In Abb.3.1 sind ferner die teils physikalisch, teils technisch bedingten räumlichen und zeitlichen Auflösungsgrößen der wichtigsten Meßmethoden für den Betrag eines Strömungsvektors eingezeichnet. Danach ist die Methode der Messung des Strömungswiderstandes auf einen festen Körper dem vorliegenden Problem optimal angepaßt, da beide Auflösungsgrößen die Dispersionskurve gerade umschließen. Man kann aus diesem Diagramm ferner leicht ablesen, daß z.B. auch elektromagnetische Strömungsmesser für dieses Problem brauchbar wären. Die zeitliche Auflösung dieses Effektes ist jedoch gemessen an der räumlichen Grenze in bezug auf die Orbitalstrommessung etwa eine Zehnerpotenz zu groß, so daß es nicht sinnvoll ist, diese teuren Geräte einzusetzen.

Weitere Auswahlkriterien für ein Meßprinzip aus der Vielzahl der möglichen Methoden ergeben sich beim Problem der Richtungsmessung in Orbitalströmungen. Während bei den relativ

langsamen Richtungsänderungen der großräumigen Meeresströmungen nach Betrag und Richtung stets getrennt gemessen werden können, führt dieses Verfahren bei Orbitalströmungen selbst bei Anwendung kleinster Stromfahnen zu erheblichen Fehlmessungen, wie folgende einfache Betrachtung zeigt.

In einer eindimensionalen oszillierenden Strömung sei der Weg eines Wasserteilchens beschrieben durch

$$x = x_0 \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

Dazu gehört die Geschwindigkeit

$$v = -v_0 \sin 2\pi \frac{t}{T}$$

Für negative Werte von  $v$  sei die Richtung der Strömung  $\varphi = 180^\circ$ , für positive Werte ist dann  $\varphi = 0^\circ$ . Wird die Richtung mit einer trägheitslosen Stromfahne gemessen, so erfolgt bei Richtungswechseln der Strömung infolge der endlichen Stromfahnenlänge für eine bestimmte Zeit jeweils eine Fehlanzeige. Vereinfachend sei weiterhin angenommen, daß das Ende der Stromfahne der Bewegung des Wassers exakt folgt. Ausgehend von Abb. 3.2 berechnet man für das Verhältnis der Fehlanzeigendauer zur Periodendauer

$$\overline{T} = \frac{1}{\pi} \arccos \left( 1 - \frac{2\ell}{x_0} \right)$$

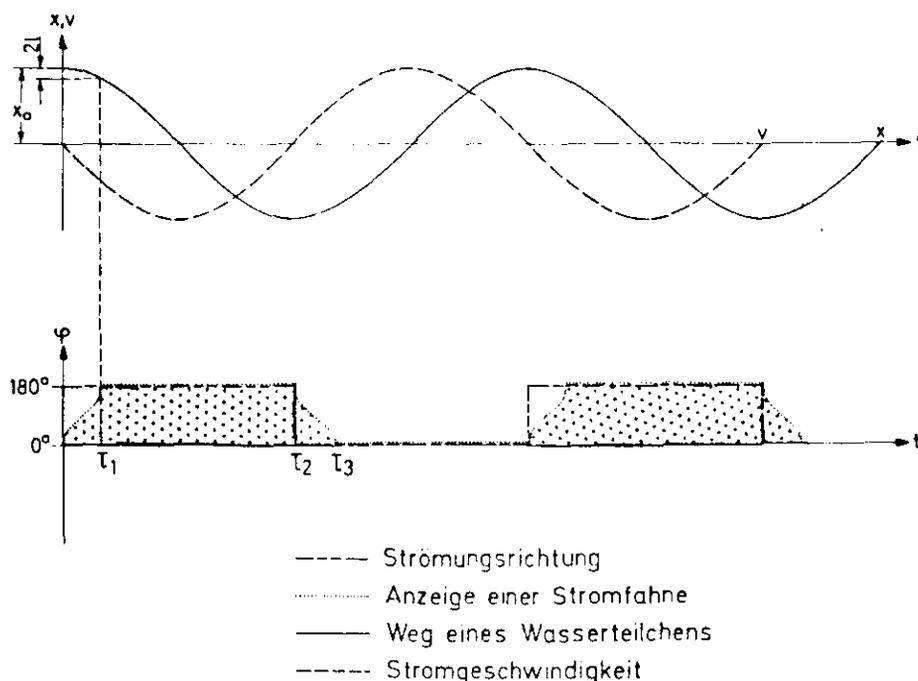


Abb. 3.2 Anzeige einer trägheitslosen Stromfahne in einer oszillierenden Strömung

Entsprechend gilt für die relative Dauer der richtigen Anzeige

$$R = 1 - F$$

Der Richtungsmeßfehler dieser hypothetischen Stromfahne in der Orbitalströmung einer Flachwasserwelle wird mit

$$x_0 = \frac{a\lambda}{2\pi h}$$

$$\frac{F}{R} = \frac{\arccos\left(1 - 4\pi \frac{l}{a} \cdot \frac{h}{\lambda}\right)}{\pi - \arccos\left(1 - 4\pi \frac{l}{a} \cdot \frac{h}{\lambda}\right)}$$

Dabei bedeuten

- a Amplitude der Welle
- $\lambda$  Wellenlänge
- h Wassertiefe

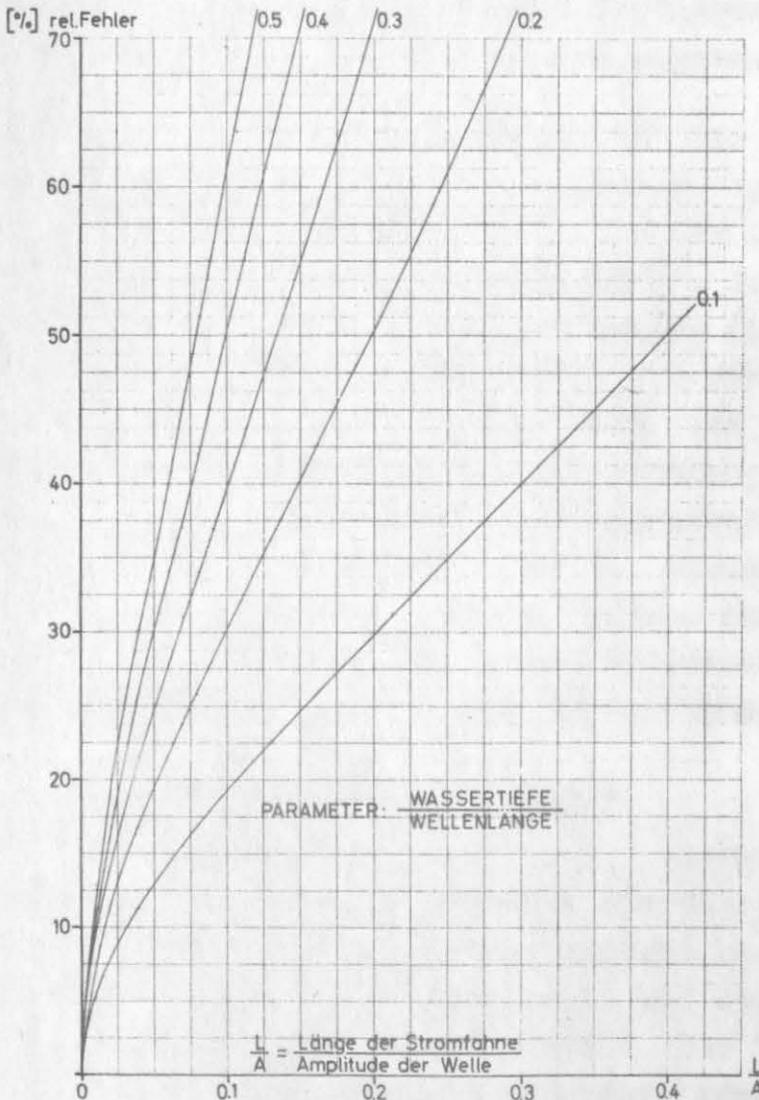


Abb. 3.3 Meßfehler einer trägheitslosen Stromfahne in einer oszillieren Strömung

In Abb. 3.3 ist der Meßfehler als Funktion des Verhältnisses Stromfahnenlänge zu Amplitude der Welle mit dem Verhältnis Tiefe zu Wellenlänge als Parameter dargestellt. Der sehr steile Anstieg der Fehlerkurven zeigt, daß bereits aus geometrischen Gründen nur eine Komponentenmessung des Orbitalstromvektors zu brauchbaren Ergebnissen führen kann.

Damit wird die Zahl der möglichen Meßmethoden erheblich eingeschränkt. Auch hier bietet sich wieder der Strömungswiderstand an, da dem Meßelement die Form eines Rotationskörpers gegeben werden kann, der allen Anströmungsrichtungen die gleiche Fläche darbietet. Außerdem ist eine mechanische Kraft relativ einfach in Komponenten bei Gültigkeit eines Kosinusgesetzes zu messen.

Wegen dieser günstigen Gegebenheit ist der Strömungswiderstand schon vielfach in der Meteorologie (H.H. NORWOOD et al, 1966, A.P. KNSTNER, 1969), in der Ozeanographie (D. INHIAN and L.N. NASU, G.F. BEARDSLEY, Jr. et al, 1963, J.R. OLSON, 1967) und bei Laborversuchen (A. FÜHRBÖTER, 1966, J.F.A. SLEATH, 1969) als Meßprinzip für schnell veränderliche Strömungen benutzt worden. Dabei ist ein reproduzierbares Gesetz zwischen der Strömungsgeschwindigkeit und der von ihr am Meßkörper hervorgerufenen Kraft Voraussetzung. Die Schwierigkeit besteht darin, einen geeigneten Meßkörper für diese Forderung zu finden. Dieses Problem konnte vor Beginn der vorliegenden Untersuchung noch nicht voll befriedigend gelöst werden (J.R. OLSON, 1967).

### 3.1.2. Beschreibung des Meßprinzips

Für Strömungsmessungen in der energiereichen Zone der in flaches Wasser auflaufenden Oberflächenwellen wird ein sehr robustes und einfaches Meßgerät benötigt. Aus diesem Grunde war es notwendig, sich auf die Komponentenmessung in einer Ebene zu beschränken. Zur Messung der dritten Komponente des Strömungsvektors können dann, falls erforderlich, zwei Geräte benutzt werden. Bei Benutzung nur eines Gerätes sind einige einschränkende Bedingungen zu beachten, die im nächsten Kapitel diskutiert werden.

### 3.1.2.1. Messung zweidimensionaler Vorgänge

Zur Schilderung des Meßprinzips (siehe Abb.3.4) sei ein zylindrischer Körper angenommen, bei dem für den Zusammenhang zwischen dem Strömungsvektor  $\vec{w}$  mit den Komponenten  $u$  und  $v$  und dem Kraftvektor  $\vec{K}$  ein quadratisches Gesetz besteht.

$$\vec{K} = \frac{1}{2} c_s F s V \vec{w} \quad (3.1)$$

Dabei sind  $c_s$  empirische Konstante, Widerstandsbeiwert  
 $F$  Fläche des Zylinders senkrecht zur Richtung von  $\vec{w}$   
 $V$  Betrag von  $\vec{w}$

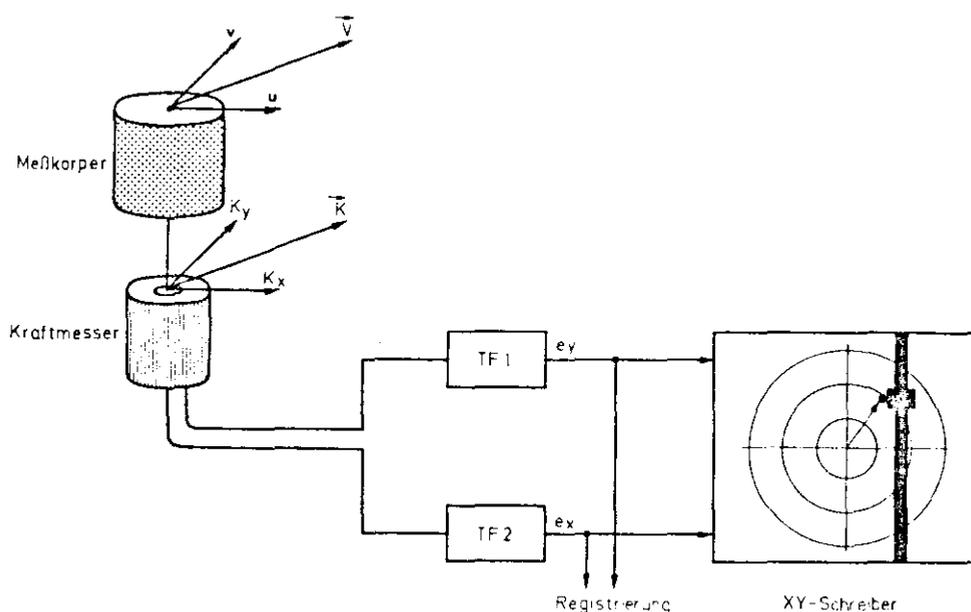


Abb. 3.4 Meßprinzip für einen Strommesser bei Ausnutzung des Strömungswiderstandes

In Kapitel 3.1.4. wird gezeigt, daß bei Anwendung spezieller netzförmiger Zylinder diese Gleichung sehr gut erfüllt werden kann. Sind  $u$  und  $v$  die Komponenten von  $\vec{w}$  in x- und y-Richtung,  $\psi$  die Richtung von  $\vec{w}$  gemessen im Uhrzeigersinn gegen die y-Achse und  $K_x$  sowie  $K_y$  die entsprechenden Größen von  $\vec{K}$  so findet man

$$K_x = \frac{1}{2} c_s F s V \cdot u \quad (3.2)$$

$$K_y = \frac{1}{2} c_s F s V \cdot v \quad (3.3)$$

Diese Kraftkomponenten werden in elektrische Spannungen  $e_x$  und  $e_y$  umgeformt und stehen zur Anzeige und Registrierung zur Verfügung.

Die Anzeigeeinrichtung für die Komponenten kann jedoch nicht mit einer Ableseskala für Strömungsgeschwindigkeiten versehen werden, da die Kraftkomponenten jeweils noch den Betrag der Geschwindigkeit enthalten. Bei der Aufnahme von Zeitserien spielt dieser Umstand jedoch keine Rolle, da sich bei der Auswertung ohnehin weitere Umrechnungen anschließen. Bei Annahme des linearen Zusammenhangs

$$\begin{aligned} e_x &= m K_x \\ e_y &= m K_y \end{aligned} \quad (3.4)$$

erhält man für den gesuchten Betrag des Strömungsvektors

$$V = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} c s F m}} \sqrt[4]{e_x^2 + e_y^2} \quad (3.5)$$

und für die Richtung

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{e_x}{e_y} \quad (3.6)$$

Zur Berechnung der Komponenten benutzt man zweckmäßigerweise die nach  $u$  und  $v$  aufgelösten Gleichungen (3.2) zusammen mit Gleichung (3.5), um das richtige Vorzeichen der trigonometrischen Funktionen in einfacher Weise zu erhalten. Um während der Messung eine schnelle Übersicht über die vorkommenden Geschwindigkeiten zu erhalten, läßt sich ein XY-Schreiber verwenden, dessen Achsen die Spannungen  $e_x$  und  $e_y$  zugeführt werden. Der Schreibstift stellt dann die Ortskurve für die Endpunkte der Strömungsvektoren dar, wobei die Skala für den Betrag des Radiusvektors quadratisch ist.

### 3.1.2.2. Messung dreidimensionaler Vorgänge

Der Strömungsvektor  $\vec{w}$  habe jetzt 3 Komponenten  $u, v, w$ . Es gilt dann in bezug auf ein rechtwinkliges Koordinatensystem

$$\begin{aligned} u &= V \sin \psi \sin \varphi & \operatorname{tg} \varphi &= \frac{u}{v} \\ v &= V \sin \psi \cos \varphi & \operatorname{tg} \psi &= \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{w} \\ w &= V \cos \psi \end{aligned}$$

Die Kraftkomponenten auf einen zentralsymmetrischen Meßkörper werden

$$K_x = \frac{1}{2} c_s^2 \bar{F} s V u$$

$$K_y = \frac{1}{2} c_s^2 \bar{F} s V \cdot v$$

$$K_z = \frac{1}{2} c_s^2 \bar{F} s V \cdot w$$

Der Betrag des Strömungsvektors ist

$$V = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} c_s^2 \bar{F} s}} \sqrt{K_x^2 + K_y^2 + K_z^2}$$

Mit dem beschriebenen Meßsystem wird aber nur in einer Ebene gemessen, z.B.:

$$u_{xy} = V \cdot \sin \varphi \quad \text{bzw.} \quad u_{xy} = \sqrt{u^2 + v^2} \rightarrow u_{xy} = \sqrt{\frac{\sin \varphi}{\frac{1}{2} c_s^2 \bar{F} s}} \sqrt{K_x^2 + K_y^2}$$

Bei der Berechnung von  $u$  und  $v$  tritt dann grundsätzlich ein Fehler auf, da die dritte Komponente in den Betrag des Strömungsvektors eingeht. Der Fehler ist gegeben durch

$$f \equiv 1 - \frac{u_{xy}}{V} = 1 - \sin \arctg \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{w}$$

Ohne Einschränkung der Allgemeinheit kann man  $v=0$  setzen.

$$f = 1 - \sin \arctg \frac{u}{w}$$

Bei Anwendungen in der Ozeanographie sind danach größere Fehler nur bei Messungen in Oberflächenwellen zu erwarten.

Bei Flachwasserwellen kleiner Amplituden ist an einem festen Ort

$$\frac{u}{w} = \frac{1}{2\pi \frac{u}{\lambda} \cdot \frac{z}{h}} \operatorname{ctg} 2\pi \frac{z}{T}$$

Bei Messung der Horizontalkomponenten bewirkt der Einfluß der Vertikalgeschwindigkeit im ungünstigsten Fall also den Fehler

$$f_m = 1 - \sin \arctg \left( \frac{1}{2\pi \frac{u}{\lambda} \cdot \frac{z}{h}} \right)$$

Für verschiedene Verhältnisse von Tiefe zu Wellenlänge und verschiedene Beobachtungstiefen ist dieser Fehler in Abb. 3.5 dargestellt. Man erkennt daraus, daß in Bodennähe die Fehler fast immer zu vernachlässigen sind und daß die Verhältnisse für längere Wellen günstiger werden.

Bei Messung der Vertikalgeschwindigkeit  $w$  und der Horizontalgeschwindigkeit  $u$  muß der Strommesser so ausgerichtet werden, daß  $w$  ein Minimum wird. Die Fehler durch die Richtungsverteilung in natürlichem Seegang bleiben dann sehr klein.

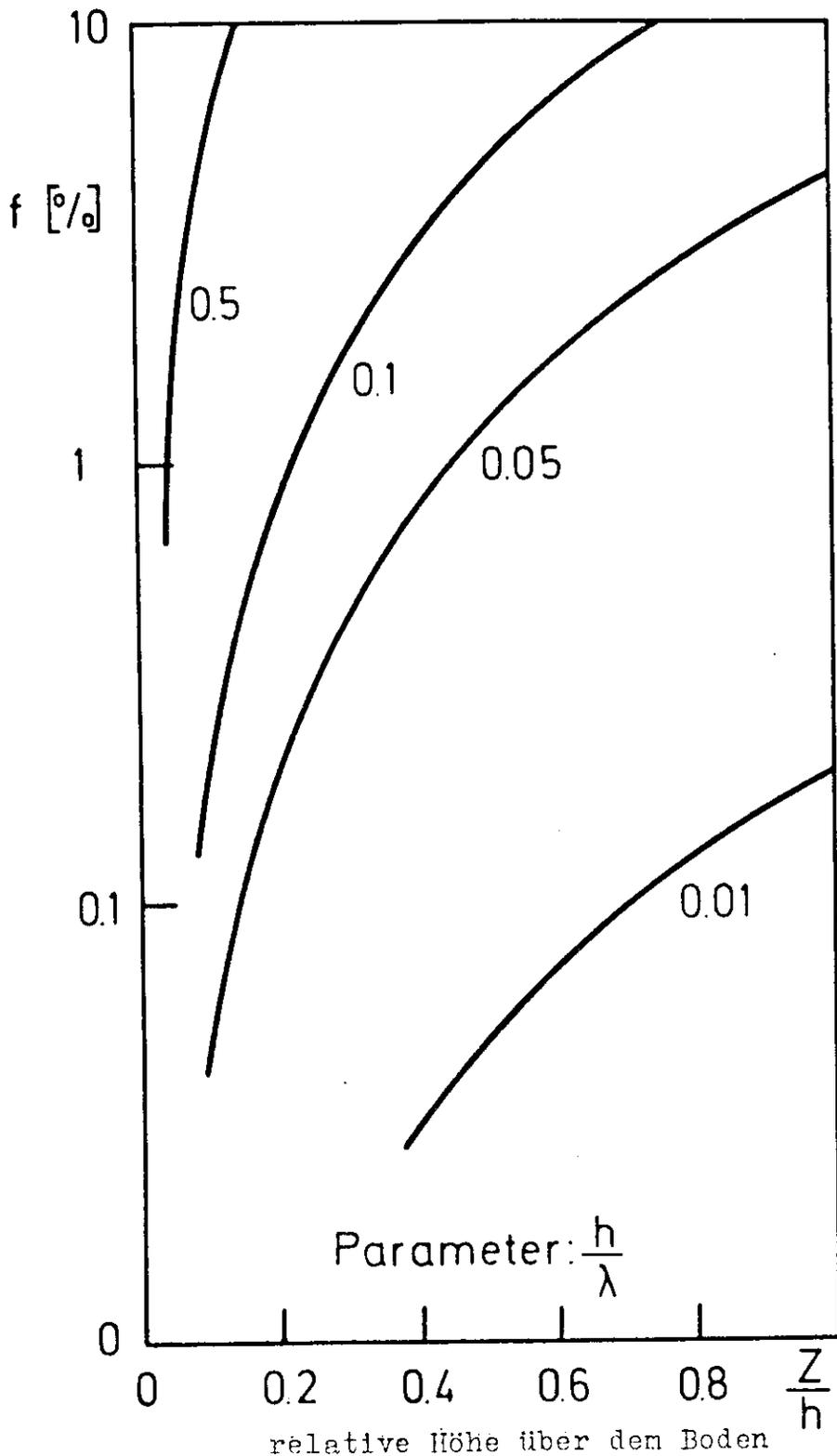
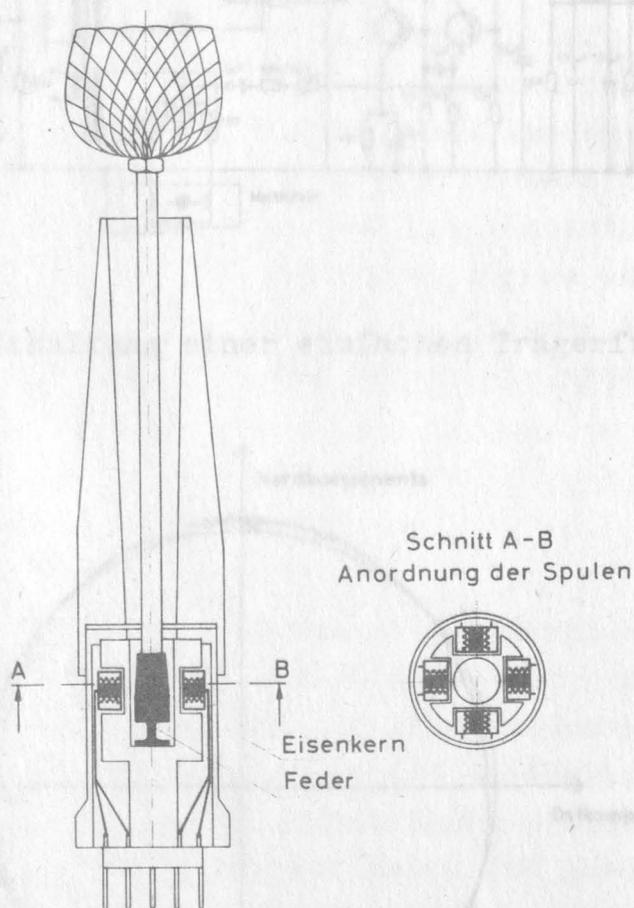


Abb. 3.5 Durch den Einfluß der Vertikalgeschwindigkeit hervorgerufener relativer Fehler bei Einsatz des Strommessers zur Messung der Horizontalgeschwindigkeitskomponenten in Flachwasserwellen

### 3.1.3. Kraftmeßsystem und elektrische Anzeige

#### 3.1.3.1. Prinzipielle Anordnung und statisches Verhalten

Abb. 3.6 zeigt einen Querschnitt durch das Kraftmeßsystem zur Messung von zwei Kraftkomponenten. Ein Federstab wird durch eine am Meßkörper angreifende Kraft in Richtung der Kraft verbogen. Die damit verbundene Lageänderung eines Eisenkerns ändert, je nach Größe und Richtung der Kraft, die Induktivitäten der senkrecht zueinander angeordneten Spulenpaare. Die Induktivitätsänderungen werden mit 2 Trägerfrequenzmeßbrücken gemessen. Am Ausgang dieser Verstärker stehen dann die Kräfte als analoge Gleichspannungen zur Registrierung zur Verfügung.



**ORBITALSTROMMESSER**

Abb. 3.6 Querschnitt durch das Kraftmeßsystem

Abb. 3.7 zeigt die Schaltung einer Trägerfrequenzmeßbrücke.

Ändert man bei konstantem Betrag die Richtung  $\varphi$  einer am Meßkörper angreifenden Kraft um  $360^\circ$ , so gilt mit guter Näherung

$$e_x = m K \sin \varphi$$

$$e_y = m K \cos \varphi$$

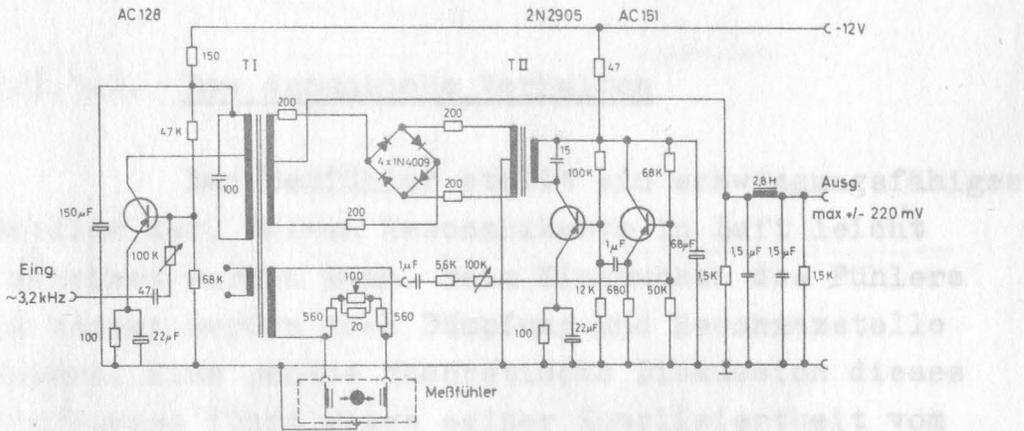


Abb. 3.7 Schaltung einer einfachen Trägerfrequenzmeßbrücke

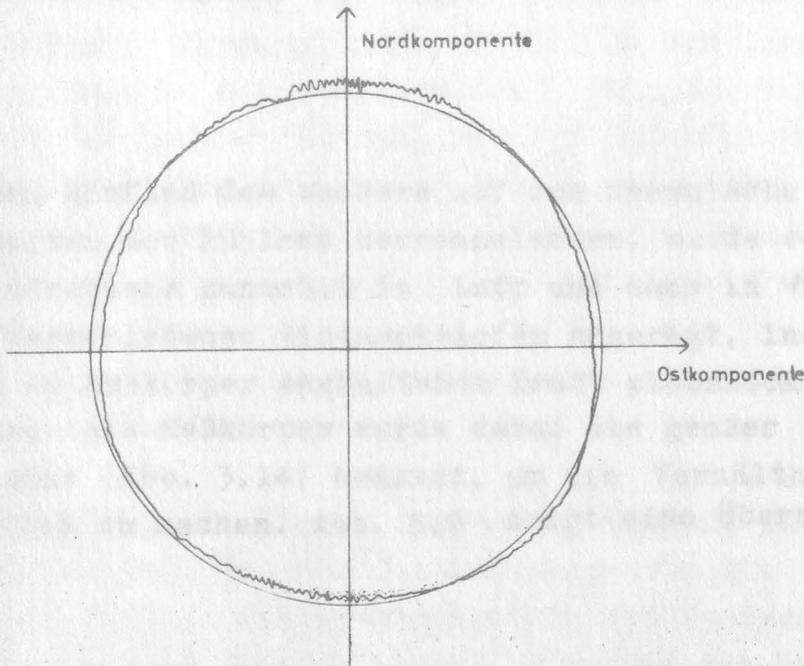


Abb. 3.8 Registrierung zur Überprüfung des Kosinusetzes

Abb. 3.8 zeigt den experimentellen Befund durch eine gleichzeitige Registrierung der Komponenten auf einem XY-Schreiber. Man erkennt, daß die Abweichungen der Registrierung von der Kreisform sehr gering sind und 1.5% nicht überschreiten.

### 3.1.3.2. Das dynamische Verhalten

Der Meßfühler stellt ein schwingungsfähiges Gebilde dar, dessen Resonanzkurve in Luft leicht berechnet werden kann. Beim Eintauchen des Fühlers in Wasser werden sich Dämpfung und Resonanzstelle ändern. Eine genaue theoretische Diskussion dieses Einflusses führt wegen seiner Kompliziertheit vom Ziel dieser Arbeit ab. Die Verhältnisse werden daher in vereinfachter Form unter Zuhilfenahme experimenteller Ergebnisse diskutiert, die jedoch die wesentlichen Effekte aufzeigt.

Um den Einfluß des Wassers auf das dynamische Verhalten des Fühlers kennenzulernen, wurde seine Eigenfrequenz zunächst in Luft und dann in Wasser bei verschiedenen Eintauchtiefen angeregt, indem eine am Meßkörper angreifende Kraft plötzlich gelöst wurde. Als Meßkörper wurde dabei ein großer netzförmiger Zylinder (Abb. 3.14) benutzt, um die Verhältnisse besonders deutlich zu machen. Abb. 3.9 zeigt eine Übersicht

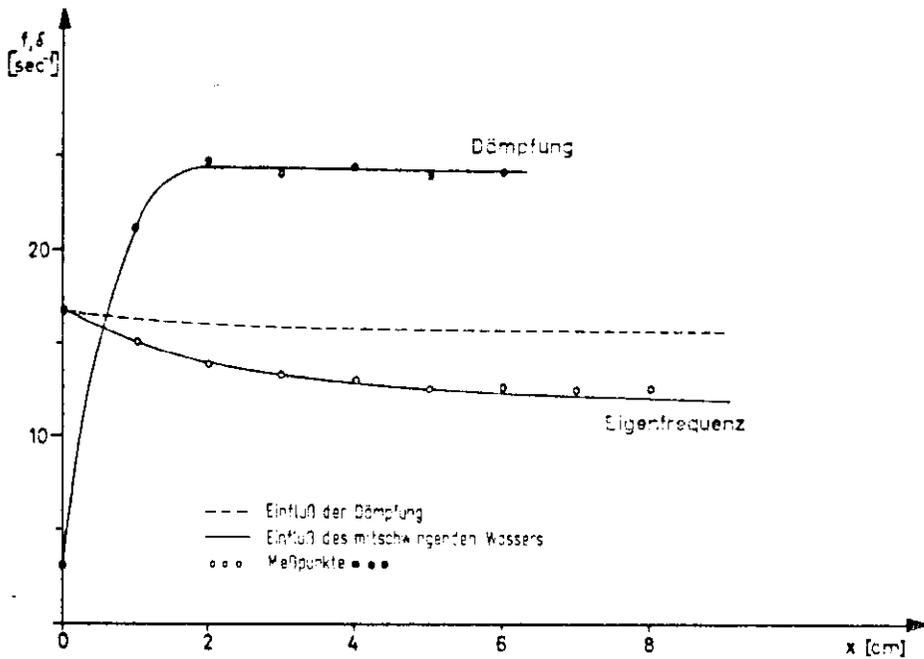


Abb. 3.9 Eigenfrequenz  $f$  und Dämpfung  $\delta$  des Kraftmeßsystems bei verschiedenen Eintauchtiefen  $x$  des Meßkörpers

über die Versuchsergebnisse. Besonders bemerkenswert sind die hohe Dämpfung und die starke Abnahme der Eigenfrequenz mit wachsender Eintauchtiefe. Mit Hilfe des logarithmischen Dekrements der abklingenden Schwingung wurde der Einfluß der zunehmenden Reibung auf die Eigenfrequenz berücksichtigt. Die Abbildung zeigt jedoch, daß damit die Erniedrigung der Resonanz nicht erklärt werden kann. Offensichtlich muß sich zusätzlich das Trägheitsmoment geändert haben. Das ist aber nur möglich, wenn ein Teil des Wassers im Schwingvolumen des Meßkörpers an den Schwingungen teilnimmt, d.h. im Kielwasser der Stege des Netzes mitgeschleppt wird.

Um die Richtigkeit dieser Annahme zu prüfen, wurde folgender Weg beschritten. Mit den Bezeichnungen von Abb. 3.10 ergibt sich für das Trägheitsmoment  $\Theta_L$  des Systems in Luft bei Vernachlässigung des Trägheitsmoments der Feder:

$$\mathcal{O}_L = \frac{1}{3} M_K q_1^2 + \frac{1}{3} M_M q_2^2$$

$$q_1^2 = \frac{a^3 - p^3}{a - p}$$

$$q_2^2 = 3a^2 + 3aH + H^2$$

$M_K$  = Masse des Eisenkerns

$M_M$  = Masse des Meßkörpers

$p$  = Länge der Feder

Zweckmäßigerweise ersetzt man  $\mathcal{O}_L$  durch eine (reduzierte) Masse im Abstand  $\ell = a + H$

$$m_L = \frac{\mathcal{O}_L}{\varrho^2}$$

$$m_L = M_K \frac{q_1^2}{3\varrho^2} + M_M \frac{q_2^2}{3\varrho^2} \quad (3.7)$$

Die Eigenfrequenz in Luft ist

$$f_L = 2\pi \sqrt{\frac{k}{m_L}} \quad (3.8)$$

$k$  = Federkonstante

Beobachtet man in Wasser die Eigenfrequenz  $f_w$ , so läßt sich dem mitgeführten Wasser eine reduzierte Masse zuordnen:

$$m_w = m_L \left( \frac{f_L^2}{f_w^2} - 1 \right) \quad (3.9)$$

Diese Masse sei dem Volumen  $V_S$  proportional, das der Meßkörper bei Schwingungen zusätzlich beansprucht, d.h. ein Bruchteil  $b$  der darin befindlichen Wassermenge nimmt an der Schwingung teil:

$$m_w = b \cdot \varrho \cdot V_S$$

$\varrho$  Dichte des Wassers

Bei kleinen Ausschlägen  $\alpha$  ergibt sich für das Schwingvolumen pro Einheitswinkel

$$\frac{V_S'}{\alpha} = \frac{d}{2} (2\ell x - x^2)$$

$x$  = Eintauchtiefe

$d$  = Durchmesser des Meßkörpers

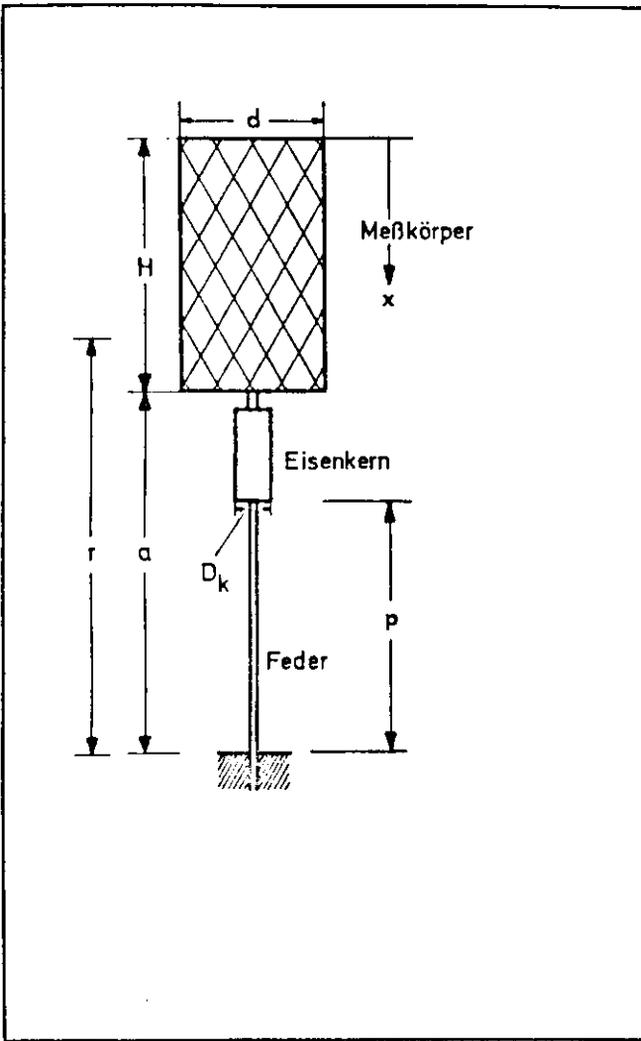


Abb. 3.10 Bezeichnungen zur Berechnung des Trägheitsmomentes

Mit diesen Annahmen müßte sich die Frequenzabnahme als Funktion der Eintauchtiefe in Wasser bei konstantem Ausschlag darstellen lassen durch

$$f_w = \sqrt{\frac{1}{1 + \text{const.} \cdot (2lx - x^2)}} f_L \quad (3.10)$$

Wie man aus Abb. 3.9 ersieht, beschreibt Gl.(3.10) die experimentell aufgenommene Beziehung besonders gut bei kleineren Eintauchtiefen. Bei großen Eintauchtiefen konnte die Forderung des konstanten Ausschlags infolge der hohen Dämpfung nicht verwirklicht werden.

Mit diesen Experimenten sind die Daten gewonnen worden, die das dynamische Verhalten des Meßfühlers beschreiben. Der Umweg über die Anregung des Fühlers in ruhendem Wasser war notwendig, weil veränderliche Strömungen im Frequenzbereich bis zu 30 Hz nicht hergestellt werden konnten.

Um eine bessere Vorstellung von der hohen Dämpfung der Eigenschwingungen in Wasser zu vermitteln, wurden die Resonanzkurven in Wasser und in Luft für einen Prototyp des Strommessers berechnet. Abb. 3.11 zeigt, daß die Resonanzüberhöhung in Wasser fast verschwindet. Zwischen Wasser und Meßkörper besteht also eine für Meßzwecke erwünschte sehr feste Kopplung. Die Grenzfrequenz beträgt 15 Hz.

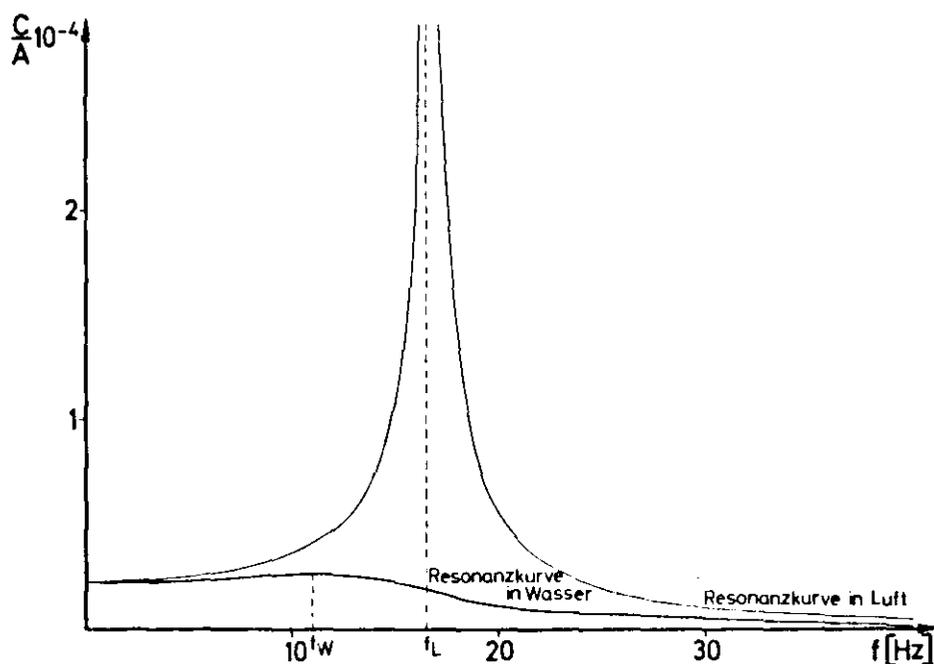


Abb. 3.11 Resonanzkurven des Kraftmeßsystems in Wasser und in Luft  
Ordinate: Willkürliche Einheiten für das Verhältnis Kraft/Ausschlag

### 3.1.4. Hydrodynamik des Meßkörpers

#### 3.1.4.1. Anforderungen an den Meßkörper

Die Kraft, die auf einen Körper in einer zeitlich veränderlichen Strömung ausgeübt wird, setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen:

- a) Der Flächenwiderstand charakterisiert den Anteil, den die in der Grenzschicht übertragenen Schubspannungen bewirken.
- b) Der Formwiderstand ist eine Folge der Druckverteilung um den Körper, die bei Ablösung der Strömung durch die Änderung des ursprünglichen Strömungsbildes zustandekommt.
- c) Der Beschleunigungswiderstand ist die Reaktion auf die Trägheitskräfte in einer nichtstationären Strömung.

Obwohl Flächen- und Formwiderstand auf verschiedene physikalische Ursachen zurückzuführen sind, schreibt man bei konstanter Strömung für den Zusammenhang zwischen dem Betrag der Strömungsgeschwindigkeit und dem Betrag der ausgeübten Kraft:

$$K_S = \frac{1}{2} c_s (Re) \rho \cdot F \cdot V^2 \quad (3.11)$$

$F$  Fläche des Körpers, bei Formwiderstand senkrecht zur Anströmungsrichtung; bei reinem Flächenwiderstand ist  $F$  Gesamtfläche des Körpers

$V$  Geschwindigkeit

$Re$  Reynolds-Zahl

$\rho$  Dichte der Flüssigkeit

Die Art des vorherrschenden Widerstandsanteils kommt dann durch unterschiedliche Werte für den Widerstandskoeffizienten  $c_s$  und seiner Abhängigkeit von der Reynolds'schen Zahl zum Ausdruck.

Bei Körpern mit überwiegendem Formwiderstand sind Reynolds-Zahl-empfindliche (z.B. Kugel, Zylinder) und unempfindliche Formen (Kreisplatte, Prisma, Halbkugel) zu unterscheiden, je nachdem die Ablösestelle der Strömung von der Grenzschicht oder von der Körperform (Kanten) abhängt.

Als Meßkörper kommen nur Formen mit definierter Ablöse-  
stelle in Frage, um zu erreichen, daß die Widerstands-  
zahl von der Geschwindigkeit möglichst unabhängig wird.

Im Falle einer beschleunigten Bewegung addiert sich zu  
Gl. (3.11) eine Trägheitskraft

$$K_{Dy} = c_{Dy} (Re, S) \rho Q \frac{dV}{dt} \quad (3.12)$$

$\rho Q$  ist die vom Körper verdrängte Wassermasse,  $c_{Dy}$  gibt  
den Faktor für den Bruchteil dieser Masse an, die man  
der tatsächlich beobachteten Trägheitskraft zuordnen  
kann, er ist von der Reynolds Zahl und der Strouhal Zahl  
abhängig.

Die Kraft, die ein Körper in einer zeitlich veränder-  
lichen Strömung erfährt, läßt sich auf 2 Arten darstellen.  
Entweder addiert man (H.P. O'BRIAN and J.R. MORISON,  
1952) Gl. (3.11) und Gl. (3.12) zu

$$K = \frac{1}{2} c_s (Re) \rho F V^2 + c_{Dy} (Re, S) \rho Q \frac{dV}{dt} \quad (3.13)$$

oder man faßt die Wirkung des Anteils der Trägheitskraft  
in einer Funktion  $c^*(Re, \frac{b \cdot d}{V^2})$  zusammen und schreibt  
(H.W. IVERSEN and R. BALENT, 1951)

$$K = \frac{1}{2} c^*(Re, \frac{b \cdot d}{V^2}) \rho F V^2 \quad (3.14)$$

- b Beschleunigung
- d Durchmesser des Körpers

was sich aus Ähnlichkeitsbetrachtungen aus der Navier/  
Stokes Bewegungsgleichung folgern läßt. Gl. (3.13) wird  
hier bevorzugt.

Diese Betrachtung zeigt, daß für einen Meßkörper nur  
solche Formen in Frage kommen, die bei jeder Ausströmungs-  
richtung eine definierte Ablösestelle besitzen, um zu er-  
reichen, daß der Widerstandsbeiwert von der Geschwindigkeit  
möglichst unabhängig wird. Ferner muß erreicht werden, daß  
der zweite Term in Gl. (3.13) gegen den ersten vernach-  
lässigbar wird. Das ist in einfacher Weise durch Anwendung  
eines netzförmigen Körpers mit relativ großer Maschen-  
weite möglich. Als hydrodynamisch rauher Zylinder

besitzt ein solcher Meßkörper eine sehr große Anströmungsfläche, während die von ihm verdrängte Wassermasse äußerst klein ist. Aus diesem Grunde wurden hauptsächlich netzförmige Körper untersucht. Bei vielen der bisherigen Untersuchungen wurden glatte Zylinder als Meßgeber benutzt, womit nur bedingt brauchbare Resultate erzielt werden konnten (vergl. J.R. OLSON, 1967). Andererseits weiß man aus Untersuchungen von A. FÜHRBÖTER (1966), daß sich scharfkantige, durchlöchernte Stauscheiben im eindimensionalen Fall gut zur Strömungsmessung eignen.

#### 3.1.4.2. Das Verhalten der Meßkörper in stationären Strömungen

Wenn der Widerstandsbeiwert eines Zylinders unabhängig von der Geschwindigkeit sein soll, darf sich auch der Strömungszustand seines Kielwassers nicht ändern. Es dürfen insbesondere keine dem Durchmesser des Zylinders entsprechende Wirbel auftreten. Abb. 3.12 zeigt die Strömungsverhältnisse im Kielwasser eines netzförmigen Zylinders (Lockenwickler) bei sehr kleinen Geschwindigkeiten. Daraus ist deutlich zu erschen, daß keine großen Wirbel auftreten, vielmehr gleicht das Bild dem eines glatten Zylinders bei sehr großen Reynolds Zahlen.

Zur Bestimmung der statischen Widerstandskoeffizienten wurden verschiedene Meßkörper mit Hilfe eines elektrisch angetriebenen Schleppwagens durch ruhendes Wasser bewegt. Die Kräfte wurden als Funktion der Geschwindigkeit mit Hilfe des beschriebenen Kraftmeßsystems bestimmt. Bei der Berechnung der Widerstandskoeffizienten wurden die Körper stets als rauhe Zylinder aufgefaßt. Für die Anströmfläche gilt dann das Produkt Durchmesser mal Länge und nicht die sehr viel kleinere effektive Fläche der Stege der Netzkörper.

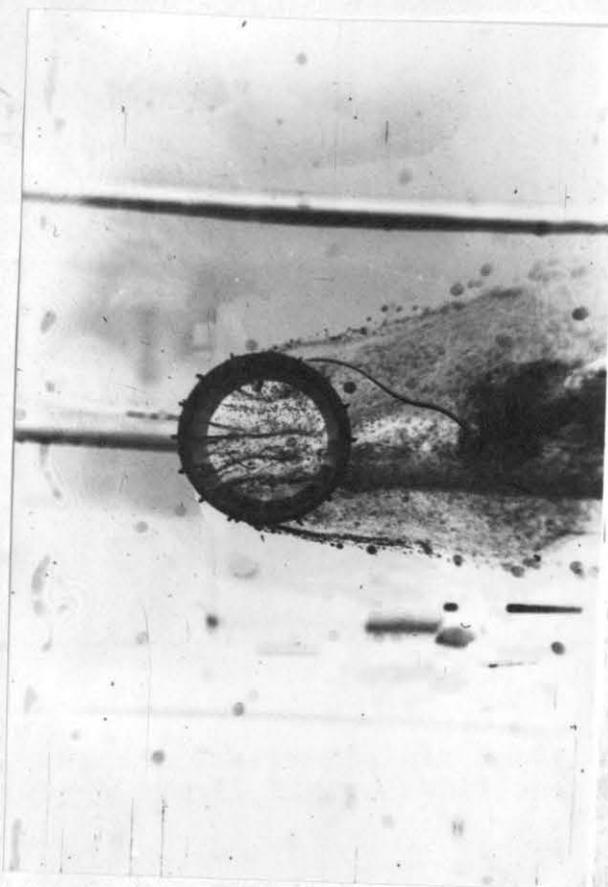


Abb. 3.12 Kielwasser eines netzförmigen Zylinders bei kleinen Geschwindigkeiten (3 cm/sec)

Bei der Beurteilung der Meßkörper trägt man die Ergebnisse für die Widerstandskoeffizienten als Funktion einer mit ihrem Durchmesser gebildeten Reynolds'schen Zahl auf. Man erkennt aus den Abbildungen 3.13 und 3.14, daß die Körper 2, 3, 4, 7 und 10 für Meßzwecke unbrauchbar sind. Infolge der vielen Vorzugsstellen für die Strömungsablösung bei Körper 3 und 4 wechseln die Stellen bei verschiedenen Geschwindigkeitsbereichen. Die Körper F 10 und F 2 sind offensichtlich zu "glatt". Mit Ausnahme von F 11 sind alle anderen Körper für die Messung zeitlich konstanter Strömungen geeignet.

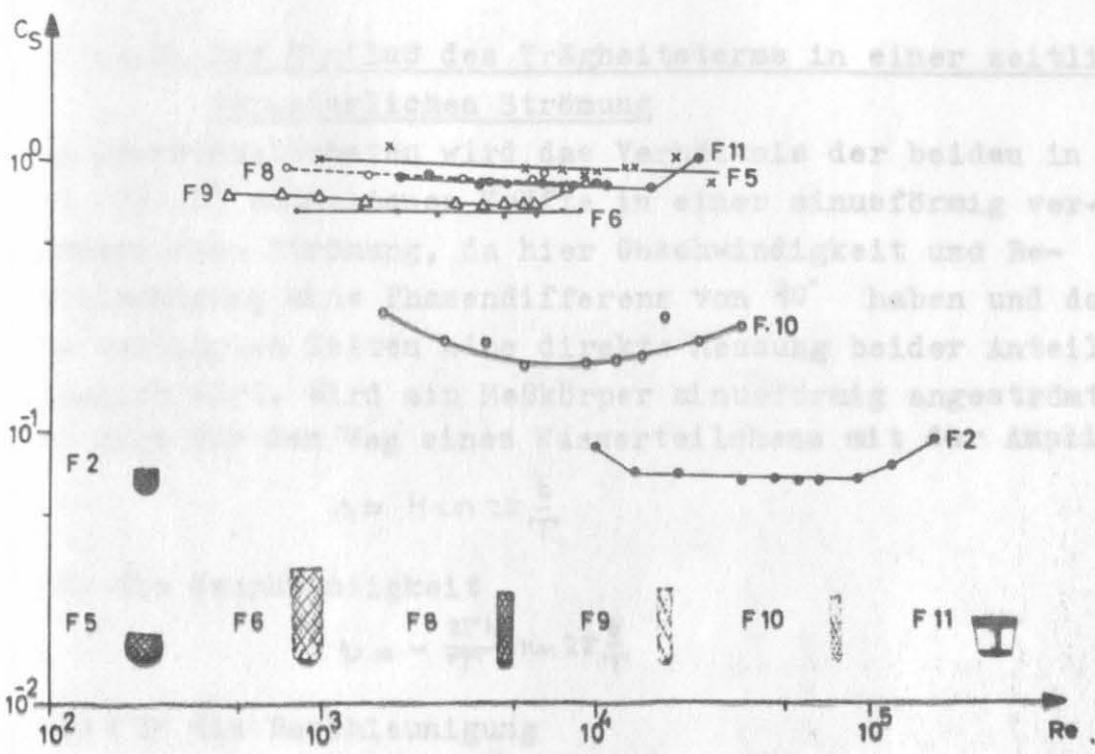


Abb. 3.13 Widerstandsbeiwerte als Funktion der Reynoldszahl für verschiedene Meßkörper

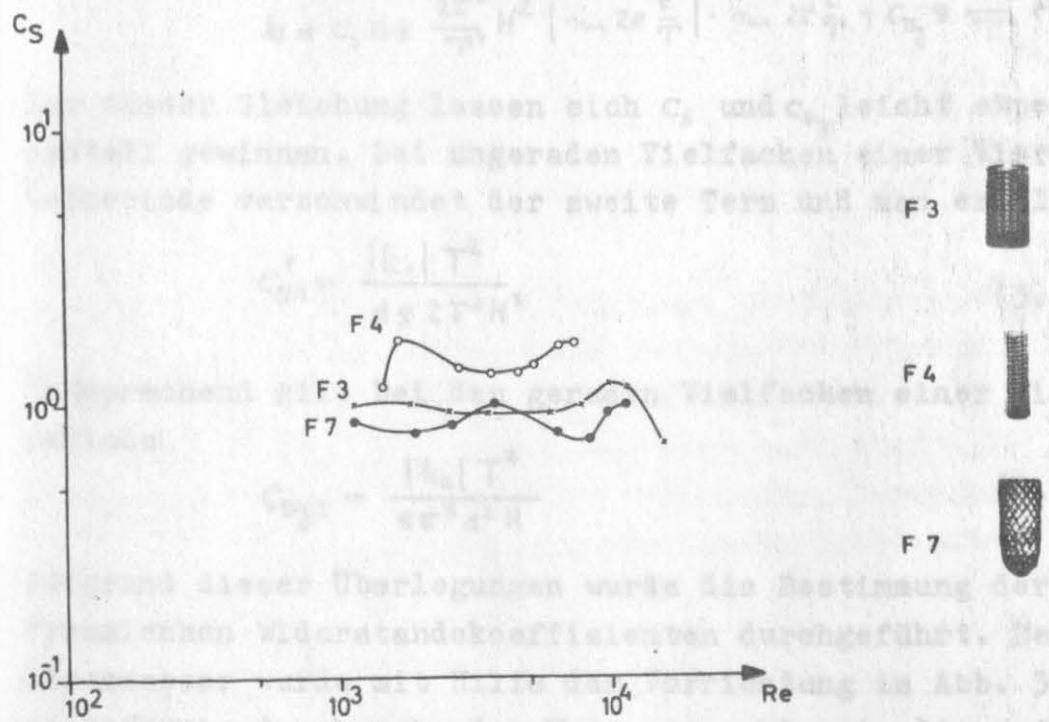


Abb. 3.14 Widerstandsbeiwerte als Funktion der Reynoldszahl für verschiedene Meßkörper

### 3.1.4.3, Der Einfluß des Trägheitsterms in einer zeitlich veränderlichen Strömung

Am übersichtlichsten wird das Verhältnis der beiden in Gl. (3.13) enthaltenen Kräfte in einer sinusförmig veränderlichen Strömung, da hier Geschwindigkeit und Beschleunigung eine Phasendifferenz von  $90^\circ$  haben und damit zu bestimmten Zeiten eine direkte Messung beider Anteile möglich wird. Wird ein Meßkörper sinusförmig angeströmt, so gilt für den Weg eines Wasserteilchens mit der Amplitude  $H$

$$s = H \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

für die Geschwindigkeit

$$v = - \frac{2\pi H}{T} \sin 2\pi \frac{t}{T}$$

und für die Beschleunigung

$$b = - \frac{4\pi^2 H}{T^2} \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

Einsetzen in Gl. (3.13) gibt für die Kraft pro Längeneinheit des Meßkörpers

$$k = c_s d s \frac{2\pi^2}{T^2} H^2 \left| \sin 2\pi \frac{t}{T} \right| \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T} - c_{dy} s \frac{\pi^3 d^2}{T^2} H \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

Aus dieser Gleichung lassen sich  $c_s$  und  $c_{dy}$  leicht experimentell gewinnen. Bei ungeraden Vielfachen einer Viertelperiode verschwindet der zweite Term und man erhält

$$c_{s1}' = \frac{|k_1| T^2}{d s 2\pi^2 H^2} \quad (3.15)$$

Entsprechend gilt bei den geraden Vielfachen einer Viertelperiode

$$c_{dy2} = \frac{|k_2| T^2}{s \pi^3 d^2 H} \quad (3.16)$$

Aufgrund dieser Überlegungen wurde die Bestimmung der dynamischen Widerstandskoeffizienten durchgeführt. Der Strommesser wurde mit Hilfe der Vorrichtung in Abb. 3.15 sinusförmig durch ruhendes Wasser geschleppt, die auftretenden Kräfte wurden registriert und die Widerstandsbeiwerte berechnet.

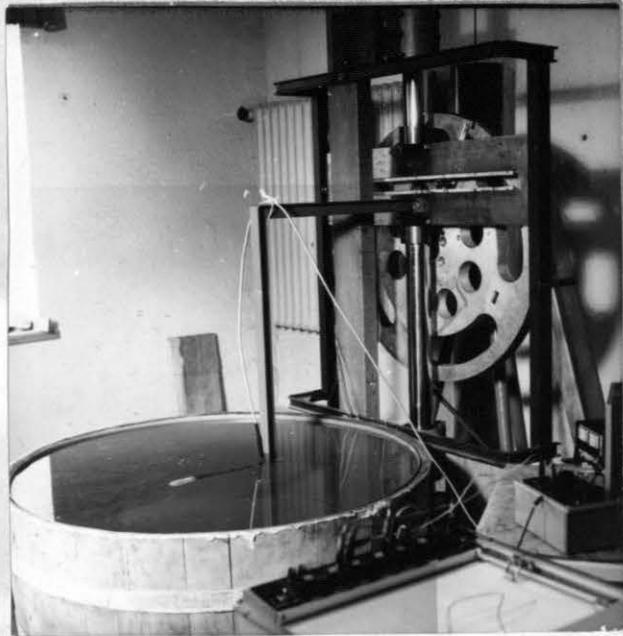


Abb. 3.15 "Sinusmaschine", eine Vorrichtung zur sinusförmigen Bewegung von Meßgeräten durch ruhendes Wasser

Eine zweite Möglichkeit ergab sich durch Anströmung der Meßkörper im Knoten einer Seiches-Schwingung in einem 6 m langen Versuchstank (Abb. 3.16). Die Stromgeschwindigkeit wurde aus der gemessenen Wellenamplitude  $a$  im Bauch der Schwingung berechnet. Für die Seiches-Schwingung (Flachwasserfall) gilt dann

$$H = \frac{2a}{\kappa h}$$

$\kappa$  Wellenzahl

$h$  Wassertiefe im Becken



Abb. 3.16 Versuchstank mit Schleppwagen

Ist  $l$  die Länge des Tanks, so gilt bei einer zweiknotigen Schwingung

$$\kappa = \frac{2\pi}{l}$$

und damit

$$H = \frac{al}{\pi h}$$

Für die Periode der zweiknotigen Schwingung ergibt sich

$$T = \frac{l}{\sqrt{gh}}$$

Damit wird

$$C_{S1} = \frac{|k_1| l}{g d s 2 a^2} \quad (3.17)$$

und

$$C_{dy} = \frac{|k_2| l}{g \pi^2 d^2 a s} \quad (3.18)$$

Umfangreiche Messungen mit Hilfe der "Sinusmaschine" ergaben, daß der Trägheitsterm in Gl. (3.13) im Periodenbereich zwischen 1 sec und 15 sec für alle Meßkörper 10% der Gesamtkraft nicht überschreitet. Bei Meßkörper 5 beträgt die Trägheitskraft maximal 5% der Gesamtkraft, so daß diese Form für den Strömungsmesser gewählt wurde. Es ist nicht zweckmäßig, alle Meßergebnisse über die dynamischen Widerstandsbeiwerte in Form von Tabellen anzugeben. Einen anschaulicheren Überblick vermittelt Abb. 3.17.

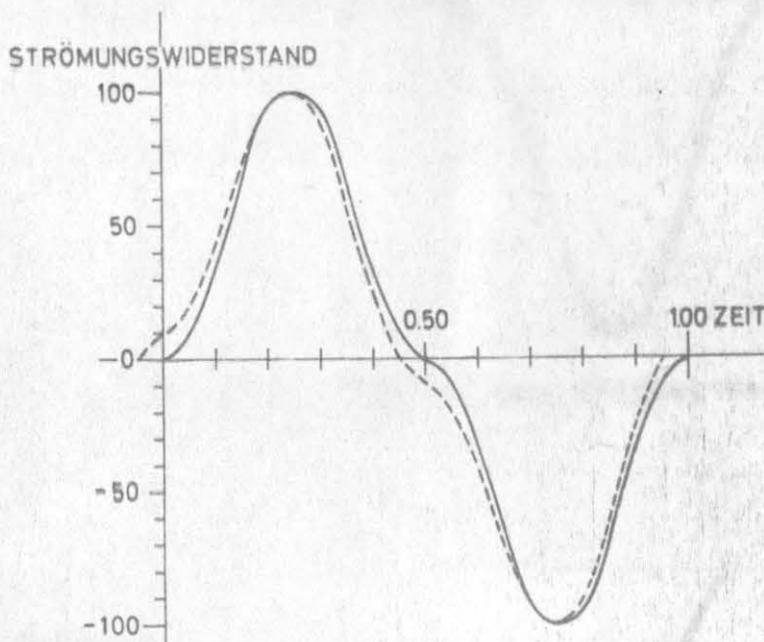


Abb. 3.17 Einfluß des Trägheitswiderstandes

Die ausgezogene Linie zeigt den Verlauf des Strömungswiderstandes bei sinusförmiger Anströmung eines idealen Meßkörpers. Gegenübergestellt ist gestrichelt der Widerstandsverlauf für den Fall, daß die Trägheitskraft 10% der Gesamtkraft beträgt. Man erkennt daraus, daß der Trägheitsterm einen erheblichen Einfluß im Bereich der Nulldurchgänge durch Phasenverschiebungen bewirkt. Abb. 3.18 zeigt schließlich die Verhältnisse, wie sie am fertigen Gerät (Abb. 3.19) bei einer Periode von 4 sec gemessen wurden. Die in der Registrierung enthaltenen Schwan- kungserscheinungen sind eine Folge der mechanischen

Schwingungen der Schleppvorrichtung. Die Abweichungen im oberen Teil der ersten halben Periode gehen ebenfalls auf einen mechanischen Mangel der Maschine zurück.

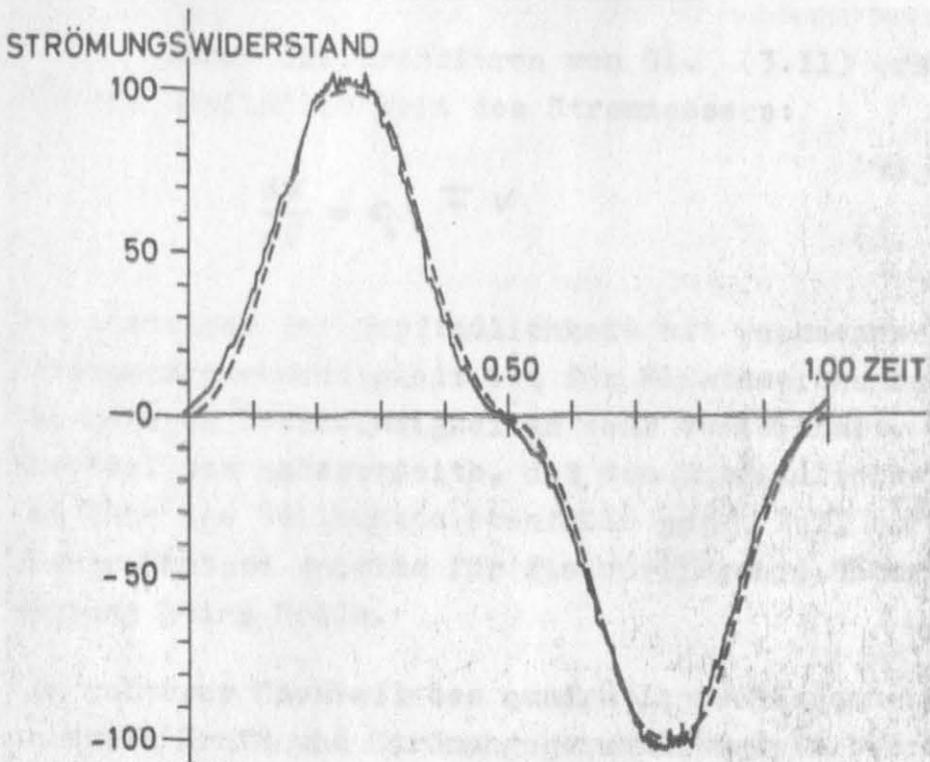


Abb. 3.18 Gemessener Einfluß des Trägheitswiderstandes

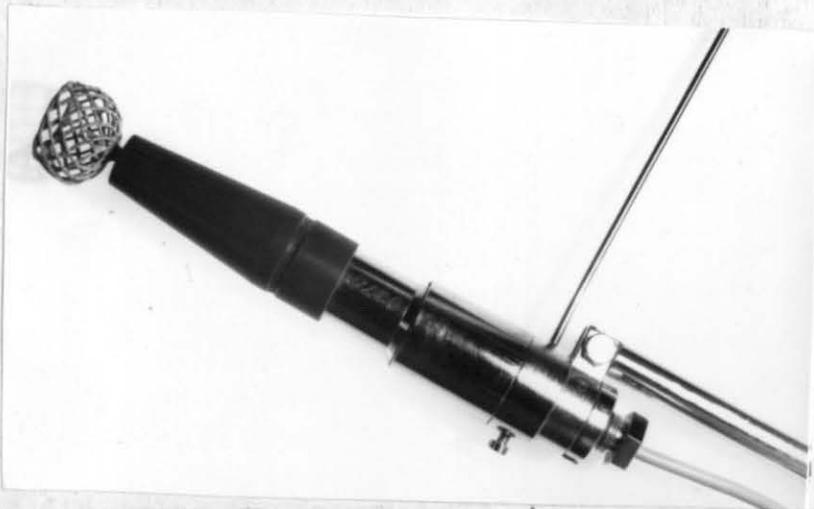


Abb. 3.19 Orbitalstrommesser

### 3.1.5. Empfindlichkeit, Meßbereiche, Genauigkeit und Einsatz des Strommessers

Durch Differenzieren von Gl. (3.11) erhält man für die Empfindlichkeit des Strommessers:

$$\frac{dK}{dV} = C_s \cdot \overline{f} \cdot V \quad (3.19)$$

Das Ansteigen der Empfindlichkeit mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit ist für Fluktuationsmessungen bei höheren Geschwindigkeiten sehr vorteilhaft. Von Nachteil ist andererseits, daß die Empfindlichkeit in der Nähe des Nullpunkts ebenfalls gegen Null strebt. Dieser Umstand spielte für die vorliegende Untersuchung keine Rolle.

Ein weiterer Nachteil des quadratischen Zusammenhangs zwischen Kraft und Strömungsgeschwindigkeit betrifft den Meßbereich. Mit dem Index  $\sigma$  für die obere und  $u$  für die untere Bereichsgrenze gilt

$$\frac{V_\sigma}{V_u} = \sqrt{\frac{K_\sigma}{K_u}}$$

Messungen am fertigen Gerät ergaben einen Strömungsmeßbereich von 1:20.

Die Anpassung dieses Bereiches an die jeweils auftretenden Naturverhältnisse ist durch die Wahl anderer Federn möglich. In gewissen Grenzen läßt sich eine Anpassung auch durch Operationsverstärker mit einstellbarer Verstärkung bewirken, die der Schaltung in Abb. 3.6 nach geschaltet wurden.

Für die relative Genauigkeit der Strömungsmessung ergibt sich aus Gl. (3.13)

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{2} \left( \left| \frac{\Delta K}{K} \right| + \left| \frac{\Delta C_s}{C_s} \right| + \left| \frac{\Delta \overline{f}}{\overline{f}} \right| + \left| \frac{\Delta F}{F} \right| \right)$$

Wegen der Netzform der Meßkörper ist die Bestimmung der Fläche nur mit einer Genauigkeit von 1,5% möglich. Der Fehler in der Dichtebestimmung kann vernachlässigt werden. Die relative Genauigkeit des Widerstandsbeiwerts beträgt 6%, die des Kraftmeßsystems 0,5%. Damit wird

$$\frac{\Delta V}{V} = \pm 4 \%$$

Die in der Praxis erreichbare Genauigkeit hängt auch noch vom verwendeten Registriersystem ab. Bei Anwendung einer digitalen Datenerfassungsanlage können weitere Fehlerquellen sehr klein gehalten werden. Bei der in Kapitel 5.2 beschriebenen Registriereinrichtung (Registrierung auf Analogmagnetbändern und Digitalisierung in einem Rechenzentrum) muß mit einem Zusatzfehler von 1,5% gerechnet werden.

Da bei der Messung von Stromprofilen eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen mehreren Geräten erreicht werden muß, wurden die Nullpunkte der Anzeigen der Geräte vor jeder Messung kontrolliert und gegebenenfalls berichtigt. Dazu ist es notwendig, daß sich die Meßgeber in strömungslosem Wasser befinden. Über die Strommesser wurde in diesem Fall ein Zylinder aufgesteckt. Danach wurden die Nullpunkte für jede Komponente justiert (vergl. Kapitel 5.2).

### 3.2. Eine transportable Meßplattform für den Einsatz in Küstennähe

Der im vorigen Kapitel geschilderte Strommesser benötigt beim Einsatz eine feste Meßbasis. Im einfachsten Fall kann dies z.B. ein im Meeresboden eingespülter Pfahl sein. Um die notwendigen Abgleicharbeiten jederzeit durchführen zu können, zur Abänderung der Versuchsbedingungen und für das Ausbringen weiterer Meßfühler, ist jedoch eine kleine, begehbare Arbeitsplattform als Meßbasis günstiger. In

Zusammenarbeit mit der Schiffswerft Arp, Laboe, wurde deshalb eine spezielle Arbeitsinsel konstruiert und gebaut, deren Wirkungsweise und deren Eigenschaften sich wesentlich von den herkömmlichen Hubinseln unterscheiden.

Ihre Konstruktionsmerkmale resultieren aus der Forderung nach einer so hohen Eigenfrequenz, daß sie von den Oberflächenwellen nicht angeregt werden kann. Die Plattform sollte ferner leicht zu handhaben sein und den Wellen nur eine sehr geringe Angriffsfläche darbieten. Für die Wassertiefe des Aufstellungsortes wurde der Bereich von 60 cm bis 3,50 m vorgesehen.

In Abb. 3.20 ist die Konstruktionszeichnung wiedergegeben, aus Abb. 3.21 ist die Wirkungsweise ersichtlich. Mit Hilfe des katamaranähnlichen Schwimmerfahrzeugs wird die Insel zum gewünschten Aufstellungsort geschleppt, wo das Fahrzeug mit Hilfe von 4 Ankern festgehalten wird. Die 4 Beine der Plattform werden abgesenkt und festgelegt. Danach wird der Schwimmerponton von der Insel getrennt. Er könnte dann als Transportfahrzeug für weitere Arbeitsplattformen dienen.

Durch das Trennen der Insel von ihrem Transportfahrzeug wird infolge der verbleibenden geringen Masse der Plattform eine sehr hohe Eigenfrequenz erreicht. Ferner ergibt sich gegenüber einer herkömmlichen Hubinsel, bei der der Schwimmer in die Höhe gestemmt werden muß, eine sehr zierliche Konstruktion, die Wind und Wellen wenig Angriffsmöglichkeit bietet. Auf einer Wassertiefe von 2,70 m wurde die vollauserüstete Plattform mit 2 Mann Besatzung zum Schwingen gebracht und die Eigenfrequenz gemessen. Die Periode von 0,3 sec muß als sehr gutes Ergebnis bezeichnet werden.

Abb. 3.22 zeigt die Insel in der Eckernförder Bucht und Abb. 3.23 das zugehörige Transportfahrzeug.



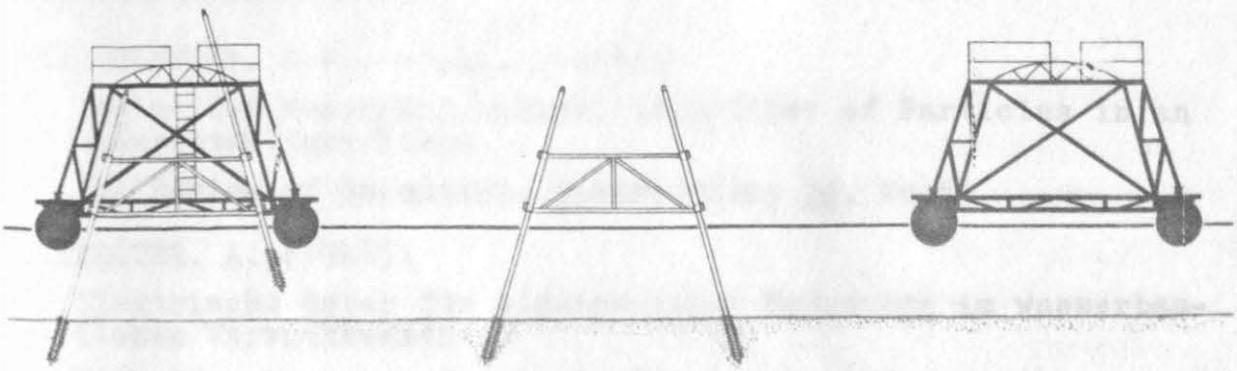


Abb. 3.21 Aufstellen der Arbeitsinsel



Abb. 3.22 Arbeitsplattform

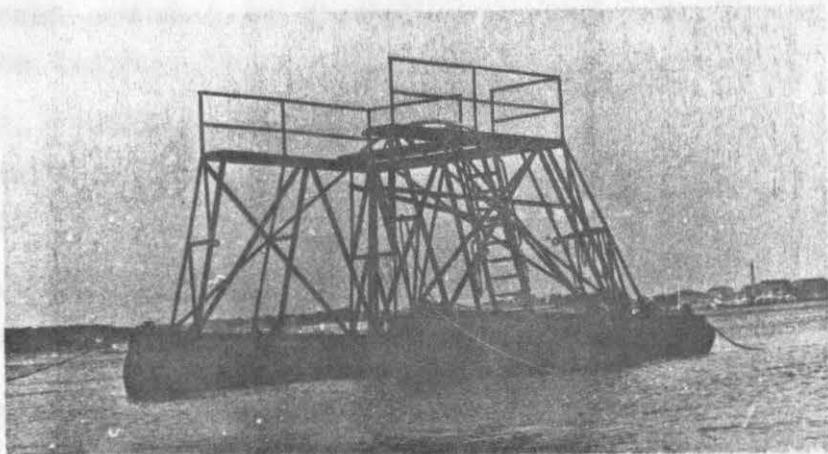


Abb. 3.23 Transportfahrzeug

## Literatur zu Kapitel 3

BEARDSLEY, Jr. G.F., et.al. (1963):

Device for Measuring Orbital Velocities of Particles in an Underwater Wave Field

The Review of Scientific Instruments, 34, No.5

FÜHRBÖTER, A. (1966):

Elektrische Geber für elektronische Meßgeräte im wasserbaulichen Versuchswesen

Mitt. des Franzius-Instituts für Grund- und Wasserbau der TH. Hannover, 27, 259-276

INMAN, D. and L.N. NASU (1963):

Orbital velocity associated with wave action near the breaker zone

Beach Erosion Board, Techn.Memo, US No.79

IVERSEN, H.W. and R. BALINT (1951):

A Correlating Modulus for Fluid Resistance in Accelerated Motion

J.Appl. Phys., 22 (3), 324-328

KESTNER, A.P. (1969):

An Instrument for Recording Aerodynamic Pressure

Oceanology, 9, No. 4,

KRAUSE, G. and B. STRUCK (1969):

Physikalische Prinzipien zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in flachen Meeresgebieten

Kieler Meeresf., 25 (1), 143-165

NORWOOD, M.H., A.E.CARIFFE, V.E.OLSZEWSKI and R.C.HASKELL (1966):

A Solid State Vane and Anemometer

AMS/AIAA

Conf. on Aerospace Meteorology, Paper No. 66-337

O'BRIAN, M.P. and J.R.MORISON (1952):

The Forces exerted by Waves on Objects

Trans.Am.Geophys.Union, 33 (1), 32-38

OLSON, J.R. (1967):

Flowmeters in Shallow-Water Oceanography

NUWC, TP 5

SLEATH, J.F.A. (1969):

A device for velocity measurement in oscillatory boundary layers in water

J.Sci.Instr., 2, 446-448

#### 4. Das Meßprogramm

In Kapitel 3 ist gezeigt worden wie ein Strömungsmeßgerät für die Erfassung von Orbitalbewegungen in Flachwasserwellen und eine Beobachtungsplattform dafür realisiert werden können. Die relativ geringen Kosten für den Eigenbau eines Strömungsmeßgerätes ermöglicht die Erstellung einer größeren Anzahl zur Ausmessung von Strömungsprofilen, wie es die Aufgabenstellung erfordert. Wie noch gezeigt wird, mußte die Zahl der Strömungsmeßstellen wegen der beschränkten Zahl zur Verfügung stehender Datenaufzeichnungskanäle begrenzt werden. Aus diesem Grunde wurden nur 5 Geräte erstellt.

Da die Meßzone eines Gerätes in der Vertikalen eine Länge von 2,5 cm aufweist, sind Messungen in laminaren Grenzschichten nicht möglich, da deren Dicke eine Größenordnung kleiner ist. Auf Grund der in Kapitel 2.2 dargelegten Verhältnisse wurden laminare Strömungen auch nicht erwartet.

##### 4.1. Notwendige Versuchsaufbauten

##### 4.1.1. Messung von Stromprofilen

Aus der Aufgabenstellung auf Seite 2-13 folgt zwangsläufig eine erste Art von Versuchsaufbau: Die Strömungsmeßgeräte müssen vertikal übereinander angeordnet werden, wobei sich das unterste Meßgerät möglichst dicht über dem Boden befinden sollte. Parallel zur Aufnahme von Zeitserien der Strömungskomponenten in verschiedenen Tiefen müssen ferner die Wellenhöhe, der Druck und der Wasserstand gemessen werden. Bei erfolgreicher Durchführung derartiger Beobachtungen in Flachwasserwellen, stehen dann die Ausgangsgrößen zur Durchführung der Punkte 4 bis 6 der Aufgabenstellung zur Verfügung. Den Stromprofilen kommt dabei eine zentrale Bedeutung zu, da fast alle bekannten Theorien zur Bestimmung der Bodenschub-

spannung von der Stromscherung ausgehen.

#### 4.1.2. Messung von Druckdifferenzen

Da der in 4.1.1. geschilderte Versuchsaufbau direkt auf die vorhandenen Theorien zugeschnitten ist, ist es wünschenswert außerdem eine davon unabhängige Methode zur Bestimmung der Bodenreibung zu benutzen. Leider scheidet eine direkte Messung der Schubspannung zur Zeit noch aus. Möglich ist aber eine gleichzeitige Messung der Geschwindigkeitskomponenten und der Horizontalkomponenten des Druckgradienten in unmittelbarer Bodennähe. Mit den für ebene Schwerewellen üblichen Vernachlässigungen ist

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + R_x \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + R_y\end{aligned}\quad (4.1)$$

Mit modernen Differenzdrucksensoren sind die Druckgradienten in Wellen meßbar. Damit hätte man prinzipiell die Möglichkeit, die Reibungsterme  $R_x$  und  $R_y$  zu bestimmen. Bei diesem Vorgehen ist aber große Vorsicht geboten, da diese Größen auch den Einfluß aller Vernachlässigungen enthalten, die Gl. (4.1) zugrunde liegen. Wie später noch gezeigt wird, lassen <sup>sich</sup> die vernachlässigten Größen abschätzen.

#### 4.1.3. Forderungen an den Meßort

Um einen größeren technischen Aufwand bei der Durchführung der Felduntersuchungen zu vermeiden, kommt als Meßort nur die Küstennähe der Ostsee in Frage. Da die dort vorherrschenden Wellenlängen

der Oberflächenwellen relativ kurz sind, müssen die Messungen unmittelbar vor dem Strand, aber noch außerhalb der Brecherzone durchgeführt werden, um zu erreichen, daß der Parameter Wassertiefe zu Wellenlänge möglichst klein bleibt. Die Neigung des Bodens sollte möglichst gering sein.

Neben Messungen im Seegang wären auch solche in monochromatischen Wellen wünschenswert, um besonders einfache Stromprofile zu erhalten. An windstillen Tagen lassen sich solche "Modellwellen" leicht mit Hilfe eines Schiffes erzeugen wie später noch gezeigt wird.

## Weitere instrumentelle Voraussetzungen für die Durchführung des Meßprogramms

Um das in Kapitel 4 geschilderte Vorhaben durchzuführen, werden neben den Strommessern weitere Sensoren benötigt. Von besonderer Bedeutung sind ferner die Probleme bei der Aufzeichnung und Verarbeitung der Meßdaten, da bei der Aufnahme von Stromprofilen im Seegang in kurzer Zeit außerordentlich viele Daten anfallen.

### 1. Messung von Hilfsgrößen

#### 1.1. Wellenhöhe und Wasserstand

Als Wellenhöhen- und Wasserstandsmeßgerät diente ein mechanischer Wellenpegel, der in Abb.5.1 skizziert ist.

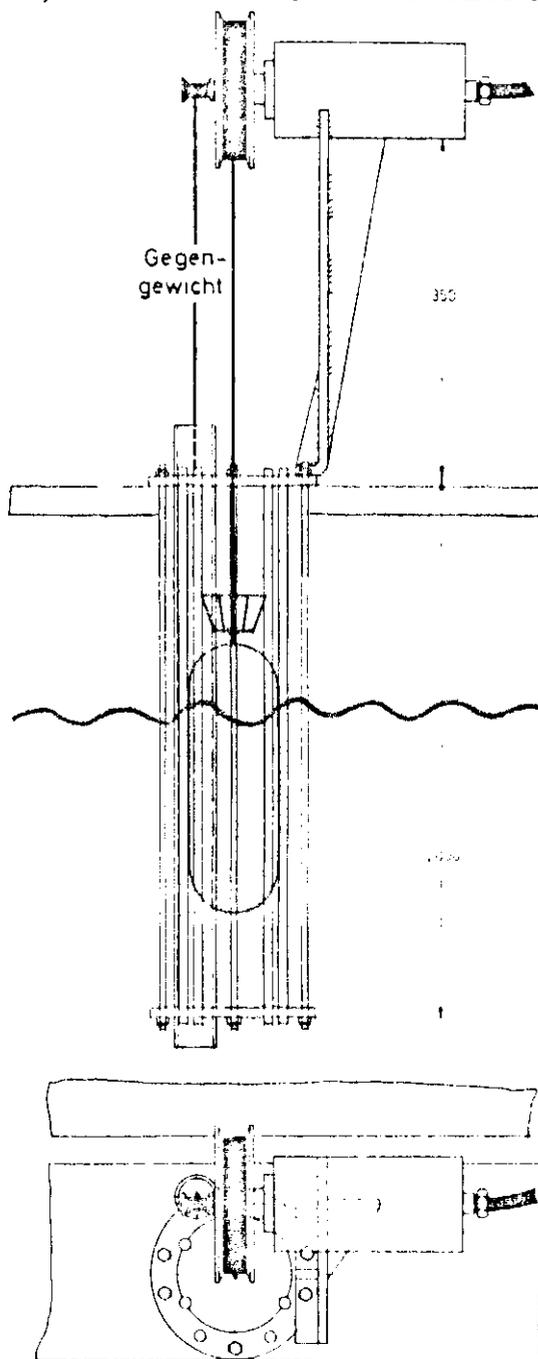


Abb. 5.1

WELLENMEßGERÄT

Von der Achse des Rades wurde ein Potentiometer betrieben und damit die Wasserspiegeländerungen in Widerstandsänderungen umgeformt, die in einer Brückenschaltung gemessen wurden. Da Wasserstandsänderungen über kurze Zeiten ( $< 20$  min) meist sehr klein sind, kann die Brückenausgangsspannung ohne Filterung als Maß für die Wellenhöhe dienen. Andererseits bekommt man aus dem Signal durch Zwischenschalten eines Tiefpaßfilters mit einer oberen Grenzfrequenz von  $0,01$  Hz direkt eine dem Wasserstand proportionale Spannung.

Bedingt durch die mechanische Trägheit des Systems Schwimmer - Rad - Gegengewicht und die Auftriebskräfte des eingetauchten Schwimmers hat das Gerät eine Resonanzstelle bei einer Periode von  $1,25$  sec. In Abb. 5.2 ist eine abklingende Schwingung wiedergegeben, die entsteht, wenn der Schwimmer nach Anheben plötzlich losgelassen wird. Die Schwingung klingt zwar relativ schnell ab, die Resonanzeigenschaften bewirken bei kurzen Wellenperioden aber doch eine erhebliche Verzerrung der Kurvenform.

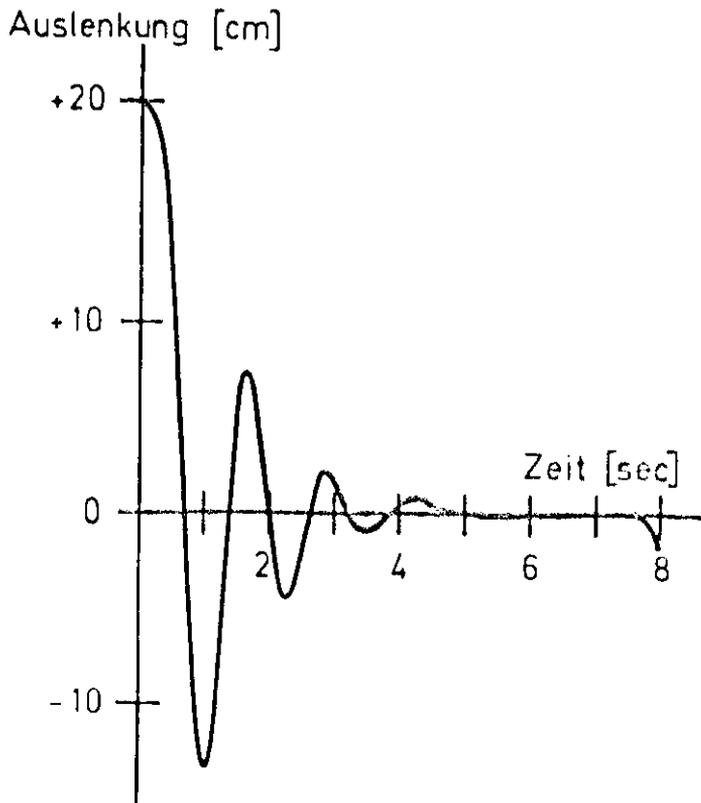


Abb. 5.2

### 5.1.2. Druck

Neben der Wellenhöhe ist es zweckmäßig, auch den Druck zu messen. Dazu wurde ein Membrandruckgeber mit Dehnungsmeßstreifen benutzt, der an eine Trägerfrequenzmeßbrücke angeschlossen werden konnte. Der Drucksensor wurde möglichst dicht unter der Oberfläche im Bereich zwischen 0,5 m und 1,0 m angebracht, um Korrekturen wegen der Filterwirkung der über dem Sensor liegenden Wassersäule gering zu halten.

### 5.1.3. Differenzdruck

Zur Messung der Horizontalkomponenten des Druckgradienten wurden zwei Differenzdruckmesser benutzt, die ebenfalls an Trägerfrequenzmeßbrücken angeschlossen werden konnten. Abb. 5.3 zeigt das Gerät, der Abstand der Drucköffnungen betrug 1 m. Der Meßbereich umfaßt einen Differenzdruck von  $\pm 100$  cm Wassersäule.

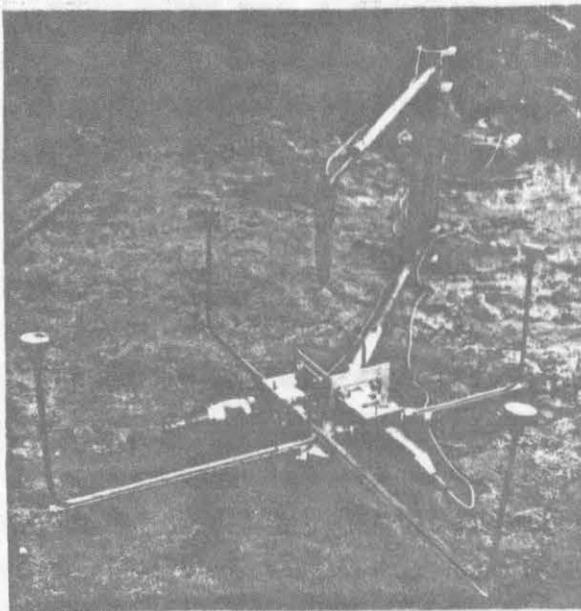


Abb. 5.3 Differenzdruckmeßgerät

## Beschleunigung

Die Überwachung der mechanischen Schwingungen des Geräteträgers für die Strommesser geschah mit Hilfe eines Beschleunigungssensors mit einem Meßbereich von 1 g. Auch er konnte mit einem Trägerfrequenzmeßverstärker betrieben werden.

## Datenerfassung und -verarbeitung

In Abb. 5.4 ist das elektrische Prinzipschaltbild des gesamten Meßaufbaus für 5 Strömungsmesser und 4 Hilfsgeräte wiedergegeben. Die Stromversorgungseinrichtungen und -leitungen sind nicht eingezeichnet. Zu den 5 Strömungsmessern gehören die Trägerfrequenzverstärker TF1 bis TF10, deren Schaltung schon in Abb. 3.6 dargestellt ist. Ihr Nullabgleich ist bei abgedeckten Meßkörpern der Strömungsmesser getrennt vom Meßwagen aus über Stellmotore mit Potentiometern möglich. Das gleiche gilt für die Verstärker TF11 bis TF13. Als Impedanzwandler und Empfindlichkeitsregler für die Spannungen der 10 Stromkomponenten sind 10 Verstärker mit einstellbarer Verstärkung vorgesehen. Somit läßt sich auch der Meßbereich für die Stromgeschwindigkeiten den jeweiligen Verhältnissen anpassen.

Zur Registrierung der insgesamt 14 Meßgrößen wurden zwei 7-Kanal-FM-Magnetbandgeräte (Philips EL 1020) benutzt. Zeitweise stand zur Parallelregistrierung auch ein 14-Kanal-Gerät (Ampex FR 1300) zur Verfügung. Wegen der Benutzung verschiedener Geräte müssen die Magnetbänder mit einer Markierungsspur versehen werden, um bei der späteren Digitalisierung jeweils genau die dem Abtastintervall entsprechenden Stellen auf den verschiedenen Bändern zu treffen. Dazu wurde auf den Randspuren als Pilotfrequenz ein 200 Hz-Ton aufgezeichnet. Dieser Pilotton gilt

als gespeichertes Zeitnormal für die aufgezeichneten Zeitserien. Damit ist es möglich, die aufgezeichneten Analogbänder nacheinander zu digitalisieren, wobei auch eine Zeitraffung oder -dehnung möglich ist, da die Pilotfrequenz in gleicher Weise verändert wird.

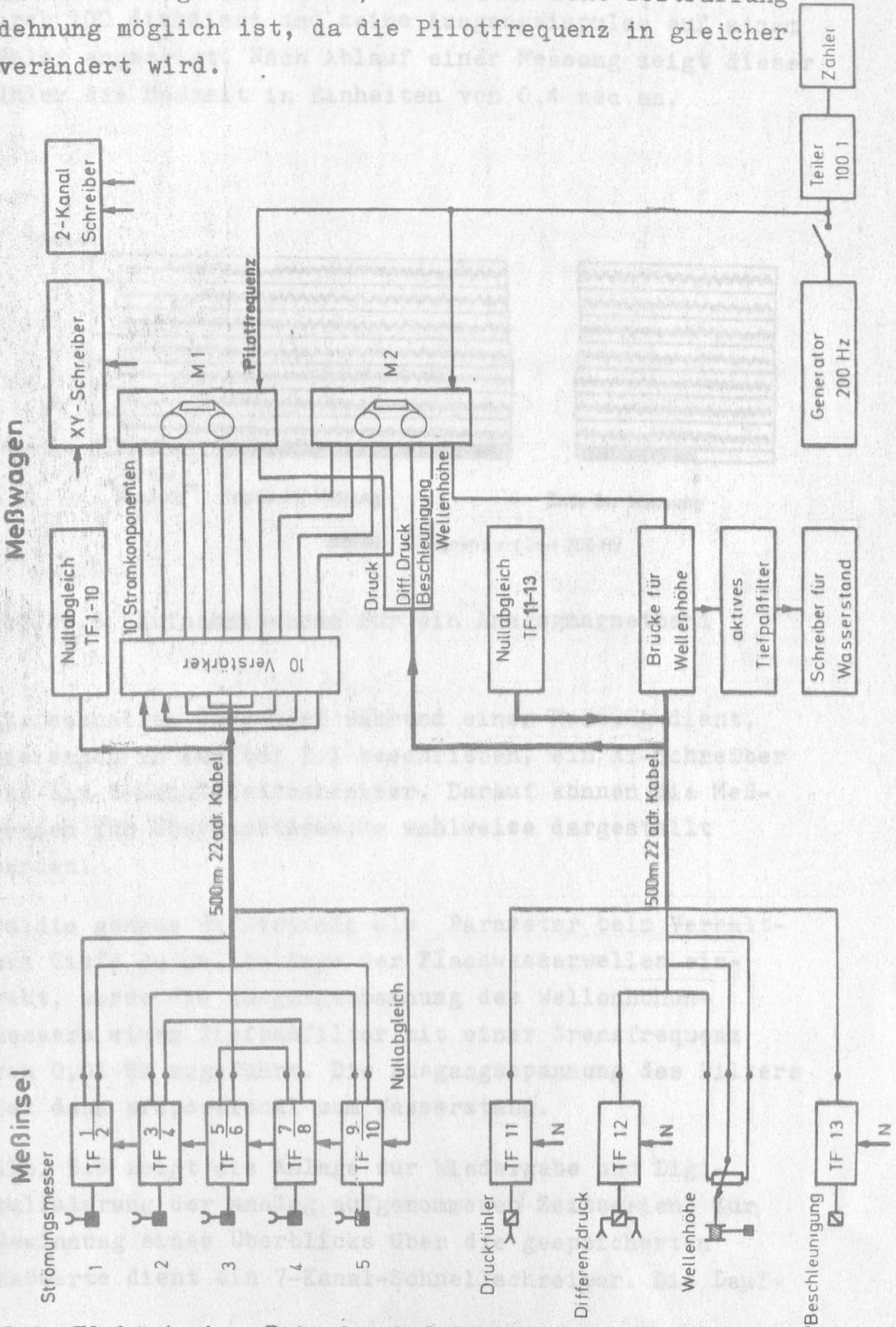


Abb. 5.4 Elektrisches Prinzipschaltbild des Versuchsaufbaus

Abb. 5.5 zeigt das Aufnahmeschema für ein Magnetband, das eine fehlerfreie Digitalisierung ermöglicht. Die Pilotfrequenz wurde ferner in einem digitalen Teiler durch 100 dividiert und seine Ausgangsimpulse auf einem Zähler angezeigt. Nach Ablauf einer Messung zeigt dieser Zähler die Meßzeit in Einheiten von 0,4 sec an.

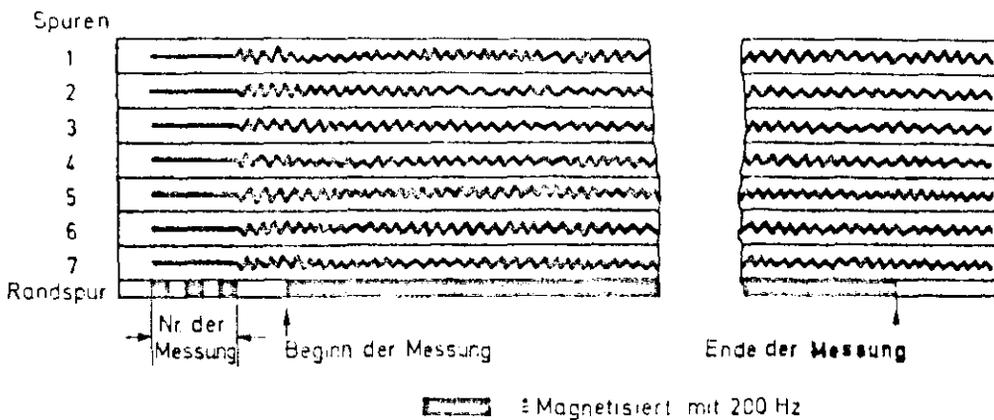


Abb. 5.5 Aufnahmeschema für ein Analogmagnetband

Zur schnellen Übersicht während einer Messung dient, wie schon in Kapitel 3.1 beschrieben, ein XY-Schreiber und ein 2-Kanal-Zeitschreiber. Darauf können die Meßgrößen für Übersichtszwecke wahlweise dargestellt werden.

Da die genaue Wassertiefe als Parameter beim Verhältnis Tiefe zu Wellenlänge der Flachwasserwellen eingeht, wurde die Ausgangsspannung des Wellenhöhenmessers einem Tiefpaßfilter mit einer Grenzfrequenz von 0,01 Hz zugeführt. Die Ausgangsspannung des Filters ist dann proportional zum Wasserstand.

Abb. 5.6 zeigt die Anlage zur Wiedergabe und Digitalisierung der analog aufgenommenen Zeitserien. Zur Gewinnung eines Überblicks über die gespeicherten Meßwerte dient ein 7-Kanal-Schnellschreiber. Die Lauf-

geschwindigkeit des Magnetbandgerätes kann in diesem Fall das Achtfache der Aufnahmegeschwindigkeit betragen, um Zeit zu sparen. Der Pilotton wird nach Impulsformung im Teiler II geteilt, um Impulse für Zeitmarken für den Schreiber zu gewinnen. Beim Rückspielen des zu einer vollständigen Messung gehörenden zweiten Magnetbandes mit den restlichen 7 Meßgrößen wird in gleicher Weise verfahren. Beide Schreibstreifen werden dann hinsichtlich der Marken zur Deckung gebracht, um die Gleichzeitigkeit der Messungen herzustellen. Der Zähler für die Meßzeit muß unabhängig von der Wiedergabegeschwindigkeit die gleiche Zeit wie bei der Aufnahme anzeigen.

Bei der Digitalisierung der Daten kann das Abtastintervall mit Hilfe des Teilers II eingestellt werden. Seine Ausgangsimpulse triggern den Analog-Digital-Wandler, die Zahl der Abtaststellen wird ebenfalls gezählt.

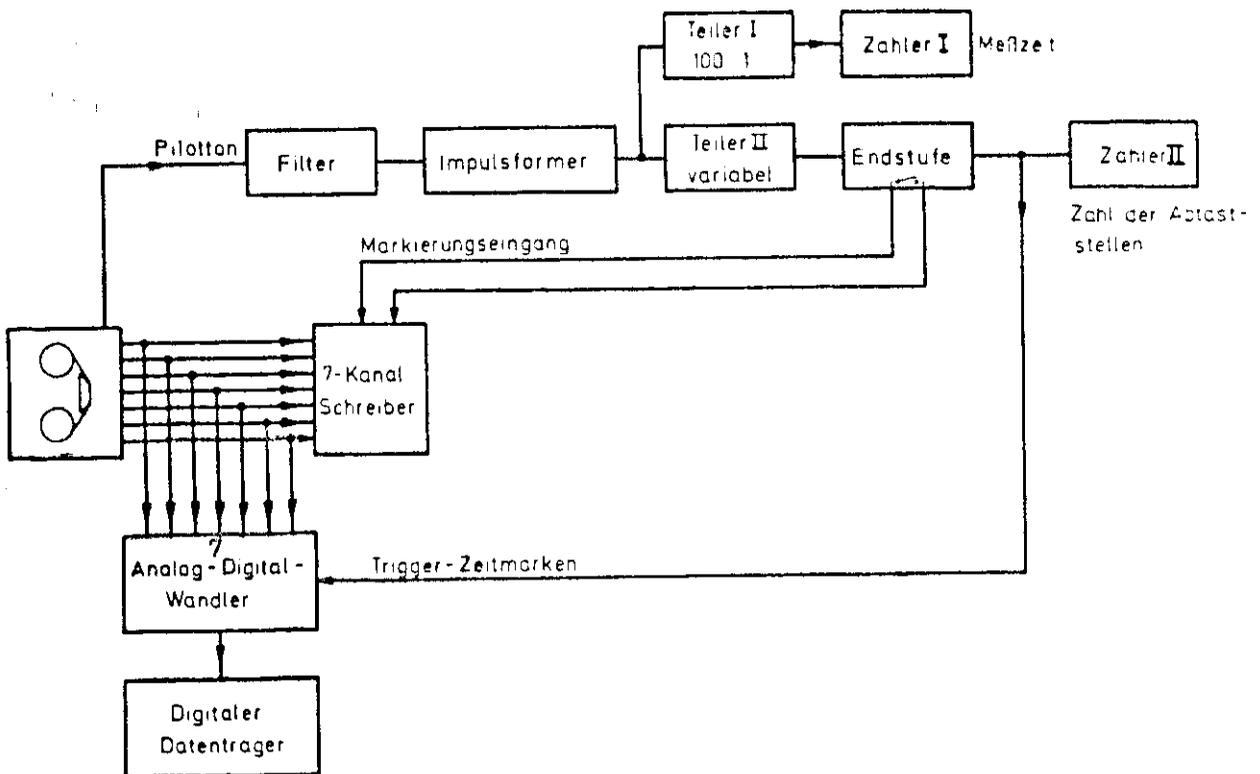


Abb. 5.6 Anlage zur Wiedergabe und Digitalisierung

## 6. Durchführung des Meßprogramms

Die bei der Arbeit zugrundeliegenden Feldmessungen wurden in der Zeit vom 28. Juli bis 17. August 1970 am Buchtende der Eckernförde Bucht durchgeführt. Die Messungen konzentrierten sich vor allem auf Stromprofile. Die gleichzeitige Messung von Geschwindigkeit und Differenzdruck mußte leider an einem Ort zu anderer Zeit durchgeführt werden. Die dazu notwendigen Beobachtungen wurden in der Zeit vom 23.9. - 11.10.1971 vor dem Strand von Heidkate angestellt. Die Abbildung 6.1 zeigt die Lage der Beobachtungsorte.

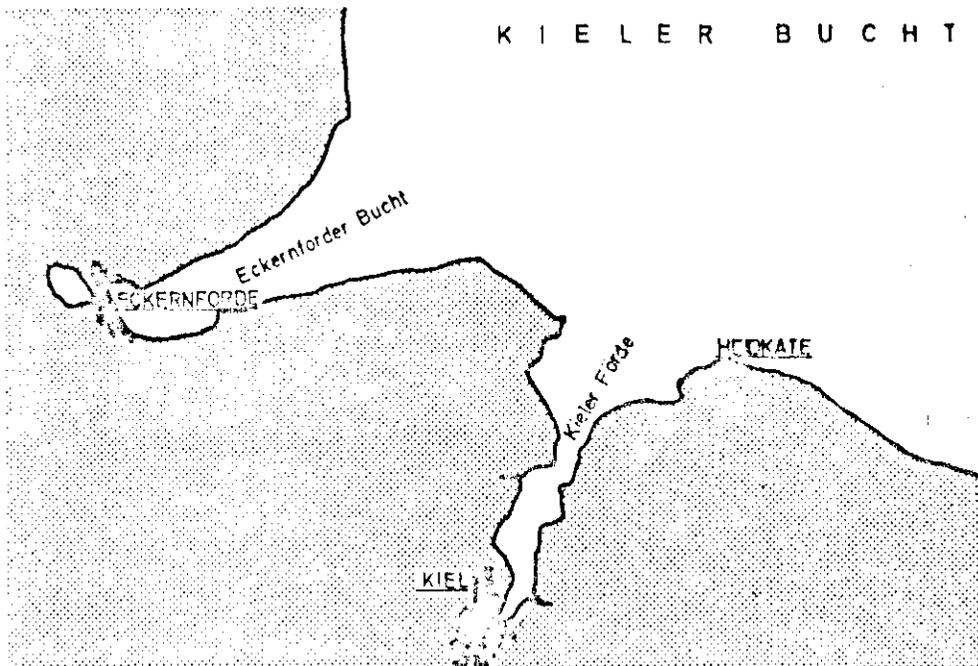
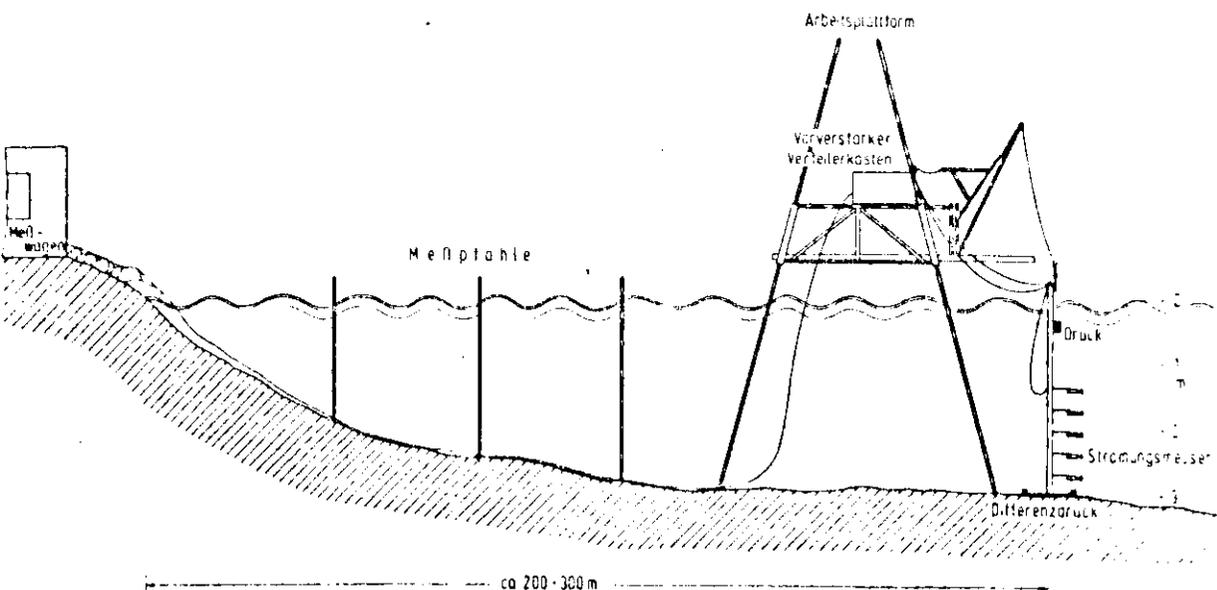


Abb. 6.1 Lage der Meßorte

### 6.1. Daten zu den Versuchsanordnungen

Die in Absatz 3.2. beschriebene Meßinsel wurde in Eckernförde, bei einer Wassertiefe von 2,70 m beginnend, nacheinander auf verschiedenen Positionen entlang einer Geraden senkrecht zur Küstenlinie eingesetzt. Die Meßorte sind in Abb. 6.2 eingezeichnet. Die Abbildung zeigt ferner, daß neben 5 Strömungsmessern ein Druckmeßfühler, ein Differenzdruckgeber, ein Beschleunigungsmesser für die Arbeitsplattform und ein Wellenhöhenmeßgerät eingesetzt wurden. Das elektrische Prinzipschaltbild wurde bereits in Kapitel 5.2 beschrieben.

An Land befanden sich ein Meßwagen mit den Registrier-einrichtungen und ein Wohnwagen für das Bedienungs-personal. Der Versuchsaufbau ist auch aus der Photo-graphie in Abb. 3.22 ersichtlich.



ANORDNUNG ZUR MESSUNG VON ORBITALSTRÖMUNGEN  
Eckernförder Bucht 1970

Abb. 6.2 Versuchsaufbau in Eckernförde

Entsprechend der Aufgabenstellung wurde mit mehreren geo-metrischen Anordnungen der Strömungsmesser beobachtet:

Meßanordnung H (Abb. 6.3):

Die 5 Strömungsmesser sind zur Aufnahme von Stromprofilen vertikal übereinander an einer Stange befestigt und so aus-gerichtet, daß die Horizontalkomponenten der Strömung senk-recht und parallel zur Strandlinie gemessen werden.

Meßanordnung V (Abb. 6.3):

Die 5 Strömungsmesser sind zur Aufnahme von Stromprofilen vertikal übereinander angeordnet und so ausgerichtet, daß die Vertikalkomponenten und die Horizontalkomponenten senk-recht zur Strandlinie gemessen werden.

Meßanordnung N (Abb. 6.4):

Die 5 Strömungsmesser sind auf ein Netz von 4 Meßstationen verteilt. Es wurden teils Vertikal- teils Horizontalkom-ponenten gemessen.

Aus Tabelle 6.1 und mit Hilfe der Abbildungen 6.3 und 6.4 ist die Einsatztiefe der Meßgeräte bei jeder Messung ersichtlich.

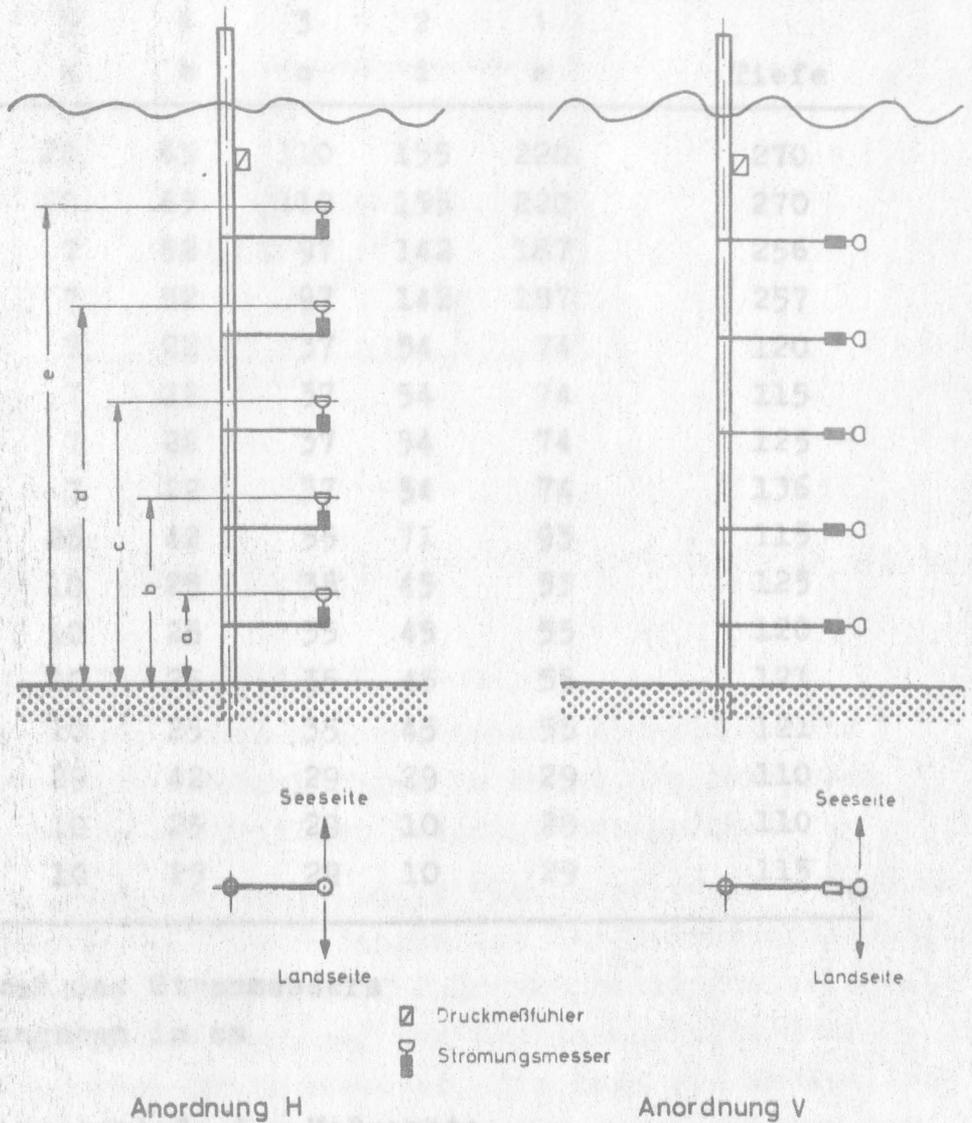


Abb. 6.3 Meßanordnungen H und V

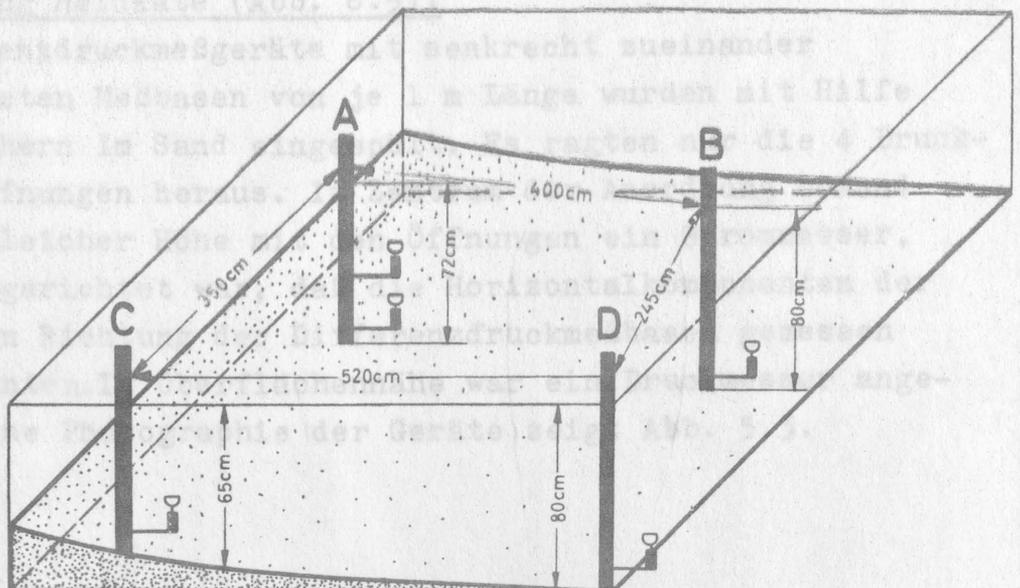


Abb. 6.4

Nr.	5	4	3	2	1	
Messung	a	b	c	d	e	Tiefe
1	20	65	110	155	220	270
2	20	65	110	155	220	270
3	7	52	97	142	187	256
4	7	52	97	142	187	257
5	7	22	37	54	74	120
6	7	22	37	54	74	115
7	7	22	37	54	74	125
8	7	22	37	54	74	136
9	26	42	55	71	93	115
10	10	25	35	45	55	125
11	10	25	35	45	55	120
12	10	25	35	45	55	121
13	10	25	35	45	55	121
14	29	42	29	29	29	110
15	10	25	29	10	29	110
16	10	25	29	10	29	115

Nr.  $\hat{=}$  Nummer des Strommessers

Alle Längenangaben in cm

Tab. 6.1 Einsatztiefe der Meßgeräte

Meßanordnung Heidkate (Abb. 6.5):

2 Differenzdruckmeßgeräte mit senkrecht zueinander angeordneten Meßbasen von je 1 m Länge wurden mit Hilfe von Tauchern im Sand eingespült. Es ragten nur die 4 Druckeinlaßöffnungen heraus. Im Zentrum der Anordnung befand sich auf gleicher Höhe mit den Öffnungen ein Strommesser, der so ausgerichtet war, daß die Horizontalkomponenten der Strömung in Richtung der Differenzdruckmeßbasen gemessen werden konnten. In Oberflächennähe war ein Druckmesser angebracht. Eine Photographie der Geräte zeigt Abb. 5.3.

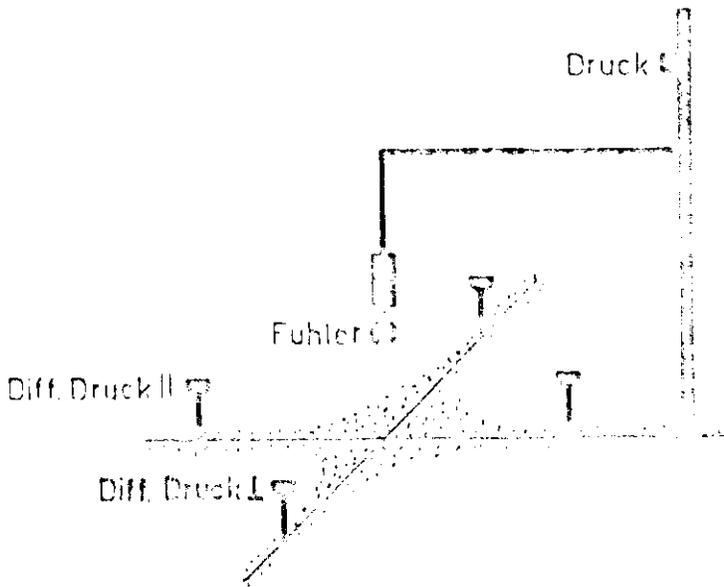


Abb. 6.5 Meßanordnung Heidkate

### 6.2 Durchführung der Messungen

Mit den vorher beschriebenen Meßanordnungen wurden in Eckernförde Beobachtungen in künstlich erzeugten Wellen und in natürlichem Seegang durchgeführt.

Die Erzeugung von sehr langen Flachwasserwellen geschah mit Hilfe eines Torpedofangbootes der Erprobungsstelle 71 der Bundeswehr. Das Schiff fuhr mit hoher Geschwindigkeit mit Kurs auf die Meßinsel und drehte nach Fahrtverminderung etwa 200 m davor ab. Die Bug- und Heckwellen wurden auf diese Weise nicht registriert, sondern nur die langen Verdrängungswellen, die hinter dem Schiff herliefen.

Station	Messung	Datum	Uhrzeit	Meßdauer [sec]	Wassertiefe [m]	Wind- richtung	Wind- Ertrag	Messung	Notizen
1	1	29.7.70	11.26	154,5	2,70	-	<1	B H	U
	2	29.7.70	11.37	148	2,70	-	<1	B H	D
	3	30.7.70	11.11	174	2,56	240	6	B V	D
	4	30.7.70	11.22	97,5	2,57	240	6	B V	D
2	5	31.7.70	14.00	1000	1,20	60	2	W V	D
	6	2.8.70	12.15	1000	1,15			W V	D
	7	3.8.70	15.55	999,5	1,25	60	10	W V	D
	8	3.8.70	20.05		1,36	60	6	W V	A
	9	4.8.70	14.20	1057	1,15	70	7	W H	D
3	10	8.8.70	14.30	1000	1,25	210	10	W NV	D
	11	8.8.70	18.40	500,5	1,20	200	6	W NV	A
	12	12.8.70	11.25	475	1,21	270	10	B NV	A
	13	12.8.70	11.40	500	1,21	270	10	B NV	A
	14	13.8.70	13.18	1483	1,10	50	10	W NH	D
	15	13.8.70	16.35	1400	1,10	55	11	W NHV	D
	16	13.8.70	16.55	2520	1,15	55	11	W NHV	A

- B Messung in künstlich erzeugten Wellen  
W Messung in natürlichem Seegang  
H Stromprofil, Messung der Horizontalkomponenten  
V Stromprofil, Messung je einer Horizontal- und je einer Vertikalkomponente  
N Meßfühler verteilt auf mehrere Stellen nach Abb. 4  
U unbrauchbar  
D Meßreihen stehen digital auf Magnetband  
A Meßreihen sind noch nicht digitalisiert

Tab. 6.2 Übersicht über das Beobachtungsmaterial vom Meßort Bokernförde

Messung	Datum	Uhrzeit	Meßdauer [sec]	Wassertiefe [m]	Windrichtung	Windgeschwindigkeit [m/sec]	Daten
1	4.10.71	13.15	2500	1,20	360	7	U
2	4.10.71	15.55	2500	1,25	360	10	D
3	5.10.71	12.30	2500	1,20	25	4	D
4	10.10.71	17.18	2500	1,25	245	5	D

U unbrauchbar

D Meßreihen stehen digital auf Magnetband

Tab. 6.3 Übersicht über das Beobachtungsmaterial vom Meßort Heidkate

### 6.3 Digitalisierung der Meßreihen

Die auf Analogmagnetbändern aufgezeichneten Messungen wurden im Rechenzentrum der Forschungsanstalt der Bundeswehr für Wasserschall und Geophysik digitalisiert. Als Abtastintervall wurde eine Zeit von 0,16 sec gewählt. Die Triggerimpulse für die Digitalisierungsanlage wurden, wie in Kapitel 3. beschrieben, aus dem Pilotton abgeleitet. Die Anlage war mit Sample-and-Hold-Verstärkern ausgerüstet, so daß die Gleichzeitigkeit bei der Digitalisierung der auf einem Analogband vorhandenen 7 Spuren gewährleistet ist.

Bei der Digitalisierung des zu einer vollständigen Messung gehörenden zweiten Magnetbands mußte besonders auf das Einsetzen des ersten Triggersignals geachtet werden, um die Gleichzeitigkeit der Abtaststellen mit denen des ersten Magnetbandes sicherzustellen.

Angenommen, bei der Digitalisierung des zweiten Magnetbandes hätte sich die erste Abtaststelle um 1 Abtastintervall  $\Delta t$  verzögert, so wäre die Phasenverschiebung zwischen 2 sinusförmigen Signalen

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{T} \Delta t$$

Bei einer Periode von 4.5 sec wäre dann ein Phasenfehler von 12.8 Grad die Folge. Ein derart großer Fehler ist jedoch zu erkennen.

## 7. Ergebnisse der Messungen

Im Verhältnis zur Eigenentwicklung der benötigten Meßfühler, dem Aufbau der Arbeitsplattform und dem Installieren der Sensoren ist der Arbeitsaufwand zur Durchführung einer Messung praktisch zu vernachlässigen. Aus diesem Grund wurde bewußt sehr viel mehr gemessen, als in einer Abhandlung ausgewertet werden kann. Für das Folgende wird also nur ein Teil des in den Tabellen 6.2 und 6.3 aufgeführten Beobachtungsmaterials benutzt.

### 7.1. Spektren und Stromprofile der künstlich erzeugten Wellen.

Als Grundlage wird das Beobachtungsmaterial der Messung 2, Eckornfürde benutzt:

Anordnung der Strommesser:	Abb. 6.3
Wassertiefe:	2,70 m
Zahl der digitalisierten Werte einer Meßreihe:	$N = 875$
Abtastintervall:	$\Delta t = 0,16 \text{ sec}$
Korrelationsdistanz bei der Spektralanalyse:	$N' = 100$
Vertrauensgrenze (95%):	0.59 - 2.1

Einen Überblick über den zeitlichen Ablauf der mit dem Schiff erzeugten Wellen vermittelt Abb. 7.1, in der die Oberflächenauslenkung und die berechneten Stromgeschwindigkeiten als Funktion der Zeit aufgetragen sind. Abb. 7.2 zeigt den Ablauf, wie er sich durch direkte Registrierung der Ausgangsspannungen der Strommesser auf einem XY-Schreiber ergibt. Diese Spannungen sind den Kräften proportional, die auf die Meßelemente der Strommesser wirken (vergl. Abb. 3.4). Man erhält so einen qualitativen Überblick über die Lage der Strömungsvektoren. Diese Abbildung zeigt, daß die Wellenkämme sehr gut strandparallel verliefen. Die strandparallele Komponente wird deshalb für das Folgende nicht benötigt.

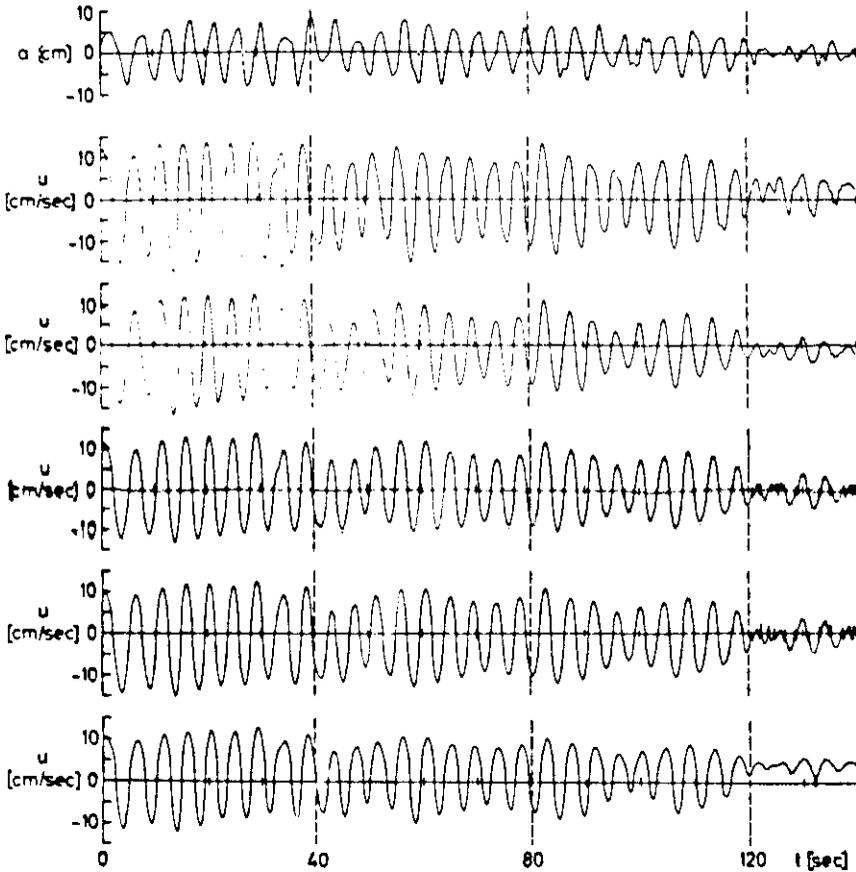


Abb. 7.1 Verlauf der Wellenhöhe und der Strömungen in 5 verschiedenen Tiefen

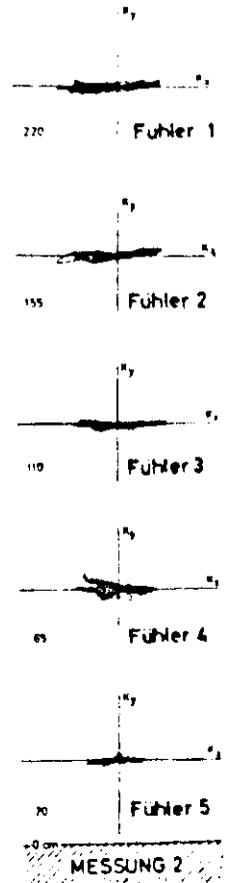


Abb. 7.2 Vektordarstellung der Strömungen

Die Photographie Abb. 3.22, die beim Auflaufen der künstlich erzeugten Wellen auf den Strand entstand, zeigt ferner, daß die Wellen eine sehr große Kammlänge aufwiesen.

Die Abb. 7.3 stellt das Amplitudenspektrum der Wellenhöhe dar, die Grundperiode der Wellen beträgt danach 4,5 sec bei einer Wellenamplitude von 5 cm. Der steile Abfall der Amplitude außerhalb des Maximums zeigt, daß es sich um fast monochromatische Wellen handelt. Sehr gut wird dieser Sachverhalt auch durch die Autokorrelationsfunktion wiedergegeben, die in Abb. 7.4 dargestellt ist und die mit wachsender Korrelationsdistanz nur wenig abnimmt.

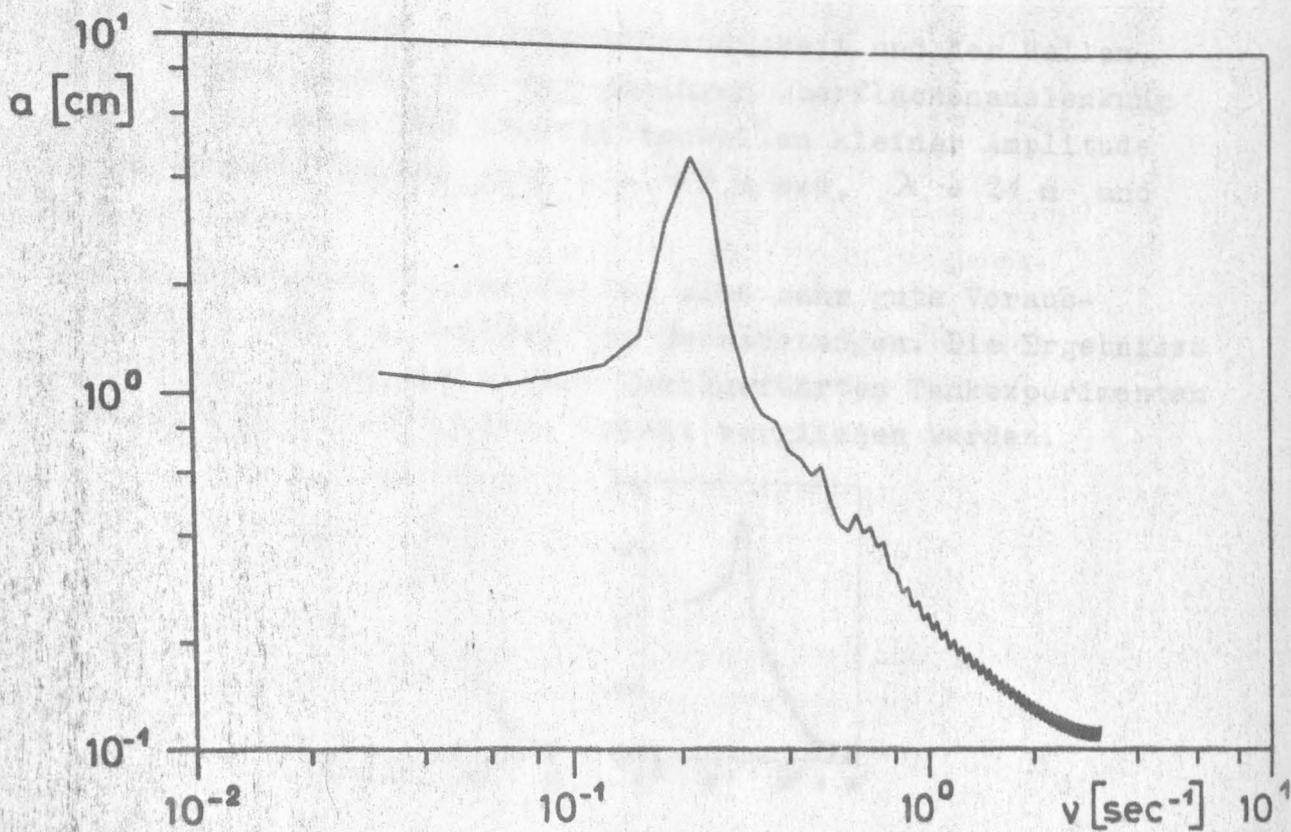


Abb. 7.3 Amplitudenspektrum der Wellenhöhe

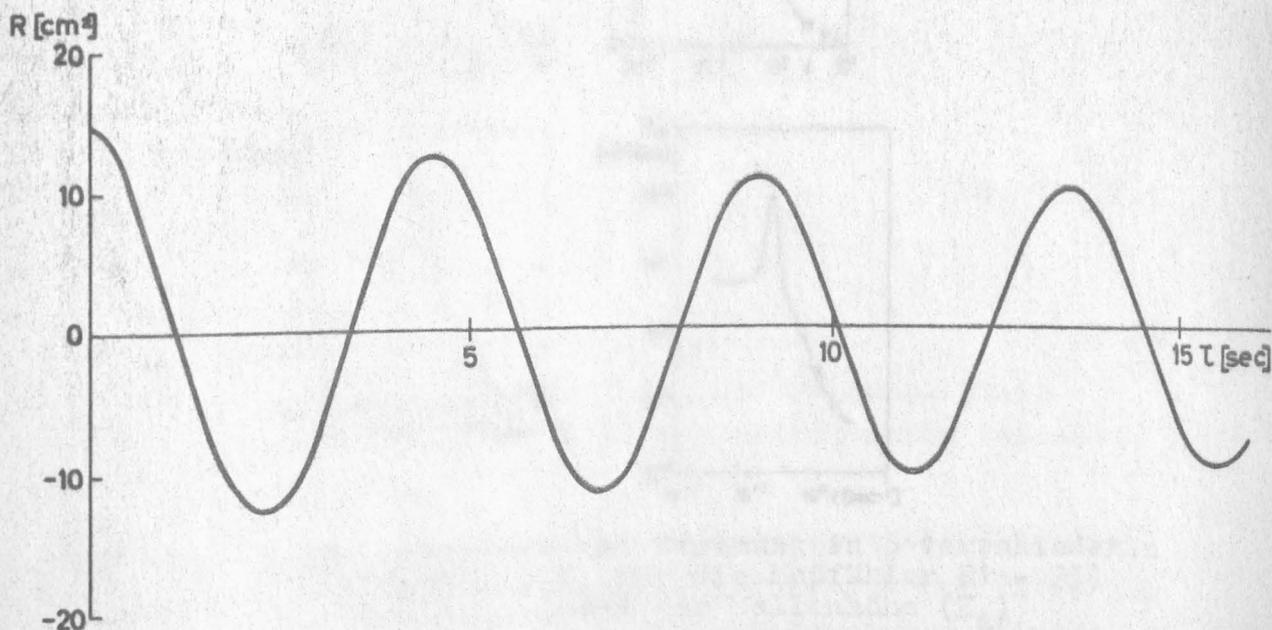


Abb. 7.4 Autokorrelationsfunktion der Wellenhöhe

Die Berechnung der Phasengeschwindigkeit und der Wellenlänge wurde angesichts der geringen Oberflächenauslenkung nach der Theorie für Oberflächenwellen kleiner Amplitude durchgeführt. Danach ist  $c = 4.7$  m/sec,  $\lambda = 24$  m und  $h/\lambda = 0.12$ .

Die so erzeugten Wellen bieten also sehr gute Voraussetzungen für die Analyse der Beobachtungen. Die Ergebnisse können mit denen aus bisher durchgeführten Tankexperimenten und mit denen der Theorie leicht verglichen werden.

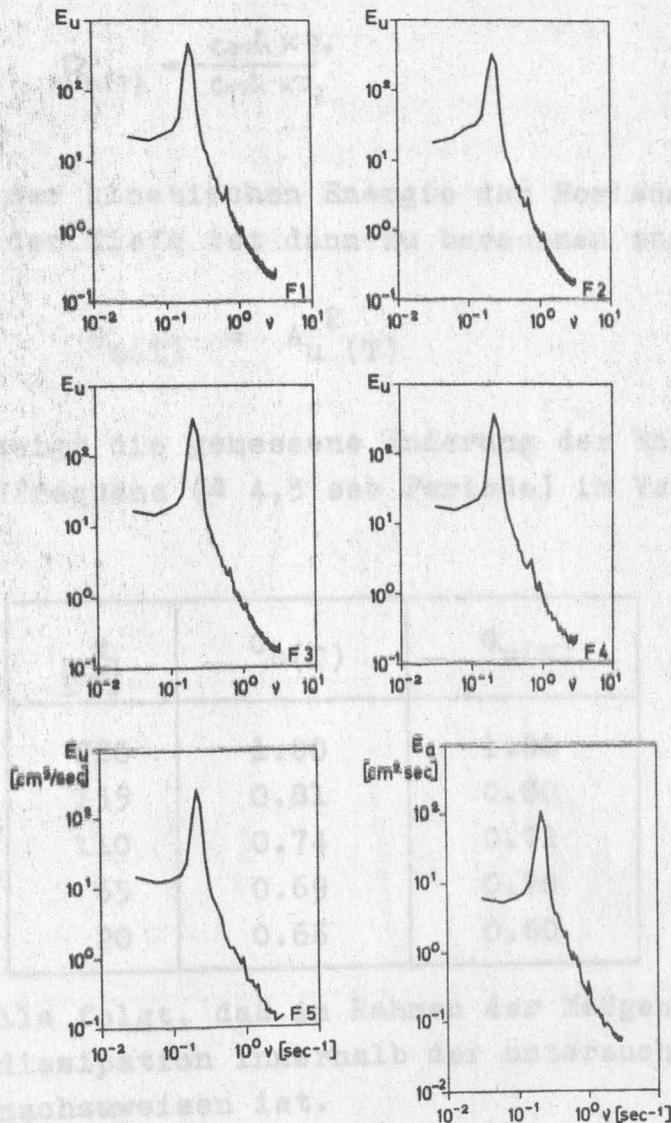


Abb. 7.5 Energiespektren der Strömung in 5 verschiedenen Wassertiefen ( $E_u$  für die Meßfühler F1 - F5) und Energiespektrum der Wellenhöhe ( $E_a$ )

Abb. 7.5 zeigt die Energiespektren der Strömungskomponenten in Richtung See - Land. Um die Frage zu beantworten, ob eine Energiedissipation durch Bodenreibung nachgewiesen werden kann, ist es im Falle der Modellwellen nicht sinnvoll, den gesamten analysierten Spektralbereich zu betrachten. Es genügt hier die Untersuchung bei der Grundfrequenz.

Ausgehend von den Gleichungen (2.6) findet man für das Verhältnis  $A_{u(T)}$  der horizontalen Strömungsamplituden in 2 verschiedenen Tiefen

$$R_{u(\tau)} = \frac{\cosh k z_1}{\cosh k z_2} \quad (7.1)$$

Die Änderung der kinetischen Energie der Horizontalbewegung mit der Tiefe ist dann zu berechnen aus

$$G_{u(T)} = A_{u(T)}^2$$

Tabelle 7.1 zeigt die gemessene Änderung der Energie  $G_{u(M)}$  bei der Grundfrequenz ( $\approx 4,5$  sec Periode) im Vergleich zu  $G_{u(T)}$

$z$ [cm]	$G_{u(T)}$	$G_{u(M)}$
220	1.00	1.00
155	0.81	0.80
110	0.74	0.72
65	0.69	0.78
20	0.66	0.60

Tabelle 7.1

Aus der Tabelle folgt, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit eine Energiedissipation innerhalb der untersuchten Wassersäule nicht nachzuweisen ist.

Neben Energiebetrachtungen fordert die Aufgabenstellung die Feststellung der Phasendifferenzen als Funktion der Tiefe und der Frequenz. Um den maßgebenden Frequenzbereich zu finden, wurden zwischen den Zeitserien der Strömungsgeschwindigkeit in verschiedenen Tiefen zunächst die Kohärenzen  $\gamma$  bestimmt.

Es ist

$$\gamma^2 = \frac{C_{12}^2 + Q_{12}^2}{C_{11} \cdot C_{22}} \quad (7.2)$$

Dabei bedeuten  $C_{11}$  Autospektrum der 1. Zeitserie  
 $C_{22}$  Autospektrum der 2. Zeitserie  
 $C_{12}$  Co-spektrum zwischen 1. und 2. Zeitserie  
 $Q_{12}$  Quadraturspektrum zwischen 1. und 2. Zeitserie

Entsprechend der Meßfühlernummerierung in Abb. 6.3 wurden  $\gamma_{12}(\omega)$ ,  $\gamma_{13}(\omega)$ ,  $\gamma_{14}(\omega)$  und  $\gamma_{15}(\omega)$  berechnet. Abb. 7.6 zeigt als Beispiel die Kohärenz zwischen den Zeitserien des obersten und des untersten Strömungsmesser, also  $\gamma_{15}(\omega)$ .

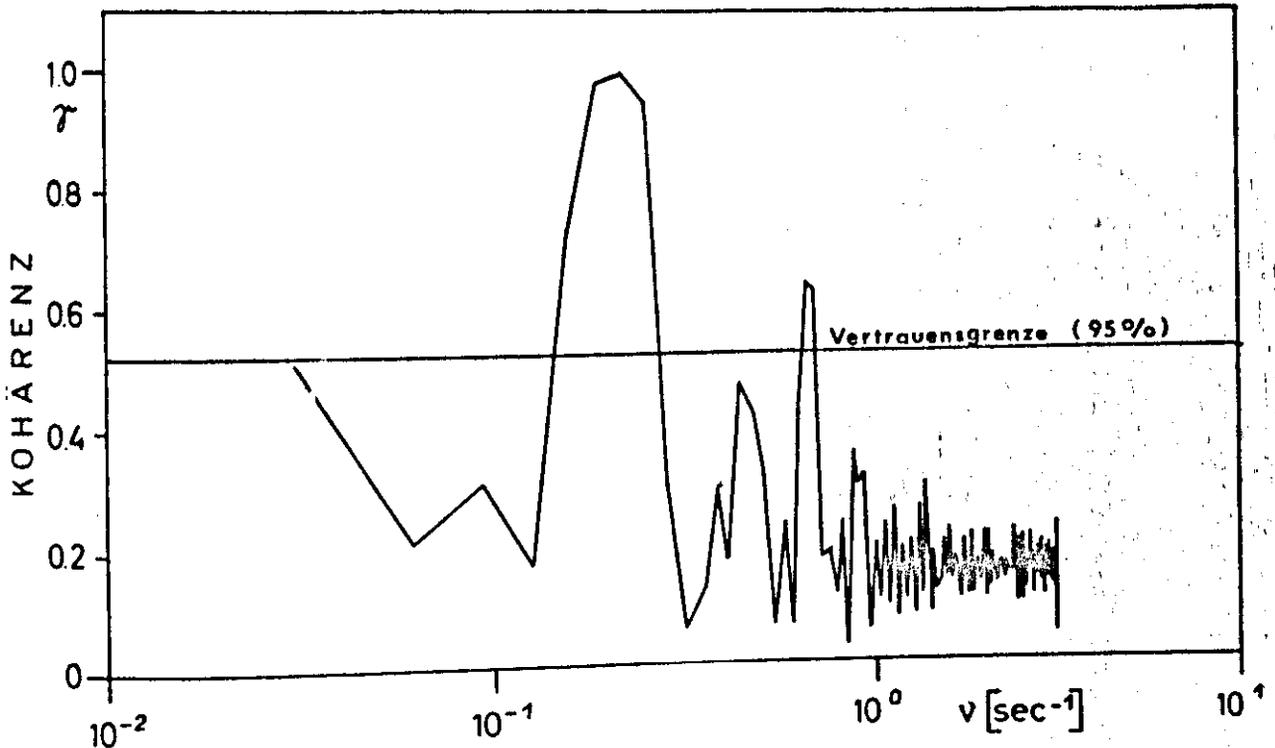


Abb. 7.6 Kohärenz zwischen der Strömung des obersten und des untersten Strommesser als Funktion der Frequenz

Man sieht, daß die Kohärenz in der Umgebung der Grundfrequenz sehr hoch ist und außerhalb steil abfällt. Das gleiche gilt für die anderen Zeitserien der Strömung. In Tabelle 7.2 sind Werte für die Kohärenz bei der Periode von 4.5 sec zusammengestellt.

$\gamma_{12}$	$\gamma_{13}$	$\gamma_{14}$	$\gamma_{15}$
0.995	0.998	0.998	0.994

Tabelle 7.2

Die Kohärenz zwischen Oberflächenauslenkung und Strömung ist nur unwesentlich kleiner (Tabelle 7.3)

$\gamma_{01}$	$\gamma_{02}$	$\gamma_{03}$	$\gamma_{04}$	$\gamma_{05}$
-	0.975	-	0.970	0.975

Tabelle 7.3

Die Berechnung der Phasendifferenzen ist nur im Bereich hoher Kohärenz sinnvoll. Die Berechnung geschah mit Hilfe der Beziehung

$$\operatorname{tg} \varphi(\omega) = \frac{Q_{12}}{C_{12}} \quad (7.3)$$

In Abb. 7.7 ist die Phase in dem Frequenzbereich gezeichnet, der innerhalb des steilen Abfalls der Kohärenz liegt.

Tabelle 7.4 gibt die Phase, bezogen auf die Zeitserie des obersten Strommessers für die Grundfrequenz wieder:

$\varphi_{12}$	$\varphi_{13}$	$\varphi_{14}$	$\varphi_{15}$
$4^\circ$	$5.1^\circ$	$-3^\circ$	$1.5^\circ$

Tabelle 7.4

Man sieht also, daß auch die Phasenverschiebungen zwischen den Strömungen in verschiedenen Tiefen, die in Bezug auf Reibungserscheinungen sehr empfindlich sind, keinen weiteren Hinweis auf eine Energiedissipation geben.

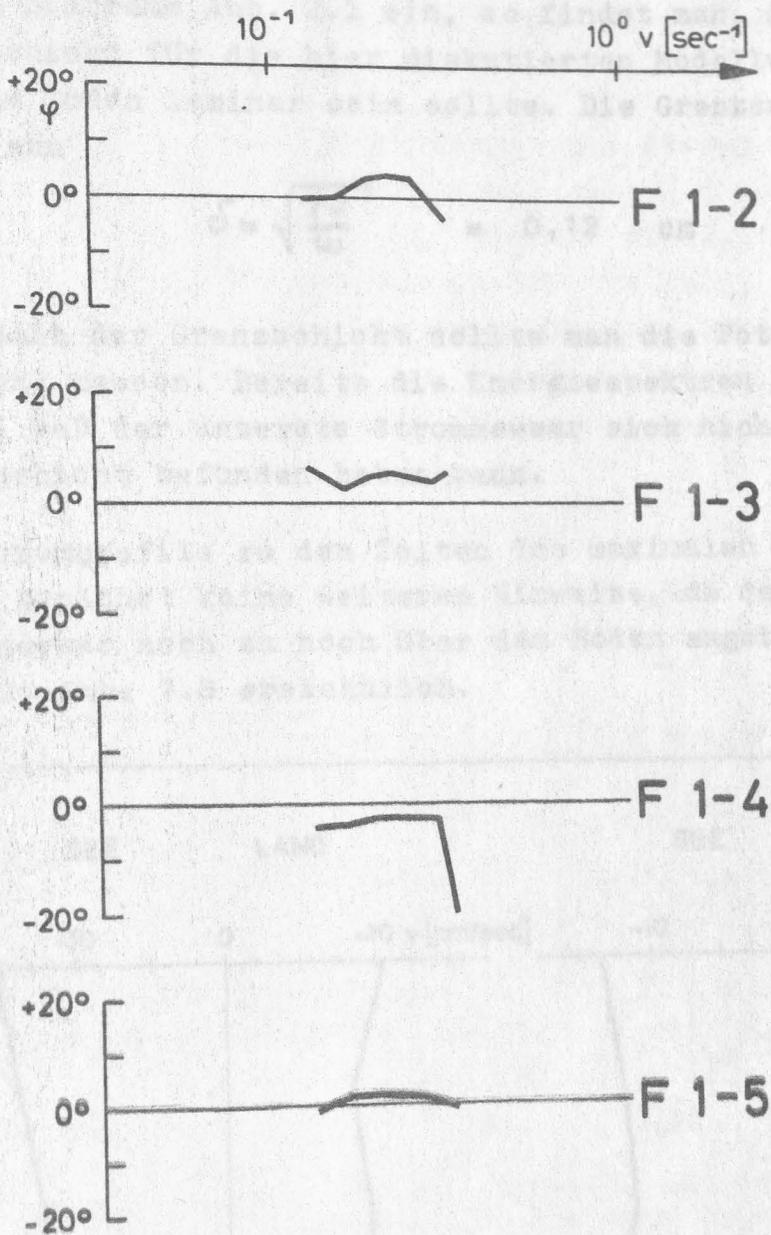


Abb. 7.7 Phasenverschiebungen zwischen den Strömungszeitserien in verschiedenen Tiefen bezogen auf den obersten Strommesser

Wegen des Vorherrschens einer einzigen Periode bietet sich weiter die Betrachtung der gemessenen Stromprofile an.

Geht man mit den hier vorliegenden Werten für das Verhältnis Tiefe zu Wellenlänge, der Periode und Wellenhöhe in das Diagramm Abb. 2.1 ein, so findet man, daß die Grenzschicht für die hier diskutierten Modellwellen bei glattem Boden laminar sein sollte. Die Grenzschichtdicke wäre dann

$$\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} = 0,12 \text{ cm}$$

Außerhalb der Grenzschicht sollte man die Potentialströmung messen. Bereits die Energiespektren haben gezeigt, daß der unterste Strommesser sich nicht in einer Grenzschicht befunden haben kann.

Die Stromprofile zu den Zeiten des maximalen Stromes geben zunächst keine weiteren Hinweise, da der unterste Strommesser noch zu hoch über dem Boden angebracht ist, wie aus Abb. 7.8 ersichtlich.

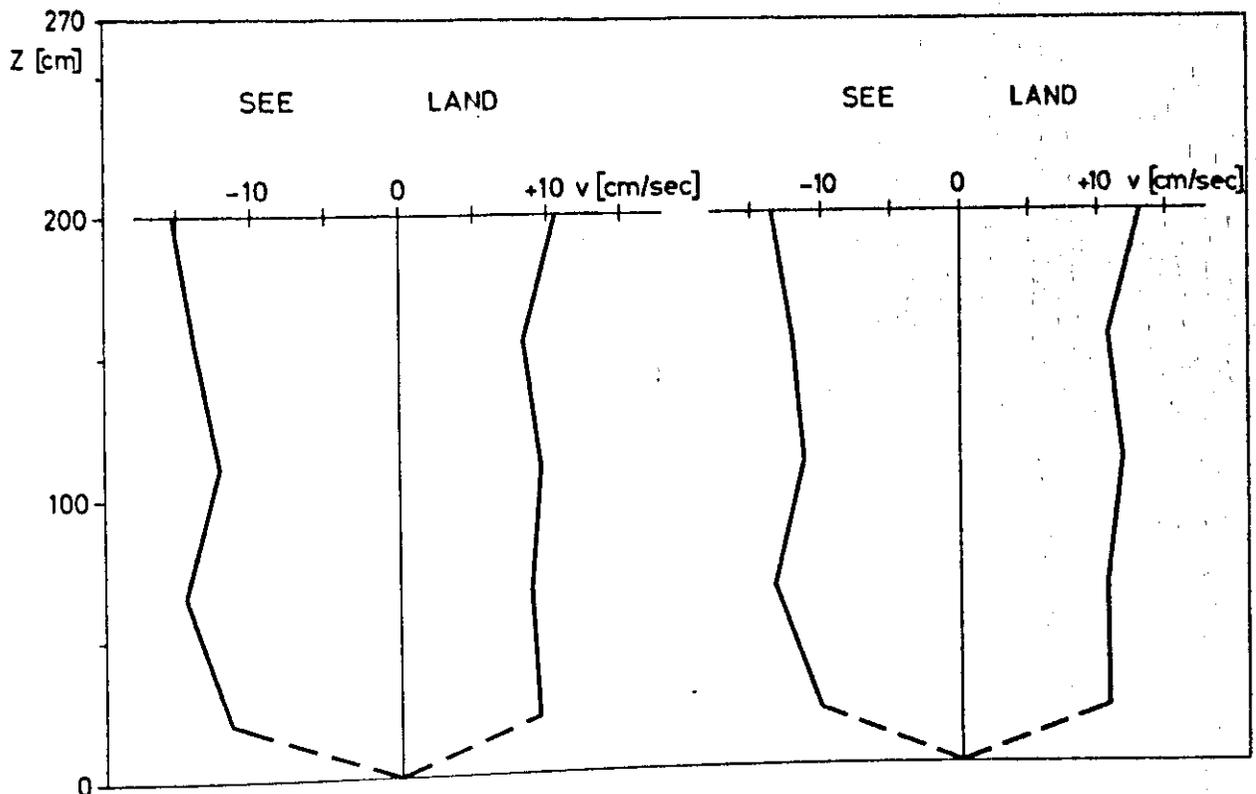


Abb. 7.8 Zwei Beispiele für Stromprofile zur Zeit des maximalen Stromes

In der Abbildung sind Einzelprofile wiedergegeben, da eine Mittelung angesichts der Tatsache, daß die Wellen langsam abklingen, nicht sinnvoll ist.

In der Nähe der Nulldurchgänge zeigen die Stromprofile dagegen ein überraschendes Verhalten. Abb. 7.9 zeigt eine Folge von Profilen im zeitlichen Abstand von 0,16 sec in der Umgebung zweier Nulldurchgänge für den Fall, daß die Strömung von Richtung See nach Richtung Land umkehrt.

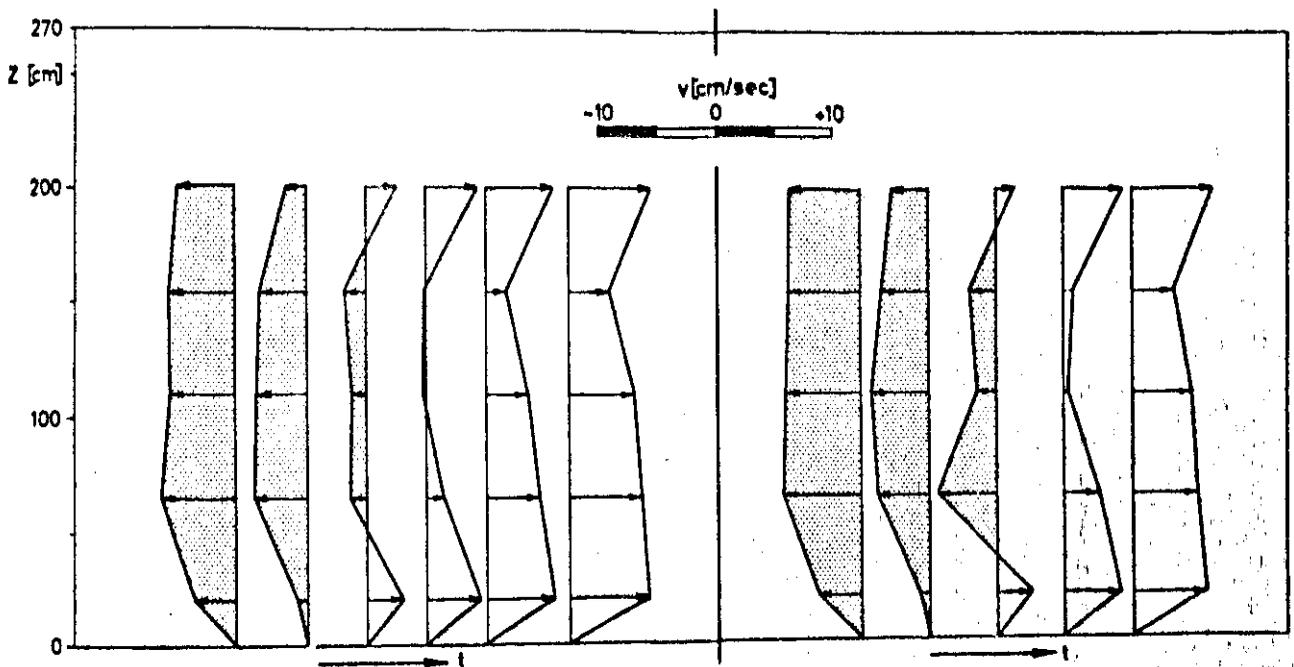


Abb. 7.9 Zwei Beispiele für Stromprofile zur Zeit der Stromumkehr von Richtung See nach Richtung Land

Man erkennt, daß sich der Richtungswechsel zuerst in Bodennähe und auch beim obersten Strommesser bemerkbar macht. Beim Richtungswechsel Land  $\rightarrow$  See (Abb. 7.10) ist es jedoch umgekehrt, die Strömung in Bodennähe und beim obersten Strommesser reagiert verspätet auf die Stromumkehr.

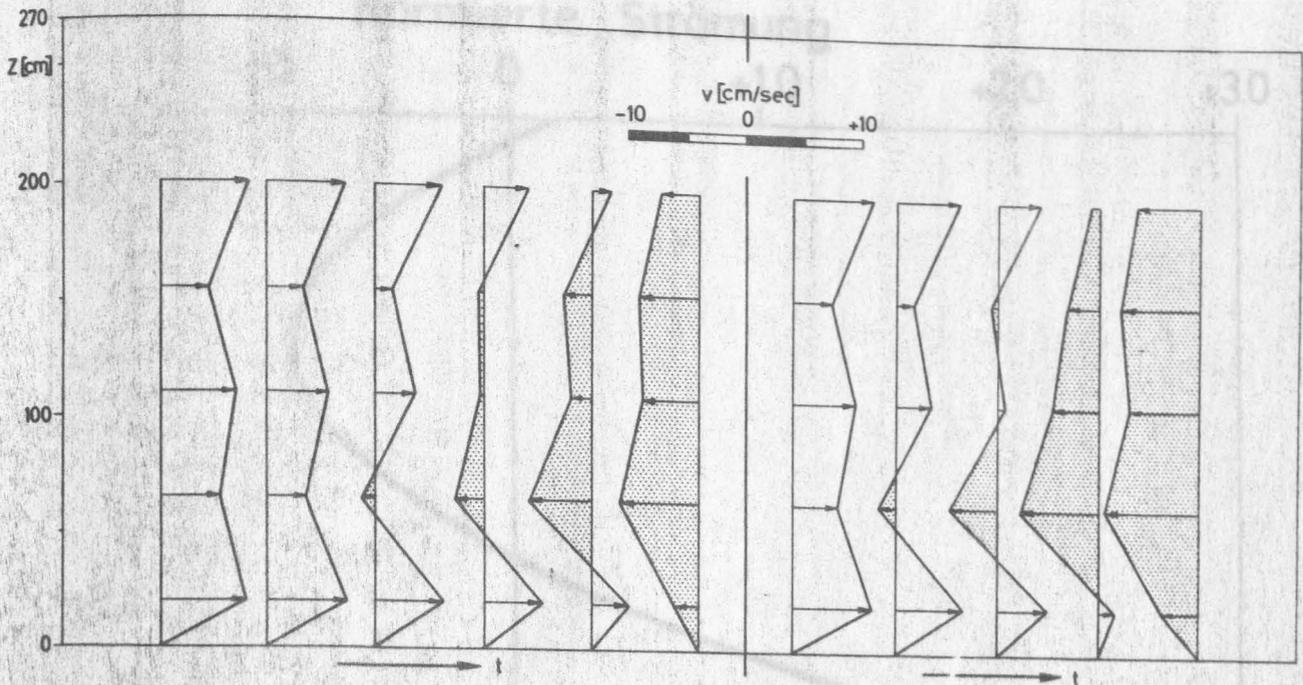


Abb. 7.10 Zwei Beispiele für die Stromprofile zur Zeit der Stromumkehr von Richtung Land nach Richtung See

Dieses Verhalten der Stromprofile kann durch den Einfluß einer Massentransportströmung erklärt werden. Die Kontinuitätsgleichung fordert, daß durch jeden Querschnitt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Wellen im zeitlichen Mittel die gleiche Wassermasse hindurchfließen muß. Bei geneigtem Boden bedeutet das eine Vergrößerung der Wellenamplitude zum Strand hin und damit ein Ansteigen des mittleren Wasserspiegels, was eine konstante Ausgleichsströmung zur Folge haben muß.

Die Berechnung dieser Ausgleichsströmung ist schwierig und analytisch bisher nur unter sehr vereinfachten Annahmen durchgeführt worden. So setzte z.B. J.J. STOKER (1957) bei seiner Berechnung konstante Wellenlänge voraus. Andere Untersuchungen beschäftigen sich mit der Massentransportströmung in Stokes-Wellen bei begrenzten Kanälen konstanter Wassertiefe. Eine Übersicht darüber geben R.G. DEAN und P.S. EAGLESON (1966) auf der Grundlage theoretischer Arbeiten von M.S. LONGUET-HIGGINS (1953) und Tan experimenten von R.C. RUSSEL und J.D.C. OSCRIO (1958).

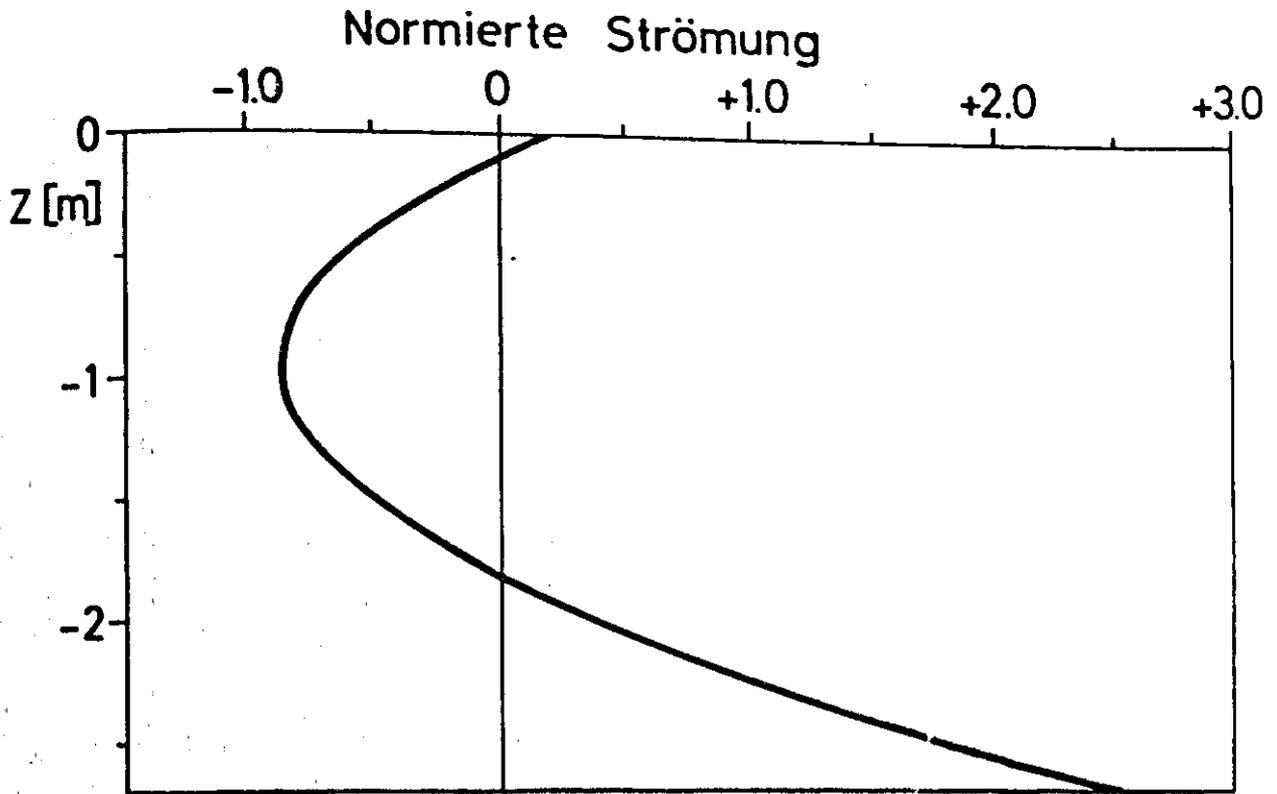


Abb. 7.11 Stromprofil der Massentransportströmung bei einem begrenzten Kanal konstanter Tiefe

Für das Stromprofil der Massentransportgeschwindigkeit erhält man nach M.S. LONGUET-HIGGINS in der bei R.G. DEAN und P.S. EAGELSON (1966) angegebenen Form

$$\bar{u}(z) = \frac{\bar{u}_0}{2} \left\{ 2 \cosh 2\kappa(h+z) + 3 + \kappa h \left[ 3 \left(\frac{z}{h}\right)^2 + 4 \left(\frac{z}{h}\right) + 1 \right] \right. \\ \left. \cdot \sin 2\kappa h + 3 \left( \frac{\sin 2\kappa h}{2\kappa h} + \frac{3}{2} \right) \left[ \left(\frac{z}{h}\right)^2 - 1 \right] \right\}$$

$\bar{u}_0$  ist die Massentransportgeschwindigkeit, die aus der Wellentheorie von Stokes für einen unendlich langen Kanal konstanter Tiefe folgt. Für die vorherrschende Wellenlänge  $\frac{2\pi}{\kappa} = 21$  m und  $h = 2.7$  m ergibt sich das in Abb. 7.11 dargestellte Profil.

Überlagert man diesem Profil ein sinusförmig veränderliches Stromprofil, dann ergibt sich für einen festen Meßort

$$u(z) = \bar{u}(z) + u_w \sin \omega t$$

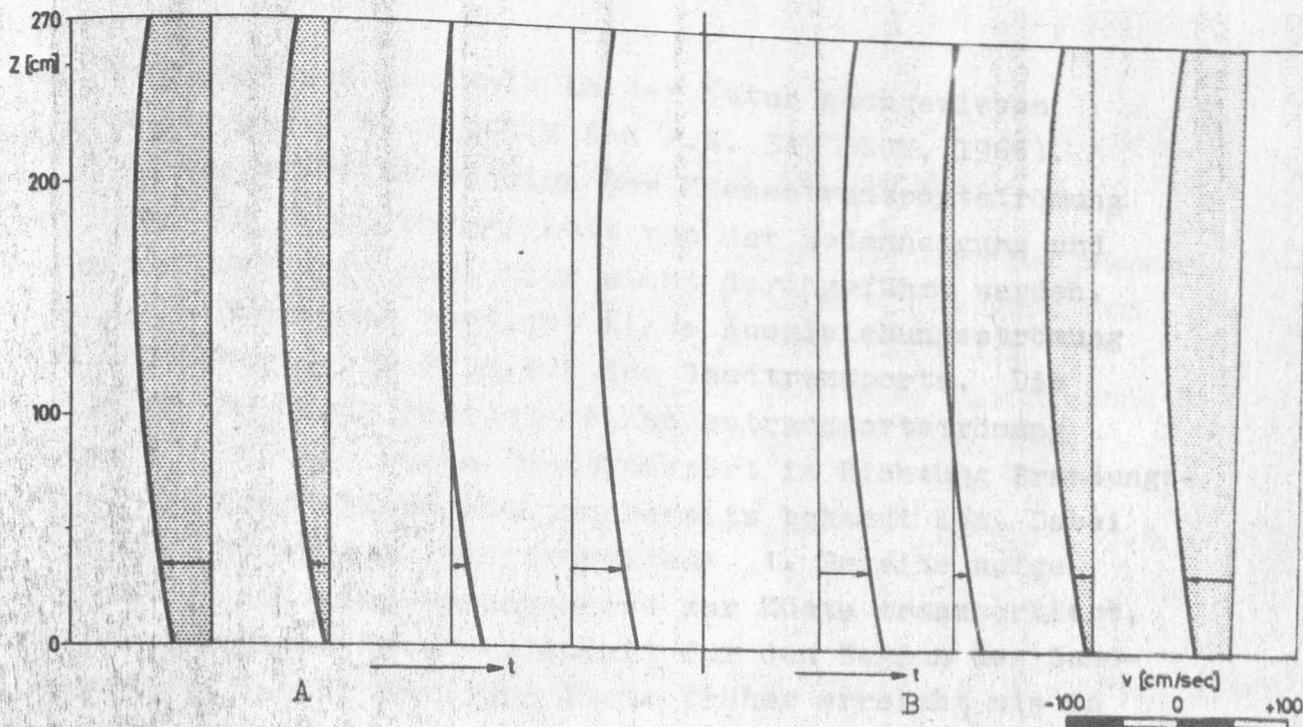


Abb. 7.12 Theoretische Stromprofile nach Gl. (7.5)  
 A: Strömungsumkehr von Richtung See nach Richtung Land,  
 B: Strömungsumkehr von Richtung Land nach Richtung See

Abb. 7.12 zeigt eine Folge von so berechneten Stromprofilen im Bereich zweier Nulldurchgänge, die qualitativ genau das Verhalten zeigen wie die beobachteten Profile. Aus Laborversuchen ist aber auch bekannt, daß die Massentransportströmungen bei geneigtem Boden erheblich höhere Werte annehmen, als solche, die Gl. (7.4) liefert. Ein Vergleich zwischen der gemessenen Transportströmung in der Höhe des untersten Meßfühlers mit dem theoretischen Wert aus Gl. (7.4) zeigt, daß die gemessene Strömung hier genau 10 mal größer ist.

Die in der Tabelle 6.2 genannten weiteren Messungen in Modellwellen bestätigen die hier dargestellten Verhältnisse. Auch der bodennächste Strommesser, der bei den Messungen 3 und 4 nur 7 cm über dem Boden angebracht war, brachte keine neuen Ergebnisse. Damit ist eine aus Laborexperimenten bekannte Tatsache über Strömungen in der Nähe

der Brandungszone erstmals in der Natur nachgewiesen worden (vergl. J.W. JOHNSON and P.S. EAGLESON, 1966). Eine eingehendere Diskussion der Massentransportströmung in Bezug auf ihre Abhängigkeit von der Boden­neigung und anderen Parametern soll hier nicht durchgeführt werden. Besondere Beachtung verdient diese Ausgleichsströmung im Hinblick auf die Probleme des Sandtransports. Die am Boden zur Küste gerichtete Massentransportströmung bewirkt im Mittel einen Sandtransport in Richtung Brandungszone, was durch Beobachtungen bereits bekannt ist. Dabei sind zwei Effekte zu unterscheiden: 1. Bereits aufgewirbelter Sand wird vorzugsweise zur Küste transportiert, 2. Die kritische Geschwindigkeit für den Beginn des Sandtransports ist in Richtung Küste früher erreicht als in Richtung See.

Damit hat das Experiment mit den künstlich erzeugten Modellwellen folgendes ergeben:

1. Innerhalb der untersuchten Wassersäule ist keine Energiedissipation nachzuweisen,
2. Die Kohärenz zwischen den Strömungszeitserien in verschiedenen Tiefen ist in der Umgebung der vorherrschenden Wellenperiode nahezu gleich 1. Die Kohärenz zwischen der Zeitserie der Oberflächenauslenkung und den Strömungszeitserien ist nur unwesentlich niedriger,
3. Die Phasenverschiebung zwischen den Strömungen in verschiedenen Tiefen sind im Bereich der vorherrschenden Wellenperiode außerordentlich klein,
4. Die Dicke der bodennahen Grenzschicht ist kleiner als 7 cm und konnte nicht erfaßt werden,
5. Die Stromprofile können qualitativ als Überlagerung der Potentialströmung mit einer Massentransportströmung erklärt werden. Damit wurde eine bisher nur aus Tankexperimenten bekannte Erscheinung auch in der Natur nachgewiesen.

## 7.2 Spektren und Stromprofile im Seegang

Wie Tabelle 6.2 zeigt, kamen zur Zeit der Durchführung der Strömungsmessungen im Seegang nur schwache Windgeschwindigkeiten vor. Als repräsentatives Beispiel wird hier die Messung 5 vom Beobachtungsort Eckernförde diskutiert.

Anordnung der Strommesser	:	Abb. 6.3
Wassertiefe	:	1,20 m
Zahl der Werte einer Zeitserie	:	$N = 6280$ (1000)
Abtastintervall	:	$\Delta t = 0,16$ sec
Korrelationsdistanz bei der Spektralanalyse	:	$N' = 100$
Zahl der Freiheitsgrade	:	20
Vertrauensgrenze (95%)	:	0,59 - 2,1

Um einen direkten Vergleich mit der vorher geschilderten Messung in Modellwellen zu ermöglichen, wurden bei der Spektralanalyse die gleiche Korrelationsdistanz gewählt und nur die ersten 1000 Werte der Zeitserien benutzt.

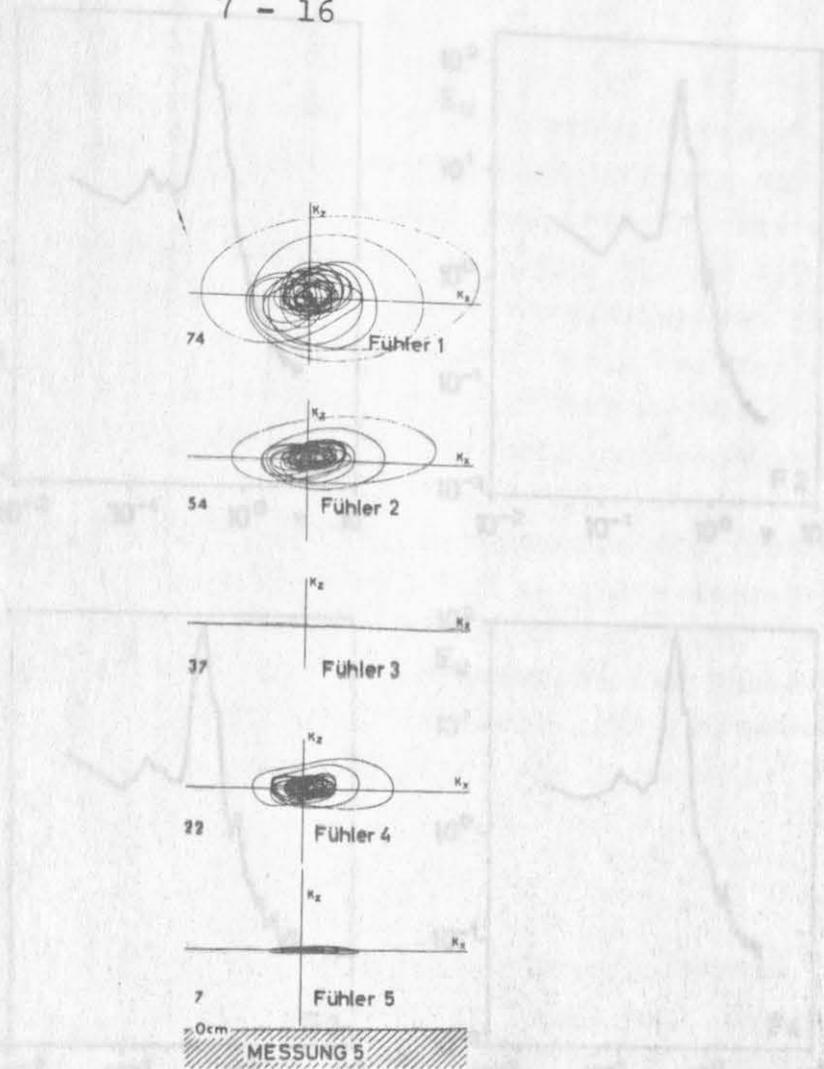


Abb. 7.13 Vektordarstellung der Strömung von Messung 5. (Bei Meßfühler 3 ist die Vertikalkomponente ausgefallen). Die Zahlen links zeigen die Einsatztiefe in cm.

Abb. 7.13 gibt einen Überblick über die Messungen in Vektordarstellung. Gemessen wurden die Vertikal- und die Horizontalkomponente in Richtung See - Land. Die Geräte wurden so justiert, daß die strandparallele Komponente minimal wurde.

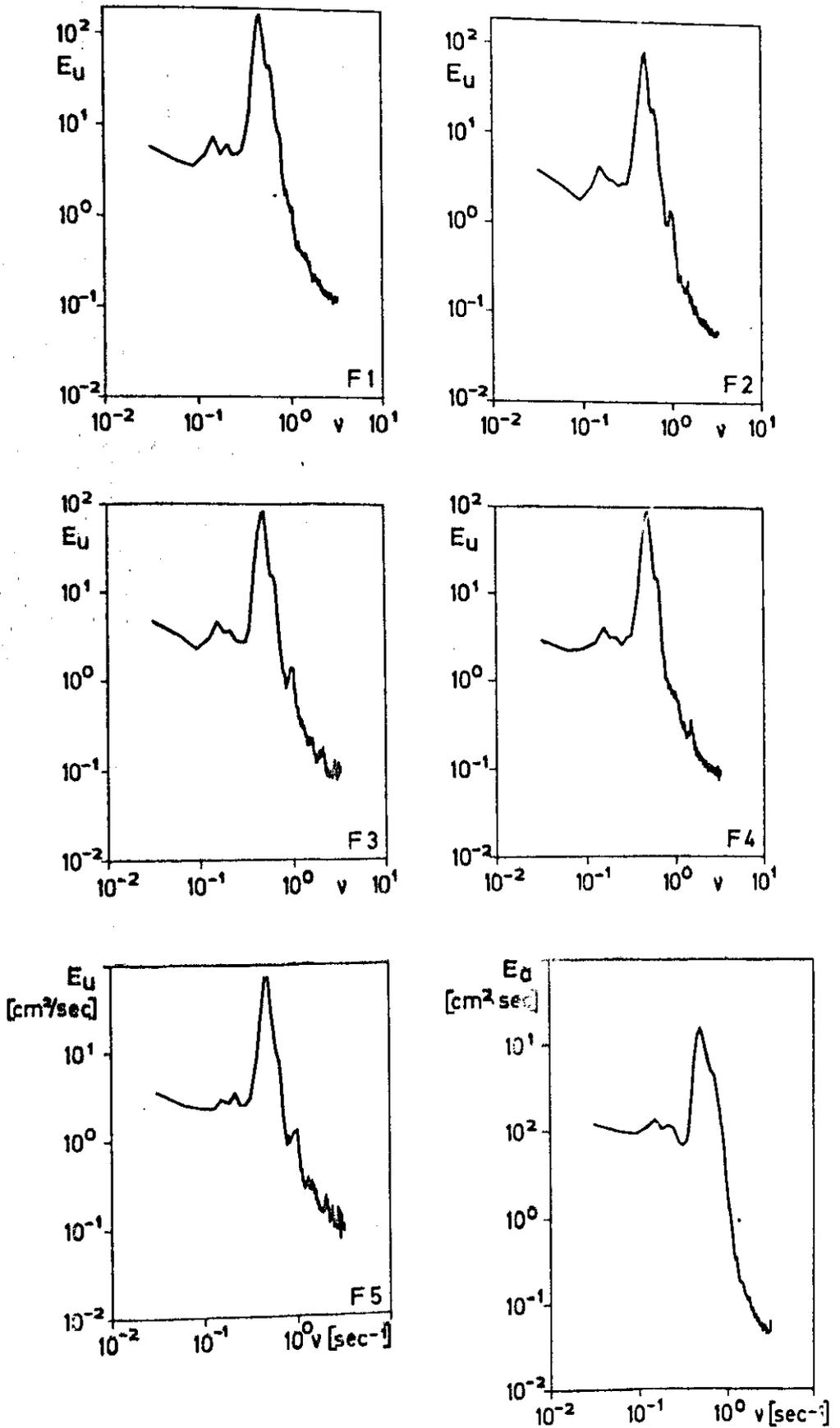


Abb. 7.14 Energiespektren der Horizontalkomponente  $E_u$  der Strömung in 5 verschiedenen Tiefen und Energiespektrum der Wellenhöhe  $E_a$

In Abb. 7.14 sind die aus den Zeitserien berechneten Energiespektren für die Horizontalkomponenten der Strömung und für die Wellenhöhe dargestellt. Die vorherrschende Periode beträgt 2 sec. Man könnte vermuten, daß die Nebenmaxima bei tieferen Frequenzen von Dünungswellen herrühren. Um das zu prüfen, kann der Verlauf der Kohärenz und der Phase zwischen der u- und w-Komponente als Funktion der Frequenz in verschiedenen Tiefen herangezogen werden (Abb. 7.15). In der Umgebung der vorherrschenden Periode ist die Kohärenz sehr groß. Die Phase zwischen den u- und w-Komponenten schwankt nur wenig um  $270^\circ$  und zeigt damit den erwarteten Verlauf. Im Frequenzbereich der Nebenmaxima ist das jedoch nicht der Fall. Ihr Auftreten kann also nicht auf einen Wellenvorgang zurückgeführt werden.

Im Gegensatz zu den entsprechenden Untersuchungen bei den Modellwellen, muß bei der Frage nach Energieänderungen mit der Tiefe hier ein größerer Frequenzbereich betrachtet werden, in dem die Übertragungsfunktion zwischen den Strömungskomponenten bekannt sein muß. Dazu gehen wir vom Geschwindigkeitspotential für Wellen kleiner Amplitude auf endlicher Wassertiefe aus und schreiben es in der Form

$$\phi(x, z, t) = \sum_i \frac{g a_i}{\sigma_i} \frac{\cosh \kappa_i z}{\cosh \kappa_i h} \cos(\kappa_i x - \sigma_i t) \quad (7.6)$$

wobei über alle Frequenzen innerhalb des Spektrums summiert wird.

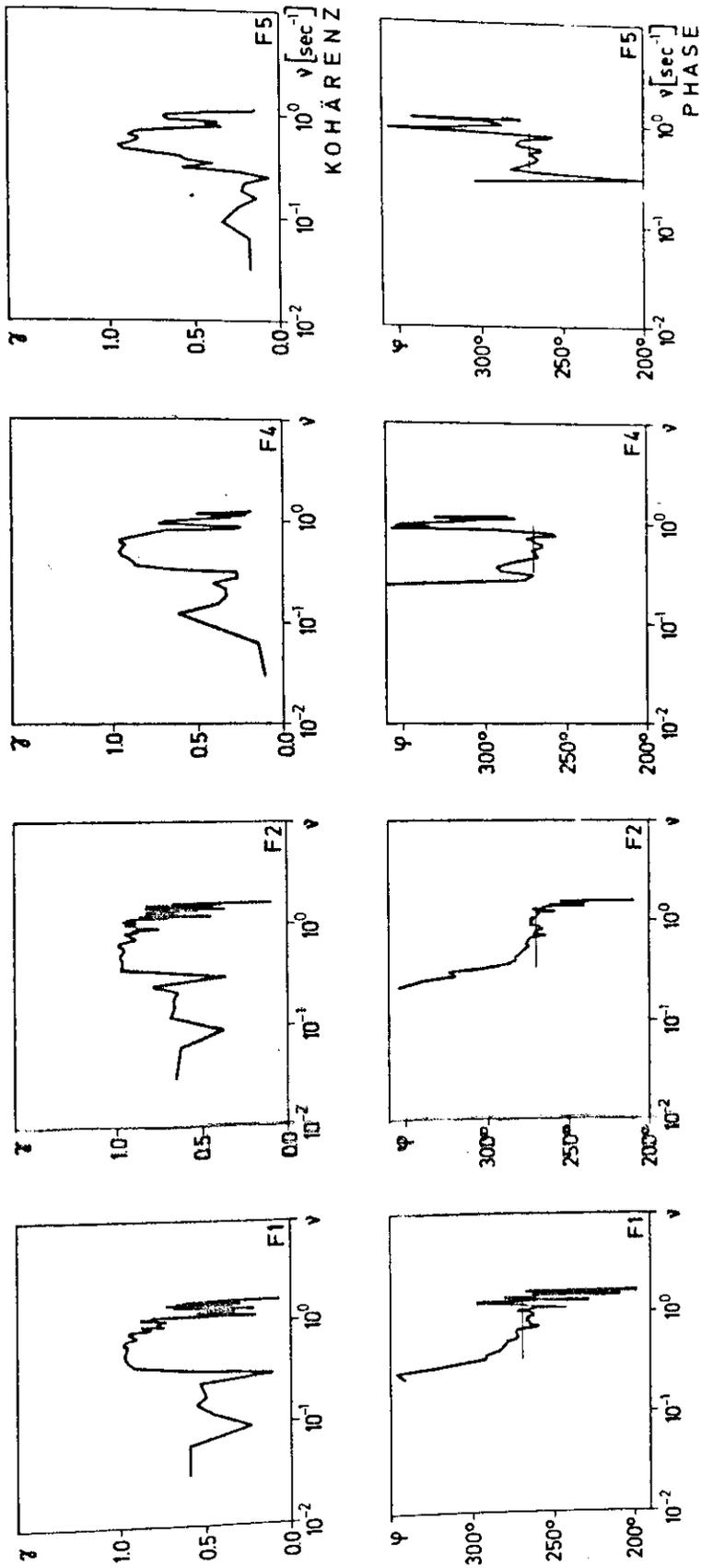


Abb. 7.15 Kohärenz und Phase zwischen der Horizontal- und Vertikalkomponente

Mit  $u = - \frac{\partial \phi}{\partial x}$   $p = \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t}$  (7.7)

und der Dispersionsgleichung

$$\sigma_i^2 = g \kappa_i \tanh \kappa_i h$$
 (7.8)

lassen sich die Übertragungsfunktionen

$$\overline{F}_{u_1 u_2}(\sigma) = \frac{A_u(z_1, \sigma)}{A_u(z_2, \sigma)}$$
 (7.9)

$$\overline{F}_{p u}(\sigma) = \frac{A_p(z, \sigma)}{A_u(z, \sigma)}$$
 (7.10)

als Funktion der Frequenz berechnen.  $A_u$  und  $A_p$  bedeuten die Amplitudenspektren von  $u$  bzw.  $p$ .

Anhand des Beobachtungsmaterials kann der Gültigkeitsbereich dieses einfachen Modells nachgeprüft werden.

Nimmt man das langperiodische Ende des Spektrums aus, so beschreibt die Theorie den Verlauf der gemessenen Übertragungsfunktionen in Abb. 7.16 recht gut bis zur oberen Frequenzgrenze für Schwerewellen bei etwa 0,8 Hz.

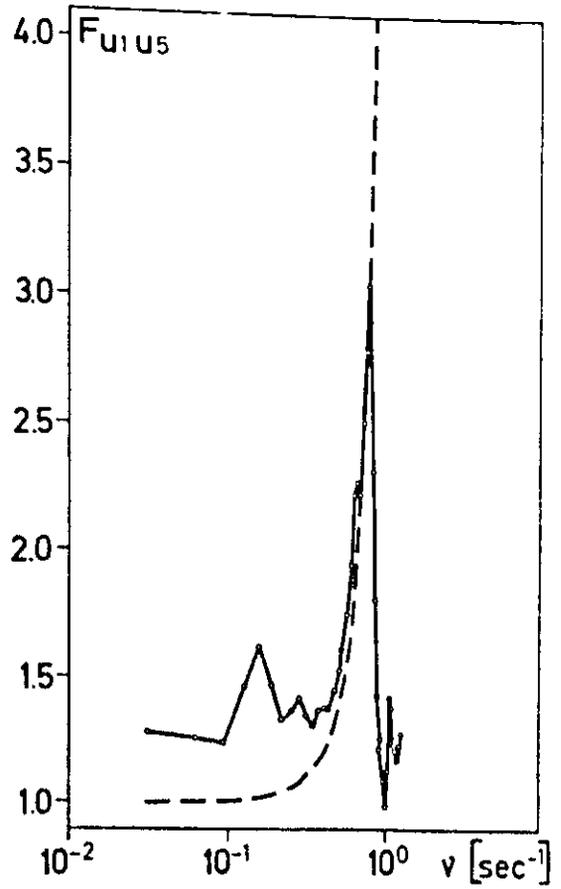
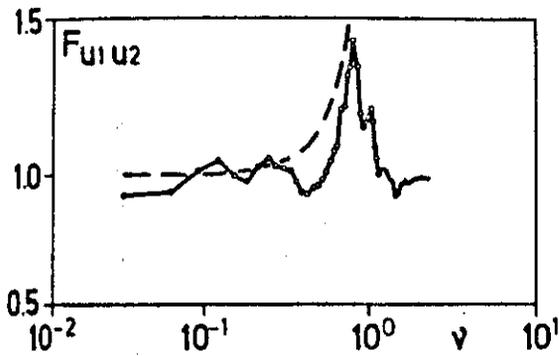
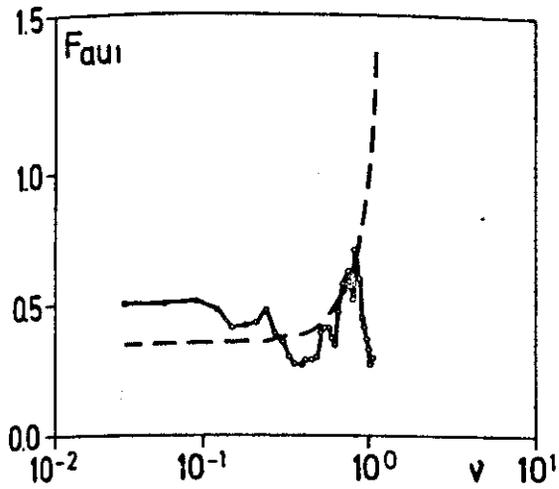


Abb. 7.16 Vergleich der Übertragungsfunktionen zwischen Wellenhöhe und Horizontalgeschwindigkeit ( $F_{au}$ ) und Geschwindigkeiten in 2 verschiedenen Tiefen ( $F_{u1u2}$ ,  $F_{u1u5}$ ) nach Theorie (gestrichelt) und Beobachtung

Berechnet man mit Gleichung (7.10) aus dem gemessenen Wellenhöhenspektrum das Spektrum der Horizontalgeschwindigkeit für den obersten Meßfühler (Abb. 7.17), so wird der Verlauf gut wiedergegeben, während z.B. beim Maximum Abweichungen von ca. 30% auftreten. Bei den Übertragungsfunktionen innerhalb der Geschwindigkeiten liegen die Verhältnisse nur etwas günstiger, insbesondere bei größerem Abstand der Meßfühler (vergl. Abb. 7.16).

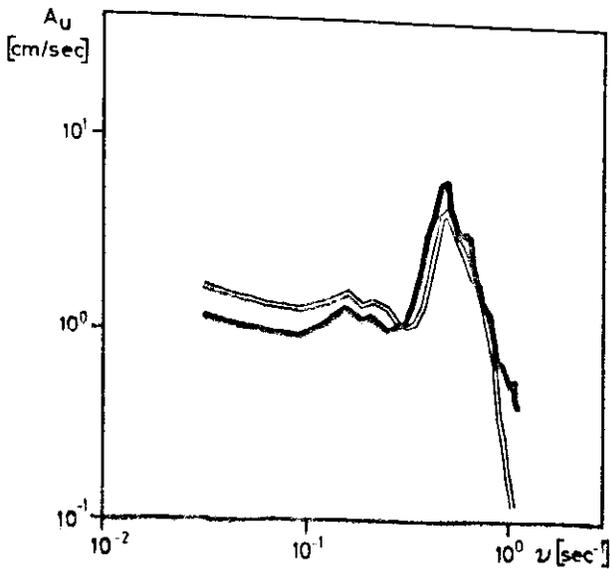


Abb. 7.17 Vergleich des gemessenen Geschwindigkeitsspektrums (ausgezogene Linie) mit dem aus der Wellenhöhe berechneten Spektrum für den obersten Strommesser

Betrachtet man unter diesen Gesichtspunkten die Energiespektren in Abb. 7.14 so erkennt man, daß auch hier wie bei den Modellwellen eine Energiedissipation in der Wassersäule nicht nachgewiesen werden kann.

Hinsichtlich der Phasenverhältnisse ergeben sich recht merkwürdige Ergebnisse, die in Abb. 7.18 zusammen mit der Kohärenz dargestellt sind. Danach eilt die Phase bei der vorherrschenden Periode in Höhe des 2. und 3. Strommessers der der Strömung des obersten Meßfühlers nach. Bei den bodennahen Fühlern ist es jedoch umgekehrt. Für dieses Ergebnis kann anhand des vorliegenden Materials keine Erklärung gegeben werden. Aufgrund der Messungen von J.F.A. SLEATH (1970), der Geschwindigkeits- und Phasenverhältnisse bei laminaren Grenzschichten über Sandböden untersuchte, kann jedoch vermutet werden, daß hier die Wirbelbildung in den Rippeltälern sehr großen Einfluß auf die Phasenverhältnisse hat.

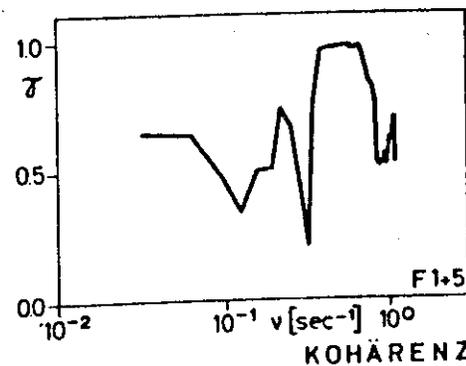
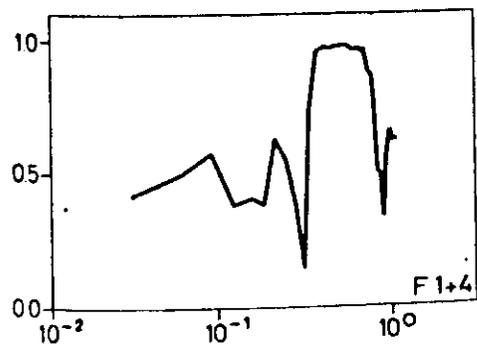
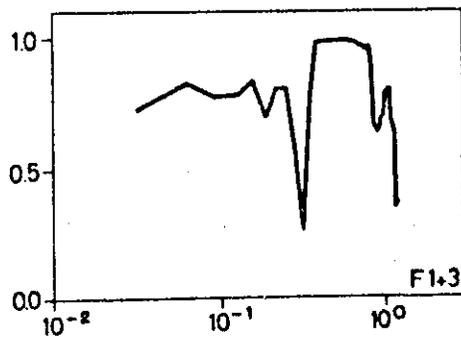
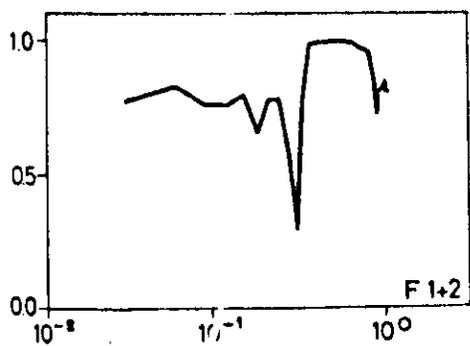
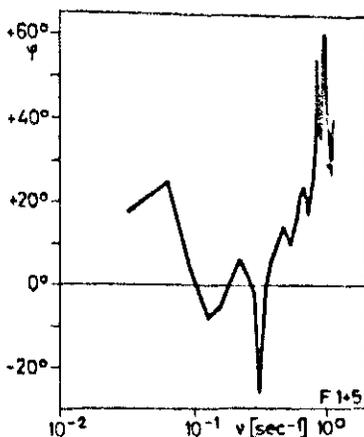
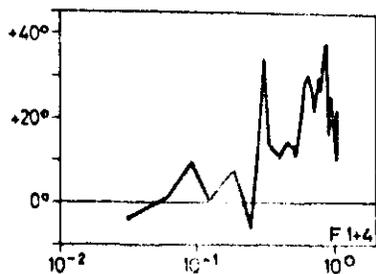
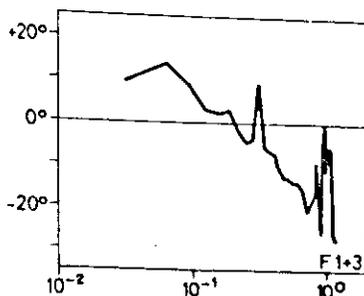
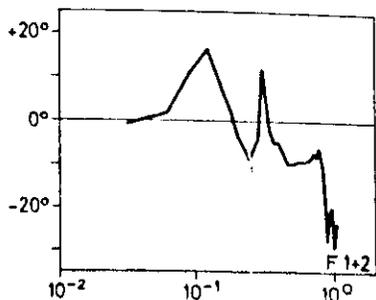


Abb. 7.18 Verlauf der Phase und der Kohärenz in 4 Tiefen, bezogen auf die Zeitserie der Horizontal-komponente des obersten Meßfühlers

Eine direkte Inspektion der gemessenen Stromprofile bringt ähnliche Ergebnisse wie bei den Modellwellen. Im oberen Teil der Abb. 7.19 sind 2 Beispiele für die Stromumkehr von Richtung See nach Richtung Land dargestellt, darunter 2 Beispiele für den umgekehrten Richtungswechsel.

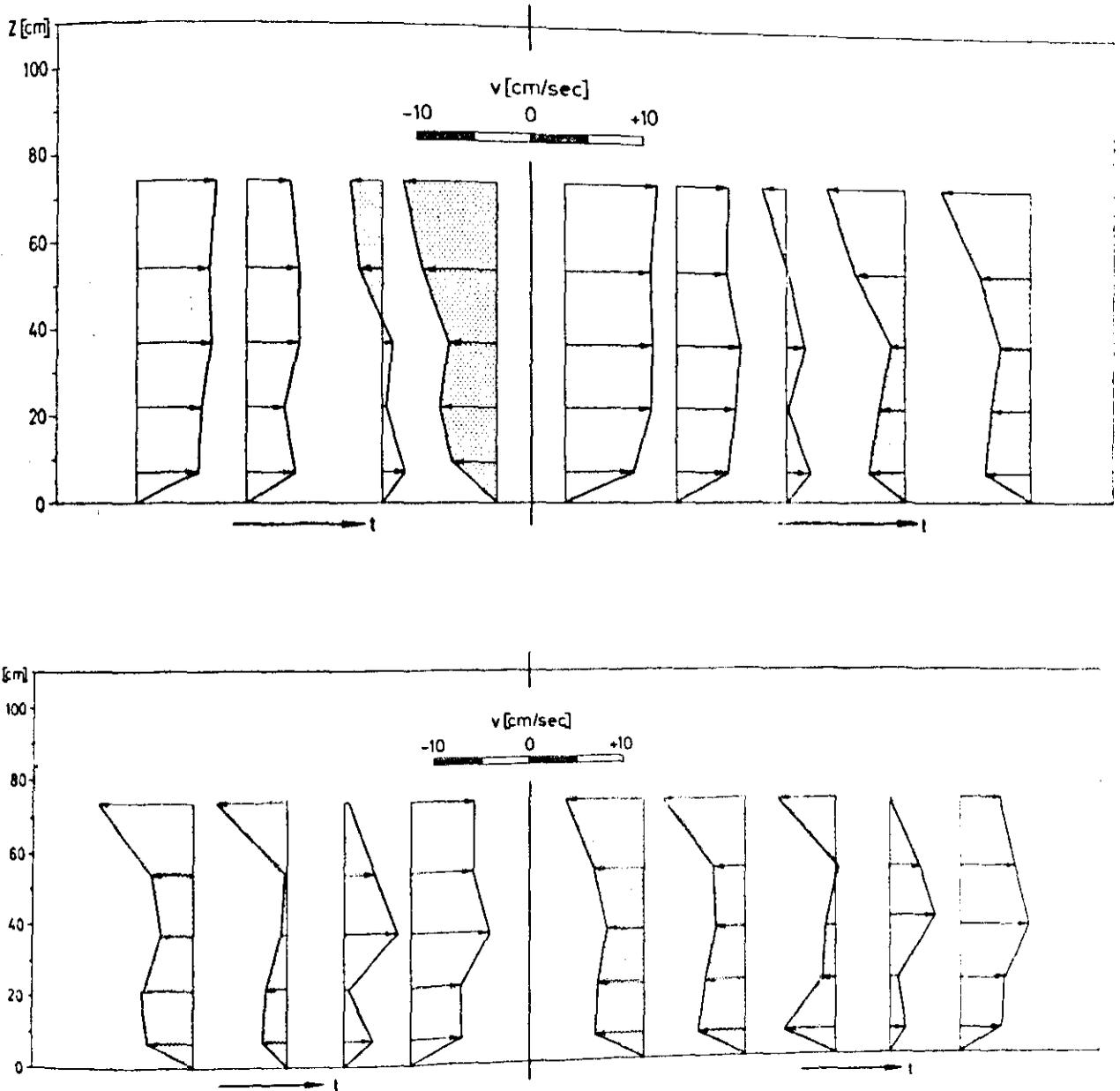


Abb. 7.19 Stromprofile im zeitlichen Abstand von 0,16 sec  
 Oben: 2 Beispiele für den Richtungswechsel  
 See  $\rightarrow$  Land  
 Unten: 2 Beispiele für den Richtungswechsel  
 Land  $\rightarrow$  See

Man erkennt aus dem oberen Teil ein Voreilen der Strömung am Boden. Das umgekehrte Verhalten im unteren Teil ist hier im Gegensatz zu den Modellwellen nicht zu beobachten. Bei der Betrachtung der Profile muß beachtet werden, daß der zeitliche Abstand wie bei den Modellwellen 0,15 sec beträgt, hier die vorherrschende Periode aber bei 2 sec im Gegensatz zu 4,5 sec liegt. Die zeitliche Auflösung ist hier also relativ kleiner.

Die Stromprofile zeigen ferner, daß der unterste Strommesser bei 7 cm Abstand vom Boden noch nicht in der Bodengrenzschicht gemessen hat.

Damit haben die Beobachtungen in Seegangswellen bei den angetroffenen Naturverhältnissen folgendes gezeigt:

1. Mit den Hilfsmitteln der Spektralanalyse war keine Energiedissipation in der Wassersäule nachzuweisen.
2. Die lineare Theorie der Oberflächenwellen kleiner Amplitude gibt die Übertragungsfunktion zwischen Oberflächenauslenkung und Horizontalgeschwindigkeit und den Geschwindigkeiten in verschiedenen Tiefen in ihrer Abhängigkeit von der Frequenz befriedigend weiter. Hinsichtlich der Amplituden bestehen jedoch Abweichungen bis zu 30%.
3. Zur Erklärung der Phasenbeziehung wird Wirbelbildung in den Rippeltälern vermutet.
4. Infolge der geringen Wellenhöhe konnten keine Messungen in der Bodengrenzschicht erhalten werden.
5. Der Einfluß der Massentransportgeschwindigkeit ist nur am Boden zu beobachten.

### 7.3 Ermittlung der Bodenreibung aus Druckdifferenzen

In Kapitel 4 ist bereits angedeutet worden, daß es möglich sein müßte, den Reibungsterm in den hydrodynamischen Gleichungen durch gleichzeitige Strömungs- und Druckdifferenzmessungen zu bestimmen. Da es die während der Beobachtungszeit ungünstigen Naturverhältnisse nicht ermöglichten, die Bodenschubspannung aus den gemessenen Stromprofilen zu erhalten, kommt dieser zweiten Möglichkeit besondere Bedeutung zu.

Das bereits geschilderte Differenzdruckmeßgerät wurde am Beobachtungsort Heidkate mit Hilfe von Tauchern so in den Sand eingespült, daß sich die Drucköffnungen in unmittelbarer Bodennähe befanden. Der im Zentrum zwischen den Drucköffnungen angebrachte Strommesser befand sich ca. 5 cm über dem Boden.

Bedingt durch diesen Versuchsaufbau kann man voraussetzen, daß die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit sehr klein gegen die Horizontalkomponenten ist, also

$$w \ll u \quad \text{und} \quad w \ll v$$

Wir vereinfachen das Problem ferner durch die Annahme von Wellen mit langen Kämmen, die sich in x-Richtung bewegen, d.h.

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0$$

Ferner seien die Corioliskraft und äußere Kräfte vernachlässigt. Für die x-Richtung gilt dann

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + R_x \quad (7.11)$$

Die linke Seite der Gleichung läßt sich leicht abschätzen. Für die Maximalwerte ist

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \hat{u} \sigma \quad \text{und} \quad u \frac{\partial u}{\partial x} = \hat{u} \kappa$$

Legt man das Beobachtungsmaterial zugrunde, so gilt für eine Periode von 3,2 sec bei einer Wassertiefe von 1,1 m

$$\begin{aligned} \sigma &= 1,96 \text{ sec}^{-1} & \lambda &= 10 \text{ m} \\ c &= 3,15 \text{ m/sec} & \kappa &= 6,28 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{cm}} \end{aligned}$$

Bei einer Geschwindigkeitsamplitude von  $\hat{u} = 20 \text{ cm/sec}$  ist dann

$$\hat{u}\sigma = 39,2 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2} \quad \hat{u}^2\kappa = 2,5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$$

Bei Vernachlässigung des konvektiven Terms ergibt sich also maximal ein Fehler von 6,4%. Dieser Fehler wird im Folgenden in Kauf genommen.

Hat man Zeitserien für Geschwindigkeiten und Druckdifferenzen vorliegen, so lassen sich zur Bestimmung von  $R_x$  verschiedene Wege beschreiten:

1. Bestimmung von  $R_x$  zu den Zeitpunkten des maximalen Stroms  $\hat{u}$ .

Gleichung (7.11) lautet dann bei Vernachlässigung des konvektiven Terms:

$$\frac{1}{S} \frac{\partial p}{\partial x} = R_x \quad (7.12)$$

Danach könnte  $R_x$  als Funktion von  $\hat{u}$  bestimmt werden.

2. Bestimmung eines Mittelwertes für  $R_x$

Man integriert die vorliegende Zeitserie für die Druckdifferenzen numerisch als Funktion der oberen Grenze. Dann ist

$$\frac{1}{S} \int_0^t \frac{\partial p}{\partial x} dt = \int_0^t R_x dt = u \quad (7.13)$$

Wenn in  $R_x$  ein konstanter Anteil enthalten ist, muß die Funktion im Mittel ansteigen und man erhält einen Mittelwert für  $R_x$  aus der mittleren Steigung (Abb.7.23).

3. Bestimmung von  $R_x$  in unmittelbarer Bodennähe

Hier wird die Strömung alleine vom Druckgradienten und der Bodenschubspannung beherrscht, während die Beschleunigung  $\frac{\partial u}{\partial t}$  vernachlässigbar klein wird. Es gilt dann

$$\frac{\partial p}{\partial x} = - \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (7.14)$$

(vergl. M.S. YALIN and R.C.H. RUSSEL (1966) ).

Die drei Möglichkeiten sollen nach der Schilderung des Beobachtungsmaterials der Messung 2, Heidkate, diskutiert werden.

Zur Orientierung zeigt Abb. 7.20 die Amplitudenspektren des Drucks, der Differenzdrücke parallel und senkrecht zur Strandlinie und die der entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten. Die vorherrschende Periode beträgt 4 sec.

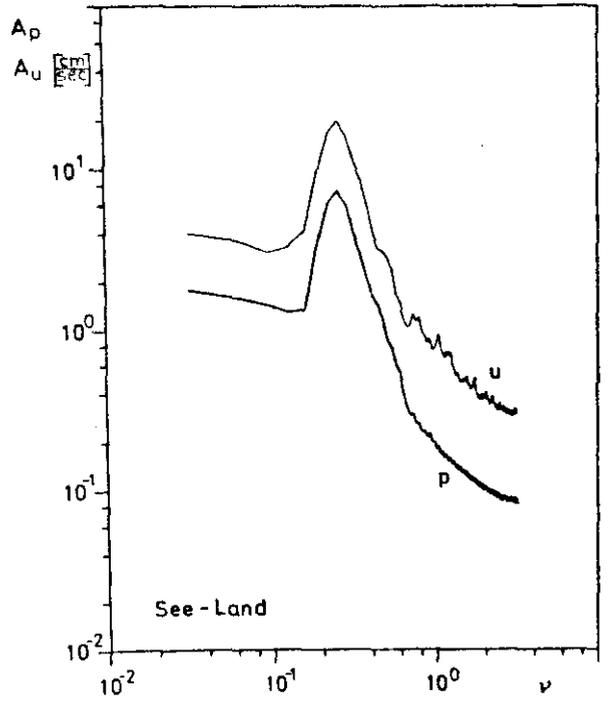
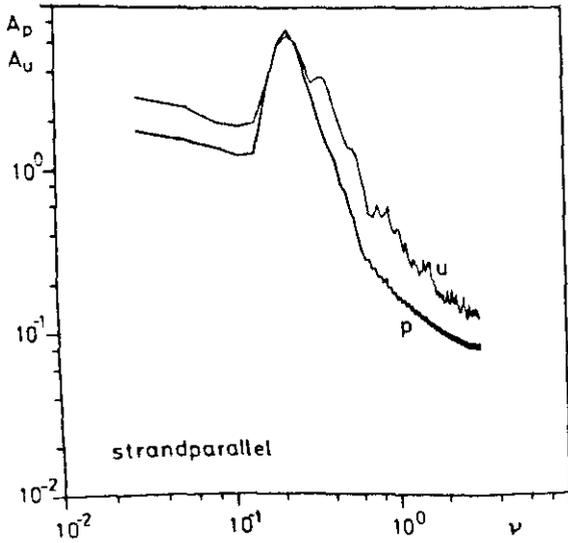
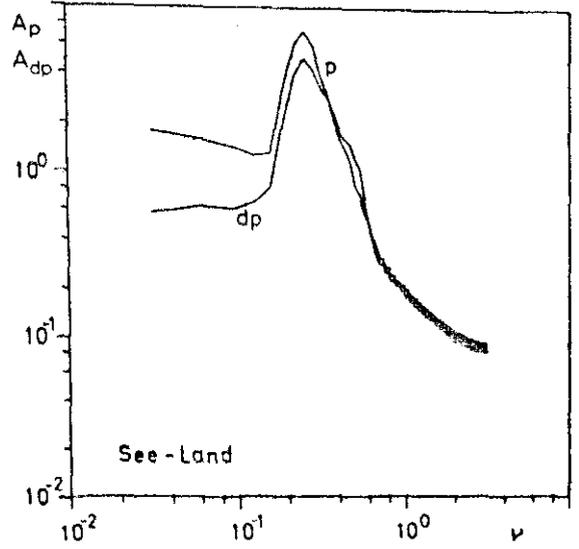
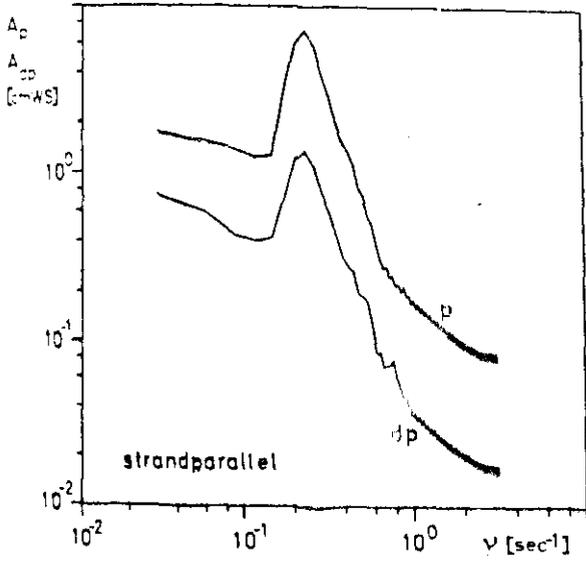


Abb. 7.20 Amplitudenspektren Messung 2, Heidkate

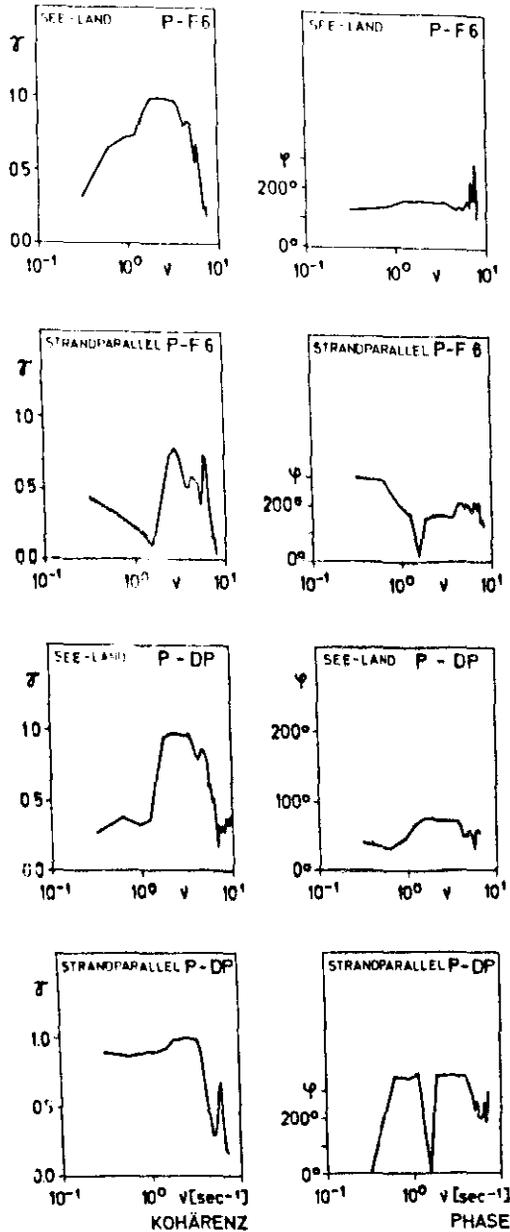


Abb. 7.21 Kohärenz und Phase  
 P = Druck  
 DP = Differenzdruck  
 F6 = Horizontalgeschwindigkeit

In Abb. 7.21 sind Kohärenzen und Phasen zwischen den Meßgrößen dargestellt.

Aus dem gemessenen Druckspektrum ist mit Hilfe der in Kapitel 7.2 angegebenen Übertragungsfunktion das Geschwindigkeitsspektrum berechnet worden.

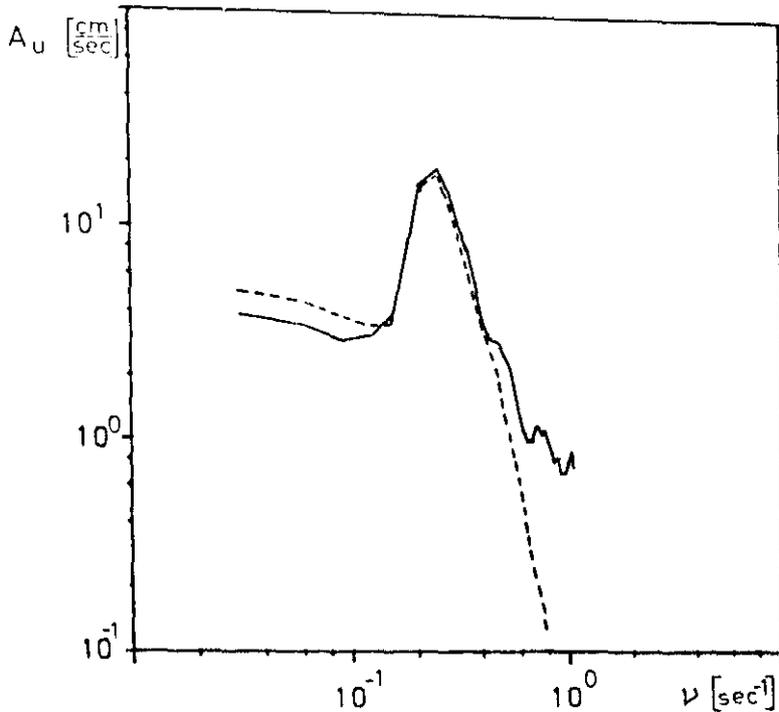


Abb. 7.22 Vergleich des gemessenen Geschwindigkeitspektrums (ausgezogene Linie) mit dem aus dem Druck berechneten Spektrum

Der Vergleich mit dem gemessenen Spektrum der Horizontalkomponente in Richtung See - Land ist in Abb. 7.22 dargestellt. Die Übereinstimmung ist hier recht gut. Der Strommesser muß sich danach aber noch außerhalb der Grenzschicht befunden haben.

Anders als beim Einsatz eines Strommessers ist die Höhe der Drucköffnungen eines Differenzdruckmeßgerätes über dem Boden nicht kritisch, da der Grenzschicht der Druck aus dem reibungsfreiem Gebiet aufgeprägt wird.

Die Bestimmung der Reibung nach der ersten der aufgezählten Möglichkeiten führte zu keinem Ergebnis.

Abb. 7.23 zeigt die als Funktion der oberen Grenze integrierte Zeitserie des Druckgradienten. Die Kurve zeigt genau den unter Punkt 2 beschriebenen Verlauf.

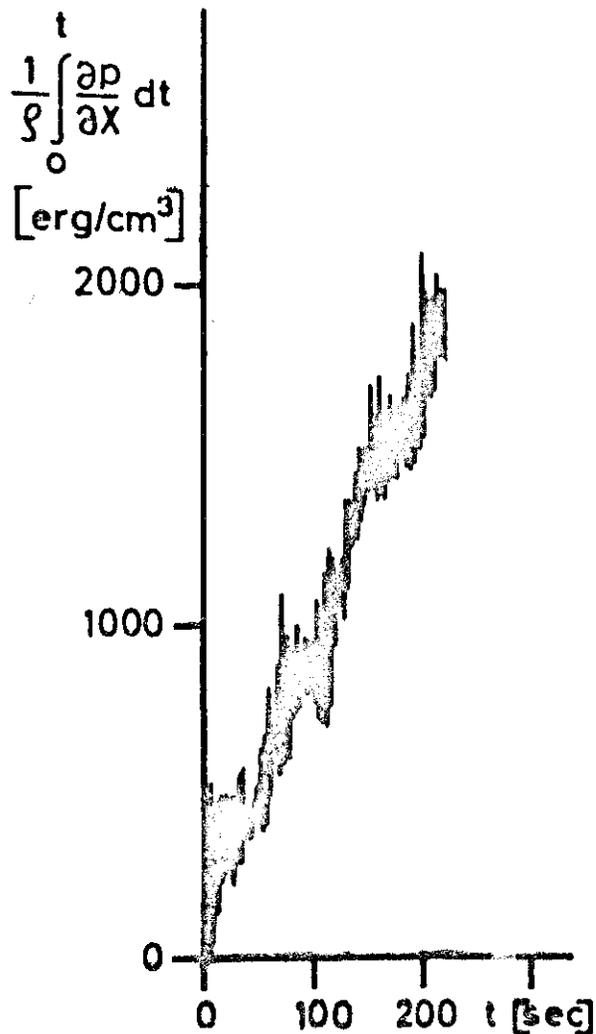


Abb. 7.23 Integration der Zeitserie für Druckdifferenzen

Die mittlere Steigung liefert

$$\bar{R}_x = 7.2 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$$

Wenn man entsprechend der dritten Möglichkeit annimmt, daß in unmittelbarer Bodennähe Druckgradientkraft und Reibungskraft im Gleichgewicht stehen, also

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = R_x \quad (7.15)$$

so braucht man die gemessenen Spektren der Druckdifferenzen lediglich mit einem Faktor zu versehen, um den Reibungsterm zu erhalten. Für die Druckdifferenzspektren in Abb. 7.20 ergibt sich mit

$$S = 1.02 \frac{g r}{\text{cm}^3} \quad \Delta x = 100 \text{ cm}$$

und mit  $1 \text{ cm WS} \hat{=} 981 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$

$$R_x \left[ \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2} \right] = 9.6 R_{dp} [\text{cm WS}]$$

In Richtung See - Land beträgt der Maximalwert nach Abb. 7.20  $R_{xm} = 48 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$

Der große Vorteil des Vorgehens dieser Art besteht darin, daß man Werte für den Reibungsterm erhält, ohne weitere Voraussetzung über den Reibungsmechanismus zu machen als die, die Gleichung 7.15 zugrunde liegen.

Zur Erklärung der hohen Werte bei den Zahlenangaben für den Reibungsterm in Bodennähe sei auf die Lage des Beobachtungsortes in der Nähe der Brandungszone hingewiesen. Die Wellen sind dort unsymmetrisch in Bezug auf die ungestörte Wasseroberfläche, außerdem ist mit einem nichtlinearen Reibungsgesetz zu rechnen.

Zur Berechnung der Bodenschubspannung müssen dagegen weitere Voraussetzungen getroffen werden, da der benutzte Strommesser sich nicht in der Grenzschicht befunden hat und damit auch die Grenzschichtdicke nicht bekannt ist. Wir integrieren dazu Gleichung 7.14 nach  $z$  über die Grenzschichtdicke  $\delta$ . Da  $\frac{\partial p}{\partial x}$  konstant ist, erhalten wir

$$\frac{\partial p}{\partial x} \cdot \delta = \tau_B - \tau_d \quad (7.16)$$

Wenn die Grenzschicht laminar ist, besteht für die Grenzschichtdicke die gesicherte Beziehung

$$\delta = \sqrt{\frac{K_z}{\pi \cdot \nu}} \quad (7.17)$$

wobei  $K_z$  die kinematische Viskosität und  $\nu$  die Frequenz ist. Da nun  $\tau_d$  gegenüber  $\tau_B$  vernachlässigbar klein ist,

läßt sich aus Gl. (7.17) und Gl. (7.16)  $\tau_B$  für jede Frequenz die Bodenschubspannung berechnen.

Geht man mit den Daten der Messung 2, Heidkate, ( $h/\lambda = 0,1$ ,  $T = 4$  sec, maximale Wellenhöhe  $\sim 40$  cm), in das Diagramm Abb. 2.1 ein, so wird die kritische Wellenhöhe für den Übergang zur turbulenten Grenzschicht gerade eben überschritten. Da das Diagramm aber nur für monochromatische Wellen gilt, ist fraglich, ob der turbulente Zustand bereits erreicht war. Die Bodenschubspannung wurde daher für den laminaren Fall berechnet, ihr Spektrum ist aus Abb. 7.24 zu ersehen.

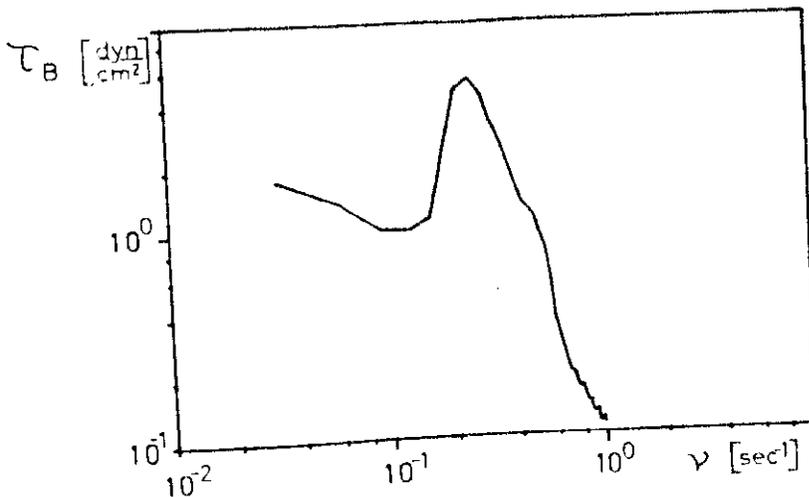


Abb. 7.24 Spektrum der Bodenschubspannung  
(Richtung See - Land)

Bei der vorherrschenden Periode findet man

$$\tau_{BM} = 5.4 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$$

Diesen Wert können wir grob mit den Angaben von J.G. JONSSON (1965) vergleichen, dessen Beobachtungsmaterial in Abb. 2.2 dargestellt ist. Dazu ist es nötig, aus der Schubspannung und der Geschwindigkeit in der reibungsfreien Schicht einen Reibungskoeffizienten zu berechnen und die entsprechende Definition von J.G. JONSSON zu benutzen. Es ist

$$f_w = \frac{2\tau_{BM}}{\rho \hat{u}^2}$$

Mit dem angegebenen Wert für  $\tau_{BM}$  und  $\hat{u} = 20 \text{ cm/sec}$  findet man aus unserer Messung

$$f_w = 0,025$$

Benutzt man das Diagramm in Abb. 2.2, so benötigt man die Korngröße  $k$  des Sediments, die Auslenkung der Wasserteilchen  $a_{1m}$  und die Amplitude  $\hat{u}$ .

Für den Beobachtungsort Heidkate ist die vorherrschende Korngröße  $k_2 = 0,03 \text{ cm}$ . Ferner ist

$$a_{1m} = \frac{\hat{u}T}{2\pi}$$

Mit  $\hat{u} = 20 \text{ cm/sec}$  und  $T = 4 \text{ sec}$  wird

$$a_{1m} = 13 \text{ cm}$$

und

$$\frac{a_{1m}}{k} = 430$$

Für das Diagramm wird ferner noch die Reynoldszahl

$$RE = \frac{\hat{u} a_{1m}}{K_2}$$

benötigt.

Mit  $K_2 = 0,01 \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}$  und den bereits angegebenen Daten wird

$$RE = 2.6 \cdot 10^4$$

In Abb. 2.2 trifft man damit genau den laminaren Fall und liest ab

$$f_w' = 0,014$$

Die Gründe für die Abweichung liegen vermutlich in der Tatsache, daß am Meßort Rippeln vorhanden waren, deren Einfluß bei diesem Vergleich nicht berücksichtigt werden konnte.

Die Ergebnisse dieses Kapitels lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Bei einer Meßbasis von 100 cm sind die in den Flachwasserwellen vorkommenden Differenzdrücke in der Horizontalen ohne Schwierigkeiten meßbar, die Meßstrecke kann für zukünftige Messungen sogar noch verkleinert werden.
2. Die Hinzunahme der Komponenten des Druckgradienten als Meßgrößen neben der Geschwindigkeit erlaubte die Bestimmung des Reibungsterms in den Navier-Stokes Gleichungen ohne weitreichende Annahmen über den Reibungsmechanismus vorzusetzen.
3. Für die Berechnung der Bodenschubspannung aus den Druckdifferenzmessungen wurde hier die Grenzschichtdicke für den laminaren Fall benutzt. Ein Vergleich mit Beobachtungen aus Tankexperimenten zeigt, daß sich in der Natur der Reibungskoeffizient etwa doppelt so groß ergibt. Gründe für die Abweichung liegen vermutlich im Vorkommen von Rippeln am Beobachtungsort.

#### 7.4. Abschließende Diskussion

Mit Hilfe eines neu entwickelten Strommessers sind im Rahmen dieser Untersuchung erstmals Stromprofile in Flachwasserwellen in der Natur gemessen worden. Das gewonnene Beobachtungsmaterial wurde hier durch einige

charakteristische Beispiele dargestellt. Diese Beispiele sind durch die während der Beobachtungszeit herrschenden Naturverhältnisse in ihrem Parameterbereich stark eingeschränkt, da nur geringe Windgeschwindigkeiten vorkamen. Infolge der geringen Wellenhöhen ergaben sich sehr dünne Grenzschichten am Boden, so daß Stromprofile in dieser für die Bodenreibung maßgebenden Schicht nicht erhalten werden konnten.

Andererseits lieferte das Beobachtungsmaterial über die Stromprofile den Beweis für die Existenz der Massentransportstromprofile auf geneigtem Boden, die bisher nur bei Tankexperimenten beobachtet wurden. Ferner zeigte sich, daß die lineare Theorie der Oberflächenwellen kleiner Amplitude trotz ihrer starken Vereinfachung bei geringer Wellenhöhe in Bezug auf die Frequenzabhängigkeit der Übertragungsfunktionen für Horizontalgeschwindigkeiten in guter Übereinstimmung mit dem Experiment liegt.

Bezüglich der Phasenverhältnisse zwischen den Zeitserien der Horizontalgeschwindigkeit ergeben sich beim Seegang recht merkwürdige Ergebnisse, die wahrscheinlich durch Wirbelbildung in den Tälern der Sandrippeln hervorgerufen werden.

Die Bestimmung des Reibungsterms durch Messung von Druckdifferenzen dürfte wohl auch erstmals in der Natur durchgeführt worden sein. Leider war auch bei diesen Beobachtungen die Grenzschicht im Vergleich zu den Abmessungen des Strommessers noch zu dünn, so daß ein Vergleich mit Messungen aus Tankexperimenten nur über Widerstandsbeiwerte möglich war.

Für weiterführende Untersuchungen über den Reibungsmechanismus gibt es zwei Möglichkeiten. Mit den gleichen Meßinstrumenten sind Messungen nur bei höheren Wellen sinnvoll. Dafür müßte ein Meßort an der Nordseeküste gewählt werden. Andererseits ist eine Verkleinerung

der Orbitalstrommesser durchaus noch möglich. Als weitere Meßgröße muß die Grenzschichtdicke hinzugenommen werden. Für den Nachweis der Wirbel in den Rippeltälern sind visuelle Beobachtungen nötig und zur Bestimmung ihrer Geschwindigkeit wären "Wirbelmesser" nützlich. Schließlich muß die direkte Messung der Bodenschubspannung angestrebt werden.

Ein Teil dieser Vorhaben ist bereits in Angriff genommen worden.

DEAN, R.G. and EAGLESON, P.S. (1966)

Finite Amplitude Waves

in: A.T. IPPEN (Editor) Estuary and  
Coastline Hydrodynamics

McGraw-Hill Book Comp., Inc.

JONSSON, J.G. (1965)

Friction factor diagrams for  
oscillatory boundary layers

Technical University of Denmark,  
Basic Research Report No. 10

LONGUET-HIGGINS, M.S. (1953)

Mass Transport in Water Waves

Phil.Trans.Roy.Soc.London, Vol.245, pp 535-581

RUSSEL, R.C.H. and OSORIO, J.D.C. (1958)

An experimental investigation of  
drift profiles in a closed channel

Sixth Conf. on Coastal Eng., pp. 171-193

SLEATH, J.F.A. (1970)

Velocity measurements close to the bed  
in a wave tank

Jnl. of Fluid Mech., Vol. 42, part I,  
pp 111-123

STOKER, J.J. (1957)

Water Waves

Interscience Publishers, Inc., New York

## Nachwort

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des Schwerpunktprogramms "Sandbewegung im deutschen Küstenraum" der Deutschen Forschungsgemeinschaft durchgeführt. Dem Koordinator dieser Forschungsvorhaben, Herrn Präsident a.D. Dr. Lorenzen danke ich für vielfältige Hilfestellungen und für sein großes Interesse an den vorliegenden Untersuchungen. Herrn Prof. Dr. G. Dietrich danke ich besonders für die Anregung, mich mit ozeanographischen Problemen in unmittelbarer Küstennähe zu beschäftigen.

Bei der Durchführung der Feldmessungen in Eckernförde sind wir von der Erprobungsstelle 71 der Bundeswehr, vertreten durch Herrn Oberamtsrat K. Stein, in sehr großzügiger Weise unterstützt worden. Die Dienststelle stellte auch das Schiff zur Erzeugung der Modellwellen zur Verfügung.

Es liegt in der Natur experimenteller Arbeiten mit Feldeinsätzen, daß sie nur durch ein gutes Team von Mitarbeitern durchführbar sind. Bei der Entwicklung des beschriebenen Strommessers hat Herr Dr. B. Struck wesentlichen Anteil. Wertvolle Anregungen dazu verdanke ich den Technikern Herrn E. Bumann und Herrn U. Lentz. Ihnen und Herrn G. Gust danke ich ferner für ihren Einsatz bei den Feldmessungen.

Die Digitalisierung der auf Analogmagnetband aufgezeichneten Messungen wäre ohne Hilfe des Rechenzentrums der Forschungsanstalt der Bundeswehr für Wasserschall und Geophysik nicht möglich gewesen. Dem Leiter dieses Rechenzentrums, Herrn G. Pott, sei für diese Unterstützung herzlich gedankt. Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. D. Geyer bedanken, der die Hauptarbeit bei der Digitalisierung geleistet und die Zeichenprogramme erstellt hat, die einen Überblick über die durchgeführten

Messungen ermöglichten.

Alle weiteren Berechnungen wurden im Rechenzentrum der Universität Kiel durchgeführt. Für die wertvolle Hilfe bei der Erstellung von Programmen und bei der Durchführung zahlreicher Berechnungen und Auswertearbeiten danke ich Frl. C. Brückner. Die Abbildungen in dieser Arbeit hat Frl. A. Fries gezeichnet.

Herrn Prof. Dr. G. Siedler danke ich für wichtige Hinweise und zahlreiche Diskussionen.

## Liste der benutzten Symbole

$a$	Wellenamplitude
$a_{1m}$	Weg eines Wasserteilchens während einer halben Wellenperiode
$c$	Phasengeschwindigkeit
$c_{Dy}$	dynamischer Widerstandskoeffizient
$c_s$	statischer Widerstandskoeffizient
$g$	Schwerebeschleunigung
$h$	Wassertiefe
$k$	Wellenzahl
$K$	Kraft
$K_x, K_y, K_z$	Kraftkomponenten
$l$	Länge
$P$	Druck
$P_a$	Druck an der Meeresoberfläche
$Re$	Reynoldszahl
$t$	Zeit
$T$	Periode
$U$	Geschwindigkeitskomponenten der Potentialströmung in Richtung der Koordinatenachsen
$V$	
$W$	
$U_B$	Horizontalkomponente der Potentialströmung am Meeresboden
$\hat{U}_B$	Amplitude von $U_B$
$u_g$	Reibungsbeeinflusster Anteil der Horizontalgeschwindigkeit in der Grenzschicht

$u$	Geschwindigkeitskomponenten bei laminarer Reibung
$v$	
$w$	
$\bar{u}$	zeitlich gemittelte Geschwindigkeits- komponenten bei turbulenter Strömung.
$\bar{v}$	
$\bar{w}$	
$u'$	Geschwindigkeitskomponenten des turbulenten Anteils bei turbulenter Strömung.
$v'$	
$w'$	
$x$	rechtwinklige Raumkoordinaten. Der Ursprung und die $xy$ -Ebene des Koordinaten- systems liegt am Meeresboden, die $z$ -Achse zeigt vertikal nach oben.
$y$	
$z$	
$z_0$	Rauhigkeitslänge
$\delta$	Grenzschichtdicke
$\eta$	Auslenkung der Meeresoberfläche
$\kappa$	von Kármán-Konstante, Wellenzahl
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu$	laminare Zähigkeit
$\nu$	kinematische Viskosität, Frequenz
$\rho$	Dichte
$\sigma$	Kreisfrequenz
$\tau$	Schubspannung
$\tau_B$	Schubspannung am Boden

$\tau_B^1$	Amplitude der Schubspannung am Boden
$\tau_s$	Schubspannung am oberen Rand der Grenzschicht
$\varphi$	Phase
$\omega$	Kreisfrequenz