

Über Seegang, Dünung und Wind

Von Gerhard Neumann

Zusammenfassung. Es werden die Dimensionen voll angefachter „Windseen“ für Windgeschwindigkeiten bis zu 28 m/sec (11–12 Bft.) berechnet. Neben der vom Seemann kurz als „See“ bezeichneten, steileren Welle mit einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit, die kleiner als die Windgeschwindigkeit ist, treten noch längere, aber flachere Wellen auf, deren Phasengeschwindigkeit größer als die Windgeschwindigkeit ist. Diese letzteren Wellen sind wegen ihrer großen Länge namentlich bei stärkerem Wind oft nicht steil genug, um dem Auge aufzufallen, zumal sie von den „Seen“ überdeckt werden. Sie treten, wenn sie dem Windgebiet enteilen oder bei Abflauen des Windes und rascherem Abklingen der kürzeren, steileren Wellen, als Dünung in Erscheinung. Schon die Interferenz dieser beiden Wellen führt zu komplizierteren Wellenbewegungen im Seegang, die besonders die Messung oder Schätzung von Perioden und Wellenlängen sehr erschweren kann. Die berechneten Wellendimensionen werden mit Beobachtungen verglichen.

On sea, swell, and wind (Summary). The dimensions of fully roused wind waves for wind velocities up to 28 m/sec (11–12 Bft.) are calculated. Besides the fairly steep waves whose velocity is below the wind velocity and which the sailors simply call “sea”, there are longer and rather flat waves, with phase velocities surpassing the velocity of the wind. Owing to their great length, these latter waves are often – especially with strong winds – not steep enough to strike the eye, moreover they are hidden by the “sea”. They become obvious as swell after leaving the storm region or when the wind is easing and the shorter and steeper waves are abating. Merely by their interference these two waves produce complicated wave motions in sea way, by which especially the measurement or estimation of periods and lengths of waves can be made very difficult. The computed wave dimensions are compared with observations.

Bei den bedeutenden Fortschritten in der Erforschung der Bewegungsvorgänge einer Einzelwelle und der Gezeiten scheint es recht bemerkenswert, daß die grundsätzliche Frage, wie die Wellen des Meeres unter dem Einfluß des Windes entstehen und anwachsen, bis heute keine befriedigende Antwort gefunden hat. Es gibt in der Geophysik wohl selten eine Erscheinung, bei der so wenig Übereinstimmung zwischen den Beobachtungen und der Theorie erzielt werden konnte, wie bei dem auf See so alltäglichen Vorgang der Wellenentstehung durch Wind. Aus überwiegend praktischen Erwägungen heraus haben vor allem die Seefahrer selbst seit etwa einem Jahrhundert eine große Zahl sorgfältig angestellter Beobachtungen aus nahezu allen Teilen des Weltmeeres zusammengetragen. Die vielen Versuche, durch statistische Bearbeitung dieser Beobachtungen gesetzmäßige Zusammenhänge zwischen den Dimensionen des Seeganges und der Windgeschwindigkeit herauszufinden, führten aber zu wenig zufriedenstellenden, teilweise sogar zu widersprechenden Ergebnissen. Schon hinsichtlich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit (Phasengeschwindigkeit) der Wellen stehen sich grundsätzlich verschiedene Meinungen gegenüber. Dabei muß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit als eine verhältnismäßig leicht zu bestimmende Größe bezeichnet werden, z. B. auf dem Umwege über die Periode. Die Einzelbeobachtungen, ganz gleich ob es sich um Perioden, Wellenlängen oder Fortpflanzungsgeschwindigkeiten handelt, streuen bei gleichen Windstärken in den meisten Fällen so stark, daß es beinahe aussichtslos erscheinen könnte, auf statistischem Wege zu hinreichend genauen Resultaten zu kommen. Man vergleiche z. B. die in Abb. 3 für verschiedene Windgeschwindigkeiten dargestellten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und beachte die Streuung der Einzelbeobachtungen bei gleicher Windstärke.

So ist es zu erklären, daß einige Beobachter und Theoretiker die Ansicht vertreten, daß die Wellen bei genügend langer Anfangszeit eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit erreichen können, die größer als die Windgeschwindigkeit ist, während andere dies auch für voll angefachte „Windsee“ entschieden bestreiten. Unter „Windsee“ verstehen wir die unter dem anfachenden Einfluß des Windes stehende „See“. Diese „Seen“ sind eine charakteristische Erscheinung im Seegang, namentlich bei stärkerem Wind. Schon der Anblick der im Sturm sich hoch auftürmenden Wellenberge mit ihren von Zeit zu Zeit überbrechenden Kämmen, von denen oft Gischt abspritzt und in Windrichtung fortweht, läßt erkennen, daß diese „Seen“

eine geringere Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben müssen als die Windgeschwindigkeit. Der Seemann weiß mit diesen „Seen“ zu rechnen. Sie sind es auch, die die sogenannten „Brecher“ verursachen, die einem Schiff oder einem wassernden Flugzeug oft eine Gefahr bedeuten können.

Sorgfältige Beobachtungen, vor allem in neuerer Zeit mit Hilfe stereophotogrammetrischer Wellenaufnahmen oder Seegangmeßgeräten, lassen andererseits aber keinen Zweifel bestehen, daß tatsächlich im Seegang auch bedeutend längere Wellen vorkommen, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit die Windgeschwindigkeit übertrifft. Dabei braucht es sich nicht um reine „Dünungswellen“ zu handeln, die dem unmittelbaren Einfluß des Windes entzogen sind, sei es, daß der Wind aufhört oder die Wellen aus seinem Bereich hinaus gelangen. Bei Vorgabe geeigneter Kräfte, die auf die Wasseroberfläche wirken, läßt es sich physikalisch begründen, daß Wellen auftreten können, deren Phasengeschwindigkeit größer als die Windgeschwindigkeit wird. Auch das vorliegende Beobachtungsmaterial läßt diese Annahme berechtigt erscheinen. Sie bildet den Ausgangspunkt einer Untersuchung von H. U. Sverdrup und W. H. Munk [1] über den Seegang auf halb empirischer und halb theoretischer Grundlage. Nach dieser Theorie würden die Wellen im voll angefachten Zustand stets eine maximale Fortpflanzungsgeschwindigkeit $\sigma^* = 1,369 v$ erreichen, wenn v die Windgeschwindigkeit bedeutet. Die Steilheit dieser Wellen (Verhältnis Höhe H^* zu Länge λ^*) wäre etwa $\delta^* = 0,022$. Es handelt sich hier also um lange und sanft geböschte Wellen im Seegang von schwellartigem Typus, die um rund 37% schneller als der Wind sind. Diese Wellen können mit der charakteristischen Seengangserscheinung, d. h. den „Seen“, aber nichts zu tun haben. Dort, wo der Wind lange genug mit gleichbleibender Stärke und aus der gleichen Richtung weht, also etwa in den Passatgebieten, müßten nach dieser Theorie bei rund 10 m/sec Windgeschwindigkeit (5 Bft.) Wellen von 120 m Länge bei 2,6 m Höhe auftreten, die das Bild des Seeganges im frischen Passat als „significant waves“ beherrschen! Diese Wellen gehören nicht zur typischen „Windsee“ im Passat. Auch wenn sie vorhanden sind, werden diese langen Wellen von kürzeren und steileren Wellen überlagert und vielfach verdeckt. „Die typischen Wellen im Herzen des Nordostpassates haben bei Windstärke 5—6 Bft. eine durchschnittliche Höhe von 2 m bei einer durchschnittlichen Länge von 30—35 m.“ (v. Larisch). Das Erscheinungsbild des winderzeugten Seeganges wird von den steileren Wellen beherrscht, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit kleiner als die Windgeschwindigkeit ist. Insofern stehen die Ergebnisse von Sverdrup und Munk im Widerspruch zu den Erfahrungen auf See oder geben die Erscheinung der Windseen nur unvollständig wieder. Bei jeder Windgeschwindigkeit und in jedem Meeresgebiet entwickelt sich immer wieder derselbe charakteristische Seegang, wenn der Wind lange genug mit gleichbleibender Stärke weht. Dazu gehören als auffälligste Erscheinung eben die „Seen“, die vielfach in Gruppen auftreten und immer wieder neu angefacht werden, bis sie bei einer bestimmten Wellenlänge die maximal mögliche Steilheit erreicht haben. Ihre maximale Steilheit ist von der Windstärke abhängig.

Der Grund für die Mängel in unserer empirischen Kenntnis von den Dimensionen des Seeganges bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten ist wohl kaum in fehlerhaften oder unexakten Beobachtungen zu suchen; er liegt vielmehr in der Natur der Seengangserscheinungen selbst (vgl. Abschn. III, S. 49). Es scheint nicht nur wenig erfolgversprechend, sondern sogar unzulässig, aus vorliegenden Massenbeobachtungen bei großer Streuung der Einzelwerte etwa eine „mittlere“ Wellenlänge oder Wellenhöhe berechnen zu wollen und vielleicht für schiffbautechnische Zwecke zu verwenden. Schon die verschiedenen Angaben der Beobachter bzw. die verschiedenen Meinungen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit lassen vermuten, daß hierbei jeweils verschiedene Wellen geschätzt oder gemessen worden sind.

Im Seegang kommen Wellen verschiedener Größe und in verschiedenen Stadien der Anfachung nebeneinander vor. Die sich überlagernden Wellen ergeben das komplexe Bild der wellenbewegten Meeresoberfläche, von dem Jeffreys behauptet, der „hervorstechendste Zug der Meereswellen sei ihre Unregelmäßigkeit“.

Die vorliegende Arbeit enthält einen Versuch, festzustellen, was an dieser scheinbaren „Unregelmäßigkeit“ vielleicht doch „Gesetzmäßigkeit“ ist. Wir stellen die Frage nach den Dimensionen der charakteristischen „Seen“ bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten im voll

angefachten Zustand. Über die Anfachungsvorgänge, d. h. über das Anwachsen der „Seen“ mit der Zeit soll in einer zweiten Mitteilung berichtet werden.

Auf rein theoretischem Wege läßt sich zwar zeigen, wie ein System fortschreitender Wellen gegen dissipative Kräfte durch eine geeignete Druckverteilung an der Oberfläche aufrechterhalten werden kann. „Infolge des regellosen, wirbelnden Verhaltens des Windes ist es aber nicht leicht, eine mehr als allgemeine Erklärung der Art und Weise zu geben, auf welche Weise der Wind Wellen erzeugt und erhält“ (H. Lamb [2]).

Wenn man den Versuch machen will, mit Hilfe physikalischer Ansätze das Problem der Seegangsentstehung theoretisch zu erfassen, wird man zunächst zweierlei beachten müssen:

1. Man wird vorläufig nur unter Zuhilfenahme geeigneter empirischer Beziehungen an die Lösung des Problems herangehen können, da zur Zeit wenig oder gar nichts über die tatsächliche Energiedissipation bei den turbulenten Seegangerscheinungen bekannt ist.

2. Bei der Frage nach der Energieübertragung vom Wind auf das Wasser wird man das komplexe Bild der Seegangerscheinungen möglichst weitgehend berücksichtigen müssen, da die „Rauhigkeit“ der Meeresoberfläche durch die im Seegang stets vorhandenen kleineren Wellen bis hinab zu den Kräuselwellen wesentlich bestimmt ist.

I. Einige Bemerkungen über den Seegang und die Steilheit der Wellen. Bei ganz schwachem Wind bedeckt sich die Meeresoberfläche nach Aufkommen des Windes in wenigen Sekunden mit kleinen schuppenförmigen Kräuselwellen, die fast sofort wieder verschwinden, wenn der Wind aufhört. Diese Initialwellen, deren Wellenlänge mit 1,7 bis 1,8 cm beginnt, scheinen noch verhältnismäßig regelmäßig angeordnet und verteilt zu sein. Bei einem Wind von 1 m/sec sind sie etwa 7 cm lang, und die Wellenhöhe dieser „Rippeln“ beträgt rund 0,5 cm [3]. Wenn der Wind stärker wird, nimmt die Meeresoberfläche ein ausgesprochen „rauhes“ Aussehen an. Die anfängliche Regelmäßigkeit der Initialwellen ist zerstört; es kommen unter den verhältnismäßig rasch anwachsenden Wellen alle möglichen Längen vor, von den kleinen Kräuselwellen angefangen bis hinauf zu einer maximalen Welle. In diesem Wellengemisch zeigen einige Wellen bereits „glasige“ Kämmen, die ein „Aufbrechen“ oder den Beginn eines Überbrechens der zugespitzten Wellenberge andeuten. Dieser Zustand stellt sich nach Auffrischen des Windes relativ rasch ein. Die Steilheit der Wellen ($H/\lambda = \delta$) ist verhältnismäßig groß. Nach den Angaben verschiedener Beobachter scheint das maximale Verhältnis δ etwa bei $1/3$ zu liegen, was nahe an den theoretischen Maximalwert $\delta_{\max} = 1/7$ herankommt, den Michell für die steilste Wellenform nach der Theorie von Stokes berechnet hat.

Wenn die Windstärke weiter zunimmt, wachsen die Wellenlängen und Wellenhöhen rasch an. Eine allen Seefahrern bekannte Tatsache ist, daß der bei plötzlich einsetzendem Wind rasch aufgeworfene Seegang steilere Böschungswinkel der Wellen zeigt, als ein älterer Seegang bei der betreffenden Windstärke. Bei anhaltender Windgeschwindigkeit arbeitet sich aber beim Ausreifen der Wellen immer mehr eine der Windstärke entsprechende maximale Welle heraus. Sie ist das, was der Seemann kurz mit „See“ bezeichnet. Diese Seen sind als Einzelindividuen manchmal deutlicher und manchmal weniger deutlich im Wellengemisch des Seeganges zu erkennen. Je ausgereifter die See ist, desto auffallender treten diese Wellen in Erscheinung; ein weiteres Kennzeichen ausgereiften Seegangs, namentlich bei stürmischem Wind, bildet die zunehmende Länge der Wellenkämme. Den „Seen“ sind stets kürzere Wellen bis hinab zu den Kräuselwellen überlagert. Die stereophotogrammetrischen Wellenaufnahmen im „Meteor“-Werk [4] zeigen, in wie hohem Grade die wellenbewegte Meeresoberfläche in einer Überlagerung großer Formen mit kleineren und kleinsten besteht. Dennoch heben sich die größeren Formen auffallend hervor. Besonders bei „Sturmseen“ ist das eine bekannte Erscheinung. Die lange „rollende“ See zeichnet sich fast immer deutlich im Seegang ab, wobei ihre Oberfläche stark aufgeraut erscheint.

Das Wellengemisch der überlagerten kleineren Wellen besteht nahezu aus einem „kontinuierlichen Spektrum“, wie man es besonders bei jungem Seegang, der von plötzlich einsetzendem Wind aufgeworfen wird, beobachten kann. Da diese kleineren Wellen immer wieder neu durch Aufnahme von Windenergie gebildet werden, bis zur maximalen Steilheit anwachsen und überbrechen, sind sie für die Frage nach der Energieübertragung vom Wind auf das Wasser sicher ein wichtiger Faktor. Sie wirken in der komplexen Seegangerscheinung in ge-

wissem Sinne als „Rauhigkeitshöcker“ für den über das großzügige Wellenprofil der See streichenden Wind. Die dadurch bedingten Schubkräfte des Windes bilden einen wesentlichen Teil der vom Wind an der Meeresoberfläche ausgeübten Gesamtschubkraft. Sie können auch dann noch im Sinne einer Energiezufuhr wirksam sein, wenn Wellen auftreten, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit die Windgeschwindigkeit übertrifft.

Schon O. Krümmel [5] hat als bemerkenswerten Charakterzug des Seeganges die Tatsache erwähnt, daß das Verhältnis Wellenlänge zu Wellenhöhe (oder umgekehrt) weitgehend vom Entwicklungsstadium der Wellen abhängt: „Bei jungem Seegang kann $\lambda/H = 10$ oder noch kleiner sein, bei vorgerückterem Stadium wird dieser Quotient immer größer.“ Das Anfachungsstadium oder das „Alter“ des Seeganges läßt sich durch das Verhältnis „Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen zu Windgeschwindigkeit“ ($\beta = \sigma/v$) ausdrücken. Der erste Versuch, die Beziehung zwischen $\delta = H/\lambda$ und $\beta = \sigma/v$ für theoretische Überlegungen auszunutzen, geht auf Sverdrup und Munk [1] zurück. In Abb. 1 sind 128 zusammengehörige Einzelbeobachtungen der dimensionslosen Parameter β und δ auf Grund von älteren und neueren Beobachtungen im halblogarithmischen Koordinatensystem dargestellt. Das Beobachtungsmaterial ist einer tabellarischen Zusammenstellung von Sverdrup und Munk entnommen, die eine ähnliche Darstellung benutzt haben.

Trotz der immer noch verhältnismäßig großen Streuung einzelner Werte zeigt die Darstellung doch recht deutlich, daß zwischen der Wellensteilheit δ und dem Wellenalter β eine bestimmte Beziehung besteht. Zunächst finden wir die schon als wichtig erkannte Tatsache bestätigt, daß ein Maximum der Wellensteilheit bei etwa $\delta = 0,12$ bis $0,13$ erreicht wird. Dieses Maximum tritt zwischen $\beta = 0,3$ bis $0,4$ auf. Theoretisch ist zu erwarten [3], daß sich dieses Maximum bei $\beta = 1/3$ einstellt; denn die Welle mit $\sigma = 1/3 v$ ist diejenige, für die sich eine maximale Anfachung durch den Wind ergibt, wenn wir den Druckwiderstand ins Auge fassen, den eine Welle mit der Geschwindigkeit σ dem Wind bietet. So sind z. B. die Initialwellen vom Wind am stärksten angefachte Wellen mit einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit $\sigma = 1/3 v$. Diese Wellen werden am raschesten unter dem Einfluß des Windes anwachsen und an Höhe zunehmen, da sie am meisten Energie von dem darüber hinwegstreichenden Wind aufnehmen. Steiler als mit einem Verhältnis $\delta = 0,12$ bis $0,13$ (theoretisch $0,14$) können die Wellen mit $\sigma = 1/3 v$ aber nicht werden. Bei weiterer Energiezufuhr wächst die Wellenlänge im Verhältnis zur Höhe stärker an, und dann wird $\sigma > 1/3 v$. Bei $\sigma < 1/3 v$ wächst bei fortschreitender Anfachung aber die Höhe stärker an als die Wellenlänge, bis die maximale Steilheit erreicht wird.

Die Beziehung $\delta = f(\beta)$ wird durch zwei Kurvenäste darzustellen sein, die sich im Punkte $\beta = 1/3, \delta = 0,124$ schneiden. Diese beiden Beziehungen zwischen der Wellensteilheit und dem Wellenalter für $\beta < 1/3$ und für $\beta > 1/3$ haben ihre physikalische Begründung in der verschiedenen Art der Wellenanfachung. In der Natur erfolgt der Übergang im Maximumpunkt bei $\beta = 1/3$ vielleicht stetig, etwa in der Weise, daß sich die Spitze zwischen beiden Kurven etwas abstumpft. Es spielt aber bei den nachfolgenden Überlegungen keine Rolle, ob wir einen stetigen oder sprunghaften Übergang zwischen beiden Kurvenästen annehmen. Die in Abb. 1 (s. nächste Seite) eingezeichneten Kurven stellen die Beziehungen

$$\delta = 1,111 \beta^2 \quad \text{für } \beta < 1/3 \quad (1)$$

$$\delta = 0,215 e^{-1,667 \beta} \quad \text{für } 1/3 < \beta < 1,37 \quad (2)$$

dar. Für $\beta < 1/3$ ist die Beziehung (1) nur durch drei Beobachtungen gestützt, was natürlich eine gewisse Unsicherheit der empirischen Beziehung nach sich zieht. Nun macht es aber für den entstehenden Seegang praktisch wenig aus, ob hier eine Proportionalität zu β^2 oder eine ihr naheliegende Beziehung verwandt wird. Wenn wir annehmen, daß beim Anfachen der ersten Wellen zunächst nur Wellen mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit $\sigma = 1/3 v$ entstehen würden und bei weiterer Energiezufuhr nur die Höhe wächst, dann ändert sich an den Anfachungszeiten vom Einsetzen des Windes bis zur Ausbildung einer Welle mit der Steilheit $\delta = 0,124$ nur wenig. Für die Weiterentwicklung der Wellen zum eigentlichen Seegang ist dagegen die Beziehung (2) sehr wichtig. Für $\beta > 1,37$ setzen wir, wie Sverdrup und Munk [1], $\delta^* = \text{const.}$

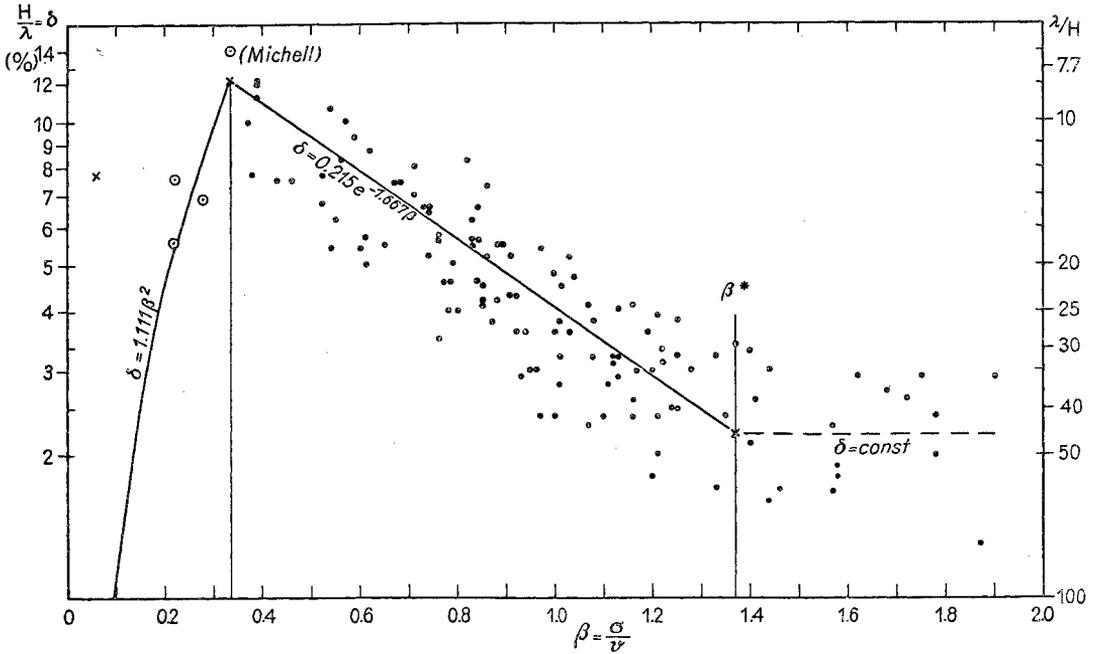


Abb. 1. Beziehung zwischen „Wellensteilheit“ δ und dem Verhältnis $\beta = \text{Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen zu Windgeschwindigkeit}$. Die beobachteten Werte sind durch Punkte gekennzeichnet.

Bei der Anfachung und Ausbildung des Seeganges bis zum ausgereiften Zustand werden wir drei verschiedene Stadien voneinander zu trennen haben. Der im ersten Stadium der Anfachung befindliche Seegang enthält Wellen, deren Höhe rasch anwächst und deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit kleiner oder gleich $\frac{1}{3} v$ ist. Mit $\sigma = \frac{1}{3} v$ erreichen diese Wellen die maximal mögliche Steilheit $\delta \sim 0,124$. Diese Wellen brechen über. Bei weiterem Anfache bilden sich zwar immer wieder neu kleinere Wellen mit $\sigma \leq \frac{1}{3} v$, die das erste Stadium bis zur maximalen Steilheit durchlaufen, aber daneben treten jetzt auch längere Wellen in Erscheinung, die das zweite Stadium der Anfachung bis zur voll ausgereiften „See“ durchmachen. Bei ihnen wächst die Wellenlänge rascher an als die Höhe, so daß ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit entsprechend zunimmt. Sie erreichen bei gegebenem β ebenfalls eine bestimmte maximale Steilheit. Da bei einer gewissen Wellenlänge dem Energiebetrag, der vom Wind den Wellen zugeführt werden kann, eine Grenze gesetzt ist, worüber hinaus auch diese Wellen (die „Seen“) instabil werden und überkäumen, scheint diesen „Brechern“ eine wichtige Rolle in der Weiterentwicklung des Seeganges zuzukommen. Die überbrechenden „Seen“ müssen angenehmer werden, damit längere Wellen mit größerem Energieinhalt und höherer Bewegungsgröße erzeugt werden können, bis die vom Wind an der Meeresoberfläche geleistete Arbeit die zur Aufrechterhaltung der komplexen Wellenbewegung geforderte Energie gerade deckt. Dann ist die Windleistung an den Wellen gleich der Energiedissipation der gesamten komplexen Seegangsbewegung.

Für die längste Welle, die im Seegang ausreifen kann, nehmen wir auf Grund des empirischen Materials (Abb. 1) die Welle mit $\sigma^* = 1,37 v$ und $\delta^* = 0,022$ an, Grenzwerte, die auf Sverdrup und Munk auf Grund desselben Materials gewählt haben. Es ist dies eine Welle die wegen ihrer geringen Steilheit und großen Fortpflanzungsgeschwindigkeit im allgemeinen (nicht immer in gleichem Maße) von den kürzeren und steileren Wellen des Seeganges, insbesondere auch von den „Seen“, verdeckt sein kann. Bei ihren flachen Böschungen sind die Wellen eher mit den Dünungswellen zu vergleichen. Nach Abflauen des Windes und rascherer Abklingen der kürzeren und steileren Wellen treten sie deutlicher in Erscheinung und werden

dann als „reine“ Dünung anzusprechen sein. Wegen ihrer großen Fortpflanzungsgeschwindigkeit können sie bald aus dem erzeugenden Windgebiet herauslaufen. Auch dann sind sie als „reine“ Dünung zu bezeichnen. Ihre Energie empfangen sie aber im dahinter liegenden Windfelde (bzw. Sturmfelde) und gehören im Ursprungsgebiet zu einer bestimmten Gruppe der „Windseen“. Wir wollen diese Wellen im Gegensatz zu den reinen Dünungen als „lange Wellen“ der Windsee bezeichnen. Bei Seegangsmessungen an der Cornwall-Küste (G. E. R. Deacon [6]) zeigt der Vergleich aufeinanderfolgender Registrierungen im Wellenspektrum deutlich ein Maximum, das sich mit der Zeit kontinuierlich von längeren zu kürzeren Perioden verschiebt.

Sverdrup und Munk betrachten die Welle $\beta^* = 1,37$ als „significant wave“. Ihre Existenz ist nicht abzustreiten, aber sie gibt dem Seegang, der unter dem direkten Einfluß des Windes steht, keineswegs das charakteristische Gepräge, und die Praxis (Schifffahrt, Schiffbau usw.) interessiert sich im offenen Meeresgebiet wohl in erster Linie für die eigentliche „See“. Unter den Wellen in der komplexen Seegangsercheinung werden drei Typen eine besondere Rolle spielen:

1. Die kurze, aber steile, überbrechende „ $\sigma = 1/3 v$ -Welle“. Sie ist praktisch weniger von Bedeutung, spielt aber theoretisch eine Rolle bei der Frage der Energieübertragung und der „Rauhigkeit“.
2. Die relativ steile, überkämmende „See“. Sie hat für den Praktiker auf See wohl am meisten Interesse. Ihre Dimensionen sind von der Windstärke abhängig. ($\sigma = f(v)$, $\delta = F(v)$).
3. Die lange, sanft geböschte, „schwellartig“ fortschreitende „lange Welle“ für die wir $\sigma^* \sim 1,37 v$ annehmen. Sie wird dem Beobachter nicht immer unmittelbar auffallen, da sie im Windgebiet von den steileren Wellen verdeckt sein kann.

An den Küsten kommt wegen der Brandungsercheinungen wohl den „langen Wellen“ eine größere praktische Bedeutung zu. Diese Wellen können, wenn sie dem direkten Windeinfluß entzogen sind, als Dünungswellen noch weite Seeräume durchlaufen, wobei sie an Höhe abnehmen, während die Wellenlänge die gleiche bleibt oder sogar etwas zunimmt.

II. Der effektive „Reibungswiderstand“ der Meeresoberfläche. Wir betrachten die Strömung der Luft relativ zur wellenbewegten Meeresoberfläche und fassen die Grenzfläche als „raue Wand“ auf. Der Widerstand bei der Überströmung der welligen und zugleich rauhen Grenzfläche besteht aus den entstehenden Druckdifferenzen und reinen Reibungsspannungen. Beide zusammen ergeben einen Gesamtwiderstand, den wir effektiven „Reibungswiderstand“ nennen wollen. Es kommt dabei nicht nur auf die Gestaltung der nach vorn gekehrten Flächen (Luvhänge) der Wellen an, sondern auch auf die Ausbildung der hinteren Teile der gegen die Strömung geneigten Flächen.

Bei der rauhen, gewellten Meeresoberfläche wird man zweckmäßig eine Zerlegung des Widerstandes nach einem mittleren, großzügigen Verlauf der Grenzfläche annehmen (Abb. 2),

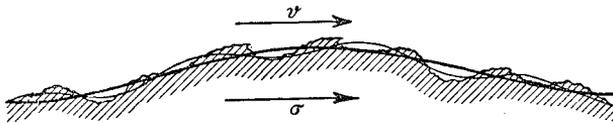


Abb. 2: Schematische Darstellung einer „Hauptwelle“ (σ) mit kurzwelligeren Überlagerungen.

wobei die der längsten Welle überlagerten, kleineren Wellen als „Rauhigkeitshöcker“ für den darüber hinstreichenden Wind wirken. Denken wir uns dem System Luft – Wasser in Abb. 2 eine Bewegung nach links erteilt mit der Geschwindigkeit $-\sigma$, dann wird das „Hauptprofil“ stationär. Für die aufgesetzten Überlagerungen nehmen wir an, daß sie in jedem Zeitpunkt auf dem Hauptprofil dieselbe Bedeckung zeigen, auch wenn die Überlagerungen relativ zum großzügigen Profil mit verschiedenen Geschwindigkeiten nach links wandern. Wir fassen also die „Rauhigkeit“ auf dem Hauptprofil als fest gegeben auf und vergleichen die gewellte Grenzfläche mit der Oberfläche eines Körpers von bestimmter Rauhigkeit. Die auf die einzelnen

„Rauhigkeiten“ entfallenden Druckwiderstände fassen wir zu einem „Reibungswiderstand“ W'_a zusammen, wobei die Mitwirkung reiner Reibungsspannungen, wie sie auf eine ideal glatte Fläche als Zähigkeitsspannungen wirken würden, vernachlässigt wird. Im Vergleich zu den Druckwiderständen werden sie wahrscheinlich eine nur unbedeutende Rolle spielen. Bezeichnen wir weiter den Druckwiderstand, den die „See“ dem Wind bietet, mit W_a und den der „langen Welle“ mit W_a^* , dann ist, wobei wir dem System wieder die Geschwindigkeit $+\sigma$ nach rechts erteilen können

$$W_{eff} = W'_a + W_a + W_a^* \quad (3)$$

Ist v die Windgeschwindigkeit und σ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Welle mit der Höhe H und der Länge λ , dann gilt für den Widerstand als Wirkung eines Druckes auf die Fläche F

$$W_a = c F \rho' / 2 (v - \sigma)^2 \quad (4)$$

ρ' bedeutet die Dichte der Luft und c eine Widerstandszahl, die wir proportional zur Wellensteilheit setzen:

$$c = s \pi H / \lambda \quad (5)$$

Damit wird der Druckwiderstand, den die „See“ dem Wind bietet

$$W_a = s \pi \rho' / 2 F H / \lambda (v - \sigma)^2 \quad (6)$$

Der Druckwiderstand der „langen Welle“ geht mit negativem Vorzeichen ein, da diese Welle mit $\sigma^* = 1,37 v$ schneller als der Wind ist

$$W_a^* = -s^* \pi \rho' / 2 F (H/\lambda)^* (v - \sigma^*)^2 \quad (7)$$

Diese langen Wellen können wir als die „Trägerwellen“ für die kurzwelligeren und steileren Überlagerungen auffassen.

Nach unserer Auffassung ist der Anteil W'_a des Gesamtwiderstandes der Meeresoberfläche im wesentlichen auf die „Rauhigkeit“ der gewellten Grenzfläche zurückzuführen. Wir wollen daher den Versuch machen, diesen Anteil des Widerstandes (bzw. der effektiven Schubkraft aus den Rauhigkeitsverhältnissen der Meeresoberfläche zu berechnen. Wir gehen dabei vor den Druckwiderständen aus, die die einzelnen Rauhigkeiten dem über die „Trägerwellen“ hin wegströmenden Wind bieten. Es muß betont werden, daß es sich hierbei um einen ersten Versuch handelt, und daß weitere Untersuchungen nötig sind, um die Zulässigkeit gewisser Vereinfachungen und Annahmen zu prüfen.

Den mittleren Druckwiderstand W'_a auf die Fläche F bestimmen wir durch Integration über den vorkommenden Wellenlängenbereich bzw. über die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten σ' . Dabei können wir ohne nennenswerten Fehler für die untere Integrationsgrenz statt $\sigma' = 23,15$ cm/sec den Wert Null setzen. Weiter wollen wir mit allen möglichen Wellenlängen bei den Überlagerungen rechnen und nehmen ein kontinuierliches Wellenspektrum an. Da wir zwischen Wellen mit $\sigma' < 1/3 v$ und $\sigma' > 1/3 v$ unterscheiden müssen (wegen der Beziehungen (1) und (2)), setzen wir

$$W'_a = \frac{3}{2} \frac{\rho' F}{v} \int_0^{1/3 v} c' (v - \sigma')^2 d\sigma' + \frac{\rho' F}{2 (\sigma - 1/3 v)} \int_{1/3 v}^{\sigma} c' (v - \sigma')^2 d\sigma', \quad (8)$$

wobei der Widerstandsbeiwert c' wieder proportional zur jeweiligen Wellensteilheit gesetzt werden soll.

Nun bleibt aber bei jeder Welle der Leehang bis zu einem gewissen Grade gegen den Wind abgeschirmt, so daß ein Teil der den Leehang einer Welle bedeckenden nächst kleineren Rauhigkeitshöcker nicht voll wirksam ist bzw. ganz ausscheidet. Daraus ergibt sich auf den Luvhängen im Durchschnitt ein größerer „Reibungswiderstand“ als auf den Leehänge. H. Motzfeld [7] fand bei experimentellen Untersuchungen für die Strömung über wellige Grenzflächen beim vertikalen Geschwindigkeitsprofil über den Wellenbergen einen se

schroffen Geschwindigkeitsanstieg, während über den Tälern die Geschwindigkeit viel langsamer mit der Höhe zunahm. Dieser Unterschied ist unter anderem von der Form des Wellenprofils abhängig. In feststehenden Höhen unmittelbar über den Wellenkämmen kann schon bei sinus-förmigen Profilen der Unterschied zwischen der Windgeschwindigkeit über Wellenberg und Wellental 30% bis 40% betragen [7]. Bei spitzkämmigen Profilen, die den Profilen kürzerer Meereswellen sehr ähnlich sind, tritt sogar Ablösung der Strömung am Wellenkamm auf, die erst im tiefsten Punkt des Tales wieder anliegt. Hier kommt es zur Ausbildung der bekannten Hinderniswirbel, mit rückläufigen Strömungen am Leehang. Der Betrag dieser Abschirmung ist in jedem Einzelfall mehr oder weniger verschieden und läßt sich zur Zeit nur im Mittel abschätzen. Weitere Untersuchungen über diese wichtige Frage wären sehr erwünscht. Für zukünftige vertikale Windprofilmessungen über der Meeresoberfläche wäre vielleicht der Vorschlag zu machen, statt wie bisher in feststehenden Höhen über den Wellenkämmen, etwa von kleinen Schwimmern an der Meeresoberfläche aus mit möglichst trägheitslosen Anemometern die Windverteilung in der wassernahen Luftschicht an verschiedenen Punkten des Wellenprofils zu untersuchen [8].

Da solche Messungen bisher aber noch fehlen, wollen wir versuchen, die Abschirmwirkung im Mittel dadurch zu berücksichtigen, daß wir den Zahlenfaktor s' um einen bestimmten Prozentsatz niedriger ansetzen als den Faktor s bei einer Einzelwelle. Für s nehmen wir als Mittelwert wie früher [3] den Zahlenwert 0,095. Rechnen wir im Mittel mit rund 50% Abschirmung (sobald Leewirbel auftreten, geht der Widerstand sogar mit entgegengesetztem Vorzeichen ein), dann ließe sich s' etwa mit dem Zahlenwert 0,0475 ansetzen.

Mit $c' = s' \pi \delta'$ wird dann unter Berücksichtigung der Beziehungen (1) und (2)

$$W'_a = \frac{3 \rho' F s' \pi \cdot 1,111}{2 v} \int_0^{1/3 v} \sigma'^2 \left(1 - \frac{\sigma'}{v}\right)^2 d\sigma' + \frac{1 \rho' F s' \pi \cdot 0,215}{2 (\sigma - 1/3 v)} v^2 \int_{1/3 v}^{\sigma} e^{-1,667 \sigma'/v} \left(1 - \frac{\sigma'}{v}\right)^2 d\sigma'.$$

Daraus folgt mit $\beta = \sigma/v$

$$W'_a = \rho' F s' \pi \cdot 0,0117 v^2 + \rho' F s' \pi \cdot 0,108 v^2 \frac{1}{(\beta - 1/3)} [e^{-1,667 \beta} \{0,48 (\beta + 0,6) - 0,6 (1 + \beta^2)\} + 0,126], \quad (9)$$

bzw. für die entsprechende Schubkraft $\tau'_a = W'_a/F$

$$\tau'_a = \rho' \gamma^2 (\beta) v^2 \quad (10)$$

mit

$$\gamma^2 (\beta) = \left(1,75 + 16,2 \frac{1}{(\beta - 1/3)} [e^{-1,667 \beta} \{0,48 (\beta + 0,6) - 0,6 (1 + \beta^2)\} + 0,126]\right) \times 10^{-3} \quad (10a)$$

Für den „Tangentialdruck“ pro Flächeneinheit erhalten wir die bekannte quadratische Abhängigkeit von der Windstärke, aber mit einem effektiven „Reibungsfaktor“ γ^2 , der von der Beschaffenheit der Meeresoberfläche abhängig ist. Der Faktor γ^2 variiert mit β . Es kann sich bei unseren Annahmen vielleicht nur um eine Abschätzung des „Reibungseffektes“ handeln und es ist möglich, daß die Zahlenwerte der verwendeten Proportionalitätsfaktoren (s, s') bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten etwas anders anzusetzen sind. Experimentelle Untersuchungen über diesen Gegenstand sind in Vorbereitung.

Für verschiedene Werte β erhalten wir nach (10a), die in Tabelle 1 verzeichneten Reibungsfaktoren γ^2 . Diese Zahlenwerte liegen durchaus im Bereich der bisher empirisch ermittelten Reibungsfaktoren. Bei geringerem „Wellenalter“ bzw. kleinen Verhältniszahlen β oder größeren Wellensteilheiten erscheint die Meeresoberfläche effektiv „rauher“ und die Reibungsfaktoren sind entsprechend größer. Das stimmt mit Erfahrungen überein, wie sie bei vertikalen Windprofilmessungen gemacht wurden (C. G. Rossby [9]). Der Effekt konnte

aber nur qualitativ beobachtet werden. Für den „Tangentialdruck“ des Windes an der Meeresoberfläche setzen H. U. Sverdrup und W. H. Munk [1] unter Hinweis auf Rossby [9] das empirisch bestätigte quadratische Gesetz

$$\tau = \rho' \gamma^2 v^2$$

an, rechnen aber mit einem konstanten Zahlenfaktor

$$\gamma^2 = 2,6 \times 10^{-3}.$$

Auf festen Landflächen mit bestimmter, wohl definierter Rauigkeit ist die quadratische Beziehung mit einem konstanten Reibungsfaktor durch Beobachtungen bestätigt worden (z. B. von G. I. Taylor [10]). Für die Meeresoberfläche mit veränderlicher Rauigkeit ist eine solche Konstanz des Reibungsfaktors von vornherein sehr in Frage gestellt. So betonen auch Sverdrup und Munk ausdrücklich, daß bei größeren Unterschieden zwischen Wind- und Wellengeschwindigkeit (β klein) der Zahlenwert von γ^2 größer sein wird

Tabelle 1

| β | 0,37 | 0,4 | 0,5 | 0,6 | 0,7 | 0,8 | 0,9 | 1,0 | 1,1 | 1,2 | 1,4 |
|-----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\gamma^2 \cdot 10^3$ | 5,75 | 5,62 | 4,55 | 4,05 | 3,64 | 3,27 | 3,01 | 2,78 | 2,68 | 2,57 | 2,52 |

Für den effektiven Gesamtwiderstand der welligen Meeresoberfläche setzen wir nach Gl. (3), (6), (7), (9) und unter Berücksichtigung der Beziehungen (1) und (2)

$$W_{eff} = \rho' F \gamma^2(\beta) v^2 + s' \pi \rho' / 2 F \cdot 0,215 e^{-1,667\beta} (1-\beta)^2 v^2 - s^* \pi \rho' / 2 F \delta^* (1-\beta^*)^2 v^2$$

oder

$$W_{eff} = \rho' F v^2 \{ \gamma^2(\beta) + 16,1 \times 10^{-3} e^{-1,667\beta} (1-\beta)^2 - 0,9 \times 10^{-3} \}, \quad (1)$$

wenn wir für β^* , δ^* und s^* die Werte 1,37, 0,022 und 0,19 einsetzen, die nach dem empirisch Befund am wahrscheinlichsten sind. Ob sie bei allen Windgeschwindigkeiten gleich bleibt zunächst noch eine offene Frage, die näher zu prüfen sein wird.

III. Die Dimensionen der ausgereiften „Windsee“ bei verschiedenen Windstärken. Nach dem Prinzip von actio und reactio muß der Gesamtwiderstand eines Flächenstücks F der Meeresoberfläche gleich der vom Wind auf die Fläche F ausgeübten effektiven Schubkraft sein. Durch indirekte Kraftmessungen an der Meeresoberfläche, etwa aus der „wasserrückstauenden Kraft“ des Windes läßt sich diese Kraftwirkung bei verschiedenen Windgeschwindigkeit bestimmen [11]. Die empirische Beziehung zwischen der an der Oberfläche wirksamen Windkraft pro Flächeneinheit, d. h. der effektiven Schubkraft und der Windstärke lautet

$$\tau_{eff} = \rho' k(v) v^2, \quad (2)$$

worin der Faktor $k(v)$ eine Funktion der Windgeschwindigkeit¹ ist:

$$k(v) = \frac{10}{\sqrt{v}} \times 10^{-3}. \quad (3)$$

Beziehen wir den effektiven Druckwiderstand (11) auf die Flächeneinheit, dann erhalten wir mit Gleichung (12) und (13) eine Relation zwischen β und v , woraus sich σ , die Pflanzungsgeschwindigkeit der „See“ im ausgereiften Zustand, für verschiedene Windstärken berechnen läßt. Es ist

$$v = 10^2 \left(\frac{16,2 [e^{-1,667\beta} \{0,48(\beta+0,6) - 0,6(1+\beta^2)\} + 0,126]}{(\beta^{-1/3})} + 16,1 e^{-1,667\beta} (1-\beta)^2 + 0,85 \right)^{-2} \quad (4)$$

¹ Siehe [11]. In dieser Arbeit ist der konstante Zahlenfaktor in $k(v)$ mit 0,009 angegeben worden. Die obige Beziehung mit dem Faktor 0,010 scheint den Beobachtungen besser zu entsprechen. (v in m/sec).

Mit $\lambda = \frac{2\pi}{g} \sigma^2$ ist aus den Lösungen $\beta = F(v)$ bzw. $\sigma = f(v)$ der Gleichung (14) die Wellenlänge $\lambda = \varphi(v)$ und mit Hilfe der Beziehung

$$H = 0,215 \cdot \lambda \cdot e^{-1,667 \sigma/v} \quad (15)$$

die Höhe gegeben. In Tabelle 2 sind für verschiedene Windgeschwindigkeiten (v in m/sec) die dazugehörigen Fortpflanzungsgeschwindigkeiten σ und Perioden T der „Seen“ sowie die Wellendimensionen H , λ , und δ im voll angefachten Zustand angegeben².

Für die „lange Welle“ würden sich im voll entwickelten Zustand die in Tab. 3 verzeichneten Wellengrößen ergeben. (Tabelle 2 und 3 umseitig.)

Es treten also im Seegang zwei Wellen besonders hervor: Die eigentliche „See“, mit schäumenden Kämmen, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit $\sigma < v$ ist, und die „lange Welle“ mit $\sigma^* > v$. In Abb. 3 ist die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit (σ, σ^*) von

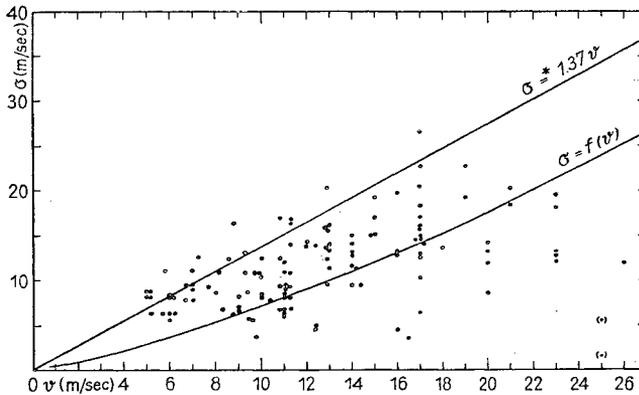


Abb. 3: Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der „langen Welle“ (σ^*) und der „See“ (σ) bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten. Die Punkte bedeuten Seegangsbeobachtungen.

der Windstärke für beide Wellen graphisch dargestellt. Zum Vergleich sind dieselben Einzelbeobachtungen eingetragen, die der Abb. 1 zugrunde liegen und die auch Sverdrup und Munk benutzt haben. Obwohl die beobachteten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten ganz erheblich streuen, so scheint doch die Darstellung die Vermutung zu bestätigen, daß von den Beobachtern jeweils verschiedene Wellen bzw. ihre Interferenzen oder Mittelwerte gemessen worden sind. Bei kleineren Windgeschwindigkeiten häufen sich die Meßpunkte in der Nähe der eingetragenen Kurven. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit und zunehmendem Seegang wird vielleicht mehr und mehr die kürzere Welle mit der kleineren Geschwindigkeit, aber der größeren Steilheit dem Beobachter ins Auge fallen, so daß sich Meßpunkte mehr um die untere Kurve scharen. Das ist verständlich, weil bei Windgeschwindigkeiten über 16 m/sec die „lange Welle“ bereits eine Wellenlänge von mehr als 300 m erreicht, bei 20 m/sec Windgeschwindigkeit sogar fast 500 m Länge. Die unterhalb der Kurve $\sigma = f(v)$ liegenden Punkte gehören wahrscheinlich zu nicht voll angefachten Wellen. Gerade bei hohen Windstärken bleibt der „See“ oft nicht Zeit genug, um den voll ausgereiften Zustand zu erreichen.

² Berechnet wurden für verschiedene Werte von β die dazu gehörigen Windgeschwindigkeiten v . Die Wellengrößen in Tabelle 2 sind für die „ganzen“ Windgeschwindigkeiten aus der Beziehung $\beta = F(v)$ graphisch interpoliert.

Tabelle 2

Die „See“ bei verschiedenen Windstärken

| v (m/sec) | 1,40 | 1,50 | 1,75 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|--------------------|--------|--------|-------------------|-------------------|------------------|------------------|-------|-------|------|-------------------|
| $\beta = \sigma/v$ | 0,365 | 0,38 | 0,405 | 0,42 ₅ | 0,48 | 0,53 | 0,57 | 0,60 | 0,63 | 0,65 ₅ |
| σ (m/sec) | 0,511 | 0,57 | 0,71 | 0,85 | 1,46 | 2,12 | 2,84 | 3,60 | 4,41 | 5,25 |
| λ (m) | 0,157 | 0,208 | 0,323 | 0,46 | 1,36 | 2,88 | 5,18 | 8,31 | 12,4 | 17,6 |
| H/λ % | 11,6 | 11,3 | 10,8 ₅ | 10,5 | 9,4 ₅ | 8,8 ₅ | 8,3 | 7,9 | 7,5 | 7,2 |
| H (m) | 0,0183 | 0,0235 | 0,035 | 0,048 | 0,128 | 0,255 | 0,431 | 0,658 | 0,93 | 1,27 |
| T (sec) | 0,307 | 0,364 | 0,455 | 0,54 | 0,93 | 1,36 | 1,82 | 2,31 | 2,83 | 3,36 |

Tabelle 3

Die „lange Welle“ bei verschiedenen Windstärken

| v (m/sec) | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| σ^* (m/sec) | 2,74 | 4,11 | 5,48 | 6,84 | 8,21 | 9,60 | 11,0 |
| λ^* (m) | 4,81 | 10,8 | 19,2 | 30,0 | 43,2 | 59,1 | 76,8 |
| H^* (m) | 0,11 | 0,24 | 0,43 | 0,67 | 0,96 | 1,32 | 1,71 |
| T^* (sec) | 1,76 | 2,64 | 3,51 | 4,39 | 5,25 | 6,15 | 7,03 |

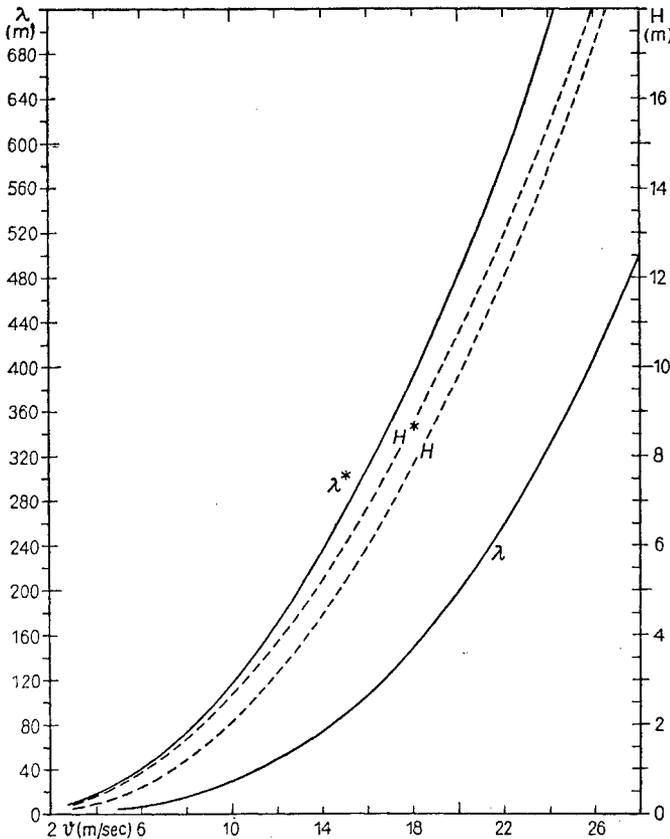


Abb. 4. Abhängigkeit der Wellenlänge und Wellenhöhe beider Wellen von der Windgeschwindigkeit.

In Abb. 4 ist die Länge und die Höhe der beiden Wellen bei wachsenden Windgeschwindigkeiten dargestellt. Wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, so unterscheiden sich natürlich auch die Wellenlängen λ^* und λ beträchtlich voneinander. Die Wellenlänge der „langen Welle“ erreicht bei höheren Windstärken Beträge, die durchaus hinreichen, um die langen „Dünungswellen“ zu erklären. — Für Windgeschwindigkeiten unter 4 m/sec ist die Wellenlänge λ für die kürzere Welle in Abb. 3 dargestellt, zusammen mit der Höhe H . Im Bereich der Initialwellen ($v < 1,23$ m/sec) sind die Dimensionen der „Katzenpfötchen“ nach früheren Berechnungen [3] eingetragen. Die Kurven zeigen, daß sich unsere Ergebnisse für Windseewellen, die über diesen Anfangszustand der Wellenbildung hinausgehen, den Dimensionen der Initialwellen gut anschließen. Bei der kritischen Windgeschwindigkeit von rund 12 cm/sec deutet der schwache Knick in den Kurven an, daß die Wellenlänge mit zunehmender Windgeschwindigkeit im Vergleich zu den

im voll angefachten Zustand.

Tabelle 2

| 9 | 10 | 12 | 14 | 16 | 18 | 20 | 22 | 24 | 26 | 28 |
|------|------|------------------|-------------------|------------------|-------------------|------|-------|------------------|------------------|-------------------|
| 0,68 | 0,70 | 0,74 | 0,77 ₅ | 0,81 | 0,84 ₅ | 0,88 | 0,91 | 0,94 | 0,97 | 0,99 ₅ |
| 6,11 | 7,00 | 8,89 | 10,85 | 12,95 | 15,2 | 17,6 | 20,0 | 22,6 | 25,2 | 27,9 |
| 23,9 | 31,3 | 50,6 | 75,1 | 107 | 148 | 198 | 256 | 327 | 406 | 496 |
| 6,9 | 6,7 | 6,2 ₅ | 5,9 | 5,5 ₅ | 5,2 ₅ | 4,9 | 4,7 | 4,4 ₅ | 4,2 ₅ | 4,07 |
| 1,65 | 2,09 | 3,16 | 4,44 | 5,94 | 7,78 | 9,77 | 12,05 | 14,6 | 17,2 | 20,2 |
| 3,92 | 4,48 | 5,69 | 6,95 | 8,30 | 9,73 | 11,3 | 12,8 | 14,5 | 16,2 | 17,8 |

im voll angefachten Zustand.

Tabelle 3

| 9 | 10 | 12 | 14 | 16 | 18 | 20 | 24 | 28 |
|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 12,3 | 13,7 | 16,4 | 19,2 | 21,9 | 24,6 | 27,4 | 32,9 | 38,4 |
| 97,3 | 120 | 172 | 236 | 307 | 387 | 481 | 693 | 944 |
| 2,16 | 2,67 | 3,83 | 5,27 | 6,8 | 8,6 | 10,7 | 15,4 | 21,0 |
| 7,9 | 8,8 | 10,5 | 12,3 | 14,0 | 15,8 | 17,6 | 21,1 | 24,6 |

Initialwellen rascher wächst, die Höhe dagegen relativ langsamer. Einzelheiten sind der Tabelle 2 zu entnehmen.

Während sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, Wellenlängen und Perioden der beiden charakteristischen Wellen im Seegang bei allen Windgeschwindigkeiten recht erheblich voneinander unterscheiden, ist das, wie ein Blick auf die Tabellen 2 und 3 oder auf Abb. 4 lehrt, bei den Wellenhöhen H^* und H bemerkenswerterweise kaum der Fall. Namentlich bei höheren Windstärken fällt der Unterschied wenig ins Gewicht. Daraus könnte man den Schluß ziehen, daß Messungen bzw. Schätzungen der Wellenhöhe zu sehr viel einheitlicheren Resultaten führen müßten als etwa bei den Wellenlängen, Perioden oder Geschwindigkeiten. Die Streuung dieser Beobachtungen, etwa wie in Abb. 3 bei den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, führten wir ja z. T. auf das Vorhandensein der beiden charakteristischen Wellen im Seegang zurück. In der Tat zeigt das in Abb. 6 dargestellte Beobachtungsmaterial bei den Wellenhöhen eine viel einheitlichere Anordnung der Meßpunkte. Eine gewisse Streuung der Einzelwerte wird man allerdings in Kauf nehmen müssen, schon wegen der unsicheren Angabe der Windgeschwindigkeit. Es braucht sich dabei nicht einmal um falsche Windmessungen oder Schätzungen zu handeln. Die stets vorhandenen Windschwankungen und der sehr viel langsamer reagierende Seegang bedingen schon eine gewisse Schwankungsbreite. Die berechneten Kurven passen sich den Beobachtungen gut ein.

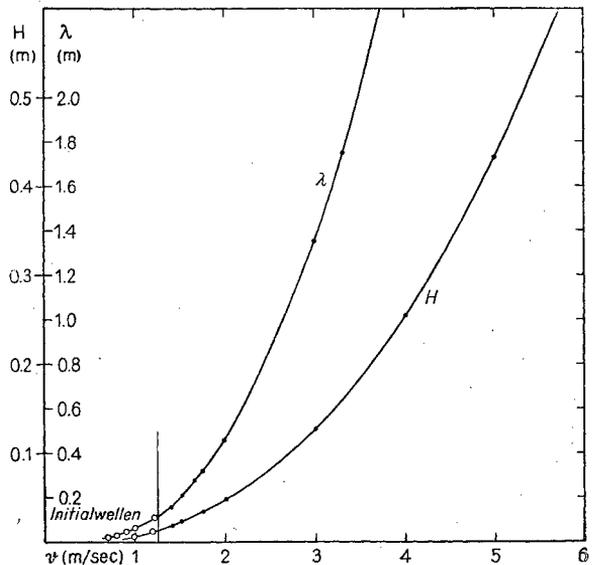


Abb. 5. Berechnete Wellenlänge und Wellenhöhe winderzeugter Wellen bei kleinen Windgeschwindigkeiten.

IV. Spezielle Beobachtungen. Vergleich mit der Theorie. Bemerkungen über Interferenzerscheinungen. Die in den Tabellen 2 und 3 (bzw. Abb. 4 und 5) für verschiedene Windstärken berechneten Wellendimensionen beziehen sich auf den voll angefachten Seegang. Diesen Zustand wird die Wellenbewegung an einem bestimmten Ort zu einer bestimmten Zeit aber nicht immer erreichen. Hierin liegt eine Schwierigkeit, einzelne Beobachtungen mit den vorliegenden Ergebnissen zu vergleichen. Nun geht aber das Anfachen der Wellen in den ersten Stunden nach Aufkommen des Windes relativ rasch vor sich, so daß bei einigermaßen gleichbleibenden Windverhältnissen die beobachteten Wellendimensionen nicht allzusehr von den endgültigen Werten abweichen werden³. Weiter ist zu beachten, daß der aufkommende Wind in den meisten Fällen in einen bereits vorhandenen Seegang eingreift oder daß bei allmählich zunehmender Windstärke auch die „Sec“ in entsprechendem Maße „heranreift“. Es sind also auch beim Entstehen des Seeganges verschiedene Möglichkeiten zu beachten. Der einfachste Fall ist der, daß man bei der Berechnung der Anfachungszustände von einer völlig ungestörten Wasseroberfläche ausgeht und die Dimensionen des Seeganges unter Vorgabe eines homogenen Windfeldes konstanter Stärke für aufeinanderfolgende Zeiten bestimmt, ähnlich, wie es für das Anwachsen der Initialwellen mit der Zeit geschehen ist [3].

Soll der Seegang bis zu seinen Höchstwerten ausreifen, dann muß für Wind und See ein hinreichend großer Seeraum zur Verfügung stehen. Cornish [12] schätzt ihn für Sturmwellen auf 600 bis 900 sm. Ihm verdanken wir viele sorgfältige Wellenbeobachtungen, darunter auch die Schilderung eines besonders eindrucksvollen Falles rasch anwachsender Sturmsee:

Am Tage vor dem Sturm stand in der Biscaya (Dez. 1911) eine schwere Dünung aus NW mit einer Periode von 11,4 sek und einer Höhe von 6 m. Während der Nacht drehte der Wind aus südwestlicher Richtung nach NW, frischte stark auf und erreichte am Morgen Windgeschwindigkeiten bis zu rund 23 m/sec. Die Periode der „Seen“ nahm bis auf 13,5 sek zu, was einer Wellenlänge von 285 m entspricht. Die Höhe der Wellen stieg auf 12 m an. Es scheint hier vielleicht berechtigt, anzunehmen, daß es sich bei diesen Sturmseen um Wellen handelte, die ihren ausgereiften Zustand nahe erreicht hatten. Nach Tabelle 2 würde bei der Windstärke 23 m/sec für die „See“ eine Wellenlänge von 290 m und eine Höhe von 13,6 m folgen. (Umrechnung von Bft. auf m/sec nach der Internationalen Skala.)

Hinsichtlich der größten beobachteten Wellenhöhen ist folgendes zu bemerken: Unter den bisher stereophotogrammetrisch aufgenommenen Wellen wurde im Nordatlantischen

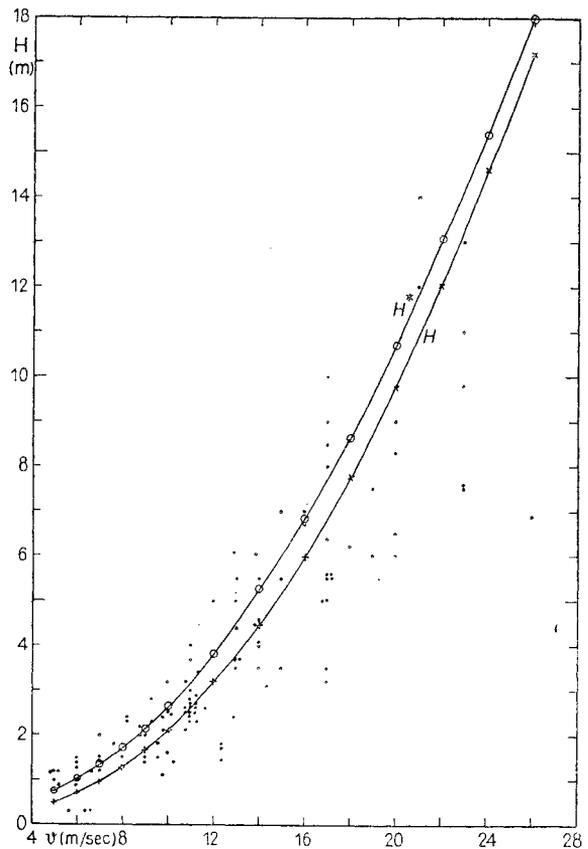


Abb. 6. Berechnete und beobachtete Wellenhöhen bei Windgeschwindigkeiten über 5 m/sec.

³ Im Vergleich zu den Ergebnissen von Sverdrup und Munk [1] ergeben sich für die betrachteten „Seen“ bedeutend kürzere Anfachungszeiten. Über den Anfachungsvorgang wird in einer nachfolgenden Arbeit berichtet.

Ozean eine Welle von 16 bis 18 m Höhe von Weinblum und Block festgestellt (n. Thorade [13]), was nach Tabelle 2 einer Windgeschwindigkeit von rund 26 m/sec entsprechen würde. Diese Beobachter halten Wellenhöhen von 20 m und darüber für möglich, wodurch sich auch die Anschauungen von Cornish bestätigen. Allerdings können hierbei leicht Interferenzerscheinungen eine Rolle spielen.

Die Feststellung von Cornish, daß mit zunehmender Windstärke die Wellen (es sind hier die „Seen“ gemeint) zwar immer höher, aber ihre Böschungen immer flacher werden, wird durch unsere Ergebnisse ebenfalls bestätigt. Ein so erfahrener Wellenbeobachter wie V. Cornish hat auch stets die Meinung vertreten, daß die eigentlichen Wellen der Windsee, also die von uns als „Seen“ bezeichneten Wellen, langsamer als der Wind seien, und zwar, „daß auch bei heftigem Sturm die Windstärke relativ zur ausgewachsenen See nur etwa 2–3 Bft.-Stufen, höchstens einmal 4 betrug“ (H. Thorade [13]). Das würde nach Cornish im Mittel $\sigma = 0,8 v$ bedeuten, ein Mittelwert, der für Windgeschwindigkeiten über rund 10 m/sec etwa auch aus Tabelle 2 folgen würde. Auch der geübte Wellenbeobachter Graf v. Larisch wendet sich entschieden gegen die Auffassung, daß die Wellen (die „Seen“) bei anhaltendem Winde an Länge derartig zunehmen, bis ihre Geschwindigkeit schließlich die Windgeschwindigkeit übertrifft. Ebenso charakteristisch ist die Steilheit der Windseewellen: „Bei sturmgetriebener See kann das Verhältnis von Höhe zu Länge in den Entwicklungsstadien 1:10 und weniger, im voll ausgebildeten Zustand 1:20 betragen, um dann bei Dünungen auf 1:30 bis 1:100 und mehr anzusteigen.“ (v. Larisch, „Sturmsee und Brandung“, S. 15). Die Zahlenwerte für H/λ ‰ in Tab. 2 stimmen mit diesen Erfahrungstatsachen überein.

Die „langen Wellen“ werden sich bei hohen Windgeschwindigkeiten der direkten Beobachtung, d. h. dem Auge leicht entziehen. Auf ihr Vorhandensein kann aber aus der Existenz langer Dünungswellen geschlossen werden. Auch die langperiodischen Brandungswellen deuten – unter gewissem Vorbehalt – darauf hin, daß im Seegang wesentlich längere Wellen vorkommen müssen als unmittelbar wahrgenommen werden kann⁴. Die größte Periode, die Cornish an der Kanalküste (bei Bournemouth) beobachtete, betrug 22,5 sec. Nimmt man mit Thorade [13] an, „daß beim Übertritt auf seichtere Gewässer sich wohl die Geschwindigkeit und die Wellenlänge, aber nicht die Periode geändert haben dürfte, so würden diese Wellen, als sie noch im offenen Meer waren, Längen von 600 bis 800 m gehabt haben“. Das entspricht nach Tabelle 3 etwa der Wellenlänge, die die „lange Welle“ bei 24–26 m/sec Windgeschwindigkeit erreichen würde. Cornish führt diese Wellen auf die Wirkung von Böen während eines Sturmes zurück. „Daß Wellen von dieser Länge an Ort und Stelle nicht beobachtet werden, läßt sich damit erklären, daß sie wegen ihrer großen Länge nicht steil genug sind, um dem Auge aufzufallen, zumal kleinere, aber steilere sie verdecken“ (Thorade [13]). Die längsten auf hoher See direkt beobachteten Perioden sind wesentlich kleiner. Nur bei reinen Dünungswellen sind Perioden bis hinauf zu etwa 22 sec festgestellt worden.

In Tabelle 4 sind die Angaben einiger Beobachter über die Dimensionen des Seeganges bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten zusammengestellt, wobei es sich ausdrücklich um „Beobachtungen an Windseen“ handeln soll. Der Vergleich dieser Werte mit den berechneten Wellenlängen und Höhen kann mit erheblichen Unsicherheiten behaftet sein. Bei der Zusammenfassung einzelner Messungen oder Schätzungen treten die schon erwähnten Schwierigkeiten der Mittelbildung auf. Das betrifft, wie wir gesehen haben, besonders die Perioden, Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und Wellenlängen. Schon Interferenzerscheinungen zwischen

⁴ Beobachtungen über das Verhalten der Sturmwellen haben schon v. Larisch (14) zu der Vermutung gebracht, daß im Sturmfelde „gleichzeitig mit der Hauptwelle eine in ihren äußeren Grenzen nicht so genau abzusetzende Bewegung von größerem Ausmaß im Wasser vorhanden ist.“ Die Ansicht, daß übergeordnete „längere Wellen“ neben den „Seen“ schon während des Sturmes vorhanden sein können, vertritt auch V. Cornish. — Wünschenswert wären bei zukünftigen Wellenbeobachtungen neben den bisher meist üblichen Angaben, Bemerkungen über vorkommende Gruppenercheinungen (vergl. Seite 55/6), über die Streuung der gemessenen Einzelperioden und, wenn möglich, über die Häufigkeit bestimmter Periodenwerte und Wellenhöhen. Es ist zu hoffen, mit Hilfe eines solchen Beobachtungsmaterials einen etwas tieferen Einblick in die komplexe Natur der Seegangerscheinungen zu gewinnen.

Tabelle 4. Beobachtungen an Windseen

| | | | | | | | | | | | |
|-------------------------|----------------|-------|------|------|------|------|-------|------|------|------|------|
| Schumacher ¹ | <i>v</i> m/sec | 6,5 | 9,8 | 12,3 | 14,0 | 15,2 | 16,1 | 17,1 | 19,0 | 21,0 | 22,7 |
| | λ m | 22 | 50 | 78 | 100 | 122 | 143 | 161 | 180 | 197 | 214 |
| | <i>H</i> m | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| Cornish ² | <i>v</i> m/sec | 14 | 16 | 19 | 22 | 25 | 27 | | | | |
| | λ m | 77 | 100 | 144 | 203 | 285 | 376 | | | | |
| | <i>H</i> m | (6,6) | 7,5 | 9,0 | 10,7 | 12,6 | 14,5 | | | | |
| Gassenmayr ³ | <i>v</i> m/sec | 8,8 | 6,7 | 9,8 | 7,8 | 9,8 | 8,8 | 18 | 21 | 12,9 | 6,7 |
| | λ m | 30 | 25 | 40 | 45 | 35 | 35 | 120 | 140 | 120 | 40 |
| | <i>H</i> m | 1,5 | 1,3 | 1,6 | 1,4 | 1,4 | 1,4 | 6,5 | 7,5 | 4,5 | 2,5 |
| | <i>v</i> m/sec | 10,7 | 10,7 | 10,7 | 11,9 | 10,7 | 10,7 | 10,7 | 10,7 | 15,4 | |
| | λ m | 35 | 40 | 30 | 140 | 35 | 40 | 45 | 35 | 45 | |
| | <i>H</i> m | 2,3 | 2,5 | 2,0 | 4,4 | 1,1 | 2,3 | 3,0 | 2,7 | 3,5 | |
| Schott ³ | <i>v</i> m/sec | 10 | 10 | 10 | 11 | 12 | 12 | 19 | 20 | 23 | |
| | λ m | 33 | 36 | 38 | 59 | 62 | (44) | 130 | 129 | 213 | |
| | <i>H</i> m | 0,8 | 1,0 | 1,9 | 4,0 | 4,5 | (2,5) | 7,5 | 10 | 12 | |

¹ Nach bisher unveröffentlichten Messungen, die Herr Dr. Schumacher in dankenswerter Weise dem Verf. für eine frühere Arbeit (11) zur Verfügung stellte.

² Nach einer Tab. von H. Thorade in „Lehrbuch der Navigation, II. Teil, Bremen, 1942.

³ Nach Angaben bei O. Krümmel [5].

der kürzeren „See“ und der „langen Welle“ im Seegang, auf die wir später noch zurückkommen werden, machen einwandfreie Schätzungen dieser Größen selbst für erfahrene Wellenbeobachter oft sehr schwierig (vgl. Abb. 9). Namentlich bei geringeren Windstärken, wo die „lange Welle“ u. U. noch im Sichtfeld des Beobachters liegt, können die Mittelwerte für die Wellenlängen (oder Perioden) leicht zu hoch angegeben werden. Die stereophotogrammetrischen Wellenaufnahmen von A. Schumacher [4] zeigen besonders in den Passatregionen oft recht deutlich in den Wellenplänen die Interferenz zweier Wellen, die in gleicher Richtung fortschreiten. Schon der erste Plan (M 12) aus der Region des Südostpassates (etwa 135 sm südlich der Insel Trinidad) stellt eine Überlagerung von mäßigen Passatwellen über eine ungefähr gleichgerichtete „lange Welle“ dar, die als Dünungswelle bezeichnet ist. Wahrscheinlich handelt es sich bei dieser „langen Welle“ nicht um eine reine Dünung (wenn sie auch ihrer Form nach mit einer solchen zu vergleichen ist), sondern um die zweite charakteristische Welle im Seegang mit $\sigma^* = 1,37 v$. Der Wind wehte aus SSO, Stärke 5–6. Grenzwerte der kurzen Windseewellenlänge: $\lambda = 20 - 45$ m. Die Wellenlänge der „langen Welle“ betrug $\lambda^* = 100$ bis 120 m. Höhe der Wellen etwa 2 m. Dieser Plan zeigt deutlich die Schwierigkeiten beim Schätzen der Wellendimensionen im komplexen Seegang. Nach unserer Rechnung würde bei einer Windgeschwindigkeit 10 bis 11 m/sec für die kürzere Welle $\lambda = 30$ bis 40 m, für die „lange Welle“ $\lambda^* = 120$ bis 140 m folgen, bei einer Höhe von rund 2,5 m. Weitere Schwierigkeiten treten bei der Umrechnung der meist in Bft. geschätzten Windstärken in m/sec auf.

Beim Vergleich der „Beobachtungen an Windseen“ mit den Ergebnissen unserer Rechnung sind diese schwer kontrollierbaren Fehlerquellen zu beachten. Sie bedingen eine bestimmte Streuung der Meßpunkte und eventuell systematische Abweichungen (z. B. zu große Wellenlängen bei geringen Windstärken). Auf diese Tatsachen besonders hinzuweisen, scheint mit Rücksicht auf die praktische Anwendung theoretischer Ergebnisse wichtig. In Abb. 7 und Abb. 8 sind die Beobachtungen der Tabelle 4 den berechneten Werten der Wellenlänge und Wellenhöhe (Tab. 2) gegenübergestellt.

Auf das Vorhandensein von Interferenzerscheinungen im Seegang soll an dieser Stelle wenigstens kurz hingewiesen werden. Sie sind im einzelnen noch wenig untersucht, und es lassen sich wahrscheinlich auch sehr schwer irgendwelche allgemeinen Richtlinien aufstellen, da namentlich bei böigem Wind und zeitlich sowie örtlich verschiedenen Windverhältnissen alle möglichen Überlagerungen vorkommen können. Selbst bei völlig gleichbleibender Wind-

geschwindigkeit können schon die Interferenzen zwischen der „langen Welle“ und der kürzeren „See“ das Seegangsbild in seiner Gesamterscheinung merklich beeinflussen (ganz abgesehen von den übrigen Teilwellen, die im Seegang vorhanden sind). Nehmen wir, nur um uns über die auftretenden Möglichkeiten zu informieren, eine Windgeschwindigkeit von 19 m/sec an und betrachten ein gleichförmiges Windfeld (ohne örtliche Windunterschiede). Dieser Windgeschwindigkeit entspricht eine steilere Windsee von $\lambda = 170$ m Länge, $H = 8,7$ m und eine flachere „lange Welle“ von $\lambda^* = 432$ m, $H^* = 9,7$ m. Das Interferenzbild dieser beiden Wellen (ohne die kürzeren Überlagerungen) würde in einem bestimmten Augenblick etwa ein Aussehen haben wie in Abb. 9 dargestellt ist. Das absolute Maximum der Erhebung taucht in Abständen auf, die der doppelten Wellenlänge der „langen Welle“ entsprechen. Dazwischen liegen nahe beieinander zwei sekundäre Maxima mit einem Abstand, der kürzer ist als die Wellenlänge der steileren Windsee. Man beachte weiter die verschiedenen Abstände der Täler. Die tatsächlichen Wellenlängen der einzelnen Teilwellen findet man im Interferenzbild zunächst gar nicht wieder.

Nun ist der Wind aber keineswegs eine gleichförmig bewegte Luftmasse. Die Windaufzeichnungen zeigen in fast allen Fällen, daß die Geschwindigkeit in mehr oder weniger regelmäßiger Folge anwächst und abnimmt. Wenn auch die einzelnen Windstöße kaum periodisch erfolgen, so findet man doch öfter eine gewisse periodische Folge von Pulsationskomplexen, die geeignet erscheinen, entsprechende Veränderungen im Seegang hervorzurufen. So nennt z. B. G. Schott das periodische Anwachsen und Abflauen des Seeganges im Sturm „eine sehr gewöhnliche Erscheinung“ (Krümmel [5]). Auch örtliche Unterschiede der Windgeschwindigkeit können zu Interferenzerscheinungen führen. Es ist

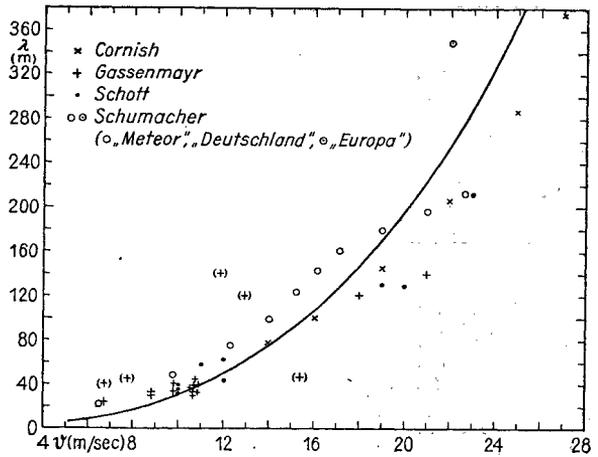


Abb. 7. Spezielle Beobachtungen an Windseen. Beobachtete und berechnete Wellenlängen bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten.

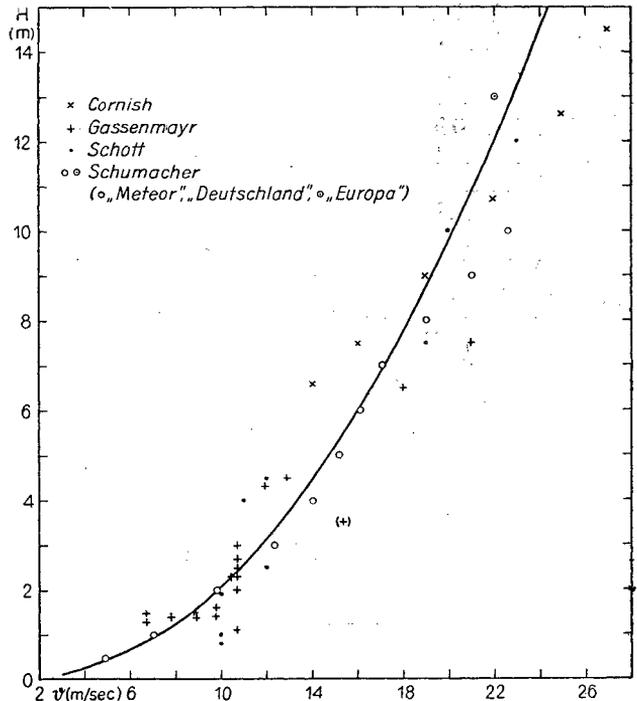


Abb. 8. Spezielle Beobachtungen an Windseen. Beobachtete und berechnete Wellenhöhen bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten.

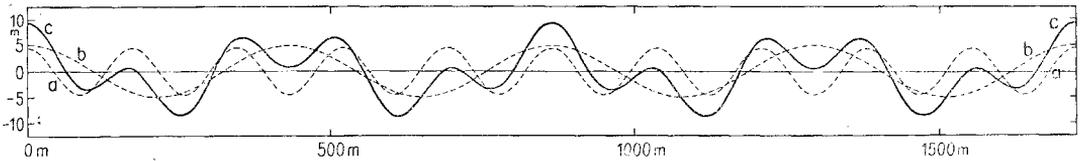


Abb. 9. Interferenzbild zweier Wellen im Seegang mit einem Verhältnis $\lambda_1 : \lambda_2 = 1 : 2,5$ und $H^1 : H^2 = 1 : 1,11$. (Schematisches Momentanbild, rund 9mal überhöht). Der Fall entspricht etwa der Interferenz zwischen „See“ und „langer Welle“ bei einer Windgeschwindigkeit von 19 m/sec.

z. B. denkbar, daß beim Herannahen eines Sturmfeldes die am Beobachtungsort durch den Wind direkt aufgeworfenen Seen mit längeren Wellen interferieren, die in einiger Entfernung entstanden sind, wo die Windstärke größer ist. Diese Wellen sind aus dem Gebiet größerer Windgeschwindigkeit als „Seen“ herausgelaufen und treffen am Beobachtungsort als „tote See“ mit der dort vorhandenen Windsee zusammen, wobei sich die Wellenlänge der beiden Wellen nicht allzusehr zu unterscheiden braucht. Je nach dem Verhältnis der Wellendimensionen zueinander, können typische Schwebungserscheinungen auftreten. Es sei hier aber daran erinnert, daß wegen der Dispersion zu dem zeitperiodischen Vorgang noch ein ortsperiodischer hinzukommt. An der Wasseroberfläche treten dann Wellengruppen auf, die von Streifen ungestörten oder wenig gestörten Wassers („Blänken“) getrennt sind. Diese Wellengruppen wandern mit einer bestimmten „Gruppengeschwindigkeit“, die bei normaler Dispersion kleiner als die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen ist. So kommt es zu der auf See recht auffälligen Erscheinung, daß eine bestimmte Welle innerhalb der Gruppe ihre Lage nicht beibehält, sondern daß sie durch die Gruppe fortschreitet, wobei ihre Höhe zuerst zu, dann abnimmt. Faßt man z. B. eine bestimmte, besonders hohe Welle ins Auge und verfolgt sie einige Zeit, so scheint sie allmählich zu verschwinden, während andere empor tauchen, scheinbar ihre große Höhe übernehmen und dann gleichfalls abklingen. Durch solche Gruppenerscheinungen werden die Beobachtungen an einzelnen Wellen unter Umständen sehr erschwert.

In Abb. 10 ist ein Fall dargestellt, bei dem jede dritte Welle als höchste erscheint (Momentanbild). Das Interferenzbild ist durch Superposition zweier Schwingungen gleicher Amplitude aber mit einem Verhältnis der Wellenlängen $\lambda_1 : \lambda_2 = 1,5 : 1$ entstanden. Derartige Verhältnisse könnten vielleicht in einem Sturm bei Windstärke 8 bis 9 Bft. auftreten, wenn wir annehmen, daß am Beobachtungsort Windstärke 8 (etwa 19 m/sec) und in einiger Entfernung davon Windstärke 9 (22 m/sec) herrscht. Wir stellen uns dabei ein Tiefdruckgebiet im Nordatlantischen Ozean vor, das nach NO abzieht. Die durch den SW-Wind am Beobachtungsort durch Windstärke 8 aufgeworfene See kann nach Tabelle 2 eine Länge $\lambda_2 = 170$ m ($\sigma_2 = 16,2$ m/sec) bei einer Höhe von $H_2 = 8,7$ m erreichen. Weiter westlich soll der SW-Wind aber Stärke 9 erreichen, der eine See von $\lambda_1 = 256$ m Länge anfacht. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Welle beträgt dann $\sigma_1 = 20$ m/sec. Wenn diese längeren und schnelleren „Seen“ dem Sturmgebiet mit Kurs NO enteilen (wobei ihre Höhe wieder etwas abnehmen kann) sind am Beobachtungsort Interferenzerscheinungen möglich, wie sie in unserem Beispiel (Abb. 10) dargestellt sind. Derartige einfache und übersichtliche Fälle sind naturgemäß auf See recht selten, da im allgemeinen eine größere Zahl von Wellen verschiedener Periode zusammentrifft, die das Gesamtbild der Seegangserscheinungen noch viel komplizierter gestaltet.

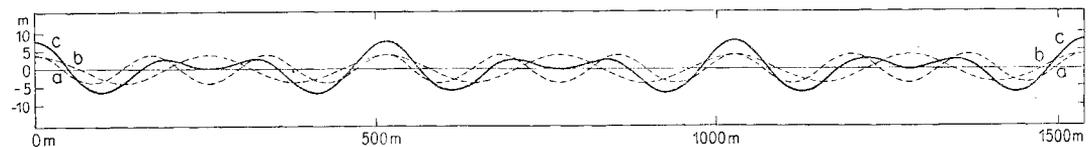


Abb. 10. Superposition zweier Wellen von gleicher Amplitude und einem Verhältnis $\lambda_1 : \lambda_2 = 1 : 1,5$. (Schematisches Momentanbild, vgl. Text.)

Schrifttum

1. H. U. Sverdrup und W. H. Munk, Sea and Swell: Theory of Relations for Forecasting, H. O. Pub. No. 601, U. S. Navy Dept., Hydrogr. Off., 1947.
2. H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik, Leipzig, 1931.
3. G. Neumann, Die Entstehung der Wasserwellen durch Wind, Dtsch. Hydrogr. Z., Bd. 2, H. 5, 1949.
4. A. Schumacher, Stereophotogrammetrische Wellenaufnahmen, Wiss. Erg. Dtsch. Atlant. Exped., „Meteor“, 1925-27. Bd. 7, H. 2, Liefg. 1 (mit Atlas), 1939.
5. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie, Bd. 2, Stuttgart, 1911.
6. G. E. R. Deacon, Ocean Waves and Swell, Occ. Pap. Challenger Soc., Nr. 1, 1946.
7. H. Motzfeld, Die turbulente Strömung an welligen Wänden, Z. angew. Math. u. Mech. 17, 1937.
8. G. Neumann, Gibt es eine „kritische Windgeschwindigkeit“ für die Grenzfläche Wasser-Luft? (erscheint i. d. Dtsch. Hydrogr. Z.)
9. C. G. Rossby, On the frictional force between air and water and on the occurrence of a laminar boundary layer next to the surface of the sea, Pap. in Phys. Oceanogr. and Meteorol., Vol. 4, Nr. 3, 1936.
10. G. J. Taylor, Skin friction on the earth's surface, Proc. Roy. Soc. London, A, Vol. 92, 1916.
11. G. Neumann, Über den Tangentialdruck des Windes und die Rauigkeit der Meeresoberfläche, Z. f. Meteorol., Jahrg. 2, Heft 7/8, Potsdam, 1948.
12. V. Cornish, Ocean waves and kindred geophysical phenomena, London, 1934.
13. H. Thorade, Entstehung und Größe der Meereswellen, in: Wind, Wetter und Wellen auf dem Weltmeere. Das Meer in volkstümlichen Darstellungen, herausgegeben von G. Wüst, Bd. 8, Berlin, 1940.
14. Graf von Larisch-Moennich, Sturmsee und Brandung, Monographien zur Erdkunde, 33, Bielefeld und Leipzig, 1925.

Pillsburys Strommessungen und der Wasserhaushalt des Amerikanischen Mittelmeeres

Von Fritz Model

Zusammenfassung. Nach den Strommessungen von Pillsbury im Bereich der Antillen-Inseln wird eine Wassermenge von $28 \cdot 10^6$ m³/sec in das Amerikanische Mittelmeer verfrachtet. Diese Rechnung gilt für die Meßtiefen 0 m bis 230 m; die Extrapolation auf größere Tiefen ergibt $31 \cdot 10^6$ m³/sec. Dies entspricht dem Ausstrom durch die Floridastraße, der nach Montgomery zwischen $26,0$ und $30,3 \cdot 10^6$ m³/sec liegt. Mindestens 70% dieser Wassermenge entstammt dem Guayana-Strom.

Pillsbury's current measurements and the water balance of the American Mediterranean (Summary). Based on the current measurements which Pillsbury has carried out in the region of the Antilles the water transport into the American Mediterranean is computed at $28 \cdot 10^6$ m³/sec. This computation is for the depths between the surface and 230 m; including the deeper layers (by extrapolation) $31 \cdot 10^6$ m³/sec are found. This result is in good agreement with the outflow through the Florida Strait which - according to Montgomery - ranges between $26,0$ and $30,3 \cdot 10^6$ m³/sec. It is estimated that at least 70 percent of this water mass originates from the Guiana Current.

Im Rahmen des dem U. S. Coast and Geodetic Survey erteilten Auftrags, den Golfstrom zu erforschen, maß Pillsbury in den Jahren 1885 bis 1889 an Bord des Dampfers „Blake“ Richtung und Geschwindigkeit dieser Strömung an verschiedenen Stellen und in mehreren Tiefen. Im Jahre 1932 hat v. Schubert Pillsburys Arbeit eingehender gewürdigt und einige Stationen einer neuzeitlichen Analyse zur Ermittlung des Gezeitenstromes unterworfen; auf den Wert dieser Messungen hat wohl zuerst Wüst (1924) aufmerksam gemacht; er wies nach, daß Pillsburys Beobachtungen der Stärke des Floridastromes von der rechnenden Ozeanographie bestätigt werden. Neuerdings hat Montgomery (1941) diesen Vergleich erneut durchgeführt und gezeigt, daß Pillsburys Angabe, aus dem Amerikanischen Mittelmeer werde eine Wassermenge von $28 \cdot 10^6$ m³/sec transportiert, an Hand neuerer hydrographischer Beobachtungen der „Atlantis“ rechnerisch ebenfalls bestätigt wird. Pillsbury untersuchte aber nicht nur