

Über die Bedeutung des Luffeinschlages für die Energieumwandlung in Brandungszonen

Von Alfred Führböter

Inhalt

I. Einführung	34
II. Der Energiebedarf für die Luftaufnahme	35
III. Schwallbrecher und Sturzbrecher	37
IV. Diskussion der Ergebnisse	39
V. Folgerungen	41
VI. Schrifttum	42

I. Einführung

Seewärts der Brandungszone herrschen selbst in flachem Wasser die sogenannten schwachen Wechselwirkungen vor, die an der Grenzfläche Wasser-Luft in der Anfachung des Seeganges durch den Wind, an der Grenzfläche Wasser-Meereshoden in einer Bremsung der Orbitalbewegung durch Reibung bestehen; außerdem findet eine Bremsung der Orbitalbewegungen durch Turbulenz- und Zähigkeitsreibung statt, die auch bei tiefem Wasser, in dem die Orbitalbewegungen nicht mehr die Sohle erreichen, wirksam bleibt. Normalerweise wird aus der Atmosphäre Energie in das Wasser eingetragen, während durch die Reibung Energie in Wärme umgewandelt wird; der jeweilige Seegang stellt einen Gleichgewichtszustand zwischen Energiezufuhr und -ableitung dar. Gemeinsam ist allen diesen schwachen Wechselwirkungen, daß diese Energieübertragung auf großen Flächen vonstatten geht, so daß der Energieumsatz auf kleinen Flächen, die etwa durch die Wellenlänge begrenzt sein mögen, vernachlässigbar klein gegen die Energie ist, die diese Fläche als potentielle und kinetische Energie der Wellenbewegung enthält.

Es gibt aber bereits seewärts der Brandungszonen Wechselwirkungen, die nicht mehr zu den schwachen Wechselwirkungen gerechnet werden können. Hierzu gehört das Schaumkronenbrechen (*white capping*), das bei ausgereifter hoher See an den Wellenkämmen zu beobachten ist, als eine auf die höchsten Wellenkämme beschränkte, örtlich und zeitlich veränderliche Teilbrandung an den Wellenköpfen, bei der die für Sturmsee kennzeichnenden Schaumkronen entstehen, die bei starkem Wind als Gischt fortgetragen werden. Der Wind ist nicht primär an der Entstehung des Wasser-Luft-Gemisches beteiligt, sondern es entsteht durch Instabilitäten im Strömungsfeld an den Wellenkämmen, die noch nicht genau erfaßt sind. Es ist aber bekannt, daß der Energieentzug durch die Bildung dieser Wasser-Luft-Gemische um Größenordnungen höher liegt als der durch Reibung, weshalb das Schaumkronenbrechen zu den starken Wechselwirkungen gezählt wird (HASSELMANN 1968).

Daher ist es naheliegend, die erheblichen Energieumsätze in Brandungszonen ebenfalls mit der Bildung von Wasser-Luft-Gemischen in Verbindung zu bringen. Es ist leicht zu zeigen, daß keine noch so starke Reibung imstande ist, die Wellenenergie auf örtlich so eng begrenzten Flächen aufzuzehren, wie sie Brandungszonen darstellen; es wird in ihnen die Wellenenergie auf einer Strecke von wenigen Wellenlängen umgesetzt, die über Strecken von vielleicht Tausenden von Kilometern transportiert worden ist.

Für die folgenden Betrachtungen wird die Wellentheorie 1. Ordnung nach AIRY-LAPLACE

verwendet. Zwar erfaßt diese Theorie gerade die Verhältnisse kurz vor dem Brechen der Wellen nicht besonders gut, aber sie hat den Vorteil, daß sie einfache und in der Größenordnung richtige Ausdrücke für die Wellenenergie liefert; da es sich hier um die Abschätzung von Größenordnungen handelt, würde die Verwendung von Theorien höherer Ordnung an den Ergebnissen nichts ändern.

II. Der Energiebedarf für die Luftaufnahme

Es werde angenommen, daß eine brandende Welle auf dem Weg dx in Wellenfortschrittsrichtung den Betrag dH an Wellenhöhe verliert, wobei die Wellenlänge L in erster Näherung konstant bleiben soll (Abb. 1). Für die (potentielle und kinetische) Energie E der Welle gilt dann auf der Länge der Welle L und der Breite b (Theorie 1. Ordnung)

$$E = \frac{1}{8} \cdot \gamma \cdot b \cdot L \cdot H^2 \quad (1)$$

und für die Abnahme der Wellenenergie dE auf der Strecke dx infolge der Verminderung der Wellenhöhe H und dH

$$dE = \frac{1}{4} \cdot \gamma \cdot b \cdot L \cdot H \cdot dH \quad (2)$$

Der Energiebetrag dE nach Gleichung (2) wird dabei in andere Energieformen umgesetzt; es soll dazu das Volumen der Länge dx betrachtet werden (Abb. 1 und 2).

Auf Abbildung 2 ist eine Wassersäule der Höhe y und der Länge dx sowie der Breite b dargestellt, über der sich ein Luftvolumen gleicher Grundfläche, aber der Höhe Δy befindet. Werden jetzt das Wasser- und das Luftvolumen so vermischt, daß die Luft in Blasen, die im übrigen beliebige Größe haben können, gleichmäßig über das Wasser verteilt wird, so ist die mittlere Luftkonzentration c in dem dann entstandenen Wasser-Luft-Gemisch der Höhe $y + \Delta y$

$$c = \frac{\Delta y}{y + \Delta y} \quad (3)$$

Dieses Wasser-Luft-Gemisch enthält eine potentielle Energie, die darin besteht, daß einmal Wasser über den ursprünglichen Wasserspiegel bis zur Höhe Δy gehoben, zum anderen Luft bis zur Tiefe y in das Wasser eingeschlagen wird (Abb. 2). Werden die Dichte und die Kompression der Luft vernachlässigt, was bei den Druckhöhen um wenige m WS ohne weiteres erlaubt ist, so ist dieser Energiebetrag

$$dE_p = \gamma \cdot b \cdot dx \left[\underbrace{c \cdot \frac{y^2}{2}}_{\text{Luft im Wasser}} + \underbrace{\frac{\Delta y^2}{2} (1 - c)}_{\text{Wasser in Luft}} \right] \quad (4)$$

wenn eine gleichförmige Verteilung der Luft mit der mittleren Konzentration c angenommen wird. Würde dagegen eine ungleichmäßige Verteilung in Rechnung gestellt werden, bei der die Konzentration c eine Funktion der Höhe y ist, so wird

$$dE_p = \gamma \cdot b \cdot dx \left[\int_0^y c(y) \cdot y \cdot dy + \int_0^{\Delta y} (1 - c[y]) \cdot y \cdot dy \right] \quad (5)$$

wobei sich für $c(y) = c = \text{konst.}$ als Sonderfall wieder der Ausdruck nach Gleichung (4) ergibt.

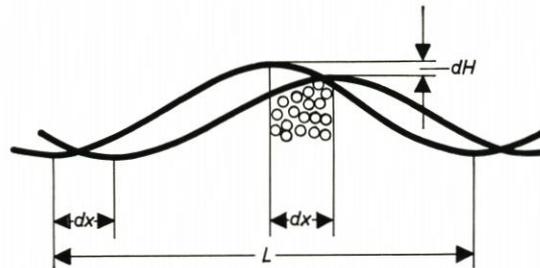


Abb. 1. Abnahme der Wellenhöhe durch Brandung

Bei brechenden Wellen ist sicher, daß die Luftkonzentration zur Sohle hin geringer, zur Oberfläche hin größer wird. Da aber zunächst weder die Belüftungstiefe y noch die Luftkonzentration $c(y)$ bekannt sind, ist es gerechtfertigt, mit einer mittleren Luftkonzentration c bei einer Belüftungstiefe y zu rechnen, also mit Gleichung (4). Wird in diese Gleichung Δy aus Gleichung (3) eingesetzt, so vereinfacht sich der Ausdruck für die potentielle Energie des Wasser-Luft-Gemisches zu

$$dE = \gamma \cdot b \cdot dx \cdot \frac{y^2}{2} \cdot \frac{c}{1 - c} \quad (6)$$

Es werde jetzt angenommen (FÜHRBÖTER 1970), daß unter Vernachlässigung anderer Energieumwandlungen der durch die Abnahme der Wellenhöhe dH auf der Strecke dx freiwerdende Energiebetrag dE allein dadurch aufgezehrt wird, daß in das Volumen der Länge dx auf einer Tiefe y Luft mit der mittleren Konzentration c eingeschlagen wird; es gilt dann

$$dE + dE_p = 0 \quad (7)$$

Gleichung (2) für dE und Gleichung (6) für dE_p eingesetzt, ergibt dann die einfache Differentialgleichung für die Abnahme der Wellenhöhe H in x -Richtung in Abhängigkeit von der Belüftungstiefe y und der Luftkonzentration c

$$\frac{dH}{dx} = - 2 \cdot \frac{c}{1 - c} \cdot \frac{y^2}{H \cdot L} \quad (8)$$

In dieser Gleichung können c , y und H Funktionen von x sein; die Wellenlänge kann dagegen auf der verhältnismäßig kurzen Brandungsstrecke als konstant angesehen werden. Bei

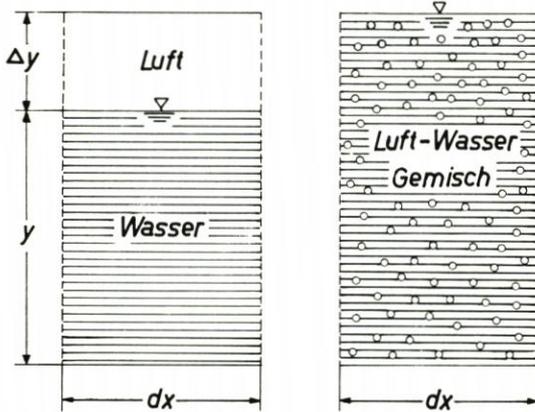


Abb. 2. Energiebedarf für die Luftaufnahme

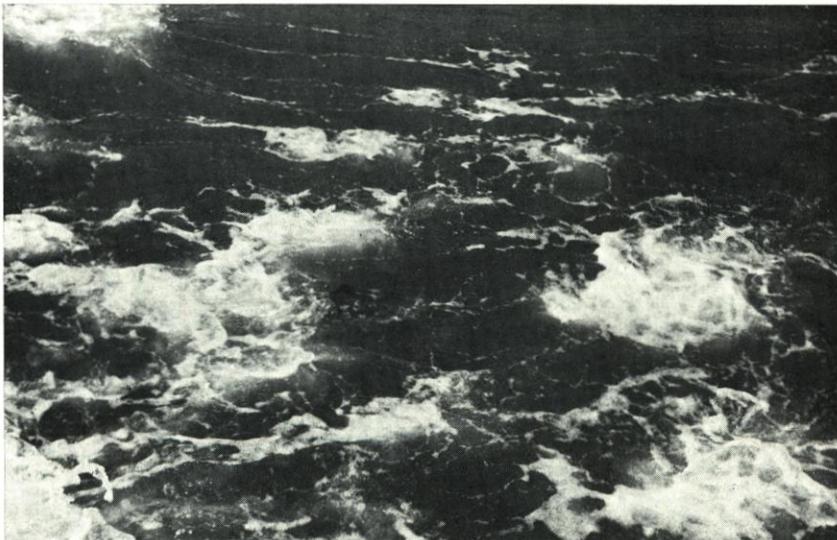


Abb. 3. Aufsteigende Luftblasen nach dem Durchgang eines Brechers

dieser Ableitung wurde bewußt vernachlässigt, daß beim Belüftungsvorgang ebenfalls Arbeit für das Eintreiben der Luftblasen gegen den Strömungswiderstand sowie für die Vergrößerung der Grenzflächen Wasser-Luft, also gegen die Oberflächenspannung, erforderlich ist. Diese Beträge sind aber klein gegen die potentielle Energie, die in einem Wasser-Luft-Gemisch enthalten ist; der Energiebetrag für die Kompression der Luft ist gleich Null zu setzen, weil während des kurzzeitigen Brechvorganges adiabatische Kompression vorherrscht; es findet kein nennenswerter Temperaturübergang von der Luft auf das Wasser statt.



Abb. 4. Wasserspiegelunruhe beim Austreten der Blasen aus dem Wasser

Die in dem Wasser-Luft-Gemisch gespeicherte Energie wird dadurch im weiteren umgewandelt, daß die Blasen durch den Auftrieb an die Oberfläche zurückkehren und dabei Turbulenzschleppen hinterlassen, in denen die potentielle Energie der Blasen verbleibt und dann über den bekannten Turbulenzmechanismus am Ende in Wärme umgewandelt wird. Abbildung 3 zeigt, wie die Lufteinschläge gerade die Oberfläche erreichen; auf Abbildung 4 ist zu sehen, wie beim Austritt der Blasen ein Teil der gespeicherten Energie auch noch in einer Wasserspiegelunruhe, also als Wellenenergie von Kleinstwellen, abgegeben wird. Abbildung 3 und 4 wurden von Brechern von etwa 0,5 m Höhe gemacht; bei größeren Brechern sind diese Erscheinungen noch ausgeprägter.

III. Schwallbrecher und Sturzbrecher

Der Schwallbrecher (*spilling breaker*) ist dadurch gekennzeichnet, daß die Wellenenergie allmählich in der Art aufgezehrt wird, daß der Wellenkamm über den Vorderhang der Welle in das Wellental brandet. Die Brandungserscheinungen, die durch die Schaumbildung bei der Luftaufnahme sichtbar werden, nehmen dabei in dem Maße ab, in dem auch die Wellenhöhe beim Ausbranden des Schwallbrechers abnimmt. Es erscheint daher gerechtfertigt, für die Belüftungstiefe des Schwallbrechers einen Ansatz zu verwenden, bei dem die Belüftungstiefe y linear mit der Wellenhöhe $H(x)$ abnimmt:

$$\text{Schwallbrecher: } y = H(x) \quad (9)$$

Dies ergibt mit Gleichung (8)

$$\frac{dH}{dx} = -2 \cdot \frac{c}{1-c} \cdot \frac{H}{L} \quad (10)$$

Durch Integration und mit der Anfangsbedingung $H(x) = H_0$ für $x = 0$ entsteht dann die Gleichung für die Abnahme der Wellenhöhe $H(x)$ und damit der Wellenenergie, wenn $c = \text{konst.}$ gesetzt wird:

$$H(x) = H_0 \cdot e^{-2 \frac{c}{1-c} \cdot \frac{x}{L}} \quad (11)$$

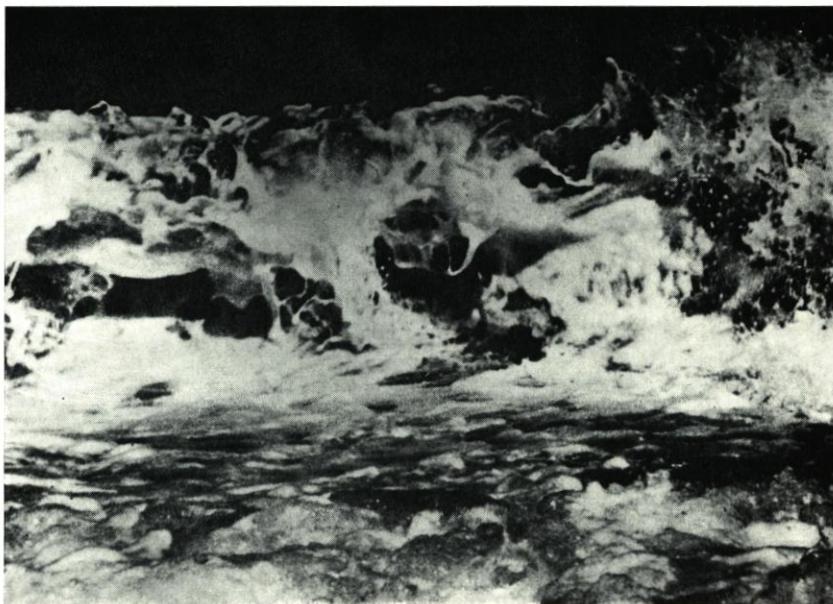


Abb. 5. Wasser-Luft-Gemisch nach dem Aufschlag eines Sturzbrechers

Im Gegensatz dazu tritt beim Sturzbrecher (*plunging breaker*) das Brechen dadurch auf, daß bei nahezu senkrechtem Vorderhang der Wellenkamm in freiem Fall in das davorliegende Wellental stürzt. Bei diesem Aufschlag entsteht ein hochturbulentes Wasser-Luft-Gemisch mit hoher Luftkonzentration c , wie es die Blitzlichtaufnahme eines Sturzbrechers nach dem Aufschlage zeigt; der Brecher war etwa 1 m hoch (Abb. 5).

Hier kann angenommen werden, daß die Belüftungstiefe y von der Größenordnung der Brecherhöhe H_0 abhängig ist und während der kurzen Brandungstrecke konstant bleibt:

$$\text{Sturzbrecher: } y = H_0 = \text{konst.} \quad (12)$$

Mit Gleichung (8) ist dann

$$\frac{dH}{dx} = -2 \cdot \frac{c}{1-c} \cdot \frac{H_0^2}{H \cdot L} \quad (13)$$

Mit $c = \text{konst.}$ und $H(x) = H_0$ für $x = 0$ (Brechpunkt) ergibt hier die Integration

$$H(x) = H_0 \sqrt{1 - 4 \cdot \frac{c}{1-c} \cdot \frac{x}{L}} \quad (14)$$

Diese Lösungen von Gleichung (8) mit vereinfachten Ansätzen für Schwall- und Sturzbrecher (FÜHRBÖTER 1970) sind auf Abbildung 6 für Luftkonzentrationen c zwischen 10 % und 50 % dargestellt. Aus Abbildung 6 geht – in qualitativer Übereinstimmung mit Naturbeobachtungen – hervor, daß sich die Energieabgabe eines Schwallbrechers und damit die Abnahme der Wellenhöhe über mehrere Wellenlängen erstreckt, während ein Sturzbrecher für die völlige Umwandlung seiner Wellenenergie nur einen Bruchteil der Wellenlänge benötigt.

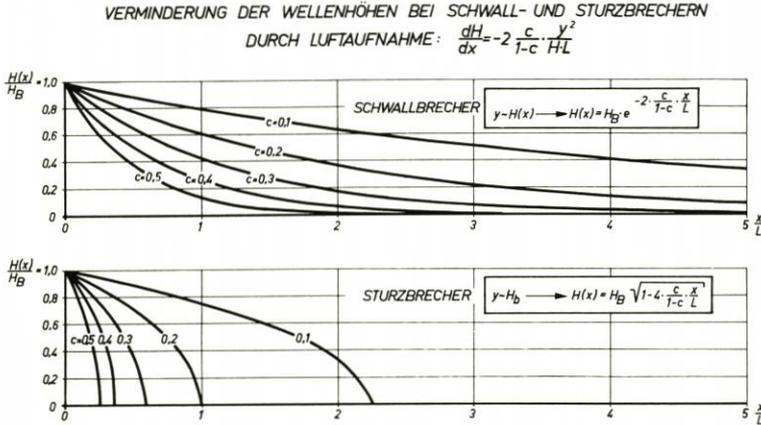


Abb. 6. Abnahme der Wellenhöhen bei Schwall- und Sturzbrechern

IV. Diskussion der Ergebnisse

Es ist in dem Vorstehenden unerwähnt geblieben, daß bei der Brandung die Wellenenergie nicht allein durch Luftaufnahme, sondern auch durch andere Energieformen aufgenommen wird. In erster Linie ist hier die Durchmischungsturbulenz zu nennen, die ähnlich wie beim Wechselsprung oder bei der BORDASchen Rohrerweiterung auftritt; es ist aber zu beachten, daß wie beim Wechselsprung im Freispiegelgerinne bei der Brandung die Durchmischungsturbulenz ebenfalls eng mit der Luftaufnahme verbunden bleibt. LAMPRECHT (1955) hat durch seine Messungen nachgewiesen, daß ein erheblicher Teil der Brandungsenergie in Schwingungen des wassergesättigten Meeresbodens umgesetzt wird; allerdings bleibt sein Resultat, nach dem der Hauptteil der Energieabgabe an den Boden seewärts des Brechpunktes liegen soll, noch von der verwendeten Meßtechnik her zu überprüfen. Bekannt ist weiter, daß ein Teil der Brandungsenergie bei schrägem Wellenangriff in die küstenparallele Brandungsströmung übergeht, außerdem fordern der Brandungsstau und die dadurch bedingten Ripströmungen ebenfalls einen gewissen Energieaufwand. Endlich ist zu erwähnen, daß in der Strandbrandung durch den Wellenrücklauf ein wenn auch geringer Teil der Wellenenergie seewärts reflektiert wird.

Dennoch bleibt festzuhalten, daß diese Energieumsätze bei weitem nicht ausreichen, um den hohen Energieverbrauch in der Brandungszone zu erklären, ebensowenig wie es von der Reibung her der Fall ist.

Hinweise auf die Bedeutung der Luftaufnahme für die Energieumwandlung bei Brandungen sind bei PRESS und SCHRÖDER (1966) und für stationäre Strömungen bei BRETSCHNEIDER (1965) zu finden. Es liegen aber leider so gut wie keine Unterlagen über die Belüftungstiefe und die Luftkonzentration bei brechenden Wellen vor. Das mag einmal daran liegen, daß bei Meereswellen der Salzgehalt des Wassers Meßverfahren unmöglich macht, die auf der Leitfähigkeit des Wassers für elektrischen Strom beruhen, wie sie z. B. von RAO, SEETHARAMIA und GANGADHARAIHAH (1970) für Süßwasser angegeben werden, zum anderen daran, daß die Meßverfahren

für stationäre Strömung für die abrupt instationären Vorgänge beim Brechen von Wellen nicht geeignet sind.

Über den Luftgehalt von Sturzbrechern geben die eingehenden Untersuchungen von GALVIN (1969) gewisse Hinweise, der feststellte, daß die Durchmischungszone (*splash zone*), in der der Sturzbrecher nach dem Aufschlag das Wasser-Luft-Gemisch erzeugt, eine 1,5- bis 5fache Länge der Brecherhöhe aufweist, wobei der Mittelwert aber $4,0 \cdot H_b$ beträgt. Daraus geht hervor, daß bei einer Steilheit von z. B. 1 : 20 der Sturzbrecher auf 20 % seiner Wellenlänge die gesamte Energie abgibt, was nach Abbildung 6 mehr als 50 % Luftgehalt entspricht; die Aufnahme auf Abbildung 5 läßt dieses durchaus als möglich erscheinen. GALVIN (1969) erwähnt auch, daß nach dem Aufschlagen von Sturzbrechern der Gischt bis zur Höhe des ursprünglichen Wellenkammes am Brechpunkt aufsteigen kann; dies rechtfertigt die Annahme $y = H_b = \text{konst.}$ (Gleichung [12]) für die Belüftungstiefe bei Sturzbrechern.

Für Schwallbrecher liegen keine Untersuchungen vor, doch kann vermutet werden, daß bei Sturzbrechern mit großen Belüftungstiefen auch höhere Luftkonzentrationen (vielleicht 40 bis 60 %), bei Schwallbrechern dagegen mit geringeren Belüftungstiefen auch geringere Luftkonzentrationen (unter 40 %) vorherrschen; hiermit wäre nach Abbildung 6 die aus der Natur bekannte Erscheinung erklärt, daß Schwallbrecher das etwa 3- bis 4fache ihrer Wellenlänge zum Ausbranden benötigen.

Wenig ist über den Mechanismus bekannt, der das Einschlagen der Luft in das Wasser bewirkt. Für den stationären Freistrah, der in ein Wasserpolster fällt, hat HÄUSLER (1961) Ergebnisse geliefert; von der Verfahrenstechnik her hat z. B. KALBSKOPF (1967) gezeigt, welche komplizierten Zusammenhänge zwischen dem Sauerstoffeintrag und der Fallhöhe eines stationären Freistrahles bestehen; entgegen allen Erwartungen spielt die Fallhöhe kaum eine Rolle beim Sauerstoffeintrag, der sicherlich mit der Luftaufnahme in enger Verbindung steht. Noch schwieriger wird es bei dem extrem instationären Vorgang, wenn eine Wassermasse plötzlich auf eine andere Wassermasse schlägt. FÜHRBÖTER (1966 und 1969) zeigte, daß Druckschläge durch aufprallendes Wasser bereits durch ein Wasserpolster von nur wenigen cm Stärke völlig gedämpft werden; da der Wasserschlag auf einen Festkörper im wesentlichen durch die dämpfende Wirkung der immer dazwischen befindlichen Luft beeinflusst wird, muß bei dem Aufschlag Wasser gegen Wasser eine erhebliche Luftmenge eingefangen werden.

Als sicher kann angesehen werden, daß außer der REYNOLDSSchen Zahl Trägheits- und Oberflächenspannungskräfte die Luftaufnahme beim Brechen von Wellen bestimmen. Das gegenseitige Verhältnis dieser Kräfte wird im allgemeinen durch die WEBERSche Zahl

$$W = \frac{v^2 \cdot l}{s/\rho} \quad (15)$$

v = kennzeichnende Geschwindigkeit

l = kennzeichnende Länge

s = Oberflächenspannung je Längeneinheit

ρ = Dichte der Flüssigkeit

ausgedrückt; für den vorliegenden Fall dürfte es aber sinnvoller sein, die von BRETSCHNEIDER (1965) vorgeschlagene dimensionslose Kennzahl B zu verwenden, die für das Durchbrechen eines Wassertropfens durch eine freie Oberfläche aufgestellt wurde und die entsprechend für das Einschlagen einer Luftblase verwendet werden kann:

$$B = \frac{m \cdot v^2}{2 \cdot s \cdot F} \quad (16)$$

m = Masse des ausbrechenden Wassers

v = Geschwindigkeit des ausbrechenden Wassers

- s = Oberflächenspannung je Längeneinheit
 F = Fläche, auf der der Austausch Wasser-Luft stattfindet

Zwar ist es schwierig, die Masse m und die Fläche F bei den verschiedenen Brecherarten zu kennzeichnen; mit Sicherheit aber nimmt die Kennzahl B mit zunehmender Wellenhöhe durch die Aufschlaggeschwindigkeit v zu, wenn die Oberflächenspannung s gleichbleibt.

Es hat dabei den Anschein, als ob die Belüftungsintensität mit der Wellenhöhe oder der Kennzahl B allmählich zunimmt. Dies geht indirekt aus Messungen von SKLADNEV und POPOV (1969) hervor, bei denen Druckkräfte

brechender Wellen auf Betonformsteinböschungen untersucht wurden. Es wurden dabei Wellen von wenigen cm Höhe bis zu $H_N = 1,20$ m verwendet; die höchste Welle mit der Höhe $H_N = 1,20$ m erzeugte dabei einen dynamischen Differenzdruck Δp_N , der als Naturwert angesehen wurde. Die durch die niedrigen Wellen der Höhe H_M erzeugten Drücke Δp_M wurden dann als Werte einer Modellfamilie behandelt und nach dem FROUDESchen Modellgesetz auf die Naturwelle mit $H_N = 1,20$ m umgerechnet. Abbildung 7 zeigt, daß bei Wellenhöhen bis zu etwa $0,5 H_N$ keine Maßstabeffekte sichtbar werden, während bei niedrigeren Wellen die nach FROUDE übertragenen Druckspannungen um so größer werden, je kleiner die Wellenhöhen sind. Die Autoren erklären diese Zunahme ausdrücklich damit, daß bei den kleineren Wellen die Luftaufnahme beim Brechen auf der Böschung mit der Wellenhöhe nachläßt. Bei diesem Beispiel (Druck auf eine Betonböschung) liegt die kritische Wellenhöhe, unterhalb derer Maßstabeffekte bemerkbar werden, bei etwa $H = 0,5$ m; diese Grenze wird aber variabel sein je nach der speziellen Fragestellung, die bei den Brandungsvorgängen behandelt werden soll.

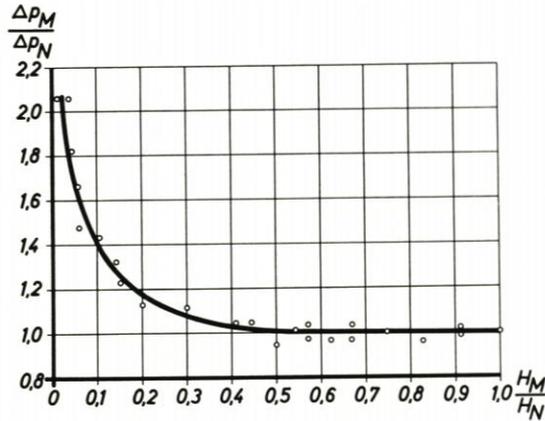


Abb. 7. Maßstabeffekte bei Brecherdrücken nach SKLADNEV und POPOV (1969)

V. Folgerungen

Für die Wellenwirkungen ist die Energie maßgebend, die auf der Längeneinheit in Wellenfortschrittsrichtung frei wird, d. h. der Wellenbewegung verlorengeht.

Es wurde gezeigt, daß ein namhafter Teil dieser freiwerdenden Energie durch den Belüftungsprozeß verbraucht wird; dies ist eine Wasser-Luft-Wechselwirkung, von der die Sohle nicht betroffen wird.

Im Gegenteil ist zu erwarten, daß vom Beginn des Brechens an mit abnehmender Wellenenergie Druck- und Strömungskräfte an der Sohle ebenfalls nachlassen. Ein Größtwert der Wasser-Boden-Wechselwirkung ist unmittelbar am Brechpunkt zu erwarten, besonders beim Aufschlag des Sturzbrechers, wo die Brecherzunge hohe Strömungsgeschwindigkeiten mit großer Turbulenz bis zur Sohle trägt. Aber gerade beim Sturzbrecher läßt die Wellenenergie dann schnell in Wellenfortschrittsrichtung nach.

Das bedeutet, daß die Feststoffbewegung landwärts des Brechpunktes (mit Ausnahme der

Wellenauflaufzone an der Strandbrandung) nachlassen muß. Auf die Bedeutung dieser Erscheinung für die Frage der Entstehung von Sandriffen sei hier nur hingewiesen.

Unmittelbar unter Brechern, besonders unter Sturzbrechern, kann es vorkommen, daß das Zweiphasengemisch Wasser-Luft durch Sandaufnahme zu einem Dreiphasengemisch wird. ZENKOVICH (1967) weist darauf hin, daß die eingeschlagenen Luftblasen imstande sind, beim Aufsteigen nach dem *Airlift*-Prinzip Sand in die oberen Wasserschichten zu fördern; so wurden Sandwolken mit maximal 30 g/l, im Mittel 10 g/l Sand festgestellt, die – mit den Brandungsströmungen in Suspension verfrachtet – erhebliche Materialumlagerungen bewirken können.

Für stationäre Strömungen hat BRETSCHNEIDER (1965) nachgewiesen, welche Bedeutung der Luftaufnahme zukommt, daß z. B. Tosbecken im Naturmaßstab wesentlich besser wirken als im Modell. Entsprechend ist, je kleiner die Wellenhöhe wird, um so geringer infolge der gleichbleibenden Oberflächenspannung die Wasser-Luft-Wechselwirkung. Das bedeutet, wenn die ankommende Wellenenergie zu 100 % angesetzt wird, daß ein um so größerer Anteil der Wellenenergie durch Sohlreibung, Reflexion oder durch andere Umformungen umgesetzt werden muß. Bei Wellen von wenigen cm Höhe tritt beim Brechen überhaupt keine Luftaufnahme mehr auf; bei diesen Wellen zerfällt die Schwerewelle in eine Schar von Kapillarwellen, ein großer Teil der Wellenenergie wird hier selbst an flachen Böschungen reflektiert. Es ist augenfällig, daß bei solchen kleinen Modellwellen von keinerlei Naturähnlichkeit mehr gesprochen werden kann, was den Prozeß des Brechens anbelangt; schon qualitativ verläuft das Brechen anders als in der Natur, weil z. B. die Oberflächenspannung die Bildung eines Sturzbrechers nicht mehr zuläßt.

Daraus folgt, daß Untersuchungen zur Physik der Brandungszonen nur an Wellen durchgeführt werden können, deren Höhen denen in der Natur entsprechen.

VI. Schrifttum

1. BRETSCHNEIDER, H., 1965: Die Auswirkungen von Oberflächenkräften im wasserbaulichen Versuchswesen. Die Bautechnik. Heft 4.
2. FÜHRBÖTER, A., 1966: Der Druckschlag durch Brecher auf Deichböschungen. Mitteilungen des Franzius-Instituts für Grund- und Wasserbau der Technischen Universität Hannover. Heft 28.
3. FÜHRBÖTER, A., 1969: Laboratory Investigation of Impact Forces. Symposium Research on Wave Action. Delft. March 24–28. 1969. Paper 6.
4. FÜHRBÖTER, A., 1970: Air Entrainment and Energy Dissipation in Breakers. Twelfth Coastal Engineering Conference, Washington D.C. September 13–18. 1970. Paper 58.
5. GALVIN, C. J., 1969: Breaker Travel and Choice of Design Wave Height. Journal of the Waterways and Harbors Division. Proc. ASCE. May.
6. HÄUSLER, E., 1961: Energieumwandlung bei einem freifallenden Strahl in einem Wasserpöster. Dissertation. München. 1961.
7. HASSELMANN, K., 1968: Weak-Interaction Theory of Ocean Waves. Basic Developments in Fluid Mechanics. Vol. 2. Academic Press. Inc. New York.
8. KALBSKOPF, K. H., 1967: Strömungsverhältnisse und Sauerstoffeintrag bei Einsatz von Oberflächenbelüftern. Jahrbuch für Wasserchemie und Wasserreinigungstechnik. 1967.
9. LAMPRECHT, H.-O., 1955: Brandung und Uferveränderungen an der Westküste von Sylt. Mitteilungen des Franzius-Instituts für Grund- und Wasserbau der Technischen Universität Hannover. Heft 8.
10. PRESS, H., u. SCHRÖDER, R., 1966: Hydromechanik im Wasserbau. Wilhelm Ernst u. Sohn. Berlin. München.
11. RAO, N. S. L., SEETHARAMIA, K., u. GANGADHARAI AH, T., 1970: Characteristics of Self-Aerated Flow. Hydraulics Division ASCE. February.
12. SKLADNEV, M. F., u. POPOV, I. YA., 1969: Studies of Wave Loads on Concrete Slope Protection of Earth Dams. Symposium Research on Wave Action. Delft. March 24–28. 1969.
13. ZENKOVICH, V. P., 1967: Processes of Coastal Development. Oliver and Boyd. Edinburgh. London.