

41 | 1957

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Klaus Eggers

Über das Wellenbild einer pulsierenden Störung in Translation

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Über das Wellenbild einer pulsierenden Störung in Translation

VON

KLAUS EGGERS

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU, HAMBURG



Sonderdruck aus der Fachzeitschrift „Schiff und Hafen“

Jahrgang 9 · Heft 11 · November 1957

Druck und Verlag: C. D. C. Heydorns Buchdruckerei, Uetersen bei Hamburg

Über das Wellenbild einer pulsierenden Störung in Translation

Von Klaus Eggers,
Institut für Schiffbau, Hamburg

Für allgemeine Untersuchungen über die Abhängigkeit der Widerstandserhöhung eines Schiffes im Seegang und der Dämpfung der Bewegungen im Seegang von der Fahrt und den Schwingungszeiten lassen sich schon aus dem Studium des Wellenbildes sehr allgemeiner periodischer Störungen orientierende Abschätzungen gewinnen.

Das Bild des Wellenfeldes eines Schiffes in Fahrt, das auf glattem Wasser periodische Schwingungen ausführt, läßt sich in seinen Grundzügen zurückführen auf die Struktur des Wellenfeldes, welches eine punktförmige Störung pulsierender Intensität in horizontaler Translationsbewegung erzeugt. Das dazugehörige Geschwindigkeitspotential ist von Brard [1], Haskind [2] und Hanaoka [3] mit Hilfe potentialtheoretischer Ansätze gefunden worden; in Fortführung einer Untersuchung von Becker [4] können wir jedoch im folgenden zeigen, daß der Aufbau des Wellensystems sich schon aus elementaren Ansätzen herleiten und veranschaulichen läßt.

Betrachten wir etwa eine Störung, welche sich mit einer Geschwindigkeit V horizontal bewegt und deren Intensität in einem mitgeführten Koordinatensystem \mathcal{S}_v mit einer Frequenz ν harmonisch oszillierend erscheint. Wenn Anfangsstörungen abgeklungen sind, wird sich das Wellenbild in \mathcal{S}_v mit gleicher Frequenz harmonisch verändern. Elementar-

wellen mit Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und Richtungswinkel θ ihrer Fortschrittrichtung gegen die Fahrtrichtung der Störung ($-\pi \leq \theta < \pi$), welche das Wellensystem in größerer Entfernung von der Störung aufbauen, müssen dann in \mathcal{S}_v mit einer Geschwindigkeit $\frac{\nu}{k}$ fortschreiten: in einem ruhenden Bezugssystem \mathcal{S}_R haben sie damit eine Phasengeschwindigkeit

$$c = \frac{\nu}{k} + V \cos \theta \quad (1)$$

Die Größe von c wird nun andererseits durch das Dispersionsgesetz $c = c(k)$ der Flüssigkeit vorgeschrieben; damit wird durch die Gleichung (1) aus allen möglichen Wertepaaren θ, k eine Auslese getroffen. Für Wasser der Tiefe h gilt für nicht zu kurze Wellen

$$c(k) = \sqrt{\frac{g}{k}} \mathfrak{G}(kh) \text{ und weiter } c = \frac{2 \mathfrak{G} \sin(2kh)}{\mathfrak{G} \sin(2kh) + 2kh} u \quad (2)$$

wobei u die Gruppengeschwindigkeit bedeutet, welche für den Energietransport bei Wellengruppen mit Wellenzahl im Bereich von k maßgebend ist. Für $kh \rightarrow \infty$ (tiefes Wasser) folgt daraus

$$c = \sqrt{\frac{g}{k}} = 2u \quad (3)$$

das heißt, es muß mit (1)

$$\left(\frac{\nu}{k} + V \cos \theta\right)^2 = \frac{g}{k} \quad (4)$$

gelten.

Durch diese quadratische Gleichung für k werden jedem Winkel θ i. a. zwei Wellenzahlen k zugeordnet:

$$k_1 = k_1(\theta) = K_0 \sec^2 \theta \left(\frac{1 + \sqrt{1 - 4\Omega \cos \theta}}{2} \right)^2 \quad (5a)$$

$$k_2 = k_2(\theta) = \tilde{K} \left(\frac{2}{1 + \sqrt{1 - 4\Omega \cos \theta}} \right)^2 \quad (5b)$$

$$\text{mit } K_0 = \frac{g}{V^2}, \tilde{K} = \frac{\nu^2}{g} \text{ und } \Omega = \frac{\nu V}{g} = + \sqrt{\tilde{K}/K_0} \\ (\sec \theta \equiv \frac{1}{\cos \theta})$$

Die Werte sind nur reell, falls $|\theta| \geq \theta_0$

mit $\theta_0 = 0$ für $\Omega \leq 1/4$

$$\theta_0 = \arccos \frac{1}{4\Omega} \text{ für } \Omega \geq 1/4,$$

d. h. im Fall $\Omega > \frac{1}{4}$ breiten sich in den Richtungen eines

Sektors $|\theta| < \theta_0$ um die Fahrtrichtung keine Wellen aus. k_1 und k_2 gehen auseinander auch durch Wechsel des Zeichens vor der Wurzel hervor; die obige Darstellung ist jedoch für die Betrachtung der Grenzzustände $\nu = 0$ bzw. $V = 0$ besonders geeignet. Die der Gleichung (5a) genügenden Wellen werden wir im folgenden „Fahrwellen“, die (5b) genügenden „Schwingungswellen“ nennen.

Betrachten wir zunächst die Wellen, welche in \mathcal{S}_v vorauslaufen, d. h. für welche $\theta_0 \leq |\theta| < \frac{\pi}{2}$ gilt. Für $\Omega \geq \frac{1}{4}$ gestatten die Formeln die Abschätzungen

$$\tilde{K} \leq k_2 \leq 4 K_0 \Omega \leq K_0 \Omega \sec \theta \leq \frac{K_0 \sec^2 \theta}{4} \\ \leq k_1 \leq K_0 \sec^2 \theta \quad (6)$$

daraus folgt für die Phasengeschwindigkeiten $c_i = \frac{g}{k_i}$ und

$$\text{die Gruppengeschwindigkeiten } u_i = \frac{c_i}{2} \quad (i = 1, 2)$$

$$\frac{g}{\nu} \geq c_2 = 2u_2 \geq \frac{V}{2\Omega} \geq V \sqrt{\frac{\cos \theta}{\Omega}} \\ \geq 2V \cos \theta \geq c_1 = 2u_1 \geq V \cos \theta \quad (7)$$

Für $|\theta| = \theta_0$ wird

$$k_1 = k_2 = \frac{K_0 \sec^2 \theta_0}{4} \quad (8)$$

damit

$$\frac{\nu}{k} = V \cos \theta_0 = \frac{c}{2} = u$$

d. h. die zugehörigen Wellen laufen im mitgeführten System \mathcal{S}_v gerade halb so schnell wie im ruhenden \mathcal{S}_R ; die Energie dieser Wellen wandert in \mathcal{S}_v nicht, während die der anderen Wellen in \mathcal{S}_v für k_2 voran, für k_1 zurück wandert.

Für $\Omega = \frac{1}{4}$ vereinigen sich die zu $\theta = \pm \theta_0$ gehörigen

Wellen zu einer einzigen, welche direkt in Fahrtrichtung mit doppelter Geschwindigkeit vorausläuft, aber keine Energie voraus bringt.

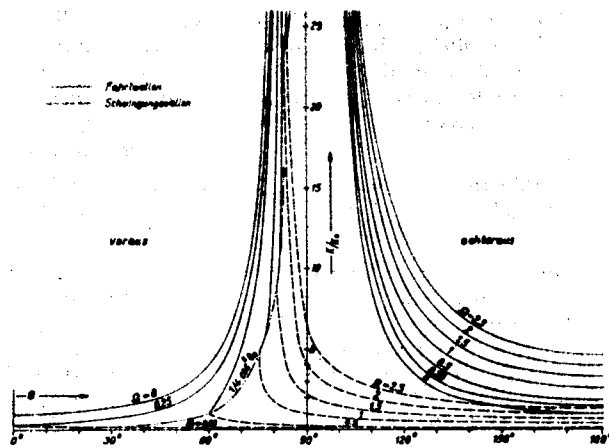


Abb. 1: Zuordnung zwischen relativer Wellenzahl k/K_0 und Ausbreitungswinkel θ in Abhängigkeit von $\Omega = vV/g$

Es besteht hier eine gewisse Analogie zu dem Fall stationärer überkritischer Flachwasserwellen, wo ebenfalls in einem Sektor $|\theta| < \theta_0'$ keine Wellen auftreten; für $|\theta| = \theta_0'$ wird $V \cos \theta = c = u$, d. h. die Welle transportiert in \mathfrak{S}_V keine Energie; für $V = \sqrt{gh}$ wird $\theta_0' = -\theta_0' = 0$; die beiden Wellen fallen zu einer zusammen, welche in \mathfrak{S}_V steht mit Front quer zur Fahrtrichtung.

Für $\Omega \leq \frac{1}{4}$ gelten die Abschätzungen

$$\tilde{k} \leq k_2 \leq \frac{K_0 \sec^2 \theta}{4} \leq k_1 \leq K_0 \sec^2 \theta \quad (9)$$

und außerdem

$$k_2(\theta) \leq k_2(0) \leq k_1(0) \leq k_1(\theta) \quad (10)$$

es gilt damit wieder

$$c_2 = 2u_2 \geq 2V \cos \theta \geq c_1 = 2u_1 \geq V \cos \theta \quad (11)$$

d. h. in \mathfrak{S}_V strömt wiederum die Energie zur Schwingungswelle voraus, zur Fahrtwelle achteraus.

Für $|\theta| > \frac{\pi}{2}$, d. h. für Wellen, deren Fronten in \mathfrak{S}_V

nach hinten wandern, folgen mit $\cos \theta < 0$ aus den Formeln (5) die Abschätzungen

$$k_2(\pi) \leq k_2(\theta) \leq K_0 \Omega |\sec \theta| \leq K_0 \sec^2 \theta \leq k_1 \leq k_1(\pi) \sec^2 \theta \quad (12)$$

(wobei für $\Omega \leq 1/4$ $K_0 \Omega \sec \theta \leq \frac{K_0 \sec^2 \theta}{4}$ gilt)

und

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{g}{k_2(\pi)}} \geq c_2 = 2u_2 \geq \sqrt{\frac{|\cos \theta|}{\Omega}} \geq V |\cos \theta| \geq |c_1| \\ = 2|u_1| \geq \sqrt{\frac{g}{k_1(\pi)}} |\cos \theta| \quad (13) \end{aligned}$$

(wobei für $\Omega \leq 1/4$ $\sqrt{\frac{|\cos \theta|}{\Omega}} \geq 2V |\cos \theta|$ gilt).

Aus

$$k_2 < K_0 \Omega |\sec \theta| < k_1 \quad (14)$$

folgt

$$c_1 = \frac{v}{k_1} + V \cos \theta > 0 \quad (15a)$$

$$c_2 = \frac{v}{k_2} + V \cos \theta < 0 \quad (15b)$$

Aus diesen Abschätzungen wird ersichtlich, daß im Bereich

$|\theta| \geq \frac{\pi}{2}$, d. h. für die in \mathfrak{S}_V nach hinten abwandernden Wellen eine markante Gegensätzlichkeit im Charakter von

Fahrtwellen und Schwingungswellen besteht; die ersten wandern im ruhenden System \mathfrak{S}_V voraus, desgleichen ihre Energie, die letzteren aber achteraus, d. h. in Richtung gegen die Fahrt. Sie liefern deshalb auch zum Fahrtwiderstand und zur Dämpfungsleistung Beiträge verschiedenen Vorzeichens. In Bereichen, in denen dieser Sektor des Schwingungswellensystems relativ stark ausgeprägt ist, kann dadurch der gesamte Zusatzwiderstand negativ ausfallen: in Bereichen, in denen das Fahrtwellensystem stark überwiegt, kann die Dämpfung der Schwingung durch Abgabe dissipativer Wellenenergie verschwinden oder sogar schwach negativ werden, auch wenn die Gesamtenergieabwanderung stets positiv bleibt.

Der Zusammenhang zwischen $\frac{k}{K_0}$ und θ ist für tiefes

Wasser in Abb. 1 dargestellt für die Werte $\Omega = 0; 0,5; 1,5; 2,5$. Für flaches Wasser ist der Verlauf der Kurven wegen (2) durch transzendente Gleichungen gegeben und wird sich in

Abhängigkeit von der Froudeschen Tiefenzahl $F_h = \frac{V}{\sqrt{gh}}$

verschieben. Die Fahrtwellenkurven für $\Omega = 0$ sind in Abb. 2 aufgezeichnet für $F_h = 0$ (tiefes Wasser), $F_h = 0,83$ (unterkritisch), $F_h = 1$ (kritisch) und $F_h = 1,275$ (überkritisch).

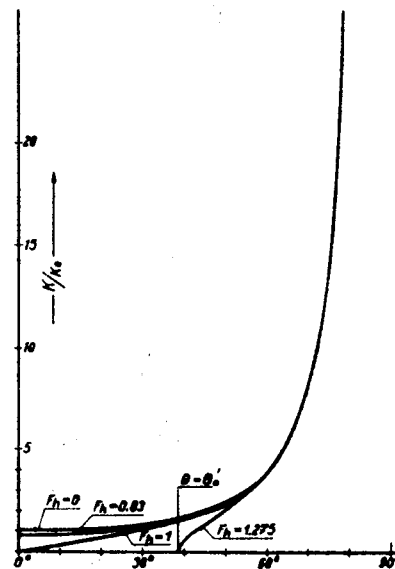


Abb. 2: Zuordnung zwischen k/K_0 und θ für stationäre Flachwasserwellen ($F_h = V / \sqrt{gh}$; $F_h > 1$ überkritisch)

Bewegt sich die Störung in einem Kanal der Breite b , so tritt zu der Bedingung (2) die Forderung

$$k |\sin \theta| = \frac{2\pi}{b} m \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (16)$$

welche bedeutet, daß die quer zum Kanal induzierten Wellen mit ihren Längen Teiler der Kanalbreite sind. Durch diese zusätzliche Bedingung wird ein diskretes Spektrum von Wellenzahlen k_{1m}, k_{2m} ausgezeichnet, welche allein zum Aufbau des Wellensystems zugelassen sind. Für die Schwingungswellen ergibt sich nur eine endliche Zahl von Wellenzahlen, für genügend kleine Kanalbreiten nur die beiden Werte, welche $|\theta| = \pi$ bzw. $|\theta| = 0$ entsprechen; für

$\Omega > \frac{1}{4}$ entfällt dann noch der letztere, während für die

Fahrtwellenzahlen k_1 weiterhin eine unendliche Zahl von Werten verfügbar ist.

Ein Wellenzug mit parallelen Wellenkämmen, welche sich über die gesamte freie Oberfläche erstrecken, läßt sich darstellen, indem man für die Wellenerhebung ζ in einem Punkt, der in horizontaler Entfernung R von der Störung in Richtung α gegen die Fahrtrichtung liegt, ansetzt:

$$\zeta = A \sin(kR \cos(\theta - \alpha) - \nu t + \varepsilon) \quad (17)$$

wenn die Fortschrittsrichtung der Welle mit der Fahrtrichtung den Winkel θ bildet. Dabei bedeutet A die Amplitude, ε die Phase am Ort der Störung zur Zeit $t = 0$.

Das Wellenbild in großer Entfernung von der Störung läßt sich nun aufbauen aus solchen Wellen mit verschiedenen Richtungen θ , für welche die Wellenzahl k mit θ durch (5a) oder (5b) und (16) verknüpft ist. $|\theta|$ nimmt dabei Werte zwischen θ_0 und π an. Für einen Wellenzug sind nun die Geraden, auf denen ζ in derselben Phase schwankt wie für $R = 0$, d. h. am Ort der Störung, gegeben durch die Beziehung:

$$\cos(\theta - \alpha) - \frac{2\pi n}{kR} = 0 \quad (n = \pm 1, 2, 3, \dots) \quad (18)$$

Betrachten wir nun für festes n die Schar der Geraden für die verschiedenen Ausbreitungswinkel θ , welche (18) genügen. In einem gewissen Bereich von α wird durch sie eine Kurve eingehüllt, welche mit wachsender Kanalbreite,

d. h. mit zunehmender Dichte der Geradenschar, immer deutlicher hervortritt. Die Gleichung dieser Kurve über „Envelope“ der Geraden, erhalten wir formal, indem wir die Ableitung von (18) nach θ bilden und Null setzen:

$$-\sin(\theta - \alpha) + \frac{2\pi n}{kR} \frac{1}{k} \frac{dk}{d\theta} = 0 \quad (19)$$

Die Kurve wird dann durch alle Wertepaare R, α bestimmt, welche (18) und (19) gleichzeitig befriedigen. Durch

Elimination von $\frac{2\pi n}{kR}$ bzw. $\theta - \alpha$ aus (18) und (19) erhalten wir die gleichwertigen Beziehungen:

$$\operatorname{tg}(\alpha - \theta) = \frac{1}{k} \frac{dk}{d\theta} \quad (20)$$

und

$$R^2 = \left(\frac{2\pi n}{k}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{1}{k} \frac{dk}{d\theta}\right)^2\right] \quad (21)$$

Für das Fahrtwellensystem erhalten wir aus (5a):

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_1} \frac{dk_1}{d\theta} &= \frac{d(\ln k_1)}{d\theta} \\ &= 2 \operatorname{tg} \theta - 2 \frac{d}{d\theta} \ln(1 + \sqrt{1 - 4\Omega \cos \theta}) \end{aligned}$$

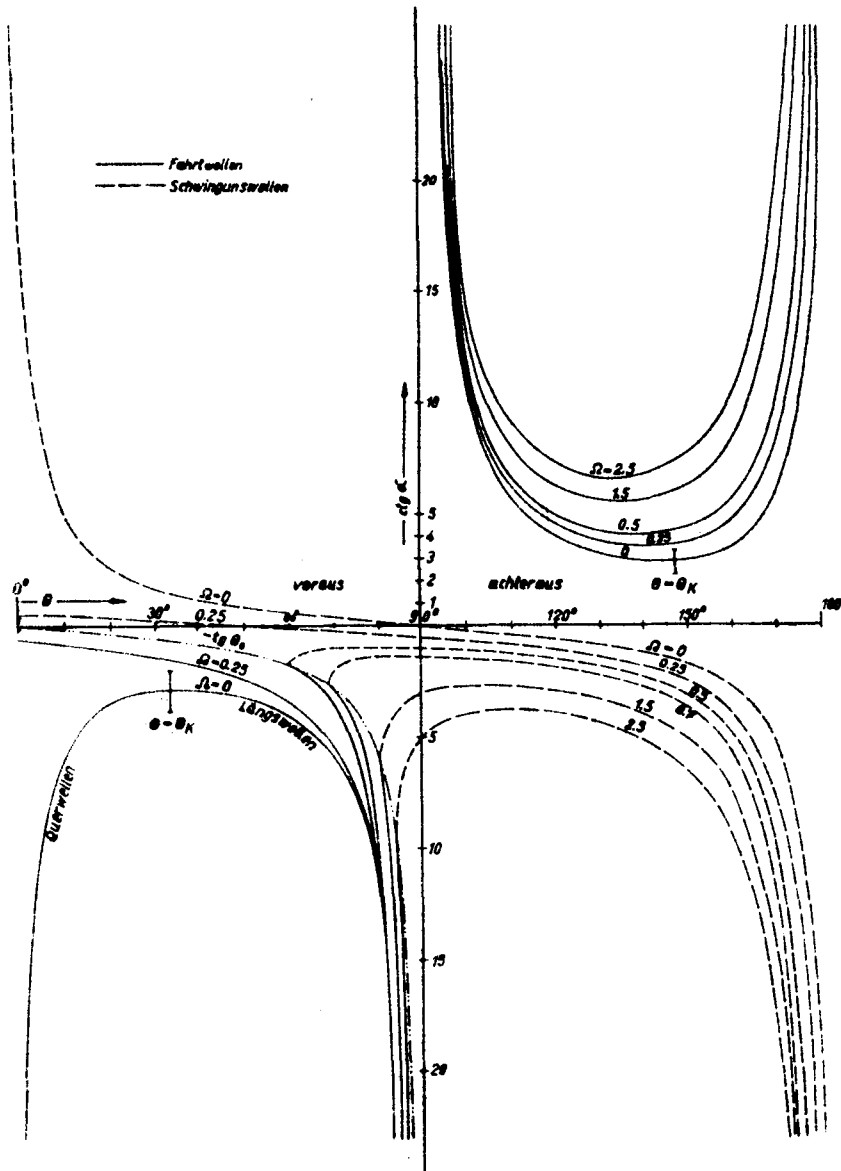


Abb. 3: Zuordnung von Koordinatenwinkel α eines Punktes der Wellenlinien und Winkel θ der Wellenausbreitung

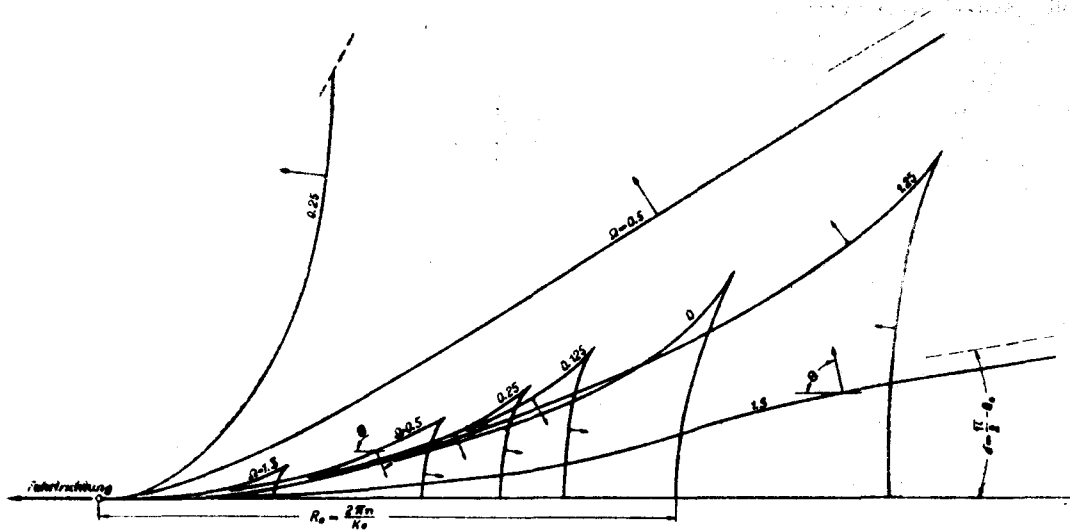


Abb. 4: Hälfte des Fahrtwellenbildes für verschiedene Werte von $\Omega = vV/g$. (Die Pfeile zeigen die Wellenausbreitung im mitbewegten System an)

d. h.

$$\frac{1}{k_1} \frac{dk_1}{d\theta} = \operatorname{tg} \theta \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} \right) \quad (22a)$$

für die Schwingungswellen gilt entsprechend mit umgekehrtem Vorzeichen der Wurzel:

$$\frac{1}{k_2} \frac{dk_2}{d\theta} = \operatorname{tg} \theta \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} \right) \quad (22b)$$

Hieraus lassen sich übrigens zwei neue Darstellungen für k_1 und k_2 gewinnen:

$$k_1 = K_0 |\sec \theta| e^{+\int_0^\pi \operatorname{tg} \vartheta (1-4\Omega \cos \vartheta)^{-1/2} d\vartheta} \quad (23a)$$

und

$$k_2 = \tilde{K} |\cos \theta| e^{-\int_0^\pi \operatorname{tg} \vartheta (1-4\Omega \cos \vartheta)^{-1/2} d\vartheta} \quad (23b)$$

Aus (20) und (22) gewinnen wir

$$\operatorname{ctg} \alpha = -\operatorname{tg} \theta - \frac{1}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} (\operatorname{ctg} \theta + \operatorname{tg} \theta) \quad (24a)$$

für die Fahrtwellen und

$$\operatorname{ctg} \alpha = -\operatorname{tg} \theta + \frac{1}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} (\operatorname{ctg} \theta + \operatorname{tg} \theta) \quad (24b)$$

für die Schwingungswellen.

Diese Abhängigkeiten sind in Abb. 3 dargestellt. Aus den Gleichungen (24) und (21) lassen sich die gesuchten Linien gleicher Phase punktweise konstruieren*). Für die Fahrtwellen finden wir sie in Abb. 4. Für $\Omega = 0$ finden wir das Wellenbild einer punktförmigen Störung in Translation, wie es uns aus den Untersuchungen von Havelock [5] bekannt ist. Den Scheiteln der Kurve für Fahrtwellen in

Abb. 3 entsprechen die Werte $\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{1}{2}$, $\operatorname{ctg}^2 \alpha = 8$. Die

Wellen mit $\operatorname{tg}^2 \theta < \frac{1}{2}$ bilden das System der Querwellen,

*) Es ergeben sich noch gewissen Schwierigkeiten in der Auswahl der Quadranten für α , auf die hier nicht eingegangen werden kann (vgl. [5]). Ohne zusätzliche Bedingungen wären die Wellenbilder 4 und 5 auch bei umgekehrter Fahrtrichtung möglich.

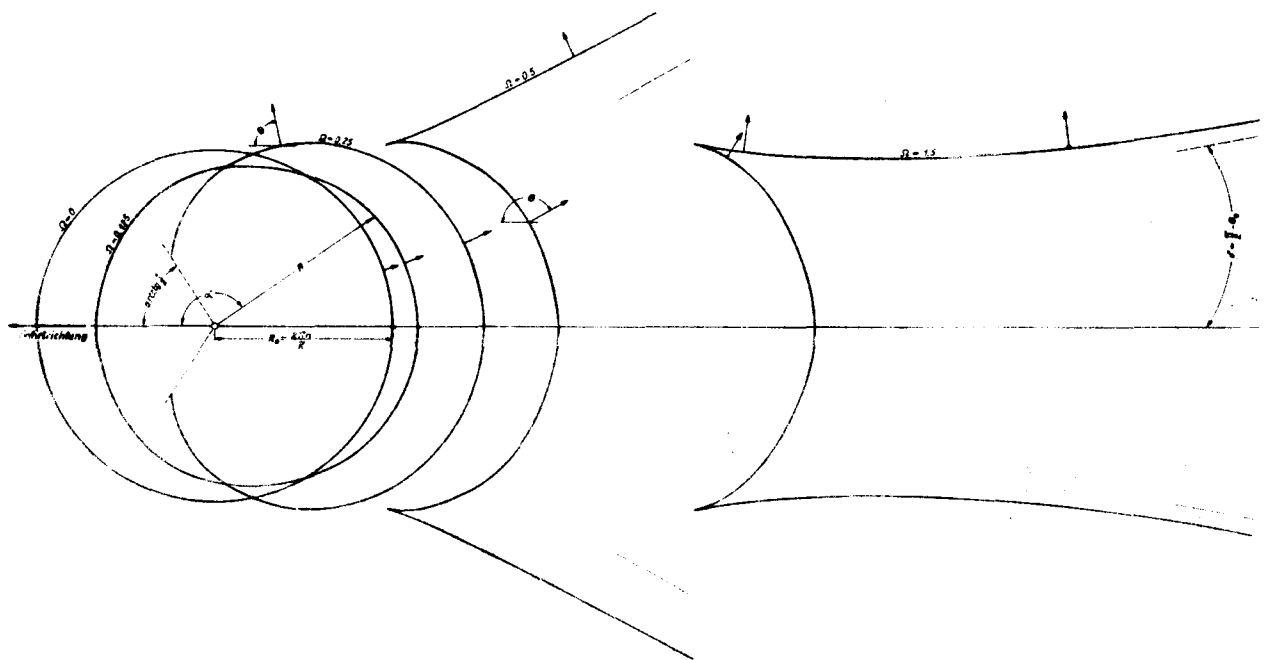


Abb. 5: Schwingungswellenbild für verschiedene Werte von $\Omega = vV/g$

die mit $\operatorname{tg}^2 \theta > \frac{1}{2}$ das System der Längswellen. Für den

Wellenöffnungswinkel δ folgt der schon von Kelvin gefundene Wert $\delta = \delta_k = 19^\circ 28'$, den zugehörigen Wellen entsprechen Fortschrittswinkel θ_k von $35^\circ 16'$ bzw. $144^\circ 44'$.

Für $\Omega > 0$ spaltet sich dieses Wellensystem auf entsprechend der Wahl des Quadranten für θ . Für die Wellen, welche im bewegten Bezugssystem \mathcal{S}_V rückwärts laufen, nimmt der Öffnungswinkel δ mit wachsendem Ω ständig ab; für die Wellen, welche nach vorn laufen, ist der Öffnungswinkel größer als in stationärer Fahrt und erreicht sein Maximum bei $\Omega = \frac{1}{4}$ mit $\operatorname{ctg}^2 a = \frac{1}{4}$, d. h. $\delta = 63^\circ$. Für $\Omega \geq \frac{1}{4}$ verschwinden bei diesem System die Querwellen, es treten nur noch Wellen mit $\cos \theta < \frac{1}{4\Omega}$, d. h. $|\theta| > \theta_0$ auf, der

Wellenöffnungswinkel δ wird gleich $\frac{\pi}{2} - \theta_0$, nimmt also mit steigendem Ω wieder ab. In Analogie zu den überkritischen Flachwasserwellen, für welche a ganz ähnlich von θ abhängt, nähern sich die Phasenlinien asymptotisch der Geraden $\delta = \frac{\pi}{2} - \theta_0$.

Die Linien für die Schwingungswellen sind in Abb. 5 dargestellt. Für $\Omega = 0$ ergibt sich mit $\operatorname{ctg} a = \operatorname{ctg} \theta$ eine Kreislinie. Mit wachsendem Ω erhalten wir für $\Omega < \frac{1}{4}$ ebenfalls geschlossene Linien, die nach vorn abgeplattet sind.

Für $\Omega = \frac{1}{4}$ fällt nach vorn der Sektor $\operatorname{ctg}^2 a > \frac{1}{4}$ aus.

Für $\Omega > \frac{1}{4}$ finden wir ein wesentlich verändertes Wellenbild, das im Aufbau dem der Fahrtwellen ähnlicher wird. Es treten nur noch Linien auf in einem Sektor, dessen Öffnungswinkel dem Scheitel der Kurven für Schwingungswellen in Abb. 3 entspricht, an denen $|\operatorname{ctg} a|$ zum Minimum wird. Für $\frac{1}{4} < \Omega < \frac{1}{\sqrt{2}}$ liegt der zum Scheitel gehörende θ -Wert $\bar{\theta}$ noch im Bereich der vorauslaufenden Wellen. Bei $\theta = \bar{\theta}$ wechseln die Linien ihren Charakter und laufen für $\bar{\theta} > \theta > \theta_0$ asymptotisch von außen an die

Gerade $\delta = \frac{\pi}{2} - \theta_0$ heran, die wir schon als Begrenzung

der Fahrtwellenlinien kennen gelernt haben. Will man die Linien von Abb. 4 mit denen von Abb. 5 in ihrer relativen Größe vergleichen, so muß man beachten, daß der Abschnitt R_0 auf der Fahrtrichtungssachse hinter der Störung für $\Omega = 0$ in einem Fall gleich $\frac{2\pi n}{\tilde{K}}$, im anderen Fall gleich $\frac{2\pi n}{K_0}$

ist und daß die Beziehung $\tilde{K} = \Omega^2 K_0$ besteht.

Daß sich die hier gezeigten Wellenbilder nur nach hinten erstrecken und nicht nach vorn, läßt sich plausibel machen durch die Überlegung, daß ja nur für die Schwingungswellen mit Ausbreitungsrichtung nach vorn die Gruppengeschwindigkeit u größer wird als die Fahrtgeschwindigkeit V der Störung. Nur mit der Gruppengeschwindigkeit breitet sich nämlich das Wellenbild nach Beginn der Schwingung aus, wenn das Wasser vorher glatt war.

Das Wellenbild für $\Omega = \frac{1}{4}$ geht nicht stetig aus dem für benachbarte Ω -Werte hervor, es handelt sich offenbar um einen theoretisch möglichen, aber praktisch instabilen Zustand.

Für die Frage nach der Dämpfung von Schwingungen und nach der mittleren Widerstandserhöhung infolge dieser Schwingungen wird für größere Ω entscheidend, ob das nach hinten wandernde Schwingungswellensystem gegenüber den Fahrtwellen überwiegt oder umgekehrt, da die beiden Wellensysteme entgegengesetzten Einfluß auf den Wert der Größen haben. Über numerische Ergebnisse auf Grund von Energie- und Impulsmethoden [6] wird in Kürze berichtet werden.

Schrifttum:

- [1] Brard: Ass. Techn. Mar. Aero. 47. Band 1949.
- [2] Haskind: Zahi-Bericht No. 603, Moskau 1946.
- [3] Hanaoka: Proceedings of the Symposium on the Behaviour of Ships in a Seaway. — Wageningen, Holland, 1957.
- [4] Becker: Ingenieur Archiv, 24. Band, Heft 2, 1956.
- [5] Havelock: Trans. Inst. Nav. Arch. 74. Band, 1934.
- [6] Eggers: Forschungshefte für Schiffstechnik, Heft 21, 1957.