Über Luftsaugen von Propellern

Dr.-Ing. H. Lerbs

Springer

ISBN 978-3-662-28062-1 ISBN 978-3-662-29570-0 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-662-29570-0

Sonderabdruck aus „WERFT ∗ REEDEREI ∗ HAFEN".
XXIV. Jahrgang 1943, Heft 3, S. 33—36. (Springer-Verlag, Berlin W 9.)

Über Luftsaugen von Propellern.

Von Dr.-Ing. H. Lerbs.

232. Mitteilung der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt.

Bei der Durchführung von Modellversuchen zeigt sich häufig die Erscheinung, daß der Propeller bei einer bestimmten Modellgeschwindigkeit durch die Wasseroberfläche Luft saugt, die in den Propellerstrahl gelangt und dessen mittlere Dichte verkleinert; die Folge davon ist, daß die Drehzahl bei weiterer Steigerung der Geschwindigkeit erheblich zunimmt, der Wirkungsgrad des Antriebes also abfällt. Es ist aus der Erfahrung bekannt, daß die Geschwindigkeit, bei der das Luftsaugen im Modellversuch einsetzt, und die entsprechende Geschwindigkeit der großen Ausführung nicht nach dem Froude'schen Ähnlichkeitsgesetz in Beziehung stehen, sondern daß die betreffende Geschwindigkeit der großen Ausführung kleiner ist als die entsprechende korrespondierende Geschwindigkeit des Modellversuchs: der unangenehme Abfall des Wirkungsgrades tritt also im Großen bereits früher auf als nach dem Modellversuch zu erwarten wäre. Im folgenden soll versucht werden, diese Differenz in den Geschwindigkeiten abzuschätzen und damit eine noch bestehende Unsicherheit in der Auswertung des Froude'schen Modellversuchs soweit wie möglich zu beseitigen. Der Fall des austauchenden Propellers ist in den folgenden Betrachtungen nicht enthalten, sondern es wird der Zustand behandelt, daß die Flügelspitze bei Beginn des Lufteintritts noch vom Wasser bedeckt ist, die Luft demnach durch eine Wasserschicht hindurch gesaugt wird.

Wenn für diesen Fall nach der praktischen Erfahrung eine Unähnlichkeit gegenüber dem Froude'schen Gesetz festgestellt wird, so kann es nur daran liegen, daß an dem Vorgang des Luftsaugens entweder die Schwerkraft, die das Froude'sche Ähnlichkeitsgesetz bedingt, nicht beteiligt oder mit ihr zusammen noch eine andere Kraft wirksam ist, die ebenfalls von den physikalischen Eigenschaften der Flüssigkeit herrührt und auf ein zweites Ähnlichkeitsgesetz führt. Die Annahme einer Unabhängigkeit des Vorgangs von der Schwerkraft ist wegen des von dem Propeller erzeugten Wellensystems auszuschließen, so daß hier der in der Versuchstechnik häufig auftretende Fall der Abhängigkeit der zu untersuchenden Erscheinung von zwei physikalisch verschiedenartigen Kräften vorliegt. Es ist naheliegend, als zweite Kraft die Oberflächenspannung anzuführen, die bei einer Krümmung der Oberfläche wirksam wird und demnach bei der für den Luftdurchtritt notwendigen Einbeulung der Oberfläche auftritt; sie hängt mit der Eigenschaft der Kapillarität des Wassers zusammen und ist der Größe nach

$$\mathfrak{o} = k \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right), \tag{1}$$

wo r_1 und r_2 die Hauptkrümmungsradien der Einbeulung und k die Kapillarspannung des Wassers $= 7{,}4 \cdot 10^{-3}$ kg/m bedeuten.

Diese Kraft verlangt als Ähnlichkeitsgesetz[1] Konstanz der Weber-schen Zahl $W = v^2 \cdot l/\varkappa$ bei Großausführung und Modell ($\varkappa$ = kinematische Kapillarität $= k/\varrho$). Der Modellversuch ist demnach so einzurichten, daß außer der Gleichheit von $W = v^2 \cdot l/\varkappa$ für Großausführung und Modell auch noch Gleichheit der Froude'schen Zahl $F = v/\sqrt{g\,l}$ besteht; damit ist aber der Modellmaßstab nicht mehr frei wählbar, sondern es sind zwei Gleichungen für den Maßstab und die Modellgeschwindigkeit zu beachten, aus denen sich der Maßstab unter Voraussetzung von Wasser als Versuchsflüssigkeit zu 1 ergibt. Diese Aussage der Ähnlichkeitsmechanik bedeutet, daß es streng genommen nicht möglich ist, die Vorgänge beim luftsaugenden Propeller im Modellversuch nachzuahmen; es ist daher ein Weg zu suchen, auf dem die eingangs gestellte Frage unter plausiblen Annahmen wenigstens näherungsweise beantwortet werden kann.

Dazu ist zunächst notwendig, die Größe der Oberflächenspannung beim Einsatz des Luftdurchbruchs im Modell zu ermitteln, damit ein Vergleich der beiden an dem Vorgang beteiligten verschiedenartigen Kräfte möglich wird. Eine direkte Messung der Oberflächenspannung etwa auf Grund der Gleichung (1) wird sich kaum durchführen lassen, da nach dieser Gleichung eine Bestimmung der Hauptkrümmungsradien der Oberfläche im Augenblick unmittelbar vor dem Durchbruch der Luft zum Propellerstrahl erforderlich ist; bekanntlich wird die Luft durch den Schlauch eines „Strudels" durch die Oberfläche gesaugt, und man müßte daher die Krümmungsradien in der äußersten Spitze dieses Strudels aufmessen, was mit den zur Verfügung stehenden Hilfsmitteln nicht möglich war. Es bleibt daher nur übrig, die Oberflächenspannung indirekt zu bestimmen, und dieses kann geschehen auf Grund des Gleichgewichts zwischen dem äußeren Druck und der Oberflächenspannung einerseits und dem Druck an der Stelle des Propellers, an dem die Luft in den Propellerstrahl eintritt. Wenn der Druck an dieser Stelle p_0 ist, so erfolgt der Einbruch der Luft in den Strahl dann, wenn

$$p_0 = b_0 - \mathfrak{o} \tag{2}$$

wird, wo b_0 den Luftdruck bedeutet. Es ist demnach für die weiteren Ausführungen von wesentlicher Bedeutung, den Punkt am Flügelblatt zu bestimmen, nach dem die Luft durchschlägt, und dann den Druck an dieser Stelle zu ermitteln.

In einer Reihe von Versuchen mit einer freifahrenden Schraube (Serie B_2, $z = 3$, $H/D = 1{,}0$, $F_a/F = 0{,}42$, $D = 0{,}20$ m) in der Nähe der Wasseroberfläche wurde zunächst die Form der Oberfläche in der vertikalen Mittelebene der Schraube abhängig von der Tauchtiefe der Flügelspitze unter der ungestörten Oberfläche ($\triangle$ h) aufgemessen, und zwar jedesmal bei der Drehzahl, bei der für eine gegebene Fahrgeschwindigkeit der Lufteinbruch gerade einsetzte; die Art, wie der Lufteinbruch vor sich geht, wurde dabei beobachtet. „Einsetzen des Lufteinbruchs" soll bedeuten, daß der Schub des Propellers gerade anfängt, infolge der Luftzufuhr zum Schraubenstrahl abzufallen, daß also gerade der Zustand erreicht ist, bei dem die Drehzahl in einem Propulsionsversuch beginnen würde anzusteigen. Für eine Tauchtiefe der Flügelspitze von $\triangle$ h = 30 mm und für die Geschwindigkeiten $v = 0{,}50$ m/s bzw. $v = 1{,}25$ m/s zeigt die Abb. 1 die in der vertikalen Mittelebene durch Stichmaße aufgemessene Oberfläche im Augenblick des Luftzutritts, wie dieser eben definiert wurde; die Drehzahl war dabei 9,6 bzw. 14,3 U/s. Es zeigt sich zunächst, daß der tiefste Punkt der Oberfläche bei kleinen Geschwindigkeiten vor der Schraube liegt und sich mit wachsender Geschwindigkeit nach hinten verschiebt; dementsprechend nimmt die Wassersäule über der Flügelspitze, die für das Folgende interessiert, bei unveränderter Tiefenlage des Propellers zunächst mit wachsender Geschwindigkeit ab, um dann mit einer Verflachung des vorderen Astes wieder zuzunehmen.

Das Wesentliche bei diesen Messungen waren die Beobachtungen über die Art des Lufteinbruchs, die in allen untersuchten Fällen ergaben, daß die Luft auf dem kürzesten Wege zur Flügelspitze durchschlägt. Bei weiterer Steigerung der Drehzahl verhalten sich die beiden in Abb. 1 dargestellten Zustände verschieden; in dem Fall, daß die größte Absenkung der Oberfläche vor der Schraubenebene liegt, tritt die Luft ausschließlich an der Flügelspitze in den Propellerstrahl, während sich die Zone des Luftzutritts in dem zweiten Fall mit der Drehzahl nach unten erweitert. Dieses Verhalten ist für unsere Betrach-

[1] Weber, M.: Die Grundlagen der Ähnlichkeitsmechanik und ihre Verwertung bei Modellversuchen. Jahrb. Schiffbautechn. Ges. 1919, S. 355.

tungen, wo es auf den Beginn des Lufteinbruchs ankommt, nicht von Belang, wesentlich ist dagegen die Beobachtung, daß das Einsetzen des Lufteinbruchs regelmäßig an der Flügelspitze erfolgt.

Wie schon erwähnt, befindet sich die Flüssigkeit um den sich ausbildenden Luftschlauch herum in Drehung; die Bewegung stellt das Geschwindigkeitsfeld eines Wirbelfadens dar, dessen Zirkulation gerade so groß ist, daß an jeder Stelle der Oberfläche des Schlauchs die durch Gleichung (2) ausgedrückte Gleichgewichtsbedingung zwischen

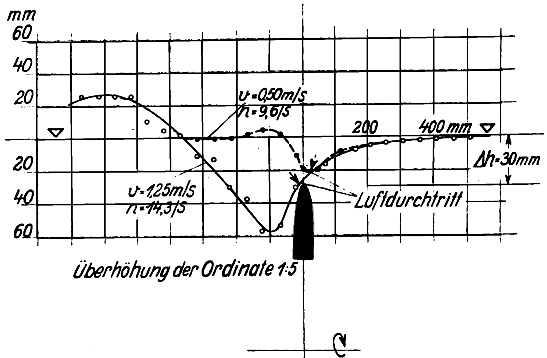

Abb. 1.

dem Druck in der Flüssigkeit, der Oberflächenspannung und dem Luftdruck erfüllt ist. Da der Wirbelfaden in der Fahrgeschwindigkeit steht, erfährt er eine Querkraft, die den Schlauch aus der vertikalen Mittelebene herausbiegt, bis die mit dieser Krümmung entstehende Oberflächenspannung und die Querkraft im Gleichgewicht sind. Diese Vorgänge, die für das hier interessierende Problem nur von untergeordneter Bedeutung sind, wurden nicht näher verfolgt.

Es besteht nunmehr die Aufgabe, den Druck an der Flügelspitze beim Beginn des Luftzutritts anzugeben, um hieraus nach Gleichung (2) die Oberflächenspannung für diesen Zustand zu berechnen. Mit den Bezeichnungen der Abb. 2 ergibt die Bernoulli'sche Gleichung auf der Stromlinie, die durch die Flügelspitze geht, folgenden Zusammenhang zwischen dem gesuchten Druck p_0 und den übrigen Größen:

$$p_0 = p + \frac{\gamma}{2g}(v^2 - v_0^2) + \gamma \cdot (h - R).$$

Da der Druck weit vor der Schraube statisch verteilt ist, wird

$$p = b_0 + \gamma \cdot (h_0 - h) \text{ und damit}$$

$$p_0 = b_0 + \gamma \cdot \triangle h + \frac{\gamma}{2g} v^2 \left[1 - \left(\frac{v_0}{v}\right)^2\right].$$

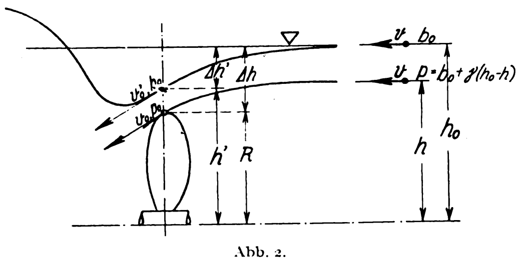

Abb. 2.

Unbekannt ist noch die Geschwindigkeit v_0 an der Flügelspitze; bei Annahme einer statischen Druckverteilung in der Schraubenebene würde die Geschwindigkeit in diesem Querschnitt konstant sein, und insbesondere würde $v_0 = v_0'$ sein. Wegen der Krümmung der Stromlinien ist dieser Ansatz jedoch nur als erste Näherung zu betrachten, dagegen ist es genau, die Geschwindigkeiten an der Flügelspitze und in der Oberfläche einander proportional zu setzen:

$$v_0 = c \cdot v_0'.$$

Dies bedeutet, daß die vom Propeller verursachte Oberflächenbewegung und deren Rückwirkung auf die Schraubenströmung als Potentialbewegung dargestellt werden, was möglich ist, da alle Stromlinien aus einem Raum mit konstanter, geradliniger Geschwindigkeit herkommen (Satz von Thomson über die zeitliche Unabhängigkeit der Zirkulation). Zu überlegen ist dann noch, von welchen Parametern die „Konstante" c abhängt.

Mit dem Ansatz erhält man für den gesuchten Druck:

$$p_0 = b_0 + \gamma \cdot \triangle h + \frac{\gamma}{2g} v^2 \left[1 - c^2 (v_0'/v)^2\right]$$

und nach Anwendung der Bernoulli'schen Gleichung auf die Oberfläche für

$$(v_0'/v)^2 = 1 + 2g \cdot \triangle h'/v^2,$$

womit schließlich der Druck

$$p_0 = b_0 + \gamma \cdot \triangle h + \frac{\gamma}{2g} v^2 \left[1 - c^2 (1 + 2g \cdot \triangle h'/v^2)\right]$$

wird. Da nach Gleichung (2) Luftsaugen dann eintritt, wenn $p_0 - b_0 = \sigma$ ist, besteht für diesen Zustand die Beziehung:

$$\gamma \cdot \triangle h + \frac{\gamma}{2g} v^2 \left[1 - c^2 (1 + 2g \cdot \triangle h'/v^2)\right] + \sigma = 0,$$

oder anders geschrieben

$$\left(\frac{\varrho}{2} v^2 + \gamma \cdot \triangle h\right) - c^2 \left(\frac{\varrho}{2} v^2 + \gamma \cdot \triangle h'\right) = -\sigma, \qquad (3)$$

Dieser Zusammenhang besagt, daß zwischen der Summe vom Staudruck der Fahrgeschwindigkeit und dem statischen Druck der Tiefenlage der Flügelspitze unter dem ungestörten Wasserspiegel und der Summe von demselben Staudruck und der Druckhöhe, die der Absenkung über der Flügelspitze bei Beginn des Luftsaugens entspricht, eine lineare Beziehung besteht, deren Achsenabschnitt auf der Ordinaten gleich der negativen Oberflächenspannung bei Beginn des Luftzutritts ist. Es ist demnach möglich, die Oberflächenspannung

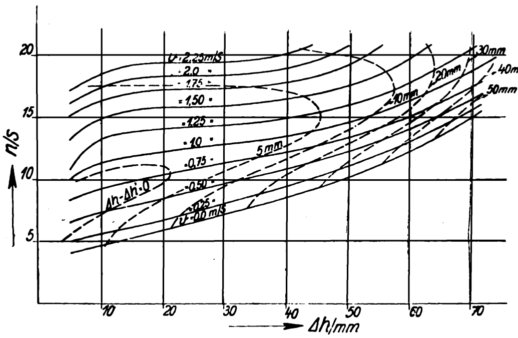

Abb. 3.

für den interessierenden Zustand zu ermitteln, wenn die Größe $\triangle h'$ bei diesem Zustand für verschiedene Werte $\triangle h$ aufgemessen wird. Eine Frage ist noch, welche Parameter in die Größe c eingehen. Die Geschwindigkeit an der Flügelspitze v_0 besteht aus zwei Teilen, einem Teil vom Propeller her, der durch den Fortschrittsgrad bestimmt ist, und einem zweiten Teil als Rückwirkung des erzeugten Wellensystems. Über diesen zweiten Teil liegt eine theoretische Arbeit von Dickmann[1] vor, wo gezeigt wird, daß die Rückwirkung in der Propellerebene aus einem Vorstrom besteht, der außer vom Fortschrittsgrad noch von einer Froude'schen Zahl F abhängt, in der als Längendimension die Tiefenlage der Schraube auftritt. Da die Geschwindigkeit in der Oberfläche v_0' mit diesem Vorstrom ebenfalls gegeben ist, ist c als abhängig von λ und F anzusehen. Nun geht aus den Arbeiten Dickmann's hervor, daß der Vorstrom mit Zunahme der Tauchung der Flügelspitze und Zunahme des Fortschrittsgrades bis auf kleine Werte abnimmt. Wird er dementsprechend bei dieser summarischen Betrachtung vernachlässigt, so bedeutet dies, daß c nur noch von λ abhängt. Nimmt man also bei der Auswertung des linearen Zusammenhangs zwischen y und x auf die Froude'sche Zahl keine Rücksicht, sondern betrachtet die Beziehung bei konstantem Fortschrittsgrad, so ist zu erwarten, daß der lineare Zusammenhang für große Werte $\triangle h$ und λ zutrifft, sich aber bei kleinen Werten und besonders beim Standversuch Abweichungen bemerkbar machen.

Im Modellversuch wurde nun bei gegebener Tauchung der Flügelspitze $\triangle h$ und gegebener Fahrgeschwindigkeit v die Drehzahl bestimmt, bei der das Luftsaugen, d. h. der Schubabfall gerade begann, und der dazu gehörende Wert $\triangle h'$ mittels eines Stichmaßes aufge-

[1] Dickmann: „Schiffskörpersog, Wellenwiderstand eines Propellers und Wechselwirkung mit Schiffswellen". Ing. Archiv IX, 1938, und „Wechselwirkung zwischen Propeller und Schiff unter besonderer Berücksichtigung des Welleneinflusses". Jahrb. Schiffbautechn. Ges. 1938

messen; das Ergebnis dieser Messung zeigt Abb. 3, aus der sich bei konstanten Werten λ folgende zusammengehörende Werte von $y = \frac{\varrho}{2} v^2 + \gamma \cdot \triangle h$ und $x = \frac{\varrho}{2} v^2 + \gamma \cdot \triangle h'$ ergeben:

$\lambda = v/Dn$	v m/s	$\frac{\varrho}{2} v^2$ kg/m²	$\triangle h$ mm	$\triangle h - \triangle h'$ mm	$\triangle h'$ mm	y kg/m²	x kg/m²
0,25	0,25	3,2	2,5	1	1,5	5,7	4,7
	0,50	12,8	33,0	11,8	21,2	45,8	34,0
	0,75	28,7	64,0	30,0	34,0	92,7	62,7
0,30	0,50	12,8	18,8	4,3	14,5	31,6	27,3
	0,75	28,7	44,0	11,0	33,0	72,7	61,7
	1,00	51,0	62,0	20,0	41,7	113,0	92,7
	1,25	79,6	70,2	32	38,2	149,8	117,8
0,35	0,50	12,8	9,0	0,0	9,0	21,8	21,8
	0,75	28,7	24,0	1,1	22,9	52,7	51,6
	1,00	51,0	47,8	7,4	40,4	98,8	91,4
	1,25	79,6	60,4	14,6	45,8	140,0	125,4
0,40	1,00	51,0	25,0	1,5	23,5	76,0	74,5
	1,25	79,6	48,0	6,4	41,6	127,6	121,2
	1,50	114,8	55,6	9,8	45,8	170,4	160,6
0,45	1,00	51,0	9,0	0,5	8,5	60,0	59,5
	1,25	79,6	17,2	1,5	15,7	96,8	95,3
	1,50	114,8	43,1	5,0	38,1	157,9	152,9
	1,75	156,2	51,2	9,7	41,5	207,4	197,7
0,50	1,50	114,8	11,0	2,6	8,4	125,8	123,2
	1,75	156,2	36,6	5,6	31,0	192,8	187,2
	2,00	204,0	47,0	10,0	37,0	251,0	241,0
0,55	1,75	156,2	8	4	4	164,2	160,2
	2,00	204,0	18,0	6	12	222,0	216,0
	2,25	255,8	42,5	10,0	32,5	298,3	288,3

Die durch Gleichung (3) ausgedrückte lineare Beziehung zwischen y und x ist bei größeren Werten von λ, wie Abb. 4 zeigt, ausreichend erfüllt, so daß auch die Voraussetzungen, die hierzu geführt haben, als zutreffend anzusehen sind. Wie zu erwarten war, nimmt die Gültigkeit des linearen Zusammenhangs um so mehr ab, je kleiner λ wird.

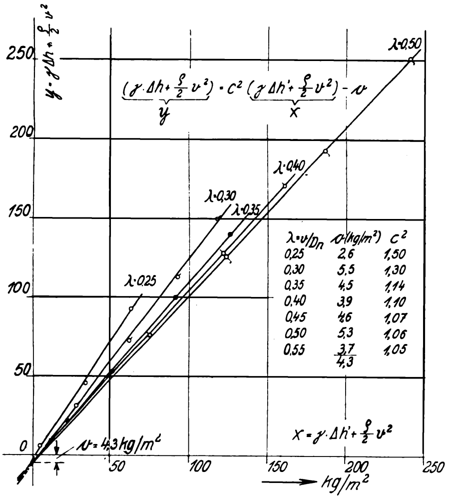

Abb. 4.

Durch die Meßpunkte für $\lambda = 0{,}25$ und $\lambda = 0{,}30$ wird möglicherweise bereits eine leichte Krümmung angedeutet, die aber noch nicht störend wirkt, dagegen hat die Kurve, die für $\lambda = 0$ erhalten wird, eine ausgesprochene Krümmung; diese Messungen sind infolgedessen für die weitere Auswertung nicht mehr brauchbar und auf Abb. 4 nicht mit angegeben. Die in die Abbildung eingezeichneten Linien sind das Resultat einer Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate, wonach sich für den Achsenabschnitt $-\mathfrak{o}$ und die Neigung c^2 folgende Werte ergeben:

$\lambda = v/Dn$	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55
$\mathfrak{o}$ (kg/m²)	2,6	5,5	4,5	3,9	4,6	5,3	3,7
c^2	1,50	1,30	1,14	1,10	1,07	1,06	1,05

Bei der vorliegenden Meßgenauigkeit ist die Oberflächenspannung bei Eintritt des Luftsaugens als unabhängig von λ anzusehen und beträgt im Mittel 4,3 kg/m², während c eine Funktion des Fortschrittsgrades ist (Abb. 5), die größer als 1 ist und sich mit zunehmendem λ dem Wert 1 nähert. Dieses Ergebnis hat einen vernünftigen Sinn; denn einmal ist eine Abhängigkeit der Oberflächenspannung vom Fortschrittsgrad wenig wahrscheinlich, und weiter findet eine Beeinflussung der Oberfläche durch die Schraube bei Leerlauf nicht mehr statt, d. h. c nähert sich dem Werte 1, wenn sich λ dem Fortschrittsgrad für Schub Null nähert.

Eine weitere Prüfung des Ergebnisses ist dadurch möglich, daß man die äußerste Spitze des Strudels, auf die es für die Größe der

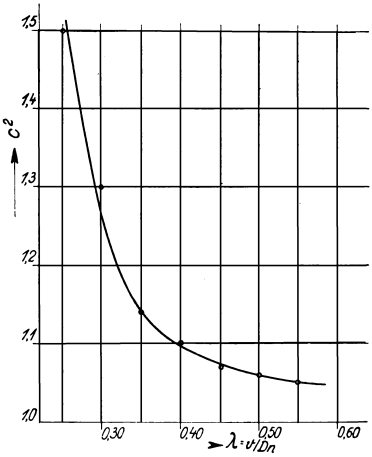

Abb. 5.

Oberflächenspannung beim Luftdurchbruch ankommt, als Kugelkalotte auffaßt und nach Gleichung (1) den Radius der Kugel mit dem indirekt bestimmten Wert der Oberflächenspannung ausrechnet; man erhält für diesen Radius aus Gleichung (1): $r = 2\,k/\mathfrak{o} = 2 \cdot 7{,}4 \cdot 10^{-3}/4{,}3 = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$ m. Dies bedeutet, daß die Spitze des Strudels, vorausgesetzt, daß sie sich als Kugelkalotte ausbildet, unmittelbar vor dem Eintritt der Luft einen Durchmesser von 7 mm hat, ein Maß, welches mit den Modellabmessungen verträglich ist.

Die durch Gleichung (3) ausgesprochene Beziehung zwischen der Fahrgeschwindigkeit, den Druckhöhen bei Beginn des Luftsaugens und der dazu gehörenden Oberflächenspannung ist vom Maßstab unabhängig und gilt mit den entsprechenden Werten in gleicher Weise für das Modell und für die große Ausführung; es ist also möglich, von dieser Gleichung auszugehen, um den Unterschied zwischen der korrespondierenden Geschwindigkeit des Modellversuchs bei Eintritt des Luftsaugens und der entsprechenden Geschwindigkeit im Großen zu ermitteln. Beginnt die Modellschraube in einem Propulsionsversuch bei der Freifahrtgeschwindigkeit v und die Großausführung bei der Freifahrtgeschwindigkeit V_1 Luft zu saugen, dann gilt für diese beiden Geschwindigkeiten auf Grund der Gleichung (3)

$$v^2 = \frac{\gamma(\triangle h - c^2 \cdot \triangle h') + \mathfrak{o}}{\frac{\varrho}{2}(c^2 - 1)}$$

$$V_1^2 = \frac{\gamma(\triangle H_1 - c_1^2 \cdot \triangle H_1') + \mathfrak{O}}{\frac{\varrho}{2}(c_1^2 - 1)}$$

Nach den erwähnten Arbeiten Dickmanns sind die von der Schraube erzeugten Wellen bei gleichen Froude'schen Zahlen und gleichen Belastungsgraden ähnlich, geometrische Ähnlichkeit der Anordnung vorausgesetzt, so daß bei der zu V_1 korrespondierenden Modellgeschwindigkeit v_1 mit den Druckhöhen $\triangle h_1$ und $\triangle h'_1$ gilt:

$$\triangle H_1 = \alpha \cdot \triangle h_1; \quad \triangle H_1' = \alpha \cdot \triangle h'_1.$$

Weiter ergibt sich für die Oberflächenspannung auf Grund der Gleichung (1), daß sie mit zunehmender Größe des Modells abnimmt; allerdings läßt sich ohne Ähnlichkeitsversuche nicht sagen, in welchem Maße diese Abnahme erfolgt, aber selbst dann, wenn die Oberflächenspannung die im Modellversuch ermittelte Größe beibehalten würde, wäre sie im Zähler des Ausdrucks für V_1^2 bereits klein gegenüber der ersten Druckhöhe, so daß sie dort zu vernachlässigen ist. Damit erhält man als die gesuchte Beziehung zwischen der Freifahrtgeschwindigkeit V_1, bei der im Großen Luftsaugen beginnt, und der zum Modellversuch korrespondierenden Freifahrtgeschwindigkeit den Ausdruck: