

d) Düsenpropeller in Theorie und Experiment

Von Dr.-Ing. F. Gutsche, Berlin

Die Arbeiten von Horn [1], Amtsberg [2], Dickmann und Weissinger [3] über die theoretischen Grundlagen der Düsenpropeller strebten eine physikalisch verständliche, unter Zuhilfenahme des Zirkulationsbegriffes festumrissene rechnerische Bearbeitung der Düsenpropeller an, um die summarische Betrachtungsweise der früheren Arbeiten nach der allgemeinen Strahltheorie von Busmann [4], Kort [5] oder Stiess [6] zu verfeinern und sie für die Beurteilung spezieller Fragen wie des Steigungsverlaufes, der Kavitationsgefährdung des Propellers oder aber der Formgebung der Düse selbst brauchbar zu machen.

Diese mit der Zirkulationsverteilung auf dem Düsenprofil arbeitenden Verfahren setzen voraus, daß es gelingt, die für die Ermittlung der Düseninnenströmung erforderliche Singularitätenbelegung der Düse für den jeweiligen Belastungszustand richtig anzugeben. Dickmann selbst sagt, daß ein solches Berechnungs- und Konstruktionsverfahren nur für einen Belastungszustand, nämlich den Optimalzustand für die verlangten Konstruktionsbedingungen geeignet sei. Zwar sei die Nachrechnung aller übrigen Belastungszustände mit einem großen Rechenaufwand möglich, doch zweckmäßigerweise überlasse man diese Überprüfung besser dem Experiment.

Nachdem nun in der Zwischenzeit von der Wageninger Versuchsanstalt eine Fülle neuer Versuchsergebnisse an Düsen-schrauben [7] veröffentlicht worden ist, erscheint es zweckmäßig, aus diesen Ergebnissen einige allgemeine Feststellungen abzuleiten, deren Kenntnis für die Beurteilung der auftretenden Probleme von Wert sein kann. Hierbei wird sich zeigen, daß die Betrachtungsweise des Strömungsvorganges in der Düse von Fall zu Fall verschieden sein kann. Die Wahl zwischen der einfachen Strahltheorie und der Theorie des wirbelbelegten Düsenprofils wird sich hierbei nach der Leistungsfähigkeit der theoretischen Betrachtung für den Einzelfall richten, wobei vor allem die Treffsicherheit der theoretischen Aussagen für den Konstrukteur und den Versuchstechniker eine besonders wichtige Rolle spielt.

Unabhängig von dem Problem des „eigentlichen“ optimalen Düsenpropellers soll im nachfolgenden vor allem die Arbeitsweise eines üblichen Propellers in einer Düse bei allen möglichen Belastungszuständen behandelt werden. Es ist einleuchtend, daß auch diese Betrachtungsweise im Einzelfall ein Auswahlverfahren des jeweilig günstigsten Düsenpropellers liefert, wobei allerdings nicht sicher gestellt ist, daß der hierbei in der Düse benutzte Propeller gemäß seiner Auswahl mit Benutzung der Freifahreigenschaften auch wirklich der optimale Düsenpropeller im eigentlichen Sinne ist. Da außerdem nach den neuesten Ergebnissen der Wageninger Düsenversuche der Unterschied in dem Verhalten der speziell als Düsen-schrauben entwickelten Kaplanschrauben mit breiten Flügelenden und speziellem Steigungsverlauf und den sonst benutzten üblichen Schrauben nur geringfügig ist, erscheint es gerechtfertigt, die Verfahren zu prüfen, die eine Verwendung der üblichen Schiffsschraube in der Düse zum Gegenstand haben. Es braucht hierbei nicht besonders betont zu werden, daß ein Näherungsverfahren auf gesunder theoretischer Basis mit Benutzung geeigneter Beobachtungswerte aus dem Experiment für den Konstrukteur größeren Wert besitzt als ein rein rechnerisches Verfahren, dessen Durchführung wegen des damit verknüpften Zeitaufwandes für ihn nur in Ausnahmefällen möglich ist.

Grundlegende Betrachtung der Arbeitsweise eines Propellers ohne und mit Ummantelung

Die nachfolgende einfache Betrachtung für ummantelte Schrauben gilt nicht nur für spezielle Düsenpropeller, deren Ummantelung einen profilartigen Querschnitt aufweist, sondern auch für Propeller in zylindrischen Rohrleitungen. Die Wirkung der Düse auf das gesamte Antriebssystem Propeller plus Düse kann man sich nach Bild 1 so entstanden denken, daß der Propeller selbst in einem zylindrischen Rohr als Axialpumpe mit der Drucksteigerung Δp arbeitet, während die Zuströmung zum Propeller durch den Einlaufteil am vorderen Ende des Rohres bewirkt wird. Entsprechend dem Druckverlauf im Einlauf des Rohres entsteht an der im Hinblick auf ablösungsfreie Strömung gut abgerundeten Einlaufwandung eine Saugkraft entgegen der Propellerstrahlrichtung, die nach einer einfachen Impulsbetrachtung im Stand gleich dem eigentlichen Propellerschub im Rohr wird, so daß die Sogziffer für diesen Fall $\delta = -1$ wird.

Bezeichnen F_a den Eintrittsquerschnitt,
 v_d die Durchtrittsgeschwindigkeit,
 $F_p = F_a$ den Propellerstrahlquerschnitt,
 Δp den Drucksprung in der Schraubenebene,

dann wird der Axialimpuls gleich Gesamtschub für die Fortschrittsgeschwindigkeit Null

$$S = \rho \cdot v_d^2 \cdot F_a.$$

Die Druckabsenkung im eintretenden Strahl wird

$$p_e - p_0 = -\frac{\rho}{2} v_d^2$$

und damit unter der Bedingung, daß der Strahl die Austrittsfläche mit der Druckänderung $p_a - p_0 = 0$ verläßt, der Drucksprung in der Propellerebene

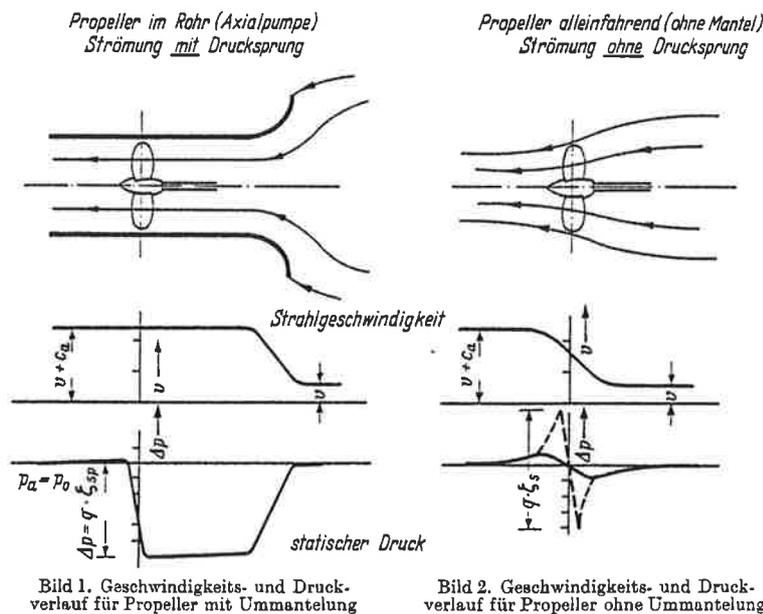
$$\Delta p = \frac{\rho}{2} v_d^2$$

so daß der Propellerschub

$$S_p = \Delta p \cdot F_p = \frac{\rho}{2} v_d^2 \cdot F_p.$$

Da $F_p = F_a$, wird $S_p = \frac{S}{2}$ und damit die Sogziffer $\vartheta = \frac{S_p - S}{S_p} = -1$.

Diese Betrachtungsweise setzt lediglich eine ablösungsfreie Innenströmung in dem Rohrkanal und eine ausreichend große Einlauffläche voraus, damit sich an ihr die Anteile der Sogkräfte ausbilden können. Sie benötigt indessen keinerlei Wirbelbelegung am Einlauf des Rohrkanals.



Ein diesem Beispiel entsprechender Modellversuch führte zu einer effektiven Sogziffer $\vartheta = -0.6$, wobei die im Versuch auftretenden Widerstandsanteile der Wandreibung im Rohr und des Ablösungswiderstandes eines Stützlagere eine ideale Sogziffer $\vartheta_i = -1$ vermuten lassen (s. Diskussion zu Jastram-Jahrb. STG 1958, S. 234).

Die soeben geschilderten Verhältnisse gelten für eine Lage des Propellers in so weitem Abstand vom Rohreinlauf, daß man mit gleichförmiger Durchflußgeschwindigkeit über den ganzen Kanalquerschnitt rechnen kann. Bei Annäherung an den Rohreinlauf oder bei Anordnung des Propellers in einer endlich langen Düse werden diese Verhältnisse anders.

Vergleicht man nun die Arbeitsweise eines in einem zylindrischen Rohr arbeitenden Propellers mit der eines düsenfreien Propellers Bild 2, so können als kennzeichnende Unterschiede beider Arbeitsweisen der Verlauf der Strahlgeschwindigkeit und der Verlauf des Strahldruckes genannt werden. Während beim ummantelten Propeller die Strahlgeschwindigkeit vor und hinter dem Propeller gleich groß ist, dagegen der statische Druck des Strahles sich in der Propellerebene um den Betrag Δp

ändert, nimmt die Strahlgeschwindigkeit des düsenfreien Propellers beim Durchgang durch die Arbeitsebene des Propellers allmählich zu, wogegen sich der Druck im Strahl, abgesehen von der unmittelbaren Nähe vor und hinter dem Propeller, kaum unterscheidet¹. (Da bei der vorstehenden Betrachtung stillschweigend ein drehungsfreier Strahl angenommen wurde, bleiben die durch die Strahldrehung verursachten Unterdrücke im austretenden Strahl unberücksichtigt.)

Betrachtet man die Geschwindigkeitsdreiecke in der gleichen abgewickelten Zylinderschicht mit der Schichtdicke dr sehr weit vor und hinter der Schraube

a) für die im Rohr arbeitende Schraube (Bild 3)

und b) für die freifahrende Schraube (Bild 4),

dann erhält man für beide Zylinderschichten mit Benutzung der Kutta-Youkowski-Gleichung für den Schub

$$dS = \rho \Gamma_z \frac{u_1 + u_2}{2} dr, \tag{1}$$

worin Γ_z die Zirkulation um die über den Umfang $2\pi r$ des Zylinderschnittes im gleichen Abstand angeordneten z Profilelemente bedeutet.

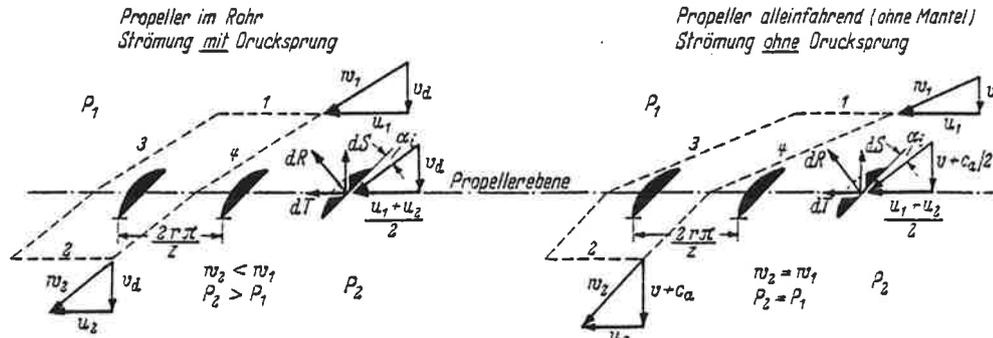


Bild 3. Geschwindigkeitsdreiecke in der Zylinderfläche eines Propellers mit Ummantelung

Bild 4. Geschwindigkeitsdreiecke in der Zylinderfläche eines Propellers ohne Ummantelung

Im Fall a, für die im Rohr arbeitende Schraube, entsteht der Propellerschub dS_a durch die Drucksteigerung $\Delta p = p_2 - p_1$ des mit gleichbleibender Geschwindigkeit v_d durch das Kreisringelement der Schraubensfläche strömenden Wassers.

Nach der Bernoullischen Gleichung wird der Drucksprung

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \frac{\rho}{2} (w_1^2 - w_2^2) \tag{2}$$

$$= \frac{\rho}{2} (u_1^2 + v_d^2 - u_2^2 - v_d^2) \tag{2a}$$

$$= \rho \left(\frac{u_1 + u_2}{2} \right) (u_1 - u_2) \tag{2b}$$

somit

$$dS_a = \Delta p \cdot 2\pi r dr \tag{3}$$

$$= \rho 2\pi r (u_1 - u_2) \frac{u_1 + u_2}{2} dr. \tag{3a}$$

Die Zirkulation in der Zylinderschicht um ein Profilelement eines Flügels wird durch das Linienintegral einer beliebigen, das Profil umschließenden, in sich geschlossenen Linie dargestellt $\Gamma' = \int c \cdot ds$; im vorliegenden Fall (in Bild 3 und 4 gestrichelter Linienzug) wird die gesamte Zirkulation für einen

¹ Die Wirkungsweise der ohne Ummantelung allein arbeitenden Schraube muß man sich so vorstellen, daß das am Strahlrand konzentrierte Band der freien Flügelspitzen- oder Randwirbel die axiale Zusatzgeschwindigkeit etwa nach Maßgabe der in Bild 21 angegebenen Abhängigkeit induziert. Beim Durchtritt des Strahles durch die Schraubenebene selbst mit der Durchtrittsgeschwindigkeit $v + c_a/2$ wird die Induktion der an den Flügelblättern gebundenen Zirkulation wirksam und ist bestrebt, wie bei dem ummantelten Propeller einen der Bernoullischen Gleichung entsprechenden Drucksprung zu erzeugen. Da sich dieser infolge der freien Strahlberandung nicht voll ausbilden kann, bleibt es bei der verkümmerten Ausbildung des in Bild 2 angedeuteten Drucksprunges.

Flügel durch die Anteile der gestrichelten Linienzüge 1 und 2 erfaßt; die Anteile der Linienzüge 3 und 4 heben sich aus Symmetriegründen auf

$$\Gamma_a' = \frac{2 \pi r}{z} (u_1 - u_2) \quad (4)$$

Mit $\Gamma_a = z \cdot \Gamma' = 2 \pi r (u_1 - u_2)$ wird somit (5)

$$dS_a = \rho \Gamma_a \frac{u_1 + u_2}{2} dr \quad (6)$$

Im Fall *b*, für die ohne Ummantelung arbeitende Schraube, bei der also keine wesentliche Drucksteigerung im Strahl gegenüber dem umgebenden Wasser möglich ist, entsteht der Schub durch Umlenkung der Relativanströmung in der Zylinderschicht bzw. durch Beschleunigung der Wasserteilchen in Axialrichtung von der Anströmgeschwindigkeit v_1 auf die Austrittsgeschwindigkeit $v_2 = v_1 + c_a$.

Der Schubanteil der zylindrischen Flüssigkeitsschicht wird nach dem Impulssatz

$$dS_b = \rho 2 \pi r \left(v_1 + \frac{c_a}{2} \right) c_a dr \quad (7)$$

oder nach der oben angegebenen Gl. von Kutta-Youkowski

$$dS_b = \rho \Gamma_b \frac{u_1 + u_2}{2} dr \quad (8)$$

Der Anteil der zylindrischen Flüssigkeitsschicht an dem Propellerdrehmoment wird im Fall *a*) für den Propeller mit Ummantelung

n. Gl. Kutta-Youkowski

$$dM_a = r \cdot \rho \cdot v_d \Gamma_a dr$$

n. Impulssatz

$$= r \rho 2 \pi r dr \cdot v_d (u_1 - u_2) \quad (9)$$

im Fall *b*) für die ohne Ummantelung arbeitende Schraube

$$dM_b = r \rho \left(v_1 + \frac{c_a}{2} \right) \cdot \Gamma_b \cdot dr = r \rho 2 \pi r dr \left(v_1 + \frac{c_a}{2} \right) (u_1 - u_2) \quad (10)$$

Beachtet man die Tatsache, daß die von den Flügeln abgehenden freien Wirbel des düsenlosen Propellers in der Arbeitsebene des Propellers die halben Zusatzgeschwindigkeiten induzieren, dann wird der für den Anstellwinkel maßgebende induzierte hydrodynamische Steigungswinkel β_i ; sowie die Relativanströmung des Profils w

im Fall *a*

$$\beta_{i a} = \arctg \frac{v_d}{\frac{u_1 + u_2}{2}}$$

$$w_a = v_d^2 + \left(\frac{u_1 + u_2}{2} \right)^2$$

im Fall *b*

$$\beta_{i b} = \arctg \frac{v_1 + \frac{c_a}{2}}{\frac{u_1 + u_2}{2}} \quad (11)$$

$$w_b = \left(v_1 + \frac{c_a}{2} \right)^2 + \left(\frac{u_1 + u_2}{2} \right)^2 \quad (12)$$

Setzt man nun in den obigen Gleichungen $v_d = v_1 + \frac{c_a}{2}$, so erkennt man, daß für gleiche Drehgeschwindigkeiten des Propellers in beiden Fällen $n_a = n_b$ und bei gleicher Zirkulation $\Gamma_a = \Gamma_b$ die Profilschnitte in der gleichen Zylinderschicht mit dem Radius r unter dem gleichen Anstellwinkel $\alpha_i = \beta - \beta_i$ mit derselben Relativgeschwindigkeit $w_a = w_b$ angeströmt werden. Da der Betrag der Zirkulation um ein Profil auch durch die Gleichung $\Gamma = \frac{1}{2} \zeta_a \cdot w \cdot l$ ausgedrückt werden kann und der Auftriebsbeiwert ζ_a wiederum eine einfache Funktion des Anstellwinkels α_i darstellt, ist die als Voraussetzung angenommene Übereinstimmung der Zirkulation $\Gamma_a = \Gamma_b$ durch die hiermit verknüpfte Gleichheit der Anstellwinkel und Auftriebsbeiwerte ζ_a sichergestellt.

Damit werden die Schub- und Drehmomentanteile desselben Zylinderschnittes in den beiden Betriebsweisen des Propellers mit und ohne Ummantelung einander gleich.

Wendet man die vorstehende Betrachtungsweise auf alle Schichten des Propellerstrahles an, dann würde hieraus folgen, daß ein Propeller den in düsenfreier Arbeitsweise bei der Fortschrittsgeschwindigkeit v erzeugten Schub S_b bei gleicher Drehzahl in einer zylindrischen Rohrströmung dann erzeugt, wenn die Durchflußgeschwindigkeit der Rohrströmung $v_d = v + \frac{c_a}{2}$ wird. Diese Schlußfolgerung setzt allerdings voraus, daß in beiden Fällen das Geschwindigkeitsfeld innerhalb der Zylinderschichten homogen und die Zirkulationsverteilung über dem Radius gleich ist.

Während man für die Rohrströmung eine ausreichende Homogenität voraussetzen darf, trifft dies für den ohne Ummantelung arbeitenden Propeller mit endlicher Flügelzahl nicht mehr zu. Der Einfluß des bekannten Zirkulationsminderungsfaktors κ n. Prandtl oder Goldstein wird mit abnehmender Flügelzahl z und zunehmendem Fortschrittsgrad λ größer und bewirkt, daß die Blattschnittprofile zur Erzeugung einer mittleren Zirkulation im Zylinderschnitt wesentlich stärker angestellt sind, d. h. mit größerer Zirkulation umströmt werden, als es den Mittelwerten über den Umfang des Zylinderschnittes entsprechen würde.

Als Beispiel dieser „Übertreibung“ des Mittelwertes sind in Bild 5 die Werte $k_c = \frac{c_a'}{c_a}$ in Abhängigkeit vom Radienverhältnis $\frac{r}{R}$ für einige Fortschrittsziffern $\lambda = \frac{v}{n \cdot D}$ dargestellt, deren Zahlenwerte sich aus der Nachrechnung eines dreiflügligen Propellers mit einem Steigungsverhältnis $\frac{H}{D} = 1,332$ und einem Flächenverhältnis $\frac{F_a}{F} = 0,399$ ergeben. In dieser Darstellung bedeutet c_a' die axiale Zusatzgeschwindigkeit, die sich gemäß der Nachrechnung am Ort des Blattschnittprofils ergibt, während der Wert c_a als Mittelwert des ganzen Strahlquerschnittes mit $\zeta_s = \frac{S}{\frac{q}{2} v^2 \cdot D^2 \frac{\pi}{4}}$ aus der allgemeinen Strahltheorie errechnet ist

$$c_a = v (-1 + \sqrt{1 + \zeta_s}) \tag{13}$$

Die Darstellung enthält außerdem noch die Wiedergabe der Verhältniswerte $\frac{\Gamma_r}{\Gamma_0}$, worin Γ_r die örtliche Zirkulation und Γ_0 die Zirkulation auf $r = 0,735 R$ bedeuten. Der Verlauf der dargestellten Zahlenwerte läßt eine Zunahme der Verhältniszahlen k_c mit der Fortschrittsziffer λ erkennen.

Die entsprechenden Verhältniszahlen des im Rohr arbeitenden Propellers, dessen Zirkulationsverteilung infolge des Einflusses des Spaltes zwischen Flügelspitze und Rohrwand zwischen den Werten des freifahrenden Propellers und einer Axialpumpe ohne Spalt liegt, weichen von diesen je nach Spaltweite, Flügelzahl und Fortschrittsgrad ab. Hierbei spielen außerdem noch Einflüsse des Druckverlaufes in Strahlrichtung eine Rolle, die die Abhängigkeit der Profileigenschaften vom Anstellwinkel (Auftrieb und Profilverstand) zwischen den Profilen des freifahrenden Propellers mit praktisch verschwindendem Drucksprung in der Propellerkreisfläche und den Profilen des Pumpenpropellers mit vollausgebildetem Drucksprung merklich beeinflussen.

Eine Bestimmung dieser vielfältigen Einflüsse auf rein rechnerischer Grundlage erscheint im Hinblick auf die durch Grenzschichteinwirkung gesteuerten Einflüsse recht verwickelt und wenig Erfolg versprechend. Bei dieser Sachlage wurde es daher vom Bericht besonders nützlich empfunden, daß die systematischen Düsenversuche der Wageningen Versuchsanstalt außer den eigentlichen Versuchsreihen mit Düsen auch einen vom Bericht vor längerer Zeit durchgeführten Versuch des Propellers in einem dünnwandigen zylindrischen Rohr enthalten, bei dem an dem Rohr ein praktisch

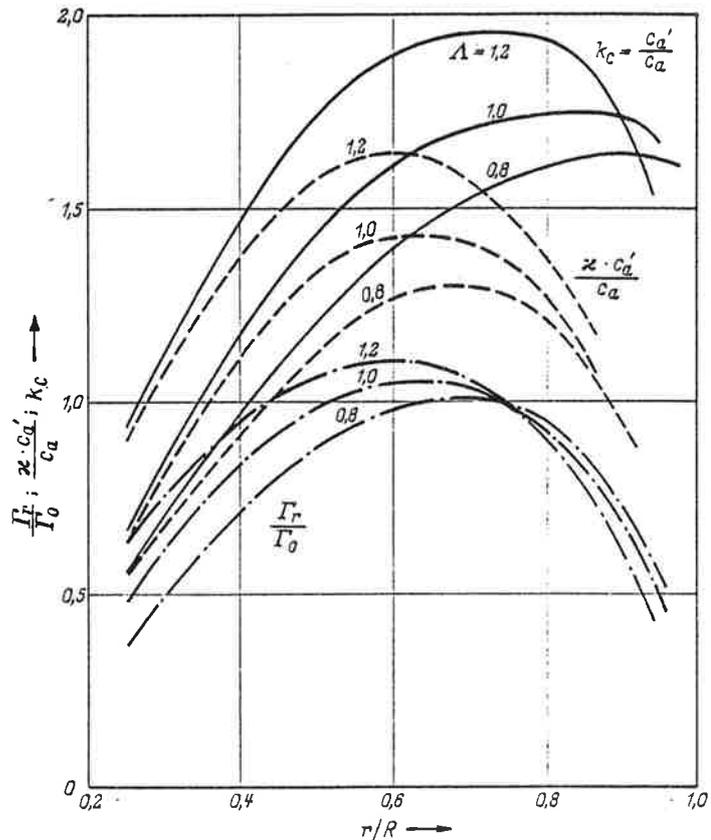


Bild 5. $k_c = c_a'/c_a$ und Zirkulationsverteilung Γ_r/Γ_0 gemäß der Nachrechnung für einen dreiflügligen Propeller mit einem Steigungsverhältnis $H/D = 1,33$ ($\Gamma_0 =$ Zirkulation auf dem Radius $r = 0,735 R$)

verschwindender Düsenog entsteht. (Rechnerisch können an der Rohrvorderkante analog der schräg angestellten ebenen Platte infolge der sehr großen Umströmungsgeschwindigkeit der Eintrittskante erhebliche Saugkräfte auftreten.) Mit Hilfe dieser Versuchsreihe läßt sich die Frage experimentell prüfen, wieweit die oben gemachte Annahme zutrifft.

Bei der Durchführung dieser Nachprüfung wurde angenommen, daß der Gesamtimpuls S der in dem zylindrischen Rohr arbeitenden Schraube bei verschwindender Druckänderung im Austrittsquerschnitt gleich dem Schraubenschub S_p wird, weiterhin, daß sowohl die Durchtritts = Austrittsgeschwindigkeit $v_d = v_a$ gleichmäßig über die Fläche verteilt ist. Der Gesamtschub des Propellers im Rohr wird dann

$$S = \rho \cdot F \cdot v_d \cdot c_a \tag{14}$$

und der Schraubenschub der gleichen Schraube ohne Zylinder in Freifahrt (Index o)

$$S_p = S_o = \rho \cdot F \cdot v_{d0} \cdot c_{a0} \tag{15}$$

Die Verkleinerung des Strahlquerschnittes durch die Propellernabe wurde in beiden Fällen nicht in Rechnung gestellt, so daß der geringfügige Einfluß der Ummantelung auf die durch die Nabe bedingte Erhöhung der Durchflußgeschwindigkeit nicht berücksichtigt wurde.

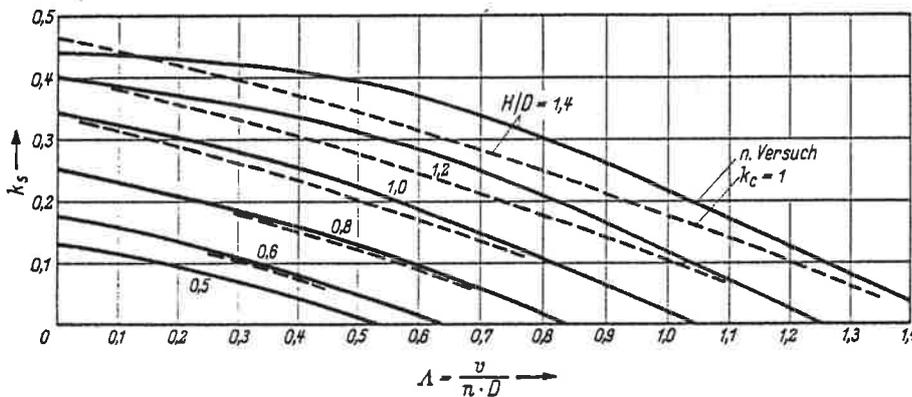


Bild 6. Wageninger Schraubenserie B 4—55 im zylindrischen Rohr

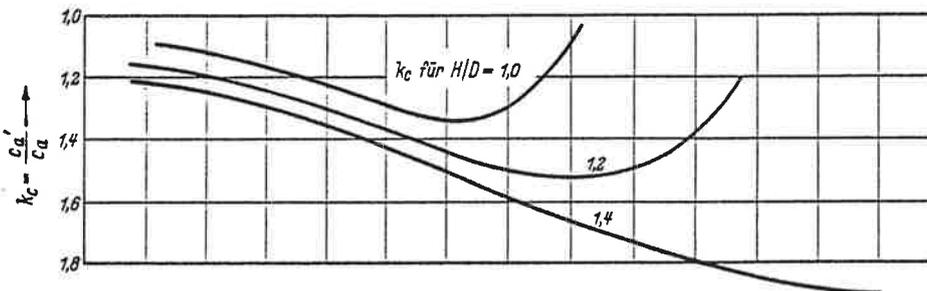


Bild 7. Korrelationsfaktor $k_c = c'_a/c_a$ nach Vergleichsrechnung (Anhang 2) für Wageninger Schraubenserie B 4—55 im zylindrischen Rohr

Die Nachprüfung der von van Manen [7] veröffentlichten Meßergebnisse der Serie B 4—55 im zylindrischen Rohr nach Bild 6 nach dem im Anhang 2 angegebenen Rechenverfahren ergab das in Bild 7 dargestellte Resultat. Für die Steigungsverhältnisse $H/D = 0,5; 0,6$ und $0,8$ führt der Faktor $k_c = 1$ zu recht guter Übereinstimmung zwischen $\frac{v_d}{n \cdot D}$ und $\frac{v_{d0}}{n \cdot D}$. Für die Steigungsverhältnisse $H/D = 1,0; 1,2$ und $1,4$ wird die Bedingung $\frac{v_d}{n \cdot D} = \frac{v_{d0}}{n \cdot D}$ mit den im oberen Teil des Bildes 7 angegebenen Werten erfüllt. Ein Vergleich dieser Auswertung mit den in Bild 5 für das Steigungsverhältnis $H/D = 1,332$ dargestellten Werten $k_c = \frac{c'_a}{c_a}$ läßt eine recht gute Übereinstimmung der auf zwei ganz verschiedenen Wegen erhaltenen Werte erkennen.

Die zweite Nachprüfung erstreckt sich auf die Feststellung, wieweit die Verhältniswerte k_s/k_m der alleinfahrenden Propeller mit den Werten der im Zylinder und der in den Düsen untersuchten Propeller übereinstimmen. Für die Prüfung der in den Düsen untersuchten Propeller wird als Schubbeiwert der Beiwert des Propellers allein, also k_{sp} benutzt. Die Darstellung in Bild 8 zeigt als Beispiel das Ergebnis

dieser Prüfung der Serie B 4-55 in Abhängigkeit vom Schubbeiwert k_s für die Propeller allein, die Propeller im zylindrischen Rohr und die gleichen Propeller in der Düse Nr. 7. Der Vergleich der für die Propeller in den drei genannten Arbeitsbedingungen gebildeten Verhältniswerte k_s/k_m zeigte nur geringfügige Abweichungen voneinander, die sich im wesentlichen auf die höheren Belastungen der Propeller mit den hohen Steigungsverhältnissen beschränken. Vermutlich sind diese Abweichungen auf die Vergrößerung des Profilwiderstandes der Blattschnittprofile bei der Strömung im Zylinder und der Düse mit Druckanstieg zurückzuführen. Berücksichtigt man indessen die Empfindlichkeit dieser Verhältniswerte gegenüber Ungenauigkeiten der Messung, so darf man in erster Näherung mit einer Übereinstimmung der Verhältniswerte k_s/k_m für gleiche Schubbeiwerte rechnen.

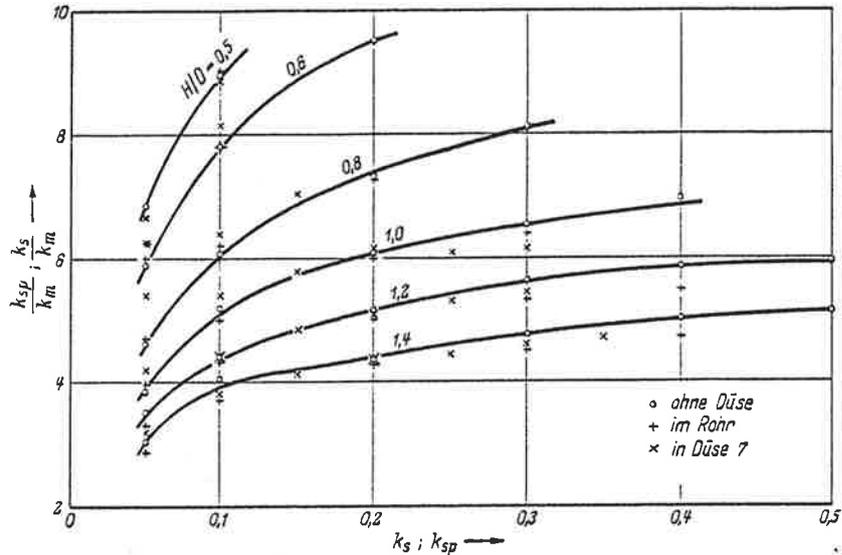


Bild 8. Verhältniszahlen k_s/k_m für Wagener Schraubenserie B 4-55; Propeller allein, im Zylinder und in Düse 7

Bestimmung der Düsenoziffer

Mit der allgemein gültigen Annahme, daß der Strahl des Düsenpropellers die Austrittsfläche mit ver-schwindender statischer Druckänderung gegenüber dem Außenwasser und mit über dem Querschnitt gleichbleibender Austrittsgeschwindigkeit $v_a = v + c_a$ verläßt, wird der gesamte Schub des Systems Düse plus Propeller nach dem Impulssatz

$$S = \rho \cdot F_a (v + c_a) c_a. \tag{16}$$

Bezeichnet $\zeta_s = \frac{S}{\frac{\rho}{2} v^2 \cdot F_p}$ den auf die Propellerfläche F_p und die Fortschrittsgeschwindigkeit der Düse

v bezogenen Gesamtschubbelastungsgrad, dann wird nach Anhang 1 die Austrittsgeschwindigkeit

$$v_a = \frac{v}{2} \left(1 + \sqrt{1 + 2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a}} \right). \tag{17}$$

Nach der Bernoullischen Gleichung erhält man bei Vernachlässigung der Reibungsverluste an der Düseninnenwand folgende Druckänderungen (s. Bild 9) für den Einlauf

$$p_{d1} - p_0 = \frac{\rho}{2} (v^2 - v_a^2), \tag{18a}$$

für den Auslauf

$$p_{d2} - p_0 = \frac{\rho}{2} (v_a^2 - v^2), \tag{18b}$$

somit wird der Drucksprung in der Propellerebene $\Delta p = p_{d2} - p_{d1}$

$$\Delta p = \frac{\rho}{2} (v_a^2 - v^2). \tag{19}$$

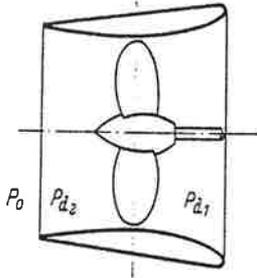
Da andererseits der am Propeller auftretende Schub

$$S_p = \Delta p \cdot F_p = \frac{\rho}{2} v^2 \cdot \zeta_{sp} \cdot F_p \tag{20}$$

und somit

$$\zeta_{sp} = \frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} v^2} = \left(\frac{v_a}{v}\right)^2 - 1, \tag{21}$$

wird die auf den Propellerschub S_p bezogene ideale Sogziffer der Düse



$$\vartheta_i = 1 - \frac{\zeta_s}{\zeta_{sp}}$$

$$\vartheta_i = 1 - \frac{\zeta_s}{\frac{1}{4} \left(1 + \sqrt{1 + 2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a}} \right)^2 - 1} \tag{22}$$

Für den Standversuch mit $v = 0$: $\zeta_s = \infty$ folgt aus der nachstehend in etwas anderer Schreibweise wiedergegebenen Gleichung für die ideale Sogziffer

$$\vartheta_i = \vartheta_\infty = 1 - \frac{1}{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\zeta_s^2} + \sqrt{\frac{1}{\zeta_s^2} + 2 \frac{F_p}{F_a}} \right)^2 - \frac{1}{\zeta_s^2}} \tag{23}$$

$$\vartheta_\infty = 1 - 2 \frac{F_a}{F_p} \tag{23a}$$

d. h., für Düsen mit zylindrischem Austritt wird bei Vernachlässigung des Unterschiedes zwischen F_a und F_p

$$\vartheta_\infty = -1.$$

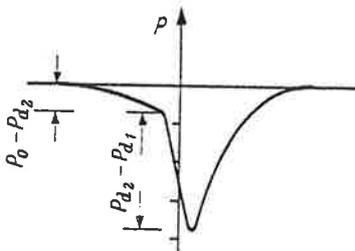


Bild 9. Druckverlauf für Düsenaustritt mit Erweiterung (schematisch)

Die mit Hilfe der Gl. (22) für $F_p = F_a$ ermittelten Zahlenwerte für ϑ_i stimmen recht gut mit den Werten der Kurve „d“ überein, die Dickmann-Weissinger in dem hier noch einmal zum Vergleich gebrachten Bild 10 für die jeweils günstigsten Kombinationen Propeller + Düse angegeben haben.

Die Ermittlung der Sogziffern für Düsenpropeller-Kombinationen, abweichend von den günstigsten Kombinationen, soll hier nicht weiter behandelt werden, da hierüber bei Dickmann-Weissinger [3] eingehende Angaben gemacht sind. Im Hinblick auf die Tatsache, daß für diese Ermittlung nicht nur die zutreffende Anordnung der Singularitäten auf dem Düsenmantel, sondern auch die Zirkulationsverteilung über dem Radius der Düsen-schraube eine Rolle spielt, wird hierfür der experimentellen Bestimmung der Vorzug gegeben, obwohl bekannt ist, daß die Umströmung der Düsenprofile in den bisher untersuchten Modellmaßstäben vor allem bei den hohen Belastungsgraden und in der Standprobe noch nicht frei von Maßstabeinflüssen sind. Einen weiteren Grund für die Notwendigkeit der experimentellen Bestimmung der Sogziffer sehe ich in der Tatsache, daß sich die Sogziffer der Düse in jedem Einzelfall durch die gegenseitige Beeinflussung zwischen Düse und Schiffskörper ändert. Diese Änderung gegenüber der Sogziffer der rotationssymmetrischen, in Freifahrt homogen angeströmten Düse entsteht in den meisten Fällen der Praxis durch die Abweichungen von der rotationssymmetrischen Gestalt der Freifahrdüsen und andererseits durch die Beeinflussung der benachbarten Schiffsteile. Um also eine bessere Einsicht in die Wechselwirkung zwischen Propulsionsorgan Düse und Propeller und Schiffskörper zu erlangen, müssen die Bestrebungen der weiteren Untersuchungen darauf gerichtet sein, die Sogziffer der im Einzelfall beliebig gestalteten Düse und am Schiff verschiedenartig angeordneten Düse bei beliebigem Belastungsgrad zu bestimmen.

Die Höhe der ideellen Sogziffer hängt im wesentlichen von zwei Faktoren ab, 1. von dem Verhältnis der Strahlzusatzgeschwindigkeit c_a zu der Fortschrittsgeschwindigkeit der Düse v entsprechend der Größe des ideellen Belastungsgrades ζ_{si} und 2. von der Art der Düsengestalt und ihrer Anordnung am Schiffskörper. Der Hauptanteil der unter 1. erwähnten Abhängigkeit ist durch die Gl. (22) erfaßt, ein weiterer, etwas geringerer Einfluß entsteht durch die Schubverteilung des Propellers über die Flügel-länge.

Bezeichnet ϑ_∞ die effektive Düsen-sogziffer im Standversuch, die im übrigen infolge des geringen Reibungsanteils an den Gesamtkräften der Düse (siehe Horn [1], S.151) in guter Annäherung gleich

der ideellen Sogziffer im Stand gesetzt werden kann, so erscheint die Annahme sinnvoll, daß das Verhältnis zwischen der ideellen Sogziffer bei beliebigem Belastungszustand ζ_{si} und der ideellen Sogziffer im Stand für alle Düsenbauarten und Anordnungen am Schiff angenähert gleichbleibt und mit dem Verhältnis der nach Gl. (22) für beliebige Belastungsgrade ζ_{si} bei gleichbleibendem Flächenverhältnis $F_d/F_p = 1$ und der entsprechenden Sogziffer im Stand $\vartheta_\infty = -1$ übereinstimmt.

Die zur Nachprüfung dieser Annahme vorgenommene Untersuchung der Wageningen Düsenversuche für die in ihrer Gestalt am stärksten voneinander abweichenden Düsen Nr. 11, 7 und 4 in Bild 11 führte bei Berücksichtigung der hierbei zu erreichenden Genauigkeit zu einem recht brauch-

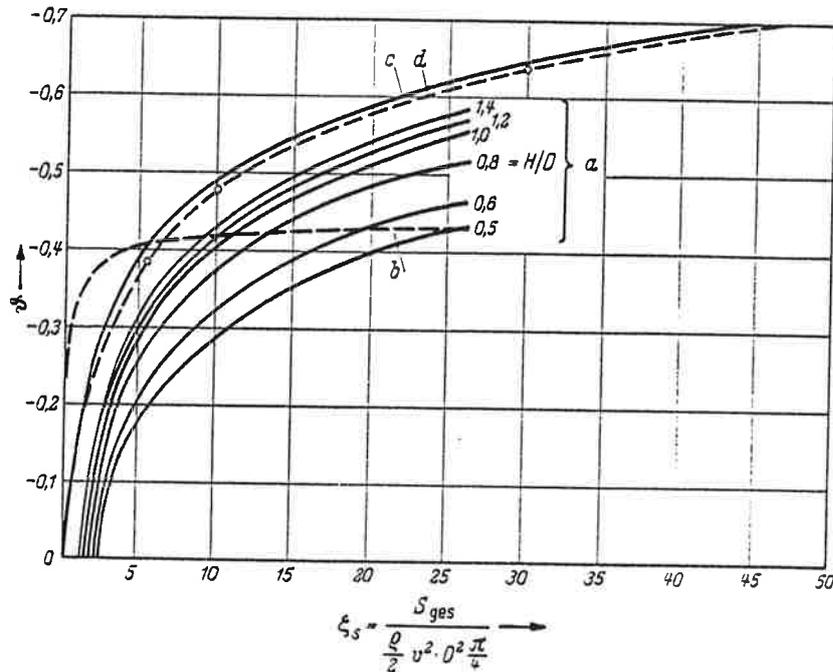


Bild 10. Sogziffer gemäß Theorie und Experiment nach [3].
 Kurvenschar a. Versuchsergebnisse mit freifahrenden Düsenystemen (van Manen), bestehend aus Düse 3 mit Schrauben verschiedenen Steigungsverhältnisses H_0/D . Kurve b. Ergebnisse nach der Theorie Horn-Amtsberg [2], errechnet und eingetragen durch van Manen. Kurven c und d, Ergebnisse nach der Theorie Dickmann-Weisinger [3].
 In Kurve d eingetragen drei beliebige, willkürlich gewählte Werte für ϑ_i nach Gl. 22

baren Ergebnis. (Die Abweichung der Profilwölbung der Düse 4 gegenüber den Düsen Nr. 11 und 7 hat bei der vorliegenden Betrachtung keinerlei Bedeutung.)

In Bild 12 sind die Verhältnisziffer $\frac{\vartheta_i}{\vartheta_\infty}$ für die genannten drei Düsen nach den Freifahrversuchen mit der Schraubenserie B 4-55 für alle untersuchten Steigungsverhältnisse jeweils für beliebige herausgegriffene Fortschrittsziffern (z. B. $A = 0,1; 0,2; 0,3$ usw.) als Punkte mit verschiedener Signatur in Abhängigkeit vom ideellen Gesamtschubbelastungsgrad ζ_{si} eingetragen¹.

Aus all diesen Werten läßt sich keinerlei deutliche Tendenz etwa in Abhängigkeit vom Steigungsverhältnis oder von dem Verhältnis Düsenlänge zu Propellerdurchmesser herauslesen. Unter Berücksichtigung

¹ Mit der Bezeichnung ideeller Belastungsgrad ζ_{si} und ideale Sogziffer ϑ_i sind die Werte des Gesamtschubbelastungsgrades ζ_s bzw. der Düsenziffer ϑ gemeint, die sich mit Berücksichtigung des Düsenwiderstandes W_d gegenüber den effektiv gemessenen Versuchswerten ergeben. Bezeichnet $\zeta_s = \frac{S_p + S_d}{\frac{\rho}{2} v^2 \cdot F_p}$ den

effektiven Gesamtschubbelastungsgrad, der sich mit Benutzung der im Versuch gemessenen Werte für Propellerschub S_p und Düsenwiderstand W_d ergibt, so wird $\zeta_{si} = \frac{S_p + S_d + W_d}{\frac{\rho}{2} v^2 \cdot F_p}$, worin W_d den Widerstand der

Düse bei der zugehörigen Fortschrittschwindigkeit v bezeichnet. Das gleiche gilt für die Unterscheidung der effektiv gemessenen Düsenziffer $\vartheta = -\frac{S_d}{S_p}$ von der ideellen Düsenziffer $\vartheta_i = -\frac{S_d + W_d}{S_p}$.

sichtigung der zu erwartenden Genauigkeit gruppieren sich hingegen alle Werte um eine als Ausgleichskurve gezeichnete Linie $\frac{\vartheta_i}{\vartheta_\infty}$, die man als allgemein gültige Kurve für den Verlauf dieses Verhältniswertes in Abhängigkeit vom ideellen Belastungsgrad ansehen darf.

Die stärkere Abweichung dieser Mittelkurve von der gleichfalls eingetragenen Kurve der Verhältniswerte nach Gl. (22) im Bereich kleinerer Belastungsgrade läßt sich derart deuten, daß die zur Quotientenermittlung nach den Wagener Versuchen benutzten Werte für die Sogziffer im Stand ϑ_∞ nach Bild 13 wegen der Unvollkommenheit der Düsengestalt für den Standversuch (zu kleines Öffnungsverhältnis F_e/F_d) zu klein sind und dementsprechend die mit ihr gebildeten Quotienten für die Sogziffer etwas zu hoch ausfallen. Möglicherweise handelt es sich bei der Abweichung im Bereich kleiner Belastungsgrade auch um einen echten physikalischen Vorgang, der durch die Beeinflussung

der am Außenmantel der Düse vorhandenen Druckverteilung durch die bereits bei geringerer Belastung merkliche Änderung des Anstellwinkels des Düsenprofils hervorgerufen wird (vgl. Horn [1], S. 149 usf.). Es kann daher diese Abweichung von dem rechnerischen Wert lediglich mit der gewählten

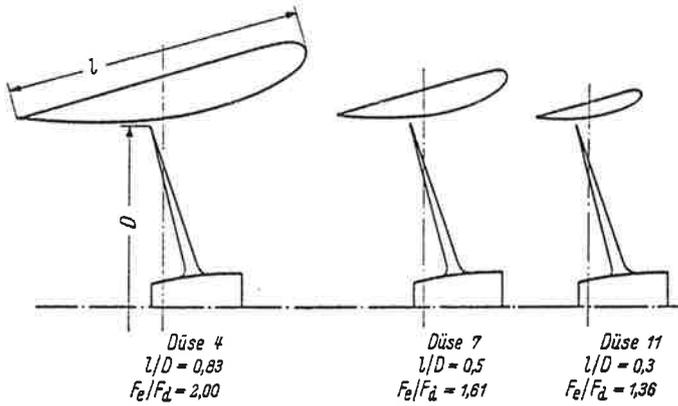


Bild 11. Wagener Düsen Nr. 4, 7 und 11

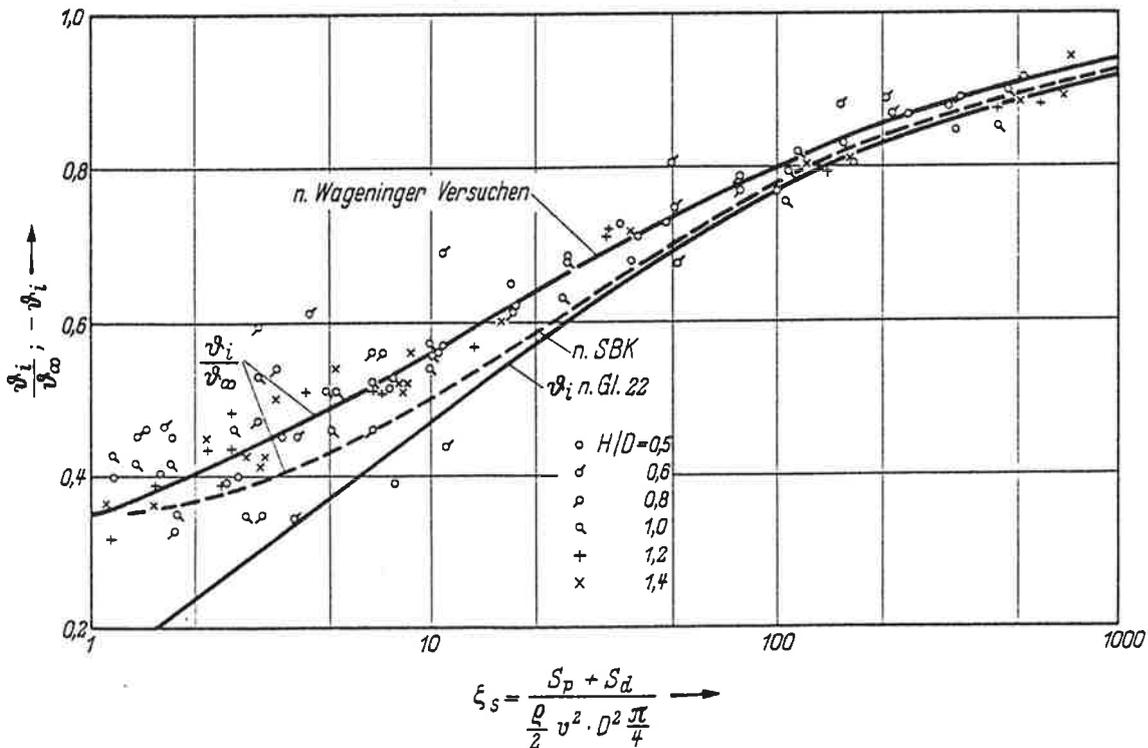


Bild 12. Verhältnis der ideellen Sogziffer ϑ_i zu der Standsogziffer ϑ_∞

Auswertmethode zur Bestimmung der ideellen Sogziffer zusammenhängen, wobei im vorliegenden Fall für den Widerstand der Düse ein über der Fortschrittsgeschwindigkeit gleichbleibender Widerstandsbeiwert ζ_{wd} angenommen wurde.

Als kennzeichnendes Beispiel für die Ergebnisse der Wagener Düsenversuche sind in Bild 13 die

Düsensoziffern ϑ_∞ der drei Düsen 4, 7 und 11 für den Standversuch $v = 0$ in Abhängigkeit vom Steigungsverhältnis H/D der in ihnen untersuchten Propeller der Serie B 4 - 55 dargestellt. Außer dem Einfluß des verschiedenen Düsenlängenverhältnisses l/D entsprechend dem bei annähernd gleichem

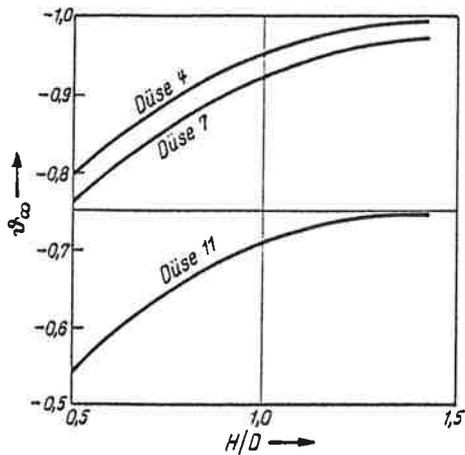


Bild 13. Standsogziffer ϑ_∞ für Düsen 4, 7 und 11 nach [7]

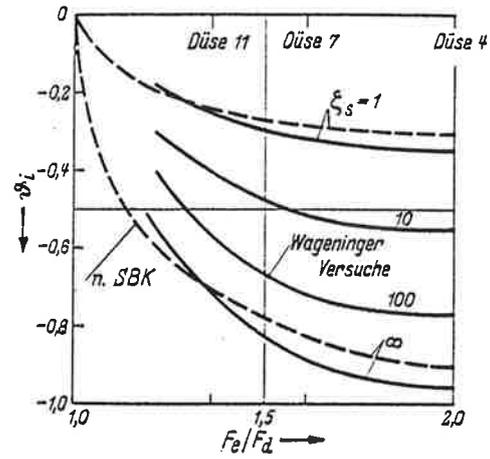


Bild 14. Vergleich der Wageninger ideellen Sogziffern (ausgezogen) mit früheren Werten nach [9] (gestrichelt)

Düsenprofil zugehörigen Öffnungsverhältnis F_e/F_d zeigte sich in dieser Darstellung ein erheblicher Einfluß des Steigungsverhältnisses H/D , der auf die Verschiedenheit der Schubverteilung über die Länge der Flügelblätter von der Nabe zur Flügelspitze zurückzuführen ist. Vergleicht man die Werte für das Steigungsverhältnis $H/D = 1$ im Stand ($\zeta_s = \infty$) und die mit Hilfe der in Bild 12 dargestellten Beziehung $\vartheta_i/\vartheta_\infty$ umgerechneten Werte für den Belastungsgrad $\zeta_s = 1$ mit dem vom Bericht früher

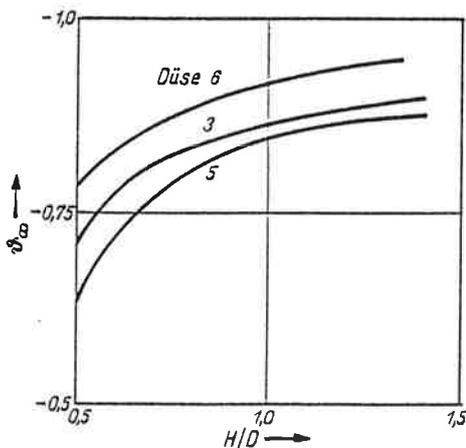
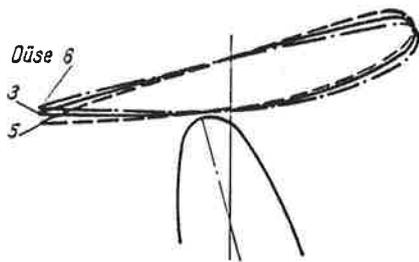


Bild 15. Standsogziffer ϑ_∞ für Düsen 3, 5 und 6 nach [7]

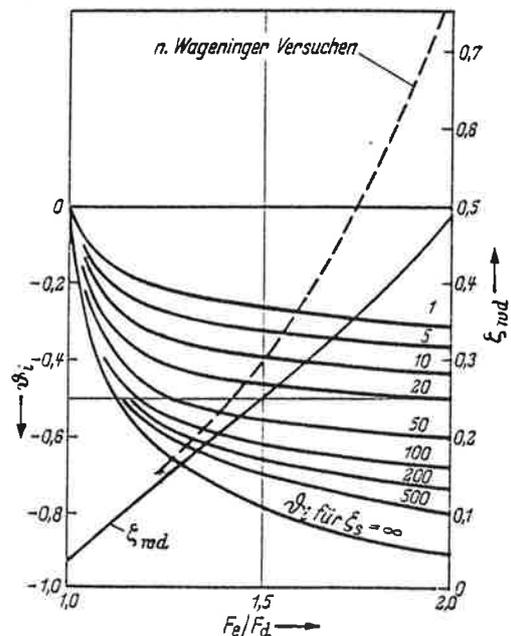


Bild 16. Ideelle Sogziffern und Düseneigenwiderstand nach [9]

angegebenen Werten [9] in Bild 14, so kann eine recht gute Übereinstimmung der früher aus eigenen Beobachtungen gewonnenen Zahlenwerte mit denen der Wageninger Versuchsanstalt festgestellt werden. Die Beeinflussung der Stand-Sogziffer ϑ_∞ durch die verschiedenartigen Formparameter der in Wageningen untersuchten Düsen kommt wegen der unvermeidlichen Streuung aus den Versuchs-

ergebnissen nicht so klar zum Ausdruck, daß man aus ihnen eindeutig klare Abhängigkeiten der Sogziffer von der Düsenform ableiten könnte. Die Auswahl der zweckmäßigsten Düsenform richtet sich im wesentlichen nach der Größe des Düsenwiderstandes und der Höhe des Schubbelastungsgrades: sie beschränkt sich im wesentlichen auf die Wahl des Längenverhältnisses l/D , bei dessen Festlegung außerdem sonstige Konstruktionsbedingungen zu beachten sind. Nähere Angaben hierüber liefern die Darstellungen der Wageninger Veröffentlichungen selbst (vgl. [8]).

Die Gegenüberstellung der in Bild 15 zusammengefaßten Stand-Sogziffer ϑ_∞ für die Düsen 3, 5 und 6 liefert einen qualitativen experimentellen Beweis für die Abhängigkeit der Sogziffer vom Verhältnis der Düsenquerschnitte F_a und F_p , dessen Wert für Düse 6 etwa 4% über und für Düse 5 etwa 4% unter dem Wert der Düse 3 liegt.

Als Grundlage für die Festlegung der Größe ideeller Sogziffern für kreisringförmige Düsen wird die Benutzung des Diagrammes in Bild 16 empfohlen, dessen Werte durch die Ergebnisse der Wageninger Versuche recht gut bestätigt werden. Bei nur teilweiser Ausbildung der ringförmigen Düse erscheint es zweckmäßig, die Sogziffer dem anteiligen Umfang der Ringdüse entsprechend zu reduzieren.

Bei Durchführung von Schiffsmodellversuchen empfiehlt sich die Bestimmung der Stand-Sogziffer ϑ_∞ durch eine Messung des Trossenzuges Z bei der Geschwindigkeit Null. Bei Vernachlässigung des im Stand bei üblichem Heckantrieb sehr geringen Soges des Antriebsorganes auf den Schiffskörper wird

$$\vartheta_\infty = 1 - \frac{Z}{S_p} \quad (24)$$

Mit der weiteren Annahme, daß die Gültigkeit der in Bild 12 dargestellten Abhängigkeit der Sogziffern ϑ_i vom Schubbelastungsgrad ζ_s freifahrender Düsenpropeller auch für Düsenpropeller am Schiff gelte, läßt sich der durch direkte Messung in vielen Fällen (bei im Schiffskörper fest eingebauten Düsen) nur schwer bestimmbare Düsensogetziffer ϑ_i ermitteln und damit eine Analyse der Propulsion in der üblichen Art durchführen, wobei das Antriebssystem Propeller + Düse als eine Einheit betrachtet wird (vgl. [10]).

Einfluß des Düsenwiderstandes

Die bisherigen Betrachtungen, die sich im wesentlichen auf die Düseninnenströmung erstreckten, vernachlässigten den Eigenwiderstand der Düse W_d . Tatsächlich wird im Versuch ein effektiver Düsen Schub S_d gemessen, der um den Düsenwiderstand kleiner ist als der ideale Düsen Schub S_{di} .

$$S_d = -\vartheta \cdot S_p = -\vartheta_i \cdot S_p - W_d \quad (25)$$

Der Eigenwiderstand der Düse läßt sich seiner Entstehungsursache nach in mehrere Anteile gliedern, deren Größenordnung von Horn [1] abgeschätzt wurde. Da der am Außenmantel der Düsen auftretende Ablösungswiderstand von der inneren Düsenströmung infolge der Zirkulationsänderung um das Düsenprofil herum gegebenenfalls mit beeinflußt wird, läßt sich die Größe des Düsenwiderstandes, der bei schublos arbeitendem Propeller offensichtlich aus dem zugehörigen negativen Düsenbeiwert K_{sd} ermittelt werden kann, bei belastetem Düsenpropeller nicht sicher angeben, da er gegebenenfalls auch von der Düsensogetziffer beeinflußt wird. Die Tatsache hingegen, daß die Auswertung der Wageninger Beobachtungen an den Düsen 4, 7 und 11 mit Berücksichtigung eines allgemein mit dem Quadrat der Geschwindigkeit veränderlichen Düsenwiderstandes zu Werten der ideellen Sogziffer ϑ_i geführt hat, deren Quotienten $\vartheta_i/\vartheta_\infty$ gemäß der Darstellung in Bild 12 so gut mit den nach Gl. (22) ermittelten Werten übereinstimmen, spricht sehr dafür, daß die allgemeine Annahme eines gleichbleibenden Beiwertes ζ_{sd} für alle Fortschrittsgeschwindigkeiten berechtigt ist. Der Wert wurde aus dem negativen Düsen Schubbeiwert K_{sd} für die Fortschrittsgeschwindigkeit $A_0 = \frac{v}{n \cdot D}$ ermittelt, bei der gleichzeitig der eigentliche Propellerschub $S_p = \text{Null}$ wird.

$$\zeta_{sd} = -\frac{8}{\pi} \frac{K_{sd}}{A_0^2} \quad (24)$$

Die Durchführung dieser Widerstandsermittlung mit Hilfe der für mehrere Steigungsverhältnisse H/D zur Verfügung stehenden Werte K_{sd} führte für die drei untersuchten Düsen zu den in Bild 17 in Abhängigkeit vom Steigungsverhältnis dargestellten, jeweils recht gut übereinstimmenden Werten. Diese Werte liegen für größere Öffnungsverhältnisse F_e/F_d noch über den vom Bericht früher angegebenen Werten [9], so daß die Annahme berechtigt erscheint, diese früher genannten Werte als Mindestwerte zu benutzen.

Der von Horn (vgl. [2], S. 142) gegen die Höhe dieser Widerstandswerte geltend gemachte Einwand, sie seien aus Versuchen mit zu niedrigen Reynoldsschen Zahlen abgeleitet worden, mag berechtigt

erscheinen. Dies entspricht völlig der Tatsache, daß alle bisher zur Verfügung stehenden Modellversuche mehr oder weniger unter dem Maßstabeinfluß leiden. Andererseits kann die Bestätigung der von Horn beanstandeten Widerstandsbeiwerte durch die Wageninger Versuche als experimenteller Nachweis ihrer Zuverlässigkeit gelten. Beim Übergang auf die Großausführung wird man sogar mit zwei Einflüssen des Maßstabes rechnen dürfen: einmal mit der Verringerung des Düseneigenwiderstandes und zum anderen mit einer Erhö-

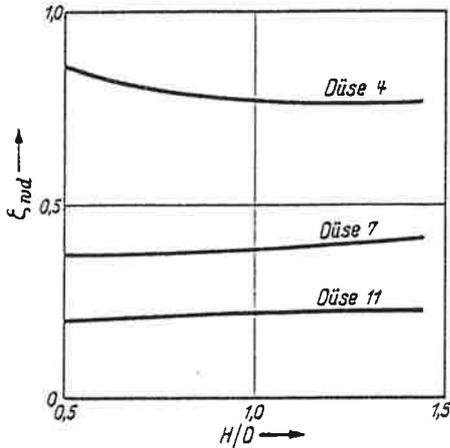


Bild 17. Beiwert des Düseneigenwiderstandes für Düsen 4, 7 und 11 in Abhängigkeit vom Steigungsverhältnis der in ihnen untersuchten Propeller der Wageninger Serie B 4—55 nach [7]

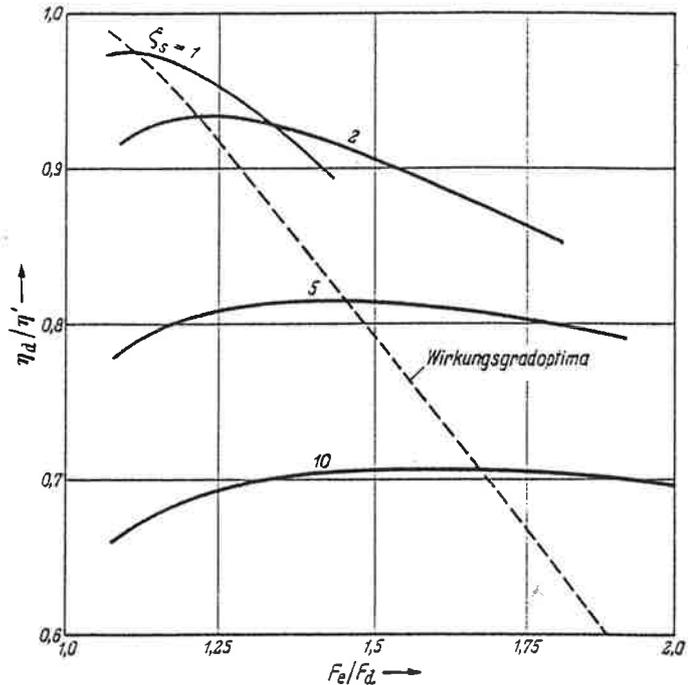


Bild 18. Quotient η_d/η' in Abhängigkeit vom Düsenöffnungsverhältnis F_e/F_d für einige Belastungsgrade ζ_s als Parameter

hung der Düsensogziffer ϑ_i , die durch bessere Umströmung der Düsenvorkanten erzielt wird. Praktisch wirken sich beide Einflüsse gemeinsam in einer Erhöhung der effektiven Sogziffer aus. Die Beurteilung dieser Einflüsse wird erst dann besonders schwierig, wenn es sich um die Analyse von Versuchsergebnissen handelt, die mit Vollringdüsen in unmittelbarer Nähe des Schiffskörpers beobachtet wurden. In diesem Fall unterliegen die Strömungsvorgänge in dem Raum zwischen äußerem Düsenmantel und der benachbarten Außenhaut des Schiffskörpers besonders stark irgendwelchen Maßstabeinflüssen.

Wirkungsgrad der Düsenpropeller

Bei der Bestimmung des Wirkungsgrades für das System Düse + Propeller lassen sich, je nachdem der Düseneigenwiderstand w_d zum Propulsionsorgan oder zum Schiffskörper gerechnet wird, zwei voneinander verschiedene Wirkungsgrade angeben.

Wird der Vergleich zwischen den Wirkungsgraden eines Düsenpropellers und eines Propellers ohne Düse durchgeführt, dann ist der Widerstand der Düse zweifellos zu berücksichtigen; dieser Wirkungsgrad soll in Übereinstimmung mit der Bezeichnungweise der Sogziffer „effektiver Wirkungsgrad η_d “ genannt werden.

Handelt es sich indessen um die Wirkungsgradbestimmung eines Düsenpropellers mit im Schiffskörper fest eingebauter Düse, deren Widerstand im Gesamtwiderstand des Schiffskörpers enthalten ist und somit nicht ohne weiteres angegeben werden kann, soll vom „ideellen Wirkungsgrad η_{di} “ gesprochen werden.

Nach Veröffentlichung der zahlreichen Beobachtungsergebnisse der Wageninger Versuchsanstalt wird es in den meisten Fällen genügen, den effektiven Wirkungsgrad η_d aus den bekannten Diagrammen von von Manen und seiner Mitarbeiter zu entnehmen.

Mit Beachtung der weiter oben getroffenen Feststellung, daß die Größe des Düseneigenwiderstandsbeiwertes ζ_{wd} von der Anströmgeschwindigkeit unabhängig sei, sowie mit Benutzung der in Anhang 1 angegebenen Gl. (1.17) für die Bestimmung der virtuellen Anströmgeschwindigkeit v' läßt sich der Wirkungsgrad der Düsenschraube aus der folgenden Gleichung ermitteln.

$$\eta_d = (1 - \vartheta_i) \frac{v}{v'} \left[1 - \frac{\zeta_{wd}}{\zeta_s} \right] \eta' \tag{27}$$

Der Wirkungsgrad η' ist hierbei der Wirkungsgrad des gleichen Propellers im Freifahrzustand ohne Düse bei der virtuellen Fortschrittsgeschwindigkeit v' und dem zugehörigen Schubbelastungsgrad

$$\zeta_s' = \frac{\zeta_s}{(1 - \vartheta_i) \left(\frac{v'}{v}\right)^2}$$

Die vorstehende Gl. (27) bietet darüber hinaus die Möglichkeit, das optimale Öffnungsverhältnis der Düse F_e/F_d in Abhängigkeit von dem Schubbelastungsgrad ζ_s mit Hilfe einer einfachen Auswahlrechnung zu bestimmen.

Vernachlässigt man für diese Auswahlrechnung die in der Praxis sowieso nur geringen Unterschiede zwischen F_a , F_d und F_p , so erhält man mit Benutzung der hierdurch vereinfachten Gl. (1.17) für das Verhältnis des Düsenwirkungsgrades zu dem Wirkungsgrad der ohne Düse arbeitenden Freifahrtschraube

$$\frac{\eta_d}{\eta'} = \frac{(1 - \vartheta_i) \left(1 - \frac{\zeta_{\text{opt}}}{\zeta_s}\right)}{\times \left\{ 1 + \left[1 - \frac{1}{2(1 - \vartheta_i)} \right] \frac{1}{2} \left[-1 + \sqrt{1 + 2\zeta_s} \right] \right\}} \quad (28)$$

Mit Benutzung der in Bild 16 angegebenen Werte für ϑ_i und ζ_{opt} ergeben sich die in Bild 18 über dem

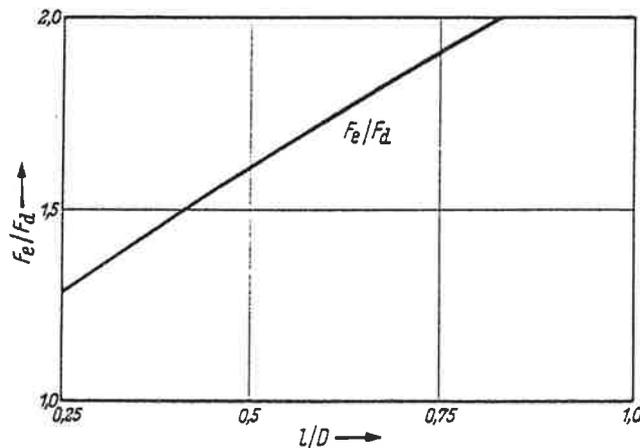


Bild 19. Beziehung zwischen dem Düsenlängenverhältnis l/D und dem Düsenöffnungsverhältnis F_e/F_d für Wageninger Düsen mit dem NACA-Profil 5415 und dem Profilstellwinkel $\alpha_i = 12,7^\circ$

Düsenöffnungsverhältnis F_e/F_d für einige Schubbelastungsgrade ζ_s dargestellten Werte. Da sich der Wirkungsgrad der ohne Düse arbeitenden Freifahrtschraube bei der entsprechenden virtuellen Geschwindigkeit v' für ein und denselben Belastungsgrad ζ_s nur ganz geringfügig in Abhängigkeit vom Öffnungsverhältnis F_e/F_d ändert, darf die Darstellung der Verhältniswerte η_d/η' zur Ermittlung des günstigsten Wertes F_e/F_d benutzt werden¹. Die gestrichelt eingezeichnete Verbindungslinie der Optimalwerte liefert die Abhängigkeit des günstigsten Öffnungsverhältnisses F_e/F_d vom Schubbelastungsgrad ζ_s .

Die dargestellte Abhängigkeit stimmt in der Tendenz recht gut mit der von van Manen [8] angegebenen Tendenz

überein, wenn man die für übliche Düsenausführungen eindeutige Beziehung zwischen Öffnungsverhältnis F_e/F_d und dem Düsenlängenverhältnis l/D nach Bild 19 berücksichtigt.

In Bild 20 sind die zugehörigen Verhältniswerte $\frac{\zeta_s'}{\zeta_s} = \frac{v^2}{(1 - \vartheta_i) v'^2}$ in Abhängigkeit vom Schubbelastungsgrad ζ_s für die untersuchten Öffnungsverhältnisse F_e/F_d dargestellt. Trägt man in das gleiche Diagramm die optimal erreichbaren Wirkungsgrade η_{opt} nach systematischen Freifahrdiagrammen ein (in Bild 20 sind die Werte für die Propeller der Gawn-Serie G 3 - 35, G 3 - 50 und G 3 - 65 dargestellt) und ermittelt mit ihrer Hilfe die Werte für die Düsenwirkungsgrade η_d , so läßt sich die Verbesserung durch die Düse in dem gleichen Diagramm

$$\frac{\Delta \eta}{\eta_{\text{opt}}} = \frac{\eta_d - \eta_{\text{opt}}}{\eta_{\text{opt}}}$$

ablesen.

Die Darstellung in Bild 20 läßt darüber hinaus erkennen, daß zur Erreichung desselben Wirkungsgrades mit der Düse ein Propellerdurchmesser angewandt werden kann, der um das Verhältnis $\sqrt{\frac{\zeta_s^x}{\zeta_s}}$ kleiner sein kann als der Durchmesser D_{opt} der düsenlosen Schraube für den Belastungsgrad ζ_s^x . Der Unterschied $\frac{\Delta D}{D_{\text{opt}}}$ bewegt sich im dargestellten Bereich von 13 bis 24 %, und stimmt der Größenordnung nach ebenfalls gut mit den nach den Wageninger Versuchen ermittelten Werten überein.

¹ Bei größeren Anforderungen an die Genauigkeit dieser Ermittlung kann selbstverständlich der Einfluß des Öffnungsverhältnisses F_e/F_d auf die Werte des Wirkungsgrades η' berücksichtigt werden.

Gegenüber den unmittelbaren Versuchsergebnissen der systematischen Versuche besitzt dieser rechnerische Vergleich den Vorzug, daß die Abhängigkeit des Wirkungsgrades vom Öffnungsverhältnis F_0/F_d deutlicher zum Ausdruck kommt, während die absolute Höhe der Wirkungsgradsteigerung in beiden Fällen sowohl im Modellversuch als auch mit Benutzung der vorliegenden Unterlagen, die ja letzten Endes mit Benutzung ähnlicher Modellversuche entstanden sind, mit einem Unsicherheitsfaktor behaftet bleibt.

Dieser Unsicherheitsfaktor entsteht 1. durch den Maßstabeinfluß auf die Umströmung der Düsen-einlauföffnung, wobei die Druckverteilung mit zunehmender Reynoldsscher Zahl und entsprechend dünner werdender Grenzschicht zu höheren Druckminima und daher zu steigenden negativen ideellen Sogziffern führt; 2. durch den Maßstabeinfluß an den Propellerflügeln selbst, deren Profilwiderstände

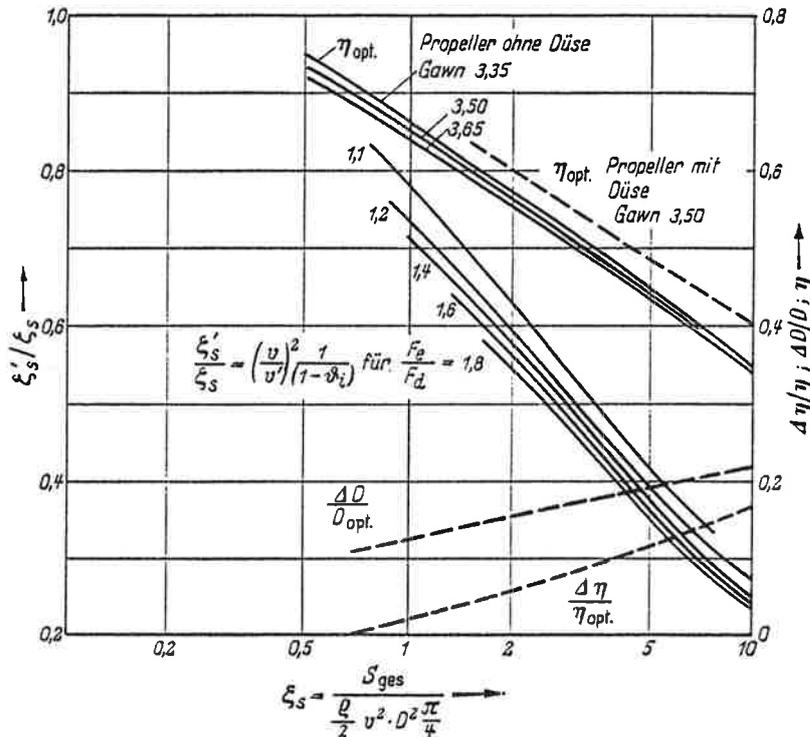


Bild 20. Wirkungsgrad- und Durchmesservergleich für dreiflüglige Gawn-Propeller mit und ohne Düse

in der Düseninnenströmung mit stark ausgeprägtem Druckanstieg durch die Maßstabwirkung auf die Grenzschichtausbildung stärker beeinflußt werden als beim düsenlosen Propeller, ohne wesentlichen Druckanstieg, und 3. durch die Ausgleichswirkung der Düsenströmung auf das ungleichförmige Geschwindigkeitsfeld der Zuströmung bei Anordnung der Düse hinter dem Schiff.

Es muß die Aufgabe der vergleichenden Maßstabforschung bleiben, diese Einflüsse durch sorgfältig ausgeführte Messungen zu untersuchen und geeignete Korrelationsfaktoren zwischen Modellversuch und Großversuch festzulegen. Ebenso unsicher bleibt einstweilen das Ergebnis der Untersuchungen, die die Überlegenheit oder Gleichwertigkeit der Düsenpropeller mit breiten Flügelenden, den sogenannten Kaplanpropellern, gegenüber üblichen Schrauben mit abgerundetem Flügelumriß nachweisen sollten (s. [8]).

Die Anwendung der in homogener Anströmung experimentell oder rechnerisch ermittelten Sogziffern und Wirkungsgrade für Düsenpropeller wird nur in seltenen Fällen ihrer Verwendung zur vollständigen Übereinstimmung der ermittelten Sogziffern und Wirkungsgrade mit den tatsächlich auftretenden Werten führen. Es bleibt hierbei zu beachten, daß die Inhomogenität der Zuströmung zwar für den Propeller selbst weitgehend beseitigt wird. Für den Düsenmantel bleibt sie indessen je nach der Anordnung am Schiffskörper und dem Belastungsgrad ξ_s mehr oder weniger erhalten, auch wenn eine volle Kreisringdüse benutzt wird. Bei nur teilweiser Ausbildung eines ringförmigen Düsenmantels werden die Schwierigkeiten für die Benutzung der Werte aus Freifahrversuchen mit Vollringdüsen noch größer. Man kann sich in diesem Fall so helfen, daß man die ideellen Sogziffern der Düse bei einem

beliebigen Belastungsgrad aus der experimentell zu ermittelnden Sogziffer im Stand berechnet, und zwar unter der Annahme, daß das Verhältnis dieser beiden Sogziffern zueinander dasselbe bleibt wie das Verhältnis der rechnerisch nach Gln. (22) und (23) bestimmten Werte. Der in Bild 12 durchgeführte Nachweis für die Richtigkeit dieser Annahme für die verschiedensten Größen der Wagener Düsen gibt für diese bereits eine brauchbare Bestätigung, so daß man sicher keinen großen Fehler begeht, wenn man diese Annahme auch für die Verhältnisse bei nicht voll ausgebildeten Ringdüsen oder nicht rotationssymmetrischen Düsen beibehält (vgl. [10]).

Der Düseneigenwiderstand des Düsenmantels muß in den zuletzt erwähnten Fällen aus der Differenz der Schleppwiderstände des Schiffmodells ohne und mit eingebauter Düse (ohne Propeller) bestimmt werden.

Kavitation

Die für das Auftreten von Kavitation an den Flügelblättern maßgebliche Druckverteilung um die Flügelblattschnitte weist bei den Düsenpropellern einen grundlegenden Unterschied auf gegenüber der Druckverteilung um die Flügelblattschnitte düsenfreier Propeller. Während die Druckverteilung

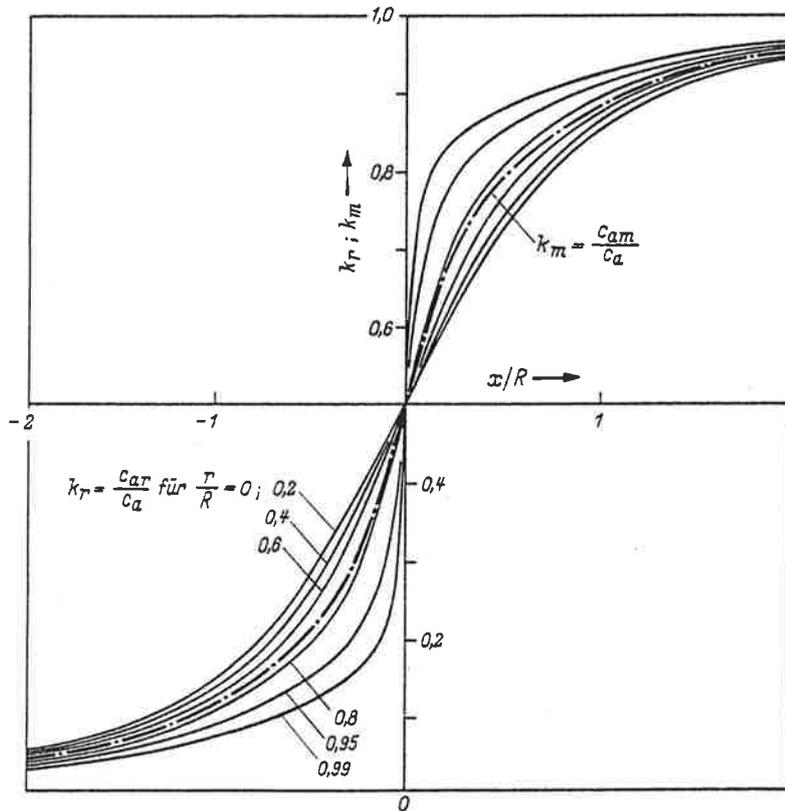


Bild 21. Induktion der axialen Zusatzgeschwindigkeit c_a durch einen homogenen Wirbelzylinder nach [11]

c_{ar} = örtliche axiale Zusatzgeschwindigkeit

c_{am} = mittlere axiale Zusatzgeschwindigkeit im Querschnitt x

c_a = $v(-1 + \sqrt{1 + \zeta_s})$ Zusatzgeschwindigkeit unendlich weit hinter der Schraube

um die Blattschnitte düsenfreier Propeller mit verkümmertem Drucksprung in der Propellerkreisebene in ihrem Charakter sehr weit mit der Druckverteilung von Einzelflügeln übereinstimmt, wird die Druckverteilung um die Blattschnitte der Düsenpropeller durch den voll ausgeprägten Drucksprung innerhalb des Propellers von der eintretenden Kante zur austretenden Kante gegenüber der des Einzelflügels verzerrt. Macht man indessen die Annahme, daß der für die Kavitationserscheinung maßgebende vordere Flügelteil für gleiche Auftriebserzeugung in beiden Fällen einen gleichartigen Druckverlauf aufweist, dann läßt sich die für den düsenfreien Propeller übliche Kavitationsbetrachtung auch auf den Düsenpropeller übertragen.

Für die Ermittlung der Kavitationszahl $\sigma = \frac{p - e}{q}$ ist, gleichviel, ob der Staudruck q sich auf die Fortschrittsgeschwindigkeit oder auf die Umfangsgeschwindigkeit des Propellers bezieht, bei der Fest-

legung des statischen Druckes p die Druckabsenkung Δp_1 in dem Düseneinlauf zu berücksichtigen. Werden die statischen Drücke des Düsenstrahles folgendermaßen bezeichnet

- p_0 in ungestörtem Wasser unendlich weit vor und hinter der Düse,
- p_{d1} in der Düse unmittelbar vor dem Propeller,
- p_{d2} in der Düse unmittelbar hinter dem Propeller,
- p_a in der Austrittsebene der Düse,

so wird

$$\Delta p_1 = p_0 - p_{d1} = \frac{\rho}{2} (v_d^2 - v_e^2) = \frac{\rho}{2} v_e^2 \left(\frac{v_d^2}{v_e^2} - 1 \right) \quad (29)$$

mit

$$\frac{v_d}{v_e} = 1 + \frac{\varepsilon_{\max}}{2} \left[-1 + \sqrt{1 + 2 \frac{F_p}{F_a} \varepsilon_{\max}} \right], \quad (30)$$

worin ε_{\max} das Verhältnis der maximalen Zusatzgeschwindigkeit zu der mittleren Zusatzgeschwindigkeit bedeutet. Als Zahlenwert für ε_{\max} kann in erster Näherung der Quotient $\varepsilon = k_r/k_m$ benutzt werden, der sich aus den Verhältniszahlen $k_r = c_{ar}/c_a$ und $k_m = c_{am}/c_a$ für die von einem einseitig unendlich langen Wirbelzylinder induzierten örtlichen Zusatzgeschwindigkeiten $c_{ar} = f(r/R)$ etwa für $r = 0,9 R$ und der mittleren Zusatzgeschwindigkeit c_{am} er-

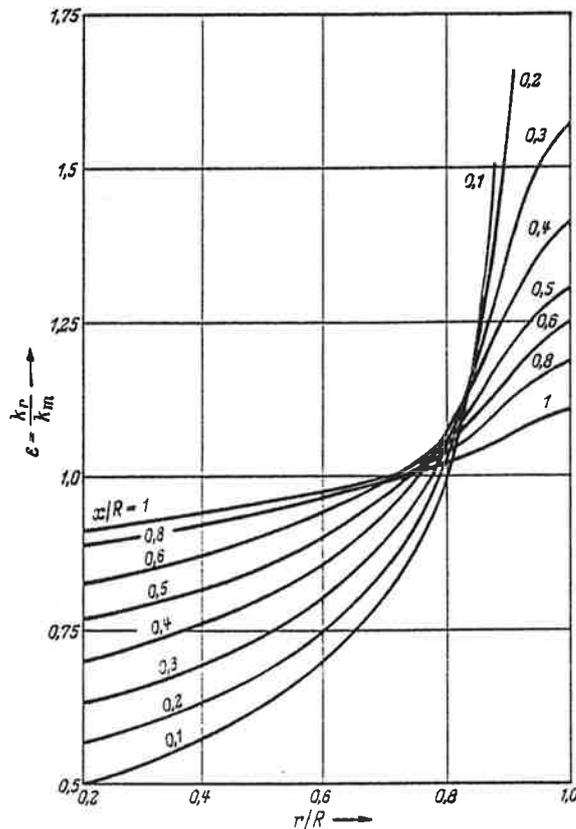


Bild 22. Verhältnis der axialen örtlichen Zusatzgeschwindigkeit c_a zu der mittleren Zusatzgeschwindigkeit c_{am} ; $\varepsilon = c_{ar}/c_{am} = k_r/k_m$ (nach Bild 21)

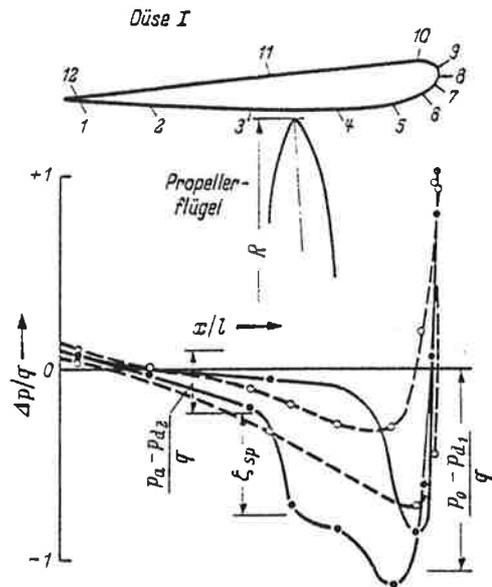


Bild 23. Druckverlauf am Düsenprofil für ein Öffnungsverhältnis $F_e/F_d = 1,32$ und einem Schubbelastungsgrad $\xi_s = 0,73$

geben (s. Bilder 21 und 22). Das vordere Ende des rechnerisch angenommenen homogenen Wirbelzylinders wird in die Vorderkante des Düsenprofils verlegt ($x/R = 0$).

Wieweit das Diagramm in Bild 22 auch für die Untersuchung der einzelnen Blattschnitte bzw. die Bestimmung der Steigungswinkel benutzt werden kann, müßte eine besondere Untersuchung ergeben.

Wendet man die vorstehenden Betrachtungen auf das Ergebnis einer früher durchgeführten Druckverteilungsmessung an (vgl. Diskussion zu [1], S. 185), dann erhält man mit Benutzung der hierfür geltenden Zahlenwerte und mit der Annahme, daß der gesamte Schraubenstrahl durch die Propellerquerschnittsfläche F_p hindurchtritt und damit die Wasserdurchtrittsgeschwindigkeit v_d durch die Arbeitsebene des Propellers $v_d = F_a/F_p \cdot v_a$ wird, die in Bild 23 eingezeichneten Druckänderungen.

$$A = 0,8 \quad \frac{F_a}{F_p} = \left(\frac{197}{188}\right)^2 = 1,1$$

$$k_s = 0,183 \quad \zeta_s = \frac{8}{\pi} \cdot \frac{k_s}{A^2} = 0,73$$

$$k_{sp} = 0,134 \quad \zeta_{sp} = \frac{8}{\pi} \cdot \frac{k_{sp}}{A^2} = 0,535$$

$$\frac{v_a}{v_e} = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + 2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a}} \right) = 1,262$$

$$\Delta p_2 = p_a - p_{d2} = \frac{\rho}{2} v_e^2 \left(\frac{v_a^2}{v_e^2} - \frac{v_a^2}{v_e^2} \right)$$

$$\frac{\Delta p_2}{\frac{\rho}{2} v_e^2} = \frac{v_a^2}{v_e^2} \left[\left(\frac{F_a}{F_p} \right)^2 - 1 \right] = 1,262^2 [1,1^2 - 1] = 0,336.$$

Der mittlere Drucksprung des Propellers wird

$$\frac{\Delta p}{\left(\frac{\rho}{2}\right) v_e^2} = \frac{p_{d2} - p_{d1}}{\left(\frac{\rho}{2}\right) v_e^2} = \zeta_{sp} = 0,535.$$

Für den Druckabfall im Einlauf der Düse bei $x/R = 0,2$ und $r/R = 0,9$ erhält man einen Wert $\epsilon = 1,6$, mit dessen Benutzung als Maximalwert das Verhältnis der größten örtlichen Durchflußgeschwindigkeit v_d zu der Anströmgeschwindigkeit v_e den Wert annimmt

$$\frac{v_d}{v_e} = 1 + \frac{\epsilon_{\max}}{2} \left[-1 + \sqrt{1 + 2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a}} \right] = 1,42$$

und damit der Druckabfall in den äußeren Zonen des Propellerstrahles in der Nähe der Düsenwand wird

$$\frac{\Delta p_1}{\left(\frac{\rho}{2}\right) v_e^2} = \frac{p_0 - p_{d1}}{\left(\frac{\rho}{2}\right) v_e^2} = \frac{v_d^2}{v_e^2} - 1 = -1,02.$$

Während die Übereinstimmung der errechneten Druckänderungen für den Düsenaustritt und für den Drucksprung in der Propellerkreisfläche als experimentelle Bestätigung der durchgeführten Rechnungen angesehen werden kann, muß die verhältnismäßig gute Übereinstimmung des Druckabfalles im Düsenlauf mehr als Zufallstreffer ohne große Beweiskraft gewertet werden. Durch den vollständigen Verlust aller früheren Meßergebnisse und Berechnungen war es mir nicht möglich, diese Frage weiter zu untersuchen. Es ist hierbei zu beachten, daß die Zahlenwerte für ϵ nur für einen homogen mit gleich starker Wirbelbelegung angenommenen Halbzylinder gelten oder gleichbedeutend einem unendlich-flügeligen Propeller im Rohr mit gleich starker Senkenbelegung über die ganze Kreisfläche. Tatsächlich aber ist ja die Schubverteilung über dem Radius nicht linear ansteigend verteilt, sondern in Gestalt einer Kurve, die im Bereich der Flügelschnitte um $r/R = 0,75$ herum ein Maximum der mittleren Zusatzgeschwindigkeit c_a für die zylindrischen Strömungsschichten aufweist, das je nach Belastungsgrad und Flügelzahl für die bei Frachtschiffen üblichen Belastungen bei etwa 30 bis 40° liegt.

Die vorstehenden Annahmen können daher nur als allererste Näherungen für den Konstrukteur im Projektbüro dienen, und es ist zu hoffen, daß die weitere Durchführung der experimentellen Untersuchung von Düsenpropellern im Kavitationskanal sichere und brauchbarere Unterlagen für die Beurteilung des Kavitationsproblems liefern wird.

Die rein rechnerische Behandlung dieses Problems wird wegen der Wechselwirkung zwischen Zirkulationsverteilung über den Propellerflügel einerseits und der für die Formgebung der Düse erforderlichen Singularitätenverteilung andererseits vornehmlich der Auswahl der Optimallösungen vorbehalten bleiben, während die Behandlung aller in der Praxis von den Optimalbedingungen abweichenden Aufgaben noch weitgehend auf die Durchführung des Experiments angewiesen bleiben wird, insbesondere in den Fällen, in denen die Düsengestalt von der kreisringförmigen Ausbildung erheblich abweicht.

Zusammenfassung

Die Auswertung der von der Wageningen Versuchsanstalt veröffentlichten Versuchsergebnisse mit Düsenpropellern ermöglicht die Nachprüfung der Zulässigkeit einiger theoretischer Hypothesen, die für den Entwurf und die Auswahl der günstigsten Propeller-Düsenkombination sowie für die Auswertung von Propulsionsversuchen mit Düsenpropellern von Bedeutung sind.

Die Nachprüfung kommt zu dem Ergebnis, daß bereits die Folgerungen der einfachen Strahltheorie zu recht guten Aussagen über die Wirkungsweise von Düsenpropellern führen, deren Verbesserung durch die Berücksichtigung der verschiedenartigen Zirkulationsverteilung über die Flügelblätter möglich erscheint. Die summarische Ermittlung dieses Einflusses mit Hilfe der in einem zylindrischen Rohr arbeitenden Schraube führt zu Korrelationsfaktoren, deren Berücksichtigung bei der Berechnung die Anwendung von alleinfahrenden Schrauben in Düsen ermöglicht.

Es wird weiterhin nachgewiesen, daß das Verhältnis der ideellen Sogziffern bei beliebiger Schubbelastung zu der Sogziffer im Stand lediglich vom Schubbelastungsgrad abhängig ist.

Die früher angegebenen Werte für Sogziffern und Düsen eigenwiderstände werden von den Wageningen Versuchsergebnissen recht gut bestätigt.

Für die Steigungsbestimmung und die Kavitationsrechnung wird die Benutzung eines Diagrammes empfohlen, das die Größe der axialen Zusatzgeschwindigkeit innerhalb des Propellerstrahles angibt.

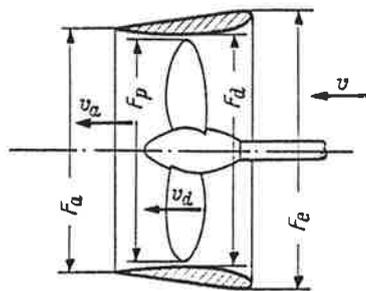
Anhang I

Bestimmung der „virtuellen“ Fortschrittsgeschwindigkeit eines Düsenpropellers [9]

Die nachfolgende Ableitung setzt ablösungsfreie Strömung innerhalb der Düse voraus. Der aus der Düsenaustrittsebene mit der über den Austrittsquerschnitt F_a gleichbleibenden Geschwindigkeit $v_a = v + c_a$ austretende Propellerstrahl hat in der Austrittsebene keinerlei Druckänderung gegenüber dem umgebenden Wasser. Der Gesamtschub der Düse + Propeller wird nach dem Impulssatz

$$S = \rho (v + c_a) c_a \cdot F_a = \frac{\rho}{2} v^2 \zeta_s \cdot F_p, \tag{1.1}$$

woraus sich für das Verhältnis c_a/v nach den folgenden Zwischenrechnungen



$$\left(1 + \frac{c_a}{v}\right) \frac{c_a}{v} = \frac{1}{2} \zeta_s \cdot \frac{F_p}{F_a} \tag{1.2}$$

und
$$\left(\frac{c_a}{v}\right)^2 + \frac{c_a}{v} = \zeta_s \cdot \frac{F_p}{2 F_a} \tag{1.3}$$

ergibt
$$\frac{c_a}{v} = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \zeta_s \cdot \frac{F_p}{2 F_a}}, \tag{1.4}$$

oder
$$\frac{c_a}{v} = \frac{1}{2} \left(-1 \pm \sqrt{1 + 2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a}}\right). \tag{1.4a}$$

Bild 24. Schema für Düsenpropeller (Querschnitte sind durch die zugehörigen Durchmesser gekennzeichnet)

Gesucht wird die Fortschrittsgeschwindigkeit v' des in der Düse arbeitenden Propellers, bei der er als alleinfahrender Propeller ohne Düse bei gleicher Drehzahl denselben Schub S' erzeugt wie in der Düse bei der Fortschrittsgeschwindigkeit v . Diese Fortschrittsgeschwindigkeit v' wird die „virtuelle“ Fortschrittsgeschwindigkeit der Düsen schraube genannt.

Es muß also die Bedingung erfüllt sein

$$S' = S_p = \frac{S}{1 - \theta_1} \tag{1.5}$$

Da nach der allgemeinen Strahltheorie der Schub S' einer freifahrenden Schraube mit der Schraubenkreisfläche F_p bei der Anströmgeschwindigkeit v' und der Strahlzusatzgeschwindigkeit c_a' gemäß dem Impulssatz

$$S' = \rho F_p \left(v' + \frac{c_a'}{2}\right) c_a' \tag{1.6}$$

ist, liefert die Zusammenfassung der Gln. (1.5) und (1.6) folgende Gleichung:

$$\frac{S}{1 - \theta_1} = \rho F_p \left(v' + \frac{c_a'}{2}\right) c_a'. \tag{1.7}$$

Nimmt man an, daß die Durchtrittsgeschwindigkeit des Schraubenstrahles beim Schub S_p im Bereich der Schraubenarbeitsebene $v_d = v' + c_a'/2$ die gleiche sei wie die Durchtrittsgeschwindigkeit im Arbeitsquerschnitt der düsenfreien Schraube bei dem gleich großen Schub S' und daß diese Geschwindigkeit v_d sich über den ganzen Düsenquerschnitt F_d erstreckt, dann verlangt die Kontinuitätsbedingung für die Düseninnenströmung

$$(v + c_a) \cdot F_a = \left(v' + \frac{c_a'}{2}\right) F_d \quad (1.8)$$

woraus

$$\left(v' + \frac{c_a'}{2}\right) = (v + c_a) \frac{F_a}{F_d} \quad (1.8a)$$

und

$$c_a' = 2 \left[\frac{F_a}{F_d} (v + c_a) - v' \right]. \quad (1.8b)$$

Mit Berücksichtigung der vorstehenden Gln. (1.8a) und (1.8b) geht Gl. (1.7) über in

$$\frac{S}{1 - \vartheta_i} = \rho (v + c_a) \frac{F_a}{F_d} \cdot 2 \left[\frac{F_a}{F_d} (v + c_a) - v' \right] \cdot F_p \quad (1.9)$$

oder

$$\frac{S}{2 \rho v^2 F_p (1 - \vartheta_i)} = \left(1 + \frac{c_a}{v}\right) \frac{F_a}{F_d} \left[\left(1 + \frac{c_a}{v}\right) \frac{F_a}{F_d} - \frac{v'}{v} \right] \quad (1.10)$$

mit

$$\frac{S}{\frac{\rho}{2} v^2 F_p} = \zeta_s \text{ wird somit}$$

$$\frac{\zeta_s}{4(1 - \vartheta_i) \left(1 + \frac{c_a}{v}\right) \frac{F_a}{F_d}} = \left(1 + \frac{c_a}{v}\right) \frac{F_a}{F_d} - \frac{v'}{v} \quad (1.11)$$

und daher

$$\frac{v'}{v} = \left(1 + \frac{c_a}{v}\right) \frac{F_a}{F_d} - \frac{\zeta_s}{4(1 - \vartheta_i)} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{c_a}{v}\right) \frac{F_a}{F_d}} \quad (1.12)$$

Mit der Gl. (1.1a) wird der Ausdruck $\left(1 + \frac{c_a}{v}\right) = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{A})$, worin $A = 1 + 2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a}$; damit wird

$$\frac{v'}{v} = \frac{1}{2} \frac{F_a}{F_d} (1 + \sqrt{A}) - \frac{\zeta_s}{2(1 - \vartheta_i)} \frac{F_d}{F_a} \frac{1}{1 + \sqrt{A}} \frac{1 - \sqrt{A}}{1 - \sqrt{A}} \quad (1.13)$$

und mit Beachtung, daß $(1 + \sqrt{A})(1 - \sqrt{A}) = 1 - 1 - 2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a} = -2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a}$

$$\frac{v'}{v} = \frac{1}{2} \frac{F_a}{F_d} (1 + \sqrt{A}) - \frac{F_d}{2(1 - \vartheta_i) F_p} \cdot \frac{1}{2} (-1 + \sqrt{A}) \quad (1.14)$$

$$= \frac{F_a}{F_d} + \frac{F_a}{F_d} \frac{1}{2} (-1 + \sqrt{A}) - \frac{F_d}{2(1 - \vartheta_i) F_p} \frac{1}{2} (-1 + \sqrt{A}). \quad (1.15)$$

Setzt man nunmehr wieder $A = 1 + 2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a}$, dann wird

$$\frac{v'}{v} = \frac{F_a}{F_d} + \left(\frac{F_a}{F_d} - \frac{F_d}{2(1 - \vartheta_i) F_p} \right) \frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + 2 \zeta_s \frac{F_p}{F_a}} \right). \quad (1.16)$$

Da die axiale Durchtrittsgeschwindigkeit des Schraubenstrahles für endlich-flügelige Propeller am Ort des Flügels größer ist als die nach der allgemeinen Strahltheorie errechnete Geschwindigkeit $v' + c_a/2$ (Einfluß des Zirkulationsminderungsfaktors κ), demgegenüber aber die Durchtrittsgeschwindigkeit in der Düse bedeutend gleichmäßiger über den ganzen Querschnitt verteilt ist (κ strebt dem

Wert eins zu), wurde zwecks Berücksichtigung dieses Einflusses der Berichtigungsfaktor \bar{z} eingeführt, so daß die Gl. (1.16) übergeht in

$$v' = v \cdot \bar{z} \left\{ \frac{F_a}{F_d} + \frac{1}{2} \left(\frac{F_a}{F_d} - \frac{F_d}{2(1-\vartheta_i)F_p} \right) \left(-1 + \sqrt{1 + 2\zeta_s \frac{F_p}{F_a}} \right) \right\} \quad (1.17)$$

Der effektive Wirkungsgrad des Düsenpropellers ist

$$\eta_d = \frac{S \cdot v}{2\pi n \cdot M} = \frac{k_s}{k_m} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{v}{n \cdot D} \quad (1.18)$$

Mit
$$k_s = k_{sp} (1 - \vartheta_i) \left(1 - \frac{\zeta_{wd}}{\zeta_s} \right)$$

und
$$\frac{k_{sp}}{k_m} = \frac{k_s'}{k_m'} \text{ für } k_{sp} = k_s'$$

wird
$$\eta_d = \frac{k_s'}{k_m'} \cdot \frac{v'}{n \cdot D} \cdot \frac{v}{v'} \cdot \frac{1}{2\pi} (1 - \vartheta_i) \left(1 - \frac{\zeta_{wd}}{\zeta_s} \right) \quad (1.19)$$

Der Berichtigungsfaktor in Gl. (1.17) wurde mit Benutzung zahlreicher Meßergebnisse früherer Düsenpropeller-Freifahrversuche für die üblicherweise vorkommenden Steigungsverhältnisse im Bereich $0,8 < H/D < 1,2$ einheitlich $\bar{z} = 0,9$ gesetzt¹.

Anhang 2

Ermittlung der Durchflußgeschwindigkeit v_d durch die Propellerebene

a) Propeller im Zylinder

Annahme: Gesamtschub = Propellerschub; keine Druckänderung im austretenden Strahl mit homogener Zusatzgeschwindigkeit c_a gegenüber dem umgebenden Wasser

$$S = \rho \cdot F_a (v + c_a) c_a \quad (2.1)$$

Mit $\zeta_s = \frac{S}{\frac{\rho}{2} v^2 \cdot F_p} = \frac{8}{\pi} \frac{k_s}{A^2}$, worin F_p der Vereinfachung wegen beim Zylinder durch F_a ersetzt

wird, ergibt sich aus der Gl. (2.1) für

$$\frac{c_a}{v} = \frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + 2\zeta_s} \right) \quad (2.2)$$

und mit $v_d = v_a = v + c_a$ für

$$\frac{v_d}{n \cdot D} = \frac{v_a}{n \cdot D} = \frac{v}{n \cdot D \cdot 2} \left(1 + \sqrt{1 + 2\zeta_s} \right) \quad (2.3)$$

b) Propeller ohne Zylinder

nach Strahltheorie wird $S_0 = \rho F_p \left(v_0 + \frac{c_{a0}}{2} \right) c_{a0}$ (2.4)

Mit $\zeta_{s0} = \frac{S_0}{\frac{\rho}{2} v_0^2 \cdot F_p} = \frac{8}{\pi} \cdot \frac{k_{s0}}{A_0^2}$, worin k_{s0} den Schubbeiwert und A_0 die zugehörige Fortschritts-

ziffer des alleinfahrenden Propellers bezeichnen, wird

$$\frac{c_{a0}}{v_0} = -1 + \sqrt{1 + \zeta_{s0}}, \quad (2.5)$$

so daß mit $v_{d0} = v_0 + k_c \cdot \frac{c_{a0}}{2}$ der am Ort des Flügelblattes vorhandenen Durchtrittsgeschwindigkeit

$$\frac{v_{d0}}{n \cdot D} = \frac{v_0}{n \cdot D} \left[1 + \frac{k_c}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \zeta_{s0}} \right) \right] \quad (2.6)$$

Die Übereinstimmung der beiden Werte $\frac{v_{d0}}{n \cdot D} = \frac{v_d}{n \cdot D}$ für $k_{s0} = k_s$ liefert die im oberen Teil des Bildes 7 angegebenen Werte für k_c .

¹ In der früheren Darstellung [9] bedeutet ϑ die ideelle Sogziffer, woraus sich der Unterschied in den beiden Schreibweisen ergibt.

Literatur

- [1] Horn, F.: Beitrag zur Theorie ummantelter Schiffsschrauben. Jahrb. STG Bd. 41 (1940), S. 106.
 [2] Horn, F., und H. Amtsberg: Entwurf von Schiffsdüsenanlagen. Jahrb. STG Bd. 44 (1950).
 [3] Dickmann, H., und J. Weissinger: Beitrag zur Theorie optimaler Düsenpropeller (Kortdüsen). Jahrb. STG Bd. 49 (1955), S. 253.
 [4] Busmann, F.: Die Wirkungsgradverbesserung durch ummantelte Schiffsschrauben. Zeitschr. Werft Reed. Hafen Jg. 15 (1934), S. 29.
 [5] Kort, L.: Der neue Düsenpropellerantrieb. Zeitschr. Werft Reed. Hafen Jg. 15 (1934), S. 41.
 [6] Stieß, W.: Erweiterte Strahltheorie für Düsenpropeller mit und ohne Leitapparat. Zeitschr. Werft Reed. Hafen Jg. 17 (1936), S. 221 und S. 239.
 [7] van Manen, J.: Recent research on propellers in nozzles. Internat. Shipb. Progress Vol. 4 (1957), Nr. 36, S. 395.
 [8] van Manen, J., and A. Superina: The design of screw-propellers in nozzles. Internat. Shipb. Progress Vol. 6 (1959), Nr. 55, S. 95.
 [9] Gutsche, F.: Schiffbaukalender 1935; 1939; 1941; 1942.
 [10] Gutsche, F.: Auswertung und Analyse von Propulsionsversuchen mit Düsenpropellern. SVA-Bericht Nr. 223.
 [11] Gutsche, F.: Die Induktion der axialen Strahlzusatzgeschwindigkeit in der Umgebung der Schraubenebene. Schiffstechnik Heft 12/13, S. 31, Bild 3.
 Einige Arbeiten über Düsenpropeller, die im Schrifttum [3] noch nicht enthalten sind:
 [12] Vollbrecht, E.: Sobre propulsores combinados. Ingenieria Naval 26. Jg., Nr. 275, S. 216.
 [13] Schuschkin, W. N.: Hydrodynamische Entwurfsrechnung drehbarer Düsen. Arbeiten des Zentralen Wissenschaftlichen Forschungsinstitutes für Flußschiffahrt (ZNIIRF), Ausgabe 37, Leningrad 1958.
 [14] Semjenow, L. A.: Bestimmung des Auftriebes (Querkraft) und des Widerstandes drehbarer Düsen. Zeitschr. Schiffbau (Sudostrojenie) 23 (1957), Nr. 9, S. 6–10.
 [15] Sokolow, Kowalenko, Kusnezow: Manövriereigenschaften von Schiffen mit Ruderdüsen. Zeitschr. Flußschiffahrt (Retschnoj Transport) 17 (1958), Nr. 4, S. 20/29.
 [16] Vollbrecht, E.: Betrachtungen über Methoden zum Entwurf optimaler Düsenpropeller. Schiffstechnik Bd. 6 (1959), Heft 33, S. 145.

Zeichenübersicht

D	m	Propellerdurchmesser
H	m	Propellersteigung
l	m	Düsenlänge
$F_p = D^2 \frac{\pi}{4}$	m ²	Flächeninhalt des Propellerkreises
F_d	m ²	Flächeninhalt des inneren Düsenquerschnittes in der Arbeitsebene des Propellers
F_e	m ²	Flächeninhalt des äußeren Düsenquerschnittes am Einlauf
F_a	m ²	Flächeninhalt des inneren Düsenquerschnittes am Auslauf
n	s ⁻¹	sekundliche Drehzahl des Propellers
v	m ¹ s ⁻¹	Fortschrittsgeschwindigkeit
$u(1...2)$	m ¹ s ⁻¹	Umfangsgeschwindigkeit (vor ... hinter dem Propeller)
w	m ¹ s ⁻¹	resultierende Geschwindigkeit
v_d	m ¹ s ⁻¹	Durchtrittsgeschwindigkeit (durch Düse oder Propellerebene)
c	m ¹ s ⁻¹	Absolutgeschwindigkeit
c_a	m ¹ s ⁻¹	axiale Zusatzgeschwindigkeit
c_u	m ¹ s ⁻¹	tangentiale Zusatzgeschwindigkeit
S	kp	Gesamt Schub des Propellers oder des Systems Düse – Propeller
S_p	kp	Schub des Propellers allein
S_d	kp	Schub des Düsenmantels
W_d	kp	Widerstand des Düsenmantels
Z	kp	Trossenzug
M	mkp	Drehmoment des Propellers
$k_s = \frac{S}{\rho n^2 D^4}$		Schubbeiwert des Gesamtschubes
$k_{sp} = \frac{S_p}{\rho n^2 D^4}$		Schubbeiwert des Propellerschubes
$k_m = \frac{M}{\rho n^2 D^5}$		Momentenbeiwert des Propellers
$\zeta_s = \frac{S}{\frac{\rho}{2} v^2 D^2 \frac{\pi}{4}}$		Schubbelastungsgrad für Gesamtschub
$\zeta_{sp} = \frac{S_p}{\frac{\rho}{2} v^2 D^2 \frac{\pi}{4}}$		Schubbelastungsgrad für Propellerschub

$\zeta_{wd} = \frac{W_d}{\frac{\rho}{2} v^2 D^2 \frac{\pi}{4}}$	Widerstandsbeiwert der Düse
ζ_a	Auftriebsbeiwert
p	kpm ⁻² statischer Druck
q	kpm ⁻² Staudruck
p_0	kpm ⁻² statischer Druck im ungestörten Wasser
p_a	kpm ⁻² statischer Druck im Austrittsquerschnitt
p_1 bzw. p_{d1}	kpm ⁻² statischer Druck vor der Schraube
p_2 bzw. p_{d2}	kpm ⁻² statischer Druck hinter der Schraube
$\Delta p = p_2 - p_1$	kpm ⁻² Drucksprung in der Propellerkreisfläche
e	kpm ⁻² kritischer Druck für Einsatz der Kavitation (Dampfdruck)
$\vartheta = - \frac{S_d}{S_p}$	effektive Sogziffer der Düse
$\vartheta_i = - \frac{S_d + W_d}{S_p}$	ideelle Sogziffer der Düse
ϑ_∞	Sogziffer im Stand
β	Steigungswinkel der Blattschnitte
β_i	hydrodynamischer Steigungswinkel der Anströmung
$\alpha_i = \beta - \beta_i$	Anstellwinkel der Blattschnitte
ρ	kpm ⁻⁴ s ² Dichte
z	Flügelzahl
Γ	m ² s ⁻¹ Zirkulation
$A = \frac{v}{n \cdot D}$	Fortschrittsziffer
$\lambda = \frac{A}{\pi}$	Fortschrittsgrad
κ	Korrekturfaktor
$\sigma = \frac{p - e}{q}$	Kavitationszahl
$\varepsilon; k$	Verhältniszahl
η_d	Wirkungsgrad der Düsenpropeller

Erörterung

Prof. Dr.-Ing. E. h. Dr.-Ing. **F. Horn**, Berlin

Herr Vorsitzender, meine Herren! — Als ich den Vortrag meines Freundes Dr. Gutsche las, kamen mir zunächst einige nicht unerhebliche Bedenken. Sie konzentrierten sich hauptsächlich auf zwei Punkte, von denen ich aber nur auf den einen etwas eingehen möchte, während ich den anderen nur am Rande streifen will, in der Annahme, daß einer von den anderen Diskussionsrednern dazu wahrscheinlich noch Stellung nimmt.

Der Punkt, auf den ich mich hier also im wesentlichen beschränken möchte — er scheint mir ein Kardinalpunkt zu sein — betrifft die Annahme von Dr. Gutsche, die er als „allgemeingültig“ bezeichnet, wonach der Strahl des Düsenpropellers die Austrittsfläche mit verschwindender statischer Druckänderung gegenüber dem Außenwasser und mit über den Querschnitt gleichbleibender Austrittsgeschwindigkeit $v_a = v + c_a$ verläßt. Dies trifft zwar gewiß zu auf den Fall, den der Vortragende als Ausgangspunkt seiner Ausführungen an den Anfang stellt, nämlich auf den Fall eines mit einer ausreichend weiten Einlaufdüse versehenen langen zylindrischen Rohrs, in dem der Propeller arbeitet. In diesem Fall wäre es in der Tat abwegig, mit einem Düsenprofil und einer sich um dieses ausbildenden Zirkulation zu operieren. Aber m. E. darf dieser Sonderfall nicht von vornherein verallgemeinert und es darf die Gleichförmigkeit der Strahlgeschwindigkeit über den Austrittsquerschnitt nicht auf den normalen Fall einer verhältnismäßig kurzen und mit einem regelrechten Profil als Meridianschnitt ausgebildeten Düse ausgedehnt werden. Für diese halte ich, in Übereinstimmung mit der in der bekannten ausgezeichneten Arbeit von Dickmann und Weißinger vertretenen Auffassung, eine um das Düsenprofil auf Grund von dessen Belegung mit Wirbelringelementen sich ausbildende Zirkulation für die physikalisch maßgebende Grundlage, und bei dieser fällt die resultierende Geschwindigkeit durchaus nicht gleichförmig über den Austrittsquerschnitt aus, und auch die mittlere Austrittsgeschwindigkeit darf man grundsätzlich nicht von vornherein mit der der eindimensionalen Strahlströmung identifizieren.

In diesem Sinne ist es bezeichnend, daß sich in der Arbeit von Dickmann und Weißinger in mehreren Prinzipsskizzen eine ausgesprochene Erweiterung des Strahls hinter dem Austrittsquerschnitt findet. Nebenbei bemerkt, war es gerade die Möglichkeit einer Erweiterung des Strahls hinter der Austrittsöffnung mit dem damit verbundenen günstigen Einfluß auf den Wirkungsgrad des Düsenpropellers, die mich damals bei meiner ersten Düsenarbeit (STG 1940) stark interessierte.

Ich bin nun aber weit davon entfernt, über dem prinzipiellen Standpunkt zu dem besagten Problem den praktischen Standpunkt außer acht zu lassen. In diesem Sinne habe ich versucht, mir über die Größenordnung der Wirkung eines von einem zylindrischen Strahl abweichenden Austrittsstrahls ein Bild zu machen. Und dazu bot sich erfreulicherweise eine gute Handhabe in der Tatsache, daß in der Arbeit von Dickmann und Weißinger die den Optimalzustand kennzeichnenden höchsterreichbaren, theoretisch abgeleiteten Sogziffern in einem Diagramm angegeben sind. Nun gehört zu einer bestimmten Sogziffer unter Zugrunde-