

362 | Dezember 1977

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

B. Zimmermann

Berechnung des durch die Kavitationsgebiete auf den Propellerflügeln an einer Platte induzierten instationären Druckes

Anhang: M. Döhler, K. Ringle
Photogrammetrische Formbestimmung der Kavitationsblasen
IfS-Bericht Nr. 321 B

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Berechnung des durch die Kavitationsgebiete auf den Propellerflügeln an einer Platte induzierten instationären Druckes

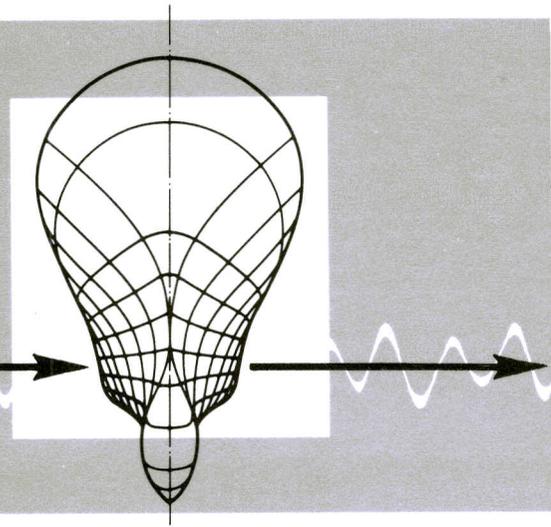
B. Zimmermann, 1. Auflage, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1977

**Anhang: M. Döhler, K. Ringle, Photogrammetrische Formbestimmung der Kavitationsblasen
IfS-Bericht Nr. 321B**

© Technische Universität Hamburg-Harburg
Schriftenreihe Schiffbau
Schwarzenbergstraße 95c
D-21073 Hamburg

<http://www.tuhh.de/vss>

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU
DER UNIVERSITÄT HAMBURG



Berechnung des durch die Kavitationsgebiete
auf den Propellerflügeln an einer Platte indu-
zierten instationären Druckes

B. Zimmermann

Anhang: M.Döhler, K. Ringle:
Photogrammetrische Formbestimmung der Kavitationsblasen
IfS-Bericht Nr. 321 B

Dezember 1977

Bericht Nr.362

Diese Arbeit ist im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 98
"Schiffstechnik und Schiffbau" entstanden.

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 362

Berechnung des durch die Kavitationsgebiete auf den Propeller-
flügeln an einer Platte induzierten instationären Druckes

von

B. Zimmermann

Mit Anhang: M. Döhler, K. Ringle:

Photogrammetrische Formbestimmung der Kavitationsblasen,
IfS-Bericht Nr. 321 B

Teilprojekt F2: 'Einfluß der Kavitation auf die Wechselwirkung
zwischen Schiff und Propeller'

Dezember 1977

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Verzeichnis der Abbildungen	I
Abkürzungsverzeichnis	III
Zusammenfassung	1
Einleitung	2
1. Die theoretische Erfassung der zeitlich veränderlichen Kavitationsgebiete	4
1.1 Untersuchung des Formeinflusses der Kavitations- schicht in Blatt-Tiefenrichtung auf den Druck und die Druckamplituden an einer Platte	8
1.1.1 Bestimmung von $q_k(s, X, \varphi_n)$ für den Fall, daß die Querschnittsform der Kavitationsblase in Tiefenrichtung des Blattes durch eine flächengleiche Ellipse ersetzt wird	8
1.1.2 Bestimmung von $q_k(s, X, \varphi_n)$ für den Fall, daß eine flächengleiche allgemeine geome- trische Form für die tatsächlich vorhandene Querschnittsfläche der Kavitationsblase in Tiefenrichtung des Propellerblattes angenom- men wird	12
2. Voraussetzungen für die Berechnungen	15
2.1 Aufbereitung der stereometrischen Aufmessungen	15
2.2 Bestimmung der zeitlichen Ableitungen von $d_{max}(s, \varphi_n)$ und $X_E(s, \varphi_n)$.	16
3. Berechnung des periodischen Druckverlaufs in einem freien Raumpunkt $y = y_0$ ($x = 0, z = 0$) infolge zeitlich veränderlicher Kavitationsgebiete auf den Propeller- blättern	16
4. Vergleich zwischen gemessenen und berechneten dimensions- losen Druckamplituden in Schiffslängsrichtung	18
Schrifttum	19
Abbildungen	ab 20
Anhang	

Verzeichnis der Abbildungen

		Seite
Abb. 1a	Koordinatensystem	20
Abb. 1b	Prinzipskizze der Kavitationsblasenquerschnittskontur. Abgewickelter Zylinderschnitt an der Radialkoordinate $s = \text{const.}$	21
Abb. 1c	Netzlينien auf der Saugseite des Modellpropellerflügels; benutzt bei den stereoskopischen Aufnahmen im mittleren Kavitationstunnel der HSVA	22
Abb. 2	Stereometrisch aufgemessene Kavitationsblase bei einer momentanen Flügelstellung von $\varphi_n = 360^\circ$ (12-Uhr-Stellung)	23
Abb. 3	Ergebnis der stereoskopischen Ausmessung der Kavitationsausdehnung bei fünf momentanen Winkelstellungen φ_n : Meßreihe 133 Kavitationsvolumen bei den diskreten Zuständen φ_n Kavitationsflächenquerschnitt über der Radialkoordinate für $\varphi_n = \text{const.}$	24
Abb. 4	Auswertungsergebnis der stereoskopischen Aufnahmen: Begrenzungskurven $X_E(S, \varphi_n)$ der Kavitationsblasen auf dem Propellerblatt über φ_n	25
Abb. 5	Maximale Dicke der Kavitationsquerschnittsfläche in Blatt-Tiefenrichtung am Radius $r = 0.8 R_a$ und ihre zeitliche Ableitung über φ_n	26
Abb. 6	Maximale Dicke der Kavitationsquerschnittsfläche in Blatt-Tiefenrichtung am Radius $r = 0.975 R_a$ und ihre zeitliche Ableitung über φ_n	27
Abb. 7	Periodischer Druckverlauf in einem freien Raumpunkt $y = y_0$ ($x = 0, z = 0$) infolge zeitlich veränderlicher Kavitationsgebiete auf den Propellerblättern, gerechnet mit einer flächengleichen allgemeinen geometrischen Form ($n = 4$) für den Querschnitt der Kavitationsschicht in Blatt-Tiefenrichtung <u>Tabelle:</u> Vergleich der Rechnungen mit geglätteten und uneglätteten Dickenverläufen über φ_n Dimensionslose Druckamplitude K_{piN} an der Platte über dem Propeller infolge Kavitation	28

Abkürzungsverzeichnis

Symbole

D	Propellerdurchmesser
d_{\max}	doppelte kleine Ellipsenachse
$h = d_{\max} \pi/4$	maximale Dicke der allgemeinen geometrischen Form der Querschnittsfläche der Kavitations-schicht in Blatt-Tiefenrichtung
i	harmonische Ordnung mit der Drehzahl als Periode
$J = V_A/n \cdot D$	Fortschrittsziffer des Propellers
$J_{KT} = V_A/n \cdot D$	Fortschrittsziffer aufgrund der Schubidentität
$K_{PiN} = \Delta P/\rho \cdot n^2 D^2$	dimensionslose Druckschwankung der i-ten harmo-nischen Ordnung mit der Drehzahl als Periode, dimensionslos gemacht durch die Drehzahl
K	Kavitation, ausschließlich zur näheren Kenn-zeichnung als Index benutzt
K_T	Schubbeiwert = $T/\rho n^2 \cdot D^4$
$K_1 = \tan \delta \cdot r$	geometrische Steigung H geteilt durch 2π
N	Flügelzahl des Propellers
n	Drehzahl des Propellers
n	Zähler für die Propellerflügel in der Formel $2\pi n/N$
n	Exponent in der Definitionsformel für die allgemeine geometrische Dickenfunktion über X
p	Druck
p_v	Dampfdruck
Δp	Druckschwankungsamplitude
$q_k (s, X, \varphi_n)$	Quell-Senken-Verteilung für den Verdrängungs-effekt der zeitlich veränderlichen Kavitations-schicht an der Stelle s und φ_n in X-Richtung
Ra	größte radiale Ausdehnung des Propellerblattes
$R1 (\varphi_n)$	kleinster Radius, auf dem der Kavitationsbeginn an der Eintrittskante des Propellerblattes beobachtet wurde

R_E	kleinster Radius, auf dem an der Blatt-hinterkante Kavitation beobachtet wurde
r	Radialkoordinate eines Aufpunktes
s	radiale Integrationsvariable
T	vom Propeller abgegebener Schub
t	Zeit
U_0	Fortschrittsgeschwindigkeit des Propellers
$V_A = U_0$	mittlere Propelleranströmgeschwindigkeit
v_q	Geschwindigkeit der Stromlinie in Richtung y (Abb. 1b)
x, y, z	kartesische Koordinaten
$Y_D (s, \chi, \varphi_n)$	Dickenfunktion der Kavitationsquerschnitts-fläche in Blatt-Tiefenrichtung an der Stelle s und φ_n in χ -Richtung
δ	geometrischer Steigungswinkel
$\lambda = U_0 / \omega \cdot R_a$	Fortschrittsgrad des Propellers
ρ	Dichte des Wassers
$G_n = (p - p_v) / (\rho / 2) \cdot (\pi n \cdot D)^2$	Kavitationszahl, bezogen auf die Umfangs-geschwindigkeit des Propellers
G	transformierte Integrationsvariable der äußeren s -Integration
τ	transformierte Integrationsvariable der inneren χ -Integration
ϕ_{qk}	Geschwindigkeitspotential des Dickenfeldes infolge Kavitation eines N -flügeligen Propellers
φ	Zylinderkoordinate in Umfangsrichtung
φ_0	momentane Winkelstellung der Mittellinie des 0-ten Propellerflügels gegen die 12-Uhr-Stellung
$\varphi_n = \varphi_0 + 2\pi n / N$	momentane Winkelstellung der Mittellinie des n -ten Propellerflügels gegen die 12-Uhr-Stellung ($n = 0$ bis $N-1$)
χ	Winkelkoordinate in der Propellerprojektionsebene $x = 0$, in bezug auf die Mittellinie des Propeller-flügels
$\chi_E (s, \varphi_n)$	Winkelkoordinate des Kavitationsendes auf dem Propellerblatt an der Stelle φ_n

$\chi_H (s)$	Winkelkoordinate der Propellerflügelhinterkante
$\chi_V (s)$	Winkelkoordinate der Vorderkante des Propellerflügels
$\omega = 2\pi n$	Winkelgeschwindigkeit, Kreisfrequenz

Zusammenfassung:

Dieser Institutsbericht schließt sich in seiner inhaltlichen Darstellung direkt an den Bericht Nr. 338 von E.-A. Weitendorf an. Dort ist in Aussicht gestellt worden, daß die Druckamplituden an einer Platte über dem Propeller, erregt durch im Nachstrom zeitlich veränderliche Kavitationsschichten, berechnet werden sollen. Dabei werden stereometrische Aufmessungen der Kavitationsgebilde verwendet.

In der vorliegenden Arbeit wird die niederfrequente Verdrängungswirkung der instationären Kavitationsgebiete auf das Strömungsfeld am Propeller durch eine zeitlich veränderliche Quell-Senken-Belegung erfaßt. Mit dem Geschwindigkeitspotential dieser Belegung kann das Druckfeld aus der linearisierten Bernoullischen Gleichung berechnet werden.

Einleitung:

Ein im Schiffsnachstrom arbeitender Propeller baut ein periodisches Druckfeld auf. Man interessiert sich für die Druckamplituden, die über dem Propeller an der Außenhaut erzeugt werden. Bisherige Druckamplitudenmessungen eines nichtkavitierenden Propellers stimmten gut mit theoretisch berechneten Druckamplituden infolge zeitlich veränderlicher Zirkulation und endlicher geometrischer Dicke der Propellerblätter überein. [1]

Gemessene Druckamplituden eines im Schiffsnachstrom zusätzlich kavitierenden Propellers sind ungleich größer und betragen häufig das Vier- bis Sechsfache. Der Einfluß der zeitlich veränderlichen und nicht auf dem ganzen Propellerumfang auftretenden Kavitationsausdehnung auf die Druckamplitudengröße soll in ihrer niederfrequenten Verdrängungswirkung theoretisch berechnet und mit Messungen verglichen werden.

Dazu wurden während einer Druckamplitudenmessung im mittleren Kavitationstunnel der HSVA die Kavitationsblasen im Abstand von 15° stereometrisch aufgemessen. Für die theoretischen Rechnungen werden bei bestimmten Winkelstellungen des Propellerblattes an verschiedenen Radien auf Zylinderschnitten die Querschnittsformen der Kavitationsschicht sowie ihr Anfang und das Ende benötigt.

Weiterhin müssen die ersten Ableitungen der Querschnittsformen nach der Zeit (φ_n) ermittelt werden. Aufgrund von Kavitationsbeobachtungen wurde für den Schichtbeginn auf der Saugseite die Propellereintrittskante angenommen (vergl. Abb.1a).

Um das theoretische Modell zu vereinfachen, wurde die zeitlich veränderliche stark zerklüftete Querschnittsform der Kavitationsschicht in einem Fall durch eine flächengleiche Ellipse und im anderen Fall durch eine ebenfalls flächengleiche allgemeine geometrische Form ersetzt. Beide gerechneten Fälle ergaben nur geringfügige, im Rahmen der Rechenungenauigkeit vernachlässigbare Unterschiede, so daß eine Formenunabhängigkeit des Blasenquerschnitts in Blattiefenrichtung vermutet werden kann. Die letzte Tatsache bringt für die rechnerische Lösung dieses Problems erhebliche Vorteile.

Bei der zugrundegelegten Meßreihe MS 133 kavitierte der Propeller in dem Winkelbereich $\varphi_n = 300^\circ$ bis 0° Steuerbord und $\varphi_n = 0^\circ$ bis 30° Backbord. Stereometrisch ausgewertete Kavitationsgebiete auf den Flügeln lagen bei den Winkelstellungen $\varphi_n = 315^\circ, 330^\circ, 345^\circ, 360^\circ$ Steuerbord und $\varphi_n = 15^\circ$ Backbord vor. [2]

Da für die Rechnungen mit einem fünfblügeligen Propeller ($N = 5$, Sydney-Express) alle sechs Grad ($2\pi/12N$) die Blasengeometrie benötigt wird, wurden die diskreten stereometrischen Ergebnisse über dem Umfangswinkel aufgetragen und interpoliert. Dabei ergaben sich für die Kavitationsdicken an den einzelnen Rädern über dem Winkelbereich stark wellenförmige Verläufe. Um diesen Einfluß auf das Gesamtergebnis zu überprüfen, wurde noch eine Rechnung mit geglätteten Dickenverläufen über $\varphi_n = \varphi_0 + 2\pi n/N$ ausgeführt.

1. Die theoretische Erfassung der zeitlich veränderlichen Kavitationsgebiete

Die Wirkung des im Schiffsnachstrom auf den Propellerflügeln auftretenden Verdrängungseffektes der zeitlich mit der Winkelstellung veränderlichen Kavitationsgebiete wird ähnlich wie die geometrische Flügelprofildicke durch zusätzliche Quell-Senken-Belegungen $q_K(s, \chi, \varphi_n)$ erfaßt und letzterer überlagert. Dabei bedeuten s die Koordinate in Radialrichtung, χ die in Blatttiefenrichtung und φ_n die momentane Winkelstellung des Propellers.

Zwischen der Kavitationsdicke $y_D(s, \chi, \varphi_n)$ bei jeder momentanen Winkelstellung φ_n und der Quell-Senken-Belegung $q_K(s, \chi, \varphi_n)$ besteht dabei der aus der Tragflügeltheorie bekannte Zusammenhang: Aus der Strömungsrandbedingung $dY_D/dt = q(s, \chi, \varphi_n) = v_q$ folgt:

$$q_K(s, \chi, \varphi_n) = -\omega \frac{\partial y_D(s, \chi, \varphi_n)}{\partial \varphi_n} + \frac{\sqrt{u_0^2 + s^2 \omega^2}}{\sqrt{s^2 + k_1^2}} \frac{\partial y_D(s, \chi, \varphi_n)}{\partial \chi} \quad (1)$$

In Gl.(1) ist ω die Winkelgeschwindigkeit des Propellers, der in Richtung der positiven X-Achse mit der Geschwindigkeit u_0 angeströmt wird. Im übrigen vgl. für die Bezeichnungen [1]. k_1 ist gleich der geometrischen Steigung H geteilt durch 2π .

Im Rahmen einer linearisierten Profiltheorie wird es als zulässig erachtet, den geometrischen Steigungsparameter k_1 ungefähr gleich u_0/ω anzunehmen. Damit wird aus Gl.(1): [1]

$$\frac{q_K(s, \chi, \varphi_n)}{\omega} = \left(-\frac{\partial}{\partial \varphi_n} + \frac{\partial}{\partial \chi} \right) y_D(s, \chi, \varphi_n) \quad (2)$$

mit

$$\omega = - \frac{\partial \varphi_n}{\partial t}$$

Für die niederfrequente Verdrängungswirkung dieses Dickenfeldes eines N-flügeligen Propellers lautet das Geschwindigkeitspotential in Polarkoordinaten ([3], Gl. (21)) wie folgt;

$$\phi_{q_k} = - \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{\substack{s=R_1(\varphi_n) \\ \chi_v(s)}}^{R_a} \int_{\chi_E(s, \varphi_n)} \frac{q_k(s, \chi, \varphi_n) \cdot \sqrt{s^2 + k_1^2} \cdot d\chi ds}{\sqrt{(x - k_1 \chi)^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos \left[\varphi - \left(\varphi_0 + \frac{2\pi n}{N} \right) - \chi \right]}}$$

(3)

In Gl.(3) bedeutet:

$R_1(\varphi_n)$ den kleinsten Radius, auf dem der Kavitationsbeginn an der Eintrittskante des Propellerflügels $\chi_v(R_1)$ beobachtet wurde, $\chi_E(s, \varphi_n)$ die Begrenzung des Kavitationsgebietes auf dem Blatt in Tiefenrichtung bei einer bestimmten momentanen Flügelstellung. Mit R_a wird die größte radiale Ausdehnung des Propellerblattes bezeichnet. Die Druckfeldanteile der geometrischen Profildicke und der Flügelbelastung werden mit Hilfe der üblichen linearisierten Theorie erfaßt. [4]

In dieser linearisierten Theorie können die durch Zirkulation, Blattdicke und Kavitationsausdehnung bedingten Anteile des Druckfeldes getrennt für sich mit der Bernoullischen Gleichung ausgerechnet werden.

Es ist gezeigt worden ([4], Isay, Bd.I, 1964), daß das Druckfeld zeitlich, d.h. also in bezug auf die momentane Flügelstellung φ_0 , die Periode $2\pi/N$ besitzt. Die drei Druckanteile werden in diesem Intervall im Abstand $2\pi/(N \cdot 12)$ ausgerechnet, anschließend überlagert und nach Fourier analysiert, um die Größe der Druckamplituden an einer Platte über dem Propeller zu erhalten.

Unter Vernachlässigung des Einflusses der Schwerkraft lautet die Bernoullische Gleichung für ein schiffsfestes Koordinatensystem mit $d\varphi_n = -\omega dt$ in linearisierter Form:

$$\frac{P_{q_k} - P_0}{\rho} = \omega \frac{\partial \phi_{q_k}}{\partial \varphi_n} - u_0 \frac{\partial \phi_{q_k}}{\partial x} \quad (4)$$

Nach Einsetzen von Gl.(3) in Gl.(4) erhalten wir das von den Kavitationsgebieten auf den Propellerflügeln erzeugte Druckfeld in einem freien Raumpunkt.

$$\begin{aligned}
 \frac{P_{q_k} - P_0}{g} &= + \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \left(u_0 \frac{\partial}{\partial x} - \omega \frac{\partial}{\partial \varphi_n} \right) \int_{s=R_1(\varphi_n)}^{R_a} \int_{\chi_V(s)}^{\chi_E(s, \varphi_n)} \frac{q_k(s, \chi, \varphi_n) \sqrt{s^2 + k_1^2}}{\sqrt{(x - k_1 \chi)^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos(\varphi - \varphi_n - \chi)}} \cdot d\chi ds \\
 &= - \frac{u_0}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{s=R_1(\varphi_n)}^{R_a} \int_{\chi_V(s)}^{\chi_E(s, \varphi_n)} \frac{q_k(s, \chi, \varphi_n) \sqrt{s^2 + k_1^2} \cdot (x - k_1 \chi)}{\sqrt{(x - k_1 \chi)^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos(\varphi - \varphi_n - \chi)}^3} d\chi ds \\
 &\quad - \frac{\omega}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\partial}{\partial \varphi_n} \left\{ \int_{s=R_1(\varphi_n)}^{R_a} \int_{\chi_V(s)}^{\chi_E(s, \varphi_n)} \frac{q_k(s, \chi, \varphi_n) \sqrt{s^2 + k_1^2}}{\sqrt{(x - k_1 \chi)^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos(\varphi - \varphi_n - \chi)}} d\chi ds \right\}
 \end{aligned} \tag{5}$$

Teilt man beide Seiten der Gl.(5) durch $\omega^2 R_a^2 / 2$ und zieht s aus dem Wurzelausdruck $\sqrt{k_1^2 + s^2}$ heraus, so erhält man mit

$$D = \left((x - k_1 \chi)^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos(\varphi - \varphi_n - \chi) \right)^{1/2}$$

den umgeformten Ausdruck:

$$\begin{aligned}
 \frac{P_{q_k} - P_0}{g/2 \omega^2 R_a^2} &= - \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{s=R_1(\varphi_n)}^{R_a} \int_{\chi_V(s)}^{\chi_E(s, \varphi_n)} s \sqrt{1 + \left(\frac{k_1}{s}\right)^2} \frac{q(s, \chi, \varphi_n)}{\omega R_a} \frac{u_0}{\omega R_a} (x - k_1 \chi) \frac{d\chi ds}{D^3} \\
 &\quad - \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\partial}{\partial \varphi_n} \left\{ \int_{s=R_1(\varphi_n)}^{R_a} \int_{\chi_V(s)}^{\chi_E(s, \varphi_n)} \frac{s}{R_a} \sqrt{1 + \left(\frac{k_1}{s}\right)^2} \frac{q(s, \chi, \varphi_n)}{\omega R_a} \frac{d\chi ds}{D} \right\}
 \end{aligned} \tag{6}$$

Für die spätere numerische Rechnung wird die Gl.(6) in kartesischen Koordinaten benötigt, da die Aufpunkte, an denen der induzierte Druck bestimmt werden soll, in diesem Koordinatensystem vorliegen. Unter Benutzung des Additionstheorems

$$\cos(\varphi - (\varphi_n + \chi)) = \cos \varphi \cdot \cos(\varphi_n + \chi) + \sin \varphi \cdot \sin(\varphi_n + \chi),$$

der Transformationsformeln

$$y = r \cdot \cos \varphi \quad ; \quad z = r \cdot \sin \varphi \quad ; \quad r^2 = y^2 + z^2$$

und der Erweiterungen R_a^3 in dem ersten Integranden, sowie R_a im zweiten Integranden der Druckzweifachintegrale, erhält man für die niederfrequente Druckverteilung infolge der Kavitationsgebiete auf den Propellerflügeln folgenden relativen Ausdruck:

$$\begin{aligned} \frac{p_{q_k} - p_0}{\frac{3}{2} \omega^2 R_a^2} = & - \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{s=R_1(\varphi_n)}^{R_a} \frac{s}{R_a} \sqrt{1 + \left(\frac{k_1}{s}\right)^2} \int_{\chi_v(s)}^{\chi_E(s, \varphi_n)} \frac{q_k(s, \chi, \varphi_n)}{\omega R_a} \cdot \\ & \cdot \frac{\lambda \left[\frac{x}{R_a} - \frac{k_1}{R_a} \chi \right] d\chi \frac{ds}{R_a}}{\sqrt{\left(\frac{x}{R_a} - \frac{k_1}{R_a} \chi\right)^2 + \left(\frac{y}{R_a} - \frac{s}{R_a} \cos(\varphi_n + \chi)\right)^2 + \left(\frac{z}{R_a} - \frac{s}{R_a} \sin(\varphi_n + \chi)\right)^2} \\ & - \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\partial}{\partial \varphi_n} \left[\int_{s=R_1(\varphi_n)}^{R_a} \frac{s}{R_a} \sqrt{1 + \left(\frac{k_1}{s}\right)^2} \int_{\chi_v(s)}^{\chi_E(s, \varphi_n)} \frac{q_k(s, \chi, \varphi_n)}{\omega R_a} \cdot \right. \\ & \left. \cdot \frac{d\chi \frac{ds}{R_a}}{\sqrt{\left(\frac{x}{R_a} - \frac{k_1}{R_a} \chi\right)^2 + \left(\frac{y}{R_a} - \frac{s}{R_a} \cos(\varphi_n + \chi)\right)^2 + \left(\frac{z}{R_a} - \frac{s}{R_a} \sin(\varphi_n + \chi)\right)^2}} \right] \end{aligned}$$

Diese Gleichung gilt so nur für die Berechnung des Druckfeldes in einem freien Raumpunkt. Die von uns benötigte Wirkung des Druckfeldes infolge Kavitation über dem Propeller an einer Platte ergibt sich (unter Verwendung des Spiegelungsprinzips [4]) bekanntlich durch Multiplikation mit dem Faktor 2.

1.1 Untersuchung des Formeinflusses der Kavitationsschicht in Blatt-tiefenrichtung auf den Druck und die Druckamplituden an einer Platte

1.1.1 Bestimmung von $q_k(s, \chi, \varphi_n)$ für den Fall, daß die Querschnittsform der Kavitationsblase in Tiefenrichtung des Blattes durch eine flächengleiche Ellipse ersetzt wird:

Mit

$$y_D(s, \chi, \varphi_n) = \frac{2 d_{max}(s, \varphi_n)}{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)} \sqrt{[\chi - \chi_V(s)][\chi_E(s, \varphi_n) - \chi]} \quad (8)$$

ergibt sich die Querschnittsfläche der Kavitationsblase auf einem Zylinderschnitt $s = const$ in Tiefenrichtung des Propellerblattes zu:

$$F_D(s, \varphi_n) = \sqrt{s^2 + K_1^2} \cdot \int_{\chi_V(s)}^{\chi_E(s, \varphi_n)} y_D(s, \chi, \varphi_n) \cdot d\chi = \frac{s}{\cos \sigma} \cdot d_{max}(s, \varphi_n) \cdot [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)] \frac{\pi}{4} \quad (9)$$

Die partiellen Ableitungen von $y_D(s, \chi, \varphi_n)$ nach χ und φ_n sind wie folgt bestimmt:

$$\frac{\partial y_D(s, \chi, \varphi_n)}{\partial \chi} = 2 \left\{ d_{max}(s, \varphi_n) [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)]^{-1} \cdot \frac{1}{2} \left[[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi] [\chi - \chi_V(s)] \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot \left[[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi] - [\chi - \chi_V(s)] \right] \right\} \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial y_D(s, \chi, \varphi_n)}{\partial \varphi_n} &= 2 \left\{ \left[[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi] [\chi - \chi_V(s)] \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \right. \\
 &\cdot \left[\frac{\partial d_{\max}(s, \varphi_n)}{\partial \varphi_n} [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)] - d_{\max}(s, \varphi_n) \frac{\partial \chi_E(s, \varphi_n)}{\partial \varphi_n} \right] \cdot \\
 &\cdot [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)]^{-2} + d_{\max}(s, \varphi_n) [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)]^{-1} \cdot \\
 &\cdot \left. \frac{1}{2} \left[[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi] [\chi - \chi_V(s)] \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot [\chi - \chi_V(s)] \frac{\partial \chi_E(s, \varphi_n)}{\partial \varphi_n} \right\} \quad (11)
 \end{aligned}$$

Um die Schreibweise zu vereinfachen, setzen wir

$$W(s, \varphi_n) = \left[[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi] [\chi - \chi_V(s)] \right]^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

Nunmehr kann mit (11), (12), (10) und (2) der vollständige Ausdruck für die Quell-Senken-Funktion, so wie er in Gl.(7) eingeht, angegeben werden:

$$\frac{q_k(s, \chi, \varphi_n)}{\omega R_a} = \frac{1}{R_a \cdot W(s, \varphi_n)} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \\ \text{b.w.} \end{array} \right.$$

$$\cdot \left\{ -2 \cdot W^2(s, \varphi_n) \left[\frac{\dot{d}_{\max}(s, \varphi_n)}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)]} - \frac{d_{\max}(s, \varphi_n) \cdot \dot{\chi}_E(s, \varphi_n)}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)]^2} \right] \cdot \right. \\ \left. \cdot \frac{d_{\max}(s, \varphi_n) \cdot \dot{\chi}_E(s, \varphi_n) \cdot [\chi - \chi_V(s)]}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)]} + \frac{d_{\max}(s, \varphi_n)}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)]} [\chi_E(s, \varphi_n) - 2\chi - \chi_V(s)] \right\} \quad (13)$$

Die beiden in der Druckgleichung (7) enthaltenen Zweifachintegrale wurden mit (13) jedes für sich numerisch gelöst. Die kritische Größe $W(s, \varphi_n)$, die für $\chi = \chi_E(s, \varphi_n)$ und $\chi = \chi_V(s)$ den Wert Null annimmt und im Nenner steht, fällt bei der Transformation der Integrationsvariablen χ heraus. Es wurden nachstehende Substitutionen vorgenommen:

$$s = \frac{R_a + R_1(\varphi_n)}{2} - \frac{R_a - R_1(\varphi_n)}{2} \cos \sigma \quad (14)$$

$$ds = \frac{R_a - R_1(\varphi_n)}{2} \sin \sigma \cdot d\sigma \quad (15)$$

mit den Grenzen $R_1(\varphi_n) = 0$ $R_a = \bar{r}$

$$\chi = \frac{\chi_E(s, \varphi_n) + \chi_V(s)}{2} - \frac{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)}{2} \cos \tau \quad (16)$$

$$d\chi = \frac{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)}{2} \sin \tau \cdot d\tau \quad (17)$$

mit den Grenzen $\chi_V(s) = 0$; $\chi_E(s, \varphi_n) = \pi$

Für $W(s, \varphi_n)$ kann in der transformierten Schreibweise, wie sich leicht nachprüfen läßt,

$$\frac{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)}{2} \cdot \sin \tau$$

geschrieben werden. Damit ist nach (17)

$$\frac{d\chi}{W} = d\tau \quad (18)$$

Fußnote 1)

$$\chi_E(s, \varphi_n) - \chi = \frac{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)}{2} (1 + \cos \tau) = \left[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s) \right] \cos^2 \frac{\tau}{2}$$

$$\chi - \chi_V(s) = \frac{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)}{2} (1 - \cos \tau) = \left[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s) \right] \sin^2 \frac{\tau}{2}$$

und $\frac{\sin \tau}{2} = \cos \frac{\tau}{2} \cdot \sin \frac{\tau}{2}$

1.1.2 Bestimmung von $q_n(s, \chi, \varphi_n)$ für den Fall, daß eine flächengleiche allgemeine geometrische Form für die tatsächlich vorhandene Querschnittsfläche der Kavitationsblase in Tiefenrichtung des Propellerblattes angenommen wird.

Für die von der Zeit abhängige Kavitationsoberfläche $y_D(s, \chi, \varphi_n)$ kann geschrieben werden

$$y_D(s, \chi, \varphi_n) = h(s, \varphi_n) \frac{(n+1)(2n+1)}{n^2} \frac{\chi - \chi_v(s)}{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)} \left(\frac{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi}{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (19)$$

Wenn n unendlich groß wird, hat dieser Ausdruck einen dreieckförmigen Verlauf in χ -Richtung. Es ist auch hier leicht nachprüfbar folgende Relation erfüllt:

$$F(s, \varphi_n) = \frac{s}{\cos \sigma} \cdot h(s, \varphi_n) \cdot [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)] = \frac{s}{\cos \sigma} \int_{\chi_v(s)}^{\chi_E(s, \varphi_n)} y_D(s, \chi, \varphi_n) d\chi \quad (20)$$

Mit den benötigten partiellen Ableitungen von $y_D(s, \chi, \varphi_n)$ nach χ

$$\frac{\partial y_D(s, \chi, \varphi_n)}{\partial \chi} = h(s, \varphi_n) \frac{(n+1)(2n+1)}{n^2} \left[\frac{1}{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)} \left(\frac{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi}{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)} \right)^{\frac{1}{n}} - \frac{1}{n} \frac{\chi - \chi_v(s)}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)]^2} \left(\frac{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi}{\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)} \right)^{\frac{1}{n}-1} \right]$$

(21)

und Y_n

$$\begin{aligned} \frac{\partial y_D(s, \chi, \varphi_n)}{\partial \varphi_n} &= h(s, \varphi_n) \frac{(n+1)(2n+1)}{n^2} \left[- \left(1 + \frac{1}{n}\right) \frac{[\chi - \chi_v(s)] \cdot [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi]^{\frac{1}{n}}}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)]^{2 + \frac{1}{n}}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{n} \frac{[\chi - \chi_v(s)] [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi]^{\frac{1}{n} - 1}}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)]^{1 + \frac{1}{n}}} \right] \cdot \frac{\partial \chi_E(s, \varphi_n)}{\partial \varphi_n} \\ &\quad + \frac{\partial h(s, \varphi_n)}{\partial \varphi_n} \frac{(n+1)(2n+1)}{n^2} \frac{[\chi - \chi_v(s)] [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi]^{\frac{1}{n}}}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)]^{1 + \frac{1}{n}}} \end{aligned} \quad (22)$$

lautet dann mit (2) der Ausdruck für die Quell-Senken-Belegung:

$$\begin{aligned} \frac{q(s, \chi, \varphi_n)}{\omega R_a} &= \left(\frac{\partial}{\partial \chi} - \frac{\partial}{\partial \varphi_n} \right) \frac{y_D(s, \chi, \varphi_n)}{R_a} = \\ &= \frac{(n+1)(2n+1)}{n^2} \frac{1}{R_a} \left\{ h(s, \varphi_n) \left[\frac{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi]^{\frac{1}{n}}}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)]^{1 + \frac{1}{n}}} \right. \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{n} \frac{[\chi - \chi_v(s)] [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi]^{\frac{1}{n} - 1}}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)]^{1 + \frac{1}{n}}} \left(1 + \dot{\chi}_E(s, \varphi_n) \right) \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(1 + \frac{1}{n} \right) \frac{[\chi - \chi_v(s)] [\chi_E(s, \varphi_n) - \chi]^{\frac{1}{n}}}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)]^{2 + \frac{1}{n}}} \cdot \dot{\chi}_E(s, \varphi_n) \right] - \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \dot{h}(s, \varphi_n) \frac{[\chi - \chi_v(s)][\chi_E(s, \varphi_n) - \chi]^{\frac{1}{n}}}{[\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_v(s)]^{1 + \frac{1}{n}}} \right\} \quad (23)$$

Die numerische Auswertung der Druckzweifachintegrale in (7) wurde mit (23) für beliebige n -Werte ohne besondere Schwierigkeiten vorgenommen.

Bei der inneren Integration über χ , transformiert in den Grenzen Null bis π , wurde das Intervall in zwei Bereiche von $\tilde{\tau} = 0$ bis $\pi - \delta$ und $\tilde{\tau} = \pi - \delta$ bis π aufgeteilt, wobei $0 < \delta = 3,44^\circ < 5^\circ$ gewählt war. In dem kleinen Intervall sind die sin- und cos-Funktionen der Integrationsvariablen durch die ersten beiden Glieder ihrer Reihen ersetzt worden. Ohne diese Aufteilung wäre die Lösung von (7) in geschlossener Form nur für $n=2$ möglich gewesen.

Fußnote 2)

Es ist nämlich (s. Fußnote 1))

$$\frac{d\chi}{(\chi_E - \chi)^{1 - \frac{1}{n}}} = \frac{\sin \tilde{\tau} d\tilde{\tau}}{(1 + \cos \tilde{\tau})^{1 - \frac{1}{n}}} = (2)^{\frac{1}{n}} \sin \frac{\tilde{\tau}}{2} \left(\cos \frac{\tilde{\tau}}{2} \right)^{\frac{2}{n} - 1} d\tilde{\tau}$$

für $\tilde{\tau} \rightarrow \pi$ gibt es nur für $n=2$ den Grenzwert $\left(\cos \frac{\tilde{\tau}}{2} \right)^{\frac{2}{n} - 1} = 0^0 = 1$

2. Voraussetzungen für die Berechnungen

2.1 Aufbereitung der stereometrischen Aufmessungen

Das für diese theoretische Untersuchung benötigte Kavitationsvolumen wurde von Mitarbeitern des Instituts für Photogrammetrie und Topographie der Universität Karlsruhe photogrammetrisch während der Druckamplitudenmessungen im mittleren Kavitationstunnel der HSVA ermittelt (siehe Anhang). Der fünfblügelige Modellpropeller Nr.1917 der 'Sydney-Express' drehte mit 30Hz im einregulierten Nachstromfeld. Dabei betragen die Fortschrittsziffer

$J_{KT} = 0,61$ und die Kavitationszahl $\sigma_n = 0,185$. Ein Propellerflügel war auf der Saugseite mit Netzlinien-Koordinaten für die stereoskopischen Aufnahmen und spätere Auswertung versehen worden (Abb.1c).

Die Kavitationsgebiete auf den Propellerflügeln wurden bei fünf momentanen Flügelstellungen $\varphi_n = 315^\circ, 330^\circ, 345^\circ, 360^\circ$ Steuerbord und 15° Backbord stereometrisch abphotographiert. Die Abbildung 2 zeigt für die momentane Flügelstellung $\varphi_n = 360^\circ$ als Beispiel eine auf diese Weise aufgenommene Kavitationsschicht. Aus dieser Darstellung wurden jeweils auf Zylinderschnitten im Abstand von $\Delta r = 0,025 R_a$ (gestrichelte Linien links im Bild) die Kavitationsdicken aus dem rechten Teil der Abbildung abgelesen und über die Blatt-Tiefen aufgetragen wie im Bild unten rechts gezeigt wird. Die Kavitationsfläche jedes Zylinderschnittes wurde bestimmt und durch eine flächengleiche Ellipse bzw. flächengleiche allgemeine geometrische Form ersetzt. Die doppelte kleine Ellipsenachse gleich $d_{max} = y_{Dmax}(s, \varphi_n)$ (Abb.1b) wurde für jeden Zylinderschnitt über den fünf stereometrisch ausgewerteten Flügelstellungen aufgetragen und durch Straklinien miteinander verbunden (Abb.5 und 6).

Die Kavitationsquerschnittsflächen der äußeren Zylinderschnitte reichten etwas über die Austrittskante hinaus, während die der inneren auf dem Propellerblatt endeten (Abb.2). Die das Kavitationsgebiet auf dem Blatt begrenzende Linie $\chi_E(s, \varphi_n)$ (Abb.1a) kann aus Abbildung 4 für jede Flügelstellung entnommen werden (Beispiel die strichpunktierte Linie bei $\varphi_n = 330^\circ$). Diese Kurvenschar $\chi_E(s, \varphi_n)$ über φ_n ist in analoger Weise wie die Abbildungen 5 und 6 entstanden. Die radiale Verteilung des Ka-

vitationsvolumens bei den fünf momentanen Zuständen und die zeitliche Veränderung dieses Volumens sind aus Abbildung 3 ersichtlich. Links in diesem Bild sind die aus der stereometrischen Ausmessung ermittelten absoluten Kavitationsvolumina tabellarisch angegeben. Ein Vergleich dieser mit dem benetzten Teil des geometrischen Blattvolumens macht deutlich, daß für die gemessenen Druckamplituden infolge Kavitation das zeitlich veränderliche Volumen ausschlaggebend ist.

2.2 Bestimmung der zeitlichen Ableitungen von $d_{max}(s, \varphi_n)$ und $\chi_E(s, \varphi_n)$

In die zeitlich veränderliche Quell-Senken-Belegung geht wie bereits in 1.1 ausgeführt neben χ_E und d_{max} auch ihre ersten Ableitungen nach φ_n ein. Um diese zu erhalten, wurden die Kurvenscharen in Abbildung 4 in kubische Spline-Funktionen gestrakt und abgeleitet. Zum Vergleich und Kontrolle wurden diese Kurven auch nach Fourier analysiert, mit den erhaltenen Fourierkoeffizienten eine Fouriersynthese vorgenommen und die Fourierreihe formal abgeleitet. Nur in den Ableitungen ergaben sich geringfügige Unterschiede.

Ebenfalls wurden die Dickenverläufe über φ_n (Abb. 5, 6) im Hinblick auf eine analytische Darstellung untersucht. Dabei ergab sich, daß der wellenartige Verlauf sich besser mit kubischen Splines darstellen ließ. In den beiden Beispieldiagrammen 5 und 6 sind die Dickenverläufe über φ_n und ihre Ableitungen mit kleinen Kreisen gekennzeichnet.

3. Berechnung des periodischen Druckverlaufs in einem freien Raumpunkt $y=y_0$ ($x=0, z=0$) infolge zeitlich veränderlicher Kavitationsgebiete auf den Propellerblättern

Da das Druckfeld periodisch ist mit 2π / Flügelzahl, werden in diesem Intervall an zwölf momentanen Flügelstellungen φ_n die

beiden Druckzweifachintegrale (7) in radialer und Tiefenrichtung numerisch integriert. Die Ergebnisse des zweiten Druckintegrals von (7) werden durch kubische Splins gestrakt und nach der Zeit abgeleitet. Anschließend werden beide Druckanteile addiert und nach Fourier analysiert. Das nach φ_n abgeleitete Druckintegral ist für die Beurteilung des Druckfeldes entscheidend.

Die Rechnungen zu 1.1 ergaben, daß der Formeinfluß der Kavitationsschicht in Blatt-Tiefenrichtung auf den Druck und die Druckamplituden der 1. und höheren Ordnungen der Blattfrequenz im Rahmen der Rechenungenauigkeit vernachlässigt werden kann (vgl. Abb.7 mit Abb.8).

Schwierigkeiten machten die wellenartigen Dickenverläufe über φ_n und deren 1. Ableitungen (Abb.6). Während die Druckamplitude der ersten Ordnung der Blattfrequenz immer recht gut mit dem gemessenen Wert übereinstimmte, lagen die höheren Ordnungen in wirklichkeitsfremden hohen Bereichen, die auch nicht mit dem unberücksichtigten Spitzenwirbel zu erklären waren (Abb.7).

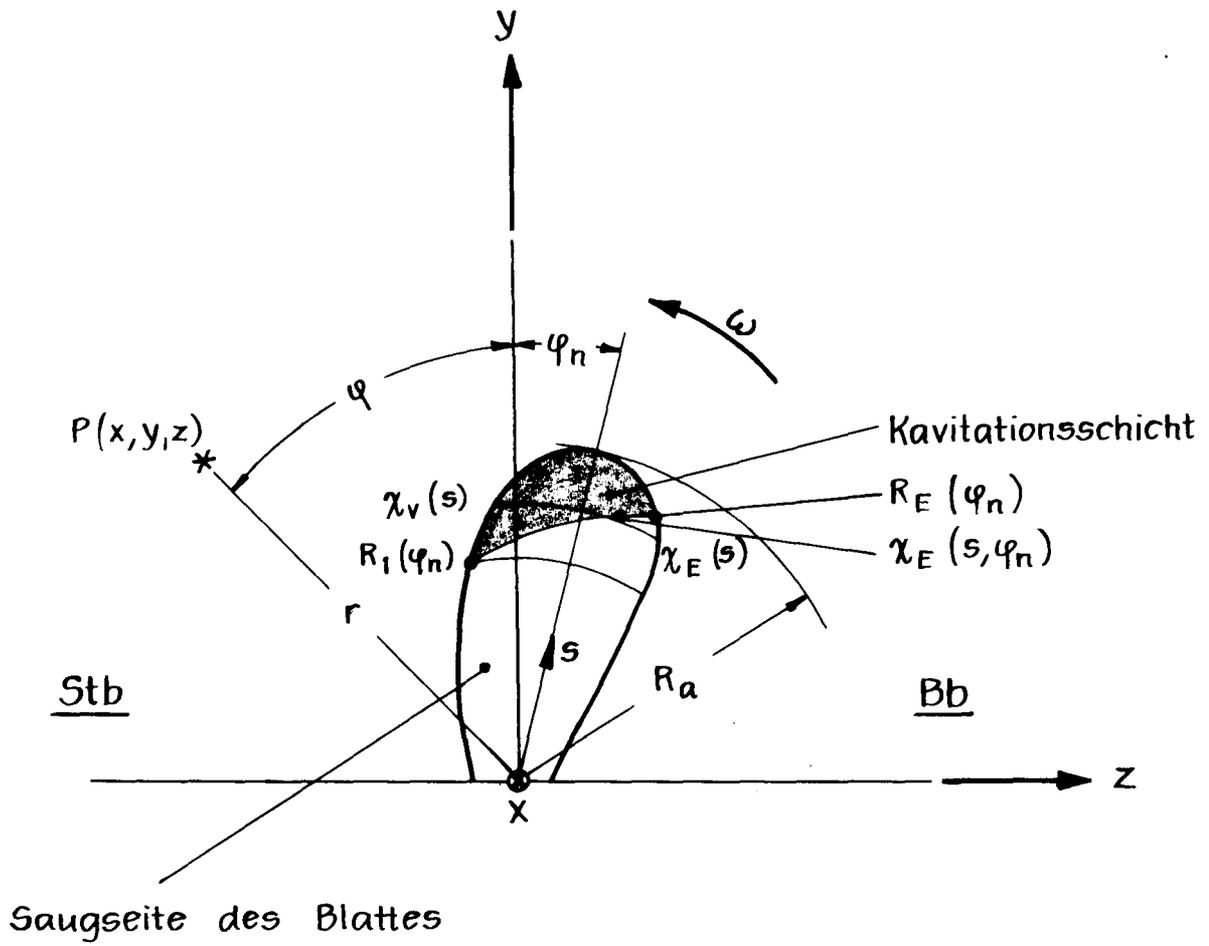
Das Nachdenken über die stereometrischen Informationen, die in diese Rechnung eingingen, veranlaßte uns, die wellenartigen Dickenverläufe über φ_n zu glätten (Abb.5, 6). Der beruhigte Kurvenverlauf ist bereinigt von der Zufälligkeit der Augenblicke, in denen die Stereophotos gemacht wurden. Das Bild zeigt von rechts nach links gesehen die Entstehung der Kavitationsbläschen mit anschließender langsamer Aufweitung und dem dann kürzere Zeit dauernden Zusammenfall. Das Ergebnis mit geglätteten Dickenverläufen wird im Diagramm 7 verglichen mit den ungeglätteten. Die Amplituden der höheren Ordnungen der Blattfrequenz nehmen realistische Werte an (Abb.7).

4. Vergleich zwischen gemessenen und berechneten dimensionslosen Druckamplituden in Schiffslängsrichtung

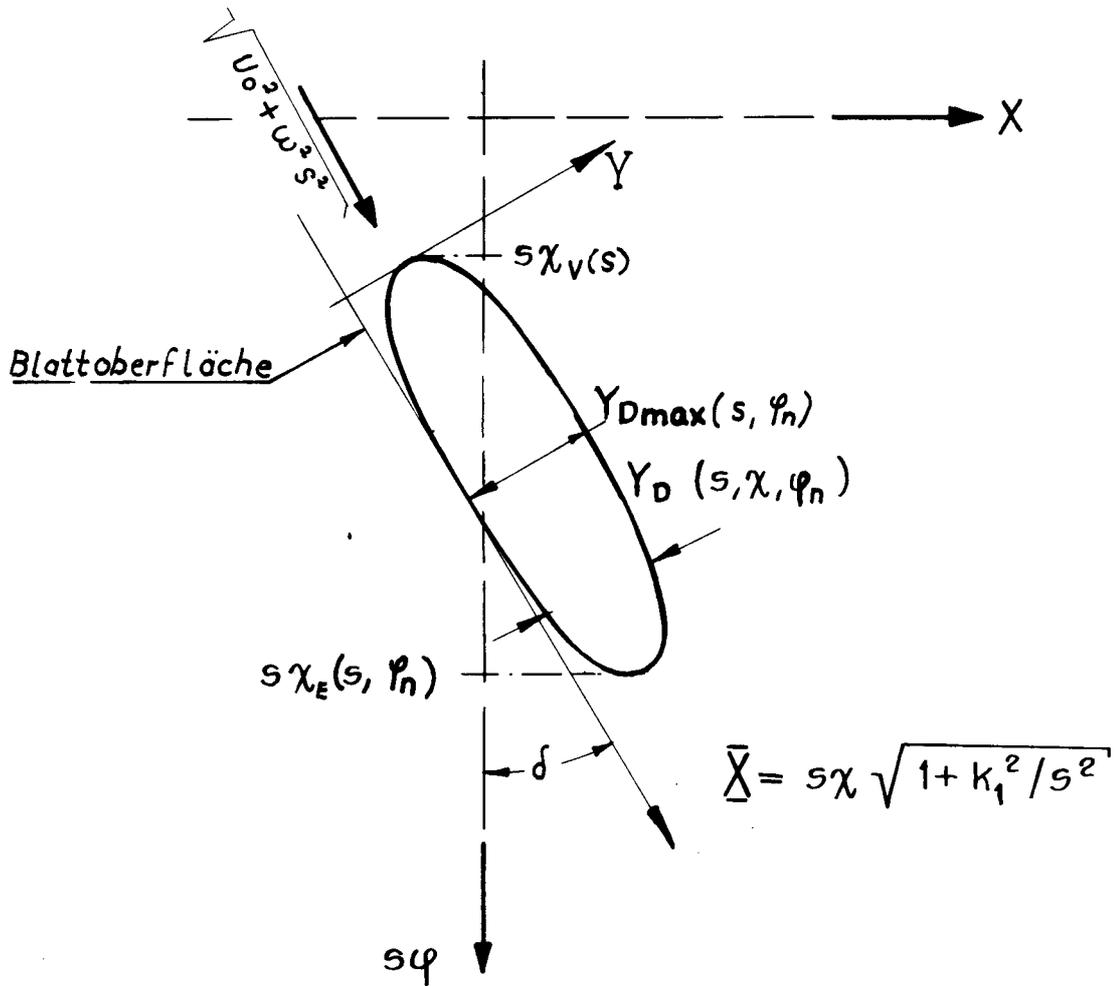
In Abb.9 sind die berechneten Druckamplituden der ersten drei Ordnungen der Blattfrequenz den entsprechenden gemessenen Werten gegenübergestellt. In diesen beiden Ergebnissen sind auch die Druckanteile infolge geometrischer Dicke und Propellerzirkulation enthalten.

Schrifttum

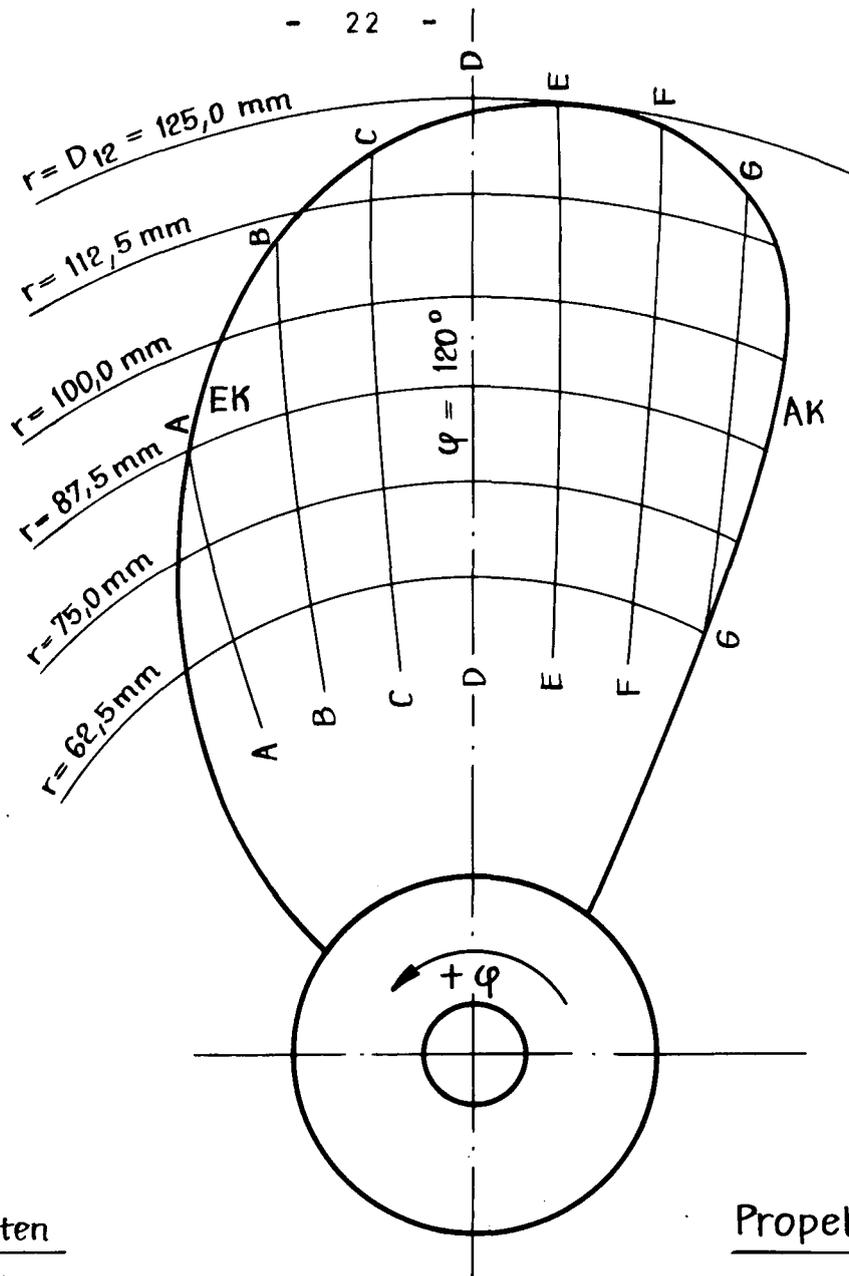
- [1] Weitendorf, E.-A.:
Kavitationseinflüsse auf die vom Propeller
induzierten Druckschwankungen
Bericht Nr. 338 Institut für Schiffbau der
Universität Hamburg, September 1976
- [2] Keller, A.; Weitendorf, E.-A.:
Der Einfluß des ungelösten Gasgehaltes auf die
Kavitationserscheinungen an einem Propeller
und auf die von ihm erregten Druckschwankungen
Teil A: Gasgehalts- und Druckschwankungsmessungen
Bericht Nr. 321 A Institut für Schiffbau der
Universität Hamburg, September 1975
- [3] Isay, W.H.:
Moderne Probleme der Propellertheorie
Springer, Berlin - Heidelberg - New York 1970
- [4] Isay, W.H.:
Propellertheorie, Hydrodynamische Probleme
Springer, Berlin - Göttingen - Heidelberg 1964



Koordinatensystem



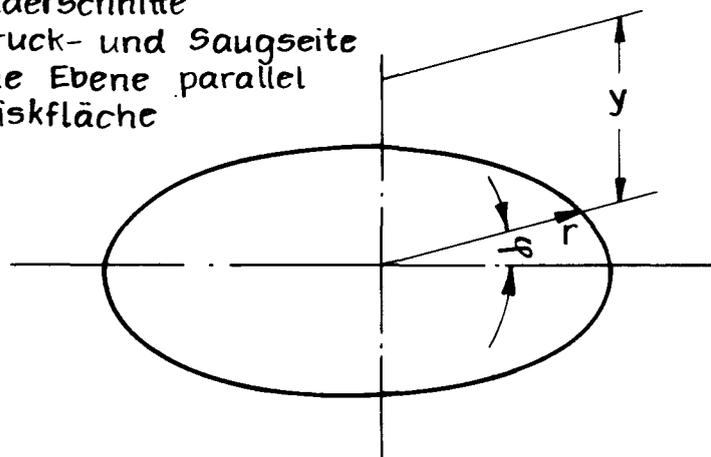
Prinzipskizze der Kavitationsblasenquerschnittskontur
 Abgewickelter Zylinderschnitt an der Radialkoordinate $s = \text{const.}$



Zylinder - Koordinaten

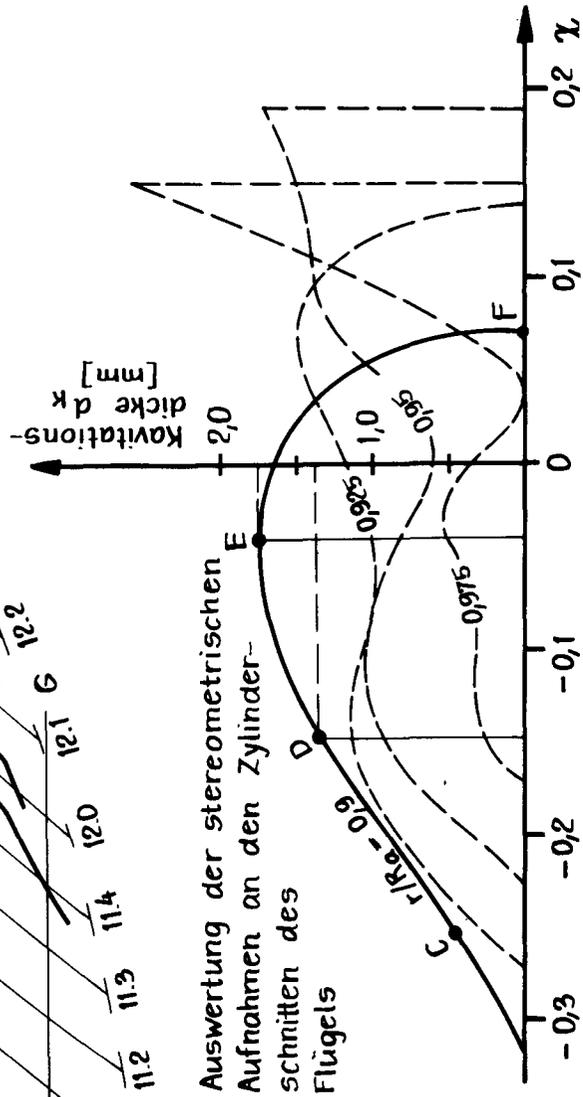
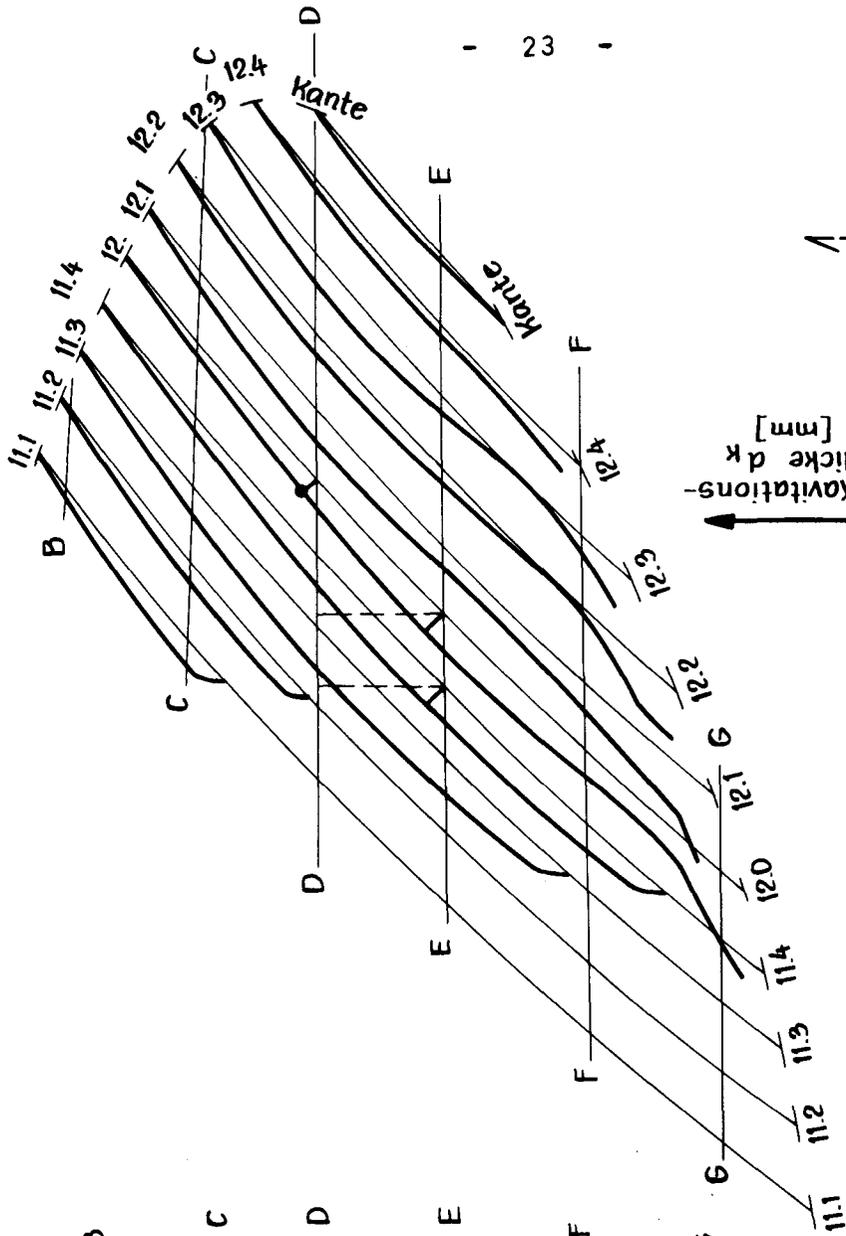
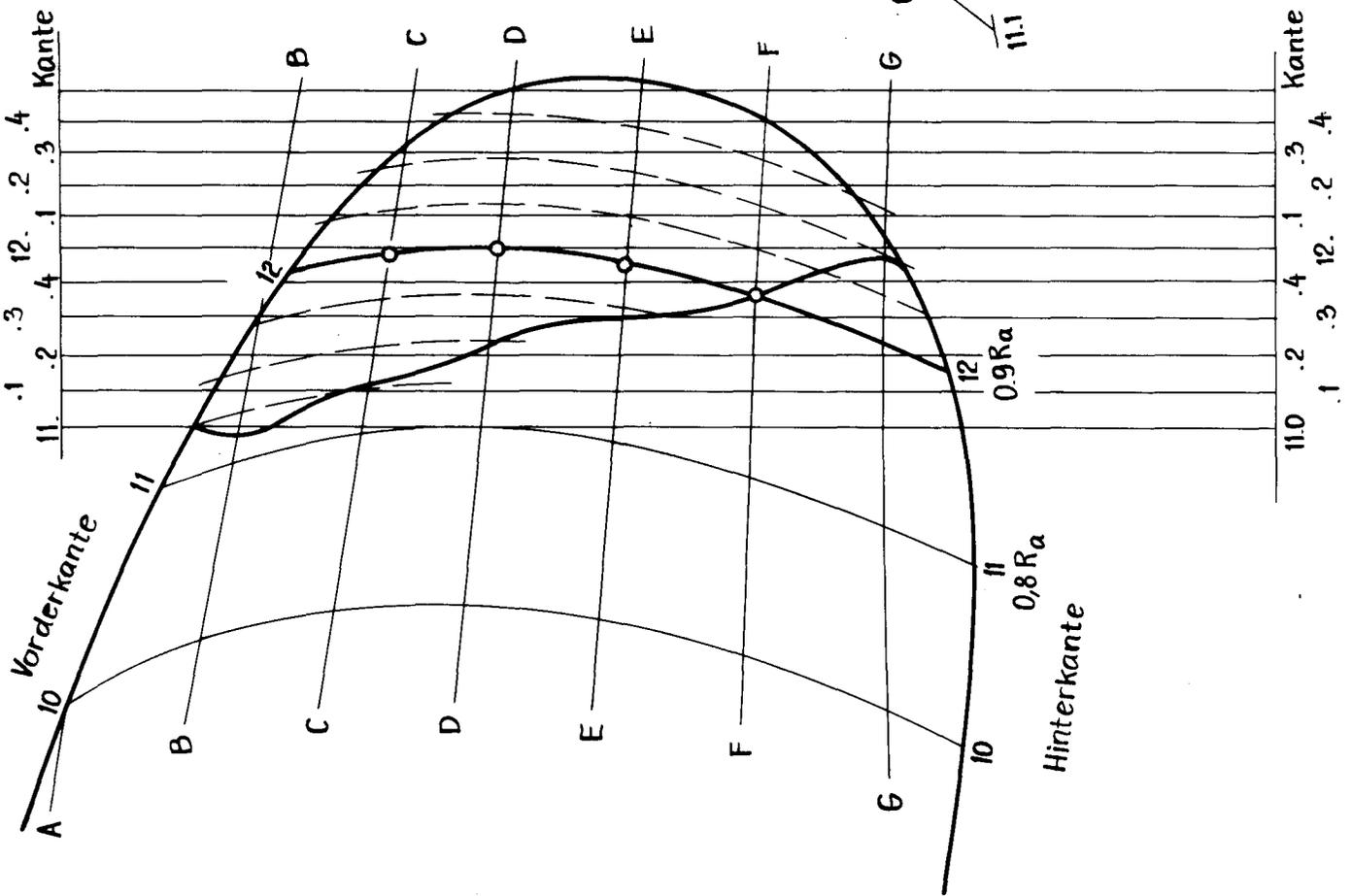
- φ = Umfangswinkel
- r = Radius der Zylinderschnitte
- y = Ordinate der Druck- und Saugseite bezogen auf eine Ebene parallel zur Propeller - Diskfläche

Propeller 1917

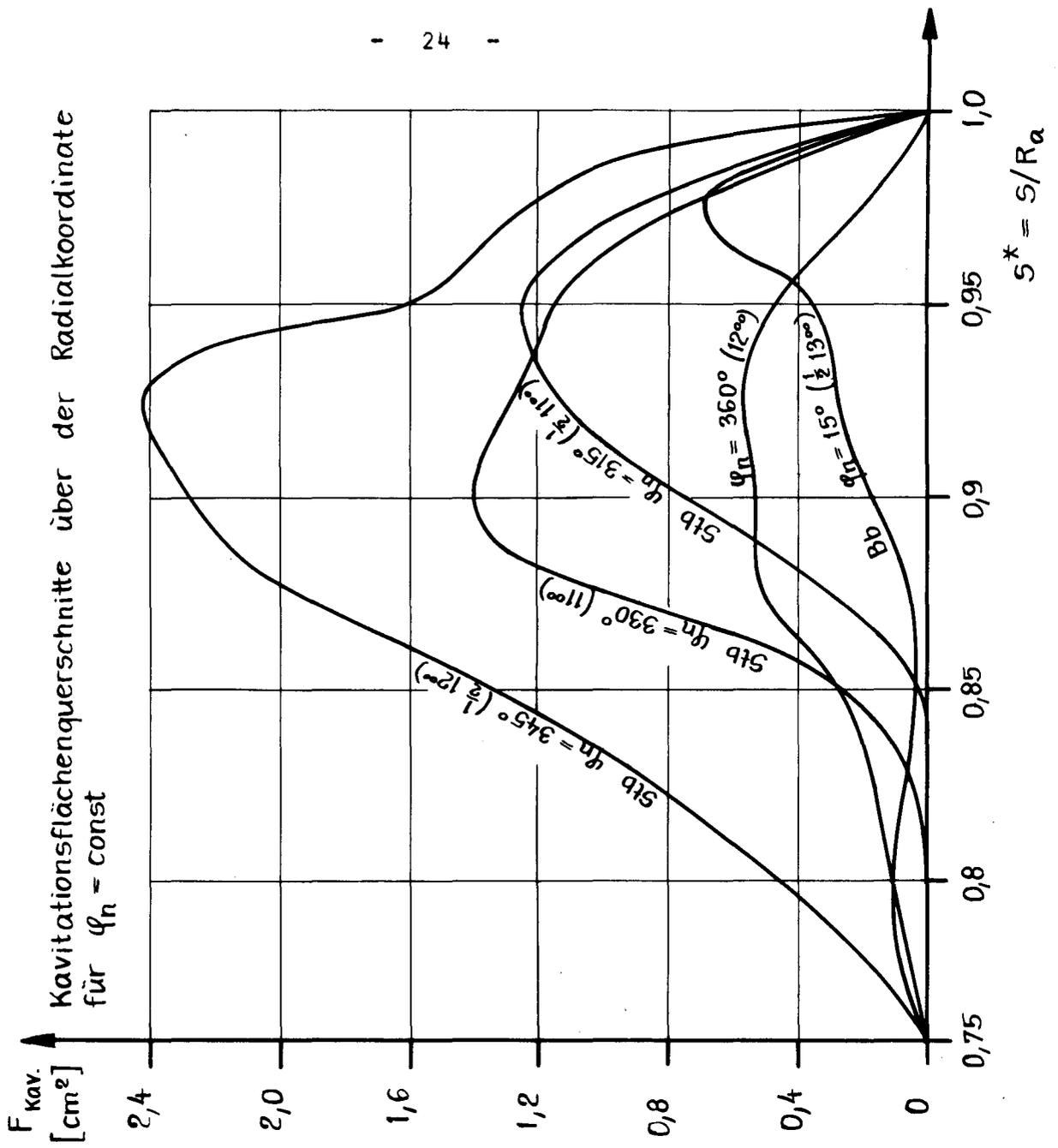


Netzlinien auf der Saugseite des Modellpropellerflügels, benutzt bei den stereoskopischen Aufnahmen im mittleren Kavitationstunnel der HSVA

Stereometrisch aufgemessene Kavitationsblase
 bei einer momentanen Flügelstellung von $\varphi_n = 360^\circ$
 12-Uhr - Stellung
 M 2:1



Ergebnis der stereoskopischen Ausmessung der Kavitationsausdehnung bei fünf momentanen Winkelstellungen φ_n : Meßreihe 133



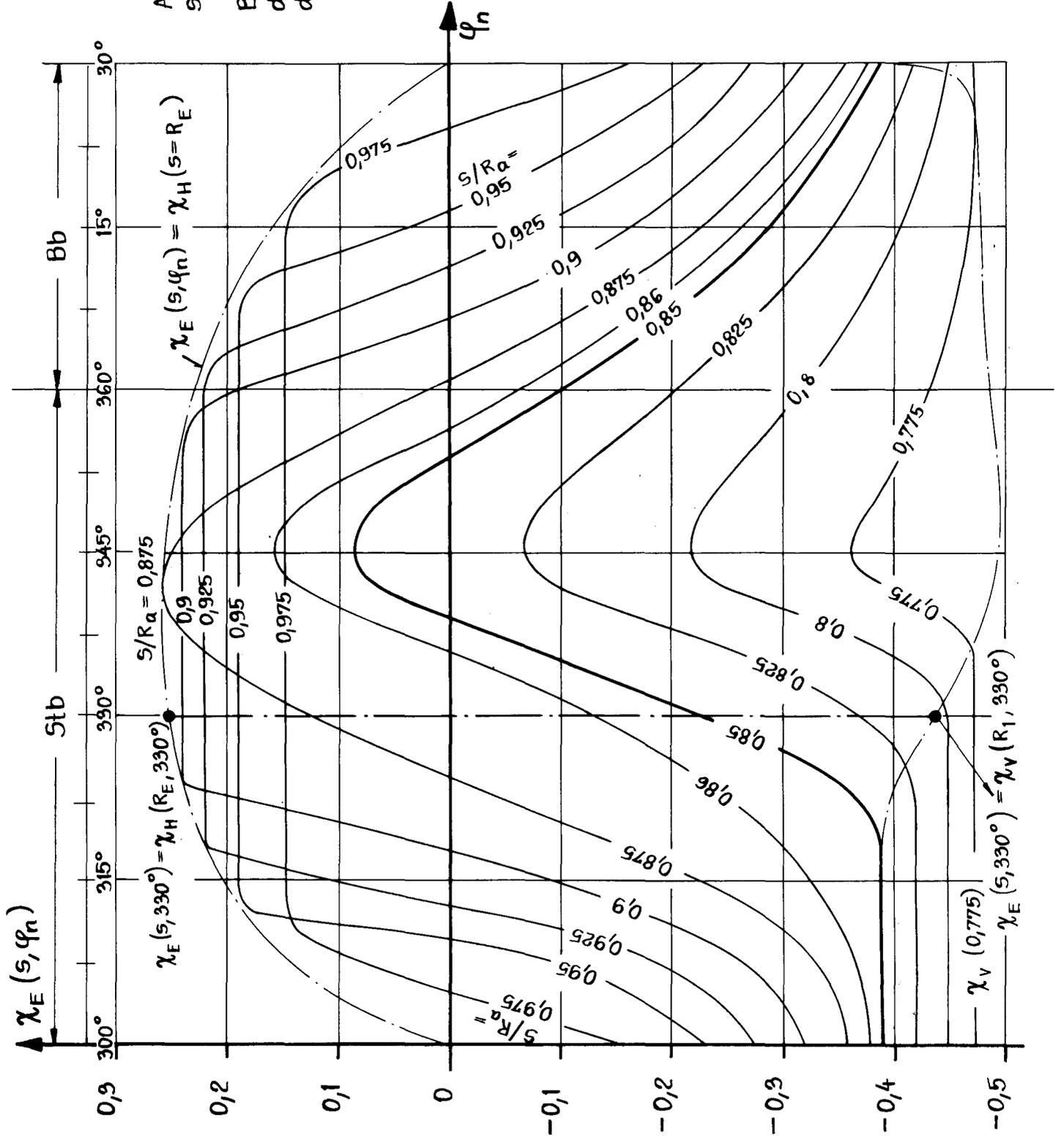
Kavitationsvolumen bei den diskreten Zuständen φ_n

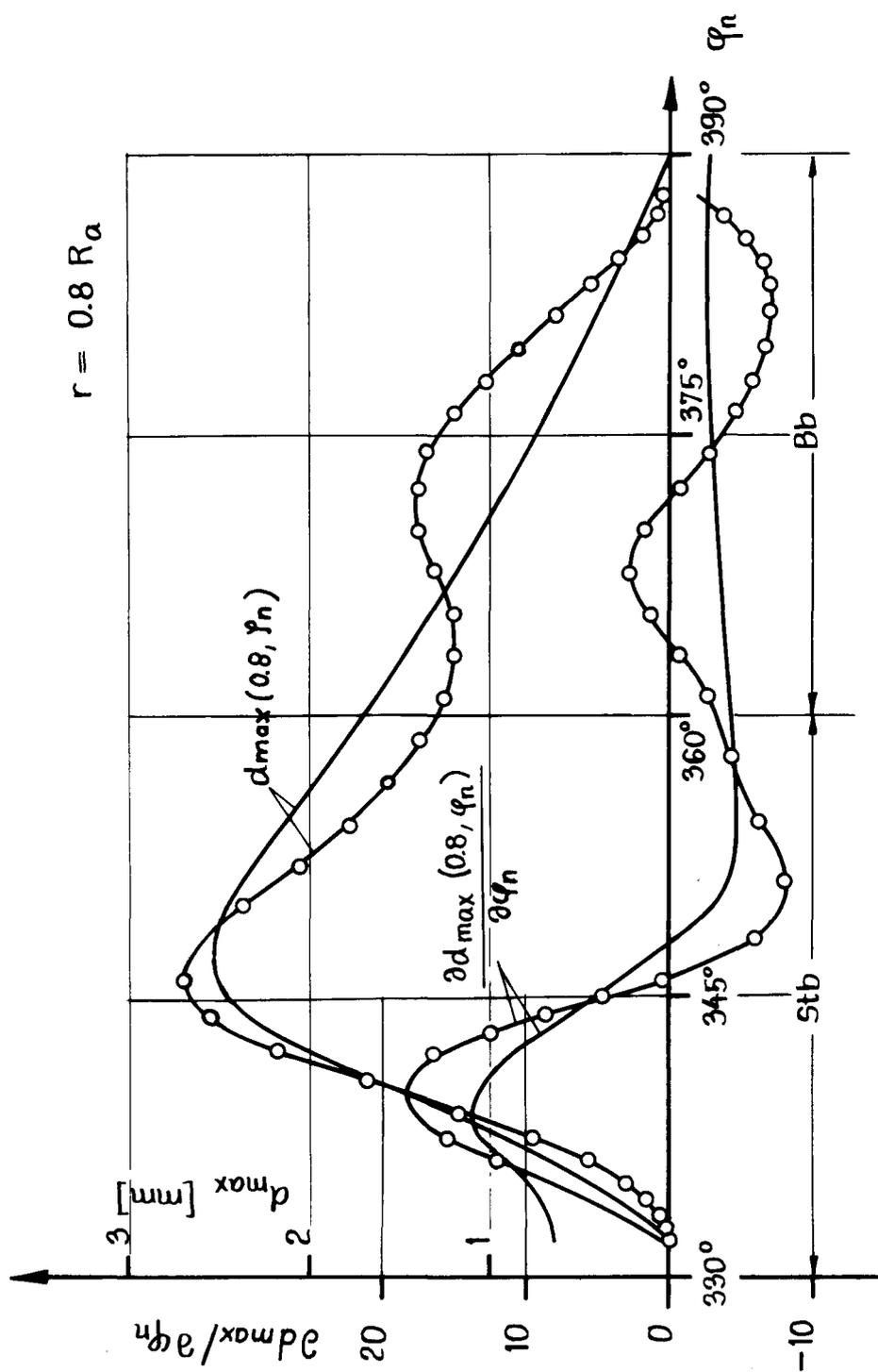
φ_n	$V_{\text{kav.}} [\text{cm}^3]$
315°	1,44
330°	1,90
345°	4,04
360°	0,913
15°	0,625

Zum Vergleich:
Das Flügelblattvolumen von $0,8 \div 1,0 R_a$ beträgt $2,36 \text{ cm}^3$

Meßreihe 133

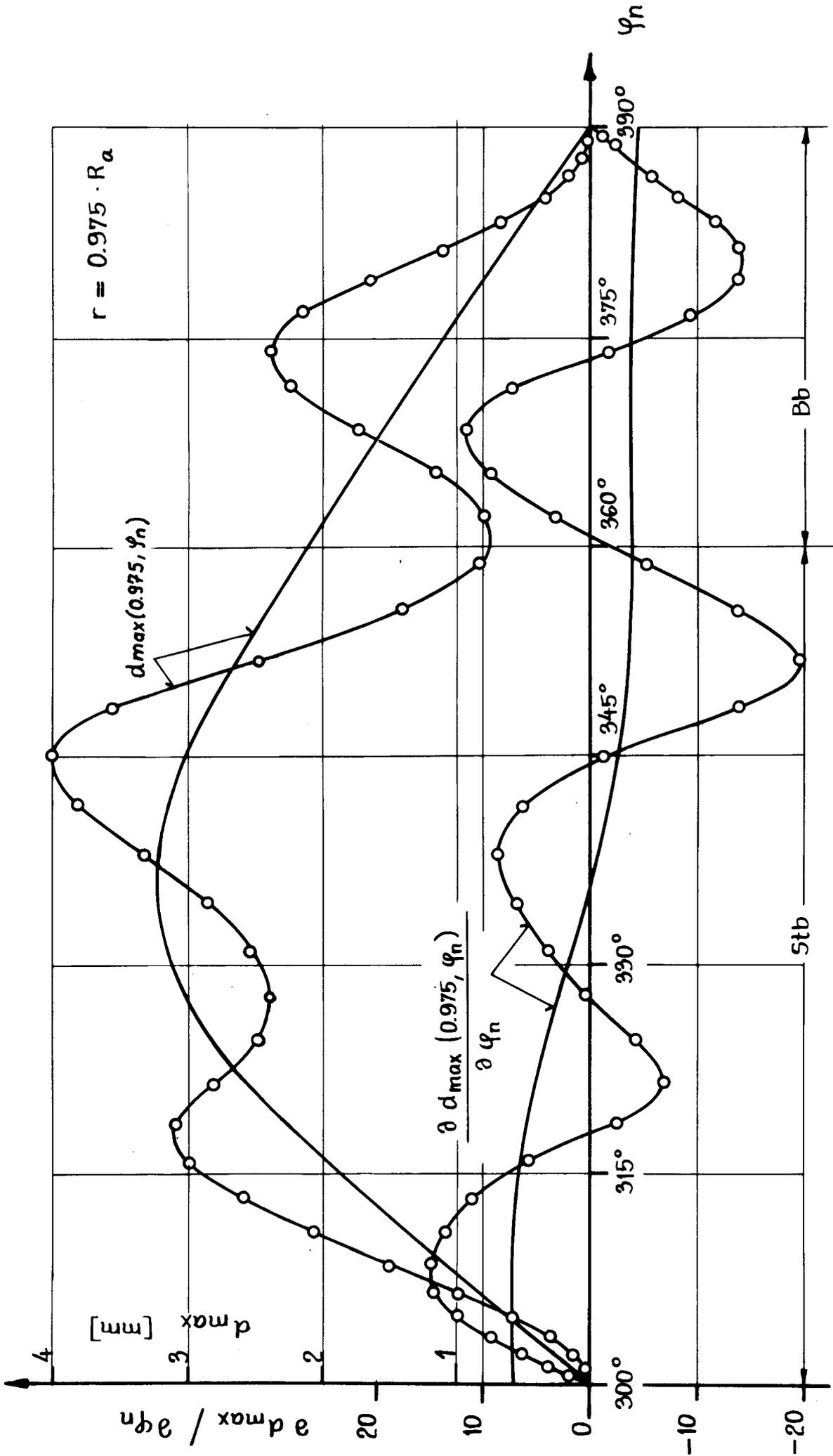
Auswertungsergebnis der stereoskopischen Aufnahmen
 Begrenzungskurven $\chi_E(s, \varphi_n)$ der Kavitationsblasen auf dem Propellerblatt über φ_n





Maximale Dicke der Kavitationsquerschnittsfläche in Blatt-Tiefenrichtung am Radius $r = 0.8 R_a$ und ihre zeitliche Ableitung über φ_n

—○— aus stereometrischer Auswertung
 ————— geglättet über φ_n

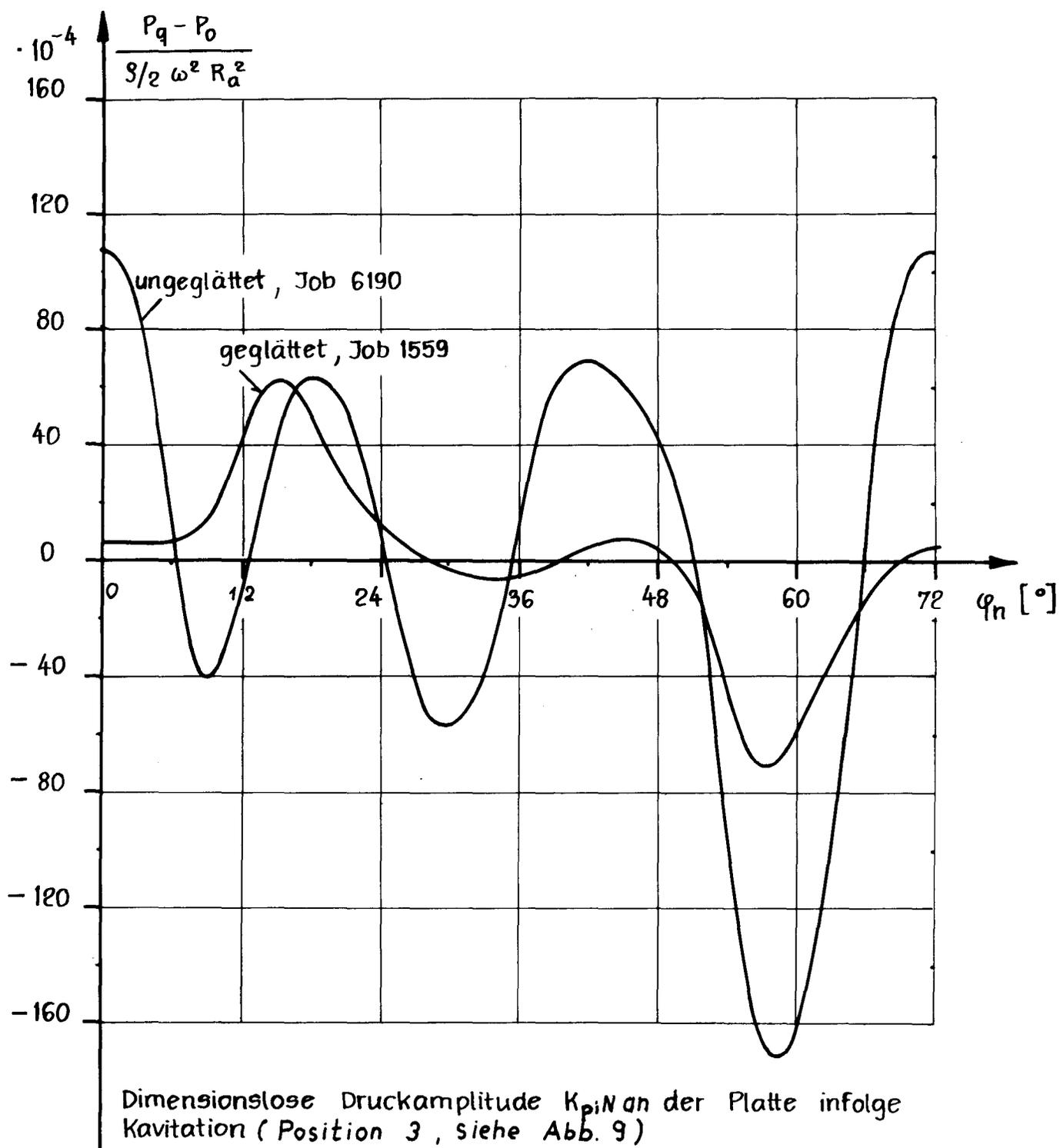


Maximale Dicke der Kavitationsquerschnittsfläche in Blatt-Tiefenrichtung am Radius $r = 0.975 R_a$ und ihre zeitliche Ableitung über φ_n

- aus stereometrischer Auswertung
- — — geglättet über φ_n

Periodischer Druckverlauf in einem freien Raumpunkt $y=y_0$ infolge zeitlich veränderlicher Kavitationsgebiete auf den Propellerblättern ($x=0, z=0$).

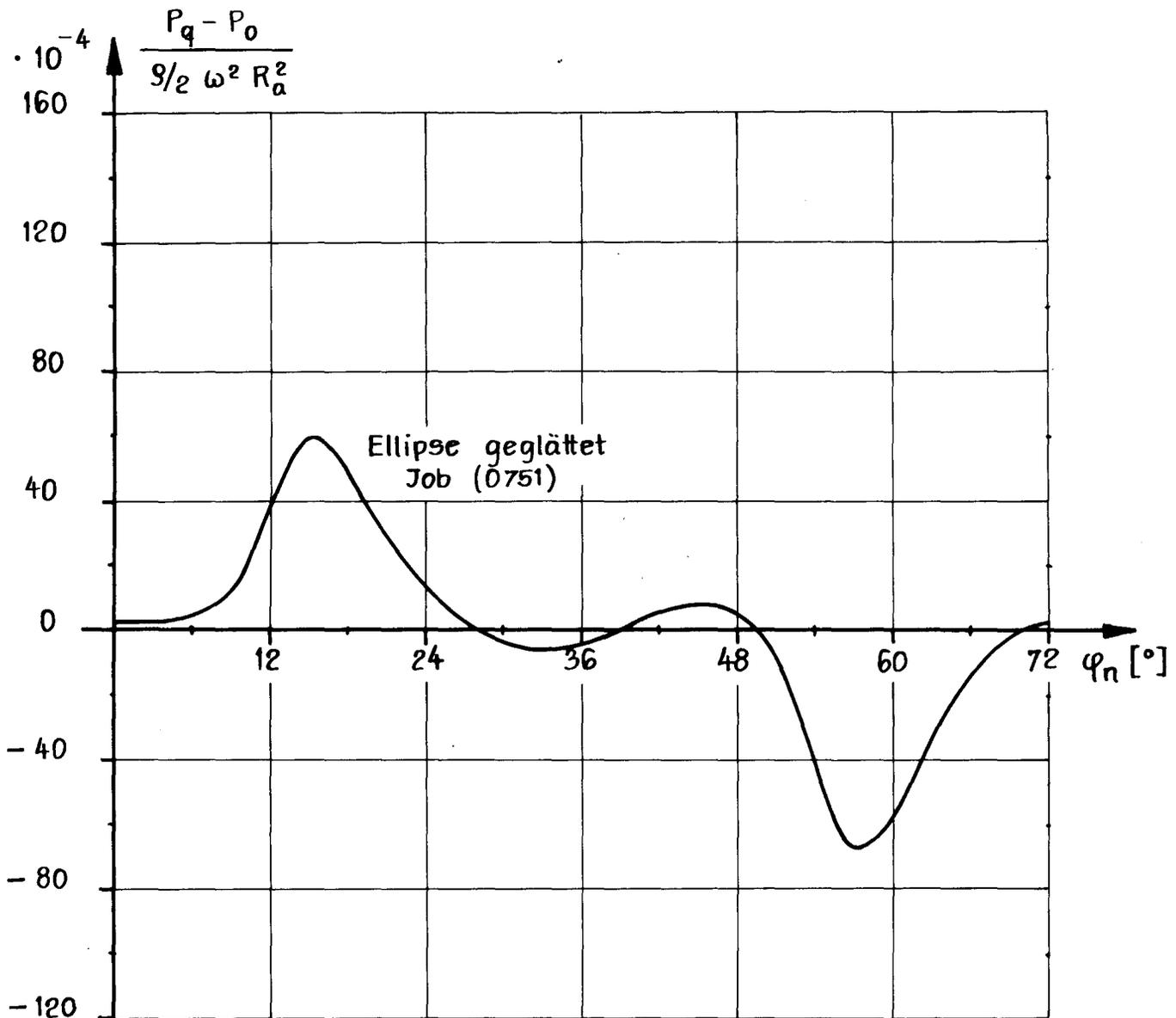
Gerechnet mit einer flächengleichen allgemeinen geometrischen Form ($n=4$) für die Querschnittsform der Kavitationsschicht in Blatt-Tiefenrichtung



Dimensionslose Druckamplitude $K_{p_i} N$ an der Platte infolge Kavitation (Position 3, siehe Abb. 9)

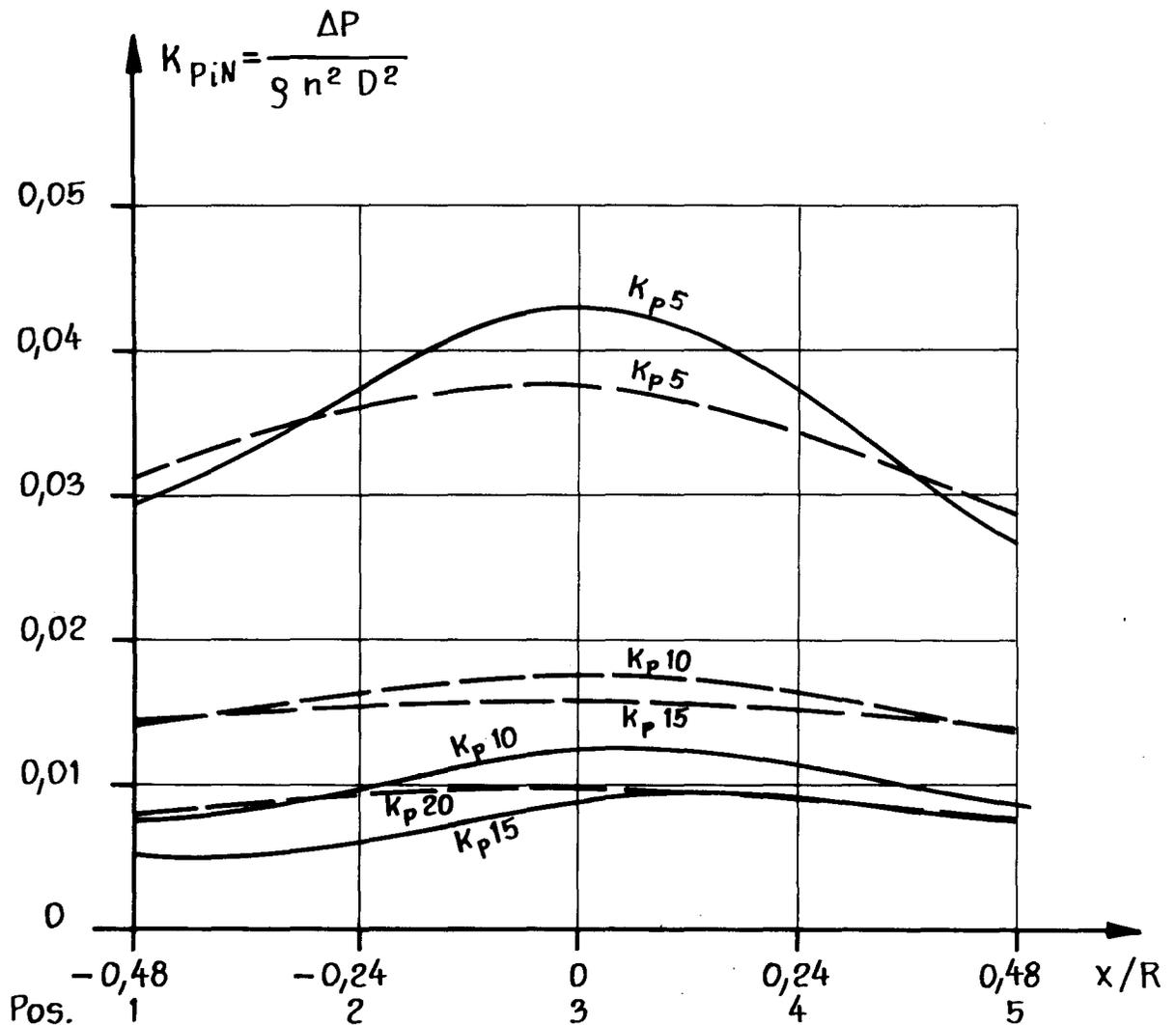
	$K_p 5$	$K_p 10$	$K_p 15$	$K_p 20$	$K_p 25$	$K_p 30$
unglättet	.03173	.05796	.06897	.02408	.00290	.00068
glättet	.09221	.01710	.01569	.00962	.00106	.00007

Periodischer Druckverlauf in einem freien Raumpunkt $y=y_0$ infolge zeitlich veränderlicher Kavitationsgebiete auf den Propellerflügeln ($x=0, z=0$).
 Gerechnet mit einer flächengleichen Ellipse für die Querschnittsform der Kavitationsschicht in Blatt-Tiefenrichtung.



Dimensionslose Druckamplitude $K_p \cdot N = \frac{\Delta P}{\rho n^2 D^2}$ an einer Platte infolge Kavitation (Position 3)

geglättet (JOB 0751)	$K_p 5$	$K_p 10$	$K_p 15$	$K_p 20$	$K_p 25$	$K_p 30$
	.03089	.01664	.01536	.00892	.00094	.00005



Propeller 1917 im Nachstrom:

Fortschrittziffer $J_{KT} = 0,61$
 Modelldrehzahl $n = 30 \text{ Hz}$
 Kavitationszahl $\sigma_n = 0,185$

----- Rechnung JOB 1559
 ————— Messung

Vergleich zwischen gemessenen und berechneten dimensionslosen Druckamplituden K_{PiN} in Schiffs-längsrichtung

- Bemerkung:
- Maximale Dicke der Kavitationsquerschnittsfläche in Blatt-Tiefenrichtung über φ_n geglättet
 - Theoretische Querschnittsform: allgemein geometrisch $(n-4)$

Anhang

M. Döhler, K. Ringle

Photogrammetrische Formbestimmung der Kavitationsblasen,
IfS-Bericht Nr. 321 B

Der Einfluß des ungelösten Gasgehaltes auf die Kavitationserscheinungen an einem Propeller und auf die von ihm erregten Druckschwankungen

Teil B

Photogrammetrische Formbestimmung der Kavitationsblasen

Kurzbericht

I Photographische Aufnahmen

Während der Kavitationsversuche in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt wurden in der Zeit vom 18.11. bis 6.12.74 gleichzeitig mit anderen Untersuchungen photographische Aufnahmen verschiedener Zustände vorgenommen. Sie dienten zur geometrischen Formbestimmung der Kavitationserscheinungen. Dazu waren stereoskopische Aufnahmen erforderlich. Wegen der besonderen Objektverhältnisse konnten keine photogrammetrischen Aufnahme-Meßkammern verwendet werden. Benutzt wurden zwei Hasselblad-Kameras 500 EL mit Zeiss-Objektiven Distagon 1 : 4; $f = 50$ mm. Beide Kameras waren auf einer Schiene in vertikaler Basisstellung (Basis ~ 10 cm) befestigt und auf einem Theodolit-Stativ unmittelbar vor dem Fenster des Kavitationstunnels aufgestellt, so daß die zu untersuchenden Propellerstellungen stereoskopisch erfaßt werden konnten. Durch elektrische Verbindung der beiden motorisch betriebenen Aufnahmegeräte war eine Synchronauslösung möglich. Die Aufnahmeentfernung zum Propeller betrug im Mittel bei 0° Stellung des Propellers ($\cong 12^h$ Stellung) 60 cm. Die Belichtungen erfolgten mit $1/30$ sec. Um stehende Bilder des mit verschiedenen Geschwindigkeiten umlaufenden Propellers zu erhalten, wurden mehrere Stroboskopblitze benutzt, die entsprechend der Umdrehungsgeschwindigkeit und der Uhrzeitstellung des Propellers von einem Computer gesteuert wurden.

Ingesamt sind 1920 Bilder im Format 6 x 6 cm aufgenommen worden, und zwar:

Eichaufnahmen (EICH 1-26) = 204 Stereoaufnahmen $\hat{=}$ 408 Bilder
Meßaufnahmen (MES 2-157) = 756 " $\hat{=}$ 1512 Bilder

Die Eichaufnahmen waren notwendig wegen des Mehrmedienfalles der die Zentralperspektive beeinträchtigt und somit die Geometrie der Abbildung verändert. Die abbildenden Strahlen durchliefen die Medien Luft, Glas und Wasser. Um den Einfluß der Strahlenbrechung auf die geometrische Abbildung zu ermitteln, wurden folgende photographischen Eichaufnahmen gefertigt:

Propeller in den 8 halbstündigen Flügelstellungen (alle 15°) von 10^h über 12^h bis $1/2$ 14^h , und zwar:

- A) ohne Wasser und ohne Glasfenster (unbeeinträchtigte Zentralprojektion, da Medium nur Luft;
- B) wie unter A) aber mit Glasscheibe und Wasserfüllung (gestörte Zentralprojektion, wirksame Medien: Glas, Wasser, Luft).

Bei den unter A) und B) genannten Aufnahmen wurde mit ruhig stehendem Propeller und nichtströmendem Wasser gearbeitet. Im Falle A) ist der Propeller von einem im Institut für Photogrammetrie und Topographie der Universität Karlsruhe speziell gefertigten Paßpunktrahmen umschlossen worden. Die Koordinaten der aufgebrauchten Paßpunkte sind auf einer Präzisionswerkzeugmaschine dreidimensional mit einer Genauigkeit von 0,01 mm ausgemessen worden. Diese Paßpunktkoordinaten waren für die spätere stereoskopische Ausmessung der Flügelform notwendig. Auf jeweils einem Flügel der beiden untersuchten Propeller ist von der HSVA ein Netz nach dem Muster der beiliegenden Abb. 1 aufgetragen worden.

Nach den beschriebenen Eichaufnahmen erfolgten die stereophotogrammetrischen Aufnahmen (MES-Aufnahmen) der unter verschiedenen Versuchsbedingungen (wie z. B. 2 Propellerformen; freifahrend; Nachstrommodell; verschiedene Geschwindigkeiten zwischen 15 und 30 Umdrehungen pro sec.; unterschiedlicher Gasgehalt im Wasser) erzeugten Kavitationserscheinungen.

Für die Aufnahmen wurden benutzt:

EICH-Aufnahmen auf Isopan 17 DIN-Film

MES -Aufnahmen auf Agfapan 400-Film

II Kalibrierung der Aufnahmekameras

Die bei den Aufnahmen in Hamburg benutzten Hasselblad-Kameras (siehe Bericht Teil I) wurden in der Zeit vom 8. bis 12.9.75 im Labor des Instituts für Photogrammetrie und Topographie der Universität Karlsruhe am Eichstern einer eingehenden Kalibrierung unterzogen. Durch Kalibrierung von Aufnahmekammern werden geometrische Größen, die in der Photogrammetrie als Elemente der "Inneren Orientierung" bezeichnet werden, bestimmt. Dies sind die Lage des Bildhauptpunktes H' ; die Kammerkonstante c (Abstand Projektionszentrum - Bildebene); die Objektivverzeichnung (die die Zentralprojektion beeinträchtigt). Diese Größen sind bei Meßkammern bekannt und für jede Kammer unveränderlich. Bei Nichtmeßkammern wie im vorliegenden Fall müssen diese Größen bestimmt werden. Dabei wird man auch Konstanz und Reproduzierbarkeit dieser Werte für die verschiedenen Fokus-Einstellungen prüfen müssen.

Das geschah unter möglichst strenger Einhaltung der Hamburger Aufnahmeanordnung: Stereoaufstellung der beiden Kammern mit vertikaler Basis von ~ 10 cm; Verwendung der gleichen Objektiv-Kammer und Kassettenkombinationen; Verwendung von Rollfilm und entsprechender Fokus-Einstellungen.

Die Serie 1 von 11 Aufnahmen pro Kammer erfolgte bei einer Aufnahme-Entfernung von $e \sim 2,9$ m (Bildmaßstab $1 : m_b \sim 1:58$) mit wechselnden Blenden 4, 11, 16, 22 und zwei Filmsorten AGFA PAN 400 und ISOPAN 17. Damit sollte die Verzeichnung der beiden Distagon-Objektive $1 : 4/50$ bestimmt und die Konstanz der inneren Orientierung vor allem hinsichtlich der Kammerkonstante von Bild zu Bild überprüft werden. Außerdem läßt sich aus der Größe und Verteilung der Vektoren der Koordinaten-Restfehler im Bild nach der Ausgleichung die Qualität der Ebenheit der Rollfilm-Bilder beurteilen. Von diesen Aufnahmen sind 8 je Kammer am Präzisionsstereokomparator Zeiss PSK ausgemessen worden. Pro Bild wurden durchschnittlich 290 Punkte durch Doppelmessungen bestimmt, das sind insgesamt:

$$290 \times 2 \times 8 \times 2 = 9280 \text{ Punktmessungen.}$$

Die Kalibrierungsberechnungen erfolgten mit dem vom Institut für Photogrammetrie und Topographie hergestellten Programm-Paket an der Rechenanlage UNIVAC 1108 der Universität Karlsruhe.

Kammer A:

Kamera-Gehäuse	Nr. UVE 16902
Objektiv	Nr. 5303171
Kassetten	Nr. TU 114 339

Kammer B:

Kamera-Gehäuse	Nr. UVE 16912
Objektiv	Nr. 5143649
Kassetten	Nr. TU 114 344

In dieser Kombination wurden die Aufnahmen in Hamburg (HSVA) und die Labor-Kalibrierungen (Institut für Photogrammetrie) vorgenommen.

Wegen der relativ guten Übereinstimmung der für jede Aufnahme bestimmten Objektivverzeichnung wurden die Mittelwerte aus je 8 Aufnahmen gebildet. Für beide Objektive ergab sich die gleiche Verzeichnungskurve. Der Schnittpunkt mit der x-Achse (Radialabstand im Bild; Nullpunkt gleich Bildmittelpunkt) wurde bei 15 mm festgelegt. Innerhalb dieses Bildbereiches beträgt die max. Verzeichnung etwa + 20 μ m. Dieser Wert ließe sich durch eine andere Festlegung des Schnittpunktes der Kurve mit der x-Achse noch verringern. Geht man aber davon aus, daß die Schiffsschraube im zentralen Bildbereich (1 x 1,5 cm) abgebildet ist, kann die Verzeichnung höchstwahrscheinlich vernachlässigt werden, da andere Fehlereinflüsse wie Einstell- und Meßfehler der weniger gut definierten Blasenoberfläche und die Unebenheiten des Rollfilmes dominierender sein dürften. Als Abweichungen vom arithmetischen Mittel der Kammerkonstanten ergaben sich Mittelwerte von $\pm 0,03$ bis $\pm 0,05$ mm. Für Photoapparate (keine Meßkammern!) und bei Verwendung von Rollfilm ist das ein gutes und brauchbares Ergebnis.

Die mittleren Koordinaten-Restfehler im Bild nach der Ausgleichung schwanken zwischen 3 und 8 μ m bei Mittelwerten von 4 .. 5 μ m. Auch das entspricht den Erwartungen aufgrund früherer Untersuchungen. Rollfilm besitzt in der Ebenheit nicht die Güte von Glasplatten bzw. Planfilm. Das wird auch sichtbar aus der Größe und Verteilung der Koordinaten-Restfehler der einzelnen Fehlervektorenpläne, die nach der Kalibrierung für jede Aufnahme elektronisch ausgegeben werden. Innerhalb des zentralen Bildbereichs, in dem auch die Abbildung der Schiffsschraube liegt, sind die Restfehler relativ klein und entsprechen etwa den an Meßaufnahmen gestellten Anforderungen und Erwartungen.

Die Serie 2 diente zur Bestimmung der inneren Orientierung, insbesondere der Ermittlung der Kammerkonstanten unter den unterschiedlichen Hamburger Aufnahmeverhältnissen.

Es wurden Kalibrierungsaufnahmen an der Karlsruher Eich-einrichtung vorgenommen, die den auf die einzelnen Flügelstellungen entsprechenden unterschiedlichen Aufnahmeentfernungen und Fokuseinstellungen mit und ohne Wasser entsprachen. Für jede der 8 Positionen von $300^{\circ} \pm 10^h$ bis $45^{\circ} \pm 1/2 14^h$ wurden 4 Kalibrierungsaufnahmen hergestellt, insgesamt also 32 Bilder für jede Kamera. Davon sind je 30 Aufnahmen ausgewählt und im PSK ausgemessen worden. Bei etwa 80 Punkten pro Bild ergaben sich bei Doppelmessungen für alle Bilder ungefähr 9600 Meßeinstellungen.

Die Kalibrierungsberechnungen erfolgten ebenfalls auf der oben genannten Rechenanlage. Die für die einzelnen Zustände ermittelten Kammerkonstanten wurden für die unter III beschriebenen Stereoausmessungen der Bilder benutzt.

III Stereophotogrammetrische Bildauswertung

Als Ergebnis der stereoskopischen Bildauswertung waren verlangt: Größen und Dicken der einzelnen Kavitationsblasen. Von den möglichen Auswerteverfahren wurde aus verschiedenen Gründen linienweise Stereokartierung bevorzugt. Sie erfolgte im Stereokartiergerät Topocart von Jenoptik am Institut für Photogrammetrie und Topographie der Universität Karlsruhe.

Ausgewertet und gezeichnet wurden:

1. Von den einzelnen Zustandsstufen auf die Aufnahmeebene orthogonal projizierte Aufrisse der einzelnen Flügelstellungen mit eingezeichneten Blasenbegrenzungskonturen.
2. In den Grundriß orthogonal projizierte horizontale Profilschnitte der Flügeloberfläche und der darüber liegenden Blasenoberfläche. Die Grundrißebene liegt senkrecht zur gewählten Aufrißebene. Die Kartierungen wurden im Maßstab 2 : 1 bezogen auf das Objekt vorgenommen.

Die Ergebnisdarstellungen sind im Abschnitt IV nochmals kurz erläutert.

Von den MES-Aufnahmen sind ausgewertet worden die in nachstehender Tabelle mit + ausgewiesenen Stereomodelle.

Die mit - versehenen Stereomodelle konnten nicht ausgemessen werden, weil keine ausgeprägten Blasen vorhanden sind, oder die photographische Qualität eine stereophotogrammetrische Ausmessung nicht zuließ.

Uhrzeit- stellung	10	1/2 11	11	1/2 12	12	1/2 13	13
MES-Nr.							
133	-	+	+	+	+	+	+
134	-	+	+	+	-	+	+
137	-	-	+	-	-	-	-
138	-	-	+	+	-	-	-
139	-	-	+	+	-	+	-
144	-	+	+	+	-	+	-
145	-	+	+	+	-	+	-
148	-	-	+	+	+	-	-
150	-	-	-	+	+	-	-
153	-	-	-	-	-	-	-
154	-	-	-	-	+	-	-
156	-	-	+	+	+	-	-
157	-	-	+	-	-	-	-

Die Ausmessung geschah in folgender Weise:

1. Zuerst wurden jeweils die im Abschnitt I unter A) genannten EICH-Aufnahmen nach Aufriß und Grundriß ausgewertet. Im Gerät wurden dazu die kalibrierten Kammerkonstanten eingestellt. Diese Aufnahmen sind in der Geometrie in der Abbildung störungsfrei, da sie nur im Medium Luft (ohne Glas und Wasser) aufgenommen sind. Die Einpassung erfolgte über die erwähnten Paßpunktkoordinaten.

2. Daraufhin wurden die in Abschnitt I unter B) genannten Aufnahmen in das Gerät eingelegt. Diese Aufnahmen zeigen eine veränderte Geometrie wegen der Strahlenbrechung aufgrund der Medien Luft, Glas, Wasser. Mit Hilfe des auf den Flügel aufgetragenen Netzes wurden diese Aufnahmen auf die unter 1. genannte Kartierung eingepaßt. Das geschah mit Hilfe affin eingeführter Kammerkonstanten in x und y .
3. Schließlich wurden die MES-Aufnahmen eingelegt, die in ihren geometrischen Verhältnissen den EICH-Aufnahmen nach B entsprechen. Es erfolgte die Auswertung der Kontur der Blase im Aufriß und die Kartierung der Blasenoberfläche in den erwähnten Profilen als Grundrißprojektion.

Die unter 1. - 3. genannten Arbeitsstufen wurden für jede Zustandsstufe d.h. für jede Flügelstellung vorgenommen, wobei selbstverständlich stets die sich jeweils entsprechenden Stereobildpaare ausgewertet wurden. (Z.B. MES-Nr. 133, Flügelstellung $1/2 12^h$):

- 1) Eichaufnahme A für $1/2 12^h$;
- 2) Eichaufnahme B für $1/2 12^h$;
- 3) MES-Aufnahme für $1/2 12^h$ und weiter:
MES-Aufnahme Nr. 134 für $1/2 12^h$;
MES-Aufnahme Nr. 137 für $1/2 12^h$; usw. bis
MES-Aufnahme Nr. 157 für $1/2 12^h$;

IV Darstellung der Ergebnisse

Die nach der unter III beschriebenen stereophotogrammetrischen Auswertungen sind in den beigegebenen Plänen im Maßstab 2 : 1 kartiert. Sie sind entsprechend beschriftet bezüglich der MES-Nr., der Flügelstellung und hinsichtlich Flügelnetz und Profil-Nr. bezeichnet. Auf den einzelnen Blättern (im Maßstab 2 : 1) sind für die einzelnen Uhrzeitstellungen zunächst (links) das Propellerblatt jeweils mit seinen be-

zeichneten Netzlinien gezeichnet. Darin sind eingezeichnet die Konturengrenzen der Blasen. Im Bereich der Blase sind wie eingezeichnet die ausgewerteten Profile verdichtet. Dabei sind die ursprünglichen Netzmaschen auf der D-D-Achse jeweils fünfmal unterteilt. Man muß beachten, daß die sich dabei ergebenden Abstände von Profilmasche zu Profilmasche unterschiedlich sind. Das ist bedingt durch die Orthogonalprojektion des Flügels auf die durch die Aufnahme festgelegte Projektionsebene. Diese ist in dem beigefügten, ebenfalls ausgewerteten Grundrißplan grün eingezeichnet. Sie ist für alle Uhrzeitstellungen des Propellerflügels gleich (natürlich auch für alle Meßnummern). Wegen der unterschiedlichen Lage des Flügels in den einzelnen Uhrzeitstellungen zur Projektionsebene ist auch die Größe und Form des links in der Auswertung gezeichneten Flügels unterschiedlich. Die bereits erwähnten, die Netzmaschen unterteilenden Profile sind Parallelen der X-Y-Ebene des Geräteachssystems. Solche Profile sind nicht frei wählbar, sondern sind durch das Achssystem des Auswertegerätes festgelegt. Am unteren Rand ist die Bezeichnung der Profile angegeben.

Im rechten Teil der Zeichnungen sind die in die X-Y-Ebene projizierten Profile dargestellt, und zwar stets die Profile der Flügeloberfläche mit den darüberliegenden kontinuierlich eingezeichneten Blasenoberflächen (Dicken). Der Abstand der Profile entlang der D-D-Achse ist frei gewählt (hat also keinen Maßbezug), damit die Blasenprofile einigermaßen getrennt erscheinen.

Die Projektionsebene ist für alle Flügelstellungen, auch von MES Nr. zu MES Nr. gleich, sie ist identisch mit der Lage der Bildebene und entspricht der im Grundriß eingezeichneten X-Achse des Gerätesystems. Die Profile sind senkrecht auf dieser Projektionsebene stehende parallele Horizontalschnitte im X-Y-Geräteachssystem.

Als Beispiel für die Entnahme von Profildicken sind im Blatt MESS Nr. 133 für $1/2 \cdot 12^h$ 3 Punkte angegeben.

1. Roter Punkt

Dieser Punkt ist ein Schnitt des Profiles 11.3 mit der Netzlinie E-E. Die zugehörige Höhe (Normale zur Flächenprofillinie) ist im rechten Teil rot eingezeichnet.

2. Grüner Punkt

Dieser Punkt ist ein Netzpunkt zwischen C-C und 12-12. Er liegt etwa in der Mitte zwischen den Profilschnitten 11.3 und 11.4 deren beiden Blasenhöhen im rechten Teil der Zeichnung grün eingezeichnet sind. Die Höhe des grünen Punktes ist durch Interpolation zu ermitteln.

3. Blauer Punkt

Dieser Punkt liegt auf der Profillinie 12.3 zwischen den Netzlinien E-E und F-F. Sein Abstand von der D-D-Achse gemessen im linken Bildteil (blau eingezeichnet) ist von der D-D-Achse im rechten Bildteil abzusetzen und mit der Linie 12.3 zum Schnitt zu bringen. Im gefundenen Punkt ist die Dicke der Blase blau eingezeichnet.

Entsprechend den gegebenen Beispielen für den roten und den blauen Punkt können die Blasendicken für eine hinreichende Zahl von Punkten im rechten Bildteil entnommen werden. Aus diesem digitalen Punkthaufen ist die Blasenoberfläche mathematisch beschreibbar. Auf diese Weise läßt sich die Blasenoberfläche von Flügelstellung zu Flügelstellung auch in ihrer Dicke beschreiben, ohne daß ein in allen Flügelstellungen identischer Punkthaufen erforderlich ist.

16. Juni 1977

gez. Dr. Döhler

F. d. R.:

Anlage

