

EINE NÄHERUNGSMETHODE ZUR ERLEICHTERUNG DER BERECHNUNG VON RADIALEN LAUFRÄDERN

Von

I. KURUTZ

Lehrstuhl für Strömungslehre, Technische Universität, Budapest

(Eingegangen am 19. Februar 1959)

Zur Berechnung von radialen Laufrädern mit rückwärtsgekrümmter Beschaukelung wurde ein Rechenverfahren von J. Gruber [1] ausgearbeitet, das — mit einer der Praxis entsprechenden Genauigkeit — einfach durchzuführen ist. Mit dieser Methode kann zu gegebenen Leistungskennziffern die Schaufelform bestimmt werden, eine beliebige Zirkulationsverteilung an den Schaufeln vorausgesetzt.

Das Wesentliche des Verfahrens besteht darin, daß die Beschaukelung des Laufrades mit Hilfe einer komplexen Transformation in ein gerades

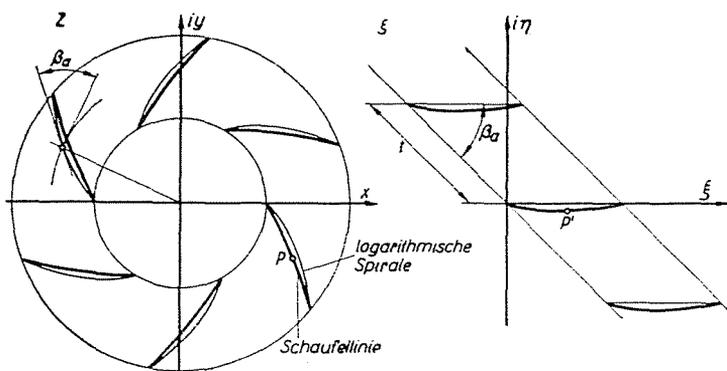


Bild 1

Schaufelgitter abgebildet wird. Zur Vereinfachung der Berechnung wird die Verteilung der Schaufelzirkulation auf dem geraden Schaufelgitter aufgenommen und in ihrer Kenntnis kann die Schaufelform mit dem Singularitätenverfahren festgestellt werden. Die auf dem geraden Gitter erhaltene Schaufelform wird mit Hilfe der Abbildungsfunktion auf das Kreisgitter transformiert (Bild 1).

Als Bezugslinie dient in dem Verfahren eine logarithmische Spirale, die über den Anfangs- und Endpunkt der Schaufellinie (über der Eintritts- und

Austrittskante der Schaufel) läuft. Diese Linie verwandelt sich durch die Abbildung in gerade Linien des geraden Gitters. Der Steigungswinkel β_a der logarithmischen Grundspirale wird am Anfang der Berechnung aufgenommen. Der Winkel — dessen Größe von den Ausgangswerten: den geometrischen Angaben und den Leistungsbedingungen abhängt — soll als Ergebnis der Berechnung denselben Wert erhalten, welcher anfangs aufgenommen wurde.

Sollte der Wert von β_a nicht entsprechend gewählt werden, läuft die Schaufelkurve nicht über den Schnittpunkt des Radumfanges mit der logarithmischen Spirale. In diesem Falle muß die Berechnung mit einem entsprechend berichtigten β_a Wert wiederholt werden.

Die den Steigungswinkel der logarithmischen Spirale beeinflussenden Faktoren wurden in einer vorangehenden Arbeit [2] über die Geschwindigkeitsverteilung an der Beschauelung des Laufrades eingehend behandelt.

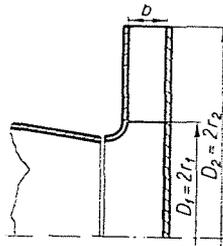


Bild 2

Die Leistungsbedingungen werden mit dimensionslosen Kennziffern angegeben. Die theoretische Förderhöhe (H_{id}) bzw. Gesamtdruckerhöhung ($\Delta p_{\bar{o}id}$) bestimmt die Druckzahl ψ_{id} :

$$\psi_{id} = \frac{H_{id}}{\frac{u_2^2}{2g}} = \frac{\Delta p_{\bar{o}id}}{\frac{\rho}{2} u_2^2} \quad (1)$$

Das Fördervolumen wird mit der Durchflußzahl

$$\varphi^* = \frac{Q}{D_2 \pi b u_2} \quad (2)$$

angegeben, diese ist — von jener in der Literatur gebräuchlichen abweichend — für das im Laufrad entstehende Strömungsbild kennzeichnend, unabhängig von der Laufradbreite. In beiden Beziehungen bedeutet ρ die Dichte des Mittels, u_2 die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades. Die Abmessungen D_2 und b sind im Bild 2 erkennbar.

Die erwähnte frühere Arbeit [2] beschränkt sich auf den Fall eines einzigen Durchmesserverhältnisses, $\frac{D_2}{D_1} = 1,8$. Dieses Verhältnis wurde beibehalten und die Schaufelzahl bzw. die Leistungskennziffern ψ_{id} und φ^* systematisch abgeändert.

Als Ergebnis der Untersuchungen wurde festgestellt, daß der β_a Steigungswinkel von der Schaufelzahl praktisch unabhängig ist. Gleichfalls ist er unabhängig von der Gestalt der Zirkulationsverteilung längs der Schaufel, welche im geraden Gitter aufgenommen wurde. Diese wurde dort für elliptische und für konstante Zirkulationsverteilung festgestellt.

Im Laufe der Untersuchungen wurde ferner festgestellt, daß $\text{tg } \beta_a$ — im Falle eines konstanten ψ_{id} — mit der Durchflußzahl φ^* proportional ist, während bei konstanter φ^* die Beziehung zwischen $\text{ctg } \beta_a$ und ψ_{id} annähernd linear verläuft.

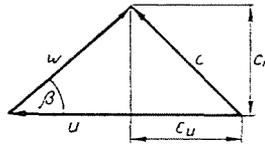


Bild 3

Die erwähnten Ergebnisse erleichtern sehr bedeutend die Berechnung in solchen Fällen, in welchen gewisse Resultate schon zur Verfügung stehen, und so zur Extrapolation als Ausgang dienen können. Will man zum Beispiel den Wert von φ^* bei konstanten $\frac{D_2}{D_1}$ und ψ_{id} abändern, kann der β_a Wert in diesem Falle im Voraus so angegeben werden, daß die frühererwähnte Wiederholung der Berechnung unnötig wird.

Bei gleichzeitiger Abänderung des Durchmesserverhältnisses und der Kennzahlen φ^* und ψ_{id} muß die Berechnung für die Feststellung von β_a eventuell wiederholt werden.

Das Ziel der vorliegenden Untersuchung ist, den Steigungswinkel der logarithmischen Spirale im vorhinein so genau zu bestimmen, daß die Wiederholung der Berechnung zu vermeiden sei.

In der vorliegenden Arbeit wird eine annähernde Schaufellinie auf Grund der Geschwindigkeitsdreiecke bestimmt. Der gesuchte Winkel β_a wird der Steigungswinkel jener logarithmischen Spirale sein, die über den Anfangs- und Endpunkt der annähernden Schaufelkurve läuft.

Es wird also der Umstand außer acht gelassen, daß die Gesamtzirkulation von den an den Schaufellinien — der gewählten Zirkulationsverteilung entsprechend — verteilten Wirbeln verursacht wird.

Aus dem — für einen beliebigen Radius r aufgezeichneten — Geschwindigkeitsdreieck (Bild 3) kann der Wert von $\text{ctg } \beta$ mit den Geschwindigkeiten bestimmt werden :

$$\text{ctg } \beta = \frac{u}{c_r} - \frac{c_u}{c_r}.$$

Der zwischen der Umfangsgeschwindigkeit und der Relativgeschwindigkeit liegende Winkel β ist zugleich jener, den die Schaufellinie und die Tangente des — vom Radius r bestimmten — Kreises einschließen.

Da der Wert von $\text{ctg } \beta$ mit den Entwurfskennzahlen des Laufrades $\left(\frac{D_2}{D_1}; \psi_{id}; \varphi^*\right)$ ausgedrückt werden soll, kann diese Beziehung folgenderweise umgeändert werden :

$$\text{ctg } \beta = \frac{u_2}{c_{2r}} \frac{1}{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2} \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 - F(r) \frac{c_{2u} u_2}{c_{2r} u_2} \frac{1}{r_2} \frac{r}{r_1}. \quad (3)$$

Es wurde hier vorausgesetzt, daß zwischen der tangentialen Komponente der absoluten Geschwindigkeit c_u und dem auf dem Außendurchmesser gültigen Wert derselben Geschwindigkeitskomponente eine Beziehung in der Form

$$c_u = F(r) \cdot c_{2u} \quad (4)$$

anzugeben ist. Es wird auch die Proportionalität zwischen Umfangsgeschwindigkeit und Radius, ferner — zur Feststellung der radialen Geschwindigkeit — auch der Kontinuitäts-Satz in Betracht gezogen :

$$\frac{u}{r} = \frac{u_2}{r_2}.$$

Im Falle des Laufrades mit konstanter Breite ist

$$c_r r = c_{2r} r_2.$$

Aus Gleichung (2) kann auch

$$\varphi^* = \frac{c_{2r}}{u_2} \quad (5)$$

ausgedrückt werden.

Die theoretische, vom Laufrad erzeugte Förderhöhe — im Falle drallfreien Eintritts — ist

$$H_{id} = \frac{c_{2u} u_2}{g}.$$

Damit ergibt sich aus der Gleichung (1)

$$\psi_{id} = 2 \frac{c_{2u}}{u_2}. \quad (6)$$

Setzt man die Beziehungen (5) und (6) in die Gleichung (3) ein, so ergibt sich die nachstehende Gleichung:

$$\operatorname{ctg} \beta = \frac{\left(\frac{r}{r_1}\right)^2}{\varphi^* \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2} - \frac{\psi_{id}}{2\varphi^* \frac{r_2}{r_1}} F(r) \frac{r}{r_1}. \quad (7)$$

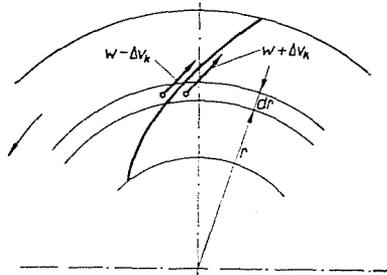


Bild 4

Im Folgenden wird die Funktion $F(r)$ bei den verschiedenen, im geraden Schaufelgitter aufgenommenen, Zirkulationsverteilungen bestimmt.

Diese Funktion ergibt den Zusammenhang zwischen den Geschwindigkeitskomponenten c_u und c_{2u} . In unseren vorangehenden Untersuchungen[2] wurde die Zirkulation im geraden Gitter längs der Schaufel — das heißt auf der reellen (ξ)Achse — teilweise in einer elliptischen Form, teilweise aber mit einem konstanten Wert $\left(\frac{d\Gamma}{d\xi} = \text{Konst.}\right)$ verteilt aufgenommen. Den gegenwärtigen Untersuchungen wird wegen der einfachen mathematischen Behandlung die letztere Verteilung zu Grunde liegen, d. h. die Zirkulation hat im Folgenden einen konstanten Wert entlang der Schaufellänge. In diesem Falle wird die Geschwindigkeit an der Saug- bzw. Druckseite der Schaufel so erhalten, daß der — längs der Schaufel konstante — Geschwindigkeitsunterschied Δv_g zu dem, im geraden Gitter gültigen Wert der Relativgeschwindigkeit w_g addiert, bzw. davon abgezogen wird.

Um die Änderung der Zirkulation entlang dem Radius zu bestimmen, betrachtet man Bild 4. Die Geschwindigkeiten der Saug- bzw. Druckseite können aus $w \pm \Delta v_k$ festgestellt werden. Vorausgesetzt, daß die Schaufel-

form von der logarithmischen Grundspirale nicht übermäßig abweicht, ist die einer elementaren Änderung dr des Radius zufallende Änderung der Zirkulation :

$$d\Gamma = \frac{2\Delta v_k N}{\sin \beta_a} dr. \quad (8)$$

Hier bedeutet N die Schaufelzahl.

Die bekannte Beziehung zwischen den im Kreisgitter und jenen im geraden Gitter gültigen Geschwindigkeiten bestimmt die Eigenart der konformen Abbildung folgenderweise, in beiden Fällen den gleichen Wert der Zirkulation vorausgesetzt :

$$\Delta v_k = \left| \frac{d\zeta}{dz} \right| \Delta v_g. \quad (9)$$

Die Abbildungsfunktion ist

$$\zeta = \frac{Nt}{2\pi} (\sin \beta_a + i \cos \beta_a) \ln z.$$

Hierin ist t die Teilung des geraden Schaufelgitters (Bild 1). Der Absolutwert der Differentialquotienten ist

$$\left| \frac{d\zeta}{dz} \right| = \frac{Nt}{2\pi} \frac{1}{r}. \quad (10)$$

Aus den Gleichungen (9) und (10) kann der Wert von Δv_k berechnet und in die Gleichung (8) eingesetzt werden :

$$d\Gamma = \frac{2N}{\sin \beta_a} \Delta v_g \frac{Nt}{2\pi} \frac{dr}{r}.$$

Berücksichtigt man, daß Δv_g bei der gewählten Zirkulationsverteilung konstant ist, so ergibt sich folgende Beziehung :

$$\frac{d\Gamma}{dr} = \frac{2N}{\sin \beta_a} \Delta v_g \frac{Nt}{2\pi} \frac{1}{r} = \frac{\text{Konst.}}{r}. \quad (11)$$

Das bedeutet, daß die Zirkulation sich dem Radius entlang — in verkehrtem Verhältnis mit demselben Radius — hyperbolisch vermindert.

Nächstfolgend ist die Beziehung zwischen $\frac{d\Gamma}{dr}$ und c_u — der tangentialen Komponente der Absolutgeschwindigkeit — zu bestimmen. Die zu einer Radiusänderung von dr gehörende Zirkulationsänderung ist (Bild 5) :

$$d\Gamma = 2\pi [(c_u + dc_u)(r + dr) - c_u r] = 2\pi (dc_u r + c_u dr).$$

Hieraus :

$$\frac{d\Gamma}{dr} = 2\pi \left(\frac{dc_u}{dr} r + c_u \right).$$

Aus dieser und aus der Gleichung (11), welche die Unveränderlichkeit der Zirkulation entlang der Schaufel im geraden Gitter ausdrückt, ergibt sich folgende inhomogene, lineare Differenzialgleichung :

$$\frac{dc_u}{dr} + \frac{1}{r} c_u + \frac{A_1}{r^2} = 0. \quad (12)$$

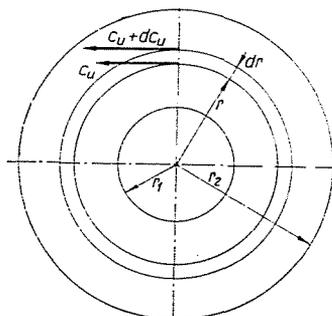


Bild 5

Die allgemeine Lösung derselben ist

$$c_u = \frac{A_2}{r} (\ln r + A_3). \quad (13)$$

Die A_2 und A_3 Konstanten können aus den Randbedingungen bestimmt werden : im Falle drallfreien Eintritts ist :

$$\begin{aligned} c_u &= 0; & \text{bei } r &= r_1 \\ c_u &= c_{2u}; & \text{bei } r &= r_2. \end{aligned}$$

Mit Rücksicht auf diese ist :

$$A_2 = \frac{r_2}{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} c_{2u}$$

und

$$A_3 = -\ln r_1$$

Setzt man diese Werte in Gleichung (13), so wird

$$c_u = \frac{r_2}{r} \frac{c_{2u}}{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} (\ln r - \ln r_1) = \frac{\frac{r_2}{r_1}}{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} c_{2u} \frac{\ln \left(\frac{r}{r_1} \right)}{\frac{r}{r_1}}. \quad (14)$$

Berücksichtigt man noch Gleichung (4), kommt man auf folgende Beziehung :

$$F(r) = \frac{\frac{r_2}{r_1}}{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \frac{\ln \left(\frac{r}{r_1} \right)}{\frac{r}{r_1}}.$$

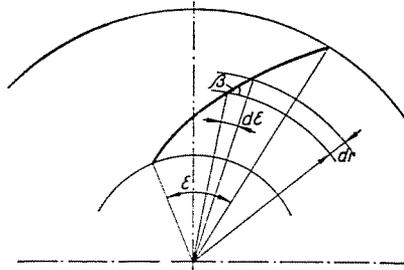


Bild 6

Mit dieser Gleichung kann der Wert von $\text{ctg } \beta$ aus Gleichung (7) als Funktion des Radius r bestimmt werden :

$$\text{ctg } \beta = \frac{\left(\frac{r}{r_1} \right)^2}{\varphi^* \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2} - \frac{\psi_{id}}{2\varphi^*} \frac{\ln \left(\frac{r}{r_1} \right)}{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)}. \quad (15)$$

Zur Bestimmung des Zentriwinkels ε , welchen die über der Eintritts- und Austrittskante laufenden Strahlen einschließen (Bild 6), kann der Wert von $d\varepsilon$:

$$d\varepsilon = \text{ctg } \beta \frac{dr}{r}$$

aufgeschrieben werden ; durch Integration ergibt sich folgende Gleichung :

$$\varepsilon = \int_1^{\frac{r_2}{r_1}} \frac{\text{ctg } \beta}{\frac{r}{r_1}} d \left(\frac{r}{r_1} \right). \quad (16)$$

Unsere erwähnte Zielsetzung ist die Bestimmung des Steigungswinkels β_a der über den Anfangs- und Endpunkt der Schaufelkurve laufenden logarithmischen Grundspirale. Der von dem über den Anfangs- und Endpunkt laufenden Strahlen eingeschlossene Zentriwinkel soll — laut unserer Voraussetzung — auch ε sein. Die Bestimmung von ε kann aus einer der Gleichung (16) ähnlichen Gleichung erfolgen. Da der Winkel β_a sich entlang dem Radius nicht ändert, kann die Integration durchgeführt werden. Nach dem Ordnen ergibt sich die folgende Formel für β_a :

$$\operatorname{ctg} \beta_a = \frac{\varepsilon}{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} = \frac{1}{\left(\ln \frac{r_2}{r_1} \right)} \int_1^{r_2/r_1} \frac{\operatorname{ctg} \beta}{r} d \left(\frac{r}{r_1} \right). \quad (17)$$

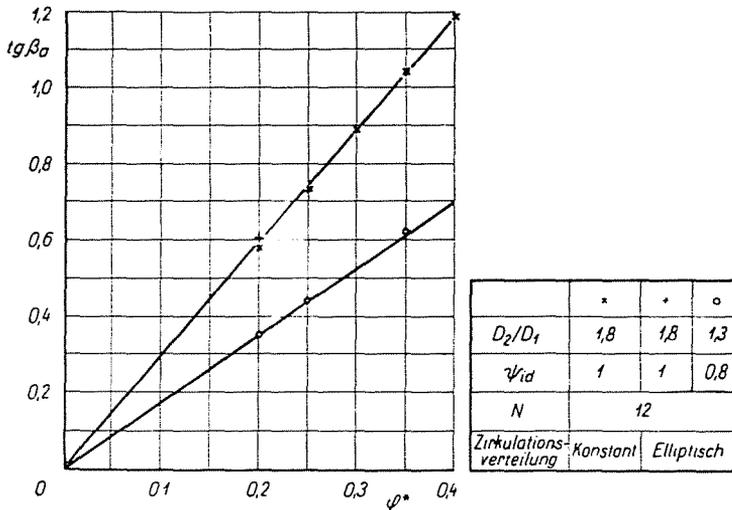


Bild 7

Setzt man in diese den Wert von $\operatorname{ctg} \beta$ aus Gleichung (15) ein und integriert, so ergibt sich der nachstehende Ausdruck:

$$\operatorname{ctg} \beta_a = \frac{1}{\varphi^*} \frac{1}{2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \left[\frac{\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 1}{\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2} - \psi_{id} \frac{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)}{2} \right]. \quad (18)$$

Derselbe beweist die Ergebnisse der früheren Untersuchungen [2] die am Anfang dieser Arbeit bereits erwähnt wurden: der Zusammenhang zwischen $\operatorname{ctg} \beta_a$ und ψ_{id} ist linear und $\operatorname{tg} \beta_a$ ist proportional mit φ^* .

Unser Ziel war nicht nur die Klärung des Charakters des Zusammenhanges, sondern auch die möglichst genaue Bestimmung des Winkels β_a . Zur Kontrolle wurden in Bild 7 und 8 die mit der letzten Beziehung bestimmten Werte von $\text{tg } \beta_a$ bzw. $\text{ctg } \beta_a$ als Funktion von φ^* bzw. ψ_{id} dargestellt und mit jenen Werten verglichen, die mit dem von Gruber entwickelten Verfahren [1] ermittelt wurden.

In den Abbildungen wurden die nach Gleichung (18) berechneten Werte mit stetiger Linie ausgezogen. Die mit dem genauen Verfahren bestimmten Werte wurden punktweise eingetragen und die zur Berechnung verwendeten Angaben gesondert angegeben. Es kann beobachtet werden — wie es auch aus den früheren Untersuchungen schon sichtbar war —, daß die Abweichung der

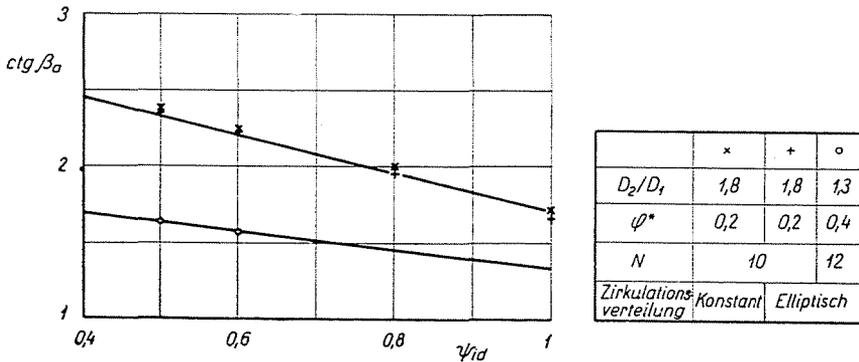


Bild 8

Zirkulationsverteilung von dem im geraden Gitter aufgenommenen konstanten Wert — auf Grund dessen auch die Beziehung (18) abgeleitet wurde — keine bedeutende Wirkung auf den Wert des Winkels β_a hat.

Es kann festgestellt werden, daß die abgeleitete Formel sich zur schnellen Bestimmung des Steigungswinkels der zur genauen Berechnung der Schaufelform notwendigen logarithmischen Grundspirale geeignet ist. Bei den in Betracht gezogenen Durchmesserhältnissen $\left(\frac{D_2}{D_1} = 1,3 - 1,8\right)$ und Leistungskennziffern ($\psi_{id} = 0,5 - 1$; $\varphi^* = 0,15 - 0,4$) ist zwischen den mit der Formel (18) berechneten Werten des Steigungswinkels und jenen, die mit dem genaueren Verfahren ermittelt wurden, die größte Abweichung $40'$, unabhängig davon, ob die Zirkulation im geraden Gitter gleichmäßig oder elliptisch verteilt ist. Dieser Umstand ermöglicht eine bedeutende Ersparnis an Rechenarbeit, da die Bestimmung des Steigungswinkels durch Iteration nicht notwendig ist.

Es sollte auch untersucht werden, welchen Einfluß die Änderung des Charakters der Zirkulationsverteilung auf β_a hat.

Während bisher der Zirkulationswert im geraden Gitter entlang der Schaufel (der reellen Achse) konstant gehalten wurde, sind Untersuchungen auch im Falle zunehmender $\left(\frac{d\Gamma}{d\xi} = \text{Konst. } r\right)$ bzw. abnehmender $\left(\frac{d\Gamma}{d\xi} = \frac{\text{Konst.}}{r}\right)$ Zirkulationsverteilung durchgeführt worden.

Aus dem Differentialquotienten der Abbildungsfunktion (10) kann $\frac{d\Gamma}{dr}$; und aus der Differentialgleichung (12) die Änderung von c_u dem Radius entlang bestimmt werden. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in der folgenden Tafel zusammengefaßt :

Nr.	$\frac{d\Gamma}{d\xi}$	$\frac{d\Gamma}{dr}$	c_u
1	Konst. r	Konst.	$\frac{\frac{r_2}{r_1} c_{2u}}{\frac{r_2}{r_1} - 1} \left(1 - \frac{1}{\frac{r}{r_1}}\right)$
2	Konst.	$\frac{\text{Konst}}{r}$	$\frac{\frac{r_2}{r_1} c_{2u}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \frac{\ln\left(\frac{r}{r_1}\right)}{\frac{r}{r_1}}$
3	$\frac{\text{Konst}}{r}$	$\frac{\text{Konst}}{r^2}$	$\frac{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 c_{2u}}{\frac{r_2}{r_1} - 1} \left[\frac{1}{\frac{r}{r_1}} - \frac{1}{\left(\frac{r}{r_1}\right)^2}\right]$

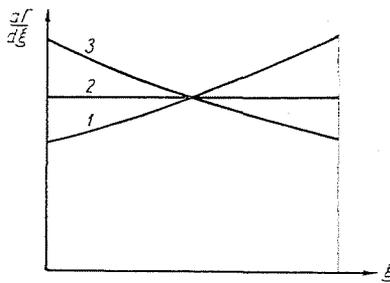


Bild 9

Der Charakter der Verteilungskurven von c_u — welche mit den in der Tafel angegebenen Beziehungen bestimmt wurden — ist in Bild 9 und 10 zu erkennen.

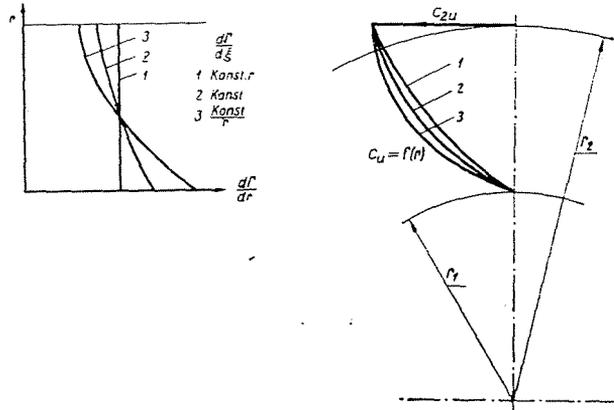


Bild 10

Aus den Gleichungen (7) und (17) ergaben sich folgende Beziehungen für $\text{ctg } \beta_a$:

Nummer	$\text{ctg } \beta_a =$
1	$= \frac{1}{\varphi^*} \frac{1}{2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \left\{ \frac{\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 1}{\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2} - \psi_{id} \left[1 - \frac{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)}{\frac{r_2}{r_1} - 1} \right] \right\}$
2	$= \frac{1}{\varphi^*} \frac{1}{2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \left\{ \frac{\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 1}{\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2} - \psi_{id} \frac{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)}{2} \right\}$
3	$= \frac{1}{\varphi^*} \frac{1}{2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \left\{ \frac{\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 1}{\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2} - \psi_{id} \left[\frac{\frac{r_2}{r_1}}{\frac{r_2}{r_1} - 1} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) - 1 \right] \right\}$

Es ist zu erkennen, daß nur die von der Druckzahl ψ_{id} abhängigen Teile der einzelnen Beziehungen von einander abweichen.

Mit diesen drei verschiedenen Zirkulationsverteilungen und mit dem im Vorangehenden verwendeten Durchmesser Verhältnis $\frac{D_2}{D_1} = 1,8$ bestimmte Werte von $\text{ctg } \beta_a$ sind in Bild 11 angegeben. Wie dies auch aus dem Charakter

der Formeln folgt, vergrößern sich die Abweichungen mit der Zunahme von ψ_{id} .

Im Bereich der — in der Praxis oft verwendeten — Werte $\psi_{id} = 1$ und $\varphi^* = 0,2$ zeigen die mit der Gleichung (18) berechneten Werte von β_a — die

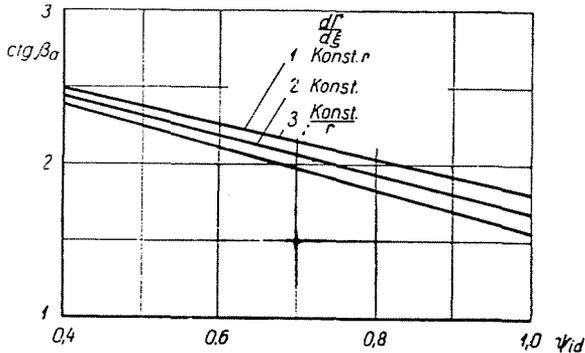


Bild 11

erfahrungsgemäß nur wenig von jenen abweichen, welche mit dem genaueren Verfahren bestimmt wurden — eine Abweichung von cca 2° , falls die Zirkulationsverteilung nicht $\frac{d\Gamma}{d\xi} = \text{Konst.}$ ist.

Zusammenfassung

Bei der Berechnung von radialen Laufrädern wird von der über die Anfangs- und Endpunkte der Schaufeln laufenden logarithmischen Spirale ausgegangen. Wenn der Steigungswinkel der logarithmischen Spirale nicht entsprechend gewählt wird, muß die Berechnung wiederholt werden. Es wird eine leicht anwendbare Formel abgeleitet, mit welcher der Steigungswinkel mit der notwendigen Genauigkeit bestimmt werden kann.

Literatur

1. GRUBER, J.: Die Konstruktion von Schaufelsternen mit rückwärtsgekrümmter Beschau felung. Periodica Polytechnica 1, 43 (1957).
2. KURUTZ, I.: Die Geschwindigkeitsverteilung an der Beschau felung der radialen Laufräder bei Änderung der Konstruktionsgrößen. Periodica Polytechnica 2, 207 (1958).

I. KURUTZ; Budapest XI., Bertalan Lajos u. 4—6. Ungarn.