Zum Entwurf dichtstehender Schaufelgitter

Autor(en): **Ackeret, J.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **119/120 (1942)**

Heft 9

PDF erstellt am: **28.03.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-52428

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

INHALT: Zum Entwurf dichtstehender Schaufelgitter. — Die neue Regelung der Arbeitsbeschaffung in der Kriegskrisenzeit. — Wettbewerb für die Erweiterung der Gerichtsgebäude an der Bäumleingasse in Basel. — Mitteilungen: Einführung ins kaufmännische Rechnungswesen für Ingenieure. Architektenzeichnungen und Architekturphotographie. Die Schaffhauser Generalversammlung des S. I. A. Notbauten für das Kantonspital Schaffhausen. Die Ortsgruppe Basel des BSA. Persönliches. Eidg. Technische Hochschule. Das Kantonspital Lausanne. — Nekrologe: Melchior Estermann. Eugen Bosshard. — Wettbewerbe: Bebauungsplan und Bauordnung Kloten. — Mitteilungen der Vereine.

Band 120 Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich Nr. 9
Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet

Zum Entwurf dichtstehender Schaufelgitter

Von Prof. Dr. J. ACKERET, E. T. H., Zürich

Die Konstruktion von Schaufelgittern für Turbomaschinen erfolgt heute nach Ueberlegungen, die weitgehend empirischer Natur sind. Nur im Falle von Gittern mit grosser Teilung im Verhältnis zur Schaufeltiefe haben die aus dem Luftschraubenbau übernommenen Methoden eine einigermassen rationelle Begründung. Dort behandelt man die Schaufel als einen einzelnen Trag-Flügel, wobei die Richtung der Anströmung beeinflusst ist durch die Wirkung der übrigen Schaufeln[1]). Gelegentlich wird auch die von den andern Schaufeln herrührende Krümmung der Strömung näherungsweise berechnet und nach einem einfachen Superpositionsverfahren berücksichtigt; man zieht von der Krümmung der Skelettlinie des Profils die Krümmung der Strömung ab. In Abb. 1 zeigt a ein Schaufelgitter, wie wir es in den späteren Entwicklungen etwa voraussetzen. Abb. 1 b stellt den primitiven Ersatz des Schaufelgitters durch einzelne Wirbelstäbe dar, Abbildung 1 c das der eben skizzierten Ueberlegung zugrunde liegende Schema[2]). Die betrachtete Schaufel wird als Profil behandelt, das im Felde der durch Wirbelstäbe ersetzten übrigen Schaufeln steht. Es braucht kaum betont zu werden, dass eine solche Berechnung bei der gezeichneten dichten Schaufelstellung bereits eine sehr ungenügende Berücksichtigung des Einflusses der nächstbenachbarten Schaufeln gibt.

Nun sind aber in der Praxis in steigendem Masse Gitter in Verwendung, die ebenso dicht wie das gezeichnete, z. T. sogar noch enger gestellt sind. Die Gründe liegen vor allem darin, dass man einerseits geringe spezifische Schaufelbelastungen anstrebt um etwa Kavitation zu verhindern, oder um sich von den Schwierigkeiten der Kompressibilität fernzuhalten, anderseits aber in Fällen wo diese Gefahren weniger in Betracht fallen, möglichst viel spezifisch mittel- oder hochbelastete Schaufelfläche zusammendrängen will um das Stufengefälle hoch zu treiben.

Es ist somit erwünscht, eine Methode zum zweckmässigen Entwurf solcher Gitter zu entwickeln. Dazu bietet sich in erster Linie, sofern es sich um ebene Gitter handelt, das Verfahren der konformen Abbildung. Durch eine verhältnismässig einfache Abbildung[3]) wird das ganze Gitter, nicht etwa eine einzelne Schaufel, in eine geschlossene Kurve verwandelt. Wäre diese einem Kreis sehr ähnlich, so würde die Verwandlung in einen solchen ziemlich leicht gelingen. Leider entsteht bei der Transformation gebräuchlicher Gitter eine Kartoffelfigur, die sich nur schwer in einen Kreis weitertransformieren lässt. Immerhin geben die in der Flugtechnik vorliegenden Methoden zur Behandlung beliebiger Profile gute Hoffnung, dass auch diese Aufgabe noch mit erträglichem Rechenaufwand gelöst werden kann.

A. Entwurfsmethode

Die im Nachfolgenden beschriebene Näherungsmethode, die der Verfasser schon vor längerer Zeit[4]) benützt hat, kann ihrem Wesen nach die konforme Präzisionsmethode nicht ersetzen, sie erweist sich aber als genügend elastisch und bequem, dass sie für den *Entwurf* nützlich sein kann. Ihr Hauptinteresse dürfte allerdings darin liegen, dass sie auf axiale Schaufelanordnung in *Radform* erweiterungsfähig ist, eine Aufgabe, die der konformen Abbildung, die ja nur ebene Anordnungen behandeln kann, prinzipiell unzugänglich ist. Die nie näher begründete aber stets angewandte Regel, ein Radgitter abzuwickeln und als *eben* zu behandeln, ist zweifellos in manchen Fällen eine unzulässige Vereinfachung. Vorerst sollen aber auch hier noch *ebene* Gitter behandelt werden.

Man könnte zunächst denken, gemäss Abb. 1 d die Schaufeln durch gebundene Wirbel in kontinuierlicher Anordnung längs der Schaufelskelette zu ersetzen nach Analogie der *Birnbaum'schen Theorie* der Tragflügel. Man müsste dann die Verteilung so wählen, dass das Skelett eine Stromlinie der Gesamtströmung wird. Das führt auf eine Integralgleichung, die nicht leicht zu behandeln ist.

Eine andere Näherung besteht darin, dass man zwar die Zirkulation der Höhe nach verteilt, aber unendlich viele Schaufeln annimmt, also die Zirkulation auch in x-Richtung kontinuierlich und konstant annimmt. Dies ist im Grunde nichts anderes als die gewöhnliche *Euler'sche* Theorie, die jedes Flüssigkeitsteilchen als in gleicher Weise geführt annimmt, nur wird hier von der Zirkulation ausgegangen[5]) (Abb. 1 e). Unsere Näherung stellt nun eine Art Mittelweg dar: Abb. 1 f. Die Zirkulation wird sowohl vertikal als horizontal kontinuierlich verteilt angenommen, in x-Richtung periodisch mit der Teilung t. Während in y-Richtung die Verteilung einigermassen monoton ist, wird in x-Richtung die Zirkulation stark in die Gegend der Schaufeln gedrängt. Die Stromlinien der Gesamtströmung in der Nähe der Maxima werden mit dem Schaufelskelett identifiziert. Da aber die Schaufelform schon einigermassen bekannt sein muss um die Maxima richtig zu legen, wird eine nullte Näherung in der Weise gerechnet[6]), dass man die Verteilung zunächst gemäss 1 e annimmt und so die Skelettform provisorisch findet. Auf dieses Skelett werden die Maxima gelegt und eine verbesserte Skelettlinie gerechnet. Es steht im Prinzip nichts im Wege, durch eine

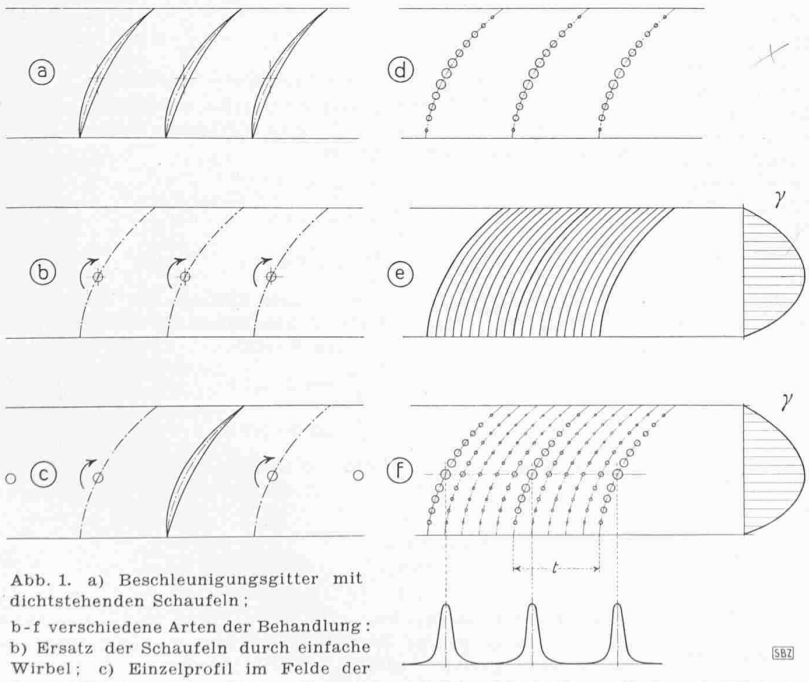


Abb. 1. a) Beschleunigungsgitter mit dichtstehenden Schaufeln;
b-f verschiedene Arten der Behandlung: b) Ersatz der Schaufeln durch einfache Wirbel; c) Einzelprofil im Felde der durch Wirbel ersetzten übrigen Schaufeln; d) Schaufel als lineare Reihe von Wirbeln; e) unendlich grosse Schaufelzahl, kontinuierliche, aber nur von einer Koordinate abhängige Zirkulationsverteilung; f) periodische Zirkulationsverteilung

[1]) Vgl. z. B. *C. Keller*, Axialgebläse. Mitt. Inst. f. Aerodynamik Zürich. 1934, Heft 2, Seite 15 u. f.

[2]) *A. Betz*, Ing.-Archiv 3. 1939. S. 359.

[3]) *E. König*, Potentialströmung durch Gitter. Z. A. M. M. 2. 1922. S. 422 bis 429. — *A. Busemann*, Z. A. M. M. 8. 1928. S. 372 bis 384. — Vgl. auch das Buch von *Weinig*: Die Strömung um die Schaufeln von Turbomaschinen. Leipzig 1935. 139 Seiten.

[4]) Ausgehend von dem hier dargelegten Gedanken der «Verschmierung» der Schaufelzirkulation haben *A. Betz* und *J. Flügge-Lotz* im Ingenieur-Archiv 9, 1938, S. 486 bis 501 eine bemerkenswerte Theorie der Radialräder mit nichtparallelen Seitenwänden entwickelt. Auf die endliche Schaufeldicke ist dort noch kein Bezug genommen.

[5]) Die früher sehr diskutierten, heute vielleicht etwas zu Unrecht vernachlässigten Theorien von *H. Lorenz*: Neue Theorie und Berechnung der Kreiselräder. München 1906. 2. Auflage 1911 und *W. Bauersfeld*. Z.VDI 1912, Seite 2045 sind Weiterführungen dieser Näherung auf zylindersymmetrische Strömungen.

[6]) Weiter unten auch mit Berücksichtigung der endlichen Schaufeldicke.

Verlagerung der Maxima auf diese verbesserte Skelettlinie eine höhere Näherung zu rechnen. Die Versuchung liegt sogar nahe, die Näherungen immer weiter zu treiben. Man würde dann gewissermassen auf die Darstellung Abb. 1d zurückkommen. Soll das Entwurfsverfahren aber genügend einfach sein, so darf die Näherung nicht zu weit getrieben werden, ja man muss verlangen, dass die nullte (Euler'sche) Näherung für die Lage der Maxima ausreichen sollte. Dann aber darf die Zirkulationsdichte nicht zu eng um die vorerst ja nur näherungsweise bekannte Skelettlinie verdichtet werden. Man wird die Breite der die Schaufel darstellenden Zirkulationsdichte immer noch so gross wählen, dass die allfälligen Abweichungen der genaueren Skelettlinie von der Euler'schen noch innerhalb dieser Zone liegt. Für praktische Fälle ist eine Breite von $^1/_{10}$ bis $^1/_5$ der Teilung t zur Bestimmung der verbesserten Skelettlinie ausreichend. Sehr starke Konzentration hat weiterhin den Nachteil, dass die graphisch zu integrierenden Kurven (siehe Abb. 9) hohe Maxima aufweisen und, da Differenzen in Betracht kommen, nur ungenau zu integrieren sind.

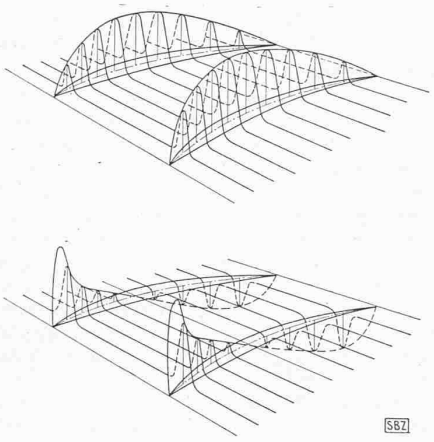


Abb. 2. Räumliche Darstellung, oben: der Wirbeldichte, unten: der Quellen- und Senkendichte

Abb. 2 oben stellt das Schema einer Zirkulationsverteilung dar, wie sie in einem folgenden Zahlen-Beispiel benützt wird. Aus der Grundströmung (ohne Schaufeleinfluss) und aus dem Strömungsfeld der kontinuierlich verteilten Wirbel lassen sich die Stromlinien der Gesamtströmung in der Gegend der Maxima ermitteln. Man wird zweckmässig für Punkte auf dem Skelett nullter Näherung die Geschwindigkeiten berechnen. Eine einfache graphische Polygonkonstruktion liefert dann die korrigierte Skelettlinie. Diese enthält somit den Effekt der endlichen Teilung und gibt ausser den sogenannten Winkelübertreibungen auch den Verlauf der Schaufelkurve, die sonst ja ziemlich willkürlich eingelegt wird.

Da heute fast immer die Schaufeln profiliert werden, genügt die Kenntnis der Skelettlinie noch nicht für einen einigermassen rationellen Entwurf. Man wird auch verlangen müssen, dass der Einfluss der endlichen Schaufel*dicke* sowohl nach deren Maximalbetrag als auch nach der Verteilung zwischen Ein- und Austrittskante zur Geltung kommt. Das lässt sich dadurch erreichen, dass man die durch das Schaufelmaterial erzwungene Verdrängung der Strömung durch passend verteilte, wiederum kontinuierliche Quellen und Senken darstellt. Da keine Flüssigkeit aus den Schaufeln in das Freie treten soll, sind die Quellen insgesamt von der gleichen Ergiebigkeit anzunehmen wie die Senken. Auch hier ist eine Konzentration auf die Skelettform nullter Näherung vorzunehmen. Das Quellenströmungsfeld, das ganz ähnlich wie das Wirbelfeld zu rechnen ist, liefert eine weitere Aenderung der Skelettlinie (Abb. 2 unten zeigt eine Quellen-Senkenverteilung).

Zusammenfassend wird man also folgende Daten der eigentlichen Rechnung zu Grunde legen:

1. Diagramm der Geschwindigkeiten vor und nach dem Gitter;
2. Teilung;
3. Dicke der Schaufel, Lage des Grösstbetrages;
4. Verteilung der Wirbel;
5. Verteilung der Quellen und Senken.

Zu berechnen sind: Skelettlinie und Dickenverlauf.

B. Berechnung der Geschwindigkeiten eines gegebenen Wirbel- bzw. Quellenfeldes

Wir fassen das Wirbel- bzw. Quellenfeld als aus horizontalen Schichten bestehend auf. Längs der x-Axe besteht dann eine periodische Verteilung der Wirbeldichte, gegeben durch die Zirkulation pro Flächeneinheit γ (Dimension s^{-1}), ebenso der Quellendichte q (s^{-1}). Der positive Sinn der Wirbel soll rechtsdrehend sein. Jede periodische Verteilung kann nun nach Fourier in bekannter Weise zerlegt werden in einen konstanten Anteil und eine Folge von Sinus- bzw. Cosinusanteilen mit steigender Wellenzahl.

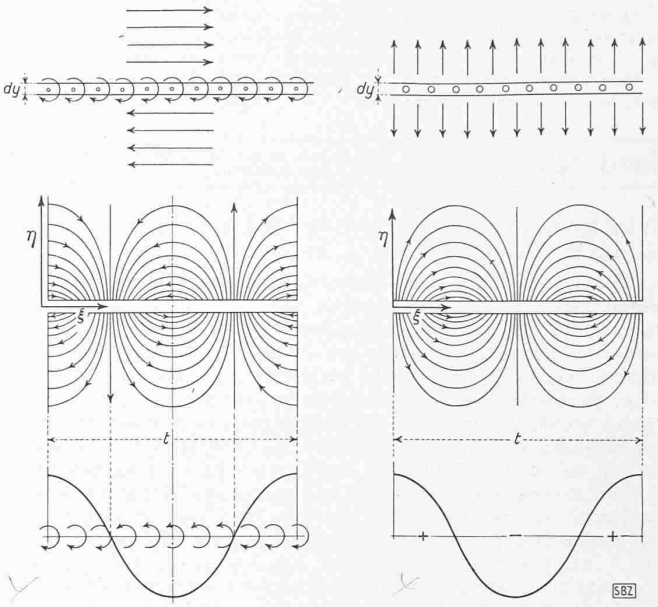


Abb. 3. Feld einer *Wirbelschicht*, oben: mit konstanter, unten: mit periodischer Zirkulationsdichte

Abb. 4. Feld einer *Quellschicht*, oben: mit konstanter, unten: mit periodischer Quelldichte

a) Konstante Wirbel- und Quellschicht

Abb. 3 oben stellt eine *konstante Wirbelschicht* von der Dicke dy dar. Ihr Geschwindigkeitsfeld ist überaus einfach. Wie man nämlich leicht mit dem Stokes'schen Satz nachweist, ist die Geschwindigkeit im ganzen obern Feld konstant und vom Betrage:

$$\frac{\gamma}{2}\,dy = du_{ob} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1a)$$

Unter der Schicht ist die Geschwindigkeit du_u vom gleichen Betrag aber entgegengesetzter Richtung:

$$du_u = -\frac{\gamma}{2}\,dy \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1a)$$

Die übrigen Komponenten dv_{ob} und dv_u sind beide Null.

Für eine *konstante Quellenverteilung* sind die Geschwindigkeiten entsprechend (Abb. 4 oben)

$$\left.\begin{aligned} du_{ob} &= 0 & dv_{ob} &= \frac{q}{2}\,dy \quad . \quad \\ du_u &= 0 & dv_u &= -\frac{q}{2}\,dy \quad . \quad \end{aligned}\right\} \quad (1b)$$

b) Cosinusförmige Wirbel- bzw. Quellenverteilung

Rechnen wir ξ und η von der Stelle maximaler positiver Wirbeldichte aus, so wird für eine Verteilung gemäss einem einfachen Cosinus Abb. 3 unten:

$$\gamma = \gamma_m \cos 2\pi\,\xi/t$$

$$\left.\begin{aligned} du_{ob} &= \frac{\gamma_m}{2}\cos 2\pi\,\xi/t\; e^{-2\pi\,\eta/t}\,dy \quad . \quad . \\ dv_{ob} &= -\frac{\gamma_m}{2}\sin 2\pi\,\xi/t\; e^{-2\pi\,\eta/t}\,dy \quad . \quad \end{aligned}\right\} \quad (2a)$$

In der Schicht haben wir einen Sprung der horizontalen Geschwindigkeit, die vertikale ist kontinuierlich. Für die untere Seite gilt (η hat unten negative Werte)

$$\left.\begin{aligned} du_u &= -\frac{\gamma_m}{2}\cos 2\pi\,\xi/t\; e^{2\pi\,\eta/t}\,dy \quad . \quad . \\ dv_u &= -\frac{\gamma_m}{2}\sin 2\pi\,\xi/t\; e^{2\pi\,\eta/t}\,dy \quad . \quad . \end{aligned}\right\} \quad (2b)$$

Die Strömung ausserhalb der Schicht ist wirbelfrei:

$$\text{z. B.} \quad \frac{\partial\,(du_{ob})}{\partial\,\eta} - \frac{\partial\,(dv_{ob})}{\partial\,\xi} = 0 \quad \text{usw.}$$

und erfüllt die Kontinuität:

$$\frac{\partial\,(du_{ob})}{\partial\,\xi} + \frac{\partial\,(dv_{ob})}{\partial\,\eta} = 0$$

wie man leicht nachrechnet. Die Stromlinien sind eingetragen und zeigen das starke Abklingen der Geschwindigkeiten bei wachsendem Abstand von der Schicht. Die Periodizität des Gitters wirkt sich also nur in der Nähe aus. Die cosinusförmige Quellenverteilung gibt ein sehr ähnliches Bild. Hier hat die v-Komponente einen Sprung, die u-Komponente ist kontinuierlich.

Es gilt:

$$\left.\begin{aligned} d\,u_{ob} &= \frac{q_m}{2}\sin 2\pi\xi/t\; e^{-2\pi\eta/t}\,dy \quad . . \\ d\,v_{ob} &= \frac{q_m}{2}\cos 2\pi\xi/t\; e^{-2\pi\eta/t}\,dy \quad . . \end{aligned}\right\} \quad (3a)$$

und

$$\left.\begin{aligned} d\,u_u &= \frac{q_m}{2}\sin 2\pi\xi/t\; e^{2\pi\eta/t} \quad . . . . . \\ d\,v_u &= -\frac{q_m}{2}\cos 2\pi\xi/t\; e^{2\pi\eta/t} \quad . . . . \end{aligned}\right\} \quad (3b)$$

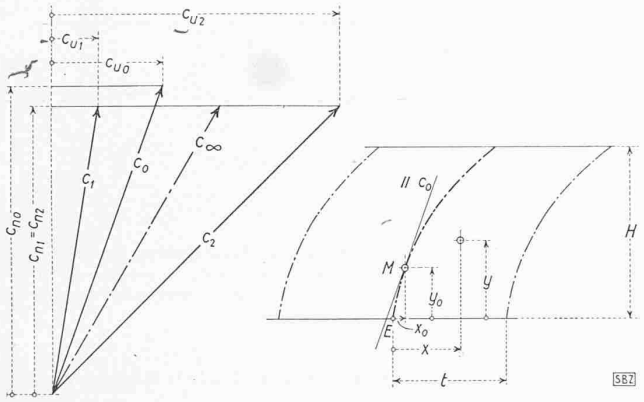


Abb. 5. Konstruktion des *Skelettes* nullter Ordnung; Links: Geschwindigkeitsplan, rechts: Skelettlinie als Stromlinie

C. Die das Schaufelsystem ersetzende Wirbel- und Quellenverteilung

Wir gehen nun daran, das das Gitter ersetzende Wirbel- und Quellensystem festzulegen. Dazu muss sowohl längs der Höhe y als auch längs x die Amplitude der Wirbeldichte γ und der Quelldichte q gegeben werden. Die Maxima liegen auf den Konturen nullter Näherung $(x_0,\ y_0)$ (Abb. 5) auf deren Bestimmung wir gleich zurückkommen.

Wir schreiben deshalb allgemein:

$$\gamma = \gamma_0\,(y_0) + \sum_{n=1}^{\infty}\gamma_n\,(y_0)\,\cos\frac{2\pi n\,(x-x_0)}{t}$$

$$q = q_0\,(y_0) + \sum_{n=1}^{\infty}q_n\,(y_0)\,\cos\frac{2\pi n\,(x-x_0)}{t}$$

Die Sinusterme der Fourierentwicklung sind bei der angenommenen Symmetrie der Verteilung, als gerade Funktionen längs x, von vornherein gleich Null.

Für die Funktionen γ_0 und q_0 können wir zunächst zwei Bedingungen angeben:

1. Da die periodischen Terme in grosser Distanz $\pm y$ vom Gitter verschwinden, folgt:

$$\int_0^H \gamma_0\,dy = (c_{u_2} - c_{u_1}) \quad . . . . . \quad (4)$$

Die Wirkung der Wirbel γ_0 ist nämlich weit oberhalb und unterhalb gleich gross und entgegengesetzt gerichtet. Wir können also in bekannter Weise eine mittlere Geschwindigkeit $\overrightarrow{c}_\infty = \frac{\overrightarrow{c_1} + \overrightarrow{c_2}}{2}$ einführen, unter dem Gitter $\frac{c_{u_2} - c_{u_1}}{2}$ nach links, oberhalb den selben Geschwindigkeitsbetrag nach rechts abtragen, womit wir auf c_1 bzw. c_2 kommen (Abb. 5 links).

2. Auch die Quellen q_0 würden weit weg noch wirksam sein. Da wir aber fordern müssen, dass keine Flüssigkeit aus den Schaufeln tritt oder im Schaufelraum verschwindet, folgt:

$$\int_0^H q_0\,(y)\,dy = 0 \quad . . . . . \quad (5)$$

und es ist in grosser Distanz keine Wirkung der Quellen in Summa mehr vorhanden. Das Diagramm, das ja für die Zustände weit vor oder hinter dem Gitter gilt, wird durch die Quellen also überhaupt nicht beeinflusst.

Seien nun etwa γ_0 und q_0 in Funktion von y_0 gegeben, so ist es leicht, die Skelettkontur nullter Ordnung $(x_0,\ y_0)$ zu finden.

Da noch keine Periodizität vorhanden ist, (alle γ_n und $q_n = 0$) ist die Geschwindigkeit am Eintritt in den Schaufelraum $y = 0$ genau c_1, am Austritt $y = H$ genau c_2. Sei also E die Eintritts-Kante einer Schaufel, so finden wir die weiteren Punkte x_0, y_0 des Skelettes durch graphische Konstruktion aus dem Hodographen (Abb. 5 links). Die Geschwindigkeit c_0 in irgend einem Punkte M unterscheidet sich von der Geschwindigkeit c_1 durch

a) die horizontale Zusatzkomponente, herrührend von der zwischen $y = 0$ und $y = y_0$ liegenden Zirkulation

$$c_{u_0} - c_{u_1} = \int_0^{y_0}\gamma_0\,dy \quad . . . . . \quad (6)$$

b) die vertikale Zusatzkomponente, herrührend von den zwischen $y = 0$ und $y = y_0$ liegenden Quellen bzw. Senken:

$$c_{n_0} - c_{n_1} = \int_0^{y_0} q_0\,dy \quad . . . . . \quad (7)$$

Dadurch ist c_0 gegeben. Wenn man somit die zur Richtung von c_0 parallele Tangentenrichtung der Skelettlinie in jeder Höhe kennt, ist die Skelettlinie und damit der Ort der Maxima der periodischen Verteilung $(x_0,\ y_0)$ bekannt. — Bezüglich der Verteilung von γ und q selbst längs x herrscht insofern eine gewisse Willkür, als sehr zahlreiche mehr oder weniger gleichwertige Verteilungen möglich sind. Man kann etwa (Abb. 6 oben) einen Rechteckzug periodisch analysieren, wobei man sich natürlich nur mit einer beschränkten Zahl von Termen begnügt, oder Abbildung 6 unten eine trapezförmige Kurve zugrunde legen.

Für den Linienzug nach Abb. 6 oben ergeben sich beispielsweise folgende Fourierkoeffizienten:

$$\left.\begin{aligned} \gamma_0 &= f\,2\alpha \quad . . . . . \\ \gamma_n &= \frac{2f}{\pi n}\sin 2\pi n\alpha = \frac{\gamma_0}{\pi\alpha n}\sin 2\pi n\alpha \quad . . \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

entsprechend ist auch: $q_n = \frac{q_0}{\pi\alpha n}\sin 2\pi n\alpha$

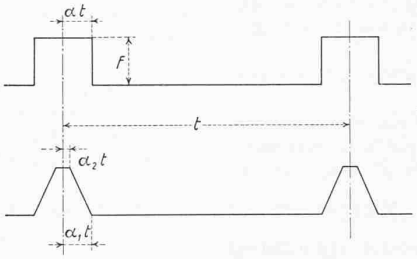


Abb. 6. Zur Fourier-Zerlegung eines rechteck- und trapezförmigen Zuges

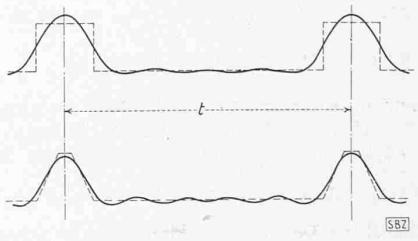


Abb. 7. Näherungskurven mit Berücksichtigung von 5 Gliedern

Für den trapezförmigen Zug (Abb. 6 unten) wird:

$$\left.\begin{aligned} \gamma_0 &= f\,(\alpha_1 + \alpha_2) \\ \gamma_n &= \frac{\gamma_0}{\pi^2 n^2\,(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)}\left\{\cos 2\pi n\alpha_2 - \cos 2\pi n\alpha_1\right\} \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

welche Werte für $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ in die obenstehenden übergehen. Entsprechende Ausdrücke gelten für q_n

In Abb. 7 oben ist ein Rechteckzug mit $\alpha = 0{,}1$ analysiert und zwar sind fünf Glieder berücksichtigt. Abb. 7 unten zeigt die Analyse eines trapezförmigen Zuges mit $\alpha_1 = 0{,}1$, $\alpha_2 = 0{,}025$, ebenfalls mit fünf Gliedern. Natürlich kommt es nur darauf an, eine Darstellung zu finden, die mit möglichst wenig Gliedern eine starke Konzentration liefert; es hat deshalb keinen Zweck, eine schematisch gegebene Kontur, wie etwa das Rechteck, genau zu approximieren. Die Analyse nach Abb. 7 oben ist deshalb gerade so gut wie die in Abb. 7 unten, obwohl dort die Annäherung an die vorgegebene Kontur schlechter ist.

Hat man sich so für eine bestimmte Verteilungsfunktion entschieden, so folgen die Geschwindigkeiten in einem Punkt P nach den Formeln:

$$\left.\begin{aligned} u_\gamma = &\frac{1}{2}\int_{y_0=0}^{y_P}\sum_{n=1}^{n}\gamma_n\cos 2\pi n\,\frac{x_P - x_0}{t}\,e^{-2\pi n\frac{y_P - y_0}{t}}\,dy_0 \\ &-\frac{1}{2}\int_{y_0=y_P}^{H}\sum_{n=1}^{n}\gamma_n\cos 2\pi n\,\frac{x_P - x_0}{t}\,e^{+2\pi n\frac{y_P - y_0}{t}}\,dy_0 \end{aligned}\right\} \quad (10a)$$

$$v_\gamma = -\frac{1}{2}\int_{y_0=0}^{y_P}\sum_{n=1}^{n}\gamma_n \sin 2\pi n\frac{x_P - x_0}{t}\, e^{-2\pi n\frac{y_P - y_0}{t}}\, dy_0 - \frac{1}{2}\int_{y_0=y_P}^{H}\sum_{n=1}^{n}\gamma_n \sin 2\pi n\frac{x_P - x_0}{t}\, e^{+2\pi n\frac{y_P - y_0}{t}}\, dy_0 \quad (10b)$$

bzw. von den Quellen herrührend:

$$u_q = \frac{1}{2}\int_{y_0=0}^{y_P}\sum_{n=1}^{n} q_n \sin 2\pi n\frac{x_P - x_0}{t}\, e^{-2\pi n\frac{y_P - y_0}{t}}\, dy_0 + \frac{1}{2}\int_{y_0=y_P}^{H}\sum_{n=1}^{n} q_n \sin 2\pi n\frac{x_P - x_0}{t}\, e^{+2\pi n\frac{y_P - y_0}{t}}\, dy_0 \quad (11a)$$

$$v_q = \frac{1}{2}\int_{y_0=0}^{y_P}\sum_{n=1}^{n} q_n \cos 2\pi n\frac{x_P - x_0}{t}\, e^{-2\pi n\frac{y_P - y_0}{t}}\, dy_0 - \frac{1}{2}\int_{y_0=y_P}^{H}\sum_{n=1}^{n} q_n \cos 2\pi n\frac{x_P - x_0}{t}\, e^{+2\pi n\frac{y_P - y_0}{t}}\, dy_0 \quad (11b)$$

Dabei sind u_γ, v_γ, u_q, v_q die Geschwindigkeiten, die von den periodischen Gliedern herrühren, die also zu den Gliedern nullter Ordnung zu addieren sind. Für $\frac{q_n}{q_0}$ wird man zweckmässig die gleichen Werte annehmen wie für $\frac{\gamma_n}{\gamma_0}$.

In Abb. 8 ist ein Beispiel näher ausgeführt[7]). Links ist das angenommene Geschwindigkeitsdiagramm, rechts die angenommenen γ_0 und q_0, die natürlich die Integralbedingungen 4 und 5 erfüllen müssen. Der Masstab für γ_0 ist so unmittelbar gegeben. q_0 liefert die Dicke des Profils, der Masstab muss so gewählt werden, dass die gewünschte Dicke wenigstens näherungsweise heraus kommt. Es genügt für eine Schätzung die Geschwindigkeit für den Skelettpunkt y^*_0, wo die q_0-Kurve durch Null geht. Die dort durchfliessende Menge ist: $\int_{y_0=0}^{y^*_0} q_0\, dy_0 = Q^*$. Die eben erwähnte Geschwindigkeit c^* ist im allgemeinen etwas grösser als die aus γ_0 für y^* errechnete. Nimmt man einfach diese selbst und beachtet, dass in Wirklichkeit die Menge Q^* *innerhalb* des Profils fliessen muss, so hat man: $d^* = \frac{Q^*}{c^*}$. Mit Rücksicht auf die obige Bemerkung wird man d^* etwas grösser (10 ÷ 20 %) als $d_{wirklich}$ nehmen. Damit ist der Masstab für q_0 vorläufig gegeben. Jetzt ist es möglich, die Skelettlinie nullter Näherung zu zeichnen, indem man nach den Formeln 6 und 7 c_{u_0} und c_{n_0} und damit c_0 berechnet und die Tangentenmethode zur Aufzeichnung anwendet. Damit ist der Ort der Maxima für die weitere Rechnung bekannt und die Anwendung der Formeln 10 und 11 liefert die Zusatzgeschwindigkeiten der periodischen Glieder. Für uns sind nun vor allem die Geschwindigkeiten u_γ, v_γ, u_q, v_q wichtig genommen für Punkte P, die selber wieder auf der Skelettlinie nullter Näherung liegen. So ergibt sich schliesslich die resultierende Geschwindigkeit c, mit der die endgültige Skelettlinie eingezeichnet wird. Im Beispiel ergeben sich so die Winkelübertreibungen ε_E und ε_A. Der Dickenverlauf aber wird berechnet, indem man für jeden Punkt der Skelettlinie den Quotienten:

$$d = \frac{\int_0^y q_0\, dy}{c} \quad . \quad . \quad (12)$$

bildet. Hier wird eventuell eine Korrektur des Masstabes q_0 notwendig werden, falls die so gefundenen Dicken stärker von den gewünschten abweichen.

[7]) Der Diplomarbeit von R. Meyer entnommen.

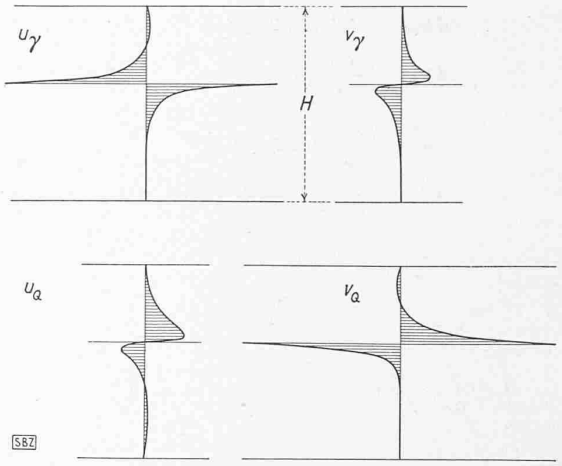


Abb. 9. Integranden zur Bestimmung der Zusatzgeschwindigkeiten der periodischen Glieder. Horizontal aufgetragen ist der jeweilige Anteil der in gleicher Höhe befindlichen Schicht zur Störungsgeschwindigkeit in einem gegebenen Punkt x_0, y_0 des Skelettes.

In Abb. 9 sind die Integranden für die Bestimmung der Zusatzgeschwindigkeiten periodischen Ursprungs für einen Punkt auf der Skelettlinie nullter Ordnung mit der Ordinate $y_0 = 0{,}6\,H$ angegeben. Wie ersichtlich, tragen nur die benachbarten Schichten grössere Beträge bei (der Beitrag jeder Schicht ist horizontal aufgetragen). Nicht zu vermeiden ist, dass Flächen mit entgegengesetztem Vorzeichen integriert werden müssen. Hier sieht man sehr deutlich die Schwierigkeit, die entstehen müsste, wenn die Breite α_1 des mit Quellen und Wirbeln belegten Bezirkes zwecks Erzielung besserer Anpassung an die Wirklichkeit sehr klein genommen würde. Dann würden die Integranden weit grössere Maximalwerte erreichen und die Differenzbildung auf graphischem Wege viel unsicherer.[8])

Die bisher dargelegte Theorie liefert im Wesentlichen eine genauere *Skelettlinie*, nicht nur die Winkelübertreibungen. Es wäre aber sehr erwünscht, darüber hinaus die *Druckverteilung* zu kennen. Wir wollen zeigen, dass deren Bestimmung näherungsweise möglich ist, sofern es sich um relativ dünne Profile handelt.

Die Bernoullische Gleichung ergibt für einen beliebigen Punkt:

$$p + \varrho/2\, c^2 = p_1 + \varrho/2\, c^2_1 = p_2 + \varrho/2\, c^2_2$$

[8]) Teilt man den Schaufelraum in endlich dicke Schichten auf, wobei sowohl der Skelettverlauf als auch die Zirkulations- und Quellenverteilung stückweise als geradlinig angenommen werden, so lassen sich für die periodischen Störanteile geschlossene Ausdrücke erhalten, die eine graphische Integration entbehrlich machen.

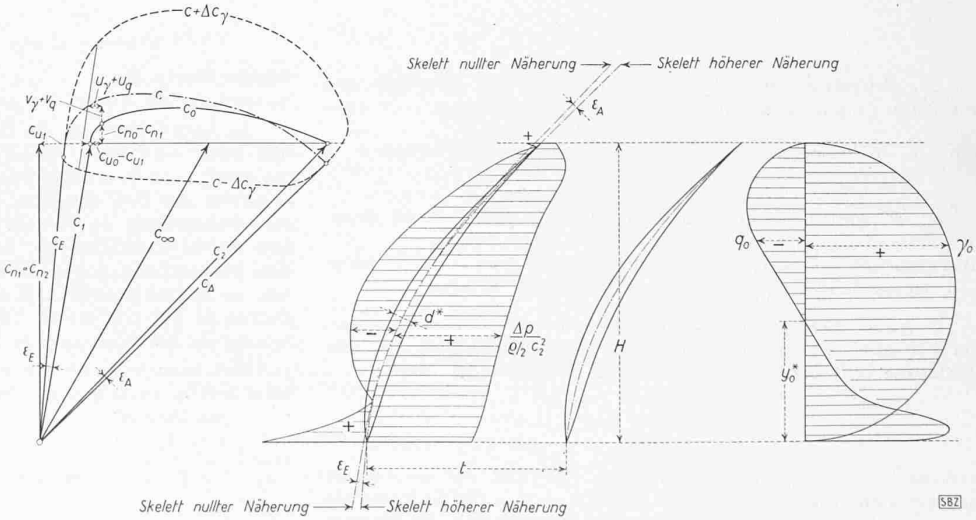


Abb. 8. Konstruktion eines Gitters. Links: Geschwindigkeitsplan; rechts: angenommene Zirkulations- und Quellverteilungen; Mitte: Skelettlinien nullter und höherer Näherung, Dickenverlauf, Druckverlauf. Aufgetragen ist: $\frac{p - p_2}{\varrho/2\, c^2_2}$, Winkelübertreibungen ε_E und ε_A

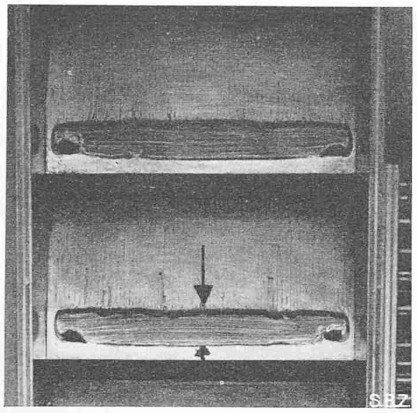


Abb. 11. Beschleunigungsgitter. Laminare Grenzschicht-Strömung bis zur rechteckigen Unterbrechung (Stillstand) mit dem noch fast unveränderten, horizontalen Originalanstrich. Dahinter Rückströmung

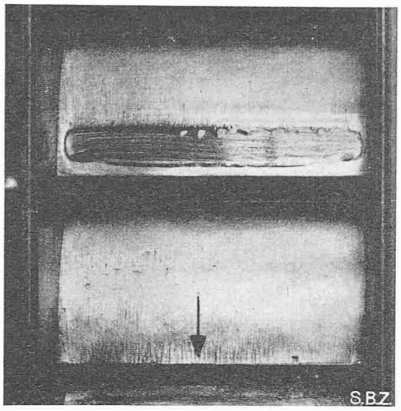


Abb. 12. Gleiches Gitter; die untere Schaufel zeigt keinen laminaren Stillstand mit anschliessender Rückströmung mehr, da durch einen quergespannten Draht vor der Vorderkante Turbulenz erzeugt wird

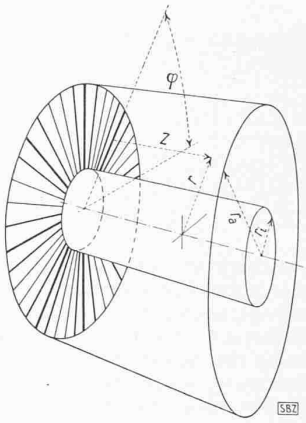


Abb. 13. Erweiterung der Methode auf radförmige Anordnungen.
Zur Berechnung des Potentiales einer scheibenförmigen p-fach periodischen Wirbel- bzw. Quellschicht

Setzen wir etwa $p - p_2 = \Delta p$, so wird:

$$\frac{\Delta p}{Q/2\, c_2^2} = 1 - \left(\frac{c}{c_2}\right)^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Es wäre nun ein mühsames und keineswegs besonders genaues Vorgehen, wenn man die Geschwindigkeit für die Punkte der Schaufeloberfläche neu berechnen würde und damit in die Bernoulli-Gleichung ginge. Dazu wäre eine neue Verteilung der Quellen und Wirbel mit den Maxima, nunmehr auf der genauen Skelettlinie, nötig, wobei die Verteilung längs x der wirklichen Schaufeldicke entsprechend eingesetzt werden müsste. Einfacher ist das folgende Näherungsverfahren: Man nehme die schon berechneten Geschwindigkeiten für die Punkte der Skelettlinie nullter Ordnung und erteile sie unverändert der korrigierten Skelettlinie für gleiche y. So, wie man zur Berechnung der Dicke die Quellergiebigkeit im Innern des Profils zusammengezogen hat, denke man sich die zwischen y und $y + dy$ pro Teilung liegende Zirkulation $\gamma_0\, dy\, t$ ins Innere der Schaufel gebracht. Das entsprechende Linienelement der korrigierten Skelettlinie sei ds (Abb. 10). Für dünne Schaufeln darf man gemäss dem Stokes'schen Satz diese Zirkulation gleich setzen:

$$\gamma_0\, t\, dy = 2\, \Delta c_\gamma\, ds \quad . \quad (14)$$

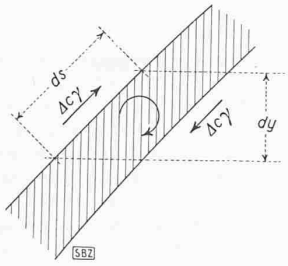


Abb. 10. Zur Berechnung des Druckverlaufes

Auf der Saugseite ist zu $c_{\text{Skelett}}\, \Delta c_\gamma$ zu addieren, auf der Druckseite zu subtrahieren. So ergeben sich die Geschwindigkeits- und damit auch die Druckkurven für beide Seiten.

Eine Kontrolle der Gesamtkraft ergibt sich durch Integration der gefundenen Drücke nach x und y und Vergleich mit der Tangentialkraft T und der Normalkraft N, die sich aus dem Diagramm ergeben. Es ist:

$$T = c_n\, t\, b\, (c_{u_2} - c_{u_1})$$
$$N = t\, b\, Q/2\, (c_2^2 - c_1^2) = t\, b\, Q/2\, (c_{u_2}^2 - c_{u_1}^2)$$
$$= t\, b\, Q/2\, (c_{u_2} - c_{u_1})\, (c_{u_2} + c_{u_1})$$

sodass für das Verhältnis:

$$\frac{N}{T} = \frac{c_{u_2} + c_{u_1}}{2\, c_n}$$

sich ergibt. In unserem Falle ist nach Diagramm $\frac{N}{T} = 0{,}575$ während eine Druckintegration 0,61 ergibt, was somit 6 % Fehler im Integral bedeutet. Die Einzelwerte N und P, aus der Druck-Integration bestimmt, sind gegenüber den Diagrammsollwerten um rd. 11 % zu gross. Man darf deshalb wohl den Druckbestimmungen nur dann grösseres Gewicht beimessen, wenn die Verteilungskurve längs x schon einigermassen genau dem wirklichen Dickenverlauf entspricht und nicht, wie hier schematisch auf der ganzen Schaufel mit einer maximalen Breite von $^1/_5$ der Teilung angenommen wird. Immerhin ist zu bedenken, dass man auf eine äusserst einfache Weise wenigstens auf 10 % genau hinkommt; auch dürfte die Verteilung grundsätzlich richtig sein. Es muss Aufgabe von Versuchen sein, die Unterschiede zwischen Rechnung und Wirklichkeit aufzufinden; solche Versuche sind zur Zeit in Angriff genommen.

Die Kenntnis des Druckverlaufs ermöglicht uns eine Beurteilung der Schaufelbelastung. Für die Ablösegefahr kommt wesentlich nur die Saugseite in Frage. Nun fehlt es zwar noch an einem rationellen Ablösekriterium; an dessen Stelle treten bis heute Näherungsrechnungen (Buri[9]), Gruschwitz[10])) oder einfache empirische Regeln. Eine der einfachsten ist folgende: Der Gesamtdruck (Energie) der Strömung sei $g = p + Q/2\, c^2$, der tiefste auf der Saugseite vorkommende Druck sei $p_{\min}$, der Druck an der Austrittskante p_a. Dann soll das Verhältnis:

$$\frac{p_a - p_{\min}}{g - p_{\min}}$$

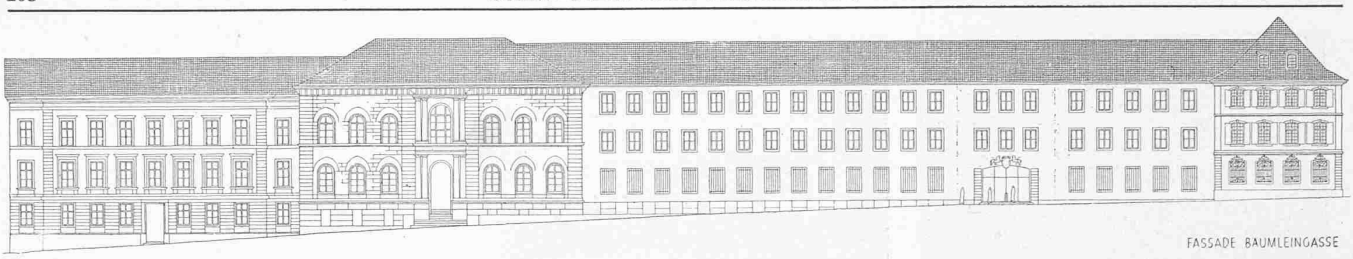
einen Wert zwischen 0,7 und 0,8 nicht übersteigen, falls Ablösung vermieden werden soll. So roh die Regel scheint, so auffällig ist, dass sie in sehr verschiedenen Fällen sich bestätigt. In unserem Beispiel wäre dieser Wert 0,35; eine Ablösung also ausgeschlossen. In der Tat zeigt ein Blick auf das in der Abbildung gewählte Teilungsverhältnis, dass offenbar viel Schaufel-Fläche vorhanden ist, und die Schaufeln weiter gestellt werden könnten. Wünscht man aber nicht zu tiefe Unterdrucke, (der Druck sinkt im Beispiel minimal auf 0,285 $Q/2\, w_2^2$ unter den Druck weit hinter dem Rad), so sind Schaufelflächen im gezeichneten Ausmass notwendig.

Wenn es gelingt, die Druckverteilung längs der Schaufel-Oberfläche genau zu berechnen, so wird auch die Bestimmung des Grenzschichtverlaufes, damit der Schubspannungen möglich sein. Man würde dann in der Lage sein, auch die *Verluste* im Gitter, soweit sie von der Reibung herrühren, zu berechnen. Da die Reynolds'schen Zahlen, die bei Gittern auftreten, noch relativ niedrig sind, spielt die *laminare* Grenzschicht eine erhebliche Rolle. Bei einigermassen ruhigem Zulauf und annähernd stossfreiem Eintritt (wie wir ihn bei unserer Berechnungsweise ja annehmen) bleibt die Grenzschicht laminar bis in Gebiete, wo ein genügend grosser Druckanstieg erfolgt. Solche Gebiete finden sich in Abb. 8 in der Nähe der Hinterkante. Die Abb. 11 und 12[11]) zeigen die Grenzen, wo die laminare Grenzschicht Störungen aufweist, sehr deutlich. Das verwendete Gitter war unserem Beispiel ähnlich, allerdings mit grösserer Teilung und schwächerer Gesamtkrümmung. Sichtbar sind die Austrittskanten und die Saugseiten der Schaufeln. Die Oberfläche wurde vor dem Anstellen der Luft mit einem Gemisch von Petroleum und Russ horizontal bestrichen. Dort, wo in der Grenzschicht unmittelbar an der Oberfläche ein Stillstand auftritt, hören die vorher in Stromrichtung verlaufenen Farbstriche plötzlich auf, während die ursprünglichen horizontalen noch gut sichtbar sind. Die Rückwärtsströmung ist auf ein bestimmtes Gebiet beschränkt, das hier bis zur Hinterkante reicht. Der Uebergang in turbulente Vorwärtsströmung würde weiter stromabwärts erfolgen, wenn die Schaufel länger wäre. Man darf diese Erscheinung nicht etwa mit Ablösung verwechseln; die Rückwärtsströmung ist nur auf eine ganz dünne Schicht an der Oberfläche beschränkt. Am Rande zeigen sich eigenartige Wirbel, die damit zusammenhängen, dass dort die Schaufelgrenzschicht und die Seitenwand-Grenzschichten zusammenlaufen. Man kann Turbulenz in der Grenzschicht künstlich erzeugen. In Abb. 12 weist oben die

[9]) *A. Buri*, Diss. Zürich 1931.

[10]) *E. Gruschwitz*, Ing.-Archiv 2. 1931. S. 321 bis 346.

[11]) Aufgenommen von meinem früheren Assistenten Dipl. Ing. *Sprenger*.



FASSADE BAUMLEINGASSE

Schaufel noch ein ähnliches Bild auf wie in Abb. 11. Unten ist aber vor der Vorderkante ein Draht gespannt, der starke Wirbel erzeugt und die Grenzschicht frühzeitig turbulent werden lässt, so, dass Stillstand und Rückströmung ganz ausbleiben. Eine Nachrechnung der laminaren Grenzschicht nach dem Verfahren von *Pohlhausen*[12]) zeigt, dass der Beginn der Rückströmung bei Werten der bekannten Zahl:

$$\lambda = \frac{d\,c}{d\,s}\,\frac{\delta^2}{\nu}$$

von rd. — 10 erfolgt, was recht gut mit den Erwartungen übereinstimmt (δ = Grenzschichtdicke, ν = kinematische Zähigkeit, s = Abwicklung der Schaufeloberseite, c = ungestörte Geschwindigkeit der Potentialströmung an der Schaufeloberfläche).

Schliesslich mögen noch einige Angaben über die Verallgemeinerung der bisher für ebene Gitter angewandten Methode des kontinuierlichen Schaufelersatzes auf radförmige Schaufel-Anordnungen gemacht werden. Auch hier kann man die zwischen Nabe (Radius r_i in Abb. 13) und Mantel r_a befindlichen Schaufeln aufgelöst denken in scheibenförmige Schichten von Wirbeln und Quellen. Für eine solche Schicht mit der Perioden-(Schaufel-) zahl p lautet der allgemeine Ausdruck für das Potential in einem Punkt $P\,(r,\ \varphi,\ z)$:

$$\Phi = \left\{ a\,J_p\,(k\,r) + b\,N_p\,(k\,r) \right\} \sin\,(p\,\varphi)\,e^{-k\,z} \quad . \quad . \quad (15)$$

Dabei bedeuten J_p und N_p die Bessel'schen bzw. Neumann'schen Zylinderfunktionen der Ordnung p.

Um nun die Grenzbedingungen auf Mantel und Nabe zu erfüllen und auf der betrachteten Scheibe die angenommene Zirkulations- bzw. Quellenverteilung zu erhalten, sind Reihen solcher Potentialausdrücke zu verwenden. So ist es im Prinzip möglich, auch bei radförmiger Anordnung die endliche Schaufelzahl zu berücksichtigen, insbesondere auch die Durchtrittsgeschwindigkeiten zu berechnen, die bei Nabe und Mantel im allgemeinen verschieden gross werden. Diesbezügliche Untersuchungen sind im Gange.

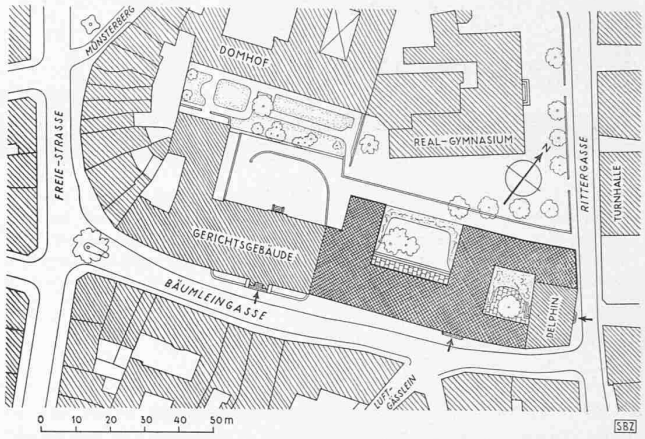
Die neue Regelung der Arbeitsbeschaffung in der Kriegskrisenzeit

Mit dem Bundesbeschluss vom 1. August 1942 ist eine neue Regelung der Arbeitsbeschaffung in der Kriegskrisenzeit in Kraft gesetzt worden. Diese Regelung ist durch einen frischen Geist gekennzeichnet. Man spürt darin deutlich den zielbewussten Einfluss der Techniker und in erster Linie die Mitwirkung des für die Arbeitsbeschaffung verantwortlichen Chefs des Militärdepartementes, Bundesrat Dr. K. Kobelt, sowie des Delegierten des Bundesrates für die Arbeitsbeschaffung, Dir. O. Zipfel.

Als allgemeinen Grundsatz stellt der Bundesbeschluss zuerst fest, dass der Bund mit den Kantonen und der privaten Wirtschaft Massnahmen zur Bekämpfung der Arbeitslosigkeit trifft, sofern und soweit die private Wirtschaft nicht in der Lage ist, *aus eigener Kraft* ausreichende Beschäftigungsmöglichkeiten zu bieten. Dies bedeutet somit eine klare Abkehr vom Staatssozialismus.

Der Bund stellt einen *Gesamtplan* zur Bekämpfung der Arbeitslosigkeit auf. Der Plan bezweckt, den selbständig und unselbständig Erwerbenden, unter Einschluss der freien, technischen und künstlerischen Berufe, nach Möglichkeit Arbeit zu verschaffen. Dem Gesamtplan sind die ordentlichen und ausserordentlichen Aufträge des Bundes, der Kantone, der Gemeinden, anderer öffentlicher rechtlicher Körperschaften sowie von Verbänden und Unternehmungen einzuordnen. Dabei ist dem Grundsatz der allgemeinen *Landesplanung* nach Möglichkeit Rechnung zu tragen. Der Plan ist auf lange Sicht aufzustellen, den veränderten Verhältnissen fortlaufend anzupassen und nach Massgabe seiner Durchführung zu ergänzen. Es ist das erste Mal, dass die Notwendigkeit der Landesplanung in einem Bundesbeschluss verankert wird.

[12]) *Pohlhausen:* Z. a. M. M., Bd. 1, 1921, S. 252.



Wettbewerb Gerichtsgebäude Basel. Entwurf Nr. 31. — Plan 1: 2000

Der Bundesbeschluss schreibt vor, dass diejenigen Massnahmen zu bevorzugen sind, die die Wirtschaft in die Lage versetzen, möglichst bald aus eigener Kraft genügend Beschäftigungsmöglichkeiten zu schaffen. Der Bund ist befugt, von den öffentlich rechtlichen Körperschaften, Verbänden und Unternehmungen diejenigen Auskünfte einzuholen, die für die rechtzeitige Erkennung und Bekämpfung der Arbeitslosigkeit erforderlich sind.

Der Bundesbeschluss stellt den Grundsatz der *Bundeshilfe* auf und bestimmt, dass der Bund für Massnahmen der Arbeitsbeschaffung durch Gewährung von Beiträgen und Darlehen, sowie durch Beteiligung am Eigenkapital, finanzielle Hilfe leistet oder *solche Arbeiten von sich aus anordnen wolle.* Diese letzte Bestimmung war in den ersten Entwürfen des Bundesbeschlusses nicht enthalten; sie entspricht einer alten Forderung des S. I. A.

Unter den Massnahmen der Arbeitsbeschaffung, für die Bundeshilfe gewährt werden kann, sind insbesondere zu erwähnen: a) Förderung des Exportes und des Fremdenverkehrs; f) Förderung der wissenschaftlichen und technischen Forschungs- und Entwicklungsarbeit; g) Hebung des Beschäftigungsgrades in Landwirtschaft, Industrie und im Gewerbe, in den freien und künstlerischen Berufen, der kaufmännischen und technischen Angestellten; k) Förderung der öffentlichen und privaten Bautätigkeit, usw.

Die Bundeshilfe wird nur für Arbeiten und Aufträge gewährt, die ihrer Art und ihrem Umfang entsprechend als *zusätzlich* betrachtet werden können. Die Bundeshilfe wird in den Fällen, in denen der Kanton nicht selbst Träger der Arbeitsbeschaffungsmassnahmen ist, von einer kantonalen Leistung von mindestens der Hälfte der Bundeshilfe abhängig gemacht. Wenn besondere Verhältnisse es rechtfertigen, kann die Kantonsleistung ausnahmsweise zum Teil erlassen und die Bundeshilfe entsprechend erhöht werden. Leistungen von Gemeinden und andern öffentlich-rechtlichen Körperschaften, die nicht selbst Träger der Arbeit sind, können auf die Leistungen des Kantons angerechnet werden. Die *Höhe der Bundeshilfe* ist je nach der Lage des Arbeitsmarktes, der volkswirtschaftlichen Bedeutung und der Höhe des Lohnanteils der unterstützten Arbeiten und Aufträge abzustufen.

Die Höchstansätze der Bundesbeiträge sind in einem Anhang zum Bundesgesetz festgelegt. Sie betragen zum Beispiel für: Privatwirtschaftliche Unternehmungen:

- 25 % bei Neu- und Umbauten, Reparaturen und Renovationen privatwirtschaftlicher Betriebe,
- 25 % bei Erneuerung des Produktionsapparates industrieller und gewerblicher Betriebe,
- 35 % bei der Erneuerung von Hotels, Sanatorien, Erziehungsinstituten sowie Gemeinschaftsanlagen in Kurorten,
- 40 % bei Bädererneuerungen.