

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 127/128 (1946)
Heft: 10

Artikel: Zur Entwicklung der Ladegebläse von Flugmotoren
Autor: Berchtold, Max
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-83810>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

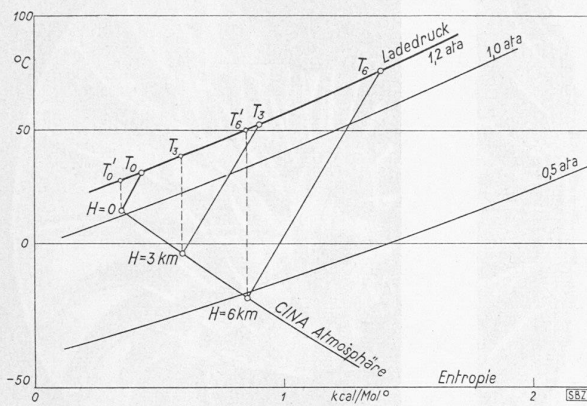


Bild 1. Entropiediagramm der Verdichtung auf einen Ladedruck von 1,2 ata bei regulierbarer Gebläsedrehzahl und konstantem adiab. Wirkungsgrad von 75% in verschiedenen Flughöhen

Zur Entwicklung der Ladegebläse von Flugmotoren

Von Dipl. Ing. MAX BERCHTOLD,
Institut für Thermodynamik an der E. T. H., Zürich

Die Forderung immer höherer Motorleistungen und grösserer Flughöhen nötigte den Konstrukteur von Flugmotoren, die Ladegebläse ständig zu verbessern. Diesen Gebläsen fällt die Aufgabe zu, dem Motor unabhängig von der Flughöhe Ladeluft von möglichst gleichbleibender Dichte zuzuführen. Die Dichte der Ladeluft könnte an sich auch ohne Gebläse durch Rückkühlung allein konstant gehalten werden, da nach der Gasgleichung die Dichte proportional dem Druck und umgekehrt proportional der absoluten Temperatur ist. So müsste man z. B. in 8000 m Flughöhe die Umgebungsluft von -37°C auf -172°C abkühlen, um in dieser Höhe die Bodenleistung zu erhalten. Wegen des hierfür erforderlichen grossen maschinellen Aufwandes kommt praktisch die Kühlung gegenüber der einfachen Verdichtung nicht in Frage. Bei adiabatischer Verdichtung der Umgebungsluft auf einen konstanten Ladedruck nehmen mit der Flughöhe die zu überwindende Druckdifferenz und die Kompressionstemperatur zu. In der «Volldruckhöhe» ist die höchstmögliche Druckdifferenz des Ladegebläses erreicht. Mit weiter zunehmender Flughöhe sinkt sodann der Ladedruck und mit ihm die Motorleistung.

In Wirklichkeit erfolgt die Verdichtung mit einem Wirkungsgrad, der kleiner als eins ist, d. h. die Temperaturerhöhung und damit der Leistungsbedarf sind grösser als bei adiabatischer Verdichtung theoretisch erforderlich wäre. So ergibt sich bei einem Ladedruck von 1,2 ata und adiabatischer Verdichtung eine Temperatur von 301°K am Boden, von 311°K in 3000 m Höhe und von 323°K in 6000 m Höhe. Bei einem konstanten adiabatischen Wirkungsgrad von 75% — also mit drehzahlreguliertem Gebläse — werden die entsprechenden Temperaturen 304°K , 325°K und 348°K . Im ersten Fall nimmt die Dichte ab von 100% am Boden auf 97% in 3000 m Höhe und auf 93% in 6000 m Höhe, im zweiten Fall von 100% auf 93,5%, bzw. 87%. Im gleichen Verhältnis nimmt auch die Motorleistung ab. Bild 1 veranschaulicht diese Zusammenhänge im Entropiediagramm. Es ist somit offensichtlich, dass mit zunehmender Volldruckhöhe die Verwirklichung eines guten Gebläsewirkungsgrades steigende Bedeutung erlangt.

Als Flugmotorenladegebläse vermochte sich wegen seines geringen Gewichtes und seiner kleinen Abmessungen allein das Turbogebälde mit radial durchströmtem Laufrad einzusetzen. Mit dieser Gebläsebauart können grosse Förderhöhen in einer Stufe erzeugt werden. Für die nachfolgenden Betrachtungen ist es zweckmässig, statt mit der zu überwindenden Druckdifferenz mit der Förderhöhe H des Gebläses zu rechnen, da diese vom Ansaugzustand unabhängig ist. Sie stellt die Änderung der Enthalpie Δi_{ad} zwischen Ansaugzustand und Endzustand bei adiabatischer Verdichtung in mechanischen Masseneinheiten, d. h. in Metern Gassäule dar:

$$H = \Delta i_{\text{ad}} / A, \text{ wobei } A = 1/427 \text{ kcal/m kg} \quad (1)$$

Der Zusammenhang zwischen der Förderhöhe H und der Druckänderung ist durch die Gleichung:

$$H = \int v dp \quad (2)$$

gegeben. Für kleine Druckänderungen ist:

$$H = v \Delta p = \Delta p / \gamma \quad (2a)$$

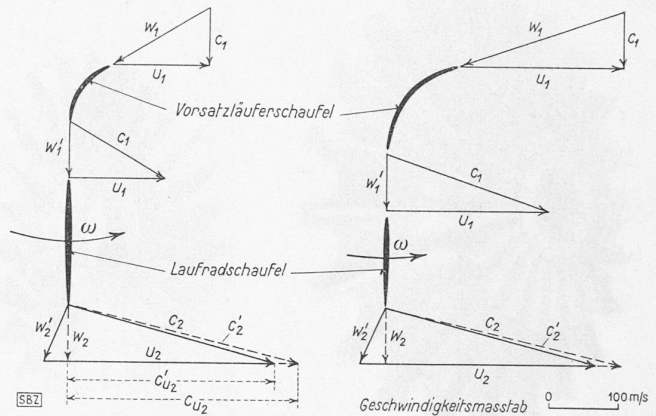


Bild 2. Geschwindigkeitsdreieck bei Ein- und Austritt des Vorsatzläufers und bei Laufradaustritt für Zustand A (Bild 6). Links für Stromlinie EFG (Bild 15). Rechts für Stromlinie HJK (Bild 15), gestrichelt theoretische Strömung

Der adiabatische Wirkungsgrad der Verdichtung ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung ist definiert durch das Verhältnis der adiabatischen zur effektiven Enthalpieänderung:

$$\eta_{\text{ad}} = \frac{\Delta i_{\text{ad}}}{\Delta i_{\text{eff}}} = \frac{H_{\text{ad}}}{H_{\text{eff}}} \quad (3)$$

Für die Energieänderung H_{eff} (Enthalpieänderung in mechanischen Einheiten) in einer Gebläsestufe gilt die Gleichung von Euler:

$$H_{\text{eff}} = \frac{1}{g} (u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1}) \quad (4)$$

wobei u die Umfangsgeschwindigkeit und c_u die Umfangskomponente der absoluten Strömungsgeschwindigkeit bedeuten. Der Index 1 bezieht sich auf den Eintritt, 2 auf den Austritt des Laufrades.

Bei drallfreiem Eintritt ist:

$$H_{\text{eff}} = \frac{1}{g} u_2 c_{u2} \quad (5)$$

Die Förderhöhe H_{ad} ist somit:

$$H_{\text{ad}} = \eta_{\text{ad}} H_{\text{eff}} = \frac{1}{g} \eta_{\text{ad}} u_2 c_{u2} \quad (5a)$$

Eine grosse Förderhöhe wird demnach bei hoher Umfangsgeschwindigkeit u_2 und bei gutem Wirkungsgrad η_{ad} erzielt. Umfangsgeschwindigkeiten von über 250 m/s sind im allgemeinen aus Festigkeitsgründen nur bei Laufrädern mit radialen, aus der Nabe entspringenden Schaufeln möglich. Durch konsequente Verbesserung der konstruktiven Durchbildung der Laufräder und durch Verwendung besonders geeigneter Baustoffe ist es gelungen, die Umfangsgeschwindigkeiten bis auf 450 m/s zu erhöhen. Mit derartigen Gebläsen erreicht man Druckverhältnisse bis zu 1:4 in einer Stufe! Bei einzelnen Gebläsen wurden dabei adiabatische Wirkungsgrade von über 80% gemessen. Diese Resultate sind umso bemerkenswerter, als die Umfangsgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit des Gases am Laufradaustritt bereits wesentlich übersteigt.

Da die Luft durch einen ringförmigen Querschnitt drallfrei in das Laufrad einströmt, ändert sich innerhalb dieses Querschnittes die Richtung der relativen Eintrittsgeschwindigkeit mit dem Radius. Diesem Umstand wird durch Abbiegen der radialen Schaufeln am Eintritt Rechnung getragen. Dies ist hier wegen der infolge kürzerer Schaufeln geringeren Fliehkraftbeanspruchungen zulässig. Bild 3 zeigt ein ausgeführtes Laufrad dieser Bauart. An die Stelle der abgebogenen Schaufeln kann auch eine getrennte axiale Vorsatzstufe treten (Bild 5).

Im Vorsatzläufer wird die relative Eintrittsgeschwindigkeit w_1 auf den Betrag der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit $w'_1 = c_1$ verzögert (vgl. Bild 2, oben). Der auf diese Weise im Vorsatzläufer gewonnene Anteil der statischen Druckerhöhung nimmt mit dem Eintrittsradius zu. Unter Voraussetzung radialer relativer Austrittsgeschwindigkeit ist $c_{u2} = u_2$ (vgl. Bild 2, unten), also die Förderhöhe:

$$H_{\text{ad}} = \eta_{\text{ad}} u^2 / g \quad (6)$$

Im allgemeinen stimmt aber die Richtung der relativen Austrittsgeschwindigkeit nicht mit der durch die Schaufeln theoretisch gegebenen Strömungsrichtung überein. Das Laufrad erteilt der Strömung dadurch einen Drall, dass die Schaufeln auf die durchströmende Luft eine Kraft A ausüben. Nach Kutta-Joukowski

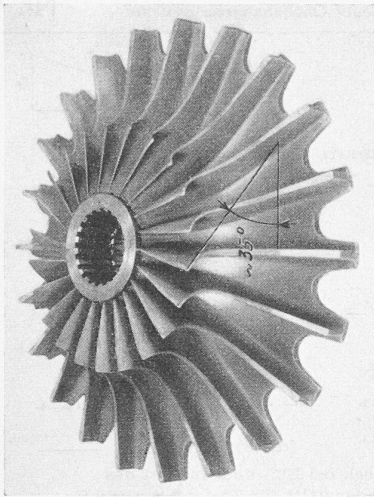


Bild 3. Laufrad eines älteren Wright-Ladegebläses

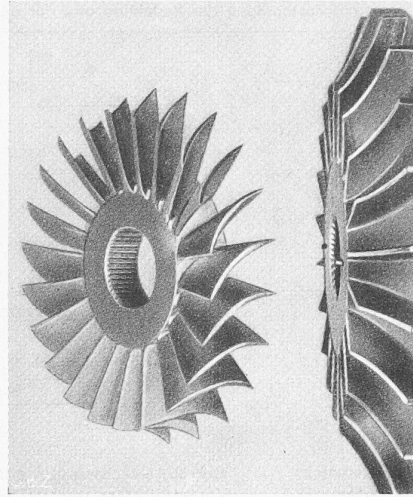


Bild 5. Laufrad und Vorsatzläufer eines modernen Wright-Ladegebläses [3]

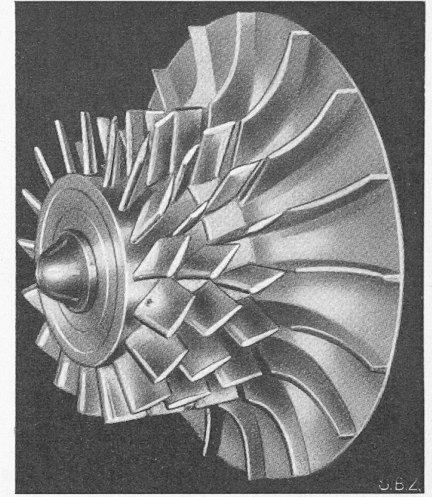


Bild 7. Laufrad des Szydowski-Gebläses mit grossem Nabendurchmesser und axial verlängertem Vorsatzläufer [2]

ist eine Kraft senkrecht zur Strömungsrichtung mit einer Zirkulationsströmung um die Schaufel verbunden. Für eine Schaufel gilt allgemein:

$$A = \rho \Gamma_s w b \quad (7)$$

wobei ρ die Dichte, Γ_s die Zirkulation um die Schaufel, w die Strömungsgeschwindigkeit und b die Breite der Schaufel bedeuten. Die relative Geschwindigkeit w im Laufrad wird bei Gebläsen mit radialen Schaufeln im allgemeinen konstant gehalten.

Zur Diskussion der Schaufelbelastung erscheint es zweckmässig, den Auftriebsbeiwert

$$c_a = \frac{A}{\frac{\rho}{2} w^2 l b} \quad (8)$$

einzuführen. Es ist somit:

$$c_a = \frac{2 \Gamma_s}{w l} \quad (9)$$

wobei l die Schaufellänge ist, für die bei normaler Radbauart die Differenz der Radien von Schaufelspitze und Nabe eingesetzt werden kann. Mit der Gleichung von Euler wird das Drehmoment M bei einer durchströmenden Menge G (kg/s):

$$M = \frac{G}{g} (r_2 c_{u2} - r_1 c_{u1}) \quad (10)$$

Die Zirkulation Γ_s ergibt sich zu:

$$\Gamma_s = \frac{r_1 - r_2}{z} = \frac{2\pi}{z} (r_2 c_{u2} - r_1 c_{u1}) \quad (11)$$

Andererseits ist das Moment M auch:

$$M = z A r \quad (12)$$

wobei z die Schaufelzahl und r den Abstand der Wirkungslinie der Kraft A von der Drehachse bedeuten. Unter Berücksichtigung der Beziehung (11) wird nach Einsetzen der Gl. (7) in Gl. (12)

$$M = 2\pi r b \rho w (r_2 c_{u2} - r_1 c_{u1}) \quad (13)$$

Da $2\pi r b \rho w$ die sekundlich durch das Rad strömende Masse $\frac{G}{g}$ ist, sind die Gleichungen (10) und (13) identisch.

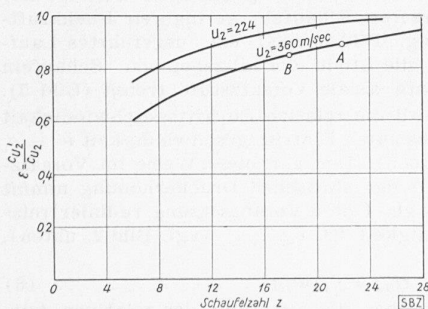


Bild 4. Einfluss der Schaufelzahl auf die Ablösungskenngrösse ϵ . Obere Kurve nach DVL-Messungen [2]. Pkt. A nach amerikanischen Messungen mit Laufrad Bild 5 [3]. Pkt. B nach französ. Mess. mit Laufrad Bild 7 [2]

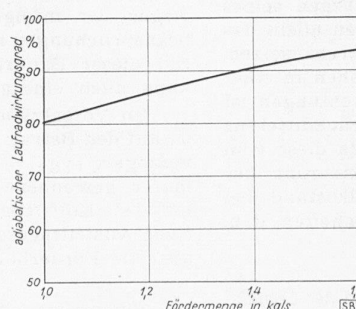


Bild 8. Einfluss der Fördermenge auf den Radwirkungsgrad nach Messungen an einem Rolls-Royce-Lader [1]

Durch Einsetzen der Zirkulation Γ_s nach Gl. (11) in Gl. (9) ergibt sich für den Auftriebsbeiwert c_a :

$$c_a = \frac{\pi^4}{z w l} (r_2 c_{u2} - r_1 c_{u1}) \quad (14)$$

Bei drallfreiem Eintritt ist:

$$c_a = \frac{4\pi}{z} \frac{r_2}{l} \frac{c_{u2}}{w} \quad (15)$$

Beispielsweise ergibt sich für ein ausgeführtes Gebläse (vgl. Bild 6, Punkt A) mit radialen Schaufeln mit $H_{ad} = 8400$ m, $r_2 = 0,165$ m, $r_1 = 0,065$ m, $c_{u2} = u_2 = 336$ m/s, $z = 22$, $w = 80$ m/s und $l = r_2 - r_1 = 0,10$ m nach Gl. (15) ein theoretischer Auftriebsbeiwert der Schaufeln von $c_a = 3,96$. Dieser Wert ist sehr hoch, verglichen mit den bei einfachen Tragflügeln im Parallelstrom erreichbaren Werten von etwa 1,4 und bei Flügelgittern von etwa 1,0. Es ist deshalb nicht erstaunlich, wenn an der Schaufelrückseite ein Ablösen der Strömung eintritt. Dies bewirkt, dass die Wirkung der relativen Austrittsgeschwindigkeit von der durch die Schaufeln theoretisch gegebenen Richtung abweicht. Infolgedessen verkleinert sich die Umfangskomponente der absoluten Austrittsgeschwindigkeit von c_{u2} auf c'_{u2} . Bild 2 zeigt unten die Geschwindigkeitsdreiecke am Radaustritt mit und ohne Ablösung der Strömung. Das Verhältnis $\epsilon = c'_{u2}/c_{u2}$ ist somit ein Mass für die Ablösung der Strömung. Sind Wirkungsgrad und Förderhöhe des Gebläses in Funktion der Umfangsgeschwindigkeit bekannt, so lässt sich ϵ bei radialen Schaufeln und drallfreiem Eintritt aus Gl. (5a) mit $c'_{u2} = \epsilon u_2$ ermitteln. Je nach Bauart und Belastung der Laufräder wurden ϵ -Werte zwischen 0,8 und 0,95 gemessen (siehe Bild 4).

Der wirksame Auftriebsbeiwert

$$c'_a = \epsilon c_a = \frac{4\pi}{z} \frac{r_2}{l} \frac{\epsilon u_2}{w} \quad (15a)$$

wird beim oben erwähnten Gebläse für den Betriebspunkt A (Bild 6) mit $\epsilon = 0,91$, $c'_a = 3,96 \cdot 0,91 = 3,59$.

Zum Erzielen der grösstmöglichen Förderhöhe bei gegebener Umfangsgeschwindigkeit sind hohe Werte von η_{ad} und ϵ anzustreben, was nur bei ablösungsfreier Strömung erreicht wird.

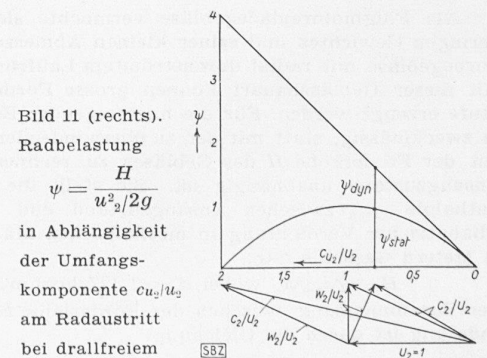


Bild 11 (rechts).

Radbelastung

$$\psi = \frac{H}{u_2^2 / 2g}$$

in Abhängigkeit

der Umfangs-

komponente c_{u2}/u_2

am Radaustritt

bei drallfreiem

Radeintritt und konstanter Meridional-

komponente w/u_2

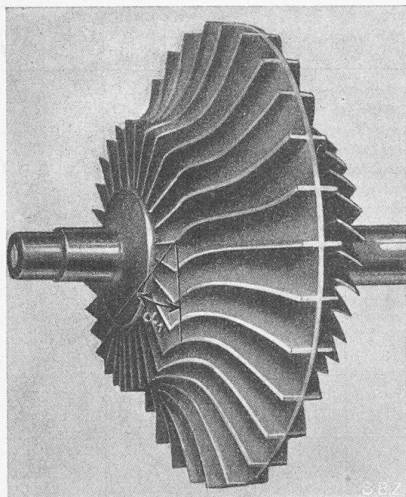


Bild 9. Zweiflütliges Gebläselaufrad des Rolls-Royce Derwent Düsentriebwerkes $n = 16000 \text{ U/min}$, $u_2 = 450 \text{ m/s}$, $\alpha_1 = 40^\circ$ [8]

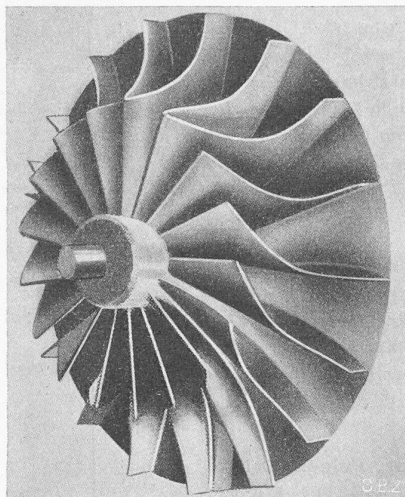


Bild 10. Gebläselaufrad des de Havilland Goblin II Düsentriebwerkes, $n = 10200 \text{ U/min}$, $u = 420 \text{ m/s}$

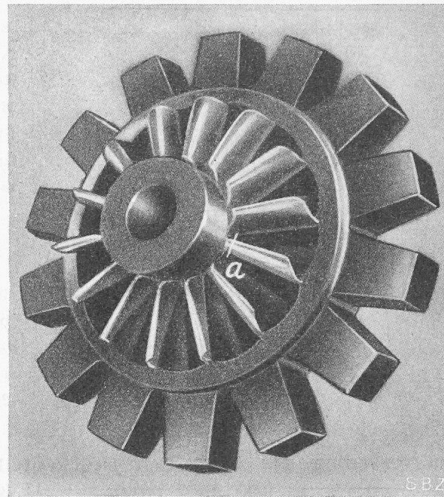


Bild 14. Junkers Gebläseläufer mit abgebogenen Schaufeleintritten (a) und kastenförmigem Austritt [2]

Bei einem zu stark angestellten Tragflügel im Parallelstrom ist der Auftriebsbeiwert wesentlich geringer als der maximal mögliche, da infolge Ablösung der Strömung der Druckanstieg auf der Flügeloberseite fehlt. Demgegenüber bleibt der hohe c_a -Wert beim Radialgebläse trotz Ablösung bestehen, da durch die Wirkung der Fliehkräfte auch im Totwassergebiet hinter der Schaufel im wesentlichen der Druck erreicht wird, der bei anliegender Strömung an der Schaufelaustrittskante herrscht. Aus diesem Grunde werden trotz abgelöster Strömung hohe Radwirkungsgrade von über 90 % [1] ¹⁾ festgestellt. Gelingt es, durch Verringerung des c_a -Wertes die Ablösung zu vermeiden, so könnten auch die durch Sekundärströmungen im Totwassergebiet verursachten Verluste vermieden werden.

Nach Gleichung (15) wird c_a durch Vergrößerung der Schaufelzahl z , der Relativgeschwindigkeit w und der Schaufellänge l verkleinert. Die Schaufeln können bei gegebenem Raddurchmesser nur durch Verlängerung der Radnabe in axialer Richtung verlängert werden. Bild 4 veranschaulicht den Einfluss der Schaufelzahl z auf die die Ablösung charakterisierende Zahl $\varepsilon = c'_{u2}/c_{u2}$. Die Kurve ist auf Grund verschiedener in der DVL [2] durchgeführten Messungen berechnet worden. Danach ergab sich bei einer Umfangsgeschwindigkeit $u_2 = 224 \text{ m/s}$ für $z = 30$ eine praktisch ablösungsfreie Strömung. Bei grösseren Umfangsgeschwindigkeiten werden nach Gl. (15a) die c_a -Werte grösser, der Einfluss der Ablösung macht sich demzufolge stärker geltend. Zum Vergleich sind in Bild 4 die ε -Werte, die mit den auf Bilder 5 und 7 dargestellten Rädern erreicht wurden, für eine Umfangsgeschwindigkeit von $u_2 = 360 \text{ m/s}$ eingetragen.

Bei grosser Schaufelzahl wird wegen der endlichen Schaufeldicke der freie Eintrittsquerschnitt vermindert. Eine Vergrößerung des Nabendurchmessers erlaubt eine Erhöhung der Schaufelzahl z , dagegen muss aber eine stärkere Verzögerung im Vorsatzläufer in Kauf genommen werden. Nur bei strömungstech-

nisch richtiger Ausbildung der axialen Schaufeln kann die Umsetzung der Geschwindigkeitsenergie in Druck mit gutem Wirkungsgrad erfolgen. Da die zulässige Verzögerung und die Ablenkung in einer axialen Stufe durch die Ablösungsgefahr beschränkt sind, wird bei grossem Nabendurchmesser der Vorsatzläufer zweckmässig mit sanft gekrümmten Schaufeln ausgeführt oder in mehrere Stufen unterteilt. Ein Ablösen der Strömung schon im Vorsatzläufer hätte auch Ablösung im radialen Teil des Laufrades zur Folge. Bild 5 zeigt das Laufrad und die Charakteristik eines modernen Wright-Laders, Bild 7 das Laufrad eines Szydlowski-Laders. Beide Gebläse, deren Laufräder einen grossen Nabendurchmesser aufweisen, besitzen im Betriebspunkt einen für hochbelastete Radialgebläse hohen Wirkungsgrad von über 80 %. Das Wright-Gebläserad weist aber dank der grösseren Schaufelzahl bei gleicher Umfangsgeschwindigkeit einen grösseren Wert von ε auf (s. Bild 4, Pkt. A).

Die Vergrößerung des Nabendurchmessers ist durch die Machsche Zahl der Relativgeschwindigkeit w/a im Vorsatzläufer ebenso wie bei Axialgebläsen begrenzt, sodass dadurch die Erhöhung der Schaufelzahl zwecks Verringerung des Auftriebsbeiwertes beschränkt ist. Die Verbesserung des Radwirkungsgrades durch Vergrößerung der Relativgeschwindigkeit w ist aus Bild 8 [1] ersichtlich. Das Gebläselaufrad des Rolls-Royce Derwent-Düsentriebwerkes, das im Aufbau einem Flugmotorengebläse gleicht (s. Bild 9), weist eine grosse Schaufelzahl z und eine grosse Durchtrittsgeschwindigkeit w auf. Das Verhältnis von Durchtrittsgeschwindigkeit w und Umfangsgeschwindigkeit u_1 geht aus dem in Bild 9 ersichtlichen Schaufeleintrittswinkel α_1 hervor. Aus den veröffentlichten Brennstoffverbrauchsdaten [8] des Triebwerkes kann berechnet werden, dass das Gebläse einen adiabatischen Wirkungsgrad von etwa 85 % aufweist. Das radiale Gebläserad des de Havilland Goblin II Düsentriebwerkes (Bild 10) [8], dessen Schaufeln am Eintritt strömungstechnisch gut ausgebildet sind, arbeitet ebenfalls mit grosser radialer Geschwindigkeit w im Laufrad. Das Gebläse hat deshalb trotz geringerer Schaufelzahl einen guten Laufrad-Wirkungsgrad. Bei grösserer Eintrittsgeschwindigkeit c_1 vergrössert sich der Winkel α_1 (vgl. Bild 2), und die Geschwindigkeit w_1 muss weniger verzögert werden.

Für einen hohen Wirkungsgrad des Gebläses ist eine möglichst verlustlose Umsetzung der kinetischen Energie am Radaustritt in Druck unumgänglich. Aus der Eulerschen Gleichung (4) lässt sich unter Verwendung der durch die Geschwindigkeitsdreiecke gegebenen geometrischen Beziehungen die Energiegleichung herleiten:

$$H_{\text{eff}} = \frac{1}{2g} \left\{ (u_2^2 - u_1^2) + (c_2^2 - c_1^2) + (w_1^2 - w_2^2) \right\} \quad (16)$$

Bei drallfreiem Eintritt und konstanter Meridiankomponente der Strömungsgeschwindigkeit im Laufrad können für verschiedene Schaufelaustrittswinkel der statische und der dynamische Druck (kinetische Energie) berechnet und über dem Verhältnis c_{u2}/u_2 aufgetragen werden. Es ergibt sich das bekannte, in Bild 11 dargestellte Diagramm [4].

Bei radialen Schaufeln sind theoretisch beide Energieanteile gleich gross. Bei den mit abgelöster Strömung arbeitenden Laufrädern hat die Verkleinerung der Umfangskomponente c_{u2} eine

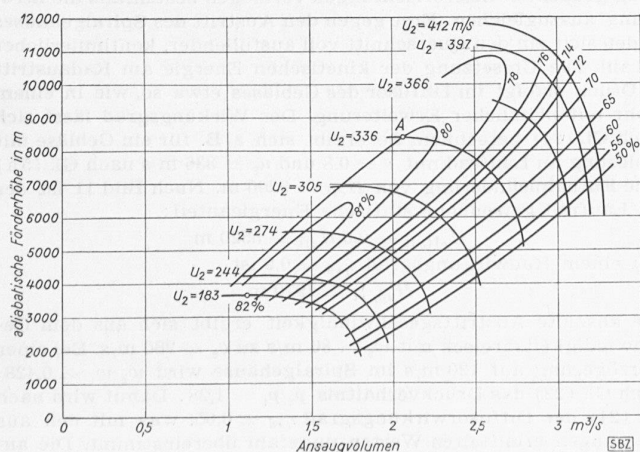


Bild 6. Charakteristik eines modernen Wright-Laders [2]

¹⁾ Die Zahlen in eckigen Klammern beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Schluss des Aufsatzes.

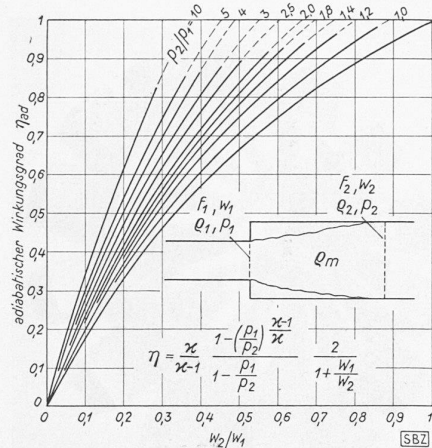
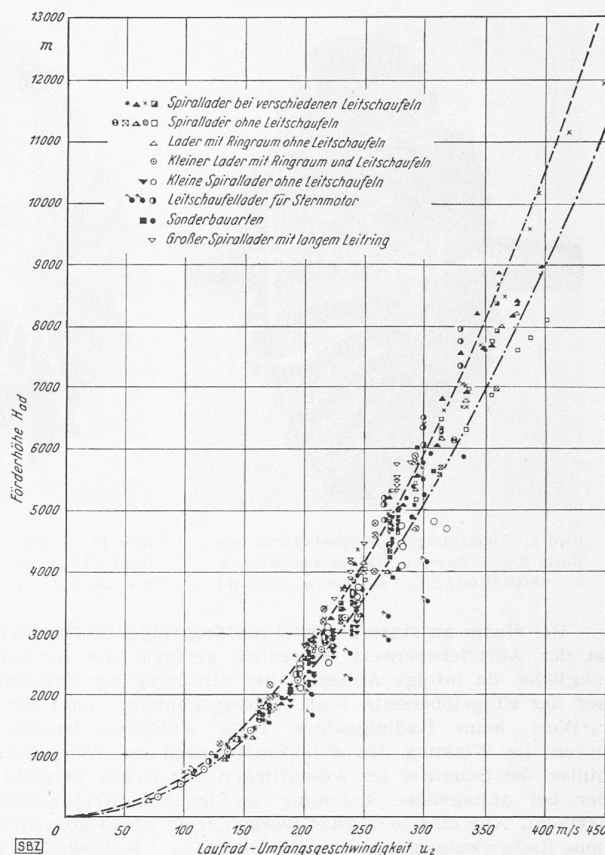


Bild 12 (links).

Adiabatischer Wirkungsgrad der Umsetzung kinetischer Energie in Druck bei der Strömung in einem Rohr mit unsteadiger Querschnittszunahme, $w_1 < a_1$

Bild 13 (rechts). Förderhöhe in Abhängigkeit der Umfangsgeschwindigkeit für verschiedene Gebläsebauformen [2]



Vergrößerung des statischen Druckanteils zur Folge. Bei einem Wert $\varepsilon = 0,85$ wird nach Bild 11 der Anteil des statischen Druckes 57,5% der effektiven Förderhöhe H_{eff} . Die im Diffusor umzusetzende Energie beträgt somit nur 42,5% von H_{eff} . Der Einfluss des infolge abgelöster Strömung schlechten Diffusorwirkungsgrades auf den Gesamtwirkungsgrad tritt daher weniger stark in Erscheinung.

Tritt die Luft in einzelnen Strahlen aus dem Laufrad, so erfolgt die Umsetzung der kinetischen Energie in Druck im Diffusor ähnlich wie die in einem plötzlich erweiterten Rohr. Der maximale Wirkungsgrad einer solchen Verdichtung lässt sich mit Hilfe des Impulssatzes berechnen.

Bild 12 zeigt die Strömung in einem Rohr bei unsteadiger Erweiterung [5]. Dabei sind mit f die Querschnitte, mit w die Geschwindigkeiten und mit ρ die Dichten bezeichnet. Der Druckanstieg berechnet sich aus der Impulsstromänderung zwischen den Querschnitten 1 und 2. Die Stelle 2 liegt dort, wo der Strahl den Querschnitt f_2 wieder vollständig ausfüllt. Ist die Geschwindigkeit w_1 kleiner als die Schallgeschwindigkeit a_1 im Zustand 1, so ist der auf die Ringfläche $(f_2 - f_1)$ an der Erweiterungsstelle wirkende Druck nach Messungen von Schütt und Thoma [6] gleich dem Druck p_1 . Damit ist:

$$(p_2 - p_1) f_2 = m (w_1 - w_2) \quad (17)$$

Die sekundlich durchströmende Masse ist:

$$m = \rho_2 f_2 w_2 \quad (18)$$

somit wird:

$$p_2 - p_1 = \rho_2 w_2 (w_1 - w_2) \quad (19)$$

Nach der Energiegleichung ist die Enthalpieänderung in mechanischen Einheiten:

$$H_{eff} = \frac{1}{2g} (w_1^2 - w_2^2) \quad (20)$$

Zur Berechnung des mechanischen Wirkungsgrades bei plötzlicher Erweiterung muss der Druckanstieg nach Gl. (19) auf die Förderhöhe H_{ad} umgerechnet werden:

$$H_{ad} = \frac{p_2 - p_1}{g \rho_m} = \frac{1}{g} \frac{\rho_2}{\rho_m} w_2 (w_1 - w_2) \quad (21)$$

Die Bedeutung der mittleren Dichte ρ_m geht unmittelbar aus Gl. (21) hervor. Sie lässt sich durch das Druckverhältnis p_1/p_2 ausdrücken; denn man kann für H_{ad} auch setzen:

$$H_{ad} = \frac{p_2 - p_1}{g \rho_m} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_2}{g \rho_2} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right] \quad (22)$$

Der Wirkungsgrad der Verdichtung wird nun nach Gl. (20) und (21)

$$\eta_{ad} = \frac{H_{ad}}{H_{eff}} = \frac{\rho_2}{\rho_m} \frac{2}{1 + \frac{w_1}{w_2}} \quad (23)$$

ρ_2/ρ_m aus Gl. (22) eingesetzt, ergibt

$$\eta_{ad} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}}{1 - \frac{p_1}{p_2}} \frac{2}{1 + \frac{w_1}{w_2}} \quad (24)$$

Bild 12 zeigt den adiabatischen Wirkungsgrad η_{ad} in Funktion des Geschwindigkeitsverhältnisses w_2/w_1 für verschiedene Druckverhältnisse p_2/p_1 . Der Geltungsbereich ist beschränkt auf das Gebiet, wo w_1 kleiner ist als die Schallgeschwindigkeit a_1 . Für Flüssigkeiten ist $\rho_2/\rho_m = 1$, für Gase ist $\rho_2/\rho_m > 1$ und nimmt mit steigendem Druckverhältnis p_2/p_1 zu. Der Wirkungsgrad der Verdichtung ist somit bei Gasen höher als bei Flüssigkeiten [7].

Bei den Turbogebälzen mit radialen Schaufeln und abgelöster Strömung im Laufrad ist der Gebläsewirkungsgrad im wesentlichen unabhängig von der Diffusorbauart. Bild 13 [2] zeigt die adiabatische Förderhöhe in Funktion der Umfangsgeschwindigkeit für eine Reihe ganz verschiedener Diffusorausführungen. Die mit einer bestimmten Umfangsgeschwindigkeit erreichten Förderhöhen H_{ad} sind, wie man aus der geringen Streuung der Messpunkte ersieht, von einander nur unwesentlich verschieden, obschon die Beurteilung nach aerodynamischen Gesichtspunkten stark verschiedene Werte erwarten liesse. Das Gebläse mit einfachem Spiralgehäuse ohne radialen Ringraum und ohne Diffusorleitschaufeln weist nahezu dieselbe Förderhöhe auf wie das Gebläse mit beschaufeltem Diffusor. Die Ablösung im Laufrad geht auch daraus hervor, dass die Laufradbauform nach Bild 14, bei der die Luft offensichtlich in einzelnen Strahlen austritt, der normalen Ausführung kaum unterlegen ist. Die aus Festigkeitsgründen vorgesehenen Ausschnitte in der Radscheibe nach Bild 3 wirken sich aus demselben Grunde nicht ungünstig aus.

Im Laufrad ist die Relativströmung trotz Ablösung stationär; dagegen verursachen die aus dem rotierenden Laufrad austretenden einzelnen Strahlen im Diffusor eine instationäre, d. h. pulsierende Strömung. Es ist daher verständlich, dass auch nach aerodynamischen Gesichtspunkten geformte Leitschaufeln nicht die erwartete Wirkung zeigen. Die für stationäre Druckumsetzung gedachten Leitvorrichtungen vermögen bestenfalls die Strömung auszugleichen. Erst gegen den Austritt des Spiralgehäuses bildet sich ein den Querschnitt voll ausfüllender, kontinuierlicher Strahl. Die Umsetzung der kinetischen Energie am Radaustritt in Druck erfolgt im Diffusor des Gebläses etwa so, wie in einem Rohr mit plötzlicher Erweiterung. Der Wirkungsgrad lässt sich nach Gl. (24) berechnen. So ergibt sich z. B. für ein Gebläse mit Ablösung im Laufrad mit $\varepsilon = 0,8$ und $u_2 = 336$ m/s nach Gl. (5a) eine Enthalpieänderung von $H_{eff} = 9200$ m. Nach Bild 11 ist der im Laufrad gewonnene statische Energieanteil:

$$H_{eff, st} = 0,6 H_{eff} = 5520 \text{ m}$$

Bei einem Radwirkungsgrad $\eta_{ad} = 0,9$ ist

$$H_{ad, st} = 4970 \text{ m}$$

Die absolute Austrittsgeschwindigkeit ergibt sich aus dem Geschwindigkeitsdreieck mit $w_2 = 80$ m/s zu $c_2 = 280$ m/s. Bei einer Verzögerung auf 120 m/s im Spiralgehäuse wird $w_2/w_1 = 0,428$, nach Gl. (22) das Druckverhältnis $p_2/p_1 = 1,28$. Damit wird nach Gl. (24) der Diffusorwirkungsgrad $\eta_{ad} = 0,65$, was mit den aus Messungen ermittelten Werten ungefähr übereinstimmt. Die angestellte Impulsbetrachtung gibt somit wertvollen Aufschluss

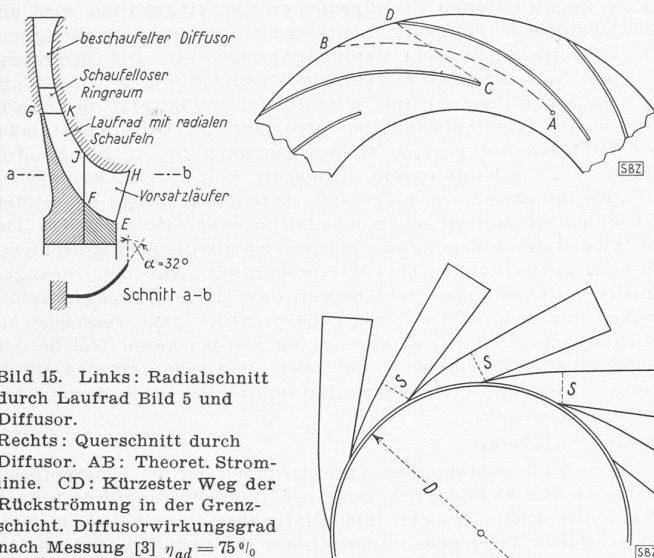


Bild 15. Links: Radialschnitt durch Laufrad Bild 5 und Diffusor.

Rechts: Querschnitt durch Diffusor. AB: Theoret. Stromlinie. CD: Kürzester Weg der Rückströmung in der Grenzschicht. Diffusorwirkungsgrad nach Messung [3] $\eta_{ad} = 75\%$

über die Ursache der schlechten Diffusorwirkungsgrade bei den Ladegebläsen üblicher Bauart.

Auch wenn es gelingt, im Laufrad eine zusammenhängende, ablösungsfreie Strömung zu erzielen, wird mit den normalen Diffusoren nicht der erwartete Wirkungsgrad erreicht.

Wird als Diffusor ein schaufelfreier Ringraum gewählt, so können die theoretischen Stromlinien mit dem Drallsatz und der Kontinuitätsgleichung bestimmt werden. Bei parallelen Wänden und konstanter Dichte sind die Stromlinien logarithmische Spiralen, da sowohl die Umfangskomponente der Geschwindigkeit (nach dem Drallsatz), als auch die Radialkomponente (nach der Kontinuitätsgleichung) umgekehrt proportional dem Radius abnehmen. Bei zunehmendem Wandabstand verlaufen die Stromlinien flacher, bei abnehmendem Wandabstand steiler als logarithmische Spiralen. Die Abnahme der Dichte bei grossen Druck-Verhältnissen im Diffusor kommt einer Vergrösserung des Wandabstandes gleich. Jede Stromröhre kann als Diffusor für sich aufgefasst werden, wobei aber der Druck nicht senkrecht zur Strömungsrichtung konstant ist wie bei normalem Diffusor. Bei den in Laufrädern üblichen geringen radialen Durchströmungsgeschwindigkeiten ist der Winkel zwischen der Richtung der absoluten Austrittsgeschwindigkeit und der Radtangente klein. Trotzdem der Querschnittsverlauf einer Stromröhre einem schlanken Diffusor gleichkommt, verursacht die Grenzschicht wegen der Eigenart dieser Strömung grössere Verluste. Die in Wandnähe infolge Reibung verzögerten Teilchen bewegen sich auf einer steileren Stromlinie und demzufolge auf einem kürzern Weg, als die durch die Wand ungestörten Teilchen. Beim normalen geraden Diffusor vermögen die in der Grenzschicht verzögerten Teilchen den durch die ungestörte Strömung hervorgerufenen Druckanstieg nur dank der Beschleunigung durch ständigen turbulenten Impulsaustausch zwischen ungestörter und verzögerter Strömung zu überwinden. Beim schaufellosen Gebläsediffusor dagegen ist diese Möglichkeit infolge des kürzeren Austauschweges beschränkt. Dies bedeutet, dass die Stromröhre in Wirklichkeit einem bedeutend steileren Diffusor gleichkommt und somit der Ablösungsgefahr stärker ausgesetzt ist.

Bei Vergrösserung der Radialkomponente der Austrittsgeschwindigkeit wird der Winkel zwischen den Richtungen der ungestörten und der verzögerten Strömung kleiner und die Ablösungsgefahr geringer. Ein Gebläse mit derartigen Diffusoren hat lediglich den Nachteil eines grösseren Durchmessers. Wäre die Strömung im ganzen Bereiche des Ringdiffusors von den Wänden abgelöst, so würde bei einer Austrittsgeschwindigkeit von 300 m/s, einer Temperatur von 60°C und einer Verzögerung auf 90 m/s nach Gl. (24) ein Diffusorwirkungsgrad von $\eta_{ad} = 0,55$ erreicht. Schon bei teilweise anliegender Strömung ergeben sich günstigere Wirkungsgrade.

Die selben Überlegungen können auch auf die bei den Flugmotorengebläsen üblichen Leitschaufeldiffusoren übertragen werden, da auch hier, wie aus Bild 15 ersichtlich ist, der Weg der verzögerten Teilchen kürzer ist, als derjenige in der ungestörten Strömung. Als eigentlicher Diffusor — in dem der Druck senkrecht zur Strömungsrichtung konstant ist — arbeitet nur die beidseitig von Leitschaufeln begrenzte Zone. Auch wenn vor und nach dieser Zone die Strömung aus den oben angeführten

Bild 17 (rechts). Gemessener Druckverlauf in einer Laval-düse nach Stodola

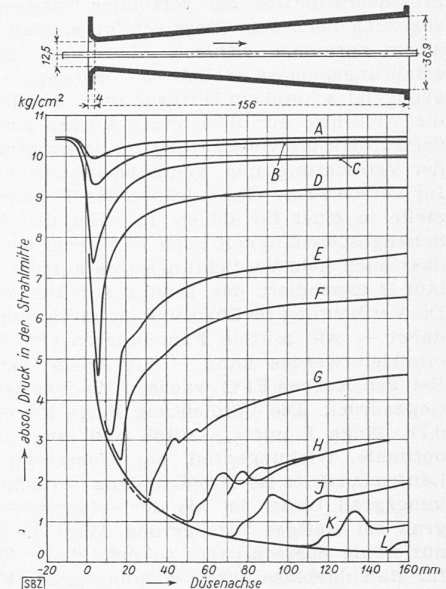


Bild 16 (links). Anordnung der Diffusoren beim Rolls-Royce Derwent Gebläse, D Laufraddurchmesser, S Stelle des Verdichtungsstosses [8]

Gründen abgelöst ist, kann nach den Betrachtungen über die Druckumsetzung bei abgelöster Strömung ein verhältnismässig guter Wirkungsgrad erreicht werden. Wird beispielsweise die Geschwindigkeit bis zum Eintritt in die als Diffusor wirkende Zone 1 auf 80% , im eigentlichen Diffusor 2 auf 50% und im nachfolgenden Abschnitt 3 auf 30% verzögert, so wird der resultierende Wirkungsgrad:

$$\eta_{res} = \frac{\eta_1 H_{eff1} + \eta_2 H_{eff2} + \eta_3 H_{eff3}}{H_{efftot}} \quad \dots (25)$$

Bei einer absoluten Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad von 300 m/s und einer Temperatur von 60°C ergeben sich nach Gl. (24) bzw. Bild 12, Teilwirkungsgrade $\eta_1 = 0,93$ und $\eta_3 = 0,77$. Für Geschwindigkeiten nahe an der Schallgeschwindigkeit gilt Gl. (24) nur beschränkt, sodass in Wirklichkeit $\eta_1 = 0,80$ erreicht werden dürfte. Für den gebogenen Diffusor (Abschnitt 2), bei dem die Geschwindigkeit nicht gleichmässig über den Querschnitt verteilt ist, kann ebenfalls ein Wirkungsgrad $\eta_2 = 0,80$ angenommen werden. Nach Gl. (25) wird sodann der Wirkungsgrad des Leitrades $\eta_{res} = 0,80$. Der gemessene Wirkungsgrad des zum Gebläse nach Bild 5 gehörenden Diffusors nach Bild 15 beträgt 75% [3]. Auch ein beschauelter Diffusor arbeitet bei grösserer radialer Geschwindigkeitskomponente und entsprechender Stellung der Schaufeln mit geringeren Verlusten. Aus dem Vorangehenden ist die schon vor Jahren von der Maschinenfabrik Oerlikon vorgeschlagene Diffusoranordnung einleuchtend [9] [10]. Das Gebläse, das mehrere gerade Einzeldiffusoren besitzt, hat einen adiabatischen Wirkungsgrad von über 86% . Das mit rückwärtsgekrümmten Schaufeln ausgerüstete Laufrad arbeitet mit geringer Umfangsgeschwindigkeit und demzufolge mit kleiner Radbelastung, siehe Bild 11, Gl. (15). Die dadurch gewährleistete ablösungsfreie Strömung im Laufrad ermöglicht die gute Ausnützung der Diffusoren. Auch die Radialgebläse der in England gebauten Düsentriebwerke Rolls-Royce *Derwent V* und de Havilland *Goblin II*, sind mit geraden Diffusoren ausgerüstet (Bild 16). Diese Gebläse haben trotz hoher Umfangsgeschwindigkeiten von 450 m/s (Bild 9) und 420 m/s (Bild 10) bemerkenswert hohe Wirkungsgrade. Die mit Uberschallgeschwindigkeit aus dem Laufrad austretende Luft strömt in die unmittelbar an das Laufrad anschliessenden Diffusorkanäle. Der Diffusor wirkt in diesem Falle wie der erweiterte Teil einer Lavaldüse bei zu hohem Gegendruck, indem sich die Geschwindigkeit nach dem engsten Querschnitt durch fortgesetzte Expansion erhöht bis schliesslich der Druck an einer bestimmten Stelle sprunghaft ansteigt; der Druckanstieg entspricht dabei der Impulsstromänderung. Die Strömung im Gebläsediffusor unterscheidet sich von der Strömung in der Lavaldüse lediglich dadurch, dass der Zustand im engsten Querschnitt nicht durch Expansion, sondern durch Kompression im Gebläselaufrad erreicht wird. Zwischen den Geschwindigkeiten w_1 vor und w_2 nach dem Stoss gilt die bekannte Beziehung [11]:

$$w_1 w_2 = a_m^2 \quad \dots (26)$$

Dabei ist w_1 die Uberschallgeschwindigkeit vor dem Stoss und w_2 die Unterschallgeschwindigkeit nach dem Stoss. Die Schallgeschwindigkeit a_m entspricht der kritischen Geschwindigkeit des Anfangszustandes vor der Lavaldüse, d. h. die Schallgeschwindigkeit a_m entspricht dem Zustand auf der Fannokurve [12] des

Stossquerschnittes bei vertikaler Tangente. Die weitere Verzögerung nach dem Stoss erfolgt sodann wie die Strömung in einem normalen Diffusor. Allerdings besteht nach dem Stoss erfahrungsgemäss erhöhte Ablösungsgefahr, die sich aber bei genügend schlankem Diffusor nicht ungünstig auswirkt, da sich die Ablösung nur über einen kurzen Abschnitt erstreckt und demzufolge die Verzögerung im freien Strahl den Wirkungsgrad der Verdichtung nur wenig beeinflusst (Bild 12). Bild 17 zeigt für verschiedene Gegendrücke den Druckverlauf und die Stossstelle in einer Lavaldüse [12]. Bei den Kurven ABC wird die Schallgeschwindigkeit noch in keinem Querschnitt erreicht, sodass auch kein Verdichtungsstoss auftritt. Erst beim Druckverlauf D expandiert der Dampf auf Ueberschallgeschwindigkeit. Die Verdichtung im Stoss und im anschliessenden Diffusor erfolgt dabei — wie mittels Fannokurven [12] im Entropiediagramm ermittelt werden kann — mit einem Wirkungsgrad $\eta_{ad} = 0,85$. Bei den Kurven EFG wachsen die Verluste mit abnehmendem Gegendruck. Die Verdichtung längs Kurve E erfolgt mit $\eta_{ad} = 0,71$, längs F mit $\eta_{ad} = 0,65$ und längs G mit $\eta_{ad} = 0,55$. Der optimale Wirkungsgrad bei Ueberschallgeschwindigkeit am Laufradaustritt ist offenbar dann erreicht, wenn der Stosswirkungsgrad besser ist als der entsprechende Diffusorwirkungsgrad bei stetiger Verzögerung. Wird die Schallgeschwindigkeit nur wenig überschritten, so erfolgt die Verdichtung mit einem für Radialgebläse guten Wirkungsgrad (Kurve D, Bild 17). Für die bei Gebläsen in Frage kommenden Wirkungsgrade verschiebt sich die Stossstelle nur wenig, so dass in allen Fällen der Stoss kurz nach dem Austritt aus dem Laufrad erfolgt. Der Verlust infolge Expansion zwischen Laufradaustritt und Stoss ist deshalb gering. Die zusammenhängende Strömung im Laufrad des Rolls-Royce *Derwent* Gebläses ermöglichte die Diffusoraustrittskanten unmittelbar an den Laufradaustritt zu verlegen. Der Verdichtungsstoss erfolgt etwa an der in Bild 16 angedeuteten Stelle. Bei abgelöster Strömung im Laufrad muss zur Dämpfung des durch das Auftreffen der einzelnen Strahlen verursachten Geräusches ein schaufelfreier Ringraum zwischen Laufrad und Diffusor eingeschaltet werden.

Im Falle eines Ringraumes zwischen Laufrad und Diffusor eintritt erfolgt auch bei Ueberschallgeschwindigkeit am Laufradaustritt kein Verdichtungsstoss. Aus Symmetriegründen ist der Druck auf konzentrischen Zylinderflächen konstant; eine Stossfront müsste somit auch eine Zylinderfläche sein. Da die Richtung der Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad aber nicht mit dem Radius zusammenfällt, wäre dieser Stoss als schiefer Verdichtungsstoss aufzufassen, wofür die Gleichung gilt [11]:

$$w_{n1} w_{n2} = a_m^2 + \frac{x-1}{x+1} w_t^2 \quad \dots \quad (27)$$

w_{n1} und w_{n2} sind die zum Verdichtungsstoss normal stehenden Komponenten der Geschwindigkeiten vor und nach dem Stoss; w_t ist die tangentielle Geschwindigkeitskomponente, die vor und nach dem Stoss gleich ist; a_m ist die kritische Geschwindigkeit bezogen auf den Zustand beim Wärmeinhalt i_0 , also bei der Strömungsgeschwindigkeit $w = 0$. Nach Gleichung (27) erfolgt nur ein schiefer Verdichtungsstoss, wenn die Normalkomponente der Geschwindigkeit vor dem Stoss um einen Betrag abhängig von w_t grösser ist als die Schallgeschwindigkeit a_m . Da aber die Geschwindigkeitskomponente w_{n1} gleich gross ist

wie die radiale Durchtrittsgeschwindigkeit w im Laufrad und diese Geschwindigkeit im allgemeinen kleiner gehalten wird als die Schallgeschwindigkeit, tritt trotz Ueberschallgeschwindigkeit am Laufradaustritt kein Verdichtungsstoss ein. Die Strömung löst sich aus den oben angeführten Gründen von der Wand ab, sodass die Verdichtung im freien Strahl erfolgt. Ist die Verzögerung bis zum Anliegen der Strömung im Leitapparat oder im Spiralgehäuse gering, so werden auch bei Diffusoranordnungen mit schaufelfreiem Ringspalt hohe Verdichtungswirkungsgrade erzielt, vorausgesetzt, dass nicht infolge abgelöster Strömung im Laufrad zusätzliche Diffusorverluste entstehen. Da die Austrittsgeschwindigkeit grösser ist als die Schallgeschwindigkeit, gilt Gleichung (24) nur beschränkt. Aus den vorangehenden Betrachtungen geht hervor, dass die Umfangsgeschwindigkeit und damit die Förderhöhe je Stufe ohne Einbusse an Wirkungsgrad auf rd. 450 m/s erhöht werden kann. Welche der beiden Diffusorbauarten — mit oder ohne schaufelfreien Ringraum — den höheren Wirkungsgrad ergibt, ist noch durch Versuche abzuklären.

Zusammenfassung

Durch die gesteigerten Anforderungen an die Flugmotoren wurde die Entwicklung des Radialgebläses soweit gefördert, dass das hinsichtlich Gewicht und Einfachheit der Bauform dem Axialgebläse überlegene Radialgebläse im Wirkungsgrad an das Axialgebläse herankommt.

Aus den theoretischen Erkenntnissen der Strömungsvorgänge in Laufrad und Diffusor werden die Ursachen für die bei den neuesten Gebläsen erreichten hohen Wirkungsgrade abgeleitet. Insbesondere wird die Beeinflussung des Diffusorwirkungsgrades durch die Strömung im Laufrad beschrieben. Schliesslich werden die Strömungsvorgänge im Diffusor von Gebläsen mit Ueberschallgeschwindigkeit am Laufradaustritt behandelt.

Literaturverzeichnis

- [1] *Ellor, I. E.* Einige Aufgaben bei der Aufladung von Flugmotoren. DVL-Jahrbuch 1938, Ergänzungsband.
- [2] *Von der Nüll, W.* Auslegung und Gestaltung der Flugmotoren. Z.VDI 85 (1941), S. 763, 847, 905, 981 ff.
- [3] *Campbell, K. und Talbert, J. E.* Some Advantages and Limitations of Centrifugal and Axial Aircraft Compressors, SAE-Journal, October 1945.
- [4] *Eck, B.* Ventilatoren. Springer 1937.
- [5] *Busemann, A.* Gasdynamik. Handbuch der Experimental-Physik, Bd. IV, 1. Teil. Leipzig 1931.
- [6] *Schütt, H. und Thoma, D.* Mittg. des hydraul. Institutes der T. H. München, Heft 1, 1926.
- [7] *Nusselt, W.* Der Stossverlust an plötzlichen Erweiterungen in Rohren. Z.VDI 73 (1929).
- [8] *Flight and Aircraft Engineer* 48 (1945), S. 399, 472, 506, 652, 671 ff.
- [9] *Quiby, H.* La recherche scientifique sur les turbomachines en Suisse. Die Schweiz und die Forschung, Bd. II, Huber, Bern.
- [10] Schweizer Patent Nr. 218,173.
- [11] *Meyer, Th.* Ueber zweidimensionale Bewegungsvorgänge in einem Gas, das mit Ueberschallgeschwindigkeit strömt. VDI-Forschungsheft 62, 1908.
- [12] *Stodola, A.* Dampf- u. Gasturbinen. 6. Aufl., Springer 1923.

Das Projekt Nater und Hostettler für die Verlegung des Bahnhofes in Bern

Ungefähr zur gleichen Zeit, als die Generaldirektion der SBB nach jahrelangen Studien und Verhandlungen mit Stadt und Kanton Bern das endgültige Projekt¹⁾ für die Erweiterung des Berner Bahnhofes genehmigte — im Herbst 1944 —, traten Ing. H. Nater und Arch. E. Hostettler in Bern mit einem neuen Vorschlag hervor, der die alte Idee der Verlegung des Aufnahmegebäudes an die Laupenstrasse dadurch verbesserte, dass er die hauptsächlichsten Bauten und namentlich alle Zugänge südlich der Laupenstrasse anordnete, abseits von der stark benutzten Verkehrsader. Es ist verständlich und man kann den SBB keinen Vorwurf daraus machen, dass sie im Zeitpunkt, da ihr Erweiterungsprojekt mit Neubau des Aufnahmegebäudes am heutigen Standort bereits genehmigt war, die Frage nicht wieder von vorn aufrollen wollten und es ablehnten, die Vorschläge N. und H. in Betracht zu ziehen. Dennoch liessen sich aber die Projektverfasser nicht abschrecken; sie entwickelten ihre Idee weiter, wenn auch unter gewissen Schwierigkeiten, da ihnen die Ämterstellen nicht alle nötigen Unterlagen zur Verfügung stellten. Trotzdem gelang es den Initianten, durch unablässige Bemühungen und Veröffentlichungen in der Berner Presse, ihrem Projekt Anerkennung zu verschaffen, sodass wir wieder einmal vor der immerhin seltenen Tatsache stehen, dass ein bereits von allen

Instanzen genehmigtes und zur Ausführung beschlossenes, amtliches Projekt durch unmittelbare Initiative von aussenstehenden Fachleuten umgestossen, d. h. vorerst ernstlich in Zweifel gezogen werden kann.

Am besten werden die verschiedenen Seiten des Problems beleuchtet durch die Voten, die anlässlich einer Sonderveranstaltung der Sektion Bern des S. I. A. abgegeben wurden. Auch in Anbetracht der Wichtigkeit des Gegenstandes geben wir nachstehend das ausführliche Protokoll der beiden Sitzungen wieder, aus dem alle Einzelheiten des heutigen Standes der Angelegenheit hervorgehen. Red.

*
Am 17. und 18. Januar 1946 führte die Sektion Bern des S. I. A.

Vorträge und eine Aussprache über den Ausbau des Personenbahnhofes Bern

durch, eine mit besonderem Interesse aufgenommene Veranstaltung, zu der der Präsident, Ing. H. HARRY, gegen 300 Mitglieder begrüssen konnte. Die Bundesbahnen haben in den letzten Jahrzehnten die Zufahrtslinien und den Güterbahnhof in grosszügiger Weise ausgebaut und es ist nun als letztes Glied der