

000426

relative Arbeitsverlust V_r durch Formänderung und Gleitreibung und der schon oben erwähnte Schlupf s eingeführt. Der Raddruck sei N , am Radumfang greife die Kraft T (Zugkraft, Bremskraft oder die der Lagerreibung entsprechende Umfangskraft) an; es gilt hierfür die Beziehung $W = V_r T$. Ist μ der Beiwert der Gleitreibung, von der Geschwindigkeit unabhängig und gleich dem Beiwert der Haftreibung angenommen, m die Poissonsche Konstante und G der Gleitmodul, so läßt sich folgendes berechnen:

1. Die Verluste V_r , die durch Gleitreibung in der Berührungsfäche entstehen, unter der Annahme, daß im übrigen vollkommene Elastizität nach dem Hookeschen Gesetz herrscht.

a) bei zylindrischer Form der Räder ist dieser Arbeitsverlust

$$V_r = s_r = \frac{a b}{R} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{T}{\mu N}} \right) \quad (2)$$

worin b die halbe Breite und l die Länge der Berührungsfäche zwischen Rad und Schiene darstellt; es ist

$$b = \sqrt{\frac{m-1}{mG} 4R N} \quad (3)$$

Der Hebelarm der Rollreibung würde dann

$$f_r = \frac{T}{N} \left(\mu - \sqrt{\mu^2 - \frac{T}{N}} \right) \quad (4)$$

werden. Man erkennt sofort, daß bei $T = 0$ auch $V_r = f_r = 0$ wird. Es verschwinden Schlupf und Rollreibungswiderstand.

b) Bei schwach kegelförmiger Form der Lauffläche läßt sich eine brauchbare Rechnung unter den gleichen Bedingungen durchführen. Hier verschwindet für $T = 0$ der Arbeitsverlust nicht, da hier ja stets ein Gleiten vorhanden ist. Wenn α die Neigung der Lauffläche, also den halben Kegelswinkel bedeutet, so erhält *Fromm* mit der Abkürzung

$$H = \frac{1}{4} \left(\frac{l \operatorname{tg} \alpha}{\mu} \right) \frac{1}{m-1} \frac{R N}{l} \quad (5)$$

(R ist hier mittlerer Halbmesser) für den Hebelarm der Rollreibung, auf dessen Wiedergabe wir uns hier beschränken, wenn $H < 1$:

$$f_r = \frac{\mu^2}{3} \left(\frac{l \operatorname{tg} \alpha}{\mu} \right) H \left(1 - \frac{3}{8} H \right) \quad (6)$$

und wenn $H \geq 1$:

$$f_r = \frac{\mu^2}{4} \left(\frac{l \operatorname{tg} \alpha}{\mu} \right) \left(1 - \frac{1}{6} H^2 \right) \quad (7)$$

Diese Gleichungen gelten für $T = 0$, sollen also nur einen Einblick in das Verhalten der Reibungswiderstände bei Kegelform der Räder bieten.

In Abb. 7 und 8 sind diese Anteile der Rollreibung nach Gl. (6) und (7) dargestellt, man erkennt bei festem μ und l den starken Zuwachs mit der Neigung der Lauffläche. Diese Beträge geben auch ein Maß für den Verschleiß. Von diesem Gesichtspunkt sind also die neuerlich angestrebten Laufkränze mit einer Neigung 1:50 gegenüber den jetzigen mit 1:20 vorzuziehen. Wegen weiterer Folgerungen muß auf die genannte Abhandlung verwiesen werden¹⁾.

c) Es lassen sich die Einflüsse von Fehlern beim Zusammenbau — beim Eisenbahnrad also bei nicht senkrechter Lage des Radsatzes —, wie in Kurven usw. und von Erschütterungen rechnerisch verfolgen²⁾.

¹⁾ H. Heumann, Dtz. Fortsch. Eisenbahnwes. Bd. 59 (1934) S. 330.
²⁾ Z. VDI Bd. 73 (1929) S. 1031.
³⁾ Z. techn. Physik Bd. 9 (1925) S. 305.

2. Für die Berücksichtigung der Einflüsse durch unvollkommene Elastizität der Baustoffe sind Ansätze vorhanden, die aber noch nicht restlos befriedigen. Es läßt sich sehr einfach eine obere Grenze für den Arbeitsverlust infolge unvollkommen elastischer Formänderungen angeben:

$$V_0 = \frac{4 b N}{3 \pi R T} \quad (8)$$

worin

$$b_0 = \sqrt{\frac{8 N R}{\pi l} \frac{m-1}{m G}} \quad (9)$$

und damit der Hebelarm der Rollreibung in der oberen Grenze $f_0 = 4 b_0 / 3 \pi R T \approx b_0 / 2$. Eine genauere Berechnung unter Berücksichtigung der plastischen Verformung ist jedoch nach dem heutigen Stande der Erkenntnisse durchaus möglich.

Wenn auch mit den vorliegenden Ergebnissen noch längst nicht alle wichtigen Fragen beantwortet sind, so bieten doch die *Frommschen* Ergebnisse neben der Zurückführung des Rollreibungsproblems auf einwandfreie physikalische Grundlagen eine beachtliche Fülle neuer Gesichtspunkte bei der Auswertung und sie sind richtungweisend für die Vornahme neuer Versuche. Denn auch der Verfasser möchte sich der Forderung von *R. Lorenz* anschließen, daß nur umfangreiche Versuche hier zu einer Klärung des Problems führen können, und bittet zu beachten, daß immer noch mit dem fast ein Jahrhundert alten Wert von *Wood* gerechnet wird!

Der Stoßwiderstand

Beim Übergang über einen Schienenstoß oder sonstige Unebenheiten des Gleises erfährt das Rad einen kurzzeitigen senkrechten Impuls, der eine Änderung in $d \cdot n$ Durchbiegungen des Federsystems zur Folge hat, gegebenenfalls auch zu Schwingungen des Wagens Anlaß gibt, unter allen Umständen aber mit einem Arbeitsverlust durch die Federreibung verbunden ist. Dazu kommt noch die Reibung der Achslagergehäuse in den Führungen.

Diese Verluste hat man früher dem Quadrat der Fahrgeschwindigkeit verhältnismäßig gesetzt, was wahrscheinlich auf *Weisbach* zurückzuführen ist³⁾.

Frank hat sich dieser Auffassung angeschlossen und sogar zahlenmäßig die Größe des Stoßverlustes zu 0,000 142 V^2 in kg/t angegeben⁴⁾. Über die Art und Weise, wie dieser Ausdruck gewonnen wurde, ist bei *Frank* nichts zu finden; wendet man ihn auf einen Schnellzug von 700 t Gesamtgewicht an, so erhält man bei 120 km/h einen Stoßwiderstand von 1440 kg. Dem würde eine Leistung von 640 PS entsprechen, ein ohne Frage viel zu hoher Betrag.

Als Grund für das Versagen der Formel ist die von vornherein angenommene quadratische Abhängigkeit anzusehen, die *Frank* auf „die bekannten Gesetze vom Stoß“ zurückführt⁵⁾, wie den Verlust an lebendiger Kraft beim Stoß zweier Körper. So weitgehend dürfen aber Schienenfahrzeuge nicht idealisiert werden; denn hier handelt es sich um einen sehr verwickelten Vorgang. Der Stoß erfolgt von einer nachgiebigen Unterlage her auf den Radsatz und wird durch die Federung bei Drehgestellwagen noch durch weitere Zwischenschaltung des Drehgestellrahmens erst auf die Hauptmasse des Fahrzeugs übertragen.

Über die Wirkung der Ungenauigkeiten und Durchbiegungen des Gleises ist *Frank* der Meinung, daß „diese Vertikalschwankungen somit für die Zugkraft unberücksichtigt bleiben können wenn die Relativbewegung der Achsen und Lager gegen den Rahmen ohne Reibung erfolgte. Das ist aber bei den Treib- und Kuppelachsen nicht der Fall, weil hier der Druck des Dampfes die Achs-

³⁾ J. Weisbach, Lehrbuch der Ingenieure- und Maschinen-Mechanik, Bd. 3, 2. Abteilung, Die Arbeitsmaschinen, Braunschweig 1851/60, S. 608.
⁴⁾ A. Frank, Z. VDI Bd. 47 (1903) S. 400.
⁵⁾ A. Frank, Org. Fortsch. Eisenbahnwes. Bd. 20 (1883) S. 287.

000427

lagerkasten bald nach der einen, bald nach der anderen Seite hin andrückt und somit die Vertikalbewegung mit Reibungsarbeit verbunden ist. Da man annehmen kann, daß die Größe dieser Vertikalschwingungen mit dem Quadrate der Geschwindigkeit zunimmt, so werden auch die dadurch verursachten Reibungsarbeiten in diesem Verhältnisse wachsen⁶⁾. Es bedarf wohl kaum des Hinweises, daß mit solchen Annahmen das quadratische Gesetz des Stoßwiderstandes jeder Grundlage entbehrt. Später hat *Weisbach* auch den Verlust an lebendiger Kraft durch die Schienensteile nur auf die nicht abgedeckten Teile der Fallzeuge bezogen, was auch von *G. Meyer* übernommen wurde⁷⁾.

In neuester Zeit hat *Speer* die Stoß-Arbeit in die Betrachtungen eingeführt⁸⁾, allerdings nur in bezug auf die störenden Bewegungen des Wagens und nicht auf den Widerstand gegen die Fortbewegung. Auch wird in der von ihm gegebenen Formel ein sinusförmiger Verlauf der Stoßkräfte angenommen, sie ist also nicht ohne weiteres anwendbar. Nun läßt sich aber jede Stoßkurve in eine Fourierreihe entwickeln, so daß mit der *Speerschen* Annahme bereits der Grund für eine allgemeinere Behandlung der Stoßfrage gelegt ist.

Das durch die Federn gekoppelte System Radsatz-Drehgestell-Wagen dürfte einer mathematischen Behandlung nicht völlig unzugänglich sein. Es wäre auch möglich, durch Modellversuche auf einem Modellrollwerk, bei dem der Umfang der Tragrollen im selben Verhältnis zu dem Durchmesser der Modell-Radsatz-Laufrollen steht, wie in Wirklichkeit die Schienenlänge zum Laufraddurchmesser, den Stoßwiderstand eingehender zu erforschen und das wirkliche Gleis in sehr weitgehender Weise nachzubilden und alle Einflüsse durch die Ungenauigkeiten der Gleisanlage zu untersuchen, ohne daß der Kostenaufwand für diese Versuche hoch wird. Die meßbaren Werte der Federkonstanten und Massen gestatten dann eine brauchbare Übertragung ins Große. Auch selbst dann noch, wenn eine mathematische Behandlung nicht gelingen sollte, würden solche Modellversuche von großem Nutzen sein.

Der Widerstand in Kurven

Die Behandlung dieses schwierigen Gebietes des Widerstandes in Kurven überschreitet den Rahmen des Aufsatzes, der sich auf die Widerstände in gerader Bahn beschränkt und anstrebt, daß eine rechnerische Erfassung im Zusammenhang mit Ergebnissen der Einzelforschung in brauchbarem Umfang möglich wird. Dies ist in zufriedenstellender Weise noch nicht für die gerade waagerechte Bahn gelungen, in der Kurvenfahrt werden die Verhältnisse in einem solchen Maße verwickelt, daß an ein rechnerisches Erfassen der hierbei auftretenden Bedingungen auf physikalisch richtiger Grundlage vorerst noch nicht zu denken ist. Es wäre verfrüht, solche Fragen in Angriff zu nehmen, bevor nicht der einfachere Fall hinreichend geklärt ist.

⁶⁾ A. Frank, Org. Fortsch. Eisenbahnwes. Bd. 20 (1883) S. 4.

⁷⁾ G. Meyer, a. a. O. S. 48.

⁸⁾ P. Speer, Glasers Ann. Bd. 108 (1931) S. 76.

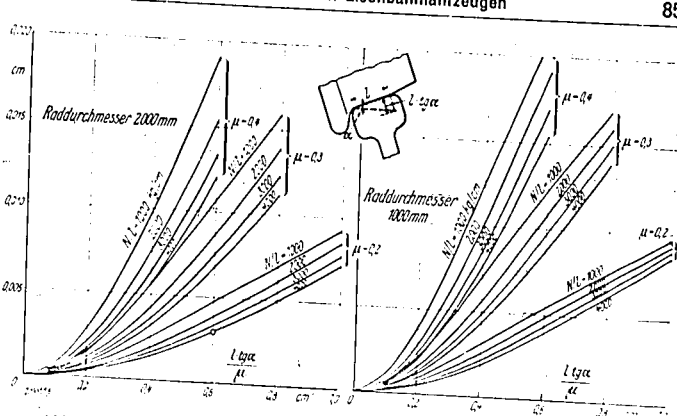


Abb. 7 und 8. Einfluß der reinen Kegelform der Lauffläche eines Radkranzes auf die Rollreibung.
Größe des Hebelarms der Rollreibung nach Gl. (5) und (6) bei rein elastischer Verformung und Fehlen eines äußeren Drehmomentes.

Hier mag nur gesagt werden, daß die allgemein vertretene Auffassung, den Widerstand in Kurven durch ein zusätzliches Glied zu dem auf gerader Bahn zu berücksichtigen⁹⁾, physikalisch nicht haltbar ist. Es verändern sich sowohl die Lagerreibung wegen des hinzutretenden Axialschubes als auch vor allem der Luftwiderstand wegen der für den ganzen Zug nicht gleichartigen Richtung der anströmenden Luft.

In der Kurvenfahrt müssen daher vorerst noch die empirischen Formeln verwandt werden, die diese Umstände natürlich mit berücksichtigen. Die bisher bestehenden theoretischen Ansätze sind noch höchst unvollkommen, insbesondere wenn man sie vom Standpunkt der in diesem Aufsatz zusammengetragenen Unterlagen aus betrachtet.

Rückblick und Zusammenfassung

Unsere heutige Kenntnis vom Wesen der Bewegungswiderstände von Eisenbahnfahrzeugen im Sinne der Mechanik der Gegenwart ist teilweise noch recht unvollkommen. *Frank* hat das Verdienst, die Frage von der physikalischen Natur der Einzelwiderstände in einer Zeit grauester Empirie wieder zur Geltung gebracht zu haben, die Form der Gesetze beschränkt sich jedoch, der damaligen Zeit entsprechend, auf die erste Annäherung, die bei den heutigen Anforderungen des Schnellverkehrs nicht mehr ausreicht. Die Einzelforschung über die verschiedenen Arten der Widerstände ermöglicht noch nicht, den gemessenen Gesamtwiderstand eines Zuges in seine Bestandteile in eindeutiger Weise ohne beträchtliches Restglied zu zerlegen¹⁰⁾.

Die Meßtechnik der Widerstandsforschung erfährt den Gesamtwiderstand ganzer Züge. Die Wagen einzeln im Zuge sind noch nicht gemessen, was durch Kupplungsmessungen durchaus erreichbar sein dürfte. Ferner muß die Lagerreibung jedes einzelnen Wagens durch Messung der Lagertemperaturen fortlaufend überwacht werden, um diese eindeutig von den übrigen Widerständen trennen zu können. Der Luftwiderstand kann durch Strömungsmessungen am ganzen Zuge ermittelt werden; der „Meßwagen“ wird also gewissermaßen durch den „Meßzug“ zu ersetzen sein. Auch auf die Kenntnis des „Mechanismus“ des Luftwiderstandes ist größter Wert zu legen, um den Fahrzeugen eine günstige Bauart (Stromlinienform) zu geben.

⁹⁾ Hütte, 25. Aufl. Bd. III, Berlin 1928, S. 739, Gl. (1); Handbuch der Ingenieurwissenschaften, Teil 5, Bd. 1 Leipzig 1908, S. 178; Handbuch der Eisenbahnmotorenwesen, herausg. von R. L. v. Stocker, Bd. 2, Berlin 1908, S. 54.
¹⁰⁾ Fr. Sauthoff, a. a. O. S. 42.

Roll- und Stoßwiderstand können auf geeigneten Rollbockanordnungen genauer als bisher untersucht werden; bei der Rollreibung stehen manche bisher noch unverwertete Unterlagen zur Verfügung und weitere sind in Aussicht.

L. Perdonnet hat im Jahre 1863 einen Preis ausgesetzt, die Widerstände der Eisenbahnen richtig zu erfassen und ihre Abhängigkeit von den maßgebenden Veränderlichen mit Einschluß aller Zufälligkeiten darzustellen¹⁾. Es wird noch viele Jahre nach Stellung der Aufgabe brauchen, bis es der Gemeinschaftsarbeit zwischen Eisenbahntechnikern und Einzelforschern gelungen sein wird,

¹⁾ Abgedruckt im Vorwort zu L. Vulliamin, A. Guehard, C. Dieudonné, De la résistance des trains et de la puissance des machines, Paris 1868. Diese Arbeit wurde durch die Perdonneta'sche Aufgabe angeregt.

diese Fragen im Sinne unserer heutigen Anforderungen zufriedenstellend zu lösen.

Technisch-wissenschaftliche Forschung ist niemals Selbstzweck gewesen, sie war stets nur ein Mittel zum Erreichen eines höheren Ziels und notwendiges Werkzeug des Fortschritts. Und aus der Praxis bestätigt auf dem Gebiet der Eisenbahnwiderstände Nordmann den Wert und die Unentbehrlichkeit umfassender Forschung: nicht nur für die Wissenschaft, sondern auch für Betrieb und Wirtschaftlichkeit der Reichsbahn, des größten in einem Betrieb zusammengefaßten Volksvermögens unseres Vaterlandes²⁾. B 1930

²⁾ H. Nordmann, Glaser's Ann. Bd. 111 (1932) S. 126.

Zur hydrodynamischen Theorie der Lagerreibung.

Von G. Vogelwohl VDI in Berlin.

(Aus dem Institut für Technische Strömungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin.)

Die bisherigen Ergebnisse der hydrodynamischen Theorie der Schmiermitteldreibung sichern ihr noch nicht das Anwendungsgebiet, das ihr namentlich bei der Ölprüfung zukommen müßte. Die von Reynolds aufgestellte Differentialgleichung für den Druck p einer in der XZ -Ebene liegenden Ölschicht von der Stärke h lautet

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial z} \right) - 6U \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

wobei η die Zähigkeit des Schmiermittels und U die Geschwindigkeit der Begrenzung für $y=h$ bezeichnet. Die Randbedingungen sind $p=0$ für den Rand eines hier als rechteckig angenommenen Bereichs, die Seiten seien $x=0$ und $x=a$ bzw. $z=0$ und $z=b$.

Bei der Integration bereitet vor allem die Berücksichtigung der endlichen Lagerbreite Schwierigkeiten, so daß der Druckverlauf in der Achsrichtung meist von vornherein angenommen wird, entweder als Kosinuskurve (Gämbel), als gemeine Parabel (Schiebel, Karelitz) oder als Parabel mit gebrochenem Exponenten nach Versuchen zwischen 2,2 und 2,7 (Nücker). Eine genauere Berechnung, wie sie von Michell und Duffing für den ebenen Schmierkeil vorliegt, besteht für das endliche Zapfenlager nicht, ist aber zur Beurteilung des Schmiervorganges im wirklichen Lager unerlässlich. Nach dem gegenwärtigen Stand der Theorie ist man nicht imstande, bei einem Vergleich zwischen Rechnung und Beobachtung zu beurteilen, ob auftretende Abweichungen den Voraussetzungen der Theorie oder ihrer unvollkommenen mathematisch-rechnerischen Durchführung zugeschrieben werden müssen.

Für eine weitergehende Behandlung war maßgebend, daß (1) eine selbstadjungierte Differentialgleichung ist, die sich aus einem Variationsproblem herleiten läßt; bei einer solchen Fassung ist dann das für die numerische Auswertung sehr geeignete Verfahren von Ritz anwendbar. Die Frage nach dem physikalischen Sinn der Variationsaufgabe ergibt den interessanten Satz: Die Druckverteilung in der Schmierschicht eines Lagers stellt sich so ein, daß die durch Reibung verzehrte Energie ein Minimum wird. Setzt man die dissipierte Energie in bekannter Weise an und macht dieselben Voraussetzungen wie Reynolds über die Größenordnungen der auftretenden Differentialquotienten der Geschwindigkeitskomponenten, so erhält man unter Hinzunahme der Inkompressibilitätsbedingung

$$J = \int_0^a \int_0^b \left[\frac{1}{2} \left(\frac{h^3}{\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + \frac{h^3}{\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)^2 \right) - \eta \frac{U^2}{h} + p U \frac{\partial h}{\partial x} \right] dx dz = \text{Extr.} \quad (2)$$

und als Ausdruck für das Eintreten eines ausgezeichneten Wertes die Gl. (1) als Eulersche Gleichung. Daß es sich um ein Minimum handelt, geht aus den Sätzen von Helmholtz und Korteweg über die Strömung einer zähen Flüssigkeit bei verschwindenden Trägheitsgliedern hervor, nach denen im stationären Zustand der Strömung die durch Reibung verzehrte Energie ein Minimum wird.

Für die Auflösung des linearen Gleichungssystems zur Bestimmung der Beiwerte bei der Anwendung des Ritzschen Verfahrens wird eine Art Orthogonalisierung angegeben, wobei aus dem zur Rechnung benutzten Funktionensystem Polynome gebildet werden. Mit diesen erhält man für jeden Beiwert eine lineare Gleichung mit einer Unbekannten. Auf solche Weise lassen sich die Unbekannten des Gleichungssystems der Reihe nach berechnen, man hat die Möglichkeit der Probe nach der Bestimmung jeder neuen Unbekannten und einen guten Anhalt für den Grad der Konvergenz aus der Abnahme der Beiwerte. — Diese Vermeidung der unmittelbaren Auflösung des Systems linearer Gleichungen zur Bestimmung der Beiwerte ist nicht auf den vorliegenden Fall beschränkt und ganz allgemein für das Ritzsche Verfahren anwendbar.

Die Rechnung wird durchgeführt unter Annahme einer nach Sinusprodukten fortschreitenden Doppelreihe, die die Randbedingungen für eine rechteckige Gleitfläche erfüllt. Bei dem von Duffing behandelten Fall linear veränderlicher Zähigkeit ergibt sich eine sehr einfache Rechnung, schwieriger ist der von Michell gerechnete mit konstanter Zähigkeit des Schmiermittels. Ein Vergleich mit der exakten Lösung Michells zeigt die Brauchbarkeit des Ritzschen Verfahrens. Die Behandlung des technisch wichtigen Falles der Halbschale wird in Aussicht gestellt. Auch eine Berücksichtigung der veränderlichen Zähigkeit oder der Durchbiegungen von Welle und Schale ist möglich, sie erfordert teilweise nur einen entsprechend größeren Aufwand an Rechenarbeit. — Einzelheiten wird die endgültige Veröffentlichung bringen.

Eine partikuläre Lösung dieser Gleichung kann man unmittelbar angeben: $f = Ae^{c(r-\tau a)}$, mit $c^2 + 4 = 1/a^2$. Sie führt zu folgenden Ergebnissen:

$$\lambda = \frac{4ka}{A\sqrt{3}} r^2 e^{-c(r-\tau a)}, \quad \sigma_r = -\sigma_t = -\frac{4k}{\sqrt{3}} a, \quad r_{rt} = \frac{2k}{\sqrt{3}} a c \quad (11),$$

gibt also konstante Spannungen, und

$$v_r = A \frac{1}{r} e^{c(r-\tau a)}, \quad v_t = 0 \quad (12).$$

Die Konstante A stellt im wesentlichen die „Ergiebigkeit“ der im Koordinatenanfangspunkt sitzenden „Quelle“ dar. Zur Festlegung von c ist noch eine Aussage über die Verteilung der Geschwindigkeit für ein bestimmtes r erforderlich. Die Gl. (10), die η selbst nicht enthält, kann durch die Substitution $f' = \eta(f)$ auf eine Differentialgleichung 1. Ordnung zurückgeführt und vollständig integriert werden.

Es ist zu bemerken, daß die sonst für den Keilraum angegebene Lösung (siehe z. B. A. Nádai, Der bildsame Zustand der Werkstoffe, S. 149 u. f.) von der Form

$$\sigma_r = \sigma_t = -2kq + \text{konst.}, \quad r_{rt} = k \quad (13)$$

für die Verschiebungen den Ansatz liefert

$$v_r = F'(q), \quad v_t = -F(q) \quad (14),$$

wobei die Funktion F vollständig willkürlich bleibt. Für den Keilraum zwischen festen Wänden muß man verlangen, daß v_r im ganzen Bereiche einerlei Vorzeichen hat, während v_t für zwei verschiedene q verschwinden muß, was für die Ansätze (14) unmöglich ist. Diese Lösung ist daher für den Keilraum nicht brauchbar.

Ein anderes Beispiel wäre das beim Walzen vorliegende Plastizitätsproblem; man müßte dann die Gl. (1) auf Kreiskoordinaten (bipolare Koordinaten) transformieren mittels der Funktion

$$\xi + i\eta = \frac{1}{i} \ln \frac{ic - z}{ic + z} \quad (15);$$

die Kreise $\xi = \text{konst.}$ bilden ein Büschel mit den „reellen“ Grundpunkten $\pm ic$, die Kreise $\eta = \text{konst.}$ ein Büschel mit diesen als „imaginären“ Grundpunkten. Zwei Kreise $\eta = \pm \eta_0$ sollen die Walzen darstellen. Um zu einer nur von η abhängigen Stromfunktion $\psi = \psi(\eta)$ zu gelangen, muß man ξ als klein ansehen, oder $\cos \xi \approx 1$ setzen, was ja den beim Walzen vorliegenden Verhältnissen in der Nähe des engsten Querschnittes entspricht. Die bezüglichen Rechnungen sind noch nicht abgeschlossen.

Die Einführung anderer geeigneter Koordinatensysteme zur Lösung weiterer Aufgaben sowie die Erweiterung auf räumliche Probleme, insbesondere auf den rotationssymmetrischen Fall, ist naheliegend.

Erzeugung von Oberflächenwellen durch schwingende Körper.

Von M. Schuler in Göttingen.

(Aus dem Institut für angewandte Mechanik der Universität Göttingen.)

Zuerst wurde die Versuchsanordnung geschildert, mit der man die Tauchschwingungen eines Körpers an der Wasseroberfläche untersuchen konnte. Die ersten Versuche ergaben, daß bei kleinen Frequenzen und Amplituden laufende Wellen von der Frequenz des Erregers entstehen, während bei Steigerung der Frequenz und der Amplitude ein Umschlag zu stehenden Wellen eintritt. Dieser Wellenumschlag ist in dieser Zeitschrift 1933, S. 443 bis 446 behandelt. In dem Stuttgarter Vortrag wird die laufende Welle im stationären Falle und für das ebene Problem behandelt. Für eine schwingende Linie an der Oberfläche und für das periodisch atmende Quelllinie in einer Tiefe h unter der Wasseroberfläche kann man die erzeugten Wellen streng berechnen. Für eine an der Oberfläche des Wassers schwingende Platte von endlicher Breite wird eine Näherungsrechnung zur Ermittlung des erzeugten Wellensystems angegeben. Für einen schwingenden Quader, dessen Boden eine Strecke h unter der Wasseroberfläche liegt und der endliche Breite besitzt, werden zwei Näherungsformeln für die Berechnung der erzeugten Wellen angegeben. Die durch diese Formeln gefundenen Näherungswerte wurden mit den experimentellen Meßergebnissen verglichen. Es zeigte sich, daß die Näherungslösungen in bestimmten Frequenzbereichen brauchbar sind.

Sonderabdruck aus „Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens“ Bd. 8 (1937) Heft 1 S. 35 bis 41

Über den Impulssatz der Strömungslehre

Von G. VOGELPOHL VDI, Berlin

Der in sehr einfacher Form erscheinende Impulssatz ist inhaltlich durchaus nicht so leicht und wird daher auch nicht immer richtig angewandt. Hier werden die Kraftwirkungen beim Ausströmen von Flüssigkeiten näher betrachtet.

1. Allgemeines

Der Impulssatz der Strömungslehre gestattet eine einfache Berechnung der Kraftwirkungen, die eine sich bewegende Flüssigkeit auf die Umgebung ausübt. Es werde ein Raumteil betrachtet, der von einer ruhenden „Kontrollfläche“, Abb. 1, begrenzt wird, die Fläche sei der Übersichtlichkeit wegen aus dem Mantel M einer Stromröhre und den Ein- und Austrittsflächen F_1 und F_2 gebildet. Auf die eingeschlossene Flüssigkeitsmasse wirkt die Gesamtkraft \mathcal{P} . Diese setzt sich zusammen: Aus Oberflächenkräften, Normal- und Tangentialkräften \mathcal{P}_M , die vom Mantel herrühren, aus Normal- und Tangentialkräften \mathcal{P}_E , die von den Endflächen herrühren, aus Massenkräften, dem Gewicht \mathcal{G} und gegebenenfalls elektrodynamischen Kräften \mathcal{E} , die z. B. in elektrischen Öfen eine Hauptrolle spielen¹⁾.

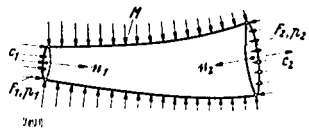
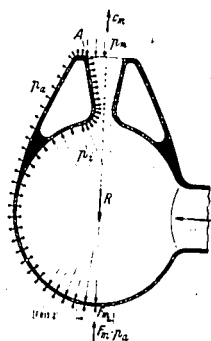


Abb. 1 (links). Kontrollfläche zur Behandlung des Impulssatzes

Abb. 2 (rechts). Reaktionsmeßvorrichtung mit Lavaldüse



Es gilt also zunächst

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_M + \mathcal{P}_E + \mathcal{G} + \mathcal{E} \dots \dots \dots (1)$$

Nach dem Impulssatz der Strömungslehre für stationäre Vorgänge²⁾ ist diese Kraft gleich dem Unterschied der durch die Endflächen hindurchtretenden Bewegungsgrößen, also wenn Kräfte in der Strömungsrichtung positiv gerechnet werden,

$$\mathcal{P} = M_s(c_2 - c_1) \dots \dots \dots (2)$$

worin M_s den sekundlichen Massenstrom durch die Endflächen F_1 und F_2 , c_1 und c_2 die Mittelwerte der absoluten Geschwindigkeiten über F_1 und F_2 nach Richtung und Größe darstellen. Auch die Drücke p_1 und p_2 auf die Endflächen, positiv im Sinn der inneren Normalen n_1 und n_2 sind als vektorielle Mittelwerte zu nehmen:

$$\mathcal{P}_E = F_1 p_1 n_1 - F_2 p_2 n_2 \dots \dots \dots (3)$$

Für die \mathcal{P} entgegengesetzt gerichtete Kraft, die von der Flüssigkeit auf die gesamte Umgebung ausgeübt und als Gesamtreaktion \mathcal{R} bezeichnet wird, erhält man, wenn in der weiteren Betrachtung von dem Gewicht und den elektrodynamischen Kräften abgesehen wird,

$$\mathcal{R} = -\mathcal{P} = -\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_E = -M_s(c_2 - c_1) \dots \dots \dots (4)$$

Es ist zur weiteren Vertiefung nützlich, sich zu überlegen, wie die Reaktion physikalisch zustande kommt³⁾. Letzten Endes ist sie die Resultierende aller örtlichen Oberflächenkräfte, die innen von der Flüssigkeit, außen vom umgebenden Medium auf die einzelnen Elemente der inneren und äußeren Gefäßoberfläche ausgeübt werden. In Abb. 2 sei ein Gefäß betrachtet, aus dem — um gleich den allgemeinen Fall zu nehmen — Gas durch eine Laval-Düse ausströmt. Dieses wird durch eine Rohrleitung senkrecht zur Strahlrichtung zugeführt, so daß diese seitliche Komponente in der Rechnung nicht berücksichtigt zu werden braucht. Gesucht wird die Kraft, die der mit der Geschwindigkeit c_m ausströmende Strahl auf das Gefäß ausübt. Während im Innern in hinreichendem Abstand von der Mündung der gleichförmige Druck p_i herrscht, fällt er nach der Ausflußöffnung zu bis auf den Mündungsdruck p_m ab. Auf der Außenwand des Gefäßkörpers lastet überall gleichmäßig der Außendruck p_a , der an der Mündungskante A sprunghaft (unstetig) in den genannten Mündungsdruck p_m übergeht. Die Integration über die gesamte Oberfläche ergibt die Reaktion \mathcal{R} . Der Impulssatz ermöglicht nun auf einfache Art die schwierige bzw. oft überhaupt nicht ausführbare Auswertung des Oberflächenintegrals über die innere Fläche, und zwar aus Geschwindigkeit und Druck im Mündungsquerschnitt.

¹⁾ M. Riepe u. H. Illery, Forsch. Ing.-Wes. Bd. 12 (1931) S. 413.
²⁾ H. Geiger u. K. Scheel, Handb. d. Physik, Bd. VII, S. 19, Berlin 1927; W. Wien u. F. Harms, Handb. der Experimentalphysik Bd. IV, I. Teil S. 24 u. 76, Leipzig 1931.
³⁾ A. Pfarr, Die sogenannte Reaktion der strömenden Flüssigkeiten, Z. ges. Turbinenwes. Bd. 5 (1908) S. 86.

Die Kontrollfläche wird zweckmäßig durch die inneren Gefäßwände und durch den Mündungsquerschnitt $F_m = F_2$ gebildet, man erhält sonach zunächst die auf den Innenmantel ausgeübte Reaktion

$$R_M = -P_M = -M_s c_m + P_K = -M_s c_m - F_m p_m \quad (5)$$

da $F_1 = 0$ ist. Zur Berechnung der auf das Gefäß wirkenden Gesamtkraft ist noch zu berücksichtigen, daß der gleichmäßig auf das Äußere verteilte Druck p_a sich überall gegenseitig aufhebt, bis auf das der Mündungsfläche gegenüber liegende Flächenstück, auf das die Kraft $F_m p_a$ wirkt, und zwar in der Richtung der Reaktion auf den Innenmantel entgegengesetzt. Daraus ergibt sich dann

$$R = -[M_s c_m + F_m (p_m - p_a)] \quad (6)$$

wobei im folgenden das Minuszeichen fortgelassen wird, da nur die zahlenmäßige Größe von R betrachtet werden soll.

2. Kraftwirkungen bei elastischen Flüssigkeiten

Beim verlustlosen Ausfluß einer tropfbaren Flüssigkeit aus einem Gefäß mit dem Innendruck p_i durch eine gut abgerundete Ausflußöffnung vom Endquerschnitt F_m mit nicht eingeschnürtem Strahl in einen Raum mit dem Druck p_a wird bekanntlich auf das Gefäß eine Gesamtkraft von der Größe $2 F_m (p_a - p_i)$ entgegen der Ausflußrichtung des Strahls ausgeübt. Dieser Satz der idealen Strömung wird in den meisten Lehrbüchern über Mechanik bewiesen⁴⁾. In der Mündung selbst und im Strahl herrscht dann der Außendruck p_a , der gesamte Druckabfall von p_i auf p_a vollzieht sich bis zur Mündung im Inneren des Gefäßes.

Anders liegen die Verhältnisse bei elastischen Flüssigkeiten. Im allgemeinen fällt bei diesen Vorgängen der Druck p_m in der Mündung nicht mit dem Außendruck p_a zusammen, bei einer einfachen, gut gerundeten Öffnung ist er gleich dem kritischen Druck p_{kr} , und bei einer Lavaldüse kann p_m je nach der Länge des sich erweiternden Teiles größer, gleich oder kleiner als p_a sein.

Ist $p_m > p_a$ (Düse zu kurz) und die Annahme gleichförmiger Geschwindigkeits- und Druckverteilung über den Strömungsquerschnitt hinreichend berechtigt — was im folgenden stets vorausgesetzt wird — so ist die Größe der gesamten Reaktion durch Gl. 6 gegeben⁵⁾.

Der sekundliche Massenstrom M_s ist mit ρ_m und c_m , der Dichte bzw. der Geschwindigkeit des Mittels in der Düsenmündung:

$$M_s = \rho_m F_m c_m = \rho F c \quad (7)$$

Da bei stationärer Strömung M_s für alle Querschnitte der Düse denselben Wert haben muß, so ist hiermit auch bereits die Kontinuitätsgleichung ausgesprochen.

Ist dagegen bei zu langer Düse $p_m < p_a$, so treten Verdichtungsstöße mit großen Energieverlusten auf. Von diesem Fall soll weiter nicht die Rede sein, da er bei technischen Anwendungen unter allen Umständen vermieden werden muß. Sonst aber kann Gl. 6 auf die Berechnung von R zuverlässig angewendet werden⁶⁾, auch für $p_m = p_a$, wobei das zweite Glied auf der rechten Seite der Gl. 6 verschwindet.

3. Berechnung von R für die einfache konvergente Mündung

Der übersichtlichen Rechnung wegen sei polytropische Zustandsänderung angenommen:

$$p_i \rho_i^{-k} = p_m \rho_m^{-k} \quad \text{oder} \quad p/\rho^k = \text{konst} \quad (8)$$

wo die Dichte $\rho = \gamma/\nu = 1/(\nu g)$ statt des spezifischen Volumens ν eingeführt ist.

In der Mündung herrscht der kritische Druck

$$p_{kr} = p_i \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (9)$$

die Dichte an dieser Stelle wird nach Gl. 8

$$\rho_{kr} = \rho_i \left(\frac{p_{kr}}{p_i} \right)^{\frac{1}{k}} = \rho_i \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

und die Mündungsgeschwindigkeit gleich der Schallgeschwindigkeit des Gases vom Zustand in der Mündung

$$c_m = c_{kr} = \sqrt{\frac{p_i}{\rho_i} \frac{2k}{k+1}}$$

⁴⁾ A. Föppl, Vorlesungen über Technische Mechanik, 8. Aufl., Bd. 1, § 62, Leipzig und Berlin 1925.
⁵⁾ A. Stodola, Die Dampfturbinen, 6. Aufl., S. 58, Berlin 1925; G. Zerkowitz, Z. ges. Turbinenwes., Bd. 18 (1916) S. 310.
⁶⁾ W. Schüle, Technische Thermodynamik, 4. Aufl. Bd. 1, S. 356, Berlin 1921.
⁷⁾ A. Stodola, a. a. O., S. 58 und Abschnitt 42.

Damit wird der sekundliche Massenstrom M_s nach Gl. 7, wenn hier $F_m = F_{kr}$, den Querschnitt der Öffnung bezeichnet,

$$M_s = F_{kr} \sqrt{k p_i \rho_i} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{2}} \quad (10)$$

und der Rückstoß nach Gl. 6 sofort

$$R_{kr} = F_{kr} [(k+1) p_{kr} - p_a] = F_{kr} \left[2 p_i \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{2}} - p_a \right] = M_s \sqrt{\frac{p_i}{\rho_i}} \left[2 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{2}} - p_a \right] \quad (11)$$

Wie bei tropfbaren Flüssigkeiten, hängt also auch beim elastischen Medium die Größe der Reaktion vom Austrittsquerschnitt und dem Innen- und Außendruck ab, außerdem aber auch noch von der Natur des Mittels und dem Gesetz der Wärmezu- oder -Abfuhr durch den Exponenten k . Die Gesamtreaktion ergibt sich wesentlich kleiner als bei nicht zusammendrückbaren Flüssigkeiten, Zahlenwerte siehe unter Abschnitt 5.

4. Berechnung von R für die Lavaldüse

Wird die einfache Mündung durch Ansetzen eines sich schlank erweiternden konischen Teiles zur Lavaldüse vervollständigt, so bleiben sowohl der kritische Druck im engsten Querschnitt nach Gl. 9 als auch der sekundliche Massenstrom nach Gl. 10 ungeändert, dagegen herrscht im Mündungsquerschnitt F_m der Druck p_m , der nach Abschnitt 2 stets größer als p_a vorausgesetzt ist, und die

Dichte $\rho_m = \rho_i p^k$, wenn zur Abkürzung $p = p_m/p_i$ eingeführt wird. Die Geschwindigkeit c_m wird dann nach der Formel von de St. Venant und Wantzel

$$c_m = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_i}{\rho_i} (1-p^{\frac{k-1}{k}})} \quad (12)$$

bestimmt. Für das Verhältnis von F_m zum kritischen Querschnitt F_{kr} folgt aus der Kontinuitätsgleichung

$$F_m = F_{kr} \frac{\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{2}}}{\sqrt{\frac{2}{k-1} \left(\frac{2}{p^{\frac{k-1}{k}} - p^{\frac{k-1}{k}} \right)}} \quad (13)$$

und unter Berücksichtigung von Gl. 10

$$F_m = \frac{M_s}{\sqrt{\frac{2k}{k-1} p_i \left(\frac{2}{p^{\frac{k-1}{k}} - p^{\frac{k-1}{k}} \right)}} \quad (14)$$

Die Reaktion der Düse wird nach Gl. 6

$$R = F_m \cdot p_i \left[\frac{2k}{k-1} p^{\frac{1}{k}} - \frac{k+1}{k-1} p - \frac{p_a}{p_i} \right] \quad (15)$$

und mit Gl. 9, da F_m ja noch von p abhängig ist,

$$R = M_s \sqrt{\frac{p_i}{\rho_i}} \frac{\frac{2k}{k-1} p^{\frac{1}{k}} - \frac{k+1}{k-1} p - \frac{p_a}{p_i}}{\sqrt{\frac{2k}{k-1} \left(\frac{2}{p^{\frac{k-1}{k}} - p^{\frac{k-1}{k}} \right)}} \quad (16)$$

Für den Sonderfall, daß der Mündungsdruck p_m gleich dem Außendruck p_a , also $p = p_a/p_i$ ist, ergibt sich aus Gl. 15 und 13 bis auf den die Verluste berücksichtigenden Faktor die von v. Eberhard gegebene Formel für den Rückstoß⁸⁾.

Ob in Abhängigkeit von p bei konstantem M_s ausgezeichnete Werte vorliegen, erfahren wir durch Differentiation der Gl. 16. Die Ableitung läßt sich nach einigen Umformungen durch die Gleichung

$$\frac{dR}{dp} = M_s \frac{p_i}{\rho_i} \frac{1}{c_m^2} p^{-\frac{k+1}{k}} \left(\frac{p_i}{\rho_i} p^{\frac{k-1}{k}} - \frac{c_m^2}{k} \right) \left(p - \frac{p_a}{p_i} \right)$$

⁸⁾ C. Cranz, Lehrbuch der Ballistik, Bd. 2, S. 406, Berlin 1926. Die Berücksichtigung der Verluste ist unvollkommen, denn in dem sich verengenden Teil der Düse betragen die Verluste etwa 0,2 bis 0,4% nach Versuchen von Prof. Föttinger, in dem sich erweiternden Teil dagegen 10 bis 15%, vgl. Stodola, a. a. O., S. 57. In Gl. 3 und 4 auf S. 404 bei Cranz kann demnach dasselbe ϕ nicht den verschiedenartigen Verlusten gerecht werden.

darstellen, sie verschwindet für $p_m = p_{kr}$ (oder $p \cdot k^{\frac{k-1}{k}} = \frac{2}{k+1}$) und für $p = p_a/p_1$, also für $p_m = p_a$. Die Untersuchung des zweiten Differentialquotienten ergibt, daß für $p_m = p_{kr}$ ein Mindestwert, für $p_m = p_a$ ein Höchstwert von R vorliegt, der durch die v. Eberhardsche Formel gegeben ist. Dieser Höchstwert ist allerdings nicht viel größer als R_{kr} , das Verhältnis R/R_{kr} aus Gl. 10 und 11, als Funktion von p aufgefaßt, ist wesentlich kleiner als das der Geschwindigkeiten

$$\frac{c_m}{c_{kr}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left(1 - p^{\frac{k-1}{k}}\right)} \quad (17)$$

Für $k=1,25$, was etwa heißen Feuergasen entspricht, ist R/R_{kr} in Abb. 3 wiedergegeben, für $p/p_a=20, 40, 60, 80, 100$ und ∞ , was $p_a=0$, also einem Ausströmen in den leeren Raum entspricht. Die gestrichelten Kurvenäste kommen, da hier $p_m < p_a$ ist, nach der oben erwähnten Voraussetzung nicht in Betracht, sie sind nur mit eingetragen, um den Höchstwert für $p_m = p_a$ erkennen zu lassen. Die entsprechende Zunahme der Geschwindigkeit ist ebenfalls mit dargestellt.

Der besseren Übersichtlichkeit wegen wurde als Abszisse nicht p bzw. $1/p$, sondern eine Hilfsgröße $\lambda = \sqrt{F_m/F_{kr}} - 1$ gewählt, die im wesentlichen die Länge l des sich erweiternden Teiles der Düse darstellt. Nimmt man eine kreiskegelförmige Düse mit dem Durchmesser d im engsten Querschnitt und D als Mündungsdurchmesser an, so wird $\lambda = (D-d)/d$; und ist ferner 2α der Gesamtoffnungswinkel, so besteht zwischen l und λ die Beziehung

$$l = (D-d) \operatorname{ctg} \alpha = d \lambda \operatorname{ctg} \alpha = d \left(\sqrt{F_m/F_{kr}} - 1\right) \operatorname{ctg} \alpha.$$

Die λ zugeordneten Werte von $1/p$ sind durch eine entsprechende Teilung in Abb. 3 mit aufgenommen. Sie ist nicht allgemeingültig, sondern nach Gl. 13 von k abhängig.

Mit der Einführung von λ statt p als unabhängige Veränderliche ist für $\lambda=0$, also für $p_m = p_{kr}$, bei den Kurven R/R_{kr} die Eigenschaft eines Minimums in der Anfangsordinate geometrisch nicht mehr sichtbar. Sie haben hier eine endliche Tangente, deren etwas umständliche Berechnung für $p_a=0$ den einfachen Ausdruck $d(R/R_{kr})/d\lambda = 2/(k+1)$ ergibt.

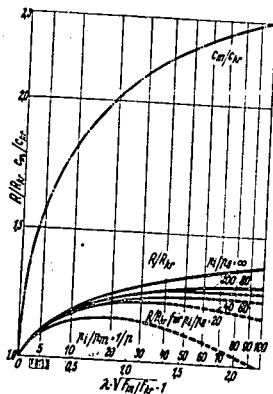


Abb. 3. Vergleich der Zunahme von Geschwindigkeit und Reaktion einer Lavaldüse bei veränderlichem Druckverhältnis p_1/p_a

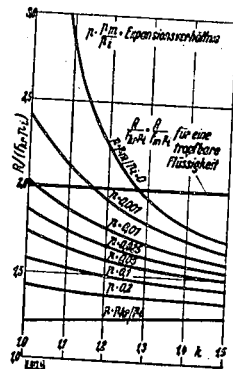


Abb. 4. Größe der Reaktion in Abhängigkeit von k bei $p_a=0$, bezogen auf $F_{kr} p_1$

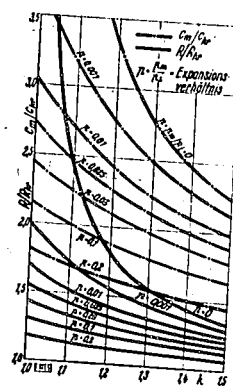


Abb. 5. Vergleich der Kurven R/R_{kr} mit c_m/c_{kr} für $p_a=0$ in Abhängigkeit von k

5. Abhängigkeit von k

Die im vorigen Abschnitt gegebene Darstellung für R/R_{kr} in Abhängigkeit von p bzw. λ und p_1/p_a wird zu unübersichtlich, wenn k noch als weitere Veränderliche auftritt. Es soll daher nur der Fall $p_a=0$ betrachtet werden, der für größere p_1/p_a schon eine gute Annäherung ergibt, wie Abb. 3 erkennen läßt.

Abb. 4 zeigt die Kurven für $R/(F_{kr} p_1)$ über k bei gleichbleibendem p . Dieses Verhältnis ist gewählt, um einen Vergleich der Reaktion elastischer mit der tropfbarer Flüssigkeiten zu ermöglichen, bei letzteren ist $F_{kr} = F_m$. Nur bei sehr kleinen Werten von p und wenn k nahe an 1 herandrückt, erreicht oder übersteigt dieser Betrag den Wert 2, der beim Ausfluß einer tropfbarer Flüssigkeit zustande kommt.

Für $k=1$ nehmen fast sämtliche Ausdrücke unbestimmte Werte an, man erhält dann durch Anwendung der bekannten Regeln

$$c_m = c_{kr} = \sqrt{p_1/q_1}, \quad c_m = \sqrt{2 \frac{p_1}{q_1} \ln \left(\frac{1}{p}\right)}, \quad p_{kr} = p_a \sqrt{e} = 0,3678 p_1,$$

$$R = \frac{M_a}{\sqrt{2 \frac{p_1}{q_1} \ln \left(\frac{1}{p}\right)}} \left[1 + 2 \ln \left(\frac{1}{p}\right)\right], \quad R_{kr} = 2 M_a \sqrt{p_1/q_1},$$

$$\frac{R}{R_{kr}} = \frac{1 + 2 \ln(1/p)}{\sqrt{8 \ln(1/p)}}, \quad \frac{c_m}{c_{kr}} = \sqrt{2 \ln \left(\frac{1}{p}\right)}.$$

In Abb. 5 sind noch einmal zum Vergleich die Kurven R/R_{kr} für $p_a=0$ und die für c_m/c_{kr} wiedergegeben. Man erkennt, daß allgemein die Reaktionssteigerung längst nicht in dem Maße erfolgt wie die der Geschwindigkeit. Zudem bezieht sich die ganze bisherige Rechnung auf verlustfreie Strömung. Bei realen Gasen verläuft zwar dem sich erweiternden Teil der Düse ein beträchtlicher Energieverlust auftritt. Dieser bedingt, daß die Geschwindigkeit und damit auch die Reaktion hinter der hier errechneten zurückbleibt, und zwar unter Umständen recht erheblich.

6. Folgerungen

Die Hoffnungen älterer Dampfturbinenerfinder, den Dampf in reinen Reaktionsturbinen ohne Leitschaufeln, ähnlich dem Segnerschen Wasserrad, durch konisch erweiterte Düsen besonders günstig auszunutzen, wären also schlecht begründet. Man nahm zwar z. T. mit Recht an, daß bei der Ausdehnung in Trichtern, dessen Wandungen den Rückdruck des sich ausdehnenden Treibmittels gering sein konnte, wie soeben gezeigt worden ist. Ein Erfinder schlug konisch erweiterte Düsen vor, um eine vollständige Ausnutzung der lebendigen Kraft des Dampfes zu erreichen und gleichzeitig Gerade dieses Beispiel zeigt recht treffend, daß man die Wirkung konisch erweiterter Düsen vor de Laval zum Teil völlig verkennt.

Schüle, der die Reaktion bei Düsen für eine Reihe von Einzelfällen eingehend behandelt¹⁰⁾, ist sich des Einflusses des Mündungsüberdruckes bei einfachen Öffnungen durchaus bewußt, da er aber keine zahlenmäßigen Untersuchungen der Verhältnisse vornimmt, kann man durch die dortige Darstellung leicht zu dem nicht zutreffenden Schluß kommen, der Rückdruck bei Lavalschen Düsen nehme wie die Geschwindigkeit zu.

Daß durch die Reaktion ausströmender Gase und Dämpfe auch aus einfachen Mündungen unter Umständen ungeheure Kräfte ausgeübt werden, zeigen Dampfkessel-Zerknalle. Verfasser hatte Gelegenheit, nach einem solchen Zerknall die Unglücksstätte zu besichtigen, wo ein Großwasserraumzerstört worden war. Der den Rückstoß liefernde Strahl aus Dampf und Wasser war durch einen verhältnismäßig kleinen Querriß im Flammrohr über dem Feuer ausgetreten.

7. Berechnung von R bei gleichförmig geradliniger Bewegung

Obwohl in den älteren Lehrbüchern der Turbinentheorie und Mechanik diese Frage, wenn auch teilweise etwas unklar und vielleicht nicht ganz einwandfrei, aber doch mit richtigem Ergebnis für darauf zu finden.

Um dieses deutlich hervortreten zu lassen, sollen hier einige Formeln wiedergegeben und insbesondere der Fall betrachtet werden, bei dem die Geschwindigkeit u der geradlinig gleichförmigen Bewegung gleich der relativen Austrittsgeschwindigkeit w aus der Düse ist. Die absolute Austrittsgeschwindigkeit c ist dann gleich Null. Gerade dieser Fall wird von A. Föppel als sehr geeignet zur Ableitung der eingangs erwähnten Beziehung $R=2F(p_1-p_a)$ angesehen¹¹⁾, wobei jedoch eigentlich schon stillschweigend vorausgesetzt wird, daß die Reaktion von der Fahrgeschwindigkeit unabhängig ist.

¹⁰⁾ Man vgl. R. Meeres, Dampfturbinen, Berlin 1904; K. Souwowski, Roues et Turbines à vapeur, Paris 1904; W. Geniesch, Dampfturbinen, Hannover 1905.
¹¹⁾ S. Fußn. ⁹⁾ 4. Aufl. Bd. 1 S. 489 bis 492, 1921; 5. Aufl. Bd. 1 Teil II 1980, S. 284 bis 287.
¹²⁾ S. Fußn. ⁹⁾

Das ist in der Tat der Fall, wenigstens dann, wenn während der Bewegung kein Treibmittel von außen zugeführt wird. Es gilt also die Beziehung¹²⁾ $R = M_a w = R_0$, wo R_0 den Wert des Rückstoßes bei festgehaltenem Gesamtsystem bezeichnet. Schüle leitet aus dem Energiesatz die Gleichung $R = M_a \cdot w (1 - u/2w)$ ab¹³⁾, für $u = w$ ist also $R = 1/2 R_0$. Ferner ist zu finden¹⁴⁾: $R = M_a (w - u)$, für $u = w$ ist $R = 0$.

Die letzte Aussage trifft zu, wenn das Treibmittel aus der Ruhe heraus erst auf die Geschwindigkeit u gebracht werden muß, wie bei dem von Schüle erwähnten Wagen, wo ein auf dem Fahrzeug aufgestellter motorgetriebener Kompressor Druckluft erzeugt, die durch Düsen ausströmt und dadurch den Wagen treibt, oder auch das Segnersche Wasserrad, wenn das Wasser in der Drehachse zuffießt. Verallgemeinert gehören auch die durch Propeller angetriebenen Fahrzeuge hierher.

Bedenkt man, wie im Falle eines Ausflußgefäßes die Reaktion durch die Oberflächendrücke zustande kommt, Abschnitt 1, so läßt sich die Unabhängigkeit von R bei geradlinig gleichförmiger Bewegung leicht einsehen. Der Erzeugung einer bestimmten relativen Ausflußgeschwindigkeit w entspricht eine bestimmte, von der Düsenform abhängige Druckverteilung (Bernoullische Gleichung), die sowohl in Ruhe als auch bei Bewegung dieselbe sein muß, woraus zu schließen ist, daß der Rückstoß unabhängig von der gleichförmig geradlinigen Bewegung wird.

Der allgemein gültige Beweis dafür ist einfach. Unter diesen Bedingungen bewegt sich nämlich auch die Kontrollfläche mit der geradlinig gleichförmigen Geschwindigkeit u . Für alle Teilchen der Flüssigkeitsmasse gilt die allgemeine kinematische Beziehung $c = u + w$, insbesondere also $c_1 = u + w_1$, $c_2 = u + w_2$, und dieses in Gl. 2 eingesetzt, ergibt

$$R = M_a (w_2 - w_1).$$

Es erscheint also statt der Absolutgeschwindigkeit c die Relativgeschwindigkeit w in dem Ausdruck für den Impulssatz.

Es mag hier gleich erwähnt werden, daß die Beziehungen auch richtig bleiben, wenn die Reibung im Innern des Gases und an den Wandungen mit in die Betrachtung eingeschlossen wird. Es ergeben sich dann dadurch, daß zu den bisher betrachteten Normalspannungen auch Tangentialspannungen treten, andere Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen, die aber wieder genau die resultierende Kraft ergeben, wenn man sie mit den wirklichen, an der Mündungsfläche sich einstellenden Drücken und Geschwindigkeiten in die Rechnung einführt.

8. Einiges über den Impulssatz bei Drehbewegung

Ein Gegenstück zu der im vorigen Abschnitt gebotenen Zusammenstellung über unrichtige Anwendung des Impulssatzes bietet die Behandlung der reinen Reaktionsturbine in der ursprünglichen Gestalt des Segnerschen Wasserrades. Euler hat vor 180 Jahren bereits alle hier auftretenden Fragen geklärt¹⁵⁾ und ältere Lehrbücher geben richtige Darstellungen, z. B. das Ergebnis, daß der ideale Grenzwert des Wirkungsgrades bei völliger Reibungsfreiheit gegen den Wert 1 geht, wobei die Umfangsgeschwindigkeit des Rades unendlich groß wird¹⁶⁾, denn nur in diesem Fall nähert sich die den Verlust allein bedingende absolute Austrittsgeschwindigkeit sowie das Drehmoment dem Wert Null.

Es ist aber auch zu finden, daß der Wirkungsgrad nicht größer als $1/2$ werden kann¹⁷⁾, ferner wird dessen obere Grenze auch mit $2/3$ bei $u = w/2$ angegeben¹⁸⁾. Daß der beste Wirkungsgrad dann eintreffe, wenn das Drehmoment einen Höchstwert annimmt, wird ebenfalls behauptet¹⁹⁾.

In der Schrifttumstelle¹⁸⁾ wird z. B. bei der Differentiation der dortigen Gl. 13¹⁸⁾ übersehen, daß die relative Austrittsgeschwindigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit abhängig ist, was vorher in Gl. 12 ausdrücklich vermerkt war. Berücksichtigt man diese, so kommt das richtige Ergebnis heraus. Weiter soll hier nicht darauf eingegangen werden.

¹²⁾ z. B. G. Zeuner, Theorie der Turbinen, S. 105, Leipzig 1899 oder D. Banki, Energieumwandlungen in Flüssigkeiten, S. 329, Berlin 1921.

¹³⁾ S. Fußn. 9), 4. Aufl. Bd. 1, S. 441, 1921; 5. Aufl. Bd. 1, Teil II, S. 237, 1930.

¹⁴⁾ H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik, 2. dtsh. Aufl. S. 857 bis 858, Leipzig 1931.

¹⁵⁾ L. Euler, Vollständigere Theorie der Maschinen, die durch Reaktion des Wassers in Bewegung versetzt werden. Berliner Akademie Ber. 1754, Deutsche Ausgabe, Ostwalds Klassiker Nr. 182, Leipzig 1911.

¹⁶⁾ z. B. J. Weisbach, Ingenieur- und Maschinenmechanik, IV. Aufl., S. 565 bis 566, Braunschweig 1866.

¹⁷⁾ G. Herrmann, Turbinen und Kreiselpumpen, 3. Aufl., S. 105, Berlin 1906.

¹⁸⁾ H. Lorenz, Technische Hydromechanik, S. 141, München und Berlin 1910.

¹⁹⁾ S. Fußn. 14).

9. Vorzüge bei der Anwendung des Impulssatzes

Die vorher angeführten Fälle haben gezeigt, daß der einfach scheinende Impulssatz durchaus nicht immer richtig angewandt wird. Dieses rührt z. T. daher, daß man auch versucht, seine Aussage aus dem Energiesatz statt aus der dynamischen Grundgleichung abzuleiten.

Es soll daher noch der Gedankengang Schüles richtiggestellt werden, der folgendermaßen vom Energiesatz ausgeht: Ist R die Reaktion bei der Geschwindigkeit u , so ist die sekundliche Reaktionsarbeit $Ru = L$, diese wird aus der in dem System freiwerdenden Energie $1/2 M_a \cdot u^2$ und der verlorenen Energie $1/2 M_a \cdot (w - u)^2$ bestimmt, der Unterschied beider ergibt nach Division durch u den oben angegebenen Ausdruck. Dabei ist übersehen, daß das Treibmittel bereits vor der Ausdehnung die Energie $1/2 M_a \cdot u^2$ hatte, denn es bewegte sich ja schon mit Fahrgeschwindigkeit. Die gesamte zur Arbeitsleistung zur Verfügung stehende Energie ist also $1/2 M_a (u^2 + w^2)$, und es wird

$$Ru = L = 1/2 M_a [u^2 + w^2 - (w - u)^2] = M_a w \cdot u, \quad R = M_a \cdot w.$$

Wird dagegen das Treibmittel aus der Ruhe heraus in das bewegte System aufgenommen, so erfährt es dadurch eine Zunahme der kinetischen Energie um $1/2 M_a \cdot u^2$, die auch von der freiwerdenden Energie $1/2 M_a \cdot w^2$ mit aufzubringen ist, es wird also jetzt

$$Ru = 1/2 M_a [w^2 - u^2 - (w - u)^2] = M_a \cdot u (w - u), \quad R = M_a \cdot (w - u)$$

in völliger Übereinstimmung mit den aus dem Reaktionssatz gewonnenen Ergebnissen.

Die Überlegungen beim Impulssatz sind weniger verwickelt als beim Energiesatz.

Zur Bestimmung der wirkenden Kräfte bietet der Impulssatz gegenüber dem Energiesatz den großen Vorteil, daß selbst bei nicht umkehrbaren Vorgängen keine Verluste berücksichtigt zu werden brauchen. Der Impulssatz gilt exakt, ob die Strömung ohne bzw. praktisch ohne Verlust oder mit großen Verlusten verläuft. Prof. Föttinger pflegt in seinen Vorlesungen als Beweis folgendes „experimentum crucis“ vorzuführen: Zwei Flaschen sind an etwa 1,5 m langen Drähten waagrecht leicht beweglich aufgehängt, entweder einzeln oder miteinander verbunden, Abb. 6. Der linken Flasche wird Wasser senkrecht durch einen hochelastischen Schlauch zugeführt, es tritt aus einer gut gerundeten Mündung in die rechte Flasche und fließt aus dieser wieder senkrecht ab, nachdem der Strahl durch einen Gleichrichter geordnet ist. Eine waagerechte Komponente des Zu- oder Abflusses ist also weitgehend ausgeschlossen.

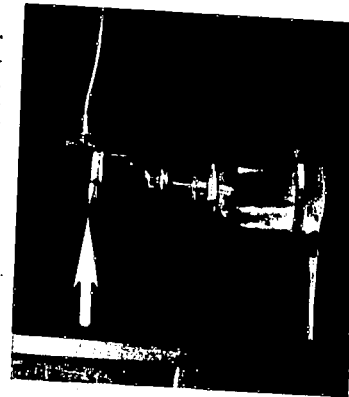


Abb. 6. Quantitativer Nachweis der Gleichheit von „actio“ und „reactio“ und der Unabhängigkeit der Kraftwirkungen von der Strömungsform

Der aus der linken Flasche tretende Strahl ist geschlossen und klar wie ein Glasstab, verläuft daher nahezu ohne jeden Verlust, der Vorgang der Energieumwandlung ist weitgehend umkehrbar. In der rechten Flasche wird der Strahl restlos zerstäubt und verliert dabei fast seine ganze kinetische Energie; dieser Vorgang ist nicht umkehrbar. Der Versuch zeigt, daß bei den Energieumsetzungen die beiden Flaschen auf die linke und auf die rechte Flasche genau entgegengesetzt gleich sind: werden die beiden Flaschen miteinander verbunden, so heben sich die Kräfte auf, was dadurch zum Ausdruck kommt, daß das Gesamtsystem völlig in Ruhe verharrt. Dies kann an den Zeigern deutlich beobachtet werden.

Gelegentliche feine Schwingungen und Erzitterungen um die Gleichgewichtslage rühren von statistischen Schwankungen des Impulsinhaltes infolge der ungewöhnlich starken Turbulenz her.

10. Zusammenfassung

In Anlehnung an allgemeine Betrachtungen über den Impulssatz, wie sie Herr Prof. Föttinger in seinen Vorlesungen zu bringen pflegt, wird als Anwendung gezeigt, daß bei Laval'schen Düsen die Zunahme der Reaktion gegenüber der einer einfachen Mündung nicht so groß ist wie die der Geschwindigkeit. Ferner werden einige im Schrifttum gefundene Unstimmigkeiten aus dem Gebiet der Kraftwirkungen beim Ausströmen von Flüssigkeiten richtiggestellt.

[RF 813]

Sonderabdruck aus „Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens“ Bd. 8 (1937) Heft 1 S. 42 bis 47

Strömungsuntersuchung mit dem Ultramikroskop

Von G. VOGELPOHL VDI und D. MANNESMANN, Berlin

Von Fage und Townend¹⁾ wurde das Ultramikroskop als Hilfsmittel zur Strömungsuntersuchung angewandt. Das Verfahren ist weiter entwickelt und soweit verfeinert worden, daß meßtechnisch auswertbare, fotografische Aufnahmen der Strömungsvorgänge möglich sind.

1. Beobachtungsverfahren

Die Sichtbarmachung von Strömungen gelingt im allgemeinen nur durch Einführen von Fremdkörpern in die Flüssigkeit; je nach deren Beschaffenheit und der der Strömung sind die versuchsmäßigen Schwierigkeiten verschieden. Ausgesprochen schnell oder langsam verlaufende Vorgänge sind schwer zu erfassen; die größten Anforderungen werden aber gestellt, wenn es sich um die Untersuchung der Feinstruktur von Strömungsvorgängen handelt. Hier gab es nun Fage und Townend ein ebenso einfaches wie weitreichendes und zuverlässiges Verfahren an: Das Sichtbarmachen der feinsten im Wasser enthaltenen Teilchen bei Dunkelfeldbeleuchtung¹⁾. Solche Teilchen sind auch nach sorgfältigster Reinigung des Wassers noch immer in genügender Anzahl vorhanden. Im durchfallenden Licht sind sie nicht wahrnehmbar, ebenso wie die in der Luft enthaltenen Staubchen, die nur im verdunkelten Zimmer durch einen dünnen Sonnenstrahl sichtbar werden²⁾. Bei der Kleinheit dieser Teilchen ist kaum anzunehmen, daß sie eine andere Bewegung als die der sie umgebenden Flüssigkeit ausführen können.

2. Beschreibung der Versuchseinrichtung

Den Aufbau der Versuchseinrichtung zeigt Abb. 1. Von der Bogenlampe *a* geht das Licht durch den Kondensator *b*, die Zylinderlinse *c* und den einstellbaren Spalt *d* in das Beleuchtungsobjektiv *e*, das an der zu untersuchenden Stelle des Rohres *f* als Abbild des Spaltes einen dünnen Lichtschnitt von genau angegebener Dicke erzeugt. Senkrecht dazu wird das Bild vom Mikroskop *g* aus beobachtet. Statt des üblichen Tubus hat das Mikroskop ein U-förmiges Gestell, so daß der Strahlengang durch eine sich drehende Linsenscheibe *h* beeinflußt werden kann. Dadurch läßt sich die Bewegung in der Rohrachsenrichtung bei geeigneter Drehzahl so ausgleichen, daß man im Okular die Teilchen ruhen sieht und die für Turbulenzuntersuchungen wichtigen Abweichungen von der Längsgeschwindigkeit studieren kann. Auch läßt sich auf diese Weise die Geschwindigkeit aus der Drehzahl selbst bestimmen, ohne daß ein die Strömung störendes Meßgerät eingeführt zu werden braucht. Fage und Townend¹⁾ benutzen statt der Linsenscheibe umlaufende Objektive.

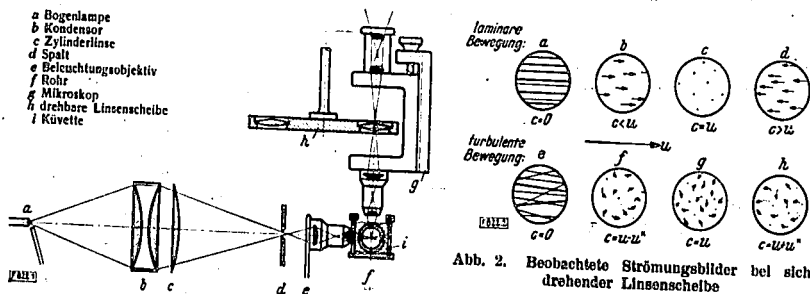


Abb. 1. Versuchsanordnung zur Beobachtung von Strömungsvorgängen in einem Rohr mit Hilfe des Ultramikroskops

Abb. 2. Beobachtete Strömungsbilder bei sich drehender Linsenscheibe

c Ausgleichsgeschwindigkeit der Linsenscheibe
u Teilchengeschwindigkeit (zeitlicher Mittelwert an einer bestimmten Stelle)
u' Störungsgeschwindigkeit der Turbulenzbewegung

¹⁾ A. Fage u. H. C. H. Townend: Proc. Roy. Soc. Lond. A., Bd. 185 (1932) S. 656. Weitere Arbeiten: A. Fage, Aeronaut. Res. Comm., Rep. Nr. 1510 (1935) S. 1; Journ. Roy. Aeronaut. Soc. Bd. 37 (1933) S. 573; Proc. Roy. Soc. London A, Bd. 144 (1934) S. 281; Aeronaut. Res. Comm., Rep. Nr. 1584 (1934) S. 1; ebenda Nr. 1585 (1934) S. 1; L. F. G. Simons, C. Salter, A. Fage und H. C. H. Townend, ebenda Nr. 1651 (1935) S. 1; und A. Fage, Philos. Mag. VII, Bd. 21 (1936) S. 80.

²⁾ Der Begriff Ultramikroskop ist an sich weder an die Größe der Teilchen noch an eine hohe Vergrößerung gebunden, sondern im wesentlichen an die Tatsache, daß bei Dunkelfeldbeleuchtung Teilchen sichtbar werden, die durchfallendes Licht nicht verrät. Auf diese Weise sind noch Partikelchen bis zu $0,005 \mu$ zu erfassen, die unterhalb der Auflösungsgrenze der Mikroskopoptik ($0,8$ bis $0,1 \mu$) liegen, daher der Name Ultramikroskop.

Die Vergrößerungen liegen bei 20 bis 50, in Ausnahmefällen ist 100 bis 150 angebracht. Man hat, wenn sich das Wasser in Ruhe befindet, den Eindruck, einen gestirnten Himmel zu erblicken; kleine Teilchen führen die Brownsche Bewegung aus, was auf Größenordnungen unter 1μ schließen läßt. Bei strömender Flüssigkeit sieht man die in Abb. 2 a bis h nachgezeichneten Bilder.

3. Meßeinrichtung bei rundem Rohr

Da Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung senkrecht aufeinander stehen, benutzen die englischen Forscher vorwiegend ein quadratisches Metallrohr, in dem Fenster eingesetzt waren. Es gelang jedoch bei unseren Versuchen nicht, den Übergang von der Metall- zur Glaswand so störungsfrei zu bekommen, wie es wünschenswert gewesen wäre; auch wies die Glätte des gezogenen Messingrohres und die der Glasplatten deutlich wahrnehmbare Unterschiede auf. Um daher jede Störung zu vermeiden; wurde für die weiteren Versuche das runde Glasrohr vorgesehen.

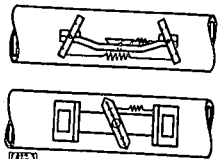


Abb. 3 (links). Maßstab zum Eichmaßstab im Rohr.



Abb. 4 (Mitte). Eichmaßstab im Rohr. Die wassergefüllte Küvette entzerrt das Bild bis auf geringe Randfehler.

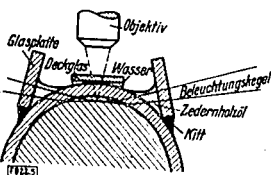


Abb. 5. Anordnung zur Untersuchung von Strömungen in Wandnähe.

Die zylindrischen Flächen gestatten allerdings nicht ohne weiteres eine Beobachtung, da selbst abgesehen von der astigmatischen Verzerrung — nur etwa 75% des Rohrquerschnitts sichtbar sind. Zum Ausgleich erwies sich die einfache Küvette (Abb. 1) mit Wasserfüllung als bestgeeignet. Ein besonders angefertigter, sich immer in die Rohrmitte selbsttätig einstellender Eichmaßstab (Abb. 3) wurde zum letzten Ausgleich der durch die Glaswand bedingten Restfehler bei der Auswertung der Messung mit berücksichtigt, so daß die Lage eines beobachteten Punktes im Rohr wandfrei festgestellt werden konnte. Ein Bild des Maßstabes — Rohr und Küvette sind mit Wasser gefüllt — zeigt Abb. 4 und veranschaulicht die gute Brauchbarkeit der einfachen Küvette innerhalb eines weiten Bereiches. Zur Beurteilung der Bildschärfe vergleiche man auch Abb. 6 und 7.

Nur für Beobachtungen in unmittelbarer Nähe der Wand war eine Abänderung nötig. So läßt sich die astigmatische Verzerrung an den Spitzen des Maßstabes durch eine Küvettenflüssigkeit von höherem Brechungsverhältnis als Wasser beseitigen, z. B. durch Glycerinzusatz. Andere Schwierigkeiten ergeben sich, wenn die wandnahe Schicht in der parallel zur Wand liegenden Ebene untersucht werden soll. Hier erwies sich die in Abb. 5 dargestellte Anordnung nützlich. Durch Ankiten zweier Glasplatten und Ausfüllen der Zwischenräume mit Zedernholzöl, das dasselbe Brechungsverhältnis wie Glas hat, wurde der gezeichnete Strahlengang ermöglicht.

4. Qualitative Beobachtungen

Die letztere Anordnung sollte dazu dienen, die von Fuge und Townend mitgeteilten Beobachtungen über den Strömungsverlauf in unmittelbarer Wandnähe bei Turbulenz sicherzustellen, nämlich daß die Teilchen hier durchaus nicht eine geradlinige Bewegung in Richtung der Rohrachse ausführen, wie man zunächst vermuten sollte. Nach den schon vorher mitgeteilten Schwierigkeiten beim genauen Einkitten der Fenster hätte eine hierdurch bedingte Störung auch Ursache der Querbewegung sein können. Unsere Beobachtungen sowohl im quadratischen als auch im Kreisrohr bestätigen die englischen Ergebnisse; sie sind jedoch nicht weiter ausgewertet worden, da die Ungenauigkeiten und Rauigkeiten der Glasoberfläche bei den handelsüblichen Rohren eine wirkliche Feinuntersuchung unmöglich machten. Man vergleiche dazu auch, wie z. B. in den Abb. 7 u. 8 die Glaswand sichtbar wird.

5. Fotografische Aufnahmen

Bereits in England hatte man versucht, die im Mikroskop sichtbaren Bilder auf der fotografischen Platte festzuhalten, jedoch war von Fachleuten die geringe Lichtstärke für nicht ausreichend erklärt worden. Dieselbe Antwort erteilten auch uns erfahrene Mikrofotografen; tatsäch-



Abb. 6 (links). Aluminiumpulver im Wasser bei Dunkelfeldbeleuchtung, Belichtungszeit $1/10$ s

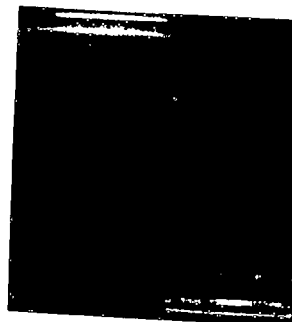


Abb. 7 (rechts). Zwei Tage lang abgestandenes Wasser im Lichtschnitt, Belichtungszeit $1/4$ s

lich fielen Versuche mit den üblichen Mikrokameras völlig ergebnislos aus. Da das Bild jedoch sehr hell erschien, wurden die Versuche in zwei Richtungen fortgesetzt: 1. Steigerung der Lichtstärke der Bogenlampe durch Erhöhen der Stromstärke von 6 auf 60 A und Verwenden von Beckkohlen, ein Weg, der allein nicht zum Ziele führte; 2. Verzicht auf eine Vergrößerung der Bilder vor der Aufnahme. Bei gewöhnlichem Leitungswasser erhielt man damit Bilder von einigen besonders leuchtkräftigen Teilchen. Um zu auswertbaren Aufnahmen zu kommen, wurden dem Wasser dann noch geringe Mengen feinsten Teilchen zugesetzt, die im wesentlichen nur eine Vergrößerung der Anzahl leuchtkräftiger Teilchen bringen sollten. Am geeignetesten erwies sich feinstes Aluminiumpulver, während kolloidale Lösungen — wie sie zur Sichtbarmachung der Brownschen Bewegung verwendet werden — nur eine nebelartige Aufhellung im Lichtschnitt brachten.

Abb. 6 zeigt einen Lichtschnitt bei einem Zusatz von 0,1 g Aluminiumpulver auf 100 l Wasser, wie er auch zu den Messungen verwendet wurde, Abb. 7 zum Vergleich Leitungswasser, das zwei Tage unbedeckt an der Luft gestanden hat. Die Aluminiumteilchen sind den natürlichen Verschmutzungen insofern überlegen, als die ganz kleinen Teilchen fortfallen, die bei Bewegung kein scharfes Bild mehr geben, sondern nur noch eine allgemeine Verschleierung. Ferner ist die Lichtstärke der Aluminiumteilchen wesentlich höher, als die gleich großer „natürlicher“ Teilchen.

Der Zusatz selbst macht bei turbulenter Strömung keine Schwierigkeiten, da beliebig umgerührt werden kann und die Teilchen sich daher nicht absetzen. Bei laminaren Vorgängen, die an sich infolge der geringeren Geschwindigkeit lichtstärkere Aufnahmen geben, ist diese Möglichkeit wegen der erforderlichen Beruhigung nicht gegeben. Es empfiehlt sich, die entfetteten Teilchen mit einem Sieb auf das Wasser aufzustreuen, um Zusammenballungen zu vermeiden. Man vermeidet so, daß sich gerade die hellen dickeren Teilchen schon vor der Meßstelle absetzen!

Bestimmungen der Teilchengröße aus der Sinkgeschwindigkeit und aus ihrer Anzahl je Gewichtseinheit ergaben übereinstimmend die Größenordnung unter 10μ . Eine Abschätzung des Widerstandes aus ihrer sehr geringen Sinkgeschwindigkeit in ruhendem Wasser ergab ferner, daß zur Einstellung auf eine noch als zulässig angesehene Abweichung von 1% zwischen Teilchengeschwindigkeit und der des umgebenden Wassers bei beliebiger, konstanter Beschleunigung nur eine Zeit von weniger als 0,005 s erforderlich ist. Praktisch erhält man also in der auf der Platte verzeichneten Bahn eines Teilchens ein sehr getreues Abbild der Flüssigkeitsbewegung.

6. Geschwindigkeitsmessung

Die in Abb. 2 nachgezeichneten Bilder, die man mit der unlaufenden Linsenscheibe erhält, lassen leider auch mit diesen Hilfsmitteln noch keine fotografische Aufnahme zu, da man ein solches kleines Turbulenzfeld nur mit einer mindestens 50fachen Vergrößerung sauber erhalten kann.

Die Photographie erfordert daher eine andere Geschwindigkeitsmessung, und zwar wurde die Beleuchtung durch eine gezahnte Scheibe periodisch unterbrochen, wodurch man auf der Platte Striche von bestimmter Länge erhält, die unmittelbar die Geschwindigkeit auszumessen gestatten. Gearbeitet wurde mit einem Motor bei $n = 2500$ U/min und einer Scheibe mit zwei Sektoren (8 Sektoren für turbulente Vorgänge), die Gleichmäßigkeit der Drehbewegung wurde stroboskopisch mit Hilfe einer von einem Stimmgabelsummer gesteuerten Glühlampe überwacht. Auf diese Weise wurde eine Genauigkeit der Zeitmarken von 0,1% erreicht.

Im Verlauf der Messungen wurden diese Aufnahmen nach zwei verschiedenen Verfahren hergestellt. 1. Teilaufnahmen etwa entsprechend der mikroskopischen Untersuchung, gekennzeichnet durch höhere erreichbare Abbildungsschärfe und genau bestimmten, praktisch beliebig dünnen Lichtschnitt. 2. Aufnahmen gleichzeitig über den ganzen Querschnitt unter Verzicht auf die äußersten Spaltdicke beträgt etwa bis 4% des Durchmessers²⁾. Das zweite Verfahren ist im Versuch bequemer und im allgemeinen auch ergiebiger.

7. Anwendung des Verfahrens auf die laminare Rohraufströmung

Den allmählichen Übergang von der fast rechteckigen Geschwindigkeitsverteilung beim Eintritt bis zur Poiseuille-Parabel auszumessen, bestand insofern besonderer Anlaß, als darüber nur die Ergebnisse von *Nikuradse* bekannt geworden sind³⁾, und der erstgenannte Verfasser dieser Arbeit auch einen Weg zur näherungsweise Berechnung der Profile im Kreisrohr angegeben hat⁴⁾.

Zunächst wurden die Geschwindigkeitsprofile einer laminaren Anlaufstrecke aus Aufnahmen zusammengesetzt, die sich jeweils nur über einen Teil des Querschnitts erstrecken, Abb. 8. Hierbei trat folgende Erscheinung auf: Die Punkte einer Teilaufnahme stimmten untereinander meistens gut überein, ließen sich aber trotz gleicher Versuchsbedingungen nicht immer mit den anderen zu einer einheitlichen Geschwindigkeitsverteilung zusammensetzen. Selbst bei kleinen Reynoldszahlen ($Re = u r / \nu$ zwischen 300 und 400) kam es ferner vor, daß auch auf einer Platte zwischen zwei größeren Geschwindigkeiten eine kleinere verzeichnet wurde. Die Abweichungen konnten nicht im Rahmen der Beobachtungsfehler liegen, es blieb nur die Möglichkeit, daß Schwankungen in den Geschwindigkeitsverteilungen vorkommen, die so langsam sind, daß der laminare Charakter der Strömung, nämlich die Parallelität der Bahnen nur wenig gestört wird.

Es wurden daher die schon oben erwähnten Aufnahmen über den ganzen Querschnitt genommen, Abb. 9. Sie ließen sich in drei Gruppen einordnen. 1. ziemlich regelmäßige Ausbildung des Geschwindigkeitsprofils, 2. einseitige Ausbildung des Geschwindigkeitsprofils, 3. starke Streuung um eine Mittellage. 1. und 3. sowie die früheren Teilaufnahmen lassen sich offenbar auf die unter 2. angegebene Erscheinung zurückführen: Das Geschwindigkeitsprofil pendelt um eine Mittellage.

Die Profile weisen dabei als kennzeichnende Eigenschaft auf, daß der über den Querschnitt gemittelte Augenblickswert der Geschwindigkeit \bar{u} trotz der Pendelung sich nicht ändert. Erkennbar war diese Konstanz an der als Drossel verwendeten Ausflußblende mit anschließendem freien Strahl, der ein außerordentlich empfindlicher Anzeiger für feinste Schwankungen ist; z. B. genügt ein leichtes Blasen auf die Wasseroberfläche des Beruhigungsgefäßes, um sein glasklares Aussehen sofort zu verändern. Auch eine graphische Auswertung der Kurven in Abb. 9 ergibt die gleiche Durchflußmenge mit der Einschränkung, daß sich das räumlich zu denkende Geschwindigkeitsprofil bei Unsymmetrie durch den Schnitt in einer Ebene nur unvollkommen erfassen läßt, der Unterschied betrug 0,3%.

Bei der subjektiven Beobachtung wird ein Teil dieser Schwankungen bereits einer gewissen Mittelbildung unterworfen, dennoch bleiben im wesentlichen die Grundzüge der Schwingungen bestehen, wie Abb. 10 zeigt. Hier sind die Einzelmessungen zweier Profile aufgetragen, und zwar beide zur Hälfte nebeneinander. Ungefähr in der Mitte des Radius ist links ein Punkt, um den das Profil zu schwingen scheint. Das rechte Profil hat einen stabilen Kern mit konstanter Geschwindigkeit, dagegen streut der Übergang auf die Geschwindigkeit Null an der Wand sehr stark und deutet auf große Labilität hin. Der Kern scheint im Rohr radial zu pendeln, wie man auch aus den Beobachtungen von *Naumann* mit Farbfäden schließen kann⁵⁾.

²⁾ Das mag auf den ersten Blick unzulässig viel erscheinen; da die Schichtdicke jedoch erst in zweiter Ordnung als Ungenauigkeit in die Ortsbestimmung eines achsensymmetrischen Feldes eingeht, ergibt sich dann Stelle, nur ein Fehler von 0,16%.

³⁾ Prandtl-Tietjens, Hydro- und Aeromechanik, Bd. 2, S. 27, Berlin 1931.

⁴⁾ G. Vogelzohl, Z. angew. Math. Mech. Bd. 13 (1933) S. 446; vgl. auch H. Schlichting, ebenda Bd. 14 (1934) S. 368, ferner W. Müller, ebenda Bd. 15 (1935) S. 372 und Bd. 16 (1936) S. 227.

⁵⁾ A. Naumann, Forsch. Ing.-Wes. Bd. 2 (1931) S. 85.



Abb. 8. Teilaufnahme einer laminaren Strömung in Wandnähe

Den quasistationären Zustand erhält man schon durch eine Mittelung verhältnismäßig weniger Werte hinreichend genau, Abb. 11; die Darstellung der Profile bringt Abb. 12. Ein Vergleich mit der Messung von *Nikuradse* und der vorgenannten Rechnung ist mit eingetragen. Das für diese Messungen verwendete handelsübliche Glasrohr läßt jedoch die Möglichkeit systematischer Abweichungen offen, da es im Querschnitt Schwankungen bis etwa 4% hatte. Die einzelnen Punkte wurden durch Veränderung der Meßstelle x und der mittleren Durchflußgeschwindigkeit \bar{u} gewonnen.

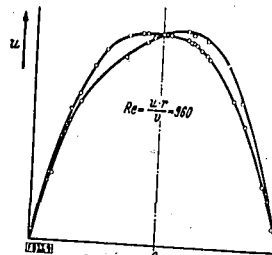


Abb. 9 (links oben) Fotografisch bestimmte, unter gleichen Versuchsbedingungen erhaltene laminare Geschwindigkeitsprofile

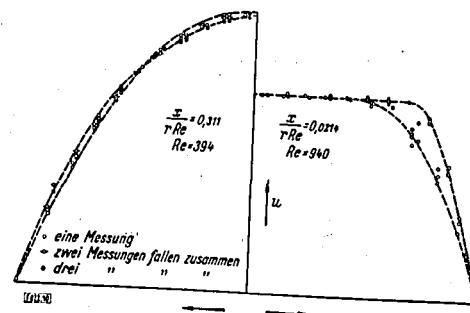


Abb. 10 (rechts oben). Streuung der Geschwindigkeitsprofile in der Anlaufstrecke

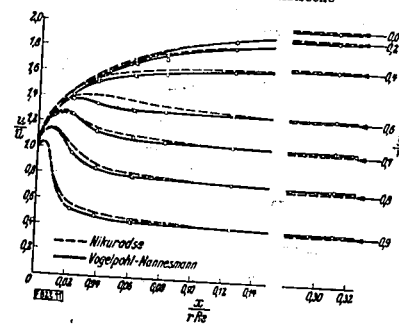


Abb. 11. Geschwindigkeitsverteilung im Anlaufgebiet Die Pfeile entsprechen der Poiseuilleschen Parabel

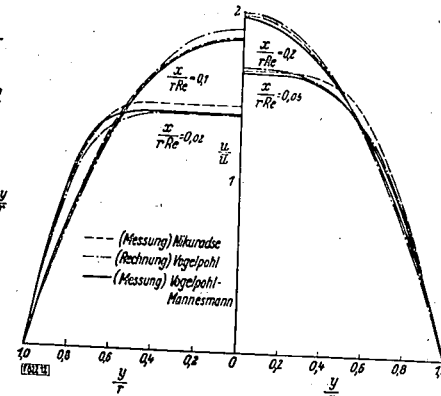


Abb. 12. Vergleich mit anderen Forschungsergebnissen



Abb. 13 (links) Turbulente Strömung $Re = 2190$, eckiger Einlauf, Teilchenzusatz 10^{-6} des Wasservolumens, Beleuchtung 50 A, Belichtungszeit $1/4$ s. Eine Strichunterbrechung entspricht einer Zeit von $1/200$ s

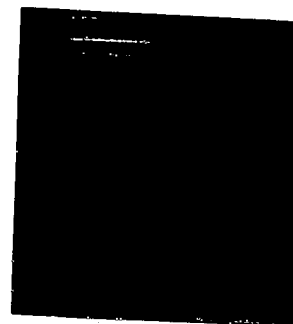


Abb. 14 (rechts) wie Abb. 13, Belichtungszeit $1/8$ s

Um zu finden, wie weit die beobachteten Schwankungen von den Ungenauigkeiten des Rohres und der nicht erschütterungsfreien Aufstellung abhängen, wurde inzwischen ein Neuaufbau der Versuchsanordnung auf festen Fundamenten unter Verwendung eines Jenaer KP-Rohres vorgenommen.

8. Turbulenzaufnahmen

Zu weiteren Versuchen mit der Zielsetzung der Aufnahme turbulenter Vorgänge wurde ebenfalls das vorerwähnte Präzisionsrohr von 20,5 mm l. Dmr. verwendet. Leider ist die Genauigkeit des Durchmessers (0,2%) durch optische Nachteile erkauft, da die Innenfläche durch den Ziehvorgang nicht mehr genügend glatt ist. Insbesondere leidet darunter die Abbildungsschärfe der Randgebiete.

Für Turbulenzuntersuchungen sind zum Zwecke der statistischen Auswertung entsprechend viele Aufnahmen erforderlich. Deshalb wurde von dem bisher verwendeten Mikroskopobjektiv mit Plattenaufnahme abgegangen. Durch Benutzung einer Leica (Summar 1:2) unter Zwischenschaltung eines serienmäßigen Zusatzgerätes mit Mattscheibenstellung für Aufnahmen im Maßstab 1:1 konnte die Versuchseinrichtung empfindlicher und handlicher gestaltet werden. Abb. 13 bis 14 zeigen die aufgenommenen Bilder. Die Wiedergabe läßt allerdings bei weitem nicht die Einzelheiten des Negativs erkennen. Bemerkenswert ist bei vielen Aufnahmen deren fast laminares Aussehen, ohne daß sich die Strömungsart bzw. die gleichzeitig beobachtete Ausflußparabel des freien Strahles merklich geändert hätte. Es handelt sich also durchaus um einen der Turbulenz eigentümlichen Teilzustand, und nicht etwa um das Auftreten sog. intermittierender Turbulenz.

Durch Ändern der Verschlusszeit, die sich bei genügendem Teilchenzusatz hinreichend klein machen läßt — die Beleuchtungsunterbrechung zur Geschwindigkeitsmessung muß natürlich jeweils mehrfach kürzer sein —, lassen sich auch die vorkommenden Frequenzen abschätzen und die Ausdehnung der Geschwindigkeitsfelder bestimmen.

9. Zusammenfassung

Auf Grund fotografischer Aufnahmen wurde die laminare Rohreinlaufströmung ausgemessen und mit anderen Messungen und Rechnungsergebnissen verglichen. Auf Einzelheiten der Versuchsanordnung wurde näher eingegangen und eine Reihe der erhaltenen Bilder für turbulente Strömung gezeigt.

[RF 822]

Neuere Prüfungen des Schmiervorganges als Grundlage der Gleitlagerbemessung

Mitteilung aus dem Institut für Technische Strömungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin,
Leitung: Professor Dr.-Ing. H. Föttinger

Von Dr.-Ing. G. Vogelpohl VDI, Berlin.

Gleitlager und Wälzlager

Die Gleitlager-Berechnung im Rahmen eines dreiwertelstündigen Vortrages erschöpfend zu behandeln, kann bei der Vielseitigkeit der Konstruktionen und den höchst unterschiedlichen Anforderungen beim Entwurf nicht erwartet werden. Dennoch läßt sich über Lagerbemessung sehr viel sagen, weil trotz der Verschiedenartigkeit allen Lagerbauarten eines gemeinsam ist; Der Schmiervorgang. Darüber ist noch verhältnismäßig wenig bekannt und außerdem sind sogar viele unzutreffende Vorstellungen nicht nur aus früherer, sondern auch aus neuester Zeit auf Grund unrichtig ausgelegter Versuche und Beobachtungen im Umlauf.

Die Rolle, die dem Schmiermittel im Lager zukommt, ist bisher zwar als etwas Notwendiges, aber doch mehr Nebensächliches behandelt worden. Dabei hat aber gerade das Schmiermittel die Aufgabe zu erfüllen, die Last von dem sich bewegenden Teil auf den ruhenden zu übertragen, es ist der eigentliche Tragkörper im Lager. Sinngemäß hat auch eine physikalisch

richtige Gleitlager-Bemessung von der Mechanik des Ölbandes auszugehen, denn beim Lager handelt es sich um mechanische Größen.

Bei der Verwendung von Wälzlagern ist der Tragkörper das Wälzlager selbst. Dieses hoch entwickelte Maschinenelement ist in seinen Eigenschaften genauestens bekannt. Beim Einbau geben zuverlässige Belastungstabellen Auskunft über die Leistungen, d. h. welche Last bei gegebener Drehzahl ein bestimmter Typ aufnimmt. Hierbei ist gänzlich gleichgültig, in welche Maschine das Lager eingebaut wird, ob Pumpe, elektrische oder Verbrennungskraftmaschine, Transmission, Förderwagen oder was es auch sein mag; Last und Drehzahl bestimmen die Wahl des Wälzlagers unabhängig von der Bauart der Maschine.

Wird das Gleitlager im selben Sinne betrachtet, so müßte man das, was man im allgemeinen unter einem Gleitlager versteht, nur als das „Gehäuse für das Ölband“ bezeichnen. Bei den verschiedenen Maschinengattungen sind diese „Gehäuseformen“ als Dampfmaschinen-, Transmissions-, Generator- usw. -Lager bekannt. Nach bewährten Mustern entwirft der Kon-

struktur und bemißt nach „Erfahrungsworten“ für die betreffende Gruppe. Diese Erfahrungsworte weisen nun aber Unterschiede bis zum hundertfachen auf¹⁾, weil man einmal nicht von physikalisch richtigen Voraussetzungen beim Bau von Gleitlagern ausgeht, und zum anderen auch keine Erfahrungen einer Gruppe singenmäßig in einer anderen verwendet. Beim Wälzlager ist eine einheitliche Verwendung aller Erfahrungen von selbst gegeben.

Dann hat das Wälzlager noch den Vorteil, daß man ihm ohne weiteres große Maßhaltigkeit und Genauigkeit — auch beim Einbau — zubilligt, während für das Gleitlager dieselbe Sorgfalt meist nicht für notwendig erachtet wird. Aus der Entwicklungszeit der Technik übernommene, verhältnismäßig rohe Werkstattarbeit wird als ausreichend angesehen; die Feinheiten sollen durch Einpassen (Schaben, Einlaufen usw.) von selbst herauskommen. Das ist unzulässig; das Gleitlager muß zur Erzielung von Höchstleistungen in bezug auf Genauigkeit, Oberflächengüte und Zusammenbau ebenso sorgfältig behandelt werden wie das Wälzlager. Auch ist bei den letzten die Verwendung geeigneter Schmiermittel viel besser bekannt als beim Gleitlager, wo man zwar auch weiß, was sich bewährt hat, aber das Beste in den meisten Fällen nicht kennt, weil Vergleichsversuche, vor allem einwandfreie Vergleichsversuche, fehlen. Der Konstrukteur läßt sich beim Öl vom Chemiker, beim Lagermetall vom Hüttenmann beraten, die stets einseitige Vorteile bestimmter Ergebnisse angeben können; beim Wälzlager wird das Urteil über diese Dinge in einer Stelle vereinigt.

Wert der Kenntnis des Schmiervorgangs

Eine dem gegenwärtigen Stand unserer Technik entsprechende Gleitlagerberechnung muß von dem eigentlichen Tragkörper, dem Schmiermittel, ausgehen. Für gegebene Bedingungen ist das passende Ölband zu bestimmen, und dieses ist für die Maße des Lagers entscheidend. Dazu muß man wissen, welche Lasten Zapfen und Schale mit gegebenen Abmessungen bei entsprechenden Drehzahlen und bestimmten Ölen aufnehmen können, wenn vorgeschriebene Toleranzen in bezug auf Maßhaltigkeit, Rundheit, Zylinderform und Oberflächengüte eingehalten werden. Dann ist die Reibungsarbeit genau bekannt; durch geeigneten Einbau läßt sich auch für die Abführung der entwickelten Wärme sorgen und die zu erwartende Betriebstemperatur zuverlässig bestimmen. Auf diese Weise kann man wirtschaftlich und betriebssicher konstruieren.

Die Möglichkeit zur Durchführung besagten Rechnungsganges besitzen wir bereits weitgehend in der Erkenntnis, daß das Öl im Lager einem Strömungsvorgang folgt, der unter der Bezeichnung hydrodynamische Theorie der Lagerreibung bekannt ist. Andererseits werden aber auch gegen diese Lehre viele Einwände und Angriffe erhoben²⁾. Wenn sie daher als Grundlage für die Bemessung von Gleitlagern angesehen werden soll, so ist zunächst eine hinreichende Klarstellung der Reibungsvorgänge im Lager in dem

1) M. ten Bosch, Vorlesungen über Maschinenelemente, 3. Heft, Wellen und Lager, S. 25, Berlin 1920.
2) Drei Gründe geben vorwiegend Anlaß, die hydrodynamische Theorie zur Beschreibung der beobachteten Tatsachen als nicht ausreichend anzusehen:
a) Durch unvollkommenen Ausbau in bezug auf praktische Anwendungen wegen großer mathematischer Schwierigkeiten, daher sind studiert worden, weil sie mathematisch einfach waren.
b) Weil die Praxis mit dem unvollkommenen Gebilde nicht fertig wurde und vor „trügerischer Klarheit“ warnt, vgl. O. Lasche, Kondensator und Material im Bau von Dampfturbinen und Turbomaschinen, 2. Aufl. S. 147, Berlin 1921; ein Urteil, dem sich auch Z. Stodola anschließt, vgl. Die Dampfturbinen, 6. Aufl. S. 412, Berlin 1924.
c) Durch Versuchsergebnisse, die zum Studium der sogenannten Grenzschichtführung führen, vgl. weiter unten.

Umfang erforderlich, wie sie der Konstrukteur gebraucht.

Die vorliegende Arbeit bringt zunächst in einem — bedingterweise unvollständigen — geschichtlichen Rückblick noch einiges über die hydrodynamische Theorie, die in den Grundzügen als bekannt vorausgesetzt wird. Dann werden unberechtigt erscheinende Angriffe auf diese Lehre einer Kritik unterworfen; es schließen sich noch Betrachtungen über die Praxis im Lagerbau an.

Geschichtlicher Rückblick

1. *Beauchamp Tower* entdeckte durch Zufall den Flüssigkeitsdruck in der Schmierolie³⁾. Bei einem seiner Reibungsversuche lief Öl aus der oberen Füllöffnung des Lagers heraus. Um vermeintliche Verluste zu vermeiden, wurde die Öffnung mit einem eingeschlagenen Holzpfropfen verschlossen, der nach einiger Zeit mit lautem Knall herausflog. Das gab Anlaß zu einer Druckmessung, das aufgesetzte Manometer zeigte bis über 135 kg/cm² bei einem mittleren Flächen- und Druck von nur 7 kg/cm². In der weiteren Untersuchung wurde dann durch mehrere Anbohrungen die Druckverteilung in der Ölschicht ausgemessen.

2. *Osborne Reynolds* zeigte⁴⁾, daß diese Druckverteilung aus den Bewegungsgleichungen für zähe Flüssigkeiten errechnet werden kann, wenn man annimmt, daß die Lagerschale im Durchmesser ein wenig — um das Lagerspiel — größer ist, als die Welle. Ferner muß der Zapfen exzentrisch in der Schale laufen. Durch vernünftige Annahmen von Lagerspiel und Exzentrizität konnte Reynolds seine Rechnungen mit den Beobachtungen *Towers* in Einklang bringen, Abb. 1. Wenngleich dieses Ergebnis auch vorwiegend quali-

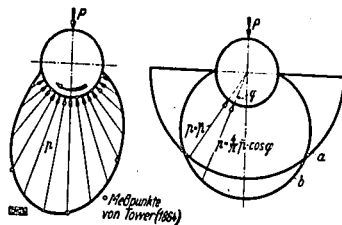


Abb. 1 und 2. Druckverlauf im halb umschließenden Lager

Abb. 1. Druckverlauf nach Reynolds (1886)

Berechnet für die Versuche von B. Tower (1834)

Abb. 2. Druckverteilung nach Reynolds und Reuleaux

Neues Lager $p = \frac{2}{d-d_0} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ (Kurve a)

Eingelauenes Lager $p = \frac{4}{d-d_0} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ (Kurve b)

P Lagerkraft d Zapfen-Dmr. b Lagerbreite

tativ zu werten ist, da die mathematische Behandlung für ein unendlich breites Lager durchgeführt wurde, bei dem der Druck an den Enden nicht auf null abfällt, so zeigt es doch die Brauchbarkeit der Annahmen. Das zur Integration der von Reynolds aufgestellten Gleichung für den Druckverlauf in der Schmier-schicht benutzte Näherungsverfahren war allerdings sehr langwierig und verwickelt.

3. Man kann diesen, leider nicht sofort von der Fachwelt aufgenommenen Fortschritt besser würdigen, wenn spätere Auffassungen gegenübergestellt werden. Abb. 2 zeigt die noch von *Reuleaux* angenommene

3) *Beauchamp Tower*, Proc. Inst. Mech. Engrs. (1833) S. 632. Vgl. a. Bericht von E. Müller, Z. VDI Bd. 29 (1885) S. 830.
4) O. Reynolds, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. Bd. 177 (1886) S. 157, übersetzt in Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Bd. 218, Theorie der Schmiermittelreibung, Leipzig 1927.

Druckverteilung für den neuen Zapfen, die rundherum konstant ist⁵⁾; nach dem Einlaufen soll sie die Form in der Art einer Kardioide annehmen, und über die Lagerbreite konstant sein. Erstaunlich ist, daß diese „theoretischen“ Betrachtungen zusammen mit den *Towers* Messungen der Reibungshelweite (nicht der Druckverteilung!) in das deutsche Fachschrifttum eingingen, z. B. auch in die damaligen Auflagen der Hütte.

4. Solche als allgemein gültig angesehenen Auffassungen wurden durch *Sommerfeld* energisch bekämpft⁶⁾. Im Verfolg der Arbeiten *Reynolds* konnten die mathematischen Näherungen durch eine geschlossene Lösung ersetzt werden, die zudem wesentlich einfacher ist. Die Annahme einer stetigen Druckverteilung über den ganzen Umfang des Zapfens führte jedoch mathematisch zur unabweislichen Folgerung hoher negativer Drücke, deren Unmöglichkeit *Sommerfeld* auch selbst eingehend erörtert⁷⁾ (S. 157, 158, 174).

Als Hauptergebnis dieser Arbeit wird ein Reibungsminimum angesehen, das die Rechnung ergibt. Es soll die Erklärung für die von *Striebeck* beobachteten *Minima* liefern. Allerdings folgen aus derselben Rechnung auch Schlüsse, die der Erfahrung widersprechen: Die geradlinige Verschiebung des Zapfens

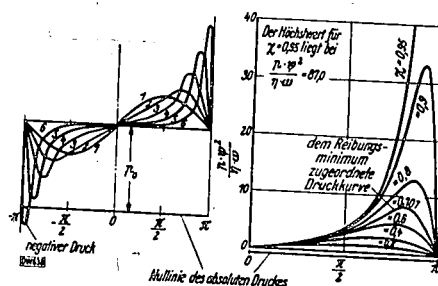


Abb. 3 und 4. Druckverlauf im ganz umschließenden Lager

p Druck in der Schmierolie (kg/cm²)

$\psi = \frac{D-d}{d}$ relatives Lagerspiel

D Lagerschalen-Dmr. [m]

d Zapfen-Dmr. [m]

η Zähigkeit (kg/cm²)

ω Wälzlagergeschwindigkeit [s⁻¹]

χ rel. Exzentrizität (wird von Gümbel u. a. gebraucht)

$\alpha = 1/\chi$ (wird von Sommerfeld gebraucht)

Abb. 3. Druckverlauf nach Sommerfeld

Darstellung rein qualitativ. Bezeichnung und Maßstab der Ordinate fehlen.

Willkürliche Annahme für die Nulllinie des absoluten Drucks

Abb. 4. Zahlenmäßige Auswertung der Sommerfeldschen Gleichung

für die Druckverteilung

Nulllinie des absoluten Drucks für die Verhältnisse der Lagerversuche von

Striebeck bei $n = 10$ U/min

senkrecht zur Lastichtung, und das Vorhandensein von sehr hohen Drücken und Schubkräften im Schmiermittel bei geringsten Geschwindigkeiten, die mit verschwindender Umfangsgeschwindigkeit sogar unendlich groß werden sollen. Dies wäre allerdings ein rein rechnerischer Grenzwert, der darauf hinweist, daß Vernachlässigungen vorgenommen sind, die die Gültigkeit der Rechnung beschränken. Andererseits bestätigt aber die Erfahrung auch nicht bei größeren Umfangsgeschwindigkeiten den Verlauf der Reibungs-

5) F. Reuleaux, Z. VDI Bd. 35 (1891) S. 932.
6) A. Sommerfeld, Z. Math. Phys. Bd. 50 (1904) S. 97, abgedruckt in Ostwalds Klassikern Nr. 218, vgl. Fußnote 4).
7) Die in runden Klammern stehenden Seitenzahlen beziehen sich auf Ostwalds Klassiker Nr. 218, vgl. Fußnote 4).
8) E. Striebeck, Z. VDI Bd. 46 (1902) S. 1240; E. Striebeck, Die Hefte 7, Berlin 1903.

beiwerte. Bisher ist noch kein zutreffender Grund angegeben, warum diese so verdienstvolle Arbeit nicht ohne Widersprüche ist. Sehr wahrscheinlich rühren sie daher, daß eine ausreichende zahlenmäßige Durchrechnung nicht vorgenommen wurde. Die Abbildungen der Arbeit enthalten keine Maßstäbe. Daher fehlt auch die Bestimmung der Grenze, wo die Rechnung das Gebiet sicherer physikalischer Grundlagen — das der positiven Drücke — verläßt. Abb. 3 zeigt die von *Sommerfeld* gegebene Darstellung des Druckverlaufs auf Grund der üblichen mathematischen Diskussion seiner Gl. 57 (S. 154); Abb. 4 die rechnerische Auswertung der Gleichung⁷⁾. Wegen der Symmetrie ist nur die rechte Hälfte dargestellt.

Die Nulllinie des Drucks ist in Abb. 4 für die Verhältnisse bei den *Striebeck*schen Versuchen angegeben, da war $\eta = 0,018$ kg/cm², und das relative Lagerspiel ψ sicher kleiner als 0,001, wie *Sommerfeld* selbst⁸⁾ betont (S. 152). Als Drehzahl ist der niedrige Wert von $n = 10$ U/min angenommen, um noch eine sich von der Abszissenachse deutlich abhebende Linie zu bekommen. Dabei fällt schon die Druckkurve für die Exzentrizität $\chi = 0,2$ aus dem Bereich positiven Drucks heraus. Nun liegt aber der Tiefwert der Reibungs-

zahl bei $\chi = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{0,2} = 0,707$ (S. 145); dem entspricht, wenn der höchste Druck $p_{max} = 10000$ kg/m² nicht

übersteigen soll, für $\frac{p_{max} \cdot \psi^2}{\eta \cdot \omega} = 7,65$ eine Drehzahl von $n = 0,6$ bis 0,7 U/min mit den obengenannten Werten. Bei allen Versuchsrehzahlen liegt also die ganze linke Hälfte der Abb. 3 im Gebiet negativen Drucks, und das berechnete Minimum der Reibungszahl fällt daher ganz in diesen Bereich. Es ist also unter Bedingungen wie bei *Striebeck*s Versuchen physikalisch nicht zu verwirklichen, wenn das Öl im Lager nicht Zugspannungen von entsprechender Größenordnung aufnehmen kann. Das ist nicht der Fall, wie der folgende Abschnitt zeigt.

Verhalten von Öl im Lager bei Unterdruck

Über diese Frage sind im Institut für Technische Strömungsforschung der Technischen Hochschule Berlin an einem Modell zur Sieltharmachung des Strömungsvorgangs zwischen Zapfen und Schale Versuche angestellt. Um einen festgelagerten Zapfen läßt sich ein im Durchmesser wenig größerer, sorgfältig bearbeiteter Glaszylinder als Lagerschale gradlinig verschieben. Das Modell ist vollständig mit Öl gefüllt. Damit ist der von *Sommerfeld* behandelte Fall des ganz umschließenden und ganz gefüllten Lagers verwirklicht, und zwar für endliche Lagerbreite, wofür auch eine sehr brauchbare Berechnung der Druckverteilung gelang. Beim Arbeiten mit dem Apparat war es namentlich bei großen Exzentrizitäten und kleinem Lagerspiel sehr schwer, das Öl von Luft- oder Gasblasen gänzlich zu befreien. Namentlich bei schneller Drehung stellten sich immer wieder Hohlräume ein. Die genaue Nachprüfung ergab dann, daß es sich nicht um von außen eindringende Luft handelte, sondern um wirkliche Kavitation durch Verdampfen des Öls infolge von Unterdrücken. Abb. 5 zeigt den Beginn bei großer Exzentrizität, Abb. 6 einen ausgebildeten Hohlraum bei mittlerer Exzentrizität. Die Blasen enthalten Öldämpfe und ausgeschiedene Gase.

Der Beginn der Hohlraumbildung in Abhängigkeit von Drehzahl, Lagerspiel, Exzentrizität und Zähigkeit wurde rechnerisch und versuchsmäßig ermittelt, und beide Ergebnisse in guter Übereinstimmung befunden. Auf weitere Einzelheiten kann hier nicht eingegangen werden⁹⁾.

9) Man vergl. VDI-Forsch.-Heft 386, Berlin 1937, S. 14.

Damit ist gezeigt, daß Öl im Lager keine Zugspannungen aufnehmen kann, die Grenze des Gebiets nur positiver Drücke ist auch die der physikalischen GÜLTIGKEIT. Das errechnete Minimum der Reibungszahlen ist physikalisch unter den Bedingungen technisch ausgeführter Lager nicht zu verwirklichen. Irgendwelche Konstruktionsregeln lassen sich aus dieser Rechnung nicht ableiten, obwohl immer wieder die Meinung geäußert wird, daß im Gebiet des Reibungsminimums die hydrodynamische Theorie besonders gut zutreffend¹⁰⁾, was auch noch in neuesten Veröffentlichungen zu finden ist¹¹⁾.

Die hier für das ganz umschließende Lager mitgeteilten Verhältnisse gelten sinngemäß auch für die von Sommerfeld gegebenen Rechnungen für das halb umschließende Lager, bei dem ebenfalls sehr hohe negative Drücke auftreten. Eine für das wirkliche Lager durchgeführte Auswertung der Ansätze Sommerfelds muß einer besonderen Arbeit vorbehalten bleiben.

Ausbau der hydrodynamischen Lehre für die Praxis
Die Anwendung auf das wirkliche Lager geschah bereits mit den Arbeiten von Gümbel¹²⁾, wo angenom-

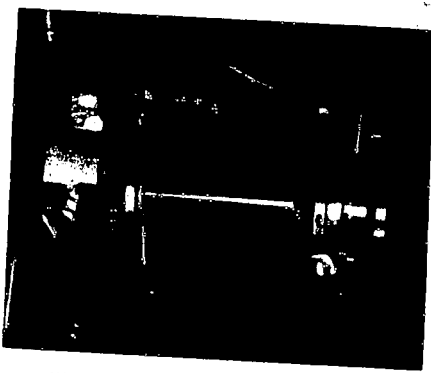


Abb. 5. Beginn der Hohlraumbildung bei großer Exzentrizität
 $X = 0,96$
 $\eta = 0,0093 \text{ kg/m}^3$
 $n = 50 \text{ U/min}$
 $\eta \omega / \mu^2 = 238$

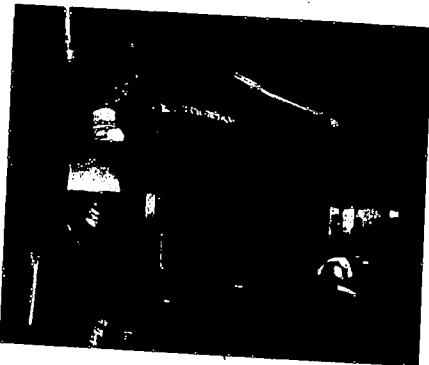


Abb. 6. Hohlraumbildung bei mittlerer Exzentrizität im stationären Zustand
 $X = 0,73$
 $\eta = 0,00687 \text{ kg/m}^3$
 $\eta \omega / \mu^2 = 2470$

Abb. 5 und 6. Hohlraumbildung (Kavitation) in der Schmiersehicht

men wird, daß in den Gebieten rechnerisch negativer Drücke nur der Druck null herrschen kann¹³⁾. Das gibt andere Verhältnisse für Tragfähigkeit, Reibungszahl und Verlangsamungskurve, die aber durch Versuche z. T. sogar sehr gut bestätigt werden. Zum endgültigen Abschluß, nämlich dem Brauchbarmachen der wissenschaftlichen Erkenntnisse für den Konstrukteur, konnte Gümbel seine Untersuchungen nicht mehr bringen. Dieses in bester Weise zu vollenden, blieb Falz vorbehalten, der auch seine reichen Erfahrungen auf dem

10) A. Sommerfeld, Z. techn. Phys. Bd. 2 (1921) S. 58, insbes. S. 63; auch Ostwalds Klassiker Nr. 218, S. 190. Sommerfeld rechnet nur die Abzinsen nach, während in die Ordinaten das unbekannte Lagerprofil eintrifft. Wird dieses aus dem gemessenen Reibungsminimum errechnet (S. 195), so ergibt sich ein rd. 10 mal so großer Wert, als er von Falz auf Grund der Versuchsbeschreibung Striebeck geschätzt wird — vgl. Schmierlehre, S. 86, Fußnote 14). Ganz abgesehen davon stimmt dann der übrige Verlauf der Kurven überhaupt nicht mehr. In diesem Sinne ist auch das in Z. VDI Bd. 58 (1914) S. 1019 gebrachte Bild über den Verlauf der gerechneten und gemessenen Kurven unvollständig.

11) Z. B. in dem sonst ausgezeichneten Buch von W. Kaufmann, Hydromechanik, Bd. II, S. 105; Berlin 1934.

12) L. Gümbel, Abh. Berlin. Ber.-Ver. d. Ing. (1914) S. 97 und weitere Arbeiten, größtenteils sind diese zusammengefaßt in E. Gümbel und E. Eyring, Reibung und Schmierung im Maschinenbau, Berlin 1925.

13) Damit erhält Gümbel u. a. auch den Druckverlauf nach Bild 4 auf numerisch-graphischem Wege, anscheinend ohne zu wissen, daß dieses genau die Lösung Sommerfelds ist, wenn nur das Gebiet positiver Drücke beachtet wird.

Gebiet des Gleitlagerhauses der Allgemeinheit zur Verfügung stellte¹⁴⁾.

Trotz großer Erfolge der Arbeiten von Gümbel und Falz ist man mit dem Ausbau der hydrodynamischen Theorie immer noch in den ersten Anfängen. Mathematische Vertiefung bei den Lösungen der höchst entwickelten Grundgleichungen kann noch manche neue Erkenntnis über den Schmiervorgang bringen. Wenn auch der bisherige Stand der Lehre vielfach weitgehende versuchsmäßige Bestätigung gefunden hat¹⁵⁾, so sind doch auch Ergebnisse bekannt geworden, deren Klärung der hydrodynamischen Theorie überhaupt nicht zugemutet wird. Sie betreffen allerdings nicht mehr die reine Flüssigkeitsreibung, sondern die Mischreibung, wo Öle — angeblich — gleicher Zähigkeit unter denselben Betriebsbedingungen verschiedene Reibungsverluste ergeben. Ursache dieses Verhaltens sollen zahlenmäßig noch nicht festgelegte Schmiereigenschaften sein, die die Mechanik nicht zu erfassen vermag. Die physikalische Chemie hat es daher als ihre Aufgabe angesehen, diese Dinge im wesentlichen mit Hilfe von Vorstellungen über den molekularen Aufbau der Flüssigkeiten zu erforschen.

Irgend eine zahlenmäßige Beziehung zwischen den gemessenen und theoretisch behandelten Größen hat sich bisher dabei nicht ergeben.

Ich bin der Meinung, daß eine solche Erklärung der Erscheinungen bei Mischreibung auch nicht zu dem gewünschten Ziel führt, aus folgenden Gründen:

1. Die grundlegenden Versuche streuen stark und sind mit eindeutigem Ergebnis nicht beliebig wiederholbar.

2. Bei den Versuchen wurden nicht alle den Schmiervorgang beeinflussenden Größen beachtet. Die Art der Messung der Betriebstemperatur läßt keinen eindeutigen Schluß auf die Temperatur des Ölbandes zu; daraus folgt:

3. Die Zähigkeiten waren aller Wahrscheinlichkeit nach doch nicht gleich.

4. Zur Klärung durch molekularphysikalische Betrachtungen werden von der Wirklichkeit weit abweichende Überlegungen angewendet, namentlich sind die Oberflächen feinstbearbeiteter Lager minde-

14) E. Falz, Grundzüge der Schmierlehre, 2. Aufl. Berlin 1931.

15) Neben anderen Arbeiten sind besonders zu erwähnen: E. Schneider, Versuche über die Reibung in Gleit- und Rollenlagern, Dis. Techn. Hochsch. Karlsruhe 1930; auch Petroleum Bd. 26 (1930) S. 221; W. Näcker, Über den Schmiervorgang im Gleitlager, VDI-Forsch.-Heft 852, Berlin 1932.

stens 1000 bis 5000 mal rauter, als sie in den betr. Darstellungen erscheinen¹⁶⁾.

5. Durch Mitberücksichtigung der Erwärmungsverhältnisse im Ölband ließ sich zeigen¹⁷⁾, daß die verschiedenen Reibungseigenschaften auf unterschiedliche Erwärmung bei den einzelnen Ölen zurückzuführen sind, Abb. 7. Ein schwer zu erwärmendes Schmiermittel mit großer spezifischer Wärme c und großem Raumbgewicht γ ist einem anderen überlegen, dessen Temperatur bei derselben Zähigkeit schneller zunimmt. Dann ist die Abnahme der Zähigkeit mit steigender Temperatur — hier in Abb. 7 dargestellt durch die Größe β — von Einfluß, $\beta/\gamma c$ wird in erster Näherung ein Maß für die Schmierfähigkeit. Bei der Thomassen Ölprüfmaschine ist ebenfalls in der Umgebung der Berührungsstelle der beiden Zylinder¹⁸⁾ die Erwärmung je nach den Eigenschaften der einzelnen Öle verschieden, demnach auch die Zähigkeiten, so daß sich bei gleichem Anpreßdruck der Walzen doch verschiedene Reibungen ergeben.

In Abb. 7 sind über $\beta/\gamma c$ die Meßwerte aufgetragen, um auch deren Streuung erkennen zu lassen. Der ein-

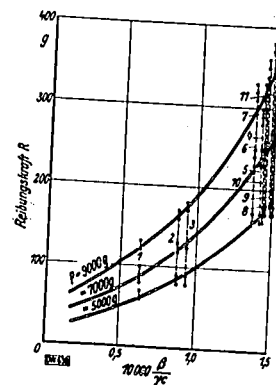


Abb. 7. Reibungskraft zweier sich kreuzender Walzen im Ölbad bei verschiedenen Belastungen P (Messungen von Volländer an der Ölprüfmaschine nach Thoma)
1 Zuckerlösung
2 Raffiniertes Rüböl
3 Rohes Rüböl
4 Bis 11 Mineralöle
 β kennzeichnet die Steilheit der Zähigkeitskurve: $\eta = \eta_0 e^{-\beta(t-t_0)}$
7 Raumbgewicht $[\text{kg/m}^3]$
spez. Wärme $[\text{kcal/kg}^\circ\text{C}]$
t Öltemperatur $[\text{C}^\circ]$

deutige Zusammenhang zeigt sich ganz klar; er braucht durchaus nicht linear zu sein, da das von der Maschine gegebene Maß der Schmierfähigkeit willkürlich ist.

Zu erwähnen ist noch, daß auch die Wärmeleitfähigkeiten des Öles und der Baustoffe noch einen Einfluß ausüben. Jedenfalls ist nicht die Zähigkeit die einzige physikalische Kenngröße eines Schmieröls.

Die bisherigen Klärungsversuche der physikalischen Chemie muß man als verfrüht bezeichnen, trotzdem teilweise schon versucht wird, diese Überlegungen in den Maschinenbau einzuführen¹⁹⁾. Die Mechanik wird wahrscheinlich besser als die Molekularphysik die

16) Man vgl. z. B. S. Kyropoulos, Die physikalisch-chemischen Grundlagen der Schmierungsprozesse in „Schmierung“, Broschüre der Deutsch-Amerikanischen Petroleum-Gesellschaft, S. 20.

17) G. Vogelzahn, Öl u. Kohle Bd. 12 (1936) S. 943; Vortragsbericht, weiteres bringt das VDI-Forsch.-Heft 286.

18) Vgl. R. Volländer, Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochsch. München, Heft 3, S. 145; München und Berlin 1929.

19) D. R. Pyle, The Internal Combustible Engine, Vol. 2, S. 108, Oxford 1934.

Schmierfähigkeit eines Öls bestimmen können und bietet bislang die einzig wissenschaftlich mögliche Grundlage zu einer Bemessung von Lagern.

Die bisherigen Ausführungen können wir dahin zusammenfassen, daß die hydrodynamische Theorie den technisch wichtigen Schmiervorgang weitgehend zu erfassen vermag; es liegt keine zwingende Beobachtung an wirklichen Lagern vor, die mit ihren Aussagen im Widerspruch steht. Sie sollen auch einen ungefähren Überblick von den Ausbaumöglichkeiten geben, der die Mechanik noch fähig ist, denn der Schmiervorgang ist ein mechanischer Vorgang. Die verschiedenen Vorwürfe gegen die hydrodynamische Theorie sind unberechtigt, sie kann daher als sicherer Ausgangspunkt der Gleitlagerbemessung angenommen werden.

Der allgemeine Reibungsvorgang im Lager

Grenzreibung

Fließreibung ist nicht immer unter gegebenen Bedingungen zu verwirklichen, namentlich beim An- und Auslaufen. Reichen die hydrodynamischen Drücke im Ölband nicht aus, der Lagerlast das Gleichgewicht zu halten, so berühren sich teilweise die metallischen Flächen, d. h. die höchsten Erhebungen der Oberflächenrauigkeiten. An der Metalloberfläche haften noch Schichten letzter Molekülreihen, die auch noch einen gewissen Schmierzustand gegenüber trockener Reibung verbürgen, den der Grenzreibung. Aus den Forschungsarbeiten der Physiko-Chemiker auf diesem Gebiet ist vorerst nur ein wesentliches Ergebnis von Interesse: Die Reibungszahl schwankt zwischen 0,1 und 0,3 bei Grenzreibung²⁰⁾. So hohe Werte kommen bei wirklichen Lagern im Betrieb nicht vor, daher wird da stets der größte Teil der Lagerlast von den hydrodynamischen Drücken in der Schmiersehicht mit bis zu 100 mal kleineren Reibungszahlen getragen.

Die Gesamtlast unterliegt dagegen der Grenzreibung im Augenblick des ersten Anfahrens, wenn sich noch kein tragfähiges Ölband gebildet hat; hier ermittelt man dieselbe Größenordnung der Reibungszahl²¹⁾. Dieser hohe Wert der Anfangsreibung, meist Reibung der Ruhe genannt, würde bei ganz langsamer Bewegung oder völligem Ölmangel bestehen bleiben. Er bestimmt z. B. die beim Anfahren eines Zuges nötige Zugkraft, was auch unmittelbare Messungen bestätigen²²⁾. Beim Wälzlager tritt diese große Reibung bei geringen Drehzahlen nicht auf, unter solchen Bedingungen ist es im Vorteil²³⁾. Kommt aber bei Rollenlagern zu der Drehbewegung noch eine Längsbewegung der Welle hinzu, so ist zur Überwindung des Reibungswiderstandes der Längsbewegung auch eine

20) Die Angaben stützen sich auf folgende Arbeiten: J. H. Hyde, Engineering Bd. 111 (1921) S. 704, R. Wilens u. D. P. Barnard, Industr. Engng. Chem., Bd. 14 (1922) S. 683 (die Versuche wurden mit der Deley-Ölprüfmaschine ausgeführt, die teilweise auch niedrigere Reibungszahlen als 0,1 liefert, da sich bei ihr Flüssigkeitsreibung wohl nicht ganz vermeiden läßt); W. B. Hardy u. J. Donahedy, Proc. roy. Soc. Lond. (A) Bd. 100 (1922) S. 550; Th. Stanton, Engineer Bd. 135 (1923) S. 678; W. C. Wilharm, Industr. Engng. Chem., Bd. 18 (1926) S. 463; P. Wong, Contributions à l'Étude du Graissage, kolar-physikalische Eigenschaften der Schmiermittel und ihre Bedeutung bei halbflüssiger Reibung, Dis. Techn. Hochsch. Karlsruhe 1931, auch Petroleum Bd. 27 (1931) S. 587. Diese Arbeit ist be- sonders beachtenswert, da sie die großen Reibungszahlen auch bei Maschine wegen zu großer Ölmenigen nicht der Fall ist.

21) R. Striebeck, Fußnote 14); G. Duffang, Z. VDI Bd. 72 (1928) S. 405; E. Falz, Privatmitteilung.

22) H. v. Glunz, Z. VDI Bd. 59 (1912) S. 2065. Weitere Aus- führungen bei G. Vogelzahn, Z. VDI Bd. 70 (1935) S. 851, ferner G. Eydberg, Glanz Ann. Bd. 86 (1920) S. 9. Der hier gegebene Vergleich zwischen Gleit- und Wälzlager ist nicht allgemein gültig, weil bei der großen Kälte von -53°C das verwendete Öl viel zu zäh war.

23) Die geringe oft „mit der Hand“ fühlbare Anlaufreibung, die der Meinung, daß die Reibung der Wälzlager überhaupt geringer sei als die der Gleitlager. Bei höheren Drehzahlen lassen sich diese aber geringer als bei Wälzlager ist, vgl. z. B. W. Stieber, Das Schwin- nager, S. 85, Berlin 1933.

Damit ist gezeigt, daß Öl im Lager keine Zugspannungen aufnehmen kann, die Grenze des Gebiets nur positiver Drücke ist auch die der physikalischen Gültigkeit. Das errechnete Minimum der Reibungszahlen ist physikalisch unter den Bedingungen technisch ausgeführter Lager nicht zu verwirklichen. Irgendwelche Konstruktionsregeln lassen sich aus dieser Rechnung nicht ableiten, obwohl immer wieder die Meinung geäußert wird, daß im Gebiet des Reibungsminimums die hydrodynamische Theorie besonders gut zu treffen¹⁰⁾, was auch noch in neuesten Veröffentlichungen zu finden ist¹¹⁾.

Die hier für das ganz umschließende Lager mitgeteilten Verhältnisse gelten sinngemäß auch für die von Sommerfeld gegebenen Rechnungen für das halbumschließende Lager, bei dem ebenfalls sehr hohe negative Drücke auftreten. Eine für das wirkliche Lager durchgeführte Auswertung der Ansätze Sommerfelds muß einer besonderen Arbeit vorbehalten bleiben.

Ausbau der hydrodynamischen Lehre für die Praxis

Die Anwendung auf das wirkliche Lager geschah bereits mit den Arbeiten von Gümbel¹²⁾, wo angenom-

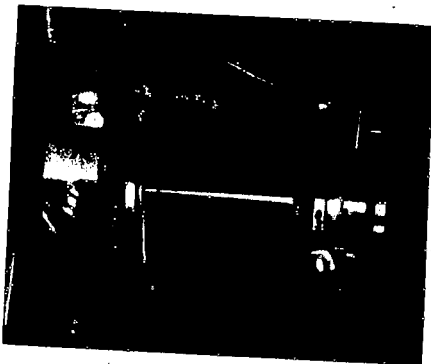


Abb. 5. Beginn der Hohlraumbildung bei großer Exzentrizität
 $Z = 0,96$
 $\eta = 0,0093 \text{ kg/cm}^2$
 $n = 50 \text{ U/min}$
 $\eta \omega / \rho = 238$



Abb. 6. Hohlraumbildung bei mittlerer Exzentrizität im stationären Zustand
 $Z = 0,73$
 $\eta = 0,00687 \text{ kg/cm}^2$
 $n = 650 \text{ U/min}$
 $\eta \omega / \rho = 2470$

Abb. 5 und 6. Hohlraumbildung (Kavitation) in der Schmierlampe

men wird, daß in den Gebieten rechnerischer negativer Drücke nur der Druck null herrschen kann¹³⁾. Das gibt andere Verhältnisse für Tragfähigkeit, Reibungszahl und Verlagerungskurve, die aber durch Versuche z. T. sogar sehr gut bestätigt werden. Zum endgültigen Abschluß, nämlich dem Brauchbarmachen der wissenschaftlichen Erkenntnis für den Konstrukteur, konnte Gümbel seine Untersuchungen nicht mehr bringen. Dieses in bester Weise zu vollenden, blieb Falz vorbehalten, der auch seine reichen Erfahrungen auf dem

10) A. Sommerfeld, Z. techn. Phys. Bd. 2 (1921) S. 58, insbes. S. 63; auch Ostwalds Klassiker Nr. 218, S. 100. Sommerfeld rechnet nur die Abszissen nach, während in die Ordinaten das unbekannte Lagerprofil eingeht. Wird dieses aus dem gemessenen Reibungsminimum errechnet (S. 195), so ergibt sich ein rd. 10 mal so großer Wert, als er von Falz auf Grund der Versuchsbeschreibung Stiebers geschätzt wird — vgl. Schmiertechnik, S. 86, Fußnote 14). Ganz abgesehen davon stimmt dann der übrige Verlauf der Kurven überhaupt nicht mit dem in diesem Sinne in auch das in Z. VDI Bd. 58 (1914) S. 1010 gebrachte Bild über den Verlauf der gerechneten und gemessenen Kurven unvollständig.

11) Z. B. in dem sonst ausgezeichneten Bsch von W. Kaufmann, Hydromechanik, Bd. II, S. 193; Berlin 1934.

12) Z. Gümbel, Abh. Berlin. Bez.-Ver. d. Ing. (1914) S. 97 und weitere Arbeiten, größtenteils sind diese zusammengefaßt in Z. Gümbel und E. Evertling, Reibung und Schmierung im Maschinenbau, Berlin 1925.

13) Damit erhält Gümbel u. a. auch den Druckverlauf nach Bild 4 auf numerisch-graphischem Wege, anscheinend ohne zu wissen, daß dieses genau die Lösung Sommerfelds ist, wenn nur das Gebiet positiver Drücke beachtet wird.

Gebiet des Gleitlagerhauses der Allgemeinheit zur Verfügung stellte¹⁴⁾.

Trotz großer Erfolge der Arbeiten von Gümbel und Falz ist man mit dem Ausbau der hydrodynamischen Theorie immer noch in den ersten Anfängen. Mathematische Vertiefung bei den Lösungen der höchst entwickelten Grundgleichungen kann noch manche neue Erkenntnis über den Schmiervorgang bringen. Wenn auch der bisherige Stand der Lehre vielfach weitgehende versuchsmäßige Bestätigung gefunden hat¹⁵⁾, so sind doch auch Ergebnisse bekannt geworden, deren Klärung der hydrodynamischen Theorie überhaupt nicht zugemutet wird. Sie betreffen allerdings nicht mehr die reine Flüssigkeitsreibung, sondern die Mischreibung, wo Öle — angeblich — gleicher Zähigkeit unter denselben Betriebsbedingungen verschiedene Reibungsverluste ergeben. Ursache dieses Verhaltens sollen zahlenmäßig noch nicht festgelegte Schmiereigenschaften sein, die die Mechanik nicht zu erfassen vermag. Die physikalische Chemie hat es daher als ihre Aufgabe angesehen, diese Dinge im wesentlichen mit Hilfe von Vorstellungen über den molekularen Aufbau der Flüssigkeiten zu erforschen.

Irgend eine zahlenmäßige Beziehung zwischen den gemessenen und theoretisch behandelten Größen hat sich bisher dabei nicht ergeben.

Ich bin der Meinung, daß eine solche Erklärung der Erscheinungen bei Mischreibung auch nicht zu dem gewünschten Ziel führt, aus folgenden Gründen:

1. Die grundlegenden Versuche streuen stark und sind mit eindeutigem Ergebnis nicht beliebig wiederholbar.
2. Bei den Versuchen wurden nicht alle den Schmiervorgang beeinflussenden Größen beachtet. Die Art der Messung der Betriebstemperatur läßt keinen eindeutigen Schluß auf die Temperatur des Ölbandes zu; daraus folgt:
3. Die Zähigkeiten waren aller Wahrscheinlichkeit nach doch nicht gleich.
4. Zur Klärung durch molekularphysikalische Betrachtungen werden von der Wirklichkeit weit abschweifende Überlegungen angewendet, namentlich sind die Oberflächen feinstbearbeiteter Lager minde-

14) E. Falz, Grundzüge der Schmiertechnik, 2. Aufl. Berlin 1931.

15) Neben anderen Arbeiten sind besonders zu erwähnen: E. Schneider, Versuche über die Reibung in Gleit- und Rollenlagern, S. 231; W. Fischer, Über den Schmiervorgang im Gleitlager, VDI-Forsch.-Heft 852, Berlin 1932.

stens 1000 bis 5000 mal rauer, als sie in den betr. Darstellungen erscheinen¹⁶⁾.

Durch Mitherrücktsichtigen der Erwärmungsverhältnisse im Ölband ließ sich zeigen¹⁷⁾, daß die verschiedenartigen Schmiereigenschaften auf unterschiedliche Erwärmung bei den einzelnen Ölen zurückzuführen sind, Abb. 7. Ein schwer zu erwärmendes Schmiermittel mit großer spezifischer Wärme c und großem Raumbgewicht γ ist einem anderen überlegen, dessen Temperatur bei derselben Zähigkeit schneller zunimmt. Dann ist die Abnahme der Zähigkeit mit steigender Temperatur — hier in Abb. 7 dargestellt durch die Größe β — von Einfluß, $\beta/\gamma c$ wird in erster Näherung ein Maß für die Schmierfähigkeit. Bei der Thomaschen Ölprüfmaschine ist ebenfalls in der Umgebung der Berührungsstelle der beiden Zylinder¹⁸⁾ die Erwärmung je nach den Eigenschaften der einzelnen Öle verschieden, demnach auch die Zähigkeiten, so daß sich bei gleichem Anpreßdruck der Walzen doch verschiedene Reibungen ergeben.

In Abb. 7 sind über $\beta/\gamma c$ die Meßwerte aufgetragen, um auch deren Streuung erkennen zu lassen. Der ein-

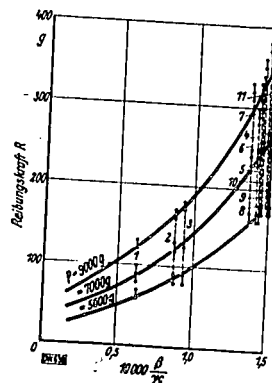


Abb. 7. Reibungskraft zweier sich kreuzender Walzen im Ölbad bei verschiedenen Belastungen P' (Messungen von Volländer an der Ölprüfmaschine nach Thomas)

- 1 Zuckerlösung
 - 2 Reifiertes Rüböl
 - 3 Rotes Rüböl
 - 4 bis 11 Mineralöle
- β kennzeichnet die Steilheit der Zähigkeitskurve: $\eta = \eta_0 e^{-\beta(t-t_0)}$
- 7 Raumbgewicht [kg/cm³]
 - spez. Wärme [kcal/kg °C]
 - Öltemperatur [°C]

deutige Zusammenhang zeigt sich ganz klar; er braucht durchaus nicht linear zu sein, da das von der Maschine gegebene Maß der Schmierfähigkeit willkürlich ist.

Zu erwähnen ist noch, daß auch die Wärmeleitfähigkeiten des Öles und der Baustoffe noch einen Einfluß ausüben. Jedenfalls ist nicht die Zähigkeit die einzige physikalische Kenngröße eines Schmieröls. Die bisherigen Klärungsversuche der physikalischen Chemie muß man als verfrüht bezeichnen, trotzdem teilweise schon versucht wird, diese Überlegungen in den Maschinenbau einzuführen¹⁹⁾. Die Mechanik wird wahrscheinlich besser als die Molekularphysik die

16) Man vgl. z. B. S. Kyropoulos, Die physikalisch-chemischen Grundlagen der Schmiervorgänge in „Schmierung“, Broschüre der Deutsch-Amerikanischen Petroleum-Gesellschaft, S. 20.

17) G. Vogelpohl, Öl u. Koble Bd. 12 (1936) S. 943; Vortrag, Heft 3 S. 145; München und Berlin 1929.

18) D. R. Fye, The Internal Combustible Engine, Vol. 2, S. 108, Oxford 1934.

Schmierfähigkeit eines Öls bestimmen können und bietet bislang die einzig wissenschaftlich mögliche Grundlage zu einer Bemessung von Lagern.

Die bisherigen Ausführungen können wir dahin zusammenfassen, daß die hydrodynamische Theorie den technisch wichtigen Schmiervorgang weitgehend zu erfassen vermag; es liegt keine zwingende Beobachtung an wirklichen Lagern vor, die mit ihren Aussagen im Widerspruch steht. Sie sollen auch einen ungefähren Überblick von den Ausbaumöglichkeiten geben, der die Mechanik noch fähig ist, denn der Schmiervorgang ist ein mechanischer Vorgang. Die verschiedenen Vorwürfe gegen die hydrodynamische Theorie sind unberechtigt, sie kann daher als sicherer Ausgangspunkt der Gleitlagerbemessung angenommen werden.

Der allgemeine Reibungsvorgang im Lager

Grenzreibung

Fließreibung ist nicht immer unter gegebenen Bedingungen zu verwirklichen, namentlich beim An- und Auslaufen. Reichen die hydrodynamischen Drücke im Ölband nicht aus, der Lagerlast das Gleichgewicht zu halten, so berühren sich teilweise die metallischen Flächen, d. h. die höchsten Erhebungen der Oberflächenrauigkeiten. An der Metalloberfläche haften noch Schichten letzter Molekülreihen, die auch noch einen gewissen Schmierzustand gegenüber trockener Reibung verbürgen, den der Grenzreibung. Aus den Forschungsarbeiten der Physiko-Chemiker auf diesem Gebiet ist vorerst nur ein wesentliches Ergebnis von Interesse: Die Reibungszahl schwankt zwischen 0,1 und 0,3 bei Grenzreibung²⁰⁾. So hohe Werte kommen bei wirklichen Lagern im Betrieb nicht vor, daher wird da stets der größte Teil der Lagerlast von den hydrodynamischen Drücken in der Schmierlampe mit bis zu 100 mal kleineren Reibungszahlen getragen.

Die Gesamtlast unterliegt dagegen der Grenzreibung im Augenblick des ersten Anfahrens, wenn sich noch kein tragfähiges Ölband gebildet hat; hier ermittelt man dieselbe Größenordnung der Reibungszahl²¹⁾. Dieser hohe Wert der Anfahrreibung, meist Reibung der Ruhe genannt, würde, bei ganz langsamer Bewegung oder völligen Ölmangel bestehen bleiben. Er bestimmt z. B. die beim Anfahren eines Zuges nötige Zugkraft, was auch unmittelbare Messungen bestätigen²²⁾. Beim Wälzlager tritt diese große Reibung bei geringen Drehzahlen nicht auf, unter solchen Bedingungen ist es im Vorteil²³⁾. Kommt aber bei Rollenlagern zu der Drehbewegung noch eine Längsbewegung der Welle hinzu, so ist zur Überwindung des Reibungswiderstandes der Längsbewegung auch eine

20) Die Angaben stützen sich auf folgende Arbeiten: J. H. Hyde, Engineering Bd. 111 (1921) S. 708; E. Wilson u. D. P. Barnard, mit der Decley-Ölprüfmaschine ausgeführt, die teilweise auch niedrigere Reibungszahlen als 0,1 liefert, da sich bei ihr Flüssigkeitsreibung wohl nicht ganz vermeiden läßt; W. B. Hardy u. J. Doubleday, Proc. Roy. Soc., Lond. (A) Bd. 100 (1922) S. 550; Th. Stanton, Engineer Bd. 135 (1923) S. 678; W. O. Wöhler, Industr. Engng. Chem. S. 217, 228, Paris 1926; Willi Rüche, Untersuchungen über molekulare physikalische Eigenschaften der Schmiermittel und ihre Bedeutung bei halbflüssiger Reibung, Diss. Techn. Hochsch. Karlsruhe 1931, auch Petroleum Bd. 27 (1931) S. 587. Diese Arbeit ist besonders beachtenswert, da sie die großen Reibungszahlen auch bei Gleitgeschwindigkeiten bis 5 m/s nachweist, was bei der Decley-Maschine wegen zu großer Ölmenigen nicht der Fall ist.

21) E. Stieber, Fußbaum 8; G. Duffang, Z. VDI Bd. 72 (1928) S. 495; E. Foltz, Privatmitteilung.

22) H. v. Glinski, Z. VDI Bd. 58 (1918) S. 2065. Vetterlo Ausführungen bei G. Vogelpohl, Z. VDI Bd. 79 (1935) S. 851, ferner G. Rydberg, Glasers Ann. Bd. 86 (1920) S. 8. Der hier gegebene Wert bei der großen Kälte von -33°C das verwendete Öl viel zu hoch war.

23) Die geringe oft „mit der Hand“ fühlbare Anfahrreibung, die auch für wirksame Werkmodelle benutzt wird, führt vorwiegend zu als die der Gleitlager. Bei höheren Drehzahlen lassen sich diese aber geringer als bei Wälzlagern ist, vgl. z. B. W. Stieber, Das Schwinmlager, S. 85, Berlin 1933.

Kraft bis zu einem Viertel der Lagerlast erforderlich²⁴⁾, da sich in der Längsrichtung kein tragfähiger Schmierfilm ausbilden kann und demnach Grenzreibung vorliegt.

Ist die Rauigkeit der Oberflächen zu groß oder die Ölführung zu klein, so liegt der bekannte Zustand trockener oder Coulombscher Reibung vor. Wegen des großen Verschleißes glätten sich entweder die gleitenden Flächen — Laufspiegelbildung mit Grenzreibung — oder es tritt Fressen ein. Coulombsche Reibung kommt somit nur beim Einlaufen eines Lagers vor.

Wir schließen: Technisch-wirtschaftlich verwertbar ist nur die Fließreibung, die neben völlig fehlendem Verschleiß auch kleinste Reibungsverluste ermöglicht. Grenzreibung ist weitgehend zu vermeiden. Sie ist jedoch immer beim Anfahren und Auslaufen, bei Kantendruck und Längsbewegung vorhanden.

Beanspruchungen der Schmierschicht

Mit der Forderung nach möglicher Anwendung hydrodynamischer Reibung tritt die Frage auf: Wo liegen die Grenzen und wie werden sie sicher eingehalten? Wie hoch kann man mit dem Flächenndruck bei gegebener Umfangsgeschwindigkeit gehen²⁵⁾?

Die untere Grenze ist bekannt und im wesentlichen durch das zuerst von Striebeck²⁶⁾ beobachtete Reibungsminimum gegeben; sie ist stark abhängig vom Bearbeitungsstand der Oberflächen. Die Verhältnisse sind bei Falz²⁷⁾ eingehend behandelt; sie führen zu dem Begriff der geringsten Schmierschichtstärke. Dieses ist ein Konstruktionsmaß und keine physikalische Grenze, die größtmögliche Flächenndruck bei gegebenen Umfangsgeschwindigkeiten, liegt bei der Quetschgrenze des Lagermetalls, sie ist also praktisch nicht vorhanden, wenn für ausreichende Abfuhr der Reibungswärme gesorgt, also das Öl nicht zu dünnflüssig wird. Auch hier ist wieder die geringste Schmierschichtstärke von großem Einfluß.

Versuche von Brown, Boveri & Cie. mit Längslagern²⁸⁾ gingen bis rd. 90 kg/cm² bei Umfangsgeschwindigkeiten bis rd. 50 m/s. Sehr hohe Lasten sind von der Amerikanischen Westinghouse Co. bis 700 kg/cm² bei einer Umfangsgeschwindigkeit von 16,5 m/s gefahren worden²⁷⁾. Dabei quetschte sich allerdings das Weißmetall weg und vergrößerte die Druckfläche, bis ein $\bar{p} = 390 \text{ kg/cm}^2$ erreicht war. Dieses wurde anstandslos bei kaltbleibendem Lager aufrecht erhalten.

Im allgemeinen ist auch die Beanspruchung im Ölfilm höher, als schlechthin aus der üblichen Berechnungsweise $\bar{p} = P/bd$ folgt: z. B. ist das Eisenbahnachsager, Abb. 8, stets mit so großem Lagerspiel ausgestattet, daß beim langsameren Fahren sich ein „Spiegel“ bildet, dessen Breite im Mittel mit 60 mm angesetzt wird²⁹⁾. Statt des Durchmessers muß die Breite des Spiegels eingesetzt werden; so erhält man beim Lager mit 10 t Last nicht ein $\bar{p} = 45 \text{ kg/cm}^2$, sondern $\bar{p} = 90 \text{ kg/cm}^2$, das beim Einlaufen noch wesentlich höher ist. Dabei wurden Reibungswerte bis zu $\mu = 0,002$ herunter auf dem Göttinger Lagerprüfstand der Deutschen Reichsbahn gemessen²⁹⁾, und zwar bei Drehzahlen bis zu 450 U/min, was nur bei Fließreibung möglich ist.

Grenzlastversuche wie die bei Längslagern sind für Traglager nicht in so gründlicher Weise ausgeführt und mitgeteilt. Sehr hohe Lasten (p -Werte bis zu 1000 und mehr) kündigen zwar Lagermetallrinnen an, aber ohne jede Angabe der Art der Versuche, nicht einmal das verwendete Öl wird genannt. Daher sei nachdrücklich daran erinnert, was *Hack*, der wohl in Ermangelung besserer Möglichkeiten die Beurteilung eines Lagers nach „ p - v -Werten“ einführt, selbst über dieses Verfahren sagt³⁰⁾.

Beide Verfahren werden nun aber in der Praxis des Eisenbahnbetriebs in so großer Zahl tagtäglich angewendet, daß besondere Versuche nichts neues bringen können. In der Art der in Abb. 8 gezeigten Achslager sind bei der Deutschen Reichsbahn etwa vier Millionen in Betrieb, die — wenn auch nicht alle — täglich sehr häufig unter den obengenannten, hohen Flächenndrücken angefahren und gebremst werden. Dazu kommt, daß diese Lager durchaus nicht so sorgfältige Schmiorrichtungen haben, wie die der meisten Maschinen, und in einem rauen Betrieb mit nicht allzu sorgfältiger Wartung arbeiten müssen. Das Heißlaufen eines Lagers kommt nur bei gänzlich versagender Schmierung vor. Daraus ist zu schließen, daß die vielfach gehegte Angst vor dem nicht mehr ganz vorhandenen Ölband in den meisten Fällen unbegründet ist. Man kann daher auch die Lager kleiner bemessen und zu günstigeren Reibungsverhältnissen kommen. Außerst geringe Beschädigungen berichtet auch die Praxis des Dampfturbinenbaues³¹⁾.

Bei den schnelllaufenden Lagern ist meist der Flächenndruck gering, z. B. bei Dampfturbinenlagern sind Drücke von $\bar{p} = 15$ bis 20 kg/cm^2 schon recht hoch. Hier ist die Schwierigkeit, die im Öl entwickelte Wärme abzuführen. Große Lager sind dabei entgegen früheren Anschauungen von Nachteil, zu niedriger Flächenndruck bedingt große Reibungsverluste auch durch reine Flüssigkeitsreibung, Abb. 9. Hier ist zentrische Lage von Zapfen und Welle — also verschwindende Last — angenommen; trotzdem ist erhebliche Reibungsarbeit zu leisten, z. B. bei $n = 3000 \text{ U/min}$ und bei leichtem bis mittlerem Maschinenöl rd. 50 PS. Bei Belastung wird der Verlust größer.

Schnellauflager

Bei den schnelllaufenden Lagern ist meist der Flächenndruck gering, z. B. bei Dampfturbinenlagern sind Drücke von $\bar{p} = 15$ bis 20 kg/cm^2 schon recht hoch. Hier ist die Schwierigkeit, die im Öl entwickelte Wärme abzuführen. Große Lager sind dabei entgegen früheren Anschauungen von Nachteil, zu niedriger Flächenndruck bedingt große Reibungsverluste auch durch reine Flüssigkeitsreibung, Abb. 9. Hier ist zentrische Lage von Zapfen und Welle — also verschwindende Last — angenommen; trotzdem ist erhebliche Reibungsarbeit zu leisten, z. B. bei $n = 3000 \text{ U/min}$ und bei leichtem bis mittlerem Maschinenöl rd. 50 PS. Bei Belastung wird der Verlust größer.

24) A. Vogel, Forsch. Ing.-Wes. Bd. 7 (1936) S. 221, Auszug; Z. VDI Bd. 80 (1936) S. 1490.
25) Der vorliegende Vortrag setzte voraus, daß die auf der hydrodynamischen Theorie aufbauenden Reibungsverfahren bereits weitestgehenden Anwendung in der Praxis finden und hatte demnach im wesentlichen die sicherere Begründung der Theorie zum Gegenstand. Das erwies sich als Irrtum. Aus Raumgründen wird hier der Vortrag so wiedergegeben, wie er gehalten wurde, eine kritische Übersicht über den gegenwärtigen Stand der Gleitlagerberechnung erscheint demnächst in der VDI-Zeitschrift.
26) J. v. Freudenreich, BDC-Mit. (Baden) Bd. 4 (1917) S. 1; BDC-Mit. (Mannheim) Bd. 5 (1918) S. 9.
27) W. H. Smith, J. Amer. Soc. Nav. Engrs. Bd. 24 (1912) S. 1151; Auszug in Z. ges. Turb.-Wes. Bd. 11 (1914) S. 423.
28) *Gerbers*, Über die Schmierung der Fahrweglager. In: Maschinenelemente-Tagung Aachen 1935, S. 47; Berlin 1936.
29) O. Laache, Die Dampfturbinen im Betriebe, S. 211, Berlin 1935.

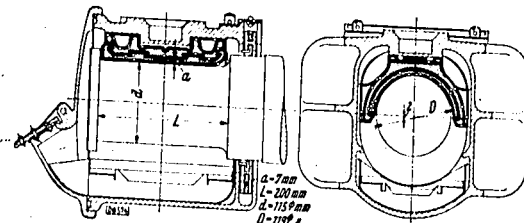


Abb. 8. Einheitslager der Deutschen Reichsbahn

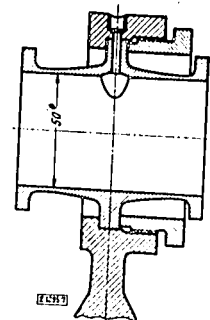


Abb. 11. Entwurf eines ungeteilten Bronzelagers elastischer Bauart

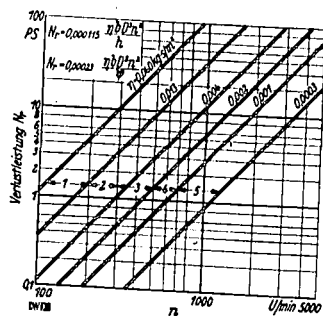


Abb. 9. Lagerverluste durch reine Fließreibung
Lager: Vollschale; zentrische Lage des Zapfens in der Schale
D = 200 mm, h = 0,1 mm
B = 300 mm, $\psi = 0,001$
1 Gebiet der Zylinderöle
2 Gebiet der schweren Maschinenöle
3 Gebiet der mittleren Maschinenöle
4 Gebiet der leichten Maschinenöle
5 Gebiet der Spindelöle

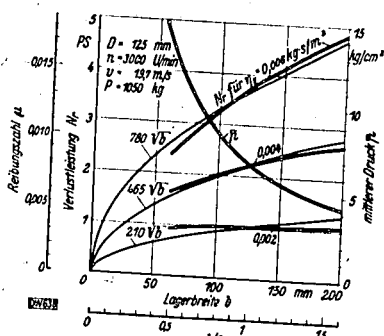


Abb. 10. Abhängigkeit von Reibungsleistung und Lagerbreite nach Versuchen von Brown, Boveri & Cie.

Zwar weiß man besonders durch Falz, daß mit dem Verkürzen der Lager wegen des Vermeidens der Kantendrucke Reibungsarbeit zu leisten ist, weil die hohe Reibungszahl der Grenzreibung vermieden wird; daß aber auch reine Fließreibung solche Verluste ergibt und ebenfalls kurze Lager fordert, dürfte weniger bekannt sein. Insbesondere zeigt dieses Beispiel die Unbrauchbarkeit des alten Verfahrens, die Beurteilung der Erwärmung nach dem Produkt aus mittlerem Druck \bar{p} mal Umfangsgeschwindigkeit v vorzunehmen, denn hier ist $\bar{p} = 0$. In dieser Beurteilung des Lagers nach den \bar{p} - v -Werten wird auch die Scheu vor einer Steigerung

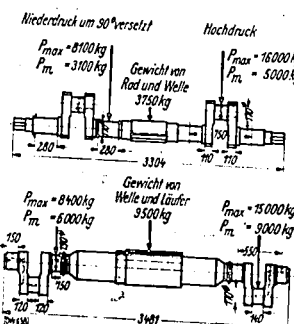


Abb. 12 und 13. Vergleich zweier Kurbelwellen alter und neuer Bauart nach v. Selzam

des Flächenndrucks zu sehen sein, die unberechtigt ist. Schon die Versuche von Striebeck haben ergeben, was auch die Rechnung liefert, nämlich daß die Reibungszahl mit zunehmendem mittlerem Flächenndruck abnimmt; es ist

$$\mu = k \sqrt{\frac{v}{p}}, \text{ wo } k = k(\gamma) \dots (1)$$

Der Beiwert k kann zwischen 2 und 4 liegen; Falz gibt für $\gamma = 0,5$ bis $0,95$ als brauchbaren Mittelwert $k = 3,8$. Bei gegebener Last P nimmt also mit abnehmender Lagerbreite b auch die Reibungszahl ab, und zwar bei gleichbleibender Zähigkeit wie \sqrt{b} . Mit Gl. 1 wird die Reibungsarbeit:

$$N_r = \mu P v = k \sqrt{2} \eta b P v^3 \text{ [mkg/s]} \dots (2)$$

Abb. 10 zeigt die Reibungsarbeit in Abhängigkeit von der Lagerbreite nach Versuchen von v. Freudenreich³²⁾ im Vergleich mit der Wurzelkurve; darin ist eine brauchbare Bestätigung der Theorie durch den Versuch zu erblicken.

Hieraus folgt, daß man schmale Lager verwenden soll, nicht nur um Kantendrucke zu vermeiden, sondern auch um die Verluste durch reine Fließreibung klein zu halten.

Elastische Lager

Von diesem Punkt aus gesehen ist auch ein Vorschlag wie der von Endres³³⁾, die Lagerschalen lang und elastisch zu gestalten, Abb. 11, zu verwerfen, denn das

32) J. v. Freudenreich, BDC-Mit. (Baden) Bd. 6 (1919) S. 277.
33) W. Endres, Z. VDI Bd. 70 (1935) S. 882.

lange Lager ist durchaus nicht besser, wie *Eudres* meint, auch wenn die Kantenpressung vermieden wird. Man hat bei den hohen Drehzahlen die großen Verluste durch Fließreibung, wie sie im vorigen Abschnitt beschrieben wurden.

In welcher Weise man zu vorbildlichen Konstruktionen kommt, zeigen Abb. 12 und 13 am Beispiel einer Kurbelwelle; in Abb. 12 ist die alte Ausführung mit dünner Welle und breiten Lagern, in Abb. 13 die neue Ausführung mit dicker Welle, um unnötige Durchbiegungen zu vermeiden, und schmalen Lagern dargestellt. Diese Bauart hat sich im Betriebe bestens bewährt.

Es ist also besser, durch kräftige Wellen die Durchbiegung klein zu halten, als die elastischen Lagerschalen den zu großen Verformungen der zu dünnen Wellen anzupassen.

Einfluß der Wärmeleitung

Einige Ausführungen über den Einfluß der Wärmeleitung von Ölen und Lagerbaustoffen müssen noch kurz erwähnt werden, obwohl die Untersuchungen hierüber noch nicht abgeschlossen sind. In Verfolg von Ansätzen *Gimbels* war ich zu der Überzeugung gekommen, daß es nicht möglich sei, größere Wärmemengen durch Kühlung der Lagerschalen aus dem Schmierfilm abzuführen. Dabei war das *Neutonsche* Abkühlungsgesetz mit einer geschätzten Wärmeübergangszahl zugrunde gelegt; ferner hatte mich das allgemeine Verlassen der Wasserkühlung und die Bevorzugung der Spülkühlung in der Praxis in diesem Schluß gestärkt. Eine exakte Berechnung aus den Grundgesetzen des Wärmeübergangs zwar unter vereinfachten, aber zulässigen Annahmen führte zu dem Schluß, daß intensive Kühlung sehr wohl geeignet ist, einen großen Teil der Wärme aus dem Schmierfilm vor dem Austritt des Öls aus dem Lager herauszuholen. Damit bekämpft man auch gleichzeitig wirksam die Gefahr des Heißlaufens durch zu dünnflüssig werdendes Öl.

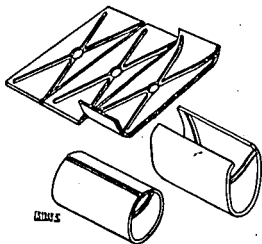


Abb. 14. Lagerschalen aus Blechband

Wenn also früher die Wasserkühlung nicht den gewünschten Erfolg hatte, so war sie strömungstechnisch nicht richtig durchgebildet, ebensowenig wie vor dreißig Jahren die Zylinderkühlung leistungsfähiger Verbrennungskraftmaschinen. Für Wasserkühlung von Lagern sind Kühlschlangen mit eingegossenen glatten Röhren — nicht eingegossenen Kanälen oder gar nur Hohlräumen — so dicht wie möglich an der Lauffläche vorzusehen. Bei Walzwerkslagern hatte diese Bauart außergewöhnliche Erfolge aufzuweisen³⁴⁾; sie ist auch geeignet, Stützschalen aus gut wärmeleitender Bronze durch gekühlte Stahlschalen zu ersetzen, wenn die geringere Wärmeleitfähigkeit der letzteren sonst keine Betriebssicherheit mehr verbürgt. Weiteres bringen besondere Arbeiten.

³⁴⁾ W. Rehn, Z. Metallkde. Bd. 28 (1931) S. 76. Bericht in: Z. VDI Bd. 75 (1931) S. 87.

Falsche Schmierriuten

Abb. 14 zeigt ein Fertigungsverfahren für Lagerschalen aus Blechband, das mit einem Kleinstwert von Lagermetall auszukommen gestattet³⁵⁾. Dieses Verfahren hat sich in der Praxis sehr bewährt. Dennoch ist die Darstellung in bezug auf unsere heutigen Kenntnisse des Schmiervorgangs höchst unvollkommen und einseitig. Zunächst zeigt das Bild eine der ungünstigsten Anordnungen der Schmierriuten; der Herstellungsvorgang würde auch mit richtigen Schmierriuten oder Öltaschen der gleiche bleiben. Dann ist aber für eine derartig dünne Schale unbedingt die Angabe des Einbaues erforderlich. Nur wenn sie in ihrer ganzen Länge auf dem Stützkörper satt aufliegt, kann sie die Öldrücke ohne unzulässige Durchbiegung aufnehmen und damit Kantenpressung vermeiden, und auch die im Ölband entwickelte Wärme ohne trennende, schlecht wärmeleitende Luft- oder Ölschicht an den eigentlichen Lagerkörper weiterleiten.

Einer der ersten Erfolge der hydrodynamischen Theorie war, uns die Kenntnis über richtige Schmierriuten zu vermitteln; es kommen aber auch heute noch genügend mangelhafte Anordnungen vor. So kann ein solches Beispiel ohne ergänzende Kritik immer noch neben dem Nutzen günstiger Fertigung den Schaden einer in mehreren Punkten mangelhaften Konstruktion mit sich bringen.

Zusammenfassung

Als Grundlage der Gleitlagerbemessung wird eine hinreichende Kenntnis des Schmiervorgangs — gegeben durch die hydrodynamische Theorie — angesehen. Diese Lehre ist noch nicht völlig ausgebaut und in ihrer Entwicklung auch einige Irrwege gegangen; trotzdem sind verschiedene Angriffe auf ihre Brauchbarkeit in der Praxis unzutreffend. Die von der Molekularphysik aufgestellten Anschauungen sind noch unvollkommen und zu früh verfaßt; ihnen lag die erste Näherung der hydrodynamischen Theorie zugrunde, die die Einflüsse der Erwärmung der Schmierschicht noch nicht berücksichtigt. Geschieht dieses, so erklären sich die schwebenden Fragen zwanglos aus der Mechanik, denn der Schmiervorgang ist ein mechanischer Vorgang.

Auch reine Fließreibung bringt beträchtliche Reibungsverluste mit sich; deshalb haben kurze Lager einen doppelten Vorteil: Sie vermeiden Kantenpressung und unnötige Fließreibung. Elastische Lagerschalen sind ein Fehlschluß.

Da Lager aus gut wärmeleitfähigen Baustoffen nicht mehr hergestellt werden können, muß man vielleicht wieder auf Kühlung durch Wasser zurückgreifen.

Ich hielt es für richtig, Dinge vorzutragen, die man nur in sehr verstreuten Veröffentlichungen findet, die aber wichtig sind für die Beurteilung von Fortschritten im Gleitlagerbau. So glaube ich, daß man die Leistungsfähigkeit des Ölbandes im Lager mehr und mehr ausnutzen kann auf Grund einer guten Werkstattausführung und vorzüglicher Oberflächenbearbeitung. Und wie beim Wälzlager muß man auch beim Gleitlager beachten³⁶⁾:

Erst den Tragkörper — das Ölband — bemessen, und das sog. Lager als Gehäuse um das Ölband herum bauen!

³⁵⁾ Vgl. Masch.-Bau/Betrieb Bd. 13 (1934) S. 588 und RTA-Nachr. Nr. 17 vom 23. 4. 1935.
³⁶⁾ Mit diesem Standpunkt ist der Konstrukteur nicht nur „Formgeber“ oder „Bemesser“ eines Lagers, sondern verwerter eines richtig erkannten Naturvorgangs. Es besteht damit kein Unterschied zwischen dem Konstrukteur von Maschinen oder deren RTA-Nachrichten Nr. 3 vom 2. 1. 37, S. 1 als notwendig einführen zu müssen glaubt.

000452

Anlage 10

OILINESS AS A RESULT OF THE HEATING OF LUBRICANTS

OILINESS AS A RESULT OF THE HEATING OF LUBRICANTS.

By Dr.-Ing. G. Vogelpohl*

Definition of Oiliness. The term "oiliness" comprises all those properties of oils which, in presence of "mixed" friction, lead to different coefficients of friction under the same service conditions and equal service viscosity. Lower friction implies greater oiliness. Variations of this definition can be neglected. The meaning is always the same: differing friction, the same viscosity. The differing friction can be regarded as experimentally established, even if the measured results are not reproducible, but it is doubtful whether the viscosity was actually the same in those experiments. By "the same viscosity" is meant the value derived from the measurement of the temperature of the bearing or oil film and the corresponding value of the viscosity curve for the particular oil. Previous workers deduced that the viscosity was the same from the measurement of only one temperature for the whole bearing.

It is necessary, however, to show, not only whether the temperature can be measured with sufficient accuracy to serve for the determination of the actual temperature in the oil film, but also whether the statement of a single temperature is sufficient to define the actual viscosity in the film.

Considerations on Researches Relating to Oiliness. According to hydrodynamic theory, oils of equal viscosity used in the same bearing must show equal coefficients of friction (Ubbelohde 1911-12). Plant and animal oils have long been known to possess better lubricating properties than mineral oils. Gumbel (1914) tried to explain this on the basis of hydrodynamic theory.

Formerly, two oils were considered to be of equal value when they had the same viscosity at a given temperature. Later the viscosity curves were used (Voitländer 1929; Büche 1931) to find the temperatures at which the viscosity is the same (Fig. 1). When the whole region of the oil film in which an application of bearing load is followed by pressure development can be held at this one definite temperature, then will the hypothesis of equal viscosity be satisfied.

In practice, the temperature in the oil film is not constant, so that if equal viscosity is to be deduced from temperature measurements, not

* Institut für Strömungsforschung, Technische Hochschule, Berlin.

only must the temperature distribution in the film formed by different oils be the same, but the oils must have the same viscosity curves. Alternatively, the temperature distribution must be such that the same distribution of viscosity must result from the viscosity curves. Then only the oil films are equivalent and show, in accordance with hydrodynamic theory, the same friction coefficients under the same external conditions.

It thus appears that equal viscosity can be proved experimentally

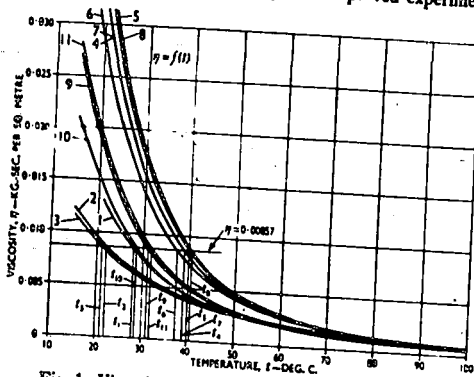


Fig. 1. Viscosity as a Function of the Temperature
(Voitländer 1929)

- | | |
|-----------------------|----------------------------|
| 1 Sugar solution. | 7 Polish machine oil. |
| 2 Refined rape oil. | 8 American " " |
| 3 Crude " " | 9 American " " (37 deg.). |
| 4 German machine oil. | 10 German " " (14 deg.). |
| 5 Rumanian " " | 11 American " " (27 deg.). |
| 6 Russian " " | |

only with considerable difficulty, and it is most doubtful whether such proof has yet been given. Up to the present, the cause of the difference in frictional values, and therefore the oiliness, has been sought especially in boundary lubrication. Although boundary lubrication has been closely investigated, it has not been shown that a lubricant in a bearing or a machine is subject to the same or even to similar conditions as in special testing apparatus (Marshall and Barton 1927). In "mixed" friction, most of the load is carried by an oil film; the remainder is subject to boundary friction. In the present paper, the attempt is made to explain the deviation of frictional values and oiliness, mainly by the

000453

varying load capacity of the oil film when different oils are used. For this a review of the experimental methods employed is necessary.

Temperature Measurement. There is no standard method for measuring the temperature of the oil film:—

(1) Kazumerer (1920), Schneider (1930), and Gösser (1931) measured the temperature at the middle of the journal. The method is crude and unreliable (Fig. 2).

(2) Lasche (1902) and Biel (1920) employed a thermometer placed in the bearing.

(3) Stribeck (1902) and Nücker (1932) inserted several thermometers

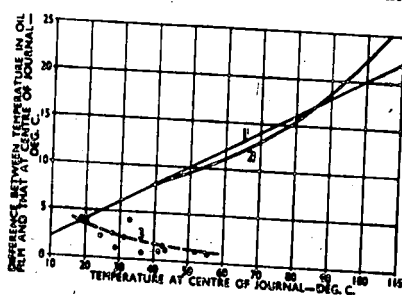


Fig. 2. Comparison of Temperatures in Oil Film and in Centre of Journal (Schneider 1920; Gösser 1931)

- 1 Temperature 20 per cent higher than in centre of journal.
 2 Temperature according to Gösser } measured by method (5).
 3 Measurements by Schneider

in the bearing brass, as close as possible to the oil film. Lasche (1902) also used this method. The accuracy is questionable.

(4) Von Freudenreich (1917) and Schneider (1930) used thermocouples inserted in the bearing metal close to the running surface; the results are somewhat better.

(5) The use of thermocouples in the oil film is common, but it is uncertain whether the temperatures recorded are really those of the oil.

(6) Nücker (1932) used insulated thermo-elements. In tests in a water bath, this arrangement showed, compared with the temperature of the brass, differences up to 30 deg. C., but only a difference of 3 deg. C. in the bearing itself. This proves that the readings obtained do not show the real temperature of the oil film. Even small differences

000454

produce an effect in a region where the viscosity curve is steep. The temperatures must be measured *accurately*.

Results of Temperature Measurement. The investigations of von Freudenreich, Lasche, and Nücker have shown that, in the direction of movement, temperature differences as high as 30 or 40 deg. C. can occur. Considerable differences also occur in an axial direction, and this has led Nücker and Schneider to form different conclusions. For this reason, a comparison of the results of different investigators requires the greatest caution.

When the difference between the temperature of the bearing metal was measured as in method (4) above, and that of the oil film as in method (5) above, several temperatures were found at different points. This shows the influence of the heat conductivity of the bearing metal.

The distribution of the viscosity over the bearing surfaces cannot be followed from the readings either at a single measuring point, or at several points. Therefore an average value is required, and previous experiments offer no guarantee that reliable values have been obtained. Apart from the fact that it is difficult to define an exact "average value" for the load capacity and the friction, the deviations from it can be very large.

Doubts about the actual temperature in the oil film are confirmed when it is desired to estimate the temperature distribution across the oil film. This has not yet been accomplished experimentally and theoretical study is required.

Temperature Distribution Across the Film. Hummel (1926) has concluded that internal friction has no real influence on the temperature distribution across the film. But this conclusion is based on an error, as the heat conductivity of the oil is given per hour, whereas the other dimensions refer to seconds, so that on the calculation the heat removed is 3,600 times too great, and the temperature gradient across the layer is 3,600 times too small.

Kingsbury (1933) showed the great influence of frictional heat on the temperature gradient across the film; the difference in temperature was as much as 36 deg. C. and the viscosity changed accordingly in the ratio 1/3-2. Unpublished work by the author gave similar results. However, the reading given by a thermocouple in the oil film is rather indefinite, particularly as the dimensions of the thermocouple are usually greater than the film thickness. If the variations are not so large in this case as in the temperature distribution on the running surface, they lead to a further source of error which renders very difficult, if it does not prevent, the determination of the actual temperature and the actual

000455

viscosity. Despite this, the temperature distribution across the oil film must be taken into consideration in discussing the matter, and a plausible average value adopted which holds good for the viscosity in the region where the dependence on temperature is still considerable, as in the case discussed by Kingsbury.

Primary Conclusions. The conception of oiliness presupposes the accurate determination of the true viscosity in the oil film. The usual methods of temperature measurement are seen to be insufficiently accurate. In particular, a single reading is not sufficient for the viscosity in the whole bearing to be deduced, since the temperature and, therefore, the viscosity, are distributed too differently. Oiliness may depend essentially on thermal effects in the oil film which have not yet been investigated.

*Load Capacity of the Oil Wedge without Side Leakage in Relation to Heat Effects.** Reynolds (1886) and his successors investigated oil films of constant viscosity, i.e. the limiting case in which the heat developed momentarily in the bearing and shaft is removed, so that the temperature remains constant. The other limiting case, in which all the frictional heat remains in the oil, whose temperature thus increases, will be considered. For this, average values across the film will be considered. Neglect of the heat evolved is not completely justified by the facts, but calculation is easier and new data are obtained which were excluded by the assumption of constant viscosity. This case, however, may approach more nearly to reality than when constant viscosity is assumed.

Details of the calculation cannot be given, and mention will only be made of the equation for the dependence of viscosity on temperature. This equation, given by Reynolds for olive oil as

$$\eta = \eta(t) = \eta_0 \cdot e^{-\beta(t-t_0)}$$

can be used with good approximation for most oils within a certain temperature range. Further, the product γc of the specific gravity and specific heat of the oil influences the heating of the oil through internal friction. For a given geometry of the gliding surface and a given gliding velocity, then, on $\beta/\gamma c$ will depend the viscosity distribution and therefore the pressure developed.

From the curves of Fig. 3 (Büche 1931), relating to groundnut oil with a flat viscosity curve and tar oil with a steep viscosity curve, it is seen that with tar oil, a smaller pressure is developed than with ground-

* This, and the following headings are extracted from papers by the author (Vogelpohl 1936, 1937).

000456

GROUP IV. TESTING AND PROPERTIES

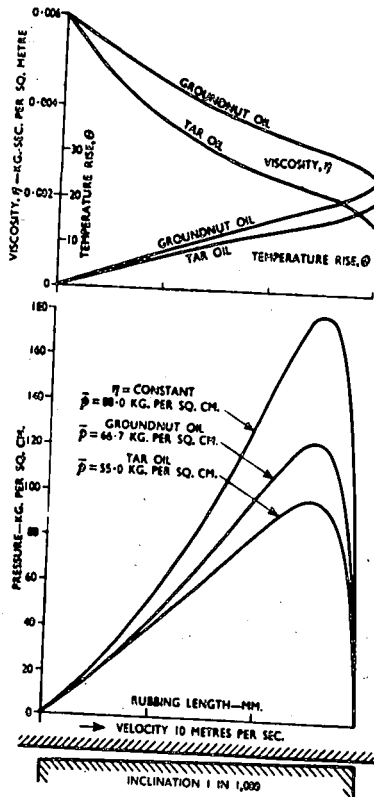


Fig. 3. Decrease in Viscosity, Increase in Temperature, and Pressure Distribution with a Constant Oil Wedge and Equal Viscosity at Admission

nut oil. The oil with a flat viscosity curve has a greater load capacity for the same shape of oil wedge. Here it is assumed that the product γc has roughly the same value. Large differences of γc can alter the load

000457

capacity in another way (see below). These results will now be utilized in the discussion of "mixed" friction.

"Mixed" Friction. With "mixed" friction, the load capacity of the oil film is insufficient to equal the bearing load P ; the oil pressure will only suffice for the fraction P_f , the remainder of the load P_b being taken up directly by the brass under conditions of boundary friction. Therefore, $P = P_f + P_b$. The shearing stress in the oil leads to a frictional resistance S_f which, on introducing the coefficient of friction μ_f for the fluid friction, can be written as $S_f = \mu_f P_f$. With boundary friction the molecular forces exert a frictional resistance S_b which can be written as $S_b = \mu_b P_b$, where μ_b represents the boundary friction.

The value of μ_f is 0.001 to 0.01, and that of μ_b 0.1 to 0.3. The values of the boundary friction* are from 50 to 100 times greater than those for the fluid friction. Small differences in the load capacity of the oil film can cause large differences in the friction μ for the whole bearing, so that the frictional resistance in

$$S = S_f + S_b = \mu_f P_f + \mu_b P_b = \mu P.$$

The conclusions arrived at above concerning the load capacity of the oil film with an ideal geometrical shape can be applied to the complex shape of the oil film with mixed friction. If the pressure development is not to be worked out mathematically in detail, the effect can be taken fundamentally as that of an ideal flat surface. Rayleigh (1918) has drawn attention to the analogy between the latter and the cylindrical oil film in the journal bearing.

According to the previous discussion, the load capacity becomes greater as $\beta/\gamma c$ becomes smaller under given external conditions. Small values of $\beta/\gamma c$ imply small coefficients of friction under conditions of "mixed" friction. This value is, at a first approximation, a criterion for those properties of a lubricant which have so far been included under "oiliness". †

Experimental Verification of the Results. The experimental confirmation of the above conclusions is only possible conditionally, as the statement of the specific heat of oil is not indicated in measurements of oiliness. In Büche's work only the viscosity curve is given, so that β can only be estimated. A comparison of the coefficient of friction and the

* The researches of Büche with sliding velocities of 5 metres per second are most convincing. Such high values for μ are not found at low velocities alone.
 † The heat conductivity of oils and bearing materials also affects the heat developed in the oil film and so must be taken into account in future work. From a purely quantitative point of view it can already be said that high heat conductivity ensures good lubrication properties.

000458

values of β for Büche's oils shows that up to mineral oil E an increase in β is insufficient to characterize oiliness, as is shown by the good lubricating properties of a sugar solution (Voitländer 1929). In Fig. 4 measurements of the friction itself (not the average values) are given in relation to $\beta/\gamma c$ under loads of 5,000, 7,000, and 9,000 grammes, in

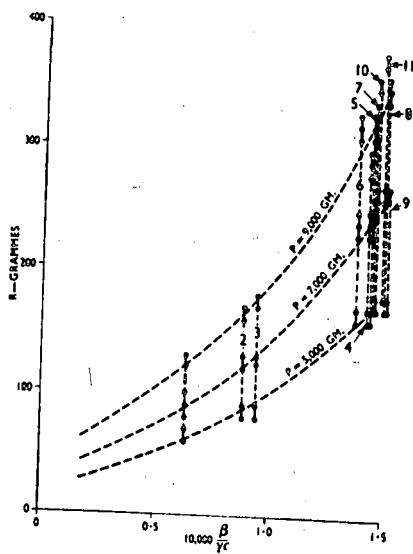


Fig. 4. Frictional Values measured on the Thoma Testing Machine in Relation to $\beta/\gamma c$ for Various Loads P

- | | |
|---------------------|----------------------------|
| 1 Sugar solution. | 3 Crude rape oil. |
| 2 Refined rape oil. | 4-11 Various mineral oils. |

order to show the dispersion of the results. The curves are to be considered as directrices, indicating a connexion between $\beta/\gamma c$ and the measured frictional forces. The lubricating quality of the sugar solution, which has a high value of γc , is very good, whereas the value of β approaches that of mineral oil 10 (Fig. 1).

It thus appears that the value of $\beta/\gamma c$ provides a criterion for the

000459

oiliness which is equivalent to the measurements on the Thoma testing machine.

For the investigation of mineral oil, in addition to the usual data concerning its physical behaviour in relation to the extended hydrodynamic theory, it is necessary to know, besides the viscosity, the specific gravity, the specific heat, and the heat conductivity, all in relation to the temperature. Thus, two oils are of equal value as lubricants when the above four values correspond in any particular range.

Summary. The idea of oiliness as the cause of variations in friction with equal viscosity is based:—

- (1) On first approximations of the hydrodynamic theory, which neglect the influence of internal friction on the heating-up of the lubricant; and
- (2) On experiments in which the viscosity is considered to be equal on the grounds of unsatisfactory temperature measurements.

The notion of oiliness has neither an experimental nor a theoretical basis. If the heat produced in the oil film through internal friction is taken into account in the Reynoldsian sense, then there result the phenomena of bearing friction which have previously been included under the term "oiliness."

A new criterion for lubricants consists of the relation $\beta/\gamma c$, which represents the measure of the steepness of the viscosity curve divided by the product of the specific gravity and the specific heat. The smaller this value is, the better are the lubricating properties of the oil. In addition, there is the influence, which is still undecided mathematically, of the heat conductivity, in the sense that a large value of λ has a favourable effect.

REFERENCES

- BIEL, C. 1920 Z.V.D.I., vol. 64, p. 449. "Die Reibung in Gleitlagern bei Zusatz von Voltol Öl zu Mineralöl und bei Veränderung der Umlaufzahl und der Temperatur".
- BÜCHE, W. 1931 Dissertation, Technische Hochschule, Karlsruhe, and 1931 *Petroleum*, vol. 27, p. 587, "Untersuchungen über molekularphysikalische Eigenschaften der Schmiermittel und ihre Bedeutung bei halbflüssiger Reibung".
- GÖSSER, E. 1931 Dissertation, Technische Hochschule, Brunswick, "Beitrag zur Frage des Einflusses der Lagermetalle auf die Reibungsverhältnisse in Gleitlagern".

000460

- GÜMBEL, L. 1914 Monatsblätter des Berliner Bezirksvereins Deutscher Ingenieure, p. 87.
- GÜMBEL, L., and EVERLING, E. 1925 "Reibung und Schmierung im Maschinenbau", Berlin.
- HUMMEL, Ch. 1926 V.D.I. Forschungsheft No. 287, "Kritische Drehzahlen als Folge der Nachgiebigkeit des Schmiermittels im Lager".
- KAMMERER, WELTER, and WEBER. 1920 "Lagerversuche", Berlin.
- KINGSBURY, A. 1933 *Mechanical Engineering*, vol. 55, p. 685.
- LASCHE, O. 1902 Z.V.D.I., vol. 46, pp. 1881, 1965 (Fig. 66a), 1969 (Figs. 74-78).
- MARSHALL, A. G. and BARTON, C. H. 1927 *Engineering*, vol. 123, p. 435.
- NÜCKER, W. 1932 V.D.I. Forschungsheft No. 352, "Über den Schmiervorgang im Gleitlager".
- RAYLEIGH. 1918 *Phil. Mag.*, vol. 35, p. 1; Papers, vol. 6, p. 523.
- REYNOLDS, O. 1886 *Phil. Trans. Roy. Soc.*, vol. 177, p. 157.
- SCHNEIDER, E. 1930 Dissertation, Technische Hochschule, Karlsruhe, "Versuche über die Reibung in Gleit- und Rollenlagern". 1930 *Petroleum*, vol. 26, p. 221.
- STRIBECK, R. 1902 Z.V.D.I., vol. 46, p. 1340.
- UBBELORDE, L. 1911-12 *Petroleum*, vol. 7, p. 773.
- VOGELPOHL, G. 1936 *Öl und Kohle*, vol. 12, p. 943.
- 1937 V.D.I. Forschungsheft No. 386, "Beiträge zur Kenntnis der Gleitlagerreibung".
- VOITLÄNDER, R. 1929 Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule, Munich, part 3, p. 145, "Untersuchungen an einem neuen Apparat zur Beurteilung der Schmierfähigkeit von Ölen".
- VON FREUDENREICH, J. 1917 Brown, Boveri Mitteilungen, Baden, vol. 4, p. 1.
- 1919 Brown, Boveri Mitteilungen, Baden, vol. 6, p. 277.

000461



000462

Die rechnerische Behandlung des Schmierproblems beim Lager

Von Dr.-Ing. G. Vogelpohl, Berlin

Aus dem Institut für Technische Strömungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin,
 Leitung Professor Dr.-Ing. H. Föttinger

Aufgabenstellung

Die erste Hauptaufgabe der rechnerischen Behandlung des Schmierproblems ist die Vorausbestimmung der sich unter gegebenen Bedingungen einstellenden Betriebstemperatur und demnach der in der Gleitfläche zu erwartenden Zähigkeit. Diese ist entscheidend für die Ausbildung eines tragfähigen Schmierfilms und damit für die Betriebssicherheit der Maschine. Nur dann ist geringe Reibung, tragbarer Verschleiß und damit Betriebssicherheit und lange Lebensdauer gewährleistet, wenn die Kraftaufnahme zwischen den gleitenden Flächen durch Druckentwicklung im Schmiermittel erfolgt¹⁾. Werden nur wenige Prozent der zu übertragenden Kraft unter Grenzreibung aufgenommen, so führt das zu nicht mehr tragbaren Reibungs- und Verschleißwerten. Als zweite Hauptaufgabe soll die richtige Wahl der Abmessungen für die gewünschte Druckentwicklung bezeichnet werden. Diese ist nur durch richtige Formgebung der Maschinenteile zu erreichen, es muß ein sich verengender Schmierpalt gebildet werden können, die Druckentwicklung darf nicht durch unzulässige Unterbrechung der tragenden Flächen gestört und richtige Ölzufuhr muß gesichert sein. Wenn diese Voraussetzungen nicht erfüllt sind, kann das beste Öl nicht zu einwandfreiem Lauf verhelfen.

Vielfach wird bei versagender Schmierung die Ursache dem jeweils verwendeten Öl zugeschrieben und dem Ölfachmann die Aufgabe gestellt, Abhilfe zu schaffen. Häufig ist es durch Verwendung zäherer Öle, insbesondere mit Fettsäurezusätzen, in gewissen Fällen möglich, an den dünnsten Stellen der Schmierfilme eine gesteigerte Druckentwicklung und einen besseren Lauf zu erreichen. Auch kann ein anderes Lagermetall das Verhalten bessern. Ist die Maschine aber schmiertechnisch nicht richtig konstruiert, so läßt sich auf diesem Wege stets nur eine teilweise, aber niemals eine restlose Lösung erzielen. Dieser Fall liegt weit häufiger vor, als man im allgemeinen annimmt.

Daher interessieren beide Aufgaben sowohl den Maschinenbauer als auch den Ölfachmann. Auch er muß die Möglichkeit haben, gegebenenfalls eine Nachrechnung vorzunehmen, um in konkreten Fällen entscheiden zu können, ob bei den gewählten Abmessungen und der Gestaltung der Maschine überhaupt eine ausreichende Druckentwicklung im Schmierfilm eintreten kann.

Die erste Aufgabe befaßt sich mit der Vorausbestimmung des Wärmegleichgewichtes zwischen der durch Reibung entwickelten und der vom Lagerkörper an die Umgebung abgegebenen Wärme. Die Reibungswärme läßt sich durch Rechnung und Versuch bestimmen, die Übereinstimmung ist im Rahmen der heutigen Versuchstechnik als brauchbar anzusehen¹⁾. Dieser Teil des Problems ist also auch ein Teil der hydrodynamischen Theorie. Für die Wärmeabgabe des Lagers, zu der stets eine höhere Temperatur des Lagerkörpers gegenüber der Umgebung notwendig ist, ist es dagegen gleichgültig, auf welche Weise die Wärmeentwicklung im Lager erfolgt, ob durch Reibung oder sonst irgendwie durch besondere Heizung. So hat Lasche auch bei den weiter unten erwähnten Versuchen über die Wärmeabgabe von Lagerkörpern die Wärme durch elektrische Heizung oder heißes Öl zugeführt. Die Bestimmung der Wärmeabgabe ist vorerst eine rein empirische Angelegenheit, die mit dem Reibungsvorgang unmittelbar nichts zu tun hat.

Zwischen diesen beiden Größen der Wärmeentwicklung und der Wärmeabgabe tritt noch als verbindender Teil die Zähigkeit des Schmiermittels in Abhängigkeit von der Temperatur hinzu. Diese ist ebenfalls als empirische Kurve gegeben. Der Rechnungsgang bringt nun die durch Reibung bedingte Temperaturerhöhung des Lagers, die durch die Temperaturerhöhung verursachte Wärmeabgabe des Lagers an die Umgebung und die durch die Temperaturerhöhung veränderte Zähigkeit in der Gleitfläche in Zusammenhang, sodaß der Gleichgewichts-

¹⁾ Vgl. G. Vogelpohl, Oel u. Kohle 37, 720 [1939].

zustand sich bestimmen läßt. Da die Grundlagen über die entwickelte Reibungswärme verhältnismäßig weitgehend geklärt und für die Wärmeabgabe leider nur eine einzige brauchbare Versuchreihe zur Verfügung steht, so läßt sich das Wärmegleichgewicht entsprechend dem Stand unserer heutigen Kenntnisse verhältnismäßig ausführlich bestimmen. Dabei darf jedoch nicht vergessen werden, daß dringend Forschungsarbeit auf dem Gebiet der Wärmeabgabe, insbesondere bei Lagern im Betrieb, unter Beachtung aller maßgebenden Einflüsse notwendig ist.

Die zweite Aufgabe bringt die Größe des im Schmierfilm entwickelten mittleren Druckes mit der geringsten Schmierschichtstärke in Zusammenhang. Hier liegt bereits genügend Rechnungs- und Versuchsmaterial vor, um einen eindeutigen Weg vorzuschreiben, aber trotzdem bleibt eine weite Ausbaufähigkeit des Gedankenganges auch mit den heute bereits vorliegenden Ergebnissen noch möglich. Auf solche Feinheiten einzugehen, hat jedoch erst einen Sinn, wenn genügend Erfahrungen in der Praxis mit dem grundsätzlichen Gedankengang gesammelt worden sind. Letzterer ist ein Ergebnis der hydrodynamischen Theorie, also der Mechanik des Schmiervorganges, die Aussagen der Rechnung stimmen mit den bisher gewonnenen Versuchsergebnissen für eine praktische Anwendung genügend brauchbar überein.

Bis auf die Wärmeabgabe von Lagern beruht also der Rechnungsgang auf den Erkenntnissen von dem Strömungsvorgang des Schmiermittels in der Gleitfläche. Daß dieser Vorgang das Verhalten jedes Lagers von nicht zu kurzer Lebensdauer bestimmt, wurde bereits einleitend betont und hinreichend begründet¹⁾. Demnach kann auch die Berechnung von Lagern, die eine große Lebensdauer haben sollen, auf Grund der hydrodynamischen Theorie vorgenommen werden, auch wenn sie in der Nähe des Eintretens von Grenzreibung arbeiten.

Die Berechnung von Lagern auf Grund der hydrodynamischen Theorie und die Vorausbestimmung des Wärmegleichgewichtes zum ersten Male durchgeführt zu haben, ist das Verdienst von E. Falz. In seinem Buch „Die Grundzüge der Schmiertechnik“²⁾ ist aus den Rechnungsergebnissen von Gumbel das für die Praxis Wichtige herausgeholt und in jeder Hinsicht zu einem geschlossenen Ganzen mit vielen Rechnungsbeispielen zusammengestellt.

Herkömmliche Beurteilung des betriebssicheren Lagerlaufs

Als Maßstab für die zulässige Erwärmung wird, auch heute noch nicht etwa eine bestimmte Temperatur, sondern das wohl erstmalig von Thurston³⁾ verwendete Produkt $p \cdot v$ in mkg/s aus mittlerem Flächendruck p in kg/cm^2 und der Umfangsgeschwindigkeit v in m/s (in dieser Arbeit weiterhin mit p bzw. U bezeichnet) angesehen. Dieses Produkt steht in Zusammenhang mit der sekundlich entwickelten Reibungsarbeit $W = \mu \cdot P \cdot U$, worin P die Gesamtbelastung des Lagers in Kilogramm bezeichnet. Wegen der großen Verschiedenheit der Reibungszahl μ wird aber in dem $p \cdot v$ -Ausdruck auf eine wesentliche Größe zur Beurteilung der Reibungsarbeit verzichtet. Dementsprechend schwanken auch die $p \cdot v$ -

Die Hütte⁴⁾ gibt für normale ungekühlte Gleitlager mit Flüssigkeitsreibung $p \cdot v$ kleiner oder gleich 8 bis 20

an. Höhere Werte werden nur für günstige Betriebsbedingungen, wie Kühlung durch Fahrwind oder Wasser bzw. Spülöl zugelassen. Dagegen weisen die Werbeblätter der Metallwerke als Beleg für die Güte ihrer Erzeugnisse wesentlich höhere Zahlen auf. So wird für ein normales Ringschmierlager mit einem bestimmten Lagermetall ohne besondere Kühlung $p \cdot v$ bis 4000 als zulässig angesehen, der betreffende Versuch ist ausgeführt bei $p = 400 \text{ kg/cm}^2$ und $v = 10,2 \text{ m/s}$. Ob aber eine andere Bildung des Produktes $p \cdot v$ noch möglich ist, kann nicht ersehen werden, $p = 40 \text{ kg/cm}^2$ und $v = 100 \text{ m/s}$ wird sicher nicht mehr erreichbar sein, vielleicht noch nicht einmal $p = 200 \text{ kg/cm}^2$ und $v = 20 \text{ m/s}$. Daher ist die Angabe dieses Produktes allein wertlos, insbesondere wenn, wie im vorliegenden Fall, nicht einmal das verwendete Öl genannt wird und Angaben über Lagerpiel und Oberflächengüte ebenfalls fehlen.

Zwischen den Richtlinien der Hütte und den Versuchen der Metallwerke besteht also ein Verhältnis von 1:200 in der Größe der $p \cdot v$ -Werte. Wenn im folgenden nun ein Rechnungsgang entwickelt wird, der mangels umfassender Unterlagen noch gewisse Wünsche offen läßt, so möge der kritische Leser sich stets vor Abgabe eines Urteils der obigen Zahlen erinnern. Wenn die zu erwartende Betriebstemperatur vielleicht mit einem Spielraum von $\pm 10^\circ$ oder selbst $\pm 20^\circ$ vorausbestimmt werden kann, aber dabei ein Rechenungsverfahren auf physikalisch einwandfreier Grundlage verwendet wird, das alle Größen von maßgebendem Einfluß berücksichtigt, so ist das ein bedeutender Fortschritt gegenüber der herkömmlichen „Berechnung“ eines Lagers nach $p \cdot v$ -Werten. Die teilweise noch unvollkommenen Unterlagen müssen durch zielbewußte Forschung erweitert werden. Auch in diesem Sinne ist die Berechnung von Lagern auf Grund der Mechanik des Schmiervorganges von Vorteil, dadurch, daß sie der Forschung aufgibt, die für den Lagerlauf charakteristischen Größen zu bestimmen. Es hat keinen Sinn, zu Tausenden von wertlosen Lagerlaufversuchen weitere wertlose hinzuzufügen, wenn bestimmte Größen, die nun eben von Einfluß auf die Laufeigenschaften eines Lagers sind, nicht präzise mitgemessen werden.

Über die Bezeichnungen

In der hydrodynamischen Theorie treten die einzelnen Abmessungen des Lagers, die Zähigkeit, die Drehzahl und die Belastung in bestimmten dimensionslosen Verbindungen auf, wodurch eine einfache Behandlung der Aufgabe und eine Übertragbarkeit der gewonnenen Versuchsergebnisse im Sinne der Ähnlichkeitsmechanik möglich ist. Nun ist es zweckmäßig, für die dimensionslosen Größen, wie Lagerkennzahl oder $\gamma \omega / p$, stets die Grundeinheiten des Maßsystems zu wählen, also im technischen Maßsystem Meter, Kilogramm und Sekunde. Die Größe der Zahl ist dann unabhängig vom Maßsystem, wenn also z. B. das cgs- oder das englische Maßsystem zugrunde gelegt wird, so nehmen die dimensionslosen Verbindungen stets denselben Zahlenwert an. Nun ist es aber in der Praxis üblich, z. B. den Druck auf cm^2 und nicht auf m^2 zu beziehen und die Ab-

¹⁾ E. Falz, Die Grundzüge der Schmiertechnik, 1. Aufl., Berlin 1926; 2. Aufl., Berlin 1931.

²⁾ R. H. Thurston, Friction, New York 1929.

³⁾ „Hütte“, des Ingenieurs Taschenbuch, 26. Aufl., Berlin 1931, Bd. 2, S. 120.

messungen für die Werkstatt in Millimetern und für die kleine Größen, wie das Lagerpiel S , in $\mu = 1/1000 \text{ mm}$ anzugeben.

Um den Bedürfnissen der Praxis gerecht zu werden, sollen hier die jeweils üblichen Größen verwendet werden. Nur in den Zeichnungen sind für die dimensionslosen Größen die Grundeinheiten des Maßsystems angenommen. Wo sie sonst im Text auftreten, wird ein Stern zur Unterscheidung von der in der Praxis üblichen Größe verwendet. Die Lagerkennzahl usw. werden weiterhin auf die Einheiten des Maßsystems bezogen; daher tritt ein Zahlenfaktor auf, der die Abweichungen zwischen der Einheit des Maßsystems und der der Praxis berücksichtigt.

Die Bestimmung des Wärmegleichgewichts im Lager Die durch Reibung erzeugte Wärme

Erste Voraussetzung für die Bestimmung des Wärmegleichgewichtes ist die hinreichend genaue Kenntnis der im Lager entwickelten Wärme. Diese kann durch Versuche ermittelt oder durch die hydrodynamische Theorie gegeben sein. Wie schon erwähnt, stehen für gut ausgeführte Lager mit einem geringen Reibungsverlust Versuch und Theorie in enger Übereinstimmung. Zwei Gruppen sind zu unterscheiden:

1. Lager mit großer Gleitgeschwindigkeit und geringer Belastung (Beispiel Dampfturbine) und
2. Lager mit geringer Gleitgeschwindigkeit und hoher Last (Beispiel Großdieselmachine).

Die erste Gruppe arbeitet stets im Bereich der reinen Flüssigkeitsreibung, nur im Augenblick des allerersten Anfahrens und allerletzten Auslaufens sind metallische Berührung und demnach Grenzreibungsverhältnisse zu erwarten. Dagegen ist im Betrieb bei hoher Drehzahl ein verhältnismäßig großer Reibungsverlust trotz reiner Flüssigkeitsreibung vorhanden, auch wenn man für Lagerungen mit hoher Umfangsgeschwindigkeit möglichst dünnflüssige Öle nimmt⁵⁾.

Die Abführung der entwickelten Wärme ist hier durch natürliche Wärmeabgabe im allgemeinen nicht möglich. Als künstliche Kühlung kommt in den meisten Fällen das Hindurchpumpen überreicher Mengen kühlen Öls in der unbelasteten Lagerschale in Betracht. Von diesem nimmt die Welle die für die Schmierung notwendige Menge in den belasteten Teil der Lagerschale mit, das übrige Öl fließt unmittelbar dem Kühler wieder zu.

Das Erreichen der Vollschmierung erfordert hier keine besonderen konstruktiven Maßnahmen, vielmehr beehren die Beherrschung der Lagerreibungswärme und gegebenenfalls das Auftreten von Schwingungen Schwierigkeiten. Dieserhalb muß auf das einschlägige Schrifttum verwiesen werden⁶⁾.

Bei der zweiten Gruppe tritt als den Bereich der Flüssigkeitsreibung begrenzende Erscheinung die metallische Berührung im Sinne der Grenzreibung ein. Wenn die Temperatur des Lagers zu hoch bzw. die Zähigkeit oder die Gleitgeschwindigkeit zu gering wird, so sinkt der Zapfen tiefer in die Lagerschale hinein, und der Schmierfilm kann an einzelnen Stellen durchbrochen

werden. Es wurde bereits auseinandergesetzt, daß bei diesem Zustand Grenzreibung zwar eintritt, aber daß die Stellen unter Grenzreibung keine Last oder nur ganz geringe Teile davon aufnehmen⁷⁾. In dem Augenblick, wo mehr als etwa 5% der auf dem Lager ruhenden Last unter Grenzreibung stehen, tritt eine so beträchtliche Erhöhung der Gesamtreibung ein, daß der sichere Betriebszustand gefährdet ist. Daher werden die folgenden Betrachtungen nur bis zu dem Punkt ausgedehnt, wo die Flüssigkeitsreibung aufhört, den größten Teil der Last aufzunehmen. Das ist bei einer vorgelegten Reibungskurve beim Überschreiten des Reibungsminimums der Fall. Dabei darf noch eine Reibungszahl erreicht werden, die etwa 5- bis höchstens 10mal so groß ist wie die dem Reibungsminimum entsprechende. Dieses wird auch stets die Grenze der Betriebssicherheit eines Lagers bei noch tragbarem Verschleiß sein.

Die im folgenden wiedergegebenen Gleichungen gelten jedoch nur bis zum Reibungsminimum selbst. Für weiter darüber hinausgehende Fälle muß gegebenenfalls eine besondere Untersuchung einsetzen. Zur Beurteilung, ob bzw. in welchem Maße ein Lager zur ersten oder zweiten Gruppe gehört, dient die Lagerkennzahl $T = \frac{p \cdot \psi^2}{\gamma \omega}$, die alle physikalischen und geometrischen Größen des Lagers (mit geometrisch ideal gestalteten Flächen) enthält: In $p = P/D \cdot B$ sind Belastung P in kg , Wellendurchmesser D und Länge des Zapfens B (Breite der Gleitfläche) enthalten, $\psi = S/D$ ist das relative Lagerpiel, γ die Zähigkeit, n die Drehzahl und $\omega = n/9,55$ die Winkelgeschwindigkeit. Diese Größen müssen in ein und demselben Maßsystem ausgedrückt werden. Wird die üblich der Druck in kg/cm^2 und die Drehzahl in der Minute angegeben, so wird

$$T = \frac{p \cdot \psi^2}{\gamma \omega} = 9,55 \cdot 10^4 \frac{p \cdot \psi^2}{\gamma n} \quad (1)$$

Die Lagerkennzahl läßt sich erst nachträglich festlegen, wenn alle Hauptabmessungen des Lagers bestimmt sind.

Die Reibungszahl war bereits Gegenstand einer gründlichen Untersuchung in der eingangs erwähnten Arbeit¹⁾. Dort wurde gezeigt, daß für Lagerkennzahlen $T > 1$ bis 2 die Reibungszahl $= K \sqrt{\gamma \omega / p}$ ist. Als obere Grenze des Gültigkeitsbereiches dieser Formel in Abhängigkeit von T gilt der Eintritt metallischer Berührung, der sich äußerlich durch Erreichen des Minimums der Reibungskurve erkennen läßt. Dieser Beginn metallischer Berührung ist nun im höchsten Maße abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit von Zapfen und Schale. Die Versuche von Stanton sind ausgeführt bis zu $T > 500$, wobei die niedrige erreichte Reibungszahl keinen Zweifel darüber läßt, daß dieses Lager noch im Bereich der Flüssigkeitsreibung gearbeitet hat. Wir setzen daher für $T > 2$ bis zum Eintritt metallischer Berührung

$$\mu = K \sqrt{\gamma \omega / p} = 0,00324 K \sqrt{\gamma n / p} \quad (2)$$

wo K für bestbearbeitete Oberflächen sich bei halbumschließenden Lagern zu 2,1 bis 2,8 ergeben hat.

⁵⁾ G. Vogelwohl, in: „Prüfen und Messen“, Berichtswerk von der wissenschaftl. Tagung des VDI, Berlin 1937, S. 173.
⁶⁾ Für die Kühlungsfragen vgl. E. Falz, l. c.; über Schwingungen Ch. Hammel, VDI-Forschungsheft 287, Berlin 1927.

Ebenfalls gilt dieses für ganz umschließende Lager mit großem Spiel, die sich ähnlich wie Lager mit ausgeparter Gegenschale verhalten. Bei engem Spiel ist die Reibung größer, und zwar bis zu $K=3,8$. Diesen Wert, der auf die Versuche *Striebeck's* zurückgeht, empfiehlt *Falz* aus Sicherheitsgründen.

Die folgenden Ausführungen sind vorwiegend den Lagern mit großer Kennzahl zugeordnet, bei denen natürliche Kühlung in Anwendung kommt. Daher scheiden Lagerkennzahlen, die kleiner als 2 sind, aus der Betrachtung aus, es kann ausschließlich mit der Wurzelbeziehung Gl. 2 gerechnet werden.

Die im Lager entwickelte Wärme
Die sekundlich im Lager entwickelte Wärme ist $W = \mu P \cdot U$, oder, wenn man die obige Beziehung einführt

$$W = K \sqrt{\frac{760}{p}} \cdot P \cdot U = \frac{K}{59} \sqrt{p} \cdot P \cdot B \cdot D^2 \cdot \eta \quad [\text{mkg/s}] \quad (3)$$

Im weiteren Verlauf der Rechnung wird dieser Wert nicht unmittelbar, sondern auf die Einheit der projizierten Lagerfläche, also der Wert $w = W/B \cdot D$ gebraucht, daher ist

$$w = \frac{K \cdot 10^{-4}}{59} \sqrt{p} \cdot D \cdot \eta \quad [\text{mkg/s cm}^2] \quad (4)$$

der weiterhin in der Rechnung benutzt wird.

Es ist bezeichnend für den Ausdruck der im Lager entwickelten Wärme, daß er nur Last, Drehzahl und Zähigkeit, nicht aber die Lage des Zapfens in der Schale enthält. Der Zapfendurchmesser D wird nach unten durch Festigkeitsrückichten und nach oben meist bei hochbeanspruchten Maschinen derartig durch den verfügbaren Raum begrenzt, daß man ihn als von vornherein festlegend ansehen kann. Ähnlich ist es mit der Länge des Zapfens. Meist ist diese aus konstruktiven Gründen von vornherein bestimmt, man kann auch sie für die Rechnung als gegeben ansehen. Auf Grund dieser Tatsache läßt sich das Wärmegleichgewicht unabhängig von den weiterhin sich ergebenden Abmessungen des Lagers bestimmen. Nur muß nachher geprüft werden, ob die mit dem errechneten Spiel und der durch das Wärmegleichgewicht bedingten Zähigkeit sich ergebende Lagerkennzahl größer als 2 ist, was ja Voraussetzung für die obigen Rechnungen war.

Die Wärmeabgabe des Lagers

Die im Ölband erzeugte Wärme W wird aus dem Lager abgeführt durch

1. Natürliche Wärmeabgabe W_1 an die umgebende Luft. Sie hängt ab von der mittleren Ölbandtemperatur Θ und der Temperatur Θ_2 und dem Bewegungszustand der umgebenden Luft (häufigster und technisch wichtigster Fall des Lagers).
2. Hindurchpumpen überreicher Mengen kühlen Öl, meist durch die ausgesparte unbelastete Schalenhälfte, wodurch die Wärmemenge W_2 abgeführt wird (Dampfturbinenlager, Lager hoher Drehzahl bei geringer Last).
3. Wasserkühlung der Lagerschalen (meist verlassen, vielleicht zu unrecht, da die früher gesammelten

schlechten Erfahrungen mit strömungs- und kühlungs-technischen ungünstigen Bauformen gewonnen wurden).

4. Kühlung der Ölfüllung (bei Ringschmierlagern von Schleuderpumpen, Bamag-Lager, Michell-Lager).

In allen Fällen ist stets die Frage nach der Wärmeabgabe W_1 der natürlichen Kühlung die wichtigste, namentlich ob diese ausreicht, eine annehmbare Betriebstemperatur zu erreichen oder ob ein Betrag W_2 noch nach 2., 3. oder 4. durch künstliche Kühlung abgeführt werden muß.

Unter Betriebstemperatur Θ ist dabei die mittlere Temperatur des Ölbandes zu verstehen, sie ist nach Eintreten des Beharrungszustandes, u. U. nach mehreren Stunden mit für die Praxis genügender Genauigkeit gleich der der Metallteile in unmittelbarer Nähe der Gleitflächen.

Messungen über die Wärmeabgabe von Lagerkörpern in ruhender Luft sind bisher nur von *Lasche* ausgeführt¹⁾, außerdem stehen noch für einen Einzelfall Ergebnisse von *Karelitz* zur Verfügung²⁾, die sich aber brauchbar in die erstgenannten Messungen eingliedern. Ein Bild der von *Lasche* untersuchten Lagerbauformen gibt *Abbildung 1*, wo aber nur diejenigen wiedergegeben

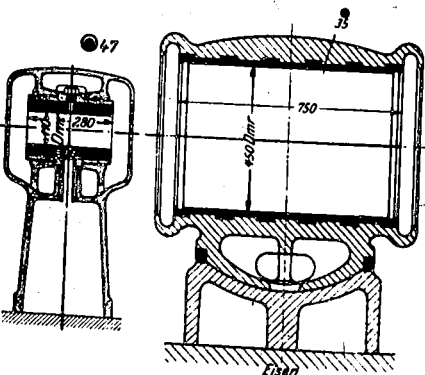
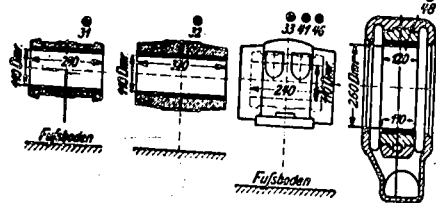


Abb. 1.

sind, die mit eingelegerter Welle untersucht wurden, da die Wärmeabgabe eines Lagers ohne Welle kein besonderes Interesse bietet. Trotz der Verschiedenheit der Bauformen gliedert sich doch die Wärmeabgabe in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz zwischen Lagerschale und der Außenluft in einheitlicher Weise

¹⁾ O. Lasche, Z. Ver. dtach. Ing. 46, 1881 [1902]; auch VDI-Forschungsh. Nr. 9.
²⁾ G. Karelitz, Trans. Am. Soc. Mech. Engrs. 52, APM 52 [1930].

Öel und Kohle
Nr. 1, 1. Jan 1940

um die Kurve I in *Abbildung 2* ein. Zu dieser Abb. ist folgendes zu bemerken: Kurve II stellt die Wärmeabgabe einer unendlich dünnen Lagerschale dar, die rechnerisch behandelt werden kann. Kurve III stützt sich auf die Versuchspunkte 47, die die Wärmeabgabe des Lagers einer Drehstrom-Turbinendynamo von 400 kW, vgl. *Abbildung 1*, wiedergeben. Bei diesem Lager sind Eisenmassen in weit größerem Maße um die Lauffläche angehäuft, als es sonst üblich ist. Hieraus erklärt sich die wesentlich größere Wärmeabgabe gegenüber den anderen Bauarten. Demnach würde Kurve III etwa die Wärmeabgabe von Lagern darstellen, welche mit großen Eisenmassen wie im vorliegenden Fall ausgestattet sind.

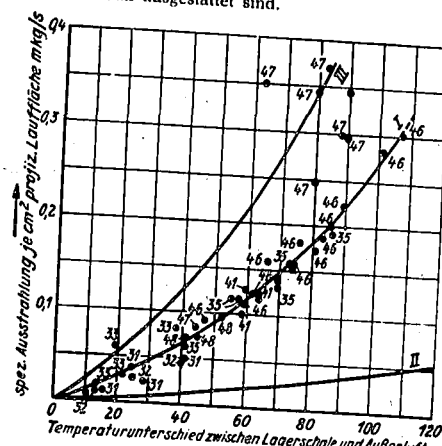


Abb. 2.

Für die weiteren Zwecke wird die Kurve I als Richtlinie angenommen. Sie läßt sich, wie *Falz* gezeigt hat, gut durch ein Potenzgesetz mit der 1,3-Potenz der Über-temperatur darstellen. Damit rechnet man auch in der Heizungspraxis bei der Wärmeabgabe von Heizkörpern³⁾. Die Kurve I hat die Gleichung

$$w_1 = W_1/B \cdot D = 6,35 \cdot 10^{-4} (\Theta - \Theta_2)^{1,3} \quad [\text{mkg/s cm}^2] \quad (5)$$

der durch Strahlung abgegebene Teil der Wärme bedingt in Gleichung 5 die 1,3-Potenz, die von *Lasche* gebrauchte Bezeichnung „Ausstrahlungsfähigkeit“ ist nicht ganz zutreffend.

Über die Versuchsergebnisse selbst sagt *Lasche* folgendes: „Es mag auch hier hervorgehoben werden, daß diese Versuchsergebnisse trotz ihrer großen Übereinstimmung mehr nur als Beispiele aufzufassen sind. Anordnungen mit unmittelbar neben dem Lager rotierenden ventilierenden Maschinenteilen ergeben noch größere Ausstrahlungsfähigkeit.“

Diese hat *Falz* durch einen Faktor a auf der rechten Seite von Gl. 5 berücksichtigt, für den in seinem Buch Erfahrungswerte gegeben werden. Läßt sich dagegen der Strömungszustand der Luft durch Angabe einer Anströmungsgeschwindigkeit v in m/s beschreiben, wie z. B. beim Fahrzeugschalager durch die Fahrgeschwindigkeit oder beim Kurbelzapfenlager durch die Umfangsgeschwindigkeit des Kurbelzapfens, so kann a mit genügender Genauigkeit durch die Formel

$$a = 2,5 \sqrt{v}, \quad \text{für } v = 1 \text{ bis } 20 \text{ m/s} \quad (6)$$

Öel und Kohle
Nr. 1, 1. Jan 1940

wiedergegeben werden. Kleinere Geschwindigkeiten als 1 m/s besonders zu berücksichtigen, hat keinen Sinn, da diese praktisch kaum wahrnehmbar sind. Eine solche geringe Geschwindigkeit bedingt bereits eine beträchtliche Vermehrung der Wärmeabgabe, für $v = 1 \text{ m/s}$ wird $a = 2,5$, wodurch sich gewisse Unsicherheiten in der Rechnung nicht vermeiden lassen. Diese sind aber, wie nachher im Beispiel gezeigt wird, nicht zu groß.

Die Angaben über Wärmeabfuhr von Lagern, sowohl in ruhender als auch in bewegter Luft, entsprechen nicht dem heutigen Stand der Forschung auf dem Gebiet des Wärmeübergangs. In Ermangelung besserer Unterlagen sind sie aber trotzdem ganz wesentlich brauchbarer als die bisherige Zerstückelung der Wärmeabgabe eines Lagers nach pv-Werten.

In diesem Zusammenhang mag noch zurückblickend eines Forschers gedacht werden, der sich um die Entwicklung schnelllaufender Maschinen sehr verdient gemacht hat, *Joh. Radinger*. In seinem Buch über schnelllaufende Dampfmaschinen⁴⁾ wird als Grenze der Wärmeabfuhr für den cm^2 projizierter Gleitfläche ein Wert von 1 mkg/s angegeben. Das würde auf Grund der Versuche von *Lasche* nach *Abbildung 2* eine Übertemperatur von 290° C erfordern. Der Grund liegt darin, daß *Radinger* die Reibungszahl viel zu groß annimmt. Aus einem pv-Wert = 20 als obere Grenze schließt er mit einer Reibungszahl von 0,05 auf eine Wärmeabgabefähigkeit von 1 mkg/s cm^2 . Man sieht auch an diesem Beispiel, daß die Beurteilung von Lagern nach pv-Werten unzulässig ist, da die Reibungszahl zu großen Einfluß hat; diese muß also hinreichend genau bestimmt werden.

Durch Flüssigkeitskühlung mit der sekundlich durchströmenden Menge Q in kg/s, deren Temperatur sich dabei von Θ_2 auf Θ_3 erhöht, wird mit der spez. Wärme c in kcal/kg die Wärmemenge

$$W_2 = 427 Q \cdot c (\Theta_3 - \Theta_2) \quad [\text{mkg/s}] \quad (7)$$

abgeführt. Dabei ist es gleichgültig, ob es sich um Kühlöl oder Kühlwasser handelt, die Temperaturerhöhung ist ein Maßstab für die Güte der Kühlung.

Bestimmung des Wärmegleichgewichts

Der thermische Beharrungszustand des Lagers stellt sich ein, wenn $W = W_1$ oder $W = W_1 + W_2$ ist. Dabei ist der erste Fall ohne künstliche Kühlung der wichtigste, seine Durchrechnung gibt an, ob natürliche Kühlung ausreicht oder nicht.

Die entsprechende Temperatur läßt sich auf zweifache Art finden: 1. Nach *Falz* auf analytischem Wege, unter der Voraussetzung, daß die Temperatur-Zähigkeitskurve in der Form $\eta = i (0,1 \cdot \Theta)^{-2,0}$ genügend genau darstellbar ist. Darin bezeichnet i die sogenannte Ölkennziffer, sie stellt die Zähigkeit η für die Temperatur 10° C dar. Das Verfahren hat den Vorteil der Lösungsmöglichkeit durch eine Formel, in die alle Verfließ verschieden steiler Viscositätskurven nicht mit berücksichtigt werden kann. Das ermöglicht jedoch 2. die graphische Lösung mit dem anliegenden Nogramm, die hier erläutert wird.

³⁾ Vgl. E. Schmidt u. H. Krausold, Gesundh. Ing. 55, 49 (1932); Arch. Wärmew. 13, 187 (1932).

⁴⁾ J. Radinger, Über Dampfmaschinen mit hoher Kolbengeschwindigkeit, 3. Aufl. Wien 1892, S. 279 und S. 357.

Durch Logarithmieren von Gleichung 5 erhält man, wenn der Faktor a als Divisor auf die linke Seite genommen wird

$$\log w_1/a = \log 6,35 + 1,3 \log (\theta_1 - \theta_2)$$

Man kann danach eine einfache Vergleichsskala zwischen w_1/a und der rechten Seite von Gleichung 5 herstellen. Es sind nämlich nur 2 Skalen nebeneinander zu legen, von denen die eine die 1,3fache Grundteilung der ersten hat und die außerdem noch um $\log 6,35$

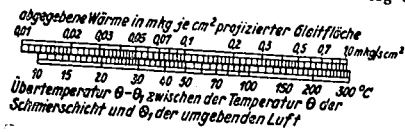


Abb. 3.

gegenüber der ersten verschoben ist. Diese sind in Abbildung 3 wiedergegeben, an ihnen kann man die einander zugeordneten Werte ohne weiteres ablesen.

Durch Hinzunahme der Zähigkeit ergibt sich nun ein Rechenblatt zur Bestimmung des Wärme-gleichgewichts bei einem Lager, dessen Wärmeabgabe durch die vor-

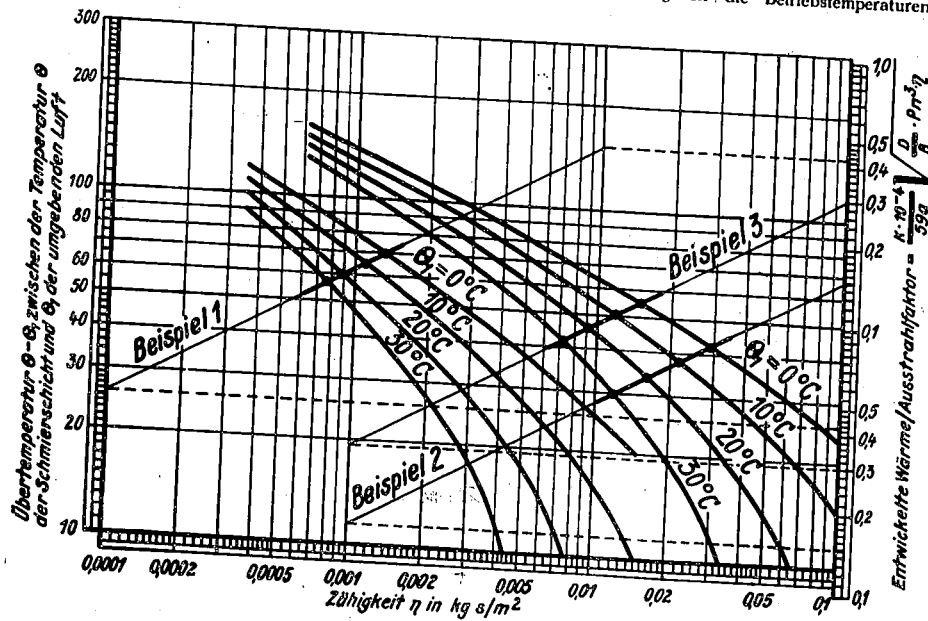


Abb. 4.

hergehenden Gleichungen hinreichend genau beschrieben werden kann, Abbildung 4. Über der Zähigkeit ist die Über-temperatur im Netz eingetragen, während rechts die Skala der erzeugten bzw. abgegebenen Wärme erscheint. Für ein gegebenes Öl lassen sich nun für verschiedene Lufttemperaturen θ_1 entsprechende Kurven

eintragen, für $\theta_1 = 0$ ergibt sich die eigentliche Zähigkeitskurve, für die anderen θ_1 -Werte ist sie jeweils entsprechend der log-Teilung verschoben. Zweckmäßig benutzt man für jedes Öl ein besonderes Blatt, hier sind zwei sehr verschiedene Öle auf demselben Blatt eingezeichnet.

Ist die Zähigkeit des betreffenden Öles nicht in kg s/m^2 , sondern in Poisen [$\text{dyn} \cdot \text{s/cm}^2$] oder Centistokes [$0,01 \text{ cm}^2/\text{s}$] aus dem Ubbelohde-Diagramm gegeben, so rechnet man nach den Formeln

$$1 \text{ kg s/m}^2 = 0,0102 \text{ Poisen} = 0,918 \cdot 10^{-4} \text{ Centistokes} \quad (8)$$

um, bei der letzteren ist ein mittleres spezifisches Gewicht von $\gamma = 900 \text{ kg/m}^3$ zugrunde gelegt.

In das Rechenblatt ist dann als Funktion der Zähigkeit nach Gleichung 4 die Gerade für die entwickelte Wärme einzutragen. Das geschieht am einfachsten durch Ausrechnen eines bestimmten Punktes, durch den man eine Gerade mit der Neigung 1/2 hindurchlegt. Zweckmäßiger ist vielleicht, da es sich um ungleichmäßig geteilte logarithmisches Papier handelt, für zwei verschiedene Zähigkeiten die Punkte auszurechnen, durch die man die Gerade hindurchlegt. Die Schnittpunkte mit den Zähigkeitskurven ergeben die Betriebstemperaturen.

Öl und Kohle
Nr. 3. 15. Jan. 1940

Die Handhabung des Rechenblattes ist, wie ohne weiteres ersichtlich, nicht an die Quadratwurzel in Gleichung 4 gebunden, sondern jede beliebige andere Potenz kann ohne weiteres durch eine Gerade mit anderer Neigung wiedergegeben werden. Ebenfalls läßt sich für Schnell-lauflager eine Gleichung für die Reibungszahl in der Form $\mu/\psi = a + b \cdot \gamma \omega / \bar{p} \cdot \psi^2$ verwenden, wie sie z. B. von Rumpf gegeben ist. Allerdings muß dann die Kurve punktweise eingezeichnet werden.

Die Handhabung des Diagramms wird an den folgenden drei Beispielen gezeigt.

Beispiel 1: Lager mittlerer Last und mittlerer Drehzahl $P = 4000 \text{ kg}$; $n = 1000 \text{ Uml./min}$; Maschinenöl mit folgendem Zähigkeitsverlauf:

20°	30°	40°	50°	60°	80°	100°	120°	C
0,015	0,0078	0,0044	0,0028	0,0019	0,00097	0,00055	0,00035	kg s/m^2

Einzellager mit guter Ventilation $v = 1,5 \text{ m/s}$, die durch eine Wärmeabgabebeiwert $a = 3$ in Rechnung gestellt wird; Zapfendurchmesser $D = 100 \text{ mm}$, Länge $B = 100 \text{ mm}$, spez. Druck $\bar{p} = 40 \text{ kg/cm}^2$. Da das Lager als ganz umschließendes gedacht ist, sei als Reibungsvorzahl der von Falz empfohlene Wert $K = 3,8$ gewählt. Die entwickelte Wärme je cm^2 projizierter Lagerfläche als Funktion von γ ist nach Gleichung 4

$$w = \frac{3,8}{59} \cdot 10^{-4} \cdot 1000^2 \cdot 4000 \cdot 1 \cdot 1 \cdot \gamma = 12,9 \gamma$$

und $w/a = 4,3 \gamma$, für $\gamma = 0,01$ ist $w/a = 0,43 \text{ mkg/s cm}^2$
 $\gamma = 0,0001$ ist $w/a = 0,043 \text{ mkg/s cm}^2$.

Diese Punkte werden in das Diagramm eingezeichnet und durch eine Gerade verbunden, die Schnittpunkte mit den Zähigkeitskurven ergeben

Außentemp.	Über-temp.	Schmierfilm-temp.	Zähigkeit kg s/m^2	Reibungszahl
$\theta_1 = 0^\circ$	$\theta_1 = 70^\circ$	$\theta = 70^\circ$	$\gamma = 0,0013$	0,00222
10°	65°	75°	0,0011	0,00204
20°	60°	80°	0,0009	0,00187
30°	57°	87°	0,00076	0,00170

Beispiel 2: Langsam laufendes Lager mit mäßiger Luftbewegung, die durch $a = 2$ berücksichtigt wird, $P = 32000 \text{ kg}$, $D = 200$, $B = 160 \text{ mm}$, $\bar{p} = 100 \text{ kg/cm}^2$, $n = 100 \text{ Uml./min}$; sehr schweres Maschinenöl mit folgendem Zähigkeitsverlauf:

20°	30°	40°	50°	60°	C
0,150	0,065	0,034	0,019	0,0115	kg s/m^2
80°	100°	120°	140°	160°	C
0,0052	0,0026	0,0015	0,00091	0,00062	kg s/m^2

Halb umschließendes Lager, Reibungsvorzahl $K = 2,8$. Es wird

$$w/a = \frac{2,8 \cdot 10^{-4}}{2,59} \cdot 100^2 \cdot 32000 \cdot 200 / 160 \cdot \gamma = 0,475 \gamma$$

für $\gamma = 0,1$ ist $w/a = 0,15 \text{ mkg/s cm}^2$
für $\gamma = 0,001$ ist $w/a = 0,015 \text{ mkg/s cm}^2$

Es ergibt sich

Außentemp.	Über-temp.	Schmierfilm-temp.	Zähigkeit kg s/m^2	Reibungszahl
$\theta_1 = 0^\circ$	$\theta_1 = 42^\circ$	$\theta = 42^\circ$	$\gamma = 0,029$	0,00152
10°	38°	48°	0,022	0,00128
20°	33°	53°	0,016	0,00111
30°	29°	59°	0,011	0,00095

Öl und Kohle
Nr. 3. 15. Jan. 1940

Beispiel 3: Wäre mit den Daten des Beispiels 2 nur mit ruhender Luft zu rechnen, $a = 1$, so wird

$$\text{für } \gamma = 0,1 \quad w = 0,30 \text{ mkg/s cm}^2$$

$$\text{für } \gamma = 0,001 \quad w = 0,03 \text{ mkg/s cm}^2$$

und

$\theta_1 = 0^\circ$	wird $\theta_1 = 55^\circ$	$\theta = 55^\circ$	$\gamma = 0,015$
10°	50°	60°	0,0115
20°	46°	66°	0,0092
30°	42°	72°	0,0072

Ein nicht richtig angenommener Faktor a beeinflusst also das Ergebnis nur mäßig.

In den vorhergehenden Beispielen ist das Öl gegeben, und die zugehörige Über-temperatur über die Außenluft und die entsprechende Zähigkeit werden gefunden.

Ist dagegen die zulässige Über-temperatur oder die gewünschte Zähigkeit gegeben, so hat man, genau wie im vorliegenden Fall, die w/a -Gerade einzuzichnen, durch diese sind bereits Zähigkeit und Über-temperatur einander eindeutig zugeordnet. Man hat also bei gegebener Zähigkeit auch bereits die Über-temperatur festgelegt und umgekehrt. Es ist dann ein Öl auszusuchen, dessen Zähigkeitskurve durch diesen Punkt hindurchgeht. Es wird angestrebt, daß von den Ölfirmen für die Markenöle die entsprechenden Zähigkeitsangaben leicht zu erhalten sind, oder noch besser, daß gleich Rechenblätter vorgedruckt werden, in die dann der Konstrukteur nur die w/a -Gerade einzuzichnen hat.

Graphische Lösungsverfahren zur Bestimmung der Betriebstemperatur des Lagers sind auch anderweitig gegeben, so von Hersey und Kingsbury¹¹⁾, und in neuester Zeit von Capocaccia, wo die Bestimmung des Wärme-gleichgewichtes als Hauptproblem der Schmierung (Problema centrale della lubrificazione viscosa) bezeichnet wird¹²⁾. Beide Verfahren sind umständlicher als das oben gegebene, sie führen nicht unmittelbar zu den gesuchten Werten, sondern die Lösung muß schrittweise angenähert bzw. durch Probieren gefunden werden.

Eine Bestimmung des Wärme-gleichgewichtes unter Verwendung eines genaueren Ausdrucks für die Temperatur-Zähigkeitskurve als nach der Formel von Falz ist von Kieskalt gegeben¹³⁾, die Lösung wird noch zweckmäßig durch Probieren gefunden. Für geringere Über-temperaturen bis etwa 50° läßt sich die Kurve I in Abbildung 2 genügend genau durch eine Gerade ersetzen, dann wird die rechnerische Behandlung noch einfacher. Dieser Gedanke ist von Wellner¹⁴⁾ und Schiebel¹⁵⁾ durchgeführt worden. Alle Arbeiten fußen aber einheitlich auf dem zuerst von Falz angegebenen Weg zur Berechnung der Betriebstemperatur.

Berechnung des Lagerspiels

Für die Berechnung werden die Lagerlast P in kg und die Belastungsart, ferner die Drehzahl n (daraus die Winkelgeschwindigkeit $\omega = n/9,55$) als gegeben angesehen. Ferner ist, wie schon erwähnt, der Wellendurchmesser D und die Breite der Gleitfläche = Länge des Zapfens B in so enge Grenzen eingeschränkt, daß auch diese Größen als gegeben anzusehen sind. Daher liegt

¹¹⁾ M. D. Hersey, Theory of Lubrication, 2. Aufl., New York 1938, S. 109.
¹²⁾ A. A. Capocaccia, Ricerche di Ingegneria 7, 111 (1939).
¹³⁾ S. Kieskalt, Petroleum 24, 1234 (1928).
¹⁴⁾ G. Wellner, Z. Ver. dach. Ing. 72, 435 (1928).
¹⁵⁾ A. Schiebel, Die Gleitlager, Berlin 1933.

schon beim Entwurf des Lagers der mittlere Flächen-
druck \bar{p} in kg/cm^2 ebenfalls von vornherein innerhalb
eines sehr engen Bereiches fest.

Die Berechnung des Lagerspiels fußt auf Ergebnissen
der hydrodynamischen Theorie, die ihrerseits bestimmte
Voraussetzungen machen muß. Diese sind

a) Möglichste Anpassung der bearbeiteten Teile an die
geometrische Idealform (mathematisch runde, gerade
Zylinder mit absolut glatter Oberfläche und parallelen
Achsen), d. h. Durchbiegungen unter den wirkenden
Kräften müssen in der Größenordnung der Oberflächen-
rauhigkeiten verbleiben. Diese muß bekannt sein bzw.
sich aus dem gewählten Bearbeitungsverfahren er-
geben.

b) Für das Ölband wird, wie bei der Berechnung des
Wärmegleichgewichts, eine mittlere Temperatur Θ und
eine entsprechende mittlere Zähigkeit η eingeführt. In
Wirklichkeit sind sowohl Θ als auch η in der Lauffläche
veränderlich, für die Berechnung des Spiels sind aber
diese Abweichungen vorerst vernachlässigbar, weil
einmal die Bemessung nicht mit mathematischer Ge-
nauigkeit, sondern in einem Toleranzsystem erfolgt.

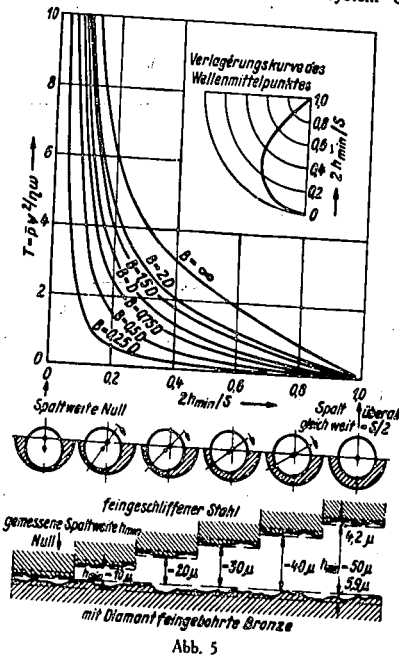


Abb. 5

Zum anderen nimmt in den Gebieten höheren Drucks
die Temperatur zu und die Zähigkeit ab. Die Zähig-
keitsabnahme durch die steigende Temperatur wird
teilweise durch die Zunahme der Zähigkeit mit dem
Druck ausgeglichen, dieserhalb vergleiche man die
Arbeiten von Kießkalt¹⁹⁾. Bei hohen Belastungen,
 $\bar{p} = 100 \text{ kg/cm}^2$ oder mehr kann dieser Einfluß nicht
mehr vernachlässigt werden.
Von der hydrodynamischen Theorie wird nur folgendes
Ergebnis verwertet: Zwischen Lagerkennzahl und gerin-
gster Schmierstoffschichtstärke h_{min} besteht ein eindeutiger
Zusammenhang.

86

Zusammenhang zwischen Lagerkennzahl und geringster Schmierstoffschichtstärke

Die Feststellung dieser Beziehungen bereitet gewisse
Schwierigkeiten, da für die Rechnung die Berück-
sichtigung der endlichen Ausdehnung des Lagers in
der Achsrichtung durchaus nicht einfach ist, ebenso wie
auf versuchsüblichem Wege die hinreichend genaue
Messung der dünnen Schmierstoffschichten. So liegen nur
wenige Rechnungs- und Versuchsergebnisse darüber
vor. Für ein halb umschließendes Lager ist in Ab-
bildung 5 über dem Verhältnis der geringsten Schmier-
stoffschichtstärke h_{min} zum radialen Lagerspiel $S/2$ die Lager-
kennzahl T in Abhängigkeit vom Verhältnis B/D auf-
gezeichnet. Diese Kurven gehen auf noch unveröffent-
lichte Rechnungsergebnisse des Verfassers zurück.
Ferner ist in der Abbildung auch noch die Verlagerungs-
kurve, die Bahn des Wellenmittelpunktes für verschieden
exzentrische Lage, eingetragen. Sie ist nur der Voll-
ständigkeit halber mitgegeben, den Konstrukteur inter-
essiert nur das absolute Maß der geringsten Schmier-
stoffschichtstärke; es ist gleichgültig, an welcher Stelle im
Lager die Berührung eintritt. Ferner ist gleich auf die
Rauhigkeiten hingewiesen, die bald in die Größen-
ordnung der geringsten errechneten Schmierstoffschicht-
stärken kommen. Diese Betrachtung der Oberflächen-
rauhigkeit ist mit ein Teil der hydrodynamischen Theorie.

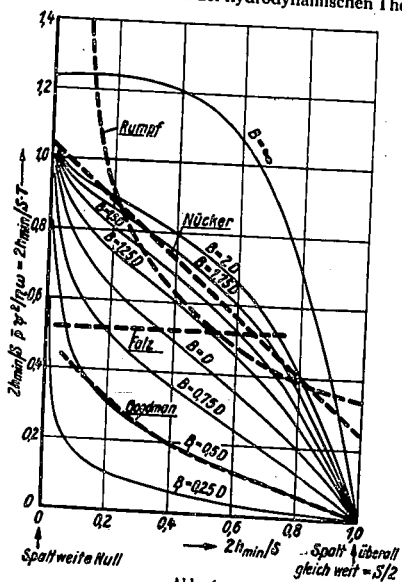


Abb. 6

Aus Abbildung 5 ist ersichtlich, daß, wenn die kleinste
rechnerische Schmierstoffschichtstärke h_{min} gegen Null geht,
die Werte der Lagerkennzahl sämtlich gegen Unendlich
gehen. Andererseits haben die T -Kurven einen hyper-
bolischen Charakter, so daß die Beziehung $h_{\text{min}} \cdot T =$
konst. näherungsweise erfüllt ist. Zur Untersuchung
von Feinheiten ist daher in Abbildung 6 das Produkt
 $2h_{\text{min}} \cdot T/S$ aufgetragen. Das Bild zeigt, daß zunächst
die Berücksichtigung der endlichen Lagerbreite nicht
unabhängig von der geringsten Schmierstoffschichtstärke

¹⁹⁾ S. Kießkalt, VDI-Forschungsheft Nr. 291, Berlin 1927; Z. Ver-
dch. Ing. 71, 219 (1927); ebenda 73, 1503 (1927).

Oel und Kohle
Nr. 3, 15. Jan. 1940

vorgenommen werden darf. Vielmehr streben mit ab-
nehmender Schmierfilmdicke auch bei schmalen Lagern
die Kennzahlen dem Wert für das unendlich breite
Lager zu. Das hat schon Gümbel vermutet¹⁷⁾. Ferner
erkennt man die starke Zunahme der Tragfähigkeit
schmalen Lager bei der Verwirklichung dünner Schmier-
filme, oder, was damit gleichbedeutend ist, bei bester
Oberflächenbearbeitung. Diese Tatsache ist bereits in
der Praxis bekannt.

In dieser Abbildung ist auch der Vergleich mit Meß-
ergebnissen durchgeführt, es sind nicht die Versuchs-
punkte selbst, sondern die von den Verfassern jeweils
interpolierten Kurven eingezeichnet. Die Gerade von
Nücker¹⁸⁾ $B = 1,36 D$ paßt sich den Rechnungsergeb-
nissen sehr gut an, sie liegt etwas höher, gibt aber den
Charakter ausgezeichnet wieder. Die an derselben
Maschine durchgeführten Versuche von Rumpf¹⁾ fallen
dagegen z. T. heraus, das ist wohl auf eine Interpolation
in einem zu engen Versuchsreich zurückzuführen.
Bevor nicht weitere Aufklärung erfolgt, sind die Ver-
suche von Nücker als die zuverlässigeren anzusehen.
Außerdem sind noch Messungen von Goodman für
 $B = 0,5 D$ mit eingetragen²⁰⁾, die Abweichungen bei
sehr kleinen Werten von h_{min} sind darauf zurückzu-
zuführen, daß Goodman nicht die Rauhigkeit hinreichend
in Betracht zog, wodurch die Schmierfilmdicken zu
klein ausfallen.

Abbildung 6 zeigt, daß Rechnung und Versuch brauchbar
übereinstimmen. Dennoch soll von dem darin gezeigten
Verhalten des Lagers endlicher Breite noch kein Ge-
brauch gemacht werden, weil einmal die Berücksichtigung
der Rechnungsergebnisse nicht ganz einfach ist und
zum anderen auch sorgfältige Versuche gerade im
Bereich dünner Schmierstoffschichten noch erwünscht
wären, namentlich für schmale Lager. Daher soll —
um vor allem dem Leser den leichten Anschluß an das
ausführlichere Schrifttum zu erleichtern — die Formel
wiedergegeben werden, die Falz aus den Ergebnissen
von Gümbel abgeleitet hat,

$$T = \frac{\bar{p} \cdot D^2}{\eta \cdot S} = \frac{0,52 \cdot S^*}{2h_{\text{min}}} \text{ für } B = D.$$

Trotz der noch verhältnismäßig unvollkommenen Rech-
nungen von Gümbel gliedert sich die Formel von Falz
als Mittelwert sehr gut ein. Führt man $\psi = S^*/D^*$, p in
 kg/cm^2 , D in mm, S und h_{min} in $\mu = 0,001 \text{ mm}$ und statt
 ω die Drehzahl n ein, so erhält man mit $H = h_{\text{min}} \cdot \omega$ in μ
ein Größtmaß für das Lagerspiel, wenn $B = D$

$$S = 2,7 \frac{\eta \cdot D^2}{\bar{p} \cdot H} \text{ in } \mu = 0,001 \text{ mm} \quad (9)$$

Für gegebenes H — wegen der Zahlenwerte vgl. man
den folgenden Abschnitt — errechnet sich ein Größt-
wert des Spiels, die Passung ist in enger Anlehnung
anzuwählen.

Wenn nicht $B = D$ ist, so hat man bei schmalen Lagern
 S_{max} etwas kleiner zu wählen, für breitere Lager kann
 S_{max} größer als nach Gleichung 9 sein. Genauere
Rechnungsunterlagen dafür liegen zwar schon fertig
vor, es soll aber auf eine Wiedergabe im Rahmen
dieser Arbeit verzichtet werden.

Die geringste zulässige Schmierstoffschichtstärke H
Die obige Gleichung enthält den Wert H in μ , der als
Grenze für eine zuverlässige Schmierwirkung im Sinne
der Flüssigkeitsreibung anzusehen ist. Dieser Gedanke
ist bereits von Gümbel entwickelt, man vgl. dazu den

Oel und Kohle
Nr. 3, 15. Jan. 1940

Abschnitt über halbflüssige Reibung im Gümbel-Ever-
ling²¹⁾. Die dort gegebenen formelmäßigen Beziehungen
können zwar, wie oben gezeigt, durch wirklichere
ergänzt werden, aber an dem von Gümbel entworfenen
Gesamtbild des Schmiervorganges ändert sich sehr wenig.

Falz hat die Beziehung eingeführt, daß unter allen Um-
ständen hydrodynamische Schmierung gesichert ist,
wenn die in Gleichung 9 eingeführte geringste zulässige
Schmierstoffschichtstärke H größer als die Summe der
Rauhigkeiten bleibt. Das bietet zweifellos eine gute
Sicherheit, reicht aber nicht immer bei schwer belasteten
Lagern aus, wo kleinere Werte von H gefordert werden.
Ohne hier auf weitere Einzelheiten einzugehen, muß
gesagt werden, daß die wirklich zulässige geringste
Schmierstoffschichtstärke H sich durch Versuche finden
läßt, wie es in Abschnitt 10 der eingangs erwähnten
Arbeit beschrieben ist¹⁾.

Als Anhalt möge dienen, daß $H = 3$ bis $8 \mu = 0,001 \text{ mm}$
einzusetzen ist, wobei die niederen Werte für best-
bearbeitete Zapfen und sehr gut einlaufähige Lager-
metalle nach einem ordnungsgemäßen Einlaufvorgang
gesetzt werden können. Der Einlaufvorgang im Lager
ist nämlich nichts anderes als eine bessere Ausbildung
der Oberfläche, als sie durch die beste Bearbeitung
unmittelbar gegeben werden kann. Das Endergebnis
ist ein geringerer zulässiger Wert von h_{min} . Leider sind
Lagermetalle noch nie nach diesen Gesichtspunkten
hin untersucht worden.

Folgende Beispiele erläutern den Rechnungsgang.

Beispiel 4: Lager mit Daten des Beispiels 1, gesucht
wird das Lagerspiel und die zugehörige Angabe der
Toleranz im ISA-Passungssystem. Der Kleinstwert
 $h_{\text{min}} = H$ sei $H = 4 \mu$. Wenn das Lager noch bei
 30° Außentemperatur arbeiten soll, so ist $\eta =$
 $0,00076 \text{ kg/m}^2$ zu nehmen. Nach Gleichung 9 ist

$$S_{\text{max}} = 2,7 \frac{0,00076 \cdot 1000 \cdot 100^2}{4} = 130 \mu$$

Diesem Wert entspricht im ISA-System der Sitz e 6 und
H 7 (Einheitsbohrung) oder E 6 und h 7 (Einheitswelle)
mit einem Kleinstabstand von der Nulllinie (S_{min}) 72 und

$$S_{\text{max}} = S_{\text{min}} + IT 7 + IT 6 = 72 + 35 + 22 = 129 \mu$$

Bei einem Lagerspiel von 100μ im Mittel ist $\psi = 0,001$
und die Lagerkennzahl

$$T = \frac{\bar{p} \cdot D^2}{\eta \cdot S} = \frac{9,55 \cdot 10^4 \cdot \bar{p} \cdot \psi^2}{\eta \cdot S} = 5,3$$

Beispiel 5: Lager mit den Daten des Beispiels 2, gesucht
wird S_{max} und S_{min} sowie die zugehörige ISA-Passung.
 H sei 6μ und $\eta = 0,011$.

$$S = 2,7 \frac{0,011 \cdot 100 \cdot 200^2}{6,0} = 199 \mu$$

ISA-Passung e 6, H 7, $S_{\text{min}} = 100 \mu$, $S_{\text{max}} = S_{\text{min}} + IT 7 +$
 $IT 6 = 100 + 46 + 29 = 175 \mu$, dieser Wert wurde mit
Rücksicht auf $B/D = 0,8$ gewählt.

Im Mittel ist $\psi = 0,7 \cdot 10^{-3}$, damit folgt die Lagerkennzahl

$$T = \frac{9,55 \cdot 10^4 \cdot \bar{p} \cdot \psi^2}{\eta \cdot S} = \frac{9,55 \cdot 10^4 \cdot 0,49 \cdot 10^{-6}}{0,011 \cdot 100} = 4,5$$

In beiden Fällen ist wegen der Größe von T der Rech-
nungsgang zulässig. Die Zunahme der Zähigkeit mit

¹⁷⁾ L. Gümbel u. E. Everling, Reibung und Schmierung im Maschinen-
bau, Berlin 1925, S. 179.

¹⁸⁾ W. Nücker, VDI-Forschungsheft 352, Berlin 1932.

¹⁹⁾ A. Rumpf, VDI-Forschungsheft 393, Berlin 1938.

²⁰⁾ J. Goodman, Minutes of Proc. Inst. Civ. Engrs. 223, 301 (1933); Abb. 7.

²¹⁾ Gümbel-Everling, l. c., S. 178.

dem Druck bei der schon verhältnismäßig hohen Belastung von 100 kg/cm^2 ist nicht mit berücksichtigt. Der höhere Wert als der errechnete hat eine größere Betriebssicherheit zur Folge.

Warmspiel und Kaltspiel

Das mit obigen Gleichungen ausgerechnete Spiel ist das Warmspiel im Dauerbetriebszustand. Für die Bemessung ist die Bezugstemperatur von 20° festgelegt, der Wert von S bei dieser Temperatur wird als Kaltspiel bezeichnet. In besonderen Fällen bei Lagern mit sehr hoher Temperatur (Kalender) ist eine Nachrechnung der Wärmeausdehnung notwendig und zu dem Warmspiel ein Zuschlag für die Bemessung im kalten Zustand zu geben. Dieserhalb muß auf das einschlägige Schrifttum verwiesen werden²²⁾.

In den vorliegenden Fällen ist die Herstellungstoleranz gegenüber dem Spiel so groß, daß es wenig Sinn hat, den Einfluß der Wärmeausdehnung besonders zu berücksichtigen. In Beispiel 3 schwankt S zwischen 72 und 129μ und in Beispiel 4 zwischen 100 und 175μ . Bei einer Bemessung des Lagerspiels nach dem Toleranzsystem erübrigt sich daher im allgemeinen die Berücksichtigung der Wärmeausdehnung.

Dagegen ist es notwendig, über die Veränderung des Spieles im Betrieb bei den Kunstharzpreßstoffen und bei Leichtmetalllegierungen Erfahrungen zu sammeln und diese sachgemäß zu verwerten.

Bemerkungen

Die vorstehenden Überlegungen zeigen, wie man unter gegebenen äußeren Bedingungen einen Lauf im Bereich der hydrodynamischen Schmierung erreichen kann. Liegt die Frage vor, ob ein Lager in diesem als betriebs sicher anzusehenden Bereich läuft, so kann aus Gleichung 9 mit bekannter Ölviskosität bzw. Lagertemperatur der Wert von h_{min} ermittelt werden. Ist dieser

8 bis 10μ , so läuft das Lager mit großer Wahrscheinlichkeit im Gebiet der reinen Flüssigkeitsreibung. Ist er dagegen nur wenige μ , so kann nur die entstehende Reibungswärme ein Urteil über den Laufzustand bringen. Erreicht das Lager ohne besondere Hilfsmittel keine übermäßige Temperatur, so liegt zweifellos reine Flüssigkeitsreibung vor. Man hat die Möglichkeit, auf diese Weise Erfahrungen für geringst zulässige Werte von H zu sammeln.

Wird ein Lager unzulässig heiß, so liegt teilweise Grenzreibung vor, wenn nicht sehr hohe Drehzahl die Ursache der starken Erwärmung ist. Im ersten Fall ist es möglich, 1. durch Verwendung eines zäheren Öls, 2. durch Verkleinerung des Lagerspiels oder 3. durch Verwendung eines Lagermetalls mit besserer Oberflächenbildsamkeit (sogenannten guten Laufeigenschaften) hydrodynamische Reibung zu erreichen. Die Wirkung des geeigneteren Lagermetalls ist nur, daß das Lager selbst durch Einlaufen bei geringerer Drehzahl oder geringerer Last sich eine Oberflächengüte schafft, die die Bearbeitung auf der Werkzeugmaschine nicht ohne weiteres ermöglicht und die auf diese Weise einen kleineren Wert von h_{min} ergibt.

Zusammenfassung

Nach Erörterung allgemeiner Gesichtspunkte über die Betriebssicherheit von Lagern unter Beachtung des Schmiervorganges wird eine einfache, unmittelbare graphische Bestimmung der Betriebstemperatur und damit der im Schmierfilm zu erwartenden Zähigkeit gezeigt. Beispiele erläutern die Handhabung. Danach werden die Grundlagen zur Berechnung des Lagerspiels besprochen und mit der von Falz gegebenen Formel die Lagerabmessungen im Toleranzsystem für die in den Beispielen behandelten Fälle ermittelt.

²²⁾ Vgl. E. Falz, Petroleum 30, Nr. 2 (1934); Schweizer Bauzeitung 103, 163 (1934).

000472

Anlage 12

000473

Zur Integration der Reynoldsschen Gleichung für das Zapfenlager endlicher Breite.

Von G. Vogelpohl VDI in Berlin.

1. Gleichung und Randbedingungen. Für die praktische Gleitlagerberechnung ist die Kenntnis derjenigen Last notwendig, die ein Schmierfilm von gegebener geometrischer Form zu tragen vermag. Bei Anwendung der hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung erhält man die Tragfähigkeit des in der (x, z) -Ebene liegenden Ölbandes bei gegebenem Verlauf der Schmierpaltweite h und der Zähigkeit η durch Integration der von Reynolds aufgestellten Gleichung¹⁾ für die Druckverteilung $p = p(x, z)$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(H^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(H^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 U \frac{\partial h}{\partial x} \quad (1)$$

Hierin bedeuten $H^3 = h^3 \eta$ und U die Relativgeschwindigkeit der Gleitflächen in der x -Richtung. Bei gekrümmten Flächen, also im Falle des Zapfenlagers, ist der Schmierfilm in die (x, z) -Ebene abgewickelt zu denken.

¹⁾ Über Ableitung und Gültigkeit der Gleichung (1) vgl. G. Vogelpohl, Beiträge zur Kenntnis der Gleitlagerreibung. VDI-Forsch.-Heft 386 (1937) S. 3–5.

000474

193

Die Grenzbedingung ist $p = p_0$ auf dem Rande eines einfach zusammenhängenden Bereiches. Der Wert von p_0 ist im allgemeinen gleich dem Luftdruck der Umgebung oder gleich dem Zuführungsdruck des Öls. Beide sind klein gegenüber den Drücken in der Schmiersehicht, so daß ohne merklichen Fehler $p_0 = 0$ gesetzt werden kann. Der Integrationsbereich wird als Rechteck mit den Grenzen $x = x_1$, $x = x_2$ und $z = \pm B/2$ oder aus Zweckmäßigkeitsgründen im Abschnitt 7 bei $z = 0$ und $z = B$ angenommen.

Im Falle des Zapfenlagers ist die Randbedingung jedoch nur dann auf allen Seiten des Rechtecks durch $p = 0$ gegeben, wenn am Auslaufende h unstetig wird, wie an der Stelle einer axialen Schmierhute oder am Ende der Schale in der Umfangsrichtung (Fall A). Sonst treten rechnerisch Zugspannungen, also negative Drücke auf. In Wirklichkeit entsteht jedoch ein praktisch spannungsloses Gebiet mit Hohlraum- bildungen, da Flüssigkeiten unter den Bedingungen der Lagerströmung keine Zugspannungen aufnehmen können. Die an besonders behandelten Flüssigkeiten in völliger Ruhe festgestellten Zugspannungen verschwinden im Augenblick des Eintritts einer Bewegung. Entgegen dieser Voraussetzung der Ruhe weist die Strömung im Lagerspalt sogar besonders hohe Schergeschwindigkeiten auf.

In das drucklose Gebiet geht die Strömung mit $dp/dx = 0$ über (Fall B). Dieser Fall liegt bei einem ganz umschließenden Lager immer vor, bei einem teilweise umschließenden ebenfalls bei größeren Exzentrizitäten, es sei denn, daß es sich um sehr kleine Umschließungswinkel von weniger als 90° handelt. Reynolds hat nicht nur, wie schon früher erwähnt²⁾, mit dieser Randbedingung B gerechnet, sondern sie auch strömungstechnisch begründet³⁾. Erweitert man diese Betrachtungen auf das Lager endlicher Breite, so könnte man folgern, daß die Kurve, auf der $p = 0$ und $dp/dx = 0$ wird, eine Gerade sein muß. Das gilt jedoch nur, wenn der Druck am Rande wirklich Null ist und nicht einen endlichen Wert hat, wie bei der Begrenzung in der Atmosphäre. Eine experimentelle Nachprüfung muß also im Vakuum erfolgen. Der vollständige Gedankengang soll erst nach der experimentellen Prüfung veröffentlicht werden.

Vorerst wird also die Begrenzung am Auslaufende des Schmierfilms im Sinne einer guten Näherung als Gerade mit $p = 0$ und $dp/dx = 0$ angenommen.

2. Einfluß der endlichen Breite der Gleitfläche. Ein Partikularintegral von (1) läßt sich leicht angeben. Wenn überall $\partial p / \partial z = 0$ ist, folgt die Lösung für das ebene Problem, für das Lager ohne Seitenfluß mit dem Druck p_∞ (unendlich breites Lager)

$$\frac{dp_\infty}{dx} = 6\eta U \frac{h-h_0}{h^3}, \quad (2)$$

wo h_0 die Stelle des Druckmaximums oder Druckminimums bezeichnet. Die Zähigkeit kann darin veränderlich sein, $\eta = \eta(x)$. Die nochmalige Integration ergibt den Druckverlauf p_∞ zwischen den Grenzen x_1 und x_2 , der nur eine Funktion von h und η ist.

Beim Übergang zum Lager endlicher Breite sollen zunächst die Bedingungen festgestellt werden, unter denen als neue Veränderliche nur die Breite der Gleitfläche in die Lösung eingeht. Notwendig und hinreichend dafür ist $\partial H / \partial z = 0$. Zum Beweise wird die allgemeine Integration von (1) mit dieser Bedingung durchgeführt.

Der Druckverlauf p ergibt sich aus der Partikularlösung p_∞ der inhomogenen Gleichung und der allgemeinen Lösung q des homogenen Teils von (1)

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(H^3 \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(H^3 \frac{\partial q}{\partial z} \right) = 0 \quad (3)$$

zu $p = p_\infty + q$. Dabei hat q folgende Randbedingungen zu erfüllen: $q = 0$ für $x = x_1$ und $x = x_2$ im Falle A, für den Fall B kommt noch $\partial q / \partial x = 0$ für $x = x_2$ hinzu, wobei

¹⁾ Vgl. G. Vogelpohl, Z. angew. Math. Mech. 17 (1937) S. 362.

²⁾ Vgl. Reynolds Originalarbeit, hier nach Ostwalds Klassikern Nr. 218 angegeben: Fall 7, S. 54 und 55, dortige Abb. 10.

dann x_2 zunächst offen bleibt und erst aus den Gleichgewichtsbedingungen folgt. An den Seiten $z = \pm B/2$ muß $q = -p_\infty$ werden, da hier $p = 0$ gefordert wird.

Die Lösung der Gleichung (3) läßt sich durch den üblichen Produktansatz in der Form $q_i = u_i(x) v_i(z)$ erreichen. Die Zerlegung in Ausdrücke als Funktionen von x und z allein ergibt

$$\frac{u_i''}{u_i} + 2 \frac{H'}{H} \frac{u_i'}{u_i} = -\frac{v_i''}{v_i} = -m_i^2. \quad (4)$$

Die Randbedingungen sind jetzt $u_i = 0$ für $x = x_1$ und $x = x_2$; im Falle B muß für $x = x_2$ auch noch $du_i/dx = 0$ sein; ferner wird $v_i(\pm B/2) = 1$ gefordert. Die allgemeine Lösung der Gleichung $v_i'' - m_i^2 v_i = 0$ ist $v_i = c_1 e^{m_i z} + c_2 e^{-m_i z}$; die Randbedingung ergibt

$$v_i = \frac{e^{m_i z} + e^{-m_i z}}{e^{m_i B/2} + e^{-m_i B/2}} = \frac{\cosh m_i z}{\cosh m_i B/2}. \quad (5)$$

Die Gleichung (4) für die u_i ist vom Typus Sturm-Liouville, sie geht durch Einführung von $u_i = w_i/H$ in die Form

$$w_i'' + m_i^2 w_i = \frac{H'}{H} w_i. \quad (6)$$

über. Die Randbedingungen sind dieselben wie für die u_i , da stets $H > 0$ ist. Die Gleichung (6) ist bereits in dieser Form von Liouville mit allerdings anderen Randbedingungen eingehend untersucht worden¹⁾. Aus den Ergebnissen der Sturm-Liouvilleschen Theorie dürfen wir schließen, da H'/H eine stetige Funktion ist:

a) Es gibt unendlich viele reelle Eigenwerte m_i . Der Größe nach geordnet sollen sie mit m_0, m_1, m_2, \dots bezeichnet werden;

b) jedem Eigenwert zugeordnet ist eine die Randbedingungen erfüllende Eigenfunktion u_0, u_1, u_2, \dots , die Gesamtheit der u_i bildet ein vollständiges, orthogonales Funktionensystem;

c) jede stetige Funktion kann durch eine nach diesen Eigenfunktionen fortschreitende Folge mit beliebiger Genauigkeit dargestellt werden; im Innern des Intervalls (x_1, x_2) konvergiert diese Folge gleichmäßig gegen die darzustellende Funktion. Zur Erfüllung der Randbedingung $q = -p_\infty$ für $z = \pm B/2$ ist diese Entwicklung auszuführen:

$$p_\infty = c_0 u_0 + c_1 u_1 + c_2 u_2 + \dots$$

Die Beiwerte c_i werden wie bei der Fourierreihe durch

$$c_i = \int_{x_1}^{x_2} p_\infty(x) u_i(x) dx$$

bestimmt. Die allgemeine Lösung von (1) ist dann in der Form

$$p = p_\infty(x) - \sum_{i=0}^{\infty} c_i u_i(x) v_i(z) = p_\infty(x) - \sum_{i=0}^{\infty} c_i u_i(x) \frac{\cosh m_i z}{\cosh m_i B/2} \quad (7)$$

gegeben. Die rechts stehende Reihe konvergiert gleichmäßig im Innern des Intervalls x_1, x_2 ; am Rande selbst ist der Funktionswert Null. Die Lösung (7) erfüllt die Differentialgleichung und die Randbedingungen, sie ist also die gesuchte Lösung von (1) für eine rechteckig begrenzte Gleitfläche unter der Voraussetzung, daß $\partial H/\partial z = 0$ ist. Diese Bedingung ist hier als hinreichende im Rechnungsgang benutzt worden, sie ist aber auch notwendig, wie man ohne weiteres einsieht: Irgendeine Abhängigkeit der Schmierspaltweite h oder der Zähigkeit η von z wird nicht mehr die einfache Gleichung (5) liefern, so daß neben der Breite der Gleitfläche dann noch der Funktionalzusammenhang von H in der z -Richtung mit in die Lösung eingeht. Auch in diesem Falle wird die Lösung von (1) noch durch die erste Form (7) gegeben.

Die nochmalige Integration von (7) nach x und z ergibt den mittleren Flächen- druck \bar{p} . Gegenüber dem Lager ohne Seitenfluß hängt \bar{p} unter diesen Voraussetzungen nur noch von der Lagerbreite B ab.

¹⁾ J. Liouville, J. Math. 2 (1837) S. 16.

Die Beschränkung $\partial H/\partial z = 0$ auf in der Achsrichtung konstante Zähigkeit ist zwar der Wirklichkeit gegenüber etwas weitgehend, wenn es sich um strenge Beachtung aller Versuchsgegebenheiten handelt. Der gegenwärtige Stand der Versuchstechnik macht aber eine derartig gründliche Untersuchung noch nicht notwendig. Vielmehr genügt es dafür noch, insbesondere für die praktische Gleitlagerberechnung, wenn auch in der Umfangersrichtung konstante Zähigkeit vorausgesetzt wird. Das entspricht der üblichen Annahme einer mittleren Temperatur für den Schmierfilm als Ganzes. In diesem Sinne sind auch die weiteren Rechnungen durchgeführt, sie werden bereits bei konstanter Zähigkeit für das ganze Ölband umfangreich genug.

3. Strenge Lösungen der Reynoldsschen Gleichung. Die Eigenfunktionen u_i der Gleichung (4) lassen sich nur für sehr einfachen Verlauf von h bzw. H durch bekannte Funktionen ausdrücken. Der Fall des ebenen Gleitschuhes mit konstanter Zähigkeit ist von Michell¹⁾ gerechnet. Hier ist $h = \varepsilon x$, und $H^2 = \text{konst. } x^3$. Gleichung (4) wird damit

$$u_i'' + \frac{3}{x} u_i' + m_i^2 u_i = 0,$$

deren Lösungen die Besselschen Funktionen $\frac{1}{x} J_1(m_i x)$ und $\frac{1}{x} N_1(m_i x)$ sind. Michell nimmt jedoch die Konstante rechts in (4) positiv, womit das Argument der Besselschen Funktionen imaginär wird; auch erhält er dann ein anderes Partikularintegral durch Reihenentwicklung. Die Erfüllung der Randbedingungen wird dadurch einfacher.

Duffing²⁾ nimmt mit linear veränderlichem Ölspalt auch linear veränderliche Zähigkeit in der Bewegungsrichtung an, womit $H^2 = \text{konst. } x^2 = \alpha^2 x^2$ wird; daher ist $H'' = 0$. Nach (6) ist dann $w_i = \sin m_i x$ und $u_i = w_i/H = \sin m_i x/\alpha x$. Der von Duffing behandelte Fall ist also ganz mit elementaren Funktionen durchführbar. Weitere strenge Integrationen sind bisher nicht bekanntgeworden, insbesondere kein Fall unter Benutzung der Reynoldsschen Randbedingung³⁾.

4. Die Gleichgewichtsbedingungen. Der Verlauf von h ist für die Ausführbarkeit der Integration entscheidend. Beim Zapfenlager, wo nach Abb. 1

$$h = s + e \cos \varphi = s(1 + \chi \cos \varphi) \quad \text{mit } \chi = e/s \quad (8)$$

ist, lassen sich die Eigenfunktionen von (6) nicht mehr durch bekannte Funktionen darstellen. Aber es sind nicht nur diese rein mathematischen Unvollkommenheiten; die Gleichgewichtsbedingungen bringen ebenfalls Schwierigkeiten mit sich, die allerdings rein rechnerischer Natur sind. Die Resultierende aus den Flüssigkeitsdrücken muß die Richtung der äußeren Last annehmen. Das ist bei gegebenem $x_1 = R \varphi_1$ nur für ein bestimmtes $x_2 = R \varphi_2$ der Fall. Die mit dem obigen h sich ergebenden Gleichungen sind aber nach x_2 nicht auflösbar (s. Ziff. 6), das Ende des Integrationsbereiches muß daher auf dem Wege der Näherung bestimmt werden. Weiterhin läßt die Reynoldssche Theorie mit der Voraussetzung konstanten Drucks quer zur Schicht keine exakte Erfüllung der Gleichgewichtsbedingungen zu, da die Kräfte auf die Schale wegen deren größerem Halbmesser stets größer ausfallen als die Kräfte auf den Zapfen. Daher hat es wenig Sinn, gegenüber R Glieder zu berücksichtigen, in denen h, e oder s als Faktor auftritt. Der dadurch verbleibende Fehler ist kleiner als $s/R = \psi$, dem relativen Lagerspiel, hat also die Größenordnung 10^{-6} .

Das Gleichgewicht am Zapfen erfordert, daß die Resultierende aus den Flüssigkeitsdrücken und Schubspannungen der Lagerlast entgegengesetzt gleich ist. Aus

¹⁾ A. G. M. Michell, s. Ostwalds Klassiker Nr. 218.

²⁾ G. Duffing in Auerbach-Hort, Hdbch. der phys. u. techn. Mechanik, Bd. 5, S. 839, Leipzig 1931.

³⁾ W. Frössel hat neuerdings die Druckverteilung im Gleitschuh endlicher Breite bei parabolischem Verlauf der Schmierspalthöhe h untersucht und die Eigenfunktionen nach dem Verfahren von Runge-Kutta bestimmt. Auf eine exakte Erfüllung der Reynoldsschen Randbedingung wurde aber wegen großer rechnerischer Schwierigkeiten verzichtet. Z. angew. Math. Mech. 21 (1941) S. 321.

dann x_2 zunächst offen bleibt und erst aus den Gleichgewichtsbedingungen folgt. An den Seiten $z = \pm B/2$ muß $q = -p_\infty$ werden, da hier $p = 0$ gefordert wird. Die Lösung der Gleichung (3) läßt sich durch den üblichen Produktsatz in der Form $q_i = u_i(x) v_i(z)$ erreichen. Die Zerlegung in Ausdrücke als Funktionen von x und z allein ergibt

$$\frac{u_i''}{u_i} + 2 \frac{H'}{H} \frac{u_i'}{u_i} = -\frac{v_i''}{v_i} = -m_i^2. \quad (4)$$

Die Randbedingungen sind jetzt $u_i = 0$ für $x = x_1$ und $x = x_2$; im Falle B muß für $x = x_2$ auch noch $du_i/dx = 0$ sein; ferner wird $v_i(\pm B/2) = 1$ gefordert. Die allgemeine Lösung der Gleichung $v_i'' - m_i^2 v_i = 0$ ist $v_i = c_1 e^{m_i z} + c_2 e^{-m_i z}$; die Randbedingung ergibt

$$v_i = \frac{e^{m_i z} + e^{-m_i z}}{e^{m_i B/2} + e^{-m_i B/2}} = \frac{\cosh m_i z}{\cosh m_i B/2}. \quad (5)$$

Die Gleichung (4) für die u_i ist vom Typus Sturm-Liouville, sie geht durch Einführung von $u_i = w_i/H$ in die Form

$$w_i'' + m_i^2 w_i = \frac{H''}{H} w_i. \quad (6)$$

über. Die Randbedingungen sind dieselben wie für die u_i , da stets $H > 0$ ist. Die Gleichung (6) ist bereits in dieser Form von Liouville mit allerdings anderen Randbedingungen eingehend untersucht worden¹⁾. Aus den Ergebnissen der Sturm-Liouvilleschen Theorie dürfen wir schließen, da H''/H eine stetige Funktion ist:

- Es gibt unendlich viele reelle Eigenwerte m_i . Der Größe nach geordnet sollen sie mit m_0, m_1, m_2, \dots bezeichnet werden;
- jedem Eigenwert zugeordnet ist eine die Randbedingungen erfüllende Eigenfunktion u_0, u_1, u_2, \dots , die Gesamtheit der u_i bildet ein vollständiges, orthogonales Funktionensystem;
- jede stetige Funktion kann durch eine nach diesen Eigenfunktionen fortschreitende Folge mit beliebiger Genauigkeit dargestellt werden; im Innern des Intervalls (x_1, x_2) konvergiert diese Folge gleichmäßig gegen die darzustellende Funktion.

Zur Erfüllung der Randbedingung $q = -p_\infty$ für $z = \pm B/2$ ist diese Entwicklung auszuführen:

$$p_\infty = c_0 u_0 + c_1 u_1 + c_2 u_2 + \dots$$

Die Beiwerte c_i werden wie bei der Fourierreihe durch

$$c_i = \int_{x_1}^{x_2} p_\infty(x) u_i(x) dx$$

bestimmt. Die allgemeine Lösung von (1) ist dann in der Form

$$p = p_\infty(x) - \sum_{i=0}^{\infty} c_i u_i(x) v_i(z) = p_\infty(x) - \sum_{i=0}^{\infty} c_i u_i(x) \frac{\cosh m_i z}{\cosh m_i B/2} \quad (7)$$

gegeben. Die rechts stehende Reihe konvergiert gleichmäßig im Innern des Intervalls x_1, x_2 ; am Rande selbst ist der Funktionswert Null. Die Lösung (7) erfüllt die Differentialgleichung und die Randbedingungen, sie ist also die gesuchte Lösung von (1) für eine rechteckig begrenzte Gleitfläche unter der Voraussetzung, daß $\partial H/\partial z = 0$ ist. Diese Bedingung ist hier als hinreichende im Rechnungsgang benutzt worden, sie ist aber auch notwendig, wie man ohne weiteres einsieht: Irgendeine Abhängigkeit der Schmierpaltweite h oder der Zähigkeit η von z wird nicht mehr die einfache Gleichung (5) liefern, so daß neben der Breite der Gleitfläche dann noch der Funktionalzusammenhang von H in der z -Richtung mit in die Lösung eingeht. Auch in diesem Falle wird die Lösung von (1) noch durch die erste Form (7) gegeben.

Die nochmalige Integration von (7) nach x und z ergibt den mittleren Flächen- druck \bar{p} . Gegenüber dem Lager ohne Seitenfluß hängt \bar{p} unter diesen Voraussetzungen nur noch von der Lagerbreite B ab.

¹⁾ J. Liouville, J. Math. 2 (1837) S. 16.

Die Beschränkung $\partial H/\partial z = 0$ auf in der Achsrichtung konstante Zähigkeit ist zwar der Wirklichkeit gegenüber etwas weitgehend, wenn es sich um strenge Beachtung aller Versuchsgegebenheiten handelt. Der gegenwärtige Stand der Versuchstechnik macht aber eine derartig gründliche Untersuchung noch nicht notwendig. Vielmehr genügt es dafür noch, insbesondere für die praktische Gleitlagerberechnung, wenn auch in der Umfangsrichtung konstante Zähigkeit vorausgesetzt wird. Das entspricht der üblichen Annahme einer mittleren Temperatur für den Schmierfilm als Ganzes. In diesem Sinne sind auch die weiteren Rechnungen durchgeführt, sie werden bereits bei konstanter Zähigkeit für das ganze Ölband umfangreich genug.

3. Strenge Lösungen der Reynoldsschen Gleichung. Die Eigenfunktionen u_i der Gleichung (4) lassen sich nur für sehr einfachen Verlauf von h bzw. H durch bekannte Funktionen ausdrücken. Der Fall des ebenen Gleitschuhes mit konstanter Zähigkeit ist von Michell¹⁾ gerechnet. Hier ist $h = e x$, und $H^2 = \text{konst. } x^3$. Gleichung (4) wird damit

$$u_i'' + \frac{3}{x} u_i' + m_i^2 u_i = 0,$$

deren Lösungen die Besselschen Funktionen $\frac{1}{x} J_1(m_i x)$ und $\frac{1}{x} N_1(m_i x)$ sind. Michell nimmt jedoch die Konstante rechts in (4) positiv, womit das Argument der Besselschen Funktionen imaginär wird; auch erhält er dann ein anderes Partikularintegral durch Reihenentwicklung. Die Erfüllung der Randbedingungen wird dadurch einfacher.

Duffing²⁾ nimmt mit linear veränderlichem Ölpalt auch linear veränderliche Zähigkeit in der Bewegungsrichtung an, womit $H^2 = \text{konst. } x^3 = \alpha^2 x^2$ wird; daher ist $H'' = 0$. Nach (6) ist dann $w_i = \sin m_i x$ und $u_i = w_i/H = \sin m_i x/\alpha x$. Der von Duffing behandelte Fall ist also ganz mit elementaren Funktionen durchführbar. Weitere strenge Integrationen sind bisher nicht bekanntgeworden, insbesondere kein Fall unter Benutzung der Reynoldsschen Randbedingung³⁾.

4. Die Gleichgewichtsbedingungen. Der Verlauf von h ist für die Ausführbarkeit der Integration entscheidend. Beim Zapfenlager, wo nach Abb. 1

$$h = s + e \cos \varphi = s(1 + \chi \cos \varphi) \quad \text{mit } \chi = e/s \quad (8)$$

ist, lassen sich die Eigenfunktionen von (6) nicht mehr durch bekannte Funktionen darstellen. Aber es sind nicht nur diese rein mathematischen Unvollkommenheiten; die Gleichgewichtsbedingungen bringen ebenfalls Schwierigkeiten mit sich, die allerdings rein rechnerischer Natur sind. Die Resultierende aus den Flüssigkeitsdrücken muß die Richtung der äußeren Last annehmen. Das ist bei gegebenem $x_1 = R \varphi_1$ nur für ein bestimmtes $x_2 = R \varphi_2$ der Fall. Die mit dem obigen h sich ergebenden Gleichungen sind aber nach x_2 nicht auflösbar (s. Ziff. 6), das Ende des Integrationsbereiches muß daher auf dem Wege der Näherung bestimmt werden. Weiterhin läßt die Reynoldssche Theorie mit der Voraussetzung konstanten Drucks quer zur Schicht keine exakte Erfüllung der Gleichgewichtsbedingungen zu, da die Kräfte auf die Schale wegen deren größerem Halbmesser stets größer ausfallen als die Kräfte auf den Zapfen. Daher hat es wenig Sinn, gegenüber R Glieder zu berücksichtigen, in denen h, e oder s als Faktor auftritt. Der dadurch verbleibende Fehler ist kleiner als $s/R = \psi$, dem relativen Lagerspiel, hat also die Größenordnung $1/100$. Das Gleichgewicht am Zapfen erfordert, daß die Resultierende aus den Flüssigkeitsdrücken und Schubspannungen der Lagerlast entgegengesetzt gleich ist. Aus

¹⁾ A. G. M. Michell, s. Ostwalds Klassiker Nr. 218.

²⁾ G. Duffing in Auerbach-Hort, Hdbch. der phys. u. techn. Mechanik, Bd. 5, S. 839, Leipzig 1931.

³⁾ W. Frössel hat neuerdings die Druckverteilung im Gleitschuh endlicher Breite bei parabolischem Verlauf der Schmierpalthöhe h untersucht und die Eigenfunktionen nach dem Verfahren von Runge-Kutta bestimmt. Auf eine exakte Erfüllung der Reynoldsschen Randbedingung wurde aber wegen großer rechnerischer Schwierigkeiten verzichtet. Z. angew. Math. Mech. 21 (1941) S. 321.

Abb. 1 und 2 ist, wenn die von der Flüssigkeit auf den Zapfen ausgeübten Wirkungen betrachtet werden, abzulesen

$$\left. \begin{aligned} \int_0^B \int_0^{2\pi} [\rho \cos(\varphi_P - \varphi) + \tau_W \sin(\varphi_P - \varphi)] R d\varphi dz &= -P, \\ \int_0^B \int_0^{2\pi} [-\rho \sin(\varphi_P - \varphi) + \tau_W \cos(\varphi_P - \varphi)] R d\varphi dz &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

wobei Kraftkomponenten in der Richtung der positiven Koordinatenachsen positiv gerechnet sind. Man kann die Gleichgewichtsbedingungen nach Auflösung der runden Klammern und Multipli-

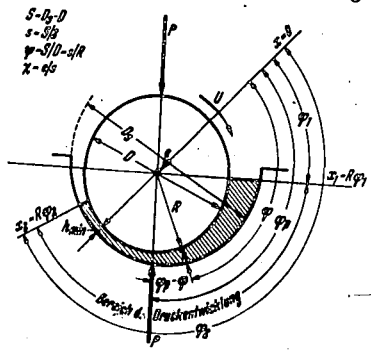


Abb. 1. Bezeichnungen.

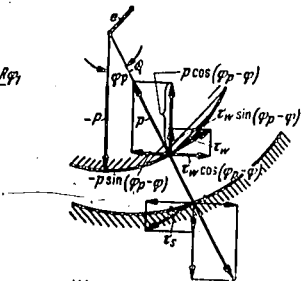


Abb. 2. Kräfte an Schale und Welle.

kation der Gleichungen mit $\sin \varphi_P$ bzw. $\cos \varphi_P$ in der Form

$$\left. \begin{aligned} P \cos \varphi_P &= \int_0^B \int_0^{2\pi} (\rho \cos \varphi - \tau_W \sin \varphi) R d\varphi dz, \\ P \sin \varphi_P &= \int_0^B \int_0^{2\pi} (\rho \sin \varphi + \tau_W \cos \varphi) R d\varphi dz \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

schreiben, wie sie bei Sommerfeld¹⁾ und Stieber²⁾ angegeben wurden. Das Vorzeichen von τ_W ist dort jedoch anders, da die Schubkraft $\tau_W dF$ an der Welle der Drehrichtung entgegengesetzt eingeführt ist (vgl. Abb. 8 bei Sommerfeld und Abb. 6 bei Stieber). Die Schubspannungen sind im vorliegenden Fall an der Welle

$$\tau_W = -\eta \frac{U}{h} - \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial x} = -\eta \frac{U}{h} - \frac{h}{2R} \frac{\partial p}{\partial \varphi}, \quad (11)$$

wobei das Vorzeichen so gewählt wurde, daß die Richtungen von τ_W und U entgegengesetzt sind. An der Schale haben beide die gleiche Richtung; daher ist hier

$$\tau_S = +\eta \frac{U}{h} - \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial x} = +\eta \frac{U}{h} - \frac{h}{2R} \frac{\partial p}{\partial \varphi}. \quad (12)$$

Die Kräfte auf die Schale sind nach (9) und (10) dieselben wie auf die Welle, nur mit überall entgegengesetztem Vorzeichen; ferner ist statt τ_W die Schubspannung τ_S einzuführen.

Um den Wellenmittelpunkt wirkt auf die Welle, von der Schubspannung τ_W herrührend, das Drehmoment

$$M_W = \int_0^B \int_0^{2\pi} \tau_W R^2 d\varphi dz = - \int_0^B \int_0^{2\pi} \left(\eta \frac{U}{h} R + \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) R d\varphi dz, \quad (13)$$

¹⁾ A. Sommerfeld, Ostwalds Klassiker Nr. 218, die weiter im Text genannten Seitenzahlen beziehen sich auf diese Ausgabe.

²⁾ W. Stieber, Das Schwimmlager. Berlin 1933.

wobei Momente in der Drehrichtung positiv gerechnet werden. — Das Moment auf die Schale darf nicht, wie es vielfach geschieht, auf den Schalenmittelpunkt bezogen werden, wenn auch die Exzentrizität sehr klein ist. Mit dem Wellenmittelpunkt als Bezugspunkt wirken auf die Schale nämlich nicht nur die Schubspannungen allein, sondern die Druckverteilung übt auch ein Moment aus, weil die Flächenelemente um $dh/dx = dh/R d\varphi = -\sin \varphi e/R$ von der Senkrechten auf dem Halbmesser abweichen (Abb. 3). Mit negativem dh/dx ergibt sich ein positives Moment; deshalb ist das Integral über $p (dh/dx) dx = p (dh/d\varphi) d\varphi$ mit dem negativen Vorzeichen einzusetzen, um ein positives Moment zu erhalten. Ferner wird hier vorübergehend der Hebelarm veränderlich betrachtet; nach Abb. 4 ist dieser gleich $R_S + e \cos \varphi$. Daher wird das gesamte, auf den Wellenmittelpunkt bezogene Drehmoment auf die Schale

$$M_S = \int_0^B \int_0^{2\pi} \left(-p \frac{\partial h}{\partial \varphi} + \tau_S \right) (R_S + e \cos \varphi) R_S d\varphi dz. \quad (14)$$

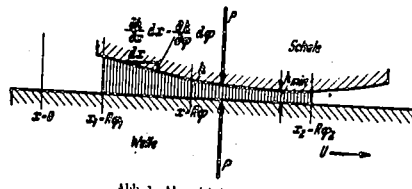


Abb. 3. Abgewinkelter Schmierfilm.

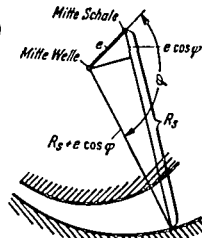


Abb. 4. Entfernung des Wellenmittelpunkts von der Schale.

Beim Ausrechnen kann das Glied mit e^2 als von höherer Ordnung klein vernachlässigt werden; damit wird

$$M_S = \int_0^B \int_0^{2\pi} e (\rho \sin \varphi + \tau_S \cos \varphi) R_S d\varphi dz + \int_0^B \int_0^{2\pi} \tau_S R_S^2 d\varphi dz. \quad (14a)$$

Setzt man für das erste Glied den Wert (10) mit τ_S statt τ_W und im zweiten Glied τ_S aus (12) ein, so folgt

$$M_S = P e \sin \varphi + \int_0^B \int_0^{2\pi} \left(\eta \frac{U}{h} R_S - \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) R_S d\varphi dz. \quad (15)$$

Die genaue Übereinstimmung mit (10) bis auf den Faktor e wurde erreicht durch Berücksichtigung der Veränderung des Hebelarmes $R_S + e \cos \varphi$. Dieser Einfluß kann aber vernachlässigt werden, da, wie oben erwähnt, die Berücksichtigung von Gliedern mit e als Faktor keinen Sinn hat. Aus dem gleichen Grunde können die τ_S im ersten Glied der Gleichung (14a) unberücksichtigt bleiben. Daraus läßt sich aber rückwärts schließen, daß auch in (9) und (10) der Einfluß der Schubspannungen vernachlässigt werden muß, da nur dann wieder das erste Glied in (15) mit (10) übereinstimmt. Stieber hat die Zulässigkeit dieses Vorgehens auf anderem Wege nachgewiesen¹⁾.

Fordert man das Verschwinden der Momentsumme um den Wellenmittelpunkt, wie es für die Gleichgewichtsbedingungen notwendig ist, so muß auch nach dieser Überlegung das Glied $e \cos \varphi$ in (14) vernachlässigt werden; denn nur dann ist die Summe aus (13) und (14) mit τ_S nach (12)

$$M_W + M_S = \int_0^B \int_0^{2\pi} \left[-\eta \frac{\partial p}{\partial \varphi} - p \frac{\partial h}{\partial \varphi} \right] R d\varphi dz = 0,$$

wie man durch partielle Integration unter Beachtung der Randbedingung $p = 0$ am Anfang und Ende der Druckentwicklung sofort findet. Damit ist bewiesen, daß die Reibungsmomente an der Schale und an der Welle im Rahmen der Reynoldsschen Theorie gleich sind.

¹⁾ W. Stieber, a. a. O., S. 25.

Im Schrifttum ist mehrfach der Hinweis zu finden, daß das Reibungsmoment an der Welle größer sei als das an der Schale, so bei Harrison¹⁾, Boswall²⁾, Swift³⁾, Rumpf⁴⁾. Dieses seltsam anmutende Ergebnis, das die Verschiedenheit von Wirkung und Gegenwirkung, also die Möglichkeit eines Perpetuum mobile bedeuten würde, läßt sich auf unvollständiges Ansetzen der Gleichgewichtsbedingungen zurückführen. Die Schubspannungen sind zwar nicht gleich, an der Welle sind sie größer und ergeben da allein das Reibungsmoment. An der Schale kommt aber das von der Druckverteilung herrührende Moment hinzu, das den Unterschied zwischen den Schubspannungen ausgleicht. Man muß nur folgerichtig die Momente auf denselben Punkt beziehen und darf nicht wie Boswall annehmen, daß es bei der Kleinheit des Exzentrizität zulässig sei, für alle praktischen Fälle keinen Unterschied zwischen Schalen- oder Wellenmittel als Bezugspunkt für die Momente zu machen⁵⁾.

Ein rechnerisch richtiges Ergebnis folgt auch, wenn man annimmt, wie es Boswall und andere nach ihm tun, daß die Resultierende aus dem Druckverlauf auf die Schale durch den Schalenmittelpunkt geht, ebenso wie der Wellenmittelpunkt auf der Resultierenden aus der Druckverteilung an der Welle liegen muß. Dadurch ergibt sich auf den als starren Körper aufgefaßten Schmierfilm dasselbe den Schubspannungsunterschied ausgleichende Moment, wie es aus (15) folgt. Das ist eine andere Deutung dieser Gleichung, die aber in physikalischer Hinsicht als nicht ganz einwandfrei abgelehnt werden muß, was bei der Abwicklung des Schmierfilms in Abb. 3 besonders klar wird. Die Resultierenden auf beiden Flächen müssen in eine Richtung fallen und können nicht gegeneinander versetzt sein. Wird diese Abwicklung jetzt um den Wellenmittelpunkt herumgebogen und damit die wirkliche Schmierfilmform hergestellt, so bleiben auch beide Kräfte auf demselben Halbmesser liegen und verschieben sich dabei nicht gegeneinander. Die Druckverteilung bestimmt eindeutig die Lage der Resultierenden.

Die genaue Kenntnis der Kraftverhältnisse an Schale und Welle ist notwendig, weil vielfach Reibungsmessungen an der Schale vorgenommen werden. Durch die einseitig auf die Schale wirkende Last kommt ein Fehler in die Messung, der gleich dem Anteil der Druckwirkungen am Zustandekommen des Reibungsmoments auf die Schale ist. Dieser kann so groß werden, daß die wirkliche Reibung unter Umständen mehrfach größer ist, als sie an der Schale gemessen wird, wie die Zahlenangaben in Abschnitt II zeigen.

5. Das Lager ohne Seitenfluß, ebenes Problem. Das Partikularintegral von (1) für die zweidimensionale Strömung nach (2) ist für den Fall des Zapfenlagers auch mit der Reynoldsschen Randbedingung bereits mehrfach untersucht worden. Während hier eine möglichst kurze Darstellung angestrebt wird, sind die Ergebnisse Stiebers, der eingehende Untersuchungen durchgeführt hat, besonders umfangreich. Der Nichteingeweihte unterscheidet bei Stieber nur mühsam das Wesentliche vom Unwesentlichen. Zunächst seien die allgemein für beliebige Umschließungswinkel $\varphi_2 - \varphi_1$ geltenden Beziehungen gegeben.

Einsetzen von h nach (8) in (2) ergibt mit $U = R\omega$

$$\frac{d\bar{p}_\infty}{d\varphi} = \frac{6\eta R^2\omega}{s^3} \left[\frac{1}{(1+\chi \cos \varphi)^2} - \frac{1+\cos \varphi_0}{(1+\chi \cos \varphi)^3} \right] \quad (16)$$

Bei der hier auszuführenden Integration und den weiter folgenden treten die Integrale

$$j_n = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\varphi}{(1+\chi \cos \varphi)^n} \quad \text{und} \quad i_n = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{\sin \varphi d\varphi}{(1+\chi \cos \varphi)^n}$$

¹⁾ W. J. Harrison, Trans. Cambr. Phil. Soc. 22 (1912 bis 1923) S. 39.

²⁾ R. O. Boswall, The Theory of Film Lubrication, S. 201. London 1928.

³⁾ H. W. Swift, Min. Proc. Instn. civ. Engrs. 233 (1933) S. 301.

⁴⁾ A. Rumpf, Reibung und Temperaturverlauf im Gleitlager. VDI-Forsch.-Heft 393 (1938) S. 20 und 23.

⁵⁾ R. O. Boswall, a. a. O., S. 204.

auf, von denen die j_n am einfachsten mit Hilfe der neuen Veränderlichen γ durch

$$\cos \gamma = \frac{\chi + \cos \varphi}{1 + \chi \cos \varphi}, \quad \cos \varphi = \frac{\cos \gamma - \chi}{1 - \chi \cos \gamma}, \quad \sin \varphi = \frac{\sin \gamma \sqrt{1 - \chi^2}}{1 - \chi \cos \gamma} \quad (17)$$

dargestellt werden. Damit ist jedem φ ein bestimmtes γ zugeordnet. Den Werten $\varphi = 0$ bzw. π und 2π entsprechen auch $\gamma = 0$ bzw. π und 2π . Die an sich einfach zu lösenden i_n sind auch in der Veränderlichen γ gegeben. Die Integrale

$$j_1 = \frac{\gamma}{\sqrt{1 - \chi^2}}, \quad j_2 = \frac{\gamma - \sin \gamma}{(\sqrt{1 - \chi^2})^2}, \quad (18a)$$

und

$$j_3 = \frac{1}{2\chi} \left[\frac{1}{1 + \chi \cos \varphi} - \frac{\cos \gamma}{1 - \chi^2} \right], \quad (18b)$$

treten in der weiteren Rechnung auf. Für die nach Einführung der Grenzen γ_1 und γ_2 sich ergebenden Ausdrücke werden die Abkürzungen

$$J_n = j_n(\gamma_2) - j_n(\gamma_1) \quad \text{und} \quad I_n = i_n(\gamma_2) - i_n(\gamma_1)$$

eingeführt. Dann ergibt sich folgende Darstellung:

Die Bedingung $\bar{p}_\infty = 0$ für $\varphi = \varphi_2$ liefert in (16) die Integrationskonstante φ_0 aus

$$k = 1 + \chi \cos \varphi_0 = \frac{J_2}{J_1}, \quad (19)$$

wodurch die Lage der ausgezeichneten Werte im Druckverlauf bestimmt ist. Die Druckverteilung selbst nimmt damit die Form an

$$\bar{p}_\infty = \frac{\eta \omega}{\varphi^2} \Phi = \frac{\eta \omega}{\varphi^2} \left[6 \{ j_1(\gamma) - j_1(\gamma_1) - k [j_2(\gamma) - j_2(\gamma_1)] \} \right], \quad (20)$$

wobei die $j_1(\gamma)$ und $j_2(\gamma)$ auch als Funktionen von φ und φ_1 aufgefaßt werden können. Die Gleichgewichtsbedingungen (10) mit $\tau_w = 0$ liefern, da in der z -Richtung keine Veränderung eintritt, nach (16) mit $s/R = \varphi$

$$P_\infty \cos \varphi_P = BR \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \bar{p}_\infty \cos \varphi d\varphi = -BR \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\bar{p}_\infty}{d\varphi} \sin \varphi d\varphi = -BR \frac{6\eta\omega}{\varphi^3} (I_2 - kI_3),$$

$$P_\infty \sin \varphi_P = BR \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \bar{p}_\infty \sin \varphi d\varphi = BR \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\bar{p}_\infty}{d\varphi} \cos \varphi d\varphi = BR \frac{6\eta\omega}{\varphi^3} \frac{1}{\chi} (J_1 - kJ_2),$$

oder wenn $P_\infty/B \cdot D = P_\infty/B \cdot 2R = \bar{p}_\infty$ gesetzt wird,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\bar{p}_\infty \varphi^3}{\eta \omega} \cos \varphi_P &= -3 (I_2 - kI_3), \\ \frac{\bar{p}_\infty \varphi^3}{\eta \omega} \sin \varphi_P &= \frac{3}{\chi} (J_1 - kJ_2). \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Daraus folgt die Gleichung der Verlagerungskurve

$$\frac{1}{\chi} (J_1 - kJ_2) \cos \varphi_P = -(I_2 - kI_3) \sin \varphi_P \quad (22)$$

und der Verlagerungswinkel

$$\operatorname{tg} \varphi_P = -\frac{J_1 - kJ_2}{\chi (I_2 - kI_3)} \quad (23)$$

Ebenfalls läßt sich aus (21) der mittlere Druck \bar{p}_∞ und damit die Gesamtlast P_∞ berechnen. Die rechten Seiten von (21) sind Funktionen von χ allein und reine Zahlen, ebenso ist $\bar{p}_\infty \varphi^3 / \eta \omega$ dimensionslos. Diese Größe stellt die Ähnlichkeitsbeziehung

zwischen den einzelnen physikalischen und geometrischen Daten des Lagers dar. Ihre Bedeutung wurde erstmalig von Sommerfeld¹⁾ erkannt. Daher wird vorgeschlagen, diese im Schrifttum als Lagerkennzahl, Lagerzahl oder Tragfähigkeitszahl bezeichnete Größe mit \bar{p} als allgemeinem Flächendruck auch für endlich breite Lager als Sommerfeldsche Zahl

$$S_0 = \frac{\bar{p} \psi^2}{\eta \omega} \quad (24)$$

zu benennen²⁾. Für den Fall des ganz umschließenden Lagers, oder wenn die Druckentwicklung bei $\varphi_1 = 0^\circ$ beginnt und bei $\varphi_2 = 180^\circ$ endigt, ergeben sich einfache formelmäßige Zusammenhänge zwischen S_0 und der Exzentrizität χ (man vgl. Sommerfeld³⁾ und Stieber⁴⁾).

Dieser Zusammenhang zwischen Sommerfeldscher Zahl und Exzentrizität bildet die Grundlage der Gleitlagerbemessung, insbesondere für die Bestimmung des Lagerspiels.

6. Zahlenwerte für die Halbschale. In diesem Abschnitt wird nur das zentrisch belastete halbumschließende Lager behandelt, wie es in Abb. 1 gezeichnet ist. Für kleine Exzentrizitäten $\chi < 0,425$ umfaßt der Bereich der Druckentwicklung die ganze Gleitfläche, die Lösung ist dann die von Sommerfeld gegebene; dabei gilt die Randbedingung A. Für $\chi > 0,425$ füllt das Druckgebiet nicht mehr das ganze Lager aus, die Sommerfeldsche Lösung würde negative Drücke fordern. Dann tritt der Fall B mit Reynoldsscher Randbedingung ein, er entspricht der Lösung bei Stieber sind eingehende zahlenmäßige Unterlagen schlecht zu entnehmen, diese werden hier ausführlich gegeben.

Für die numerische Behandlung des Falles A erwies sich die von Sommerfeld gegebene Darstellung als die einfachste. Dabei wird ein Hilfswinkel eingeführt, der hier für diese Gleichung mit γ bezeichnet werden soll, es ist $\gamma = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2)$. Für den Fall A ist zunächst $\varphi_2 = \varphi_1 + \pi$, $\varphi_p = \varphi_1 + \pi/2$. Mit φ_p sind also die gesuchten Größen bereits bestimmt; man findet φ_p über γ aus der Gleichung (22), die unter diesen Bedingungen die Form⁵⁾

$$\chi^2 = \frac{\gamma^2 \cos \gamma - 2\gamma \sin \gamma \cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma \cos \gamma (2 - 3 \cos^2 \gamma)}{\gamma^2 \cos \gamma + \cos \gamma \sin^2 \gamma - \gamma \sin \gamma (1 + \cos^2 \gamma)}$$

annimmt. Die Gleichung (22) läßt sich also mit den von Sommerfeld eingeführten Hilfsgrößen nach dem hier verwendeten χ auflösen.

Weniger einfach liegen die Verhältnisse im Fall B. Hier sind φ_1 und φ_2 unbekannt; φ_2 wird durch die Lage des Druckminimums bestimmt. Nun ist $d p_\infty / d \varphi = 0$ für $\varphi = \varphi_0$ und $\varphi = 2\pi - \varphi_0$; durch Bilden von $d^2 p_\infty / d \varphi^2$ erkennt man, daß bei φ_0 das Maximum und bei $2\pi - \varphi_0$ das Minimum liegt. Daher ist $\varphi_2 = 2\pi - \varphi_0$. Für den Lastangriffswinkel φ_p gilt wie im Fall A bei der Halbschale Gleichung (23). Es sind jetzt zwei Gleichungen zur Bestimmung von φ_1 und φ_2 nötig. Die Gleichung (22) wird, in den Veränderlichen γ_1 und γ_2 angeschrieben,

$$F_1 = \chi (\chi - \cos \gamma_1) (\cos \gamma_2 - \cos \gamma_1)^2 - 2(1 - \chi^2) \sin \gamma_1 \{ \cos \gamma_2 (\gamma_2 - \gamma_1) - (\sin \gamma_2 - \sin \gamma_1) \} = 0.$$

¹⁾ A. Sommerfeld, a. a. O., S. 179 und 184.
²⁾ Für den Ausdruck $2 \bar{p} / \eta \omega$ hat M. ten Bosch, Schweiz. Bauztg. 99 (1932) S. 321, die Bezeichnung „Gümbelsche Zahl“ vorgeschlagen. Diese Form ist für das Lager ohne Seitenfluß gegeben. Berücksichtigt man die endliche Lagerbreite, so wäre es zweckmäßig, mit dem mittleren Druck \bar{p} die Gümbelsche Zahl zu bilden und auch den reziproken Wert zu nehmen, $Gü = \eta \omega / \bar{p}$. Dann wird die Gümbelsche Formel für die Reibungszahl $\mu = \text{konst.} \cdot \sqrt{Gü}$, Gleichung (34). Die Bezeichnung „Sommerfeldsche Kenngröße“ hat auch M. Weber im Jb. schiffbautechn. Ges. 31 (1930) S. 320 für ein die elektrische und thermische Leitfähigkeit von Metallen betreffendes Modellgesetz vorgeschlagen. Eine Verwechslung mit der hier gemeinten Sommerfeldschen Zahl ist wohl kaum zu erwarten.

³⁾ A. Sommerfeld, a. a. O., S. 140, Gleichung (46).
⁴⁾ W. Stieber, a. a. O., S. 61, Gleichung (121) und (122).
⁵⁾ Siehe Fußnote 1 von S. 193.

Die zweite Beziehung ist durch Gleichung (19) gegeben, die durch Einsetzen der Integrale J_2 und J_3 in die Form

$$F_2 = (\sin \gamma_2 - \sin \gamma_1) (1 + \chi \cos \gamma_2) - (\gamma_2 - \gamma_1) \left(\frac{\chi^2}{4} + \cos \gamma_2 \right) - \frac{\chi}{4} (\sin 2\gamma_2 - \sin 2\gamma_1) = 0$$

übergeht. Diese Gleichungen lassen sich nicht nach γ_1 und γ_2 auflösen; die genauen Werte der Zahlentafel 1 wurden durch Näherungsverfahren gefunden. Die γ_i -Werte sind mindestens auf etwa $\pm 1/2$ min, die meisten noch genauer ermittelt.

Zahlentafel 1.

Bezeichnung	Randbedingung Fall A				Randbedingung Fall B						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,99
γ_1	15° 48'	23° 42'	26° 36'	26° 49'	25° 47'	24° 37'	22° 47'	20° 23'	16° 28'	12° 58'	6° 51'
γ_2	199° 15'	214° 56'	227° 24'	238° 10'	239° 13'	237° 37'	236° 1'	234° 25'	232° 45'	231° 52'	231° 4'
$\gamma = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2)$	91° 44'	95° 37'	100° 24'	105° 41'	—	—	—	—	—	—	—
φ_1	17° 27'	28° 49'	35° 42'	40° 41'	43° 14'	46° 53'	51° 15'	56° 40'	64° 30'	70° 44'	80° 23'
φ_2	197° 27'	208° 49'	215° 42'	220° 1'	216° 20'	210° 45'	205° 11'	199° 27'	192° 59'	188° 54'	183° 53'
φ_p	107° 27'	118° 49'	125° 42'	130° 1'	133° 14'	136° 53'	141° 15'	146° 40'	154° 30'	160° 44'	170° 23'
$1 + \chi \cos \varphi_p = h$	109° 4'	122° 14'	131° 11'	137° 52'	143° 40'	149° 15'	154° 49'	160° 33'	167° 1'	171° 6'	176° 7'
$\rho_{\text{max}} \psi^2 / \eta \omega$	0,96733	0,89332	0,79855	0,70340	0,59721	0,48434	0,36648	0,24565	0,12300	0,06145	0,01227
$\varphi_{\text{min}} \psi^2 / \eta \omega$	0,5897	1,158	1,778	2,534	3,486	5,022	7,708	13,686	36,648	100,710	1085,64
$\rho_{\text{min}} \psi^2 / \eta \omega$	—	—	47° 14'	82° 5'	102° 2'	117° 7'	130° 4'	142° 8'	154° 58'	162° 52'	172° 32'
$\rho_{\text{max}} \psi^2 / \eta \omega$ für $\varphi = \varphi_{\text{min}}$	—	—	0,277	1,279	2,199	3,522	5,654	10,356	28,044	77,040	830,670
$S_0 = \bar{p} \psi^2 / \eta \omega$	0,4584	0,8819	1,3038	1,7740	2,3181	3,0480	4,1641	6,2842	12,4697	24,7342	122,646
$(1 - \chi) S_0$	0,4125	0,7955	0,9126	1,0644	1,1591	1,2192	1,2492	1,2568	1,2470	1,2367	1,2265
η / ψ	3,5578	2,0191	1,5308	1,2892	1,1100	0,9679	0,8450	0,7152	0,5411	0,4041	0,1957
K	2,4088	1,8961	1,7479	1,7171	1,6900	1,6898	1,7243	1,7929	1,9107	2,0099	2,1678

Zahlentafel 2. Tabelle der Druckfunktion $\frac{\rho_{\infty} \psi^2}{\eta \omega}$.

φ	Randbedingung Fall A				Randbedingung Fall B						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,99
20°	0,025	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30°	0,1256	0,024	—	—	—	—	—	—	—	—	—
40°	0,2203	0,203	0,101	—	—	—	—	—	—	—	—
50°	0,3084	0,379	0,346	0,301	0,178	0,085	—	—	—	—	—
60°	0,3881	0,547	0,584	0,604	0,522	0,456	0,348	0,164	—	—	—
70°	0,4571	0,706	0,822	0,900	0,884	0,888	0,795	0,624	0,257	—	—
80°	0,5141	0,850	1,054	1,212	1,266	1,356	1,314	1,190	0,862	0,504	—
90°	0,5555	0,961	1,267	1,524	1,683	1,860	1,924	1,902	1,674	1,446	0,900
100°	0,5819	1,060	1,462	1,830	2,224	2,430	2,649	2,796	2,742	2,616	1,980
110°	0,5890	1,126	1,621	2,110	2,545	3,060	3,491	3,982	4,250	4,328	4,342
120°	0,5783	1,157	1,732	2,341	2,951	3,717	4,524	5,454	6,438	6,984	7,080
130°	0,5471	1,145	1,776	2,494	3,283	4,344	5,654	7,410	9,792	11,424	12,660
140°	0,4979	1,086	1,747	2,532	3,392	4,660	6,780	9,768	15,054	19,494	24,180
150°	0,4319	0,985	1,629	2,424	3,432	5,017	7,553	12,294	23,094	34,782	53,100
160°	0,3509	0,844	1,428	2,158	3,110	4,710	7,510	13,670	32,970	65,496	148,56
170°	0,2609	0,672	1,159	1,755	2,508	3,810	6,199	12,000	35,676	98,850	595,12
180°	0,1643	0,483	0,853	1,267	1,727	2,510	3,836	6,840	18,156	50,358	543,84
190°	0,0677	0,295	0,547	0,780	0,939	1,210	1,471	1,680	1,539	—	—
200°	—	0,123	0,279	0,376	0,341	0,312	0,163	—	—	—	—
210°	—	—	0,077	0,112	0,019	0,005	—	—	—	—	—

000483

Die Ergebnisse der Rechnung sind in Zahlentafel 1 zusammengestellt. Sie enthält auch die Sommerfeldsche Zahl S_0 , sowie die Größe $(1-\chi)S_0$, die im weiteren Verlauf der Rechnung eingeführt ist. Ebenfalls sind die Reibungszahlen in der Form μ/ψ eingetragen und auch die Reibungsvorzahlen K . Diese Größen werden im Zusammenhang mit den entsprechenden Ausführungen über die Reibungsverhältnisse bei endlicher Lagerbreite behandelt.

Die Druckverteilung in der Umfangsrichtung nach Gleichung (20) ist in Zahlentafel 2 angegeben. In Abb. 5 sind diese Kurven dargestellt, wobei die Werte der Zahlentafel 2 durch $p_{\max} \psi^2/\eta\omega$ dividiert sind. Man erkennt den verschiedenartigen Verlauf der Druckentwicklung in Abhängigkeit von der Exzentrizität χ , die Kurven

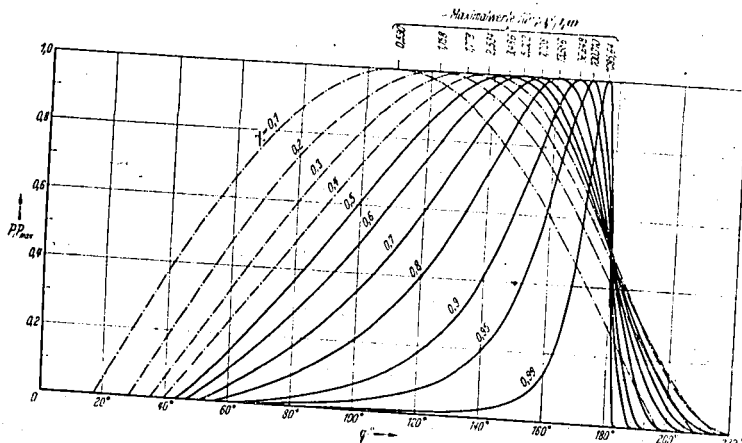


Abb. 5. Druckverteilung für die halbunschließende Lagerschale.

sind nicht affin zueinander¹⁾. Es gibt keine einheitliche Lösung für verschiedene Exzentrizitäten.

¹⁾ In Forsch. Ing.-Wes. 6 (1935) S. 161 kommt E. Heidebroek zu einem dieser Aussage widersprechenden Ergebnis, nämlich daß es eine allgemeine Druckkurve, ein Grundgesetz von klassischer Form in Gestalt einer dimensionslosen trigonometrischen Funktion gebe. Der Grund für diesen Schluß liegt in dem verwendeten Ausdruck für die Schmierpalthöhe h und den Randbedingungen, die für ein Zapfenlager nicht zutreffen. Heidebroek setzt $h = h_0 + c \alpha_1^2$, wo h_0 die engste Spaltweite, $\alpha_1 = \pi - \varphi$ in bezug auf unsere Abb. 1 und $c = \frac{1}{2}(r_1 r_2 - r_0^2) : r_0$ die „Schmiegszahl“ bezeichnet. Letztere wird, wenn man $r_2 = r_1 + s$ setzt, wegen der Kleinheit von s bis auf Größen höherer Ordnung gleich $\frac{s}{2}$, daher wird $h = h_0 + \frac{s}{2} \alpha_1^2 = h_0 + \frac{s x^2}{2 r_0^2}$, also parabolischer Verlauf von h . Dieselbe Näherung wird auch auf S. 116 bei Gumbel-Everling für den Lagerzapfen angewendet. Gumbel setzt auf S. 90 $h = h_0 (1 + \zeta^2 x^2)$ zur Behandlung des parabolischen Schmierpaltverlaufes; es wird $\zeta = 1/m r$, $\zeta x = \alpha_1/m = \tan \varphi$, wo $m^2 = h_0/c$ ist. Damit geht der Ausdruck $\eta U/h_0^2 \zeta$ bei Gumbel bis auf den Faktor 6 in $h = 6 \eta U/m^2 c^2$ bei Heidebroek über. Die Druckentwicklung beginnt im Unendlichen, wie sie auch Gumbel bei der Behandlung des parabolischen Vollzylinders S. 93 seines Buches anwendet. Der Druckverlauf, bei Gumbel über ζx in Zahlentafel 18, bei Heidebroek über φ in seiner Abb. 5 aufgetragen, stimmt daher bis auf den Faktor 6 überein. Ähnliches gilt von der Druckfunktion in Zahlentafel 1 und Abb. 3 im VDI-Forsch.-Heft 391 von W. Pepler, Druckübertragung an Gleit- und Wälzflächen. Berlin 1938. — Auf die Unzulässigkeit einer solchen Näherung für das Zapfenlager hat bereits ten Bosch, Vorlesungen über Maschinenelemente, S. 235, 2. Aufl. Berlin 1940 hingewiesen.

000484

Aus φ_P und χ ergibt sich die Verlagerungskurve Abb. 6. Bei $\chi = 0,425$ trennen sich die Kurven für den Fall A und B. Der weitere Verlauf der Sommerfeldschen Lösung nach Randbedingung A ist dünn eingezeichnet, er wurde aber bei experimentellen Untersuchungen nicht bestätigt gefunden¹⁾. Die Ursache sind die von der Rechnung geforderten negativen Drücke im Schmiermittel, die sich in Wirklichkeit nicht einstellen. Die praktische Unmöglichkeit dieses Teils der Verlagerungskurve ergibt sich weiterhin aus einer bemerkenswerten Stabilitätsbetrachtung, die Swift erstmalig durchgeführt hat²⁾.

Angenommen, die Welle sei in einem Punkte des aufsteigenden Astes links von a der dünn gezeichneten Kurve im Gleichgewicht. Das Gleichgewicht besteht für diesen Punkt zwischen äußerer Last und der resultierenden Druckverteilung im Film. Eine kleine Aufwärtsverschiebung der Welle ruft wegen der vergrößerten Exzentrizität auch eine Vergrößerung der aufwärts gerichteten Resultierenden aus der Druckverteilung hervor: die Störung wird durch den neuen Zustand vergrößert. Das Umgekehrte tritt bei einer abwärts gerichteten Verschiebung ein. Dieser Ast der Kurve ist daher labil, selbst wenn das Schmiermittel negative Drücke aufnehmen könnte.

7. Näherungslösung für das Lager endlicher Breite. Die Integration der Reynoldsschen Gleichung für den Fall der endlich breiten Gleitfläche beim Zapfenlager läßt sich nicht in der in Abschnitt 2 gezeigten Weise durchführen, da die Eigenfunktionen u_n in (7) für den Verlauf von h nach (8) nicht bekannt sind. Die Integration muß vorerst durch Näherungsverfahren geleistet werden. Als brauchbare Näherungslösung ist die mit dem Ritzschen Verfahren zu gewinnende anzusehen. Ihre Genauigkeit im Vergleich zu den exakten Lösungen von Michell ist geprüft³⁾. Hier wird allerdings vorerst nicht ein vollständiges Funktionensystem — über ein solches siehe man Abschnitt 9 — zur Annäherung der gesuchten Druckverteilung genommen, sondern der Druckverlauf in der Bewegungsrichtung wird dem des Lagers ohne Seitenfluß proportional gesetzt. Der Ansatz wird daher, wenn die Grenzen in der Achsrichtung $z = 0$ und $z = B$ genommen werden, mit Bezug auf Gleichung (20)

$$p = p_0 \sum_{v=1}^{\infty} c_v \sin v \frac{\pi z}{B} = \frac{\eta \omega}{\psi^2} \Phi \sum_{v=1}^{\infty} c_v \sin v \frac{\pi z}{B} \quad (v = 1, 3, 5, \dots) \quad (25)$$

Unter Beschränkung auf das erste Glied der Summe wurde dieser Ansatz schon von Gumbel 1914 verwendet⁴⁾.

Die vorausgesetzte Ähnlichkeit des Druckverlaufs in der Bewegungsrichtung zu dem des Lagers ohne Seitenfluß hat den großen Vorteil, daß die Gleichgewichtsbedingungen erfüllt bleiben. Auch die Verlagerungskurve für das Wellenmittel bleibt dieselbe. Die besten Messungen für diese Kurve, die von Rumpf⁵⁾, bestätigen die in Abb. 6 wiedergegebene Form recht gut.

¹⁾ Vgl. Z. VDI 82 (1938) S. 832.

²⁾ H. W. Swift, a. a. O., S. 270.

³⁾ Vgl. Fußnote 1 von S. 192; dort S. 9, Abb. 2.

⁴⁾ L. Gumbel, Mbl. Berlin. Bez.-Ver. dtsh. Ing. Nr 5, Mai und Juni 1914, S. 97 und 109.

⁵⁾ Siehe Fußnote 4 von S. 198, dort Abb. 4 und 5.

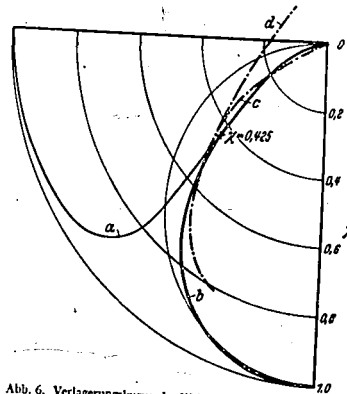


Abb. 6. Verlagerungskurve des Wellenmittels für die halbunschließende Lagerschale. Kurve a nach Randbedingung A (Sommerfeld), Kurve b nach Randbedingung B (Reynolds), Kurve c versuchsmäßige Verlagerung für die Halbschale, Kurve d versuchsmäßige Verlagerung für die Vollschale (nach A. Rumpf).

Zur Aufstellung der Bestimmungsgleichung für die c_n wird nach dem Ritz-Galerkinschen Verfahren die Eulersche Gleichung des Variationsproblems, hier Gleichung (1), wo $x = R\varphi$ und $U = R\omega$ zu setzen ist, mit der n -ten Näherungsfunktion $\Phi \sin n \frac{\pi x}{B}$ multipliziert, dann über den gegebenen Bereich integriert und das Integral gleich Null gesetzt:

$$\int_0^B \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) + R^2 h^3 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - 6\eta\omega R^2 \frac{\partial h}{\partial \varphi} \right] \Phi \sin n \frac{\pi x}{B} d\varphi dz = 0.$$

Darin ist nach (2) und (25)

$$\frac{\partial p}{\partial \varphi} = 6\eta\omega R^2 \frac{h-h_0}{h^3} \sum c_n \sin n \frac{\pi x}{B}$$

zu setzen. Mit $dh/d\varphi = -e \sin \varphi = -s \chi \sin \varphi$ wird

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) = -6\eta\omega R^2 s \chi \sin \varphi \sum c_n \sin n \frac{\pi x}{B}.$$

Ferner ist

$$h^3 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = -s(1 + \chi \cos \varphi)^3 \eta\omega R^2 \Phi \sum \frac{n^2 \pi^2}{B^2} c_n \sin n \frac{\pi x}{B}.$$

Bei der Integration nach z verschwinden alle Glieder, für die $n \neq 1$ ist; es verbleiben die Integrale

$$\int_0^B \sin^2 n \frac{\pi x}{B} dz = \frac{B}{2}, \quad \int_0^B \sin n \frac{\pi x}{B} dz = \frac{2B}{n\pi},$$

und die obige Gleichung wird

$$\int_0^{\pi} \left[-6\chi \Phi \sin \varphi + R^2 \Phi^2 (1 + \chi \cos \varphi)^3 \frac{n^2 \pi^2}{B^2} \frac{B}{2} c_n + 6\chi \Phi \sin \varphi \frac{2B}{n\pi} \right] d\varphi = 0.$$

Nach Einführung der Abkürzungen

$$G_1 = \int_0^{\pi} \Phi^2 (1 + \chi \cos \varphi)^3 d\varphi, \quad G_2 = \int_0^{\pi} \chi \Phi \sin \varphi d\varphi$$

erhält man

$$c_n = \frac{4}{n\pi \left[1 + \frac{n^2 \pi^2}{24} \left(\frac{D}{B} \right)^2 \frac{G_1}{G_2} \right]} \quad (26)$$

Mit der Bestimmung der c_n ist die Aufgabe der näherungsweise Bestimmung der Druckverteilung im endlich breiten Lager gelöst.

Die Gesamtkraft P des Lagers endlicher Breite ergibt sich aus der ersten Gleichgewichtsbedingung (9) mit p nach (25) zu

$$P = \int_0^{\pi} \int_0^B p \cos(\varphi - \varphi_0) \sum c_n \sin n \frac{\pi x}{B} R d\varphi dz,$$

die Integration liefert mit dem auf die Breitenheit bezogenen P_{∞}/B

$$P = \frac{P_{\infty}}{B} \sum c_n \frac{2B}{n\pi} = \frac{2P_{\infty}}{\pi} \sum \frac{c_n}{n}$$

Ebenso ergibt sich auch die Sommerfeldsche Zahl

$$So = \frac{2So_{\infty}}{\pi} \sum \frac{c_n}{n},$$

die für die praktische Anwendung die wichtigste Größe darstellt.

8. Zahlenwerte für das endlich breite Lager. Aus den in Zahlentafel 1 und 2 bzw. Abb. 5 enthaltenen Rechnungsergebnissen für das Lager ohne Seitenfluß lassen sich die Sommerfeldschen Zahlen für das endlich breite Lager über die c_n gewinnen. Die

Auswertung des Integrals G_1 erfolgte nach Auftragen der errechneten Funktionswerte durch Planimetrieren. Das Integral G_2 läßt sich analytisch berechnen. Durch partielle Integration unter Beachtung der Randbedingungen erhält man in gleicher Weise

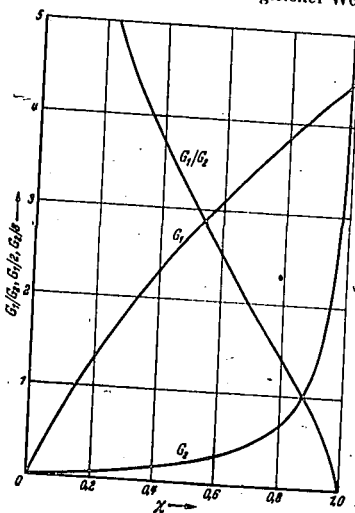


Abb. 7. Verlauf der Integrale $G_1(\chi)$ und $G_2(\chi)$.

wie unter Ziffer 5

$$\begin{aligned} G_2 &= \int_0^{\pi} \chi \Phi \sin \varphi d\varphi = \int_0^{\pi} \chi \frac{d\Phi}{d\varphi} \cos \varphi d\varphi \\ &= 6 \int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{1 + \chi \cos \varphi} - 6k \int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{(1 + \chi \cos \varphi)^2} \\ &= 6 \left(J_1 - \frac{J_2}{\chi} \right). \end{aligned}$$

Damit sind alle für die Rechnung notwendigen Größen bekannt. G_1 und G_2 sind in Abb. 7 dargestellt.

Die weiteren Ergebnisse sind nicht in Tabellen, sondern nur im Kurvenblatt mitgeteilt, da es sich um eine Näherungsrechnung handelt. In Abb. 8 ist nicht die Sommerfeldsche Zahl selbst aufgetragen, denn mit $\chi \rightarrow 1$ geht stets $So \rightarrow \infty$. Da die So -Kurven einen hyperbelartigen Verlauf über $1 - \chi$ zeigen, schien es zweckmäßig, das Produkt $So(1 - \chi)$ als Ordinate zu nehmen, damit der Kurvenverlauf im Endlichen bleibt. Eine der Abb. 8 ähnliche Darstellung wurde vom Verfasser bereits bei der praktischen Anwendung dieser Rechnung veröffentlicht¹⁾. In anderer Weise zeigt Abb. 9 die Abnahme der Tragfähigkeit P

¹⁾ G. Vogelpohl, Öl u. Kohle 36 (1940) S. 9 und 34, insbesondere Abb. 6.

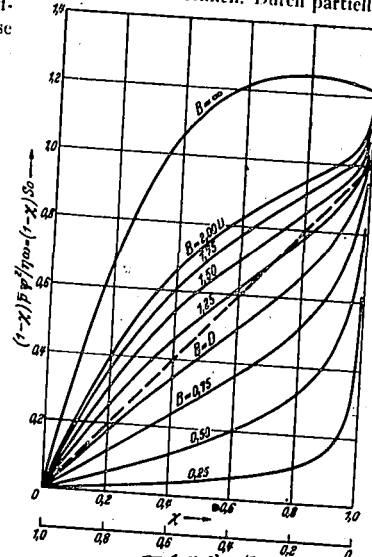


Abb. 8. Verlauf der Sommerfeldschen Zahl So als Funktion der relativen Exzentrizität χ in der Form $(1 - \chi) So = f(\chi, B/D)$.

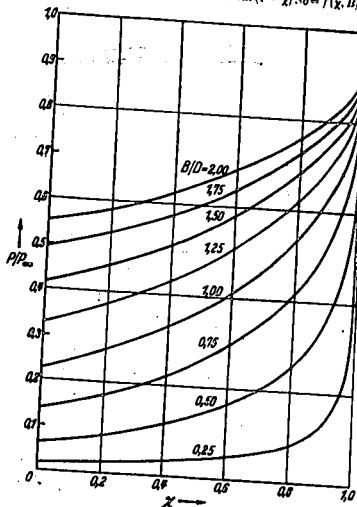
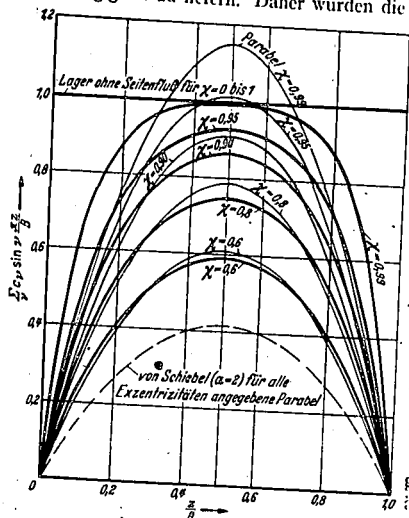


Abb. 9. Abnahme der Tragfähigkeit P für endliche Lagerbreite gegenüber der Tragfähigkeit P_{∞} des Lagers ohne Seitenfluß.

für das endlich breite Lager gegenüber der des Lagers ohne Seitenfluß ψ_∞ . Als wesentliches Ergebnis ist zu verzeichnen, daß der Einfluß der endlichen axialen Begrenzung der Gleitfläche auf die Druckverteilung stark von der Exzentrizität χ abhängig ist. Frühere Versuche zur Berücksichtigung der endlichen Breite von Gumbel¹⁾, Schiebel²⁾ und Stieber³⁾ hatten eine solche Abhängigkeit nicht ergeben. Eindeutig wurde sie aber für andere Randbedingungen vom Verfasser⁴⁾ gefunden. Das auch von Schiebel angewendete Ritzsche Verfahren ist leistungsfähig genug, um diese Abhängigkeit zu liefern. Daher wurden die Rechnungen Schiebels wiederholt, wobei sich andere Zahlenwerte ergaben. — Schiebel nimmt den Druck in der Achsrichtung nach einer Parabelform verteilt an und erhält dann für den Beiwert⁵⁾



$$c = \frac{5}{4 \left[1 + a \left(\frac{D}{B} \right)^2 \right]} \quad (27)$$

worin $a = \frac{5 G_1}{12 G_2}$ in unserer Schreibweise ist. Ohne nähere Angabe des Rechnungsganges wird der Wert $a = 2$ gegeben⁶⁾, der sich mit der Zapfeneinstellung, also mit χ nur geringfügig ändern soll. Bei der Nachrechnung wurden die Werte

$\chi = 0,2$	$0,4$	$0,6$	$0,8$	$0,9$	$0,95$	$0,99$
$a = 2,24$	$1,54$	$1,037$	$0,580$	$0,361$	$0,234$	$0,092$

gefunden, wonach a mit χ stark veränderlich ist und mit $\chi \rightarrow 1$ gegen Null geht. Das stimmt mit den bisherigen Ergebnissen überein; denn mit wachsender Exzentrizität nähert sich die Druckverteilung mehr und mehr der

Abb. 10. Vergleich des Verlaufs der Druckverteilung in der Achsrichtung nach der vorliegenden Rechnung mit der parabolischen Näherung nach Schiebel für $B = D$.

des Lagers ohne Seitenfluß; im Grenzfall $\chi = 1$ sind beide Druckverteilungen gleich. Es ist ja

$$\frac{\pi}{4} = \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{v} \sin v \frac{\pi z}{B} \quad (v = 1, 3, 5, \dots)$$

Ferner wird für $\chi = 1$ auch $G_1/G_2 = 0$, da G_1 stärker gegen Null geht als G_2 ; folglich wird in (25) mit c_n nach (26) nach Ausführung der Summation $p = p_\infty$. Beschränkt man sich auf das erste Glied der Reihe, so erhält man für c_1 nach (25) und für die Parabelverteilung nach (27) fast denselben Wert. Für größere B/D wird c nach (27) aber größer als Eins. Danach wäre also der Druck im endlich breiten Lager in der Mittelebene höher als im Lager ohne Seitenfluß, was natürlich nicht möglich ist. Die Beschränkung auf das erste Glied ist für eingehendere Untersuchungen also nicht zulässig. Damit entfällt auch für größere χ die Annahme einer parabelförmigen Druckverteilung in der Achsrichtung.

¹⁾ L. Gumbel und E. Everling, Reibung und Schmierung im Maschinenbau, S. 143. Berlin 1923.
²⁾ A. Schiebel, Die Gleitlager, S. 29 und 30. Berlin 1933.
³⁾ W. Stieber, a. a. O., S. 74.
⁴⁾ Vgl. Fußnote 1 von S. 192; dort S. 13.
⁵⁾ A. Schiebel, a. a. O., S. 27, Gleichung (56).
⁶⁾ A. Schiebel, a. a. O., S. 30.

In Abb. 10 sind an einigen Beispielen die Unterschiede zwischen der parabolischen und der nach (25) sich ergebenden Druckverteilung zusammengestellt. Die Parabel ergibt stets höhere Scheitelwerte, die mit wachsender Exzentrizität mehr und mehr abweichen. Außerdem ist die Parabel mit dem Wert $a = 2$ nach Schiebel eingetragen, die für alle Exzentrizitäten gelten soll. Man sieht, daß sie viel zu ungünstige Werte liefert.

9. Ansatz für eine vollständige Näherungslösung nach dem Ritzschen Verfahren. Die soeben gewonnene Einsicht legt nahe, daß auch in der Bewegungsrichtung die Berücksichtigung nur eines Gliedes nicht ausreichend ist. Von einer Abschätzung des Fehlers der vorteilhafter auf die Bestimmung einer sofort verwendbaren besseren Näherung angewendet wird. Eine solche wird nicht über die Eigenfunktion nach Gleichung (6), sondern wieder mit Hilfe des Ritz-Galerkinschen Verfahrens angestrebt. Es besteht in der Bewertung kein Unterschied zwischen der „strengen“ Entwicklung nach den Eigenfunktionen und der „Näherung“ nach dem Ritzschen Verfahren, wenn ein Ansatz mit einem die Randbedingungen erfüllenden vollständigen Funktionssystem verwendet wird; denn beide konvergieren gegen die Lösung. Im vorliegenden Fall läßt sich ein vollständiges Funktionssystem leicht angeben; der Ausdruck

$$p = \sum_{\mu=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} c_{\mu r} p_{\mu r} = \sum_{\mu=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} c_{\mu r} (\sin k_{\mu} x - A_{\mu} \sin k_{\mu} x) \sin v \frac{\pi z}{B} \quad (28)$$

erfüllt die Randbedingungen. In der runden Klammer stehen die -- in dieser Form wenig bekannten -- Eigenfunktionen für die Querschwingungen eines bei $x = 0$ frei aufliegenden und bei $x = L$ eingespannten Stabes. Darin ist

$$A_{\mu} = \frac{\sin k_{\mu} L}{\sin k_{\mu} L} = \frac{\cos k_{\mu} L}{\cos k_{\mu} L} \quad (29)$$

und $k_{\mu} L$ sind die Wurzeln der transzendenten Gleichung

$$\tan k_{\mu} L = \operatorname{tg} k_{\mu} L, \quad (30)$$

die bis auf drei Dezimalen hinter dem Komma auch für $\mu = 1$ durch $k_{\mu} L = (\mu + \frac{1}{2}) \pi$ gegeben sind. Mit diesem Ansatz sind Druckverteilung, Tragfähigkeit und Verlagerungskurve in gleicher Weise wie in den Abschnitten 7 und 8 zu bestimmen. Die Gleichgewichtsbedingungen lassen sich jedoch nur durch Interpolation aus mehreren vollständig durchgerechneten Lösungen erfüllen, wobei die hier bereits gegebenen Näherungslösungen als Anhalt dienen.

Wahrscheinlich ist es zweckmäßiger, mit dem Ansatz (28) nur eine Zusatzlösung zu der bereits gegebenen zu bestimmen. Diese Arbeiten sind durch die Kriegsverhältnisse verzögert. Die Forderung nach der Anwendung der Rechenergebnisse in der Praxis machte die Veröffentlichung in der vorliegenden Form notwendig. Dabei sind vorerst kleinere Zahlenabweichungen gegenüber besseren Lösungen unwesentlich.

10. Die geringste Schmierschichtstärke in Abhängigkeit vom Lagerspiel. In der Praxis der Gleitlagerberechnung tritt die Frage auf, wie sich im Betrieb der Zapfen in der Schale einstellt, also welche Exzentrizität χ erreicht wird. Beliebig nahe an 1 liegende Werte dürfen nicht zugelassen werden, da die Oberflächen nicht, wie hier vorausgesetzt, mathematisch glatt sind. Die Rauigkeitserhebungen verhaken sich sonst ineinander, womit der Zustand rein hydrodynamischen Fließens in der Gleitfläche aufhört. Demnach dürfen die hier entwickelten Rechnungen nur bis zu einem bestimmten, durch Versuche zu ermittelnden Wert der geringsten Schmierschichtstärke $h_{\min} = s(1 - \chi)$ angewendet werden. Die Winkellage η_p ist dabei ohne Bedeutung.

Besonders wichtig ist, in welcher Weise die geringste Schmierstärkste vom Lagerspiel $S = 2s$ abhängt, also von demjenigen Maß, das der Konstrukteur vorschreiben kann. Das Lagerspiel darf jedoch nicht willkürlich gewählt werden; bei zu engem Spiel läßt sich wegen der Rauigkeiten nicht die für die Schmierkeilbildung notwendige Exzentrizität erreichen; ist das Spiel zu groß, so wird das Druckgebiet zu klein, was eine zu große Exzentrizität und damit auch metallische Berührung zur Folge hat.

Um hier einen Zusammenhang zu finden, betrachte man in Abb. 8 die von 0 nach $So(1-\chi) = 1$ verlaufende Gerade $So(1-\chi) = \chi$, die gestrichelt eingezeichnet ist. Sie gibt den Charakter des Verlaufs für die $So(1-\chi)$ -Kurven ungefähr wieder. Mit der Geraden als Näherung läßt sich die Umrechnung vollständig vornehmen. Es ist

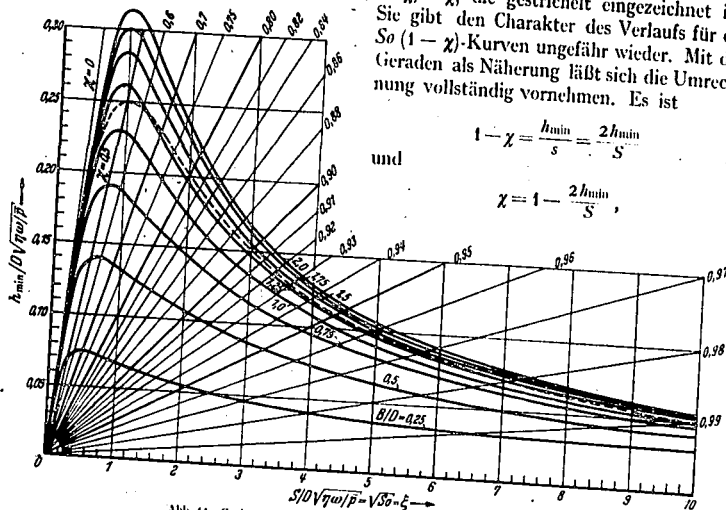


Abb. 11. Geringste Schmierstärkste als Funktion des Lagerspiels.

also wird für diesen Sonderfall

$$So(1-\chi) = \chi = \frac{\bar{p}}{\eta \omega} \frac{S^2}{D^2} \frac{2h_{min}}{S} = 1 - \frac{2h_{min}}{S}$$

Nach Multiplikation mit

$$\frac{S}{D} \sqrt{\frac{\bar{p}}{\eta \omega}} = \sqrt{So} = \xi$$

auf beiden Seiten erhält man

$$2\xi^2 \frac{h_{min}}{D \sqrt{\eta \omega \bar{p}}} = \xi - 2 \frac{h_{min}}{D \sqrt{\eta \omega \bar{p}}}$$

oder

$$\frac{h_{min}}{D \sqrt{\eta \omega \bar{p}}} = \frac{\xi}{2(1+\xi)}$$

Dieser Ausdruck in ξ ist für $\xi = 0$ und $\xi = \infty$ auch Null, ein Höchstwert vom Betrag 0,25 liegt bei $\xi = 1$ vor.

In Abb. 11 ist der Verlauf von $h_{min}/D \sqrt{\eta \omega \bar{p}}$ eingetragen. Dann wurden die gefundenen Veränderlichen $h_{min}/D \sqrt{\eta \omega \bar{p}}$ und ξ übertragen. Das mit der linearen Näherung gewonnene Bild ist im wesentlichen erhalten geblieben. Die Maxima liegen in der Nähe von $\xi = 1$, die Höchstwerte selbst sind jedoch verschieden.

$$1-\chi = \frac{h_{min}}{s} = \frac{2h_{min}}{S}$$

und

$$\chi = 1 - \frac{2h_{min}}{S}$$

Wir erhalten also die geringste Schmierstärkste h_{min} , durch D und $\sqrt{\eta \omega \bar{p}}$, also die geometrischen und physikalischen Größen, auf einen Einheitsmaßstab bezogen, in Abhängigkeit vom Lagerspiel S . Ein bestimmter Höchstwert von h_{min} ergibt sich für einen bestimmten Wert von $S = 2s$.

Aus $h_{min} = s(1-\chi)$ folgt, daß die Linien $\chi = \text{konst.}$ durch den Koordinatenursprung gehende Geraden sein müssen. Diese sind auch in Abb. 11 eingetragen. Für eine relative Exzentrizität $\chi \approx 0,5$ ist die geringste Schmierstärkste am größten und demnach auch die Betriebssicherheit. Die Verwirklichung dieses besonderen Wertes setzt ein bestimmtes festgelegtes Spiel voraus, das von den Betriebsbedingungen (η, ω, \bar{p}) abhängig ist.

Die weitere Verwendung dieser Darstellung für die praktische Gleitlagerberechnung, namentlich in bezug auf die Passungen im Maschinenbau, wird in einer besonderen Arbeit gezeigt werden.

11. Die Reibungsverhältnisse. Das Reibungsmoment wird durch Ausführung der Integration in Gleichung (13) erhalten:

$$M_W = - \int_0^{2\pi} \int_0^B \left[\frac{U}{h} \eta + \frac{h}{2R} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right] R^2 d\varphi dz$$

Einsetzen von h aus (8) ergibt für den ersten Summanden

$$- \int_0^{2\pi} \int_0^B \frac{R \omega \eta R^2}{s(1+\chi \cos \varphi)} d\varphi dz = - \frac{\eta \omega}{\psi} R^2 B J_1$$

und für den zweiten mit (16) und (25), wobei $\psi = S/D = s/R$ ist,

$$- \int_0^{2\pi} \int_0^B \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial \varphi} R d\varphi dz = - \int_0^{2\pi} \int_0^B \frac{6\eta \omega}{\psi^2} \left[\frac{1}{1+\chi \cos \varphi} - \frac{h_0}{(1+\chi \cos \varphi)^2} \right] \sum_{n=1}^{\infty} c_n \sin n \frac{\pi z}{B} R d\varphi dz$$

und mit (19)

$$= -3 \frac{\eta \omega}{\psi} R^2 (J_1 - k J_2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_n}{\psi} \frac{2B}{\pi} = - \frac{\eta \omega}{\psi} R^2 B \beta (J_1 - k J_2) \frac{So}{So_{\infty}}$$

Somit beträgt das gesamte Moment

$$M_W = - \frac{\eta \omega}{\psi} R^2 B \left[J_1 + \beta (J_1 - k J_2) \frac{So}{So_{\infty}} \right] = \mu P R \quad (31)$$

Die Reibungszahl errechnet sich mit $P = D B \bar{p} = 2 R B \frac{\eta \omega}{\psi^2} So$ zu

$$\mu = \frac{M_W}{P R} = - \frac{\psi}{2} \frac{J_1 + \beta (J_1 - k J_2) \frac{So}{So_{\infty}}}{So}$$

wobei So/So_{∞} aus Abb. 8 entnommen werden kann, oder auch zu

$$\frac{\mu}{\psi} = - \frac{J_1}{2 So} - \frac{3(J_1 - k J_2)}{2 So_{\infty}} \quad (32)$$

Bildet man aus dem Reibungsmoment an der Schale die Reibungszahl, so folgt aus (15)

$$\frac{\mu}{\psi} = \chi \sin \varphi_p + \frac{J_1}{2 So} - \frac{3(J_1 - k J_2)}{2 So_{\infty}}$$

oder

$$\mu = \chi \sin \varphi_p + \left(\frac{\mu}{\psi} \right)_{\text{Schubspannungsanteil}} \quad (33)$$

Dabei rührt das erste Glied auf der rechten Seite von der Verlagerung her, wie früher ausgeführt wurde. Bei der Auswertung von Versuchen ist die Ermittlung der Reibungszahl nach diesem Ausdruck vorzunehmen, wenn die Reibung an der Schale

gemessen wird. Außerdem ist diese Gleichung zur numerischen Nachprüfung der in Zahlentafel 1 wiedergegebenen Zahlen verwendet worden. Die Werte μ/ψ zeigt Abb. 12.

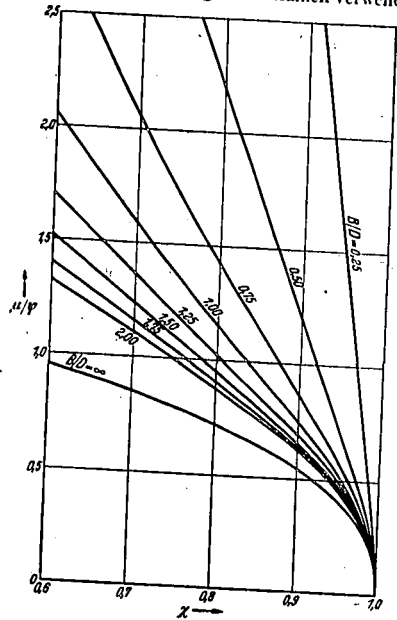


Abb. 12. Reibungszahl als Funktion von x und B/D .

Im Versuchswesen bei der Messung der Reibung an der Schale wird nur der Schubspannungsanteil und nicht die Größe $x \sin \psi$ in (33) erfasst. Der Unterschied ist nicht klein und stark von den Randbedingungen abhängig. Die Ergebnisse der Rechnung zeigt Abb. 13.

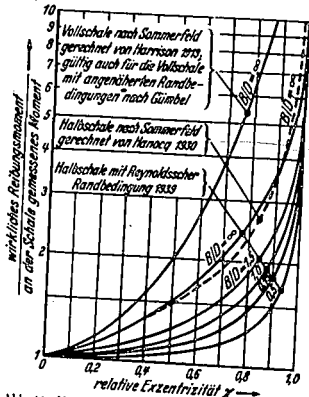


Abb. 13. Verhältnis der Schubspannungen an Welle und Schale - Unterschied des an der Schale gemessenen und des wirklichen Reibungsmoments bei reiner Flüssigkeitsreibung.

In der Praxis ist es üblich, die Reibungszahl in der auf Gümbel zurückgehenden Form

$$\mu = K \sqrt{\frac{\eta \omega}{p}}, \quad K = \frac{\mu}{\psi} \sqrt{S_0} \quad (34)$$

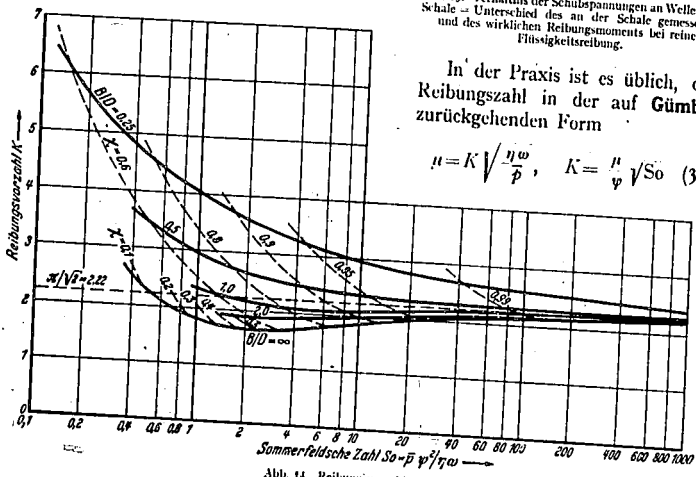


Abb. 14. Reibungsvorgaben.

darzustellen. Dabei ist K die Reibungsvorgabe, die für $S_0 > 2$ und $B/D \approx 1$ nach der Rechnung ungefähr konstant verläuft und den Wert von $K \approx 2$ annimmt (Abb. 14).

Gute Versuche bestätigen dieses Ergebnis (Abb. 15 und 16); daher rechnet man in der Praxis auch meist mit K als einer Konstanten. Sie hat aus Messungen den Wert $K = 2,4$ für weites Spiel ($\psi > 0,002$) ergeben; für enges Spiel dagegen ist sie größer,

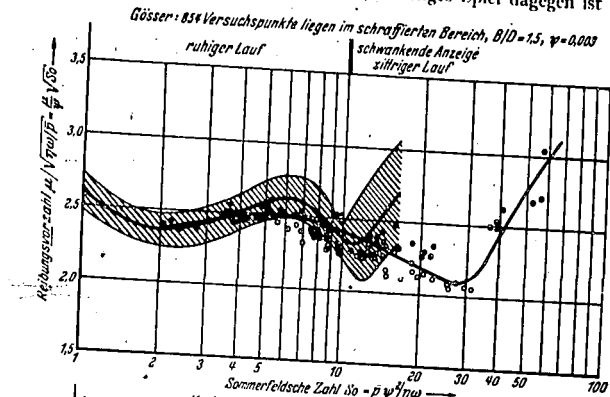


Abb. 15. Reibungsvorgaben nach Versuchen von Gösser und Schneider.

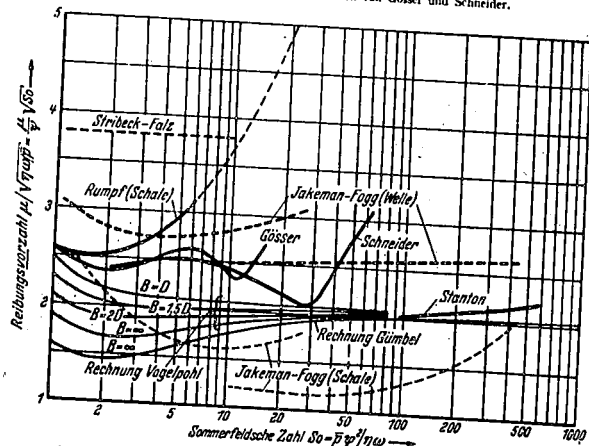


Abb. 16. Zusammenstellung von Versuchsergebnissen nach der Reibungsvorgabe ausgerechnet.

etwa $K = 3,5$ bis $3,8$, wenn $B \approx D$ ist. Die Ergebnisse der Messungen liegen höher als die der Rechnung, da letztere nur den tragenden Teil des Ölfilms berücksichtigt; die Reibung im drucklosen Gebiet kann aber im allgemeinen nicht vernachlässigt werden.

Mit $S_0 \rightarrow \infty$ geht K gegen einen festen Wert, der hier nicht näher bestimmt wurde. Er ist bei den vorliegenden Randbedingungen wahrscheinlich auch $= \pi/\sqrt{2}$ wie für den Fall eines Lagers mit einem Druckentwicklungsbereich von 180° , Beginn bei 0° und Ende bei 180° , d. i. der Fall des Voll-Lagers mit angenäherten Randbedingungen

nach Gümbel. Die formelmäßigen Beziehungen für diesen letzteren Fall sind von Stieber gegeben¹⁾. Danael²⁾ ist in Stiebers Schreibweise

$$\frac{P_m}{C_i} = P_m \frac{v^2}{\eta \omega r l} = 2 S_0 = \frac{6 \alpha^2 \sqrt{4 + \pi^2 (\alpha^2 - 1)}}{(\alpha^2 - 1) (2 \alpha^2 + 1)}$$

und

$$K = \frac{\mu}{\eta} \sqrt{S_0} = \frac{\pi \sqrt{\alpha^2 - 1} (\alpha^2 + 2)}{3 \alpha \sqrt{4 + \pi^2 (\alpha^2 - 1)}} \frac{\sqrt{3 \alpha^2 \sqrt{4 + \pi^2 (\alpha^2 - 1)}}}{\sqrt{(\alpha^2 - 1) (2 \alpha^2 + 1)}}$$

Mit $\alpha \rightarrow 1$ entsprechend $S_0 \rightarrow \infty$ wird

$$K_{S_0 \rightarrow \infty} = \frac{\pi \sqrt{3} \sqrt[3]{4}}{3 \alpha \sqrt{4} \sqrt{3}} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 2,2214.$$

Dieses Ergebnis ist von Bedeutung. Es zeigt die Gültigkeit der Gleichung (34) bis zu den größten Sommerfeldschen Zahlen, so lange nur hydrodynamische Reibung gesichert ist. Hört das ausschließliche Vorhandensein rein hydrodynamischen Tragens auf, was bei einem gewissen S_0 der Fall ist, so zeigt sich ein starker Anstieg der Reibungszahl (Abb. 15 und 16). Das ist ein Vorgang, dessen Eintritt und Verlauf sehr von der Oberflächenbeschaffenheit der Gleitflächen abhängig ist; entsprechende Überlegungen sind in einer früheren Arbeit des Verfassers erörtert worden²⁾. Dasselbst sind auch die Quellen zu Abb. 15 und 16 angegeben.

12. Zusammenfassung. Die Existenz der Lösungen der Reynoldsschen Gleichung für die Druckverteilung im Schmierfilm wird nachgewiesen und ihre Form für das Zapfenlager endlicher Breite bei einem rechteckigen Integrationsbereich angegeben. Dabei ist vom Vorhandensein eines Partikularintegrals Gebrauch gemacht, das die Druckverteilung für das Lager ohne Seitenfluß darstellt. Für das halbumschließende Lager wird die Berechnung der Druckverteilung zahlenmäßig durchgeführt. Die endliche Lagerbreite wird, vom Lager ohne Seitenfluß ausgehend, mit Hilfe des Ritz-Galerkinschen Verfahrens näherungsweise berücksichtigt. Die Ergebnisse sind als Unterlagen für die Festlegung des Lagerspiels beim Entwurf als vorläufig ausreichend anzusehen. Sie werden in eine Form gebracht, die die geringste Schmier-schichtstärke in Abhängigkeit vom Lagerspiel darstellt.

¹⁾ W. Stieber, a. a. O., S. 61, Gleichung (122) und S. 62, Gleichung (130).

²⁾ G. Vogelpohl, Öl u. Kohle 35 (1939) S. 720.

Abteilung Reibungsforschung Berlin
des Kaiser Wilhelm-Institutes für Strömungsforschung, Göttingen.

(Eingegangen am 8. April 1943.)

000494

Neuere Messungen der Verlagerungskurve des Wellenmittels im Gleitlager

Die Verlagerung des Zapfens in der Schale, gegeben durch Mittlenabweichung (Exzentrizität) und Verlagerungswinkel, in Abhängigkeit von der Lagerlast, gegeben durch den mittleren Flächenndruck \bar{p} , von der Drehzahl n oder besser der Winkelgeschwindigkeit ω und der Ölzähigkeit η vorwiegend zu bestimmen, ist wegen der Kleinheit der eintretenden Verschiebungen eine schwierige Aufgabe. Die besten Messungen sind wohl bisher immer noch die von Nücker¹⁾ nach dem von weil Nücker und Vieweg²⁾ angegebenen Kapazitätsverfahren, 300 mm Breite arbeitete, so daß die zu bestimmenden Größen auch hinreichend groß und damit genauer bestimmbar Zahlenwerte für die Messung ergaben.

Messungen mit Fühlhebel

Einfacher als das elektrische Verfahren ist die unmittelbare Messung der Verlagerung zwischen Welle und Schale durch genügend fein anzeigende Fühlhebel. Auf diese Weise hat erstmalig Goodman schon 1886 die Dicke des Ölbandes bestimmt³⁾ und Kingbury⁴⁾ die Verlagerung gemessen, ferner neuerer Zeit sind nun im National Physical Laboratory in Toddington (England) Versuche von Clayton und Jakeman⁵⁾ durchgeführt worden, bei denen die Messung der Verschiebung durch optische Ableitung so weit verfeinert ist, daß sie eine Genauigkeit von $\pm 2,5 \mu$ gewährleistet. Auch dieser Wert reicht noch nicht aus, um in jeder Hinsicht befriedigende Ergebnisse zu erhalten, dennoch sind die mitgeteilten Untersuchungen von sehr großem Wert.

Die Messungen wurden mit einem Stahlzapfen von $d = 50,8$ mm Dmr. und $l = 57,2$ mm Länge ausgeführt. Die Lagerschale bestand aus harter Bronze mit verschiedenen Bohrungen D , so daß sich die in Zahlentafel 1 angegebenen Lagerpiele ergeben.

Zahlentafel 1. Lagerpiele der Versuchslager mit $d = 50,8$ mm.

$D - d$ mm =	0,038,	0,089,	0,163,	0,408
$v = (D - d)/d$	= 0,00075,	0,00175,	0,0038,	0,00805

Zahlentafel 2. Dynamische Zähigkeit des verwendeten Schmieröles.

Temperatur	°C	40°	60°	120°
Dyn. Zähigkeit η kg/cm ²		0,0219	0,0077	0,0036
				0,0016

Die Versuche wurden bei Belastungen von 12,7; 35,2; 70,3 und 141 kg/cm² und Drehzahlen von $n = 100, 500$ und 1000 U/min ausgeführt. Zur Schmierung diente ein schweres Mineralöl, dessen Zähigkeit aus Zahlentafel 2 zu ersehen ist. Verschiedene Zähigkeiten η wurden durch Innenthaltung verschiedener Lager-temperaturen mit demselben Öl erreicht. Die Versuche gehen also hinsichtlich der Belastung bereits sehr weit in den technisch verwerteten Bereich hinein. Jedoch ist der Zapfendurchmesser verhältnismäßig klein, so daß die gemessenen Werte der Verlagerung noch gewisse Unsicherheiten einschließen.

¹⁾ W. Nücker, VDI-Forschungsheft 252, Berlin 1932.
²⁾ E. Schering u. R. Vieweg, Z. angew. Chem. Bd. 39 (1926) S. 1110.
³⁾ J. Goodman, M.A. Proc. Inst. Civ. Engrs. Bd. 55 (1886) S. 378.
⁴⁾ A. Kingbury, Journ. Am. Soc. Nav. Engrs. Bd. 9 (1897) S. 287.
⁵⁾ L. Clayton, Monatsbl. Berl. Ber. Verein deutscher Ingenieure (1914) S. 37, Ferner S. VDI Bd. 45 (1911) S. 1295.
⁶⁾ D. Clayton und O. Jakeman, Proc. Inst. Mech. Engrs. Bd. 119 (1936).

DB 8317

Unter Hinweis auf Bild 1, aus dem die Bezeichnung der wichtigsten Größen hervorgeht, sei zunächst betont, daß der dort bezeichnete Ölneinlaufwinkel nicht unbedingt mit dem Beginn der Druckentwicklung zusammenzufallen braucht. Vielmehr scheint sich namentlich bei großem Lagerpiel und großer Mittlenabweichung der Druck nur in unmittelbarer Nachbarschaft der engsten Stelle des Schmierpaltes zu entwickeln, so daß das Öl von der Zulaufstelle praktisch ohne Druck bis in das Gebiet fließt, wo die eigentliche Druckentwicklung beginnt. Insbesondere bestätigen dies Messungen von Stanton mit sehr großem Lagerpiel, bei denen auch die Druckverteilung mit aufgenommen wurde⁷⁾. Diese ist von Clayton und Jakeman nicht

- ¹⁾ Beginn der Druckentwicklung
- ²⁾ Ende der Druckentwicklung
- ³⁾ Verlagerungswinkel, Lastangriffswinkel
- ⁴⁾ Ölneinlaufwinkel
- ⁵⁾ Mittlenabweichung des Zapfenwinkels
- ⁶⁾ $x = 2e/(D-d)$ verhältnismäßige Mittlenabweichung

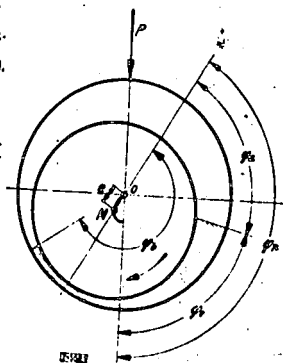


Bild 1. Der durch Drehung verlagerte Zapfen.

gemessen worden. Aber aus dem ähnlichen Verlauf der von Stieber gerechneten Verlagerungskurven für verschiedene Ölneinlaufwinkel kann derselbe Schluß gezogen werden.

Vergleich mit gerechneten Kurven

Bild 2 zeigt die Kurven von Stieber, die für das Lager ohne Seitenfluß berechnet wurden⁸⁾. Es sind nur Ölneinlaufwinkel bis zu 180° wiedergegeben, da größere Werte im allgemeinen in das Gebiet des sich erweiternden Ölspaltes fallen, in dem sich kein Druck einstellt. Die für noch größere Ölneinlaufwinkel von Stieber gerechneten Kurven haben keine physikalische Bedeutung. Das bestätigen insbesondere auch die Messungen von Clayton und Jakeman. Bild 3 zeigt das Gesamtergebnis der Versuche. Daß bei den einzelnen Gruppen, d. h. bei Versuchen mit demselben Lagerpiel, sich bei verschiedenen Lasten auch verschiedene Kurven ergeben, ist zunächst von untergeordneter Bedeutung. Es ist nicht ausgeschlossen, daß durch die verschiedenen Lasten auch Verformungen von Schale und Welle eintreten, die sich nicht restlos berücksichtigen lassen und die verschiedene Kurven ergeben. Ferner ist zu beachten, daß einige Meßpunkte aus dem Bereich der überhaupt möglichen Mittlenabweichung herausfallen, namentlich bei dem kleinsten Lagerpiel. Auch dieses ist auf Meßfehler und Ungenauigkeiten zurückzuführen, die Anlaß zu einer sehr wertvollen Unter-

⁷⁾ J. A. Stanton, Engineer Bd. 184 (1922) S. 593; Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 102 (1923) S. 241; Auszug in S. VDI Bd. 67 (1923) S. 466.
⁸⁾ W. Stieber, Das Schwinglager, Berlin 1933.

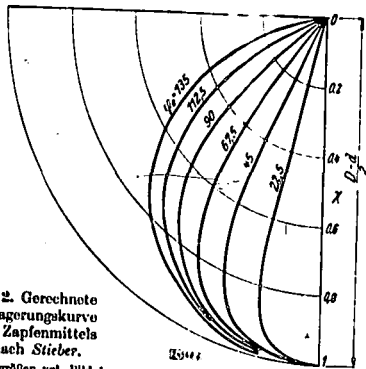


Bild 2. Gerechnete Verlagerungskurve des Zapfenmittels nach Stieber. Formelgrößen vgl. Bild 1

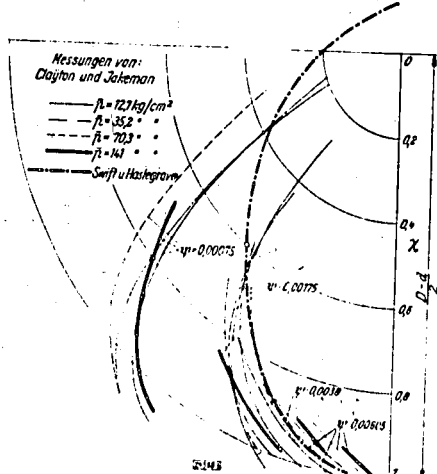


Bild 3. Gemessene Verlagerungskurven des Zapfenmittels. Formelgrößen vgl. Bild 1

sung über die Bearbeitungsgenauigkeit von Schale und Welle führten, wie weiter unten berichtet wird. Die Messungen bei größeren Lagerspielen zeigen diesen Fehler nicht mehr.

Der Vergleich zwischen Bild 2 und 3 legt die Vermutung nahe, daß sich auch hier das Druckgebiet in Abhängigkeit vom Lagerspiel über verschieden große Teile des Umfanges erstreckt. Bei geringem Lagerspiel ist das Druckgebiet größer.

Auftragung der Ergebnisse

Die Wiedergabe der Messungen von Clayton und Jakeman heißt daran, daß Last, Drehzahl und Lagertemperatur einzeln als unabhängige Veränderliche angegeben sind, und nicht das Produkt $\eta \omega / \bar{p} \bar{p}'$, das von der Theorie als Ähnlichkeitsziehung gefordert wird. So ist eine gewisse Unübersichtlichkeit in die Darstellung gekommen.

Bild 4 zeigt die Kurven der Tragfähigkeit abhängig von der Mittelabweichung. Die Darstellung weicht von der bei Clayton und Jakeman ab, weil dort drei verschiedene Maßsysteme verwendet sind, wodurch ein ganz wesentlicher Vorteil der dimensionslosen Darstellung verloren geht. Es ergeben sich nämlich stets dieselben Zahlenwerte, wenn alle Größen in den Einheiten desselben Maßsystems ausgedrückt werden. Der Bericht hat daher diese Ergebnisse umgerechnet. Hier sind über $\chi = 2 \cdot (D - d)$ als verhältnismäßiger Mittelverlagerung die erzielten Tragfähigkeiten dimensionslos aufgetragen. Die Kurve für das kleinste Lagerspiel fällt wieder aus dem zulässigen Bereich $\chi = 0$ bis $\chi = 1$ heraus und liegt sehr tief, was auf die bereits von den beiden Forschern selbst erwähnten

Meßungenauigkeiten zurückzuführen ist. Andererseits bestätigen trotzdem diese Messungen sehr gut den allgemeinen Verlauf der Tragfähigkeit eines Lagers, wie er von Gümbel u. a. errechnet und auch durch die Nackerachen Versuche bereits bestätigt ist.

Das gleiche Ziel wie die beschriebenen Versuche verfolgen Messungen von Swift und Haslegrave¹⁰⁾. Allerdings wird der Wert der Messungen von Swift durch die Auswahl der Abmessungen des untersuchten Zapfens von 101,6 mm Dmr. und 305 mm Länge beeinträchtigt. Es ist höchst schwierig, für ein derartig langes Lager, das auch für hohe Beanspruchungen nicht mehr verwendet wird, eine solche Bearbeitungsgenauigkeit zu erzielen, daß Messungen und Rechnung vergleichbar sind. Insbesondere sind lange Bohrungen sehr schwer herzustellen¹¹⁾, auch können Durchbiegungen Einfluß haben, die einen Vergleich zwischen Rechnung und Versuch sehr stören. Auf diese Umstände dürfte die Abweichung der von Swift und Haslegrave gewonnenen Tragfähigkeitskurve zurückzuführen sein, die etwas aus dem Bereich der Meßergebnisse herausfällt. Sie ist in Bild 4 mit eingetragen, ferner zeigt Bild 3 auch die von denselben Forschern aufgenommene Verlagerungskurve für das Wellenmittel.

Nachmessung von Zapfen und Bohrung

Zweifel an der Möglichkeit, derartig lange Lager hinreichend genau auszuführen, bekräftigt insbesondere die schon erwähnte Untersuchung der Genauigkeit von Zapfendurchmesser und Schalenbohrung von Clayton und Jakeman. Diese Messungen sind außerordentlich wertvoll, da sie wohl erstmalig einen Aufschluß über die wirkliche Gestalt eines sorgfältig bearbeiteten Versuchslagers geben. Bei üblicher Werkstattarbeit sind gewiß weit größere Ungenauigkeiten zu erwarten.

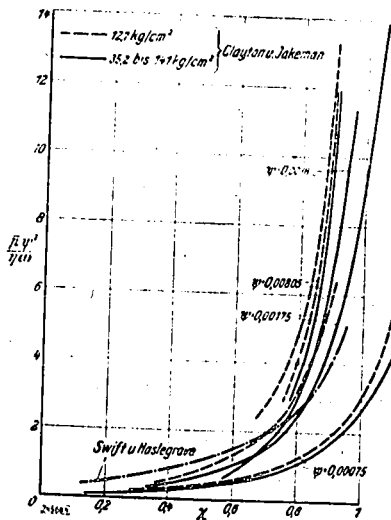


Bild 4. Tragfähigkeit der untersuchten Lager.

Die Ergebnisse der Messungen mit besonders hergestellten Vorrichtungen zeigen Bild 5 und 6. Bild 5 bringt die Veränderlichkeit des Durchmessers längs des Lagers zum Ausdruck, der Nullpunkt für die Abweichungen ist willkürlich gewählt, es werden also nur die Verhältnisswerte berücksichtigt. Bild 6 zeigt die Veränderung des Durchmessers der Lagerschale, und zwar gemessen in der senkrechten und wängerechten Richtung für zwei verschiedene Temperaturen, einmal für 20 bis 22° und einmal für 145 bis 150°. Der Nullpunkt für die Kurve von 22° ist willkürlich gewählt. Die Lage der Kurven für die höhere Temperatur ist dagegen so eingetragen, daß die durch die

¹⁰⁾ H. W. Swift und H. L. Haslegrave, Kinsse, Bd. 144 (1927) S. 325.
¹¹⁾ Vgl. E. Fuhr, Grundzüge der Schmiertechnik, 2. Aufl., Berlin 1931, S. 60.

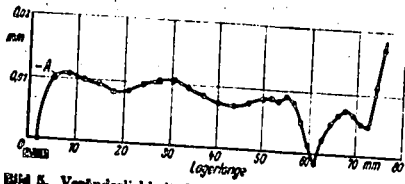


Bild 5. Veränderlichkeit des Zapfendurchmessers in der Achsrichtung.

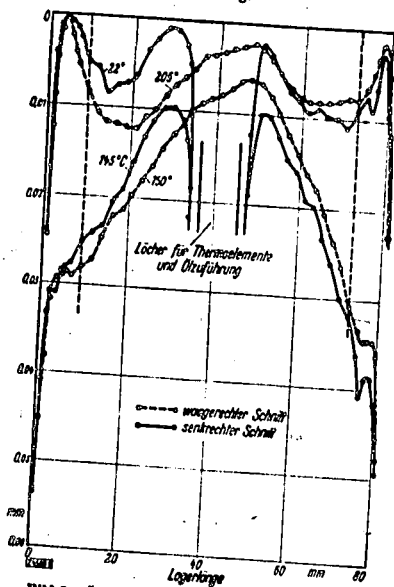


Bild 6. Änderung der Schalenbohrung in der Achsrichtung.

Temperaturerhöhung bedingte Ausdehnung der Lagerschale mitberücksichtigt ist. Beim waagerechten Schnitt fehlt die Mittelpartie, da sich dort Bohrungen für das Thermoelement und den Öleinlaß befinden.

Die Kurven geben nicht die Oberflächenrauigkeiten wieder, sondern, da sie mit Kugeln von etwa 5 mm aufgenommen sind, nur die Grundform, die vom geometrischen Soll beträchtlich abweicht. Sie zeigen, daß insbesondere durch die Erwärmung Unterschiede in den Durchmessern auftreten, die in der Größenordnung des Lagerspiels selbst liegen. Die Bestimmung des wirklichen, wirksamen Lagerspiels ist also durchaus nicht einfach. Namentlich bei den kleinen Werten ist es sehr wohl möglich, daß durch Erwärmung und Verformung Unterschiede in die Messungen hineinkommen, die die in Bild 3 und 4 gezeigten Unstimmigkeiten vollumfänglich erklären können.

Reibungsmessungen

Unter diesem Gesichtspunkt sind auch die Reibungsmessungen zu bewerten. Die Theorie fordert, daß die Reibungszahl μ dividiert durch das Lagerpiel ψ eine reine Funktion von

χ ist. Clayton und Jakeman teilen die Ergebnisse für jedes der gemessenen Lagerpiele getrennt mit. Trägt man μ/ψ über χ auf, so ergibt sich die Darstellung in Bild 7, wo namentlich für $\psi = 0,00075$ die Kurven wesentlich höher liegen. Das wirkliche Lagerpiel, dem die Dicke der wirklichen (Blaue¹¹) entspricht, ist gerade bei dem geringeren praktisch gemessenen Lagerpiel verhältnismäßig größer als bei größeren Werten von ψ , da die Ungenauigkeiten im wesentlichen dasselbe Maß haben. Man hat also sicher mit einem größeren wirklichen Wert von ψ zu rechnen, womit die zu hoch liegende Kurve für das kleinste Lagerpiel weiter nach unten rückt. Die Versuchsergebnisse würden also auch hier noch wesentlich an Wert gewinnen, wenn sie mehr auf den heutigen Stand der wissenschaftlichen Erkenntnis vom Schmiervorgang im Gleitlager Bezug genommen hätten. Es wurde versucht, in der Darstellung von Bild 4 und 5 diesem Umstande Rechnung zu tragen.

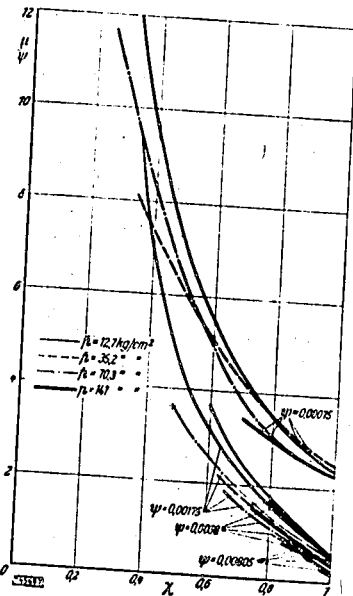


Bild 7. Reibungszahl μ , ausgedrückt durch μ/ψ in Abhängigkeit von der verhältnismäßigen Mittelabweichung χ .

Zusammenfassend ist zu sagen, daß durch die Arbeiten sowohl von Clayton und Jakeman als auch von Swift und Haselgrave unsero Kenntnisse über die Verlagerung des Wellenmittels und die sonstigen Einflüsse bei der Lagerreibung trotz noch wünschenswerter Erweiterungen und Verbesserungen eine sehr wertvolle Bereicherung erfahren haben. M 4568

Berlin

G. Vogelwohl VDI

¹¹ Falls, dem man die Klärung dieser Begriffe verdankt, berechnet auf S. 53 seines Buches, vgl. Fußnote ¹⁰), das wirkliche Lagerpiel als „ideelles“ Lagerpiel. Es ist um das doppelte Maß der Oberflächenrauigkeit größer als das praktisch gemessene Lagerpiel.

000497

Target 30/Opportunity,
Versuchsaustalt für
Kraftfahrzeuge.

Item 31.-

Communication from I. G.
Farben (Hoechst) on anti-
corrosion media for

Motor-fuel Containers
re

Hö 1/136.

I.G. FARBENINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT

000498

Vermittlungsstelle W

Reichsbetriebs-Nr. O.0250/0122

DRAHTWORT
Ipssekretariat Berlin

Dr. Karl Hager

FERHSPRECHER
Ordnung 120021
Faxenr. 120401

I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft, Berlin NW 7,
Unter den Linden 78

Herrn
Prof. Beck
Versuchsanstalt für Kraftfahrzeuge
Berlin-Charlottenburg
Gartenufer

Ihre Zeichen Ihre Nachricht vom Unsere Nachricht vom Unsere Zeichen **BERLIN NW7**
Unter den Linden 78
Dr. Hg/Hc/3 6.10.45

Betreff

Sehr geehrter Herr Professor!

Ich erlaube mir, Ihnen in der Anlage einen Bericht unseres Herrn Dr. Schulz, Höchst, zu übersenden, der den Einfluß von Abwandlungen des Produktes H8 1/136 auf die Rückstandsbildung im Vergasermotor schildert. Ich nehme an, daß diese Versuche im Hinblick auf Ihren Fahrversuch mit H8 1/136 für Sie von gewissem Interesse sind und bin mit den besten Grüßen

Ihr ergebener

Karl Hager

Anlage

inschreiben!

KONTEN Reichsbank-Giro-Konto Berlin 1/8201 • Postscheck-Konto 10 456 Berlin

09 1918 10 T. 473

000499

Frankfurt a.M.-Höchst, den 29. Sept. 1943.
Dr. Schls./Kli.

Höchst 1/136 in flüssigen Brenn- und Treibstoffen.

Zielstellung:

Als Korrosionsschutzmittel für Treibstoffbehälter mit metallischer Oberfläche war s.Zt. HS 1/136 vorgeschlagen und geprüft worden. Es wurde durch über mehrere Monate sich erstreckende Versuche festgestellt, daß das Produkt in Konzentrationen von 0,05-0,1% in Benzin bei Anwesenheit von Feuchtigkeit jede Korrosion in den Behältern (Eisen und Leichtmetall) verhindert. Diese günstigen Ergebnisse gaben Veranlassung, auch das Verhalten von HS 1/136/Benzin-Gemischen motor-technisch zu prüfen. Allerdings ergab sich später beim praktischen Fahrversuch (Institut für Kraftfahrtforschung, Technische Hochschule, Berlin, Herr Prof. Beck), daß sich in den Ansaugleitungen und an den Einlaßventilen nach einigen tausend Kilometern Fahrzeit eine geringe Menge einer schmierigen Masse ablagerte. Der Analyse nach bestehen diese Abscheidungen aus der dem HS 1/136 zugrundeliegenden Substanz neben Bleiverbindungen (aus Bleitetraäthyl des Benzins). Wenn auch Störungen bei dem Fahrversuch am Motor durch diese Abscheidungen nicht auftraten, so sind sie doch unerwünscht, da sie eine Gefahr für evtl. Kleben der Einlaßventile darstellen und deshalb zu Vermeintorium im einzelnen zu studieren, um evtl. Abhilfe zu schaffen oder neue Produkte zu entwickeln. Fahrversuche hätten für eine Klärung zu lange Zeit und zuviel Treibstoff erfordert.

Apparatur.

Einzelheiten der Apparatur sind aus der Schemazeichnung und den Lichtbildern in der Anlage 1-4 zu entnehmen. Die Arbeitsweise ist folgende: Aus einem Vorratsbehälter für etwa 1 Liter wird einem Kleinvergaser (Richtel u. Sachs) der zu prüfende Treibstoff zugeführt. Durch den Vergaser wird in starker Stromluft durchgesaugt und dann das zerstäubte Benzin auf eine geheizte Eisenkappe, dann an deren Wandungen vorbei zur Kühl- und Adsorptionsvorrichtung geleitet. Die Verhältnisse am Einlaßventil sollten hiermit in Analogie zur Praxis gestaltet werden. Die Metallkappe wurde nach jedem Versuch erneuert und durch Bestimmung der Gewichtszunahme die jeweilige mengenmäßige Abscheidung aus dem Benzin ermittelt. Die Heizung erfolgte durch eine AEG-Heispatrone von 22000; die Temperatur der Kappe betrug etwa 130-150°C.

Die Anordnung erlaubte, innerhalb 8 Stunden etwa 1 kg Treibstoff zu vergasen, wobei die Abscheidungen auf der geheizten Metallkappe klar oder weniger hoch waren und leicht gewichtsmäßig bestimmt werden konnten.

Versuche.

Die Versuche gliederten sich in verschiedene Gruppen:

- 1.) Untersuchung des Verhaltens von 0,1% HS 1/136 (Na-Salz)
- | | |
|-------------------|--------------------|
| a) in Eleibenzin | } ohne Wasserphase |
| b) " Normalbenzin | |

2.) Dasselbe mit Wasserphase. Es wurde nur die Benzinschicht vergast.

Hierzu ist zu bemerken, daß nach den Löslichkeitsverhältnissen von H8 1/136 (Na-Salz) das Gleichgewicht sich so weitgehend zur Wasserphase verschiebt, daß in der Benzinschicht nur geringe Anteile H8 1/136 (Na-Salz) enthalten, also hinsichtlich evt. Abscheidungen im Vergasungsstrom bedeutende Erniedrigungen zu erwarten waren (siehe Tabelle und graphische Darstellung der Verteilungsverhältnisse Benzin/Wasser in der Anlage 5).

3.) Untersuchung des Verhaltens von 0,1% H8 1/136 (Cyclohexylaminsalz) ohne Wasserphase

4.) dasselbe mit " "

Ein organisches Salz von H8 1/136 erschien interessant, da eine leichtere Vergasung und damit geringere Abscheidungen zu erwarten waren. Die Untersuchungen mit einer Wasserphase konnten wegen Materialmangel nur mit normalem Benzin erfolgen. Die Verteilungsverhältnisse bei Benzin/Wasser sind in den Tabellen und der graphischen Darstellung der Anlage 6 angeführt. Ebenso wie bei dem Na-Salz tritt schon bei geringen Mengen Wasser eine stärkere Anreicherung des Produktes im Wasser als im Benzin ein.

Der Korrosionsschutz des Cyclohexylaminsalzes entspricht bei Benzin/Wasser praktisch dem des Na-Salzes.

5.) a) Untersuchung des Verhaltens von 0,1% des Äthylesters von H8 1/136
b) " " " " " 0,1% des C6 - C8-Alkohol-esters von H8 1/136.

Hier war ebenfalls eine bessere Vergasungsfähigkeit als bei dem Na-Salz zu erwarten.

Die Verwendung von Estern des H8 1/136 erscheint nach den vorgenommenen Korrosionsversuchen wegen der geringen Schutzwirkung bei Abwesenheit von Wasser aber wenig aussichtsreich; zudem steht noch nicht fest, ob derartige Produkte auf die Dauer haltbar sind, d.h. keiner langsamen Spaltung in Carbonsäure und Alkohol unterliegen.

Der Vollständigkeit wegen wurde auch bei dem Äthylester die Verteilung zwischen Benzin und Wasser bestimmt (Anlage 7).

6.) Untersuchung eines Zusatzes eines Äthylendioxydproduktes (Emulgator STS) zu H8 1/136 Na-Salz.

Es sollte geprüft werden, ob solche organischen dispergierenden Produkte die Vergasungsfähigkeit von Na-Salzen begünstigen.

000501

Versuchsergebnisse.

Kappe Nr.	Ansatz	Verbrauch an Benzin	Gewichtszunahme der Metallkappe in Grams
<u>Vergleichsgrundversuche.</u>			
3	Bleibenzin (B 4)	0,924 kg	0,05
5	Normalbenzin (ohne Blei)	0,909 "	0,02
<u>1. Gruppe (H8 1/136-Na-Salz)</u>			
2	Bleibenzin + 0,1% H8 1/136 (Na-Salz)	0,907 kg	0,13
6	dto. Wiederholung		
4	Normalbenzin (ohne Blei) + 0,1% H8 1/136 (Na-Salz)	0,915 "	0,14
<u>2. Gruppe (H8 1/136 Na-Salz + Wasserphase)</u>			
7	Bleibenzin + 0,1% H8 1/136 (Na-Salz) + 10 % Wasser	0,896 kg	0,02
10	dto. mit 5% Wasser	0,864 "	0,08
11	" " 2,5% "	0,858 "	0,01
13	Wiederholung mit 2,5% Wasser	0,863 "	0,01
8	Normalbenzin + 0,1% H8 1/136 (Na-Salz) + 10 % Wasser	0,876 "	0,04
<u>3. Gruppe (H8 1/136 Cyclohexylaminsalz)</u>			
12	Bleibenzin + 0,1 % H8 1/136 Cyclohexylaminsalz	0,940 kg	0,06
22	Wiederholung	0,903 "	0,03
9	Normalbenzin + 0,1 % H8 1/136 Cyclohexylaminsalz	0,924 "	0,06
18	Wiederholung	0,908	0,01
<u>4. Gruppe (H8 1/136 Cyclohexylaminsalz + Wasserphase)</u>			
19	Normalbenzin + 0,1% H8 1/136 Cyclohexylaminsalz + 10% Wasser	0,868 kg	0,03
20	dto. mit 5% Wasser	0,878 kg	0,04

000502

Kappe Nr.	Ansatz	Verbrauch an Benzin	Gewichtszunahme der Metallkappe in Gramm
5. Gruppe (H8 1/136 - Ester)			
15	Normalbenzin + 1% H8 1/136 Na-Salz	0,903 kg	0,06
14	Blasbenzin + 1% H8 1/136 Na-Salz + 0,02% Emulphor STS	0,858 "	0,02
6. Gruppe (H8 1/136 Na-Salz + Äthylenoxydverbindung)			
16	Blasbenzin + 1% H8 1/136 Na-Salz + 0,02% Emulphor STS	0,901 kg	0,05

Die stärksten Abscheidungen liefert das Na-Salz von H8 1/136 sowohl in normalem als auch gebleitem Benzin ohne Wasserphase. Sie betragen das Mehrfache von dem der Benzine ohne den Zusatz.

Liegt jedoch eine Wasserphase vor, so gehen die Abscheidungen sprunghaft zurück. Für den Normalfall könnte bei wasserfreiem Benzin durch Zugabe von Wasser, das den Korrosionsschutz enthält, eine Wasserphase gebildet werden. Dies hätte für die Praxis den Vorteil, daß nicht die gesamte Benzinmenge mit dem Korrosionsschutzmittel versetzt werden müßte. Es wäre nur notwendig, in den Lagerbehältern, Rohrleitungen, Pumpstationen zunächst künstlich eine geschützte Wasserphase hervorzurufen, die sich sonst sowieso gebildet hätte.

Erfolgt jedoch eine verzweigte Verteilung aus solchen Behältern in andere nicht geschützte, so wäre ein neuer Wasserzusatz erforderlich, was -besonders unter kriegemäßigen Bedingungen- nicht ausführbar ist. Die Verwendung eines geeigneten Zusatzes zum Treibstoff selbst würden solche doppelten Maßnahmen überflüssig machen und wäre die bessere Methode.

Wie aus den Versuchen weiter zu entnehmen ist, bringt nun das Cyclohexylaminsalz von H8 1/136 nun einen Effekt, der in der Größenordnung dem von ungeschützten Benzinen gleichkommt. Offenbar ist das organische Salz "organophiler" als das Na-Salz. Die Verwendung des Cyclohexylaminsalzes erscheint nach diesen Vorteilen als die geeignetste Arbeitsweise, zudem es sich im Korrosionsschutz praktisch wie das Na-Salz verhält.

Die weiterhin noch geprüften Ester von H8 1/136 erweisen sich vergasungstechnisch zwar brauchbar, sind hinsichtlich Korrosionsverhütung jedoch nicht einwandfrei.

Einen bemerkenswerten Effekt liefert ferner eine Mischung aus 80% H8 1/136 Na-Salz + 20% Emulphor STS (Äthylenoxydverbindung) insofern, als die an sich hohen Ablagerungen des Na-Salzes vermindert werden, was wohl durch die Dispergierwirkung des Emulphor STS verursacht wird (höhere "Organophilie").

./.

000503

Zusammenfassung:

Anhand einer Apparatur wurde die Vergasungsfähigkeit von Benzinen mit Zusätzen verschiedener Korrosionsschutzmittel untersucht. Es zeigte sich, daß die durch das Na-Salz von H8 1/136 verursachten Ablagerungen durch Einführung einer Wasserphase auf den Wert Korrosionsschutzmittelfreier Benzine herabgesetzt werden können, ein Verfahren, das z.Zt. für die Praxis aber nicht verwendbar ist.

Vorteilhaft erscheint die Verwendung des Cyclohexylaminsalzes von H8 1/136, das einen guten Korrosionsschutz und nicht mehr Abscheidungen als die zusatzfreien Benzine liefert.

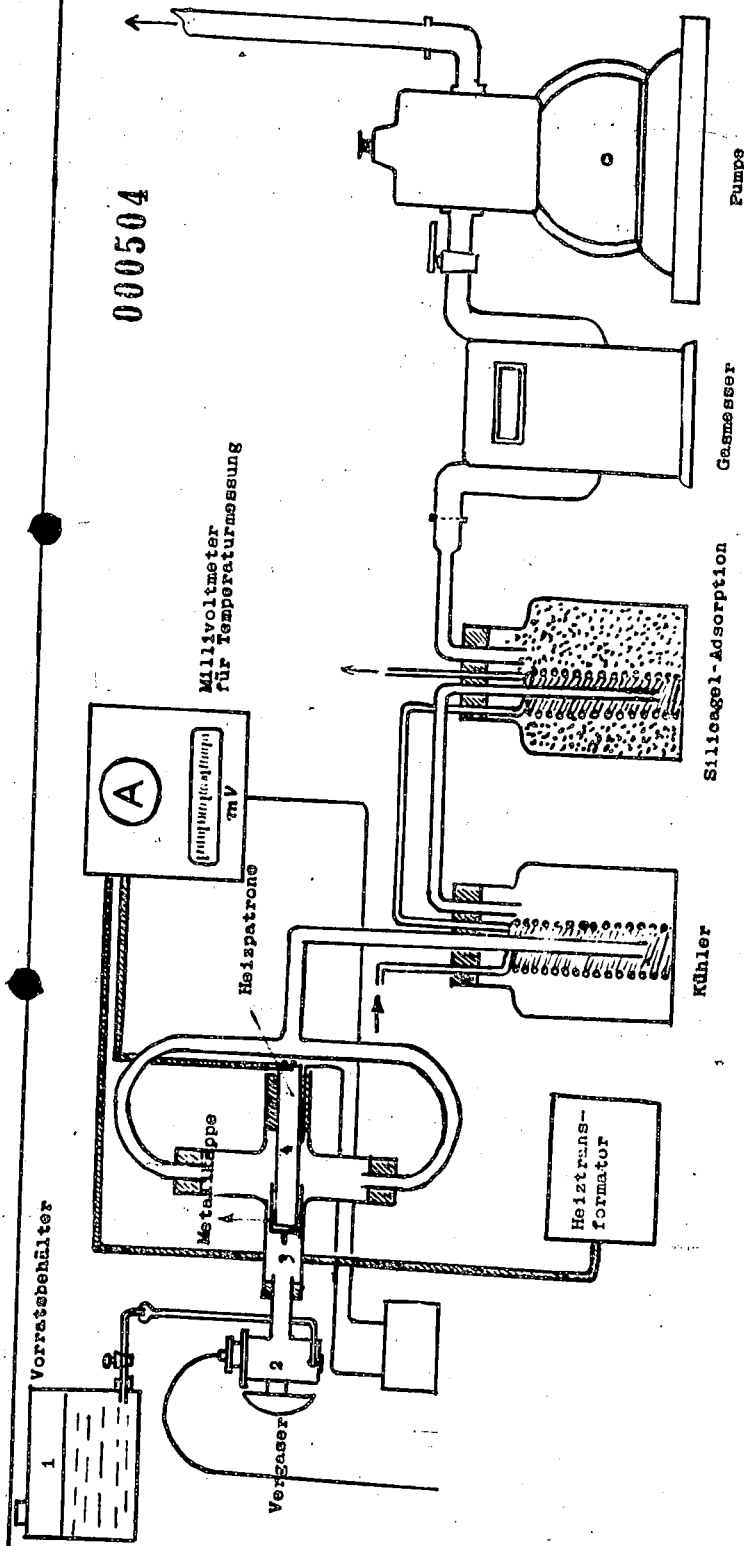
Größere Lagerversuche und Fahrversuche sind vorgesehen.

gez. Dr. Schulz

7 Anlagen.

Verteilung:

Oberkommando des Heeres, Herrn Dr. Schildwachter, Berlin.
Reichsluftfahrtministerium, Herrn Dr. Beyer, Berlin
Institut für Kraftfahrtforschung, Techn. Hochschule Berlin,
Herrn Dr. Michel, Bitterfeld Herr Prof. Dr. Beck
Herrn Dir. Dr. Lange, Höchst
" Prof. Dr. Orthner, "
Vermittlungsstelle W, Berlin NW 7, Unter den Linden 78.



000504

Schemazeichnung der Apparatur zur Untersuchung des Verhaltens von HC 1/136 in Benzol-dampf-Verfahren.

I.G.H. August 1943.

I.G. FARBENINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT, FRANKFURT (MAIN)-HOCHST

Empfänger

Unsere Zeichen

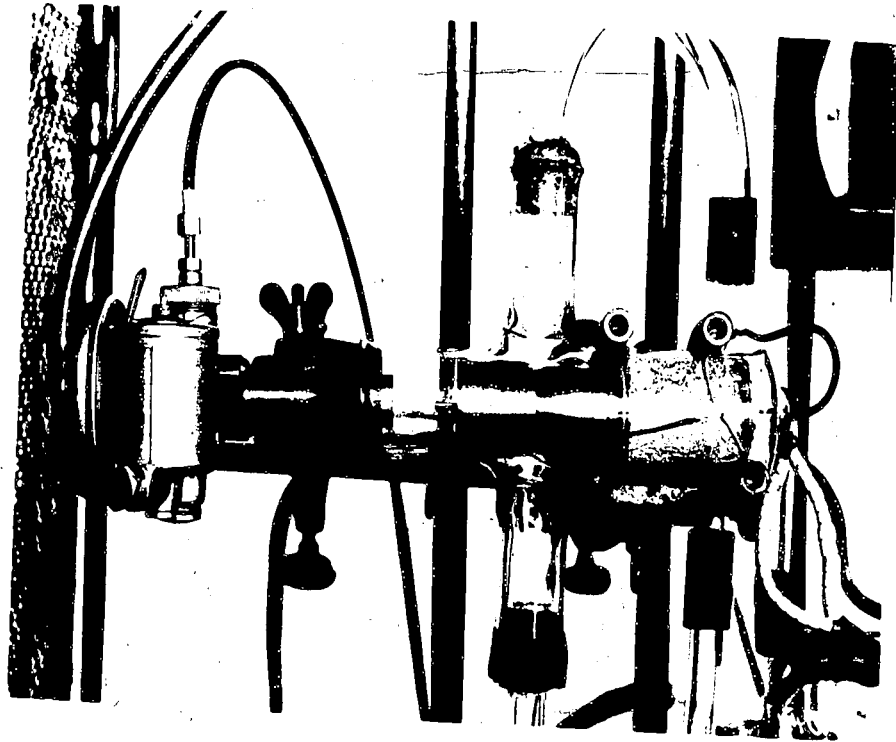
Tag

Blatt

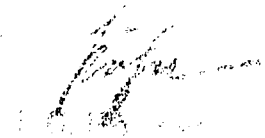
Betreff

Anlage 2

000505



Nur für den Dienstgebrauch
Nicht zur allgemeinen Verbreitung
Öffentlichung freigegeben
Der Abwehrbeauftragte für I. G. V.



I.G. FARBENINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT, FRANKFURT (MAIN)-HOCHST

Empfänger

Unsere Zeichen

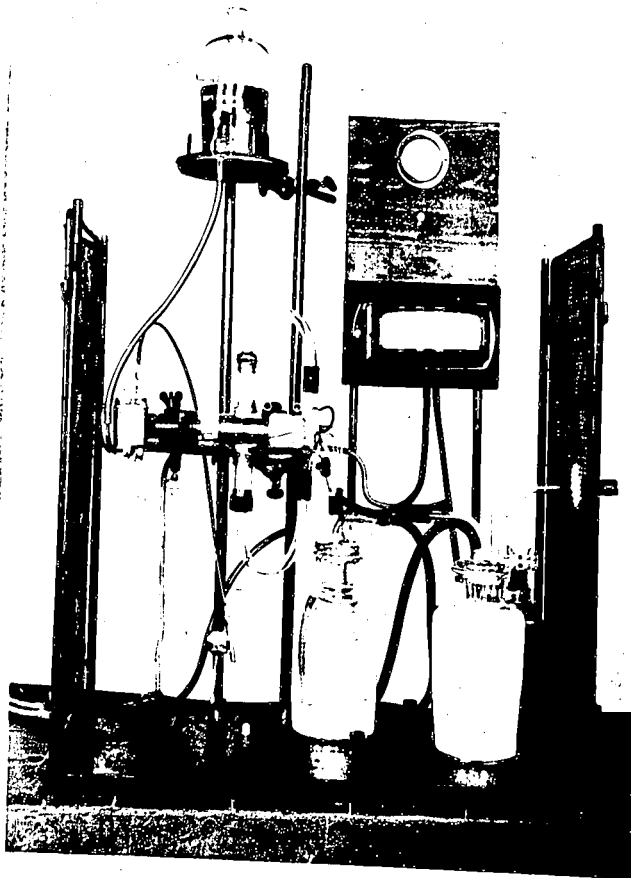
Tag

Blatt

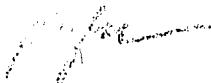
Betreff

Anlage 3

000506



Nur für den Dienstgebrauch
Nicht zur weiteren Verbreitung
Öffentlichung freigegeben.
Der Abwehrminister Carl C. West nicht



I. G. Höchst
Direktion
27. Juni 1943

I.G. FARBENINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT, FRANKFURT (MAIN)-HOCHST

Empfänger

Unsere Zeichen

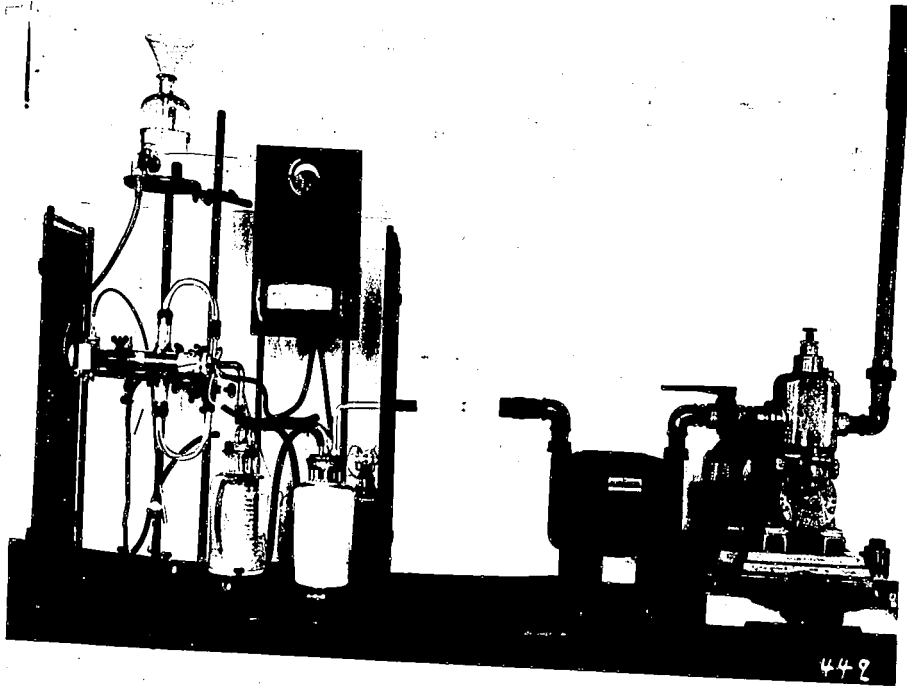
Tag

Blatt

Betreff

Anlage 4

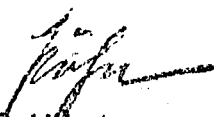
000507



Nur für den Dienstgebrauch

Nicht zur allgemeinen Ver-
öffentlichung freigegeben.

Der Abwehrbeauftragte für I. G. Höchst



I. G. Höchst

Maximilians-Str. 11

65926 Frankfurt

000508

Verteilung von HS 1/136 - Na-Salz
" - Cyclohexylaminsalz
" - Athylester,
in Benzin/Wasser.

Da die vorstehenden Produkte sowohl in Benzin als auch in Wasser gut löslich sind und bei Auftreten von Wasserdämpfen in Benzin beim Lagern ein Teil des Korrosionsschutzmittels dem Benzin entzogen wird, wurde der Verteilungsgrad bei verschiedenen Wasseranteilen bestimmt.

Das Benzin wurde der besseren analytischen Bestimmung wegen mit 1% des Korrosionsschutzmittels (auf Benzin + Wasser bezogen) gemischt und dann Wasser zu 5, 10, 15, 20, 30, 40 und 50% zugesetzt. Durch öfteres Schütteln wurde der Gleichgewichtszustand hergestellt. Der Zusatz von 1% beträgt das 10-fache der Praxis; da es sich jedoch jeweils um relative Werte handelt, kann der für die Praxis geltende Fall daraus abgelesen werden.

Für das Na-Salz erfolgte die Bestimmung von Na und S in beiden Phasen, für die beiden übrigen Verbindungen von S, also derjenigen Bestandteile, die für evtl. motortechnische Störungen in Frage kommen könnten. In der Analyse mußte der Kleinheit der Mengen wegen mit gewissen Schwankungen bei den Einzelwerten gerechnet werden. In den folgenden Tabellen sind die für die Praxis bei 0,1% Zusatz interessierenden Werte aus den Zahlen für 1% berechnet.

Anlage 5 a.

000509

I.G. Frankfurt a.H.-Höchst.
29.9.43

Anteile Benzol	Anteile Wasser	Analytisch bestimmt bei 13 HS 1/136 Na-Salz		Benzolphase		Wasserphase		Benzolphase		Wasserphase	
		3 Na	3 S	3 Na	3 S	3 Na	3 S	3 Na	3 S	3 Na	3 S
100	-	0,0014	0,0222	-	-	0,0004	0,002	-	-	-	-
95	5	0,0022	0,0025	0,392	0,270	0,0002	0,0003	0,04	0,027	0,0003	0,004
90	10	0,0015	0,0029	0,237	0,132	0,0002	0,0003	0,024	0,013	0,0003	0,004
85	15	0,0023	0,0028	0,176	0,135	0,0002	0,0003	0,018	0,014	0,0003	0,004
80	20	0,0023	0,0027	0,142	0,091	0,0002	0,0003	0,014	0,009	0,0003	0,004
70	30	0,0020	0,0040	0,105	0,065	0,0002	0,0004	0,010	0,007	0,0004	0,004
60	40	0,0022	0,0038	0,059	0,043	0,0002	0,0004	0,006	0,004	0,0004	0,004
50	50	0,0018	0,0059	0,033	0,035	0,0002	0,0006	0,003	0,004	0,0006	0,004

000510

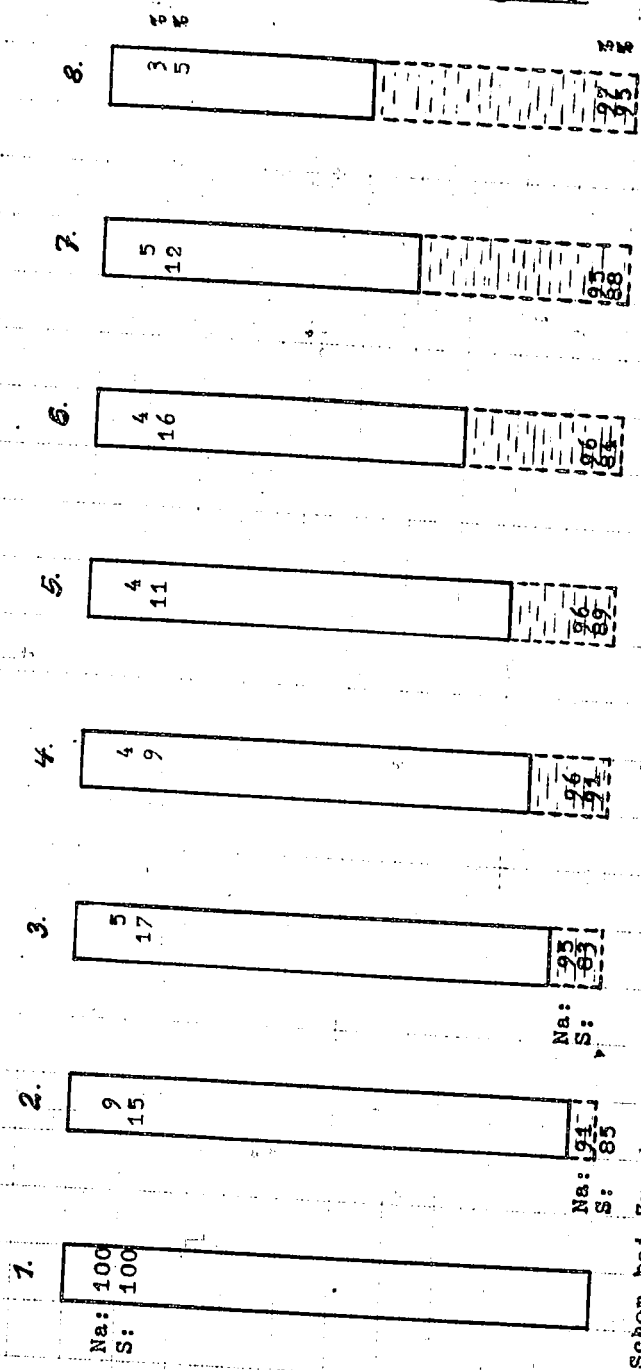
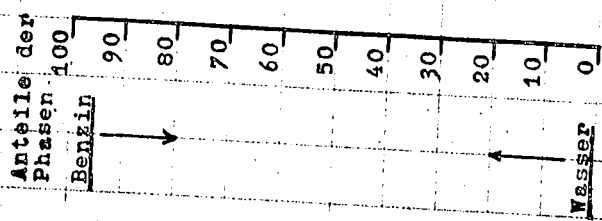
I.G. Rfm-Höchst

September 1943

Verteilungsgrad von H_2O 1/136 Na-Salz zwischen den Phasen Benzin/Wasser

oberer Teil: Benzin
unterer Teil: Wasser

Die Zahlen bedeuten %Gehalt der einzelnen Phasen an Na bzw. Schwefel inbezug auf die vorher dem Gemisch zugegebene Menge im H_2O 1/136; parallel dazu steht die prozentuale Menge an H_2O 1/136-Na-Salz.



Schon bei Zusatz von 5% Wasser geht die Hauptmenge des Na-Salzes von H_2O 1/136 in die Wasserphase. Höhere Wasserzusätze verursachen keine ins Gewicht fallende Aenderung.

Anlage 5 b

Anlage 6a

000511

I.G. Frankfurt a.M.-Höchst,
29.9.43.

		Analytisch bestimmt bei				Errechnet für den Praxis-	
		1 % NB 1/136 Cyclohexylaminale		fall für 0,1% NB 1/136		Cyclohexylaminale	
Anteile	Anteile	Benzinphase	Wasserphase	Benzinphase	Wasserphase	Benzinphase	Wasserphase
Benzin	Wasser	% S	% S	% S	% S	% S	% S
100	-	0,0055	-	0,0006	-		
95	5	0,0035	0,407	0,0004	0,0407		
90	10	0,0058	0,191	0,0006	0,0191		
85	15	0,0065	0,088	0,0007	0,0088		
80	20	0,0064	0,075	0,0006	0,0075		
70	30	0,0053	0,055	0,0005	0,0055		
60	40	0,0100	0,049	0,0010	0,0049		
50	50	0,0070	0,033	0,0007	0,0033		

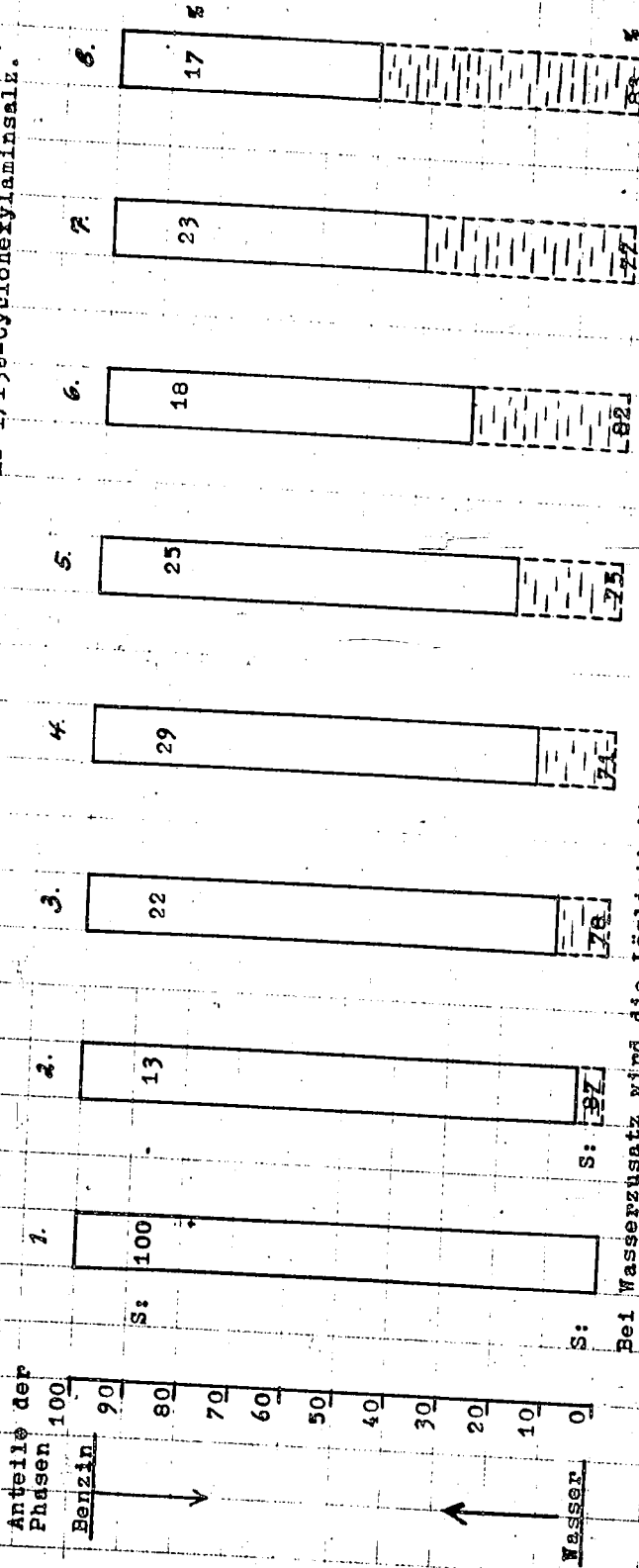
000512

I.G. Fth-Höchst September 1943

Verteilungsspezial von HO 1/136-Cyclohexylaminsalz zwischen den Phasen Benzin/Wasser

oberer Teil: Benzin
unterer Teil: Wasser

Die Zahlen bedeuten Gehalt der einzelnen Phasen an Schwefel in bezug auf die vorher dem Gemisch im Cyclohexylaminsalz von HO 1/136 zugegebene Menge; parallel dazu steht der prozentuale Anteil an HO 1/136-Cyclohexylaminsalz.



Bei Wasserzusatz wird die Löslichkeit zu Gunsten der Wasserphase weitgehend verschoben. Ueber 10% Wasser bringen keine auswertbaren Aenderungen. Das Cyclohexylaminsalz ist in Benzin besser löslich als das Na-Salz, daher die weniger starke Verschiebung des Gleichgewichtes.

Anlage 7a

I. G. Frankfurt a. M. - Höchst
29.9.45.

000513

Analytisch bestimmt bei
1% HS 1/136-Athylester

Errechnet für den Praxis-
fall für 0,1% HS 1/136-
Athylester.

Anteile Benzin	Anteile Wasser	Analytisch bestimmt bei 1% HS 1/136-Athylester		Errechnet für den Praxis- fall für 0,1% HS 1/136- Athylester.	
		Benzinphase % S	Wasserphase % S	Benzinphase % S	Wasserphase % S
100	-	0,0071	-	0,0007	-
95	5	0,0076	0,348	0,0008	-
90	10	0,0075	0,199	0,0008	0,0348
85	15	0,0070	0,131	0,0007	0,0199
80	20	0,0072	0,095	0,0007	0,0131
70	30	0,0071	0,046	0,0007	0,0095
60	40	0,0062	0,025	0,0006	0,0046
50	50	0,0067	0,025	0,0007	0,0025

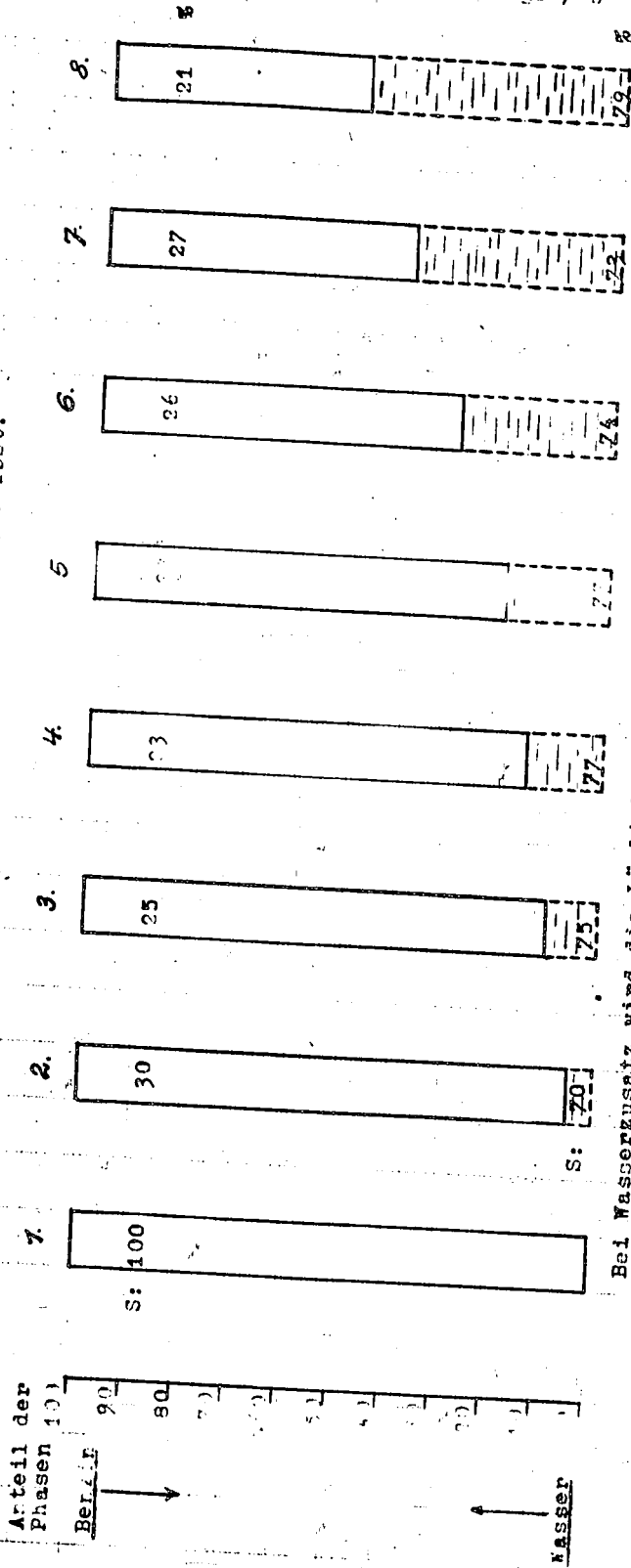
000514

I.G. Fir.-Höchst
September 1943

Verteilungsgrad von HO 1/136-Aethylester zwischen den Phasen Benzin/Wasser

oberer Teil: Benzin
unterer Teil: Wasser

Die Zahlen bedeuten Gehalt der einzelnen Phasen an Schwefel in bezug auf die vorher dem Gemisch zugegebene Menge in HO 1/136-Aethylester; parallel dazu die prozentuale Menge des Produktes selbst.



Bei Wasserzusatz wird die Löslichkeit zu Gunsten der Wasserphase verlagert. Der Ester ist in Benzin leichter löslich als das Na-Salz, da das Gleichgewicht nicht so stark wie bei diesem verschoben wird.

Target 30 / Opportunity,

000515

Technische Hochschule,
Berlin

— Institute für Technische
Strömungsforschung.

Item 32.-

Review of Research
from 1938-1945

by

Dr. Rudolph Wille.

Report

000516

DOCUMENTS FROM

DR WILLE

INSTITUTE FÜR TECHNISCHE

STROMUNGSFORSCHUNG, BERLIN

über die wichtigsten wissenschaftlichen Forschungsarbeiten
im Institut für Technische Strömungsforschung an der Tech-
nischen Hochschule Berlin

1938 - 1945 (April)

von Dr.-Ing. Rudolf W i l l e
(Oberingenieur des am 28.4.1945 verstorbenen Professors
Dr. Ing. Hermann Föttinger, jetzt mit der Verwaltung des Lehr-
stuhles und der Leitung des Instituts beauftragt.)

1. Spülströmung in Zweitakt-Verbrennungs-Kraftmaschinen

Modellversuche in vergrößerten Glaszylindern. Entwicklung
der Aehnlichkeitsgesetze für nichtstationäre Strömung. Sicht-
barmachung der Luftströmung durch Flocken aus sublimierten
Metaldehyd.

a) Wissenschaftliche Grundlagenversuche. Versuche über
Ausbildung der Anfahr-Pilzwirbel beim plötzlichen Anfahren
der Luft aus einem Schlitz. Einfluss der Kolbenbewegung vor-
einem Spülschlitz. Erforderliche Führungslänge der Spülluft
innerhalb des Spülkanals. Rechnerische Verfolgung des Anlaufvor-
ganges der Luft im Spülkanal.

b) Untersuchung ausgeführter Spülsysteme in Zylindermodel-
len aus Glas. Aufnahme von Zeitlupenfilmen für Lehr- und For-
schungszwecke, z.B. zur Ermittlung der Luftgeschwindigkeiten
im Zylinder-Inneren.

Resultate: Entwicklung eines neuen Spülsystems Föttinger-
Wille mit einer Blasdüse im Spülkanal zur Lenkung des Spül-
stroms. Interne Berichte hierüber sind z.T. noch als Manuskripte
vorhanden. Auch Filmkopien und Strömungsbilder können noch wieder
zusammengestellt werden. Ein kurzer Bericht ist in dem beilie-
gendem Heft der "Kraftfahrtechnischen Forschungsarbeiten" ent-
halten. Seite 35 . (Bemerkung: Die Ergebnisse dieser Untersuchun-
gen wurden während des Krieges nicht verwendet, da der Bau
neuer Zweitakt-Verbrennungskraftmaschinen gestoppt wurde.)

Nr. 1

2) Einlass- und Spülströmung in Zylindern von 4-Takt-Motoren.
(spez. Flugmotoren mit 2 Einlassventilen)

Seit Ende 1942 wurden die für die Zweitakt-Zylinder entwickelten Versuchs-Methoden auch für 4-Taktmotoren angewendet. Die Untersuchungen wurden an Modellen von Zylindern der Daimler-Benz Motoren (DB) durchgeführt. Durch Zeitlupenfilm wurde der zeitliche Ablauf des Einströmvorganges am öffnenden Einlassventil festgehalten. Kopien dieser Filme konnten gerettet werden. Ein Bericht über die gewonnenen Erkenntnisse bezüglich des Durchspülens des Verbrennungsraumes und der günstigsten Lage der Einspritzdüse wurde noch nicht veröffentlicht. Die Daimler-Benz A.G., Stuttgart-Untertürkheim, wurde laufend vom Fortgang der Versuche unterrichtet. Der Text und das Bildmaterial eines grossen Berichtes sind hier gerettet und können zusammengestellt werden.

Durch Zeitlupenfilm wurde der Einfluss verschiedener Ventilformen auf die Ausbildung der Strömung untersucht. Parallel hierzu wurde an einer anderen Versuchsanlage der Strömungswiderstand dieser Ventilformen gemessen. Von den Resultaten sei hier erwähnt, dass sich ein bestimmter Zusammenhang zwischen Ventilform und Kanalform ergab. Berichte hierüber wurden nicht veröffentlicht. Die Daimler-Benz A.G. erhielt Ergebnisse dieser Messungen. Ein Bericht und das Zahlenmaterial für weitere Auswertungen konnte zum grossen Teil gerettet werden.

Mr2 Ein Bericht über Vorstudien liegt hier bei.

3) Untersuchung der Zerstäubung von Flüssigkeiten

(durchgeführt bis 1943 von Dr. Popoff, fortgesetzt von Dr. Wille und Dipl.-Ing. Hübner)

a) Entwicklung einer Versuchsanlage zur Bestimmung der Grösse der bei der Zerstäubung entstandenen Tröpfchen. Methode: Fotografische Aufnahme der freifliegenden Tropfen durch Mikroskop. Belichtung durch elektrische Funken. Ausmessung der fotografischen Aufnahmen mit dem Mikroskop. Zählung der Tropfen, Darstellung der Ergebnisse in Häufigkeitskurven.

b) Bau einer Spezial-Zeitlupenkamera um zeitlichen Ablauf eines Zerstäubungsvorgangs zu verfolgen. (Schwungrad mit eingeletem Film, Belichtung durch Mehrfachfunken, die durch elektrischen Schwingungskreis gesteuert wurden) 40000 Bilder in der Sekunde ca 120 Bilder eines Vorgangs, Belichtungszeit: 10^{-7} Sek.

c) Theoretische Untersuchung über die Aehnlichkeitsgesetze der Zerstäubung unter Berücksichtigung des umgebenden gasförmigen Mediums. Aufgrund der von Dr. Popoff aufgestellten Gesetze wurden von ihm Modellversuche der Zerstäubung durchgeführt.

Die unter a) und b) genannten Versuchsanlagen dienten wissenschaftlichen Zwecken um grundlegende Vorgänge bei der Flüssigkeitszerstäubung zu studieren. Auf der Anlage a) wurden allerdings auch die Tropfenfeinheit von Bosch- und L'Orange-Düsen untersucht. Berichte hierüber gingen an die Daimler-Benz A.G. Unterlagen und Manuskripte sind noch vorhanden.

Spezielle Untersuchungen bezogen sich auf "pneumatische" Zerstäubung, d.h. Zerstäubung von Flüssigkeiten mithilfe strömender Pressluft. Neue Erkenntnisse über die günstigste Gestaltung der Zerstäubungszone, und über die Anwendung beschleunigter Luftströmung konnten zuerst bei der Konstruktion von Farbspritzpistolen angewendet werden. Es gelang, die "Nebelverluste" stark herabzusetzen, was Ersparnis an Farbe bedeutet.

In Zusammenarbeit mit der Daimler-Benz A.G. wurden Projekte gemacht, um das neue pneumatische Zerstäubungsverfahren für Benzineinspritzdüsen an Zylindern von Flugmotoren anzuwenden. Es sollte hierbei eine bessere Verteilung des Kraftstoffs im Zylinder erreicht werden. Auch eine Düse für Vor-Lader-Einspritzung, oder für Saugrohreinspritzung wurde entwickelt, wie beiliegende Zeichnung zeigt. Diese Arbeiten konnten jedoch nicht mehr zu Ende geführt werden. Es wurden lediglich versuchsstücke angefertigt, die auch nur z.T. erprobt wurden. Die Berechnungsgrundlagen konnten zum grossen Teil gerettet werden. Ein Entwurf ~~hier~~ Patentanmeldung liegt hier als Beispiel (Nr.4) bei.

Nr. 3

Nr. 4

In den letzten Monaten des Krieges wurden auch Zerstäubungs-
düsen für die Brennkammern von Strahltriebwerken entworfen und im
Laboratorium untersucht. Die pneumatische Zerstäubung nach dem
erwähnten Spezialverfahren hat für Strahltriebwerke verschiedene
Vorteile: 1. geringer Zerstäubungsdruck, 2. Leichte Regelmöglichkeit,
3. gute Vormischung von Brennstoff und Luft. 4. Geringe Herstel-
lungsgenauigkeit der Düsen erforderlich.

Die Entwurfszeichnungen und Berechnungsunterlagen solcher
Düsen sowie Aufzeichnungen über die ersten Versuchsergebnisse
W 6 konnten z.T. gerettet werden (s.Nr.5); auch eine Versuchsdüse.
Berichte liegen noch nicht vor, da die Versuche erst im Januar
1945 begannen.

4. Brennkammern von Strahltriebwerken

Mit der Daimler-Benz A.G. bestand eine Zusammenarbeit um neue
Brennkammerformen für Strahltriebwerke zu entwickeln.

Die Versuchsanlagen kamen nicht mehr in Betrieb; sie wurden
im März 45 in Berlin abgebaut, um nach Braunschweig gebracht zu
werden. Dies gelang jedoch nicht mehr, da das Schiff, auf dem
sie verladen waren, unterwegs durch Fliegerangriff beschädigt wurde
und bei Brandenburg liegen blieb. Ueber den weiteren Verbleib
des Schiffes und seiner wertvollen Ladung konnte nach Beendigung
der Kampfhandlungen nichts in Erfahrung gebracht werden.

Es sollten studiert werden: Luftführung vor- und in der Brenn-
zone, Anpassung der Kraftstoffzerstäubung an Luftbewegung, Berücksichtigung der Zündgeschwindigkeit des Gemischs, Einfluss der Feinturbulenz, Einfluss instationärer Vorgänge, Ausbildung der Kühlluftführung, Gestaltung der Mischzone (Erforderliche freie Weglängen in Abhängigkeit vom Turbulenzgrad). Vorbereitungen wurden getroffen, um die Beeinflussung einer stationären Strömung durch eine freie Wärmequelle (Flamme ohne Wandnähe) wissenschaftlich zu untersuchen. Zeichnerische Untersuchungen aufgrund der Potentialtheorie (Quelle) wurden geplant.

5. Entwicklung von Ansaughutzen (air-scoops)

In dem am 15.2.44 zerstörten Windkanal des Instituts waren Versuche begonnen worden, um neue Hutzenformen zu entwickeln. Es bestand die Aufgabe, eine Hutzenform zu finden, die sowohl den Anforderungen des Steigflugs als auch des Schnellflugs entspricht; gleichzeitig auch in der Höhe und am Boden gute Umfluss- und Durchflusswirkungsgrade erzielt.

Aufgrund theoretischer Überlegungen wurde eine Lösung darin gesehen, den Luftdurchsatz durch gesteuerte Abblasklappen zu regeln, um bei allen Flugzuständen an der Nuse diejenige Durchflussverhältnisse aufrecht zu erhalten, die bei der gegebenen Nusenform die höchsten Wirkungsgrade garantiert.

Die Versuche haben nicht nur zur Durchführung, sondern auch für die Richtigkeit der Überlegungen nicht mehr erbracht werden konnte.

Die theoretischen Überlegungen und die Ergebnisse der Vorversuche mit einer klappen rechteckigen Nuse ohne Schlitz konnten gerettet werden. Ein Bericht liegt als Auschnitt vor.

6. Saugrohrströmung

In Zusammenhang mit dem Ventilversuch (s. Abschnitt 2) wurde die Luftführung zwischen Einlasstritt und Umlenkeintritt studiert. Vorschläge für günstige Einlassröhren und neue Widerstandsarme Drosselorgane wurden gemacht (s. Anlage 5).

7. Schlussbemerkung

Die Unterlagen über die hier erwähnten Untersuchungen und Probleme liegen zum größten Teil noch in verschiedenen Gebäuden der Technischen Hochschule verstreut. Sie sind teilweise stark verschmutzt und verrottet. Es wird versucht, alles wertvolle Material herauszusuchen, zu reinigen und neu zusammenzustellen.

Berlin, den 11. August 1945

Dr. Ing. Rudolf Wille

000522

33.- Report of Committee
on
2 Cycles Motors.

Nur zum Dienstgebrauch im Ge-
schäftsbereich des Empfängers

000523

Deutsche Kraftfahrtforschung

im Auftrage des

Reichs-Verkehrsministeriums

TECHNISCHER FORSCHUNGSBERICHT

Zwischenbericht Nr. 103 / 1941

über die

2. Tagung des Arbeitskreises
für Zweitaktfragen

Bericht aus dem
Arbeitskreis für Zweitaktfragen
beim
Reichs-Verkehrsministerium

000524

Deutsche Kraftfahrtforschung

im Auftrage des

Reichs-Verkehrsministeriums

TECHNISCHER FORSCHUNGSBERICHT

Zwischenbericht Nr. 103/1941

über die

2. Tagung des Arbeitskreises
für Zweitaktfragen

Bericht aus dem
Arbeitskreis für Zweitaktfragen
beim
Reichs-Verkehrsministerium

Zur Beachtung!

Dieser Bericht ist bestimmt für die Arbeiten im Dienstgebrauch des Empfängers. Der Bericht darf innerhalb des Dienstgebrauchs nur an Persönlichkeiten ausgehändigt werden, die aus dem Inhalt Anregungen für ihre Arbeiten zu schöpfen vermögen. Verwendung zu Veröffentlichungen (ganz oder teilweise) sowie Weiterleitung an Persönlichkeiten außerhalb des Dienstgebrauchs des Empfängers ist ausgeschlossen. Der Bericht ist unter Verschluss zu halten.

Über die 2. Tagung des Arbeitskreises für Zweitaktmotoren

Am 20. Mai 1941 fand im Flugverbandshaus Berlin die zweite Tagung des Arbeitskreises für Zweitaktmotoren statt. Einladungen hierzu waren an die Vertreter der interessierten Behörden, der Forschungsinstitute und der Industrie ergangen. Die Teilnehmerliste ist diesem Bericht als Anhang beigelegt. Das Tagungsprogramm umfaßte folgende Vorträge:

1. Prof. Dr.-Ing. Föttinger, Berlin:
Aufgaben und Ziele des Arbeitskreises
2. Prof. Dr.-Ing. Zeman, Wien:
Versuchsergebnisse eines kleinen Otto-Zweitaktmotors
mit unsymmetrischem Steuerdiagramm
3. Prof. Dr.-Ing. E. Schmidt, Braunschweig:
Neue Piezoquarzgeräte hoher Eigenfrequenz
4. Dr.-Ing. habil. U. Schmidt, Berlin:
Entwicklung einer Benzineinspritzung für schnelllaufende Zweitaktmotoren
5. Dr.-Ing. W. Froede, Neckarsulm:
Ausbildung und Bemessung eines elektrischen Einspritzventils
6. Dozent Dr.-Ing. habil. E. Niedermayer, Graz:
Zusammenhänge zwischen Ladungswechsel und Leistung
7. Dipl.-Ing. Wille, Berlin:
Die Auswertung von Zeitdehner-Aufnahmen des Spülstromverlaufs
8. Dr.-Ing. habil. U. Schmidt, Berlin:
Ergebnisse neuerer Filteruntersuchungen.

Dieser Tagungsbericht enthält als Originalbeiträge die von den einzelnen Vortragenden während der Tagung gehaltenen Referate sowie einen kurzen Überblick über die sich an die einzelnen Vorträge anschließenden Diskussionen.

Dem Herrn Reichsverkehrsminister wird an dieser Stelle für die Interessenahme an den Arbeiten sowie für die Hergabe der Mittel für deren Durchführung der Dank der Mitglieder des Arbeitskreises ausgesprochen.

gez. U. S c h m i d t
als Geschäftsführer des Arbeitskreises
für Zweitaktmotoren

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Aufgaben und Ziele des Arbeitskreises Von Prof. Dr. Föttinger, Berlin	1
2. Versuchsergebnisse eines kleinen Otto-Zweitakt- motors mit unsymmetrischem Steuerdiagramm Von Prof. Dr. J. Zeman, Wien	5
3. Neue Piezoquarzgeräte hoher Eigenfrequenz Von Prof. Dr. E. Schmidt, Braunschweig	17
4. Zusammenhang zwischen Ladungswechsel und Leistung Von Dozent Dr. habil. E. Niedermayer, Graz	25
5. Über quantitative Auswertung von Zeitlupenfilmen des Spülströmungsvorganges Von Dipl.-Ing. R. Wille, Berlin	35
6. Untersuchungen an Staubfiltern Von Dr. habil. U. Schmidt, Berlin	49
7. Normungsvorschläge für Zweitakt-Wertungsgrößen	57
Anhang: Teilnehmerliste	65

1. Aufgaben und Ziele des Arbeitskreises

Von Prof. Dr. Föttinger, Berlin

Meine Herren! Als Vorsitzender des vom Reichsverkehrsministeriums gebildeten Arbeitskreises für Zweitaktmotoren begrüße ich Sie herzlichst zu Beginn unserer 2. Arbeitstagung. Wir können mit Freude feststellen, daß trotz der Kriegszeit, in der doch wohl jedes Forschungsinstitut mit kriegswichtigen Aufgaben überlastet ist, ein stattlicher Kreis von maßgeblichen Fachleuten sich zusammengefunden hat. Man kann dies als ein Zeichen dafür werten, daß die Bedeutung des Zweitaktmotors für die deutsche Motorisierung in stetem Wachsen begriffen ist.

Dieser universellen Bedeutung entsprechend darf ich daher neben den Vertretern der deutschen Fahrzeugindustrie auch Fachleute aus den Gebieten des Schiffsmotors und des Flugmotors hier begrüßen.

Besonders begrüße ich die Herren des Reichsverkehrsministeriums, des Luftfahrtministeriums und der anderen an der Motorisierung interessierten Wehrmachtsstellen. Ich möchte dabei nicht verschmähen, den führenden Herren des Reichsverkehrsministeriums den Dank aller Forschungsanstalten für das unseren Arbeiten entgegengebrachte Interesse und die weitgehende Unterstützung zu danken.

Wir erleben seit 1,5 Jahren, wie durch die allseits vertiefte Ausbildung zweier deutscher Erfindungen, des Otto-Motors und des Diesel-Motors, die Strategie und Taktik des Land- und Seekrieges in geradezu gigantischem Ausmaß verbessert worden sind.

Die deutschen Ingenieure und Werke haben dem Feldherrn viele Millionen Pferdestärken zur Verfügung gestellt, mit denen er nicht nur die Zeiten zur Erzwingung der militärischen Entscheidungen, sondern auch die Opfer an Blut im Verhältnis der Geschwindigkeit des Kraftwagens und Flugzeuges zu der des Mannes und des Pferdes verringern konnte.

Auch der Weltkrieg hätte zweifellos einen anderen Ausgang genommen, wenn wir als einzige Nation, die damals das Herz des U-Bootes, den schnelllaufenden Dieselmotor, betriebsicher bauen konnte, diese Überlegenheit ausgenutzt und rechtzeitig die vielfache Anzahl U-Boote gebaut hätten, die im September 1918 unmittelbar vor dem Zusammenbruch das Scheer-Programm fortan vorsah.

Daraus sehen wir die schicksalhafte Bedeutung des Motors, aber auch die schicksalhafte Bedeutung unserer stillen Ingenieurarbeit, die keinen Augenblick rasten darf, die jahrein-jahraus Frontarbeit ist, im Wettstreit der Ideen untereinander wie im Wettkampf mit dem Ausland.

Seit Jahren haben die deutschen Ingenieure bewiesen, daß der rationellste und vielfach auch schnellste Weg zum Fortschritt die wissenschaftliche Methode ist, deren Wesen in der systematischen Zerlegung in Einzelprobleme besteht, deren Zusammenwirken dann kritisch beurteilt und erprobt werden muß. Das gilt im besonderen für die Probleme unseres Arbeitskreises.

Dabei wird man von der ganz speziellen technischen Fragestellung immer wieder auch auf die Bedeutung der Grundlagenforschung hingelenkt, die Antworten auf vertiefte und allgemeinere Fragen geben soll. Ein Beispiel ist die z. Z. in unserem Institut bearbeitete Untersuchung des Zerstäubungsvorgangs mit Mikroskop und Zeitlupe.

Überhaupt ist seit der unerhörten Steigerung der Geschwindigkeiten und Drehzahlen an die Seite der altbewährten Wärmelehre hauptsächlich noch eine andere Wissenschaft getreten, die moderne Strömungslehre.

Vor dem Jahr 1910 galt es als unmöglich, in einem Dieselmotor mehr als etwa 120 PS zu erzeugen. Heute schafft man 3000 PS je Zylinder. Dieser riesige Fortschritt ist überwiegend strömungstechnischen Verbesserungen zu danken, und zwar hinsichtlich Kühlung, Spülung, Einspritzung und Schwingungsdämpfung, während die rein thermische Ausnutzung des Brennstoffs in 40 Jahren nur von 35 % auf 40 % gehoben werden konnte.

So finden wir bei den meisten heutigen Vorträgen einen starken Akzent nach der strömungstechnischen Seite hin. Dies gilt nicht nur hinsichtlich der Gasbewegungen in der Umgebung des Zylinders, sondern neuerdings auch hinsichtlich der Gasbewegungen im Zylinderinnern selbst.

Die gesteigerten Geschwindigkeiten bedingen auch die erhöhte Gefahr von Schwingungen nicht nur der Kurbelwellen, sondern auch der Gassäulen, die wiederum die Spül-, Lade- und Auspuffströmungen beeinflussen können und in das Spezialgebiet der Gasdynamik hinübergreifen.

Besondere Beachtung verdienen auch die von verschiedenen Instituten begonnenen Arbeiten über das Verhalten der Spülluftgebläse. Vor dem Kriege waren die meisten in Fahrzeugen arbeitenden Zweitaktmotoren mit Kurbelkammer-Spülpumpen oder in einzelnen Fällen mit gesondert angelegten doppelt wirkenden Kolbenpumpen ausgerüstet. Im Zusammenhang mit der heute noch üblichen Gemischspülung ist das Kurbelkammerverfahren zu relativ großer Vollkommenheit entwickelt worden; die Grenze seiner Leistungsfähigkeit dürfte aber erreicht sein.

Aussichtsreiche neue Möglichkeiten bieten sich durch die Entwicklung der Binzeinspritzung, ein Arbeitsverfahren also, bei dem Brennstoffverluste während der Spülung vermieden werden können.

Es steht daher kein Hindernis mehr im Wege, auch für Kraftfahrzeugmotoren den Spülluftaufwand zu vergrößern, was zwangsläufig zur Anbringung eines besonderen Gebläses führt, das den Eigentümlichkeiten des Fahrzeugmotors, der wechselnden Drehzahl und schwankenden Belastung noch weiter angepaßt werden muß. Da unserem Arbeitskreis sowohl Motoren- als auch Strömungsinstitute angehören, dürfte die Gewähr für erfolgreiches Vorgehen im geschilderten Sinne gegeben sein.

Eine der Hauptaufgaben unserer Arbeitsgemeinschaft erblicken wir darin, den Gedankenaustausch zwischen den Forschungsinstituten und der Industrie immer reger zu gestalten, damit diese bereits

in einem frühzeitigen Stadium der Entwicklung Einfluß auf die Arbeiten nehmen kann.

Ich hoffe daher, daß an die vorzutragenden Ergebnisse sich eine lebhafte Diskussion aller Beteiligten anschließen wird. Die Herren Vortragenden bitte ich, sich deshalb unbedingt auf 20 bis höchstens 30 Minuten Sprechzeit zu beschränken.

Ich eröffne nun hiermit die Reihe der Vorträge und bitte Herrn Professor Dr. Z e m a n das Wort zu ergreifen.

Nach Abschluß seines Vortrages wies Pöttinger darauf hin, daß die Vorträge von U. S o h m i d t, Berlin, und W. F r o e d e, Neckarsulm, auf Wunsch des Reichsluftfahrtministeriums geheimzuhalten seien. Aus diesem Grunde kann auch im vorliegenden Bericht die Wiedergabe dieser beiden Referate nicht erfolgen.

2. Versuchsergebnisse eines kleinen Otto-Zweitaktmotors
mit unsymmetrischem Steuerdiagramm

Von Professor Dr. J. Z e m a n
 bei der Lehrkanzel für Verbrennungskraftmaschinen und
 Kraftfahrwesen an der Technischen Hochschule in Wien,
 Professor Dr.-Ing. Ludwig Richter x)

Aufgabenstellung

An der im Vortrage des vergangenen Jahres beschriebenen Maschine sollte der Einfluß unsymmetrischer Steuerdiagramme auf Leistung, Verbrauch und Elastizität untersucht werden. Dabei wurde von einer Zweitakt-Kurbelkastenmaschine in normaler Dreikanalbauart mit symmetrischen Steuerdiagrammen ausgegangen und die Ergebnisse anderer Anordnungen mit dieser Bezugsmaschine verglichen. Untersucht wurden außer der Bezugsmaschine selbst folgende Anordnungen:

- I. Steuerung des Einlasses in den Kurbelkasten durch Schieber, also unsymmetrisch. Steuerung des Arbeitsraumes normal durch die Kolbenkante, also symmetrisch. Kein Schalldämpfer.
- II. Gleiche Anordnung mit Schalldämpfer.
- III. Steuerung des Einlasses in den Kurbelkasten und des Einlasses in den Arbeitsraum durch Schieber, also unsymmetrisch. Es werden verschiedene Einstellungen untersucht. Schalldämpfer wie früher.

Versuchsdurchführung

Mit Hilfe eines Sondervergasers mit auswechselbarem Lufttrichter und verstellbarer Düsenöffnung wurde der gesamte Betriebsbereich des Motors abgetastet. Es hat sich dabei als zweckmäßig erwiesen, bei einem bestimmten Lufttrichter eine Düsenöffnung einzustellen und mit ihr den ganzen Drehzahlbereich durchzumessen, dann mit der nächsten DüsenEinstellung den Vorgang zu wiederholen, u. s. f. Für jeden Lufttrichter ergab sich dann eine Kurvenschaar, wie sie beispielsweise in Bild 1 dargestellt ist. Die Kurven aller untersuchten Lufttrichter kennzeichnen das Verhalten der Maschine in der betreffenden Steueranordnung so vollständig, wie es auf andere Weise nicht erreicht werden kann. Die Auswertung dieser Grundkurven erfolgt nun in der Weise, daß zunächst vertikale Schnitte ($n = \text{konst.}$) gelegt, d. h. der Zusammenhang zwischen dem mittleren Druck p_e und dem bezogenen Brennstoffverbrauch b_g bei unveränderlicher Drehzahl, die sogenannte Judge-Kurve, ermittelt wird. Aus

x) Die Durchführung der Versuche lag in den Händen des
 Herrn Dipl.-Ing. H. K a z d a .

dieser Kurvenschaar können die Kennlinien als Aufeinanderfolge gleichartiger Punkte bestimmt werden. Theoretisch könnten dabei die Punkte kleinsten Brennstoffverbrauches oder die Punkte größten mittleren Druckes oder dazwischenliegende Punkte verbunden werden. Im vorliegenden Falle war diese Freiheit fast nie gegeben, weil meist nur ein ganz beschränkter Bereich der Judge-Kurve für die praktische Benützung in Frage kam. Die $p_e - b_e$ -Linien zeigen nämlich oft die seltsamsten Formen, die vom theoretischen Verlauf stark abweichen. Am häufigsten sind Eindrückungen der Front, Bild 2, dann aber auch Spitzkehren zu beobachten.

Ohne auf die Ursache dieser Abweichungen von der theoretischen Form einzugehen, kann man feststellen, daß man bezüglich der Auswahl der für die Motorkennlinien heranzuziehenden Punkte kaum jemals in Zweifel kommt, zumal dann, wenn man noch fordert, daß die Kennlinien stetig verlaufen und nur Punkte enthalten sollen, deren zugehörige Düsenöffnungen gleich oder benachbart sind.

Die auf den geschilderten Wege gefundenen Kennlinien, die später besprochen werden sollen, sind zwar insofern konstruierte Linien, als sie nicht zusammenhängend an der Maschine gemessen wurden, doch ist festzuhalten, daß jeder einzelne der zur Konstruktion herangezogenen Punkte für sich tatsächlich an der Maschine festgestellt wurde. Das Ergebnis sind also Kennlinien, die auftreten würden, wenn ein der Maschine bestens angepaßter Vergaser verwendet worden wäre.

Was die Meßgenauigkeit betrifft, so ist zunächst zu bemerken, daß alle Messungen praktisch im Stationärzustand durchgeführt wurden, daß also die bei kühler Maschine, d. i. nach dem Anfahren oder nach kleiner Last oft erheblich günstigeren Werte nicht in den Kurvenblättern aufscheinen. Im übrigen ist aber, wie immer bei Vergasermaschinen, mit einer gewissen Streuung zu rechnen, die teilweise auf den Atmosphärenzustand, teils aber auf Umstände zurückzuführen ist, die sich nicht immer einwandfrei erfassen lassen.

Die Bezugsmaschine

Bei sämtlichen Anordnungen wurden in Übereinstimmung mit den Eigenschaften normaler Gebrauchsmotoren die Steuerungsquerschnitte für eine Drehzahl von ungefähr 2000 U/min ausgelegt, was bedeutet, daß bei dieser Drehzahl auch der Höchstwert des mittleren Druckes auftreten muß. Dann erreicht die Leistung als Verhältnismäße des Produktes mittlerer Druck mal Drehzahl ihren Größtwert bei etwa 3000 bis 3500 U/min. Ein Vergleich mit anderen Maschinen kann selbstverständlich nur von den gleichen Voraussetzungen aus erfolgen.

In Bild 3 sind nun die Kennlinien der Bezugsmaschine eingetragen. Es entspricht dabei die oberste Momentenkennlinie dem größten untersuchten Lufttrichter, also bei einem Gebrauchsmotor dem Verhalten bei ganz geöffneter Vergaserdrossel. Die darunter liegenden Kennlinien entsprechen den kleineren verwendeten Lufttrichtern, geben also dem Verhalten des Gebrauchsmotors bei entsprechend eingestellter Vergaserdrossel wieder. In dieser Form sind die Kennlinien, wie schon mehrfach nachgewiesen, für die Beurteilung des Fahrverhaltens am besten geeignet. Zum Vergleich

ist in das Diagramm die Vollastkennlinie eines üblichen Viertaktmotors eingetragen. Daraus geht hervor, daß der Zweitaktmotor seinen höchsten Mitteldruck bei höherer Drehzahl erreicht, daß also der unelastische Bereich etwas weiter hinaufreicht als beim Viertaktmotor, was mit der Erfahrung durchaus übereinstimmt. Weiter unterscheidet sich auch der grundsätzliche Verlauf des spezifischen Brennstoffverbrauches bei Drosselstellungen insofern, als er bei Viertaktmaschinen höher liegt als der Vollastverbrauch und mit der Drehzahl ansteigt, während er bei der Versuchsmaschine tiefer liegt als der Vollastverbrauch und mit der Drehzahl weit weniger veränderlich ist. Diese Erscheinung wird wenigstens zum Teil durch das Vergasersprühen beim Zweitaktmotor verursacht, das mit sinkender Drehzahl zunimmt.

Weiter ist in das Kurvenblatt auch die Kennlinie eines gebräuchlichen Zweitaktmotors eingezeichnet. Dazu wurden die Angaben Venedigers benützt, die zwar schon aus dem Jahre 1937 stammen, aber ausreichen, um zu zeigen, daß die Bezugsmaschine annähernd den Stand der üblichen Maschinen wiedergibt. Nur der Verbrauch liegt insbesondere bei höheren Drehzahlen über den Werten von Venediger, doch hätte sich dies durch Anwendung eines geeigneten Schalldämpfers wohl auch noch verbessern lassen, wenn nicht Gründe, die ich schon angeführt habe, dagegen gesprochen hätten.

Wichtige Werte für den Vergleich mit den übrigen Anordnungen: Größtwert des mittleren Druckes $p_e \text{ max} = 4,9 \text{ kg/cm}^2$; bester Verbrauch bei größtem Lufttrichter 410 g/PSh. Große Unterschiede im Brennstoffverbrauch abhängig von Drosselstellung und Drehzahl. Literleistung 28 PS bei 3000 U/min. Bester Brennstoffverbrauch 310 g bei Trichter 11,4.

Anordnung I. Steuerung des Einlasses in den Kurbelkasten unsymmetrisch, Steuerung des Arbeitsraumes symmetrisch gleich der Bezugsmaschine.

Diese Anordnung ergibt, wie das Bild 4 zeigt, eine starke Steigerung des mittleren Druckes bei gleichzeitiger Senkung des Brennstoffverbrauches, der zudem in weit geringerem Maße von Drehzahl und Drosselstellung abhängig ist als bei der Bezugsmaschine.

Die Verbesserungen der Maschine sind am stärksten im Drehzahlbereich um 2000 U/min und nehmen dann langsam ab. Das bedeutet aber, daß auch die Elastizität der Maschine ganz erheblich verstärkt worden ist.

Wichtige Werte für den Vergleich mit den übrigen Anordnungen: Größtwert des mittleren Druckes $p_e \text{ max} = 5,8 \text{ kg/cm}^2$ (4,9); bester Verbrauch beim größten Lufttrichter 360 g/PSh (410); niederster Verbrauch tritt hier beim Lufttrichter 14 mm auf und beträgt 280 g/PSh (310). Brennstoffverbrauch gleichmäßiger, Elastizität wesentlich verbessert. Literleistung 33 PS bei 3000 U/min.

Anordnung II gleich wie I mit Schalldämpfer. Vorauszuschicken ist, daß keine sehr sorgfältige Abstimmung der Auspuffanlage vorgenommen wurde, sondern daß lediglich durch Verändern des Topfinhaltes ungefähr nach dem erreichbaren mittleren Druck eingestellt, im übrigen aber auf wirksame Schalldämpfung geachtet wurde.

000533

Das Ergebnis zeigt Bild 5. Zu verzeichnen ist eine neuerliche starke Steigerung des mittleren Druckes, wobei allerdings auch der Brennstoffverbrauch beim größten Lufttrichter wieder gestiegen ist.

Auch bei dieser Anordnung ist die Erhöhung des mittleren Druckes bei Drehzahlen um 2000 am stärksten und nimmt dann mit der Drehzahl langsam ab. Die Elastizität der Maschine ist also neuerlich verbessert worden und steht nun der einer üblichen Viertaktmaschine nicht mehr nach, nur ist der Bereich etwas verschoben. Auch hinsichtlich der absoluten Höhe des mittleren Druckes ist die Viertaktmaschine durchaus erreicht. Dies geht aus den eingezeichneten Kennlinien der schon früher erwähnten Plasmachine hervor.

Wichtige Werte für den Vergleich mit den früheren Anordnungen: Größtwert des mittleren Druckes $p_e \max = 6,2 \text{ kg/cm}^2$ (4,9); bester Verbrauch beim größten Lufttrichter 390 g/PSH (410); niederster Brennstoffverbrauch tritt beim Lufttrichter 14 mm auf und beträgt 280 g/PSH (310). Brennstoffverbrauch ungleichmäßiger als bei der Anordnung I, aber günstiger als bei der Bezugsmaschine. Elastizität neuerlich verbessert. Literleistung 33 PS bei 3000 U/min.

Anordnung III. Steuerung des Einlasses in den Kurbelkasten unsymmetrisch; Steuerung des Arbeitsraumes unsymmetrisch. Schalldämpfer wie bei Anordnung II.

Da der Schieber Spiegel verdrehbar angeordnet ist, sind verschiedene Steuerungseinstellungen möglich, von denen hier zwei Extremfälle, "größte Füllung" und "kleinste Füllung" besprochen werden sollen.

Stellung a "größte Füllung". Das Steuerungsdiagramm ist auf Bild 6 dargestellt. Als Ergebnis zeigt sich ein flacherer Verlauf der p_e -Kennlinien mit niedrigeren Höchstwerten im Bereich der Drehzahlen um 2000 U/min, so daß hier ungefähr der Stand der Anordnung I wieder eingenommen wird, d. h. daß der Motor gegenüber Anordnung II wieder unelastischer geworden ist. Der Verlauf des Brennstoffverbrauches hat sich stark verändert. Die Kurven sind flacher geworden, zeigen einen anderen Charakter und sind näher aneinandergerückt, so daß nahezu über den ganzen Verwendungsbereich mit einem Verbrauch zwischen 300 und 400 g/PSH gerechnet werden kann. Die Maschine wäre also im Fahrbetrieb sehr wirtschaftlich.

Vergleichswerte: Größtwert des mittleren Druckes: $5,9 \text{ kg/cm}^2$ (4,9); bester Verbrauch beim größten Lufttrichter 315 g/PSH (410); niederster Verbrauch tritt beim Lufttrichter 11,4 mm auf und fast ebenso nieder beim Trichter 18 mm auf und liegt bei 290 g/PSH. Elastizität wie bei Anordnung I; Literleistung 33 PS/lit bei 3000 U/min.

Stellung b "kleinste Füllung", Bild 7. Gegenüber der Einstellung "größte Füllung" hat sich nur die p_e -Kennlinie des Lufttrichters 22 mm ungefähr bis zur Deckung mit der Linie des Trichters 18 mm gesenkt. Die Verminderung des Zeitquerschnittes für den Spülmitteleintritt in den Arbeitsraum wirkt sich also begreiflicherweise so aus wie eine Drosselung am Vergaser. Auch die zu-

000534

gehörige Verbrauchskurve hat sich gesenkt, und zwar noch unter den Stand, der früher beim Lufttrichter 18 mm auftrat. Die Mindestwerte des Verbrauches haben den niedersten überhaupt gemessenen Wert erreicht, der Gesamtverlauf des Verbrauches ist aber trotzdem nicht so günstig wie bei der Anordnung a.

Vergleichswerte: Größtwert des mittleren Druckes $5,5 \text{ kg/cm}^2$ (4,9); bester Verbrauch beim größten Lufttrichter 275 g/PSH (410); niederster Verbrauch tritt ungefähr in gleicher Höhe bei den Trichtern 22,14 und 11,4 mm auf und liegt ebenfalls bei etwa 275 g/PSH. Unterschiede im Brennstoffverbrauch wieder etwas größer, insbesondere steigt der Verbrauch bei sinkender Drehzahl. Elastizität beim größten Lufttrichter schlechter, bei den übrigen Trichtern gleich wie bei "größte Füllung".

Folgerungen

Die durchgeführten Versuche ergaben ein sehr gutes Bild vom Stand und den Entwicklungsmöglichkeiten solch kleiner Vergaser-Zweitaktmotoren.

Zunächst kann man mit Venediger feststellen, daß das Betriebsverhalten der Zweitaktmaschine dem Fahrbetrieb fast besser angepaßt ist als das der Viertaktmaschine. Denn wenn auch die gegenwärtige Zweitaktmaschine der Viertaktmaschine an Elastizität etwas nachsteht, so ist sie ihr doch hinsichtlich der Wirtschaftlichkeit überlegen. Denn da in der Regel mit gedrosseltem Motor gefahren wird, kommt der günstigere Vollarbeitverbrauch der Viertaktmaschine weniger und der bessere Verlauf der Verbrauchskurven bei Drosselstellungen des Zweitaktmotors stärker zur Geltung und bedingen somit den niedrigeren Kilometerverbrauch von Fahrzeugen mit Zweitaktmotoren.

Der schiebergesteuerte Einlaß für den Kurbelkasten verbessert nun den Zweitaktmotor in bemerkenswerter Weise. Sowohl die absolute Höhe des mittleren Druckes wie auch der Kennlinienverlauf deckt sich mit den von Viertaktmaschinen erreichbaren Ergebnissen. Obwohl der Verbrauch bei Vollarbeit höher liegt, ist auch hier der all-gemeine Verlauf bei Drosselstellungen günstiger, so daß im Fahrbetrieb das Gesamtergebnis günstiger liegen dürfte. Wird auch noch der Arbeitsraum entsprechend abgesteuert, so läßt sich auch der Vollarbeitverbrauch bei geringfügigen Einbußen an mittleren Druck weiter herabsetzen und reicht dann an den Verbrauch von Viertaktmaschinen heran. An der Unabhängigkeit des Verbrauches von Drehzahl und Drosselstellung aber wird die Viertaktmaschine dann übertroffen.

Beim Entwurf der Versuchsmaschine war die Überlegung ausschlaggebend, daß nur einfachste und billigste Mittel für die Erzielung unsymmetrischer Steuerungen angewendet werden dürfen, da sonst der Motor preismäßig zu stark belastet werden würde. Dieser Gesichtspunkt ist nunmehr durch die Tatsache, daß die gleichen mittleren Drücke also die doppelte Leistung der Viertaktmaschine bei vergleichbaren Verbrauchsziffern erreicht werden können, überholt. Es handelt sich nicht mehr um den Ausgleich der Minderwertigkeit durch Billigkeit, sondern um eine Maschine, deren verdoppelte Leistungsfähigkeit doch mindestens den gleichen Bauaufwand

wie die Viertaktmaschine rechtfertigen würde. Damit ist aber auch die Anwendung teurerer Konstruktionen möglich, d. h. man kann grundsätzlich dazu übergehen, die Unsymmetrie der Steuerdiagramme durch Vorverlegen des Auspuffbeginnes statt durch verspäteten Spülungsbeginn zu erreichen. Dadurch wird das nutzbare Hubvolumen der Spülpumpe und des Arbeitsraumes vergrößert und die Möglichkeit des Überganges zur Längsspülung geschaffen. Das Ergebnis könnte eine Maschine sein, die die doppelte Leistung und den gleichen Vollastverbrauch, aber günstigere Teillastverbräuche als Viertaktmaschinen aufweisen würde.

Betriebserfahrungen

Es ist vielleicht noch von Interesse, daß die Maschine mechanisch in jeder Hinsicht befriedigt hat. Die bisherige Gesamtbe triebszeit dürfte ungefähr bei 600 h liegen, wobei aber zu berücksichtigen ist, daß der Versuchsbetrieb sehr hart war. Insbesondere kam vielstündiger Vollastbetrieb sehr häufig vor. Schäden traten nicht auf, auch die Schieber, denen wir recht skeptisch gegenüber standen, haben einwandfrei gearbeitet und zeigten fast keine Abnutzung. Bei der Schmierung hielten wir uns an die gebräuchliche Regel von 1 Teil Öl auf 30 Teile Benzin. Nach den Beobachtungen ist dabei die Maschine stark überschmiert. Man müßte mit viel geringeren Schmierölmengen gut oder besser auskommen. Verwendet wurde Öl der Marke Shell 4 X und als Brennstoff gebleites Normalbenzin. Trotz ziemlich hoher Verdichtung (Verdichtungsverhältnis 5,9) wurden Klopferscheinungen nur bei kleineren Drehzahlen und in harmloser Form beobachtet.

Schluß

Die Versuche sind zunächst so ausgelegt worden, daß die gestellte Frage nach dem Einfluß unsymmetrischer Steuerdiagramme auf Leistung, Verbrauch und Elastizität möglichst rasch beantwortet werden konnte. Es wurden daher zunächst die praktischen Ergebnisse verzeichnet, die Erforschung der inneren Zusammenhänge aber vorläufig zurückgestellt. Die interessierende Frage darf in Hinblick auf die angeführten Versuchsergebnisse wohl dahin beantwortet werden, daß die Einführung unsymmetrischer Steuerdiagramme bei Kurbelkastenmaschinen in jeder Richtung Vorteile zeitigt und geeignet ist, die Entwicklung des Zweitaktmotors weiterzutreiben.

In der anschließenden Diskussion wies U. Schmidt, Berlin, darauf hin, daß auch an der Versuchsanstalt für Kraftfahrzeuge der Technischen Hochschule Berlin dieselben Erfahrungen über die Schwierigkeiten der Einregelung des Vergasers für kleine Zweitaktmotoren vorliegen. Die Ursache hierfür ist durch die in Abhängigkeit von Drehzahl und Belastung veränderliche Restgasmenge im Zylinder und durch die außerordentlich stark wechselnde Luftgeschwindigkeit an der Vergaserdüse gegeben.

Zur Frage der Gemisch-Schmierung meinte U. Schmidt, Berlin, daß die Schwierigkeiten bei der Auswahl eines zweckmäßigen Mischungsverhältnisses von Öl zu Brennstoff in der Forderung nach ausreichender Schmierung bei Motorvollast liegen. Unter Beibehaltung des gleichen Mischungsverhältnisses für Motorvollast und höchste Drehzahl treten bei geringen Teillasten und niederen Drehzahlen erfahrungsgemäß die Erscheinungen einer erheblichen Überschmierung auf. Durch Anordnung einer getrennten, vom Unterdruck vor dem Vergaser-Eintritt gesteuerten Schmiermittel-Zuführung gelingt es, die Schmiermittelmenge drehzahl- und leistungsabhängig zu steuern. Versuche mit einer Reihe von Fahrzeugen über Laufstrecken von 30 000 km haben gezeigt, daß bei einem mittleren Mischungsverhältnis von 1 : 60 bis 1 : 80 noch völlig ausreichende Schmierung der getriebenden Teile des Motors erreicht werden konnte.

Das Sprühen aus dem Vergaser der Zweitaktmaschinen wird von Zeman auf das Zurückschieben eines Teiles der Ladung durch den Arbeitskolben zurückgeführt. U. Schmidt, Berlin, erklärte hierzu, daß nach seinen Beobachtungen, welche er auf Diagramm-Aufnahmen des Druckverlaufs im Kurbelkasten stützte, für dies Zurückschwingen der Ladung nicht nur die Bewegung des Arbeitskolbens, sondern freie Schwingungen im System Ansaugleitung-Kurbelkasten verantwortlich zu machen sind, welche insbesondere im unteren Drehzahlbereich durch Zurückschwingen eines Teiles der Ladung das Sprühen des Vergasers veranlassen können. Durch Anordnung von Schwingungsdämpfern auf der Saugseite gelingt es, den durch das Sprühen verursachten Brennstoffverlust zu vermeiden. Auch durch Vorschalten eines normalen Luftfilters wird der aus der Ansaugleitung zurücktretende Brennstoff im Filtermaterial fast völlig aufgefangen und bei dem neuen Ansaughub nutzbar gemacht.

L. Richter, Wien, führte dann aus, daß der Vortrag von Zeman, welcher zeigte, welche Möglichkeiten noch in der Ausbildung des Zweitaktmotors mit Kurbelkastenpumpe liegen, höhere Aufwendungen für die Brennstoffeinführung rechtfertige und damit die intensive Bearbeitung des Problems der Brennstoffeinspritzung in besonderer Weise erforderlich mache.

Nach Ansicht von Schnürle, Köln, sind die durch die unsymmetrische Steuerung erzielten Ergebnisse beträchtlich. Da sich der Kurbelkastenmotor bisher durch große Einfachheit auszeichnet, besteht die Frage, ob besondere Anordnungen für die Steuerung der Schlitze zweckmäßig und tragbar sind. Diese Frage wird durch die Versuchsergebnisse bejaht. Ersparnisse an Brennstoff lassen sich auch durch verspätete Einführung des Gemisches in den Zylinder und Luftvorlagerung erzielen. Versuche in dieser Richtung sind besonders wünschenswert. Schnürle, Köln, beschäftigte sich dann mit der Frage der Abdichtung der als Flachschieber ausgebildeten

Kurbelwangen. - Zeman, Wien, teilte hierzu mit, daß besondere Schwierigkeiten nicht aufgetreten sind.

Endress, Chemnitz, meinte, daß Abdichtschwierigkeiten der Steuerschieber im Kurbelkasten erst im unteren Drehzahlgebiet eine gewisse Rolle spielen.

Zwischen Schnürle, Köln, und Zeman, Wien, wurde sodann über den Grund der erheblichen Leistungs- und Brennstoffverbrauchs-Verbesserung durch die Benutzung unsymmetrischer Steuerdiagramme diskutiert. Es trat hierbei die Frage auf, ob die Verbesserung durch Vergrößerung des Spülmittelaufwandes oder durch Verringerung des Spülverlustes erzielt worden sei. Nach Ansicht von Zeman erfolgte sowohl eine Vergrößerung des Spülmittelaufwandes als auch eine Verringerung des Spülmittelverlustes. Messungen darüber wurden nicht durchgeführt. Das Verdichtungsverhältnis blieb in allen Fällen konstant.

Zeman, Wien, führt Schwierigkeiten durch Selbstzündungen bei den Versuchen auf Versagen der Zündkerzen zurück. Durch Einbau neuer Kerzen ließen sich die Störungen in allen Fällen für kurze Zeit beseitigen, sodaß die von Schnürle, Köln, geäußerte Ansicht, es könne sich um unausgespülte Gasreste handeln, im vorliegenden Falle nicht zutrifft.

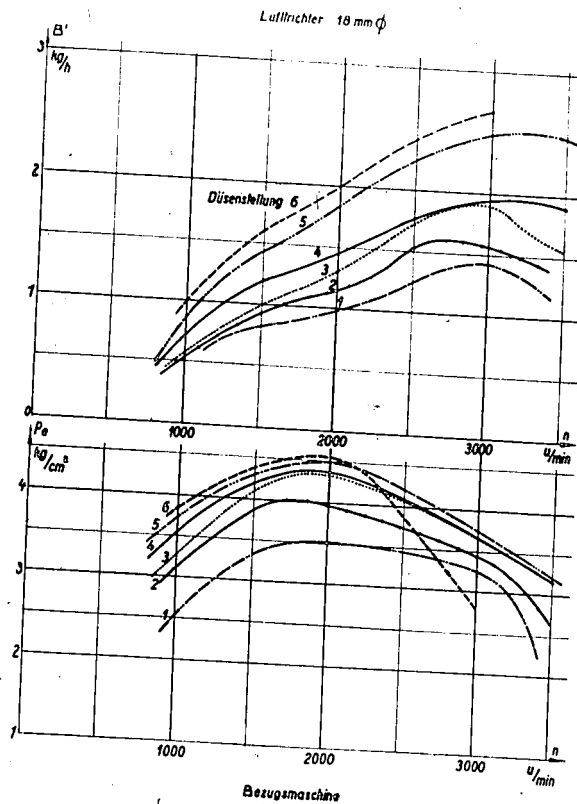


Abb. 1. Mittlerer effektiver Kolbendruck und Kraftstoffverbrauch der Bezugsmaschine bei verschiedener Vergaser-Einstellung.

000538

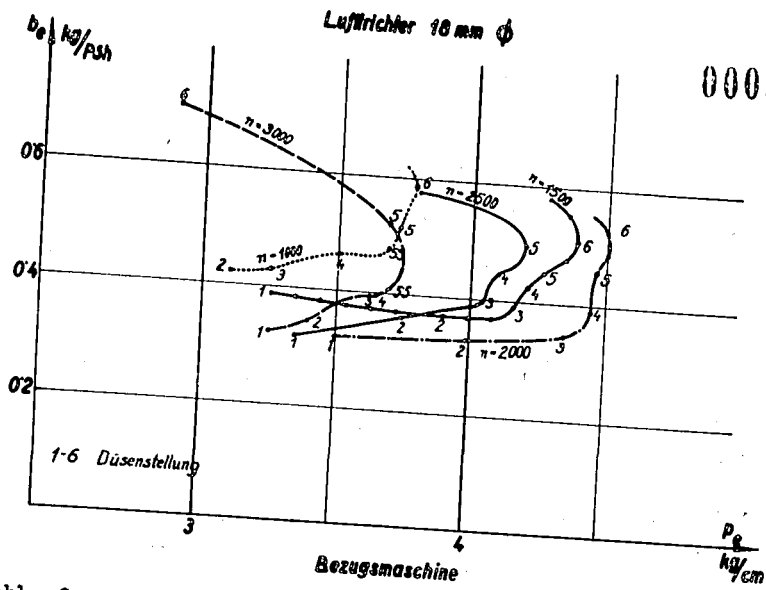


Abb. 2. Zusammenhang zwischen mittlerem effektiven Kolbendruck und spezifischem Kraftstoffverbrauch für verschiedene Vergasereinstellung der Bezugsmaschine.

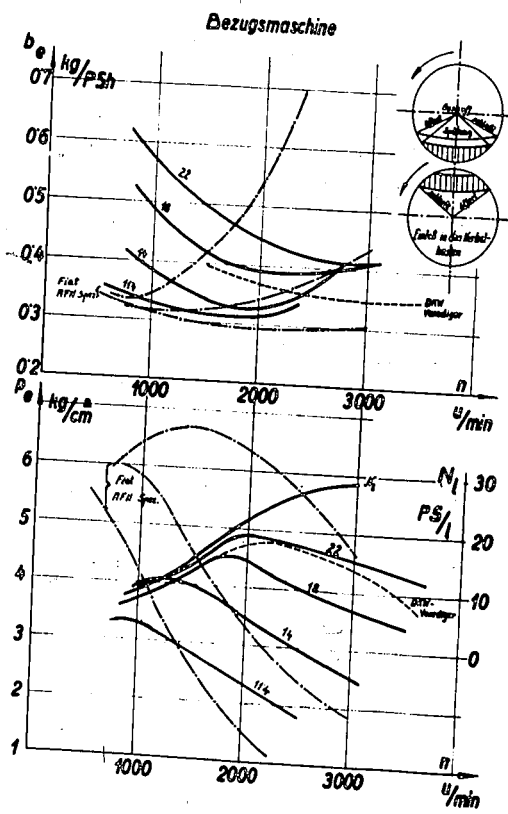
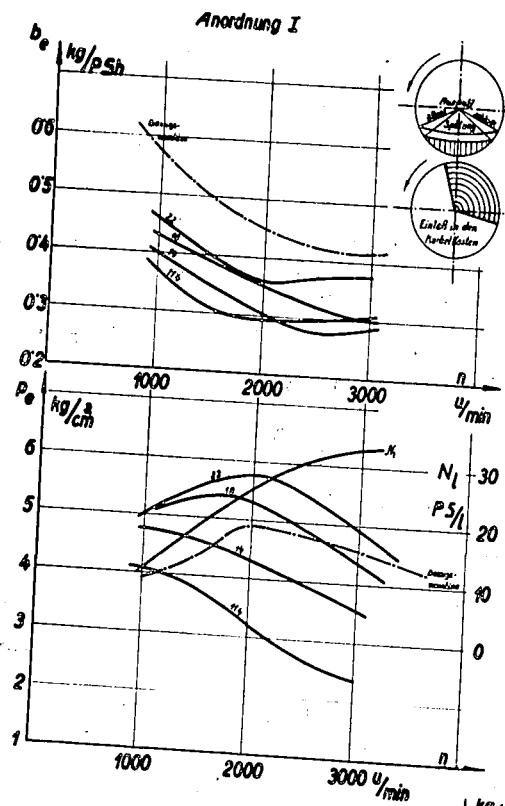


Abb. 3. Mittlerer effektiver Kolbendruck und spezifischer Kraftstoffverbrauch der Bezugsmaschine für verschiedene Vergasereinstellung in Abhängigkeit von der Motordrehzahl.



000539

Abb. 4. Mittlerer effektiver Kolbendruck und spezifischer Kraftstoffverbrauch bei unsymmetrischem Einlaß in Abhängigkeit von der Motordrehzahl.

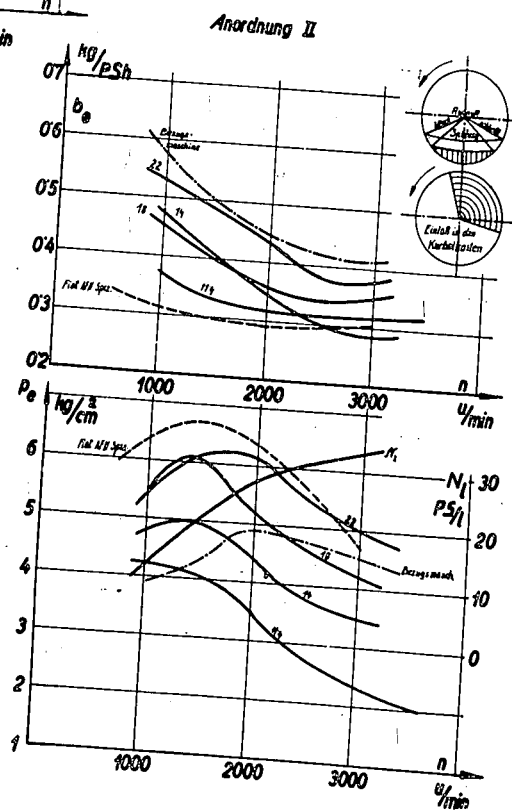


Abb. 5. Mittlerer effektiver Kolbendruck und spezifischer Kraftstoffverbrauch bei unsymmetrischem Einlaß in Abhängigkeit von der Motordrehzahl.

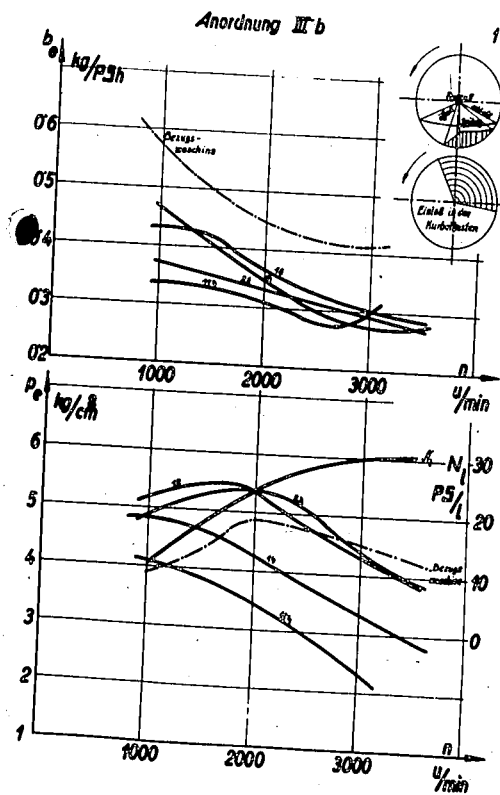


Abb. 7. Mittlerer effektiver Kolbendruck und spezifischer Kraftstoffverbrauch bei unsymmetrischem Einlaß- und Überströmvorgang in Abhängigkeit von der Motordrehzahl.

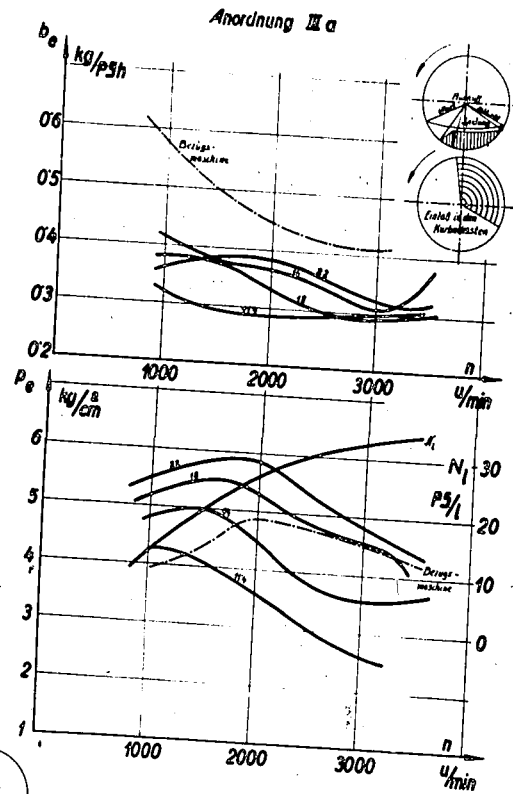


Abb. 6. Mittlerer effektiver Kolbendruck und spezifischer Kraftstoffverbrauch bei unsymmetrischem Einlaß- und Überströmvorgang in Abhängigkeit von der Motordrehzahl.

000541

3. Neue Piezoquarzgeräte hoher Eigenfrequenz

Von Prof. Dr.-Ing. Ernst Schmidt, Braunschweig

Für die genaue Untersuchung sehr rasch veränderlicher Kräfte, z. B. des Druckes im Zylinder schnell laufender Verbrennungsmotoren, kommen mechanische Indikatoren wegen ihrer großen Trägheit nicht in Frage. Auch der Membranindikator mit optischer Aufzeichnung ist dazu nicht mehr geeignet. Erst der piezoelektrische Quarzindikator eröffnete hier neue Möglichkeiten der Messung. Für eine praktisch verzerrungsfreie Wiedergabe ist es aber notwendig, daß die niedrigste Eigenfrequenz des Meßgerätes höher liegt als die höchste in dem zu messenden Druckverlauf enthaltene Frequenz. Da der Quarz selbst bei genügend kleinen Abmessungen von einigen mm Eigenfrequenzen von über 100 000 Hz hat, glaubte man, in ihm ein praktisch trägheitsfreies Meßmittel gefunden zu haben, und es wurden mit den neuen auch im Handel erhältlichen Geräten zahlreiche Arbeiten ausgeführt.

Als wir uns im Institut für Motorenforschung der Luftfahrtforschungsanstalt Hermann Göring die Aufgabe stellten, den Druckverlauf bei der klopfenden Verbrennung näher zu untersuchen, erwiesen sich aber die bekannt gewordenen Quarzdruckmesser hierzu als ungeeignet; sie besaßen trotz der hohen Eigenschwingungszahl ihrer Quarze schon bei wenigen kHz störende Eigenfrequenzen. Diese langsamen Schwingungen sind eine Folge des Einbaues der Quarze. Besonders der die Übertragung des Druckes vom Zylinderraum auf die Quarze vermittelnde Stempel mit seiner großen Masse erniedrigt die Eigenfrequenz. In gleichem Sinne wirkt die Federung durch niemals ganz genau passende Gewindegänge oder ungleichmäßiges Aufeinanderliegen der Druckflächen der Quarze und ihrer Widerlager.

Im folgenden berichte ich über Arbeiten, die von meinem Mitarbeiter W. Gohlke ausgeführt wurden und die demnächst als Forschungsheft des VDI veröffentlicht werden.

Mit Hilfe des reziproken piezoelektrischen Effektes gelang es, Quarzindikatoren durch angelegte Wechselspannungen zu erzwungenen Schwingungen beliebiger Frequenz anzuregen und so ihre Resonanzkurven über den ganzen in Frage kommenden Bereich von 2000 bis 100 000 Hz aufzunehmen. Das Schema der benutzten Meßeinrichtung zeigt Abb. 1. Dabei ist D der Quarzdruckmesser, dem durch den Röhrensummer S eine Wechselspannung konstanter Größe, aber beliebiger Frequenz f zugeführt wird. Die Stirnfläche b des Quarzdruckmessers führt dann infolge der reziproken piezoelektrischen Wirkung erzwungene Schwingungen von sehr kleiner Amplitude aus. Diese Schwingungen werden nach dem Prinzip des Kondensatormikrophons gemessen. Dazu ist der Stirnfläche b in geringem Abstände von nur wenigen hundertstel mm ein Metallstempel a gegenübergestellt, sodaß ein Luftkondensator entsteht, dessen Kapazität C sich mit dem Ausschlag x der Stirnfläche des Quarzdruckmessers ändert. Dieser Kondensator wird durch eine Batterie E

- 1) VDI-Heft 407, Quarzdruckmeßgeräte hoher Eigenfrequenz, Schwingungseigenschaften und Abhilfe gegen die Störung durch Massenkkräfte von W. Gohlke, mit einem Vorwort von Ernst Schmidt.

Über einen Widerstand R aufgeladen. Dabei entstehen an den Enden des Widerstandes R Spannungsschwankungen, die in bekannter Weise verstärkt werden und als Maß der Schwingungsamplitude des Quarzdruckmessers dienen. In dieser Weise aufgenommene Resonanzkurven von Quarzdruckmessern zeigt Abb. 2. Darin ist über der Frequenz f in kHz die Resonanzüberhöhung x/x_a , d. h. das Verhältnis des Ausschlages bei einer beliebigen Frequenz zu dem Ausschlag, den eine niedrige, sicher noch störungsfrei wiedergegebene Frequenz bei gleicher Größe der angelegten Spannung hervorruft, aufgetragen.

Die Genauigkeit der Kurven ist sehr viel größer, als sie in dem kleinen Maßstab zum Ausdruck kommt. Jede Zacke der Kurve ist durch 6 bis 10 Meßpunkte belegt, und der ganze Verlauf ist durchaus reproduzierbar. Das Meßverfahren erlaubt noch Unterschiede der Schwingungsamplitude von weniger als 1 Angström = 10^{-7} mm aufzunehmen.

Das Meßgerät ist fehlerfrei, wenn die Resonanzüberhöhung $x/x_a = 1$ ist, die Kurve also parallel zur Abszissenachse bei $x = 1$ verläuft.

Die ersten beiden Kurven der Abb. 2 beziehen sich auf bisher übliche Bauarten, die demnach schon unterhalb 6000 Hz störende Eigenschwingungen besitzen. Die dritte Kurve zeigt die Resonanzkurve der von uns entwickelten neuen Bauart. Dabei gelang es, die Hauptresonanzstelle bis auf über 40 000 Hz hinaufzuschieben.

Einen Schnitt durch die neue Bauart zeigt Abb. 3. Die Quarze sind dabei so verkleinert, daß sie mit ihrer Wasserkühlung innerhalb des normalen Zündkerzengewindes von 14 mm Dmr. Platz finden. Die druckaufnehmende Fläche des Gerätes liegt unmittelbar in der Oberfläche des Zylinderraumes des Motors, sodaß Störungen durch Eigenschwingungen der Gassäule eines Verbindungskanals zwischen Zylinder und Meßgerät vermieden werden. Zugleich sind auch die äußeren Abmessungen sehr verkleinert, und das ganze Gerät ist nicht größer als eine normale Zündkerze.

Die Federhülse zur Aufnahme und zum Vorspannen der Quarze ist in Abb. 4 gesondert herausgezeichnet. Dabei sind zwei verschiedene Arten der Befestigung des Widerlagers der Quarze gezeigt, einmal durch Schweißen, das andere Mal durch Verschrauben. Die Resonanzkurve dieser beiden Bauarten, die aber ohne Wasserkühlung aufgenommen wurden, zeigt Abb. 5. Man erkennt daraus, daß bei der geschweißten Hülse die Eigenschwingungszahl bis auf etwa 70 000 Hz hinaufrückt, und daß man mit dem Gerät bis über 55 000 Hz praktisch verzerrungsfrei messen kann. Die verschraubte Hülse hat dagegen schon bei 48 000 Hz eine Resonanzstelle, und ein praktisch verzerrungsfreies Messen ist nur bis zu Frequenzen von etwa 45 000 Hz möglich.

Durch einige weitere Verfeinerungen der Bauart kann der verzerrungsfreie Meßbereich für das ungekühlte Gerät ohne Schwierigkeit bis zu etwa 100 000 Hz ausgedehnt werden.

Auch die bisher üblichen Verstärker sind für hohe Frequenzen ungeeignet. Es mußten daher von uns auch neue Verstärker entwickelt werden. Abb. 6 zeigt den Frequenzgang, d. h. das Verhältnis der Verstärkung α bei einer beliebigen Frequenz f zur Verstärkung α_0 bei einer Frequenz 10 Hz. Die Kurven zeigen, daß handelsübliche

Verstärker bereits bei 10 000 Hz einen merklich verringerten Verstärkungsgrad aufweisen. Bei dem neu entwickelten Verstärker blieb dagegen die Verstärkung bis zu 30 000 Hz völlig konstant und nahm dann bis zu 100 000 Hz um nur 15 % ab.

Mit diesen Meßgeräten ist es nun möglich, den Druckverlauf der klopfenden Verbrennung näher zu untersuchen und zu entscheiden, ob die dabei beobachteten Schwingungen nur Eigenschwingungen des wahrscheinlicher ist, in Wirklichkeit aus der mehrfach wiederholten Reflektion einer Stoßwelle bestehen. Bei den bisherigen Piezoquarzmessern waren die störenden Eigenschwingungen ungefähr von der gleichen Frequenz wie die Grundschiwingung des Verbrennungsraumes, die bei Zylinderabmessungen von der Größenordnung 10 cm etwa bei 6000 Hz liegen.

Die erste noch unvollkommene Aufnahme einer schwach klopfenden Verbrennung zeigt Abb. 7, die ein kurzes Stück des Druckverlaufes in der Nähe des Druckmaximums vergrößert wiedergibt. Außerdem beim Einsetzen der Schwingungen und auch beim Druckmaximum ausgeprägte Zacken von sehr kurzer Dauer, welche tatsächlich die steilen Druckstöße wiedergeben, die die eigentliche Ursache des Klopfens bilden und die bisher wegen der Unvollkommenheit der Meßgeräte nicht gefunden werden konnten. Die ganze Breite der Abbildung entspricht einer Zeit von 0,005 sek.

Außer durch die Eigenfrequenz der Quarzdruckmesser können Störungen auftreten durch Erschütterung der Halterung des Meßgerätes, also z. B. durch Schwingungen der Zylinderwand, in die der Quarzdruckmesser eingeschraubt ist. Ein Mittel zur Abhilfe ist die von Kluge, Linckh und Fahrenholz angegebene und in Abb. 8 dargestellte Lagerung eines Quarzes mit balligen Stirnflächen zwischen zwei Federmembranen F_1 und F_2 , die zugleich die Vorspannung des Quarzes liefern. Wären die Federkennlinien der Membranen geradlinig, so würde in der Tat eine Erschütterung der Membranen durch seine piezoelektrische Wirkung auf den Quarz haben, da lastet wie die andere entlastet wird. Eine genauere Untersuchung zeigt aber, daß wegen der Nichtlinearität der Federkennlinien der Membranen der Erfolg nicht befriedigt. Der zu messende Druck p wirkt in gleichem Sinne auf beide Membranen und sollte von jeder je zur Hälfte aufgenommen werden. Durch die Vorspannung des Quarzes werden aber beide Membranen in entgegengesetztem Sinne durchgebogen. Das hat zur Folge, daß beide Membranen nicht gleich beansprucht sind, sondern an verschiedenen Stellen ihrer nichtlinearen Federkennlinie arbeiten. Dazu kommt noch, daß auch die Belastungsart beider Membranen eine verschiedene ist, denn die obere Membran F_2 ist nur in der Mitte durch die Einzelkraft des balligen Quarzes belastet, während der Druck p auf die ganze Fläche der unteren Membran wirkt. Infolge dieser verschiedenen Art der Beanspruchung der Membranen bleibt der angestrebte Ausgleich der Massenkräfte unvollkommen. Man kann diesen Nachteil beheben, wenn man die Vorspannung nicht durch die Federmembranen, sondern durch eine besondere Feder etwa in Form einer Federhülse erzeugt.

Eine solche Konstruktion zeigt schematisch Abb. 9. Darin sind a die beiden Quarze, d und c ihre Widerlager, b ist die Federhülse, welche die Vorspannung der Quarze übernimmt, und F_1 und F_2

sind wieder die beiden Federmembranen. Außerdem ist aber noch eine weiche Membran e vorgesehen, welche gegen den Verbrennungsraum abdichtet und die Federmembranen der Wirkung der heißen Gase entzieht. Der Raum f kann dann mit Wasser durchspült werden, so daß die Membranfedern und die Federhülse b auf niedriger Temperatur gehalten werden können. Die Abdichtungsmembran hat außerdem den Vorteil, daß der zu messende Druck nicht unmittelbar auf die untere Membranfeder wirkt und beide Membranfedern daher tatsächlich stets in gleicher Weise beansprucht sind.

Dieser Erschütterungsausgleich erfordert also eine verwickeltere Bauart, und er ist auch mit einer Einbuße an Empfindlichkeit verbunden.

Die beschriebene neue Bauart eines Quarzdruckmessers hoher Eigenfrequenz hat sich im Motorbetrieb gut bewährt. Die Wasserkühlung erwies sich trotz der gedrängten Ausführung als völlig ausreichend. Allerdings setzt die Kleinheit der Abmessungen sehr sorgfältige Werkstattarbeit voraus.

Das neue Meßgerät ist nicht auf den Verbrennungsmotor beschränkt, sondern es dürfte auch auf anderen Gebieten, wo es sich um die verzerrungsfreie Messung sehr rasch veränderlicher Drücke oder Kräfte handelt, neue Möglichkeiten der Messung eröffnen.

Aussprache

Auf verschiedene Fragen, ob die Eigenfrequenz des Quarzes unter Umständen in der Meßanordnung eine andere als bei Einbau in den Zylinder eines Motors sei, teilte E. Schmidt, Braunschweig, mit, daß die Quarzdruckgeber in der gleichen Ausführung, wie sie in den Zylinder eingebaut werden, durchgemessen worden sind.

Auf entsprechende Fragen von Frank, Hannover, erwiderte E. Schmidt, Braunschweig, dann, daß eine Veränderung der Eichung der Quarze im Laufe längerer Zeiten stattfindet und daß Veränderungen der Anzeige während der Messung im wesentlichen auf Ungenauigkeiten in den Gewindegängen zurückzuführen sind. Durch Ausföhrung geschweißter Hülsen lassen sich diese Schwierigkeiten beseitigen. Dem mechanischen und elektrischen Teil des Quarzdruckgebers sei besondere Aufmerksamkeit zu widmen. Die Kapazität der Zuleitungen zum Geber lasse sich durch in der Hochfrequenztechnik übliche luftisolierte Kabel wesentlich herabsetzen.

U. Schmidt, Berlin, ging sodann auf die Frage der Verringerung der Empfindlichkeit ein. Bei Benutzung sehr kleiner Meßquarze wird die dem Verbrennungsdruck ausgesetzte Fläche der Quarze besonders klein. Da die Ladungsmenge an den Belägen von dem Produkt aus Fläche mal spezifischem Flächendruck abhängt, nimmt damit auch die Ladungsmenge ab. Die vom Druckgeber abgegebene Spannung ist wiederum abhängig von den Parallel-Kapazitäten der Leitung und der Eingangsschaltung des Gleichstrom-Meßverstärkers. Diese können aus verschiedenen Gründen nicht unter ein bestimmtes Maß gesenkt werden. Es wurde deshalb angefragt, ob die beschriebenen

Geräte normale, d. h. 3 bis 600 fache Verstärkung besitzen, oder ob höhere Verstärkungen angewendet wurden.

Nach E. Schmidt, Braunschweig, ist die Ladungsausbeute des neuen Quarzdruckgebers ungefähr $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ der bisher üblichen Geber. Eine Heraufsetzung der nötigen Verstärkung macht jedoch keine Schwierigkeiten.

Zinner, Augsburg, sprach sodann über die Änderung der Empfindlichkeit während der Messung durch Temperatureinflüsse. Die erforderliche Vorspannung muß unter allen Umständen durch Federn mit gerader Kennlinie erzeugt werden.

In der Lenkung des Augenmerkes allein auf die Beseitigung der Massenkräfte sieht er eine grundsätzliche Gefahr. Die Lagerung der Quarze muß auf jeden Fall gleichzeitig vom Gesichtspunkt der Beeinflussung der Empfindlichkeit betrachtet werden. In diesem Zusammenhang weist er auf einen in der englischen Literatur erschienenen Vortrag der Ausbildung der Quarzlagerung hin, bei welchem Erschütterungen durch Gegeneinanderschaltung der hierdurch hervorgerufenen Quarzladungen kompensiert werden.

Ullmann, Dresden, schloß sich diesen Ausführungen an und machte Mitteilungen über Versuche, welche in ähnlicher Richtung an der TH Dresden durchgeführt wurden. Er machte sodann Ausführungen über die Steigerung der Empfindlichkeit des Druckgebers auf den 10 bis 20 fachen Betrag der heute üblichen Werte. Gerade die Erhöhung der Leistungsausbeute des Druckgebers ist bei den häufig erforderlichen Messungen geringer Drücke besonders wichtig, damit die durch die Druckschwankungen hervorgerufenen Spannungswechsel oberhalb des durch Erschütterungen entstehenden Störpegels liegen.

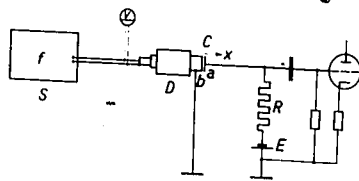


Abb. 1. Aufnahme der Resonanzkurven von Quarzdruckmeßdosen.

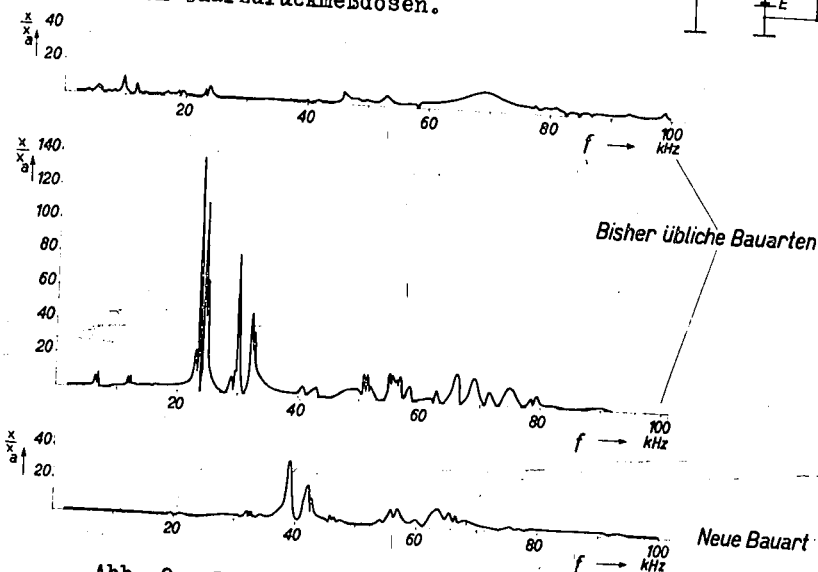


Abb. 2. Resonanzkurven von Quarzdruckmeßdosen.

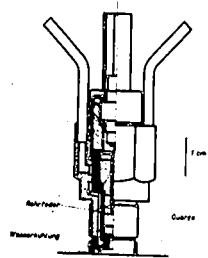


Abb. 3. Quarzdruckmeßdose neuer Bauart.

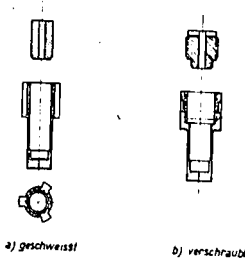


Abb. 4. Federhülsen der Druckgeber eigener Bauart.

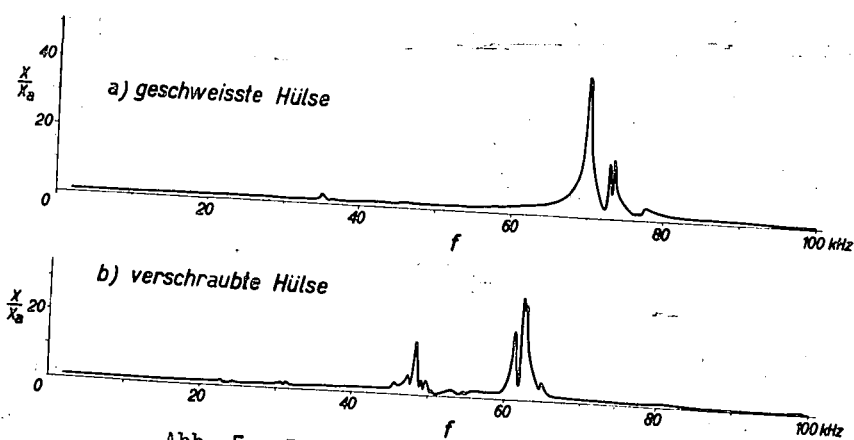


Abb. 5. Resonanzkurven der Federhülsen.

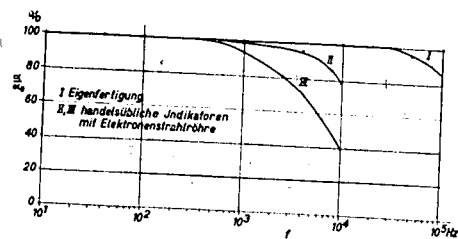


Abb. 6. Frequenzgang von Verstärkern für Quarzdruckmessungen.

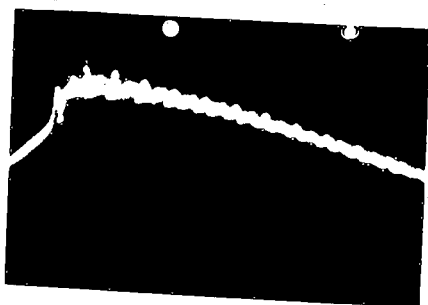


Abb. 7. Druckverlauf von schwach kopfender Verbrennung.

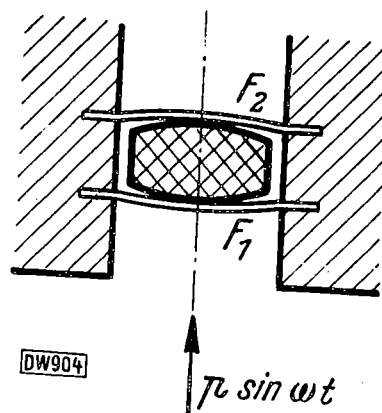


Abb. 8. Gefederter Quarz zur Vermeidung von Störungen durch Erschütterungen nach Kluge, Linck und Fahrenholz.

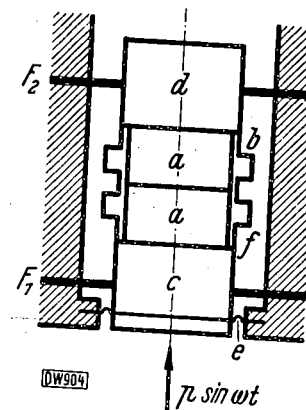


Abb. 9. Verbesserte Federung von Quarzen zur Vermeidung von Störungen durch Erschütterungen.

Im Anschluß an den Vortrag von U. Schmidt, Berlin, dessen Veröffentlichung, wie bereits eingangs mitgeteilt, vom Reichsluftfahrtministerium nicht gestattet wurde, machte Föttinger, Berlin, folgende längeren Ausführungen über das Problem der Zerstäubung eines flüssigen Mediums durch Druckluft:

Im Institut für Technische Strömungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin wurde in den letzten Jahren das Problem der Flüssigkeitszerstäubung mit Hilfe von Druckluft ausführlich bearbeitet. Auf Veranlassung des Fachausschusses für Anstrichtechnik beim VDI wurde der Zerstäubungsvorgang an einer Farbspritzpistole mit Hilfe von photographischen Aufnahmen untersucht, welche bei mikroskopischer Vergrößerung und elektrischen Funken als Beleuchtungsquelle gewonnen wurden. An Hand der Aufnahmen konnte der Verlauf des Zerstäubungsvorganges studiert werden.

Aus dem gezeigten Lichtbild, welches den Zerstäubungsstrahl in 10 mm Entfernung von der Düsenmündung zeigt, ist zu erkennen, daß in diesem Gebiete die Zerstäubung noch nicht beendet ist. Neben fertigen runden Tropfen sind noch fadenförmige Flüssigkeitspartikel vorhanden, die sich im weiteren Verlauf des Strahles in Tropfen auflösen. Die in weiterer Entfernung von der Mündung gebildeten Tropfen sind größer, da in diesen Gebieten die Relativgeschwindigkeit zwischen Luft und Flüssigkeit geringer ist.

Der Zweck der Untersuchung des Farbspritzvorganges war u.a., die Ursache der Nebelbildung festzustellen, die oft Materialverluste bis zu 50 % zur Folge hat. Als Nebelbildner wurden hauptsächlich die kleinsten Tropfen erkannt, die wegen ihrer geringen Masse die Anstrichfläche nicht erreichen können und von der seitlich abfließenden Luft mitgenommen werden.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung gestatteten die Konstruktion einer neuartigen Düse, die bei 0,2 atü Betriebsdruck dieselbe durchschnittliche Zerstäubungsfeinheit erzeugt wie die alten Ausführungen bei 1 atü. Durch Vermeidung der Bildung von allzu feinen Tropfen und durch andere strömungstechnische Verbesserungen konnten die Nebelverluste auf die Hälfte vermindert werden.

Die Untersuchung des Zerstäubungsvorganges in Natur, insbesondere wenn man den zeitlichen Verlauf mit Zeitdehner aufnehmen will, stößt auf große, z. T. unüberwindliche Schwierigkeiten, welche hauptsächlich in der Beherrschung der großen Strömungsgeschwindigkeiten und in der erforderlichen mikroskopischen Vergrößerung liegen. Bei schwierigen Versuchsbedingungen reichen selbst die kurzen Belichtungszeiten der elektrischen Funken (bis etwa 10^{-7} sec.) zur Gewinnung von scharfen Aufnahmen nicht aus. Zur Erleichterung der experimentellen Untersuchungen wurden Ähnlichkeitsgesetze abgeleitet, welche die Durchführung von Modellversuchen gestatten. Es kommt hierfür neben dem Reynolds'schen Ähnlichkeitsgesetz, das die Wirkung der Reibungs- und Trägheitskräfte innerhalb der Flüssigkeit berücksichtigt, noch das Weber'sche Ähnlichkeitsgesetz in Frage, das die Reibungs- und Kapillarkräfte erfaßt. Ferner ist durch Einführung von Parameter-Kenngrößen die gegenseitige Beeinflussung beider Medien, Flüssigkeit und Gas (Luft), berücksichtigt.

Bei der Untersuchung der Zerstäubungsvorgänge kommen Großmodelle in Frage, bei welchen der Vorgang in vergrößertem Maßstabe nachgeahmt wird. Dabei ergeben sich zwangsläufig geringere Geschwindigkeiten, sodaß der Gesamtvorgang beim Großmodell auch langsamer verläuft. Die Vergrößerung der linearen Abmessungen und die Verringerung der Geschwindigkeiten erleichtern sehr wesentlich die experimentellen Untersuchungen, die zweckmäßig durch einzelne oder Zeitdehneraufnahmen durchgeführt werden. Die am Modell gewonnenen Ergebnisse können dann mit Hilfe der Ähnlichkeitsgesetze auf die wirkliche Ausführung übertragen werden.

Zum Nachweis der Gültigkeit der neuen Modellgesetze für die Zerstäubung wurden vergleichende Versuche mit Wasser und Kohlenstofftetrachlorid als Zerstäubungsflüssigkeiten vorgenommen, welche völlige Übereinstimmung der Ergebnisse von Hauptausführung und Modell ergaben. Damit wird dem Forschungsingenieur das Werkzeug zur erleichterten und genauen Untersuchung der Zerstäubungserscheinungen gegeben.

4. Zusammenhang zwischen Ladungswechsel und Leistung

Von Dozent Dr.-Ing. habil. E. N i e d e r m a y e r , Graz

Die für die Behandlung von Zweitaktfragen notwendigen Wertungsgrößen werden im folgenden unter Berücksichtigung der Temperaturverhältnisse während der Spülung besprochen. Die angegebenen Kenngrößen können auch für die Behandlung des Ladungswechselforganges beim gespülten Viertaktmotor angewendet werden.

1. Definition der Kenngrößen

Zur Kennzeichnung des Erfolges des Ladungswechsels genügen drei Begriffe, die in Abb. 1 definiert und zusammengestellt sind. Der Liefergrad λ_l hat dieselbe Bedeutung wie beim nicht gespülten Viertaktmotor, der Spülwirkungsgrad λ_s gibt die Reinheit der Ladung an und der Luftaufwand Λ ist die auf das Hubvolumen bezogene, angesaugte Frischladung. Alle Verhältniszahlen sind in Anlehnung an die beim Viertaktmotor übliche Benennung des Liefergrades mit λ bezeichnet und mit einem sinngemäß gewählten Zeiger versehen. Zur Bestimmung des Kraftstoffverlustes bei gemischgespülten Maschinen ist überdies die Verwendung einer Verhältniszahl λ_g von Frischladung zur angesaugten Luftmenge üblich, die sich jedoch ebenso wie der Ladegrad λ_d aus den drei vorhergehenden Größen bestimmen läßt. Der Zusammenhang der erwähnten Kennwerte der Spülung mit der Motorleistung ist durch den in der Abbildung angegebenen Ausdrück für P_e bestimmt. In diesem ist auch der im Restgas vorhandene Sauerstoff durch die Luftüberschußzahl der Verbrennung berücksichtigt.

2. Beziehungen zwischen den Kenngrößen

Eine Beziehung zwischen Liefergrad und Spülwirkungsgrad kann durch eine grundsätzliche Betrachtung des Spülvorganges, bei welcher der auszuspülende Raum und der Ladungsdruck unveränderliche Größe haben sollen, aufgestellt werden. Mit dieser Voraussetzung ist bei gleicher Temperatur von Spülmittel und Ladung einströmendes und ausströmendes Gasvolumen einander gleich. Ist Temperaturgleichheit nicht vorhanden, so findet ein Wärmeaustausch statt, der eine durch die Verschiedenheit der spezifischen Wärmen von Spülmittel und Ladung bedingte Volumsvergrößerung der Ladung hervorruft. Trotzdem diese bis etwa 10 v.H. der Ladung betragen kann, ist ihr Einfluß auf den Spülerfolg vernachlässigbar, weil bei Verdrängerspülung der Spülwirkungsgrad wegen des geringen Wärmeaustausches durch Wärmeleitung fast zur Gänze, bei Verdünnungsspülung jedoch völlig unverändert bleibt.

Der Wärmeaustausch zwischen Spülmittel und Ladung kann sowohl durch Mischung und Wärmeleitung als auch durch Wärmeleitung allein, wie z.B. bei Kurzschlußspülung, erfolgen. Die nur durch Wärmeleitung allein übertragene Wärme ist verglichen mit dem durch gegenseitigen Austausch von Luft- und Abgasen auftretenden Wärmetransport unbedeutend, so daß unter den gemachten Voraussetzungen die Feststellung zulässig ist, daß einem bestimmten Restgehalt

eine bestimmte mittlere Ladungstemperatur zugeordnet ist, und zwar unabhängig vom jeweiligen Verlauf der Spülung.

Mit dieser Vernachlässigung der durch Wärmeleitung übertragene Wärmemenge ist in jedem Zeitpunkt der Spülung eine Aufteilung nach dem Vorhergesagten gleich bleibenden Ladungsvolumens in Luft und Abgasrest, letzterer vom Zustand bei Spülungsbeginn, möglich. Daraus ergibt sich der in Abb. 2 dargestellte Zusammenhang zwischen Spülwirkungsgrad und Liefergrad. Er ist für verschiedene Verhältnisse von Restgastemperatur T_R zu Spüllufttemperatur T_1 dargestellt, wobei das mittlere auszuspülende Zylindervolumen gleich dem Hubvolumen und die Zustandsgrößen der Luft nach ihrem Eintritt in den Zylinder gleich denen des Außenzustandes gesetzt sind.

Sind die Temperaturen von Spülmittel und Ladung einander gleich, wie dies für Versuche am Spülmodell zutrifft, so ist der Spülwirkungsgrad gleich dem so reduzierten Liefergrad. Bei erhöhter Ladungstemperatur ist jedoch der Spülwirkungsgrad stets größer als der Liefergrad, und zwar entsprechend dem von der Temperatur abhängigen Verhältnis von Hubvolumen zu Ladungsvolumen.

Den bisherigen Überlegungen lag, wie Abb. 3 links zeigt, die Anschauung zu Grunde, daß das eintretende Luftvolumen ein gleich großes Ladungsvolumen verdrängt und daß durch einen Wärmeaustausch eine Vergrößerung dieses Luftvolumens bei gleichzeitiger Verkleinerung des Restgasvolumens vor sich geht. Nach einer anderen Vorstellung des Spülvorganges, in der Abbildung rechts dargestellt, ist die Aufeinanderfolge von Spülung und Wärmeaustausch umgekehrt. Das Spülluftvolumen wird durch den Wärmeaustausch vergrößert und bewirkt die Ausspülung eines durch Abkühlung dichteren Ladungsvolumens von derselben Größe. Die Erhöhung des Spülwirkungsgrades läßt sich damit erklären, daß im ersten Fall einem bestimmten Luftgewicht ein durch die erhöhte Ladungstemperatur verkleinertes Ladungsgewicht entspricht. Im zweiten Fall erfolgt die Erhöhung des Spülwirkungsgrades durch die scheinbare Vergrößerung des Luftaufwandes.

In Abb. 4 sind einige durch Versuche an einem Zweitaktmotor ermittelte Spülwirkungsgrade über dem zugehörigen gemessenen Luftaufwand aufgetragen. Je nach der Zustandsänderung der Ladung während des außerhalb des Ladungswechselvorganges liegenden Teiles des Arbeitsspielraumes können einem Luftaufwand verschiedene Spülwirkungsgrade zugeordnet sein. Bezieht man die Spülwirkungsgrade nach der früheren Angabe nach Abb. 3 auf eine Ladungstemperatur, die gleich der Lufttemperatur ist, so erhält man die durch Kurve a zusammengefaßten reduzierten Spülwirkungsgrade; bezieht man die Spülwirkungsgrade jedoch auf ein durch die höhere Ladungstemperatur vergrößertes Spülluftvolumen $1) 2)$, so erhält man Kurve b. Während bei der Ermittlung der Spülwirkungsgradkurve nach dem in Abb. 4 links dargestellten Verfahren der durch Wärmeleitung allein verursachte Wärmeaustausch zwischen Spülmittel und Ladung vernach-

- 1) U. Schmidt, Zusammenhang zwischen Spülung und Leistung bei dem gemischgespülten Zweitaktmotor, Kraftfahrtechn. Forschungsarb. Heft 7, VDI-Verl.
- 2) E. Niedermayer, Untersuchungen des Spülvorganges an Zweitakt Dieselmotoren, Forsch. Ing.-Wes. Bd. 7 (1936) No. 5, S. 227.

lässigt wird, gilt das in der Abbildung rechts dargestellte Verfahren wegen der notwendigen Berechnung der mittleren Ladungstemperatur nur für Verdünnungs- und Verdrängerspülung und erfordert größeren rechnerischen Aufwand als das erstere. Wie das Schaubild zeigt, führen bei dem untersuchten Spülsystem beide Überlegungen zu annähernd gleichem Ergebnis, also zu ein und derselben Spülwirkungsgradlinie, die den Spülerfolg sowohl für die Verhältnisse am Motor als auch für die am Spülmodell angibt.

Dieses Ergebnis zeigt auch, daß für diese thermodynamische Betrachtung des Spülvorganges die eingangs gemachte Voraussetzung eines während der Spülung gleichbleibenden Zylindervolumens und Ladungsdruckes zulässig ist.

Reduziert man den gemessenen Liefergrad auf den während der Spülung herrschenden mittleren Gaszustand, so ist, wie die in der Abbildung mit einem Doppelkreis bezeichneten Versuchswerte zeigen, Liefergrad und reduzierter Spülwirkungsgrad einander gleich.

Durch den Zusammenhang mit der Ladungstemperatur kommt dem Spülwirkungsgrad erhöhte Bedeutung zu, die bei Kenntnis der gesamten Spülwirkungsgradkurve noch dadurch gesteigert wird, daß aus deren Verlauf Schlüsse auf die Art der Spülung gezogen werden können. Als Vergleichsgrundlage können gerechnete Spülwirkungsgradkurven gewählt werden, die jedoch die Abnahme der Verdrängerwirkung mit fortschreitender Spülung berücksichtigen müssen.

Ein Vergleich der so berechneten Spülwirkungsgradkurve mit der gemessenen läßt somit Schlüsse auf die Größe der Verdrängerwirkung zu.

3. Messung der Kenngrößen

Von den angegebenen Kenngrößen kann außer dem Luftaufwand nur der Spülwirkungsgrad mit verhältnismäßig einfachen Mitteln bei genügender Genauigkeit gemessen werden.

Der Spülwirkungsgrad wird zweckmäßig durch Bestimmung des Kohlensäuregehaltes der Ladung vor und nach dem Ladungswechsel bestimmt. Wegen der örtlich verschiedenen Ladungszusammensetzung können Messungen mittels kleiner Gasproben nicht befriedigen, so daß die jeweils ein- oder zweimalige Entnahme einer größeren Probe zweckmäßig ist. Bei der Berechnung des Spülwirkungsgrades aus den gemessenen Kohlensäurekonzentrationen muß der Wasserdampfgehalt der Abgabe berücksichtigt werden. Die Größe dieses Einflusses zeigt Abb. 5.

Für die Aufzeichnung der Spülwirkungsgradkurve ist die Kenntnis der Restgastemperatur bei Spülungsbeginn T_R erforderlich. Diese kann bei bekanntem Ladegrad aus der Gleichung

$$T_R = \frac{1}{\lambda_d} \cdot T_a \frac{V_H}{V_{za}} \cdot \frac{p_a}{p_{za}} \cdot \left(\frac{p_{ze}}{p_{za}} \right)^{\frac{m-1}{m}}$$

berechnet werden. Darin bezeichnet der Zeiger a den Außenzustand und die Zeiger za und ze den Zustand beim Öffnen der Auslaß- und Einlaßsteuerquerschnitte.

Der Liefergrad kann entweder mittels der gemessenen Luftüberschußzahl der Verbrennung oder bei bekannter Abgasmenge durch Bestimmung des mittleren Kohlensäuregehaltes des Abgases bestimmt werden.

Nach dem erstgenannten Verfahren ist

$$\lambda_1 = \frac{L_0 B}{V_H} \left[1 + (\lambda - 1) \lambda_s \right]$$

und nach dem zweiten Verfahren

$$\lambda_1 = \frac{L_{ges}}{V_H} - \frac{V_a}{V_H} \left[1 - \frac{v''(CO_2)}{v'(CO_2)} \right]$$

Darin ist:

B [kg/Spiel] der Kraftstoffverbrauch
 V_a [m³ außen/Spiel] die trockene Abgasmenge
 $v'(CO_2)$, $v''(CO_2)$ [R.T.] der Kohlensäuregehalt der Ladung vor der Spülung und des Abgases.

Das erste Verfahren liefert nur bei sehr genauer Messung der Luftüberschußzahl brauchbare Ergebnisse. Auch bei der Anwendung des zweiten Verfahrens ergeben sich Schwierigkeiten, da die aus dem Abgasstrom entnommenen Gasproben nur bei besonderen versuchs-technischen Maßnahmen der mittleren Abgaszusammensetzung entsprechen.

Es ist daher in vielen Fällen zweckmäßiger, an Stelle des Liefergrades den Ladegrad unmittelbar zu messen.

Es könnten dafür bisher 2 Methoden angegeben werden 1) 2). Nach der einen Art (nach Abb. 6) wird das durch Druck- und Temperaturmessung mittels Thermoelement zu bestimmende Gasgewicht auf einen Bruchteil des Ladungsgewichtes beschränkt, während der Großteil durch Auffüllen eines Meßbehälters nach beendetem Ladungswechsel unmittelbar gemessen wird.

Bei dem zweiten Verfahren, Abb. 7, kann die Temperaturmessung entfallen, da durch Verwendung eines zweigeteilten Kolbens, dessen Oberteil nach dem Öffnen des Entnahmeventiles an den Zylinderkopf anschlägt und dort stehen bleibt, auch die im Verdichtungsraum befindliche Ladung in den Meßbehälter gedrängt werden kann.

Alle angegebenen Meßverfahren erfordern bei entsprechender Meßgenauigkeit ein Entnahmeventil, dessen Durchgangsquerschnitt die einmalige Entnahme eines großen Teiles der Ladung, etwa ein Drittel, ermöglichen muß. Der Einbau dieses Ventils kann bei Versuchsmotoren schon beim Entwurf berücksichtigt werden. An der fertigen Maschine jedoch sind ohne wesentliche Änderungen des Brennraums meistens nur beschränkte Einbaumöglichkeiten vorhanden, so daß in diesen Fällen wegen der dadurch notwendigen Verkleinerung der Abmessungen des Entnahmeventiles nur eine beschränkte Meßgenauigkeit zu erwarten ist.

4. Bemessung der Auslaßquerschnitte

Von den Problemen des Forschungsauftrages wird eines zur Erörterung herausgegriffen, das die Bemessung der Auslaßschlitze zur Aufgabe hat.

Im Gegensatz zur Viertaktmaschine kann bei der Zweitaktmaschine der Ladungswechsel durch den vorhergehenden Verbrennungs- und Arbeitsvorgang wesentlich beeinflusst werden. Diese Rückwirkung tritt bei erhöhter Drehzahl, bei hoher Belastung und Kraftstoffüberschuß oder bei klein bemessenen Auslaßquerschnitten ein. Erreicht der Ladungsdruck im Zeitpunkt der Einlaßöffnung bei voller Belastung etwa die Größe des Spülluftdruckes, wie dies bei langsam laufenden Motoren zutrifft, so ist trotzdem noch eine Beeinflussung des Spülvorganges durch die Größe der Restgastemperatur möglich.

Eine Verkürzung der Auslaßschlitzhöhe vergrößert das nutzbare Hubvolumen und erhöht während und nach beendetem Ladungswechsel den Ladungsdruck. Sie verkleinert jedoch andererseits den nutzbaren Zeitquerschnitt der Einlaßsteuerung und verursacht durch teilweises Überströmen des Restgases in die Spülluftleitung eine Verminderung der Sauerstoffkonzentration und eine Temperaturerhöhung des Spülmittels.

Um einen Überblick über die gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Größen zu erhalten, wurde der Vorgang vorerst rechnerisch durch punktwises Fortschreiten im Sinne des zeitlichen Ablaufes des Vorganges untersucht. Die Richtigkeit der Rechnung kann im darauffolgenden Versuch durch Aufzeichnung leicht meßbarer Größen, z. B. des Druckes, überprüft und die bei der Rechnung verwendeten Konstanten danach korrigiert werden.

In Abb. 8 ist das Ergebnis einer Berechnung des Ladungswechselvorganges für einen Motor von 120 mm Bohrung und 150 mm Hub bei verschiedenen Auslaßschlitzhöhen dargestellt. Die Kenngrößen der Spülung sind über der Höhe der Auslaßschlitze, die bis zur inneren Kolbentotpunktage reichen, aufgetragen. Bei einer Auslaßschlitzhöhe von 38 % erreicht der Ladungsdruck im Zeitpunkt der Einlaßöffnung, d. i. bei 20 v.H., etwa die Größe des Spülluftdruckes.

Mit kleiner werdender Auslaßschlitzhöhe wird der nutzbare Zeitquerschnitt der Einlaßsteuerung und damit auch der Luftaufwand bei gleichbleibendem Spülluftdruck verkleinert. Die Abnahme des Spülwirkungsgrades mit kleiner werdender Auslaßschlitzhöhe ist einerseits auf die Verkleinerung des Luftaufwandes, andererseits auf die Abnahme der Restgastemperatur infolge der Verringerung der Motorleistung zurückzuführen.

Die verhältnismäßig geringen Veränderungen des Liefergrades sind dadurch bedingt, daß der Einfluß des mit kleiner werdender Auslaßschlitzhöhe abnehmenden Spülwirkungsgrades durch den des Ladungsdruckes zum Teil ausgeglichen wird. Bei einer Verkleinerung der Auslaßschlitzhöhe wird bei symmetrischen Steuerdiagramm auch der nach Einlaßabschluß noch vorhandene Auslaßzeitquerschnitt verkleinert und dadurch der Ladungsdruck zu Beginn der Verdichtung erhöht.

Im folgenden wird nun die Frage behandelt, ob der für einen bestimmten Ladungszustand bei Auslaßeröffnung ermittelte Liefergrad auch im nächstfolgenden Arbeitsspiel vorhanden ist.

Bei gleichbleibendem Verbrennungsluftüberschuß ist jedem Liefergrad ein bestimmter Ladungsdruck nach beendetem Verdichtungs- und Ausdehnungsvorgang zugeordnet. Der Zusammenhang des Liefergrades mit dem Ladungsdruck im Zeitpunkt der Auslaßeröffnung ist durch die Linie a in Abb. 9 dargestellt. Dabei ist angenommen, daß der Liefergrad der Leistung des Motors und diese wiederum dem Ladungsdruck bei Auslaßeröffnung verhältig sei.

Ist der Auspuffvorgang bei Öffnen des Einlaßsteuerquerschnittes noch nicht beendet, so wird der nach beendetem Ladungswechsel sich einstellende Liefergrad durch den Ladungsdruck bei Auslaßeröffnung beeinflusst. Es ist demnach einem bestimmten Ladungsdruck bei Auslaßeröffnung ein bestimmter Liefergrad zugeordnet. Der Zusammenhang dieser beiden Größen ist in Abb. 9 für zwei verschiedene Fälle durch die Linien b I und b II dargestellt.

In dem einen Fall ist, ausgehend vom Liefergrad $\lambda_{1 I}$, der Ladungsdruck bei Auslaßeröffnung nach dem ersten Arbeitsspiel durch den Schnittpunkt mit der Linie a (Punkt 1) gegeben. Dieser Ladungsdruck bedingt im folgenden Ladungswechselvorgang einen kleineren Liefergrad, dessen Größe durch den Schnittpunkt 2 mit der Linie b I gegeben ist. Der im darauffolgenden Arbeitsspiel sich einstellende Ladungsdruck ist wieder durch den Schnittpunkt mit der Linie a (Punkt 3) gegeben. Der darauffolgende Ladungswechselvorgang wird wegen des kleinen Ladungsdruckes bei Auslaßeröffnung von diesem nur wenig beeinflusst, sodaß die Größe des Liefergrades nicht vom Ladungsdruck, sondern z. B. vom verfügbaren Spülluftdruck begrenzt wird, wie dies durch den Schnittpunkt 4 mit der als Belastungsgrenze angegebenen Linie dargestellt ist. Die Größe von Liefergradpunkten 5, 6, 7, 8 gekennzeichnet. Es folgt demnach auf ein Arbeitsspiel mit großer, ein solches mit kleiner Leistung. Die Leistungsunterschiede werden nach je zwei aufeinanderfolgenden Arbeitsspielen größer. Um diese Leistungsschwankung zu verhindern, kann die Luftüberschußzahl der Verbrennung durch Verkleinerung der Kraftstoffzufuhr vergrößert werden. Im Schaubild ist dann die Linie a durch eine solche mit geringerer Neigung darzustellen. Diese ist strichliert eingezeichnet. Der Schnittpunkt mit der Linie b I stellt dann einen Beharrungszustand der Motorleistung dar. Durch die notwendige Verkleinerung der Kraftstoffzufuhr wird nur ein Teil der Frischluft voll ausgenützt. Dieser Frischluftmenge entspricht der in Abb. 8 eingezeichnete ausnutzbare Liefergrad.

In dem anderen Falle (Linie b II) ist der Liefergrad nur in geringem Maße vom Ladungsdruck bei Auslaßeröffnung abhängig. Wie aus der Abb. 9 zu entnehmen ist, wird der Beharrungszustand nach einigen Arbeitsspielen im Schnittpunkt der Linien a und b II erreicht. Eine Erhöhung der Luftüberschußzahl der Verbrennung ist in diesem Falle nicht erforderlich.

Die Lage der Kurve b ist in großem Maße von der Zustandsänderung der Ladung während des Arbeitsspieles abhängig. Diese kann mit hinreichender Genauigkeit, jedoch nur durch Versuch an der Maschine festgelegt werden.

Beschreibung des Versuchsmotors

Ein zu diesem Zweck konstruierter Versuchsmotor ist derzeit in Fertigstellung begriffen. Er ermöglicht, wie Abb. 10 zeigt, sowohl eine Veränderung der Verdichtung als auch der Einlaß- und Auslaßschlitzhöhen während des Betriebes. Durch Heben und Senken der Zylinderbüchse können die Ein- und Auslaßschlitzhöhen, durch Heben und Senken eines die Zylinderbüchse umfassenden, durch Zylinder versehenen Ringes, in dem ein in die Auslaßschlitze passendes Füllstück befestigt ist, kann die wirksame Auslaßschlitzhöhe allein verändert werden. Der bei einer Verkleinerung dieser Schlitzhöhe entstehende Hohlraum oberhalb des Füllstückes von der Breite der Zylinderwandstärke ist wegen seiner geringen Größe ohne wesentlichen Einfluß auf den Auspuffvorgang. Die Verdichtung kann durch Verschiebung eines als Kolben ausgebildeten Zylinderkopfes verändert werden. Im Zylinderkopf ist auch ein Ventil zur Entnahme von Gas-Großproben angebracht.

Die Versuche mit diesem Motor werden derzeit vorbereitet.

Zusammenfassung

Die zur Kennzeichnung des Spülerfolges notwendigen Größen werden definiert, die Gründe für ihre Einführung dargestellt und sowohl ihr gegenseitiger Zusammenhang als auch der mit der Motorleistung angegeben. Ferner werden die Meßverfahren zur Ermittlung von Spülwirkungsgrad und Liefergrad besprochen.

Von den Problemen des Forschungsauftrages wird die Frage der Auslaßschlitzbemessung erörtert und zugehörige Rechnungsergebnisse dargestellt. Eine für diese Untersuchungen konstruierte Versuchsmaschine wird beschrieben.

3) H. List und E. Niedermayer, Versuche an der Zweitakt-dieselmachine. Forsch. Ing.-Wes. Bd. 8 (1937) Nr. 6, S. 265.

Aussprache

Im Anschluß an den Vortrag von Niedermayer, Graz, machte Künzel, Mannheim, längere Ausführungen über Untersuchungen, welche von ihm am Lanz-Glühkopfmotor durchgeführt wurden. Es handelt sich um einen Einzylinder-Zweitaktmotor, dessen Kurbelkammer als Spülpumpe ausgebildet ist. Der Kraftstoff wird bei noch offenen Schlitzen über eine Düse in den Brennraum eingespritzt. Es wurden Untersuchungen mit Umkehrspülung durchgeführt. Bei der Zweikanal-umkehrspülung wurden verschiedene Einblasewinkel untersucht, welche zwischen 30° und 90° lagen, wobei sich ein Winkel von ca. 45° als günstigster Wert ergab. Bei der Dreikanal-Spülung wurden mit dem gleichen Winkel ungünstigere Höchstleistungen und Verbrauchswerte erreicht. Hierfür betragen die günstigsten Winkel für die beiden seitlichen Kanäle 74° und für den Mittelkanal 40° .

Es wurden sodann weitere Versuche über die zweckmäßige Höhe der Überströmkanäle durchgeführt. Mit zunehmender Kanalhöhe nimmt die Leistung bis zu einem Grenzwert zu, der Verbrauch sinkt entsprechend, bei weiterer Erhöhung der Kanäle findet dann eine Verschlechterung statt. Auch der Einfluß der Höhe des 3. Kanales allein wurde ermittelt, es wurde hierbei bei 35 mm Kanalöffnung die höchste Leistung und der beste Brennstoffverbrauch erreicht.

Die höchste Leistung bei einem Motor mit Nasenkolben betrug 22,5 PS, bei Verwendung der 2-Kanal-Umkehr-Spülung 24,6 PS. Wurde gegenüber dem Auslaß ein 3. Kanal angeordnet, so stieg die Leistung auf ungefähr 30 PS. Die Brennstoffverbrauchswerte lagen bei allen 3 Spülungsarten ungefähr gleich, sie ließen sich im wesentlichen nicht durch die Spülung, sondern nur durch die Gestaltung des Brennraumes beeinflussen.

In einer längeren Debatte zwischen Schnürle, Köln, und Künzel, Mannheim, führte Schnürle u. a. aus, daß er es für zweckmäßig halte, statt der benutzten 3 Kanäle 4 Kanäle anzuwenden, von denen auf jeder Zylinderseite 2 liegen, um möglichst große Spülquerschnitte bei niedrigem Spüldruck zu erzielen.

Frischladung $L_z = \text{Wasser}/\text{Umdr.}$
 Restgas $R_z = \text{Wasser}/\text{Umdr.}$
 angesaugte Luft $L_g = \text{Wasser}/\text{Umdr.}$
 theoret. Luftbedarf $L_t = \text{Wasser}/\text{Umdr.}$
 Luftüberschuss λ
 Kraftstoffverbrauch $D_g \text{ g}/\text{P.S.h.}$

$$1) \text{ Liefergrad } \lambda_L = \frac{L_z}{L_t}$$

$$2) \text{ Spülwirkungsgrad } \lambda_S = \frac{L_z}{L_z + R_z}$$

$$3) \text{ Luft/Wand } \lambda = \frac{L_g}{L_t}$$

$$\text{Ladegrad } \lambda_L = \frac{L_z + R_z}{L_t} = \frac{\lambda_L}{\lambda}$$

$$\text{Luftausnützung } \lambda_g = \frac{L_g}{L_{ges}} = \frac{\lambda_L}{\lambda}$$

$$\text{mittlerer effektiver Druck } p_e = \frac{27}{L_{be}} \cdot \frac{\lambda_L}{1 + (\lambda - 1) \lambda_S}$$

Abb. 1. Zweitakt-Wertungsgrößen.

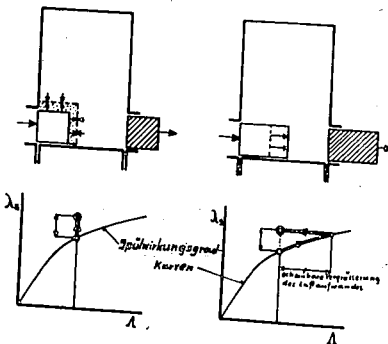


Abb. 3. Einfluß der Ladungstemperatur auf den Spülwirkungsgrad.

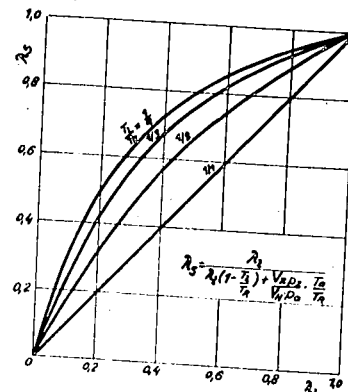


Abb. 2. Spülwirkungsgrad und Liefergrad.

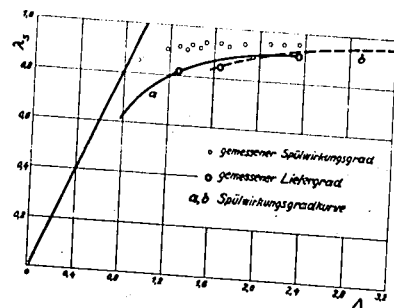


Abb. 4. Spülwirkungsgradkurve und am Motor gemessene Spülwirkungsgrade.

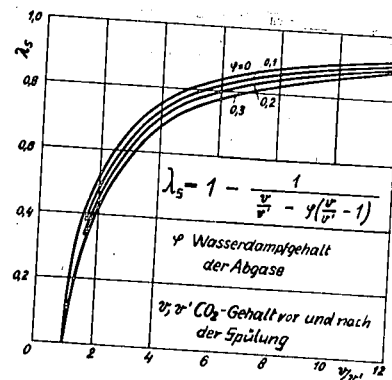


Abb. 5. Spülwirkungsgrad-Bestimmung.

000558

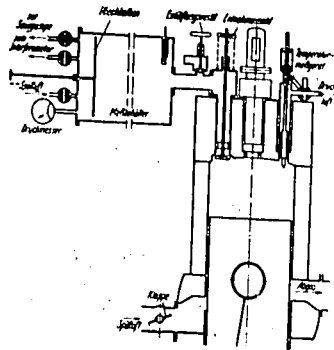


Abb. 6. Ladegrad-Messung I.

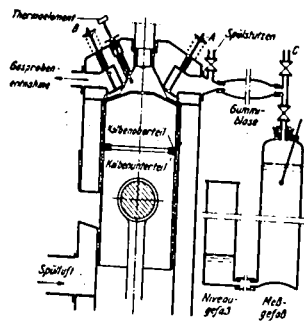


Abb. 7. Ladegrad-Messung II.

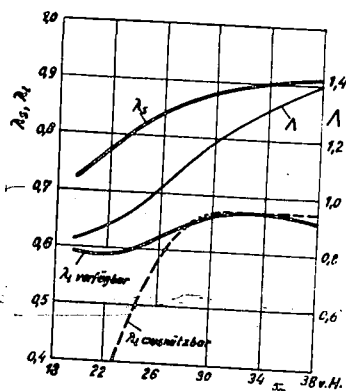


Abb. 8. Kenngrößen der Spülung bei verkleinerten Auslassschlitzhöhen.

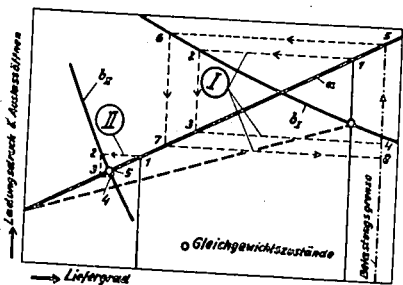


Abb. 9. Gleichgewichtszustände des Zweitaktmotors.

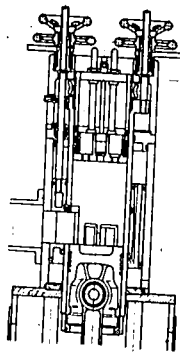


Abb. 10. Zweitakt-Versuchsmotor.

000559

5. Über quantitative Auswertung von Zeitlupenfilmen des Spülströmungsvorganges

Von Dipl.-Ing. R. W i l l e , Berlin

Im folgenden soll über einige Gesetzmäßigkeiten der Spülluftbewegung im Zylinderinnern, die durch Aufnahme und Auswertung von Zeitdehnerfilmen gewonnen wurden, berichtet werden. Die Ergebnisse wurden an einer Modellanlage gewonnen und gelten für Maschinen mit Kurbelkammerspülpumpe.

1. Problemstellung

Um die Problemstellung erkennen zu lassen, sei als Einleitung ein kurzes Rechenbeispiel gebracht. Ein Motor von 350 cm³ Hubvolumen hat z. B. einen Hub von 80 mm und eine Bohrung von rund 74 mm. Stellt man sich einen idealisierten Weg der Spülluft im Zylinder vor, bei dem der Arbeitsraum entsprechend der heute üblichen Schlitzanordnung am unteren Zylinderende während der zur Verfügung stehenden Spülzeit einmal aufwärts und einmal abwärts durchlaufen werden soll, so ergibt sich ein idealer Gesamtpülweg von rund 200 mm. Bei einer Drehzahl von 3000 min⁻¹ ist mit einer Spülzeit von rund 1/150 sec. zu rechnen. Zum Durchlaufen des angegebenen Weges in der zur Verfügung stehenden Zeit müßte daher die Spülfront im Zylinder eine mittlere Vorschreitgeschwindigkeit von nur 30 msec⁻¹ besitzen. Demgegenüber hat aber bei Kurbelkammerspülpumpe die Luft in den Spülschlitzen eine anfängliche Eintrittsgeschwindigkeit von über 100 msec⁻¹. Würde im Zylinder diese hohe Strahlgeschwindigkeit beibehalten werden, so wären die Auspuffschlitze in kürzester Zeit erreicht, und hohe Spülmittelverluste wären die Folge. Es ist aber zu erwarten, daß die Strahlgeschwindigkeit sich im Zylinderinnern in starkem Maße verringert. Um eine Vorstellung über den Zusammenhang zwischen Strahlgeschwindigkeit an den Spülschlitzen und Bewegungsgeschwindigkeit der Spülfront im Zylinder zu gewinnen, wurde die Vorschreitgeschwindigkeit in einem Zylinder mit Kanalanordnung nach Schürle auf filmtechnischem Wege ausgemessen.

2. Versuchsanlage

Die Versuchsanlage des Instituts für Technische Strömungsforschung wurde bereits im Zwischenbericht Nr. 86 eingehend beschrieben. Zum besseren Verständnis der Ergebnisse sollen jedoch anhand von Bild 1 noch einmal die Hauptmerkmale erläutert werden. Es handelt sich um eine Modellmaschine mit 300 mm Zylinderdurchmesser und Spülluftförderung durch die Unterseite des Arbeitskolbens in Verbindung mit dem Kurbelraum. Die Bewegung der durch Metaldehydflocken sichtbar gemachten Spülluft konnte im Glaszylinder durch Filmaufnahmen im Normal- oder Zeitlupentempo verfolgt werden. Bei den vorliegenden Versuchen entsprach die Spülkanalführung des Modells der bekannten Kanalanordnung nach Schürle, bei der zwei

symmetrisch liegende Spülkanäle zu beiden Seiten der Auspuffkanäle so angeordnet sind, daß die eintretende Spülluft unter flachgeneigtem Winkel quer durch den Zylinderraum in die vom Auspuff entfernte liegende Zylinderhälfte gelenkt wird. Es sind also zunächst zwei getrennte Ströme vorhanden, die sich dann in der Symmetrieebene des Zylinders vereinigen.

3. Strömungsbilder

Bild 2 zeigt einige charakteristische Phasen aus einem Zeitlupenfilmstreifen. Es stellt den Strömungsablauf in der Symmetrieebene dar. Die Auspuffschlitze sind links unten zu denken, während die Spülschlitze etwa auf Bildmitte vor und hinter der Bildebene liegen. Man erkennt, daß das Zusammentreffen der beiden seitlichen Ströme unmittelbar über dem Kolbenboden, etwa in Zylindermitte, erfolgt. Dort entsteht zunächst eine verbreiterte Frischluftzone, eine Art Staugebiet, aus dem auch Frischluftanteile nach links hinüber in den Auspuff entweichen können. Nach dem Durchlaufen dieses Anfahrzustandes, für den die Stauzone charakteristisch ist, bilden beide Ströme eine gemeinsame Spülluftfront und steigen an der dem Auspuff gegenüberliegenden Zylinderwand hoch. Der kugelige Zylinderkopf wird durchlaufen und die Luft strömt dann zum Auspuff hinab.

Zeitlich betrachtet bestehen bei der Schürle-Spülung zwei ganz verschiedene charakteristische Strömungszustände, die im Bild 3 noch einmal einander gegenübergestellt sind. Der Anfahrzustand links, für den die Stauzone mit starken seitlichen Ausbreitungen typisch ist, und rechts die ausgebildete vollkommene Spülung mit dem Strömungsbild der Umkehrspülung.

Zur Bestimmung der Vorschreitgeschwindigkeit der Spülluftfront im Zylinder wurde jedes einzelne Bild der aufgenommenen Zeitlupenfilme ausgewertet. Insgesamt standen 14 Filmstreifen zur Verfügung, von denen je 100 Bilder ausmeßbar waren.

4. Auswertungsverfahren

Die Auswertung erfolgte im einzelnen so, daß für alle Filme unter dem Vergrößerungsapparat jeweils von jedem Einzelbild die Umrisse des von Metaldehydflocken erfüllten Gebietes nachgezeichnet wurden. Es entstanden so Folgen von "Spülluftfronten" in der Symmetrieebene des Zylinders.

In Bild 4 ein Beispiel: Die ausgezogenen Linien stellen Kurven gleicher Zeiten der vorschreitenden sichtbaren Spülluft dar. Die Umrisse entstehen zeitlich nacheinander. Man erkennt wieder die breite "Stauzone", aus der sich die Umkehrspülung entwickelt. Der punktiert eingezeichnete Kurvenzug kennzeichnet die mittlere Bahn der Spülluftfront, längs der die Weg-Zeit-Kurve ermittelt wurde. Die zu den einzelnen Spülfrontlagen gehörigen Zeiten waren durch die auf dem Film aufgezeichnete Lichtmarke für 1/1000 Sek. bekannt. Als Nullpunkt der laufenden Zeit wurde der Augenblick der Öffnung der Spülschlitze durch die Kolbenoberkante angenommen. Dieser Punkt war auf den Zeitdehnerfilmen durch ein besonderes Lichtzeichen markiert worden.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Bestimmung von $s = f(t)$ zunächst nur für die beleuchtete Symmetrieebene des Zylinders erfolgte. Der Strömungsablauf in der Symmetrieebene ist charakteristisch für den Zylinder und das Spülverfahren.

Der Weg s wurde von der auf Bild 4 durch einen Kreis gekennzeichneten Stelle am unteren Bildrand an gezählt. Die Auswertung begann also erst nach der Vereinigung der beiden seitlichen Ströme zu einer gemeinsamen Spülluftfront. Unmittelbar über dem Kolben und im Zylinderkopf blieb die Strömung unsichtbar, zur Ausmessung gelangten daher nur der "aufsteigende" und "absteigende" Ast der Spülluft.

Über das Verhalten der beiden seitlichen Ströme von der Schlitzmündung bis zur Vereinigung in der Symmetrieebene konnte am räumlichen Zylindermodell keine Vorstellung gewonnen werden. Um einige Anhaltspunkte zur Beurteilung des Strömungsablaufs in diesem Gebiet zu erhalten, müssen Ergebnisse einfacher Grundlagenversuche über nichtstationäre Strahlabbildung an Schlitzmündungen herangezogen werden.

5. Weg und Geschwindigkeit der Spülluftfront

Für die Schnürle-Umkehrspülung sind die Ergebnisse der Zeitlupenauswertung dreier Filme im Bild 5 dargestellt. Die Auftragung der Meßwerte erfolgte dimensionsfrei, und zwar ist als Abszisse die Zeit, durch Multiplikation mit der Drehzahl n dimensionslos gemacht, gewählt worden. Als Ordinate dient der ausgemessene Weg s , der durch Division durch den Zylinderdurchmesser d dimensionslos gemacht wurde. Die drei Kurvenbilder zeigen zunächst einen nahezu gleichen Verlauf der "Weg"-Kurve über der Zeit. Der Gesamtweg der Umkehrspülung in der Symmetrieebene des Zylinders wurde als s/d ges. bezeichnet, und stellt sich als horizontale Linie dar. Der Zahlenwert von s/d ges. liegt bei den vorliegenden Zylinderabmessungen bei 2,7.

Die drei ausgewerteten Filme wurden bei etwas verschiedenen Drehzahlen aufgenommen, bei Film 8 betrug sie $n = 1,1 \text{ sec}^{-1}$, bei Film 11 $n = 1,05 \text{ sec}^{-1}$ und bei Film 13 $n = 0,98 \text{ sec}^{-1}$. Der Zeitpunkt für uT liegt daher auf verschiedenen $t \cdot n$ -Werten. Der anfängliche Spüldruck P_k war jedoch stets gleich.

Unter der gemessenen Wegkurve ist jeweils die durch Differentiation gewonnene Geschwindigkeitskurve eingezeichnet. Die Auftragung erfolgte wieder dimensionslos. Als Ordinate ist die Vorschreitgeschwindigkeit W der Spülluftfront im Zylinder gewählt worden, die durch Division mit der Zylinderbohrung d und der Drehzahl n dimensionsfrei wird. Die W -Kurven zeigen für die drei Fälle einen ähnlichen allgemeinen Verlauf. Es treten jeweils zwei starke Geschwindigkeitserhöhungen hervor, die allerdings bei den verschiedenen Filmen bei je anderen Zeitwerten liegen.

Diese Geschwindigkeitsschwankungen, die charakteristischerweise im aufsteigenden Strom auftreten, zeigen an, daß die Spülluft sich ruckweise im Zylinder vorwärts bewegt, eine Erscheinung, die bei Vorführung der Zeitlupenfilme unmittelbar ins Auge fällt. Die Geschwindigkeitsschwankungen sind zunächst auf die starke Turbulenz der Strömung zurückzuführen, haben aber ihre Ursache haupt-

sächlich in Unstabilitätserscheinungen beim scharfen Aufeinanderprallen der beiden seitlichen Spülströme. Im absteigenden Spülstrom haben sich die Geschwindigkeitsschwankungen im wesentlichen ausgeglichen.

Als "mittlere Vorschreitgeschwindigkeit" ergab sich der Wert w_{mi} , der als gestrichelte waagerechte Linie gleichfalls auf den Bildern eingetragen ist. Sein Zahlenwert liegt zwischen $w_{mi} = 21$ und 23 , ist also für die drei Filme trotz verschiedener Versuchsdrehzahlen praktisch gleich.

Am Beispiel des Films 8 sollen noch einige Zahlenergebnisse genannt werden. An der Modellversuchsanlage von $d = 300$ mm Zylinderdurchmesser betrug die Drehzahl $n = 1,1 \text{ sec}^{-1}$ und der anfängliche Spüldruck im Kurbelkasten $P_k = 110 \text{ mm WS} = 0,011 \text{ kg cm}^{-2}$. Der absolute Gesamtweg beträgt $s = 0,795 \text{ m}$; die Öffnungszeit der Spülschlitze $t_{sp} = 0,252 \text{ sec}$. Zum Durchlaufen des Weges s ges. würde demnach eine rechnerische mittlere Vorschreitgeschwindigkeit von $w_{th} = 3,15 \text{ m sec}^{-1}$ genügen. Demgegenüber ergibt sich eine gemessene mittlere Vorschreitgeschwindigkeit von $w_{mi} = 6,93 \text{ msec}^{-1}$.

Unter Zugrundelegung der Ähnlichkeitsgesetze gelten die im Bild dargestellten Kurven auch für einen kleineren Motorradzylinder mit $d = 60 \text{ mm}$ bei einer Drehzahl von $n = 27,5 \text{ sec}^{-1}$ und einem anfänglichen Spüldruck von $P_k = 0,275 \text{ kg cm}^{-2}$. Die mittlere Vorschreitgeschwindigkeit der Spülluft im Zylinder würde $w_{mi} = 34,6$ gegenüber einer rechnerisch erforderlichen von nur $w_{th} = 15,75 \text{ m sec}^{-1}$ betragen.

6. Frontgeschwindigkeit und Druckverlauf

Anhand des Bildes 6 sollen nun Vorschreitgeschwindigkeit im Zylinder und Druckverlauf im Kurbelkasten miteinander verglichen werden.

Der zeitliche Verlauf des Druckes gilt für die Drehzahl $n = 1,08 \text{ sec}^{-1}$. Er wurde mit Hilfe des optischen Mehrfachschreibers der Askania-Werke aufgezeichnet. Die Weg- und Geschwindigkeitskurven gelten für die fast gleiche Modelldrehzahl von $n = 1,1 \text{ sec}^{-1}$. Aus dem Verlauf der Druckkurve kann auf die zeitliche Änderung der Spülluftgeschwindigkeit in den Schlitzen geschlossen werden, die am Anfang sehr hoch ist, dann aber rasch abnimmt und bei $t = 9,6$ zu Null wird. Eine genaue zahlenmäßige Berechnung der Geschwindigkeit war nicht möglich, da die zeitliche Änderung des Druckes im Zylinder nicht gemessen werden konnte. Aus dem Vergleich der P-Kurve mit der W-Kurve erkennt man, daß zu einem Zeitpunkt, wo die Geschwindigkeit der Luft in den Schlitzen zu Null geworden sein muß, die Vorschreitgeschwindigkeit der Spülluftfront im Zylinder noch eine erheblich positive Größe aufweist und keine Neigung zeigt, abzunehmen.

Wenn auch die zahlenmäßige Errechnung des Geschwindigkeitsverlaufs an den Schlitzen nicht möglich war, so ließ sich doch aus dem geförderten Luftvolumen und der Größe des Zeitquerschnitts eine mittlere Überströmgeschwindigkeit abschätzen. Zur Unterscheidung von der Vorschreitgeschwindigkeit w der Luft im Zylinder soll die Geschwindigkeit in den Schlitzen mit v bezeichnet werden. Mit

dem aus dem Druckverlauf berechneten Spülluftvolumen und dem zugehörigen Integral des Zeitquerschnitts des Modells ergab sich eine mittlere Schlitzgeschwindigkeit für den Modellzylinder von $v = 26 \text{ msec}^{-1}$. Sie ist rund 3,8 mal so groß wie die gemessene mittlere Vorschreitgeschwindigkeit w_{mi} der Spülluft im Zylinder.

Das Verhältnis $w_{mi}/v_{mi} = 1/3,8$ gibt nur den charakteristischen Mittelwert an. Zu Beginn der Spülung überwiegt die Schlitzgeschwindigkeit, gegen Ende die Vorschreitgeschwindigkeit der Front. Die Weiterbewegung der Luftmasse im Zylinder unterliegt ja ganz anderen Gesetzen als der erste Einstromvorgang an den Schlitzen. Die Trägheit des Luftumlaufs im Zylinder ist von überwiegendem Einfluß.

Im Bild 6 ist über der Zeit-Weg-Kurve der Spülluftfront noch der Zahlenwert für den Gesamtweg eingetragen. Man erkennt, daß die Spülluftfront erst nach der unteren Totpunktstellung des Kolbens ihre Gesamtbahn durchlaufen hat. Demgegenüber ist aber der Kurbelkammerdruck bereits vor uT auf Null abgesunken. Vom Zeitpunkt 9,6 ab wird keine weitere Luft mehr in den Zylinder nachgeschoben. Die Luft bewegt sich dort lediglich infolge ihrer Trägheit weiter. Eine Verdrängung der Abgase kann dann nur noch bei Volumenvergrößerung des Frischluftanteils erfolgen; ist diese beendet, so bestehen nur noch Mischbewegungen.

Im betrachteten Beispiel erreicht die Spülfront die Auspuffschlitze vor dem Wiederabschluß derselben. Da zu diesem Zeitpunkt das Nachschieben der Luft aus dem Kurbelraum schon aufgehört hat und ein Druckunterschied zwischen Zylinder und Auspuffrohr nicht mehr zu erwarten ist, werden die Spülmittelverluste nur gering sein. Anders ist es, wenn etwa nachträglich eine Saugwirkung des Auspuffs eintritt. Ein sehr schnelles Überschieben der gesamten Spülluft in den Zylinder braucht sich nicht nachteilig auf den Spülerfolg auszuwirken, wenn es gelingt, die Vorschreitgeschwindigkeit der Spülfront so weit herabzusetzen, daß die Spülfront erst nach Beendigung des Überschiebens den Auspuff erreicht.

7. Ergebnisse der Auswertung

Unter Berücksichtigung der Arbeitsverhältnisse einer Kurbelkammerspülpumpe läßt sich das Ergebnis einer solchen Filmauswertung wie folgt zusammenfassen:

Bei der Modellversuchsanlage ist die Höhe des anfänglichen Spüldrucks im Kurbelraum durch die Volumenverhältnisse des Systems Kurbelraum plus Kolbenunterseite festgelegt und ist, bei gleichbleibender Füllung, in weiten Grenzen von der Drehzahl unabhängig. Die Überströmgeschwindigkeit der Luft in den Spülschlitzen ist abhängig von der Druckdifferenz Kurbelkastendruck minus Zylinderdruck. Im Zylinder setzt sich die hohe Strahlgeschwindigkeit in die niedrigere Vorschreitgeschwindigkeit der Spülluftfront um. An der Front macht sich die Druckabsenkung im Kurbelraum und die Abnahme der Schlitzgeschwindigkeit nur anfänglich bemerkbar; später ist die Trägheit der Luftmasse von überwiegendem Einfluß.

8. Druckverlauf im Kurbelraum

Über den zeitlichen Abfall des Druckes im Kurbelraum und damit über die Zeitdauer für das Überschieben des zur Verfügung stehenden Spülluftvolumens ist kurz folgendes zu sagen: Vergleichende Messungen an der Modellmaschine bei Drehzahlen von 65 min^{-1} und 95 min^{-1} zeigten nur geringe Abweichungen in der zeitlichen Druckänderung im Kurbelraum. Bild 7 läßt erkennen, daß bei einer um 50 % höheren Drehzahl die Kurbelraumentleerung nur wenig schneller erfolgte. Der Zeitpunkt für vollkommene Kurbelraumentleerung fällt daher bei verschiedenen Drehzahlen stets mit anderen Kolbenstellungen zusammen. Druckverlauf im Kurbelraum und das Vorschreiten der Luft im Zylinder sind selbständig ablaufende Naturvorgänge, die ihren Anstoß wohl durch den zwangsläufig aufgeprägten Takt der Kolbenbewegung erhalten, die aber einmal ausgelöst nur wenig von dieser beeinflusst werden.

Für einen nur durch Volumenverhältnisse festliegenden Anfangsdruck kann es nur eine Drehzahl geben, bei der die Spülluft in der zur Verfügung stehenden Öffnungszeit gerade den Zylinder durchlaufen hat. Ist die Drehzahl geringer, so hat die Luft die Auspuffschlitze bereits vor Widerabschluß derselben erreicht; ist sie höher, so bleibt das Spülströmungsbild unvollkommen.

9. "Bahn" und "Vorschreitgeschwindigkeit"

Es leuchtet ein, daß der Erfolg der Spülung von der Bewegungsform der Frischluft im Zylinderinnern abhängig ist. Es genügt aber nicht, der Luft eine günstige Bahn aufzuzwingen, sondern darüber hinaus muß auch dafür gesorgt werden, daß auf dieser günstigen Bahn mit dem zu Verfügung stehenden begrenzten Spülluftvolumen in der möglichen Spülzeit tatsächlich der gesamte Zylinder bestrichen wird. Diese beiden Faktoren seien durch die Begriffe: "Bahn" der Spülluft und "Vorschreitgeschwindigkeit der Front" gekennzeichnet. Bei gleicher Strömungsbahn kann trotzdem die Vorschreitgeschwindigkeit verschieden sein, je nachdem es gelingt, die Anfangsstrahlgeschwindigkeit herabzusetzen.

10. Gesetzmäßigkeiten der Spülluftfront

Für die Weiterentwicklung guter Spülungen ist es wohl sicher von Wichtigkeit, die Gesetze der Spülluftfrontausbildung von Grund aus zu studieren. Wenn die Einflüsse bekannt sind, die das Fortschreiten der Spülfronten im Innern des Zylinders, also nach dem Verlassen der Spülschlitze bestimmen, so lassen sich hieraus auch Rückschlüsse auf die Schlitzkonstruktion und Bemessung ziehen.

Zur Erforschung der Elemente, aus denen sich die Spülfront zusammensetzt, wurden im Institut von Prof. Föttinger bereits einige Grundlagenversuche angestellt. Für das nichtstationäre Anlaufen eines Gasstrahles, wie es im Falle der Spülung vorliegt, ist die Bildung des bekannten Pilswirbels charakteristisch. Diesen interessanten Vorgang möchte ich noch durch zwei Bilder in Erinnerung bringen.

Bild 8 zeigt die fortschreitende Entwicklung des Strahlkopfes beim Austritt eines rechteckigen Strahles in freie Luft senkrecht zur Wand. Infolge des plötzlichen Antriebs der Luftmasse werden die Kanten der Mündung einen kurzen Augenblick tatsächlich umflossen, und die Luft breitet sich zunächst potentialströmungsartig nach allen Seiten über den Schlitzrand hin aus. Darauf setzt aber sofort an den Kanten die Ablösung ein, und es rollen sich ringsum in bekannter Weise Spiralwirbel auf. Im Lichtschnitt sind natürlich nur zwei seitliche Wirbel zu erkennen, da der um die Schlitzmündung herum aufgerollte Wirbel gleichsam durchschnitten erscheint.

Vom dritten Teilbild an treten die Wirbel deutlich in Erscheinung. Sie vergrößern sich schnell und wickeln dabei ruhende Luft der Umgebung mit ein. Dieser Vorgang ist zugleich der Grundtyp eines Mischvorganges, der hier unvermeidbar ist.

An der Front findet einfache Verdrängung der ruhenden Luft statt; an den Rändern wird diese jedoch beim spiraligen Einrollen des Wirbelgebildes mit erfaßt. Der ausgebildete Wirbelring löst sich dann vom Entstehungsort und bildet beim weiteren Vorschreiten den Strahlkopf.

Es sei in diesem Zusammenhang daran erinnert, daß die Bildung ähnlicher Wirbelringe bei vielen nichtstationären Strömungserscheinungen beobachtet werden kann, so zum Beispiel am Lokomotiv-Schornstein, am Auspuff des Lanz-Bulldogg oder beim Blasen der Rauchringe.

Das Ausströmen der Luft aus einem Spalt mit kurzen schrägen Wänden zeigt Bild 9. Der Anfahrvorgang verläuft entsprechend dem früheren Versuch. Man erkennt wieder die typische Verbreiterung des Strahlkopfes und das Aufrollen der Wirbel. Die Luftgeschwindigkeit war hier höher als bei dem vorhergehenden Bild, die Aufnahmefrequenz jedoch die gleiche. Der Anfahrvorgang ist daher nicht mit allen Einzelheiten festgehalten, und die Wirbel erscheinen durch die relativ längere Belichtungszeit etwas verzerrt.

11. Zusammenfassung

Durch Sichtbarmachung der nichtstationären Spülströmung im Zylindermodell besteht die Möglichkeit, mit Hilfe von Zeitlupenaufnahmen die Vorschreitgeschwindigkeit der Spülluftfront im Zylinderinnern zu ermitteln und sie mit der in den Spülschlitzen herrschenden Strahlgeschwindigkeit zu vergleichen. Zur Aufdeckung der Gesetzmäßigkeiten der Spülfrontbewegung müssen einfache Grundlagenversuche über die nichtstationäre Strahlbildung herangezogen werden.

Gute Spülsergebnisse sind zu erwarten, wenn die Vorschreitgeschwindigkeit richtig auf die Motordrehzahl abgestimmt ist.

Im Anschluß an den Vortrag von Wille, Berlin, führte E. Schmidt, Braunschweig, folgendes aus:

Im Institut für Motorenforschung der Luftfahrtforschungsanstalt Hermann Göring, Braunschweig, wurde von O. Lutz ein neues Verfahren zur Aufnahme von Spülströmungen benutzt. Es handelt sich dabei um ein Interferenz-Verfahren, das von W. Zobel im aerodynamischen Institut der Luftfahrtforschungsanstalt entwickelt wurde, um bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten Strömungsfelder auszumessen, ohne Sonden in die Strömung einführen zu müssen, da diese sich bei Annäherung an die Schallgeschwindigkeit als besonders störend erweisen.

Die Apparatur entspricht einem Interferenzgerät nach Mach-Zehnder. Das Licht tritt von einer Lichtquelle durch einen halbversilberten Spiegel und wird in 2 Strahlen aufgespalten. Der eine Strahl durchläuft das zu untersuchende Strömungsfeld und wird dann durch einen zweiten halbversilberten Spiegel wiederum mit dem anderen Strahl vereinigt und einem photographischen Aufnahmeapparat zugeführt. In dem Spülmodell, bei dem das räumliche Problem zu einem ebenen vereinfacht ist, werden durch die Dichte-Unterschiede im Strömungsfelde Gangunterschiede der Lichtwellen gegenüber dem ungestörten Lichtweg hervorgerufen. Diese Gangunterschiede rufen Verschiebungen der Interferenzstreifen hervor, die als Maß der Dichteänderungen dienen.

Die Spülkammer ist ein rechteckiger Raum, den vorn und hinten Glasscheiben begrenzen. Die Abmessungen sind senkrecht zur Richtung des Lichtstrahles etwa 10 x 15 cm. Dementsprechend ist das Strömungsfeld ein ebenes und kein räumliches wie im wirklichen Zylinder.

Die Aufnahme des Interferenzbildes zeigt, wenn keine Strömung vorhanden ist, ein System von geraden Interferenzstreifen, deren Abstand und Richtung durch kleine Verkantungen der Spiegelebenen willkürlich eingestellt werden kann. Wenn an einer Stelle die Luftdichte etwas anders ist als in der Umgebung, dann wird der vorher gerade Interferenzstreifen dort etwas ausgebeult, und die Verschiebung des Interferenzstreifens aus der geraden Linie dient als Maß der Änderung des Luftzustandes. Bei isentropischer Strömung ist die Verschiebung des Streifens ein Maß für die Geschwindigkeit, jedoch nur für deren Größe, unabhängig von der Richtung.

Wie die vorgeführten Aufnahmen erkennen lassen, ist die Streifenverschiebung nicht groß, immerhin sind die Änderungen deutlich erkennbar. Die Auswertung ist dadurch erschwert, daß nur die Größe, nicht die Richtung der Geschwindigkeit angezeigt wird.

Die Bestimmung thermischer Unterschiede ist dagegen wesentlich einfacher. Spült man z. B. mit erwärmter Luft, so ist die Verschiebung der Linien auch in diesem Falle ein Maß für die Dichteänderung, aber diese hängt wesentlich von thermischen Mischvorgängen ab.

Das besprochene Verfahren zeigt einen neuen Weg für die Beobachtung von Spülströmungen. Die weitere Versuchserfahrung muß zeigen, wie weit sich dieser Weg gegenüber anderen schon vorliegenden Methoden bewährt.

Schulz-Grunow, Aachen, führt dazu aus, daß man gerade den ebenen Spülvorgang auch theoretisch behandeln kann. Die Spülfront kann als Unstetigkeitsfläche aufgefaßt und von ihrem Anbeginn aus die Aufrollung der Spülfläche zu einem Einzelwirbel rechnerisch verfolgt werden.

Endress, Chemnitz, führt die Bewegung der Spülluft im Zylinderinnern nach Aufhören der Strömung in den Spülschlitz u. a. auf Dichte-Unterschiede der Luft, hervorgerufen durch Wärmeunterschiede und dergleichen, zurück.

Wille, Berlin, bemerkt dazu, daß selbstverständlich auch Geschwindigkeiten herrschen können, wenn keine Druckunterschiede in der Front vorhanden sind.

Spannhake, Karlsruhe, bemerkt dazu, daß trotz der Massenwirkung innerhalb des Zylinders noch Druckunterschiede vorhanden sein können, welche sich ebenfalls geltend machen müssen.

Schnürle, Köln, schlägt vor, die Umsetzung des Druckes in Geschwindigkeit und Wärme im Verlauf des Spülstromes durch den Zylinder meßtechnisch genau zu verfolgen, worauf Föttinger, Berlin, auf die großen meßtechnischen Schwierigkeiten dieser Aufgabe hinweist. Zur Durchführung des vorgeschlagenen Versuches empfiehlt Lindner, Breslau, die Messung der Energie durch Bestimmung des Temperaturanstieges mit Hilfe sehr dünnrätiger Thermolemente.

Endress, Chemnitz, weist darauf hin, daß die Auswertung der Meßversuche im Zylinder gewisse Schwierigkeiten dadurch bereitet, daß die Spülungen fast sämtlich dazu neigen, etwas aus der Symmetrie-Ebene hinauszuwandern. Das hat dann zur Folge, daß der Hauptspülstrom nicht lediglich in der Mittelebene wandert, sondern allmählich etwas herausläuft und sich teilweise außerhalb dieser Ebene befindet. Es muß deshalb darauf geachtet werden, daß die Abbildungsebene der Ebene des Spülstromes folgt. Hierzu erklärt Wille, Berlin, daß er aus diesem Grunde besonders viele Aufnahmen gemacht habe, aber derartige Beobachtungen sich kaum ergeben hätten. Auch Spannhake, Köln, weist darauf hin, daß er bei Versuchen außerhalb der Symmetrieebene verlaufende Strömungen gehabt habe, welche durch ungleichmäßigen Ausfall der Spülkanäle entstehen können. Er weist darauf hin, daß er bei extrem niedrigen Reynolds'schen Zahlen Instabilitätserscheinungen insofern beobachtet habe, als die Spülung nicht recht zur Ausbildung kam.

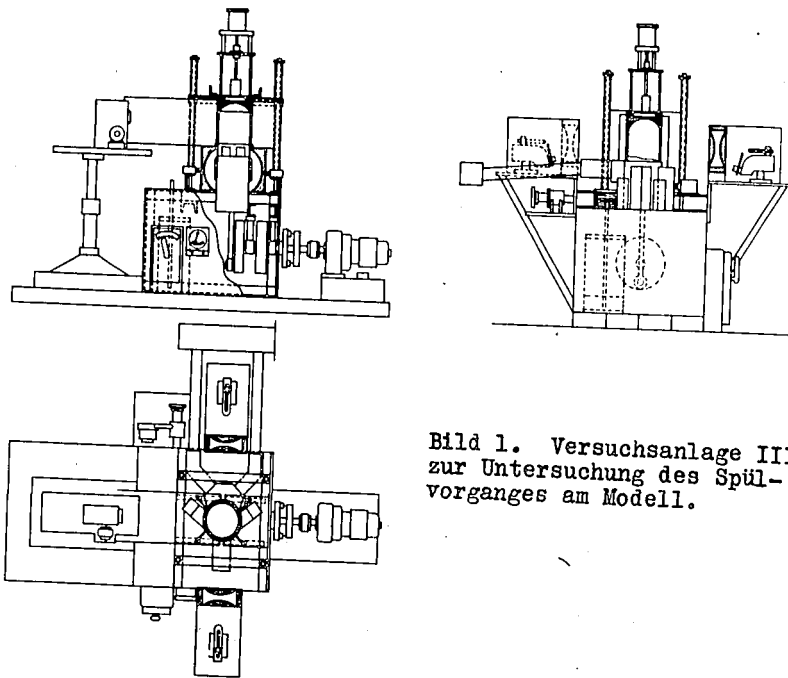


Bild 1. Versuchsanlage III
zur Untersuchung des Spül-
vorganges am Modell.

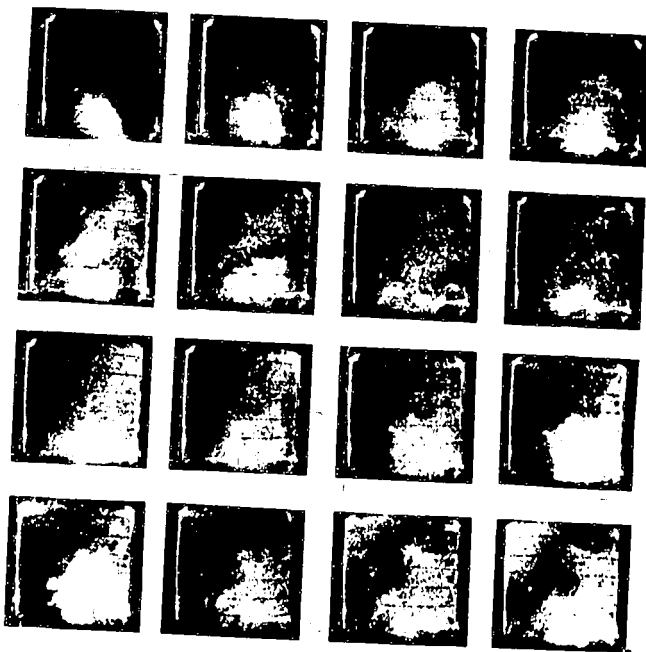
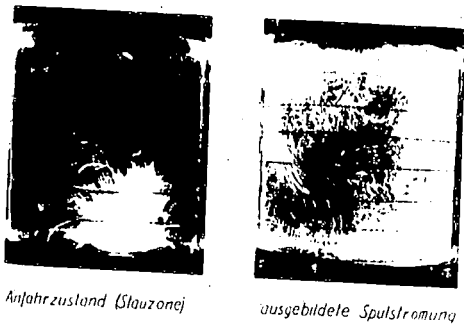


Bild 2. Einzelne Phasen aus einem Zeitdehnerfilm
der Schnürle-Umkehrspülung. Auspuffschlitze
jeweils links unten. Spülschlitze vor und
hinter Bildebene etwa auf Bildmitte.



Anfahrzustand (Stauzone)

ausgebildete Spülströmung

Bild 3. Zwei charakteristische Phasen der Schnürle-Spülung.

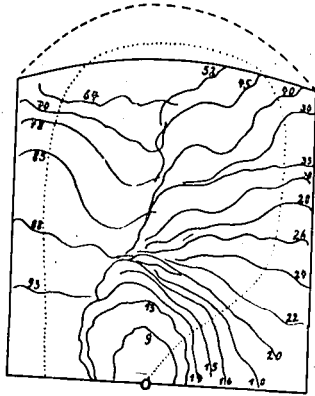


Bild 4. Spülluftfronten in der Symmetrieebene des Zylinders.

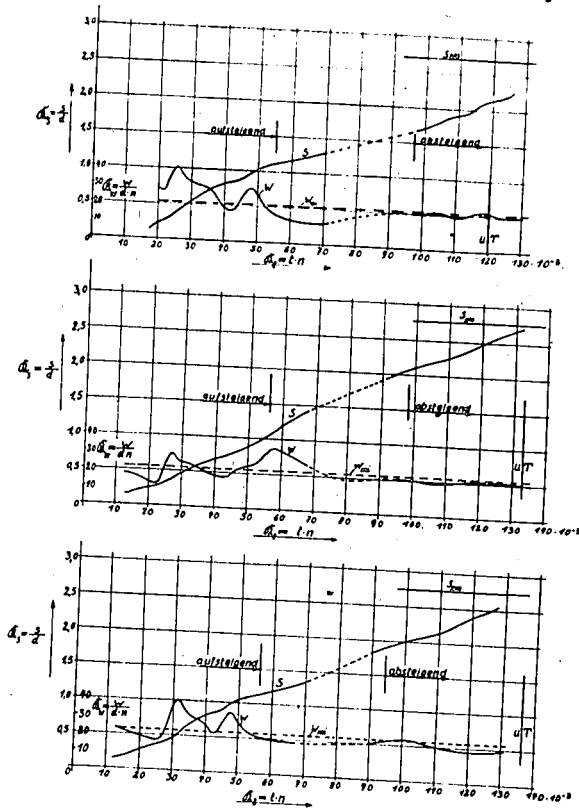


Bild 5. Weg und Geschwindigkeit der Spülluftfront.

000570

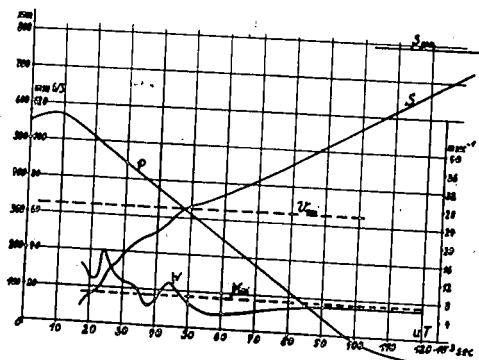


Bild 6. Druckverlauf im Kurbelraum und Vorschreitgeschwindigkeit der Spülluftfront im Zylinder.

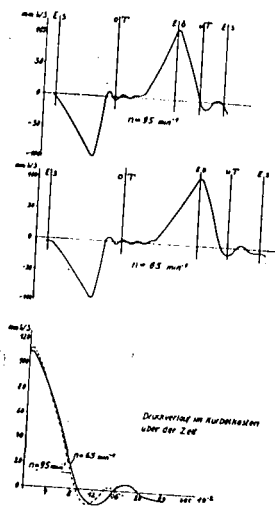


Bild 7. Druckverlauf im Kurbelraum.

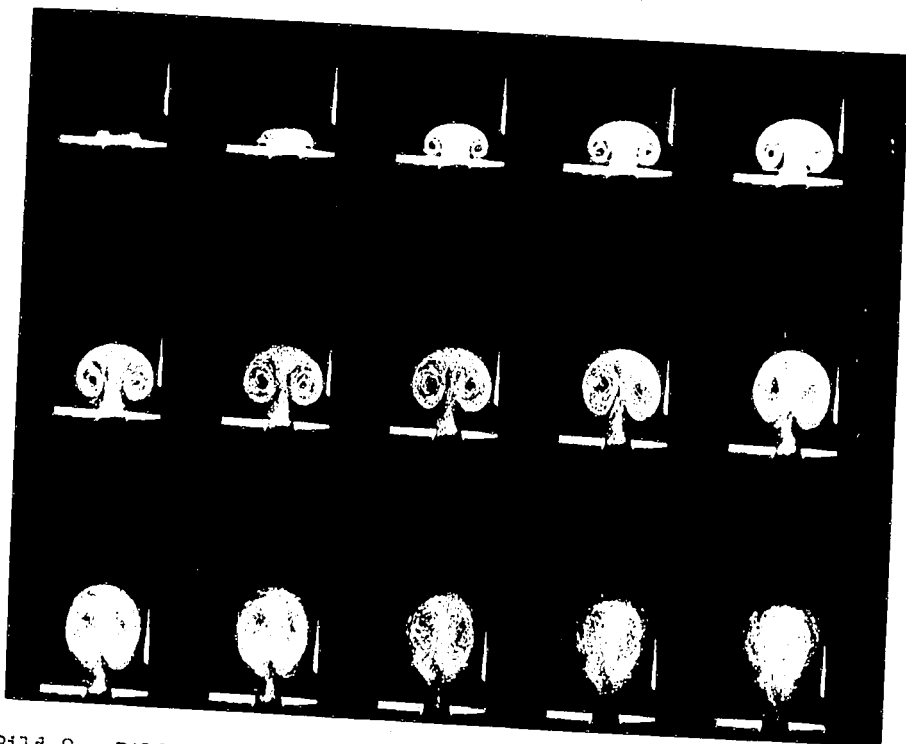


Bild 8. Bildung des pilzförmigen Frontwirbels beim nichtstationären Ausströmen von Luft senkrecht zur Wand.

000571

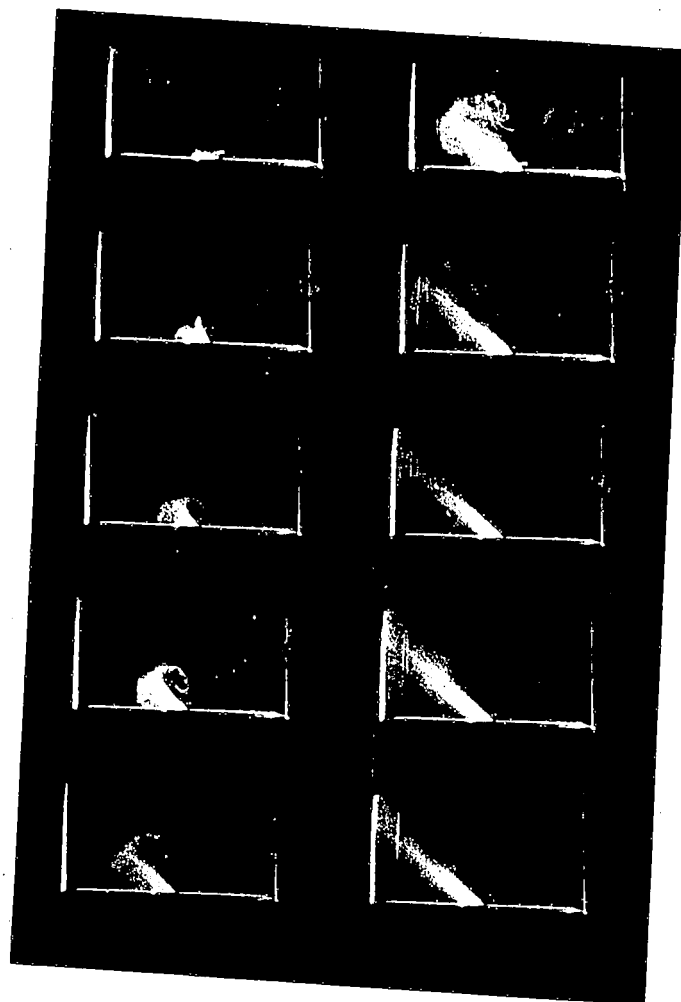


Bild 9. Bildung des pilzförmigen Frontwirbels beim nichtstationären Ausströmen von Luft aus einem schrägen Schlitz.

6. Untersuchungen an Staubfiltern

Von Dr.-Ing. habil. U. S c h m i d t , Berlin

Die Versuche, welche bei der Versuchsanstalt und Amtlichen Prüfstelle für Kraftfahrzeuge der Technischen Hochschule Berlin im Auftrage des Reichsverkehrsministeriums an ölbenetzten Luftfiltern durchgeführt wurden, haben eingehende Untersuchungen darüber notwendig gemacht, welchen Einfluß die Anzahl der Filterscheiben, die Ölverteilung, die festgehaltene Ölmenge, die Luftgeschwindigkeit usw. auf den Verlauf des Filterwirkungsgrades und des Filterwiderstandes haben. Die benutzte Versuchsanordnung entspricht völlig der im Zwischenbericht Nr. 85 dargestellten und ist in Abb. 1 noch einmal wiedergegeben.

1. Einfluß der Staubart

Bei Vergleichsversuchen mit verschiedenen Staubarten zeigte es sich, daß sowohl der Filterwirkungsgrad als auch der Filterwiderstand einen ganz verschiedenen Verlauf nahmen. Abb. 2 zeigt das Ergebnis des Vergleichs von Straßenstaub und Flugasche. Bei Benutzung von Flugasche ergab sich ein sehr schneller Abfall des Wirkungsgrades und ein sehr rascher Anstieg des Filterwiderstandes, während bei Benutzung von Straßenstaub die Wirkungsweise des Filters erheblich besser war. Die Verteilung der Korngrößen war, wie Abb. 3 zeigt, in beiden Fällen zwar verschieden, jedoch ist das sehr abweichende Verhalten des Filters nicht allein hieraus zu erklären. Die Mikroaufnahmen (Abb. 4a und b) zeigen, daß die Kornstruktur in beiden Fällen wesentliche Abweichungen aufweist. Während die Flugasche zum großen Teil aus hohlen, annähernd kugelförmigen Körperchen besteht, sind im Straßenstaub Körper sehr verschiedener Oberflächenform vorhanden. Das Ergebnis dieses unterschiedlichen Staubaufbaues ist, daß die Flugasche eine verhältnismäßig geringe Schüttdichte mit großen Hohlräumen zwischen den einzelnen Staubteilen aufweist, während die Schüttdichte des Straßenstaubes erheblich größer ist und infolge der unregelmäßigen Oberflächenstruktur eine enge Packung der Staubteilchen mit nur sehr kleinen Hohlräumen ergibt. Infolgedessen wird durch ein bestimmtes Gewicht Flugasche eine erheblich größere Ölmenge gebunden als durch Straßenstaub. Da der Wirkungsgrad eines Luftfilters in weitem Maße von der Verfügbaren Ölmenge abhängig ist, muß dementsprechend der Filterwirkungsgrad bei Benutzung von Flugasche in Abhängigkeit von der zugeführten Staubmenge ein schnelleres Absinken als bei Benutzung von Straßenstaub aufweisen. Durch die geringe Schüttdichte der Flugasche tritt ferner ein stärkeres Zusetzen des Filters und damit eine schnellere Erhöhung des Filterwiderstandes in Abhängigkeit von der festgehaltenen Staubmenge als bei Verwendung von Straßenstaub ein.

Wenn auch die Flugasche wegen der Einfachheit der Beschaffung größerer und gleichmäßiger Mengen (sie entstammt den Elektrofiltern von Großkraftwerken) Vorteile besitzt, so sollte doch bei der Anstellung von Filterversuchen auf den grundsätzlichen Unterschied im Verhalten verschiedener Staubarten entsprechende Rücksicht genommen werden.

2. Einfluß der Scheibenzahl

Die handelsüblichen ölbenetzten Filter bestehen aus einer Reihe von hintereinander angeordneten gelochten Blechen verschiedener Oberflächenstruktur. Wenn durch Versuche der Anfangswirkungsgrad einer Anzahl derartiger Scheiben bestimmt ist, so läßt sich auf rechnerischem Wege der Wirkungsgrad einer beliebigen Scheibenzahl feststellen nach der Formel

$$A_n = 1 - (1 - a)^n,$$

wobei A den Filterwirkungsgrad, n die Scheibenzahl und a den Anfangswirkungsgrad einer Scheibe bedeutet. (Versuche haben ergeben, daß bei deren richtiger Durchführung der Anfangswirkungsgrad der einzelnen hintereinander geschalteten Scheiben einander gleich ist.) Abb. 5 zeigt den Gesamtwirkungsgrad in Abhängigkeit von dem Wirkungsgrad einer einzelnen Scheibe für verschiedene Scheibenzahlen.

Ähnlich kann bei Filtern aus Faserstoff, wenn der Wirkungsgrad einer bestimmten Einheitslänge bekannt ist, der Wirkungsgrad einer beliebigen Länge nach der gleichen Formel errechnet werden.

3. Die theoretische Ermittlung des Wirkungsgrades aus der statistischen Ölverteilung

Die Verteilung des Öles auf der Filteroberfläche ist in keinem Falle gleichmäßig. Eine gleichmäßige Ölverteilung würde in Abhängigkeit von der festgehaltenen Staubmenge ein Konstantbleiben des Wirkungsgrades bis zur Sättigung der vorhandenen Ölmenge mit Staub ergeben. Um eine theoretische Untersuchung der Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der zugeführten bzw. festgehaltenen Staubmenge zu ermöglichen, wurde angenommen, daß die statistische Verteilung des Öls auf der Oberfläche von einem bestimmten Höchstwert bis zum Wert 0 herunter so erfolge, daß sämtliche dazwischen liegenden Ölschichtstärken annähernd proportional vertreten sind. Dann muß sich unter der Voraussetzung einer direkten Beziehung zwischen der an einer bestimmten Oberflächenstelle vorhandenen Ölmenge und der dort festzuhaltenden Staubmenge ein Verlauf des Filterwirkungsgrades in Abhängigkeit von der festgehaltenen Staubmenge gemäß der in Abb. 6 rechts oben dargestellten Figur ergeben. Mit Hilfe dieser Annahme ist man im Stande, den momentanen Filterwirkungsgrad, d. h. das Verhältnis der im Augenblick festgehaltenen zur zugeführten Menge rechnerisch zu erfassen. Die Abb. 6 bringt das Ergebnis einer derartigen Untersuchung für 5 Filterscheiben bei Annahme verschiedener Anfangswirkungsgrade der einzelnen Filterscheiben von 10 bis 50 %. Als Abszisse tritt in der Abbildung der Faktor $b \cdot z$ auf, in welchem z die zugeführte Staubmenge und b das Verhältnis von Anfangswirkungsgrad einer Scheibe zu dem Staubgewicht, welches von einer Scheibe überhaupt festgehalten werden kann, darstellt. Die Abbildung zeigt, daß die Kurven für die Anfangswirkungsgrade 40 und 50 % in ihrem Verlauf den früher gemessenen Wirkungsgraden entsprechender Scheibenzahlen gleichen und geben damit einen vorläufigen Beweis dafür, daß die Annahme der statistischen Ölverteilung berechtigt ist. Abb. 7 zeigt das Ergebnis der rechnerischen Ermittlung des Wirkungsgradverlaufs unter Zugrundelegung der gleichen Annahmen für einen konstanten Anfangswirkungsgrad einer Scheibe und verschie-

dene Scheibenzahlen. Die Abbildung läßt erkennen, daß die Verwendung größerer Scheibenzahlen wegen des flachen Verlaufs der Wirkungsgradkurven im Anfangsteil insbesondere bei geringem Anfangswirkungsgrad einer Scheibe zweckmäßig ist.

Durch Erhöhung der Scheibenzahl steigt nicht nur der Gesamtwirkungsgrad, sondern auch die insgesamt festzuhaltende Staubmenge, und zwar proportional der Scheibenzahl. Dieses ist in den Abb. 6 und 7 nicht zu erkennen, da aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht die zugeführten Staubmengen, sondern der Faktor $b \cdot z$ als Abszisse gewählt wurde. Trägt man dagegen den momentanen Wirkungsgrad über der zugeführten Staubmenge direkt auf und verschiebt die Abszisse für die verschiedenen Scheibenzahlen jeweils so, daß die Endpunkte der Kurve des Wirkungsgrades einer Scheibe, aufgetragen über der festgehaltenen Staubmenge, übereinander liegen, so ergeben sich die in Abb. 8 dargestellten Verhältnisse. Man erkennt dann, daß schon von 6 Scheiben an die Wirkungsgradkurven praktisch völlig zur Deckung gelangen und nur in ihrem vorderen besonders wirkungsreichen Teil entsprechend der größeren Staubaufnahmefähigkeit einer größeren Scheibenzahl verlängert werden. Die Vergrößerung der Scheibenzahl bedeutet damit eine erhebliche Vergrößerung der Lebensdauer eines Filters, wobei allerdings die Frage des zunehmenden Filterwiderstandes nicht berücksichtigt ist.

Um festzustellen, wie weit sich die unter den obigen Annahmen errechenbaren Kurven mit den wirklich gemessenen decken, ist in Abb. 9 für einen bestimmten Anfangswirkungsgrad und eine entsprechend der vorhandenen Ölmenge festzuhaltende Staubmenge der momentane Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der zugeführten Staubmenge errechnet und als ausgezogene Kurve in die Abbildung eingetragen worden. Ferner ist in die Abb. als gestrichelte eingezeichnete Verlauf des Wirkungsgrades aufgenommen worden. Man erkennt, daß bis herunter zu 30 % der gemessene und gerechnete Filterwirkungsgrad völlig zur Deckung gelangt, während unterhalb dieser Grenze ein plötzliches Abknicken des gemessenen Wirkungsgrades erfolgt, welches durch die soeben angestellten Überlegungen nicht zu erklären ist.

Infolgedessen wurden weitere Versuche mit einer einzelnen Filterscheibe angestellt. Die Oberfläche der Filterscheibe wurde mit einer bestimmten Ölmenge versehen und in Abhängigkeit von der zugeführten Staubmenge das Gewicht des festgehaltenen Staubes festgestellt. Die Luftgeschwindigkeit wurde konstant auf 2,5 m/sec gehalten, die Belastung der Filterfläche betrug bei allen Versuchen zwischen 10 und 20 mg/cm²h. Für die Vergleichsversuche wurde als Filtermaterial Turbogewebe verwandt und hierbei die Ölmenge und die Staubart geändert. Die Abbildungen 10 bis 12 zeigen die Ergebnisse dieser Versuche. Über der Abszisse, welche die zugeführte Staubmenge z bzw. die festgehaltene Staubmenge x darstellt, ist als Ordinate die festgehaltene Staubmenge y bzw. der momentane Wirkungsgrad η aufgetragen. Abb. 10 zeigt die Versuchsergebnisse bei Bestäubung mit Flugasche und einer Ölmenge von 0,1 g. Die Kurve $x = f(z)$ stellt die festgehaltene Staubmenge in Abhängigkeit von der zugeführten dar. Hieraus wurde die Kurve $y = f(z)$, d. h. der momentane Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der zugeführten Staubmenge und die Kurve $y = f(x)$, d. h. der Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der festgehaltenen Staubmenge, ermittelt. Man erkennt, daß die Neigung der Kurve $x = f(z)$ sehr

bald praktisch konstant wird, daraus ergibt sich ein gleichbleibender Wirkungsgrad. Die Kurve $y = f(x)$, welche als charakteristische Filterkurve aufzufassen ist, zeigt nach anfänglich starkem und annähernd geradlinigem Abfall von einem Anfangswert $a = 0,725$ ein scharfes Abknicken und erreicht einen praktisch konstanten Endwirkungsgrad von $y = 0,18$. Die Abszisse, bei welcher dies geschieht, entspricht einer festgehaltenen Staubmenge von $z = 0,12$ g. Der Wert für y entspricht einer Daueraufnahmefähigkeit der Filterscheibe von $1,77$ mg/cm²h.

Der so ermittelte Verlauf der Kurve des momentanen Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der festgehaltenen Staubmenge entspricht im Anfangsteil völlig den in den vorhergehenden Darlegungen gemachten, in Abb. 6 und 7 zeichnerisch dargestellten Annahmen über die statistische Ölverteilung und weist nur im unteren Teil plötzlich eine der Abb. 9 entsprechende Abweichung in die Horizontale auf. Der bei 5 Filterscheiben gemessene Verlauf des Wirkungsgrades tritt demnach auch bei Untersuchung einer einzelnen Scheibe auf.

Eine Erklärung hierfür bieten eine Reihe von Versuchen, welche über die Staubaufnahmefähigkeit von Öl vorgenommen wurden und als deren Ergebnis hier berichtet werden soll, daß eine bestimmte Ölmenge ein je nach der Staubart unterschiedliches Staubgewicht festzuhalten im Stande ist, wobei die Filterbelastung keinen Einfluß auf den Wirkungsgrad besitzt, d. h. innerhalb einer gegebenen Grenze ist die Aufnahmegeschwindigkeit des Staubes durch das Öl außerordentlich groß. Von der ermittelten Grenze an sinkt diese Geschwindigkeit jedoch plötzlich ganz erheblich und nimmt einen konstanten Wert an, d. h. von diesem Zeitpunkt an ist eine ölbenetzte Oberfläche nur noch im Stande, in der Zeiteinheit eine begrenzte Staubmenge festzuhalten. Diese Staubmenge ist nicht mehr verhältnismäßig der Filterbelastung. Hierdurch ändert sich der Wirkungsgrad des Filters von diesem Zeitpunkt an im wesentlichen umgekehrt proportional mit der Belastung. Der Umschlag in dem Verhalten des Öles kann erklärt werden, wenn man berücksichtigt, daß der auf die ölbenetzte Fläche auftreffende Staub solange sofort vom Öl benetzt wird, bis die gesamte Ölmenge in den zwischen den Staubteilchen vorhandenen Hohlräumen gebunden ist. Von diesem Zeitpunkt an muß zur Befestigung weiterer Staubteilchen an der Oberfläche weiteres Öl durch Kapillarkwirkung an die Oberfläche gezogen werden. Dieser Vorgang ist jedoch zeitabhängig und von einer gewissen geringen Größe der Bestäubung an unabhängig von der auftreffenden Staubmenge.

Der Verlauf der in Abb. 10 wiedergegebenen Kurven ist ganz ähnlich, wenn man als Versuchsstaub statt Flugasche Straßenstaub verwendet. Die Ergebnisse des entsprechenden Versuchs sind in Abb. 11 dargestellt. Die charakteristische Filterkurve $y = f(x)$ zeigt einen völlig gleichen Verlauf wie in Abb. 10, jedoch tritt der Knick nicht wie vorher bei $0,12$ gr festgehaltener Staubmenge, sondern bei $0,38$ gr auf, d. h. die gleiche Ölmenge ist in der Lage, eine dreimal so große Menge Straßenstaub wie Flugasche festzuhalten, ein Ergebnis, welches mit den eingangs dieser Arbeit beschriebener Beobachtungen im Einklang ist und diese versuchsmäßig bestätigt. Der Anfangswirkungsgrad ist praktisch der gleiche geblieben, die im Endzustand festzuhaltende Staubmenge beträgt $2,9$ mg/cm²h.

Abb. 12 zeigt das Ergebnis der Filterversuche, wenn bei Benutzung von Straßenstaub die auf die Filteroberfläche aufgebrauchte Ölmenge auf den 3-fachen Betrag erhöht wird. Der Knick in der

charakteristischen Kurve tritt in diesem Falle bei 1,3 gr zugeführter Staubmenge auf, was auch ungefähr dem 3-fachen Betrag des früher bereits ermittelten entspricht. Die im Dauerbetrieb festzuhaltende Staubmenge ist ebenfalls gestiegen, erreicht jedoch selbstverständlich nicht einen dreimal so großen Wert wie früher.

Abb. 13 zeigt die Verhältnisse an einem anderen Filtermaterial bei Beschickung mit Straßenstaub und Benetzung mit 0,1 gr Öl. Der Anfangswirkungsgrad beträgt 65 %, der Knick der charakteristischen Kurve tritt bei 0,3 gr zugeführter Staubmenge auf, die im Dauerbetrieb festzuhaltende Staubmenge beträgt ebenfalls 2,9 mg/cm²h, d. h. abgesehen von dem etwas verschiedenen Anfangswirkungsgrad sind beide Materialien praktisch gleichwertig.

Die Ergebnisse der Einzeluntersuchungen von Filterscheiben geben damit einen Aufschluß über den in Abb. 9 dargestellten Unterschied zwischen der rechnerisch und versuchstechnisch ermittelten Wirkungsgradkurve. Sie zeigen ferner, daß die statistische Verteilung des Öles auf der Filteroberfläche den angenommenen Werten in den meisten Fällen entspricht und daß einer bestimmten von der Filteroberfläche festgehaltenen Ölmenge eine entsprechende Staubhaltefähigkeit des Filters zugeordnet ist. Auf Grund der Kenntnis dieser Kurven für ein bestimmtes Material und eine entsprechende Staubsorte ist man in der Lage, den Verlauf des Filterwirkungsgrades in Abhängigkeit von der zugeführten Staubmenge für beliebig viele Filterscheiben voraus zu berechnen.

4. Die festgehaltene Ölmenge

Im letzten Absatz ist nachgewiesen worden, daß der Verlauf des Filterwirkungsgrades und die festzuhaltende Staubmenge in direktem Zusammenhang mit der auf der Filteroberfläche befindlichen Ölmenge steht. Es ist deshalb für eine Reihe von Filtermaterialien, die willkürlich herausgegriffen wurden und weder eine Auswahl noch eine umfassende Zusammenstellung darstellen sollen, die festgehaltene Ölmenge unter verschiedenen Betriebszuständen ermittelt worden. Es zeigt sich dabei, daß die Ölmenge, welche eine bestimmte Filterfläche festhält, von der Luftgeschwindigkeit, mit welcher das Filter beaufschlagt wird, stark beeinflusst wird. Abb. 14 zeigt die von 3 verschiedenen Filtermaterialien festgehaltenen Ölmengen in Abhängigkeit von der Luftgeschwindigkeit. Es wurden Scheiben von 18 cm² Oberfläche benutzt, welche vor dem Versuch reichlich mit Öl benetzt und dann einem Luftstrom konstanter Geschwindigkeit ausgesetzt wurden. Der Versuch wurde solange fortgesetzt, bis keine Gewichtsveränderung des Filters mehr festgestellt werden konnte. Man erkennt, daß mit zunehmender Luftgeschwindigkeit die vom Filter festgehaltene Ölmenge abfällt und daß diese Ölmenge weiter erheblich von der Beschaffenheit der Filteroberfläche abhängt.

Da zu erwarten war, daß die Ölmenge, außer von der Luftgeschwindigkeit, von der Zähigkeit des Öles beeinflusst wird, wurde für ein Filtermaterial die Abhängigkeit der festgehaltenen Ölmenge von der Viskosität des Filteröles ermittelt. Es wurden 3 Öle mit einer Viskosität zwischen 56 und 980 cp bei 20° C benutzt. Nach Abb. 15 verläuft die Kurve im oberen Bereich annähernd horizontal und fällt mit sinkender Viskosität stark ab. Bei der Auswahl von Filtermaterialien, welche besonders lange Wirkungsdauer ergeben

sollen, ist also auf eine entsprechende Ölhaltefähigkeit der Filteroberfläche und auf die Verwendung entsprechender Öle zu achten.

5. Der Filterwiderstand

Außer dem Verlauf der Kurve des Filterwirkungsgrades ist der jeweilige Filterwiderstand bei der Untersuchung eines Filters von besonderem Interesse. Es erscheint zweckmäßig, diesen Filterwiderstand nicht in Abhängigkeit von der zugeführten, sondern von der festgehaltenen Staubmenge zu betrachten, da er durch die festgehaltene Staubmenge allein beeinflusst wird. In Abb. 2 ist bereits gezeigt worden, daß der Widerstand eines bestimmten Filters von der benutzten Staubart abhängig ist. Der Filterwiderstand (Filterwiderstandszahl ξ) ist definiert als der Druckverlust in mm WS, der bei einer Luftgeschwindigkeit von 1 m/s hervorgerufen wird. Damit ergibt sich der Druckverlust für eine beliebige Luftgeschwindigkeit zu

$$h = v^2 \cdot \xi,$$

wobei v die Luftgeschwindigkeit m/s und ξ die Widerstandszahl bedeutet.

Wenn die Definition der Widerstandszahl richtig sein soll, so muß die Widerstandszahl von n Filterscheiben gleich der n -fachen Widerstandszahl einer Filterscheibe sein. Versuche in dieser Richtung haben die Brauchbarkeit der definierten und auf versuchsmäßigem Wege ermittelten Widerstandszahl für verschiedene Filtermaterialien ergeben. Abb. 16 zeigt das Ergebnis dieser Versuche für 1 bis 10 Filterscheiben und 2 verschiedene Materialien. Man erkennt, daß sich in Abhängigkeit von der Filterscheibenzahl gerade Linien für die Widerstandszahl des Gesamtfilters ergeben. Die Widerstandszahl bietet damit einen Maßstab für den Vergleich der bei Verwendung verschiedener Filtermaterialien zu erwartenden Anfangswiderstände und für die Ermittlung des auftretenden Druckverlustes in Abhängigkeit von der Luftgeschwindigkeit und der Scheibenzahl, wobei zu bemerken ist, daß eine Abweichung vom quadratischen Gesetz ($h = \xi \cdot v^2$) zwar vorhanden ist, jedoch in den in Frage kommenden Grenzen der Luftgeschwindigkeit vernachlässigt werden kann.

6. Die Verschmutzung

Außer dem Anfangswert des Druckverlustes ist die Kenntnis der Widerstandszunahme eines Filters mit zunehmender Verschmutzung wichtig. Die Erhöhung des Durchflußwiderstandes mit zunehmender Verschmutzung erfolgt durch Verringerung der Durchtrittsquerschnitte für die Luft. Man kann deshalb versuchen, einen Beiwert für die Verschmutzung aus dieser Verengung der Durchtrittsquerschnitte und der dadurch entstehenden Erhöhung der Luftgeschwindigkeit, welche eine quadratische Erhöhung des Widerstandsbeiwertes zur Folge hat, zu ermitteln. Die Formel für den gesamten Verlauf des Widerstandes wäre dann

$$\xi_{x_n} = \xi_0 \left[\frac{1}{(1-sx_1)^2} + \frac{1}{(1-sx_2)^2} + \dots + \frac{1}{(1-sx_n)^2} \right]$$

In dieser Formel bedeutet ξ_{x_n} den Widerstandsbeiwert einer Filterkombination nach der Gesamtaufnahme von x gr. Staub. n bedeutet die Anzahl der Filterscheiben, ξ_0 den Widerstandsbeiwert einer sauberen Filterscheibe, x_1, x_2, \dots, x_n die von den einzelnen Filterscheiben festgehaltenen Staubmengen und s den Verschmutzungsbeiwert. Je größer dieser Wert ist, um so empfindlicher ist das untersuchte Filter gegen Verschmutzung. Abb. 17 zeigt, daß der auf Grund der angenommenen Formel zu ermittelnde Verlauf des Widerstandsbeiwertes sich in den zu erwartenden Grenzen brauchbar mit den durch Versuche ermittelten Werten deckt.

7. Zusammenfassung

Die nähere Untersuchung der Wirkungsweise von ölbenetzten Staubfiltern setzt die Lösung einer ganzen Reihe von Teilaufgaben voraus.

Es wurde gezeigt, daß der Verlauf des Filterwirkungsgrades von der benutzten Staubart in starkem Maße abhängt.

Unter Annahme einer entsprechenden statistischen Verteilung des Öles auf der Filteroberfläche lassen sich die Wirkungsgradkurven im Voraus berechnen und werden in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Kurven gefunden.

Die zweckmäßige Methode zur Kennzeichnung der Wirkung von Filterblechen wird in der Ermittlung des Wirkungsgrades einer Filterscheibe erblickt. Der Verlauf dieser Kurven, welche in Abhängigkeit von der festgehaltenen Staubmenge aufgetragen werden, zeigt einen deutlichen Knick, dessen Lage von der Staubart und der aufgetragenen Ölmenge abhängig ist. Die Entstehung dieses Knickes kann durch Sättigungserscheinungen der Ölmenge mit Staub erklärt werden.

Die Ölhaltefähigkeit, welche für die Lebensdauer des Filters maßgeblich ist, hängt von der Oberflächenbeschaffenheit des Filtermaterials, der Luftgeschwindigkeit und der Viskosität des benutzten Öles ab.

Der Druckverlust in einem Filter kann durch einmalige Bestimmung der Widerstandszahl des Filtermaterials für jede Scheibenzahl und jede Luftgeschwindigkeit berechnet werden. Für die Empfindlichkeit eines Filters gegen Zusetzen durch den festgehaltenen Staub kann eine Verschmutzungszahl definiert werden, welche in Kombination mit dem Widerstandsbeiwert den Verlauf der Widerstandskurve des Filters in Abhängigkeit von der festgehaltenen Staubmenge rechnerisch zu ermitteln gestattet.

Aussprache

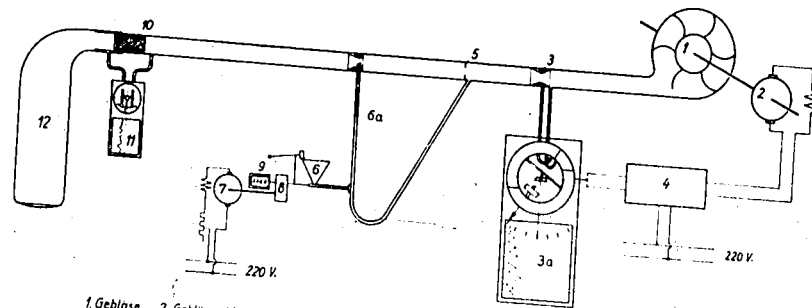
Im Anschluß an den Vortrag von U. Schmidt, Berlin, teilt Richter, Wien, mit, daß Pfeiffer, Wien, ein Luftfilter nach dem Fliehkraftprinzip entwickelt habe, welches schon durch Einbau bei Feuerungsanlagen Eingang in die Praxis gefunden habe. Auch zur Nachreinigung des Gases von Fahrzeuggaserzeugern werde dieser Filter bereits ausgenutzt, und zwar ohne die zusätzliche Benutzung eines Flüssigkeitsfilters.

Zum Zwecke der Staubausscheidung benutzt das Filter das Prinzip der Wirbelsenke. In einen Zylinder wird die stauberfüllte Luft mit einer gewissen Geschwindigkeit tangential eingeführt und zentral abgeleitet. In der Fortsetzung des Zylinders wird der Staub abgeführt. Ein Ende der Wirksamkeit des Filters tritt erst ein, wenn der gesamte Staubbehälter mit ausgeschiedenem Staub angefüllt ist. Die Wirksamkeit des Filters läßt sich durch Verkleinerung des Durchmessers beliebig vergrößern. Die baulichen Abmessungen sind im Laufe der Entwicklungsarbeiten soweit herabgesetzt worden, daß die Unterbringung in einem Fahrzeug möglich ist.

U. Schmidt, Berlin, erwiderte darauf, daß Staubfilter, deren Wirkung auf der Benutzung der Zentrifugalkraft beruht, seines Wissens schon seit langer Zeit bekannt sind. Er selbst habe bereits in den Jahren 1929/30 mit amerikanischen und deutschen Filtern die-ser Bauart Versuche gemacht, weitere Versuche seien an der TH Braunschweig von Düll durchgeführt worden. Nach seinen Erfahrungen ist der Wirkungsgrad dieser Filterbauart bei hoher Motordrehzahl und Motorbelastung gut. Mit sinkender Motordrehzahl und Motorbelastung fällt jedoch die Luftgeschwindigkeit im Filter und im quadratischen Verhältnis zur Luftgeschwindigkeit die Reinigungs-wirkung. Infolgedessen haben derartige Filter bisher bei Benutzung in Kraftfahrzeugen nicht voll befriedigen können. Wenn die Filter- querschnitte für die höchste auftretende Luftgeschwindigkeit bemessen werden, so wird zwangsläufig während eines großen Teiles der Betriebsdauer das Filter infolge der nicht ständig auftretenden Höchstgeschwindigkeit der Luft mit erheblich verschlechtertem Wir- kungsgrad arbeiten. Wird umgekehrt das Filter einer mittleren Luftgeschwindigkeit angepaßt, so ist der Druckverlust und damit der Leistungsverlust bei höchster Luftgeschwindigkeit nicht mehr tragbar. Die alleinige Benutzung eines von Luftstrom angetriebe- nen Zentrifugalfilters dürfte damit unzweckmäßig erscheinen. Dage- gen kann es sich als Vorfilter zur Grobabscheidung der hauptsäch- lichen Staubmengen einen entsprechenden Wirkungskreis erobern. Für die Benutzung des Zentrifugalfilters ohne Nachfilter besteht die Möglichkeit der Erzeugung der Zentrifugalwirkung durch eine äußere Kraftquelle, beispielsweise einen kleinen Elektromotor, dessen Drehzahl unabhängig von der Luftgeschwindigkeit im Ansaugrohr kon- stant bleibt.

Richter, Wien, teilte daraufhin mit, daß dem Absinken der Schleuderwirkung durch Herabsetzung der Luftgeschwindigkeit bei Drosselbetrieb des Motors durch Unterteilung des Filters in mehre- re parallel geschaltete einzelne Zellenfilter begegnet werden kann, die mit Hilfe des Drosselklappengestänges mit steigender Motorbe- lastung schrittweise parallel zueinander eingeschaltet werden kön- nen. Bei der Beurteilung des Absinkens des Wirkungsgrades bei kö- n- ringer Motorbelastung sei außerdem zu bedenken, daß hierbei auch kleinere absolute Staubmengen angesaugt würden. Ein großer Vorteil des Zentrifugalfilters besteht in der Brauchbarkeit in allen Lagen.

Auf eine Anfrage von Künzel, Mannheim, teilt U. Schmidt, Berlin, mit, daß ein Einfluß der Beschaffenheit und Herkunft des benutzten Versuchsstaubes auf den Verlauf des Filterwirkungsgrades und die Höhe des Wirkungsgrades zu beobachten ist. Es wird die Aufgabe weiterer Forschungen sein, den Einfluß der Staubart auf den Wirkungsgradverlauf des Filters zu klären.



1 Gebläse 2 Gebläse-Motor 3 u 3a Stauraum u schreibende Ringwaage zur Messung der Luftmenge
4 Regler für Gebläsemotor durch Ringwaage 3a gesteuert 5 Blende 6 Staubaufgabe mit Klapphammer
6a Zuführung von Staub-Luftgemisch 7 u 8 Motor und Übersetzungsgetriebe für Staubaufgabe 9 Umdrehungs-
zähler für 6 10 Luftfilterpatrone 11 Schreibender Differenzdruckmesser 12 Filtersock zur Aufnahme des Reststaubes

Abb. 1. Versuchsanlage.

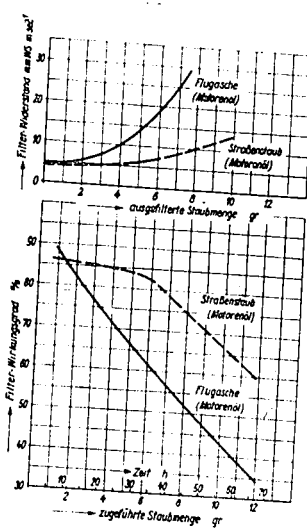


Abb. 2. Momentaner Filterwirkungsgrad und Widerstand eines Versuchsfilters bei Beschickung mit Flugasche und Straßenstaub.

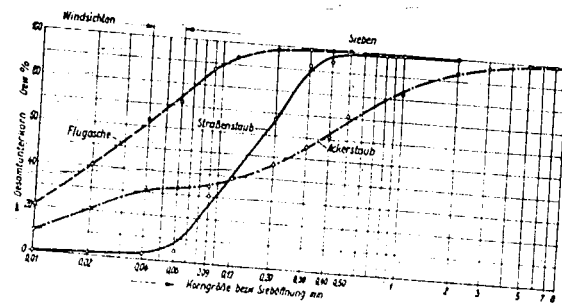


Abb. 3. Gesamtkornzusammensetzung der Staubproben.

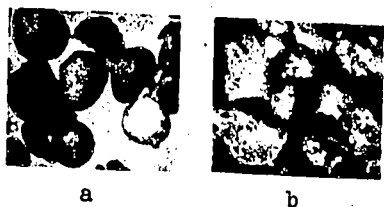


Abb. 4. Mikroaufnahmen des Ver-
suchsstaubes.
a Flugasche
b Straßenstaub

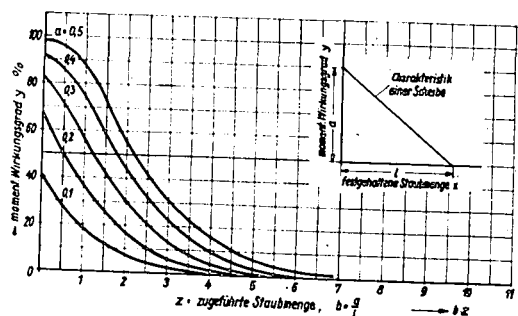


Abb. 6. Momentaner Wirkungsgrad
für 5 Filterscheiben bei 10 bis
50 % Anfangswirkungsgrad.

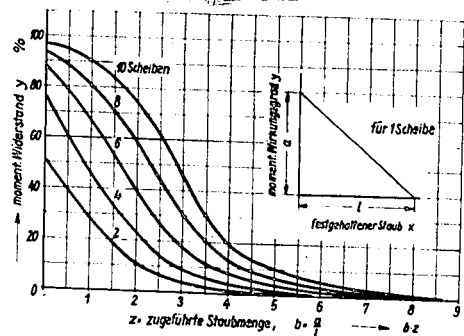


Abb. 7. Momentaner Wirkungsgrad
für 2 bis 10 Scheiben bei 30 %
Anfangswirkungsgrad je Scheibe.

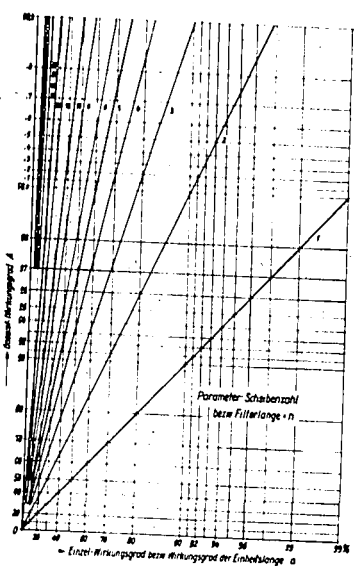


Abb. 5. Gesamtwirkungsgrad
in Abhängigkeit vom Wirkungs-
grad einer Filterscheibe bzw.
Einheitslänge $[A = 1 - (1-a)^n]$.

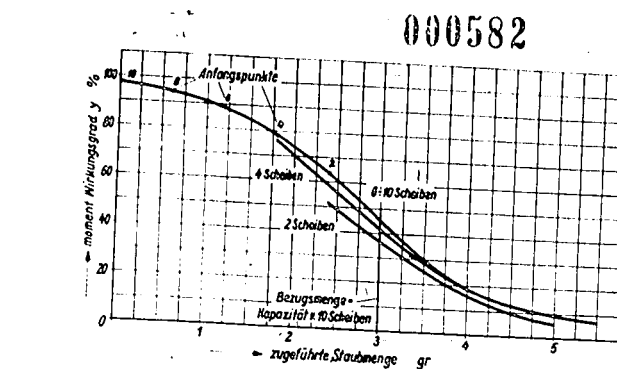


Abb. 8. Vergleich der Wirkungsgrade von
Scheibenfiltern bei gleicher Scheibenka-
pazität ($l = 0,3$) und gleichem Anfangswir-
kungsgrad ($a = 0,3$) durch Verschiebung
auf der Abszisse.

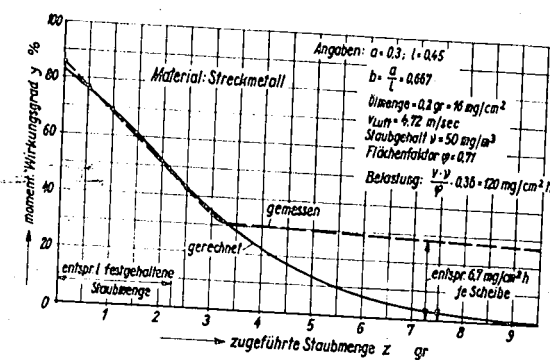


Abb. 9. Verlauf des momentanen Wirkungs-
grades nach Rechnung und Versuch
bei 5 Filterscheiben.

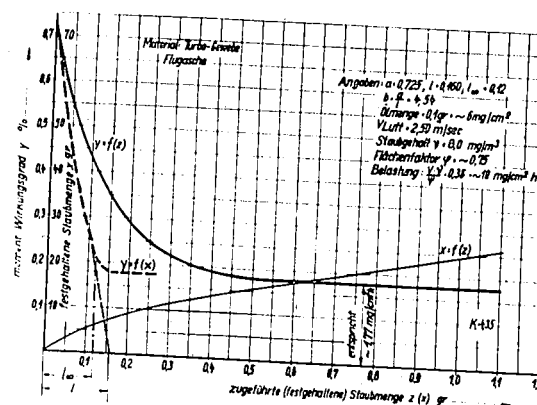


Abb. 10. Momentaner Wirkungsgrad
einer Filterscheibe.

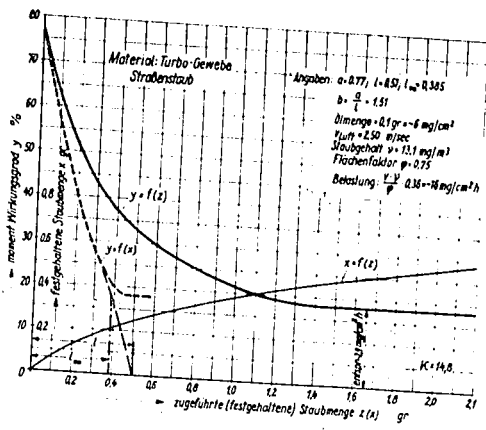


Abb. 11. Momentaner Wirkungsgrad einer Filterscheibe.

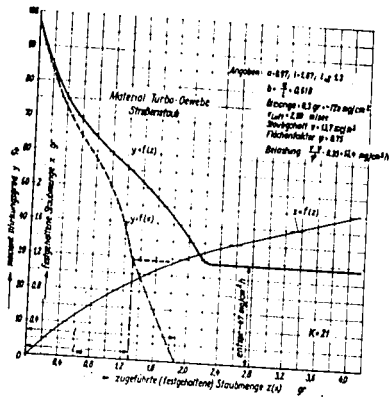


Abb. 12. Momentaner Wirkungsgrad einer Filterscheibe.

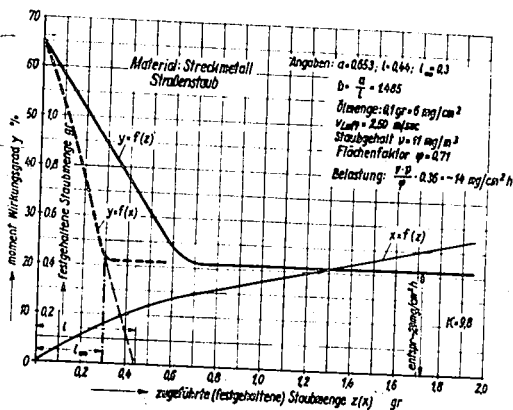


Abb. 13. Momentaner Wirkungsgrad einer Filterscheibe.

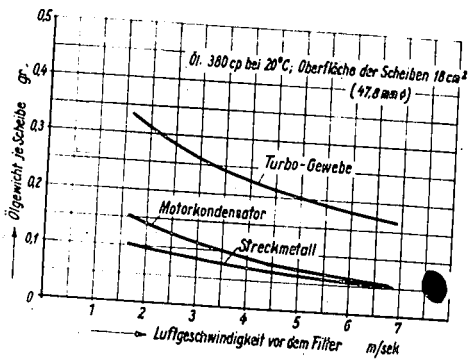


Abb. 14. Ölhalte-Fähigkeit verschiedener Filter-Materialien in Abhängigkeit von der Luftgeschwindigkeit.

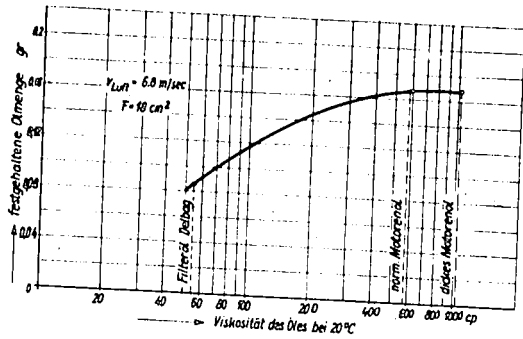


Abb. 15. Ölhalte-Fähigkeit von Filterscheiben in Abhängigkeit von der Viskosität.

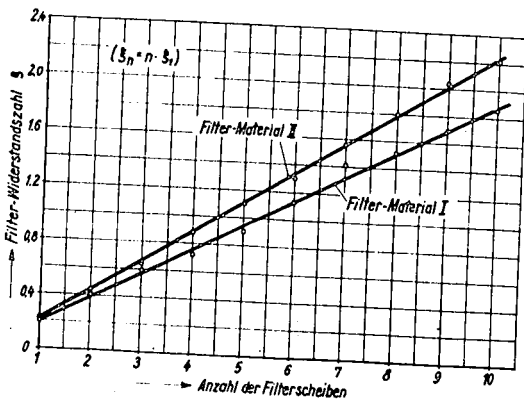


Abb. 16. Zusammenhang zwischen Scheibenzahl und Widerstandsfaktor ξ .

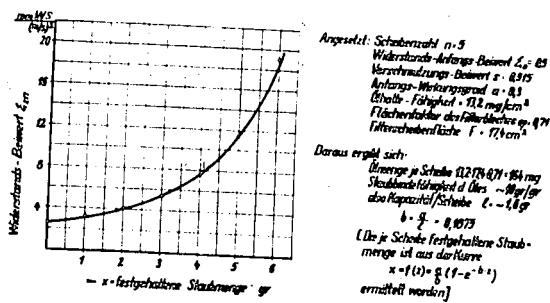


Abb. 17. Berechneter Verlauf des Widerstands-Bewertes $\xi_0 \cdot \sum_{n=1}^5 \frac{1}{(1 - 0.175 \cdot x_n)^2}$.

Nach Abschluß der Diskussionen zu den verschiedenen Vorträgen brachte Föttinger, Berlin, folgenden Wunsch des Reichsverkehrsministeriums zum Ausdruck:

Um zu einer weiteren Beschleunigung der Klärung bestimmter Fragen, welche in diesem Arbeitskreis behandelt werden, zu gelangen, sollten im Rahmen des Arbeitskreises kleinere Gruppen, bestehend aus Vertretern der einschlägigen Industrie und den das entsprechende Sachgebiet bearbeitenden Forschungsinstituten gebildet werden. Innerhalb dieser Gruppen sollte unter aktiver Beteiligung der Industrie ein möglichst häufiger und weitgehender Erfahrungsaustausch stattfinden, der die Weiterarbeit an dem entsprechenden Problem zu beeinflussen hätte.

In der anschließenden Besprechung dieses Vorschlages zeigt es sich, daß die allgemeine Ansicht besteht, die Gründung weiterer Untergruppen mit besonderen Arbeitstagungen sei weder für die Industrie noch für die Forschungsinstitute infolge des überall herrschenden großen Zeitmangels zurzeit möglich. Dagegen soll selbstverständlich ein möglichst schneller und intensiver Erfahrungsaustausch zwischen Forschung und einschlägiger Industrie stattfinden, welcher jedoch von Fall zu Fall durch freie und direkte Vereinbarungen der entsprechenden Stellen zustande kommen kann. Die bisherigen Erfahrungen, welche der Arbeitskreis für Zweitaktmotoren sammeln konnte, haben gezeigt, daß dieser Weg zweckmäßig erscheint und auch in vielen Fällen bereits benutzt wird.

Sodann wurden die im Auftrage des Arbeitskreises von List, Graz, Zeman, Wien, und U. Schmidt, Berlin, ausgearbeiteten Normungsvorschläge für Zweitaktwertungsgrößen besprochen. Die Ausarbeitung sieht folgende Normungsvorschläge vor:

7. Normungsvorschläge für Zweitakt-Wertungsgrößen

Nr.	Begriff	Formelzeichen	Dimension	Errechnung
1	Hubvolumen des Arbeitszylinders	V_H	m^3	
2	Nutzhubvolumen	V_N	m^3	$V_N = V_H \cdot (1 - \frac{s}{H})$ $h = \text{Hub}, s = \text{Schlitzhöhe}$
3	Verdichtungsraum	V_K	m^3	$V_K = \frac{V_H}{\epsilon - 1}$
4	Laderaum	V_L	m^3	$V_L = V_K + V_N = V_H \cdot \frac{1 - \frac{s}{H}}{\epsilon - 1}$
5a	Verdichtungsgrad	ϵ	-	$\epsilon = \frac{V_K + V_H}{V_K}$
b	Nutzverdichtungsgrad	ϵ_N	-	$\epsilon_N = \frac{V_K + V_N}{V_K} = \frac{V_L}{V_K}$
6	Laderaum-Verhältnis	1	-	$1 = \frac{V_L}{V_H}$

Nr.	Begriff	Formelzeichen	Dimension	Errechnung
7	Frischladung	L_z	$\text{m}^3/\text{Umdr.}$	Im Zyl. verbleibendes Ladungsvol. v. Außenzustand p_a und T_a
8	Restgas	R_z	$\text{m}^3/\text{Umdr.}$	Im Zyl. verbleibendes Abgasvol. v. obig. Zustand
9	Angesaugte Luftmenge	L_{ges}	$\text{m}^3/\text{Umdr.}$	in Außenzustand
10	Umrechnungsfaktor	u	-	$u = \frac{273}{T_a} \cdot \frac{p_a}{760} = 0,359 \cdot \frac{p_a}{T_a}$ Faktor z. Umrechnung des Gasvol. auf Normalzustand
11	Luftaufwand	ψ	$\frac{\text{m}^3(\text{außen})}{\text{m}^3}$	$\psi = \frac{L_{\text{ges}}}{V_H}$ Maßzahl f.d. Beurteilung der Spülpumpe
12	Güte der Spülung	λ_g	-	$\lambda_g = \frac{L_z}{L_{\text{ges}}}$ Maßzahl f.d. Beurteilung des Frischgas-Verlustes
13	Spülwirkungsgrad	λ_s	-	$\lambda_s = \frac{L_z}{L_z + R_z}$ Maßzahl f.d. Beurteilung des Gaswechsels
14	Liefergrad	λ_L	$\frac{\text{m}^3(\text{außen})}{\text{m}^3}$	$\lambda_L = \frac{L_z}{V_H}$ Maßzahl f.d. Frischluft-Auffüllung d. Zylinders
15	Ladegrad	λ_d	$\frac{\text{m}^3(\text{außen})}{\text{m}^3}$	$\lambda_d = \frac{L_z + R_z}{V_H}$ Maßzahl f.d. Auffüllung d. Zylinders
16	wahrer Ladegrad	λ_w	$\frac{\text{m}^3(\text{außen})}{\text{m}^3}$	$\lambda_w = \lambda_d \cdot 1 = \frac{L_z + R_z}{V_1}$ Maßzahl f.d. Auffüllung des Laderaumes

$$\text{Es ist: } \lambda_g \cdot \psi = \lambda_s \cdot \lambda_d = \lambda_L$$

Die Normungsvorschläge schließen sich weitgehend der bereits durch den VDI in Angriff genommenen Normung an und weichen nur in einem wesentlichen Punkt von dieser Normung ab. Während der VDI-Vorschlag mit Gasgewichten arbeitet, sieht der Vorschlag des Arbeitskreises die Benutzung der Gasvolumina, bezogen auf den Außenzustand, vor. In vielen Fällen ergaben sich trotz dieses Unterschiedes nach dem Vorschlag des VDI und dem des Arbeitskreises gleiche Zahlenwerte - nämlich dort, wo es sich um das Verhältnis

zweier Gasvolumina gleichen Zustandes handelt -. Bei der Ermittlung des Spülwirkungsgrades ergeben sich jedoch durch die Einbeziehung des Restgasanteiles im Zylinder andere Zahlenwerte. Die nach dem VDI-Vorschlag erforderliche Einsetzung des Gasgewichtes setzt die Kenntnis der Zusammensetzung des Restgasanteiles voraus. Da diese Kenntnis in den meisten Fällen nicht gegeben ist, erschien bei der Ausarbeitung die Rechnung mit dem Gasvolumen zweckmäßiger. Auch bei der Definition des Luftaufwandes erscheint die Benutzung der Gasvolumina entgegen dem VDI-Vorschlag trotz gleicher Endergebnisse günstiger, da dieser Vorschlag den Vorteil größerer Handgreiflichkeit besitzt, weil nach den Vorschlägen des VDI erst ein theoretisches Luftgewicht zu errechnen ist, während nach den Vorschlägen des Arbeitskreises das Hubvolumen als solches in Erscheinung tritt.

Die Formelzeichen unterscheiden sich ebenfalls in einigen Fällen von den VDI-Vorschlägen. Es dürfte jedoch nicht allzu schwierig sein, hier zu einer Einheitlichkeit zu gelangen.

Aus der Diskussion der dem Arbeitskreis vorgelegten Normungsvorschläge ergibt sich, daß die Durchführung und Beendigung dieser Arbeit zurzeit gewisse Schwierigkeiten macht. Einerseits sind in der Zwischenzeit vom Reichsluftfahrtministerium eigene Wertungsgrößen eingeführt worden, deren Benutzung das RLM seinen Aufträgen mern zur Pflicht gemacht hat, andererseits ist der Normungsausschuß des VDI durch weitgehende Einberufung seiner Mitarbeiter zurzeit praktisch arbeitsunfähig geworden. Richter, Wien, teilt hierzu mit, daß er sich aus diesem Grunde bei der von ihm vorgenommenen Neubearbeitung des entsprechenden Teiles des Taschenbuches der "Hütte" der Wertungsgrößen des RLM bedient habe.

Die Arbeit an den Normungsvorschlägen soll trotzdem fortgesetzt werden, hierzu soll eine Zusammenarbeit mit dem VDI und dem RLM herbeigeführt werden.

Nach Abschluß der Beratung über die Normungsvorschläge empfiehlt Föttinger, Berlin, wegen der bereits sehr fortgeschrittenen Zeit die ferneren im Tagungsprogramm enthaltenen Diskussionspunkte durch direkte persönliche Rücksprache zwischen den interessierten Tagungsteilnehmern zu klären und spricht im Anschluß daran als 1. Vorsitzender des Arbeitskreises den Vortragenden seinen Dank für ihre Bemühungen aus. Desgleichen dankt er der Geschäftsführung für die Arbeit, welche sie im laufenden Jahr und während der Vorbereitung der Tagung geleistet hat. Richter, Wien, dankt sodann im Namen der Tagungsteilnehmer den Herren des Reichsverkehrsministeriums für das dem Arbeitskreis und seinen Bemühungen entgegengebrachte Interesse und die wirksame Unterstützung der Arbeiten der einzelnen Forschungsinstitute

Nach einem besonderen Dank an den Vorsitzenden spricht er den Wunsch aus, die Tagung, deren Erfolg sich gezeigt habe, in nicht zu häufigen, aber erst recht nicht allzu seltenen Zeiträumen zu wiederholen.

Abschließend zu diesem Bericht hatte ich den Auftrag, den Mitgliedern des Arbeitskreises den Dank des Herrn Reichsverkehrsministers für die in diesem Rahmen geleistete Arbeit auszusprechen.

Die Geschäftsführung des Arbeitskreises für
Zweitakt-Motoren

gez. U. Schmidt

Teilnehmerliste
der 2. Tagung des Arbeitskreises für Zweitaktmotoren
Berlin, den 20. Mai 1941 Flugverbandshaus

1. Schargorodski	Obering.	Hanomag, Hannover
2. Frank	Dr.-Ing.	Hanomag, Hannover
3. Jaschinsky	Obering.	Ilo-Werke, Pinneberg b. Hamburg
4. Leitner	Dr.	VDI, Berlin
5. Popp	Dr.-Ing.	Mündapp-Werke, Nürnberg
6. Heißmeier	Direktor	Triumph-Werke- Nürnberg
7. Reitz	Obering.	Triumph-Werke, Nürnberg
8. Stör	Dipl.-Ing.	Heinkel-Flugzeugwerke, Rostock
9. Prager	Fl.-Stabsing.	RLM, Berlin
10. Behrens	Dipl.-Ing.	NSKK-Korpsführung, München
11. Kappel	Dipl.-Ing.	VfK, Berlin
12. Poppinga	Dr.-Ing.	Heinkel-Flugzeugwerke, Rostock
13. Schröder	Dr.-Ing.	Heinkel-Flugzeugwerke, Rostock
14. Wille	Dipl.-Ing.	TH Berlin
15. Sass	Prof.	Germanischer Lloyd, Berlin
16. Rixmann	Dr.-Ing.	VfK, Berlin
17. Cordies	Dr.-Ing.	Klöckner, Köln
18. Fischinger	Dr.-Ing.habil.	Klöckner, Köln
19. Rabe	Konstr.	Dr.Porsche K.-G., Stuttgart
20. Lentz	Obering.	Lanz A.-G., Mannheim
21. Dr. Huber	Direktor	Lanz A.-G., Mannheim
22. Förster	Dipl.-Ing.	VfK, Berlin
23. Schmidt	Ob.-Baurat	Daimler-Benz A.-G., Gaggenau
24. Buschmann	Prof.	Esslingen
25. Hoffmann	Dipl.-Ing.	RLM LC 3, Berlin
26. Schnürle	Dipl.-Ing.	Köln, Sachsenring 91.
27. Riedel	Dipl.-Ing.	VfK, Berlin
28. Bücken	Dr.-Ing.	NSU Neckarsulm
29. Steinlein	Dipl.-Ing.	Fichtel u. Sachs, Schweinfurt
30. Riedel	Ing.	Ardie, Nürnberg
31. Kniep	Ing.	Bosch, Berlin
32. Birmelin	Dipl.-Ing.	VfK, Berlin
33. Szenasy	Ing.	Standard, Flochingen

34. F.A.F.Schmidt	Prof.	DVL, Berlin
35. Radtke	Ing.	VfK, Berlin
36. Schwerdtfeger	Obering.	ATG, Berlin
37. Pflaum	Prof.	TH, Berlin
38. Alt	Dr.-Ing.	Auto-Union, Chemnitz
39. Pohlmann	Obering.	TH, Berlin
40. Wilke	Prof.	I.G.Farbenindustrie, Ludwigshafen
41. Schweinberger	Dipl.-Ing.	RAW, Berlin
42. Wehrkamp	Fl.-Haupting.	RLM, LC 8, Berlin
43. Franz	stud.-ing.	TH, Berlin
44. Dietzmann	Ing.	VfK, Berlin
45. Herrmann	Obersting.	RLM, Berlin
46. Conrad	Dr.-Ing.	VfK, Berlin
47. Nündel	Dipl.-Ing.	VfK, Berlin
48. Knophius	Ing.	TH, Berlin
49. Mantey	techn.Kaufmann	Mahle K.-G., Stuttgart
50. Pöllot	Ing.	Noris Zündlicht A.-G., Nürnberg
51. Wichtendahl	Dr.-Ing.	Hanomag, Hannover
52. Schmidt	Dipl.-Ing.	Hanomag, Hannover
53. Schmidt	Prof.	LFA, Braunschweig
54. Sparrhacker	Prof.	TH, Karlsruhe
55. Kneule	Dozent	TH, München
56. Berkner	Ing.	Junkers-Flugzeugwerke, Dessau
57. Tepelmann	Dipl.-Ing.	Germania-Werft, Kiel
58. Föttinger	Prof.	TH, Berlin
59. Ladegast	Ing.	VfK, Berlin
60. Warneke	Dipl.-Ing.	E.Heinkel Studien GmbH, Rostock
61. Karde	Dr.-Ing.	Österr.Saurerwerke, Wien
62. Zeman	Prof.	TH, Wien
63. Richter	Prof.	TH, Wien
64. Lindner	Prof.	TH, Breslau
65. Beck	Prof.	VfK, Berlin
66. Zinner	Dr.-Ing.	MAN, Augsburg
67. Pohl	Dipl.-Ing.	Lanz, Mannheim
68. Künzel	Obering.	Lanz, Mannheim
69. Schäfer	Dipl.-Ing.	Heinkel, z.Zt. b./Prof. Kamm, TH Stuttgart-Untertürkheim
70. Pufahl	Dipl.-Ing.	RLM, Berlin

71. Fezer	Dipl.-Ing.	Forschungsinstitut für Kraft- fahrwesen, Stuttgart
72. Fuchs	Dipl.-Ing.	Forschungsinstitut für Kraft- fahrwesen, Stuttgart
73. Heinrich	Dr.-Ing.	Bosch, Stuttgart
74. Stiebling	Dr.-Ing.	RLM, Berlin
75. Müller	Major(Ing.)	GBK, Berlin
76. Vorwig	Dipl.-Ing.	RLM, Berlin
77. Bartalski	Ing.	Daimler Benz A.-G.
78. Froede	Dipl.-Ing.	NSU Neckarsulm
79. Richter	Dipl.-Ing.	Delbag, Berlin
80. Bokemüller	Dipl.-Ing.	Daimler Benz A.-G., Gaggenau
81. List	Prof.	TH, Graz
82. Niedermayer	Dozent	TH, Graz
83. Endres	Obering.	Auto-Union A.-G., Chemnitz
84. Liceni	Dr.-Ing.	VDI, Berlin
85. Merz	Dipl.-Ing.	TH, Dresden
86. Schultz-Grunow	Prof.	TH, Aachen
87. Zumppe	Dipl.-Ing.	Daimler Benz A.-G., Gaggenau
88. Weber	Amtsrat	Reichs-Verkehrsministerium
89. Drabert	Dr.-Ing.	Drabert u.Söhne, Minden/Westf.
90. Küchen	Ing.	Zürdapp, Nürnberg
91. Triebnigg	Prof.	TH, Berlin
92. Schif	Dr.	Hirth-Motoren, Stuttgart
93. Mündler	Dipl.-Ing.	VfK, Berlin
94. Ullmann	Dr.-Ing.	TH, Dresden
95. Daus	Obering.	Vidal u.Sohn, Hamburg
96. Parey	Dipl.-Ing.	VDI, Berlin
97. Schwarz	Dipl.-Ing.	VfK, Berlin
98. Bobrowsky	Dipl.-Ing.	VfK, Berlin

00059+

Stem. 34,-

Die strömungstechnische
Durchbildung
der
Einlassorgane ausländischer
Flugmotoren.

May 1944.

Nur für den Dienstgebrauch
M 2-4

Nr. 2

000592

Deutsche Luftfahrtforschung

Untersuchungen und Mitteilungen Nr. 775

Die strömungstechnische Durchbildung
der Einlaßorgane ausländischer Flugmotoren
Wille Kehr

Verfaßt bei

Technische Hochschule Berlin
Institut für technische Strömungsforschung

II/104

Zentrale für wissenschaftliches Berichtswesen
der Luftfahrtforschung des Generalluftzeugmeisters (ZWB)
Berlin-Adlershof

12

Dies ist ein geheimer Gegenstand im Sinne des § 88 des Reichsstrafgesetzbuchs (Fassung vom 24. April 1934). Mißbrauch wird nach den Bestimmungen dieses Gesetzes bestraft, sofern nicht andere Strafbestimmungen in Frage kommen.

Der Bericht darf innerhalb des Dienstbereichs des Empfängers jeder Person nach dem hierfür vorliegenden dienstlichen Bedürfnis zugänglich gemacht werden.

Verwendung zu Veröffentlichungen (ganz oder teilweise) sowie Weiterleitung an Persönlichkeiten außerhalb des Dienstbereichs des Empfängers ist ausgeschlossen.

Aufbewahrung unter Verantwortung des Empfängers unter gesichertem Verschuß.

Übersicht: Die in ausländischen Schriften zugänglichen Versuchsergebnisse über Strömungsverluste an den Einlassventilen von 4-Takt-Flugmotoren werden zusammengestellt. Eine Verminderung der Strömungswiderstände kann hauptsächlich durch sorgfältige Formgebung des Einlasskammer erreicht werden.

Modellaufnahmen der Einlasskammer und - Ventile von Beutemotoren zeigten, dass die gewonnenen Erkenntnisse nur bei USA-Motoren Anwendung gefunden haben.

Gliederung:

Abchnitt : A

Ältere Versuchsergebnisse über die strömungstechnische Durchbildung des Einlasssystems von 4-Takt-Motoren.

Abchnitt : B

Zusammenstellung ausgeführter ausländischer Flugmotoren nach Modellaufnahmen in der Beutemotorenausstellung des NLR.

Dieser Bericht umfasst:

22 Seiten.

28 Bilder

INSTITUT FÜR TECHNISCHE STRÖMUNGSFORSCHUNG
AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE BERLIN

H. Pöttinger
(Prof. Dr. Ing. H. Pöttinger)

(Dr. R. Wille)
Oberingenieur

G. Kehr
(Dipl. Ing. H. Kehr)
Sachbearbeiter

000593

Berlin, den 25. Mai 1944

A b s c h n i t t : A

Ältere Versuchsergebnisse über die strömungstechnische Durchbildung des Einlasssystems von 4-Zeit-Motoren.

I Einleitung

Zur strömungstechnisch günstigen Durchbildung des Einlasssystems von 4-Zeit-Motoren, besonders von Flugmotoren sind verschiedene Gruppen von Versuchen durchgeführt worden.

1.) Messung des Strömungswiderstandes des Einlasskrümmers, des Ventiltellers, des Sitzrings und der Stauwirkung der den Ventilteller benachbarten Zylinderwand. Zweck der Versuche ist möglichst weitgehende Verminderung der Verluste, um hohe Füllung des Zylinders mit Frischluft bei verminderter Gebläseleistung zu erzielen.

2.) Bestimmung der Strömungsform im Einlasskrümmer, im und in unmittelbarer Nachbarschaft des Ventilepaltes und im Zylinderraum hinter dem Ventilteller. Die Kenntnis der erzielten Strömungsform im Zylinderraum hat Bedeutung für die Lenkung der zeitlichen und räumlichen Gemischbildung sowie die Restgasausspülung.

3.) Eine dritte Gruppe von Versuchen befasst sich mit der Durchbildung der Rohrleitungen zwischen Gebläse und Einlasskrümmer. Diese Untersuchungen werden im vorliegenden Bericht nicht berücksichtigt.

Zu Gruppe 1 liegen verschiedene Versuchsergebnisse in Schrifttum vor (1,2,3,4,5,6)*. Allerdings handelt es sich stets um Messergebnisse in mehr oder weniger idealisierter stationärer Strömung. Widerstandsbeiwerte bewegter Einlassventile, d.h. in nichtstationärer Strömung werden z.Zt. noch gemessen. Dagegen liegen zu 2 bereits Ergebnisse in nichtstationärer Strömung vor (7). Hierüber soll später im Zusammenhang mit Versuchsergebnissen des ITS berichtet werden.

* Die in () gesetzten Zahlen verweisen auf das Schrifttumverzeichnis.

000595

Ein besonderes Kennzeichen der Einlassventilströmung ist die starke Kontraktion im Ventilspalt; d.h. die einströmende Luft nimmt nur einen Teil der ihr zur Verfügung stehenden Durchtrittsfläche in Anspruch, während der Restteil von Wirbeln erfüllt ist. Diese Strahlkontraktion tritt sowohl bei stationärer als auch bei nichtstationärer Strömung ein. Sie ändert sich mit dem Hub des Ventils und wird von der Ausbildung des Sitzes und des Tellers beeinflusst. Zur Veranschaulichung der Kontraktion seien zunächst zwei Bilder, eines in stationärer Strömung und eines in nichtstationärer Strömung einander gegenübergestellt. Fig. 1 ist der Arbeit von TAMURA (4) entnommen. Fig. 2 stammt aus einer Versuchsserie des JTS.* Gänzliche Beseitigung der Kontraktion würde größten möglichen Strömungsquerschnitt und geringste Einlassgeschwindigkeit bedeuten. Eine Definition des günstigsten Strömungsquerschnitts, d.h. des Ventilquerschnitts, führt zu Schwierigkeiten. Er kann u.B. durch den Abstand der Sitzflächen bestimmt sein; die ideale Strömung würde dann unter dem vom Sitz vorgeschriebenen Winkel in den Zylinder eintreten. Dies wird bei kleinen Ventilhuben, wenn die Führungslänge im Sitz groß gegenüber der lichten Seite ist, erreicht. (4). Hieraus ergibt sich, dass bei kleinen Ventilhuben flache Sitzwinkel günstig sind, da dann der \cos des Sitzwinkels, der zur Berechnung des freien Querschnitts massgeblich ist, einen Größtwert annimmt. Bei grossen Ventilhuben kann der Ventil Sitz der Luft keine Führung geben. Die Strömung löst sich an den scharfen Sitzkanten ab und verlässt den Ventilspalt unter steilerem Winkel als die Sitze angeben.

II. Berechnung älterer Ventilströmungsversuche.

Die Untersuchungen von Schrenk (1) und die Berechnungen von Eck (2,3) sollen hier nicht behandelt werden, da sie im deutschen Schrifttum leicht zugänglich sind. Es handelt sich dabei um spezielle Fragen frei beweglicher Wasserpumpenventile.

* Institut für Technische Strömungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin, Leitung: Prof. Dr. Ing. H. Föttinger

000596

Für Motorenventile hat TAMURA (4) die stationären Strömungsverhältnisse eingehend untersucht. Sein interessantestes Ergebnis ist die Feststellung von vier charakteristischen Ventilströmungsformen, die sich in stationären Durchfluss in Abhängigkeit von der Hubhöhe einstellen. Danach ergeben sie bei einem bestimmten Druckverhältnis vom Einlassventil durchgelassenen Luftmengen in Abhängigkeit von Hub keine stetige Kurve. Beim Umschlag von einem Ventilhub in die andere treten singuläre Punkte auf, an denen sich die Weigung der Kurve ändert. In erstem Stadium, bei kleinem Hub, liegt die Strömung an den Sitzflächen an. Nach Vergrößerung des Hubs entsteht der zweite Zustand, indem die Strömung zunächst an der inneren Sitzkante des Ventils abreißt. In der dritten Phase hat sich die Strömung auch an der inneren Sitzkante abgelöst. Der vierte Strömungszustand, bei größtem Ventilhub, wird durch die Höhe einer Zylinderwand beeinflusst. Fig. 3 gibt diese Verhältnisse wieder. Die scharfe Krennung der vier stationären Strömungszustände bei TAMURA war möglich, da die Messungen bei idealisierter Zustromung zum Ventil durchgeführt wurden. Das untersuchte Einlassventil war nämlich in eine Rohrleitung derart eingebaut, dass seine Achse mit der Rohrachse zusammenfiel. Ausserdem erfolgt die Zustromung durch einen Gleichrichter. Bei späteren Messungen von Kowoljev (5) wurden die Umschlagpunkte der Strömung nicht festgestellt, einseitig, da die Messpunkte nicht eng genug lagen, und andererseits, da der Motoreinlasskreis vorgeschaltet war. Da bei bekannt, dass bei Versuchen mit nichtstationärer Strömung zwei charakteristische Strömungsarten, der Anfahrzustand und die ausgebildete Strömung, beobachtet werden können.

Als wichtigstes Ergebnis der TAMURA-Messungen ist festzuhalten, dass eine Abrundung der scharfen Kanten am Ventilsitz und am Sitzring eine Vergrößerung der Durchflussmenge bis zu 23% bringen kann. (Bei Wertung dieser Ziffer sind allerdings die idealen Zustromverhältnisse zu berücksichtigen.) Die anderen Konstruktionsmerkmale, wie Schaftübergangsradius, Ventilhalbswinkel und Sitzbreite, sind nach TAMURA von geringeren Einfluss auf den Strömungswiderstand. Der Sitzwinkel muss nach TAMURA 30° oder 45° betragen.

Als allgemeine Charakteristik des Ausflusses aus Ventilen hat KAMM gefunden, dass das Ausflussgewicht annähernd linear mit der Druckdifferenz wächst. Aus der Aerodynamik der strömenden Gase im unterkritischen Gebiete ist bekannt, dass das Ausflussgewicht proportional mit dem Druck wächst, wenn Temperatur und Druckverhältnis konstant bleiben. Das Druckverhältnis wurde bei den Versuchen von KAMM etwa im Bereich von 1,03 bis 1,25 gehalten, während die Druckdifferenz, auf die KAMM seine Auswertung bezieht, im Verhältnis 1 zu 6 geändert wurde. In dem engen Bereich der Druckverhältnisse mag denn noch die lineare Gewichtsabhängigkeit mit genügender Genauigkeit gelten.

Wittlich hat KAMM festgestellt, dass der Ausflusskoeffizient bei einem bestimmten Ventilhub unabhängig vom Druckverhältnis bleibt, ein Ergebnis, das durch spätere Versuche bestätigt wurde.

Die Versuche von Koroljew (5) wurden an einer der in Fig. 4 dargestellten ähnlichen Einrichtung durchgeführt, die in Fig. 4 dargestellt ist. Hingegen wurde der Einlass des Einlasskanals aufgebaut auf der Forschungsarbeit von Wipert: "Über den Strömungsverlust in gekrümmten Kanälen" VDI Forschungsheft 39 (1929) enthält die Arbeit Angaben über die strömungstechnisch günstigste Ausbildung des Einlasskanals bei weggelassenem Ventil. Als Ergebnis sei hier angeführt, dass die Widerstände umso geringer werden, je größer der Innenradius des Krümmers ist und je größer das Verhältnis von Eintrittsfläche zu Austrittsfläche des gekrümmten Kanals ist. Es ist also günstig, der Luft eine stetige Beschleunigung zu erteilen. Vergl. Fig. 5. Dabei müssen die Krümmungsradien dem Querschnittsverhältnis angepasst werden. Wird der Einlassquerschnitt an der Stelle des weggelassenen Ventils mit F_{kan} bezeichnet, so gibt Koroljew folgende günstige Verhältnisse an. Bei einem Verhältnis $F_{ein} / F_{kan} = 1,6$ liegt der günstigste Innenradius des Krümmers bei 15 - 20 mm, bei $F_{ein} / F_{kan} = 2,0$ in den Grenzen von 20 bis 30 mm. Dies gilt bei einem Ventilsitzdurchmesser von $d = 50 \text{ mm } \varnothing$. Bei Einbau des Ventils in den Einlasskanal mit optimalen Krümmungs- und Querschnittsverhältnissen ergaben sich gegenüber älteren Ausführungen Widerstandsenkungen um 20 - 25 %.

Die untersuchten Sitzringe des Einlassventils sind in Fig. 6 dargestellt. Der Sitzwinkel betrug jeweils 30° . Die Ergebnisse der Verlustmessungen in einem Kanal mit den dargestellten Ringen sind aus Fig. 7 zu ersehen. Nicht zu erklären ist, dass Ring Nr. 2 mit vergrößerter Durchmesser eine Erhöhung der Verluste ergibt. Die günstigsten Strömungsverhältnisse ergeben sich mit Ring N. 3, der so konstruiert ist, dass die Krümmung der Innenwand des Einlasskanals sich in Ring stetig fortsetzt. Die durch sorgfältige Sitzringabrundung erreichte Widerstandsreduktion gibt Koroljev mit 10 - 20 % an.

Eine Erhöhung des Einlassventils, das in Fig. 2 dargestellt ist, ergab keine bemerkenswerte Verbesserung.

Der Einbau eines Leitblechs im Einlasskammer ergab eine Widerstandserhöhung von 15 - 50 % je nach Luftgeschwindigkeit. Man muss also annehmen, dass die Leitwand falsch eingebaut war oder infolge zu grosser Mundstärke Blockade bewirkte.

Die Vergrößerung einer Nische im Verbrennungsraum am Einlassventil ergab Senkung der Verluste um 10 %.

Die Messung der Geschwindigkeitsverteilung im Ventilspalt über den Umfang des Ventils ergab folgendes Bild: Bei kleinem Hub (3 mm) ist die Geschwindigkeitsverteilung gleichmässig; bei grossem Hub (15 mm) ergeben sich starke Unterschiede, die offenbar durch Störungen im Zulauf und durch den Wirbelraum hinter dem Ventilschaft bedingt sind. Durch Vergrößerung des Krümmerraums vor dem Ventil liess sich der Luftaustritt vergleichmässigen. Fig. 9 zeigt ein Messergebnis.

Die Ergebnisse von Koroljev lassen sich wie folgt zusammenfassen: Den Haupteinfluss auf die Verminderung der Strömungswiderstände haben

- 1.) der Krümmerradius r_1 der Einlasskanalwand an der Stelle der Umlenkung der Strömung zu den Ventilen,
- 2.) die Grösse des Einlasskanalquerschnitts und

3.) das Verhältnis von Eintrittsfläche zu Austrittsfläche im Einlasskanal (d.h. die Zunahme der Luftgeschwindigkeit im Kanal, von geringeren Einfluss sind:

- 1.) die Abrundung des Ventilsitzringes,
- 2.) der Schaftübergangsradius am Ventil,
- 3.) eine Vergrößerung des Verbrennungsraumes in der Nähe des Einlassventils (Nische)

Fig. 10, die der Arbeit von Koroljew entnommen wurde, zeigt graphisch, wie durch allseitige Verbesserung der Einlasskanäle die Gesamtverluste systematisch gemindert wurden. Auf der Abszisse ist der Ventilhub im Verhältnis zum Ventil Durchmesser aufgetragen, auf der Ordinate der Verlustkoeffizient $\zeta = \frac{p_1 - p_2}{\rho \cdot v^2}$ d.h. die Differenz der Gesamtdrücke zwischen Eintritt und Austritt des untersuchten Systems bezogen auf den statischen Druck der Gasströmung im Ventilspalt. Mit Vergrößerung des Ventilhubes wachsen die Verlustkoeffizienten, und zwar umso steiler, je strömungstechnisch schlechter der Einlasskanal durchgeführt ist. Die unterste Kurve gibt die von ZILKA gemessenen Punkte wieder. Infolge der zentralen Anströmung des Ventiltellers dort sind die Verlustkoeffizienten bedeutend niedriger als beim Vorhandensein eines Einlasskrümmers. Die 4 von Koroljew untersuchten Einlasskanäle sind in Fig. 11 - 14 dargestellt. Fig. 11, 12 und 13 beziehen sich auf die verschiedenen Entwicklungsstufen an A M 34 in Fig. 10 als "alter Kopf", "Kopf Nr.1" und "Kopf Nr.2" bezeichnet. Die dazu gehörigen Ventile zeigt Fig. 8.

In der Beutemotorenausstellung konnte das Einlasssystem des A M 38 ausgemessen werden (Fig. 23; Beschreibung s. Abschnitt E, II, 1). Man muss wohl annehmen, dass der A M 38 eine Weiterentwicklung des in der Arbeit von Koroljew erwähnten A M 34 ist; auffallend ist dann, dass die Messergebnisse nur in sehr geringem Masse verarbeitet worden sind. Der Krümmerrinnenradius ist klein, der Sitzring zylindrisch und scharfkantig. Die Führung des Einlasskrümmers entspricht der Form des "alten Zylinderkopfes".

000599

3.) das Verhältnis von Eintrittsfläche zu Austrittsfläche im Einlasskanal (d.h. die Zunahme der Luftgeschwindigkeit im Kanal, von geringeren Einfluss sind:

- 1.) die Abrundung des Ventilsitzringes,
- 2.) der Schaftübergangsradius am Ventil,
- 3.) eine Vergrößerung des Verbrennungsraumes in der Nähe der Einlassventile (Nische)

Fig. 10, die der Arbeit von Koroljew entnommen wurde, zeigt graphisch, wie durch allmähliche Verbesserung des Einlasskanals die Gesamtverluste systematisch gesenkt wurden. Auf der Abszisse ist der Ventilhub im Verhältnis zum Ventilhubmesser aufgetragen, auf der Ordinate der Verlustkoeffizient $\xi = \frac{\Delta p}{\rho \cdot v^2}$ d.h. die Differenz der Gesamtfläche zwischen Eintritt und Austritt des untersuchten Systems bezogen auf den statischen Druck der Geschwindigkeit im Ventilkanal. Mit Vergrößerung des Ventilhubes wachsen die Verlustkoeffizienten, und zwar umso steiler, je strömungstechnisch schlechter der Einlasskanal ausgebildet ist. Die unterste Kurve gibt die von TUMSKA gemessenen Punkte wieder. Infolge der zentralen Anströmung des Ventilsitzraumes sind die Verlustkoeffizienten bedeutend niedriger als beim Vorhandensein eines Einlasskrümmers. Die 4 von Koroljew untersuchten Einlasskanäle sind in Fig. 11 - 14 dargestellt. Fig. 11, 12 und 13 beziehen sich auf die verschiedenen Entwicklungsstufen an A M 34 in Fig. 10 als "alter Kopf", "Kopf Nr.1" und "Kopf Nr.2" bezeichnet. Die dazu gehörigen Ventile zeigt Fig. 8.

In der Deutemotorenausstellung konnte das Einlasssystem des A M 38 ausgemessen werden (Fig. 23; Beschreibung s. Abschnitt D, II, 1). Man muss wohl annehmen, dass der A M 38 eine Weiterentwicklung des in der Arbeit von Koroljew erwähnten A M 34 ist; auffallend ist dann, dass die Messergebnisse nur in sehr geringem Masse verarbeitet worden sind. Der Krümmerrinnenradius ist klein, der Sitzring zylindrisch und scharfkantig. Die Führung des Einlasskrümmers entspricht der Form des "alten Zylinderkopfes".

000599

000600

Fig. 15 zeigt die von Koroljev ermittelten günstigsten Abmessungen des Einlassorgans auf den Ventilsitzring-Durchmesser bezogen.

In Fig. 10 bezieht sich die linke Kurve mit den größten Widerstandsbeiwerten auf den Zylinderkopf des V 105 (Fig. 14). Koroljev führt die schlechten Ergebnisse auf ungleichmäßige Luftverteilung auf die vier Einlassventile zurück, von denen je zwei zu einem Zylinder gehören, aber alle vier eine gemeinsame Zuleitung haben.

K. Schlaefke (8) kommt bei der Untersuchung einer Hochzylinder-Vergasermaschine zu dem Ergebnis, dass Einlassventile mit einem Sitzwinkel von 30° höhere Leistung ergeben, als solche mit 45° . Die Ergebnisse schienen jedoch nicht einseitig zu sein, da Brennstoffverbräuche fehlten. In weiteren gibt Schlaefke ein Verfahren zur rechnerischen Bestimmung der wirklichen Ventiltagesgeschwindigkeiten an.

In dem Bericht von A.P. Colwell (6) über "Moderne Flugmotoren-Ventile" ist ein kurzer Abschnitt den Strömungsversuchen gewidmet, der hier in Übersetzung folgen soll:

" Zur Untersuchung der Gasströmung in den Ventilöffnungen ist viel interessante Arbeit geleistet worden, die hier erstmalig veröffentlicht wird. Fig. 16 zeigt die benutzte Versuchsanlage. In grossen Zügen verläuft die Messung wie folgt:

Ein Gebläse mit Drosselvorrichtung fördert Luft in einen Aufnehmer a, von wo sie durch eine Messdüse in eine zweite Kammer (b) übertritt und von dort in eine dritte (c), die als Zulauf für den zu untersuchenden Einlasskanal dient. Der Druckabfall in der Messdüse und der Luftdruck vor der Düse werden durch Manometer gemessen. Der Druck im Aufnehmer vor dem Einlasskanal wird gleichfalls durch ein Manometer gemessen, und da im Aufnehmer geringe Luftgeschwindigkeit herrscht, gibt diese Anzeige den Druck an, mit dem die Luft dem Einlasskanal zufließt. Die Ventilöffnung in dem zu untersuchenden Kanal ist mit Hilfe einer Stellenschraube einstellbar.

000601

Beim Versuch wird die Öffnung durch stetige Vergrößerung des Ventilhubes von Null bis zu einem Wert etwas über normale Vollenhub der Maschine eingestellt, und für jede neue Ventilstellung wird der Druck in der Kammer (c) durch Nachregulieren der Drossel des Gebläses konstant gehalten.

Mit schnell. Vergleich wird die Quadratwurzel des Druckabfalls an der Messdüse über dem Ventilhub aufgetragen, wie aus einer der dargestellten Kurven ersichtl. ist (Fig. 7). So kann der Erfolg jeder kleinen Änderung der Kammer- oder Ventilanordnung schnell angezeigt werden. Da die Kammer und Messdüse hintereinander liegen, hat dies. System den Vorteil, dass jeder Fehler, der von einer Änderung des barometrischen Luftdrucks oder der Temperatur des Luftstroms herrührt nur sehr gering ist, so dass man keine Korrektur vornehmen braucht, wenn der Winkelkanal immer beim gleichen Druckabfall untersucht wird. Dies ist nicht unbedingt richtig für Kanäle mit weit auseinanderliegenden Durchlassvermögen, da dann das Verhältnis zwischen Druck vor der Messdüse zum Druck vor dem Winkelkanal ganz verschieden sein kann.

Um eine allgemeine Übersicht zu erlangen, können die Ergebnisse auf dimensionsfreie Verhältnisse bezogen werden, wodurch große Ventile und Kanäle mit kleinen verglichen werden können. Das Verhalten eines Kanals wird als "Kanal-Beiwert" ausgedrückt, der das Verhältnis der Fläche einer idealen Mündung, die zum Durchblasen der beobachteten Länge beim Druckunterschied des Versuchs benötigt wird, zur tatsächlichen Fläche des Sitzrings im kleinsten Durchmesser desselben angibt. Die Messergebnisse werden in Tabellen zusammengestellt und sorgfältige Korrekturen für Druck und Temperatur werden angebracht um zu Ergebnissen zu kommen. Man sieht, dass neben der dargestellten "Kanal-Beiwert"-Kurve auch eine gerade Linie gezogen ist (Fig. 13). Diese stellt das Verhältnis der gemessenen Ventilöffnung zur gemessenen Sitzfläche für ein 30°-Ventil dar. Auf diese Weise kann man feststellen, in welchem Masse ein-gegebener Kanalentwurf unter dem theoretisch erreichbaren günstigsten Verhalten zurück bleibt.

000602

Weiterhin wurde gefunden, dass die Kontur des Sitzringes von Bedeutung ist, die in Fig. 19 dargestellt ist. Die Kontur ist dann verfertigt, die in Fig. 19 ergibt das beste Resultat, besonders dann, wenn der Sitzring die Kontur der Ventile darstellt.

Die Kontur des Sitzringes ist in Fig. 19 dargestellt. Die Kontur ist dann verfertigt, die in Fig. 19 ergibt das beste Resultat, besonders dann, wenn der Sitzring die Kontur der Ventile darstellt. + 1)

Die Kontur des Sitzringes ist in Fig. 19 dargestellt. Die Kontur ist dann verfertigt, die in Fig. 19 ergibt das beste Resultat, besonders dann, wenn der Sitzring die Kontur der Ventile darstellt. + 1)

Die Kontur des Sitzringes ist in Fig. 19 dargestellt. Die Kontur ist dann verfertigt, die in Fig. 19 ergibt das beste Resultat, besonders dann, wenn der Sitzring die Kontur der Ventile darstellt. + 1)

Aus der allgemeinen Literatur über Motorenventile ist das Buch von A. Libit und F. Benech (9) zu erwähnen. Dieses, von den ungarischen Fabrikanten herausgegebene Buch gibt einen guten Einblick in alle, die Herstellung und den Betrieb der Ventile beherrschenden Fragen. Den strömungsmechanischen Widerständen ist ein Abschnitt gewidmet, in dem die Versuche von Schrenk (1) und Benech (4) besprochen werden. Es braucht daher

+ 1) So wörtlich übersetzt. Gemeint ist wohl, dass eine breitere Sitzfläche eine bessere Führung der Luft und Verringerung des Strömungsverlustes beim Eintritt in den Zylinder ergibt. (Bessere Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck).

+ 2) So wörtlich übersetzt. Gemeint ist wohl, dass einem bestimmten Sitzwinkel ein bester Ventilhalbwinkel zugeordnet ist. Die Zeichnung des Ventils deutet darauf hin.

000603

Hierher stelle hierüber nichts gesagt zu werden. Einige von erbaufornen zur Erzeugung einer bestimten Linströmrichtung werden angegeben. Neben dem bekannten unregelmäßigen Ablenkehorn lernt man Formen, wie z.B. das Turbinenventil (Fig. 31) kennen.

Das gut als Buch von Flicht und Lut (11) ist in Kölnlichen gehalten. Als interessante Bauform sei hier das Kragenventil (Fig. 22) erwähnt, das von der Firma Adler früher versuchsweise verwendet wurde, um ein selbstschließendes Einlassorgan zu schaffen. Heute ist diese Bauform wieder als Vorschlag, um eine steilere Öffnungskurve zu erhalten, aufgetaucht.

III. Schlussfolgerungen.

Die vorliegende Beschreibung ausländischer Versuchsergebnisse, die allerdings keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben will, lässt erkennen, dass eine Durchbildung des Systems Einlassventil und -Krümmer nach strömungstechnischen Gesichtspunkten eine Senkung der Widerstände um 10 - 15% herbeiführen kann. Die dem Berichtler zugänglichen Versuchsergebnisse sind allerdings in stationären Durchfluss gewonnen worden. Im Institut für Technische Strömungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin wurden daher Versuchseinrichtungen entwickelt, um Strömungsform- und Widerstand nichtstationär zu ermitteln. Über die Ergebnisse wird demnächst berichtet werden.

A b s c h n i t t : B

000604

Zusammenstellung ausgeführter ausländischer Flugmotoren
nach Modellaufnahmen in der Deutemotorenausstellung des RLM.

Aus dem Institut für Technische Strömungsforschung
an der Technischen Hochschule Berlin

I. Einleitung:

Bei den Vorarbeiten zu Versuchen über die strömungstechnisch richtige Durchbildung der Einlassorgane von 4-Zylinderflugmotoren ergab sich neben der im Abschnitt A durchgeführten Besprechung des zugänglichen ausländischen Berichtmaterials eine Betrachtung vorhandener Ausführungen. Hierzu wurden die Einlasskanäle und -Ventile von sechs ausländischen Deutemotoren mit Nennleistungen von 1200 - 2000 PS vermessen und in Modellzeichnungen dargestellt, die in verkleinertem Maßstabe hier als Beilagen dargestellt. Es handelt sich um folgende sechs Motoren:

- | | |
|---------------------|--|
| 1. UdSSR: | A M 38
M 105 |
| 2. Grossbritannien: | Rolls-Royce Merlin XLV
Rolls-Royce Vulture II |
| 3. USA: | Allison V 1710 G 15
Wright-Cyclone |

Die Zeichnungen umfassen lediglich die Form der Einlasskammer, der Sitzringe, der Ventileführung und der Ventile. In den meisten Fällen ist auch die Form des Verbrennungsraumes angegeben.

Für die beiden UdSSR-Motoren und den Wright-Cyclone konnte ein Vergleich mit Berichten über strömungstechnische Untersuchungen angegeben werden. Für die übrigen vier Motoren liegen Berichte über Untersuchungen strömungstechnischer Art nicht vor.

000605

II. Beschreibung der Zeichnungen.1.) A M 38 (Fig. 23)

12-Zylinder-V-Motor; 2 Einlassventile je Zylinder

Bohrung	160 mm
Hub	190 mm
Hubraum	46,66 Ltr
Ventilhub	16 mm
Nennleistung	ca. 1400 PS

Der A M 38 stellt eine Fortentwicklung des A M 34 dar, der bei der Besprechung der Versuche von Koroljev (5⁺) erwähnt wurde; doch ist, wie bereits in Abschnitt I erwähnt, von einer Verbesserung des Einlasskrümmers und Sitzringes im Sinne der Ergebnisse von Koroljev nichts zu bemerken. Diese Einlassorgane haben ihre alte Form beibehalten.

Der Krümmer ist aus Festigkeitsgründen durch eine Zwischenwand getsilt. Es wird eine Umlenkung des angesaugten Gemisches von 77,5° durchgeführt. Bemerkenswert ist das völlige Fehlen von Erweiterungsaschen vor den Ventiltellern. Selbst die durch das Herausragen der Ventiltiefe sonst entstehenden Nischen sind vermieden; anstelle der Ventiltiefe tritt eine Art Brücke (in der Ansicht vom Anschlussflansch her deutlich zu erkennen). Inwieweit sich diese Form strömungstechnisch günstig auswirkt, wäre zu ermitteln. Jedenfalls stimmt sie mit den Vorschlägen von Koroljev nicht überein. Dasselbe ist von den kleinen Krümmern innenradien zu sagen.

Die scharfkantigen Sitzringe sind so eingeschrumpft, dass sie sich glatt an die Krümmerwand anschliessen. Eine Berücksichtigung der Strömungsvorgänge ist nicht zu erkennen; der Ring ist zylindrisch und scharfkantig. Der Sitzwinkel beträgt 30°.

+) Die in () gesetzten Zahlen verweisen auf das Schrifttumverzeichnis.

Durch den dachförmigen Verbrennungsraum wird eine Schrägstellung der Ventilachse von $12,5^\circ$ zur Zylinderachse bedingt.

Die Einlassventile weisen eine von der normalen Form etwas abweichende Form auf. Infolge des grossen Ausrundungsradius des Ventilhalses bei einem Ventilhalswinkel von 0° beträgt der Schaftdurchmesser zunächst 15 mm, der dann in der Führungsbuchse auf 13 mm anwächst. Dadurch erhält das Ventil die Form einer Dehnschraube.

2.) M 105 (Fig. 24)

12-Zylinder-V-Motor; 2 Einlassventile je Zylinder

Bohrung	148 mm
Hub	174 mm
Hubraum	36 ltr
Ventilhub	15 mm
Nennleistung	ca. 1200 PS

Der M 105, und ebenso seine Fortentwicklung M 105 PF und M 107, zeigen eine von der üblichen Bauart abweichende Form der Einlasskanäle.

Ein Einlasskrümmer beim M 105 umfasst nämlich die Zuführung zu zwei Zylindern mit je zwei Einlassventilen, dient also zur Beschichtung von vier Ventilen, von denen sich je zwei gleichzeitig öffnen. Die Stutzen vom Ansaugrohr zum Krümmer treffen den Zylinderkopf nicht rechtwinklig, sodass die Umlenkung der Strömungsrichtung mehr als 90° beträgt. Diese Bauweise wirkt sich nach Koroljev (5) ungünstig auf den Durchlassbeiwert aus. Auch ist dabei eine ungleichmässige Beaufschlagung der beiden Einlassventile zu erwarten. Zu bemerken ist die sorgfältige Feinbearbeitung der Krümmerwände.

Die scharfkantigen Sitzringe schliessen sich glatt an die Krümmerwand an. Der Sitzwinkel beträgt 45° .

Da die Ventilachsen parallel zur Zylinderachse liegen, ergibt sich ein zylindrischer Verbrennungsraum mit flachem Boden. Es ist nur ein Auslassventil vorhanden. Da der Durchmesser des Verbrennungsraums etwas grösser als der Zylinderdurchmesser gehalten ist, wird der Abstand der Einlassventile von der Wand genügend gross, so dass sich die Anbringung besonderer Mischen in der Zylinderwand neben den Ventilen erübrigt.

Die Einlassventile sind herstellungstechnisch einfacher als die des A M 38. Der Halswinkel beträgt 9° . Durch eine Vertiefung im Ventilteller in Form eines Kugelabschnitts ist das Ventil dünn gehalten.

3.) Rolls Royce Merlin XLV (Fig. 25)

12-Zylinder-V-Motor; 2 Einlassventile je Zylinder

Bohrung	137,16 mm
Hub	152,4 mm
Hubraum	27 Ltr
Ventilhub	14 mm
Nennleistung	ca. 1200 PS

Bei den Merlin-Baureihen kommt das Gemisch aus der Ladersammelleitung über ein Kniezwischenstück in den Einlasskrümmer. Hinter dem Kniezwischenstück, direkt vor dem Einlasskrümmer, liegt ein engmaschiges Flammenschutzsieb, das neben der Sicherung gegen zurückschlagende Zündung auch eine gleichrichtende Wirkung auf die Strömung ausübt. Durch die dünnen Röhren des Siebes werden erstens die Stromfäden parallel gerichtet, zweitens tritt eine Stauwirkung vor den engen Maschen auf, die eine Vergleichsmässigung des Strömungsgeschwindigkeitsprofils nach sich zieht. Veröffentlichungen über die Untersuchung dieser Wirkung liegen allerdings nicht vor. Der Einlasskrümmer selbst ist ein 90° -Krümmer von niedriger Bauhöhe. Die Einlasskrümmer des geschlossenen Zylinderblocks der Baureihen XLV, 46, 47, XX und 21 zeigen kleinere Querschnitte als die des abnehmbaren Zylinderkopfes der Baureihe 61, wie er auch für die Baureihen 22 und 23 verwendet wird. Eine Zwischenwand im Krümmer ist bei

000607

allen Baureihen vorhanden. Die Durchlassquerschnitte sind beim Merlin XIV im Verhältnis zu den besprochenen russischen Flugmotoren und auch zu den noch zu besprechenden USA-Motoren ziemlich eng. Erweiterungstaschen neben der Ventilscheibe sind nicht vorhanden. Die Ventilscheibe ist jedoch sehr klein gehalten. Um trotzdem eine sichere Führung des Ventils zu erreichen, ist eine kräftige Buchse vorgesehen, die 20 mm über die Scheibe hinaus in den Krümmer hineinragt.

Der Übergang zum Sitzring ist strömungstechnisch ungünstig. Der Sitzring mit 45° Sitzwinkel ist eingeschraubt und bildet, besonders krümmer-aussenseitig, eine Stolperkante, die auch durch eine Innen-Absträgung von 45° nicht geringer wird. Krümmer-innenseitig wird allerdings durch die Brechung die Umlenkung verbessert, ist jedoch immer noch scharf. Beim Merlin 61 ist der Sitzringquerschnitt besser angepasst.

Der Verbrennungsraum ist zylinderförmig. Durch den kleinen Ventildurchmesser von 47 mm bei 137,16 mm Bohrung ergibt sich ein reichlicher Abstand der Ventile von der Zylinderwand.

Das Einlassventil hat die übliche Form. Bemerkenswert ist nur der besonders dünne Aussenrand des Ventiltellers. Es sind zwei Einlass- und zwei Auslassventile vorhanden.

4.) Holla-Royce Vulture II (Fig. 26)

24-Zylinder-X-Motor; 2 Einlassventile je Zylinder

Bohrung	127 mm
Hub	140 mm
Hubraum	42,5 ltr
Ventilhub	14 mm
Nennleistung	ca 2000 PS

Wie beim Merlin ist auch hier vor den Einlasskrümmern hinter der Ladeluft-Sammelleitung ein Knickzwischenstück angeordnet; das Gemisch tritt aus der Sammelleitung nach jeder

000608

000609

Seite durch drei Verteilerstützen in das Kniezwischenstück ein, in dem das Flammenschutzsieb unmittelbar vor dem Zylinderkopf liegt.

Der Einlasskrümmer ist ein 90° -Krümmer einer dem Merlin sehr ähnlichen Bauart. Auch hier ist eine Zwischenwand vorhanden. Erweiterungsaschen fehlen. Die Ventiltiefe ist jedoch kräftiger ausgebildet, die Ventilführungsbuchse steht ebenfalls 20 mm über.

Auch der Sitzring ist genauso ausgebildet wie beim Merlin, die Innenkante zum Krümmer hin ebenfalls 45° abgeschrägt.

Der Verbrennungsraum ist zylinderförmig. Obwohl der Ventiltellerdurchmesser nur 45 mm beträgt und die Ventile damit weit genug von der Zylinderwand entfernt liegen, sind im Verbrennungsraum Nischen hinter den Ventilen vorgesehen, wahrscheinlich um eine Behinderung des austretenden Gemischstrahls durch die Zylinderwand möglichst zu vermeiden.

Die Einlassventile haben einen Schaftdurchmesser von nur 10 mm, grossen Ausrundungsradius am Ventilhalb und dadurch ebenfalls einen sehr dünnen Ventilteller, der aussen nur 3 mm stark ist. Es sind zwei Einlass- und zwei Auslassventile vorhanden.

5.) Allison V 1710 G 15 (Fig. 27)

12-Zylinder-V-Motor; 2 Einlassventile je Zylinder

Bohrung	139,7 mm
Hub	152,4 mm
Hubraum	28 ltr
Ventilhub	12,5 mm
Nennleistung	ca. 1200 PS

Die Ladereinsammelleitung führt zwischen den Zylinderreihen bis zur Mitte des Motors und teilt sich dort in zwei Verteilerleitungen. Zwischen Ladereinsammelleitung und Verteilerleitung

000610

sitzt jeweils ein Flammenschutzsieb. Gleich dahinter verzweigt sich die Verteilerleitung und führt für jede Zylinderseite in zwei Armen, die je drei Zylinder beschicken, den Einlasskrümmern das Gemisch zu.

Der Einlasskrümmer bewirkt eine Umlenkung um $67,5^\circ$, sodass die Einlassventilachse unter einem Winkel von $22,5^\circ$ zur Zylinderachse steht. Der Krümmer ist wie üblich durch eine Zwischenwand in die Zuführungen zu den beiden Ventilen geteilt, die jedoch nur bis zur Mitte des Krümmers reicht. Die Ventildrüse ist sehr kurz ausgeführt. Auch die Ventildrüsebuchse ragt nicht sehr weit in den Krümmer hinein. Große seitliche Erweiterungsaschen (s. Schnitt A-B) sorgen für den nötigen Durchlassquerschnitt.

Der Sitzring ist eingepresst. Die Innenform ist zwar scharfkantig, doch annähernd düsenförmig ausgebildet, sodass eine gute Strömungsumlenkung zu erwarten ist.

Das Einlassventil ähnelt in der Form dem des russischen A M 38-Flugmotors. Es hat einen Hohlkegel von 16 mm Durchmesser, der in einen dünneren Teil von 10 mm übergeht, an den sich dann der Ventilhals anschließt. Der Ventilteller ist sehr dünn; der Halswinkel beträgt 12° , der Sitzwinkel 30° .

Der Verbrennungsraum ist dachförmig ohne Nischen hinter den Ventilen. Es sind zwei Einlass- und zwei Auslassventile vorhanden.

6.) Wright Cyclone (Fig. 28)

9-Zylinder-Sternmotor; 1 Einlassventil je Zylinder

Bohrung	155,6 mm
Hub	174,6 mm
Hubraum	29,88 Ltr
Ventilhub	15 mm
Nennleistung	ca. 1200 PS

Double Row Wright Cyclone 18-Zylinder-Sternmotor

Hub 165 mm
Hubraum 49,7 ltr
Nennleistung ca. 1725 PS
sonst wie Wright Cyclone

Die Einlassorgane des Wright Cyclone unterscheiden sich kaum von denen des Double Row Wright Cyclone.

Der Einlasskrümmer bewirkt eine Umlenkung mit grossen Radien um 90° . Dazu steht eine grosse Bauhöhe zur Verfügung, wie das bei Sternmotoren normalerweise der Fall ist. Die Ventile ist weit in den Krümmer hineingezogen. Dafür finden sich zur Gewinnung des nötigen Durchlassquerschnitts grosse asymmetrische Erweiterungstaschen neben der Pfeife (s. Schnitt D-F). Alle Übergänge und Kanten sind gut gerundet, besonders der Übergang zum Sitzring.

Der eingeschränkte Sitzring hat etwa einen Viertelkreisquerschnitt. Der Sitzwinkel beträgt 30° .

Das Einlassventil hat einen Schaftdurchmesser von 13 mm. Der Schaft geht mit grossen Ausrundungsradius unter einem Halswinkel von 14° in den 30° -Sitz über. Durch eine tiefe kegelförmige Ausparung entsteht ein Tulgenventil mit dem charakteristischen dünnen Ventilteller. Je Zylinder ist ein Einlassventil und ein Auslassventil vorgesehen.

Der Verbrennungsraum ist halbkugelförmig. Ein- und Auslassventil stehen unter 70° zu einander.

Der Krümmer, der Sitzring und das Ventil haben beim Wright Cyclone einen strömungstechnisch günstigen Verlauf, da sich die Durchtrittsquerschnitte in Strömungsrichtung gleichmässig und allmählich verengen.

III. Zusammenfassung.

000612

Von den sechs beschriebenen Einlasskanälen gehören fünf zu flüssigkeitsgekühlten Reihmotoren und einer zu einem luftgekühlten Sternmotor. Der Sternmotor (Wright Cyclone) hat einen Einlasskrümmer mit grossen Innen- und Aussenradien und einen gut abgerundeten Sitzring. Bei den Reihmotoren dagegen sind die Krümmer durchweg von gedrückter Bauart, mit scharfen Übergängen zum Sitzring. Eine gute strömungstechnische Gestaltung der Einlasskrümmer ist also nur in dem Fall anzutreffen, wo andere Gesichtspunkte der Konstruktion, wie Festigkeit, möglichst kleine Zylinderbauhöhe, Unterbringung der Ventilführung und des Ventiltriebs, Kühlstoffführung und Anschluss der Ladeluftleitung dies zulassen. Bei luftgekühlten Sternmotoren lassen sich die Krümmer derart ausführen, dass bei möglichst verlustfreier Luftführung die genannten Anforderungen weitgehend erfüllt werden. Erreicht wird dies durch Anwendung nur eines Einlassventils im halbkugelförmigen Zylinderkopf beim Wright Cyclone, wobei die Ventilachse sehr schräg geneigt ist. Eine grosse Bauhöhe des Einlasskrümmers, die sanfte Verrundung zulässt, bringt dann nur eine geringfügige Vermehrung der Gesamthöhe des Zylinders mit sich.

Flüssigkeitsgekühlte Reihmotoren sind meistens mit zwei Einlassventilen in einem Zylinder ausgerüstet. Bei parallel zur Zylinderachse angeordneten Ventilen bestimmen die Schaftlinge des Ventils und die Bauhöhe der Feder die gedrückte Bauart des Krümmers, die bei allen Reihmotoren anzutreffen ist. Die geringere Schrägstellung der Ventile beim USA-Motor Allison V 1710 C 15 und dem UdSSR-Motor A M 38 genügt noch nicht zu einer einwandfreien strömungstechnischen Gestaltung des Einlasskanals, etwa nach dem Vorbild des Wright Cyclone.

Wenn die Strömung im Einlasskrümmer bereits im vorderen Teil schlecht umgelenkt wird, kann durch Verrundung der Sitzringpartie allein nur eine geringfügige Senkung der Widerstände erwartet werden. Kleine Widerstandsbeiwerte des Krümmers kann man im wesentlichen durch grossen Innenradius erreichen. Die

000613

Forderung nach geringer Bauhöhe des Zylinderkopfes steht dem entgegen und lässt sich dann auch durch starke Schrägneigung der Ventilachse nur in geringen Grade erfüllen. Durch die Schrägneigung wird der Ventilschaft sehr lang oder die Ventilepfeife ragt so weit in den Krümmer hinein, dass sie einen großen Widerstand ergibt. Für den Austritt der Luft aus dem Ventilschaft bringt eine Schrägneigung des Ventils den Vorteil mit sich, dass auf der Krümmer-Innenseite die Luft unter flachem Winkel auf die Zylinderwand trifft, deren Nähe und Neigung auch auf die Strömung vor dem Ventil zurückwirken kann (1). Bei Anordnung von vier Ventilen für einen Zylinder ergibt sich dabei ein dachförmiger Verbrennungsraum.

000614

S c h r i f t t u m

- 1.) H. Schenker: Versuche über Strömungsverhalten, Ventilwiderstand und Ventilbelastung. Forschungsber. d. Geb. St. Ing. Wes. Nr. 27/1929
- 2.) H. Loh: Strömungserscheinungen in Ventilen. Abh. d. Aerodyn. Inst. d. Techn. Hochschule Aachen Nr. 4/1925
- 3.) H. Loh: Betrachtungen über Ventilströmungen. Abh. d. Aerodyn. Inst. d. Techn. Hochschule Aachen Nr. 1/1925
- 4.) H. Loh: Air flow through suction valve of conical seat type. of Aeronaut. Research. Council, Tokio Imperial University Nr. 59, 1929
- 5.) P.B. Koroljow: Hydrodynamische Untersuchung der Strömung in Flugmotoren. Z. A. M. I. Berlin Nr. 321, 1940
- 6.) A.E. Colwell: Modern Aircraft Valves. I. A. E. Journal April 1943. (Deutsche Übersetzung: Zeitschrift für Flugwissenschaften Nr. 1/43)
- 7.) G.W. Lee: A study of air flow in an engine cylinder. NACA Rep. 373 (1936)
- 8.) H. Schlaefke: Zur Kenntnis der Strömungsvorgänge in Durchflussquerschnitt von Einlassventilen raschlaufender Verbrennungsmotoren.
- 9.) A. Libik und I. Benesch: Das Verbrennungsmotorenventil. Eigenverlag: Budapest
- 10.) E. Richter: Strömung durch Kegelventile ATG 1932 (Bericht über Versuche Tamara)
- 11.) A.H. Flücht u. F. Lutz: Ventile im Motorenbau. Eigenverlag: Berlin 1941

000615

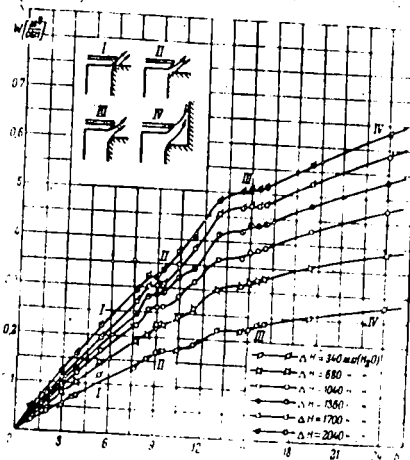


Fig.1. Kontraktion der stationären Strömung im Ventilschlitz (Foto Tanaka)



Fig.2. Kontraktion der nichtstationären Strömung im Ventilschlitz (Filmaufnahme JTS Wille)

JTS Bln



000616

Fig.3 Sekundäre Durchflußmenge im Ventilschlitz in Abhängigkeit vom Hub für verschiedene Druckdifferenzen. (Tanaka)

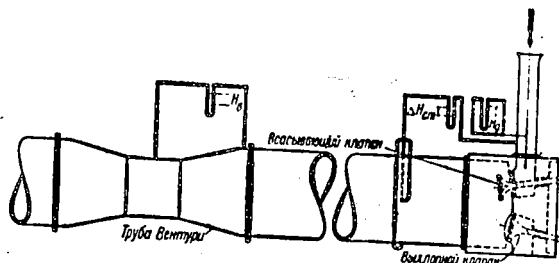


Fig.4. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung für den Zylinderkopf des Motors AM 34 (Koraljev)

JTS Bin

000617

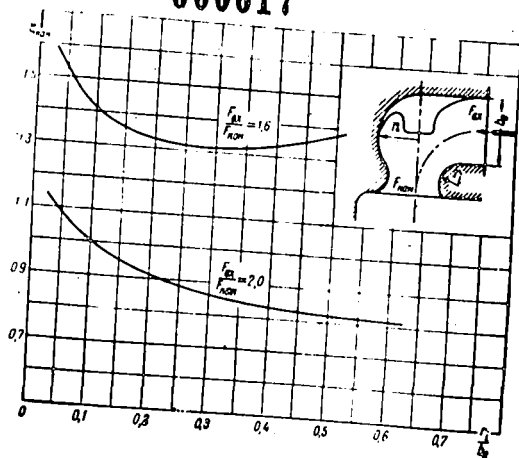


Fig. 5 Änderung der Krümmeverluste in Abhängigkeit vom Innenradius bei konstantem Außenradius für zwei Querschnittsverhältnisse. (Koroljev)

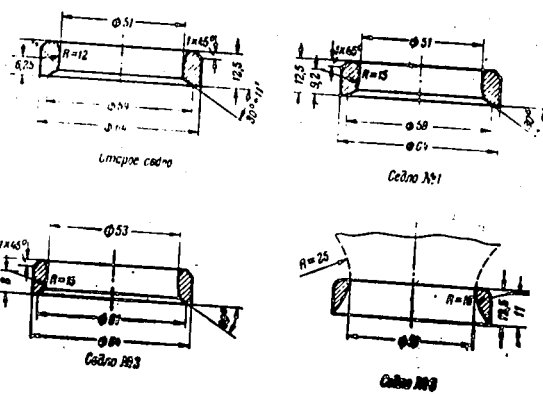


Fig. 6 Vier Formen der untersuchten Einlaßventil-Sitzringe (Koroljev)

JTS Bln

000618

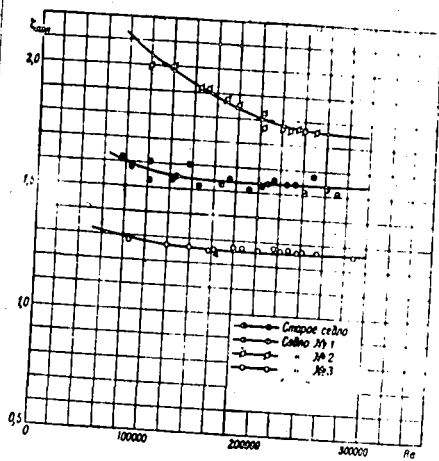


Fig. 7. Widerstandsbeiwerte der vier untersuchten Sitzringe. (Koroljev)

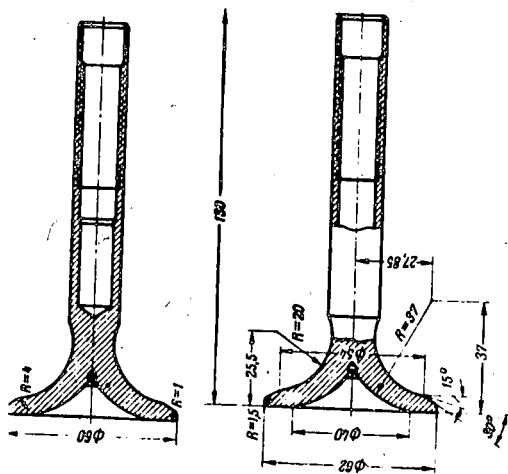


Fig. 8. Altes und neues Einlaßventil. (Koroljev)

JTS Blh

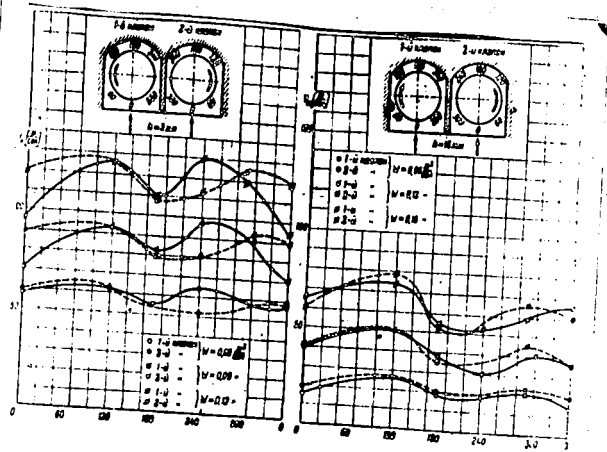


Fig. 9. Verteilung der Luftgeschwindigkeiten im Ventilspalt der Einlaßventile. (Koroljev)

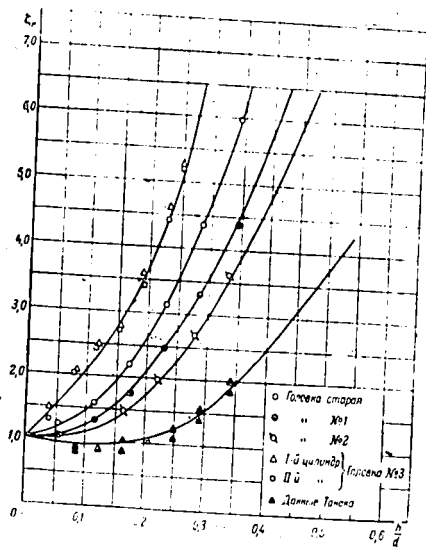


Fig.10
Verlustbeiwerte für verschiedene Zylinderkopfformen in Abhängigkeit vom Ventilhub. (Koroljev)

- alter Zylinderkopf
- Zylinderkopf Nr.1
- Zylinderkopf Nr.2
- △ 1. Zylinderkopf Nr.3
- 2. " " " " " " " "
- ▲ Meßwerte Tanaka

000619

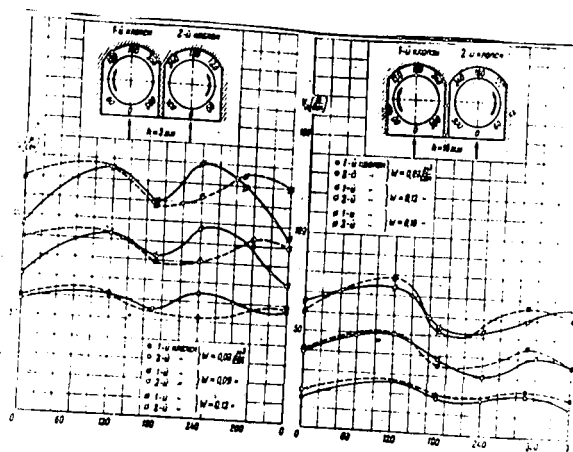


Fig. 9. Verteilung der Luftgeschwindigkeiten im Ventilspalt der Einlaßventile. (Koroljev)

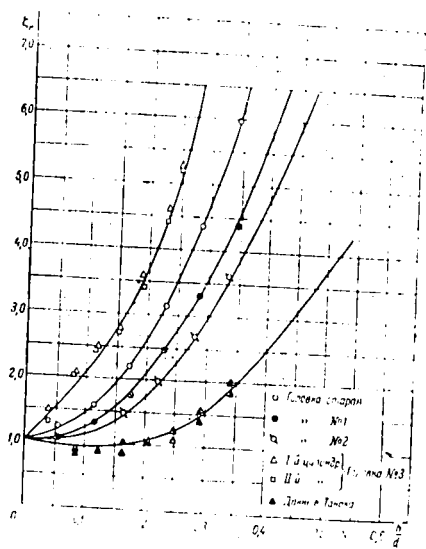


Fig.10
Verlustbeiwerte für verschiedene Zylinderkopfformen in Abhängigkeit vom Ventilhub. (Koroljev)

- alter Zylinderkopf
- Zylinderkopf Nr.1
- " " Nr.2
- △ 1. Zylinderkopf
- 2. " } Kopf Nr.3
- ▲ Meßwerte Tanaka

JTS Bln

000620

Литературный обозначение

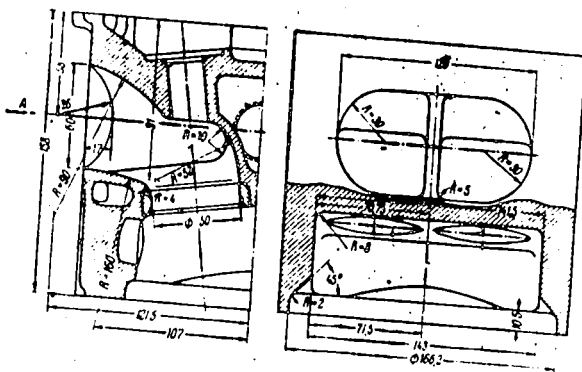


Fig. 11 Alter Zylinderkopf AM 34 (Koroljev)

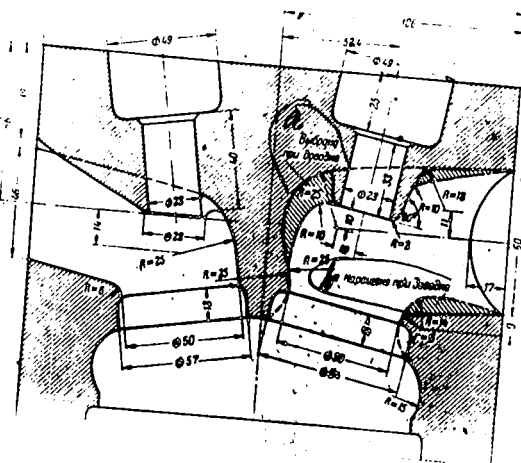


Fig. 12 Zylinderkopf Nr. 1 (Koroljev)

JTS Bln

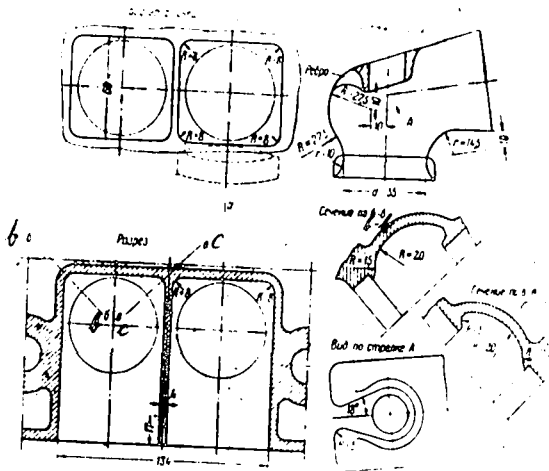


Fig. 13. Zylinderkopf Nr. 2 (Koroljev)

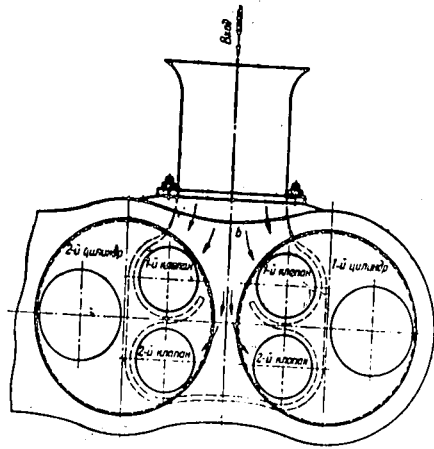


Fig. 14. Zylinderkopf Nr. 3 (Koroljev)

JTS Bln

000622

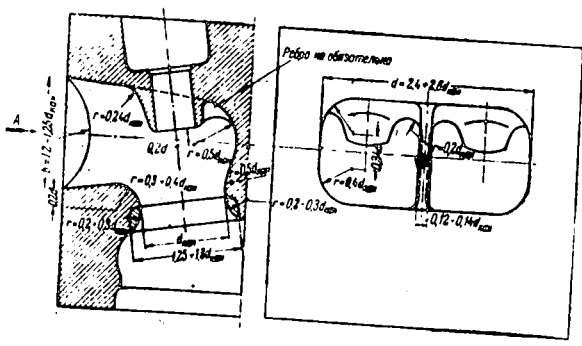


Fig.15 *Гünstigste Abmessung des Einlaßkrümmers.*
(Koroljev)

JTS Bln

000623

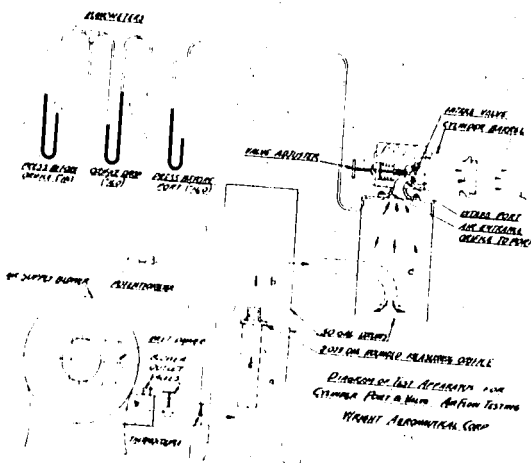


Fig.16 Amerikanische Versuchsanlage zur Untersuchung der Strömung am Einlaßventil. (Colwell)

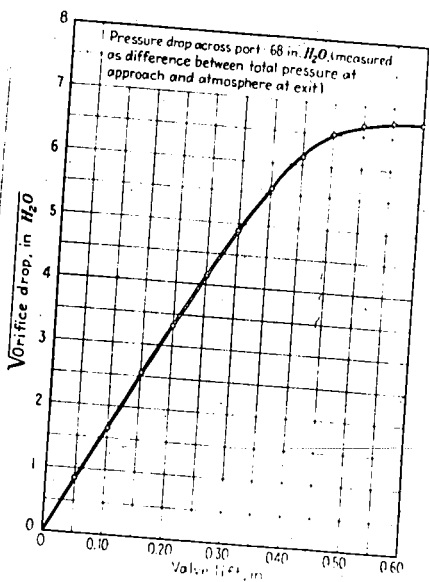


Fig. 17 Luftgeschwindigkeit an der Meßdüse über dem Ventilhub aufgetragen. Einlaßkanal eines Wright Cyclone Motors. (Colwell)

JTS Bln

000624

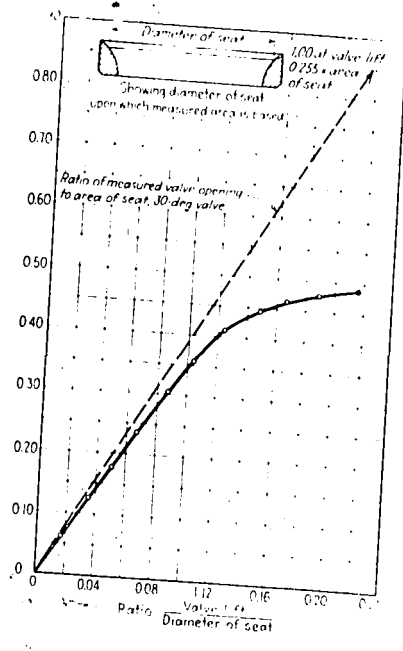


Fig.18
Kanal-Beiwert
über dem Ventil =
hub aufgetragen.
Für einen Wright
Cyclone Motor.
(Colwell)

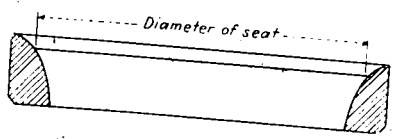
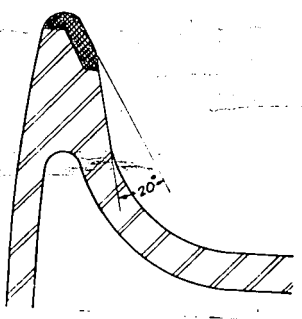


Fig. 19 u. 20
Ventil-Sitzring
und guter Ven-
til-Halswinkel.
(Colwell)



JTS Bln

000625

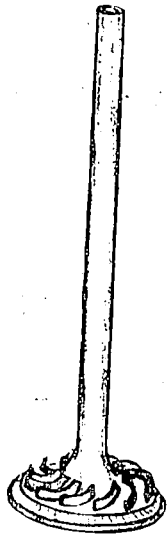


Fig. 21
 "Turbinen" Ventil
 zur Erzeugung
 einer Einlaßströ-
 mung mit Drall.
 (Libik)

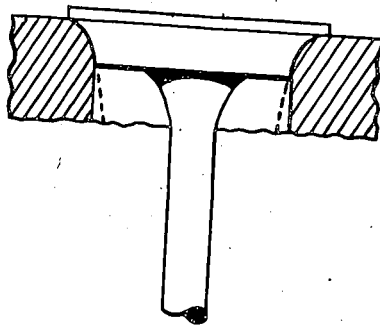


Fig. 22
 "Kragenventil"
 zur Erzielung
 eines schieber-
 ähnlichen Ver-
 haltens des Ven-
 tils. (Adler)

Das von Adler benutzte Kragenventil.

JTS Bln

000627

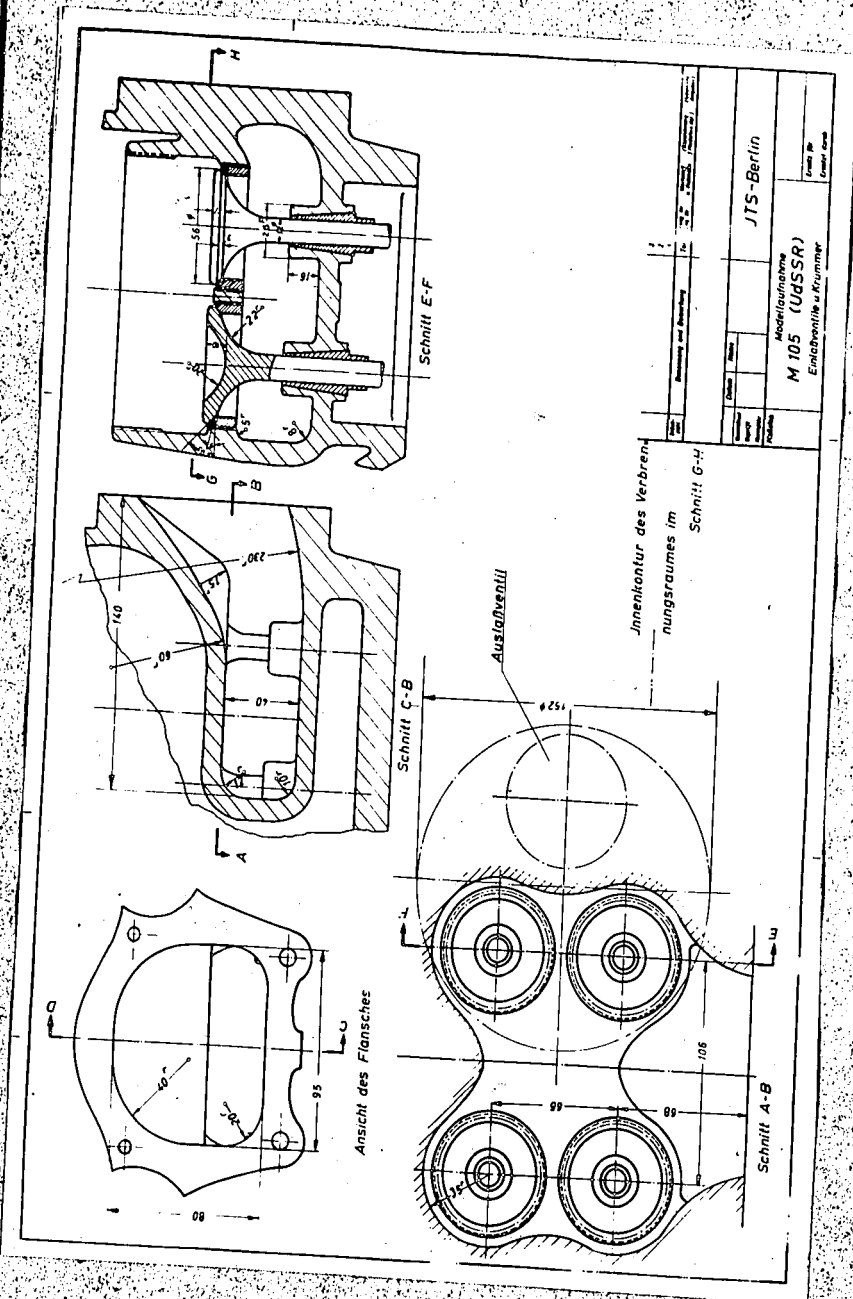


Fig. 24 M 105 (UdSSR)

JTS Bin

000628

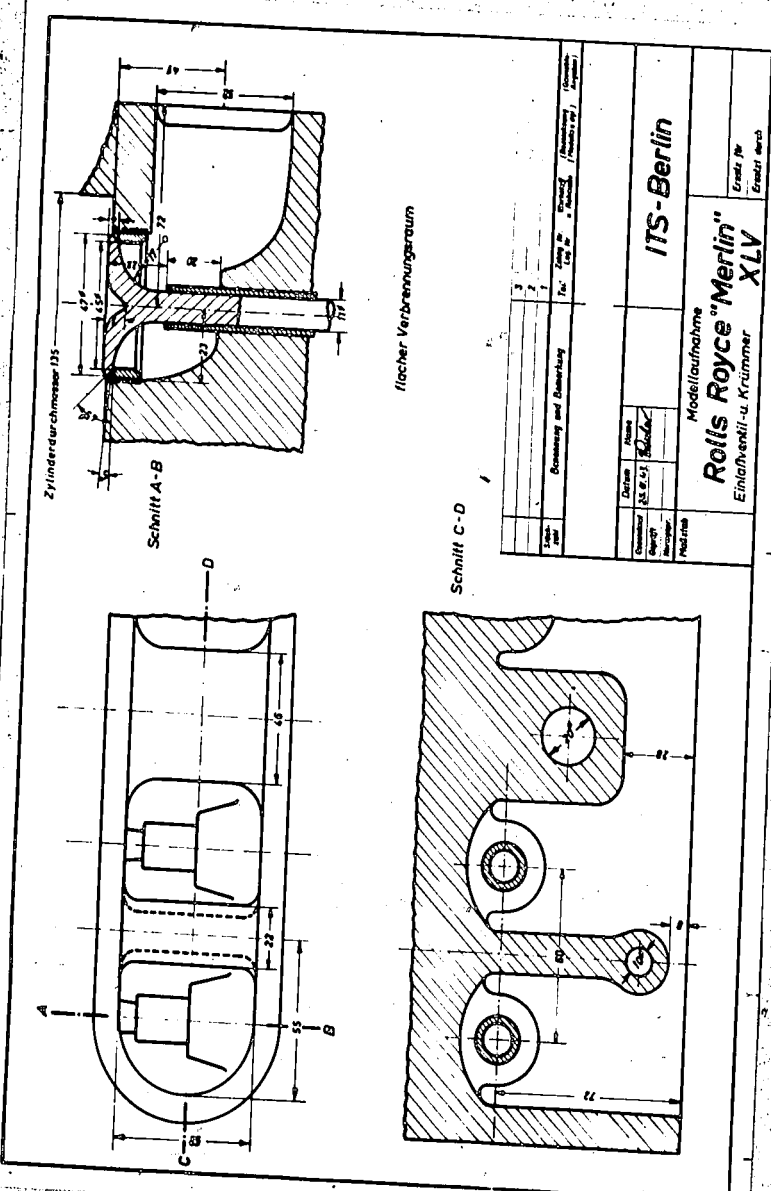
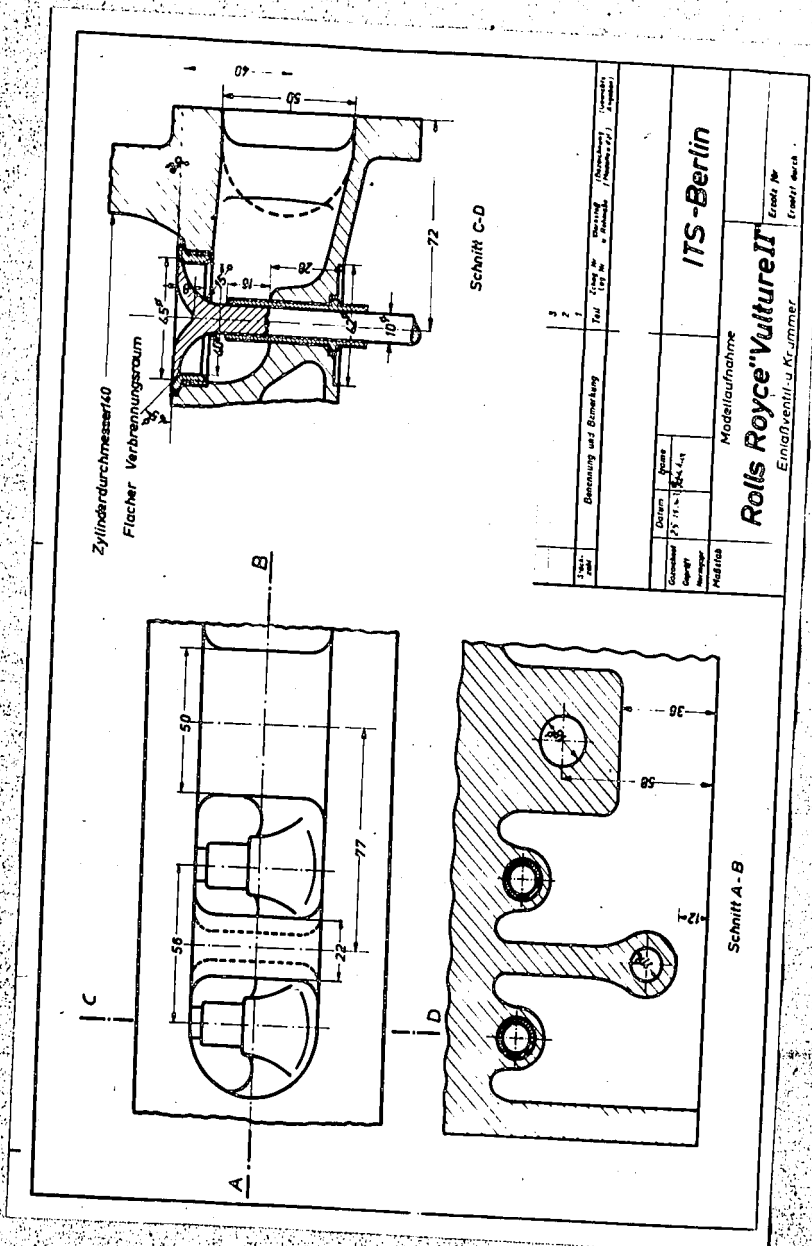


Fig. 25 Rolls Royce "Merlin" XLV

ITS Bln

000629



3	1	2
Benennung und Bemerkung		
Zeichn.	Form	
Gezeichnet	25.11.34	SK, LK
Geprüft		
Montiert		
Material		
Modellaufnahme		
ITS - Berlin		
Rolls Royce "Vulture II"		
Einbauelement - Krummer		Erstellt durch

Fig. 26 Rolls Royce "Vulture" II

ITS Bin

000630

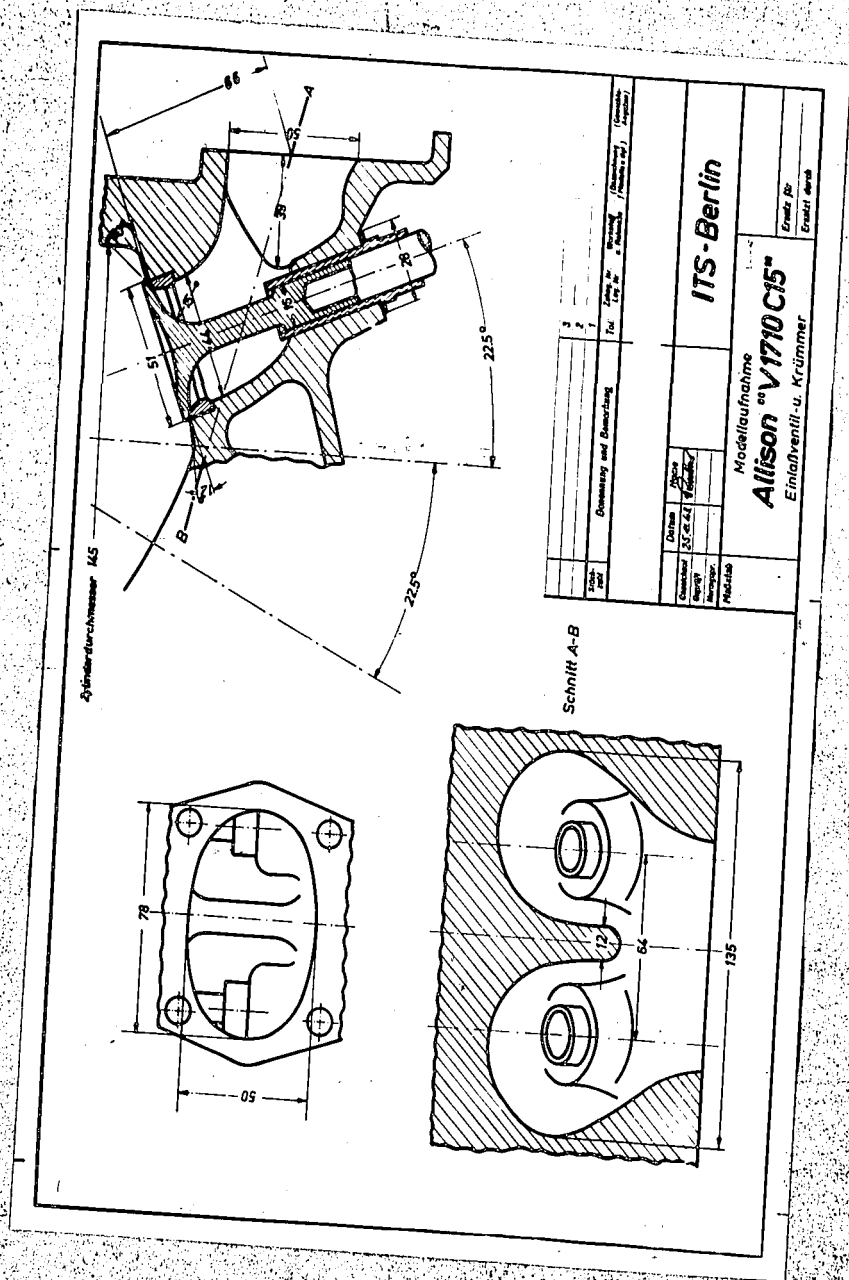
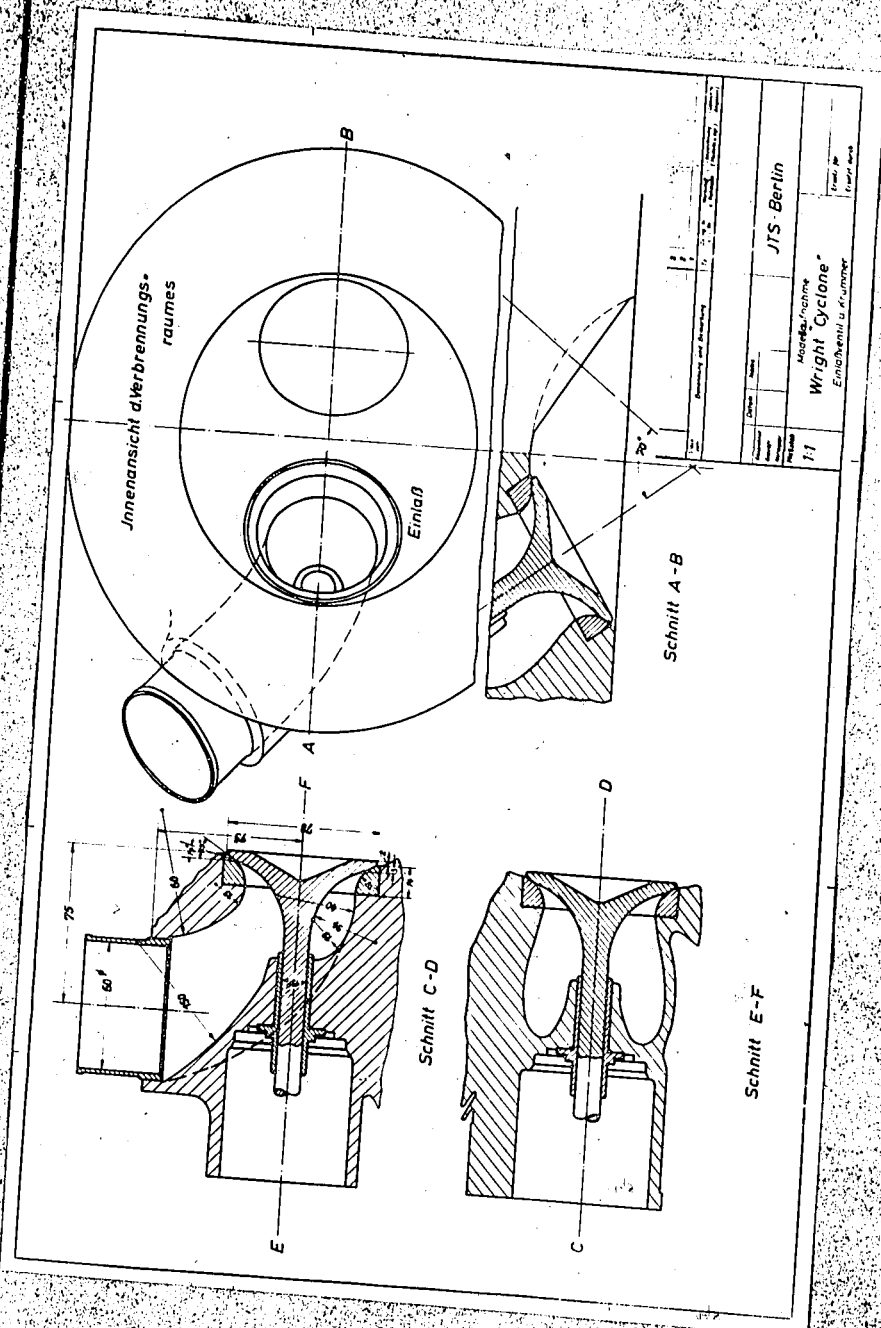


Fig. 27 Allison "V1710C15"

ITS Bln

000631



JTS-Berlin	
Hersteller	Wright Cyclone®
Einbaueinheit u. Nummer	
Verhältnis	1:1
Zeichner: _____ Ingenieur: _____ Datum: _____	

Fig. 28 Wright Cyclone®

JTS Din

Verteiler

00032

- 1 Forschungsführung
- 2 ZWB
- 3 OKL-Chef PLR-Pl.-E 3
- 4 PKFS
- 5 PKFS
- 6 LFA Prof. Schmidt
- 7 LFA Prof. Schmidt
- 8 DVL
- 9 DVI-WS
- 10 Inst.f.Triebswerkgestaltung
- 11 Inst.f.Techn.Strömungsforschung, Techn.Hochschule Berlin
- 12 Inst.f.Techn.Strömungsforschung, Techn.Hochschule Berlin
- 13 Inst.f.Kolbenn.Dresden, Prof. List, TH
- 14 Inst.f.Kolbenn.Dresden, Prof. List, TH
- 15 TH München, Prof. Schnauffer
- 16 TH München, Prof. Schnauffer
- 17 Vierj.Plan Inst.f.Kraftf. Berlin
- 18 Vierj.Plan Inst.f.Kraftf. Berlin
- 19 Wankel-Versuchswerkstatt Lindau
- 20 Argus
- 21 Argus
- 22 BMW, Spandau
- 23 BMW, München
- 24 Junkers
- 25 Junkers

Item 35.

Potential Applications and
Drawings of a new Method

of
Examining Legends

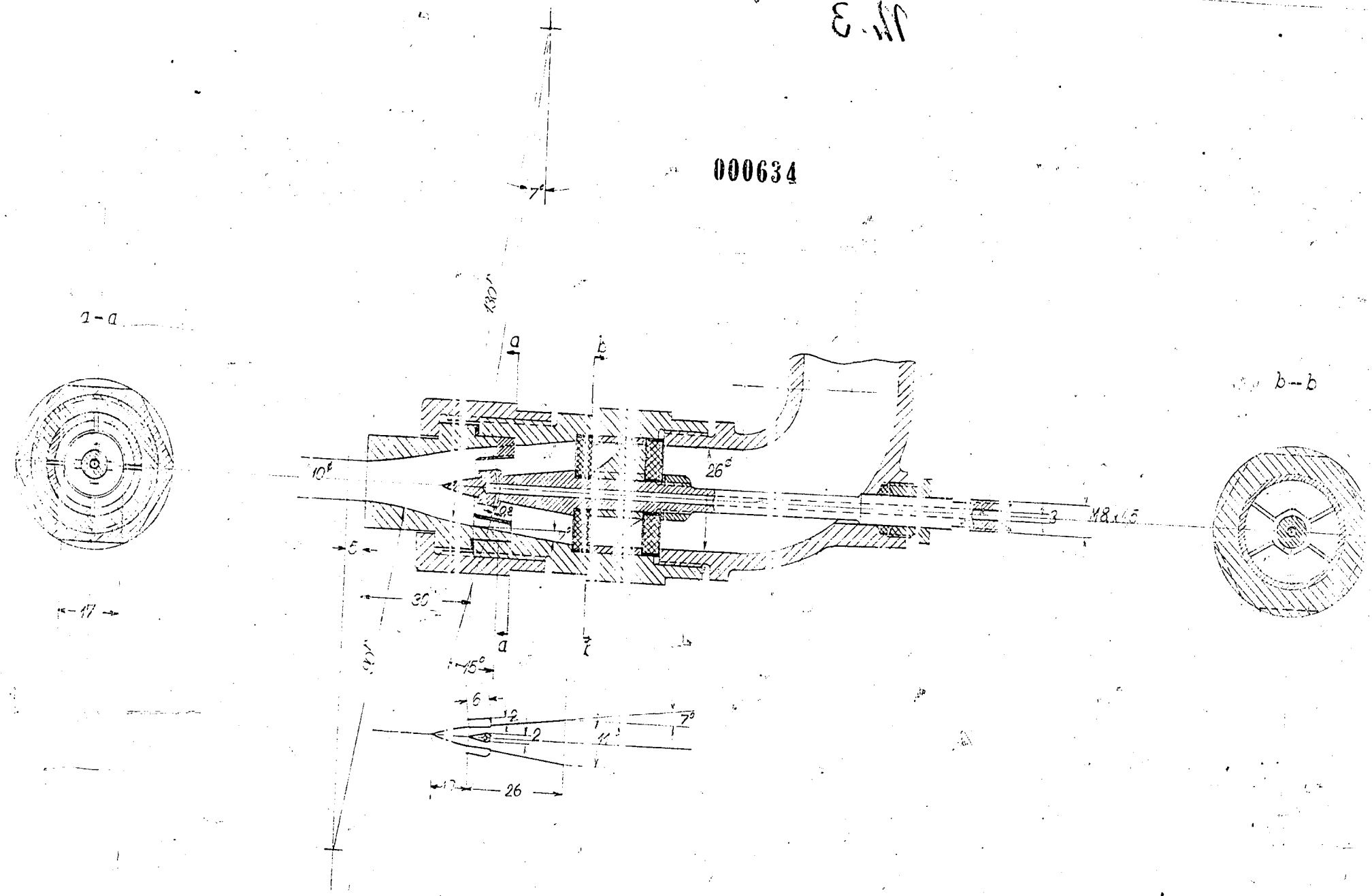
into

Gas Stains

000633

3.11

000634



Berlin, 20. 1. 1943		Mintzsch-Popoff
M =	Lader - Einspritzdüse	
1:1		

090635

12.6.1942

An die
Daimler Benz A.G.
Stuttgart-Untertürkheim

Betr. Patentanmeldung eines neuen Zerstäubungsverfahrens

In der Anlage übersenden wir Ihnen einen Entwurf der Beschreibung eines von uns entwickelten Zerstäubungsverfahrens zur rationellen Zerstäubung von Flüssigkeiten mit Hilfe von strömenden Gasen. Verabredungsgemäss bitten wir Sie, zu prüfen, inwiefern diese Erfindung gegenüber den bereits bestehenden fremden Patenten patentfähige neue Merkmale aufweist. Unsere eigene Prüfung ergab, dass hauptsächlich auf dem Gebiete des Farbspritzens ähnliche Gedanken offenbart sind. Wir verweisen Sie auf die Patentschrift Nr. DRP 558542. Hierbei ist die Frage zu untersuchen, inwiefern unser Verfahren für das Gebiet der Brennkraftmaschinen (Einspritzdüsen, Vergaser) patentrechtlich geschützt werden kann.

Nach Abschluss Ihrer Prüfung des Standes der Technik werden wir dann gemeinsam die Patentanmeldung ausarbeiten.

Wir bitten Sie ferner, diese Angelegenheit bis zum Abschluss verbindlicher Abmachungen vertraulich zu behandeln.

Heil Hitler!

Anlage

F. G.
M. P.

000636

12.6.1942

B e s c h r e i b u n g

eines Verfahrens zur wirtschaftlichen Zersthübung von Flüssigkeiten mit Hilfe von strömenden Gasen.

Einleitung

Die Vorrichtungen zur Zersthübung von Flüssigkeiten mit Hilfe von strömenden Gasen, insbesondere Luft, bestehen in den meisten Fällen aus einer oder mehreren Austrittsöffnungen für die zu zersthübende Flüssigkeit, die in den zur Zersthübung dienenden Gasstrom münden. Die zunächst geschlossenen Flüssigkeitsstrahlen werden von dem mit wesentlich höherer Geschwindigkeit strömenden Gas erfasst, zum Zerfall gebracht und schliesslich in mehr oder weniger feine Tropfen aufgelöst. Der Uebergang vom geschlossenen Strahl in fertige Tropfen von kugliger Gestalt geschieht nicht plötzlich; die Deformation und die Auflösung der Flüssigkeit erfordert vielmehr je nach Stoffeigenschaften und Gasgeschwindigkeit eine gewisse Zeit. Während dieser Zeit wird die Flüssigkeit durch die dynamischen Kräfte der treibenden Luftströmung nicht nur deformiert, sondern auch in Strömungsrichtung beschleunigt. Vom Austritt der Flüssigkeit bis zur Vollendung der Zersthübung, also in der Zersthübangszeit, legen die Flüssigkeitsteilchen von der Flüssigkeitsmündung aus und in Strömungsrichtung den Weg l_z zurück, der in den weiteren Ausführungen als "Zersthübangsweg" bezeichnet wird. Der Raum, in welchem die Zersthübung vor sich geht, wird "Zersthübangsraum" genannt; seine Länge in Strömungsrichtung ist natürlich der Zersthübangsweg l_z . Der Zersthübangsweg und der Zersthübangsraum sind selbst bei gleichbleibendem Betriebszustand keine konstanten Grössen; sie sind infolge der Gasströmung zeitlich veränderlich und schwanken um einen Mittelwert. Ihre Grössen sind daher als Mittelwerte aufzufassen.

Die Ergebnisse der Untersuchung des Zerstäubungsvorganges zeigen, dass der Zerstäubungsweg bei gleichbleibenden Betriebsverhältnissen von den Stoffbeiwerten der Flüssigkeit abhängt. Z.B. Flüssigkeiten von höherer Zähigkeit weisen längere Zerstäubungswege auf. Ferner ist der Zerstäubungsweg von der Luftgeschwindigkeit und der sekundlich ausströmenden Flüssigkeitsmenge abhängig.

Fast alle in der Praxis angewandten Zerstäubungsdüsen mit Pressluft weisen das Merkmal auf, dass die Luftgeschwindigkeit im Zerstäubungsgebiet entweder in Strömungsrichtung abnimmt, oder ihre ursprüngliche Grösse beibehält. Bei diesen Konstruktionen (insbesondere Vergasern) ist das Bestreben ersichtlich, die Flüssigkeiten an der Stelle der höchsten Luftgeschwindigkeit zuzuführen.

Neues Verfahren.

Bei dem neuen Zerstäubungsverfahren wird die Feinheit der Zerstäubung dadurch wesentlich verbessert, dass im ganzen oder im grössten Teil des Zerstäubungsgebietes der Luft oder dem Zerstäubungsgas eine beträchtliche Beschleunigung verliehen wird. D.h., von der Flüssigkeitsmündung aus und in Strömungsrichtung erhöht sich die Luftgeschwindigkeit ständig und zwar, nach Möglichkeit auf der ganzen Länge des Zerstäubungsweges. (Auf die wissenschaftliche Begründung dieser Wirkungsweise wird hier nicht eingegangen).

Diese Forderung wird konstruktiv am leichtesten dadurch erreicht, dass der Flüssigkeitsstrom innerhalb eines von Luft durchströmten Kanals mündet, dessen freier Querschnitt in Strömungsrichtung ständig abnimmt. Durch den Zwang der Wände erfährt die Luft die Zerstäubung günstig beeinflussende Beschleunigung. Alle bisher von uns praktisch ausgeführten Zerstäubungsdüsen sind nach dieser Konstruktionsart hergestellt. Eine beschleunigte Luftströmung im Zerstäubungsgebiet kann auch in anderer Weise erhalten werden, z.B. im Überschallgebiet einer De Laval - Düse. Die anderen Möglichkeiten sind noch nicht experimentell geprüft worden. Die bisherigen Düsen können als Unterschalldüsen bezeichnet werden.

Damit die beschleunigte Luftströmung eine ausreichende Wirkung aufweisen kann, muss ihre Beschleunigung eine minimale Grösse überschreiten. Bisher wurden mittlere Beschleunigungen in der Grössenordnung von $1-2 \times 10^6 \text{ m/s}^2$ angewandt. Die erforderliche Beschleunigung

ist von den Stoffeigenschaften der zu zerstäubenden Flüssigkeit abhängig.

Zur Erzielung einer ausreichenden Wirkung muss ferner die Länge des Gebietes, in welchem die Beschleunigung anhält, ebenfalls grösser sein als ein Minimum. Auch diese Länge muss den Stoffeigenschaften der Flüssigkeit angepasst sein.

Über die Grösse der Beschleunigung und der Beschleunigungsstrecke können vorläufig keine genaueren Angaben gemacht werden. Dies wird erst nach Durchführung von systematischen Versuchen mit verschiedenen Flüssigkeiten möglich sein.

Zur Erreichung einer effektiven Wirkung bei diesem Verfahren ist es vorteilhaft, die Beschleunigung der Zerstäubungsluft im ganzen Zerstäubungsgebiet, (hauptsächlich im Raume zwischen Flüssigkeitsmündung und Düsenmündung) anhalten zu lassen. Totraumgebiete sind daher nicht erwünscht. Die innere Form der Zerstäubungsdüse wird vorzugsweise derart ausgebildet, dass keine Ablösung der Luftströmung von den Wänden stattfinden kann. Dies wird dadurch erreicht, dass der durchströmte Querschnitt des Zerstäubungsraumes in Strömungsrichtung kontinuierlich abnimmt und vorstehende scharfe Kanten, wie auch scharfe Wandkrümmungen in Richtung der Strömung, vermieden werden.

Die Erfahrung lehrt, dass die Flüssigkeit selbst wenn sie mit mehreren Metern Geschwindigkeit senkrecht zur Begrenzungswand der Düse in den Gasstrom auströmt, durch die dynamischen Kräfte der Gasströmung umgelenkt wird und zum grössten Teil an der Austrittswand haften bleibt. Dies ist im besonderen bei geringeren Ausströmgeschwindigkeiten der Flüssigkeit der Fall. Dadurch bildet sich eine Flüssigkeitsschicht (Wandbelegung), die dann hauptsächlich durch die Reibungskräfte der tangential streichenden Luftströmung stromabwärts getrieben wird. Hierdurch wird die Auflösung der Flüssigkeit innerhalb der Düse sehr erschwert; sie erfolgt nur in geringem Masse. Die an der Wandung haftende Flüssigkeitsschicht erreicht vielmehr in geschlossener Form die Mündung der Düse und wird erst ausserhalb dieser zerstäubt, d.h.

im Verzögerungsgebiet und daher mit schlechterem Wirkungsgrad. Um diesen Übelstand zu beseitigen, muss die Flüssigkeitsmündung innerhalb der Düse derart ausgebildet sein, dass die Flüssigkeit sich zwangsläufig von jeder Wand ablöst und freischwebend in die Luftströmung gelangt. Sie soll nur von dem Zerstäubungsluftstrom getragen werden. Das eigentliche Zerstäubungsgebiet beginnt an der Stelle, wo der Flüssigkeitsstrom sich von der Wand ablöst und allseitig von der strömenden Luft erfasst wird.

Nach Auflösung der Flüssigkeit in einzelne Partikel, gelangen jedoch viele davon infolge der Turbulenz der Luftströmung in einer Entfernung von der Flüssigkeitsmündung doch an die umschliessende Wand der Düse. Das ist besonders bei verhältnismässig schlanken Düsen der Fall und bei solchen, bei welchen das Verhältnis von Luftmenge zur Flüssigkeitsmenge gering ist. Dieses geringe Verhältnis wird in den meisten Fällen angestrebt, da der Hauptenergieaufwand in Form von Strömungsenergie der Zerstäubungsluft dann verringert und eine wirtschaftlichere Zerstäubung (d.h. mit besserem Wirkungsgrad) ermöglicht wird.

Hierbei zeigt sich derselbe Übelstand, wie bei der oben genannten unzuverlässig ausgebildeten Flüssigkeitszufuhr (Wandbelegung mit nachfolgender Zerstäubung im Verzögerungsgebiet), wenn auch in beträchtlich geringerem Umfange. Um diese " Kriechflüssigkeit ", die bei mässig langen Zerstäubungsräumen nur einen Bruchteil der gesamten Flüssigkeitsmenge beträgt, noch vor der Mündung der Zerstäubungsdüse zur Auflösung zu bringen, wird ein zweiter Luftstrom angewandt, der innerhalb der Zerstäubungsdüse mündet und die mit Flüssigkeit belegte Wand durchbricht. Die Geschwindigkeit dieser sekundären Luftströmung wird gleich oder grösser gewählt, als die Geschwindigkeit des Hauptluftstromes an der Stelle, wo beide in Berührung kommen. Die Geschwindigkeitsrichtung wird zweckmässig so gelenkt, dass beide Ströme sich tangieren. Dadurch werden schädliche Querströmungen von vornherein ausgeschaltet.

Zusammenfassung:

Die wichtigsten Merkmale des neuen Verfahrens können wie folgt zusammengefasst werden:

1. Der zur Zerstäubung dienende Luftstrom erfährt im ganzen oder im grössten Teil des Zerstäubungsgebietes eine beträchtliche Beschleunigung in Strömungsrichtung.
2. Das Zerstäubungsgebiet ist innerhalb eines Kanals verlegt, dessen freier Querschnitt in Strömungsrichtung abnimmt.
3. Die angewandte Luftbeschleunigung muss grösser sein als ein Minimum.
4. Die Länge des Zerstäubungsgebietes beschleunigter Strömung muss grösser sein als ein Minimum.
(über Pkt. 3 und 4 können vorläufig keine genaueren Angaben gemacht werden).
5. Zweckmässige Ausbildung der Kanalform im Zerstäubungsgebiet derart, dass die Entstehung von Totwasserräumen vermieden wird.
6. Derartige Ausbildung der Flüssigkeitsmündung, dass zu Beginn des Zerstäubungsgebietes die Flüssigkeit sich von jeder Wandung zwangsläufig löst und allseitig von der Luftströmung erfasst wird.
7. Anwendung eines zweiten Luftstromes innerhalb des Zerstäubungskanals der die von Kriechflüssigkeit benetzte Wand durchbricht und zur nachträglichen Zerstäubung dieser Flüssigkeit dient.

Ausführungsbeispiele:

Figuren 1 bis 4 zeigen einige Anwendungsbeispiele des neuen Verfahrens:

Bei der Vorrichtung nach Fig. 1 wird die Zerstäubungsluft durch den Kanal 1 zugeführt, in dem zentral der Flüssigkeitsmündungsträger 6 angebracht ist. Der letztere hat Stromlinienform und bildet mit

der Begrenzungswand des Luftkanals einen in Strömungsrichtung kontinuierlich abnehmenden Querschnitt, wodurch die Bildung von Totraumgebiete ausgeschaltet ist. Durch Leitung 2 wird die zu zerstäubende Flüssigkeit in das Innere des Flüssigkeitsmündungsträgers 6 zugeführt und tritt dann durch die Mündung 3, in diesem Falle eine zentral liegende Bohrung, in den Luftstrom ein. Die Zerstäubung vollzieht sich in dem Zerstäubungsraum 4, in welchem durch den sich verengenden Kanalquerschnitt, eine beschleunigte Luftströmung herrscht.

Fig. 2 stellt eine schlankere Zerstäubungsdüse dar, wobei erfahrungsgemäß die Bildung von Kriechflüssigkeit unvermeidlich ist. Die Wandung des eigentlichen Zerstäubungskanals 4, der in diesem Falle durch einen trichterförmigen Einsatz gebildet ist, wird durch den sekundären Luftstrom 5 unterbrochen. Der letztere dient zur Zerstäubung der an der Innenwand des trichterförmigen Einsatzes haftenden Kriechflüssigkeit.

Die Flüssigkeitsmündung 5 a besteht in diesem Falle aus mehreren, die Mantelfläche des Flüssigkeitsmündungsträgers 6 durchbrechende Bohrungen. Der Flüssigkeitsstrom löst sich spätestens an der Endspitze des Trägers 6, von seiner Mantelfläche ab. Im Luftzufuhrkanal 1 ist ferner ein Gleichrichter 7 angebracht, der Drehbewegungen in der ankommenden Strömung beseitigen soll. Solche wirblichen Luftbewegungen verstärken sich bekanntlich durch die geschwindigkeitserhöhende Wirkung des sich verengenden Kanals und würden durch die Zentrifugalwirkung (Ausschleudern) die Bildung von Kriechflüssigkeit begünstigen.

Die Ausführung nach Fig. 3 zeichnet sich hauptsächlich dadurch aus, dass für die Zerstäubungsluft und für die Sekundärluft gesonderte Zufuhrleitungen vorgesehen sind. Während die Zerstäubungsluft durch Leitung 1 a zugeführt wird, ist die Sekundärluft der Leitung 1 entnommen. Dadurch wird der Vorteil erreicht, dass beide Ströme mit verschiedenen Geschwindigkeiten geführt werden können. Zweckmäßig wird der Sekundärluft eine höhere Geschwindigkeit verliehen. Die Flüssigkeitsmündung 5 b ist hier in Form eines Ringspaltes ausgebildet.

Die Konstruktion nach Fig. 4 entspricht im wesentlichen der der Fig. 2. Während aber bei den ersten drei Ausführungsbeispielen die

000642

- 7 -

Flüssigkeit durch einen zentral liegenden Träger hindurch zugeführt wird, geschieht dies bei dieser Ausführung durch einen oder mehrere Flüssigkeitsmündungsträger, die kranzförmig angeordnet sind und die Wände der Luftkanäle durchtossen. Sie haben zum Zwecke der Vermeidung von Ablösungen stromlinienförmige Profile in welchen die Austrittskanäle für die Flüssigkeit gebohrt sind. Die Bohrungen gehen von einem aussenliegenden Ringraum aus, der in Verbindung mit der Flüssigkeitszufuhrleitung steht.

Berlin im Juni 1942.

M. F.

Fig.1

000643

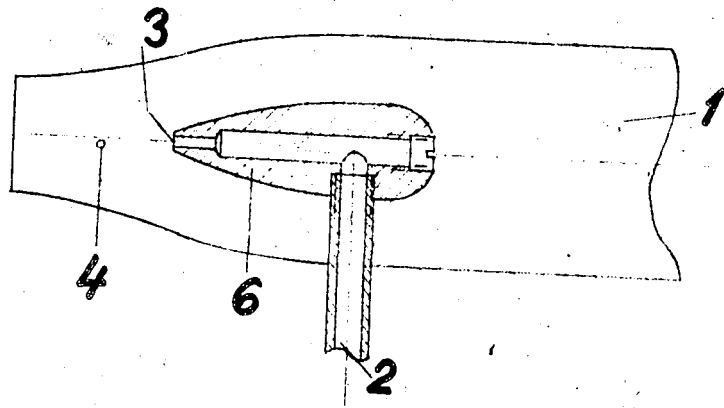
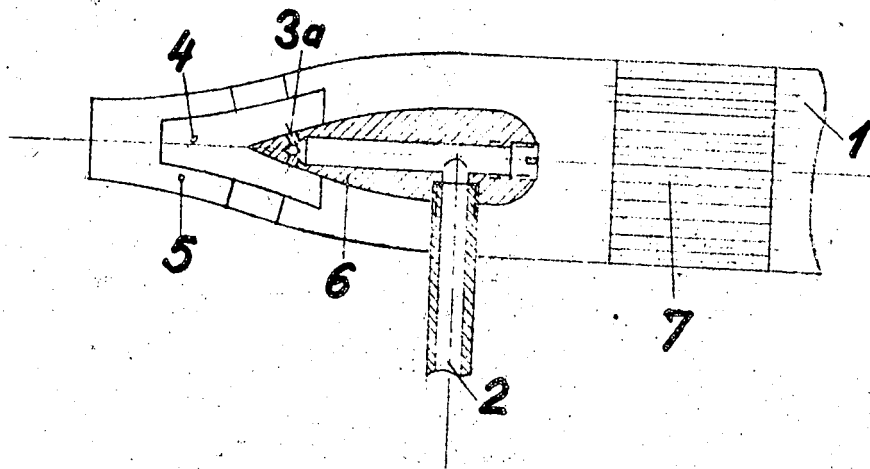


Fig.2



Blatt 1

INSTITUT FÜR TECHNISCHE STRÖMUNGSFORSCHUNG
AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE BERLIN

W. Hoff

Fig.3

000644

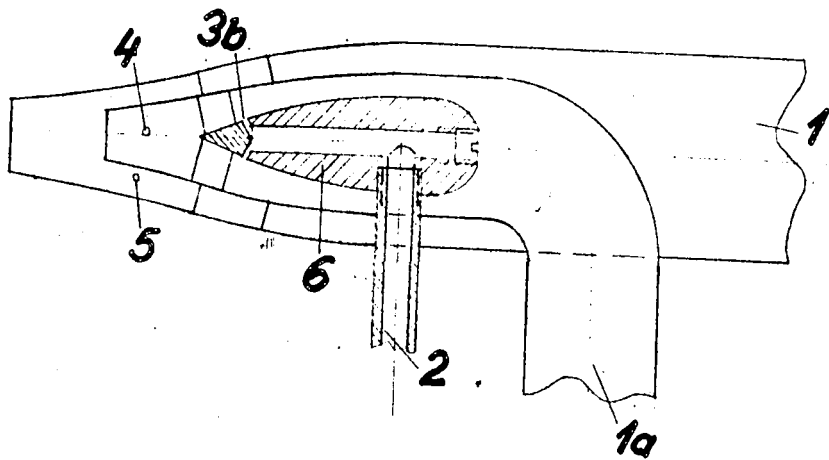
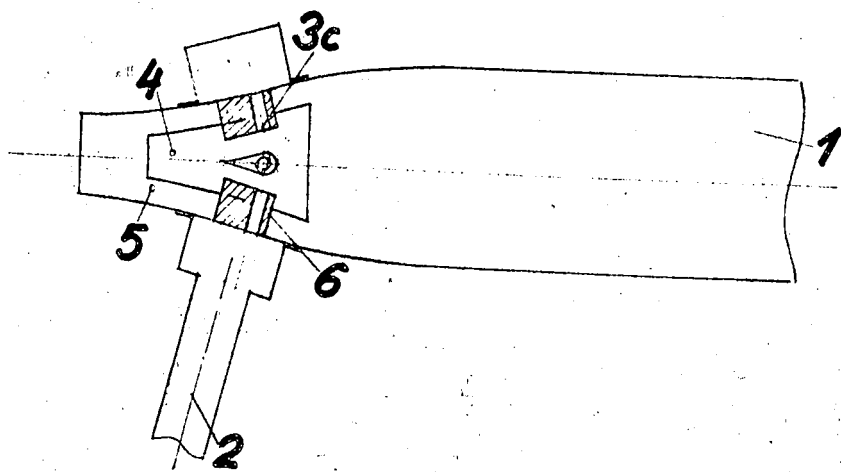


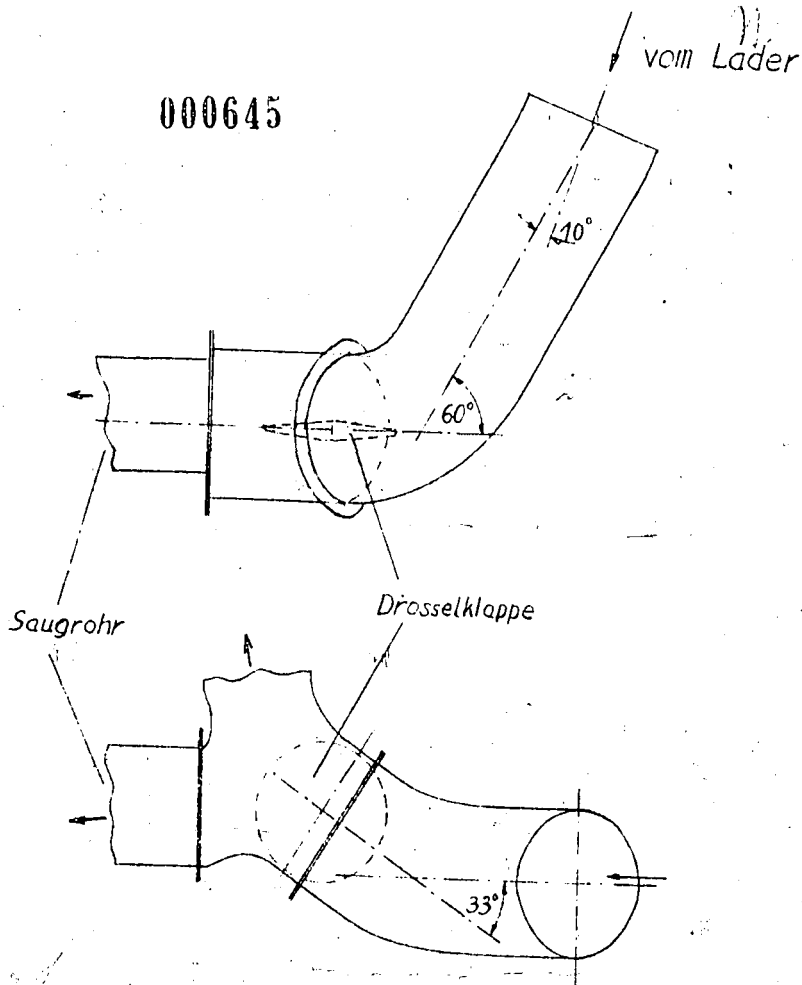
Fig.4



Blatt 2

INSTITUT FÜR TECHNISCHE STRÖMUNGSFORSCHUNG
AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE BERLIN

000645



	Datum	Name		
Gezeichnet	18.7.44	Rw		JTS-Bln
Geprüft				
Normspr.				
Maßstab	Krümmer zwischen Laderaustritt u. Saugrohr		WV 3-001	
1:5			Ersatz für	
			Ersetzt durch	

Berechnung der Rohrleitungsverluste zwischen
Laderaustritt und Saugrohr.

1.) Übersicht: Nach Angabe von DB gehen in den Rohrkrümmern zwischen Laderaustritt und Saugrohr rund 500 m Förderhöhe verloren. Eine Nachrechnung aufgrund von Verlustbeiwerten für Krümmern, die aus der Literatur bekannt sind, zeigt, dass dieser Verlust zum großen Teil auf die Krümmenströmung allein zurückzuführen ist. Weitere Verlustquellen sind die Drosselklappe unmittelbar hinter einem scharfen Krümmern, der scharfe Stoß beim Übergang zur Nebenluftleitung und die Verzweigung zum linken und rechten Saugrohr.

2.) Durchführung: In der Anlage V 3-601 ist die Anordnung zwischen dem Laderaustritt und dem Verzweigungstrichter vor den Saugrohren in vereinfachter Form dargestellt. Im folgenden sollen die in den Krümmern zu erwartenden Verlusthöhen der Luftströmung aufgrund der für Krümmern aus der Literatur [1, 2, 3, 4] festliegenden Verlustbeiwerte berechnet werden. Hierbei sollen die Wandreibungsverluste, die von der Reynoldszahl abhängig sind, unberücksichtigt bleiben, da sie bei der kurzen Leitungslänge nicht ins Gewicht fallen können. Für Krümmerverluste gilt erfahrungsgemäß ein quadratisches Widerstandsgesetz, wobei der Verlustbeiwert praktisch unabhängig von Re ist.

Unmittelbar hinter der Laderaupirale findet zunächst eine schwache Umlenkung der Strömung um 10° statt, darauf folgt ein scharfer Krümmern von 60° . Während diese beiden Biegungen in einer Ebene liegen, findet gleichzeitig in der um 90° gedrehten Ebene eine Umlenkung von 55° statt. Es handelt sich also in ganzen um ein ähnliches Krümmersystem, das erfahrungsgemäß gegenüber einem ebenen erhöhte Verluste erzeugt.

Die mittlere Luftgeschwindigkeit soll aus dem Fördergewicht $G = 1,5 \text{ kg/s}$ errechnet werden. Für einen Förderdruck von 1,5 ata ergibt sich bei einer Temperatur von 100°C ein spezifisches Volumen $v = 0,09 \text{ m}^3/\text{kg}$ und damit ein Fördervolumen $V = 1,275 \text{ m}^3/\text{s}$. In dem Abzweigrohr von $d = 150 \text{ mm}$ ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit $c_{\text{m}} = 55,7 \text{ m/s}$. Das Verhältnis von c_{m} zur Geschwindigkeit, mit der die Verluste berechnet werden müssen, zur mittleren Bahrgeschwindigkeit in turbulenter Strömung erfahrungsgemäß $c_{\text{m}}/c_{\text{m}} = 1,15 - 1,25$. In vorliegendem Fall ergäbe sich die mittlere Bahrgeschwindigkeit $c_{\text{m}} = 120 \text{ m/s}$. Hierbei ist noch die Berücksichtigung, dass infolge ungleichmäßiger Geschwindigkeitsverteilung der mittlere Bahrgeschwindigkeit noch höhere Geschwindigkeiten auftreten können. Da hierfür aber keine Unterlagen vorliegen, soll mit der Bahrgeschwindigkeit gerechnet werden.

Die Geschwindigkeit c_{m} in dem Abzweigrohr ist:

$$c_{\text{m}} = \frac{V}{F} = \frac{1,275}{0,0177} = 72,0 \text{ m/s}$$

Die Verlusthöhe h_{verl} ist ein oder Ansatz:

$$h_{\text{verl}} = \sum \frac{c^2}{2g} \cdot \zeta$$

Der verlustbehaftete Fall die von drei verschiedenen Krümmungen bestehende Leitung ist in Tabelle I, S. 379 ergibt sich:

Für die 10° -Krümmung	:	$\zeta_1 = 0,03$	6
" " 60° " "	:	$\zeta_2 = 0,19$	1
" " 90° " "	:	$\zeta_3 = 0,14$	6

Für drei in eine Ebene hintereinander geschaltete Krümmungen ergibt sich also $\zeta_{\text{ges}} = 0,36$. Für die räumliche Anwendung müssen Zuschläge gemacht werden, die bis zu 100% betragen können [3]. In vorliegendem Fall soll aber wegen der geringen räumlichen Krümmung die Verlusthöhe nicht so groß angesetzt werden. Für die hier anzustellende Über-

Rechnung sei $\xi_{ges} = 0,5$ angenommen. Die Verlusthöhe der Krümmungsströmung beträgt somit: $h_{verl_1} = 366,5 \text{ m}$.

Dieser Wert gilt für eine in der angegebenen Weise gekrümmte Rohrleitung ohne Längsbojen. Weitere Verluste sind an der Krümmung erst dann, die unmittelbar hinter der 60° -Umlenkung sitzt. In gekrümmter Stellung trifft die Strömung an die Vorderkante der Längsboje, wo Abreißen und Wirbelbildung aufreten muss. Eine weitere Verlustquelle ist die scharfkantige Abzweigung der Nebenleitung; (in der Skizze nicht dargestellt) unterhalb der Drosselboje. Hier sind an der Frontkante der Längsboje Verluste (entsprechend $\xi = 0,5$) entstanden, die bereits vor der Stromverzweigung rund 600 m Verlusthöhe vorhanden sind.

An der Verzweigung der Nebenleitung sind die Verluste zu berücksichtigen. Nach Mittelwertformel $h_{verl} = \xi \cdot \frac{v^2}{2g}$ an vorliegendem Fall die Verlusthöhe $h_{verl_2} = 510 \text{ m}$ annehmen. Die gesamte Verlusthöhe von $h_{verl_2} = 510 \text{ m}$ allein für die Verzweigung.

b.) erfolgreich. Die Verluste der Krümmung sind durch Verbilligung der Abzweigung zu vermeiden. Die konstruktiven Möglichkeiten sollen überprüfbar sein. In die obige Zusammenfassung soll eingezeichnet werden, die Drosselboje unmittelbar hinter den Krümmern zu verlegen.

Institut für Technische Strömungslehre, Berlin, am 26.7.44
an der Technischen Hochschule, Berlin.

Von dem Bearbeiter:

[Handwritten signature]

000649

1/1/ 1951
1/1/ 1951
1/1/ 1951
1/1/ 1951
1/1/ 1951
1/1/ 1951

Brennstoff

Luft

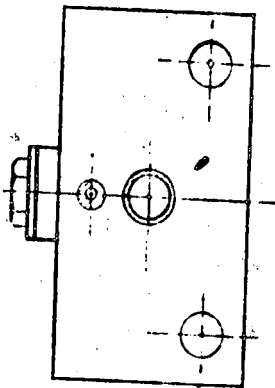
000650

Nr. 6

Nach Montage...
biegen

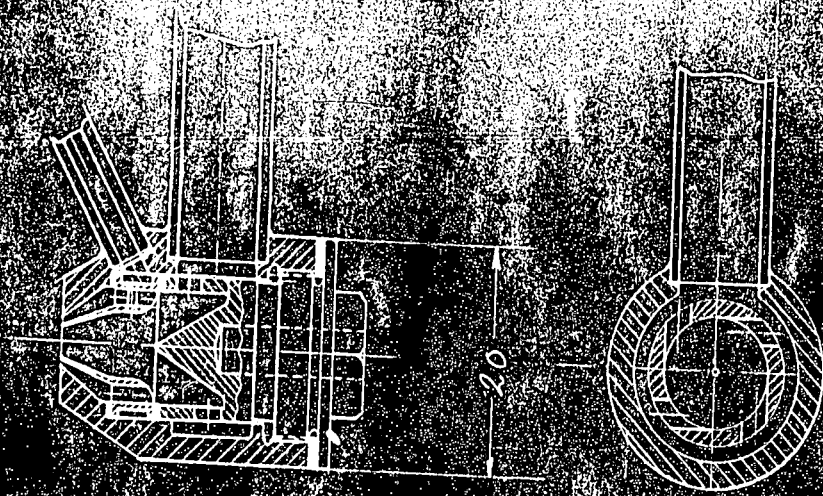
Löten!

58



	Datum	Name	
Geschnit	20.3.45.	Bin.	FAG - JTS - DB
Maßstab	1:1 Luft-Zerstäubungsdüse III		

Bin



M 2:1

000652

Documents obtained from
Dipl. Ing. Förster of the
Versuchsanstalt für
Kraftfahrzeuge
Berlin

Report

000653

DOCUMENTS FROM
DIPLOING FÖRSTER.

VEREINIGUNGSANSTALT FÜR
KRAFTFAHRZEUGE
BERLIN

Dipl.-Ing. Bernhard Förster.

000654

Veröffentlichungen:

Die Gestaltung von Rennwagen, ZVDI 82(1938) S. 208
Dieselöl, Eigenschaften, Behandlung, Prüfung ZVDI 78(1934) S. 1147
sind andere kleiner Beiträge.

Das Haftvermögen von Personenzugreifen, Deutsche
Kraftfahrzeugforschung, Ber. Bericht 22, 1939

Untersuchungen über die Wärmebeanspruchung von Voll-
gummireifen (Dissertation Zürich 1945, noch nicht gedruckt)

Vft-Berichte (nicht gedruckt):

Zusammenhang von Federung (Arbeitsvermögen) und Flächen-
pressung bei Vollgummireifen mit fortschreitender
Abnutzung.

Vergleichende Untersuchungen an 2 je andersgearteten Fahrzeugen
Elastikreifen aus synthetischem Kautschuk

Versuche an Reifen mit Flüssigkeitskühlung

Untersuchungen an astethaltigen und abrostfreien Zinnblei-
lägen; Entwicklung eines Prüfverfahrens.

Schwingungsverhalten verschiedener Motorantriebsanlagen

Untersuchung von Antriebskupplungen

Beispielschwingungen von Kurbelwellen

Überdrucklose Reifen

Untersuchung des Wirkungsgrades von Bremsen

Das Schwingungsverhalten von Reifenprüfständen

000655

Item 36.

Keene to me Tubers for
Air filters.

VfK

Versuchsanstalt
für
Kraftfahrzeuge
Technische Hochschule
Berlin

von Dr. Förster
Auftrags-Nummer:
- 2693 -

Reg.-Nr.
297

Reichsamt für Wirtschaftsausbau Berlin
Vierjahresplaninstitut für Kraftfahrzeuge, Berlin
Prof. Dr.-Ing. G. Beck

000656

Reihenerprobung
eines
Faserstoff-Oelreinigers

Vorbericht

5 Seiten Text
3 Abbildungen

Sachbearbeiter:
Dr.-Ing. habil. U. Schmidt
Dipl.-Ing. H. Schwarz

Aug.-Okt. 1942

VfK

Versuchsanstalt
für
Kraftfahrzeuge
Technische Hochschule
Berlin

Faserstoff-Oelreiniger

- 1 -

000657

Vorbericht über die Reihenerprobung des
Faserstoff-Oelreinigers.

Der an dem Vierjahresplaninstitut für Kraftfahrzeuge entwickelte Faserstoff-Oelreiniger, der von der Firma Solex fabriziert wird, hat den Zweck, das Motorenöl der Kraftfahrzeuge während des normalen Betriebes laufend soweit von den anfallenden Verunreinigungen zu befreien, daß außer der Nachfüllung des im Fahrbetrieb verbrauchten Oeles ein Oelwechsel überflüssig wird. Der Zweck der angestellten Versuchsreihe ist, etwaige bei dem Betrieb dieses Reinigers auftretende Schwierigkeiten festzustellen und zu beseitigen. Auftraggeber für die Durchführung dieser Versuchsreihe ist das RLM GL C E 8/III.

Durchführung der Versuche.

Für die Durchführung der Versuche wurde vom Auftraggeber eine Anzahl von Fahrzeugen des Luftgaukommandos Berlin und der Luftkriegsschule Wildpark, der Erprobungsstelle Rechlin und des RLM eingesetzt. Diese Fahrzeuge wurden bei der Firma Solex mit einem Faserstoff-Oelreiniger versehen. Anschließend wurde von dem VfK die Oelwanne durch Ausspülen gereinigt und mit frischem Motorenöl versehen. Ferner wurde die durch den Oelreiniger fließende Oelmenge mit Hilfe der dafür vorgesehenen Drosseldüse auf einen mittleren Wert von ca. 20 l/h eingestellt. Dieser Wert ergab sich bei betriebswarmen Motorenöl und einer Fahrgeschwindigkeit von 40 bzw. 60 km/h (für Lkw bzw. Pkw).

Bei der Einstellung wurde dem Fahrer ein Kontrollblatt mitgegeben, auf welchem der km-stand des Fahrzeuges bei Einbau des Filters festgehalten war. Auf dem Kontrollblatt waren die nachgefüllten Oelmengen, sowie der dazugehörige km-stand einzutragen. Den Fahrern wurde aufgegeben, nach je 1000 km Fahrstrecke das Fahrzeug dem Institut zwecks Kontrolle des

- 2 -

000658

Oelfilters und Entnahme einer Oelprobe vorzuführen.

Zur Zeit befinden sich 32 Fahrzeuge im Versuch. Im Folgenden wird kurz über einige wichtige Ergebnisse dieser Versuchsreihe berichtet. Ein vollständiger Schlußbericht wird nach Vorliegen längerer Fahrstrecken gegeben werden.

Bei den ersten Kontrollen der nach 1000 km Fahrstrecke wiederkehrenden Fahrzeuge stellte es sich heraus, daß bei einem großen Teil dieser Fahrzeuge die vor dem Filter liegende Oel-drosseldüse verstopft war. Hierdurch wurde selbstverständlich das Filter stillgelegt, eine Oelreinigung fand demgemäß nicht statt.

Eine Verlegung der Drosseldüse auf die Ausgangsseite des Filters versprach sofortigen Erfolg, da hierdurch unmöglich gemacht wurde, daß Schmutzteilchen in die Drosselbohrung gelangten. Infolgedessen wurde bei einer Anzahl von Fahrzeugen die Düse auf die Auslaßseite des Filters verlegt. Es zeigte sich, wie zu erwarten war, daß Verstopfungen dieser Düse normalerweise nicht mehr auftraten. Durch die Anordnung der Düse hinter dem Filter herrschte in diesem jedoch der volle von der Oelpumpe gelieferte Druck. Da dieser insbesondere bei kalter Maschine recht hoch werden kann, wurde befürchtet, daß entsprechend dem Fortschreiten der Jahreszeit unter Umständen beim Anfahren des Motors ein Herausdrücken der zwischen Filterdeckel und Filterkörper angeordneten Dichtung eintreten könnte. Es hat sich gezeigt, daß diese Befürchtung zu Recht bestand. Auf dem Stand durchgeführte Versuche haben ergeben, daß ein Druck von 12 Atmosphären ausreicht, um die Dichtung herauszupressen. Eine Erhöhung der Zahl der Schrauben, mit welchen der Filterdeckel befestigt ist, sowie die Anordnung eines Ueberfanges des Deckels über den Filterrand, würde diese Gefahr weitgehend herabsetzen. Für zweckmäßiger wird die Anordnung eines nicht zu kleinen, fingerhutförmigen Siebes vor der am Filtereingang gelegenen Drosseldüse erachtet. Durch diese Anordnung wird das Auftreten hoher Drücke auch bei tiefen Temperaturen mit Sicherheit vermieden.

000659

Zum Beweise hierfür wurde auf dem Versuchsstand des Institutes das Filter durch Umgeben des Filterkörpers mit einer Schicht von Trockeneis und dadurch Herunterkühlung des im Filter befindlichen Oeles auf ca. -30° erprobt. Wurde die Düse vor dem Filter angeordnet, so trat auch bei tiefster Temperatur im Filterkörper kein meßbarer Druckanstieg auf, d.h., es hat eine völlige Druckentlastung des Filters auch bei tiefen Temperaturen stattgefunden. Auch bei langsamer Erwärmung trat, wie zu erwarten war, kein Druckanstieg im Filter auf. Abb. 1 zeigt den Aufbau des völlig vereisten Filterkörpers auf dem Prüfstand. Ordnet man die Düse dagegen am Filterausgang an, so erfolgt ein starker Druckanstieg im Filter, der die Deckeldichtung bei 12 atü herauspreßt.

Die Fahrerergebnisse haben ferner gezeigt, das durch den hohen Oeldruck im Betrieb das Filtermaterial selbst so stark zusammengepreßt wird, daß es den Raum zwischen den beiden gewölbten Siebböden des Filters nicht mehr voll ausfüllt. Hierdurch ist die Möglichkeit des Vorbeitretens von Öl neben der Filterpackung gegeben, welches demgemäß an der Filterung nicht teilnehmen würde. Infolgedessen wurde nachträglich die Filterpackung in den Versuchsfahrzeugen um ungefähr 80% erhöht. Abb. 2 zeigt einen unbenutzten Filterbeutel, sowie links daneben den gleichen Beutel nach einem Betrieb von 1000 km Fahrt. Man erkennt, wie stark das Material zusammengesunken ist.

Um bereits vor Eingang der genauen Analysen der Ölrückstände ein möglichst klares Bild über die Wirkung der Filter sowie der verschiedenen daran vorgenommenen Änderungen zu erhalten, wurden von den entnommenen Ölmengen Tropfproben angefertigt. Zu diesem Zwecke wurde von jedem Versuchsol, selbstverständlich nach sorgfältiger Entnahme, ein Tropfen auf ein Blättchen Löschpapier getropft. Der Vergleich der dadurch entstehenden Tropfenbilder gibt bereits gewisse Anhaltspunkte für den Zustand des Motorenöles. Die folgenden 6 Probeblättchen zeigen Beispiele aus dem Versuchsbetrieb.

000660

Blatt 48 zeigt die Ölprobe aus einem 2,3 l Mercedes-Pkw, welcher mit Flüssiggas betrieben wurde, bei dem jedoch das Filter absichtlich ausgeschaltet war, nach einer Fahrstrecke von 1500 km. Blatt 28 zeigt die unter völlig gleichen Verhältnissen erhaltene Probe nach einer Fahrstrecke von 1500 km, jedoch mit eingeschaltetem Filter. Der Unterschied zeigt deutlich die gute Wirkung des Faserstofffilters.

Blatt 61 zeigt die Tropfprobe des Öles eines Mercedes-Diesel-Lkw, nach einer Fahrstrecke von 6900 km, wobei jedoch die Filtersäcke, wie die Kontrolle ergab, sehr stark zusammengefallen waren. Blatt 79 zeigt das Öl desselben Fahrzeuges bei der nächsten Vorführung nach weiteren 1000 km Fahrt und nach dem die Erhöhung der Faserstofffüllung um 80% vorgenommen war. Man erkennt, daß nicht nur die Ausscheidung der laufend anfallenden Verunreinigungen stattgefunden hat, sondern daß darüber hinaus auch die bereits im Öl enthaltenen Verunreinigungen weitgehend beseitigt worden sind. Im Vergleich hierzu zeigt Blatt 70 die Tropfprobe des Öles eines Dieselmotors, bei welchem die Filterdüse verstopft war. Der Vergleich von Blatt 61 und 70 zeigt, daß auch die schwach gestopften Filter bereits eine beträchtliche Reinigungswirkung besessen haben, die jedoch wie Blatt 79 ergibt, durch Erhöhung der Wirkung wesentlich verbessert wurde.

Blatt 78 schließlich zeigt die Ölprobe eines Opel-Lkw im Treibgasbetrieb nach 3100 km Fahrstrecke. Das Öl ist, wie das Blatt zeigt, praktisch völlig sauber.

Zusammenfassend kann zu den Versuchen gesagt werden, daß sie eine Reihe schwacher Punkte der Filterkonstruktionen aufgezeigt haben, daß es aber gelungen ist, die dadurch auftretenden Schwierigkeiten völlig zu beseitigen. Sie zeigen ferner, daß auch bei hochbelasteten Fahrzeug-Diesel-Motoren

VfK

Versuchsanstalt
für
Kraftfahrzeuge
Technische Hochschule
Berlin

Faserstoff-Ölreiniger

- 5 -

000661


die Wirkung des Filters für eine ausreichende Reinigung des
Motorenöls genügt. Damit läßt sich durch Fortfall des Öl-
wechsels eine Öleinsparung von 30 - 40% erzielen.

Berlin-Charlottenburg, d. 5. 11. 1942
Dr. S/K16.

Institutsleiter:
Prof. Dr.-Ing. G. Beck



Sachbearbeiter:
Dr.-Ing. habil. U. Schmidt
Dipl.-Ing. H. Schwarz



VfK

Versuchsanstalt
für
Kraftfahrzeug-
Technische Hochschule
Berlin

Faserstoff-Oelreiniger

Abb. 1

000552

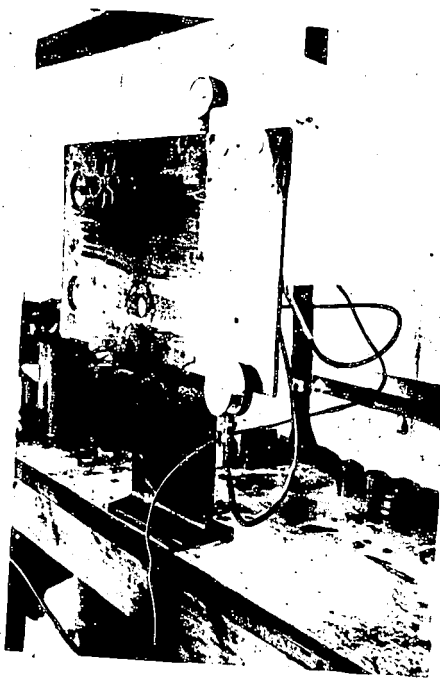


Abb. 1 Vereistes Oelfilter
im Kälte-Druckversuch.