

Zur Theorie der Hochstrombogensäule

Von PAUL SCHULZ

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Greifswald

(Z. Naturforschg. 2a, 662—666 [1947]; eingegangen am 16. August 1947)

Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen wird entgegen den bisher allgemein gemachten Annahmen die Elektronenbeweglichkeit im Plasma der Hochstrombogensäule entscheidend beeinflusst. Der Gesamtquerschnitt aller positiven Ionen im cm^3 gegenüber den Elektronen übertrifft den entsprechenden Atomquerschnitt um mehr als das Dreißigfache. Die Elektronenwärmeleitung, die nach Höcker und Finkelburg im Hochstrombogen den praktisch allein ins Gewicht fallenden Energieverlust verursacht, wird hierdurch wesentlich herabgesetzt. Klassische Wärmeleitung und Elektronenwärmeleitung haben nunmehr vergleichbare Werte. Eine quantitativ sehr merkbare Diskrepanz zwischen experimentellen und berechneten Daten wird durch Berücksichtigung des Einflusses der positiven Ionen beseitigt.

Als Energiebilanz wird für den Hochdruckbogen allgemein die nach Ansätzen von Elenbaas¹ durch Heller² aufgestellte Differentialgleichung verwandt, worin die einem Volumelement zugeführte elektrische Energie gleichgesetzt wird den Energieverlusten durch Abstrahlung und Wärmeleitung. Dabei ist zunächst nur an die klassische Wärmeleitung, d. h. an den Energietransport durch die Translation der Atome, gedacht worden. Rompe und Schulz³ haben die Energiebilanz erweitert durch Berücksichtigung der Diffusion von angeregten Atomen, Lichtquanten, Ionen und Elektronen und bei einer Abschätzung gefunden, daß für den Quecksilberhochdruckbogen neben Ausstrahlung und klassischer Wärmeleitung der Energietransport durch die ambipolare Diffusion von Elektronen und Ionen eine maßgebende Rolle spielt. Letzterem wird in der Energiebilanz für den Bogen in einem verallgemeinerten Wärmeleitungsglied Rechnung getragen, das in seiner allgemeinsten Form durch Weizel⁴ formuliert wurde. Später hat Mannkopff⁵ gezeigt, daß auch die Diffusion der Resonanzstrahlung im Quecksilberbogen quantitativ vergleichbar wird mit der klassischen Wärmeleitung, wenn nicht nur die Diffusion der Strahlung aus der Linienmitte, sondern auch der Strahlungstransport in den Linienflügeln berücksichtigt wird. Die Diffusion dissoziierter

Moleküle haben Lamar, Stone und Compton⁶ für den Stickstoffbogen in Rechnung gesetzt, und Mannkopff⁷ hat eine ähnliche Betrachtung für den Luftlichtbogen durchgeführt. Kürzlich haben nun Höcker und Finkelburg⁸ festgestellt, daß in der Hochstrombogensäule die Wärmeleitung durch die leichten Elektronen alle anderen Energie abführenden Prozesse bei weitem überwiegt, so daß in der Energiebilanz die zugeführte elektrische Energie der durch Elektronenwärmeleitung abgeführten Energie gleichzusetzen ist. Es gilt dann:

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \kappa_e \frac{dT}{dr} \right) = iE \quad (1)$$

(κ_e Elektronenwärmeleitungskoeffizient, $i = \sigma E$ Stromdichte, E Längsfeldstärke und σ elektrische Leitfähigkeit). Da wie in Metallen Wärmeleitung und elektrische Leitung durch Elektronen bewerkstelligt werden, gilt das Wiedemann-Franzsche Gesetz, wonach die elektrische Leitfähigkeit mit dem Wärmeleitungskoeffizienten verknüpft ist durch die Beziehung:

$$\frac{\kappa_e}{\sigma} = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (2)$$

Hiermit schreibt sich Gl. (1):

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \kappa_e \frac{dT}{dr} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{k} \right)^2 \frac{1}{T} E^2. \quad (3)$$

¹ W. Elenbaas, *Physica* **1**, 673 [1934].

² G. Heller, *Physics* **6**, 389 [1935].

³ R. Rompe u. P. Schulz, *Z. Physik* **113**, 10 [1939].

⁴ W. Weizel, *Z. techn. Physik* **24**, 90 [1943].

⁵ R. Mannkopff, *Z. Physik* **120**, 301 [1943].

⁶ E. S. Lamar, A. M. Stone u. K. T. Compton, *Physic. Rev.* **55**, 1235 [1939].

⁷ R. Mannkopff, *Z. Physik* **120**, 228 [1943].

⁸ K. H. Höcker u. W. Finkelburg, *Z. Naturforschg.* **1**, 305 [1946].



Diese Gleichung konnte integrierbar gemacht werden durch den speziellen Ansatz:

$$\alpha_e = K_0 e^{\alpha T^2} \cdot T \quad (4)$$

(K_0 , α Konstanten), der die errechneten Elektronen-Wärmeleitungskoeffizienten gut wiedergibt. Als Lösung ergab sich für den Temperaturverlauf senkrecht zur Bogenachse eine Besselsche Funktion 0. Ordnung. Es traten jedoch erhebliche Abweichungen zwischen den berechneten und den experimentell gefundenen Daten auf; insbesondere zeigten gemessene und berechnete Bogenbreite sehr beträchtliche Unterschiede. Im folgenden soll ein Hinweis gegeben werden, daß die Diskrepanz zurückgeführt werden kann auf die Herabsetzung der Elektronenbeweglichkeit durch die positiven Ionen.

Der Einfluß der positiven Ionen auf die Elektronenbeweglichkeit ist vor kurzem einer eingehenden experimentellen Prüfung unterzogen worden⁹. Es wurde dabei gefunden, daß z. B. im normal belasteten Edalgashochdruckbogen (10 bis 30 Amp.) bei Drucken von etwa 35 Atm. der Gesamtquerschnitt der positiven Ionen gegenüber den Elektronen von ungefähr derselben Größe ist wie der entsprechende Querschnitt der neutralen Atome, während bei niedrigeren Drucken der Ionenquerschnitt überwiegt. Es liegt deshalb nahe, anzunehmen, daß im Hochstrombogen mit seinen extrem großen Elektronen- bzw. Ionendichten und dem relativ geringen Druck von 1 Atm. die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen, entgegen den bisher allgemein gemachten Annahmen, eine überragende Bedeutung gewinnt und die Größe des Elektronen-Wärmeleitungskoeffizienten hierdurch stark beeinflusst wird. Um dies zu prüfen, seien Berechnungen der Stoßquerschnitte für den in Frage kommenden Temperaturbereich sowie der sich daraus ergebenden Wärmeleitungskoeffizienten durchgeführt.

Wie in der angeführten Untersuchung⁹ gezeigt werden konnte, gilt näherungsweise die von Gvosdover¹⁰ abgeleitete Beziehung für den Ionenquerschnitt

$$N_+ Q_+ = \frac{\pi}{2} \ln \frac{kT}{e^2 N_+^{1/3}} \frac{e^4}{k^2 T^2} N_+ \quad (5)$$

Darin bedeuten N_+ die Anzahl der Ionen im cm^3 , die wegen der Quasineutralität des Säulenplasmas

gleich der Anzahl n der Elektronen ist, Q_+ den Stoßquerschnitt eines Ions gegenüber den Elektronen, e die elektrische Elementarladung, k die Boltzmannsche Konstante. Die freie Weglänge ist gegeben durch:

$$\lambda = \frac{1}{NQ + N_+ Q_+}, \quad (6)$$

wo N die Anzahl der Atome im cm^3 , Q deren Stoßquerschnitt gegenüber den Elektronen bedeuten. Für Q muß wegen der vollständigen Dissoziation der Moleküle bei den sehr hohen Temperaturen im Hochstrombogen der Querschnitt der Atome eingesetzt werden. Leider sind die Ramsauer-Querschnitte nur für die Moleküle N_2 und O_2 gemessen worden. Doch wird wohl kein sehr großer Fehler begangen, wenn für die Atomquerschnitte etwa $1/3$ der Molekülquerschnitte angenommen wird. Wir setzen sowohl für N als auch für O den Wert $Q = 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ an. Er ist nur wenig größer als der aus Röntgenstrahluntersuchungen an Kristallen sich ergebende Atomquerschnitt, den Höcker und Finkelnburg in ihrer Arbeit verwandt haben. Wie sich im folgenden zeigen wird, spielt die Wechselwirkung der Elektronen mit den neutralen Atomen eine derart untergeordnete Rolle, daß die genaue Größe von Q für die Berechnung der Wärmeleitungskoeffizienten im interessierenden Bereich ohne Belang ist.

In Tab. 1 sind für Temperaturen von 7000° bis 14000° die Werte für NQ in der zweiten Spalte eingetragen. In Spalte 3 sind als Elektronenkonzentrationen diejenigen aus der Arbeit von Höcker und Finkelnburg genommen worden. Sie wurden aus der Saha-Gleichung berechnet:

$$\frac{n}{N-2n} = \frac{g_i}{g_0} \cdot 2 \cdot \frac{(2\pi m)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \cdot e^{-\frac{eV_i}{kT}} \quad (7)$$

(n Anzahl der Elektronen im cm^3 , N Anzahl aller Teilchen im cm^3 , g_0 statistisches Gewicht des Grundzustandes der Atome, g_i statistisches Gewicht des Grundzustandes der Ionen, m Elektronenmasse, k Boltzmannsche Konstante, h Plancksche Konstante und V_i Ionisierungsspannung). Wegen einer Herabsetzung der effektiven Ionisierungsspannung infolge Verschmierung der oberen Terme ist für V_i ein Wert anzunehmen, der wohl

¹⁰ S. D. Gvosdover, Physik. Z. Sowjetunion 12, 164 [1937].

⁹ P. Schulz, Ann. Physik (6) 1, 318 [1947].

1 T^0	2 NQ $Q = 3 \cdot 10^{-16}$	3 $n = N_+$	4 Q_+	5 $N_+ Q_+$	6 α_e mit Ber. pos. Ionen	7 α_e ohne Ber. pos. Ionen
7000	$3,1 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^{14}$	$3,5 \cdot 10^{-13}$	$1,9 \cdot 10^2$	$4,3 \cdot 10^3$	—
8000	$2,8 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^{15}$	$2,5 \cdot 10^{-13}$	$5,4 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^4$	$8,0 \cdot 10^4$
9000	$2,5 \cdot 10^2$	$8,7 \cdot 10^{15}$	$1,8 \cdot 10^{-13}$	$1,5 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^5$
10000	$2,2 \cdot 10^2$	$2,8 \cdot 10^{16}$	$1,3 \cdot 10^{-13}$	$3,7 \cdot 10^3$	$3,3 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^6$
11000	$2,0 \cdot 10^2$	$6,7 \cdot 10^{16}$	$1,0 \cdot 10^{-13}$	$6,8 \cdot 10^3$	$4,7 \cdot 10^4$	$3,8 \cdot 10^6$
12000	$1,8 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^{17}$	$8,2 \cdot 10^{-14}$	$9,0 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^4$	$8,5 \cdot 10^6$
13000	$1,7 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^{17}$	$7,0 \cdot 10^{-14}$	$9,8 \cdot 10^3$	$7,4 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^7$
14000	$1,6 \cdot 10^2$	$1,8 \cdot 10^{17}$	$6,1 \cdot 10^{-14}$	$10,9 \cdot 10^3$	$8,8 \cdot 10^4$	—

Tab. 1. Anzahl n der Elektronen im cm^3 , Stoßquerschnitt eines Ions Q_+ , Stoßquerschnitt NQ aller neutralen Atome im cm^3 sowie aller Ionen im cm^3 $N_+ Q_+$ gegenüber Elektronen, Elektronenwärmeleitungs-koeffizient α_e , mit und ohne Berücksichtigung der positiven Ionen für verschiedene Temperaturen.

um etwa $1/2$ Volt unter demjenigen der freien Atome liegt. Hierdurch wird die Elektronendichte erhöht. Da aber für den Elektronen-Wärmeleitungskoeffizienten sich dieser Unterschied nur relativ wenig bemerkbar macht, sollen die unverbesserten Werte für die Elektronendichten beibehalten werden. Spalte 4 enthält die Einzelquerschnitte Q_+ der Ionen gegenüber den Elektronen, Spalte 5 die Gesamtquerschnitte $N_+ Q_+$ aller Ionen im cm^3 .

Wie man sieht, ist der Querschnitt des einzelnen Ions um fast 3 Größenordnungen größer als der Atomquerschnitt. Der Gesamtquerschnitt $N_+ Q_+$ aller Ionen im cm^3 ist bei Temperaturen von 7000° noch etwas kleiner als derjenige der Atome. Er wächst aber sehr schnell mit der Temperatur an und ist bei 8000° schon größer als der Gesamtquerschnitt der Atome. Bei 11000° übertrifft er letzteren um das Dreißigfache. Da die Achsentemperaturen bei diesem Wert liegen, wird die Elektronenbeweglichkeit in der Bogensäule praktisch nur durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen bedingt.

Um den Koeffizienten der Elektronenwärmeleitung unter Berücksichtigung der Wechselwirkung mit den positiven Ionen zu erhalten, sei ausgegangen von der bekannten Transportgleichung:

$$E = -\alpha \text{ grad } T \, dq \, dt,$$

wo $\alpha = n D_T \frac{\partial \varepsilon}{\partial T}$ der Wärmeleitungskoeffizient ist. Darin bedeuten: n die Anzahl der Elektronen im cm^3 , $\varepsilon = \frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ die mittlere Energie der Elektronen und $D_T = \frac{\lambda v}{3}$ den Diffusionskoeffizienten.

Hieraus ergibt sich für den Elektronen-Wärmeleitungskoeffizienten mit $\lambda = \frac{1}{NQ + N_+ Q_+}$:

$$\alpha_e = 4,63 \cdot 10^{-11} \cdot T^{1/2} \cdot \frac{n}{NQ + N_+ Q_+}. \quad (8)$$

Die aus Gl. (8) unter Verwendung der Werte aus Spalte 2 und 3 der Tab. 1 berechneten Wärmeleitungskoeffizienten sind in die 6. Spalte der Tabelle eingetragen. Zum Vergleich sind noch die entsprechenden Werte (nach Höcker und Finkelburg) ohne Berücksichtigung der Wechselwirkung mit den positiven Ionen in der 7. Spalte wiedergegeben. Bei 11000° sind diese um etwa zwei Größenordnungen höher als die neu berechneten Wärmeleitungskoeffizienten. Es ist auffallend, daß der Elektronen-Wärmeleitungskoeffizient bei Anstieg der Temperatur von 8000° auf 11000° trotz einer Erhöhung der Elektronenkonzentration um mehr als den Faktor 30 nur auf etwa den vierfachen Wert anwächst.

Es erhebt sich nun zunächst die Frage, ob mit diesem verkleinerten Wärmeleitungskoeffizienten die Elektronenwärmeleitung noch immer den überwiegenden Energietransport aus der Bogensäule besorgt. Die Wärmeleitung durch Elektronen- und Ionendiffusion wird durch die positiven Ionen gleichfalls herabgesetzt. Wir wollen sie im folgenden wieder gegenüber der Elektronenwärmeleitung vernachlässigen. Dagegen bleibt die klassische Wärmeleitung unverändert, und es zeigt sich, daß nunmehr Elektronenwärmeleitung und klassische Wärmeleitung vergleichbare Werte haben. Um das zu belegen, sind in Abb. 1 beide Wärmeleitungs-

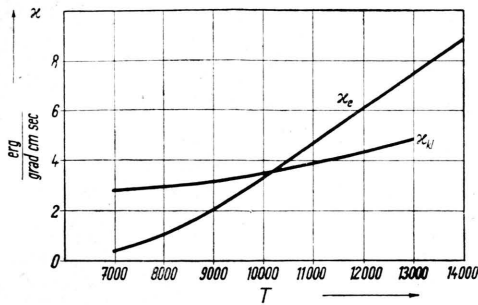


Abb. 1. Klassischer Wärmeleitkoeffizient $x_{kl} \cdot 10^4$ und Elektronenwärmeleitkoeffizient $x_e \cdot 10^4$ in Abhängigkeit von der Temperatur.

koeffizienten in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Aus der Abb. ist ersichtlich, daß sie keinen sehr unterschiedlichen Verlauf aufweisen. Bei 10000° sind beide gleich groß. Der Koeffizient für die Elektronenwärmeleitung steigt mit der Temperatur nur wenig rascher an. Er ist z. B. bei 11000° erst um etwa 17% größer als der Koeffizient für die klassische Wärmeleitung.

In gewisser Näherung kann also der Wärmeleitkoeffizient des Plasmas der Hochstrombogensäule $\alpha = 2 x_e$ gesetzt werden.

Die Differentialgleichung (1) für die Energiebilanz der Säule bleibt im wesentlichen unverändert. Doch ist die Gleichung nicht mehr ohne weiteres integrierbar, da der neue, unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen erhaltene Wärmeleitkoeffizient einen Ansatz gemäß Gl. (4) auch nicht in roher Näherung erlaubt.

Trotzdem können durch eine Abschätzung die obigen Betrachtungen einer Prüfung unterzogen werden. Wir denken uns den Bogen als einen Entladungsschlauch mit dem Durchmesser $2R$. Bei einer Stromstärke von 200 Amp. ist dieser von Finkelnburg zu $2R = 0,35$ cm bestimmt worden. Als Längsfeldstärke wurde gemessen 10 Volt/cm. Der angegebene Bogendurchmesser wird etwa der Halbwertsbreite der Strahlung entsprechen, d. h. der Breite, innerhalb der die Strahlung auf den halben Maximalwert abgesunken ist. Diese ist aber nicht identisch mit der für die Leitfähigkeit maßgebenden Kanalbreite. Denn die Strahlung fällt sehr schnell mit der Temperatur, nämlich mit $e^{-\frac{e V_a}{k T}}$ (V_a Anregungsspannung der Strahlung), von der Bogenachse zum Rande hin ab, während die Leitfähigkeit wegen des Einflusses der posi-

ven Ionen auf die Elektronenbeweglichkeit zunächst nur langsam kleiner wird. Um die Unterschiede der für die einzelnen Teilprozesse maßgebenden Bogenbreiten abzuschätzen, nehmen wir an, die Achsentemperatur betrage 12000° und die Temperatur falle gemäß der Besselschen Funktion 0. Ordnung zum Rande hin ab. Eine solche Kurve ist in Abb. 2 eingezeichnet. Die zu diesem Temperaturverlauf gehörende Strahlung ist gleichfalls wiedergegeben, wobei als mittlere Anregungsspannung ganz roh $V_a = 10$ Volt angenommen worden ist. Weiterhin ist $\sigma \sim x_e/T$ eingezeichnet. Schließlich ist der Maßstab so normiert, daß die Halbwertsbreite für die Strahlung übereinstimmt mit dem experimentellen Werte $2R = 0,35$ cm. Als Halbwertsbreite des Leitfähigkeitskanals ergibt sich aus der Abb. 2 $R_\sigma = 0,66$ cm. Damit erhält man für die Stromdichte $i = 580$ Amp./cm² und als Leitfähigkeit $\sigma = i/E = 5,2 \cdot 10^{13}$ cgs-Einheiten. Wird als mittlere Temperatur der Säule 11000° angenommen, wie durch die spektroskopischen Untersuchungen von Finkelnburg nahegelegt wird, so folgt aus der Wiedemann-Franz'schen Beziehung als mittlerer Elektronenwärmeleitkoeffizient $x_e = 9 \cdot 10^4$. Vergleicht man hiermit den Elektronenwärmeleitkoeffizienten $x_e = 5 \cdot 10^4$, der unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen berechnet wurde und aus Abb. 1 zu entnehmen ist, so zeigt sich Übereinstimmung im Rahmen der vorliegenden rohen Abschätzung. Wenn nicht merklich höhere Bogentemperaturen angenommen werden sollen, so deutet das Vorzeichen der Differenz

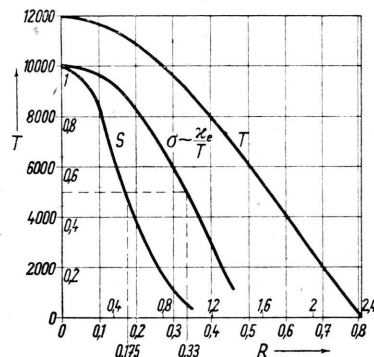


Abb. 2. Temperatur T , Strahlung S und elektrische Leitfähigkeit σ als Funktion des Abstandes von der Bogenachse.

Der obere Abszissenmaßstab gehört zu der T -Kurve, der untere zu der S - und der σ -Kurve. S und σ sind für $R = 0$ gleich 1 gesetzt.

beider Werte darauf hin, daß die Formel (5) von Gvosdover u. U. etwas zu hohe Werte für die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen liefert.

Wird die entsprechende Abschätzung ohne Berücksichtigung der positiven Ionen durchgeführt, so ergibt sich der aus Elektronendichte und Atomquerschnitt berechnete Elektronenwärmeleitungskoeffizient zu $\kappa_e = 4 \cdot 10^6$, während der aus dem Wiedemann-Franz'schen Gesetz folgende Wert

mit $\kappa_e = 3 \cdot 10^5$ um eine Größenordnung niedriger liegt.

Als Ergebnis der Betrachtungen kann festgestellt werden, daß die von Höcker und Finkelburg angenommene Wärmeleitung durch Elektronen in der Energiebilanz der Hochstrombogensäule eine maßgebende Rolle spielt, daß aber durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen quantitativ erhebliche Änderungen eintreten.

Zur Theorie der Diffusionspumpe¹

Von RUDOLF JAECKEL

Aus dem Hochvakuumlabor der Firma E. Leybolds Nachfolger, St. Andreasberg (Harz)

(Z. Naturforsch. 2a, 666—677 [1947]; eingegangen am 16. Januar 1947)

Im Anschluß an die grundlegenden Veröffentlichungen von Gaede^{2,3,4} werden im folgenden die physikalischen Vorgänge in der Diffusionspumpe theoretisch behandelt und an der Öldiffusionspumpe von Jaekel-Schröder geprüft. Die Formeln für die quantitative Erfassung der physikalischen Vorgänge in den Pumpen werden in 1. und 2. Näherung aufgestellt. Auf Grund dieser Formeln ist es möglich, 1. die Leistungen von Diffusionspumpen zu berechnen, 2. die Dimensionierung einer Diffusionspumpe für eine bestimmte Leistung im voraus festzulegen.

Den grundsätzlichen Aufbau einer Diffusionspumpe zeigt Abb. 1. Ein von A kommender gasfreier Dampfstrom tritt durch die Düse 1 in einen erweiterten Raum, der durch eine bei B angeschlossene Vorvakuumpumpe auf den Vorvakuumdruck evakuiert ist. Der Dampfstrom selbst trifft auf die gekühlte Fläche D und wird dort kondensiert. Der Gasraum, aus dem das Gas durch die Diffusionspumpe ausgepumpt werden soll, ist bei C angeschlossen. Bei den Diffusionspumpen ist es für das Zustandekommen einer Saugwirkung nur erforderlich, daß der Partialdruck des Gases oberhalb der Fläche a—b, d. h. also außerhalb des Dampfstromes, größer ist als im Dampfstrom unmittelbar unter der Fläche a—b, da dann dauernd durch Diffusion Gas aus dem dampffreien Raum oberhalb a—b in den Dampfstrom unterhalb a—b gelangt und von demselben fortgeführt wird. Bei dieser Wirkungsweise der Diffusionspumpe kann also der Dampfdruck des Treibampfes in der Düsenmündung ruhig um mehrere Zehnerpotenzen größer sein als der Partialdruck des abzusau-

genden Gases bei C, ohne daß dadurch die Saugwirkung der Diffusionspumpe beeinträchtigt wird. Im Gegensatz dazu tritt bei den bekannten Dampfstrahlpumpen nur dann eine Saugwirkung ein, wenn der Totaldruck (= Dampfdruck + Partialdruck des Gases) im Dampfstrom an der Düsenmündung, d. h. also an der Fläche a—b, kleiner ist als der Druck des bei C angesaugten Gases.

Da die Dampfstrahlpumpen und die Diffusionspumpen in ihrer äußeren Anordnung einander sehr ähnlich sind, liegt es nahe, wie das auch vielfach geschehen ist, für die Wirkungsweise der Diffusionspumpen das Prinzip der Dampfstrahlpumpen verantwortlich zu machen. Die grundsätzlichen Unterschiede zwischen beiden Pumpentypen wurden bereits von W. Gaede dar-

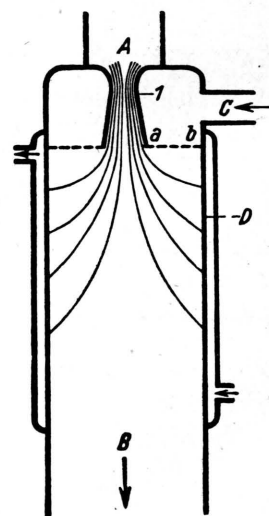


Abb. 1.
Grundsätzlicher
Aufbau einer
Diffusionspumpe.

¹ Gekürzte Habilitationsschrift, Bonn 1946.

² W. Gaede, Ann. Physik 41, 289 [1913].

³ W. Gaede, Ann. Physik 46, 357 [1915].

⁴ W. Gaede, Z. techn. Physik 4, 337 [1923].