

Libor Pátý

Saug- und Rückstrom in Diffusionspumpen

*Acta Universitatis Carolinae. Mathematica et Physica*, Vol. 8 (1967), No. 2, 3--14

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/142207>

**Terms of use:**

© Univerzita Karlova v Praze, 1967

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

## Saug- und Rückstrom in Diffusionspumpen

L. PÁTÝ

Lehrstuhl für Elektronik und Vakuumphysik, Karls-Universität, Prag

Eingegangen am 16. Juni 1967

### Einführung

In den letzten Jahren, in welchen sich die Physik niederer Drücke zu einem selbständigen Gebiet gestaltet hat, haben sich die bestehenden Methoden zur Gewinnung niederer Drucke entfaltet, neue Methoden wurden entwickelt und ihnen entsprechende Vakuumpumpen entworfen. Von diesen können die Turbomolekularpumpen und die Rootspumpen erwähnt werden, Kondensations- und Sorptionsmethoden zur Gewinnung niederer Drucke, welche einen viel niedrigeren Enddruck und eine viel höhere Sauggeschwindigkeit haben, als die klassischen Methoden und Vakuumpumpen. Trotzdem bleiben jedoch diese Vakuumpumpen — und von ihnen besonders die Diffusionspumpen — wegen ihrer Verlässlichkeit und Billigkeit immer noch im Vordergrund der Aufmerksamkeit und werden viel benützt. Die Diffusionspumpen wurden während ihrer Entwicklung nach und nach vervollkommen. Diese Vervollkommnung ging auf Grund der Empirie vor sich, da eine Beschreibung des Saugprozesses wegen der Beschwerlichkeit bisher nicht ausgearbeitet wurde. Ich habe mich daher mit dem Studium des Saugprozesses befasst, um zur Klarlegung der in der Vakuumpumpe verlaufenden Grundprozesse beizutragen, wobei ich mich bemüht habe, die Methoden der Beschränkung des Rückstromes der Treibmitteldämpfe zu vervollkommen.

Die wichtigsten charakteristischen Größen der Vakuumpumpen sind die Sauggeschwindigkeit und der Enddruck. Der Zusammenhang und die Bedeutung dieser Größen kann an einem idealisierten Fall des Pumpens eines Hochvakuumsystems mit dem Volumen  $V$  und der Gesamtoberfläche seiner Wände  $A$ , in welchem die Molekülkonzentration  $\nu$  ist, gezeigt werden. Außerhalb des Systems wird mit einer Konzentration  $\nu'$  gerechnet. Unter der Voraussetzung, daß im Augenblick des Pumpenbeginns alle Wände des Systems beseitigt werden, kommt es zum Sinken der Konzentration der Moleküle im System, das aus der Bilanz des Gesamt-Molekülstroms durch die Fläche  $A$  resultiert

$$-V \frac{d\nu}{dt} = \frac{1}{4} v_a (\nu - \nu'),$$

wo  $v_a$  die mittlere arithmetische Geschwindigkeit der Moleküle ist. Durch die Lösung

dieser Gleichung resultiert für den Konzentrations- resp. Druckwert  $p_t$  in der Zeit  $t$  die Beziehung

$$p_t = p' + (p - p') \exp \left( - \frac{1}{4} v_a \frac{A}{V} \right) t,$$

in welcher  $p$  und  $p'$  die der Konzentration  $v$  und  $v'$  entsprechenden Drucke sind.

Der Enddruck, d. i.  $p_t \rightarrow \infty = p_o$  ist  $p'$  gleich. Die Größe  $\frac{1}{4} v_a A$  aus der vorhergehenden Beziehung charakterisiert die Geschwindigkeit des Druckabfalls im System. Sie wird Sauggeschwindigkeit genannt und hat die physikalische Bedeutung des Gasvolumens, das in einer Sekunde durch die Fläche  $A$  hindurchgeht. Die erste Gleichung kann mit Hilfe der Sauggeschwindigkeit in der Form

$$- \frac{dN}{dt} = S v - S v'$$

geschrieben werden wo  $\frac{dN}{dt}$  die zeitliche Änderung der Totalanzahl der Moleküle ist; so kann der Strom der Moleküle, der durch die Fläche  $A$  hindurchgeht, als Unterschied des Saugstroms ( $Q_S$ ) und des Rückstroms ( $Q_R$ ) ausgedrückt werden. Die Gleichung kann weiter in die Form

$$\frac{dV}{dt} = S \left( 1 - \frac{p_o}{p} \right) = S_{ef}$$

überführt werden, welche die Gleichheit des gesamten, durch die effektive Sauggeschwindigkeit  $S_{ef}$  ausgedrückten Gasflusses und des Unterschiedes des Saugflusses  $S$  und des Rückflusses  $S \frac{p_o}{p}$  ausdrückt. Aus dieser Erwägung geht hervor, daß außer der Sauggeschwindigkeit, die Primärcharakteristik der Vakuumpumpe der Rückstrom ist. Der Enddruck ist nur eine abgeleitete Größe, die die Folge des Gleichgewichtes des Saug- und Rückstromes ist.

Die vorgebrachten Erwägungen haben vollkommen allgemeine Geltung und können auch auf die Diffusionspumpe appliziert werden. Wie bekannt, kommt in der Diffusionspumpe das gepumpte Gas mit dem strömenden Dampf in Berührung; es strömt in der Saugrichtung in den Vorvakuumraum. Wie im nachfolgenden gezeigt wird, hat die Struktur des Dampfstromes und seine lokalen Parameter, die für eine direkte Messung schwer zugänglich sind, im Saugprozeß eine wichtige Rolle. Aus diesem Grunde ist es üblich, bei der Beschreibung immer aus hypothetischen vereinfachten Modellen der Vakuumpumpen hervorzugehen.

Das erste – Gaede's Modell (1915) [1] – basierte auf der Vorstellung, daß das Wesen des Saugprozesses die Diffusion des gepumpten Gases in den Dampfstrom ist. Gaede ist es gelungen, für das Kompressionsverhältnis einen Ausdruck zu bestimmen, d. i. das Verhältnis des Austritts- und Eintrittsdruckes in stationärem Zustand, d. i. beim Enddruck. Die von Gaede abgeleitete Beziehung für die Sauggeschwindigkeit hat jedoch den experimentellen Werten der Sauggeschwindigkeit nicht entsprochen und die Existenz des Optimalwertes des Saugkörper-Durchmessers der Vakuumpumpe resultierte aus dieser Beziehung unrichtig.

Langmuir (1915) [2] hat als Erster auf die wichtige Rolle des Transportes der Gas-

moleküle durch den Dampfstrom aufmerksam gemacht und dies durch Konstruktion der sog. Langmuir-Vakuumpumpe bewiesen. Er hat jedoch die größte Wichtigkeit für den Saugprozeß der Kondensation der Dämpfe an der Kondensationswand beigelegt, was eine grobe Vereinfachung und Einengung des Problems ist. Auf die Aufgabe des Molekültransportes hat auch Dolejšek [3] hingewiesen, eine eigentliche Beschreibung des Saugprozesses wurde jedoch nicht ausgearbeitet.

Ein vollkommeneres Modell hat Jäckel (1947) [4] ausgearbeitet. In diesem Modell ist die Vakuumpumpe in Form eines Zylinders vorgesehen, durch welchen ein paralleler homogener Dampfstrom strömt. Das Ergebnis der Beschreibung für die Sauggeschwindigkeit, welche die Geschwindigkeit des Saugstromes, die Ein- und Austrittskonzentration der Moleküle in stationärem Zustand und im Zustand bei der von Null verschiedenen Sauggeschwindigkeit enthält. Die Abhängigkeit der Sauggeschwindigkeit vom Eintrittsdruck entspricht qualitativ sehr gut den Experimentalkurven, quantitativ unterscheidet sie sich aber bedeutend vom Experiment.

Florescu (1953) [5] ist aus demselben Modell wie Jäckel hervorgegangen, den Saugprozeß hat er jedoch als Bilanz des Impulses erklärt, mit dem der Dampfstrom auf das Gas wirkt und dem Impuls, der dem Gradienten des Gasdruckes entspricht. Das Ergebnis dieser Beschreibung ist wieder qualitativ richtig, die berechneten Werte der Sauggeschwindigkeit sind jedoch mehrfach kleiner als die Experimentalwerte. Ein weiterer Fehler der Florescu-Theorie besteht darin, daß das Kompressionsverhältnis mit der Masse des gepumpten Gases sinkt, was mit den Experimentalwerten, sowie mit der Gaede-Beziehung im Widerspruch ist.

Nöller [6] hat mit seinen Mitarbeitern (1955) auf die Geltendmachung der Stoßwelle in Ejektor-Vakuumpumpen hingewiesen und Genannte haben sich bemüht, diese Feststellung auch bei der Klarlegung des Saugprozesses in Diffusionspumpen anzuwenden. Wegen experimenteller Schwierigkeiten haben sie jedoch die Existenz der Stoßwelle in Diffusionspumpen nicht nachgewiesen.

In jüngster Zeit hat sich mit der Beschreibung des Saugprozesses Tóth (1966) [7] befaßt. Er hat die Theorie des Gases von zwei Komponenten benützt, ist jedoch zu einer Präzisierung der vorangeführten Modelle nicht gelangt.

Als Erste haben auf die Notwendigkeit, sich mit der Struktur des Dampfstromes näher zu befassen, Lifšic und Rozenčevj (1952) [8] hingewiesen, auf Grund unrichtiger Voraussetzungen sind sie jedoch zu Schlußfolgerungen gelangt, welche der Wirklichkeit widersprechen.

Eingehend haben die Struktur des Dampfstromes Skobelkin und Jusčenkóvá (1954) [9] studiert und haben deduziert, daß der Dampfstrom einen kontinuierlichen Stromkern mit einer relativ großen Konzentration von Dampfsmolekülen hat, in welchen die Gasmoleküle nicht diffundieren können und daß der restliche Stromteil mit der Molekularströmung das eigentliche Arbeitsgebiet ist, in welchem es zur Diffusion des Gases kommt. Die erwähnte Arbeit ist bisher die vollständigste, da sie auch den Einfluß der Form der Düse, die – wie bekannt – für die Funktion der Vakuumpumpe sehr wichtig ist, berücksichtigt. In der Literatur fehlen jedoch bisher Angaben, die es ermöglichen würden, diese Beschreibung auszuwerten, ev. zu ergänzen.

Das experimentale Studium des Saugprozesses der Diffusionspumpe habe ich unter Anwendung folgender Methoden durchgeführt:

1. durch Messung der Abhängigkeit des Enddruckes der Vakuumpumpe an der Stelle, wo der definierte Gaßstrom in den Arbeitsraum der Vakuumpumpe eintritt
2. durch Messung der Temperaturverteilung im Arbeitsraum
3. durch Indizierung der Struktur des Dampfstromes mit Hilfe der Schlierenmethode
4. durch Beobachtung der Fluktuationen des Enddruckes der Vakuumpumpe.

Das Studium erfolgte an 2 Apparaturen mit Versuchs-Vakuumpumpen gleicher Type mit der Füllung von Mineral- und Silikonöl. Bei der ersten Apparatur sind in den Glasmantel der Vakuumpumpe enge Glasröhren-Sonden eingeschmolzen worden. Einige von ihnen mündeten innen im Arbeitsraum der Vakuumpumpe, die anderen mündeten in der Ebene der Kondensationswand. Bei der zweiten Vakuumpumpe wurde eine einzige, jedoch in der zur Achse der Vakuumpumpe senkrechten Ebene bewegliche Sonde angewandt. Die genauere Gestaltung beider Vakuumpumpen ist auf den Bildern dargestellt. Die Messung des Enddruckes erfolgte mit einem Inversions-Ionisationsmanometer mit Heizfaden und Wasserstoff wurde in die Sonden durch Palladiumelemente

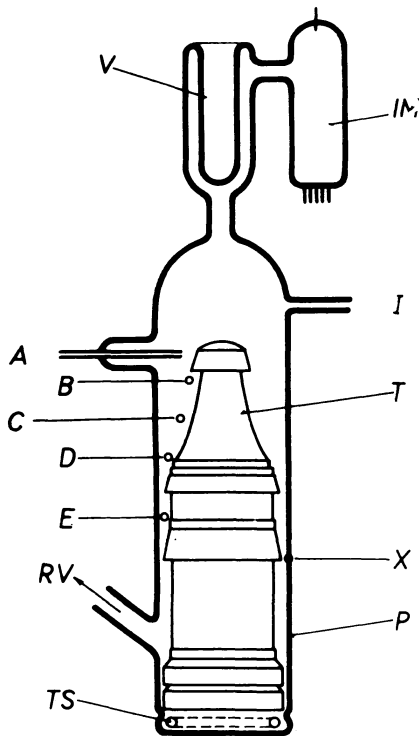


Abb. 1. Schematische Darstellung der ersten Versuchspumpe IM - Ionisationsmanometr, T - Ausfrierfalle, RV - Austrittsöffnung, TS - Heizkörper, P - Mantel der Pumpe, T - Düsensystem, A - E - die im Innen des Arbeitsraumes mündende Sonden, I - die in der Ebene der Kondensationswand mündende Sonden.

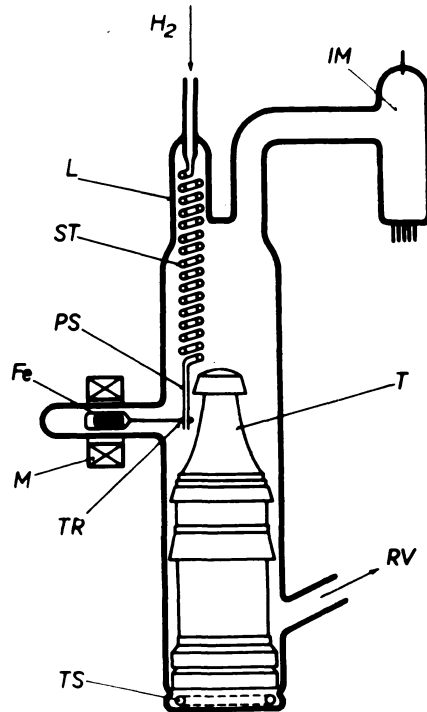


Abb. 2. Schematische Darstellung der zweiten Versuchspumpe. H<sub>2</sub>-Einlaß des Wasserstoffes, ST - Spiralförmiges biegsames Röhrchen aus Glas, PS - bewegliche Sonde, TR - Stäbchen, Fe - Eisenkern, M - Magnet.

eingelassen. Alle Meßgeräte und Einlaßelemente wurden auf einer weiteren Kalibrierungsapparatur kalibriert.

1. Mit der ersten Vakuumpumpe wurden Messungen der Abhängigkeit des Enddruckes

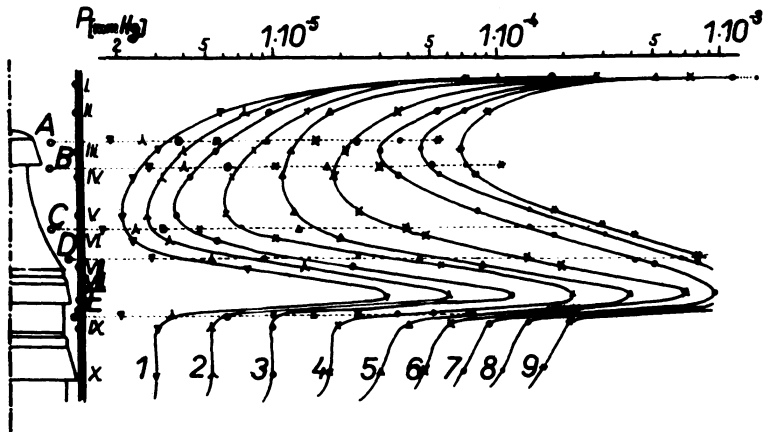


Abb. 3. Abhängigkeit des Enddruckes von Ort und Stelle des Wasserstoffeinlasses bei verschiedenen Werten des Leistungsbedarfes des Siedetopfes. (1 - 344 W, 2 - 330 W, 3 - 316 W, 4 - 300 W, 5 - 286 W, 6 - 270 W, 7 - 257 W, 8 - 242 W, 9 - 229 W).

an der Eintrittsstelle des Wasserstoffes und der Stromgröße bei optimalem Leistungsbedarf des Siedetopfes durchgeführt. Die erhaltenen Kurven haben sich voneinander

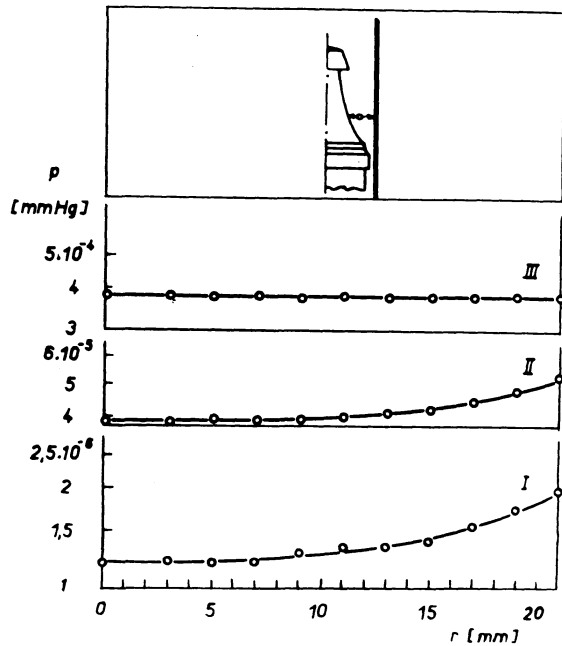


Abb. 4, 5, 6. Abhängigkeit des Enddruckes von Ort und Stelle der beweglichen Sonde bei verschiedenem Leistungsbedarf des Siedetopfes und für drei verschiedene Ebenen des Wasserstoffeinlasses (I - 350 W, II - 283 W, III - 241 W).

unterschieden, waren reproduzierbar und dadurch war die Verwendbarkeit dieser

neuen Studienmethode des Saugprozesses nachgewiesen. Weitere Messungen der Abhängigkeit des Enddruckes beim Eintritt des Wasserstoffes mit konstantem Stromwert am Leistungsbedarf des Siedetopfes und der Eintrittsstelle sind auf dem Bild 3 angeführt. Wie später gezeigt werden wird, geben die angeführten Messungen Informationen über den Saugprozeß und es werden aus ihnen bestimmte Schlußfolgerungen gezogen. Es war daher notwendig zu beweisen, daß auf die Abhängigkeit des Enddruckes an der Eintrittsstelle andere Prozesse keinen Einfluß haben, wie z. B. der Einfluß des in die Sonde eindringenden Dampfstromes. Negative Beweise haben Messungen mit solchen Sonden gegeben, deren Öffnungen von den Strömungslinien des Dampfstromes abgewandt waren. Weitere Messungen der Abhängigkeit des Enddruckes an der Eintrittsstelle wurden mit Hilfe der zweiten Vakuumpumpe durchgeführt. Die Sonde wurde in der Ebene zwischen der Kondensationswand und dem Düsenssystem verschoben. Die Messungen erfolgten für 3 verschiedene Leistungsbedarfswerte des Siedetopfes und für 3 Ebenen von verschiedenen Höhen. Die Ergebnisse der Messungen sind auf den Bildern 4–6 angeführt. Dann wurden Messungen mit Argon, einem Gemisch von Helium – Neon und Luft durchgeführt und die Ergebnisse waren

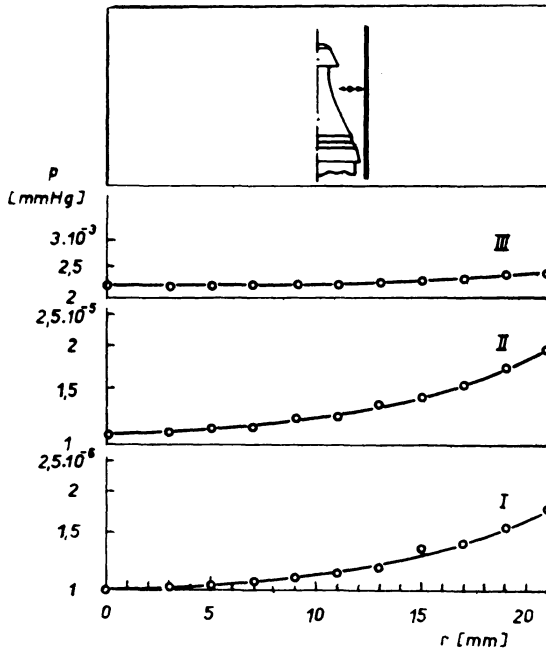


Abb. 5.

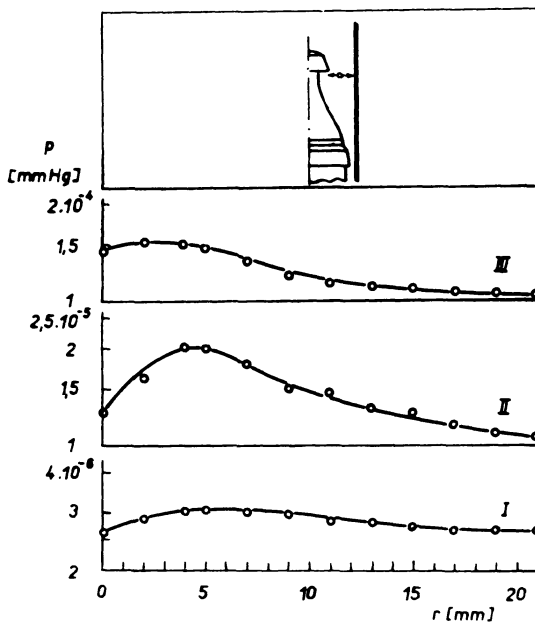


Abb. 6.

analogisch. Endlich erfolgten Druckmessungen mit Hilfe einer beweglichen Sonde und einem an diese Sonde angeschlossenen Ionisationsmanometer.

2. Die Temperaturmessungen an verschiedenen Punkten des Saugraumes der ersten Düse wurden mit einem Thermoelement, das in die Sonden der ersten Vakuumpumpe eingeschmolzen wurde, durchgeführt. Weiter wurden Versuche vorgenommen, das Temperaturfeld der Vakuumpumpe mit Hilfe der Detektion der Infrarotstrahlung eines Dampfstromes durch den Bildwandler zu verfolgen.

3. Die Struktur des Dampfstromes wurde mit Hilfe der Schlierenmethode studiert. Auf dem Bild 7 ist die Gestaltung dieser optischen Methode, bei welcher als Lichtquelle eine Bogenlampe angewandt wurde, dargestellt.

4. Es wurden Messungen der Enddruck-Fluktuationen bei verschiedenen Füllungen und bei verschiedenem Leistungsbedarf des Siedetopfes vorgenommen. Die Messungen erfolgten mit dem Ionisationsmanometer in Verbindung mit dem Registrationsgerät. Typische Ergebnisse sind auf dem Bild 8 angeführt. Es wurde festgestellt, daß die Fluktuationen gleichzeitig mit hörbaren Schlägen der aus der Düse austretenden Oeltröpfchen und leichten Erschütterungen der Vakuumpumpe verlaufen, was ein Zeichen des ungleichmässigen Oelsiedens – der Dampfertonen bei einer gleichzeitigen lokalen Oelüberhitzung ist.

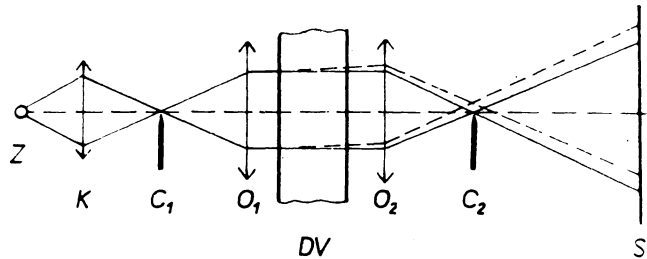


Abb. 7. Schematische Darstellung der Schlierenmethode. Z – Lichtquelle, K – Kondensator, C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub> – Blenden, O<sub>1</sub>, O<sub>2</sub> – Objektive, S – Schirmebene.

#### Auswertung der Experimente

Die Methode des Gaseinlasses in den Arbeitsraum der Vakuumpumpe beruht auf dem Gedanken, eine Störung im Arbeitsprozeß herbeizuführen; die Folgen dieser Störung sind – vom Gesichtspunkt des Saugeffektes der Vakuumpumpe – von der Störungsstelle im Arbeitsraum der Vakuumpumpe abhängig. Durch die Analyse dieser Abhängigkeit ist es möglich, die Struktur des Dampfstromes nachzuweisen und die bisherigen Vorstellungen über den Saugmechanismus der Diffusionspumpe zu präzisieren. Die mit Hilfe der angeführten Methode erhaltenen Messungen sind, was ihre Genauigkeit und Reproduzierbarkeit anbelangt, für die quantitative Analyse genügend, diese Analyse kann jedoch deshalb nicht durchgeführt werden, weil das Gas nur in einem Punkt in den rotationssymmetrischen Dampfstrom eintritt. Das eingetretene Gas beeinflusst die Konzentration der Gasmoleküle auch in den übrigen Punkten der Ebene, in welcher die Mündung der Sonde liegt. Die Konzentration ist jedoch nicht symmetrisch verteilt. Die Rotationsasymmetrie verringert sich zwar längs der Achse der Vakuumpumpe sowohl in der Saugrichtung, als auch gegen die Saugrichtung. Trotzdem ist die Angabe des beim Gaseinlaß gemessenen Druckes dem asymmetrischen Prozeß zugehörig. Diese Asymmetrie kann



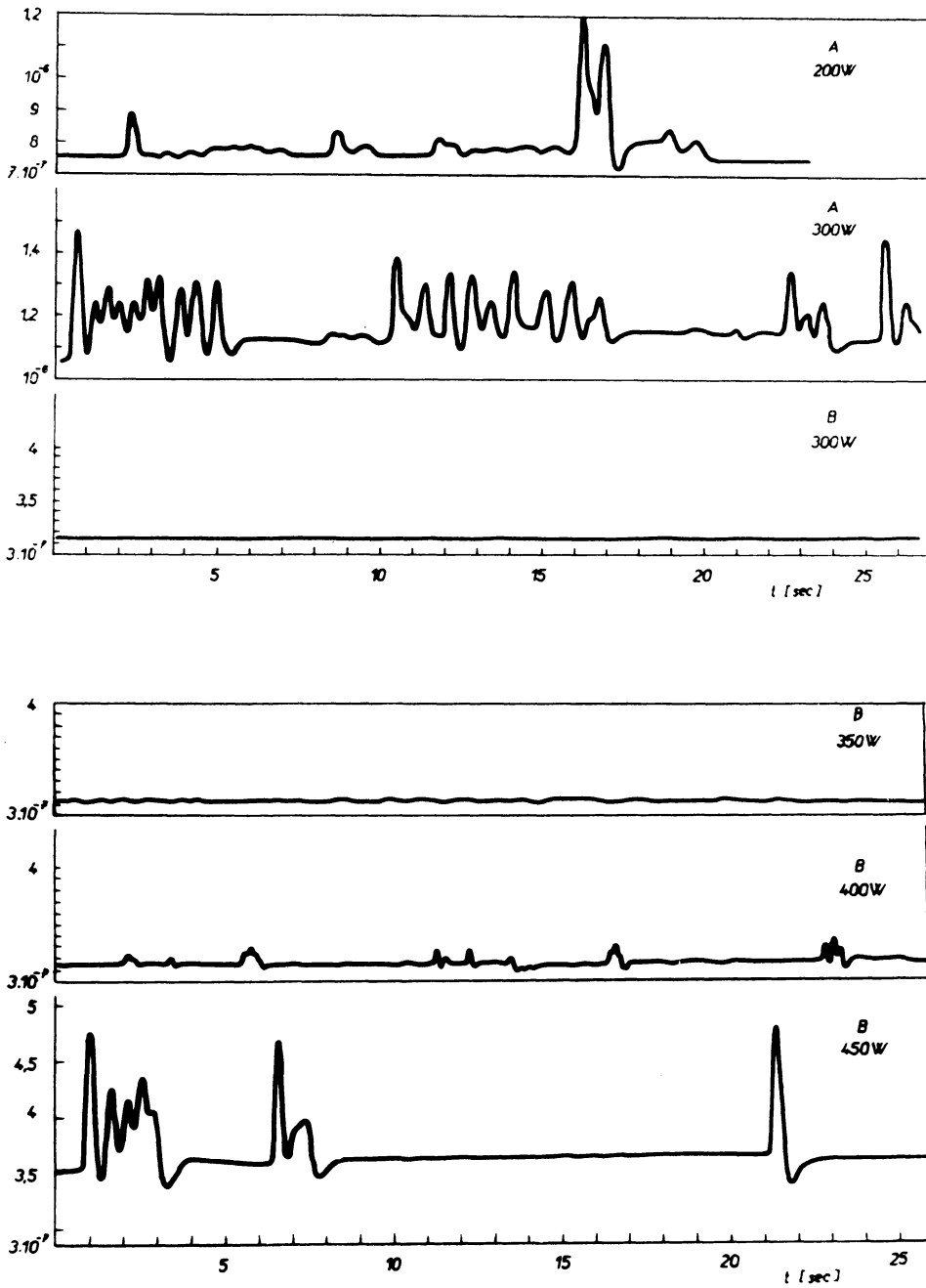


Abb. 8. Fluktuation des Enddruckes bei verschiedenen Füllungen und bei verschiedenem Leistungsbedarf des Siedetopfes.

A – bei kleinerer Ölmenge, bei welcher stärkere Lokalüberhitzungen entstanden

B – bei optimaler Ölmenge

durch eine gewisse Aenderung des Experimentes nicht beseitigt werden, da es notwendig wäre, daß das Gas in alle symmetrisch mit dem Eintrittspunkt zugeordneten Punkteintritt, wobei dieser Eintrittspunkt der Stelle, wo der Eintritt durch eine Sonde erfolgt, zugehörig ist. Aus den Messungen ergeben sich jedoch folgende Schlußfolgerungen: beim Eintritt des Gases durch die erste Sonde strömt das Gas so lange, bis der Druck vom ursprünglichen Wert auf den Gleichgewichtswert ansteigt, der für diese Eintrittsart den Charakter des Enddruckes besitzt. Dabei gilt natürlich die Gleichheit des Stromes der Moleküle, die durch die Vakuumpumpe abgeführt werden und der Moleküle, die in die Vakuumpumpe eintreten. Der Strom der Moleküle, die durch die Eintrittsöffnung passieren, wird einesteils durch den Strom der Moleküle, anderenteils durch den Rückstrom, der durch den Transport der Moleküle gegen die Saugrichtung herbeigeführt wird, gebildet. Beim Eintritt des Gases in einem gleich großen Strom durch weitere Sonden (Abb. 3) verringert sich der Enddruck, was so erklärt werden kann, daß sich beim Übergang zur niedriger gelegenen Sonde die Größe des Raumes verringert, in welchem es zu Zusammenstößen der Moleküle kommt. Hiedurch verringert sich auch die Wahrscheinlichkeit der Zusammenstöße und damit auch der Rücktransport der Gasmoleküle. Gleichzeitig steigt der Druckgradient und dadurch auch der Diffusionsstrom. Beim Eintritt des Gases durch eine bestimmte Sonde (bestimmte – mit Rücksicht auf den Leistungsbedarf des Siedetopfes) für die der Enddruck minimal ist, ist der Diffusionsstrom offensichtlich maximal und der Rücktransport minimal. Diese Wirklichkeit beweist, daß an dieser Stelle die Dampfmo­leküle auf die Kondensationswand senkrecht fallen. Die mit diesen Strömungslinien festgesetzte Fläche ist die Trennfläche des Arbeitsraumes der Vakuumpumpe. Durch den Eintritt des Gases mit Hilfe weiterer, niedriger gelegener Sonden, steigt der Enddruck aus dem Grunde, daß sich der Transporteffekt, der durch die Zusammenstöße begründet ist, verkleinert. Bei kleineren Leistungsbedarfswerten des Siedetopfes steigen die Enddruckwerte, da die Konzentration der Dampfmo­leküle sinkt. Die Trennfläche verschiebt sich in der Richtung nach oben.

Der Gasstrom, der durch die in die Tiefe des Arbeitsraumes langenden Sonden eintritt, beeinflußt den Enddruckwert analogisch. Bei der Sonde A ist der Enddruckwert für alle Leistungsbedarfswerte kleiner, als der dem Gaseinlaß in gleicher Ebene bei der Wand entsprechende Wert. Dies wird offensichtlich durch den größeren Druckgradienten im Randgebiet des Stromes mit Rücksicht auf den Wert des Gradienten, der dem Eintritt bei der Wand zugehörig ist, verursacht. Die Mündung der Sonde ist außerhalb des Stromkernes, wie aus den übrigen Enddruckwerten bei verschiedenem Leistungsbedarf hervorgeht. Beim Gaseintritt durch die Sonde B steigt der Enddruck für alle Leistungsbedarfswerte mit Rücksicht auf den Enddruckwert beim Gaseintritt durch die in die Wand mündende Sonde. Diese Sonde langt in den Kern im Teil oberhalb der Trennfläche. Der Dampfstrom reißt zum Teil die Gasmoleküle gegen die Saugrichtung mit sich und erhöht so den Rücktransport. Aus der Tatsache, daß der Enddruck einen höheren Wert für alle Leistungsbedarfswerte hat, kann deduziert werden, daß die Mündung der Sonde immer innen im Stromkern oberhalb der Trennfläche ist. Die Sonde C langt in den Kern nur bei höheren Leistungsbedarfswerten. Den Molekülen des Eintrittsgases wird dabei die Geschwindigkeit wegen einer größeren Konzentration der Dampfmo­leküle intensiver zugewiesen. Der Enddruck ist deshalb kleiner im Vergleich mit dem Gaseinlaß bei der Wand. Bei kleineren Leistungsbedarfswerten ist der Enddruck gleich dem Enddruck beim Gaseinlaß bei der Wand- die Sonde langt in diesem Fall in den

Strom außerhalb des Kernes. Die Enddruckwerte beim Gaseinlaß durch die Sonde D unterscheiden sich bei größeren Leistungsbedarfswerten von den Werten, die dem Einlaß bei der Wand zugehörig sind. Dies wird offenbar dadurch verursacht, daß die Gasmoleküle erst bei größeren Leistungsbedarfswerten in den Strom mit einer größeren Konzentration, als welche bei der Wand ist, eintreten.

Die mit der beweglichen Sonde erhaltenen Messungen beweisen die Glaubwürdigkeit der soeben beschriebenen Messungen, da diese bei etwas unterschiedlichen Bedingungen gewonnen wurden: die Mündung der Sonde wurde durch eine Schneide vom

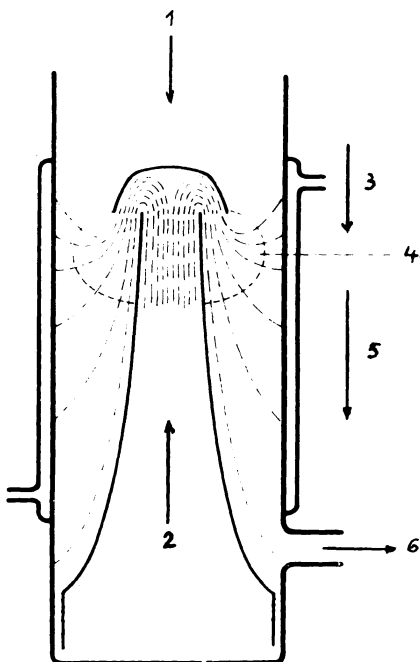


Abb. 9. Zwei Arbeitsteile in einer Diffusionspumpe. (1 - Gas, 2 - Dampf, 3 - Diffusionsstrom, 4 - Trennfläche, 5 - Transportteil, 6 - Austrittsöffnung).

Dampfstrom abgeschirmt, es wurde eine andere Ölart angewandt, die Messungen erfolgten kontinuierlich und deshalb unter vollkommen gleichen Bedingungen und außerdem kam es im Arbeitsraum zu keinen Störungen, die von anderen Sonden verursacht worden wären. Die Messung hat ergeben, daß der durch die Theorie von Skobelkin und Jušenková aufgebrachte Kern keine scharfen Grenzen hat. Auch die Funktion des Kernes als Barriere gegen den Rückstrom der Moleküle aus dem Austrittsraum im Grenzgebiet erfolgt nur zum Teil.

Die Temperaturmessung an verschiedenen Stellen des Arbeitsraumes mit Hilfe eines Thermoelements ist nicht zur Genüge empfindlich und verlässlich. Die Temperaturangabe entspricht der Temperatur des am Thermoelement entstandenen Tropfens und keineswegs der Dampftemperatur. Gleichfalls hat sich die Methode der Dampf-Wärmestrahlung nicht bewährt und es können aus derselben keine Schlußfolgerungen gezogen werden.

Beim Studium des Dampfstromes mit der Schlierenmethode hat sich gezeigt, daß die optische Inhomogenität des an der Kondensationswand herabfließenden Kondensates

teilweise das Schlierenbild des Dampfstromes überdeckt. Dabei sind auch die Inhomogenitäten des Glasmantels der Vakuumpumpe zur Geltung gekommen. Es war nicht möglich, auf diese Art die Existenz des Stromkernes und seine Grenzen, resp. die Änderungen seiner Lage bei verschiedenem Leistungsbedarf des Siedetopfes nachzuweisen. Mit dieser Methode wurde ebenfalls die Existenz der Stoßwelle nicht nachgewiesen. Auch die Kurven der Abhängigkeit des Enddruckes an der Gas-Einlaßstelle zeugen gegen die Existenz der Stoßwelle im Raum der ersten Düse.

Aus dem Studium der Fluktuationen können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden: die Amplitude und Häufigkeit der Fluktuationen wächst mit dem Leistungsbedarf der Vakuumpumpe; diese Charakteristiken hängen weiter von der Art der Ölheizung ab. Bei der Ölüberhitzung vergrößern sich die Fluktuationen. Der Vergleich

der Häufigkeit und Amplitüden mit den Abhängigkeitskurven des Enddruckes zeigt deren gegenseitigen Zusammenhang. Bei größeren zugeführten Leistungen, bei welchen der Saugeffekt der Vakuumpumpe größer sein würde, wird der Effekt durch Zerlegung des Öls auf leichte Komponenten, die den Rückstrom vergrößern, beschränkt. Deshalb ist es nicht möglich, den Leistungsbedarf derart zu vergrößern, daß die Grenze des Stromkernes die Kondensationswand berührt, d.i. also ein Experiment auszuführen, mit welchem es möglich wäre, die Existenz einer scharfen Kerngrenze nachzuweisen oder zu bestreiten. Die Fluktuationen sind in der Regel die Folge der Anhäufung einzelner Dampf- „Eruptionen“ und haben daher den Charakter eines vielfachen Schwankens des Enddruckes. Insofern es gelingt, eine Fluktuation zu registrieren, die durch eine einzige Eruption verursacht wird, kann aus ihrer Form angenommen werden, daß die plötzliche Konzentrationserhöhung des Dampfstromes zu einem größeren Rückstrom, sowie zu einem größeren Saugstrom führt. Die Folge der Rückstromvergrößerung – das Steigen des Enddruckes – kommt zum Ausdruck unmittelbar, während sich die Saugstromvergrößerung erst mit einer bestimmten Verspätung merkbar macht. Deshalb charakterisiert sich die Fluktuation zuerst mit einem Druckanstieg und dem darauffolgenden raschen Druckabfall.

Abschliessend kann nur gesagt werden, daß der Saugmechanismus der Vakuumpumpe von der Struktur des Dampfstromes wesentlich abhängig ist. Der Stromkern besitzt die ihm mit der Theorie von Skobelkin und Juščenková beigemessenen Eigenschaften nicht, trotzdem ist jedoch im mittleren Stromteil die Diffusion, sowie der Transport beschränkt. Der Saugmechanismus der Vakuumpumpe besteht meiner Meinung nach vor allem aus dem Transport der Moleküle im Teil unter der Trennfläche, in welcher die Strömungslinien die Richtung haben, die dem Saugstrom entspricht (Abb. 9). Die Diffusion stellt den Saugprozeß im oberen Stromteil dar, in welchem die Strömungslinien in Gegenrichtung zum Strömungsprozeß sind. Außer diesen zwei Prozessen verlaufen in der Vakuumpumpe noch andere Prozesse, deren Folge der Rückstrom ist u. zw. im Oberteil der Rücktransport und im Unterteil die Rückdiffusion.

Die Diffusion ist daher nur einer der Saugprozesse der Vakuumpumpe, sie ist jedoch für den Saugeffekt der Vakuumpumpe nicht der unbedingt notwendige Prozeß, zum Unterschiede vom Transport, ohne den der Saugeffekt der Diffusionspumpe nicht möglich ist. Eine Vakuumpumpe, welche die Struktur des Stromes ohne Strömungslinien gegen die Saugrichtung haben würde, möchte auch und ohne den Diffusionsprozeß arbeiten. Der hypothetische und nichtrealisierbare asymmetrische Dampfstrom hat nicht nur seine Bedeutung, was den angeführten Beweis betrifft, daß nämlich die Diffusion in der Vakuumpumpe nicht notwendig ist, aber er zeigt auch den Weg zur praktischen Vervollkommnung der Vakuumpumpe. Die Vakuumpumpe mit asymmetrischem Strom hätte einen bedeutend kleineren Rückstrom und dadurch auch einen kleineren Enddruck. Es ist selbstverständlich, daß ein vollkommen asymmetrischer Dampfstrom mit keiner Düse erzielt werden kann, es können jedoch Düsen mit einem bestimmten Grad der Stromasymmetrie konstruiert werden. Dies wurde z. B. von Florescu empirisch, ohne daß von ihm die Analyse des Dampfstromes durchgeführt wurde, bewiesen.

Da es grundsätzlich nicht möglich ist, Diffusionspumpen mit einem vollkommen asymmetrischen Dampfstrom zu konstruieren, muß der Rückstrom mit dem am eigentlichen Prozeß in der Vakuumpumpe unabhängigen Methoden beschränkt werden. Dies kann

jedoch nur für einen Teil des gesamten Rückstromes u. zw. für den Rückstrom der Dämpfe durchgeführt werden.

#### Literaturverzeichnis

- [1] GAEDE W.: Ann. d. Physik, 46, (1915), 357.
- [2] LANGMUIR I.: Collected Works, Vol. 3, s. 150, Pergamon Press, 1961.
- [3] DOLEJŠEK V.: Čas. pěst. mat. fys., 63, (1934), 267.
- [4] JÄCKEL R.: Zs. f. Naturforsch., 20, (1947), 666.
- [5] FLORESCU N. A.: Investig. Phys., 1952, No 2, 20; 1953, No 1, 16; 1955, No 1, 1.
- [6] NOELLER H. G.: Zs. angew. Phys., 7 (1955), 218.
- [7] TÓTH G.: Acta Phys. Hung., 20, (1966), 99.
- [8] LIFŠIC I. M., ROZENCVEJG L. N.: ŽTF, 22, (1952), 1362.
- [9] SKOBELKIN V. I., JUŠČENKOVÁ N. I.: ŽTF, 24, (1954), 1879.