

KAPITEL I

Grenzgebiete zwischen Thermodynamik und anderen Gebieten der Physik

1. Thermoelektrische Effekte

a) Phänomene

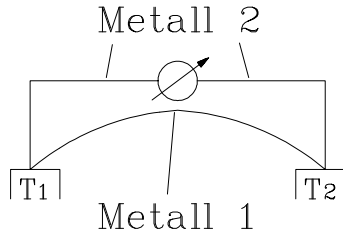


Abb. 284: Seebeck-Effekt

Unter den thermoelektrischen Effekten faßt man drei Effekte zusammen, bei denen elektrische und Wärmeströme miteinander wechselwirken. Drei weitere, magnetothermische Effekte schließen die Wechselwirkung mit Magnetfeldern ein. Der bekannteste der thermoelektrischen Effekte ist der Seebeck-Effekt (Abb. 284) (August Seebeck 1805 - 1849). Bringt man die Lötstellen zwischen zwei verschiedenen Metallen in einer Schaltung wie in Abb. 284 auf unterschiedliche Temperaturen, so entsteht eine Spannung, die proportional zur Temperaturdifferenz ist.

$\left(\frac{\Delta U}{\Delta T}\right)_I = \varepsilon$ nennt man die Thermokraft.

Beispiele:

Eisen-Konstantan:	$\varepsilon = 53,7; \mu V/K$
Eisen-Kupfer	$\varepsilon = 13; \mu V/K$

Thermoelemente werden zur Messung von Temperaturen und zur Direktumwandlung von Wärme in Strom verwendet. Im Demonstrationsexperiment wird ein Thermoelement gezeigt, das etwa 100 A erzeugt.

Die Umkehrung des Seebeck-Effektes ist der Peltier-Effekt: Schickt man einen Strom durch die Anordnung von Abb. 284, ergibt sich eine Temperaturdifferenz an den beiden Lötstellen. Man benutzt den Peltier-Effekt zum Kühlen. Für eine praktische Anordnung werden mehrere Verbindungen der beiden Metalle in Reihe geschaltet (Abb. 285).

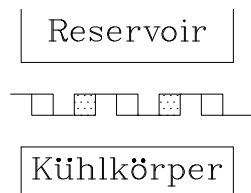


Abb. 285: Aufbau eines Peltier-Elementes

Beim Thomson-Effekt überlagert man einen elektrischen Strom einem Wärmestrom und erhält dadurch eine Umverteilung der Wärme, die über die Effekte durch Ohmsche Wärme

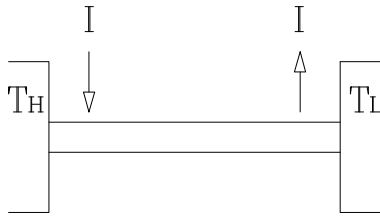


Abb. 286: Der Thomson-Effekt

hinausgeht. Der Thomson-Effekt überlagert sich meistens mit den beiden vorher besprochenen Effekten und modifiziert sie.

b) Erklärung des Seebeck-Effektes

α) Makroskopische Erklärung

Den Seebeck-Effekt kann man als einen Carnot-Zyklus auffassen, der an der Ladung als Medium vorgenommen wird. Wir stellen uns einen solchen reversibel geführten Prozeß vor. Nach dem 1. Hauptsatz gilt $Q_1 + Q_2 = UI\Delta t$. Da der Prozeß reversibel sein soll $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$. Durch Ersetzen von Q_2 in der oberen Gleichung durch die zweite Gleichung erhält man

$$UI\Delta t = Q_1 - Q_1 \frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_1}{T_1} (T_1 - T_2)$$

Die Thermokraft ist also bei diesem System von I und der Referenztemperatur T_1 abhängig. Man versteht aus dieser Darstellung sofort die Umkehrbarkeit des Prozesses.

β) Mikroskopische Betrachtung

Mikroskopisch knüpfen wir an die Beschreibung von Kontaktspannungen in elektrolytischen Zellen oder Halbleitern an. Die Elektronen im Metall sind unterschiedlich stark gebunden, d.h. an der Grenzfläche diffundieren die Elektronen in das benachbarte Metall und bilden eine Doppelschicht. Den stationären Zustand kann man als Gleichgewicht zwischen Diffusionsstrom j_D und elektrischen Strom in dem Feld der Schicht auffassen.

$$\begin{aligned} j_D &= -e_0 D \frac{dn}{dx} \\ j_E &= -ne_0 v = ne_0 \mu E \\ \text{d. h.} \quad e_0 D \frac{dn}{dx} + ne_0 \mu E &= 0 \\ \underline{\underline{-\frac{D}{\mu} \ln n - \varphi(x) = const}} \end{aligned}$$

Diese Größe, die in dem gesamten Raumladungsgebiet konstant bleibt, nennt man auch das elektrochemische Potential. Über die ganze Zone integriert ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{D}{\mu} \ln \frac{n}{n_0} &= -U(x) \\ \frac{n}{n_0} &= e^{-e_0 U(x)/kT} \end{aligned}$$

Dies ist identisch mit einer Boltzmannverteilung

Im Festkörper gilt statt der Boltzmannverteilung eine Fermiverteilung. In jedem Fall hängt die sich ausbildende Thermospannung von der Temperatur ab. Bei gleicher Temperatur der beiden Lötstellen sind die Thermospannungen gleich groß, aber entgegengesetzt, so daß kein Strom fließt. Bei ungleicher Temperatur ergibt sich ein Ungleichgewicht, und es fließt Strom.

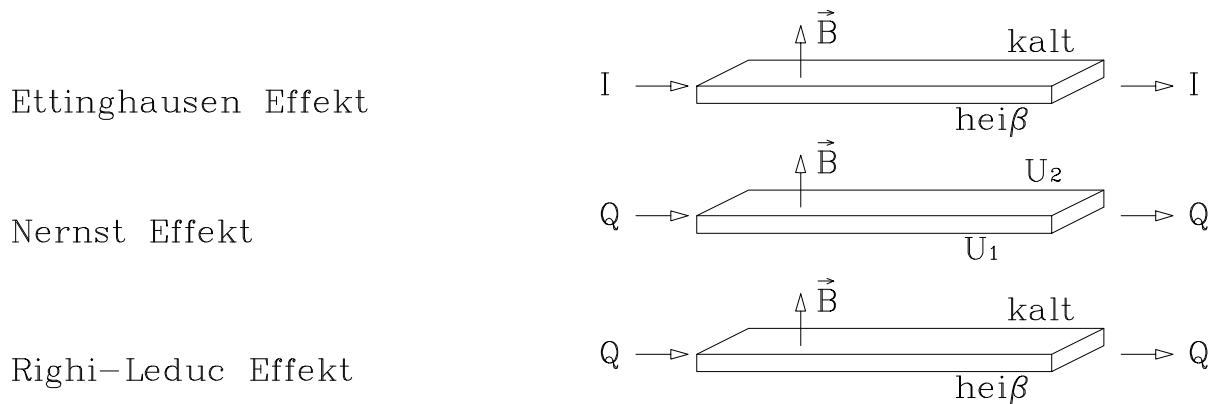


Abb. 287: Die magnetothermischen Effekte

c) Magnetothermische Effekte

Der Vollständigkeit halber werden in Abb. 287 die drei magnetothermischen Effekte dargestellt:

Andreas v. Ettinghausen (1796 - 1878), Walther Nernst (1864 - 1941), Augusto Righi (1850 - 1920), Anatole, Sylvestre Leduc (1856 - 1937)

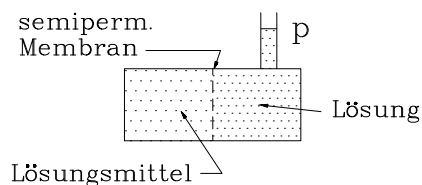


Abb. 288: Messung des osmotischen Druckes

2. Osmotischer Druck

Teilt eine halbdurchlässige Membran ein Gebiet mit einem reinen Lösungsmittel derart, daß nur Teilchen der einen Sorte, etwa des Lösungsmittels, durch die Membran dringen können, setzt eine Wanderung dieser Teilchen ein, die in der Richtung verläuft, in der das Konzentrationsgefälle abgebaut wird. Es entsteht in der Lösung ein erhöhter Druck, der schließlich die Wanderung zum Stillstand bringt. Der Überdruck gehorcht dem Gesetz von van't Hoff (Jacobus Henricus van't Hoff 1852 - 1911)

$$p = nkT,$$

wobei n die Dichte der Teilchen in der Lösung ist. Die Teilchen des gelösten Stoffes verhalten sich also so, also ob das Lösungsmittel nicht vorhanden wäre. Die physikalischen Vorgänge sind ähnlich wie bei der Diffusion von Ladungsträgern über eine Grenzschicht zweier

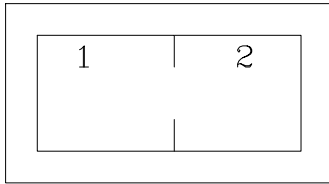


Abb. 289: Ein Hohlraum im thermischen Gleichgewicht

Metalle. Die der Diffusion entgegenwirkende Kraft ist statt des elektrischen Feldes die Druckdifferenz.

3. Wärmestrahlung

Kirchhoffsche Strahlungsgesetze

Die Gesetze der Thermodynamik lassen sich auf das Strahlungsfeld in einem Hohlraum anwenden. Da im thermischen Gleichgewicht alle Größen nur von der Temperatur abhängen, gilt dies auch für das Strahlungsfeld in einem Hohlraum. Die Intensitätsverteilung ist also unabhängig von dem Material des Hohlraumes. Um dies einzusehen, denken wir uns einen Hohlraum aus zwei verschiedenen Materialien zusammengesetzt und im thermischen Gleichgewicht. Durch eine die Hohlräume verbindende Blende mit einem Filter werde nur Strahlung der Frequenz ν durchgelassen. Dann folgt aus dem 2. Hauptsatz, daß die Strahlungsströme in beiden Richtungen gleich groß sind. Die Hohlraumstrahlungsintensität ist also eine universelle Funktion von ν und T , die Kirchhoff-Planck-Funktion $B(\nu, T)$. Das gleiche trifft natürlich für die Energiedichte des Strahlungsfeldes $u(\nu, T)$ zu.

Ähnlich kann man beweisen, daß das Strahlungsfeld des Hohlraumes isotrop ist. Stellt man einen Körper in einen Hohlraum und läßt ihn dessen Temperatur annehmen, so kann sich nach dem 2. Hauptsatz dessen Temperatur nicht durch ein Ungleichgewicht der auf ihn fallenden und von ihm emittierten Strahlung steigen. Auf ihn fällt die Strahlung des Hohlraumes $B(\nu, T)$. Davon absorbiert er $AB(\nu, T)$. Er emittiert die Strahlungsleistung E . Es muß also gelten

$$E = AB(\nu, T)$$

$$\frac{E}{A} = B(\nu, T)$$

Emission E und Absorption A sind Eigenschaften, die der Körper auch außerhalb des Hohlraumes besitzt. Die Thermodynamik liefert also einen Zusammenhang zwischen diesen Stoffeigenschaften. Insbesondere erkennt man, daß jeder Stoff bei den Frequenzen besonders gut emittiert, bei denen er auch gut absorbiert. Ein schwarzer Körper mit der Absorption 1 strahlt wie ein Hohlraum mit gleicher Temperatur.

KAPITEL J

Das Vakuum

1. Geschichtliches

Im klassischen Altertum war die Frage nach der Natur des Vakuums eine philosophische Frage. Es gab eine philosophische Richtung, die sich die Materie als eingebettet in ein Vakuum vorstellte und eine andere, die die Existenz eines Vakuums leugnete. Zur letzteren gehörte Aristoteles (384 - 322 v. Chr.), dessen Meinung vom ausgehenden Mittelalter bis ins 18. Jahrhundert hinein maßgeblich war. Bei ihm bewirkte der "horror vacui", daß Materie angesaugt werden konnte und daß feste Körper zusammenhalten. Galilei (1564 - 1642) entdeckte, daß eine Saugpumpe eine Wassersäule nicht höher als 10 m heben kann. Nach seiner Deutung hat der "horror vacui" eine endliche Größe. Sein Schüler E. Torricelli (1608 - 1647) machte die Versuche durch Verwendung von Quecksilber handlicher. Er beobachtete die Wetterabhängigkeit der Höhe der Quecksilbersäule und folgerte, daß die Höhe nicht durch ein allgemeines Naturgesetz bestimmt sein kann.

Heute wissen wir, daß das Vakuum von Torricelli in Wirklichkeit Quecksilberdampf mit dem Dampfdruck des Quecksilbers bei Zimmertemperatur enthält, der aber für viele Betrachtungen vernachlässigbar ist. B. Pascal (1623 - 1632) regte eine Bergexpedition zur Bestimmung der Höhenabhängigkeit des Luftdruckes an. Der Effekt erwies sich größer als erwartet und stürzte die Vorstellung vom "horror vacui" endgültig.

Experimente mit dem Vakuum wurden möglich nach Erfindung der Luftpumpe durch Otto von Guericke (1602 - 1686), Bürgermeister von Magdeburg nach dem 30jährigen Krieg. Von Guericke entwickelte die Technik von Vakuumgefäßen, Ventilen und Dichtungen. Außerdem stammen von ihm eine ganze Reihe von Beobachtungen: Er stellte fest,

- daß Luft ein Gewicht hat,
- daß sich Schall im Vakuum nicht ausbreitet,
- daß bei Verbrennung ein Teil der Luft verschwindet.

Er baute ein Gasthermometer, wofür er als Fixpunkt die Lufttemperatur bei Beginn der Nachtfröste wählte.

R. Boyle entdeckte den Zusammenhang von Druck und Volumen bei fester Temperatur sowie die Siedepunktserniedrigung bei Unterdruck.

Im heutigen Weltbild bleibt immer weniger vom ursprünglichen Vakuumbegriff als einem Raum, der nichts enthält, übrig. Selbst wenn man den Dampfdruck und die Diffusion von Molekülen durch Wände vermeiden könnte, bliebe immer noch das Strahlungsfeld, das aus einer Vielzahl von Photonen besteht. In einem Hohlraum ist dies die Strahlung eines schwarzen Körpers, die bei jeder Temperatur angebar ist. Daneben gibt es Energiefluktuationen, die man sich als das plötzliche Erscheinen und wieder Zerfallen von Teilchen vorstellen kann. Sie sind eine Folge der Heisenbergschen Unschärferelation, nach der die Genauigkeit einer Energiemessung ΔE von der Zeitdauer Δt abhängt, über die gemessen wird

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar$$

$\hbar = h/2\pi$ ist die Plancksche Konstante. Das bedeutet umgekehrt, während sehr kurzer Zeiten Δt kann eine so große Energie ΔE zur Verfügung gestellt werden, daß ein Teilchenpaar, etwa ein Elektron-Positron-Paar, entsteht, ohne daß das Energieprinzip verletzt wird.

2. Anwendungen

Moderne Technik ist ohne Vakuum nicht vorstellbar. Es gibt im wesentlichen drei Hauptgründe für die Anwendung eines Vakuums:

- Um Teilchenbahnen nicht zu stören, benötigt man Stoßfreiheit. Dies ist in Vakuumröhren, z.B. der Fernsehöhre, im Elektronenmikroskop, bei Materialbearbeitung mit Teilchenstrahlen und in Teilchenbeschleunigern der Fall.
- Um chemisch saubere Verhältnisse zu erzeugen, muß die Anwesenheit von Fremdatomen vermieden werden. Dies wird z.B. bei der Vakuumdestillation, Oberflächenphysik, Herstellung von Halbleitern und in der Plasmaphysik erforderlich.
- Zur Konservierung von Lebensmitteln werden diese im Vakuum getrocknet, z.B. Gefriertrocknung von Kaffeepulver.

3. Erzeugung von Vakuum

a) Verdrängerpumpen

Die einfachste Verdrängerpumpe ist die Kolbenpumpe wie sie von Guericke einführte. Bei jedem Hub wird das Volumen des eingeschlossenen Gases vergrößert und entsprechend verkleinert sich nach dem Gesetz von Boyle und Mariotte der Druck. Auch Rotationspumpen be-

Gasballast

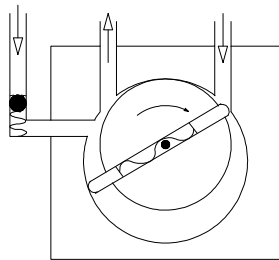


Abb.290: Aufbau einer Drehschieberpumpe

nutzen dieses Prinzip.

Bei der Drehschieberpumpe (Abb. 290) wird der Kolben durch einen beweglich in einer exzentrisch gelagerten Walze angebrachten Schieber ersetzt. Bei Anwesenheit von Feuchtigkeit kondensiert diese in der Ausstoßphase, in der das Gas komprimiert wird. Um die Ansammlung von Feuchtigkeit zu vermeiden, die durch ihren Dampfdruck das erreichbare Vakuum begrenzen würde, gibt man in der Ausstoßphase Luft hinzu, um die relative Luftfeuchte zu erniedri-

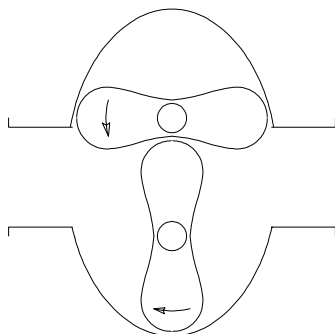


Abb. 291: Aufbau des Rootsgebläses

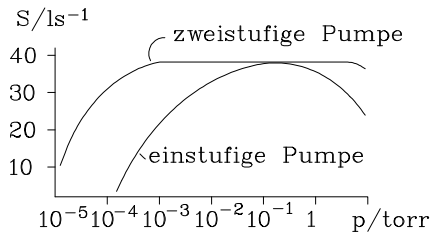


Abb.292: Die Pumpleistung von Rootsgebläsen

gen. Man spricht von Gasballast. Drehschieberpumpen sind einsetzbar von 1 bar bis 10^{-3} mbar.

Im Rootsgebläse (Abb. 291) (J.D. Root 1870) übernehmen zwei achtförmige Drehkolben die

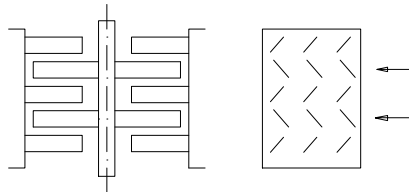


Abb. 293: Aufbau einer Turbomolekularpumpe

Aufgabe des Verdrängens. Die Form ist so gewählt, daß sie untereinander und mit der Wand ohne Berührung dichten. Dies ermöglicht höhere Drehzahlen und damit größere Saugleistungen $S = V/t$. Abb. 292 zeigt die Saugleistung einer Rootspumpe in Abhängigkeit vom Arbeitsdruck.

Die Turbomolekularpumpe ist ähnlich wie eine Turbine aufgebaut mit Stator und Rotor (Abb. 293). Durch extrem hohe Drehzahlen wird die Rückströmung gering gehalten. Die Rückströmung ist umso größer, je kleiner das Molekülgewicht des Gases ist. Leichte Gase lassen sich deshalb schlechter pumpen als schwere. Man kann andererseits diesen Effekt ausnutzen, um mit einer Molekularpumpe Wasserstoff zu reinigen, indem man ihn an der Ausstoßseite der Pumpe einfüllt. Wasserstoff strömt gegen die Pumprichtung, während die ande-

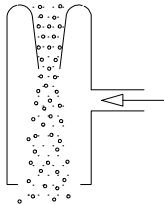


Abb. 294: Die Wasserstrahlpumpe

ren Gase abgepumpt werden. Turbomolekularpumpen benötigen an der Ausstoßseite ein Vorvakuum. Man schaltet also eine Drehschieberpumpe nach. Man erreicht Vakua bis 10^{-8} mbar.

b) Treibmittelpumpen

In der Treibmittelpumpe hat man einen Flüssigkeits- oder Gasstrahl. Das Pumpgas diffundiert in das Treibmittel und wird so mit dem Strahl forttransportiert. Die einfachste Version ist die Wasserstrahlpumpe (Abb. 294), mit der man ein Vakuum bis etwa 20 mbar erzeugen kann. Die Begrenzung für den minimalen Druck ist durch den Dampfdruck des Treibmittels gegeben.

Öldiffusionspumpen benutzen Öldampf als Treibmittel. Dieser wird kondensiert, wobei er das Pumpgas abgibt. Er wird dann einer erneuten Verdampfung zugeführt. Um das

Eindringen von Öldampf in den Rezipienten zu vermeiden, schaltet man Dampfsperren dazwischen, in denen der Dampf adsorbiert oder kondensiert wird. Mit Öldiffusionspumpen erzeugt man Vakua bis 10^{-8} mbar. Die besten im Labor erzielbaren Vakua erreichen 10^{-13} mbar. Man beachte, daß dann immer noch größenordnungsmäßig 1000 Teilchen pro cm^3 vorhanden

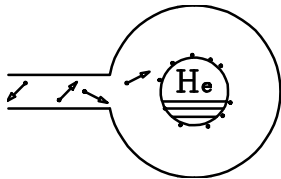


Abb. 295: Aufbau einer Kryopumpe

sind.

Man erreicht extreme Vakua mit Getterpumpen. Hier wird im Vakuum ein Metall, z.B. Titan verdampft. Der Metalldampf wirkt wie eine Treibmittelpumpe und begräbt das Pumpgas bei der Kondensation an der Wand.

c) Kryopumpe

In Kryopumpen kondensiert das zu pumpende Gas aufgrund der tiefen Temperatur an einer Wand. Wasserstoff läßt sich z.B. mit flüssigem Helium pumpen. Der Heliumtank wird häufig durch ein Blendensystem umgeben, das mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird, um Wärmeaufnahme und damit unnötige Verdampfung des Heliums durch von außen auftreffende Strahlung zu vermeiden. Um die Pumpwirkung einer Kryopumpe zu verstehen, betrachten wir zunächst einen Pumpvorgang bei hohem Druck, d.h. bei Bedingungen, in denen die freie Weglänge viel kleiner als der Rohrquerschnitt ist. Das Pumpen erzeugt dann eine Rohrströmung etwa nach dem Hagen-Poiseuilleschen Gesetz. Das Gas erhält also eine Schwerpunktgeschwindigkeit. Bei Drucken unter etwa 10^{-3} mbar stoßen die Teilchen praktisch nur mit der Wand. Sie bewegen sich als Einzelteilchen. Der Pumpvorgang besteht dann darin, daß alle Teilchen an der einen Seite eines Rohres, die aufgrund ihrer thermischen Geschwindigkeit austreten, eingefangen werden. Die maximale Pumpleistung ist dann $A v_{th}$ (A : Querschnittsfläche der Pumpöffnung, v_{th} : thermische Geschwindigkeit).

Eine Kryopumpe ohne Rückdiffusion von Teilchen erreicht also die für die vorgegebene Öffnung maximale Pumpleistung.

4. Druckmessung

a) Membranmanometer

Im Membranmanometer wird die Durchbiegung einer Membran, die das interessierende und ein Referenzvakuum trennt, gemessen. Die Anzeige ist unabhängig von der Gasart.

Bei mechanischer Übertragung der Durchbiegung auf einen Zeiger kann man Drucke bis etwa 1 mbar bequem messen. Zur empfindlicheren Messung wird die Membran durch eine zweite Elektrode zu einem Kondensator ergänzt und dessen Kapazität elektrisch gemessen (Baratron). Man erreicht auf diese Weise Messungen von Drucken bis 10^{-4} mbar. Es gibt Miniaturdruckdosen mit einem Durchmesser von ca. 5 mm, in denen die Durchbiegung der Membran über Dehnungsmeßstreifen in elektrische Signale umgewandelt wird.

b) Hydrostatische Manometer

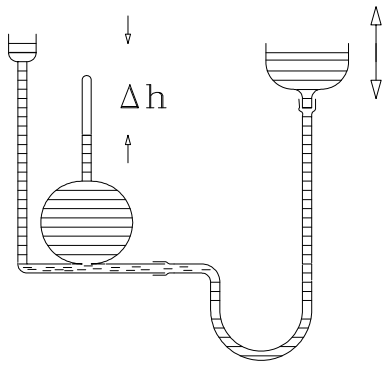


Abb. 296: McLeod

U-Rohre sind auch heute noch wegen ihrer einfachen Herstellbarkeit nützliche Druckmeßgeräte. Wegen der leichten Durchschaubarkeit eignen sie sich zur Eichung. Für Drucke bis

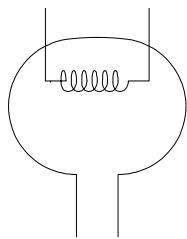


Abb.297: Thermotronröhre

10^{-5} mbar verwendet man ein Manometer nach Mc Leod (Herbert McLeod, 1841 - 1923). Hier wird durch definierte Kompression eines Testvolumens während der Messung ein höherer Druck erzeugt.

c) Messung von p über die Wärmeleitung von Gasen

Im Bereich $1 - 10^{-3}$ mbar sind Geräte bequem anwendbar, die die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Gasdruck im Knudsenbereich ausnutzen. Man schickt einen Strom durch einen Heizfaden im Vakuum und mißt dessen Temperatur. Diese ist abhängig von der durch das umgebende Gas abgeführten Wärme und ist daher ein Maß für den Gasdruck. Das Prinzip wurde von Marcello Pirani (1880 - 1968) eingeführt und entsprechende Röhren heißen auch Pirani- oder Thermotronröhren.

d) Ionisationsmanometer

Für kleinere Drucke eignen sich Ionisationsmanometer. Diese nutzen aus, daß die Elektronenleitung in Gasen von der Stoßzahl der Elektronen abhängt und so ein Maß für den Gasdruck ist. Man verwendet entweder Glüh- oder Kaltkathoden. Der Aufbau einer Glühkathodenröhre ähnelt dem einer Radoröhre. Die Beeinflussung des Stromes erfolgt über die Raumladung. Man nennt diese Röhre auch Ionivacröhren. Ohne besondere Maßnahmen sind sie im Bereich 10^{-3} bis 10^{-9} mbar anwendbar. Die untere Grenze ist durch Sekundärelektronenemission gegeben. Sie läßt sich durch besondere konstruktive Maßnahmen bis zu den kleinsten Drücken verschieben. Die Anwendung des Ionivac ist einfach. Nachteilig ist, daß die Anzeige von der Gasart abhängt und sich bei Alterung des Fadens ändert. Man sollte beachten, daß ein Ionivac eine eigene Pumpwirkung besitzt und damit das zu messende Vakuum verfälscht.

In der Kaltelektrodenröhre (F.M. Penning 1894 - 1953) benötigt man keinen Glühfaden. Die geringere Elektronenemission gleicht man aus, indem man die Elektronen in einem gekreuzten E- und B-Feld auf Zykloidenbahnen laufen läßt, wodurch sich die Aufenthaltsdauer im Gas und damit die Stoßwahrscheinlichkeit vergrößert. Penningröhren sind besonders robust, messen aber nicht so tiefe Drucke wie Ionivacs.

Heute benutzt man häufig Massenspektrometer zur Vakuumsanzeige, um außer dem Druck die Restgaszusammensetzung zu ermitteln.

5. Klassifikation von Vakua

Um die verschiedenen Anwendungsgebiete Pump-, Meß- und Dichttechniken zu unterscheiden, klassifiziert man die Vakua nach den Druckbereichen:

Das Grobvakuum reicht von Atmosphärendruck bis etwa 1 mbar. Zur Erzeugung genügen einfache Verdrängerpumpen, teilweise die Wasserstrahlpumpe, zur Messung Membranmanometer mit mechanischer Anzeigeübertragung.

Fein- oder Vorvakuum umfaßt dann den Bereich $1 - 10^{-3}$ mbar. Es kann mit Drehschieberpumpen erzeugt werden, mit Thermotronröhren oder Membranmanometer mit elektrischer Anzeigeübertragung gemessen werden. Alle Hochvakuumapparaturen benötigen eine Vorvakuumstufe, da im Hochvakuum der große Druckunterschied zum Außendruck nicht mit einer Stufe überbrückt werden kann.

Das Hochvakuum von 10^{-3} bis 10^{-8} mbar erzeugt man mit Turbomolekular- oder Öldiffusionspumpen. Ionisationsmanometer sind hier die bequemsten Druckmeßgeräte. Da im allgemeinen eine Ausheizung der Apparatur zur Entfernung von Oberflächenbelegungen nicht erforderlich ist, können Gummidichtungen verwendet werden.

Im darunterliegenden Bereich des Ultrahochvakuums müssen Apparaturen ausgeheizt werden. Daher werden Metalldichtungen verwendet. Als Zusatzpumpen werden Getterpumpen eingesetzt. Für die Druckmessungen gibt es spezielle Ionisationsmanometer, z.B. Ionivac nach Bayard-Alpert

6. Saugleistung, Leckrate

In einer Vakuumapparatur ist die Anzahl der durch ein kleines Loch in die Apparatur dringenden Teilchen vom Innendruck praktisch unabhängig. Bei abgeschaltetem Pumpsystem und geschlossenen Rezipienten macht sich dies in einem Druckanstieg $\frac{\Delta p}{\Delta t}$ bemerkbar, der vom Volumen des Rezipienten abhängt. Die Anzahl der Teilchen ist der Stoffmenge v proportional mit $v = \frac{pV}{RT}$. Die Leckrate L ist also proportional zu $\frac{pV}{RTt}$. Wir definieren daher

$$L = \frac{\Delta p}{\Delta t} V,$$

wobei die Leckrate L in mbar-Litern pro Sekunde gemessen wird. L läßt sich also einfach messen, indem das Vakuumgefäß zur Zeit $t=0$ abgeschlossen und der Druckanstieg Δp in der Zeit Δt gemessen wird. Diese Größe mit dem Volumen des Rezipienten multipliziert ergibt die Leckrate L .

Eine Vakuumpumpe erniedrigt so lange den Druck im Gefäß, bis ihre Saugleistung gleich der Leckrate ist. Bei über dem Druck konstanter Saugleistung erhält man für das Gleichgewicht

$$S = \frac{V}{t}; L = \frac{pV}{t} = pS$$

$$p = \frac{L}{S}$$

Der Enddruck ergibt sich also aus dem Verhältnis von Leckrate und Saugleistung.

(Literatur: W. Pupp, Vakuumtechnik, Verlag Thiemig, München)