

## Capítulo VII

### Medidores de Vácuo

Colocou-se no Cap. I que a equação de estado para um gás ideal é dada por  $P = n k T$  (1) (veja eq. 2 Cap. I), em que  $P$  é a pressão do gás,  $n$  é a densidade molecular,  $k$  é a constante de Boltzmann e  $T$  a temperatura absoluta. Esta equação é fundamental para a medição de vácuo, por causa da relação direta em pressão e a densidade molecular. Alguns medidores como manômetros de líquido e de membrana capacitiva medem diretamente a pressão, e por isso muitas vezes são denominados medidores diretos. Outros, como os medidores de ionização e de condutividade térmica, são sensíveis à densidade molecular, e por isso são denominados de medidores indiretos, uma vez que é necessário usar a eq. 1 acima para converter a medida em pressão. Os medidores diretos fornecem o valor de pressão independentemente do tipo de gás, ou seja, são insensíveis ao tipo de gás. Ao contrário, os medidores indiretos, ao serem sensíveis à densidade molecular através de alguma propriedade física do gás, são sensíveis à natureza do gás.

O intervalo de pressões englobado hoje pela tecnologia de vácuo estende-se desde valores ao redor da pressão atmosférica até valores no campo de ultra-alto-vácuo, com valores ao redor de  $10^{-16}$  torr, ou seja, deve cobrir uma faixa de 19 décadas de medida. Evidentemente, é impossível ter um único instrumento para cobrir um intervalo tão grande de medidas, o que leva a termos uma multitude de instrumentos com características muito diferentes para os intervalos de medida em que são empregados. Em sistemas de vácuo é usual a utilização de diversos medidores, cada um para uso em um intervalo específico de medida, desde a pressão atmosférica até a pressão de trabalho. Apenas um número limitado de efeitos sensíveis à pressão ou à densidade molecular estão disponíveis para serem usados como princípios de medidores de vácuo. Entre eles, podemos citar:

- deslocamento de uma coluna líquida, de um diafragma ou outro elemento deformável pela força originando-se em um diferencial de pressão;
- arraste viscoso em um elemento em movimento;
- condutividade térmica
- ionização por elétrons, radiação nuclear ou fótons de lasers, medida por corrente ou por luz emitida;

Técnicas usadas raramente ou de interesse histórico incluem: transmissão de som, espalhamento de átomos neutros de um feixe molecular; filamento rapidamente aquecido e medida pelo método de adsorção/dessorção; e movimento browniano. A Tabela 7.1 abaixo coloca uma classificação dos medidores de vácuo, explicitando a propriedade física envolvida, o tipo de medidor, e o tipo de pressão medida, se total ou parcial, se independente do tipo de gás ou não.

Ao se selecionar um medidor de vácuo para uma aplicação específica, é necessário levar em conta os seguintes critérios:

- o intervalo de pressão a ser medido
- se se deseja pressão total ou pressão parcial
- se a leitura do medidor pode ser dependente da natureza do gás da atmosfera da câmara de vácuo
- a precisão da medida
- tipo de montagem do medidor
- finalmente, mas não menos importante, o custo do medidor.

A Fig. 7.1 dá os diversos intervalos de medida para a maior parte dos medidores de vácuo colocados na Tabela 7.1.

Tabela 7.1: Classificação de medidores de vácuo

<i>Propriedade Física Envolvida</i>	<i>Tipo de Medidor</i>		<i>Tipo de Pressão</i>
Pressão exercida pelo gás	Mecânico	Bourdon	Total, independente do tipo de gás
		Diafragma	
	Coluna líquida	Tubo em U	
		Tubo inclinado	
		Diferencial	
	Compressão de gás	Medidor McLeod	Parcial, não condensável
Viscosidade do gás	Medidor por decremento		Total; depende da natureza do gás
	Girante		
	Medidor por Ressonância		
Taxa de transferência de momentum	Radiômetro, medidor de Knudsen		Total; aproximadamente independente da natureza do gás
Condutividade térmica	Medidor Pirani		Total; depende da natureza do gás
	Medidor de Termistor		
	Medidor de Termopar		
Ionização	Tubo de descarga		Total; depende da natureza do gás
	Medidor de catodo quente		
	Medidor de Bayard-Alpert		
	Medidor tipo extrator ou supressor, Medidor de Helmer		
	Medidor Defletor, Magnetron		
	Medidor Penning (catodo frio)		
	Medidor magnetron invertido		
	Medidor de Redhead		
	Medidor Alhatron		
	Analísadores de pressão parcial		Parcial



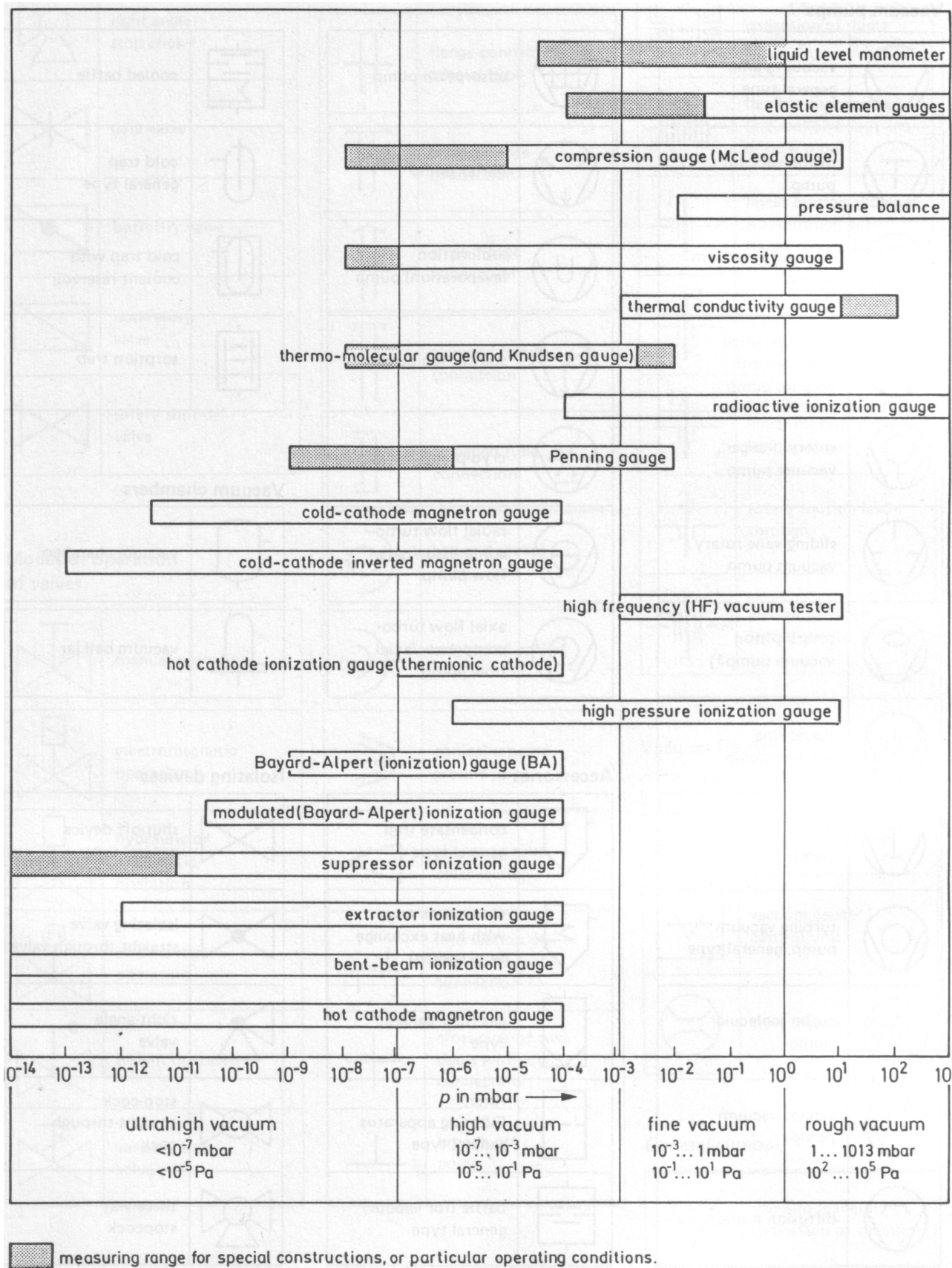


Fig. 7.1: Intervalo de medida de diversos medidores de vácuo (Tabela 16.12 Wutz, pg. 621)

## Medidores de Vácuo Mecânicos

A Fig. 7.2 mostra uma montagem para a medida direta de pressão. Uma membrana M de área A separa os volumes 1 e 2 nos quais temos as pressões  $p_1$  e  $p_2$  respectivamente. A força na

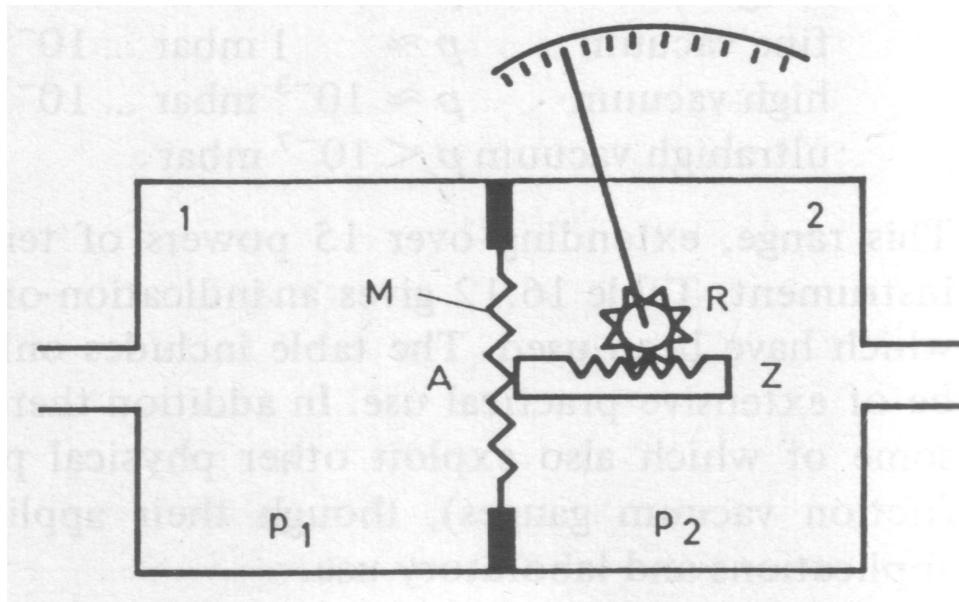


Fig. 7.2: Esquema de medidor de pressão por meio de deflexão de membrana (Fig. 11.1 Wutz pg. 394)

membrana é dada pela expressão  $F = (p_1 - p_2) A$  (2). Esta força dá origem a uma deflexão da membrana, que é convertida por meio de engrenagens de precisão na deflexão de um ponteiro, que pode ser calibrado para dar a leitura direta da diferença de pressão  $p_1 - p_2$ . Se o volume 2 é evacuado a uma pressão  $p_2 \ll p_1$ , a indicação do ponteiro pode dar a medida direta da pressão  $p_1$ .

Medidores de vácuo mecânicos construídos segundo este princípio ou outros similares, bem como os medidores de nível líquido (ver abaixo) basicamente medem a diferença de pressão entre dois pontos ou sistemas. Em princípio uma dessas pressões pode ser desprezivelmente pequena (pressão zero), como já colocado no caso de se evacuar uma das câmaras do medidor de membrana, que passa a funcionar como pressão de referência. Este tipo de medidores apresenta leituras de pressão que são independentes da natureza dos gases. Existe também a possibilidade da câmara de referência estar aberta à atmosfera, e neste caso a pressão de referência é a pressão atmosférica, que é variável, ou a câmara de referência pode estar ligada a um dispositivo que permita variar a pressão de referência de acordo com a conveniência de algum processo, em cujo caso temos o que denominamos de referência ajustável, ou medidor diferencial.

## Medidores tipo Bourdon

Um primeiro tipo de medidor mecânico é o medidor tipo Bourdon, cujo esquema é mostrado na Fig. 7.3.

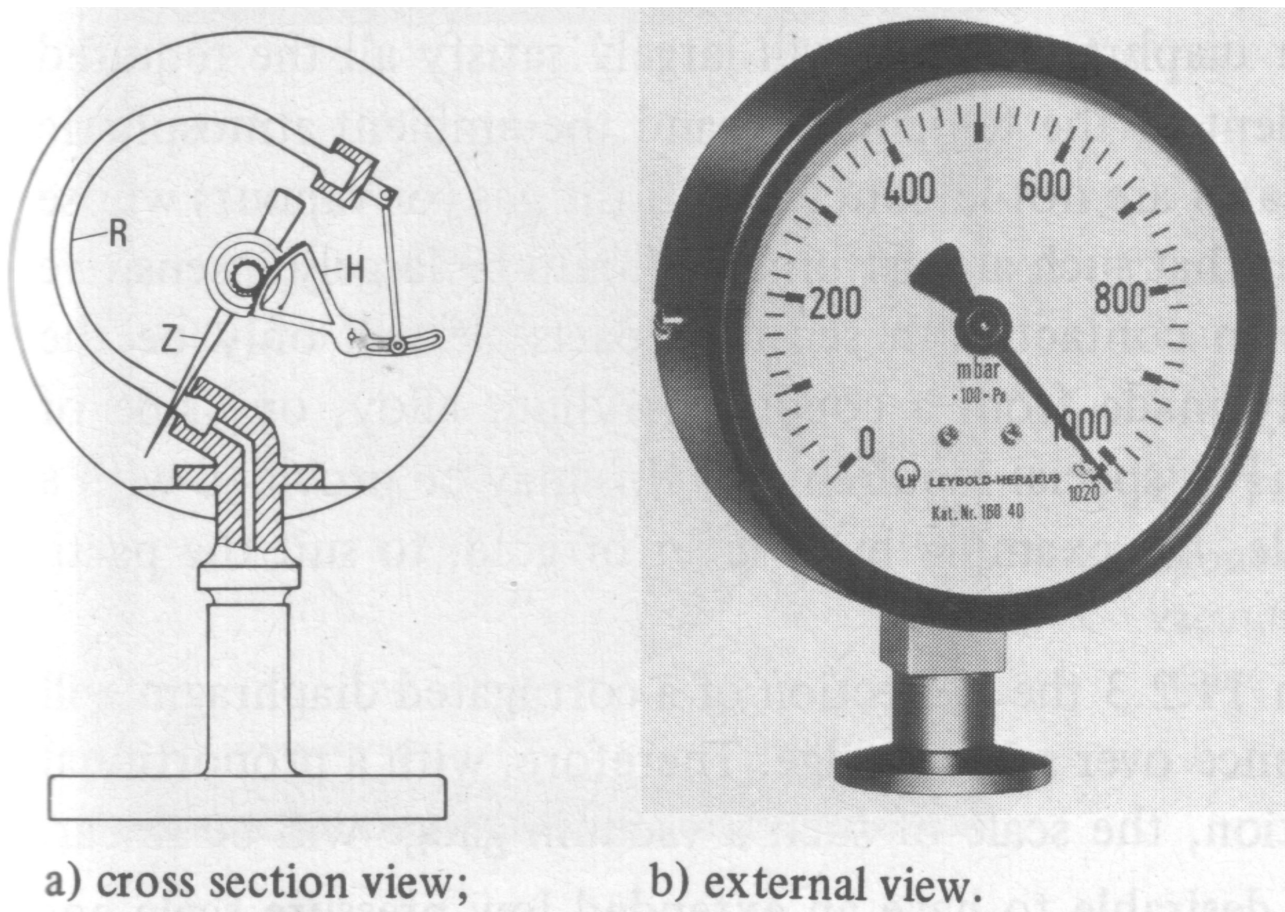


Fig. 7.3: Esquema e fotografia de medidor tipo Bourdon. (Fig. 11.2 Wutz pg 395)

O elemento sensor é um tubo de secção transversal elíptica em forma de arco circular, em que uma das extremidades é ligada à câmara de vácuo e a outra ponta, selada, é ligada a um sistema de engrenagens que transforma a deflexão provocada por uma diferença de pressão entre o interior e o exterior (a pressão de referência é a atmosférica) na indicação de um ponteiro em uma escala. Este tipo de medidor é muito robusto, e muitas vezes é usado tanto para medir vácuo como para medir pressões, num mesmo indicador, constituindo o que se denomina de manovacuômetro. Intervalo de medida típico é de 760 a 0 torr, com precisão de 1 torr (ou menos, em medidores especiais).

## Medidores tipo cápsula

Outro tipo de medidor mecânico é o do tipo cápsula, desenvolvido para evitar a dependência da medida na pressão atmosférica, e cujo esquema é mostrado na Fig. 7.4. O medidor contém um diafragma de paredes finas e corrugadas, hermeticamente selado após ser evacuado, que é colocado dentro de uma câmara que, por sua vez, é colocada em contacto com a câmara do sistema cuja pressão se deseja determinar. Um mecanismo de alavancas e engrenagens transforma o movimento das paredes da cápsula quando a pressão na câmara que a contém varia, no movimento de um ponteiro indicador. Notar que esse mecanismo de alavancas e engrenagens, e o ponteiro indicador, ficam localizados na câmara que fica em contacto com a câmara do sistema cuja pressão se quer medir. Isto pode ser uma desvantagem por causa da possibilidade de sistemas contendo gases

corrosivos ou vapores condensáveis, que podem afetar o mecanismo de transdução de pressão. Uma vantagem deste tipo de medidor é que a indicação de pressão é linear para um grande intervalo de pressões.

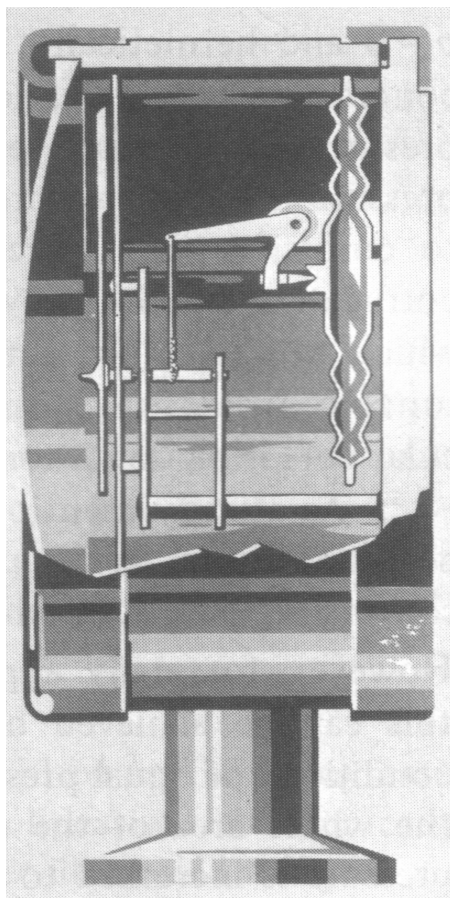


Fig. 7.4: Esquema de medidor de vácuo tipo cápsula (Fig. 11.3 Wutz pg. 395)

## Medidores tipo diafragma

Ainda outro tipo de medidor mecânico é o medidor tipo diafragma, que pode ter diversas versões. Uma primeira versão é descrita pela Fig. 7.5. Como já mencionado acima quando falamos sobre o medidor de cápsula, a deflexão de um diafragma corrugado é linear na pressão em um grande intervalo de pressões, e com um sistema de transmissão também proporcional, a relação entre indicação e pressão será linear praticamente em todo o intervalo de medida. No entanto, para diversas aplicações deseja-se uma indicação não linear, de modo que alguns intervalos da escala sejam amplificados em relação a outros, como por exemplo, nas pressões mais baixas. Isto pode ser conseguido usando-se o seguinte artifício. Para o intervalo mais baixo de pressões, no qual as pressões são aproximadamente iguais em ambos os lados do diafragma, faz-se com que todo o diafragma responda às variações de pressão. Quando a pressão sobe até, digamos, 15 torr, a primeira corrugação do diafragma deformado encontra a placa base e aí enconsta, deixando, portanto, de responder a aumentos de pressão. Isto é equivalente a uma diminuição da área de medida, ou, de outra maneira, corresponde a um aumento a constante de mola do diafragma e a uma mudança (diminuição) da sua sensibilidade. Este esquema pode voltar a acontecer quando a pressão atinge novo patamar, digamos 50 torr, e assim sucessivamente, de acordo com o projeto do medidor. Com

isso, obtém-se uma escala que é não linear e é muito expandida nos intervalos escolhidos. Um exemplo da aplicação destas idéias é o medidor comercial de diafragma mostrado na Fig. 7.6.

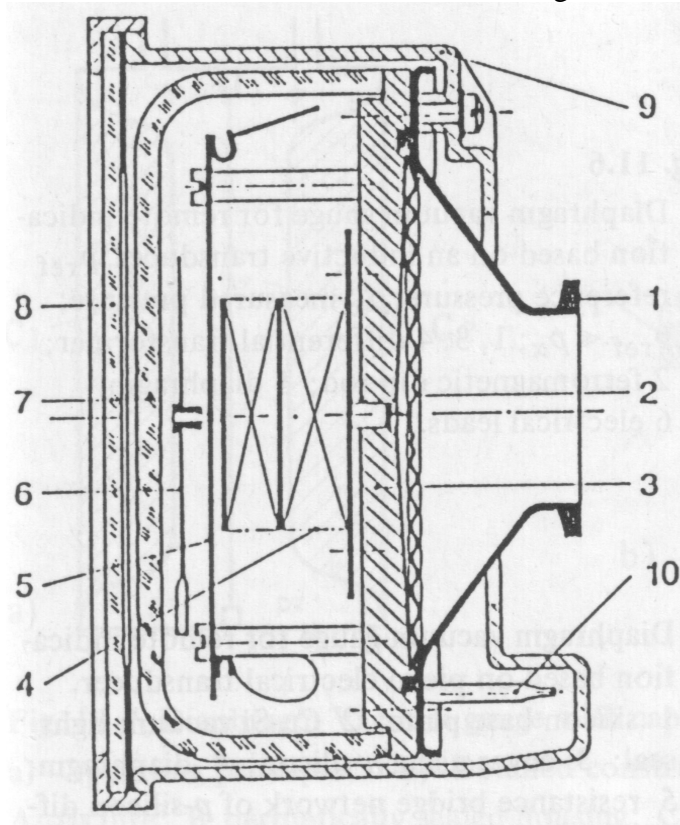


Fig. 7.5: Esquema de um medidor de vácuo tipo diafragma. 1) flange de conexão ao sistema de vácuo; 2) diafragma corrugado; 3) placa de base; 4) sistema de transmissão do movimento do diafragma; 5) escala de pressão; 6) ponteiro; 7) tampa de vidro selada a vácuo; 8) placa frontal da carcaça; 9, 10) tubo para evacuação inicial, selado (Fig. 11.4 Wutz pg. 397)

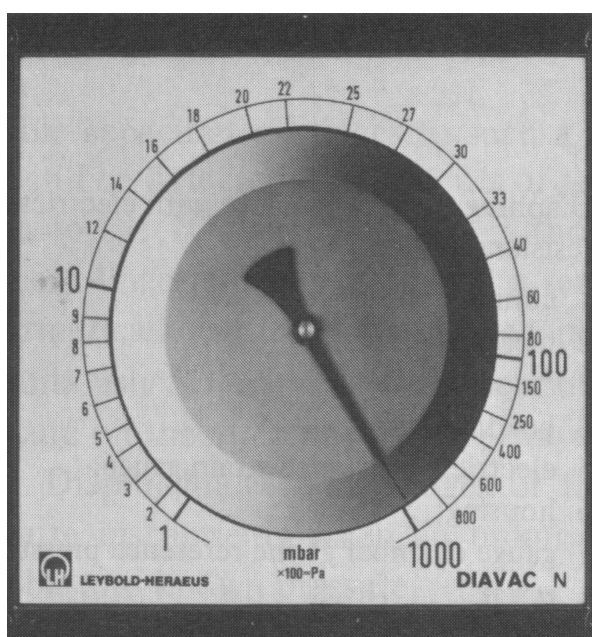


Fig. 7.6: Vista frontal de medidor tipo diafragma com escala não linear de pressão. (Fig. 11.5 Wutz pg. 397).

Os medidores de diafragma são particularmente convenientes para a adaptação de dispositivos que transformem a deformação da membrana em um sinal elétrico. Uma das abordagens para isso é usar a membrana como transdutor capacitivo, como será detalhado abaixo. Outras duas abordagens de transdução são a indutiva e a piezo-resistiva. O caso da transdução indutiva é ilustrado pela Fig. 7.7.

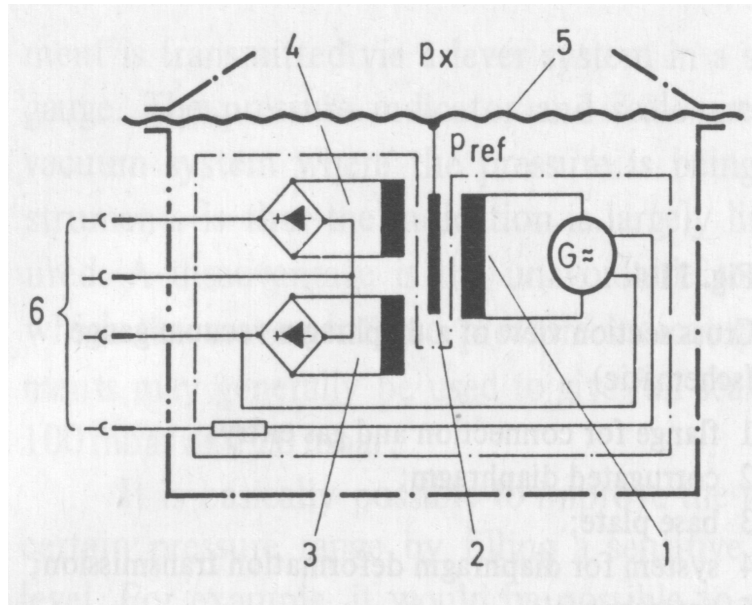


Fig. 7.7: Medidor de membrana com transdutor indutivo.  $p_{ref}$  = pressão de referência;  $p_x$  = pressão a ser medida; 1, 3 4 – transformador diferencial; 2 – núcleo ferromagnético; 5 – diafragma; 6 – conexões elétricas. (Fig. 11.6a Wutz pg. 398)

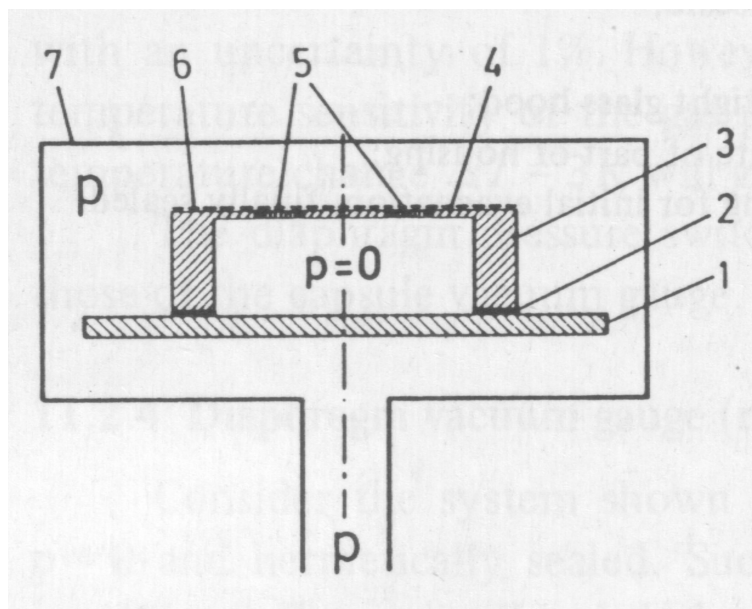


Fig. 7.8: Medidor de membrana com transdutor piezo-resistivo. 1 – placa base de silício; 2 – selo de vácuo de Cu-Si; 3 – cobertura de silício tipo n; 4 – diafragma; 5 – ponte resistiva de silício tipo p; 6 – camada protetora flexível; 7 – envoltória. (Fig. 11.6b Wutz pg. 398)

Um núcleo ferromagnético é acoplado rigidamente ao diafragma, movendo-se solidariamente a ele, e dentro das bobinas de um transformador diferencial, que é composto por uma bobina excitadora



percorrida por uma corrente alternada, e duas bobinas sensoras ligadas em série-oposição, de modo que quando a barra ferromagnética está centrada simetricamente, o sinal resultante é nulo, e quando o núcleo afasta-se da posição central, um sinal proporcional ao deslocamento aparece entre os terminais destas duas bobinas.

O caso da transdução piezo-resistiva é ilustrado pela Fig. 7.8. O elemento sensor é uma fina membrana de silício na qual a ponte resistiva contendo os sensores piezo-resistivos (strain-gages), que são construídos por difusão de silício tipo p na própria membrana. Esta ponte é feita balancear-se para baixas pressões ( $p < 1$  torr), e à medida que a pressão na câmara varia, a membrana de silício deforma-se, desbalanceando a ponte resistiva, cujo

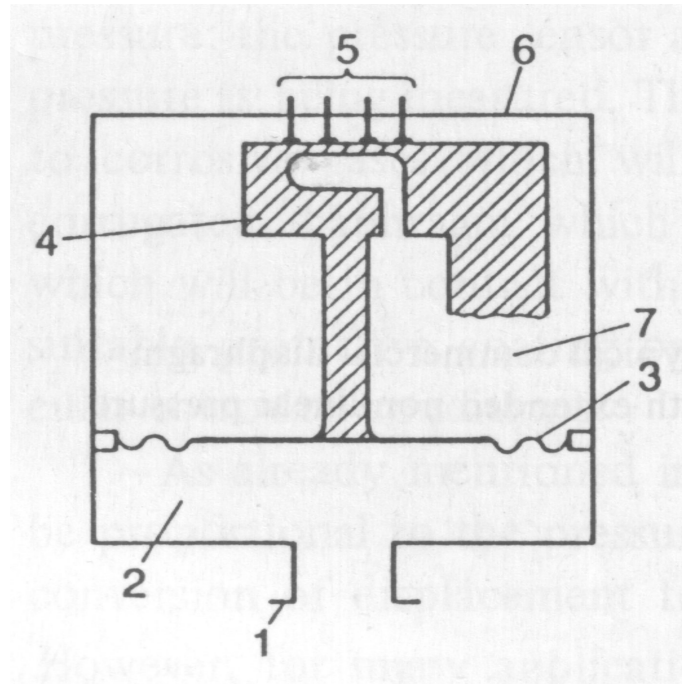


Fig. 7.9: Esquema de medidor de membrana com célula de carga e respectiva ponte de sensores piezo-resistivos. 1 – flange de conexão; 2 – volume de medida; 3 – diafragma; 4 – viga defletora (célula de carga); 5 – sensores piezo-resistivos (strain gages); 6 – invólucro; 7- câmara na pressão de referência ( $p = 0$ ). (Fig. 11.6c Wutz pg. 398)

sinal é proporcional à pressão. Com isso, consegue-se boa indicação de pressão no intervalo de 760 a 1 torr, com um sensor que é bastante robusto e muito pequeno (tipicamente, volumes internos destes sensores são da ordem de  $1 \text{ cm}^3$ ).

Uma versão mais moderna destes sensores emprega a tecnologia de sensores de força piezo-resistivos, denominados células de carga, usados para balanças e outros dispositivos para medida de força e torque. Esta abordagem é ilustrada na Fig. 7.9. O funcionamento deste tipo de sensor corresponde à transmissão da força sentida pela membrana a uma célula de carga sensível, cuja deformação é monitorada por uma ponte de sensores piezo-resistivos (strain gages), de modo muito similar ao funcionamento de uma balança comercial. Novamente, a câmara do sensor é evacuada a uma pressão mínima, que serve de referência e de zero para a ponte dos sensores piezo-resistivos. Estes sensores em geral são apresentados com intervalo de medida entre 0 e 2000 mbar.

## Medidores de diafragma tipo capacitivos

Dentre os medidores usando diafragma destacam-se os medidores tipo capacitivos, por causa da sensibilidade e estabilidade que se consegue com eles, além dos intervalos de medida bastante estendidos. A Fig. 7.10 mostra o esquema de funcionamento deste tipo de medidor.

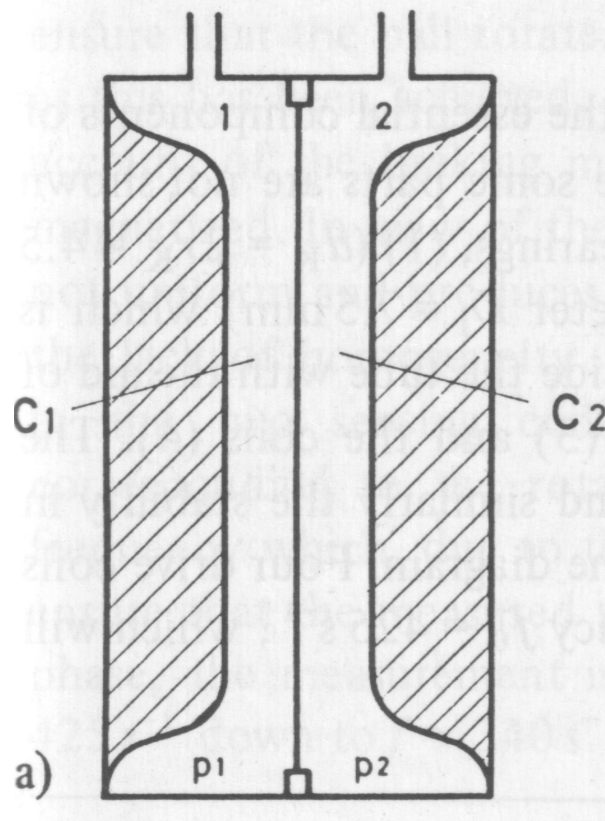


Fig. 7.10: Esquema de medidor de membrana capacitiva. (Fig. 11.7 Wutz pg. 399)

Temos duas câmaras  $C_1$  e  $C_2$  com pressões  $p_1$  e  $p_2$  separadas por uma membrana metálica. As paredes das câmaras também são metálicas, e estão afastadas da membrana por uma pequena distância. A membrana e cada uma destas paredes forma um capacitor, e se a separação entre elas é igual, são dois capacitores de mesma capacitância. Estes capacitores são colocados em braços opostos de uma ponte AC (tipo Kelvin, por exemplo), de modo que o sinal de ambos anula a saída da ponte. Quando uma das pressões muda, ocorre uma deflexão da membrana, levando-a a se aproximar de uma parede e a se afastar da outra, o que faz com que as capacitâncias variem em sentidos opostos, o que dá um sinal duplo na ponte AC. Por causa disso, estes sensores podem ter altíssima sensibilidade. A Fig. 7.11 mostra um esquema da construção de um sensor capacitivo comercial. Como indicado nesta figura, estes medidores podem ser construídos em forma diferencial ou absoluta. No primeiro caso, uma das câmaras é ligada a uma câmara cuja pressão na pressão de referência, e a outra é ligada à câmara cuja pressão se deseja comparar com a da câmara de referência. No segundo caso, a câmara de referência é evacuada a uma pressão muito abaixo da menor pressão a ser medida, e então selada. Estes medidores, por causa da altíssima sensibilidade, apresentam problemas de deriva térmica, e por isso, em geral são feitos trabalhar em temperaturas fixas e controladas ligeiramente acima da temperatura ambiente, como 40 ou 50°C. Medidores deste tipo podem trabalhar desde fundos de escala de 25.000 torr até 1 torr, e neste último caso, podem medir até  $10^{-5}$  torr, embora, nestes baixos intervalos, o erro na medida possa atingir 30 %.



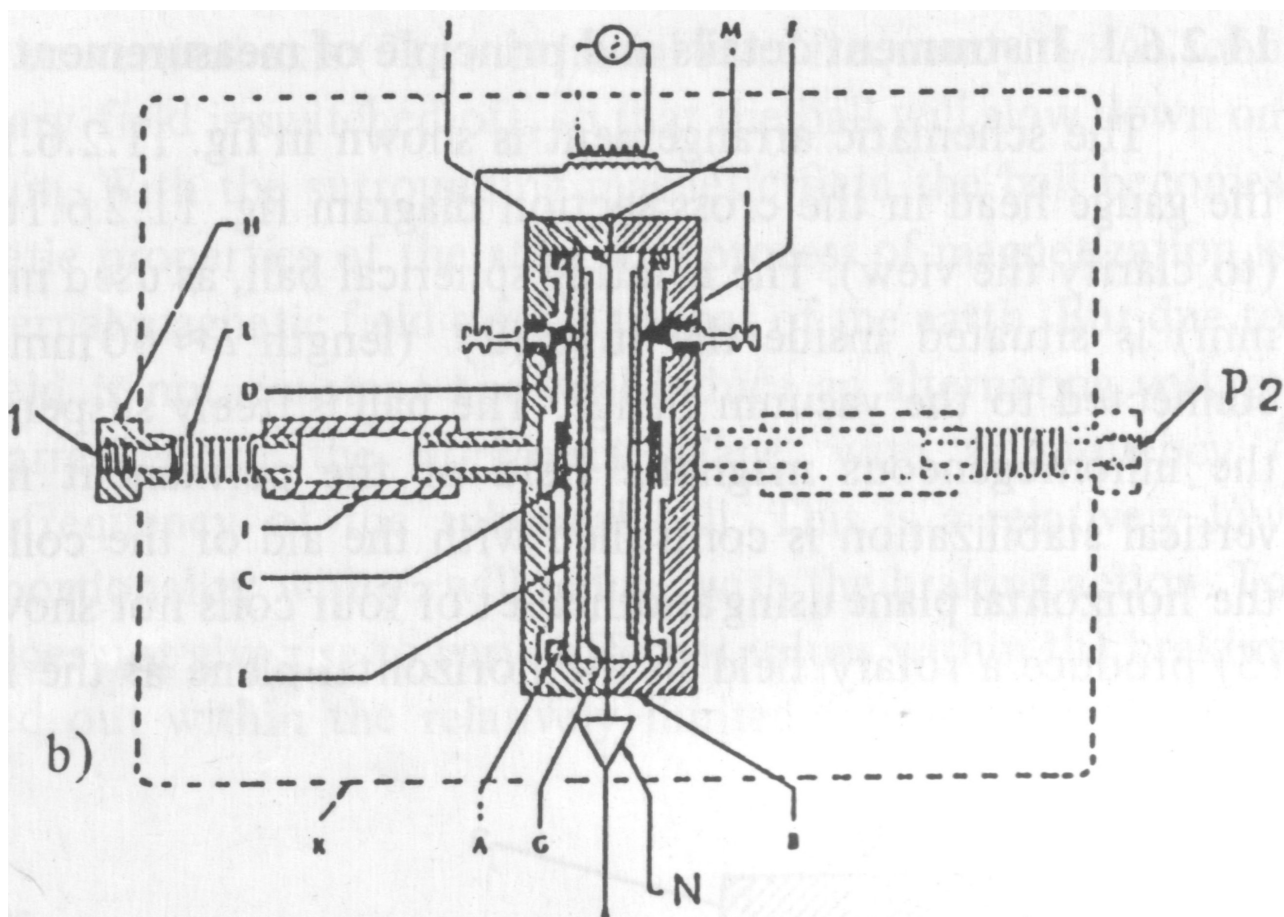


Fig. 7.11: Esquema de construção de sensor capacitivo comercial (Fig. 11.7b Wutz pg. 399)

## Medidores baseados em viscosidade

Os medidores baseados em viscosidade utilizam o efeito de arraste ou de dissipação observado quando moléculas impingem uma superfície em movimento. A Fig. 7.12 ilustra diversos tipos de medidores baseados em viscosidade. O de placa oscilante (Fig. 7.12 a) tem como princípio de medida a observação do decréscimo da amplitude de oscilação de uma placa suspensa em função do tempo. O mesmo princípio aplica-se aos medidores baseados em disco oscilante em torsão (Fig. 7.12 b) e à fibra oscilante (Fig. 7.12 c). No caso do medidor baseado em acoplamento entre disco girante e disco em torsão (Fig. 7.12 d), mede-se o torque que um disco girando com velocidade constante na pressão que se quer medir induz, através do gás que faz o acoplamento entre ambos os discos, no disco suspenso. Esta medida é feita através do ângulo de deflexão do disco em torsão, que é indicado pelo giro do espelho preso à fibra de sustentação deste disco. Todos estes medidores têm interesse apenas histórico.

O medidor baseado em cristal de quartzo oscilante tipo diapasão foi desenvolvido recentemente por pesquisadores japoneses e está sendo comercializado por uma companhia japonesa. Seu princípio de funcionamento é a variação da impedância do oscilador de quartzo quando polarizado com uma voltagem alternada constante em função da pressão do gás em que o oscilador está imerso. Utilizam-se diapasões construídos em massa para o controle de frequência em diversos equipamentos eletrônicos, como relógios de pulso e microcomputadores, o que torna estes diapasões extremamente baratos. Embora muito precisos e razoavelmente estáveis em função da

temperatura, estes medidores são fortemente dependentes do tipo de gás, o que pode ser bastante inconveniente em várias aplicações. Seu intervalo de trabalho é de aproximadamente  $10^{-3}$  torr até a pressão atmosférica.

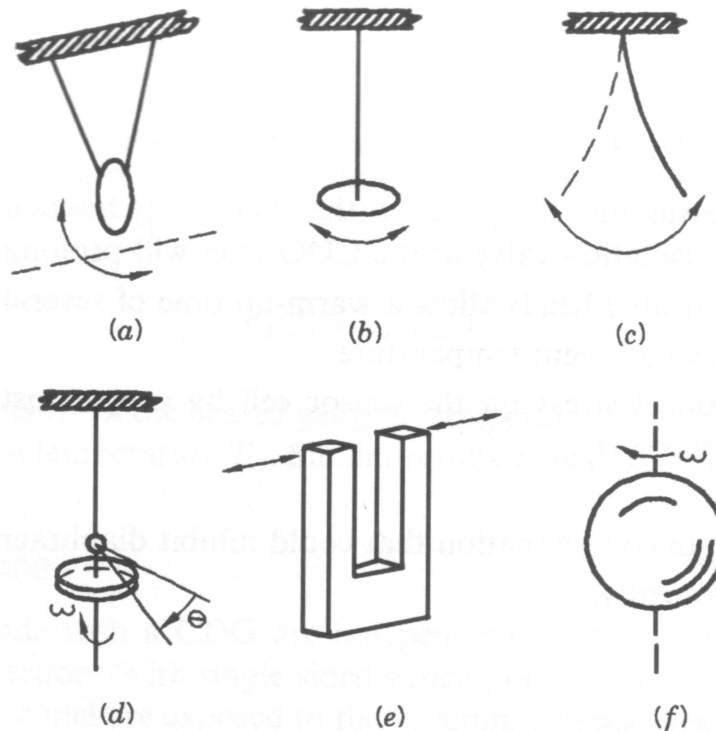


Fig. 7.12: Medidores à base de viscosidade: a – placa oscilante; b – disco oscilante em torsão; c – fibra oscilante; d – acoplamento entre disco girante e disco em torsão; e – cristal de quartzo oscilante em forma de diapasão; f – esfera girante. (Fig. 6.11 Lafferty pg. 390)

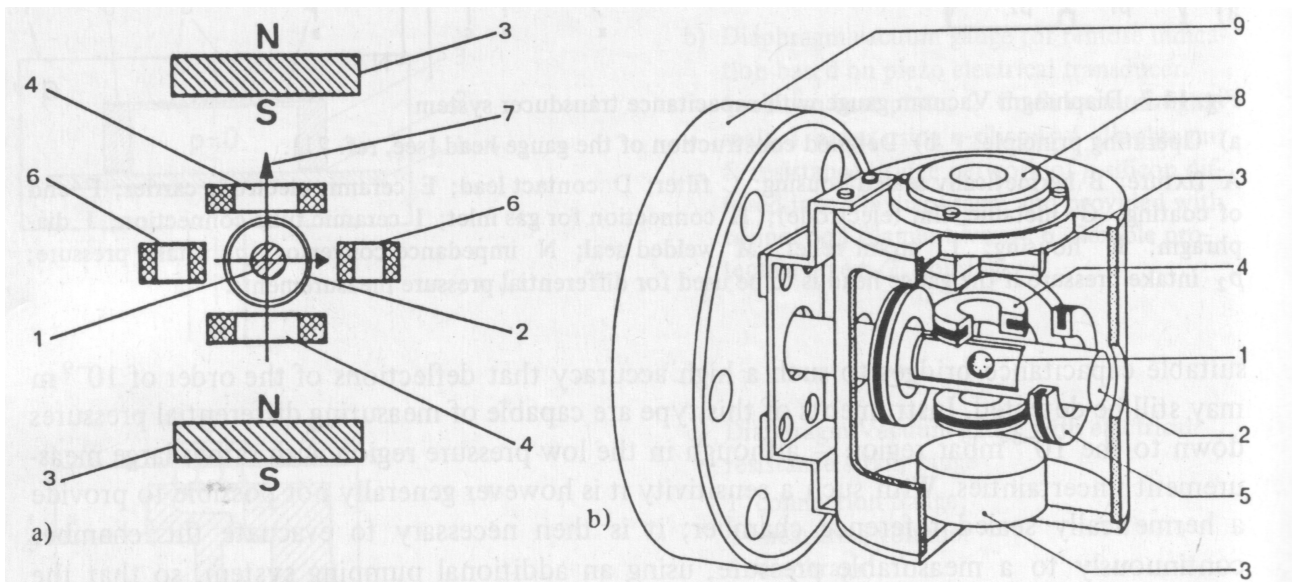


Fig. 7.13: a) arranjo esquemático; b) vista 3D de um medidor de esfera girante: 1 – esfera (diâmetro = 4,5 mm); 2 – invólucro tubular, diâmetro interno 7,5 mm; 3 – ímãs permanentes,  $B(\text{pos. Esfera}) = 0,05 \text{ T}$ ; 4 – bobinas de estabilização vertical; 5 – quatro bobinas motoras (não mostradas em a e a frontal não mostrada em b) 6 – bobinas sensoras; 7 – eixo de rotação; 8 – nível de bolha; 9 – flange para conexão ao sistema de vácuo; (Fig. 11.2.61a e b Wutz pg. 400)

De muito maior importância são os medidores de esfera girante, cujo desenvolvimento iniciou-se na década de 1960, até a obtenção de produto comercial na década de 1970, com capacidade de medida no intervalo de  $10^{-2}$  a  $10^{-7}$  torr e com muito boa sensibilidade. Estes instrumentos estão inclusive sendo usados como padrões de transferência de calibração. A Fig. 7.13 mostra o esquema de um tal medidor. A esfera girante, similar às usadas em rolamentos de esferas, é colocada no interior do tubo de aço inox, cujo diâmetro interno é 7,5 mm e cujo comprimento é da ordem de 60 mm, e que é soldado à flange que faz a conexão com o sistema cuja pressão se quer determinar. A esfera é suspensa com a ajuda do campo magnético não homogêneo dos ímãs permanentes 3 e das bobinas de estabilização 4, que, como o nome diz, também têm o papel de estabilizar a esfera no plano vertical. Outras quatro bobinas (não mostradas) fazem a estabilização no plano horizontal. As quatro bobinas rotuladas 5 no esquema são usadas para estabelecer um campo girante horizontal que, por sua vez, faz com que a esfera entre em rotação, seguindo-o. A frequência deste campo é 425 Hz, e após algum tempo, a esfera atinge esta frequência. A partir daí, este campo motor é desligado, e a esfera é decelerada pela fricção com as moléculas do gás da câmara, que fornece um torque desacelerador. Como a esfera é magnetizada, o fato de termos um momento magnético girante gera uma corrente induzida nas bobinas sensoras 6 cuja frequência é a mesma da esfera. A medida desta frequência e de seu decremento dá a medida da densidade molecular e, portanto, da pressão. O intervalo de medida da frequência é fixado entre o valor inicial, 435 Hz, e o valor de aproximadamente 340 Hz. Ao se fazer o cálculo do torque desacelerador, verifica-se que a variação de frequência com o tempo é diretamente proporcional à pressão do gás, ou seja, este medidor é linear. Além disso, testes mostraram que as características das esferas são constantes em períodos de anos, tornando este medidor, quando calibrado, um padrão de transferência de calibração (padrão secundário). A Fig. 7.14 mostra uma fotografia de um destes sensores acoplado a um sistema de vácuo. Como já colocado acima, o intervalo de medida para este tipo de medidor é de  $10^{-2}$  torr a  $10^{-7}$  torr.

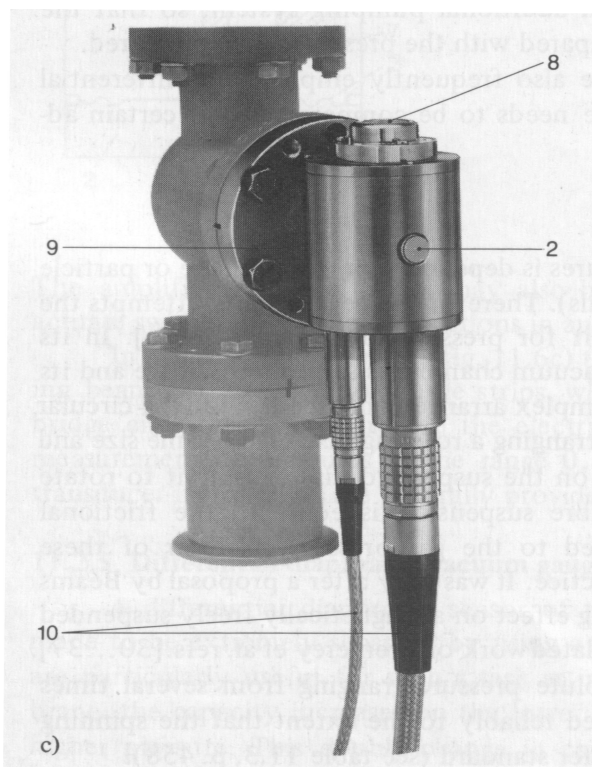


Fig. 7.14: Fotografia de sensor de esfera girante acoplado a sistema de vácuo. (Fig. 11.2.61c Wutz pg. 400)

## Medidores usando líquidos

Ainda na classe de medidores mecânicos, temos os medidores que utilizam líquidos, dos quais o mais simples é o tubo em U, como mostrado pela Fig. 7.15.

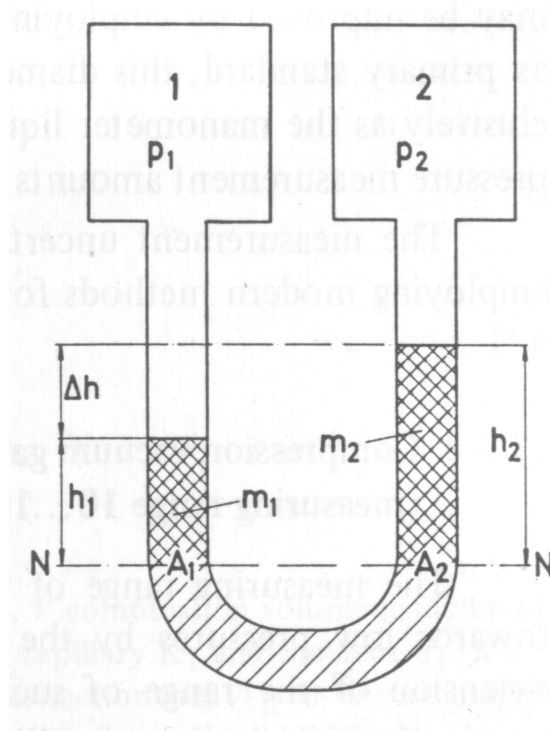


Fig. 7.15: esquema de medidor de vácuo tipo tubo em U. (Fig. 11.8 Wutz pg. 411)

Note que neste medidor o líquido substitue a membrana ou o diafragma dos medidores acima descritos. As duas câmaras 1 e 2 com pressões  $p_1$  e  $p_2$  são ligadas por um tubo transparente de secção transversal  $A$  que é preenchido com o líquido separador. No equilíbrio mostrado na Fig. 7.15, podemos escrever  $p_1 - p_2 = \rho g \Delta h$  (3), em que  $\rho$  é a densidade do líquido e  $g$  é aceleração da gravidade. Desta maneira, a medida direta de  $\Delta h$  dá a medida da pressão em torr ou mmHg. Estes medidores, portanto, podem medir pressões no intervalo de 760 a aproximadamente 0,1 torr, com precisão desta ordem. Utilizando amplificação óptica e verniers (microscópio e catetômetro), esta precisão pode ser aumentada até  $10^{-3}$  torr. Utilizando técnicas ópticas especiais, o intervalo inferior de medida pode ser estendido a alguns militorr, com boa precisão de medida.

Se um braço do tubo em U é evacuado e selado, o tubo torna-se um medidor de pressão absoluta, e pode mesmo ser usado como padrão primário de pressões. Uma outra maneira de melhorar a precisão de leitura para pequenas variações de pressão é utilizar um tubo inclinado, como mostrado pela Fig. 7.16.

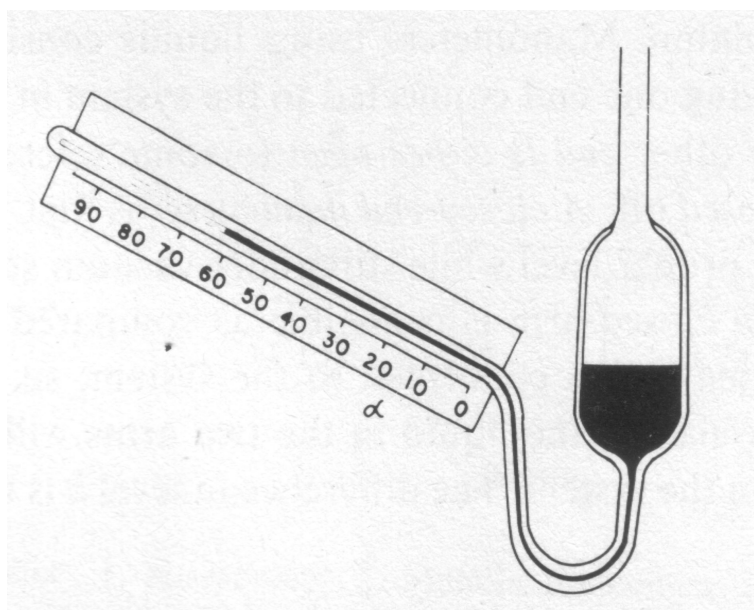


Fig. 7.16: Manômetro de líquido inclinado. (Fig. 6.4 Roth pg. 286)

## O medidor de McLeod

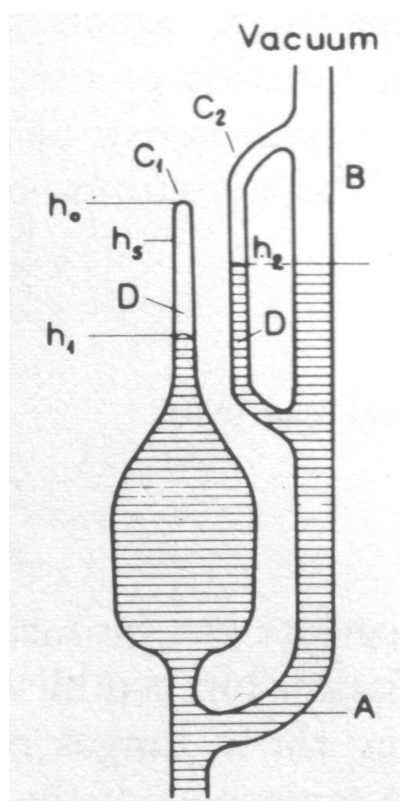


Fig. 7.17: esquema de um medidor tipo McLeod (Fig. 2.7b Roth pg. 24)

O medidor de McLeod é importante não apenas porque foi o primeiro medidor a permitir medidas confiáveis abaixo de  $10^{-2}$  torr em uma época em que não havia nenhum outro medidor capaz de realizar isto, como também porque é um medidor absoluto e durante muito tempo foi um padrão

primário de pressões na faixa que vai de 1 torr até aproximadamente  $10^{-6}$  torr. Tal medidor é baseado muito simplesmente na lei de Boyle-Mariotte dos gases perfeitos, que diz que o produto PV é constante em processos isotérmicos. Para discutir o funcionamento de tal medidor, vamos nos referir à Fig. 7.17. O medidor compreende um ramo B que faz a conexão com o sistema de vácuo, e um recipiente bojado que é um volume calibrado de volume V conhecido que está ligado, na sua parte superior, a um tubo capilar fechado  $C_1$ . Na sua parte inferior ele se liga, através de uma junção "T", ao ramo B e a um reservatório de mercúrio, cuja posição pode ser alterada de modo a fazer com que o mercúrio suba no volume calibrado e no ramo B simultaneamente. O ramo B possui uma derivação que é um capilar  $C_2$  com o mesmo diâmetro interno do capilar  $C_1$ . O modo de funcionamento do medidor McLeod é o seguinte. Com a coluna de mercúrio abaixo da linha A, o volume calibrado é colocado em contacto com a câmara cuja pressão se quer determinar. Em seguida, a coluna de mercúrio é levantada, de modo que, quando atinge a posição A, isola o gás no volume calibrado do sistema de vácuo. Nesta posição, temos tanto o gás no volume quanto o gás na câmara de vácuo na mesma pressão. Continuando a subir a coluna de mercúrio, o gás do volume calibrado acaba sendo confinado (e comprimido) no capilar  $C_1$ , passando do volume V ao volume  $V' = h_1 A$ , onde A é a área da secção reta do capilar. Na situação em que a coluna de mercúrio no capilar A atinge a altura  $h_1$ , a coluna de mercúrio no ramo B e no capilar  $C_2$  atinge a altura  $h_2$  (estas alturas devem ser medidas em relação à mesma origem, usualmente o topo do capilar  $C_1$ ). Podemos dizer então que a pressão do gás no capilar  $C_1$  é dada por  $p + \rho g(h_2 - h_1)$  e que tem volume  $A(h_0 - h_1)$ , e, pela lei de Boyle-Mariotte, podemos escrever  $[p + \rho g(h_2 - h_1)] A(h_0 - h_1) = pV$  (4), de onde se obtém

$$p = \frac{\rho g A (h_2 - h_1) (h_0 - h_1)}{[V - A(h_0 - h_1)]} \quad (5).$$

A partir desta equação temos dois métodos de fazer a medida de pressão. O primeiro deles corresponde a tomar como prática de medida fazer sempre  $h_2 = h_0$ , o

que nos dá, denominando a diferença  $h_2 - h_1 = \Delta h$ ,  $p = \frac{\rho g A \Delta h^2}{[V - A \Delta h]} \approx \frac{\rho g A}{V} \Delta h^2$  (6), ou seja, a

pressão passa a ter uma dependência quadrática na diferença de altura entre os dois capilares. Para ter uma idéia sobre o alcance de medidas com este tipo de medidor, considere o volume  $V = 500 \text{ cm}^3$ , que é um valor razoável, por não exigir uma quantidade muito grande de mercúrio (o que pode introduzir deformações no medidor), e capilares com diâmetro interno de 1 mm (diâmetros menores apresentam problemas de arraste de mercúrio nos capilares por forças de tensão superficial). Para uma diferença de altura entre as colunas de mercúrio de 1 mm nos dois capilares, a pressão a ser

medida pode ser calculada como  $p = \frac{(\pi/4)}{(5 \cdot 10^5 - \frac{\pi}{4} 1^2)} \approx 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ torr}$  (nesta equação obtivemos p

diretamente em torr (que corresponde à altura da coluna de mercúrio), colocando o produto  $\rho \cdot g = 1$ ).

O segundo método de uso do medidor McLeod consiste em escolher um nível fixo no capilar fechado  $C_1$ , definindo uma altura de referência  $h_s$ . Com isso, temos  $h_1 = h_s$  e  $h_0 - h_s$  torna-se uma

constante, e a equação 5 fica  $p = \frac{\rho g A (h_0 - h_s) (h_2 - h_s)}{[V - A(h_0 - h_s)]} \approx \frac{\rho g (h_0 - h_s)}{V} \Delta h$ , onde agora

$\Delta h = h_2 - h_s$ . Neste caso, portanto, temos uma escala de pressões linear na leitura em altura.

Uma das limitações do medidor de McLeod é a presença de vapores, como o vapor d'água, que, durante a compressão do gás no capilar  $C_1$  pode atingir a pressão de saturação e condensar durante a compressão. Isto provoca leituras erradas, e exige muita atenção do operador. Outro

problema com a operação do medidor é que a pressão parcial do mercúrio ao redor da temperatura ambiente é aproximadamente  $2 \cdot 10^{-3}$  torr, o que significa que quando se mede câmaras de vácuo com pressões abaixo deste valor, o sistema pode ser contaminado com vapor de mercúrio, e isto precisa ser levado em conta pelo operador. A maneira de se evitar a contaminação com mercúrio é interpor uma armadilha de LN2 entre o medidor e o sistema, mas isso pode trazer erros de leitura do medidor.

## Medidores baseados em condutividade térmica

Este tipo de medidores são baseados em um filamento colocado no interior de um invólucro de vidro ou metálico que é aquecido por uma corrente elétrica. A temperatura final que este filamento atinge depende da potência elétrica nele colocada e nas taxas de dissipação de calor, que são de três origens: perda por condução pelo gás, perda por radiação e perda por condução para os suportes do filamento. Nas condições usuais de operação destes medidores, com potência fornecida ao filamento mantida constante e temperatura do fio mantida a aproximadamente  $100^{\circ}\text{C}$  acima da temperatura ambiente, as perdas por radiação e por condução para os suportes são razoavelmente independentes da pressão, enquanto que a perda por condução é diretamente proporcional à pressão porque, no regime molecular, a condutividade térmica do gás é proporcional à pressão (veja eqs. 56 e 57, Cap. I). As variações de temperatura do filamento causadas pelas variações de pressão podem ser medidas através da resistência elétrica do filamento, que é a base dos medidores Pirani e de termistores, ou a temperatura do filamento é medida por um termopar a ele acoplado, formando os medidores tipo termopar.

A Fig. 7.18 ilustra a construção de um sensor tipo Pirani. Essencialmente temos um filamento de um metal com alto coeficiente de temperatura da resistividade, de diâmetro entre 5 e  $20\text{ }\mu\text{m}$  (filamentos de lâmpadas incandescentes, por exemplo), que é estirado no centro de um invólucro

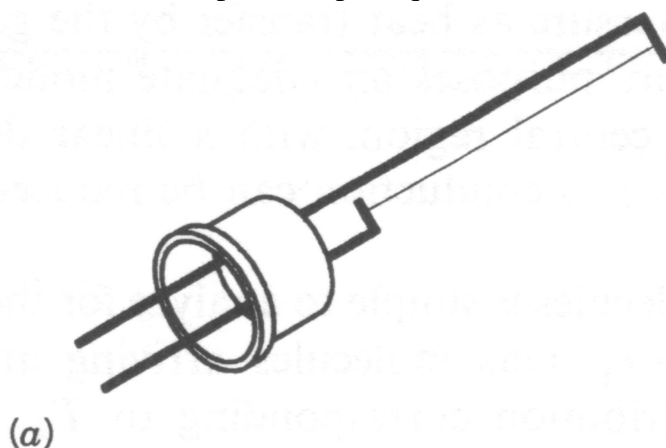


Fig. 7.18: Sensor tipo Pirani (Fig. 6.23a Lafferty pg. 405)

cilíndrico, em geral metálico, que possui uma flange para conexão ao sistema de vácuo. A montagem com invólucros metálicos resulta em sensores muito robustos. Em geral os circuitos elétricos para manterem a potência constante no filamento são complexos, e prefere-se então a operação dos sensores no modo de resistência constante, o que inclusive permite um intervalo de medida mais extenso. Em geral, a resposta destes sensores está no intervalo entre  $10^{-3}$  torr a aproximadamente 100 torr, e são dependentes da natureza dos gases (ver eqs. 56 e 57, Cap. I). Medidas acima desta pressão são difíceis de serem realizadas, pois a condutividade do gás fica independente da pressão para estes valores de pressão. O intervalo de medida pode ser estendido até

a pressão atmosférica (760 torr) lançando-se mão do fenômeno de convecção, mas isto exige posicionamento preciso do filamento no seu invólucro e manutenção da mesma posição do invólucro (vertical ou horizontal) durante a operação do sensor. Em geral, estes sensores são calibrados para nitrogênio (ou equivalentemente, para o ar), e seu uso para outros gases deve ser corrigido.

A Fig. 7.19 ilustra o esquema de um sensor tipo termopar.

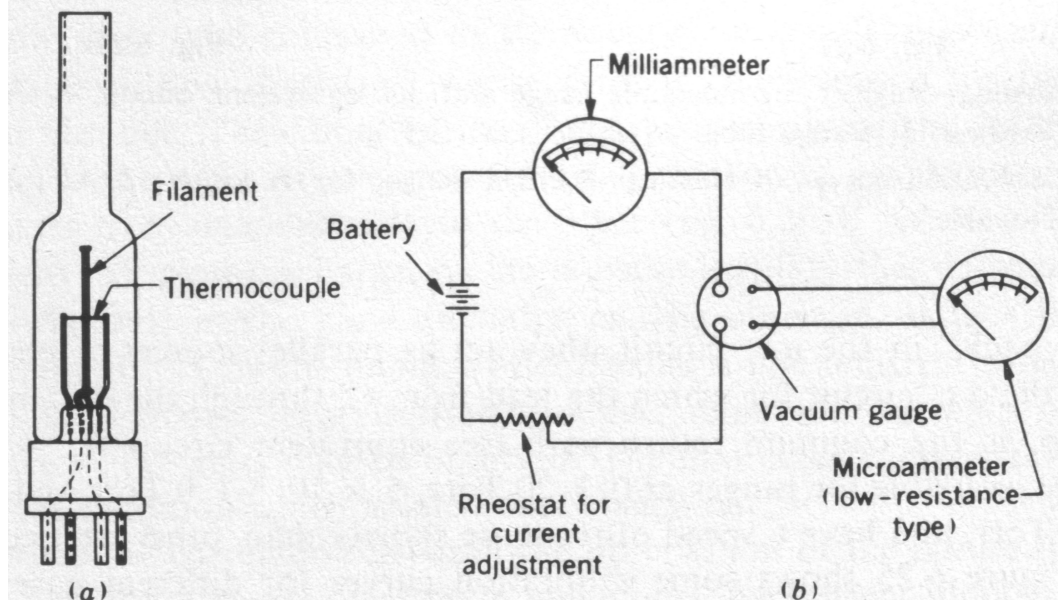


Fig. 7.19: esquema de sensor tipo termopar (Fig. 6.23 Roth pg. 307)

Temos um filamento que é aquecido por uma corrente elétrica, e cuja temperatura é medida por uma junção feita soldando-se a ele um outro fio de material diferente. O princípio de medida é o de passar uma corrente elétrica constante pelo filamento e medir sua temperatura em função da pressão através da junção termo-elétrica feita no seu centro. Tal como os sensores Pirani, os sensores tipo termopar são muito robustos.

Além destes sensores, temos também o sensor tipo termistor, que essencialmente é um medidor Pirani em que o filamento metálico é substituído por um termistor, ou seja, um elemento semicondutor com coeficiente negativo de temperatura da resistividade. O seu funcionamento é o mesmo do sensor Pirani.

## Medidores por ionização

Praticamente todo sistema de vácuo que opera abaixo de  $10^{-3}$  torr possui um medidor por ionização para indicar ou medir a pressão de trabalho, pois não existe outro método para medida da pressão abaixo deste valor. Daí a importância deste tipo de medidor para a tecnologia de vácuo, principalmente nos intervalos de ultra-alto-vácuo e extremo-alto-vácuo.

A medida de pressão com medidores por ionização é feita por um método indireto em que uma grandeza elétrica proporcional à densidade molecular é medida. Para isso, o gás cuja pressão se quer medir é ionizado (total ou parcialmente), e, dependendo do método de ionização empregado, a grandeza elétrica medida é uma corrente iônica, como nos medidores de cátodo quente, ou uma corrente de descarga elétrica, como nos medidores de cátodo frio. O esquema de um medidor de ionização de cátodo quente é mostrado na Fig. 7.20.



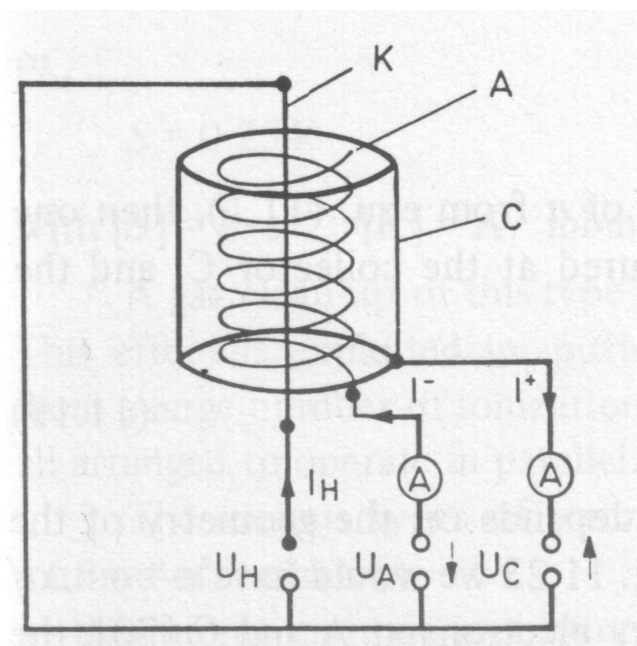


Fig. 7.20: Esquema de um medidor por ionização de catodo quente.  $U_H$  – tensão do aquecedor;  $I_H$  – corrente de aquecimento do emissor termoiônico;  $U_A$  – tensão do anodo;  $I^-$  – corrente de elétrons para o anodo A;  $I^+$  – corrente iônica para o coletor C. (Fig. 11.22 Wutz pg. 425)

Este medidor consiste basicamente de um catodo termoiônico (emissor de elétrons por aquecimento) K rodeado por um anodo A em forma de grade (que é um filamento em forma de espiral) polarizado positivamente em relação ao catodo. Este conjunto é circundado por um cilindro metálico C que forma o coletor de íons, e que é polarizado mais negativamente que o catodo e o anodo. O funcionamento do medidor pode ser melhor explicado levando em conta a Fig. 7.21, que corresponde a um corte transversal do medidor.

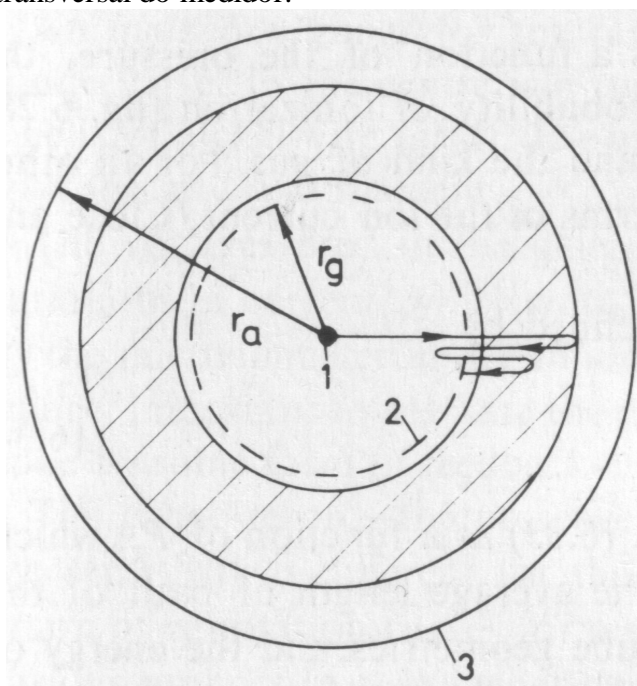


Fig. 7.21: Esquema de corte transversal de medidor por ionização, trajetória típica de um elétron. 1 – catodo; 2 – grade; 3 – anodo. (Fig. 6.27 Roth pg. 311)

Um elétron que é emitido pelo catodo é acelerado em direção ao anodo, e como este é em forma de uma grade, o elétron muito provavelmente não será coletado, mas passará pelos vazios da grade para a região hachurada da Fig. 7.21, onde há um campo elétrico que o desacelera e o faz retornar à região entre o catodo e a grade. Nestas circunstâncias, o elétron deverá fazer várias oscilações antes de finalmente encontrar um dos fios da grade e ser retirado de circulação, como mostrado pela linha com setas da Fig. 7.21. Isto dá origem à corrente de elétrons  $I^-$  na grade. Este caminho alongado que o elétron percorre aumenta muito a probabilidade de ele chocar-se com um átomo do gás que preenche o volume do medidor, aumentando, portanto, a probabilidade de ionização. O íon, ou os íons positivos assim gerados são atraídos pelo coletor e o atingem, provocando a corrente iônica  $I^+$ . Para poder produzir ionização por impacto com uma molécula, o elétron precisa ter uma energia cinética que no mínimo igual à energia de ionização (potencial de ionização) do gás, que, no caso do vapor d'água e oxigênio é 12,6 eV, de 15 a 15,6 eV para nitrogênio, hidrogênio e argônio, e 24,6 eV para o hélio.

Na sua trajetória de comprimento  $\Delta l$  através do gás de densidade molecular  $n$  os  $N^-$  elétrons darão origem a um número de colisões  $\Delta N^-$  que é dado por

$$\Delta N^- = N^- n \sigma \Delta l \quad (7)$$

Nesta equação  $\sigma$  é a secção transversal para choque entre elétrons e íons, e depende da energia dos elétrons e do tipo de gás da atmosfera do medidor. Estas  $\Delta N^-$  colisões produzem  $\Delta N^+$  íons positivos.

Esta equação pode ser colocada na forma  $n \sigma = \frac{\Delta N^-}{N^- \Delta l}$  (8). O produto  $n \sigma$  indica o número de

íons formados por um elétron por unidade de comprimento de sua trajetória através do gás de densidade molecular  $n$ , e é conhecido como ionização diferencial  $S$ , ou probabilidade de ionização. Para um gás a 0°C e pressão de 1 torr, a densidade molecular é  $n_0 = 3,54 \cdot 10^{22}$  moléculas/m<sup>3</sup>, e define a ionização diferencial  $S_0$ . A Fig. 7.22 mostra o comportamento desta grandeza em função da energia dos elétrons para diversos gases.

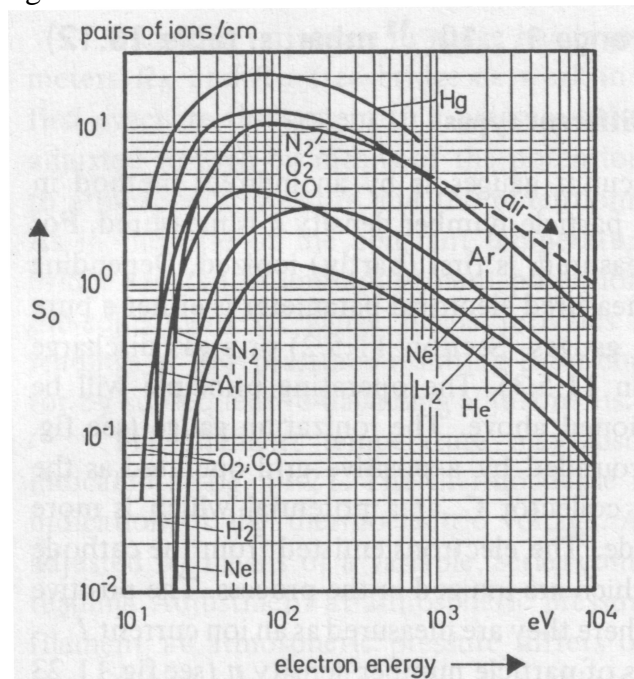


Fig. 7.22: Ionização diferencial  $S_0$  de elétrons em função da energia para diversos gases ( $p = 1$  torr,  $T = 0^\circ C$ ). (Fig. 11.24 Wutz pg. 426)

Se a equação 7 é dividida pelo tempo, temos as correntes envolvidas:  $I^+ = I^- n \sigma \Delta l = I^- S \Delta l$

(9), onde se colocou  $S = S_0 \frac{n}{n_0}$  (10). Utilizando a equação de estado para substituir  $n$  por  $p$ ,

obtemos  $I^+ = I^- \frac{\sigma \Delta l}{k T} p = I^- \frac{S_0}{p_0} \frac{T_0}{T} \Delta l p = I^- \varepsilon p$  (11), onde  $\varepsilon$ , chamada constante do medidor,

no caso simples que estamos discutindo é dada por  $\varepsilon = \frac{S_0}{p_0} \frac{T_0}{T} \Delta l$  (12), depende da geometria do

medidor, do tipo de gás, da energia dos elétrons e da taxa de geração de elétrons secundários tanto no anodo quanto no coletor. Por isso, esta constante deve ser determinada experimentalmente. A equação 11 também pode ser escrita em termos do parâmetro denominado sensibilidade do medidor, definido por  $I_+ = K p$  (13), ou seja,  $K = I^- \varepsilon$ . Este parâmetro, tal como  $\varepsilon$ , deve ser determinado experimentalmente.

Medidas de sensibilidade de medidores por ionização a partir de baixas pressões mostram que a sensibilidade aumenta com a pressão, passando por um máximo e decrescendo a partir daí. O aumento da sensibilidade com o aumento de pressão está ligado ao fato de que, com o aumento de pressão ocorre a diminuição do livre caminho médio dos íons, que fica pequeno comparado com o comprimento das trajetórias dos elétrons, o que provoca o aumento do número de ionizações por elétron. A diminuição da sensibilidade para pressões acima da pressão do máximo é explicada pela maior ocorrência de recombinações íons-elétrons nesta região de pressão. A operação dos medidores por ionização em pressões acima de  $10^{-3}$  torr leva a um grande encurtamento da vida do catodo, o que coloca este valor de pressão como limite superior de operação destes medidores. O limite inferior de operação está ligado à produção de raios X moles por choque dos elétrons com o anodo. Estes raios X provocam a foto-emissão de elétrons do coletor, o que é equivalente a uma corrente de íons positivos, que é independente da corrente iônica, e colocam um valor inferior para a medida de pressão, que se situa ao redor de  $10^{-8}$  torr. Veremos abaixo como este limite inferior é ultrapassado.

Uma característica interessante dos medidores por ionização é o efeito de aprisionamento de gases, já referido no Cap. 6 quando discutimos as bombas iônicas. Este efeito leva a leituras inferiores que o valor da pressão do gás. Isto pode ser estimado supondo que todo íon é aprisionado (ou seja, bombeado). A eq. 11 pode ser re-escrita em termos do número de íons aprisionados por

unidade de tempo:  $\dot{N} = \dot{N}^+ = \frac{I^-}{e} \varepsilon p = \frac{K}{e} p$  (14). Utilizando a equação de estado na forma

$$V = N \frac{k T}{p} \quad \text{obtemos} \quad \dot{V} = \dot{N} \frac{k T}{p}, \quad \text{que dá a velocidade de bombeamento} \quad S = \dot{V} = \frac{k T}{e} K$$

(15), que resulta  $S = 0,25 K$ , com  $S$  expressa em l/s e  $K$  expressa em A.mbar<sup>-1</sup>. Esta expressão mostra que quanto maior a sensibilidade do medidor, maior é o efeito de bombeamento. Como já discutido no capítulo anterior, este efeito é explorado para a construção de bombas de ionização, que basicamente são constituídas por um grande número de células medidoras de vácuo (de catodo frio, ver abaixo) trabalhando em paralelo.

Os medidores de vácuo por ionização podem ser classificados de acordo com o método de ionização. Temos os medidores de catodo quente, em que os elétrons são gerados por um filamento aquecido, e os de catodo frio, em que elétrons e íons são gerados em uma descarga elétrica (plasma) sem o uso de filamentos aquecidos. Estes últimos medidores são chamados de medidores Penning.

## Medidor por ionização tipo triodo

O esquema que baseou nossa discussão sobre as propriedades dos medidores por ionização, apresentados nas Figs. 7.20 e 7.21 é o de medidor tipo triodo, pois é baseado no esquema das válvulas triodos usadas em circuitos eletrônicos. Vários medidores com este projeto foram comercializados, e a Fig. 7.23 mostra o esquema de um deles, indicando inclusive as unidades de polarização das diversas correntes de interesse para a medida da pressão.

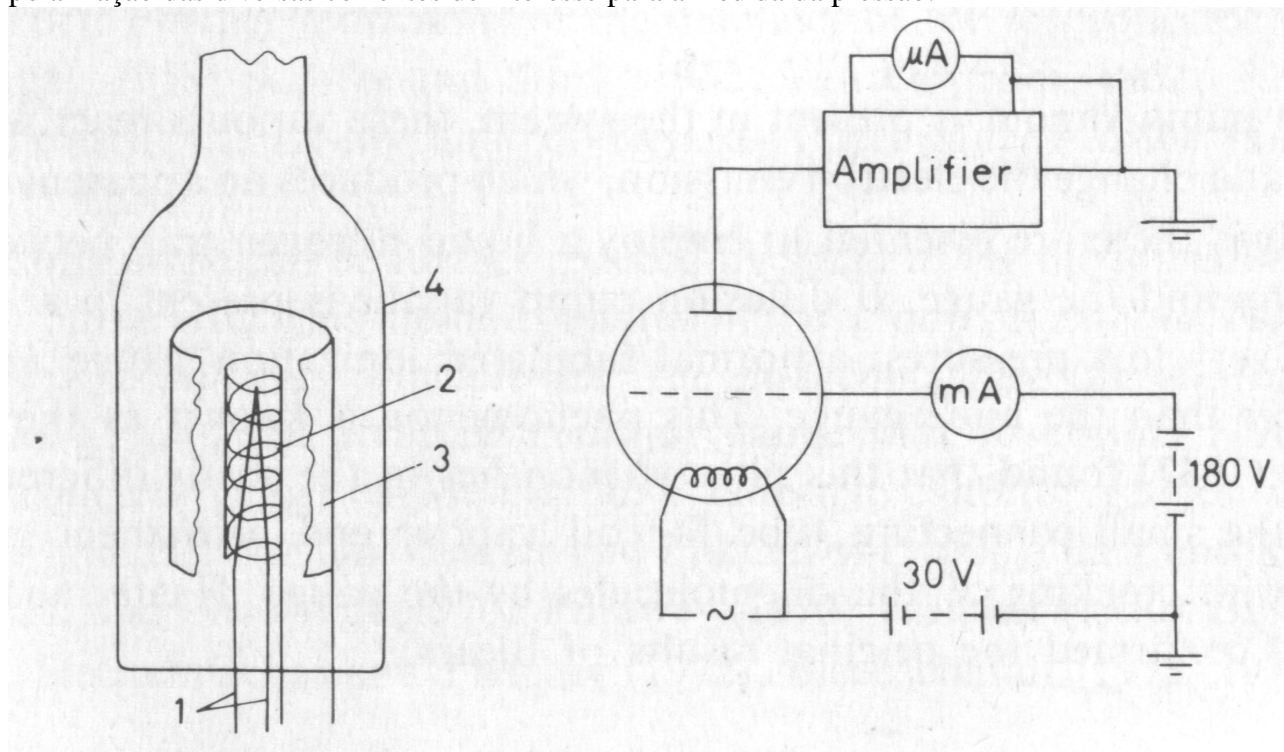


Fig. 7.23 - Esquema de circuito e de montagem de um medidor comercial por ionização. (Fig. 6.29 Roth pg. 313)

Este medidor pode atuar no intervalo de  $10^{-2}$  a  $10^{-8}$  torr, tendo um filamento de tungstênio como catodo, a grade como uma hélice de fio de níquel e o coletor como um cilindro, também de níquel, concêntrico com os outros elementos. As voltagens utilizadas devem ser altamente estabilizadas para evitar variações espúrias na medida de pressão, principalmente a corrente do catodo emissor de elétrons. Este tipo de medidor registra a presença de todos os gases presentes na atmosfera da câmara de vácuo, e, portanto, indica a pressão total, mas é preciso lembrar que a resposta do medidor depende da natureza do gás, o que leva à necessidade de calibrá-lo com um gás de referência, que em geral é o nitrogênio. A operação inicial do medidor resulta no aquecimento dos eletrodos e na emissão de grandes quantidades de gases adsorvidos em suas superfícies. A menos que o sensor seja aquecido de modo a provocar a sua degaseificação, a leitura do sensor indicará valores sempre superiores à pressão real na câmara. Por causa disso, muitos fabricantes colocam dispositivos de aquecimento prévio destes elementos antes de uma medida. Por outro lado, o efeito de bombeamento discutido acima pode levar a medidas com valores menores que os da câmara.

## Medidores por ionização para altas pressões

Como colocado acima, o limite superior para medida de pressões usando um medidor por ionização é da ordem de  $10^{-3}$  torr, principalmente por causa do baixo tempo de vida do catodo. Em algumas situações, todavia, pode ser conveniente ter um medidor deste tipo medindo pressões acima deste valor, mesmo tendo disponíveis outro tipo de medidores para pressões mais altas. O intervalo de medida destes medidores pode ser estendido até 1 torr ou acima usando-se catodos de materiais que suportam altas temperaturas sem oxidação, como irídio toriado, e também pequenas separações entre os eletrodos. A Fig. 7.24 mostra um esquema de um medidor deste tipo (medidor Schulz-Phelps).

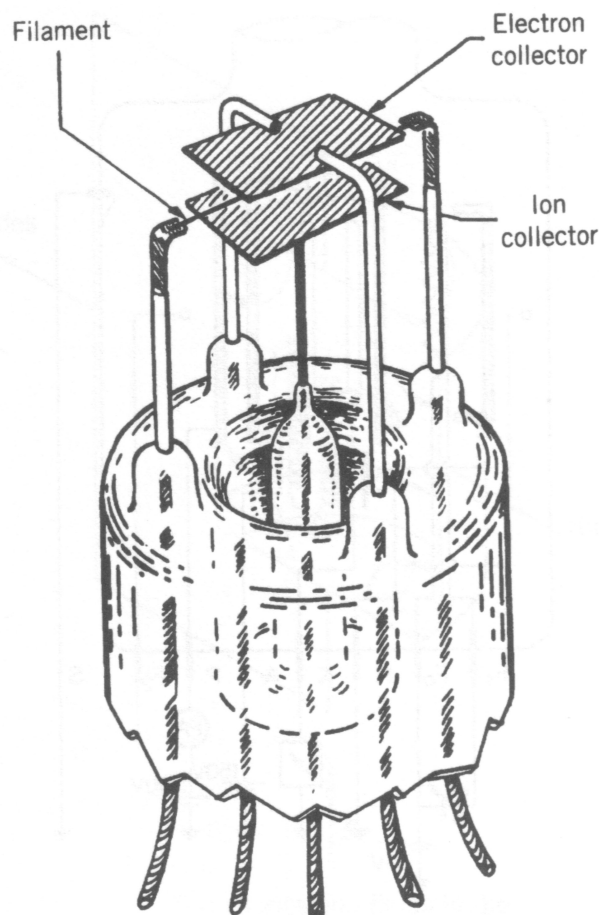


Fig. 7.24: Esquema de medidor por ionização para altas pressões. (Fig. 6.39 Lafferty pg. 427)

Nesta montagem o filamento de irídio toriado é colocado no meio de duas placas de molibdênio que servem de eletrodos, e separadas de 2 a 3 mm. Um dos eletrodos atua como grade, enquanto o outro atua como coletor de íons. Medidores deste tipo podem medir pressões no intervalo entre 1 torr e  $10^{-5}$  torr.

### Medidor por ionização tipo Bayard-Alpert

Já por volta de 1930 era de conhecimento geral que os medidores por ionização tinham como limite inferior de indicação de pressão o valor de aproximadamente  $10^{-8}$  torr. Isto causava espécie, pois havia indícios de diversos experimentos atingindo pressões inferiores a este limite, embora o medidor indicasse sempre este valor como mínimo. Primeiramente em 1938, em um trabalho que não

despertou atenção, e depois em 1947, outro trabalho indicou que a causa deste limite seria a emissão de raios X moles por impacto de elétrons no anodo, raios X que, ao incidirem no cilindro coletor, provocavam a emissão de foto-elétrons, o que era equivalente a uma corrente positiva, confundindo-se, portanto, com a corrente iônica. Essa corrente provocada pelos foto-elétrons tinha um valor fixo, de modo que o medidor de corrente media a soma das correntes iônica e de foto-elétrons, ou seja, a corrente no medidor era dada por  $I = I^+ + I_r = I^- \epsilon p + I_r$  (16). Quando a pressão atingia valores baixos, a corrente medida ficava sendo apenas  $I_r$ . Para contornar este problema, Bayard e Alpert sugeriram um novo esquema de medidor, literalmente invertendo papéis no novo projeto. A Fig. 7.25 mostra a proposta de Bayard e Alpert.

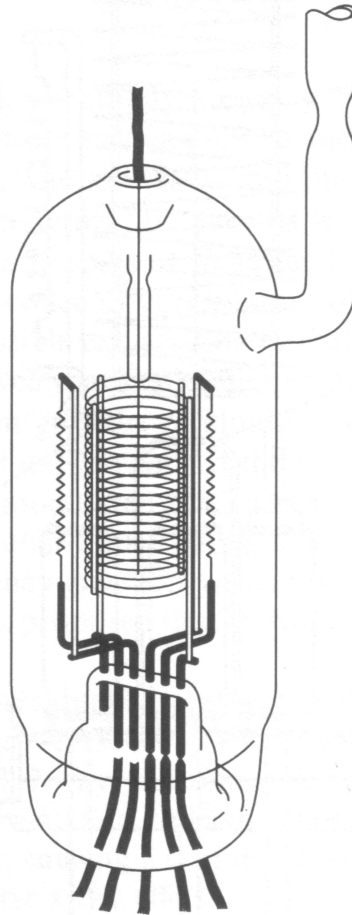


Fig. 7.25: Esquema do medidor de Bayard-Alpert. (Fig. 6.31 Lafferty pg. 417)

Neste medidor, a grade continua sendo uma hélice cilíndrica, mas as posições do catodo e do coletor são invertidas, de modo que o catodo emissor é colocado exteriormente à grade, e o coletor, reduzido a um fio, é colocado no centro do conjunto. Isto faz com que a área do coletor a ser atingida pelos raios X seja muito menor que no caso anterior, o que faz com que a corrente  $I_r$  seja muito reduzida. De fato, com este arranjo, o limite inferior do medidor de ionização passou a ser da ordem de  $10^{-10} - 10^{-11}$  torr, permitindo, pela primeira vez, medidas precisas e confiáveis de pressão no intervalo de ultra-alto-vácuo. Notar que o medidor da Fig. 7.25 tem dois filamentos emissores. Isto é uma medida de precaução no caso de queima do filamento enquanto o medidor está instalado em um sistema, permitindo o uso continuado do medidor sem necessidade de abrir a câmara de vácuo para trocar de medidor. O projeto do medidor de Bayard e Alpert é bastante simples, razoavelmente robusto e relativamente barato, tornando-o extremamente popular. Além de ser fabricado em um envelope, como mostrado na Fig. 7.25, este medidor também é fabricado para ser

colocado nú diretamente dentro da câmara de vácuo. O esquema de um destes medidores é mostrado na Fig. 7.26.

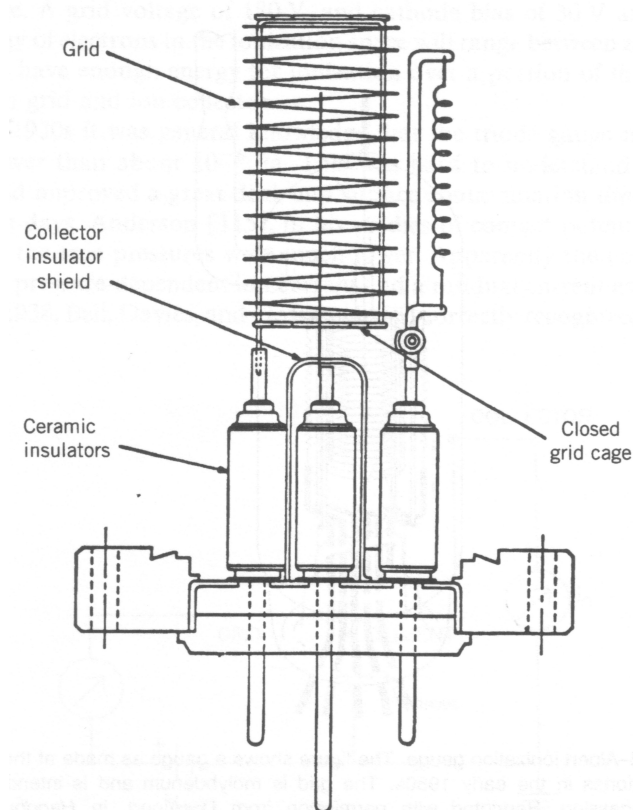


Fig. 7.26: esquema de medidor Bayard-Alpert nú. (Fig. 6.32 Lafferty pg. 418).

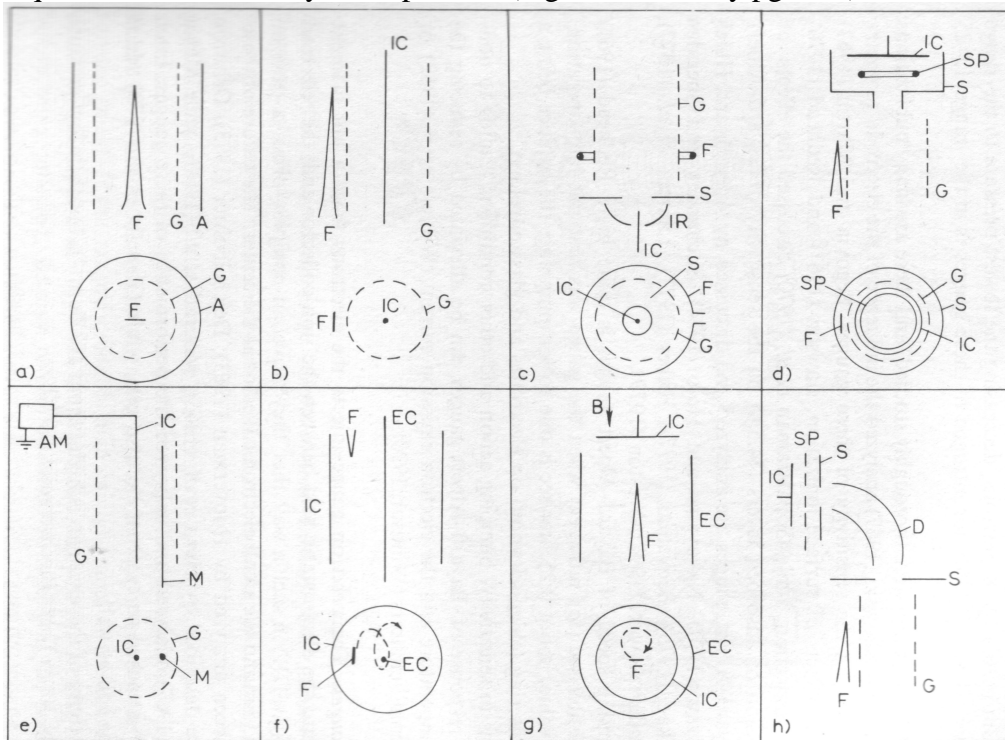


Fig. 7.27: Diferentes medidores de catodo quente. a – medidor convencional; b – medidor de Bayard-Alpert; c – medidor extrator; d – medidor supressor; e – medidor Bayard-Alpert modulado; f

– medidor tipo Orbitron; g – medidor tipo magnetron; h – medidor tipo defletor. F – filamento, G – grade, A – anodo, IC – coletor de íons, S – blindagem, IR – refletor de íons, SP – supressor de íons, AM – amplificador, M – modulador; EC – coletor de elétrons, B – campo magnético, D – defletor.

Para estender o limite inferior dos medidores de catodo quente para pressões mais baixas ainda, há necessidade de aumentar a relação entre a corrente iônica e a foto-corrente provocada pelos raios X. Esta relação é aumentada por vários meios, resultando em uma multitude de projetos de medidores, como esquematizado pela Fig. 7.27. Estes métodos serão brevemente discutidos a seguir.

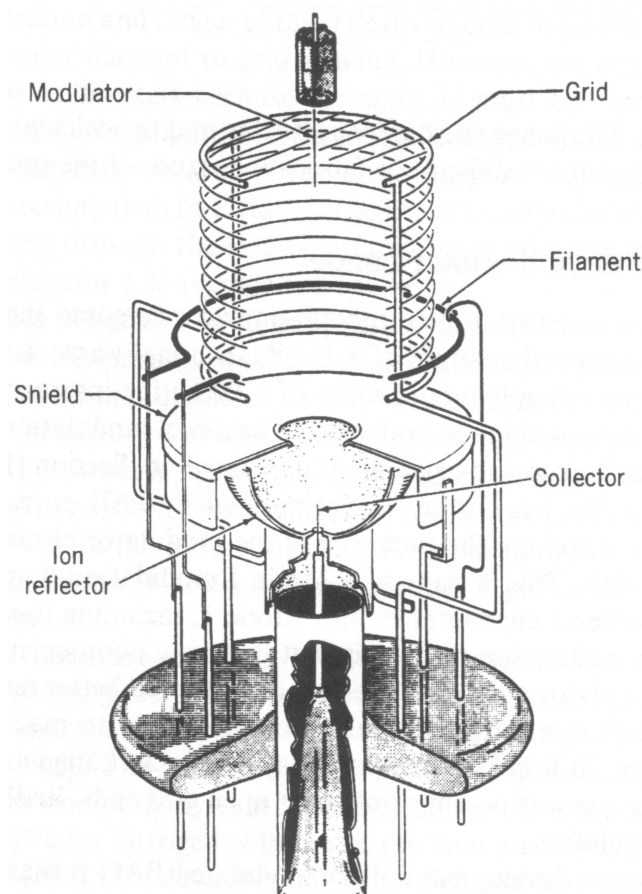


Fig. 7.28: medidor por ionização tipo extrator. (Fig. 6.35 Lafferty pg. 422)

O primeiro método corresponde a reduzir o ângulo sólido subentendido pelo coletor de íons a partir da fonte de raios X mudando a posição do coletor de íons ou reduzindo a sua área. O primeiro passo para isso foi feito no medidor Bayard-Alpert, como descrito acima e como esquematizado na Fig. 7.27b, que reduziu o limite inferior de medida para a década de  $10^{-10}$  torr. Outras reduções no diâmetro do coletor abaixaram este limite para entre  $5 \cdot 10^{-11}$  –  $1 \cdot 10^{-12}$  torr. O ângulo sólido pode ser ainda mais reduzido retirando-se o coletor de íons do interior da grade. Este método resultou nos medidores denominados de coletores externos, como por exemplo o medidor tipo extrator (Fig. 7.27c), o medidor com coletor escondido (screened) e o medidor com coletor "enterrado" (buried). A Fig. 7.28 mostra um esquema tri-dimensional de um medidor tipo extrator.

A Fig. 7.29 mostra um medidor do tipo coletor "enterrado" projetado por Watanabe, que utiliza uma grade esférica de 26 mm de diâmetro e com coletor de 0,03 mm de diâmetro e 0,05 mm de altura, que possui um limite inferior de  $2 \cdot 10^{-14}$  torr.



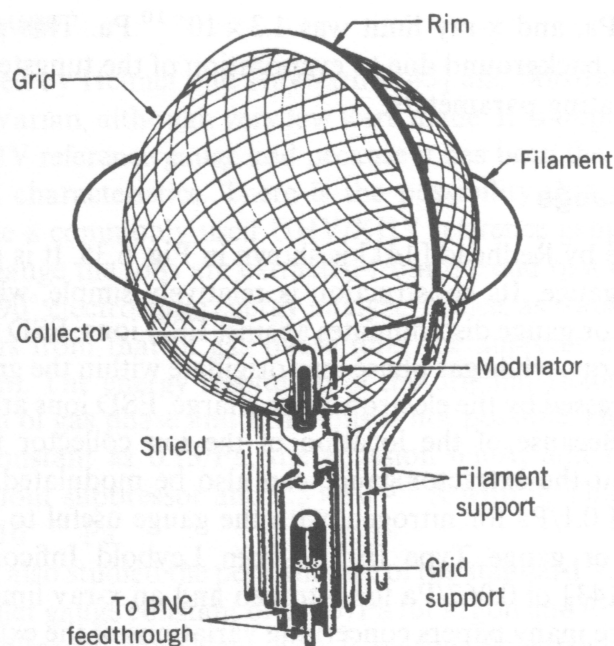


Fig. 7.29: medidor por ionização com coletor enterrado (Watanabe); (Fig. 6.34 Lafferty pg. 421)

O segundo método é o de suprimir os foto-elétrons emitidos pelo coletor de íons utilizando campos elétricos retardadores apropriados, o que é feito colocando-se um eletrodo supressor negativamente polarizado próximo ao coletor de íons para forçar o retorno dos foto-elétrons ejetados pelo coletor de íons (Fig. 7.27d). Este tipo de medidor pode ler pressões até  $10^{-13}$  torr.

O terceiro método utiliza a modulação da corrente iônica para melhorar a relação sinal-ruído do medidor Bayard-Alpert, e isso é conseguido adicionando-se um eletrodo extra, que é um fino fio paralelo ao coletor de íons, dentro do espaço da grade, e aplicando a ele um potencial, relativo ao catodo que é alternado entre a voltagem da grade e a do coletor de íons (Fig. 7.27e). Este procedimento faz o limite inferior do medidor alcançar  $1.10^{-11}$  torr. Combinando-se a técnica de modulação com o método de supressão, o limite inferior pode atingir o intervalo de  $10^{-14}$  torr, ou seja, o intervalo de extremo-alto-vácuo.

O quarto método corresponde a aumentar a sensibilidade do medidor através do aumento da probabilidade de ionização obtida pelo aumento da trajetória dos elétrons. Isto foi feito utilizando-se o princípio do Orbitron (Fig. 7.27f), ou do magnetron (Fig. 7.27g) ou o do quadrupolo. O medidor tipo Orbitron alcança limite inferior de  $9.10^{-12}$  torr, o magnetron alcança  $4.10^{-14}$  torr e o medidor tipo quadrupolo atinge  $1.10^{-10}$  torr. A Fig. 7.30 mostra um esquema tri-dimensional de um medidor tipo magnetron construído por Lafferty.

O quinto método utiliza a colimação do feixe de elétrons ou a deflexão do feixe iônico para abaixar o limite imposto pela fotoemissão. A deflexão do feixe iônico é feita por campos eletrostáticos (Fig. 7.27h) que conduzem-no a um coletor remoto. Este é o medidor Helmer-Hayward, de importância hoje pelo seu uso no campo de extremo-alto-vácuo, e abaixa o limite inferior para até  $2.10^{-14}$  torr. A Fig. 7.31 dá um esquema mais detalhado deste tipo de medidor.

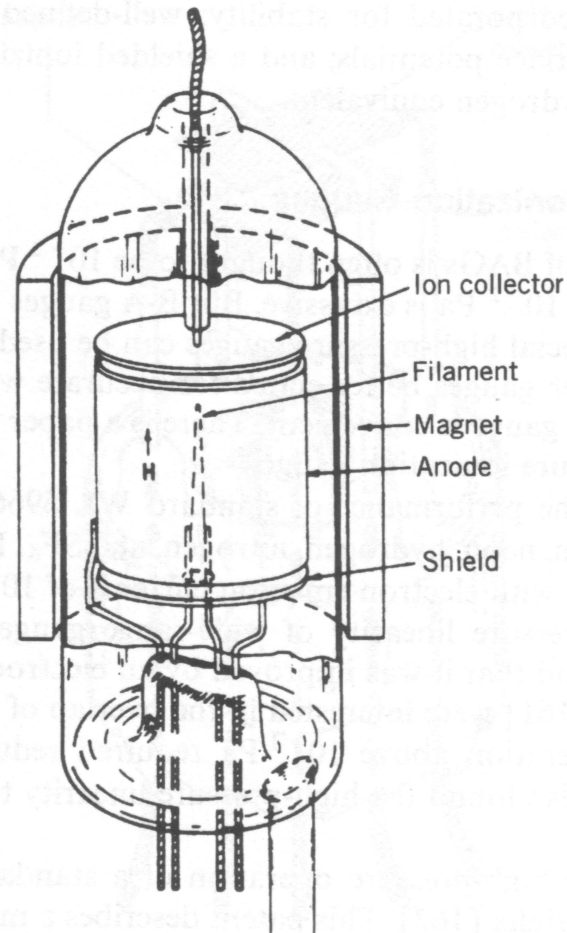


Fig. 7.30: medidor por ionização tipo magnetron de Lafferty (Fig. 6.38 Lafferty pg. 425)

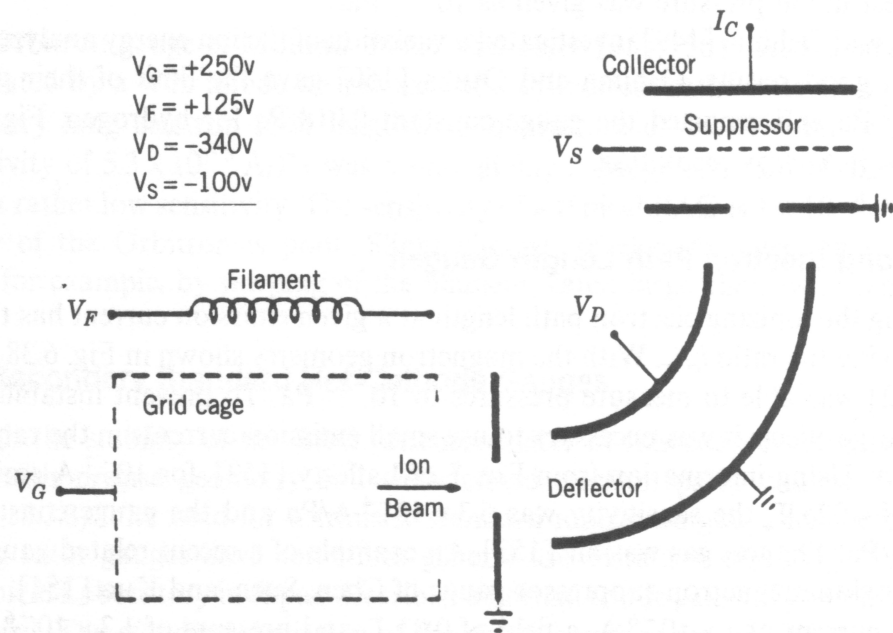


Fig. 7.31: esquema do medidor por ionização por deflexão de feixe iônico de Helmer (Fig. 6.36 Lafferty pg. 423)

## Medidores por ionização tipo catodo frio

Como colocado acima, além do medidor por ionização de catodo quente, em que a ionização é feita por elétrons emitidos por um filamento aquecido, existe outro tipo de medidor por ionização em que os elétrons são gerados em uma descarga elétrica auto-sustentada, independentemente da existência de um filamento aquecido. Existem algumas diferenças significativas entre os dois tipos de medidores. No caso dos medidores de catodo quente, é possível o controle da corrente de emissão através do controle da temperatura do filamento, enquanto que no caso dos medidores de catodo frio isto não é possível, pois a densidade eletrônica permanece constante. Nos medidores de catodo quente, como a corrente emissora é mantida constante, o fluxo de raios X, e portanto, a corrente foto-induzida, também é constante, determinando o limite inferior de medida. No caso dos medidores de catodo frio, embora haja sempre uma carga espacial significativa, a corrente do anodo, e portanto a produção de raios X, diminui com a pressão, não havendo, por isso, uma foto-corrente de fundo para mascarar a corrente iônica. A potência total em um medidor de catodo quente pode exceder 30 W, independentemente da pressão, e o calor resultante é causa de constante degaseificação dentro do medidor. No caso dos medidores de catodo frio, a potência é da ordem de 0,1 W em pressões altas, e diminui com a diminuição da pressão, evitando o problema de degaseificação. Além disso, a vida do medidor de catodo quente é determinada pelo filamento, que é muito sensível a ataque químico, oxidação e bombardeamento iônico, enquanto isto inexistente no medidor tipo catodo frio.

O medidor por ionização tipo catodo frio foi inventado por Penning em 1937. A Fig. 7.32 ilustra esquematicamente o arranjo dos eletrodos e do campo magnético de um medidor deste tipo.

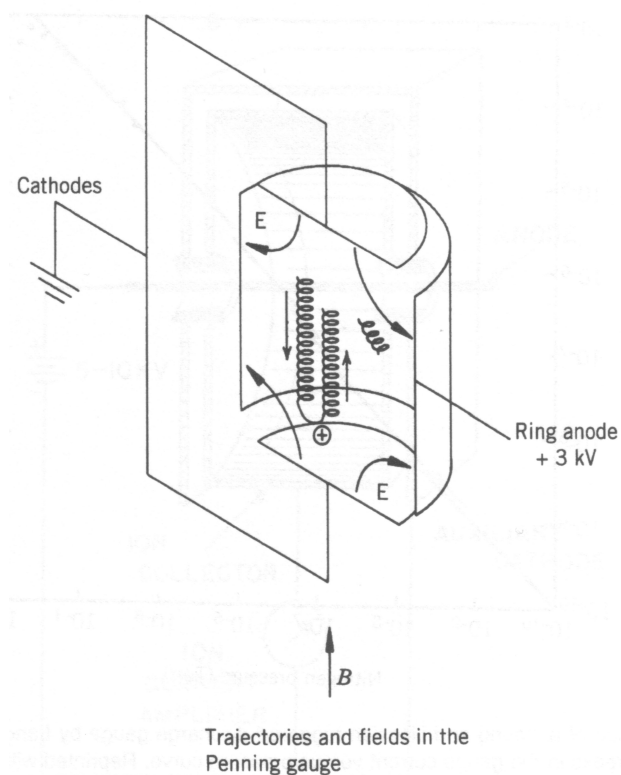


Fig. 7.32: esquema de medidor tipo Penning. (Fig. 6.41 Lafferty pg. 429)

De 1937 a 1960 este tipo de medidor foi o único disponível comercialmente, e foram usados

primariamente em aplicações com mínimas pressões até  $10^{-6}$  torr e para os quais o custo era mais importante que a precisão, pois estes medidores, embora muito robustos, dão apenas uma indicação grosseira do valor da pressão. (Para este tipo de sistema de vácuo, uma combinação muito conveniente é a de um medidor Pirani de condutividade térmica, para indicação de pressões desde a atmosférica até aproximadamente  $10^{-3}$  torr, e um medidor Penning para indicação de  $10^{-3}$  até  $10^{-6}$  torr, que é o limite inferior de muitos sistemas de vácuo compostos de bomba mecânica de palhetas rotativas e de bombas difusoras.)

Um dos problemas destes medidores é a existência de descontinuidades na curva de corrente de descarga (que é o parâmetro que faz a leitura) versus pressão, como mostrado na Fig. 7.33 para um medidor típico.

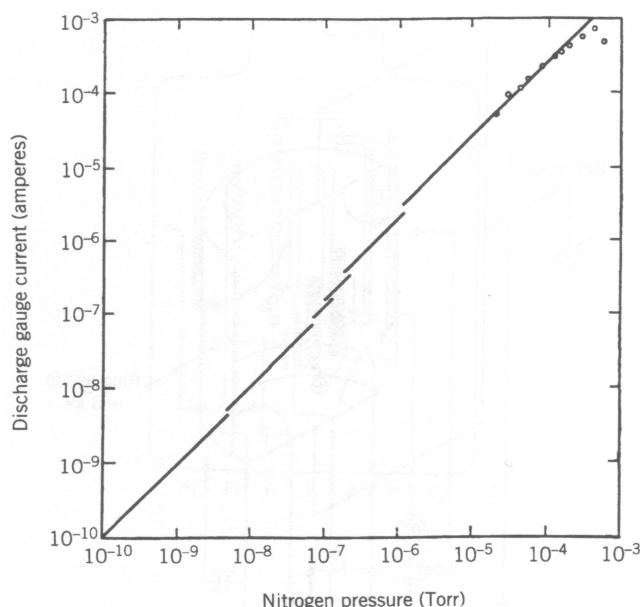


Fig. 7.33: curva de calibração de medidor Penning mostrando descontinuidades (Fig. 6.43 Lafferty pg. 430)

Outro problema é a súbita extinção da descarga para pressões baixas, ao redor de  $10^{-5}$  –  $10^{-6}$  torr, com o medidor parando de indicar a pressão. Este problema é resolvido com um circuito extra de partida, através da injeção de elétrons gerados em um filamento aquecido por curtos tempos.

Uma das abordagens para resolver estes problemas é o do magnetron invertido, desenvolvido por Redhead, cujo esquema é mostrado na Fig. 7.34.

Este tipo de medidor tem simetria cilíndrica com um fio central servindo de anodo e um cilindro oco externo servindo de catodo coletor de íons, e com o campo magnético alinhado na direção axial, como mostrado na Fig. 7.34, medindo de  $10^{-3}$  torr até a região de ultra-alto-vácuo, alcançando pressões da ordem de  $10^{-12}$  torr. Este medidor não apresenta os problemas associados aos medidores Penning originais. A Fig. 7.35 mostra o esquema de um medidor comercial deste tipo, e a Fig. 7.36 mostra a curva de calibração deste tipo de medidor, indicando o seu comportamento suave e contínuo.

Outro medidor de catodo frio desenvolvido é similar ao medidor magnetron invertido, mas tendo as posições do anodo e do catodo invertidas, como mostrado pela Fig. 7.37, que, obviamente, é chamado de medidor tipo magnetron, e foi desenvolvido por Redhead em 1959.

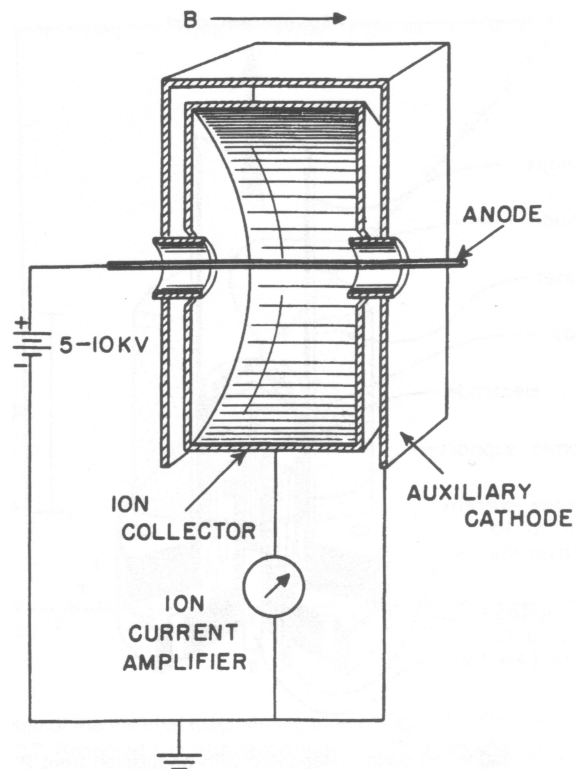


Fig. 7.34: medidor por ionização tipo magnetron invertido (Fig. 6.44 Lafferty pg. 431)

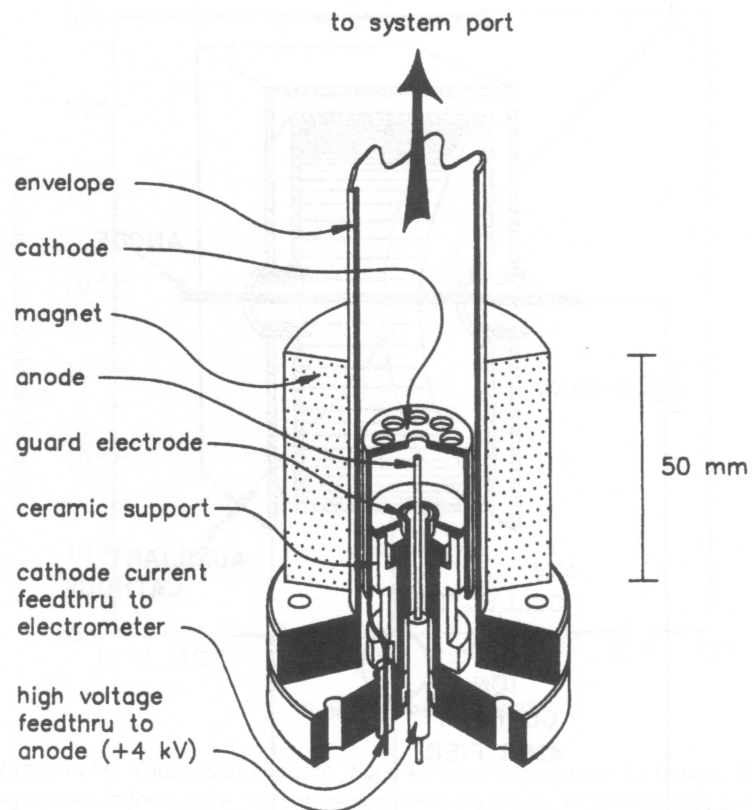


Fig. 7.35: medidor comercial tipo magnetron invertido (Fig. 6.45 Lafferty pg. 432)

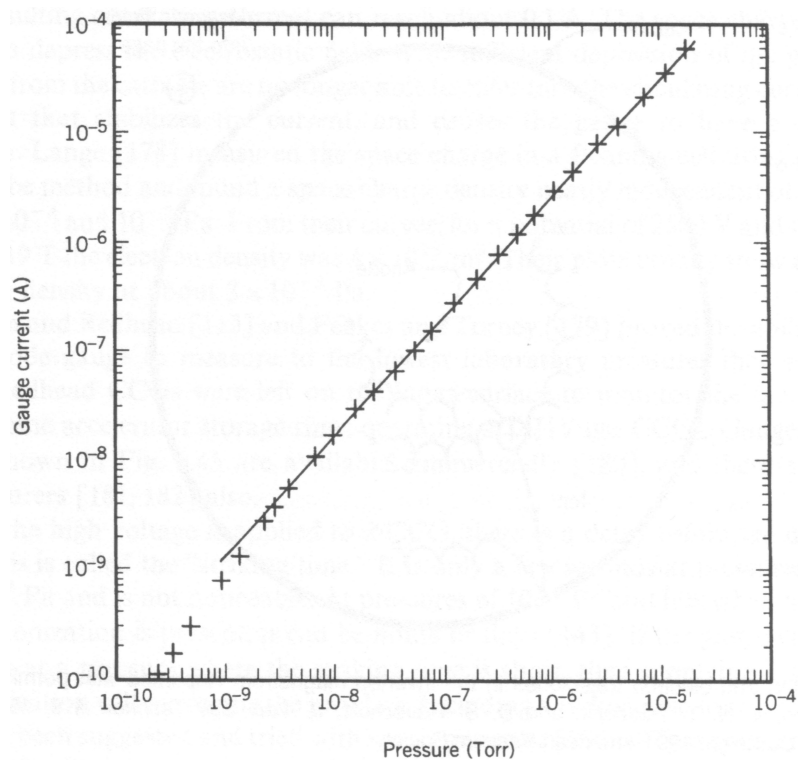


Fig. 7.36: curva de calibração de medidor comercial tipo magnetron invertido (Fig. 6.47 Lafferty pg. 433)

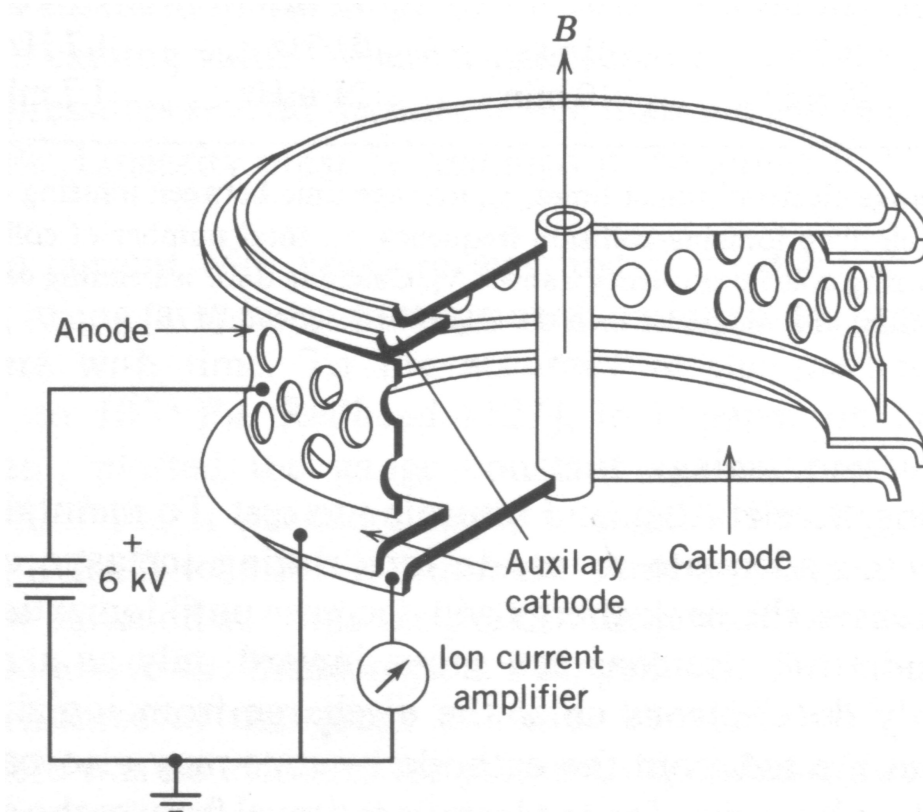


Fig. 7.37: esquema de medidor de catodo frio tipo magnetron (Fig. 6.48 Lafferty pg. 433)

Consiste de um anodo em forma cilíndrica, que é perfurado para melhorar o fluxo de gás, e de um

catodo em forma de carretel (Fig. 7.37). Neste tipo de medidor a ação de campos elétrico e magnético cruzados faz com que os elétrons permaneçam um grande tempo no espaço entre os eletrodos, levando a uma probabilidade maior de colisão e formação de íons. Aos elétrons da descarga somam-se também elétrons secundários oriundos das colisões entre os íons e o catodo. Este tipo de medidor é operado no intervalo entre  $10^{-7}$  e  $10^{-13}$  torr, sendo que acima de  $10^{-10}$  torr apresenta linearidade entre a corrente iônica e a pressão. Além disso, acima desta pressão sua sensibilidade é aproximadamente 10 vezes maior que a sensibilidade do medidor tipo magnetron invertido.