



Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

2011

MECÁNICA DE FLUIDOS Tema3. Medida de caudales



This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivs 3.0 Unported License. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/> or send a letter to Creative Commons, 444 Castro Street, Suite 900, Mountain View, California, 94041, USA.

Autores

I. Martín, R. Salcedo, R. Font.

01/01/2011

TEMA 3. MEDIDA DE CAUDALES**Índice**

TEMA 3. MEDIDA DE CAUDALES.....	1
1. INTRODUCCIÓN.....	3
2. VELOCIDADES LOCALES	3
2.1 Tubo de Pitot.....	3
2.2 Otros medidores de velocidades locales	5
3. MEDIDORES DE VELOCIDADES MEDIAS.....	6
3.1 Diafragmas, boquillas y venturímetros.....	6
4. OTROS MEDIDORES DE CAUDAL	19
5. BIBLIOGRAFÍA.....	21

1. INTRODUCCIÓN

Aquí se clasifican y describen sucintamente los dispositivos más utilizados para la medida de caudales que circula por una conducción, que en realidad se basan en la medida de velocidades por las que el fluido circula por una conducción. En la mayoría de estos instrumentos, el caudal se calcula de forma indirecta mediante el cálculo directo de la diferencia de presión que se produce en el mismo.

Existen instrumentos que miden la velocidad local en un punto de la conducción, y equipos que miden la velocidad media a su paso por una sección. A continuación se describen estos por separado, destacándose el tubo de Pitot como medidor de velocidades locales, y los diafragmas, venturímetros y rotámetros para el caso de medidores de velocidades medias.

2. VELOCIDADES LOCALES

2.1 Tubo de Pitot

Se trata de un dispositivo sumamente simple para medir la presión cinética. Consta, Figura 2.1.a), básicamente de dos sondas de presión, una toma cuya superficie se coloca perpendicular a la dirección de la corriente (justo en el punto donde se desea conocer la velocidad), y de otra toma de presión con superficie paralela a la dirección de la corriente. Con la primera toma se mide la presión de impacto, y con la segunda la presión estática, de forma que la diferencia entre ambas (medidas con un manómetro diferencial) es la presión cinética. En ésta se basa el cálculo de la velocidad local en el punto donde se colocó la sonda de la presión de impacto.

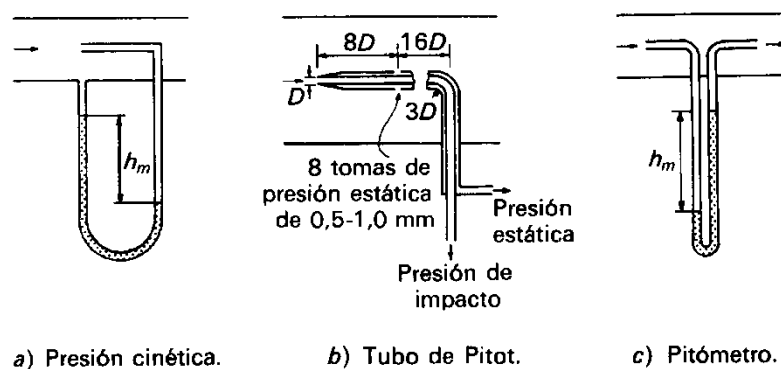


Figura 2.1. Medida de la velocidad local.

Para facilitar la exploración de velocidades en cada sección transversal de un sistema de flujo, se sustituye el dispositivo acabado de explicar por el que se esquematiza en la Figura 2.1.b): las tomas de presión de impacto y estática se combinan en un simple instrumento que constituye realmente el tubo de Pitot propiamente dicho. Como la propia inserción del instrumento, según se indica en la figura, puede alterar la corriente de fluido dificultando la determinación correcta de la presión estática, se procura corregir tal inconveniente disponiendo varias tomas

de presión estática en círculo, para medir así un valor medio. En la Figura 2.1.b) se indica una de las series de especificaciones recomendadas para este instrumento.

Suelen utilizarse tubos de Pitot para la medida de caudales de gas en grandes conducciones, como chimeneas de industrias pesadas. Un inconveniente del uso del tubo de Pitot en flujos gaseosos es la pequeña diferencia de presión que se genera. Cuando el dispositivo empleado para la medida de la diferencia de presión es un tubo manométrico, circunstancia habitual en equipos de medida de campo, la altura que alcanza el líquido manométrico, h_m es muy pequeña. Se ha pretendido corregir este inconveniente con una modificación del instrumento que se conoce con el nombre de *tubo de Pitot invertido o pitómetro*. En él se sustituye la toma de presión estática del tubo de Pitot por una toma en la dirección de la corriente, pero enfrentada a la parte posterior de la misma, tal como se indica en la Figura 2.1.c). Este último instrumento, que debe calibrarse siempre en las condiciones en que vaya a utilizarse, proporciona unos valores de diferencia de presión un 40% superiores a los correspondientes al tubo de Pitot ordinario.

2.1.1. Fundamentos de medida

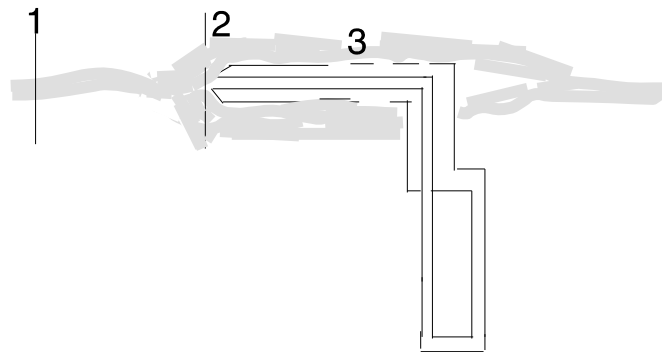


Figura 2.2. Fundamento del tubo de Pitot.

Sea la corriente fluida esquematizada en la Figura 2.2., donde se representa un tubo de Pitot. Considérese una vena estrecha del fluido, que en posición alejada anterior al tubo de Pitot tiene una velocidad V , y que se tiene que ensanchar al acercarse al tubo de Pitot, tal como se indica en la Figura. El punto 3 representa la situación donde se mide la presión del fluido o presión estática del fluido, que será prácticamente la misma que la presión estática del fluido en el punto 1, admitiendo que el tubo de Pitot, relativamente estrecho con respecto al diámetro de la conducción. Aplicando el balance de energía mecánica, considerando que

- $V_2 = 0$; al ensancharse considerablemente la vena del fluido
- α desaparece.
- El rozamiento con el fluido inmediato representado por las líneas de puntos es despreciable por desplazarse casi a la misma velocidad.
- Desaparece el término de energía potencial por ser $z_1 = z_2$.

- La compresión debida al choque es muy reducida aun tratándose de gases, si la velocidad de estos es inferior a 60 m/s, pudiendo considerarse constante el volumen específico.

Por todo ello, el balance de energía mecánica se simplifica a:

$$\frac{V_1^2}{2} = \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad \therefore \quad V_1 = \sqrt{2 \left(\frac{p_2 - p_1}{\rho} \right)} = \sqrt{2 \left(\frac{p_2 - p_3}{\rho} \right)} \quad (2.1)$$

donde $p_2 - p_1$ es la diferencia de presión entre 2 y 1, que es aproximadamente la misma entre 2 y 3.

En el caso de flujos gaseosos con velocidades superiores a la indicada, el impacto puede considerarse adiabático reversible, con exponente γ , deduciéndose:

$$V_1 = \sqrt{2 \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (2.2)$$

En ocasiones, las casas constructoras de los tubos Pitot suelen facilitar un coeficiente de corrección (por las alteraciones que provoca en el flujo la propia inserción del instrumento), que habría que incorporar como factor al segundo miembro tanto de ecuación (2.1) como (2.2) y que suele ser siempre muy próximo a la unidad si el tubo está bien construido.

Si se quiere determinar el caudal de fluido en una conducción mediante un tubo de Pitot, bastará medir su velocidad a varias distancias del centro (cuantas más mejor) e integrar numéricamente la expresión del mismo:

$$Q = \int_0^S V dS = \int_0^{r_0} V 2\pi r dr = 2\pi \int_0^{r_0} V r dr \quad (2.3)$$

2.2 Otros medidores de velocidades locales

Al margen de los tubos de Pitot, donde la velocidad local se mide mediante una medida de presiones, los medidores de velocidades locales más conocidos se basan en:

Anemómetro de filamento caliente. Generalmente consiste en un hilo de platino calentado eléctricamente que se sitúa en el punto del fluido en que se desea medir la velocidad. El calor eliminado por el fluido depende de su velocidad que se evalúa a partir de medidas de la resistencia del hilo para una intensidad constante, o a partir de la intensidad necesaria para mantener la temperatura y resistencia del hilo constantes. Son más apropiados para gases que para líquidos, pues en este último caso existe el riesgo de la formación de burbujas y deposición de suciedad sobre el hilo, con la consiguiente pérdida de precisión.

Anemómetro de par termoelectrónico caliente. Como el anterior, este anemómetro permite medir la velocidad en un punto de una corriente de fluido (principalmente gas), por el

enfriamiento de la soldadura del par, calentada eléctricamente con intensidad constante, situada en dicho punto.

3. MEDIDORES DE VELOCIDADES MEDIAS

Los diferentes métodos para la medida de velocidades medias en flujo de fluidos pueden clasificarse en tres grupos:

- Los basados en las diferencias de presión provocadas por un estrechamiento constante en la conducción: *diafragmas, boquillas y venturímetros*.
- Los basados en secciones de flujo variables provocadas por las diferencias de presión constantes, producidas por un flotador: *rotámetros*.
- Los indirectos, basados en la medida de caudales en determinadas secciones de flujo: *presas, contadores mecánicos, medidores térmicos, medidores ultrasónicos, medidores magnéticos, etc.*

3.1 Diafragmas, boquillas y venturímetros

3.1.1. Descriptiva de los equipos

Los diafragmas, boquillas y venturímetros disminuyen la sección de paso de la corriente, aumentando momentáneamente la velocidad del fluido; el aumento de energía cinética de éste se compensa por una disminución de su presión estática, que es fácilmente medible. Los tres dispositivos indicados se diferencian por el modo de conseguir el estrechamiento de la sección de la corriente.

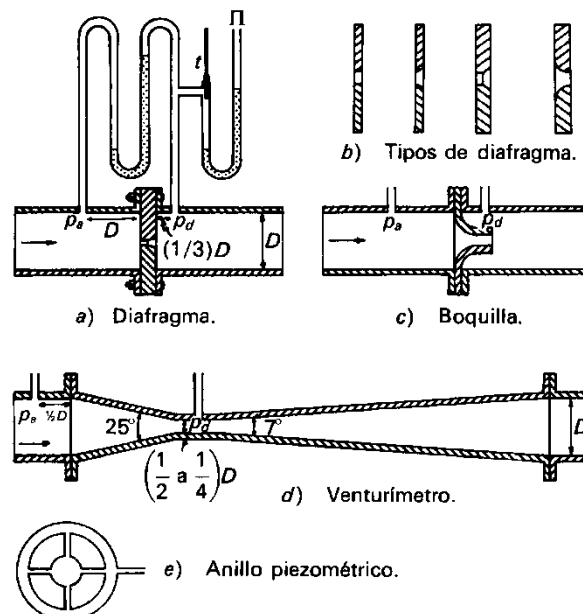


Figura 3.1. Diafragmas, boquillas y venturímetros.

En la Figura 3.1.a) se esquematiza un diafragma, consistente en una placa metálica con un orificio circular, generalmente en su centro, que bloquea parcialmente la conducción por donde circula el fluido. Dependiendo del espesor de la placa, que a su vez dependerá de la diferencia de presiones que se establezca a su través, el orificio podrá ser de cantos vivos (cilíndrico, troncocónico o cilíndrico-troncocónico) o de cantos redondeados, Figura 3.1.b), siendo los últimos más difíciles de construir y menos frecuentes. La pérdida de presión a través del diafragma se mide mediante un manómetro diferencial conectado a puntos situados antes y después del mismo. La construcción de los diafragmas se realiza de acuerdo a reglas estandarizadas, reflejadas en normas (como las alemanas DIN o americanas ASTM), con objeto de que los resultados obtenidos entre los distintos diafragmas sean comparables. Así, las tomas de presión antes y después del diafragma deben estar a distancias $1D$ y $1/3D$, respectivamente, siendo D el diámetro de la conducción, como se observa en la figura 3.1.a).

Si se trata del flujo de un gas, ha de medirse la presión y temperatura, antes y después del diafragma, tal como se esquematiza en la indicada Figura 3.1.

En la Figura 3.1.c) se representa una boquilla; en el que el estrechamiento se produce de una forma pronunciada respecto del diafragma, y por ello, se consideran como diafragmas de bordes redondeados.

El venturímetro Figura 3.1.d) se diferencia de los diafragmas y boquillas en que la sección transversal de la conducción se reduce gradualmente hasta una mínima denominada garganta para luego ir aumentando de nuevo más paulatinamente hasta recuperar la sección original de la conducción. El diámetro de la garganta suele variar entre $1/2$ y $1/4$ del de la conducción no excediendo la longitud de la misma a su diámetro. El cono anterior a la garganta no debe rebasar los 25° y el posterior los 7° , a fin de impedir separaciones de la capa límite. Por este mismo motivo, también habrán de evitarse posibles rebabas interiores en las soldaduras de los conos con la garganta. La toma de presión anterior suele situarse entre $1/4$ y $1/2$ del diámetro de la conducción, antes del cono de entrada y la toma posterior en la misma garganta.

Las tomas de presión estática de diafragmas, boquillas y venturímetros puede hacerse mediante los denominados anillos piezométricos, Figura 3.1 e) consistentes en anillos conectados simultáneamente con diversas tomas de presión situadas simétricamente en la periferia de la conducción, en la sección de que se trate, y que permite la medida de una presión estática promedia en la misma.

3.1.2. Fundamentos de medida

Descritos los tres dispositivos anteriormente (Fig. 3.1) se aplicará un balance de energía mecánica a un medidor genérico que produce diferencias de presión por la inserción de un estrechamiento de sección conocida, tal y como se muestra en la Figura 3.2. Cuando se aplica la ecuación de Bernoulli entre una sección **a** anterior al estrechamiento, donde el flujo de fluido aún no se ha alterado por su presencia, y la sección **d** correspondiente al estrechamiento, donde la sección de la vena fluida es mínima. Suponiendo despreciable el rozamiento del fluido al pasar por ellos (de **a** a **d**), y que $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ se tendrá:

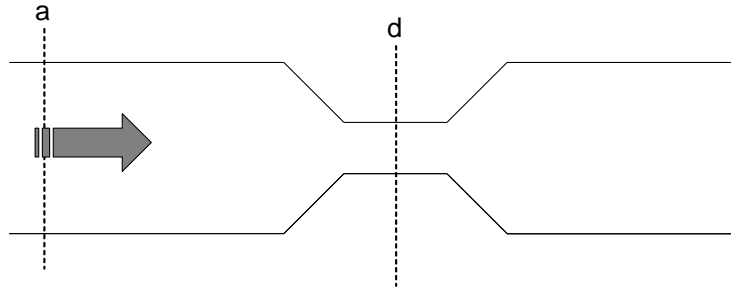


Figura 3.2. Esquema genérico de un medidor con estrechamiento conocido

$$\frac{V_d^2 - V_a^2}{2} = \int_{p_d}^{p_a} v dp + g(z_a - z_d) = 0 \quad (3.1)$$

En el caso de flujos incompresibles, al ser $v = 1/\rho = \text{constante}$ y deducirse de la ecuación de balance de materia, la relación:

$$\frac{V_a^2}{V_d^2} = \left(\frac{S_d}{S_a} \right)^2 = \left(\frac{D_d}{D_a} \right)^4 = \beta^4 \quad (3.2)$$

siendo $\beta = D_d/D_a$.

La ecuación (3.1) se deduce:

$$\begin{aligned} \frac{V_d^2}{2} (1 - \beta^4) &= \frac{(p_a - p_d)}{\rho} + g(z_a - z_d) = \frac{p_a - p_d + \rho g(z_a - z_d)}{\rho} \\ &= \frac{p_a + \rho g z_a - (p_d + \rho g z_d)}{\rho} = \frac{p_a^+ - p_d^+}{\rho} \end{aligned} \quad (3.3)$$

de donde

$$V_d = \sqrt{\frac{2(p_a^+ - p_d^+)}{\rho(1 - \beta^4)}} \quad (3.4)$$

$$m = V_d S_d \rho = S_d \sqrt{\frac{2\rho(p_a^+ - p_d^+)}{(1 - \beta^4)}} \quad (3.5)$$

En las ecuaciones anteriores, interviene la diferencia de presiones con contribución gravitatoria, por lo que es indistinto que el medidor se encuentre en posición horizontal o inclinada. En cualquier caso, hay que tener en cuenta que las ecuaciones 3.4 y 3.5 se han obtenido suponiendo que el régimen de circulación es turbulento y que las pérdidas de energía mecánica pueden despreciarse.

En el caso de los gases, la presión con contribución gravitatoria coincide con la absoluta, y suponiendo para ellos un comportamiento ideal (sin rozamiento y reversible) y adiabático (isoentrópico), según las ecuaciones del Tema 1 se tendrá:

$$\int_{p_d}^{p_a} v dp = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_a}{M} \left[1 - \left(\frac{p_d}{p_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (3.6)$$

y como la ecuación de balance de materia conduce en este caso a la relación:

$$\frac{V_a^2}{V_d^2} = \left(\frac{S_d \rho_d}{S_a \rho_a} \right)^2 = \left(\frac{D_d}{D_a} \right)^4 \left(\frac{\rho_d}{\rho_a} \right)^2 = \beta^4 \left(\frac{\rho_d}{\rho_a} \right)^2 \quad (3.7)$$

de las ecuaciones (3.1), (3.6) y (3.7) se deduce:

$$\frac{V_d^2}{2} \left[1 - \beta^4 \left(\frac{\rho_d}{\rho_a} \right)^2 \right] = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_a}{M} \left[1 - \left(\frac{p_d}{p_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad \therefore \quad (3.8)$$

$$\therefore V_d = \sqrt{\frac{1}{\left[1 - \beta^4 \left(\rho_d / \rho_a \right)^2 \right]} 2 \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_a}{M} \left[1 - \left(\frac{p_d}{p_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \quad (3.9)$$

$$m = V_d S_d \rho_d = S_d \sqrt{\frac{\rho_d^2}{\left[1 - \beta^4 \left(\rho_d / \rho_a \right)^2 \right]} 2 \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_a}{M} \left[1 - \left(\frac{p_d}{p_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \quad (3.9)$$

Definiendo el denominado factor de expansión Y como:

$$Y = \sqrt{\frac{1 - \beta^4}{\left[1 - \beta^4 \left(\rho_d / \rho_a \right)^2 \right]} \frac{\rho_d^2}{\rho_a} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_a}{M} \frac{1 - \left(p_d / p_a \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{p_a - p_d}} = \quad (3.10)$$

Las dos ecuaciones anteriores (3.8) y (3.9) toman la forma:

$$V_d = Y \sqrt{\frac{2 \rho_a (p_a - p_d)}{\rho_d^2 (1 - \beta^4)}} \quad (3.11)$$

$$m = S_d Y \sqrt{\frac{2 \rho_a (p_a - p_d)}{(1 - \beta^4)}} \quad (3.12)$$

Teniendo en cuenta la expresión (3.6), el factor de expansión Y (ecuación (3.10)) es la unidad en el caso de los líquidos; por tanto, las ecuaciones (3.11) y (3.12) que sólo se diferencian de las (3.4) y (3.5) en que incluyen dicho factor, podrán considerarse como generales y válidas para cualquier fluido incompresible o compresible (con la aproximación de que el flujo es turbulento).

En el caso de los venturímetros y boquillas, la toma de presión posterior se localiza en la garganta de los primeros o en la sección menor de las segundas, por lo que los valores de D_d y S_d , en las ecuaciones (3.11) y (3.12) son los que corresponden a las secciones indicadas. Sin embargo, en el caso de los diafragmas, en los que la toma de presión posterior se localiza a una cierta distancia después de los mismos ya que es imposible tomar la presión justo en el orificio, por lo que el diámetro y sección D_d y S_d en dichas ecuaciones deberían ser los que corresponden a la sección transversal de la corriente donde se localiza la toma de presión, que se procura coincida con la denominada *vena contracta* o mínima sección transversal de la vena de fluido, que en su flujo se contrae después de sobrepasado el diafragma, para aumentar luego paulatinamente (ver figura 3.3). Ahora bien, como no siempre se alcanza tal objetivo y en cualquier caso no resulta posible conocer el diámetro y sección de la corriente fluida en el punto de la toma de presión, se consideran como valores de D_d y S_d en las ecuaciones (3.11) y (3.12) los que corresponden al diafragma, sin incluir el *coeficiente de contracción*, inferior a la unidad, por el que habría que multiplicar la sección del diafragma para obtener la correspondiente a la toma de presión.

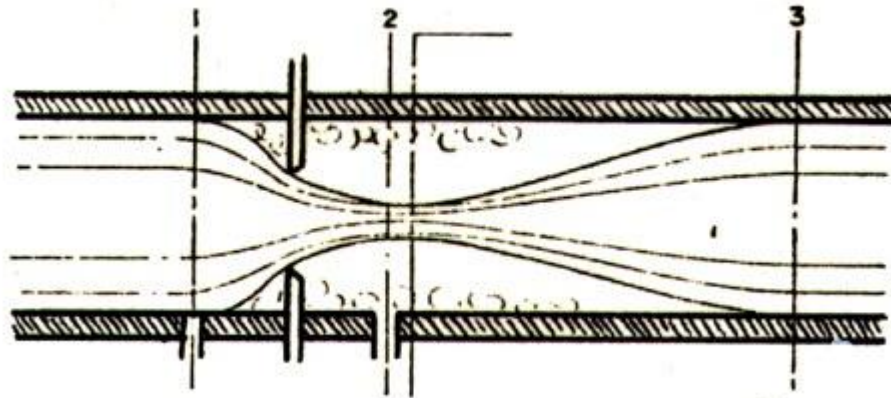


Figura 3.3. Posición de las sondas de presión en diafragma y forma de vena contracta

Si se comparasen los valores experimentales de V_d y m correspondientes a los medidores reales con los calculados mediante las ecuaciones (3.11) y (3.12), se encontrarían diferencias entre unos y otros. Las razones de tales diferencias serían, por un lado, la omisión del coeficiente de contracción a que se acaba de aludir en el caso de los diafragmas, y por otro, el hecho de que el flujo no se desarrolla de un modo ideal, sin rozamiento y con comportamiento de gas ideal y adiabáticamente (isoentrópico) en el caso de los gases, contrariamente a lo supuesto en la deducción de tales ecuaciones, así como desviaciones importantes cuando el instrumento opera en régimen de circulación laminar.

Se corrigen tales diferencias introduciendo en las ecuaciones (3.11) y (3.12) el denominado *coeficiente de descarga* C , con el siguiente significado:

$$C = \frac{\text{caudal real}}{\text{caudal teórico (ec. 3.12)}} \quad (3.13)$$

Haciéndolo así se tendrá:

$$V_d = CY \sqrt{\frac{2\rho_a(p_a^+ - p_d^+)}{\rho_d^2(1 - \beta^4)}} \quad (3.14)$$

$$m = S_d CY \sqrt{\frac{2\rho_a(p_a^+ - p_d^+)}{(1 - \beta^4)}} \quad (3.15)$$

ecuaciones generales para cualquier fluido, incompresible a valores elevados de caudales ($Y=1$, $p_a=p_d$, $\alpha=1$) o compresible ($Y \neq 1$), en las que D_d y S_d se refieren al diámetro o sección del diafragma, porción más estrecha de la boquilla o garganta del venturímetro.

El término $\sqrt{1 - \beta^4}$ de las ecuaciones precedentes, se denomina *factor de aproximación*, pudiendo despreciarse por ser prácticamente la unidad cuando se cumple la condición $\beta \leq 0.4$ (ecuación 3.2). Tal circunstancia equivale a despreciar la velocidad con que el fluido se aproxima al aparato V_a frente a la V_d que alcanza en el mismo, siempre mucho mayor que la primera

Habida cuenta del significado del coeficiente de descarga C , parece ser que las variables del flujo de que depende serán las características de:

- El medidor: tipo, forma, tamaño, colocación conexiones de garganta.
- El fluido: densidad y viscosidad.
- El flujo: velocidad o caudal del fluido, Reynolds.

Con estas variables el análisis dimensional conduce para cada medidor, a la siguiente relación funcional:

$$C = f(\text{Re}, \beta) \quad (3.16)$$

cuya naturaleza habrá que establecer por experimentación.

Tuve y Sprenkle experimentaron con diafragmas de cantos vivos y conexiones de garganta, representando el coeficiente de descarga C calculado con la ecuación (3.13), midiendo todas las restantes magnitudes, frente al número de Reynolds referido a las condiciones en el propio diafragma, para distintos valores de β (Fig. 3.4).

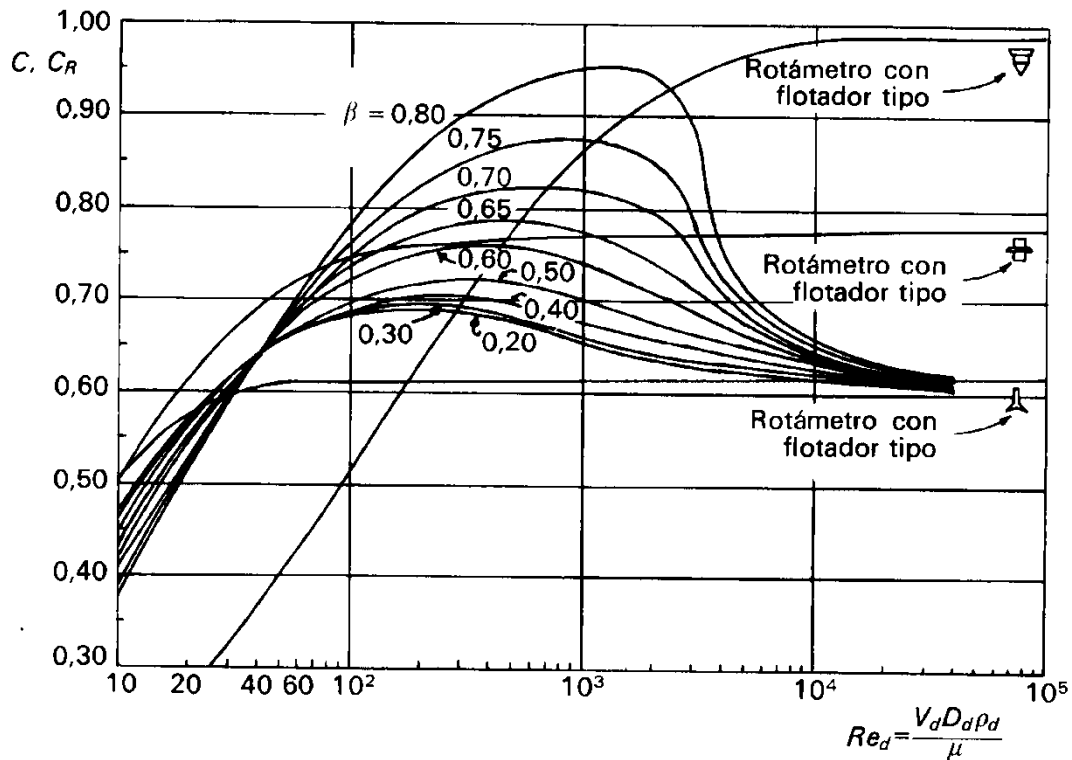


Figura 3.4. Coeficientes de descarga de diafragmas y rotámetros.

Puede observarse que todas las curvas resultantes presentan un máximo tanto más elevado cuanto mayor es β , pero que una vez sobrepasado el máximo, todas ellas confluyen para un número de Reynolds 30000, determinando un valor constante de $C = 0,605$. Los valores del coeficiente de descarga de la Figura 3.4 pueden utilizarse también para conexiones de tomas de presión no de garganta en los diafragmas, con error inferior al 2 por 100.

En los venturímetros y boquillas, al no haber contracción de la vena fluida después de su garganta, por medir la presión justo en el estrechamiento, se reducen mucho los errores al aplicar las ecuaciones teóricas. Por ello, los coeficientes de descarga son más elevados que en el caso de los habituales (Fig. 3.5). Se observa que únicamente en la región laminar el coeficiente de descarga se diferencia progresivamente del valor 1; en la región turbulenta dicho coeficiente aumenta progresivamente de 0,9 a 0,99, valor que se mantiene prácticamente constante; un valor medio $C = 0,98$ resulta adecuado en casi todos los casos.

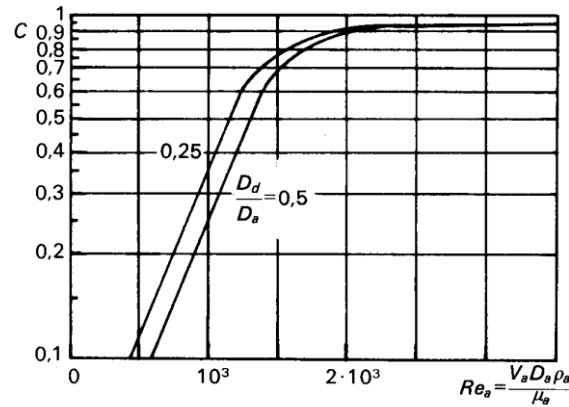


Figura. 3.5. Coeficiente de descarga para los venturímetros y boquillas.

Los valores del factor de expansión Y para los gases, en el caso de los venturímetros y boquillas, pueden calcularse con suficiente precisión mediante su ecuación de definición (3.10). Sin embargo, esta ecuación no es aplicable a los diafragmas de cantos vivos a causa de dos factores: en primer lugar, las conexiones de garganta no se encuentran justo en el estrechamiento del diafragma, y en segundo lugar, la expansión de los gases en los mismos constituye un fenómeno bastante más complicado que una expansión ideal adiabática, distorsionándose las líneas de flujo y contrayéndose la vena fluida tras el diafragma en magnitud que depende de la relación $r = p_d/p_a$.

De acuerdo con la ecuación (3.10), el factor de expansión Y es función de las variables γ , β y $r = p_d/p_a$; por consiguiente, mediante análisis dimensional se llega a la relación funcional:

$$Y = f\left(\frac{p_a - p_d}{p_a \gamma}, \beta\right) \quad (3.17)$$

cuya naturaleza para los diafragmas deberá deducirse por experimentación. La relación adimensional $\left(\frac{p_a - p_d}{p_a \gamma}\right)$ recibe el nombre de *razón acústica*. Buckingham, experimentando

con diafragmas de cantos vivos conexiones de garganta para las tomas de presión, llegó a la ecuación empírica:

$$Y = 1 - \frac{p_a - p_d}{p_a \gamma} (0.41 + 0.35 \beta^4) \quad (3.18)$$

para valores de β comprendidos entre 0.20 y 0.75.

En la Figura 3.6 se han representado las dos ecuaciones (3.10) para venturímetros y boquillas y (3.18) para diafragmas de la forma Y frente a $r = (p_d - p_a)/p_a$ para distintos valores de β .

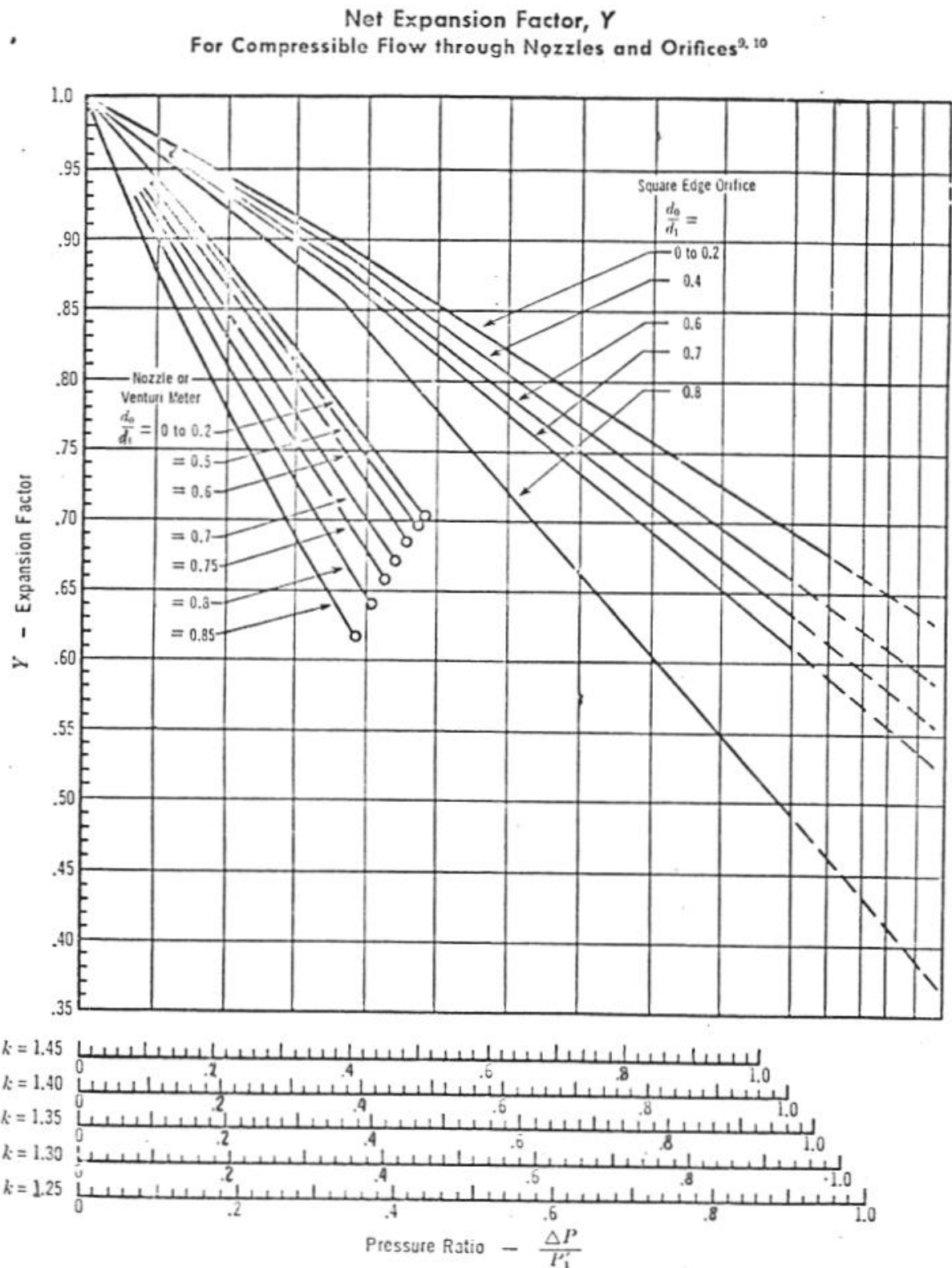


Figura 3.6. Factor de expansión Y frente a la relación de presiones para venturímetros y boquillas (ec. 3.10) y para diafragmas (ec. 3.18).

3.1.3. Caudal máximo. Razón crítica de presiones

Si la razón $r = p_d/p_a$ se considera siempre como la que existe entre la presión del gas en la garganta de un venturímetro o boquilla y la presión del antes del medidor, las ecuaciones (3.14) y (3.15) darán resultados correctos.

Ahora bien, tal como se vio en el Tema 1, la velocidad de circulación del gas en una conducción no puede superar la velocidad de propagación de una perturbación u onda sonora, y para cada presión inicial de circulación P_1 , existe una presión crítica P_c (y por tanto relación crítica, $r_c = P_c/P_1$) en dicho punto en la cual se alcanza la velocidad del sonido. En el caso de un estrechamiento como en el de este tipo de medidores, el caudal másico viene dado por la ecuación 3.9:

$$m = V_d S_d \rho_d = S_d \sqrt{\frac{\rho_d^2}{\left[1 - \beta^4 \left(\rho_d / \rho_a\right)^2\right]}} 2 \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{RT_a}{M} \left[1 - \left(\frac{p_d}{p_a}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] \quad (3.9)$$

Si se realiza el mismo análisis que se realizó en la sección 10.4 del Tema 1, al ser una conducción convergente con circulación subsónica, existirá un caudal másico máximo del gas a través del instrumento, que coincide cuando se alcanza la velocidad del sonido en la garganta. En esas condiciones se alcanza una presión crítica P_c en la garganta cuyo valor depende de la presión inicial P_a , relacionando ambas mediante la relación r_c . Calculando la derivada con respecto a r de la ec. 3.9 e igualando a cero ($dm/dr = 0$), se obtiene dicha razón crítica:

$$r_c = \frac{p_{dc}}{p_a} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.19)$$

para la cual, suponiendo flujo gaseoso adiabático, se alcanzaría la velocidad del sonido en la garganta del venturímetro o boquilla, y a partir de este punto ni el caudal será mayor ni la razón de presiones menor. Cualquier ulterior reducción de la presión en la parte posterior de dicha garganta no tendría efecto alguno sobre la presión y velocidad en la misma, que permanecerían constantes en sus valores críticos por las razones explicadas en el Tema 1.

La ecuación (3.19) conduce a los siguientes valores de la razón crítica a una temperatura de 15°C:

	r_c
Gases monoatómicos	0.49
Gases diatómicos	0.53
Gases complejos	>0.53
Vapor de agua saturado	~0.58
Vapor de agua sobrecalentado	~0.55

Para valores $r \leq r_c$, mediante las ecuaciones (3.9) y (3.19) e introduciendo el coeficiente de descarga de forma idéntica a como se hizo en (3.15), se llega al máximo caudal de descarga:

$$m_{\max} = S_d C \sqrt{\gamma p_a \rho_a \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (3.20)$$

En el caso de diafragmas de cantos vivos no se observan los fenómenos críticos indicados y parece ser que el caudal gaseoso sigue creciendo para valores $r < r_c$, debido a un aumento de la sección transversal de la vena contracta al disminuir p_d , con un aumento del coeficiente de descarga C hasta 0.75 para $r = r_c$ y 0.84 para $r = 0$.

3.1.4. Pérdida de carga permanente

En la Figura 3.7 se muestra una posible variación de presión en una conducción con un accidente de medida de caudales. Puede observarse que hay una caída brusca de presión como consecuencia del aumento de velocidad y luego una recuperación más lenta de presión, cuando la vena del fluido se va ensanchando. A la diferencia de presión como consecuencia del estrechamiento se le denomina "pérdida de presión temporal", mientras que la debida al rozamiento generado se le denomina "pérdida de presión permanente". Según los casos, se puede o no considerar en ambos términos la pequeña variación que provoca el tramo recto de tubería.

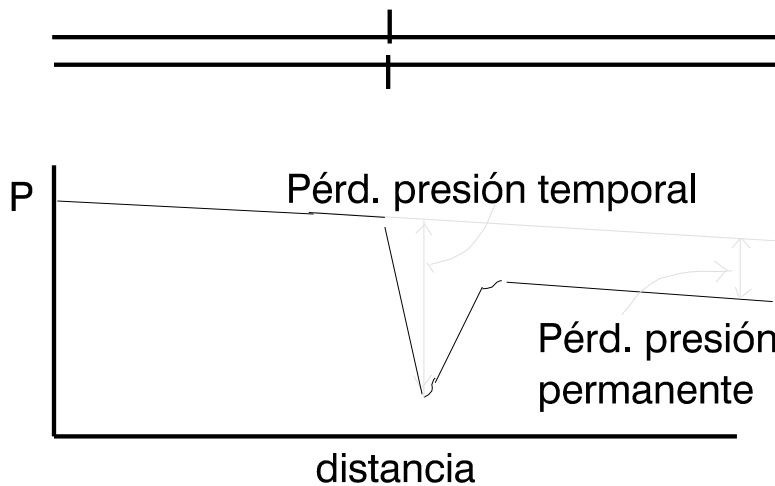


Figura 3.7
Variación de presión con la distancia en un tramo recto de conducción donde hay un equipo medidor de caudales.

El diafragma de cantos vivos es mucho más sencillo y barato que el venturímetro. El venturímetro presenta una gran ventaja: la disipación de energía que provoca es muy inferior a la motivada por un diafragma o una boquilla. En el caso de los diafragmas y boquillas el aumento de la sección transversal de la vena líquida desde su valor mínimo hasta la correspondiente la conducción es brusco, mientras que en los venturímetros tal aumento a partir de la garganta de los mismos es gradual. El porcentaje de energía que se disipa depende de varios factores, pero en condiciones normales, para venturímetros bien contruidos,

aproximadamente recupera del 80 al 90 por 100 de la pérdida de presión ($p_a - p_d$), mientras que en el caso de los diafragmas tal recuperación se reduce al 5-50 %, según el valor de β . Concretamente, para ellos, representando por P_{4-8} la presión totalmente recuperada (4 a 8 diámetros de tubo después del diafragma) se tiene:

$$\frac{\Delta p^+_{\text{permanente}}}{\Delta p^+_{\text{temporal}}} = \frac{p_a^+ - p_{4-8}^+}{p_a^+ - p_d^+} = 1 - \beta^2 \quad (3.21)$$

Para las boquillas, la energía disipada oscila entre la correspondiente a los diafragmas y los venturímetros, de acuerdo con la ecuación:

$$\frac{\Delta p_{\text{permanente}}}{\Delta p_{\text{temporal}}} = \frac{p_a^+ - p_{4-8}^+}{p_a^+ - p_d^+} = \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2} \quad (3.22)$$

ya que no están dotadas de cono divergente como los últimos.

De las expresiones (3.21) y (3.22) se deduce que, cuando la relación β de diámetros es muy pequeña, la pérdida de presión permanente coincide prácticamente con la temporal, es decir que no se recupera energía mecánica después del estrechamiento.

3.1.5. Orificio medidor. Calibrado

Ha sido muy estudiada la construcción y localización apropiada de los diafragmas, venturímetros y boquillas en las conducciones, dándose todo género de detalles para su instalación en cada caso particular. Sólo teniendo en cuenta tales especificaciones será posible obtener buenos resultados con las ecuaciones teóricas (3.14) y (3.15).

Si por cualquier circunstancia no se pudiera disponer de suficiente longitud de conducción rectilínea antes y después del medidor o presentase la conducción alguna otra anomalía que hiciera problemático el cumplimiento de las especificaciones indicadas, o simplemente, se desconoce el área del estrechamiento, será necesario realizar el calibrado experimental del medidor en condiciones idénticas a aquéllas en que deba de operar.

El calibrado se lleva a cabo midiendo con algún contador contrastado o por cualquier otro método preciso, el volumen de fluido que se descarga en cada serie de condiciones y representando los volúmenes por unidad de tiempo leídos frente a las lecturas manométricas. Operando así, se comprende que en el caso de los gases habría que tener siempre muy presentes las diferencias entre las condiciones de presión y temperatura existentes al medir un caudal y las que presidieron la operación de calibrado. Con el fin de eliminar tales engorrosas correcciones puede operarse como se indica a continuación.

Análogamente a la ecuación (3.15), el caudal másico de fluido puede expresarse de modo general de la siguiente forma:

$$m = C'_M \sqrt{\rho \Delta p} \quad (3.23)$$

y por consiguiente:

$$Q = \frac{m}{\rho} = C'_M \sqrt{\frac{\Delta p}{\rho}} = C'_M \sqrt{\frac{\Delta p}{pM/RT}} = C_M \sqrt{\frac{T\Delta p}{pM}} \quad (3.24)$$

caudal volumétrico gaseoso que puede referirse a las condiciones de presión y temperatura que reinan inmediatamente antes o después del medidor.

Aunque C_M puede considerarse como una constante de cada medidor determinable de una vez para siempre, con lo que podría utilizarse la ecuación (3.24) en cada ocasión midiendo las variables, Δp , p y T , resulta más práctico expresar el calibrado mediante una curva. En efecto, si de acuerdo con la ecuación (3.24) se representa $Q\sqrt{pM/T}$ frente a $\sqrt{\Delta h_m}$ en coordenadas lineales o $Q\sqrt{pM/T}$ frente a Δh_m en coordenadas doble logarítmicas, resultará una recta, puesto que según el Tema 1, Δh_m e Δp son proporcionales.

Cuando se mide un caudal con un medidor calibrado, bastará buscar en las abscisas de la recta de calibrado la diferencia de alturas Δh_m que se lea en el tubo manométrico, para encontrar en ordenadas el valor de $Q\sqrt{pM/T}$ y habiendo medido simultáneamente los valores de p y T antes o después del medidor, será posible despejar el caudal volumétrico Q en las indicadas condiciones de presión y temperatura.

Un aspecto que no se debe olvidar es que el caudal que figura en el calibrado corresponde al caudal que pasa por el equipo medidor (en las condiciones de presión y temperatura inmediatamente antes de pasar por el equipo), mientras que el caudal medido con un contador, burbujómetro, etc, puede estar medido en condiciones diferentes, por lo que se debe corregir este caudal.

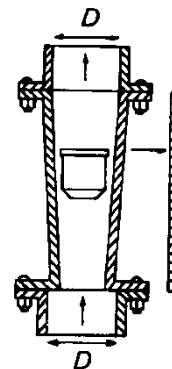
3.2. Rotámetros

El medidor de flujo de sección variable más importante es el rotámetro que se esquematiza en la Figura 3.8.

Consiste en un flotador, a veces con un surco en espiral en sus paredes verticales, encerrado en un tubo de vidrio troncocónico, terminado en bloques metálicos convenientes para su inserción vertical en la conducción. Al pasar el fluido, el flotador asciende, girando si está dotado de la espiral aludida, y se sitúa a una altura determinada según la velocidad del mismo. El flotador determina por su peso la diferencia constante de presión. Como el tubo es troncocónico, a medida que ocupa posiciones más elevadas el flotador deja mayor espacio entre él y el tubo para el flujo del fluido.

Figura 3.8. Rotámetro.

Exteriormente al tubo va adosada una escala, en la que la parte superior del flotador indica la velocidad o caudal correspondiente. Si el rotámetro es grande, el flotador



suele estar perforado en su parte central para poder desplazarse deslizándose a lo largo de un eje central que lo mantiene así en posición vertical. Para líquidos opacos, temperaturas o presiones elevadas y, en general, siempre que el tubo no pueda ser de vidrio y el flotador no resulte visible se le adosa una extensión que actúa como imán para, o bien arrastrar un pequeño índice metálico sobre la escala, o penetrar en una media caña interna rodeada por una bobina de inducción variando la longitud de aquella que quede expuesta a las espiras según la posición del flotador, con lo que la variación de inducción de la bobina servirá como señal eléctrica en un registrador.

Otro aparato medidor del tipo del rotámetro es el *medidor de émbolo* basado en el desplazamiento de un émbolo a lo alto de un cilindro con un surco de sección variable grabado en su pared que al ser atravesado por el fluido dejará mayor o menor sección de paso al mismo según la posición del émbolo en función de la velocidad del fluido.

4. OTROS MEDIDORES DE CAUDAL

Las presas son obstáculos interpuestos en las corrientes líquidas sobre los que o a través de hendiduras (rectangulares, triangulares, etc.) practicadas en los mismos, fluyen los líquidos, Figura 4.1.

El caudal se mide observando la altura del líquido sobre la presa a suficiente distancia antes de llegar a ella, para que no esté influenciada por las anomalías que la misma provoca. Se utilizan en canales abiertos, o en ciertos depósitos a los que dividen en dos mitades, a una de las cuales se hace llegar el líquido cuyo caudal se desea medir y que fluirá sobre ellas hacia la otra mitad.

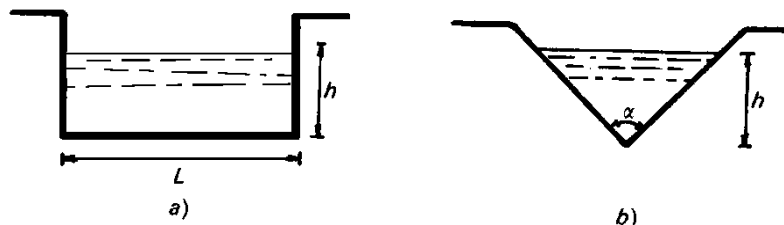


Figura 4.1. Presas: a) Rectangular; b) Angular.

Entre los *contadores mecánicos* pueden citarse los volumétricos de desplazamiento positivo (húmedos, secos, de disco rotatorio), los anemómetros de cazoletas o paletas, que miden directamente la velocidad del gas los medidores másicos en los que se hace seguir al fluido un paso circular que imprime una torsión a un eje giratorio y que son independientes de la temperatura presión viscosidad, etc. Todos estos medidores con mecanismos más o menos complicados, suelen alterarse con el tiempo por lo que resulta prudente su contraste periódico. En la Figura 4.2 se esquematizan algunos de ellos.

Los *medidores térmicos*, como los anemómetros de filamento caliente para la medida de velocidades locales, se basan en la eliminación por la corriente de fluido de la energía suministrada a una resistencia eléctrica situada en su seno. El calor eliminado por el fluido

depende de su caudal, que se evalúa a partir de medidas de la resistencia eléctrica para intensidad constante o a partir de la intensidad necesaria para mantener la temperatura y resistencia constantes. Para que este tipo de medidores tengan la precisión suficiente se requiere tanto conocer bien el calor específico del fluido como poder medir las temperaturas con precisión de centésimas de grado. Por ello, en el medidor Thomas, quizá uno de los más conocidos y que funcionan con resistencia eléctrica constante, se utilizan termómetros de resistencia en forma de malla que se extienden a toda la sección transversal de las conducciones. En estos medidores, cualquier arrastre de líquido si se trata de flujo de gases, puede provocar grandes errores por su posible vaporización. En la Figura 4.3 se representa este tipo de medidores.

Los *medidores ultrasónicos*, útiles para toda clase de fluidos (Fig. 4.4), miden electrónicamente el desfase de dos haces de ultrasonidos que se hace atraviesen diagonalmente la corriente de fluido uno hacia la parte anterior y otro hacia la parte posterior de la misma. Tal medida se relaciona con el caudal.

Los *medidores magnéticos*, para líquidos conductores, consisten en un tubo no magnético por el que fluye el líquido situado en el campo de un electroimán. La corriente genera un voltaje proporcional al caudal (Fig.4.5).

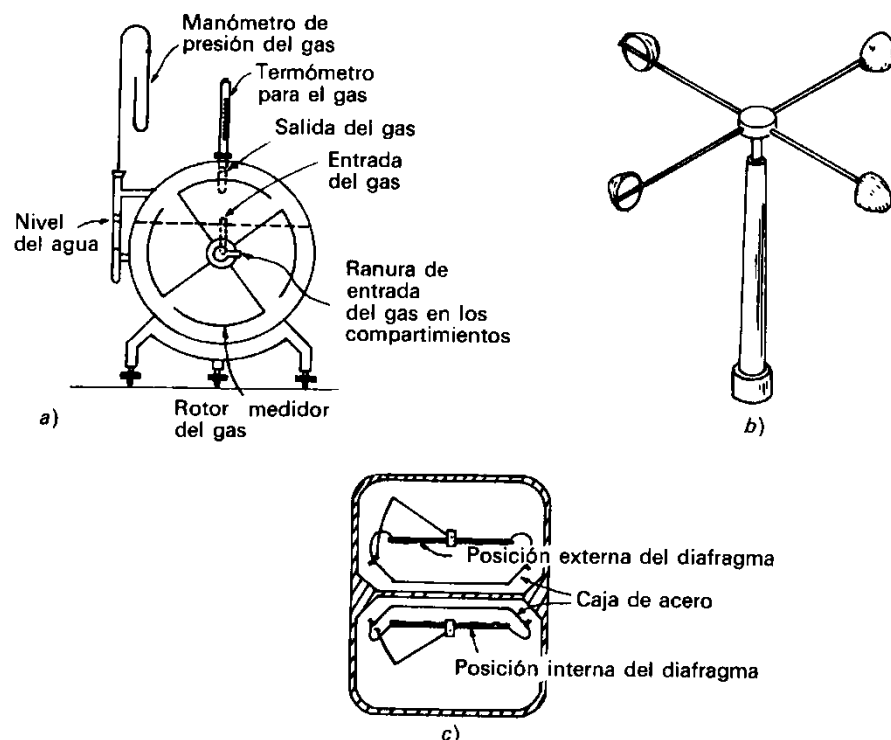


Figura 4.2. Contadores de desplazamiento: a) húmedo; b) anemómetro; c) seco de membrana.

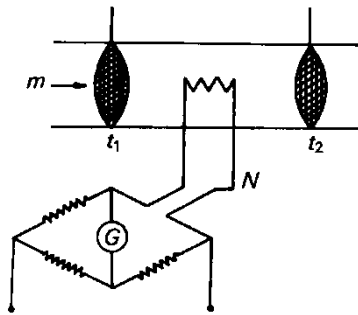


Figura 4.3. Medidor térmico

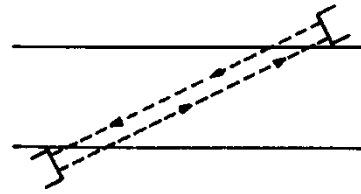


Figura 4.4. Medidor ultrasónico

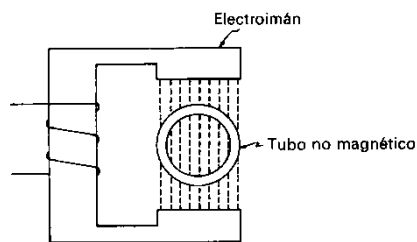


Figura 4.5. Medidor magnético.

5. BIBLIOGRAFÍA

- (1) E. Costa Novella: "Ingeniería Química", Vol 3: "Flujo de Fluidos"; Ed Alhambra Universidad, 1ª ed, 1985.
- (2) J.M. Coulson, J.F. Richardson, J.R. Backhurst, J.H. Harker. "Coulson & Richardson's Chemical Engineering", Vol I, 4ª ed., Pergamon, 1990.
- (3) R. Darby. "Chemical Engineering Fluid Mechanics", Marcel Dekker, 1996.