

AJUSTE DE LA EXPANSION EN LA CAMARA DE WILSON

Por R. RICHARD FOY.

SUMARIO.—Se estudia el principio de un regulador de aire comprimido destinado a compensar automáticamente la variación de la magnitud de la expansión de una cámara de Wilson con la temperatura. En la primera parte se deducen las ecuaciones que gobiernan el funcionamiento del regulador con la temperatura y en la segunda las que caracterizan la precisión de la regulación. En la tercera parte se aplican esas ecuaciones al funcionamiento de una cámara de Wilson. En la cuarta parte se establecen las ecuaciones teóricas aproximadas que determinan la variación del calor específico de una mezcla de diferentes vapores saturados con la temperatura y se deducen luego las que determinan la variación de la magnitud de la expansión de una cámara de Wilson con la temperatura. En la quinta parte se estudian las variaciones de la expansión cuando el calor específico cambia por variación de concentración de uno de los constituyentes de la fase gaseosa; y en la sexta parte se establece el efecto estabilizador de la tensión de la membrana de hule que produce la expansión.

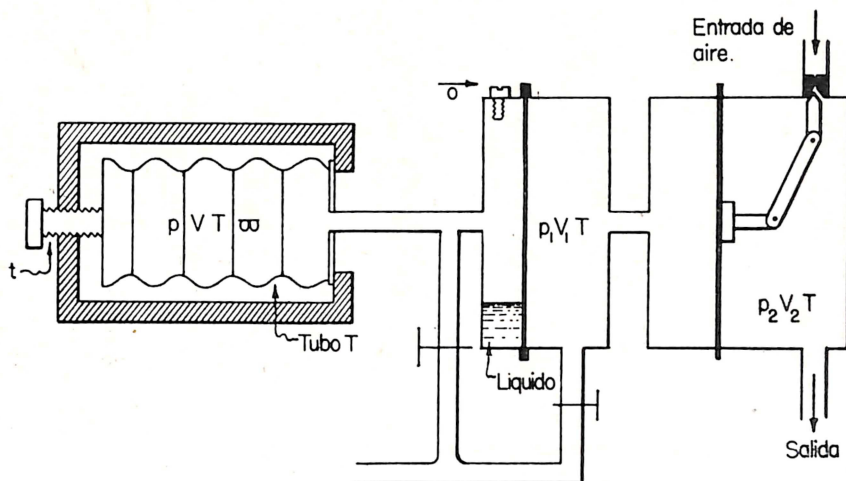
Se utiliza una cámara de Wilson de diafragma de hule accionada por aire comprimido aplicado por atrás.

La expansión se produce por relajamiento de la presión del aire comprimido, mediante una válvula magnética. En el momento de la expansión la membrana va a pegar a una placa metálica que sirve de tope en el movimiento hacia atrás; la

posición de tal placa se regula mediante un tornillo y determina el volumen máximo de la cámara en expansión. La posición delantera de la membrana se determina por el equilibrio de las presiones que obran sobre sus dos caras.

La magnitud de la expansión depende, pues, de la presión del aire comprimido introducido detrás de la membrana.

Hemos tratado de construir un regulador de aire suficientemente preciso para asegurar la constancia de la expansión y corregir en primera aproximación el efecto de temperatura sobre la magnitud de la expansión.



Esquema del regulador.

TEORÍA DEL REGULADOR

El aparato se compone de 3 cámaras; la primera está formada parcialmente por un tubo metálico compresible (T) cuyo volumen se puede variar por ajuste del tornillo (t). Se introduce en esta cámara un líquido saturado con una presión de vapor (w) por el orificio (o) y por medio de los tubos de conexión que se ven en el dibujo, aire a una presión (p).

Esta cámara está separada por una membrana elástica de una segunda cámara de volumen (V_1) en la que se introduce aire a una presión (p_1). Esta cámara está separada por otra membrana elástica de una última cámara de volumen (V_2). Esta membrana está ligada a un juego de palancas que actúan sobre una aguja (P) que

regula el orificio por el que se hace la alimentación del aire comprimido. Otro orificio en esta última cámara comunica con los aparatos que utilizan el aire regulado.

En régimen permanente, la aguja (P) se encuentra en una posición que depende solamente del gasto de los aparatos que utilizan el aire, y entonces la posición de la membrana (2) está bien determinada y queda fija durante el funcionamiento.

Vamos a calcular la variación de la presión de salida del aire cuando la temperatura cambia, utilizando el hecho de que la membrana (2) no debe moverse.

Sea T la temperatura de los aparatos y M y M_1 las masas de aire dentro de las respectivas cámaras

$$\begin{aligned} pV &= RMT \\ p_1 V_1 &= RM_1 T \\ p_1 &= p + w \end{aligned} \quad (\text{condición de equilibrio de la membrana 1})$$

para que el gasto no cambie, es necesario que cuando V varía de dV la membrana, (2) no se mueva, es decir $d(V + V_1) = 0$.

a) CALCULO DE LA VARIACION DE LA PRESION $p_2 = p_1$ CON LA TEMPERATURA

Derivamos las ecuaciones precedentes

$$\begin{aligned} \frac{dp}{p} + \frac{dV}{V} &= \frac{dT}{T} \\ \frac{dp_1}{p_1} + \frac{dV_1}{V_1} &= \frac{dT}{T} \end{aligned}$$

como $dp_1 = dp + dw$

y $dV = -dV_1$

Eliminando dp_1 , dV_1 , y dV

tenemos
$$V \frac{dp}{p} + V_1 \frac{dp_1}{p_1} = (V + V_1) \frac{dT}{T}$$

y eliminando dp e introduciendo dw

$$-\frac{dp_1}{dT} = \frac{Vp_1}{p_1(V+V_1)-wV_1} \frac{dw}{dT} + \frac{1}{T} \frac{p_1(p_1-w)}{p_1(V+V_1)-wV_1}$$

como wV_1 es pequeño frente a $p_1(V+V_1)$

$$\boxed{-\frac{dp_1}{dT} \approx \frac{p}{T} + \frac{V}{V+V_1} \frac{dw}{dT}}$$

Relación que es válida con todo rigor sólo para un gasto nulo porque para un gasto distinto de cero la relación $d(V+V_1)=0$ no es válida pues si la aguja se mueve en dx el volumen $V+V_1$ cambia conforme a Sdx esto es

$$d(V+V_1) = -Sdx$$

Vamos a buscar la ecuación que reemplaza $d(V+V_1)=0$

la presión p_2 cambia por p_2+dp_2

Sean

p_s la presión de alimentación
 p_o la presión atmosférica
 Q el gasto;

como el orificio de entrada es proporcional a x tenemos

$$p_s - p_2 = \frac{Q^2}{K^2 x^2}$$

como el gasto sigue la misma ley tenemos también $p_s - p_o = \frac{Q^2}{K'^2}$

luego:

$$p_s - p_o = Q^2 \left[\frac{1}{K^2 x^2} - \frac{1}{K'^2} \right]$$

esto es:

$$\frac{2QdQ}{Q^2} + p_s - p_o - \frac{2Q^2 dx}{K^2 x^3} = 0$$

y

$$dp_2 = \frac{2QdQ}{K'^2} = 2(p_2 - p_o) \frac{dQ}{Q}$$

eliminando $\frac{2dQ}{Q}$

$$dp_2 = \frac{2(p_s - p_2)(p_2 - p_o)}{p_s - p_o} \frac{dx}{x}$$

y

$$dp_2 = \frac{2(p_s - p_2)(p_2 - p_o)}{p_s - p_o} \frac{d(V + V_1)}{Sx} = dp_1$$

$$d(V + V_1) = dp_1 \times \frac{Sx(p_s - p_o)}{2(p_s - p_2)(p_2 - p_o)}$$

Esa es la ecuación que buscábamos. El mismo cálculo precedente, utilizando esta ecuación en vez de $d(V + V_1) = 0$ da:

$$V \frac{dp}{p} + V_1 \frac{dp_1}{p_1} + dp_1 - \frac{Sx(p_s - p_o)}{2(p_s - p_2)(p_2 - p_o)} = (V + V_1) \frac{dT}{T}$$

Esto es:

$$\frac{dp_1}{dT} \cdot \left[1 - \frac{p}{(V + V_1)} \times \frac{Sx(p_s - p_o)}{2(p_s - p_2)(p_2 - p_o)} \right] = \frac{p}{T} + \frac{V}{V + V_1} \frac{dw}{T}$$

Para que la regulación sea eficaz se necesita que a un Δp_s corresponda un Δp_2 mucho más pequeño. O sea que

$$\frac{p}{V + V_1} \times \frac{Sx}{(p_s - p_2)} \quad \text{sea muy pequeño.}$$

Luego la fórmula primaria que se obtuvo es mejor que el aparato más perfecto.

b) CALCULO DE LA VARIACION DE p_1 EN FUNCION DEL VOLUMEN V

Tenemos

$$dp = -p \frac{dV}{V} = dp_1 = -p_1 \frac{dV_1}{V_1}$$

Si la membrana 2 no se mueve, es decir si el gasto queda aproximadamente el mismo

Así
$$dV = \frac{p_1}{p} \frac{V}{V_1} dV_1$$

$$dV = \left[1 + \frac{w}{p} \right] \frac{V}{V_1} dV_1$$

como $dV = -sdl - dV_1$ (relación geométrica)

donde s = superficie del tubo T

dl = variación de su longitud.

Entonces

$$dV_1 \cdot \left[1 + \frac{V}{V_1} \left[1 + \frac{w}{p} \right] \right] = -sdl$$

$$dp_1 = \frac{p_1 sdl}{V + V_1 + V \frac{w}{p}}$$

$$\frac{dp_1}{p_1} \# \frac{sdl}{V_1} \frac{V_1}{V + V_1}$$

la precisión del regulador está caracterizada por

$$\frac{dp_1}{dl} = \frac{p_1 s}{V_1} \times \frac{V_1}{V + V_1}$$

Si este número está bastante grande la regulación puede ser muy precisa.

c) APLICACION A LA REGULACION DE UNA CAMARA DE WILSON

Sea (U) el volumen de la cámara comprimida, (ϵ) la magnitud de la expansión tal que $U(1+\epsilon)$ sea el volumen de la cámara expandida.

Cuando la temperatura, varía la presión total (p_2) del interior de la cámara en posición comprimida, varía en dp_2 que es igual a la variación de presión del aire comprimido que alimenta la cámara por atrás.

Como $p_2 = P + \pi$
 donde P presión del gas
 y π presión del vapor

$$dP + d\pi = dp_2$$

$$\frac{dP}{P} + \frac{dU}{U} = \frac{dT}{T}$$

$$\frac{dp_2 - d\pi}{P} + \frac{dU}{U} = \frac{dT}{T}$$

y como

$$\frac{dU}{U} = -\frac{d\epsilon}{1+\epsilon}$$

esto es

$$-\frac{d\epsilon}{1+\epsilon} = \frac{dT}{T} - \frac{dp_2 - d\pi}{P}$$

pero como

$$dp_2 = dp_1 = \left[p \frac{dT}{T} + \frac{V}{V+V_1} dw \right]$$

luego

$$\frac{d\epsilon}{1+\epsilon} = \frac{dT}{T} \left[1 - \frac{p}{P} \right] + \frac{d\pi}{P} - \frac{V}{P(V+V_1)} dw$$

pero $p = P - w + \pi$

$$\frac{1}{dT} \frac{d\epsilon}{1+\epsilon} = \frac{1}{P} \left[\frac{\pi-w}{T} + \frac{d}{dT} \left[\pi - \frac{V}{V+V_1} w \right] \right]$$

Prácticamente

$$\frac{d\epsilon}{dT} \approx - \frac{1}{P} \frac{d}{dT} \left[\pi - \frac{V}{V+V_1} w \right]$$

porque $\frac{\pi-w}{T}$ es, en las condiciones normales de uso de una cámara de Wilson

mucho más pequeño que $\frac{dw}{dT}$

Se ve que escogiendo convenientemente w y la relación $V/V+V_1$ se puede obtener un valor de $\frac{d\epsilon}{dT}$ dado a priori y por consecuencia compensar en primer término el efecto de temperatura sobre la magnitud de la expansión.

Como en la práctica $\frac{d\epsilon}{dT} > 0$ se necesita que

$$w - \frac{V}{V+V_1} > \pi$$

Así para $P = 760 \text{ mm.}$ y $T = 20^\circ + 273^\circ$ la mezcla empleada en una cámara

de Wilson es tal que $\left[\frac{d\pi}{dT} \right]_{20^\circ} = 2,5 \text{ mm. Hg/grado.}$

Si $\frac{V}{V+V_1} = 1/2$ y $\frac{dw}{dT} = 2.10^{-3}$

Se necesita que

$$2.10^{-3} = \left[\frac{dw}{dT} \cdot \frac{1}{2} - 2,5 \right] \cdot \frac{1}{760}$$

$$1,52 + 2,5 = \frac{1}{2} \frac{dw}{dT}$$

$$\frac{dw}{dT} = 8 \text{ mm/grado a } 20^{\circ}$$

La acetona se acerca a este valor.

Prácticamente se obtendría el valor deseado de $\frac{d\varepsilon}{dT}$ haciendo variar $\frac{V}{V+V_1}$

inyectando en una de las cámaras un líquido poco volátil que disminuyera según el caso el volumen V_1 o V .

d) CALCULO TEORICO DE LA VARIACION DE LA EXPANSION EN FUNCION DE LA TEMPERATURA

Utilizando la notación de N. N. Das Gupta y S. K. Ghosh. (Rev. Mod. Ph. 18-2, p. 228) calcularemos primero cómo varía la relación de los calores específicos por efectos de la temperatura en una mezcla de gas y vapores saturados al variar las tensiones de vapores con la temperatura.

A) Cálculo de $d\gamma/dT$

Sea γ la relación de C_p/C_v en la mezcla

γ_g „ „ „ „ en el gas

γ_v „ „ „ „ en el vapor.

π „ presión total.

P_g „ presión del gas

w_i „ presión parcial de un vapor.

El índice i se aplica a cada uno de los vapores existentes en la cámara.

Tenemos

$$\pi = P_v + \sum_i w_i \quad (1)$$

$$\frac{1}{\gamma-1} = \frac{1}{\gamma_v-1} \frac{P_v}{\pi} + \sum_i \frac{1}{\gamma_i-1} \frac{w_i}{\pi} \quad (2)$$

$$\frac{1}{\gamma-1} - \frac{1}{\gamma_v-1} = \sum_i \frac{w_i}{\pi} \left[\frac{1}{\gamma_i-1} - \frac{1}{\gamma_v-1} \right]$$

Derivamos en T

$$-\frac{d\gamma}{dT} \frac{1}{(\gamma-1)^2} = \sum_i \left[\frac{1}{\gamma_i-1} - \frac{1}{\gamma_v-1} \right] \left[\frac{dw_i}{dT} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{w_i}{\pi^2} \frac{d\pi}{dT} \right]$$

porque las diferentes γ_i y γ_v no dependen de la temperatura.

Calculemos $\frac{d\pi}{dT}$

$$d\pi = dP_v + \sum_i dw_i$$

$$P_v U = RT \quad \text{y} \quad \frac{dP_v}{P_v} + \frac{dU}{U} = \frac{dT}{T}$$

U = volumen de la cámara comprimida.

$$\frac{dP_v}{P_v} = \frac{dT}{T} + \frac{d\varepsilon}{1+\varepsilon}$$

$$\frac{d\pi}{dT} = \frac{P_v}{T} + \frac{P_v}{1+\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} + \sum_i \frac{dw_i}{dT}$$

Introduciendo ésta en la expresión de $-\frac{d\gamma}{dT}$ obtendremos una nueva expresión

que contiene los $\frac{dw_i}{dT}$

Como sabemos que $\frac{dw_i}{dT} \cdot \frac{1}{w_i} = \frac{A_i}{T^2}$

(ley de tensión de vapores)

esto es $\frac{dw_i}{dT} = \frac{A_i w_i}{T^2}$ luego

$$\begin{aligned} \frac{1}{(\gamma-1)^2} \frac{d\gamma}{dT} = & \left[\frac{1}{\gamma-1} - \frac{1}{\gamma_0-1} \right] \left[\frac{P_g}{T\pi} + \frac{P_g}{\pi} \frac{1}{1+\epsilon} \frac{d\epsilon}{dT} + \right. \\ & \left. + \sum_i \frac{A_i w_i}{T^2 \pi} \right] - \sum_i \left[\frac{1}{\gamma_i-1} - \frac{1}{\gamma_0-1} \right] \frac{w_i}{\pi} \frac{A_i}{T^2} \end{aligned}$$

Suponiendo que A_i depende poco del índice i lo que prácticamente se realiza tenemos entonces

$$\begin{aligned} \frac{1}{(\gamma-1)^2} \frac{d\gamma}{dT} = & \left[\frac{1}{\gamma-1} - \frac{1}{\gamma_0-1} \right] \left[\frac{P_g}{T\pi} + \frac{P_g}{\pi} \frac{1}{1+\epsilon} \frac{d\epsilon}{dT} - \right. \\ & \left. - \frac{\overline{A_i}}{T^2} + \sum \frac{A_i w_i}{\pi T^2} \right] \end{aligned}$$

como prácticamente $\sum_i \frac{w_i}{\pi} \cdot \frac{A_i}{T^2} \ll \frac{\overline{A_i}}{T^2}$

despreciamos este último término

como $\overline{A_i} \sim 5.000$ entonces $\overline{A_i}/T \sim 16$ y el paréntesis es de la forma:

$$\frac{1}{T} \left[1 + \frac{d\epsilon}{dT} - 15 \right]$$

y como sabemos por experiencia que $\frac{d\varepsilon}{dT} \ll 10^{-1}$

resulta que

$$\frac{d\gamma}{dT} \# - \left[\frac{1}{\gamma-1} - \frac{1}{\gamma_0-1} \right] (\gamma-1)^2 \frac{\bar{A}_i}{T^2}$$

$$\frac{d\gamma}{dT} \# - \sum_i \frac{w_i}{\pi} \left[\frac{1}{\gamma_i-1} - \frac{1}{\gamma_0-1} \right] \frac{A_i(\gamma-1)^2}{T^2}$$

$$\left[\frac{d\gamma}{dT} \# (\gamma-1)^2 \sum_i \frac{1}{\pi} \frac{dw_i}{dT} \left[\frac{1}{\gamma_i-1} - \frac{1}{\gamma_0-1} \right] \right]$$

De aquí podemos decir que la variación de la presión total influye poco sobre γ . Eso es una necesidad física porque el coeficiente γ que utilizamos sirve en todo el curso de una expansión durante la cual la presión total varía de π en $\pi/(1+\varepsilon)$. Entonces para que el cálculo sea significativo es necesario que γ no dependa de π en primera aproximación.

Aplicación práctica

Sea una mezcla 50% H^2O y 50% C^2H^5OH

$$\pi = 760 \quad \text{y} \quad T = 20^\circ + 273^\circ$$

$$w_1 = 15,5 \quad w_1' = 0,85 \quad \gamma_1 = 1,30$$

$$w_2 = 23,5 \quad w_2 = 1,37 \quad \gamma_2 = 1,13$$

$$\frac{1}{\gamma-1} = 2,681 \quad \gamma = 1,373$$

$$\text{y } \boxed{\frac{d\gamma}{dT} = -1,47 \cdot 10^{-3}}$$

$$\text{B) CALCULO DE } \frac{d\varepsilon}{dT}$$

Para obtener un buen ajuste debemos tener $T_2 \log S = Cte$ donde S es la supersaturación dada por $S = \frac{w_1}{w_2} (1+\varepsilon)^\gamma$ donde los índices 1 y 2 se aplican

respectivamente a los valores de las variables antes y después de la expansión y w es la *presión total del vapor saturado*.

Tendremos ahora K siendo una constante

$$\frac{K}{T_2} = \log w_1 - \log w_2 - \gamma \log (1+\varepsilon)$$

$$-K \frac{dT_2}{T_2^2} = \frac{w_1}{w_1} dT_1 - \frac{w_2}{w_2} dT_2 - d\gamma \log (1+\varepsilon) - \gamma \frac{d\varepsilon}{1+\varepsilon}$$

donde

$$\frac{w'_1}{w_1} = \frac{A}{T_1^2} \quad \text{y} \quad \frac{w'_2}{w_2} = \frac{A}{T_2^2}$$

$$-K \frac{dT_2}{T_2^2} = A \left[\frac{dT_1}{T_1^2} - \frac{dT_2}{T_2^2} \right] - \log (1+\varepsilon) d\gamma \cdot \frac{dT}{dT} -$$

$$- \frac{\gamma}{1+\varepsilon} \left\{ \frac{d\varepsilon}{dT} \right\} dT$$

Pero $T_1 = T_2(1+\varepsilon)^{\gamma-1}$

luego

$$dT_1 = (1+\varepsilon)^{\gamma-1} dT_2 + T_2(1+\varepsilon)^{\gamma-1} d\gamma \cdot \log(1+\varepsilon) + \\ + \frac{T_2(\gamma-1)(1+\varepsilon)^{\gamma-1}}{1+\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT}$$

Reemplazando dT_2 por su valor da

$$(A-K) \frac{dT_2}{T_2^2} = \frac{A-K}{T_2^2} \left\{ \frac{1}{T_1} - \log(1+\varepsilon) \frac{d\gamma}{dT} - \frac{\gamma-1}{1+\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} \right\} dT_1$$

Así pues:

$$\frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{(A/T_1^2)[(1+\varepsilon)^{\gamma-1}-1] - K(1+\varepsilon)^{\gamma-1}/T_1^2 - (d\gamma/dT)[\log(1+\varepsilon)][(A-K/T_2)-1]}{(\gamma-1)(A-K)/T_2(1+\varepsilon) - \gamma/1+\varepsilon}$$

Aplicación

$$A \sim 5.000$$

$$K = \log S \sim 1.500$$

$$\gamma = 1,373 \quad T_1 = 313^\circ$$

$$\varepsilon = 0,12 \quad T_2 = 299^\circ$$

$$d\gamma$$

$$dT$$

$$(A/T_1)[(1+\varepsilon)^{\gamma-1}-1] = 2,28 \cdot 10^{-3}$$

$$-\frac{K}{T_1^2} (1+\varepsilon)^{\gamma-1} = 1,54 \cdot 10^{-5} \quad \text{despreciable}$$

$$-(d_{\gamma/dT})(AT_2-1)\varepsilon = 2,76 \cdot 10^{-3}$$

$$[(A \cdot K)/T_2][\gamma-1/(1+\varepsilon)] = 5,52$$

$$\frac{\gamma}{1+\varepsilon} = 1,225$$

$$\text{Luego} \quad \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{5}{4,3} \cdot 10^{-3} = 1,16 \cdot 10^{-3}$$

La expansión óptima para una cámara de aire y una mezcla saturada de agua y una mezcla saturada de agua y alcohol etílico en iguales proporciones varía en un milésimo por grado.

La experiencia demuestra que variaciones de $\pm 3^\circ$ permiten conservar un buen ajuste, la expansión debe estar entonces regulada a 3.5×10^{-3} pres.

Lo que indica que para una cámara ajustada por variaciones de presión y trabajando a 760 mm. se necesita una precisión en el ajuste de $3.5 \times 760 \times 10^{-3} = 2.5$ mm.

Es por lo tanto inútil construir un regulador donde la precisión sea mayor de 0.5 mm. de Hgs.

e) VARIACION DE LA EXPANSION CUANDO EL VALOR ESPECIFICO VARIA A TEMPERATURA CONSTANTE

Un cálculo análogo al anterior demuestra que:

$$\left[\frac{d\varepsilon}{d\gamma} \right]_T = \frac{(A/T_2 - 1) \varepsilon (1 + \varepsilon)}{A(\gamma - 1)/T_2 - \gamma}$$

Los valores numéricos precedentes dan

$$\left[\frac{d\varepsilon}{d\gamma} \right]_T = 0,434$$

Es interesante el efecto de la evaporación de uno de los componentes agua o alcohol sobre la expansión.

En una mezcla de 50% en peso $dw_{H_2O} = 0,3 \text{ mm Hg}$

para una variación de 10%

y $dw_{\text{alcohol}} = -2.5 \text{ mm.} - (\text{evaporación del alcohol})$

luego $d\gamma = -2,33 \times 10^{-3}$

y $d\varepsilon \sim 10^{-3}$

El efecto es el mismo que el producido por un aumento de temperatura de 1°

Esto indica que cuando la mitad de alcohol introducida se ha difundido a través de la membrana o ha sido absorbido por las paredes, el ajuste no puede mantenerse. *Esta condición impone un límite, en el tiempo en el cual una cámara puede quedar ajustada sin intervención exterior.*

f) EFECTO REGULAR DE TENSION DE LA MEMBRANA DE HULE.

Hemos despreciado dentro de todo lo anterior la fuerza del hule, se puede demostrar que el efecto es favorable suponiendo que en la posición delantera la membrana está fuertemente restirada. El equilibrio de la membrana exige que la presión del aire comprimido p_2 introducido por atrás sea superior a la presión interior de la cámara sucede que

$$p_2 = K\gamma + \pi$$

γ = elongación media de la membrana desde su posición mediana de equilibrio.

como $\pi = \frac{K'}{L-\gamma} \# K'(L+\gamma)$ L siendo la longitud total de la cámara

luego $p_2 = \gamma(K+K') + K'L$

una variación de dp_2 dará entonces, una variación $dy = \frac{dp_2}{K+K'}$

en vez de $dy_0 = \frac{dp_2}{K'}$ si el hule no ejerciere fuerza.

$$\text{y } \frac{dy}{dy_0} = \frac{K'}{K+K'} = \frac{d\varepsilon}{d\varepsilon_0}$$

la expansión es luego menos afectada por una variación de dp_2 es decir por una variación de temperatura o de concentración que K es muy grande, esto es el hule muy resistente.

Por otra parte, en cierto modo la fuerza del hule se suma a la del gas en el momento de la expansión y contribuye a acelerar la expansión al principio pero después disminuye al final de la expansión lo que la frena y estabiliza la niebla.